





PRÄZISIONSMESSUNG DER  
Λ-SEPARATIONENERGIE VON  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$   
AM MAINZER MIKROTRON

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

Florian Schulz  
geboren in Bissendorf

INSTITUT FÜR KERNPHYSIK  
JOHANNES GUTENBERG-UNIVERSITÄT MAINZ  
17. DEZEMBER 2015



---

# Zusammenfassung

---

Untersuchungen von Hyperkernen dienen unserem Verständnis der starken Wechselwirkung. Indem sie die Auswirkungen von Hyperonen — Baryonen, die Strangeness enthalten — auf die Kernstruktur einschließen, sind sie komplementär zu Studien gewöhnlicher Kernmaterie. Von fundamentaler Bedeutung ist die Kenntnis ihrer Masse. Diese kann seit 2012 mit bislang unerreichter Präzision am Mainzer Mikrotron, MAMI, durch die Pion-Zerfallsspektroskopie für  $\Lambda$ -Hyperkerne gemessen werden. Daraus kann direkt die  $\Lambda$ -Separationsenergie abgeleitet werden, die aufgewendet werden muss, um das  $\Lambda$ -Hyperon aus dem Kernverbund zu lösen.

Angetrieben von dieser Entwicklung steht das System der beiden Spiegelhyperkerne  $^4_{\Lambda}\text{H}$  und  $^4_{\Lambda}\text{He}$  im Fokus derzeitiger Forschungen. Dieses kann Aufschluss über die bis heute nur unvollständig verstandene Ladungssymmetriebrechung in der  $\Lambda\text{N}$ -Wechselwirkung geben. Die notwendige Genauigkeit in der Messung der  $\Lambda$ -Separationsenergie von  $^4_{\Lambda}\text{H}$  kann in absehbarer Zukunft jedoch nur an MAMI erreicht werden.

Dort können  $\Lambda$ -Hyperkerne in der  $(e,e'K^+)$ -Reaktion erzeugt werden. Mit Hilfe eines auf die Messung der Kaonen spezialisierten Spektrometers lassen sich die seltenen Reaktionen, aus denen die Hyperkerne hervorgehen, markieren. Die hochauflösenden Magnetspektrometer der A1-Kollaboration werden genutzt, um die in Koinzidenz auftretenden negativen Pionen aus Zweikörperzerfällen der Hyperkerne spektroskopisch zu erfassen. Der monochromatische Impuls der Pionen trägt dabei die vollständige Information über die  $\Lambda$ -Separationsenergie.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein einmonatiges Experiment an MAMI durchgeführt. In diesem erfolgten präzise Messungen von Hyperwasserstoff durch die Pion-Zerfallsspektroskopie. Der Nachweis der Zerfallspionen wurde erstmals mit zwei unabhängigen Spektrometern erbracht. Dies ermöglichte eine Vertiefung der systematischen Studien über mögliche Verzerrungen des Messergebnisses. Um durch eine neue Kalibrierung die absolute Genauigkeit zu steigern, wurde das Experiment mit einer zweitägigen Messung der elastischen Elektronenstreuung kombiniert. Durch eine verbesserte Überwachung der Magnetfeldstärke der Spektrometer konnte ein 40 keV-Beitrag zum systematischen Fehler um eine Größenordnung reduziert werden. Ein neu entwickeltes, automatisiertes Kalibrationsverfahren der Detektorsysteme führte zu einer um einen Faktor zwei verbesserten Zeitauflösung. Dadurch wurde die Reaktionsauswahl verbessert und zufälliger Untergrund um die Hälfte unterdrückt.

In dieser Arbeit wurde die  $\Lambda$ -Separationsenergie von  $^4_{\Lambda}\text{H}$  zu

$$S_\Lambda = 2,157 \pm 0,005 \text{ (stat.)} \pm 0,077 \text{ (syst.) MeV}$$

bestimmt. Dieser Wert ist mit dem Ergebnis des Vorgängerexperiments von 2012 konsistent. Die hochauflösende Pion-Zerfallsspektroskopie konnte durch die systematischen Studien als neue Präzisionsmessmethode etabliert werden.



---

# Abstract

---

Studies of hypernuclei serve our understanding of the strong interaction. By including effects of hyperons — baryons that contain strangeness — on the nuclear structure, they are complementary to studies of ordinary nuclear matter. For this the knowledge of the hypernuclear mass is of fundamental importance. Since 2012 it can be measured with unprecedented precision at the Mainz Mikrotron, MAMI, by the pion decay spectroscopy of  $\Lambda$  hypernuclei. The method allows to extract the  $\Lambda$  separation energy, which is the energy required to remove the  $\Lambda$  hyperon from the remaining nucleus.

Driven by this development, the system of the two mirror hypernuclei  $^4_{\Lambda}\text{H}$  and  $^4_{\Lambda}\text{He}$  is in the focus of present research. This system can provide information on charge symmetry breaking in the  $\Lambda\text{N}$  interaction, which lacks a complete understanding until today. The required accuracy in the measurement of the  $\Lambda$  separation energy of  $^4_{\Lambda}\text{H}$ , however, may only be achieved at MAMI in the foreseeable future.

Strangeness can be produced by the  $(e,e'K^+)$  reaction at MAMI. By using a spectrometer, specialized for the measurement of kaons, the rare reactions, from which hypernuclei emerge, can be marked. The high-resolution magnetic spectrometers of the A1 collaboration are then used to measure the negative pions from two-body decays of hypernuclei that occur in coincidence. The monochromatic momentum of the pions yields the complete information about the  $\Lambda$  separation energy.

In the current work, a one-month experiment at MAMI was carried out, in which precise measurements of the mass of hyperhydrogen were performed by means of the pion-decay spectroscopy. The detection of the decay-pions was accomplished with two independent spectrometers for the first time. This allowed deeper systematic studies of a possible bias of the measurement. The experiment was combined with a two-day measurement of elastic electron scattering for calibrations to increase the absolute accuracy of the measurement. By means of an improved monitoring of the magnetic field strength of the spectrometers a contribution of 40 keV to the systematic error was reduced by one order of magnitude. A newly developed, automated calibration method for the detector systems led to an improvement in the time resolution by a factor of two. Thus, the reaction identification has been improved and random background could be suppressed by half.

In this work the  $\Lambda$  separation energy of  $^4_{\Lambda}\text{H}$  has been determined to be

$$S_\Lambda = 2,157 \pm 0,005 \text{ (stat.)} \pm 0,077 \text{ (syst.) MeV}$$

This value is consistent with the result of the preceding experiment of 2012. Through the systematic studies the high-resolution pion decay spectroscopy was established as new precision measurement technique.



---

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1 Hyperkernphysik</b>	<b>1</b>
1.1 Einleitung . . . . .	1
1.2 Grundlagen . . . . .	2
1.3 Theoretische Beschreibung . . . . .	4
1.3.1 Quantenchromodynamik . . . . .	4
1.3.2 Baryon-Baryon-Kräfte . . . . .	5
1.3.3 Berechnungen der Eigenschaften von Hyperkernen . . . . .	5
1.4 Spektroskopie von Hyperkernen . . . . .	6
1.4.1 Zerfallsspektroskopie . . . . .	6
1.4.2 Reaktionsspektroskopie . . . . .	7
1.4.3 $\gamma$ -Spektroskopie . . . . .	8
<b>2 Untersuchung von <math>\Lambda</math>-Hyperkernen</b>	<b>11</b>
2.1 Die Rolle leichter Hyperkerne . . . . .	11
2.2 Ladungssymmetriebrechung im $A = 4$ System . . . . .	12
2.3 Zielsetzung der Pion-Zerfallsspektroskopie . . . . .	14
<b>3 Pion-Zerfallsspektroskopie an MAMI</b>	<b>17</b>
3.1 Mainzer Mikrotron . . . . .	17
3.2 Spektrometeranlage . . . . .	17
3.2.1 Hochauflösende Spektrometer . . . . .	18
3.2.2 Kaonen-Spektrometer . . . . .	22
3.3 Messkampagnen . . . . .	25
3.4 Reaktionsablauf . . . . .	26
3.5 Modellierung . . . . .	27
<b>4 Experiment</b>	<b>33</b>
4.1 Spektrometeranordnung . . . . .	33
4.2 Strahlführung . . . . .	35
4.3 Targetsystem . . . . .	35
4.4 Vakuumsystem . . . . .	41
4.5 Veränderungen der Spektrometer . . . . .	41
4.6 Durchführung . . . . .	43
4.6.1 Datenerfassung und Experimentsteuerung . . . . .	44

---

## INHALTSVERZEICHNIS

---

4.6.2	Produktionsmessung . . . . .	45
4.6.3	Kalibrationsmessung . . . . .	46
<b>5</b>	<b>Kalibration</b>	<b>49</b>
5.1	Software . . . . .	49
5.2	Kalibrierung der Detektorsysteme . . . . .	50
5.2.1	Ablauf der Kalibrierung . . . . .	52
5.2.2	Kalibrierte Parameter . . . . .	54
5.3	Impulsbestimmung . . . . .	64
5.3.1	Bestimmung des Zentralimpulses . . . . .	65
5.3.2	Messung der Magnetfeldstärke . . . . .	66
5.3.3	Bestimmung des Teilchenimpulses . . . . .	68
5.4	Bestimmung des Absolutimpulses . . . . .	69
5.4.1	Elektronenstreuung . . . . .	69
5.4.2	Energieverlustkorrektur . . . . .	70
5.4.3	Simulation elastischer Elektronenstreuung . . . . .	72
5.4.4	Überprüfung der Transfermatrix . . . . .	75
5.4.5	Elektronenstreuung an $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	78
5.4.6	Elektronenstreuung an $^{12}\text{C}$ . . . . .	80
5.4.7	Diskussion der Streuexperimente . . . . .	80
5.4.8	Kalibrierung des Absolutimpulses . . . . .	85
<b>6</b>	<b>Auswertung</b>	<b>89</b>
6.1	Teilchenidentifikation . . . . .	89
6.1.1	Kaonmarkierung . . . . .	89
6.1.2	Koinzidenzzeitkorrektur . . . . .	93
6.1.3	Auswahl der Zerfallspionen . . . . .	97
6.1.4	Festlegung der Schnittbedingungen . . . . .	97
6.2	Untersuchung der Zerfallspionen . . . . .	100
6.2.1	Simulation des Energieverlustes . . . . .	100
6.2.2	Impulsspektrum der Zerfallspionen . . . . .	103
6.2.3	Bestimmung der $\Lambda$ -Separationsenergie von $^4\Lambda\text{H}$ . . . . .	106
6.2.4	Bestimmung der Anzahl von Zerfallspionen . . . . .	108
6.2.5	Systematische Untersuchung der Schnittauswahl . . . . .	113
6.2.6	Untersuchung des Einflusses der Anpassungsmethode . . . . .	120
6.2.7	Suche nach weiteren Hyperkernsignalen . . . . .	121
<b>7</b>	<b>Diskussion &amp; Ausblick</b>	<b>125</b>

# Kapitel 1

---

## Hyperkernphysik

---

### 1.1 Einleitung

Als Teilgebiet der Kernphysik dient die Untersuchung von Hyperkernen unserem Verständnis der vier fundamentalen Wechselwirkungen der Physik. Dies gilt insbesondere für die starke Kernkraft, die für den Zusammenhalt der Atomkerne verantwortlich ist, und die schwache Kernkraft, welche bei Zerfällen von Atomkernen in Erscheinung tritt.

Die erste Beobachtung eines Hyperkerns wurde im Jahr 1953 bekannt gemacht und erfolgte durch seinen charakteristischen Zerfall, der in Abb. 1.1 zu sehen ist [1]. Das Ereignis wurde wie folgt interpretiert: Ein hochenergetisches Teilchen der kosmischen Strahlung ist von oben in die Kernemulsion eingetreten und im Zentrum des großen Sterns mit einem schweren Atomkern kollidiert. Bei dieser Kernreaktion wurde eine Vielzahl neuer Teilchen erzeugt, von denen eines in der unteren Bildhälfte ebenfalls in einem kleineren Stern endet. Dieses Kernfragment verfügt an jener Stelle praktisch über keine Bewegungsenergie mehr, es handelt sich also um seinen Zerfall. Aufgrund der Länge der Spur von  $90\ \mu\text{m}$  und der damit verbundenen hohen Lebensdauer des Teilchens sowie der Energie der drei Zerfallsprodukte, die zu  $> 120\ \text{MeV}$  bestimmt werden konnte, schien es sich hierbei nicht um einen gewöhnlichen Kern zu handeln. Vielmehr wiesen diese Eigenschaften auf ein erst drei Jahre zuvor entdecktes und wegen seiner ungewöhnlich hohen Lebensdauer als seltsam bezeichnetes Teilchen [2, 3] hin, das hier erstmals als Teil der Kernmaterie in Erscheinung trat. Heute wissen wir, dass es sich dabei um das  $\Lambda$ -Teilchen handelt, das zu der Klasse der Hyperonen zählt, und nennen den gebildeten Kern einen  $\Lambda$ -Hyperkern.

Dies legte zusammen mit einer vergleichbaren Beobachtung [4] den Grundstein für die Hyperkernphysik, welche die gezielte Erzeugung und Untersuchung von Hyperkernen an Teilchenbeschleunigern und ihre theoretische Beschreibung umfasst. Ihre neuen Bausteine, die Hyperonen, wurden auch außerhalb der Kernphysik aufgegriffen. So wurde 1960 in der Astrophysik erstmals die Existenz von Hyperonen in makroskopischem Ausmaß diskutiert, demnach sollten im Inneren von Neutronensternen Neutronen und Hyperonen im gleichen Maßstab auftreten [5]. Diese Hypothese besteht bis heute und ist wie viele andere mit den zugrunde liegenden Kräften verknüpft. In der vorliegenden Arbeit soll der Frage nachgegangen werden, inwieweit die starke Kernkraft zwischen dem  $\Lambda$ -Teilchen und den anderen Atombausteinen unterscheidet, ein Umstand der Ausdruck ihrer unterschiedlichen Zusammensetzung aus den fundamentalen Quarks ist.

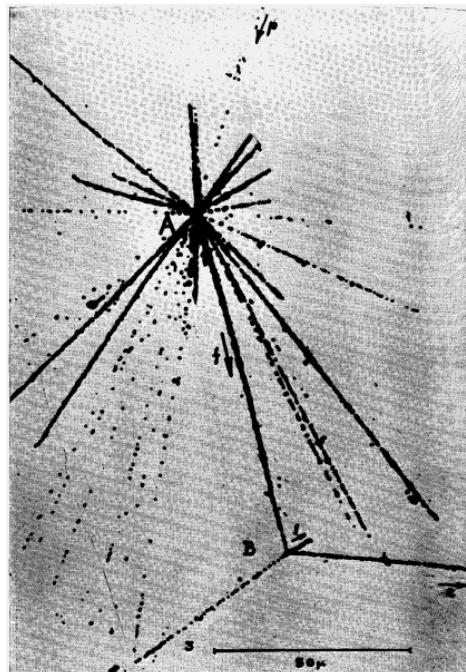


Abbildung 1.1: Foto einer Kernemulsion, die während einer Ballonfahrt in 26 km Höhe kosmischer Strahlung ausgesetzt wurde [1]. Geschwärzte Körner weisen auf die Spuren geladener Teilchen hin (zur Erläuterung siehe Text).

## 1.2 Grundlagen

Atomkerne sind zusammengesetzte Systeme von Nukleonen N – den Protonen p und Neutronen n. Die Bindung zwischen ihnen wird durch die starke Kernkraft vermittelt, welche die elektromagnetische Abstoßung zwischen den Protonen kompensieren muss. Die Nukleonen wiederum bestehen im Rahmen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik aus fundamentalen Teilchen, den Quarks. Sie setzen sich wie folgt aus Up-Quarks u und Down-Quarks d zusammen: Proton (uud) und Neutron (udd). Damit gehören sie zu den Baryonen, Teilchen die aus drei Konstituentenquarks bestehen. Außer den beiden Nukleonen lassen sich aus den zwei Quarks der ersten Generation keine weiteren Baryonen bilden, nimmt man jedoch das nächst schwerere Strange-Quark s hinzu, erhält man die sogenannten Hyperonen Y. Aufgrund ihrer sehr ähnlichen inneren Zusammensetzung verfügen die acht möglichen Quarkkombinationen über sehr ähnliche Eigenschaften und lassen sich in Form des sogenannten Baryon-Oktetts anordnen, das in Abb. 1.2 gezeigt ist. Das leichteste Hyperon ist das  $\Lambda$ -Teilchen (uds), die weiteren Hyperonen werden als  $\Sigma$ - oder  $\Omega$ -Teilchen und mit ihrer entsprechenden Ladung gekennzeichnet. Fügt man einem normalen Kern mindestens ein Hyperon hinzu, so spricht man von einem Hyperkern. Dazu gilt konventionsgemäß die nachfolgende Notation:

$$_Y^AZ$$

wobei A die Anzahl der Baryonen, Z die elektrische Ladungszahl und Y eine explizite Auflistung aller enthaltenden Hyperonen darstellt. Für einen gewöhnlichen Tritiumkern ergibt sich  ${}^3H$  und durch Hinzufügen eines  $\Lambda$ -Teilchens das Hyperwasserstoffisotop  ${}^4_{\Lambda}H$ .

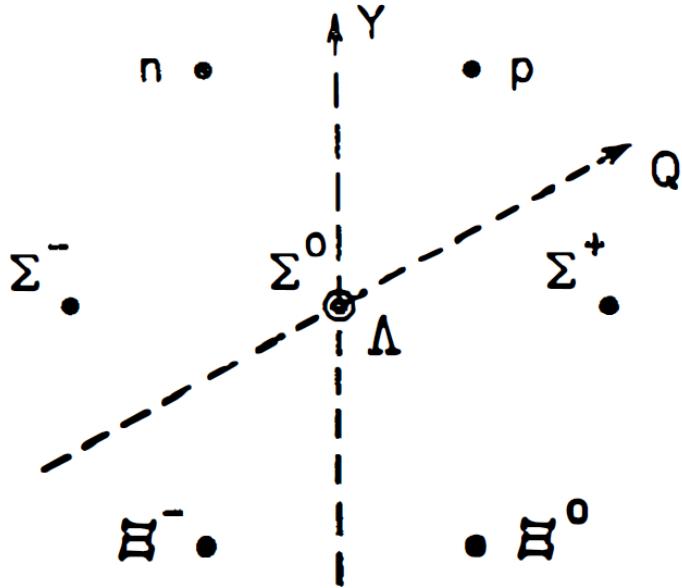


Abbildung 1.2: Anordnung der Mitglieder des Baryon-Oktetts entsprechend ihrer elektrischen Ladung  $Q$  und Hyperladung  $Y$  beziehungsweise Strangenessquantenzahl [6].

Die Hyperkerne lassen sich in Form einer Hypernuklidkarte darstellen, ein Beispiel der bisher bekannten  $\Lambda$ -Hyperkernen ist in Abb. 1.3 gezeigt. Obwohl sie von den leichtesten bis zu sehr schweren Kernen reichen, stellt dies bislang nur einen Bruchteil aller möglichen Hyperisotope dar, wenn man davon ausgeht, dass sich das  $\Lambda$ -Teilchen an jeden gewöhnlichen Kern binden lassen sollte. Der Grund dafür ist, dass alle diese Hyperkerne instabil gegenüber der schwachen Wechselwirkung sind, die zum Zerfall des  $\Lambda$ -Teilchens im Kernverbund führt. Experimentell sind diese ungewöhnlichen Zerfallssignaturen wesentlich schwieriger zu identifizieren, zudem liegt die Lebensdauer im Bereich von  $10^{-10}$  s, vergleichbar der des freien  $\Lambda$ -Teilchens. Auf der Erde werden Hyperkerne damit nur für kurze Zeit durch die kosmische Höhenstrahlung erzeugt, für tiefer gehende Studien müssen sie gezielt an Teilchenbeschleunigern erzeugt werden.

Im Gegensatz dazu besteht die Hypothese, dass Hyperonen dauerhaft und in makroskopischem Ausmaß in den Kernen von Neutronensternen vorliegen könnten, sobald die Dichte das Zwei- bis Dreifache der Dichte von Atomkernen übersteigt [8]. Bestehende theoretische Modelle, die dies berücksichtigen, können die Existenz von Neutronensternen mit dem doppelten der Sonnenmasse jedoch nicht mehr erklären. Die Zustandsgleichung von Neutronensternen, durch die alle bekannten Beobachtungen beschrieben werden könnten, ist damit bis heute noch nicht gefunden. Mögliche Erklärungen erhofft man sich im Rahmen der Hyperkernphysik unter anderem durch ein besseres Verständnis abstoßend wirkender Kräfte von Hyperonen. Unter Einbeziehung von Strangeness werden weitere Ansätze über den Aufbau von Neutronensternen diskutiert, die unter anderem bis zum Vorhandensein einer farbsupraleitenden Phase freier Quarkmaterie reichen [9].

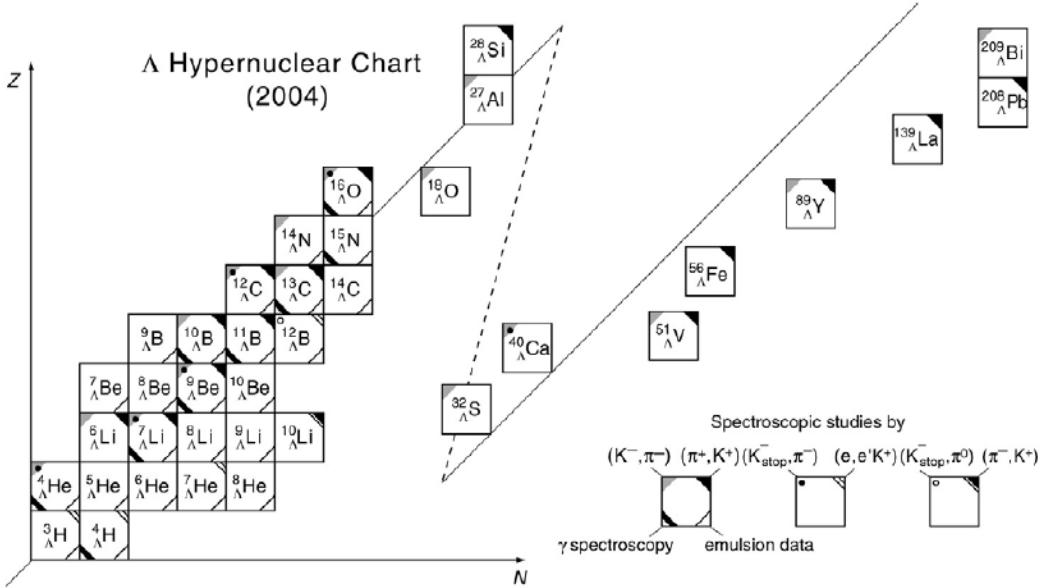


Abbildung 1.3: Darstellung aller bekannten  $\Lambda$ -Hyperkerne, angeordnet nach ihrer Neutronenzahl  $N$  und Ladungszahl  $Z$  [7].

## 1.3 Theoretische Beschreibung

### 1.3.1 Quantenchromodynamik

Auf der Ebene der Quarks wird die starke Wechselwirkung durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben und von ihren Austauschteilchen, den Gluonen, vermittelt. Die Gluonen koppeln hierbei an die Farbladung der Quarks und tragen gleichzeitig selbst eine Farbladung, wodurch ihre Selbstwechselwirkung ermöglicht wird. Die Stärke der Kopplung wird durch die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_s$  angegeben [10].

In Quantenfeldtheorien wie der QCD kann die Berechnung eines Wechselwirkungsprozesses durch Feynman-Diagramme veranschaulicht werden [10]. Dabei werden die einzelnen Terme durch verschiedene Symbole aufgebaut. Offene Linien stellen die Teilchen im Ein- und Ausgangszustand dar, geschlossene Linien die nicht beobachtbaren virtuellen Teilchen und Knotenpunkte (Vertices) eine Wechselwirkung. Virtuelle Teilchen treten als Vermittler der Kraft in Erscheinung und müssen nicht die Energie-Impuls-Beziehung realer Teilchen erfüllen. Man kann sich vorstellen, dass sie nur für sehr kurze Zeit im Rahmen der Unschärferelation existieren und damit entsprechend ihrer Energie lediglich über eine begrenzte Strecke hinweg wirken können. Dies führt dazu, dass die bei der Untersuchung eines Prozesses beobachtete Kopplungskonstante von der Energie abhängt [10].

Im Falle von  $\alpha_s$  wächst die Kopplungsstärke bei niedrigen Energien an und geht für hohe Energien gegen Null [10]. Dies führt bei niedrigen Energien, was großen Abständen entspricht, zum sogenannten Confinement [11]: In Experimenten konnten bisher keine freien Teilchen mit Farbladung beobachtet werden, die Quarks und Gluonen scheinen in Baryonen oder Mesonen eingesperrt zu sein. Bei dem Versuch zwei Quarks zu trennen muss so viel Energie aufgewendet werden, dass spontan ein neues Quark-Antiquark-Paar entsteht und durch Bindung an die

Ausgangsquarks zu zwei neuen farbneutralen Zuständen führt. Für hohe Energien und kleine Abstände beobachtet man die asymptotische Freiheit [11], die Stärke der Wechselwirkung wird so klein, dass die Quarks sich trotz ihrer Farbladung nicht mehr beeinflussen und innerhalb eines Hadrons widerstandsfrei bewegen können.

Um die Übergangswahrscheinlichkeit von einem Anfangs- zu einem Endzustand beschreiben zu können, müssen alle möglichen Wechselwirkungsterme berücksichtigt werden, im Allgemeinen sind dies unendlich viele. In der Quanten-Elektrodynamik behandelt man dieses Problem erfolgreich im Rahmen der Störungstheorie. Dazu werden die Terme gemäß der Anzahl ihrer Wechselwirkungspunkte geordnet, wobei die niedrigste Ordnung den größten Beitrag liefert und höhere Ordnungen zunehmend vernachlässigt werden können. Für die QCD ist dies jedoch nur im Grenzfall der asymptotischen Freiheit möglich, nicht jedoch bei den für die Kernphysik relevanten niedrigen Energien.

#### 1.3.2 Baryon-Baryon-Kräfte

Als Folge der starken Kopplung kann die Wechselwirkung der farbneutralen Baryonen im Atomkern nicht direkt von Gluonen vermittelt werden, sie stellt vielmehr eine Form der Restwechselwirkung der starken Wechselwirkung dar, und kann nicht perturbativ im Rahmen der QCD bestimmt werden. Beginnend mit der Meson-Austausch-Hypothese [12] entstand die Vorstellung, dass die ebenfalls farbneutralen Mesonen, eine Kombination aus einem Quark und Antiquark, als Austauschteilchen der Kernkraft dienen könnten. Darauf aufbauend wurden im Laufe der Zeit verschiedene Boson-Austausch-Modelle entwickelt [13, 14]. Bei diesen phänomenologischen Ansätzen werden die freien Modellparameter durch Ergebnisse aus Nukleon-Nukleon-Streuexperimenten bestimmt. Die resultierenden realistischen Nukleopotentiale liefern eine gute Beschreibung der experimentellen Daten, lassen den Bezug zur grundlegenden QCD aber weitgehend offen, indem sie nur Baryonen und Mesonen als effektive Freiheitsgrade enthalten.

Dies gestaltet sich für Hyperkerne allerdings weitaus schwieriger, da Experimente zur Hyperonstreuung aufgrund deren kurzen Lebensdauer äußerst anspruchsvoll sind. Ein theoretischer Ansatz besteht darin ein vorhandenes Nukleon-Nukleon-Modell zu verallgemeinern, das eine Erweiterung zur SU(3) Flavorsymmetrie erlaubt, sodass die Quarkflavorzustände u, d und s explizit enthalten sind [15]. Durch die gleichzeitige Anpassung an die Nukleon-Nukleon- wie Hyperon-Nukleon-Streudaten wurde eine Reihe von Hyperon-Nukleon- und Hyperon-Hyperon-Potentialen entworfen. Um die Hyperon-Nukleon-Kraft besser einzuschränken zu können, dienen Messungen von  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  als leichtestem bekanntem gebundenem System eines Hyperons. Die an die genauen Nukleon-Nukleon-Daten angepassten Parameter führen im Strangenesssektor dennoch zu teilweise widersprüchlichen Vorhersagen zwischen Ein-Boson-Austausch- und Quark-Cluster-Modellen [16].

#### 1.3.3 Berechnungen der Eigenschaften von Hyperkernen

Um für die Modelle trotz der stark limitierten Ergebnisse der Hyperonstreuung weitergehende Informationen zur Hyperon-Wechselwirkung zu erhalten, greift man auf Daten aus der Spektroskopie von Hyperkernen zurück. Darauf basierend erfolgt die Berechnung der Eigenschaften von Hyperkernen im Rahmen verschiedener Methoden, Anwendung finden vor allem chirale effektive Feldtheorien [17, 18], Schalen-Modelle [19, 20] und mikroskopische Modelle [21, 22].

Die darin gewonnenen Vorhersagen reichen von Erzeugung und Zerfall [23] über die Stabilität von  $\Lambda$ -Hyperkernen bis hin zu den Konsequenzen für Neutronensterne [24].

Einen neuen nicht pertubativen Ansatz hingegen stellen die Simulationen der Gitter QCD dar [25]. Ausgehend vom Lagrangian der QCD kann ein hadronischer Wechselwirkungsprozess auf einem in Raum und Zeit diskretisierten Gitter berechnet werden, für unendlich große Gitter mit infinitesimal kleinem Gitterabstand folgt daraus wieder die kontinuierliche QCD. Obwohl diese Simulationen auf Supercomputern durchgeführt werden, müssen dabei noch gewisse Kompromisse eingegangen werden, neben endlichen Gittergrößen und -abständen zählt dazu insbesondere, dass die Quarkmassen bislang unphysikalisch hoch gewählt werden müssen. Ausgehend von den resultierenden Pseudodaten kann dann mit Hilfe effektiver Feldtheorien auf die physikalischen Werte extrapoliert werden [26]. Weiterhin besteht die Möglichkeit daraus Informationen komplementär zu Baryon-Baryon-Streuexperimenten zu gewinnen [27].

## 1.4 Spektroskopie von Hyperkernen

Spektroskopische Methoden stehen seit jeher im Fokus der experimentellen Anstrengungen der Hyperkernphysik, nicht zuletzt aufgrund der enormen Schwierigkeiten bei Hyperon-Streuexperimenten. Daraus hervorgegangen sind komplementäre Messtechniken, die zusammen die Datengrundlage für unser theoretisches Verständnis von Hyperkernen und Hyperonkräften gebildet haben.

Die meiste Aufmerksamkeit finden  $\Lambda$ -Hyperkerne, die experimentell am zugänglichsten sind. Zudem eignen sie sich für die Spektroskopie besonders gut, da wegen der relativ schwachen  $\Lambda$ -Nukleon-Wechselwirkung auch hoch angeregte Zustände des  $\Lambda$ -Teilchens noch über sehr geringe Zustandsbreiten verfügen [7]. Durch die Spektroskopie kann die  $\Lambda$ -Bindungsenergie gemessen werden, mit der das  $\Lambda$ -Teilchen in einem bestimmten Zustand an den Restkern gebunden ist. Im Falle des Grundzustands ist diese identisch mit der  $\Lambda$ -Separationsenergie  $S_\Lambda$ , die notwendig ist das  $\Lambda$ -Teilchen wieder vollständig aus dem Kern herauszulösen. Weiterreichende Informationen stellen Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen in den entsprechenden Reaktionen dar, über die sich die innere Struktur der Hyperkerne untersuchen lässt [28].

### 1.4.1 Zerfallsspektroskopie

Bei der Zerfallsspektroskopie werden die Zerfallsprodukte eines Hyperkernzerfalls und ihre Energie bestimmt, woraus sich die freigewordene Bindungsenergie ermitteln lässt. Da dies für neutrale Teilchen nur bedingt möglich ist, beschränkt sich die Anwendung im Wesentlichen auf schwache Zerfälle mit geladenen Pionen und damit auf den Grundzustand oder langlebige Isomere. Im Falle der Protonemission ließen sich auch Zerfallsketten identifizieren, sodass einige wenige angeregte Zustände untersucht werden konnten [29].

Nach der Entdeckung von Hyperkernen wurden Kernemulsionen an Beschleunigeranlagen direkt mit Teilchenstrahlen beschossen, wobei sich  $K^-$  Strahlen mit ihrem großen Produktionswirkungsquerschnitt für Hyperkerne schnell durchsetzten [30]. Die Zerfälle der Hyperkerne wurden in der Kernemulsionen nachgewiesen und aus der Art und Länge der Spuren ließ sich auf die beim Zerfall freigewordene Bindungsenergie des  $\Lambda$ -Teilchens schließen. Die größte Unsicherheit ergab sich aus der Reichweiten-Energie-Beziehung, welche spezifisch für jede

Kernemulsion und Teilchenart kalibriert werden musste. Trotzdem reichen die Unsicherheiten der Bindungsenergie herunter bis zu 50 keV, ein mit anderen Techniken bisher unerreichter Wert. Durch die Limitierung, dass die Teilchen eindeutig identifiziert und vollständig in der Kernemulsion abgestoppt werden mussten, war es nötig sich auf  $\pi^-$ -Zerfälle mit niedriger kinetischer Energie und ohne Neutronenemission zu konzentrieren. Aus den Messungen der  $\Lambda$ -Bindungsenergie in einem weiten Massenbereich konnte die Potentialtiefe des  $\Lambda$ -Teilchens von  $27,2 \pm 1,3$  MeV ermittelt werden, wesentlich geringer als im Fall der Nukleonen [31].

Weitere Untersuchungen wurden mit Helium-Blasenkammern in Magnetfeldern durchgeführt, allerdings ist diese Technik auf die in einer Reaktion zwischen  $K^-$  und  ${}^4\text{He}$  zu erzeugenden und damit leichtesten Hyperkerne beschränkt [32].

Auch wenn die Anwendungen von Kernemulsionen in den 1970ern weitgehend ausgeschöpft waren, stellen sie bis heute die genauesten Daten zur Bestimmung der  $\Lambda$ -Separationsenergie dar [33]. Auf dem Gebiet der Doppelhyperkerne sind sie sogar noch immer die wichtigste Nachweismethode, so gelang 2001 in einem Emulsions-Hybrid-Experiment die erste zweifelsfreie Messung eines Doppelhyperkerns [34].

In Zählexperimenten wurde der charakteristische mesonische Zweikörperzerfall 1989 erstmals genutzt, um  ${}^4\Lambda\text{H}$  eindeutig zu identifizieren [35]. Kurz darauf diente dies zur direkten Bestimmung der Lebensdauer von  $\Lambda$ -Hyperkernen durch die Zeitdifferenz zwischen Erzeugungsreaktion und Zerfall [36]. Seit 2003 wurden auch Zählexperimente realisiert, bei denen die Hyperkerne in einem dünnen Targetmaterial produziert und die Impulse der Pionen aus ihrem mesonischen oder Protonen aus dem nicht-mesonischen Zerfall mit Magnetspektrometern erfasst werden, die damit erreichte Auflösung liegt bei etwa 1 MeV Halbwertsbreite [37]. Mit dieser Technik können auch sehr neutronenreiche Hyperkerne studiert werden, so gab sie erste Hinweise auf die Existenz von  ${}^6\Lambda\text{H}$  [38].

#### 1.4.2 Reaktionsspektroskopie

Eine Kernreaktion lässt sich unter Zuhilfenahme der Energie-Impuls-Erhaltung vollständig beschreiben, sobald die Eigenschaften aller Teilchen bis auf eines bekannt sind. Das macht man sich bei der Spektroskopie von Hyperkernen durch Bestimmung der ihnen entsprechenden fehlenden Masse in einer Reaktion zu Nutze. Dadurch können alle direkt bevölkerten Zustände, bei denen das  $\Lambda$ -Teilchen gebunden ist, gemessen werden. Allerdings können nur hinreichend stabile Targetmaterialien zum Einsatz gebracht werden. Das erzeugte Hyperkernisotop ist dabei auf die gleiche Massenzahl und je nach Teilchenstrahl um eins niedrigere Protonen- oder Neutronenzahl limitiert. Die wichtigsten Reaktionen zur  $\Lambda$ -Produktion und ihre Kurzschreibweisen sind in Abb. 1.4 gezeigt, die darin vorkommenden Mesonen müssen spektroskopisch erfasst werden, weshalb keine Reaktionen mit neutralen Mesonen aufgeführt sind.

Die ersten Experimente wurden 1972 mit der  $(K^-, \pi^-)$ -Reaktion durchgeführt [39]. Weil es sich um eine Strangeness-Austauschreaktion handelt, sind die Wirkungsquerschnitte verhältnismäßig groß und der Untergrund somit relativ gering. Allerdings kommt es dabei nur zu einem geringen Impulsübertrag, weshalb das  $\Lambda$ -Teilchen in der Regel im Drehimpulszustand des vorhergegangenen Neutrons verbleibt. Um auch Zustände mit höherer Drehimpulsquantenzahl zu erreichen, benötigt man also eine Reaktionskinematik mit größerem Impulsübertrag. Dies bedingt einen um mehrere Größenordnungen reduzierten Wirkungsquerschnitt. Wegen der begrenzten Intensität von Kaon-Strahlen gelang dies erst 1985 durch die  $(\pi^+, K^+)$ -Reaktion [40].

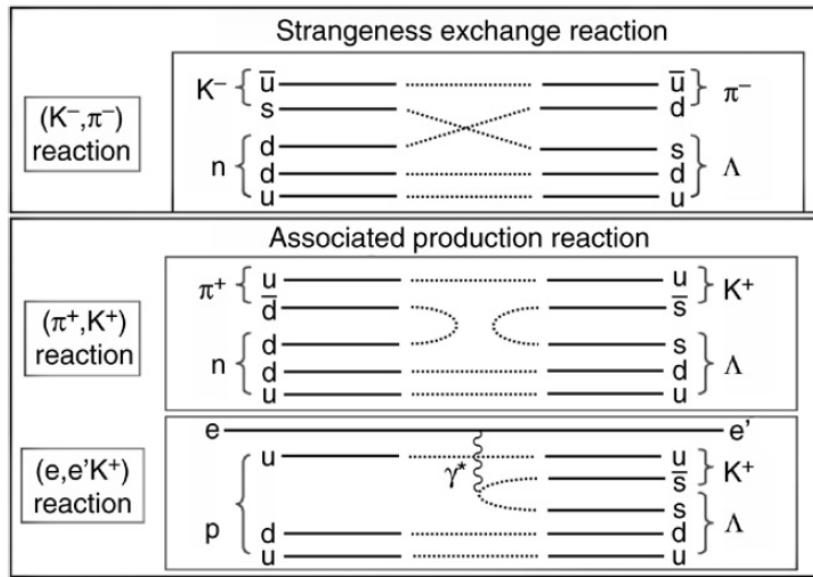


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung elementarer  $\Lambda$ -Produktionsreaktionen [7]. Übertragen auf schwerere Targets werden diese zur Erzeugung und Untersuchung von  $\Lambda$ -Hyperkernen eingesetzt.

Damit konnte erstmals die Lebensdauer des  $\Lambda$ -Teilchens im Kernmedium über einen weiten Massenbereich hinweg vermessen werden, wobei die Ergebnisse für alle bis auf die leichten Hyperkerne auf eine gegenüber dem freien  $\Lambda$ -Teilchen um 20 % reduzierte Lebensdauer hindeuten [41].

Bei der Verwendung von Mesonstrahlen wurden Auflösungen von 3 bis 1,5 MeV Halbwertsbreite erreicht. Die Mesonen werden zunächst mit einem Primärstrahl aus Protonen an einem Target erzeugt. Als Sekundärstrahl werden sie dann mit einer breiten Impulsverteilung in eine eigene Strahlführung separiert. Der Impuls muss somit für jedes Teilchen einzeln bestimmt werden. Deswegen sind die Ereignisraten auch mit Pionstrahlen auf einige MHz beschränkt, wobei nur ein Bruchteil davon zur Bildung eines Hyperkerns führt [7].

Das erste Experiment mit der  $(e, e' K^+)$ -Reaktion wurde 2000 durchgeführt [42]. Der deutlich geringere Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu den hadronischen Reaktionen kann dabei durch eine Steigerung der Strahlintensität kompensiert werden, die im Wesentlichen durch den zufälligen Untergrund im Experiment begrenzt wird. Dank der hohen Strahlqualität, die sich mit Elektronenstrahlen erreichen lässt, wurden mit bis zu 0,6 MeV Halbwertsbreite die bislang höchsten Auflösungen in der Reaktionsspektroskopie gemessen. Weiterhin bietet die Elektroproduktion durch die Umwandlung eines Protons statt Neutrons (vergleiche Abb. 1.4) Zugang zu neutronenreichen Hyperkernen [43].

#### 1.4.3 $\gamma$ -Spektroskopie

Durch die Messung der Gesamtenergie von  $\gamma$ -Strahlung, die beim Übergang eines angeregten Kernzustandes in einen Zustand geringerer Anregungsenergie ausgesendet wird, erhält man die Energiedifferenz besagter Zustände. Somit sind nur angeregte Zustände unterhalb der Nukleon-Emissionsschwelle zu beobachten. Die mit Hilfe von Germanium-Detektoren in der

hochauflösenden  $\gamma$ -Spektroskopie erreichten Auflösungen liegen bei wenigen keV und stellen die genauesten Messungen im Bereich der Hyperkerne dar. Als Relativmessung bleibt der Grundzustand jedoch unzugänglich, sodass die Absolutskala durch komplementäre Methoden festgelegt werden muss.

Die erste Messung der  $\gamma$ -Strahlung von Hyperkernen erfolgte 1971, was gleichzeitig den Beginn der Zählexperimente in der Hyperkernphysik markiert [44]. Damals war die Auflösung bedingt durch die NaI(Tl)-Detektoren noch auf eine Größenordnung von 100 keV Halbwertsbreite bei 1 MeV Gesamtenergie beschränkt. Obwohl Germaniumdetektoren zu diesem Zeitpunkt schon lange in der Kernphysik etabliert waren, gestaltete sich ihre Anwendung in Hyperkerneexperimente wegen der geringen Wirkungsquerschnitte und den damit vergleichsweise hohen Untergrundzählraten sehr schwierig. Erst im Jahr 1998 gelang ihr erfolgreicher Einsatz in einem Koinzidenzexperiment [45]. Darauf aufbauend konnte die erste  $\gamma$ -Übergangswahrscheinlichkeit von  $^7\Lambda$ Li gemessen und mit dem entsprechenden Übergang in  $^6\Lambda$ Li verglichen werden [46]. Dies lieferte den experimentellen Hinweis auf die häufig als kleberartig bezeichnete Eigenschaft des  $\Lambda$ -Teilchens: Durch Hinzufügen zu einem normalen Kern kommt es zu einer stärkeren Bindung und der Kernradius schrumpft, dadurch kann auch ein instabiler Kern gegenüber Nukleonemission stabil werden. Die erzielte Auflösung von weniger als 5 keV erlaubt es auch die als Feinstruktur der  $\Lambda$ -Hyperkerne bezeichnete Zustandsaufspaltung von weniger als 100 keV aufzulösen und die zugrundeliegende Spinabhängigkeit der  $\Lambda$ -Nukleon-Wechselwirkung zu untersuchen [47].



## Kapitel 2

---

# Untersuchung von $\Lambda$ -Hyperkernen

---

### 2.1 Die Rolle leichter Hyperkerne

Ziel der Studien von  $\Lambda$ -Hyperkernen ist vor allem das Verständnis der starken Wechselwirkung. Das  $\Lambda$ -Teilchen selbst besitzt eine Masse von  $1115,7\text{ MeV}/c$  [48] und ist als leichtestes Hyperon mit einer Strangenessquantenzahl von  $S = -1$  zudem stabil gegenüber starken Zerfällen. Auch innerhalb eines Atomkerns reduziert sich seine Lebensdauer gegenüber  $263\text{ ps}$  im freien Raum [48] nur wenig [49], sodass es gebundene Zustände mit niedrigen Zerfallsbreiten bildet, die eine spektroskopische Untersuchung erlauben. Im Bild der Baryonen als effektiven Freiheitsgraden behält das  $\Lambda$ -Teilchen seinen Ein-Teilchen-Charakter im Gegensatz zu den Nukleonen auch innerhalb eines Kerns bei. Da auch die  $\Lambda N$ -Wechselwirkung in ihrer Stärke vergleichbar mit der  $NN$ -Wechselwirkung ist, eignet sich das  $\Lambda$ -Teilchen als eine den Nukleonen sehr ähnliche, aber unterscheidbare Sonde, mit der sich die starke Kernkraft im Inneren gewöhnlicher Atomkerne untersuchen lässt, ohne dass es dabei durch das Pauli-Prinzip eingeschränkt wird [50].

Die limitierten Daten der  $\Lambda p$ -Streuung zeigen, dass die  $\Lambda p$ -Wechselwirkung allgemein etwas schwächer als die  $NN$ -Wechselwirkung ist [51]. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass die langreichweite Wechselwirkung, die in Boson-Austauschmodellen im  $NN$ -Fall hauptsächlich durch einen Ein-Pion-Austausch vermittelt wird, für das  $\Lambda$ -Teilchen aufgrund seines Isospins von  $I = 0$  verboten ist. Man geht deswegen davon aus, dass die in der  $NN$ -Wechselwirkung einhergehenden starken Spin-Spin- und Tensor-Beiträge in der  $\Lambda N$ -Wechselwirkung unterdrückt sind. Allerdings ist das  $\Lambda$ -Teilchen kein Isospin-Eigenzustand, wodurch es zu einer Mischung mit dem  $\Sigma^0$  kommt, für das ein  $\pi^0$ -Austausch mit den Nukleonen erlaubt ist. Damit erhält die Wechselwirkung auch einen Isospin verletzenden Anteil [50].

Das freie  $\Lambda$ -Teilchen zerfällt fast ausschließlich über  $\Lambda \rightarrow N\pi$  wobei nur etwa  $35\text{ MeV}$  frei werden [48]. Im Kern nimmt es als einziges  $\Lambda$ -Teilchen im Grundzustand stets den niedrigsten, drehimpulsfreien Zustand ein. Dieser ist jedoch für die Nukleonen aufgrund des Pauli-Prinzips für alle bis auf die leichtesten Hyperkerne bereits besetzt, sodass das durch den  $\Lambda$ -Zerfall entstehende Nukleon in eine energetisch ungünstigere Schale übergehen muss. Dadurch wird dieser Zerfallskanal in beinahe allen Hyperkernen stark unterdrückt und spielt nur für Hyperkerne mit  $A < 16$  eine Rolle, die eine noch nicht vollständig gefüllte  $p$ -Schale besitzen [50]. Stattdessen tritt der nur in Gegenwart eines Nukleons mögliche nicht-mesonische Zerfall  $\Lambda N \rightarrow NN$  in den Vordergrund, der mit über  $175\text{ MeV}$  wesentlich mehr Energie freisetzt [48].

Damit lassen sich über die Zerfallsspektroskopie der mesonischen Zerfälle nur die leichten  $\Lambda$ -Hyperkerne untersuchen. Mittels Kernemulsionen wurden so die bislang genauesten Bestimmung ihrer Grundzustandsenergien durchgeführt [33]. Diese bilden die Basis für das Erstellen ihrer Termschemata, wenn sie mit den Messungen der elektromagnetischen Übergänge aus angeregten Zuständen in der  $\gamma$ -Spektroskopie verbunden werden. Durch den Vergleich mit

theoretischen Vorhersagen können verschiedene Aspekte der Wechselwirkung gezielt untersucht werden. So treten Spin-Bahn-Kräfte erst beim Übergang von  $s$ - auf  $p$ -Schalenhyperkerne auf, während sich die Spinabhängigkeit der  $\Lambda$ N-Wechselwirkung gerade im Vergleich zwischen dem Grundzustand und dem angeregtem Zustand von  $^4_{\Lambda}\text{H}$  und  $^4_{\Lambda}\text{He}$  zeigen sollte. Dem liegt die Vorstellung zu Grunde, dass das nur schwach gebundene  $\Lambda$ -Teilchen im Grundzustand mit dem Restkern zu einem Gesamtspin von 0 koppelt und der Übergang in den angeregten Zustand durch eine Umkehr des Spins des  $\Lambda$ -Teilchens erfolgt [50].

Gleichzeitig lassen sich für die leichtesten Hyperkerne auch die genauesten theoretischen Vorhersagen treffen, die im Vergleich mit den experimentellen Daten Rückschlüsse auf die  $\Lambda$ N-Wechselwirkung im Rahmen der verwendeten Modelle erlauben. Dabei wird seit geraumer Zeit die Rolle der  $\Lambda$ - $\Sigma$ -Kopplung, die eine virtuelle Konversion des  $\Lambda$ -Teilchens zu einem  $\Sigma$ -Teilchen in Gegenwart eines Nukleons einschließt, anhand der Bildung gebundener Zustände von  $^3_{\Lambda}\text{H}$ ,  $^4_{\Lambda}\text{H}$ ,  $^4_{\Lambda}\text{He}$  und  $^5_{\Lambda}\text{He}$  diskutiert [52, 53]. Eine Vielkörperberechnung der  $A = 4$   $\Lambda$ -Hyperkerne mit den vier Baryonen als Freiheitsgeraden gelang erstmals 2001. Dabei führten erst die explizit mit einbezogenen  $NNN\Sigma$  Konfiguration überhaupt zu gebundenen Zuständen, obwohl ihr Anteil kaum über 2 % hinausgeht [54].

## 2.2 Ladungssymmetriebrechung im $A = 4$ System

Dank der experimentellen wie theoretischen Fortschritte der letzten Jahr rückt eine Frage in den Fokus der Untersuchungen, zu der schon kurz nach der Entdeckung von Hyperkernen erste Überlegungen angestellt wurden, nämlich ob sich die  $\Lambda p$  von der  $\Lambda n$  Wechselwirkung unterscheidet, sowie die Möglichkeit dies durch Bestimmung der  $\Lambda$ -Bindungsenergie der leichtesten Hyperkerne zu testen [55]. Diese Frage steht in direktem Zusammenhang mit der Ladungsunabhängigkeit der starken Wechselwirkung. Dabei wird den Nukleonen ein dem Spinformalismus entlehnter Isospin  $I$  zugewiesen und die beiden Quarks u und d werden als entgegengesetzte Zustände der dritten Komponente des Isospins  $I_3$  aufgefasst. Die Ladungsunabhängigkeit entspricht der Forderung einer Invarianz der starken Wechselwirkung unter beliebigen Rotationen im Isospinraum, sodass keine Unterschiede zwischen Protonen und Neutronen auftreten dürften. Als Spezialfall ist darin die Ladungssymmetrie enthalten, eine Rotation um  $180^\circ$  die genau die beiden Komponenten von  $I_3$  vertauscht und damit einen (Hyper)Kern in seinen Spiegel(hyper)kern überführt. Wenden wir dies auf die  $\Lambda(uds)$   $p(uud)$  Wechselwirkung an, dann muss sie bei Ladungssymmetrie identisch mit der  $\Lambda(dus)$   $n(ddu)$  Wechselwirkung sein [56].

Der Ursprung einer Ladungssymmetriebrechung (CSB) liegt zum einen in dem geringen Massenunterschied zwischen Up- und Down-Quark von etwa 2,5 MeV und zum anderen in ihren unterschiedlichen elektrischen Ladungen und magnetischen Momenten. Die im Vergleich zur Größe von Atomkernen langreichweite elektromagnetische Komponente kann bereits auf der Ebene der Baryonen sehr genau bestimmt werden. Gerade für leichte Kerne kann dies modellunabhängig durch die gemessenen Formfaktoren geschehen, sodass sich die leichten Spiegelkern eignen, um andere ladungssymmetriebrechende Effekte gezielt zu untersuchen [57].

So weisen die Grundzustandsmassen der Spiegelkerne  $^3\text{H}$  und  $^3\text{He}$  nach Berücksichtigung elektromagnetischer Unterschiede eine Differenz von etwa 70 keV auf, aus der sich eine gegenüber der pp-Wechselwirkung stärkere nn-Wechselwirkung ableiten lässt [58]. Dies kann sowohl durch eine Mischung zwischen  $\rho^0$ - und  $\omega$ -Meson als auch einer  $N\Delta$ -Massendifferenz vollständig

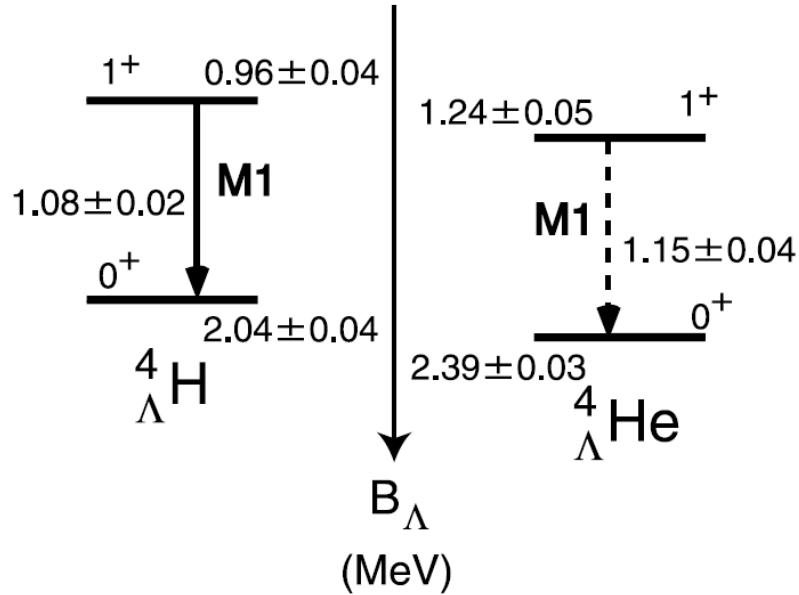


Abbildung 2.1: Termschema der Spiegelhyperkerne  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  und  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  basierend auf Messungen mit Kernemulsionen und NaI(Tl)-Detektoren (Original aus Ref. [60]). Die  $\Lambda$ -Bindungsenergie  $B_{\Lambda}$  gibt an wie stark das  $\Lambda$ -Teilchen an den Restkern  ${}^3\text{H}$  beziehungsweise  ${}^3\text{He}$  gebunden ist.

dig erklärt werden. Beides ist Ausdruck des Massenunterschieds der Quarks, allerdings lässt sich noch nicht zwischen diesen Modellen unterscheiden [59].

Fügt man diesem Spiegelkernpaar ein  $\Lambda$ -Teilchen hinzu, erhält man die beiden  $A = 4$  Spiegelhyperkerne  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  und  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ . Ihr experimentell bestimmtes Termschema ist in Abb. 2.1 dargestellt. Die genaueste Bestimmung ihrer  $\Lambda$ -Separationsenergie stammt dabei aus Kernemulsionsmessungen, die einen großen Unterschied von  $\Delta B_{\Lambda}^4(0_{\text{g.s.}}^+)=S_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{He})-S_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{H})=0,35$  MeV aufweisen [33]. Nach Korrektur der erhöhten Coulombabstößung in  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ , die im Vergleich zu  ${}^3\text{He}$  aus der Verdichtung durch die zusätzliche Anziehung des  $\Lambda$ -Teilchens hervorgeht, steigt dieser auf 400 keV an [61]. Dies stellt einen außergewöhnlich großen CSB-Effekt in der  $\Lambda\text{N}$ -Wechselwirkung dar. Bisherige theoretische Berechnungen von  $\Delta B_{\Lambda}^4(0_{\text{g.s.}}^+)$  belieben sich allerdings auf nicht mehr als 100 keV [62]. Diese werden durch die aufwendige Behandlung der  $\Lambda\text{-}\Sigma$ -Konversion erschwert, deren explizite Beschreibung neben einer zusätzlichen CSB-Kraft eine entscheidende Rolle spielt [63].

Gleichzeitig weisen die  $\gamma$ -Übergänge von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  und  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  nur einen Unterschied von 60 keV auf [60]. Sie zeigten damit praktisch einen gleich großen CSB-Effekt wie die Grundzustände. Daraus wurde geschlossen, dass der CSB-Anteil der  $\Lambda\text{N}$ -Wechselwirkung keine wesentliche Spin-Spin-Komponente enthält. Allerdings gelang es nicht die Grundzustandsmassen sowie den sehr großen CSB-Effekt zwischen den Grundzuständen und verschwindenden spinabhängigen CSB-Effekt der angeregten Zustände von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  und  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  simultan zu beschreiben [64].

Weiterhin wurden Versuche unternommen eine CSB-Komponente phänomenologisch in die  $\Lambda\text{N}$ -Wechselwirkung auf Grundlage der Messungen der  $A = 4$   $\Lambda$ -Hyperkerne einzuführen. Daraus gehen Vorhersagen für andere Isospinmultipletts hervor, von Interesse sind hierbei insbesondere die  $A = 7$ ,  $A = 8$  und  $A = 10$   $\Lambda$ -Hyperkerne. Dabei konnte jedoch keine konsis-

tente Beschreibung der leichten Hyperkerne erzielt werden, so kann der benötigte CSB-Anteil verschwindend klein sein oder sogar das falsche Vorzeichen aufweisen, sodass sich die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten noch verschlechtert [65]. Aus diesem Grund erscheint eine Überprüfung dieses besonders großen CSB-Effekts der  $A = 4$  Hyperkerne mit experimentell unabhängigen Methoden notwendig [66].

Die Messung der  $\Lambda$ -Separationsenergie von  $^4\Lambda\text{H}$  durch Pion-Zerfallsspektroskopie an MAMI 2012 ergab einen Wert von  $S_\Lambda = 2,12 \pm 0,01(\text{stat.}) \pm 0,09(\text{syst.}) \text{ keV}$  [67]. Dies ist konsistent mit Kernemulsionsexperimenten und weist einen vergleichbaren absoluten Fehler auf. Allerdings wäre ein 80 keV-Unterschied in  $\Delta B_\Lambda^4(0_{\text{g.s.}}^+)$  von entscheidender Bedeutung bei der Diskussion der Ladungssymmetriebrüchung. Somit ist eine deutlich genauere Bestimmung der  $\Lambda$ -Separationsenergie von  $^4\Lambda\text{H}$  von großer Bedeutung, die in absehbarer Zukunft nur an MAMI erreicht werden kann.

Von ebenso großem Interesse wäre eine Neubestimmung der übrigen Zustände im  $A = 4$  System. Dazu wurde eine Messung des  $\gamma$ -Übergangs von  $^4\Lambda\text{He}$  mit hochauflösenden Germaniumdetektoren am Japan Proton Accelerator Research Complex (J-PARC) angesetzt [60]. Zudem wurde eine Bestimmung des angeregten Zustands von  $^4\Lambda\text{H}$  durch Massenspektroskopie in der  $^4\text{He}(e, e' K^+) ^4\Lambda\text{H}^*$ -Reaktion an der Thomas Jefferson National Accelerator Facility (JLab) beantragt [68].

## 2.3 Zielsetzung der Pion-Zerfallsspektroskopie

Der erste Vorschlag zur Durchführung der Pion-Zerfallsspektroskopie mit hochauflösenden Magnetspektrometern wurde 2007 gemacht [69]. Dabei sollen die Vorteile der  $(e, e' K^+)$ -Reaktion, die sich in der Reaktionsspektroskopie bewähren konnte, mit der zuvor demonstrierten Messung der Pionen von Hyperkernzerfällen in dünnen Targets mit Magnetspektrometern kombiniert werden. Dazu betrachtet man die mesonischen Zweikörperzerfälle, wie sie nur bei leichten  $\Lambda$ -Hyperkernen auftreten

$${}^A_\Lambda Z \rightarrow {}^A(Z + 1) + \pi^- \quad (2.1)$$

mit der Kernladungszahl des Hyperkerns  $Z$  und Massenzahl  $A$ . Die im Zweikörperzerfall monoenergetischen Zerfallspionen sind charakteristisch für den Hyperkern und erlauben die Bestimmung seiner Masse

$$m_{\text{HYP}} = \sqrt{m_K^2 + p_K^2/c^2} + \sqrt{m_\pi^2 + p_\pi^2/c^2} \quad (2.2)$$

mit  $m_K$  der Masse des neuen Kerns,  $m_\pi$  der Masse des negativ geladenen Pions,  $p_\pi$  dem Pionimpuls und  $p_K$  dem betragsgleichen Rückstoßimpuls des Kerns und der Lichtgeschwindigkeit  $c$ . Wenn der Zerfall in Ruhe stattfindet, kann die Masse des Hyperkerns allein durch die Messung eines Impulses bestimmt werden, weil die Massen von Pionen und normalen Kernen sehr genau bekannt sind. Dabei wählt man das Pion, weil es im Gegensatz zum Kern bei den gegebenen Impulsen von 96–135 MeV das Target verlassen kann. Die Berechnung der  $\Lambda$ -Separationsenergie erfolgt dann über

$$S_\Lambda = (m_R + m_\Lambda - m_{\text{HYP}}) c^2 \quad (2.3)$$

mit der Masse  $m_R$  des Restkerns  $^{A-1}Z$ .

Damit Effekte wie die Ladungssymmetriebrechung auf weniger als 100 keV aufgelöst werden können, muss der Pionimpuls mit hoher Genauigkeit gemessen werden. Dazu werden dünne Targets verwendet, sodass der Energieverlust des Pions, der zu einer Verbreiterung der gemessenen Impulsverteilung führt, möglichst gering ist. Damit gleichzeitig eine ausreichende Zählrate erzielt werden kann, wird eine hohe Strahlintensität benötigt, die sich mit Elektronenstrahlen erreichen lässt. Zudem werden durch den großen Impulsübertrag bei der Elektroproduktion hoch angeregte Zustände erzeugt, die schnell über die starke Wechselwirkung fragmentieren und den Grundzustand erreichen bevor es zum schwachen Zerfall kommt. Bei diesem Fragmentationsprozess entstehen auch Hyperkernisotope, die durch andere Methoden nicht erzeugt werden können. Zuletzt muss das Zerfallspion mit hoher relativer und absoluter Genauigkeit spektroskopiert werden, was durch hochauflösende Magnetspektrometer realisiert werden kann [70].

Die erste Realisierung der hochauflösenden Pion-Zerfallsspektroskopie wird seit 2010 am Mainzer Mikrotron vorangetrieben. Als Basis des im Folgenden vorgestellten Experiments dienten die Ergebnisse der ersten Messkampagne von 2012. Das dort gemessene Impulsspektrum der Zerfallspionen ist in Abb. 2.2 gezeigt und weist bei etwa 133 MeV eine Spitze auf, welche der erwarteten Signatur des Zweikörperzerfalls von  ${}^4\Lambda H$  entspricht. Die erste Auswertung diente als Motivation zur Weiterentwicklung und Wiederholung der Pion-Zerfallsspektroskopie an einem  ${}^9Be$ -Target. Parallel zu dieser Arbeit wurden die Daten tiefergehend analysiert, wodurch eine statistisch signifikante Beobachtung von  ${}^4\Lambda H$  mit dem verwendeten Spektrometer gelang [71].

