Flugzeitmessungen am Kaonenspektrometer

Diplomarbeit von
Andreas Wagner

am Institut für Kernphysik
der Technischen Hochschule Darmstadt

März 1992

Zusammenfassung

Für den Einsatz am Kaonenspektrometer wurde ein Startdetektor zur Flugzeitmessung mit einer Zeitauflösung im Sub-Nanosekundenbereich aufgebaut. Der Detektor wurde gegen die Streufelder der Spektrometermagneten ausreichend abgeschirmt.
Die zur Unterdrückung des Untergrundes irrelevanter Ereignisse verwendeten Trigger werden vorgestellt, sowie Möglichkeiten zur Erhöhung der Selektivität auf Kaonen aufgezeigt. Mit Hilfe experimenteller Größen wird ein Vergleich zwischen dem Experiment und den für das Spektrometer durchgeführten Simulationsrechnungen gezogen.
Im Verlauf dieser Arbeit wird gezeigt, daß das bisher zur Bestimmung des Teilchenimpulses am Kaonenspektrometer verwendete Verfahren nicht ausreichend genau ist, sobald eine Impulsauflösung von besser als 8 % gefordert ist. Zur Verbesserung der Auflösung wurde ein Verfahren entwickelt, das durch die Berücksichtigung des Targetemissionswinkels eine verbesserte Bestimmung des Teilchenimpulses ermöglicht.
Dieses Verfahren wird insbesondere für die geplanten Zweiteilchenkorrelationsexperimente und Clusterproduktionsexperimente wichtig sein.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

1.1 Die physikalische Fragestellung

Zum Studium der Eigenschaften von Kernmaterie unter extremen Bedingungen dienen im Labor Stöße relativistischer schwerer Ionen, die zur Kompression und Anregung nuklearer Materie führen.
Zur Erforschung der Charakteristika dieser Materie bieten sich unter anderem die bei solchen Reaktionen gebildeten Mesonen an, wobei aus deren absoluten Produktionswirkungsquerschnitten und spektralen Verteilungen auf das Verhalten der verdichteten Materie geschlossen werden kann.
Als empfindliche Probe auf die Eigenschaften der komprimierten Zone erweisen sich bei Strahlenergien von weniger als 1.6 GeV/Nukleon positiv geladene Kaonen, die dann bei Energien unterhalb der freien Produktionsschwelle in NN-Stößen (NN $\rightarrow$ $\mathrm{K}^+\Lambda\mathrm{N}$) gebildet werden.
Durch den Fermiimpuls der Nukleonen in Target- und Projektilkern einerseits und die im Reaktionsvolumen deponierte Energie andererseits kann direkt oder über Sekundärprozesse (z.B.: NN $\rightarrow$ $\mathrm{N}\Delta$ und $\Delta\mathrm{N} \rightarrow \mathrm{K}^+\Lambda\mathrm{N}$) eine Erzeugung von Kaonen stattfinden.
Durch den geringen Absorptionswirkungsquerschnitt in Kernmaterie verläßt ein Teil der Kaonen ohne Streuung oder Absorption in der umgebenden Kernmaterie das Reaktionsvolumen, weshalb diese Kaonen Informationen aus der heißen und dichten Phase tragen.
Bedingt durch die temperatur- und dichteabhängige Produktion steht die Produktion von Kaonen letztlich in Zusammenhang mit der nuklearen Zustandsgleichung (EoS) im Bereich von 2- bis 4-fach verdichteter Kernmaterie [Ru91].
Das Studium der bei diesen Reaktionen emittierten Pionen erlaubt es, zusätzlich Rückschlüsse auf die Dynamik der Reaktion zu ziehen [Ba91]. Hierbei ist die eng mit Pionen verknüpfte Produktion, Propagation und Absorption von Resonanzen in nuklearer Materie von besonderem Interesse, da diese in den oben erwähnten Zwei-Stufen-Prozessen zur Kaonenproduktion beitragen können [Ch90],[Ha87].
In diesem Bild zeigt der hochenergetische Anteil des Pionenenergiespektrums einen bisher unverstandenen erhöhten Anteil [Mü92].
Die experimentelle Schwierigkeit besteht in der eindeutigen Identifikation der Teilchen, die bei der Reaktion emittiert werden und der Unterscheidung der Reaktionsklassen nach der Zentralität des Stoßes und der Reaktionsebene. Die über eine Bestimmung der Flugzeit bei bekanntem Teilchenimpuls mögliche Identifikation wird im Falle von Pionen und Kaonen durch deren endliche Lebensdauer zusätzlich erschwert. Hierbei führen Zerfälle auf der zur Flugzeitmessung benutzten Strecke mitunter zu einer fehlerhaften Identifikation. Aus diesem Grund muß die Flugzeitmessung auf einer möglichst kurzen Wegstrecke erfolgen, das Spektrometer also möglichst kompakt konstruiert sein.

1.2 Das Kaonenspektrometer

Die Abbildung 1 zeigt den Aufbau des Kaonenspektrometers, das von der KaoS-Kollaboration[1] am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt errichtet wurde (nach [Sa91]). Das Spektrometer ist als ein **Q**uadrupol/**D**ipol-

Abbildung 1: Das Kaonenspektrometers am SIS.

Magnetspektrometer mit doppelt fokussierender Wirkung auf geladene Teilchen ausgeführt. Es ist zur Vermeidung von Verlusten durch den Zerfall der Teilchen im Flug ($c\tau_{K^+} = 370$ cm) kompakt mit einem effektiven Raumwinkel zwischen 20 und 35 msr (je nach Impuls der Teilchen) konstruiert.

[1]Die KaoS Kollaboration: W. Ahner[1], P. Baltes[2], Ch. Bormann[3], D. Brill[3], R. Brockmann[1], M. Cieślak[5], E. Grosse[1], W. Henning[1], P. Koczoń[1],B. Kohlmeyer[4], W. Konrad[4], D. Miškowiec[1,5], Ch. Müntz[2], H. Oeschler[2], H. Pöppl[4], W. Prokopowicz[5], F. Pühlhofer[4], R. Renfordt[3], A. Sandoval[1], A. Sartorius[2], R. Schicker[1], E. Schwab[1], P. Senger[1], Y. Shin[3], J. Stein[3], K. Stiebing[3], R. Stock[3], H. Ströbele[3], K. Völkel[4], A. Wagner[2], W. Waluš[5]
[1]GSI Darmstadt, [2]TH Darmstadt, [3]Universität Frankfurt/Main,
[4]Universität Marburg, [5]Universität Kraków

Die Detektoranordnung erlaubt die Bestimmung der Reaktionsebene und des Stoßparameters mit Hilfe zweier Hodoskope.

Das Targethodoskop zur Bestimmung des Stoßparameters aus der Multiplizität geladener Teilchen und des Reaktionszeitpunktes, bestehend aus 96 Plastikszintillatoren in 3 konzentrischen Ringen unterschiedlichen Durchmessers für Targetemissionswinkel zwischen 12^o und 48^o.

Das Kleinwinkelhodoskop zur Bestimmung der Reaktionsebene, bestehend aus 380 Plastikszintillatoren unterschiedlicher Größe für Targetemissionswinkel zwischen 0.5^o und 10^o.

Die um den Targetpunkt drehbare Lafette trägt das QD-Magnetsystem, die Ausleseelektronik sowie die folgenden Detektoren:

Den Startdetektor der Flugzeitmessung zur Bestimmung der Flugzeit und des horizontalen Emissionswinkels, bestehend aus 16 Plastikszintillationsstreifen einer Größe von je $22 \times 3 \times 0.4$ cm^3 (auch D-Detektor genannt).

Die Vieldrahtproportionalkammern zur Trajektorienrekonstruktion mit jeweils einer aktiven Fläche von 35×120 cm^2.

Den Stoppdetektor der Flugzeitmessung zur Bestimmung der Flugzeit und des Teilchenimpulses in der Fokalebene des Spektrometers, bestehend aus 2×25 Plastikszintillationsstreifen einer Größe von je $38 \times 3.7 \times 2$ cm^3
(auch als F-Detektor bezeichnet).

Den Cherenkovdetektor als Geschwindigkeitsschwellendetektor zur Teilchenidentifikation, bestehend aus $10 + 16 + 16$ Detektoren mit den Radiatormaterialien Plexiglas, Wasser und Aerogel.

Durch die Abbildungseigenschaften des Magnetsystems werden Teilchen gleichen Impulses, die unter unterschiedlichen Emissionswinkeln das Target verlassen haben, auf einen Ort in der Fokalebene des Dipolmagneten abgebildet. Die Bestimmung der Trajektorie in der Fokalebene erlaubt es, das Verhältnis zwischen Impuls und Ladung der Teilchen zu ermitteln. Zusammen mit der Messung der Flugzeit zwischen den beiden Flugzeitdetektoren und dem Energieverlust wird damit die Identifikation der Teilchen ermöglicht.

1.3 Die Motivation der Arbeit

Die Ziele dieser Arbeit waren der Aufbau eines Szintillationsdetektors zur Flugzeitmessung am Kaonenspektrometer und das Studium der Eigenschaften des Detektors. Die Flugzeitmessung dient in Verbindung mit der Bestimmung des Teilchenimpulses zur Teilchenidentifikation, wobei bei hohen Teilchenimpulsen aufgrund geringer Flugzeitunterschiede eine gute Flugzeitauflösung entscheidend ist.
Die bei der Datenaufnahme Anwendung findenden Trigger sollten vorgestellt und Möglichkeiten zur Erhöhung der Selektivität auf physikalisch relevante Ereignisse diskutiert werden. Zusätzlich sollte ein Vergleich zwischen den für das Spektrometer durchgeführten Simulationsrechnungen und dem Experiment gezogen werden. Die hierbei aufgetretenen Diskrepanzen führten zu der Entwicklung eines verbesserten Verfahrens zur Bestimmung des Teilchenimpulses und damit einer verbesserten Teilchenidentifikation am Kaonenspektrometer.

2 Der Start-Detektor der Flugzeitmessung

2.1 Die Anforderungen an den Detektor

Die Kompaktheit des Kaonenspektrometers bedingt den Einsatz eines Startdetektors der Flugzeitmessung (im folgenden als Time-of-Flight Messung bezeichnet) in Targetnähe zur Gewährleistung einer möglichst großen Entfernung zum Stoppdetektor. Hierfür kommen verschiedene Realisationsmöglichkeiten in Frage:

- Ein segmentierter Szintillationsdetektor zwischen dem Target und dem Quadrupolmagneten. Diese Alternative bietet die Vorteile einer großen Trajektorienlänge bei der Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit und eines geringen Einflusses durch Kleinwinkelstreuung. Die Nachteile ergeben sich durch die kleinen Abmessungen (z. B.: eine komplizierte Form der Lichtleiter) und der Empfindlichkeit des Detektors gegenüber *Knock-On* Elektronen.

- Ein segmentierter Szintillationsdetektor zwischen dem Quadrupol- und dem Dipolmagneten. Hierbei sind die Nachteile und die Vorteile gegenüber der ersten Alternative gerade vertauscht.

- Die Nutzung des Targethodoskops als Startdetektor. Diese Version bietet die Nachteile, daß zum einen die zu detektierenden Teilchen selbst nicht den Start der Flugzeitmessung bestimmen und zum anderen eine hohe Anzahl von zufälligen Ereignissen auftritt, die nicht zu einem Teilchennachweis im Spektrometer führen. Da dieser Detektor nicht im Strahlengang des Spektrometers steht, hat er keine Auswirkung auf den Teilchennachweis durch Streuung oder Energieverlust.

Nach Abwägung dieser Alternativen wurde ein segmentierter Szintillationsdetektor vor dem dispersiven Volumen des Dipolmagneten entwickelt, der ebenfalls zur Bestimmung des horizontalen Targetemissionswinkels dient (siehe [GSI90, S.319]).

Der Detektor sollte zur Vermeidung von Kleinwinkelstreuung eine möglichst geringe Massenbelegung aufweisen, dennoch aber minimal ionisierende Teilchen mit einer Zeitauflösung von besser als 350 ps(FWHM) nachweisen können. Zusammen mit der Bestimmung des Impulses in der Fokalebene dient die Messung der Flugzeit der Identifikation der Teilchen. Der Detektor deckt im Bereich zwischen Quadrupol- und Dipolmagneten mit einer aktiven Höhe von 22 cm und einer Breite von 48 cm den Raumwinkel des Spektrometers ab. Er

Abbildung 2: Der Startdetektor der Flugzeitmessung.

besteht aus sechzehn, beidseitig durch Sekundärelektronenvervielfacherröhren (Photomultiplier) ausgelesenen, Szintillationsstreifen, die eine Bestimmung des horizontalen Targetemissionswinkels zwischen -4.4^o und $+5.2^o$ um die Achse des Spektrometers gestatten (siehe Abbildung 2). Mit Hilfe dieser Winkelbestimmung kann eine grobe Rekonstruktion der Trajektorien durch das Spektrometer erfolgen.

2.2 Der Aufbau des Detektors

2.2.1 Das Szintillationsmaterial

Der Detektor besteht aus sechzehn parallel angebrachten und vertikal ausgerichteten Streifen des Plastik-Szintillationsmaterials NE104 der Firma Nuclear Enterprises, die beidseitig von Photomultipliern ausgelesen werden. Die charakteristischen Daten des Materials sind in Tabelle 1 aufgeführt [NE]. Dieses Szintillationsmaterial eignet sich aufgrund der geringen Signalanstiegszeit von 600 ps besonders für Anwendungen mit der Anforderung an eine Zeitauflösung im Sub-Nanosekundenbereich. Das vergleichbare Szintillationsmaterial PILOT-U, das ebenfalls am Kaonenspektrometer eingesetzt wird, besitzt mit 500 ps eine geringere Signalanstiegszeit und mit 100 cm (gegenüber 120 cm von NE104) eine ähnliche Absorptionslänge. Auf die Funktionsweise eines Plastikszintillators soll hier nicht eingegangen werden (eine ausführliche Beschreibung findet sich beispielsweise in [Leo87, S.149ff]). Das Emissionsspektrum von NE104 (siehe Abbildung 3) besitzt ein Maximum bei 406 nm im violetten Spektralbereich.

Abbildung 3: Das Emissionsspektrum von NE104.

