



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

ZERFALLSPIONENSPEKTROSKOPIE
LEICHTER HYPERKERNE
IN DER ELEKTROPRODUKTION

Dissertation
zur Erlangung des Grades
“Doktor der Naturwissenschaften”
am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Anselm Esser
geb. in Göttingen

INSTITUT FÜR KERNPHYSIK
JOHANNES GUTENBERG-UNIVERSITÄT MAINZ
DEZEMBER 2013

ZUSAMMENFASSUNG

Am Mainzer Mikrotron können Λ -Hyperkerne in $(e, e'K^+)$ -Reaktionen erzeugt werden. Durch den Nachweis des erzeugten Kaons im KAOS-Spektrometer lassen sich Reaktionen markieren, bei denen ein Hyperon erzeugt wurde. Die Spektroskopie geladener Pionen, die aus schwachen Zweikörperzerfällen leichter Hyperkerne stammen, erlaubt es die Bindungsenergie des Hyperons im Kern mit hoher Präzision zu bestimmen. Neben der direkten Produktion von Hyperkernen ist auch die Erzeugung durch die Fragmentierung eines hoch angeregten Kontinuumszustands möglich. Dadurch können unterschiedliche Hyperkerne in einem Experiment untersucht werden.

Für die Spektroskopie der Zerfallspionen stehen hochauflösende Magnetspektrometer zur Verfügung. Um die Grundzustandsmasse der Hyperkerne aus dem Pionimpuls zu berechnen, ist es erforderlich, dass das Hyperfragment vor dem Zerfall im Target abgebremst wird.

Basierend auf dem bekannten Wirkungsquerschnitt der elementaren Kaon-Photoproduktion wurde eine Berechnung der zu erwartenden Ereignisrate vorgenommen. Es wurde eine Monte-Carlo-Simulation entwickelt, die den Fragmentierungsprozess und das Abbremsen der Hyperfragmente im Target beinhaltet. Diese nutzt ein statistisches Aufbruchmodell zur Beschreibung der Fragmentierung. Dieser Ansatz ermöglicht für ${}^4\Lambda\text{H}$ -Hyperkerne eine Vorhersage der zu erwartenden Zählrate an Zerfallspionen.

In einem Pilotexperiment im Jahr 2011 wurde erstmalig an MAMI der Nachweis von Hadronen mit dem KAOS-Spektrometer unter einem Streuwinkel von 0° demonstriert, und koinzident dazu Pionen nachgewiesen. Es zeigte sich, dass bedingt durch die hohen Untergrundraten von Positronen in KAOS eine eindeutige Identifizierung von Hyperkernen in dieser Konfiguration nicht möglich war.

Basierend auf diesen Erkenntnissen wurde das KAOS-Spektrometer so modifiziert, dass es als dedizierter Kaonenmarkierer fungierte. Zu diesem Zweck wurde ein Absorber aus Blei im Spektrometer montiert, in dem Positronen durch Schauerbildung abgestoppt werden. Die Auswirkung eines solchen Absorbers wurde in einem Strahltest untersucht. Eine Simulation basierend auf Geant4 wurde entwickelt mittels derer der Aufbau von Absorber und Detektoren optimiert wurde, und die Vorhersagen über die Auswirkung auf die Datenqualität ermöglichte. Zusätzlich wurden mit der Simulation individuelle Rückrechnungsmatrizen für Kaonen, Pionen und Protonen erzeugt, die die Wechselwirkung der Teilchen mit der Bleiwand beinhalteten, und somit eine Korrektur der Auswirkungen ermöglichen.

Mit dem verbesserten Aufbau wurde 2012 eine Produktionsstrahlzeit durchgeführt, wobei erfolgreich Kaonen unter 0° Streuwinkel koinzident mit Pionen aus schwachen Zerfällen detektiert werden konnten. Dabei konnte im Impulsspektrum der Zerfallspionen eine Überhöhung mit einer Signifikanz, die einem p-Wert von $2,5 \cdot 10^{-4}$ entspricht, festgestellt werden. Diese Ereignisse können aufgrund ihres Impulses, den Zerfällen von ${}^4\Lambda\text{H}$ -Hyperkernen zugeordnet werden, wobei die Anzahl detektierter Pionen konsistent mit der berechneten Ausbeute ist.

ABSTRACT

At the Mainz Microtron, Λ -hypernuclei can be produced in $(e, e'K^+)$ -reactions. By detecting the produced kaon in the KAOS spectrometer, reactions in which hyperons have been produced are tagged. The spectroscopy of charged pions, originating in weak two-body decays of light hypernuclei, allows the measurement of the binding energy of the hyperon in the nucleus with high precision. Besides the direct production of hypernuclei, they can also be produced by the fragmentation of a highly excited continuum state. This allows to study different types of hypernuclei in one experiment.

High-resolution magnetic spectrometers are available for the spectroscopy of the decay-pions. To determine the ground-state mass of the hypernucleus it is crucial that the hyperfragment is stopped inside the target before it decays.

Based on the known cross section of the elementary kaon photoproduction, a calculation of the expected event rate has been performed. A Monte Carlo simulation has been developed, which includes the fragmentation and the stopping of the hyperfragments inside the target. It uses a statistical breakup model for the simulation of the fragmentation. This approach allows to predict the count rate of decay-pions from ${}^4_\Lambda\text{H}$ -hypernuclei.

In a pioneering experiment, performed in 2011, for the first time hadrons could be detected with the KAOS spectrometer at a scattering angle of 0° in coincidence with pions. It became apparent that, due to the high background rate of positrons in KAOS, the clean identification of hypernuclei was impossible in the original set-up.

Based on these findings, the KAOS spectrometer was modified to function as a dedicated kaon-tagger. To achieve this, an absorber made of lead was placed inside the spectrometer to stop positrons by producing electromagnetic showers. The effect of such an absorber was studied in a beam test. A simulation based on Geant4 was developed to optimise the set-up of absorber and detectors, and to predict the impact on the data quality. In addition, the simulation was used to calculate individual transfer matrices for Kaons pions and protons, which include the interactions with the lead wall, and therefore allow to correct for these effects.

With the improved set-up a production beam time was performed in 2012, during which kaons were successfully detected at 0° scattering angle in coincidence with pions originating in weak decays. In the momentum spectrum of the decay pions a peak can be observed, with a significance corresponding to a p-value of $2,5 \cdot 10^{-4}$. Due to the momentum, these events can be interpreted as weak decays of ${}^4_\Lambda\text{H}$ -hypernuclei. The yield of these events is consistent with the prediction.

PUBLIKATIONEN

Einige der vorgestellten Konzepte und Abbildungen wurden bereits in folgenden Publikationen veröffentlicht:

- [I] ACHENBACH P. et al. (A1 Collaboration): *Strange hadronic physics in electro-production experiments at the Mainz Microtron*. Nucl. Phys. A., 881: 187 - 198, 2012
- [II] ESSER A. et al.: *Pioneering Experiment for High Resolution Decay Pion Spectroscopy of Light Hypernuclei at MAMI*. Proc. Sci, (Bormio2012): 038, 2012
- [III] ESSER A. et al.: *Prospects for hypernuclear physics at Mainz: From KAOS@MAMI to PANDA@FAIR* Nucl. Phys. A, 914: 519 - 529, 2013
- [IV] ESSER A. et al.: *Kaon Tagging at 0° Scattering Angle for High-Resolution Decay-Pion Spectroscopy*. eingereicht bei: Eur. Phys. J. Web Conf.

INHALTSVERZEICHNIS

1	SPEKTROSKOPIE VON HYPERKERNEN	1
1.1	Methoden zur spektroskopischen Untersuchung von Hyperkernen . . .	2
1.2	Motivation der Experimente an MAMI	6
1.3	Anlagen zur Hyperkernphysik	8
1.4	Im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Experimente	15
2	AUFBAU DES EXPERIMENTS	19
2.1	Auswahl des Targetmaterials	19
2.2	Anordnung der Spektrometer	21
2.3	Detektoren des KAOS-Spektrometers	21
2.4	Photonenstrahlfänger	24
3	STUDIEN ZUR DURCHFÜHRBARKEIT	29
3.1	Rechnerische Ratenabschätzung	29
3.2	Modellierung von Hyperkernerzeugung und Zerfall	46
3.3	Diskussion der Untergrundprozesse	56
4	DAS PILOTEXPERIMENT MIT KAONENSPEKTROSKOPIE	59
4.1	Modifikationen von KAOS während der Strahlzeit	59
4.2	Datenaufnahme	60
4.3	Datenanalyse	61
4.4	Fazit der Strahlzeit	70
5	MODIFIZIERUNG DES KAOS-SPEKTROMETERS	77
5.1	Strahltests an MAMI	77
5.2	Simulation des KAOS-Spektrometers	81
5.3	Aufbau des KAOS-Spektrometers zur Kaonenmarkierung	94
6	DAS EXPERIMENT MIT KAONENMARKIERUNG	101
6.1	Kaonidentifizierung	101
6.2	Diskussion der Zerfallspionenspektren	110
7	AUSBlick	129
A	NEUDEFINITION DES KAOS-KOORDINATENSYSTEMS	135
A.1	Berechnung der Fokalebenenkoordinaten	136
B	ABBILDUNGEN ZUR MODELLIERUNG DES EXPERIMENTS	139
B.1	Modellierung mit Lithium als Targetmaterial	145
C	INFORMATIONEN ZU DEN STRAHLZEITEN	151
	Abbildungsverzeichnis	157
	Literaturverzeichnis	161

SPEKTROSKOPIE VON HYPERKERNEN

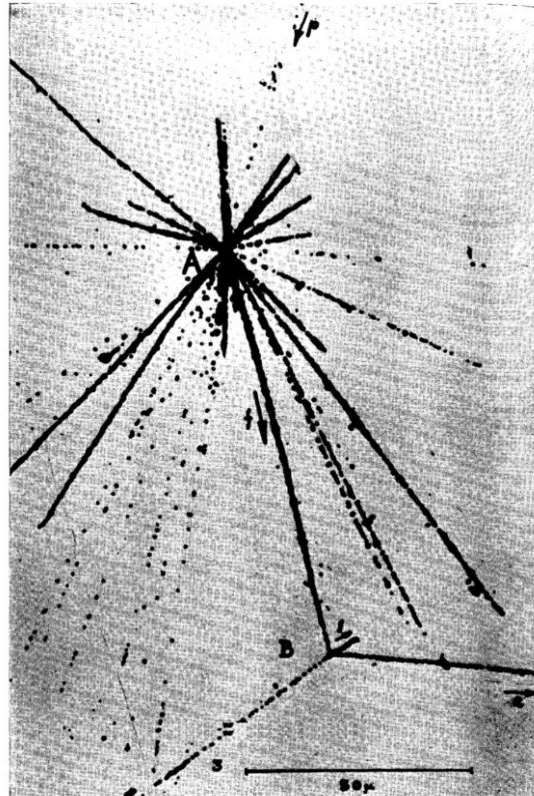


Abbildung 1: Mittels einer Kernspuremulsion erstellte Aufnahme des ersten entdeckten Hyperkernfragments durch dessen verzögerten Zerfall (aus [1]). Dabei trifft ein hochenergetisches Teilchen aus kosmischer Strahlung (bezeichnet mit "p" am oberen Bildrand) auf einen Kern der Photoemulsion am Punkt A, dieser wird dabei fragmentiert. Eines der Fragmente zerfällt nach einer Flugstrecke von ca. $90\text{ }\mu\text{m}$ am Punkt B. Eine Erklärung dafür ist, dass es sich bei dem Fragment um ein Hyperfragment handelte.

Mit der Entdeckung eines verzögerten Zerfalls eines Kernfragments im Jahr 1952 (siehe Abb. 1) wurde ein neues Kapitel der Kernphysik eröffnet, die Hyperkernphysik. Die geläufige Erklärung für diese Reaktion ist, dass es sich bei dem Fragment um einen Hyperkern handelte, der am Punkt B mesonisch zerfiel. Unter Hyperkernen versteht man gebundene Systeme aus einem oder mehreren Hyperonen mit gewöhnlichen Nukleonen, also Protonen und Neutronen. Bei Hyperonen selbst handelt es sich um Baryonen, die eine endliche Strangeness besitzen. Das Λ -Baryon (auch Lambda-Baryon, Lambda-Hyperon oder kurz Λ genannt) ist das leichteste Hyperon, es besitzt

einen Isospin von $I = 0$ und eine Strangeness von $S = -1$. Die Untersuchung solcher gebundener Systeme ist das zentrale Element der Hyperkernphysik.

Im Folgenden wird für Hyperkerne die geläufige Notation verwendet, wobei man links unten von dem Symbol des jeweiligen Elements die gebundenen Hyperonen angibt. Das Element selbst richtet sich nach der Kernladungszahl, die Massenzahl gibt die Gesamtzahl aller gebundener Baryonen an. Somit setzt sich z.B. ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$ aus drei Protonen, fünf Neutronen und einem Λ -Hyperon zusammen. Der Fokus dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung von leichten Λ -Hyperkernen.

1.1 METHODEN ZUR SPEKTROSKOPISCHEN UNTERSUCHUNG VON HYPERKERNEN

Bei Hyperkernen handelt es sich um kurzlebige Systeme, mit Lebensdauern im Bereich der des gebundenen Hyperons von $\tau_{\Lambda} = (263 \pm 2)$ ps. Untersuchungen sind somit in erster Linie über Messungen an ein- oder auslaufenden Teilchen bei der Erzeugungs- oder Zerfallsreaktion sowie bei elektromagnetischen Abregungen möglich.

1.1.1 *Missing-Mass-Spektroskopie*

Eine Spektroskopiemethode, die sich auf die Erzeugung von Hyperkernen konzentriert ist die Missing-Mass-Spektroskopie (dt.: Spektroskopie der fehlenden Masse). Dabei berechnet man die Masse des erzeugten Hyperkerns mittels der Viererimpulserhaltung am Erzeugungsververtex.

Für die Erzeugung von Hyperkernen bieten sich unterschiedliche Reaktionen an:

1.1.1.1 *Mesonische Erzeugung*

Eine Möglichkeit, die Hyperonen zu erzeugen, ist durch Bestrahlung eines Targets mit Mesonen. Diese müssen zuvor entweder in einem primären Target oder in einem Speicherring erzeugt werden. Reaktionen, die für die Hyperkernproduktion in Frage kommen, sind unter anderem: $n(K^-, \pi^-)\Lambda$, $n(\pi^+, K^+)\Lambda$ und $pp(\pi^-, K^+)n\Lambda$. In Abb. 2 sind die Quarkflussdiagramme dieser Reaktionstypen dargestellt. Weitere Reaktionen, insbesondere mit mehreren beteiligten Nukleonen, z.B. in Schwerionenreaktionen, sind möglich. Bei K^- -Strahlen gibt es zwei kinematische Bereiche, so kann der Strangenessaustausch zwischen Kaon und Kern entweder bei einem endlichen Kaonimpuls stattfinden, oder das Kaon wird im Target abgebremst und vor dem Zerfall von einem Kern eingefangen. In diesem Fall trägt das erzeugte Pion die gesamte Information über die Masse des Hyperkerns, da bei dessen Entstehung sich sowohl der Kern als auch das Kaon in Ruhe befinden.

Gemeinsam haben die mesonischen Erzeugungsreaktionen vergleichsweise große Wirkungsquerschnitte, da es sich dabei um Prozesse der starken Wechselwirkung handelt. Die Produktionsrate ist durch die Strahlintensität der Mesonen beschränkt, da es sich dabei um Sekundärteilchen handelt. Die Auflösung der Missing-Mass-Spektroskopie bei mesonischer Erzeugung, ausgenommen abgestopppter Kaonen, ist sowohl durch die Impulsauflösung des sekundären Mesonenstrahls als auch durch die des bei der Hyperkernproduktion erzeugten Mesons beschränkt.

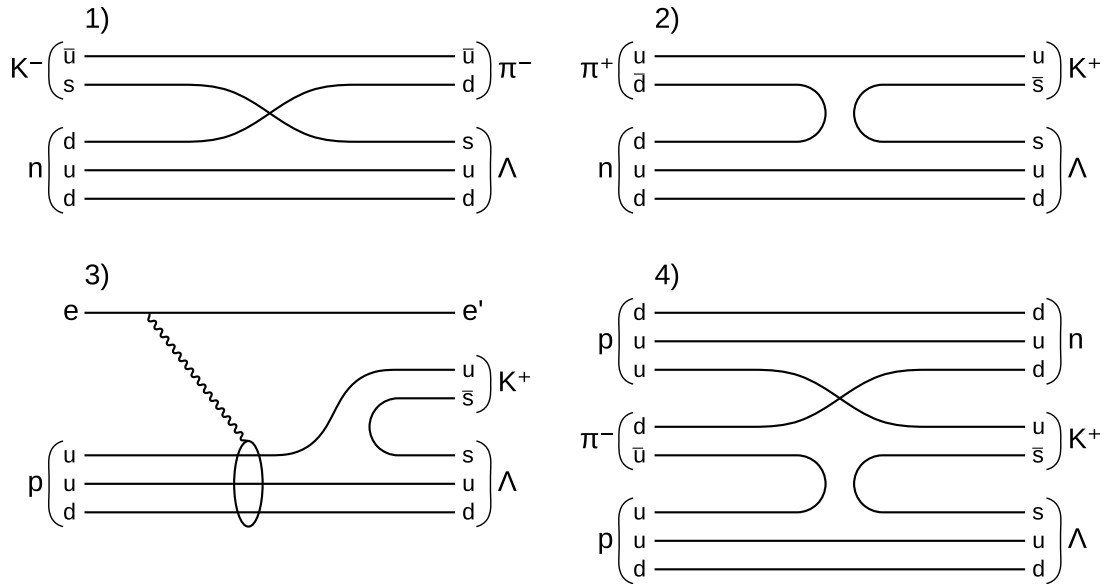


Abbildung 2: Quarkflussdiagramme wichtiger Reaktionen zur Lambdaproduktion. 1) Lambda-Erzeugung mittels Strangenessaustausch, 2) Erzeugung der Strangeness durch ein π^+ , 3) Elektroproduktion, dabei ist nur der s-Kanal dargestellt, in dem das Proton durch das virtuelle Photon angeregt wird, 4) Pionische Erzeugung mit doppeltem Ladungsaustausch.

1.1.1.2 Elektromagnetische Erzeugung

Hyperkerne können auch mittels der elektromagnetischen Wechselwirkung erzeugt werden, dabei kann man Reaktionen mit reellen Photonen, z.B. ${}^A Z(\gamma, K^+) {}^A_\Lambda(Z-1)$ die sogenannten Photoproduktionsreaktionen, von solchen unterscheiden, bei denen das ausgetauschte Photon ein virtuelles ist, wie z.B. ${}^A Z(e, e' K^+) {}^A_\Lambda(Z-1)$, welche man Reaktionen der Elektroproduktion nennt. Diese haben deutlich geringere Wirkungsquerschnitte als hadronische Erzeugungsreaktionen, aber den Vorteil, dass die Energie des Primärstrahls im Regelfall sehr genau bekannt ist, was sich positiv auf die Auflösung der Missing-Mass-Spektroskopie auswirkt. Ein Quarkflussdiagramm für die Lambda-Elektroproduktion ist in Abb. 2 zu sehen.

Bei den in dieser Arbeit diskutierten Hyperkernen handelt es sich um solche, die durch Elektroproduktion erzeugt wurden. Eine ausführliche Darstellung davon findet sich in [2].

1.1.1.3 Erzeugung mittels Baryonen

Durch Schwerionenreaktionen lassen sich ebenfalls Hyperkerne produzieren. Sowohl Kollisionsexperimente an Speicherringen, als auch Experimente mit ruhendem Target sind dabei möglich. Durch die Wahl der beschleunigten Isotope, und des Targets, kann ein weites Feld von unterschiedlichen Hyperkernen erzeugt und untersucht werden. Dazu gehören unter anderen protonen- sowie neutronenreiche Hyperkerne.

Bedingt durch die endliche Ausdehnung der Kerne von Strahl und Target, treten bei Kollisionen im Regelfall zwei Zonen auf. Im zentralen Bereich der Kollision können dabei Hyperonen, z.B. durch $NN \rightarrow \Lambda K^+ N$ -Reaktionen erzeugt werden. Die Nukleonen im Randbereich werden nur geringfügig beeinflusst.

Eine Methode zur Erzeugung von Doppelhyperkernen, welche z.B. im PANDA-Experiment an FAIR zum Einsatz kommen wird, ist die Produktion mittels Antiproto-

nen. Damit lassen sich $\Xi^- - \bar{\Xi}^+$ -Paare erzeugen, von denen das Ξ^- in einem sekundären Target abgestoppt und von einem Kern eingefangen werden kann, wobei ein Kern entstehen kann, der zwei Lambda-Hyperonen beinhaltet:

$$\bar{p} + p \rightarrow \Xi^- + \bar{\Xi}^+ \quad (1)$$

$$\hookrightarrow \Xi^- + p \rightarrow \Lambda + \Lambda. \quad (2)$$

Dadurch lässt sich direkt die Wechselwirkung zwischen zwei Hyperonen untersuchen.

1.1.2 Gammaspektroskopie

Die hochauflösende Spektroskopie von charakteristischer Gammastrahlung, die bei der elektromagnetischen Abregung von Hyperkernen entsteht, stellt eine weitere Untersuchungsmethode dar. Diese hat sich auch in der gewöhnlichen Kernphysik etabliert und erreicht mittels Germaniumdetektoren Auflösungen in der Größenordnung von wenigen keV [3]. Neben der hohen Auflösung und der guten Quanteneffizienz vereint diese Methode auch einige Nachteile, die die Verwendung zur Hyperkernspektroskopie einschränken. Zum einen sind hochauflösende Gammadetektoren teuer, zum anderen sind sie empfindlich gegenüber Strahlenschäden. Da es sich bei der Erzeugung von Hyperkernen um seltene Ereignisse mit niedrigen Wirkungsquerschnitten handelt, müssen in der Regel hohe Luminositäten erreicht werden. Dies wiederum bedingt große Untergrundraten und damit eine erhöhte Strahlenbelastung der Detektoren.

Ein entscheidender Nachteil ist, dass mittels Gammaspektroskopie nur Energieunterschiede zwischen verschiedenen Anregungsniveaus der Kerne gemessen werden können, nicht jedoch die absoluten Massen. Insbesondere Grundzustandsmassen lassen sich auf diese Weise nicht bestimmen.

1.1.3 Zerfallsspektroskopie

Eine dritte Möglichkeit der Untersuchung von Hyperkernen bietet die Spektroskopie von Teilchen, die auf die Zerfallsreaktion der Hyperkerne stammen. Dabei kann aus den Viererimpulsen der Zerfallsprodukte die Masse des zerfallenen Hyperkerns und damit die Bindungsenergie zwischen Hyperon und Restkern rekonstruiert werden.

1.1.3.1 Zerfall von Lambda-Hyperkernen

Die mittlere Lebensdauer eines ungebundenen Lambdas liegt bei (263 ± 2) ps, sein Zerfall geschieht vorwiegend über die Kanäle:

$$\Lambda \rightarrow p\pi^- (+38\text{MeV}) \quad (63,9 \pm 0,5)\% \quad (3)$$

$$\Lambda \rightarrow n\pi^0 (+41\text{MeV}) \quad (35,8 \pm 0,5)\% \quad (4)$$

Weitere Zerfallskanäle existieren, die man als halbleptonisch oder schwache strahlende Zerfälle (engl.: weak radiative decays) bezeichnet:

$$\Lambda \rightarrow n\gamma \quad (1,75 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}\% \quad (5)$$

$$\Lambda \rightarrow p\pi^-\gamma \quad (8,4 \pm 1,4) \cdot 10^{-4}\% \quad (6)$$

$$\Lambda \rightarrow pe^-\bar{\nu}_e \quad (8,32 \pm 0,14) \cdot 10^{-4}\% \quad (7)$$

$$\Lambda \rightarrow n\mu^-\bar{\nu}_\mu \quad (1,57 \pm 0,35) \cdot 10^{-4}\% \quad (8)$$

$$(9)$$

Für die Hyperkernspektroskopie spielen diese aufgrund ihrer geringen Verzweigungsverhältnisse keine entscheidende Rolle.

Ist das Λ in einem Kern gebunden, so treten zwei neue Effekte auf. Zum einen muss das beim Zerfall entstehende Baryon dem Pauli-Prinzip genügen, zum anderen stehen im Kern weitere Nukleonen zur Verfügung, mit denen das Lambda beim Zerfall wechselwirken kann. Das Λ wird häufig direkt im Grundzustand produziert oder regt sich elektromagnetisch in diesen ab. Sind die niedrigsten Schalen des Kerns für das entstehende Nukleon bereits besetzt, so muss beim Zerfall Energie aufgewendet werden, um das Nukleon auf ein höheres Energieniveau anzuheben. Ein weiterer möglicher Zerfallskanal eröffnet sich über den Austausch eines virtuellen Pions mit anderen Nukleonen des Kerns. Ist dies der Fall, dann muss die Energie zum Anheben des Pions auf die Massenschale nicht aufgewendet werden, damit stehen ca. 136 MeV mehr Energie für die Anregung des neu erzeugten Nukleons zur Verfügung. Bei diesen Zerfällen wird im Regelfall ein Nukleon aus dem Kern gelöst. Man notiert solche nicht-mesonischen Zerfälle (NMWD¹) mit $\Lambda N \rightarrow NN$ bzw. $\Lambda NN \rightarrow 3N$ für Zerfallskanäle an denen drei Baryonen beteiligt sind.

Beide Effekte wirken sich stärker bei schwereren Kernen aus, zum einen, da in diesen mehr Schalen besetzt sind, zum anderen, da mehr Nukleonen für den Austausch virtueller Pionen zur Verfügung stehen. Die mesonischen Zerfälle (MWD²) treten vorwiegend in leichten Hyperkernen auf.

Der wahrscheinlichste Zerfallskanal ist somit vom Hyperisotop abhängig. Im Fall des nicht-mesonischen Zerfalls entsteht ein Endzustand mit einem Restkern und entweder einem Neutron oder einem Proton, im Fall eines mesonischen Zerfalls entsteht entweder ein geladenes oder ein ungeladenes Pion. Daneben können auch Dreikörperzerfälle auftreten, konzentriert man sich auf die Zweikörperzerfälle, so profitiert man davon, dass die Zerfallsprodukte monoenergetisch sind, was nur dann gilt, wenn sich der Hyperkern vor dem Zerfall in Ruhe befindet. Dies hat den Vorteil, dass es genügt, eines der Zerfallsprodukte nachzuweisen, da dieses bereits die gesamte Information über die Masse des zerfallenen Hyperkerns trägt, sofern man weiß, um welchen Kern es sich handelte. Die Massen der meisten Endzustands-Restkerne sind mit großer Genauigkeit bekannt.

Bei der Auswahl des untersuchten Zerfallskanals gilt es, deren Vor- und Nachteile abzuwägen.

NEUTRON Aufgrund der Ladungsneutralität kann das Neutron aus nahezu beliebig dicken Targetmaterialien austreten, ohne darin abgebremst zu werden. Bei der Spektroskopie ist dies jedoch hinderlich, da man große Detektoren benötigt, um Neutronen über Kernwechselwirkungen nachweisen zu können. Durch diese Nachweismethode

¹ Non Mesonic Weak Decay

² Mesonic Weak Decay

erhält man in der Regel eine deutlich schlechtere Energieauflösung als bei geladenen Teilchen, was sich negativ auf die Auflösung der Massenbestimmung des Hyperkerns auswirkt.

PROTON Im Gegensatz dazu unterliegen die aus Hyperkernzerfällen stammenden Protonen starken Wechselwirkungen im Target, wodurch sich nur dünne Targetfolien eignen. Die Spektroskopie von Protonen mittels magnetischer Spektrometer ist verhältnismäßig leicht durchzuführen. Im betrachteten Impulsbereich von $p_p < 600 \text{ MeV}/c$ lassen sich Protonen anhand ihres hohen spezifischen Energieverlust und ihrer geringen Geschwindigkeit gut identifizieren.

π^0 Beim Zerfall unter Aussendung eines π^0 ist der direkte Nachweis des primären Zerfallsteilchens aufgrund der geringen Lebensdauer von $\tau = 8,4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$ nicht möglich. Der dominierende Zerfallskanal ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) ermöglicht es jedoch, mittels der Spektroskopie der sekundären Zerfallsteilchen die Hyperkernmasse zu bestimmen. Dabei handelt es sich wiederum um einen Zweikörperzerfall, der eine koinzidente Detektion von 2 Gammaquanten voraussetzt.

π^+ Ähnlich wie beim Proton lässt sich der Impuls des geladenen Pions mittels magnetischer Spektrometer bestimmen. Im Gegensatz dazu ist die Wechselwirkung mit dem Targetmaterial weniger stark ausgeprägt. Ein Nachteil ist die begrenzte Lebensdauer des Pions, die die mögliche Größe des Spektrometers beschränkt.

Für die Erzeugung der Hyperkerne, deren Zerfälle betrachtet werden, können beliebige Erzeugungsmechanismen zum Einsatz kommen. Verlangt man einen Zerfall in Ruhe, muss sichergestellt sein, dass ein großer Anteil der Hyperkerne im Target vor dem Zerfall abgestoppt wird. Es ist dabei möglich, Kerne zu spektroskopieren, die nicht in der primären Reaktion erzeugt wurden, sondern aus einer Fragmentierung eines erzeugten Kerns stammen.

1.2 MOTIVATION DER EXPERIMENTE AN MAMI

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente zielen auf eine präzise Bestimmung der Massen leichter Hyperkerne über ihre Zerfälle ab, wobei bei der Erzeugung, ähnlich wie in Abb. 1 gezeigt, eine Fragmentierung stattfinden kann. Große Bedeutung kommt dieser Methode zu, da dadurch zum einen die Wechselwirkung von Hyperonen in unterschiedlichen Kernen studiert werden kann, zum anderen auf diesem Weg auch neue Hyperisotope erzeugt und untersucht werden können.

1.2.1 Untersuchung der Hyperon-Nukleon-Wechselwirkung

Ein Ziel der Experimente ist die präzise Messungen der Hyperon-Nukleon-Wechselwirkungsstärke mit besonderem Augenmerk auf eine mögliche Ladungssymmetriebrechung in dieser Wechselwirkung.

Dass die Ladungssymmetrie in der starken Wechselwirkung nicht erhalten ist, lässt sich direkt an den Massen von Spiegelkernen beobachten, die sich, selbst nachdem die Effekte der Coulomb-Wechselwirkung korrigiert sind, unterscheiden. Die Stärke der

Ladungssymmetriebrechung in gewöhnlicher Materie lässt sich durch Untersuchungen an unterschiedlichen Spiegelkernpaaren und Isobaren bestimmen.

Eine der Fragen, denen die Hyperkernphysik nachgeht, ist ob es ein Ladungssymmetriebrechung in der Hyperon-Nukleon-Wechselwirkung gibt, und wenn ja, wie stark diese ist. Dazu bieten sich Untersuchungen an Spiegelhyperkernen wie ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ und ${}^4_{\Lambda}\text{He}$, oder Isobaren, wie dem Isospintriplett ${}^7_{\Lambda}\text{He}$, ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ und ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$ an. Dabei sind sowohl die Grundzustandsmassen als auch die Anregungsspektren von Interesse. Bei den zu erwartenden Effekten der Ladungssymmetriebrechung handelt es sich um schwache Effekte, in der Größenordnung von deutlich unter $1\text{ MeV}/c^2$ [3]. Um diese von anderen Einflüssen, wie z.B. Dreikörperkräften, trennen zu können, wird eine präzise Messung der Massen und Anregungsenergien benötigt, wobei keine systematischen Abweichung zwischen den einzelnen untersuchten Nukliden auftreten dürfen. Dazu bieten sich die hier beschriebenen Experimente an, da in diesen mehrere, unterschiedliche Hyperisotope in einer Messung untersucht werden können.

1.2.2 Erzeugung neuer Hypernuklide

Eine weitere Zielsetzung der Hyperkernphysik ist die Suche nach bislang unbekannten Hyperisotopen. Dabei sind die Isotope nahe an der Stabilitätsgrenze von besonderer Bedeutung. Die Umwandlung eines Protons in ein Lambda-Hyperon versetzt die Elektroproduktion bereits in die Lage besonders neutronenreiche Hyperkerne zu produzieren. Durch eine mögliche Fragmentierung können auch solche Kerne untersucht werden, die nicht direkt produziert werden können.

Besonders interessant ist das Hypernuklid ${}^6_{\Lambda}\text{H}$. Aufsehen erregte die Entdeckung und spektroskopische Untersuchung dreier π^- -Zweikörperzerfälle, die diesem Hypernuklid zuzuordnen sind im FINUDA@DAΦNE Experiment [4]. Dieses weist demnach eine Bindungsenergie von $B_{\Lambda}({}^6_{\Lambda}\text{H}) = (4,0 \pm 1,1)\text{ MeV}$ bezüglich eines Systems aus Λ und ${}^5\text{H}$ auf.

Von Interesse ist ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ unter anderem deshalb, da es durch seinen hohen Überschuss an Neutronen im Gegensatz zu anderen Hyperkernen wie, z.B. ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, kein System aus einem gebundenen Kern und einem Hyperon darstellt, da ${}^5\text{H}$ selbst ungebunden ist. Somit ist das zusätzliche Potenzial des Lambdas ausschlaggebend für die Stabilität des Systems.

Ob ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ gebunden ist, wird in Frage gestellt. Im Mikroskopischen Clustermodell [5] wird ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ als ein Vier-Körper-System aus einem Triton, zwei Neutronen und einem Lambda betrachtet. Einen wichtigen Parameter für die Bindungsenergie dieses Systems stellt die Energie der ${}^5\text{H}$ -Resonanz bezüglich eines ungebundenen Triton-Neutron-Neutron-Systems dar. Verwendet man jedoch die ebenfalls mittels des Clustermodells berechnete Energie, so ist im Rahmen des Fehlers dieses Wertes, ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ ein ungebundener Zustand. Erst bei deutlich geringeren Energien der ${}^5\text{H}$ -Resonanz erhält man einen schwach gebundenen Zustand [6].

Diese Diskrepanz zwischen experimenteller Beobachtung und theoretischer Vorhersage, besonders in Anbetracht der Datenlage, macht weitere Experimente zur Untersuchung dieses und ähnlicher Hypernuklide nötig.

1.3 ANLAGEN ZUR HYPERKERNPHYSIK

Weltweit existieren eine Reihe von Anlagen und Experimenten, in denen Hyperkerne untersucht werden können. Neben den Schwerionenexperimenten an den Beschleunigern RHIC und LHC, ist MAMI die einzige Einrichtung an der momentan, aktiv Hyperkerne untersucht werden.

Im Folgenden sind die wichtigsten Projekte der Hyperkernphysik kurz vorgestellt.

1.3.1 FINUDA@DAΦNE

Das FINUDA-Experiment nutzt ein magnetisches Spektrometer mit einem Solenoidfeld und einer Raumwinkelakzeptanz von 2π , welches am e^+e^- -Speicherring DAΦNE installiert ist. Die Erzeugung von Hyperkernen erfolgt dabei über die Erzeugung eines Φ -Mesons in der initialen e^+e^- -Annihilation, bei Schwerpunktenenergien nahe der Erzeugungsschwelle des Φ -Mesons. Dadurch wird dieses nahezu in Ruhe produziert. Es zerfällt mit 49% Wahrscheinlichkeit in ein K^+K^- -Paar, wobei die negativ geladenen Kaonen in einem dünnen, leichten Target gestoppt werden können und in $(K_{\text{stop}}^-, \pi^-)$ -Reaktionen Λ -Hyperkerne erzeugen [7].

Reaktionen, bei denen ein Hyperon erzeugt wurde lassen sich durch den Nachweis des dabei entstandenen Pions im Impulsbereich von 260 - 290 MeV/c markieren. Durch die Spektroskopie von koinzident auftretenden Zerfallspionen, lässt sich die Masse der erzeugten Hyperkerne bestimmen. Auf diese Weise konnten die Massen leichter Hyperkerne gemessen werden. Über Reaktionen mit doppeltem Ladungsaustausch können auch besonders neutronenreiche Hyperkerne produziert werden. Auf diese Weise wurden drei Ereignisse detektiert, die der Reaktion: ${}^6\text{Li}(K_{\text{stop}}^-, \pi^+){}^6_\Lambda\text{H}$, und dem anschließenden schwachen Zerfall: ${}^6_\Lambda\text{H} \rightarrow {}^6\text{He} + \pi^-$ zugeordnet wurden, und somit den ersten Hinweis auf die Existenz dieses Hyperisotops lieferten [4].

1.3.2 SKS@KEK und SKS@J-Parc

Bei SKS handelt es sich um ein supraleitendes Kaonenspektrometer, welches bis 2005 am 12 GeV-Protonensynchrotron des KEK, der japanischen Hochenergie-Beschleuniger-Forschungsorganisation, betrieben wurde. Danach wurde es an der K1.8-Strahlführung des 50 GeV-Protonensynchrotron des J-Parc³ installiert. Durch den primären Protonenstrahl wird dort ein sekundärer Strahl aus Pionen erzeugt. Zusätzlich ist die Verwendung von sekundären Kaonenstrahlen möglich. Der Impuls des Mesons wird durch ein Spektrometer in der Strahlführung bestimmt, bevor an einem sekundären Target die Erzeugung von Hyperkernen stattfindet.

Das Spektrometer ist ausgelegt für den Nachweis von Kaonen aus (π^-, K^+) -, (π^+, K^-) -Reaktionen sowie Pionen aus (K^-, π^-) -Reaktionen. Es besteht aus einem supraleitenden Dipolmagneten mit einer maximalen Feldstärke von ca. 3 T. Die hohe Feldstärke erlaubt eine kompakte Bauform und damit verbunden eine geringe Flugstrecke und somit Zerfallswahrscheinlichkeit der Kaonen.

Am KEK wurde das Spektrum von Pionen aus $(K_{\text{stop}}^-, \pi^-)$ -Reaktionen untersucht. Darin konnte für Targets im Massenbereich zwischen Helium und Sauerstoff ein Pik bei ca. 133 MeV/c erkannt werden. Dieser wurde mesonischen Zweikörperzerfällen von ${}^4_\Lambda\text{H}$ zugeordnet. Während der Hyperkern im Fall eines Heliumtargets direkt durch

³ Japan Proton Accelerator Research Complex

die $(K_{\text{stop}}^-, \pi^0)$ -Reaktionen produziert werden kann, entsteht er bei schwereren Targets durch eine Fragmentierung. Die Impulsauflösung bei diesem Experiment ist jedoch beschränkt, der Fehler des Pionimpulses liegt bei $\delta p = \pm 0,3 \text{ MeV}/c$ [8].

Das Experiment E10 am J-Parc zielt auf die Suche nach besonders neutronenreichen Hyperkernen ab. Der Versuch ${}^6_\Lambda\text{H}$ über die direkte Produktion durch die ${}^6\text{Li}(\pi^-, K^+)$ -Reaktion bei einer Strahlenergie von 1,2 GeV zu erzeugen wurde bereits unternommen. Dabei wurde versucht das Isotop über eine Pikstruktur in der Verteilung der fehlenden Masse nachzuweisen, wobei der Bereich um die ${}^4_\Lambda\text{H} + 2n$ -Schwellenenergie untersucht wurde. Es konnte jedoch keine solche Struktur gefunden werden, wodurch sich eine 90 %-Ausschlussgrenze für den differentiellen Wirkungsquerschnitt im Bereich der Streuwinkel von 2° bis 14° , von 1,2 nb/sr angeben lässt [9].

Als weiteres Experiment ist die Untersuchung von Hyperkernen mittels Gammaspektroskopie am J-Parc geplant, wobei das SKS verwendet wird, um Reaktionen zu markieren, bei denen Strangeness erzeugt wurde. Diese Methode wurde bereits am KEK angewendet, um Anregungsenergien leichter Hyperkerne zu vermessen. Ein Ziel dieser Messungen ist unter anderem die Untersuchung der Ladungssymmetriebrechung zwischen den Spiegelhyperkernen ${}^4_\Lambda\text{H}$ und ${}^4_\Lambda\text{He}$. Dabei wird der ${}^4_\Lambda\text{He}$ ($1^+ \rightarrow 0^+$)-Übergang untersucht, der für ${}^4_\Lambda\text{H}$ deutlich genauer bekannt ist [10].

1.3.3 *HypHI@GSI*

Am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung werden von der HypHI-Kollaboration Hyperkerne untersucht, die mittels Schwerionenreaktionen erzeugt werden. Ein magnetisches Spektrometer wird für den Nachweis geladener Teilchen verwendet. Die Kombination mit mehreren hoch segmentierten Detektoren nahe des Targets erlaubt eine präzise Vertexrekonstruktion.

Ein Ziel des Phase 0 Experiments von HypHI war die Spektroskopie von ${}^3_\Lambda\text{H}$ und ${}^4_\Lambda\text{H}$ über deren π^- -Zerfälle [11]. Dazu wurde ein Graphittarget mit ${}^6\text{Li}$ -Ionen der Energie 2 A GeV bestrahlt. Durch $NN \rightarrow \Lambda K^+ N$ -Reaktionen können dabei Hyperonen erzeugt werden. Leichte Hyperkerne können durch die Bildung von Fragmenten entstehen. Aufgrund der hohen Schwellenenergie für den Erzeugungsprozess weisen die Hyperkerne hohe Geschwindigkeiten von $\beta > 0.9$ auf. Somit kann der Zerfall im Flug beobachtet werden. Dies ermöglicht die Berechnung der Lebensdauer über die Messung der zurückgelegten Strecke. Die Masse des Hyperfragments kann durch die Spektroskopie der Zerfallsprodukte ermittelt werden.

Auf diese Weise konnten signifikante Signale beobachtet werden, die schwachen Zerfällen von freien Lambdas sowie ${}^3_\Lambda\text{H}$ und ${}^4_\Lambda\text{H}$ Hyperkernen zuzuordnen sind [12].

1.3.4 *KAOS @MAMI*

Die hier beschriebenen Experimente wurden an MAMI durchgeführt, sie unterscheiden sich von den anderen auf Zerfall von Hyperkernen ausgelegten Experimenten durch die Kombination von elektronischer Erzeugung und der magnetischen Spektroskopie der Zerfallsprodukte.

1.3.4.1 *Das Mainzer Mikrotron*

Seit 1979 wird am Institut für Kernphysik der Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI betrieben, dabei handelt es sich um einen inzwischen mehrstufigen Elektronenbe-

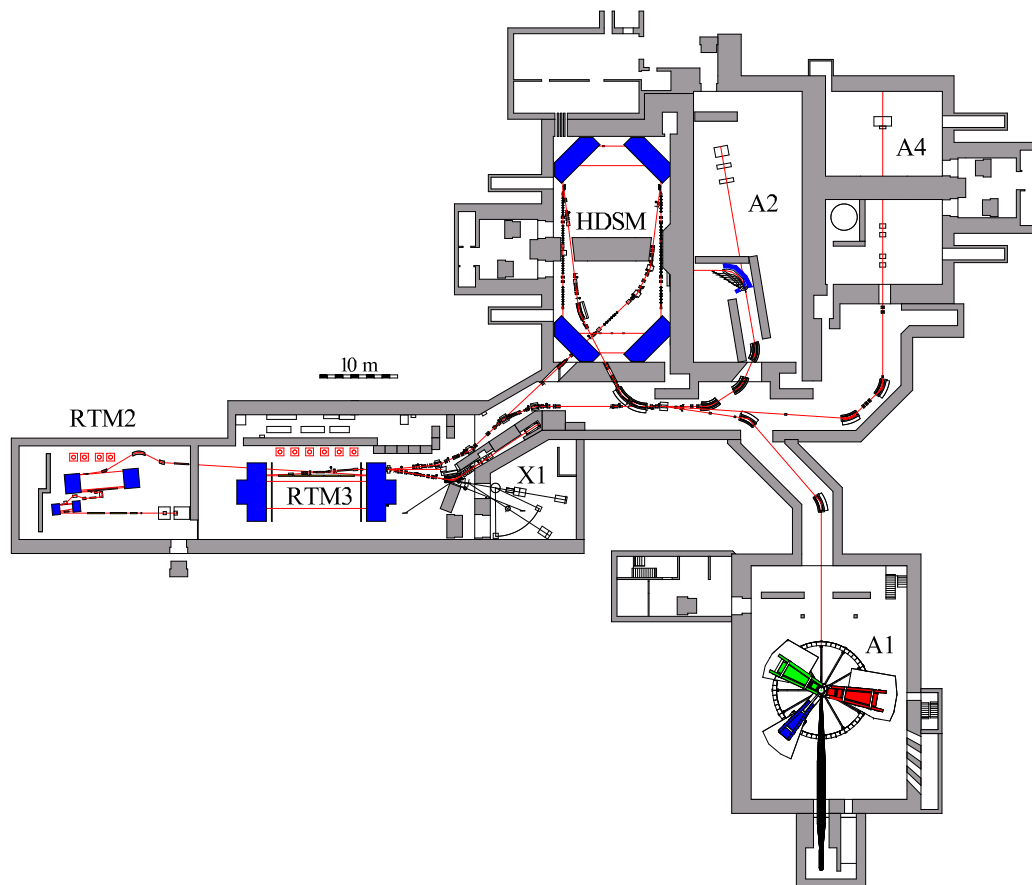


Abbildung 3: Bauplan des Mainzer Mikrotrons. Der Linearbeschleuniger und die ersten beiden Mikrotron-Stufen sind links als RTM2 zusammengefasst. Darauf folgt die dritte Stufe (RTM3) und das doppelseitige Mikrotron (HDSM). Von den angeschlossenen Experimenten (A1, A2, A4 und X1) wurde die Spektrometerhalle (A1) für die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente genutzt.

schleuniger, der einen nahezu kontinuierlichen Strahl liefern kann. Dieser wurde sukzessive durch neue Beschleunigungsstufen erweitert, sodass er seit 2008 einen Strahl mit einer Maximalenergie von 1,6 GeV liefern kann. In Abb. 3 ist der Bauplan des Beschleunigers mit den angeschlossenen Experimenten dargestellt. Eine Beschreibung des Funktionsprinzips von MAMI findet sich in [13] und [14].

Die erste Stufe von MAMI besteht aus einem Linearbeschleuniger, der aus zwei unterschiedlichen Quellen entweder mit thermischen oder polarisierten Elektronen gespeist werden kann. Diese Stufe beschleunigt die Elektronen auf eine Energie 3,97 MeV.

Anschließend durchläuft der Strahl nacheinander zwei nach dem Prinzip des Rennbahnmikrotrons aufgebaute Beschleunigungsstufen (RTM₁ und RTM₂⁴). Darin wird der Strahl in einer Beschleunigungssektion bei RTM₁ bzw. zwei bei RTM₂ beschleunigt, bevor er in einem magnetischen Dipolfeld um 180° abgelenkt wird. Ein zweiter Magnet lenkt den Strahl zurück auf die ursprüngliche Bahn, die durch die Sektion führt. Die Phasenverschiebung zwischen den Umläufen beträgt ein ganzzahliges Vielfaches von 2π , wodurch der Strahl bei jedem Durchlauf die gleiche Beschleunigung erfährt. Mit jedem Umlauf vergrößert sich der Radius, den das Elektron im Magnetfeld beschreibt, bis es letztlich aus der Beschleunigerstufe ausgelenkt wird.

Nach diesen Stufen besitzen die Elektronen eine Energie von 180 MeV und können entweder direkt zum Experiment geleitet werden oder in einer weiteren Stufe (MAMI-B oder RTM₃) nach demselben Prinzip auf bis zu 855 MeV beschleunigt werden. Durch die Anzahl der Umläufe (1 bis 90) kann in dieser Stufe die Endenergie schrittweise eingestellt werden.

Ein Strahl mit der vollen Endenergie des RTM₃ kann in der letzten Stufe (HDSM⁵) auf bis zu 1,6 GeV beschleunigt werden. Diese Stufe unterscheidet sich von den anderen durch ihr Funktionsprinzip. Der Strahl wird dabei in jedem Magnet nur um 90° abgelenkt, dafür stehen vier Ablenkmagnete zur Verfügung. In dieser Geometrie stehen zwei Beschleunigungsstrecken zur Verfügung. Um bei der gegebenen Geometrie die richtige Phasenlage des Strahls zu erreichen, wurde die Frequenz der zur Beschleunigung verwendeten Mikrowellen in einer der Beschleunigungssektionen auf 4,90 GHz verdoppelt, im Gegensatz zu den im restlichen Beschleuniger verwendeten 2,54 GHz [14]. Außerdem dient die höhere Frequenz der longitudinalen Strahlstabilisierung.

MAMI bedient abwechselnd unterschiedliche Experimente mit seinem Elektronenstrahl, dazu gehört ein Experiment zur Erzeugung hochenergetischer Röntgenstrahlung (X₁), ein Experiment mit reellen Photonen (A₂), das inzwischen abgeschaltete Experiment zur paritätsverletzenden Elektronenstreuung (A₄) und die Spektrometerhalle (A₁), in der vorwiegend Streuexperimente mit virtuellen Photonen durchgeführt werden. In dieser findet auch die Suche nach Hyperkernen statt.

Besonders durch seine hohe Strahlqualität zeichnet sich MAMI aus, so lässt sich der Strahl auf einen Durchmesser von deutlich unter 100 µm fokussieren, die Energiebreite bei einer Endenergie von 1508 MeV beträgt dabei nur 110 keV (FWHM). Durch die große Frequenz des Beschleunigers liegt der Abstand zweier Pulse des Strahls bei 394 ps, was 120 mm entspricht. Diese liegt im Regelfall deutlich unter der Auflösung der Spektrometer gegeneinander und kann deshalb als kontinuierlich betrachtet werden.

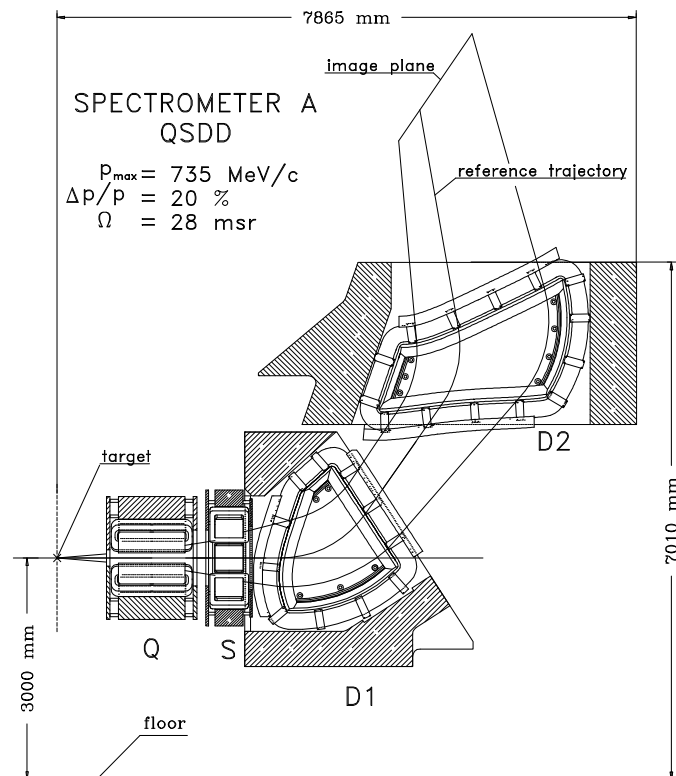


Abbildung 4: Anordnung der Magneten in Spektrometer A. Spektrometer C ist nach demselben Prinzip gebaut, allerdings kleiner. Nahe der Einlassöffnung des Spektrometers sitzt ein Quadrupolmagnet, der die Winkelakzeptanz des Spektrometers vergrößert, gefolgt von einem Sextupolmagneten, für Korrekturen höherer Ordnung. Danach folgen zwei Dipolmagneten, die die eigentliche impulsabhängige Ablenkung der Teilchen verursachen. Das Bild stammt aus [15].

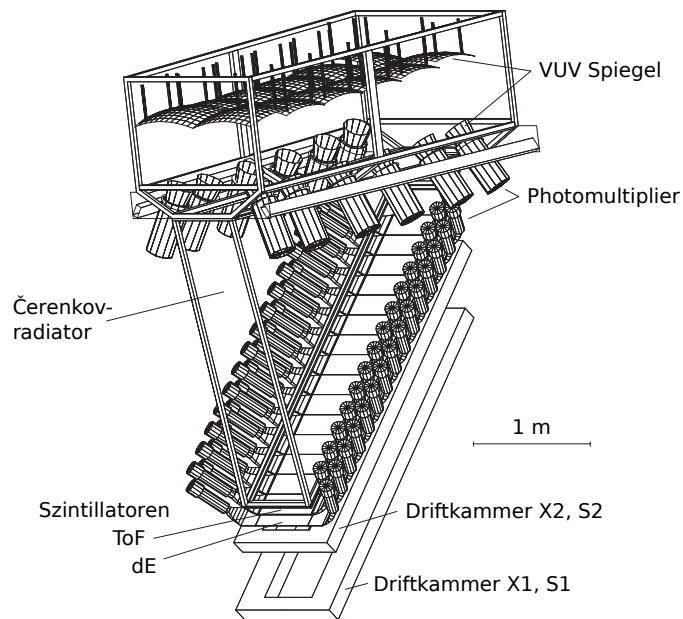


Abbildung 5: Anordnung der Detektoren in den Spektrometern A, B und C. Dazu zählen Driftkammern zur Spurrekonstruktion, Szintillatorwänden zur Zeit- und Energieverlustmessung und einen Gas-Čerenkovdetektor zur Unterscheidung zwischen Elektronen bzw. Positronen und schwereren Teilchen. Das Bild stammt aus [15].

1.3.4.2 Die Spektrometeranlage der A1 Kollaboration

Das Herzstück der Experimentierhalle für Streuexperimente bilden die drei hochauflösenden Magnetspektrometer A, B und C (in Abb 3 rot, blau und grün dargestellt). Diese sind auf einer Ringschiene um eine Streukammer herum platziert und decken somit gemeinsam einen Streuwinkelbereich von 7° bis 160° bezüglich der Strahlachse ab. Spektrometer A und C sind nach dem gleichen optischen Prinzip aufgebaut, aus einer Anordnung eines Quadrupol- und eines Sextuplomagnetens gefolgt von zwei Dipolmagneten (siehe Abb. 4). Sie unterscheiden sich jedoch in ihrer Größe, die Zentralbahn bei Spektrometer A hat eine Länge von 10,75 m, wohingegen diese bei Spektrometer C nur 8,53 m beträgt.

Spektrometer B unterscheidet sich in der Magneto-optik von den anderen, da es sich dabei um einen einzelnen inhomogenen Dipolmagneten handelt. Diese Bauart bedingt eine Fokussierung sowohl in der dispersiven als auch in der nicht-dispersiven Ebene, wohingegen die anderen Spektrometer nur in der dispersiven Ebene fokussieren. Spektrometer B lässt sich um bis zu 10° aus der Streuebene heraus kippen. Bei dem hier beschriebenen Experiment wurden Spektrometer A und C eingesetzt, Spektrometer B kam bei einem Strahltest zum Einsatz.

Eine genaue Beschreibung der Spektrometer findet sich in [15], darin sind alle optischen Parameter genannt, die wichtigsten finden sich auch in Tabelle 2 in Kapitel 2.

Alle drei Spektrometer verfügen über ähnliche Detektorsysteme, die in Abb. 5 dargestellt sind. Diese bestehen aus zwei segmentierten Szintillatorwänden, welche die Namen "dE" und "ToF" tragen. Die "dE"-Wand hat jeweils eine Dicke von 3 mm um eine möglichst präzise Information zum Energieverlust des jeweiligen Teilchens liefern. Dagegen besitzt die "ToF"-Wand eine Dicke von 10 mm und ermöglicht somit,

4 Race Track Microtron

5 Harmonic Double Sided Microtron

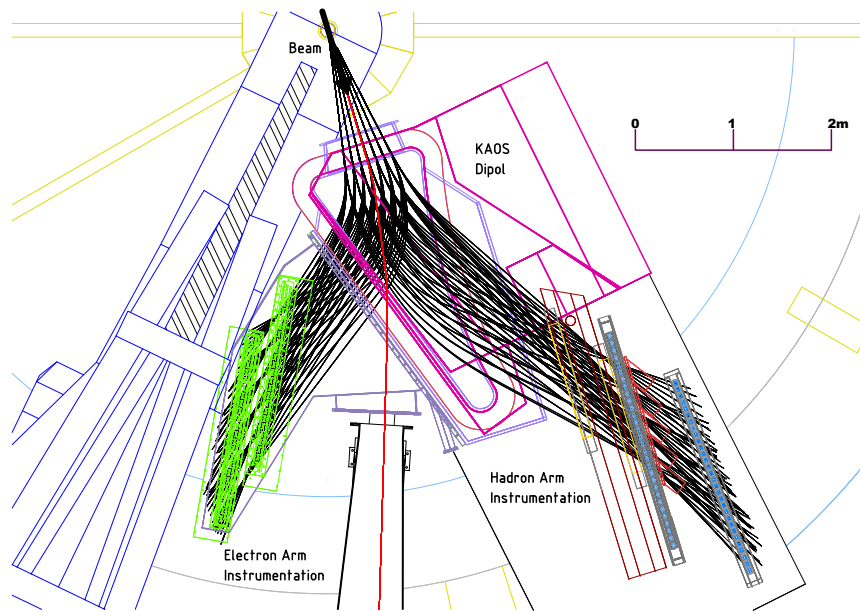


Abbildung 6: Schematische Darstellung des KAOS-Spektrometers bei der Platzierung unter 0° . Positiv geladene Teilchen werden in eine Anordnung aus Vieldrahtproportionalkammern zur Spurrekonstruktion, Flugzeitwänden zur Zeit- und Energieverlustmessung sowie einem Aerogel-Čerenkovdetektor zur Trennung zwischen Kaonen und leichteren Teilchen gelenkt (rechts), während koinzident dazu Elektronen mittels zweier Ebenen eines stark segmentierten Detektors aus szintillierenden Fasern detektiert werden können (links). Der primäre Elektronenstrahl wird durch den Dipol des Spektrometers auf den existierenden Strahlfänger gelenkt.

durch eine größere Menge an produziertem Szintillationslicht, eine präzise Zeitmessung. Zur Rekonstruktion der Spuren kommen jeweils vier Ebenen von Driftkammern zum Einsatz, welche eine Auflösung von weniger als $100\text{ }\mu\text{m}$ in dispersiver Richtung und weniger als $200\text{ }\mu\text{m}$ in nicht-dispersiver Richtung aufweisen. Diese sind in [16] dokumentiert. Zur Unterscheidung von Elektronen und schwereren Teilchen wird ein mit Hexafluorpropan gefüllter Gas-Čerenkovdetektor verwendet. Auf diesen wird in Abschnitt 5.1 näher eingegangen.

Im Drehpunkt der Spektrometer befindet sich die Streukammer, dabei handelt es sich um eine zylindrische Vakuumkammer von ca. 50 cm Durchmesser, in der entweder dünne Feststofftargets, Flüssigtargets oder Gasdrucktargets im Strahl positioniert werden können. Zu den Spektrometern hin kann die Kammer entweder mit Kaptonfolien abgeschlossen werden oder das jeweilige Spektrometer wird direkt an die Kammer angeflanscht. Dazu ist es erforderlich, dass für die jeweilige Winkeleinstellung ein passender Flansch existiert.

Durch KAOS wurde die Spektrometeranlage mit einem weiteren Magnetspektrometer ausgestattet, welches speziell für den Nachweis geladener Kaonen konzipiert ist. Es besteht aus einem einzelnen Dipolmagneten, der die Besonderheit aufweist, dass damit positiv und negativ geladene Teilchen koinzident detektiert werden können, da der Dipol von beiden Seiten zugänglich ist. Bei einer Platzierung unter einem Winkel von 0° in Vorwärtsrichtung können somit K^+ in einer Detektoranordnung nachgewiesen werden, während koinzident dazu die gestreuten Elektronen aus $(e,e'K^+)$ -Reaktionen in einem auf der gegenüberliegenden Seite angebrachten Detektor nachgewiesen werden. Die Form des Dipolmagneten ist so gewählt, dass der Zentralimpuls

auf der Elektronenseite in etwa der Hälfte des im Hadronenarm eingestellten entspricht, somit ist der Korrelation der Impulse in Kaon-Lambda-Reaktionen Rechnung getragen. Eine ausführliche Beschreibung des KAOS-Spektrometers ist in [17] gegeben. Da die Detektoren im Hadronenarm eine entscheidende Rolle bei den beschriebenen Experimenten haben, sind diese ausführlich in Abschnitt 2.3 beschrieben. Im Elektronenarm des Spektrometers kommt ein Detektor aus zwei Ebenen von szintillierenden Fasern zum Einsatz, der sowohl eine genaue Ortsinformation im Bereich von 1 mm liefert als auch eine Zeitinformation mit einer Genauigkeit von wenigen Nanosekunden. Eine Beschreibung des Detektors findet sich in [18]. Dieser kam bei der Zerfallsspektroskopie nicht zum Einsatz, da kein Nachweis der gestreuten Elektronen benötigt wurde.

1.4 IM RAHMEN DIESER ARBEIT DURCHGEFÜHRTE EXPERIMENTE

Das Ziel der hier beschriebenen Experimente ist die präzise Bestimmung der Grundzustandsmassen leichter Hyperkerne durch die Spektroskopie der Zerfallspionen aus Zweikörperzerfällen in Ruhe. Der Prozess des Experiments ist in Abb. 7 skizziert. Dabei wird ein Elektronenstrahl mit einer Energie von 1,5 GeV auf ein Berylliumtarget geschossen. Durch ${}^9\text{Be}(e,e'\text{K}^+){}^7_\Lambda\text{Li}^*$ -Reaktionen können im Target Hyperkerne erzeugt werden. Durch den Nachweis des dabei entstandenen Kaons kann die Reaktion als solche, bei der Strangeness erzeugt wurde, markiert werden. Im Fall eines ${}^9\text{Be}$ -Targets entsteht ein ${}^7_\Lambda\text{Li}$ Kern. Dieser kann entweder in einem gebundenen Zustand erzeugt werden, oder aber in einem hoch angeregten Kontinuumszustand. Ist dies der Fall, dann kann der Kern fragmentieren, d.h. in leichtere Kernfragmente zerfallen. Enthält eines davon das Hyperon, so bezeichnet man dieses als Hyperfragment. Generell regen sich Hyperkerne vor ihrem Zerfall meist elektromagnetisch in den Grundzustand ab.

Wird auf diese Weise ein Hyperkern erzeugt, so bewegt sich dieser mit geringer kinetischer Energie durch das Targetmaterial und wird dabei abgebremst. Findet anschließend ein mesonischer Zweikörperzerfall in Ruhe statt, so kann durch Spektroskopie des dabei entstandenen Pions die Grundzustandsmasse des Hyperkerns rekonstruiert werden. Die Kombination von Elektroproduktion der Hyperkerne und magnetischer Spektroskopie der Zerfallspionen wurde in [19] für das Jefferson Lab vorgeschlagen.

Durch den Fragmentierungsprozess kann eine Reihe von unterschiedlichen Hyperkernen im selben Experiment erzeugt und spektroskopisch untersucht werden. Je nach Targetmaterial können dabei unterschiedliche Hyperisotope entstehen. Eine Nuklidkarte davon findet sich in Abb. 8, wobei Targetmaterialien mit höheren Ladungszahlen auch immer die Hyperisotope der leichteren Materialien mit einschließen. Einige der Isotope gehen bei einem Zerfall unter Aussendung eines π^- in einen bezüglich der starken Wechselwirkung ungebundenen Zustand über, in diesem Fall geht die Resonanzbreite dieses Zustands in die maximal erreichbare Massenauflösung mit ein. Einige der Endzustandsisotope sind radioaktiv, zerfallen aber über die schwache Wechselwirkung weiter, die Halbwertszeiten dafür liegen alle im Bereich von mindestens mehreren hundert Millisekunden, was sich nicht merklich auf die Massenbestimmung auswirken kann.

Eine Übersicht über die Hyperisotope, die an einem Beryllium- oder Lithiumtarget produziert werden können, zeigt Tabelle 1. Darin angegeben ist die Bindungsenergie

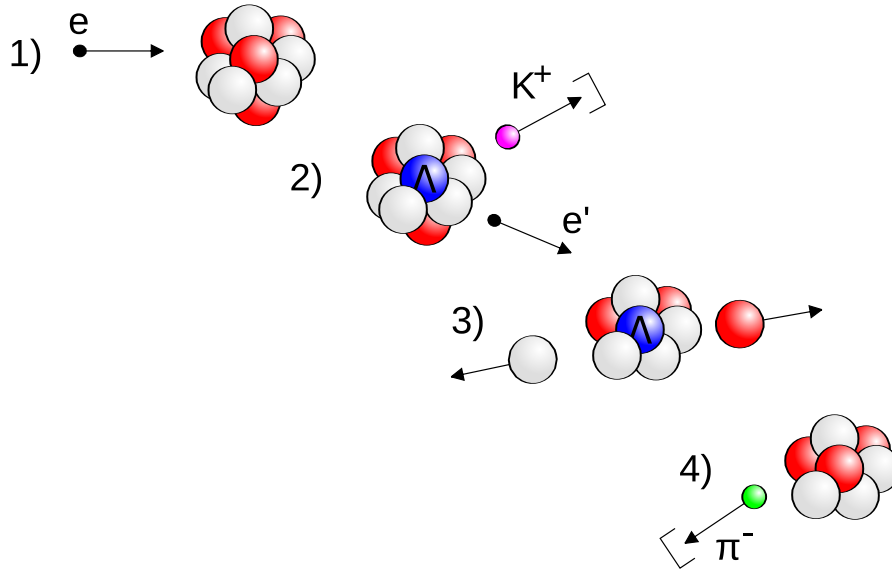


Abbildung 7: Skizze des Ablaufs des Experiments. 1) Durch Elektroproduktion wird ein Hyperkern erzeugt. 2) Durch den Nachweis des assoziierten Kaons werden solche Reaktionen markiert. 3) Der Hyperkern kann fragmentieren, wird im Target abgebremst und regt sich elektromagnetisch ab. 4) Die Spektroskopie des bei einem Zerfall in Ruhe erzeugten Pions liefert einen direkten Zugang zur Grundzustandsmasse des Hyperkerns.

B_Λ bezüglich eines Restkerns und eines ungebundenen Lambdas. Die Masse der Hyperkerne wurde daraus mittels folgender Formel berechnet:

$$m_{\text{Hyp}} = Z \cdot m_p + (A - 1) \cdot m_n - B_{\text{Kern}} + m_\Lambda - B_\Lambda. \quad (10)$$

Dabei sind m_p , m_n und m_Λ die Massen der jeweiligen Teilchen. B_{Kern} ist die gesamte Bindungsenergie des Restkerns, diese stammt aus [20].

Für die Berechnung des Impulses des Zerfallspions wird zusätzlich die Masse des Zerfallsprodukts m_R , also die Masse des Kerns nach dem schwachen Zerfall, benötigt. Diese wurde nach dem gleichen Schema ohne Berücksichtigung des Lambdas berechnet. Aus der Viererimpulserhaltung beim Zerfall:

$$P_{\text{Hyp}} = P_R + P_\pi \quad (11)$$

$$m_{\text{Hyp}} = \sqrt{m_R^2 + |\vec{p}_R|^2} + \sqrt{m_\pi^2 + |\vec{p}_\pi|^2} \quad (12)$$

kann unter Berücksichtigung der Tatsache, dass beim Zerfall in Ruhe die Impulse von Restkern und Pion betragsmäßig gleich sein müssen, der Impuls des Zerfallspions p_π berechnet werden⁶. Dabei ist m_π die Masse des Pions.

$$p_\pi = \frac{1}{2m_{\text{Hyp}}} \sqrt{(m_{\text{Hyp}}^2 - m_R^2)^2 + m_\pi^2 (m_\pi^2 - 2m_{\text{Hyp}}^2 - 2m_R^2)} \quad (13)$$

Der Zerfallspionenimpuls ist ebenfalls in Tabelle 1 angegeben.

Da der Pionimpuls gemessen wird und daraus die Bindungsenergie berechnet wird, ist die Auswirkung eines Messfehlers bei der Impulsmessung auf die Bindungsenergie von Interesse. Diese lässt sich durch Ableitung von Gleichung 12 nach dem Impuls bestimmen.

$$-\frac{dB_\Lambda}{dp_\pi} = \frac{dm_{\text{Hyp}}}{dp_\pi} = \frac{p_\pi}{\sqrt{m_R^2 + p_\pi^2}} + \frac{p_\pi}{\sqrt{m_\pi^2 + p_\pi^2}} \quad (14)$$

⁶ Bei den gezeigten Gleichungen wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit $c = 1$ gesetzt.

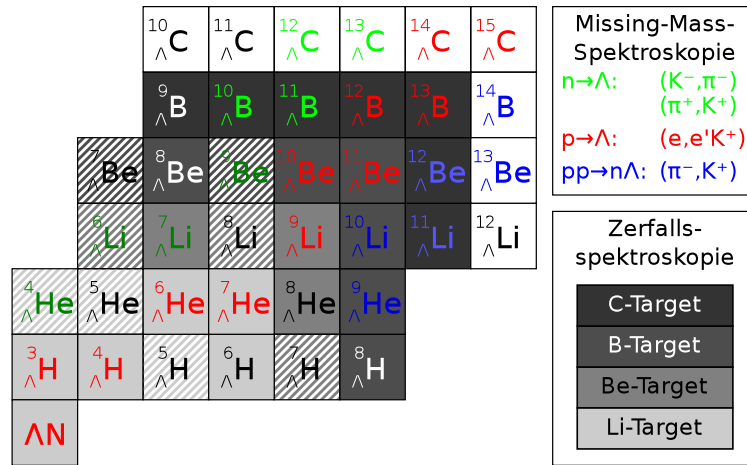


Abbildung 8: Nuklidkarte der leichten Hyperkerne. Die Schriftfarbe gibt den Reaktionstyp an, durch welchen das jeweilige Fragment mittels direkter Produktion erzeugt werden kann. Welche Hyperisotope durch Fragmentierung erzeugt werden können, stellt die Hintergrundfärbung für die Targetmaterialien Lithium, Beryllium, Bor und Kohlenstoff dar. Ein schraffierter Hintergrund gibt an, dass das Hyperisotop bei einem π^- -Zweikörperzerfall einen bezüglich der starken Wechselwirkung ungebundenen Zustand einnimmt.

Diese Größe ist abhängig von den Massen und Bindungsenergien und unterscheidet sich somit für alle untersuchten Hyperkerne (siehe Tabelle 1). Größenordnungsmäßig liegt diese bei 0,65, was bedeutet, dass sich ein Fehler bei der Impulsbestimmung von z.B. 100 keV/c in der Bindungsenergie als Fehler von 65 keV widerspiegelt.

Wichtig für das Experiment ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein π^- beim Zerfall emittiert wird. Diese Größe (Γ_{π^-}/Γ) ist in Tabelle 1 angegeben, sofern sie für das jeweilige Fragment bekannt ist. Dadurch ist nur eine obere Grenze für die Wahrscheinlichkeit eines Zweikörperzerfalls gegeben, da bei dem mesonischen Zerfall des Lambdas eine Energie in der Größenordnung von 40 MeV erzeugt wird, die ausreichend sein kann, um den Endzustandskern aufzubrechen, und somit einen Dreikörperzerfall zu erzeugen. So steht zum Beispiel beim Zerfall des ${}^4_\Lambda\text{H}$ -Hyperkern genug Energie zur Verfügung, um den erzeugten ${}^4\text{He}$ -Kern entweder in ${}^3\text{He} + n$ oder ${}^3\text{H} + p$ zu spalten [30].

Das einzige der untersuchten Hyperisotope, für das eine π^- -Zweikörperzerfallswahrscheinlichkeit bekannt ist, ist ${}^4_\Lambda\text{H}$. Diese Wahrscheinlichkeit wurde bereits 1963 mittels einer Helium-Blasenkammer bestimmt [31] und 1970 mittels Emulsionsdaten bestätigt [32]. In Tabelle 1 ist diese Wahrscheinlichkeit ebenfalls aufgeführt.

Hyper-fragment	Bingungsenergie B_Λ [MeV]	Targets	Γ_{π^-}/Γ	Zerfallspion- impuls [MeV/c]	dB_Λ/dp_π	möglicher Zerfallskanal	Resonanz- breite
${}^3_\Lambda\text{H}$ ${}^4_\Lambda\text{H}$	$0,13 \pm 0,05$ [21] $2,04 \pm 0,04$ [21]	${}^4\text{He}, {}^6,{}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}$ ${}^4\text{He}, {}^6,{}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}$	$1,00^{+0,18}_{-0,15}$ [22] $\Gamma_{\pi^-}{}^4\text{He}/\Gamma = 0,69^{+0,12}_{-0,10}$ [22]	$114,37$ $133,03$	$0,675$ $0,725$	${}^3\text{He} + \pi^-$ ${}^4\text{He} + \pi^-$	
${}^6_\Lambda\text{H}$ ${}^4_\Lambda\text{He}$ ${}^5_\Lambda\text{He}$	$4,0 \pm 1,1$ [4] $2,39 \pm 0,03$ [21] $3,12 \pm 0,02$ [21]	${}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}$ ${}^6,{}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}$ ${}^6,{}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}$	$0,34 \pm 0,06$ [22] $0,340 \pm 0,016$ [23] $0,44 \pm 0,11$ [24] $0,332 \pm 0,069$ [25]	$135,27$ $98,14$ $99,27$	$0,720$ $0,601$ $0,601$	${}^6\text{He} + \pi^-$ ${}^3\text{He} + \text{p} + \pi^-$ $\text{p} + {}^4\text{He} + \pi^-$	$6,03$ MeV $1,5$ MeV
${}^6_\Lambda\text{He}$ ${}^7_\Lambda\text{He}$ ${}^8_\Lambda\text{He}$ ${}^6_\Lambda\text{Li}$ ${}^7_\Lambda\text{Li}$ ${}^8_\Lambda\text{Li}$ ${}^9_\Lambda\text{Li}$	$4,18 \pm 0,10$ [21] $5,68 \pm 0,03 \pm 0,25$ [26] $7,16 \pm 0,70$ [27] $5,89 \pm 0,37$ [28] $5,58 \pm 0,03$ [21] $6,80 \pm 0,03$ [21] $8,50 \pm 0,12$ [21]	${}^6,{}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}$ ${}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}$ ${}^9\text{Be}$ ${}^9\text{Be}$ ${}^9\text{Be}$ ${}^9\text{Be}$ ${}^9\text{Be}$	$0,353 \pm 0,059$ [25]	$108,48$ $114,78$ $116,48$ $101,68$ $108,11$ $124,20$ $121,31$	$0,633$ $0,653$ $0,656$ $0,607$ $0,629$ $0,681$ $0,670$	${}^6\text{Li} + \pi^-$ ${}^7\text{Li} + \pi^-$ ${}^8\text{Li} + \pi^-$ $\text{p} + \text{p} + {}^4\text{He} + \pi^-$ ${}^7\text{Be} + \pi^-$ ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} + \pi^-$ ${}^9\text{Be} + \pi^-$	92 keV $5,57$ eV

Tabelle 1: Liste der wichtigsten Parameter der möglichen Hyperfragmente an leichten Targets ($A \leq 9$). Aus B_Λ und den in [20] gegebenen Massen gewöhnlicher Kerne sind die Zerfallspionenimpulse berechnet. Die Zerfallsbreiten für π^- -Zerfälle (Γ_{π^-}/Γ) sind für die Kerne, für die sie bekannt sind, angegeben. Für ${}^4_\Lambda\text{H}$ ist zusätzlich auch die Wahrscheinlichkeit für einen π^- -Zweikörperzerfall bekannt. Für alle Hyperfragmente, die in einen ungebundenen Zustand zerfallen, ist der wahrscheinlichste π^- -Zerfallskanal angegeben und zusätzlich die Resonanzbreite. Diese stammt aus [29].