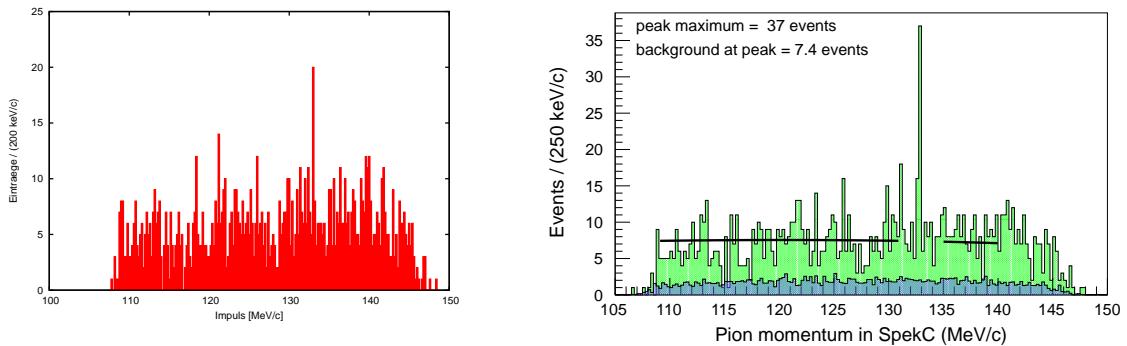


Abbildung 2.2: Gemessenes Pionimpulsspektrum der Strahlzeit von 2012 zum Zeitpunkt der Analyse von 2013 [72] (links) und 2015 [67] (rechts). Der höchste Eintrag wurde auf Pionen aus dem Zweikörperzerfall von  ${}^4\Lambda H$  zurückgeführt.

Ziel meiner Arbeiten war es die Ergebnisse der in 2012 an MAMI durchgeföhrten hochauflösenden Pion-Zerfallsspektroskopie durch eine Messung mit zwei unabhängigen Spektrometern zu bestätigen. Dabei sollte das Experiment derart weiterentwickelt werden, dass sich durch eine höhere Datennahmerate eine um etwa eine Größenordnung gesteigerte Statistik erreichen lässt. Damit die hochauflösende Pion-Zerfallsspektroskopie als neue Präzisionsmessmethode für leichte Hyperkerne etabliert werden kann, sollten systematische Studien zwischen verschiedenen Spektrometern und Targetdicken durchgeföhrten werden. Um eine hochgenaue Bestimmung der  $\Lambda$ -Separationsenergie zu erlauben, sollten während des Experiments auch Messungen der Elektronenstreuung an einem  ${}^{181}Ta$ - und  ${}^{12}C$ -Target durchgeföhrten werden, mit deren Hilfe eine eingehende Untersuchung der Absolutkalibration der Spektrometer er-

folgen sollte.

# Kapitel 3

---

## Pion-Zerfallsspektroskopie an MAMI

---

### 3.1 Mainzer Mikrotron

Das Mainzer Mikrotron (MAMI) ist ein mehrstufiger Elektronenbeschleuniger am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz. Als Dauerstrichbeschleuniger liefert es einen für experimentelle Zwecke quasi kontinuierlichen Elektronenstrahl mit einer Maximalenergie von 1,6 GeV. Es verfügt über zwei verschiedene Elektronenquellen, die eine ermöglicht den Betrieb mit hohen Strahlströmen von bis zu  $100\ \mu\text{A}$  und die andere liefert Elektronen mit einer Spinpolarisation > 80 % bei bis zu  $20\ \mu\text{A}$ .

Das erste Rennbahnmikrotron in Mainz wurde 1979 zunächst als Demonstrator realisiert. Bei diesem Beschleunigertyp ist ein Linearbeschleuniger zwischen zwei 180°-Ablenkmagneten angeordnet, sodass die Elektronen die Beschleunigerstrecke mehrfach durchlaufen können. Dabei müssen Bahnlänge und Beschleunigung so aufeinander abgestimmt werden, dass die Elektronen bei jedem Umlauf kohärent zur Mikrowellenstrahlung des Linearbeschleunigers sind, um den maximalen Energiegewinn zu erreichen. Mit der kinetischen Energie steigt auch der Bahnradius innerhalb der Magnete und die somit nebeneinander liegenden Bahnen erinnern an die Form einer Rennbahn. Um von Anfang an mit relativistischen Elektronen arbeiten zu können, wird zudem ein weiterer Linearbeschleuniger als Vorbeschleuniger verwendet [73].

Der Prototyp (RTM1) wurde seinerseits 1983 als Vorbeschleuniger eines zweiten Rennbahnmikrotrons (RTM2) eingesetzt, zusammen bilden sie MAMI A mit einer Maximalenergie von 187 MeV. Sie wurden 1990 mit einer dritten Stufe (RTM3) kombiniert und erzielten als MAMI B Energien bis zu 882 MeV [73]. Mit seinen beiden 450 t schweren Dipolmagneten gilt das Prinzip des Rennbahnmikrotrons jedoch als ausgereizt, weshalb das RTM3 das größte Rennbahnmikrotron der Welt geblieben ist. Für die letzte Erweiterung wurde stattdessen erstmals ein harmonisches doppelseitiges Mikrotron (HDSM) konzipiert. Als wesentlicher Unterschied werden dabei vier kleinere 90°-Ablenkmagneten verwendet sowie ein zweiter Linearbeschleuniger auf der Gegenseite des ersten. In dieser finalen Ausbaustufe erreicht MAMI C seit 2007 Energien von bis zu 1,6 GeV [74].

In Abb. 3.1 ist eine Übersicht des Beschleunigers sowie der Experimentierhallen gegeben. Zwar kann der Elektronenstrahl nur in eine Halle zur Zeit geleitet werden, da die Verwendung des HDSM jedoch optional ist, stehen für die Spektrometerhalle sowohl Energien von MAMI B als auch MAMI C zwischen 180 MeV bis 1.6 GeV zur Verfügung.

### 3.2 Spektrometeranlage

Die A1-Kollaboration betreibt seit 1992 eine Anlage mit inzwischen drei hochauflösenden Magnetspektrometern, die auch durch weitere Spektrometer ergänzt werden kann. Damit werden

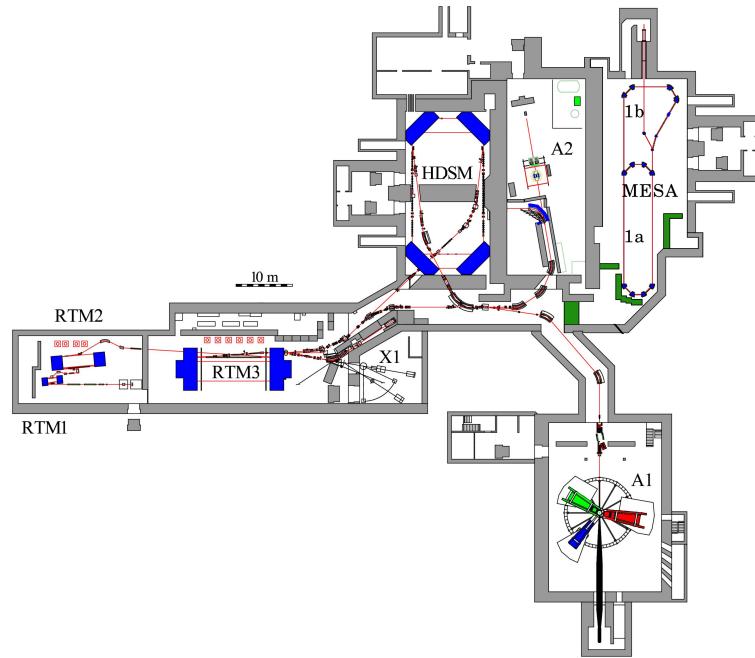


Abbildung 3.1: Lageplan des Mainzer Mikrotrons mit den sich an den Linearbeschleuniger anschließenden Beschleunigerstufen RTM1, RTM2, RTM3 und HDSM. Die Strahlbahn wird durch rote Linien angedeutet und führt bis in die Experimentierhallen A1, A2 und X1. MESA stellt einen davon völlig unabhängigen, noch im Aufbau befindlichen Beschleuniger dar.

Einzelmessungen sowie Zwei- oder Dreifach-Koinzidenzexperimente in der Elektronenstreuung oder Elektroproduktion durchgeführt. Nach der Erweiterung um ein der Strangeness-Physik gewidmetes Spektrometer werden seit 2008 auch Experimente mit Hyperonen und Hyperkernen realisiert. Eine Übersicht der wichtigsten Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten Spektrometer ist in Tab. 3.1 zusammengestellt.

### 3.2.1 Hochauflösende Spektrometer

Die drei dauerhaft installierten Magnetspektrometer SpekA, SpekB und SpekC wurden zwischen 1992 und 1995 in Betrieb genommen und bilden seitdem das Herzstück der Spektrometeranlage. Ihr Entwurf sieht die Verwendung als Mehrzweckanlage für kern- und teilchenphysikalische Koinzidenzexperimente vor. Dabei zeichnen sie sich vor allem durch ihre sehr hohe relative Impulsauflösung von  $\delta p/p \sim 10^{-4}$  aus. Diese erlaubt es Kernzustände aufzulösen, die nur wenige 100 keV voneinander getrennt sind. Aufgrund der häufig sehr geringen Wirkungsquerschnitte verfügen sie zudem über eine möglichst große Impuls- und Raumwinkelempfängereichweite. Weiterhin sind sie auf einem Drehkranz angeordnet, entlang dessen sie um das Target im Zentrum gedreht werden können, sodass ein weiter Streuwinkelbereich abgedeckt werden kann. Dies wird zusätzlich durch die schmale Bauform begünstigt, indem die Teilchenablenkung vertikal erfolgt. Darüber hinaus kann SpekB bis zu  $10^\circ$  gegenüber der Horizontalen gekippt werden. Dadurch können auch Messungen durchgeführt werden, bei denen sich Streu- und Reaktionsebene um den eingestellten Winkel unterscheiden [76].

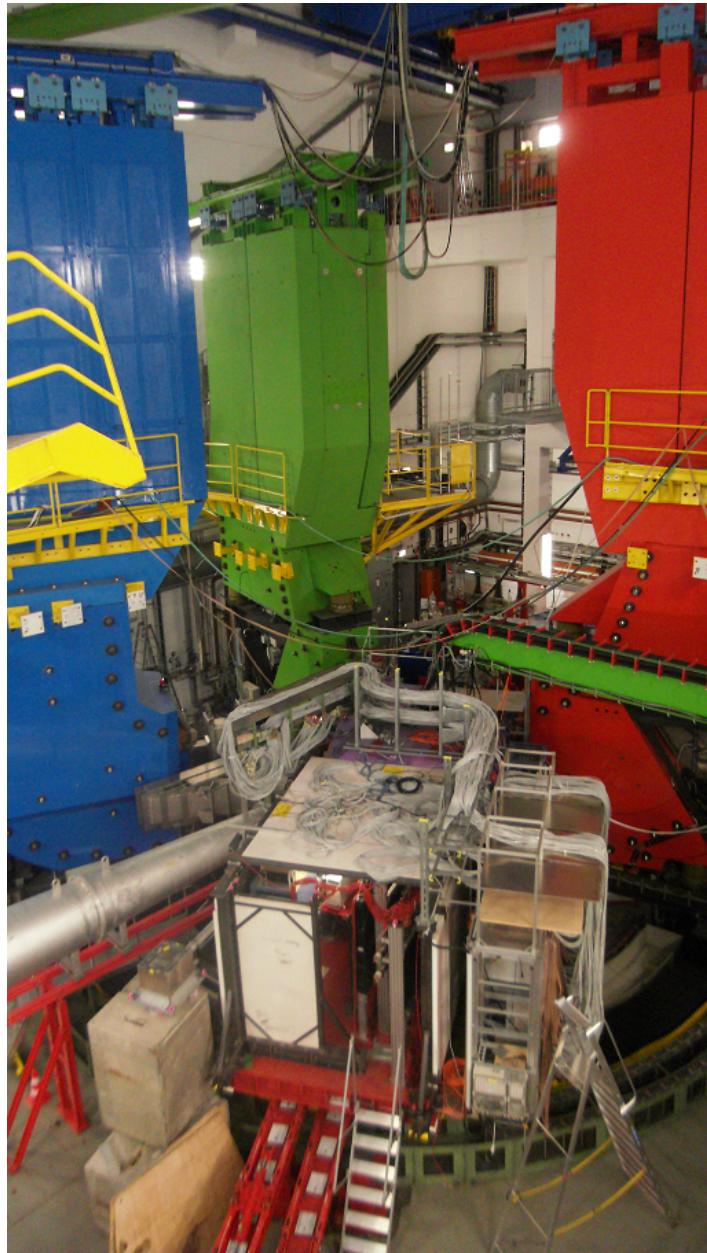


Abbildung 3.2: Aufbau in der Spektrometerhalle am Mainzer Mikrotron [75], die Spektrometer sind in Messposition für die Pion-Zerfallsspektroskopie von  $\Lambda$ -Hyperkernen. Im Vordergrund befindet sich das Kaonen-Spektrometer KAOS, die vertikal ablenkenden, hochauflösenden Spektrometer sind SpekA (rot), Spek B (blau) und SpekC (grün).

Tabelle 3.1: Eigenschaften der verwendeten Magnetspektrometer [76, 77].

	SpekA	SpekC	KAOS
Magnetenordnung	QSDD	QSDD	D
Abbildung dispersive Ebene	Punkt-Punkt	Punkt-Punkt	Punkt-Punkt
Abbildung nicht dispersive Ebene	parallel-Punkt	parallel-Punkt	nicht fokussierend
Impulsauflösung $\delta p/p$	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-3}$
erreichbare Streuwinkel	[°]	18–160	18–160
Raumwinkelakzeptanz	[msr]	28	28
Winkelakzeptanz dispersiv	[mrad]	70	70
Winkelakzeptanz nicht dispersiv	[mrad]	100	100
maximaler Zentralimpuls	[MeV/c]	665	490
Impulsakzeptanz $\Delta p/p$		$\pm 10\%$	$\pm 12,5\%$
Länge der Zentralbahn	[m]	10,75	8,53
Winkelauflösung am Target	[mrad]	< 3	< 3

## Magnetoptik

In Abb. 3.3 ist die Anordnung der Magnete von SpekA gezeigt, SpekC ist im Grunde baugleich, jedoch auf  $11/14 \approx 80\%$  herunter skaliert. Um die bestmögliche Impulsauflösung zu erzielen, wurde die Magnetoptik auf eine Punkt-zu-Punkt Abbildung in der dispersiven (vertikalen) Ebene hin ausgerichtet. Dabei lenken die Dipolmagnete D1 und D2 die Teilchen nach oben hin ab und bilden sie gemäß ihres Impulses und unabhängig vom Eintrittswinkel in dieser Ebene auf eine Linie in der Bildebene ab. Da die Dipolmagnete nur in der dispersiven Ebene fokussierend wirken, wird ein Quadrupol Q als erstes Element der Magnetenordnung eingesetzt, der in der nicht-dispersiven Ebene fokussierend und in der dispersiven defokussierend wirkt. Dadurch kann die gewünscht große Raumwinkelakzeptanz erreicht werden. Um Abbildungsfehler der Magnetoptik zu minimieren, enthalten diese Magnete auch Feldanteile höherer Ordnung. Speziell zur Korrektur der sphärischen Aberration dient zudem ein Sextupol S [78].

Im Gegensatz dazu ist SpekB gezielt als Elektronenspektrometer bei kleinen Streuwinkeln optimiert. Es verwendet einen einzelnen, doppeltfokussierenden Muschelschalen-Dipol, was eine besonders kompakte Bauform ermöglicht aber mit einer kleineren Raumwinkelakzeptanz einhergeht. Während die anderen Spektrometer in der nicht-dispersiven Ebene eine parallel-zu-Punkt Abbildung verwenden, um eine hohe Winkelauflösung am Target zu erzielen, bildet SpekB in beiden Ebenen Punkt-zu-Punkt ab. Dadurch besitzt es die höchste Ortsauflösung am Target [78].

## Detektorsystem

Damit ein Auflösungsvermögen von  $\delta p/p \sim 10^{-4}$  erreicht werden kann, ist es weiterhin nötig eine Korrektur von Abbildungsfehlern durchzuführen zu können, die durch Randfelder, Fertigungstoleranzen und Sättigungseffekte der Magnete hervorgerufen werden. Dazu sind alle

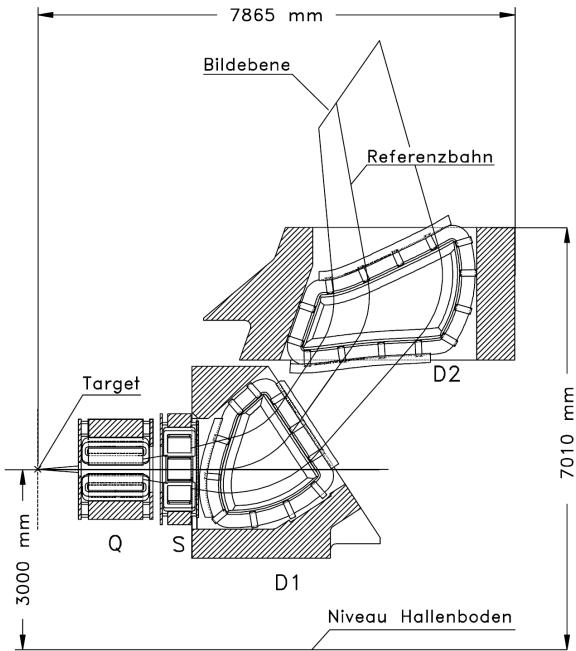


Abbildung 3.3: Schnittzeichnung der Magnetanordnung von SpekA. Eingezeichnet sind die Bahnen geladener Teilchen mit maximalen Winkeln und dem minimalen beziehungsweise maximalen Relativimpuls, sowie die zur Spurbeschreibung dienende Referenzbahn [78].

Spektrometer mit Detektorsystemen ausgerüstet, die sich im Wesentlichen nur in der Dimensionierung unterscheiden. Beispielhaft ist in Abb. 3.4 eine Darstellung der Detektoren von SpekA gegeben.

### Vertikale Driftkammern

Zur Spurrekonstruktion werden zwei Pakete aus doppelten vertikalen Driftkammern (VDCs) eingesetzt, mit denen Position und Winkel der Teilchenbahn präzise vermessen werden. Dazu befindet sich das erste Paket genau in der Bildebene, das zweite dahinter insbesondere zur Verbesserung der Winkelauflösung [79, 80]. Aus den damit bestimmten Fokalebenenkoordinaten lassen sich mit Hilfe von Rückrechenmatrizen Impuls, Position in Strahlrichtung und Winkel am Target der detektierten Teilchenbahn mit hoher Genauigkeit bestimmen.

### Flugzeitsystem

Da man zur Untergrundunterdrückung in Koinzidenzexperimenten die Ankunftszeiten der Teilchen und eine Möglichkeit zwischen verschiedenen Teilchensorten zu unterscheiden benötigt, schließen sich hinter den VDCs zwei Lagen von Plastiksintillatoren an. Die Szintillatoren sind in Segmente unterteilt, die jeweils beidseitig mit Photoelektronenvervielfächern (vordere Lage von SpekB einseitig) ausgelesen werden, und dienen zum Auslösen der Datenerfassung. Die erste Lage wird als dE Ebene und die zweite als ToF Ebene bezeichnet. Erstere ist vor allem zur Messung des Energieverlustes vorgesehen und mit 3 mm besonders dünn, um das Abstoppen niederenergetischer Teilchen zu vermeiden. Die 1 cm dicke zweite Lage

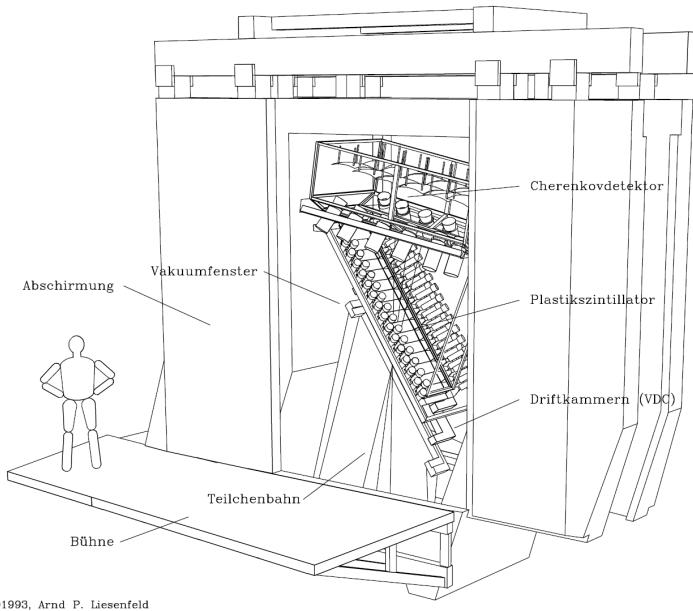


Abbildung 3.4: Zeichnung des Detektorsystems von SpekA mit geöffnetem Abschirmhaus. Die Teilchen erreichen die Detektoren von unten und passieren zunächst die vertikalen Driftkammern, Szintillatoren und zuletzt den Tscherenkovdetektor (Abbildung: A. P. Liesenfeld).

ist für die Zeitmessung optimiert und wird üblicherweise zur Bestimmung der Koinzidenzzeit herangezogen [81].

### Tscherenkov-Schwellendetektor

Das Detektorsystem wird von einem Gas-Tscherenkov komplettiert, in welchem  $\text{C}_3\text{H}_2\text{F}_6$  als Gas mit einem Brechungsindex von  $n \approx 1,001045$  als Radiatormedium verwendet wird [82]. Die Tscherenkov-Lichtkegel werden zur Messung über Spiegel auf Photoelektronenvervielfacher gelenkt. Die Schwelle für den Tscherenkov-Effekt beträgt für Elektronen 10 MeV, für Pionen bereits 2,7 GeV. Damit werden durch die Messung von Licht beim Überschreiten der Geschwindigkeitsschwelle Elektronen identifiziert [76].

#### 3.2.2 Kaonen-Spektrometer

Mit der letzten Erweiterung des Beschleunigers ist erstmals auch die Elektroproduktion von Hyperonen an MAMI möglich geworden. So liegt die benötigte Elektronenergie  $E_e$  zur  $\Lambda$ -Produktion an einem ruhenden Protontarget  $p(e, e'K^+)\Lambda$  im Laborsystem bei

$$E_e = \frac{\sqrt{s}^2 - m_p^2 c^4 + m_e^2 c^4}{2 m_p c^2} = 911 \text{ MeV} \quad (3.1)$$

mit der Ruheenergie des Elektrons  $m_e$  und Protons  $m_p$ , der zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  und der Lichtgeschwindigkeit  $c$ .

Damit rückten gleichzeitig auch Hyperkerne in den Bereich des Möglichen. Allerdings eignen sich die hochauflösenden Spektrometer wegen ihrer langen Flugstrecke nicht für den Nachweis

der instabilen Kaonen. Deswegen wurde im Jahr 2003 das Spektrometer KAOS von der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), an der es seit 1990 am Schwerionensynchrotron (SIS) in Betrieb war [83], an das Institut für Kernphysik verlegt. In den folgenden Jahren wurde es in der A1-Spektrometerhalle installiert, bis 2008 die ersten Messungen in der elementaren Strangenessproduktion von  $\Lambda$ - und  $\Sigma^0$ -Teilchen erfolgten [77].

KAOS steht in Experimentierposition auf drei höhenverstellbaren, hydraulischen Füßen und lässt sich über eingebnete Bodenplatten auf den gewünschten Winkel und Targetabstand schieben. Um die anderen Spektrometer nicht einzuschränken, kann es über zwei Schienen für die übrige Zeit in eine Parkposition gebracht werden.

### Magnetoptik

Zum Mesonnachweis ausgelegt, zeichnet sich KAOS durch seine kompakte Bauform aus, bei der die Magnetoptik seit dem Wiederaufbau durch einen einzigen horizontal ablenkenden Dipolmagnet definiert ist. Auch hier wird eine Punkt-zu-Punkt Abbildung in der dispersiven Ebene genutzt, sodass die Teilchen horizontal nach Impulsen getrennt in die Bildebene abgebildet werden. Um einen möglichst geringen Abstand zum Target einzuhalten, wird kein Quadrupol mehr verwendet, weshalb es in der nicht-dispersiven Ebene zu keiner Fokussierung kommt. Als Vielzweckspektrometer ausgelegt erreicht es Auflösungen von  $\delta p/p \sim 10^{-3}$  bei einer großen Impulsakzeptanz von  $\Delta p/p = 50\%$ .

In Mainz wurde KAOS zudem zu einem Doppelarmspektrometer erweitert. Im Magnetfeld werden positiv geladene Teilchen um  $45^\circ$  in Richtung des Hadronarms abgelenkt, negativ geladene in der entgegengesetzten Richtung zum neuen Elektronarm, eine entsprechende Darstellung ist in Abb. 3.5 gegeben. Nach der Installation zweier hochsegmentierter Detektoren aus szintillierenden Fasern im Elektronarm [84, 85], soll dadurch der koinzidente Nachweis von Kaonen und Elektronen ermöglicht werden, die gleichzeitig in Vorwärtsrichtung emittiert werden.

### Detektorsystem

Je nach Verwendungszweck des Spektrometers muss insbesondere das Detektorsystem angepasst werden. In der Pion-Zerfallsspektroskopie wird KAOS zur Kaonmarkierung benötigt. Dabei sind die Möglichkeiten zur Teilchenidentifizierung ausschlaggebend, während die Impulsauflösung zweitrangig ist. Der verwendete Aufbau des Detektorsystems des Hadronarms ist in Abb. 3.6 gezeigt.

Um das Spektrometer unter Vorwärtswinkeln betreiben zu können, wo die Kaonen zu erwarten sind, die mit der Bildung der Hyperkerne in Verbindung stehen, musste ein für Elektronenstrahlen spezifisches Problem gelöst werden. Treffen die Elektronen auf das Target, kommt es durch den Bremsstrahlungseffekt zur Aussendung hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung. Diese wiederum besitzt einen großen Wirkungsquerschnitt zur  $e^+e^-$ -Paarproduktion. Wegen der hohen kinetischen Energie im Laborsystem, werden die Paare in einem sehr kleinen Winkelbereich von  $< 1^\circ$  um die Strahlachse herum emittiert und gelangen vollständig in die Akzeptanz des Spektrometers. Damit das Detektorsystem nicht schon bei kleinen Strahlströmen von Positronen überflutet wird, befindet sich direkt davor eine Bleiwand. Die Dicke dieses Absorbers ist mit Abschnitten von 10 cm, 12 cm und 14 cm so gewählt, dass für die Positronen je nach Impuls mindestens 17,9 Strahlungslängen  $X_0$  zur Bildung elektromagnetischer

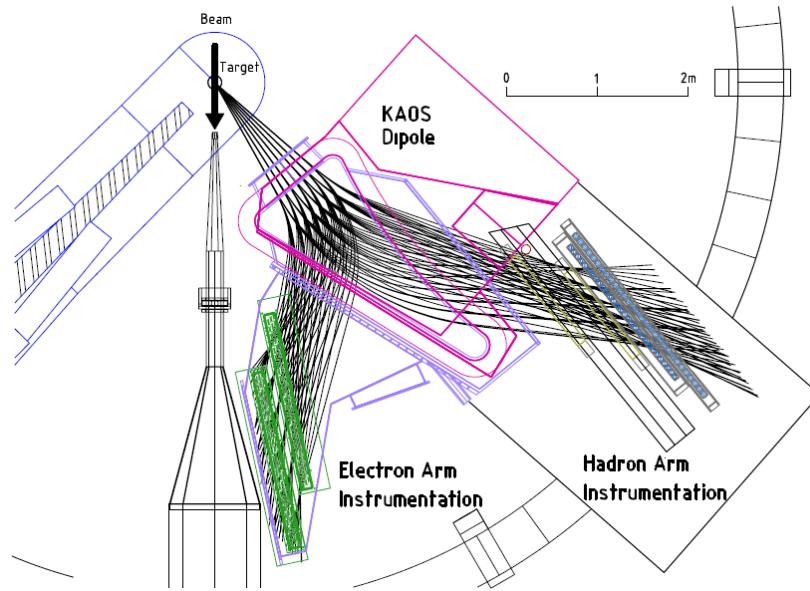


Abbildung 3.5: Schematische Draufsicht von KAOS als Doppelarmspektrometer [77]. Die Teilchenbahnen (durchgezogene Linien vom Target ausgehend) werden durch den Dipolmagnet (magenta) nach elektrischer Ladung getrennt. Positive Teilchen gelangen in den Hadronarm, negative in den Elektronarm. Die Schnittpunkte der Bahnen gleichen Impulses legen die Position der Bildebene im entsprechenden Spektrometerarm fest.

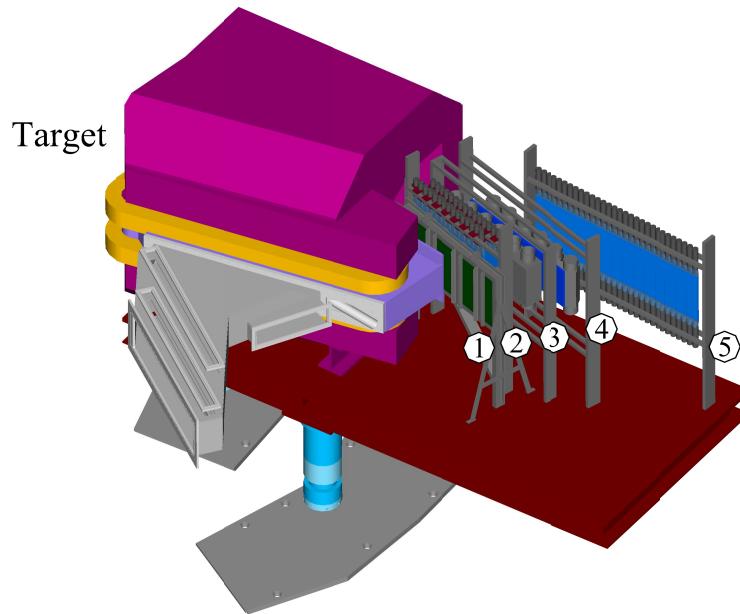


Abbildung 3.6: Grafische Darstellung von KAOS und der Instrumentierung des Hadronarms. Positiv geladene Teilchen, die vom Target ausgehen, durchlaufen den Dipolmagnet (magenta) und treffen noch vor dem Detektorsystem auf einen Bleiabsorber (1). Danach erreichen sie zunächst zwei Szintillatorwände G und I (2), danach zwei Aerogel-Tscherenkowdetektoren AC2 (3) und AC1 (4) und zuletzt Szintillatorwand H (5).

Schauer zur Verfügung stehen. Somit werden Spuren, die von Positronen stammen, im Detektorsystem fast vollständig unterdrückt und gleichzeitig Verluste an Kaonen auf etwa 70 % beschränkt [72].

### Flugzeitsystem

Zur Spurfindung, dem Messen von Flugzeit und Energieverlust als auch dem Auslösen der Datenerfassung wird ein Flugzeitsystem aus drei Szintillatorwänden verwendet. Dazu befinden sich die Wände G und I direkt hinter dem Absorber, welche sich zu gleichen Teilen aus dem ehemaligen G-Detektor zusammensetzen [86]. Um eine möglichst große Flugstrecke zu erhalten, befindet sich Wand H als hinterster Detektor an der Rückseite des Abschirmhauses. Diese wurde eigens konstruiert, um den hohen Anforderungen der Kaonmarkierung gerecht zu werden [75]. Dabei sind die vorderen Wände in 15 und Wand H in 30 Segmente von je 2 cm Dicke unterteilt, die beidseitig von Photoelektronenvervielfachern ausgelesen werden. Nachdem die Impulsauflösung des Spektrometers durch Streuung im Absorber bereits auf etwa 20 % beschränkt ist [72], ist diese Segmentierung zur Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung mehr als ausreichend und es werden keine hochauflösenden Spurdetektoren eingesetzt.

### Tscherenkow-Schwellendetektoren

Um die Trennung zwischen Kaonen und leichteren Teilchen zu verbessern, befinden sich zwischen den Flugzeitwänden zwei Tscherenkowdetektoren. Diese sind eintrittsseitig mit Quadern von Silicat-Aerogel bestückt, welche eine 3 cm dicke Radiatorschicht mit einem Brechungsindex von  $n = 1,055$  bilden. Sie sind in sechs Segmente unterteilt, die beidseitig von Photoelektronenvervielfachern ausgelesen werden. Um das Licht zu sammeln, werden beim hinteren Tscherenkowdetektor AC1 je Segment zwei Spiegel eingesetzt [87], während der vordere AC2 reine Diffusionskisten verwendet [71]. Die Tscherenkowschwelle wurde über den Brechungsindex so gewählt, dass sie von Kaonen erst bei Impulsen von etwa 1500 MeV/c überschritten wird, von Pionen aber bereits ab 415 MeV/c. Im Experiment kann also nur für Pionen oder Positronen Licht beobachtet werden.

## 3.3 Messkampagnen

Das erste Pilotexperiment der Pion-Zerfallsspektroskopie an MAMI wurde 2011 durchgeführt. Darin konnte die gute Leistung der neuen Detektorsysteme nachgewiesen werden [75]. Gleichzeitig wurde deutlich, dass KAOS in Form eines Kaon-Spektrometers die hohe Ratenbelastung unter extremen Vorwärtswinkeln einschließlich 0° nicht bewältigen können würde [72]. Aus diesem Grund wurde es mit einem Absorber für Positronen ausgestattet und auf die Markierung von Kaonen spezialisiert, sodass 2012 die erste Messkampagne durchgeführt wurde [72]. Dieser Aufbau diente als Grundlage für das in dieser Arbeit vorgestellte Experiment, wobei in Kapitel 4 insbesondere auch auf die Verbesserungen eingegangen werden soll.

### 3.4 Reaktionsablauf

Die Erzeugung von Hyperfragmenten wurde zuerst mit  $K^-$ -Strahlen in Kernemulsionen studiert, wobei die zur Beschreibung verwendeten Modelle im Wesentlichen üblichen hochenergetischen Kernreaktionen entlehnt werden konnten. Dabei läuft die Entstehung über einen mehrstufigen Prozess ab: Zunächst wird bei der Kollision mit einem Targetkern ein  $\Lambda$ -Teilchen erzeugt, das vom Kern eingefangen werden kann, sodass sich ein hoch angeregter Zwischenzustand bildet. Anschließend kommt es zum Abdampfen von Nukleonen oder der Emission leichter Kerne bis die Anregungsenergie aufgebraucht ist. Das Kernbruchstück in dem das  $\Lambda$ -Teilchen verbleibt wird als Hyperfragment bezeichnet [88].

In der Pion-Zerfallsspektroskopie macht man sich diesen Prozess zu Nutze, um durch die Elektroproduktion eine Vielzahl von Hyperkernisotopen erzeugen zu können. Die verschiedenen Reaktionsschritte sind am Beispiel der Produktion von  $^4\Lambda H$  an einem  $^9Be$ -Kern in Abb. 3.7 illustriert. Im ersten Schritt streut ein Elektron am Targetkern wodurch es zur assoziierten

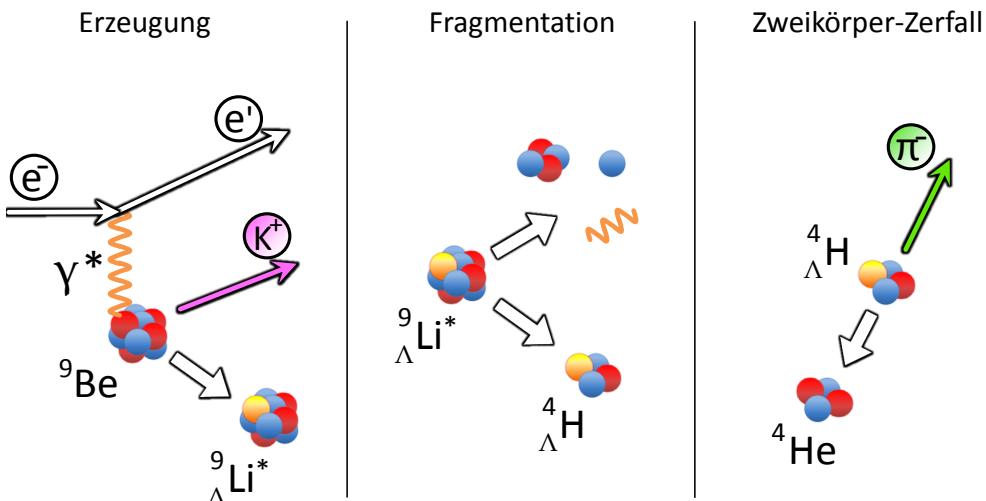


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der wesentlichen Reaktionsschritte in der Pion-Zerfallsspektroskopie. Die Wahl des Targets und der Verlauf der Fragmentation bestimmen die Ausbeute der resultierenden Hyperkerne. Die Baryonen werden durch farbige Symbole repräsentiert: Protonen (rot), Neutronen (blau) und  $\Lambda$ -Teilchen (gelb). Offene Pfeile zwischen ihnen deuten Kernumwandlungen an.

Produktion eines  $\Lambda$ -Teilchens und eines  $K^+$  kommt. Bei einem großen Impulsübertrag auf das Kaon, verlässt dieses in Vorwärtsrichtung das Target. Durch seinen Nachweis in KAOS ist es deshalb möglich Reaktionen, in welchen Strangeness erzeugt wurde, zu markieren. Wird das  $\Lambda$ -Teilchen im Kern gebunden, befindet es sich im Allgemeinen nicht im Grundzustand. Die nun folgenden Abregungsprozesse gliedern sich nach der Stärke der Wechselwirkung. So kann es zunächst zur Fragmentierung durch die starke Wechselwirkung kommen, dabei können Nukleonen, Kernbruchstücke oder das  $\Lambda$ -Teilchen selbst emittiert werden. Sobald das verbleibende Hyperfragment stabil gegenüber der starken Wechselwirkung ist, kann es seine restliche Anregungsenergie nur noch elektromagnetisch über die Aussendung von  $\gamma$ -Strahlung reduzieren. Weil das  $\Lambda$ -Teilchen im Kern nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen

kann, bietet seine Lebensdauer von etwa  $10^{-10}$  s genügend Zeit, um den Grundzustand oder einen metastabilen Zustand zu erreichen und einen wesentlichen Teil der Hyperfragmente im Target abzustoppen. Besteht bei dem Hyperkernisotop die Möglichkeit für einen mesonischen Zweikörperzerfall, kann es dann zur Aussendung eines Pions mit charakteristischem Impuls kommen. Wird dieses von einem hochauflösenden Spektrometer gemessen, lässt sich über Gl. 2.2 die Masse des zerfallenen Hyperkerns ermitteln.

## 3.5 Modellierung

Aufgrund des nicht genau bekannten Wirkungsquerschnitts und komplexen Reaktionsablaufes wurde zu Beginn der Pion-Zerfallsspektroskopie in Mainz eine Abschätzung der im Experiment zu erwartenden Zählrate getroffen, die sich auf numerische Berechnungen und einer Simulation des Fragmentations- und Zerfallsprozesses stützt [72]. Diese wurde inzwischen erweitert und erlaubt eine konsistente Beschreibung für das gesamte Spektrum möglicher Hyperkerne [89]. Durch einen Vergleich mit experimentellen Daten lässt sich nun der Erzeugungsprozess im Rahmen der Modelle untersuchen. Der Verlauf der Modellierung ist in Abb. 3.8 gezeigt und soll hier kurz vorgestellt werden. Für eine ausführliche Beschreibung sei auf Ref. [72] verwiesen.

Als erstes wird die Elektronenstreuung am Target betrachtet, für die ein Ein-Photonen-Austausch angenommen wird, der zu einem Fluss virtueller Photonen auf das Target führt. Dadurch kann die Verbindung von der Elektro- zur Photoproduktion hergestellt werden. Weil die assozierte Kaon- $\Lambda$ -Produktion für letztere wesentlich besser vermessen ist, lässt sich daraus die zu erwartende Rate der Kaon- $\Lambda$ -Paare numerisch bestimmen, für die das Kaon in der Spektrometerakzeptanz liegt.

Die nun folgenden Schritte werden im Rahmen einer Monte-Carlo-Simulation behandelt. Dazu zählt der Einfang der als quasi-frei produziert angenommenen  $\Lambda$ -Teilchen, der zur Formierung eines kurzlebigen Hyperkerns führt, weil dieser sowohl die im Schwerpunktsystem vorhandene kinetische Energie als auch die  $\Lambda$ -Bindungsenergie als Anregungsenergie erhält. Zur Vorhersage der Fragmentierung und Verteilung der Anregungsenergie wird ein an das Fermi-AufbruchsmodeLL angewandtes mikrokanonisches Modell verwendet [90, 91].

Anschließend wird das Abbremsen der erzeugten Hyperfragmente ermittelt. Dazu wird für den Reaktionsort eine zufällige Stelle entlang der Strahlbahn im Target gewählt und die Fragmente werden isotrop im Schwerpunktsystem ausgesendet. Die ermittelte Wahrscheinlichkeit, dass die Fragmente durch den Energieverlust im Target abgestoppt werden bevor sie zerfallen, ist in Abb. 3.9 gezeigt. Alle Fragmente mit Ladungszahl  $Z > 1$  lassen sich mit hoher Wahrscheinlichkeit schnell genug abstoppen. Nur der größte Teil der Isotope des Hyperwasserstoffs verlässt das Target oder zerfällt noch im Flug. Die Lebensdauer wird an dieser Stelle für alle Fragmente zufällig auf Basis der Lebensdauer des freien  $\Lambda$ -Teilchens generiert. Sobald diese abgelaufen ist, wird an der entsprechenden Position im Target das Zerfallspion gemäß des Zweigungsverhältnisses für den  $\pi^-$ -Zweikörperzerfall erzeugt. Ist dieses für ein Hyperfragment nicht hinreichend genau bekannt, wird auf eine Interpolation des Wertes zurückgegriffen. Für das Pion wird darauf der Energieverlust bestimmt, wenn es das Target senkrecht in Richtung des Spektrometers verlässt.

Letztlich müssen noch die Akzeptanz der Spektrometer, die Nachweiseffizienz der Detektorsysteme und die Überlebenswahrscheinlichkeiten für  $\pi^-$  und  $K^+$  berücksichtigt werden.

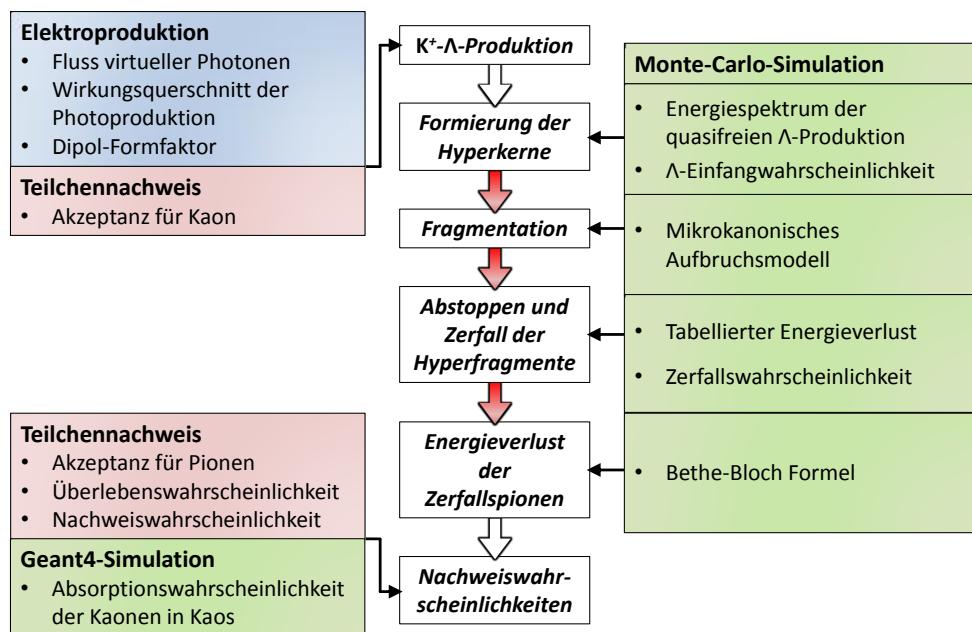


Abbildung 3.8: Übersicht der Modellierung des untersuchten physikalischen Prozesses bis zum experimentellen Nachweis. Die einzelnen Schritte sind in der Mitte nach ihrem logischen Ablauf gegliedert. Rote Pfeile weisen auf eine geschlossene Simulationskette hin. An den Seiten befinden sich die jeweils wichtigsten verwendeten Annahmen und Hilfsmittel. Blau hinterlegt sind numerische Berechnungen, grün stochastische Simulationen und rot Parameter des experimentellen Aufbaus.

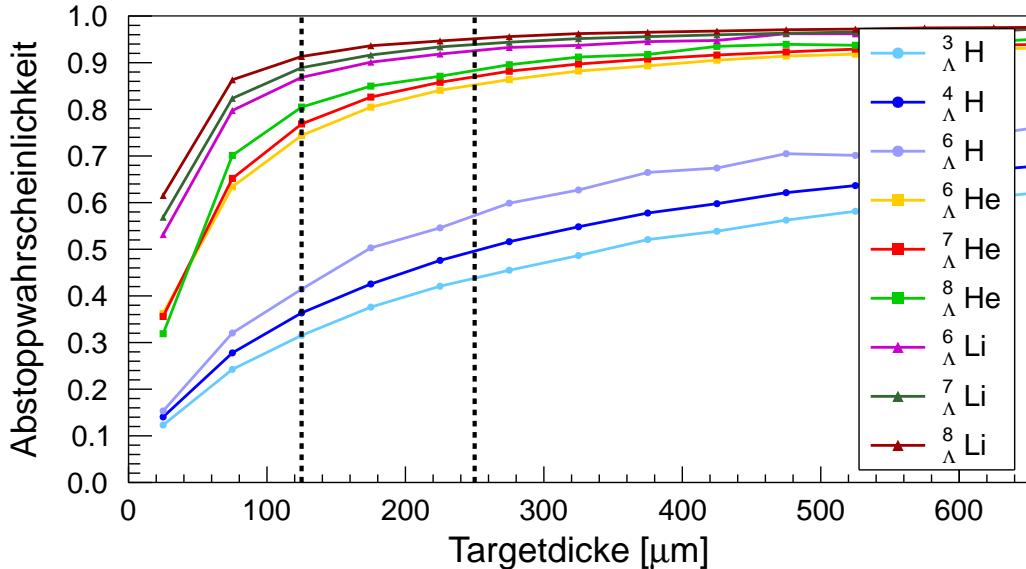


Abbildung 3.9: Simulierte Wahrscheinlichkeit für das Abstoppen der in einem  ${}^9\text{Be}$ -Target erzeugten Hyperkernfragmente vor ihrem Zerfall in Abhängigkeit der Targetdicke. Die gestrichelten Linien geben die beiden im Experiment verwendeten Targetdicken an.

Aufgrund des Absorbers in Kaos kommt für die Kaonen noch eine entsprechende Absorptionswahrscheinlichkeit hinzu. Die Überlebenswahrscheinlichkeit beträgt

$$P = e^{-t_0/\tau} = e^{-L\sqrt{1-\beta^2}/(\tau\beta c)} \quad (3.2)$$

wobei sich die benötigte Flugzeit  $t_0$  im Ruhesystem der Teilchen unter Berücksichtigung der Zeittilatation durch die Flugstrecke  $L$  im Laborsystem und ihre Geschwindigkeit  $v$  durch  $\beta = v/c$  mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  ausdrücken lässt. Die Lebensdauer geladener Pionen beträgt  $\tau_{\pi^\pm} = 26,03$  ns und die geladener Kaonen  $\tau_{K^\pm} = 12,38$  ns [48]. Die mittlere Lebenswahrscheinlichkeit wird näherungsweise mit Hilfe der Länge der Zentralbahn der Spektrometer aus Tab. 3.1 sowie dem Zentralimpuls berechnet. Die sich für das neue Experiment ergebende Werte sind in Tab. 3.2 aufgelistet.

Tabelle 3.2: In der Modellierung benötigte Parameter des neuen Aufbaus.

	SpekA	SpekC	KAOS
Überlebenswahrscheinlichkeit	0,213	0,281	0,406
Raumwinkelakzeptanz	[msr]	28	28
Impulsakzeptanz	[MeV/c]	111,8–136,6	105,1–135,3
Kaon-Absorptionswahrscheinlichkeit			0,717
Nachweiseffizienz	0,98 <sup>2</sup>	0,98 <sup>2</sup>	0,98 <sup>3</sup>
Analyseeffizienz	1	1	0,95

Tabelle 3.3: Liste der Hyperfragmente, die sich an einem  ${}^9\text{Be}$ -Target erzeugen lassen und im Experiment durch ihren in Ruhe stattfindenden Zweikörperzerfall nachgewiesen werden können. Angegeben sind die in der Simulation verwendete Wahrscheinlichkeit für einen  $\pi^-$ -Zerfall  $p(\pi^-)$  und jene, dass es sich dabei um einen Zweikörperzerfall handelt  $p(2\text{K}|\pi^-)$ . Werte die in Klammern angegeben sind beruhen auf theoretischen Vorhersagen oder Abschätzungen anstelle von Messungen. Die Energieschwelle  $E_s(X)$  entspricht der höchsten freigesetzten Energie aller starken Zerfallskanäle in denen das Hyperfragment aus dem Kern  $X$  hervorgehen kann.

Hyperfragment	$p(\pi^-)$	$p(2\text{K} \pi^-)$	$E_s({}_\Lambda^8\text{He})$ [MeV]	$E_s({}_\Lambda^8\text{Li})$ [MeV]	$E_s({}_\Lambda^9\text{Li})$ [MeV]
${}_\Lambda^3\text{H}$	(0, 55)	0, 38	25, 1	15, 4	18, 2
${}_\Lambda^4\text{H}$	0, 73	0, 69	17, 0	7, 2	11, 0
${}_\Lambda^6\text{H}$	(0, 3)	(0, 5)	23, 1	35, 4	31, 4
${}_\Lambda^6\text{He}$	(0, 3)	(0, 5)	4, 4	12, 2	9, 7
${}_\Lambda^7\text{He}$	(0, 3)	(0, 5)	1, 4	11, 4	12, 9
${}_\Lambda^8\text{He}$	(0, 2)	(0, 69)	—	—	13, 8
${}_\Lambda^6\text{Li}$	(0, 3)	(0, 1)	—	15, 3	19, 0
${}_\Lambda^7\text{Li}$	0, 35	(0, 5)	—	8, 5	12, 2
${}_\Lambda^8\text{Li}$	(0, 37)	(0, 5)	—	—	3, 7

Die Berücksichtigung der  $\pi^-$ -Zerfallswahrscheinlichkeit im Modell wurde in Ref. [89] hinzugefügt. Dabei wurde angenommen, dass sich die Lebensdauer des  $\Lambda$ -Teilchens im Kernverbund aufgrund der allgemein schwachen Bindung nicht wesentlich von der im freien Raum unterscheidet und Abweichungen erst für schwerere Hyperkerne auftreten, wenn nicht-mesonische schwache Zerfälle die Lebensdauer bestimmen. Dazu existieren allerdings nur einzelne Messungen für wenige Hyperkerne, die im Bereich von Massenzahlen  $A < 10$  keine signifikante Abweichung von dieser Hypothese zeigen [92]. Eine Ausnahme stellen  ${}_\Lambda^3\text{H}$  und  ${}_\Lambda^4\text{H}$  dar, für die eine Analyse mehrerer Datensätze deutlich kürzere Lebensdauern ergibt [93]. Das Modell wurde um die entsprechend größeren Zerfallsbreiten dieser beiden Hyperkerne erweitert.

Alle Hyperkerne, die im Experiment durch Fragmentation entstehen können und für die der Nachweis monochromatischer Zerfallspionen möglich ist, sind in Tab. 3.3 aufgeführt. Allerdings ist der genaue Reaktionsablauf, der zu den Hyperfragmenten führt, noch nicht vollständig verstanden. Denkbar ist der in Ref. [72] diskutierte, direkte Einfang des quasi-frei erzeugten  $\Lambda$ -Teilchens, dessen Wahrscheinlichkeit jedoch schnell mit steigendem Relativimpuls abfällt, sodass ein Großteil der  $\Lambda$ -Teilchen hierbei zwangsläufig verloren geht. Vollführen sie hingegen zunächst einen inelastischen Stoß mit einem der Nukleonen, können sie einen wesentlichen Anteil ihrer kinetischen Energie übertragen und mit höherer Wahrscheinlichkeit an den Restkern gebunden werden. Die auf den Hyperkern übergehende Anregungsenergie ist dabei zum einen um den Energieübertrag auf das Nukleon reduziert, stammt das Nukleon jedoch aus einer der inneren Schalen, so kommt zum anderen die Anregungsenergie der übrigen Nukleonen hinzu. Für die drei Hyperkerne, die sich in diesen Szenarien aus einem  ${}^9\text{Be}$ -Kern ergeben, ist die simulierte Ausbeute an in Ruhe erzeugten Zerfallspionen aus Zweikörperzerrfällen der einzelnen Hyperfragmente in Abb. 3.10 gezeigt. Alle drei Fälle weisen neben

verschiedenen Verteilungen der Anregungsenergie auch unterschiedliche Schwellen auf, welche die Anregungsenergie überschreiten muss, bevor sich der erste Zerfallskanal für das gegebene Hyperfragment öffnet. Die Schwellenenergien sind in Tab. 3.3 zusammengefasst, bewegen sich im Bereich  $< 40$  MeV und unterscheiden sich für dasselbe Hyperfragment um bis zu 10 MeV. Charakteristisch für alle ist, dass bei Energien unter 30 MeV ein reichhaltigeres Spektrum zu erwarten ist, da sich die Ausbeute zwischen verschiedenen Hyperfragmenten um weniger als eine Größenordnung unterscheiden. Bei höheren Anregungsenergien beginnt in allen Fällen die Ausbeute von  $^4_{\Lambda}\text{H}$  zu dominieren, gefolgt von  $^3_{\Lambda}\text{H}$ , während die schwereren Fragmente zunehmend unterdrückt werden. Nachdem im ersten Experiment [67] ausschließlich Zerfälle von  $^4_{\Lambda}\text{H}$  beobachtet werden konnten, liegt die Anregungsenergieverteilung im angewendeten Fragmentationsmodell oberhalb von 40 MeV. Die Ausbeute an  $^3_{\Lambda}\text{H}$  sollte dabei um etwa eine Größenordnung niedriger als bei  $^4_{\Lambda}\text{H}$  liegen und wäre damit an der Nachweigrenze der letzten Messung. Sollte sich also die Statistik um einen entsprechenden Faktor steigern lassen, ist der Nachweis von  $^3_{\Lambda}\text{H}$  zu erwarten. Darauf hinausgehende Verbesserungen werden an MAMI jedoch nur schwer zu erreichen sein, weshalb sich dieses Target nicht für die Messung schwererer Hyperkerne zu eignen scheint.

Auf die hier vorgestellte Weise wurde mit dem Anfang des Hyperkernprogramms auch die Abschätzung der absoluten Rate beobachtbarer  $\pi^-$ -Zweikörperzerfälle von  $^4_{\Lambda}\text{H}$  in Abhängigkeit der Messzeit und des Strahlstroms für den Aufbau an MAMI begonnen. Dies führte zu  $0,034/(d \cdot \mu\text{A})$  Ereignissen [72], unter Berücksichtigung der  $\pi^-$ -Zerfallswahrscheinlichkeit von 0,73 liegt dieser Wert nun bei  $0,025/(d \cdot \mu\text{A})$ . Eine unabhängige Modellierung dieses Prozesses durch eine zweite Arbeitsgruppe liefert für diesen Fall  $0,075/(d \cdot \mu\text{A})$  [71]. Falls Verluste durch die Analyse vernachlässigbar sind, ist in beiden Fällen nur noch die Wahrscheinlichkeit von 0,28, mit der die Kaonen den Bleiabsorber passieren, zu berücksichtigen.

Damit liegen die Abschätzungen zwischen  $0,008 - 0,022/(d \cdot \mu\text{A})$  und im Vergleich gut eine Größenordnung unter der  $(0,169 \pm 0,037)/(d \cdot \mu\text{A})$  im ersten Experiment beobachteten Rate an Zerfallspionen von  $^4_{\Lambda}\text{H}$  [67]. Zur Planung des neuen Experiments wurde stattdessen der experimentelle Wert von etwa  $(0,09)/(d \cdot \mu\text{A})$  verwendet, der noch auf der Auswertung von Ref. [72] basierte, die erst die Hälfte der Zerfallspionen vom Untergrund trennen konnte. Die Modelle sind damit noch nicht in der Lage zuverlässige, absolute Vorhersagen auch für andere Hyperkerne zu erlauben. Die Messung verschiedener Hyperkernfragmente im selben Experiment könnte zur Verbesserung der Modelle beitragen und etwa den statistischen Charakter der Fragmentierung bestätigen.

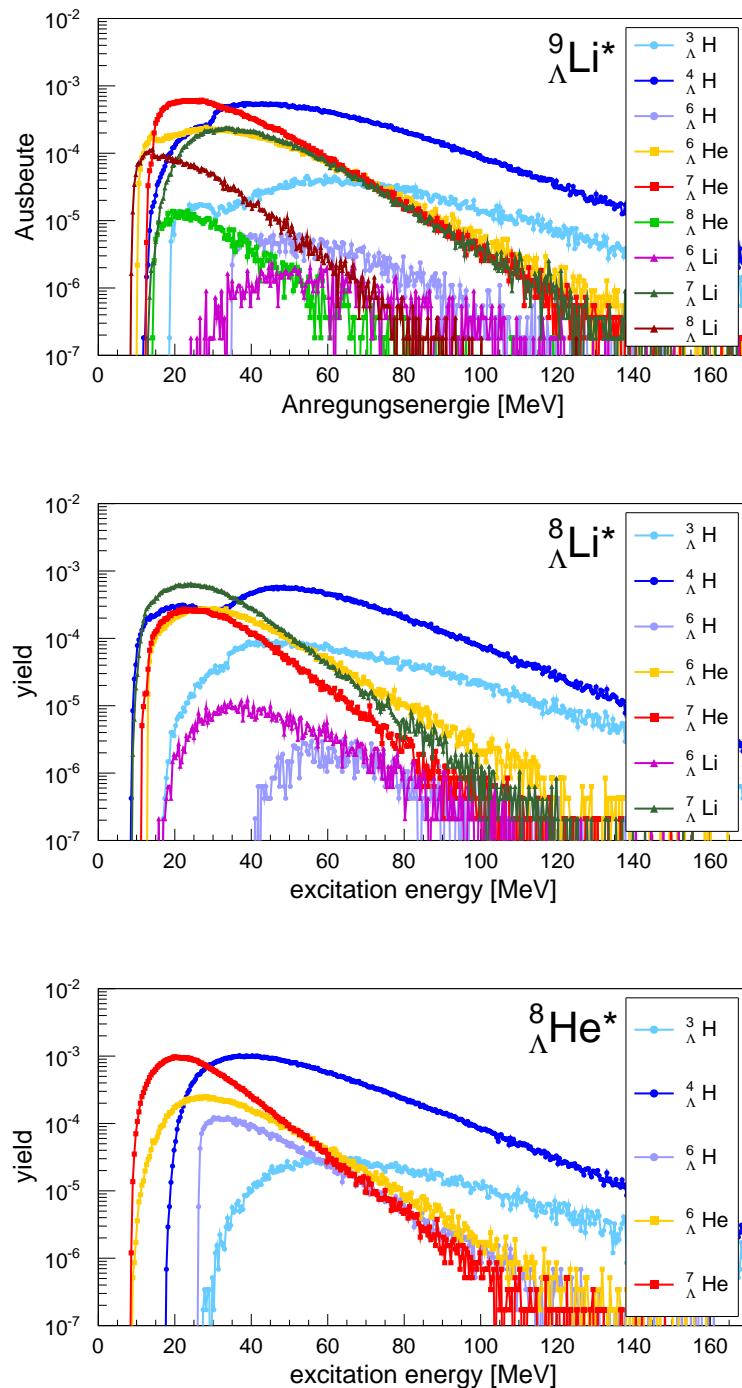


Abbildung 3.10: Simulierte Ausbeute der in Ruhe erzeugten Zerfallspionen der entsprechenden Hyperfragmente im Verhältnis zur Zahl erzeugter, angeregter Hyperkerne als Funktion der Anregungsenergie. Zu Grunde gelegt ist der experimentelle Aufbau mit SpekC und einem  $125\mu\text{m}$  dicken senkrecht dazu stehenden  ${}^9\text{Be}$ -Target. Betrachtet sind die Fälle, dass das quasi-frei erzeugte  $\Lambda$ -Teilchen direkt im Restkern stecken bleibt (oben) und dass es zuvor ein Neutron (mitte) oder Proton (unten) aus dem Kern herausschlägt.

# Kapitel 4

---

## Experiment

---

### 4.1 Spektrometeranordnung

Im Experiment sollen die  $\pi^-$ -Zerfallspionen von  $\Lambda$ -Hyperkernen mit SpekA und SpekC spektroskopiert werden. Damit sie vom Untergrund getrennt werden können, soll KAOS in Koinzidenz die Kaonen  $K^+$  aus der Erzeugung der Strangeness markieren. Dieser Aufbau ist in Abb. 4.1 mit angedeuteten Teilchenbahnen, wie sie im Experiment erwartet werden, gezeigt.

Die Ausbeute an Hyperkernen hängt von der Wahrscheinlichkeit ab, mit der das  $\Lambda$ -Teilchen an den Restkern gebunden wird, und steigt für geringere Relativimpulse an. Die höchste Rate ist somit für die Reaktionen zu erwarten, bei denen der Impulsübertrag in der Strangenessproduktion auf das  $\Lambda$ -Teilchen bereits möglichst gering ist. Dies ist gegeben, wenn der Großteil auf das assoziativ erzeugte Kaon übertragen wird. Diese werden dann primär in Strahlrichtung emittiert, weshalb KAOS unter  $0^\circ$  zur Strahlrichtung aufgestellt wurde. Um die Position einzumessen, wurde ein rotierender Laser entlang der horizontalen Referenzlinie der Achse des Polschuhs des Spektrometers ausgerichtet. Dann wurde KAOS so verschoben, dass der Laser zum einen genau auf das Zentrum des Targets zeigt und zum anderen an der Ringschiene auf die Position 21,222 m. Weiterhin beeinflusst der Abstand zum Target die Flugbahn im Spektrometer für alle nicht senkrecht ins Magnetfeld eintretende Teilchen, dieser wurde auf 474 mm zur vordersten Kante der Vakuumtüte eingestellt. Diese Werte wurden gewählt, damit die bekannten Transfermatrizen von KAOS verwendet werden können.