Die im folgenden „Paddles“ genannten Szintillationsstreifen haben ein Volumen von

$$220 \quad mm \qquad \times \qquad 30 \quad mm \qquad \times \qquad 4 \quad mm.$$

Sie bedecken also eine Fläche von jeweils

$$220 \quad mm \qquad \times \quad 30 \quad mm = 6600 \quad mm^2.$$

Bei einer Dichte von 1.032 g/cm^3 stellt das Szintillationsmaterial eine Massenbelegung von 413 mg/cm^2 dar.

Szintillator NE104	
Material	Polyvinyltoluen
Dichte	1.032 $\frac{g}{cm^3}$
Brechungsindex	1.58
Strahlungslänge	43 cm
Lichtausbeute (% Anthrazen)	68
Pulsbreite (FWHM)	2.2 ns
Lebensdauer des Szintillationsniveaus	1.8 ns
Signalanstiegszeit	0.6 ns
Absorptionslänge	120 cm
Wellenlänge des Emissions-maximums	406 nm

Tabelle 1: Das Szintillationsmaterial NE104.

Die insgesamt aus 16 Paddles bestehende Anordnung bildet eine aktive Fläche von 1056 cm^2. Dieses entspricht bei einer Entfernung des Detektors vom Target von 169 cm für jeden Streifen einem Winkelbereich von 10 mrad. Alle Szintillationsstreifen sind zur Vermeidung von optischem Übersprechen mit einer 10 μm starken Aluminiumfolie umwickelt. Diese Schicht entspricht einer Massenbelegung von 55 $\mu g/cm^2$.

2.2.2 Die Lichtleiter

Jeder der beschriebenen Szintillationsstreifen ist an der oberen und unteren Seite durch einen Lichtleiter mit einem Photomultiplier verbunden. Die in Form eines Fischschwanzes ausgebildeten Lichtleiter verbinden den rechteckigen Querschnitt des Szintillators mit dem runden Querschnitt des Photomultipliers. Die Länge der Lichtleiter beträgt 50 mm mit einer rechteckigen Eintrittsfläche von 30 mm $\times$ 4 mm und einer kreisförmigen, größeren Austrittsfläche eines Durchmessers von 15 mm.
Die 32 Lichtleiter bestehen aus Plexiglas der Firma O.Röhm, Darmstadt. Die gewählte Sorte *Farblos GS 218* zeichnet sich durch hohe Transparenz im ultravioletten und violetten Spektralbereich aus, was für den Einsatz mit NE104 als Szintillationsmaterial notwendig ist. Röhm gibt den Transmissionsgrad einer Probe von 5 cm Dicke für eine Wellenlänge von 406 nm zu 86 % an [Röhm] . Dieser Transmissionsgrad wurde aus einer Extrapolation von Messungen dünnerer Proben gewonnen und entspricht einer Absorptionslänge von 33 cm. Messungen an Lichtleitern für die am Kaonenspektrometer eingesetzten Cherenkov Detektoren [Mi90] haben jedoch ergeben, daß der Transmissionsgrad des Materials bei Lichtleiterlängen im Zentimeterbereich höher ist als der durch Extrapolation bestimmte Wert in [Röhm]. Hiernach kann der Transmissionsgrad bei der vorliegenden Geometrie 90 % überschreiten.

Die Lichtleiter sind durch den Klebstoff *Bicron 0220* mit den Szintillatoren verbunden. Die Ankopplung der Lichtleiter an die Photomultiplier erfolgt durch Silikonscheiben einer Stärke von ca. 2 mm, was den Vorteil einer leicht zu lösenden Verbindung bietet. Zur Abschätzung des Einflusses der Totalreflexion der Signale im Lichtleiter bestimmt sich der Totalreflexionswinkel des Materials aus dem Brechungsindex n = 1.419 zu $\alpha_{crit} = 44.8^o$.
Alle unter einem kleineren Winkel als 52.2^o zur Grenzfläche auftreffenden Strahlen werden somit totalreflektiert. Die sich in Richtung der Photomultiplier verjüngende Form der Lichtleiter weist gegenüber den Seiten der Paddles einen Winkel von $\beta = 10.6^o$ auf (siehe Abbildung 4), woraus sich der maximale Abstand y_{max} einer durch den Detektor führenden Trajektorie, deren Signalamplitude noch nicht von den Lichtleitern eingeschränkt wird, zur Mitte des Detektors zu

$$y_{max} = \frac{L}{2} - b \cdot \arctan(\alpha_{crit} + \beta) = 66.5mm$$

ergibt. Hierbei ist L=220 mm die Länge und b=30 mm die Breite des Szintillatorstreifens. Dieses bedeutet, daß in einem Bereich von ±66.5 mm um die Mitte des Detektors kein

Abbildung 4: Die Kopplung des Szintillators an den Photomultiplier.

Einfluß durch Reflexionsverluste im Lichtleiter auf die Signalamplitude zu erwarten ist. Der daher auftretende Einfluß auf die Signalamplitude wird jedoch durch die – bei näher an den Lichtleitern gelegenen Trajektorien – zunehmende „direkte Sicht“ abgeschwächt. „Direkte Sicht“ bedeutet, daß ein Lichtquant auch ohne Totalreflexion an Grenzflächen den Photomultiplier erreicht.
Um den Einfluß aller dieser Effekte zu quantifizieren, fand eine Untersuchung der Abhängigkeit der Signalamplitude von der y-Position einer Trajektorie in den Szintillationsstreifen statt. Die Bestimmung der y-Position erfolgte durch die Messung der Zeitdifferenz zwischen dem oberen und unteren Photomultiplier für Pionen zwischen 830 MeV/c und 1100 MeV/c (Dipolmagnetfeld: 1.4 T).
Da im betrachteten Impulsbereich alle auftretenden Pionen minimal ionisierend sind, mußte keine Impuls- (und damit Energieverlust-)selektion stattfinden. Die in Kapitel 2.4.3 besprochene Energieverlustkalibrierung diente zur Bestimmung des Wertes des wahrscheinlichsten

Energieverlustes, welcher dann in Abhängigkeit der y-Position in Abbildung 5 aufgetragen wurde. In der Abbildung gibt der Fehlerbalken die Halbwertsbreite der Energieverlustverteilung wieder. Bedingt durch die große Absorptionslänge des Szintillationsmaterials von

Abbildung 5: Die Signalamplitude in Abhängigkeit von der y-Position

120 cm ist in der Abbildung ein nahezu lineares Verhalten zu erkennen, sodaß bei der Addition der Amplituden zur Bestimmung des Energieverlustes im Detektor die y-Position der Trajektorie nicht berücksichtigt werden muß.

2.2.3 Die Photomultiplier

Zum Nachweis der Signale der Szintillationspaddles werden Sekundärelektronenvervielfacherröhren (Photomultiplier) der Firma HAMAMATSU verwendet, wie sie auch im Targethodoskop des Kaonenspektrometers eingesetzt sind. Es handelt sich um Photomultiplier mit einem Spezialfenster aus Borsilikatglas vor der Photokathode, das einen im Vergleich zu Normalglas hohen Transmissiongrad im blauen bis ultraviolettem Spektralbereich aufweist. Die semitransparente Photokathode besteht aus einem Halbleitermaterial (der Bialkali-Legierung Antimon-Rubidium-Cäsium, Antimon-Kalium-Cäsium), die es erlaubt, durch den photoelektrischen Effekt, Licht in einen Wellenlängenbereich zwischen 160 nm und 650 nm nachzuweisen [Hama]. Bedingt durch die Materialstruktur ist die Fähigkeit der Photokathode einfallende Lichtquanten in Photoelektronen zu konvertieren keineswegs über den Wellenlängenbereich konstant, sondern variiert beträchtlich. Um nun eine Aussage über die Empfindlichkeit des Photomultipliers machen zu können, muß in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ die Ausbeute an Photoelektronen durch die Quanteneffizienz bestimmen werden. Die Quanteneffizienz η der Photokathode bezeichnet das Verhältnis der Anzahl der ausgelösten Photoelektronen n_e zur Anzahl der einfallenden Lichtquanten n_p

mit

$$\eta(\lambda) = \frac{n_e}{n_p}.$$

Da nun diese Größe experimentell schwer zu bestimmen ist, wählt man den Weg über die Messung der *spektralen Empfindlichkeit* S, die aus dem Quotient aus dem elektrischen Strom der Photoelektronen I und der einfallenden Strahlungsleistung P gebildet wird,

$$S(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{P(\lambda)} = \frac{\frac{n_e e}{t}}{\frac{n_p h\nu}{t}} = \frac{n_e e}{n_p h\nu}.$$

Aus diesen Gleichungen ergibt sich der Zusammenhang von spektraler Empfindlichkeit und Quanteneffizienz zu

$$\begin{aligned} S(\lambda) &= \eta\frac{e}{h\nu} = \eta\lambda\frac{e}{hc} \\ \eta &= \frac{S(\lambda)\cdot 1240}{\lambda}\cdot 100\%. \end{aligned}$$

Die maximale Strahlungsempfindlichkeit von 90 mA/W liegt bei 420 nm, also in der Nähe des Emissionsmaximums der Szintillatoren von 406 nm (siehe Abbildung 6).

Abbildung 6: Die spektrale Strahlungsempfindlichkeit.

Die maximale Quanteneffizienz von etwa 28 % wird bei einer Wellenlänge von 380 nm erreicht (siehe Abbildung 7). Die Spannungsversorgung der Photomultiplierröhren erfolgt

Abbildung 7: Die spektrale Quanteneffizienz.

über Spannungsteiler des Typs H3168 mit einer direkten Kopplung des Signalausgangs an die Anode. Hierdurch liegt die Photokathode auf negativem Potential, was zwar die Zeitauflösung gegenüber der alternativen Version mit der Anode auf positivem Potential verbessert, jedoch zu Spannungsüberschlägen durch das Kathodenfenster führt, die im Mittel etwa alle 20-30 Sekunden auftreten.
Bei den bisher im Experiment aufgetretenen höchsten Strahlintensitäten eines Wismutstrahls von 800 MeV/Nukleon mit $8 \cdot 10^6$ Ionen pro Spill und einem Target von 6 % Wechselwirkungswahrscheinlichkeit wurden Zählraten von $6.5 \cdot 10^4 s^{-1}$ im Detektor beobachtet. Diese Zählraten führten nicht zu einer Beeinträchtigung der Spannungsversorgung und dadurch bedingter Amplitudenvariation (*count-rate-shifting*). Als ebenfalls stabil erwies sich die LeCroy-Spannungsversorgung, welche auch Messungen über einen längeren Zeitraum keine *Drift* erkennen ließen [Ko90].
Die für die verwendeten Photomultiplier charakteristischen Größen sind in Tabelle 2 aufgeführt [Hama].

Photomultiplier Hamamatsu R2076 (nach [Hama])	
Spektralbereich	160-650 nm
Wellenlänge im empfindlichsten Bereich	420 nm
Photokathode	Bialkali
Fenstermaterial	Borsilikatglas
Dynodenstruktur	linear fokussierend
Dynodenanzahl	8
maximale Anoden/Kathodenspannung	1800 V
mittlerer Anodenstrom im Maximum	100 μA
Kathodenempfindlichkeit (Wolfram-Lampe)	60-100$\frac{\mu A}{lm}$
Kathodenempfindlichkeit (400 nm)	11.5 $\frac{\mu A}{lm}$
Versorgungsspannung	1700 V
Stromverstärkung	2×10^6
Anodendunkelstrom (nach 30 min)	30 - 300 nA
Rise Time (10 - 90 %)	1.3 ns
Electron Transit Time	14 ns
innerer Durchmesser	15 mm
äußerer Durchmesser	18 mm
Länge ohne Pins und Stecker	65 mm

Tabelle 2: Der Photomultiplier Hamamatsu R2076.

2.2.4 Die Ausleseelektronik

Die vom Detektor gelieferten Signale – für minimal ionisierende Teilchen mit einer Amplitude von ca. 250 mV – gelangen über ein 50 Ω Koaxialkabel (RG58) in eine Sum-Split Karte (GSI SU1601), in der die Informationen von acht Szintillatorstreifen mit je zwei Photomultipliern verknüpft werden (siehe Abbildung 8).

Abbildung 8: Die Sum-Split Karte GSI SU1601.

Diese Module spalten zunächst das Signal eines Photomultipliers in einen Anteil für die Zeitmessung mit 88 % der Eingangsamplitude und in einen Anteil mit 12 % für die Impulshöhenbestimmung und den Summationsausgang auf. Das Impulshöhensignal wird in einem Verstärker mit einem hohen Eingangswiderstand um den Faktor 2 spannungsverstärkt. Außerdem enthält dieser Verstärker eine Regelstufe, welche die Baseline des Signalausgangs des Photomultipliers gegenüber Drift auf ± 4 mV stabilisiert. Hierbei werden aufgrund der hohen Regelzeit (um 100 ms) niederfrequente Störsignale beseitigt. Nach dem Verstärker wird das Signal an zwei 50 Ω Widerständen aufgespalten, wobei einer der beiden Zweige dann über ein Linear-Delay (GSI DP1620) von 350 ns Verzögerung mit einem FASTBUS ADC (LeCroy 1885F) zur Impulshöhenbestimmung verbunden ist.
Der andere Zweig wird mittels eines passiven Leitungsrichtkopplers (GSI Standard RK100) mit dem Signal des zweiten Photomultipliers verknüpft (siehe Abbildung 9). Der Leitungsrichtkoppler bewirkt eine Summation dieser Signale am Lastkontakt unter Vermeidung von Übersprechen der beiden Kanäle. Der im Schaltbild zu erkennende 1:1 Transformator besteht aus Wicklungen verdrillter Drähte (daher *Leitungs-* richtkoppler), was zu einer hohen Gegeninduktivität führt. Durch diese Anordnung koppelt das ankommende Signal über den Transformator um 180^o phasenverschoben und über den Widerstand direkt auf den jeweils anderen Kanal, so daß sich das Signal mit diesem Anteil aufhebt. Diese Schaltung ist auch im umgekehrten Falle als Signalsplit zu verwenden, wobei ein Signal am Lastkontakt symmetrisch auf die beiden Ausgangskanäle aufgespalten wird.

Am Summationsausgang der Sum-Split-Karte wird das aus beiden Photo-multipliern gebildete und abgeschwächte Summensignal erzeugt, das - um 5.5 ns gegenüber dem ersten der beiden Einzelsignale verzögert - anliegt. Durch den nachfolgenden Diskriminator (GSI CF8105) wird ein logisches Zeitsignal erzeugt, das eine zeitliche Mittelung zwischen den beiden Photomultiplier-Signalen darstellt.