AUFBAU DES EXPERIMENTS

2.1 AUSWAHL DES TARGETMATERIALS

Da durch Fragmentierung des initial erzeugten Hyperkerns ein weites Spektrum an Hyperfragmenten erzeugt werden kann, wie in Abb.8 dargestellt, ist man bei der Auswahl des Targetmaterials nicht auf ein bestimmtes Element oder gar Isotop beschränkt. Das verwendete Material muss allerdings diverse Voraussetzungen erfüllen. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Positronen sollte klein sein, um so wenig elektromagnetischen Untergrund wie möglich zu erzeugen. Nach [33] steigt der Wechselwirkungsquerschnitt für Bremsstrahlungsproduktion in guter Näherung mit Z^2 , daher sollte ein Element mit einer niedrigen Ordnungszahl verwendet werden.

LITHIUM Der leichteste in Frage kommende Feststoff ist Lithium, welches in einem natürlichen Isotopengemisch von 92,5% ${}^7\text{Li}$ und 7,5% ${}^6\text{Li}$ oder isotonenrein erhältlich ist. Die Nachteile dieses Materials sind der geringe Schmelzpunkt von 180,5°C, die hohe chemische Reaktivität und eine geringe mechanische Stabilität. Der niedrige Schmelzpunkt erfordert eine permanente Kühlung des Targets zum Abführen der durch den primären Strahl auf dem Target deponierten Energie. Während des Betriebs im Vakuum stellt die Reaktivität besonders mit Sauerstoff und Stickstoff kein bedeutendes Problem dar, jedoch muss das Target unter einer Schutzgasatmosphäre oder in einem nicht reagierenden Medium, wie z.B. Paraffin hergestellt und verbaut werden. Dies erschwert die Verwendung eines Lithiumtargets, stellt aber keine unüberwindbaren Hürden dar.

Eine weitere Möglichkeit, ein Target auf Lithiumbasis zu konstruieren, welches einen höheren Schmelzpunkt von 688°C besitzt und keine Elemente beinhaltet, die schwerer sind als Lithium selbst, ist Lithiumhydrid (LiH). Dieses ist allerdings ebenfalls hoch reaktiv und besitzt zusätzlich die Nachteile, in Pulverform vorzuliegen und toxisch zu sein.

BERYLLIUM Als nächst schwereres Element wurde Beryllium in Betracht gezogen, welches prinzipiell isotonenrein als ${}^9\text{Be}$ vorkommt. Die technischen Eigenschaften wie die hohe mechanische Stabilität oder der Schmelzpunkt von 1287°C dieses Metalls begünstigen die Verwendung als Target. Es ist in Folien von 25x25 mm² mit Dicken von 125 µm und 500 µm erhältlich, muss also nicht weiter verarbeitet werden bevor es als Target zum Einsatz kommt.

Ein Nachteil von Beryllium ist die hohe Toxizität, welche allerdings bei einem verantwortungsvollen Umgang kein Problem darstellt.

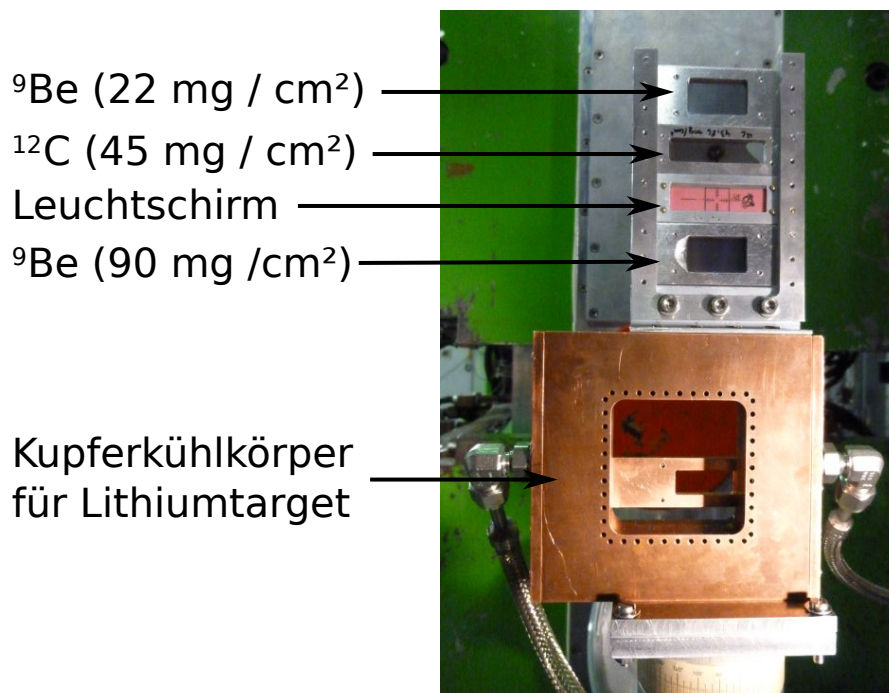


Abbildung 9: Photo der Targetleiter, die bei den Strahlzeiten 2011 eingesetzt wurde. Neben dem zur Hyperkernproduktion verwendeten Berylliumtarget mit 22 mg/cm^2 sind noch ein dickeres Berylliumtarget mit 92 mg/cm^2 vorhanden sowie ein zu Beschleunigertestzwecken verwendetes Kohlenstofftarget und ein Leuchtschirm zur Strahlagenüberprüfung. Darunter ist ein mit Ethanol durchflossener Kühlkörper montiert, der zur Aufnahme von Lithiumtargets gedacht war, allerdings beim Experiment nicht zum Einsatz kam.

BOR Ein weiteres in Frage kommendes Element ist Bor, welches ebenfalls in Folien mit passenden Abmessungen erhältlich ist. Da es aber durch seine höhere Ordnungszahl einen größeren Untergrund als Beryllium produziert, und diesem als Vorteil nur eine geringere Toxizität im elementaren Zustand gegenüber steht, wurde Bor bisher nicht weiter in die Auswahl des Targets mit einbezogen. Sollten jedoch in Zukunft die meisten nachweisbaren Hyperkernfragmente des Berylliumtargets detektiert worden sein, so bietet sich Bor als weiteres Target mit zusätzlichen Hyperkernfragmenten an.

KOHLENSTOFF Das schwerste in Betracht gezogene Element ist Kohlenstoff, welches bei anderen Experimenten standardmäßig als Target eingesetzt wird. Dieses hält hohen Strahlströmen stand und lässt sich leicht verarbeiten, produziert aber einen deutlich höheren Untergrund.

Nach Abwägung aller Vor- und Nachteile wurde Beryllium als leichtestes der einfach zu handhabenden Targets verwendet. Zusätzlich wurde auch eine Kühlvorrichtung für Lithium montiert und ein Lithiumtarget produziert, welches jedoch nicht zum Einsatz kam. Ein Kohlenstofftarget war ebenfalls montiert, jedoch nicht als Produktionstarget gedacht. In Abb. 9 ist die Targetleiter mit allen montierten Targets zu sehen.

	SpekA	SpekC	KAOS
Zentralimpuls [MeV/c]	115	125	924
Zentraler Winkel zur Strahlachse [°]	90	126	0
Impulsakzeptanz [%]	20	25	50
Raumwinkelakzeptanz [msr]	28	28	12
Akzeptanz des dispersiven Winkels [mrad]	± 70	± 70	± 185
Akzeptanz des nicht-dispersiven Winkels [mrad]	± 100	± 100	± 20
Länge der Zentralbahn [m]	10,75	8,53	6,4
Impulsauflösung (in erster Ordnung)	$< 10^{-4}$	$< 10^{-4}$	$\sim 10^{-3}$

Tabelle 2: Liste der magnetoptischen Parameter der drei verwendeten Spektrometer

2.2 ANORDNUNG DER SPEKTROMETER

Die Anordnung der für das Experiment verwendeten Spektrometer ist in Abb. 10 dargestellt. Der primäre Elektronenstrahl wird mittels der beiden Schikanemagnete unter einem Winkel von 17° bezüglich zur Bahn des nichtausgelenkten Strahls auf das Target gelenkt. Die Ablenkung des dahinter verbleibenden Strahls durch das KAOS-Spektrometer ist so eingestellt, dass er den existierenden Strahlfänger trifft. Da das KAOS-Spektrometer in dieser Anordnung einen Teil der Strahlführung darstellt, ist es direkt an die Streukammer angeflanscht. In dieser Anordnung können in Vorwärtsrichtung erzeugte Kaonen in einem horizontalen (dispersiven) Winkelbereich von -12° bis $+8^\circ$ und innerhalb einer vertikalen (nicht-dispersiven) Akzeptanz von $\approx \pm 1^\circ$ in KAOS detektiert werden. Der Nachweis der Zerfallspionen kann alternativ in einem der beiden Spektrometer A oder C erfolgen. Diese sind, um den Untergrund möglichst gering zu halten, auf maximale Rückwärtswinkel gestellt. Begrenzend ist dabei für Spektrometer C ein Träger der Strahlführung, der eine weitere Vergrößerung des Winkels verhindert. Spektrometer A könnte noch auf einen größeren Rückwärtswinkel gestellt werden, jedoch ist der Winkel durch ein rundes Austrittsfenster der Streukammer begrenzt. Für größere Rückwärtswinkel stand zur Zeit der Durchführung des Experiments kein alternatives Fenster zur Verfügung. Die magnetoptischen Parameter des Aufbaus sind in Tabelle 2 aufgelistet.

2.3 DETEKTOREN DES KAOS-SPEKTROMETERS

Das KAOS-Spektrometer verfügt über Ortsdetektoren, die die Positionen und Winkel der Spuren präzise vermessen. Über eine Zeitmessung wird die Geschwindigkeit der Teilchen ermittelt und eine Messung der Koinzidenzzeit ermöglicht. Die Teilchenidentifikation wird durch einen Čerenkovdetektor unterstützt, der leichte Teilchen identifizieren kann.

DIE SPURDETEKTOREN Zur genauen Vermessung der Spurpositionen, welche zur Rückrechnung von Winkel und Impuls des nachgewiesenen Teilchens am Targetort verwendet werden kann, stehen im KAOS-Spektrometer zwei Vieldrahtproportionalkammern (MWPC¹) zur Verfügung. Diese sind so konstruiert, dass sie ein geringes

¹ Multi Wire Proportional Chamber

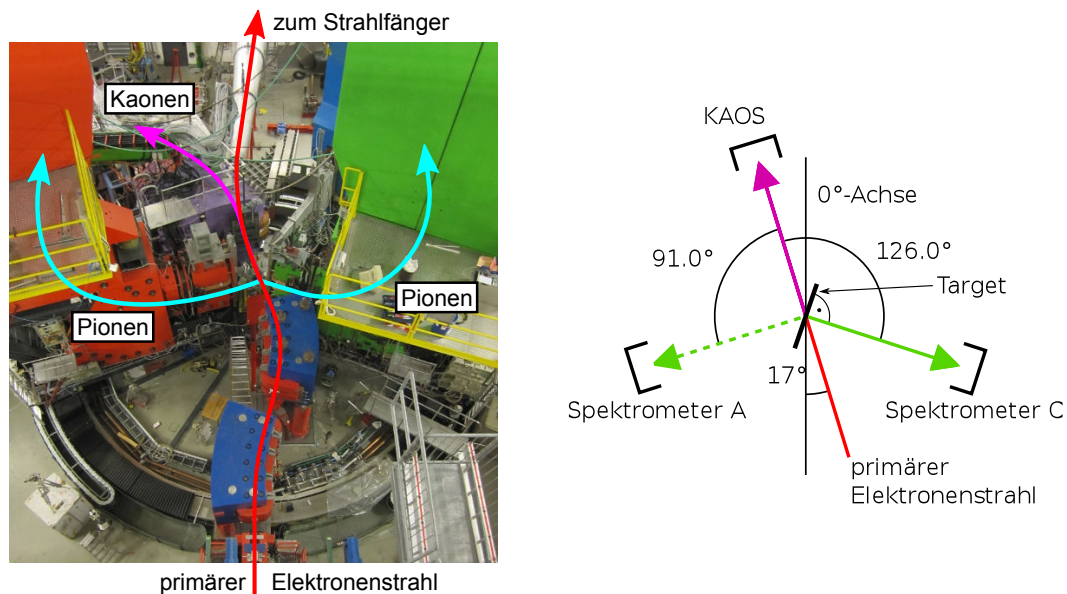


Abbildung 10: Anordnung der Spektrometer für die Experimente. Der primäre Elektronenstrahl wird durch die Schikanemagnete unter 17° auf das Target gelenkt und anschließend von KAOS auf den existierenden Strahlfänger abgelenkt. Kaonen können in Vorwärtsrichtung von KAOS detektiert werden. Zur Spektroskopie der Zerfallspionen werden Spektrometer A (rot) und Spektrometer C (grün) simultan verwendet.

Materialbudget aufweisen, um Streuungen der Teilchen gering zu halten und so eine hohe Präzision bei der Orts- und Winkelmessung und der damit verbundenen Rückrechnung zu ermöglichen. Aus dem gleichen Grund sind sie vor den anderen mit deutlich mehr Material besetzten Detektoren angebracht. Jede der Kammern besitzt in dispersiver Richtung 1200 Kathodendrähte, die zur Auslese dienen, und in nicht-dispersiver Richtung 350 Drähte in einem Abstand von jeweils 1 mm. Je fünf dieser Drähte sind zu einem Auslesekanal zusammengefasst, somit beträgt die Breite eines Kanals 5 mm. Durch die Analyse der Signalhöhen getroffener Kanäle liegt die erreichbare Ortsauflösung bei ca. 1 mm. Die beiden Kammern tragen die Bezeichnungen M und L, wobei die Kammer M näher am Magnetfeld des Spektrometers sitzt. Gefüllt sind die MWPCs mit einem Gasgemisch aus 84% Argon, 9% CO_2 und 7% Isobutan[34].

DAS FLUGZEITSYSTEM Für die Messung der Geschwindigkeit der Teilchen und zum Triggern der Datenerfassung ist das KAOS-Spektrometer mit Wänden aus vertikalen Streifen aus Plastiksintillator ausgestattet. Zu Beginn dieser Arbeit waren zwei solcher Wände vorhanden, die als Flugzeitwand F und G bezeichnet wurden. Flugzeitwand G bestand aus 30 Szintillatorstreifen der Dimensionen $470 \times 75 \times 20 \text{ mm}^3$ ($L \times B \times H$), die an beiden Enden mittels Photomultipliern (PMT²) vom Typ H1949 der Marke Hamamatsu ausgelesen wurden. Flugzeitwand F war dazu baugleich mit der Ausnahme, dass die Szintillatorstreifen eine Breite von nur 37 mm und eine Länge von 380 mm aufwiesen. Da die PMTs in einem größeren Abstand als die Streifenbreite montiert waren, entstanden zwischen den Szintillatorstreifen dieser Wand Lücken von mehreren Zentimetern, die zu Ineffizienzen bei der Teilchendetektion führten [35]. Um diese zu vermeiden, und da das Szintillatormaterial alterungsbedingt eine schlechtere

² Photo Multiplier Tube

Quanteneffizienz aufwies, wurden die Szintillatorstreifen dieser Wand ausgetauscht mit neuen Streifen der Dimensionen $580 \times 70 \times 20 \text{ mm}^3$ ($L \times B \times H$). Der Zusammenbau der neuen Flugzeitwand (im Folgenden Wand H genannt) ist dokumentiert in [36].

DER SCHWELLEN-ČERENKOVDETEKTOR Um die Trennung von Kaonen von leichteren Teilchen wie Pionen oder Positronen zu verbessern, ist das KAOS-Spektrometer mit einem Schwellen-Čerenkovdetektor ausgestattet. Dieser nutzt Silica-Aerogel mit einem Brechungsindex von $n = 1.055$ [37] als Radiator. Die Čerenkovschwelle dafür liegt bei einer Geschwindigkeit von $\beta = 0.948$, dies entspricht für Kaonen einem Impuls von $p_{K^+} = 1468 \text{ MeV}/c$. Pionen hingegen überschreiten die Schwelle schon bei einem Impuls von $p_{\pi^+} = 415 \text{ MeV}/c$ und Positronen bereits bei $p_{e^+} = 1,52 \text{ MeV}/c$. Die Schwelle ist so gewählt, dass sich der Detektor in dem verwendeten Impulsbereich von ca. $1 \text{ GeV}/c$ ($\pm 50\%$) zu einer Unterscheidung zwischen Kaonen und leichteren Teilchen eignet.

Aufgebaut ist der Čerenkovdetektor aus einem lichtdichten Aluminiumgehäuse mit geringen Wanddicken, um Streuungen der Teilchen zu vermeiden. An der Seite, durch die die Teilchen in den Detektor gelangen, befindet sich eine Lage aus 20 - 40 mm Aerogel, in der die Čerenkovstrahlung erzeugt und im wesentlichen in Vorwärtsrichtung abgestrahlt wird. Das Licht wird an der Rückseite des Detektorvolumens mittels Spiegeln auf oberhalb und unterhalb des Detektors sitzende PMTs mit Durchmessern von 5 Zoll (= 127 mm) reflektiert. Dünne Blechwände teilen das Volumen in sechs gleichgroße Segmente auf, von denen jedes von je zwei PMTs ausgelesen wird. Durch die Geometrie der Spiegel lässt sich zusätzlich bestimmen, ob die Strahlung im oberen oder im unteren Segment erzeugt wurde. In [37] ist die Entwicklung des Detektors beschrieben.

Für das 2012 durchgeführte Experiment wurde das Detektorsystem umgebaut, wobei ein zweiter Aerogel-Čerenkovdetektor installiert wurde. Dieser Umbau ist in Abschnitt 5.3 geschildert.

2.3.0.3 Der Trigger

Um nach einem Teilchendurchtritt durch die Detektoren die Datenerfassung zu starten, verfügt das KAOS-Spektrometer über eine Triggerelektronik, die auf einem FPGA³ realisiert ist. Dies ermöglicht eine einfache und schnelle Anpassung der Triggerbedingung an die Gegebenheiten des Experiments. Bei dem verwendeten FPGA handelt es sich um einen XILINX VIRTEX4 FPGA, der auf einem VME Modul vom Typ VU-PROM2 betrieben wird. Es handelt sich dabei um den gleichen Typ, der auch im Elektronenarm des Spektrometers zum Einsatz kommt. Eine Beschreibung davon findet sich in [38].

Als Eingangssignal wird für jeden Szintillatorstreifen der Flugzeitwände ein analoges Summensignal von oberem und unterem PMT erzeugt, das anschließend mittels eines CFD⁴ diskriminiert wird. Die Konfiguration kann so angepasst werden, dass nur bestimmte Trefferkombinationen die Datenerfassung auslösen.

In Abb. 12 sind zwei zu Beginn der Strahlzeiten verwendete Koinzidenzmatrizen dargestellt. Dabei ist jede mögliche Kombination von einem Segment von Wand H und einem von Wand G entweder erlaubt oder verboten. Der blaue Bereich (inklusive dem eingeschlossenen schwarzen) stellt eine Matrix dar, die sicherstellt, dass das nach-

³ Field Programmable Gate Array

⁴ Constant Fraction Discriminator

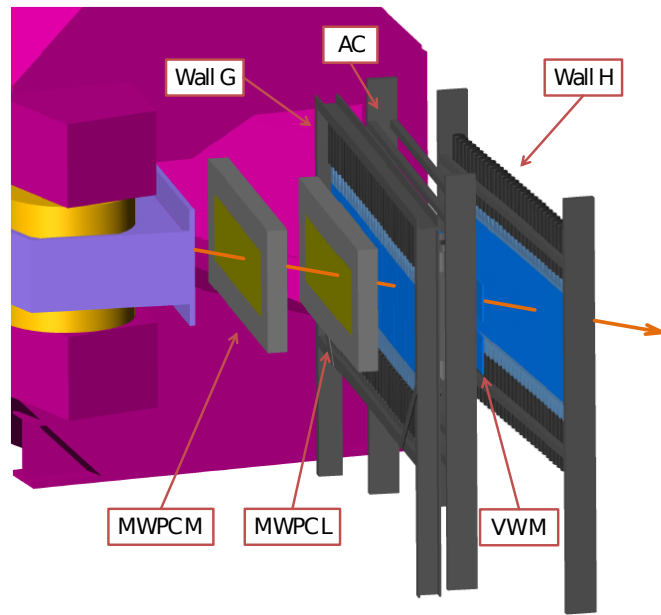


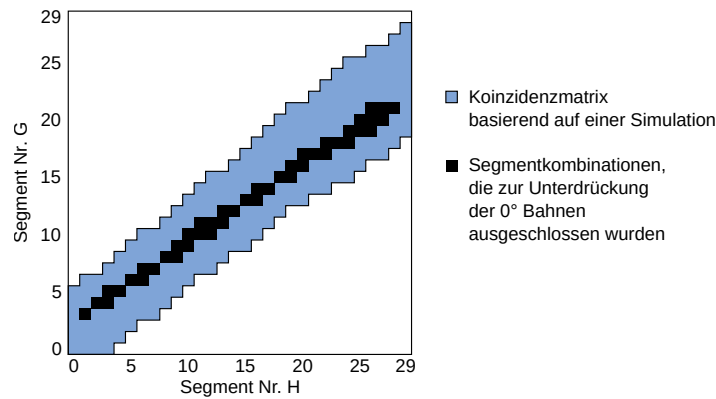
Abbildung 11: Schematischer Aufbau der Detektoren im KAOS-Spektrometer während des Pilotexperiments 2011. Das Bild stammt aus [36].

gewiesene Teilchen mit einem dispersiven Winkel von $-10^\circ \leq \Theta_0 \leq 10^\circ$ vom Target stammt. Dahingegen ist schwarz dargestellt ein Bereich, der einem engen Band um 0° entspricht. Eine Triggereinstellung bei der dieser Bereich ausgeschlossen ist, sollte sicherstellen, dass Positronen, die zum größten Teil in diesem Band liegen, den Trigger nicht auslösen. Nicht ausgeschlossen werden können auf diese Weise allerdings zufällige Koinzidenzen, die z.B. von zwei Positronen mit unterschiedlichen Impulsen verursacht werden. Nach den in Abschnitt 4.1 vorgenommenen Umbauten kam jedoch lediglich eine zeitliche Koinzidenz zwischen den Triggersignalen der unterschiedlichen Detektoren zum Einsatz.

Der verwendete FPGA wird von einem externen Oszillator mit einer Frequenz von 50 MHz getaktet, die intern auf 400 MHz vervielfacht wird. Da bei dieser hohen Frequenz allerdings vermehrt Schwierigkeiten bei der Implementierung auftraten, deren Ursache nicht geklärt werden konnte, wurden 200 MHz als Taktfrequenz für die Signale verwendet, dies entspricht einer Taktung von 5 ns. Die intern durchgeführten Logikoperationen laufen alle mit diesem Takt ab, auch die Eingangssignale von den verschiedenen Detektoren werden damit synchronisiert und ihre Länge auf eine vorgegebene Anzahl von Taktzyklen festgesetzt.

2.4 PHOTONENSTRAHLFÄNGER

Durch den Winkel von 17° , unter dem der primäre Elektronenstrahl auf das Target und in das KAOS-Spektrometer eingeschossen wird, trifft die im Target vorwiegend in Bewegungsrichtung des Elektrons emittierte Bremsstrahlung nicht den Elektronenstrahlfänger. Aus diesem Grund ist an der KAOS-Vakuumkammer ein Flansch angebracht, an dem eine Strahlführung für die Bremsstrahlung befestigt werden kann. Wird der primäre Strahl allerdings auf der Zentralbahn des Spektrometers eingeschossen, dann trifft der Bremsstrahlungsphotonenstrahl nicht diesen Flansch sondern einen Teil der



Abbildungung 12: Darstellung der erlaubten Trefferkombinationen im Trigger. Blau dargestellt ist ein aus einer Simulation abgeleitetes Band von Spuren, die korrekt zum Target zurückverfolgt werden können. Schwarz dargestellt sind Kombinationen, die von Teilchen mit einem Winkel von $\Theta_0 = 0^\circ$ getroffen werden. Diese können in der Koinzidenzlogik des Triggers deaktiviert werden. Bei dieser Triggereinstellung sind alle anderen Kombinationen, auch außerhalb des blauen Bandes, erlaubt.

Vakuumkammerwand mit einer Dicke von 30 mm unter einem Winkel von ca. 71° bezüglich der Normalen. Der dadurch erzeugte elektromagnetische Untergrund ließ sich bei einer vorangegangenen Teststrahlzeit deutlich nachweisen als Bündel von Spuren durch die Detektoren, die sich zu dem Trefferpunkt an der Vakuumkammerwand zurückverfolgen ließen. Um den durch die Bremsstrahlung erzeugten Untergrund zu minimieren, wurde das KAOS-Spektrometer bei den Produktionsstrahlzeiten so platziert, dass der Photonenstrahl mit einem Versatz von 100 mm neben der Zentralbahn das Magnetfeld durchquerte. In dieser Position trifft der Strahl durch den Flansch in eine angebaute Strahlführung von 11 cm Durchmesser und 2,5 m Länge. Durch die evakuierte Strahlführung wird die Erzeugung von radioaktiven Isotopen in der Umgebungsluft minimiert. Durchquert ein Photonenstrahl mit dem zu erwartenden Bremsstrahlungsspektrum die Umgebungsluft, so gibt es zwei dominante Reaktionen, die radioaktive Isotope erzeugen können. Die Isotope ^{13}N ($t_{1/2} = 9,965\text{min}$) und ^{15}O ($t_{1/2} = 2,037\text{min}$), können durch die Kernphotoeffekte: $^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$ und $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$ entstehen [35]. Dies kann durch den Aufbau der Strahlführung nur auf den letzten Zentimetern vor dem Strahlfänger erfolgen.

Der Strahlfänger wurde eigens für dieses Experiment konstruiert mit dem Ziel, die Photonen kontrolliert abzufangen. Neben der für das Experiment wichtigen Untergrundreduktion dient dieser auch dazu, die entstehende Radioaktivität aufzunehmen, um die Gefährdung für Personen und den Eintrag in die Umwelt zu minimieren.

Die wichtigsten Anforderungen an einen solchen Strahlfänger sind:

- Ein möglichst hoher Anteil der Strahlung muss im Kern des Strahlfängers absorbiert werden.
- Die Erzeugung von radioaktiven Gasen in der Umgebungsluft soll verhindert werden, da diese über die Hallenentlüftung an die Umwelt abgegeben werden können.
- Es sollen möglichst keine langlebigen Isotope entstehen.

Um die Energie der Photonen durch Schauerbildung zu absorbieren, eignet sich ein Material mit einer geringen Strahlungslänge. Dazu wurde Blei mit einer Strahlungslänge von 5,6 mm ($6,37 \text{ g/cm}^2$) verwendet, welches ohne Antimonzusatz ist und somit bei Beschuss mit Photonen vorwiegend kurzlebige Nuklide bildet. Um die durch das Abklingen des aufaktivierten Materials entstehende Strahlung abzuschirmen, wurde ein aus $50 \times 100 \times 200 \text{ mm}^3$ großen Bleiziegeln zusammengesetzter Quader von $500 \times 400 \times 400 \text{ mm}^3$ gebaut, wie in Abb. 13 dargestellt. An einer Stirnseite besitzt dieser eine 200 mm tiefe Bohrung mit 50 mm Durchmesser, durch die die Strahlung in das Innere des Quaders gelangt.

Diese Geometrie wurde mittels einer Geant4-Simulation so angepasst, dass die Energie der Photonen möglichst im Zentrum des Quaders deponiert wird, und damit zu allen Seiten gleich gut abgeschirmt ist. Die einzige Ausnahme dazu bildet die Bohrung, die allerdings anderweitig verschlossen werden kann und zusätzlich dazu verwendet werden kann, die Aktivität des Strahlfängerkerns zu messen.

In Abb 14 ist die simulierte Verteilung des integrierten Energieverlusts im Strahlfänger dargestellt. Dabei lässt sich erkennen, dass die größte Energiedepositionierung in dessen Zentrum stattfindet und sich auf einen kleinen Bereich beschränkt. Nach der Durchführung des zweiten Experiments 2012 konnte an der Einlassöffnung des Strahlfängers eine Aktivität von 2 mSv/h gemessen werden, Während die Aktivität auf der Rückseite nur ca. $40 \text{ }\mu\text{Sv/h}$ betrug, was bedeutet, dass der Einschluss der Radioaktivität wie geplant funktionierte. Die Aktivität an der Einlassöffnung fiel nach 9 Stunden ohne Strahlbetrieb auf $150 \text{ }\mu\text{Sv}$ ab, woraus sich eine mittlere Halbwertszeit der erzeugten Radioisotope von $T_{1/2} = 2,4 \text{ h}$ abschätzen lässt. Was einen gefahrlosen Umgang mit dem Strahlfänger schon nach wenigen Tagen ermöglichen sollte.

Es tauchten allerdings in den Strahlzeitdaten Spuren in den Flugzeitwänden von KAOS auf, deren Ursprung im Einlassbereich des Strahlfänger zu liegen scheint. Dies kann erklärt werden durch Photonen, die unter größeren Winkeln auf diesen Treffen und dadurch nicht in dessen Zentrum gelangen, sondern auf der Oberfläche aufschlagen. Die Rate solcher Ereignisse ist allerdings beschränkt und führt nur zu einer kleinen zusätzlichen Aktivität an der Oberfläche. Im Experiment konnten diese Ereignisse durch eine Abschirmung zwischen Strahlfänger und Detektoren unterdrückt werden.

Ein größeres Problem hinsichtlich der Strahlenbelastung für die Mitarbeiter stellt die Anflanschung der KAOS-Vakuumkammer an die Strahlführung zum Elektronenstrahlfänger dar. Auf dieses Problem wird in Kapitel 7 genauer eingegangen.

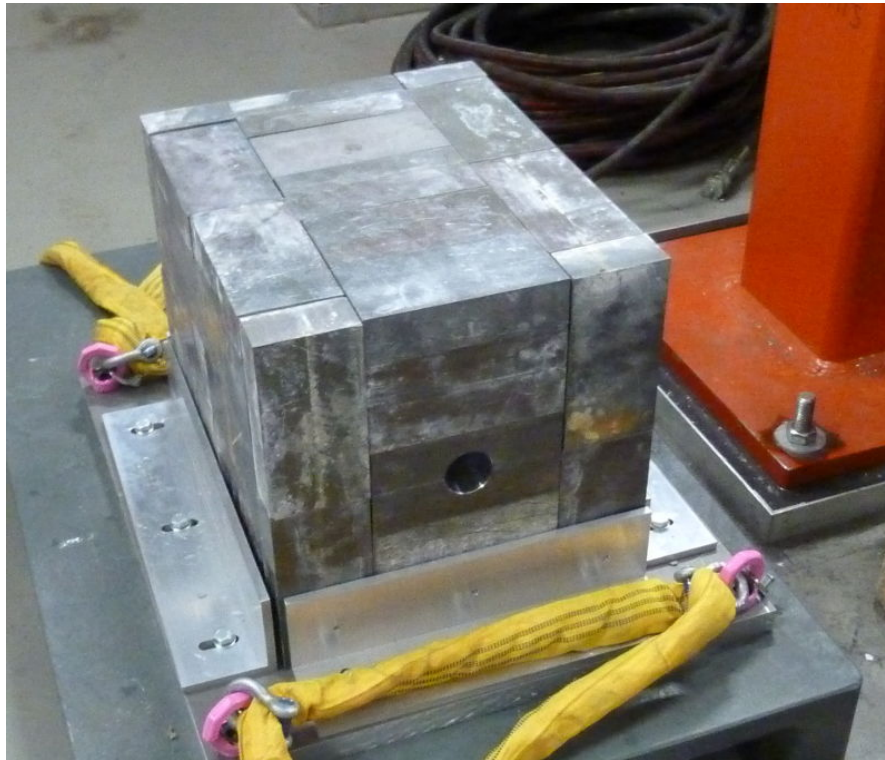


Abbildung 13: Photo des Photonenstrahlfängers bevor er hinter dem Spektrometer platziert wurde, ohne die zur Stabilisierung angebrachte Aluminiumverschalung. An der Vorderseite ist die Bohrung zu erkennen, durch die die Photonen in das Innere des Strahlfängers gelangen.

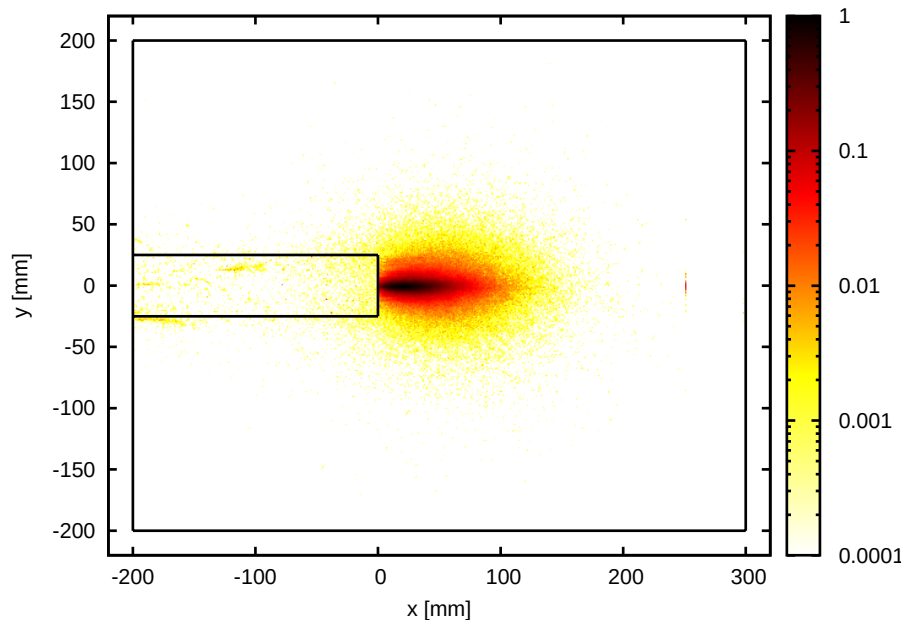


Abbildung 14: Simulierte Energiedepositionierung im Photonenstrahlfänger. Dabei ist die Bremsstrahlungsproduktion für 1 Million Teilchen am verwendeten Target simuliert und der Energieverlust der erzeugten Photonen in Zellen der Größe 1 mm^3 integriert und für die Darstellung auf die horizontale Ebene projiziert. Die schwarze Umrandung stellt den Umriss des Strahlfängers dar. An der linken Seite ist ebenfalls durch ein Rechteck die Bohrung dargestellt, durch die die Photonen in den Strahlfänger gelangen.

STUDIEN ZUR DURCHFÜHRBARKEIT

3.1 RECHNERISCHE RATENABSCHÄTZUNG

Eine wichtige Größe, die über die Durchführbarkeit der Zerfallspionenspektroskopie entscheidet, ist die zu erwartende Zählrate und das daraus resultierende Signal-zu-Untergrund-Verhältnis im Spektrum der Zerfallspionen. Es wurde eine Abschätzung der Zählraten durchgeführt, die an die in [19] durchgeführte Rechnung für das am Jefferson-Lab vorgeschlagene Experiment anknüpft. Während sich die Rate der zu erwartenden Kaon-Lambda-Paare berechnen lässt, so ist eine Vorhersage der zu erwartenden Ausbeute an Zerfallspionen nur für ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ möglich, da nur für dieses Hyperfragment die π^- -Zweikörperzerfallswahrscheinlichkeit bekannt ist.

Als Grundlage für die Ratenabschätzung kann der bekannte Wirkungsquerschnitt für die Kaon-Lambda-Photoproduktion bei einer ähnlichen Kinematik verwendet werden, mit dessen Hilfe sich die Rate von $(e, e'K^+)$ Reaktionen berechnen lässt. Für die Hyperkernformierungswahrscheinlichkeit, welche angibt welcher Anteil der erzeugten Λ -Hyperonen ein gebundenes System mit dem Restkern eingeht, existieren unterschiedliche Vorhersagen, die im Bereich kleiner Anregungsenergien eine ähnliche Größenordnung einnehmen. Für die Wahrscheinlichkeit, dass bei der Fragmentierung ein bestimmtes Hyperisotop erzeugt wird, existieren verschiedene Modelle, die Fragmentierungsprozesse beschreiben [39, 40]. Diese lassen sich in einer analytischen Berechnung nicht ohne weitere Annahmen verwenden, da die Fragmentierungswahrscheinlichkeiten stark von der Anregungsenergie des Kerns abhängen. Die Wahrscheinlichkeit, dass das Fragment vor dem Zerfall abgestoppt wird, ist vom Impulsübertrag auf das Lambda-Hyperon und der freiwerdenden Energie bei der Fragmentierung abhängig. Ein weiterer Faktor, der in die Berechnung eingeht, ist die Wahrscheinlichkeit für mesonische Zweikörperzerfälle. Diese ist für die meisten Hyperisotope unbekannt, lediglich die Wahrscheinlichkeit für den Zerfallskanal, bei dem ein π^- erzeugt wird, ist für einige Hyperfragmente gemessen, und kann somit als Obergrenze dafür angesehen werden (siehe Tabelle, 1). Es gehen noch weitere Größen, wie die Geometrie der Spektrometer, in die Berechnung ein, die alle bekannt sind.

In Abschnitt 3.2 ist die Modellierung des Prozesses beschrieben, welche Werte für einige der an dieser Stelle nicht zugänglichen Größen bereitstellt.

3.1.1 Formalismus der Kaon-Elektroproduktion

Zunächst soll allgemein der Formalismus aufgestellt werden, anhand dessen sich der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Kaon-Lambda-Paaren berechnen lässt. Dazu werden eine Reihe von Variablen verwendet, die in Tabelle 3 zusammengefasst sind.

Variable	Beschreibung	
σ	Wirkungsquerschnitt der $(e, e'K^+)$ Reaktion	Wert
E	Energie des einlaufenden Elektrons	$E = 1508 \text{ MeV}$
E'	Energie des gestreuten Elektrons	
$\vec{p}_e$	Impulsvektor des Einlaufenden Elektrons	
$\vec{p}'_e$	Impulsvektor des gestreuten Elektrons	
E_{th}	Schwellenenergie für die $K\text{-}\Lambda$ -Produktion am Proton	$E_{\text{th}} = 912 \text{ MeV}$
$\omega = E - E'$	Energie des virtuellen Photons	
$\vec{q} = \vec{p}_e - \vec{p}'_e$	Impulsvektor der virtuellen Photons	
Θ_e	Streuwinkel des Elektrons im Laborsystem	
Θ_K^{cms}	Winkel des Kaons im Schwerpunktsystem	
Θ_K^{lab}	Winkel des Kaons im Laborsystem	
m_e	Masse des Elektrons	$m_e = 510,999 \text{ MeV}/c^2$
m_p	Masse des Protons	$m_p = 938,272 \text{ MeV}/c^2$
m_K	Masse des Kaons	$m_K = 493,677 \text{ MeV}/c^2$
m_Λ	Masse des Lambda-Hyperons	$m_\Lambda = 1115,683 \text{ MeV}/c^2$
$s = W^2$	Invariante Energie im Schwerpunktsystem	
$q^2 = -Q^2$	Quadrat des Viererimpulsübertrags des virtuellen Photons	
ϵ	Polarisationsgrad des virtuellen Photons	
Ω_e	Raumwinkel des Elektronenspektrometers	
Ω_K	Raumwinkel des Kaonspektrometers	

Tabelle 3: Zusammenfassung der Variablen, die für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Kaon-Lambda-Produktion benötigt werden.

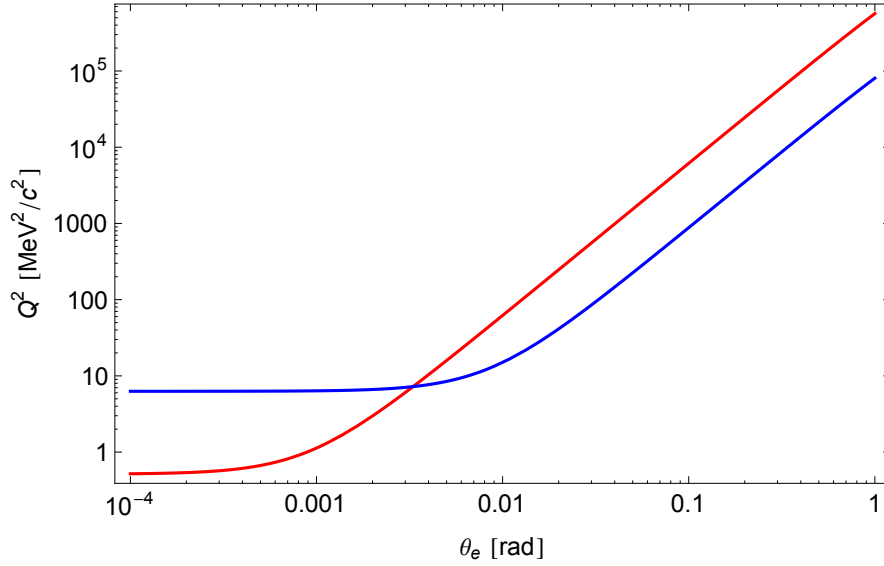


Abbildung 15: Abhängigkeit zwischen Q^2 und Θ_e für eine Energie des einlaufenden Elektrons von $E = 1508 \text{ MeV}$ und den Photonenergien $\omega = 1100 \text{ MeV}$ (rot) sowie $\omega = 1450 \text{ MeV}$ (blau).

Es wird die Stoßnäherung verwendet, in der die Produktion an einem einzelnen Proton betrachtet wird, und der Einfluss des restlichen Kern vernachlässigt wird. Am Ende der Rechnung wird der so ermittelte Wirkungsquerschnitt unter Verwendung einer effektiven Protonenzahl auf den gesamten Kern übertragen. Eine weitere Näherung ist, dass nur der Austausch eines virtuellen Photons zwischen Elektron und Proton betrachtet wird. Terme höherer Ordnung werden vernachlässigt.

Für die Berechnung wird $c = 1$ gesetzt. Dies vereinfacht die relativistische Energie-Impuls-Beziehung zu:

$$E^2 = p^2 + m^2. \quad (15)$$

Das virtuelle Photon trägt den Viererimpuls $q = (\omega, \vec{q})^T$, es lässt sich somit durch seine Energie ω und dem Quadrat seines Viererimpulsübertrags q^2 charakterisieren. Diese Parameter sind vollständig durch die Kinematik der Elektronstreuung bestimmt:

$$\omega = E - E' \quad (16)$$

$$\vec{q} = \vec{p}_e - \vec{p}'_e \quad (17)$$

$$Q^2 = -q^2 = |\vec{q}|^2 - \omega^2 = 2(EE' - m_e^2 - |\vec{p}_e||\vec{p}'_e|\cos\Theta_e) \quad (18)$$

Die Abhängigkeit zwischen Q^2 und Θ_e ist in Abb. 15 dargestellt.

Der Polarisationsgrad des Photons ist in [41] gegeben als:

$$\epsilon = \frac{2\vec{p}_e^2 \vec{p}'_e{}^2 \sin^2\Theta_e}{Q^2 \vec{q}^2 + 2\vec{p}_e^2 \vec{p}'_e{}^2 \sin^2\Theta_e} \quad (19)$$

Durch das Photon wird das hadronische System, also das Proton angeregt und zerfällt anschließend in ein Kaon-Lambda-Paar. Die Gesamtenergie des angeregten Systems im Schwerpunktsystem ist gegeben durch:

$$W^2 = s = m_p^2 - Q^2 + 2m_p \omega \quad (20)$$

In dieser Darstellung ist W nur abhängig von Q^2 und ω . Mittels Gleichung 18 kann W auch in Abhängigkeit von ω und Θ_e ausgedrückt werden.

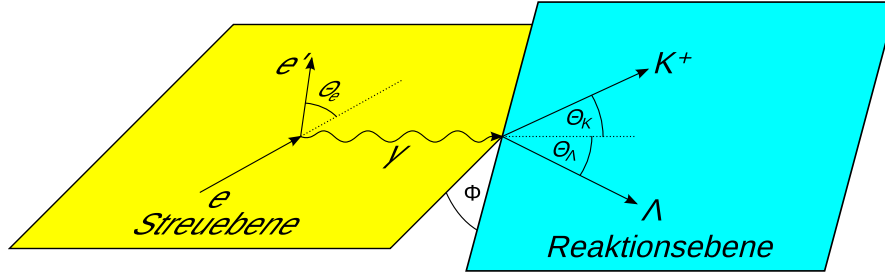


Abbildung 16: Darstellung der Reaktionsebenen für die $(e, e'K^+)$ -Reaktion im Laborsystem.

KOORDINATENSYSTEME Für die Berechnung empfiehlt es sich zwei Koordinatensysteme zu definieren. Im Laborsystem befindet sich der Kern vor der Reaktion in Ruhe, unter Vernachlässigung des Fermiimpulses ruht dann ebenfalls das Proton. Die Z-Achse des Laborsystems liegt entlang des Impulsvektors des virtuellen Photons. Die Y-Achse wird so gewählt, dass sie nach oben zeigt. Durch die Rechtshändigkeit des Systems wird die X-Achse festgelegt. Im Folgenden werden Variablen, die im Laborsystem definiert sind durch ein hochgestelltes "lab" markiert. Abb. 16 stellt die Kinematik der Reaktion im Laborsystem dar.

Das zweite verwendete System ist das Schwerpunktsystem, welches so definiert ist, dass sich die Impulse des virtuellen Photons und des Protons aufheben. Das gleiche gilt für den Impuls des Lambdas und den des Kaons. Die Definition der Koordinatenachsen ist analog zum Laborsystem. Variablen im Schwerpunktsystem werden durch ein hochgestelltes "cms" markiert.

Die Geschwindigkeit mit der sich das Schwerpunktsystem relativ zum Laborsystem bewegt ist gegeben durch das Verhältnis von Gesamtimpuls zu Gesamtenergie dieses Systems. Da das Proton im Laborsystem in Ruhe ist, geht dabei nur der Impuls des virtuellen Photons $|\vec{q}|$ ein. Es ergibt sich somit:

$$\beta = \frac{|\vec{q}|}{\omega + m_p} \quad (21)$$

Unter Verwendung der Relation 20 ergibt sich:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\omega + m_p}{W} \quad (22)$$

Mit diesen Größen lässt sich die Lorentztransformation zwischen diesen Systemen bestimmen. Für Viererimpulsvektoren ist diese:

$$E^{\text{cms}} = \gamma(E^{\text{lab}} - \beta p_z^{\text{lab}}) \quad (23)$$

$$p_x^{\text{cms}} = p_x^{\text{lab}} \quad (24)$$

$$p_y^{\text{cms}} = p_y^{\text{lab}} \quad (25)$$

$$p_z^{\text{cms}} = \gamma(p_z^{\text{lab}} - \beta E^{\text{lab}}) \quad (26)$$

TRENNUNG DES WIRKUNGSQUERSCHNITTS Durch die Trennung der Elektronkinematik von der Kinematik im hadronischen System, kann der differenzielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion in Komponenten aufgeteilt werden. Dieser hat dann die Form:

$$\frac{d^5\sigma}{dE'_e d\Omega_e d\Omega_K^{\text{cms}}} = \Gamma_{\text{virt}} \cdot \frac{d^2\sigma_{\text{virt}}}{d\Omega_K^{\text{cms}}} \quad (27)$$

$\cos(\Theta_K^{\text{cms}})$	W [GeV]	M^2 [GeV ²]
0,9	1,75	$1,75 \pm 0,21$ [43]
0,9	1,85	$2,75 \pm 0,38$ [43]
0,9	1,95	$2,09 \pm 0,35$ [43]
$> 0,97$	2,15	$2,67$ [42]

Tabelle 4: Liste gemessener Formfaktoren der Kaon-Lambda-Produktion bei unterschiedlichen Kinematiken

Dabei ist Γ_{virt} der Fluss von virtuellen Photonen, der nur von der Kinematik der Elektronstreuung abhängt und $d^2\sigma_{\text{virt}}/d\Omega_K^{\text{cms}}$ der Wirkungsquerschnitt der Kaon-Lambda-Photoproduktion. Alle Terme sind abhängig von den kinematischen Größen des virtuellen Photons. Während bei Γ_{virt} eine starke Abhängigkeit von Q^2 vorliegt, so ist der beim Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion in dieser Darstellung nur von der Photonenenergie abhängig. Für die Berechnung werden statt ω und Q^2 , ω und Θ_e verwendet.

Eine Formel für den Photonenfluss ist in [41] gegeben:

$$\Gamma_{\text{virt}} = \frac{\alpha}{2\pi^2 Q^2} \frac{E'}{E} \frac{k_\gamma}{1 - \epsilon'}, \quad (28)$$

mit

$$k_\gamma = \frac{W^2 - m_p^2}{2m_p} = \omega - \frac{Q^2}{2m_p} \quad (29)$$

k_γ entspricht der Energie, die ein reelles Photon im Laborsystem hätte, um das hadronische System der Energie W anzuregen [2]. Durch Einsetzen von 19 in 28 erhält man:

$$\Gamma_{\text{virt}} = \frac{\alpha}{2\pi^2} k_\gamma \frac{E'_e}{E_e} \frac{2|\vec{p}_e|^2 |\vec{p}'_e|^2 \sin^2 \Theta_e + |\vec{q}|^2 Q^2}{|\vec{q}|^2 Q^4} \quad (30)$$

Da die Energie des einlaufenden Elektrons konstant ist und durch die Abhängigkeit zwischen Q^2 und Θ_e (Gleichung 18) hängt dieser Term nur von ω und Θ_e ab.

Der Wirkungsquerschnitt der Kaon-Lambda-Photoproduktion ($d^2\sigma_{\text{photo}}/d^2\Omega_K^{\text{cms}}$), kann mittels experimentellen Daten bestimmt werden.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Q^2 wird durch einen Formfaktor F ausgedrückt. Damit lässt sich der Wirkungsquerschnitt auf folgende Weise ausdrücken:

$$\frac{d\sigma_{\text{virt}}}{d^2\Omega_K^{\text{cms}}}(Q^2, W) = \frac{d^2\sigma_{\text{photo}}}{d^2\Omega_K^{\text{cms}}}(W) \cdot F(Q^2) \quad (31)$$

Der Formfaktor kann durch eine Anpassung eines Dipolformfaktors an experimentelle Daten parametrisiert werden. Dieser lässt sich darstellen als:

$$F(Q^2) = \frac{\text{konst.}}{(Q^2 + M^2)^2} \quad (32)$$

Mit der Normierung $F(Q^2 = 0) = 1$ ergibt sich $\text{konst.} = M^4$.

Messungen des Formfaktors existieren für unterschiedliche Kinematiken. In Tabelle 4 sind die angepassten Werte für M bei ähnlichen Kinematiken aufgelistet, die in Abb. 17 dargestellt sind. Für die Berechnung wurde der in [42] ermittelte Wert von $M^2 = 2,67 \text{ GeV}^2$ verwendet.

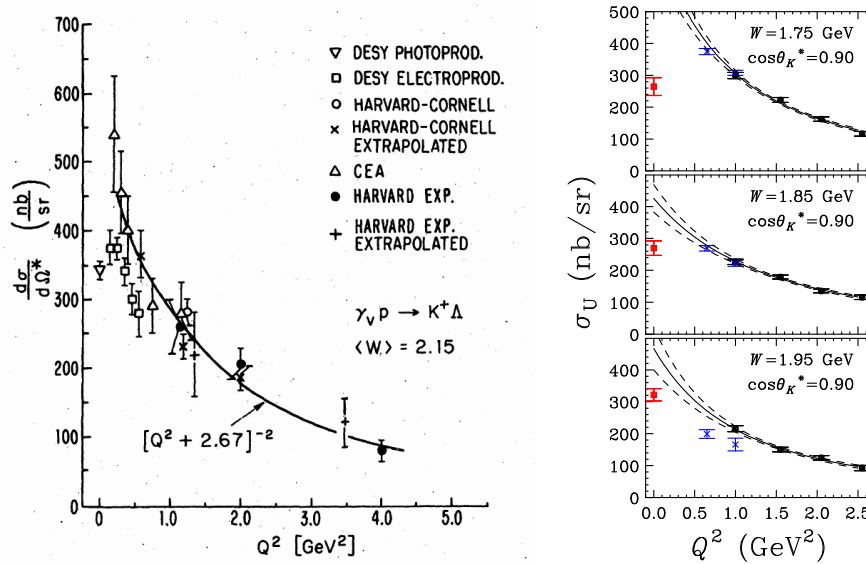


Abbildung 17: Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Kaon-Lambda-Produktion in Abhängigkeit von Q^2 . Die linke Darstellung stammt aus [42]. Für die Anpassung des Dipolformfaktors wurden dabei die Daten aus [44, 45, 46] verwendet (CEA, Harvard-Cornell und Harvard Exp). Die rechte Darstellung stammt aus [43]. Diese zeigt Daten, die mittels des CLAS-Spektrometers am Jefferson-Lab aufgenommen wurden.

Der Formfaktors kann mit Hilfe von Gleichung 18 in Abhängigkeit von Θ_e geschrieben werden. Da der Wirkungsquerschnitt für die K- Λ -Produktion mit reellen Photonen in Gleichung 31 nicht von Q^2 bzw. Θ_e abhängt, können Photonenfluss und Formfaktor zusammen über Θ_e integriert werden. Dadurch erhält man den integrierten Fluss virtueller Photonen, der nur von ω abhängt:

$$\Gamma_{\text{int}}(\omega) = \int_0^\pi \Gamma(\omega, \Theta_e) F(Q^2(\Theta_e)) d\Theta_e \quad (33)$$

KINEMATIK IM SCHWERPUNKTSYSTEM Die Erzeugung des Kaon-Lambda-Paars betrachtet man im Schwerpunktsystem. In diesem liegt das durch das Photon angeregte hadronische System mit einer Gesamtenergie W vor, welches in die beiden Teilchen zerfällt. Es gilt die Impulserhaltung: $\vec{p}_K^{\text{cms}} = -\vec{p}_\Lambda^{\text{cms}}$.

Für die Kaon-Lambda-Produktion im Schwerpunktsystem hat die relativistische Energie-Impuls-Beziehung (Gleichung 15) die Form:

$$W^2 = (E_\Lambda^{\text{cms}} + E_K^{\text{cms}})^2 - (\vec{p}_\Lambda^{\text{cms}} + \vec{p}_K^{\text{cms}})^2 \quad (34)$$

Durch Umformung erhält man für E_K^{cms} einen Ausdruck, der nur von W und damit von ω und Θ_e abhängt:

$$E_K^{\text{cms}} = \frac{W^2 - m_\Lambda^2 + m_K^2}{2W}. \quad (35)$$

Daraus lässt sich der Impuls des Kaons berechnen:

$$|\vec{p}_K^{\text{cms}}| = \frac{1}{2W} \sqrt{(W^2 - m_\Lambda^2 + m_K^2)^2 - 4W^2 m_K^2} \quad (36)$$

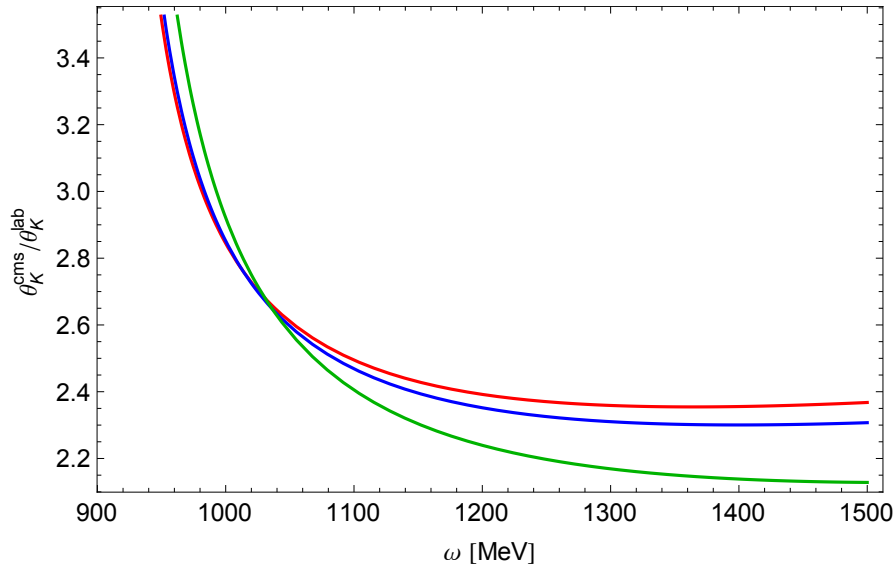


Abbildung 18: Verhältnis des Kaonwinkels im Schwerpunkt- und Laborsystem in Abhängigkeit von ω . Es sind die Verhältnisse für die Winkel $\Theta_K^{cms} = 2,5^\circ$ (rot), 45° (blau) und 90° (grün) dargestellt.

Der Winkel des Kaons ist dabei nicht vorgegeben. Es empfiehlt sich diesen in eine Komponente parallel zur z-Achse $p_{\parallel}^{cms}$ und eine Transversalkomponente $p_{\perp}^{cms}$ zu zerlegen. Diese sind gegeben durch:

$$p_{\parallel}^{cms} = p_K^{cms} \cdot \cos\Theta_K^{cms} \quad (37)$$

$$p_{\perp}^{cms} = p_K^{cms} \cdot \sin\Theta_K^{cms} = p_K^{cms} \cdot \sqrt{1 - \cos^2\Theta_K^{cms}} \quad (38)$$

Durch die Anwendung der Lorentztransformation erhält man die entsprechenden Größen im Laborsystem. Diese sind:

$$p_{\parallel}^{lab} = \beta\gamma E_K^{cms} + \gamma p_{\parallel}^{cms} \quad (39)$$

$$p_{\perp}^{lab} = p_{\perp}^{cms} \quad (40)$$

Daraus erhält man zum einen den Kaonimpuls im Laborsystem:

$$p_K^{lab} = \sqrt{(p_{\parallel}^{lab})^2 + (p_{\perp}^{lab})^2}. \quad (41)$$

Dieser wird benötigt, um die Impulsakzeptanz des Kaonspektrometers im Schwerpunktsystem auszudrücken. Zum anderen lässt sich mit Hilfe der Impulskomponenten eine Transformationsvorschrift für den Winkel Θ_K zwischen den Bezugssystemen herstellen:

$$\Theta_K^{lab} = \arctan\left(\frac{p_{\perp}^{lab}}{p_{\parallel}^{lab}}\right) = \arctan\left(\frac{p_K^{cms} \cdot \sqrt{1 - \cos^2\Theta_K^{cms}}}{\beta\gamma E_K^{cms} + \gamma p_K^{cms} \cdot \cos\Theta_K^{cms}}\right) \quad (42)$$

Mittels dieser Vorschrift kann die Winkelakzeptanz des Kaonspektrometers in das Schwerpunktsystem transformiert werden. In Abb. 18 ist das Verhältnis der Winkel in den Koordinatensystemen in Abhängigkeit von der Photonenergie dargestellt. Für die Koordinatensystem-Transformation besteht eine Abhängigkeit von Q^2 , die aber vernachlässigbar gering ist.

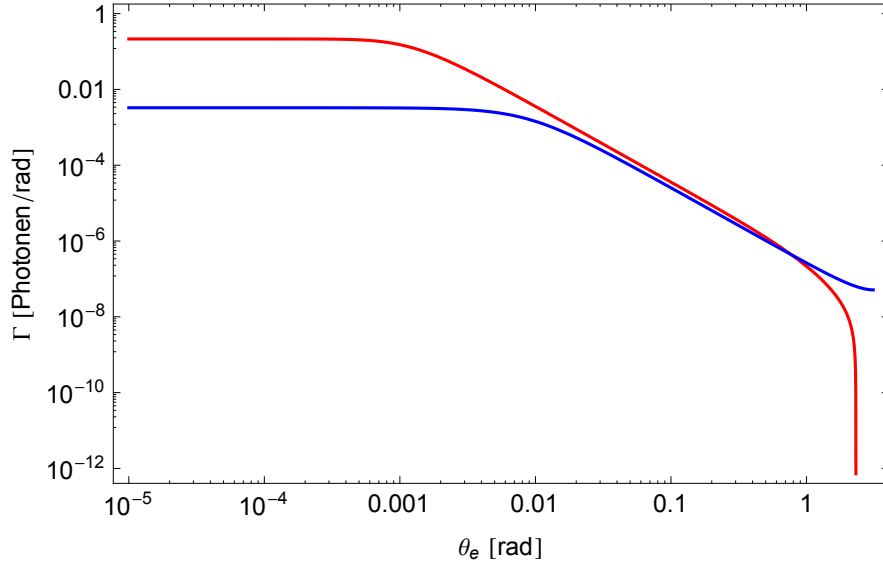


Abbildung 19: Abhängigkeit zwischen dem Fluss virtueller Photonen Γ_{virt} und dem Elektronenstreuwinkel Θ_e , für eine Energie des virtuellen Photons von $\omega = 1100$ MeV (rot) und $\omega = 1450$ MeV (blau)

3.1.2 Berechnung des Wirkungsquerschnitts der elementaren Kaon-Lambda-Produktion

Die Berechnung des gesamten Wirkungsquerschnitts geschieht durch die Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Gleichung 27. Alle verwendeten Größen lassen sich ausdrücken in Abhängigkeit von ω , Θ_e und $\cos\Theta_K^{\text{cms}}$.

FLUSS VIRTUELLER PHOTONEN Die Energie des primären Elektrons $E = 1508$ ist vorgegeben. Abb. 19 zeigt die Abhängigkeit des Flusses virtueller Photonen vom Elektronenstreuwinkel. Dabei ist zu erkennen, dass der wesentliche Beitrag zu Γ_{virt} von kleinen Winkel $\Theta_e < 10^{-2}$ rad stammt. Der Vergleich mit Abb. 15 zeigt, dass in dem Bereich in dem Γ_{virt} maximal ist, Q^2 minimal ist. Für die Transformation der Koordinatensysteme, die schwach abhängig von Q^2 ist, kann somit Q^2 als minimal angenommen werden.

Nach der Integration in Gleichung 33 erhält man den in Abb. 20 dargestellten integrierten Fluss virtueller Photonen. Dieser ist nur abhängig von ω .

WIRKUNGSQUERSCHNITT DER PHOTOPRODUKTION Der zweifach differenzielle Wirkungsquerschnitt für die K- Λ -Photoproduktion in Gleichung 27 lässt sich aus experimentellen Daten entnehmen. In Experimenten mit dem CLAS-Spektrometer am Jefferson-Lab [47] wurden die Wirkungsquerschnitte für unterschiedliche Kinematiken bestimmt. Die Punkte, die einem Kaonwinkel von 0° am nächsten kommen liegen bei $\cos(\Theta_K^{\text{cms}}) = 0,9$, was einem Winkel von $\Theta_K^{\text{cms}} = 25,8^\circ$ entspricht. Der Vergleich mit Abb. 18 zeigt, dass im Bereich von $\omega > 1100$ dies einem Winkel im Laborsystem von $\Theta_K^{\text{lab}} \approx 10^\circ$ entspricht.

Der Wirkungsquerschnitt ist in folgender Form gegeben:

$$\frac{d\sigma_{\text{photo}}}{d\cos\Theta_K^{\text{cms}}} = 2\pi \frac{d\sigma_{\text{photo}}}{d\Omega_K^{\text{cms}}} \quad (43)$$

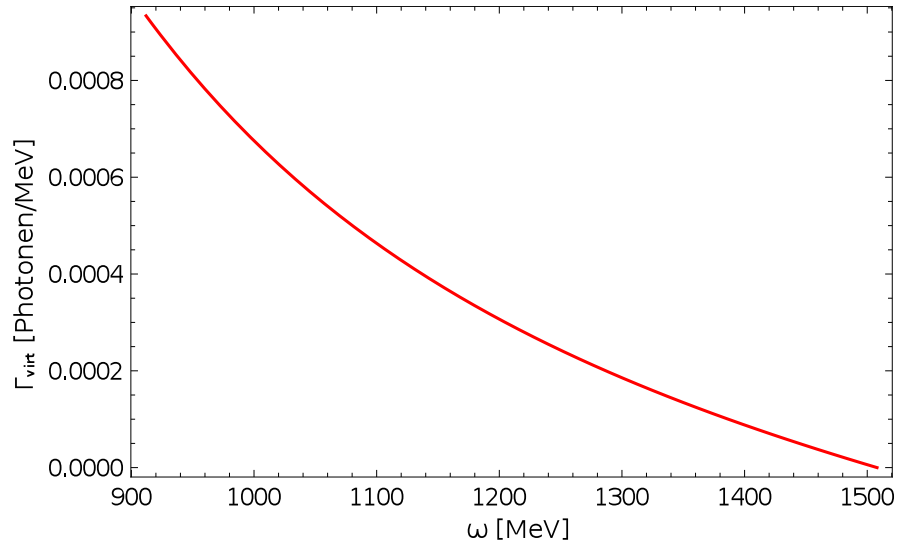


Abbildung 20: Integrierter Photonenfluss Γ_{int} aufgetragen über der Energie des virtuellen Photons

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der invarianten Energie ist in Abb. 21 dargestellt. Dabei zeigt sich ein kontinuierlicher Anstieg zwischen $W \approx 1,6 \text{ GeV}$ und $W \approx 1,7 \text{ GeV}$. Für größere W ist der Wirkungsquerschnitt in erster Näherung konstant. Kompakt lässt er sich schreiben als:

$$\frac{d\sigma_{\text{photo}}}{d\cos(\Theta_K^{\text{cms}})} = \begin{cases} 18\mu\text{b} \cdot (W/\text{GeV} - 1.6) & \text{für } 1,6 \text{ GeV} \leq W \leq 1,7 \text{ GeV} \\ 1,8\mu\text{b} & \text{für } W > 1,7 \text{ GeV} \end{cases} \quad (44)$$

In dieser Darstellung ist $d\sigma_{\text{photo}}/d\cos(\Theta_K^{\text{cms}})$ Abhängig von W und somit schwach abhängig von Θ_e . Für die Berechnung wird die Abhängigkeit vernachlässigt, da diese bereits durch den Formfaktor erfasst ist. Dazu wird für diese Größe $\Theta_e = 0$ gesetzt.

WINKEL- UND IMPULSAKZEPTANZ DES KAOS-SPEKTROMETERS Der akzeptierte Winkelbereich des KAOS-Spektrometers ist in guter Näherung rechteckig, wobei der Bereich des vertikalen (nicht-dispersiven) Winkels Φ_{KAOS} symmetrisch zwischen -1° und $+1^\circ$ liegt. Der Akzeptanzbereich für den horizontalen (dispersiven) Winkel Θ_{KAOS} erstreckt sich, dadurch dass Teilchen in Strahlrichtung mit einem Versatz von 100 mm zur Zentralbahn auf das Spektrometer treffen, zwischen -8° und $+12^\circ$. Die Winkel Θ_{KAOS} und Φ_{KAOS} lassen sich anhand des Impulsvektors eines Teilchens im Laborsystem definieren. Steht KAOS unter einem Winkel von 0° , dann gilt:

$$\Theta_{\text{KAOS}} = \arctan\left(\frac{\vec{p}_x}{\vec{p}_z}\right) \quad (45)$$

$$\Phi_{\text{KAOS}} = \arctan\left(\frac{\vec{p}_y}{\vec{p}_z}\right). \quad (46)$$

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts ist es erforderlich die Winkelakzeptanz bezüglich des Kaonwinkels im Schwerpunktsystem auszudrücken. Dazu kann die Akzeptanz zuerst im Laborsystem berechnet, und anschließend in das Schwerpunktsystem transformiert werden.

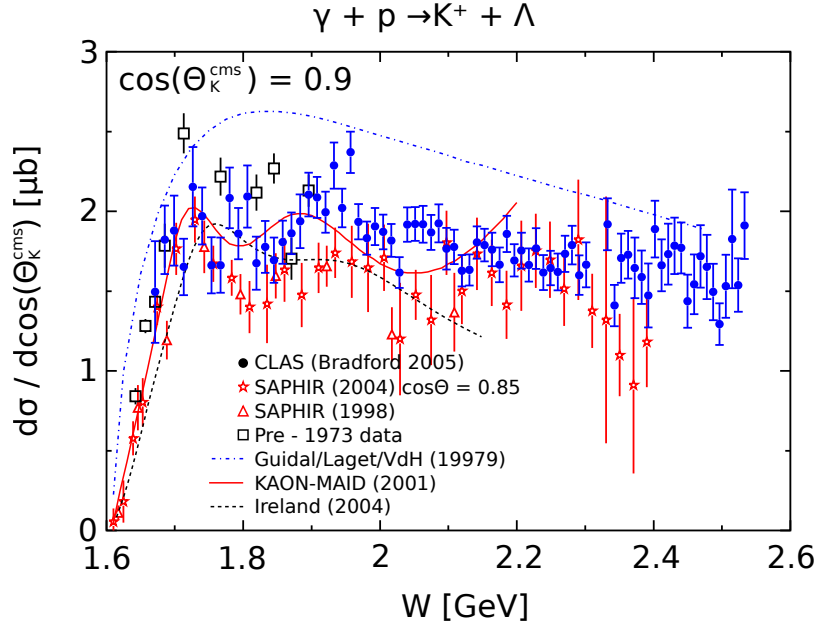


Abbildung 21: Wirkungsquerschnitt für die Kaon-Lambda-Photoproduktion für kleine Kaonwinkel in Abhängigkeit von der invarianten Masse W (aus [47])

Die Winkel Θ_{KAOS} und Φ_{KAOS} kann man ausdrücken als Funktion von Θ_K^{lab} und Φ_K^{lab} :

$$\Theta_{\text{KAOS}} = \Theta_K^{\text{lab}} \cdot \cos(\Phi_K^{\text{lab}}) \quad (47)$$

$$\Phi_{\text{KAOS}} = \Theta_K^{\text{lab}} \cdot \sin(\Phi_K^{\text{lab}}) \quad (48)$$

Diese Umrechnung ist in Abb. 22 veranschaulicht.

Unter Verwendung der Heaviside-Funktion:

$$\Theta_{\text{HS}}(x) = \begin{cases} 0 & \text{für } x < 0 \\ 1 & \text{für } x \geq 0 \end{cases} \quad (49)$$

lässt sich der Akzeptanzbereich als Produkt solcher Funktionen darstellen. Integriert man anschließend über Φ_K^{lab} , so erhält man die Winkelakzeptanz von KAOS als Funktion von Θ_K^{lab} . Zur Normierung wird das Ergebnis durch 2π geteilt.

$$A^\Theta(\Theta_K^{\text{lab}}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Theta_{\text{HS}}(\Phi_{\text{KAOS}}^{\text{max}} - \Theta_K^{\text{lab}} \sin(\Phi_K^{\text{lab}})) \cdot \Theta_{\text{HS}}(\Theta_K^{\text{lab}} \sin(\Phi_K^{\text{lab}}) - \Phi_{\text{KAOS}}^{\text{min}}) \cdot \Theta_{\text{HS}}(\Theta_{\text{KAOS}}^{\text{max}} - \Theta_K^{\text{lab}} \cos(\Phi_K^{\text{lab}})) \cdot \Theta_{\text{HS}}(\Theta_K^{\text{lab}} \cos(\Phi_K^{\text{lab}}) - \Theta_{\text{KAOS}}^{\text{min}}) d\Phi_K^{\text{lab}} \quad (50)$$

Führt man diese Integration numerisch durch, so erhält man das in Abb. 23 dargestellte Ergebnis.

Zur Überprüfung dieser Umrechnung kann man numerisch die Akzeptanzfunktion über Θ_K^{lab} integrieren und erhält daraus die Raumwinkelakzeptanz des KA-

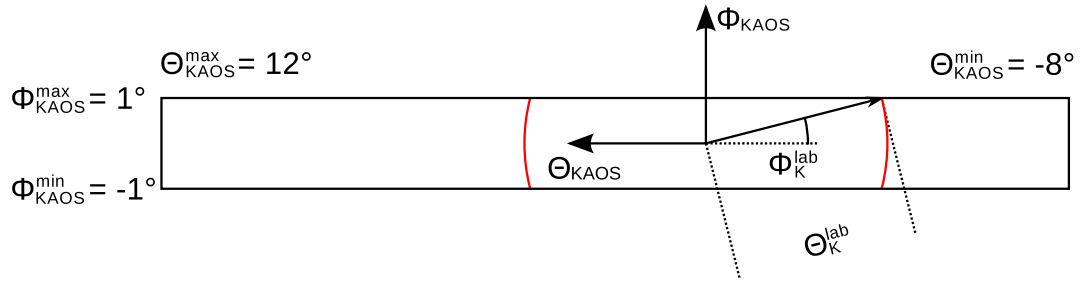


Abbildung 22: Berechnung der Winkelakzeptanz von KAOS im Laborsystem. Dabei werden die Laborsystemkoordinaten Θ^{lab} und Φ^{lab} als Polarkoordinaten im kartesischen Koordinatensystem der Winkel Θ_{KAOS} und Φ_{KAOS} aufgefasst. Die roten Kreisbogen entsprechen dem akzeptierten Winkelbereich von Φ^{lab} für ein vorgegebenes Θ^{lab} .

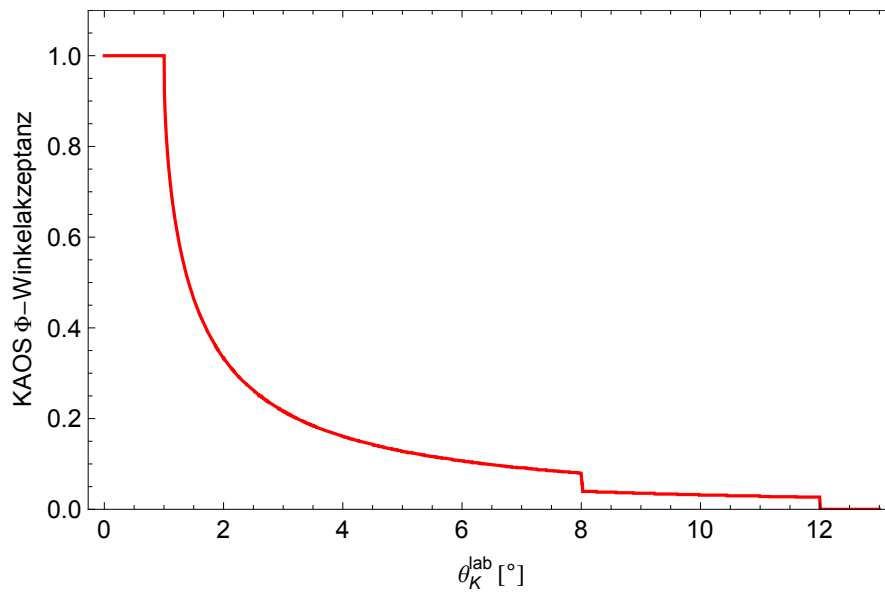


Abbildung 23: Akzeptierter Anteil der Φ^{lab} -Winkel im KAOS-Spektrometer in Abhängigkeit von Θ^{lab} . Die Kurve ist mittels der numerischen Integration des in Abb. 22 dargestellten Kreisbogens berechnet worden. Zu erkennen ist der Bereich voller Akzeptanz für kleine Θ^{lab} und die Bereiche bei 8° bzw. 12° , in denen jeweils auf einer Seite der Akzeptanzbereich von Θ^{KAOS} überschritten wird.

os-Spektrometers, welche sich mit der Berechnung anhand der Winkel Θ_{KAOS} und Φ_{KAOS} deckt.

$$2\pi \int_0^\pi A^\Theta(\Theta_K^{\text{lab}}) d\Theta_K^{\text{lab}} = 12,19 \text{ msr.} \quad (51)$$

Mittels der Lorentztransformation des Winkels Θ in Gleichung 42 lässt sich die Akzeptanzfunktion von KAOS in Abhängigkeit von Θ_K^{cms} ausdrücken:

$$A^\Theta(\Theta_K^{\text{lab}}) = A^\Theta(\Theta_K^{\text{lab}}(\Theta_K^{\text{cms}})) \quad (52)$$

Die Impulsakzeptanz von KAOS ist näherungsweise 100 % in einem Bereich von $p_0 \pm 25\%$ wobei $p_0 = 924 \text{ MeV/c}$ der Zentralimpuls von KAOS ist. Mittels der Heaviside-Funktion und der Lorentztransformation des Kaonimpulses (Gleichung 26) kann die Impulsakzeptanz in Abhängigkeit vom Kaonimpuls im Schwerpunktsystem geschrieben werden. Diese Größen hängen nur von W und Θ_K^{cms} ab. Somit kann die Impulsakzeptanz geschrieben werden als:

$$A^p(p_K^{\text{lab}}(W, \Theta_K^{\text{cms}})) = \Theta_{\text{HS}}(p_K^{\text{lab}}(W, \Theta_K^{\text{cms}}) - 0,75p_0) \cdot \Theta_{\text{HS}}(1,25p_0 - p_K^{\text{lab}}(W, \Theta_K^{\text{cms}})) \quad (53)$$

Unter Vernachlässigung der Abhängigkeit zwischen W und Θ_e kann die Impulsakzeptanz in Abhängigkeit von ω und Θ_K^{cms} geschrieben werden.