Für die hochauflösenden Spektrometer bieten sich möglichst große Rückwärtswinkel zur Strahlrichtung an, um den zufälligen Untergrund von Reaktionen ohne Strangeness zu minimieren. Die Zerfallspionen hingegen werden isotrop ausgesendet, sollten aber einen möglichst geringen Teil ihrer Energie im Target verlieren. Deshalb blicken die Spektrometer möglichst senkrecht auf das Target. Dazu steht SpekA unter  $93,5^\circ$  und SpekC bei  $126,0^\circ$ , begrenzt durch eine Magnetschikane, die den Strahleinschuss auf  $0^\circ$  festlegt. Das Target wurde auf  $54,0^\circ$  gegenüber der Strahlrichtung gedreht und steht damit senkrecht zu SpekC.

Die Zerfallspionen werden unabhängig von einander entweder in SpekA oder SpekC detektiert. Dadurch steht nicht nur der doppelte Raumwinkel für ihren Nachweis zur Verfügung, sondern die bestimmten Impulse können direkt auf ihre Konsistenz zueinander getestet werden. Die Impulsakzeptanz der hochauflösenden Spektrometer wurde dazu so eingestellt, dass die Zerfallspionen von  ${}^4_\Lambda H$  im oberen Teil des Impulsbereiches liegen. Dadurch ergibt sich auch für die weiteren Hyperkernisotope, deren Zerfallsimpulse niedriger liegen, ein möglichst großer Überlapp zwischen den Spektrometern. Im Gegensatz dazu wurde im Experiment von 2012 mit SpekA im Bereich noch niedrigerer Impulse gesucht, sodass  ${}^4_\Lambda H$  nicht detektiert werden konnte, allerdings wurden auch keine Hinweise auf andere Hyperkerne gefunden [72]. Die Impulsakzeptanz von KAOS wurde wie 2012 so hoch gewählt, dass die Markierung der Kaonen mit dem Detektorsystem noch zuverlässig durchgeführt werden kann. Bei niedrigen

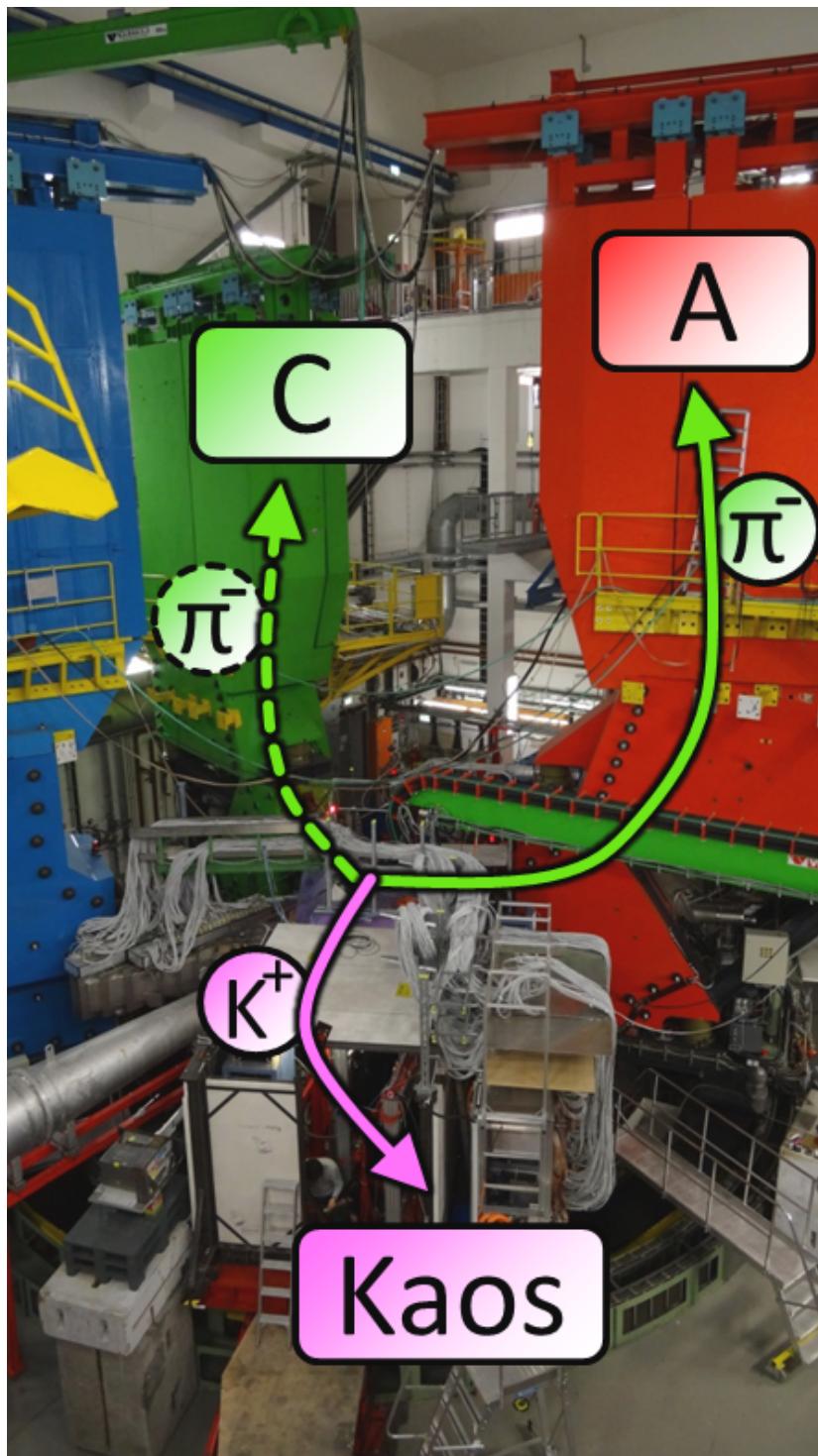


Abbildung 4.1: Ansicht des experimentellen Aufbaus mit schematischen Teilchenbahnen aus der Reaktion im Target. Das Zerfallsspinon  $\pi^-$  aus dem Hyperkernzerfall kann entweder mit SpekA oder SpekC detektiert werden. Um als solches erkannt zu werden, muss kurz zuvor das Kaon  $K^+$  aus der Hyperkernentstehung KAOS erreichen.

Kaonimpulsen hingegen könnten weniger  $\Lambda$ -Hyperkerne beobachtet werden. Die Winkel- und Impulseinstellungen sind in Tab. 4.1 zusammengefasst.

Tabelle 4.1: Einstellungen der Spektrometer in Bezug zum Target im Experiment. Die effektiven Targetdicke gibt die Länge des Targets in Strahlrichtung an.

	Winkel zum Strahl [°]	Impulsakzeptanz [MeV/c]	Winkel zur Targetnormalen [°]	Faktor der effektiven Targetdicke
SpekA	93,5	111,6 – 136,4	39,5	1,3
SpekC	126,0	105,4 – 135,6	0,0	1,0
KAOS	0,0	680 – 1220	54,0	1,7

## 4.2 Strahlführung

Der Betrieb eines Magnetspektrometers unter  $0^\circ$  Streuwinkel war vor 2011 nicht möglich, weil es dabei als letzter Teil der Strahlführung auch den primären Elektronenstrahl aufnimmt und vom Strahlfänger ablenkt. Nach der Installation einer Schikane aus zwei Dipolmagneten vor dem Target kann diese Ablenkung kompensiert werden. Eine schematische Übersicht des verwendeten Aufbaus und des Strahlverlaufs ist in Abb. 4.2 gegeben. Der Strahlversatz durch die Magnetschikane ist mit  $17^\circ$  so gewählt, dass der Elektronenstrahl bei MAMI-C Energie von 1508 MeV und der gewünschten Feldeinstellung von KAOS genau am Strahlfänger ankommt. Um dies zu überprüfen, befindet sich ein ein- und ausklappbarer Leuchtschirm in der Strahlführung vor dem Strahlfänger. Die darüber ermittelte Feldeinstellung von KAOS ist dann für das restliche Experiment festgelegt.

Durch den Betrieb der Magnetschikane trifft der Elektronenstrahl allerdings nicht mehr senkrecht bezüglich des Strahlfängers auf das Target. Die dabei in Vorwärtsrichtung erzeugte hochenergetische Bremsstrahlung muss nun separat vom Elektronenstrahl kontrolliert absorbiert werden. Hierzu dient ein bereits für das Experiment von 2012 entwickelter Photonenstrahlfänger, in Form eines 400 mm breiten wie hohen und 500 mm langen Quaders aus Bleisteinen in einer Aluminiumverschalung [72]. Dieser steht dicht bei KAOS, damit zwischen Austrittsflansch und Strahlfängereintritt nur wenige Zentimeter Luft liegen. Dies hat 2012 allerdings zu zusätzlichem Untergrund im Detektorsystem geführt. Deswegen wurde der Photonenstrahlfänger auf der KAOS zugewandten Seite mit einer weiteren 100 mm dicken Bleiwand verstärkt. Dieser Aufbau ist in Abb. 4.3 zu sehen.

## 4.3 Targetsystem

Um das Experiment von 2012 validieren zu können, wurde mit  $^9\text{Be}$  auf das selbe Targetmaterial zurückgegriffen. Als Produktiontargets wurden deshalb zwei Berylliumfolien von 123 und 253  $\mu\text{m}$  Dicke eingesetzt. Ein weiteres 123  $\mu\text{m}$   $^9\text{Be}$ -Target diente für anfängliche Tests und als Reserve. Zur Kalibrierung des Absolutimpulses der Spektrometer mittels Elektronenstreuung wurden eine 6  $\mu\text{m}$  dicke  $^{181}\text{Ta}$ -Folie und ein 448  $\mu\text{m}$  dickes  $^{12}\text{C}$  Target eingebaut. Weil als

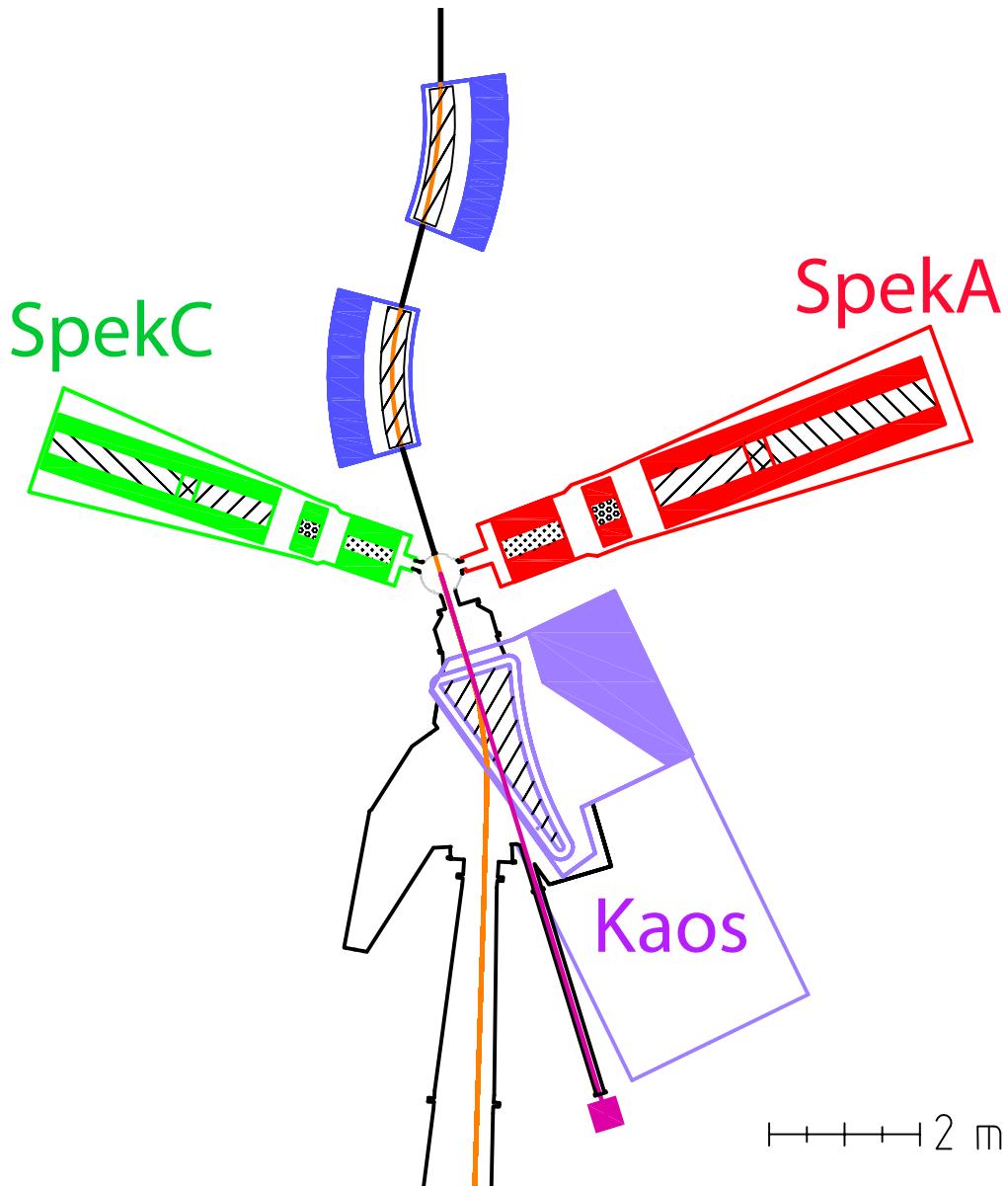


Abbildung 4.2: Schematische Zeichnung der Spektrometeranordnung und Strahlführung, die Magnetfelder sind durch schraffierte Bereiche angedeutet. Der Elektronenstrahl (orange) wird von der Magnetschikane (blau) um  $17^\circ$  abgelenkt, sodass er nach dem Durchlaufen von KAOS den Strahlfänger erreichen kann. Beim Auftreffen auf das Target entsteht hochenergetische Bremsstrahlung, die in einem speziellen Photonenstrahlfänger absorbiert wird (magenta).



Abbildung 4.3: Photonenstrahlfänger zur Absorption von Bremsstrahlung. Das Eintrittsloch befindet sich unter  $0^\circ$  in Strahlrichtung und auf Strahlhöhe. Auf der KAOS zugewandten Seite ist eine zusätzliche Bleiwand festgeklemmt, um ihn als Quelle für zusätzlichen Untergrund auszuschließen.

Target isotrope und temperaturstabile Materialien benötigt werden, wird der Kohlenstoff in Form des besonders homogenen, dichten und reinen Reaktorgraphits verwendet.

Diese Targets sind übereinander auf einer höhenverstellbaren Leiter angeordnet, an der zusätzlich ein Aluminiumoxid-Leuchtschirm angebracht ist. Dieser ist mit einem Fadenkreuz versehen, dessen Zentrum zum Einjustieren der Targetleiter mit Theodoliten angepeilt wurde. Wird der Elektronenstrahl im Experiment auf diesen Schirm gelenkt, lässt sich an der entsprechenden Stelle ein Leuchtfeuer beobachten, wodurch sich die Strahllage am Targetort bestimmen lässt und die Position gegebenenfalls korrigiert werden kann.

Die gesamte Targetleiter ist um  $54^\circ$  gegenüber der Einschussrichtung des Strahls gedreht, sodass Zerfallspionen möglichst senkrecht in Richtung der Spektrometer austreten können und nur auf einer minimalen Strecke durch Streuung beeinflusst werden. Gleichzeitig erhält man dadurch ein in Strahlrichtung hinreichend dickes Target, um gemäß der Simulation einen wesentlichen Teil der Hyperkernfragmente abstoppen zu können. Eine Ansicht des Targetsystems ist in Abb. 4.4 gezeigt, die Eigenschaften der Targets sind in Tab. 4.2 zusammengefasst.

Die Auswertung der Daten von 2012 hat ergeben, dass der Untergrund zum größten Teil durch koinzident nachgewiesene Zerfallspionen mit einer flachen Impulsverteilung verursacht wird. Diese stammen insbesondere von den Zerfällen nicht abgestoppter Teilchen. Dabei dominieren freie  $\Lambda$ - und  $\Sigma^-$ -Teilchen, die mit hoher Wahrscheinlichkeit außerhalb des Targets im Flug zerfallen [71]. Deswegen wurde ein Absorber entwickelt, der die Region hinter dem Target hinsichtlich der Pion-Spektrometer abschatten soll, deren Akzeptanz in Strahlrichtung ansonsten bei circa 5 cm liegt, ohne jedoch ihre Akzeptanz am Target selbst einzuschränken.

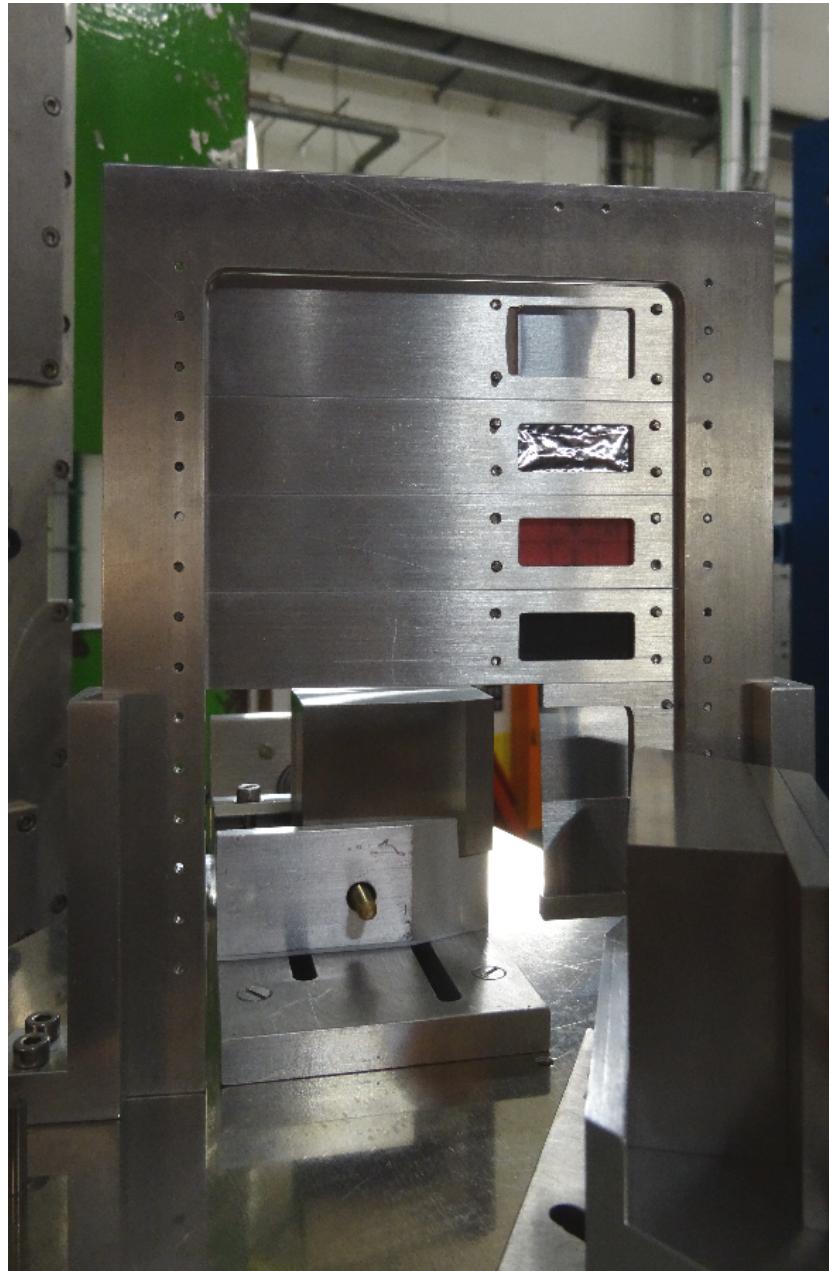


Abbildung 4.4: Rückseitige Ansicht der Targetleiter. Jedes Target ist in einem Rahmen eingespannt, von oben nach unten sind dies Beryllium, Tantal, ein Leuchtschirm, Kohlenstoff und zwei mal Beryllium. Die unteren Rahmen besitzen Aussparungen für den hinter der Targetleiter zu sehenden Absorber. Der zweite Wolfram-Absorber befindet sich vorne rechts im Bild.

Tabelle 4.2: Liste aller im Experiment verwendeten Targets, geordnet entsprechend ihrer Position auf der Targetleiter.

Material	Foliendicke [ $\mu\text{m}$ ]	Massenbelegung [ $\text{mg}/\text{cm}^2$ ]	Absorber
${}^9\text{Be}$	136	25,1	—
${}^{181}\text{Ta}$	6	9,99	—
${}^{12}\text{C}$	448	101,2	—
${}^9\text{Be}$	123	22,7	ja
${}^9\text{Be}$	253	46,8	ja

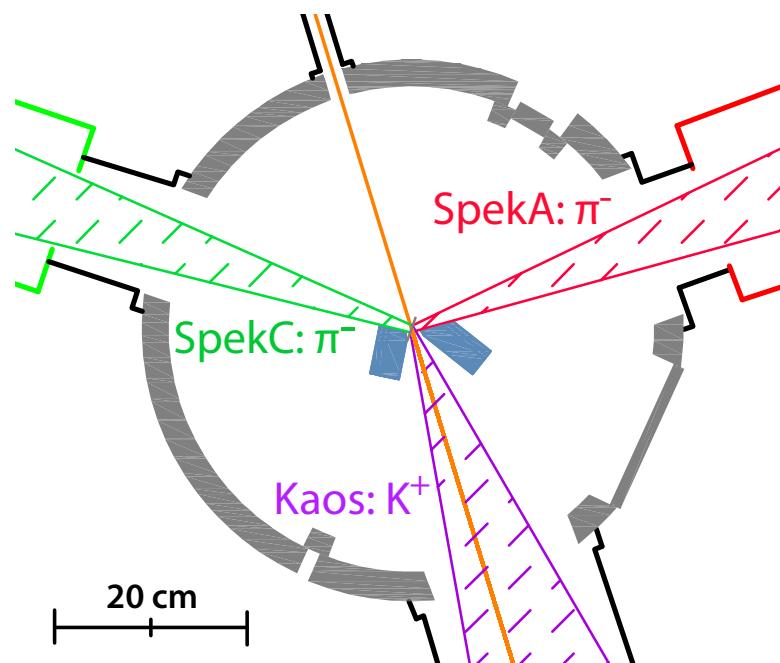
Für eine möglichst kompakte Realisierung wurde als Basis wegen seiner besonders hohen Dichte Wolfram gewählt. Aufgrund der besseren Verarbeitbarkeit wurde die Legierung Heavy Alloy der Sorte HAC2 der Firma Nippon Tungsten mit einer Dichte von  $17,9 \text{ g}/\text{cm}^3$  verwendet, sie setzt sich in Gewichtsprozent aus 94% Wolfram, 4% Nickel und 2% Kupfer zusammen.

In Abb. 4.5 ist der Entwurf des Absorbers dargestellt. Da die Pion-Spektrometer auf verschiedenen Seiten stehen, benötigen beide einen individuell angepassten Absorber, bei denen die folgenden Rahmenbedingungen berücksichtigt wurden:

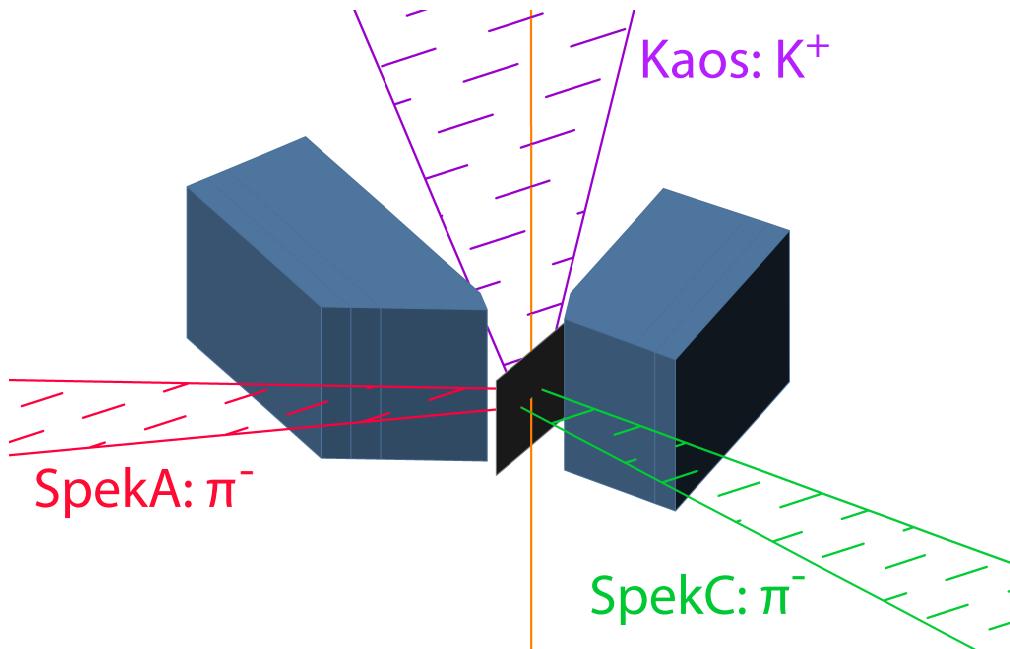
- Der Strahlradius inklusive eines möglichen Halos darf nicht mehr als 0,2 mm betragen und sein Versatz aus dem Zentrum nicht mehr als 2 mm
- Für den dadurch festgelegten Bereich am Target soll die volle Winkelakzeptanz der Spektrometer erhalten bleiben
- Der Absorber soll in 1 mm Abstand der somit definierten Akzeptanz verlaufen
- Die Absorber sollen einen minimalen Abstand von 5 cm und einen Winkel von  $20^\circ$  zur Akzeptanz von KAOS einhalten, damit hinter dem Target keine Teilchen hinein gestreut werden

Simulationen mit Geant4 zufolge, kann in dieser Anordnung etwa die Hälfte der Zerfallspionen so weit abgebremst werden, dass sie nicht mehr von den Pion-Spektometern detektiert werden können [71].

Die beiden Absorberblöcke wurden aus Quadern von jeweils 20 sowie zwei mal 5 mm Dicke und 40 mm Höhe gefertigt. Ihre Länge beträgt auf der Seite von SpekA 70 und SpekC 50 mm. Durch Entfernen der beiden dünneren Schichten kann die absolute Dicke vor dem Experiment eingestellt werden. Wäre beim Einmessen der Anordnung von Target und Absorber, die hier verwendete Toleranz von 1 mm überschritten werden, oder hätte sich eine der Annahmen als falsch herausgestellt, hätte dies zu einem Akzeptanzverlust oder zusätzlichem Untergrund durch Streuung am Absorber führen können. Deswegen wurden die Absorber je über eine Gewindestange mit einem Motor gekoppelt, um ihren Abstand vom Target während des Experiments unabhängig von einander verändern zu können.



(a) Draufsicht der Streukammer, der Strahl (orange) verläuft von oben nach unten. Der Absorber schattet den Bereich hinter dem Target für die beiden Pionspektrometer ab.



(b) Perspektivische Ansicht des Absorbers nahe des Targets (schwarz) bei Blick in Strahlrichtung (orange).

Abbildung 4.5: Schematische Darstellung des Wolframabsorbers (blau) innerhalb der Streukammer. Der schraffierte Bereich gibt die dem Entwurf zugrundeliegende Winkelakzeptanz des jeweiligen Spektrometers an.

## 4.4 Vakuumsystem

Die Targetanordnung befindet sich innerhalb der sogenannten Streukammer auf einem höhenverstellbaren Tisch. Die Verbindung zu den Spektrometern wird über zwei Halbschalen an den entgegen liegenden Seiten der Kammer hergestellt. Hierzu werden Halbschalen mit großflächigen Kaptonfenstern oder Aussparungen für einen Balg oder kleines Austrittsfenster eingesetzt. Bei einer Lösung mit Fenstern besteht keine direkte Verbindung zu den Spektrometern, sodass diese auch während des Experiments per Fernsteuerung auf andere Winkel verschoben werden können. Dafür müssen die Teilchen dann zwei Kaptonfenster von  $125\ \mu\text{m}$  Dicke und je nach Spektrometer einen Luftspalt von 5 bis 10 cm passieren.

Um den Energieverlust der Zerfallspionen zu minimieren, wurden die im letzten Experiment verwendeten Kaptonfenster vermieden. Dies soll sowohl die Auflösung als auch die Signifikanz der monochromatischen Zerfallspionen im Impulsspektrum steigern. Dazu wurde für jedes Spektrometer eine direkte Vakuumverbindung zur Streukammer über einen Wellbalg hergestellt. Nachdem die Kammer um  $-30^\circ$  gegenüber der Standardposition gedreht wurde, konnte dazu für die Seite von SpekA und KAOS eine bereits vorhandene Halbschale verwendet werden. Für SpekC musste jedoch eine neue angefertigt werden, über die zudem der Strahleinschuss erfolgt. Während des Experiments herrscht in der Streukammer und den Spektrometern ein Hochvakuum von mindestens  $\sim 10^{-4}\ \text{mbar}$ .

## 4.5 Veränderungen der Spektrometer

Im Folgenden werden die verschiedenen Veränderungen beschrieben, die seit der Pion-Zerfallspektroskopie von 2012 durchgeführt wurden. Die Umbauten an SpekC wurden bereits im Rahmen anderer Messungen vollzogen, während die übrigen Verbesserungen speziell für diese Strahlzeit vorgenommen wurden.

### SpekC

Wie sich erst im Nachhinein der Messung von 2012 herausgestellt hat, befanden sich der Quadrupol und der an ihm befestigte Kollimatorkasten nicht an ihrer Sollposition. Grund für diese Verschiebung war eine Kollision zwischen Spektrometer und Streukammer. Dies führt zu Verzerrungen der Magnetoptik, in diesem Fall insbesondere der Winkelakzeptanz, weshalb der Quadrupol zeitnah wieder an seinen Sollmarken ausgerichtet wurde.

Im Rahmen der Kontrollmessungen ist auch eine Abweichung der Winkelauflösung von SpekB und SpekC beobachtet worden. Mit Hilfe eines Theodolits wurde festgestellt, dass der Winkel von SpekC um  $0,08^\circ$  größer als angegeben ist. Eine vollständige Neukalibration aller Spektrometer steht jedoch noch aus. Deswegen wird der vorläufige Wert für SpekC in dieser Arbeit nur als Korrektur in der Analyse verwendet. Dabei tritt der Spektrometerwinkel selbst nur indirekt durch Korrekturen in Erscheinung, sodass sich der Effekt in allen Fällen, bis auf minimale Auswirkungen auf die Kalibration am Kohlenstofftarget, als vernachlässigbar herausstellt und die Ergebnisse unberührt lässt.

Nachdem die Lichtausbeute der Szintillatoren in der Zwischenzeit so stark nachgelassen hatte, dass es zu Effizienzeinbußen für minimal ionisierende Teilchen kam, wurden alle Photolelektronenvervielfacher mit zusätzlichen Verstärkern ausgestattet. Inzwischen hat sich ge-

zeigt, dass der Lichtverlust hauptsächlich auf gealterte Klebestellen zurückzuführen ist und nicht auf Schäden des Szintillators.

Das Magnetfeld von SpekC wird von zwei symmetrischen Spulensystemen erzeugt. Allerdings wurde schon kurz nach seiner Fertigstellung ein Kurzschluss in einem der Stromkreise beobachtet, der dazu führt, dass einige Spulenwindungen nur verhindert zur Feldbildung beitragen. Um das Feld dennoch zu symmetrisieren, muss das Produkt von stromdurchflossenen Windungen und Stromstärke auf beiden Seiten gleich sein. Dazu wird eine Kurzschlusskompensation verwendet, die den Stromfluss auf der entsprechenden Seite reguliert. Weil der Kurzschluss zeitlich nicht konstant erscheint, wird das mit einer Hallsonde gemessene Magnetfeld als Stellgröße verwendet. Der zeitweilige Ausfall der Kurzschlusskompensation führte 2012 zu einem größeren Fehler der Messung. Um diesen Fall zu vermeiden und diesmal auch kurz- wie langzeitige Magnetfeldschwankungen zu erfassen, wurde in diesem Experiment alle fünf Minuten automatisch eine Magnetfeldmessung für alle Spektrometer durchgeführt. Damit soll eine höhere Genauigkeit bei der Impulsbestimmung der Zerfallspionen erreicht werden.

## KAOS

Während der Strahlzeit von 2012 war ein durchlässiger Bereich neben der Bleiwand vorhanden, in dem elektromagnetische Schauer nicht vollständig abgestoppt wurden und einen Teil des Detektorsystems erreichen konnten. Weil diese Stelle des Spektrometers während des Experiments kaum zugänglich ist, konnten die vorderen 10 – 20 % der Szintillatorwände nur eingeschränkt verwendet werden. Diese Lücke wurde kurz darauf mit einer Reihe von Bleiziegeln abgedeckt, sodass im Detektorsystem keine erhöhte Belastung durch Positronen mehr auftritt.

Der in der Messung von 2012 erstmals verwendete Tscherenkowdetektor AC2 befindet sich aus Platzgründen noch innerhalb des Streufeldes des Magneten. Dadurch kam es trotz der Abschirmung mit Mu-Metallzylinern zu einem dramatischen Effizienzeinbruch in der vorderen Hälfte des Detektors. Während diese Form der Abschirmung sehr effektiv bei den Flugzeitwänden funktioniert, kann bei den sehr großflächigen Photoelektronenvervielfachern des Tscherenkowdetektors die Magnetfeldkomponente parallel zur Zylinderachse nicht vollständig am Eindringen gehindert werden. Zur Kompensation wurden deshalb Spulen um die Mu-Metallzyliner gewickelt, mit denen ein entgegengesetzt gleichgroßes Magnetfeld erzeugt werden kann. Da der dafür notwendige Strom von der Magnetfeldeinstellung des Spektrometers abhängt, wird ein ferngesteuertes Labornetzgerät des Typs HMP4040 der Firma HAMEG Instruments eingesetzt. Die Kommunikation ist in der Experimentsteuerung Mezzo eingebunden und wird dadurch gleichzeitig kontinuierlich überwacht.

Neben dem Austausch defekter Elektronikmodule wurde die Auslese der beiden Tscherenkowdetektoren neu gestaltet. Zum einen konnte das vorherige Modul zur Signalerfassung zeitweise paralysiert werden, zum anderen wurde die Zeitinformation bislang nicht erfasst. Deswegen wird jetzt einheitlich mit dem Flugzeitsystem ein Analog-Digital-Wandler vom Typ FASTBUS-Module 1885F der Firma LeCroy zur Bestimmung der Signalamplitude und ein Zeit-Digital-Wandler vom Typ FASTBUS-Module 1875 der Firma LeCroy zur Zeiterfassung verwendet.

Während der Strahlzeit von 2012 kam es bereits vermehrt zu Ausfällen der Elektronik des Spektrometers, weil die Strahlenbelastung unter 0° besonders hoch ist. In einem solchen Fall muss das entsprechende System neu gestartet werden, was in manchen Fällen sogar einen

Hallenzugang und damit eine Unterbrechung des Experiments nach sich zieht. Es war zu erwarten, dass sich diese bei der Verwendung höherer Strahlströme sogar noch häufen sollten. Deswegen wurden die Kontrollrechner wenn möglich in den nahegelegenen, sogenannten Neutronenbunker versetzt oder zumindest die anfälligen Verteiler innerhalb der Halle durch die Verwendung längerer Kabel vermieden. Dort wurde auch das Netzteil für die Korrekturspulen des Tscherenkowdetektors untergebracht, die Stromkabel führen dazu über einen Krakenarm von KAOS bis zu den Spulen.

Wenn der Primärstrahl KAOS durchläuft, werden die Elektronen ebenfalls je nach Impuls unterschiedlich stark abgelenkt. Da der Strahl vor dem Spektrometer auf das Target trifft, verlieren die meisten Elektronen zuvor einen mittleren Energiebetrag. Diese lassen sich kontrolliert zum Strahlfänger leiten. Allerdings treten auch Prozesse auf bei denen Elektronen einen beliebigen Teil ihrer Energie verlieren können. Dadurch entsteht in der Impulsverteilung des Strahls ein kontinuierlicher Ausläufer bis hin zu verschwindenden Impulsen, auch als Strahlungsschwanz bezeichnet. Die Elektronen aus dem Strahlungsschwanz werden stärker abgelenkt und treffen nicht mehr den Strahlfänger, sondern den Austrittsflansch der Vakuumkammer. Dabei entstehen radioaktive Isotope, die im Falle von Aluminium jedoch keine langlebigen Zerfallsketten bilden. An der Schnittstelle zur Ausgangsstrahlführung hingegen befindet sich ein flexibler Balg. Weil solche nur aus Edelstahl gefertigt werden, klingt eine radioaktive Aktivierung nur langsam ab. Dieser Balg wurde während der Strahlzeit von 2012 so stark belastet, dass er noch immer nicht ohne Bedenken erneut eingesetzt werden kann. Um ein erneutes Eintreten dieses Falls zu vermeiden, wurde der Flansch modifiziert, sodass eine möglichst große Öffnung für den Elektronenaustritt zur Verfügung steht. Dadurch kann ein neuer, mehr als doppelt so großer Balg mit einem der Ausgangsstrahlführung entsprechenden Durchmesser von 0,5 m eingesetzt werden. In dieser Entfernung treffen Elektronen mit einem niedrigerem Impuls und damit auch niedrigerer Rate auf, sodass die Strahlenbelastung deutlich reduziert wird. Der Aufbau mit dem neuen Balg ist in Abb. 4.6 gezeigt.

## 4.6 Durchführung

Das Experiment zur Pion-Zerfallsspektroskopie von  $\Lambda$ -Hyperkernen wurde 2014 in einem Zeitraum von 33 Tagen vom 28. Mai bis zum 30. Juni durchgeführt. Damit die Beobachtung von  $^4\Lambda\text{H}$  aus dem Vorgängerexperiment bestätigt werden kann, wurden beide Pion-Spektrometern auf den gleichen Impulsbereich eingestellt. Im Vergleich zur Messung von 2012 sollte dadurch in der etwa doppelt so langen Messzeit und mit einem mindestens doppelt so hohen Strahlstrom die nutzbare Statistik für  $^4\Lambda\text{H}$  um etwa eine Größenordnung gesteigert werden. Durch eine Reduzierung der Messunsicherheiten sollte eine gemeinsame Suche nach weiteren Hyperkernisotopen mit beiden Spektrometern ermöglicht werden. Dazu wurde eine dauerhafte Magnetfeldüberwachung durchgeführt, die es verknüpft mit einer späteren hoch genauen Neukalibration des Spektrometerimpulses erlauben soll, die  $\Lambda$ -Separationsenergie mit einem absoluten Fehler von weniger als 40 keV extrahieren zu können. Durch die Verwendung unterschiedlicher Targetdicken, sollten die Auswirkungen auf die Abstoppwahrscheinlichkeit der Hyperfragmente und die Auflösung untersucht werden.

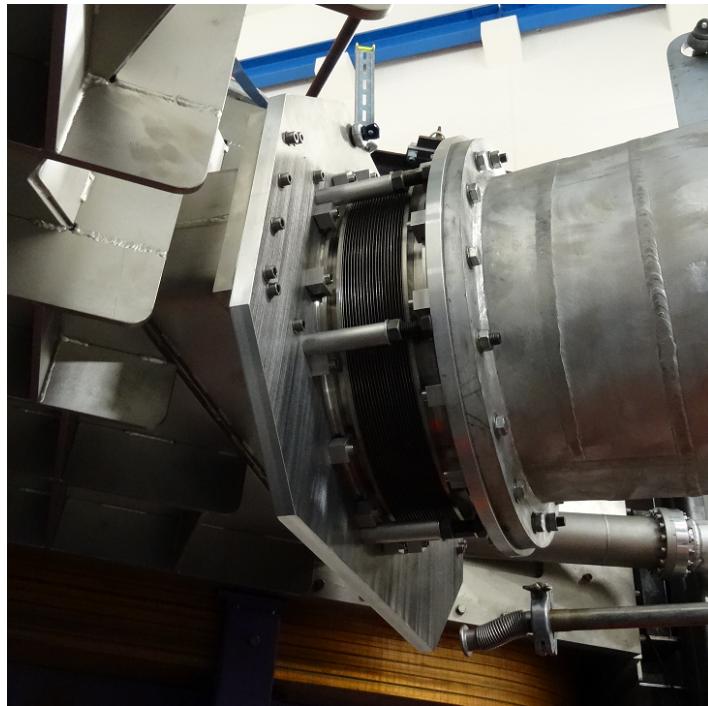


Abbildung 4.6: Die Vakuumkammer von KAOS (links) ist über einen Wellbalg mit der Ausgangsstrahlführung (rechts) verbunden. Damit sich der flexible Balg beim Abpumpen der Strahlführung nicht zusammenzieht, muss er von Abstandhaltern gestützt werden.

#### 4.6.1 Datenerfassung und Experimentsteuerung

Zur Kontrolle und Datenerfassung der Experimente entwickelt die A1-Kollaboration eigene Softwarelösungen. Daraus sind im Wesentlichen drei Softwarepakete für Linuxsysteme, basierend auf C++, hervorgegangen. Dadurch soll eine einheitliche Datenstruktur von der Datenerfassung bis zur Analyse gewährleistet werden [94].

#### Mezzo

Die Reglung und Auslese aller Netzteile und Module erfolgt über das Programm Mezzo. Dazu läuft ein zentraler Prozess auf einem Rechner im Messraum, über dessen Benutzerschnittstelle der Experimentator die gewünschten Parameter einstellen kann. Zur direkten Kommunikation mit den Modulen dient auf jedem Spektrometer jeweils ein weiterer Rechner, über den auch der aktuelle Zustand, typischer Weise mit 1 Hz, ausgelesen wird. Die Daten werden direkt an den zentralen Prozess gesendet, von diesem verarbeitet und auf Änderungen überprüft. Bei einer Veränderung werden die Daten an die Datenerfassung weitergeleitet. Sollte es zu einer bedenklichen Abweichung zwischen Soll- und Istwert kommen, wird eine entsprechende Warnmeldung generiert. Gleicher gilt, wenn eines der Systeme in der Spektrometerhalle aufgrund der Strahlenbelastung ausfallen sollte. In der Halle befinden sich weitere Kontrollrechner, etwa zur Auslese und Steuerung der Targetposition. Diese müssen jedoch nicht kontinuierlich ausgelesen werden, sodass die Datenerfassung bei ihrem Ausfall fortgesetzt werden kann.

### Aqua

Die Datenerfassung wird von dem Programm Aqua durchgeführt. Dazu sammelt ein Rechner auf jedem Spektrometer die Daten von der Elektronik der Detektorsysteme und leitet sie an einen zentralen Prozess im Messraum weiter. Letzterer hat die Aufgabe die erhaltenen Datenströme der einzelnen Spektrometer mithilfe der Zeitstempel und Ereignisnummern zu Koinzidenzereignissen zusammen zu führen. Gleichzeitig erzeugt er für jede Messung Einträge in einer Datenbank und speichert die Informationen die er von der Experimentsteuerung Mezzo erhält. Über die Benutzerschnittstelle kann die gewünschte Koinzidenzbedingung eingestellt werden, gleichzeitig zeigt sie an, ob alle Systeme der Datenerfassung einwandfrei laufen.

### Cola

Zur Datenanalyse wird das Programm Cola eingesetzt, mit dem die Daten bereits während der laufenden Messung untersucht werden können. Damit lassen sich Probleme am Aufbau frühzeitig erkennen und schnell diagnostizieren. Gleichzeitig ermöglicht es Monte-Carlo-Simulationen für die gewählte Experimentanordnung. Um für allgemeine Experimente verwendet werden zu können, werden aus den spezifischen Detektordaten relativistische Vierervektoren erzeugt. Von diesen kann der Nutzer einzelne Skalare ableiten und sich in Form von Histogrammen anzeigen lassen oder Schnitte zur Ereignisauswahl erstellen.

Bei jedem Programmaufruf werden die relevanten Parameter für die gewählte Messung aus einer Datenbank entnommen. In einer solchen müssen die untersuchte Reaktion und die Einstellungen des Experiments definiert und für ihre Zuordnung mit einem Zeitstempel versehen werden. Darüber lassen sich dann auch später erstellte Datenbanken mit Parametern zur Kalibration der Detektorsysteme einbinden. Die Verarbeitung der Rohdaten erfolgt ereignisweise und die Ergebnisse werden in Form von Histogrammen dargestellt. Die gewünschten Histogramme mit Schnittbedingung lassen sich zuvor vom Nutzer in Konfigurationsdateien anlegen. Dabei sind auch einfache Rechenoperationen möglich ohne den Quellcode verändern zu müssen.

#### 4.6.2 Produktionsmessung

Die Messzeit wurde fast ausschließlich für Produktion und Nachweis der Hyperkerne verwendet und lässt sich im Wesentlichen in Messungen am dünnern beziehungsweise dickeren  ${}^9\text{Be}$  Target zusammenfassen. Als Maß für die erzeugten Kollisionen zwischen Elektronen und Targetkernen ist die zeitlich integrierte Luminosität  $\int L \, d\tau$  in Tab. 4.3 angegeben. Die Luminosität selbst beträgt bei einem Experiment an einem festen, hinreichend dünnen Target

$$L = \frac{I}{e} \cdot \frac{\rho \cdot d}{A} \quad (4.1)$$

mit dem Strahlstrom  $I$  und der Elementarladung  $e$  sowie der Dichte  $\rho$ , Dicke  $d$  und Atommasse  $A$  des Targets. Bei bekanntem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der Reaktion ließe sich damit die messbare Rate an Hyperkernen durch  $L \cdot \sigma$  bestimmen. Da allein der Strahlstrom zeitlichen Schwankungen unterworfen ist, vereinfacht sich die Integration bei Verwendung des mittleren Strahlstroms  $\bar{I}$  zu

$$\int L \, d\tau = \frac{\bar{I}}{e} \cdot \frac{\rho \cdot d}{A} \cdot \tau \quad (4.2)$$

Tabelle 4.3: Integrierte Luminosität  $\int L d\tau$  des Experiments mit beiden  ${}^9\text{Be}$ -Targets. Angegeben sind zudem die integrierte Messdauer und die Mittelwerte des verwendeten Strahlstroms sowie der Totzeit der Datenerfassung.

Targetdicke [ $\mu\text{m}$ ]	Strahlstrom [ $\mu\text{A}$ ]	Messzeit [Tage]	Totzeit [%]	$\int L d\tau [\text{fb}^{-1}]$
123	43	18,0	26,1	786
253	26	4,8	51,8	170
Summe		22,8		956

hierbei ist  $\tau$  die auf Totzeit der Datenerfassung korrigierte Messzeit.

Die verwendete Strahlenergie lag bei 1508 MeV. Nachdem anfängliche Tests gezeigt haben, dass der Wolframabsorber keinerlei beobachtbaren negativen Veränderung, wie Akzeptanzverlust oder zusätzliche Streuteilchen, hervorruft, wurde er für alle Produktionsmessungen verwendet.

Die Korrekturspulen des Tscherenkovdetektors wurden eingestellt, indem die Signalhöhe bei konstanter Einstrahlung durch ein integriertes LED-System für verschiedene Spulenströme untersucht wurde. Da sowohl eine unvollständige als auch übermäßige Feldkorrektur die Effizienz herabsetzt, findet sich der optimale Korrekturstrom beim Maximum der Verteilung.

Nach den ersten Tests wurde zunächst mit dem dickeren Target gemessen, was auch als Konsistenztest dienen soll, da sich die Impulse der Zerfallspionen entsprechend des höheren Energieverlustes gegenüber den Daten mit dünnerem Target verschieben sollten. Hierzu wurde eine integrierte Luminosität angestrebt, die mit der letzten Strahlzeit vergleichbar ist.

Ab der zweiten Woche wurde nur noch das dünne Target verwendet, da hier eine höhere Impulsauflösung erreicht werden kann. Um auch mit einem fast dreifach so hohen Strahlstrom messen zu können, wurde jeweils die Koinzidenz zwischen den Szintillatorebenen der hochauflösenden Spektrometer verlangt. Zuvor war es ausreichend die ToF ohne die dE Ebene zum Auslösen der Datenerfassung zu verwenden. Bei Strahlströmen über  $50 \mu\text{A}$  begannen sich jedoch zunehmend negative Auswirkungen auf die Detektorsysteme zu zeigen, außerdem wurde der Strahlbetrieb mit MAMI-C aufgrund von Kühlungs- und Strahlungsproblemen instabil.

Damit eine möglichst genaue Rekonstruktion der Spuren der Zerfallspionen erreicht werden kann, wurde das Targetzentrum durch Punktbeschuss mit dem Elektronenstrahl als Reaktionsort festgelegt. Dies minimiert Korrekturen, die bei einem ausgedehnten Reaktionsort notwendig werden, wenn etwa der Strahl über das Target gefächert wird. Die Strahlposition wurde alle acht Stunden mit Hilfe des Leuchtschirms überprüft, um Effekte durch eine Drift der Strahlposition zu minimieren.

#### 4.6.3 Kalibrationsmessung

Zu Beginn der letzten Woche wurde mit dem selben Aufbau für einen Tag die elastische und inelastische Streuung von Elektronen untersucht. Anhand dessen soll die Kalibration des Absolutimpulses der hochauflösenden Spektrometer überprüft werden, die entscheidend für die absolute Messgenauigkeit des Experiments ist. Diese Daten stellen zudem einen allgemeinen Konsistenztest für den Datensatz der Hyperkerne dar. Darüber sollen unabhängige, spätere

Kalibrationen auf die Messung der Hyperkerne anwenden werden können, wenn diese eine höhere als die bislang erreichbare Genauigkeit erzielen.

Als Target wurde sowohl  $^{181}\text{Ta}$  als auch  $^{12}\text{C}$  verwendet. Dabei wurden die Messungen mit unterschiedlichen Magnetfeldstärken durchgeführt, damit die elastisch gestreuten Elektronen die gesamte Impulsakzeptanz von SpekA und SpekC abdecken. Weiterhin wurden bei einer Messreihe Lochkollimatoren genutzt, sodass die Winkel der Teilchenbahnen durch die Kollimatorlöcher festgelegt sind. Damit können die Abbildungseigenschaften, die in der verwendeten Transfermatrix enthalten sind, überprüft werden.

Für die Strahlenergie wurde mit 210 MeV die niedrigste Einstellung von MAMI-B gewählt, bei der eine zuverlässige Energiebestimmung beim Austritt möglich ist. Damit der Strahl bei der neuen Energie wieder den Strahlfänger erreichen konnte, musste auch das Feld von KAOS abgesenkt werden. Da dies bei jeder Energieänderung zu überprüfen wäre, wurden alle Messungen mit fester Strahlenergie durchgeführt.



# Kapitel 5

---

## Kalibration

---

Die im Experiment gewonnenen Daten liegen zum Großteil als digitalisierte Kanalnummern der Messelektronik vor. Ziel der Kalibration ist es, diese weitgehendst abstrakten Informationen als physikalisch interpretierbare Größen darzustellen, anhand derer sich die physikalisch interessanten Ereignisse auswählen und interpretieren lassen.

In diesem Experiment wird die Markierung der Kaonen aus der Strangenessproduktion in Kombination mit der Koinzidenzzeit zu den Zerfallspionen verwendet, um die potentiellen Hyperkernereignisse zu selektieren. Wie sich bei der Auswertung des vorhergegangenen Experiments gezeigt hat, stellt die Kaonmarkierung hierbei ausgesprochen hohe Anforderungen an die Kalibration der Detektorsysteme von KAOS. Damit die bestmögliche Auflösung erreicht wird, muss die Zeitabhängigkeit der Messwerte, die etwa durch Spannungsschwankungen an den Detektoren oder Änderung der Strahlintensität auftritt, korrigiert werden. Aufgabe der Kalibrierung ist es somit auch die Vergleichbarkeit der einzelnen Datensätze untereinander herzustellen.

Weiterhin ist es bei der Bestimmung des Impulses der Zerfallspionen entscheidend mit welcher Genauigkeit der Absolutimpuls für die beiden hochauflösenden Spektrometer angegeben werden kann. Um dies zu studieren, wurden die Daten mit bekanntem Teilchenimpuls aus der zweitägigen Messung der Elektronenstreuung verwendet. In Kombination mit der quasikontinuierlichen Messung der Magnetfelder wird damit eine unabhängige Impulskalibrierung durchgeführt.

### 5.1 Software

Zur Analyse der Rohdaten wurde das in C++ geschriebene Standardprogramm der A1-Kollaboration Cola genutzt, dessen wesentlicher Funktionsumfang bereits in Abschnitt 4.6.1 beschrieben wurde. Für die finale Auswertung diente Revision 2649.

Darauf basierend wurde ein neues Programm zur Kalibrierung aller Detektorsysteme von KAOS , und soweit es Koinzidenzinformationen betrifft, auch der hochauflösenden Spektrometer realisiert. Zu ihrer Automatisierung und Auswertung der von Cola erzeugten Histogramme wurde die Skriptsprache Perl angewendet. Größtenteils zu Darstellungszwecken wurden Mathematica 8.0 und gnuplot 4.6 genutzt.

Die Analyse der aufgearbeiteten Messdaten wurde mit dem am CERN entwickelten Programmpaket ROOT Version 5.23/03 durchgeführt.

## 5.2 Kalibrierung der Detektorsysteme

Die Kalibrierung erfolgte für das Vorgängерexperiment zu Teilen durch manuelle Einstellungen und einzelne Skripte für ausgewählte Messgrößen. Aufgrund der gesteigerten Datenmenge sowie Experimenteneinstellungen mit zwei verschiedenen Targetdicken und variierendem Strahlstrom, war dies nicht länger praktikabel. Deswegen wurde eine einheitliche und automatisch durchführbare Kalibrierung für alle Detektorsysteme angestrebt.

In Abb. 5.1 ist der zeitliche Verlauf der mittleren Flugzeit und des spezifischen Energieverlustes von Pionen, gemessen mit dem Flugzeitsystem von KAOS über die gesamte Strahlzeit hinweg, gezeigt. Die Pionen eignen sich in KAOS besonders zur Kalibrierung, weil sie

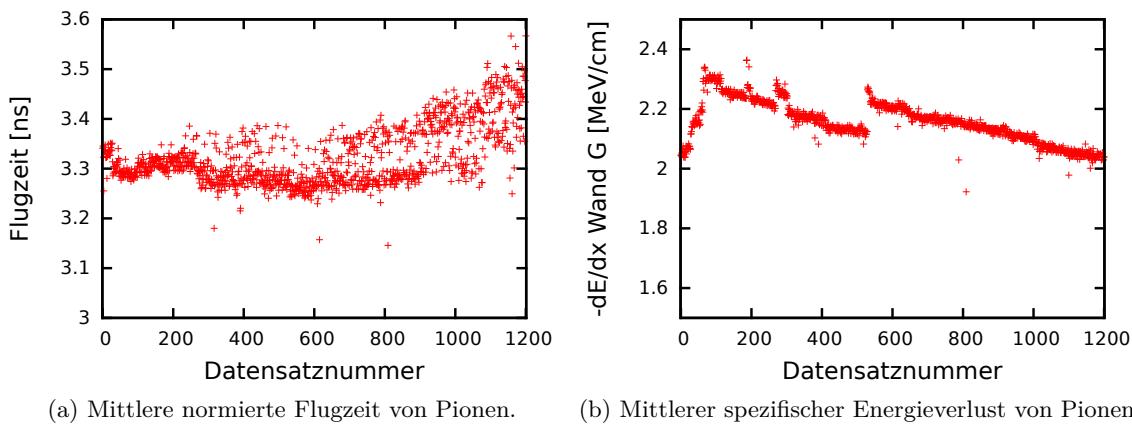


Abbildung 5.1: Verlauf der vom Flugzeitsystem bestimmten Messgrößen vor der Kalibration. Die Nummer des Datensatzes entspricht dem zeitlichen Ablauf der Messungen.

in allen Detektorsegmenten gleichermaßen als beinahe lichtschnell und minimal ionisierend angenommen werden können. Die erwartete Flugzeit liegt damit bei etwa 3,3 ns und der spezifische Energieverlust bei 2 MeV/cm, dennoch ergibt sich im Mittel kein konstanter Verlauf. Stattdessen beobachtet man eine zeitliche Drift, die wiederholt von systematischen Sprüngen überlagert wird. Für die einzelnen Detektorsegmente kommt es zudem zu Abweichungen von dem gezeigten Mittelwert, weshalb letztlich jeder Detektorkanal individuell kalibriert werden muss.

Im besten Fall wird im Rahmen der Kalibrierung somit für jeden Datensatz eine Liste von Kalibrationsparametern für jedes Detektorelement erstellt, dies führt zu einer großen Anzahl benötigter Parameter. Eine entsprechende Übersicht der automatisch erzeugten Kalibrationswerte ist in Tab. 5.1 gegeben, insgesamt wurden dadurch 372712 Parameter in 5884 Sätzen ermittelt.

Zusätzlich wurde die Abhängigkeit der Zeitmessung von der Amplitude der Szintillatorpulse, die bei der Verwendung von Schwellendiskriminatoren auftritt, bereits über die Elektronik unterdrückt [75] und durch einen Satz von Polynomen korrigiert [71]. Der auf diese Weise kalibrierte Verlauf von Flugzeit und Energieverlust der Pionen ist in Abb. 5.2 dargestellt. Die verbleibenden Abweichungen vom erwarteten Mittelwert sind im Rahmen der Detektorauflösung praktisch zu vernachlässigen.

Um aus der Zeitmessung der einzelnen Drähte der vertikalen Driftkammern von SpekA und

Tabelle 5.1: Liste der für die gesamte Strahlzeit automatisch erstellten Kalibrationswerte für das Flugzeitsystem (ToF) und die Tscherenkowdetektoren (AC) von KAOS sowie die Koinzidenzzeit mit SpekA und SpekC (A/C). Angegeben ist die Anzahl der Kanäle, die in jedem Schritt überprüft wurde, die Zahl der aus den 1201 Messungen erzeugten Parametersätze und die Zahl der dadurch neu ermittelten Kalibrationswerte.

Parameter	Kanäle	Parametersätze	Kalibrationswerte
ToF TDC Abgleich	120	780	46800
ToF Trefferposition	60	188	22560
ToF Flugzeit	60	1060	63600
ToF ADC Basiswert	120	1197	143640
ToF ADC Abgleich	120	537	32220
ToF Energieverlust	60	349	20940
AC ADC Basiswert	24	1169	28056
AC Verstärkungsfaktor	24	504	12096
A/C Koinzidenzzeit	28	100	2800
Summe		5884	372712

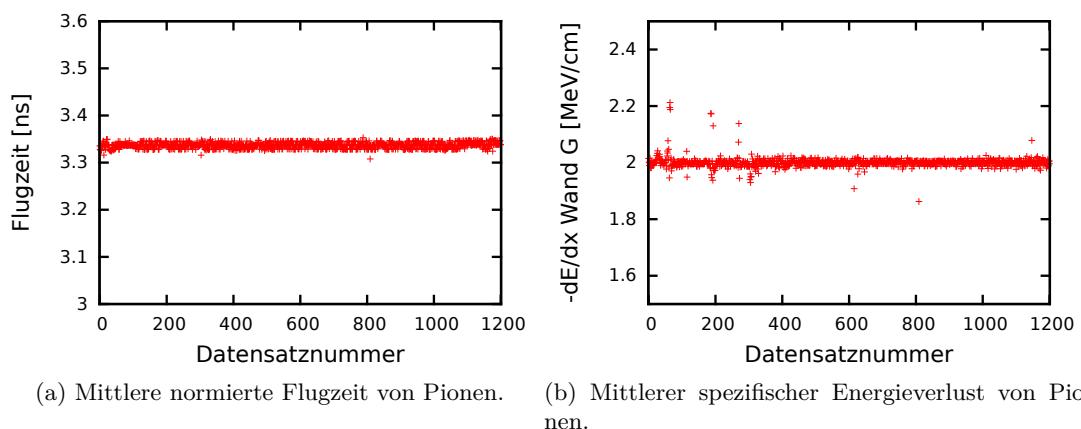


Abbildung 5.2: Verlauf der vom Flugzeitsystem bestimmten Messgrößen nach der Kalibration. Die Nummer des Datensatzes entspricht dem zeitlichen Ablauf der Messungen.

SpekC auf den Durchtrittsort einen Teilchens schließen zu können, muss der Nullpunkt des Driftzeitspektrums für jede Ebene sowie die Driftgeschwindigkeit im Arbeitsgas bestimmt werden [80]. Da Gaszusammensetzung wie auch Druck und Temperatur langsam Veränderungen unterworfen sind, wurden diese Parameter tageweise ermittelt. Abrupte Änderungen hingegen können bei einem Wechsel der Gasflasche auftreten, weshalb das Zusammenfassen von Datensätzen über diese Grenze hinweg vermieden wurde.

### 5.2.1 Ablauf der Kalibrierung

An dieser Stelle soll das allgemeine Vorgehen der neuen, automatischen Kalibrierung der Detektorsysteme dargestellt werden, auf Besonderheiten einzelner Parameter wird im nächsten Abschnitt eingegangen. Das Kalibrationsskript erlaubt die Auswahl der gewünschten Parameter und führt die notwendigen Schritte jeweils sequentiell durch, wobei auch Abhängigkeiten der Kalibrationswerte untereinander berücksichtigt werden.

Als erstes wird die Analyse der Rohdaten mit Cola durchgeführt. Dabei wird für jeden Datensatz ein spezifischer, minimaler Satz an Histogrammen erzeugt, der für jeden Detektorkanal gerade die relevanten Messwerte enthält.