Abbildung 9: Der Richtkoppler GSI RK 100.

Die Anteile zur Zeitbestimmung werden in einem Constant-Fraction-Diskriminator (GSI CF8105) in logische ECL-Standard Signale konvertiert, welche dann nach Verzögerung durch ein Logic-Delay in einem, durch den Systemtrigger gestarteten, FASTBUS TDC (LeCroy 1875) das kanalspezifische Stoppsignal auslösen. Die aus je sechzehn Kanälen bestehenden ADC und TDC Module in FASTBUS Standard werden durch ein GSI-VME System ausgelesen.

2.2.5 Die Laser-Kalibrierung

Das Laserkalibrierungssystem am Kaonenspektrometer besteht aus einem Stickstofflaser (VSL-337) der Firma Laser Science Inc., welcher Lichtpulse einer Wellenlänge von (337.1 $\pm$ 0.1) nm emittiert und einem Glasfaser-Lichtleitsystem, das die Signale auf die verschiedenen Detektoren verteilt [Schl90]. Die Pulsdauer der Lasersignale beträgt 3 ns. Die Wellenlänge des Laserlichts ist so gewählt, daß in den benutzten Szintillationsmaterialien (NE104 am Startdetektor und PILOT-U am Stoppdetektor) dieselben Fluoreszensbanden wie beim Durchgang von Teilchen durch die Szintillatoren angeregt werden.
Die Lichtpulse werden durch einen Quarzstab auf vier 1000 μm Lichtleitfasern (HCP-M 1000T) für die Splitboxen der Szintillations- und Cherenkov-Detektoren aufgeteilt und homogenisiert. In diesen Splitboxen kann nun, individuell für jeden Detektor, noch eine Signalabschwächung durch Streuscheiben stattfinden, um Signalamplituden im gewünschten Bereich zu erzielen. Von den Splitboxen werden die Signale durch 200 μm Lichtleitfasern (HCP-M 0200T-06) auf die einzelnen Szintillationsstreifen verteilt. Die mechanische Ankopplung an die Szintillatoren geschieht durch einen auf den Szintillator geklebten Kunststoffzylinder von 5 mm Durchmesser mit einer zentrischen Bohrung von etwa 300 μm Durchmesser, in den die Lichtfaser gesteckt und fixiert wird. Da die Abschwächung der verwendeten Fasern in einem Bereich von $\pm$ 20 % variiert, bietet diese Anordnung den Vorteil, daß bei der Abstimmung der benutzten Fasern untereinander oder auch beim Bruch einer Faser diese leicht entfernt werden können. Optisch koppelt das Laserlicht vom gebrochenen Faserende über einen Luftspalt auf den Szintillator. Das Laserkalibrierungssystem dient während des Experimentes zur Überwachung des Betriebes der Szintillationsdetektoren in Hinsicht auf Funktion und Kontrolle der Verstärkung der Photomultiplierröhren. Da die Gesamtlänge der Lichtleitfasern so gewählt ist, daß die unterschiedlichen Signallaufzeiten in den Detektoren und in der Elektronik ausgeglichen werden, können so auf einfache Weise die für die jeweiligen Anforderungen benötigten Systemtrigger sowie die Gates der ADC eingestellt werden.

2.3 Die experimentellen Randbedingungen

2.3.1 Der Einfluß magnetischer Streufelder

Bei der Positionierung des Detektors im Bereich zwischen dem Quadrupol- und dem Dipolmagneten muß beachtet werden, daß die in diesem Bereich auftretenden magnetischen Flußdichten eine stark inhomogene Struktur mit lokal hohen Werten bis $50 \cdot 10^{-3}$ T bei einem Dipolmagnetfeld von 1.58 T aufweisen. Da die an dem Startdetektor eingesetzten Photomultiplier empfindlich auf äußere Magnetfelder reagieren, mußte eine Plazierung in einem Bereich möglichst geringer Flußdichte bestimmt, sowie eine effiziente Abschirmung mit ferromagnetischem Material (Mu-Metall und Weicheisen) gefunden werden.
Der Einfluß äußerer Magnetfelder auf die Verstärkung von Photomultiplierröhren wurde von [Scho70] untersucht. Schon schwache äußere Magnetfelder führen demnach zu einer Abweichung der Trajektorien der niederenergetischen (≤ 200 eV) Elektronen im Fokussierungssystem einer Röhre, was starke Variationen in der Effizienz zur Folge hat. Bei den oben angeführten Untersuchungen zeigte sich, daß der Einfluß eines Feldes senkrecht zur Achse einer Photovervielfacherröhre (hier in x- und z-Richtung) die größte Auswirkung auf die Verstärkung besitzt, wobei bei einer Feldstärke von 10^{-3} T an einer nicht durch Mu-Metall abgeschirmten Röhre eine Abschwächung der Signalamplitude um 70 % auftritt. Durch eine um die Photovervielfacherröhre angebrachte Abschirmung in Form eines Rohres aus Mu-Metall läßt sich diese Auswirkung stark verringern, wobei es wichtig ist, daß diese Abschirmung den Photokathodenbereich um einige Zentimeter überragt. Zur Abschirmung wurden die Photomultiplier mit einem Rohr aus Permenorm mit einer Wandstärke von 0.8 mm und einem Weicheisenrohr aus Eisen-ST37 mit einer Wandstärke von 3 mm umgeben. Zur Bestimmung der geeignetsten Position des Startdetektors im Bereich zwischen dem Quadrupol- und dem Dipolmagneten wurden Messungen zur Stärke der Komponenten der magnetischen Flußdichte durchgeführt [Fa90](siehe Abbildung 10).
Hierzu wurden über eine Breite von 70 cm senkrecht zur Achse des Dipolmagneten, einem Abstand von 170 cm vom Target und 11.5 cm oberhalb der Mittelebene des Spektrometers mit Hilfe einer Hallsonde die magnetische Flußdichte bestimmt. Der Abstand von 170 cm stellt die geometrische Mitte zwischen den Polschuhen von Quadrupol- und Dipolmagnet dar. Bei diesen Messungen wurde jeweils der Einfluß der beiden Magneten getrennt untersucht, um eine Aussage über die Herkunft des Streufeldes zu erhalten.

Abbildung 10: Das Streufeld des Quadrupolmagneten in z-Richtung bei 0.56 T.

Das Ergebnis der Messungen mit einem Dipolfeld von 1.58 T zeigt das geringe Streufeld in x- und z-Richtung mit magnetischen Flußdichten unter $5 \cdot 10^{-3}$ T. Die vertikale y-Komponente hingegen erreicht Flußdichten von über $25 \cdot 10^{-3}$ T.
Für das Streufeld des Quadrupolmagneten bei einem Polschuhfeld von 0.56 T – entsprechend 87.5 % des Maximalfeldes – und einem Dipolmagnetfeld von 0.7875 T – entsprechend 44 % des Maximalfeldes – ergibt sich ein im Bereich des Startdetektors größeres Streufeld in z-Richtung von bis zu $50 \cdot 10^{-3}$ T. Diese Komponente des Magnetfeldes am Ort des Detektors übt den größten Einfluß auf die Signalamplitude aus.

2.3.2 Die Beeinflußung der Signalamplitude durch unterschiedliche Magnetfeldstärken

Der Einfluß der kombinierten Magnetfelder auf die Verstärkung der Photomultiplierröhren wurde mit Hilfe der Signalamplituden des Kalibrierungslasers bei Veränderung der magnetischen Feldstärke untersucht. Um die Ergebnisse im Experiment zur Eichung der Detektoren verwenden zu können, wurden die gleichen Magnetfeldstärken wie bei Produktionsexperimenten verwendet. Es handelt sich um die *„kanonischen" Magnetfeldstärken*: ± 0.35T, ± 0.6T, ± 0.9T, ± 1.4T und $\pm$ 1.7T.
Diese Magnetfeldeinstellungen decken insgesamt einen Impulsbereich von 155 MeV/c bis 1400 MeV/c mit einem Impulsüberlapp von etwa 20 % ab.
Zur Bestimmung von Lage und Halbwertsbreite des Laserpeaks erfolgte für jede Magnetfeldeinstellung ein Fit aller 32 Energiespektren mit einer Normalverteilung. Nach Addition der Mittelwerte der Normalverteilungen von je vier benachbarten Photomultiplierröhren wurde die prozentuale Abweichung vom Mittelwert über alle Magnetfeldeinstellungen bestimmt.
Die Abbildung 11 zeigt die starke Abhängigkeit der Verstärkung der Photomultiplierröhren vom äußeren Magnetfeld, welche im Extremfall bis zu 10 % betragen kann. Dieses Verhalten mit seinem Einfluß auf die Energieverlustspektren muß bei der Analyse der Daten in Betracht gezogen werden.
Ebenfalls zu erkennen ist ein Sättigungsverhalten in der Amplitudenvariation, welches schon bei der geringsten Magnetfeldeinstellung beginnt.
Hierbei verhalten sich die sechzehn Photomultiplier der oberen, sowie acht Photomultiplier der unteren Bank nahezu identisch bezüglich der Feldvariation. Lediglich die letzten acht Photomultiplier der unteren Bank weichen vom allgemeinen Trend etwas ab, was jedoch auf die geringe Signalhöhe in diesen Kanälen – bedingt durch eine stark variierende Einkopplung des Lasersignals – zurückzuführen ist.

- Da die Variation der Signalamplitude relativ zum äußeren Feld für die oberen und unteren Photomultiplierbänke entgegengesetzt verläuft, ist der Einfluß des Magnetfeldes auf die Summenenergiespektren der Photomultiplier eines Szintillationstreifens gering.

Abbildung 11: Die Variation der Verstärkung bei äußerem Magnetfeld für die obere und die untere Photomultiplierbank

2.3.3 *Knock-On* Elektronen

Das Feld des Quadrupolmagneten führt in hohem Maße zur Abschirmung der hochenergetischen Elektronen, *knock-on* Elektronen genannt, welche bei der Coulombwechselwirkung relativistischer Schwerionen mit Targetelektronen auftreten.
Die das Target verlassenden Elektronen können aufgrund der Reaktionskinematik für das Beispiel eines Uranstrahles einer Energie von 1.0 GeV/Nukleon Energien bis 3.4 MeV aufweisen.
Zur Berechnung der Maximalenergie setzt man das Modell eines zentralen und elastischen Stoßes zwischen dem Urankern und einem ruhenden Targetelektron an. Da die Masse des Urankerns groß ist gegen die des des Elektrons, bewegt sich der Schwerpunkt des Systems mit der Geschwindigkeit des Urankerns:

$$E_U^{Lab} = T_U^{Lab} + m_U c^2,$$

$$p_U^{Lab} c = \sqrt{(E_U^{Lab})^2 - (m_U c^2)^2} = \sqrt{T_U^{Lab}(T_U^{Lab} + 2 m_U c^2)},$$

$$\beta_{cm} = \frac{p_U^{Lab} c}{E_U^{Lab} + m_e c^2}, \qquad \gamma_{cm} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{cm}^2}}.$$

Durch den elastischen Stoß erfährt das Elektron im Schwerpunktssystem eine Reflexion von 180^o, wobei der Betrag des Impulses erhalten bleibt [2].

$$\begin{pmatrix} E'_{Lab} \\ p'_{Lab} c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{cm} & -\gamma_{cm}\beta_{cm} \\ -\gamma_{cm}\beta_{cm} & \gamma_{cm} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \gamma_{cm} & -\gamma_{cm}\beta_{cm} \\ -\gamma_{cm}\beta_{cm} & \gamma_{cm} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{Lab} \\ p_{Lab} c \end{pmatrix}$$

Da nun das Elektron vor dem Stoß ruht, ist der Laborimpuls $p_{Lab} = 0$ und die Energie im Labor $E_{Lab} = m_e c^2 = 511 keV$. Hieraus folgt:

$$T'_{Lab} = E'_{Lab} - m_e c^2 = (\gamma_{cm}^2 + (\gamma_{cm}\beta_{cm})^2 - 1) \cdot m_e c^2 = 3.33 MeV.$$

Zur Abschätzung des Raumwinkels, innerhalb dessen Elektronen dieser Energie den Startdetektor erreichen können, werden im folgenden die Abbildungseigenschaften des Quadrupolmagneten auf geladene Teilchen untersucht. Es wird angenommen, daß die Elektronen nach dem Stoß mit dem Urankern noch im Target unter einem solchen Winkel elastisch gestreut werden, so daß sie mit der Maximalenergie in das Spektrometer gelangen.

[2] Die Transformation in das Schwerpunktssystem, die elastische Streuung des Elektrons und die Rücktransformation in das Laborsystem werden durch eine zweifache Lorentztransformation beschrieben.

Der Bereich zwischen Target und Startdetektor setzt sich idealisiert aus drei Teilbereichen zusammen:

- Einer Driftstrecke der Länge $l_1 = 40$ cm zwischen dem Target und dem Quadrupolmagneten, in welchem kein Magnetfeld vorhanden ist.
- Der magnetischen Quadrupollinse mit der Länge L = 88.5 cm.
- Einer Driftstrecke der Länge $l_2 = 40.5$ cm zwischen dem Quadrupolmagneten und dem Startdetektor.

Durch das magnetische Feld wird ein am Target in einem Abstand x_0 von der Quadrupolachse und mit einer Steigung x'_0 emittiertes Teilchen der Ladung q durch die folgenden Transformationen auf den Startdetektor abgebildet (nach [Gr83, Kap.2.6]). In der fokussierenden Ebene ergibt sich die Tranformation zu

$$\begin{pmatrix} y_D \\ y'_D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos kL & 1/k \sin kL \\ -k \sin kL & \cos kL \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} y_0 \\ y'_0 \end{pmatrix},$$

und in der defokussierenden Ebene zu

$$\begin{pmatrix} x_D \\ x'_D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cosh kL & 1/k \sinh kL \\ k \sinh kL & \cosh kL \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}.$$

Hierbei ist die Konstante k der Kehrwert der sogenannten charakteristischen Länge $\sqrt{\frac{\gamma m \beta c d}{2 q B_0}}$ (mit der Apertur $d = 30$ cm und dem Polschuhfeld $B_0 = 0.125$ T).
In der fokussierenden Ebene bedeutet dieses, daß alle Elektronen innerhalb eines Winkels von $\phi = \arctan \frac{d}{2 l_1}$ (bestimmt durch die Apertur) den Startdetektor erreichen. In der defokussierenden Ebene hingegen, die bei Spektrometrie positiv geladener Teilchen in der Vertikalen liegt, werden alle Elektronen, welche unter einem größeren Winkel als $3.5 \cdot 10^{-5}$ rad ausgesandt werden, am Startdetektor vorbei gelenkt. Diese einfachen Betrachtungen ergeben für den effektiven Raumwinkel des Detektors für *knock-on* Elektronen einer Energie von 3.4 MeV einen Wert von $5.6 \cdot 10^{-10}$ sr.
Somit wird der Startdetektor von Elektronen dieser Energie durch das Feld des Quadrupolmagneten wirkungsvoll abgeschirmt.