WIRKUNGSQUERSCHNITT DER ELEKTROPRODUKTION Die Berechnung des absoluten Wirkungsquerschnitts kann mittels einer dreifachen Integration erfolgen:

$$\sigma_{\text{total}} = \int_{E_{\text{th}}}^E \left[\int_0^\pi \left(\Gamma(\omega, \Theta_e^{\text{lab}}) \cdot F(\omega, \Theta_e^{\text{lab}}) \right) d\Theta_e^{\text{lab}} \cdot \frac{d\sigma_{\text{photo}}}{d\cos\Theta_K^{\text{cms}}}(\omega) \cdot \int_{-1}^1 \left(A^\Theta(\omega, \Theta_K^{\text{cms}}) \cdot A^p(\omega, \Theta_K^{\text{cms}}) \right) d\cos(\Theta_K^{\text{cms}}) \right] d\omega \quad (54)$$

Das Produkt aus dem nicht integrierten Photonenfluss, dem Formfaktor und dem Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion ist in Abb. 24 für zwei unterschiedliche Werte von Θ_e dargestellt. Man erkennt, dass für große Θ_e die Fläche unterhalb der Kurve, die dem Integral entspricht schnell abnimmt.

Abb. 25 zeigt den Integranden des äußeren Integrals. Darin ist zu erkennen, dass bedingt durch die Impulsakzeptanz des KAOS-Spektrometers nur Photonenenergien über ca. 1100 MeV/c zum Wirkungsquerschnitt beitragen.

Die numerische Integration von Gleichung 54 liefert für den Gesamtwirkungsquerschnitt für die elementare Kaon-Lambda-Elektroproduktion, der bereits die Akzeptanzen von KAOS beinhaltet, einen Wert von:

$$\sigma_{\text{total}} = 0,195 \text{ nb} \quad (55)$$

KAONENRATE Aus dem Wirkungsquerschnitt der Kaon-Lambda-Produktion lässt sich unter Verwendung der Luminosität die zu erwartende Rate an Kaonen berechnen. Dabei werden nur die Kaonen aus dieser Reaktion berücksichtigt. Der gesamte Fluss geladener Kaonen in KAOS setzt sich aus diesen zusammen sowie aus Kaonen die aus

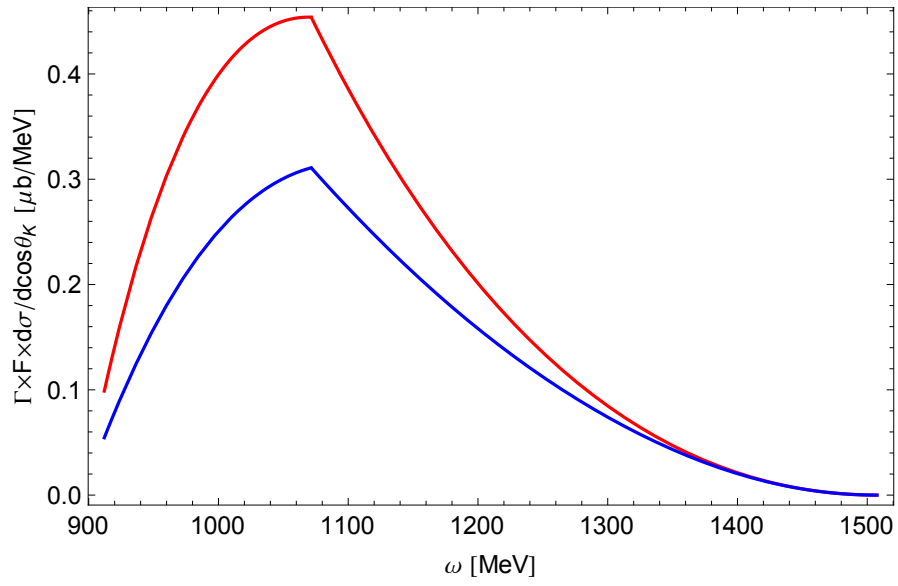


Abbildung 24: Produkt aus dem nicht integrierten Photonfluss, dem Formfaktor und dem Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion, aufgetragen über der Energie des virtuellen Photons. Die rote Kurve entspricht dabei einem Winkel von $\Theta_e = 10^{-4}$ rad, die blaue Kurve einem Winkel von $\Theta_e = 10^{-3}$ rad.

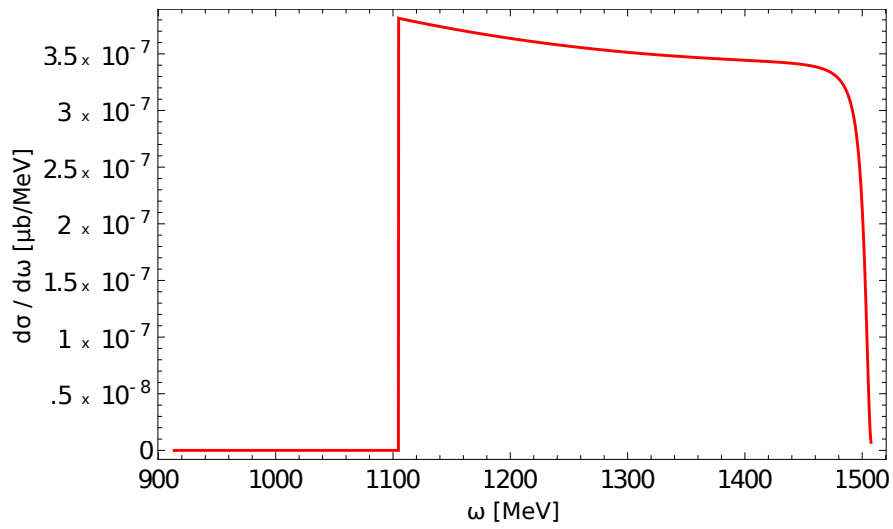


Abbildung 25: Integrand des äußeren Integrals in Gleichung 54 aufgetragen über der Energie des virtuellen Photons

der Produktion von Σ^- und Σ^0 stammen und Kaonen aus dem Zerfall von Φ -Mesonen. Die Luminosität mit Bezug auf Protonen ist:

$$L = Z^{0,7} \frac{I \cdot \rho d}{e \cdot A} \quad (56)$$

Dabei ist $Z = 4$ die Ladungszahl von Beryllium. Nach [48] skaliert der Wirkungsquerschnitt der (γ, K^+) Reaktion und somit auch der Elektroproduktion mit $Z^{0,7}$, dies bedingt den Vorfaktor. Der Strahlstrom ist I , $\rho d = 38,1 \text{ mg/cm}^2$ ist die Massenbelegung des Targets, wobei der schräge Einbau berücksichtigt wurde. Des weiteren gehen die Elektronenladung e und die Atommasse von Beryllium (A) in die Gleichung ein. Für einen Strahlstrom von $I = 1 \text{ }\mu\text{A}$ erhält man eine Luminosität von:

$$\frac{L}{\mu\text{A}} = 4,19 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} \text{ b}^{-1} \quad (57)$$

Das Produkt aus Luminosität und Wirkungsquerschnitt liefert die zu erwartende Rate an Kaonen aus $K\text{-}\Lambda$ -Reaktionen an dem verwendeten Target. Diese beträgt:

$$R_K = L\sigma = 8,18 \text{ s}^{-1} (\mu\text{A})^{-1} \quad (58)$$

Sie beinhaltet, dass das Kaon innerhalb der Winkel- und Impulsakzeptanz von KAOS erzeugt wurde.

HYPERKERNFORMIERUNGSWAHRSCHEINLICHKEITEN Ein Lambda, welches im Kern erzeugt wurde, muss nicht zwingend in diesem gebunden werden. Anschaulich kann man sich klar machen, dass ein Lambda, dessen Impuls im Bereich des Fermiimpulses liegt, mit einer höheren Wahrscheinlichkeit im Kern gebunden wird als ein hochenergetisches. Es gibt jedoch auch die Möglichkeit, dass das Lambda durch einen Stoß mit einem anderen Nukleon seine kinetische Energie an dieses überträgt und somit dieses Nukleon den Kern verlässt. Man kann versuchen, eine Wahrscheinlichkeit $\varepsilon_{\text{form}}$ für den Einfang des Lambdas anzugeben.

In [49] wurde diese Wahrscheinlichkeit mittels Harmonischer-Oszillator-Wellenfunktionen berechnet, wobei der Übergang in unterschiedliche Zustände betrachtet wurde. Das Ergebnis davon ist in Abb. 26 links dargestellt. Ebenfalls darin dargestellt ist die Funktion

$$\varepsilon_{\text{form}} = e^{-\frac{p_{\text{cms}}}{84 \text{ MeV}/c}} \quad (59)$$

welche zumindest für kleine Impulse eine Annäherung der Wahrscheinlichkeit liefert.

In [50] ist ein Messwert von $\varepsilon_{\text{form}} \approx 0,2 \pm 0,1$ bei einer Anregungsenergie des Lambdas von 30 MeV angegeben. Dies entspricht einem Lambda-Impuls von $p_\Lambda \approx 260 \text{ MeV}/c$. Der Messwert und die Ergebnisse von Berechnungen sind in Abb. 26 auf der rechten Seite dargestellt. Berechnet man für diesen Impulswert mit Gleichung 59 die Wahrscheinlichkeit, dann erhält man einen Wert von $\varepsilon_{\text{form}} = 0,045$, was etwa 23 % des Messwerts entspricht. Dieser Unterschied lässt sich durch die Möglichkeit eines Stoßes zwischen dem Hyperon und einem Nukleonen erklären, was effektiv zu einer Verringerung des Lambda-Impulses und damit zu einer höheren Einfangwahrscheinlichkeit führt.

Dennoch bietet Gleichung 59 eine Abschätzung für eine minimale Wahrscheinlichkeit. In Abschnitt 3.2.3 liefert die Modellierung der Hyperkernerzeugung, bei der diese Formel zu Einsatz kommt, eine absolute Hyperkernformierungswahrscheinlichkeit von $\varepsilon_{\text{form}} = 3,43 \cdot 10^{-3}$.

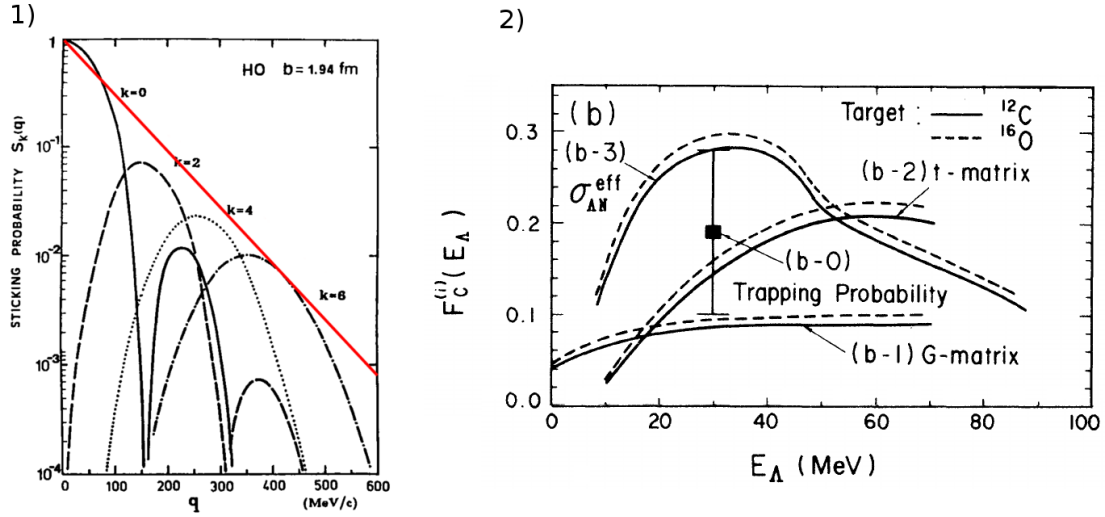


Abbildung 26: Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Lambda im Kern gebunden wird. In 1) ist diese in Abhängigkeit vom Impuls des Lambdas angegeben. Eingezeichnet in rot ist die Funktion $\exp(-p_{\text{cms}}/(84 \text{ MeV}/c))$, die als Anpassung an diese Daten verwendet wird. Das Bild stammt aus [49]. Bild 2) zeigt ebenfalls diese Wahrscheinlichkeit, jedoch in Abhängigkeit von der kinetischen Energie des Lambda. Dabei existiert ein Messwert an einem ^{12}C -Target bei $E_\Lambda = 30 \text{ MeV}$ und unterschiedliche gerechnete Kurven. Dieses Bild stammt aus [50].

ÜBERLEBENSWAHRSCHEINLICHKEITEN Der Zentralimpuls des KAOS-Spektrometers liegt bei $p_K = 924 \text{ MeV}/c$, was einer Geschwindigkeit der Kaonen von $\beta_K = 0,882$ entspricht. Die Länge der Referenzbahn bis zur hinteren Flugzeitwand H beträgt $L_K = 6,45 \text{ m}$. Um diese Strecke zurückzulegen, benötigt ein Kaon eine Zeit $\Delta t_K = L_K/(c\beta_K) = 21,5 \text{ ns}$. Unter Betrachtung der relativistischen Zeitdilatation und unter Verwendung der mittleren Lebensdauer eines Kaons von $\tau = 1,238 \cdot 10^{-8}$ erhält man eine Überlebenswahrscheinlichkeit für Kaonen auf der Referenzbahn des KAOS-Spektrometers von:

$$\varepsilon_{\text{surv},K} = e^{-\frac{L_K}{\tau_K \beta_K c} \sqrt{1-\beta_K^2}} = 0,395. \quad (60)$$

Für die Zerfallspionen lässt sich eine analoge Rechnung durchführen. Für Spektrometer A beträgt der eingestellte Zentralimpuls $p_A = 125 \text{ MeV}/c$ und die Flugstrecke $L_A = 10,75 \text{ m}$. Für Spektrometer C liegen die Werte bei $p_C = 115 \text{ MeV}/c$ und $L_C = 8,53 \text{ m}$. Unter Verwendung der mittleren Lebensdauer geladener Pionen von $\tau_\pi = 26,033 \text{ ns}$ ergeben sich die Überlebenswahrscheinlichkeiten:

$$\varepsilon_{\text{surv},A} = 0.318 \quad (61)$$

$$\varepsilon_{\text{surv},C} = 0.385 \quad (62)$$

In Anhang C finden sich Darstellungen der Überlebenswahrscheinlichkeit der Teilchen in den unterschiedlichen Spektrometern an Abhängigkeit von den Impulsen.

RAUMWINKELAKZEPTANZ Eine weitere zu betrachtende Größe ist die Raumwinkelakzeptanz der Spektrometer A und C und die damit verbundene Wahrscheinlichkeit, dass ein im Target entstandenes Pion von einem der Spektrometer erfasst werden kann. Da es sich bei der betrachteten Reaktion um einen mehrstufigen Prozess mit Fragmentierung und Abbremsung im Target handelt, ist die Annahme einer isotropen Emission

der Zerfallspionen berechtigt. Beide Spektrometer besitzen eine Raumwinkelakzeptanz von 28msr [15]. Daher ist die Wahrscheinlichkeit, in die Raumwinkelakzeptanz eines bestimmten Spektrometers emittiert zu werden:

$$\varepsilon_{acc,\pi} = \frac{28\text{msr}}{4\pi\text{sr}} = 2,228 \cdot 10^{-3} \quad (63)$$

NACHWEISEFFIZIENZEN Um ein Koinzidenzereignis zwischen Kaon und Zerfallspion vollständig nachzuweisen, ist es erforderlich, dass alle zur Auswahl des Ereignisses verwendeten Detektoren ansprechen und ein verwendbares Signal liefern. Dies ist von den in der Analyse verwendeten Schnitten abhängig. Verwendet man z.B. in KAOS nur die Flugzeitwände und den Čerenkovdetektor zur Spurauswahl, so müssen zumindest beide Wände auf das Kaon ansprechen, und der Čerenkovdetektor darf kein Signal in dem durchflogenen Segment liefern. Das heißt, die Detektionseffizienz für KAOS setzt sich aus drei Faktoren zusammen:

$$\varepsilon_{eff,K} = \varepsilon_{ToF,H}^K \cdot \varepsilon_{ToF,G}^K \cdot \varepsilon_{AC}^K \quad (64)$$

Die ersten beiden Effizienzen stehen dabei für die der Flugzeitdetektoren und ε_{AC}^K für die Wahrscheinlichkeit, dass der Aerogel-Čerenkovdetektor kein Signal liefert.

Es besteht die Möglichkeit, dass durch Mehrfachtreffer in einem Segment eines Detektors das Signal so verfälscht wird, dass die eindeutige Identifikation eines einzelnen Teilchens unmöglich wird. In den Flugzeitwänden wird durch einen Doppeltreffer die Messung der darin deponierten Energie zu höheren Messwerten verschoben, und eventuell die Zeitmessung verfälscht. Besonders stark wirken sich Mehrfachtreffer in den Čerenkovdetektoren aus. Wird eines der im Vergleich zu den Flugzeitwänden großen Segmente von einem Pion oder Positron durchflogen, dann wird ein Vetosignal für dieses Segment erzeugt. Trifft im selben Ereignis ein Kaon dieses Segment, dann wird dieses bei Verwendung des Signals des Čerenkovdetektors zur Teilchenidentifizierung fehlerhaft bestimmt.

Für die Pionspektrometer A und C ergibt sich die Detektionseffizienz auf ähnliche Weise, ebenfalls wird verlangt, dass der Treffer in einer Szintillatorwand detektiert wird, nicht jedoch im Čerenkovdetektor. Zusätzlich wird verlangt, dass alle vier Ebenen der Driftkammern eine Rekonstruktion des Trefferorts erlauben. Die Detektionseffizienz dieser Spektrometer sieht also folgendermaßen aus:

$$\varepsilon_{eff,\pi} = \varepsilon_{x1}^\pi \cdot \varepsilon_{s1}^\pi \cdot \varepsilon_{x2}^\pi \cdot \varepsilon_{s2}^\pi \cdot \varepsilon_{ToF}^\pi \cdot \varepsilon_{Cher}^\pi \quad (65)$$

Dabei stehen die ersten vier Effizienzen für die der Driftkammerebenen, die folgende für die Szintillatorwand und die letzte dafür, dass der Gas-Čerenkovdetektor kein falsches Signal liefert.

Geht man von einem Experiment mit niedrigen Raten aus, dann fallen Mehrfachtreffer nicht ins Gewicht. Somit lassen sich die Effizienzen der Čerenkovdetektoren vernachlässigen, sofern diese keine Rauschsignale liefern. Die Drahtkammern liefern stets Signale auf mehreren benachbarten Kanälen, durch diese Redundanz ist auch deren Effizienz bei moderaten Raten vernachlässigbar groß. Damit bleiben nur die Flugzeitdetektoren zur Berechnung der Effizienz. Geht man von einer Effizienz von 98 % für jeden Detektor aus, dann ergibt sich für die Detektionseffizienz des gesamten Ereignisses ein Wert von $\varepsilon_{eff} \approx 92\%$. Bei großen Raten reduziert sich dieser Wert aus den beschriebenen Gründen.

Ein weiterer bedeutender Faktor ist die Schnitteffizienz ε_{cut} , also die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein detektiertes Kaon nach allen Schritten der Analyse auch als

solches erkannt wird. Da es sich bei dem Experiment um die Suche nach seltenen, monoenergetischen Ereignissen auf einem über das gesamte Spektrum verteilten Untergrund handelt, sollte für die Auswahl der Ereignisse, die im Pionenspektrum auftauchen ein möglichst großzügig gewählter Schnitt verwendet werden. Daher kann davon ausgegangen werden, dass durch einen losen Schnitt ein großer Teil der detektierten Kaonen auch erfasst wird.

FRAGMENTIERUNGSWAHRSCHEINLICHKEITEN Es existieren mehrere Modelle, mittels derer sich die Wahrscheinlichkeit $\varepsilon_{\text{fragment}}$, dass ein bestimmtes Fragment gebildet wird, vorhersagen lässt.

Im Kontinuum-Schalenmodell [39] wird das quasifreie Kontinuum im Anregungsspektrum des Hyperkerns als eine Überlagerung vieler Zustände beschrieben, deren Anregungsenergie oberhalb der Schwelle für einen starken Zerfall liegt. Die damit verbundene kurze Lebensdauer der Zustände verbreitert diese, sodass sich eine kontinuierliche Verteilung ergibt. Der starke Aufbruch eines solchen Zustands kann durch ein Übergangsmatrixelement zwischen diesem und einem möglichen Endzustand beschrieben werden. Je nach Quantenzahlen der Zustände treten dabei unterschiedliche Übergangswahrscheinlichkeiten auf. Mittels dieses Modells lässt sich für eine bestimmte Anregungsenergie eine Vorhersage treffen, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein bestimmter Endzustand eingenommen wird, also welche Fragmente entstehen. Voraussetzung dafür ist zum einen, dass ein Modell des Anregungsspektrums aus Kontinuumszuständen existiert, und zum anderen, dass die Übergangsmatrixelemente bekannt sind. Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit waren diese Berechnungen für Beryllium noch nicht abgeschlossen. Für Lithium hingegen existieren Berechnungen, diese sind in Abschnitt 7 erläutert.

Das Fermi-Aufbruch-Modell [40] stellt eine weitere Möglichkeit der Berechnung der Fragmentierung dar. Dieses wird für die Modellierung des Experiments verwendet und ist in Abschnitt 3.2.1 beschrieben. Das Modell liefert Wahrscheinlichkeiten, welche von der Anregungsenergie des Hyperkerns abhängen. Diese sind in Abb. 28 dargestellt. Unter den Voraussetzungen des Modells ergibt sich eine Liste mit Fragmentierungswahrscheinlichkeiten, welche in Tabelle 5 gezeigt ist.

ABBREMSWAHRSCHEINLICHKEIT Eine Voraussetzung für die Massenbestimmung aus dem Pionimpuls ist, dass sich das Fragment vor dem Zerfall in Ruhe befindet. Durch den Impulsübertrag des Lambdas auf den initialen Hyperkern ist dieser in Bewegung, zusätzlich wird bei der Fragmentierung Energie frei, die auf die unterschiedlichen Fragmente übertragen wird. Durch den Verlust kinetischer Energie beim Flug durch das Targetmedium wird das Fragment abgestoppt, dabei kann es allerdings auch zerfallen, während es sich im Flug befindet, oder das Target verlassen, bevor es vollständig abgestoppt wurde. Die Berücksichtigung dieser Parameter in einer analytischen Berechnung ist aufwendig. Aus diesem Grund wurde unter anderem der Abbremsvorgang simuliert, diese Simulation ist in Abschnitt 3.2 beschrieben. Es zeigte sich, dass bei der verwendeten Targetgeometrie die Abbremswahrscheinlichkeit $\varepsilon_{\text{stop}}$ abhängig ist von der Masse und Ladung des jeweiligen Fragments und zwischen 0.357 für ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ und 0.916 für ${}^8_{\Lambda}\text{Li}$ variiert. Diese Größen sind in Tabelle 5 zusammengefasst.

π^- -ZWEIKÖRPERZERFALLSWAHRSCHEINLICHKEITEN Eine weitere Größe, die in die Berechnung der Ausbeute an Zerfallspionen eingeht, ist die Zerfallswahrscheinlichkeit $\varepsilon_{\text{decay}}$ für einen π^- -Zweikörperzerfall. In Tabelle 1 in Abschnitt 1.4 sind für

einige der Hyperfragmente Wahrscheinlichkeiten für die Erzeugung eines π^- beim Zerfall angegeben. Wie in diesem Abschnitt beschrieben ist, sind die Wahrscheinlichkeiten für π^- -Zweikörperzerfälle nur für ${}^4_\Lambda\text{H}$ bekannt, somit kann für die anderen Isotope nur eine obere Grenze in Form der Wahrscheinlichkeit für einen π^- -Zerfall angegeben werden.

KOINZIDENZRATE Aus der zu erwartenden Kaonenrate und den verschiedenen Wahrscheinlichkeiten lässt sich eine Formel für die Rate an Zerfallspionen für ein bestimmtes Hyperisotop i aufstellen.

$$R_{\text{Hyp}}^i = R_K \cdot \epsilon_{\text{form}} \cdot \epsilon_{\text{surv},K} \cdot \epsilon_{\text{eff},K} \cdot \epsilon_{\text{fragment}}^i \cdot \epsilon_{\text{stop}}^i \cdot \epsilon_{\text{decay}}^i \cdot \epsilon_{\text{acc},\pi} \cdot \epsilon_{\text{eff},\pi} (\epsilon_{\text{surv},A} + \epsilon_{\text{surv},C}) \cdot \epsilon_{\text{cut}} \quad (66)$$

Dabei gibt die erste Zeile die Rate von erzeugten Hyperkernen an, die vom KAOS-Spektrometer nachgewiesen werden können. Die zweite Zeile enthält alle Wahrscheinlichkeiten dafür, dass ein monoenergetisches Zerfallspion eines abgestoppten Hyperfragments entsteht. Es folgen die Wahrscheinlichkeiten, dass das Pion in einem der Spektrometer nachgewiesen wird, und ob das Ereignis bei der Analyse als solches erkannt wird. Die farbliche Kodierung ist so, dass bekannte Größen schwarz sind, Größen die aus der Simulation in Abschnitt 3.2 gewonnen werden können, sind blau. Rot stellt die nur für ${}^4_\Lambda\text{H}$ bekannte π^- -Zweikörperzerfallswahrscheinlichkeit dar.

Setzt man die bekannten und aus der Simulation gewonnenen Größen in Gleichung 66 ein, vernachlässigt dabei die Schnitteffizienz und berechnet damit die Rate an zu erwartenden ${}^4_\Lambda\text{H}$ -Hyperkernen so erhält man

$$R({}^4_\Lambda\text{H}) = 3,86 \cdot 10^{-8} \cdot R_K \quad (67)$$

Für eine Messung von 100 Stunden Dauer, wobei eine Totzeit von 30% zugrunde gelegt wird, kann man somit eine Ausbeute an ${}^4_\Lambda\text{H}$ pro μA Strahlstrom erwarten von:

$$\frac{N({}^4_\Lambda\text{H})}{T/(100\text{h}) \cdot I/\mu\text{A}} = 0,14 \quad (68)$$

Dabei gilt es zu beachten, dass dieses nur eines von vielen mögliche Fragmenten ist und dass die Fragmentierungswahrscheinlichkeit für ${}^4_\Lambda\text{H}$ durch seine, dem Alphateilchen ähnliche Struktur, nach anderen Modellen höher liegt als bei dem verwendeten [50].

3.2 MODELLIERUNG VON HYPERKERNERZEUGUNG UND ZERFALL

Neben der rechnerischen Abschätzung der zu erwartenden Ereignisraten wurde eine Monte-Carlo-Simulation entwickelt, um Effekte zu modellieren, die sich analytisch nur schwer erfassen lassen. Dazu gehört z.B. der Einfluss der Anregungsenergie des ${}^9_\Lambda\text{Li}^*$ -Kontinuums auf die Fragmentierungswahrscheinlichkeiten, oder die Abhängigkeit der Abbremswahrscheinlichkeit eines Hyperfragments im Target von der bei der Fragmentierung freigesetzten Energie. Des weiteren kann auf diese Weise auch der Energieverlust der Zerfallspionen im Target berücksichtigt werden, um damit eine Aussage über die Auflösung der Impulsmessung und den Einfluss der Targetdicke auf Auflösung und Signal-zu-Untergrundverhältnis machen zu können.

3.2.1 Fragmentierungsmodell

Um die Fragmentierung des hoch angeregten ${}^9_{\Lambda}\text{Li}^*$ -Kontinuums zu beschreiben, wurde das in [40] beschriebene Modell verwendet, welches sich sowohl auf Doppel-Lambda-Hyperkerne als auch auf Hyperkerne mit einfacher Strangeness anwenden lässt. Das Modell geht von der Annahme aus, dass der Hyperkern je nach Anregungsenergie spontan in leichtere Fragmente zerfallen kann, die sich im Grundzustand oder in einem geringen Anregungszustand befinden, und deren Lebensdauer durch den schwachen Zerfall des Λ -Hyperons bestimmt ist. Dabei werden alle möglichen Aufbruchkanäle betrachtet, sofern sie die Erhaltungssätze der starken Wechselwirkung erfüllen. Die Wahrscheinlichkeit wird für jeden Kanal proportional zum eingenommenen Phasenraumvolumen festgelegt.

3.2.2 Umsetzung des Modells

Die in dem Modell verwendeten Massen von Kernen sind [20] entnommen, die Bindungsenergien von Λ -Hyperonen in den unterschiedlichen Hyperkernen stammen aus den in Tabelle 1 angegebenen Quellen.

Im ersten Schritt des Modells wird eine Anregungsenergie des initialen ${}^9_{\Lambda}\text{Li}^*$ -Kontinuums generiert, wobei ein Energiespektrum verwendet wurde, welches dem Spektrum der quasifreien Lambdaerzeugung am verwendeten Target mit der verwendeten Kinematik ähnlich ist. Dazu wurde an experimentelle Daten der Wirkungsquerschnitte im quasifreien Energiebereich, die an einem Kohlenstoff- und einem Heliumtarget aufgenommen wurden, Funktionen der Form $F(E) = E \cdot e^{-E/k}$ angepasst, die besonders im Bereich kleiner Anregungsenergien den Verlauf der Spektren gut repräsentieren, und anschließend die Parameter k von Kohlenstoff und Helium gemittelt. In Abb. 89 in Anhang B ist diese Anpassung dargestellt, dabei ist zu erkennen, dass besonders für kleine Anregungsenergien keine große Diskrepanz zwischen den Targets besteht und sich somit diese Methode für diesen Bereich, der die größte Bedeutung für die Modellierung hat, geeignet ist. Auf die Normierung dieser Funktion muss dabei nicht geachtet werden. Für das Anregungsenergiespektrum erhält man dadurch eine Funktion der Form:

$$F(E) = \left(\frac{E}{\text{MeV}} \right)^2 \cdot e^{-\frac{E}{0.033\text{MeV}}}. \quad (69)$$

Mit der so bestimmten Anregungsenergie und unter der Annahme, dass sie sich als Relativimpuls zwischen dem Λ -Hyperon und Restkern manifestiert, lässt sich der Relativimpuls p_{cms} im Schwerpunktsystem des Kerns berechnen. Dieser ist:

$$p_{\text{cms}} = \sqrt{\frac{(E_{\text{cms}} - m_{\Lambda}^2 - m_{8\text{Li}}^2)^2 - 4 \cdot m_{\Lambda}^2 \cdot m_{8\text{Li}}^2}{4 \cdot E_{\text{cms}}}} \quad (70)$$

Aus dem Relativimpuls lässt sich die Hyperkernformierungswahrscheinlichkeit berechnen. Dazu wird die bereits in Abschnitt 3.1 erwähnte Formel für diese Wahrscheinlichkeit verwendet, wenngleich die darin verwendete Konstante zum Zeitpunkt der Implementierung des Modells auf 100 MeV/c festgesetzt wurde.

$$\varepsilon_{\text{form}} = e^{-\frac{p_{\text{cms}}}{100\text{MeV}/c}} \quad (71)$$

Anhand dieser Größe werden die Ereignisse entweder akzeptiert und damit weiter behandelt oder verworfen.

Danach kommt das Fragmentierungsmodell zum Einsatz. Diesem wird die Protonen-, Neutronen- und Hyperonenanzahl des Hyperkerns und die Anregungsenergie übergeben. Das Modell liefert eine Liste von Fragmenten und deren Relativimpulse zurück. Nur das Fragment, welches die Stangeness beinhaltet wird bei der Modellierung berücksichtigt. Dabei kann es sich sowohl um ein leichtes Hyperfragment als auch um den gesamten ${}^9_\Lambda\text{Li}$ -Kern oder ein ungebundenes Λ -Hyperon handeln.

Da die Fragmentierung ein Prozess der starken Wechselwirkung ist und damit schnell abläuft, besitzt der Kern zuvor den Impuls, der bei der Kaon- Λ -Erzeugung auf das Λ -Hyperon übertragen wurde. Da in dem Modell nur die fehlende Masse generiert wird, nicht jedoch die Impulse des Kaons und des gestreuten Elektrons, ist der Impuls des Lambdas unterbestimmt. Im Bereich niedriger Viererimpulsüberträge ($Q^2 \approx 0,002 (\text{GeV}/c)^2$) und großer invarianter Massen ($W \approx 1400 \text{ MeV}/c^2$) liegt der Impuls des Lambdas im Bereich zwischen $325 \text{ MeV}/c$ und $400 \text{ MeV}/c$, sofern der Winkel des Kaons klein genug ist, dass dieses in der Akzeptanz von KAOS liegt. Daher wird der Impuls des Hyperons gleichverteilt in diesem Bereich generiert. Dabei wird der Winkel des Λ so gesetzt, dass es sich in Vorwärtsrichtung bewegt, was im Mittel richtig ist. Der Winkel, unter dem das Λ in Realität erzeugt wird, ist gering ($\Theta_\Lambda \approx 10^\circ$) und hat an dieser Stelle nur einen geringen Einfluss auf die Wahrscheinlichkeit, dass die erzeugten Fragmente im Target abgebremst werden können. Der so bestimmte Impuls wird für die Transformation der Impulse der Fragmentierungsprodukte aus dem Schwerpunktsystem des initialen Kerns in das Laborsystem verwendet. Weiterhin geht man davon aus, dass die Fragmentierung isotrop stattfindet. Diese Annahme wird so umgesetzt, dass die Bewegungsrichtung des Fragments vor der Transformation in das Laborsystem isotrop pseudozufällig im Schwerpunktsystem des Kerns gewählt wird.

In den letzten Schritten des Modells geht es darum zu bestimmen, ob das jeweilige Fragment innerhalb des Targetmaterials abgestoppt wird, und anschließend den Energieverlust eines Zerfallspions innerhalb des Targets zu berechnen. Für die Abbremswahrscheinlichkeit wird die Lebensdauer des jeweiligen Fragments bestimmt. Diese wird exponential verteilt pseudozufällig bestimmt, wobei die Lebensdauer des ungebundenen Lambdas verwendet wird. Die Zeitdilatation durch die Bewegung des Fragments wird dabei nicht berücksichtigt, da dieses aufgrund der großen Masse nur eine geringe Geschwindigkeit besitzt. Für die so bestimmte Lebensdauer werden in Schritten von $\Delta t = 0,1 \text{ ps}$ jeweils die Geschwindigkeit des Fragments $v(t)$, die im Target zurückgelegte Strecke $x(t)$, die verbleibende kinetische Energie $E_{\text{kin}}(t)$ und der Impulsbetrag $p(t)$ bestimmt.

$$v(t + \Delta t) = \frac{c}{\sqrt{1 + \left(\frac{m_0 c}{p}\right)^2}} \quad (72)$$

$$x(t + \Delta t) = x(t) + v(t)\Delta t \quad (73)$$

$$E_{\text{kin}}(t + \Delta t) = E_{\text{kin}}(t) - \frac{dE}{dx}v(t)\Delta t \quad (74)$$

$$p(t + \Delta t) = \sqrt{E_{\text{kin}}(t + \Delta t)^2 + 2E_{\text{kin}}(t + \Delta t)m_0c^2} \quad (75)$$

Als Größe für den Energieverlust wurde eine Interpolation von mit SRIM [51] erstellten Energieverlusttabellen verwendet. Diese wurden für jedes Hyperfragment individuell in einem Energiebereich zwischen 100 keV und 200 MeV berechnet. Zusätzlich wird überprüft, ob sich das Fragment nach diesem Zeitschritt noch im Target befindet. Dazu wird $x(t)$ mit der zuvor berechneten Strecke vom pseudozufällig gewählten Erzeugungsort des Fragments bis zur Oberfläche des Targets in Flugrichtung verglichen.

Im letzte Zeitschritt t_f zerfällt das Fragment . An diesem Punkt lässt sich über die Erhaltung der Viererimpulse der Impuls des Zerfallspions berechnen. Verwendet man den Viererimpuls P_F des Fragments vor dem Zerfall, sowie den des Pions (P_π) und des Restkerns nach dem Zerfall (P_R), setzt diese gleich, formt die Gleichung um und quadriert sie, erhält man:

$$P_F = P_\pi + P_R \quad (76)$$

$$(P_F - P_\pi)^2 = P_R^2 \quad (77)$$

In den folgenden Berechnungen ist $c = 1$ gesetzt. Es ergibt sich:

$$m_F^2 - 2P_F P_\pi + m_\pi^2 = m_R^2. \quad (78)$$

Der Mischterm $2P_F P_\pi$ wird zu:

$$2P_F P_\pi = 2(E_F E_\pi - |\vec{p}_\pi| |\vec{p}_F| \cos \alpha) \quad (79)$$

wobei α der Winkel zwischen der Flugrichtung des Fragments und dem Zerfallspion ist. Dieser ist im Laborsystem, in dem der Impuls berechnet wird, bekannt, da das Pion, um im Spektrometer nachgewiesen werden zu können, das Target in guter Näherung senkrecht verlassen muss, und die Flugrichtung des Fragments zuvor bestimmt wurde. Durch Einsetzen der Energieimpulsrelation

$$E_\pi^2 - |\vec{p}_\pi|^2 = m_\pi^2 \quad (80)$$

in den Mischterm erhält man für Gleichung 78 die Form:

$$m_F^2 - 2 \left(E_F E_\pi - \sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2} \cdot |\vec{p}_F| \cos \alpha \right) + m_\pi^2 = m_R^2 \quad (81)$$

die als einzige Unbekannte die Pionenergie erhält. Durch quadrieren und anschließendes Lösen der quadratischen Gleichung erhält man für die Pionenergie die Gleichung:

$$a = E_F^2 - |\vec{p}_F|^2 \cos^2 \alpha \quad (82)$$

$$b = E_F(m_R^2 - m_F^2 - m_\pi^2) \quad (83)$$

$$c = \left(\frac{m_F^2 + m_\pi^2 - m_R^2}{2} \right)^2 + |\vec{p}_F|^2 \cos^2 \alpha \quad (84)$$

$$E_\pi = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (85)$$

Diese beinhaltet die durch die Lorentztransformation bedingte Impulsverschiebung.

Aus $x(t_f)$ und der Flugrichtung sowie dem Erzeugungsort erhält man die Strecke, die das Pion durch das Target zurücklegen muss, bevor es dieses verlässt. Für diese Strecke wird mittels der Bethe-Bloch-Gleichung aus [52] der Energieverlust des Pions berechnet, unter der Voraussetzung, dass sich die kinetische Energie nicht ändert, was aufgrund der geringen Targetdicke in guter Näherung gegeben ist. Da es durch unterschiedlich lange im Target zurückgelegte Strecken bereits zu einer Variation des Energieverlusts kommt, wurde die statistische Variation des Energieverlusts nicht berücksichtigt. In Abschnitt 6.2.3.1 wird diese für das verwendete Target bestimmt. Zuletzt wird aus der Energie des Pions sein Impuls berechnet.

Nicht betrachtet in diesem Modell ist zum einen die direkte Produktion von ${}^9_\Lambda\text{Li}$ in einem gebundenen Zustand, welche sich im resultierenden Pionenspektrum als zusätzliche Ereignisse in dem entsprechenden Pik, sowie zusätzlichem Untergrund um

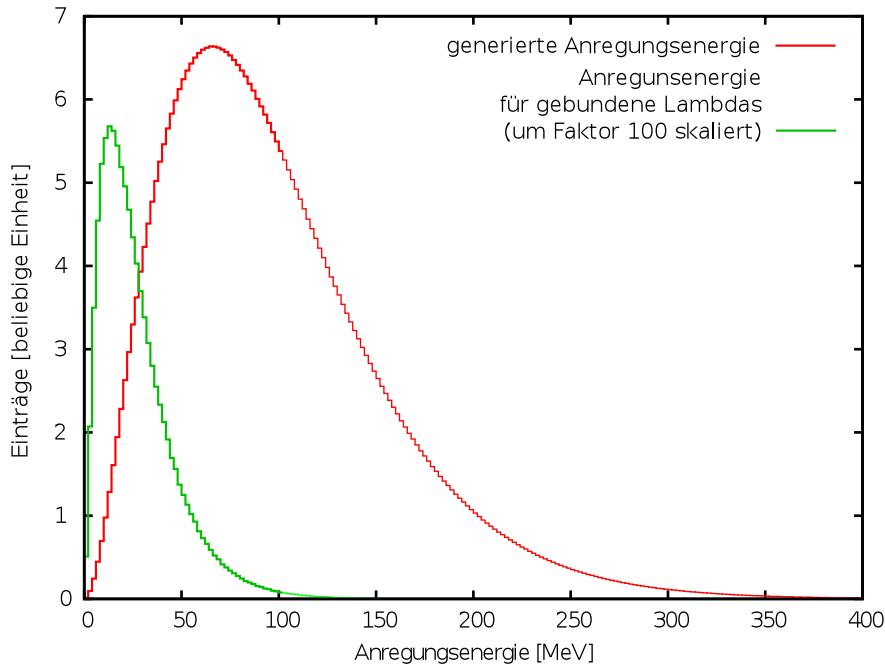


Abbildung 27: Spektrum der Anregungsenergie. In Rot dargestellt ist das pseudozufällig generierte Spektrum, grün dargestellt sind die Energien, für die das Lambda im Kern gebunden wird.

diesen herum manifestieren würde. Zum anderen wurden keine Dreikörperzerfälle berücksichtigt, welche im Spektrum einen breit gestreuten zusätzlichen Untergrund bedingen würden. Ebenfalls wurde die Erzeugung und der Zerfall von Σ^- -Hyperonen nicht modelliert. Als Pionspektrometer wurde nur Spektrometer C berücksichtigt, welches senkrecht zum Target steht. Für Spektrometer A wirkt sich die Variation des Energieverlusts im Target stärker aus, und die Variation des Pionimpulses aufgrund der Bewegung vor dem Zerfall ist aufgrund des Spektrometerwinkels unterschiedlich.

3.2.3 Ergebnisse des Modells

Modelliert man die Hyperkernerzeugung wie angegeben über das Energiespektrum des quasifreien Bereichs mit exponentiell vom Relativimpuls abhängiger Hyperkernformierungswahrscheinlichkeit, so erhält man das in Abb. 27 dargestellte Anregungsenergiespektrum des initialen ${}^9\text{Li}^*$ -Kontinuums. Dabei ist ersichtlich, dass fast ausschließlich für Anregungsenergien unterhalb von ca. 100 MeV überhaupt eine Formierung stattfinden kann. Eine interessante Größe dabei ist die absolute Wahrscheinlichkeit für die Formierung, die man aus dem Verhältnis der Integrale beider dargestellter Verteilungen erhält. Diese liegt bei $\varepsilon_{\text{stick}} \approx 3,43 \cdot 10^{-3}$. Wobei es zu beachten gilt, dass diese stark von verwendeten Modell abhängt.

Aus dem Fragmentierungsmodell erhält man eine von der Anregungsenergie abhängige Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein bestimmtes Hyperisotop entsteht. Diese ist in Abb. 28 zu sehen. Dabei ist auffällig, dass die Wahrscheinlichkeiten je nach Isotop um mehrere Größenordnungen variieren. Außerdem lässt sich erkennen, dass diesem Modell zufolge das Λ -Kern bei der Fragmentierung mit einer Wahrscheinlichkeit von $> 0,1$ wieder verlässt.

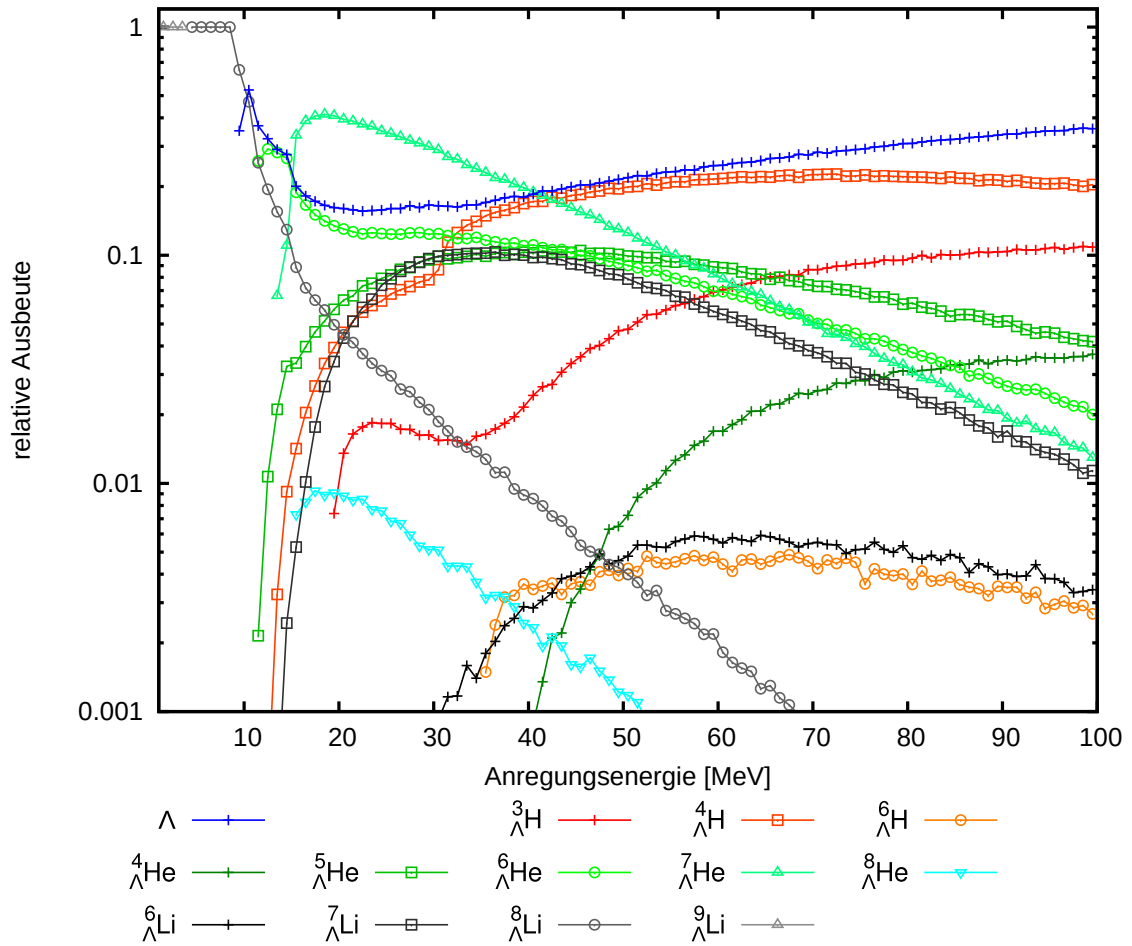


Abbildung 28: Relative Anteile der nach dem statistischen Fragmentierungsmodell zu erwartenden Hyperfragmente in Abhängigkeit von der Anregungsenergie des ${}^9_\Lambda\text{Li}^*$ -Kontinuums. Dabei werden sowohl Fragmente gezählt, die sich im Grundzustand befinden, als auch Fragmente in angeregten Zuständen.

Die Simulation des nachfolgenden Abbremsprozesses wurde für verschiedene Dicken des Targetmaterials durchgeführt um eine optimale Dicke zu finden. Dabei ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass das jeweilige Fragment im Target gestoppt wird, die entscheidende Größe. Es gibt zwei Ursachen dafür, dass ein Fragment nicht gestoppt wird. Zum einen kann es zerfallen, bevor es durch den Verlust seiner kinetischen Energie vollständig abgestoppt wurde. Dies ist nicht abhängig von der Dicke des Targets, sondern von dessen Abbremsungsvermögen. Zum anderen kann es das Target verlassen, bevor es vollständig abgestoppt wurde, was sich durch ein dickeres Target verhindern lässt. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass der Zerfall innerhalb der Targetfolie stattfindet, ist in Abb. 29 oben dargestellt. Hierbei sieht man deutlich die Abhängigkeit dieser Wahrscheinlichkeit von der Masse des jeweiligen Fragments. Während sich schwerere Fragmente leichter abbremsen lassen, gelingt dies bei leichten Fragmenten wie ${}^3_\Lambda\text{H}$ oder ${}^4_\Lambda\text{H}$ nur schwer.

Bezieht man die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall im Flug hinzu, dann erhält man die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Teilchen in Ruhe zerfällt, und somit ein Pion mit einem für das Fragment spezifischen Impuls nachgewiesen werden kann. Diese ist in Abb. 29 unten zu sehen. Es wird ersichtlich, dass sich diese Wahrscheinlichkeiten kaum von einander unterscheiden, was bedeutet, dass der Abbremsprozess schnell abläuft, verglichen mit der Lebensdauer des Fragments.

Anschließend findet der Zerfall des Hyperfragments statt. Eine kinetische Restenergie des Fragments überträgt sich auf den Pionimpuls abhängig vom Winkel zwischen der Flugrichtung des Fragments und dem Zerfallspion. Abb. 30 zeigt dieses Spektrum für eine Targetdicke von $125\text{ }\mu\text{m}$ in einer Klasseneinteilung von 100 keV/Klasse , was einer relativen Impulsauflösung des Spektrometers von $\Delta p/p \approx 4 \cdot 10^{-3}$ entspricht. Dabei wurden 1000000 mesonische Zweikörperzerfälle von Hyperkernen simuliert. Eingeteilt sind die unterschiedlichen Ereignisse in Zerfälle eines Fragments, welches sich vor dem Zerfall bereits in Ruhe befand ($E_{\text{kin}} < 100\text{ keV}$), Zerfälle eines Fragments in Bewegung und die Zerfälle von Λ -Hyperonen, die sich bei der Fragmentierung vom Restkern gelöst haben. Es sind die monoenergetischen schmalen Piks einzelner Fragmente zu sehen, die sich von einem breit verteilten Untergrund von Zerfällen bewegter Fragmente abheben. Dadurch, dass Lambdas im Target nicht abgestoppt werden, zerfallen sie mit einem vergleichsweise großen Restimpuls und bilden somit eine breite zum Untergrund beitragende Verteilung.

Es sind die Impulsakzeptanzen beider Spektrometer eingetragen, die bei den Experimenten gewählt wurden. Dabei wurde darauf geachtet, dass zum einen möglichst viele unterschiedliche Fragmente erfasst werden können, und zum anderen aber auch ein großer Überlappungsbereich besteht, sodass in einem Spektrometer nachgewiesene Fragmente mit dem anderen verifiziert werden können.

Aus dem Modell stammende Pionspektren für andere Targetdicken finden sich in Anhang B.

Nicht modelliert wurde die Möglichkeit, dass ein Hyperkernfragment in einem mesonischen Dreikörperzerfall zerfällt. Dadurch entsteht ein weiterer verteilter Untergrund. Aber die Wahrscheinlichkeiten für Dreikörperzerfälle sind für die meisten Hyperfragmente nicht bekannt.

Das hier beschriebene Modell lässt sich auf ein leichteres Targetmaterial übertragen. Wenn es sich um ein ähnlich schweres Material handelt, ist nicht davon auszugehen, dass sich das Spektrum des quasifreien Energiebereichs deutlich verändert. Es müssen aber die Masse des Targetkerns und des initialen Hyperkerns für die Hyperkernerzeugung angepasst werden. Das Fragmentierungsmodell kann auf beliebige leichte Kerne

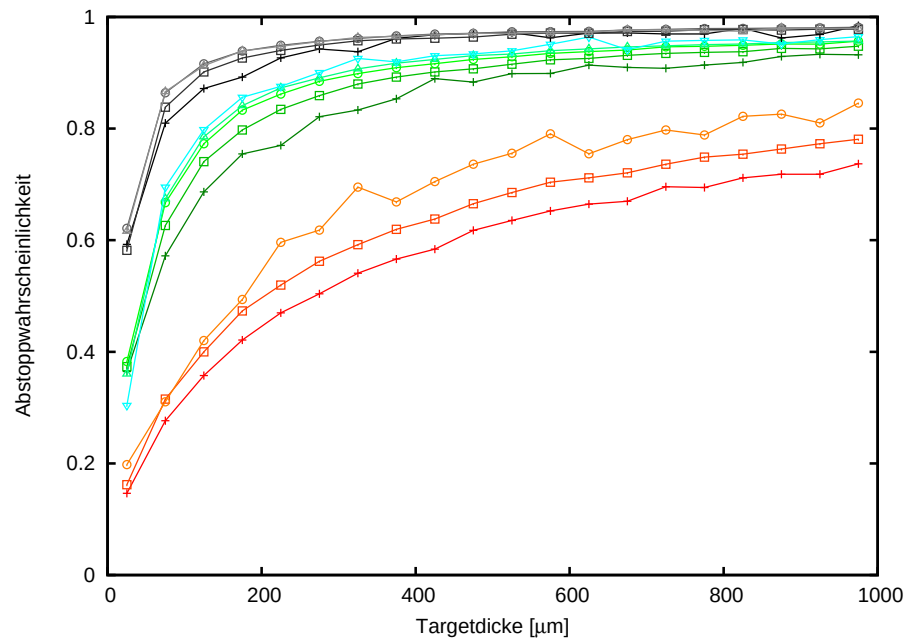
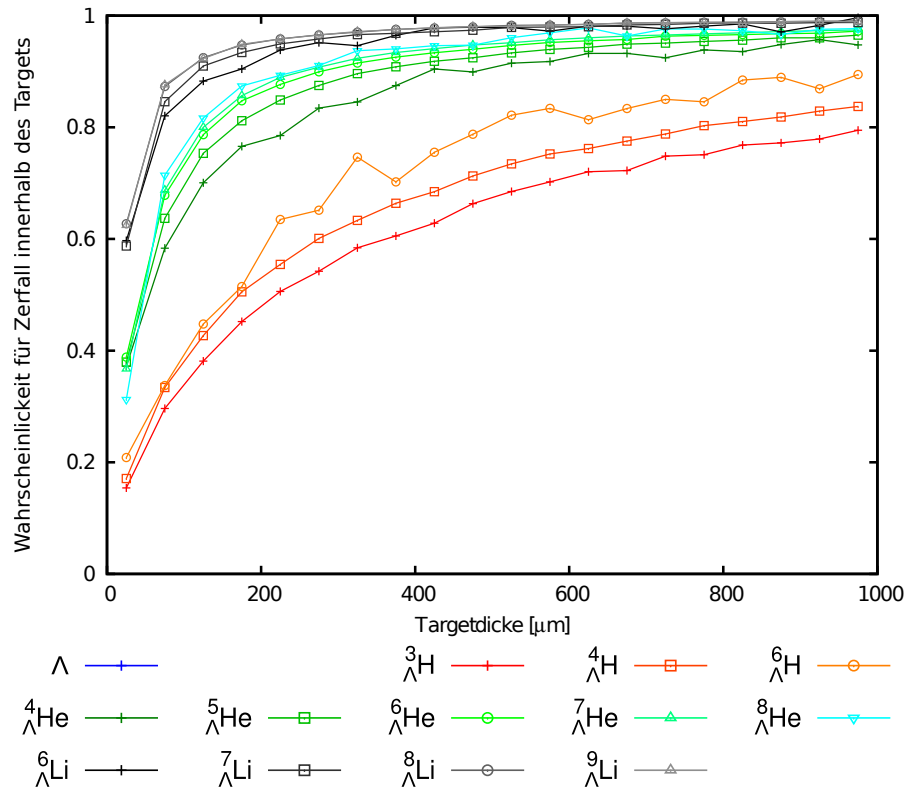


Abbildung 29: Wahrscheinlichkeit dafür, dass der Zerfall eines Hyperfragments im Target stattfindet in Abhängigkeit von der Dicke des verwendeten Targets (oben) und Wahrscheinlichkeit dafür, dass sich das jeweilige Fragment zum Zeitpunkt des Zerfalls in Ruhe befindet, ebenfalls über die Targetdicke aufgetragen (unten).

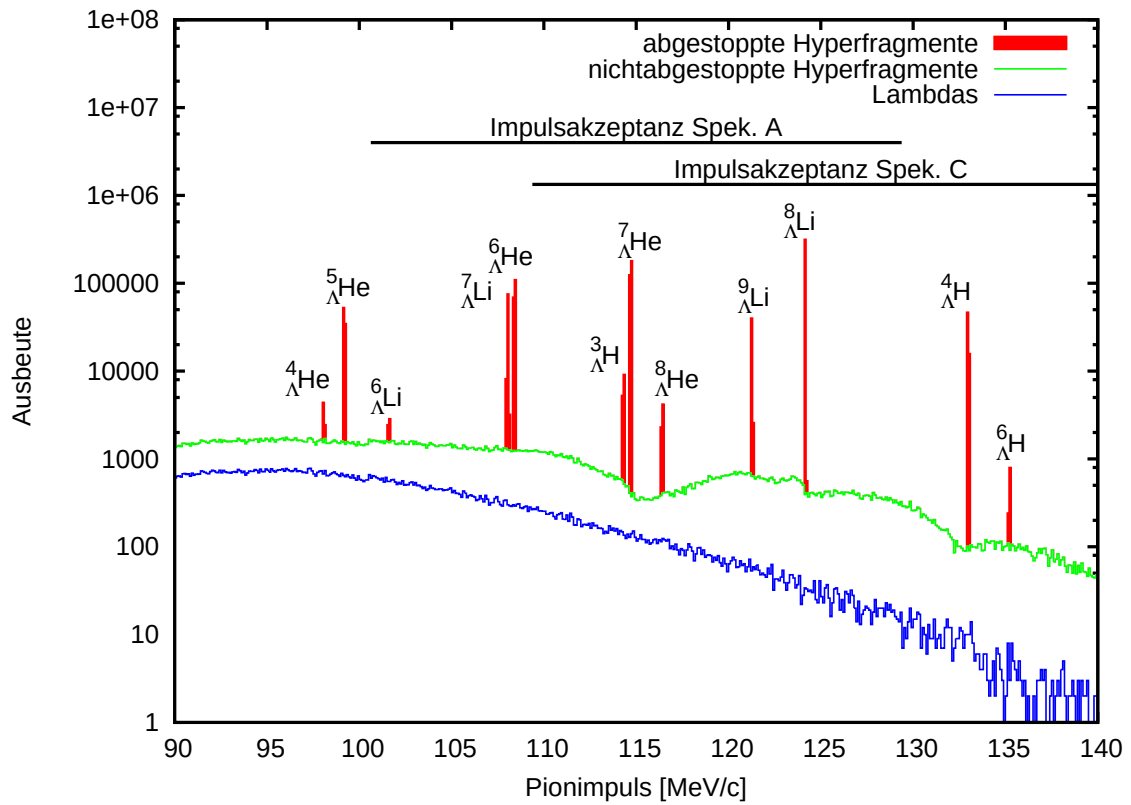


Abbildung 30: Nach der Simulation zu erwartendes Zerfallspionenspektrum. Neben den Zerfällen abgestopppter Hyperkerne (rot) ist ein Untergrund simuliert, der sich zusammensetzt aus dem Zerfall von Hyperkernen im Flug (grün) und dem Zerfall von aus der Fragmentierung stammenden Lambdas.

Hyperfragment	Fragmentierungs- wahrsch.	Abbrems- wahrsch.
Λ	0,193	
${}^3_{\Lambda}\text{H}$	0,018	0,357
${}^4_{\Lambda}\text{H}$	0,078	0,400
${}^6_{\Lambda}\text{H}$	$9,90 \cdot 10^{-4}$	0,420
${}^4_{\Lambda}\text{He}$	$2,68 \cdot 10^{-3}$	0,687
${}^5_{\Lambda}\text{He}$	0,058	0,741
${}^6_{\Lambda}\text{He}$	0,114	0,773
${}^7_{\Lambda}\text{He}$	0,193	0,785
${}^8_{\Lambda}\text{He}$	$3,54 \cdot 10^{-3}$	0,789
${}^6_{\Lambda}\text{Li}$	$1,21 \cdot 10^{-3}$	0,872
${}^7_{\Lambda}\text{Li}$	0,046	0,901
${}^8_{\Lambda}\text{Li}$	0,173	0,916
${}^9_{\Lambda}\text{Li}$	0,023	0,913

Tabelle 5: Fragmentierungs- und Abbremswahrscheinlichkeiten in einem 125 μm dicken ${}^9\text{Be}$ -Target für unterschiedliche Hyperfragmente nach der durchgeführten Simulation.

angewendet werden. Die nachfolgende Modellierung ist für alle erzeugbaren Hyperfragmente in einem Berylliumtarget implementiert, dies schließt die Fragmente mit ein, die an leichteren Targets produziert werden können. Lediglich für die Berechnung der Energieverluste muss das leichtere Material eingesetzt werden.

Für ein Lithiumtarget wurde die Simulation ebenfalls durchgeführt. Die Ergebnisse davon sind in Anhang B dargestellt.

3.3 DISKUSSION DER UNTERGRUNDPROZESSE

Aufgrund der geringen zu erwartenden Zählraten der gesuchten Reaktionen, ist es von großer Bedeutung die möglichen Untergrundprozesse zu betrachten. Prinzipiell lässt sich der Untergrund des Experiments in 4 Arten aufteilen:

1. Zufälliger, durch Teilchenidentifizierung abtrennbarer Untergrund
2. Zufälliger, durch Teilchenidentifizierung nicht abtrennbarer Untergrund
3. Durch Konkurrenzreaktionen erzeugter Untergrund
4. Koinzidenter Untergrund

Unter 1. fallen alle Ereignisse in denen in KAOS und einem der Pionspektrometer Teilchen, die aus getrennten Reaktionen stammen, nachgewiesen werden, wobei entweder das Teilchen in KAOS kein Kaon ist, oder das Teilchen im Pionspektrometer kein Pion. Durch eine zuverlässige Teilchenidentifizierung können solche Reaktionen unterdrückt werden. Der größte Anteil dieses Untergrundes stammt von Positronen in KAOS aus $(e, e'e^+e^-)$ -Reaktionen.

In der Kategorie 2. tauchen alle Ereignisse auf, bei denen ein Kaon in KAOS und ein Pion im jeweiligen Spektrometer nachgewiesen wurde, beide Teilchen allerdings aus getrennten Reaktionen stammen. der Großteil solcher Ereignisse lässt sich durch einen Schnitt in der Koinzidenzzeit abtrennen, ein gewisser Anteil verbleibt jedoch immer, wenn die Koinzidenzzeit zufällig genau im Bereich der wahren Kaon-Pion-Koinzidenzen liegt.

Unter 3. fallen die Reaktionen in denen ein Paar von Teilchen erzeugt wird, wobei eines in der Impuls- und Winkelakzeptanz von KAOS liegt und eines in der Akzeptanz des Pionspektrometers. Als Teilchen in KAOS kommen dabei Proton, Kaon und Pion in Frage, Positronen und Myonen sind ebenfalls möglich lassen sich allerdings nicht von Pionen unterscheiden. Im Pionspektrometer können Elektronen, Myonen und Pionen auftreten. Abb. 31 zeigt die berechnete Koinzidenzzeit für die möglichen Untergrundreaktionen, normiert auf die Kaon-Pion-Koinzidenzzeit. Besondere Bedeutung kommt dabei den Reaktionen mit Pionen oder Protonen in KAOS und Pionen im Pionspektrometer zu, sowie Pion-Myon-Koinzidenzen. Diese liegen im Koinzidenzspektrum nahe der Null und können somit durch die endliche Auflösung der Koinzidenzzeitmessung nicht alleine durch diese Messung von den gesuchten Reaktionen getrennt werden. Die einzige Möglichkeit solche Reaktionen zu unterdrücken ist durch einen hinreichend gute Teilchenidentifizierung in KAOS. Ansonsten können diese Reaktionen maßgeblich zum Untergrund im Zerfallspionenspektrum beitragen.

Der verbleibende Untergrund unter 4. setzt sich aus verschiedenen Reaktionen zusammen, bei denen ein Kaon-Pion-Paar mit der richtigen Kinematik erzeugt werden kann.

Einen vernachlässigbar kleinen Beitrag dabei sollte der π^- -Zerfall von quasifrei erzeugten Lambdas spielen, da diese im Regelfall mit einem Impuls in der Größenordnung von 325 bis 400 MeV/c in Strahlrichtung erzeugt werden. Der Impuls des Zerfallspions von freien Lambdas liegt bei 101,2 MeV/c, also am unteren Ende der Impulsakzeptanz. Durch die Rückwärtswinkel der Pionspektrometer wird der Pionimpuls in der Regel durch den Boost aufgrund des Lambdaimpulses reduziert¹. Das

¹ Streng genommen steht nur Spektrometer C auf einem merklichen Rückwärtswinkel, Spektrometer A steht mit 91° fast senkrecht zum Target, dort wirken sich Veränderungen des Impulses durch den Lorentzboost in erster Linie als Verschmierung anstatt einer systematischen Verschiebung aus.

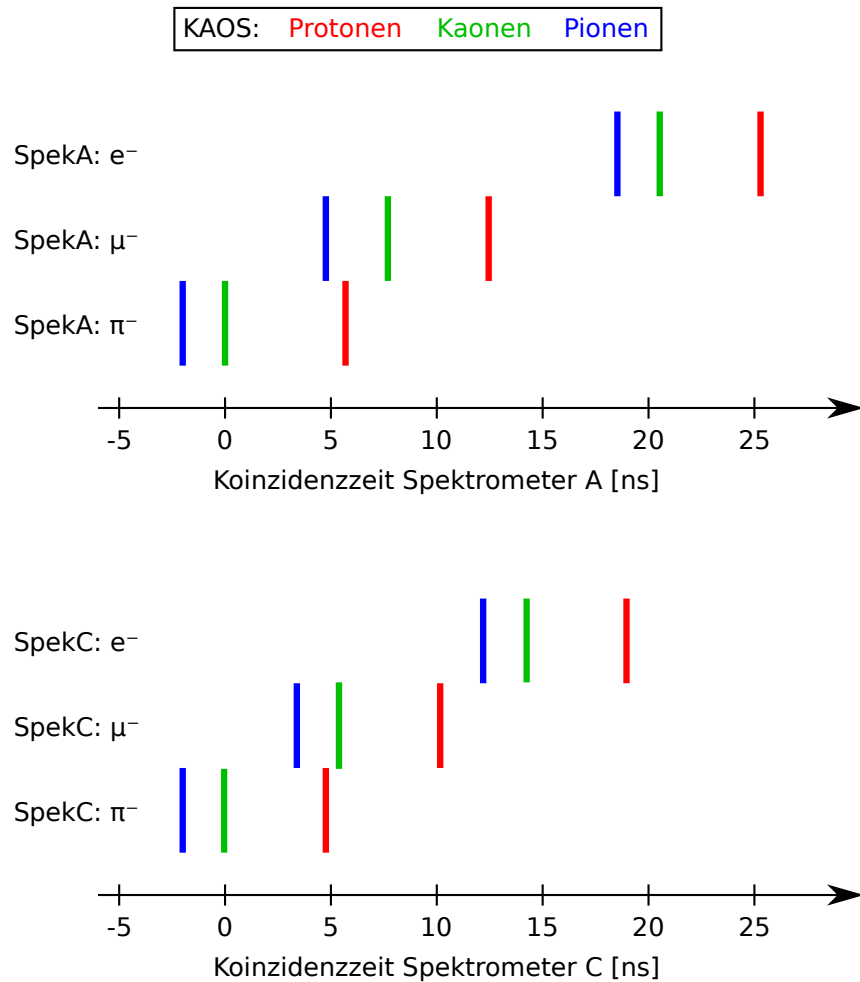


Abbildung 31: Position möglicher Reaktionen im Koinzidenzspektrum für Spektrometer A (oben) und Spektrometer C (unten). Die vertikale Position gibt die Teilchensorte im Pionspektrometer an, die farbliche Kodierung steht für die Art des Teilchens in KAOS. Normiert sind die Spektren auf die Koinzidenzzeit zwischen Kaonen und Pionen, wobei als Flugstrecke in KAOS 4,9 m verwendet wurden, was der Länge der Zentralbahn zu Flugzeitwand G entspricht. Die anderen Werte wurden aus Tabelle 2 entnommen.

Lambda kann jedoch vor dem Zerfall im Target gestreut werden, was allerdings aufgrund der geringen Targetdicke unwahrscheinlich ist.

Ungebundene Lambdas können jedoch auch bei der Fragmentation eines ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$ -Kontinuums entstehen. Diese sind dann nicht in der Bewegungsrichtung nach vorne beschränkt, sondern können in beliebige Richtungen emittiert werden. Der Beitrag dieser Reaktion zum Untergrund ist in Abb. 30 dargestellt.

Ein weiterer in der Modellierung untersuchter Untergrundbeitrag sind Zerfälle von nicht abgestoppten Hyperfragmenten. Dieser ist in der gleichen Abbildung dargestellt.

Des weiteren können Dreikörperzerfälle von Hyperfragmenten auftreten, die ebenfalls im Impuls kontinuierlich verteilte Pionen erzeugen. Für ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ ist sowohl die π^- -Zerfallswahrscheinlichkeit, als auch die π^- -Zweikörperzerfallswahrscheinlichkeit bekannt, in diesem Fall lässt sich der Anteil von Dreikörperzerfällen berechnen. Dieser beträgt ca. 0,44 der Zählrate von Zweikörperzerfällen, ist aber kontinuierlich im Zerfallspionenimpulsspektrum verteilt.

Neben Kaon-Lambda-Reaktionen kann aber auch koinzidenter Untergrund durch weitere Reaktionen auftauchen. Dazu gehören Φ -Erzeugung und $n(e, e'K^+)\Sigma^-$ -Reaktionen.

Das Φ -Meson mit einer Masse von $m_{\Phi} = 1019,413 \text{ MeV}/c^2$ lässt sich durch inelastischen Elektron-Proton-Streuung erzeugen und zerfällt mit einer Lebensdauer von $1.6 \cdot 10^{-22} \text{ s}$ und einer Wahrscheinlichkeit von 0,49 in ein K^+K^- -Paar. Das K^- zerfällt wiederum mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,21 in ein $\pi^0\pi^-$ -Paar. Bei einem Kaonzerfall in Ruhe läge der π^- -Impuls bei $p_{\pi} = 205 \text{ MeV}/c$, das Φ -Meson und damit auch das K^- bewegen sich jedoch vorwiegend in Strahlrichtung, wodurch der Impuls des π^- bei Spektroskopie in Rückwärtsrichtung kleiner ist, und somit durchaus im Bereich der Hyperkern-Zerfallspionen liegen kann.

Eine weitere Quelle für Koinzidenten Untergrund stellt der Zerfall von Σ^- -Hyperonen dar. Dieses hat wie das Lambda eine Strangeness von $S = -1$ jedoch einen Isospin von $I = 1$ mit einer Z-Komponente von $I_z = -1$. Es zerfällt mit 99,8% Wahrscheinlichkeit über den Kanal $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ bei einer Lebensdauer von $\tau_{\Sigma^-} = 148 \text{ ps}$. Durch die im Vergleich zum Lambda-Hyperon größere Masse von $m_{\Sigma^-} = 1197,436 \text{ MeV}/c^2$ besitzt das Zerfallspion einen größeren Impuls von $193,047 \text{ MeV}/c$. Durch die Bewegung des Hyperons in Strahlrichtung, und die Spektroskopie unter Rückwärtswinkeln wird der Pionimpuls im Regelfall zu kleineren Werten hin verschoben. Diese Reaktionen können somit im gesamten Impulsbereich als Untergrund auftreten.

DAS PILOT EXPERIMENT MIT KAONENSPEKTROSKOPIE

Im Zeitraum von Mai bis August 2011 wurden erste Experimente zur Zerfallsspektroskopie durchgeführt. Dabei wurde erstmalig der Versuch unternommen, mittels des KAOS-Spektrometers Kaonen unter einem Winkel von 0° zu spektroskopieren. Wie im Folgenden beschrieben, wurde KAOS dabei als ein hochauflösendes Spektrometer eingesetzt in der Hoffnung, mittels möglichst präziser Spurdaten die Kaonen identifizieren zu können.

4.1 MODIFIKATIONEN VON KAOS WÄHREND DER STRAHLZEIT

Da die Strahlzeit in mehrere kürzere Abschnitte mit Pausen von mehreren Tagen unterteilt war, eröffnete sich die Möglichkeit, währenddessen kleine Modifikationen vorzunehmen. Diese hatten zum Ziel, die hohen durch Positronen verursachten Untergrundraten zu minimieren.

EINBAU DES VERTIKALWINKELMARKIERERS Da, wie in 3.3 beschrieben, die durch Elektroproduktion erzeugten Positronen vorwiegend unter sehr kleinen Winkeln erzeugt werden, sind sie nach dem Passieren des KAOS-Magnetfelds auf der Biegeebene konzentriert.

Um zu verhindern, dass diese Positronen die Datenerfassung auslösen, wurde ein weiterer Detektor eingebaut, der ebenfalls in die Triggerentscheidung mit einbezogen wurde. Dieser bestand aus zwei horizontal angeordneten Szintillatorstreifen der Dimensionen $1800 \times 200 \times 10 \text{ mm}^3$ ($L \times B \times H$), die an dem Gestell des Čerenkovdetektors hinter diesem befestigt wurden (siehe Abb. 32). Ausgelesen wurden die Streifen an beiden kurzen Seiten mit PMTs vom Typ XP2262B der Marke PHOTONIS. Um die Mittelebene auszuschließen, wurde zwischen den Streifen ein Spalt von 80 mm Höhe frei gelassen.

Der Trigger wurde daraufhin so angepasst, dass eine Koinzidenz zwischen einem Segment der Wand G, einem der Wand H und einem der neu angebrachten Szintillatoren verlangt wurde. Dadurch wurde ein nicht-dispersiver Winkelbereich von ca. $\pm 0,3^\circ$ effektiv aus der Triggerakzeptanz ausgeschlossen.