Im nächsten Schritt wird überprüft, ob jedes Histogramm über eine ausreichende Anzahl von Ereignissen verfügt, ansonsten können statistische Fluktuationen zu falschen Kalibrationswerten führen. Sollte sein Maximum unter einem Schwellwert liegen, werden die Histogramme mit jenen der zeitlich vorhergegangenen Messung zusammengefasst, bis sie in Summe oberhalb der Schwelle liegen. In Abb. 5.3 ist ein Histogramm der zwischen zwei Segmenten der Flugzeitwände gemessenen Flugzeit mit der angewendeten Schwelle gezeigt. Die Schwellen

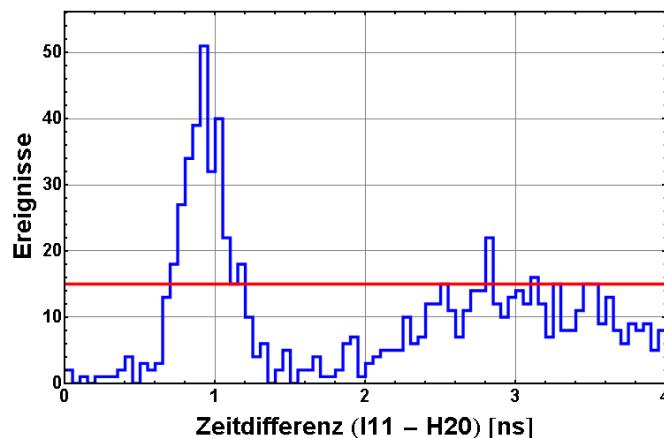


Abbildung 5.3: Histogramm der gemessenen Flugzeit zwischen den Segmenten I11 und H20. Falls der höchste Punkt im Spektrum unterhalb der in rot markierten Schwelle liegt, werden die Daten einer weiteren Messung hinzugefügt.

wurden so hoch gewählt, dass die im Folgenden gefundenen Parameter keine Sprünge innerhalb einer konsistenten Messphase mehr zeigen. Für Größen mit hoher Statistik wie dem ADC-Basiswert werden damit fast keine der halbstündigen Messungen aufsummiert, bei der Bestimmung der Koinzidenzzeit andererseits im Mittel über 10 Stück. Der Zeitstempel, über den die Kalibrationswerte den Messdaten zugeordnet werden, wird dabei durch die früheste

Messung festgelegt.

Als nächstes werden die relevanten Parameter aus den Histogrammen bestimmt, nämlich Schwerpunkt und Breite des gewünschten Signals. Da eine Automatisierung ein in allen Fällen zuverlässiges Vorgehen erfordert, wurde auf startwertsensitive Anpassungsverfahren verzichtet und stattdessen auf arithmetische Operationen zurückgegriffen. Damit sich die Einträge benachbarter Histogrammklassen dabei direkt vergleichen lassen, wird zunächst eine geglättete Verteilung erzeugt. Dazu wird aus den  $n$  Klassen des Histogramms das gewichtete arithmetische Mittel  $z$  gemäß

$$z_i = \sum_j^n y_j \cdot w_j \quad (5.1)$$

aus den Klassen  $j$  der Ausgangsverteilung und der Zahl ihrer Einträge  $y$  für jede Klasse  $i$  der neuen Verteilung bestimmt. Für die Gewichte  $w$  wird eine Normalverteilung verwendet, welche die Normierungsbedingung

$$\sum_j^n w_j = \sum_j^n \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(j-i)^2}{2\sigma^2}} = 1 \quad (5.2)$$

erfüllt. Der frei wählbare Parameter  $\sigma$  ist so groß zu wählen, dass die statistischen Fluktuationen weit genug unterdrückt werden, dass eine glatte Verteilung entsteht. Gleichzeitig sollte er möglichst klein sein, sodass die grundlegende Struktur nicht verwaschen wird.

Dies kann insbesondere bei den äußersten Segmenten der Detektorsysteme durch einen verhältnismäßig hohen Untergrund erschwert werden. Aus diesem Grund muss das Wissen über die Form des Spektrums vorausgesetzt werden, um trotz einer willkürlichen Verschiebung, die durch die Kalibrierung ermittelt werden soll, das richtige Signal auswählen zu können. Damit unterscheidet sich dieser Schritt je nach Parameter, das allgemeine Vorgehen soll aber anhand der in Abb. 5.4 gezeigten Flugzeit zweier Segmente dargestellt werden. In dem Flugzeitspektrum stammt das linke Signal von Pionen und das rechte von Protonen. Da Pionen bei gleichem Impuls stets die niedrigere Flugzeit aufweisen, soll unabhängig von der Höhe, die je nach Segmentkombination variiert, immer das linke Signal ausgewählt werden. Dazu wird das erste lokale Maximum der geglätteten Verteilung in Form der niedrigsten Klasse  $k$  gesucht, welche die Bedingung

$$z_k > z_{k+1} \quad (5.3)$$

erfüllt. Damit dies nicht durch Untergrundfluktuationen ausgelöst werden kann, werden nur Klassen mit  $z_k > s$  oberhalb einer Schwelle  $s = a \cdot z_{\max}$ , die sich mit einem Wert  $0 < a < 1$  (hier 0,25) am absoluten Maximum  $z_{\max}$  orientiert, berücksichtigt. Danach werden ausgehend von  $k$  die größte Klasse  $l$  und niedrigste Klasse  $r$  gesucht, welche den Bedingungen

$$z_{l-1} < z_{\max}, \quad l < k \quad (5.4)$$

$$z_{r+1} < z_{\max}, \quad r > k \quad (5.5)$$

genügen. Der Bereich  $x_r - x_l$  mit der Position  $x$  der Klassen entspricht etwa der Halbwertsbreite des Signals und ist in allen Fällen weitgehendst unbeeinflusst vom Untergrund. Der Schwerpunkt  $x_s$  wird dann als gewichteter Mittelwert

$$x_s = \sum_{j=l}^r x_j \cdot y_j \Bigg/ \sum_{j=l}^r y_j \quad (5.6)$$

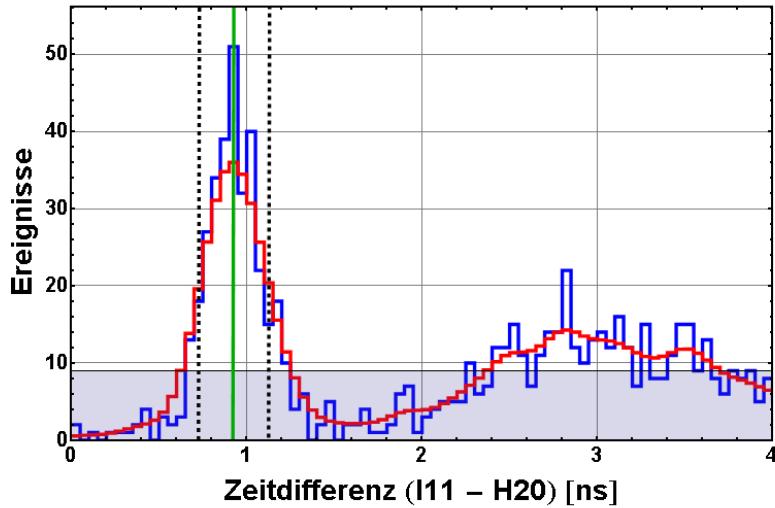


Abbildung 5.4: Aus dem Histogramm der Flugzeit (blau) wird eine geglättete Verteilung (rot) erstellt. Das gesuchte Signal wird durch das erste lokale Maximum von links oberhalb der Schwelle (schattiert) bestimmt. Im Bereich der Halbwertsbreite (gestrichelt) wird der Schwerpunkt (grün) der Originalverteilung ermittelt.

der Ausgangsverteilung in dieser Region erfasst.

Um die Konsistenz der somit gefundenen Größen  $x_s$ ,  $x_l$  und  $x_r$  überprüfen zu können, wird eine Übersicht erzeugt, die den zeitlichen Verlauf für jeden Detektorkanal einzeln darstellt. Anhand des Beispiels ist dies in Abb. 5.5 gezeigt. Tritt dabei eine große Anzahl zufälliger Sprünge und starker Abweichungen der ermittelten Signalbreiten auf, ist dies ein deutliches Zeichen dafür, dass die Bestimmung der Parameter noch nicht zuverlässig funktioniert und zu teilweise falschen Parametern führt. Falls größere Blöcke zusammengefasst werden mussten, können diese über Stellen von experimentellen Veränderungen reichen und zu unbeabsichtigten Sprüngen führen. Dies trat allerdings erst am Ende der Kalibrierung der Koinzidenzzeit deutlich in Erscheinung, sodass einige der Zeitstempel nachträglich verschoben werden mussten. Um dies zu vermeiden, ließen sich im Vorhinein zeitliche Grenzen einführen über die nicht summiert werden darfte.

Zuletzt wird aus den gefundenen Parametern der entsprechende Kalibrationswert berechnet und in eine Datenbank eingetragen. Falls der neue Wert dabei auch von dem bei der Erstellung des Histogramms verwendeten alten Wert abhängt, wird dieser anhand des relevanten Zeitstempels ausgelesen. Zum Schluss wird eine Sicherungskopie der alten Datenbank angelegt, bevor sie durch die neue ersetzt wird. Aufgrund der gestiegenen Zahl an Parametersätzen wird dazu jeweils eine gesonderte Datenbank verwendet.

### 5.2.2 Kalibrierte Parameter

Im Folgenden werden die automatisch durchgeführten Kalibrationsschritte mit der Berechnung der neuen Kalibrationswerte  $d_{\text{neu}}$  vorgestellt. Dazu wird für jeden Detektorkanal auf die alten Datenbankwerten  $d_{\text{alt}}$  und die aus den Spektren bestimmten Signalschwerpunkte  $x$  zugriffen. Diese Schwerpunkte, die hauptsächlich von Pionsignalen stammen, sollen dadurch

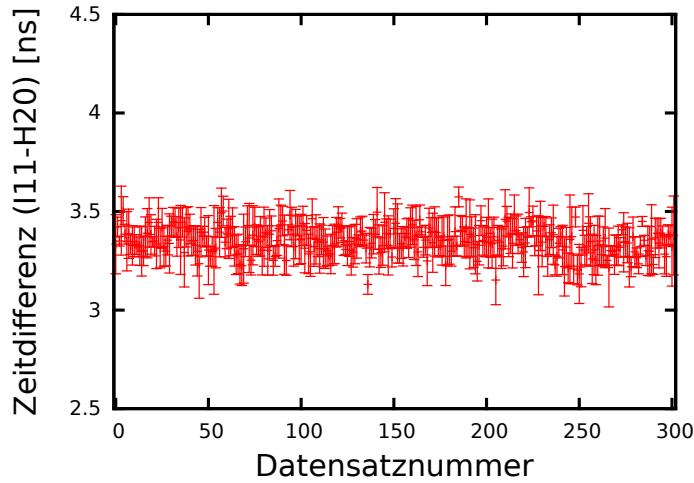


Abbildung 5.5: Übersicht der zur Kalibrierung ermittelten Werte der Flugzeit zwischen zwei Szintillatortsegmenten. Die Punkte geben den Schwerpunkt  $x_s$  wieder, während die Fehlerbalken der Position von  $x_l$  und  $x_r$  entsprechen. Die Zahl der Datensätze erscheint reduziert, da im Mittel je vier Messungen zusammengezählt wurden.

auf einen physikalischen interpretierbaren Wert abgebildet werden. Es wird jeweils davon ausgegangen, dass die Kalibration der vorhergehenden Schritte bereits abgeschlossen wurde.

### KAOS Flugzeitsystem: Kalibrierung des TDCs

Die Zeitinformation des Flugzeitsystems liegt zunächst in Form einer Kanalnummer des Zeit-Digital-Wandlers (TDC) vor. Die Detektortsegmente werden beidseitig ausgelesen und sind selbst so angeordnet, dass sie von den Teilchen symmetrisch ausgeleuchtet werden. Damit sollte die Zeitinformation des oberen und unteren Detektorkanals des selben Segments im Mittel gleich sein. Durch unterschiedliche Kabellängen und Durchlaufzeiten der Photoelektronenvervielfacher sowie Elektronikmodule kann es allerdings zu einer systematischen Verschiebung kommen. Zur Korrektur wird für jedes Segment der mittlere TDC-Wert  $x$  bestimmt und die Zeitdifferenz beider Kanäle zu dem Wert des unteren Kanals hinzugezählt

$$\text{oberer Kanal : } d_{\text{neu}} = d_{\text{alt}} \quad (5.7)$$

$$\text{unterer Kanal : } d_{\text{neu}} = d_{\text{alt}} + (x_{\text{oben}} - x_{\text{unten}})/40 \quad (5.8)$$

wobei die Division durch 40 Kanalnummern eine Umwandlung von Kanalnummern zu Nanosekunden entspricht.

### KAOS Flugzeitsystem: Kalibrierung der Trefferposition

Nachdem die willkürlichen, konstanten Unterschiede zwischen oberem und unterem Kanal kompensiert wurden, bildet ihre Zeitdifferenz die unterschiedliche Lichtlaufzeit vom Durchtrittsort des Teilchens bis zu den Photoelektronenvervielfachern ab. Da die effektive Lichtgeschwindigkeit im Szintillator als konstant angenommen werden kann, lässt sich daraus auf die Durchtrittsposition entlang des Segments schließen.

Dazu wird ausgenutzt, dass jedes Segment mit dem Szintillator über einen aktiven Bereich bekannter Länge verfügt. In den daran anschließenden Lichtleitern hingegen können die Teilchen kein Licht erzeugen. Die entsprechenden Kanten sollten sich auch im Spektrum der Zeitdifferenz wiederfinden lassen. Weil sich ihre Suche grundlegend von dem in Abschnitt 5.2.1 vorgestelltem Vorgehen unterscheidet, wird darauf kurz eingegangen.

Als Maß für den Übergang zwischen Lichtleiter und Szintillator sollen die Wendestellen des Zeitdifferenzspektrums dienen. Dazu wird wie zuvor beschrieben ein geglättetes Spektrum erzeugt, aus dessen Werten  $z$  wird dann die Steigung  $s$  der Klasse  $i$  durch

$$s_i = \frac{z_{i+1} - z_{i-1}}{2} \quad (5.9)$$

bestimmt. Da diese an den äußersten Klassen des Histogramms nicht definiert ist, wird sie dort Null gesetzt. Um kleinere Schwankungen außerhalb des interessanten Bereiches zu unterdrücken, wird auch hier eine Schwelle gewählt. Diese orientiert sich mit einem Anteil von 0,75 bei positiver Steigung am absoluten Maximum beziehungsweise bei negativer am Minimum. Dabei wird der Bereich aller Klassen zwischen  $\pm 75$  Kanalnummern ausgeschlossen, um eine starke Überhöhung, wie in Abb. 5.6a, die durch die Bündelung der Teilchen im zentralen Bereich verursacht wird, zu unterdrücken. Dann wird von links ausgehend die Klasse  $l$  des ersten lokalen Maximums über sowie von rechts  $r$  des ersten lokalen Minimums unter der betreffenden Schwelle ausgewählt.

In Abb. 5.6 ist dieses Vorgehen anhand zweier Beispiele gezeigt, wobei sich die Spektren deutlich zwischen den beiden Flugzeitwänden G und I am Anfang und der Wand H am Ende des Detektorsystems unterscheiden. Da die Spuren der Teilchen fächerartig um die Mittenebene verteilt verlaufen und die vertikale Akzeptanz durch die hinterste Wand festgelegt wird, werden die Segmente von Wand H vollständig ausgeleuchtet. Nachdem die anderen beiden Wände weiter vorne positioniert wurden, konzentrieren sich die Teilchen nun deutlich in ihrem Zentrum und die äußeren Bereiche sprechen nur an, wenn das Teilchen durch Streuung einen sehr flachen Winkel erhält und dadurch von der hinteren Wand nachgewiesen werden kann.

Da die Signalform mancher Kanäle stark verzerrt ist, was im Differenzspektrum zu asymmetrischen Verteilungen führt, liegen die gefundenen Wendestellen im Allgemeinen nicht symmetrisch um Null herum. Aus diesem Grund wird ein zusätzlicher Verschub

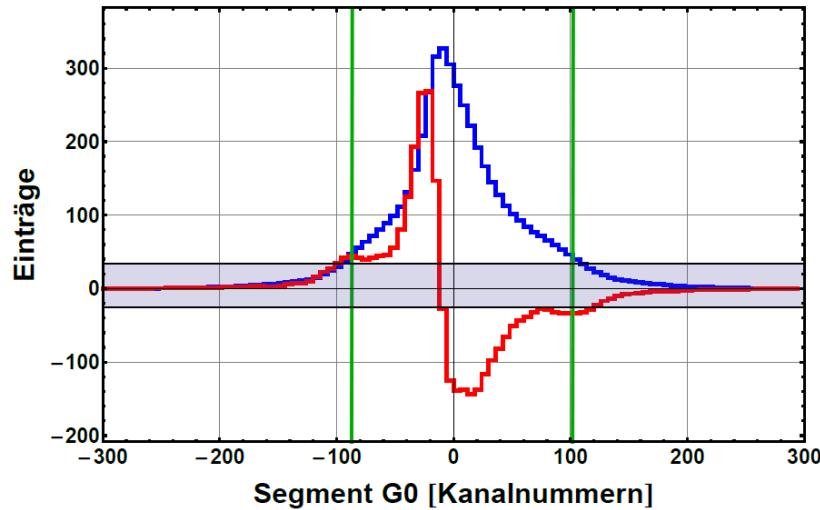
$$v = \frac{l + r}{2} \quad (5.10)$$

bestimmt. Dieses Verfahren liefert über alle Datensätze hinweg konsistente Werte für alle Segmente, sodass sich daraus die effektive Lichtgeschwindigkeit

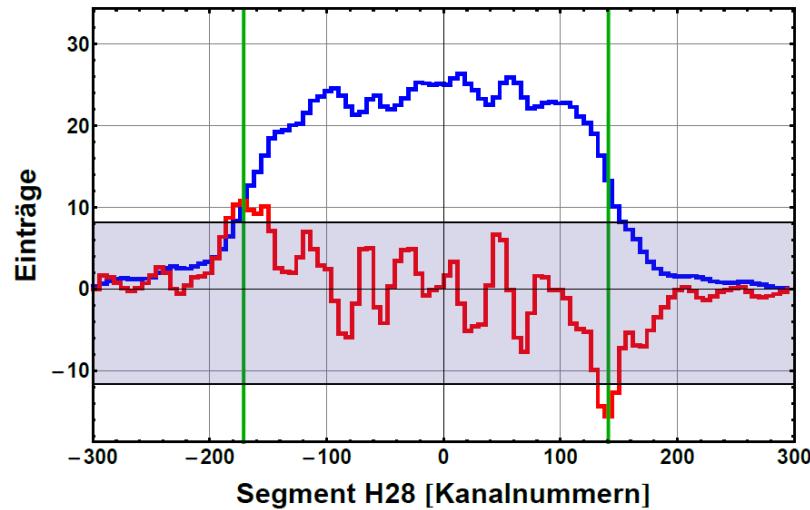
$$c_{\text{eff}} = 2 \cdot \frac{L}{r - l} \quad (5.11)$$

des Szintillators der Länge  $L$  von 470 mm bei Wand G und I sowie 580 mm bei Wand H bestimmen lässt. Der Vorfaktor berücksichtigt, dass eine Änderung der Laufzeit in beiden Kanälen stets gleich groß und mit unterschiedlichem Vorzeichen auftritt, wenn die Trefferposition entlang der Segmentachse verschoben wird. Im Mittel ergibt sich für Wand G und I  $c_{\text{eff}} = 19,7 \frac{\text{cm}}{\text{ns}}$  und für Wand H  $c_{\text{eff}} = 15,5 \frac{\text{cm}}{\text{ns}}$ .

Weil die vorderen Wände nicht vollständig ausgeleuchtet werden und nicht bekannt ist, ob die Wendestellen wirklich mit den Enden des Szintillators übereinstimmen, werden zwei



(a) Exemplarisches Spektrum eines Segments von Wand G und I.



(b) Exemplarisches Spektrum eines Segments von Wand H.

Abbildung 5.6: Aus der geglätteten Verteilung der Zeitdifferenz zwischen oberem und unterem Kanal (blau) wird die lokale Steigung (rot) ermittelt. Ihre äußersten lokalen Extrema außerhalb des schattierten Bereiches werden als gesuchte Wendestellen (grün) des Spektrums identifiziert. Die blaue Verteilung ist der Darstellung halber um einen Faktor 5 reduziert eingezeichnet.

Korrekturfaktoren eingeführt

$$k_{GI} = 15,0/19,7 \quad (5.12)$$

$$k_H = 17,8/15,5 \quad (5.13)$$

die sich aus der neuen mittleren effektiven Lichtgeschwindigkeit und den entsprechenden Werten aus einer unabhängigen Bestimmung mit Hilfe von Spurdetektoren zusammensetzen [75]. Nimmt man an, dass Wand H vollständig ausgeleuchtet wird, entspräche dies einer etwa 14 % geringeren Zeitdifferenz, was in Abb. 5.6b anstelle der Wendestellen mit den inneren Kanten des Spektrums übereinstimmt. In die Datenbank werden dann als neue Kalibrationswerte der Verschub

$$\text{Segment G oder I : } d_{\text{neu}} = v_{GI} \quad (5.14)$$

$$\text{Segment H : } d_{\text{neu}} = v_H \quad (5.15)$$

und die effektive Lichtgeschwindigkeit in Form von

$$\text{Segment G oder I : } d_{\text{neu}} = k_{GI} \frac{c_{\text{eff}}}{2} \quad (5.16)$$

$$\text{Segment H : } d_{\text{neu}} = k_H \frac{c_{\text{eff}}}{2} \quad (5.17)$$

eingetragen.

### KAOS Flugzeitsystem: Kalibrierung der Flugzeit

Die Flugzeit eines Teilchens ergibt sich aus der Zeitdifferenz der in einem Ereignis angesprochenen Segmente der drei Flugzeitwände. Dazu muss der Laufzeitunterschied der Segmente untereinander bekannt sein. Weil nur Zeitdifferenzen relevant sind, kann der Wert eines Segments frei gewählt werden, die anderen 119 Parameter müssen daran angepasst werden. Dafür werden die Ereignisse von Pionen verwendet, weil ihre Geschwindigkeit als bekannt und für das ganze Detektorsystem hinreichend konstant betrachtet werden kann. Damit lässt sich aus jeder Segmentkombination ein Zeitversatz bestimmen, der einem der beiden Segmente zugeschrieben werden kann.

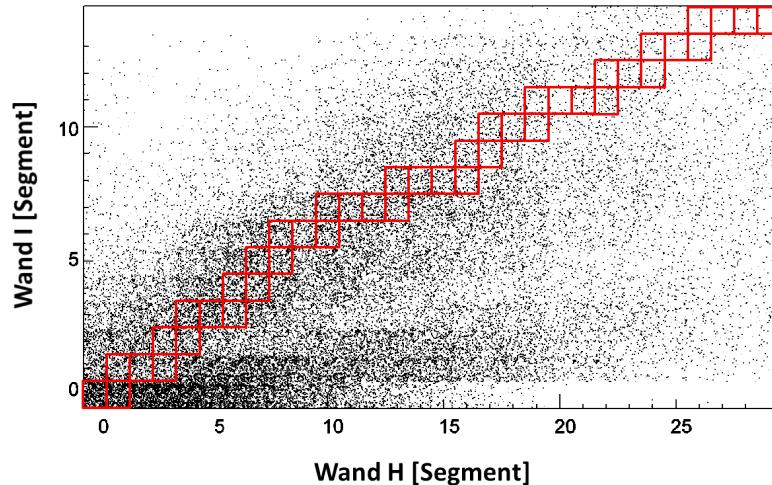
Um einen minimalen Satz unabhängiger Parameter zu erhalten, wurden ausgehend vom Segment I0, dessen Wert unverändert bleibt, die in Abb. 5.7a gezeigten Kombinationen ausgewählt. Dabei wird der neue Parameter stets dem bislang unkalibrierten Segment zugewiesen. Die Segmente von Wand G werden über die Kombinationen in Abb. 5.7b kalibriert. Die gewählten Kombinationen orientieren sich an den Bändern mit der höchsten Statistik.

Auf diese Weise wird immer ein bislang unkalibriertes Segment über den Unterschied zwischen beobachteter  $x$  und erwarteter Flugzeit kalibriert

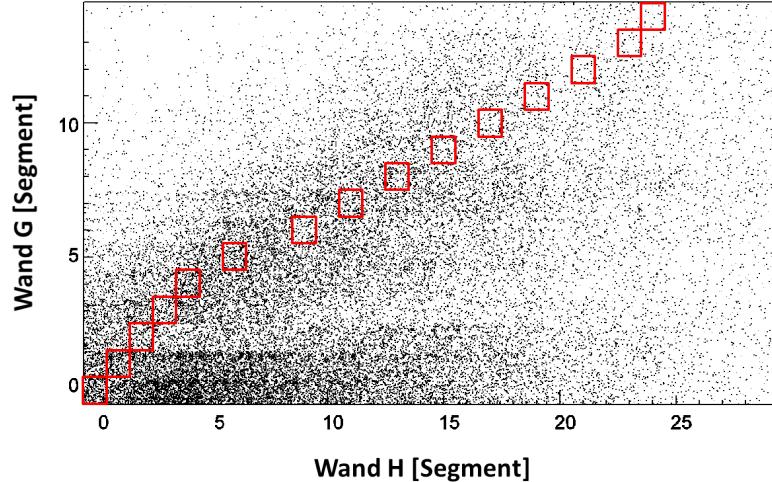
$$\text{Segment G oder I : } d_{\text{neu}} = d_{\text{alt}} - \left( x - 3,33 \text{ ns} \frac{\Delta L}{1 \text{ m}} \right) \quad (5.18)$$

$$\text{Segment H : } d_{\text{neu}} = d_{\text{alt}} + \left( x - 3,33 \text{ ns} \frac{\Delta L}{1 \text{ m}} \right) \quad (5.19)$$

die Flugstrecke  $\Delta L$  ergibt sich aus der geometrischen Anordnung mit der registrierten Tiefenposition der Segmente. Dieses Verfahren wird insgesamt vier mal mit den jeweils zuvor



(a) Segmentkombinationen zwischen den Wänden I und H. Ausgehend von der Kombination (0,0) wird bei einem Schritt in Richtung H auch das entsprechende Segment von H kalibriert, gleiches gilt für Wand I.



(b) Segmentkombinationen zwischen den Wänden G und H. Die markierten Kombinationen wurden zur Kalibrierung der Segmente von Wand G eingesetzt.

Abbildung 5.7: Gemessene Verteilung von Pionen zwischen den Segmenten der drei Wände des Flugzeitsystems, die Häufigkeit wird durch die Punktdichte im Histogramm angegeben. Rot markierte Kombinationen wurden für die Kalibrierung der Flugzeit verwendet, sie orientieren sich an den Bereichen höchster Statistik.

verbesserten Parameter ausgeführt. Zunächst mit Histogrammen niedriger Auflösung, um die in manchen Fällen großen Verschiebungen im Bereich von 10 ns für alle Parameter erfassen zu können. Danach erlaubt es die Automatisierung die Feinabstimmung von wenigen 100 ps in drei Durchläufen für den jeweiligen Parametersatz einer einzelnen Flugzeitwand abzuschließen. Dadurch lassen sich die Parameter unterschiedlicher Wände in jedem Schritt voneinander entkoppeln, sodass auf keine veralteten Histogramme zurückgegriffen werden muss bevor die Daten mit den neuen Werten erneut analysiert werden.

Die somit erreichte Zeitauflösung für die Pionen aller Datensätze der Strahlzeit ist in Abb. 5.8a dargestellt und liegt für das vollständig kalibrierte Flugzeitsystem bei einer Halbwertsbreite von 203 ps beziehungsweise einer Standardabweichung  $\sigma = 86$  ps. Damit wurde die Auflösung im Vergleich zum letzten Experiment um das Doppelte gesteigert [67]. Sie stellt

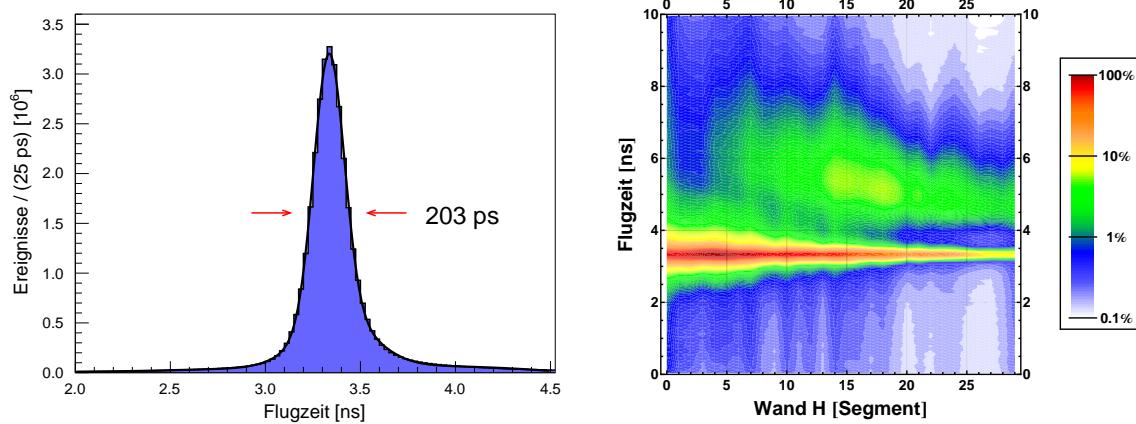


Abbildung 5.8: (links) Histogramm der gemessenen Flugzeit von Pionen in KAOS, ausgewählt durch ihren Energieverlust, für alle Datensätze und Detektorsegmente. An die Daten wurde eine gaußförmige Funktion mit Untergrundbeitrag angepasst, sie weist eine Halbwertsbreite (FWHM) von 203 ps auf. (rechts) Vollständiges Flugzeitspektrum aufgetragen gegen die Position von Wand H. Pionen wurden auf 3,33 ns kalibriert, sie lassen sich deutlich von den Protonen zwischen 4 und 8 ns unterscheiden.

damit die wichtigste Information zur Kaonmarkierung dar. Um die unterschiedlichen Flugbahnen der Teilchen im Detektorsystem vergleichbar zu machen, ist die Flugstrecke hierbei auf einen Meter normiert. Ihr Verlauf entlang von Wand H ist in Abb. 5.8b gezeigt, wobei sich Pionen und Protonen bereits trennen lassen.

### KAOS ToF: Bestimmung des ADC-Basiswerts

Auch wenn kein Signal im Detektor erzeugt wurde, beobachtet man bei der Auslese des Analog-Digital-Wandlers (ADC) eine Verteilung mit einem von Null verschiedenen Mittelwert. Ihre Position und Breite hängen dabei maßgeblich von der mittleren, zeitlichen Energieabgabe im Detektorsystem ab. Steigt diese an, etwa durch einen höheren Strahlstrom, verschiebt sich das Maximum zu niedrigeren Kanalnummern und die Breite der Verteilung nimmt zu. Da die Messwerte um diesen Grundbeitrag erhöht erscheinen, wird der Schwer-

punkt  $x$  dieser Verteilung für jeden Kanal in der Datenbank erfasst

$$d_{\text{neu}} = x \quad (5.20)$$

und vom gemessenen ADC-Wert abgezogen. Dabei werden nur Ereignisse verwendet, in denen sich für das untersuchte Detektorsegment keine Teilchenspur rekonstruieren lässt.

### KAOS Flugzeitsystem: Kalibrierung der ADCs

Der korrigierte ADC-Wert ist ein Maß für die Lichtmenge, die ein Teilchen im Szintillator erzeugt hat. Aufgrund der Lichtabsorption hängt er aber auch von der Trefferposition ab. Weil die Segmente an der Mittenebene des Spektrometers ausgerichtet sind, sollten die Teilchen sie symmetrisch zu beiden Enden hin ausleuchten können und im oberen und unteren Kanal im Mittel das gleiche Signal liefern. Da die Photoelektronenvervielfacher im Allgemeinen jedoch mit unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren betrieben werden, müssen diese ausgeglichen werden. Dazu wird mit den Faktoren

$$\text{oberer Kanal : } d_{\text{neu}} = d_{\text{alt}} \quad (5.21)$$

$$\text{unterer Kanal : } d_{\text{neu}} = d_{\text{alt}} \cdot x_{\text{oben}} / x_{\text{unten}} \quad (5.22)$$

der Schwerpunkt  $x$  des unteren an den oberen Kanal eines jeden Segments angepasst. Über das geometrische Mittel des oberen und unteren Kanals kann dann der Energieverlust des jeweiligen Segments ermittelt werden. Dadurch lässt sich die Abhängigkeit von der Trefferposition in erster Ordnung aufheben [75].

### KAOS Flugzeitsystem: Kalibrierung des Energieverlusts

Die Summe des gemessenen Energieverlustes der getroffenen Segmente einer Flugzeitwand bildet den Gesamtenergieverlust eines Ereignisses der jeweiligen Wand. Den spezifischen Energieverlust erhält man, indem dieser durch die rekonstruierte Pfadlänge geteilt wird, die das entsprechende Teilchen in den Szintillatoren zurückgelegt hat. Dieser unterscheidet sich bei festem Impuls für verschiedene Teilchenarten, im Falle minimal ionisierender Pionen liegt er gemäß Gl. 5.51 bei 2,0 MeV/cm. Da dies im hohen Maße auf alle in KAOS nachgewiesenen Pionen zutrifft, werden diese zur Kalibration durch einen Schnitt auf die kalibrierte Flugzeit von  $|\Delta t_{1m} - 3,33 \text{ ns}| < 0,5 \text{ ns}$  ausgewählt.

Indem nur Ereignisse betrachtet werden, bei denen genau ein Segment in der entsprechenden Flugzeitwand getroffen wurde, kann der jeweilige Kalibrationsfaktor

$$d_{\text{neu}} = d_{\text{alt}} \cdot 2,0 / x \quad (5.23)$$

aus der beobachteten Signalposition  $x$  bestimmt werden. Dieser skaliert den gemessenen auf den erwarteten Wert des spezifischen Energieverlustes. Die kalibrierten Spektren sind für alle drei Flugzeitwände in Abb. 5.9 dargestellt. Die Pionen erstrecken sich über alle Segmente, allerdings nimmt ihre Anzahl im hinteren Bereich der Detektoren, was höheren Impulsen entspricht, deutlich ab. Insbesondere die vordersten Segmente von Wand G und I weisen hierbei sogar Mehrfachtreffer auf, sodass der Energieverlust hier den eines einzelnen Pions übersteigen kann. Ein niedrigerer spezifischer Energieverlust hingegen kommt zustande, wenn ein Teilchen den Randbereich zweier Szintillatoren passiert und dabei in einem der Segmente zu

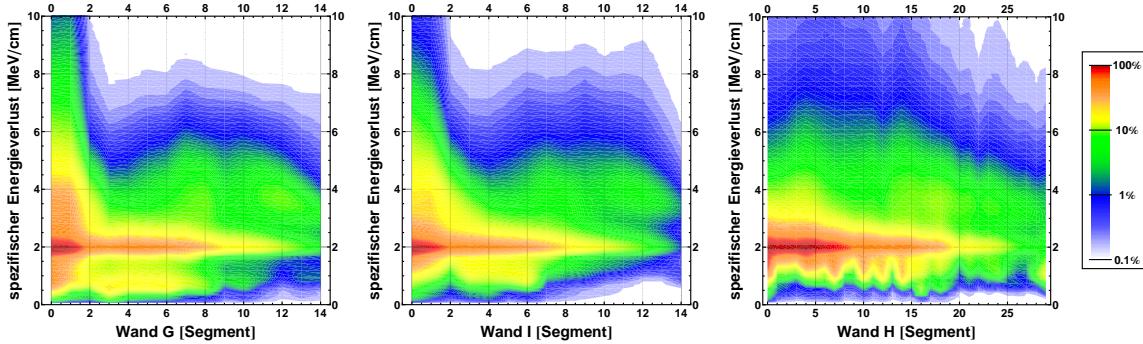


Abbildung 5.9: Spezifischer Energieverlust gemessen mit Wand G, I und H (von links nach rechts) aufgetragen gegen die Segmentnummer. Pionen liegen der Kalibration entsprechend bei 2,0 MeV/cm.

wenig Energie deponiert, um die Schwelle des Kanals auszulösen, sodass der entsprechende Beitrag verloren geht. Bei höheren Impulsen können auch Protonen den Bleiabsorber passieren, je nach Detektor liegt ihr spezifischer Energieverlust etwa zwischen 3 und 6 MeV/cm. Dabei geht ihre Verteilung beinahe übergangslos in die der Pionen über.

### KAOS Tscherenkovdetektoren: Bestimmung des ADC-Basiswerts

Für alle Kanäle der Tscherenkovdetektoren wird aus dem selben Grund wie bei dem Flugzeitsystem eine Korrektur des mittleren Basiswerts im ADC-Spektrum vorgenommen. Dazu wird erneut der mittlere ADC-Wert  $x$  erfasst

$$d_{\text{neu}} = x \quad (5.24)$$

wenn in dem entsprechenden Segment kein Ereignis registriert wurde.

### KAOS Tscherenkovdetektoren: Kalibrierung der Verstärkungsfaktor

Ähnlich wie beim Flugzeitsystem sollen die Verstärkungsfaktoren aller Photoelektronenvervielfacher aneinander angepasst werden. Der Absolutwert wird an der ersten Spalte im korrigierten ADC-Spektrum ausgerichtet, die mit dem Signal eines einzelnen Photoelektrons korrespondiert.

Da die Signalamplitude eines einzelnen Photoelektrons nicht hoch genug ist, um sich klar von der Verteilung des Basiswerts abzugrenzen, werden die Ereignisse ohne echtes Signal zusätzlich unterdrückt, indem verlangt wird, dass auch der TDC dieses Kanals angesprochen hat. Anhand der Position des Maximums  $x$  wird dann der neue Skalierungsfaktor

$$d_{\text{neu}} = d_{\text{alt}}/x \quad (5.25)$$

berechnet. Die kalibrierten Photoelektronspektren sind für beide Tscherenkovdetektoren in Abb. 5.10 gezeigt. Die meisten Ereignisse entsprechen keinem oder nur einem Photoelektron, dies ist verträglich damit, dass kein Tscherenkovlicht im Detektor nachgewiesen wurde. Aufgrund des thermischen Rauschens der Photokathode wird dabei immer noch eine exponentiell

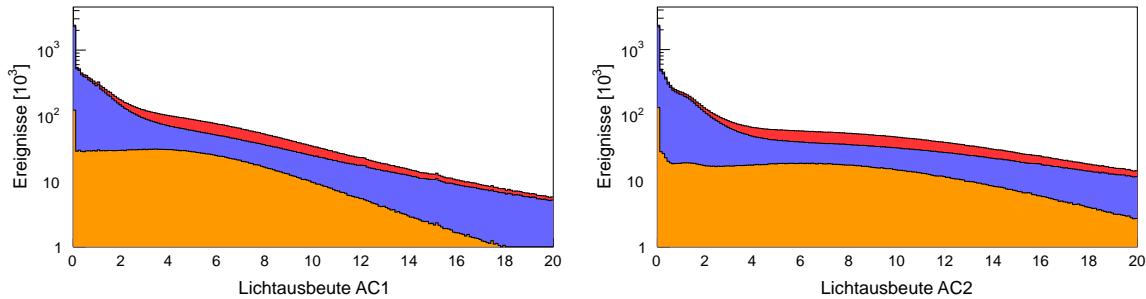


Abbildung 5.10: Gemessene Lichtausbeute aller Teilchen in KAOS (rot), identifizierter Pionen (orange) sowie der Differenz (blau) in Einheiten der nachgewiesenen Photoelektronen. Pionen weisen im Mittel deutlich höhere Lichtausbeuten auf als die übrigen Teilchen.

abfallende Zahl von Photoelektronen ausgelöst. Der Brechungsindex der Detektoren ist so gewählt, dass bei den gegebenen Impulsen nur Pionen schnell genug sind, um Licht erzeugen zu können. Diese wurden durch einen engen Schnitt um die erwartete Flugzeit sowie den spezifischen Energieverlust in allen drei Flugzeitwänden ausgewählt. Sie zeigen eine breite Verteilung deren Maximum bei etwa 3,5 für AC1 und 6 Photoelektronen für AC2 liegt.

### Koinzidenzzeit

Die Koinzidenzzeit wird als Zeitdifferenz der ToF-Ebene von SpekA beziehungsweise SpekC mit Wand G in KAOS bestimmt. Sie entspricht der Flugzeitdifferenz der jeweiligen Teilchen vom Target bis zum Detektor. Aufgrund der unterschiedlichen Bahnlängen in jedem Spektrometer, wird eine Flugzeitkorrektur angewendet, welche die Zeitdifferenz auf der rekonstruierten Bahn zur Zentralbahn ausgleicht. Weil diese geschwindigkeitsabhängig ist, muss dazu die gewünschte Teilchenart vorausgesetzt werden.

Zur Kalibration werden die am häufigsten vorliegenden Pion-Pion-Koinzidenzen verwendet, indem auf die entsprechende Flugzeit und den Energieverlust im Detektorsystem von KAOS geschnitten wird. Die Flugzeitkorrektur wird so gewählt, dass die Koinzidenzen am Ursprung liegen. Da Wand G zu diesem Zeitpunkt bereits vollständig kalibriert ist, können jeweils die Koinzidenzen eines Segments der ToF-Ebene mit allen Detektoren von Wand G verwendet werden. Die neuen Parameter

$$d_{\text{neu}} = d_{\text{alt}} - x \quad (5.26)$$

werden den Segmenten der ToF-Ebene zugewiesen, somit werden diese automatisch auch untereinander kalibriert.

Die kalibrierten Koinzidenzzeitspektren beider Spektrometerkombinationen sind in Abb. 5.11 gezeigt. Dabei wird von nun an stets eine Flugzeitkorrektur für die gesuchten Kaon-Pion-Koinzidenzen gewählt, wodurch diese am Ursprung erwartet werden, während alle anderen Spitzen verbreitert erscheinen. Die korrespondierenden Teilchen können in KAOS direkt identifiziert werden, für SpekA und SpekC gilt dies hingegen nur für Elektronen. Mit Hilfe des

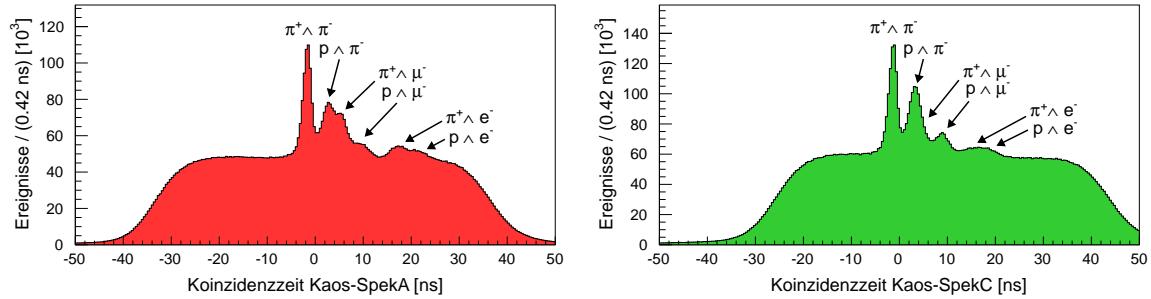


Abbildung 5.11: Koinzidenzzeitspektrum zwischen KAOS und SpekA (links) beziehungsweise SpekC (rechts) für das gesamte Experiment. Die echten Koinzidenzen sind als Teilchen in KAOS  $a$  und SpekA/SpekC  $b$  über  $a \wedge b$  gekennzeichnet. Die Koinzidenzzeitkorrektur wird für  $K^+ \wedge \pi^-$  Koinzidenzen durchgeführt.

gemessenen Impulses  $p$  kann jedoch die erwartete Flugzeit  $t$  gemäß

$$t = \frac{1}{c} \frac{L}{p/m} \quad (5.27)$$

unter der Hypothese eines Teilchens der Masse  $m$  und mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  berechnet werden. Die erwartete Flugzeitdifferenz zweier Teilchenarten ist für jedes Spektrometer charakteristisch und muss sich im Koinzidenzzeitspektrum wiederfinden lassen. Darüber können die beobachteten Positionen für Koinzidenzen von positiv geladenen Pionen  $\pi^+$  und Protonen  $p$  in KAOS sowie negativ geladenen Pionen  $\pi^-$ , Myonen  $\mu^-$  und Elektronen  $e^-$  in den hochauflösenden Spektrometern konsistent beschrieben werden, sodass alle Spitzen im Koinzidenzzeitspektrum eindeutig identifiziert sind.

Offensichtlich dominieren Reaktionen bei denen Pionen erzeugt und Protonen aus dem Targetkern herausgestoßen wurden. Aufgrund der verschiedenen Reaktionskinematik unterscheidet sich dabei die jeweilige Ausbeute für SpekA und SpekC. Wegen der kürzeren Flugstrecke sitzen die Spitzen bei SpekC zudem etwas dichter zusammen. Die Pionen können sowohl paarweise als auch einzeln unter Mitwirkung eines Nukleons erzeugt worden sein, während die Myonen hauptsächlich aus Pionerfällen in Targetnähe stammen. Darüber hinaus werden auch gestreute Elektronen beobachtet. Reaktionen in denen Kaonen nachgewiesen werden konnten, lassen sich wegen des geringen Wirkungsquerschnitts bei der Strangenessproduktion ohne Schnitte jedoch noch nicht erkennen.

### 5.3 Impulsbestimmung

In diesem Abschnitt soll die Bestimmung des Absolutimpulses für SpekA und SpekC, aufgrund der herausragenden Bedeutung für dieses Experiment, dargestellt werden.

Die Kalibration der Spektrometer erfolgt über die Messungen der Elektronenstreuung. Der Impuls der gestreuten Elektronen kann dabei sehr genau berechnet werden und dient als Referenz für den angegebenen Absolutimpuls. Dazu muss die Eingangsenergie des Elektronenstrahls genau bekannt sein, diese stellt mit einer Messunsicherheit von von 160 keV bislang den dominierenden systematischen Fehler dar. Um zu der angestrebten Genauigkeit der Messung

der  $\Lambda$ -Separationsenergie zu gelangen, muss die Strahlenergie in Zukunft durch ein aufwendiges neues Messverfahren gesenkt werden. Dazu soll zuvor dargelegt werden, dass bislang vernachlässigbare Unsicherheiten einer reproduzierbaren Kalibration auf dem gewünschten Niveau nicht im Wege stehen. Diese wird direkt mit der gemessenen Flussdichte der Magnete verknüpft und kann damit auf das abgeschlossene Experiment übertragen werden.

### 5.3.1 Bestimmung des Zentralimpulses

Die Ablenkung eines geladenen Teilchens, das sich mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  innerhalb eines Magnetfeldes bewegt, wird durch die Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (5.28)$$

beschrieben, hierbei ist  $q$  die elektrische Ladung des Teilchens und  $\vec{B}$  die magnetische Flussdichte. In einem homogenen Feld, das senkrecht zur Bewegungsrichtung ausgerichtet ist, bewegt sich das Teilchen auf einer Kreisbahn deren Krümmungsradius durch

$$r = \frac{p}{qB} \quad (5.29)$$

gegeben ist. Der Impuls  $p$  ist hierbei direkt proportional zur Ablenkung und der magnetischen Flussdichte. Aus diesem Grund werden Dipolmagnete eingesetzt, um geladene Teilchen nach ihren Impulsen zu trennen, sodass die Impulsbestimmung durch eine Ortsmessung im dahinterliegenden Detektorsystem durchgeführt werden kann.

Der Zentralimpuls  $p_z$  liegt in der Mitte der nominellen Impulsakzeptanz der Spektrometer. Für ihn gilt

$$\text{SpekA: } p_z = \frac{660,0 \text{ MeV}/c}{1,50101 \text{ T}} B_{\text{eff}} \quad (5.30)$$

$$\text{SpekC: } p_z = \frac{528,4 \text{ MeV}/c}{1,5050 \text{ T}} B_{\text{eff}} \quad (5.31)$$

mit der effektiven magnetischen Flussdichte  $B_{\text{eff}}$ . Der Zusammenhang zwischen gemessener und effektiver Flussdichte lässt sich experimentell beispielsweise durch elastische Streuung bestimmen, wobei der erwartete Impuls durch die Energie des Elektronenstrahls, dem Streuwinkel und der Targetmasse festgelegt wird. Dann kann das Magnetfeld so eingestellt werden, dass die Elektronen, die senkrecht in das Spektrometer eintreten, gerade auf die gewünschte Referenzposition im Detektorsystem abgebildet werden.

Abweichungen vom linearen Verhalten werden durch die Dispersion der Magnetoptik und Sättigungseffekte des Magneteisens hervorgerufen [95]. Weil in diesem Experiment nur Feldstärken unter 0,7 T eingesetzt wurden, spielt die Sättigung noch keine Rolle, sie wurde etwa bei den Dipolmagneten von SpekA erst ab 1,2 T beobachtet [96].

Die Feldstärke wird je nach Betrag von der Sonde mit dem geeigneten Messbereich bestimmt, für welche prinzipiell unterschiedliche Kalibrationskurven auftreten können. Die Sonden selbst werden über die Typennummer 2 bis 5 des Herstellers bezeichnet [96]. Bei der Messung der Hyperkerne wurden durchgehend die Sonden 3 verwendet, sodass die folgenden Umrechnungen zwischen gemessener Flussdichte  $B_{\text{NMR}}$  und der effektiven Feldstärke auf der Zentralbahn  $B_{\text{eff}}$

angewendet wurden.

$$\text{SpekA Dipol 1: } B_{\text{eff}} = B_{\text{NMR}} \quad (5.32)$$

$$\text{SpekA Dipol 2: } B_{\text{eff}} = 0,999599 (0,0000411614 + B_{\text{NMR}}) \quad (5.33)$$

$$\text{SpekC Dipol 1: } B_{\text{eff}} = 0,999861 (0,0000323680 + B_{\text{NMR}}) \quad (5.34)$$

$$\text{SpekC Dipol 2: } B_{\text{eff}} = 56,15877552 \sqrt{789,1514661 + B_{\text{NMR}}} - 1577,603301 \quad (5.35)$$

Während der zweitägigen Kalibrationsmessung wurde die Grenze des Messbereiches von 0,47 T bei SpekA und 0,51 T der Sonde von SpekC überschritten, in diesem Fall wurde der nachfolgende Zusammenhang für die Messungen mit den Sonden vom Typ 4 verwendet.

$$\text{SpekA Dipol 1: } B_{\text{eff}} = B_{\text{NMR}} \quad (5.36)$$

$$\text{SpekA Dipol 2: } B_{\text{eff}} = 0,999617 (0,000080722 + B_{\text{NMR}}) \quad (5.37)$$

$$\text{SpekC Dipol 1: } B_{\text{eff}} = 0,999861 (0,0000323680 + B_{\text{NMR}}) \quad (5.38)$$

$$\text{SpekC Dipol 2: } B_{\text{eff}} = 56,15877552 \sqrt{789,1514661 + B_{\text{NMR}}} - 1577,603301 \quad (5.39)$$

Den limitierenden Faktor dieser Kalibrationen stellte die Energieunsicherheit des Elektronenstrahls dar, weshalb kleinere Abweichungen keine Berücksichtigung fanden [96].

### 5.3.2 Messung der Magnetfeldstärke

Da die magnetische Flussdichte linear mit dem zu bestimmenden Impuls der Teilchen verknüpft ist und das Hyperkernexperiment von 2012 gezeigt hat, dass die Feldstabilität besser als bisher überwacht werden sollte, wurden die gesamte Strahlzeit hindurch alle fünf Minuten Feldmessungen ausgeführt. Hierzu sind die Dipolmagnete der hochauflösenden Spektrometer mit jeweils vier Kernspinresonanz-Sonden ausgestattet, die zusammen einen dynamischen Bereich von 0,09 bis 2,1 T abdecken [96].

Diese Sonden bestimmen die Resonanzfrequenz eines Kernspins  $\vec{I}$ , der im Magnetfeld des Dipols präzidiert. Aufgrund des Zeeman-Effekts kommt es dabei zur äquidistanten Aufspaltung der Energieniveaus im Abstand von

$$\Delta E = \omega_L \hbar \quad (5.40)$$

mit dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum  $\hbar$ . Dadurch lassen sich bei resonanter Einstrahlung eines magnetischen Wechselfeldes mit der Larmor-Frequenz

$$\omega_L = \gamma B \quad (5.41)$$

Übergänge zwischen diesen induzieren. Mit Hilfe des charakteristischen gyromagnetischen Verhältnisses  $\gamma$  des Kernspins kann daraus die magnetische Flussdichte  $B$  mit hoher Präzision bestimmt werden.

Bei einer Magnetfeldmessung wird die magnetische Flussdichte zunächst mit einer Hall-Sonde ermittelt, aufgrund ihrer Temperaturabhängigkeit erreicht man allerdings nicht die gewünschte Genauigkeit. Danach wird die Feldstärke von jener Kernspinresonanz-Sonde gemessen, in deren Messbereich der Hall-Wert fällt. Da die Sonden abseits der Teilchenbahnen im Randbereich des Magneten positioniert sind, wurden sie gegenüber eines zweiten Satzes Sonden der zeitweise im Inneren des Polschuhs positioniert war kalibriert [96].

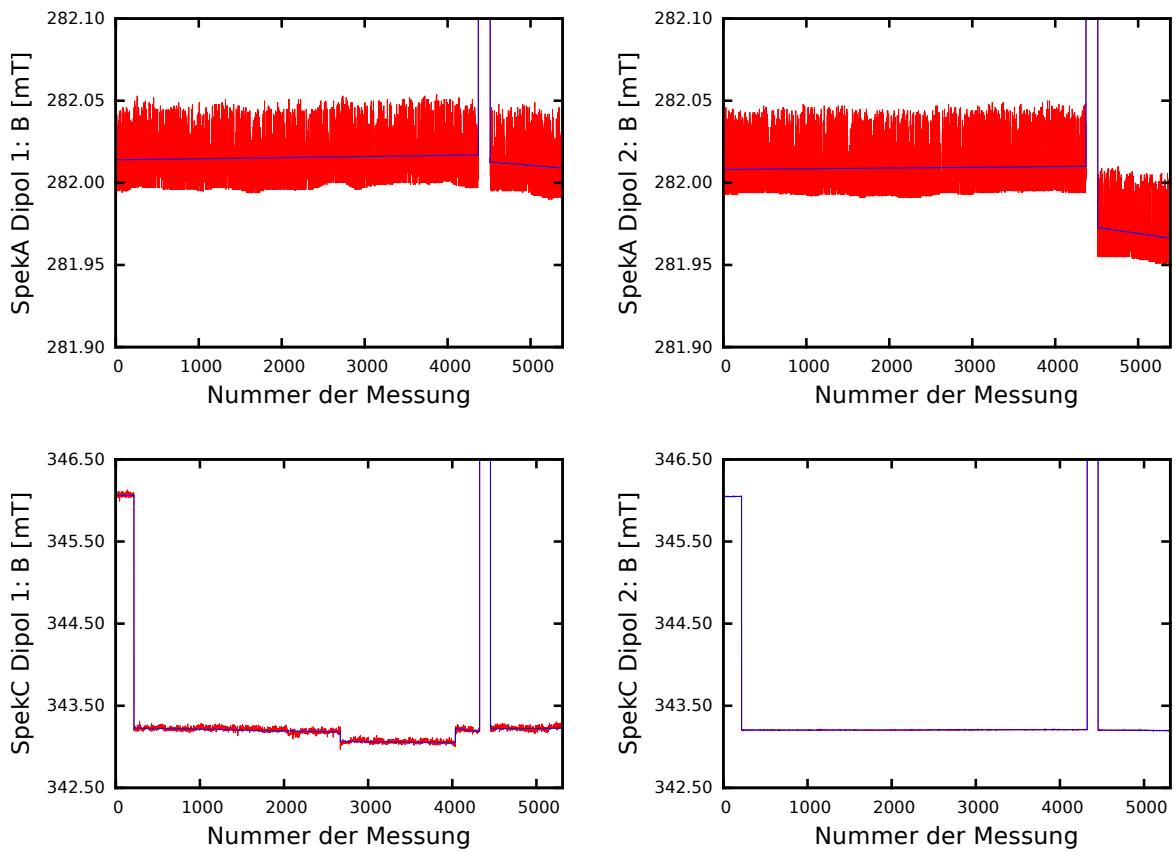


Abbildung 5.12: Zeitlicher Verlauf der effektiven magnetischen Flussdichte  $B$  der beiden Dipolmagnete von SpekA (oben) und SpekC (unten). Die Messwerte in rot sind der Übersicht halber verbunden, die blaue Kurve gibt eine stückweise, lineare Anpassung an die Daten wieder. Messungen, bei denen keine Resonanz gefunden wurde, sind nicht dargestellt.

Die gemessene magnetische Flussdichte ist für die gesamte Dauer der Strahlzeit in Abb. 5.12 dargestellt. Dabei zeigt sich für SpekA ein äußerst konstanter Verlauf. Bei der Unterbrechung im Bereich von Messung 4400 wurden für einen Tag Kalibrationsmessungen bei etwa doppelt so hoher Feldstärke durchgeführt. Nach dem erneuten Wechsel zur Messung von Hyperkernen, weist der zweite Dipol eine um  $40 \mu\text{T}$  reduzierte Flussdichte auf. Für SpekC hingegen wurde die Feldstärke nach Beginn der Strahlzeit bewusst herabgesetzt, weil bei der ersten Einstellung Probleme mit der Kurzschlusskompensation auftraten. Diese dient dazu, die Feldschwankungen des ersten Dipols durch einen zusätzlichen Spulenstrom zu korrigieren. Zwischen den Messungen 2700 bis 4000 musste dabei der Regelbereich angepasst werden, weshalb sich die Änderung von  $160 \mu\text{T}$  nur auf den ersten Dipol ausgewirkt hat. Danach wurden beide Magnete in einer Pause auf den ursprünglichen Wert eingestellt.

Um die Unsicherheit der Feldmessung von etwa  $25 \mu\text{T}$ , was nach Gl. 5.30 einem Impulsfehler von etwa  $10 \text{ keV}$  entspräche, in diesem Experiment nicht zu übernehmen, wurde für jeden kontinuierlichen Bereich eine Ausgleichsgerade erstellt. Deren Wert wurde verknüpft mit dem Zeitpunkt der Messung zur weiteren Auswertung verwendet. Die Schwankung der Messwerte ist nur für den zweiten Dipol von SpekC um eine Größenordnung geringer und damit praktisch vernachlässigbar. Die in einem homogenen Magnetfeld bestimmte relative Messunsicherheit der Sonden von  $2 \cdot 10^{-6} B_{\text{NMR}}$  ist noch eine Größenordnung geringer [96]. Sie wird vermutlich aufgrund von Restinhomogenitäten am Ort der Messung nicht erreicht.

### 5.3.3 Bestimmung des Teilchenimpulses

Der Impuls eines Teilchens wird mit Hilfe einer Transfermatrix aus der im Spektrometer gemessenen Teilchenbahn bestimmt. Die Matrixelemente stellen die Koeffizienten der Umkehrabbildung dar, welche die Bahnkurve mit den Eigenschaften des Teilchens am Targetort verknüpft. Sie liefert Impuls, Winkel und Position in Strahlrichtung am Target relativ zu einer als Referenz gewählten Teilchenbahn. Dazu müssen die Transferkoeffizienten mit experimentellen Daten, bei welchen diese Eigenschaften genau bekannt sind, bestimmt werden [95].

Die Referenzbahn ist so gewählt, dass sie vom Zentrum der Spektrometeranordnung ausgehend senkrecht in das jeweilige Spektrometer eintritt und auf die Referenzposition in der Bildebene abgebildet wird. Der Impuls ist dabei gemäß Gl. 5.29 linear von der magnetischen Flussdichte der Dipolmagnete abhängig. Eine Matrix kann somit für alle Feldeinstellungen verwendet werden, bei denen sich die Bahnkurven bei festem Targetort und -winkel im Bezug zur Referenzbahn nicht verändern. Erst wenn nichtlineare Effekte auftreten, wie eine Verzerrung der Randfelder durch Sättigung des Magneteisens, kann es zu systematischen Abweichungen bei einer Matrix kommen.

Der einer Teilchenbahn zugewiesene Impuls beträgt

$$p = (1 + \delta p) p_{\text{ref}} \quad (5.42)$$

mit der aus der Matrix bestimmten Impulsablage  $\delta p$  bezüglich der Referenzbahn. Der Referenzimpuls  $p_{\text{ref}}$  ist durch

$$\text{SpekA: } p_z = 1,0476203 p_{\text{ref}} \quad (5.43)$$

$$\text{SpekC: } p_z = 1,0674711 p_{\text{ref}} \quad (5.44)$$

mit dem Zentralimpuls  $p_z$  verknüpft. Da die Feldwerte des ersten und zweiten Dipols für SpekA um bis zu  $40$  und SpekC  $160 \mu\text{T}$  voneinander abweichen, wird der Zentralimpuls ge-

sondert über Gl. 5.30 als  $p_z(D1)$  und  $p_z(D2)$  bestimmt. Solch kleine Abweichungen zwischen den Magneten wurden bereits für das Experiment von 2012 untersucht, um den Fehler durch die übersteuerte Kurzschlusskompensation zu bestimmen [72]. Die Auswirkung auf den gemessenen Impuls lag bei einem Verhältnis von sechzig zu vierzig Prozent zwischen D1 und D2. Die stärkere Gewichtung des ersten Dipols folgt dabei aus der längeren Flugstrecke bis zum Detektorsystem, weshalb eine gleich große Winkelablenkung zu einer stärkeren Verschiebung entlang der Bildebene führt. Deswegen wird für den Zentralimpuls der gewichtete Mittelwert

$$p_z = 0,6 \cdot p_z(D1) + 0,4 \cdot p_z(D2) \quad (5.45)$$

verwendet.

Geht man von einem Fehler von  $\pm 0,05$  bei den Gewichtungsfaktoren aus, folgt daraus eine Unsicherheit von  $\pm 4\text{ keV}$  für den somit bestimmten Zentralimpuls im Bereich der maximalen Abweichung von  $160\text{ }\mu\text{T}$  bei SpekC. Weil die Abweichungen über die gesamte Strahlzeit noch deutlich geringer sind, ist der Fehler durch die Messung und Bestimmung des Zentralimpulses vernachlässigbar klein.

## 5.4 Bestimmung des Absolutimpulses

Zur Bestimmung des Absolutimpulses dienen die Daten aus der zweitägigen Messung der Elektronenstreuung an  $^{12}\text{C}$  als leichtem und  $^{181}\text{Ta}$  als schwerem Kern. Weil die Spektrometer direkt mit der Streukammer verbunden waren und somit nicht kurzfristig verschoben werden konnten, ließ der Aufbau nur Variationen des Magnetfelds der Spektrometer zu. Dabei sind insbesondere die hohen Rückwärtswinkel und der Blick von SpekC auf die Vorderseite des Targets nachteilig.