2.4 Die Eigenschaften des Detektors im Experiment

2.4.1 Der Energieverlust im Startdetektor

Die durch den Detektor gebildete Materie mit einer Massenbelegung von 413 mg/cm^2 führt zu einer Energiedeposition geladener Teilchen im Detektor. Bei minimal ionisierenden Teilchen kann der im Vergleich zur Gesamtenergie geringe Energieverlust im Detektor von im Mittel 835 keV vernachlässigt werden (siehe Kapitel 2.4.3).
Für niederenergetische und schwere Teilchen, wie etwa Protonen, Tritonen und $^4_2$He bei niedrigen Magnetfeldern, muß der Energieverlust im Detektor in Betracht gezogen werden. Da der Zusammenhang zwischen der Energie eines Teilchens und dem Energieverlust stark nicht-linear ist (Bethe-Bloch-Formel), muß bei der Datenanalyse für niedrige Magnetfelder oder schwere Teilchen für jedes Magnetfeld eine gesonderte Bestimmung der Impuls- und Raumwinkelakzeptanz durchgeführt werden.

2.4.2 Die Kleinwinkelstreuung

Einen größeren Einfluß auf die Auflösung als durch den Energieverlust übt der Detektor durch die Streuung der zu detektierenden Teilchen aus. Es kommt bei der Passage geladener Teilchen zu wiederholten elastischen Coulombstößen mit den Atomkernen des Szintillatormaterials. Bei Vernachlässigung von Spin- und Abschirmungseffekten werden diese Stöße durch die Rutherfordsche Streuformel beschrieben (z.B. in [Leo87, S.41]):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = z_1^2 z_2^2 r_e^2 \frac{mc^2}{4\beta cp \sin^4(\theta/2)}.$$

Unmittelbar einzusehen ist, daß durch die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes vom Streuwinkel θ mit $1/\sin^4(\theta/2)$ die weitaus meisten Streuungen unter kleinen Winkeln erfolgen, weshalb man von Kleinwinkelstreuung spricht. Durch die Massenbelegung des Szintillatorstreifens von 413 mg/cm^2 kommt es zu einer annähernd gaußförmigen Verteilung des Streuwinkels θ, wobei der mittlere quadratische Streuwinkel durch die empirische *Highland*-Formel beschrieben werden kann (siehe [Leo87]):

$$\sqrt{<\theta^2>} = z\frac{20[MeV/c]}{p\beta}\sqrt{\frac{x}{L_{rad}}}(1+\frac{1}{9}\log\frac{x}{L_{rad}})\text{rad}.$$

Hierbei ist x die Dicke und L_{rad} die Strahlungslänge des Materials [3].
Die Bestimmung der durch den Detektor hervorgerufenen Streuung erfolgte durch das in den folgenden Kapiteln und im Anhang A beschriebene Simulationsprogramm. Hierfür wurde ein Detektor angenommen, der sich zwischen der ersten und der zweiten Reihe der Flugzeit-Stoppdetektoren befindet und so dem theoretischen Verlauf der Fokalebene folgt. Es wurden Trajektorien von Protonen, die im Target unter einem Impuls von 750 MeV/c und einem horizontalem Öffnungswinkel von $\pm 3^o$ um die Spektrometermitte emittiert wurden, bestimmt. Das Spektrometer wurde bei diesen Rechnungen als mit Luft gefüllt und

[3] Das Auftauchen der Strahlungslänge – einer Größe, die die Strecke angibt, innerhalb der ein Elektron in diesem Material allein durch Strahlungsverluste seine Energie bis auf 1/e verliert – ist hier physikalisch nicht begründet und dient nur der Vereinfachung.

ohne Vieldrahtkammer angenommen. Zur Ermittlung des Einflusses der Streuung wurde die Ortskoordinate in der Fokalebene gespeichert. Die Halbwertsbreite der Verteilung dieser Ortskoordinate wurde unter zwei verschiedenen Randbedingungen bestimmt: Zum einen erfolgte eine Simulationsrechnung mit dem Startdetektor bei Unterdrückung von Energieverlust und Streuung im Detektor und zum anderen unter Berücksichtigung dieser Effekte.
Das Ergebnis dieser Rechnungen ist: Die Varianz der Verteilung in der Fokalebene nimmt bei Hinzuziehen von Wechselwirkungen der Teilchen im Startdetektor von $\sigma_0 = 3.54$ mm auf $\sigma_D = 4.43$ mm zu. Dieses bedeutet eine effektive Verbreiterung der Verteilung durch den Startdetektor von $\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 - \sigma_D^2} = 2.7$ mm. Dieser Wert liegt unter dem durch Abbildungsfehler der Magneten und Streuung gegebenen Wert von σ_0.
Diese Tatsache ist bedingt durch die doppelt-fokussierende Wirkung der Magneten des Spektrometers auf geladene Teilchen: Unter unterschiedlichen Winkeln im Target emittierte Teilchen werden bei identischem Impuls auf den gleichen Punkt der Fokalebene fokussiert. Dieser Effekt bleibt auch bei einer Streuung vor dem dispergierenden Volumen näherungsweise erhalten, sodaß der Einfluß des Startdetektors auf die Auflösung gering bleibt. Da bei der bisherigen Analyse die Information der Vieldrahtkammer nicht zur Bestimmung des Impulses dient und bei dem in Kapitel 3 vorgestellten Verfahren der Impuls bestenfalls mit einer Genauigkeit von 2.2 % (das entspricht 6 cm in der Fokalebene) bestimmt werden kann, ist hier der Einfluß des Detektors vernachlässigbar.

2.4.3 Das *energy-loss straggling*

Zur Bestimmung der Energieauflösung des Detektors wurden Daten des Experimentes vom März 1991 analysiert. In diesem Experiment wurden Goldtargets unterschiedlicher Dicke mit einem Goldstrahl einer Energie von 1.0 GeV/Nukleon beschossen. Die hierbei durch Kernreaktionen entstandenen Pionen dienten zum Studium des Detektorverhaltens verwendet. Pionen bieten zu Kalibrierungszwecken gegenüber ebenfalls emittierten, aber schwereren Hadronen die folgenden Vorteile:

- Pionen sind die Hadronen mit der geringsten Masse (139.57 MeV/c^2). Damit sind sie in einem magnetischen Spektrometer, das nach dem Impuls der Teilchen selektiert, die schnellsten Teilchen. Diese Tatsache ermöglicht eine einfache Identifikation allein durch die Flugzeit.

- Pionen sind in dem analysierten Impulsbereich für ein Dipolmagnetfeld von 1.4 T zwischen 615 MeV/c und 1200 MeV/c minimal ionisierend. Daher hängt der Energieverlust in den Detektoren nur wenig vom Impuls der Pionen ab.

Pionen haben für einen Impuls zwischen 615 MeV/c und 1200 MeV/c eine Geschwindigkeit zwischen 97.7 % und 99.3 % der Lichtgeschwindigkeit. Aufgrund der Lebensdauer der Pionen von 26.03 ns beträgt der Zerfall im Flug bei einer Trajektorienlänge zwischen Start- und Stoppdetektor von 3.16 m bis 5.07 m im Flug weniger als 8.8 % (siehe Abbildung 12).

Abbildung 12: Die Zerfallswahrscheinlichkeit von Pionen im Flug für verschiedene Dipolmagnetfeldstärken.

Ein in ein Myon und ein myonisches Antineutrino zerfallendes Pion erfährt aufgrund des geringen Massenunterschiedes zwischen Pion und Myon von 33 MeV/c^2 eine Impulsänderung von 30 MeV/c im Schwerpunktssystem. Dieses ist bei Impulsen im Labor von mehr

als 600 MeV/c nicht relevant. Das entstandene Myon wird aus diesem Grund in der bisherigen Analyse als Pion identifiziert. Diese kinematischen Bedingungen treffen im übrigen für den Zerfall eines Kaons in ein Myon und ein myonisches Antineutrino (mit 63 % Wahrscheinlichkeit), oder ein geladenes und ein neutrales Pion (mit 21 % Wahrscheinlichkeit) nicht zu. Hierbei beträgt der übertragene Impuls im Schwerpunktssystem 236 MeV/c bzw. 205 MeV/c.
Zu Beginn der Analyse wurden die Signale der Detektoren mit Hilfe von Messungen bei invertiertem Magnetfeld kalibriert. Man nutzt hierfür die Tatsache aus, daß negative Pionen gegenüber anderen negativ geladenen Hadronen bei den untersuchten Kernreaktion um viele Größenordnungen häufiger auftreten, man also davon ausgehen kann, daß im wesentlichen nur Pionen nachgewiesen werden [GSI90, S.317] .
Zum Verständnis des experimentellen Impulshöhenspektrums minimal ionisierender Teilchen (siehe Abbildung 15) werden im folgenden die theoretischen Grundlagen vorgestellt. Der mittlere, differentielle Energieverlust für geladene Teilchen, der auch als Bremsvermögen bezeichnet wird, kann bei den hier auftretenden Teilchen und Energien durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben werden (z.B. in [Leo87, S.24]).

Abbildung 13: Der theoretische mittlere Energieverlust.

Da bei den auftretenden Energien - ansonsten notwendige - Dichte- und Hüllenkorrekturen vernachlässigt werden können, ergibt sich das Bremsvermögen zu

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}(\ln(\frac{2m_e c^2 \eta^2 W_{max}}{I^2}) - 2\beta^2).$$

r_e	klassischer Elektronenradius	m_e	Elektronenmasse
N_A	Avogadrosche Zahl	I	mittlere Ionisierungsenergie
Z	Ordnungszahl des Absorbers	A	Massenzahl des Absorbers
ρ	Dichte des Absorbers	z	Ladungszahl des Teilchens
η	$\beta \cdot \gamma$	W_{max}	maximaler Energietransfer

Die mittlere Ionisierungsenergie beträgt für einen Plastikszintillator 64.7 eV [Leo87, Leo, S.26]. Die mittlere Ordungszahl des Absorbers beträgt 3.38, die mittlere Massenzahl 6.24 für ein Wasserstoff zu Kohlenstoff Verhältnis von $\frac{[H]}{[C]} = 1.1$. Der maximale Energietransfer tritt bei einem zentralem Stoß zwischen dem Teilchen und einem Hüllenelektron des Absorbers auf, wobei gilt:

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2\gamma m_e/m_x + (m_e/m_x)^2} \simeq 2m_e c^2 \eta^2.$$

Aus der Bethe-Bloch Formel ergibt sich der in Abbildung 13 dargestellte, mittlere Energieverlust für einen 4 mm dicken Streifen aus Plastikszintillationsmaterial. Der mittlere Energieverlust minimal ionisierender Teilchen liegt bei **835** keV. Aufgrund der statistischen Natur des Energieverlustes ist die bei einem Einzelereignis im Detektor deponierte Energie jedoch nicht immer gleich diesem Mittelwert, sondern es treten Fluktuationen auf: Es kommt zum *energy-loss straggling*. Da es sich um einen dünnen Absorber handelt, ist die Anzahl der Stöße des Teilchens mit dem Absorbermaterial im Mittel nicht groß genug für eine Beschreibung des Energieverlustes im gaußschen Limit. Theoretische Untersuchungen zum *energy-loss straggling* dünner Absorber wurden von Landau und Vavilov angestellt [La44]. Die aus der Theorie folgende spektrale Verteilung ist hierbei nicht gaußförmig, sondern besitzt einen höherenergetischen Ausläufer, welcher aus seltenen Frontalstößen mit Absorberelektronen und Bremsstrahlungsverlusten herrührt. Zur Unterscheidung, welche der Theorien Anwendung findet, wurde von den Autoren ein Signifikanzparameter als der Quotient aus dem mittleren Energieverlust in einem Absorber der Dicke δx und dem oben erwähnten maximalen Energietransfer beim Einzelstoß mit einem Hüllenelektron eingeführt:

$$\begin{aligned} \kappa &= \frac{\xi}{W_{max}}, \qquad \text{mit} \\ \xi &= 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\delta x \end{aligned}$$

Die Abhängigkeit dieses Parameters für Pionen, Kaonen und Protonen vom Impuls zeigt die Abbildung 14.

Abbildung 14: Der Signifikanzparameter κ für dünne Absorber

Die Unterscheidung der Bereiche ergibt sich wie folgt:

$$\begin{array}{rcl} \kappa \geq 10 & : & \text{gaußsches Limit} \\ 0.01 \leq \kappa \leq 10 & : & \text{Vavilovtheorie} \\ \kappa \leq 0.01 & : & \text{Landautheorie} \end{array}$$

Die hier untersuchten Pionen befinden sich somit ab 390 MeV/c im Gültigkeitsbereich der Landau-Theorie. Die Form des Energieverlustspektrums wird durch die universelle Landau-Funktion $\phi(\lambda)$ beschrieben.

$$\begin{aligned} f(\epsilon, \delta x) &= \frac{\phi(\lambda)}{\xi} \\ \phi(\lambda) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{u \ln u + \lambda u} du \\ \lambda &= \frac{\epsilon - \xi}{\xi} - \beta^2 - 1 + C - \ln \frac{\xi}{W_{max}} \end{aligned}$$

ϵ: Energieverlust C:Eulersche Konstante (0.577..)