DEAKTIVIERUNG DER MITTELEBENE DES ČERENKOVDETEKTORS Da durch den Einbau des Vertikalwinkelmarkierers die Teilchen in der Biegeebene des Spektrometers den Trigger nicht auslösen konnten, war es nötig geworden dafür zu sorgen, dass der Čerenkovdetektor für diese Teilchen ebenfalls keine Signale liefert. Ansonsten hätte durch die hohe Spurmultiplicität eine große Wahrscheinlichkeit dafür bestanden, dass in einem Segment des Detektors, das von einem Kaon getroffen wurde, ein zufälliger Treffer eines Positrons stattgefunden hätte. Dadurch, dass keine Zeitauslese des

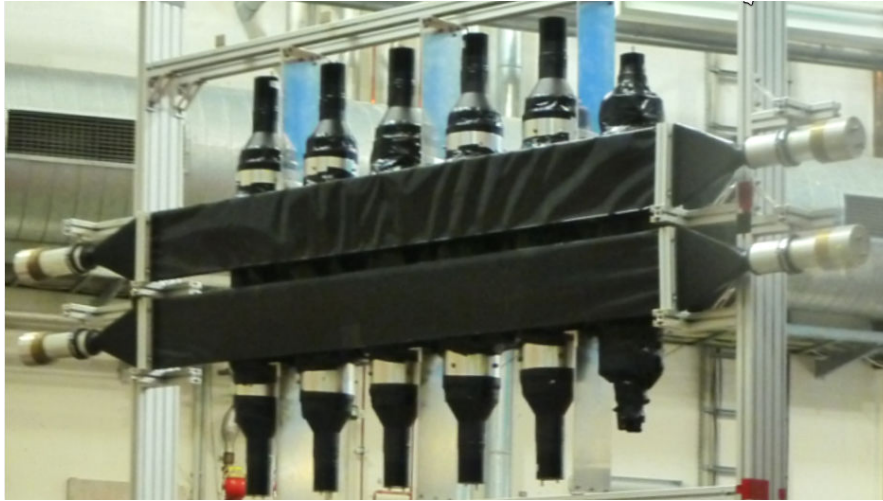


Abbildung 32: Photo des Vertikalwinkelmarkierers, welcher an der Rückseite des Rahmens des Aerogel-Čerenkovdetektors angebaut ist.

Čerenkovdetektors existierte, hätten solche Doppeltreffer dazu geführt, dass die Spur des Kaons bei einem Čerenkov-Schnitt in der Datenanalyse verworfen worden wäre.

Aus diesem Grund wurde in der Mitte des Čerenkovdetektors in einem Spalt von 5 cm Breite das Aerogel entnommen und durch einen passiven Platzhalter ersetzt.

4.2 DATENAUFNAHME

Um das Verhalten des KAOS-Spektrometers bei unterschiedlichen Ereignisraten zu verstehen, wurden Daten mit Strahlströmen zwischen 10 nA und $10\text{ }\mu\text{A}$ aufgenommen. Dabei zeigte sich, dass bei einem Strahlstrom von $2\text{ }\mu\text{A}$ ein stabiler Betrieb möglich ist. Die wichtigsten Setups sind in Tabelle 9 in Anhang C aufgelistet.

Anfänglich wurden nur Koinzidenzdaten mit KAOS und Spektrometer C aufgenommen, bei denen der Vertikalwinkelmarkierer noch nicht eingebaut war und die Drahtkammern nicht betrieben wurden. Nachdem sich gezeigt hatte, dass diese auch hohen Strahlströmen standhalten, wurden diese ebenfalls mitbenutzt. Parallel dazu wurde der Vertikalwinkelmarkierer eingebaut und in Betrieb genommen. Letztendlich wurde Spektrometer A parallel zu Spektrometer C betrieben, um so die Ausbeute an koinzidenten Ereignissen zu erhöhen.

4.2.1 Triggerraten

Betrachtet man die in Abb. 33 in Anhang C dargestellten Triggerraten, so fällt auf, dass sowohl die Einzelraten beider Flugzeitwände als auch die Rate der Koinzidenzen zwischen den Wänden nur bis ca. $1.5\text{ }\mu\text{A}$ linear ansteigen. Bei höheren Strahlströmen tritt ein Sättigungseffekt ein. Die Tatsache, dass die Koinzidenzrate im Bereich kleiner Strahlströme linear steigt, und nur um ca. 25 % kleiner ist als die Einzelraten, spricht dafür, dass der größte Teil der Teilchen von beiden Wänden detektiert wird, und sich die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen zwischen den Flugzeitwänden in Grenzen hält.

Die Sättigung der Triggerraten bei höheren Strömen lässt sich dadurch erklären, dass das vom Trigger ausgegebene Signal auf ca. 100 ns ausgedehnt wird, bevor es in

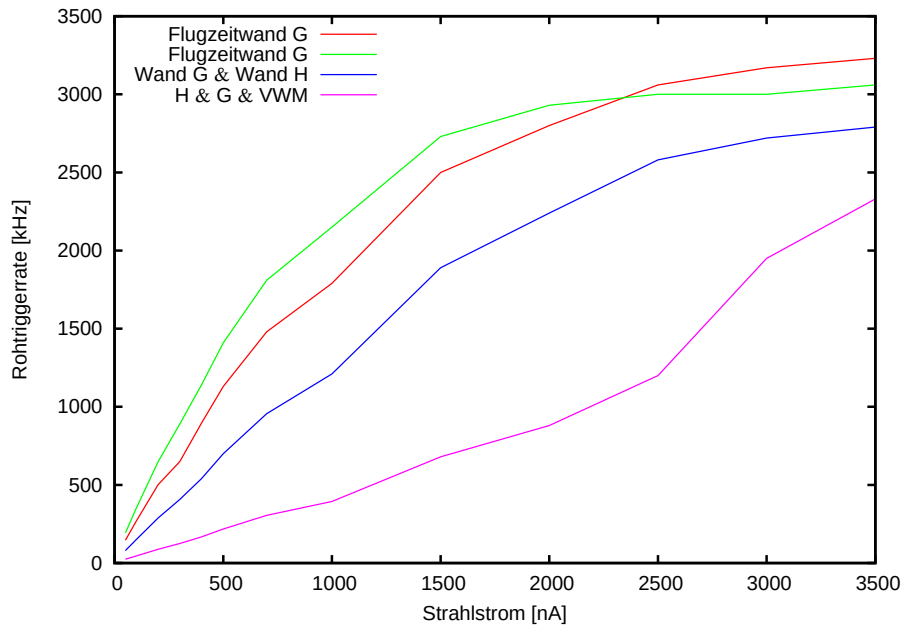


Abbildung 33: Abhängigkeit der Triggerraten der einzelnen Flugzeitwände sowie der Koinzidenzraten zwischen den Wänden und den Wänden in Verbindung mit dem Vertikalwinkelmarkierer in Abhängigkeit vom verwendeten Strahlstrom (aus [36]).

der weiteren Elektronik verarbeitet wird. Treten hohe Raten von statistisch verteilten Pulsen auf, dann kommt es häufiger zu Überlagerungen aufeinanderfolgender Pulse. Da der verwendete Zähler jedoch nur die Vorderflanke der Pulse zählt, werden solche Überlagerungen als ein einzelnes Signal gezählt.

Bezieht man den Vertikalwinkelmarkierer mit in die Triggerentscheidung ein, dann findet dadurch bei kleinen Strömen eine Reduktion der Koinzidenztriggerrate um ca. 60-70% statt. Bis $2,5 \mu\text{A}$ ist ein linearer Anstieg der Dreifachkoinzidenzrate zu beobachten, darüber hinaus findet ein überproportionaler Anstieg der Zählrate statt. Erklären lässt sich dieser Anstieg durch zufällige Koinzidenzen, die in diesem Fall kubisch mit dem Strahlstrom ansteigen. Ob es bei höheren Strahlströmen in der Dreifachkoinzidenzrate ebenfalls zu einer Sättigung kommt, lässt sich diesen Daten nicht entnehmen.

4.3 DATENANALYSE

Bei diesem Experiment war durch die hohen Untergrundraten keine eindeutige Identifikation von Kaonen möglich. Somit konnten die Zerfälle von Hyperkernen nicht eindeutig nachgewiesen werden konnten. Aus diesem Grund ist an dieser Stelle in erster Linie ein Überblick über die Methodik der Analyse gegeben. Eine ausführliche Beschreibung der Analyse findet sich in [36].

4.3.1 Analysesoftware

Für die Analyse der bei dem Experiment erhobenen Daten wurde die für die meisten Experimente der A1 Kollaboration eingesetzte Analysesoftware Cola++ verwendet [53]. Diese in C++ geschriebene Software ist bereits mit den Analyseroutinen für die Spektrometer A, B und C ausgestattet [54], welche zuverlässig funktionieren. Für das

KAOS-Spektrometer sind ebenfalls Analyseroutinen vorhanden, welche an die Bedürfnisse des beschriebenen Experiments angepasst wurden.

Die Analyse mit Cola++ erfolgt so, dass im Regelfall für jeden Datensatz das Programm einmal aufgerufen wird. Normalerweise beinhaltet ein Datensatz die Daten, die während ca. 30 Minuten aufgezeichnet wurden. Nach Aufruf des Programms wird aus einer Konfigurationsdatei ein Satz von Parametern ausgelesen. Dazu gehören z.B. die Positionierung der Spektrometer und die eingestellten Zentralimpulse aber auch Kalibrationsparameter für die verwendeten Detektoren, wie z.B. Verstärkungsfaktoren für einzelne Szintillatorstreifen oder Zeitversätze einzelner Detektorkanäle.

Anschließend werden die Rohdaten ereignisweise eingelesen und verarbeitet. Im Fall des KAOS-Spektrometers werden dazu zuerst die Trefferpunkte in den MWPCs bestimmt, dann die zugehörigen Treffer der Flugzeitwände und des Čerenkovdetektors. Anschließend werden für die am besten zu rekonstruierende Spur die für die weitere Analyse benötigten Parameter berechnet und ausgegeben. Diese Daten werden dazu benutzt, nach vorgegebenen Regeln Histogramme zu füllen. Dazu gehört die Berechnung weiterer Größen für das jeweilige Ereignis und die Anwendung von Schnitten, also die Entscheidung, ob ein Ereignis in ein bestimmtes Histogramm eingeht.

4.3.1.1 *Anpassung der Analysesoftware*

COLA++ war ursprünglich für Experimente mit ein bis drei Spektrometern und moderaten Zählraten ausgelegt. Aus diesem Grund wird für jedes Ereignis in jedem Spektrometer nur genau eine Spur verarbeitet. Durch die hohen Zählraten des KAOS-Spektrometers und der damit verbundenen hohen Spurmultiplicität unterscheidet sich das durchgeführte Experiment von den bisherigen Experimenten der A1 Kollaboration. Für ein solches Experiment, bei dem seltene Ereignisse in Daten mit hohem Untergrund gesucht werden, ist die Auswahl der Spur von großer Bedeutung, da durch die Auswahl falscher Spuren die gesuchten Ereignisse verloren gehen können.

Die Analysesoftware wurde deshalb so angepasst, dass möglichst alle von Kaonen verursachten Spuren gefunden werden können. Dazu wurden zwei unterschiedliche Methoden parallel entwickelt. Zum einen wurde die Auswahl der Spur so modifiziert, dass je nach Vorgabe eine bestimmte Teilchensorte bevorzugt werden kann, zum anderen wurde eine Mehrspurenanalyse implementiert, die jede gefundene Spur verarbeitet. Eine weitere Modifikation, die an der Software vorgenommen wurde, war das Hinzufügen der Option, zur Spurfindung die Daten der Flugzeitwände zu verwenden und damit die MWPCs zu ignorieren.

MODIFIKATION DER SPURAUSSWAHL Um die Spurauswahl so zu steuern, dass von einer Anzahl gefundener Spuren diejenige ausgegeben wird, die am wahrscheinlichsten von einem Kaon erzeugt wurde, wurde eine Reihe von Parametern definiert, die der Analysesoftware in der Konfigurationsdatei übergeben wird. Anhand von insgesamt vier Messwerten wird somit die Auswahl der Spur kontrolliert. Die Messwerte beinhalten den spezifischen Energieverlust in den Szintillatoren, die auf 1 Meter normierte Flugzeit, eine Korrelation zwischen dem Winkel Θ und dem horizontalen Trefferort x sowie eine Korrelation zwischen dem Winkel Φ und dem vertikalen Trefferort y . Für jeden der Messwerte ist ein Mittelwert $\bar{x}$ angegeben sowie die Breite eines Plateaus b und eine Streuung s . Aus der Abweichung des Messwertes x_m vom Mittelwert

$\Delta x = x_m - x$ wird für jede Messgröße ein Qualitätsfaktor q_i nach folgender Formel berechnet:

$$q_i = \begin{cases} 1, & \text{für } |\Delta x| < b \\ e^{-\frac{(|\Delta x| - b)^2}{s^2}} & \text{sonst} \end{cases} \quad (86)$$

Anschließend wird das Produkt

$$Q = \prod_i q_i \quad (87)$$

gebildet und die Spur mit dem höchsten Q-Wert ausgegeben.

Durch das Plateau wird sichergestellt, dass für jeden Messwert eine gewisse Unsicherheit bestehen kann, die sich nicht negativ auf die Spurfindung auswirkt. Der gaussförmige Übergang am Rand des Plateaus verhindert, dass Spuren nur aufgrund einer Abweichung, die geringfügig größer ist als der erlaubte Bereich, verworfen wird.

Die anzugebenden Parameter unterscheiden sich je nach Teilchensorte, somit muss vor der Analyse angegeben werden, für welches Teilchen die Spurfindungsroutine optimiert sein soll. In [36] befindet sich eine genaue Beschreibung dieser Methode und eine Auflistung der für die Teilchenauswahl verwendeten Parameter.

IMPLEMENTIERUNG DER MEHRSPURENANALYSE Neben der Möglichkeit, die Spurauswahl für eine Teilchensorte anzupassen, wurde auch die Möglichkeit geschaffen, alle Spuren in einem Ereignis ausgegeben zu lassen. In Cola++ wird dies dadurch erreicht, dass zuerst alle möglichen Spuren gefunden werden, und anschließend das Ereignis für jede der Spuren einmal ausgegeben wird. Dabei verändert sich ein Teil der ausgegebenen Werte, wie z.B. die von dem Teilchen getroffenen Segmenten, oder der zurückgerechnete Impuls. Andere Größen, die das gesamte Ereignis betreffen, bleiben konstant, wie die Spurmultiplicität in KAOS oder die Werte der Pionspektrometer.

Der Vorteil dieser Methode ist, dass alle detektierten Teilchen ausgegeben werden, nachteilig hingegen ist die Tatsache, dass somit auch viele zufällige Kombinationen von Treffern ausgegeben werden. Dies führt zu einer Steigerung des Untergrundes, sofern die Schnitte nicht so gewählt sind, dass zufällige Koinzidenzen zuverlässig unterdrückt werden. Ein weiterer Nachteil ist, dass durch die Vervielfachung des Ereignisses der gleiche Messwert in einem Histogramm mehrfach auftreten kann. Besonders im Impulsspektrum der Pionen kann dies dazu führen, dass signifikant erscheinende Paks auftreten.

SPURFINDUNG ANHAND DER FLUGZEITWÄNDE Ein entscheidender Nachteil der Verwendung der MWPCs in KAOS, die ohne Zeitauslese betrieben werden, ist, dass durch das lange Integrationsfenster der ADCs¹ der MWPCs von 740 ns [34] in den meisten Ereignissen mehrere Spuren gemeinsam erfasst werden. Sind alle Ebenen zu 100% effizient, dann tritt für jede Spur in jeder Ebene ein Cluster auf. Um eine Spur richtig zu rekonstruieren, müssen alle vier Cluster richtig zugeordnet werden, wobei keine redundanten Informationen vorliegen. Die einzige Möglichkeit zu testen, ob eine Spur richtig rekonstruiert wurde, ist zu überprüfen, ob diese auch in den Flugzeitwänden detektiert wurde. Dies ist ebenfalls nötig, um die Informationen der Szintillatoren mit denen der MWPCs richtig zu kombinieren. Bei den hohen erreichten Multiplizitäten ergeben sich viele mögliche Kombinationen, sodass die richtige Zuordnung schwer bis unmöglich wird.

¹ Analog to Digital Converter

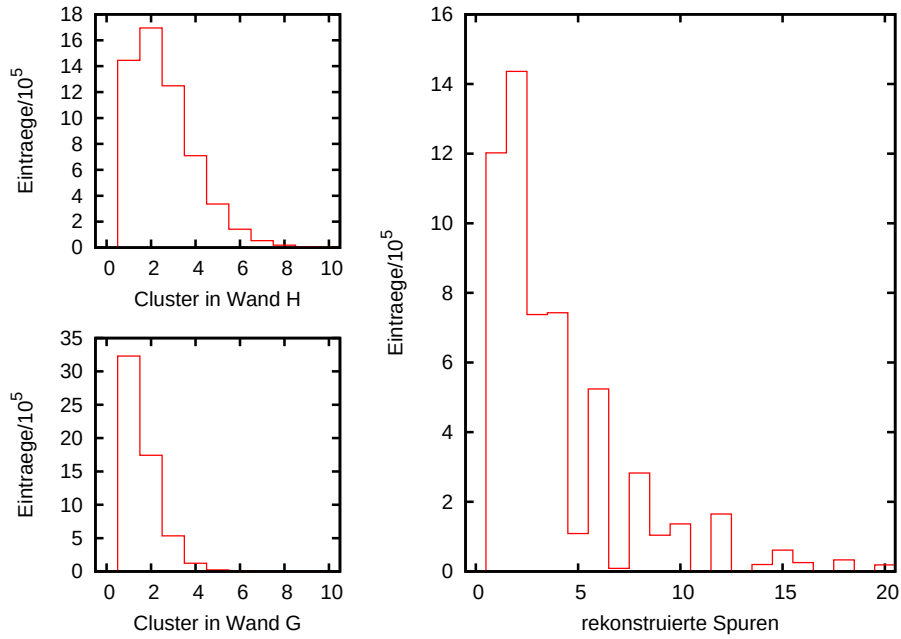


Abbildung 34: Anzahl der möglichen Spuren, die in KAOS mittels der Flugzeitwände rekonstruiert werden können, bei einem Strahlstrom von 2 μ A. Links sind Treffermultiplizitäten von Wand H und Wand G aufgetragen. Aus den Treffern werden mit Hilfe einer Matrix, die nicht vom Target stammende Spuren unterdrückt, die Spuren rekonstruiert, deren Multiplizität rechts aufgetragen ist.

Aus diesem Grund wurde in der Analyse die Möglichkeit geschaffen, die Spurkoordinaten aus den Flugzeitwänden zu rekonstruieren, ohne die MWPCs zu verwenden. Diese Methode hat außerdem den Vorteil, dass die Zeit- und Energieverlustmessung der Flugzeitwände direkt den richtigen Spuren zugeordnet werden.

Beachtet man, dass die Teilchen die Flugzeitwände unter einem mittleren Winkel von ca. 58° durchqueren, und verwendet zusätzlich noch die Information, ob ein einzelnes Segment, oder zwei benachbarte getroffen wurden, so ergibt sich bei einer Segmentierung der Wände von 70 mm bei Wand H bzw 74 mm bei Wand G eine mittlere Ortsauflösung von $\delta x \leq 40$ mm, was einer Auflösung des dispersiven Winkels von $\delta\theta \leq 1,7^\circ$ entspricht [55]. Die Verschlechterung der Auflösung des zurückgerechneten Impulses durch diese höhere Granularität beträgt in erster Ordnung $\delta p \leq 2,7\%$. Da der Impuls allerdings nicht ausschlaggebend für die Spektroskopie des Hyperkerns ist, sondern allein für die Teilchenidentifizierung verwendet wird, hat diese Verschlechterung kaum einen Einfluss auf das Ergebnis des Experiments.

Abb. 34 zeigt die Multiplizitäten von Treffern beider Flugzeitwände sowie von rekonstruierten Spuren bei einem Strahlstrom von 2 μ A.

4.3.2 Teilchenidentifizierung

Um ein Zerfallspionenspektrum mit einem guten Signal-zu-Untergrundverhältnis zu erhalten, müssen diese Reaktionen möglichst gut von anderen getrennt werden. Dazu ist eine möglichst saubere Identifikation der Kaonen in KAOS und der Pionen im entsprechenden Spektrometer vonnöten, anschließend kann die entsprechende Reaktion über die Koinzidenzzeit zwischen Kaon und Pion identifiziert werden.

Im KAOS-Spektrometer geschieht die Auswahl der Teilchen über einen multidimensionalen Schnitt der Form

$$\chi^2 = F_G^2 + F_H^2 + F_{\Delta t}^2 + F_{AC}^2 + F_{\phi}^2 < 1 \quad (88)$$

Dabei steht jeder der Summanden für die gewichtete Abweichung einer Messgröße von dem erwarteten Wert für die jeweilige Teilchensorte. F_G und F_H sind die Abweichungen des gemessenen spezifischen Energieverlusts in den Flugzeitwänden G und H. $F_{\Delta t}$ ist die Abweichung der gemessenen, auf 1 m Flugstrecke normierten Flugzeit. Ein Auswahlkriterium anhand des Aerogel-Čerenkovdetektors liefert F_{AC} . Als weiteres geht F_{ϕ} , die Abweichung von der Korrelation zwischen den y-Positionen in beiden Flugzeitwänden in die Summe ein. F_{ϕ} dient in erster Linie dazu, Spuren, die nicht vom Target stammen können, zu unterdrücken, unter die auch die meisten zufälligen Kombinationen von Treffern fallen. Für F_G und F_H geschieht die Berechnung nach folgender Formel:

$$F_G = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_G - M_G^K}{\sigma_G^K} \quad (89)$$

Dabei ist $\frac{dE}{dx}$ der gemessene spezifische Energieverlust, M der erwartete Wert für die jeweilige Teilchensorte und σ ein inverser Gewichtungsfaktor, der die Breite der zulässigen Streuung angibt. Im Regelfall sind M und σ abhängig vom Impuls des Teilchens. Auch $F_{\Delta t}$ und F_{AC} werden nach diesem Schema berechnet. Die einzige Ausnahme stellt die Berechnung der Größe F_{AC} dar, die mittels einer Sigmoidfunktion geschieht, sodass für große Čerenkovsignale F_{AC} einen höheren Wert annimmt, dieser aber beschränkt ist.

Im Folgenden sind die wichtigsten Methoden zur Identifikation der verschiedenen Teilchensorten und damit verbunden unterschiedlicher Reaktionen aufgelistet. Dabei wurde bewusst darauf verzichtet, zwischen Pionen und Positronen zu unterscheiden, da diese sich mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht unterscheiden lassen. Ist von Pionen die Rede, dann sind dabei Positronen ebenfalls eingeschlossen.

UNTERSCHIEDUNG ANHAND DER FLUGZEIT Ein Kriterium, um unterschiedliche Teilchensorten im KAOS-Spektrometer zu trennen, ist die Flugzeit zwischen den beiden verwendeten Flugzeitwänden. Um unabhängig von den Trefferpositionen zu sein, wird diese auf 1 m Flugstrecke normiert. Es wurde bewusst darauf verzichtet, die Geschwindigkeit β des Teilchens für die Schnittbedingung zu verwenden, da Ungenauigkeiten der Zeitmessung sich in sehr geringe Veränderungen von β übersetzen, und, da β reziprok zur Flugzeit ist, diese Veränderung nichtlinear ist. Ähnlich verhält es sich mit der aus Flugzeit und Impuls rekonstruierten Masse, die deshalb ebenfalls nicht als Schnittgröße verwendet wird.

Die erwartete normierte Flugzeit für ein Teilchen lässt sich direkt aus dessen Ruhemasse und dem gemessenen Impuls berechnen:

$$\Delta t_{1m} = \frac{1m}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m_0 c}{p}\right)^2} \quad (90)$$

Die entscheidende Größe für die Teilchenunterscheidung ist die Differenz der Flugzeiten für unterschiedliche Teilchensorten. Für Kaonen und Protonen ist diese:

$$\Delta t_{1m}^{Kp} = \frac{1m}{c} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{m_p c}{p}\right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{m_K c}{p}\right)^2} \right) \quad (91)$$

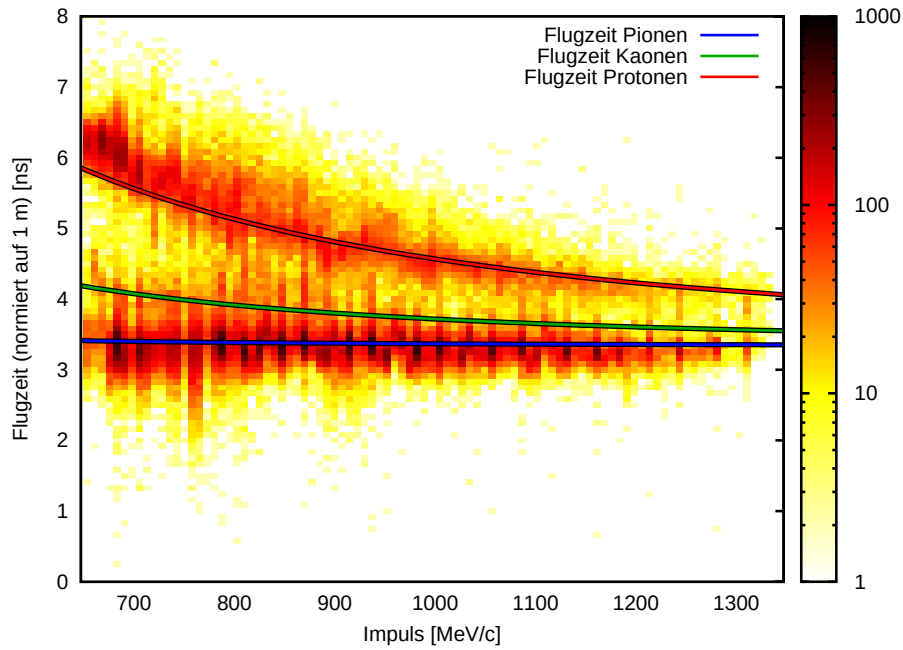


Abbildung 35: Auf 1 m Flugstrecke normierte Flugzeit zwischen den Szintillatorwänden in KAOS in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls. Es sind ebenfalls die theoretischen Flugzeiten für Pionen, Kaonen und Protonen eingezeichnet.

Im Bereich der KAOS-Impulsakzeptanz gilt: $0,67 \text{ ns} < \Delta t_{1m}^{Kp} < 1,52 \text{ ns}$. Für die Unterscheidung zwischen Kaonen und Pionen gilt nach entsprechender Rechnung: $0,27 \text{ ns} < \Delta t_{1m}^{K\pi} < 0,69 \text{ ns}$.

Abb. 35 zeigt die gemessenen Flugzeiten in Abhängigkeit vom Impuls. Die berechneten Flugzeiten für Pionen, Kaonen und Protonen sind eingezeichnet. Darin sind jedoch keine eindeutig identifizierten Kaonen zu sehen, sondern in erster Linie Untergrund, der sich aus Pionen, Positronen und Protonen zusammensetzt.

SPEZIFISCHER ENERGIEVERLUST Anhand der deponierten Energie in den Detektoren der Flugzeitwände lässt sich ebenfalls eine Unterscheidung der Teilchensorten vornehmen. In der Datenerfassungselektronik wird dazu das Integral der PMT-Pulse aufgezeichnet, daraus und aus der berechneten Strecke des Teilchens durch den Szintillator wird der spezifische Energieverlust berechnet. Dieser wird meist in MeV/cm angegeben und ist abhängig von Masse und Impuls der Teilchen. Im betrachteten Impulsbereich von ca. 600 bis 1300 MeV liegen die Energieverluste von Positronen, Pionen und Kaonen jedoch dicht beisammen, in der oberen Hälfte der Impulsakzeptanz ebenfalls die der Protonen. In der unteren Hälfte der Impulsakzeptanz lassen sich Protonen hingegen gut von leichteren Teilchen trennen.

Zur Identifikation von Kaonen wurde als erwarteter Wert der mittels der Bethe-Bloch-Gleichung bestimmte verwendet. Die Energieverlustmessung sowie die berechneten Energieverluste sind in Abb. 36 am Beispiel von Flugzeitwand G dargestellt. Wie bei der Identifizierung mittels der Flugzeit ist auch hierbei keine eindeutige Kaonidentifikation möglich.

DAS SIGNAL DES ČERENKOVDETEKTORS Eine weitere Größe, die für die Teilchenidentifizierung genutzt wird, ist die Amplitude des Signals des Čerenkovdetektors. Dazu wird das jeweilige Segment ausgewählt, das von der betrachteten Spur getroffen

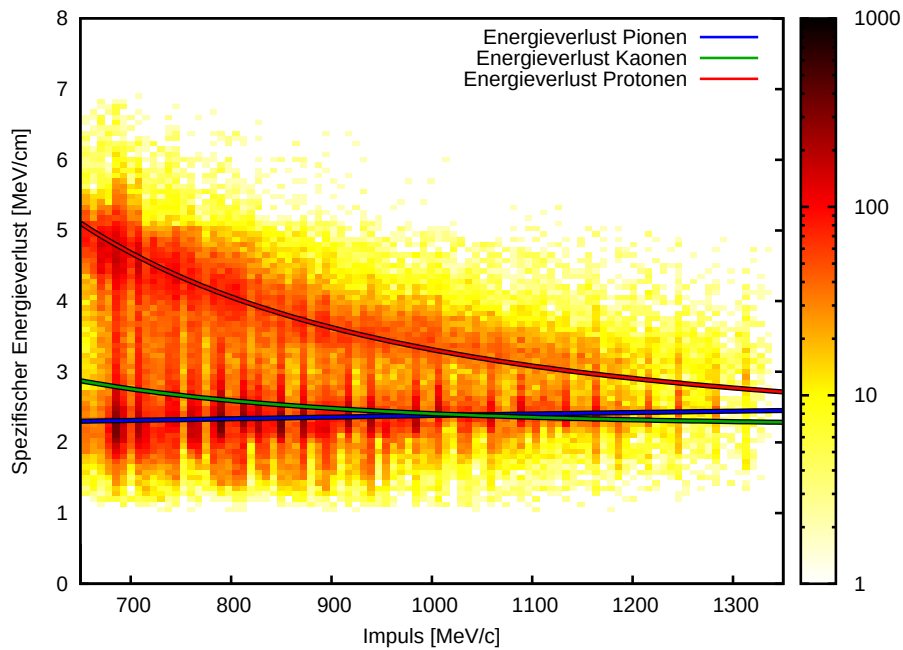


Abbildung 36: Spezifischer Energieverlust in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls in Flugzeitwand G im KAOS-Spektrometer. Die mittels der Bethe-Bloch-Gleichung berechneten Energieverluste für die drei Teilchensorten sind ebenfalls eingezeichnet.

wurde. In Abb. 37 sind die Spektren für Protonen und Pionen dargestellt. Auffällig dabei ist, dass an bestimmten Stellen schmale Piks zu erkennen sind. Diese rühren daher, dass einer der ADCs vom oberen oder unteren PMT in Sättigung geht. Da diese allerdings nur dann auftreten, wenn in einem Segment ein Teilchen eindeutig detektiert wurde, muss diesen keine Beachtung geschenkt werden.

Das Auftreten von Ereignissen, die mittels der anderen Detektoren, als Pion identifiziert wurden, bei denen allerdings kein Čerenkovsignal detektiert wurde, lässt sich durch Ineffizienzen des Detektors erklären, da die niedrige Photonenausbeute von nur ca. 5 pro Pion [37] zusammen mit Lichtverlusten innerhalb des Detektors dazu führen kann, dass ein Teilchen nicht detektiert wird. Eine weitere Erklärung dafür ist, dass durch die Deaktivierung der Mittelebene des Detektors an dieser Stelle Teilchen den Detektor durchdringen können ohne detektiert zu werden. Entweder durch Streuung dieser Teilchen oder durch Zufallstreffer im Vertikalwinkelmarkierer kann es sein, dass das Ereignis weiterhin eine Spurrekonstruktion mit Identifikation eines Pions ermöglicht.

Weiterhin fällt auf, dass auch für Protonen zum Teil deutliche Signale zu sehen sind, obwohl nur Ereignisse mit nur einer identifizierbaren Spur ausgewählt wurden. Dies lässt sich dadurch erklären, dass der Čerenkovdetektor über keine Zeitauslese verfügt. Dadurch ist es möglich, dass einer Spur ein Čerenkovsignal zugeordnet wird, welches von einem Teilchendurchgang stammt, der außerhalb des Zeitfensters liegt, in dem die Szintillatorwände ausgelesen werden. Eine weitere Möglichkeit für solche Zufallstreffer ist, dass ein gestreutes Teilchen nur den Čerenkovdetektor und keinen weiteren Detektor trifft. Besonders für Positronen oder Elektronen aus elektromagnetischen Schauern ist solch ein Ereignis plausibel, da diese die Detektoren in beliebiger Richtung durchqueren können. Auch Lecks in der Lichtabschirmung können solch ein Verhalten bedingen.

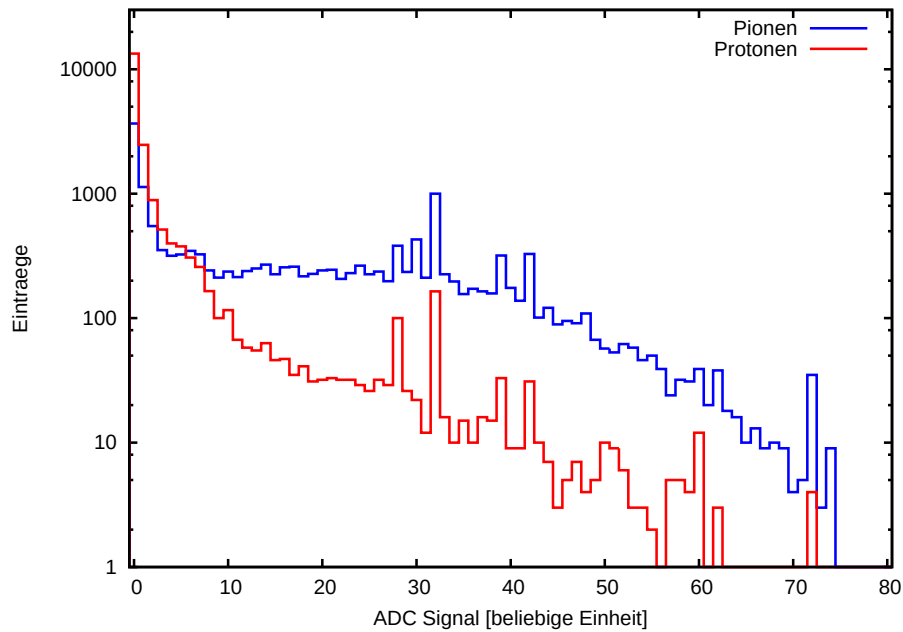


Abbildung 37: Vergleich der Čerenkovsignale für Protonen und Pionen. Dabei wurden nur Ereignisse mit nur einer rekonstruierbaren Spur ausgewählt.

Aufgrund dieses Verhaltens, und um nicht unnötig Kaonen zu verlieren, wurde der Čerenkovdetektor nicht als hartes Auswahlkriterium für die Kaonenidentifikation genutzt. Für Čerenkovsignale, die über einer vorgegebenen Schranke liegen, wird lediglich ein vorgegebener Wert zur Schnittgröße χ^2 dazu addiert. Wobei der Übergang an der Schwelle durch die verwendete Sigmoidfunktion kontinuierlich ist.

TEILCHENIDENTIFIZIERUNG IN DEN PIONSPEKTROMETERN Neben einer Identifikation des Teilchentyps im KAOS-Spektrometer ist dies auch in den Pionspektrometern möglich. Dazu kann der spezifische Energieverlust der Teilchen verwendet werden. Wie in [36] beschrieben, überlappen sich die Verteilung für alle drei erwarteten Teilchensorten, also Elektronen, Myonen und Pionen, so stark, dass darüber keine Trennung vorgenommen werden kann. Die Spektrometer sind jedoch mit Gasčerenkovdetektoren ausgestattet (siehe Abschnitt 1.3.4), die eine Identifikation von Elektronen ermöglichen. Zum Zeitpunkt der Durchführung des Experiments leckte der Čerenkovdetektor von Spektrometer C, sodass er nicht verwendet werden konnte. Somit ist in Spektrometer C keine Teilchenidentifikation möglich, in Spektrometer A kann über den Čerenkovdetektor eine Unterscheidung zwischen Elektronen und schwereren Teilchen, wie Myonen und Pionen vorgenommen werden. Ein typisches Spektrum der ADC-Werte des Čerenkovdetektors von Spektrometer A ist in Abb. 107 in Anhang C gezeigt.

4.3.3 Identifikation der Reaktionen

Neben der Identifizierung von Teilchensorten in einem Arm des Experiments ist die Koinzidenzzeit zwischen den Spektrometern eine entscheidende Größe, um unterschiedliche Reaktionen zu erkennen. Durch die langen Flugstrecken durch die Spektrometer können die Teilchen deutlich besser getrennt werden als mittels der Flugzeit zwischen den Detektoren eines Spektrometers. Voraussetzung, um diese Trennung

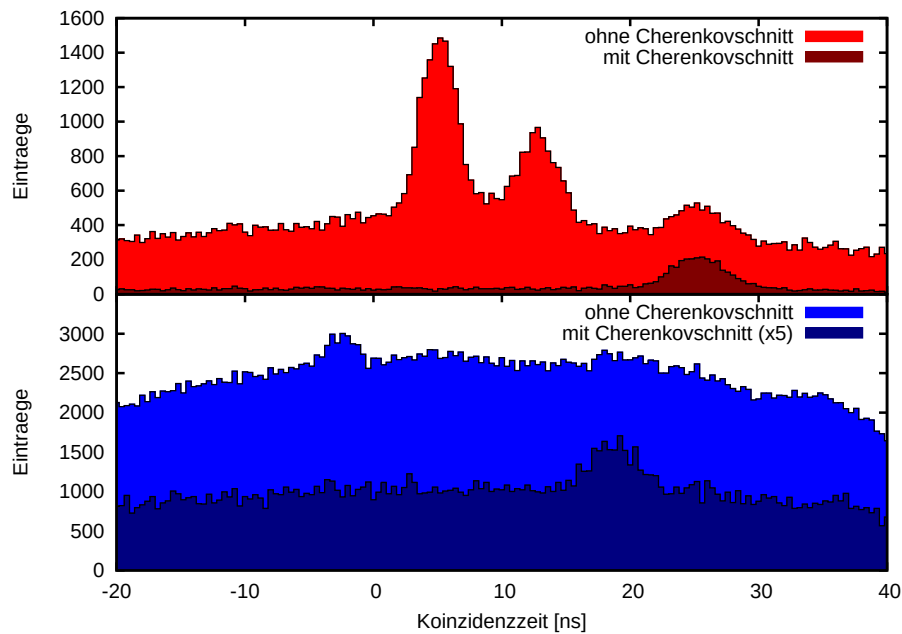


Abbildung 38: Auf Kaonen korrigierte Koinzidenzzeit zwischen KAOS und Spektrometer A, in KAOS auf Protonen geschnitten (oben) und auf Pionen geschnitten (unten). Jeweils dunkel dargestellt sind die Ereignisse, bei denen der Čerenkovdetektor in Spektrometer A angesprochen hat, in denen also Elektronen in diesem Spektrometer nachgewiesen wurden. Im unteren Spektrum sind diese um einen Faktor 5 erhöht, um die Sichtbarkeit des Piks zu verbessern.

anzuwenden, ist, dass in den einzelnen Spektrometern bereits die Teilchensorten identifiziert sind, da sich sonst mehrere Piks im Flugzeitspektrum überlagern können. In Abb. 38 sind die Koinzidenzspektren zwischen KAOS und Spektrometer A gezeigt, wobei in KAOS jeweils auf Protonen bzw. Pionen geschnitten wurde. Zusätzlich wurde auch der Čerenkovdetektor von Spektrometer A eingesetzt, um Elektronen zu identifizieren. In diesen Spektren lassen sich fünf der möglichen sechs Reaktionen erkennen. Eine Koinzidenz zwischen Pionen in KAOS und Myonen und Spektrometer A ist aufgrund des hohen Untergrundes kaum zu erkennen.

Die Flugzeit ist auf Kaon-Pion-Koinzidenzen korrigiert, sodass diese bei einer Zeit von $t = 0$ ns lägen. Dies sorgt dafür, dass die betrachteten Piks in unterschiedliche Richtungen verschoben sind, und erklärt die große Breite der Piks von mehreren Nanosekunden, die sich bei einer Korrektur auf die jeweilige Reaktion deutlich reduziert.

Deutlich zu sehen ist, dass im Spektrum, welches auf Pionen in KAOS geschnitten ist, ein deutlich höherer Untergrund auftaucht. Dies ist eine Folge der Tatsache, dass sich Pionen im Gegensatz zu Protonen nicht so klar vom Untergrund trennen lassen. Der verbleibende Untergrund in diesem Spektrum kann zum größten Teil zufälligen Koinzidenzen zwischen Positronen in KAOS und Pionen oder Myonen in Spektrometer A zugeschrieben werden.

Die Spektren für die Koinzidenzzeit zwischen KAOS und Spektrometer C sind in Abb. 39 dargestellt, allerdings ohne den Čerenkovschnitt. Ein Unterschied zu Abb. 38 ist, dass die Piks bezüglich denen in Spektrometer A verschoben sind, was an der geringeren Flugstrecke durch das Spektrometer liegt.

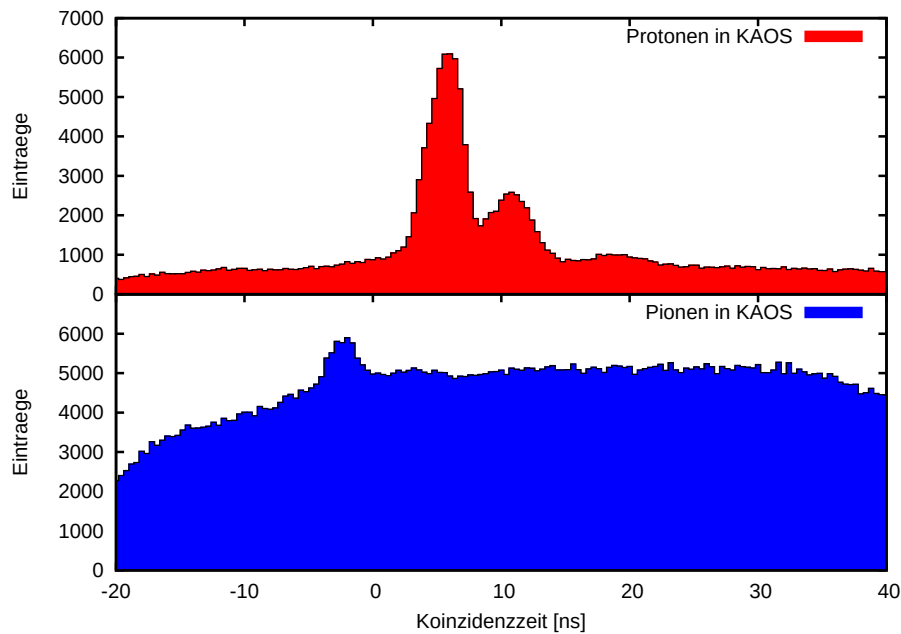


Abbildung 39: Auf Kaonen korrigierte Koinzidenzzeit zwischen KAos und Spektrometer C, in KAos auf Protonen geschnitten (oben) und auf Pionen geschnitten (unten). Im Gegensatz zu Spektrometer A war hierbei während des Experiments kein Čerenkovdetektor in Verwendung.

4.3.4 Kaon-Pion-Koinzidenzen

Nachdem Protonen und Pionen im KAos-Spektrometer identifiziert wurden, konnten daraus die Schnittbedingungen für die Identifikation von Kaonen abgeleitet werden. Obwohl Größen, wie der spezifische Energieverlust oder die Flugzeit für Kaonen bekannt sind, so war es dennoch nötig, die Messungen dieser Größen von Pionen und Protonen zur Kalibrierung der Detektoren zu verwenden.

Die Auswahl der Kaonen soll gleichzeitig zwei Bedingungen erfüllen. Es sollen möglichst alle Kaon-Pion-Koinzidenzen erfasst werden, und gleichzeitig ein gutes Signal-zu-Untergrundverhältnis im Pionspektrum ermöglicht werden. Der multidimensionale Schnitt lässt sich leicht durch einen Faktor verändern, der mit der Schnittvariablen χ multipliziert wird. Durch Vergrößerung erhält man einen größeren Anteil der gesuchten Koinzidenzen bei einem schlechteren Signal-zu-Untergrundverhältnis und umgekehrt. Da die Kaonen jedoch in diesem Experiment nicht eindeutig identifiziert werden konnten, lässt sich die optimale Schnittbreite nicht festlegen. Aus diesem Grund sind in dem in Abb. 40 dargestellten Koinzidenzspektrum mehrere Spektren mit unterschiedlichen Schnittbreiten überlagert. Bei breiteren Schnitten kann man deutlich Strukturen erkennen, die auf Pionen in KAos zurückzuführen sind, die dennoch die Schnittbedingung für Kaonen erfüllen.

In Abb. 41 sind ebenfalls mehrere Spektren für unterschiedliche Schnittbreiten in KAos dargestellt. In diesen Spektren lässt sich keine eindeutige, signifikante Überhöhung feststellen, die auf den Zerfall eines Hyperkerns hindeuten würde.

4.4 FAZIT DER STRAHLZEIT

Wie zu erwarten, traten durch die Positionierung des KAos-Spektrometers unter einem Winkel von 0° hohe Untergrundraten auf. Dennoch konnten Protonen und Pionen

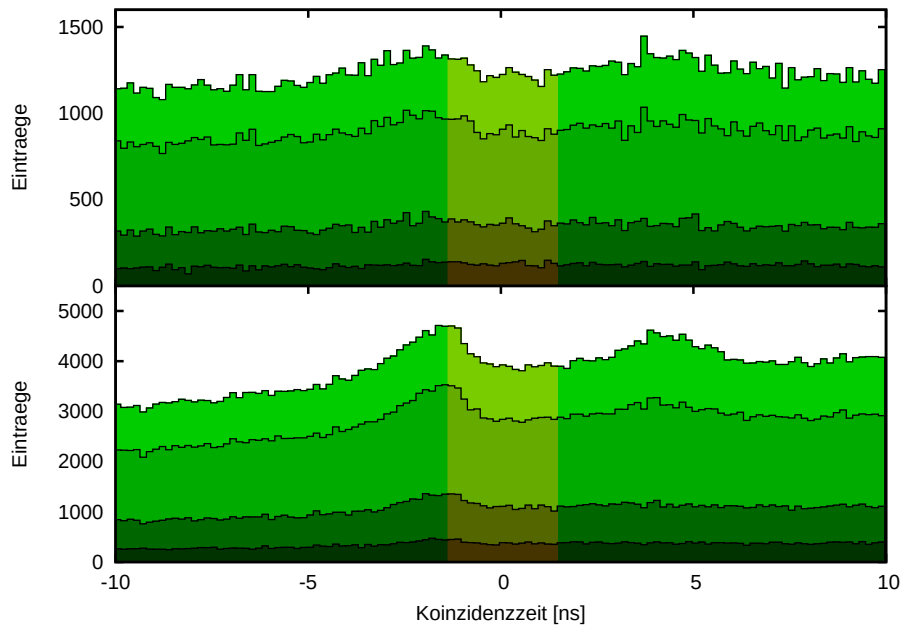


Abbildung 40: Koinzidenzspektrum zwischen Teilchen in KAOS, die als Kaonen identifiziert wurden, und Teilchen in Spektrometer A (oben) sowie Spektrometer C (unten) für unterschiedlich starke Schnittbedingungen. Das helle Band gibt den Bereich an, in dem ein Kaon-Pion-Koinzidenzzeitpunkt liegen sollte. Dieser ist jedoch in beiden Spektren nicht zu erkennen. Allerdings sind besonders zwischen KAOS und Spektrometer C Peaks zu erkennen, die von Pionen in KAOS stammen und auf eine unsaubere Teilchenidentifizierung bei lockeren Schnitten hinweisen.

unter 0° Streuwinkel nachgewiesen wurde. Koinzident dazu konnten unterschiedliche Teilchen in den Pionspektrometern detektiert werden.

Während sich Protonen zumindest im Bereich niedriger Impulse gut von anderen Teilchen trennen ließen, so war eine Trennung zwischen Positronen, Pionen und Kaonen mit den verwendeten Schnitten nicht möglich. Sowohl bei der Energieverlustmessung als auch in der Flugzeit zwischen den Szintillatorwänden des Spektrometers überlappten die drei Teilchensorten stark. Die Teilchenidentifizierung mittels des Čerenkovdetektors wurde durch die hohe Spurmultiplicität erschwert. Dadurch, dass sich für viele Ereignisse mehrere Spuren durch ein Segment des Detektors rekonstruieren lassen, wird die eindeutige Zuordnung des Čerenkovsignals zu einem Teilchen erschwert. Der Einbau eines Vertikalwinkelmarkierers senkte zwar die Triggerraten, konnte aber nicht die nötige Unterdrückung der positronenbedingten Spuren im Spektrometer leisten.

Um eine Identifizierung von Kaonen zu ermöglichen, musste also der Positronenfluss reduziert werden. Dazu wurden die Verbesserungen am Aufbau vorgenommen, die in Abschnitt 5.3 ausgeführt sind. Diese sind der Einbau einer Bleiwand zur Abstopfung von Positronen, der Ausbau der MWPCs, die Vergrößerung der Flugstrecke zwischen den Flugzeitwänden und der Einbau von einer neuen Flugzeitwand sowie einem neuen Čerenkovdetektor.

Eine weitere Reihe von Verbesserungen wurden diskutiert, jedoch bei dem Folgeexperiment nicht umgesetzt. Diese sind im einzelnen:

BETRIEB VON KAOS UNTER EINEM ENDLICHEN WINKEL Wie in [56] beschrieben, ist es möglich, mit dem KAOS-Spektrometer Kaonen unter einem Winkel von 35° ein-

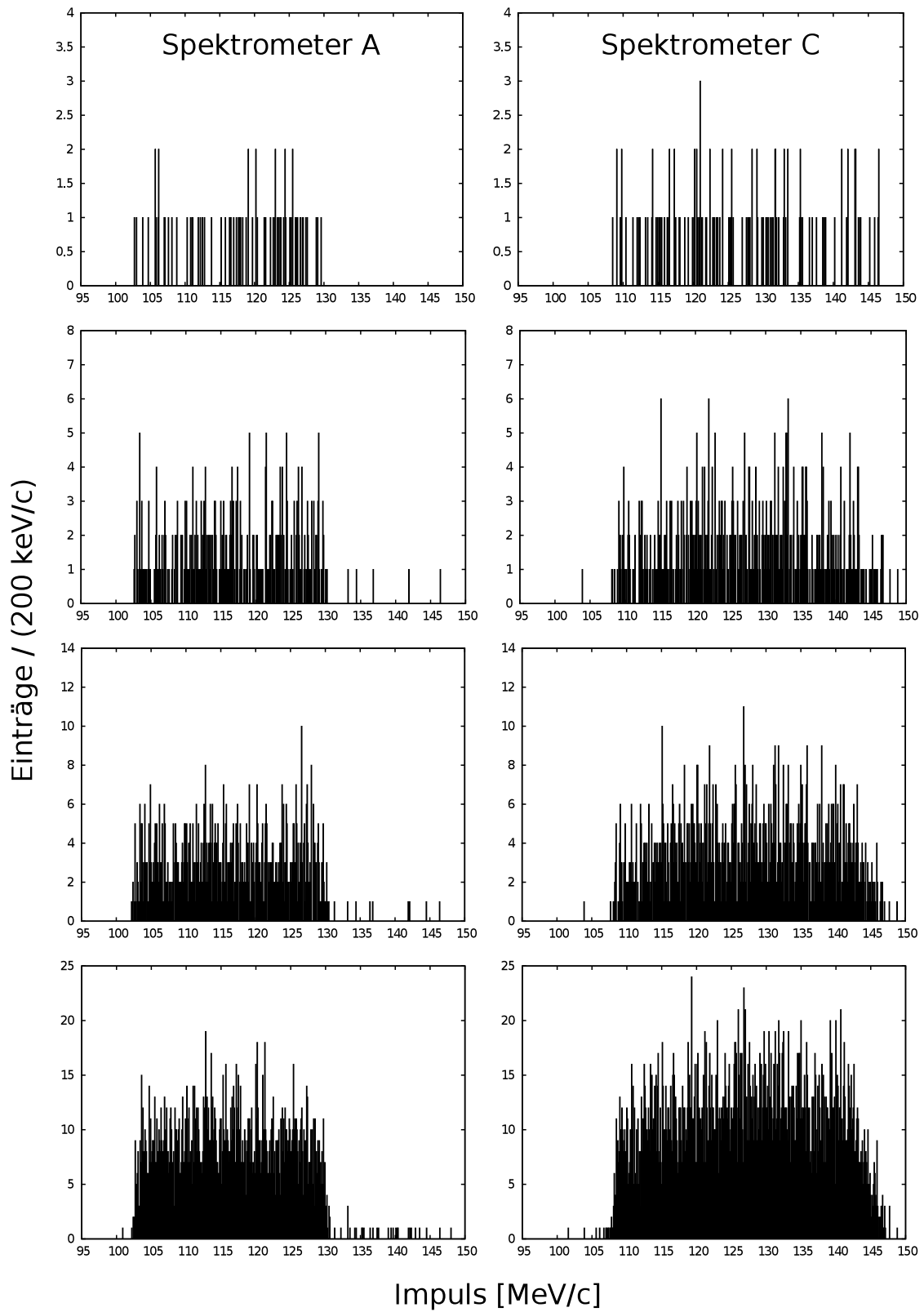


Abbildung 41: Impulsspektrum der in Spektrometer A (links) bzw. in Spektrometer C (rechts) nachgewiesenen Teilchen, wobei alle Bedingungen erfüllen sind, um die Reaktion als Kaon-Pion-Koinzidenzen zu identifizieren. Von oben nach unten wurde dabei die Schnittstärke verringert, indem χ^2 Werte von 0,1; 0,2; 0,3 und 0,5 zugelassen wurden.

deutig nachzuweisen, wenn auch an einem Wasserstofftarget. Durch die Platzierung auf diesem Winkel liegt der positronische Untergrund nicht mehr in der Spektrometakerzeptanz, jedoch ist auch der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Kaonen in diesem Winkelbereich geringer. Bauformbedingt ist es nicht ohne weiteres möglich, KAOS auf einem Winkel zwischen 0 und 35° zu betreiben. Kinematisch verbunden mit einem größeren Winkel ist ein geringerer Impuls der Kaonen und somit ein höherer Impuls des Λ -Hyperons, was nach den in Abschnitt 3.1 vorgenommenen Berechnungen zu einer geringeren Hyperkernformierungswahrscheinlichkeit führt.

Diese Maßnahme wurde nicht umgesetzt, da andere Vorkehrungen getroffen wurden, um den elektromagnetischen Untergrund zu minimieren.

VERWENDUNG EINER ANDEREN TARGETDICKE Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, ist die Targetdicke, die benötigt wird, um einen vorgegebenen Bruchteil eines bestimmten Hyperfragments abzustoppen stark von dessen Masse abhängig. Der limitierende Faktor dabei ist die Variation des Energieverlusts der Zerfallspionen innerhalb der Folie, die zu einer Verbreiterung der Peaks im Zerfallspionenspektrum führt und somit das Signal-zu-Untergrundverhältnis verschlechtert.

Die Targetdicke ist so gewählt, dass zumindest für schwere Fragmente ein großer Teil abgestoppt wird und gleichzeitig die Verbreiterung der Peaks klein gehalten ist. Konzentriert man sich jedoch auf ein Fragment, so muss diese Dicke angepasst werden. Für leichte Hyperfragmente wie $^4_\Lambda\text{H}$ kann man durch eine Vergrößerung der Targetdicke erreichen, dass ein größerer Teil der Fragmente abgestoppt wird. Will man hingegen ein schwereres Fragment untersuchen, so kann die Targetdicke weiter reduziert werden, ohne die Abstoppwahrscheinlichkeit deutlich zu senken.

PROGRAMMIERUNG EINES FLUGZEITTRIGGERS Die Verwendung eines Triggers, der präzise die Flugzeit zwischen den Szintillatorwänden misst und darauf aufbauend eine Triggerentscheidung fällt, wurde diskutiert. Auf FPGAs lassen sich Logiken implementieren, die die Signallaufzeit innerhalb des Chips ausnutzen und dadurch Zeiten im Bereich ≈ 10 ps messen können [57]. Solch eine Logik könnte auch verwendet werden, um noch vor Auslösen des Triggers die Flugzeit der Teilchen mit hoher Genauigkeit zu messen und somit nur bei kaonartigen Treffern auszulösen. Die Flugstrecke zwischen den Szintillatorwänden ist für jede Kombination von getroffenen Segmenten eine andere, zusätzlich können die Teilchen auch einen vertikalen Winkel aufweisen, was die Implementierung eines Meantimers² nötig gemacht hätte. Dies macht die Implementierung solch eines Triggers aufwändig und fehleranfällig. Die Trennung von Kaonen und leichteren Teilchen über die Flugzeit ist selbst in der nachträglich durchgeführten Analyse trotz der hohen Auflösung der TDCs³ von 25 ps nicht möglich, da die beste Zeitauflösung aller Komponenten 218 ps (FWHM) beträgt [36], daher ist nicht zu erwarten, dass solch eine Trennung durch einen Trigger möglich ist.

ZEITAUSLESE DES ČERENKOVDETEKTORS Während der Strahlzeit wurde der Aerogel-Čerenkovdetektor in KAOS ohne Zeitauslese betrieben, da eine solche zu diesem Zeitpunkt nicht zur Verfügung stand. Aufgrund der Häufigkeit von Mehrfachtreffern wäre solch eine Auslese von großer Bedeutung, da dadurch eine eindeutige Zuord-

² Dabei handelt es sich in diesem Fall um eine Schaltung, die aus den Signalen des oberen und unteren PMTs einen mittleren Trefferzeitpunkt bestimmt, der unabhängig vom vertikalen Trefferort ist.

³ Time to Digital Converter

nung von Signalen in diesem Detektor zu den Zeitsignalen der Flugzeitwände von einer der detektierten Spuren möglich wäre.

PROGRAMMIERUNG EINER VERBESSERTEN SPURFINDUNG Der bislang verwendete Spurfindungsalgorithmus geht davon aus, dass jedes Teilchen in jedem Detektor genau ein Signal hinterlässt. Deshalb wird aus jeder Trefferkombination eine mögliche Spur gebildet, und anschließend, je nachdem ob die Einzelspur- oder die Mehrspuranalyse verwendet wird, eine oder alle Spuren ausgegeben. Je nach Anzahl der Treffer in einem Ereignis kann es deshalb zu einer Vielzahl unphysikalischer Spuren kommen, außerdem können Spuren unter anderem dadurch verworfen werden, dass ein anderes Teilchen dasselbe Segment des jeweiligen Detektors trifft und damit die Messung, z.B. des Energieverlusts oder der Čerenkovinformation, stört. Aus diesen Gründen wäre es von Vorteil, einen Spurfindungsalgorithmus zu verwenden, der nicht alleine die möglichen Trefferkombinationen verarbeitet, sondern aufbauend darauf, die bestmögliche Kombination von Spuren berechnet, die eine solche Trefferkombination ermöglicht. In Abb. 42 ist veranschaulicht, wie ein solcher Algorithmus funktionieren kann. Neben Spuren, die in allen Detektoren ein Signal hinterlassen, müssen auch solche erlaubt sein, die nur einzelne Detektoren treffen. Aus allen diesen Spuren können beliebige Kombinationen gebildet werden, die alle die gemessene Trefferkombination ergeben. Dabei gilt es zu berücksichtigen, dass z.B. durch von Positronen erzeugten Schauern in der vorderen Flugzeitwand mehrere Treffer in der hinteren Wand auftreten können. Aus allen Kombinationen sollte anschließend die wahrscheinlichste gewählt werden, wobei alle Messgrößen, wie Flugzeit, Energieverlust oder das Signal des Aerogel-Čerenkovdetektors mit einbezogen werden können. Die Spuren dieser Kombination können anschließend ausgegeben werden. Eine Implementierung solch eines Algorithmus ist allerdings aufgrund der Struktur des verwendeten Analyseprogramms schwer umzusetzen.

PION STOPPDETEKTOR In den Pionenspektrometern stehen zur Teilchenidentifikation lediglich die Szintillatoren und der Gasčerenkovdetektor zur Verfügung. Während die Unterscheidung zwischen Elektronen und schwereren Teilchen durch den Čerenkovdetektor möglich ist, so ist eine Unterscheidung zwischen Pionen und den aus Pionzerfällen stammenden Myonen im Impulsbereich von ca. 120 MeV/c anhand der Energieverluste durch die große Überlappung zwischen den Verteilungen nicht möglich [36]. Koinzidente Myonen lassen sich zwar über die Flugzeit abtrennen, es bleibt aber ein zufälliger Untergrund an Myonen bestehen. Eine Möglichkeit diesen los zu werden, wäre die Trennung von Pionen und Myonen mittels eines Stoppdetektors. Dabei könnte ein dicker Szintillator verwendet werden, der im freien Platz oberhalb der Čerenkovdetektoren platziert werden könnte. Die effektive Dicke müsste dabei im Bereich von wenigen Dezimetern gewählt werden, was genügt, um Pionen mit einem Impuls von 120 MeV/c abzustoppen, sodass diese ihre gesamte Energie im Szintillator deponieren im Gegensatz zu Myonen, die sich weiterhin minimalionisierend verhalten würden.

KAON STOPPDETEKTOR Ähnlich wie im vorherigen Abschnitt kann im Impulsbereich von ca. 1 GeV/c eine Unterscheidung von Kaonen und Pionen durch Abstopfung vorgenommen werden. Mittels eines dicken Szintillators ließen sich Kaonen abstoppen, während Pionen den Detektor durchfliegen würden. Durch eine Sandwichbauweise mit Bleiabsorbern zwischen mehreren Lagen dünner Szintillatorstreifen ließe

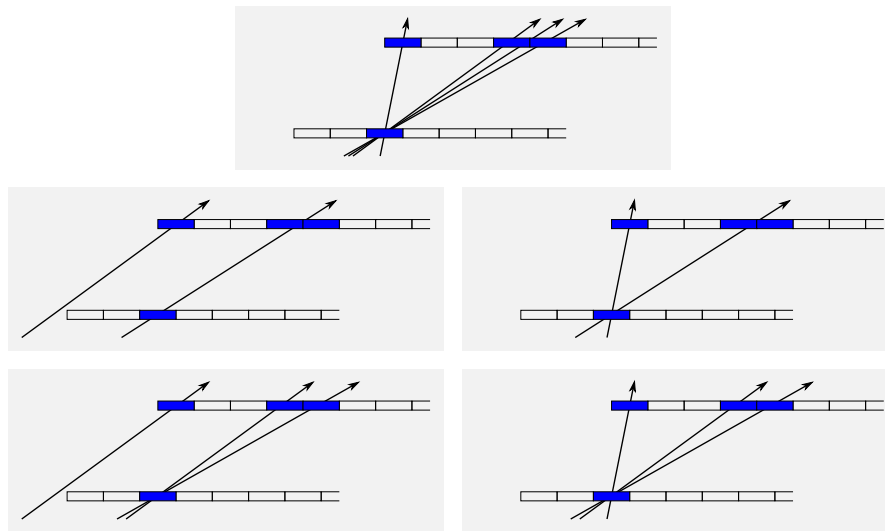


Abbildung 42: Auswahl von möglichen Spurkombinationen, die von einem verbesserten Spurfindungsalgorithmus gefunden werden können. Oben sind die Spuren repräsentiert, die der verwendete Spurfindungsalgorithmus aus den Treffern (blau) der Flugzeitwände rekonstruiert. Ein fortschrittlicherer Algorithmus könnte aus beliebigen Kombinationen (unten), die zu dem gemessenen Muster führen können, anhand von Messgrößen, wie der Flugzeit oder der Signale des Čerenkovdetektors, die wahrscheinlichste berechnen und nur diese Spuren ausgeben.

sich die Dicke des Detektors deutlich verringern. Eine weitere Möglichkeit wäre, in den Daten solch eines Detektors nach den Signalen von Pionen zu suchen, die von Zerfällen abgestopppter Kaonen stammen. Aufgrund des mangelnden Platzes in KAOS wurde diese Idee vorerst verworfen.

MODIFIZIERUNG DES KAOS-SPEKTROMETERS

Wie sich beim Pilotexperiment gezeigt hatte, war es nicht möglich mit dem KAOS-Spektrometer in seiner ursprünglichen Konfiguration Kaonen unter 0° eindeutig zu identifizieren. Aus diesem Grund wurde KAOS so modifiziert, dass es nicht mehr als hochauflösendes Spektrometer verwendet wurde, sondern als dedizierter Kaonenmarkierer, also ein Instrument, welches Kaonen möglichst gut von Untergrundteilchen trennen kann, und eine hinreichende Zeitinformation zur Identifikation der Kaon-Pion-Koinzidenzen liefert. Dabei sollte eine hohe Detektionseffizienz für Kaonen erhalten bleiben. Für das Experiment von geringerer Bedeutung ist die Präzision bei der Messung der Impulse und Targetwinkel der Kaonen.

5.1 STRAHLTESTS AN MAMI

Eine zentrale Maßnahme dabei ist der Einbau einer Bleiwand, die die Positronen durch Schauerbildung abstoppen kann. Bevor solch ein Bleiabsorber für das KAOS-Spektrometer konstruiert wurde, wurde in einem Experiment getestet, ob sich mittels des Absorbers das Abstoppen von Positronen erreichen lässt. Zusätzlich dazu wurde eine Monte-Carlo-Simulation dieses Experiments mittels Geant4 durchgeführt, um die Vorhersagen der Simulation auf Verlässlichkeit zu überprüfen.

5.1.1 Aufbau

Für das Testexperiment wurde Spektrometer B verwendet. Darin wurden zwischen den zur Spurrekonstruktion verwendeten Driftkammern und den Szintillatorwänden verschiedene Stapel von Bleiplatten mit Dicken zwischen 5 mm und 40 mm platziert, wie in Abb. 43 dargestellt. Durch einen mittleren Auftreffwinkel der Teilchen von 47° bezüglich zur Normalen auf die Bleiplatten ergibt sich für die Strecke durch die Bleiplatten im Mittel das 1.48 fache der Plattendicke.

Zur Teilchenidentifikation verfügt Spektrometer B über einen Čerenkovdetektor, der oberhalb des Flugzeitsystems angebracht ist. Dieser ist mit Hexafluorpropan¹ befüllt, welches bei Raumtemperatur einen Brechungsindex von $n = 1,0016$ aufweist [58]. Somit liegt die Impulsschwelle, ab der Elektronen Čerenkovlicht produzieren können, bei $p_{th} = 9,03 \text{ MeV}/c$. Es gilt zu beachten, dass von Elektronen im Impulsbereich bis ca. $20 \text{ MeV}/c$ eine deutlich reduzierte Ausbeute an Čerenkovlicht zu erwarten ist.

Während des Tests wurde der Zentralimpuls von Spektrometers B zwischen $100 \text{ MeV}/c$ und $738 \text{ MeV}/c$ variiert, um einen möglichst weiten Bereich abdecken zu können. Bei dem eingestellten Spektrometerwinkel von $26,53^\circ$ und der Primärstrahl-

¹ Die exakte Bezeichnung lautet: 1,1,1,3,3,3-Hexafluorpropan, die Summenformel ist: $\text{C}_3\text{H}_2\text{F}_6$. Das Gas wird unter der Produktbezeichnung "R-236fa" vertrieben.

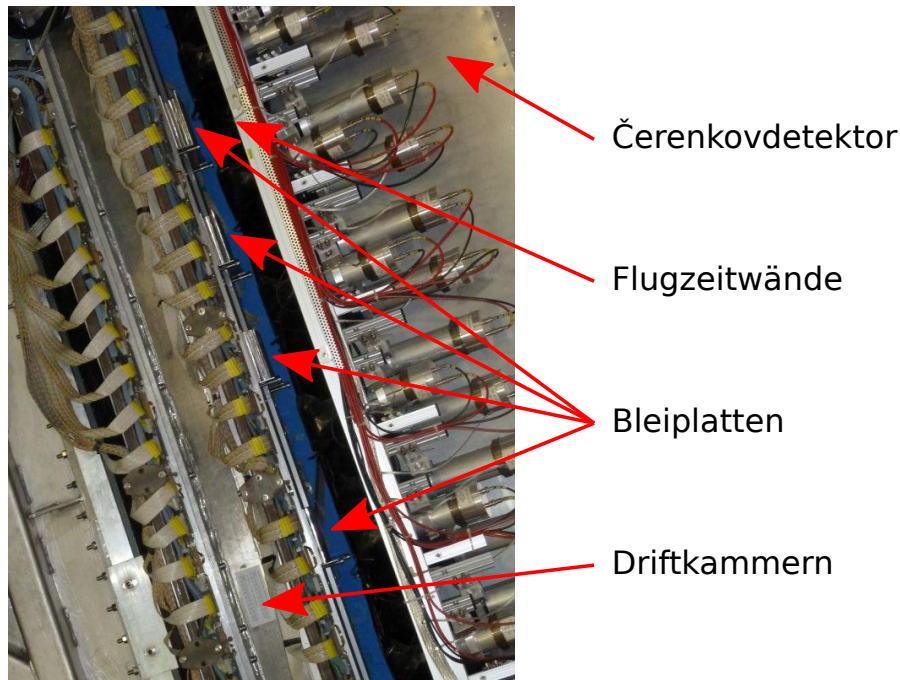


Abbildung 43: Aufbau des Bleiabsorber-Strahltests. Zwischen den Driftkammern und den Szintillatorwänden sind Stapel von Bleiplatten angebracht mit Dicken zwischen 5 und 40 mm, um das Abstoppen leichter Leptonen zu untersuchen.

energie von 1034 MeV liegt der Impuls elastisch an Protonen gestreuter Elektronen bei 927 MeV/c. Es kam ein ^{12}C -Target zum Einsatz, was bedeutet, dass es sich bei den Elektronen in Spektrometer B vorwiegend um quasielastisch gestreute handelte.

5.1.2 Messung und Datenanalyse

Mittels der Driftkammern kann über eine Extrapolation der Flugbahn ermittelt werden, ob ein nachgewiesenes Teilchen einen Bleiplattenstapel getroffen hat. Aufgrund der Tatsache, dass der Trigger des Experiments über die Flugzeitwände ausgelöst wird, werden nur Ereignisse erfasst, in denen auch ein Teilchen darin nachgewiesen wurde. Daher kann die Effizienz der Abstopfung nur über den Vergleich der Zählraten von nachgewiesenen Teilchen, die den Absorber getroffen haben, und Teilchen, die eine freie Flugbahn hatten, erfolgen.

Eine typische Zählratenverteilung in Abhängigkeit vom Trefferort ist in Abb. 44 zu sehen. In Grau sind dabei Ereignisse dargestellt, bei denen sich eine Spur in die Szintillatoren extrapolieren lässt, diese auch ansprechen, aber kein oder ein sehr kleines Signal des Čerenkovdetektors produziert wurde, sodass das Teilchen nicht als Elektron identifiziert wurde. Rot dargestellt, sind Ereignisse, bei denen die Spur im Čerenkovdetektor ein Signal lieferte, das dem eines Elektrons entspricht. Die grün eingetragenen Ereignisse sind solche, bei denen deutlich mehr Čerenkovlicht produziert wurde, als von einem Elektron zu erwarten ist, also mehrere Elektronen oder Positronen im Detektor detektiert wurden.

Dass es sich bei den Teilchen, die im Spektrometer detektiert werden, nicht nur um Elektronen, sondern auch um Pionen und Myonen handelt, lässt sich daran erkennen, dass über die gesamte Impulsakzeptanz Teilchen nachgewiesen werden, die kein Čerenkovlicht produzieren. Es zeigte sich jedoch, dass im Bereich der Absorber eine

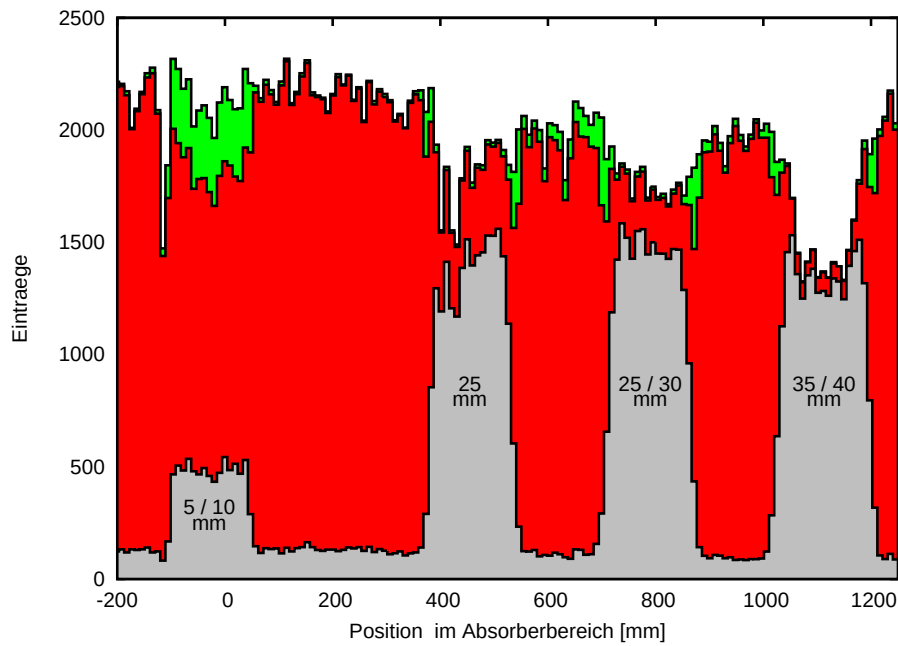


Abbildung 44: Zählratenverteilung in Abhängigkeit vom Trefferort in der Ebene, in der die Absorber positioniert sind, bei einem Zentralimpuls von 738 MeV/c. Die Farben geben die relativen Anteile verschiedener Ereignistypen an. Grau dargestellt sind Treffer mit keinem oder einem niedrigen Signal im Čerenkovdetektor. Rot entspricht dem Signal eines Elektrons, in Grün sind deutlich höhere Signale dargestellt. Die Dicken der Absorber sind im jeweiligen Bereich notiert. An den Stellen, an denen mehrere Dicken verwendet wurden, waren beide nebeneinander platziert, in der Darstellung jedoch nicht getrennt, da außer zwischen 5 und 10 mm kein nennenswerter Unterschied zwischen den nebeneinander verbauten Absorberdicken zu erkennen war.

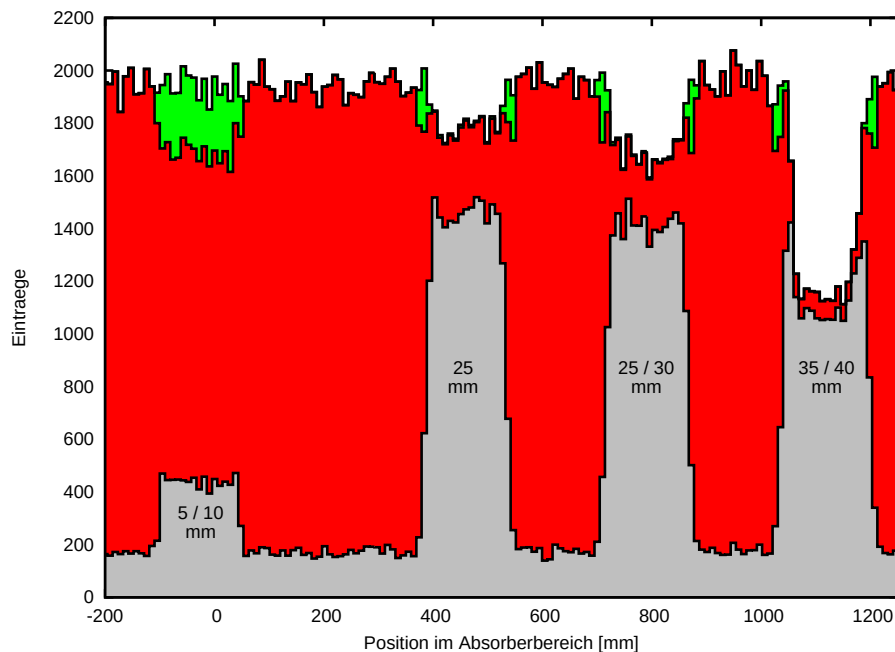


Abbildung 45: Mittels Geant4 simulierte Zählratenverteilung für die gleiche Geometrie, für die in Abb. 44 die Daten dargestellt sind. Im Gegensatz dazu ist jedoch eine gleichförmigere Zählratenverteilung über die Impulsakzeptanz simuliert. Außerdem treten in der Simulation weniger Schwankungen aufgrund von Detektorineffizienzen auf.

Überhöhung der Zählrate von Teilchen ohne Detektion im Čerenkovdetektor zu verzeichnen war, die deutlich über der zu erwartenden Zählrate schwererer Teilchen liegt. Dies lässt sich durch die Schauerbildung erklären, die dafür sorgt, dass niederenergetische Elektronen und Positronen in unterschiedlichen Winkeln die Szintillatoren treffen. Diese können darin gestoppt werden, außerhalb der Akzeptanz des Čerenkovdetektors liegen oder einen so geringen Impuls tragen, dass sie kein Čerenkovlicht produzieren. Die mittlere Energie der Teilchen eines Schauers, der von einem Elektron mit einer Energie von 700 MeV ausgelöst wurde, erreicht die Čerenkovschwelle bereits nach 4,25 Strahlungslängen, was 16,2 mm Blei entspricht.

Durch diese Überhöhungen lassen sich in der Abbildung deutlich die Stellen erkennen, an denen die Bleiabsorber installiert waren.

Im Bereich der geringsten Absorberdicken und an den Rändern der Bereiche dickerer Absorber sind vermehrt Ereignisse mit erhöhter Čerenkovlicht-Ausbeute zu erkennen. Eine Erklärung, die sich dafür anbietet, ist, dass in solchen Ereignissen zwei oder mehr Elektronen oder Positronen von den Detektoren erfasst wurden, die aus einem Schauer stammen, der das Blei zum Teil durchdrungen hat.

Die Verteilung der Zählraten verläuft über die Impulsakzeptanz des Spektrometers für alle eingestellten Impulse relativ linear. Der Anteil der Elektronen variiert zwischen ca. 90% und 95%. Somit kann die zu erwartende Zählrate sowohl für Elektronen, als auch für schwerere Teilchen für die Stellen mit Bleiabsorber gut interpoliert werden. Subtrahiert man an dieser Stelle die zu erwartende Zählrate für Pionen und Myonen unter der Annahme, dass beide Teilchensorten nicht wesentlich vom Blei beeinflusst werden, so kann man davon ausgehen, dass die verbleibende Zählrate allein von Elektronen und Positronen aus elektromagnetischen Schauern stammt. Sie teilt sich auf in die nachgewiesenen Teilchen, die ein Signal im Čerenkovdetektor ausgelöst haben, und solche, die das nicht haben. Um ein Maß für die Abstoppwahrscheinlichkeit für Elektronen zu definieren, stehen also die gemessenen Raten an der Stelle des jeweiligen Absorbers sowie die durch Interpolation bestimmten erwartenden Raten zur Verfügung. Die verwendete Definition lautet:

$$\varepsilon = \frac{R_{ges} - R_{nC}^{int}}{R_{ges}^{int} - R_{nC}^{int}}. \quad (92)$$

dabei steht R_{ges} für die Gesamtrate und R_{nC} für die Rate der Teilchen, die kein Čerenkovlicht produzierten. Die Größen mit hochgestelltem "int" sind durch Interpolation bestimmt.

Diese Wahrscheinlichkeit wurde für jede Absorberdicke und eingestellten Impuls berechnet. In Abb. 46 ist sie in Abhängigkeit vom Impuls für unterschiedliche Absorberdicken dargestellt. Für größere Impulse werden erwartungsgemäß dickere Absorber benötigt um den gleichen Anteil an Teilchen abzustoppen. Es lässt sich ebenfalls erkennen, dass eine hohe Wahrscheinlichkeit von ca. 100%, so wie sie für die Hyperkernspektroskopie erforderlich ist, mit den verwendeten Absorberdicken zwar nur für geringe Teilchenimpulse ($p \leq 100 \text{ MeV}/c$) auftritt, aber trotzdem mittels dieser Methode verwirklicht werden kann.

5.1.3 Simulation des Testexperiments

Parallel zu dem beschriebenen Testexperiment wurde eine Geant4-Simulation des Aufbaus durchgeführt, mit dem Ziel die Verlässlichkeit der Simulation zu überprüfen indem die experimentellen Ergebnisse mit den simulierten verglichen werden. Bei

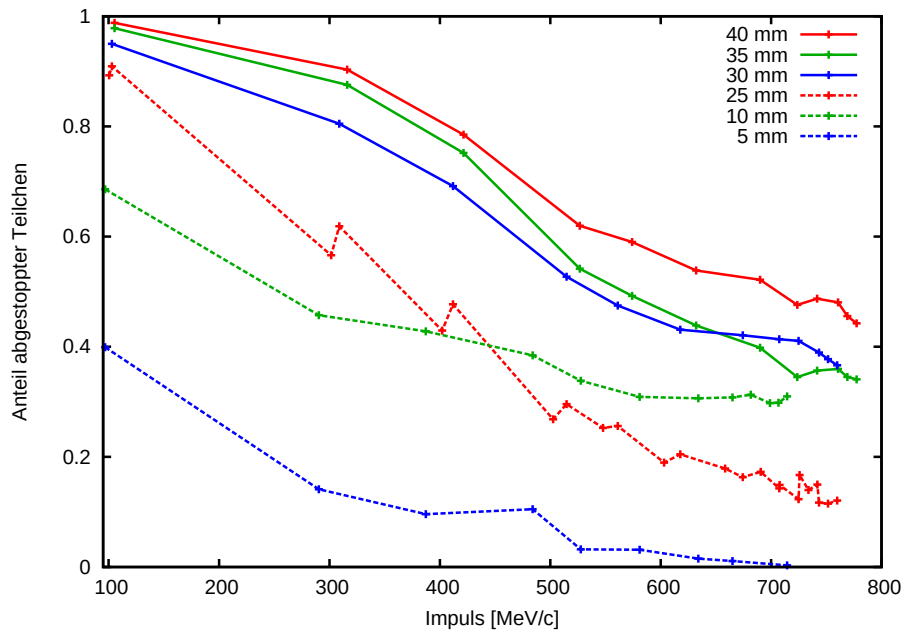


Abbildung 46: Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Teilchen mit vorgegebenem Impuls von einem Absorber abgestoppt wird, und so dahinter keine Spur detektiert wird. Dabei wurden Absorberdicken zwischen 5 mm und 40 mm verwendet.

Geant4 handelt es sich um eine Reihe von in C++ geschriebenen Programmbibliotheken, die eine Monte-Carlo-Simulation der Wechselwirkung von Teilchen und Materie erlauben [59]. Dabei sind die benötigten Stoßprozesse und einige Zerfälle, wie z.B. der des K^+ bereits implementiert. Die Materialien und Geometrien von Detektoren und anderen Spektrometerbestandteilen sind frei definierbar.

Für die Simulation des Tests wurde lediglich die Geometrie der Bleiplattenstapel modelliert sowie ein Detektor, der die Geometrie des Eintrittsfensters des Čerenkovdetektors nachbildet. Durch diese Anordnung wurden im Verhältnis 9:1 Elektronen und Pionen geschossen, wobei der Winkel und die Abhängigkeit zwischen Position und Impuls des Teilchens an die Geometrie des Spektrometers angepasst wurden.

In Abb. 45 befinden sich Ergebnisse der Geant4-Simulation. Wie sich erkennen lässt, stimmt das Resultat der Simulation gut mit den aufgenommenen Daten überein.

5.2 SIMULATION DES KAOS-SPEKTROMETERS

Um Vorhersagen über die Auswirkungen von Veränderungen am Spektrometeraufbau machen zu können und zur Unterstützung der Datenanalyse, wurde eine auf Geant4 [59] basierende Simulation des KAOS-Spektrometers geschrieben. Diese beinhaltet alle nötigen Komponenten, um Teilchenbahnen vom Target bis in die unterschiedlichen Detektoren nachvollziehen zu können, und liefert neben den Detektordaten weitere in der Realität nicht zugängliche Parameter, wie genauere Trefferpositionen oder Zeiten sowie den Typ des treffenden Teilchens. Auch kann die Bildung von elektromagnetischen Schauern in der Simulation nachvollzogen werden.

Die Simulation wurde unter anderem dazu genutzt, eine optimierte Anordnung der Detektoren und des Bleiabsorbers zu finden, und die Effekte des Bleiabsorbers auf die Teilchen zu quantifizieren. Weiterhin wurde sie verwendet, um eine von der Positionierung des Spektrometers abhängige Parametrisierung der Fokalebene zu bestimmen, und die Daten für die Berechnung von Rückrechnungsmatrizen zu erzeugen.

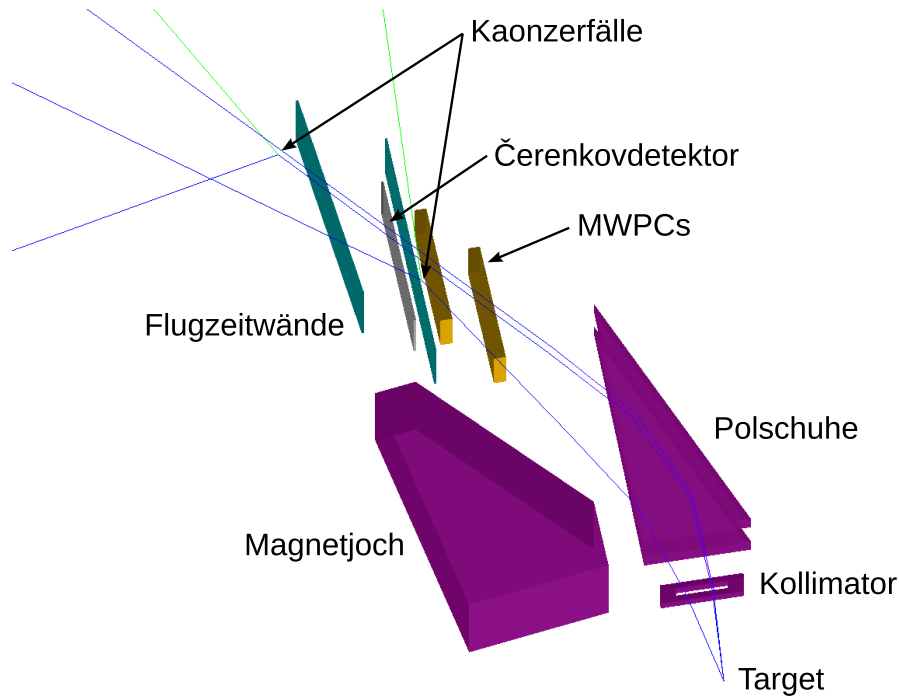


Abbildung 47: Darstellung der Geometrie des simulierten KAos-Spektrometers aus der Blickrichtung von oberhalb und vor dem Magneten. In Blau sind drei Kaonspuren dargestellt, von denen eines zwischen MWPCs und Flugzeitwänden zerfällt, eines nach Durchfliegen aller Detektoren und eines außerhalb des Bildes.

In diesem Kapitel wird des Öfteren auf die Koordinatensysteme des KAos-Spektrometers eingegangen, die genauen Definitionen dieser befinden sich in Anhang A.

5.2.1 Modellierung der Spektrometergeometrie

Um die Berechnungsdauer der Simulation möglichst gering zu halten, ist die Geometrie des KAos-Spektrometers auf das Wesentliche reduziert. Der Dipolmagnet setzt sich zusammen aus zwei dreieckigen Polschuhflächen, einem 500 mm hohen Ausschnitt aus dem Joch, zentriert auf Höhe der Zentralbahn, und der Magnetfeldkarte. Als Feldkarte wird ein aus der Geometrie des Dipolmagneten berechneter Datensatz verwendet, indem in einem Raster von $20 \times 20 \times 20 \text{ mm}^3$ für den gesamten Bereich zwischen den Polschuhen und einen ausreichenden Randbereich die Feldstärke in kartesischen Koordinaten gespeichert ist. Als Interpolationsmethode für die Bahnverfolgung kommt eine Spline-Interpolation zum Einsatz, da diese die nötige Glätte aufweist [35].

Die Flugzeitwände werden durch die entsprechenden Szintillatorstreifen repräsentiert. Die Čerenkovdetektoren bestehen aus jeweils einer durchgängigen Ebene aus Aerogel. Die Vieldrahtkammern sind aufgrund ihrer geringen Massenbelegung nur durch jeweils eine Ebene repräsentiert, die die Position eines Treffers zurückliefert. Zusätzlich sind noch der Kollimator und die Bleiabschirmung als eine Anordnung von Quadern mit der realitätsnahen Geometrie implementiert. Eine graphische Repräsentation der zur Simulation verwendeten Geometrie ist in Abb. 47 dargestellt.

Die Simulation erfolgt ereignisweise, wobei für jedes Ereignis genau ein primäres Teilchen generiert wird. Dabei stehen K^+ , p , π^+ , μ^+ , e^+ und e^- sowie das masselose, nicht wechselwirkende, geladene Pseudoteilchen Geantino zur Verfügung. Je nach Vorgabe werden die primären Teilchen im Targetkoordinatensystem platziert, Impuls-

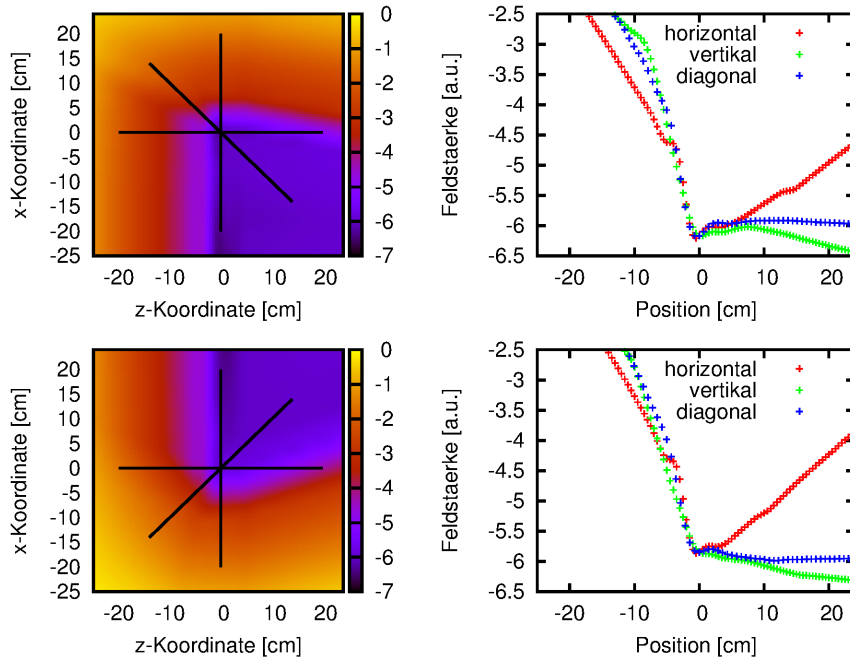


Abbildung 48: Ausrichtung der Magnetfeldkarte anhand der Geometrie der Polschuhe. Links zu sehen ist der Verlauf der y-Komponente des Magnetfeldes nahe der in Strahlrichtung linken (oben) und rechten (unteren) Polschuhecke. Der Ursprung der Darstellung liegt im Zentrum der jeweiligen Ecke. Die schwarzen Linien geben die Schnitte an, an denen die rechts dargestellten Magnetfeldverläufe aufgezeichnet wurden. Die z-Koordinate des Magnetfeldes wurde solange variiert, bis die Verläufe der Magnetfeldstärke für alle drei Schnitte, zumindest im Bereich des Ursprungs, annähernd gleich verliefen und somit der Rotationssymmetrie der Ecken folgten.

betrag oder Energie sind ebenfalls einstellbar sowie ein horizontaler Winkel Θ_0 und ein vertikaler Winkel Φ_0 . Es stehen drei Generatoren zur Verfügung, einer, der für jedes Teilchen denselben Satz an Anfangsbedingungen generiert, einer der schrittweise alle Kombinationen der Parameter aus vorgegebenen Intervallen wählt, und ein weiterer, der die Werte gleichverteilt ebenfalls aus einem vorgegebenen Intervall per Pseudozufall wählt.

Der Ursprungspunkt der Magnetfeldkarte wurde bei der Erzeugung in etwa so gewählt, dass er auf der geraden Verlängerung der zentralen Einschussbahn an der Stelle liegt, an der das Feld auf die Hälfte des Maximalwertes angestiegen ist, die exakte Ausrichtung der Karte ist unbekannt. Da es nicht ohne größeren Aufwand möglich war, die Position dieses Punktes nachzumessen, wurde eine andere Methode verwendet, um die Feldkarte in der Simulation zu platzieren.

Sowohl die x- als auch die y-Koordinate des Ursprungs der Feldkarte ist bekannt, lediglich die z-Koordinate, also die Verschiebung in Bewegungsrichtung der Teilchen, musste angepasst werden. Dazu wurde der vertikale Anteil des Feldes in y-Richtung nahe an den Ecken der Polschuhe betrachtet. Da diese in diesen Bereichen nahezu eine rotationssymmetrische Geometrie aufweisen, wie in Abb. 49 zu sehen ist, sollte auch der Feldverlauf in erster Näherung rotationssymmetrisch sein. Daher wurden die Verläufe des Magnetfelds entlang der x-Richtung, der z-Richtung und jeweils einer Diagonalen betrachtet, und das Feld solange verschoben, bis die Abweichung der Verläufe minimal wurde. Die Feldverläufe an diesen Punkten sind in Abb. 48 darge-

stellt. Es zeigte sich, dass der Ursprung der Feldkarte 135 mm vor der zur Definition des KAOS-Koordinatensystems verwendeten Polschuhkante (siehe Anhang A) liegt.

5.2.2 Simulationen zur Unterstützung der Datenanalyse

Zwei wichtige Aufgaben kommen der Simulation zu, die für die Datenanalyse unerlässliche Parameter liefern. Dazu gehört die Bestimmung der Fokalebene, also der Fläche, auf die Teilchen mit gleichen Impulsen und unterschiedlichen dispersiven Winkeln gebündelt werden. Weiterhin von Bedeutung ist die Erzeugung einer Rückrechnungsmatrix von den Detektorkoordinaten einer Teilchenspur auf den Impuls- und Ortsvektor am Targetort.

Sowohl die Fokalebene als auch die Rückrechnungsmatrix ließen sich ebenfalls durch Lochkollimatorenmessungen bestimmen. Diese konnten allerdings im beschriebenen Aufbau nicht ohne weiteres durchgeführt werden, da bei der Platzierung des Spektrometers unter einem Winkel von 0° der primäre Elektronenstrahl durch das Spektrometer gelenkt wird. Dieser und der Bremsstrahlungsphotonenstrahl hätte durch den Kollimator geführt werden müssen. Der Primärstrahl ist hinter dem Target durch Møllerstreuung stark aufgeweitet, was eine Durchführung durch den Kollimator erschwert. Aus diesen Gründen wurde auf diese Messung verzichtet.

5.2.2.1 Parametrisierung der Fokalebene

Während die Kanten des KAOS-Spektrometers eine Defokussierung in nicht-dispersiver Richtung bedingen, wirkt das Dipolfeld in dispersiver Richtung fokussierend und bündelt somit in erster Ordnung Teilchen mit gleichen Impulsen, unabhängig vom dispersiven Winkel. Die Krümmung der Austrittskante des Magnetfelds bedingt dabei eine Kompensation der Aberration 2. Ordnung ($x_f|\Theta_0^2$) [60]. Aus den Bildpunkten für unterschiedliche Impulse und nicht-dispersive Winkel setzt sich die Bild- oder Fokalebene zusammen. Dabei handelt es sich um eine gekrümmte Fläche, die in dispersiver Richtung durch ein Polynom 2. Grades im KAOS-Detektorkoordinatensystem angenähert werden kann [35]. Die Parametrisierung der Fokalebene ist sowohl vom Abstand des KAOS-Spektrometers vom Target, als auch vom horizontalen Versatz abhängig, nicht vom eingestellten Zentralimpuls.

Wie in Anhang A beschrieben, wird für jede Teilchenspur der Trefferpunkt der Fokalebene bestimmt und mit dem Trefferpunkt einer Referenzspur in Relation gesetzt. Im KAOS-Spektrometer ist die Referenzspur durch die Detektoren definiert als die Spur eines geladenen, nicht wechselwirkenden Teilchens, das bei einem gegebenen Versatz des Spektrometers, vom Nullpunkt des KAOS-Targetsystems ausgehend, mit $\Theta_0 = \Phi_0 = 0$ das Spektrometer durchquert und einen Impuls besitzt, der gleich ist dem eingestellten Zentralimpuls des Spektrometers. Diese ist nur abhängig vom Versatz des Spektrometers, nicht von dessen Abstand zum Target. Für die verwendete Platzierung des KAOS-Spektrometers mit einem Versatz in x-Richtung von -100 mm ergibt sich eine Referenzspur, die im KAOS-Detektorsystem durch:

$$x_R = -352.2 \text{ mm} \quad (93)$$

$$\Theta_R = 52.81^\circ \quad (94)$$

parametrisiert ist.

Um die geeignete Parametrisierung für die Fokalebene zu finden, wurden in der Simulation jeweils drei nur mit dem Magnetfeld wechselwirkende Geantinos mit glei-

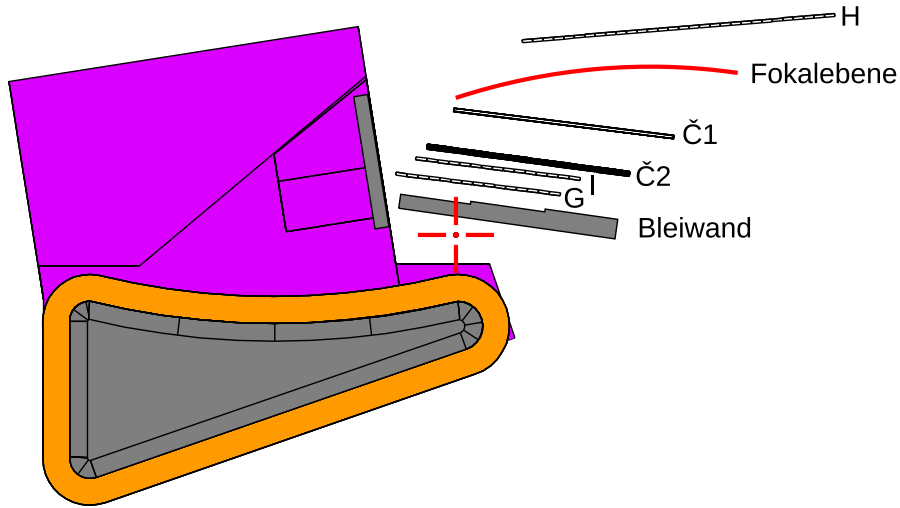


Abbildung 49: Draufsicht des KAOS-Spektrometers mit Verlauf der Fokalebene. Links ist der in der Mittelebene aufgeschnittene Magnet zu sehen: das Joch in Lila, die Feldspulen in Orange und die Polschuhflächen in Grau. Rechts sind jeweils die aktiven Teile der unterschiedlichen Detektoren dargestellt, so wie sie bei dem Versuchsaufbau des 2012 durchgeführten Experiments platziert waren. Der Verlauf der Fokalebene sowie der Ursprung des Detektorkoordinatensystems sind rot eingezeichnet.

chen Impulsen an der Position des Targets erzeugt, und in das Spektrometer mit dispersiven Winkeln von $\Theta_0 = 0$ und $\Theta_0 = \pm 1^\circ$ und einem nicht-dispersiven Winkel von $\Phi_0 = 0$ eingeschossen. Der jeweilige Punkt auf der Fokalfläche kann dann durch den Schnittpunkt der Trajektorien hinter dem Magnetfeld ermittelt werden, wobei eine mögliche nicht-dispersive Ablage nicht berücksichtigt wird, sondern nur Projektionen der Spuren auf die Mittelebene des Spektrometers. Da die Spuren durch die Aberrationen des Magneten und durch numerische Effekte nicht genau auf einen Punkt fokussiert werden, kommen in der Regel drei Schnittpunkte zustande. Da der Fokalebenenpunkt auf der Zentralbahn liegen sollte, wurde für die Bestimmung der Fokalebene der Punkt gewählt, der mittig zwischen den beiden Schnittpunkten der Zentralbahn mit den äußeren Spuren liegt. Für das beschriebene Experiment wurden 1000 Punkte mit gleichverteilten Impulsen zwischen 650 und 1300 MeV/c erzeugt. An diese Punkte wurde ein Polynom 2. Grades angepasst. Das Ergebnis dieser Anpassung liefert:

$$z(x) = -1,204 \cdot 10^{-4} x^2 + 0.3183x + 982,3 \quad (95)$$

wobei x und z in mm angegeben sind. Abb. 49 zeigt die Position der Fokalebene innerhalb der Detektoranordnung des Spektrometers.

5.2.2.2 Erzeugung der Rückrechnungsmatrizen

Ebenfalls mit Hilfe der Simulation lassen sich Rückrechnungsmatrizen erstellen. Dabei handelt es sich um Parameter für Gleichungen, die verwendet werden, um aus den von den Detektoren gelieferten Daten die Größen der Teilchen am Targetort rekonstruieren zu können.

Generell lassen sich die magnetoptischen Eigenschaften eines Systems, wie dem Magnetfeld des KAOS-Spektrometers, durch eine Taylor-Entwicklung um die Sollbahn beschreiben. Die Bahn eines beliebigen Teilchens wird durch seine Ortsablagen x , y und z , durch seine Winkelablagen $\Theta = p_x/p_z$ und $\Phi = p_y/p_z$ sowie durch seine

Impulsabweichung $\delta = (p - p_0)/p_0$ beschreiben. In erster Ordnung lassen sich die Abbildungseigenschaften des magnetischen Systems durch eine Matrixmultiplikation schreiben:

$$X = MX_0. \quad (96)$$

Dabei bildet die Transfermatrix M den Vektor X_0 , der das Teilchen vor dem System beschreibt, auf den entsprechenden Vektor des Teilchens nach Durchqueren des Systems, X ab.

Besitzt ein Magnetfeld eine Mittelebene bei $y = 0$, für die gilt:

$$\Phi_m(x, -y, z) = -\Phi_m(x, y, z), \quad (97)$$

wobei Φ_m das magnetische Potenzial ist, dann lassen sich in der Transfermatrix einige Elemente gleich 0 setzen. Diese hat dann in erster Ordnung die Form:

$$\begin{pmatrix} x \\ \Theta \\ y \\ \Phi \\ z \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x_0) & (x|\Theta_0) & 0 & 0 & 0 & (x|\delta) \\ (\Theta|x_0) & (\Theta|\Theta_0) & 0 & 0 & 0 & (\Theta|\delta) \\ 0 & 0 & (y|y_0) & (y|\Phi_0) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (\Phi|y_0) & (\Phi|\Phi_0) & 0 & 0 \\ (z|x_0) & (z|\Theta_0) & 0 & 0 & 1 & (z|\delta) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ \Theta_0 \\ y_0 \\ \Phi_0 \\ z_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix} \quad (98)$$

Abbildungsfehler der Systeme lassen sich durch Terme höherer Ordnung berücksichtigen.

Zur Rückrechnung der Bahnparameter am Target aus den Parametern in der Fokalebene wird eine entsprechende Rechenvorschrift verwendet, die eine Inverse Abbildung dazu beschreibt. In die Berechnung gehen die Fokalebenepositionen x_f und y_f sowie die Winkel Θ und Φ im Detektorsystem ein. Dabei wird folgender Satz von Parametern rekonstruiert:

1. Die Impulsabweichung δ
2. Der dispersive Winkel Θ_0
3. Die y -Ablage am Targetort
4. Der nicht-dispersive Winkel Φ_0
5. Die Länge der Flugbahn l vom Target zur Flugzeitwand G

In erster Ordnung lässt sich die Umrechnung ebenfalls als Matrixmultiplikation schreiben. Für die Datenanalyse werden aber Polynome bis zum Grad 5 verwendet, wie hier am Beispiel der Impulsabweichung gezeigt:

$$\delta p = \sum_{i=0}^{i_{\max}} \sum_{j=0}^{j_{\max}} \sum_{k=0}^{k_{\max}} \sum_{l=0}^{l_{\max}} \alpha_{ijkl} x_f^i \Theta^j y_f^k \Phi^l \quad (99)$$

Zur Erzeugung der Rückrechnungsmatrix werden in der Simulation Teilchen am Target generiert, wobei der Impuls, die Winkel und die y -Ablage schrittweise aus vorgegebenen Intervallen gewählt werden. Für diese Teilchen wird anschließend die Parametrisierung der Spuren im Detektorkoordinatensystem ermittelt. An den so entstandenen Datensatz werden die Polynome der Rückrechnungsmatrix angepasst.

Für die Bestimmung der Matrix können sowohl nicht-wechselwirkende Geantinos verwendet werden als auch simulierte wechselwirkende Teilchen. Dies eröffnet die Möglichkeit, den Einfluss von Streuungen der Teilchen im Bleiabsorber, wie in Abschnitt 5.2.4 beschrieben, in der Datenanalyse zu korrigieren. Dazu wurden für Pionen, Kaonen und Protonen eigene Matrizen erstellt, wobei für jede Kombination der Targetkoordinaten je 50 Teilchen der jeweiligen Sorte erzeugt wurden. Für die Detektordaten wurde ein Mittelwert aus den Daten der einzelnen Spuren berechnet.

5.2.3 Simulationen zum Umbau des Spektrometers

Neben der Bestimmung von Fokalebene und Rückrechnungsmatrix wurde die Simulation auch verwendet, um eine geeignete Geometrie des Positronenabsorbers zu finden und den Einfluss auf die Teilchen und somit auch auf die Teilchenidentifizierung zu bestimmen.

5.2.3.1 Konzeption des Absorbers

Die Anforderungen an den Positronenabsorber sind, dass für einen möglichst großen Teil der Positronen verhindert wird, dass Treffer in den Detektoren zustande kommen, andererseits soll ein möglichst hoher Anteil der Kaonen detektiert und als Kaon identifiziert werden können.

Die Idee, dies umzusetzen, war, eine Wand aus Blei in der Detektoranordnung des Spektrometers zu platzieren, in der Positronen durch Schauerbildung abgestoppt werden. Blei besitzt eine Strahlungslänge von $X_0 = 5,6 \text{ mm}$ oder $6,37 \text{ g/cm}^2$ und eine kritische Energie von $E_C = 9,51 \text{ MeV}$.

Ein einfaches Modell eines Schauers erhält man, wenn man annimmt, dass ein Elektron nach einer Strahlungslänge die Hälfte seiner Energie durch ein Bremsstrahlungsphoton abgibt, und Photonen nach einer Strahlungslänge ein e^+e^- -Paar mit symmetrisch verteilten Energien erzeugen. Nach t Strahlungslängen besteht der Schauer in diesem Modell aus $N = 2^t$ Teilchen der Energie $E(t) = E_0/2^t$, wobei E_0 die Energie des primären Teilchens ist. Fällt $E(t)$ unter die kritische Energie, so werden keine neuen Teilchen erzeugt. Danach werden die verbleibenden Schauerteilchen innerhalb einer Strahlungslänge durch Ionisation, im Fall von Elektronen, oder Comptonstreuung und Photoeffekt, bei Photonen, gestoppt. Für die Länge des Schauers, angegeben in Strahlungslängen, erhält man:

$$t_{\max} = \frac{1}{\ln 2} \ln \frac{E_0}{E_C} \quad (100)$$

In dem Modell endet der Schauer abrupt bei $t_{\max}$, die Anzahl der Schauerteilchen ist dort maximal [52]. Für Positronen in der Impulsakzeptanz von KAOS ergibt sich:

$$6,2 < t_{\max} < 6,9. \quad (101)$$

In Wirklichkeit dringen Ausläufer des Schauers, besonders Photonen, deutlich weiter in das Medium ein. Um 95 % der Photonen im Schauermaximum abzustoppen benötigt man weitere 7 - 9 Strahlungslängen. Somit werden mindestens 14 - 16 Strahlungslängen benötigt, um den Schauer einzudämmen [61]. Bei den Teilchen, die den Absorber durchqueren, handelt es sich in der Regel um niederenergetische Photonen, die in den Szintillatorwänden im Normalfall kein Signal erzeugen.

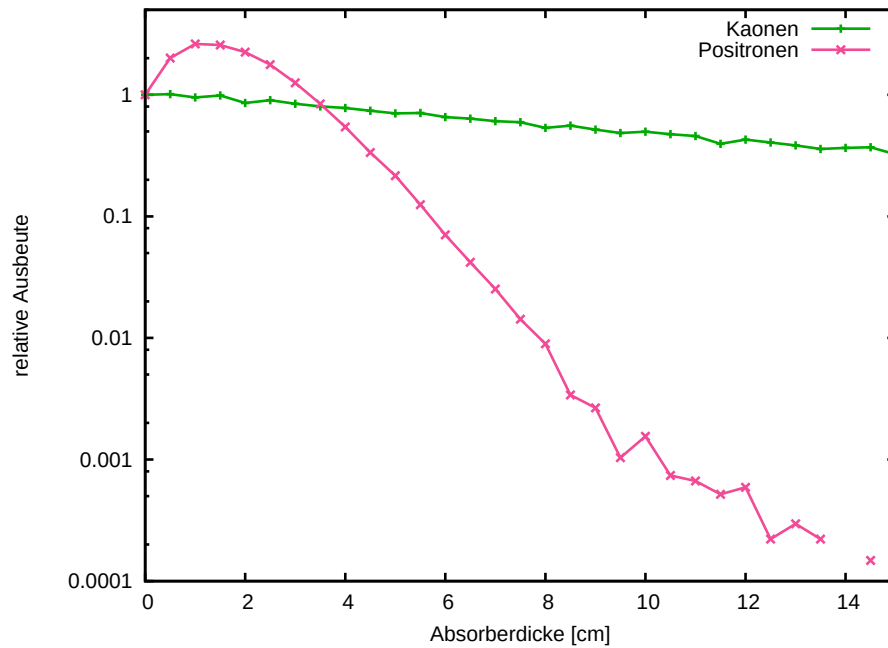


Abbildung 50: Relative Anzahl der gefundenen Spuren pro Positron und relative Anzahl detektierter Kaonen in Abhängigkeit von der Dicke des Bleiabsorbers. Für die Simulation wurden Teilchen mit 1 GeV/c auf der Zentralbahn von KAOS verwendet.

Um genauere Aussagen treffen zu können, greift man aber im Regelfall auf Simulationen zurück [52]. Für die Bestimmung der optimalen Geometrie des Absorbers wurde das Spektrometer mit Absorbern unterschiedlicher Dicken zwischen dem Magnetfeld und den Detektoren simuliert. Dabei wurden auf der Zentralbahn Kaonen und Positronen mit einem Impuls von je 1 GeV/c in das Spektrometer geschossen. Als Maß für das Abstoppvermögen des Absorbers wurde die Anzahl der rekonstruierbaren Spuren pro einlaufendem Positron verwendet. Da diese im Regelfall von Sekundärteilchen verursacht werden, können auch mehrere Spuren in einem Ereignis auftreten. Die Auswirkung auf Kaonen wurde dadurch charakterisiert, dass ein Treffer des Kaons auf allen Detektoren verlangt wurde.

Abb. 50 zeigt die Anzahl der gefundenen Spuren, die von Positronen verursacht werden, und die relative Anzahl der detektierten Kaonen, normiert auf die Situation ohne Absorber, in Abhängigkeit von der Absorberdicke. Für Positronen ist im Bereich geringer Dicken eine Überhöhung zu erkennen, die durch Spuren mehrerer Sekundärteilchen verursacht wird. Für größere Dicken nimmt die Anzahl der Spuren stark ab, sodass im Bereich von mehr als 10 cm nur noch maximal eine Spur pro 1000 Teilchen gefunden wird. Im gleichen Bereich liegt die relative Ausbeute an Kaonen bei ca. 50 %. Dabei handelt es sich um Kaonen auf der Zentralbahn, welche durch Streuungen nicht so leicht verloren gehen wie Kaonen in den Randbereichen der Akzeptanz.

Basierend auf der Simulation wurde der in Abschnitt 5.3 beschriebene Positronenabsorber konstruiert, der sich aus drei unterschiedlichen Dicken von 10, 12 und 14 cm (dies entspricht: 17,9; 21,4 und 25 X_0) zusammensetzt. Damit wird der Impulsabhängigkeit der Abstopplängen Rechnung getragen.

Wichtig für das Experiment ist die Wahrscheinlichkeit Kaonen zu detektieren, und wie diese durch die Bleiwand verringert wird. Dafür, dass Kaonen nicht detektiert werden, gibt es unterschiedliche Gründe. Zum einen kann ein Kaon in der Bleiwand gestreut werden, sodass es dahinter nicht alle zur Spurrekonstruktion benötigten De-

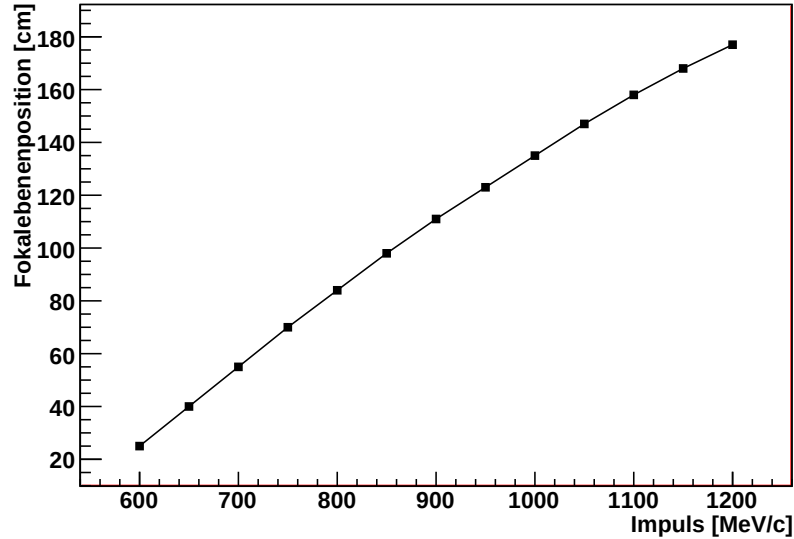


Abbildung 51: Fokalebene[n]koordinaten in Abhängigkeit vom Impuls, simuliert mit nicht-wechselwirkenden Geantinos, die auf der Zentralbahn in das Spektrometer fliegen. Eine lineare Regression der Punkte liefert in erster Ordnung die Abhängigkeit zwischen Fokalebene[n]koordinaten und Impuls.

tektoren trifft, zum anderen bewirkt der Bleiabsorber bei den Kaonen einen Verlust von kinetischer Energie, wodurch die Kaonen im Mittel nach einer geringeren Flugstrecke zerfallen.

Um den Verlust an Kaonen zu bestimmen, wurden je 10^6 Kaonen im Spektrometer mit und ohne Bleiabsorber simuliert, wobei eine gleichmäßige Ausleuchtung der Winkel- und Impulsakzeptanz verwendet wurde ($624 \text{ MeV/c} < p < 1224 \text{ MeV/c}$, $-10^\circ < \Theta_0 < 10^\circ$, $-1^\circ < \Phi_0 < 1^\circ$). Davon wurden ohne Bleiabsorber $3,28 \cdot 10^5$ nachgewiesen, mit Absorber $9,28 \cdot 10^4$. Somit bewirkt der Absorber eine Reduktion der Effizienz der Kaondetektierung von 71,7% in der gesamten Winkel- und Impulsakzeptanz. Es ist anzunehmen, dass der Verlust in erster Linie an den Rändern der Akzeptanzbereiche stattfindet, und somit Kaonen, die zentraler in der Akzeptanz liegen, nicht so stark betroffen sind.

5.2.4 Untersuchungen zur Auswirkung des Bleiabsorbers

Mittels der Simulation wurden die Auswirkungen des Bleiabsorbers auf die Teilchenidentifikation untersucht. Von den Parametern, die aus den Detektordaten auf die Targetkoordinaten zurückgerechnet werden, sind zwei für die Schnitte in der Analyse von Bedeutung. Dazu gehört der Impuls p und die Länge der Flugbahn bis zur vorderen Flugzeitwand G: l_G . Der Impuls geht in die davon abhängigen Schnitte auf Energieverlust und Flugzeit innerhalb des Spektrometers ein, für die Berechnung der Koinzidenzzeit wird l_G verwendet. Eine weitere Größe, die durch den Absorber beeinflusst wird, ist die Geschwindigkeit der Teilchen und somit die gemessene Zeit zwischen den Flugzeitwänden des KAOS-Spektrometers.

EINFLUSS DER STREUUNG AUF DIE IMPULSRÜCKRECHNUNG In erster Näherung kann der Impuls über die Fokalebene[n]position x_f genähert werden. Abb. 51 zeigt die-

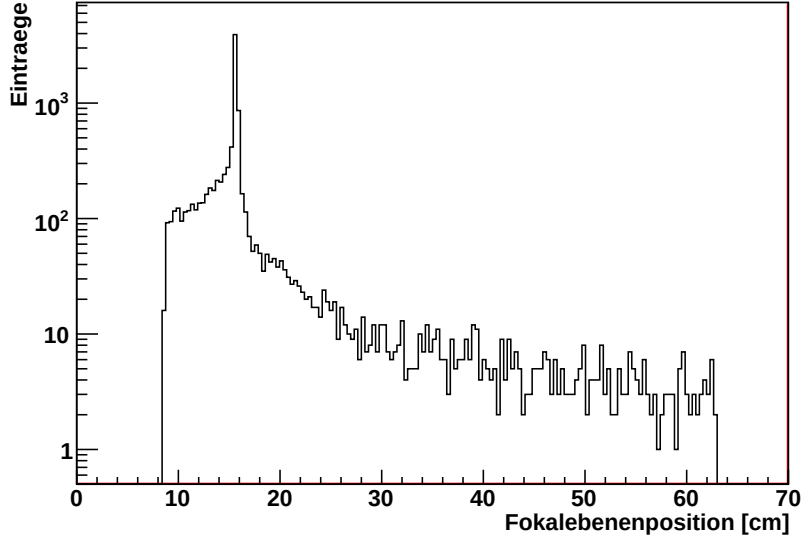


Abbildung 52: Einfluss unterschiedlicher Winkel am Target auf die Fokalebene koordinate. Dabei wurden nicht-wechselwirkende Teilchen mit gleichverteilten Winkeln im Bereich $-10^\circ < \Theta_0 < 10^\circ$ simuliert. Für kleine Winkel ist die resultierende Ablage vernachlässigbar gering. Die Halbwertsbreite der Verteilung liegt bei 4 mm.

se Abhängigkeit, wobei für die Simulation Geantios auf der Zentralbahn verwendet wurden. Die Anpassung einer linearen Funktion liefert die Korrelation zwischen Fokalebene position und Impuls. Damit lässt sich die Auswirkung einer Veränderung der Fokalebene position auf die Impulsrückrechnung annähern. Diese beträgt bei einem Zentralimpuls von 924 MeV/c:

$$\frac{dp}{dx_f} = (3,92 \pm 0,09) (\text{MeV/c})/\text{cm} \quad (102)$$

Dieser Wert entspricht einer Dispersion $(x_f|\delta) = 2,36 \text{ cm}/\%$, was mit der in [35] angegebenen Dispersion von 2,4 verträglich ist.

Eine Abweichung dieser Position tritt bereits durch unterschiedliche Winkel, mit denen die Teilchen ins Spektrometer gelangen, auf. Für Teilchen, die mit dem Zentralimpuls und uniform verteilten dispersiven Winkeln zwischen -10° und $+10^\circ$, in das Spektrometer fliegen, ergibt sich die in Abb. 52 dargestellte Verteilung. Dabei ist zu erkennen, dass die Halbwertsbreite vernachlässigbar gering ist, bei besonders großen oder kleinen Winkeln kommt es jedoch durch Randeffekte des Magnetfelds zu einer deutlichen Abweichung der Trefferpunkte auf der Fokalebene.

Eine weitere Abweichung wird durch Streuungen von Teilchen in der Luft und den vorderen Flugzeitwänden verursacht. Um diese zu quantifizieren, wurde die Simulation mit Pionen, Kaonen und Protonen durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abb. 53 zu sehen. Dabei ist eine nahezu symmetrische Streuung im Vergleich zu Geantios zu erkennen, deren Halbwertsbreiten für Pionen bei 1,8 cm liegt, die Halbwertsbreiten für Kaonen und Protonen betragen 2,0 bzw. 2,2 cm. Die Streuung in den Flugzeitwänden bewirkt demnach eine Reduktion der Impulsauflösung, die unter Verwendung der Gleichung 102 zu $\delta p \approx 7,8 \text{ MeV/c}$ angenähert werden kann.

Bezieht man den Bleiabsorber in die Simulation mit ein, so tritt eine weitere Streuung der Teilchen auf, deren Stärke von der Teilchensorte abhängt. Diese ist in Abb. 54

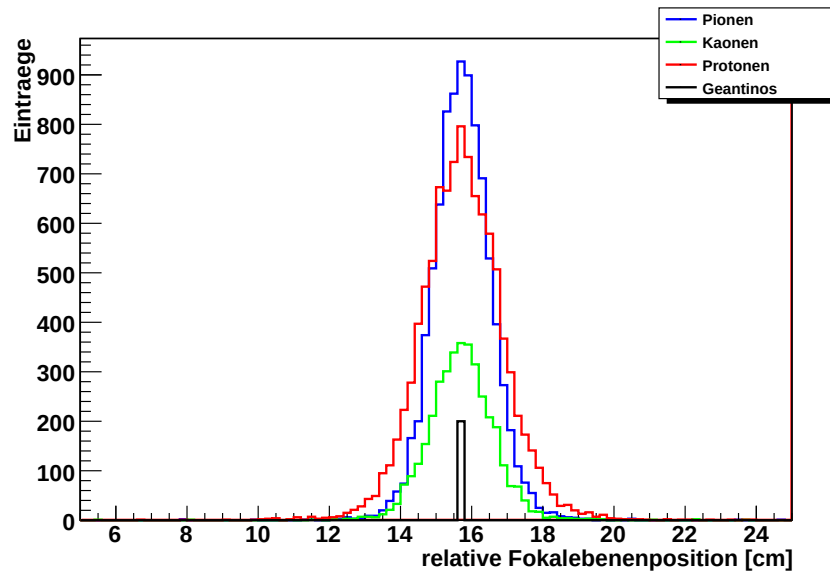


Abbildung 53: Einfluss der Streuung an den vorderen Szintillatorwänden auf die Fokalebene-
 koordinaten. Die Streuung ist dabei symmetrisch mit Halbwertsbreiten zwischen
 1,8 cm für Pionen und 2,2 cm für Protonen.

zu sehen. Für Kaonen und Pionen ergeben sich Halbwertsbreiten im Bereich von 40 cm und eine Verschiebung des Maximums hin zu geringeren Werten im Bereich von 5 bis 10 cm. Für Protonen ist die Verschiebung deutlich größer und beträgt ca. 60 cm. Außerdem ist im Vergleich zu den anderen Teilchensorten bei Protonen eine deutliche Reduktion der Anzahl detektierter Teilchen zu erkennen, die auf die Abstopfung der Protonen im Bleiabsorber zurückzuführen ist. Für die Simulation wurde dabei ein Impuls von 1024 MeV/c verwendet. Der Anteil detektierbarer Protonen fällt bei niedrigeren Impulsen zu gering aus.

Die besonders bei Protonen stark ausgeprägte Streuung hin zu kleineren Werten von x_f lässt sich durch das schräge Durchfliegen der Bleiwand erklären. Die Streuung der Teilchen innerhalb des Bleis findet symmetrisch statt. Bei Streuungen hin zu größeren Winkeln ist das in Flugrichtung liegende Materialbudget größer. Dadurch steigt für die zu größeren Winkeln gestreuten Teilchen die Wahrscheinlichkeit für eine erneute Streuung, und damit die Wahrscheinlichkeit, wieder zu kleineren Winkeln, oder aus der Akzeptanz der Detektoren gestreut zu werden. Besonders für Protonen steigt ebenfalls die Wahrscheinlichkeit dafür, in der Bleiwand gestoppt und somit nicht detektiert zu werden.

Betrachtet man die Abhängigkeit der Streuung vom Impuls, so ergibt sich das in Abb. 55 dargestellte Bild. Dabei sind für die drei Teilchensorten jeweils das Maximum und die Halbwertsbreite der Abweichung der Werte von x_f vom Referenzwert für den jeweiligen Impuls über den Impuls aufgetragen. Dabei wurden nur Teilchen auf der Zentralbahn verwendet. Während für Protonen, besonders bei geringen Impulsen, die Verschiebung hin zu kleinen x_f zu sehen ist, schwankt diese für Pionen und Kaonen um Werte im Bereich von -10 cm. Die Halbwertsbreite für Kaonen liegt in der Mitte der Impulsakzeptanz bei ca. 40 cm.

Unter Verwendung dieser Werte kann man den systematischen und statistischen Fehler, der bei der Impulsrekonstruktion gemacht wird, mittels Gleichung 102 abschätzen. Daraus ergibt sich eine systematische Abweichung von $\Delta p = -39,2 \text{ MeV}/c$

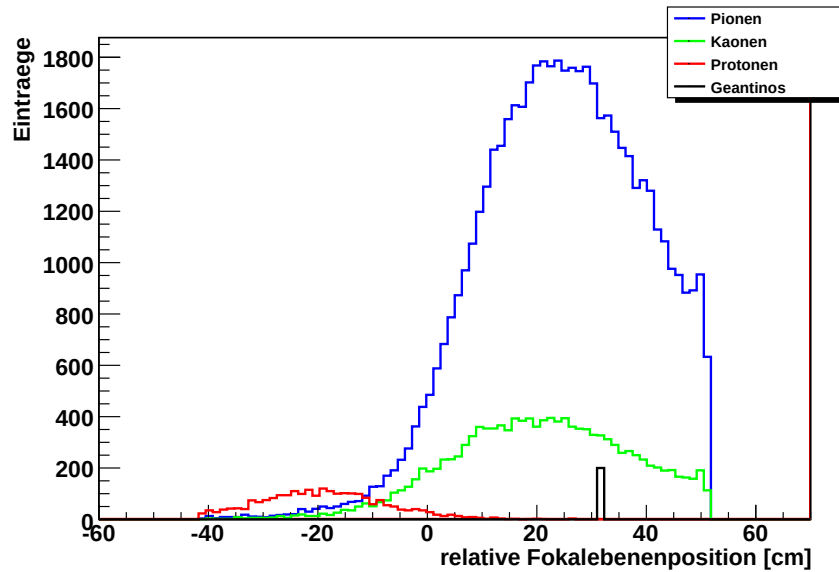


Abbildung 54: Einfluss der Streuung am Bleiabsorber auf die Fokalebenenkoordinate. Für alle wechselwirkenden Teilchen ist eine breite Streuung der Verteilung mit einer Verschiebung des Zentrums hin zu niedrigeren Werten im Vergleich zu Geantinos (schwarz) zu beobachten, die sich am stärksten bei Protonen auswirkt. Für die Simulation wurden jeweils 100000 Teilchen mit einem Impuls von 1024 MeV/c verwendet.

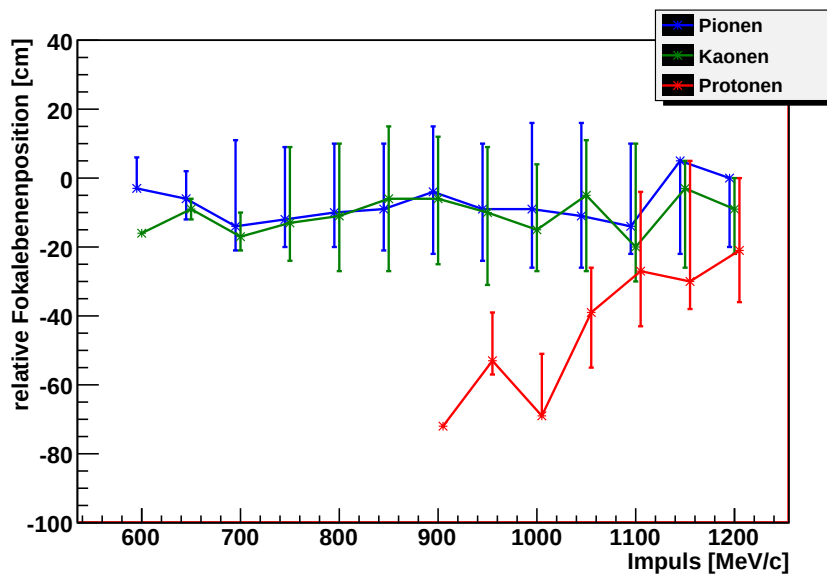


Abbildung 55: Impulsabhängigkeit der Streuung unterschiedlicher Teilchen in der Bleiwand. Dargestellt ist das simulierte Maximum und die Halbwertsbreite der Abweichung der Fokalebenenkoordinate x_f vom Referenzwert für den jeweiligen Impuls. Für die Darstellung wurden die Impulse von Protonen und Pionen um ± 10 MeV/c versetzt.

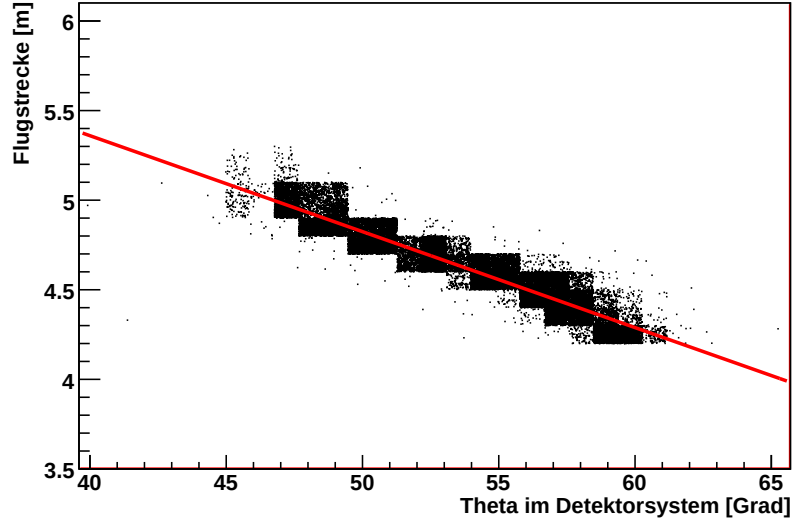


Abbildung 56: Abhängigkeit der Flugstrecke vom Target bis zur Flugzeitwand G vom gemessenen Winkel der Teilchen im Detektorkoordinatensystem. Für die Darstellung wurden Protonen mit dem Zentralimpuls des Spektrometers und Winkel zwischen -8° und $+8^\circ$ verwendet, wobei kein Bleiabsorber simuliert wurde.

und die Halbwertsbreite der Streuung des rekonstruierten Impulses für Kaonen zu $\text{FWHM}(p) = 156,8 \text{ MeV}/c$. Dies reduziert die relative Impulsauflösung des Spektrometers in dieser Konfiguration zu $\text{FWHM}(p)/p = 17\%$. Der systematische Fehler wird bereits durch die Verwendung der für Kaonen erzeugten Matrix korrigiert, während die statistische Streuung durch die Bleiwand nicht korrigiert werden kann und somit bei der Festlegung der Schnittbreiten in der Analyse berücksichtigt werden muss.

EINFLUSS DER STREUUNG AUF DIE WEGLÄNGENRÜCKRECHNUNG Bei der Bestimmung des Fehlers bei der Rückrechnung der Flugstrecke, der von der Bleiwand verursacht wird, kann man ähnlich verfahren, wie bei der Bestimmung des Fehlers in der Impulsrückrechnung. Für Teilchen, die mit dem Zentralimpuls des Spektrometers und unter verschiedenen Winkeln in das Spektrometer fliegen, erhält man eine Abhängigkeit der Flugstrecke l_G bis zur Flugzeitwand G vom Winkel im Detektorkoordinatensystem Θ von:

$$\frac{dl_G}{d\Theta} = 5,35 \text{ cm}/1^\circ \quad (103)$$

Diese Abhängigkeit ist in Abb. 56 dargestellt.

Die Bestimmung des Winkels anhand der Segmentierung der Flugzeitwände liefert eine Winkelauflösung von $1,7\%$ [55]. Dadurch lässt sich die Flugstrecke mit einer Genauigkeit von $9,1 \text{ cm}$ bestimmen. Durch Streuung der Teilchen am Bleiabsorber kann diese Präzision jedoch nicht erreicht werden.

Analog zum vorherigen Abschnitt kann die Variation des Winkels für verschiedene Teilchen aufgrund von Streuungen am Bleiabsorber in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls bestimmt werden. Diese ist in Abb. 57 zu sehen. Da durch die Streuung ca. 1 m vor der Fokalebene Winkel und Fokalebene position stark miteinander korreliert sind, sind dabei qualitativ ähnliche Abweichungen wie in Abb. 55 zu beobachten.

Für Kaonen ergibt sich im Mittel eine Abweichung, die bei ca. -5° liegt, und eine Halbwertsbreite von bis zu 15° . Unter Verwendung von Gleichung 103 und mit der

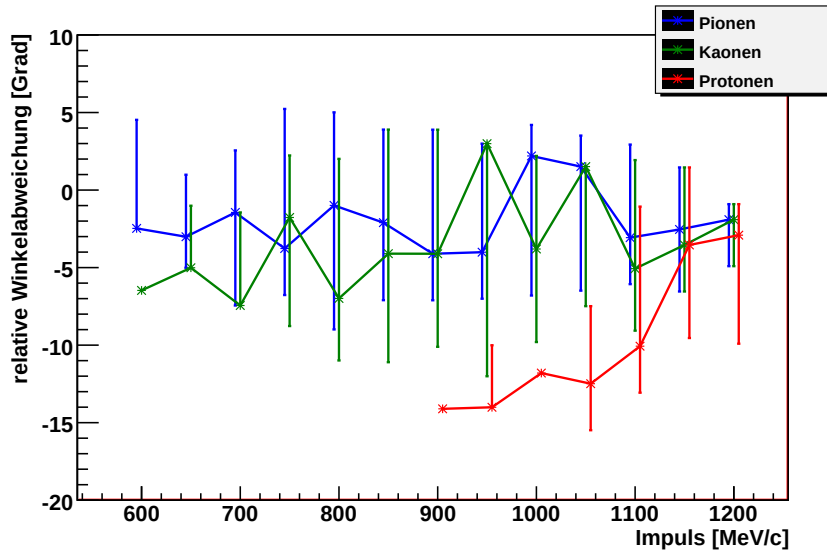


Abbildung 57: Impulsabhängigkeit des Winkels im Detektorenkoordinatensystem durch Streuungen am Bleiabsorber. Dargestellt ist das simulierte Maximum und die Halbwertsbreite der Abweichung des Winkels Θ vom Referenzwert für den jeweiligen Impuls. Für die Darstellung wurden die Impulse von Protonen und Pionen um ± 10 MeV/c versetzt.

Näherung, dass Kaonen im Mittel mit einer Geschwindigkeit von $0,9c$ fliegen, erhält man daraus eine systematische Abweichung der berechneten Flugzeit zwischen Target und Spektrometer von ca. $0,89$ ns. Für die Halbwertsbreite, die einen Beitrag zur Koinkidenzzeitauflösung zwischen KAOS und den Pionspektrometern liefert, erhält man einen Wert von $2,68$ ns. Die systematische Abweichung wird durch Verwendung der für Kaonen erzeugten Rückrechnungsmatrix korrigiert.

EINFLUSS DES ENERGIEVERLUSTS AUF DIE GESCHWINDIGKEIT Der dritte Einfluss, den der Bleiabsorber auf die Teilchenidentifizierung hat, ist die Abbremsung der Teilchen und somit eine Variation der zwischen den Flugzeitwänden gemessenen Flugzeit. Abb. 58 zeigt die Abweichung der simulierten, auf 1 m Flugstrecke normierten, Flugzeit für Kaonen von der aus dem Impuls berechneten, ohne und mit Bleiabsorber. Während ohne Bleiabsorber eine gute Übereinstimmung zwischen berechneter und simulierter Flugzeit zu beobachten ist, kann man bei der Darstellung, welche unter Verwendung des Bleiabsorbers erstellt wurde, eine Abweichung von ca. $0,3$ ns bis $0,9$ ns erkennen. Durch die Anpassung eines Polynoms zweiten Grades kann die Abweichung charakterisiert werden:

$$\delta\Delta t_{1m} = 4,67 - 7,43 \cdot 10^{-3} \cdot p + 3,07 \cdot 10^{-6} \cdot p^2 \quad (104)$$

Dabei ist p der Impuls in MeV/c, das Ergebnis trägt die Einheit Nanosekunden. Mittels dieses Polynoms kann die gemessene Flugzeit bei der Datenanalyse korrigiert werden.

5.3 AUFBAU DES KAOS-SPEKTROMETERS ZUR KAONENMARKIERUNG

Im Zentrum der Modifizierung von KAOS stand die Unterdrückung von positronischem Untergrund durch das Abstoppen dieser Teilchen vor den Detektoren. Daneben

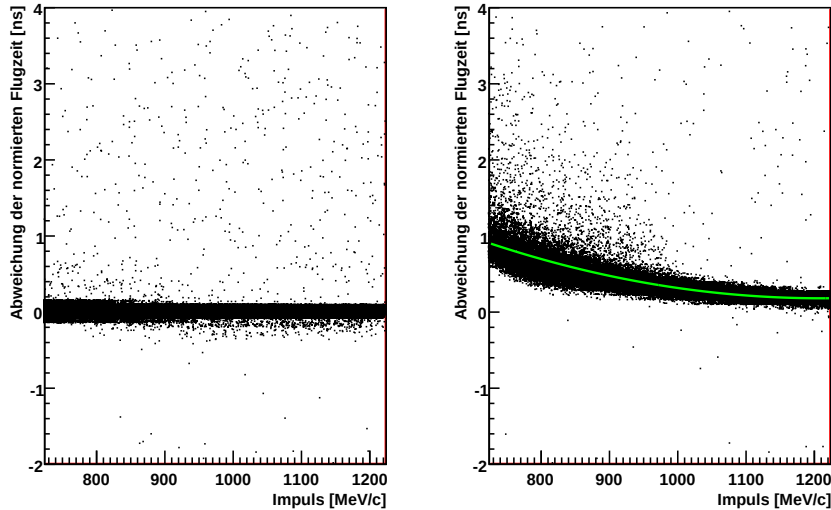


Abbildung 58: Abweichung der simulierten von der aus dem Impuls berechneten, auf 1 m normierten Flugzeit für Kaonen innerhalb der Detektoren von KAOS. Links dargestellt ist die Abweichung ohne Bleiabsorber, rechts mit Absorber. Besonders im Bereich niedriger Impulse ist ein deutlicher Einfluss zu erkennen, der mittels der Anpassung eines Polynoms zweiten Grades korrigiert werden kann (grün).

wurde noch eine Reihe von weiteren Modifikationen vorgenommen, deren Ziel es war, die Identifikation von Kaonen zu ermöglichen.

POSITRONENABSTOPPUNG Es wurde eine Wand aus Blei in das Spektrometer eingebaut. Zur Halterung des Bleis wurde ein Rahmen aus einem 120 mm breitem U-Profil aus Stahl angefertigt. In einer Aussparung der Maße $1500 \times 600 \text{ mm}^2$ wurde eine Schicht aus 100 mm dicken Bleiplatten positioniert. Davor wurde auf der Seite hoher Impulse ein Bleiplatte von 40 mm Dicke und $500 \times 600 \text{ mm}^2$ Fläche angebracht, in der Mitte ein Bleiplatte von 20 mm Dicke und auf der verbleibenden Seite als Platzhalter, der für die Befestigung der darunterliegenden Bleiplatten benötigt wurde, eine 20 mm dicke Holzplatte. Somit entstand eine Bleiwand mit drei unterschiedlichen Dicken ohne nennenswerte Lücken. Die Wand im Rahmen vor dem Einbau ins Spektrometer ist in Abb. 59 zu sehen.

AUSBAU DER MWPCS Der limitierende Faktor bei der möglichen Datennahmerate des KAOS-Spektrometers sind die langen Integrationszeitfenster der MWPCS. Da keine hochauflösende Spektroskopie der Kaonen durchgeführt wird, wird auch keine hohe Ortsauflösung benötigt. Für die meisten Messgrößen, wie Flugzeit und Energieverlust, besteht für alle Teilchen außer Protonen nur eine schwache Abhängigkeit zwischen der Fokalebene und dem Impuls (siehe Abb. 35 und Abb. 36). Allein durch die Segmentierung der Flugzeitwände, die bei einem mittleren Winkel der Teilchen von 60° eine Ortsbestimmung mit $\delta x_f \leq 40 \text{ mm}$ ermöglicht [55], lässt sich ohne Bleiabsorber bereits eine Impulsauflösung von 1,7 % erzielen. Die Unsicherheit bei der Impulsauflösung, die durch den Bleiabsorber verursacht wird, liegt bei 17 %. Deshalb reichen die Flugzeitwände zur Ortsbestimmung aus. Aus diesen Gründen konnte auf die MWPCS bei dem 2012 durchgeführten Experiment verzichtet werden. Durch den Ausbau stand für andere Detektoren deutlich mehr Platz zur Verfügung.



Abbildung 59: Photo der zum Abstoppen von Positronen verwendete Bleiwand vor dem Einbau in das KAOS-Spektrometer. Zusätzlich zu einer Platte der Abmessungen $1500 \times 600 \times 100 \text{ mm}^3$ können die drei einzelnen Segmente jeweils durch den Einbau weiterer Bleiplatten in der Dicke verändert werden.

VERGRÖßERUNG DER FLUGSTRECKE Die Flugstrecke zwischen den Szintillatorwänden betrug bei der 2011 durchgeführten Strahlzeit auf der Referenzbahn 1,22 m. Bei der Rekonstruktion der Masse eines Kaons bei einem Impuls von $924 \text{ MeV}/c$ durch die Messung von Impuls und Flugzeit über diese Strecke, wirkt sich ein Fehler in der Zeitmessung von $\Delta t = 218 \text{ ps}$ genauso stark aus wie ein Fehler der Impulsbestimmung von $-153 \text{ MeV}/c$ oder $+280 \text{ MeV}/c$. Dabei entspricht Δt der maximal erreichbaren Zeitauflösung der Flugzeitwände des KAOS-Spektrometers [36]. Um den Einfluss der Zeitauflösung auf die Teilchenidentifikation zu minimieren, sollte die Flugstrecke zwischen den Detektoren so groß wie möglich gewählt werden. Dies wurde dadurch erreicht, dass die vordere Flugzeitwand so nahe wie möglich an der Bleiwand platziert wurde. Dadurch wurde die Flugstrecke auf der Zentralbahn um 38 % auf 1,68 m vergrößert.

AUFTEILEN DER VORDEREN FLUGZEITWAND Durch die Verschiebung von Flugzeitwand G näher zum Austrittsfenster der Vakuumkammer hin, wird diese nicht mehr vollständig ausgeleuchtet. Nur noch die Hälfte nahe am Magneten kann von Teilchen getroffen werden, die in der Impulsakzeptanz des Spektrometers liegen. Aus diesem Grund wurde diese Flugzeitwand zerlegt und in einem neuen Rahmen so zusammengesetzt, dass sie aus zwei hintereinanderliegenden Wänden mit jeweils 15 Detektoren besteht. Die Vorteile dieser Bauform sind, dass so für jedes Teilchen jeweils drei unabhängige Messungen stattfinden. Somit lassen sich bei der Spurrekonstruktion zufällige Koinzidenzen zwischen den Wänden besser unterdrücken, und die Teilchenidentifikation wird durch eine weitere Messung des Energieverlusts verbessert. Die neu aufgebaute Flugzeitwand zwischen Wand G und Wand H wurde Wand I genannt.

EINBAU EINES ZWEITEN ČERENKOVDETEKTORS Der zusätzliche Platz, der zwischen den vorderen Flugzeitwänden und dem Čerenkovdetektor zur Verfügung stand, wurde genutzt, um dort einen weiteren Čerenkovdetektor zu platzieren. Dieser wur-

de nach einem ähnlichen Bauprinzip wie der existierende aufgebaut und speziell an die Anforderungen des Experimentes angepasst. Dadurch, dass jede Spur von zwei unabhängigen Čerenkovdetektoren erfasst wurde, sollten die Auswirkungen von Doppeltreffern reduziert werden.

Durch diese Modifikationen sollte es ermöglicht werden, bei einer höheren Strahlintensität eine Messung mit deutlich reduziertem Untergrund vorzunehmen. Damit einhergehend sollte die integrierte Luminosität gesteigert werden, und in Verbindung mit einer verbesserten Kaonenidentifikation der Nachweis von Hyperkernen ermöglicht werden, wie in Kapitel 6 beschrieben.

ANPASSUNG DER TRIGGERLOGIK Um eine Triggerung mit einer Dreifachkoinzidenz aus allen Flugzeitwänden zu erreichen, musste die Triggerprogrammierung angepasst werden. Da es in der Bleiwand zu Streuungen der Teilchen kommt, deren Auswirkung je nach Teilchensorte variiert, ist es nicht sinnvoll, auf Triggerebene zu versuchen, Teilchen zu selektieren, deren Flugbahn zum Target zurückverfolgt werden kann. Daher wurde als einzige Triggerbedingung verlangt, dass sich eine gerade Spur durch die drei Szintillatorwände rekonstruieren lässt. Dazu wurden, wie in Abb. 61 dargestellt, mögliche Kombinationen der Segmente der drei Wänden berechnet.

Diese Logik wurde mittels einer Koinzidenzmatrix implementiert, diese beinhaltet mögliche Kombinationen von Treffern der Wände G und I. Daraus werden Signale erzeugt, die bereits die erlaubten Kombinationen zwischen Treffern der vorderen beiden Wände mit Treffern der Wand H enthalten. In einem zweiten Schritt werden diese mit den Signalen der Wand H auf Koinzidenzen überprüft.

Ein Blockschaltbild der Logik ist in Abb. 62, zusammen mit den eingestellten Pulslängen und Verzögerungszeiten, dargestellt. Diese wurden so gewählt, dass alle zeitlichen Schwankungen der Signale durch die Länge der Signalepulse abgefangen werden, und dennoch die Rate der zufälligen Koinzidenzen so gering wie möglich gehalten ist.

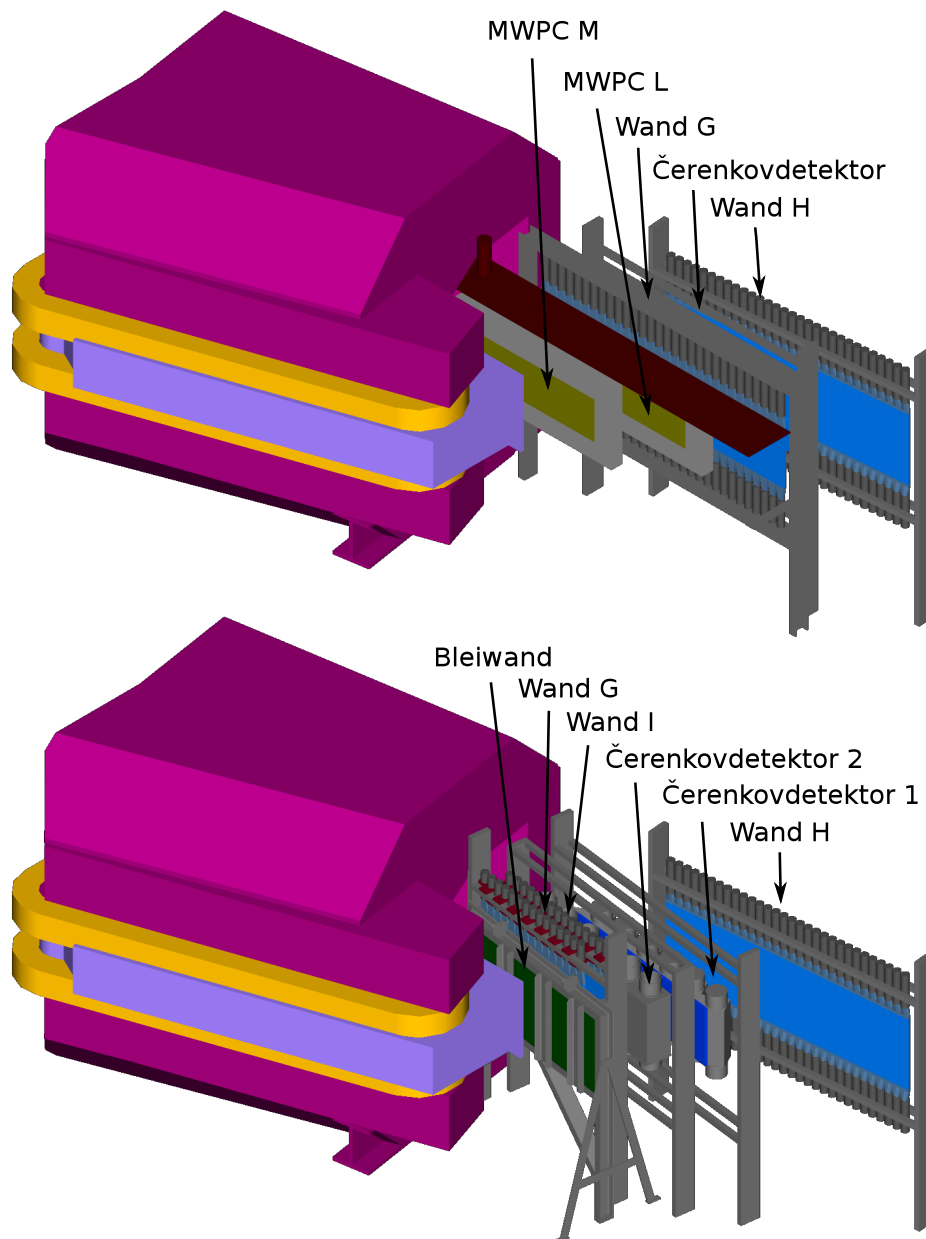


Abbildung 60: Schematische Darstellung des Aufbaus von KAOS als hochauflösendes Spektrometer (oben) und als Kaonenmarkierer (unten). Der Aufbau der Detektoren im oberen Bild, bestehend aus Vieldrahtkammern, zwei Szintillatorwänden und einem Čerenkovdetektor, wurde für die 2011 durchgeführte Strahlzeit verwendet. Für die Strahlzeit, die 2012 stattfand, wurden die Drahtkammern entfernt, eine Flugzeitwand modifiziert, ein zweiter Čerenkovdetektor eingebaut und der Bleiabsorber vor den Detektoren montiert.

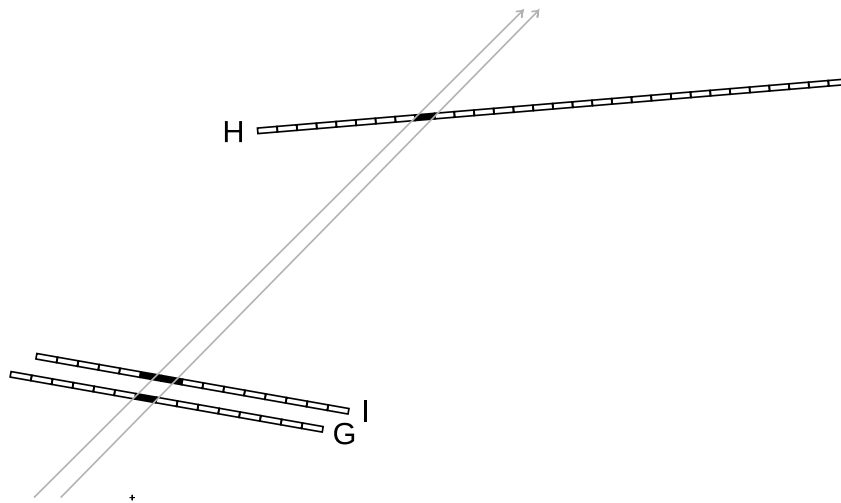


Abbildung 61: Erzeugung der Koinzidenzmatrix für den Trigger. Für ein gegebenes Segment in Wand H und eines in Wand G werden die beiden am weitesten außen liegenden Spuren bestimmt, die beide Segmente treffen. Anhand dieser Spuren wird bestimmt, welche Segmente in I getroffen werden können, so dass durch alle drei Wände eine gerade Spur konstruiert werden kann. In dem dargestellten Fall ergibt sich folgende Logik: $(G = 6) \wedge ((I = 5) \vee (I = 6)) \wedge (H = 8)$. Dieses Verfahren wird für alle Kombinationen von Segmenten von Wand G und Wand H wiederholt.

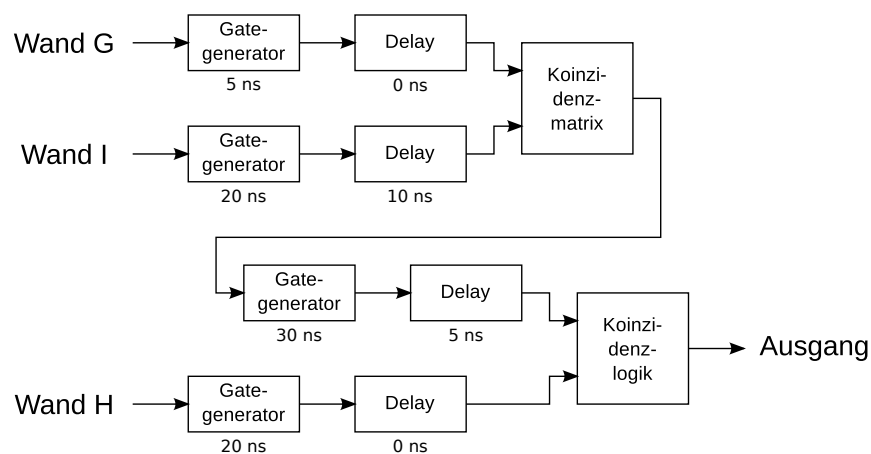


Abbildung 62: Verwendete Logik für die Triggerung mit drei Flugzeitwänden. Die Koinzidenzen zwischen Wand G und Wand I werden zuerst verarbeitet und anschließend mit den Signalen von Wand H verknüpft. Die verwendeten Pulslängen und Verzögerungen sind bei den jeweiligen Komponenten angegeben.

DAS EXPERIMENT MIT KAONENMARKIERUNG

Nach der Modifizierung des KAOS-Spektrometers zum Kaonenmarkierer wurde eine weitere Strahlzeit durchgeführt. Die verbesserte Untergrundunterdrückung erlaubte eine Steigerung der Luminosität. Es kam das gleiche Target wie zuvor (22 mg/cm^2 Beryllium um 54° gedreht) zum Einsatz, der verwendete Strahlstrom wurde auf $20 \mu\text{A}$ gesteigert.

Bei dem vorangegangenen Experiment betrug die Rohtriggerrate des KAOS-Spektrometers 880 kHz bei einem Strahlstrom von $2 \mu\text{A}$. Dabei wurde eine Koinzidenz zwischen beiden Flugzeitwänden und dem Vertikalwinkelmarkierer verlangt. Durch die Positronenabstoppfung und die Dreifachkoinzidenz der Flugzeitwände lag die Trigger rate bei einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ bei diesem Experiment bei nur 30 kHz . Somit konnte die spezifische Triggerrate pro Strahlstrom um einen Faktor 293 gesenkt werden.

Insgesamt wurden über einen Zeitraum von 14 Tagen 560 Datensätze aufgezeichnet, die in die Analyse aufgenommen wurden. Die totzeitkorrigierte integrierte Luminosität des Experiments beträgt 235 fb^{-1} . Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass während der 2011 durchgeführten Strahlzeit meistens nur ein Pionspektrometer zum Einsatz kam, konnte die effektive Luminosität im Vergleich zu diesem Experiment um einen Faktor 13 gesteigert werden (siehe Tabelle 9 in Anhang C).

6.1 KAONIDENTIFIZIERUNG

Auch in diesem Experiment war das Ziel der Analyse zunächst, die Teilchen in KAOS zu identifizieren, um anschließend über die Koinzidenzzeit mit den Pion-Spektrometern die richtige Reaktion ermitteln zu können.

6.1.1 Spurfindung

Durch die Umbaumaßnahmen an den Detektoren des Spektrometers stehen für die Spurfindung bei diesem Experiment eine andere Auswahl an Messwerten zur Verfügung. Dementsprechend wurde der verwendete Algorithmus angepasst. Dieser verwendet ausschließlich die Informationen der drei Flugwände.

Die Definition der Cluster innerhalb der Wände funktioniert wie bei der Analyse der vorangegangenen Strahlzeit (siehe Abschnitt 4.3.1.1), unterschiedlich ist jedoch das Auffinden der Spuren. Dazu werden alle Kombinationen von je einem Cluster auf jeder Wand untersucht. Als gültig werden diese dann definiert, wenn sich eine gerade Spur durch die drei Cluster legen lässt, was dem Verfahren zur Anpassung der Triggerbedingung gleich kommt (siehe Abschnitt 5.3).

Welche Spuren ausgegeben werden, ist abhängig von der gewählten Analysemethode. Genau wie zuvor kann entweder diejenige Spur gewählt werden, deren Messwerte einer vorgegebenen Teilchensorte am nächsten kommen, oder es werden alle Spuren ausgegeben. Die Notwendigkeit einer Vielspuranalyse ist jedoch bei diesem Experiment nicht gegeben, da durch die Unterdrückung des Untergrundes eine deutlich reduzierte Spurenmultiplizität vorliegt.

6.1.2 Detektor Kalibration

Um eine Identifikation von verschiedenen Teilchensorten zu ermöglichen, muss gewährleistet sein, dass die dazu verwendeten Messgrößen möglichst präzise bestimmt werden können und keinen zeitlichen Schwankungen unterliegen. Zusätzlich sollten die verschiedenen Segmente der Detektoren untereinander angepasst sein, sodass die Schnitte nicht für jedes Segment einzeln angepasst werden müssen.

Da für die Flugzeitwände eine große Zahl Parameter angepasst werden musste, wurde eine automatisierte Routine dafür entwickelt. Bei den anzupassenden Parametern handelt es sich um je einen Verstärkungsfaktor und einen Zeitversatz für jeden PMT, für die drei Wände ergeben sich so für jeden Zeitabschnitt 240 Parameter.

Ein geeignetes Maß für die Abweichung der Verstärkungen und Zeitversätze ist die Abweichung der jeweiligen Messwerte für Pionen von den Erwartungswerten. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass es nicht das Ziel der Kalibration ist, die exakten Werte für Flugzeit und Energieverlust zu ermitteln, sondern lediglich, die Trennschärfe zwischen Pionen und Kaonen zu erhöhen. Daher ist es vertretbar, dass der erwartete Energieverlust von Pionen impulsunabhängig auf 2 MeV/cm festgesetzt wurde.

Die auf 1 m Flugstrecke normierte Flugzeit für Pionen von 3,3 ns entspricht einer Geschwindigkeit von $v \approx c$. Die Geschwindigkeit von Pionen mit dem Zentralimpuls des Spektrometers von 924 MeV/c liegt bei 0,989 c.

Die Variation der Flugzeit durch unterschiedliche Impulse kann vernachlässigt werden. Diese liegt bei einer symmetrischen Impulsakzeptanz des KAOS-Spektrometers von $\pm 25\%$ zwischen 3,36 ns und 3,41 ns, also beträgt die Variation etwa 50 ps.

6.1.2.1 Ablauf der Kalibrationsroutine

Für die Kalibrationsroutine wurden die Datensätze in elf Blöcke aufgeteilt, die jeweils einen zusammenhängenden Zeitabschnitt ausmachen. Die Blöcke sind so gewählt, dass sowohl die Abweichungen der ADC-Werte aller Datensätze als auch die der Flugzeiten innerhalb eines Blocks ähnliche Größen haben. Für jeden dieser Zeitabschnitte wird jeweils ein ADC-Verstärkungswert und ein TDC-Zeitversatz pro PMT kalibriert.

Der Ablauf der Routine ist folgender: Zuerst werden alle Datensätze mit den vorhandenen Parametern analysiert. Dabei werden für jedes Segment Histogramme der Abweichung der Flugzeit von der Sollflugzeit Δt und des relativen Energieverlusts dE/dx erzeugt. Wird ein Segment in Wand G oder I betrachtet, dann wird Wand H als Referenz für die Flugzeit verwendet, anderenfalls Wand G. Somit wird der Zeitversatz eines Segments immer gegen mehrere Segmente auf einer anderen Wand korrigiert, wodurch sich durch mehrere Iterationen die Gesamtschwankung verringern lässt. Für die Kalibration werden nur solche Spuren verwendet, die von Pionen stammen, und in einem schmalen Koinzidenzband von Segmentkombinationen liegen, um somit den Einfluss zufälliger Koinzidenzen und anderen Untergrund minimal zu halten. Dabei muss darauf geachtet werden, dass die Auswahlkriterien für die Spuren nicht zu re-

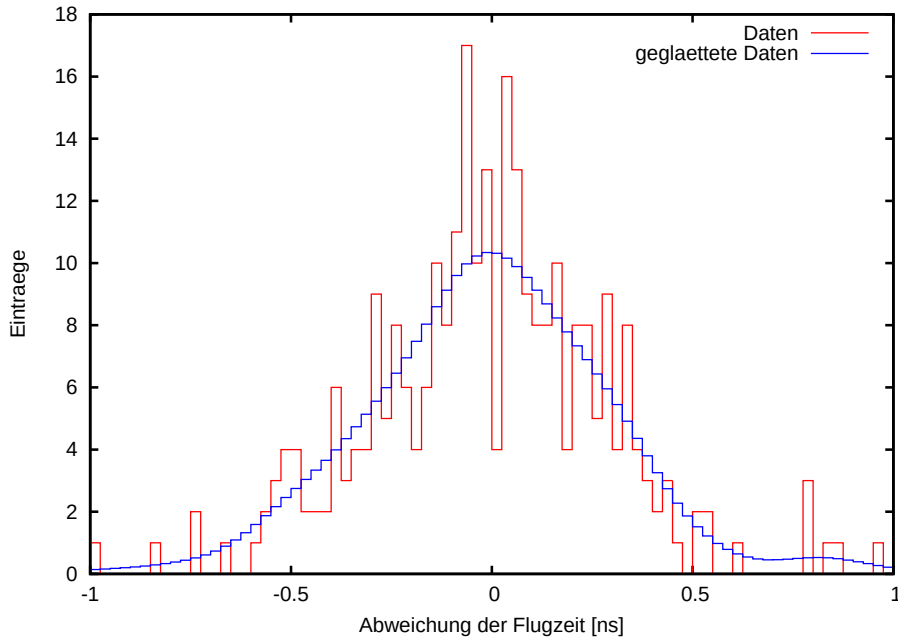


Abbildung 63: Piksuche im Flugzeitspektrum für die Zeitversatzkalibration. Die Daten (rot) werden zunächst geglättet (blau), anschließend anhand der Klasse mit den meisten Einträgen das Zentrum des Piks definiert.

striktiv gehalten werden, damit die Anzahl der Ereignisse in einem Zeitabschnitt ausreichend ist für eine sinnvolle Analyse der Histogramme.

Im nächsten Schritt werden die Histogramme aller Datensätze in einem Zeitabschnitt aufsummiert. Daraufhin wird versucht, in den Histogrammen eine Pikstruktur zu finden. Da es sich dabei jedoch um eine limitierte Anzahl von Einträgen mit nicht vernachlässigbarem Untergrund handelt, kommen nicht alle Möglichkeiten der Piksuche in Betracht. Die Anpassung einer Gauß-Kurve an die Daten scheitert dabei häufig und führt dadurch zu falschen Kalibrationswerten. Die Berechnung eines Mittelwerts oder Medians wird zu stark vom Untergrund beeinflusst. Aus diesem Grund wird das Histogramm zunächst geglättet und danach das Maximum anhand der Klasse i mit den meisten Einträgen x_i bestimmt. Für das Glätten der Daten wird ein Gauß-Filter der Form:

$$x_n^{neu} := \sum_{m=0}^N x_m \cdot \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{m-n}{\sigma}\right)^2} \quad (105)$$

verwendet, der jeder Klasse den mit einer um diese Klasse zentrierten Gaußkurve gewichteten Mittelwert aller Klassen zuweist. Als Standardabweichung wurde ein Wert von $\sigma = 4$ festgesetzt, bei dem statistische Schwankungen im nötigen Maß ausgeglichen werden. Die Auswirkung dieses Filters ist in Abb. 63 dargestellt.

Zur Bestimmung des Maximums wurde die Klasse mit den meisten Einträgen gesucht und nach Asymmetrie der Einträge der Nachbarklassen x_{i-1} und x_{i+1} im Bereich von i verschoben:

$$i_{max} = i + \frac{1}{2} \begin{cases} \frac{x_{i+1} - x_{i-1}}{x_i - x_{i-1}}, & \text{falls } x_{i+1} > x_{i-1} \\ \frac{x_{i+1} - x_{i-1}}{x_i - x_{i+1}}, & \text{sonst} \end{cases} \quad (106)$$

Der letzte Schritt der Kalibration besteht darin, mittels der gefundenen Abweichungen die Kalibrationsparameter anzupassen. Als Korrekturfaktor für die Verstärkung

ΔG wird das Verhältnis von Sollenergieverlust zu gemessenem Energieverlust verwendet. Die Korrektur des Verstärkungsfaktors erfolgt dann mittels der Formel:

$$G_{\text{neu}} = G_{\text{alt}} \cdot \Delta G. \quad (107)$$

Der Korrekturfaktor für die Kalibration der Zeitversätze ist die Abweichung zwischen der gemessenen Flugzeit und der aus der Flugstrecke berechneten. Für die Anpassung des Zeitversatzes wird folgende Formel verwendet:

$$T_{\text{neu}} = T_{\text{alt}} \pm \frac{1}{2} \Delta T, \quad (108)$$

wobei das Vorzeichen für Wand H negativ ist und für die anderen positiv. Der Grund dafür, dass nur die Hälfte der Abweichung ΔT dazu addiert wird, ist, dass die Kalibration gleichzeitig für alle Wände durchgeführt wird und sich somit jeweils auch der Referenzwert für die Zeitmessung ändert.

Nach der Modifikation der Parameter wird der existierende Parametersatz überschrieben und die Kalibrationsroutine erneut ausgeführt. Durch die iterative Anwendung der Kalibration nähern sich die Messwerte den Sollwerten bis zu einem gewissen Grad an.

6.1.2.2 Ergebnisse der Kalibration

Mit Hilfe der automatisierten Kalibration konnten sowohl zeitliche Schwankungen der Größen als auch die zeitliche Drift, insbesondere bei der Verstärkung der Szintillatorsignale, reduziert werden. Abb. 64 zeigt den mittleren spezifischen Energieverlust von Pionen, gemessen mit Flugzeitwand H, aufgetragen über der Nummer des jeweiligen Datensatzes, oben vor der Anwendung der Kalibrationsroutine und unten danach. Die Daten von Wand G und Wand I sind vergleichbar damit, aber aus Gründen der Übersichtlichkeit in Anhang C verschoben. Der jeweilige Wert wurde aus dem Energieverlustspektrum aller Pionen des Datensatzes mit Hilfe derselben Methode, die zur Piksuche bei der Kalibration zum Einsatz kam, ermittelt. Zusätzlich sind die unterschiedlichen Zeitabschnitte, in welche die Daten eingeteilt wurden, dargestellt.

Eine Ausgleichsgerade kann verwendet werden als ein Maß für die systematische Drift dieses Werts. Durch die Kalibration konnte dieser Wert von $-1,54 \cdot 10^{-4}$ MeV/cm pro Datensatz auf $-2,66 \cdot 10^{-5}$ MeV/cm pro Datensatz gesenkt werden. Was der Auslöser für diese Drift ist, ist bislang nicht geklärt. Es können Alterungseffekte an den Szintillatoren und den PMTs auftreten, jedoch liegt die gesamte Drift über den Zeitraum von 18 Tagen, in denen die Daten erhoben wurden, bei 9,2 % bezüglich des Ausgangswerts. In dieser Zeit sollten keine so starken Alterungserscheinungen auftreten, zumal die Szintillatoren nur moderaten Teilchenraten im Kilohertz-Bereich ausgesetzt waren. Eine mögliche Erklärung dafür wäre eine Drift der Versorgungsspannung der Photomultiplier, allerdings ist in der protokollierten Auslese des verwendeten Netzteils keine solche zu erkennen. Diese Möglichkeit kann allerdings nicht vollständig ausgeschlossen werden, wenn man zum Beispiel davon ausgeht, dass die Messung dieser Spannungen einer Drift unterliegt, die dann durch Absenken der PMT-Versorgungsspannungen von dem Netzgerät kompensiert wird. Diese Drift wurde bereits bei vorherigen Strahlzeiten festgestellt [36].

Die Auswirkung der Kalibration der Zeitversätze ist in Abb. 65 zu sehen. Dargestellt ist dabei die auf 1 m Flugstrecke normierte Flugzeit zwischen den Wänden H und G, wieder aufgetragen über die Datensatznummer. Dabei zu erkennen ist in erster Linie

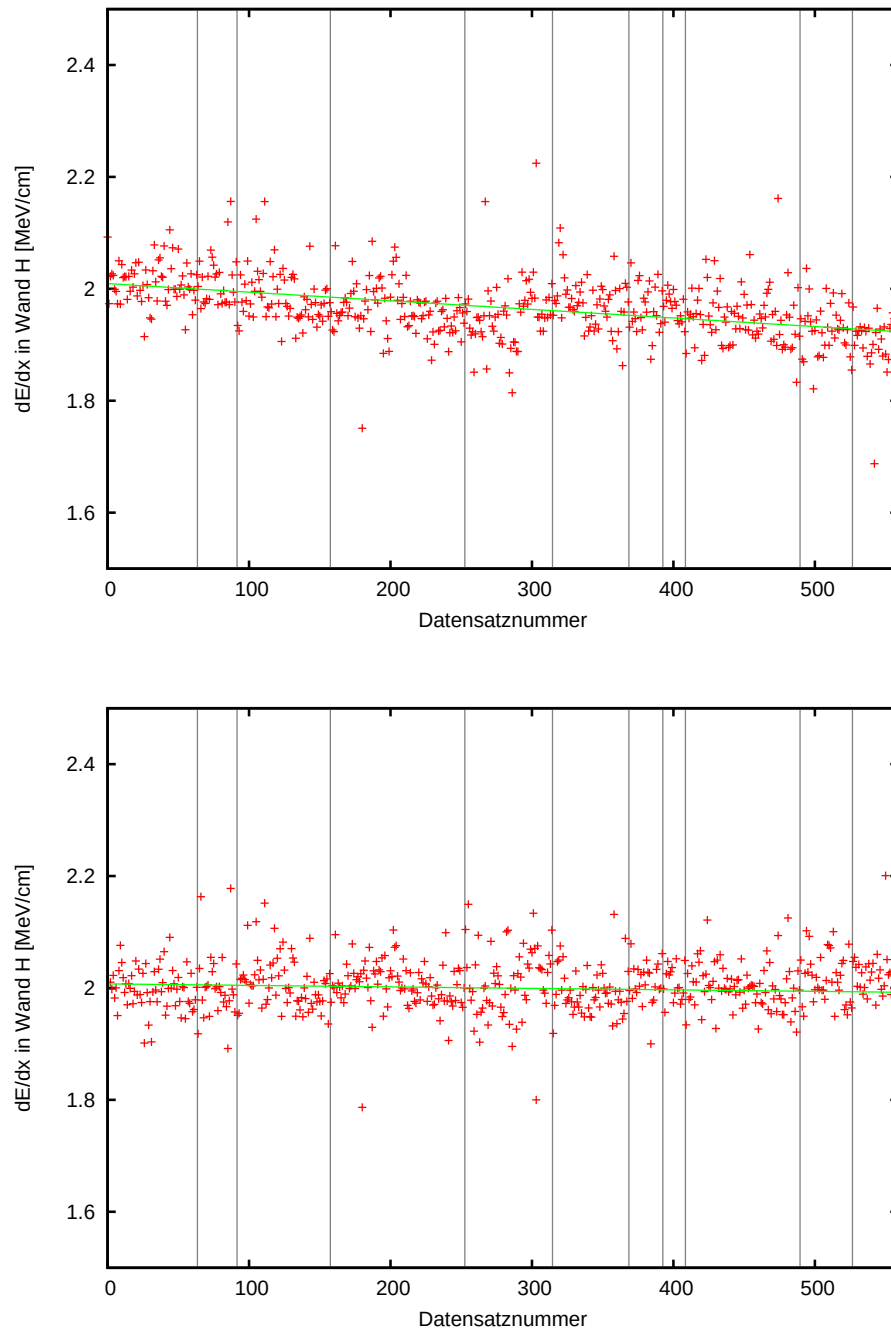


Abbildung 64: Vergleich des relativen Energieverlusts von Pionen in Flugzeitwand H aufgetragen über der Nummer des Datensatzes vor der Kalibration (oben) und nach der Kalibration (unten). In Grün dargestellt ist eine Ausgleichsgerade, deren Steigung durch die Kalibration um einen Faktor von etwa 6 gesenkt werden konnte. Durch graue Linien getrennt sind die verschiedenen Zeitabschnitte, innerhalb derer die Datensätze für die Kalibration zusammengefasst wurden.

eine zeitliche Schwankung des Mittelwerts, die durch die Kalibration in den meisten der Zeitabschnitte deutlich reduziert werden konnte.

Der Zeitabschnitt zwischen den Datensätzen 253 und 314 sticht deutlich heraus. Während diese Daten aufgenommen wurden, war durch einen Neustart eines Teils der Datenerfassungselektronik die Zeitgang-Korrektur der TDCs ausgefallen. Diese sorgt im Regelfall dafür, dass eine signalthöhenbedingte Verschiebung der mittels des TDC gemessenen Zeiten kompensiert wird. Diese Korrektur wurde stattdessen mittels einer Anpassung der Analysesoftware durchgeführt, jedoch wurde nicht die Qualität der in der Elektronik durchgeführten Korrektur erreicht.

Mittels der Kalibration der Zeitversätze konnte die Halbwertsbreite der Schwankung der normierten Flugzeit für Pionen von $\Delta t_{1m} = 309$ ps auf $\Delta t_{1m} = 264$ ps, um 15 %, gesenkt werden. Die mittlere Flugzeit pro Datensatz nach der Kalibration ist in Abb. 65 unten aufgetragen.

6.1.3 Teilchenidentifikation im KAOS-Spektrometer

Es standen zur Teilchenidentifizierung bei diesem Experiment die Daten der drei Flugzeitwände sowie der beiden Čerenkovdetektoren zur Verfügung.

Als Daten der Flugzeitwände wird in jedem Ereignis je ein ADC-Wert also eine integrierte Ladung und ein TDC-Wert also ein Zeitwert für jeden PMT gespeichert. Die Auslese der Čerenkovdetektoren speichert in jedem Ereignis pro PMT einen ADC-Werte ab, TDCs waren während des Experiments nicht installiert.

Durch die Spurfindung anhand der Flugzeitwände werden bereits jeder Spur Treffer auf allen drei Wänden zugeordnet. Die getroffenen Segmente der Čerenkovdetektoren werden durch Interpolation ermittelt.

In der Datenanalyse wird für jedes Segment der Flugzeitwände die deponierte Energie über den geometrischen Mittelwert der ADC-Werte beider PMTs gebildet. Der Trefferzeitpunkt wird aus dem arithmetischen Mittel der beiden TDC-Werte bestimmt, zusätzlich wird aus deren Zeitdifferenz anhand einer typischen Lichtausbreitungsgeschwindigkeit innerhalb der Szintillatoren eine y-Position bestimmt.

Als Cluster werden zwei benachbarte Segmente definiert, wenn die Differenz der Trefferzeitpunkte unter einer vorgegebenen Schwelle liegt, welche im Regelfall bei 1,5 bis 2 ns liegt, und wenn die Anzahl der Segmente im Cluster nicht größer ist als eine vorgegebene Maximalgröße von zwei. Größere Cluster sind geometrisch nicht mit einfachen Teilchenspuren vereinbar. Innerhalb eines Clusters gibt das Segment mit dem höchsten ADC-Wert den Trefferzeitpunkt vor, da die Zeitmessung für Signale mit großer Amplitude verlässlicher ist. Die deponierte Energie des Clusters wird als Summe der Energien aller beteiligten Segmente berechnet.

Wie bei der Analyse des Pilotexperiments wird ein multidimensionaler Schnitt zur Ereignisauswahl verwendet. Dieser hat nun die Form:

$$\chi^2 = F_G^2 + F_H^2 + F_I^2 + F_{\Delta t}^2 + F_{AC1}^2 + F_{AC2}^2 < 1 \quad (109)$$

Dabei sind F_G , F_H und F_I Abweichungen der spezifischen Energieverluste in den drei Flugzeitwänden, $F_{\Delta t}$ ist die Abweichung der Flugzeit vom erwarteten Wert. F_{AC1} und F_{AC2} stehen für die Aerogel-Čerenkovdetektoren. Die einzelnen Summanden sind auf gleiche Weise definiert wie in dem 2011 durchgeführten Experiment (vgl. Gleichung 89 in Abschnitt 4.3.2). Sie entsprechen somit einer gewichteten Abweichung von einem erwarteten Wert. Im Fall der Energieverluste und der Flugzeit ist sowohl der erwartete

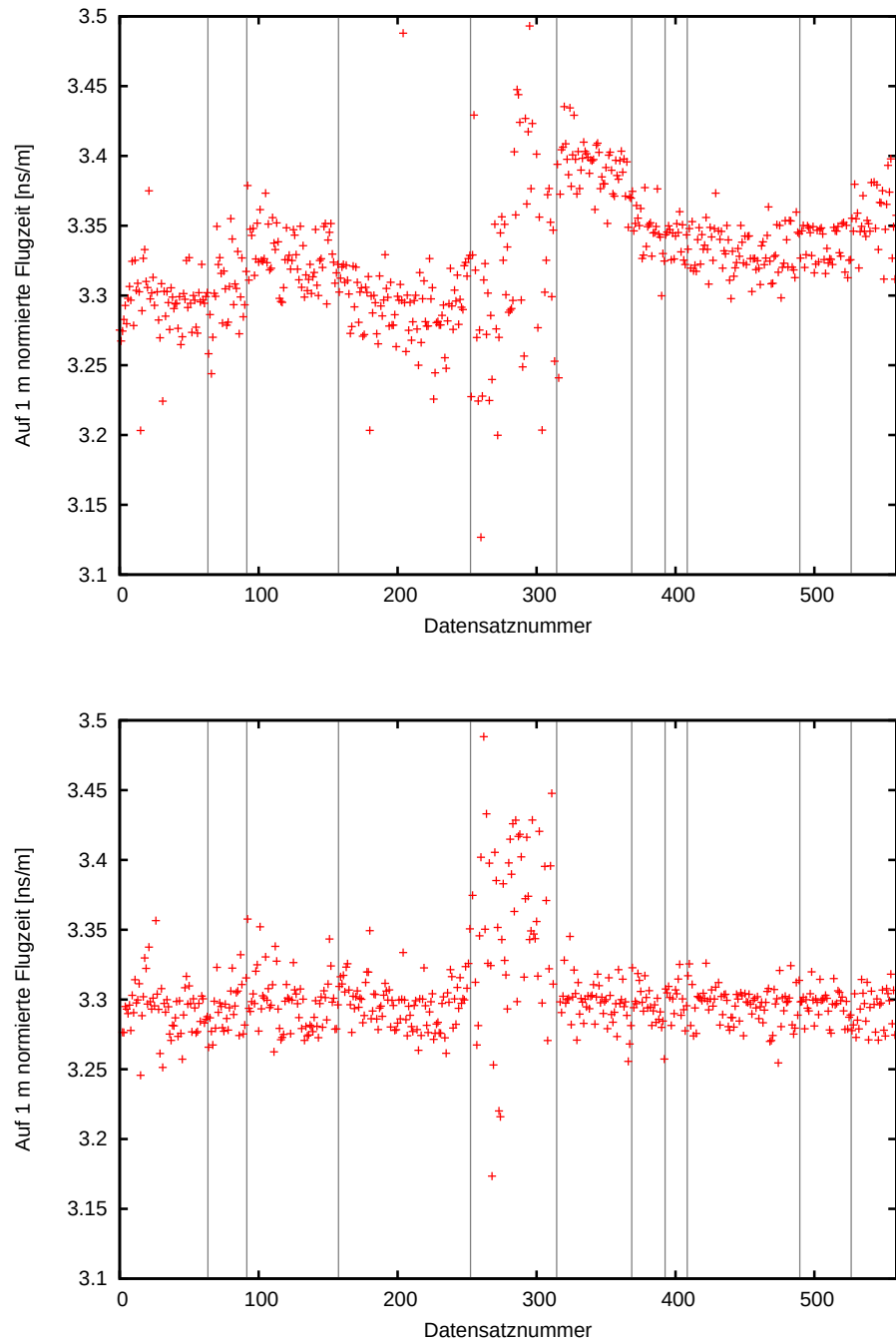


Abbildung 65: Vergleich der auf 1 m Flugstrecke normierten Flugzeit zwischen Wand G und Wand H für Pionen aufgetragen über der Nummer des Datensatzes vor der Kalibration (oben) und nach der Kalibration (unten). Durch graue Linien getrennt sind die verschiedenen Zeitabschnitte, innerhalb derer die Datensätze für die Kalibration zusammengefasst wurden. Zwischen Datensatznummer 253 und 314 ist der Bereich zu erkennen, in dem die Zeitgang-Korrektur ausgefallen war.

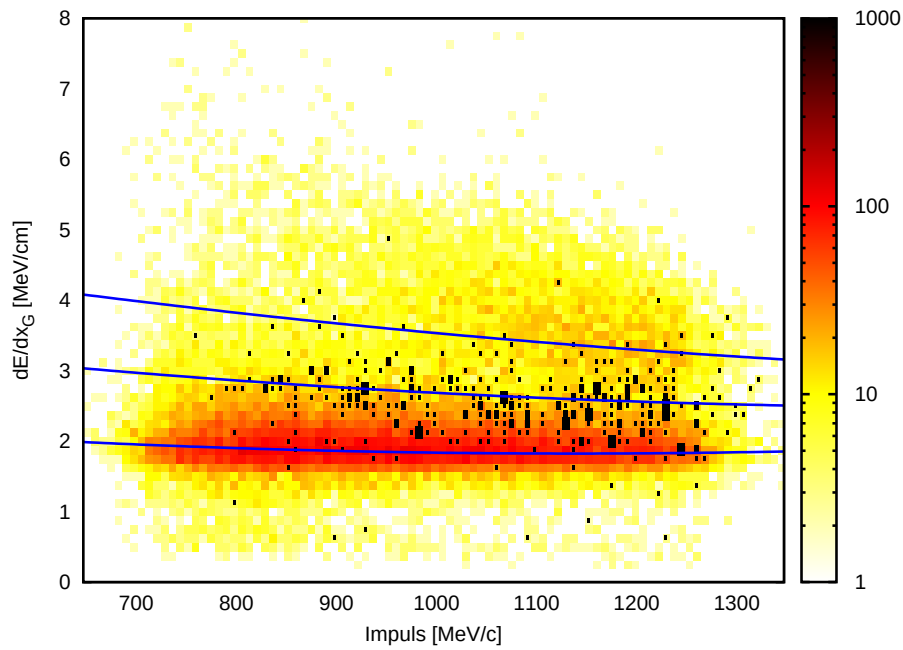


Abbildung 66: Spezifischer Energieverlust in Flugzeitwand G aufgetragen über dem Impuls. Farblich kodiert sind als Pionen und Protonen identifizierte Teilchen dargestellt. Als Kaonen identifizierte Teilchen sind schwarz dargestellt. Die blauen Linien geben den erwarteten Wert für Kaonen und die Schnittbreite an. Pionen liegen im Energieverlust vorwiegend unterhalb des Bandes von Kaonen, Protonen sind bei höheren Energieverlusten und Impulsen im Bereich von 1150 MeV/c zu erkennen.

Wert als auch die Gewichtung abhängig vom Impuls. Bei den Čerenkovdetektoren ist der erwartete Wert 0 und die Abweichung eine Konstante.

Die Verteilungen der Energieverluste und die zugehörigen Schnittbereiche für Kaonen sind in den Abb. 66 bis 68 für die unterschiedlichen Flugzeitwände dargestellt. Eine entsprechende Darstellung für die Flugzeitverteilung ist in Abb. 69 zu sehen. Die Schnittbereiche wurden angepasst, indem für das entsprechende Teilchen alle Schnitte bis auf einen angewendet wurden. Anschließend wurde dieser Schnitt so modifiziert, dass er für die verbleibenden Ereignisse ein möglichst gutes Signal-zu-Untergrundverhältnis im Koinzidenzspektrum lieferte.

Zusätzlich zu dem multidimensionalen Schnitt gehen noch weitere Schnitte auf die Akzeptanzbereiche des Spektrometers ein, um Streuteilchen in den Randbereichen zu unterdrücken und dadurch die Datenqualität zu verbessern, genauso wie ein Schnitt darauf, dass das Teilchen im Pionspektrometer vom Čerenkovdetektor nicht als Elektron identifiziert wurde. Im Gegensatz zum Pilotexperiment war bei dieser Strahlzeit auch der Detektor in Spektrometer C in Betrieb.

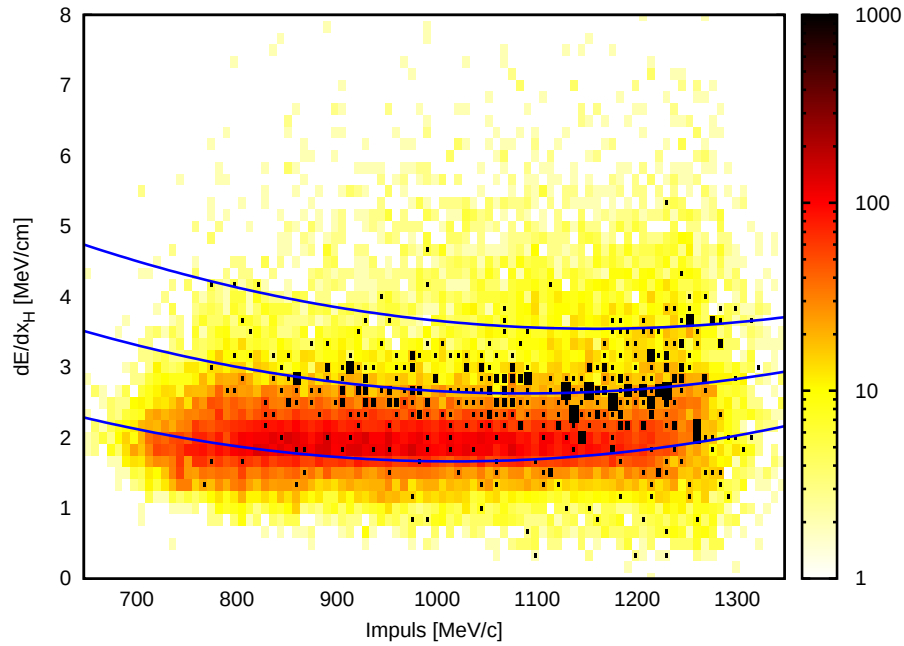


Abbildung 67: Spezifischer Energieverlust in Flugzeitwand H aufgetragen über dem Impuls. Farblich kodiert sind als Pionen und Protonen identifizierte Teilchen dargestellt. Als Kaonen identifizierte Teilchen sind schwarz dargestellt. Die blauen Linien geben den erwarteten Wert für Kaonen und die Schnittbreite an.

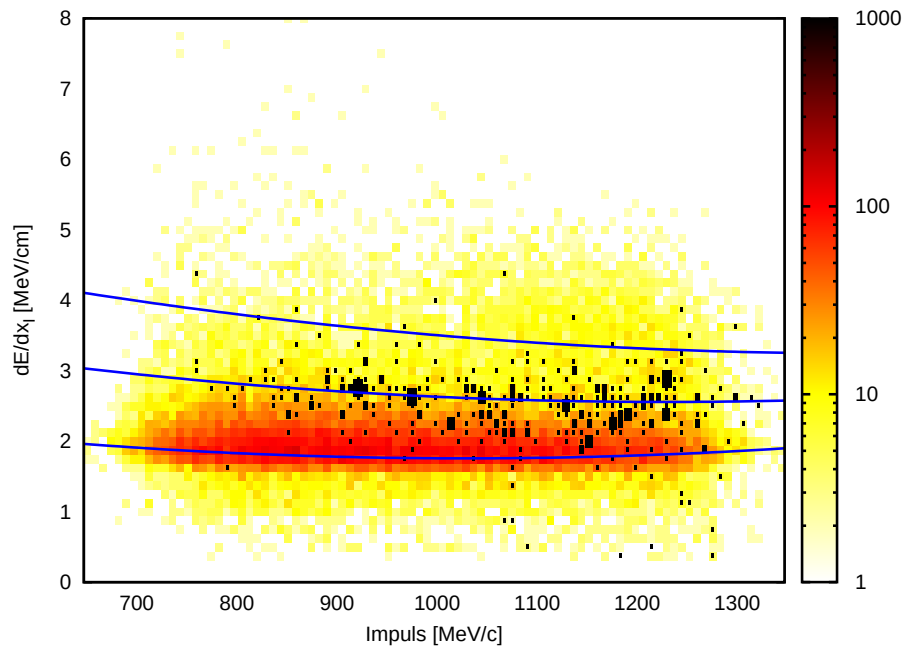


Abbildung 68: Spezifischer Energieverlust in Flugzeitwand I aufgetragen über dem Impuls. Farblich kodiert sind als Pionen und Protonen identifizierte Teilchen dargestellt. Als Kaonen identifizierte Teilchen sind schwarz dargestellt. Die blauen Linien geben den erwarteten Wert für Kaonen und die Schnittbreite an.

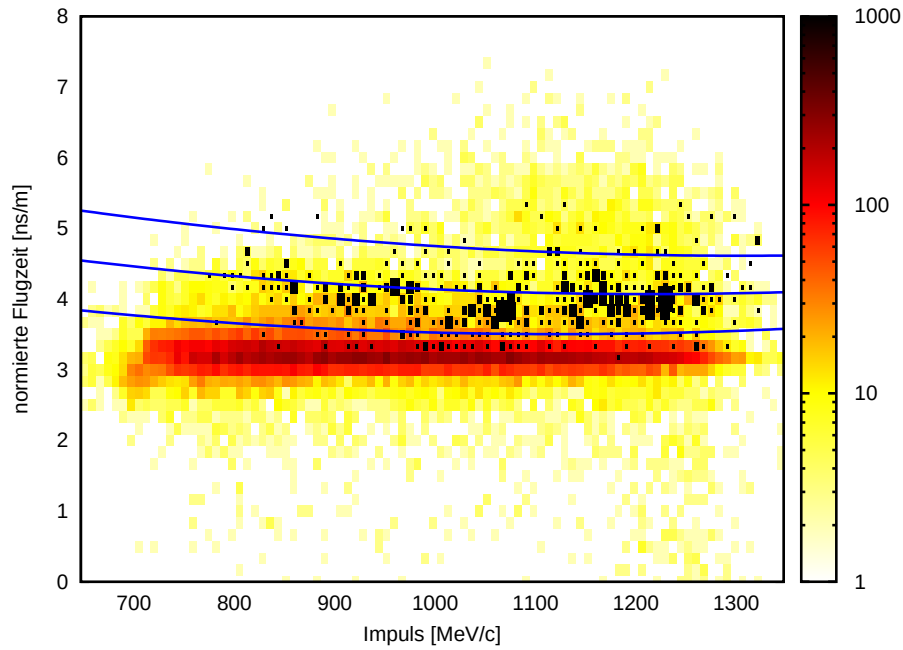


Abbildung 69: Auf 1 m Flugstrecke normierte Flugzeit aufgetragen über dem Impuls. Farblich kodiert sind als Pionen und Protonen identifizierte Teilchen dargestellt. Als Kaonen identifizierte Teilchen sind schwarz dargestellt. Die blauen Linien geben den erwarteten Wert für Kaonen und die Schnittbreite an. Protonen liegen in dieser Darstellung bei Flugzeiten von ca. 5 ns/m und hohen Impulsen, während Pionen über den gesamten Impulsakzeptanzbereich bei einem nahezu konstanten Wert von ca. 3,3 ns/m ($= 1/c$) liegen.

6.2 DISKUSSION DER ZERFALLSPIONENSPEKTREN

6.2.1 Identifikation des Reaktionstyps

Nach der Identifikation von Pionen, Protonen und Kaonen im KAOS-Spektrometer und der Trennung zwischen Elektronen und schwereren Teilchen in den Pionspektrometern lassen sich unterschiedliche Reaktionen in den Koinzidenzspektren erkennen. Abb. 70 zeigt die Koinzidenzspektren von in KAOS identifizierten Protonen und Pionen für Spektrometer A, die entsprechenden Spektren für Spektrometer C sind in Abb. 71 dargestellt. Beide Spektren sind auf die Koinzidenzzeit für Kaon-Pion-Koinzidenzen normiert, diese liegen bei einem Wert von 0 ns. Dadurch kommt es zu einer Verbreiterung der Peaks für die gezeigten Reaktionen, welche sich stärker für betragsmäßig größere Zeitwerte auswirkt. Durch den dargestellten Schnitt auf den Čerenkovdetektor im jeweiligen Pionspektrometer können Elektronen in diesem von Pionen und Myonen unterschieden werden.

Der deutlichste Unterschied zu den entsprechenden Spektren des Pilotexperiments (dargestellt in Abb. 38 und Abb. 39) ist der stark reduzierte zufällige Untergrund für Koinzidenzen mit Pionen in KAOS. Dies lässt sich durch die Unterdrückung von Positronen mittels des Absorbers in KAOS erklären.

Bei der Betrachtung der Koinzidenzspektren für in KAOS als Kaon identifizierte Teilchen, dargestellt in Abb. 72 für Spektrometer A und in Abb. 73 für Spektrometer C, können drei Peaks eindeutig erkannt werden. Bei einer Koinzidenzzeit von 0 ns liegt jeweils ein Peak, der den Kaon-Pion-Koinzidenzen zugeordnet werden kann. Der nächste Peak bei ca. 8 ns in Spektrometer A bzw. 7 ns in Spektrometer C lässt sich Kaon-Myon-

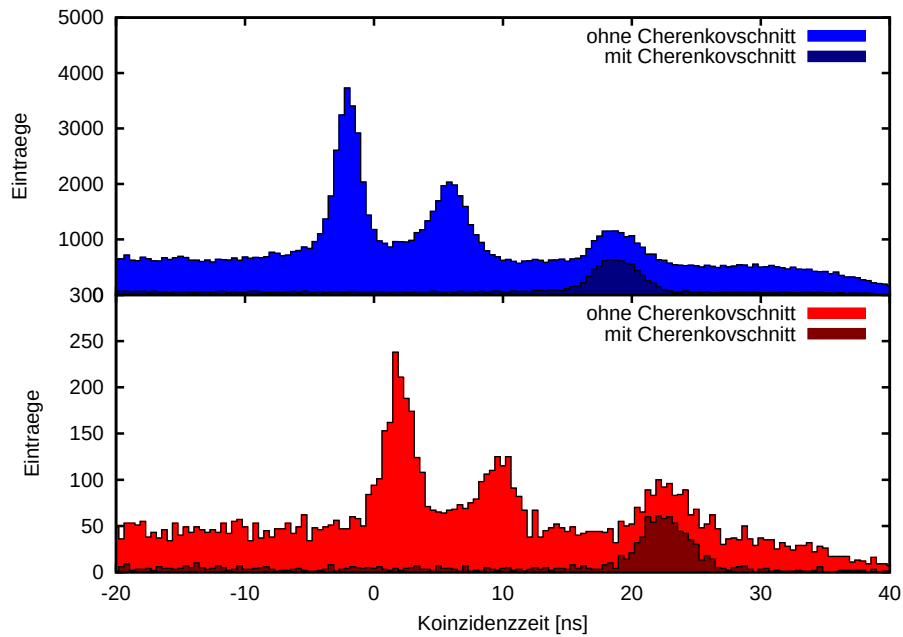


Abbildung 70: Koinzidenzspektrum zwischen KAOS und Spektrometer A für Pionen (blau) und Protonen (rot) in KAOS. Die Koinzidenzzeit ist so normiert, dass Kaon-Pion-Koinzidenzen bei 0 ns liegen. Jeweils dunkel dargestellt ist das Spektrum mit einem Schnitt auf Elektronen, die mittels des Čerenkovdetektors in Spektrometer A identifiziert wurden.

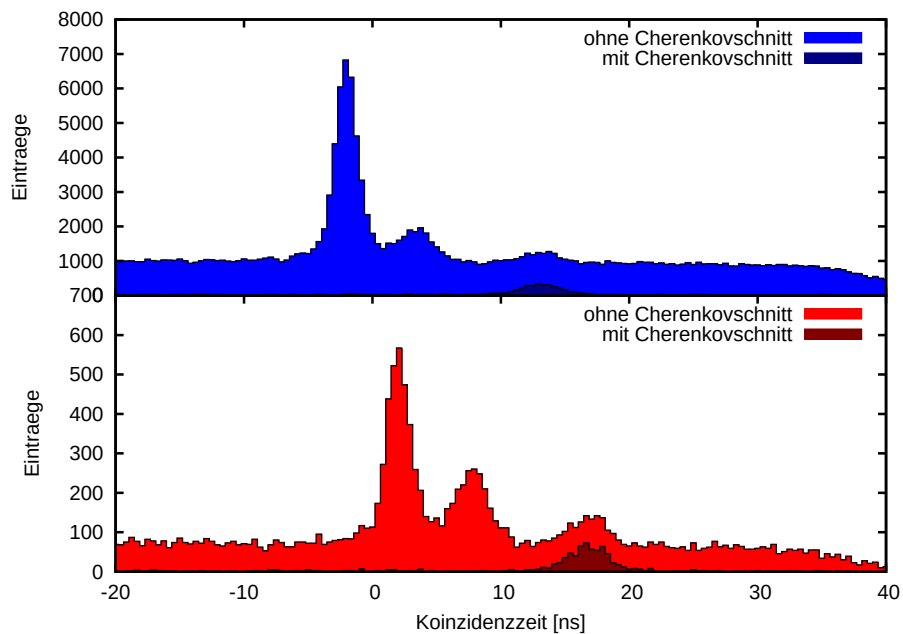


Abbildung 71: Koinzidenzspektrum zwischen KAOS und Spektrometer C für Pionen (blau) und Protonen (rot) in KAOS. Die Koinzidenzzeit ist so normiert, dass Kaon-Pion-Koinzidenzen bei 0 ns liegen. Jeweils dunkel dargestellt ist das Spektrum mit einem Schnitt auf Elektronen, die mittels des Čerenkovdetektors in Spektrometer C identifiziert wurden.

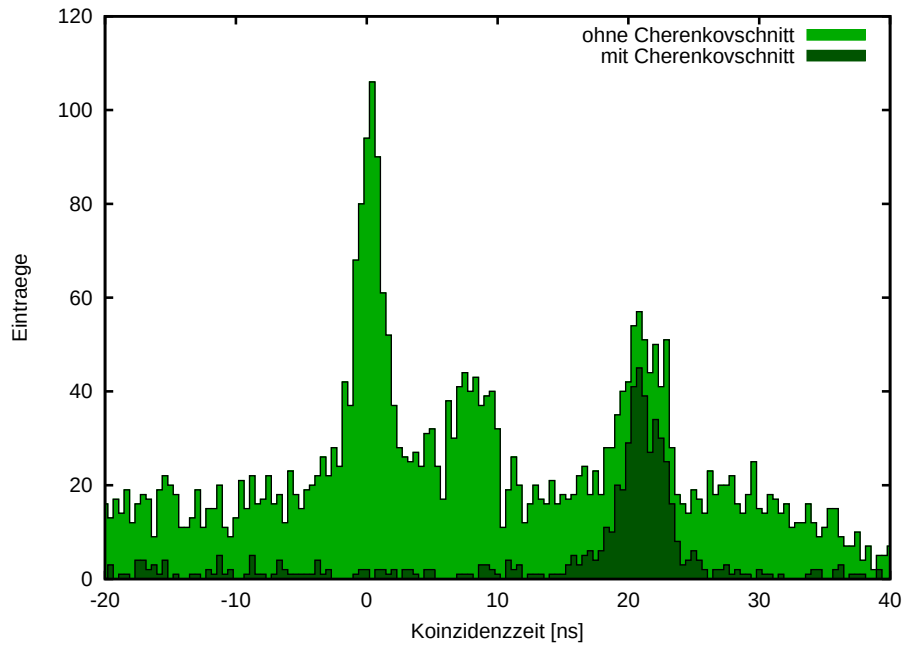


Abbildung 72: Koinzidenzspektrum zwischen KAOS und Spektrometer A für Reaktionen, bei denen das Teilchen in KAOS als Kaon identifiziert wurde. Dunkel dargestellt sind Reaktionen, bei denen das Teilchen in Spektrometer A durch den Čerenkovdetektor als Elektron identifiziert wurde. Links daneben sind die Piks von Kaon-Myon-Koinzidenzen (bei 8 ns) und Kaon-Pion-Koinzidenzen (bei 0 ns) zu erkennen.

Koinzidenzen zuordnen. Ein dritter Pik liegt bei 21 ns in der Koinzidenzzeit zwischen KAOS und Spektrometer A und bei 16 ns im entsprechenden Spektrum für Spektrometer C. Dieser stammt von Kaon-Elektron-Koinzidenzen. Diese Zuordnung wird dadurch bestätigt, dass sich die entsprechenden Teilchen mittels der Čerenkovdetektoren beider Pionspektrometer als Elektronen identifizieren lassen.

Der Vergleich mit den Koinzidenzspektren des Pilotexperiments in Abb. 40 zeigt den deutlichen Fortschritt gegenüber diesem Experiment, der durch die Modifizierung des KAOS-Spektrometers erreicht wurde. Erstmals konnten somit Kaonen unter einem Streuwinkel von 0° identifiziert werden in Koinzidenz mit den Zerfallspionen aus schwachen Zerfällen.

6.2.2 Überprüfung der Kaon-Pion-Koinzidenzen auf Echtheit

Da die betrachtete Reaktion nur einen geringen Wirkungsquerschnitt besitzt, und im Koinzidenzspektrum viele Konkurrenzreaktionen mit zum Teil deutlich größeren Zählraten auftreten, ist es von großer Bedeutung, sicherzustellen, dass es sich bei den gefundenen Koinzidenzen um wahre Kaon-Pion-Koinzidenzen und nicht um fehlerhaft identifizierte Teilchen handelt. Die $[p, \pi^-]$ und $[\pi^+, \pi^-]$ -Koinzidenzen liegen im Koinzidenzspektrum dicht neben den $[K^+, \pi^-]$ -Koinzidenzen ¹.

¹ In diesem Abschnitt wird aus Gründen der Übersichtlichkeit folgende Nomenklatur verwendet: Koinzidente Ereignisse, bei denen ein Teilchen X in KAOS und ein Teilchen Y in einem der Spektrometer A oder C nachgewiesen wurde, werden mit: $[X, Y]$ bezeichnet, ein tiefgestellte "A" oder "C" gibt zusätzlich an, mit welchem der beiden Spektrometer die Koinzidenz stattgefunden hat.

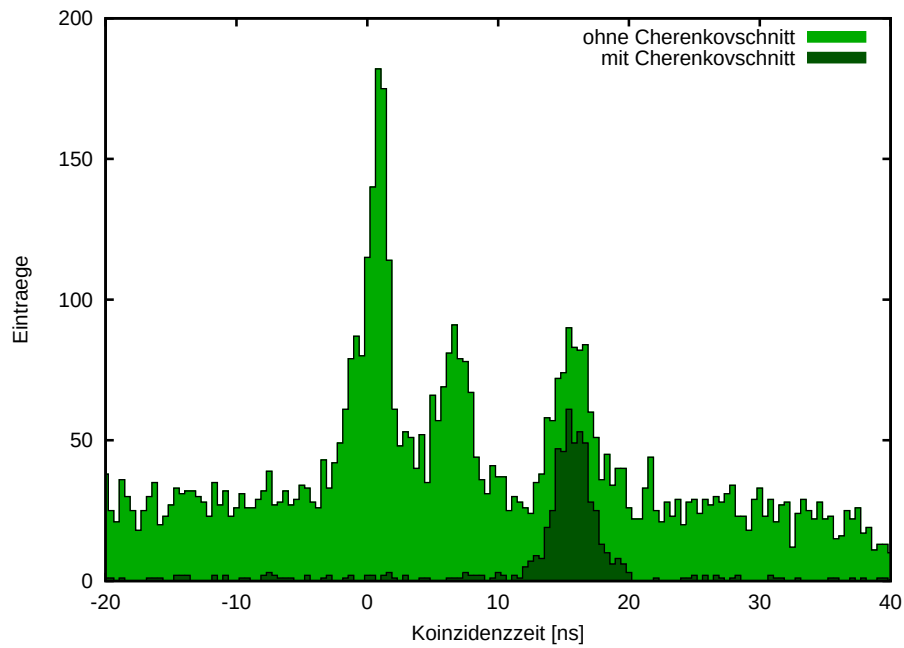


Abbildung 73: Koinzidenzspektrum zwischen KAOS und Spektrometer C für Reaktionen, bei denen das Teilchen in KAOS als Kaon identifiziert wurde. Dunkel dargestellt sind Reaktionen, bei denen das Teilchen in Spektrometer C durch den Čerenkovdetektor als Elektron identifiziert wurde. Links daneben sind die Peaks von Kaon-Myon-Koinzidenzen (bei 7 ns) und Kaon-Pion-Koinzidenzen (bei 0 ns) zu erkennen.

6.2.2.1 Überprüfung anhand der Reaktionsratenverhältnisse

Eine Möglichkeit zu überprüfen, ob die als $[K^+, \pi^-]$ -Koinzidenzen identifizierten in Wirklichkeit falsch identifizierte $[p, \pi^-]$ oder $[\pi^+, \pi^-]$ -Koinzidenzen sind, ist, die Verhältnisse zwischen den Reaktionsraten zu vergleichen. Betrachtet man die Koinzidenzspektren für Protonen und Pionen in KAOS (dargestellt in Abb. 70 und 71), so fällt auf, dass sich das Verhältnis der Ereignisanzahl zwischen $[p, \pi^-]$ und $[p, \mu^-]$ deutlich von dem zwischen $[\pi, \pi^-]$ und $[\pi, \mu^-]$ unterscheidet. Ähnliches gilt für die Verhältnisse mit den Koinzidenzen, bei denen Elektronen in den Pionspektrometern detektiert wurden. Dies lässt sich durch unterschiedliche Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Reaktionen erklären. Ein weiterer Unterschied fällt auf, wenn man diese Verhältnisse zwischen den Spektrometern vergleicht. Erklärt werden kann das durch die unterschiedliche Winkeleinstellung der Spektrometer und Unterschiede in der Überlebenswahrscheinlichkeit der Teilchen, insbesondere der Pionen.

Geht man davon aus, dass die $[K^+, \pi^-]$ -Koinzidenzen nicht wahr sind, sondern sich aus den am nächsten im Koinzidenzspektrum liegenden Peaks durch fehlerhafte Teilchenidentifikation zusammensetzen, dann muss für das Verhältnis der Zählraten zweier Reaktionen mit als Kaonen identifizierten Teilchen in KAOS und unterschiedlichen Teilchensorten im Pionspektrometer gelten, dass sie sich als Linearkombination der Verhältnisse von Protonen oder Pionen in KAOS und den entsprechenden Teilchen

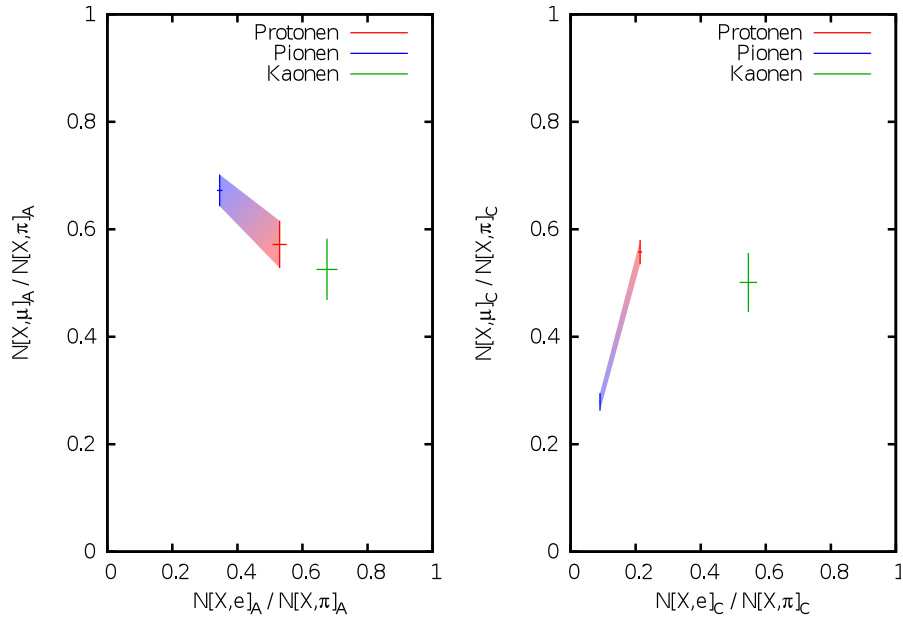


Abbildung 74: Verhältnisse der Zählraten von Reaktionen mit unterschiedlichen Teilchen in Spektrometer A (links) und in Spektrometer C (rechts). Wären die als Kaonen in KAOS identifizierte Teilchen in Wirklichkeit falsch identifizierte Protonen und Pionen, dann müsste der Punkt für Kaonen im Rahmen des Fehlers innerhalb des durch die anderen Punkte gegebenen Bandes liegen.

im Pionspektrometer ausdrücken lassen. Sei $N[X, Y]$ die Anzahl der jeweiligen Koinzidenz, so gilt in diesem Fall:

$$\frac{N[K^+, \mu^-]}{N[K^+, \pi^-]} = a \frac{N[p, \mu^-]}{N[p, \pi^-]} + b \frac{N[\pi^+, \mu^-]}{N[\pi^+, \pi^-]} \quad (110)$$

$$\frac{N[K^+, e^-]}{N[K^+, \pi^-]} = a \frac{N[p, e^-]}{N[p, \pi^-]} + b \frac{N[\pi^+, e^-]}{N[\pi^+, \pi^-]} \quad (111)$$

Dabei stellen a und b die Anteile der falsch als Kaonen identifizierten Protonen und Pionen dar. Diese sind streng genommen nur dann in den Gleichungen 110 und 111 identisch, wenn die Wahrscheinlichkeit der Fehlidentifikation unabhängig von der Teilchensorte im Pionspektrometer und somit von der Reaktionskinematik ist.

Geht man davon aus, dass dies der Fall ist, dann kann man zur Überprüfung die unterschiedlichen Verhältnisse gegeneinander auftragen, wie dies in Abb. 74 gezeigt ist. Gelten die Gleichungen, so muss der Punkt, der Kaonen entspricht, auf einer Geraden zwischen den anderen Punkten liegen. Wie man sieht, liegt dieser Punkt im Rahmen des Fehlers nicht in dem durch die anderen Werte gegebenen Band. Somit können die $[K^+, \pi^-]$ -Koinzidenzen unter der genannten Annahme als wahre akzeptiert werden.

6.2.2.2 Überprüfung der Kaon-Identifikation anhand der Rate zufälliger Koinzidenzen

Eine Möglichkeit zu überprüfen, wie gut die Identifikation der Kaonen funktioniert, ist die Betrachtung der Raten von zufälligen Koinzidenzen zwischen als Kaonen identifizierten Teilchen in KAOS, und Teilchen, die in den Pionspektrometern detektierten und als Pionen identifiziert wurden. Dazu kann man die gemessene Rate zufälliger

Koinzidenzen mit der theoretischen Voraussage vergleichen. Prinzipiell gilt für die Rate von zufälligen Koinzidenzen:

$$R_{\text{rand}} = b R_1 R_2 \quad (112)$$

wobei b die Breite des Koinzidenzzeitfensters ist, und R_1 und R_2 die Einzelraten der Spektrometer sind. Für ein Koinzidenzspektrum, welches mit einem konstanten Strahlstrom über eine integrierte Laufzeit T aufgenommen wurde, erwartet man einen nicht-koinzidenten Untergrund pro Nanosekunde von:

$$N_{A/C} = 1 \text{ ns} \cdot R_{K^+} R_{\pi, A/C} T \quad (113)$$

Dabei ist R_{K^+} die Rate von nachgewiesenen Kaonen in KAOS, und $R_{\pi, A/C}$ die Rate von Pionen im jeweiligen Pionspektrometer, bei dem verwendeten Strahlstrom.

Für die Erzeugung der Koinzidenzspektren (siehe Abb. 72 und 73) wurde eine Integrationszeit von 258 Stunden bei einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ und einer mittleren Totzeit von 13.9 % verwendet. Dies entspricht einer Totzeit-korrigierten Dauer von $T = 7,99 \cdot 10^5 \text{ s}$. Für diesen Strahlstrom erwartet man nach der Berechnung in Abschnitt 3.1 eine Kaonenrate in der Akzeptanz des Kaospektrometers von: $R_{K^+}^{\text{roh}} = 164 \text{ Hz}$. Multipliziert man dazu die Überlebenswahrscheinlichkeit des Kaons $\varepsilon_{\text{surv}, K} = 0,395$, die Detektoreffizienzen $\varepsilon_{\text{eff}, K} = 0,941$ und einen Kaonen-Unterdrückungsfaktor $\varepsilon_{\text{Blei}} = 0,283$, der durch die Bleiwand bedingt ist (siehe Abschnitt 5.2.3), dann erhält man eine Rate von detektierbaren Kaonen von:

$$R_{K^+} = R_{K^+}^{\text{roh}} \varepsilon_{\text{surv}, K} \varepsilon_{\text{eff}, K} \varepsilon_{\text{Blei}} = 17,2 \text{ Hz}. \quad (114)$$

Die gemessenen Rohraten der Pionspektrometer bei diesem Strahlstrom betragen: $R_A = 30 \text{ kHz}$ für Spektrometer A und $R_C = 28 \text{ kHz}$ für Spektrometer C. Darin ist ein Anteil von Elektronen von jeweils $f_A^e = 0,030$ und $f_C^e = 0,015$ enthalten, der sich durch den Čerenkovdetektor abtrennen lässt und somit nicht im Koinzidenzspektrum auftaucht. Des weiteren wird die Datenerfassung durch Neutronen ausgelöst, die in einem Segment der Flugzeitwände der Pionspektrometer detektiert werden können. Für diese Ereignisse können keine Spuren in den Driftkammern gefunden werden. Die Anteile dieser Ereignisse liegen in den Spektrometern bei $f_A^n = 0,875$ und $f_C^n = 0,696$. Diese Ereignisse tauchen ebenfalls nicht in den Koinzidenzspektren auf. Myonen können in den Spektrometern nicht von Pionen getrennt werden. Die Rate an Pionen und Myonen beträgt dem entsprechend:

$$R_{\pi, A} = 30 \text{ kHz} \cdot (1 - f_A^e) \cdot (1 - f_A^n) = 3,6 \text{ kHz} \text{ und} \quad (115)$$

$$R_{\pi, C} = 28 \text{ kHz} \cdot (1 - f_C^e) \cdot (1 - f_C^n) = 8,4 \text{ kHz}. \quad (116)$$

Setzt man diese in Formel 113 ein, so erhält man einen erwarteten Untergrund von:

$$N_A = 49 \text{ und} \quad (117)$$

$$N_C = 115 \quad (118)$$

Die Koinzidenzspektren sind in den Abb. 72 und 73 dargestellt. Darin existiert für Spektrometer A ein nicht-koinzidenter Untergrund von $N_A^{\text{exp}} = 36,5$ Ereignissen pro Nanosekunde, der Untergrund für Spektrometer C beträgt $N_C^{\text{exp}} = 67,9$.

Der Vergleich mit den zwischen der Vorhersage und den tatsächliche gemessenen Daten zeigt, dass in Spektrometer A ca. 34 % weniger Koinzidenzen nachgewiesen

wurden als erwartet, und in Spektrometer C 69 %. Dabei gilt es jedoch zu berücksichtigen, dass der nicht-koinzidente Untergrund stark beeinflusst wird von der Schnitteleffizienz bei der Identifikation von Kaonen. Die Werte liegen jedoch in der gleichen Größenordnung und insbesondere wurden nicht mehr Kaonen nachgewiesen als erwartet, was dafür spräche, dass Teilchen fehlerhaft als Kaonen identifiziert wurden.

6.2.3 Korrekturen der Pionenspektrometer

Zwei Effekte wirken sich auf die Impulsrekonstruktion der Zerfallspionen aus. Zum einen kommt es an den Vakuumfenstern von Streukammer und Spektrometer zu einer Streuung und dem Verlust kinetischer Energie, zum anderen bewirkt ein Kurzschluss eines Magneten von Spektrometer C eine Veränderung des Magnetfelds. Diese Effekte lassen sich zum Teil korrigieren, zumindest jedoch quantifizieren.

6.2.3.1 Energieverluste und Streuung der Pionen

Je nach Ort der Erzeugung des Zerfallspions im Target treten unterschiedlich lange Flugstrecken durch das Target auf. Im Fall von Spektrometer C variiert die Flugstrecke zwischen 0 und der Targetdicke $125\text{ }\mu\text{m}$, für Pionen, die in Spektrometer A nachgewiesen werden, kann aufgrund des Winkels des Targets eine Strecke von bis zu $125\text{ }\mu\text{m}/\cos(37^\circ) = 207,7\text{ }\mu\text{m}$ auftreten (vergleiche Abb. 10). Dies hat zur Folge, dass die Pionen unterschiedlich viel Energie verlieren, bevor sie in das Spektrometer gelangen.

Daneben sind sowohl die Streukammer als auch die Vakuumkammern von Spektrometer A und C mit Kaptonfolien von je $125\text{ }\mu\text{m}$ Dicke abgeschlossen. Dazwischen fliegen die Pionen durch ca. 10 cm Luft bei Spektrometer C und ca. 5 cm auf der Seite von Spektrometer A. Obwohl das Materialbudget der Folien gering gehalten ist, treten Streuungen und der Verlust von kinetischer Energie der Pionen an dieser Stelle auf, die sich negativ auf die Orts- und Impulsrückrechnung der Spektrometer auswirken.

STREUUNG Der Effekt der Streuung wird nur für die Kaptonfolien berechnet, da sich eine Streuung im Target nicht auf die Vertexrekonstruktion auswirkt, und die Streuung im Luftspalt im Vergleich zu den Folien vernachlässigbar gering ist. Wie groß der Effekt der Streuung ist, lässt sich mittels der Formel für die Kleinwinkelstreuungseffekte aus [62] berechnen:

$$\delta\Theta_0 = \frac{13,6\text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0,038 \cdot \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right]. \quad (119)$$

Bei $\delta\Theta_0$ handelt es sich um den mittleren Streuwinkel in einer Ebene. Dabei sind z und β der Betrag der Ladung und die Geschwindigkeit des Pions. Hier ist $\beta = 0.425$ gesetzt, was einem Impuls von $p = 120\text{ MeV}/c$ entspricht. Die Dicke der Folie wird in Strahlungslängen angegeben, diese beträgt bei Kapton: $X_0 = 268\text{ mm}$ [63], für die $125\text{ }\mu\text{m}$ dicke Folie ergibt sich also $x/X_0 = 125\text{ }\mu\text{m}/268\text{ mm} = 4,66 \cdot 10^{-4}$. Mit den gegebenen Werten ergibt sich für jede Folie ein Streuwinkel von $\Theta_0 = 4,08\text{ mrad}$.

Um die tatsächliche Auswirkung der Streuungen auf die Positionsbestimmung am Targetort zu berechnen, müssen die Auswirkungen der einzelnen Folien quadratisch addiert werden:

$$\delta x = \sqrt{(\sin(\delta\Theta_0^K) \cdot d^K)^2 + (\sin(\delta\Theta_0^S) \cdot d^S)^2} \quad (120)$$

	Target		Kaptonfenster	Luftspalt	
	Spek C	Spek A		Spek C	Spek A
A_{eff}	9,0122		9,803	14,007	
Z_{eff}	4		5,026	7	
Z/A	0,444		0,513	0,500	
ρ [g/cm ³]	1,848		1,42	$1,250 \cdot 10^{-3}$	
$\rho \cdot x$ [mg/cm ²]	23,1	28,9	35,5	12,5	6,3
κ	0.039	0.064	0.068	0.024	0.012
$\bar{\Delta}$ [keV]	56,3	93,6	96,5	31,7	15,8
Δ_{mp} [keV]	26,2	50,8	52,1	10,7	3,65
σ_{Δ} [keV]	59,6	100,1	104,3	31,0	14,0

Tabelle 6: Verwendete Parameter und Ergebnisse der Energieverlustberechnung. Die Werte A_{eff} und Z_{eff} sind im Fall von Kapton gemittelt über alle Atome. $\bar{\Delta}$ ist der mittlere Energieverlust, Δ_{mp} der wahrscheinlichste und σ_{Δ} die Streuung des Energieverlusts.

Dabei gibt d den jeweiligen Abstand der Folie zum Target an. Der Index K steht für die Streukammerfolie und S für die des Spektrometers.

Mit den Abständen $d^K = 255$ mm und $d_A^S = 305$ mm, bzw. $d_C^S = 355$ mm für Spektrometer A und C, ergibt sich für die mittlere Abweichung der rekonstruierten Spur vom tatsächlichen Zerfallsvertex ein Wert von $\delta x_A = 1,78$ mm und $\delta x_C = 1,62$ mm, sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung.

Die theoretisch mögliche Ortsauflösung der Spektrometer am Targetort liegt bei 3 bis 5 mm, somit ist der Effekt der Streuung bereits klein gegenüber dem Auflösungsvermögen. Bei diesem Experiment lag die erreichbare Ortsauflösung jedoch bei deutlich höheren Werten im Bereich von mehreren Zentimetern. Die genaue Ursache davon ist bislang unbekannt.

ENERGIEVERLUST Der mittlere Energieverlust der Pionen lässt sich mit der Bethe-Bloch-Gleichung (hier ohne Korrekturen angewendet) berechnen:

$$\bar{\Delta} = \xi \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta \right] \text{ mit} \quad (121)$$

$$\xi = \underbrace{2\pi N_A r_e^2 m_e c^2}_{\approx 0,1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g}} \rho \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta} \right)^2 \cdot x, \quad (122)$$

$$W_{max} \approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 = 225,3 \text{ keV und} \quad (123)$$

$$I = (12Z + 7) \text{ eV} \quad (124)$$

Die für die unterschiedlichen Materialien eingesetzten Werte sind in Tabelle 6 angegeben. Für den Impuls des Pions wurde wieder $p = 120$ MeV/c angenommen.

Aufgrund der geringen Massenbelegung des Targets und der Folien ist der Energieverlust nicht gaussförmig verteilt, sondern folgt der in [64] beschriebenen Verteilung, die eine starke Asymmetrie aufweist und einen deutlichen Ausläufer hin zu höheren Energieverlusten hat. Die Form der Verteilung ist dabei abhängig von dem Parameter $\kappa = \xi/W_{max}$ und von β . Für die betrachteten Energieverluste variiert κ zwischen 0,012 und 0,068. In [64] ist die Verteilung in tabellarischer Form für unterschiedliche Werte

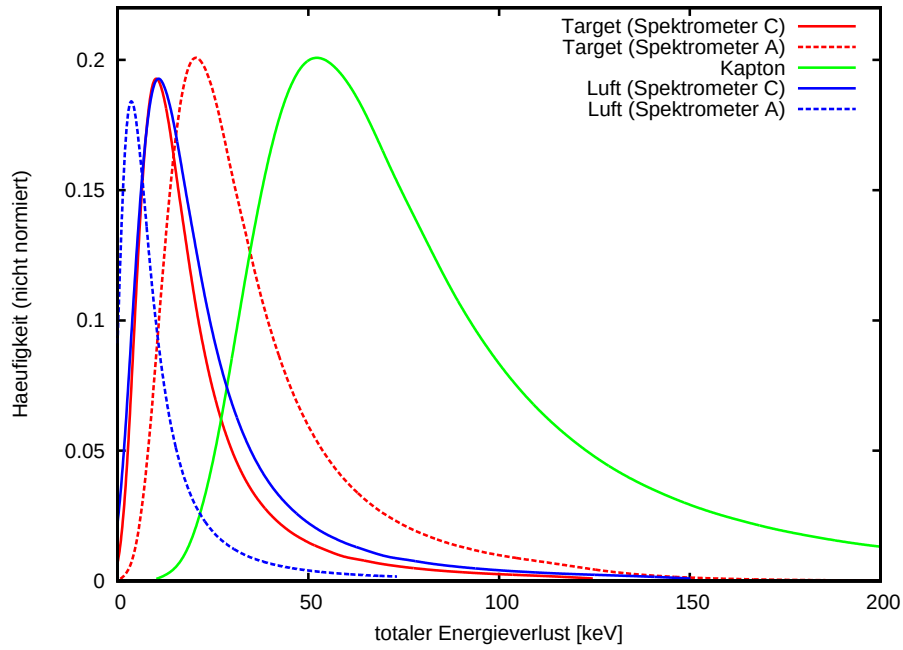


Abbildung 75: Verteilung der Energieverluste der Zerfallspionen im Target, an den Kaptonfenstern und im Luftspalt zwischen Streukammer und den Spektrometern. Zur Berechnung des Energieverlusts im Target wurde jeweils die mittlere Weglänge im Target verwendet.

von κ und β^2 aufgelistet. Hier wurden die Verteilungen mit $\kappa = 0,01$; $0,04$ und $0,07$ sowie $\beta^2 = 0,2$ verwendet. Dabei ist die Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Größe λ angegeben. Diese ist gegeben durch:

$$\lambda = \frac{\Delta - \bar{\Delta}}{\xi} - 1 - \beta^2 + \gamma - \log(\kappa). \quad (125)$$

Abb. 75 zeigt die Verteilung für die unterschiedlichen Materialien, in denen Verluste auftreten. Dabei gilt es zu beachten, dass die Verteilungen nicht normiert sind. Aus der Verteilung lässt sich jeweils die mittlere Streuung $\bar{\Delta}$ berechnen, diese ist ebenfalls in Tabelle 6 angegeben, sowie der wahrscheinlichste Energieverlust Δ_{mp} und die Streuung der Energieverluste σ_{Δ} .

Für die Ermittlung des gesamten Energieverlusts wurde je ein Wert für die Energieverluste in Target, Kaptonfenstern und Luft pseudozufällig, anhand der in Abb. 75 dargestellten Verteilungen, bestimmt und aufsummiert. Dabei wurde der Energieverlust im Target mit einem Faktor zwischen 0 und 1, der pseudozufällig gleichverteilt bestimmt wurde, skaliert, um die Materialdicke, die das Pion durchfliegt, zu berücksichtigen. Die daraus resultierenden Verteilungen sind in Abb. 76 dargestellt.

Mittels der Anpassung eines Polynoms 3. Grades im Bereich des Maximums wurde dieses für beide Kurven bestimmt. Der wahrscheinlichste gesamte Energieverlust liegt demnach bei:

$$\Delta E_C^{mp} = 98 \text{ keV} \quad (126)$$

$$\Delta E_A^{mp} = 102 \text{ keV} \quad (127)$$

Um in den Zerfallspionenspektren den wahren Impuls p_{π} aus dem gemessenen p_{π}^{mess} zu erhalten, muss der Energieverlust in die Formel zur Korrektur eingesetzt werden:

$$p_{\pi} = \sqrt{\left(\sqrt{(p_{\pi}^{mess})^2 + m^2} + \Delta E \right)^2 - m^2}. \quad (128)$$

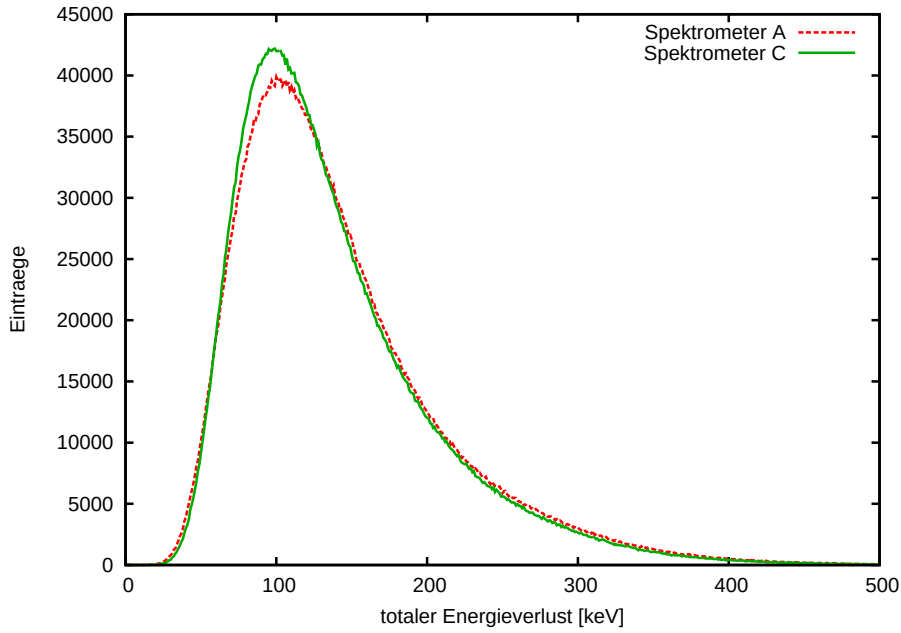


Abbildung 76: Numerisch ermittelte Verteilung des gesamten Energieverlusts im Target, in den Kaptonfenstern und im Luftspalt für Spektrometer A (rot) und Spektrometer C (grün).

	Maximum [keV/c]	Halbwertsbreite [keV/c]
Spektrometer A: $p = 108,11 \text{ MeV/c}$	-162,2	176,2
Spektrometer A: $p = 133,03 \text{ MeV/c}$	-145,0	156,5
Spektrometer C: $p = 108,11 \text{ MeV/c}$	-161,6	166,4
Spektrometer C: $p = 133,03 \text{ MeV/c}$	-143,5	147,8

Tabelle 7: Parameter der in Abb. 77 dargestellten Verteilungen der Veränderung der Impulse durch die Energieverluste der Zerfallspionen

Mittels dieser Formel wurden die in Abb. 77 dargestellten Verteilungen der Impulsverschiebungen aufgrund der Energieverluste für verschiedene Impulse berechnet. Tabelle 7 enthält die wichtigsten Parameter der Verteilungen.

Um diese Verteilungen zu parametrisieren, kann eine Funktion verwendet werden, die von einer Normalverteilung abgeleitet ist, wobei der Parameter σ durch einen linearen Term ergänzt ist. Diese Anpassung ist nicht physikalisch motiviert, zeigt aber ein gutes Konvergenzverhalten. Diese Funktion hat die Form:

$$f(x) = \frac{A}{(\sigma + b(x - \mu)) \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu}{(\sigma + b(x - \mu))} \right)^2} \quad (129)$$

Die numerische Anpassung an die Verteilung für Pionen mit einem Impuls von ca. 133 MeV/c in Spektrometer C ist in Abb. 77 dargestellt. Dabei ergeben sich die Parameter:

$$\sigma = 67,68 \text{ keV/c}, \quad (130)$$

$$\mu = -158,44 \text{ keV/c}, \quad (131)$$

$$b = -0,2773. \quad (132)$$

Die Funktion besitzt ein Maximum bei: $p_{\max} = p_0 - 142 \text{ keV/c}$.

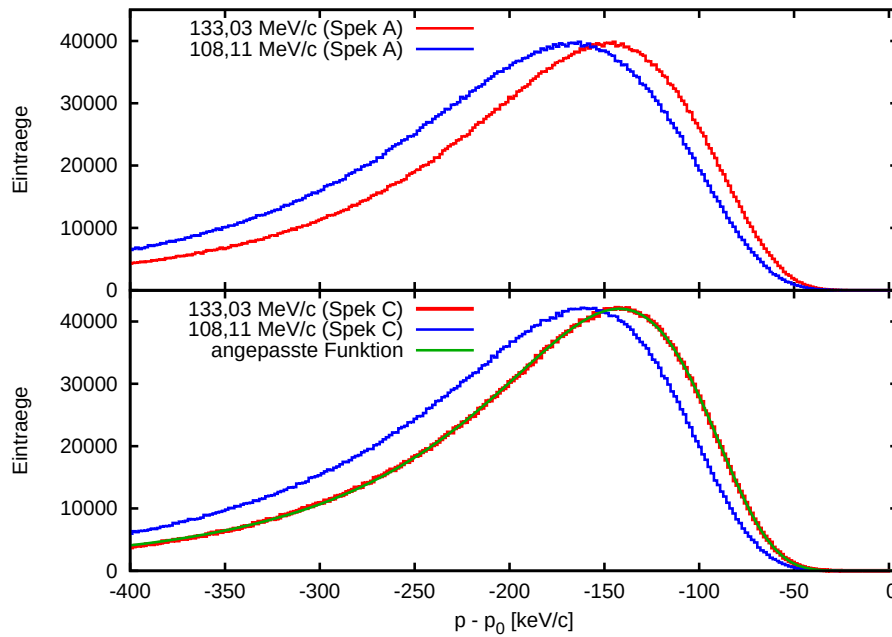


Abbildung 77: Veränderung des Pionimpulses durch den Verlust kinetischer Energie in Spektrometer A (oben) und Spektrometer C (unten). Es sind jeweils die Kurven für den erwarteten Impuls des ${}^4\text{H}$ -Zerfallspions (rot), und der niedrigste erwartete Impuls, der dem Zerfall eines ${}^7\text{Li}$ -Hyperkerns entspricht (blau) dargestellt.

Bei der Analyse der Daten wird der Energieverlust so korrigiert, dass das Maximum der Verteilung auf den wahren Wert korrigiert wird.

6.2.3.2 Einfluss der Kurzschlusskompensation von Spektrometer C

Der 1. Dipol von Spektrometer C besteht aus zwei Spulen mit je 90 Windungen, diese sind in zehn in Reihe geschalteten Lagen von je neun Windungen unterteilt. Die beiden Spulen sind ebenfalls in Reihe geschaltet. Zwischen zwei der Lagen auf einer der Spulen befindet sich ein Kurzschluss, der zu einer Variation des Magnetfelds führt. Je nach Stromstärke variiert der Kurzschlusswiderstand. Bei einem eingestellten Zentralimpuls von 125 MeV/c beträgt die Reduktion des Stroms in beiden Lagen ca. 10 %. Die Auswirkung auf das Magnetfeld beträgt dadurch ca. 1 %. Da das Netzteil nicht auf den Strom sondern auf das gemessene Magnetfeld geregelt wird, wird der Effekt des Kurzschlusses durch einen höheren Strom durch beide Spulen kompensiert. Dadurch, dass der Strom durch beide Spulen gleichzeitig erhöht wird, bildet sich ein asymmetrisches Feld aus. Wie stark sich dies auf die Impulsauflösung auswirkt, kann ohne Simulation des Spektrometers nur schwer abgeschätzt werden. Es ist jedoch anzunehmen, dass eine systematische Abhängigkeit der dispersiven Fokalebene von der Position vom nicht-dispersiven Winkel besteht.

Zusätzlich tritt eine Schwankung des Magnetfelds auf, die durch eine Variation des Kurzschlusswiderstands bedingt ist. Um diese zu minimieren, verfügt das Spektrometer über eine Kompensationselektronik. Diese misst kontinuierlich das Magnetfeld und verursacht eine Anpassung des Stroms, sodass das Magnetfeld möglichst konstant gehalten wird.

Die Kurzschlusskompensation war während eines großen Teils der Strahlzeit nicht aktiviert. Dadurch wurde das Magnetfeld während dieser Zeit nicht aktiv korrigiert. Abb. 78 zeigt den Auslesewert der Hallsonde, mit der das Magnetfeld gemessen wird,

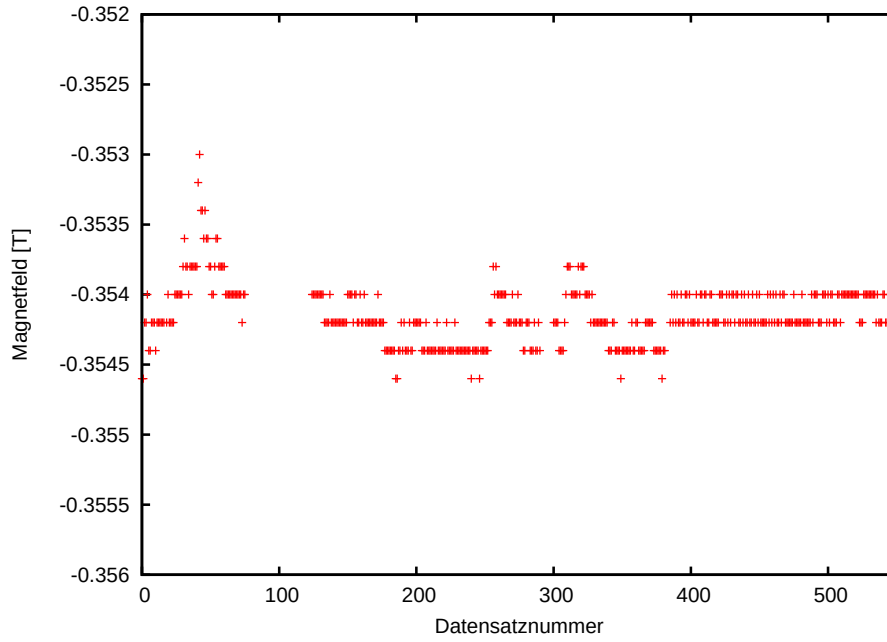


Abbildung 78: Mittels der Hallsonde ausgelesenes Magnetfeld des ersten Dipolmagneten von Spektrometer C in Abhängigkeit von der Datensatznummer. Es ist eine Variation des Magnetfelds zu sehen, die ab Datensatz 385 durch die Aktivierung der Kurzschlusskompensation deutlich verringert wurde.

in Abhängigkeit von der Datensatznummer. Fehlende Messwerte sind dabei durch eine fehlerhafte Auslese der Hallsonde bedingt.

Dabei lässt sich eine Quantisierung des Messwerts erkennen, wobei die Schrittgröße $\Delta B = 0,2 \text{ mT}$ beträgt. Die relative Variation des Magnetfelds bei der Veränderung um einen Schritt beträgt somit:

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{0,0002\text{T}}{0,354\text{T}} = 5,65 \cdot 10^{-4} \quad (133)$$

Um diese Variation auf die Impulsauflösung zu übertragen, muss man bedenken, dass das Spektrometer zwei etwa gleichgroße Dipolmagnete besitzt, und sich die Variation nur auf den ersten Magneten auswirkt. Dieser sitzt jedoch weiter von den Detektoren entfernt, wodurch sich eine Änderung des Ablenk winkels in diesem Magneten stärker auf die Fokalebene position und somit den zurückgerechneten Impuls auswirkt. Aufgrund dieser Überlegungen kann man davon ausgehen, dass die relative Variation des zurückgerechneten Impulses zwischen der Hälfte und der vollen relativen Variation des Magnetfelds liegt. Die Impulsvariation liegt somit für einen Impuls von $120 \text{ MeV}/c$ zwischen 34 und $68 \text{ keV}/c$.

Für Datensatznummern größer als 384 war die Kurzschlusskompensation aktiviert, für diese liegt die Variation des Magnetfelds im Bereich eines Messschritts, die Impulsvariation liegt also bei den oben angegebenen Werten. Davor war die Kurzschlusskompensation nicht aktiv, daher ist eine größere Streuung im Bereich von ca. 3 Messschritten zu beobachten,

Trägt man die gemessenen Werte in einem Histogramm auf, so zeigt sich die in Abb. 79 dargestellte Verteilung. Eine daran angepasste Gaußkurve liefert eine Standardabweichung von $\sigma = (1,91 \pm 0,07) \cdot 10^{-6} \text{ T}$, die somit in der Größenordnung eines Messschritts liegt.

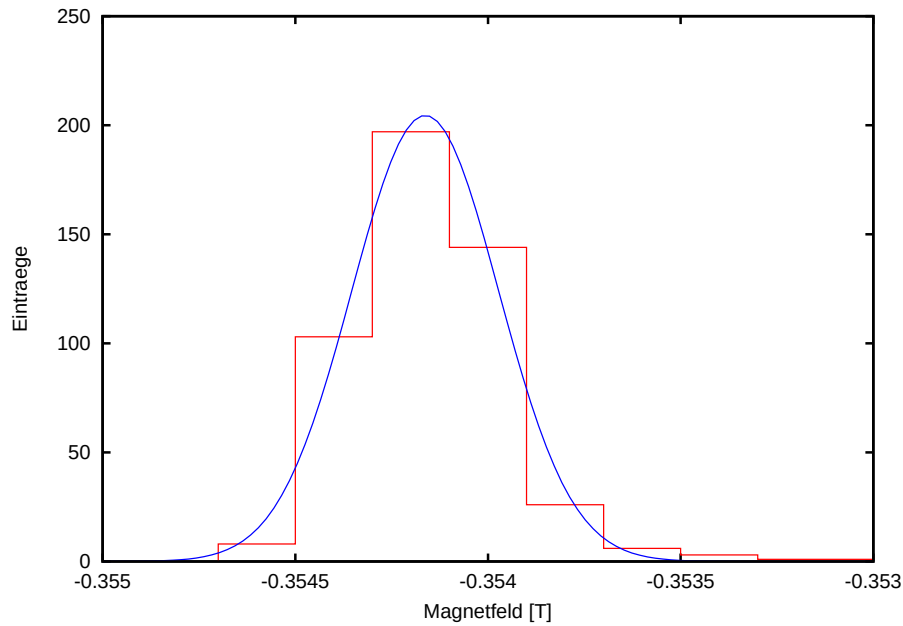


Abbildung 79: Verteilung der mit der Hallsonde gemessenen Magnetfeldwerte (rot) und eine daran angepasste Gaußfunktion (blau)

Im Normalfall wird für die Berechnung des Zentralimpulses eine NMR-Sonde verwendet, die eine genauere Auslese des Feldwerts liefert, diese wurde allerdings nur fünf mal während der Strahlzeit ausgelesen. Um die Auswirkung der Schwankung des Magnetfelds zu kompensieren kann der für jeden Datensatz bestimmte Wert des Magnetfelds verwendet werden. Durch die Quantisierung der Auslese kommt es dabei jedoch zu diskreten Sprüngen der Impulswerte. Aus diesem Grund wurde auf die Korrektur der Impulse mittels der Hallsonde verzichtet.

6.2.4 Betrachtung der Zerfallspionenspektren

Nach der Identifikation der Kaon-Pion-Koinzidenzen können die Impulsspektren der Pionen betrachtet werden. In Abb. 80 und 81 sind diese für beide Pionenspektrometer dargestellt. Die Breite der Klassen der Histogramme wurde dabei auf 200 keV/c festgelegt. Die Zerfälle von sich in Ruhe befindenden Hyperkernen sollten sich in diesen Spektren in höchstens zwei benachbarten Klassen verteilen.

Während im Impulsspektrum von Spektrometer A keine auffälligen Strukturen zu erkennen sind, lässt sich bei Spektrometer C eine Überhöhung im Bereich von ca. 133 MeV/c erkennen.

6.2.4.1 Überprüfung der Signifikanz des Signals im Zerfallspionenspektrum

Ob es sich bei einer Überhöhung im Impulsspektrum der Zerfallspionen um ein wahres Signal handelt oder nur um eine statistische Fluktuation lässt sich anhand der Verteilung des Untergrunds ermitteln. Unter der Annahme, dass über die gesamte Impulsakzeptanz ein gleichverteilter Untergrund existiert, ist die Anzahl von Einträgen pro Klasse im Histogramm der Impulse binomialverteilt. Diese Verteilung lässt sich

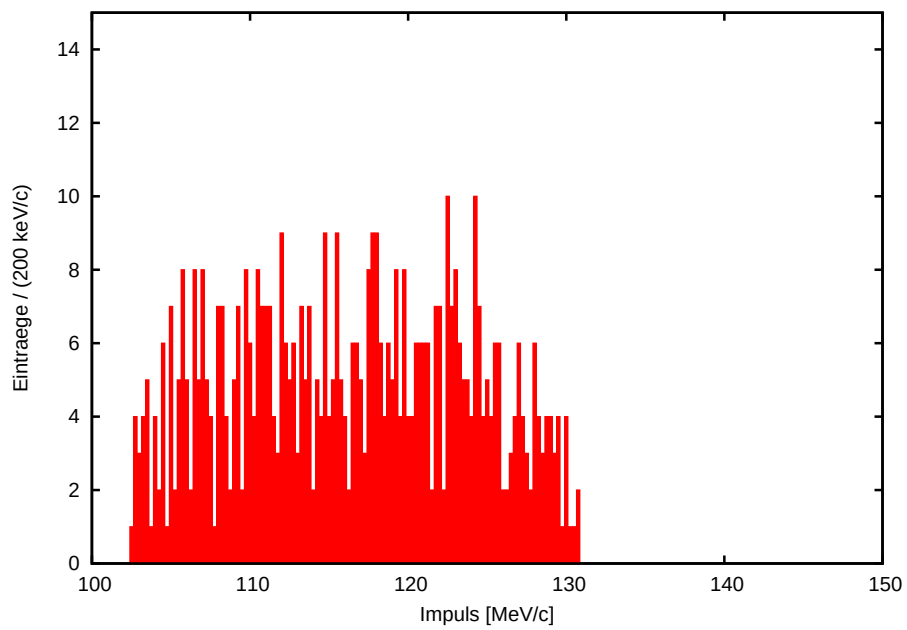


Abbildung 80: Impulsspektrum der Teilchen, die aus Kaon-Pion-Koinzidenzen stammen und in Spektrometer A detektiert wurden.

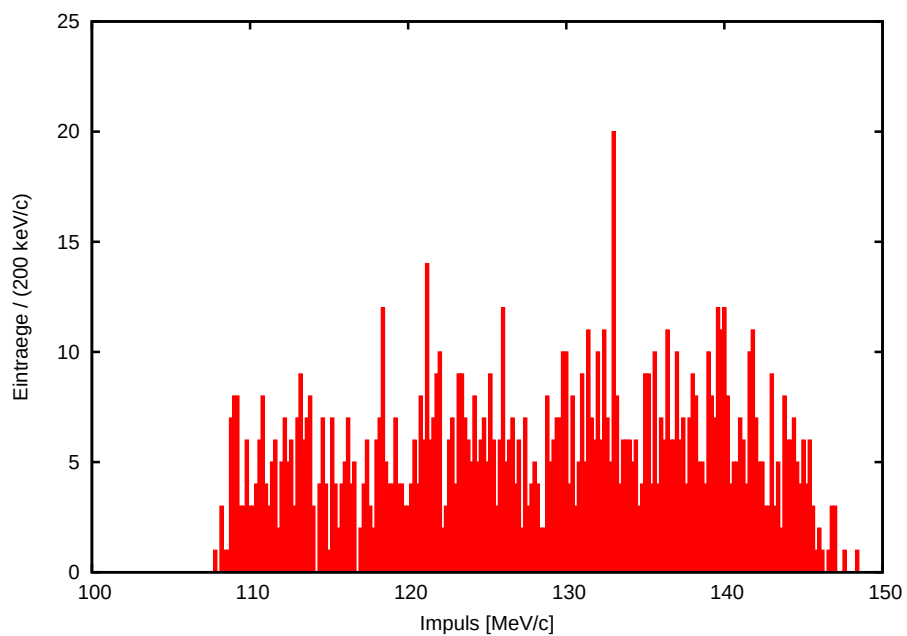


Abbildung 81: Impulsspektrum der Teilchen, die aus Kaon-Pion-Koinzidenzen stammen und in Spektrometer C detektiert wurden.

gut durch eine Poisson-Verteilung approximieren. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung von Einträgen pro Klasse ist demnach gegeben durch:

$$P_{\lambda}(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \quad (134)$$

Dabei ist P die relative Häufigkeit von k Einträgen pro Klasse bei einem Mittelwert von λ Einträgen pro Klasse.

Für die Berechnung der Signifikanz wird als Nullhypothese festgelegt, dass alle Daten Poisson-verteilt sind. Ein Maß für die Signifikanz eines Piks stellt der p -Wert dar, der die Wahrscheinlichkeit beschreibt einen solchen oder höheren Wert zu erhalten für den Fall, dass die Nullhypothese gilt. Der lokale p -Wert für einen Pik mit n Einträgen liegt bei:

$$p_{\text{lokal}} = \sum_{i=n}^{\infty} P_{\lambda}(i) = 1 - \sum_{i=0}^{n-1} P_{\lambda}(i). \quad (135)$$

Die Wahrscheinlichkeit dafür, in einer beliebigen Klasse einen Pik mit n Einträgen zu erhalten, unter der Voraussetzung, dass die Nullhypothese stimmt, liegt für ein Histogramm mit N Klassen bei:

$$p = 1 - (1 - p_{\text{lokal}})^N. \quad (136)$$

Neben dem p -Wert kann auch direkt die Abweichung des Werts n von dem Erwartungswert der Verteilung angegeben werden. Bei gaußförmig verteilten Daten verwendet man dabei die Standardabweichung σ als Bezugseinheit. Da die Daten Poisson-verteilt sind kann stattdessen λ , der Mittelwert der Daten verwendet werden.

Da die Untergrundverteilung im Spektrum nicht gleichmäßig ist, sondern für größere Impulswerte ansteigt, wurde der Untergrund aus dem Mittelwert der oberen Hälfte des Histogramms gebildet. zusätzlich wurden die obersten 5 % der Daten verworfen, da der Mittelwert der Verteilung an den Rändern der Impulsakzeptanz kontinuierlich abfällt. Der berechnete Untergrund beträgt 27,6 Einträge pro MeV/c.

Anschließend wurde das Spektrum in Klassen unterschiedlicher Breite eingeteilt. Es wurde jeweils eine Klasse betrachtet, deren Mittelpunkt in Schritten von 10 keV/c über das Spektrum verschoben wurde. Für jede Position wurde der lokale p -Wert dieser Klasse und daraus die absolute Wahrscheinlichkeit nach Gleichung 136 berechnet. Diese ist in Abb. 82 über dem Mittelpunkt der Klasse für unterschiedliche Klassenbreiten aufgetragen. Man erkennt ein Minimum bei einer Klassenbreite von 200 keV/c, welches einer Wahrscheinlichkeit von

$$p = 2,5 \cdot 10^{-4} \quad (137)$$

entspricht. Ausgedrückt in Einheiten von der Breite der Verteilung erhält man eine Signifikanz dieses Piks von $2,6\lambda$.

6.2.4.2 Berechnung der Masse von ${}^4_{\Lambda}H$

Um aus dem Pik im Impulsspektrum der Zerfallspionen in Spektrometer C die Masse der nachgewiesenen Hyperkerne zu ermitteln, wurde die in Abschnitt 6.2.3.1 beschriebene Funktion (vgl. Gleichung 129) an die Daten angepasst. Dabei wurde nur die Position der Verteilung und die Amplitude variiert, da die Form der Verteilung durch die Energieverluste vorgegeben ist. Es wurde ein konstanter Untergrund von 1,4 Ereignissen pro Klasse angenommen, der durch Mittelung der Einträge im Impulsintervall

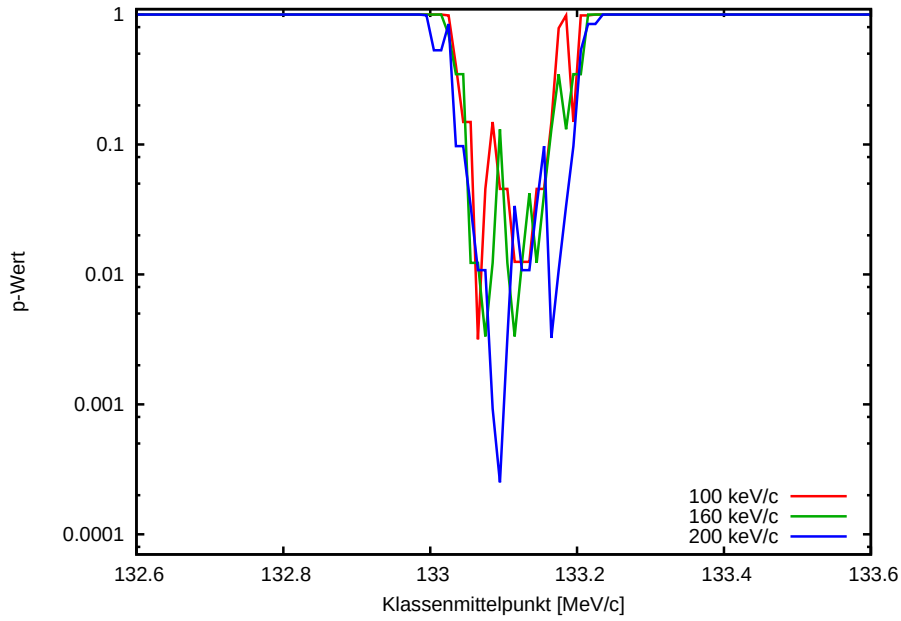


Abbildung 82: Wahrscheinlichkeit dafür, dass der Pik bei 133 MeV/c im Impulsspektrum von Spektrometer C (Abb. 81) durch zufälligen Untergrund verursacht wurde. Es wurden unterschiedliche Klassenbreiten verwendet und das Zentrum der betrachteten Klasse über das Histogramm verschoben.

zwischen 120 und 140 MeV/c berechnet wurde. Die Anpassung liefert für das Maximum der Verteilung einen Wert von 133,15 MeV/c mit einem statistischen Fehler von 0,02 MeV/c. In Abb. 83 ist der Pik zusammen mit der Anpassungsfunktion dargestellt.

Ein systematischer Fehler, der sich auf den Impulswert auswirkt, ist die in Abschnitt 6.2.3.2 beschriebene Schwankung des Magnetfelds. Diese hat eine relative Breite von $5,4 \cdot 10^{-5}$, wodurch sich ein maximaler Fehler, bedingt durch diese Schwankung, von $\Delta p = 71 \text{ keV/c}$ ergibt.

Für den Pionimpuls ergibt sich ein Wert von:

$$p_{\pi} = (133,15 \pm 0,02 \pm 0,07) \text{ MeV/c.} \quad (138)$$

Es gilt zu beachten, dass an dieser Stelle nur ein systematischer Fehler angegeben ist, der durch die Variation des Magnetfelds von Spektrometer C bedingt ist. Durch eine mögliche systematische Abweichung zwischen dem gemessenen Magnetfeld und dem Zentralimpuls des Spektrometers kann ein weiterer systematischer Fehler auftreten. Um diesen zu korrigieren, ist für das Jahr 2014 ein Strahltest angesetzt, bei dem die Magnetoptik von Spektrometer C für niedrige Zentralimpulse kalibriert werden soll.

Die Berechnung der Masse des ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ -Hyperkerns mittels Gleichung 12 ergibt einen Wert von:

$$m_{{}^4_{\Lambda}\text{H}} = (3922,65 \pm 0,05) \text{ MeV/c}^2. \quad (139)$$

Daraus lässt sich eine Bindungsenergie von

$$B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{H}) = (1,95 \pm 0,05) \text{ MeV} \quad (140)$$

berechnen. Die für die Berechnungen verwendeten Massen und Bindungsenergien stammen aus [62] und [20].

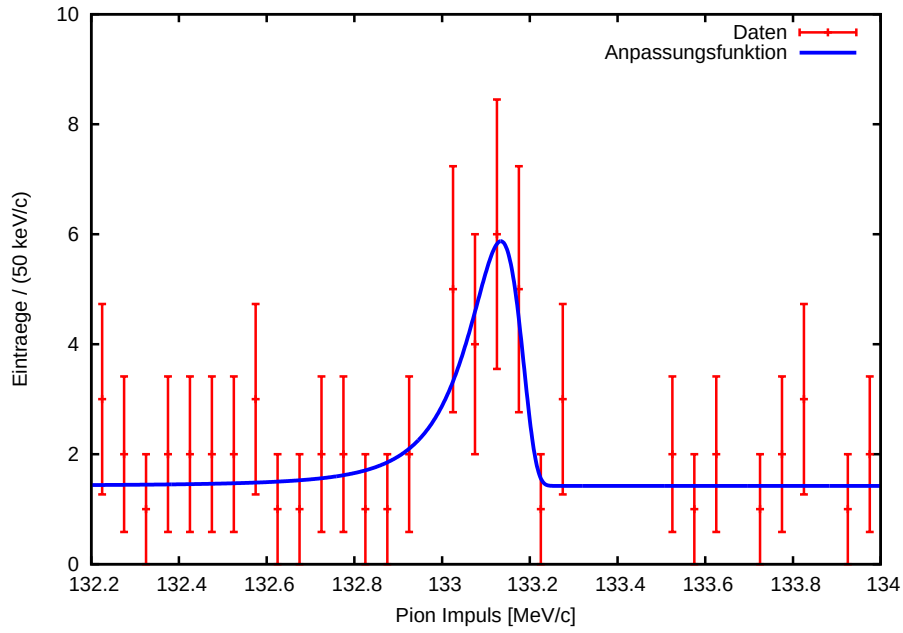


Abbildung 83: Ausschnitt des Zerfallspionenspektrums, welcher den Pik, der Zerfällen von ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ -Hyperkernen zuzuordnen ist, enthält. An die Daten (rot) wurde die in Gleichung 129 definierte Funktion angepasst, wobei ein konstanter Untergrund von 1,4 Einträgen pro Klasse verwendet wurde.

6.2.4.3 Diskussion der Ergebnisse

Eine Berechnung der Ausbeute an ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ -Hyperkernen nach Gleichung 68 in Abschnitt 3.1 liefert für die erwartete Ausbeute bei diesem Experiment einen Wert von $N({}^4_{\Lambda}\text{H}) = 2,1$. Dabei wurden die Daten aus Tabelle 9 in Anhang C verwendet. Zusätzlich wurde eine Schnitteffizienz von 0,5 und eine Verringerung der Kaonendetektionseffizienz durch die Bleiwand von ebenfalls 0,5 angenommen. In Abb. 83 liegen 20 Einträge in den vier Klassen mit den meisten Einträgen. Der zu erwartende Untergrund in diesem Intervall beträgt 5,5 Einträge. Somit wurde etwa das 7 fache der erwarteten Ereignisse aufgenommen.

Es muss berücksichtigt werden, dass mehrere Annahmen in die Abschätzung in Kapitel 3 eingehen. Besonders die Formierungswahrscheinlichkeit von Hyperkernen ist nur schlecht bekannt. Vergleicht man die gemessenen Daten in Abb. 26 mit der theoretischen Voraussage in der gleichen Abbildung, so lässt sich erkennen, dass nach den experimentellen Daten eine höhere Formierungswahrscheinlichkeit bei größeren Anregungsenergien möglich ist. Wie in Abb. 28 zu sehen ist, nimmt die relative Ausbeute an ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ -Hyperfragmente mit zunehmender Anregungsenergie zu. Dieses Fragment ist neben ungebundenen Lambdas im Bereich hoher Anregungsenergie dominierend. Verwendet man den Datenpunkt in Abb. 26 für die Definition der Gleichung zur Bestimmung der Formierungswahrscheinlichkeit (Gleichung 59), so erhält man nach dem Modell in Abschnitt 3.2 eine Fragmentierungswahrscheinlichkeit von ca. 12,3 % im Gegensatz zu dem in Tabelle 5 angegebenen Wert von 7,8 %.

In dem verwendeten Modell für die Fragmentierung wird die interne Struktur des Kerns vor der Erzeugung nicht berücksichtigt. Der ${}^9\text{Be}$ -Kern lässt sich im Clustermodell zusammengesetzt aus $\alpha + \alpha + n$ beschreiben [65]. Wird darin ein Hyperon produziert, dann kann man dies als eine Umwandlung eines α -Teilchens in ein ${}^4_{\Lambda}\text{H}$

betrachten. In dieser einfachen Betrachtung liegt somit dieses System bereits vor der Fragmentierung vor. Dies würde eine höhere Ausbeute an ${}^4_\Lambda\text{H}$ erklären.

Beim Vergleich der Impulsspektren der Spektrometer (Abb. 80 und 81) mit der Vorhersage, die mittels der Modellierung gewonnen wurde (Abb. 30), ist auffällig, dass die Paks, die vom Zerfall der anderen Hyperfragmente außer ${}^4_\Lambda\text{H}$ stammen, fehlen. Zum einen kann dies durch eine höhere Ausbeute von ${}^4_\Lambda\text{H}$ im Vergleich zur Erwartung erklärt werden. Zum anderen ist die Wahrscheinlichkeit für einen π^- -Zweikörperzerfall nur für ${}^4_\Lambda\text{H}$ bekannt. Somit ist es möglich, dass bei den anderen Hyperfragmenten primär Dreikörperzerfälle stattfinden. Außerdem sind in dem Spektrum, das aus dem Modell stammt auch die Hyperfragmente mit aufgenommen, die nach einem π^- -Zerfall keinen stabilen Zweikörper-Endzustand einnehmen.

Vergleicht man den ermittelten Wert für die Bindungsenergie mit in [21] angegebenen, von $B_\Lambda = 2,04 \pm 0,04 \text{ MeV}$, so erhält man eine Differenz von $\delta B_\Lambda = 0,09 \text{ MeV}$, die einer Abweichung von ca. 2σ entspricht. Dabei gilt es zu berücksichtigen, dass der berechnete Wert nicht den vollen systematischen Fehler beinhaltet.

AUSBLICK

Die Durchführung des 2. Experiments im Jahr 2012 zeigte deutliche Verbesserungen gegenüber der Pilotexperiment. So war es zum erstem Mal möglich mit dem KAOS-Spektrometer Kaonen unter einem Winkel von 0° nachzuweisen. Koinzident dazu konnten die Zerfallspionen aus schwachen Zerfällen nachgewiesen und spektroskopiert werden. Im Spektrum der Zerfallspionen in Spektrometer C konnte eine signifikante Überhöhung festgestellt werden, die auf Zerfälle von ${}^4_\Lambda\text{H}$ -Hyperkernen hinweist. Der Fokus der weiterführenden Experimente sollte nun einerseits darauf liegen dieses Ergebnis zu bestätigen, andererseits sollte versucht werden die Massen weiterer Hyperisotope auf diese Weise zu messen.

Für eine Überprüfung der Ergebnisse kann das Experiment wiederholt werden, wobei sich an gleicher Stelle im Spektrum wieder ein Pik zeigen sollte. Um ein höheres Signifikanzniveau zu erreichen sollte dieser allerdings auch im Spektrum von Spektrometer A zu sehen sein. Dazu sollte der Zentralimpuls dieses Spektrometers so angepasst werden, dass der Bereich um $133\text{ MeV}/c$ in der Winkelakzeptanz des Spektrometers liegt. Außerdem bietet sich eine Veränderung der Targetgeometrie in der Form an, dass nach Möglichkeit ebenfalls Spektrometer A senkrecht zum Target steht.

Um weitere Hyperisotope zu erfassen sollte die Luminosität des Experiments weiter gesteigert werden. Im Folgenden sind einige Verbesserungsmöglichkeiten aufgelistet. Daneben können einige der in Abschnitt 4.4 angesprochenen Lösungsansätze weiter verfolgt werden. Wobei die TDC-Auslese des Čerenkovdetektors bereits implementiert ist. Eine weitere bereits vorgenommene Modifikation ist das Anbringen von Kompensationsspulen, die den Einfluss des Streufelds des KAOS-Magneten auf die PMTs des zweiten Čerenkovdetektors minimieren, und somit eine höhere Effizienz ermöglichen.

VERÄNDERUNG DER TARGETGEOMETRIE Die bisher verwendete Geometrie des Targets, eine dünne Folie, hat den Nachteil, dass wenn ein dickeres Target zum Einsatz kommt um somit die Abstoppfungswahrscheinlichkeit zu erhöhen, gleichzeitig die Variation des Energieverlusts der Zerfallspionen erhöht wird. Das Ziel bei der Veränderung der Targetdicke muss es sein das Signal-zu-Untergrundverhältnis zu maximieren. Abb. 84 zeigt die berechnete Veränderung des Impulses der Zerfallspionen aufgrund des Energieverlusts im Target in der 2012 verwendeten Konfiguration. Wie man daran erkennt, wirkt sich die ca. 25 % größere maximale Wegstrecke, die die Pionen zu Spektrometer A im Target zurücklegen als eine Verbreiterung der Halbwertsbreite auf etwa das Doppelte aus.

Betrachtet man auf der anderen Seite die Wahrscheinlichkeit der Abbremsung von ${}^4_\Lambda\text{H}$ -Kernen im Target (vgl. Abb 29), so erkennt man im Bereich um $125\text{ }\mu\text{m}$ nur einen schwachen Anstieg. Durch eine Parametrisierung dieser Kurve mit einer Funktion der Form:

$$\varepsilon_{\text{stop}} = 0,067 \cdot d^{0,36}, \quad (141)$$

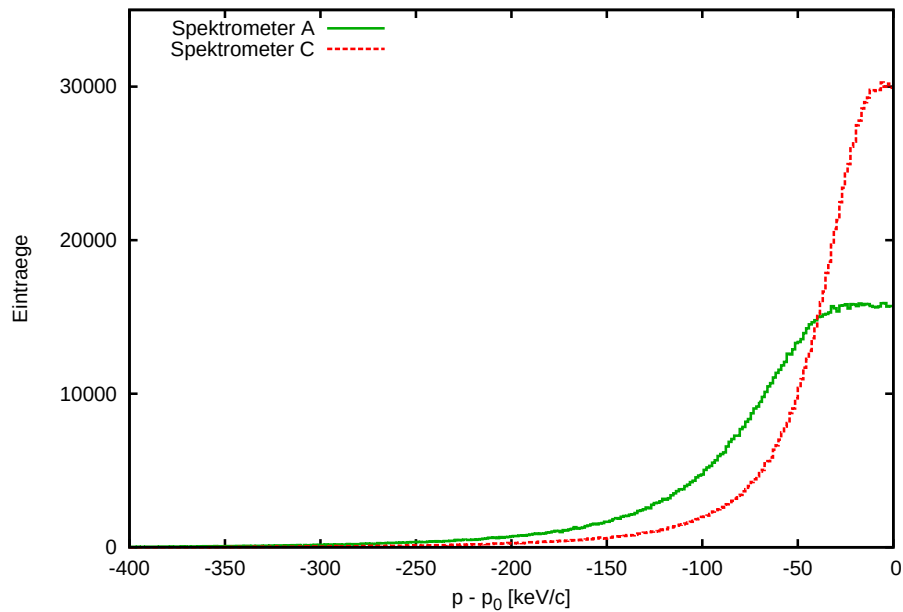


Abbildung 84: Berechnete Veränderung des Impulses durch den Energieverlust im Target für ein Zerfallspion mit einem Impuls von 133 MeV/c

wobei d die Dicke des Targets in μm ist, lässt sich berechnen, dass eine Verdopplung der Targetdicke dort nur eine Erhöhung der Wahrscheinlichkeit um ca. 28 % bedingt.

Um ein möglichst gutes Signal-zu-Untergrundverhältnis zu erreichen sollte also ein dünnes Target bevorzugt werden. Dass durch ein dünnes Target eine geringere Luminosität erreicht wird, lässt sich dadurch kompensieren, dass mehrere dünne Streifentargets hintereinander gereiht werden, wie in Abb. 85 gezeigt.

Die Streifentargets können auch unterschiedlich bezüglich der Strahlrichtung rotiert sein, sodass jedes der verwendeten Spektrometer zu einem Teil der Targetfolien senkrecht steht. Ebenfalls möglich ist eine Abschattung des Erzeugungsvertex, dazu müsste eine weitere Folie zur Verfügung stehen, in der die Fragmente gestoppt werden und in der sie zerfallen. Der Vorteil dieser Methode ist eine deutliche Reduktion des Untergrunds, da dadurch nur Zerfälle von Teilchen erfasst werden, die eine gewisse Lebensdauer aufweisen.

Eine gegenläufige Idee dazu ist durch Abschattung von Zerfällen hinter dem Target. Dadurch ließen sich die Zerfälle von freien Σ^- -Hyperonen unterdrücken, die zum nicht abtrennbaren Untergrund beitragen, da diese sich in Strahlrichtung bewegen und einige Millimeter hinter dem Target zerfallen.

VERWENDUNG EINES ANDEREN TARGETMATERIALS Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, sind die Vorteile von Beryllium gegenüber leichteren Materialien, wie z.B. Lithium, vorwiegend technischer Natur. Dem gegenüber steht allerdings, dass mit einem leichteren Target ein deutlich reduzierter Untergrund zu erwarten ist. Ein weiterer Vorteil, den ein Lithiumtarget bringt ist, dass der durch Direktproduktion aus ${}^7\text{Li}$ erzeugte ${}^7_\Lambda\text{He}$ Hyperkern durch seine geringere Masse gegenüber dem an Beryllium erzeugten ${}^9_\Lambda\text{Li}$ eine höhere mesonische Zweikörperzerfallswahrscheinlichkeit aufweisen sollte [66].

Da bisher nur in einem Experiment das Hypernuklid ${}^6_\Lambda\text{H}$ detektiert wurde, und dort nur drei Ereignisse nachgewiesen werden konnten, wäre der Nachweis dieses Isotops von großer Bedeutung. Bei Verwendung eines ${}^7\text{Li}$ -Targets, kann ${}^6_\Lambda\text{H}$ theoretisch durch

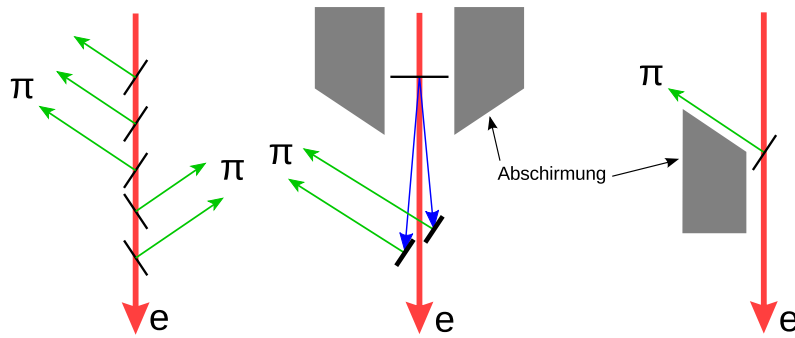


Abbildung 85: Beispiel von drei verbesserten Targetgeometrien. Links dargestellt ist eine Reihe von dünnen Targetfolien, die so angeordnet sind, dass die Zerfallspionen senkrecht zu den Folien detektiert werden. Die Anordnung der Folien hintereinander bewirkt, dass Hyperkerne die sich in Vorwärtsrichtung bewegen in einer der nächsten Folien abgestoppt werden können. In Mitte werden die Hyperkerne an einem primären Target außerhalb der Akzeptanz der Pionenspektrometer erzeugt. In einem sekundären Target können die Hyperfragmente abgestoppt werden und zerfallen. Rechts ist eine Geometrie dargestellt, bei der eine Abschirmung bewirkt, dass Zerfälle, die hinter dem Target stattfinden, nicht detektiert werden. Solche Zerfälle können von Σ^- -Hyperonen stammen und maßgeblich zum Untergrund beitragen.

die Emission eines Protons entstehen. Nach Berechnungen mittels des Kontinuum Schalenmodells, liegen die Wahrscheinlichkeiten dafür, dass bei der Fragmentation eines ${}^7_\Lambda\text{He}$ -Kontinuums ein ${}^6_\Lambda\text{H}$ entsteht in der gleichen Größenordnung wie für die Entstehung eines ${}^4_\Lambda\text{H}$ -Hyperfragments [67]. Daher sollte es möglich sein, an diesem Target ${}^6_\Lambda\text{H}$ nachzuweisen, solange ${}^4_\Lambda\text{H}$ zu beobachten ist. Wie stark sich die Fragmentationswahrscheinlichkeiten zwischen ${}^7_\Lambda\text{He}$ und ${}^9_\Lambda\text{Be}$ unterscheiden ist jedoch nicht bekannt, daher lässt sich nicht mit Sicherheit sagen, ob diese Wasserstoff-Hyperkerne an einem ${}^7\text{Li}$ -Target nachgewiesen werden können.

VERRINGERUNG DES ENERGIEVERLUST DER ZERFALLSPIONEN Auf dem Weg zum Spektrometer verlieren die Zerfallspionen an den Vakuumabschlussfolien und im Luftspalt zwischen Vakuumkammer und Spektrometer kinetische Energie, wobei sich die statistische Variation dieser Verluste nachteilig auf die Impulsauflösung auswirkt. Diese Energieverluste lassen sich dadurch vermeiden, dass die Spektrometer an die Vakuumkammer angeflanscht werden. Dazu muss jeweils ein passender Flansch hergestellt werden. Abb. 84 stellt die, nach demselben Verfahren, wie in Abschnitt 6.2.3.1, berechnete Verschiebung des Impulses durch den Energieverlust dar, wobei nur das Target in die Rechnung eingeht.

INSTANDSETZUNG VON SPEKTROMETER C Wie in Abschnitt 6.2.3.2 erwähnt, führt die Kurzschlusskompensation von Spektrometer C zu einer Verzerrung der Feldgeometrie und somit zu einer Verminderung des Auflösungsvermögens dieses Spektrometers. Um diesen Effekt zu umgehen, wurde bereits damit begonnen, die Kompensation des Magnetfelds so zu modifizieren, dass nur der Strom durch die betroffene Spule erhöht wird. Dabei ist geplant die Regelung des Kompensationsstroms anhand der Spannungsabfälle an den einzelnen Lagen der Spule vorzunehmen, somit den Kurzschlusswiderstand zu messen und darauf basierend den Kompensationsstrom

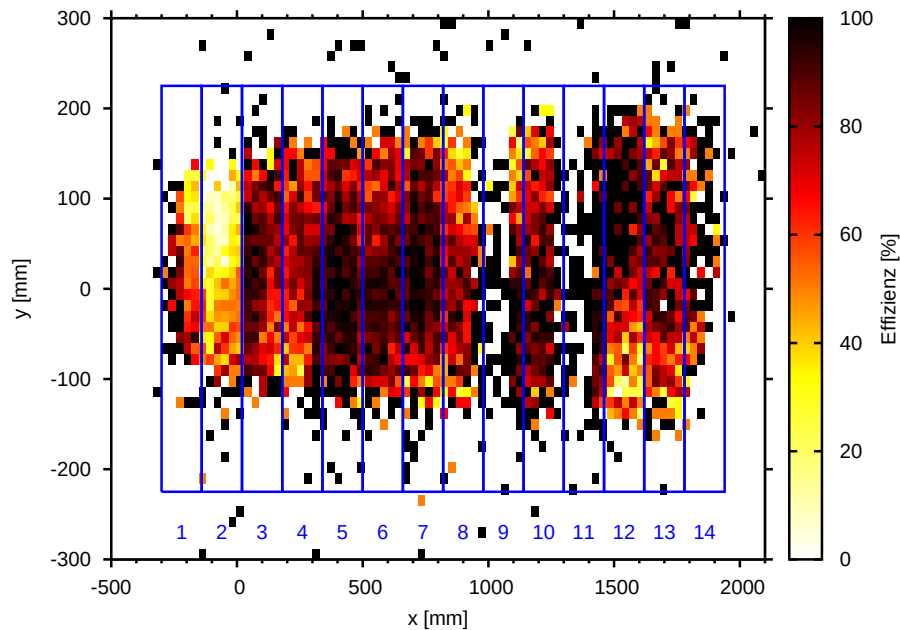


Abbildung 86: Effizienz der dE-Szintillatorebene von Spektrometer C aufgetragen über der, auf die Szintillatoren extrapolierte, Spurposition. Es sind dabei Stellen mit deutlich reduzierter Effizienz zu sehen.

zu regeln. Mit dieser Modifikation sollten die nachteiligen Effekte der Kurzschlusskompensation behoben sein.

Weiterhin zeigte sich jedoch bei vergangenen Strahlzeiten, dass die Szintillatoren von Spektrometer C eine eingeschränkte Effizienz aufweisen. Davon betroffen ist in erster Linie die dE-Lage, doch auch bei der ToF-Lage sind Einschränkungen bei der Effizienz zu beobachten (Siehe Abb. 86). Aufgrund der schlechten Effizienz der dE-Ebene wurde für die Triggerung dieses Spektrometers bei der 2012 durchgeführten Strahlzeit nur die ToF-Ebene verwendet. Dies führte allerdings zu einer höheren Rate an durch Neutronen verursachten Triggersignalen, die zu einer zusätzlichen Totzeit bei der Datenerfassung führten. Als mögliche Ursache für die niedrige Effizienz kommen Alterungseffekte der Szintillatoren und der angeschlossenen Photomultiplier in Frage. Durch den Austausch der gealterten Komponenten lässt sich die Effizienz wieder erhöhen.

WEITERE MODIFIZIERUNGEN DES KAOS-SPEKTROMETERS Wie sich bei der Analyse der 2012 erhobenen Daten zeigte, setzt sich der Untergrund in KAOS nach der Modifikation des Spektrometers vorwiegend aus Pionen und Protonen zusammen. Im Bereich kleiner Impulse werden die Protonen jedoch von der Bleiwand abgestoppt. Um den aus Protonen bestehenden Untergrund weiter zu reduzieren besteht die Möglichkeit durch die Vergrößerung der Dicke der Bleiwand Protonen auch im höheren Impulsbereich abzustoppen. Somit wären Pionen und Kaonen die einzigen Teilchen, die direkt vom Target stammend im KAOS-Spektrometer nachgewiesen werden könnten.

VERMEIDUNG VON UNTERGRUNDSTRAHLUNG Während der 2012 durchgeführten Strahlzeit wurde meistens ein Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ verwendet, nur Anfangs wurden auch Daten mit $30 \mu\text{A}$ aufgezeichnet. Bei diesen hohen Strahlströmen kam es allerdings vermehrt zu Ausfällen von Computern, die durch die in der gesamten Halle

vorherrschende Untergrundstrahlung verursacht wurden. Eine Ursache für diesen Untergrund ist die Anflanschung der KAOS -Vakuumkammer an die Exitstrahlführung. Dabei saß ein runder Balg von einem Durchmesser von ca. 200 mm zwischen den Flanschen des Spektrometers und der Strahlführung. Wenngleich die Elektronen die nicht mit dem Target wechselwirkten diesen ungehindert passieren konnten, so wurden Solche, die größenordnungsmäßig 50 MeV Energie verloren hatten auf diesen Balg und auf die Flansche abgelenkt. Die Flansche sind aus Aluminium gefertigt und klingen somit verhältnismäßig schnell ab. Der Balg ist jedoch aus einer Edelstahl und behielt somit eine deutlich höhere Radioaktivität bei. Zum Zeitpunkt des Ausbaus betrug die Aktivität ca. $100 \mu\text{Sv/h}$, im Gegensatz zum Photonenstrahlfänger ist der Aktivierte Bereich jedoch nicht ummantelt.

Für ein Folgeexperiment muss für dieses Problem eine Lösung gefunden werden. Hier bietet es sich an einen größeren Balg zu verwenden.

NEUDEFINITION DES KAOS-KOORDINATENSYSTEMS

Um Teilchenspuren in den Detektoren eindeutig beschreiben zu können und für eine Rückrechnung der Teilchenbahnen zum Target, ist es erforderlich, mindestens ein Koordinatensystem zu definieren. Um Fehler, die durch falsches Transformieren zwischen den Koordinatensystemen hervorgerufen werden können, zu vermeiden, sollten Transformationen zwischen unterschiedlichen Koordinatensystemen möglichst einfacher Natur sein. Zu Beginn dieser Arbeit waren drei unterschiedliche Koordinatensysteme definiert:

Das **Spektrometerhallensystem** hat seinen Ursprung an der Stelle, an der der primäre Elektronenstrahl ohne Wedlerauslenkung das Target trifft. Die Z-Richtung ist entlang des Elektronenstrahls definiert, wobei dieser nicht durch die Schikanemagnete abgelenkt ist, die Y-Richtung zeigt nach oben, die X-Richtung ist dann durch die Rechtshändigkeit des Koordinatensystems definiert. Die Definition dieses Systems wurde beibehalten.

Das ebenfalls rechtshändige **KAOS-Targetsystem** hat seinen Ursprung an der selben Stelle wie das Spektrometerhallensystem, es ist gegenüber diesem allerdings so um die Y-Achse rotiert, dass die Z-Achse in die Richtung der zentralen Einschussbahn in das KAOS-Spektrometer zeigt. In dieses System werden die Impulsvektoren der detektierten Teilchen zurückgerechnet und können dann leicht in das Spektrometerhallensystem transformiert werden. Die Definition dieses Koordinatensystems wurde ebenfalls nicht geändert.

Als drittes existiert das **KAOS-Detektorsystem**. In diesem werden die Trefferpunkte der Teilchen in den Detektoren und die daraus rekonstruierten Spuren angegeben. Zu Beginn war dieses Orthogonalsystem so definiert, dass der Ursprung auf der Mittelebene des Spektrometers an der Stelle des Kanals o der Violdrahtkammer L lag, die X-Achse verlief entlang der Kammerebene, die Y-Achse senkrecht nach oben. Die Definition dieses Systems vereint mehrere Nachteile. Zum einen sind die Kammern verschiebbar an einem drehbaren Arm aufgehängt, was bedeutet, dass sich je nach Position der Kammer L die Transformation zwischen diesem Koordinatensystem und den anderen ändert, und somit genaugenommen eine andere Rückrechnungsmatrix gültig ist. Auch die Positionen der anderen Detektoren (Flugzeitwände und Čerenkovdetektoren) ändert sich in diesem System durch eine Bewegung der Kammer. Zweitens ist die Transformation von diesem Koordinatensystem in ein anderes nicht trivial und somit fehleranfällig. Der entscheidende Punkt allerdings ist, dass die Kammern zur Durchführung der zweiten Zerfallspionenstrahlzeit aus dem Spektrometer entfernt wurden und somit nicht mehr als Referenz zu Verfügung standen.

Aus diesem Grund wurde ein neues KAOS-Detektorkoordinatensystem definiert. Als Referenzpunkt dafür wurde die Stelle gewählt, an der die zentrale Einschussbahn zwischen den vorderen Polschuhkanten verläuft. Diese Stelle wurde gewählt, da sie im normalen Betrieb des Spektrometers unverändert bleibt und sich der Abstand zum

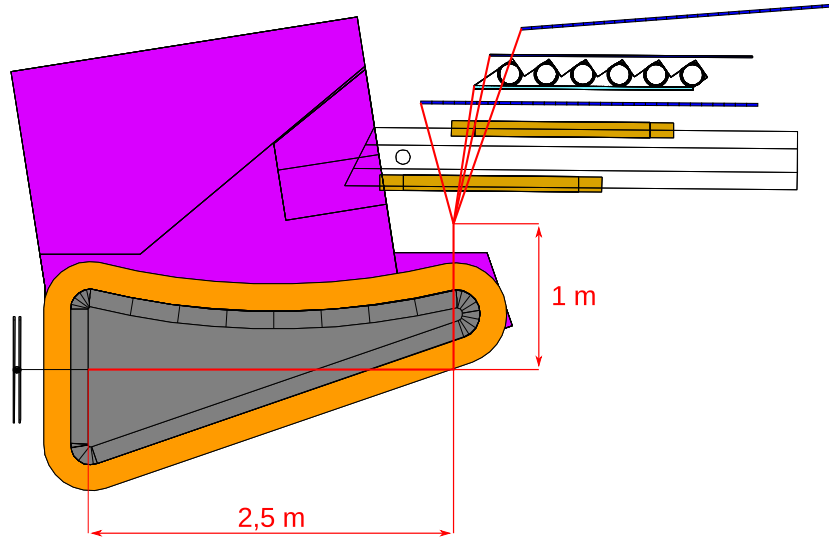


Abbildung 87: Definition des Kaos-Detektorsystems anhand des Polschuhs. Der bemaßte Punkt entspricht dem Ursprung, die eingezeichneten Linien entsprechen den Ortsvektoren der verwendeten Detektorkoordinaten.

Target, also dem Ursprung der anderen Koordinatensysteme, leicht nachmessen lässt. Ausgehend von diesem Referenzpunkt wurde der Ursprung des Systems so festgelegt, dass er bei den Koordinaten $x_0 = (2,5 \text{ m}, 0, 1 \text{ m})$ im KAOS-Targetsystem liegt. Um X als dispersive Koordinate aufzufassen, wurden die Achsen in einem linkshändigen Koordinatensystem neu definiert. Dabei sind die X - und Z -Achsen zwischen diesem System und dem KAOS-Targetsystem vertauscht. Die Y -Achse zeigt weiterhin senkrecht nach oben. Dieses neu definierte Koordinatensystem weist keinen der genannten Nachteile des zuvor verwendeten auf.

Die Definition des Ursprungs dieses Systems und die Koordinaten der verschiedenen Detektoren sind in Abb. 87 dargestellt.

A.1 BERECHNUNG DER FOKALEBENENKOORDINATEN

In der Rückrechnung von den gemessenen Spurdaten in Targetkoordinaten wird die aus den Spurpunkten extrapolierte Fokalebene position verwendet. In Abb. 88 ist die für die Berechnung verwendete Geometrie dargestellt.

Die Fokalebene ist im KAOS-Detektorsystem als Polynom parametrisiert:

$$z = Ax^2 + Bx + C, \quad (142)$$

wobei die y -Koordinate frei ist. Zusätzlich ist eine Referenzspur anhand der Parameter x_R und Θ_R definiert, deren Fokalebenekoordinaten als

$$x_0 = y_0 = z_0 = \Theta_0 = \Phi_0 = 0 \quad (143)$$

festgesetzt sind. Die Parametrisierung dieser Spur ist:

$$x = x_R + z \cdot \tan(\Theta_R) \quad (144)$$

$$y = 0 \quad (145)$$

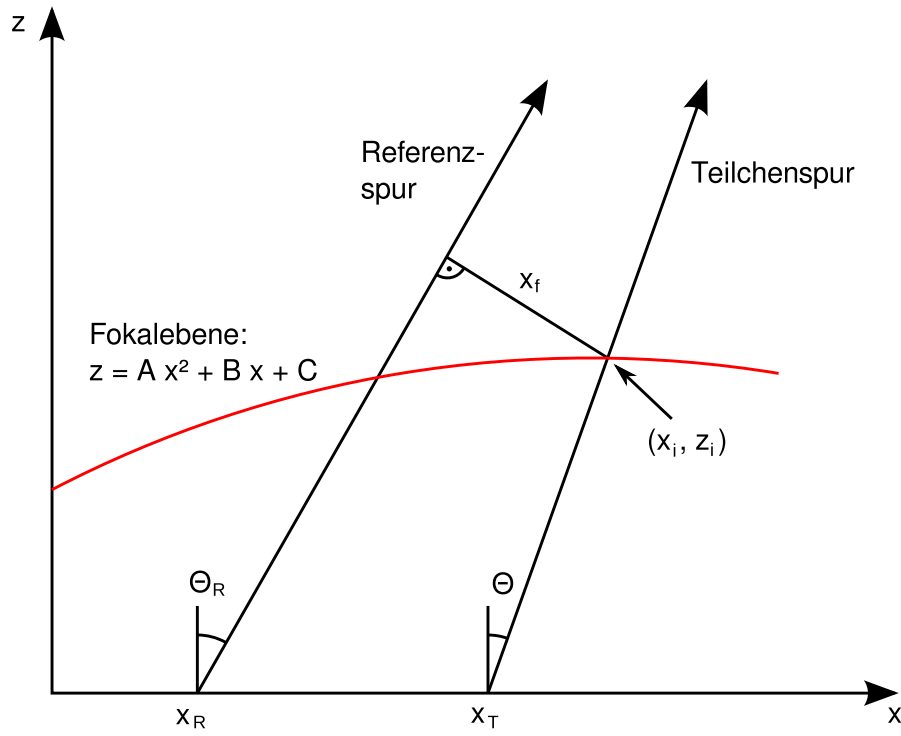


Abbildung 88: Darstellung der Geometrie, die zur Berechnung der Fokalebenepositionen der Spuren in Kaos verwendet wird. Als Koordinatensystem liegt der Berechnung das Kaos-Detektorsystem zugrunde.

Auf gleiche Weise sind alle Spuren in Kaos parametrisiert:

$$x = x_T + z \cdot \tan(\Theta) \quad (146)$$

$$y = y_T + z \cdot \tan(\Phi) \quad (147)$$

Der Schnittpunkt zwischen der Spur und der Fokalebene kann durch die Lösung der Gleichung:

$$\frac{x - x_T}{\tan(\Theta)} = Ax^2 + Bx + C \quad (148)$$

gefunden werden. Dieser Punkt liegt bei den Koordinaten:

$$x_i = \frac{-\left(B - \frac{1}{\tan(\Theta)}\right) \pm \sqrt{\left(B - \frac{1}{\tan(\Theta)}\right)^2 - 4A\left(C + \frac{x_T}{\tan(\Theta)}\right)}}{2A} \quad (149)$$

$$z_i = \frac{x_i - x_T}{\tan(\Theta)} \quad (150)$$

$$y_i = y_T + z_i \cdot \frac{\tan(\Phi)}{\cos(\Theta)} \quad (151)$$

Die Fokalebeneposition x_f dieser Spur ist dann definiert als der kürzeste Abstand zwischen der Projektion dieses Punktes auf die $y = 0$ Ebene und der Referenzspur. Dieser beträgt:

$$x_f = (x_i - x_R - z_i \tan(\Theta_R)) \cos(\Theta_R) \quad (152)$$

Die vertikale Fokalebene koordinate y_f ist gleich der y -Koordinate des Schnittpunkts:

$$y_f = y_i \quad (153)$$

 ABBILDUNGEN ZUR MODELLIERUNG DES EXPERIMENTS

Von den Daten, die in dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen Modell verwendet wurden, oder mit dessen Hilfe erzeugt wurden, sind nur die wichtigsten im Hauptteil aufgenommen. Hier sind weitere Graphen gezeigt, die für die Modellierung wichtig sind.

In Abb. 89 ist das verwendete Anregungsspektrum des ${}^9_\Lambda\text{Li}$ -Kontinuums zu sehen. Dazu wurden an Datenpunkte, die an einem ${}^{12}\text{C}$ -Target und einem ${}^4\text{He}$ -Target gewonnen wurden, Kurven der Form $F(E) = E \cdot e^{-E/k}$ angepasst, deren Parameter k anschließend gemittelt wurden. Die daraus resultierende Kurve ist ebenfalls dargestellt. Diese gibt besonders im Bereich kleiner Anregungsenergien den Verlauf der Daten gut wieder. Die verwendeten Daten wurden aus [68] extrahiert.

Die Reichweiten der unterschiedlichen Hyperfragmente in Beryllium sind in Abb. 90 über die jeweilige kinetische Energie aufgetragen, wobei deutlich die unterschiedlichen Kernladungen zu erkennen sind.

Die Abbildungen 91 bis 93 zeigen die Spektren der kinetischen Energie der einzelnen Hyperfragmente nach der Fragmentierung (rot) und zum Zeitpunkt des Zerfalls (grün) in einem Target der Dicke $125\text{ }\mu\text{m}$. Die Form des Spektrums der Anfangsenergie von ${}^9_\Lambda\text{Li}$ in Abb. 93 ist bedingt durch die pseudozufällige Erzeugung des Lambda-Impulses. Dieser Kern ist der einzige, der keine zusätzliche Energie durch die Fragmentierung übertragen bekommt, somit ist diese Energieverteilung nur durch den Impuls des Lambdas bedingt.

In den Abbildungen 94 bis 96 sind simulierte Pionspektren bei Verwendung von Berylliumtargets der Dicken 50 , 250 und $500\text{ }\mu\text{m}$ dargestellt. Während besonders bei den leichten Hyperisotopen die gesamte Ausbeute durch eine größere Abbremswahrscheinlichkeit bei dickeren Targets steigt, verschlechtert sich durch die Vergrößerung der Variation des Energieverlusts der Pionen im Target das Signal-zu-Untergrundverhältnis.

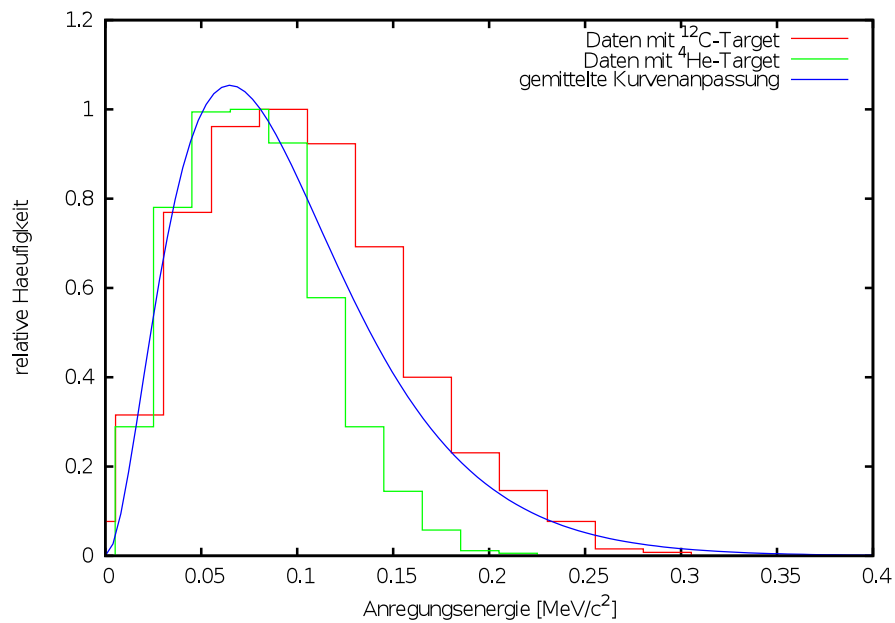


Abbildung 89: Erzeugung des Anregungsspektrums für die Modellierung. An experimentelle Daten (rot und grün) wurde die Kurve (blau) angepasst, die anschließend in dem Modell in Abschnitt 3.2 verwendet wurde.

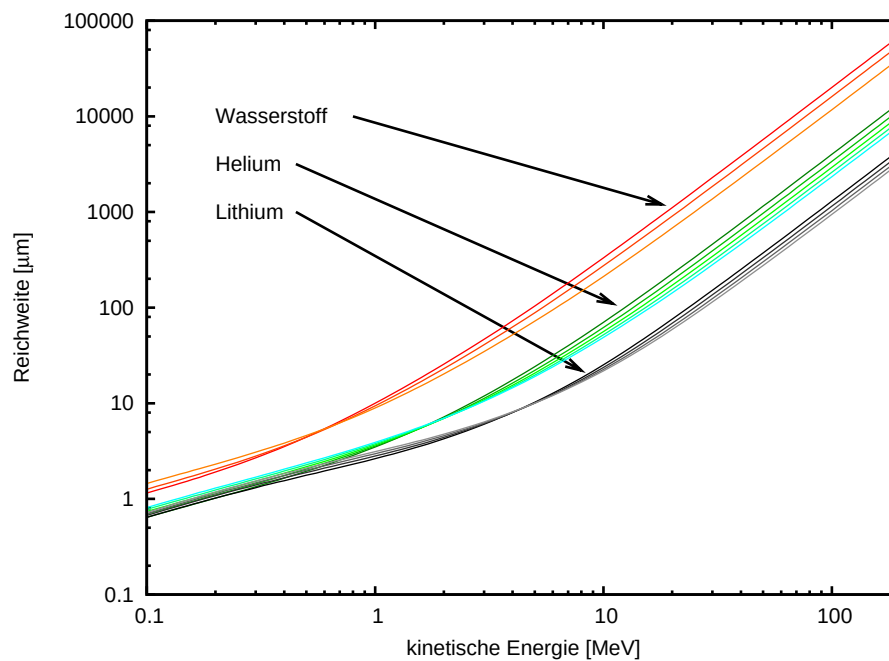


Abbildung 90: Reichweite unterschiedlicher Hyperfragmente in Beryllium in Abhängigkeit von deren kinetischer Energie. Die Daten wurden mit SRIM [51] erzeugt.

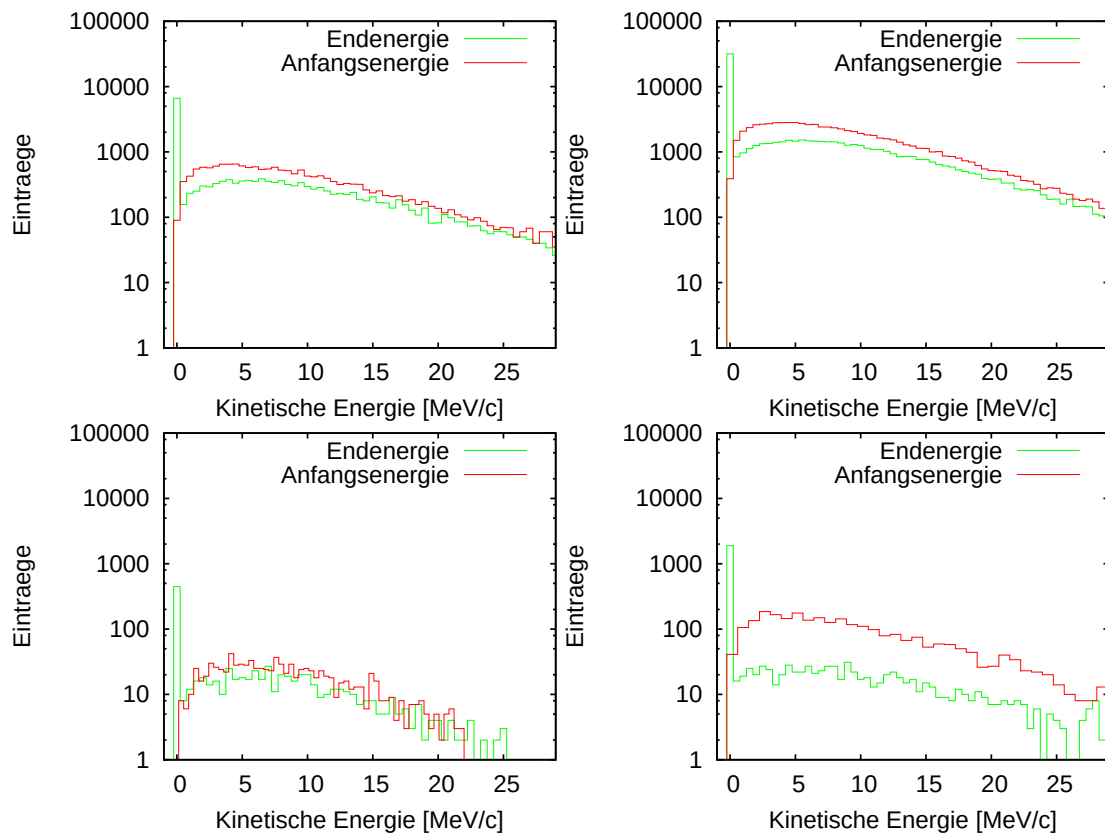


Abbildung 91: Energiespektren der Hyperfragmente nach der Fragmentierung (rot) und vor dem Zerfall (grün). Oben links: ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, Oben rechts: ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, unten links: ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ und unten rechts: ${}^4_{\Lambda}\text{He}$.

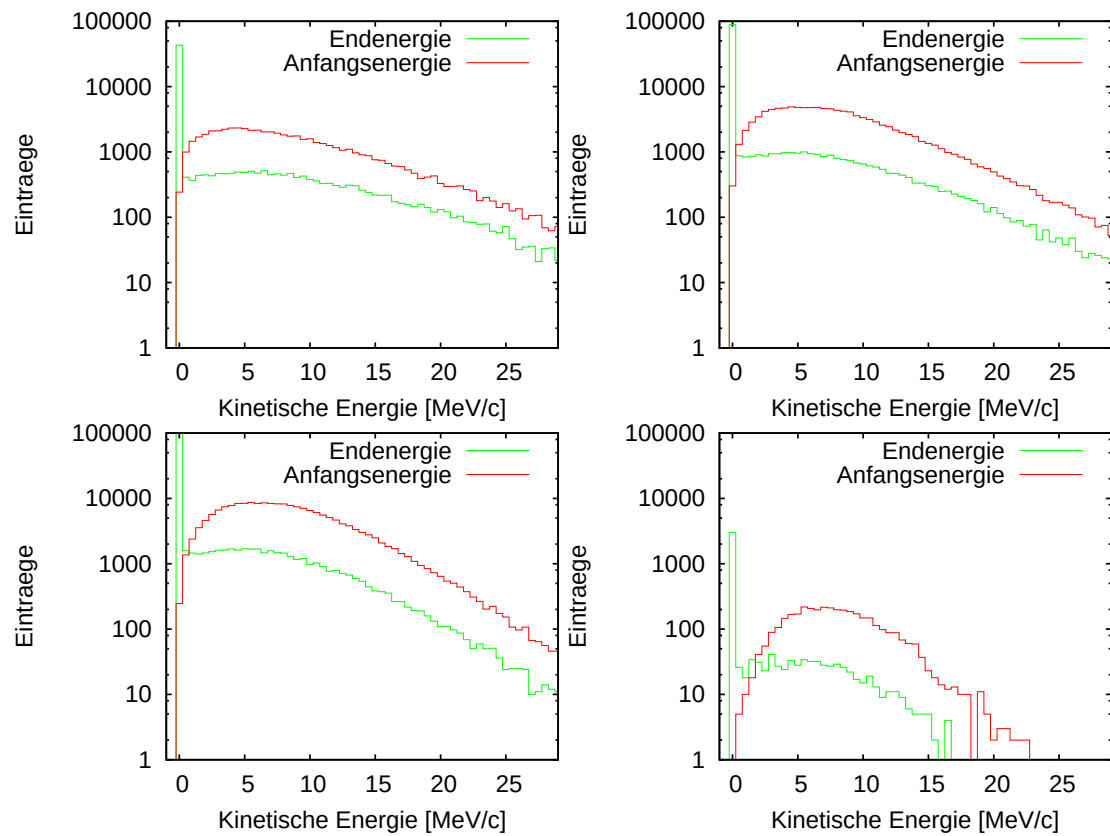


Abbildung 92: Energiespektren der Hyperfragmente nach der Fragmentierung (rot) und vor dem Zerfall (grün). Oben links: ${}^5_{\Lambda}\text{He}$, Oben rechts: ${}^6_{\Lambda}\text{He}$, unten links: ${}^7_{\Lambda}\text{He}$ und unten rechts: ${}^8_{\Lambda}\text{He}$.

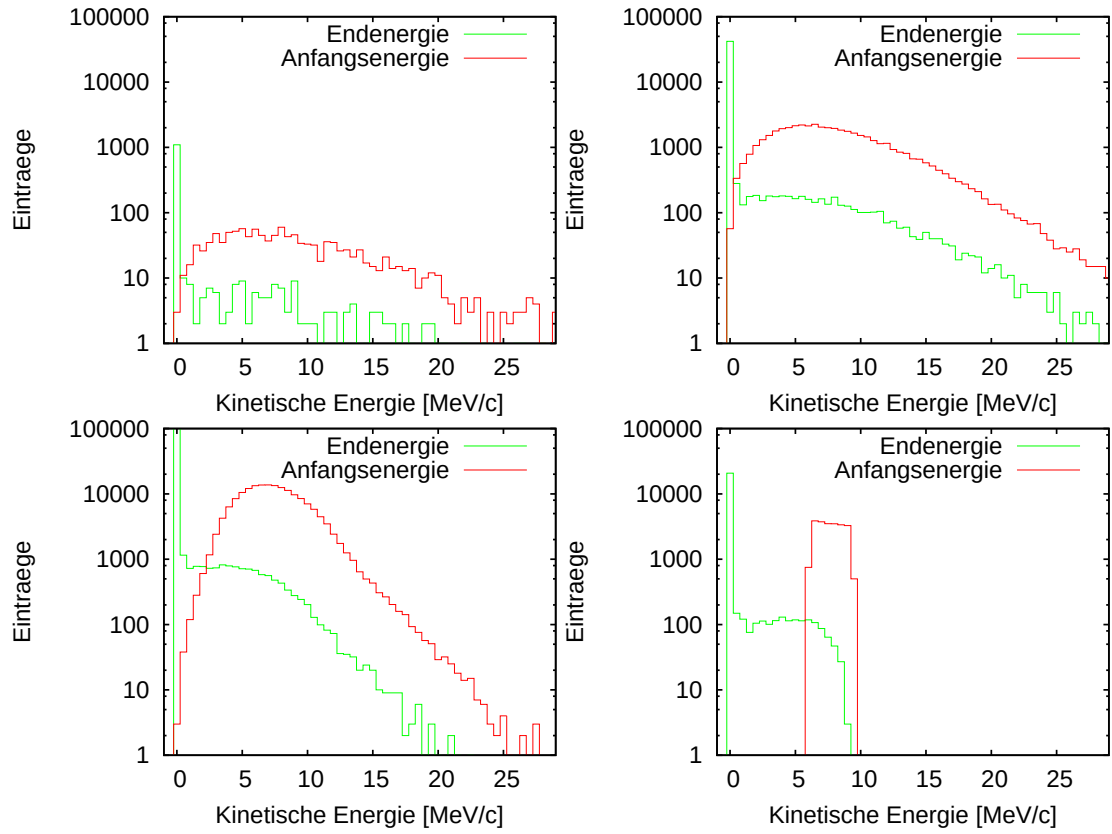


Abbildung 93: Energiespektren der Hyperfragmente nach der Fragmentierung (rot) und vor dem Zerfall (grün). Oben links: ${}^6_{\Lambda}\text{Li}$, Oben rechts: ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$, unten links: ${}^8_{\Lambda}\text{Li}$ und unten rechts: ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$.

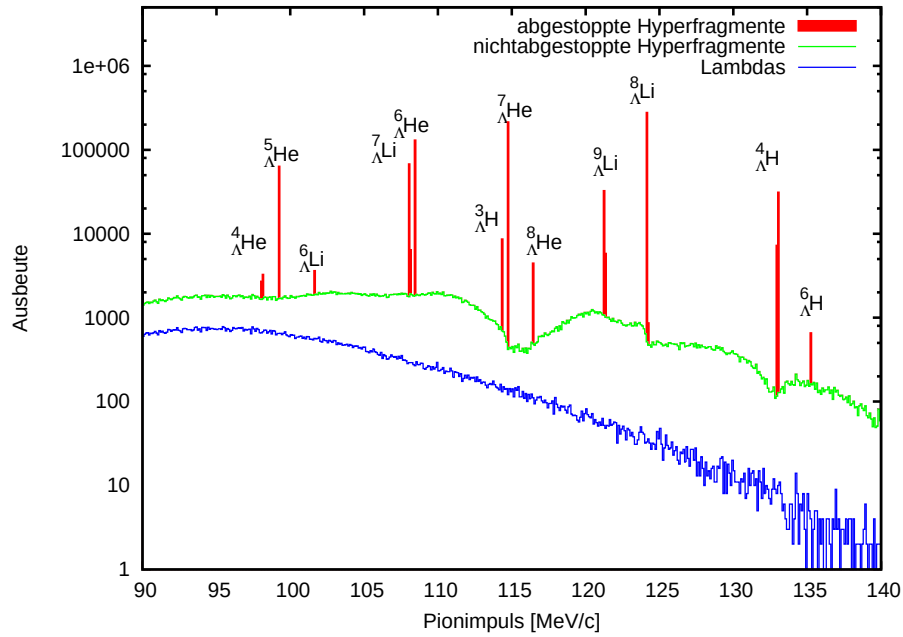


Abbildung 94: Simuliertes Impulsspektrum von Zerfallspionen bei einem 50 μm dicken Berylliumtarget (vgl. Abb. 30)

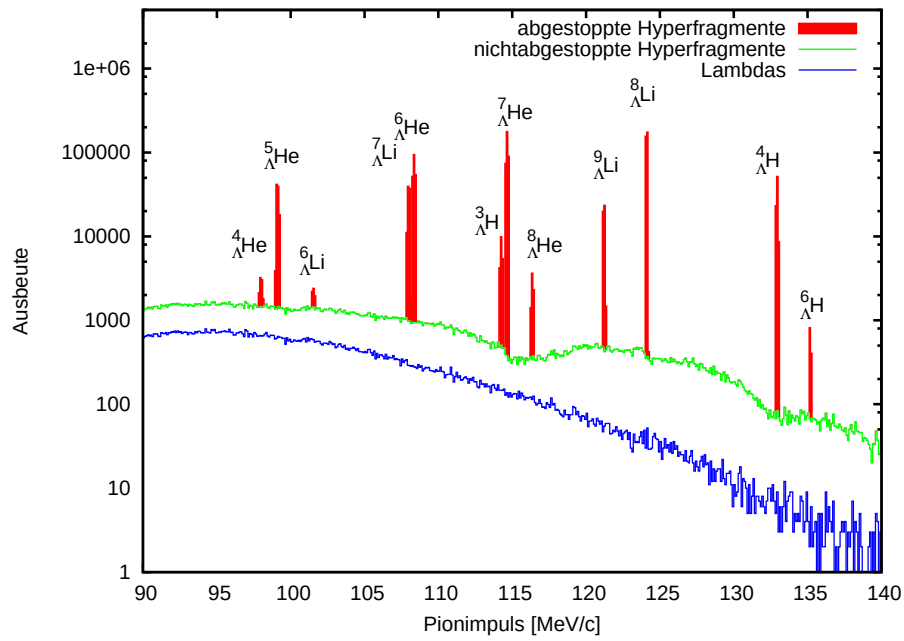


Abbildung 95: Simuliertes Impulsspektrum von Zerfallspionen bei einem 250 µm dicken Berylliumtarget (vgl. Abb. 30)

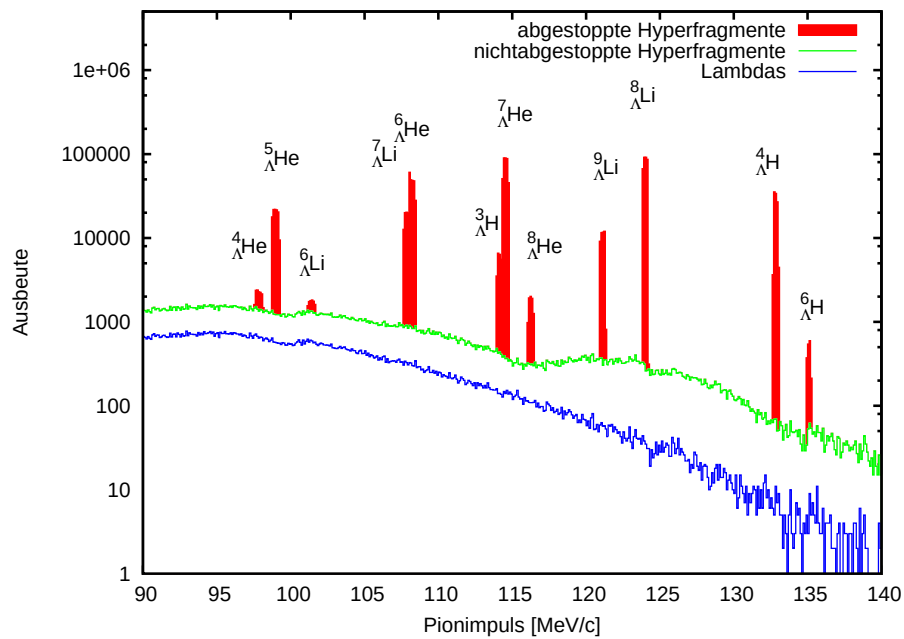


Abbildung 96: Simuliertes Impulsspektrum von Zerfallspionen bei einem 500 µm dicken Berylliumtarget (vgl. Abb. 30)

Die in Abschnitt 3.2 beschriebene Modellierung von Erzeugung, Fragmentierung, Abbremsung und Zerfall der Hyperfragmente wurde ebenfalls für ein Lithiumtarget durchgeführt. Im Folgenden sind die wichtigsten Ergebnisse des Modells dargestellt, die vergleichbar mit den jeweils referenzierten Abbildungen im Hauptteil sind.

Abb. 97 zeigt die Reichweiten verschiedener Hyperisotope in einem Medium aus Lithium. In Abb. 98 ist die Ausbeute an unterschiedlichen Hyperfragmenten bei Verwendung des statistischen Zerfallsmodells für die Fragmentierung eines initialen angeregten ${}^7\text{He}$ -Kontinuumzustands, der an einem ${}^7\text{Li}$ -Target erzeugt werden kann, dargestellt. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Hyperfragment im Target zerfällt zeigt Abb. 99, die Wahrscheinlichkeit dafür, dass dieser Zerfall in Ruhe stattfindet, ist in Abb. 100 in Abhängigkeit von der verwendeten Targetdicke dargestellt.

Die resultierenden Pion-Impulsspektren sind in den Abbildungen 101 bis 104 zu sehen, jeweils für Lithiumtargets der Dicken 75, 125, 275 und 525 μm .

Einen Überblick über die Fragmentierungswahrscheinlichkeiten sowie die Wahrscheinlichkeiten der Abbremsung in Lithiumtargets unterschiedlicher Dicke ist in Tabelle 8 gegeben.

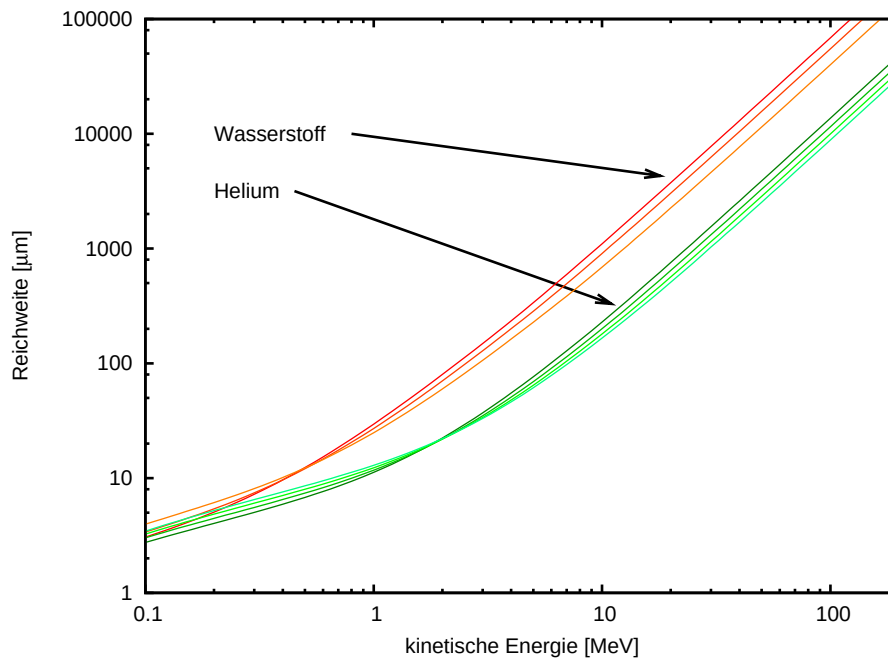


Abbildung 97: Reichweite unterschiedlicher Hyperfragmente in Lithium in Abhängigkeit von deren kinetischer Energie. Die Daten wurden mit SRIM [51] erzeugt. Zum Vergleich mit Beryllium siehe Abb. 90.

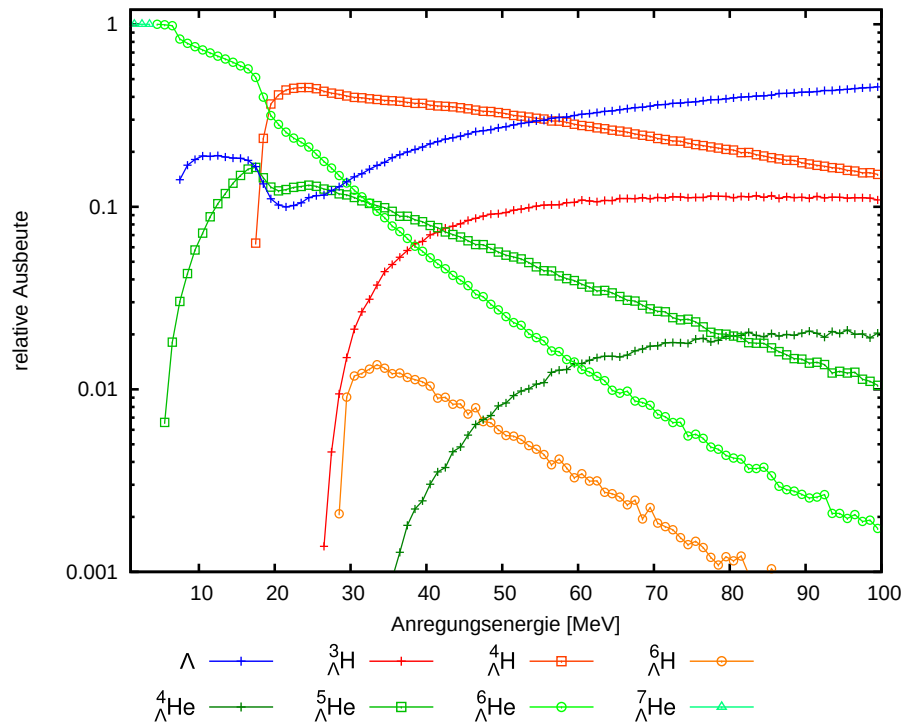


Abbildung 98: Relative Anteile der nach dem statistischen Fragmentierungsmodell zu erwartenden Hyperfragmente in Abhängigkeit von der Anregungsenergie des ${}^7_{\Lambda}\text{He}^*$ -Kontinuums. Dabei werden sowohl Fragmente gezählt, die sich im Grundzustand befinden, als auch Fragmente in angeregten Zuständen. Zum Vergleich mit dem Berylliumtarget siehe Abb. 28.

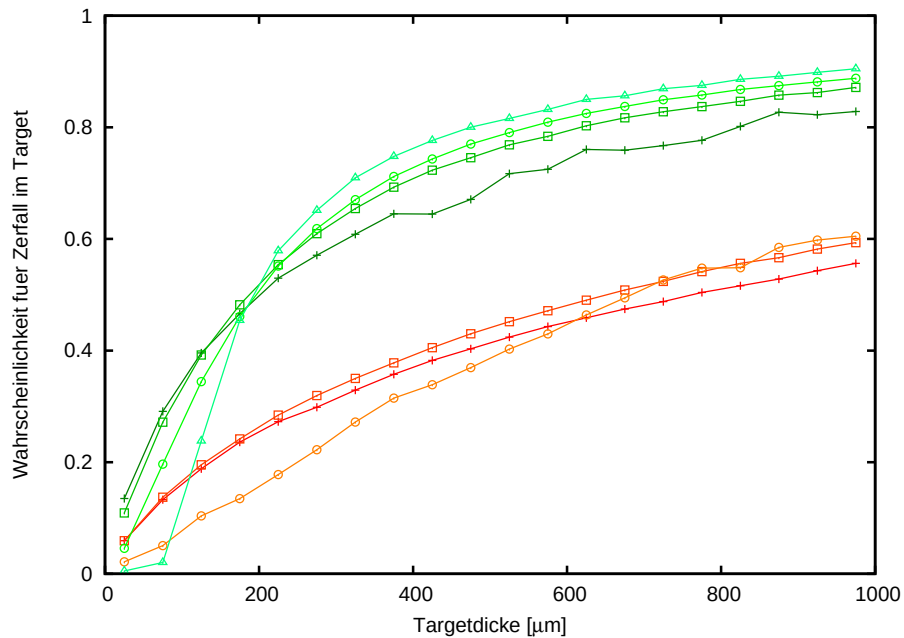


Abbildung 99: Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Hyperfragment innerhalb der Lithium-Targetfolie zerfällt in Abhängigkeit von deren Dicke. Zum Vergleich mit dem Berylliumtarget siehe Abb. 29.

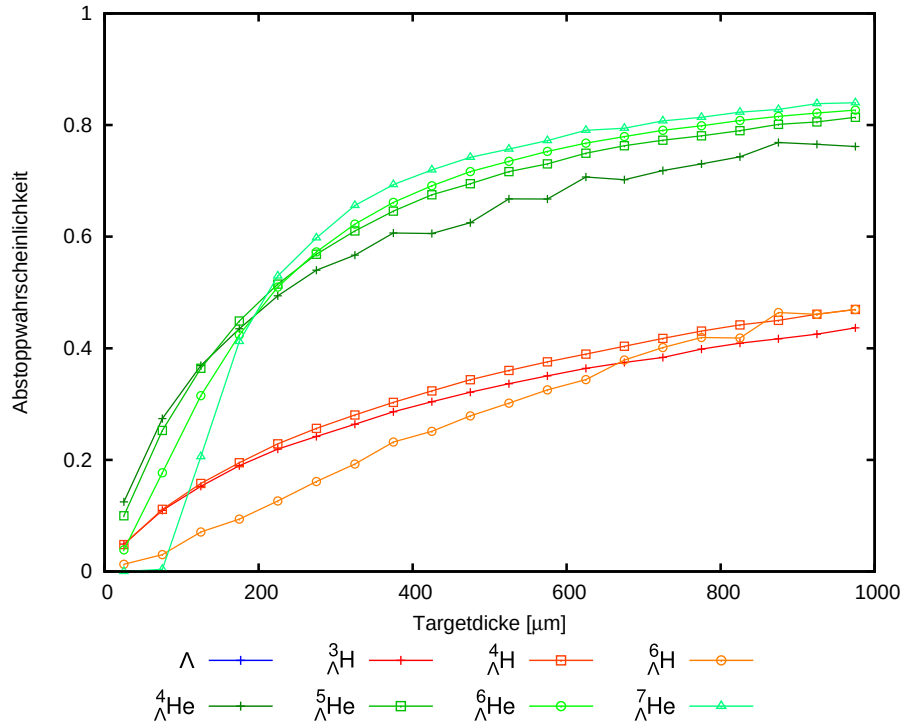


Abbildung 100: Abbremsungswahrscheinlichkeit der Hyperfragmente innerhalb des Targets aus Lithium in Abhängigkeit von der Targetdicke. Zum Vergleich mit dem Berylliumtarget siehe Abb. 29.

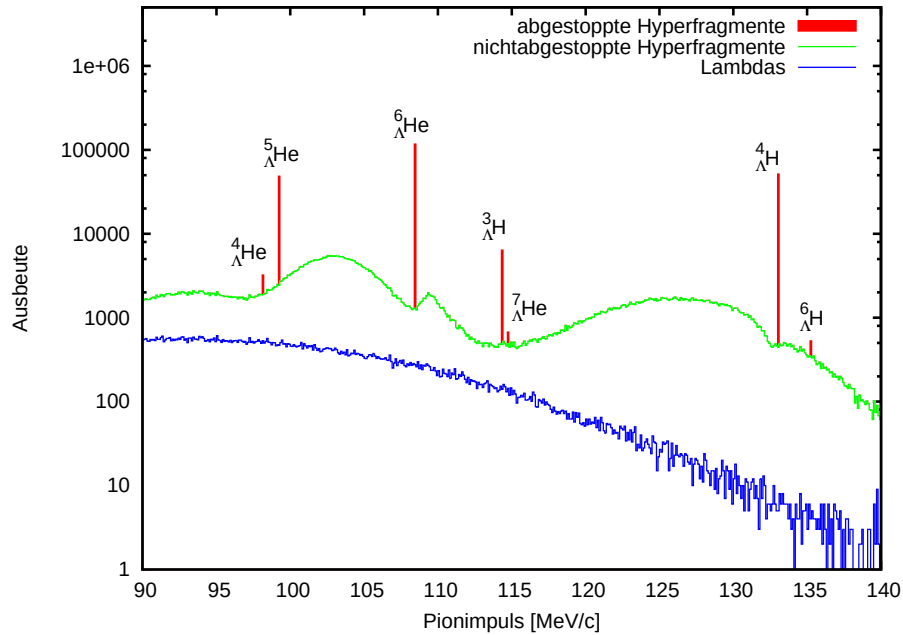


Abbildung 101: Nach der Simulation zu erwartendes Zerfallspionenspektrum für ein ${}^7\text{Li}$ -Target der Dicke $75\text{ }\mu\text{m}$. Neben den Zerfällen abgestopppter Hyperkerne (rot) ist ein Untergrund simuliert, der sich zusammensetzt aus dem Zerfall von Hyperkernen im Flug (grün) und dem Zerfall von aus der Fragmentierung stammenden Lambdas (blau). Zum Vergleich mit dem Berylliumtarget siehe Abb. 94.

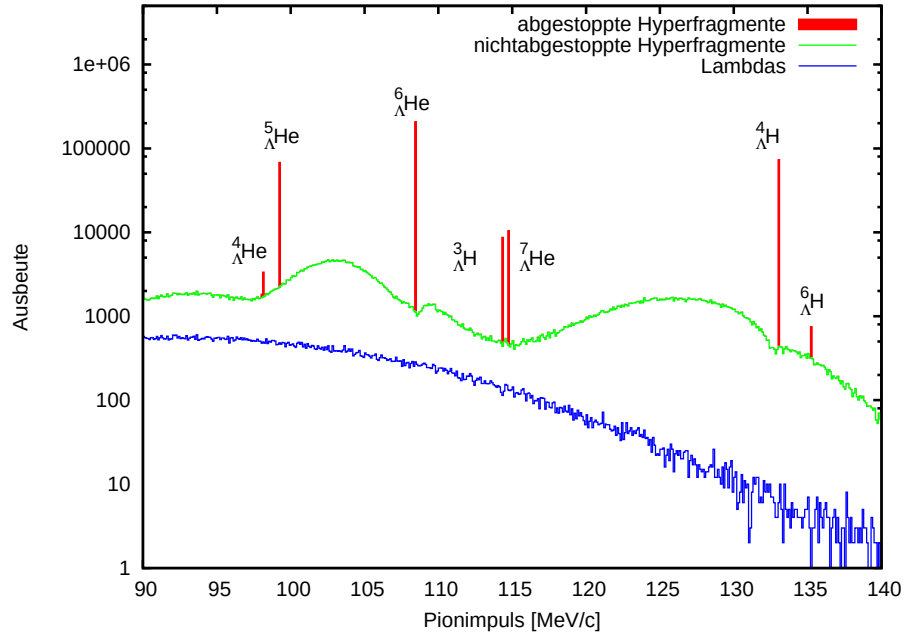


Abbildung 102: Nach der Simulation zu erwartendes Zerfallspionenspektrum für ein ${}^7\text{Li}$ -Target der Dicke $125\text{ }\mu\text{m}$. Neben den Zerfällen abgestopppter Hyperkerne (rot) ist ein Untergrund simuliert, der sich zusammensetzt aus dem Zerfall von Hyperkernen im Flug (grün) und dem Zerfall von aus der Fragmentierung stammenden Lambdas (blau). Zum Vergleich mit dem Berylliumtarget siehe Abb. 30.

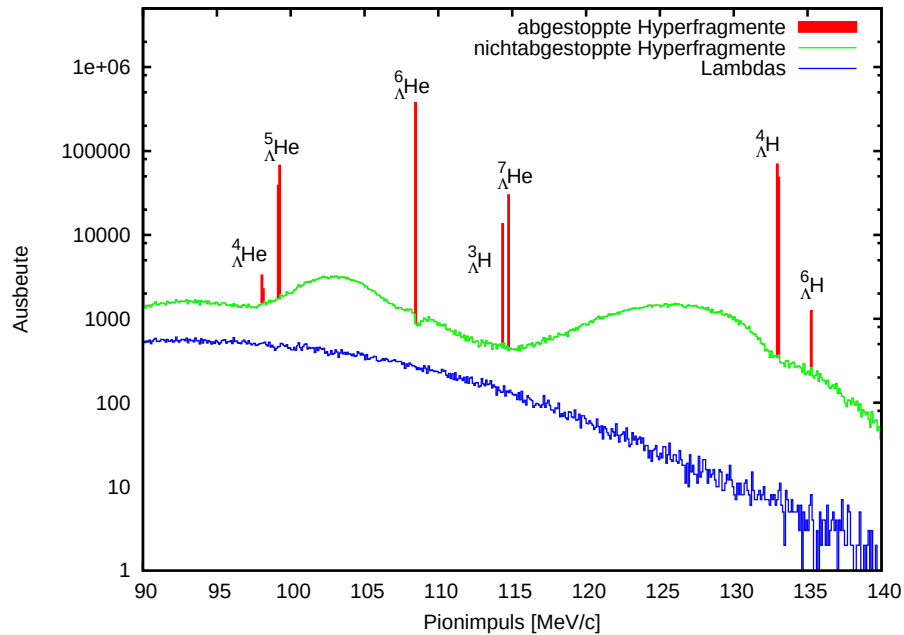


Abbildung 103: Nach der Simulation zu erwartendes Zerfallspionenspektrum für ein ${}^7\text{Li}$ -Target der Dicke $275\text{ }\mu\text{m}$. Neben den Zerfällen abgestopppter Hyperkerne (rot) ist ein Untergrund simuliert, der sich zusammensetzt aus dem Zerfall von Hyperkernen im Flug (grün) und dem Zerfall von aus der Fragmentierung stammenden Lambdas (blau). Zum Vergleich mit dem Berylliumtarget siehe Abb. 95.

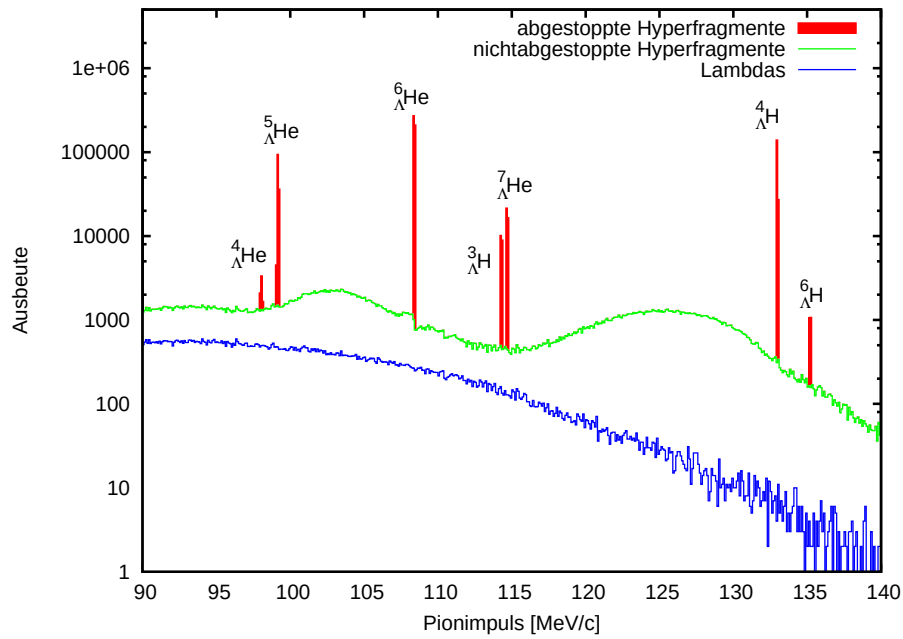


Abbildung 104: Nach der Simulation zu erwartendes Zerfallspionenspektrum für ein ${}^7\text{Li}$ -Target der Dicke $525\text{ }\mu\text{m}$. Neben den Zerfällen abgestopppter Hyperkerne (rot) ist ein Untergrund simuliert, der sich zusammensetzt aus dem Zerfall von Hyperkernen im Flug (grün) und dem Zerfall von aus der Fragmentierung stammenden Lambdas (blau). Zum Vergleich mit dem Berylliumtarget siehe Abb. 96.

Hyperfragment	Fragmentations- wahrsch.	Abbrems- wahrscheinlichkeit			
		75 μm	125 μm	275 μm	525 μm
Λ	0,176				
${}^3_\Lambda\text{H}$	0,027	0,109	0,153	0,242	0,336
${}^4_\Lambda\text{H}$	0,230	0,098	0,158	0,257	0,360
${}^6_\Lambda\text{H}$	$3,10 \cdot 10^{-3}$	0,030	0,070	0,161	0,301
${}^4_\Lambda\text{He}$	$2,42 \cdot 10^{-3}$	0,274	0,369	0,540	0,668
${}^5_\Lambda\text{He}$	0,091	0,253	0,365	0,569	0,717
${}^6_\Lambda\text{He}$	0,327	0,177	0,315	0,572	0,735
${}^7_\Lambda\text{He}$	0,024	0,004	0,071	0,161	0,302

Tabelle 8: Übersicht über die Formierungswahrscheinlichkeiten bei der Fragmentierung sowie die Abbremswahrscheinlichkeiten in Li-Targets unterschiedlicher Dicke.

INFORMATIONEN ZU DEN STRAHLZEITEN

An dieser Stelle sind einige Graphen gezeigt, die der Übersichtlichkeit halber aus dem Hauptteil entnommen wurden, aber dennoch aus Gründen der Vollständigkeit nicht fehlen sollten.

Abb. 105 zeigt die Überlebenswahrscheinlichkeit für Kaonen in KAOS in Abhängigkeit von ihrem Impuls. Durch vertikale Streifen eingezeichnet ist die Impulsakzeptanz von KAOS, bei einem eingestellten Zentralimpuls von 924 MeV/c. Nicht betrachtet für diese Berechnung ist, dass die mittlere Länge der Flugbahn mit dem Teilchenimpuls variiert, stattdessen wurde die zentrale Flugbahn für die Berechnung verwendet. Bei Verwendung der exakten Flugstrecke verlief die dargestellte Kurve flacher. Ebenfalls gilt es zu beachten, dass je nach Winkel des einfliegenden Teilchens die Flugstrecke ebenfalls variiert. Somit müsste genaugenommen ein Band von Flugzeiten dargestellt sein. Die Überlebenswahrscheinlichkeiten für die Zerfallspionen, für die das Gleiche gilt, sind in Abb. 106 zu sehen.

Tabelle 9 enthält eine Liste der wichtigen Setups der 2011 und 2012 durchgeführten Strahlzeiten.

In Abb. 107 ist das ADC-Spektrum des Čerenkovdetektors von Spektrometer A dargestellt, welcher verwendet wird, um Zerfallspionen von Elektronen zu trennen. Das Spektrum des Detektors von Spektrometer C ist dazu vergleichbar. Deutlich zu erkennen ist der von Elektronen verursachte Pik bei einem ADC-Wert von ca. 750. Das links davon liegende Minimum kann verwendet werden, um einen konservativen Schnitt festzulegen, der nur zu geringen Verlusten von Pionen führen sollte. Für eine stärkere Unterdrückung von Elektronen kann auch ein kleinerer Wert für den Schnitt gewählt werden.

Das Ergebnis der in Abschnitt 6.1.2 erwähnten Kalibration der Verstärkungsfaktoren der Flugzeitwände ist in Abb. 108 für Flugzeitwand G dargestellt. Dabei ist wiederum zu erkennen, dass eine Drift der Verstärkung über die Zeit hinweg stattgefunden hat, welche von gleicher Größenordnung wie die Drift in Flugzeitwand H ist. Die vergleichbaren Graphen für Flugzeitwand I sind in Abb. 109 gezeigt.

Abb. 110 zeigt das Ergebnis der Kalibration für die auf 1 m normierte Flugzeit zwischen Wand I und Wand H.

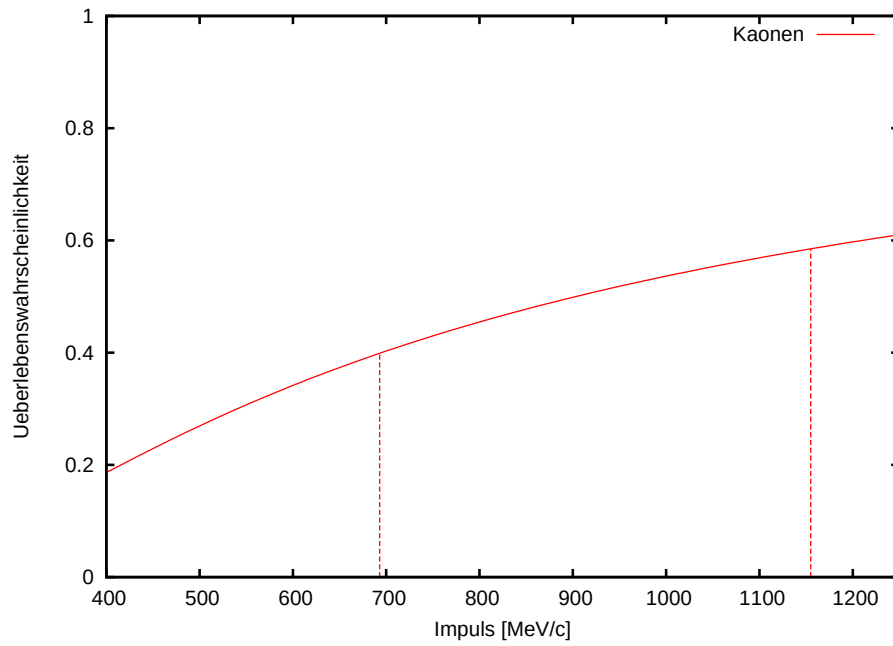


Abbildung 105: Berechnete Überlebenswahrscheinlichkeiten für Kaonen in der Impulsakzeptanz von KAOS. Dabei wurde die Flugstrecke als konstant angenommen und gleich der Zentralbahn gesetzt.

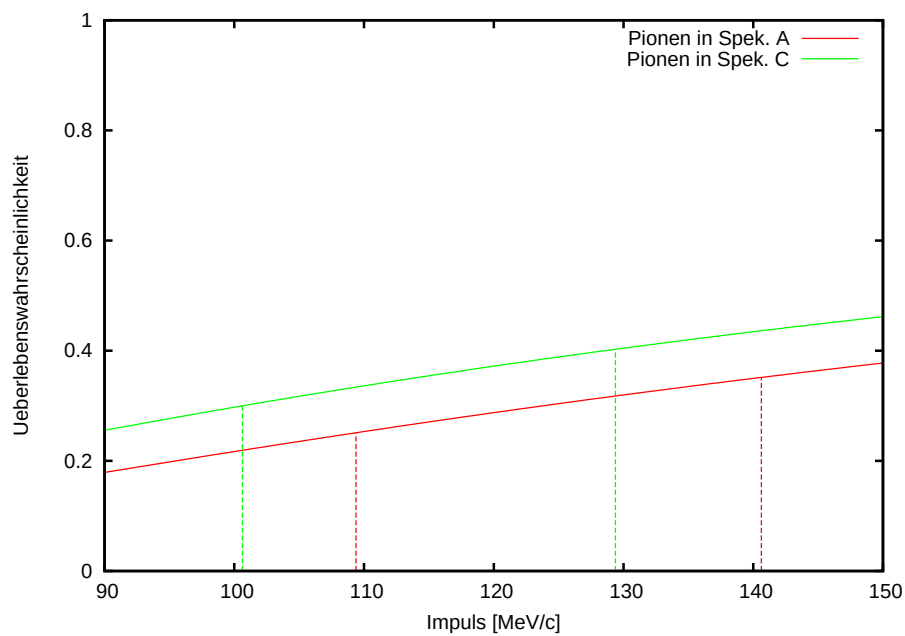


Abbildung 106: Berechnete Überlebenswahrscheinlichkeiten für Zerfallspionen in Spektrometer A und C in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls. Dabei wurde die Flugstrecke als konstant angenommen und gleich der Zentralbahn gesetzt.

$\bar{I}$ [μA]	Laufzeit	Ereignisse [10^6]	SpekA	MWPC	VWM	$\int L \cdot dt$ [pb^{-1}]	$\int L_{\text{cor}} \cdot dt$ [pb^{-1}]	Totzeit
Strahlzeit 2011								
2,0	174h 32m	183	✓	✓	✓	19690	8775	55,4 %
1,5	109h 56m	23		✓	✓	9463	8308	12,2 %
1,5	54h 38m	12			✓	4634	4004	13,6 %
2,0	21h 38m	9		✓	✓	2448	1858	24,1 %
1,8	22h 46m	10		✓	✓	2308	1706	26,1 %
0.8	39h 47m	1,5		✓		1720	1668	3,0 %
Summe (Daten ohne Spek. A)						20573	17544	
Strahlzeit 2012								
20.4	248h 45m	98	✓			284679	235123	17,4 %

Tabelle 9: Liste der wichtigen Setups während der 2011 und 2012 durchgeführten Strahlzeiten. Messungen mit anderen Strahlströmen ($\bar{I}$) wurden durchgeführt, sind allerdings für die Analyse nicht von Bedeutung, da dabei nur wenige Daten erhoben wurden. Ob Spektrometer A zum Einsatz kam (SpekA), die Drahtkammern in KAOS mitverwendet wurden (MWPC), oder der Vertikalwinkelmarkierer (VWM) in die Triggerentscheidung einging, ist in der jeweiligen Spalte angegeben. Es ist jeweils die integrierte Luminosität ($\int L \cdot dt$) und die Totzeit-korrigierte Luminosität ($\int L_{\text{cor}} \cdot dt$) angegeben.

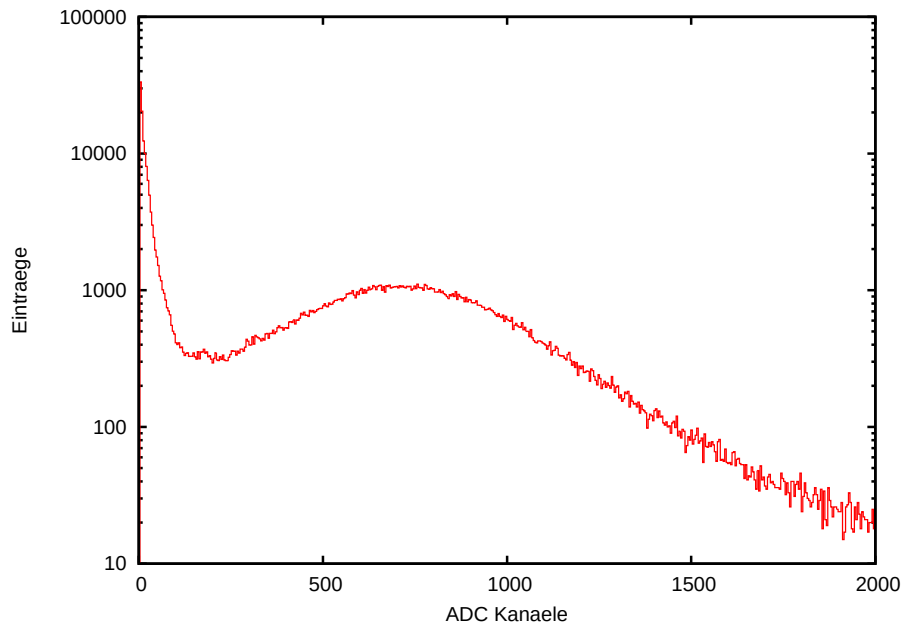


Abbildung 107: ADC-Spektrum des Čerenkovdetektors von Spektrometer A. Der ca. bei Kanal 750 liegende Pik wird von Elektronen verursacht.

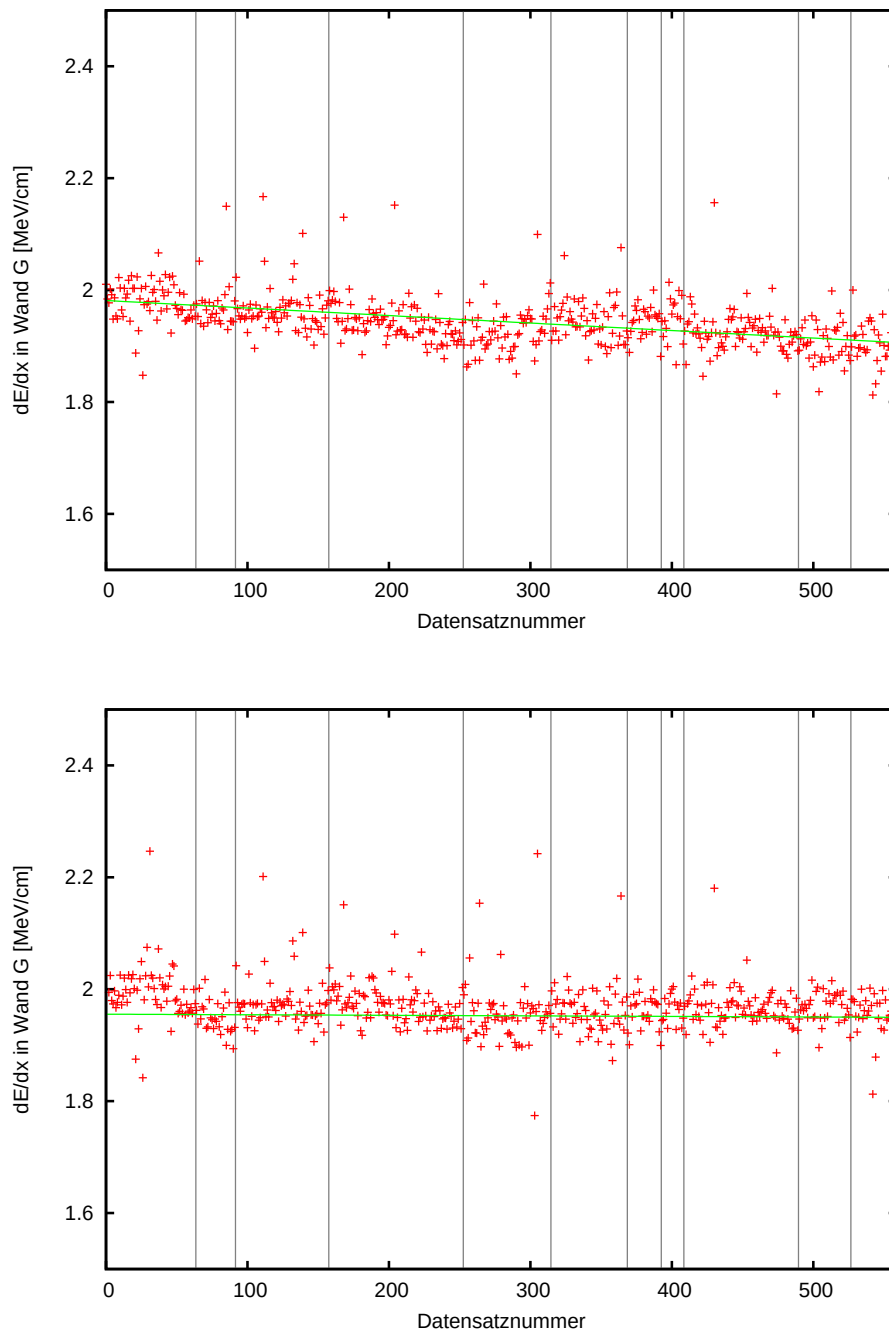


Abbildung 108: Vergleich des relativen Energieverlusts von Pionen in Flugzeitwand G aufgetragen über der Nummer des Datensatzes vor der Kalibration (oben) und nach der Kalibration (unten). In Grün dargestellt ist eine Ausgleichsgerade, deren Steigung durch die Kalibration um einen Faktor von 13,5 gesenkt werden konnte. Durch graue Linien getrennt sind die verschiedenen Zeitabschnitte, innerhalb derer die Datensätze für die Kalibration zusammengefasst wurden. Vergleiche Abb. 64 in Abschnitt 6.1.2.

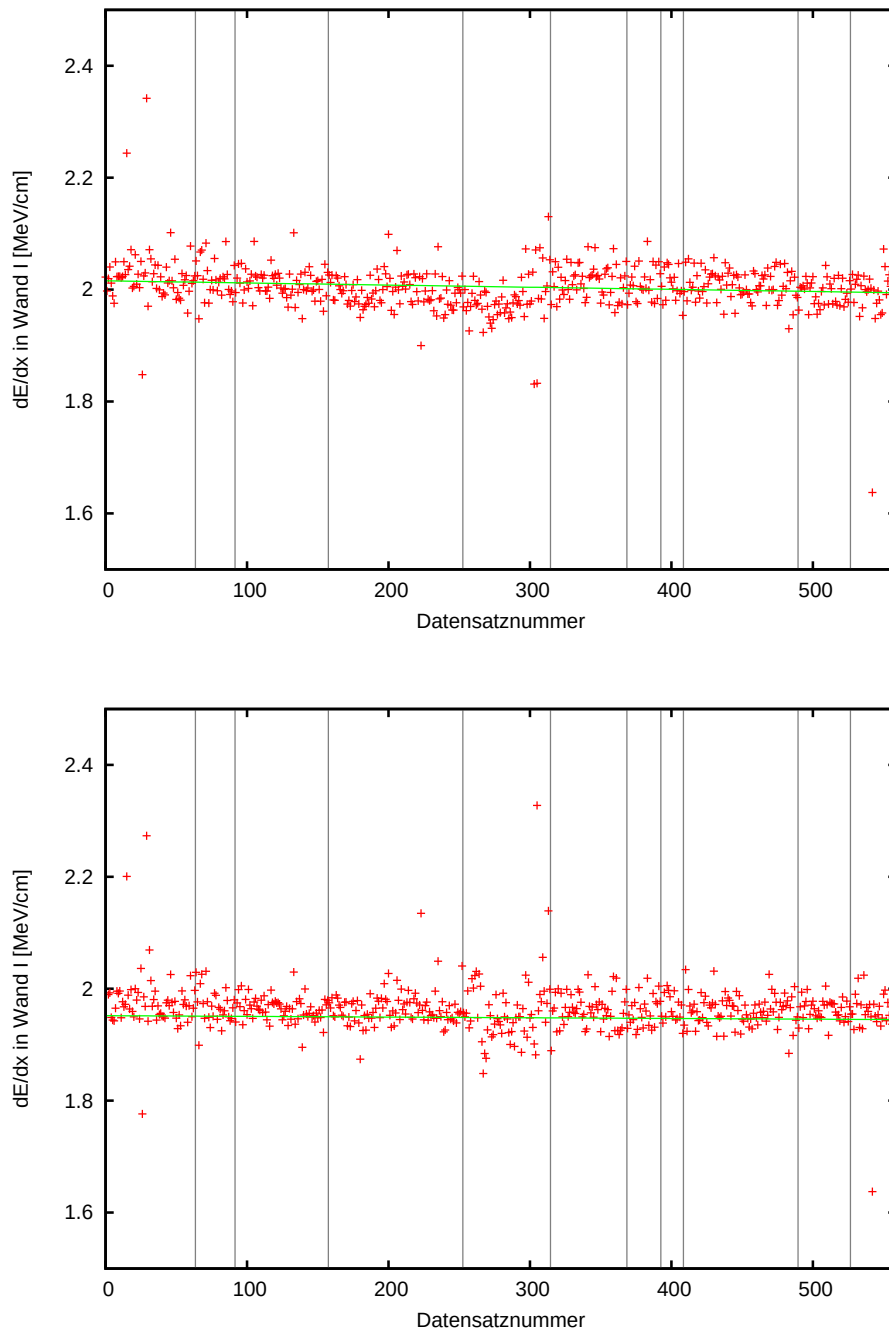


Abbildung 109: Vergleich des relativen Energieverlusts von Pionen in Flugzeitwand I aufgetragen über der Nummer des Datensatzes vor der Kalibration (oben) und nach der Kalibration (unten). In Grün dargestellt ist eine Ausgleichsgerade, deren Steigung durch die Kalibration um einen Faktor von 3,1 gesenkt werden konnte. Dieser Faktor ist kleiner als bei den anderen Wänden, da sich die Drift der Verstärkung in dieser Wand nicht so stark auswirkt. Durch graue Linien getrennt sind die verschiedenen Zeitabschnitte, innerhalb derer die Datensätze für die Kalibration zusammengefasst wurden. Vergleiche Abb. 64 in Abschnitt 6.1.2.

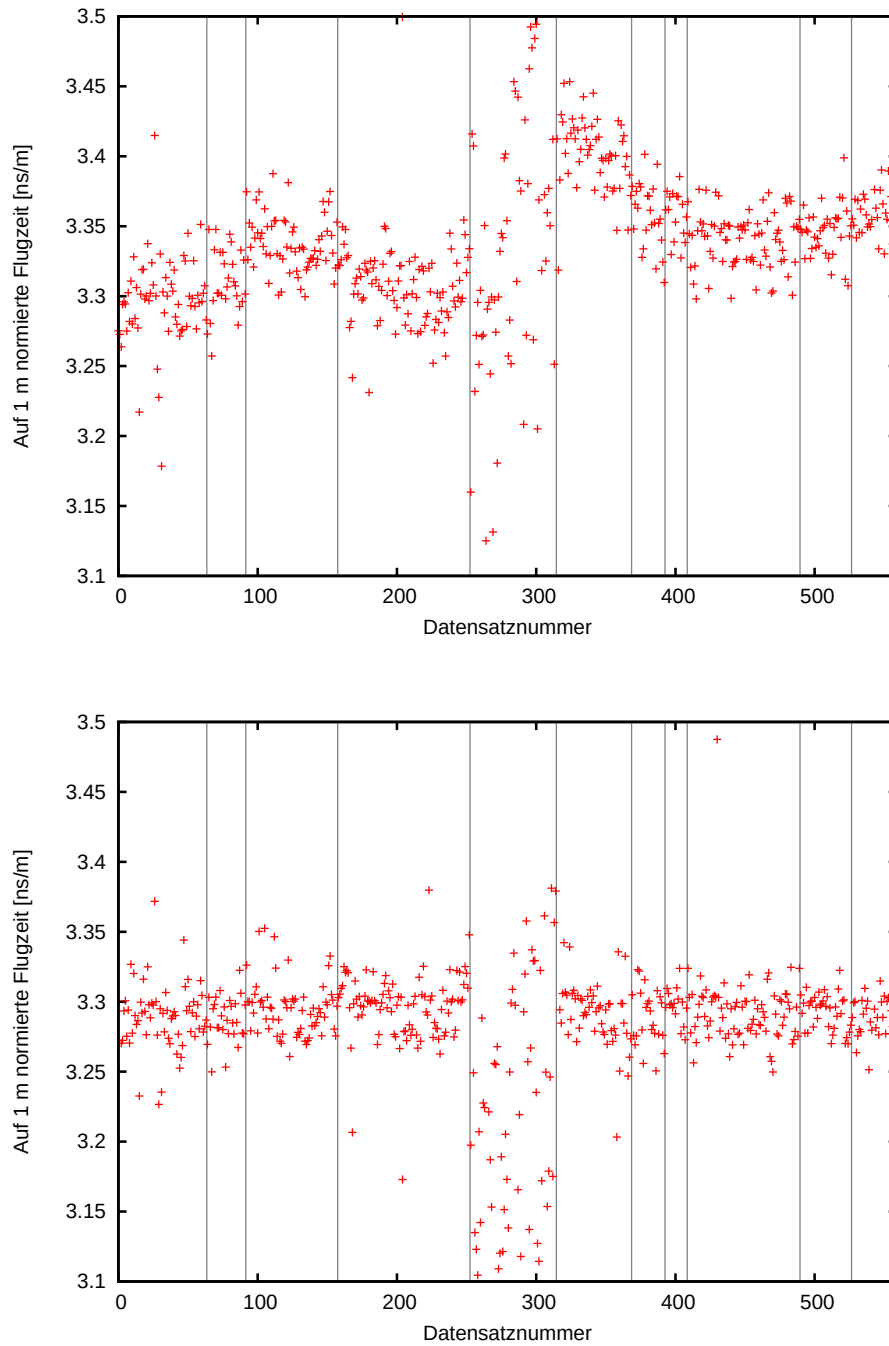


Abbildung 110: Vergleich der auf 1 m Flugstrecke normierten Flugzeit zwischen Wand I und Wand H für Pionen aufgetragen über der Nummer des Datensatzes vor der Kalibration (oben) und nach der Kalibration (unten). Durch graue Linien getrennt sind die verschiedenen Zeitabschnitte, innerhalb derer die Datensätze für die Kalibration zusammengefasst wurden. Im Bereich zwischen Datensatznummer 253 und 314 ist der Bereich zu erkennen, in dem die Zeitgangkorrektur nicht aktiv war. Vergleiche Abb. 65 in Abschnitt 6.1.2.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1	Entdeckung des ersten Hyperkerns	1
Abbildung 2	Quarkflussdiagramme von Reaktionen zur Lambdaproduktion	3
Abbildung 3	Bauplan des Mainzer Mikrotrons	10
Abbildung 4	Magnetoptik von Spektrometer A	12
Abbildung 5	Detektorenanordnung in den Spektrometern A, B und C	13
Abbildung 6	Schematische Darstellung des KAOS-Spektrometers	14
Abbildung 7	Skizze des Ablaufs des Experiments	16
Abbildung 8	Nuklidkarte leichter Hyperkerne	17
Abbildung 9	Photo der Targetleiter	20
Abbildung 10	Spektrometerandordnung während des Experiments	22
Abbildung 11	Detektorsystem des KAOS-Spektrometer	24
Abbildung 12	Koinzidenzmatrix des Triggers	25
Abbildung 13	Photo des Photonenstrahlfängers	27
Abbildung 14	Simulierte Energiedepositionierung im Photonenstrahlfänger	27
Abbildung 15	Abhängigkeit zwischen Q^2 und Θ_e	31
Abbildung 16	Reaktionsebenen der $(e, e'K^+)$ -Reaktion	32
Abbildung 17	Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Kaon-Lambda-Produktion von Q^2	34
Abbildung 18	Verhältnis des Kaonwinkels in Schwerpunkt- und Laborsystem	35
Abbildung 19	Abhängigkeit zwischen dem Fluss virtueller Photonen Γ_{virt} und Θ_e	36
Abbildung 20	Integrierter Photonenfluss	37
Abbildung 21	Wirkungsquerschnitt der Kaon-Lambda-Photoproduktion	38
Abbildung 22	Berechnung der Winkelakzeptanz von KAOS im Laborsystem	39
Abbildung 23	Winkelakzeptanz von KAOS im Laborsystem	39
Abbildung 24	Produkt aus dem integrierten Photonenfluss und dem Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion	41
Abbildung 25	Integrand zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Elektroproduktion	41
Abbildung 26	Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Lambda im Kern gebunden wird	43
Abbildung 27	Simuliertes Anregungsenergiespektrum	50
Abbildung 28	Simulierte Fragmentierungswahrscheinlichkeiten	51
Abbildung 29	Simulierte Abbremswahrscheinlichkeit unterschiedlicher Hyperfragmente im Target	53
Abbildung 30	Simuliertes Zerfallspionenspektrum	54
Abbildung 31	Position möglicher Reaktionen im Koinzidenzspektrum	57
Abbildung 32	Photo des Vertikalwinkelmarkierers	60
Abbildung 33	Abhängigkeit der Triggerraten vom Strahlstrom	61
Abbildung 34	Spurmultiplizität in KAOS	64
Abbildung 35	Teilchenidentifikation anhand der Flugzeit	66
Abbildung 36	Spezifischer Energieverlust zur Kaonenidentifikation	67

Abbildung 37	Signale des Aerogel-Čerenkovdetektors in KAOS für Protonen und Pionen	68
Abbildung 38	Koinzidenzspektrum zwischen Spektrometer A und KAOS für Physikalischen Untergrund	69
Abbildung 39	Koinzidenzspektrum zwischen Spektrometer C und KAOS für Physikalischen Untergrund	70
Abbildung 40	Koinzidenzspektrum für Kaonen in KAOS	71
Abbildung 41	Impulsspektren der potenziellen Zerfallspionen	72
Abbildung 42	Spurauswahl eines möglichen, verbesserten Spurfindungsalgorithmus	75
Abbildung 43	Aufbau des Bleiabsorbertests	78
Abbildung 44	Zählratenverteilung im Bleiabsorber Testexperiment	79
Abbildung 45	Simulierte Zählratenverteilung für den Bleiabsorbertest	79
Abbildung 46	Abstoppwahrscheinlichkeit für Elektronen in Bleiabsorbern	81
Abbildung 47	Darstellung des simulierten KAOS-Spektrometers	82
Abbildung 48	Ausrichtung der Magnetfeldkarte	83
Abbildung 49	Verlauf der Fokalebene des KAOS-Spektrometers	85
Abbildung 50	Simulierte Unterdrückung von Positronen und Kaonen durch den Bleiabsorber	88
Abbildung 51	Abhängigkeit der Fokalebenenkoordinate nicht wechselwirkender Teilchen vom Impuls	89
Abbildung 52	Einfluss unterschiedlicher Bahnwinkel auf die Fokalebenenkoordinate	90
Abbildung 53	Einfluss der Streuung an den Detektoren auf die Fokalebenenkoordinate	91
Abbildung 54	Einfluss der Streuung am Bleiabsorber auf die Fokalebenenkoordinate	92
Abbildung 55	Impulsabhängigkeit der Streuung von Teilchen in der Bleiwand	92
Abbildung 56	Abhängigkeit zwischen Flugstrecke und Spurwinkel	93
Abbildung 57	Einfluss von Streuung am Bleiabsorber auf den Spurwinkel	94
Abbildung 58	Einfluss des Absorbers auf die Flugzeit von Kaonen	95
Abbildung 59	Photo des Positronenabsorbers	96
Abbildung 60	Schematische Darstellung des Aufbaus von KAOS	98
Abbildung 61	Erzeugung der Trigger-Koinzidenzmatrix	99
Abbildung 62	Triggerlogik für die Koinzidenzfindung zwischen den drei Szintillatorwänden im KAOS-Spektrometer	99
Abbildung 63	Piksuche in der Kalibrationsroutine	103
Abbildung 64	Ergebnis der Kalibration der Energieverluste	105
Abbildung 65	Ergebnis der Kalibration der Flugzeitmessung	107
Abbildung 66	Spezifischer Energieverlust in Flugzeitwand G	108
Abbildung 67	Spezifischer Energieverlust in Flugzeitwand H	109
Abbildung 68	Spezifischer Energieverlust in Flugzeitwand I	109
Abbildung 69	Flugzeit für unterschiedliche Teilchen in KAOS	110
Abbildung 70	Koinzidenzspektrum zwischen KAOS und Spektrometer A für Pionen und Protonen in KAOS	111
Abbildung 71	Koinzidenzspektrum zwischen KAOS und Spektrometer C für Pionen und Protonen in KAOS	111
Abbildung 72	Koinzidenzspektrum zwischen KAOS und Spektrometer A für Kaonen in KAOS	112

Abbildung 73	Koinzidenzspektrum zwischen KAOS und Spektrometer C für Kaonen in KAOS	113
Abbildung 74	Verhältnisse der Zählraten unterschiedlicher Reaktionen	114
Abbildung 75	Verteilung der Energieverluste der Zerfallspionen	118
Abbildung 76	Numerisch ermittelte Verteilung des gesamten Energieverlusts der Zerfallspionen	119
Abbildung 77	Veränderung des Pionimpulses durch den Verlust kinetischer Energie	120
Abbildung 78	Variation des Magnetfelds von Dipolmagnet D1 in Spektrometer C	121
Abbildung 79	Histogramm der gemessenen Magnetfeldwerte in Dipolmagnet D1 von Spektrometer C	122
Abbildung 80	Zerfallspionenimpulsspektrum der 2012 durchgeführten Strahlzeit in Spektrometer A	123
Abbildung 81	Zerfallspionenimpulsspektrum der 2012 durchgeführten Strahlzeit in Spektrometer C	123
Abbildung 82	Wahrscheinlichkeit dafür, dass der ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ -Pik durch zufälligen Untergrund verursacht wurde	125
Abbildung 83	Pik von Zerfällen von ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ im Zerfallspionenspektrum	126
Abbildung 84	Berechnete Impulsveränderung durch den Energieverlust im Target	130
Abbildung 85	Beispiele verbesserter Targetgeometrien	131
Abbildung 86	Effizienz der dE-Szintillatorebene von Spektrometer C	132
Abbildung 87	Definition des Kaos-Detektor-Koordinatensystems	136
Abbildung 88	Berechnung der Fokalebenepositionen	137
Abbildung 89	Anregungsspektrum des Hyperkernskontinuums im verwendeten Modell	140
Abbildung 90	Reichweite von Hyperfragmenten in Beryllium	140
Abbildung 91	Energiespektren einzelner Hyperfragmente	141
Abbildung 92	Energiespektren einzelner Hyperfragmente	142
Abbildung 93	Energiespektren einzelner Hyperfragmente	143
Abbildung 94	Simuliertes Pionspektrum bei einem 50 μm dickem Berylliumtarget	143
Abbildung 95	Simuliertes Pionspektrum bei einem 250 μm dickem Berylliumtarget	144
Abbildung 96	Simuliertes Pionspektrum bei einem 500 μm dickem Berylliumtarget	144
Abbildung 97	Reichweite von Hyperfragmenten in Lithium	145
Abbildung 98	Simulierte Fragmentierungswahrscheinlichkeiten eines ${}^7_{\Lambda}\text{He}^*$ -Kontinuums	146
Abbildung 99	Simulierte Wahrscheinlichkeit für den Zerfall innerhalb eines Lithiumtarget	146
Abbildung 100	Simulierte Abbremswahrscheinlichkeit von Hyperfragmenten im Lithiumtarget	147
Abbildung 101	Simuliertes Pionspektrum bei einem 75 μm dicken ${}^7\text{Li}$ -Target	147
Abbildung 102	Simuliertes Pionspektrum bei einem 125 μm dicken ${}^7\text{Li}$ -Target	148
Abbildung 103	Simuliertes Pionspektrum bei einem 275 μm dicken ${}^7\text{Li}$ -Target	148
Abbildung 104	Simuliertes Pionspektrum bei einem 525 μm dicken ${}^7\text{Li}$ -Target	149
Abbildung 105	Überlebenswahrscheinlichkeiten für Kaonen in KAOS	152

Abbildung 106	Überlebenswahrscheinlichkeiten für Zerfallspionen	152
Abbildung 107	ADC-Spektrum des Čerenkovdetektors von Spektrometer A . .	153
Abbildung 108	Ergebnis der Energieverlustkalibration von Flugzeitwand G . .	154
Abbildung 109	Ergebnis der Energieverlustkalibration von Flugzeitwand I . . .	155
Abbildung 110	Ergebnis der Kalibration der Flugzeitmessung zwischen Wand I und Wand H	156

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] DANYSZ, M. und J. PNIEWSKI: *Delayed disintegration of a heavy nuclear fragment: I.* Philos. Mag. 7, 44:348 – 350, 1953.
- [2] SÀNCHEZ MAJOS, S.: *Measurement of the unpolarized $K^+\Lambda$ and $K^+\Sigma^0$ electroproduction cross-section off the proton with the Kaos spectrometer.* Doktorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 2012.
- [3] TAMURA, H. et al.: *Gamma-ray spectroscopy of hypernuclei at present and future.* Nucl. Phys. A, 914:99 – 108, 2013.
- [4] AGNELLO, M. et al.: *First observation of the hyper superheavy hydrogen.* Nucl. Phys. A, 881:269 – 287, 2012.
- [5] HIYAMA, E., M. KAMIMURA, T. MOTOKA, T. YAMADA und Y. YAMAMOTO: *Three- and four-body structure of light Λ hypernuclei.* Nucl. Phys. A, 684:227 – 235, 2001.
- [6] HIYAMA, E., S. OHNISHI, M. KAMIMURA und Y. YAMAMOTO: *Four-body structure of neutron-rich hypernucleus ${}^6_\Lambda H$.* Nucl. Phys. A, 908:29 – 39, 2013.
- [7] AGNELLO, M. et al.: *DAΦNE monitored by FINUDA.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 570:205 – 215, 2007.
- [8] TAMURA, H. et al.: *Formation of ${}^4_\Lambda H$ hypernuclei from K^- absorption at rest on light nuclei.* Phys. Rev. C, 40:R479–R482, 1989.
- [9] SUGIMURA, H. et al.: *Search for ${}^6_\Lambda H$ hypernucleus by the ${}^6\text{Li}(\pi^-, K^+)$ reaction at $p_{\pi^-} = 1.2 \text{ GeV/c}$.* eingereicht bei Phys. Lett. B, 2013. arXiv:1310.6104.
- [10] TAMURA, H., M. UKAI, T.O. YAMAMOTO und T. KOIKE: *Study of Λ hypernuclei using hadron beams and γ -ray spectroscopy at J-PARC.* Nucl. Phys. A, 881:310 – 321, 2012.
- [11] SAITO, T. R. et al.: *Production of hypernuclei in peripheral HI collisions: The HypHI project at GSI.* Nucl. Phys. A, 881:218 – 227, 2012.
- [12] RAPPOLD, C. et al.: *Hypernuclear spectroscopy of products from ${}^6\text{Li}$ projectiles on a carbon target at.* Nucl. Phys. A, 913:170 – 184, 2013.
- [13] JANKOWIAK, A.: *The Mainz Microtron MAMI – Past and future.* Eur. Phys. J. A, 28:149 – 160, 2006.
- [14] KAISER, K.-H. et al.: *The 1.5 GeV harmonic double-sided microtron at Mainz University.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 593:159 – 170, 2008.
- [15] BLOMQVIST, K. I. et al.: *The three-spectrometer facility at the Mainz microtron MAMI.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 403:263 – 301, 1998.
- [16] DISTLER, M. O.: *Elektroproduktion von neutralen Pionen am Wasserstoff an der Schwelle.* Doktorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 1997.

- [17] ACHENBACH, P.: *The Kaos Spectrometer at the Mainz Microtron and First Measurements of Kaon Electro-Production*. Habilitationsschrift, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 2010.
- [18] AYERBE, C. A.: *The scintillating fiber focal plane detector for the use of Kaos as a double arm spectrometer*. Doktorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 2012.
- [19] MARGARIAN, A., L. TANG, L. YUAN, S. N. NAKAMURA und J. REINHOLD: *Study of Light Hypernuclei by Pionic Decay at JLab*. Proposal 08-012 Jefferson Lab, 2007.
- [20] AUDI, G., A. H. WAPSTRA und C. THIBAULT: *The Ame2003 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references*. Nucl. Phys. A, 729:337 – 676, 2003.
- [21] DAVIS, D. H.: *50 years of hypernuclear physics: I. The early experiments*. Nucl. Phys. A, 754:3 – 13, 2005.
- [22] OUTA, H. et al.: *Mesonic weak decay of ${}^4_{\Lambda}H$ and ${}^4_{\Lambda}He$* . Nucl. Phys. A, 585:109 – 112, 1995.
- [23] KAMEOKA, S. et al.: *Measurement of the π^- decay width of ${}^5_{\Lambda}He$* . Nucl. Phys. A, 754:173 – 177, 2005.
- [24] SZYMANSKI, J. J. et al.: *Nonleptonic weak decay of ${}^5_{\Lambda}He$ and ${}^{12}_{\Lambda}C$* . Phys. Rev. C, 43:849 – 862, 1991.
- [25] AGNELLO, M. et al.: *New results on mesonic weak decay of p-shell Λ -hypernuclei*. Phys. Lett. B, 681:139 – 146, 2009.
- [26] NAKAMURA, S. N. et al.: *Observation of the Helium 7 Lambda hypernucleus by the $(e,e'K^+)$ reaction*. Phys. Rev. Lett., 110:012502, 2013.
- [27] JURIC, M. et al.: *On the existence of the hypernucleus ${}^8_{\Lambda}He$* . Nucl. Phys. B, 35:160 – 166, 1971.
- [28] HARMSSEN, D. M.: *Evidence for the Existence of the Hypernucleus ${}_{\Lambda}Li^6$* . Phys. Rev. Lett., 19:1409 – 1409, 1967.
- [29] NATIONAL NUCLEAR DATA CENTER, BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY: *NuDat (Nuclear Structure and Decay Data)*, 2008. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2>.
- [30] BOTTA, E., T. BRESSANI und G. GARBARINO: *Strangeness nuclear physics: a critical review on selected topics*. Eur. Phys. J. A, 48:1–64, 2012.
- [31] BLOCK, M. M et al.: *Hyperfragment Studies in the Helium Bubble Chamber*. In: *Proceedings of the International conference on hyperfragments : St. Cergue*, 1963.
- [32] BERTRAND, D. et al.: *Branching ratios for the π^- mesonic decays of the hypernuclei ${}^3_{\Lambda}H$ and ${}^4_{\Lambda}H$* . Nucl. Phys. B, 16:77 – 84, 1970.
- [33] BAIER, V. N. und V. M. KATKOV: *Electroproduction of electron-positron pair in a medium*. Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 88:88, 2008.
- [34] GOMEZ RODRIGUEZ DE LA PAZ, M.: *Strahltest und Betrieb von Vieldrahtproportional-kammern für das Kaos-Spektrometer*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 2008.

- [35] NUNGESSER, L.: *Aufbau und Simulation des Kaos-Spektrometers für Koinzidenzmessungen in der assoziierten Kaonproduktion*. Doktorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 2009.
- [36] SCHULZ, F.: *Teilchenidentifikation unter kleinen Streuwinkeln in der Pionzerfallsspektroskopie von Hyperkernen*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 2011.
- [37] DEBENJAK, L.: *Construction and calibration of the Cerenkov radiation detector for high-countrate hypernuclear experiments*. Doktorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 2012.
- [38] ESSER, A.: *Teilchennachweis und Triggerung mit dem Faserdetektor im Kaos-Spektrometer am Mainzer Mikrotron*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 2010.
- [39] MAJLING, L., O. MAJLINGOVA, V.A. KUZ'MIN und T.V. TETEREVA: *Hyperfragments from light 1p-shell nuclei*. Eur. Phys. J. Web Conf., 38:14005, 2012.
- [40] SÀNCHEZ LORENTE, A., A. S. BOTVINA und J. POCHODZALLA: *Production of excited double hypernuclei via Fermi breakup of excited strange Systems*. Phys. Lett. B, 697:222 – 228, 2011.
- [41] SOTONA, M.: *Photo- and electroproduction of strange mesons: From elementary process to hypernuclei*. Czech. J. Phys., 50:49 – 68, 2000.
- [42] BEBEK, C. J. et al.: *Scalar-transverse separation of electroproduced $K^+\Lambda$ and $K^+\Sigma^0$ final states*. Phys. Rev. D, 15:3082 – 3084, 1977.
- [43] AMBROZEWICZ, P. et al.: *Separated structure functions for the exclusive electroproduction of $K^+\Lambda$ and $K^+\Sigma^0$ final states*. Phys. Rev. C, 75:045203, 2007.
- [44] BROWN, C. N. et al.: *Coincidence Measurements of Single K^+ Electroproduction*. Phys. Rev. Lett., 28:1086 – 1089, 1972.
- [45] BEBEK, C. J. et al.: *Electroproduction of K^+ Mesons in the Forward Direction*. Phys. Rev. Lett., 32:21 – 24, 1974.
- [46] BEBEK, C. J. et al.: *Electroproduction of K^+ mesons along the virtual-photon direction*. Phys. Rev. D, 15:594 – 601, 1977.
- [47] BRADFORD, R. und OTHERS.: *Differential cross sections for $\gamma+p \rightarrow K^+ + Y$ for Λ and Σ^0 hyperons*. Phys. Rev. C, 73:035202, 2006.
- [48] YAMAZAKI, H. et al.: *The $^{12}\text{C}(\gamma, K^+)$ reaction in the threshold region*. Phys. Rev. C, 52:R1157 – R1160, 1995.
- [49] BANDŌ, H., T. MOTOKA und J. ŽOFKA: *Production, Structure and Decay of Hypernuclei*. Intern. J. of Mod. Phys., A 5, 1990.
- [50] TAMURA, H. et al.: *Compound-hypernucleus interpretation of $^4_\Lambda\text{H}$ formation probabilities in stopped- K^- absorption*. Phys. Rev. C, 40:R483 – R486, 1989.
- [51] ZIEGLER, J. F., M. D. ZIEGLER und J. P. BIRSACK: *SRIM - The stopping and range of ions in matter (2010)*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B, 268:1818 – 1823, 2010.

- [52] LEO, W. R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*. Springer-Verlag, 2. Auflage, 1994.
- [53] DISTLER, M. O., H. MERKEL und M. WEIS: *Data Acquisition and Analysis for the 3-Spectrometer Setup at MAMI*. In: *Proceedings of the 12th IEEE Real Time Congress on Nuclear and Plasma Sciences*, 2001.
- [54] SCHLIMME, B. S.: *Messung des elektrischen Neutron-Formfaktors in der Reaktion ${}^3\text{He} \rightarrow (e^+ e'^- n) pp$ bei $Q^2 = 1.58 \text{ (GeV/c)}^2$* . Doktorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 2012.
- [55] ESSER, A. et al.: *Kaon Tagging at 0° Scattering Angle for High-Resolution Decay-Pion Spectroscopy*. eingereicht bei: Eur. Phys. J. Web Conf.
- [56] ACHENBACH, P. et al.: *Overview of the electromagnetic production of strange mesons at MAMI*. Nucl. Phys. A, 914:41 – 50, 2013.
- [57] UGUR, C. et al.: *Implementation of a High Resolution Time-to-Digital Converter in a Field Programmable Gate Array*. Proc. Sci, (Bormio2012):015, 2012.
- [58] SCHMIDT, J. W., E. CARRILLO-NAVA und M. R. MOLDOVER: *Partially halogenated hydrocarbons $\text{CHFCl} - \text{CF}_3$, $\text{CF}_3 - \text{CH}_3$, $\text{CF}_3 - \text{CHF} - \text{CHF}_2$, $\text{CF}_3 - \text{CH}_2 - \text{CF}_3$, $\text{CHF}_2 - \text{CF}_2 - \text{CH}_2\text{F}$, $\text{CF}_3 - \text{CH}_2 - \text{CHF}_2$, $\text{CF}_3 - \text{O} - \text{CHF}_2$: critical temperature, refractive indices, surface tension and estimates of liquid, vapor and critical densities*. Fluid Phase Equilibr., 122:187 – 206, 1996.
- [59] AGOSTINELLI, S. et al.: *Geant4-a simulation toolkit*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 506:250 – 303, 2003.
- [60] SENGER, P. et al.: *The KAON spectrometer at SIS*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 327:393 – 411, 1993.
- [61] GRUPEN, C. und B. SCHWARTZ: *Particle Detectors*. Cambridge University Press, 2008.
- [62] MONTANET, L. et al.: *Review of Particle Properties*. Phys. Rev. D, 50:1173 – 1814, 1994.
- [63] BERINGER, J. et al.: *Review of Particle Physics*. Phys. Rev. D, 86:010001, 2012.
- [64] SELTZER, S. M. und M. J. BERGER: *Energy Loss Straggling of Protons and Mesons: Tabulations of Vavilov Distribution*, Band 39 der Reihe Nucl. Sci. Series Report. National Research Council, 1964.
- [65] ARAI, K., Y. OGAWA, Y. SUZUKI und K. VARGA: *Structure of the mirror nuclei ${}^9\text{Be}$ and ${}^9\text{B}$ in a microscopic cluster model*. Phys. Rev. C, 54:132 – 146, 1996.
- [66] GAL, A. und D. J. MILLENER: *Neutron-rich hypernuclei: and beyond*. Phys. Lett. B, 725:445 – 450, 2013.
- [67] MAJLING, L.: *Hyperfragments from light $1p$ -shell nuclei*. Vortrag auf NUFRA Konferenz, 2013. <http://fias.uni-frankfurt.de/historical/nufra2013/talks/Majling.pdf>.
- [68] DOHRMANN, F. et al.: *Quasifree Λ , Σ^0 , and Σ^- electroproduction from ${}^1,2\text{H}$, ${}^3,4\text{He}$ and carbon*. Phys. Rev. C, 76:054004, 2007.