Die Strahlenergie wurde in diesen Messungen mit  $210\text{ MeV}$  möglichst niedrig gewählt, um die Kalibrierung nahe des relevanten Impulsbereichs der Zerfallspionen der Hyperkerne von  $100$  bis  $130\text{ MeV}/c$  durchführen zu können. Es lassen sich zwar noch niedrigere Energien bis zu  $180\text{ MeV}$  einstellen, allerdings ist die Messung der Strahlenergie dann mit größeren systematischen Unsicherheit als  $160\text{ keV}$  behaftet.

### 5.4.1 Elektronenstreuung

Die Messung der  $\Lambda$ -Separationsenergie stellt nicht nur besonders hohe Ansprüche an die relative Impulsauflösung, sondern auch an die absolute Impulsbestimmung. Um den Absolutimpuls der Spektrometer zu kalibrieren, benötigt man eine Quelle von Teilchen wohl bekannter Energie. Für die Spektrometer der A1-Kollaboration besteht die besondere Möglichkeit, hierzu den Elektronenstrahl von MAMI zu verwenden.

Wird ein Elektron an einem ruhenden Targetkern gestreut, so besitzt es danach die Energie

$$E_e = \frac{E_0 - E_x \left( 1 + \frac{E_x}{2Mc^2} \right)}{\eta} \quad (5.46)$$

hierbei berücksichtigt der kinematische Faktor

$$\eta = 1 + \frac{2E_0}{Mc^2} \sin^2 \left( \frac{\theta_e}{2} \right) \quad (5.47)$$

den auf den Kern übertragenen Rückstoß, die weiteren Größen sind die Elektronenenergie vor der Streuung  $E_0$ , die auf den Kern übertragene Anregungsenergie  $E_x$ , die Kernmasse  $M$ , der Streuwinkel des Elektrons  $\theta_e$  sowie die Lichtgeschwindigkeit  $c$ . Im Falle elastischer Streuung gilt  $E_x = 0$ , andernfalls spricht man von inelastischer Streuung. Insbesondere bei der elastischen Streuung an schweren Kernen ( $Mc^2 \gg E_0$ ) sind die benötigten Korrekturen gering und es gilt  $E_e \approx E_0$ .

Aufgrund der großen Raumwinkelakzeptanz der Spektrometer beobachtet man im Experiment Reaktionen mit unterschiedlichen Streuwinkeln. Damit trotzdem die bestmögliche Impulsauflösung erreicht werden kann, wird für die Daten eine Korrektur auf die Kinematik der Zentralbahn angewendet. Entwickelt man dazu Gl. 5.46 um den Streuwinkel der Zentralbahn  $\theta_z$ , der dem Spektrometerwinkel entspricht, bis zur ersten Ordnung, so erhält man

$$E_e(\theta_e) = E_e(\theta_z) - E_e(\theta_z) \cdot \epsilon(\theta_e - \theta_z) \quad (5.48)$$

mit der insbesondere von der Anregungsenergie unabhängigen Größe

$$\epsilon(\theta_e - \theta_z) = \frac{\frac{E_0}{Mc^2} \sin(\theta_z)}{1 + \frac{2E_0}{Mc^2} \sin^2\left(\frac{\theta_z}{2}\right)} (\theta_e - \theta_z) \quad (5.49)$$

für die bei den Spektrometern auftretenden kleinen Abweichungen  $(\theta_e - \theta_z)$  vom Streuwinkel der Zentralbahn. Damit wird im Folgenden die Elektronenenergie  $E_e(\theta_z)$ , die der Kinematik der Zentralbahn entspricht, über

$$E_e(\theta_z) = \frac{E_e(\theta_e)}{1 - \epsilon(\theta_e - \theta_z)} \quad (5.50)$$

aus den im Experiment gemessenen Werten  $E_e(\theta_e)$  ermittelt.

#### 5.4.2 Energieverlustkorrektur

Wenn die Teilchen im Experiment das Target durchqueren, verlieren sie durch Stoßionisation an Energie. Dieser Effekt muss korrigiert werden, um aus den Messdaten den Teilchenimpuls zum Zeitpunkt der Reaktion bestimmen zu können. Der Reaktionsort in den dünnen Targetfolien selbst lässt sich mit den Spektrometern allerdings nicht festlegen, weil ihre Positionsauflösung am Target 3 – 5 mm beträgt [76]. Aus diesem Grund kann man nur von einem mittleren Reaktionsort ausgehen, der dem Zentrum des Targets entspricht.

Für schnelle Teilchen ( $\beta > 0,05$ ), deren Masse die Näherung  $m \gg m_e$  erfüllt, kann der mittlere differentielle Energieverlust durch inelastische Stöße mit den gebundenen Elektronen des Materials durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln\left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{\max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (5.51)$$

die in diesem Abschnitt verwendeten Größen sind in Tab. 5.2 aufgeführt [97]. Um über den gesamten Impulsbereich eine bessere Übereinstimmung mit Energieverlustmessungen zu erreichen, werden zwei empirische Korrekturen eingesetzt, die in parametrisierter Form vorliegen. Dies sind die bei niedrigen Impulsen relevante Schalenkorrektur  $C$  [97] und die bei hohen Impulsen, wie sie in diesem Experiment auftreten, wichtige Korrektur des Dichteefekts  $\delta$  [98].

Durch die Bethe-Bloch-Formel kann das Verhalten der Zerfallspionen beschrieben werden, nicht jedoch das von Elektronen. Für letztere ist zu berücksichtigen, dass es sich um Stöße zwischen identischen Teilchen handelt, zudem kann die dabei verursachte Ablenkung der Bewegungsrichtung nicht mehr vernachlässigt werden. Der mittlere Energieverlust von Elektronen und Positronen kann durch die, auch als Berger-Seltzer-Formel bezeichnete, Gleichung

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/(m_e c^2))^2} \right) + F(\tau) - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right] \quad (5.52)$$

erfasst werden [97]. Der zwischen den beiden Teilchenarten unterscheidende Term nimmt für Elektronen die Form

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{(\tau^2/8) - (2\tau + 1) \ln(2)}{(\tau + 1)^2} \quad (5.53)$$

an [99]. Dabei stellt  $\tau$  die kinetische Energie geteilt durch die Ruheenergie des Teilchens dar.

Tabelle 5.2: Die in den Berechnungen des spezifischen Energieverlustes verwendeten Größen und ihre Bedeutung.

---

$N_A$	: Avogadro-Konstante
$r_e$	: klassischer Elektronradius
$m_e$	: Masse des Elektrons
$c$	: Vakuumlichtgeschwindigkeit
$\rho$	: Dichte des absorbierenden Materials
$Z$	: Kernladungszahl des absorbierenden Materials
$A$	: Nukleonenzahl des absorbierenden Materials
$z$	: Ladungszahl des einfallenden Teilchens
$\beta$	: Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens geteilt durch $c$
$\gamma$	: Lorentzfaktor des einfallenden Teilchens
$W_{\max}$	: maximaler Energieübertrag bei einer einzelnen Kollision
$I$	: mittleres Anregungspotential
$\delta$	: Dichtekorrektur
$C$	: Schalenkorrektur
$\tau$	: kinetische Energie des einfallenden Teilchens geteilt durch $m_e c^2$
$\gamma_E$	: Eulersche Konstante

---

In dünnen Targets ist die Zahl der Kollisionen gering und der zentrale Grenzwertsatz nicht erfüllt, somit ist der Energieverlust nicht normalverteilt, sondern folgt der sogenannten Landau-Verteilung [100]. Diese erhält durch das Auftreten einzelner Kollisionen mit einem sehr hohen Energieübertrag eine asymmetrische Form. Weil die Position eines Signals im Experiment über seine Spitze definiert wird, eignet sich der mittlere Energieverlust  $\Delta E_m$  nicht für die gewünschte Korrektur. Stattdessen wird hierzu der wahrscheinlichste Energieverlust

$$\Delta E_w = \Delta E_m + \xi \left[ \ln \left( \frac{\xi}{W_{\max}} \right) + \beta^2 + 1 + \lambda_0 - \gamma_E \right] \quad (5.54)$$

verwendet [99]. Das Maximum der Landau-Verteilung liegt bei dem Wert  $\lambda_0 \approx -0,22278$  [101]. Zur Bestimmung des mittleren Energieverlusts über Gl. 5.51 oder Gl. 5.52 kann für die vorliegenden dünnen Targets auf eine Integration verzichtet werden, sodass nur der Betrag des differentiellen Energieverlusts mit der Targetdicke  $x$  zu multiplizieren ist. Auf diese Weise ist

$$\xi = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \cdot x \quad (5.55)$$

mit dem Vorfaktor der Bethe-Bloch-Formel verknüpft [97].

Der Fall dünner Absorber liegt vor, wenn das Verhältnis  $\xi/W_{\max} \leq 0,01$  ist [97]. Der maximal übertragbare Energieverlust bei einem Stoß mit einem Elektron des Absorbermaterials ist

$$W_m = \frac{p^2 c^2}{\frac{1}{2} m_e c^2 + \frac{1}{2} (m^2/m_e) c^2 + \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}} \quad (5.56)$$

in Abhängigkeit des Teilchenimpulses  $p$  [99]. Für Elektronen entspricht  $W_m$  aufgrund der Ununterscheidbarkeit der Stoßpartner der halben kinetischen Energie. In der Tat liegt das Verhältnis im Falle der Zerfallspionen in den  ${}^9\text{Be}$ -Targetes bei etwa  $10^{-3}$  und der Elektronenstreuung an  ${}^{181}\text{Ta}$  oder  ${}^{12}\text{C}$  bei circa  $10^{-5}$ .

Im Experiment sollen die Eigenschaften der Teilchen zum Zeitpunkt der Reaktion bestimmt werden. Deswegen wird in den Berechnungen an Stelle der nominellen Strahlenergie  $E_0$  die reduzierte Energie

$$E = E_0 - \Delta E_0 \quad (5.57)$$

verwendet, die der Elektronenstrahl besitzt, wenn er das Zentrum des Targets erreicht und bereits den wahrscheinlichsten Energieverlust  $\Delta E_0$  erlitten hat. Umgekehrt erscheint die mit einem Spektrometer gemessene Teilchenenergie um den wahrscheinlichsten Energieverlust beim Verlassen des Targets vermindert, sodass dieser teilchenspezifische Wert zum Messwert dazu zu zählen ist.

Es bleibt zu beachten, dass analytische Funktionen im Allgemeinen bislang keine gute Beschreibung für sehr dünne Absorber liefern, wenn die mittlere Anzahl an Kollisionen im Material so gering wird, dass die durch die Poisson-Verteilung beschriebene, diskrete Zahl der Stöße beginnt die Form der Energieverlustverteilung zu bestimmen [102]. Bei den im Experiment verwendeten Targetdicken ist dies nicht der Fall, es kann jedoch zu Artefakten bei Simulationen führen, wenn etwa der Reaktionsort weniger als  $1\text{ }\mu\text{m}$  vom Rand des Targets entfernt liegt.

#### 5.4.3 Simulation elastischer Elektronenstreuung

Um die Signale aus der Elektronenstreuung interpretieren und für eine präzise Kalibration nutzen zu können, wurde eine von Cola unterstützte Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Dabei handelt es sich um eine ereignisweise Simulation des Energieverlusts der Elektronen, wie sie mit dem experimentellen Aufbau durch beide Spektrometer detektiert werden können, im Target vor und nach der elastischen Streuung. Dabei werden Stoßionisation und Strahlungsverluste in parametrisierter Form berücksichtigt. Der Reaktionsort wird zufällig entlang des Strahlwegs im Target gewählt, für die Energieverlustkorrekturen wird jedoch wie im Experiment von der Targetmitte ausgegangen. Daraus wird der Elektronenimpuls  $p_e$  nach der Streuung berechnet und mit den simulierten Daten  $p_{\text{sim}}$  verglichen.

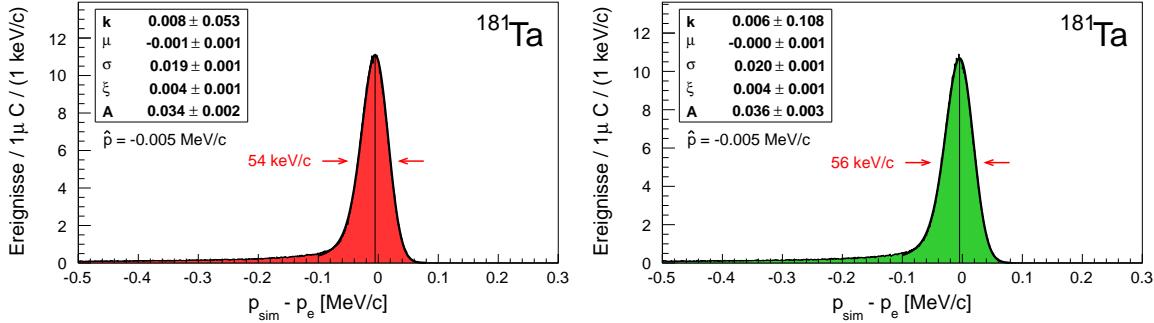


Abbildung 5.13: Differenz zwischen dem simulierten und berechneten Elektronenimpuls bei elastischer Streuung an  $^{181}\text{Ta}$  für SpekA (links) und SpekC (rechts). Die Kurve ist eine Anpassung an das Spektrum, durch welche die markierte Position des Maximums  $\hat{p}$  bestimmt wird.

Die Ergebnisse für das  $^{181}\text{Ta}$ -Target sind in Abb. 5.13 gezeigt. Es ergibt sich eine schmale Verteilung, deren Maximum jedoch nicht mit dem erwarteten Impuls übereinstimmt. Wird anstelle des mittleren Reaktionsorts die in der Simulation genau bekannte Position für die Energieverlustkorrektur verwendet, verschwindet dieser Unterschied. Er entsteht, weil der Strahl und die Spektrometer in unterschiedlichen Winkeln zum Target stehen. Dadurch ist die vom Elektron im Target zurückgelegte Strecke vom Reaktionsort abhängt, was zu einer Verschiebung des Maximums in Richtung des Ausläufers führt. Da die Spektrometer auf den berechneten Impuls zum Zeitpunkt der Streuung kalibriert werden sollen, müssen die Werte aus dem Experiment um den hier beobachteten Betrag erhöht werden. Effektiv wird damit der genaue Wert der Energieverlustkorrektur durch die Simulation bestimmt.

Zur Beschreibung der Signalform wird von einem normalverteilten Beitrag der Impulsauflösung

$$\mathcal{G}(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{1}{2}(\frac{x-\mu}{\sigma})^2} \quad (5.58)$$

mit Erwartungswert  $\mu$  und Varianz  $\sigma^2$  ausgegangen. Dieser wird zusätzlich durch den Energieverlust der Teilchen überlagert, der für dünne Targets durch eine Landau-Verteilung

$$\mathcal{L}(x, x_0, \xi) = \frac{1}{\xi} \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{\lambda u + u \ln(u)} du , \quad \lambda = \frac{x - x_0}{\xi} \quad (5.59)$$

beschrieben werden kann [99], wobei  $\xi$  ein Maß für die Breite der Verteilung und  $c$  eine beliebige reelle Zahl darstellt. Damit der wahrscheinlichste Wert der Verteilung an der Stelle  $\mu$  bei Null liegt, wird die Verschiebung

$$x_0 = \mu + 0,222782 \xi \quad (5.60)$$

durchgeführt [101]. Die gewünschte Antwortfunktion  $\mathcal{A}$  ergibt sich nun durch die Faltung

$$\mathcal{A}(x, \mu, \sigma, \xi, A) = A \cdot (\mathcal{G} * \mathcal{L})(x) \quad (5.61)$$

beider Wahrscheinlichkeitsverteilungen und einem die Amplitude modifizierenden Faktor  $A$ . Die Faltung wird numerisch mit dem Programmpaket ROOT durchgeführt. Die Strahlungsverluste werden hierbei nicht explizit berücksichtigt, stattdessen wird bei allen Anpassungen ein konstanter Beitrag  $k$  hinzu gezählt.

Wie in Abb. 5.13 zu sehen ist, lassen sich Form und Breite der Verteilungen auf diese Weise gut wiedergeben. Durch die Faltung mit einer asymmetrischen Verteilung, liegt das Maximum  $\hat{p}$  dieser Funktion im Allgemeinen jedoch nicht mehr bei  $\mu$ , sondern ist in Abhängigkeit von  $\sigma$  und  $\xi$  verschoben und muss empirisch bestimmt werden.

Die Ergebnisse der Simulation des Kohlenstofftargets sind in Abb. 5.14 dargestellt. Weil

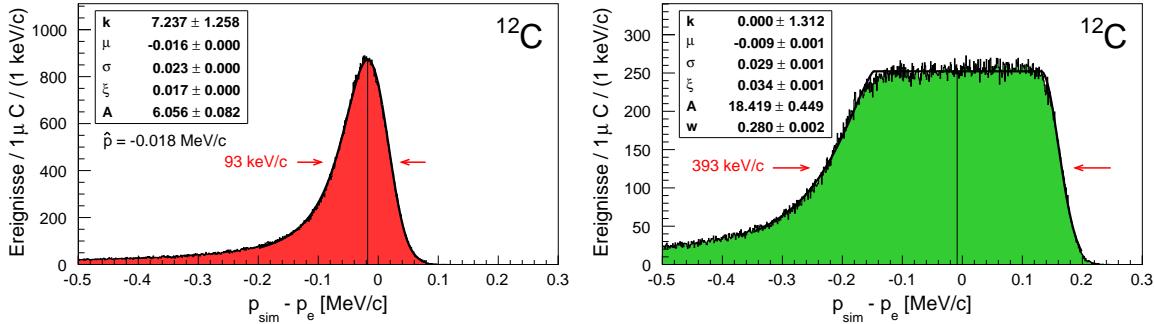


Abbildung 5.14: Abweichung zwischen simuliertem und berechnetem Elektronenimpuls nach elastischer Streuung am  $^{12}\text{C}$ -Target für SpekA (links) und SpekC (rechts). Die Kurve gibt die Anpassung wieder, mit der die eingezeichnete Position  $E_m$  des Signals bestimmt wird.

es wesentlich dicker als das Tantaltarget ist, tritt der asymmetrische Charakter der Energieverlustverteilung deutlicher in Erscheinung. Während die Signalform bei SpekA immer noch durch Gl. 5.61 beschrieben werden kann, ist dies für SpekC nicht mehr der Fall — ein Grund warum solche Einstellungen bei einer dedizierten Kalibrationsstrahlzeit vermieden werden.

Der deutliche Unterschied zwischen beiden Spektrometern ergibt sich aus dem Zusammenhang zwischen dem Energieverlust des Elektrons vor und nach der Streuung. Dies ist im Rahmen der Simulation in Abb. 5.15 aufgezeigt. SpekA befindet sich hinter dem Target und muss von dem Elektron immer vollständig durchlaufen werden, es folgt eine negative Korrelation und der gesamte Energieverlust ist weitgehend konstant. Hingegen blickt SpekC in Strahlrichtung auf das Target, sodass das Elektron zurück gestreut werden muss. Je tiefer es bis zur Reaktion ins Target eindringt, desto länger ist damit der Weg in Richtung des Spektrometers. Dies führt zu einem linearen Zusammenhang des Energieverlusts, der im Experiment jedoch nicht aufgelöst werden kann.

Um das Spektrum dennoch beschreiben zu können, wird die abschnittsweise definierte Funktion

$$\mathcal{F}(x, \mu, \sigma, \xi, A, w) = \begin{cases} A \cdot \mathcal{L}(x, \mu - \frac{w}{2}, \xi) & , \quad x < \mu - \frac{w}{2} \\ A & , \quad \mu - \frac{w}{2} < x < \mu + \frac{w}{2} \\ A \cdot \mathcal{G}(x, \mu + \frac{w}{2}, \sigma) \sqrt{2\pi\sigma^2} & , \quad \mu + \frac{w}{2} < x \end{cases} \quad (5.62)$$

verwendet. Durch den Parameter  $w$  wird eine Plateaubereich im Zentrum festgelegt, an den sich links der Ausläufer der Landau-Verteilung anschließt und der Abfall rechts davon mit einer Gauß-Verteilung erfasst wird. Um die Komplexität zu begrenzen, wird hierbei auf Faltungen verzichtet, da sich das Spektrum auch auf diese Weise gut beschreiben lässt. Dabei beobachtet man in beiden Fällen erneut eine Abweichung zwischen Signalposition  $\mu$  und dem erwarteten Wert  $p_e$ , die für die Messung korrigiert werden muss.

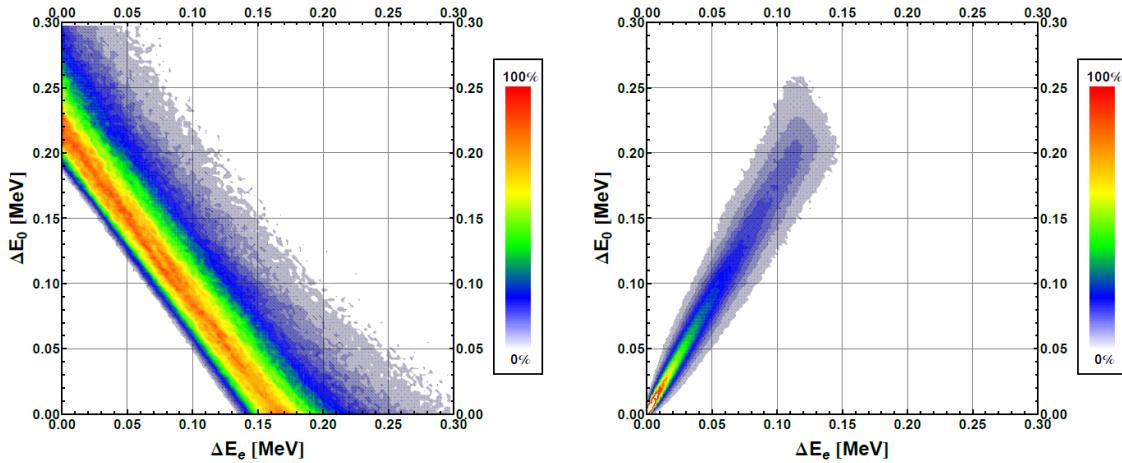


Abbildung 5.15: Energieverlust des Elektronenstrahls  $\Delta E_0$  bis zum Reaktionsort aufgetragen gegen den Energieverlust des Elektrons  $\Delta E_e$  nach der elastischen Streuung in Richtung von SpekA (links) beziehungsweise SpekC (rechts) simuliert für das  $^{12}\text{C}$ -Target.

#### 5.4.4 Überprüfung der Transfermatrix

Die Berechnung des Absolutimpulses einer beliebigen Bahn erfordert die Bestimmung des Referenzimpulses und die Wahl einer geeigneten Transfermatrix. Entsprechende Standards existieren für alle Spektrometer. Da die Spektrometermagnete bei verhältnismäßig geringen Feldstärken betrieben wurden, können für die Analyse die niederenergetischen Matrizen verwendet werden, die bereits in den vorhergegangenen Hyperkerンexperimenten eingesetzt wurden.

Durch einen Lochkollimator am Eintritt der Spektrometer wird der akzeptierte Winkelbereich am Target eingeschränkt. Damit sind bei der Messung der elastischen Elektronenstreuung alle Eigenschaften der Teilchenbahnen festgelegt, sodass sich die Abbildungseigenschaften der verwendeten Matrix überprüfen lassen. Mit einem spezialisierten Aufbau kann auf diese Weise auch eine neue Matrix bestimmt werden.

Aus den gemessenen Detektorkoordinaten werden die Eigenschaften der Teilchenbahn am Targetort über voneinander unabhängige Matrixelemente bestimmt. Damit erwartet man, dass über den ganzen Akzeptanzbereich keine Korrelationen zwischen diesen rekonstruierten Eigenschaften auftreten. Hierzu sind die beiden Winkel am Target gegen die Impulsablage vom Referenzimpuls, die in erster Ordnung die Position entlang des Detektorsystems in dispersiver Richtung wiedergibt, in Abb. 5.16 aufgetragen. Für SpekA geben die Winkel die Position der Löcher des Kollimators über die gesamte Akzeptanz wieder und in den Zwischenbereichen werden keine Ereignisse beobachtet. Bei SpekC kommt es für  $\Phi_0$  jedoch zu deutlichen Abweichungen, wenn man sich dem unteren Rand der Impulsakzeptanz nähert. Dort werden Winkel rekonstruiert, die durch den Lochkollimator nicht zugelassen sind. Dadurch ist auch ein Teil der nominellen Akzeptanz des Spektrometers, die für Messungen verwendet wird und bei  $-5\%$  endet, betroffen. Eine falsche Impulsrekonstruktion lässt sich hieran nicht ableiten.

Wendet man die Korrektur auf die Kinematik der Zentralbahn aus Gl. 5.50 auf die elastisch an  $^{12}\text{C}$  gestreuten Elektronen an, sollte die Abhängigkeit zwischen Streuwinkel und Impuls

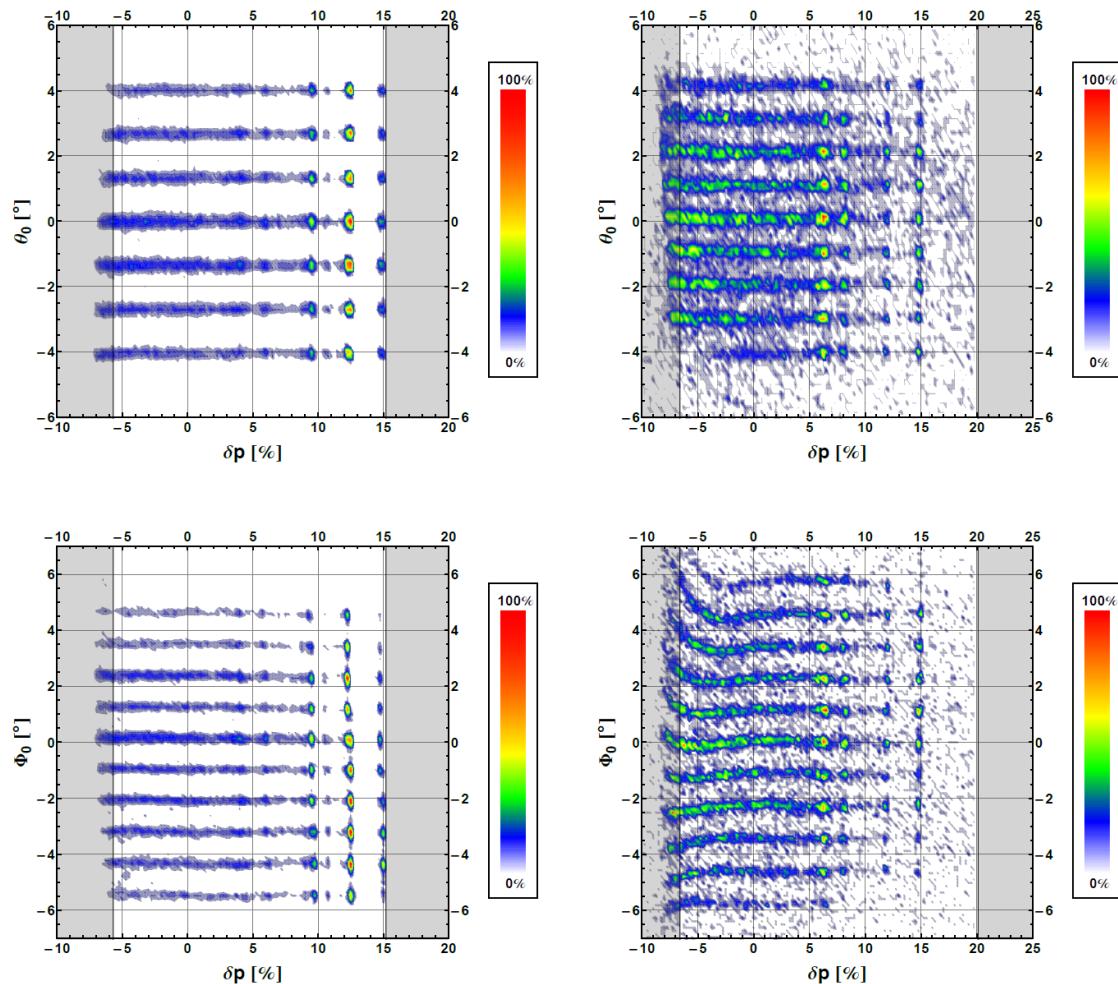


Abbildung 5.16: Messung des dispersiven Winkels  $\theta_0$  (oben) sowie nicht-dispersiven Winkels  $\Phi_0$  (unten) mit einem Lochkollimator durch SpekA (links) und SpekC (rechts). Diese Winkel am Target sind gegen die relative Impulsablage  $\delta p$  vom Referenzimpuls aufgetragen. Die grau schattierten Bereiche liegen außerhalb der nominellen Impulsakzeptanz der Spektrometer. Das gehäufte Auftreten bestimmter Impulsabweichungen kommt durch die Streuung der Elektronen an diskreten Kernzuständen zustande.

aufgehoben werden. Für SpekC tritt dadurch allerdings eine Überkorrektur in  $\Phi_0$  auf. Deswegen wird als empirische Korrektur der Wert

$$\Phi_0 \cdot 0,022 \text{ MeV/}^\circ \quad (5.63)$$

auf den Impuls von SpekC addiert, sodass der Schwerpunkt der Impulsverteilung dem Wert der Zentralbahn entspricht.

Der somit vollständig kinematisch korrigierte Impuls  $p_k$  der Spektrometer ist in Abb. 5.17 dargestellt. In beiden Fällen beobachtet man eine verbleibende Abhängigkeit von  $\theta_0$ , wobei

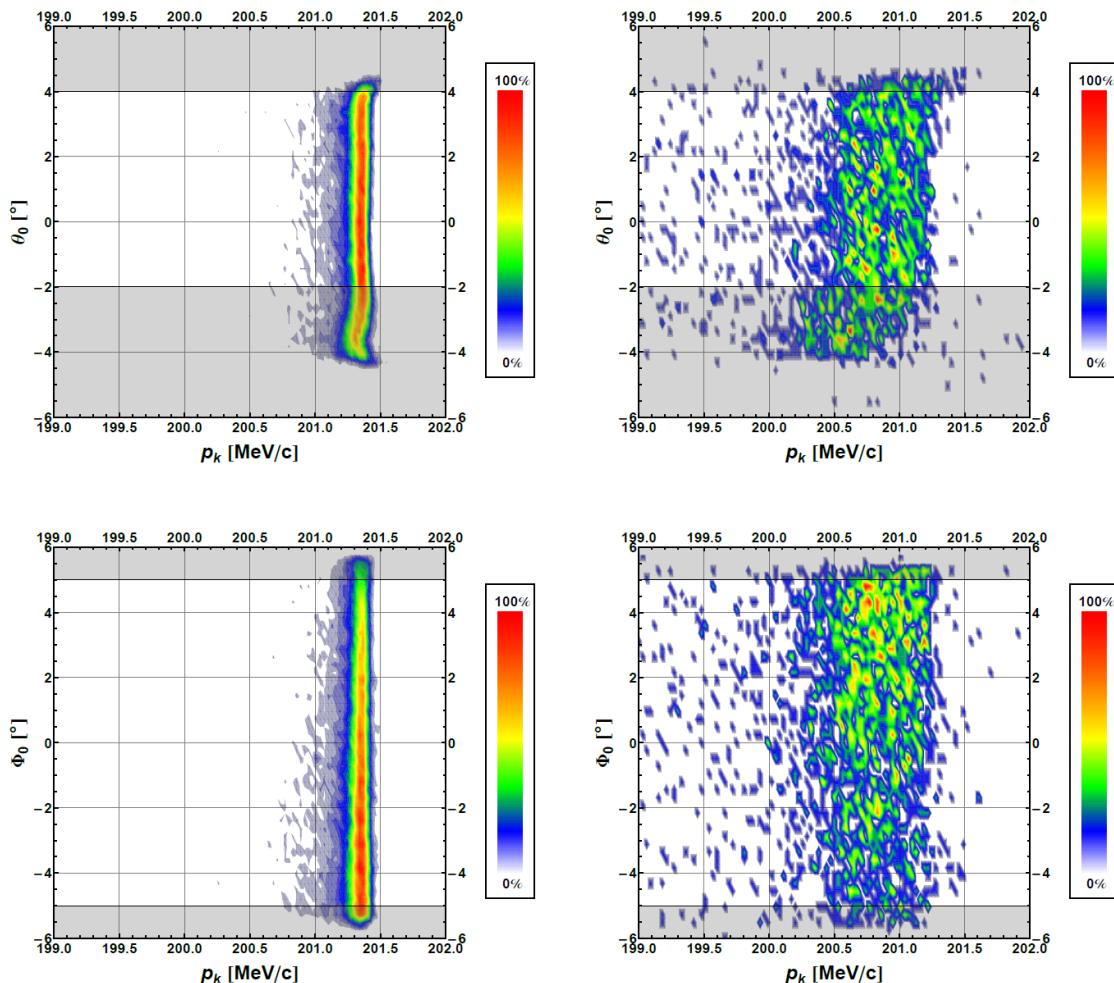


Abbildung 5.17: Zweidimensionales Histogramm des Zusammenhangs des kinematisch korrigierten Impulses  $p_k$  und dem dispersiven  $\theta_0$  (oben) und nicht-dispersiven  $\Phi_0$  (unten) Winkel am Target für SpekA (links) und SpekC (rechts). Die grau schattierten Bereiche werden bei der folgenden Impulskalibration nicht verwendet.

die rekonstruierten Impulse in Richtung niedriger Werte verschoben zu sein scheinen. Damit besteht eine unvollständig durch die Matrix korrigierte Aberration der Magnetoptik. Um anhand dieser Impulsverteilung die Kalibrierung des Absolutimpulses durchzuführen, werden

deswegen neben einem allgemeinen Akzeptanzschnitt, bei dem Teilchen außerhalb der nominalen Akzeptanz verworfen werden, Spuren mit  $\theta_0 < -2^\circ$  nicht verwendet. Im verbleibenden Bereich entsprechen alle Ereignisse dem Impuls der Zentralbahn.

Diese Beobachtungen wurden mit den Daten der Kalibrationsmessung von Anfang 2014 verglichen, welche unter anderem zur entsprechenden Impulskalibration des Hyperkernexperiments von 2012 dienten. Damit sollte überprüft werden, ob diese Abweichungen etwa mit der in Abschnitt 4.5 beschriebenen Verschiebung des Quadrupols von SpekC zusammenhängen. Allerdings zeigt sich dabei das qualitativ gleiche Bild in beiden Spektrometern, sodass keine Veränderung festgestellt werden konnte. Weil die Zerfallspionen im Experiment keine intrinsische Winkelabhängigkeit besitzen, treten diese Schwierigkeiten für sie nicht in Erscheinung. Dennoch sollte bei einer verbesserten Kalibrationsmessung auch die Erstellung neuer Transfermatrizen angestrebt werden.

#### 5.4.5 Elektronenstreuung an $^{181}\text{Ta}$

Zur Impulskalibration der Spektrometer wurde die Elektronenstreuung an einer dünnen  $^{181}\text{Ta}$ -Folie durchgeführt, weil die benötigten Korrekturen hierbei sehr gering sind und kaum zur Unsicherheit der Messung beitragen. Mit SpekC konnten bei diesem Target jedoch keine verwertbaren Daten gewonnen werden, weil die Zählrate bei dem eingestellten Winkel zu gering war. Deshalb wurde nach den drei Messungen mit unterschiedlichen Feldeinstellungen nur für SpekA auf die Elektronenstreuung an  $^{12}\text{C}$  umgestellt.

Eine dieser Messungen ist in Abb. 5.18 dargestellt. Oberhalb der Strahlenergie  $E_0$  ist das

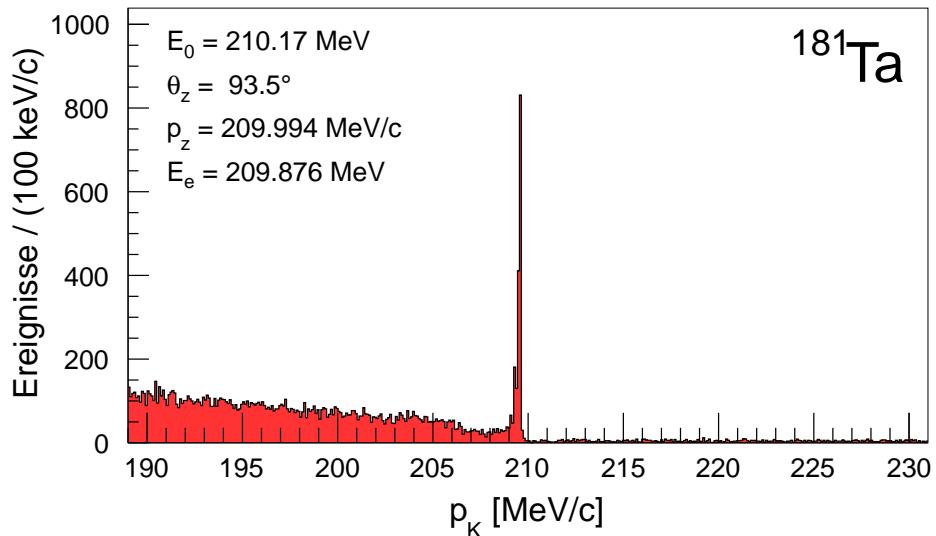


Abbildung 5.18: Mit SpekA gemessenes Impulsspektrum von an  $^{181}\text{Ta}$  gestreuten Elektronen.

Spektrum praktisch Untergrund frei. Unterhalb der Spitze überlagern sich der zu niedrigen Impulsen hin abfallende Strahlenschwanz beziehungsweise die ansteigende quasi-elastische Elektronenstreuung. Im Bereich des Signals kann dieser Untergrund als hinreichend konstant angenommen werden.

Zur Anpassung der vier im Impulsspektrum beobachteten Zustände von  $^{181}\text{Ta}$ , die sich durch ihren Gesamtdrehimpuls  $J$  unterscheiden, wurde die Funktion

$$\mathcal{T}(p) = k + \sum_{J=7/2}^{13/2} \mathcal{A}(p, p_J, \sigma, \xi, A_J) \quad (5.64)$$

verwendet. Als Basis wurde die zur Beschreibung der simulierten Daten aufgestellte Funktion  $\mathcal{A}$  aus eq:LandauGauss genutzt. Hierbei wird davon ausgegangen, dass sich die Breiten der Zustände nicht unterscheiden und der Untergrund durch die Konstante  $k$  erfasst werden kann. Die Position

$$p_J = \mu - \Delta p_J \quad (5.65)$$

jeder einzelnen durch Gl. 5.61 beschriebenen Spalte wird durch den Impuls des Grundzustands  $\mu$  und die entsprechende Impulsdifferenz  $\Delta p_J$  des jeweiligen angeregten Zustands festgelegt, die über Gl. 5.46 mit der nach Ref. [103] als bekannt angenommenen Anregungsenergie bestimmt wurde.

In Abb. 5.19 ist die Anpassung im Signalbereich gezeigt. Die Zustände sind durch ihre

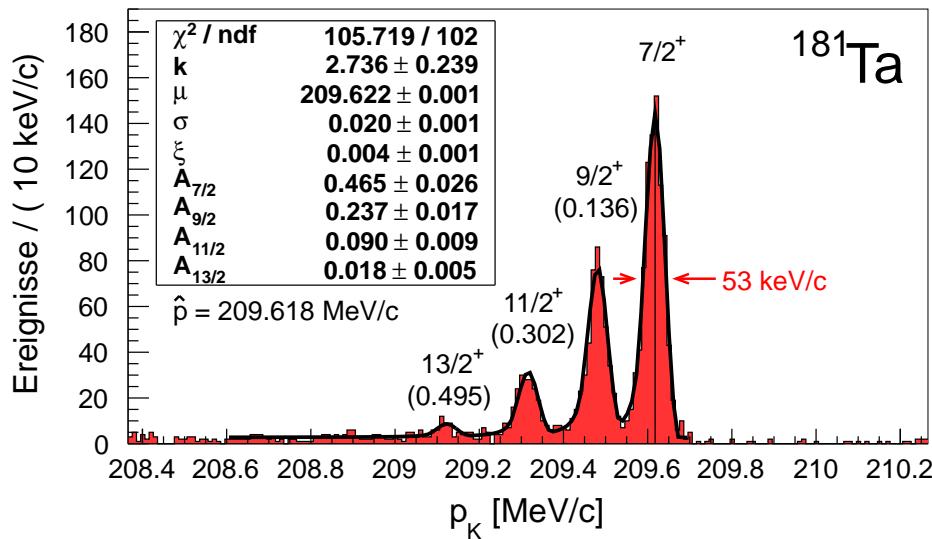


Abbildung 5.19: Ausschnitt des Impulsspektrums der an  $^{181}\text{Ta}$  gestreuten Elektronen. Die einzelnen Kernzustände sind über  $J^P(E_x)$ , mit der Anregungsenergie  $E_x$  in MeV, gekennzeichnet. Die Kurve entspricht einer Anpassung an die Daten im eingezeichneten Bereich. Die Position des Maximums  $\hat{p}$  ist zusätzlich gekennzeichnet.

Drehimpulsquantenzahl  $J$  und Parität  $P$  charakterisiert. Dank der hohen Auflösung lassen sich sowohl der  $7/2^+$  Grundzustand als auch drei angeregte Zustände unterscheiden, sie alle werden gut durch die Anpassungsfunktion wiedergegeben. Es handelt sich bei ihnen um die ersten Mitglieder der auf den deformierten Grundzustand von  $^{181}\text{Ta}$  aufbauenden Rotationsbande, welche hier durch die elektromagnetische Wechselwirkung angeregt wird. Die beobachteten Anregungsenergien stehen damit in guter Übereinstimmung zu Ergebnissen der Coulombanregung [103].

Die beobachtete Auflösung steht im Einklang mit den zuvor simulierten Daten, denen eine intrinsische Auflösung von  $2 \cdot 10^{-4}$  zugrunde liegt. Dieser Wert ist vergleichbar mit der ebenfalls an einem  $^{181}\text{Ta}$ -Target gemessenen Auflösung von  $1,6 \cdot 10^{-4}$  bei der Erprobung der Spektrometer [76]. Sie ist doppelt so hoch wie in den Messungen zur Kalibration des letzten Hyperkernexperiments [71], was sowohl durch die bessere Überwachung der Experimenteneinstellungen als auch einer genaueren Detektorkalibration oder den weitergehenden Korrekturen erreicht worden sein kann.

#### 5.4.6 Elektronenstreuung an $^{12}\text{C}$

Nachdem an  $^{181}\text{Ta}$  keine verwendbaren Daten mit SpekC gewonnen werden konnten, wurden die meisten Kalibrationsmessungen an  $^{12}\text{C}$  durchgeführt. So konnten mit beiden Spektrometern Daten bei acht verschiedenen Feldeinstellungen aufgenommen werden. Wegen des großen Rückwärtswinkels von SpekC ist die Statistik aber auch hier limitiert.

Eine der Messungen ist exemplarisch in Abb. 5.20 gezeigt. Aufgrund der unterschiedlichen Streuwinkel beider Spektrometer unterscheidet sich die Gewichtung der gemessenen Zustände und der Grundzustand ist mit SpekC nicht sichtbar. Die bekannten Zustände wurden Ref. [104] entnommen und ihre erwartete Position steht in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen beider Spektrometer.

In Abb. 5.21 ist eine Anpassungen an die Daten am Beispiel des ersten angeregten Zustands dargestellt. Im Fall von SpekA kann die Spitze gut durch die Funktion aus Gl. 5.61 erfasst werden. Für die Beschreibung bei SpekC wird auf Gl. 5.62 zurückgegriffen. Weiterhin ist bei SpekA die Statistik ausreichend, um auch die Position anderer Zustände genau bestimmen zu können, damit soll im Folgenden die Linearität der Impulsbestimmung entlang der Bildebene genauer untersucht werden.

#### 5.4.7 Diskussion der Streuexperimente

Die Impulskalibration soll durchgeführt werden, indem die Abweichung zwischen dem gemessenen und erwarteten Impuls der gestreuten Elektronen minimieren wird. Dazu wurde die Impulsdifferenz entsprechend der experimentellen Einstellungen und des untersuchten Kernzustandes bestimmt. Die nach der Streuung erwartete Elektronenergie wurde jeweils über Gl. 5.46 für die Zentralbahn berechnet. Dazu wurde die entsprechende Masse des Grundzustands von  $^{181}\text{Ta}$  [105] und der angeregten Zustände von  $^{12}\text{C}$  [104] verwendet. Durch den Vergleich zwischen den beiden Targets sollen die systematischen Unsicherheiten der Kalibrierung untersucht werden.

Um das Ergebnis mit der Kalibration des letzten Experiments in konsistenter Weise verglichen zu können, wurden die dafür verwendeten Daten der Kalibrationsstrahlzeit von Anfang 2014 erneut analysiert. Dabei führt die neu eingeführte Anpassung der Energieverlustkorrektur an die Simulation zu einer systematischen Verschiebung der Messwerte in Richtung höherer Impulse von 20 keV bei der Messung an Tantal und 36 – 48 keV bei den Zuständen des Kohlenstoffs. Die im Gegensatz zur jetzigen Strahlzeit größeren Beiträge werden durch die niedrigere Auflösung verursacht, weil unter anderem keine direkte Vakuumverbindung zu den Spektometern bestand.

Die in den einzelnen Messungen ermittelte Impulsabweichung ist in Abb. 5.22 entlang der Bildebene in Form der relativen Abweichung vom Referenzimpuls dargestellt. Dabei wurden

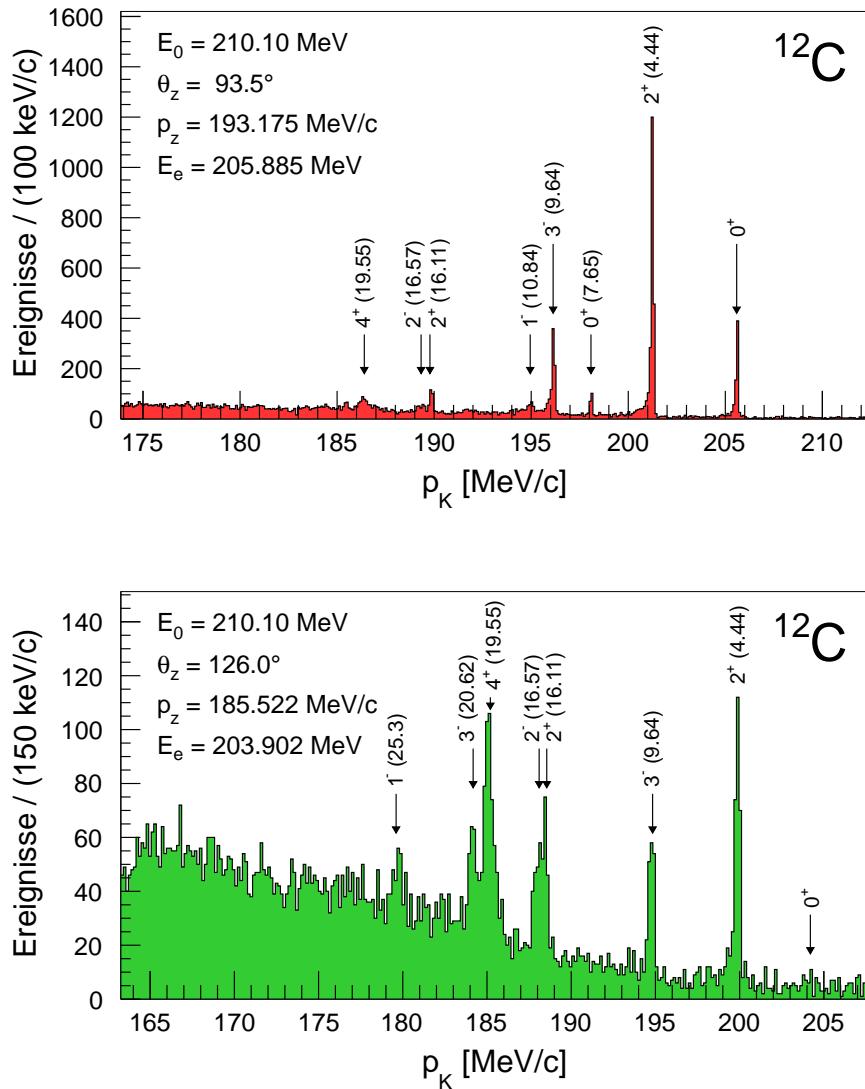


Abbildung 5.20: Impulsspektrum der an  $^{12}\text{C}$  gestreuten Elektronen, aufgenommen mit SpekA (oben) und SpekC (unten). Die Spitzen sind mit den angenommenen, entsprechenden Kernzuständen durch  $J^P(E_x)$ , mit Anregungsenergie  $E_x$  in MeV, markiert. Die Pfeile geben die erwartete Position an, wenn der  $2^+(4, 44)$  Zustand als Referenz verwendet wird.

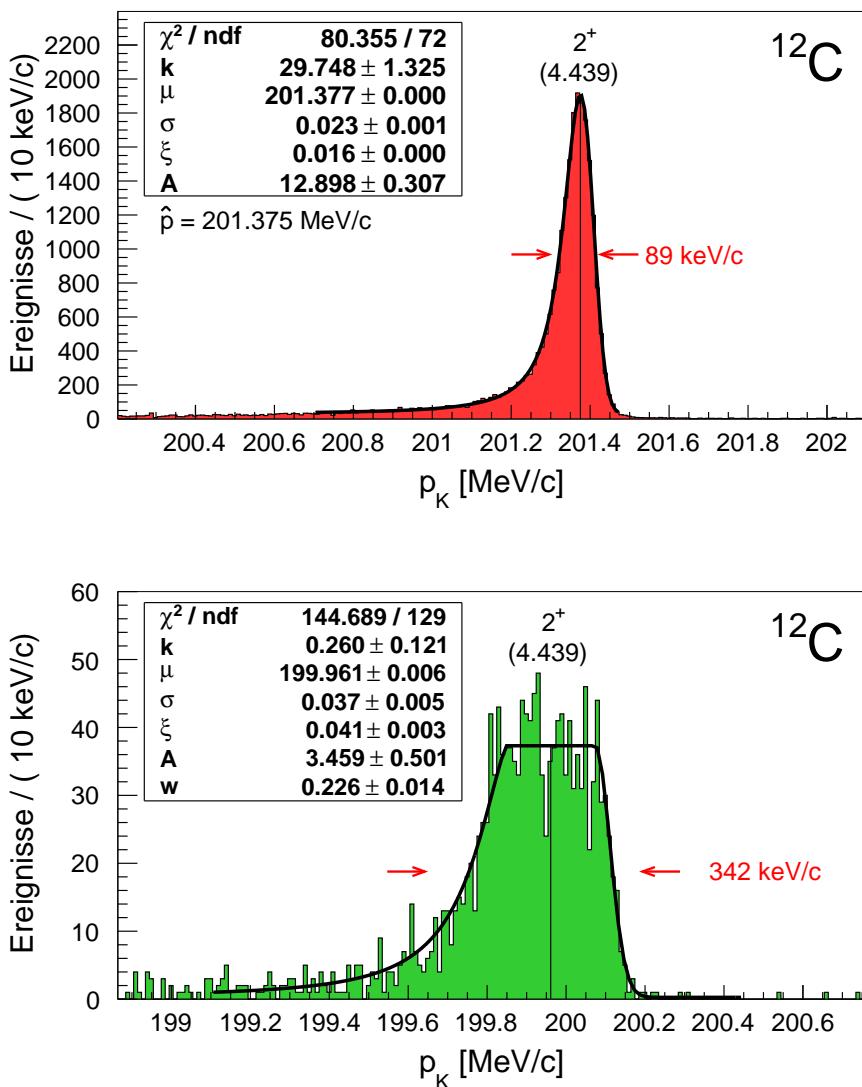


Abbildung 5.21: Ausschnitt des Impulsspektrums der am  $2^+(4,44)$  Zustand von  $^{12}\text{C}$  gestreuten Elektronen, aufgenommen mit SpekA (oben) und SpekC (unten). Die schwarzen Kurven stellen Anpassungen an die Daten dar, für SpekA (SpekC) ist die Position  $\hat{p}$  ( $\mu$ ) zusätzlich eingezeichnet.

die jeweiligen Zustände erfasst, wenn sich ihr Signal innerhalb der nominellen Akzeptanz des jeweiligen Spektrometers befindet. Dabei beobachtet man systematische Abweichungen sowohl zwischen den Messungen mit unterschiedlichem Target als auch zwischen den beiden Strahlzeiten. Weil beide Spektrometer bei der letzten Kalibration die gleiche Differenz zwischen den Targets aufwiesen, wurde angenommen, dass dies durch eine Veränderung der Strahlenergie hervorgerufen wurde, für die keine weiteren Kontrollmessungen durchgeführt wurden [71]. Durch die Bestimmung des Energieverlustes in der Simulation hat sich diese Diskrepanz nun etwa halbiert. Die neuen Daten wurden hingegen mit teils abwechselndem Target aufgenommen und die Strahlenergie wurde vier Mal während der Messpausen überprüft, wobei Werte im Bereich von 210,10 bis 210,18 MeV bei einem systematischen Fehler von  $\pm 160$  keV gemessen wurden. In den Berechnungen wurde stets der aktuellste Wert verwendet, trotzdem zeigt sich eine nahezu konstante Abweichung zwischen den Targets, allerdings mit umgekehrtem Vorzeichen im Vergleich zur letzten Strahlzeit.

Damit kann festgestellt werden, dass die erneut beobachtete systematische Diskrepanz von etwa 60 keV zwischen den Targets nicht auf zeitliche Schwankungen zurückzuführen ist. Dies könnte darauf hinweisen, dass eine Größe des experimentellen Aufbaus nicht mit der angestrebten Genauigkeit bestimmt werden konnte. Die genaue Ursache ließe sich jedoch nur durch weitere systematische Messungen studieren.

So ist nach Gl. 5.46 die Energie des gestreuten Elektrons abhängig vom Streuwinkel, dieser Effekt wird bei Tantal durch dessen hohe Masse unterdrückt und trägt dabei nur wenige keV bei, im Falle von Kohlenstoff erwartet man hingegen in einem Bereich von  $\pm 1^\circ$  einen Unterschied von  $\pm 65$  keV. Der Streuwinkel setzt sich aus dem Strahl- und dem Spektrometerwinkel zusammen. Ersterer wird durch den Betrieb mit Magnetschikane nur durch zwei Strahlmomitore vor dem Target festgelegt, was zu einer relativ großen Ungenauigkeit von  $0,1^\circ$  führt, auch bei der Kontrolle der Winkelbestimmung von SpekC konnte ein vergleichbarer systematischer Fehler gefunden und inzwischen korrigiert werden. SpekA muss in dieser Hinsicht noch untersucht werden, bei einer absoluten Unsicherheit von  $0,2^\circ$  führt dies zu einem systematischen Fehler von 13 keV für die Kohlenstoffmessungen. Dies ließe sich durch eine Messung bei verschiedenen Spektrometerwinkeln überprüfen. Ein Strahlversatz hingegen würde sich entgegengesetzt auf die Messung mit SpekA und SpekC auswirken, weil diese auf unterschiedlichen Seiten zum Strahl liegen. Dazu sind jedoch verwertbare Messungen mit unterschiedlichen Targets für beide Spektrometer notwendig.

Weiterhin wird für die Energieverlustkorrektur der differentielle Energieverlust aus Gl. 5.52 mit der effektiven Massenbelegung des Targets multipliziert. Die absolute Massenbelegung ist durch Wiegen und Ausmessen der Fläche auf genauer als 1% bekannt, für das relativ dicke Kohlenstofftarget konnte der Wert durch eine Messung der Dicke und unter Verwendung der Materialdichte im Rahmen dessen bestätigt werden. Die effektive Massenbelegung hängt von dem Winkel ab, unter dem das Spektrometer auf das Target sieht. Das Target wurde zunächst mit Theodoliten unter  $0^\circ$  eingemessen und dann anhand einer Winkelskala auf  $17^\circ$  gedreht, der Fehler sollte damit weniger als  $0,1^\circ$  betragen. Für den Spektrometerwinkel gilt das selbe wie im vorherigen Abschnitt. Bei einem gesamten Energieverlust im Kohlenstofftarget von etwa 180 keV führt dies zu einem systematischen Fehler von lediglich 2 keV. Für Tantal ist dieser Effekt bei einem Gesamtenergieverlust von 11 keV entsprechend vernachlässigbar.

Die beobachtete Diskrepanz zwischen den Messungen mit Tantal und Kohlenstoff ließe sich damit nur teilweise erklären. Es scheint also, dass einer der Effekte derzeit unterschätzt wird. Allerdings zeigt die Fehlerbetrachtung auch, dass die Auswirkungen auf die Tantaldaten in

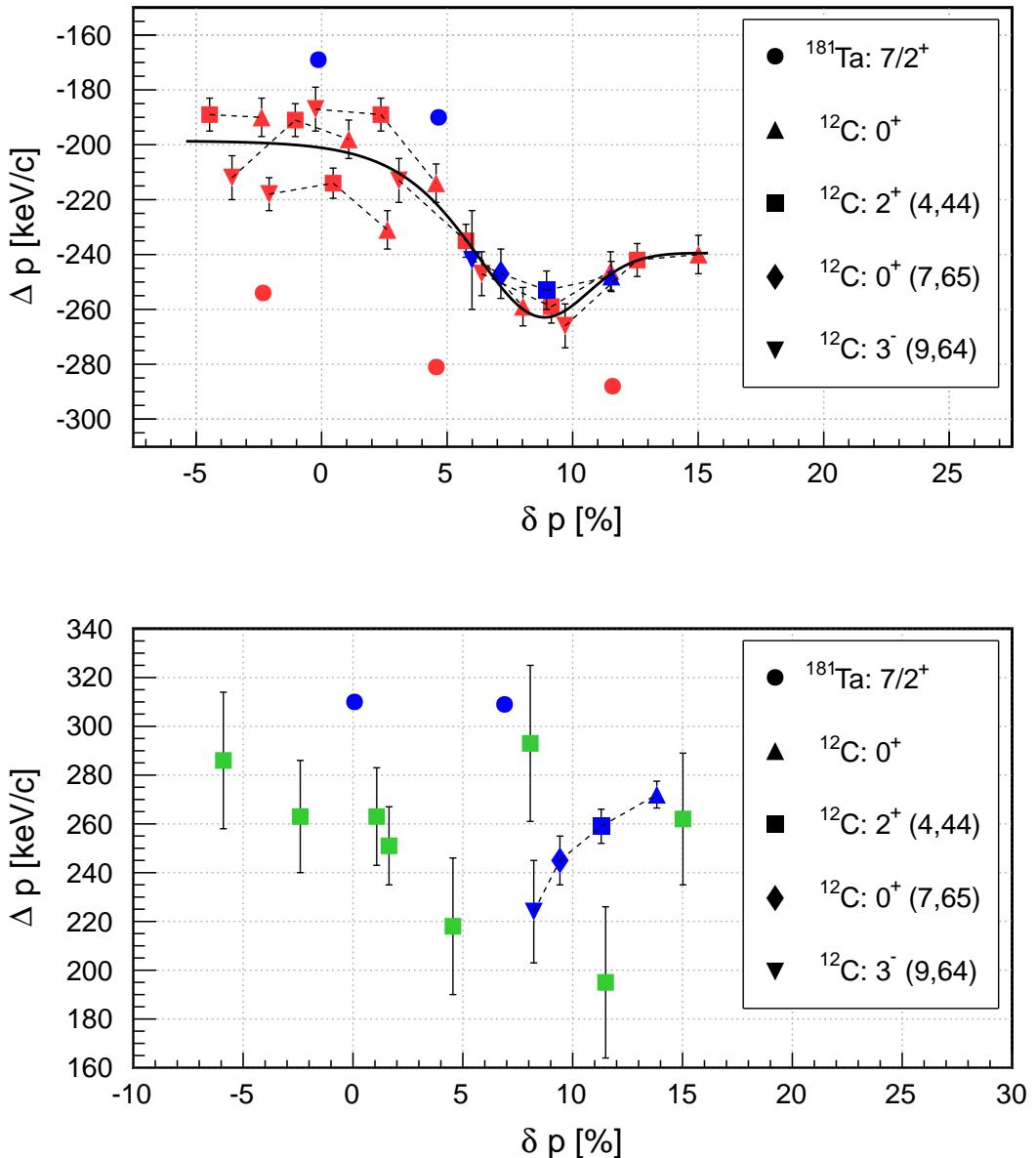


Abbildung 5.22: Ermittelte Abweichung  $\Delta p$  zwischen dem gemessenen und erwarteten Impuls des gestreuten Elektrons aufgetragen gegen die Impulsablage  $\delta p$  für SpekA (oben) und SpekC (unten). Die blau gekennzeichneten Zustände wurden aus den Daten der letzten Kalibrationsstrahlzeit bestimmt. Zustände aus der selben Messung sind durch eine gestrichelte Linie verbunden. Die Fehlerbalken geben den Fehler aus der Anpassung an die Daten und die Energieverlustkorrektur wieder. Im Fall von Tantal sind sie kleiner als die Datenpunkt. Die durchgezogene Kurve stellt eine empirische Anpassung an die neuen Kohlenstoffdaten dar.

allen Fällen praktisch vernachlässigbar sind. Aus diesem Grund wird zur Kalibration generell ein Tantaltarget verwendet.

Anhand der Kohlenstoffmessungen lässt sich jedoch ein bislang unbekannter Effekt beobachten. Aufgetragen gegen die Impulsablage zeigt sich für alle Messungen mit unterschiedlicher Magnetfeldstärke als auch für die jeweiligen Zustände der einzelnen Messungen ein einheitlicher Verlauf. Dies bedeutet, dass für Teilchen mit dem selben Impuls, abhängig davon an welcher Stelle der Bildebene des Spektrometers sie registriert werden, unterschiedliche Impulse in einem Bereich von etwa  $\pm 30 \text{ keV}/c$  gemessen werden. Da sich dies nicht im Rahmen der statistischen Fehler erklären lässt, muss es sich dabei um einen magnetoptischen Effekt handeln, der nicht vollständig durch die Transfermatrix korrigiert wird. Weil es sich bei der Messung der Zerfallspionen aus dem Hyperkernzerfall um monoenergetische Teilchen handelt, die an einer festen Stelle nachgewiesen werden, würde dies somit zu einem systematischen Fehler führen.

Weil bisher nie eine Auflösung unterhalb des Fehlers der Strahlenergie von MAMI angestrebt wurde, sind Effekte von etwa 60 keV, wie sie hier beobachtet werden, bislang vernachlässigt worden. Es zeigt jedoch, dass die Auflösung der Spektrometer ausreichend ist, um eine Kalibration auf dem Niveau von 10 keV diskutieren zu können. Damit könnte die absolute Kalibrationsunsicherheit, die bei der Bestimmung der Separationsenergie der Hyperkerne entscheidend ist und die derzeit durch den Fehler der Strahlenergie dominiert wird, in Zukunft mit einer präziseren Messung der Strahlenergie maßgeblich gesenkt werden.