Zur Berechnung dieser Funktion wurde die Routine *GLANDO* aus dem *GEANT*-Programmpaket [UG, PHYS 332] benutzt. Die Anzahl der verwendeten Ereignisse betrug

$5 \cdot 10^5$. Das Ergebnis zeigt die Abbildung 15, in welcher die theoretische und die experimentelle Verteilung überlagert sind.
Durch die Asymmetrie des Spektrums ist der mittlere Energieverlust von 835 keV nicht mit dem wahrscheinlichsten Energieverlust von etwa 650 keV identisch. Die Abweichung beider Werte beträgt 22 %. Für Effizienzbetrachtungen wichtig ist, daß ein Energieverlust von 500 keV nicht unterschritten wird. Ein χ^2-Test erfolgte zur Beurteilung der Übereinstimmung von experimentellem und theoretischem Spektrum.

$$\chi^2 = \frac{1}{N-\nu}\sum_{i=1}^{N}(\frac{n_i - f_i}{\sigma_i})^2 \tag{1}$$

$$\sigma_i = \sqrt{n_i} \tag{2}$$

N:Anzahl der Meßpunkte	ν: Anzahl der Parameter
n_i:Meßwert im Kanal i	f_i:Theoriewert im Kanal i
σ_i:Varianz des Kanals i	

Zur Anpassung beider Spektren wurden mit der Skalierung der Energieachse und dem Flächeninhalt der Verteilung zwei Parameter benötigt. Der Test liefert $\chi^2 = 1.54$.

Abbildung 15: Das experimentelle und theoretische Energieverlustspektrum.

Um die durch unterschiedliche Verstärkung und Empfindlichkeit der Elektronik variierenden Energiesignale der Detektoren auf das gleiche Niveau zu bringen, wurden die Energieverlustspektren der minimal ionisierenden Pionen mit einer Gauß-Funktion gefittet, wobei die Lage der Gauß-Verteilung etwa mit dem Wert des wahrscheinlichsten Energieverlustes übereinstimmt. Durch dieses Verfahren wurden die individuellem Multiplikationsfaktoren der Kalibrierung bestimmt.

2.4.4 Die Bestimmung der Ortsauflösung durch das Zeitdifferenzsignal

Um durch den Detektor führende Trajektorien mit Hilfe des Zeitdifferenzsignals lokalisieren zu können, ist die Kenntnis der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht im Szintillator vonnöten. Da die Lebensdauer der Szintillationsniveaus erheblich länger ist als die Zeit, welche ein Teilchen zum Passieren des Detektors benötigt, besteht zwischen der Richtung des Emissionlichtes und der Trajektorie keine Korrelation mehr, weshalb längs der Bahn eine isotrope Lichtemission stattfindet. Zur Bestimmung der Lichtlaufzeiten im Detektor setzt man vereinfacht eine quaderförmige Geometrie des Szintillators mit einer für Auftreffwinkel im Totalreflektionsbereich perfekt reflektierenden Oberfläche an. Aufgrund von Reflektionen legt ein Lichtstrahl im Szintillator auf dem Weg zum Photomultiplier die Weglänge s zurück (siehe Abbildung 16):

Abbildung 16: Die Lichtweglängen im Szintillator.

$$\begin{aligned} s &= \frac{l}{\cos\theta} \\ t &= \frac{s}{v} = \frac{sn}{c} = \frac{nl}{c\cos\theta} \\ <t> &= \frac{nl}{c} \cdot < \frac{1}{\cos\theta} > . \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} < \frac{1}{\cos\theta} > &= \frac{\int_0^{\theta_G} (\cos\theta)^{-1} d(\cos\theta)}{\int_0^{\theta_G} d(\cos\theta),} \quad \text{mit dem Grenzwinkel der Totalreflektion } \theta_G, \\ &= \frac{\int_1^{1/n} (x)^{-1} dx}{\int_1^{1/n} dx} \quad = \quad \frac{\ln(1/n) - \ln 1}{1/n - 1} \\ &= \frac{\ln n}{1 - 1/n}. \end{aligned}$$

Damit errechnet sich die mittlere Laufzeit im Detektor mit dem Brechungsindex n = 1.58 zu

$$<t> \;=\; \frac{l}{c} \; \frac{n^2 \ln n}{n-1} \;\equiv\; \frac{l}{c_{effektiv}},$$

mit einer effektiven Ausbreitungsgeschwindigkeit von $c_{effektiv} = 15.2\frac{cm}{ns}$.
Einen experimentellen Test dieses Wertes stellt die Betrachtung des Differenzzeitspektrums zwischen oberem und unterem Photomultipliersignal dar, wie im folgenden gezeigt werden soll.
Das Rohspektrum aus der Differenz beider TDC-Kanäle hat eine parabolische Form und weist eine Halbwertsbreite von etwa 72 Kanälen auf. Die Eichung der TDC mit einem Time-Calibrator ergab eine lineare Abhängigkeit der Zeit von der registrierten Kanalnummer von 50 ps/Kanal, welches zu einer Halbwertsbreite von 3.6 ns bzw. 54.7 cm korrespondiert.
Die Form des Spektrums ergibt sich aus einer Faltung der relativen Trefferwahrscheinlichkeit am Ort y mit der Zeitauflösung des Detektors. Die relative Trefferwahrscheinlichkeit wurde durch eine Monte-Carlo Simulation mit GEANT bei Verwendung einer isotrop emittierenden Teilchenquelle am Target bestimmt, welche ein gleichverteiltes Impulsspektrum und eine homogene Bedeckung des Raumwinkels des Spektrometers bewirkt.
Hierbei hängt die Verteilung jedoch im Rahmen des statistischen Fehlers nicht von der Impulsverteilung der Quelle, sondern nur von den Abbildungseigenschaften des Quadrupolmagneten ab, da am Ort des Startdetektors noch keine Impulsselektion stattgefunden hat. (siehe auch Seite 25). Dieses Spektrum hat ebenfalls eine parabolische Form, die durch

$$\frac{dN}{dy} = \frac{1}{14.67} \cdot (1 - (\frac{y}{11.0})^2) \qquad \text{(mit y in cm)}$$

parametrisiert werden kann.

Die Zeitauflösung der einzelnen Photomultiplier samt Elektronik für minimal ionisierende Teilchen wird später in Kapitel 4 zu 430 ps(FWHM) bestimmt werden, woraus sich eine Zeitauflösung des Differenzwertes von $\sqrt{2} \cdot 430$ ps(FWHM) = 610 ps(FWHM) ergibt.
Das Ergebnis der Faltung des theoretisch erzeugten Spektrums mit dieser Zeitauflösung stimmt mit dem experimentell ermittelten Verlauf überein (siehe Abbildung 17). Somit ergibt sich für die vertikale Ortsauflösung des Detektors für minimal ionisierende Teilchen zu 9.3 cm(FWHM).

Abbildung 17: Das experimentelle und theoretische Zeitdifferenzspektrum der Photomultiplier eines Paddles.

3 Der Vergleich von Experiment und Simulationsrechnungen

3.1 Die Simulationsrechnungen

Bisher war es nicht möglich, die Akzeptanz des Kaonenspektrometers und die Zuordnung von Impuls und Ort in der Fokalebene auf experimentellem Wege zu bestimmen (beispielsweise durch elastische Protonenstreuung). Daher wurden die Abbildungseigenschaften des Spektrometers mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation bestimmt und die hieraus gewonnenen Informationen mit experimentellen Observablen verglichen. Die Simulation des gesamten Aufbaus des Apparates wurde unter Benutzung des Programmpakets GEANT3 [UG] unternommen. Das Programm wird in Anhang A näher beschrieben werden [Schi90]. Hierbei liegt das magnetische Dipolfeld in zwei unterschiedlichen Parametrisierungen vor:

- Als zweidimensionale, gemessene Feldstärkekarte mit einer Schrittweite von 2 cm für die Mittelebene des Dipolmagneten, aus der mit Hilfe der Maxwellschen Gleichungen die dreidimensionale Feldverteilung berechnet werden kann.

- Als dreidimensionale Feldkarte, berechnet mit dem TOSCA-Code, mit einer variablen Schrittweite, bzw. Einheitszellengröße. TOSCA © [VF] ist ein Programm zur Berechnung der dreidimensionalen Feldstärkeverteilung eines Magneten mit der Methode der finiten Elemente aus einer vorgegebenen Spulen- und Material-, bzw. Joch-, geometrie.

Bei diesen Simulationsrechnungen wurden im Rahmen des GEANT-Codes die folgenden physikalischen Wechselwirkungen für den durch den Aufbau bestimmten Energiebereich berücksichtigt:

- Energieverlust

- Kleinwinkelstreuung

- Zerfall mit Verfolgung der Reaktionsprodukte

- hadronische Reaktionen

Da im folgenden Daten des Experimentes vom März 1991 analysiert werden, wurde bei den Rechnungen nur eine der beiden Vieldrahtkammern berücksichtigt. Mit Hilfe dieser Simulationsrechnungen können nun in der Experimentdatenanalyse bei der Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte apparatespezifische Einflüsse auf die Akzeptanz korrigiert werden. Außerdem erfolgt hierdurch die Zuordnung des Teilchenimpulses im Target zu dem getroffenen Detektor in der Fokalebene.

3.2 Die experimentellen Ergebnisse

Da bei den untersuchten Schwerionenreaktionen unterschiedliche Teilchen wie Pionen und Protonen vorkommen, kann die Übereinstimmung zwischen dem Experiment und den Simulationsrechnungen bei der Bestimmung des Teilchenimpulses in der Fokalebene geprüft werden. Hierzu betrachtet man für eine Magnetfeldeinstellung die Flugzeitdifferenzspektren für jede der insgesamt 400 Kombinationen aus Flugzeit-Start- und Stoppdetektoren. Durch die Zeitdifferenz zwischen den Mittelwerten der Pionen- und Protonenverteilung soll im folgenden die Konsistenz der Impulszuordnung durch die Detektoren der Fokalebene geprüft werden. In diesen Spektren zeichnen sich die beiden Verteilungen von Pionen und Protonen ab (siehe als Beispiel die Abbildung 18). Mit Hilfe der Pionenverteilung wird für jedes

Abbildung 18: Das experimentelle Flugzeitspektrum der D-FF Kombination (7,5).

Spektrum die Zeitnullpunktsverschiebung, die durch unterschiedliche Kabellaufzeiten und TDC–Versatz entsteht, bestimmt. Bei der Bestimmung der Mittelwerte der Verteilungen in den Flugzeitspektren tritt ein in Abbildung 18 deutlich sichtbarer Effekt auf: Während die Pionenverteilung eine symmetrische Binomialverteilung mit einer Varianz von $\sigma = 0.2$ ns aufweist, ist die Protonenverteilung asymmetrisch mit einem Ausläufer zu kleineren Flugzeiten. Dieser Effekt tritt sowohl in den experimentellen als auch in den Spektren der Simulation auf und ist bedingt durch eine Einstreuung von Protonen höherer Targetimpulse in diesen Stoppdetektor aufgrund von Energieverlust und Kleinwinkelstreuung beim Flug durch das Spektrometer. Um diese Ereignisse mit undefiniertem Teilchenimpuls auszuschließen, wurde bei der Bestimmung des Mittelwertes μ der Normalverteilung nur in einem Bereich von etwa $\mu - \sigma$ bis $\mu + 3\sigma$ eine Normalverteilung angepaßt.

Aus der relativistischen Kinematik folgen die Beziehungen für jeweils eine Teilchenspezies

$$p = \gamma m \beta c \quad \text{und} \tag{3}$$

$$t = \frac{l}{c}\sqrt{1+(\frac{mc^2}{pc})^2}, \qquad \text{mit der Trajektorienlänge} \qquad l. \tag{4}$$

Diese aus der Simulation bestimmte Differenz der Flugzeiten von Protonen und Pionen läßt sich nun mit der experimentell ermittelten Differenz vergleichen. Die Analyse wurde zu Beginn mit den bisher zur Impulsbestimmung verwendeten Impulswerten für jeden der 25 Szintillatoren der ToF-Stoppwand durchgeführt, wobei über alle Start-Detektorstreifen gemittelt wurde. Diese mittleren Impulswerte ergeben sich aus der GEANT-Simulation durch das folgende Verfahren:

- Im Impulsband des Spektrometers gleichverteilte und räumlich homogen emittierte Pionen wurden bei einer Dipolmagnetfeldeinstellung von 1.8 T durch den Aufbau *getrackt* und die Informationen der unterschiedlichen Detektoren gespeichert.
- Unter der Bedingung, daß die Trajektorien sowohl die Start- und Stoppflugzeitwände, als auch die Vieldrahtkammer passiert haben mußte, wurde für jeweils einen Szintillator der Stoppflugzeitwand eine Normalverteilung an die für viele Trajektorien entstandene Impulsverteilung der am Vertex emittierten Teilchen angepaßt.
- Der Mittelwert dieser Normalverteilung wurde sodann als der *mittlere* Impuls eines Teilchens in diesem Szintillator definiert.
- Für experimentell vorkommende, niedrigere Magnetfeldstärken wurden die *mittleren* Impulse mit dem Verhältnis der Magnetfeldstärken linear skaliert.

Effektiv handelt es sich also um 25 verschiedene Impulswerte für die Flugzeit-Stoppwand. Die für die Teilchenidentifikation ebenfalls notwendige Trajektorienlänge wurde auf ähnliche Weise in Abhängigkeit der jeweils getroffenen Kombination aus Start- und Stoppdetektor bestimmt. Diese beiden vollständig aus der Simulation des Experimentes gewonnenen Größen dienten nun zur Bestimmung der Flugzeitdifferenz mit Hilfe der oben angeführten Gleichung (4) und dem Vergleich mit der experimentell gewonnenen Flugzeitdifferenz. Die Ergebnisse dieses Verfahrens sind in Abbildung 19 dargestellt.

Diese Abbildung zeigt in vier Gruppen zu je drei Start-Detektorstreifen die Flugzeitdifferenz zwischen Start- und Stoppdetektoren in Abhängigkeit von der Nummer des getroffenen Stoppdetektors. Hier repräsentieren die durchgezogenen Kurven die aus der Simulation gewonnenen Flugzeitdifferenzen, die Symbole die experimentellen Werte. Berücksichtigt wurden hierbei nur die Start-Detektorstreifen 4 bis 15, da zu einer Bestimmung der Mittelwerte der Pionenverteilungen die Anzahl der Ereignisse nicht mehr ausreichte.

Abbildung 19: Die Flugzeitdifferenzspektren zwischen Pionen und Protonen für ein Dipolmagnetfeld von 1.4 T.