#### 5.4.8 Kalibrierung des Absolutimpulses

Da die vorhandenen Daten nicht für eine vollständige Neubestimmung der Transfermatrizen geeignet sind, soll hier der bislang ermittelte Zentralimpuls mit einem zusätzlichen Kalibrationsfaktor skaliert werden, sodass die Messwerte im Mittel mit den Erwartungen übereinstimmen. Die dafür in Betracht kommenden Messungen am Tantaltarget sind farblich in Abb. 5.23 gekennzeichnet. Weil außer der Strahlenergie keine experimentelle Einstellung maßgeblichen Einfluss auf die Tantalmessungen nimmt, wird davon ausgegangen, dass die beiden Strahlzeiten im Rahmen der Unsicherheit der Strahlenergie von 160 keV übereinstimmen. Diese Abweichung kann schon allein dadurch zustande gekommen sein, dass während der letzten Messung mit 195 MeV Strahlenergie eine andere Einstellung des Beschleunigers genutzt wurde als bei der neuen mit 210 MeV, bei welcher der minimale Fehler der Strahlenergie noch garantiert ist. Um zu einer konsistenten Kalibration beider Spektrometer zu gelangen, werden deswegen die alten Daten anhand von SpekA an die neuen angepasst. Dazu muss angenommen werden, dass die Strahlenergie damals um 85 keV höher lag als angegeben. Dadurch verschieben sich alle Datenpunkte der alten Messung.

Zusätzlich ist in Abb. 5.23 die Kurve die durch Anpassung an die Kohlenstoffdaten von SpekA gewonnen wurde eingezeichnet, um feststellen zu können, ob ihr Verlauf mit den Tantalmessungen vereinbar ist. Dazu wurde sie um 50 keV verschoben, im Rahmen der begrenzten Zahl der Messungen scheinen die Daten diesen Verlauf wieder zu geben. Für die beobachteten Zerfallspionen ist bei SpekA in diesem Experiment ausschließlich die  $\delta p = 13\%$  entsprechende Stelle relevant, sodass für die Kalibration nur der Wert des nahegelegenen Punkts verwendet, der praktisch mit der vorhersage der Kurve übereinstimmt. Für SpekC unterscheiden sich die zwei Tantalwerte praktisch nicht, weshalb das arithmetische Mittel verwendet wird. Die Kohlenstoffdaten weisen zwar darauf hin, dass ebenfalls eine durch Aberration hervorgerufene

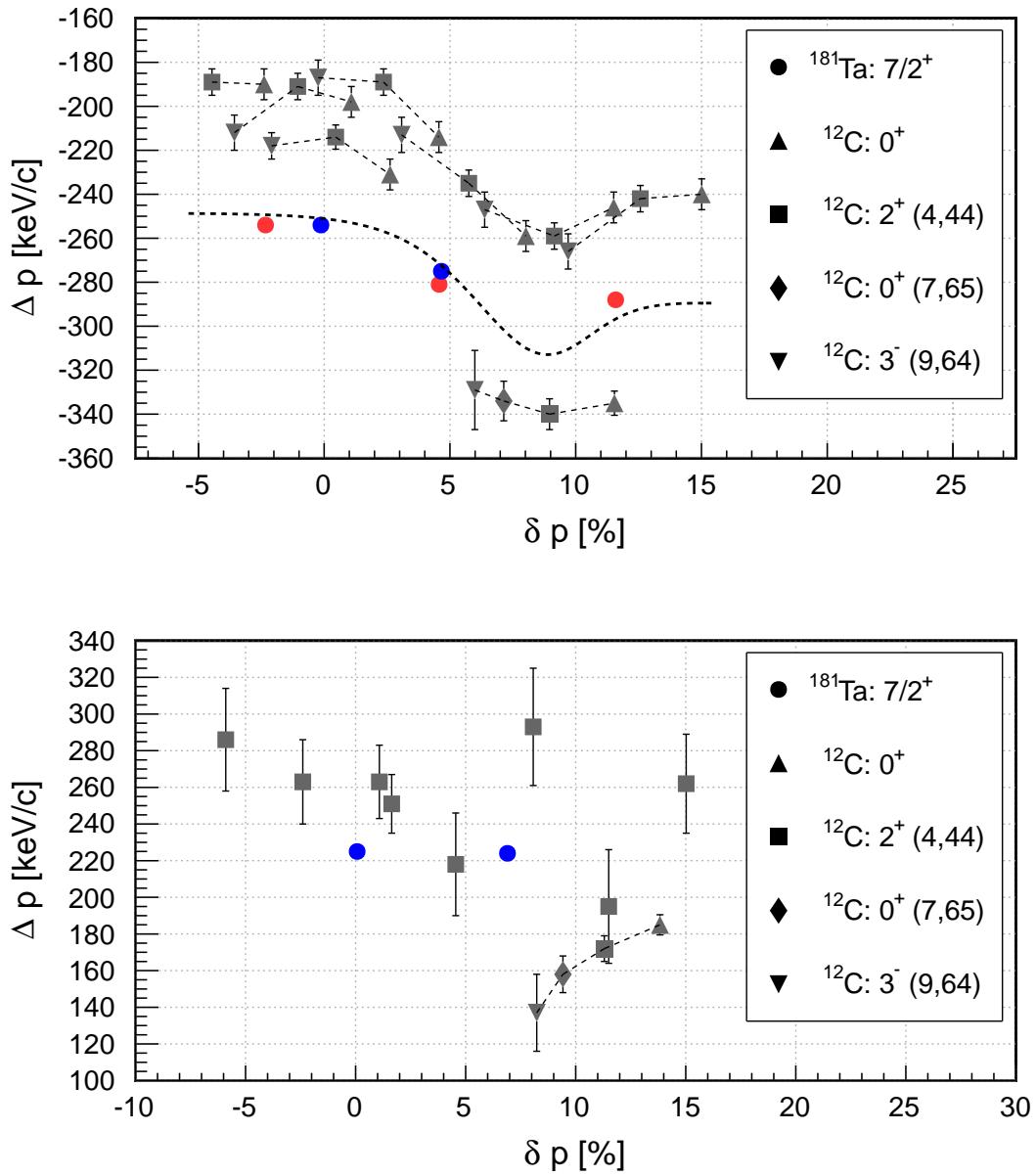


Abbildung 5.23: Abweichung von gemessenem zu erwartetem Impuls  $\Delta p$  des gestreuten Elektrons aufgetragen gegen die Impulsablage  $\delta p$  für SpekA (oben) und SpekC (unten). Die roten Punkte sind Messungen an Tantal der neuen und die blauen der vorhergegangenen Strahlzeit. Messungen mit Kohlenstoff sind grau dargestellt und die Zustände der selben Messung werden durch eine gestrichelte Linie verbunden. Die Fehlerbalken stellen den Fehler aus der Anpassung an die Daten und die Energieverlustkorrektur dar. Bei Tantal sind sie kleiner als die Datenpunkte. Die Form der gestrichelten Kurve entspricht der empirischen Anpassung an die Kohlenstoffdaten.

Kurve vorliegt, allerdings kann diese nicht extrahiert werden.

Anhand dieser Tantaldaten wurden die Korrekturfaktoren

$$k = \frac{p_0}{p_{\text{ex}}} \quad (5.66)$$

ermittelt, dabei bezeichnet  $p_0$  den berechneten und  $p_{\text{ex}}$  den korrigierten gemessenen Impuls. Dies führt zu

$$k_A = 1,00137 (5)_{\text{stat.}} (76)_{\text{str.}} \quad (5.67)$$

$$k_C = 0,99885 (5)_{\text{stat.}} (82)_{\text{str.}} (5)_{\text{mag.}} (15)_{\text{abb.}} \quad (5.68)$$

für die beiden Spektrometer. Die im Folgenden dargestellten Impulsmessungen sind mit Hilfe dieser Faktoren kalibriert. Den aufgelisteten Fehlern wurde der Reihenfolge nach die statistische Unsicherheit des gemessenen Impulses von  $10 \text{ keV}/c$  und die  $160 \text{ keV}$  Energieunsicherheit des Strahls zur Berechnung des erwarteten Impulses zugrunde gelegt. Hinzu kommen für SpekC eine  $10 \text{ keV}/c$  Unsicherheit durch die in der alten Strahlzeit noch nicht dauerhaft überwachte Magnetfeldstärke sowie eine mögliche Aberration von  $30 \text{ keV}/c$ . Fehler unterhalb von  $5 \text{ keV}$  wurden als nicht signifikant bestimmbar vernachlässigt. Die auf diese Weise bestimmte absolute Genauigkeit der Impulskalibration liegt damit derzeit bei etwa einem Promille und wird hauptsächlich durch die systematische Unsicherheit der Strahlenergie verursacht.



# Kapitel 6

---

## Auswertung

---

### 6.1 Teilchenidentifikation

#### 6.1.1 Kaonmarkierung

Durch die Markierung der Kaonen mit Hilfe von KAOS sollen die Ereignisse ausgewählt werden, bei denen Strangeness produziert wurde, eine notwendige Voraussetzung für die Bildung von Hyperkernen. Dabei macht man sich die charakteristische Signatur zunutze, die ein Kaon hinterlässt, wenn es die Detektoren durchquert. Für jede Spur eines Teilchens durch das Detektorsystem werden dazu die Geschwindigkeit und der spezifische Energieverlust durch das Flugzeitssystem sowie die Lichtausbeute in den Tscherenkowdetektoren bestimmt. Anhand dieser Größen sollen die Kaonen von dem dominanten Untergrund aus Pionen und Protonen im Spektrometer getrennt werden.

#### Messgrößen

Die Geschwindigkeit  $v$  eines Teilchens lässt sich aus der Differenz der Zeitmessung  $\Delta t$  zwischen den Flugzeitwänden und der rekonstruierten Flugstrecke  $L$  bestimmen. Für die Teilchenauswahl wird die zu  $v$  inverse Größe

$$\Delta t_{1m} = 3,33 \text{ ns} \frac{1}{\beta} \quad (6.1)$$

mit  $\beta = v/c$  der auf die Lichtgeschwindigkeit bezogenen Geschwindigkeit verwendet. Sie entspricht der Zeit, die das Teilchen im Laborsystem benötigt, um eine Strecke von einem Meter zurückzulegen. Sie wird über

$$\Delta t_{1m} = \frac{\Delta t_{\text{GH}} + \Delta t_{\text{IH}}}{2} \quad (6.2)$$

aus den zwei teilweise unabhängige Zeitdifferenzen

$$\Delta t_{\text{GH}} = (t_{\text{G}} - t_{\text{H}}) \frac{1 \text{ m}}{L_{\text{GH}}} \quad (6.3)$$

$$\Delta t_{\text{IH}} = (t_{\text{I}} - t_{\text{H}}) \frac{1 \text{ m}}{L_{\text{IH}}} \quad (6.4)$$

mit den längsten Wegstrecken bestimmt. Da sie linear mit der Zeitmessung zusammenhängt, vereinfacht sich ihre Interpretation als Schnittgröße.

Zusätzlich wird von jeder Flugzeitwand der spezifische Energieverlust

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\Delta E}{l} \quad (6.5)$$

aus dem gesamten Energieverlust  $\Delta E$  entlang der Spur der Länge  $l$  im Szintillator ermittelt. Wenn dabei die Kante eines Segments getroffen wurde, wird der Energieverlust im benachbarten Segment hinzugezählt.

Die Lichtausbeute der Tscherenkovdetektoren wird als Summe von oberem und unterem Kanal des getroffenen Segments bestimmt. Bei AC1 wird zusätzlich zwischen Treffern in der oberen und unteren Detektorhälfte unterschieden, weil die Segmente bei diesem in der Mitte durch Spiegel getrennt sind. Deshalb wird nur im Bereich von  $\pm 100$  mm um die Mitte herum die Summe gebildet und außerhalb davon die Lichtausbeute des einzelnen Kanals verwendet.

### Schnittdefinition

Für jede der sechs Messgrößen  $i$  wird eine neue Schnittgröße

$$\kappa_i = \frac{x_i - y_i(p)}{\delta_i} \quad (6.6)$$

eingeführt, mit dem entsprechenden Messwert  $x_i$ , dem im Allgemeinen vom Impuls  $p$  abhängigen Erwartungswert  $y_i$  und dem Gewicht  $1/\delta_i$ . Über sie kann die Abweichung vom Erwartungswert mit der Auflösung der Messung ins Verhältnis gesetzt werden. Hierbei bietet es sich an, die aus unabhängigen Messungen stammenden Größen zu kombinieren, sodass sich die statistischen Schwankungen im Mittel reduzieren. Dazu werden sie quadratisch addiert als

$$\kappa^2 = \kappa_t^2 + \kappa_G^2 + \kappa_I^2 + \kappa_H^2 + \kappa_{AC1}^2 + \kappa_{AC2}^2 \quad (6.7)$$

zusammengefasst. Hierbei tritt die Flugzeit ( $\kappa_t^2$ ) einfach auf, während Energieverlust ( $\kappa_G^2$ ,  $\kappa_I^2$ ,  $\kappa_H^2$ ) dreifach und die Ausbeute an Tscherenkovlicht ( $\kappa_{AC1}^2$ ,  $\kappa_{AC2}^2$ ) doppelt vorkommen. Damit muss über  $\delta_i$  zusätzlich eine angemessene Gewichtung für die Terme untereinander gefunden werden. Dann kann der Kaonschnitt über eine Schwelle für  $\kappa^2$  festgelegt werden, unterhalb derer ein Ereignis als kaonartig akzeptiert und darüber verworfen wird.

Es gilt somit die sechs Funktionen für die Erwartungswerte und zugehörigen Gewichtungsfaktoren zu bestimmen. Als Startwerte konnten die Parameter des Vorgängerexperiments genutzt werden, mit deren Hilfe sich bereits eine Signatur von Kaonen beobachten lässt. Wegen des unterschiedlichen Verfahrens zur Detektorkalibration ist ein Versatz des Erwartungswerts jedoch nicht auszuschließen, gleichzeitig konnte etwa die Flugzeitauflösung noch einmal deutlich gesteigert werden, sodass die Ausgangswerte nicht als optimal anzusehen sind.

### Bestimmung der Erwartungswerte

Um den Erwartungswert aus den Daten zu ermitteln, wurde jede Größe unter einem provisorischen Kaonschnitt betrachtet, bei welchem ihr jeweiliger Beitrag  $\kappa_i = 0$  gesetzt ist. Aufgetragen gegen die Segmentnummer zeigt sich dabei ein Band, das gut durch die in Abb. 6.1 gezeigten Polynome zweiten Grades beschrieben werden kann. Die Abweichungen zum Ausgangsschnitt sind dabei gering, sodass die Kalibration als konsistent mit dem Verfahren des letzten Experiments betrachtet werden kann. Die eingezeichneten Schnittbreiten wurden an dieser Stelle per Hand gewählt und dienen als Ausgangspunkt für die systematischen Untersuchungen im nächsten Abschnitt.

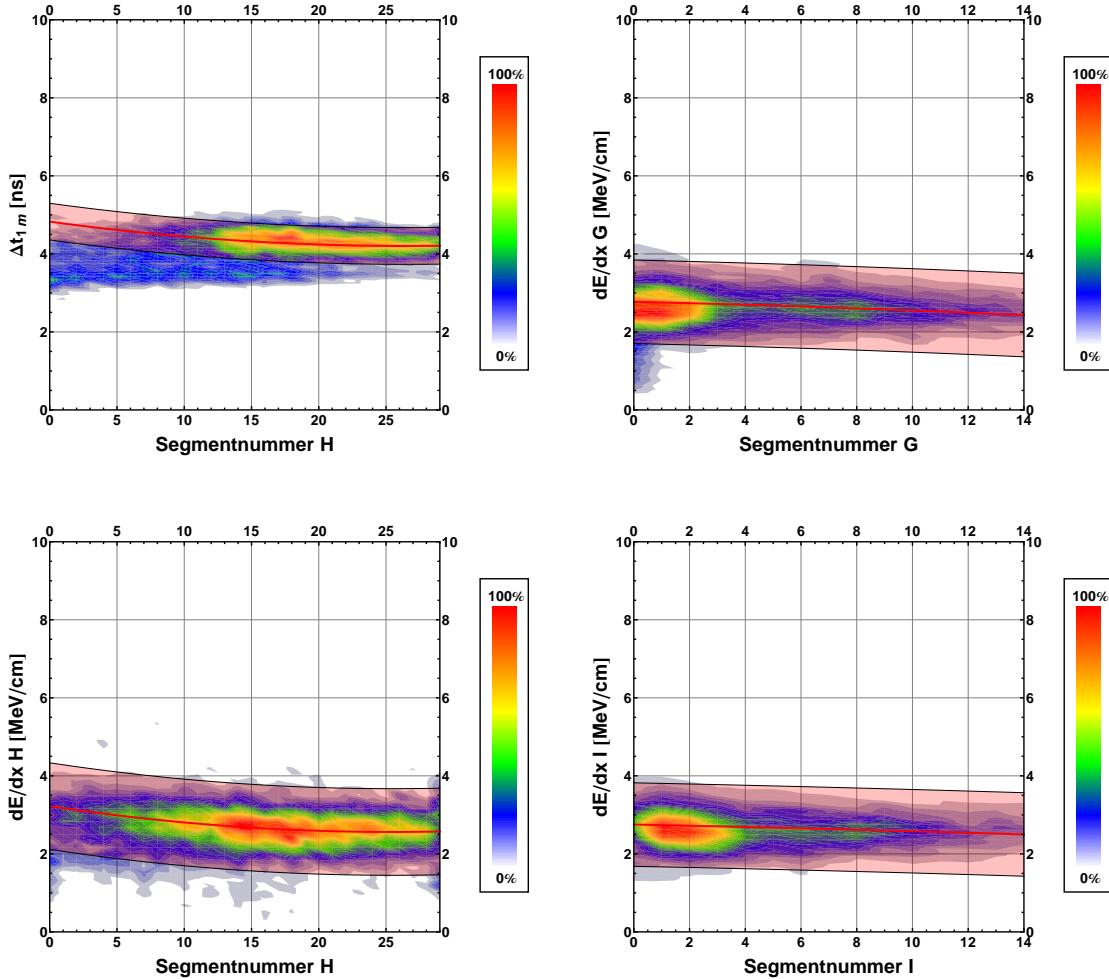


Abbildung 6.1: Dargestellt sind die Flugzeit  $\Delta t_{1m}$  und der spezifische Energieverlust  $dE/dx$  gegen die Segmentnummer der Szintillatorwand, in der die Messung erfolgte. Verwendet wird ein vorläufiger Kaonschnitt, bei dem jeweils auf die gezeigte Größe nicht geschnitten wird. Die Kurven stellen den daraus bestimmten Verlauf des Erwartungswerts für das Ansprechverhalten des Detektorsystems auf Kaonen dar. Der schattierte Bereich gibt die vorläufig gewählte Schnittbreite wieder.

Die Impulsbestimmung in KAOS durch die Segmentierung des Flugzeitsystems nutzt die Korrelation zwischen Impuls und getroffener Segmentnummer aus. Aufgrund der beschränkten Auflösung ergibt sich jedoch keine verbesserte Trennung zwischen den Teilchensorten, wenn man die Messgrößen gegen den Impuls anstatt der Segmentnummer aufträgt. Aus diesem Grund wurde die Darstellung des Erwartungswerts als Funktion der Segmentnummer beibehalten.

### Bestimmung der Schnittgewichte

Ziel der Kaonmarkierung ist es nicht eine eindeutige Identifizierung der Kaonen zu liefern, sondern eine möglichst gute Auswahl der Ereignisse zu treffen, die zur Erzeugung von Hyperkernen geführt haben können. Der einzige Fall, durch den die Hyperkerne im Experiment nachgewiesen werden können, ist die Beobachtung ihres Zerfalls durch den Nachweis des Zerfallspions. Die Schnitte sollen deswegen anhand der Signifikanz beurteilt werden, mit der die Zerfallspioni von  ${}^4\text{H}$  mit SpekA und SpekC bestimmt werden können. Damit sollen die teils gegensätzlichen Ziele eines maximalen Signals bei minimalem Untergrund berücksichtigt werden. Darüber hinaus soll untersucht werden, inwieweit ein Schnitt überhaupt als optimal betrachtet werden kann, wenn dabei die beobachtete Anzahl an Zerfallspionen optimiert wird.

Dazu wird aus der Anzahl der Signalereignisse  $s$  über dem mittleren Untergrund  $u$  im Impulsspektrum der Zerfallspioni der Z-Wert

$$Z_{sb} = \frac{s}{\sqrt{u}} \quad (6.8)$$

berechnet [106]. Hierbei geht man davon aus, dass die Anzahl der nachgewiesenen Signalergebnisse einer Normalverteilung um den Mittelwert  $\mu_s$  folgt. Dann lässt sich die Varianz unter Annahme der Nullhypothese  $\mu_s = 0$  durch  $u$  abschätzen [106]. In diesem Fall gibt der Z-Wert die Wahrscheinlichkeit, auch p-Wert genannt, in Einheiten der Standardabweichung wieder, ein Ergebnis zu erhalten, bei dem mindestens  $s$  Ereignisse über dem Untergrund gemessen werden. Weil die Unsicherheit von  $u$ , die aus der Poisson-Verteilung des Untergrunds folgt, an dieser Stelle unbeachtet bleibt, überschätzt dieser Z-Wert die wahre Signifikanz deutlich. Solange  $s$  jedoch um weniger als eine Größenordnung variiert, gibt er zumindest ihren relativen Verlauf gut wieder und eignet sich damit zur Auswahl der Schnittbedingungen [106].

Die Ermittlung von Signal und Untergrund erfolgt aus den Impulsspektren der Zerfallspioni, die in Abschnitt 6.2.2 vorgestellt werden. Dabei wird die Klassenbreite so hoch gewählt, dass das Signal praktisch vollständig in einer einzelnen Klasse liegt, welche damit die größte Anzahl von Einträgen  $N$  aller Klassen aufweist. Durch Abzählen und Mittelung kann dann der Untergrund um die Spitze herum und folglich der Signalbeitrag  $s = N - u$  berechnet werden.

Um systematische Effekte bei der Veränderung der Gewichtungsfaktoren des Schnitts bestimmen zu können, werden diese schrittweise variiert. Wird dies für jede Größe einzeln durchgeführt, können dadurch keine Korrelationen erfasst werden und die ermittelten Werte würden womöglich nur lokalen Maxima entsprechen. Deswegen werden sie gleichzeitig in einem Bereich von  $n$  diskreten Schritten variiert, woraus sich  $6^n$  Kombinationen ergäben, für welche die Histogramme der Zerfallspioni erzeugt und ausgewertet werden müssen. Damit sich dies mit vertretbarem Aufwand bewältigen lässt, wurde die Lichtausbeute der Tscherenkowdetektoren jedoch getrennt untersucht, sodass im ersten Schritt nur noch  $4^n$  und im zweiten  $2^n$  Schnitte

zu untersuchen sind. Dies ist gerechtfertigt, da die Kaonen unterhalb der Tscherenkowschwelle liegen und kein Licht erzeugen können. Eine versteckte Korrelation mit dem Impuls der Kaonen ist dadurch nicht möglich.

Die Variation der maximalen Schnittbreite ist in Abb. 6.2 ( $\delta_G$ ,  $\delta_I$ ,  $\delta_H$ ,  $\delta_t$ ) und in Abb. 6.3 ( $\delta_{AC1}$ ,  $\delta_{AC2}$ ) dargestellt. Aufgrund der Anordnung der Schnitte ergibt sich ein scheinbar periodischer Verlauf. Dabei wird beginnend mit den weitesten Schnittbreiten bei jedem Schritt einer der Werte etwas enger gewählt. Sobald dieser beim niedrigsten Wert angekommen ist, wird er im nächsten Schritt auf den Maximalwert zurückgesetzt und die nächste Größe wird um einen Schritt reduziert. Dadurch unterscheiden sich Schnitte, die gerade um eine Potenz mit der Schrittzahl als Basis von einander entfernt sind, nur um einen einzigen Schritt. Weil der spätere Schnitt stets der engere ist, ergibt sich ein tendenzieller Abfall für Signal und Untergrund im Pionspektrum.

Bezüglich der Signifikanz ist festzustellen, dass sich trotz der simultanen Veränderung der Schnittbreiten im Bereich von 20 – 50 % der einzelnen Größen kein ausgeprägtes Maximum zeigt. Einbrüche entstehen lokal, wenn alle Schnitte sehr eng gewählt sind, wodurch Teile des Signals verloren gehen, oder zu weit sind, sodass der Untergrund überproportional ansteigt. Die Einhüllende der lokalen Maxima zeigt sich absolut gesehen weitgehend unabhängig vom Kaonschnitt. Trotzdem zeigen sich qualitative Unterschiede bei der Betrachtung von SpekA und SpekC, dies ist ein Hinweis auf ein abweichendes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der beiden Spektrometer, da hier allein auf Messgrößen von KAOS geschnitten wird. Bei sehr engen Schnitten wird die Trennung zwischen Signal und Untergrund im Spektrum zunehmend erschwert, sodass bei den letzten Schnitten Artefakte in Form von Sprüngen oder Kanten entstehen, die vom allgemeinen Trend unabhängig sind.

Gewählt wurden die Schnittbreiten  $\delta_t = 0,47 \text{ ns}$ ,  $\delta_G = 1,07 \text{ MeV/cm}$ ,  $\delta_I = 1,07 \text{ MeV/cm}$ ,  $\delta_H = 1,11 \text{ MeV/cm}$ ,  $\delta_{AC1} = 5,2 \text{ Photoelektronen}$  und  $\delta_{AC2} = 3,7 \text{ Photoelektronen}$ . Da die absoluten Unterschiede in der Signifikanz der lokalen Maxima sehr gering sind, wurde dazu nicht nach dem globalen Maximum gesucht. Stattdessen wurden die Schnittbreiten so eng gewählt, dass der Schnitt für beide Spektrometer noch eine zuverlässige Trennung zwischen Signal und Untergrund erlaubt. Er liegt damit in jeder Größe um mehr als einen Schritt von dem Bereich entfernt, der von Fluktuationen verfälscht wird. Zudem wurde auf eine konsistente relative Gewichtung Wert gelegt, gerade beim spezifischen Energieverlust erscheint eine Differenzierung zwischen baugleichen Wänden mit gleich guter Leistung unbegründet.

Der endgültige Kaonschnitt kann nun über

$$\kappa^2 < X_\kappa \quad (6.9)$$

mit der oberen Schranke  $X_\kappa$  festgelegt werden. Dadurch nehmen die einzelnen Schnittbreiten, im Sinne einer maximal erlaubten Abweichung, den Wert  $\delta_i \cdot \sqrt{X_\kappa}$  an. Für Koinzidenzen mit SpekA wird  $X_\kappa = 1.133$  und für SpekC  $X_\kappa = 0.945$  verwendet, die Auswahl dieser Werte und ihr Einfluss auf die Resultate dieser Arbeit wird in Abschnitt 6.2.5 systematisch untersucht.

### 6.1.2 Koinzidenzzeitkorrektur

Die Koinzidenzzeit wird aus der Zeitdifferenz zwischen der Messung eines Teilchen in der ToF-Ebene von SpekA beziehungsweise SpekC und der Wand G in KAOS bestimmt. Sie entspricht der Flugzeitdifferenz der nachgewiesenen Teilchen vom Target bis zum Ort der Messung. Da

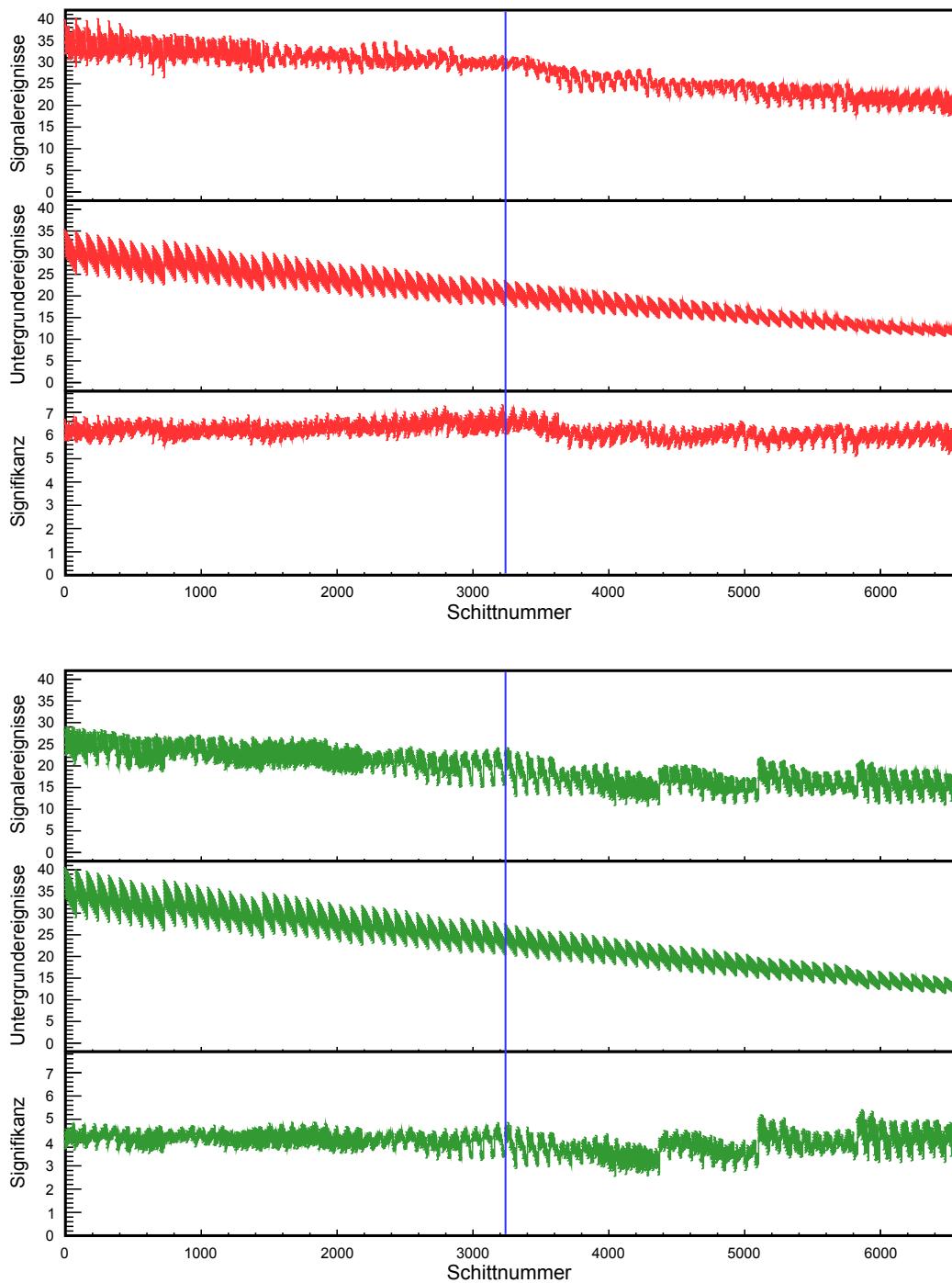


Abbildung 6.2: Verlauf von Signal, Untergrund und Signifikanz, dargestellt durch den Z-Wert, (von oben nach unten) der Zerfallspionen von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  im Impulsspektrum von SpekA (rot) und SpekC (grün) aufgetragen gegen die Schnittnummer. In jedem Schritt wird die Schnittbreite von Flugzeit oder spezifischem Energieverlust variiert. Die jeweils 9 Schritte entsprechen etwa  $\pm 40\%$  beziehungsweise  $\pm 20\%$  der Startwerte. Der ausgewählte Schnitt ist durch die blaue Linie markiert.

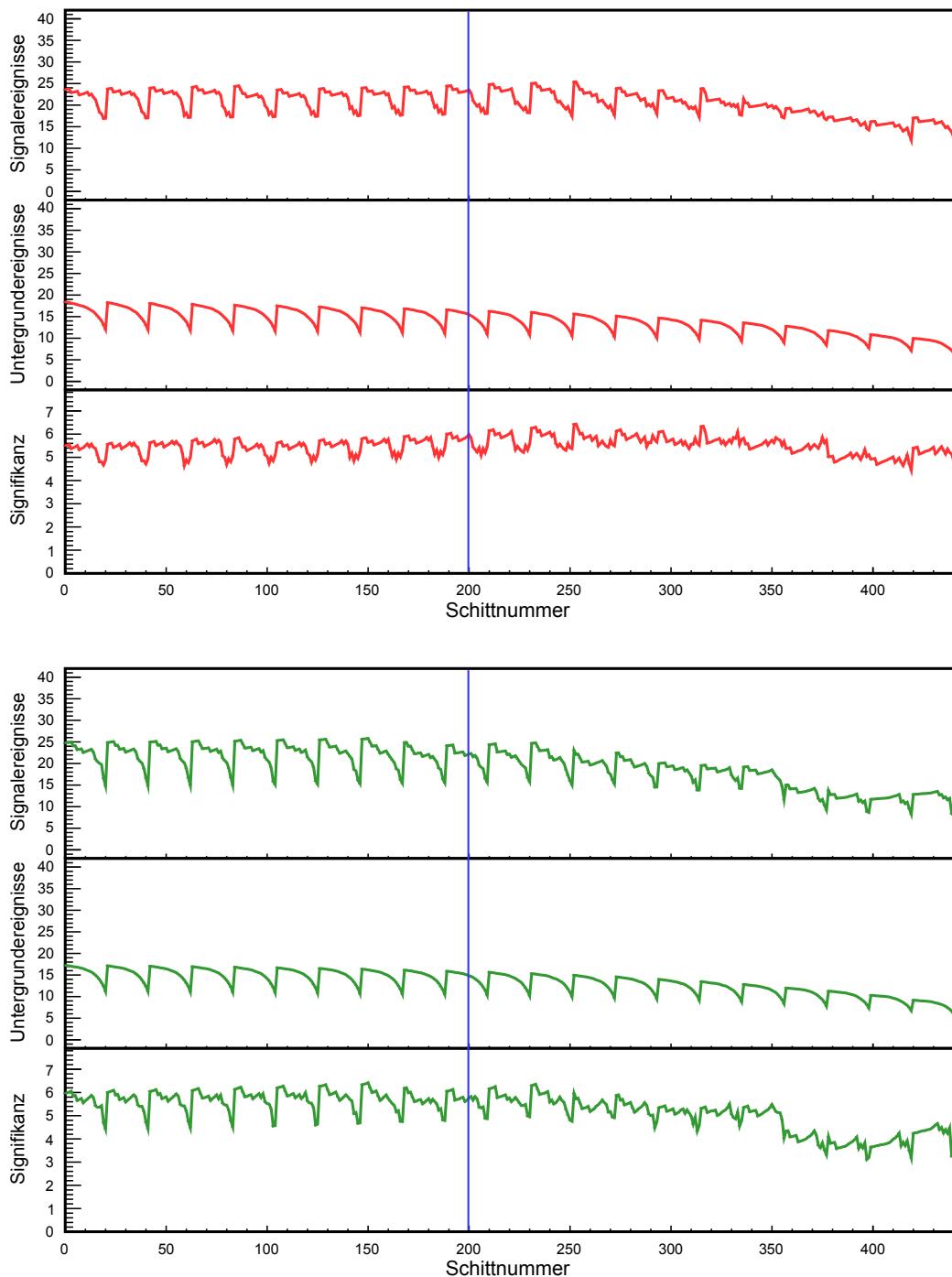


Abbildung 6.3: Darstellung des Signals, Untergrunds und der Signifikanz, ausgedrückt durch den Z-Wert, (von oben nach unten) der Zerfallsspitzen von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  im Impulsspektrum von SpekA (rot) und SpekC (grün) in Abhängigkeit der Schnittnummer. Dabei wird die Schnittbreite der Lichtausbeute der Tscherenkowdetektoren in jeweils 21 Schritten variiert. Dies entspricht  $\pm 75\%$  der Werte im Zentrum. Die blaue Linie zeigt den gewählten Schnitt an.

die Impulse und Flugstrecken bestimmt werden, lässt sich aus ihr auf die Massen und damit die Teilchen an sich schließen.

Um die beste Koinzidenzzeitauflösung zu erhalten, müssen wegen der großen Akzeptanz der Spektrometer jeweils die Unterschiede in der Flugstrecke und dem Impuls der Teilchen berücksichtigt werden. Diese Größen werden über die Transfermatrizen bestimmt, was in KAOS allerdings durch den Absorber vor dem Detektorsystem gestört wird. Dies führt bei den Kaonen zu einer fehlerhaften Flugzeitkorrektur. Diese wird am deutlichsten, wenn man die Koinzidenzzeit in Abhängigkeit der von KAOS rekonstruierten Ruhemasse, wie in Abb. 6.4 gezeigt, dargestellt.

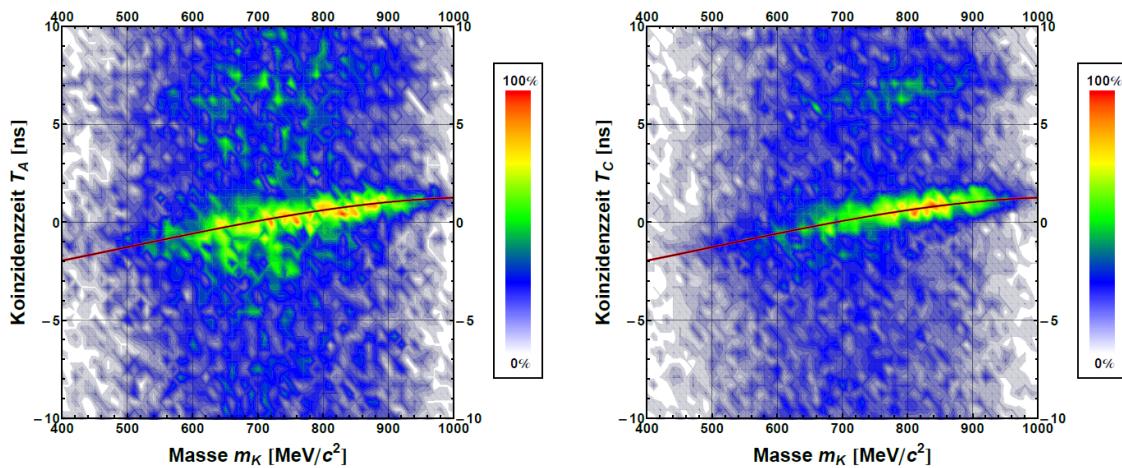


Abbildung 6.4: Koinzidenzzeit zwischen Kaonen in KAOS und SpekA  $T_A$  (links) sowie SpekC  $T_C$  (rechts) aufgetragen gegen die von KAOS rekonstruierte Masse  $m_K$ . Da es sich um einen Effekt von KAOS handelt, zeigt sich in beiden Fällen die selbe Abhängigkeit. Über die eingezeichnete Kurve wird eine zusätzliche Korrektur für die Kaonen in KAOS eingeführt.

Die Ruhemasse eines Teilchens in KAOS wird über

$$m_K = \frac{p}{v} \frac{1}{\gamma} = \frac{p}{v} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (6.10)$$

aus dem mit Hilfe der Transfermatrix bestimmten Impuls  $p$  und der vom Flugzeitsystem gemessenen Geschwindigkeit  $v$  bestimmt,  $c$  stellt die Lichtgeschwindigkeit dar. Auf diese Weise muss keine Annahme über das Teilchen selbst getroffen werden. Durch die Bleiwand wird allerdings die gemessene Geschwindigkeit und der reale Impuls gegenüber dem idealisierten Impuls der Matrix herabgesetzt, deswegen fällt die rekonstruierte Masse stets größer als die wahre Ruhemasse aus. Aus diesem Grund wurde eine Transfermatrix von KAOS für das Experiment von 2012 speziell für Kaonen mit Bleiabsorber modifiziert [72]. Weil dies offensichtlich nicht ausreichend ist, wird im Folgenden die Flugzeitkorrektur für Kaonen in KAOS zusätzlich um den Betrag

$$\left[ -3,84 + 9,13 \cdot 10^{-4} \left( \frac{m_K}{\text{MeV}/c^2} \right) + 1,21 \cdot 10^{-5} \left( \frac{m_K}{\text{MeV}/c^2} \right)^2 - 7,92 \cdot 10^{-9} \left( \frac{m_K}{\text{MeV}/c^2} \right)^3 \right] \text{ns} \quad (6.11)$$

erweitert. Dieser entspricht der in Abb. 6.4 eingezeichneten Kurve.

### 6.1.3 Auswahl der Zerfallspionen

Die Zerfallspionen werden in SpekA und SpekC nachgewiesen, welche jedoch nicht über die Möglichkeit verfügen Pionen zu identifizieren. Über die Lichtausbeute in den Tscherenkowdetektoren können lediglich Elektronen separiert werden. Wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben, kann die Koinzidenzzeit mit KAOS verwendet werden, um die Koinzidenzen vollständig zu identifizieren.

In Abb. 6.5 sind die Koinzidenzzeitspektren mit Kaonschnitt in KAOS gezeigt. Dadurch

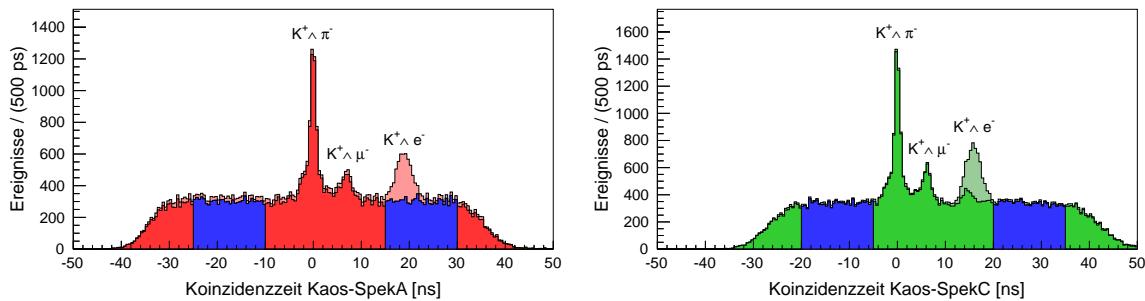


Abbildung 6.5: Koinzidenzzeitspektrum zwischen KAOS und SpekA (links) beziehungsweise SpekC (rechts) mit Kaonschnitt für das gesamte Experiment. Die echten Koinzidenzen sind als Teilchen in KAOS  $a$  und SpekA/SpekC  $b$  über  $a \wedge b$  gekennzeichnet. Die Koinzidenzzeitkorrektur wird für  $K^+ \wedge \pi^-$  Koinzidenzen durchgeführt, sodass diese am Ursprung liegen und Koinzidenzen mit Myonen und Elektronen verbreitert erscheinen. Elektronen, die durch Tscherenkowlicht identifiziert wurden, bilden die Differenz zwischen heller und dunkler Verteilung. Die blau schattierten Seitenbänder dienen als Kontrollbereiche.

lassen sich nun drei unterschiedliche Spitzen im Koinzidenzzeitspektrum beobachten, die Koinzidenzen zwischen positiv geladenen Kaonen  $K^+$  in KAOS und  $\pi^-$ ,  $\mu^-$  sowie  $e^-$  in den hochauflösenden Spektrometern entsprechen. Durch einen Schnitt auf die Lichtausbeute der Tscherenkow-Schwellendetektoren lassen sich die Elektronen unterdrücken, deren Beitrag zum Untergrund zufälliger Koinzidenzen jedoch minimal ist. Während dies bei SpekA praktisch restlos gelingt, verbleibt aufgrund von Ineffizienzen einzelner Detektorsegmente bei SpekC ein Teil der Kaon-Elektron Koinzidenzen. Um den Einfluss des verbleibenden Untergrunds im Impulsspektrum bestimmen zu können, werden jeweils zwei Seitenbänder ausgewählt.

Da eine unabhängige Erzeugung von Kaonen und Pionen bei der verwendeten Strahlenergie nicht möglich ist, handelt es sich bei den Koinzidenzen zwischen Kaonen und Pionen zwangsläufig um Pionen aus einem schwachen Zerfall. Somit lassen sich die Zerfallspionen durch einen Koinzidenzzeitschnitt auswählen, dabei besteht jedoch keine Möglichkeit zwischen Zerfällen von Hyperkernen und freien Hyperonen zu unterscheiden.

### 6.1.4 Festlegung der Schnittbedingungen

Für die im Folgenden vorgestellten Ergebnisse werden die in Abb. 6.6 und Abb. 6.7 gezeigten Schnitte angewendet. Dabei steht jede Verteilung unter dem Einfluss der übrigen Schnitte. Zu diesen zählen der zuvor besprochene Kaon- und Koinzidenzzeitschnitt zur Auswahl der

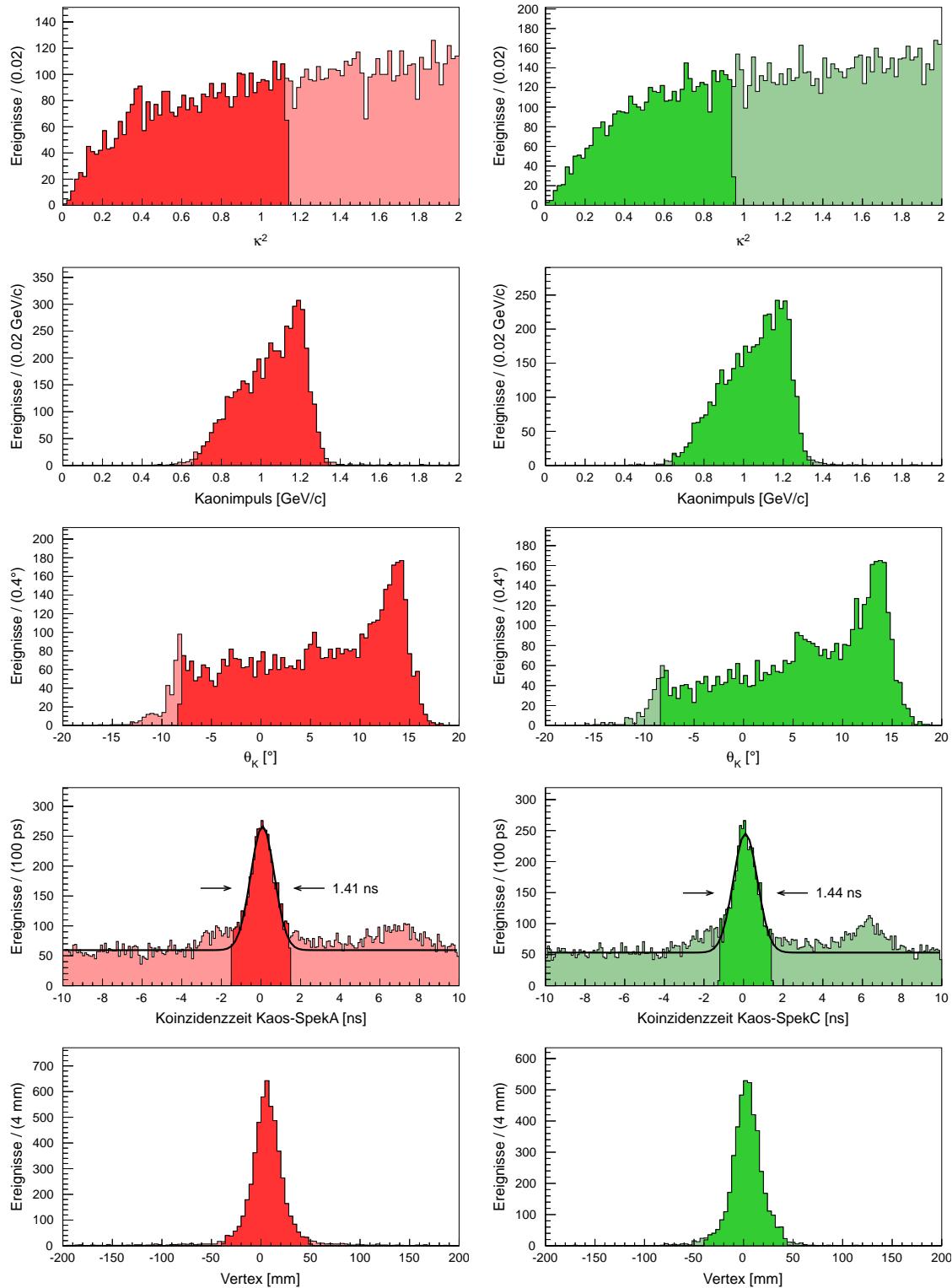


Abbildung 6.6: Verteilungen der Schnittgrößen mit (dunkel) und ohne (hell) dem jeweiligen Schnitt für Koinzidenzen mit SpekA (links) und SpekC (rechts) am  $123\text{ }\mu\text{m}$   $^{9}\text{Be}$  Target. Die Kurve im Koinzidenzzeitspektrum stellt eine Anpassung an die Daten dar.

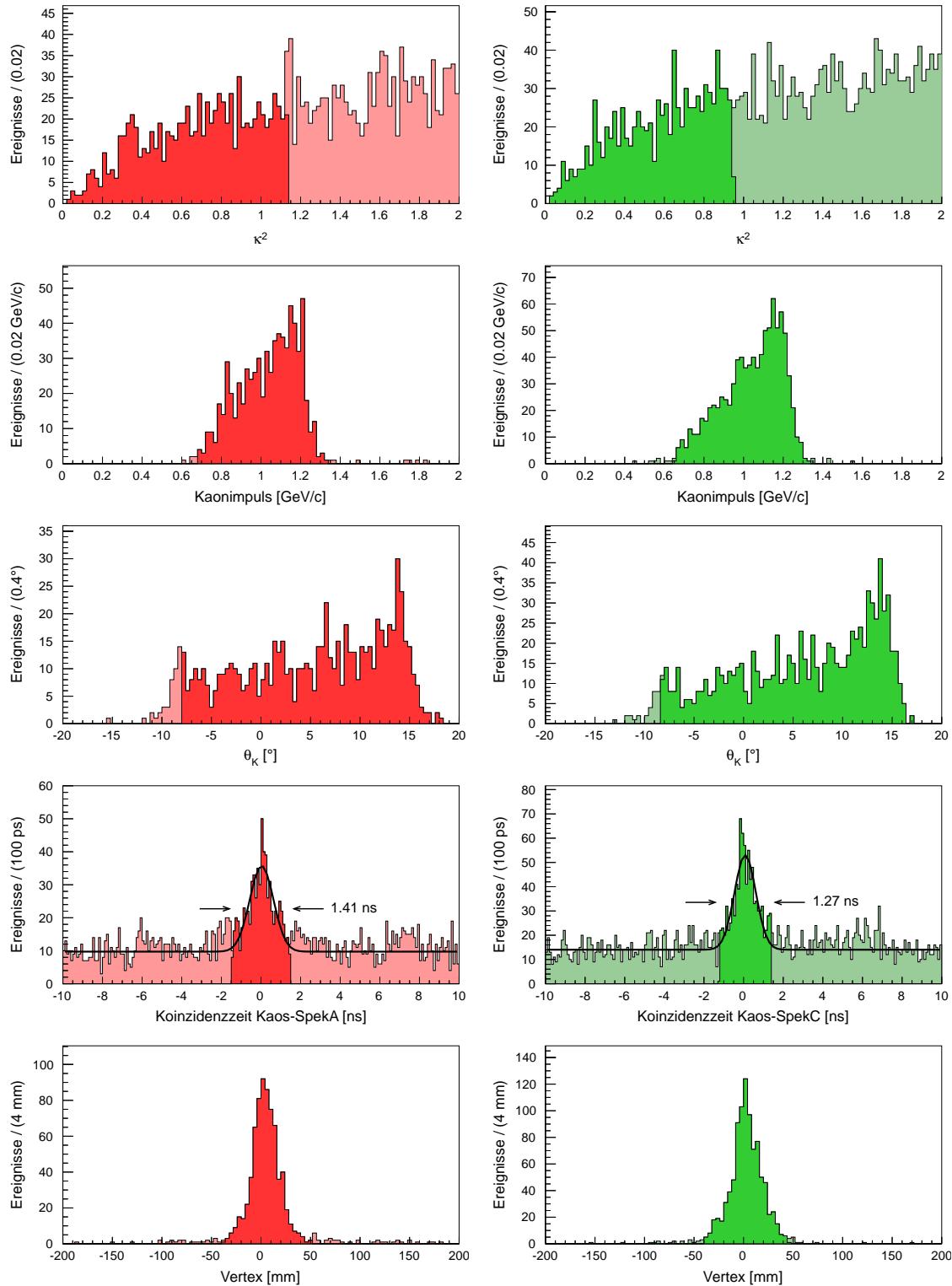


Abbildung 6.7: Verteilungen der Schnittgrößen mit (dunkel) und ohne (hell) dem jeweiligen Schnitt für Koinzidenzen mit SpekA (links) und SpekC (rechts) am  $253\text{ }\mu\text{m}$   $^{9}\text{Be}$  Target. Die Kurve im Koinzidenzzeitspektrum stellt eine Anpassung an die Daten dar.

physikalisch interessanten Ereignisse sowie Schnitte auf die erwartete Akzeptanz.

Der Koinzidenzzeitschnitt wurde symmetrisch um den Ursprung möglichst weit gewählt, um die volle Anzahl Zerfallspionen zu erhalten. Die durch  $\kappa^2$  klassifizierte Ähnlichkeit eines Teilchens in KAOS zu einem Kaon zeigt hingegen keine markante Grenze zwischen den gesuchten Kaonen und anderen Teilchen. So würde man erwarten, dass die Verteilung für echte Kaonen zunächst ansteigt und danach wieder abfällt, weil ihre Signale im Detektorsystem durch statistische Schwankungen um einen mittleren Wert vom Idealwert abweichen. Allerdings beobachtet man nach dem ersten Anstieg einen weitgehend flachen Verlauf, der darauf hinweist, dass sich der Bereich der Kaonen mit anderen Teilchen überschneidet. Betrachtet man zudem das Koinzidenzzeitspektrum, so befindet sich links von der Spitze eine um  $-2\text{ ns}$  herum verteilte Überhöhung, an der die  $\pi^+ \wedge \pi^-$ -Koinzidenzen erwartet werden. Inwieweit auch Protonen einen zusätzlichen Untergrundbeitrag liefern lässt sich an dieser Stelle jedoch nicht sagen.

Während die Winkelakzeptanz der hochauflösenden Spektrometer durch die 28 msr Kollimatoren definiert wurde [78], ist dies bei KAOS nicht der Fall. Durch die direkte Vakuumverbindung zur Streukammer konnten die vorhandenen Kollimatoren nicht eingesetzt werden. Dabei beobachtet man Teilchenbahnen, die aufgrund der weit offenen Vakuumkammer einen Randbereich passieren, in dem sie durch das vorhandene Streufeld in die Akzeptanz des Detektorsystems gelangen können. Die Teilcheneigenschaften lassen sich auf diesen Bahnen nicht mehr sinnvoll bestimmen, allerdings werden für sie besonders niedrige Werte für den Winkel am Target  $\theta_K$  rekonstruiert, wodurch sie sich unterdrücken lassen.

Die Verteilung des Kaonimpulses und des Vertex, die durch SpekA beziehungsweise SpekC bestimmte Position des Reaktionsortes entlang der Strahlrichtung, wurde auf die offensichtlich vorhandene, volle Akzeptanz beschränkt, um die maximale Anzahl Zerfallspionen beobachten zu können. Später werden auch engere Schnitte auf diese Größen untersucht.

## 6.2 Untersuchung der Zerfallspionen

### 6.2.1 Simulation des Energieverlustes

Um eine geeignete Anpassungsfunktion für die erwarteten Pionsignale zu finden, wurde eine Monte-Carlo-Simulation für monoenergetische Pionen mit einem Impuls von  $p_\pi = 133\text{ MeV}/c$  durchgeführt. Dabei werden die Pionen zufällig entlang des Strahls im Target erzeugt und ihr Energieverlust sowie ihre Streuung auf ihrem Weg durch das Target ereignisweise ermittelt. Zur Charakterisierung der Spektrometer wird das in Abschnitt 5.4.3 durch die Simulation bestimmte und mit der Messung der Elektronenstreuung konsistente Auflösungsvermögen verwendet.

Als Ergebnis der Simulation eines dünnen und dicken  ${}^9\text{Be}$ -Targets ist in Abb. 6.8 jeweils die Differenz zwischen dem vorgegebenen und dem in der Simulation gemessenen Impuls dargestellt. Dabei ist die Korrektur des wahrscheinlichsten Energieverlustes nach Gl. 5.54 bereits enthalten, wobei stets von der Targetmitte als Entstehungsort ausgegangen wird, weil im Experiment keine genaueren Daten ermittelt werden können. Somit führen die je nach Erzeugungsort unterschiedlich langen Wegstrecken im Material zu einer Überlagerung vieler Landau-Verteilungen, deren wahrscheinlichster Energieverlust um den korrigierten Mittelwert verteilt ist. Die resultierende Verbreiterung tritt aufgrund der größeren effektiven Targetdicke

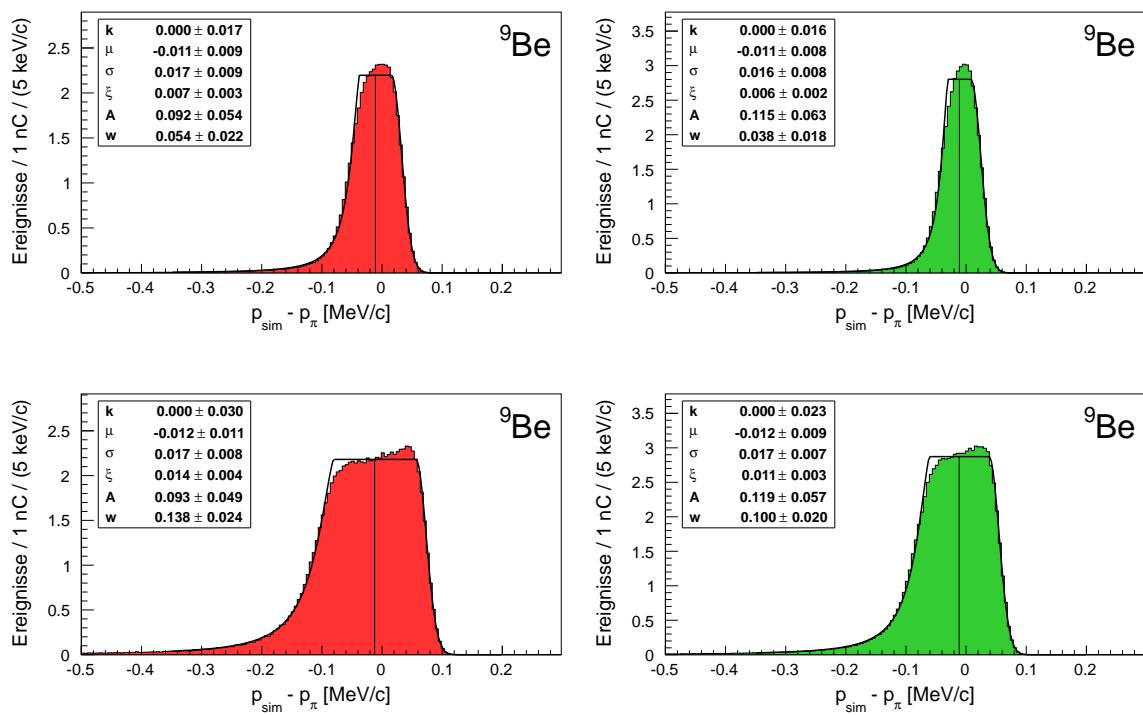


Abbildung 6.8: Abweichung zwischen simulierte  $p_{\text{sim}}$  und vorgegebenem Pionimpuls  $p_{\pi}$  an einem  $125 \mu\text{m}$  (oben) sowie  $250 \mu\text{m}$  (unten) dicken  ${}^9\text{Be}$ -Target für SpekA (links) und SpekC (rechts). Die Kurve gibt die Anpassung wieder, mit der die eingezeichnete Position  $\mu$  des Signals bestimmt wurde.

für SpekA sowie das dickere Target deutlicher in Erscheinung. Darüber hinaus beobachtet man analog zur Simulation der Elektronenstreuung aus Abschnitt 5.4.3 einen Versatz des Schwerpunkts, der durch den unbekannten Reaktionsort im Target und die asymmetrische Landau-Verteilung des Energieverlustes hervorgerufen wird. Zur Quantifizierung wurde die Funktion aus Gl. 5.62 über einem konstanten Untergrund  $k$  zur Anpassung an die Daten eingesetzt. Der bestimmte Schwerpunkt liegt dabei etwa 10 keV unterhalb des in der Simulation verwendeten Impulses.

Im Experiment reicht die Statistik allerdings nicht aus, um die Signalform detailliert abzubilden. Deswegen sind die simulierten Daten in Abb. 6.9 noch einmal mit einer größeren Klassenbreite, die später bei der Analyse der experimentellen Daten verwendet wird, aufgetragen. Daraus soll die Signalposition mit einem Verfahren bestimmt werden, dass auch in

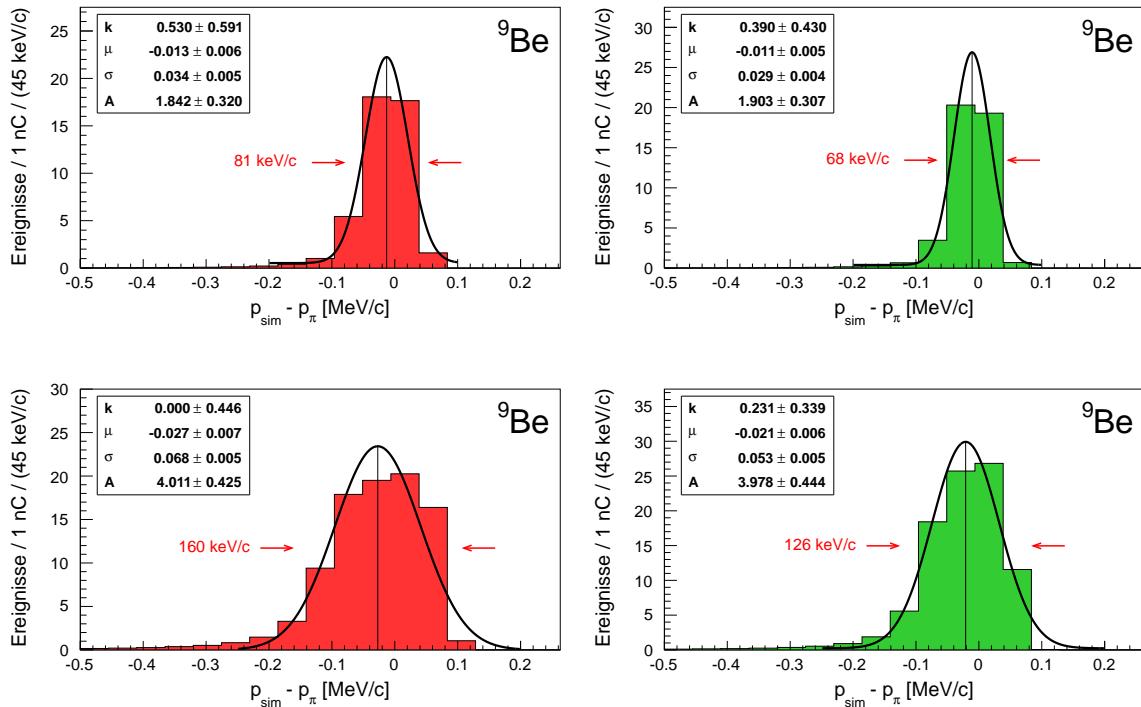


Abbildung 6.9: Abweichung zwischen simuliertem  $p_{\text{sim}}$  und vorgegebenem Pionimpuls  $p_{\pi}$  an einem 125  $\mu\text{m}$  (oben) sowie 250  $\mu\text{m}$  (unten) dicken  ${}^9\text{Be}$ -Target für SpekA (links) und SpekC (rechts). Die Klassenbreite ist entsprechend der späteren Datenanalyse gewählt. Die Kurve gibt die Anpassung wieder, mit der die eingezeichnete Position  $\mu$  des Signals bestimmt wird.

systematischen Studien angewendet werden kann. Dazu muss die verwendete Anpassungsfunktion selbst bei starken Schwankungen des Untergrundes noch vergleichbare Ergebnisse liefern. Auf den Versuch die komplexe Signalform, die sich über nur wenige Klassen erstrecken, zu erfassen wird deswegen verzichtet und mit der Funktion

$$\mathcal{P}(x, \mu, \sigma, A, k) = A \cdot \mathcal{G}(x, \mu, \sigma) + k \quad (6.12)$$

wird stattdessen eine mit dem Faktor  $A$  skalierte Gauß-Verteilung  $\mathcal{G}$  über einem konstanten Untergrund  $k$  verwendet. Die damit extrahierte Signalposition zeigte in den vorgestellten

Fällen keine Abhängigkeit von der Klassenbreite.

Im Falle des dünnen Targets stellen beide Funktionen eine gute Näherung der Signalform bei niedriger Klassenbreite dar und liefern konsistente Werte für die Signalposition. Aus diesem Grund wird eine Korrektur der Verschiebung des mittleren wahrscheinlichsten Energieverlustes mit den in Abb. 6.8 ermittelten Werten durchgeführt. Beim dicken Target passt sich die Gauß-Verteilung hingegen stark an die linke Flanke an, sodass die bestimmte Position um 10 keV niedriger ausfällt. Da die Flanken der Spitzen im Experiment aufgrund der niedrigen Statistik nicht aufgelöst werden, tritt diese übermäßige Anpassung an eine Flanke dort nicht in Erscheinung. Weshalb dieser zusätzliche Effekt nicht korrigiert werden muss. Die letztlich verwendeten Korrekturen des gemessenen Pionimpulses sind in Tab. 6.1 für beide Spektrometer und Targets aufgeführt.

Tabelle 6.1: Verwendete Korrekturen des gemessenen Impulses der Zerfallspionen.

Spektrometer	${}^9\text{Be}$ Target	wahrscheinlichster Impulsverlust	Differenz zur Simulation
SpekA	123 $\mu\text{m}$	+ 36 keV/c	+ 11 keV/c
SpekA	253 $\mu\text{m}$	+ 76 keV/c	+ 12 keV/c
SpekC	123 $\mu\text{m}$	+ 26 keV/c	+ 11 keV/c
SpekC	253 $\mu\text{m}$	+ 57 keV/c	+ 12 keV/c

### 6.2.2 Impulsspektrum der Zerfallspionen

Die beiden hochauflösenden Spektrometer SpekA und SpekC liefern zwei unabhängige Impulsspektren der Zerfallspionen. Diese sind getrennt für das dünnere und dickere Target in Abb. 6.10 gezeigt. In dem Experiment von 2012 konnte das Signal von  ${}^4\Lambda\text{H}$  in SpekC bei einem Impuls von 132,92 MeV/c mit hoher Signifikanz beobachtet werden [67]. Auch die neuen Daten weisen in diesem Bereich geschlossen die höchste Zahl an Ereignissen auf, auch wenn die am dickeren Target gemessenen Spektren für sich genommen statistisch deutlich limitiert sind.

In Abb. 6.11 ist dieser Bereich jeweils noch einmal vergrößert dargestellt. An das Signal der Zerfallspionen wurde eine durch Gl. 6.12 beschriebene Gauß-Verteilung angepasst. Dabei wird davon ausgegangen, dass der Untergrund in diesem Bereich als konstant betrachtet werden kann und folglich keine weiteren Signale aus schwachen Zerfällen enthält. Der daraus ermittelte Impuls der Zerfallspionen ist im Rahmen der statistischen Fehler in allen vier Fällen konsistent und stimmt gut mit dem Wert des vorhergegangenen Experiments [67] überein. Die Pionen werden damit als charakteristisches Signal des Zerfalls  ${}^4\Lambda\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \pi^-$  identifiziert.

Zusätzlich wurden die aus der vorhergegangenen Strahlzeit ermittelten Zerfallspionen mit der neuen Kalibration des Absolutimpulses sowie der zusätzlichen Energieverlustkorrektur neu analysiert. Dadurch erhalten die systematischen Fehler die selbe Grundlage wie die neuen Ergebnisse dieser Arbeit. Das entsprechende Spektrum ist in Abb. 6.12 gezeigt. Die daraus ermittelte Signalposition weicht nicht von dem in Ref. [67] angegebenen Wert ab, sodass sich die systematischen Verschiebungen zusammen mit der Verwendung einer neuen Anpassungsfunktion gegenseitig kompensiert haben. Allerdings sind die systematischen Fehler beider Ex-

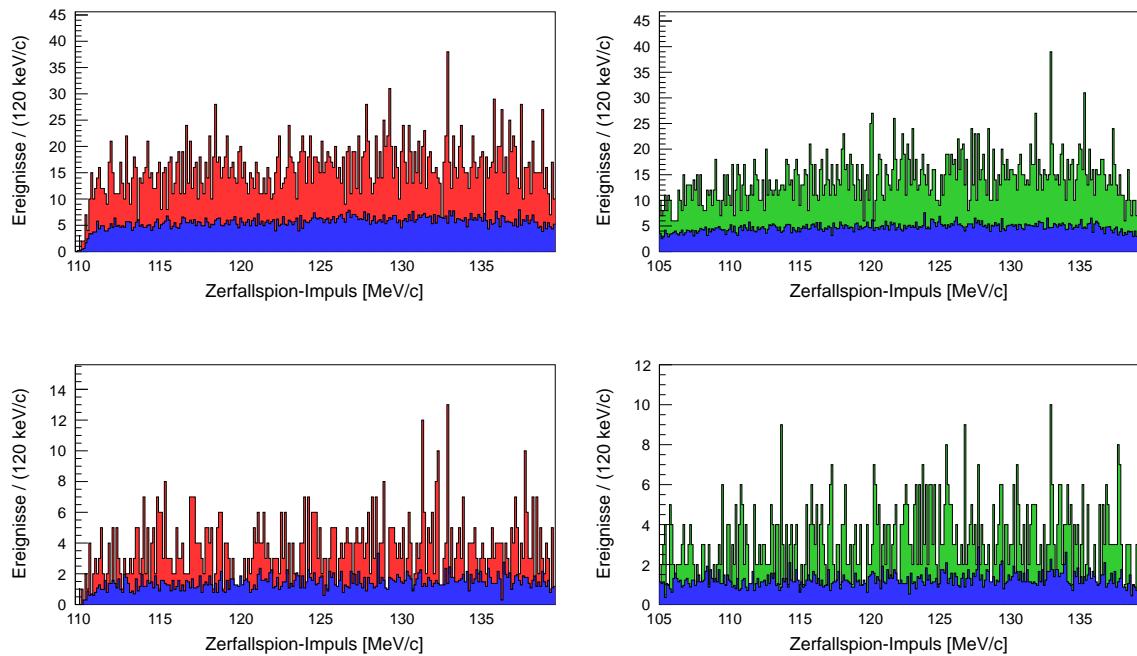


Abbildung 6.10: Impulsspektrum der Zerfallspionen aus Hyperkern- und Hyperonzerfällen gemessen mit SpekA (links) sowie SpekC (rechts) an dem  $123 \mu\text{m}$  (oben) und  $253 \mu\text{m}$  (unten) dicken  ${}^9\text{Be}$  Target. Der aus einem Seitenband bestimmte Anteil zufälliger Koinzidenzen ist blau überlagert. Das Signal aus dem Zerfall von  ${}^4\Lambda$  wird bei etwa  $133 \text{ MeV}/c$  erwartet.

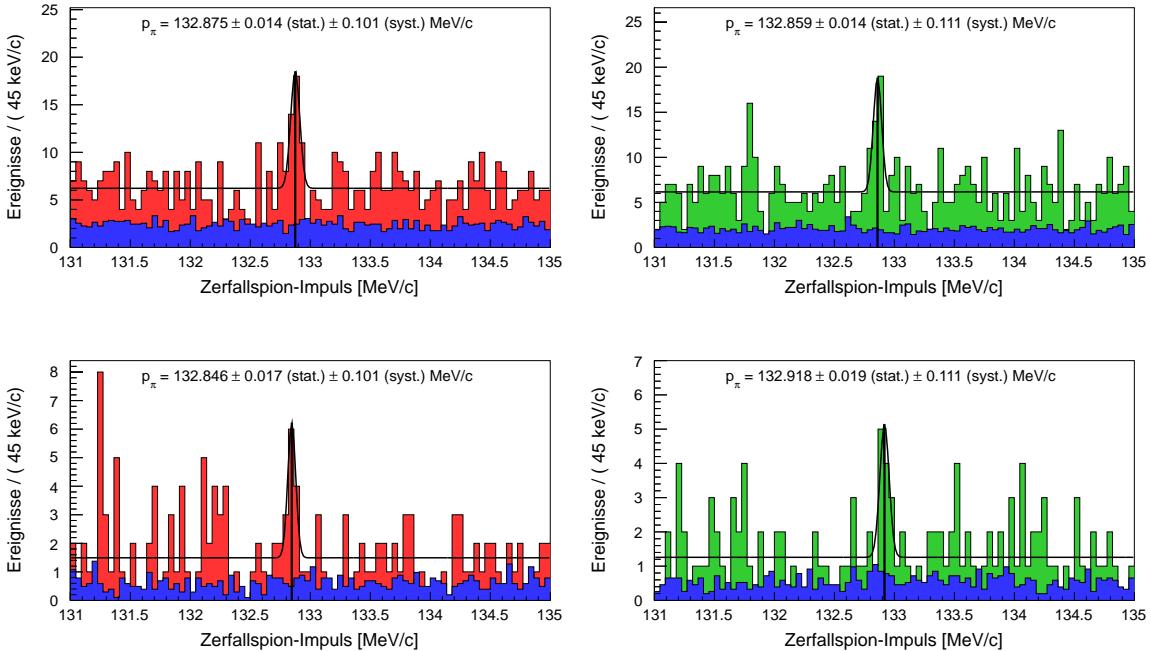


Abbildung 6.11: Impulsspektrum im Bereich des Signals der Zerfallspionen von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  aufgenommen mit SpekA (links) sowie SpekC (rechts) am  $123\text{ }\mu\text{m}$  (oben) und  $253\text{ }\mu\text{m}$  (unten) dicken  ${}^9\text{Be}$  Target. Die Kurven stellen die Anpassung dar, mit der die angegebene Signalposition bestimmt wurde.

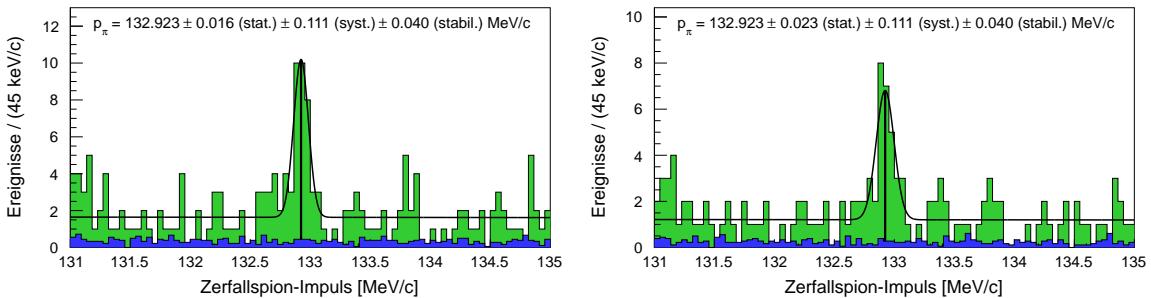


Abbildung 6.12: Neu kalibriertes Impulsspektrum basierend auf den vollständigen Daten von Ref. [67] (links) und einer Untermenge, zu finden in Ref. [71], mit einem zu dieser Arbeit vergleichbaren Kaonschnitt (rechts), gemessen 2012 mit SpekC an einem  $125\text{ }\mu\text{m}$  dicken  ${}^9\text{Be}$  Target. Mit Hilfe der eingezeichneten Kurven wurde die angegebene Signalposition der Zerfallspionen von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  auf mit dieser Arbeit konsistente Art und Weise bestimmt.

perimente nun korreliert, wodurch sich die Werte direkt untereinander vergleichen lassen. Um systematische Effekte bei der Schnittauswahl von 2012 zumindest abschätzen zu können, wurde zusätzlich eine Untermenge der Daten untersucht, der konzeptionell ein Kaonschnitt wie in dieser Arbeit zu Grunde liegt. Dies liefert das gleiche Ergebnis, allerdings bei einer niedrigeren Anzahl von Zerfallspionen. In Ref. [71] findet sich eine Diskussion der unterschiedlichen Kaonschnitte.

Die gemessene Halbwertsbreite liegt im neuen Experiment mit  $78\text{--}91 \text{ keV}/c$  unterhalb der aus den alten Daten bestimmten  $145 \text{ keV}/c$ , was darauf hindeutet, dass durch das Entfernen der Vakuumfenster und der detaillierteren Kalibration auch bei den Zerfallspionen eine deutliche Steigerung der Auflösung erreicht wurde. Dies wäre mit der durch die Simulation in Abschnitt 6.2.1 vorhergesagten Signalbreite beim dünneren Target konsistent, die auf der erhöhten Auflösung basiert, die zuvor in der Elektronenstreuung beobachtet wurde. Da diese Werte jedoch mit relativen Fehlern von etwa einem Drittel behaftet sind, lassen sich darüber keine quantitativen Aussagen treffen. Im Rahmen der niedrigen Statistik beim dickeren Target lässt sich damit der vorhergesagte Unterschied zwischen den beiden Targets nicht genauer untersuchen.

### 6.2.3 Bestimmung der $\Lambda$ -Separationsenergie von ${}^4_{\Lambda}\text{H}$

Aus dem gemessenen Impuls  $p_\pi$  der Zerfallspionen des Zweikörperzerfalls  ${}^4_{\Lambda}\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \pi^-$  lässt sich nach Gl. 2.2 die Masse des Hyperkerns

$$\begin{aligned} m_{{}^4_{\Lambda}\text{H}} &= \sqrt{m^2(\pi^-) + p_\pi^2/c^2} + \sqrt{m^2({}^4\text{He}) + p^2({}^4\text{He})/c^2} \\ &= \sqrt{m^2(\pi^-) + p_\pi^2/c^2} + \sqrt{m^2({}^4\text{He}) + p_\pi^2/c^2} \end{aligned} \quad (6.13)$$

berechnen. Dabei ist  $m$  die Masse und  $p$  der Impuls des entsprechenden Teilchens sowie  $c$  die Lichtgeschwindigkeit.

Daraus kann die Separationsenergie  $S_\Lambda$  bestimmt werden, die in einer Reaktion



mindestens aufgewendet werden muss, um das  $\Lambda$ -Teilchen aus dem Kernverbund herauszulösen. Sie entspricht der Bindungsenergie  $B_\Lambda$  im Grundzustand, mit der das  $\Lambda$ -Teilchen an den Restkern gebunden ist. Man erhält

$$\begin{aligned} S_\Lambda &= m({}^3\text{H})c^2 + m(\Lambda)c^2 - m({}^4_{\Lambda}\text{H})c^2 \\ &= m({}^3\text{H})c^2 + m(\Lambda)c^2 - \sqrt{m^2(\pi^-)c^4 + p_\pi^2c^2} - \sqrt{m^2({}^4\text{He})c^4 + p_\pi^2c^2} \end{aligned} \quad (6.15)$$

mit den sehr genau bekannten Massen des negativ geladenen Pions ( $139,570 \text{ MeV}/c^2$ ) und des  $\Lambda$ -Teilchens ( $1115,683 \text{ MeV}/c^2$ ) [48] sowie des Tritium- ( $2808,921 \text{ MeV}/c^2$ ) und Helium-4-Kerns ( $3727,379 \text{ MeV}/c^2$ ) [105].

Der gemessene Impuls der Pionen aus dem Zweikörperzerfall von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  und die daraus berechnete Kernmasse sowie  $\Lambda$ -Separationsenergie ist in Tab. 6.2 für die verschiedenen Messungen aufgeführt. Die Einzelmessungen wurden gewichtet über die im Abschnitt 6.2.4 bestimmte Anzahl beobachteter Hyperkernzerfälle zu einem arithmetischen Mittelwert zusammengefasst. Der dominante Fehler, der aus der Unsicherheit der Strahlenergie resultiert, ist aufgrund

Tabelle 6.2: Ergebnisse der neuen und alten Strahlzeit an MAMI für den Zerfallspionimpuls  $p_\pi$ , die Kernmasse  $m$  und  $\Lambda$ -Separationsenergie  $S_\Lambda$  von  ${}^4_\Lambda\text{H}$ . Angegeben sind die absoluten Fehler, die praktisch vollständig durch den systematischen Fehler bestimmt werden. Die Ergebnisse von 2012 beziehen sich auf den selben Datensatz.

Experiment	Spektrometer	Targetdicke μm	$p_\pi$ MeV/ $c^2$	$m$ MeV/ $c^2$	$S_\Lambda$ MeV
2014	SpekA	123	132,875 (102)	3922,453 (74)	2,151 (74)
2014	SpekA	253	132,846 (102)	3922,432 (75)	2,172 (75)
2014	SpekC	123	132,859 (112)	3922,439 (81)	2,165 (81)
2014	SpekC	253	132,918 (113)	3922,484 (82)	2,120 (82)
2014	kombiniert		132,871 (106)	3922,450 (77)	2,154 (77)
2012 Ref. [67]	SpekC	125	132,92 (12)		2,12 (9)
2012 reanalysiert	SpekC	125	132,923 (119)	3922,488 (87)	2,116 (87)

der einheitlichen Kalibration als vollständig korreliert zu betrachten und wird deswegen als einziger nicht quadratisch, sondern linear fortgepflanzt.

Für die vorhergegangene Strahlzeit wurde die neue Kalibration von SpekC angewendet und das Pionspektrum auf konsistente Weise analysiert. Dadurch ist sichergestellt, dass keine unbekannten systematischen Unterschiede in der Analyse der beiden Strahlzeiten bestehen und der dominante Kalibrationsfehler gleichermaßen korreliert ist. Der für 2012 neu bestimmte Wert weicht dabei nicht von jenem aus Ref. [67] ab. Berücksichtigt man, dass der zusätzliche systematische Fehler von  $40 \text{ keV}/c$  durch die bessere Magnetfeldüberwachung in den neuen Daten vermieden werden konnte, so stimmen die Ergebnisse beider Experimente auch innerhalb der statistischen Fehler überein.

### Fehlerbetrachtung

Die Unsicherheit der Masse und  $\Lambda$ -Separationsenergie von  ${}^4_\Lambda\text{H}$  ergibt sich direkt aus der Genauigkeit, mit welcher der Impuls der Zerfallspionen bestimmt werden konnte. Für Letztere ist lediglich noch die Ungenauigkeit von  $6 \text{ keV}/c^2$  der Masse des  $\Lambda$ -Teilchens zu berücksichtigen. Deswegen sollen die Fehler hier nur anhand der Impulsmessung diskutiert werden.

Trotz der niedrigen Anzahl beobachteter Zerfallspionen ist der statistische Fehler dank der hohen Präzision der Messung mit  $< 20 \text{ keV}/c$  fünf mal kleiner als der absolute systematische Fehler. Letzterer wiederum setzt sich aus den in Tab. 6.3 aufgelisteten Fehlern zusammen und wird praktisch vollständig von der Unsicherheit der Energie des MAMI-Elektronenstrahls bei der Kalibration des Absolutimpulses der Spektrometer aus Abschnitt 5.4.8 bestimmt. Mit Hilfe der hohen Auflösung konnten auch die Abbildungseigenschaften von SpekA genauer untersucht werden als zuvor, sodass nur bei SpekC, für das noch auf die vorhergegangenen Kalibrationsstrahlzeit zurückgegriffen werden musste, eine Restunkenntnis der Genauigkeit der Transfermatrix verblieben ist. Gleichfalls entfällt im neuen Experiment durch die quasikontinuierliche Messung des Magnetfeldes der entsprechende Fehlerbeitrag zur Impulsbestim-

Tabelle 6.3: Auflistung der systematischen Fehler bei der Messung des Impulses der Zerfallspionen.

Fehlerquelle	SpekA	SpekC
	keV/c	keV/c
Impulskalibration (Präzision)	± 6	± 7
Impulskalibration (Strahlenergie)	± 101	± 109
Transfermatrix	—	± 20
Magnetfeldmessung	—	± 7
Gesamter systematischer Fehler	± 101	± 111

mung. Hierbei werden Fehler, die unter 5 keV/c liegen, als nicht quantifizierbar vernachlässigt. Dazu zählt auch die verbleibende Unsicherheit nach der Korrektur des Energieverlustes.

Bei der Kalibration wurde die Linearität des Impulses in Abhängigkeit der magnetischen Flussdichte vorausgesetzt. Der Absolutwert wurde bei einem Impuls von 210 MeV/c bestimmt und wird bei der Messung der Zerfallspionen auf 133 MeV/c herunter skaliert. Dabei wurde von einem linearen Zusammenhang ausgegangen, weil bei den Studien der magnetischen Flussdichte der Spektrometer in diesem Bereich keinerlei Sättigungseffekte beobachtet wurden [96]. Solche könnten durch eine Verzerrung der Randfelder zu nicht-linearen Beiträgen führen könnte. Es existieren derzeit weder Hinweise auf einen solchen Effekt noch systematischen Studien über die er sich vollkommen ausschließen ließe.

Damit wird der absolute Fehler der Messung derzeit allein durch die systematische Unsicherheit der Strahlenergie bestimmt. Untereinander sind die verschiedenen Messergebnisse innerhalb der statistischen Fehler miteinander vereinbar, was darauf hinweist, dass die übrigen Fehlerquellen auf dem angegebenen Niveau unter Kontrolle sind. Das dies unter Berücksichtigung der systematischen Unterschiede auch auf die beiden Experimente zutrifft zeigt, dass sich die Spektrometer mit der gewählten Methode auch nachträglich konsistent kalibrieren lassen.

Damit kann die Genauigkeit der Messung noch deutlich gesteigert werden, indem die Kalibration der Spektrometer verbessert wird. Um dies im Rahmen der Elektronenstreuung zu realisieren, muss die Energie der Elektronen vor der Streuung genauer bestimmt werden. Dazu werden am Institut derzeit neue Messverfahren entwickelt, durch die für den Impuls des Elektronenstrahls eine ähnliche Genauigkeit erreicht werden soll wie für die aktuelle Impulsauflösung der Spektrometer von  $2 \cdot 10^{-4}$ . Dies entspräche einer Verbesserung um den Faktor vier, die sich fast vollständig auf den Messfehler übertragen ließe.

#### 6.2.4 Bestimmung der Anzahl von Zerfallspionen

Die Anzahl der beobachteten Zerfallspionen lässt sich dem Koinzidenzeitspektrum in Form der Kaon-Pion-Koinzidenzen entnehmen. Dazu wird zuerst der mittlere Untergrund im Spektrum aus dem Bereich der beiden Seitenbänder bestimmt, danach wird eine Anpassung an die  $K^+ \wedge \pi^-$  Spitze mit einer Gauß-Verteilung oberhalb des Untergrunds durchgeführt (vergleiche

Abb. 6.6 und 6.7). Die Fläche der Gauß-Verteilung entspricht dabei der gesuchten Zahl an Zerfallspionen.

Die Anzahl  $N_{\Lambda^0 H}$  der gemessenen Zweikörperzerfälle von  $\Lambda^0 H$  kann auf die gleiche Weise aus den Spektren in Abb. 6.11 ermittelt werden. Der Fehler hingegen hängt nicht allein von der im Allgemeinen hohen Genauigkeit ab, mit der ihre Anzahl durch die Anpassungsfunktion bestimmt werden kann. Stattdessen ist zu berücksichtigen, dass sich im relevanten Bereich von jeweils drei Klassen  $S$  Signalereignisse und  $B$  Untergrundereignisse überlagern. Der Untergrundbeitrag selbst lässt sich jedoch nicht feststellen, sondern wird über den Mittelwert je Klasse  $\bar{B}$  des als konstant angenommenen Untergrunds abgeschätzt. Damit erwartet man, dass die Zahl der Zerfallspionen

$$N_{\Lambda^0 H} = (S + B) - 3\bar{B} \quad (6.16)$$

entspricht, wobei die Werte aus der Anpassung in guter Übereinstimmung mit dem direkten Abzählen der Klassen stehen. Weil der mittlere Untergrund durch eine große Zahl von Klassen sehr genau bestimmt ist, kann seine Unsicherheit vernachlässigt werden. Somit folgt für den Fehler der Messung

$$\Delta N_{\Lambda^0 H} = \sqrt{S + B} \quad (6.17)$$

unter der Annahme, dass die Zählgrößen der Poisson-Statistik unterliegen. Damit muss die Unsicherheit aus der Gesamtzahl der Ereignisse im relevanten Bereich bestimmt werden.

Die beobachtete Anzahl hängt unmittelbar von den gewählten Schnittbedingungen ab, dabei ist insbesondere der maximale Betrag von Interesse, bei dem keine Verluste durch einen zu eng gewählten Schnitt auftreten. Diese Abhängigkeit wird in Abschnitt 6.2.5 systematisch untersucht. Die Ergebnisse sind in Tab. 6.4 aufgelistet. Als Maß für die Zahl produzierter

Tabelle 6.4: Anzahl der Koinzidenzen zwischen Kaonen und Zerfallspionen  $N_{K^+ \wedge \pi^-}$  und der Zerfallspionen  $N_{\Lambda^0 H}$ , die  $\Lambda^0 H$  zugeordnet werden können, die bei einer integrierten Luminosität  $\int L d\tau$  während der neuen und alten Strahlzeit an MAMI gemessen wurden. Für die Koinzidenzen ist nur der korrelierte systematische Fehler angegeben, die übrigen Fehler sind rein statistisch. Die Angaben zum alten Experiment beziehen sich auf die neue Analyse in Abb. 6.12.

Experiment	Spektrometer	Targetdicke μm	$\int L d\tau$ $fb^{-1}$	$N_{K^+ \wedge \pi^-}$	$N_{\Lambda^0 H}$
2014	SpekA	123	786	$2246 \pm 257$	$26,0 \pm 7,3$
2014	SpekC	123	786	$3364 \pm 416$	$25,0 \pm 7,4$
2014	SpekA	253	170	$469 \pm 65$	$8,5 \pm 3,9$
2014	SpekC	253	170	$609 \pm 72$	$8,5 \pm 3,9$
2014	kombiniert		1912	$6688 \pm 810$	$68,0 \pm 11,8$
2012 Ref. [67] Daten	SpekC	125	235	1130	$29,4 \pm 6,4$
2012 Ref. [71] Daten	SpekC	125	235	646	$23,3 \pm 5,6$

Hyperkerne ist die integrierte Luminosität aufgeführt, die folglich linear mit der Anzahl beobachteter Zerfallspionen korrelieren sollte. Dies bestätigt sich beim Vergleich von  $N_{K^+\Lambda\pi^-}$  der Messungen mit dem selben Spektrometer an den unterschiedlich dicken Targets. Der wesentliche Unterschied zwischen den Spektrometern resultiert aus ihrer Größe. SpekA weist eine längere Flugstrecke auf, wodurch die Wahrscheinlichkeit, dass die Pionen vom Detektorsystem nachgewiesen werden können bevor sie zerfallen, geringer ist als bei SpekC.

Damit erwartet man gemäß Gl. 3.2 für SpekA, dass fast 30% weniger Pionen mit einem Impuls von  $133 \text{ MeV}/c$  nachgewiesen werden können als mit SpekC. Dies entspricht im Wesentlichen dem beobachteten Unterschied der Zahl aller Zerfallspionen  $N_{K^+\Lambda\pi^-}$ . Demnach scheinen bei den eingestellten Spektrometerwinkeln für den Hauptteil der Zerfälle, die nicht in Ruhe stattfinden und bei denen die Pionen bevorzugt in Vorwärtsrichtung ausgesandt werden, keine größeren Unterschiede zu bestehen.

Auch die beobachtete Anzahl  $N_{\Lambda}^4$  skaliert in dieser Weise mit der integrierten Luminosität. Da die Hyperkerne in Ruhe zerfallen und die Zerfallspionen isotrop aussenden, erwartet man keine Abhängigkeit von der Position der Spektrometer. Je nach Targetdicke unterscheidet sich aber die Wahrscheinlichkeit dafür, dass der Hyperkern im Target überhaupt vollständig abgestoppt wird. Aus der Simulation dieses Prozesses von Abschnitt 3.5 geht eine etwa 35% höhere Abstoppwahrscheinlichkeit für  ${}^4\Lambda$ H beim dickeren Target hervor, was mit den Beobachtungen verträglich ist. Der Effekt der unterschiedlichen Überlebenswahrscheinlichkeit hingegen tritt an dieser Stelle nicht deutlich hervor. Daraus ergeben sich jedoch auch keine Abweichungen, die über die statistischen Fehler hinausgehen.

Für die Messung von 2012 existieren keine Untersuchungen, die eine direkte Abschätzung der systematischen Fehler erlauben. Allerdings wurden dabei zwei Auswertungen kombiniert, die sich sowohl in der Ausführung der Analyse der Rohdaten als auch der Implementierung des Kaonschnitts unterscheiden [71]. Die für das neue Experiment angewendete Analyse gleicht dem dort als Likelihood-Schnitt bezeichneten Vorgehen. Dadurch wurden bereits 80 % der Zerfallspionen von  ${}^4\Lambda$ H, aber nur knapp 60 % aller Zerfallspionen der kombinierten Analyse erfasst. Eine Vereinheitlichung beider Verfahren gelang jedoch nicht, da sich der Likelihood-Schnitt insbesondere bei hohen Raten in den Detektoren bewährt hat, während der andere auf Detektorsegmente mit niedrigeren Untergrund ausgelegt wurde.

Inwieweit beim neuen Experiment, mit den durch doppelten Strahlstrom beziehungsweise Targetdicke höheren Raten, dadurch Zerfallspionen nicht erfasst werden können oder ob eine höhere oder niedrigere Schnitteffizienz mit dem Likelihood-Schnitt-Verfahren erzielt werden konnte als 2012, lässt sich damit nicht entscheiden. Dazu müssten die entsprechenden systematischen Effekte, die bislang von untergeordneter Bedeutung waren, da sie sich nicht direkt auf die Messung des Impulses der Zerfallspionen auswirken, mit dedizierten Studien genauer untersucht werden.

Legt man die in sich konsistenten, neuen Messungen mit SpekC zugrunde, sollten bei der integrierten Luminosität des alten Experiments etwa Tausend Zerfallspionen gefunden werden, was mit den Beobachtungen vereinbar erscheint. Zudem sollten bei der gleichen Targetdicke statt 25 Zerfallspionen von  ${}^4\Lambda$ H nur 7,5 auftreten. Allerdings wurden dort praktisch genau so viele gefunden wie im neuen Experiment. Die Wahrscheinlichkeit über zwanzig Ereignisse bei einem Mittelwert von  $\lambda = 7,5$  zu erhalten beträgt jedoch lediglich

$$1 - P_\lambda(20) = 1 - e^{-\lambda} \sum_{j=0}^{20} \frac{\lambda^j}{j!} = 3,9 \cdot 10^{-5} \quad (6.18)$$

wenn das Auftreten der Ereignisse einer Poisson-Verteilung folgt. Damit erscheint es auch innerhalb der statistischen Fehler sehr unwahrscheinlich, dass beiden Experimenten der selbe Erwartungswert zugrunde liegt. Da am Aufbau keine Veränderungen vorgenommen wurden, die eine niedrigere Ausbeute bei den neuen Messungen erwarten ließen, und die Zerfallspionen von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  sich nicht gegenüber anderen in Ruhe erzeugten Zerfallspionen auszeichnen, sind diese systematischen Unterschiede vermutlich vor allem in der Auswertung der beiden Experimente zu suchen.

So zeigte der Vergleich der verschiedenen Analysen, die bei der alten Messung angewendet wurden, dass keine der beiden Methoden alle Zerfallspionen gleichzeitig erfassen konnte [71]. Dabei ist zunächst die Effizienz des Schnitts zu berücksichtigen, mit dem die Zerfallspionen ausgewählt werden. Für die neuen Daten wird dies in Abschnitt 6.2.5 untersucht, wobei die Zahl der Zerfallspionen von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  wie erwartet ab einer gewissen Schnittschwelle in Sättigung geht, sodass keine Verluste auftreten sollten. Die Zahl aller Koinzidenzen zwischen Kaonen  $\text{K}^+$  und Zerfallspionen  $\pi^-$  hingegen lässt sich mit diesem Verfahren nicht eindeutig bestimmen. Die Ursache hierfür ist, dass der Untergrund von Koinzidenzen zwischen Pionen  $\pi^+$  oder Protonen  $p$  in KAOS mit  $\pi^-$  aus einer beliebigen Reaktion bei einer solchen Schwelle nicht mehr vernachlässigbar ist und sich bei der gegebenen Koinzidenzzeitauflösung nicht vollständig unterscheiden lässt. Entsprechende Studien und ein Konsistenztest mit einem zweiten Spektrometer fehlen hingegen für das Experiment von 2012.

Eine reduzierte Effizienz könnte sich für die neuen Daten jedoch bereits bei der Analyse der Rohdaten ergeben. So handelt es sich bei der verwendeten Methode um eine Einzel-Spur-Analyse, die darauf ausgelegt ist, dass in jedem aufgezeichneten Ereignis nur eine einzige interessante Teilchenstrahl vorhanden ist. Dies ist insbesondere für KAOS, das unter  $0^\circ$  zum Elektronenstrahl steht, zunächst nicht gegeben. Deswegen werden dort in der Analyse aus den getroffenen Detektorsegmenten alle möglichen Kombinationen gebildet und zur weiteren Auswertung nur jene verwendet, die am ehesten einer sinnvollen Bahn des gewünschten Teilchens im Detektorsystem entspricht [75]. Aus der Verwendung des im Vergleich doppelt so hohen Strahlstroms beziehungsweise doppelt so dicken Targets ergibt sich eine gegenüber 2012 entsprechend gesteigerte Rate im Detektorsystem. Weil drei Detektorebenen für die Spurbildung genutzt werden, steigt die Zahl der Kombination kubisch mit der Trefferzahl je Detektor. Daraus könnten sich vermehrte Auswahlfehler zwischen mehreren kaonartigen Spuren ergeben, die zwar ebenfalls den Kaonschnitt erfüllen können, aber aufgrund einer anderen Koinzidenzzeitkorrektur nicht mehr im richtigen Koinzidenzzeitfenster liegen.

Um dies besser verstehen zu können, sind jedoch weitere systematische Studien erforderlich. So ist zunächst eine unabhängige Untersuchung der Daten mit einer Viel-Spur-Analyse geplant, bei der keine der möglichen Spuren vorzeitig verworfen wird. Fall es sich tatsächlich um ein Problem der Rohdatenanalyse handelt, könnte sich die Zahl der beobachteten Hyperkernzerfälle durch eine entsprechende Verbesserung noch einmal erhöhen.

### **Untersuchung des Untergrunds**

Weiterhin wurde in den Impulsspektren der mittlere Untergrund  $\bar{B}$  in einen Beitrag  $\bar{B}_k$  echter und  $\bar{B}_z$  zufälliger Koinzidenzen unterteilt. Dazu wurde der zufällige Anteil bestimmt, indem nur Ereignisse aus den Seitenbändern des Koinzidenzzeitspektrums betrachtet wurden. Der Betrag des koinzidenten und zufälligen Untergrunds zeigt sich linear in der Breite des Kaonschnitts. Wie bei den Koinzidenzen, wird hier ein konsistenter Schnitt für beide Spektrometer

Tabelle 6.5: Mittlerer koinzidenter  $\bar{B}_k$  und zufälliger Untergrund  $\bar{B}_z$  pro Klasse im Spektrum der Zerfallspionen für die verschiedenen experimentellen Einstellungen. Die Angaben beziehen sich auf eine Klassenbreite von  $45 \text{ keV}/c$ , dabei wurden die Werte aus Ref. [67] wie im Text beschrieben skaliert. Die Produkte aus effektiver Messzeit  $t$ , mittlerem Strahlstrom  $\bar{I}$ , und effektiver Targetdicke  $d$  dienen als Proportionalitätsfaktoren.

Experiment	Spektrometer	Target	$t(\bar{I}d)$	$t(\bar{I}d)^2$	$\bar{B}_k$	$\bar{B}_z$
			$\mu\text{m}$	$\mu\text{s(Amm)}$	$\mu\text{s(Amm)}^2$	$45 \text{ keV}^{-1}$
2014	SpekA	123	10,4	95,9	$3,2 \pm 0,5$	$2,1 \pm 0,3$
2014	SpekC	123	10,4	95,9	$4,7 \pm 0,5$	$2,4 \pm 0,3$
2014	SpekA	253	2,2	25,0	$0,7 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$
2014	SpekC	253	2,2	25,0	$0,8 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,1$
2012 Ref. [67]	SpekC	125	3,2	13,9	1,0	0,3

gewählt und als systematischer Fehler die Abweichung zu den bisher gezeigten Spektren verwendet.

Der Untergrund skaliert allgemein mit der Rate produzierter Ereignisse

$$R = L \cdot \sigma = \frac{I}{e} \frac{\rho d}{A} \cdot \sigma \quad (6.19)$$

über die Luminosität  $L$  aus Gl. 4.1 und den Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\sigma$ . Die Zahl der Untergrund Ereignisse  $B$  folgt dann der Proportionalität

$$B \propto R^n \cdot t \quad (6.20)$$

mit  $n$  gleich eins für koinzidenten und zwei für zufälligen Untergrund sowie der effektiven Messzeit  $t$ . Damit nimmt das Verhältnis zwischen zwei gleichartigen Untergründen  $B_1$  und  $B_2$  die Form

$$\frac{B_1}{B_2} = \frac{(I_1 d_1)^n t_1}{(I_2 d_2)^n t_2} \quad (6.21)$$

an, wenn sich die Abhängigkeit vom Wirkungsquerschnitt aufhebt. Dies ist für Vergleiche mit Daten des selben Spektrometers gegeben, da ihre Konfiguration in beiden Experimenten unverändert blieb.

Die Ergebnisse aus Ref. [67] wurden von einer Klassenbreite von  $250 \text{ keV}/c$  auf  $45 \text{ keV}/c$  skaliert. Da sich die Breite des Koinzidenzzeitschnitts in beiden Experimenten kaum unterscheidet, erfordert der Betrag des zufälligen Untergrunds keine weiteren Anpassungen. Allerdings war die Schnittbreite in 2012 mit der Koinzidenzzeitauflösung vergleichbar, wodurch nur etwa 70% der normalverteilten Koinzidenzen erfasst wurden. Dementsprechend wurde der Betrag des koinzidenten Untergrunds um den Faktor 1/0,7 erhöht.

Vergleicht man zunächst die Ergebnisse zwischen den Spektrometern, so beobachtet man wie zuvor bei der Zahl der Koinzidenzen geringere Werte für SpekA, was hauptsächlich auf die um 30% niedrigere Überlebenswahrscheinlichkeit der Pionen zurückzuführen ist. Die verbleibende Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts scheint in diesem Fall eine untergeordnete

Rolle zu spielen. Allgemein würde man dadurch jedoch einen höheren Beitrag für SpekA erwarten, das weiter in Vorwärtsrichtung steht, da die Reaktionsprodukte im Mittel in Richtung des Schwerpunktsystems beschleunigt werden.

Zwischen den verschiedenen Targets skalieren die Untergrundbeträge in gleichem Maße wie die jeweiligen Proportionalitätsfaktoren. Die einzige Abweichung stellt hierbei der koinzidente Untergrund von SpekC dar, der im Vergleich zum dickeren Target beim dünneren um etwa 25 % größer zu sein scheint als erwartet.

Die Abschätzung der Untergrundverhältnisse liefert damit interpretierbare Werte. Überträgt man dies auf einen Vergleich zwischen dem alten und neuen Experiment, so erhält man für SpekC in allen Fällen zwischen zehn und vierzig Prozent höhere Werte für den Untergrund und für SpekA praktisch keine Abweichungen bevor man die niedrigere Überlebenswahrscheinlichkeit berücksichtigt.

Nimmt man aufgrund des Verhältnisses der koinzidenten Untergründe an, dass die Untergrundrate im neuen Experiment allgemein etwa 30 % höher war, als allein wegen der höheren Reaktionsrate zu erwarten gewesen wäre, so sollte sich dies quadratisch auf den zufälligen Untergrund übertragen. Die Unterschiede sind jedoch in beiden Fällen etwa gleich groß und in keinem der Fälle systematisch höher. Nachdem sich bei der Betrachtung der Anzahl an Zerfallspionen schon weit größere systematische Abweichungen zwischen den Experimenten ergeben haben, erscheinen diese Unterschiede jedoch noch nicht signifikant. Damit lässt sich allerdings zunächst kein experimenteller Hinweis finden, der den gewünschten Effekt einer Unterdrückung des koinzidenten Untergrundes durch den Absorber belegen könnte.

### 6.2.5 Systematische Untersuchung der Schnittauswahl

Bislang wurden die Ergebnisse anhand eines Schnitts diskutiert, für den das Signal der Zerfallspionen von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  maximal sein soll und gleichzeitig jegliche Untergrundbeiträge möglichst gering sind. Um dies entscheiden zu können, muss der Einfluss der verschiedenen Schnittgrößen studiert werden. Dabei ist von besonderem Interesse, inwieweit die Messergebnisse von der speziellen Wahl des Schnitts abhängen, da sich anhand eines einzelnen Schnitts keine systematischen Fehler identifizieren lassen. Während die Herangehensweise mit der des vorhergegangenen Experiments vergleichbar ist, soll hier erstmals der Einfluss auf die Messgrößen explizit untersucht werden.

Dazu wurden der gemessene Impuls der Zerfallspionen  $p_\pi$ , die  $\Lambda$ -Separationsenergie  $S_\Lambda$ , die Zahl beobachteter Zweikörperzerfälle  $N_{}^4_{\Lambda}\text{H}$ , die resultierende Signifikanz des Signals sowie die Zahl der Kaon-Pion-Koinzidenzen  $N_{K^+\wedge\pi^-}$  unter verschiedenen Schnittbedingungen betrachtet. Ihr Verlauf in Abhängigkeit des gewählten Schnitts ist in Abb. 6.13–6.16 gezeigt. Auf der linken Seite sind sie direkt gegen die obere Schranke des Kaonschnitts  $X_\kappa$  aufgetragen. Auf der rechten Seite sind die fünf akzeptanzartigen Schnitte zusammengefasst, wobei jeder Block 11 äquidistante Schnitte enthält und mit einer Trennlinie abschließt. Die verwendeten

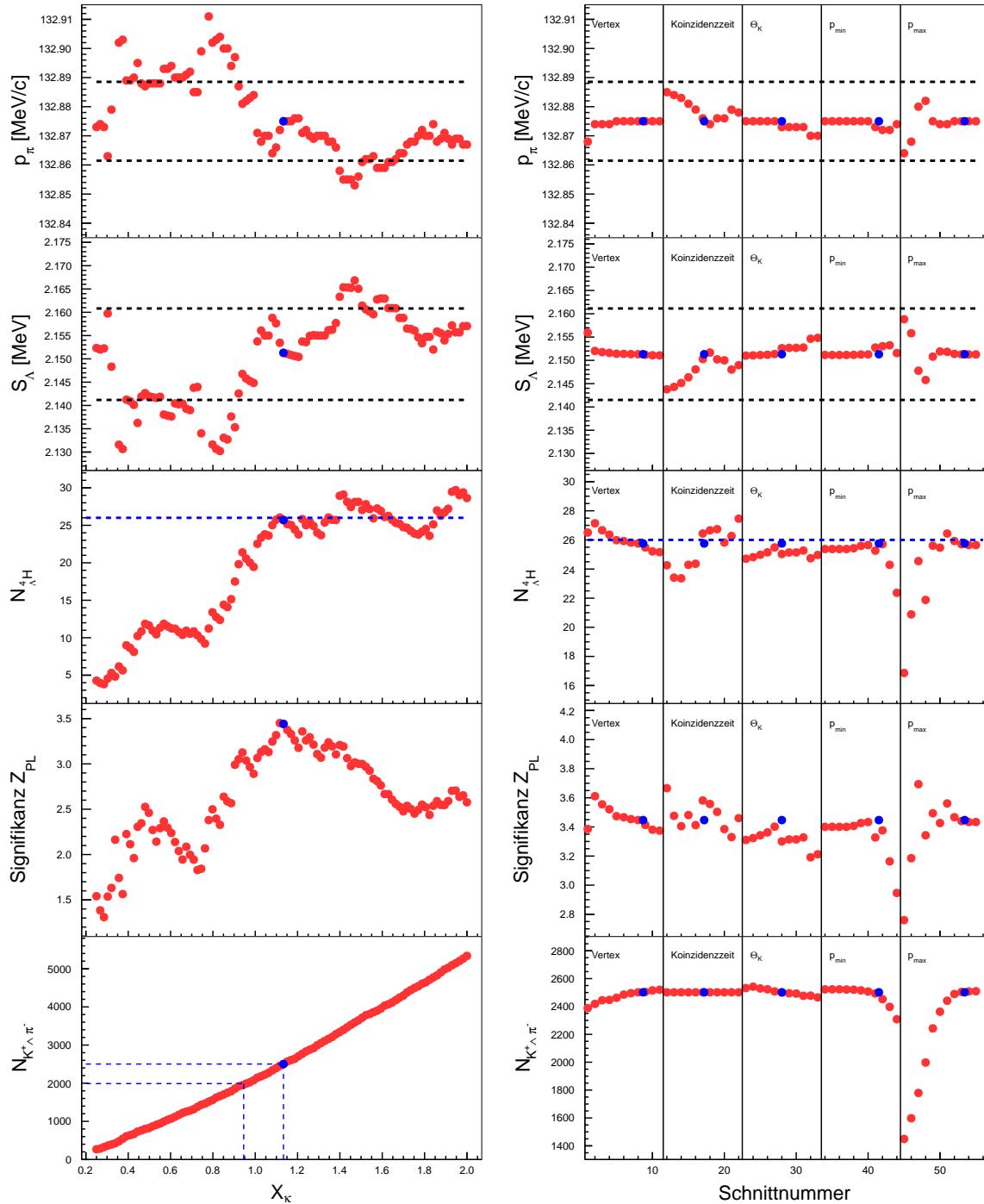


Abbildung 6.13: Abhängigkeit der Messgrößen von der Schnittauswahl für SpekA und das  $123\text{ }\mu\text{m}$  Target. Nähere Erläuterungen sind im Text ausgeführt.

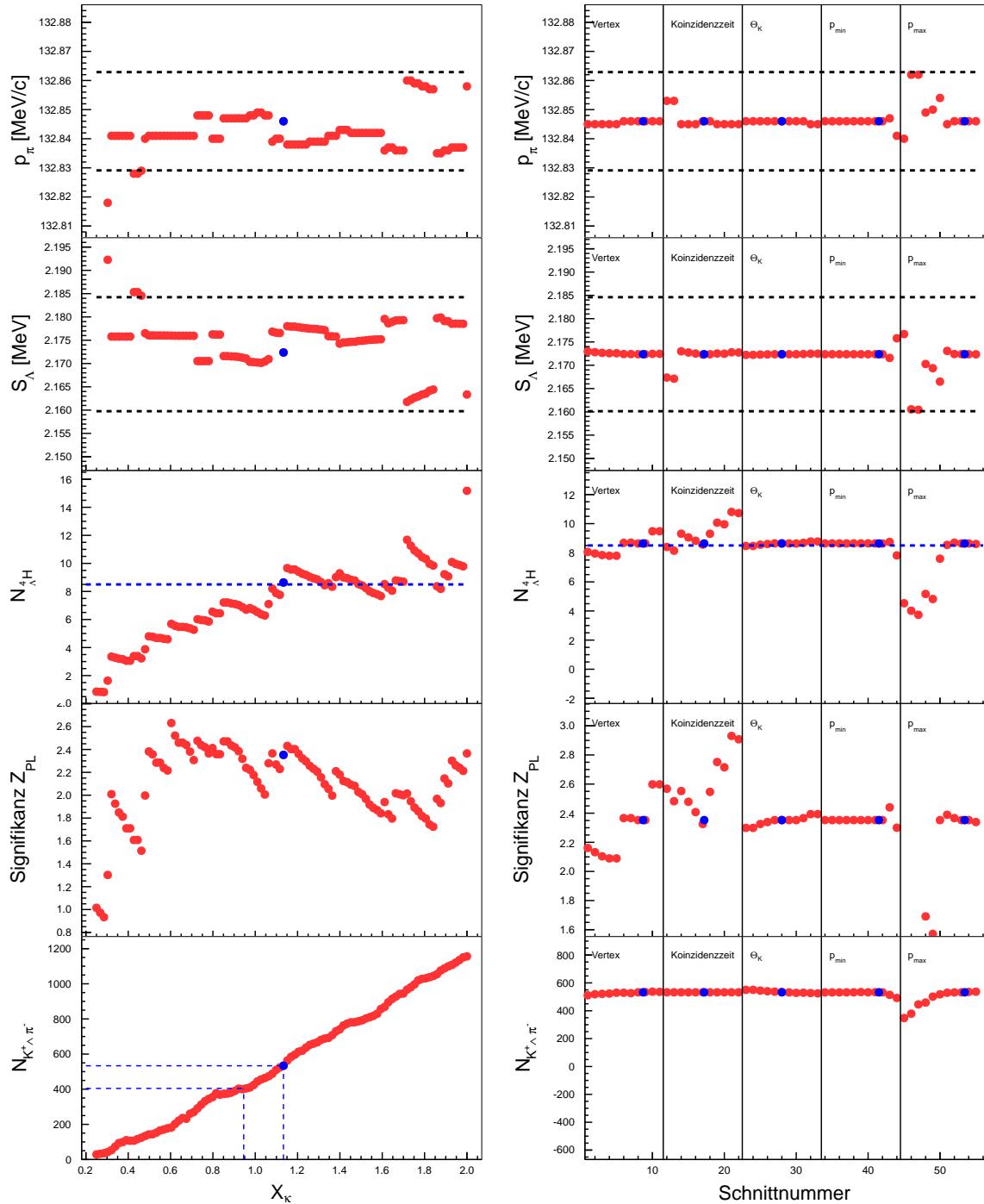


Abbildung 6.14: Abhängigkeit der Messgrößen von der Schnittauswahl für SpekA und das  $253\text{ }\mu\text{m}$  Target. Nähere Erläuterungen sind im Text ausgeführt.

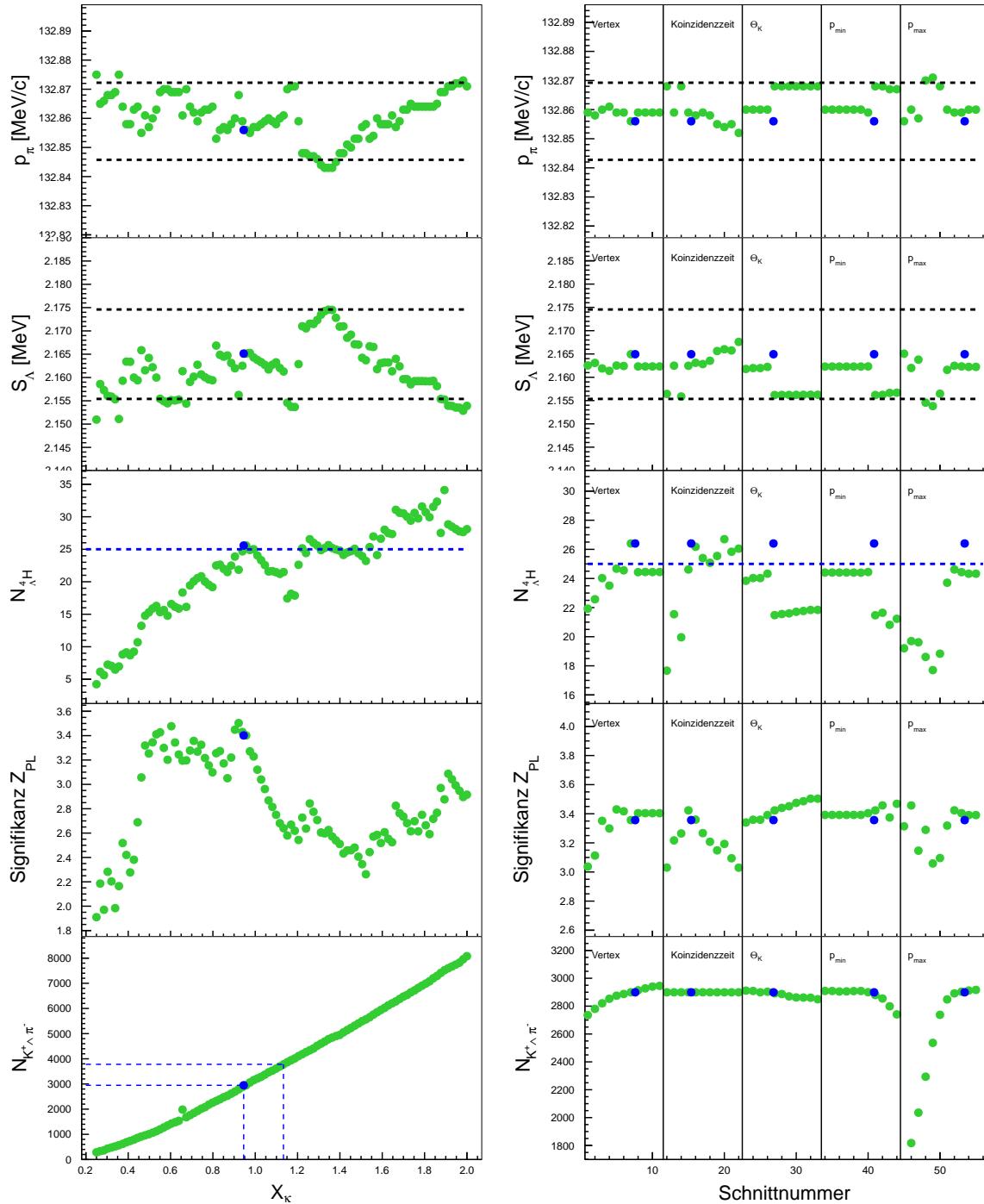


Abbildung 6.15: Abhängigkeit der Messgrößen von der Schnittauswahl für SpekC und das 123  $\mu\text{m}$  Target. Nähere Erläuterungen sind im Text ausgeführt.

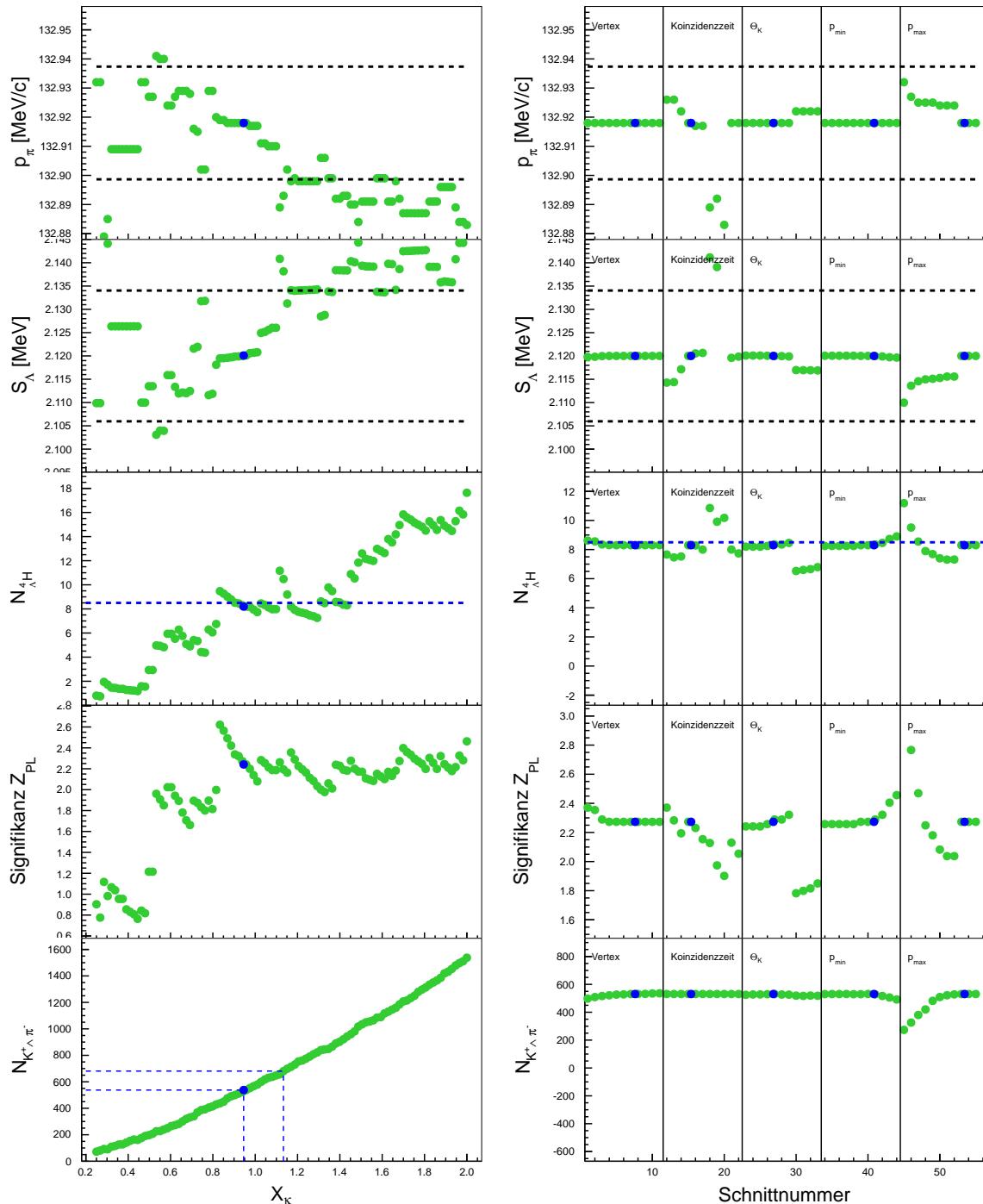


Abbildung 6.16: Abhängigkeit der Messgrößen von der Schnittauswahl für SpekC und das  $253\text{ }\mu\text{m}$  Target. Nähere Erläuterungen sind im Text ausgeführt.

Schnittbedingungen lauten

Kaonschnitt	:	$\kappa^2 < X_\kappa$	,	$0,25 < X_\kappa < 2$
Vertexschnitt	:	$ Vertex - z  < X_1 \text{ mm}$	,	$30 < X_1 < 50$
Koinzidenzeitschnitt	:	$ T_{K^+ \wedge \pi^-}  < X_2 \text{ ns}$	,	$1 < X_2 < 2$
KAOS Akzeptanzschnitt	:	$\theta_K < X_3^\circ$	,	$-9 < X_3 < -7$
Kaonimpulsschnitt (min)	:	$p_K > X_4 \text{ MeV}/c$	,	$400 < X_4 < 800$
Kaonimpulsschnitt (max)	:	$p_K < X_5 \text{ MeV}/c$	,	$1100 < X_5 < 1400$

wobei die Verschiebung des Zentrums des Vertexschnitts bei  $z_A = 6 \text{ mm}$  und  $z_C = 3 \text{ mm}$  liegt. Hierbei wird jeder Schnitt einzeln variiert, sodass sie auf die in Abb. 6.6 und Abb. 6.7 gezeigten Verteilungen wirken. Die Position des in den vorhergegangenen Abschnitten verwendeten Schnitts ist darüber hinaus jeweils in blau markiert.

Impuls der Zerfallspionen und  $\Lambda$ -Separationsenergie sind über Gl. 6.15 direkt miteinander verknüpft, wodurch sich der gespiegelte Verlauf ergibt. Das Intervall des statistischen Fehlers ist über die gestrichelten Linien angedeutet. Während die Messwerte bei den Akzeptanzschnitten fast ausschließlich innerhalb des  $1\sigma$  Bereichs liegen, scheinen diese Grenzen bei sehr engen sowie weiten Kaonschnitten in einzelnen Fällen systematisch überschritten zu werden. Bei einem sehr engen Schnitt verliert man jedoch einen wesentlichen Teil der Statistik und bei einem sehr weiten wächst der Untergrund zusätzlich an, sodass die Anpassung der Daten in beiden Fällen anfälliger für Untergrundschwankungen wird.

Um den sinnvollen Wertebereich des Kaonschnitts zu bestimmen, wurde die Anzahl beobachteter Zerfallspionen herangezogen. Bei einer höheren Schranke sollte dieser zunächst ansteigen, weil zusätzliche Kaonen und damit Koinzidenzen mit Zerfallspionen vom Schnitt zugelassen werden, und darauf in Sättigung gehen, wenn alle echten Koinzidenzen erfasst sind und keine weiteren Kaonen, sondern nur noch falsch identifizierte Teilchen hinzukommen. Dieser grundlegende Verlauf lässt sich in allen Fällen beobachten. Die dem Plateau entsprechende Gesamtzahl der Zerfallspionen ist durch die blau gestrichelte Linie dargestellt.