Dieses ist unter anderem auf Streu- und Abschattungseffekte der Vieldrahtkammer in diesen Randbereichen zurückzuführen. Die Fehler bei der Bestimmung der Differenzen der Mittelwerte der Normalverteilungen ergeben sich aus den Varianzen zu $\sigma = \sqrt{2} \cdot \sigma_{peak} = 260$ ps. Sie wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet. In Abbildung 19 ist nun zu erkennen, daß zwar im Mittel über alle Start-Detektorstreifen die experimentellen und die simulierten Flugzeiten übereinstimmen, jedoch bei niedrigen und hohen Startdetektornummern signifikante Abweichungen auftreten:

- Niedrige Startdetektornummern zeigen in der Simulation eine Überschätzung der experimentell gewonnenen Flugzeitdifferenzen um bis zu 450 ps.

- Hohe Startdetektornummern zeigen in der Simulation eine Unterschätzung der experimentell gewonnenen Flugzeitdifferenzen um bis zu 500 ps.

Worauf diese Abweichungen zurückzuführen sind, wird im folgenden Kapitel diskutiert werden. In diesem Zusammenhang wird ein verbessertes Verfahren zur Bestimmung des Teilchenimpulses vorgestellt.

3.3 Die Verbesserung der Impulsauflösung

Diese in Abbildung 19 dargestellten Abweichungen übersteigen deutlich den durch den Fehler in der experimentellen Flugzeitdifferenz gegebenen Bereich. Daher muß ein bisher nicht berücksichtigter Einfluß bei der Bestimmung des Impulses durch die Flugzeit-Stoppdetektoren vorhanden sein. Primär gilt es zu betrachten, welchen Einfluß unterschiedliche horizontale Emissionswinkel im Target auf die Impulsbestimmung in der Flugzeit-Stoppwand haben. Dieser Einfluß wurde bisher durch die Mittelwertbildung über alle Start-Detektorstreifen vernachlässigt. Da jedem Start-Detektorstreifen direkt ein Emissionswinkelbereich zugeordnet werden kann, genügt es, die Abhängigkeit des in der Fokalebene detektierten Impulses von der Nummer des getroffenen Streifens zu bestimmen. Es gilt also, von der bisherigen *FF*-differentiellen Impulsbestimmung auf eine *D/FF*-differentielle Impulsbestimmung überzugehen. Hierzu ist in Abbildung 20 ein *Profilhistogramm* gezeigt,

Abbildung 20: Die Relation zwischen Impuls und Start-Detektorstreifen.

das durch eine GEANT-Simulation erzeugt wurde und die folgende Information beinhaltet: Für einen Stoppdetektorstreifen ist in Abhängigkeit der Nummer des getroffenen Start-Detektorstreifens der Impuls, den das Teilchen (hier: Protonen) bei der Emission aus dem Target besaß, aufgetragen. Der vertikale Fehlerbalken gibt hierbei die Halbwertsbreite der Verteilung des Impulses für diese Start/Stoppkombination an. Deutlich zu erkennen ist die starke Variation über der Nummer des Startdetektorstreifens, der für den mittleren Impuls bis zu 6 % des über alle Startdetektorstreifen gemittelten Impuls betragen kann.

Die sogenannte kinematische Impulsbreite in jeder Kombination von Start- und Stoppdetektor ist bedingt durch die endliche Anzahl und die endliche Breite der Stoppdetektoren. Für ein Intervall von $\pm 2\sigma$ um den Mittelwert (mit einem 95.5 %-igen Konfidenzintervall) ergibt sich eine kinematische Impulsbreite von $\pm$ 2.2 %.

Aus dieser Variation ergibt sich die Notwendigkeit, nicht nur die Relation Stoppdetektor $\Longleftrightarrow$ Targetimpuls, sondern auch Startdetektor $\Longleftrightarrow$ Targetimpuls zu berücksichtigen, sobald eine Impulsauflösung von besser als ca. 8 % gefordert ist. Hinzu kommt, daß diese Korrektur umso wichtiger wird, je asymmetrischer die Verteilung des Targetemissionswinkels ist, da dann systematische Fehler in der Bestimmung des mittleren Impulses auftreten.
Ein weiterer Effekt liegt in der unterschiedlichen Wechselwirkung von Teilchen verschiedener Masse mit der Luft und der Materie des Spektrometers. Diese führt beispielsweise für Protonen durch den höheren Energieverlust im Vergleich zu Pionen bei identischem Targetimpuls zu einem systematisch niedrigerem Impuls in der Fokalebene. Für das Dipolmagnetfeld von 1.4 T bedingt dieses eine Impulsfehlbestimmung von 0.6 %, kann also gegenüber der kinematischen Impulsbreite vernachlässigt werden.

Abbildung 21: Die modifizierten Flugzeitdifferenzspektren zwischen Pionen und Protonen für ein Dipolmagnetfeld von 1.4 T.

Werden nun der Analyse der Flugzeitdifferenzspektren diese $2 \times 16 \times 25$ Impulswerte für Teilchensorte, Start- und Stoppdetektor zugrundegelegt, verbessert sich die Übereinstimmung von Experiment und Simulation, wie Abbildung 21 zeigt. Wie zu erkennen ist, korrigiert die genauere Bestimmung des Teilchenimpulses die oben aufgetretenen Diskrepanzen für hohe und niedrige Startdetektornummern. Die Abweichungen zwischen experimenteller und simulierter Flugzeitdifferenz betragen nun weniger als 250 ps und sind nicht mehr systematisch verschoben, wie das zuvor der Fall war. Bei einer Variation der vorgegebenen Impulswerte um -2 % ergibt sich eine Verschiebung der theoretischen gegenüber den experimentellen Flugzeitdifferenzen von 300 ps. Eine Veränderung der vorgegebenen Trajektorienlängen ebenfalls um -2 % ergibt eine globale Verschiebung von 200 ps.
Durch die genauere Kenntnis des Teilchenimpulses ergibt sich auch eine Verbesserung in der Bestimmung der Teilchenmasse und damit eine eindeutigere Teilchenidentifikation. Die in Abbildung 22 dargestellten Massenspektren zeigen für die Verteilung der Protonen eine Verbesserung der Massenauflösung um 20 % von 7.3 % auf 5.8 %. Hierbei gehört die unterbrochene Verteilung zur Massenbestimmung nach dem alten Verfahren. Da die Massenauflösung der Pionenverteilung im Gegensatz zur Protonenverteilung durch die Zeitauflösung ($\beta_\pi \simeq 1$)und nicht durch die Impulsbestimmung verursacht wird, ist bei dieser der Einfluß der verbesserten Impulsbestimmung nicht sichtbar.

Abbildung 22: Die Massenspektren für beide Verfahren.

4 Die Zeitauflösung der Flugzeitmessung

Mit Hilfe der Varianz $\sigma_{exp} = (175 \pm 5)$ ps einer typischen Pionenverteilung in einem Flugzeitspektrum einer Kombination aus Start- und Stoppdetektor (siehe Abbildung 18) kann die Auflösung der Zeitmessung bestimmt werden. Die Flugzeit zwischen Start- und Stoppdetektor beträgt

$$t = \frac{l}{c}\sqrt{1 + (\frac{mc^2}{pc})^2},$$

wobei aufgrund der geometrischen Breite beider Detektoren Unterschiede in der Trajektorienlänge l und im Impuls p zu einer endlichen Breite der Verteilung mit

$$\sigma_t^2 = (\frac{\partial t}{\partial l})^2 \sigma_l^2 + (\frac{\partial t}{\partial p})^2 \sigma_p^2 + 2\mathrm{cov}(l,p)\frac{\partial t}{\partial l}\frac{\partial t}{\partial p}. \tag{5}$$

führen. Die schwache Korrelation zwischen Impuls und Trajektorienlänge führt zu einer nicht verschwindenden Kovarianzmatrix. Da jedoch der Impuls nur schwach vom Emissionswinkel abhängt (siehe Abbildung 20) und die Trajektorienlänge ebenfalls nur schwach innerhalb einer Kombination variiert, kann dieser Term gegenüber den übrigen Beiträgen vernachlässigt werden.
Die partielle Ableitung der Flugzeit nach dem Impuls

$$\frac{\partial t}{\partial p} = (\beta^2 - 1)\frac{t}{p}$$

ist aufgrund einer Geschwindigkeit von 97 % c klein gegen die partielle Ableitung der Flugzeit nach der Trajektorienlänge. Somit ist die Variation der Trajektorienlänge mit dem Ausdruck

$$\frac{\partial t}{\partial l} = \frac{t}{l},$$

der führende Term in Gleichung (5). Die aus der Simulation gewonnene Breite der Flugzeitspektren, in der diese Effekte eingegangen sind, beträgt $\sigma_{geom} = 34$ ps. Hieraus ermittelt sich die elektronische und detektorspezifische Auflösung der Flugzeitmessung zu

$$\sigma_{DF} \quad = \quad \sqrt{\sigma_{\mathrm{exp}}^2 - \sigma_{geom}^2} = 172\ ps.$$

Die in die experimentelle Auflösung σ_{exp} eingehende Zeitauflösung $\sigma_{F,mean}$ des Stoppdetektors kann experimentell aus der Differenz der Zeitdifferenzen der Photomultiplier zweier benachbarter Stoppdetektorstreifen ermittelt werden, die von der Trajektorie eines Teilchens getroffen wurden

$$\begin{aligned} t_{F,diff} &= (t_{up,1} - t_{down,1}) - (t_{up,2} - t_{down,2}) \\ \sigma_{F,PM} &= \frac{1}{2} \cdot \sigma_{F,diff}. \end{aligned}$$

Bedingt durch die fokussierende Wirkung des Quadrupolmagneten besitzen die Trajektorien am Ort des Stoppdetektors nur eine geringe Steigung, weshalb geometrische Einflüsse auf die Breite $\sigma_{F,diff}$ dieser Verteilung vernachlässigbar sind.

Aus der Varianz $\sigma_{F,diff} = 295\ ps$ ermittelt sich die Varianz des einzelnen Photomultipliers $\sigma_{F,PM} = 150\ ps$, bzw. die des mittleren Zeitsignals von $\sigma_{F,mean} = 105\ ps$. Hieraus ergibt sich für die Zeitauflösung des Startdetektors

$$\begin{aligned} \sigma_{D,mean} &= \sqrt{\sigma_{DF}^2 - \sigma_{F,mean}^2} = 136\ ps, \quad \text{bzw.} \\ FWHM_{D,mean} &= 305\ ps. \end{aligned}$$

Die zur Gesamtauflösung führenden Beiträge sind in Tabelle 3 zusammengefaßt.

Beitrag	σ	FWHM
Geometrie	34 ps	76 ps
einzelner PM Startdetektor	193 ps	430 ps
einzelner PM Stoppdetektor	150 ps	335 ps
Zeitmittel Startdetektor	136 ps	305 ps
Zeitmittel Stoppdetektor	105 ps	235 ps
gesamte Zeitauflösung	175 ps	392 ps

Tabelle 3: Die Beiträge zur Zeitauflösung der Flugzeitmessung.

5 Der Trigger mit Flugzeitdiskriminierung

5.1 Die Funktionsweise des ToF-Triggers

Das bei den untersuchten Kernreaktionen auftretende Verhältnis von Protonen zu Pionen zu Kaonen von $10^4 : 10^3 : 1$ macht die Einführung von effizienten Triggern nötig, um schon bei der Datenaufnahme irrelevante Ereignisse zu unterdrücken. Als *Basis*-Triggerbedingung dient hier der *D–F*-Trigger [4], der aus einem zeitlich koinzidenten Ereignis in einem der Szintillatoren des Flugzeit-Startdetektors und des Flugzeit-Stoppdetektors besteht. Zum Verständnis ist in Abbildung 23 das prinzipielle Schaltbild für diesen Trigger gezeigt. Die

Abbildung 23: Das Prinzip-Schaltbild des DF-Triggers.

von den Photomultipliern der Detektoren gelieferten Signale gelangen nach dem Passieren der Sum-Split Karten Σ in die Diskriminatoren CFD. Jeweils zwei Common-Or Ausgänge dieser Module, die zu je acht oberen und unteren Photomultipliern eines Detektors gehören werden danach in einer Koinzidenzeinheit CO verknüpft. Eine darauf folgende Fan-in-Fan-Out Einheit FIFO bildet das logische *ODER* der Signale von je acht Szintillationsstreifen. Eine Koinzidenzeinheit CO erzeugt dann aus den Signalen von Start- und Stopppdetektor das Signal zur Datenaufnahme. Der *D–F*-Trigger kann durch die Wahl zusätzlicher Bedingungen eingeschränkt werden. Der im folgenden vorgestellte ToF-Trigger selektiert Ereignisse nach der Flugzeit der detektierten Teilchen, die bei gleichem Impuls und verschiedener Masse eine unterschiedlich lange Flugzeit im Spektrometer aufweisen. Er wird aus einem koinzidenten Ereignis in Start- und Stoppdetektor generiert, wobei jedoch nur Zeitunterschiede beider Signalflanken zugelassen werden, die innerhalb eines zuvor bestimmten Zeitfensters liegen (siehe Abbildung 24). Durch die Lage der Flugzeit-Stoppdetektoren in der Fokalebene wird unter anderem erreicht, daß sich der Flugzeitunterschied von Teilchen gleicher Masse bei unterschiedlichen Impulsen teilweise kompensiert (siehe Abbildung 1).

[4] Die Kurzformen *FF*-Detektor und *FF*-Paddle bezeichnen die erste (*Front*) Reihe des Flugzeit-Stoppdetektors und die Kurzform *D*-Detektor den Flugzeit-Startdetektor.

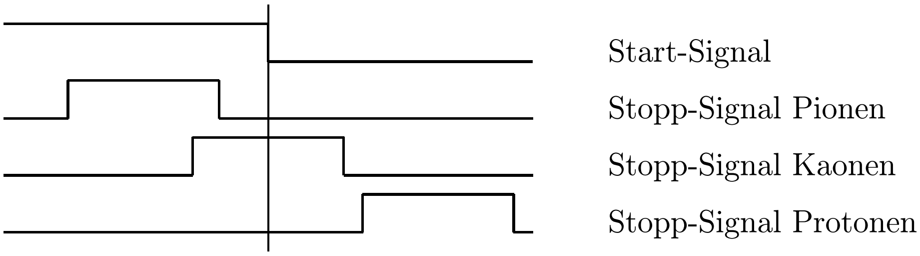

Abbildung 24: Die Funktionsweise des ToF Triggers.

Dieses ermöglicht die Anwendung eines impulsunabhängigen Flugzeittriggers, der den Einsatz individuell einzustellender Paddledelays erübrigt. Das prinzipielle Schaltbild für diesen Trigger ist in Abbildung 25 gezeigt. Für den Trigger werden die in den Sum-Split Karten gebildeten mittleren Zeitsignale verwendet.

Abbildung 25: Das Prinzip-Schaltbild des ToF-Triggers.

Diese werden nach einem Diskriminator CFD in einer FIFO-Einheit verknüpft und sodann zu einem logischen Signal verarbeitet, dessen Länge in Abhängigkeit von dem zu wählenden Zeitfenster bestimmt wird. Die so behandelten Signale der Flugzeitdetektoren gelangen in eine Koinzidenzeinheit CO und generieren das Signal zur Datenaufnahme.
Um eine möglichst genaue Zeitreferenz zu gewährleisten, wurden alle zweiunddreißig Photomultiplierröhren des Startdetektors mit individuellen Verzögerungskabeln ausgestattet. Zur Bestimmung der Länge dieser Kabel diente ein Aufbau aus einer Referenzröhre an einem Szintillationspaddle, das an das Laserkalibrierungssystem des Spektrometers angeschlossen war. Am zweiten Lichtleiter dieses Paddles wurden nacheinander alle restlichen einunddreißig Photomultiplier des Detektors angekoppelt. Das Referenzröhrensignal wurde zum Starten eines CAMAC TDC verwendet. Den Stopp des TDC bewirkte das Signal der zweiten Röhre, welches zuvor noch um 100 ns verzögert wurde. Alle Komponenten befanden sich in einem CAMAC Crate und wurden mittels eines Crate Controllers und einer AT-Bus Card durch das Acquisitionsprogramm CAMDA [St91] auf einem IBM-kompatiblen Personalcomputer ausgelesen.
Die Linearität des TDC wurde mittels eines Time-Calibrators getestet und die Zeitauflösung des TDC zu 53 ps/Kanal bestimmt. Um gleiche Bedingungen für alle Photomultiplier zu erreichen, wurde durch Variation der Hochspannungsversorgung eine einheitliche Impulshöhe von -400 mV hergestellt. Für diese Amplituden erreichte das System aus den Photomultipliern, der Elektronik und der Kabel eine durchschnittliche Zeitauflösung von 7±1 Kanälen, was $\Delta t = (370 \pm 50)$ ps entspricht:

$$t = t_1 - t_2 \qquad \Rightarrow \qquad \Delta t = \sqrt{(\Delta t_1)^2 + (\Delta t_2)^2} \qquad \Rightarrow \qquad \Delta t = \sqrt{2}\Delta t_{1/2}.$$

Dieses bedeutet für jeden Photomultiplier eine Zeitauflösung von $\Delta t_{1/2} = (260 \pm 40)$ ps.
Um Aussagen über die Wirksamkeit des ToF-Triggers machen zu können, wird im folgenden die Auswirkung verschiedener Magnetfeldeinstellungen auf die Protonenunterdrückung näher untersucht. Die niedrigste, im Experiment angewendete Magnetfeldeinstellung mit 0.35 T ist in Hinblick auf eine effiziente Unterdrückung am unproblematischsten, da der Flugzeitunterschied zwischen Protonen und Kaonen hierbei immer mehr als 14 ns beträgt. Daher kann eine Selektion von Kaonen und Pionen bei einer hohen Unterdrückung von

Ereignissen mit ausschließlich schwereren Teilchen erfolgen.

Auch das Magnetfeld von 0.9 T weist immer noch eine Mindest-Flugzeitdifferenz von 5 ns auf (siehe Abbildung 26). Da unterschiedliche Signallaufzeiten in Photomultipliern und

Abbildung 26: Die Flugzeiten für das Dipolmagnetfeld von 0.9 T.

Elektronik sowohl für die Start- wie auch die Stoppdetektoren durch individuelle Verzögerungskabel ausgeglichen wurden, so daß die Abweichungen weniger als 1 ns betragen, kann eine Unterdrückung der Protonen problemlos erfolgen. Bei höheren Magnetfeldeinstellungen wird die Anwendung des ToF-Triggers in zunehmenden Maße kritischer, da einerseits die Differenz in den Flugzeiten geringer wird, andererseits durch die Lage der Fokalebene die Flugzeiten von Kaonen und Pionen stärker vom getroffenen Stoppdetektor abhängen (siehe Abbildung 27). Für die Wahl eines globalen Verzögerungsfensters bleibt bei dieser Feldeinstellung nur noch ein Bereich von 1 ns. Um unter diesen Randbedingungen die Vorgabe zu erfüllen, daß durch den ToF-Trigger möglichst wenige Ereignisse mit Kaonen verworfen werden, muß der Überlappbereich in einen Bereich gelegt werden, in dem Protonen mit niedriger Flugzeit akzeptiert werden.

Abbildung 27: Die Flugzeiten für das Dipolmagnetfeld von 1.4 T.

Eine Verbesserung in dieser Situation bieten zwei Möglichkeiten:

- Die Installation individueller, einstellbarer Flugzeitfenster für jeden der 25 (im Endausbau des Spektrometers 30) Detektoren der ersten Flugzeit-Stoppwand.
- Das Einrichten von 4 zeitlich konstanten Verzögerungsleitungen für jeweils 8 Detektoren der Flugzeit-Stoppwand.

Die erste Alternative bedingt einen großen Aufwand zur Einstellung und Überwachung dieser 25 variablen Flugzeitfenster, bietet aber die bessere Lösung zur Unterdrückung von Protonenereignissen. Die zweite Alternative basiert auf der Bauweise der Triggerelektronik in Modulen zu je 8 Kanälen in einer Constant-Fraction-Einheit. Diese Module besitzen einen Common-Or-Ausgang, der das logische *ODER* aller 8 Kanäle darstellt. Die Signale dieses Ausgangs können in einer nachfolgenden Koinzidenzeinheit CO-8000 verarbeitet werden. Mit Hilfe der in Tabelle 4 aufgeführten Verzögerungsleitungen zwischen den Constant-Fraction-Modulen und der Koinzidenzeinheit kann der minimale Flugzeitunterschied zwischen Kaonen und Protonen von 1 ns zu einer zeitlichen Differenz von 3.5 ns für das triggernde Signal ausgeweitet werden (siehe Abbildung 28).

Abbildung 28: Die Flugzeiten für ein Feld von 1.4 T mit Verzögerungsleitungen.

Durch die Wahl konstant verzögernder Kabel wird jedoch die Zeitlage der Signale aller anderen Magnetfeldeinstellungen verändert.

Wie in Abbildung 29 zu sehen ist, erfolgt jedoch bereits bei einem Dipolmagnetfeld von 0.9 T keine Beeinträchtigung der Funktionalität des ToF-Triggers, da die kleinste Zeitdifferenz, wie im Fall der unverzögerten Signale, 5 ns beträgt.
Die vorgeschlagene Methode stellt bei geringem Aufwand eine Erhöhung der Funktionalität des ToF-Triggers bei Magnetfeldeinstellungen ab 0.9 T dar.
Zusätzlich zu dem eben vorgestellten Trigger kann noch die Information der Cherenkovdetektoren, die als Geschwindigkeits-Schwellenzähler mit unterschiedlichen Radiatormaterialien betrieben werden (siehe auch Abbildung 1), benutzt werden. Die Radiatoren bestehen aus Plexiglas, Wasser und Aerogel und haben Diskriminierungsschwellen von $\beta = 0.67$, 0.75 und 0.95. Die erste der beiden Cherenkovwände hat von der Fokalebene einen Abstand von 16 cm, weshalb der Position jedes Detektors ein enges Impulsband entspricht. Aufgrund dieser Geometrie ist die Wahl der Diskriminierungsschwellen durch unterschiedliche Radiatormaterialien auf *eine* Einstellung des Dipolmagnetfeldes beschränkt.

FF-Detektorgruppe	Signalverzögerung um
1 – 8	2.1 ns
9 – 16	1.5 ns
17 – 24	0.8 ns
25 – 30	0.0 ns

Tabelle 4: Die Signalverzögerung zur Optimierung des ToF-Triggers.

5.2 Die Einstellung und Eichung des ToF-Triggers

Wie im vorherigen Kapitel diskutiert wurde, ist die Anwendbarkeit des ToF-Triggers gerade bei Dipolmagnetfeldern ab 0.9 T stark von der Wahl der richtigen Verzögerung des Stoppsignals abhängig. Dieses Verhalten macht es notwendig, den Bereich der Unterdrückung langsamer Teilchen im Spektrometer während des Experimentes zu bestimmen. Insbesondere muß darauf geachtet werden, daß möglichst wenige Ereignisse mit Kaonen im Spektrometer durch diesen Trigger verworfen werden. Die Bestimmung der zu wählenden Verzögerung erfolgt iterativ in zwei Stufen:

- Mit Protonen wird bei verändertem Magnetfeld die Flugzeit von Kaonen simuliert.
- Bei Wahl des D-F Triggers wird die Information, ob ein Ereignis die ToF-Triggerbedingung erfüllt, durch das Online-Analyseprogramm ausgewertet.

Die Realisation des ersten Punktes bedient sich der sogenannten PPAK-Methode (**protons pretending abundant kaons**). Bei dieser Methode verändert man die Stärke der Magnetfelder, so daß fortan Protonen im Spektrometer die Geschwindigkeit (und dank gleicher Trajektorienlänge auch Flugzeit) von Kaonen simulieren, im Vergleich zu diesen aber wesentlich häufiger ($10^4 : 1$) auftreten. Durch das Auswerten der Massenspektren läßt sich nun unmittelbar bestimmen, in welchem Maß die Wahl der Verzögerung des ToF-Triggers zur Unterdrückung von Ereignissen mit Kaonen führt. Die Wahl des Magnetfeldes ergibt sich aus der Überlegung, daß die Flugzeiten von Kaonen im normalen Feld und Protonen im Simulationsfeld bei gleichem Krümmungsradius r identisch sein sollen. Aus

$$
\begin{aligned}
pc &= \gamma m \beta c^2 = zeBr \quad \text{und} \quad \beta_P = \beta_K \quad \text{folgt} \\
B_P &= \frac{m_P}{m_K} B_K .
\end{aligned}
$$

Hieraus erhält man für die fünf *kanonischen* Magnetfeldstärken die zu wählenden Simulationsfeldstärken (Tabelle 5). Für die Dipolmagnetfelder von 1.4 T und 1.7 T müssen Pionen verwandt werden, da durch die Magnete keine ausreichenden Feldstärken erzeugt werden können.

Normalfeld	Simulationsfeld
0.35 T	0.665 T
0.60 T	1.140 T
0.90 T	1.171 T
1.40 T	0.396 T
1.70 T	0.481 T

Tabelle 5: Die Feldstärken für die PPAK-Methode.

Die Realisation des zweiten Punktes erfolgt in der folgenden Weise. Das Online-Analyseprogramm verwertet Einteilchentrajektorien im Spektrometer jeweils unter der Bedingung von erfüllter oder nicht erfüllter ToF-Koinzidenz (im weiteren ToF-Bit genannt), wobei zur Datenaufnahme der *D-F*-Trigger benutzt wurde. Die Analyse führt hierbei eine Bestimmung der Teilchenmasse aus der gemessenen Flugzeit zwischen Start- und Stoppdetektor und dem aus Simulationsrechnungen bestimmten, mittleren Impuls im getroffenen Stopp-Paddle durch. Hierbei geht ebenfalls die durch Simulationen bestimmte mittlere Trajektorienlänge ein. Die Information der Vieldrahtkammern bleibt in dieser Analyse aufgrund des hohen Rechenzeitaufwandes unberücksichtigt. Während des Experimentes werden nun Massenspektren jeweils mit und ohne die Bedingung des ToF-Bits gefüllt und verglichen, woraus auf das Unterdrückungsverhältnis für Protonen und schwerere Teilchen geschlossen werden kann. Um die Wirkung des ToF-Triggers zu bestimmen, wurden Experimente bei Magnetfeldstärken von 0.6 T und 0.9 T analysiert, in denen der Trigger jeweils aktiv war oder nicht.

Im linken, oberen Teil von Abbildung 30 ist das Massenspektrum für das Dipolmagnetfeld von 0.6 T aufgetragen, wobei während der Datenaufnahme der Trigger nicht wirkte. Hierbei liegt jeweils links die Verteilung der Pionen und rechts die der Protonen. Im linken, unteren Teil von Abbildung 30 ist das Massenspektrum für das Dipolmagnetfeld von 0.6 T aufgetragen, wobei während der Datenaufnahme der Trigger aktiv war. Für den rechten Teil der Abbildung sind diese Spektren für das Dipolmagnetfeld von 0.9 T zu sehen. Aus dem Quotienten von Protonen- und Pionenereignissen für jeweils eine Feldeinstellung kann auf den Unterdrückungsfaktor für Protonenereignisse geschlossen werden. Es ergibt sich für die Feldeinstellung von 0.6 T eine Unterdrückung von 9.4, und für die Feldeinstellung von 0.9 T eine Unterdrückung von 10.1.

6 Ausblick

6.1 Die Zeit- und Impulsauflösung

Es ist anzunehmen, daß die in Kapitel 4 angegebene Zeitauflösung von 400 ps in erster Linie durch die verwendete Elektronik bedingt ist. Die benutzten Constant-Fraction-Diskriminatoren erweisen sich zwar als praktikable Lösung bei der Generierung der Trigger, stellen aber einen erheblichen Aufwand bei der Einstellung und Kontrolle dar. Eine Alternative wäre die Ersetzung der Module zur Zeitmessung durch Leading-Edge-Diskriminatoren, was die Zeitauflösung stark verbessern könnte.
Im Verlauf dieser Arbeit wurde gezeigt, daß eine Bestimmung des Teilchenimpulses mit Hilfe der Szintillationsdetektoren vor und nach dem Dipolmagneten zu einer Verbesserung der Impulsauflösung auf 2.2 % führt. Hierbei wurde die Trajektorieninformation der Vieldrahtkammern noch nicht berücksichtigt. Es ist zu erwarten, daß durch die Ortsbestimmung der Kammern die Trajektorie nach dem Dipolmagneten so genau bestimmt werden kann, so daß eine grobe Rekonstruktion der Flugbahn durch das Spektrometersystem möglich würde [Sa91]. Dieses eröffnete die Möglichkeit, nicht aus dem Target emittierte sowie gestreute Teilchen zu identifizieren.

6.2 Die Simulationsrechnungen

Der in Kapitel 3 vorgestellte Vergleich zwischen Experiment und Simulationsrechnungen sollte noch für weitere Magnetfeldeinstellungen vorgenommen werden, wobei der bei niedrigeren Feldeinstellungen zunehmende Einfluß von Streuung und Energieverlust in Betracht gezogen werden muß.

6.3 Neue Konzepte

Der in Kapitel 2.4.2 diskutierte Einfluß des Detektors auf die Impulsauflösung durch Kleinwinkelstreuung stellt eine Einschränkung bei Experimenten mit einer geforderten Impulsauflösung von besser als 1 % dar, die beispielsweise bei Paarkorrelationsmessungen nach dem Hanbury-Brown-Twiss Verfahren notwendig ist. Als Alternative bietet sich eine den Startdetektor ersetzende, ortsempfindliche Vieldrahtproportionalkammer (MWPC) an, insbesondere bei Realisation des geplanten Vakuumsystems. Die effektive Massenbelegung

einer MWPC des am Kaonenspektrometer eingesetzten Typs ist mit ca. 55 mg/cm^2 um einen Faktor 8 geringer als die des Szintillationsdetektors. Zusätzlich würde eine MWPC vor dem Dipolmagneten dank einer genaueren Ortsbestimmung eine erheblich bessere Trajektorienrekonstruktion ermöglichen.
Die durch den Wegfall des Szintillationszählers fehlende Zeitinformation kann bei schweren Massensystemen[5] durch das Targethodoskop erfolgen, wobei der Vorteil einer größeren Weglänge für die Geschwindigkeitsmessung durch den Nachteil einer erhöhten Anzahl zufälliger Ereignisse erkauft würde. Die Generierung eines effektiven Datenaufnahmetriggers, der auf einer Flugzeitdifferenz zwischen Targethodoskop und Flugzeitstoppwand beruhte, würde daher erschwert oder möglicherweise verhindert.

[5]Die Bestimmung einer gemittelten Zeitinformation mit den Modulen des Targethodoskops zur Festlegung eines Reaktionszeitpunktes erwies sich als schwierig bei Experimenten mit einer Strahl–Targetkombination aus leichten Elementen (z.B.: Ne + NaF im Juni 1991), da dort die Multiplizität von geladenen Teilchen im Hodoskop niedrig ist.

A Simulationen mit GEANT

A.1 Das Kaonenspektrometer in GEANT

Einige für das Experiment wichtige Teilaspekte des Spektrometerverhaltens, wie beispielsweise die Akzeptanzbestimmung, die Impulsbestimmung, sowie allgemein die *Response* des Spektrometers, wurden mit Hilfe des Programmpaketes GEANT untersucht. Hierbei handelt es sich um ein, am CERN entwickeltes, Paket aus FORTRAN Programmroutinen, die es erlauben, Hochenergieexperimente zu simulieren. Das Programm berücksichtigt alle relevanten physikalischen Wechselwirkungen relativistischer Teilchen in Materie und besitzt Algorithmen zur Berechnung von Trajektorien in magnetischen Feldern. Die Geometrie des Kaonenspektrometers wurde mit Hilfe primitiver, als Unterroutinen vorgegebener, Geometrieelemente erzeugt [Schi90]. Jedem dieser Volumina wird durch den Benutzer ein Medium zugeordnet, welches entweder durch die Angabe von Wechselwirkungsparametern (Dichte, Ordnungszahl, Massenzahl, Strahlungslänge, Absorptionslänge) definiert werden muß oder aus einem bereitgestellten Menü, das aus 40 Standardmedien besteht, ausgewählt werden kann. Nach dem Aufbau der Geometrie erfolgt die eigentliche Simulation durch das *tracking* von Teilchen durch den Aufbau unter Berücksichtigung der Wechselwirkungen. Durch als Detektoren definierte Volumina erfolgt dann die Speicherung der Information zur späteren Auswertung.
Aus Gründen der Platzersparnis sind alle KaoS-spezifischen Dateien des GEANT-Programmes der THD auf der internen 200 Mb-Harddisk der VAX-Workstation VSBK(M76-3100) abgelegt und über das DECNET der GSI erreichbar.
Das Root-Verzeichnis trägt hier den logischen Namen

54DKA300:[KAOS.WAGNER.GEANT].

In diesem Verzeichnis befinden sich die Dateien:

GINT_KAOS.FOR Interaktive Version des Hauptprogramms
mit HBOOK-Histogramm- und Ntuple-Verwaltung.

GFFGO_MONI.DAT Steuerkarte für dieses Programm.

GGEOM_KAOS.FOR Geometrie- und Datenstruktur-erzeugendes Programm.

GFFGO_GEOM.DAT Steuerkarte für dieses Programm.

Ausgehend von diesem Verzeichnis verzweigt sich der *directory-tree* in die folgenden Unterverzeichnisse:

[**.INC**] Include-Verzeichnis mit Dateien, die bei der Kompilation eingebunden werden. Diese enthalten Variablendeklarationen und die für die Erzeugung der Geometrie notwendigen Maße.

[**.DAT**] Verzeichnis mit den Datenbank-Dateien zur Geometrie und den magnetischen Feldkarten.

[**.BAT**] Verzeichnis mit Kommandodateien zum Programmablauf im Batch-Mode.

[**.COM**] Verzeichnis mit Kommandowerkzeugen zur Übersetzung und Verkettung der Programme.

[**.LIB**] Verzeichnis mit den beiden Object-Bibliotheken für Normal- und Debugging-Modus.

[**.SRC**] Verzeichnis mit den benutzerspezifischen Trackingroutinen.

[**.KUIP**] Verzeichnis mit benutzerdefinierten Menüs für die interaktive Version des Hauptprogramms.

[**.SRC.GEOM**] Verzeichnis mit den Geometrieroutinen zur Erzeugung des Aufbaus des Kaonenspektrometers.

[**.SRC.KINE**] Verzeichnis mit den Routinen der verschiedenen Eventgeneratoren.

Mit Hilfe des Programmes wurden beispielsweise die Positionen der Vieldrahtkammern (die im folgenden mit der Kurzform des englischen Ausdrucks *Multi-Wire-Proportional-Chamber* abgekürzt werden) für die unterschiedlichen Aufbauten der Experimente des Jahres 1991 unter der Vorgabe, daß die Spektrometerakzeptanz möglichst wenig zu beeinflußen sei, festgelegt. Hierbei erfolgte die Positionierung der einen MWPC der Strahlzeit vom März 1991 relativ zum Target in dem Untervolumen SPEC unter der Position $\vec{r} = \begin{pmatrix} 106.8 & 0.0 & 415.0 \end{pmatrix}$ cm mit der Spektrometerachse in z-Richtung, der vertikalen y-Achse und der auf beiden senkrechten x-Achse. Während dieser Strahlzeit war die MWPC parallel zur z-Achse ausgerichtet. Nachdem die Ortsauflösung der Kammern sich als besser als vorhergesehen erwiesen hatten (siehe [Sa91]), konnten in den späteren Experimenten mit zwei MWPCs diese unter einem Winkel von 15^o gegenüber der z-Achse aufgestellt werden, was zu einer Erhöhung des effektiven Raumwinkels des Spektrometers führt. Die neuen Positionen der geometrischen Mitten der Kammern sind nun $\vec{r}_1 = \begin{pmatrix} 123.17 & 0.0 & 424.71 \end{pmatrix}$ cm und $\vec{r}_2 = \begin{pmatrix} 149.83 & 0.0 & 469.30 \end{pmatrix}$ cm, wodurch die Kammern nun einen Abstand der inneren Rahmen von 30 cm aufweisen.

A.1.1 Die Vieldrahtproportionalkammern in GEANT

Die (bisher) beiden Vieldrahtproportionalkammern wurden ebenfalls implementiert.
Sie sind in der Datei MWPC.FOR in dem Unterverzeichnis [.SRC.GEOM] sowohl auf dem Account KAOSUSER als auch Wagner verfügbar. Diese Datei bindet bei der Übersetzung die Datei GUMWPC.INC aus dem Verzeichnis [.INC] ein, welche sämtliche MWPC-spezifischen Konstantendeklarationen und Bemaßungen enthält. Bei der Implementation der MWPC in das Simulationsprogramm wurden alle Teile des Kammerrahmens in der originalgetreuen Bemaßung, die Drahtebenen in Form einer equivalenten Flächenbelegung und die Gasfüllung mit Argongas unter Normaldruck berücksichtigt. Die equivalente Dicke für die beiden Pregap-Ebenen beträgt hierbei 7.46 μm, die der Anodenebene 0.126 μm und die der Kathodenebene 1.77 μm, wobei alle Drahtebenen aus Wolfram bestehen. Die beiden Kapton–Fensterfolien der MWPC wurden in ihrer Dicke von 25 μm als aus Kohlenstoff bestehend implementiert (No, I'm Brian).
Die an der Kammer befindliche Elektronik wurde nicht im Programm berücksichtigt.
Die Positionierungen der Volumina erfolgen nach Art der Matrjoschka-Puppen geschachtelt, jeweils mit Bezug auf das nächst höher gelegene Volumen.

A.2 Bestimmung des Targetemissionswinkels

Räumlich/Impuls-isotrop emittierte Pionen wurden für die Magnetfeldeinstellung von 1.4 T durch das Spektrometer *getrackt*. Unter der Bedingung eines Ereignisses in den Detektoren Start, Stopp und in der Vieldrahtproportionalkammer erfolgte die Bestimmung des Emissionswinkels der Teilchen im Target. Die Mittelwerte über viele Trajektorien für die einzelnen Paddles des Startdetektors sind in Tabelle 6 zusammengefaßt.

Startdetektor Nr.	Emissionswinkel	Startdetektor Nr.	Emissionswinkel
1	5.17^o	9	-0.34^o
2	4.42^o	10	-0.98^o
3	3.73^o	11	-1.61^o
4	2.97^o	12	-2.22^o
5	2.28^o	13	-2.78^o
6	1.60^o	14	-3.41^o
7	0.96^o	15	-3.93^o
8	0.30^o	16	-4.40^o

Tabelle 6: Startdetektor Nr. und Emissionswinkel

Abbildung 29: Die Flugzeiten für ein Feld von 0.9 T mit Verzögerungsleitungen.

Abbildung 30: Die Massenspektren für den ToF-Trigger.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literatur

[Ru91] V. N. Russkikh: K^+ production in relativistic nuclear collisions, GSI-91-09, preprint.

[Ha87] J. W. Harris et al.: Pion production in high-energy nucleus-nucleus collisions. Phys. Rev. Let. 58(1987)463-467.

[Ch90] S. I. Chase et al.: Pion production in Au+Au collisions at 1.15 GeV/n from the Bevalac Streamer Chamber. Proceedings of the Workshop on Nuclear Dynamics VI, LBL-28709(1990)215.

[Ba91] Bao-An Li, W. Bauer: Pion spectra in a hadronic transport model for relativistic heavy ion collisions. Phys. Rev. C, Vol. 44, No. 1, 450, July 1991.

[Mi91] D. Miškowiec: Subthreshold kaon production in heavy ion collisions. Dissertation an der Universität Kraków(1991).

[Mü92] Ch. Müntz: The High-Energy Component in Pion Spectra from Au+Au and Ne+NaF at 1 GeV/u. Proceedings of the Meeting on Gross Properties of Nuclear Matter, Hirschegg (1992), to be published.

[Ka91] The KaoS Collaboration: Subthreshold kaon production in Au on Au collisions at 1 GeV/u. Z.Phys.A–Hadrons and Nuclei 341,123-124(1991), Springer.

[Sa91] A. Sartorius: Aufbau und Test einer Vieldrahtproportionalkammer zum Teilchennachweis am Kaonenspektrometer, Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt (1991).

[Röhm] Röhm GmbH, Lieferprogramm Halbzeug (111-1)1988/89.

[Mi90] D. Miškowiec: private Mitteilung.

[NE] Nuclear Enterprises Limited: Scintillators for the physical sciences, herausgegeben von Thorn EMI.

[Hama] Hamamatsu Datenblatt zum Photomultiplier R2076

[GSI90] GSI Scientific Report 1990, GSI 91-1, March 1991, ISSN 0174-0814.

[Schl90] Bernd Schlei: Ein Laserkalibrierungssystem für die Detektoren eines magnetischen Teilchenspektrometers und Entwicklungsarbeiten für Szintillationszähler, Diplomarbeit an der Philipps-Universität Marburg/Lahn, 1990.

[Scho70] J.M. Schonkeren: Photomultipliers, Philips Application Book Series (Philips Eindhoven, The Netherlands 1970), zitiert in [Leo87].

[Ko90] B. Kohlmeyer, private Mitteilung.

[Leo87] W.R. Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments 1987, Springer.

[La44] L. Landau: On the Energy Loss of Fast Particles by Ionisation, J. Phys.(USSR) 8(1944),201 und
P.V. Vavilov: Ionisation Losses of High-Energy Heavy Particles, Soviet Physics JETP 5(1957),749.

[Fa90] J.-H. Le Faou, O. Aubert: Spectromètre KaoS et Dètecteur START de Temps de Vol (27 juillet 1990).

[PDG] Particle Data Group: Particle Properties Data Booklet, aus: Review of Particle Properties, Phys.Let. B204(1988) und: Review of Particle Properties, Phys.Let. B239(1990).

[Lo86] E. Lohrmann: Hochenergiephysik, 1986, Teubner.

[MK84] T. Mayer-Kuckuk: Kernphysik, 1984, Teubner.

[Ja83] J. D Jackson: Klassische Elektrodynamik, 1983 (2.Auflage), de Gruyter.

[Bi74] J.Białkowski, Z. Moroz, M. Moszyński: Further study of timing properties of scintillation counters, NIM 117(1974) 221-226.

[Be74] B.Bengtson, M. Moszyński: Energy-Transfer and light-collection characteristics for different types of plastic scintillators, NIM 117(1974)227-232.

[St91] H. Stelzer: CAMDA- a PC-based data acquisition system (Version 5.10), NIM 310(1991)562-564.

[UG] GEANT 3.14 User Guide.

[VF] TOSCA Reference Manual (©) Vector Fields Limited, 24 Bankside, Kidlington, Oxford OX5 1JE, England.

[Schi90] R. Schicker, W. Ahner, P. Koczon: Simulation of 1^{st} and 2^{nd} level trigger for the Kaon Spectrometer, GSI Scientific Report 1990(March 1991),320.

[Gr83] J. Grosser: Einführung in die Teilchenoptik, 1983, Teubner.