Größere Abweichungen bei der Impulsbestimmung treten nur auf, wenn erst die Hälfte der Zerfallspionen durch den Schnitt erfasst werden oder fälschlicher Weise fast doppelt so viele ermittelt werden, weil zunehmender Untergrund dem Signal hinzugezählt wird. Die Schwankungen können somit im Rahmen der bestehenden Fehler als konsistent betrachtet werden.

Um den bislang gezeigten Schnitt zu erhalten, wurde die Schranke des Kaonschnitts innerhalb des Plateaus möglichst niedrig gewählt. Was für die Spektrometer unabhängig von der Targetdicke zu fast identischen Werten führt, sodass jeweils ein vereinheitlichter Schnitt für jedes Spektrometer gewählt wurde. Der resultierende Unterschied zwischen beiden Spektometern kann gemessen an den Schwankungen innerhalb des Plateaus allerdings nicht als signifikant betrachtet werden. Stattdessen kann angenommen werden, dass diese Differenz ebenso zufälliger Natur ist, wie die Übereinstimmung zwischen den Targets, und der bei hoher Statistik optimale Kaonschnitt zwischen diesen Werten liegt.

Die Signifikanz wird über die Profile-Likelihood-Methode gemäß

$$Z_{PL} = \sqrt{2 \ln \Lambda(\mu_s = 0)} \quad (6.22)$$

bestimmt [106]. Da es sich um ein Zählexperiment handelt, kann angenommen werden, dass

die beobachtete Zahl der Ereignisse der Poisson-Statistik folgt. Damit wird jeder Anpassungsfunktion  $F$  eine Wahrscheinlichkeit

$$P(F) = \sum_i \ln \left( P_{F(x_i)}(y_i) \right) \quad (6.23)$$

zugewiesen, die sich aus der Summe der lokalen Wahrscheinlichkeiten über alle Klassen  $i$  an den Stellen  $x$  und mit Einträgen  $y$  zusammensetzt. Für jede Klasse wird die Poisson-Wahrscheinlichkeit

$$P_{F(x)}(y) = \frac{(F(x))^y}{y!} e^{-F(x)} \quad (6.24)$$

berechnet, mit welcher der beobachtete Wert  $y$  eintritt, wenn der Erwartungswert  $F(x)$  entspricht. Sie stellt ein Maß für die Plausibilität dar, mit welcher die Verteilung durch die verwendete Funktion beschrieben werden kann. Allerdings lässt ihr Absolutwert noch keine Rückschlüsse auf die Güte der Anpassung an sich zu. Das Likelihood-Verhältnis

$$\Lambda(\mu_s = 0) = \frac{\prod_i P_{F_0(x_i)}(y_i)}{\prod_i P_{F(x_i)}(y_i)} \quad (6.25)$$

hingegen setzt die Plausibilität zwischen der Beschreibung  $F_0$  unter Annahme der Nullhypothese und der besten Anpassung  $F$  mit dem erwarteten Signalbeitrag in Beziehung. Damit kann die Signifikanz durch

$$Z_{\text{PL}} = \sqrt{2P(F) - 2P(F_0)} \quad (6.26)$$

ausgedrückt werden.

Die bestimmte Signifikanz beträgt für die beiden Spektrometer einzeln betrachtet etwa 3,4 beim dünnen und 2,3 beim dicken Target. Analysiert wird jeweils der in Abb. 6.11 gezeigte Bereich von  $4 \text{ MeV}/c$  Breite im Impulsspektrum der Zerfallspionen. Die Untersuchung des kombinierten Datensatzes in Abschnitt 6.2.7 ergibt eine Signifikanz von 5,1. Damit bestätigen die neuen Daten die Beobachtung des Signals von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  im Experiment von 2012.

Die Anzahl der Kaon-Pion-Koinzidenzen, die aus dem Koinzidenzzeitspektrum ermittelt wird, zeigt im Gegensatz zur Zahl der Zerfallspionen von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  bei Variation der Schwelle des Kaonschnitts kein Sättigungsverhalten. Dies wird dadurch verursacht, dass Spitzen der Pionen, die in den gezeigten Spektren bereits zu erkennen sind, und Protonen in KAOS im Spektrum nur etwa 2 ns von dem Signal der Kaon-Pion-Koinzidenzen entfernt liegen. Bei höheren Schwellen sinkt ihre Unterdrückung zunehmend und die Spitze beginnt sowohl breiter als auch höher zu werden, bis der Kaonbeitrag in den Hintergrund tritt und nur noch die Spitzen der Pionen und Protonen zu erkennen sind. Die Anpassungsfunktion kann dazwischen jedoch nicht unterscheiden.

Dabei zeigt sich auch keine deutliche Veränderung der Steigung, wenn etwa keine Kaonen mehr hinzukommen oder eine andere Teilchenart beginnt von dem Schnitt erfasst zu werden. Stattdessen nimmt die Steigung in allen Fällen nur langsam und kontinuierlich zu, wodurch sich das gesuchte Maximum nicht festlegen lässt. Weil die beobachtete Anzahl aller schwachen Zerfälle mit jener der Hyperkernzerfälle in linearem Verhältnis stehen sollte, werden die beiden Schwellen, für welche die Zahl der Zerfallspionen in SpekA beziehungsweise SpekC maximal zu sein scheint, als obere und untere Grenze gewählt. Die Zahl der Kaon-Pion-Koinzidenzen wird als Mittelwert der beiden Grenzen angegeben, der systematische Fehler entspricht damit der Abweichung von den Grenzwerten.

Die Akzeptanzschnitte bewirken darüber hinaus keine systematischen Abweichungen von den in diesem Abschnitt bestimmten Werten. Das bedeutet, dass auch eine Verbesserung des Signal-zu-Untergrundverhältnisses, etwa durch einen schmäleren Schnitt in der Koinzidenzzeit, keine wesentlichen Veränderungen bewirkt.

### 6.2.6 Untersuchung des Einflusses der Anpassungsmethode

Das Ergebnis einer Anpassung an die Verteilung in einem Histogramm kann von der gewählten Klassenbreite abhängen. Dieser Effekt lässt sich vermeiden, wenn auf eine Einteilung der Daten in Klassen verzichtet wird. Im Rahmen der Maximum-Likelihood-Methode lassen sich beide Fälle behandeln. So wurde bislang die logarithmierte Wahrscheinlichkeit aus Gl. 6.23 in Abhängigkeit der verwendeten Anpassungsfunktion maximiert. Dies bietet den Vorteil, dass Histogramm und Anpassung die selbe Fläche aufweisen, solange die Funktion über ihre Parameter frei skalierbar ist [107].

Analog dazu lässt sich die logarithmierte Likelihood-Funktion auch für eine stetige Verteilung über

$$\ln \mathcal{L}(a) = \sum_i \ln p(x_i, a) \quad (6.27)$$

definieren. An die Stelle diskreter Wahrscheinlichkeiten tritt nun die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $p(x, a)$  mit den Parametern  $a$  für die Beobachtung eines Ereignisses an der Stelle  $x$ . Für sie gilt die Normierungsbedingung

$$\int p(x, a) dx = 1 \quad (6.28)$$

wodurch nur noch die Form der Verteilung, nicht aber die Anzahl der Ereignisse erfasst werden kann [108]. Für die Verteilung  $\mathcal{P}$  aus Gl. 6.12 erhält man im Bereich des minimalen  $p_{\min}$  und maximalen Impulses  $p_{\max}$  die Normierung

$$\begin{aligned} N &= \int_{p_{\min}}^{p_{\max}} [A \cdot \mathcal{G}(x, \mu, \sigma) + k] dx \\ &= \frac{A}{2} \left[ \operatorname{erf} \left( \frac{p_{\max} - \mu}{\sqrt{2}\sigma} \right) - \operatorname{erf} \left( \frac{p_{\min} - \mu}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right] + k (p_{\max} - p_{\min}) \end{aligned} \quad (6.29)$$

wobei  $\operatorname{erf}$  für die gaußsche Fehlerfunktion steht. Dann ist

$$\ln \mathcal{L}(\mu, \sigma, A, k) = \sum_i \ln (\mathcal{P}(p_i, \mu, \sigma, A, k)/N) \quad (6.30)$$

in Abhängigkeit der freien Parameter für alle Zerfallspionen mit Impuls  $p \in (p_{\min}, p_{\max})$  zu maximieren.

Auf diese Weise wurden Anpassungen an die Impulsspektren im Bereich zwischen 131 und  $135 \text{ MeV}/c^2$  durchgeführt. Als Startwerte dienten die Ergebnisse aus Abb. 6.11, von denen sich nur sehr geringe Abweichungen ergeben, dabei wurden keine Grenzwerte für die Parameter verwendet. Die Resultate für den Impuls der Zerfallspionen von  ${}^4\text{H}$  sind in Tab. 6.6 gegenübergestellt. Beide Methoden zeigen im Rahmen der Fehler eine sehr gute Übereinstimmung, womit kein systematischer Einfluss festgestellt werden kann. Allerdings ist die Anpassung an die stetigen Daten durchwegs mit einer geringeren Unsicherheit behaftet.

Tabelle 6.6: Mit der Maximum-Likelihood-Methode ermittelter Wert des Zerfallspionimpulses  $p_\pi$  von  ${}^4\Lambda\text{H}$  und des statistischen Fehlers. Die Anpassungen an die Datensätze wurden sowohl mit stetigen als auch diskretisierten Impulsverteilungen durchgeführt.

Experiment	Spektrometer	Targetdicke μm	$p_\pi$ (diskret)	$p_\pi$ (stetig)
			MeV/ $c^2$	MeV/ $c^2$
2014	SpekA	123	132, 875(14)	132, 875(12)
2014	SpekA	253	132, 846(17)	132, 851(11)
2014	SpekC	123	132, 859(14)	132, 846(14)
2014	SpekC	253	132, 918(19)	132, 920(14)

Durch Bildung des mit der beobachteten Anzahl der Zerfallsspitzen von  ${}^4\Lambda\text{H}$  gewichteten Mittelwerts der vier Messungen erhält man für den diskreten Fall

$$p_\pi / (\text{MeV}/c) = 132, 871 \pm 0, 008 \text{ (stat.)} \pm 0, 106 \text{ (syst.)} \quad (6.31)$$

$$m_{\Lambda} / (\text{MeV}/c^2) = 3922, 450 \pm 0, 006 \text{ (stat.)} \pm 0, 077 \text{ (syst.)} \quad (6.32)$$

$$S_\Lambda / (\text{MeV}) = 2, 154 \pm 0, 006 \text{ (stat.)} \pm 0, 077 \text{ (syst.)} \quad (6.33)$$

und für die Anpassung an die stetige Impulsverteilung

$$p_\pi / (\text{MeV}/c) = 132, 867 \pm 0, 007 \text{ (stat.)} \pm 0, 106 \text{ (syst.)} \quad (6.34)$$

$$m_{\Lambda} / (\text{MeV}/c^2) = 3922, 447 \pm 0, 005 \text{ (stat.)} \pm 0, 077 \text{ (syst.)} \quad (6.35)$$

$$S_\Lambda / (\text{MeV}) = 2, 157 \pm 0, 005 \text{ (stat.)} \pm 0, 077 \text{ (syst.)} \quad (6.36)$$

mit Abweichungen von unter einem Sigma. Aufgrund der höheren statistischen Signifikanz bei den niedrigen Ereigniszahlen und weil das Auftreten von Artefakten durch die Diskretisierung in diesem Fall ausgeschlossen werden kann, werden die Werte der stetigen Maximum-Likelihood-Methode als Endergebnis verwendet.

### 6.2.7 Suche nach weiteren Hyperkernsignalen

Durch die Fragmentation des initial erzeugten Hyperkerns, der wegen des großen Impulsübergangs in der untersuchten Reaktion hoch angeregt ist, entsteht eine Vielzahl verschiedener Hyperkernisotope. Zerfallen diese über einen  $\pi^-$ -Zweikörperzerfall, dann führen sie zu weiteren charakteristischen Signalen im Impulsspektrum der Zerfallsspitzen. Damit diese auch beobachtet werden können, muss ihre Anzahl hoch genug sein, um sie vom Untergrund zu trennen.

Deswegen wird hier der vollständige Datensatz beider Spektrometer und Targets untersucht. Dazu werden die Impulskorrekturen weiterhin getrennt angewendet und die resultierenden Impulsspektren aufsummiert. Die Schnitte sollen im Rahmen der bei der Untersuchung des Signals von  ${}^4\Lambda\text{H}$  im letzten Abschnitt festgestellten systematischen Unsicherheit des Kaonschnitts variiert werden. Zusätzlich sollen auch engere Akzeptanzschnitte getestet werden, für

die sich ein besseres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erwarten lässt. Weil sich keine signifikanten Unterschiede zwischen den Schnitten feststellen ließen, werden für sie durch Bildung des Mittelwertes einheitliche Werte verwendet.

Das somit bestimmte Spektrum ist in Abb. 6.17 dargestellt. Eine Anpassung an die Spitze

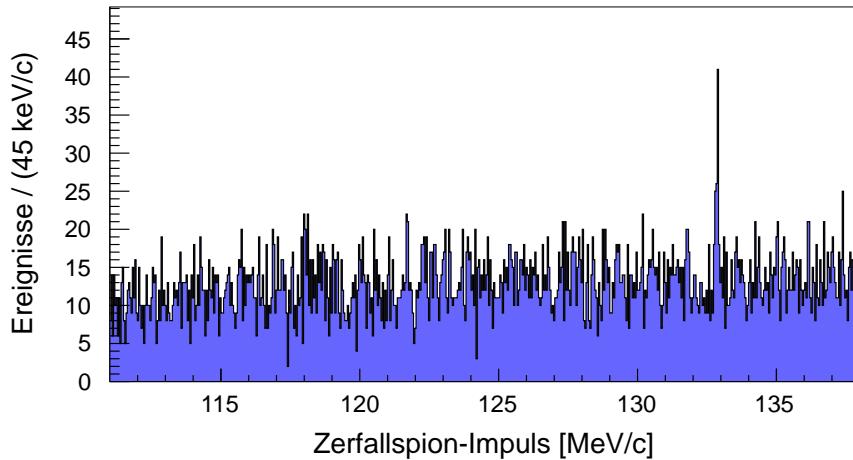


Abbildung 6.17: Kombiniertes Impulsspektrum der Zerfallspionen aller Datensätze des neuen Experiments. Das Signal von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  tritt deutlich hervor, andere monoenergetische Spitzen heben sich jedoch nicht vom Untergrund ab.

von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  liefert eine Signifikanz von 5,1 mittels der Profile-Likelihood-Methode, diese ist ausreichend, um die Beobachtung des Signals unabhängig von den Daten der letzten Strahlzeit zu bestätigen. Die Position wird dabei zu 132,866 keV/c bestimmt, was sehr gut mit dem gewichteten Mittelwert der Einzelmessungen übereinstimmt.

Neben dem Signal von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  zeigen sich jedoch keine weiteren augenfälligen Spitzen im Spektrum. Um für jede Klasse eine lokale Wahrscheinlichkeit für ein echtes Signal angeben zu können, wird die Signifikanz über den Z-Wert

$$Z_{\text{ssb}} = \frac{S}{\sqrt{S + B}} \quad (6.37)$$

abgeschätzt. Da dieser die Unsicherheiten der Anzahl der Signalereignisse  $S$  und Untergrundereignisse  $B$  außer Betracht lässt, kann die Signifikanz dadurch sowohl unter- als auch überschätzt werden [106]. Der Wert wird für jede Klasse im Spektrum ermittelt, indem der mittlere Untergrund  $U$  in einem Intervall von 4 MeV/c um die Klasse durch das arithmetische Mittel bestimmt wird. Klassen die weniger als 100 keV/c vom Schwerpunkt des  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ -Signals entfernt liegen werden dabei nicht berücksichtigt. Zur Bestimmung des Signals werden  $n$  Klassen um die untersuchte Klasse  $i$  im Spektrum herangezogen und über die Zahl ihrer Einträge  $N$  wird die Zahl der möglichen Signalereignisse

$$S_i = \sum_{j=i-n}^{i+n} N_j - U_j \quad (6.38)$$

berechnet. Wie viele Klassen zu berücksichtigen sind hängt von der Klassenbreite und der Breite des Signals der Zerfallspionen ab. Die Klassenbreite wurde identisch zu den Spektren

gewählt, in welchen die Signalanpassung durchgeführt wurde. Der Hauptbeitrag lag dabei immer in drei Klassen, weshalb hier  $n = 1$  verwendet wird, ein Test mit  $n = 2$  lieferte qualitativ das selbe Ergebnis.

Der Verlauf der lokal ermittelten Signifikanz für das zuvor gezeigte Impulsspektrum ist in Abb. 6.18 zu sehen. Der höchste Wert wird im Bereich des Signals von  ${}^4\Lambda H$  erreicht. Weitere

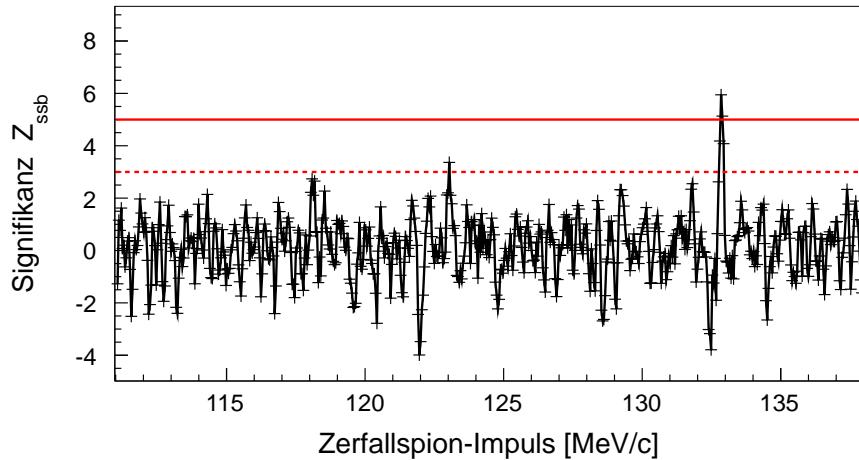


Abbildung 6.18: Für jede Klasse aus dem Impulsspektrum der Zerfallspionen aller Datensätze lokal bestimmte Signifikanz  $Z_{ssb}$ . Allein das Signal von  ${}^4\Lambda H$  überschreitet die Grenze von fünf Sigma.

Ausschläge treten sowohl in positiver wie negativer Richtung auf, negative Werte entstehen aufgrund der Definition von  $Z_{ssb}$  in Gl. 6.37, wenn die Anzahl der Ereignisse im Spektrum unterhalb des mittleren Untergrunds liegt.

Da Schnitte mit einem besseren Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu einer höheren Signifikanz führen können, wurde ein Bereich sinnvoller Schnitte auf die vorgestellte Weise untersucht. Dabei wurde der Kaonschnitt zwischen 0,9–1,2, der Koinzidenzzeitschnitt zwischen 0,5–1,5 ns und der Vertextschmitt zwischen 10–45 mm in jeweils zehn äquidistanten Schritten variiert. Für alle daraus resultierenden Kombinationen wurde der Maximalwert der Signifikanz für jede Klasse einzeln bestimmt und in Abb. 6.19 aufgetragen. Die höchste Signifikanz weist das Signal von  ${}^4\Lambda H$  auf, allerdings wird die Signifikanz mit einem Wert von über sechs gegenüber 5,1 mit der Profile-Likelihood-Methode überschätzt. Noch deutlicher tritt dies bei den anderen Bereichen des Spektrums auf. So führt die Überprüfung der zweithöchsten Spitze zu einer Signifikanz von 2,3 statt beinahe vier, allerdings erwartet man bei diesem Impuls auch keine monochromatischen Zerfallspionen. Stattdessen würde man der Simulation zufolge zuerst das Signal von  ${}^3\Lambda H$  im Bereich von 114,4 MeV/c erwarten. Bei der gegebenen Statistik lassen sich darauf jedoch keine Hinweise finden.

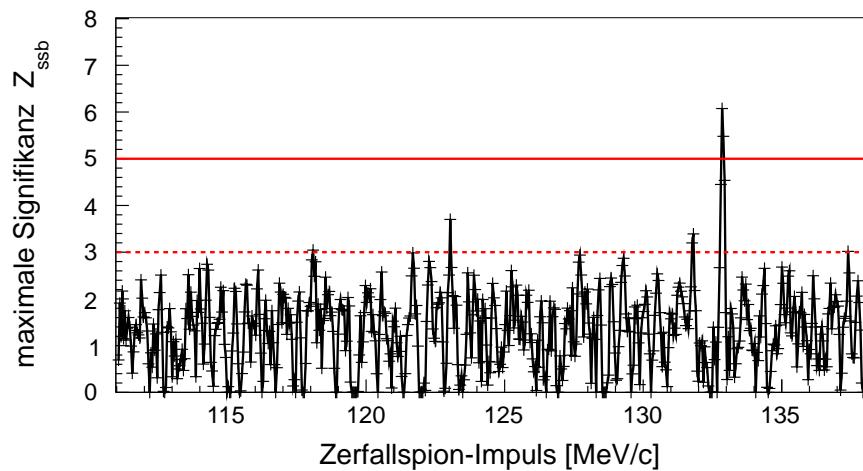


Abbildung 6.19: Maximale Signifikanz  $Z_{ssb}$  der jeweiligen Klasse des Impulsspektrums der Zerfallspionen. Betrachtet wurde der kombinierte Datensatz unter einer Reihe von Schnitten, die sich für die Beobachtung von Hyperkernsignalen eignen. Eingezeichnet ist jeweils der höchste Wert aus allen Schnittbedingungen.

## Kapitel 7

---

# Diskussion & Ausblick

---

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Programm der Pion-Zerfallsspektroskopie zur Bestimmung der Grundzustandsenergie leichter  $\Lambda$ -Hyperkerne am Mainzer Mikrotron fortgeführt. In einem einmonatigen Experiment gelang in 2014 erstmals der gleichzeitige Nachweis der Zerfallspionen von  $^4\Lambda\text{H}$  mit zwei unabhängigen Spektrometern. Weiterentwicklungen des experimentellen Aufbaus erlaubten eine doppelt so hohe Datennahmerate bei zugleich stabileren Messbedingungen. Um die Vergleichbarkeit mit der ersten erfolgreichen Durchführung der Pion-Zerfallsspektroskopie von 2012 zu gewährleisten, wurde als Targetmaterial wieder  $^9\text{Be}$  verwendet.

Für die Kalibration der Detektorsysteme wurde ein automatisches Verfahren entwickelt, das eine konsistente Darstellung der Messgrößen über den gesamten Zeitraum der Strahlzeit ermöglicht. Dadurch ließ sich die zur Untergrundunterdrückung entscheidende Zeitauflösung noch einmal verdoppeln. Mit Hilfe der Daten aus der Elektronenstreuung wurde eine Simulation der Signalantwort für die Spektrometer durchgeführt und auf die Analyse der Zerfallspionen übertragen, was zu einer einheitlichen Behandlung der notwendigen Korrekturen geführt hat.

Die Absolutkalibration erfolgte anhand der Elektronenstreuung an  $^{181}\text{Ta}$  und  $^{12}\text{C}$ , die sich als konsistent zu den Kalibrationsdaten des letzten Experiments erwiesen hat. Durch die quasi-kontinuierliche Überwachung der Magnetfeldstärke aller Spektrometer konnte der Effekt einer zeitlichen Drift auf die Impulsbestimmung unterdrückt werden. Damit konnten erstmals systematische Abweichungen in der Rekonstruktion des Teilchenimpulses aufgelöst und bei der Bestimmung des Absolutwerts des Impulses der Zerfallspionen berücksichtigt werden. Wobei sich zeigte, dass die notwendigen Korrekturen für  $^{12}\text{C}$  noch nicht genau genug verstanden sind, um an die absolute Genauigkeit von  $^{181}\text{Ta}$  heranzureichen. Zukünftig wäre eine genauere Bestimmung der Transfermatrizen wünschenswert, dies gilt insbesondere für SpekC, für das aufgrund der festgelegten Kinematik keine hochwertigen Kalibrationsdaten gewonnen werden konnten.

Ein Schwerpunkt der Auswertung lag auf den Studien zu systematischen Abhängigkeiten der Messergebnisse. Auf Seiten des experimentellen Aufbaus diente dazu die Messung mit zwei unabhängigen Spektrometer und zwei unterschiedlichen Targetdicken. Innerhalb der Analyse wurden die Auswirkungen der Schnittauswahl und die Bestimmungsmethode für die Position des Signals der Zerfallspionen untersucht. Dadurch konnte eine konsistente Auswertung aller Daten erreicht werden, bei der sich keine signifikanten Auswirkungen auf die Impulsbestimmung gezeigt haben. Diese ergab für  $^4\Lambda\text{H}$  einen Impuls der Zerfallspionen  $p_\pi$ , die Hyperkern-

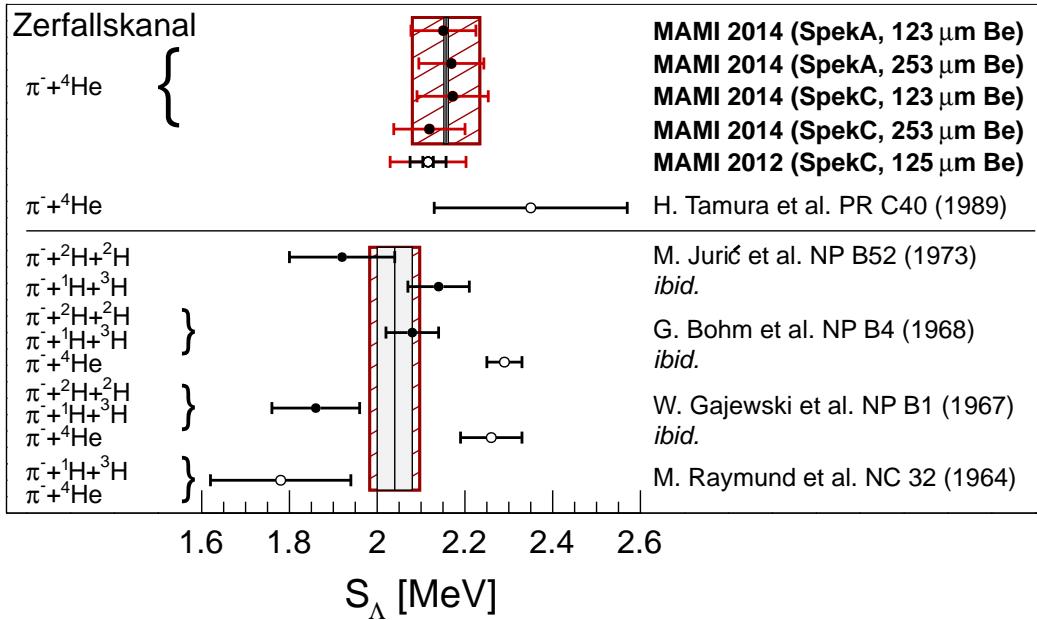


Abbildung 7.1: Messungen der  $\Lambda$ -Separationsenergie von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  mittels Zerfallsspektroskopie durch die Untersuchung von Kernemulsionen (unten) sowie mit Magnetspektrometern (oben). Sofern darstellbar geben die schwarzen Fehlerbalken die statistischen Fehler wieder, für die Messung an MAMI von 2012 ist zusätzlich die Unsicherheit der Magnetfeldmessung gezeigt. Systematische Fehler sind in rot dargestellt und beruhen für die Kernemulsionsexperimente auf Abschätzungen [30]. Der Mittelwert beider Methoden ist durch die schraffierten Flächen dargestellt, dessen roter Bereich den absoluten Fehler wiedergibt. Messwerte mit offenen Kreisen wurden nicht zur Mittelwertbildung herangezogen.

masse  $m$  und  $\Lambda$ -Separationsenergie  $S_\Lambda$  von

$$p_\pi = 132,867 \pm 0,007 \text{ (stat.)} \pm 0,106 \text{ (syst.)} \text{ MeV}/c \quad (7.1)$$

$$m = 3922,447 \pm 0,005 \text{ (stat.)} \pm 0,077 \text{ (syst.)} \text{ MeV}/c^2 \quad (7.2)$$

$$S_\Lambda = 2,157 \pm 0,005 \text{ (stat.)} \pm 0,077 \text{ (syst.)} \text{ MeV} \quad (7.3)$$

unter Berücksichtigung aller Messungen. Dies stimmt mit den Werten

$$p_\pi(2012) = 132,922 \pm 0,019 \text{ (stat.)} \pm 0,111 \text{ (syst.)} \pm 0,040 \text{ (stab.)} \text{ MeV}/c \quad (7.4)$$

$$m(2012) = 3922,487 \pm 0,012 \text{ (stat.)} \pm 0,081 \text{ (syst.)} \pm 0,029 \text{ (stab.)} \text{ MeV}/c^2 \quad (7.5)$$

$$S_\Lambda(2012) = 2,117 \pm 0,012 \text{ (stat.)} \pm 0,081 \text{ (syst.)} \pm 0,029 \text{ (stab.)} \text{ MeV} \quad (7.6)$$

der auf die gleiche Weise neu analysierten Daten von 2012 aus Ref. [67] überein, wenn man berücksichtigt, dass der systematische Fehler durch die Stabilität des Magnetfeldes in den neuen Messungen vernachlässigbar klein ist. Diese Ergebnisse sind in Abb. 7.1 zusammen mit den in Kernemulsionen bestimmten Werten der  $\Lambda$ -Separationsenergie von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  gezeigt. Im Vergleich zu vorhergegangen Messungen ist die statistische Unsicherheit bei der Pion-Zerfallsspektroskopie

---

dank der sehr hohen Auflösung der Magnetspektrometer fast eine Größenordnung niedriger. Die Mittelwerte beider Verfahren stimmen innerhalb der etwa gleich großen Messgenauigkeit miteinander überein.

Damit konnte die hochauflösende Pion-Zerfallsspektroskopie als unabhängige Messmethode etabliert und die bislang bekannte  $\Lambda$ -Separationsenergie von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  bestätigt werden. Um auch einen quantitativen Betrag zur Frage der Ladungssymmetriebrüche im System von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  und  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  zu erreichen und die hohe Präzision der Messtechnik zur Geltung zu bringen, muss im nächsten Schritt der systematische Fehler weiter reduziert werden. Nach den Verbesserungen in der Experimentüberwachung und einer in sich konsistenten Analyse hängt dieser ausschließlich von der Genauigkeit der Absolutkalibration der Spektrometer ab. Diese ist bei den jetzigen Messungen durch die systematische Unkenntnis der Strahlenergie bei der Elektronenstreuung am Tantal-Target bestimmt.

Seit dem absehbar positiven Verlauf der Auswertung der Messung von 2014 wird in der Arbeitsgruppe an neuen Messverfahren der Strahlenergie von MAMI gearbeitet. Dazu ist für Anfang 2016 eine Messung mit anschließender Spektrometerkalibration geplant [109]. Dabei soll ein Dipolmagnet vor dem Einschuss in die A1-Halle verwendet werden, um den Impuls des Strahls spektroskopisch zu erfassen. Dazu müssen die Feldkarte des Magneten und die Strahlbahn vor und nach dessen Durchlaufen sehr genau bestimmt werden.

Alternativ dazu wird mit den Untersuchungen zur Verwendung eines Undulators an MAMI begonnen [110]. Durch die genaue Messung der Wellenlänge des vom Elektronenstrahl ausgesandten Lichts, das durch die Beschleunigung im Undulator entsteht, kann man über die Undulatorgleichung auf den Elektronenimpuls zurückschließen.

Ziel dieser Bestrebungen ist es einen systematischen Fehler vergleichbar zur Auflösung der Spektrometer von  $2 \cdot 10^{-4}$  zu erzielen. Durch die Kombination der Pion-Zerfallsspektroskopie von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  und der Elektronenstreuung an  ${}^{181}\text{Ta}$  in der Strahlzeit von 2014 soll sich eine verbesserte Absolutkalibration der Spektrometer auf ihre Konsistenz mit den Daten hin überprüfen und auf die Ergebnisse der Messung der  $\Lambda$ -Separationsenergie übertragen lassen. Dadurch könnte die absolute Genauigkeit um einen Faktor vier gesteigert werden, was der Pion-Zerfallsspektroskopie an MAMI auf absehbare Zeit die genaueste Bestimmung der  $\Lambda$ -Separationsenergie leichter Hyperkerne erlauben würde.

Die Beobachtung weiterer Hyperkernfragmente konnte jedoch noch nicht erreicht werden. Modellvorhersagen zufolge liegt die Ausbeute an  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  etwa eine Größenordnung unter jener von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  und damit unterhalb der Nachweisgrenze. Diese konnte im Vergleich zur Messung von 2012 nicht wesentlich gesteigert werden. Die Daten werden inzwischen innerhalb der Kollaboration unabhängig von der vorgestellten Auswertung mit einer komplementären Analysemethode untersucht. Ob dabei wie beim Experiment von 2012 durch eine Vielspuranalyse bislang verlorene Hyperkernereignisse gefunden werden können, ist jedoch noch offen.

Damit sich bei künftigen Messungen auch schwerere Hyperkernfragmente beobachten lassen, werden andere Produktionstargets benötigt. Die Modelle zur Vorhersage der Ausbeute von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  an einem  ${}^9\text{Be}$ -Target liegen nur einen Faktor drei unterhalb der Beobachtung des neuen Experiments. Allerdings enthält das Modell bislang nur Reaktionskanäle in denen ein  $\Lambda$ -Teilchen direkt produziert wird. Allerdings könnten  $\Lambda$ -Hyperkerne auch durch die  $\Sigma$ -Produktion, deren Wirkungsquerschnitt mit der  $\Lambda$ -Produktion vergleichbar ist [111], entstehen. So könnte das quasi-frei produzierte  $\Sigma$ -Teilchen zunächst eines der Nukleonen des Restkerns herausschlagen und mit hoher Wahrscheinlichkeit vom Restkern eingefangen werden. Wenn es darauf im

Kern zerfällt, kann daraus ein  $\Lambda$ -Hyperkern hervorgehen. Somit sind absolute Vorhersagen für schwerere Targets im Vergleich zum verwendeten  $^9\text{Be}$ -Target bislang noch nicht gesichert. Um die Modelle zu verbessern, wäre die Messung des Wirkungsquerschnitts verschiedener Hyperkernfragmente besonders hilfreich. Um dies mit dem aktuellen Aufbau zu erreichen, müsste die absolute Effizienz der Kaon- und Zerfallspionauswahl bekannt sein. Da sich diese nicht direkt aus experimentellen Daten an MAMI gewinnen lassen, wären hierzu zumindest experimentell gestützte Simulationen notwendig.

### Aktuelle Entwicklung

Dank der Fortschritte auf experimenteller wie theoretischer Seite, steht das System der beiden Spiegelhyperkerne  $^4_\Lambda\text{H}$  und  $^4_\Lambda\text{He}$  wieder im Fokus derzeitiger Forschungen – nicht nur an MAMI.

So gelang es vor kurzem den  $\gamma$ -Übergang von  $^4_\Lambda\text{He}$  mittels hochauflösenden Germanium-detektoren genau zu bestimmen und dessen bisherige Zuweisung zu widerlegen [112]. Das daraus abgeleitete neue Termschema der  $A = 4$   $\Lambda$ -Hyperkerne ist in Abb. 7.2 gezeigt. Die

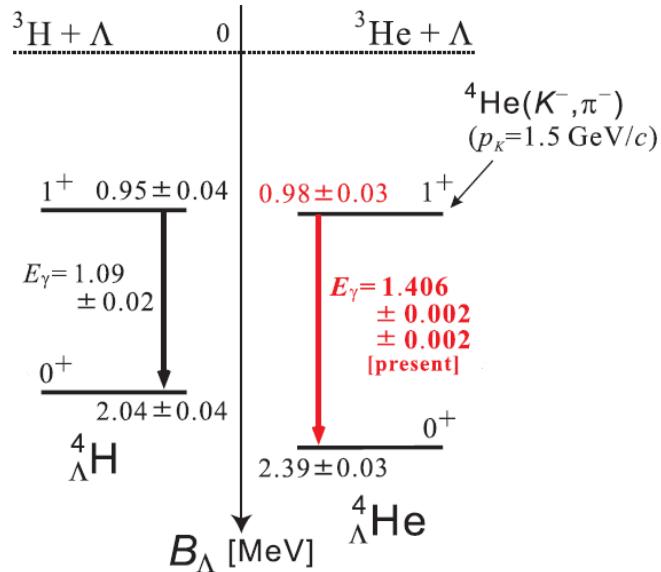


Abbildung 7.2: Experimentell bestimmtes Termschema der Spiegelhyperkerne  $^4_\Lambda\text{H}$  und  $^4_\Lambda\text{He}$  (Original aus Ref. [112]). Die  $\Lambda$ -Bindungsenergie  $B_\Lambda$  gibt an mit welcher Energie das  $\Lambda$ -Teilchen an den entsprechenden Restkern gebunden ist.

lange Zeit gültige Zuweisung der  $\gamma$ -Übergänge von  $^4_\Lambda\text{H}$  und  $^4_\Lambda\text{He}$  wies nur einen Unterschied von 60 keV auf und ließ sich durch theoretische Modelle nicht konsistent beschreiben. Allerdings bestanden wegen der geringen Statistik der einzigen Messung von  $^4_\Lambda\text{He}$  [113] mit einem NaI(Tl)-Detektor Zweifel an diesem Übergang, weshalb auch andere bislang unzugewiesene  $\gamma$ -Linien anderer Experimente in Betracht gezogen wurden [62].

Mit einem Unterschied von  $316 \pm 20$  keV zwischen den Anregungsenergien der beiden Hyperkerne zeigt sich nun auch im Spin-Spin-Anteil der  $\Lambda\text{N}$ -Wechselwirkung ein starker CSB-Effekt [112]. Die Absolutenergie der angeregten Zustände ergibt sich hingegen erst aus der Kombination mit den Messungen der Grundzustände. Bei ihrer Bestimmung mit Hilfe von

---

Kernemulsionen wird allgemein angenommen, dass nicht näher quantifizierte systematische Fehler durch eine Kalibration auf die  $\Lambda$ -Masse klein sind [114, 115, 33]. Allerdings existieren dazu keine Studien, sodass nur nachträgliche Abschätzungen von etwa 40 keV für den systematischen Fehler vorliegen [30].

Sollte sich der Trend einer im Vergleich zu den Kernemulsionsmessungen um etwa 100 keV höheren  $\Lambda$ -Separationsenergie von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  nach einer verbesserten Absolutkalibration an MAMI bestätigen, würde dies ebenfalls zu einer neuen Interpretation der Ladungssymmetriebrechung der  $A = 4$   $\Lambda$ -Hyperkerne beitragen. Die Differenz der Grundzustände beträgt in den Kernemulsionsmessungen  $\Delta B_{\Lambda}^4(0_{\text{g.s.}}^+) = 350 \pm 50$  keV [33], wobei man davon ausgeht, dass sich die systematischen Fehler im Wesentlichen gegenseitig aufheben. Das Ergebnis der hochauflösenden Pion-Zerfallsspektroskopie führt jetzt zu  $\Delta B_{\Lambda}^4(0_{\text{g.s.}}^+) = 233 \pm 92$  keV, mit dem auf 40 keV abgeschätzten systematischen Fehler der Kernemulsionen [30].

Die Differenz der  $\Lambda$ -Bindungsenergie der angeregten Zustände galt mit 280 keV lange als deutlich Positiv. Die neue Zuordnung des  $\gamma$ -Übergangs von  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  reduziert dies auf  $\Delta B_{\Lambda}^4(1_{\text{ex.}}^+) = 34 \pm 54$  keV [112]. Verwendet man für den Grundzustand die Messung an MAMI erhält man mit  $\Delta B_{\Lambda}^4(1_{\text{ex.}}^+) = -83 \pm 94$  keV sogar erstmals einen Hinweis auf einen negativen CSB-Effekt. Dies könnte den Trend neuer Berechnungen auf Grundlage der  $\Lambda\text{N}-\Sigma\text{N}$ -Kopplung bestätigen [116].

Durch die Einführung eines schematischen  $\Lambda\text{N}-\Sigma\text{N}$ -Kopplungsmodells, basierend auf einer effektiven YN-Zentralwechselwirkung, gelang erstmals die Berechnung eines großen Unterschieds in der Separationsenergie der  $A = 4$  Hyperkerne von  $\Delta B_{\Lambda}^4(0_{\text{g.s.}}^+) \approx 250$  keV. Dieser CSB-Beitrag zum YN-Potential erlaubte es zudem die experimentellen CSB-Werte für  $p$ -Schalen  $\Lambda$ -Hyperkerne qualitativ zu reproduzieren. Dies wurde auf konstruktive Beiträge zur  $\Lambda\Sigma$ -Kopplung durch  $\pi$ - und  $\rho$ -Austausch zurückgeführt. Im Gegensatz zu den dabei zugrunde liegenden realistischen Mesonaustausch-YN-Modellen NSC97<sub>e,f</sub> bei denen diese Wechselwirkung durch eine starke Tensor-Komponenten bestimmt wird, wodurch es zu destruktiver Interferenz kommt [62].

Nachfolgende ab initio Berechnungen der 4-Körper-Probleme von  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  und  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  zeigen mit  $\Delta B_{\Lambda}^4(0_{\text{g.s.}}^+) = 180 \pm 100$  keV einen ebenfalls großen CSB-Effekt, der erstmals mit der experimentellen Beobachtung  $\Delta S_{\Lambda}^4 = 233 \pm 92$  keV der neuen MAMI Messung vereinbar ist. Die  $\Lambda\text{N}-\Sigma\text{N}$ -Kopplung entsteht dabei durch die Kontaktterme des mikroskopischen YN-Wechselwirkung des führende Ordnung chiralen effektiven Feldtheorie-Modells, für das das ladungssymmetrische Bonn-Jülich-YN-Potential verwendet wurde [116].

Somit führen präzisere, experimentellen Beobachtung derzeit zu einem neuen Verständnis der immer noch außergewöhnlich großen Ladungssymmetriebrechung im System der  $A = 4$  Hyperkerne. Wenn die Genauigkeit von Experimenten und theoretischen Modellen in Zukunft noch gesteigert wird, könnte eine Erklärung der Ladungssymmetriebrechung in der  $\Lambda\text{N}$ -Wechselwirkung schon bald in greifbare Nähe rücken.



---

# Literatur

---

- [1] M. Danysz et al.: *Delayed disintegration of a heavy nuclear fragment: I.* Philosophical Magazine 7 **44**, 348–350 (1953).
- [2] A. J. Seriff et al.: *Cloud-Chamber Observations of the New Unstable Cosmic-Ray Particles.* Physical Review **78**, 290–291 (1950).
- [3] V. D. Hopper et al.: *Evidence Concerning the Existence of the New Unstable Elementary Neutral Particle.* Physical Review **80**, 1099–1100 (1950).
- [4] D. A. Tidman et al.: *Delayed disintegration of a heavy nuclear fragment: II.* Philosophical Magazine 7 **44**, 350–352 (1953).
- [5] V. A. Ambartsumyan et al.: *The Degenerate Superdense Gas of Elementary Particles.* Astronomicheskii Zhurnal **37**, 193–368 (1960).
- [6] R. E. Cutkosky: *Symmetries Among the Strongly Interacting Particles.* Annual Review of Nuclear Science **14**, 175–204 (1964).
- [7] O. Hashimoto et al.: *Spectroscopy of  $\Lambda$  hypernuclei.* Progress in Particle and Nuclear Physics **57**, 564–653 (2006).
- [8] I. Vidaña: *Hyperons and neutron stars.* Nuclear Physics A **914**, 367–376 (2013).
- [9] F. Weber: *Strange quark matter and compact stars.* Progress in Particle and Nuclear Physics **54**, 193–288 (2005).
- [10] F. Halzen et al.: *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics.* New York: John Wiley & Sons, 1984.
- [11] J. F. Donoghue et al.: *Dynamics of the Standard Model.* Cambridge: Cambridge University Press, 1992.
- [12] H. Yukawa: *On the Interaction of Elementary Particles.* Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan 3 **17**, 48–57 (1935).
- [13] V. G. J. Stoks et al.: *Construction of high-quality NN potential models.* Physical Review C **49**, 2950–2962 (1994).
- [14] R. Machleidt: *High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential.* Physical Review C **63**, 024001 (2001).
- [15] J. J. de Swart et al.: *The One-Boson-Exchange Potential Model Approach* (1993). arXiv: 9405008 [nucl-th].
- [16] B. F. Gibson et al.: *A Survey of Hypernuclear Physics.* Physics Reports **257**, 349–388 (1995).
- [17] A. Parreño et al.: *An EFT for the weak  $\Lambda N$  interaction.* Nuclear Physics A **754**, 127c–136c (2005).
- [18] J. Haidenbauer et al.: *Hyperon–nucleon interaction at next-to-leading order in chiral effective field theory.* Nuclear Physics A **915**, 24–58 (2013).

- [19] A. Gal et al.: *A shell-model analysis of  $\Lambda$  binding energies for the p-shell hypernuclei. I. Basic formulas and matrix elements for  $\Lambda N$  and  $\Lambda NN$  forces*. Annals of Physics **63**, 53–126 (1971).
- [20] D. J. Millener: *Shell-model calculations for p-shell hypernuclei*. Nuclear Physics A **881**, 298–309 (2012).
- [21] T. Motoba et al.: *Light p-Shell  $\Lambda$ -Hypernuclei by the Microscopic Three-Cluster Model*. Progress of Theoretical Physics **70**, 176–188 (1983).
- [22] E. Hiyama et al.: *Structure of light hypernuclei*. Progress in Particle and Nuclear Physics **63**, 339–395 (2009).
- [23] T. Motoba et al.: *Continuum Pion Spectra in the Weak Decays of  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  and  ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$* . Nuclear Physics A **534**, 597–619 (1991).
- [24] N. Guleria et al.: *A study of  $\Lambda$  hypernuclei within the Skyrme–Hartree–Fock model*. Nuclear Physics A **886**, 71–91 (2012).
- [25] A. Parreño: *Binding two baryons in Lattice QCD*. Nuclear Physics A **881**, 14–27 (2012).
- [26] S. R. Beane et al.: *A framework for exploring the interactions and decays of hyperons with lattice QCD*. Nuclear Physics A **747**, 55–74 (2005).
- [27] K. Sasaki: *Coupled channel approach to hyperonic interactions from lattice QCD*. Nuclear Physics A **914**, 231–237 (2013).
- [28] F. Dohrmann et al.: *Angular Distributions for  ${}^{3,4}_{\Lambda}\text{H}$  Bound States in the  ${}^{3,4}_{\Lambda}\text{He}(e, e'K^+)$  Reaction*. Physical Review Letters **93**, 242501 (2004).
- [29] D. H. Davis: *50 years of hypernuclear physics I. The early experiments*. Nuclear Physics A **754**, 3c–13c (2005).
- [30] D. H. Davis: *Hypernuclei - The Early Days*. Nuclear Physics A **547**, 369c–378c (1992).
- [31] J. Lemonne et al.: *A determination of the  $\Lambda$ -nuclear potential well-depth*. Physics Letters **18**, 354–356 (1965).
- [32] M. M. Block et al.: *Hyperfragment studies in the helium bubble chamber*. Proceedings of the International Conference on Hyperfragments, 63–74 (1963).
- [33] M. Jurič et al.: *A new determination of the binding-energy values of the light hypernuclei ( $A \leq 15$ )*. Nuclear Physics B **52**, 1–30 (1973).
- [34] H. Takahashi et al.: *Observation of a  ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$  Double Hypernucleus*. Physical Review Letters **87**, 212502 (2001).
- [35] H. Tamura et al.: *Formation of  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  hypernuclei from  $K^-$  absorption at rest on light nuclei*. Physical Review C **40**, R479–R482 (1989).
- [36] H. Outa et al.: *Lifetime measurement of  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  hypernucleus*. Nuclear Physics A **547**, 109c–114c (1992).
- [37] M. Agnello et al.: *First results from the FINUDA experiment*. Nuclear Physics A **752**, 139–144 (2005).
- [38] M. Agnello et al.: *First observation of the hyper superheavy hydrogen  ${}^6_{\Lambda}\text{H}$* . Nuclear Physics A **881**, 269–287 (2012).
- [39] M. A. Faessler et al.: *Spectroscopy of the hypernucleus  ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$* . Physics Letters B **46**, 468–47 (1973).

- [40] C. Milner et al.: *Observation of  $\Lambda$ -Hypernuclei in the Reaction  $^{12}\text{C}(\pi^+, K^+) \Lambda^{12}\text{C}$* . Physical Review Letters **54**, 1237–1240 (1985).
- [41] H. C. Bhang et al.: *Lifetimes of  $\Lambda$  hypernuclei up to  $\Lambda\text{Fe}$* . Nuclear Physics A **639**, 269c–278c (1998).
- [42] T. Miyoshi et al.: *High Resolution Spectroscopy of the  $^{12}\Lambda\text{B}$  Hypernucleus Produced by the  $(e, e'K^+)$  Reaction*. Physical Review Letters **90**, 232502 (2003).
- [43] S. N. Nakamura et al.: *Observation of the  $^{7}\Lambda\text{He}$  Hypernucleus by the  $(e, e'K^+)$  Reaction*. Physical Review Letters **110**, 012502 (2013).
- [44] A. Bamberger et al.: *Observation of  $\gamma$ -rays from the excited states of hypernuclei*. Physics Letters B **36**, 412–414 (1971).
- [45] H. Tamura et al.: *Observation of a Spin-Flip M1 Transition in  $^{7}\Lambda\text{Li}$* . Physical Review Letters **84**, 5963–5966 (2000).
- [46] K. Tanida et al.: *Measurement of the  $B(E2)$  of  $^{7}\Lambda\text{Li}$  and Shrinkage of the Hypernuclear Size*. Physical Review Letters **86**, 1982–1985 (2001).
- [47] H. Akikawa et al.: *Hypernuclear Fine Structure in  $^{9}\Lambda\text{Be}$* . Physical Review Letters **88**, 082501 (2002).
- [48] K. A. Olive et al. (Particle Data Group): *Review of Particle Physics*. Chinese Physics C **38**, 1–1676 (2014).
- [49] H. Park et al.: *Lifetime measurements of medium-heavy  $\Lambda$  hypernuclei*. Physical Review C **61**, 054004 (2000).
- [50] B. Povh: *Hypernuclei*. Annual Review of Nuclear and Particle Science **28**, 1–32 (1978).
- [51] G. Alexander et al.: *Study of the  $\Lambda - N$  System in Low-Energy  $\Lambda - p$  Elastic Scattering*. Physical Review **173**, 1452–1460 (1968).
- [52] B. F. Gibson et al.: *Effects of  $\Lambda - \Sigma$  Coupling in  $^{4}\Lambda\text{H}$ ,  $^{4}\Lambda\text{He}$ , and  $^{5}\Lambda\text{He}$* . Physical Review C **6**, 741–748 (1972).
- [53] J. Dabrowski: *Effects of  $\Lambda - \Sigma$  Coupling in  $^{4}\Lambda\text{H}-^{4}\Lambda\text{He}$* . Physical Review C **8**, 835–836 (1973).
- [54] E. Hiyama et al.:  *$\Lambda - \Sigma$  conversion in  $^{4}\Lambda\text{He}$  and  $^{4}\Lambda\text{H}$  based on a four-body calculation*. Physical Review **65**, 011301 (2001).
- [55] R. H. Dalitz: *Charge Independence in Light Hyperfragments*. Physical Review **7** **99**, 1475–1477 (1955).
- [56] G. A. Miller et al.: *Charge Independence and Charge Symmetry* (1994). arXiv: 9409013 [nucl-th].
- [57] G. A. Miller et al.: *Charge Symmetry Breaking and QCD*. Annual Review of Nuclear and Particle Science **56**, 253–292 (2006).
- [58] G. A. Miller et al.: *Charge symmetry, quarks and mesons*. Physics Reports **194**, 1–116 (1990).
- [59] R. Machleidt et al.: *Charge symmetry breaking of the nucleon-nucleon interaction:  $\rho$ - $\omega$  mixing versus nucleon mass splitting*. Physical Review C **63**, 034005 (2001).
- [60] H. Tamura et al.: *Gamma-ray spectroscopy of hypernuclei — present and future*. Nuclear Physics A **914**, 99–108 (2013).

- [61] A. R. Bodmer et al.: *Coulomb effects and charge symmetry breaking for the  $A=4$  hypernuclei*. Physical Review C **31**, 1400–1411 (1985).
- [62] A. Gal: *Charge symmetry breaking in  $\Lambda$  hypernuclei revisited*. Physics Letters B **744**, 352–357 (2015).
- [63] A. Nogga: *Light hypernuclei based on chiral and phenomenological interactions*. Nuclear Physics A **914**, 140–150 (2013).
- [64] A. Nogga et al.: *The Hypernuclei  $^4_{\Lambda}\text{He}$  and  $^4_{\Lambda}\text{H}$ : Challenges for Modern Hyperon-Nucleon Forces*. Physical Review Letters **88**, 172501 (2002).
- [65] E. Hiyama et al.: *Structure of  $A = 7$  iso-triplet  $\Lambda$  hypernuclei studied with the four-body cluster model*. Physical Review C **80**, 054321 (2009).
- [66] E. Hiyama: *Four-body structure of light  $\Lambda$  hypernuclei*. Nuclear Physics A **914**, 130–139 (2013).
- [67] A. Esser et al.: *Observation of  $^4_{\Lambda}\text{H}$  Hyperhydrogen by Decay-Pion Spectroscopy in Electron Scattering*. Physical Review Letters **114**, 232501 (2015).
- [68] F. Garibaldi et al.: *A study of the  $\Lambda N$  interaction through the high precision spectroscopy of  $\Lambda$ -hypernuclei with electron beam*. Jefferson Lab, USA, 2015.
- [69] L. Tang et al.: *Study of Light Hypernuclei by Pionic Decay at JLab*. Jefferson Lab, USA, 2007.
- [70] L. Tang: *New Era: Study Light Hypernuclei Via Two Body Decay Pion Spectroscopy Using CEBAF Beam*. International Journal of Modern Physics E **19**, 2638–2643 (2010).
- [71] S. Nagao: *Decay pion spectroscopy of electro-produced hypernuclei*. Dissertation, Tohoku University, Sendai (2015).
- [72] A. Esser: *Zerfallspionenspektroskopie leichter Hyperkerne in der Elektroproduktion*. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz (2013).
- [73] A. Jankowiak: *The Mainz Microtron MAMI - Past and future*. European Physical Journal A **28**, 149–160 (2006).
- [74] K.-H. Kaiser et al.: *The 1.5 GeV harmonic double-sided microtron at Mainz University*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **593**, 159–170 (2008).
- [75] F. Schulz: *Teilchenidentifikation unter kleinen Streuwinkeln in der Pionzerfallsspektroskopie von Hyperkernen*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz (2011).
- [76] K. I. Blomqvist et al.: *The three-spectrometer facility at the Mainz microtron MAMI*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **403**, 263–301 (1998).
- [77] P. Achenbach: *The KAOS Spectrometer at the Mainz Microtron and First Measurements of Kaon Electro-Production*. Habilitationsschrift, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz (2010).
- [78] S. Schardt: *Aufbau und Erprobung der Drei-Spektrometer-Anordnung für Koinzidenzexperimente mit Elektronen am 855 MeV-Elektronenbeschleuniger MAMI*. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz (1994).
- [79] S. Eraßme: *Inbetriebnahme des Driftkammersystems von Spektrometer A*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz (1993).

- [80] P. Sauer: *Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme der vertikalen Driftkammern der Drei-Spektrometer-Anlage am Mainzer Mikrotron MAMI und Studium der Reaktion  $^{12}\text{C}(e, e'p)^{11}\text{B}$  für mittlere und hohe Nukleonenimpulse im Kern.* Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz (1995).
- [81] A. Richter: *Trennung des longitudinalen, transversalen und longitudinal-transversal interferierenden Anteils des Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $\text{H}(e, e'\pi^+)$  in der Nähe der Pionschwelle.* Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz (1994).
- [82] B. S. Schlimme: *Messung des elektrischen Neutron-Formfaktors in der Reaktion  $^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)\text{pp}$  bei  $Q^2 = 1.58 \text{ (GeV/c)}^2$ .* Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz (2012).
- [83] P. Senger et al.: *The kaon spectrometer at SIS.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **327**, 393–411 (1993).
- [84] C. A. Ayerbe Gayoso: *The scintillating fiber focal plane detector for the use of Kaos as a double arm spectrometer.* Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz (2012).
- [85] A. Weber: *Kalibration und Strahltest eines Faserdetektors für das Kaos-Spektrometer am Mainzer Mikrotron.* Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz (2013).
- [86] I. M. Böttcher: *Produktion und Propagation von Kaonen in Kern-Kern-Kollisionen weit unterhalb der Nukleon-Nukleon-Schwellenenergie.* Dissertation, Philipps-Universität, Marburg/Lahn (2000).
- [87] L. Debenjak: *Construction and calibration of the Čerenkov radiation detector for high-countrate hypernuclear experiments.* Dissertation, University of Ljubljana, Ljubljana (2012).
- [88] B. D. Jones et al.: *Production of Hyperfragments from the Interactions of 800-MeV/c  $K^-$  Mesons with Emulsion Nuclei.* Physical Review **127**, 236–239 (1962).
- [89] K. Bob: *Bestimmung von Pionzerfallsraten für Hyperkernexperimente an MAMI.* Bachelorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz (2014).
- [90] A. Sanchez-Lorente et al.: *Production of excited double hypernuclei via Fermi breakup of excited strange systems.* Physics Letters B **697**, 222–228 (2011).
- [91] A. Sanchez-Lorente et al.: *Statistical decay of hyperfragments.* Proceedings of Science, 1–12 (2011).
- [92] M. Agnello et al.: *New results on mesonic weak decay of p-shell  $\Lambda$ -hypernuclei.* Physics Letters B **681**, 139–146 (2009).
- [93] C. Rappold et al.: *On the measured lifetime of light hypernuclei  $^3_\Lambda\text{H}$  and  $^4_\Lambda\text{H}$ .* Physics Letters B **728**, 543–548 (2014).
- [94] M. O. Distler et al.: *Data acquisition and analysis for the 3-spectrometer-setup at MAMI.* Proceedings of the 12th IEEE Real Time Congress on Nuclear and Plasma Sciences, 1–3 (2001).
- [95] M. Korn: *Entwicklung des Bahnrückverfolgungsverfahrens für die Drei-Spektrometer-Anlage und experimentelle Bestimmung der Abbildungseigenschaften der Spektrometer A und B mit elastischer Elektronenstreuung.* Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz (1994).

- [96] H. Kramer: *Grundlagen für das Steuerungs- und Überwachungssystem der Drei-Spektrometer-Anlage am Elektronenbeschleuniger MAMI*. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz (1995).
- [97] W. R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. 2. Aufl. Berlin: Springer-Verlag, 1994.
- [98] R. M. Sternheimer et al.: *Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles in Various Substances*. Atomic Data and Nuclear Data Tables **30**, 261–271 (1984).
- [99] C. Leroy et al.: *Principels of Radiation Interaction in Matter and Detection*. 2. Aufl. Singapur: World Scientific Publishing, 2009.
- [100] L. Landau: *On the energy loss of fast particles by ionization*. Journal of Physics (USSR) **8**, 201–205 (1944).
- [101] K. S. Kölbig et al.: *A program package for the Landau distribution*. Computer Physics Communications **31**, 97–111 (1984).
- [102] H. Bichsel: *A method to improve tracking and particle identification in TPCs and silicon detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **562**, 154–197 (2006).
- [103] T. Inamura et al.: *Ground-State Rotational Band in  $^{181}\text{Ta}$* . Nuclear Physics A **270**, 255–268 (1976).
- [104] F. Ajzenberg-Selove: *Energy levels of light nuclei  $A = 11\text{--}12$* . Nuclear Physics A **506**, 1–158 (1990).
- [105] J. K. Tuli: *Nuclear Wallet Cards*. 8. Aufl. USA: Brookhaven National Laboratory, 2011.
- [106] R. D. Cousins et al.: *Evaluation of three methods for calculating statistical significance when incorporating a systematic uncertainty into a test of the background-only hypothesis for a Poisson process*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **595**, 480–501 (2008).
- [107] S. Baker et al.: *Clarification of the use of CHI-square and likelihood functions in fits to histograms*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **221**, 437–442 (1984).
- [108] R. Barlow: *Extended maximum likelihood*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **297**, 496–506 (1990).
- [109] P. Herrmann. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz (in Vorbereitung).
- [110] P. Klag. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz (in Vorbereitung).
- [111] P. Achenbach et al.: *First measurements of  $\Lambda$  and  $\Sigma^0$  hyperons in elementary electro-production at MAMI*. Nuclear Physics A **835**, 313–316 (2010).
- [112] T. O. Yamamoto et al.: *Observation of Spin-Dependent Charge Symmetry Breaking in  $\Lambda N$  Interaction: Gamma-Ray Spectroscopy of  ${}^4_\Lambda\text{He}$* . Physical Review Letters **115**, 222501 (2015).
- [113] M. Bedjidian et al.: *Further investigation of the  $\gamma$ -transitions in  ${}^4_\Lambda\text{H}$  and  ${}^4_\Lambda\text{He}$  hyper-nuclei*. Physics Letters B **83**, 252–256 (1979).

- [114] W. Gajewski et al.: *A compilation of binding energy values of light hypernuclei*. Nuclear Physics B **1**, 105–113 (1967).
- [115] G. Bohm et al.: *A determination of the binding-energy values of light hypernuclei*. Nuclear Physics B **4**, 511–528 (1968).
- [116] D. Gazda et al.: *Ab-initio calculations of charge symmetry breaking in the  $A=4$  hypernuclei* (2015). arXiv: 1512.01049v1 [nucl-th].



# Curriculum Vitae

Name: Florian Schulz  
Geburtsdatum: 16 November 1986  
Geburtsort: Bissendorf  
Staatsangehörigkeit: deutsch

## Schulausbildung

---

1993–1996 Konrad-Duden-Schule, Grundschule, Wiesbaden  
1997–2003 Oranienschule, Gymnasium, Wiesbaden  
2003–2006 Martin-Niemöller-Schule, Oberstufengymnasium, Wiesbaden  
13.06.2006 Allgemeine Hochschulreife

## Studium

---

Oktober 2006 Studienbeginn, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz  
23.09.2011 Abschluss als Diplom-Physiker  
01.10.2011 Beginn des Promotionsvorhabens am Institut für Kernphysik  
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz  
01.10.2011–30.09.2012 Förderung des Promotionsvorhabens durch ein monatliches  
Stipendium des Forschungszentrums „Elementare Kräfte  
und mathematische Grundlagen EMG“  
01.10.2012–30.09.2015 Förderung des Promotionsvorhabens durch ein monatliches  
Stipendium der Carl-Zeiss-Stiftung  
Seit 01.10.2015 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik  
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz