

Vorarbeiten für genaue und präzise Messungen leichter Hyperkernmassen mit der A1-Spektrometeranlage am MAMI

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

**Philipp Herrmann
geboren in Mainz**

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
2021

1. Gutachter: Prof. Dr.
2. Gutachter: Prof. Dr.

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den 16.05.2021

Philipp Herrmann
Institut für Kernphysik
Johann-Joachim-Becher-Weg 45
Johannes Gutenberg-Universität
D-55128 Mainz
herrmaph@uni-mainz.de

Zusammenfassung

Das Studium von Hyperkernen bietet die einzigartige Möglichkeit die Wechselwirkung von Hyperonen mit konventionellen Baryonen in nuklearen Systemen zu studieren. Viele aktuelle Fragestellungen in dem Gebiet, z.B. Ladungssymmetriebrechung und das Hypertriton-Puzzle, erfordern sehr exakte Messungen. Die Spektrometeranlage der A1 Kollaboration ist weltweit die einzige Anlage, die mithilfe der Pionspektroskopie präzise und genaue Messungen der Massen leichter Hyperkerne erlaubt. Diese Experimente verlangen eine genaue absolute Eichung der Spektrometer und, wegen der kleinen Produktionswirkungsquerschnitte, hohe Luminositäten.

Am Mainzer Beschleuniger werden leichte Λ -Hyperkerne durch Streuung von Elektronen mit der Maximalenergie von MAMI C, 1.6 GeV, an Targets wie Beryllium oder Lithium erzeugt. Durch den Nachweis eines positiven Kaons im KAOS-Spektrometer [93] werden $(e, e'K^+)$ Reaktionen, in denen Strange-Quarks entstanden sind, herausgefiltert. Die in diesen Reaktionen entstandenen, hoch angeregten Systeme enthalten eventuell ein Λ -Hyperon. Bei der anschließenden Fragmentation des Systems können so leichte Hyperkerne gebildet werden. Hyperkerne, die einen pionischen Zwei-Körper Zerfallskanal aufweisen, können durch den Nachweis monoenergetischer Pionen identifiziert werden.

Die Ausbeute gesuchter Hyperkerne kann durch eine geschickte Wahl des Targetmaterials optimiert werden. In verschiedenen Strahlzeiten wurde bisher Beryllium ^9Be als Target genutzt, um die Bindungsenergie von $^4_\Lambda\text{H}$ zu bestimmen [47, 113]. Um die Bindungsenergie von Hypertriton $^3_\Lambda\text{H}$, des leichtesten gebundenen Systems mit Strangeness, zu bestimmen, konnte im Rahmen dieser Arbeit natürliches Lithium als idealer Kandidat identifiziert werden. Reaktionen an Lithium sind dominiert durch die Produktion von $^3_\Lambda\text{H}$ und $^4_\Lambda\text{H}$. Der Untergrund durch die Produktion anderer Hyperkerne ist stark unterdrückt.

In vorangegangenen Experimenten konnte so eine hohe Präzision bei der Bestimmung der Λ -Separationsenergie von $^4_\Lambda\text{H}$ erreicht werden.

$$S_\Lambda(^4_\Lambda\text{H}) = 2.157 \pm 0,005(\text{stat.}) \pm 0.077(\text{syst.}) \text{ MeV}$$

Die hohe Präzision von nur 5 keV ist der Wert, der auch in zukünftigen Messungen, wie der Hypertritonmessung, angestrebt wird. Das neu entwickelte Targetdesign, bei dem ein aus Sicht des Strahls sehr schmales Target zum Einsatz kommt, verspricht eine geringe Verbreiterung der Pionimpulse durch den Energieverlust der Pionen im Targetmaterial. Durch seine Länge hat das Target eine hohe Massenbelegung, was eine hohe statistische Ausbeute bei gleichzeitiger Untergrundreduktion ermöglicht. Diese neu entwickelte Targetgeometrie konnte in einem Teil der X1-Strahlführung aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen werden. Insbesondere konnte die thermische Stabilität bei den für die Hypertritonmessungen notwendigen Strahlintensitäten verifiziert werden. Weiter konnte belegt werden, dass das Target auf der gesamten Länge vom Strahl getroffen wird. Mit kleinen Anpassungen kann das Design in zukünftigen Strahlzeiten innerhalb der A1-Spektrometeranlage genutzt werden [59].

Um die Genauigkeit von $\pm 77(\text{sys.})$ keV für zukünftige Messungen weiter zu verbessern, beschäftigt sich die vorliegende Arbeit im ersten Teil mit der Untersuchung und Verbesserung des systematischen Fehlers bei der Bestimmung des Pionimpulses. Im Falle eines pionischen Zwei-Körper-Zerfall eines im Target abgestoppten Hyperfragments, ist im Pionimpuls die gesamte Information zur Bestimmung des Systems enthalten. Der Hauptbeitrag zum systematischen Fehler bei der Berechnung der Bindungsenergie, resultiert aus der Unsicherheit bei der Messung des Pionimpulses in den Spektrometern A und C. Die absolute Impulskalibrierung der A1 Spektrometern wird mit Hilfe elastisch gestreuten Elektronen erreicht. Die Unsicherheit der Elektronenergie von MAMI übersetzt sich so direkt in eine systematische Unsicherheit der Impulskalibration. Dieser Zusammenhang motiviert den Versuch, die Messung der Energie der zur Kalibrierung genutzten Elektronen zu verbessern.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Möglichkeiten zur Messung der Elektronenergie im Zusammenspiel mit der Spektrometeranlage betrachtet. Um verschiedene Energien dynamisch messen zu können, wurde einer der Dipole in der Strahlführung zu einem Spektrometer umgebaut. Nach dem erfolgreichen Umbau konnten in einer mehrwöchigen Strahlzeit umfangreiche Datensätze zur Bestimmung des systematischen Fehlers der Spektrometer A und C gewonnen werden. Bisher konnte mit den Energiemessungen im RMT 3 des MAMI nur ein Energiebereich von 195-855 MeV vermessen werden. Obwohl die angestrebte Genauigkeit in der ersten Messung noch nicht in allen Bereichen erreicht werden konnte, ist mit dem Aufbau zum ersten Mal eine Messung von allen an MAMI erreichbaren Elektronenenergien möglich. So konnte zum ersten Mal eine direkte Messung der Elektronenergie im Bereich von 180 MeV durchgeführt werden, aber auch eine direkte Messung von MAMI-C Energien größer 855 MeV ist mit der neuen Methode möglich.

Weiterhin konnten in diesen Messungen verschiedene Punkte für die Verbesserung zukünftiger Experimente identifiziert werden. Der wichtigste Punkt ist hierbei der Einsatz stabiler Systeme zur genauen Überwachung der Magnetfelder mittels NMR-(Nuclear Magnetic Resonance)-Sonden in den Spektrometern. Die bisher genutzte NMR-Technik wird dabei durch ein komplett neues NMR-System ersetzt, um eine engmaschige Kontrolle zu erreichen. Nach der Vollendung des Umbaus kann in Zukunft die Abbildungsmatrix zur Impulsrekonstruktion in Spektrometer C auf das Niveau der Matrix von Spektrometer A verbessert werden.

Mit diesen Verbesserungen und einer Wiederholung der Dipolmessungen, kann eine Kalibration der Spektrometer im gesuchten Impulsbereich von unter 100 keV erreicht werden. Mit der erfolgreichen Entwicklung des Lithium Targets und einer genauen Messung der Elektronenergie im Bereich von 180 MeV, ist der Grundstein für eine erfolgreiche Messung der Separationsenergie von ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ gelegt. Die aktuelle Planung sieht eine entsprechende Umsetzung in neuen Messkampagnen im Laufe der Jahre 2021/2022 vor.

Summary

Production and measurement of hypernuclei is performed at the Mainzer Microtron (MAMI) since 2012 with highest precision [47, 113]. The purpose of this research is a better understanding of the strong interaction. Hyperons contain strange quarks and thereby contain information, that furthers our understanding of the structure and make up of core structures. Pion decay spectroscopy has proven to be a very successful tool in probing this structure and in determining the mass of Λ -hypernuclei. These experiments demand a high precision and high luminosity.

In case of the MAMI facility the production process for the different Λ -hypernuclei is achieved by scattering electrons off suitable target materials ($e, e'K^+$). In the various works leading up to this thesis Beryllium ^9Be has been the default material in researching the binding energy of $^4_\Lambda\text{H}$. The strangeness containing reactions are tagged by detecting a positive Kaon in the KAOS-spectrometer. The highly excited compound systems can contain a Λ -hyperon. In the subsequent fragmentation of the system light hypernuclei can be produced. Part of these hypernuclei will follow a two body pion decay channel. By detecting the monoenergetic pions from these decays the hypernuclei can be identified.

The production yield of the various hypernuclei can be positively influenced by the choice of the target material. The efforts to research possibilities to measure the binding energy of other light hypernuclei lead to Lithium as target material of choice. Despite the less favourable aspects of Lithium as material in itself are outweighed by its promised production yield for $^3_\Lambda\text{H}$, the lightest bound hypernucleus. Reactions on Lithium are dominated by the production of $^3_\Lambda\text{H}$ and $^4_\Lambda\text{H}$.

Pion decay spectroscopy enables a high precision in determining the Λ -separation energy of $^4_\Lambda\text{H}$ and was indeed achieved in previous experiments.

$$S_\Lambda(^4_\Lambda\text{H}) = 2.157 \pm 0,005(\text{stat.}) \pm 0.077(\text{syst.}) \text{ MeV}$$

The high statistical precision, with a width of only 5 keV, is the benchmark for future measurements. By developing a completely new target design important steps towards this challenge have been reached. The new design provides a very narrow target, judging from the view of the incoming electrons, which promises a minimal broadening of the decay pion momenta. In making the target very long, a high mass density is possible, while simultaneously reducing background radiation. These ideas and constraints could be met in tests reassembling the real conditions the target will be deployed under in the production runs. By meeting the set conditions under real beam conditions it could be proven that the design is suitable for future measurements.

Further effort was put into exploring possibilities to further reduce the absolute uncertainty of the pion momentum $\pm 77(\text{syst.}) \text{ keV}$. These efforts are presented in the first part of this work. The method used to research the hyperons relies on the stopping of the hyperons within the target material and the subsequent two-body-decay with

a pion as a decay product. This method is very precise and can be improved by improving the spectrometers used to detect the decay pions. The spectrometers in turn are calibrated by measuring the momentum of electrons of known energy after elastic scattering. This in turn means that the absolute energy of the incoming electron has to be determined with a very high absolute precision.

In the scope of this work different avenues in determining the absolute electron energy have been explored and the solution that has been developed, is a newly built spectrometer. In order to do this one of the dipole magnets, which is a part of the A1 beam line, has been converted to function an electron spectrometer. After the successful upgrade, a large amount of data on the spectrometers could be gathered in a dedicated beam time. Even though the precision goals could not be met in every regard, a very successful measurement could be performed. The direct measurement of electrons in the 180 MeV energy range has been performed for the first time, and for the first time electron energies higher than 855 MeV can be measured with high precision. Furthermore important areas of improvement for future measurements could be identified. For many of the areas identified for improvement a solution could be proposed. Many of these solutions could be tested and are being installed for the upcoming hypertriton measurements. One of the most prominent points of improvement is the upgrade of the NMR-system. The reliability of the old system has degraded over time and to assure high absolute precision in the upcoming experiments a new system has been acquired and is waiting for installation. After finishing the works on the NMR-system improving the reconstruction matrix in Spec C can be put into focus.

The improvements which could be realized can be used in all following experiments. The clear focus on the redesign of the target system is aimed at high production yields for hypertriton, but can also be used in many other instances. In measuring the low energy range of the accelerator a foundation for high absolute precision in determining the separation energies of hypernuclei could be laid. The current schedule plans for a hypertriton production run in 2021/2022.

Inhaltsverzeichnis

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne	1
1.1. Pionspektroskopie	6
1.2. Ladungssymmetriebrechung in $A=4$ Hyperkernen	8
1.3. Modellierung der Ausbeute an Hyperkernen am MAMI	10
1.4. Hypertriton - Der ultimative Halo Kern?	15
1.5. Das Hypertriton Puzzle	18
1.6. Messung der Hypertriton Bindungsenergie am MAMI	21
2. MAMI Beschleuniger	23
2.1. Elektronen in elektrischen und magnetischen Feldern	27
3. A1 Spektrometer Systematiken	30
3.1. Magnetspektrometer	32
3.1.1. Impulsrekonstruktion	34
3.1.2. Impulsbestimmung	41
3.1.3. Spektrometer Kalibrierung	47
3.2. Fazit und aktueller Stand der Spektrometer	51
4. Methoden zur Energiemessung geladener Teilchen	52
4.1. Prinzipielle Möglichkeiten zur Energiemessung	54
4.1.1. Kalorimetrisch	54
4.1.2. Undulator	55
4.1.3. Messung der Energie mit Magnetfeldern	56
4.2. Energiemessung im RTM 3	58
5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI	61
5.1. Strahllagemessung	62
5.1.1. XY Monitor - XYMO	63
5.1.2. LUminosity MOonitor - LUMO	66
5.1.3. Strahlfleckanalyse	69
5.2. Dipol 12 als hochauflösendes Spektrometer	75
5.2.1. Erzeugung und Abschätzung des Magnetfeld im Dipol 12	75
5.2.2. Stromwerte Dipol 12	79
5.2.3. Vorbereitende Messungen zur Hallsondengeometrie	94
5.3. Magnetfeld des Dipol 12	96
5.3.1. Messung des Dipol 12 Magnetfeld	96
5.3.2. Magnetfeldsimulation	100
5.3.3. Anpassung der Simulation an die Messung	104

Inhaltsverzeichnis

5.4. Beam Tracking und Energiemessung	113
5.4.1. Transportmatrix	116
5.4.2. Energieberechnung	117
5.4.3. Fehleranalyse	120
5.5. Ergebnisse der Energiemessung	124
5.6. Fazit Energiemessung und Ausblick	128
6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion	132
6.1. Hyperkern Produktionsraten mit ^9Be und $^{6/7}\text{Li}$ Targets	132
6.2. Targetgeometrie des neuartigen Lithium Targets	136
6.3. Planung des neuen Lithium Targets	141
6.4. Target Aufbau	147
6.5. Targettest an MAMI	151
6.6. Fazit Li-Target	160
7. Ausblick	161
A. Anhang	163
B. Danksagung	165

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

Die große Mehrheit der Physiker ist überzeugt, dass der sichtbare Teil der uns umgebenden Materie nur zu einem kleinen Teil, ca. 4-5%, zu dem Energieinhalt unseres Universums beiträgt. Ein ca. 4 bis 5 mal größerer Anteil wird der sog. dunklen Materie zugeschrieben. Zahlreiche astronomische Beobachtungen - wie z.B. die nahezu konstanten Rotationskurven von Galaxien bei großen Radien, die Bewegung von Galaxien in Galaxienclustern sowie die Ablenkung von Licht in Gravitationsfeldern von Galaxien - erfordern die Existenz dieser nur durch die Gravitation kommunizierenden Form von Materie (für einen Überblick s. Ref. [13]). Die große Akzeptanz dieses Paradigmas beruht nicht zuletzt auch auf der erfolgreichen Beschreibung der kosmischen Hintergrundstrahlung (Cosmic Microwave Background, CMB) sowie großräumiger Strukturen. Der Rest unseres Universums, fast drei Viertel, wird der noch rätselhafteren dunklen Energie zugeschrieben. Trotz enormer Anstrengung hat sich die dunkle Materie einem Nachweis im Labor bisher entzogen.

Zum jetzigen Wissensstand unterliegt die uns umgebende sichtbare Materie vier fundamentalen Wechselwirkungen: der starken, schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung sowie der Gravitation. Von diesen bekannten Kräften ist die Gravitation die tatsächlich am wenigsten verstandene. Die gravitativen Kräfte der konventionellen oder dunklen Materie sind es, die – abgesehen von der dunklen Energie – die Bewegungen kosmischer Objekte bestimmen.

Bisher konnte in keinem Fall eine Vorhersage der allgemeinen Relativitätstheorie durch eine Beobachtung widerlegt werden. Auch wenn es sehr unwahrscheinlich erscheint, kann nicht ausgeschlossen werden, dass, unter extremen Bedingungen, die sich bisher einer genauen Überprüfung entziehen, Abweichungen von aktuellen Resultaten zu finden sind. Es war daher naheliegend, die Gültigkeit der allgemeinen Relativitätstheorie in Bereichen extrem schwacher oder extrem starker Felder zu hinterfragen [85]. In der Tat tastet die dunkle Materie extrem kleine Felder ab [99, 12].

Allerdings ist bisher eine umfassende Beschreibung experimenteller Beobachtungen mithilfe solcher alternativer Gravitationstheorien noch nicht gelungen. Dennoch gibt es auf diesem Gebiet Fortschritte. In der Vergangenheit galt beispielsweise die Beschreibung der kosmischen Hintergrundstrahlung als wesentlicher Prüfstein. Neue Ansätze (z.B. [116]) scheinen zumindest für dieses Problem auf eine Lösung hinzusteuern.

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

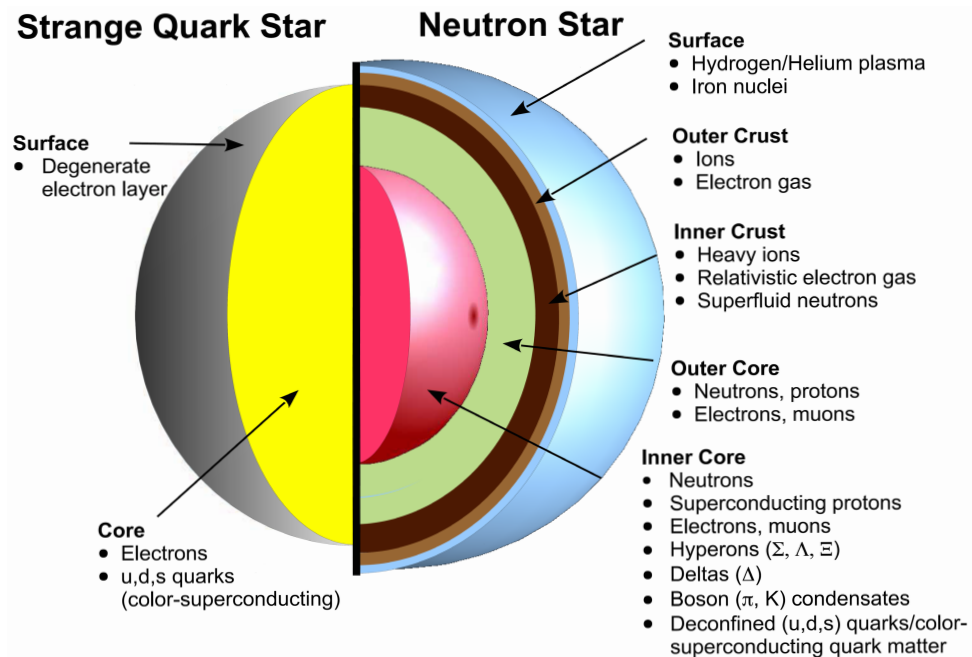


Abbildung 1.1.: Mögliche Komposition von Quarksternen (links) und kompakten Hadronensternen (rechts). (Aus: [121]).

Neben kosmologischen Systemen sind kompakte stellare Objekte hinsichtlich der Gravitation unter extremen Bedingungen von besonderem Interesse. Auch wenn die ca. 100 Millionen Neutronensterne in unserer Galaxis unter den insgesamt 300 Milliarden Sternen nur eine kleine Minderheit darstellen, erweisen sie sich als einzigartige Testobjekte für das Zusammenspiel der fundamentalen Wechselwirkungen. Alle vier fundamentalen Wechselwirkungen – Gravitation, Elektromagnetismus, schwache Wechselwirkung und starke Wechselwirkung – beeinflussen die Entstehung und die Entwicklung dieser Objekte (siehe auch Abb. 1.1). Mit ihrer extremen Dichte, welche die von Atomkernen um ein Mehrfaches übersteigt, ihren extremen Rotationsgeschwindigkeiten und außerordentlich hohen Magnetfeldern sind sie wahre "Supersterne". Nur am Ereignishorizont von schwarzen Löchern findet man stärkere Gravitationsfelder.

Auch wenn die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung die Zusammensetzung der Materie beeinflussen, ist die Stabilität dieser Sterne im Wesentlichen durch Konkurrenz zwischen der Schwerkraft und der starken Wechselwirkung bestimmt. Damit stellen Neutronensterne, ebenso wie Systeme von zwei verschmelzenden Neutronensternen [115], einzigartige Labore für das Verhalten von Materie in extrem starken Gravitationsfeldern dar.

Ob ein Neutronenstern stabil bleibt oder zu einem schwarzen Loch kollabiert, wird durch die Zustandsgleichung (Equation of State, EoS) der Materie im Zentrum beschrieben. Die Beobachtung von interstellaren Ereignissen wie der Fusion zweier Neutronensterne und die Detektion der dabei entstehenden Gravitationswellen [2] lassen

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

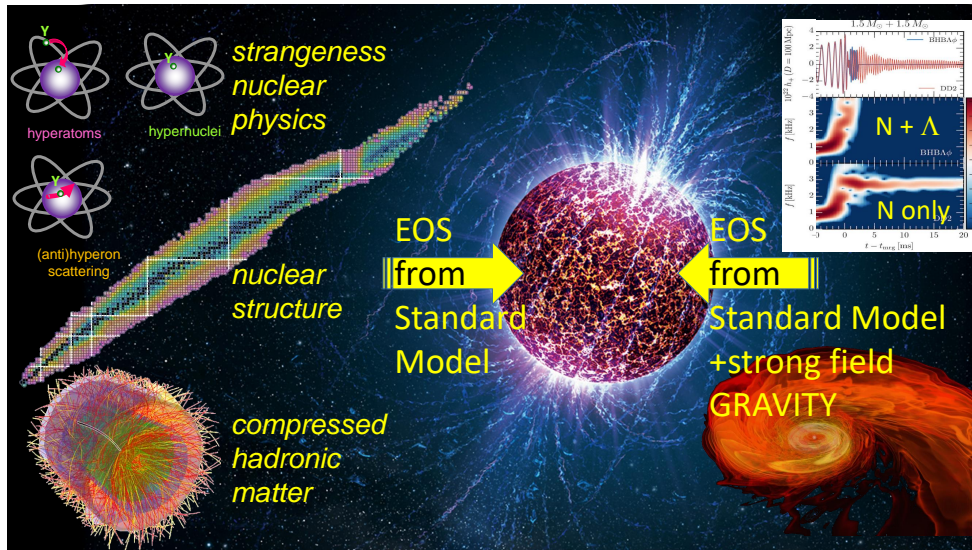


Abbildung 1.2.: In der linken Hälfte der Abbildung sind die verschiedenen Möglichkeiten für Experimente, die eine Untersuchung der Zustandsgleichung in Laboren ermöglichen, illustriert. In Anlagen wie z.B. PANDA können Aspekte der Strangenessphysik wie Ξ -hyperkerne, einfach Λ - und zweifach $\Lambda\Lambda$ -hyperkerne oder auch deren Antikerne untersucht werden. Der untere linke Teil des Bildes zeigt eine Kollision von ionisierten Goldatomen, aufgezeichnet durch den STAR Detektor des relativistischen Schwerionenkollider am Brookhaven National Lab [28]. Der Teil rechts unten zeigt eine numerische Simulation einer Neutronenstern Kollision, mit Bildung eines schwarzen Lochs [105] (figure: © NASA/AEI/ZIB/M. Koppitz and L. Rezzolla). Oben rechts ist eine Modellrechnung für die Gravitationswellen während der Kollision von zwei Neutronensternen gezeigt, wobei zwei verschiedene Zustandsgleichungen als Grundlage für die Berechnung dienen. Eine Gleichung unter Berücksichtigung von seltsamer Materie sowie eine ohne Berücksichtigung. [100].

Rückschlüsse auf die Zustandsgleichung zu. Auf der anderen Seite können die Eigenschaften von hadronischer Materie an Beschleunigeranlagen im Labor untersucht werden. In der Tat ist die hadronische Zustandsgleichung der heilige Gral der (ultra-)relativistischen Schwerionenphysik. Das STAR Experiment am Schwerionenspeicher am Brookhaven National Laboratory [28], ALICE am CERN [111] oder das im Aufbau befindliche CBM Experiment an FAIR [114] dienen dem Studium von komprimierter Kernmaterie. An zahlreichen weiteren Beschleunigeranlagen wie J-PARC in Japan [117] oder auch MAMI werden dedizierte Experimente durchgeführt, die spezielle Aspekte der Hadronphysik beleuchten. Auf diese Weise kann die Zustandsgleichung von zwei Seiten betrachtet werden (s. Abb. 1.2). In den terrestrischen Experimenten spielt die Gravitation keine Rolle. Eine Schwierigkeit besteht darin, dass ein Neutronenstern vermutlich von konventioneller, relativ kalter *baryonischer* Materie dominiert wird. In relativistischen Schwerionenkollisionen entsteht demgegenüber eine von Pio-

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

nen geprägte, heiße Materieform. Darüber hinaus ist wenig über die innere Struktur von Neutronensternen und den Wechselwirkungen zwischen den Bestandteilen bekannt (siehe Abb. 1.1).

Bereits im Jahr 1959 – 8 Jahre vor der Beobachtung des ersten Pulsars von Jocely Bell am 28. November, 1967 [64] – vermutete Cameron, dass in kompakten Sternen bei ca. 5-facher Kerndichte $5\rho_0$ Nukleonen in Hyperonen umgewandelt werden können [30]. In der Tat besteht heute weitestgehend Konsens darüber, dass unter Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen den Baryonen Hyperonen bei ca. zwei- bis dreifacher Baryonendichte entstehen sollten. Voraussetzung ist dabei, dass diese Dichte auch im Verlauf des Sternkollaps erreicht wird. Welche Hyperonen als erstes erscheinen, hängt von den entsprechenden Wechselwirkungen ab. Neben der Produktion von seltsamen Baryonen, könnten auch Kaonen entstehen [91, 29, 52]. Auch ein Übergang zu einer Materieform, die nur aus Quarks besteht, wird diskutiert (siehe Abb. 1.1 aus [121])

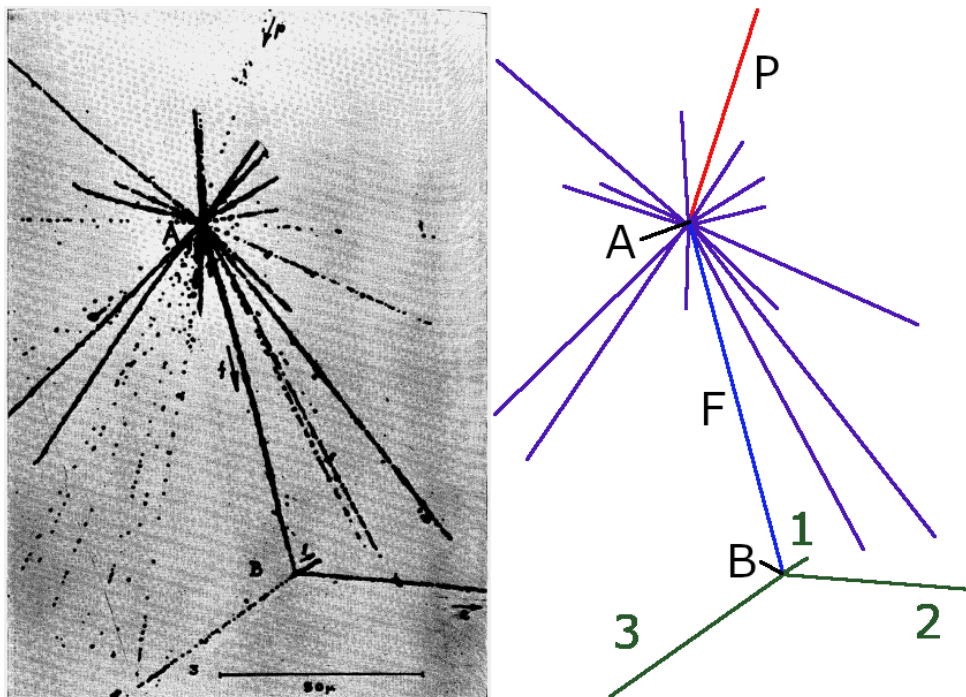


Abbildung 1.3.: Aufnahme einer Kernemulsion, die eine bis zu diesem Zeitpunkt unbekannte "seltsame" Reaktion zeigt. Im oberen Stern A reagiert ein kosmisches Teilchen in der Emulsion. Ein Teilchen aus der Primärreaktion zerfällt nach etwa $80\mu\text{m}$ im unteren Stern B in weitere Teilchen.[39]

Eine Konsequenz der Bildung von Hyperonen im Inneren von kompakten Sternen ist ein Aufweichen der Zustandsgleichung [110, 120, 40]. Da Hyperonen von den konventionellen Baryonen unterscheidbar sind, können sich Hyperonen und Nukleonen zu einer höheren Dichte überlagern. Bei gegebener Gesamtmasse wird der Radius des

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

Sterns verkleinert und die gravitative Anziehung entsprechend vergrößert. Dadurch wird ein Kollaps zu einem schwarzen Loch bereits bei relativ kleinen Gesamtmassen ermöglicht. Die wiederholte Beobachtung von massiven Neutronensternen mit über zweifacher Sonnenmasse in den vergangenen Jahren [43, 51, 11, 49, 35] stellt daher eine Herausforderung für unser Verständnis von hochdichter Kernmaterie dar. Dieses Dilemma, der nahezu zwangsläufig auftauchenden Hyperonen bei hohen Dichten einerseits, sowie die Beobachtung sehr schwerer Neutronensterne mit mehr als doppelter solarer Masse andererseits, wird als *Hyperonen-Puzzle* bezeichnet.

Ob dieser Widerspruch allerdings wirklich existiert, hängt von der Wechselwirkung zwischen Nukleonen und Hyperonen ab. Anders als die Wechselwirkung zwischen konventionellen Nukleonen ist die Hyperon-Nukleon-, und noch vielmehr die Hyperon-Hyperon Wechselwirkung, nur wenig bekannt. Streuexperimente mit den kurzlebigen Hyperonen sind schwierig und nur wenige Datenpunkte existieren. Hinzu kommt, dass bei hohen Dichten Drei- und Mehrkörperwechselwirkungen an Bedeutung gewinnen. Ein Zugang zu diesen Wechselwirkungen gelingt durch das detaillierte Studium von Hyperkernen, in denen ein Hyperon mit mehreren Nukleonen in Wechselwirkung steht.

1.1. Pionspektroskopie

In diesem Abschnitt soll kurz auf die zwei wichtigsten Gründe für die präzise Untersuchung leichter Hyperkerne eingegangen werden. Das erste Beispiel ist dabei die Verletzung der Ladungssymmetrie bei den Spiegelkernen ${}^4_{\Lambda}\text{H} - {}^4_{\Lambda}\text{He}$. Das zweite Beispiel ist die Bestimmung der Masse des leichtesten Hyperkerns ${}^3_{\Lambda}\text{H}$. Aus diesen Betrachtungen lässt sich die Notwendigkeit für hoch präzise Messungen der Grundzustandsmassen, aber auch der angeregten Zustände dieser Kerne motivieren.

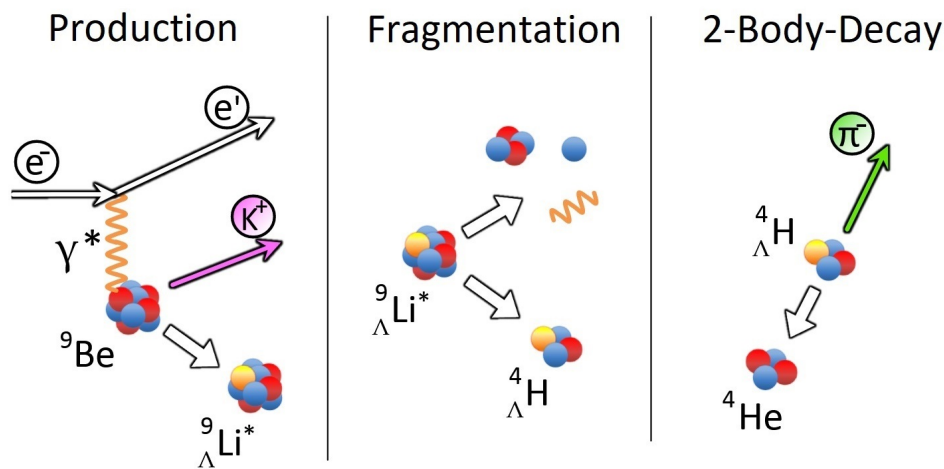


Abbildung 1.4.: Schema der Fragmentation und Messung von Zerfallspionen am MAMI. Nach der Erzeugung von strange-Quarks im Atomkern kommt es durch die Anregungsenergie, die zusätzlich eingetragen wird zur Fragmentation. Die im Target abgestoppten Fragmente mit Strangeness zerfallen entsprechend in Ruhe, und das resultierende Pion trägt die zur Bestimmung des Systems notwendige Information.

Hyperkerne, die in Kernreaktionen produziert wurden, einen pionischen Zwei-Körper-Zerfall durchführen und im Target abgestoppt wurden, weisen eine monoenergetische Energieverteilung bei diesen Pionen auf (siehe Abb.:1.4). Wenn die Messung dieses Impulses mit entsprechender Präzision erfolgt, können über diese Pion-Impulse klare Zuordnungen erfolgen, welcher Hyperkern am Zerfall beteiligt war. Darüber hinaus kann eine präzise Messung der Pion-Impulse in eine präzise Messung der Masse und Bindungsenergie des jeweiligen Hyperkerns überführt werden. Während der letzten Jahre konnte diese neue Art der Pion-Zerfalls-Spektroskopie in Mainz am MAMI entwickelt werden. Diese Methode hat das Potential, eine Bestimmung der Eigenschaften von einer Vielzahl leichter Hyperkernen mit hoher Präzision zu ermöglichen.

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

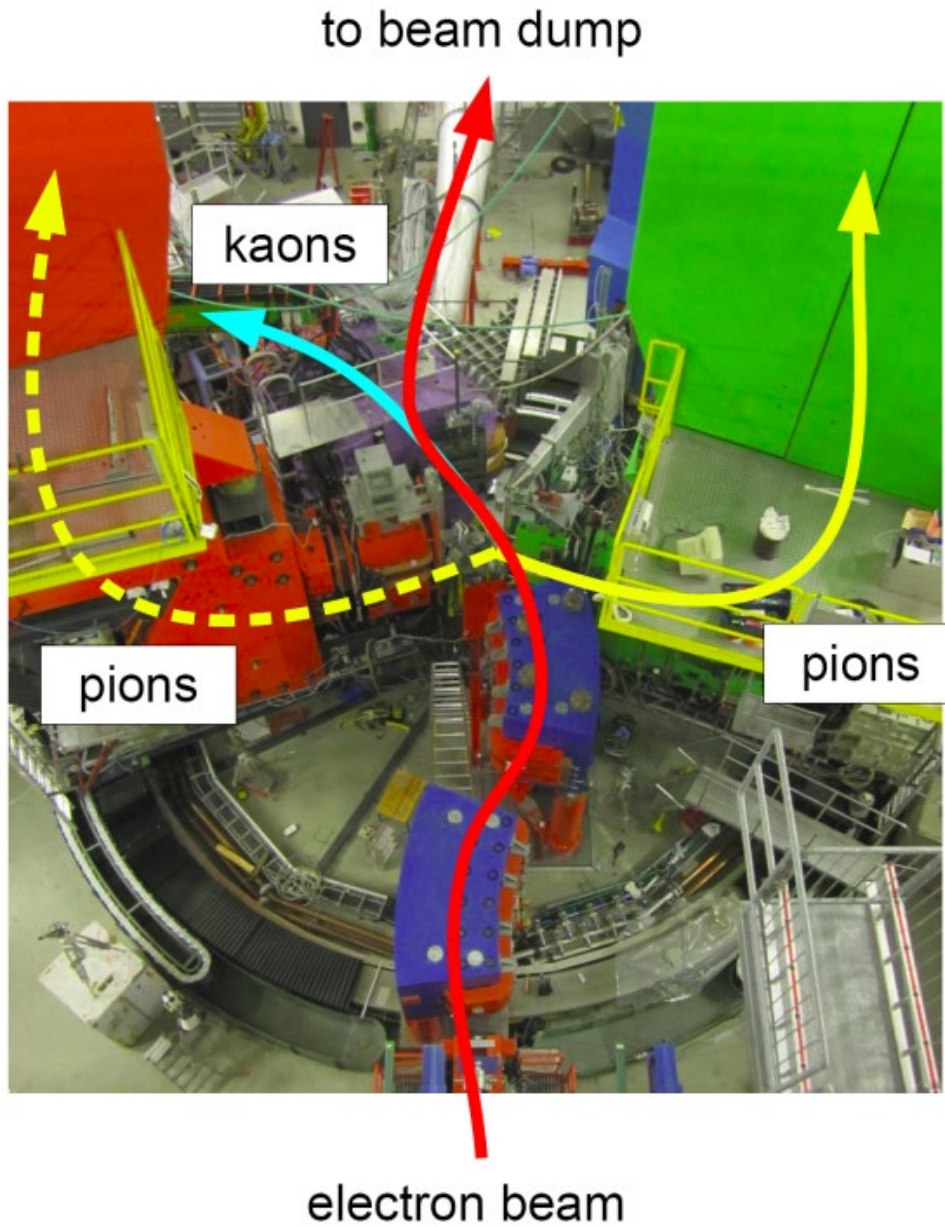


Abbildung 1.5.: Aufbau für ein Hyperkern Experiment am MAMI aus dem Jahr 2012. Die von unten kommend Elektronen, wurden durch ein Magnetsystem auf ein ${}^9\text{Be}$ Target gelenkt. Das daran anschließende KAOS-Spektrometer wurde unter 0° in Vorwärtsrichtung installiert. Die hochauflösenden Spektrometer A und C wurden zur Messung der Zerfallspionen genutzt.

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

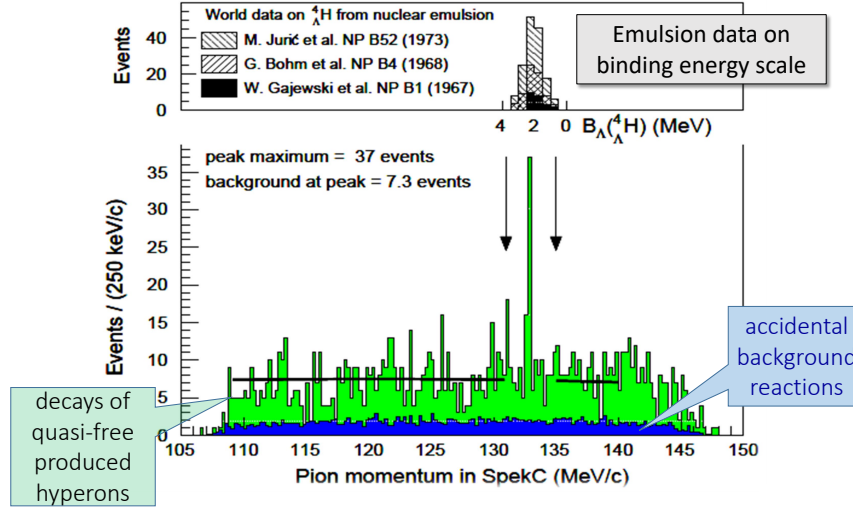


Abbildung 1.6.: Das aus der Messung von Zerfallspionen erhaltene Spektrum zeigt klar eine monoenergetische Linie aus ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ Zerfällen. Die obere Abbildung zeigt die Verbesserung der Auflösung durch die Anwendung der neu entwickelten Methode. Vorgestellt in [46].

1.2. Ladungssymmetriebrechung in $A=4$ Hyperkernen

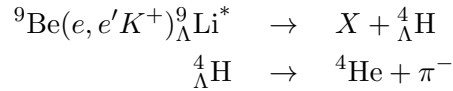
Die Ladungssymmetrie der starken Wechselwirkung von Λp und Λn motiviert die Erwartung, dass die Beiträge zur Bindungsenergie der Hyperkerne identisch sind. Die Ladungssymmetriebrechung (Charge Symmetry Breaking - CSB) bei der starken Wechselwirkung beruht auf dem Massenunterschied zwischen den fundamentalen Bausteinen up- und down-Quark im hadronischen System. In NN Interaktionen ist der CSB-Effekt gut verstanden und bildet nur einen geringen Beitrag.

Im System von $A=4$ Hyperkernen ${}^4_{\Lambda}\text{H} - {}^4_{\Lambda}\text{He}$ fand man schon schon in alten Emulsionsdaten einen signifikant größeren Unterschied von etwa $\Delta B_{\Lambda}^4 = 0.35 \pm 0.05$ MeV zwischen den Bindungsenergien der Grundzustände [69]. Aus γ -Spektroskopiedaten ist bekannt, dass der CSB-Effekt eine große Abhängigkeit vom Spin hat. Simulationen bzw. Modellrechnungen ergeben, dass durch die Kombination eines ${}^3\text{He}$ Kerns und eines Λ Hyperons der entstehende Kern sich leicht zusammenzieht, was zu einer Absenkung der Bindungsenergie führt. Der sogenannte Coulomb-Effekt wirkt in die entgegengesetzte Richtung zur beobachteten Änderung der Bindungsenergie und liefert einen Beitrag von etwa $-\Delta B_C = 0.050 \pm 0.02$ MeV [16]. Der große Unterschied der Λ -Hyperon Bindungsenergie im $A = 4$ Spiegelkern-Paar war lange Zeit eines der ungelösten Probleme der Hyperkernphysik [92, 55]. Daraus resultierte der Wunsch, eine neue Messung mit einer alternativen Methode und damit auch anderen systematischen Fehlerquellen durchzuführen.

Im Jahr 2012 wurde an den Spektrometern der A1 Kollaboration am MAMI die erste

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

hochauflösende spektroskopische Untersuchung von Pionen, aus dem Zerfall vom im Target abgestoppten ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ -Hyperkernen, durchgeführt [46]. Der untersuchte Prozess war in folgende Schritte aufgeteilt: Produktion von Atomen mit Strangeness, Fragmentation der entstandenen Kerne und der schwache pionische Zerfall der abgestoppten Fragmente mit Strangeness (siehe Abb.: 1.4).



Die Kernreaktionen, in denen Strangeness entstand, wurden dabei mit Hilfe des KAOS-Spektrometers markiert und dann die koinzident in den Spektrometern A oder C eintreffenden Pionen untersucht (siehe Abb.:1.5).

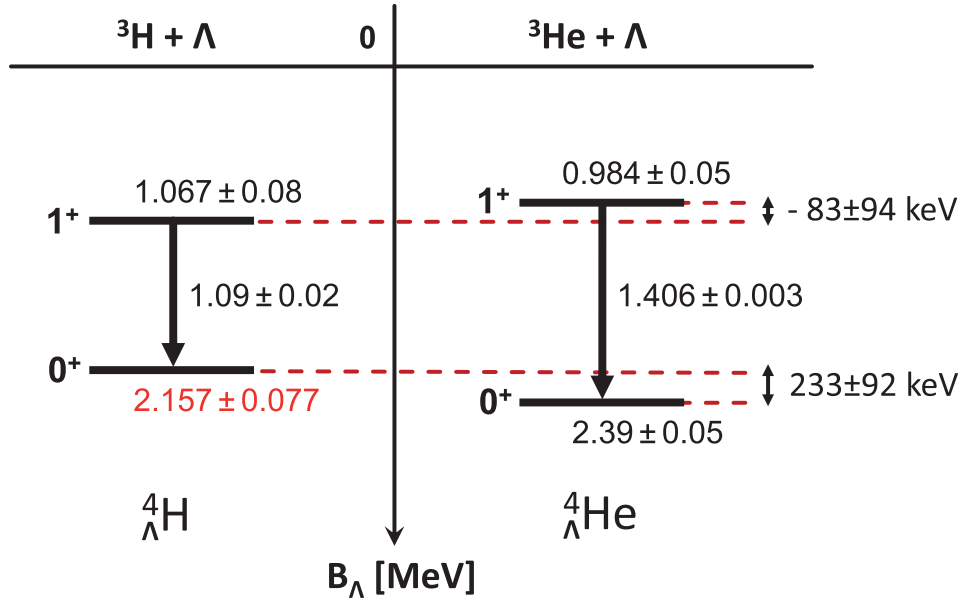


Abbildung 1.7.: Schema der Energieniveaus der Spiegelkerne ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ - ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ im Hinblick auf die Bindungsenergie. Für die Grundzustandsniveaus wurden die für ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ am MAMI gewonnenen Daten genommen. Für die ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ Niveaus Werte aus früheren Emulsionsmessungen [69] mit einem systematischen Fehler von 40 keV [41] B_{Λ} -Werten wurden aus dem $1^+_{exc} \rightarrow 0^+_{g.s.}$ γ -Übergang gewonnen [124] (aus [112]).

Im Jahr 2014 wurden die Experimente zur Untersuchung von ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ weiter geführt. Nach dem erfolgreichen Test aus dem Jahr 2012 wurde dabei an der Verbesserung der systematischen Unsicherheit gearbeitet. Diese Verbesserung wurde durch eine verbesserte Untergrundunterdrückung und eine insgesamt höhere Luminosität erreicht. Eine ausführliche Beschreibung des Experiments findet sich in der Arbeit von F. Schulz [112]. Dabei wurde zur Verbesserung der integrierten Luminosität der Strahlstrom auf bis zu $50 \mu\text{A}$ erhöht. Um eine gute Statistik und einen Cross-Check im Hinblick

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

auf die systematischen Fehler zu ermöglichen, wurden die Spektrometer A und C auf denselben Impulsbereich eingestellt.

Die in Abb.:1.7 gezeigten Niveaus sind aus Bindungsenergiemessungen aus dem pionischen Zerfallskanal der im Jahr 2012 gewonnenen Daten (reanalysiert [4]) sowie den Daten aus den Messungen aus dem Jahr 2014. Die Bindungsenergie für ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, die aus einem ungebinnten Fit gewonnen werden konnte, beträgt $B_{\Lambda}(\text{MAMI 2014}) = 2.157 \pm 0.005(\text{stat.}) \pm 0.077(\text{syst.}) \text{ MeV}$. Dieser Wert weicht von dem aus den Emulsionsdaten gewonnenen Wert von $B_{\Lambda} = 2.04 \pm 0.04 \text{ MeV}$ [69] um 0.08 MeV ab.

Vergleicht man die aus den Emulsionsmessungen gewonnenen Daten für die ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ Bindungsenergie mit den aus den Messungen an MAMI gewonnenen Daten für ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, zusammen mit den aus der γ -Spektroskopie gewonnenen Daten, ergeben sich die in Abb.:1.7 gezeigten Energieniveaus für ${}^4_{\Lambda}\text{H} - {}^4_{\Lambda}\text{He}$. Der systematische Fehler für die Emulsionsdaten wird dabei auf 40 keV geschätzt [41]. Während die Abweichung für die Bindungsenergie des Grundzustandes mit $\Delta B_{\Lambda}^4(0_{\text{g.s.}}^+) = B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{He}(0_{\text{g.s.}}^+)) - B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{H}(0_{\text{g.s.}}^+)) = 233 \pm 92 \text{ keV}$ kleiner als der in den Emulsionsdaten gefundene Wert ist, ergibt sich dennoch ein signifikanter Wert in der Berechnung des CBS-Effekts für ΛN Interaktionen. Es finden sich Hinweise auf eine negative Bindungsenergie-differenz für die angeregten Zustände der Spiegelkerne ΛN -Systems $\Delta B_{\Lambda}^4(1_{\text{exc}}^+) = B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{He}(1_{\text{exc}}^+)) - B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{H}(1_{\text{exc}}^+)) = -83 \pm 94 \text{ keV}$.

Die meisten Berechnungen der Bindungsenergie liefern Werte, die kleiner sind als die im Experiment bestimmten Werte. Von Gazda und Gal durchgeführte ab initio Modellrechnungen des Spiegelkernpaares, sagen konsistent mit den Experimenten eine große positive Aufspaltung des Grundzustands voraus, mit einem den angeregten Zuständen entgegengesetztem Vorzeichen. Allerdings erlauben die derzeitigen Unsicherheiten noch keine eindeutige Bestätigung der Vorzeichenumkehr. Dieses Beispiel illustriert die Notwendigkeit von Präzisionsmessungen zur Bestimmung von kleinen Effekten.

1.3. Modellierung der Ausbeute an Hyperkernen am MAMI

Das überraschendste Ergebnis des Zerfallspionen-Experiments am MAMI war die Tatsache, dass nur ein scharfer Pion-Peak beobachtet werden konnte 1.6. Um diese Beobachtung zu verstehen und um Vorhersagen für zukünftige Zerfallspionen-Experimente machen zu können, musste eine Vielzahl an theoretischen Modellen und Monte-Carlo-Simulationen bemüht werden. In diesen wurde sowohl die Produktion simuliert, aber auch die Fragmentation und die Abstoppwahrscheinlichkeit wurden berücksichtigt. Bei der Abschätzung der Raten wurden auch die Beiträge durch die Detektion in den Spektrometern simuliert und berücksichtigt.

Die Abschätzungen berücksichtigen:

- (i) Die elementare Reaktionkinematik und den Wirkungsquerschnitt der Λ Produktion [10, 44]

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

- (ii) Die Formierung eines angeregten Hyperkern Systems
- (iii) Ein statistisches Modell für die Fragmentationswahrscheinlichkeiten
- (iv) Die Abstoppwahrscheinlichkeit für die Fragmente
- (v) Das Verzweigungsverhältnis für pionische Zweikörperzerfälle
- (iv) Die Spektrometerakzeptanz, Spektrometer Effizienz und die Pion Zerfallsrate während des Fluges durch die Spektrometer [47, 113].

In der Beschreibung der Bildung von Hyperkernen geht man von zwei unterschiedlichen Fällen aus. Zum Einen kann ein entstandenes Λ -Teilchen mit einem Impuls kleiner als dem Fermiimpuls sich direkt an einen Kern anbinden und so ein Compound System bilden ${}^9_{\Lambda}\text{Li}^*$. Für ein Λ -Teilchen mit einem Impuls deutlich größer als dem Fermiimpuls ist ein direkter Einfang unwahrscheinlich. In diesem Fall kann das Λ -Teilchen durch einen Stoß mit anderen Nukleonen abgebremst und eingefangen werden. In diesem Stoßprozess werden zum Teil andere Nukleonen ausgeschlagen und es bilden sich Kerne wie ${}^8_{\Lambda}\text{Li}^*$, und ${}^8_{\Lambda}\text{He}^*$, etc.

Die in diesen Reaktionen erzeugten Hyperkernsysteme haben Anregungsenergien E_x von 10-50 MeV. Diese setzt sich zusammen aus der Erzeugung eines Loches in der Primärreaktion, $(\gamma^*, p) \rightarrow (\Lambda, K^*)$ und der Fermienergie des eingefangenen Λ -Hyperons $E_x \approx \frac{1}{2}(V_N - B_N) + \frac{v_F^2}{2 \cdot M_{\Lambda}} \sim 15 \text{ MeV} + 20 \text{ MeV} = 35 \text{ MeV}$. Im Fall, dass ein Stoß ein weiteres Nukleon aus dem Kern stößt, bevor das Λ -Teilchen eingefangen wird, kommen weitere $E_x \sim 15 \text{ MeV}$ hinzu was zu einer gesamten Anregungsenergie von 50 MeV führt.

Um den Zerfall eines solchen hoch angeregten System zu beschreiben, hat sich ein statistisches Multifragmentationsmodell (statistical multifragmentation model - SMM) bewährt. Dieses Modell wurde vor mehr als 30 Jahren zur Beschreibung der Formung von Fragmenten in angeregten Zuständen normaler Kernmaterie entwickelt [26, 22, 24, 20]. Dieses Modell wurde später auf Systeme mit Hyperonen erweitert [23, 80, 25, 21].

Da, wie oben beschrieben, die Verteilung der Anregungsenergie des angeregten Hyperkern-Systems nicht genau bekannt ist, wurden die Berechnung der Produktionswahrscheinlichkeiten von Hyperfragmenten als Funktion der Anregungsenergie E_x durchgeführt. Diese Berechnungen für die Produktionswahrscheinlichkeit von Hyperfragmenten aus einem ${}^9_{\Lambda}\text{Li}^*$ sind in Abb.:1.8 gezeigt. In einem Bereich in dem die Anregungsenergie erwartet wird, zwischen 30 MeV-50 MeV, werden eine Vielzahl von Hyperfragmenten vorhergesagt.

Bevor die produzierten Hyperkerne schwach zerfallen, verlieren sie ihre kinetische Energie über Stöße im Target-Material. Im Falle von leichten Hyperfragmenten wird nur ein gewisser Teil im einem dünnen Target abgestoppt. Die kinetische Energie der Hyperfragmente wird mit dem SMM Modell abgeschätzt. Die Abstoppwahrscheinlichkeit in einem $125\mu\text{m}$ dicken Beryllium Target wird für Hyperwasserstoff Isotope mit Werten von 30-40% abgeschätzt. Für Hyperfragmente mit einer Ladungszahl $Z > 1$ ergeben sich Abstoppwahrscheinlichkeiten von 70-90% .

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

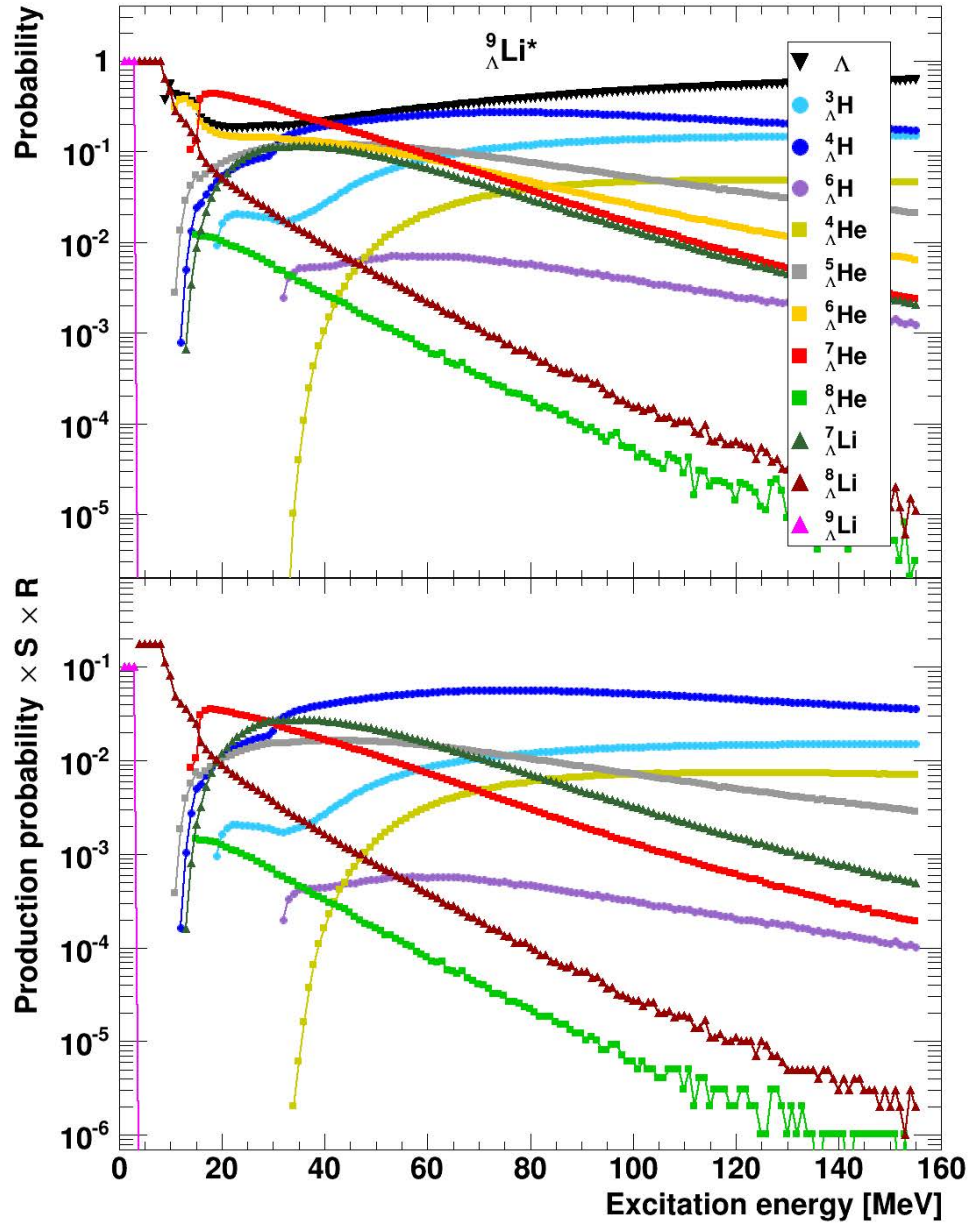


Abbildung 1.8.: Statistisches Multifragmentationsmodell [23, 80, 25, 21]. Vorhersage für die Produktionswahrscheinlichkeit vom Fragmenten mit einem Hyperon (oberer Teil), mit Stoppwahrscheinlichkeit und π^- -Zweikörper-Zerfall (unterer Teil) als Funktion der Anregungsenergie eines ${}^9_{\Lambda}\text{Li}^*$ Verbundkerns.

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

Die Modellierung der Verzweigungsverhältnisse für einen pionischen Zwei-Körper Zerfall wurden, soweit vorhanden, aus experimentellen Ergebnissen übernommen oder aus theoretischen Berechnungen [15]. Die Rate an beobachteten Pionen aus Zweikörperzerfällen (Branching Ratio - R) von abgestoppten Hyperfragmenten (Stopping - S) sind im unteren Teil von Abb.:1.8 gezeigt.

Diese Rechnung beschreibt die an MAMI gemachte Beobachtung, in denen der pionische Zerfall von ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ der dominierende Beitrag für die erwarteten Anregungsenergien ist. Andere zu erwartende Hyperfragmente sind ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ und ${}^7_{\Lambda}\text{He}$ (siehe Abb.:1.8). Diese sind jedoch aufgrund der geringeren Zweikörper-Zerfallswahrscheinlichkeit gegenüber ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ unterdrückt. Alle anderen Hyperfragment-Raten sind bei Anregungsenergien um 40 MeV mindestens zwei Größenordnungen kleiner und konnten daher nicht in den Experimenten beobachtet werden.

Die Analyse der im Jahr 2012 gewonnenen Daten zeigt einen 3σ Peak für Pionen mit einem Impuls von 115 MeV/c, was auf einen Zweikörperzerfall von ${}^7_{\Lambda}\text{He}$ hindeutet. Aufgrund der geringen Höhe gegen den Untergrund kann dieser Peak jedoch nicht als signifikant gewertet werden. Bei der Betrachtung des nächsthäufigen Hyperkerns ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ muss bedacht werden, dass der Übergang zum Tochterkern ${}^5\text{Li}$ aufgrund der Niveauverbreiterung im Li mit etwa 1,5 MeV verbreitert ist.

Für Pionen, aus dem Zerfall von ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ wird ein Impuls von 108.11 MeV/c erwartet. Dieser Impuls lag somit grade außerhalb der Impulsakzeptanz der für das Experiment gewählten Spektrometereinstellungen (siehe Abb.:1.6).

Neben dem ${}^9_{\Lambda}\text{Li}^*$ Compound-Kern wurden auch angeregte Systeme, die unter Proton Kick-Out ${}^8_{\Lambda}\text{He}^*$ und solche mit Neutron Kick-Out ${}^8_{\Lambda}\text{Li}^*$ entstanden sind, berücksichtigt. In all diesen Reaktionen ist die ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ Produktion dominant.

Trotz dieser Übereinstimmung erlauben die vorliegenden Daten keinen quantitativen Test des SMM-Modells. Dennoch ist es genau diese Übereinstimmung, die eine grobe Abschätzung der erwarteten Raten für zukünftige Experimente ermöglicht.

Die Ergebnisse in Abb.:1.8 zu Hypertriton ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ zeigen, dass die integrierte Luminosität, im Vergleich zu den Experimenten aus dem Jahr 2014, mindestens eine Größenordnung höher sein muss.

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

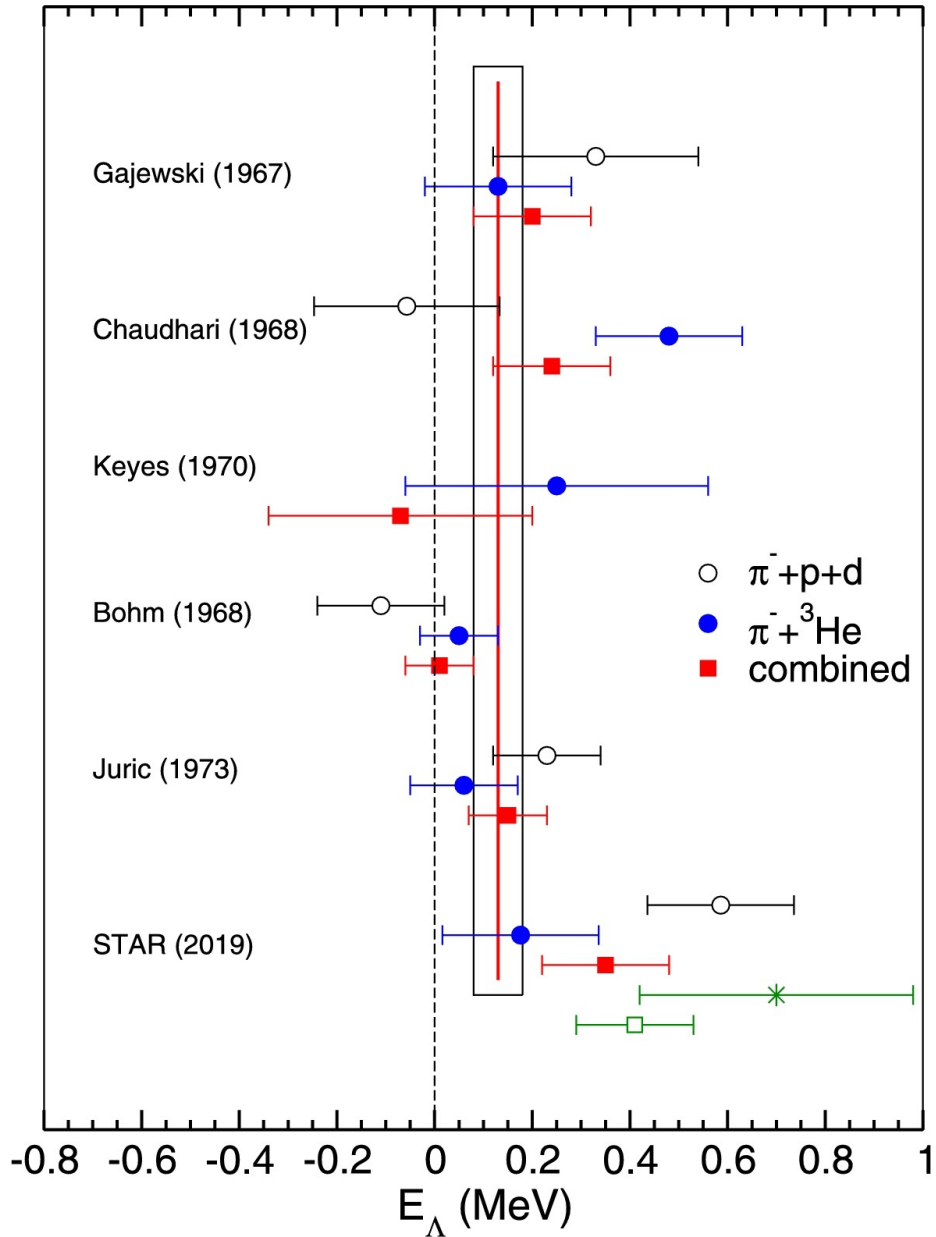


Abbildung 1.9.: Veröffentlichte Werte für die Messung der Hypertritonmasse aus Zwei und Drei-Körper-Zerfällen. Die Datenpunkte aus den 60er und 70er Jahren sind Emulsionsdaten [53, 32, 73, 18, 69]. Die rote Linie repräsentiert die beste Abschätzung. Die Korrekturen, die vom Experiment der STAR Gruppe veröffentlicht wurden, sind in den untersten Datenpunkten abgebildet [6], aber nicht im Mittelwert berücksichtigt. Die Messung mit Stern repräsentiert die Antihypertriton Messung der STAR Gruppe. Alle Fehlerbalken zeigen nur die angegebenen statistischen Fehler. Im Fall des STAR Experiments ist auch ein systematischer Fehler von ± 0.11 MeV/c angegeben (Fig. from Ref. [77]).

1.4. Hypertriton - Der ultimative Halo Kern?

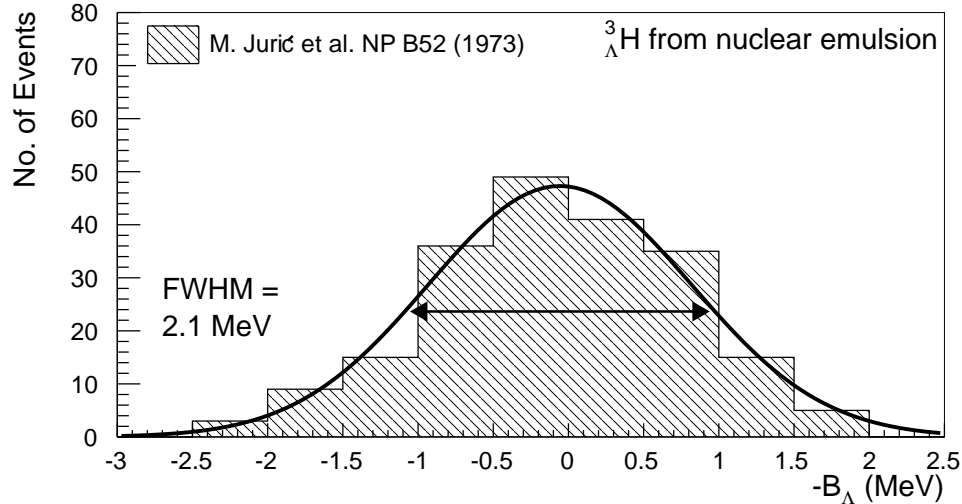


Abbildung 1.10.: Verteilung der Bindungsenergie im ${}^3_\Lambda\text{H}$, gemessen mit pionischen Zwei-Körper Zerfällen und Drei-Körper Zerfällen in Emulsionen [69, 18, 53]. Der gemessene Wert ist mit 2.1 MeV FWHM für die aktuellen Anforderungen aus der Weiterentwicklung der Theorie und den technischen Möglichkeiten nicht mehr präzise genug.

Das leichteste bisher etablierte baryonische System mit strangeness ist das Hypertriton ${}^3_\Lambda\text{H}$. Wie das Deuterium für normale baryonische Materie, bietet das Hypertriton ${}^3_\Lambda\text{H}$ Zugang zu vielen wichtigen Kenngrößen der starken Wechselwirkung zwischen normaler und seltsamer Materie. Für Hypertriton ${}^3_\Lambda\text{H}$ sind die im Experiment zugänglichen Größen die Bindungsenergie, angeregte Zustände (falls gebundene angeregte Zustände existieren), Spin, Lebensdauer und Zerfallskanäle. Für einen leichten Kern wird ein direkter Zusammenhang zwischen diesen Größen erwartet [38, 103].

Für Hypertriton sind die aus Emulsionsdaten gewonnenen Werte für die Bindungsenergie bis heute die primäre Quelle. Die Zahl an individuellen Events, die in die Berechnung von B_Λ einfließen liegt in der Größenordnung von ~ 200 . Diese stammen aus verschiedenen Zerfallkanälen und wurden in drei verschiedenen Arbeiten analysiert und zusammengestellt. Die veröffentlichten Daten für die Hypertritonmasse aus Zwei- und Drei-Körper Zerfällen finden sich in Abb.:1.9 [77]. Die Datenpunkte aus den 60er und 70er Jahren sind Emulsionsdaten [53, 32, 73, 18, 69]. Die rote Linie repräsentiert die beste Abschätzung. Bei der Berechnung des Mittelwertes wurde die neuste Star Messung noch nicht berücksichtigt [6]. Die Messung mit Stern repräsentiert die Antihypertriton Messung der STAR Gruppe. Die Kombination aller im STAR gemessenen Zerfallskanäle zeigt eine deutlich höhere Bindungsenergie von 400keV (siehe grünes Quadrat). Alle Fehlerbalken zeigen nur die statistischen Fehler. Im Fall des STAR Ex-

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

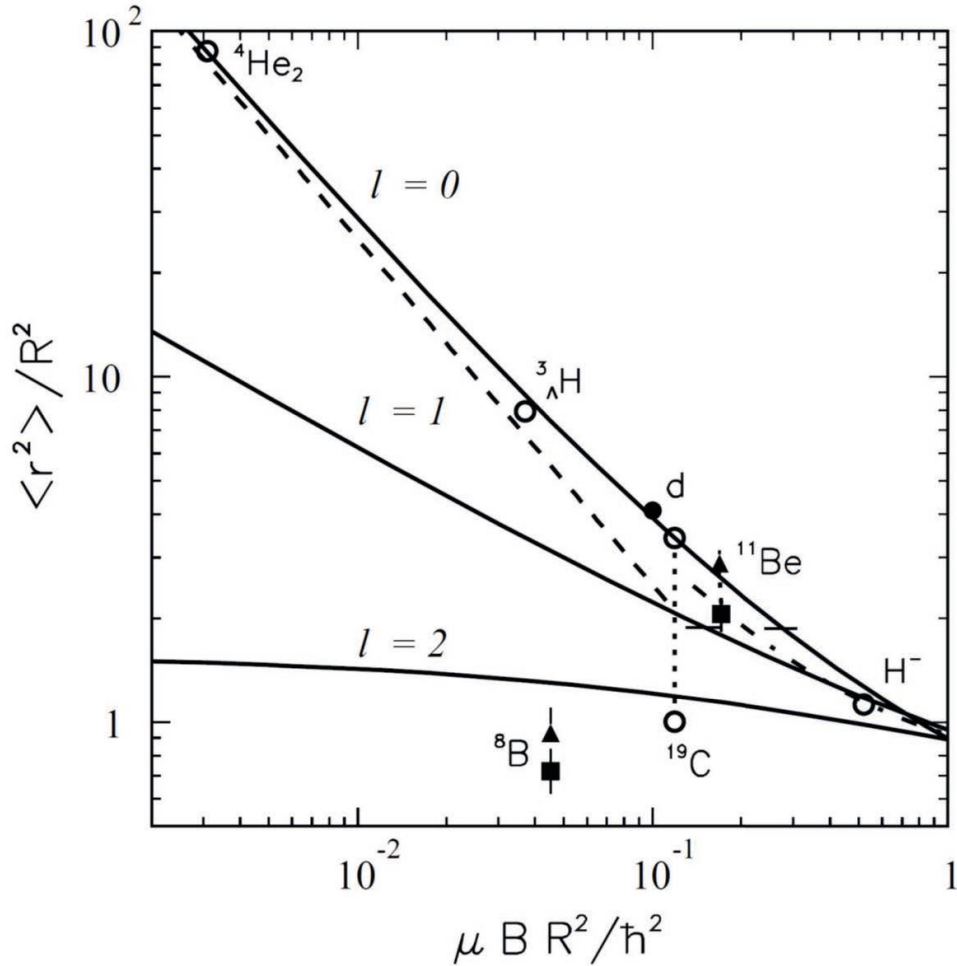


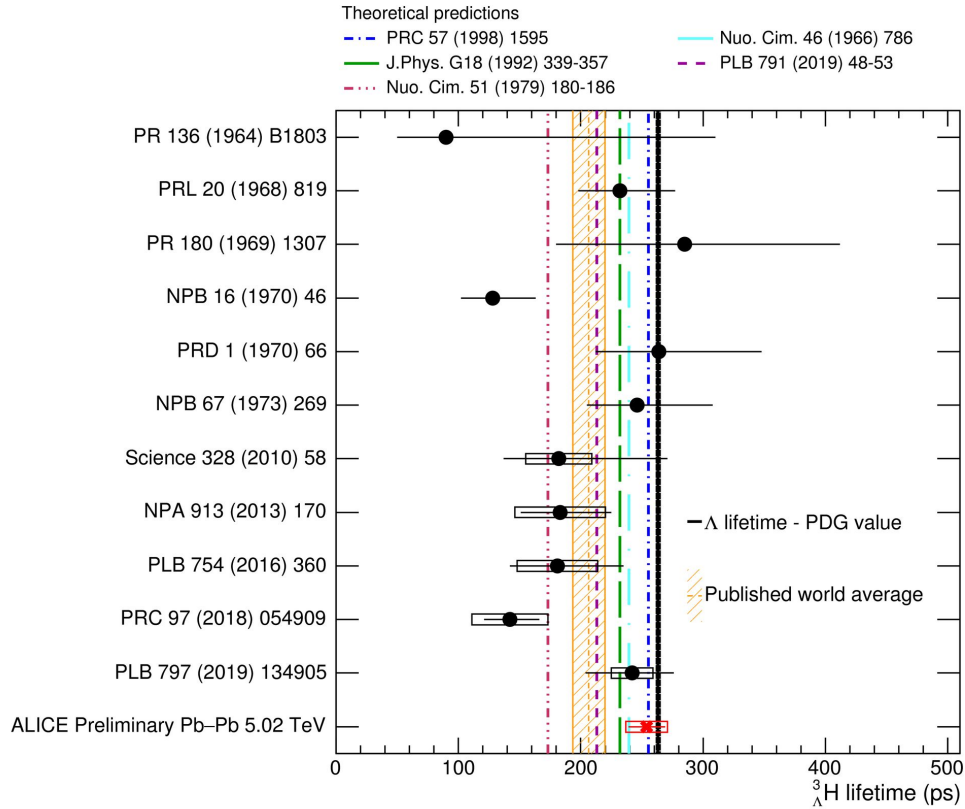
Abbildung 1.11.: Skalen Plot für Zwei-Körper Halos. Das Verhältnis zwischen dem Halo und dem quadrierten Radius des Kernpotential ist gegen die skalierte Separationsenergie geplottet. Die gestrichelte Linie stellt ein reines S-Wellen Yukawa-Potential dar. Die durchgezogenen Linien zeigen Ergebnisse für einen quadratischen Potentialtopf, die dünnen horizontalen Linien repräsentieren Ergebnisse, wenn 50% der Wellenfunktion außerhalb des Potentialtopfs angenommen werden. Die gepunktet gestrichelte Linie zeigt Ergebnisse für ein r^2 -Potential. Die gefüllten Symbole sind aus Experimenten gewonnene Daten und die leeren Symbole aus theoretischen Rechnungen (aus Ref. [106]).

periments wird ein zusätzlicher systematischer Fehler von $\pm 0.11 \text{ MeV}/c$ angegeben. Für die Emulsionsdaten werden systematische Unsicherheiten zwischen 40-150 keV in der Literatur aufgeführt.

Die Verteilung für die Bindungsenergien in ${}^3_\Lambda\text{H}$, bestimmt aus pionischen Zwei- und Drei-Körper Zerfällen in Emulsionen, ist in Abb.: 1.10 gezeigt. Der Mittelwert

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

wurde in Ref. [69] unter Berücksichtigung beider Zerfallskanäle bestimmt und mit 0.13 ± 0.05 MeV angegeben. Die Halbwertsbreite wird mit 2.1 MeV angegeben. Unter der Annahme, dass es sich um gaussverteilte Abweichungen handelt, kann ein Mittelwert mit einer statistischen Abweichung von $\Delta B_\Lambda = 0.89 \text{ MeV} / \sqrt{204} = 0.06 \text{ MeV}$ ermittelt werden. Betrachtet man die Werte für die Bindungsenergie getrennt nach Zwei- und Dreikörper Zerfällen, ergibt sich für die 176 Zwei-Körper Events 0.07 MeV für B_Λ und für die 46 Drei-Körper Events 0.13 MeV. Die Werte für B_Λ , die in Ref. [18] und by Ref. [69] ermittelt wurden, weichen um $(0.14 \pm 0.11) \text{ MeV}$ voneinander ab. Diese Abweichungen sind ein Zeichen dafür, dass es große systematische Beiträge gibt. Das deckt sich mit der vorangegangenen Diskussion.



ALI-~~DER~~-358857

Abbildung 1.12.: Lebensdauer Messungen von ${}^3_\Lambda\text{H}$ [97, 72, 96, 19, 73, 71, 34, 102, 5, 8, 3]. Mit dargestellt sind die neuesten vorläufigen Veröffentlichungen von ALICE [82]. Die vertikale schwarze Linie zeigt die Lebensdauer der freien Λ -Hyperons, die anderen Linien zeigen die verschiedenen theoretischen Vorhersagen. Abb. aus [82].

Die beobachteten Verzweungsverhältnisse zwischen pionischen Zwei- und Mehr-Körper Zerfällen findet man $R_3 = \Gamma({}^3_\Lambda\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^-) / \Gamma({}^3_\Lambda\text{H} \rightarrow \pi^- + \text{X}) = 0.35 \pm 0.04$ [73, 71]. Dies, zusammen mit den kleinen Werten für die Bindungsenergie des Systems $B_\Lambda \approx 130 \text{ keV}$, lässt auf einen Spin $J^P = 1/2^+$ [36, 78, 38, 73, 71] für den Grund-

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

zustand des Hypertriton schließen. Es gibt keine experimentellen Hinweise auf einen gebundenen angeregten Zustand, ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ $I = 0, J^P = 3/2^+$, des Hypertriton. Modellrechnungen sagen voraus, dass der angeregte Zustand über der Λ -d Schwelle liegt [45, 57, 86, 58, 118, 94, 33, 109, 108].

Das Deuteron ist der gebundene Zustand von Proton und Neutron. Ein ähnlicher Zustand wurde für Proton und Λ bisher nicht beobachtet. Dies ist ein weiteres Zeichen dafür, dass die Λ -N Wechselwirkung deutlich schwächer ist als die N-N Wechselwirkung. Aus diesem Grund kann das Hypertriton als ein schwach gebundener Zustand aus einem Deuteron ($I=0, J^P=1^+$) mit einem Λ ($I=0, J^P=1/2^+$) interpretiert werden. In einem System aus drei Körpern, bei dem zwei sehr nah zusammen sind (Deuterium), ist das dritte Teilchen (Lambda) in der Regel weit von diesen Teilchen entfernt. Die geringe Bindungsenergie des Λ im Hypertritonsystem impliziert, dass das Λ -Hyperon eine breite Wellenfunktion, einen sogenannten Halo, hat. Für ein derartiges System hängt die Ausdehnung des Halos von der Bindungsenergie ab. Die charakteristische Länge eines Zwei-Körper Halo Systems im s-Wellen Zustand ist $\langle \Delta r^2 \rangle = \hbar^2 / (4\mu B)$. Dabei gibt μ die reduzierten Masse und B die Bindungsenergie (siehe z.B. [50, 106, 79]) des Systems (siehe Abb.:1.11). Für ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ korrespondiert das mit $\sqrt{\langle \Delta r^2 \rangle} \approx 10$ fm.

1.5. Das Hypertriton Puzzle

Die ausgedehnte Wellenfunktion des Λ -Hyperon bedeutet, dass das Λ -Teilchen in ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ähnliche Eigenschaften haben sollte wie das freie Λ [45]. Insbesondere erwartet man für das Hypertriton eine Lebensdauer, die der des freien Lambda entspricht. Erste Beobachtungen der Lebensdauer in Nebelkammern und Emulsionen aus den 60er und 70er Jahren sind konsistent mit dieser Annahme, auch wenn diese einen großen Fehler aufweisen (siehe Abb.:1.12). Als mögliche Ursache für den niedrigen Wert, der von Bohm *et.al.* 1970 [19] gefunden wurde, wurde die Dissoziation im Coulomb-Feld der schweren Kerne (Ag und Br) in der Emulsion als wahrscheinlicher Grund angenommen [17]. In der jüngeren Vergangenheit wurden in Schwerionen-Kollisionsexperimenten (STAR@RHIC [34, 7], HypHI@GSI [102] und ALICE@LHC [5, 3]) keine Hinweise auf einen großen Beitrag durch sekundäre Interaktionen gefunden. Die ersten Ergebnisse dieser drei Experimente waren innerhalb einer geringen Abweichung konsistent miteinander und zeigen einen etwa 30-40% geringeren Wert für die Lebensdauer im Vergleich zum freien Λ -Hyperon (siehe Abb.:1.12). Die neuesten Ergebnisse von STAR [7] und ALICE [3] zeigen allerdings signifikante Abweichung voneinander. Diese Diskrepanz wird von den noch vorläufigen Ergebnissen von ALICE, aus Pb-Pb Kollisionen mit $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV in 2018, noch verstärkt (in rot in Abb.:1.12 [82] eingezeichnet). Der Mittelwert der neueren Lebensdauermessungen des Hypertriton (in orange unterlegt in Abb.:1.12) liegt immer noch 20% unter dem Wert für die Lebensdauer der freien Λ .

Bis vor wenigen Jahren wurde in allen gängigen Modellen für die Berechnung der Lebensdauer des ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ eine Abweichung von etwa 10% der Lebensdauer des freien Λ vorhergesagt [37, 103, 14, 101, 81, 75, 62, 60, 70]. In neuen Ansätzen durch Gal und

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

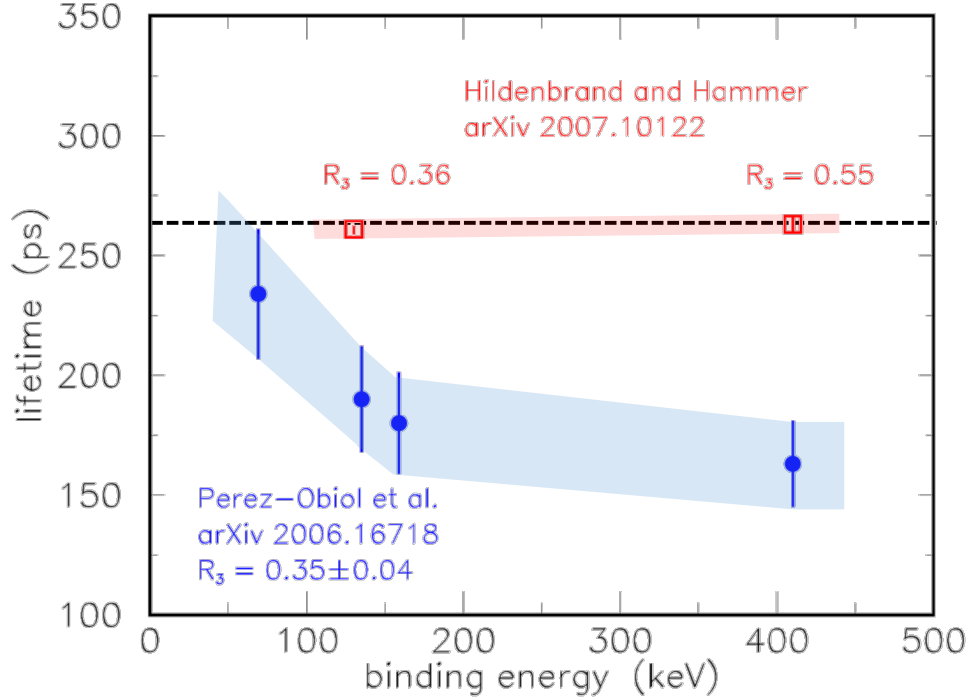


Abbildung 1.13.: Modellrechnungen für das Verhältnis zwischen ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ Lebensdauer und Bindungsenergie [95, 65]. Die horizontale gestrichelte Linie zeigt die Lebensdauer der freien Λ .

Garcilazo wurde eine Abweichung von 10% zwischen der Lebensdauer des Hypertriton und der des freien Λ (τ_{Λ}), durch das Lösen von Drei-Körper Faddeev Gleichungen, gefunden [56]. Berücksichtigt man in diesen Rechnungen die Endzustandswechselwirkung, reduziert sich die berechnete Lebensdauer zu etwa 84% von τ_{Λ} , was mit den Ergebnissen der neuesten Schwer-Ionen Kollisionsexperimente konsistent ist.

In einer genaueren Betrachtung durch Pérez-Obiol und Kollegen [95], in der die Verzweungsverhältnisse für die Zerfallskanäle für pionische Zwei- und Drei-Körper Zerfälle auf den experimentellen Wert $R_3 = 0.35 \pm 0.04$ [71] eingeschränkt wurden, wurde festgestellt, dass die Lebensdauer des ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ sich stark mit der berechneten Bindungsenergie ändert (dargestellt durch die blauen Symbole in 1.13). Im Rahmen dieser Rechnung führt eine große Bindungsenergie wie von der STAR Kollaboration gemessen zu einer sehr kurze Lebensdauer, was wiederum inkonsistent mit dem Durchschnitt der aktuellen Messungen ist. Im Gegensatz dazu würde eine kleinere Bindungsenergie, wie sie in den Emulsionsdaten gefunden wurde, mit der gefunden Lebensdauer des ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ übereinstimmen.

In Rechnungen von Hildebrand und Hammer wurde eine Lebensdauer nah an der der freien Λ gefunden, unabhängig von dem Zerfallskanal R_3 [65] (rote Symbole in 1.13). Zu beachten ist, dass in diesen Rechnungen die Endzustandswechselwirkungen

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

nicht berücksichtigt wurden. Wie zuvor bemerkt, kann dies zu einer Reduzierung der Lebensdauer des ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ um etwa 10% führen [54, 56, 95], was wiederum zu Werten näher an den durch Pérez-Obiol berechneten liegt.

Die kurze Lebensdauer des ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, die unklare Situation, was die systematischen Fehler bei der Analyse der Emulsionsdaten gegenüber den Schwerionen-Kollisionsdaten im Bezug auf die Bindungsenergie anbelangt motivieren die Bemühungen, zusammen mit der Rolle, die Hypertriton als dem einfachstem System mit Strangeness einnimmt, weitere Messungen dieser Werte durchzuführen. Die Kombination einer genauen Lebensdauerermessung, mit einer genauen Messung der Bindungsenergie des Λ , würden einen wichtigen Fixpunkt für Modelle liefern, die seltsame Baryonen beschreiben.

In den kommenden Jahren sind mehrere Messungen der Hypertriton Lebensdauer geplant. Die P73/P77 Kollaboration am J-PARC plant, die Lebensdauer des ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ an einem K^- -Strahl, welcher auf ein ${}^3\text{He}$ -Target gerichtet ist, zu messen [9]. Ein Experiment wird am ELPH (TOHOKU) vorbereitet und nutzt einen Photonenstrahl zur Produktion von ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ [90]. Auch das an der GSI geplante WASA Projekt (2022), könnte eine weitere Verbesserung bei der Messung der Lebensdauer bringen.

Betrachtet man die Diskrepanz zwischen den alten Emulsionsdaten und den durch STAR berichteten Werten für die Bindungsenergie, wird klar, warum eine genaue Messung der Bindungsenergie mit einem möglichst kleinen statistischen und systematischen Fehler unabdingbar ist. Am JLab wurde eine Messung vorgeschlagen, die Masse des Hypertriton mit einer Präzision von 100 keV zu bestimmen [61]. In Mainz am MAMI laufen Vorbereitungen, die eine Messung des Pionimpuls in der Größenordnung des statistischen und systematischen Fehlers - ≤ 20 keV - ermöglichen sollen. Diese Doktorarbeit ist Teil der Vorbereitungen, um diese Präzision zu erreichen.

1.6. Messung der Hypertriton Bindungsenergie am MAMI

In den Experimenten aus den Jahren 2012 und 2014 wurde mit einem Elektronenstrahl mit einer Energie von 1.5 GeV und einem Strahlstrom vom 20-50 μA auf ein ^9Be Target mit einer Dicke von 125 bzw. 256 μm geschossen. Das Target war unter einem Winkel von 54° angebracht, um die Verbreiterung des gesuchten Pion-Peaks zu minimieren. Ein Be-Target mit einer durch Verbreiterung erreichten Steigerung der Massenbelegung und respektiver Luminosität hätte diese Peak Verbreiterung stark begünstigt. Da statistisch relevante Daten gewonnen werden sollen, ist eine Steigerung der Luminosität aber notwendig weil in vergangenen Experimenten nur 3-Sigma erreicht wurden. Eine Erhöhung der Luminosität durch Erhöhung des Strahlstroms hätte eine starke Untergrundsteigerung durch Neutronen aus dem Beamdump auf ein nicht mehr akzeptables Maß zur Folge.

Durch die exzellente Strahlqualität am MAMI kann ein anderes Target Design eingesetzt werden, um die gewünschte Steigerung der Luminosität zu erreichen. Anstelle eines gegen den Strahl verkippten Target wird ein parallel zum Strahl ausgerichtetes Target verwendet. Die aktuellen Designs sehen ein Target aus natürlichem Lithium mit einer Dicke von 1 mm-1.5 mm und einer Länge von 50 mm vor. Die aus im Target abgestoppten Hyperkernen entstehenden Pionen werden in den Spektrometern A und C unter einem Winkel von $\pm 90^\circ$ gegenüber dem Strahl detektiert. Durch diese Anordnung kann eine maximale Massenbelegung in Strahlrichtung zusammen mit einer minimalen Impulsverbreiterung in Richtung der Spektrometer erreicht werden. Kombiniert mit der möglichen Verringerung des Untergrunds durch niedrigere Strahlströme bieten diese Überlegungen einen ausgezeichneten Ansatz zur Vermessung von Hypertriton am MAMI.

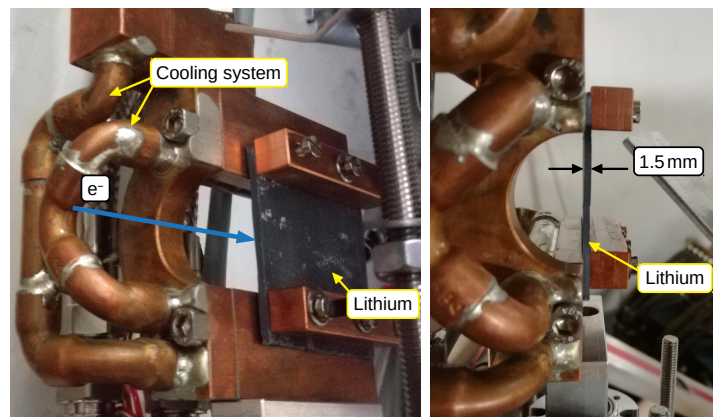


Abbildung 1.14.: Bilder des neuen Lithium-Targets. Die rechte Seite repräsentiert die "Sicht" des Strahls. Die produzierten Teilchen können das Target verlassen, ohne zusätzliches Material zu durchqueren.

1. Hyperkerne - ein Labor für kompakte Sterne

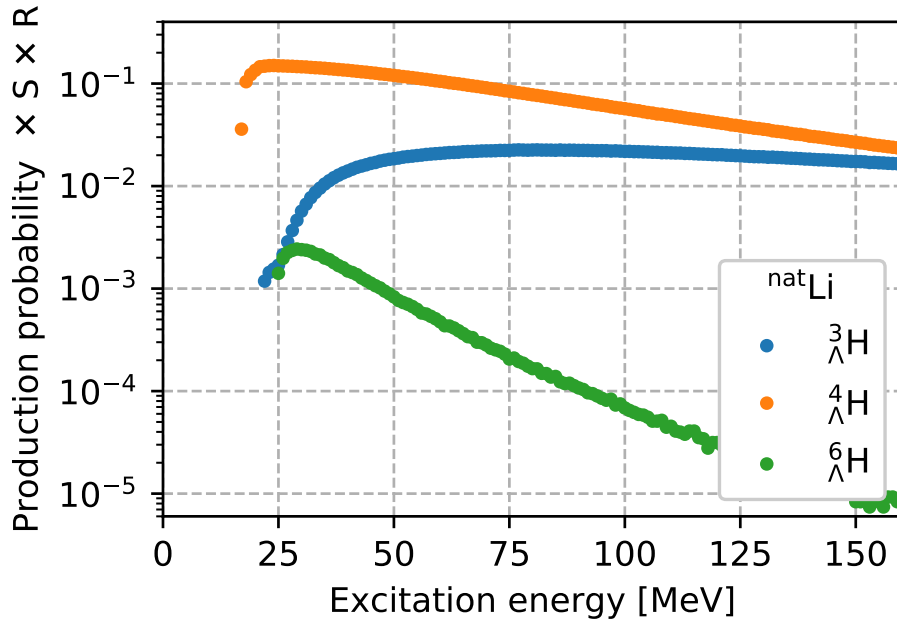


Abbildung 1.15.: Modellrechnungen mit einem statistischen Multifragmentationsmodell, für die Wahrscheinlichkeit der Produktion P von Hyperkernen, der Abstoppwahrscheinlichkeit S und für einen pionischen Zwei-Körper-Zerfall in einem 1.5 mm breiten ^{nat}Li Target als Funktion der Anregungsenergie.

Natürliches Lithium hat eine um einen Faktor 3.5 geringere Dichte gegenüber Beryllium und ist ein idealer Kandidat für die Targetgeometrie des geplanten Hypertriton Experiments. In Abb.:1.15 werden die Produktionsraten für verschiedene Hyperfragmente mit natürlichem Lithium als Targetmaterial gezeigt. Wie zuvor wurden diese Berechnungen mit einem SMM Modell gemacht [23, 80, 25, 21]. Auch in diesem Fall dominiert die Produktion von ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ gegenüber ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ mit etwa einer Größenordnung Unterschied. Der gegenüber Beryllium gewünschte Effekt ist, dass keine weiteren Hyperkerne produziert werden. Die genaue Betrachtung der Vor- und Nachteile dieses Designs sind in Kapitel:6 ausführlich dargelegt.

Ziel der geplanten Messung an MAMI ist die erstmalige Messung von ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ und gleichzeitig die Messung von ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ mit deutlich verbesserter Statistik. Die Eichung der Spektrometer geschieht mit Hilfe elastisch gestreuter Elektronen. Die Unsicherheit bei der Messung der Elektronenenergie korreliert unmittelbar mit der Unsicherheit der Impulsmessung der Pionen und somit mit der Messung der Bindungsenergie. Eines der Ziele der vorliegenden Arbeit ist daher eine möglichst präzise Messung der MAMI-Energie, um so die systematischen Fehler der Bindungsenergiemessung zu verbessern, und wird im Folgenden beschrieben.

2. MAMI Beschleuniger

Je nach gewünschter Endenergie und Strahlintensität, kommen verschiedene Grundtypen beim Bau von Beschleunigern zum Einsatz bzw. deren Kombinationen. Gängige Modelle sind Zyklotrone, Synchrotrone oder auch Linearbeschleuniger. Das MAMI stellt eine Kombination aus verschiedenen dieser Elementen dar, die im Folgenden kurz beschrieben werden.

Aufbau MAMI

Zentrale Punkte dieser Arbeit hängen mit dem Aufbau des Beschleunigers MAMI direkt zusammen. Von besonderer Bedeutung ist dabei, wie durch die Geometrie der Felder und Aufbauten die möglichen Energien beeinflusst werden, die an verschiedenen Orten zur Verfügung stehen.

Der Mainzer Beschleuniger ist ein Elektronenbeschleuniger, der mit der letzten Ausbaustufe, MAMI C, aus dem Jahr 2006 [76] eine Endenergie von 1604 MeV und einen maximalen Strom von $100\mu\text{A}$ liefern kann. Weiter handelt es sich um einen Dauerstrichbeschleuniger, der in Form einer Kaskade von Race Track Microtrons (RTM) geplant und aufgebaut wurde. Diese Bauweise ermöglicht es, die Elektronen in wenigen Beschleunigungssektionen auf die Gewünschte Endenergie zu beschleunigen, siehe auch Kapitel 2.

Wie in fast allen Anlagen dieser Art wird nach der Quelle (Austritt mit 100 keV) eine graded beta section durchlaufen. Diese dient dem Beschleunigen auf 3.5 MeV bzw. 99.18% der Lichtgeschwindigkeit, siehe Abb.:2.2.

Als nächstes treten die Elektronen in die ersten zwei RTMs ein (siehe Abb.:2.3) in diesen durchlaufen sie mehrere Male dieselbe Beschleunigungssektion (siehe Kap.:2) um dann im RTM 3 auf eine der am jeweiligen Experiment nutzbaren Energien gebracht zu werden. Durch diesen Aufbau erklärt sich eine der ersten Einschränkungen für die weiteren Betrachtungen: die Elektronen müssen aktuell, um das RTM 2 Richtung RTM 3 zu verlassen, auf mindestens 180 MeV beschleunigt werden.

Im RTM 3 und dem darauf folgenden Harmonic Double Sided Microtron (HDSM) wird auf die gewünschte Endenergie weiter beschleunigt. Dabei stehen in den Hallen für A1 und A2 die vollen 1604 MeV zur Verfügung und für die X1 Halle die im RTM3 maximal möglichen 855 MeV.

Durch den Aufbau des RTM 3 ist dabei zu beachten, dass durch den Abstand der Rückführungsbahnen definierte Schritte im Energiegewinn gemacht werden. Pro Umlauf kommt es zu einem Hub von 7.5 MeV und nach jedem zweiten Umlauf kann der Strahl ausgekoppelt werden. Das HDSM wird ab der Endenergie des RTM 3

2. MAMI Beschleuniger

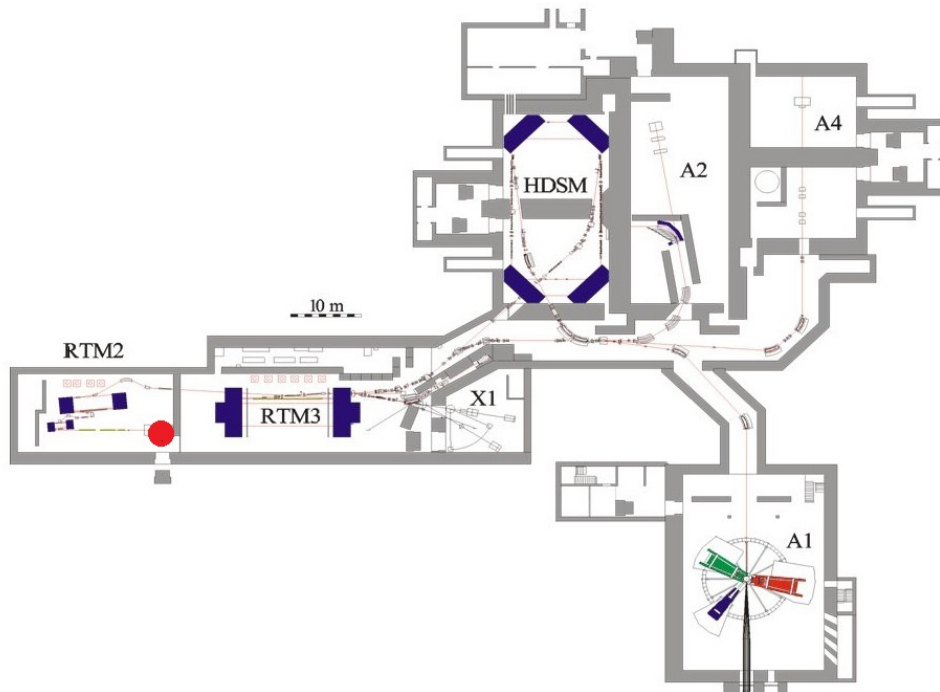


Abbildung 2.1.: Der MAMI Grundriss zeigt als roten Punkt die Quelle. Darauf folgen drei Stufen von RTMs und entsprechende Strahlführungselemente. An den verschiedenen Experimentierplätzen werden Experimente aufgebaut, um den Strahl zu nutzen. Jeder Endpunkt verfügt über einen Beamdump und einen separaten Zugang, der es ermöglicht, Experimente vorzubereiten, während an anderen Orten Messungen stattfinden.

von 855 MeV als letzte Stufe zugeschaltet. Die festen Feldstärken in den Ablenkdi-polen aller RTMs und des HDSM legen dabei in Kombination mit der Geometrie der Rückführungsbahnen, die Höhe des Hubs pro Umlauf fest.

Die zum Ablenken des Strahl eingesetzten Elemente sind Dipole und Wedler, die eine Ablenkung in der Ebene ermöglichen, diese sind je nach Einsatzort und Zweck unterschiedlich dimensioniert. Der in der späteren Betrachtung wichtige Dipol 12 (siehe Kap.:5.2) ist einer der Strahlführungsmagnete, der eine große Ablenkung bei allen Energien ermöglicht. Andere kleinere Elemente dienen zu kleinen Korrekturen, um ein optimales Durchlaufen des Beschleunigers zu gewährleisten.

Quadrupole, welche als magnetische Linsen fungieren, werden dafür genutzt, das Auseinanderlaufen der Elektronen zu verhindern. Genauere Betrachtungen und Beispiele finden sich im Kapitel 5.4.1 zur Berechnung der Transportmatrizen der einzelnen Elemente.

2. MAMI Beschleuniger

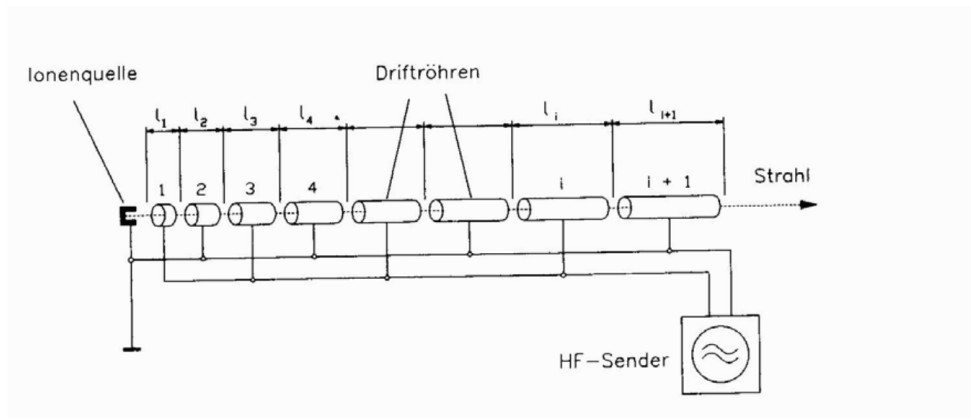


Abbildung 2.2.: Nach der Quelle folgt der Injektor. Dieser beschleunigt die Elektronen auf beinahe Lichtgeschwindigkeit. Dieser Schritt ist wichtig, damit im Folgenden eine Energiezunahme durch eine konstante Längen/Radiusänderung beschrieben werden kann und mit konstanten Feldern gearbeitet werden kann. Der Aufbau sieht eine Anzahl Röhren vor, die auf wechselnden Potentials liegen und mit einer Frequenz ω_{Master} wechseln. Dabei nimmt die Länge der Röhren so zu, dass mit der Geschwindigkeitszunahme jeweils ein Halbschritt der Frequenz stattfindet. Dieser Aufbau wird auch als graded beta section bezeichnet [123].

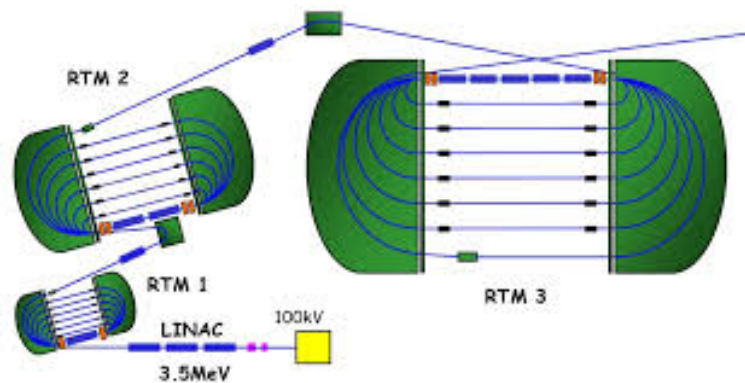


Abbildung 2.3.: Die gezeigten RTMs folgen auf den Vorbeschleuniger und Beschleunigen die Elektronen auf 14,15 MeV RTM1 , 180 MeV RTM2 und 195-855 MeV im RTM3. Die minimale am Experiment verfügbare Energie sind 180 MeV, kleinere Energien sind aufgrund der Geometrie und Feldkonfiguration im aktuellen Setup nicht möglich.

Race Track Microtrons RTM

Race Track Microtrons verbinden verschiedene Prinzipien zu einem kompakten Aufbau. Dieser ermöglicht raum- und energiesparend das Erreichen von hohen Elektronenenergien. Zuerst kommt ein Vorbeschleuniger zum Einsatz, um die Elektronen

2. MAMI Beschleuniger

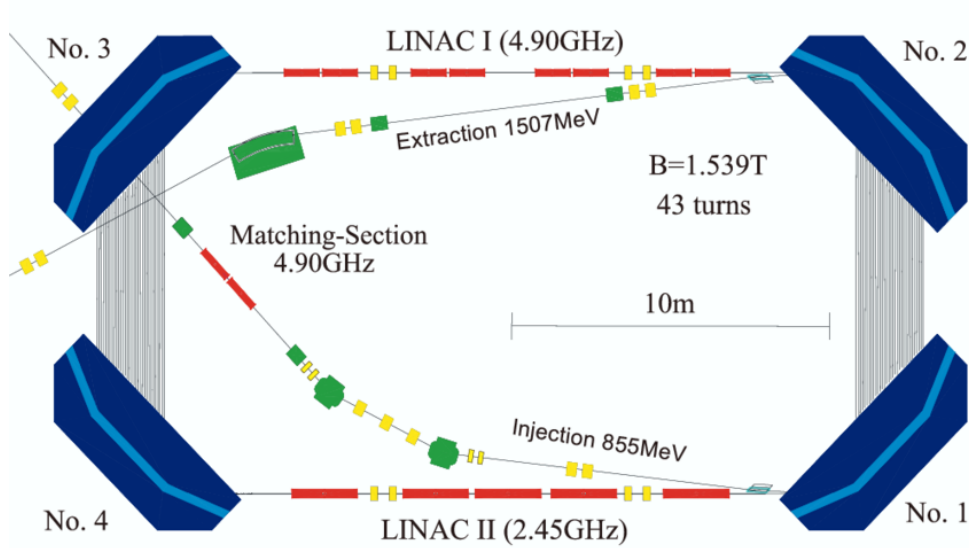


Abbildung 2.4.: Das Harmonic Double Sided Microtron - HDSM bildet die Erweiterung des RTM Prinzip. Durch den Einsatz von vier Ablenkmagneten, die jeweils eine Umlenkung um 90° erreichen, kann das System so abgestimmt werden, dass auf zwei Geraden eine Beschleunigungssektion implementiert werden kann. Dadurch kann auf weniger Raum eine Energiezunahme auf bis zu 1604 MeV erreicht werden. [67]

mit relativistischen Geschwindigkeiten weiter zu beschleunigen. Das Erreichen relativistischer Geschwindigkeiten erleichtert die Planung und Berechnung der weiteren Elemente, da weitere Beschleunigung vor allem in einer Massenzunahme, nicht aber in einer Geschwindigkeitszunahme resultiert. Dies ist für frequenzabhängige Elemente wie Kavitäten zur Beschleunigung oder Elemente zur Kontrolle der Strahlage wichtig. Erinnernd an eine Rennbahn, werden die Elektronen dabei nach dem Vorbeschleuniger von großen Sektor Dipolen um 180° abgelenkt, siehe Abb.:2.5. Durch zwei parallel aufgebaute Dipole kann man die Elektronen auf eine Bahn bringen, bei der immer wieder dieselbe Beschleunigungssektion durchlaufen wird. Durch die Energie bzw. Impulszunahme, ausgedrückt durch den Gamma-Faktor γ , wird dabei der Ablenkradius im Magneten größer.

$$F_{Lorentz} = e \cdot c \cdot B = m_e \cdot \gamma \cdot c^2 / r = F_{Zentripetal}$$

$$r = \frac{m_e \cdot \gamma \cdot c}{e \cdot B}$$

mit:

e : Elementarladung Elektron, c : Lichtgeschwindigkeit B : Magnetfeld,
 m_e : Ruhemasse Elektron, r : Kreisbahnradius, γ : Gamma-Faktor

Dadurch nimmt die insgesamt bis zum Wiedereintritt in die Kavität zurückgelegte Strecke um dS zu. Entsprechend länger dauert es bis zum Wiedereintritt, $dS/c = dt$.

2. MAMI Beschleuniger

Durch hoch relativistische Geschwindigkeiten ist der Faktor $ds/c = dt$ immer gleich. Um eine optimale Beschleunigung zu gewährleisten, muss also dt einem Vielfachen der anregenden der Beschleunigungsfrequenz entsprechen. Dadurch werden sowohl die Geometrie des Aufbaus, aber auch die Feldstärke gegenüber einem konstanten Energiehub pro Umlauf festgelegt. Im Zusammenhang mit der Planung und dem Betrieb einer solchen Konfiguration gibt es viele weiter interessante Überlegungen wie dem Arbeitspunkt, Q - Wert und Verbesserung der Chromatizität. Diese Diskussion und ausführlichere Beschreibungen finden sich unter anderem in Arbeiten von Eute-neuer et al. zum Vorbeschleuniger [48] oder in der Zusammenfassung zu MAMI von A.Jankowiak [68]

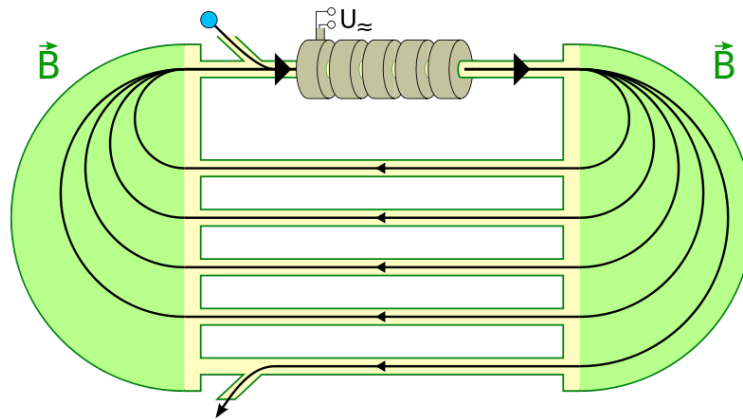


Abbildung 2.5.: RTM als Abkürzung für Race Track Mikrotron beschreibt einen Typ Beschleuniger, bei dem die Beschleunigungstrecke mehrfach durchlaufen wird. Dabei wird in den Umlenkmagneten ein konstantes Feld erzeugt, dass die Elektronen um jeweils 180° umlenkt und so zurück in die Beschleunigungssektion. Die Anzahl der Durchläufe ist nur durch die Größe der Umlenkmagnete beschränkt. Weiter muss die Geometrie so gewählt werden, dass die Streckenzunahme bei der Umlenkung (ds/c) einem ganzzahligen Vielfachen der Beschleunigungsfrequenz entspricht. [27]

Die beschränkenden Faktoren bei dieser Art Aufbau sind die endliche Flussdichte beim Einsatz normal leitender Magnete bzw. die maximalen Feldstärken des ablenkenden Feldes. Wenn die Energien sich im Bereich von 10 GeV bewegen muss, je nach Ablenkradius (MAMI-RTM3 $r \approx 1.5m$) im Fall von Elektronen, auch die Synchrotronstrahlung berücksichtigt werden. Alternativ müssten die Magnete einen so großen Radius ermöglichen, dass diese in den meisten Fällen nicht mehr wirtschaftlich sind.

2.1. Elektronen in elektrischen und magnetischen Feldern

Elektronen werden dabei vor allem durch elektrische und magnetische Felder beeinflusst. Die Wechselwirkung mit diesen Feldern wird durch die Lorentzkraft beschrieben:

2. MAMI Beschleuniger

$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E}) \quad (2.1)$$

Elektrische Felder E kommen dabei hauptsächlich zum Einsatz, um die Elektronen zu beschleunigen. Magnetische Felder B werden zum Ablenken und Fokussieren genutzt. V ist die Geschwindigkeit der Elektronen.

Integration über die Kraft entlang des Elektronenpfads:

$$\Delta E = \int_{s_1}^{s_2} \vec{F}_L d\vec{s} = \int_{s_1}^{s_2} q * (\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E}) d\vec{s} = q \int_{s_1}^{s_2} \vec{E} d\vec{s} = qU \quad (2.2)$$

Eine typische Beschleunigungsstruktur besteht aus Kavitäten, in denen durch Anregung mit einer bestimmten Frequenz eine Potentialdifferenz aufgebaut wird. Um eine möglichst effektive Energiezunahme der Elektronen zu erreichen, muss das Timing möglichst eng um das Maximum der angeregten Mode, $\Delta E = q U_0 \cdot \sin(\omega t)$ sein. Eine leichte Verschiebung gegen das Maximum wird z.B. in Mikrotronen eingeführt, um die Impulsabweichung zu minimieren. Dies wird durch das Ablenkverhalten der Magnete ermöglicht, so werden Teilchen mit zu hohem Impuls weniger stark abgelenkt, haben daher einen minimal längeren Weg durch den Magneten und kommen so mit leichter Verzögerung gegen die beschleunigende Phase wieder in die Beschleunigungsstruktur. Da sich die elektrische Feldstärke in der Zeit aber schon um den Wert entsprechend der Phasenbeziehung geändert hat, werden die Teilchen bei diesem Durchlauf weniger stark beschleunigt und nähern sich im Optimalfall der Sollenergie an.

Dies ist bei rezirkulierenden Maschinen am effektivsten umzusetzen, da es einen direkten Zusammenhang zwischen Bahnlänge und E-Feldstärke beim Eintritt in die Kavität gibt.

$$F_{Lorentz} = e \cdot c \cdot B = m_e \cdot \gamma \cdot c^2 / r = F_{Zentripetal} \quad (2.3)$$

$$r = \frac{m_e \cdot \gamma \cdot c}{e \cdot B} \quad (2.4)$$

mit:

e: Elementarladung Elektron, c: Lichtgeschwindigkeit B: Magnetfeld,

m_e : Ruhemasse Elektron, r: Kreisbahnradius, γ : Lorentzfaktor

$$r_i = \frac{m_e \cdot c}{e} \cdot \frac{\gamma_i}{B} \quad (2.5)$$

$$\Delta S = 2 \cdot \pi \cdot (r_{i+1} - r_i) \quad (2.6)$$

$$\Delta t = \frac{\Delta S}{c} \quad (2.7)$$

mit : $\gamma = \frac{E_{kin}}{E_0} + 1$

Damit ergeben sich für Elektronen mit $E_{kin}=180$ MeV beispielhaft folgende Werte für ein B-Feld von 1 T und einen Energieunterschied von 15 MeV:

$$r_{180 MeV} =, r_{195 MeV} \Rightarrow \Delta S \quad (2.8)$$

2. MAMI Beschleuniger

$$\Delta t \rightarrow \omega \quad (2.9)$$

Die Ablenkung durch das magnetische Feld in Dipolen, aber auch anderen Elementen, stellt eine Beschleunigung hin zum Kreismittelpunkt dar. Beschleunigte Ladungen strahlen Energie in Form von elektromagnetischen Wellen ab, dieses Verhalten wurde von Dmitri Dmitrijewitsch Iwanenko und Isaak Jakowlewitsch Pomerantschuk vorhergesagt und 1946 erstmals beobachtet. Die etablierte Bezeichnung für das Phänomen ist Synchrotronstrahlung und bedeutet einen Energieverlust, welcher aus historischen Gründen meist pro Umlauf angegeben wird.

$$\Delta E = \frac{(Zq)^2 \cdot \beta^3 \cdot \gamma^4}{\epsilon_0 \cdot 3 r} \quad (2.10)$$

mit:

Z die Kernladungszahl, e die Elementarladung, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, R der Radius der Ablenkung im Feld des Rings

Für Elektronen mit relativistischer Geschwindigkeiten ergibt sich:

$$\Delta E = \frac{e^2 \cdot 1^3 \cdot E^4}{\epsilon_0 \cdot 3 r \cdot (m_e c^2)^4} \quad (2.11)$$

Um hohe Energien zu erreichen, muss der Energiegewinn pro Umlauf den Energieverlust überwiegen. Die Möglichkeiten beschränken sich dabei auf eine große Spannung U_0 , einen großen Radius r oder ein schweres Teilchen ($1835 \cdot m_e \approx m_p$). Das prominenteste Beispiel für die Kombination dieser Prinzipien ist das CERN mit einem Umfang von 27 km und Proton-Proton als beschleunigte Teilchen.

3. A1 Spektrometer Systematiken

Die A1 Spektrometeranlage als Kernstück in der Bestimmung von Reaktionsteilchen und Impulsen besteht aus mehreren Spektrometern und verschiedenen Targets. Die ersten Spektrometer wurden 1992 in Betrieb genommen und wurden seitdem stufenweise um verschiedene Möglichkeiten zur Teilchendetektion ergänzt.

Die erste Stufe bestand dabei aus drei Spektrometern, im Weiteren als Spek A, Spek B und Spek C bezeichnet. Diese werden zur Messung von geladenen Teilchen wie Elektronen, Pionen und Protonen genutzt. Die Spektrometer können einzeln oder im Verbund zur Bestimmung von Kernreaktionen genutzt werden. Die Spektrometer A, B und C sind fest auf einem Drehkranz verbaut und können so weite Winkelbereiche der verschiedenen Streureaktionen abdecken.

Weiter stehen wechselweise ein Kaon Spektrometer (KAOS) zur Markierung von Reaktionen mit Strangeness, ein Pion Spektrometer und seit neuestem ein Neutronendetektor zur Verfügung. Diese sind allerdings nicht fest installiert und werden je nach Anforderung durch das Experiment auf und abgebaut.

Im Folgenden werden die Details zu den einzelnen Spektrometern und Targets vorgestellt sowie die Schritte zur Verbesserung der Präzision. Der Fokus liegt dabei darauf die Möglichkeiten zur Bestimmung der Separationsenergie von Λ -Hyperkernen zu verbessern.

$$S_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}H) = m({}^2H)c^2 + m(\Lambda)c^2 - \sqrt{m^2(\pi^-)c^4 + p_{\pi}c^2} - \sqrt{m^2({}^3He)c^4 + p_{\pi}c^2} \quad (3.1)$$

Bei der Berechnung der Separationsenergie wird ausgenutzt, dass das untersuchte Hyperfragment in Ruhe zerfällt und so nur der Pionimpuls gemessen werden muss. Durch diese Vorgehensweise kann mit Spek A oder C ein Pion aus einem Zerfall, der mit KAOS markiert wurde, gemessen werden. Um die Messung zu verbessern ist eine Verbesserung der Impulsauflösung Ziel, der im Folgenden vorgestellten Bemühungen.

3. A1 Spektrometer Systematiken

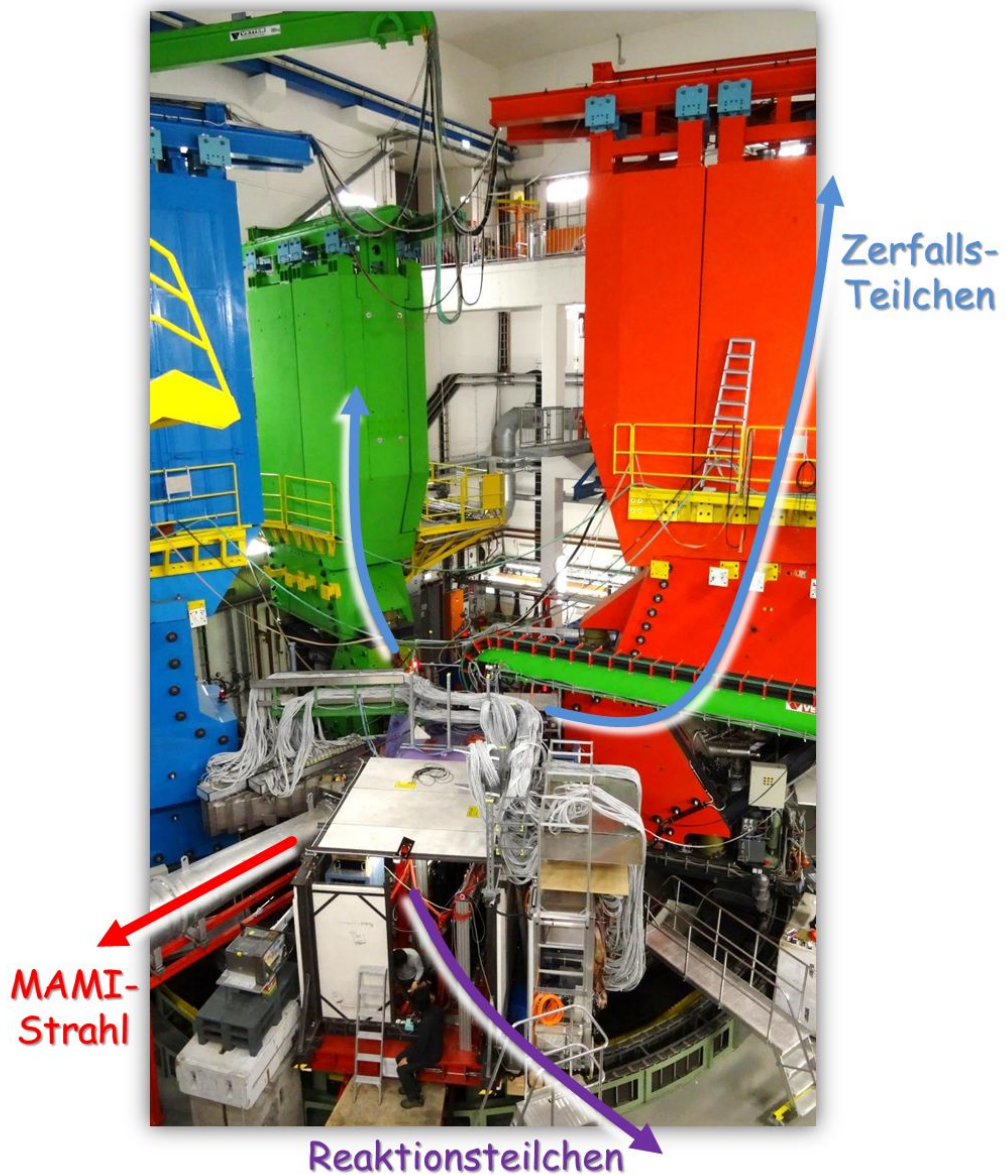


Abbildung 3.1.: Blick in die Spektrometerhalle der A1 Kollaboration, Aufbau und Positionierung zur Messung von Hyperkernen. Rot - Spek A, Blau - Spek B, Grün - Spek C, im Vordergrund in Lila das KAOS Spektrometer. Spektrometer A und C werden zur Bestimmung des Pionimpuls genutzt und mit Hilfe des Kaos Spektrometers werden die Reaktionen mit strangeness markiert.

3.1. Magnetspektrometer

Die in den Spektrometern verwendeten magnetoptischen Grundelemente sind in Kapitel 5.4.1 vorgestellt und die Matrixrepräsentation ist analog. Es werden mehrere Elemente hintereinander geschaltet, um eine maximale Winkelakzeptanz bei gleichzeitig präziser Auflösung zu erreichen. Die erste Näherung der Gesamttransportmatrix entspricht daher einer Multiplikation von mehreren Grundelementen, abhängig vom realen Aufbau (siehe Abb.: 3.2). Die eingesetzten Elemente sind Dipole (D), Quadrupole (Q) und Sextupole (S). In Tabelle 3.1 sind die Details der eingesetzten Spektrometer aufgeführt.

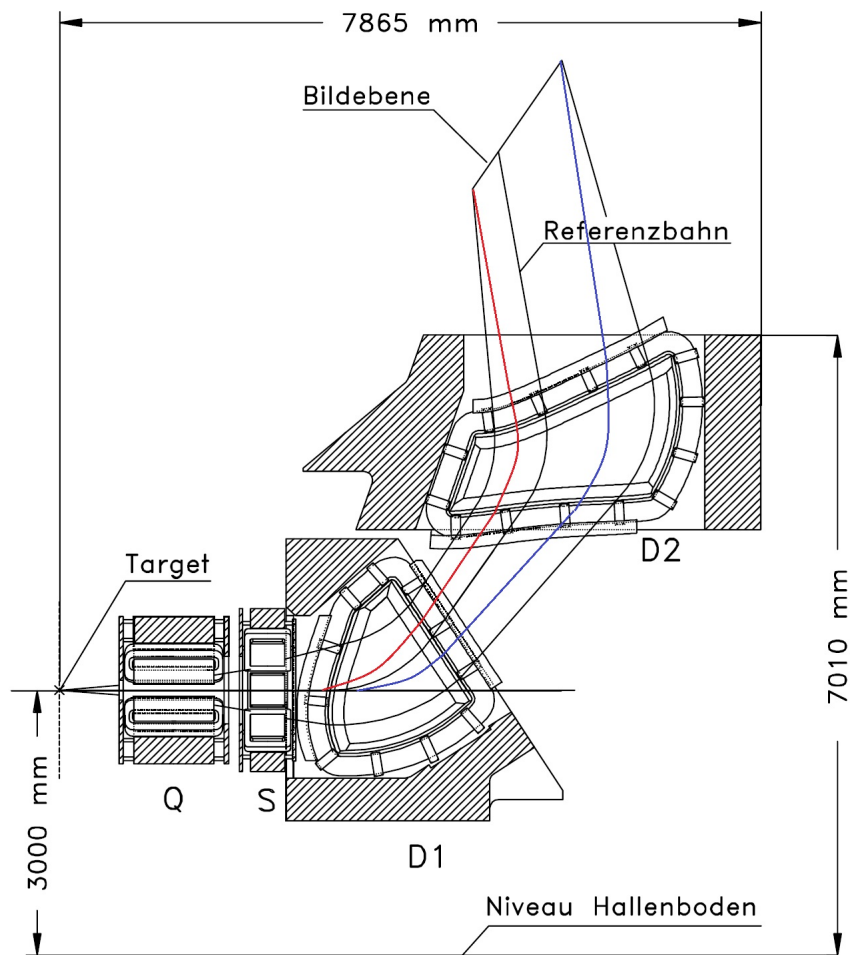
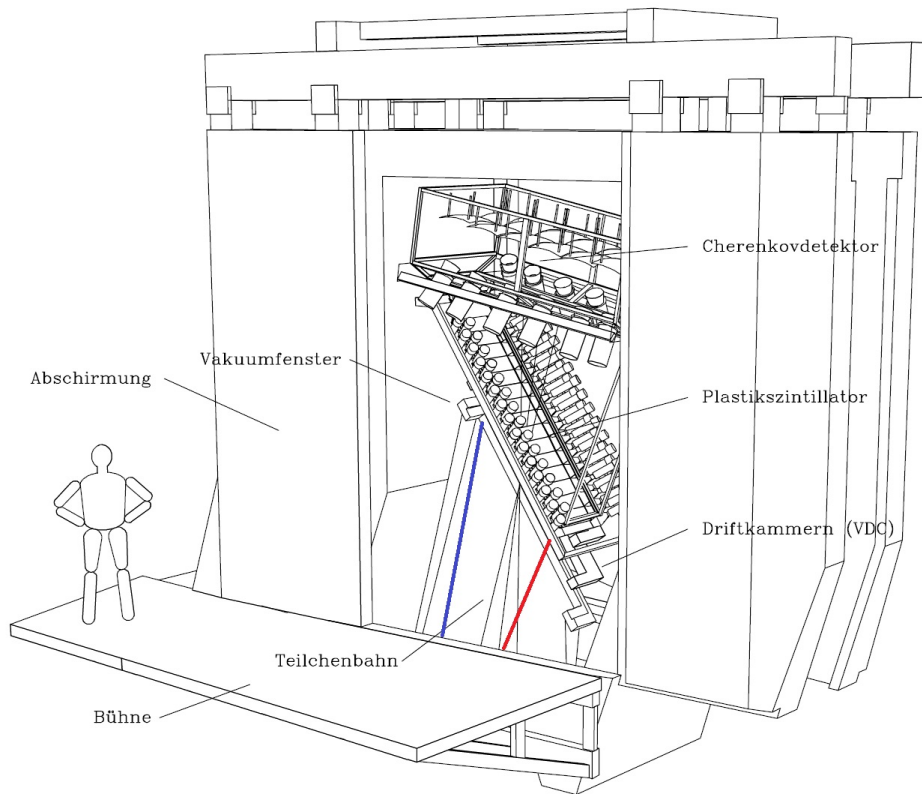


Abbildung 3.2.: Aufbau eines Spektrometers am Beispiel von Spek A. Ergänzend zur Referenzbahn sind in Rot eine Bahn mit geringerem Impuls und in Blau eine Bahn mit höherem Impuls als das Sollteilchen bei gleichen Einschusswinkeln eingezeichnet.

3. A1 Spektrometer Systematiken



©1993, Arnd P. Liesenfeld

Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung des Aufbaus der Teilchendetektion und Identifikation am Beispiel von Spektrometer A. Die wichtigsten Elemente zur Teilchenidentifikation und Auslese sind die Driftkammern - Impulsanalyse, die Szintillatorebenen - dE/dx und Time of Flight (TOF) zusammen mit den Cherenkovdetektoren zur Unterscheidung der Teilchensorte und Flugrichtung.

Die Rekonstruktion der Teilchenbahn und des Impuls erfolgt analog zu den in Kapitel 5.4 eingeführten Mechanismen. Der Unterschied ist, dass für die Bestimmung der Position des Elektrons vertikale Driftkammern (VDC's) eingesetzt werden und nicht XYMo-LUMO-Paare. Die aktive Fläche der VDC's ist wesentlich größer als die eines Leuchtschirms und für den Langzeitbetrieb wesentlich besser geeignet. Darüber hinaus ist die schnelle Auslese und präzise Ortsauflösung eine Stärke von Driftkammern. Die weiteren Elemente sind Szintillatorebenen, welche die Auslese der Driftkammern triggern und Cherenkovdetektoren, um zwischen Elektron/Positron und anderen Teilchen zu unterscheiden. Die aus den verschiedenen Elementen stammenden Signale werden zur Elektronik für die Datenerfassung weitergeleitet. Die gewonnenen Daten werden digitalisiert, aber auch eine schnelle Auswahl, welche der vielen Events gespeichert werden, muss getroffen werden. Die Auswahl welche Events gespeichert werden verhindert eine Überlastung des Datennahmesystems DAC (Data Acquisition). Diese erste Auswahl erfolgt unter anderem über Diskriminatoren, die zur Rauschunterdrückung

3. A1 Spektrometer Systematiken

eine gewisse Signalstärke fordern über die Cherenkov Detektoren und alle anderen Elemente, die zur Unterscheidung und Identifikation von Teilchen dienen.

Bei der weiteren Verarbeitung können dann über logische Elemente eine Vielzahl von Bedingungen gesetzt werden und die gewünschte Auswahl umgesetzt werden. Die so erreichbare Datenqualität wird in der darauffolgenden Analyse weiter verfeinert und es können Informationen zum gesuchten Prozess gewonnen werden.

Kaonen als Mesonen haben eine kurze Lebensdauer, weshalb die Länge der Teilchenbahn bis zur Detektion eine Rolle spielt. Eine zu starke Abnahme der gesuchten Teilchen durch Zerfall während des Flugs durch den Detektor würde die Statistik verschlechtern. Dies ist ein wichtiger Grund für die Positionierung des KAOS-Detektors möglichst nah am Target und in Vorwärtsrichtung. Des Weiteren wurde eine möglichst kurze Sollbahn im Design des Spektrometers umgesetzt.

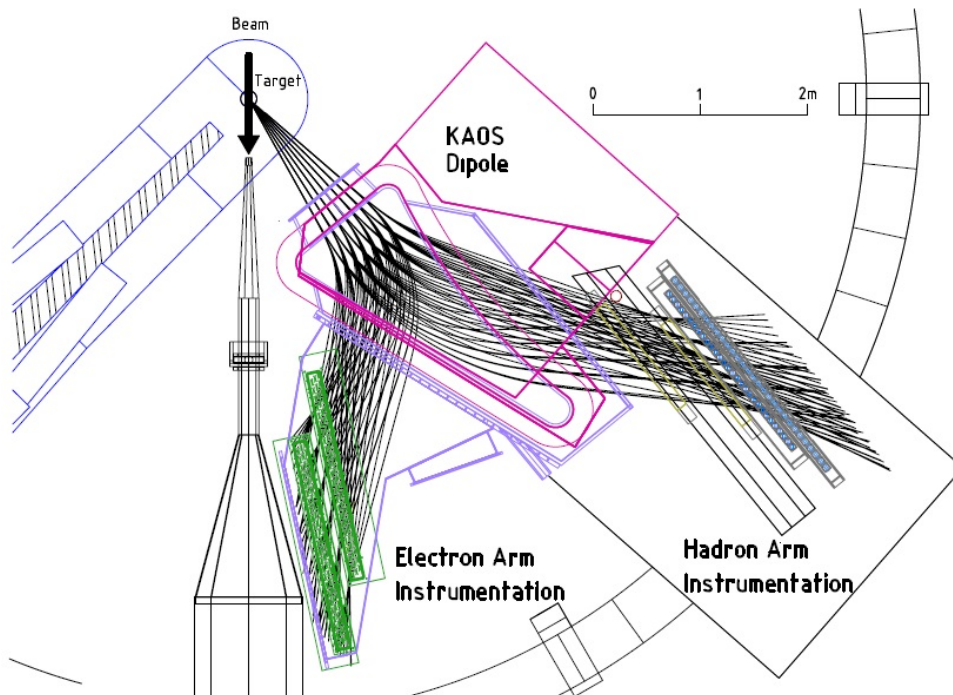


Abbildung 3.4.: Schematische Draufsicht der Teilchendetektion und Identifikation des KAOS Spektrometers. Die aus dem Prozess stammenden Kaonen werden ihrer Klassifikation entsprechend im Hadronarm des Spektrometers erfasst. Genaue Ausführungen zu Aufbau, Funktionsweise und Einsatz finden sich in den Arbeiten von [113],[47] und [89].

3.1.1. Impulsrekonstruktion

Die Impulsrekonstruktion von Teilchen in den Spektrometern A, B und C der A1-Spektrometeranlage läuft analog und wie im Folgenden skizziert ab. Ein hochenerge-

3. A1 Spektrometer Systematiken

		Spek A	Spek C	KAOS
Magnetanordnung		QSDD	QSDD	D
Abbildung dispersive Ebene		Punkt-Punkt	Punkt-Punkt	Punkt-Punkt
Abbildung n. dispersive Ebene		parallel-Punkt	Parallel-Punkt	n. fokussierend
Impulsauflösung $\delta p/p$		10^{-4}	10^{-4}	10^{-3}
erreichbare Streuwinkel	[°]	18–160	18–160	0–40
Raumwinkelakzeptanz	[msr]	28	28	12.2
Winkelakzeptanz dispersiv	[mrad]	70	70	185
Winkelakzeptanz n. dispersiv	[mrad]	100	100	14
maximaler Zentralimpuls	[MeV/c]	665	490	1500
Impulsakzeptanz $\Delta p/p$		$\pm 10\%$	$\pm 12,5\%$	$\pm 25\%$
Länge der Zentralbahn	[m]	10.75	8.53	6.45
Winkelauflösung am Target	[mrad]	≤ 3	≤ 3	

Tabelle 3.1.: Details zu den eingesetzten Spektrometern

tisches Teilchen durchläuft die Magnetstruktur und erfährt eine Dispersion entsprechend des Teilchenimpuls (siehe Abb.:3.2) bzw. der Lorentzkraft. Danach werden zwei Ebenen von vertikalen Driftkammern durchlaufen und zwei Szintillator Ebenen. Je nach Experiment werden noch die Signale von Cherenkovdetektoren ausgelesen, welche nach den Szintillatorebenen aufgebaut sind. Dieser Aufbau ist in Abb.:3.3 skizziert.

Der Aufbau der Driftkammern besteht aus Platten und Drähten. Diese sind so arrangiert, dass sich zwischen den Platten und den leitenden Drähten durch Anlegen einer Hochspannung ein elektrisches Feld ausbildet. Das Feld wird durch geerdete Drähte geformt und der theoretische Verlauf ist in Abb.:3.5 gezeigt.

Die beim Durchtritt von geladenen Teilchen auftretende Ionisation von Atomen aus dem Gasmisch in der VDC führt durch die anliegende Spannung zur Ausbildung einer Kaskade bzw. Verstärkung hin zum Signaldraht. Durch die Höhe der Spannung kann die Signalhöhe reguliert werden. Ziel ist es, eine ausreichende Signalhöhe zu erhalten, um eine zur Rauschunterdrückung eingeführte Diskriminatorschwelle zu überwinden. Die Spannung darf aber kritische Werte nicht übersteigen da es sonst zu spontaner Ionisation und Kaskadenbildung kommt, wodurch die Drähte und Spannungsversorgung beschädigt werden können.

Um die einzelnen Drähte und Signale zu verbinden, wird die Auslese der Signale durch einen Szintillator getriggert. Dieser gibt ein einheitliches Startsignal für die Messung der Zeit zwischen Durchtritt des Teilchens durch die VDC und den Drahtsignalen. In Abb.:3.5 sind mögliche Teilchenbahnen eingezeichnet und es ist unmittelbar ersichtlich, dass ein Signal von Teilchen 2 den Draht schneller erreicht als ein Signal von Teilchen 1, bei gleicher Driftgeschwindigkeit der Elektronen. Die Gasmischung, 50% Argon (Ar) und 50% Isobutan (C4H10), zeigt dabei eine konstante Driftgeschwindigkeit über ein großes Spannungsintervall .

Aus den Driftzeiten kann durch eine entsprechende Rechnung, unter Kenntnis der

3. A1 Spektrometer Systematiken

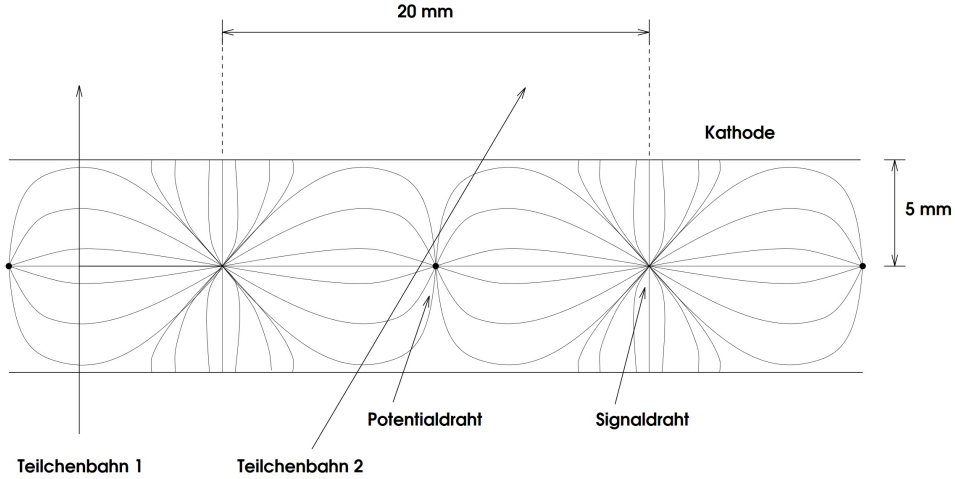


Abbildung 3.5.: Theoretischer Verlauf der Feldlinien in einer vertikalen Driftkammer durch Anlegen einer Hochspannung an die Signaldrähte [107]. Die gezeigten Verläufe ergeben sich beim Anlegen einer Hochspannung im Bereich von 5 kV-6 kV an die Potentialdrähte. Die Auslese erfolgt über Messung der Ladungsmenge, die die Signaldrähte erreicht.

exakten Geometrie der Driftkammern, eine Teilchenbahn am Ort der Driftkammern berechnet werden. Die Rechnungen für die Spektrometer der A1 Kollaboration sind z.B. in der Arbeit von Sauer [107] sehr detailliert ausgeführt.

Die erste Ebene mit den Koordinaten x_1 und s_1 liegt dabei in der Fokalebene der Spektrometer und ermöglicht die Bestimmung von x_F und y_F . Die zweite Ebene ermöglicht über die Bestimmung von x_2 und s_2 die Berechnung der Fokalebene-Winkel θ_F und ϕ_F im Bezug zu x_1 und s_1 . Durch eine Abbildungsfunktion werden aus den so gewonnenen Koordinaten $(x_F, \theta_F, y_F, \phi_F)$ die entsprechenden Targetkoordinaten $(x_T, \theta_T, y_T, \phi_T)$ berechnet.

Die Abbildungsfunktion wird dabei als Summe über Terme bis zur fünften Ordnung in Abhängigkeit von den Fokalebenekoordinaten aufgestellt:

$$V_T^{(i)} = \sum_{j,k,l,m}^{O_x, O_\theta, O_y, O_\phi} c_{jklm}^{(i)} x_F^j \theta_F^k y_F^l \phi_F^m \quad (3.2)$$

Der Koeffizient $c_{jklm}^{(i)}$ steht dabei für die Gewichtung der entsprechenden Potenzabhängigkeit und wird durch Anpassung in iterativen Verfahren gewonnen. $O_x, O_\theta, O_y, O_\phi$ sind die Grenzen für die Ordnung der berücksichtigten Potenzen.

In Verbindung mit der genauen Kenntnis des zur Ablenkung genutzten Feldes kann die Impulsdispersion durch die Spektrometer berechnet werden. Die grundlegenden Zusammenhänge sind im Kapitel 5 gezeigt. Der besondere Fokus der Spektrometer

3. A1 Spektrometer Systematiken

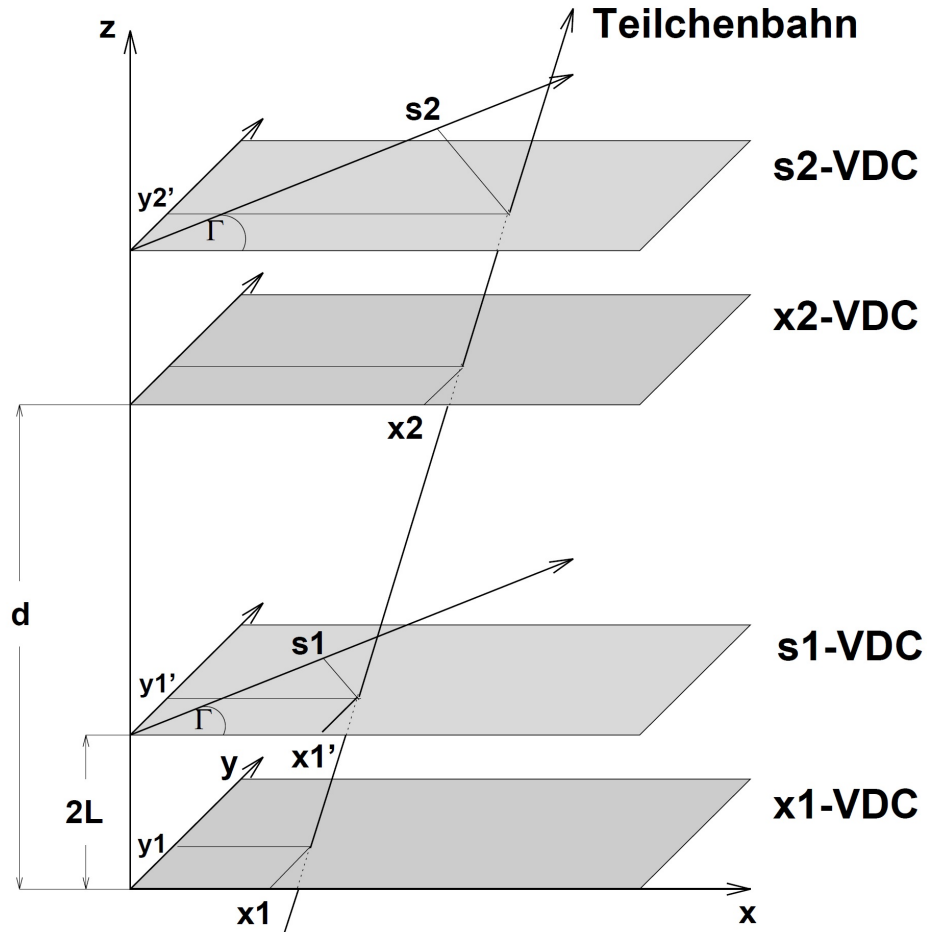


Abbildung 3.6.: Aufbau der VDC-Ebenen an den Spektrometern der A1-Kollaboration am MAMI [107]. Die erste Ebene dient zur Impulsbestimmung, gleiche Impulse werden auf die selbe $X1/S1$ -Koordinate abgebildet. Dieses Verhalten stammt aus der Geometrie der Felder. In der $X2/S2$ -Ebene werden die zugehörigen Winkel bestimmt. Die Bestimmung des Winkel ermöglicht eine genaue Impulsrekonstruktion.

liegt in den Abbildungseigenschaften in der Fokalebene. Das Design der Felder wurde so gestaltet, dass gleiche Impulse auf eine Linie x_F abgebildet werden.

Das Feld der Ablenkdiode in den Spektrometern wird mit NMR-Sonden überwacht, um eine entsprechend hohe Wiederholgenauigkeit zu erreichen. Das eingesetzte System ist auch in der Dipol 12 Messung genutzt worden und ermöglicht je nach Messbereich Genauigkeiten bis nT .

Durch die feste Geometrie wird der Impuls auch hier wieder als Abweichung vom Impuls des Sollteilchens in % angegeben.

3. A1 Spektrometer Systematiken

$$\begin{aligned}
dp = & 0 \cdot x_F^0 \theta_F^0 y_F^0 \phi_F^0 + 0 \cdot x_F^0 \theta_F^0 y_F^0 \phi_F^1 + 0 \cdot x_F^0 \theta_F^0 y_F^1 \phi_F^0 - 0.00031 \cdot x_F^0 \theta_F^0 y_F^1 \phi_F^1 \\
& + 0.0001 \cdot x_F^0 \theta_F^1 y_F^0 \phi_F^0 + 0 \cdot x_F^0 \theta_F^1 y_F^0 \phi_F^1 + 0 \cdot x_F^0 \theta_F^1 y_F^1 \phi_F^0 - 2.09 \cdot 10^{-6} \cdot x_F^0 \theta_F^1 y_F^1 \phi_F^1 \\
& + 0.15427 \cdot x_F^1 \theta_F^0 y_F^0 \phi_F^0 + 0 \cdot x_F^1 \theta_F^0 y_F^0 \phi_F^1 + -1.490 \cdot 10^{-6} \cdot x_F^1 \theta_F^0 y_F^1 \phi_F^1 \\
& + 1.697 \cdot 10^{-5} \cdot x_F^1 \theta_F^1 y_F^0 \phi_F^0 + 0 \cdot x_F^1 \theta_F^1 y_F^0 \phi_F^1 + 0 \cdot x_F^1 \theta_F^1 y_F^1 \phi_F^0 + 0 \cdot x_F^1 \theta_F^1 y_F^1 \phi_F^1 \dots
\end{aligned} \tag{3.3}$$

In Gl.:3.3 werden die führenden Terme (bis 1.te Ordnung) zur Berechnung des Impuls' des Teilchens aufgelistet. Die Koeffizienten werden in entsprechenden Tabellen für die jeweiligen Spektrometer abgelegt (siehe Tabelle A.1 im Anhang). Das Ergebnis ist die prozentuale Abweichung vom Sollimpuls.

Die Abweichung wird erwartungsgemäß von der 1.Ordnung der X-Koordinate dominiert. Dieses Verhalten ist durch den Zusammenhang von Ablenkradius und Magnetfeld in den Ablenkdiolen gegeben. Im Falle eines Prozesses, bei dem Teilchen mit konstanter Energie, wie etwa aus einem Alpha-Zerfall oder auch dem Zerfall eines Hyperkerns, jeweils in Ruhe, zeigt sich dabei keine Impulsabhängigkeit vom Winkel.

Das Verfahren zur Anpassung der Koeffizienten wird durch das Einführen einer Lochmaske ermöglicht. Die Lochmasken werden in einem bekannten Abstand vom Target, (siehe Tabelle 3.2) angebracht und sind aus Wolfram gefertigt. Die Löcher sind in einem bekannten Abstand gebohrt und lassen die Elektronen entsprechend ungebremst unter den dadurch bekannten Winkeln passieren. Das Setup mit Lochmaske ist in Abb.:3.7 skizziert und in Abb.:3.11 ist die entsprechende Rekonstruktion aus den Spektrometerdaten gezeigt.

Um die Berechnung der Streuwinkels Θ gegen die Flugrichtung der Elektronen im Bezug auf die Löcher der Maske durchzuführen, wird für jedes Loch ein Vektor unter 0° Stellung (Winkel zwischen zentralem Loch und Flugrichtung) bestimmt. Dieser Vektor lässt sich gegen das zentrale Loch der Lochmaske in folgender Schreibweise notieren:

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n \cdot d_H \\ k \cdot d_V \\ d_T(A, B, C) \end{bmatrix} \tag{3.4}$$

mit :

Um der Bewegung der Spektrometer zu folgen, wird eine Drehmatrix um die Y-Richtung für die Loch-Vektoren genutzt. α ist dabei der zentrale Winkel, um den das gesamte Spektrometer gedreht wurde.

$$R_y = \begin{bmatrix} \cos \alpha & 0 & \sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{bmatrix} \tag{3.5}$$

3. A1 Spektrometer Systematiken

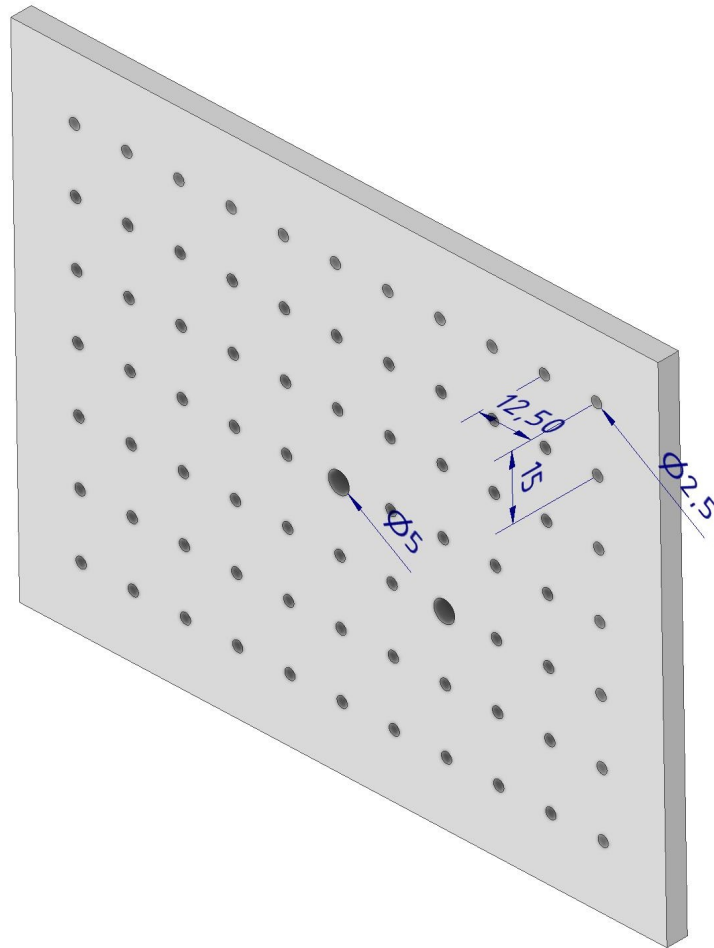


Abbildung 3.7.: Gezeigt sind Target in Rot und Lochmaske in Grau. Aus Abstand d zwischen Lochmaske und Target zusammen mit dem Lochabstand d_L können die entsprechenden Winkel θ und ϕ berechnet werden.

	d_H	d_V	d_T
	mm	mm	mm
Spek A	12.5	15	640
Spek B	12.5	15	500
Spek C	12.5	15	540

Tabelle 3.2.: Details zu den eingesetzten Lochmasken

Um den Winkel zwischen beliebigen Vektoren zu bestimmen, wird dann wiederum

3. A1 Spektrometer Systematiken

folgende Relation ausgenutzt:

$$\Theta = \arccos \frac{\vec{a} \cdot \vec{b}}{|\vec{a}| |\vec{b}|} \quad (3.6)$$

Dabei entspricht \vec{a} der Flugrichtung der Elektronen vor der Streuung und \vec{b} jener nach der Streuung. Dieser Winkel wird im Weiteren bei der Berechnung des Sollimpuls für elastisch gestreute Elektronen unter den Winkeln der Lochmaske genutzt.

$$\Theta = \arccos \frac{\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot R_y(\alpha) \begin{pmatrix} d_H \\ d_V \\ d_T \end{pmatrix}}{\left| \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right| \left| \begin{pmatrix} d_H \\ d_V \\ d_T \end{pmatrix} \right|} \quad (3.7)$$

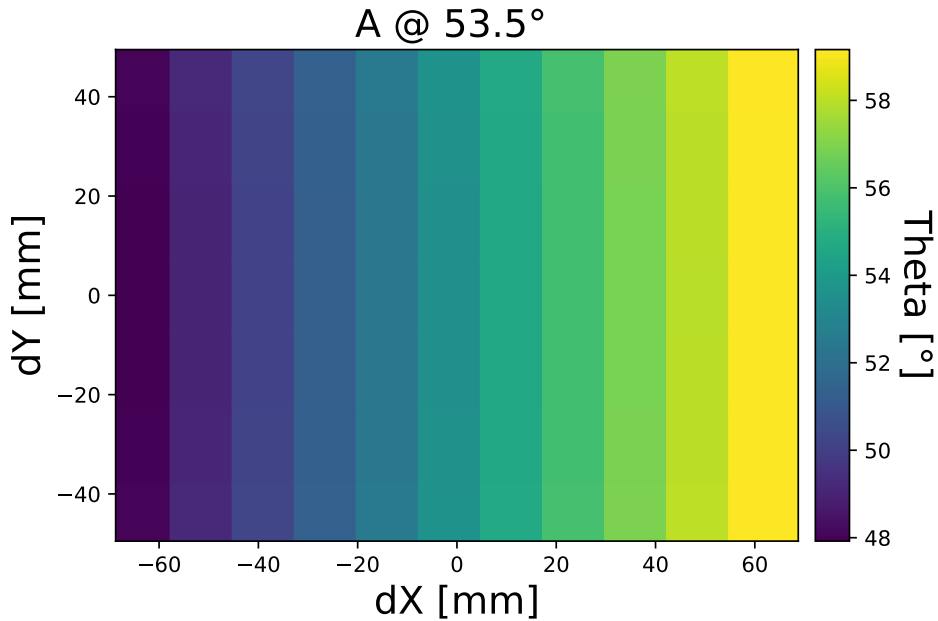


Abbildung 3.8.: Ergebnis für die Berechnung der Winkel für die elastische Streuung an einem beliebigen Target, anhand der Position, den die Löcher gegen den Strahl einnehmen siehe Gl.:3.6 und Gl.:3.8 bei einer Spektrometerposition von $\alpha_0 = 53.5^\circ$ für Spek A.

3. A1 Spektrometer Systematiken

3.1.2. Impulsbestimmung

Betrachtet man einen Streuprozess, in diesem Fall die elastische Streuung von Elektronen an einem fixierten Targets aus Kohlenstoff (C12) oder Tantal (Ta181) ändert sich, abhängig vom Winkel, die Energie des gestreuten Elektrons. Dieser Zusammenhang ist in Gl.3.8 gezeigt.

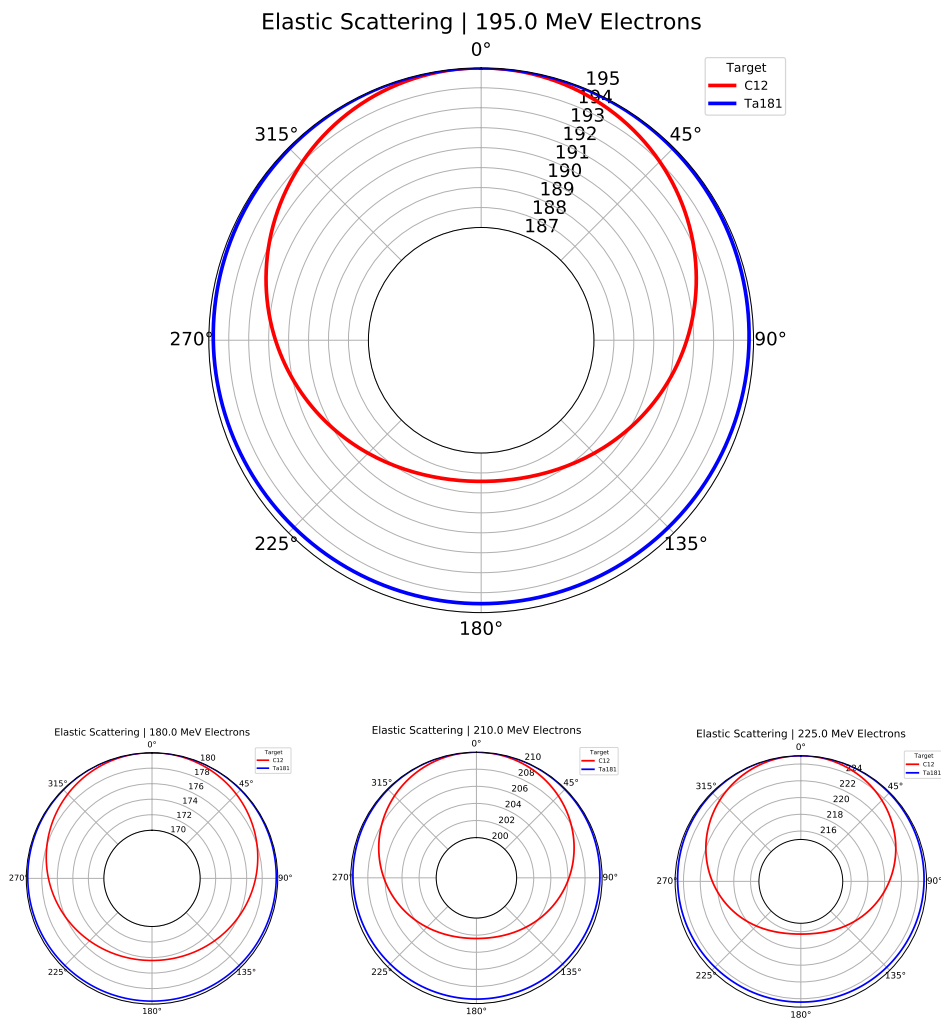


Abbildung 3.9.: Ergebnis für die Berechnung des Impuls' für elastische Streuung an C 12 und Ta 181 anhand des Winkels in der Ebene des Drehkranzes gegen die Flugrichtung der Elektronen, siehe Gl.:3.8. Bei den untersuchten Elektronenenergien kommt es bei Ta181 aufgrund seiner hohen Masse m_T nur zu minimalen Impulsabnahmen. Die Rate der unter den Rückwärtswinkeln gestreuten Elektronen ist jedoch sehr gering.

3. A1 Spektrometer Systematiken

$$E_3 = \frac{E_1 \cdot m_T}{m_T + E_1 - E_1 \cos\theta} \quad (3.8)$$

mit: E_1 = Energie des einlaufenden Elektrons, E_3 Energie des gestreuten Elektrons und m_T der Masse des Targetkerns (^{12}C oder ^{181}Ta)

Aus Gl.3.8 und dem aus Gl.3.7 berechneten Winkel für die einzelnen Löcher der Lochmaske, ergibt sich für einen zentralen Spektrometerwinkel von 53.5° die in Abb.:3.10 gezeigte Erwartung für die Streuung an C12. Dabei wurde noch nicht berücksichtigt, dass das gestreute Elektron vor der Impulsseparation noch einen Energieverlust beim Durchlaufen von Folien oder Fenstern der Vakuumkammern und Ähnlichem erfährt.

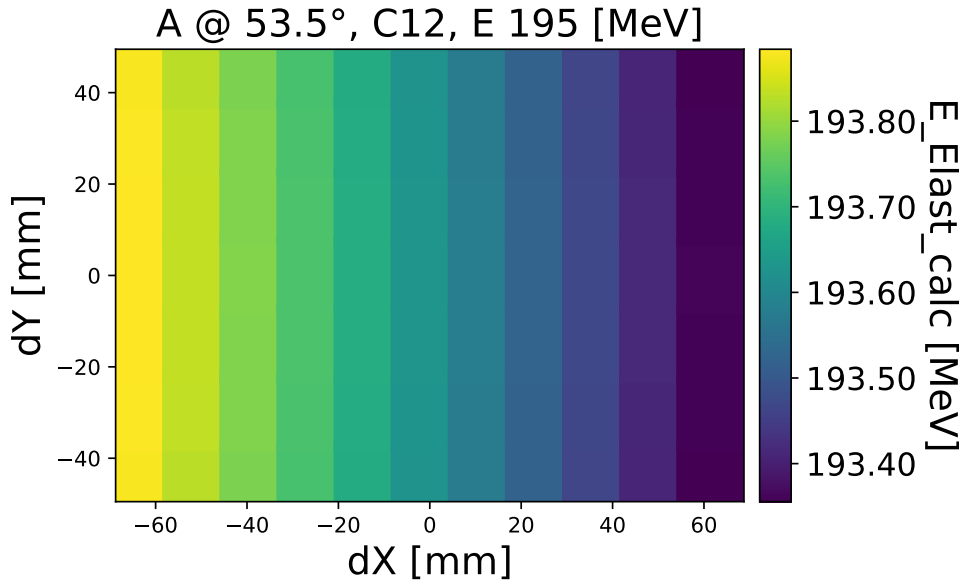


Abbildung 3.10.: Ergebnis für die Berechnung der Impulsverteilung für elastische Streuung an C12 anhand der Winkel $\alpha_0 = 53.5^\circ$, den die Löcher gegen den Strahl einnehmen. Siehe Gl.:3.6 und Gl.:3.8.

Diese Werte dienen als Ausgangspunkt für die Kontrolle und Anpassung der Impulsrekonstruktion. Das konkrete Vorgehen ist ein Vergleich zwischen den berechneten Impulsen elastisch gestreuter Elektronen und den rekonstruierten Impulsen aus dem elastischen Peak in den Spektrometerdaten. In die Berechnung der korrigierten Impulse aus den Spektrometerdaten gehen die angesprochenen Größen und Energieverluste ein.

3. A1 Spektrometer Systematiken

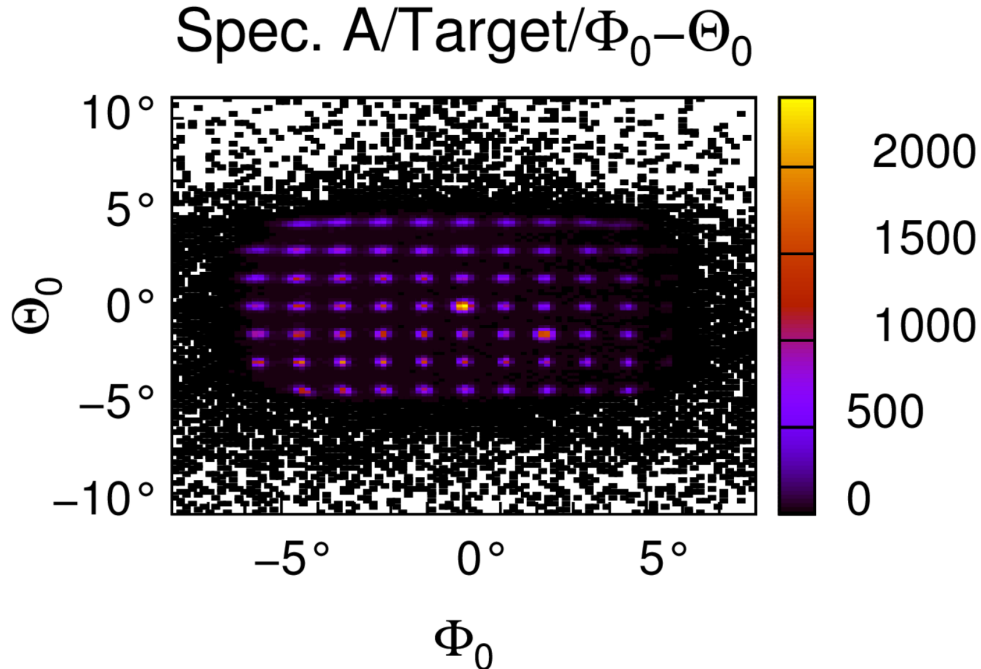


Abbildung 3.11.: Die Rekonstruktion der Winkel θ und ϕ aus den Spektrometerdaten ergibt die gezeigte Verteilung. Deutlich zu erkennen ist die erhöhte Teilchenzahl unter den Winkeln, die den vergrößerten Löchern in Abb.:3.7 zugeordnet werden können. Diese Darstellung dient als Ausgangspunkt für die Wahl der Schnittbedingungen.

Um eine Aussage über die Impulsrekonstruktion treffen zu können, werden die Schnitte auf die Winkelbereiche in θ und ϕ gesetzt, die jeweils klar einem Loch in der Lochmaske zugeordnet werden können. In Abb.:3.11 sind die Events eines Runs nach ihrem rekonstruierten Targetwinkel dargestellt. Es können deutlich die Vergrößerungen in der Häufung für die den größeren Löchern zugeordneten Winkelpaare (siehe Abb.:3.7) erkannt werden. Dies ermöglicht eine eindeutige Orientierung.

In der Verarbeitung der Spektrometersignale können verschiedene Bedingungen, Veto Signale, an das Ereignis bzw. Event gestellt werden. So kann zum Beispiel zwischen Elektronen und anderen Teilchen durch den Cherenkovdetektor differenziert werden und diese selektiert oder ausgeschlossen werden. Dies geschieht zum großen Teil online, bevor ein Event gespeichert wird. So kann eine Überlastung der Systeme verhindert werden. Im weiteren Verlauf reduziert sich die Zeit, bei der Analyse der Daten, da Events die im ersten Schritt ausgeschlossen wurden, nicht weiter mitgetragen werden. Kompliziertere Anforderungen an das Event werden später während der Analyse der Daten berücksichtigt und es können Impulsbereich oder Teilchensorte, die betrachtet werden sollen, festgelegt werden. Dies wird im Weiteren als Schnitt auf die Daten

3. A1 Spektrometer Systematiken

bezeichnet.

Im hier untersuchten Fall ist die Form der Daten und der Peak Analyse klar definiert und ermöglicht so eine einfache weitere Selektion. Die Peaks liegen klar über dem Untergrund, haben eine bekannte Form und die Impulsbereiche sind bekannt, was enge Schnitte ermöglicht. Aus jedem Schnitt auf die Daten ergibt sich unmittelbar eine Reduktion der Menge an Events, die die gesuchten Bedingungen erfüllen, aber dafür dem gesuchten Prozess zugeordnet werden können. Die Balance besteht daher darin, die Schnitte so zu setzen, dass möglichst viele unpräzise Events ausgeschlossen werden, aber noch genug Events zugelassen werden, um ein signifikantes Signal zu erhalten.

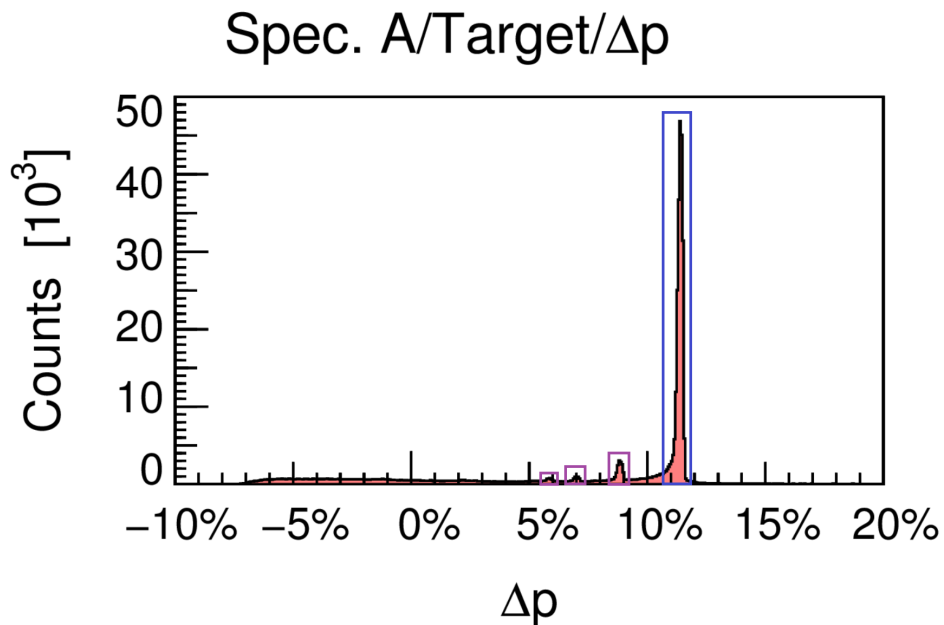


Abbildung 3.12.: Daten aus einem elastischen Streuprozess an C12 mit einem klar erkennbaren elastischen Peak und mehreren Peaks aus Anregungszuständen. In Blau umrahmt der elastische Peak und in Lila die Anregungszustände. Durch Einstellen der Magnetfelder im Spektrometer wird ein zentraler Impuls eingestellt und dann die Verteilung der Abweichung relativ zu diesem in % gezeigt.

Um die weiteren Ergebnisse einfacher vergleichen zu können, werden die Impulse in Missing Mass Spektren dargestellt. Durch diese Wahl werden die verschiedenen Eigenschaften wie Ruhemasse und mittlerer Energieverlust der gestreuten Elektronen vor der Messung berücksichtigt. Der größte Unterschied ergibt sich dabei aus der großen Differenz der Ruhemassen der Target Materialien C12 (11.174862822 GeV) und Ta181 (168.517268298 GeV). Zusammen mit dem Winkel der Spektrometer und anderen für die Kinematik wichtigen Werten wird die run.db erstellt. Diese Datei wird bei

3. A1 Spektrometer Systematiken

der Analyse eines Datensatzes ausgelesen und entsprechende Korrekturen automatisch ausgeführt.

Durch den Einsatz der Lochmaske können Schnitte auf die Winkelbereiche, unter denen ein Loch erwartet wird, gesetzt werden. Im Weiteren wird in diesem Bereich die Verteilung der Impulse betrachtet. Da ein elastischer Peak erwartet wird, wird eine Funktion der Form *eqelastic* angefitet und das Maximum bestimmt.

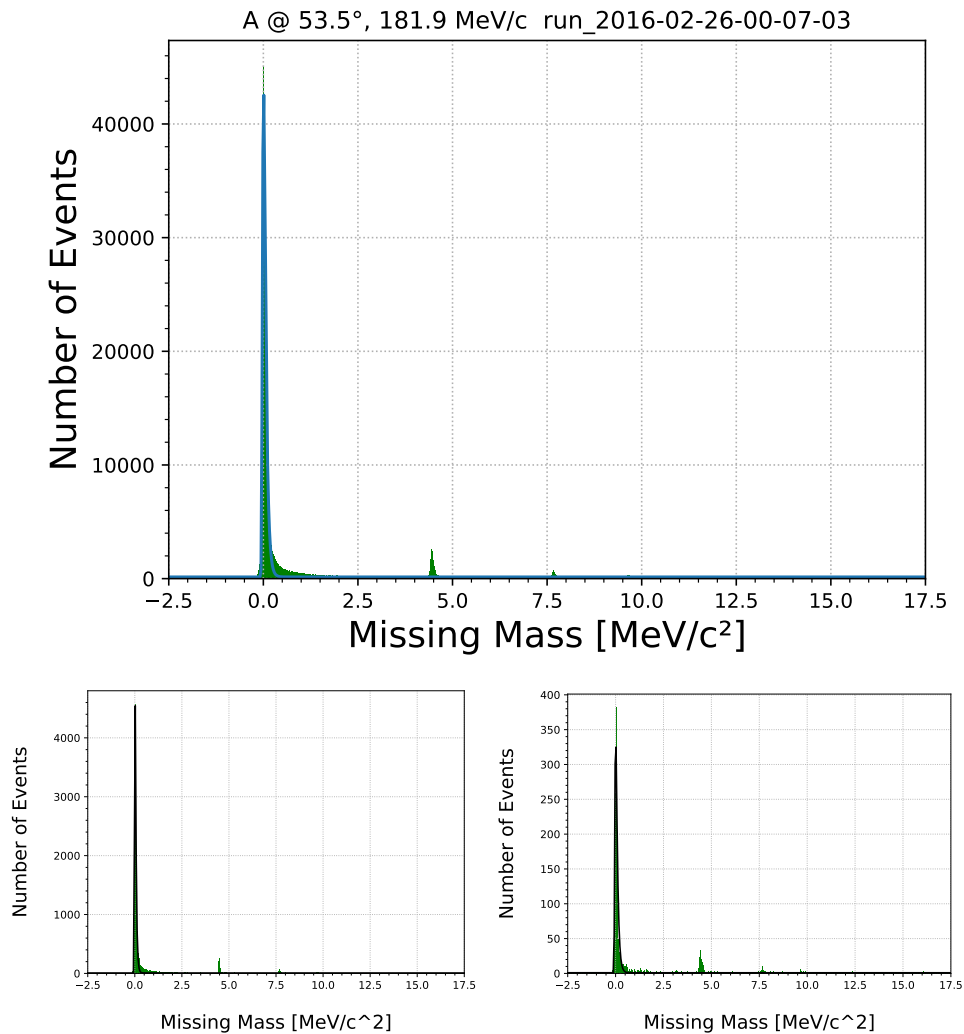


Abbildung 3.13.: Fit an die Daten aus einem C12 Datensatz. Im oberen Bereich die gesamten Daten. Unten links die Daten nachdem als Schnittbedingung ein Winkelbereich von $-0.3 - 0.3$ in θ und $-0.3 - 0.3$ in ϕ gewählt wurde. Unten rechts die Daten nachdem als Schnittbedingung ein Winkelbereich von $4.2 - 4.8$ in θ und $-3.7 - -4.3$ in ϕ gewählt wurde. Je nach Lochposition unterscheidet sich die Anzahl an Events, die dem elastischen Peak zugeordnet werden können, sehr stark, siehe Abb.:3.11.

3. A1 Spektrometer Systematiken

Am konkreten Beispiel wurde ein Schnitt für jedes Winkelpaar in θ und ϕ , unter dem ein Loch in der Lochmaske ist, gesetzt und die Impulsverteilung der selektierten Events ausgewertet. Die Auswertung besteht dabei in einem Fit an die Daten des Peaks der elastischen Streuung. Vergleicht man den so gefundenen Wert für den mittleren Elektronenimpuls für die rekonstruierten Winkel mit dem erwarteten Impuls unter diesem Winkel, zeigt sich eine Verteilung wie in Abb.:3.14 gezeigt. Wenn für alle Winkel eine Abweichung vom Erwartungswert gefunden wird, muss der rekonstruierte Impuls entsprechend global angepasst werden. Zeigt sich dagegen eine statistische Schwankung, kann es verschiedene Gründe geben. Eine Möglichkeit ist dabei eine geringe Datenmenge für manche Winkelkombinationen, andere Möglichkeiten sind höhere Ordnungen in der Rekonstruktionsmatrix oder Feldfehler der im Spektrometer eingesetzten Magnetoptik.

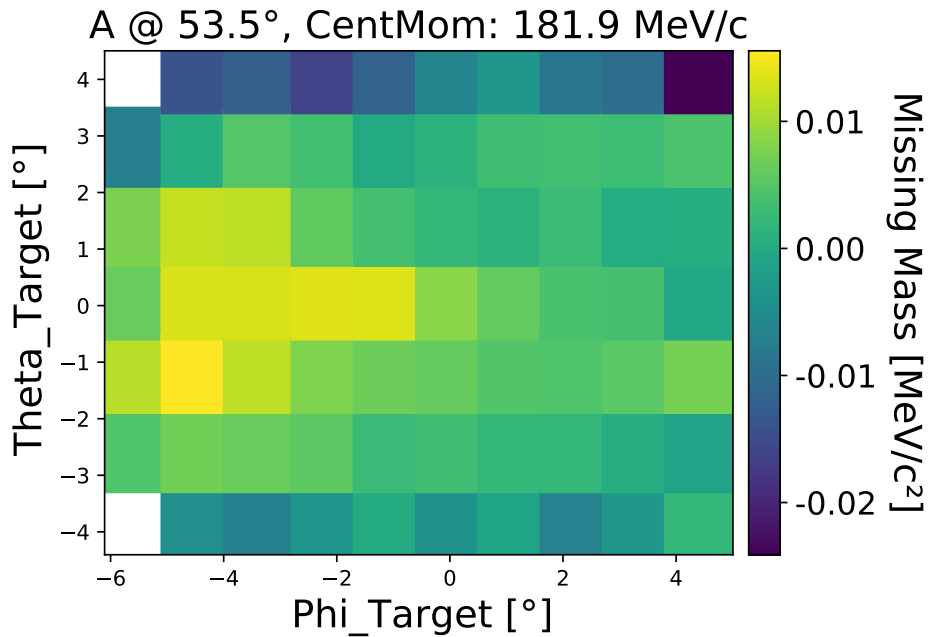


Abbildung 3.14.: Fit an die elastischen Peaks aus einem C12 Datensatz. Die Verteilung der Werte liegt um einen Wert von $0.01 \text{ MeV}/c^2 \pm 0.05 \text{ MeV}/c^2$. Diese Beobachtung deckt sich wie erwartet mit den Werten aus der Betrachtung aller Events und der FWHM Bestimmung des oberen Plots aus Abb.:3.11.

Dieser Schritt wird für verschiedene Zentralimpulse wiederholt und mit den Erwartungen verglichen. Die so erhaltene Information ist in Abb.:3.16 zusammengefasst und Teil der im Folgenden vorgestellten Schritte zur Kalibrierung der Spektrometer.

3.1.3. Spektrometer Kalibrierung

Wie in der Einführung in das Experiment ausgeführt, ist ein Ziel der systematischen Studien die Verbesserung der Impulsauflösung von Pionen im Bereich von 110 MeV bis 140 MeV. Die zur Kalibrierung zur Verfügung stehenden elastisch gestreuten Elektronen sind am Ort der A1 Spektrometeranlage nur in einem Bereich von 180 MeV bis 1604 MeV verfügbar. Um eine präzise Aussage treffen zu können, muss daher extrapoliert werden. Dafür wurden in einer Messkampagne elastisch gestreute Elektronen mit 180 MeV, 195 MeV, 210 MeV, 225 MeV und 450 MeV untersucht.

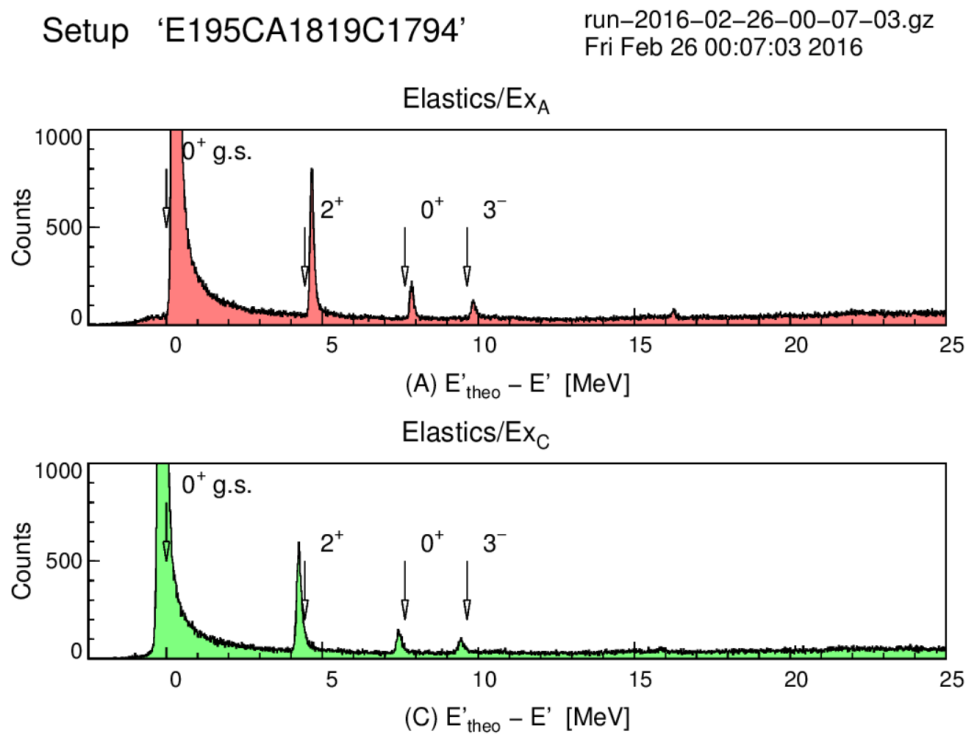


Abbildung 3.15.: Betrachtung der Daten aus einem elastischen Streuprozess an C12 mit einem elastischen Peak und mehreren Peaks aus Anregungszuständen. In Rot die Daten aus Spek A und in Grün die Daten aus Spek C. Elektronenenergie 195 MeV, Carbon Target, zentraler Impuls Spek A 181.9 MeV und 179.4 MeV in Spek C, Setup E195 C A1819 C1794. In dieser Darstellung ist deutlich zu sehen, dass die Rekonstruktion in beiden Spektrometer verschoben ist. Siehe auch Abb.:3.16.

Zunächst wurden die bisher gesammelten Daten auf Konsistenz geprüft. Dabei ergab sich, dass sich in der Rekonstruktion eine Abweichung beobachten lässt. Diese Abweichung rekonstruiert zu geringe Impulse in Spek A und zu große Impulse in Spek C. Diese bedeuten im Umkehrschluss in der Berechnung der Missing Mass positive Abweichungen von Null in Spek A und negative Abweichungen in Spek C. Dieses Ver-

3. A1 Spektrometer Systematiken

halten ist in Abb.:3.15 gezeigt. Da beide Spektrometer unter 53.5° stehen, würde man eine Abweichung in jeweils der selben Richtung erwarten. Diese Erwartung begründet sich in der Annahme, dass es Unsicherheiten beim Messen der Strahlenergie oder bei der Bestimmung der Dicke der Folien gegeben hat. Diese Fehler zeigen sich durch eine globale Verschiebung und können entsprechend berücksichtigt werden. Auf diese Problematik wird ausführlich in Kapitel 4 eingegangen.

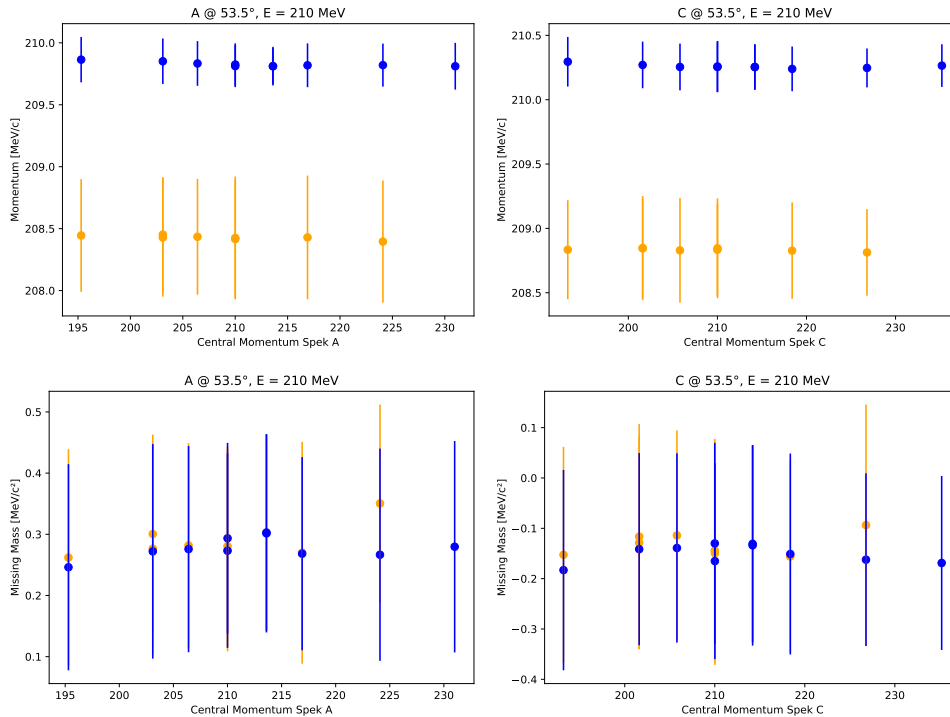


Abbildung 3.16.: Ergebnis für einen Fit an die Daten aus Runs für 210 MeV für C12 und Ta181. Für die Kontrolle der Rekonstruktion wurden die Spektrometer A und C unter 53.5° positioniert und der Zentralimpuls schrittweise verringert. Die geringe Variation im rekonstruierten Impuls und in der Berechnung der Missing Mass zeigt, dass die Spektrometer auch in den Randbereichen korrekte Werte liefern.

In Abb.:3.15 und Abb.:3.16 kann die Verschiebung des Elektronimpuls gegenüber der Erwartung beobachtet werden. Die Verschiebung kann aus einer falsch angenommen Elektronenenergie stammen, oder durch eine falsche Zuordnung von Magnetfeld und zentralem Impuls. Andere Faktoren sind Energieverluste, die auftreten, wenn die gestreuten Elektronen die Kapton Folien durchqueren, oder, je nach Winkel, mit der Masse des Targets wechselwirken.

Die Daten zeigen aber auch das beide Spektrometer über den gesamten dynamischen Bereich konsistente Ergebnisse liefern. Diese Erkenntnis ist in späteren Messungen von großer Bedeutung, da damit gezeigt wird, dass die Spektrometer auch in den Randbereichen ihrer Akzeptanz korrekte Werte liefern.

3. A1 Spektrometer Systematiken

Die Verschiebung im Fall von C12 könnte in einem ersten Schritt dadurch erklärt werden, dass es einen Fehler bei der Positionierung der Spektrometer gab. Verschiebt man den zur Rekonstruktion genutzten Spektrometerwinkel in A und C um jeweils den selben Wert, von 5° auf 58.5° für Spek A und 48.5° für Spek C, zeigen sich die in Abb.:3.17 zu erkennenden Veränderungen.

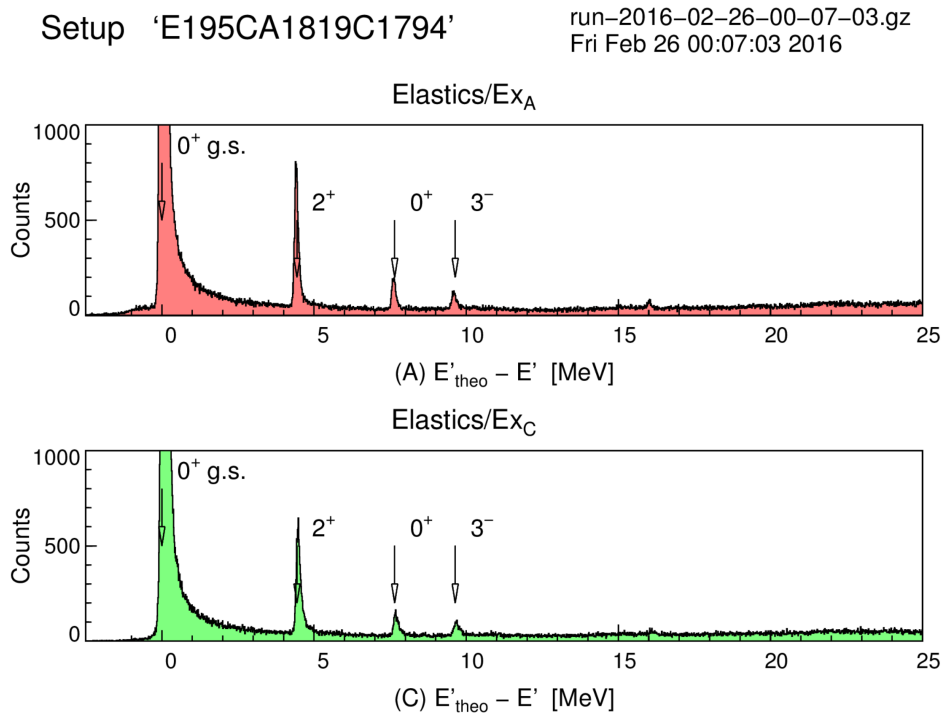


Abbildung 3.17.: Betrachtung der Daten aus einem elastischen Streuprozess an C12 mit einem elastischen Peak und mehreren Peaks aus Anregungszuständen. In Rot die Daten aus Spek A und in Grün die Daten aus Spek C. Elektronenenergie 195 MeV, Carbon Target, zentraler Impuls Spek A 181.9 MeV und 179.4 MeV in Spek C, Setup E195 C A1819 C1794. In dieser Darstellung wirkt die Rekonstruktion korrekt, wenn ein Winkel von 58.5° für A und 48.5° C angenommen wird. Dieses Ergebnis wiederholt sich aber für Ta181 Messungen nicht. Siehe auch Abb.:3.9.

Diese Erklärung wird verworfen, da sich für die Analyse der Ta181 Daten keine Verbesserung zeigt. Auch wäre der Fehler bei der Bestimmung des Einschussvektors der Elektronen gegenüber dem Target von 5° so groß, dass der Strahl vorher mit der Apertur des Strahlrohrs destruktiv interagieren würde.

Da aus diesem und anderen Experimenten bekannt ist, dass die Auslese des zentralen Impuls' von Spektrometer C, bzw. des Magnetfeld, in einem der zur Berechnung genutzten Dipole mittels NMR-Sonde, zum Teil fehlerhaft ist, kann davon ausgegangen werden, dass der Grund in diesem Bereich liegt. In Abb.:3.18 ist der Vergleich

3. A1 Spektrometer Systematiken

zwischen den alten und neuen TMA-Matrizen zur Rückrechnung der Elektronenimpulse dargestellt. Die deutliche Verbesserung in der Bestimmung der Impulse durch die korrekte Zuordnung der Winkel führt zu einer Verbesserung in der Berechnung der Missing Mass mit einer Reduktion des FWHM von 174 keV, auf 99 keV, siehe Abb.:3.18 unten.

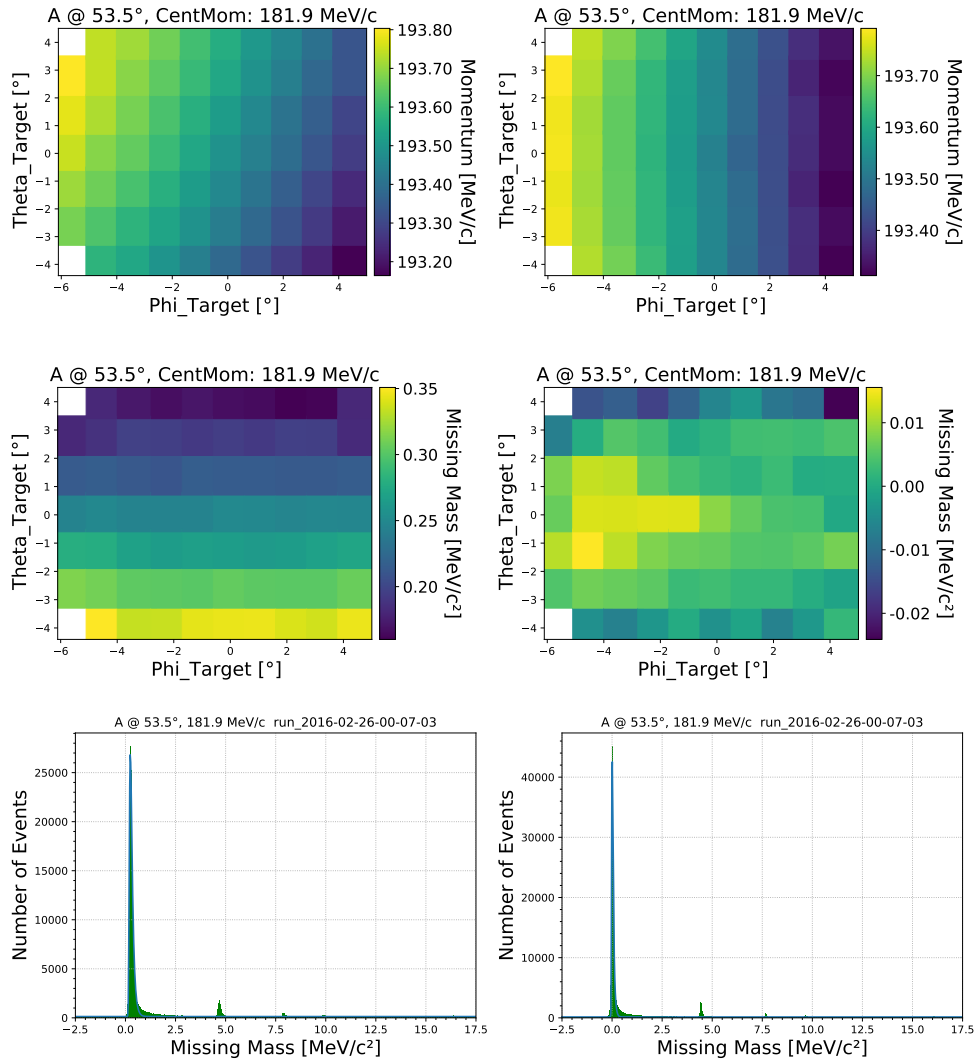


Abbildung 3.18.: Vergleich der Abbildungseigenschaften von Spek A zwischen verschiedenen TMA-Matrizen. Mit den in den Arbeiten von M.Mihovilovic bestimmten Matrizen für Spek A, rechts, kann eine bessere Winkelzuordnung und entsprechend eine glattere Verteilung in der Missing Mass beobachtet werden.

3.2. Fazit und aktueller Stand der Spektrometer

In den vorgestellten Messungen kann die Qualität der Spektrometeranlage der A1 am MAMI klar belegt werden. Die hier untersuchten Spektrometer A und C liefern über die gesamte Impulsakzeptanz verlässliche Werte und nur geringe Variationen. Die hohe Präzision wird durch eine starke Beschränkung des beobachteten Raumwinkel und der Impulsakzeptanz erreicht. Diese Festlegung kann durch die mittlerweile guten Kenntnisse und verlässlichen Modelle im Bereich der Hyperkernphysik für den gesuchten Prozess erfolgen.

Die Verbesserungen an Spek A durch die Weiterentwicklung der Abbildungsmatrizen können theoretisch auch für Spek C erfolgen. Um diese Arbeit auch für Spek C zu investieren muss zuerst die Auslese der Magnetfelder modernisiert werden. Durch den regelmäßigen Betrieb der Anlage sind die in Spek C eingesetzten NMR-Sonden degeneriert und liefern keine zuverlässigen Ergebnisse mehr. Zusammen mit einem Problem durch Krichströme, in einer der zur Feldanregung genutzten Spulen, stehen diese Arbeiten noch aus. Um die Auslese der Felder mittels NMR-Sonde auch in Zukunft zu gewährleisten wurde ein System der Firma Caylar bestellt und wird in den nächsten Monaten eingebaut. Die neuen Sonden decken dieselben Feldbereiche ab und können somit für alle Impulsbereiche eingesetzt werden. Die Tests und Erfahrungen mit den Sonden können in dieser Arbeit nicht mehr vorgestellt werden, da es nur eingeschränkten Zugang zu den entsprechenden Testständen gibt.

In der Strahlzeit zur Untersuchung der Spektrometersystematiken konnten aussagekräftige Daten gewonnen werden, die eine Weiterentwicklung der Messung der Elektronenenergie motivieren. Die geringe Impulsvariation während der verschiedenen Runs bei gleicher Elektronenenergie deckt sich mit den Beobachtungen aus den Untersuchungen der Elektronenenergie in dieser Arbeit. Es wurde aber auch in anderen Arbeiten belegt, dass die relative Stabilität der Elektronenenergie wesentlich höher ist als die Abweichung bei der Bestimmung des Absolutwerts.

4. Methoden zur Energiemessung geladener Teilchen

Wie in verschiedenen Arbeiten gezeigt werden konnte (siehe z.B. Schulz) kann eine sehr gute statistische Genauigkeit im Bereich weniger keV für die Messung der Bindungsenergie von Hyperkernen erreicht werden.

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

Um eine Verbesserung der Messung, im Hinblick auf die Fehler, zu erreichen, ist die weitere Minimierung des statistischen Fehlers ein wichtiges Ziel, steht aber hinter den Bemühungen zur Verbesserung des systematischen Fehlers zurück. Ein Überblick über die Anteile am systematischen Fehler findet sich in Tabelle 4.1.

Tabelle 4.1.: Beiträge zum systematischen Fehler bei der Messung von Pionen in den Spektrometern A und C. Betrachtung bei 180 MeV.

Fehlerquelle	SpekA keV/c	SpekC keV/c
Impulskalibration (Präzision)	± 6	± 7
Impulskalibration (Strahlenergie)	± 101	± 109
Transfermatrix	-	± 20
Magnetfeldmessung	-	± 7

Der systematische Fehler, bei der Messung der Bindungsenergie, entsteht bei der Messung der Zerfallspionen in den Magnetspektrometern der A1-Kollaboration. Da die gemessenen Zerfallspionen aus im Target abgestoppten Hyperkernen stammen, kommen nur Fehlerquellen ab diesem Punkt zum Tragen. Die Energie der einfliegenden Teilchen ist explizit nicht mehr als Fehlerquelle aufgeführt, da diese nur hoch genug sein muss um die Bildung des Hyperkerns zu ermöglichen. Die Präzision der Spektrometer ist im Gegensatz dazu von entsprechend hoher Bedeutung.

In Kapitel 3.1 wird der Zusammenhang zwischen der Messung der Absolutenergie des Elektronenstrahls und der Genauigkeit der Spektrometer detailliert eingeführt und erklärt. Der betragsmäßig größte Anteil am systematischen Fehler kommt als Folge dieser Betrachtungen aus dem Fehler beim Messen der Absolutenergie des einfliegenden Elektrons.

4. Methoden zur Energiemessung geladener Teilchen

Bei der Vorstellung des MAMI-Beschleunigers (siehe Kapitel 2) wird beschrieben, warum an verschiedenen Orten verschiedene diskrete Energien zur Verfügung stehen. Der für die Hyperkernmessungen angestrebte Messbereich in den Spektrometern liegt zwischen 114 MeV und 133 MeV. Dieser ist in der A1 Halle nicht als Energie für einlaufende Teilchen verfügbar. Im weiteren Verlauf werden die niedrigstmöglichen Energien genutzt, um auf die gesuchten Werte zu extrapolieren. Die für die Extrapolation genutzten Energien sind 180 MeV, 195 MeV, 210 MeV, 225 MeV und 450 MeV.

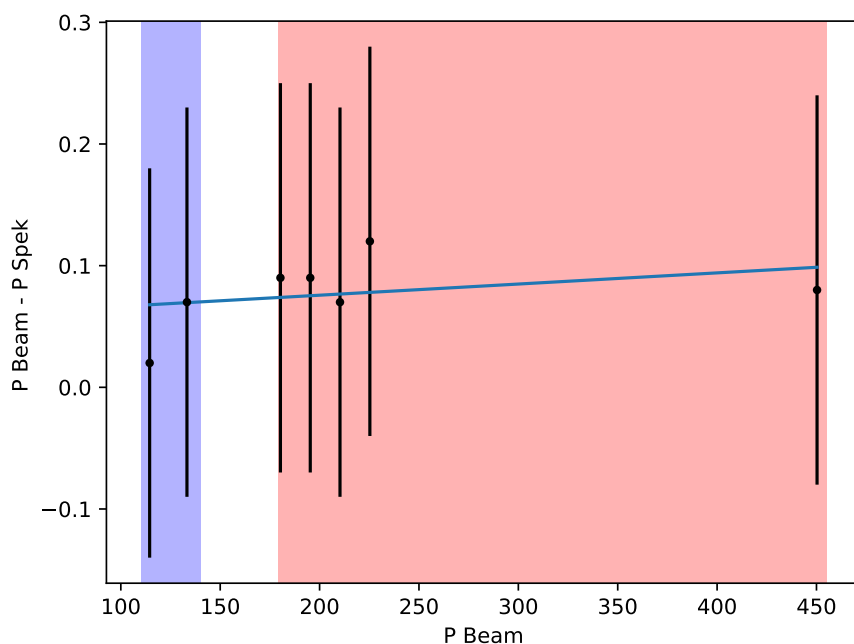


Abbildung 4.1.: Beispiel für eine mögliche Extrapolation auf den gewünschten Messbereich in Blau. Die Datenpunkte in Rot sind zufällig gewählt. Der Fehler wird mit 160 keV als aktuellem Standard angenommen. Die gezeigten Werte dienen an dieser Stelle nur der Illustration der Ausgangsbedingungen.

Die Messung der Absolutenergie von geladenen Teilchen, kann auf verschiedenen Wegen erfolgen, die jeweiligen Vor- und Nachteile der gängigsten Messmethoden werden im Folgenden kurz beschrieben. Jede dieser Methoden hat einen optimalen Bereich im Sinne der Dynamik, Komplexität und Genauigkeit. Weitere Einschränkungen ergeben sich aus den verfügbaren Ressourcen wie Raum, Zeit und Geld.

Diese Betrachtungen haben zu der Entscheidung für den Bau und Test eines Beam-Transportline-Spektrometers geführt. In der sich in Vorbereitung befindlichen Arbeit von Pascal Klag, wird eine alternative Methode über den Einsatz von Undulatoren zur Messung von Energien von 180 MeV bzw. 195 MeV, erforscht.

4.1. Prinzipielle Möglichkeiten zur Energiemessung

Im Folgenden werden verschiedene Möglichkeiten zur Energiemessung geladener Teilchen kurz vorgestellt und motiviert warum ein Umbau von einem Dipol der Strahlführung zu einem Magnetspektrometer vorgenommen wurde. Die verschiedenen Methoden unterscheiden sich in Aufwand und Messgenauigkeit, vor allem wird aber nach dem möglichen Messbereich im Bezug auf die Energie selektiert.

4.1.1. Kalorimetrisch

Szintillatoren bestehen aus einem Material, das durch Stoßprozesse Energie von geladenen Teilchen oder Photonen aufnimmt und in Form von Licht wieder freisetzt. Dieses Licht kann durch Photomultiplier in einen Strom proportional zur Menge des im Material freigesetzten Lichts umgewandelt werden. Aus dieser Information kann die Energie des ursprünglichen Teilchens berechnet werden.

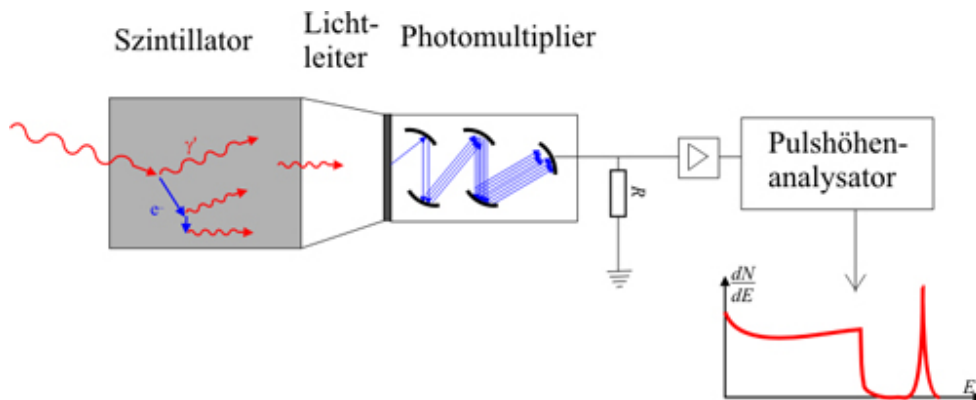


Abbildung 4.2.: Ein Szintillator mit angeschlossener Photo Multiplier Tube - PMT, kann eingesetzt werden, um die Energie von Teilchen zu bestimmen. Dies ist dann möglich, wenn kleine Energien, die komplett absorbiert werden, gemessen werden sollen. Der Aufbau hat als Trigger Signalgeber eine weitere, fast noch wichtigere Funktion. Aus den Signalformen kann auf die Teilchenart rückgeschlossen werden. [31]

Die Einsatzgebiete von Szintillatoren als Energiedetektoren sind im Bereich weniger MeV mit Fehlern im Prozentbereich, da nicht alle Sekundärteilchen im Material gestoppt werden. Durch einen gut bekannten Energieverlust pro Strecke für hoch energetische Teilchen werden Szintillatoren oft als Trigger eingesetzt, um eine Auslese zu starten oder in Vetoschaltung zu verhindern.

4.1.2. Undulator

Eine andere Möglichkeit, für den zu untersuchenden Energiebereich, ist der Einsatz von Undulatoren. Undulatoren erzeugen Photonen im Sinne der Synchrotronstrahlung. Dieser Effekt wird gezielt genutzt indem die Elektronen durch wechselnde Felder auf einer kurzen Strecke wiederholt abgelenkt werden, um so die Menge an erzeugten Photonen zu erhöhen. Um auf die Energie der Photonen aussendenden Elektronen zu schließen, werden zwei baugleiche Undulatoren gegeneinander verfahren. Durch das Verfahren ändert sich die Phasenbeziehung der Quellen und es kommt zu Interferenz mit Maxima und Minima, siehe Abb.:4.3.

$$2\gamma^2 = \frac{\Lambda_{Photon}}{\Lambda_{Undulator}}$$

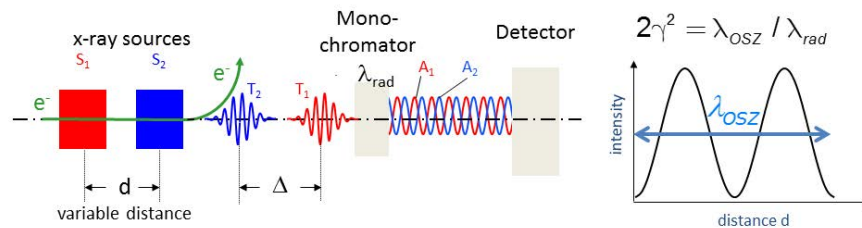


Abbildung 4.3.: Ein fester und ein in Strahlrichtung beweglicher Undulator werden als Strahlungsquelle genutzt. Durch Veränderung der Distanz zwischen den Undulatoren ändert sich die Phase und die Intensität unter der betrachteten Wellenlänge. Diese Änderung kann, nach Separation einer bestimmten Wellenlänge, über die im Bild gezeigte Formel mit γ^2 verknüpft werden und so die Energie der abstrahlenden Elektronen bestimmt werden.

Zur Bestimmung von $\Lambda_{Undulator}$ wird der Abstand zwischen zwei benachbarten Minima oder Maxima der selektierten Wellenlänge Λ_{Photon} gemessen. Durch den Einsatz eines Gitters und dem Vergleich mit bekannten Linien, wie denen einer Quecksilberlampe, kann die Wellenlänge Λ_{Photon} bestimmt werden.

Die größten Herausforderungen bei dieser Messung sind eine präzise Justage der Aufbauten und die Wahl geeigneter Felder im Undulator. Eine ausführliche Betrachtung zu den Möglichkeiten findet sich in [74]. Der Einsatzbereich als Energiespektrometer wird bei Wellenlängen im sichtbaren Bereich durchgeführt, da hier gute Optiken und hochsensible Ausleseelektronik existieren.

Im aktuellen Design liegt der optimale Einsatzbereich zwischen 50-195 MeV, da sonst eine zu starke Verschiebung der zu messenden Photonen ins Ultraviolett stattfindet. Die Quanteneffizienz des CCD-Chip nimmt in diesem Bereich stark ab, was zu einer Verschlechterung des Signal zu Rausch Verhältnis führt.

4. Methoden zur Energiemessung geladener Teilchen

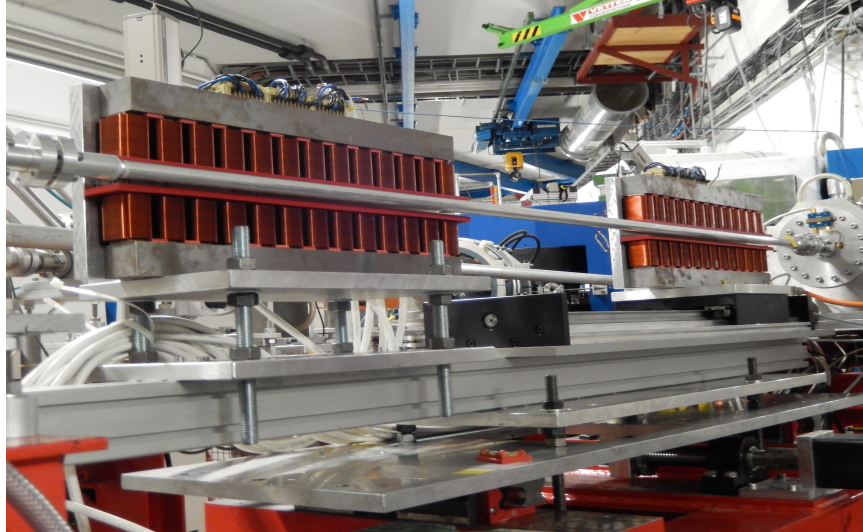


Abbildung 4.4.: Die Messung mit dem festen Undulator, links, und dem beweglichen Undulator, rechts, wird seit 2018 am MAMI innerhalb der X1 Strahlführung untersucht. Die Details und Ergebnisse dieser Arbeiten sind in den aktuellen und in Vorbereitung befindlichen Veröffentlichungen von P.Klag zu finden [74].

4.1.3. Messung der Energie mit Magnetfeldern

Magnetspektrometer sind nicht auf die Betrachtung von Elektronen reduziert, vielmehr beschreiben sie die Aufspaltung eines gemischten Strahls nach einer bestimmten Komponente. Bei geladenen Teilchen wie Elektronen, Protonen, geladenen Pionen etc. z.B. kann nach dem Impuls nach der Streuung p' oder indem positive und negative Teilchen separiert werden.

Verschieden Arten von Spektrometern sind an den meisten Beschleunigeranlagen im Einsatz. Die Nutzung als Möglichkeit die Energie des einlaufenden Teilchens zu messen, steht dabei meist hinter dem Einsatz zur Bestimmung der Eigenschaften der Sekundärteilchen nach der Streuung zurück.

Der im Punkt 5.2 vorgestellte Fall nutzt wieder den Zusammenhang zwischen dem Bahnradius in einem homogenen Magnetfeld und dem Impuls des geladenen Teilchens.

Diese Methode wird genutzt, um die Energie des MAMI Strahls zu bestimmen. Der Grund liegt im möglichen Einsatzbereich, da alle Impulse aufgelöst werden können, die in der A1 Halle möglich sind. Desweiteren können die vorhandenen Aufbauten erweitert werden. um die Messung durchzuführen.

4. Methoden zur Energiemessung geladener Teilchen

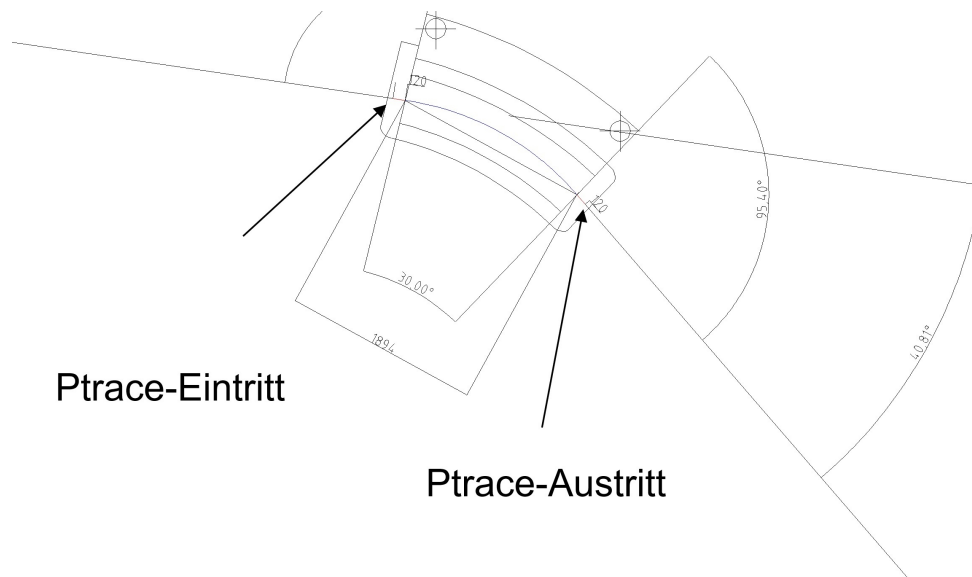


Abbildung 4.5.: Skizze zur grundlegenden Idee der Messung der Energie der Elektronen. Durch Messen der ablenkenden Magnetfelder und Strahlage kann die Energie berechnet werden. Der gezeigte Verlauf wurde durch Simulationen mit Ptrace erhalten, die Randfelder wurden bis jeweils 120 mm vor und nach dem Magneten berücksichtigt. © K.H.Kaiser

4.2. Energiemessung im RTM 3

Die bisherige Energiemessung für Elektronen am MAMI Beschleuniger findet im RTM 3 statt. Dabei wird ausgenutzt, dass durch die Dipole eine Ablenkung um 180° erfolgt und man durch eine "simple" Messung des Ablenkradius der Elektronen auf der 73. Rückführungsbahn, unter Kenntnis der Magnetfeldstärke, die Energie bestimmen kann (siehe Abb.: 4.6). Auch bei dieser Methode werden XYMO's eingesetzt, wie in Kap.:5.1.1 beschrieben, um die Lage der Elektronen während des Betriebs zu kontrollieren.

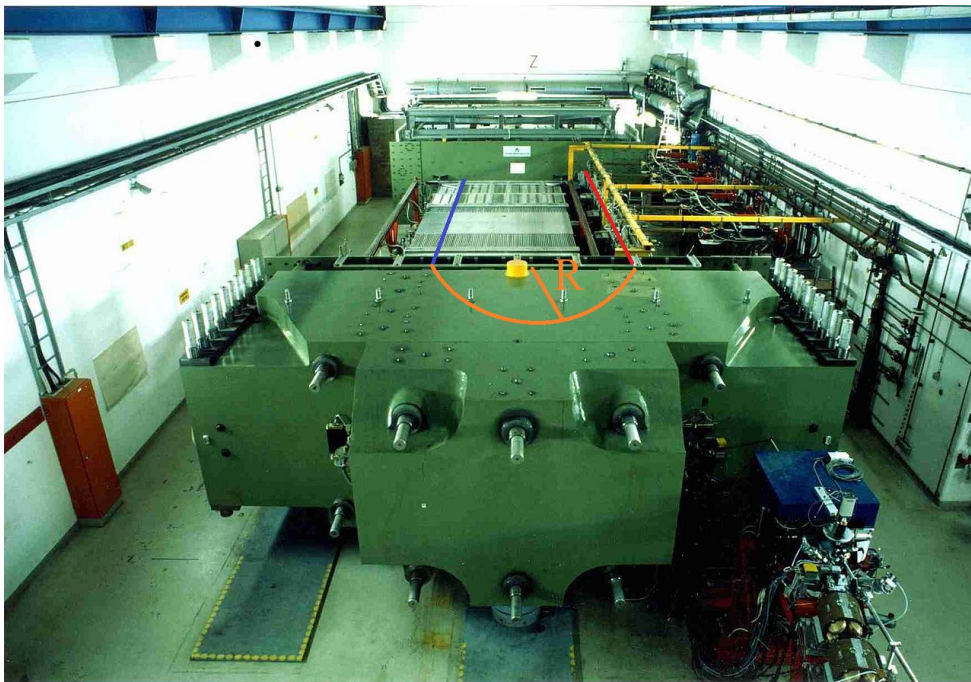


Abbildung 4.6.: Blick von einem Dipol des RTM 3 zum anderen Dipol des RTM 3. In rot der Weg der Elektronen durch die Beschleunigungsstrecke, in orange der Weg während der Ablenkung im Dipol und in blau der Weg durch die 73. Rückführungsbahn. Durch Kenntnis von Feldverlauf und Ablenkradius kann analog zur im Dipol 12 genutzten Methode die Energie bestimmt werden.

Die Messung kann an dieser Stelle auf eine beim Bau der Anlage durchgeführte Feldmessung bzw. das Erstellen einer hochgenauen Feldkarte der RTM 3 Dipole zurück greifen. Diese Feldmessungen wurden primär durchgeführt, um eine Korrektur hin zu einem homogenen Feldverlauf zu erreichen, welcher wiederum ausschlaggebend für eine hohe Stabilität und Strahlqualität der Anlage ist.

Die Bestimmung der Energie abseits der 73. Bahn erfolgt in einem weiteren Schritt. Dieser setzt voraus, dass die beschleunigende Mode extrem stabil ist und pro Durchlauf durch die Beschleunigungssektion die gleiche Energiemenge hinzugewonnen wird.

4. Methoden zur Energiemessung geladener Teilchen

Diese Bedingung ist am MAMI erfüllt und so kann für die Berechnung der Energie nach z.B. der 70. Bahn, die auf Bahn 73 gemessene Energie genutzt werden und um drei Durchläufe der Beschleunigung reduziert werden.

Der wesentliche Beitrag zur absoluten Genauigkeit der Messung kommt dabei durch die Messung des Abstands zwischen den zwei XYMOs mit denen der Radius bestimmt wird. Der aus der Abstandsmessung bestimmte Fehler übersetzt sich in einen Fehler bei der Angabe der Absolutenergie der Elektronen von 160 keV.

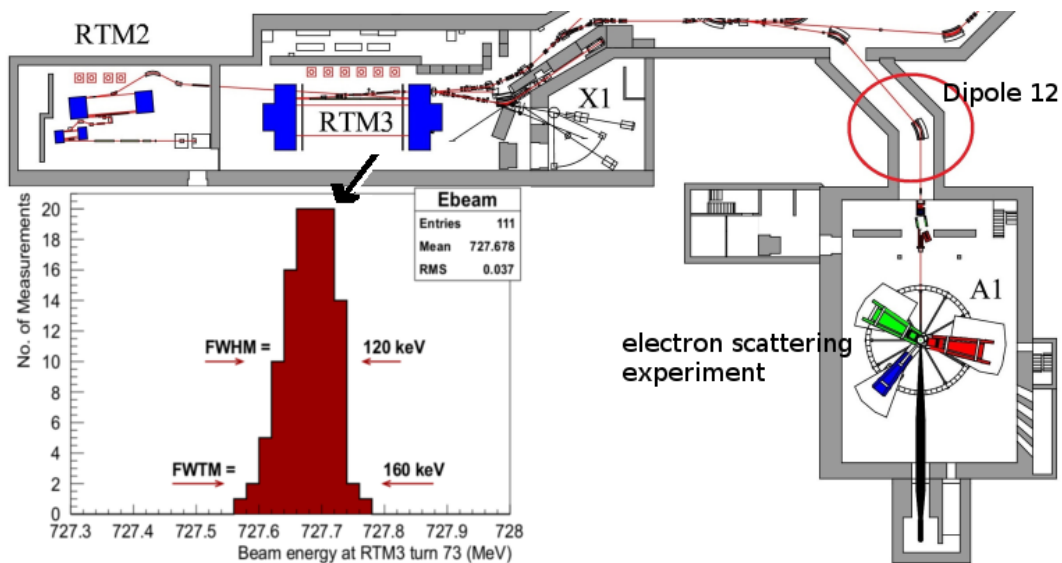


Abbildung 4.7.: Ausschnitt aus dem MAMI Plan. Im RTM 3 werden die bisherigen Energiemessungen durchgeführt und weisen die im Kasten gezeigte Verteilung auf. Der Rote Kreis zeigt den in dieser Arbeit gewählten Ort für die Energiemessung bzw. die Lage des Dipol 12. Gewählt wurde dieser Ort, da alle Energien, auch die nach dem HDSM, gemessen werden können und da der Weg zum Experiment kurz ist.

Dieser Fehler kann nicht ohne weiteres verbessert werden, da hierzu ein Eingriff in das hochsensible und exakt eingestellte RTM-System nötig wäre. Um einen reibungslosen Betrieb des gesamten Beschleunigers zu garantieren, wurde eine andere Lösung gefunden. Diese besteht im Umbau von dem in Abb.:4.7 rot eingekreisten Dipol zu einem Spektrometer.

Als weitere Motivation, eine neue Messung aufzubauen, dienen die in Abb.:4.8 gezeigten Daten. Diese Daten wurden während der Messkampagne im Jahr 2016 gewonnen und zeigen innerhalb eines Zeitraums von 3 Wochen unerwartete Schwankungen. In Abb.:4.8 wurde in rot ein Teil der Messpunkte hervorgehoben, bei dem es zu besonders starken Schwankungen kam. Diese sind auf die hohe Komplexität der Energiemessung um RTM 3 zurückzuführen. Umfangreiche Einstellungen am Beschleuniger sind notwendig, um ein optimales Durchlaufen der XYMOs zu erreichen. Wird dies nicht durch

4. Methoden zur Energiemessung geladener Teilchen

eine/n im Umgang mit der Maschine erfahrene/n geübte/n Operator/in durchgeführt kommt es zu den gezeigten Schwankungen. Die fraglichen Messpunkte sind zum großen Teil an einem Wochenende, nachts, entstanden. Dass diese komplexen Messungen zu diesen Zeiten überhaupt durchgeführt werden konnten, zeigt die hohe Qualität in der Ausbildung der Hilfsoperatöre.

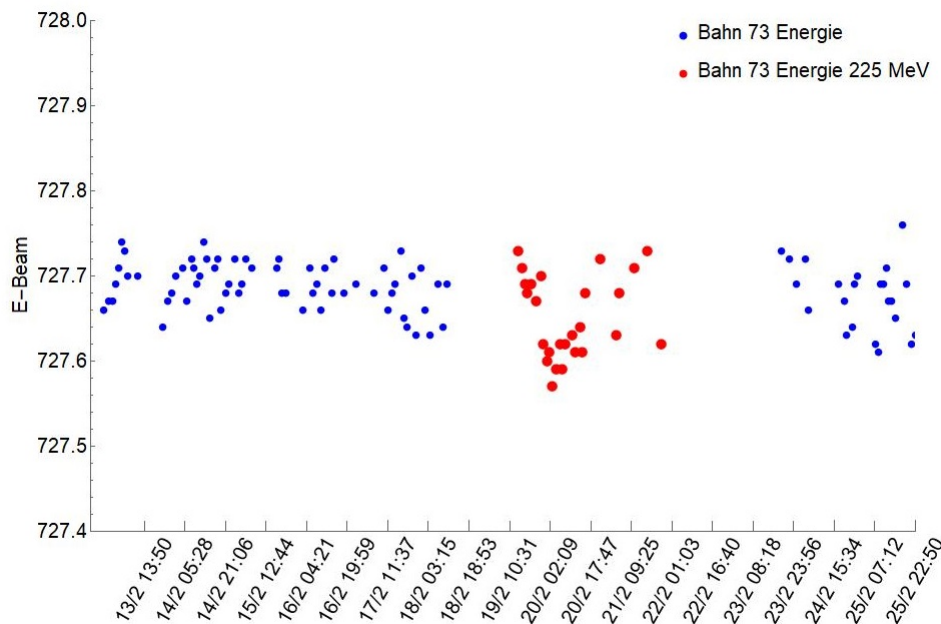


Abbildung 4.8.: Verteilung der RTM3 Energiemessungen über den Verlauf der Strahlzeit. Die roten Werte, Teil einer Kampagne zur Messung von 225 MeV Elektronen, weisen eine etwas zu große Verteilung auf.

Ziel für die im Folgenden vorgestellte Messung ist daher auch eine gute Dokumentation des Prozesses bzw. eine einfache Durchführbarkeit im Rahmen des Strahlbetriebs. Dieses Ziel konnte durch die Kombination von verschiedenen Methoden zur Bestimmung der Strahlage erreicht werden.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron-Spektrometers an MAMI

Die aus dem englischen (Beam Transport Line Spectrometer) übersetzte Bezeichnung, Strahl Transport Rohr Spektrometer, beschreibt die grundlegende Ausrichtung des Aufbaus. Um eine hochpräzise Messung der Energie der gestreuten Elektronen am Target in der A1 Spektrometerhalle zu erreichen, soll ein Ablenkelement der Strahlführung genutzt werden, um die Elektronen entsprechend ihres Impuls' abzulenken. Zur Minimierung des systematischen Fehlers sollen möglichst wenig Größen mit sehr hoher Präzision gemessen werden. Die Herausforderung besteht dabei in der Kontrolle aller aktiven Elemente und der Umweltbedingungen.

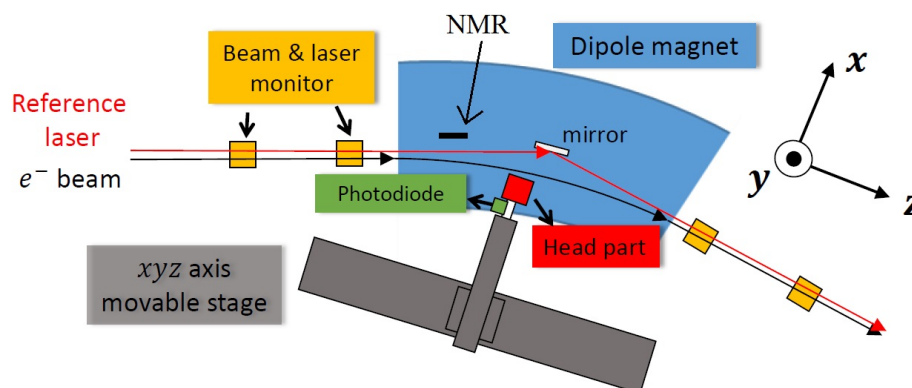


Abbildung 5.1.: Gezeigt ist eine schematische Darstellung aller zur Messung eingesetzten Komponenten. Grau: XYZ-Tisch mit Fahrstrecken, 3600 mm, 300 mm, 11 mm. Rot: Hallsonde zur Messung des Feldes in XYZ-Richtung und Referenzlaser. Blau: Magnetjoch. Gelb: Strahlmessungen. Schwarz: Elektronenbahn mit Ablenkung durch das Magnetfeld. Grün: 4-Quadrantendiode zur Referenzmessung des Lasers. © S.Tomita

Die Komplexität der Messung ergibt sich dabei in der angestrebten Genauigkeit. Man kann eine Aussage über die Energie der Elektronen treffen, rein aus dem Wissen, dass diese das Strahlrohr und den Magneten hin zum Experiment passieren. Die Strahlrohre haben einen Durchmesser von 40 mm und die letzte Ablenkung vor dem Dipol 12 ist

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

etwa 2.5 m entfernt. Für die Strahlführung nach dem Dipol ergibt sich eine Strecke von etwa 1.8 m bis zum nächsten aktiven Element. Aus diesen Annahmen kann man eine Genauigkeit für die Messung des Ablenkwinkels von $40.81^\circ \pm 2.2^\circ$ errechnen. Nimmt man an dieser Stelle an, dass es ein homogenes Magnetfeld ohne Randfeld gibt, übersetzt sich diese Unsicherheit, bei 225 MeV zu ± 12 MeV bzw. 5.3%. Dieser Wert ist Größenordnungen von den angestrebten Werten im Bereich einiger 10 keV Unsicherheit entfernt. Der Wert demonstriert aber, dass zwar simple Annahmen für eine erste Rechnung ausreichen, aber um eine hohe Präzision zu erreichen, muss eine enorme Anstrengungen unternommen werden.

Um die nötigen Parameter zu messen, wird ein Aufbau gewählt, der den verfügbaren Raum optimal nutzt (siehe Abb.:5.1). Es kommen X-, Y-Monitore (XYMO) und Leuchtschirme (luminosity monitor - LUMO) zur Bestimmung der Strahllage zum Einsatz (siehe Kap.:5.3). Für die Feldmessung wird ein aus drei einzelnen, temperaturstabilisierten Hallsonden bestehender Sondenkopf mit einem XYZ-Tisch durch den Magneten gefahren. Die Hallsonden messen B_x , B_y und B_z .

Durch die langjährige Erfahrung mit den verschiedenen Energien gibt es für die Spulen des Dipol 12 hinterlegte Stromwerte (siehe Abb.:5.24). Dadurch können die präzise Messung des Magnetfelds, siehe Kap.:5.2, und die Messung der Elektronenablenkung zeitlich getrennt werden, siehe Kap.:5.1. Das ist nötig, da die Strahlführung ausgebaut werden muss, um eine Messung des Magnetfelds um die Bahn der Elektronen zu ermöglichen.

Eine Vorstellung dieser Elemente findet im Folgenden statt.

Wie in Abb. 4.7 zu sehen, ist der im Aufbau als Dipole 12 geführte Magnet ideal gelegen, um diese Anforderung zu erfüllen. Um den Magneten zu einem hochpräzisen Spektrometer zu erweitern, muss der Einschuss- und Auslaufvektor respektive der Ablenkwinkel der Elektronen zwischen ein und Austritt in den Dipol und das Magnetfeld, dass zur Ablenkung führt, gemessen werden.

5.1. Strahllagemessung

Um den Strahl zu messen, wird eine Kombination aus XYMO und LUMO Detektoren gewählt, der Einsatz gewährleistet sowohl eine präzise Messung der Lage nach jeder Optimierung des Beschleunigers (LUMO) als auch eine zerstörungsfreie Messung während der Datennahme (XYMO). Diese werden in einem definierten Abstand zueinander wie auch zum Magneten aufgebaut, jeweils als Paar vor und nach der Ablenkung. Damit können sowohl Ort als auch Winkel des Eintritts in das Dipolfeld gemessen werden.

Der parallel zur erwarteten Flugrichtung der Elektronen installierte Laser wird über einen im Magnet angebrachten Spiegel umgelenkt (siehe Abb.: 5.1) und soll so eine Referenzmessung der Position und des Ablenkwinkels ermöglichen. Dabei wird zwischen der Magnetfeldsonde und der Laserposition ein fester Versatz ermittelt. Am Schaft des Sondenhalters wurde eine 4-Quadrantendiode angebracht, mit der der Schwerpunkt

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

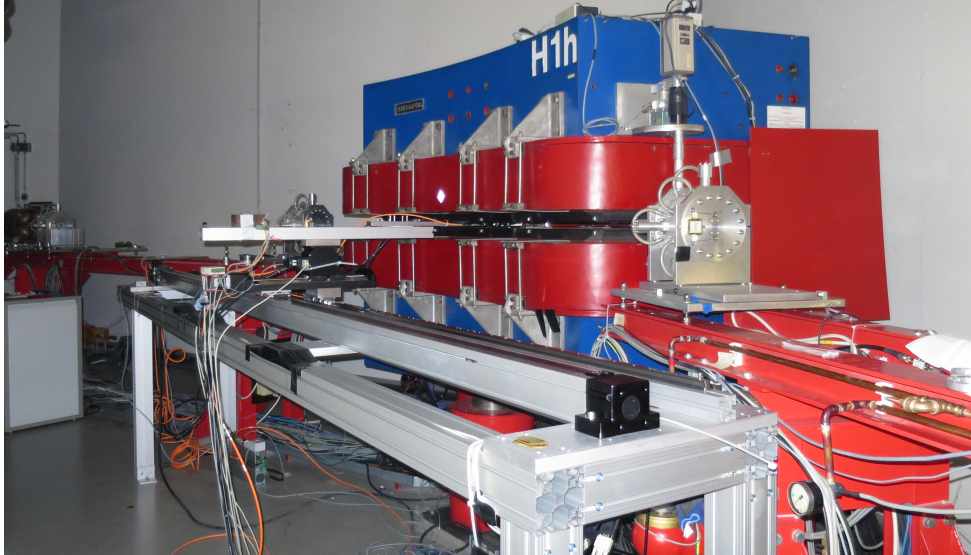


Abbildung 5.2.: Aufbau des Messsystems zur Bestimmung des Feldverlauf im Dipol 12 und der Strahllagemessungen ohne Vakuumrohre. Vergleich mit Abb.:5.1 zeigt den XYZ-Tisch im Vordergrund des Bild. Der untersuchte Dipol12 ist im Zentrum, wobei das Eisenjoch in blau zum Teil von den in rot verkleideten Spulen verdeckt ist. Die vier XYMOs sind bereits installiert, wobei nur drei zu sehen sind. Der vierte befindet sich rechts außerhalb des Bildausschnitt.

des Lasers präzise bestimmt werden kann. Die Messung des Ablenk winkels im Gap des Magneten hat sich bei der Auswertung der Daten allerdings als problematisch herausgestellt. Für eine Wiederholung oder Adaption der Messung würde sich am besten ein kleiner CCD Chip eignen.

5.1.1. XY Monitor - XYMO

XY-Monitore sind spezielle Hohlraumresonatoren, die an vielen Stellen der Strahlführung am MAMI verbaut sind. Sie erlauben eine Messung der Strahllage, ohne die Position oder den Impuls zu verändern.

Die Funktion und theoretische Herleitung findet sich ausführlich in [42] und [63], die folgenden Erklärungen zur Funktionsweise richten sich in weiten Teilen nach diesen Arbeiten.

Hohlraumresonatoren können je nach angeregter Mode als Beschleunigungselement (TM_{010}) oder als Diagnoseelement (TM_{110}) genutzt werden. Beim Einsatz als Diagnoseelement stellt dieser einen ortsabhängigen Widerstand dar, die beim Durchgang der Elektronen deponierte Energie kann über Antennen ausgekoppelt werden.

Die in Mainz eingesetzten Modelle sind an die vom Beschleuniger vorgegebenen Parameter angepasst, weshalb die Resonanzfrequenz der Cavitäten der Bunchfrequenz von 2.44953 GHz entspricht. Die Durchmesser der Kammern betragen 148 mm und das

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

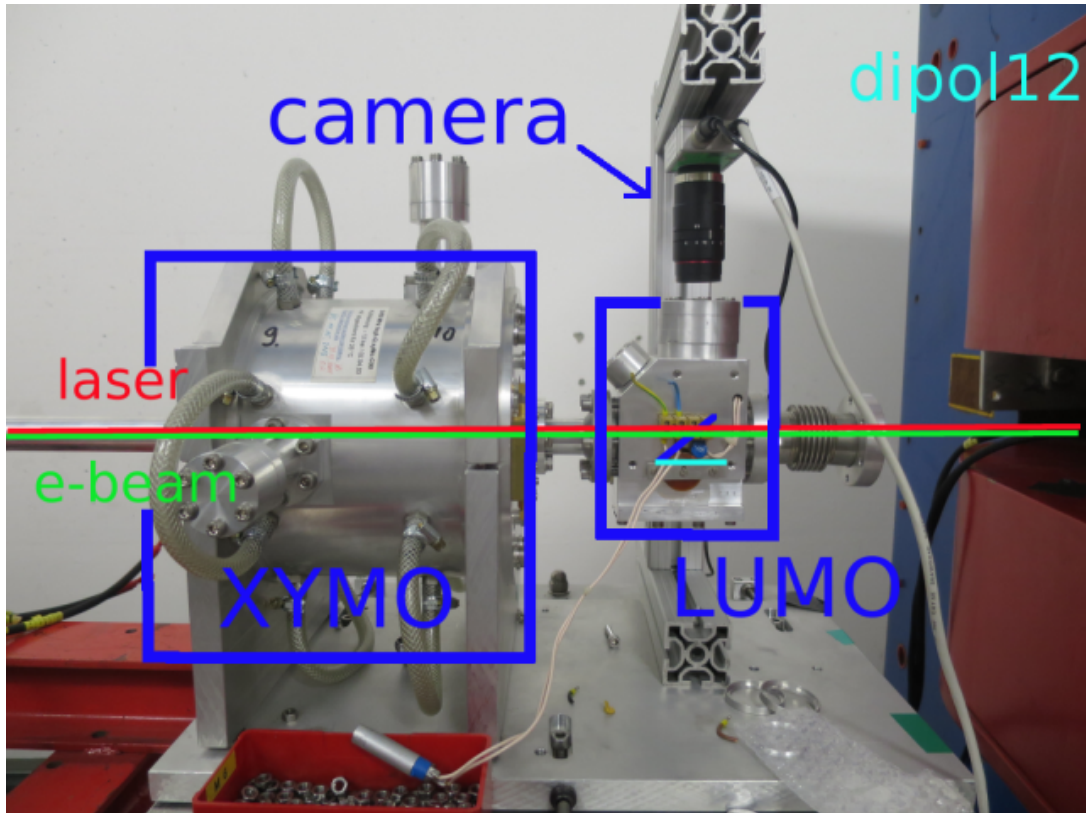


Abbildung 5.3.: Der linke Teil zeigt den kurz vor dem Dipol eingesetzten XYMO. Dieser ermöglicht im weiteren Verlauf ein zerstörungsfreies Messen des Strahlage. Im rechten Teil ist der LUMO mit Kamera zu sehen. In türkis ist die Out Position gezeigt, in dieser Stellung kann der Strahl ungehindert passieren. In blau um 45° dazu gedreht die In Position, welche eine Messung der Strahlage durch Aufzeichnen des Strahlflecks ermöglicht.

Loch für den Strahl 20 mm Durchmesser. Das Mittelelement ist 30 mm dick und die dadurch erreichte Dämpfung wird mit -50 dB angegeben.

Die Verlustleistung P_{Cav} definiert sich dabei über die Schuntimpedanz r_{110} und den Strom i :

$$P_{Cav} = i^2 \cdot r_{110} = i^2 \cdot r_m \cdot (k \cdot x)^2 \quad (5.1)$$

mit der Wellenzahl: $k=2\pi / \lambda$

Der Faktor $r_m = 0.845 \text{ M}\Omega$ hängt nur von der Geometrie und dem Material des Resonators ab und kann mit Simulationen bestimmt werden. Damit ergibt sich für die ausgekoppelte Leistung:

$$P_{HF} = i^2 \cdot r_{110} \cdot \frac{\kappa}{(\kappa + 1)^2} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{Q_0}{\kappa + 1}\right) \left(\frac{v_0}{v_{Res.}} - \frac{v_{Res.}}{v_0}\right)^2} \quad (5.2)$$

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

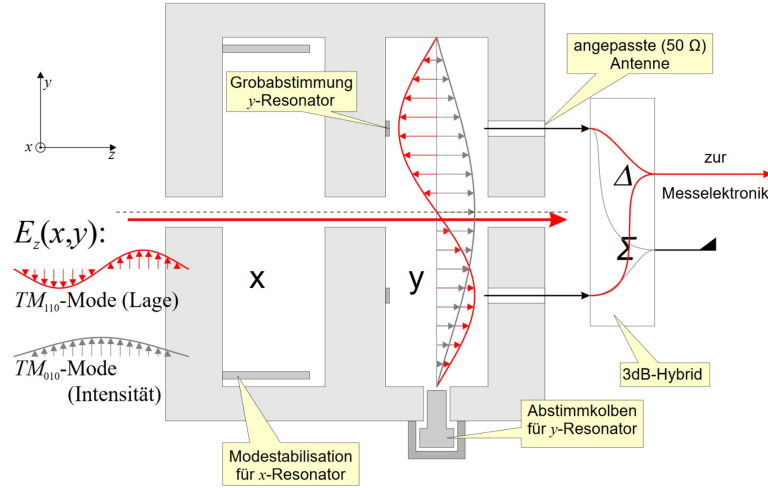


Abbildung 5.4.: XYMO Schema eines XY-Monitors Typ Schumann, gezeigt sind die zur Messung genutzten und bevorzugt angeregten Moden. Die Moden werden extern angeregt und die passierenden Elektronen stellen eine Störung dieser dar. Die so erhaltene zusätzliche Energie kann ausgekoppelt und analysiert werden. Da diese Art der Messung mit der Stromstärke skaliert, wird über die LUMOs eine Referenz aufgenommen. Die Signale werden gesplittet und aufgezeichnet, eine Veränderung des Signals würde eine Änderung der Strahlposition bedeuten. Siehe dazu auch Abb.:5.16.

mit: Ankopplung κ , unbelastete Güte Q_0 , Resonatorfrequenz ν_{Res} , und der Referenzfrequenz ν_0

Die Güte wird für jede Komponente der Resonatoren einzeln bestimmt, bzw. kontrolliert, dass sie hoch genug ist. Dabei liegt der Fokus auf einer ausreichenden Abtrennung gegen die Mode der nächsthöheren Ordnung. Bei ausreichend hoher Güte ist die Anregung höherer Moden um den Faktor 10^4 unterdrückt.

Über die sogenannten Modenstabilisatoren wird die Ausbreitung der stehenden Welle in genau einer Richtung erzwungen. Dies wird dadurch erreicht, dass die Resonanzfrequenz der Senkrechten so weit verschoben wird, dass es zu keiner resonanten Erregung kommt.

Mit diesem Aufbau ist es möglich, zwei Richtungen senkrecht zur Strahlrichtung zu betrachten. Die Ausgabe erfolgt über eine Elektronik mit Phasenschieber und Integrator. Die ausgegebenen Signale folgen dabei fast linear festen Werten in V/mm.

Die Bestimmung des Verhältnisses von Spannung zu Ablage wird in dieser Arbeit durch eine vorgeschaltete Messung mit Leuchtschirmen gelöst. Eine genaue Beschreibung erfolgt im folgenden Kapitel. Im Unterschied zu [42] wird die Ortsablage über eine destruktive Messung mit einem Leuchtschirm durchgeführt. Dies dient aber weiter zur Bestimmung der Spannung pro Ablage [V/mm], um online überprüfen zu können,

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

ob eine Drift oder Änderung der Energie stattfindet.

5.1.2. LUMinosity MOnitor - LUMO

Die im vorherigen Kapitel angeführten Leuchtschirme (LUMinosity MOnitor) bestehen aus einem Material, das bei Beschuss mit Elektronen oder anderen geladenen Ionen Licht, hier im optischen Bereich, aussendet.

Die als Standard an MAMI eingesetzten Schirme bestehen aus einem Aluminiumplättchen, das mit Zinksulfid bedampft wird. Dieses Material ist relativ unempfindlich gegen Strahlung und über das Metall geerdet. Der Nachteil ist, dass sich beim Bedampfen verschiedene Kristalle bilden und diese bei Bestrahlung "gleichmäßig" angeregt werden und Licht emittieren. Für eine genaue Analyse der Strahlposition wird ein hochauflösendes Strahlprofil benötigt, welches während der Strahlzeit aufgenommen und ausgewertet werden soll (siehe 5.1.3).

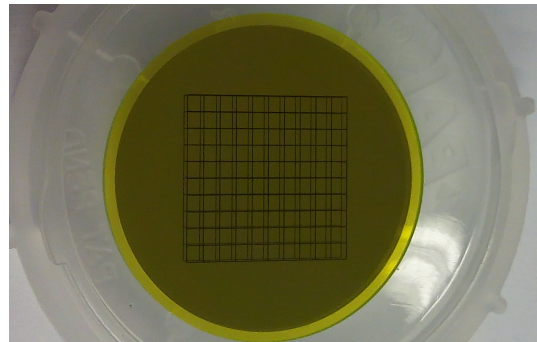
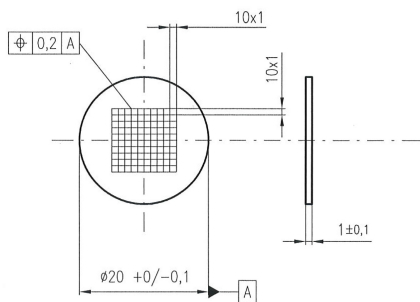


Abbildung 5.5.: LUMO Plan, der bei der Firma Crytur bestellt wurde mit 1 mm·1 mm Raster

Abbildung 5.6.: Fertiger LUMO mit Raster und flächiger Aluminiumbedampfung auf der Rückseite

Um das zu erreichen, wurde ein spezieller Schirm bei der Firma Crytur bestellt. Dieser YAG:Ce Schirm besteht aus einem radiolumineszenten Material und leuchtet nur an den Stellen, an denen Elektronen auftreffen und proportional zur Menge der eintreffenden Elektronen. Die so erzeugten Bilder können später analysiert werden, um die Strahlposition zu bestimmen. Da diese Messung direkt bzw. destruktiv mit dem Strahl interferiert, wird eine Mechanik installiert, um die Schirme einzeln und reproduzierbar ein und aus zu klappen.

Der Schirm ist mit einem Raster versehen, welches 10 mm x 10 mm mit 1 mm Schritten ist. Dies wird später genutzt, um die reale Ablage pro Pixel zu berechnen. Da durch die Klappmechanik, siehe Abb.: 5.7, eine der Achsen unter 45° aufgenommen wird, kann auch diese Verzerrung durch das Gitter beobachtet werden (siehe Kap.: 5.1.2). Der Klappmechanismus ist in einer Kammer verbaut in Abb.: 5.3 zu sehen. Wie alle eingesetzten Komponenten muss auch diese Messung im Vakuum stattfinden, um einen

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

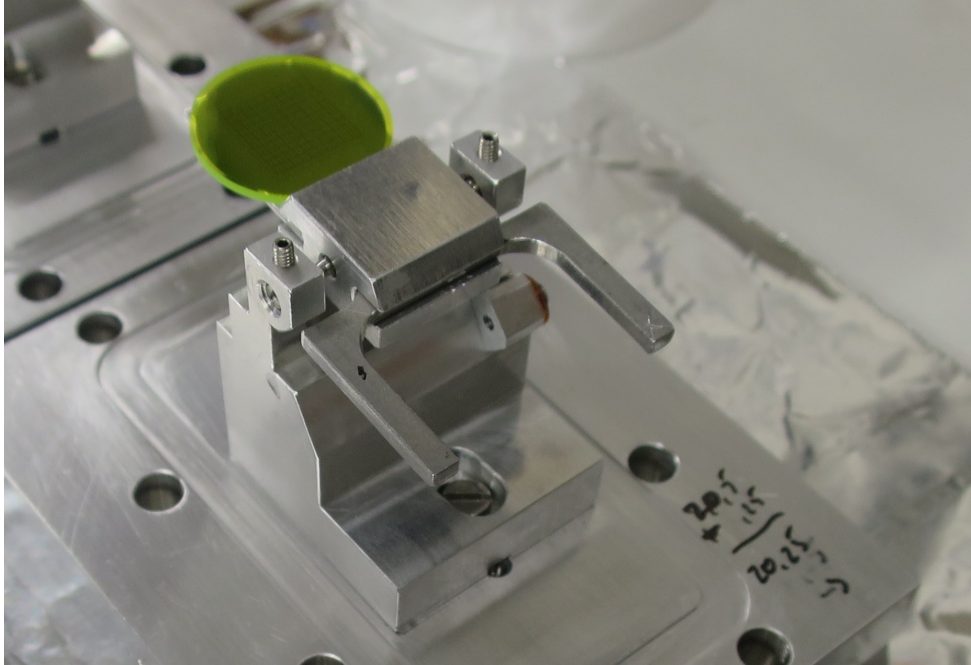


Abbildung 5.7.: Gezeigt ist die Halterung für die Leuchtschirme, LUMOs, und die bereits im Klappmechanismus installierten Leuchtschirme. Die Halterung ist auf der Bodenplatte einer Vakuumkammer verschraubt. Die Bodenplatte weist eine Fräsung für die Dichtung auf mit der ein Abschluss gegen die Wände der Kammer möglich ist. Innerhalb dieser Wände befindet sich der gesamte Mechanismus. Über die zwei Arme wird das Schirmplättchen ausbalanciert und über eine extern angelegte Spannung kann ein Feld erzeugt werden, welches das Kippen auslöst. Durch das Kippen trifft der Strahl unter 45° auf das lumineszente Material und es kann eine Position und Strahlfleckgröße bestimmt werden.

ungehinderten Strahlbetrieb aufrecht zu erhalten, daher ist auch die eingesetzte Optik entsprechen angepasst.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

Kamera

Die LUMOs werden über Kameras vom Typ VC-Nano der Firma Vision Components aufgenommen. Die Auslese der Bildinformation erfolgt durch einen global Shutter und mit einer Auflösung von 1600 x 1200 Pixeln. Die vorgeschaltete Optik hat eine Brennweite von etwa 110 mm und Tiefenschärfe von etwa 5 mm, was bei einer Höhe des Rasters unter 45 deg von 7 mm fast den gesamten Bereich scharf abbildet und nur eine minimale Verzerrung im Randbereich zeigt. Da nur eine Intensitätsverteilung im weiteren Ausgewertet werden soll, ist der Einsatz einer schwarz weiß Kamera an dieser Stelle völlig ausreichend.

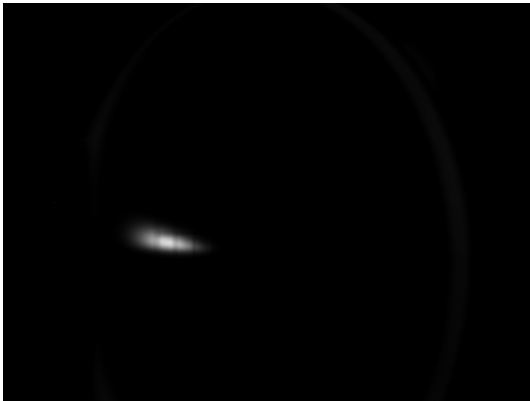


Abbildung 5.8.: Strahl mittig gekippt.

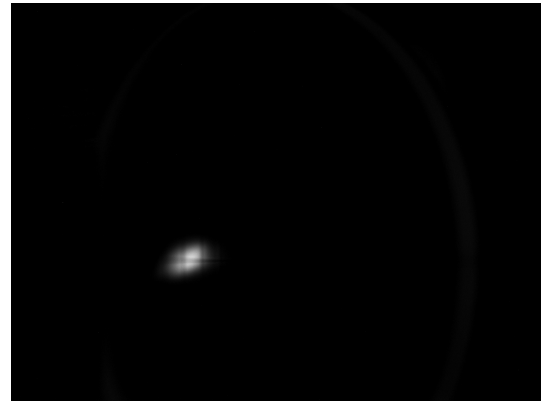


Abbildung 5.9.: Strahl mittig rund.

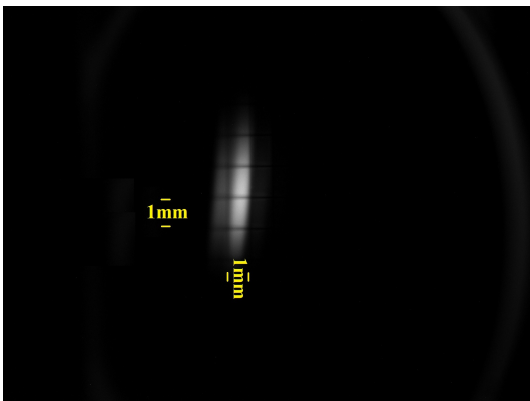


Abbildung 5.10.: Strahl mittig lang.

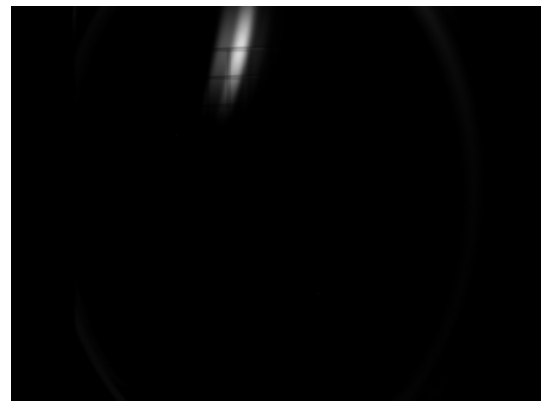


Abbildung 5.11.: Strahl Randlage lang.

In den Abb.:5.8-5.11 sind verschiedene Beispiele für die möglichen Strahlagen und Strahlprofile gezeigt. Bei starker Ausleuchtung, ist der Strahlfleck mit Spiegelung durch die Aluminiumschicht auf der Rückseite des Schirms zu sehen. Die Analyse ist in Kapitel 5.1.3 beschrieben, das zu sehende Raster hat eine Dimension von 1 mm·1 mm.

5.1.3. Strahlfleckanalyse

Die Berechnung der Vektoren erfolgt indem die Strahlposition an vier Stellen, zwei vor und zwei nach dem Dipol, überprüft wird. Dadurch ist es möglich sowohl die Ablage von der Sollbahn als auch den Winkel zur Sollbahn zu bestimmen.

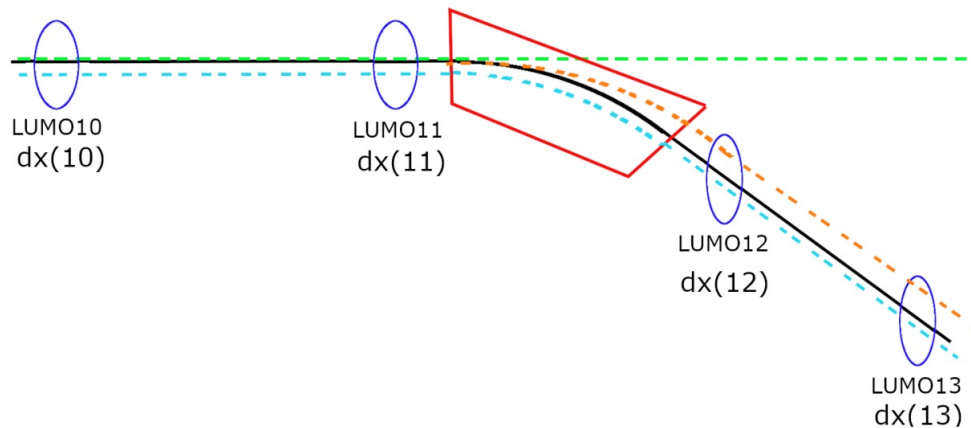


Abbildung 5.12.: Bestimmung der Ablage und Winkel zur Sollbahn. Dabei werden in zwei LUMOs vor und in zwei nach dem Magneten die Position bestimmt. Der letzte LUMO vor und der erste LUMO nach dem Magneten werden zur Messung der Ortsablage genutzt, durch die Messung der Strecken zwischen den LUMO Paaren kann die Winkelablage bestimmt werden.

In rot dargestellt ist der Fall der Impulsablage, also derselbe Einschussvektor, wie der der Sollbahn in schwarz, aber ein entsprechend des Impulses größerer/kleinerer Ablenkwinkel. In blau ist ein paralleler Versatz gezeigt, die minimal andere Ablenkung aufgrund des kleineren Feldintegrals kann auf dieser Skala nicht abgebildet werden.

Die Bestimmung der Strahlposition erfolgt dabei in zwei Stufen: Zuerst wird das Bild der LUMOs ausgewertet, dabei wurden jeweils fünf Bilder in jedem LUMO gemacht, um sicherzustellen, dass der Klappmechanismus korrekt funktioniert hat. Aus diesen kann ein Strahlschwerpunkt berechnet werden. Das Vorgehen ist dabei, wie in 5.13 gezeigt, für alle Bilder einheitlich. Zuerst wird ein aktiver Ausschnitt bestimmt. In diesem wird je nach Ausleuchtung eine Untergrundschwelle festgelegt. Werte, die kompletter Ausleuchtung entsprechen, werden für den Fit nicht genutzt, da diese keine messbare Variation mehr haben.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

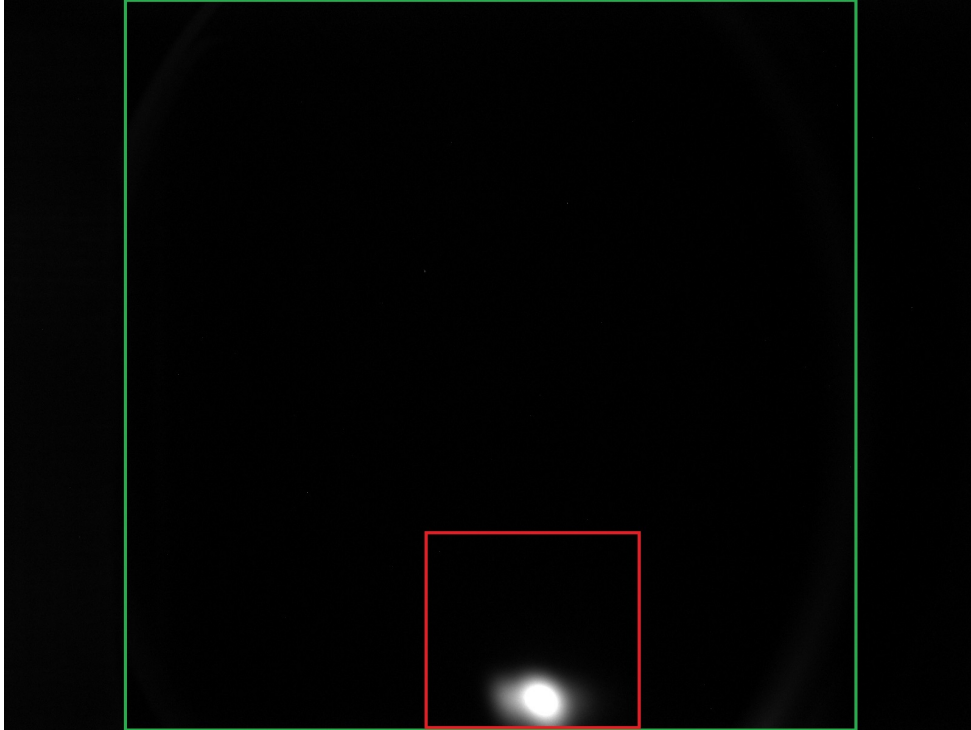
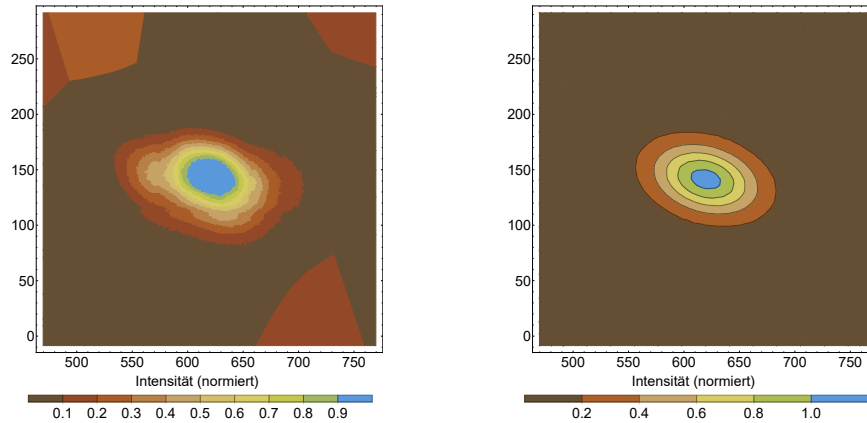


Abbildung 5.13.: Originalaufnahme des Strahlflecks auf einem Leuchtschirm. In grün ist der Bereich für die automatisierte Strahlflecksuche umrandet, in rot der Bereich in dem die Daten für die Gaußanpassung ausgewertet werden. Der Algorithmus arbeitet dabei in zwei Schritten, zuerst wird über eine Häufung von maximal beleuchteten Pixeln ein Bildausschnitt bestimmt. Die Werte aus diesem Ausschnitt werden im zweiten Schritt in einer zweidimensionalen Gaußanpassung genutzt und der Schwerpunkt bestimmt. Siehe Abb.:5.14 und Abb.:5.15

Die Anpassung findet auf den Flanken eines zweidimensionalen Gauß statt, siehe Abb.:5.14 und Abb.:5.15. Da wie beschrieben bei kompletter Ausleuchtung keine Struktur mehr aufgelöst werden kann, ist dies der Fall, in dem der Fehlerbeitrag am größten ist.

Die Festlegung des aktiven Bereiches wird über die maximale Intensität der Aufnahme erreicht. Der maximale Wert entspricht dabei 255. Auf der Suche nach dem Maximum wird verlangt, dass die Werte um das Maximum mindestens 90% der Intensität des Maximums zeigen, um einzelne Pixel die falsche Werte liefern zu eliminieren.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI



(a) Farbskala entspricht Lichtintensität im Strahlfleck. (b) Angepasstes Bild aus Gaußfunktion - Isohypsendarstellung

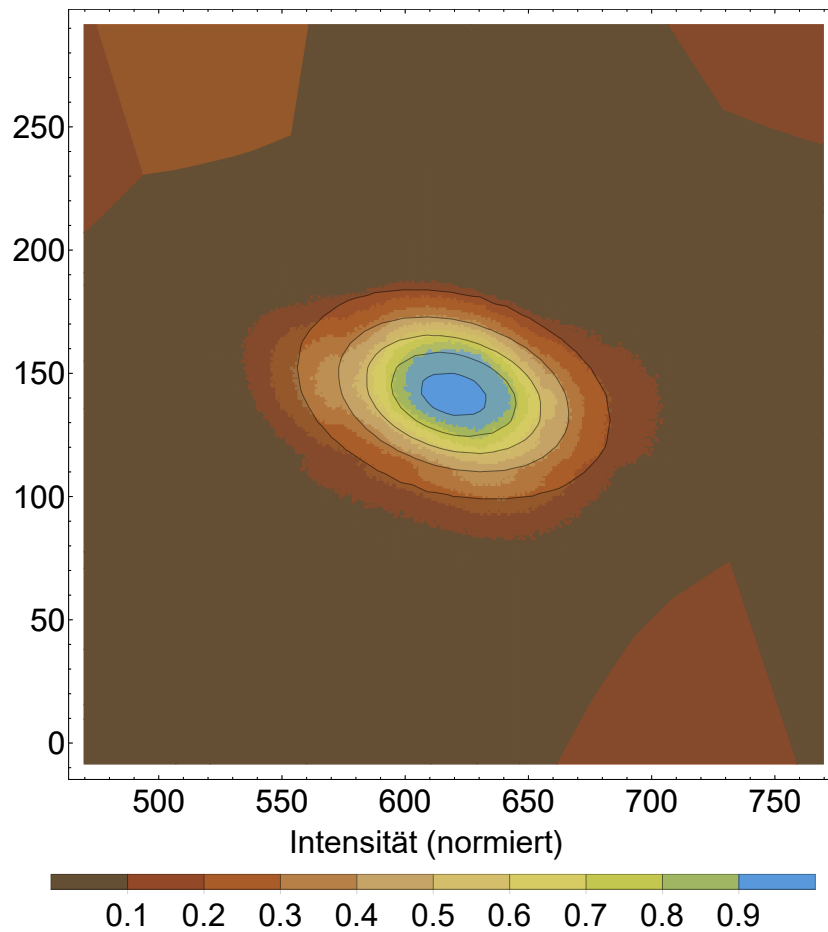


Abbildung 5.14.: Zur besseren Betrachtung der Anpassung wurden die Graustufen in einen Farbverlauf übersetzt. Diese Bilder dienen zur Kontrolle des Algorithmus und illustrieren die Anpassung zur Bestimmung des Schwerpunkts.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

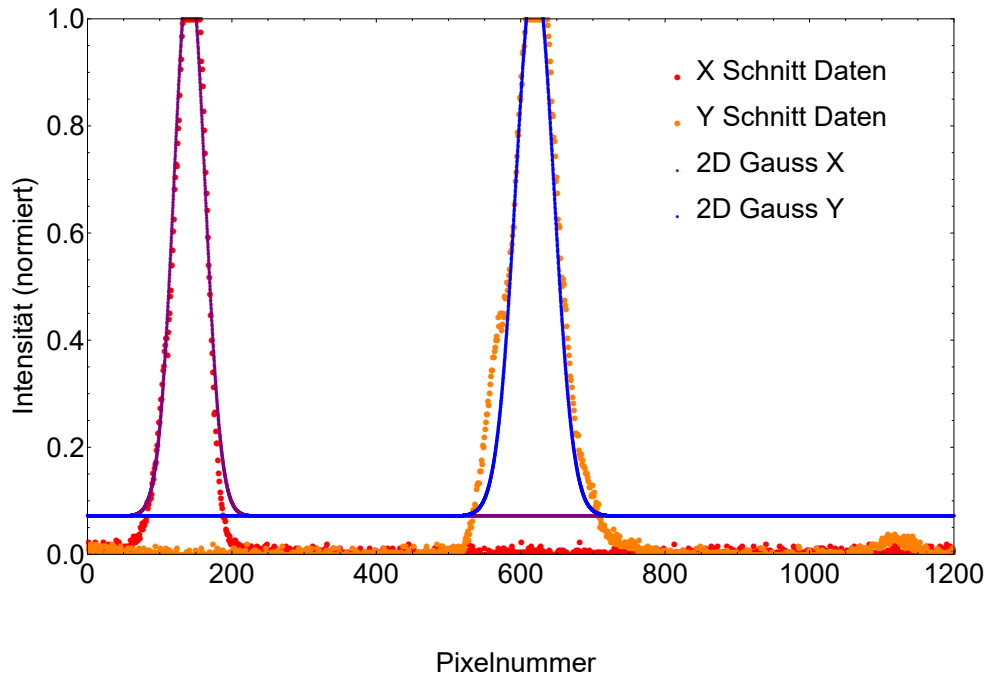


Abbildung 5.15.: Schnitt durch den Schwerpunkt des Strahls nach der 2D-Gauss Anpassung. Blaue Linie auf gelben Punkten für den X-Schnitt. Gelbe Linie auf blauen Punkten für Y-Schnitt. Untergrundschnitt bei 0.025.

Diese Messung erlaubt eine sehr genaue Bestimmung der Position und ist auch im Hinblick auf die Ausrichtung des Systems von Vorteil. Da ein physisches Objekt angepeilt werden kann, ist es möglich mittels des Theodoliten oder des Laserstrahls eine Position im Raum festzulegen.

Die wie zuvor als negativ beschriebenen Eigenschaften werden durch eine zweite zerstörungsfreie Messung ausgeglichen. Durch die XYMOs ist es möglich, über den Verlauf einer Messung online zu überprüfen, dass die Strahlposition und Strahlenergie sich nicht verändern. In Abb.: 5.16 sind die entsprechenden Daten beispielhaft für XYMO 10-13 gezeigt.

Da die Systeme sehr stabil sind, wird keine nennenswerte Änderung erwartet. Wenn dennoch eine Drift auftritt, ist das ein für die Arbeit interessanter Fall, da es sich entweder um eine Drift im Ort handelt, die entsprechend in allen XYMOs zu sehen ist, oder aber um eine Energiedrift, die in der Auswertung der Spektrometerdaten bestätigt werden könnte.

Die Daten können über die Matrix 5.30 verknüpft werden und so die Energie der Elektronen berechnet werden. Dazu wird über den aus LUMO10 und LUMO11 zusammen mit XYMO10 und XYMO11 bestimmten Einschussvektor in den Magneten berechnet und über die Matrix der Ausschussvektor bestimmt. Dabei entstehen zwei Gleichun-

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

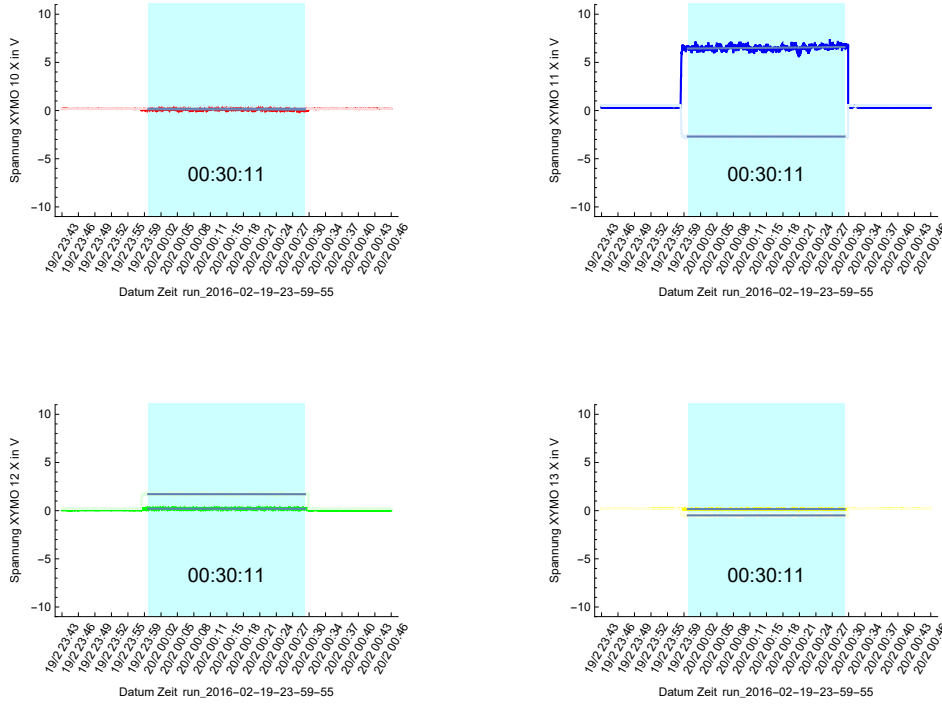


Abbildung 5.16.: XYMO Daten für den Run: run 2016-02-19-23-59-55, die Skala von -10V -10V entspricht dem maximal auflösbaren Signal, hellblau hinterlegt die Zeit der Datennahme im Spektrometer, kräftige Linie Signal in X schwache Linie Signal in Y. Die Änderung des Signal in X ist die für die Energiemessung wichtigere Größe, da sie einer Änderung des Ablenkwinkels in der Ebene entspricht. Die Strahlage an MAMI ist extrem stabil, weshalb keine Drifts beobachtet werden konnten, die auf eine Energieänderung zurückgeführt werden können.

gen die als gemeinsame unbekannte die Impulsabweichung haben. Im zweiten Schritt wird nach der Impulsabweichung aufgelöst, indem die Ablage nach dem Magneten berechnet wird und der Vergleich zur Sollbahn betrachtet wird. Wenn die Ablage zur Sollbahn nicht durch die Ablage vor dem Magneten durch die ersten 4 Einträge der Matrix abgebildet wird, gibt es eine entsprechende Impulsabweichung. Die erste Zeile der Matrix beschreibt die Ortsablage und die zweite Zeile die Bewegung weg von der Sollbahn.

$$\begin{aligned}
 \cos \frac{s}{R} \cdot x + R \cdot \sin \frac{s}{R} \cdot x' + R \cdot (1 - \cos \frac{s}{R}) \cdot \frac{\Delta p}{p} &= \dot{x} \\
 \frac{-1}{R} \cdot \sin \frac{s}{R} \cdot x + \cos \frac{s}{R} \cdot x' + \sin \frac{s}{R} \cdot \frac{\Delta p}{p} &= \dot{x}'
 \end{aligned}
 \tag{5.3}$$

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

Da wie in Abb.: 5.12 mehr Information in die Bestimmung der Steigung nach dem Magneten (LUMO/XYMO 12 und LUMO/XYMO 13) als in die Bestimmung der Ablage nach dem Magnet (nur LUMO/XYMO 12) fließt, gibt es für die erste Gleichung einen weiteren Fehlerbeitrag. In Abb.: 5.17 ist die aus den LUMO Daten berechnete Energie gezeigt.

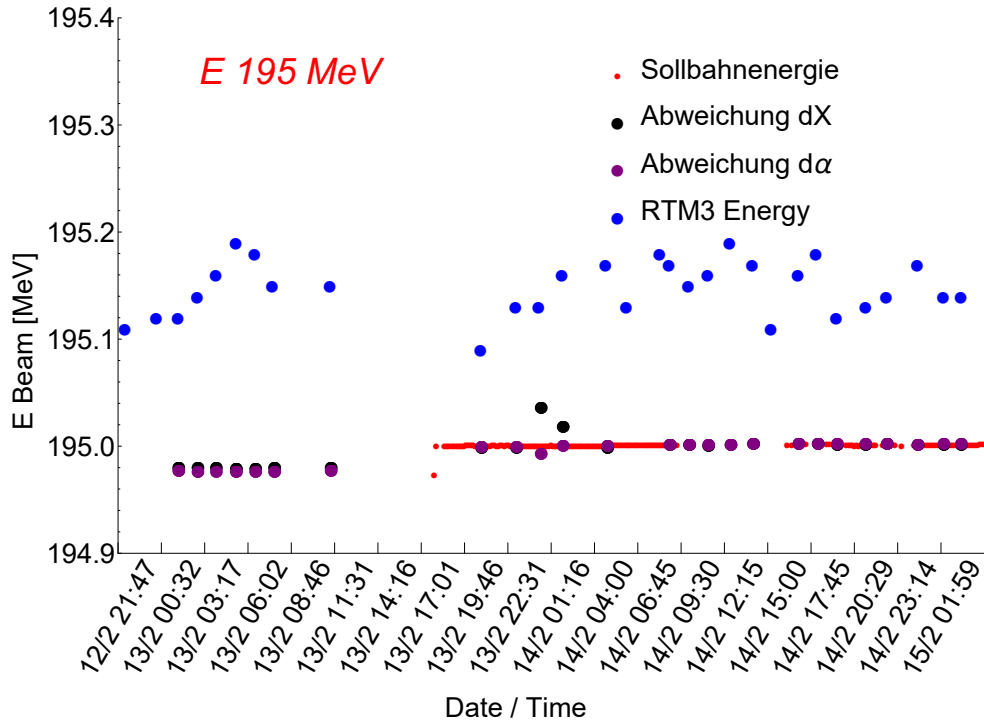


Abbildung 5.17.: Energie bestimmt aus den Werten der LUMOs 10-13 und der NMR-Sonde für einen Bereich von 195 MeV. In Blau: die Werte der MAMI Energie-messung. In Rot: die aus der NMR-Sonde berechnete Sollenergie. In Schwarz: die Energie aus der Ortsablage. In Lila: die Energie aus der Winkelablage.

5.2. Dipol 12 als hochauflösendes Spektrometer

Die zweite Komponente, die für die Energieberechnung präzise bekannt sein muss, ist das Magnetfeld. Die Messung des Feldes in ausreichender Präzision erfordert eine hochpräzise Messsonde zur Aufnahme des Magnetfelds und eine hochpräzise Verfahrenmechanik.

In der Messung werden zwei verschiedene Sondentypen eingesetzt, um das Feld zu messen. Zum Einen wird eine NMR Sonde stationär im homogenen Feld positioniert, diese dient dazu eventuelle Felldrifts oder globale Feldänderungen zu detektieren. Zum Anderen Hallsonden, die auch im Randbereich gut funktionieren und schnelle, bewegliche Messungen ermöglichen.

5.2.1. Erzeugung und Abschätzung des Magnetfeld im Dipol 12

In den meisten Anlagen werden die magnetischen Felder zur Ablenkung der Elektronen durch Ströme in Spulen erzeugt. Dadurch kann die Feldstärke flexibel angepasst werden und eine Optimierung der Strahleigenschaften im laufenden Betrieb durchgeführt werden. Eine Ausnahme sind zum Beispiel bestimmte Undulatoren, bei denen Permanentmagnete verwendet werden, um die Elektronenbahn zu beeinflussen.

Die mit konventionellen Mitteln erzeugbaren Magnetfelder sind eine der Größen, die beim Bau einer Beschleunigeranlage berücksichtigt werden müssen. In den meisten Anlagen werden Eisenjochmagnete verwendet, aufgrund der guten Feldformenden Eigenschaften und Verfügbarkeit in den benötigten Mengen.

Magnetismus beschreibt die Wirkung der Kräfte zwischen Magneten, aber auch die Wirkung von Magneten auf bewegte Ladungen. Als gängige Bezeichnung hat sich das Magnetfeld als messbare Größe der Interaktion etabliert, welches in Tesla [T] angegeben wird. Die magnetische Feldstärke H ist dabei im Vakuum mit B über, $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ verbunden. Im Weiteren werden diesem Feld assoziierte Konzepte wie Feldlinien und Vektorpotenziale genutzt.

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad (5.4)$$

mit: \vec{H} magnetische Feldstärke, \vec{B} magnetische Flussdichte, μ_0 magnetische Feldkonstante, \vec{M} Magnetisierung

Über Gleichung 5.4 kommt man zur Definition der magnetischen Permeabilität μ

$$\mu = \frac{B}{H} \quad (5.5)$$

Aus der Permeabilitätszahl $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$ ergibt sich wiederum, dass μ im Vakuum = 1 ist. Weiter ist die magnetische Suszeptibilität χ definiert als:

$$\mu_r = 1 + \chi \quad (5.6)$$

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

Diese Definition ist zusammen mit der Definition der magnetischen Spannung:

$$\Theta = \oint_S \vec{H} \cdot \vec{s} = I \quad (5.7)$$

für die Berechnung von Feldern in Elektromagneten und das Lösen finiter Elemente genutzt.

Die Erzeugung der Felder folgt im Allgemeinen dem Induktionsgesetz als Teil der Maxwell-Gleichungen bzw. der klassischen Elektrodynamik. Wenn eine lange Spule mit Windungszahl n von einem Strom I durchflossen wird, ergibt sich dabei folgender Zusammenhang:

$$B = \mu_r \cdot \mu_0 \cdot H = \mu_r \cdot \mu_0 \cdot I \cdot \frac{n}{l} \quad (5.8)$$

mit: μ_r Materialkonstante, μ_0 Vakuumkonstante

Dabei kann über die Wahl eines geeigneten Jochmaterials die Form und Stärke des Feldes beeinflusst werden. Eisen ist das am meisten eingesetzte Material für diesen Zweck, wenn eine Verstärkung der Feldstärke in einem bestimmten Raumbereich angestrebt wird. Als Gegenbeispiel dienen paramagnetische Stoffe, die zu einer Reduktion des Feldes in bestimmten Bereichen führen.

Die Eigenschaften von Eisen liegen mit $300 < \mu_r < 10000$ im Bereich der ferromagnetischen Stoffe (lat. Eisen = ferrum), und haben je nach Bearbeitung durch z.B. Weichglühen, unterschiedliche Remanenzen und Hysteresekurven.

Wie in Abb.: 5.18 gezeigt, ist es beim Anschalten/Umschalten eines Dipolmagneten wichtig, von welcher Richtung die gewünschte Feldstärke angefahren wird. Da unterschiedliche Bereiche (Weiß'sche Bezirke) unterschiedliche Remanenzen aufweisen können, wird im weiteren Verlauf immer ein maximaler Strom eingestellt und dann von diesem Punkt so lange reduziert, bis die gewünschte Feldstärke erreicht ist.

Ab einer bestimmten Feldstärke wird eine Sättigung in der Verstärkung durch das Jochmaterial erreicht, nach diesem Punkt steigt das Feld nur noch wie für eine Spule im Vakuum. Leichte Abweichung von einer linearen Verstärkung sind aber schon früher feststellbar und z.B. in Abb.: 5.20 gezeigt.

Der später untersuchte Magnet ist ein "C-Type" also das Joch in Form eines C geformt, dies wird in Abb.: 5.19 gezeigt. Die Feldstärke im Gap eines solchen Magneten berechnet sich über Formel: 5.9 (beliebiger Querschnitt mit konstanten Materialeigenschaften vorausgesetzt).

$$B = \mu_r \mu_0 \cdot \frac{I \cdot n}{\mu_r l_1 + l_2} \quad (5.9)$$

mit: μ_0 Magnetische Feldkonstante, μ_r Permeabilitätszahl des Jochmaterials, I elektrischer Strom durch die Spule, n - Windungszahl der Spule, l_1 - Luftspalt des Joches, l_2 - Eisenweg des Joches

Eine idealisierte Beispielrechnung mit:

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

Hysteresefamilie im Eisenkern eines Trafos

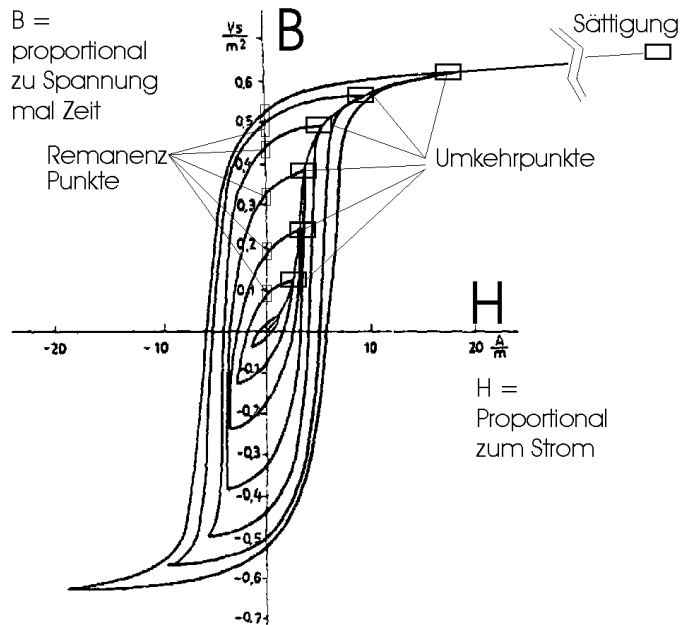


Abbildung 5.18.: Hysterese für ein Eisenjoch in einem Transformator mit verschiedenen Umkehrpunkten bis zur Sättigung. Das in den Ablenkmagneten eingesetzte Eisen zeigt das gleiche Verhalten, weshalb ein Strom bis zur Sättigung angelegt wird und dann auf Werte für das Zielfeld reduziert wird.

$\mu_r(\text{Eisen}) \approx 2500$, $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ Vs/Am}$, $I = 61 \text{ A}$, $n = 42$ (x2, Anzahl Spulen), $l_1 = 26,3 \text{ mm}$, $l_2 = 1500 \text{ mm}$ ergibt:

$$B = 2500 \cdot 4\pi 10^{-7} \cdot \frac{Tm}{A} \cdot \frac{61 \text{ A} \cdot 42 \cdot 2}{2500 \cdot 26,3 \text{ mm} + 1500 \text{ mm}} = 0,247 \text{ T} \quad (5.10)$$

Diese Rechnung ergibt eine sehr gute Näherung für die gemessenen Werten im Gap des in Abschnitt 5 untersuchten Dipols, bzw. deckt sich mit den Erfahrungen im Betrieb. Da die Betrachtung von Randfeldern und anderen Effekten nicht wirklich möglich ist, müssen für die genaue Betrachtung entsprechende Messungen und Simulationen durchgeführt werden.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

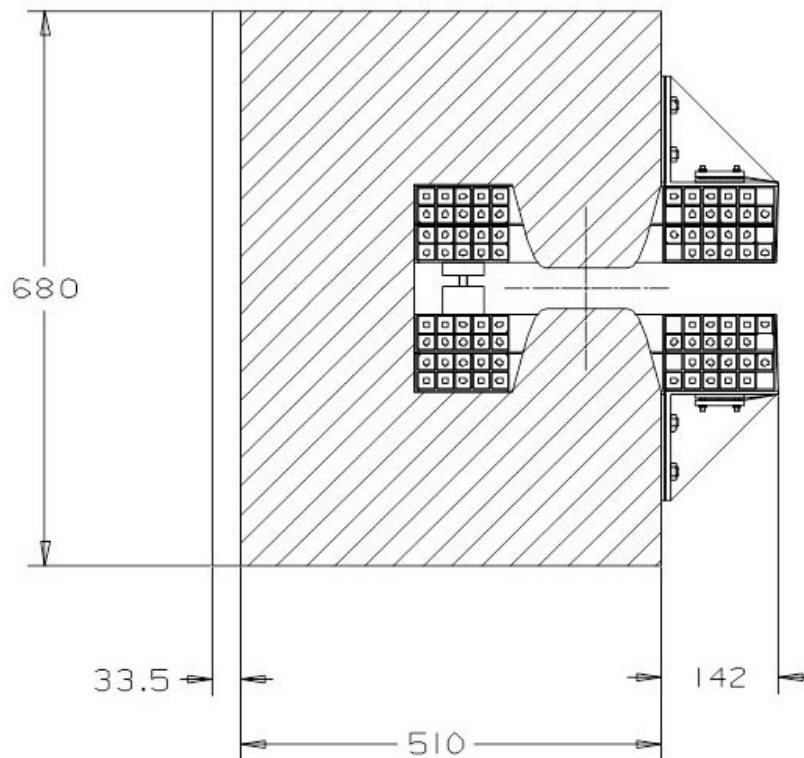


Abbildung 5.19.: C-Type Magnet Querschnitt mit Spulen (kleine Quadrate mit Punkt) und Joch (Schraffierte Fläche). Die Bauform ermöglicht hohe Feldstärken und einen homogenen Feldverlauf über große Strecken. Ein weiter Vorteil ist, dass die Gap von einer Seite frei zugänglich ist, nur durch diesen seitlichen Zugang ist die in Abb.:5.2 gezeigte Messung möglich.

5.2.2. Stromwerte Dipol 12

Um diese Überlegungen auf den konkreten Fall anzuwenden, werden Daten aus früheren Strahlzeiten herangezogen und auf die Stromwerte im Dipol 12 für die jeweiligen Energien untersucht. Der Fokus liegt dabei aber klar auf den niedrigen Energien, da diese für die Untersuchung der Spektrometer genutzt werden. Die ausgewählten Datenpunkte sind bei 180 MeV, 195 MeV, 210 MeV, 225 MeV und 455 MeV. Diese Auswahl soll eine Extrapolation zu tieferen Energien im Spektrometer ermöglichen und genug Information zu einer Aussage über das systematische Verhalten der Dipolfelder der Spektrometer ermöglichen.

Aus den bekannten Stromwerten für diese Energien kann eine Feldeinstellung erreicht werden, die später nur minimal vom Wert während des Beschleunigerbetriebs abweicht. In Abb.: 5.20 ist der Zusammenhang zwischen Erregungsstrom und Ablenk- kraft/Feld für die möglichen Energien gezeigt.

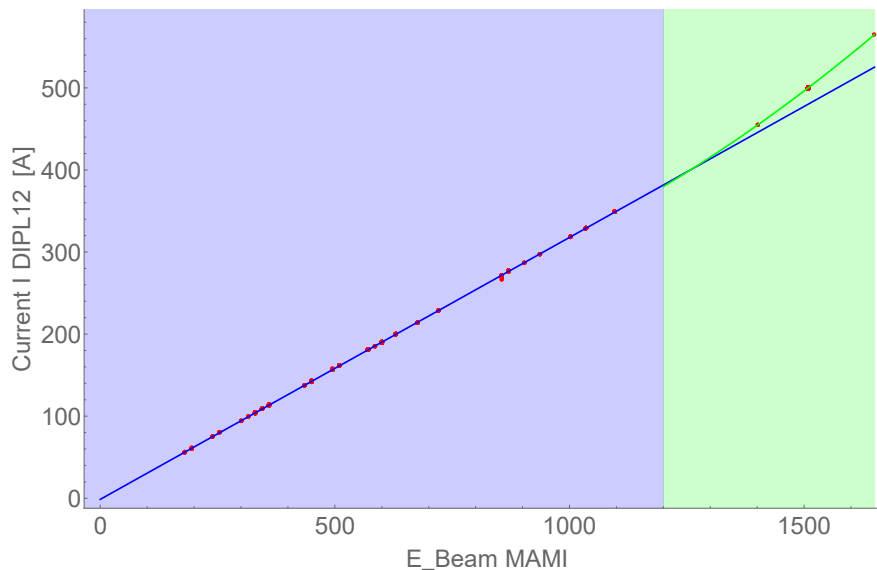


Abbildung 5.20.: Zusammenhang zwischen dem Strom in den Spulen des Dipol 12 und der Energie der Elektronen an MAMI. Bis etwa 1200 MeV ist der Zusammenhang linear, blau hinterlegt, danach sind erste Sättigungseffekte im Eisenkern erkennbar, grün hinterlegt. Bei höheren Strömen würde der Zusammenhang zwischen Strom/Feld und Energie wieder linear und zu dem einer Luftspule wechseln.

Für niedrige Energien ergibt sich ein linearer Zusammenhang. Dieses Verhalten ändert sich bei höheren Energien hin zu einem quadratischen Zusammenhang. Die Netzteile

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

liefern nicht genug Strom, um weitere Datenpunkte zu messen um den Zusammenhang nach Formel 5.18 zu messen und wieder einen linearen Verlauf zu zeigen. Die Erwartung ist an dieser Stelle, dass bei vollständiger magnetischer Sättigung des Eisens wieder eine Feldsteigerung wie für eine Spule im Vakuum erreicht wird.

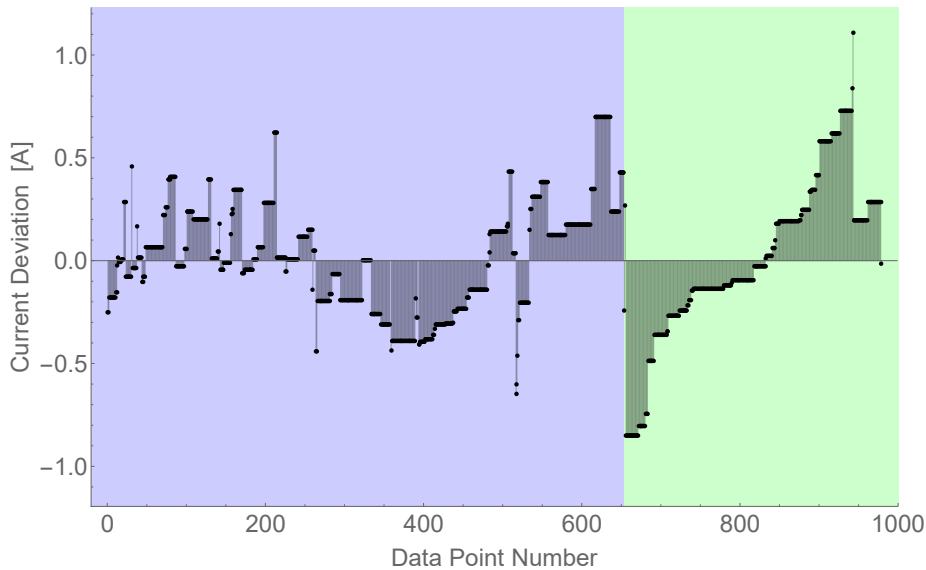


Abbildung 5.21.: Abweichung zwischen Fitfunktion und Messwert. Es wurden knapp 1000 Datenpunkte ausgewertet, wovon etwas mehr als 300 im nichtlinearen Bereich liegen. Die in grün hinterlegten Punkte sind fast alle einer Energie von 1503 MeV zuzuordnen, die Schwankungen erklären sich durch leicht unterschiedliche Setups des Beschleunigers. Der Eindruck eines linearen Verhalten entsteht durch eine notwendige Sortierung, um die Werte energetisch und nicht chronologisch zuzuordnen. Siehe dazu auch Abb.: 5.22.

Um die Qualität der so angenommenen Daten abschätzen zu können, wird die Qualität des Fits untersucht. Dafür werden die Daten in zwei Abschnitte unterteilt, Datenpunkte aus Messungen bis 1200 MeV respektive 360 A, und solche über diesen Werten.

Bei den Daten, die über 1200 MeV liegen, zeigt sich eine lineare Struktur, die auf den ersten Blick nicht vom Fit abgebildet wird. Diese kann dadurch erklärt werden, dass in Abb.:5.21 auf den Wert von 1508 MeV Strahlenergie fast alle aufgezeichneten Ströme entfallen. Da je nach Temperatur und Einstellung des Beschleunigers immer leicht andere Bedingungen herrschen, kommt es zu dieser Variation. Die in Abb.:5.22 gezeigten Werte sind alle für die Energie von 1508 MeV und zeigen eine Variation von $500 \text{ A} \pm 1 \text{ A}$. Diese Variation entspricht 0.2%, was einer maximalen Energievaria-

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

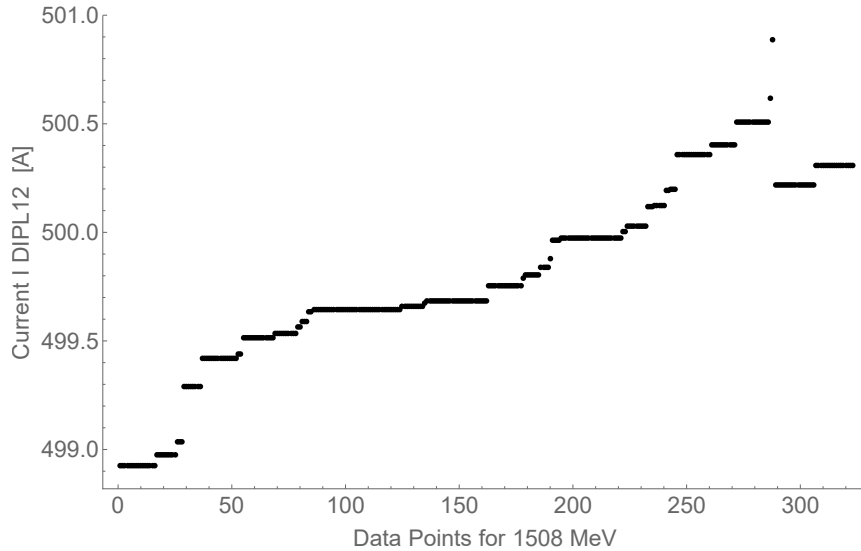


Abbildung 5.22.: Variation der Stromwerte für eine Energie von 1508 MeV. Die Variation entsteht durch leicht andere Umweltbedingungen und wird im Fit als Mittelwert erfasst.

tion von $1508 \text{ MeV} \pm 3, \text{ MeV}$ entspricht. Diese Aussage dient als grobe Abschätzung, da keine Aussage über eventuelle Änderungen der Strahllage zum Zeitpunkt der Aufzeichnung gemacht werden kann. Bei jedem Einfädeln des Strahles muss stets mit einem neuen Magnetsetting gerechnet werden. Dies kann durch Änderungen des Einschusses negiert werden. Umgekehrt kann der Strom, der die Ablenkung steuert, geändert werden, um einer Lagevariation des Strahls zu begegnen.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

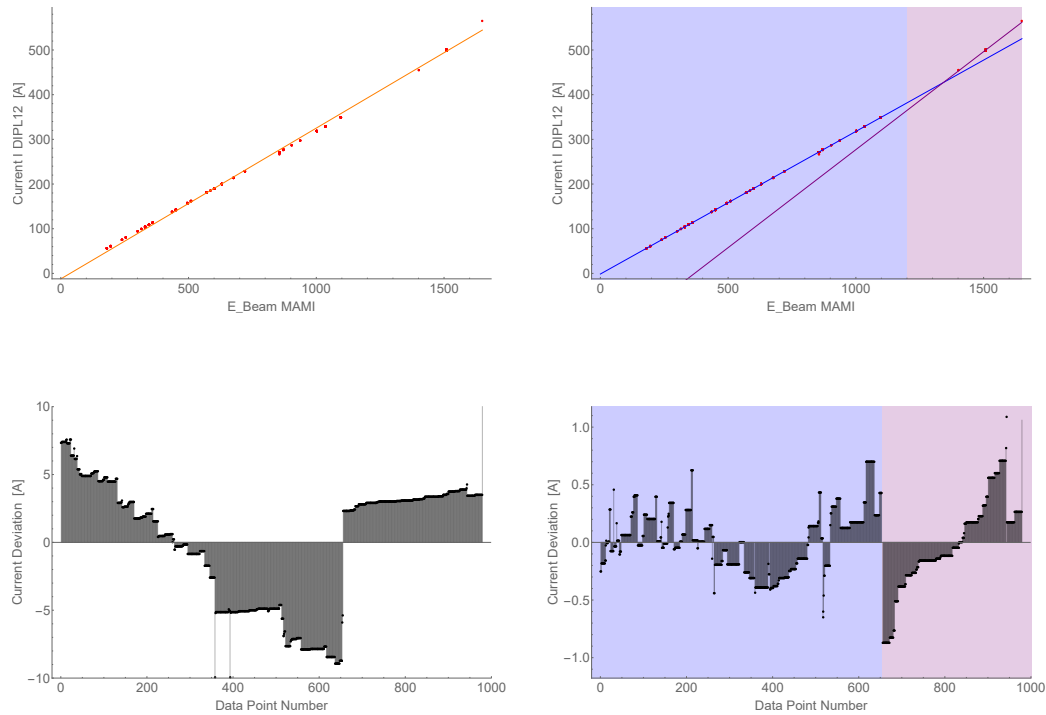


Abbildung 5.23.: Gezeigt sind zwei Beispiele für einen Fit an die Stromdaten des Dipol 12. In der linken Hälfte ist ein simpler Linearfit gezeigt. Dieser ist bei Berücksichtigung aller Messpunkte sehr ungenau. In der rechten Hälfte ist das Ergebnis für zwei Linearfits gezeigt. Dieses ist schon fast eine Größenordnung präziser, wie am Skalenwechsel im unteren Teil zu erkennen. Die unteren Bilder zeigen den Abstand der einzelnen Punkte von der Fitkurve.

Das Vorgehen im Strahlbetrieb sieht vor, dass ein Stromwert für die Spulennetzteile eingestellt wird, wie im Feldmessfall, und dann über eine einzelne Korrekturspule die finale Anpassung erfolgt. Diese Anpassung ist von Strahlzeit zu Strahlzeit abweichend und hängt von den jeweils aktuellen Eingangsbedingungen ab.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

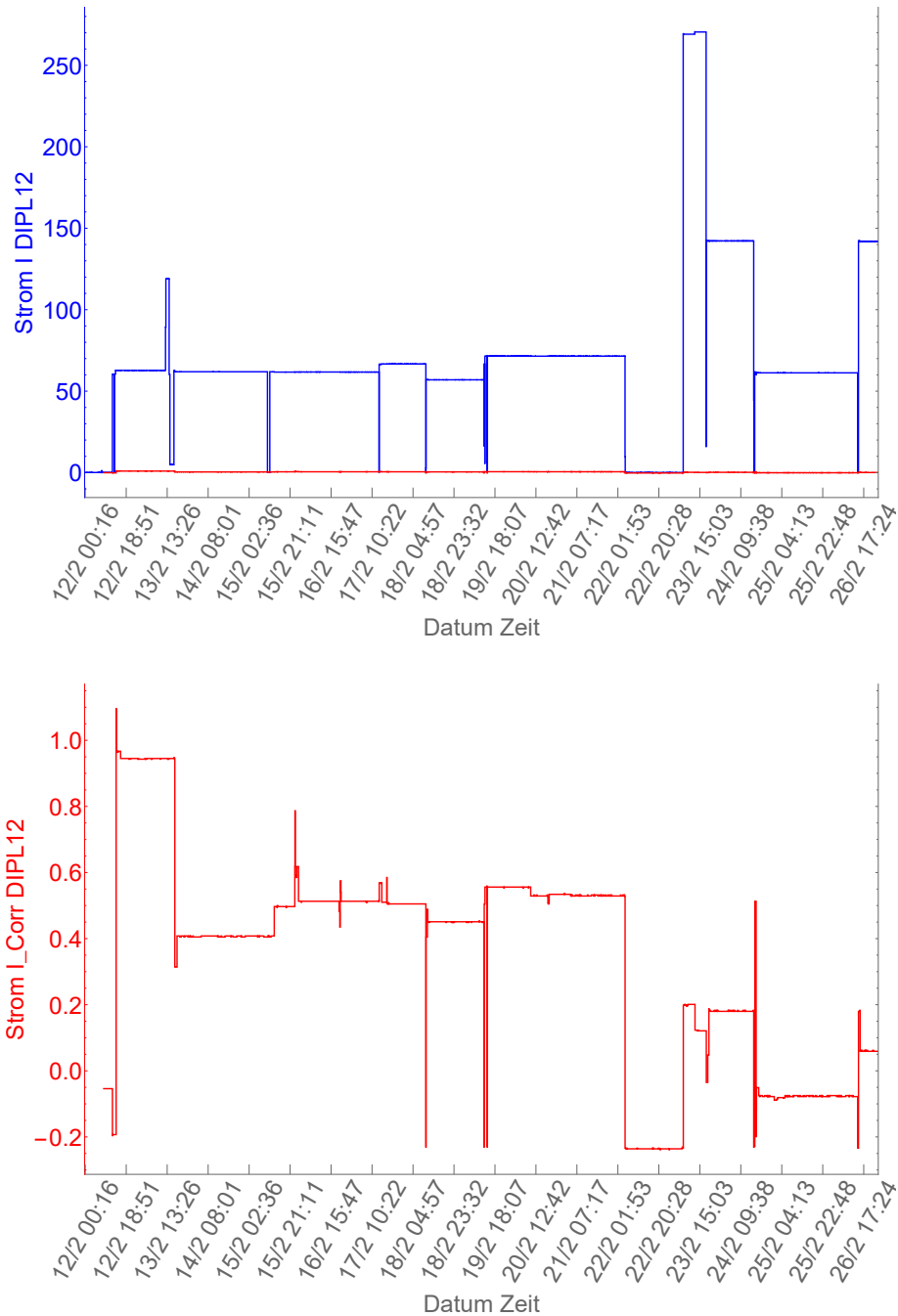


Abbildung 5.24.: Darstellung der aufgezeichneten Werte für den Strom (blau) im Dipol12 während der Messung und des Stroms in der Korrekturspule (rot). Die Korrekturspule wird zur Optimierung der Strahlage genutzt und besteht nur aus einer Windung, die bis ± 10 A gefahren werden kann.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

In Abb.: 5.24 ist unter (a) der Strom für Dipol 12 während der Strahlzeit gezeigt und in Teil (b) der Strom der Korrekturspule. Die durch die Korrekturspule erreichten Änderungen sind wie erwartet im Bereich von 1% und somit als linear skalierender Faktor kalkulierbar.

Hallsonde

Hallsonden beruhen auf dem Hall-Effekt benannt nach Edwin Hall. Dabei wird ein stromdurchflossener Leiter in ein Magnetfeld gebracht. Die bewegten Elektronen oder Ladungsträger im Allgemeinen erfahren dabei durch die Lorentzkraft eine Ablenkung senkrecht zur Flussrichtung. Weiter bildet sich dabei durch die Sammlung der Ladungsträger an einem Rand ein elektrisches Feld aus welches wiederum senkrecht zur Stromrichtung als auch zur Lorentzkraft steht, das die Kraft genau aufhebt.

$$\vec{F} = q(\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B})) = 0 \quad (5.11)$$

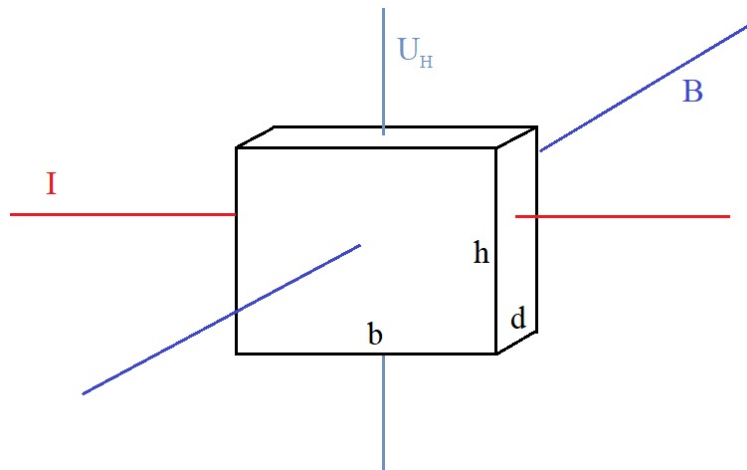


Abbildung 5.25.: Schema einer Hallsonde und der beteiligten Größen. Das Feld B trifft senkrecht auf die von b und h aufgespannte Fläche. Der Strom I fließt mit Geschwindigkeit \vec{v} durch die von d und h aufgespannte Fläche und entwickelt durch die Lorentzkraft Spannung U_H . Da die von d und b aufgespannte Fläche nicht infinitesimal klein ist, kommt es auch zur Ausbildung einer Spannung U_H , wenn das Magnetfeld auf diese Fläche trifft. Dieses Verhalten wird auch als planarer Hall Effekt bezeichnet.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

Betrachtet man diese Gleichung in einem geeigneten Koordinatensystem, vereinfacht sich diese Beziehung zu:

$$E_y = \frac{1}{nq} j_x B_z = A_H j_x B_z \quad (5.12)$$

mit: $\vec{j} = nq(v_x, 0, 0)$ und $\vec{B} = (0, 0, B_z)$

Dabei wurde in Gleichung (5.12) A_H als Hallkonstante eingeführt. Betrachtet man weiter die Ungleichverteilung der Ladungsträger im Leiter als Plattenkondensator ($E_y = U_H/b$, b: Breite des Leiters), kann folgende Formel genutzt werden:

$$U_H = A_H \frac{IB_z}{d} \quad (5.13)$$

Die Spannung U_H ist über einen geometrischen und einen materialabhängigen Faktor direkt über den Strom mit dem Magnetfeld gekoppelt. Dieser Faktor wird von den Herstellern der Sonden bestimmt und parametrisiert im Sondenstecker gespeichert.

Die Konfiguration der Sonden ermöglicht ein gleichzeitiges Messen der X,Y und Z-Komponente des Feldes bei minimalem räumlichen Versatz und ist Abb.:5.28 und Abb.:5.29 gezeigt. Die Bestimmung des Versatzes erfolgt in Kapitel 5.2.2 mit den in 5.1 aufgeführten Werten.



Abbildung 5.26.

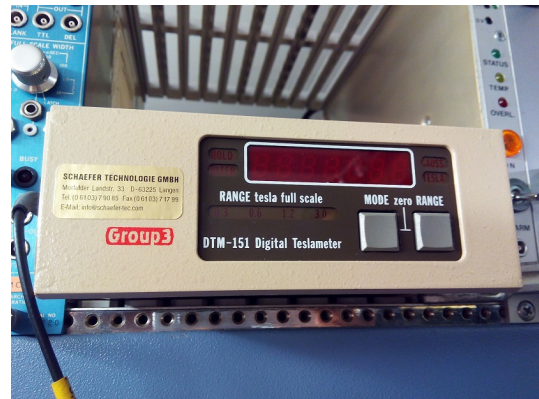


Abbildung 5.27.:

Abbildung 5.28.: Im linken Teil ist die schematische Darstellung der Anordnung der Hallsonden und des Halters. Im rechten Teil das Group 3 Hallsonden Messgerät zur Analyse der Signale aus den Sonden. Es wurden drei in einem Bussystem verbundene Grundgeräte zur simultanen Auslese der Sonden verwendet.

Die Sonde wird an einem Macor Stab befestigt. Macor ist ein maschinisierbares Glas, das gefräst und gebohrt werden kann. Die Bearbeitung ist zwar schwerer als bei normalem Metall, dafür ist das Material weder magnetisch noch elektrisch leitend. Weiter ist es extrem steif und verbiegt sich unter der Belastung durch die Sonde nicht messbar.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

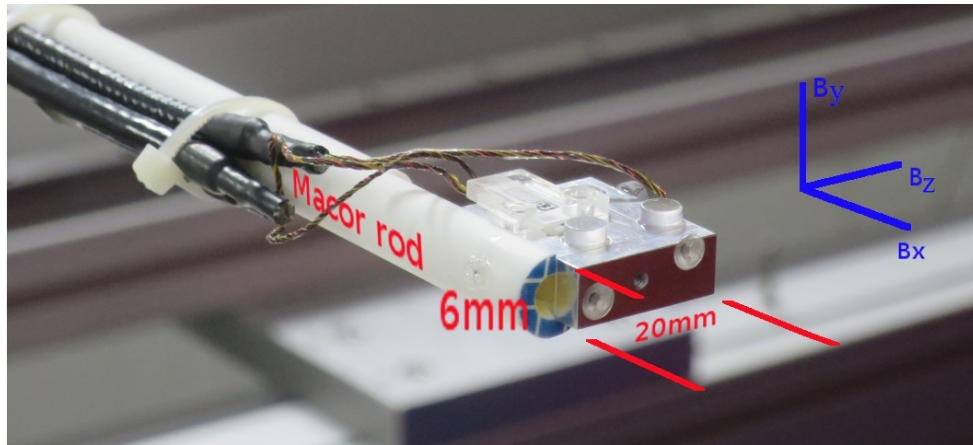


Abbildung 5.29.: Gezeigt ist der finale Aufbau der Hallsonden montiert, auf Halter aus Aluminium welches wiederum an einem Macor Stab befestigt ist. Bei der Auswahl der Materialien wurde darauf geachtet, dass es weder nachteilige mechanische oder magnetische Eigenschaften gibt.

Die für den Versuchsaufbau gewählten Sonden sind von der Firma Group 3 und wurden von Kollaborationspartnern der Tohoku University aus Sendai, Japan, getestet und aufgebaut. Die Sonden sind temperaturstabilisiert und von kompakter Bauart. Die Genauigkeit der Sonden wird mit 1×10^{-4} . Anzeige + 6×10^{-5} . ausgewähltem Messbereich (0,3 T, 0,6 T, 1,2 T, 3,0 T) angegeben. Dies bedeutet für die Messungen im Bereich bis 300 mT eine Genauigkeit besser $24 \mu T$. Damit eine komplette Fehlerbetrachtung möglich wird, muss der Planar-Hall-Effekt und die möglich Schrägstellung der Sonde betrachtet werden, die Vermessung des Planar-Hall-Effekt ist in Abb.:5.30 gezeigt. Die Formel für die Berechnung des Fehlers ist in Gleichung 5.14 beispielhaft ausgeführt, wobei die Werte für die Ungenauigkeit aus dem Handbuch übernommen wurden.

$$1 \times 10^{-4} \cdot (Anz.) T + 6 \times 10^{-5} \cdot (Ber.) T + (B_{0mRad} - B_{3mRad}) = \delta B \quad (5.14)$$

$$1 \times 10^{-4} \cdot 0,244 T + 6 \times 10^{-5} \cdot 0,3 T + (0,300 T - 0,29997 T) = 50 \mu T$$

Für die vollständige Betrachtung der Messung ist der Planar-Hall-Effekt vor allem für die Sonden wichtig, die parallel zu den Feldlinien im Inneren der Gap des Magneten stehen. Da, bis auf die Randbereiche, von einem homogenen Feld entlang der Y-Richtung ausgegangen werden kann, bedeutet das für die Feldmessung in X und Z-Richtung eine reine Messung des planaren Hall-Effekts. Oder, im Falle einer nicht komplett parallelen Ausrichtung, eine entsprechend anteilige Messung der Y-Komponente. Durch die Vorbereitungen konnte der planare Hall Effekt um einen Feldwert von 300 mT zu -3 mT bis +4 mT bestimmt werden, Diese Messung ist in Abb.:5.30 gezeigt. Für die gezeigte Messung wurden alle drei Proben gleichzeitig rotiert und bei festen Winkeln die gemessenen Feldwerte aufgezeichnet. Zwei der Sonden durchlaufen dabei die

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

erwartete sinusförmige Änderung im Wechsel von senkrecht zu parallel und wieder zurück. Die dritte Sonde rotiert immer parallel zu den Feldlinien und zeigt daher nur den Planar-Hall-Effekt.

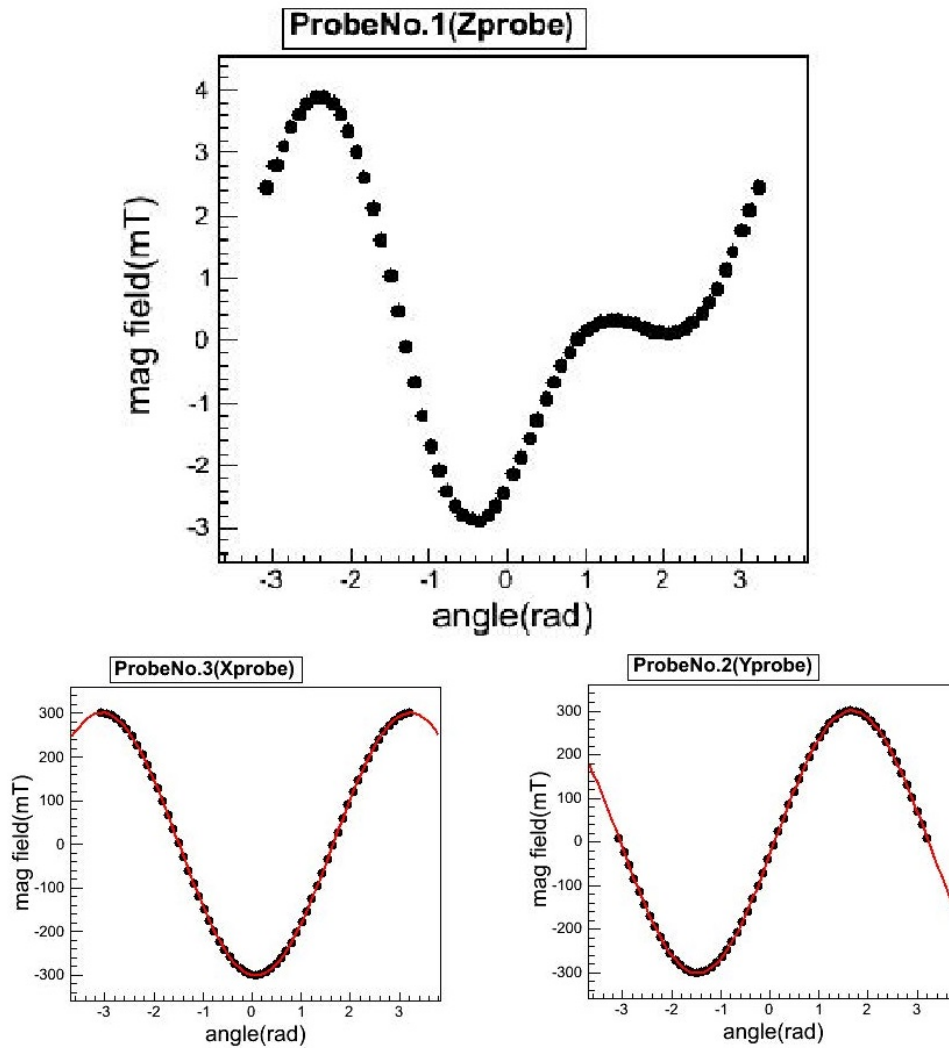


Abbildung 5.30.: Messergebnisse der Kontrolle des bestückten Sondenkopfs. Die Sonden wurden in einem hoch homogenen Magnetfeld rotiert und die Werte ausgelesen. Die Darstellung für die Z-Probe zeigt den Planaren-Hall-Effekt deutlich, da diese immer parallel zu den Feldlinien Rotiert und daher naiv kein Feld messen sollte.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

NMR-Sonde

Da die Messung der Y-Komponente für die weiteren Betrachtungen die mit Abstand größte Bedeutung hat, wurde bei der Ausrichtung nach einem entsprechenden Maximum gesucht. Das Maximum entspricht dabei der senkrechten Orientierung der aktiven Fläche gegenüber dem Magnetfeld. Die Ausrichtung wurde zentral im homogenen Bereich des Dipol 12 durchgeführt. Über gekonterte Schrauben konnten minimale Winkeländerungen erreicht werden und die beste Ausrichtung gefunden und fixiert werden.

Nuclear Magnetic Resonanz kurz NMR-Sonden beruhen auf der Absorptionsmessung von Hyperfeinniveaus von Kernen mit ungerader Kernspinnquantenzahl. Durch das Anlegen eines homogenen Magnetfelds kommt es zu einer Aufspaltung der Niveaus in Abhängigkeit von der Stärke des Magnetfelds und der Art des Kerns. In den in der späteren Messung genutzten Proben wird Wasserstoff als Kern genutzt. Dieser liegt in gebundener Form von Kohlenwasserstoff vor, wobei der Kohlenstoff mit insgesamt gerader Anzahl von Protonen und Neutronen keine eigene Aufspaltung zeigt. Die Sonden sind in Abb.:5.31 im eingebauten Zustand gezeigt.

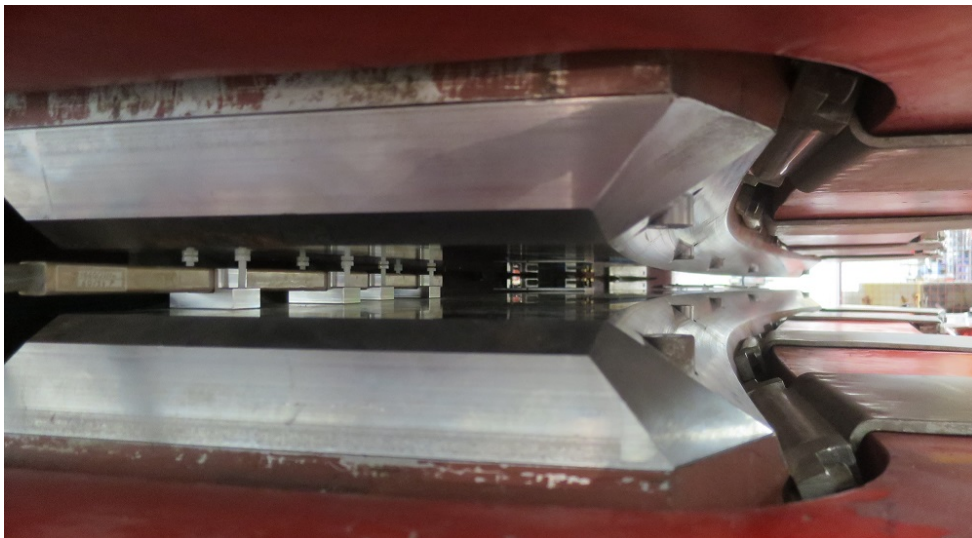


Abbildung 5.31.: NMR-Sonden verbaut im Dipol 12 zur kontinuierlichen Referenzmessung des Feldes während der Strahlzeit und der Feldmessung. Um dies zu ermöglichen, wurde die Position der Sonden so gewählt, dass sie im Gap des Magneten verbleiben können, sowohl während der Feldmessung mit den Hallsonden aber auch im Fall der eingebauten Vakuumkammer, im weiteren Verlauf der Messung.

Die eigentliche Messung erfolgt durch die Anregung des Übergangs bzw. durch Energieabsorption bei Anregung mit der richtigen Frequenz. Über die Beziehung:

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} B \quad (5.15)$$

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

mit f : Anregungsfrequenz, γ : gyromagnetisches Verhältnis, B : Magnetfeld
kann der Zusammenhang zwischen der Anregungsfrequenz und dem Magnetfeld hergestellt werden. Die Messung der Frequenz ist sehr präzise möglich, weshalb der Fehler bei dieser Art der Feldmessung bei 0.1 ppm liegt respektive $\leq 0.1 \cdot 10^{-6} T$.

Durch die feste Installation im homogenen Bereich des Magneten kann zu jedem Zeitpunkt ein Referenzfeld gemessen werden. Durch diesen Abgleich können eventuelle Felldriffts oder Sprünge nachvollzogen und ausgeglichen werden. Da eine NMR Messung länger dauert als eine Hall-Sonden Messung, wurde eine kontinuierliche NMR Messung, mit etwa 4 min Abstand zwischen den einzelnen Messungen, durchgeführt.

4-Quadranten Diode

Um den Laser später auch im Polschuh zu vermessen, wurde eine 4-Quadranten-Diode eingesetzt. Diese beruht auf einem simplen Vergleichsprinzip. Dabei werden die Gesamtlichtmenge gegen die jeweilige Verteilung zwischen unten/oben und links/rechts betrachtet. Diese ist in Abb.: 5.32 gezeigt.

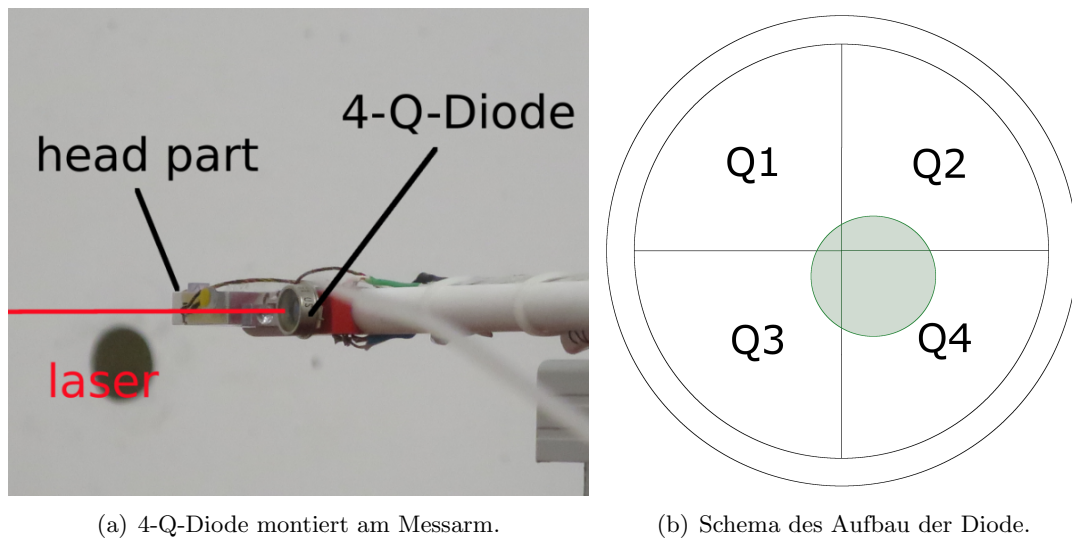


Abbildung 5.32.: 4 Quadranten Diode zum Referenzieren der Position. Die Positionsbestimmung erfolgt dabei über den Vergleich der anteiligen Signalstärken oben/unten und links/rechts, jeweils gegen das gesamte Signal gewichtet. Die Wahl für diese Form der Positionsbestimmung wurde im Hinblick auf das beschränkte Platzangebot im Gap des Magneten getroffen.

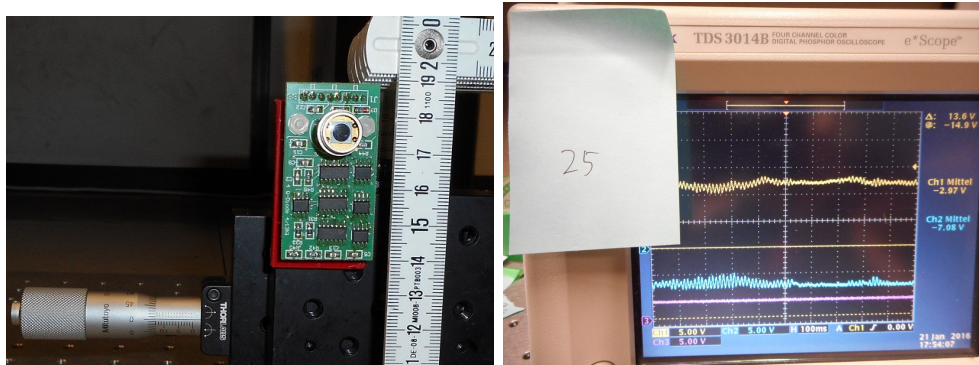
Die Diode wird zum Einen eingesetzt, um zu überprüfen, dass die Sonde gerade fährt, bzw. der eingesetzte Tisch gerade ist. Der Tisch wird zwar mit den Beinen im Boden verschraubt, kann aber im Rahmen seiner elastischen Eigenschaften durch die Last deformiert werden. Diese Deformation führt dazu, dass der Tisch "durchhängt". Berechnungen mit den angegebenen Elastizitätsmodulen der Aluminiumprofile besagen, dass dieses Verhalten mit weniger als $15\mu m$ zu erwarten ist.

Um dies zu überprüfen, wird der Laser parallel zur X-Achse ausgerichtet und mit Hilfe der 4-Quadranten-Diode überprüft. Iterativ wird dazu der Laser auf Anfangs und Endposition auf das Zentrum der Diode ausgerichtet. Nachdem beide Positionen überprüft wurden, kann der Weg zwischen den Maximalpositionen abgefahren werden und auf Versatz überprüft werden. Dabei wird vorausgesetzt, dass das Licht des Lasers sich in gerader Linie bewegt, wovon in diesem Fall und auf diese Distanz ausgegangen werden kann.

Vorbereitend wurde eine Messung mit einem Mikrometertisch durchgeführt. In dieser Messung konnte der Zusammenhang zwischen Mittelablage und Spannung ermittelt

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

werden und so eine Referenz für die folgenden Messungen geschaffen werden.



(a) 4-Q-Diode montiert auf XY-Tisch mit Mikrometerschrauben (b) Auslese der Signalhöhen bei Bestrahlung der Diode mit dem Referenzlaser.

Abbildung 5.33.: Vorbereitende Messungen zum Einsatz der 4-Quadranten-Diode. Über den Einsatz eines Lasers, mit dem die Diode auch im weiteren Verlauf bestrahlt werden soll, kann eine von der Verschiebung abhängige Signalhöhe ermittelt werden.

Die maximale Ablage beim Verfahren des Tisches konnte mit dem ermittelten Daten auf $20\mu\text{m}$ gemessen werden, was allerdings im Rahmen des statistischen Fehlers der zum Auswerten der Diode eingesetzten Elektronik liegt.

Darüber hinaus soll mit der Diode die Winkelablage gemessen werden. Der im Gap des Magneten angebrachte Spiegel wurde dazu so ausgerichtet, dass er den Laser so ablenkt, dass er dem Verlauf der Strahlführung vor und nach dem Magnet folgt, siehe Abb.:5.1.

Diese Messung kann allerdings nicht im Endergebnis berücksichtigt werden, da beim Auslesen der Daten ein Fehler aufgetreten ist, der beim Analysieren der Daten aufgefallen ist, aber zu diesem Zeitpunkt nicht mehr behoben werden konnte. Da die Basis der Diode aus einem ferrithaltigen Material besteht, wurde die Diode zum Messen der Felder entfernt und hätte nicht mit ausreichender Präzision wieder installiert werden können. Das Problem wird in einem Fehler im Dioden Netzteil vermutet, da der Vergleich der verschiedenen Quadranten stabile Spannungen bzw. Arbeitspunkte der Diode voraussetzt.

Bei vergleichbaren Messungen würde sich ein CCD Chip, wie in handelsüblichen Kameras zu finden, für den Einsatz empfehlen. Die Vorteile sind eine einfache Übersetzung der Pixelbreite in die Information zur Ablage sowie keine ausgeprägte Abhängigkeit der Versorgungsspannung der Dioden vorliegt.

Der Nachteil, der bei dieser Messung den Einsatz verhindert hat, ist der Formfaktor. Dieser hat verhindert, dass ein CCD-Chip im Gap (Höhe $26,3\text{ mm}$) eingesetzt werden kann. Dennoch würde sich bei einer ergänzenden Messung der Umbau eines solchen

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

Chips empfehlen, da sich bei der Analyse der Strahlflecken auf den LUMOs gezeigt hat, dass diese Messung sehr stabil läuft.

XYZ Tisch

Ein XYZ-Tisch ist ein weiteres zentrales Element der Messung, er ermöglicht die hoch präzise Manipulation der Feldsonde. Dabei kann in X-Richtung eine Strecke von 300 mm, in Y-Richtung maximal 11 mm und in Z-Richtung 4300 mm verfahren werden. Diese sehr unterschiedliche Dimensionierung der möglichen Fahrstrecken ergibt sich aus der Geometrie des zu untersuchenden Magneten, siehe Abb.: 5.34.

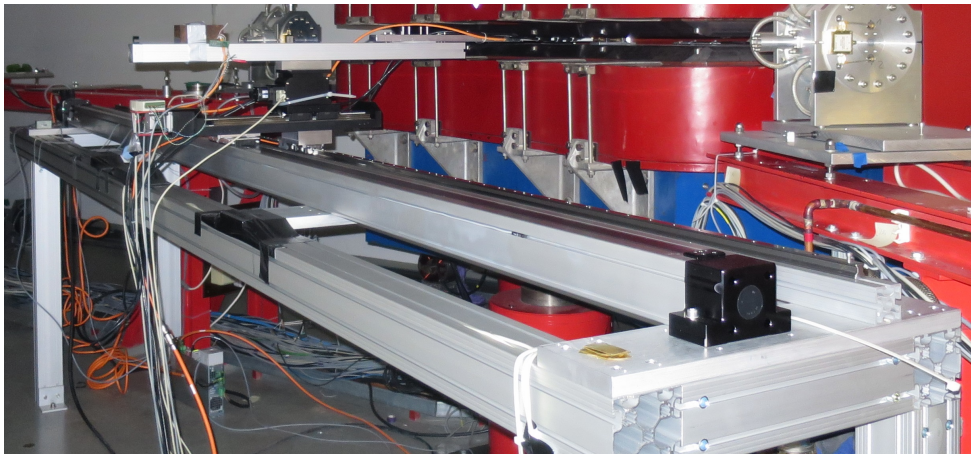


Abbildung 5.34.: XYZ-Tisch zum präzisen Manipulieren der Hallsonden durch das Gap des Magneten, aufgebaut vor dem Dipol 12. Das Grundgestell ist aus Aluminiumprofilen gebaut und auf diesen ist die IMS-Schiene und der Antrieb montiert. Die kurzen Achsen werden mit den Schrittmotoren referenziert. Da keine schweren Lasten manipuliert werden, ist das Risiko von Schrittverlusten sehr klein und die Steigung der Achsen kann zur Bestimmung des Fahrtwegs genutzt werden.

Die größte Herausforderung besteht dabei darin, die Z-Achse mit der nötigen Präzision zu bewegen. Da die angestrebte Genauigkeit mit $20 \mu m$ sehr hoch ist muss ein entsprechendes System aufgebaut werden. Die Entscheidung ist dabei auf eine Lösung der Firma Bosch Rexroth gefallen. Diese konnte eine Lineareinheit mit einem Umkehrspiel von weniger als $3 \mu m$ und einer Länge von 4300 mm anbieten. Das Ziel der absoluten Genauigkeit wird mit einem Integrierten-Mess-System (IMS)erreicht. Das System arbeitet mit einer induktiven Messung von einem speziellen Spulen Band und erreicht bei $20^\circ C$ eine Auflösung von $5 \mu m$ pro m .

$$3600 \text{ mm} \cdot \frac{5 \mu m}{m} = 18 \mu m \quad (5.16)$$

mit: 3600 mm maximale Distanz der Feldmessung

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

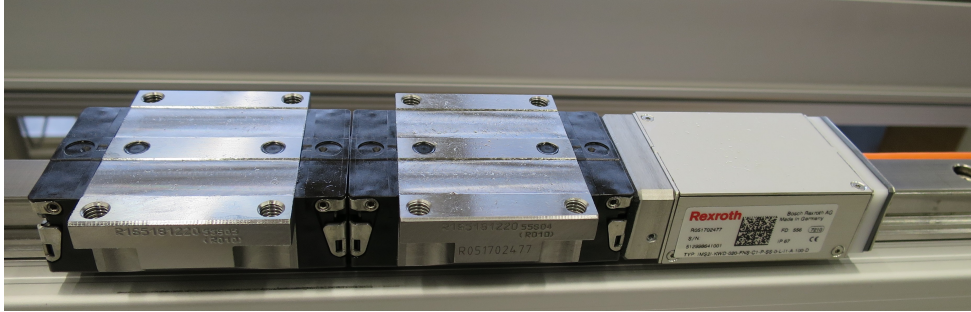


Abbildung 5.35.: IMS Schiene und Abnehmer sind im rechten Teil gezeigt. Die beiden Kugelumlaufwägen ermöglichen ein Montieren der weiteren Achsen und gewährleisten so eine direkte Verbindung zwischen Positionsgeber und Messsonde.

Die weiteren Achsen haben nominal eine höhere Auflösung, werden aber im Weiteren mit $20\ \mu\text{m}$ Ungenauigkeit angenommen, da keine vergleichende Messung gemacht wurde. Die Y-Achse mit 11 mm verfahrbarer Strecke und 44000 Schritten wird mit $0,23\ \mu\text{m}$ angegeben und die X-Achse bei 300 mm Fahrstrecke und 120000 Schritten mit $2,5\ \mu\text{m}$. Da bei den montierten Schrittmotoren Schrittverlust beim Anfahren nicht ausgeschlossen werden können, wird die schlechtere Auflösung angenommen.

Im Gegensatz dazu kann bei der X-Achse der Vergleich zwischen zwei Gebern als Überprüfung genutzt werden.

Dies ist möglich, indem an verschiedenen Stellen die Strecke gemessen wird, die das IMS System angibt und gegen die Umdrehungen des Linearsystems, bei fester Achsensteigung, verglichen wird. Damit kann die Parallelität der zwei Geber und die Auflösung verglichen werden.

Dieser Test hat keine signifikanten Abweichungen gezeigt. Außerhalb der erwarteten minimalen Ablagen, die mit Abweichungen der Spindelsteigung erklärt werden können, wurden keine Werte gemessen.

5.2.3. Vorbereitende Messungen zur Hallsondengeometrie

Um den Versatz zwischen den aktiven Flächen der Hall Sensoren (siehe Abb.:5.28) und dem Schwerpunkt des Lasers zu messen, kommt ein speziell gefräster Eisenkonus zum Einsatz. Dieser wird im Magnet positioniert und formt das Feld lokal um, diese Deformation ist beispielhaft in Abb.: 5.37 für die B_y Komponente gezeigt.

Aus diesen Daten kann für jede Sonde der Mittelpunkt des Konus' bestimmt werden. Durch zwei weitere Bohrungen, die sich in der Mitte des Konus kreuzen und parallel zur Polschuhfläche verlaufen, kann auch für das Licht die Position des Konus-Mittelpunkt bestimmt werden.

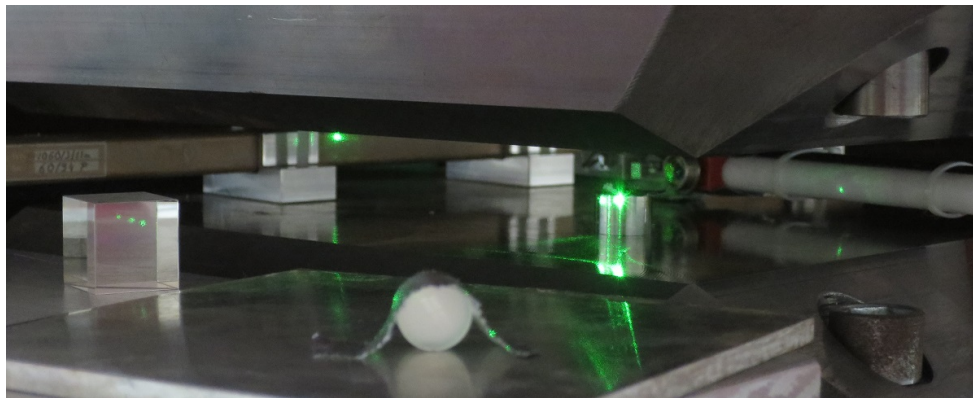


Abbildung 5.36.: Die Messung der Sondengeometrie erfolgt über eine Messung der Magnetischen Mitte eines Eisenpins und der optischen des gleichen Pins. Für diese Messung wird ein grüner Laser genutzt, der über einen Strahlteiler und Spiegel durch zwei Löcher im Pin überkreuzt wird.

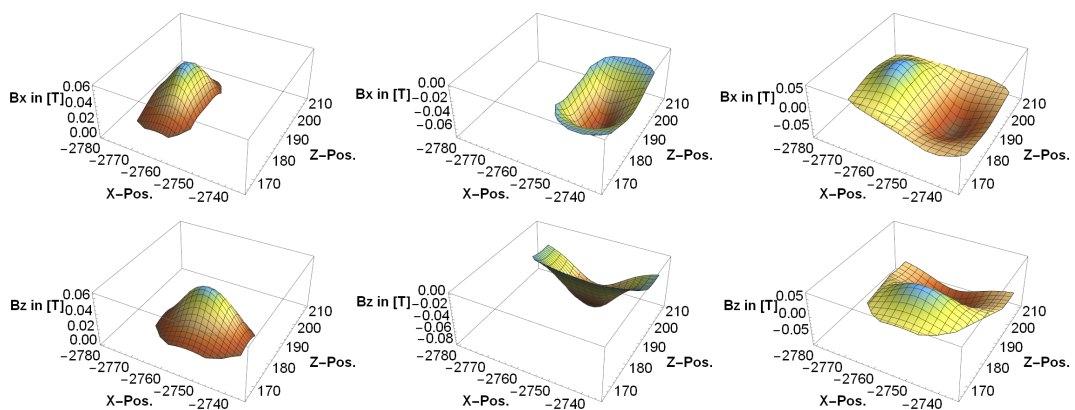


Abbildung 5.37.: Bestimmung der aktiven Flächen am Beispiel von B_x und B_z . Das linke und mittlere Bild zeigen jeweils die für die Gaußfits genutzten Einträge der Messungen. Die rechten Bilder zeigen jeweils die gesamte Messung.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

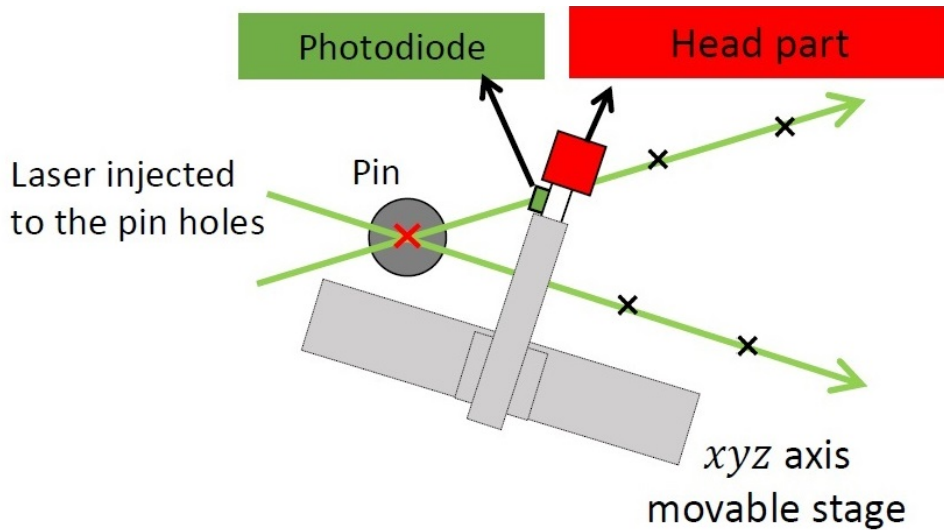


Abbildung 5.38.: Schema zur Messung der Position der gekreuzten Laserstrahlen und des Magnetfeld. Die Sonde und die Diode werden dabei im auch später angestrebten Aufbau auf dem XYZ-Tisch manipuliert. [119]

Das Ergebnis dieser Messung ist in Tabelle 5.1 zusammengefasst und zeigt für jede der drei Hallsonden einen entsprechenden Offset.

Tabelle 5.1.: Zentrum des Pins nach aktiven Flächen des Hallsonden und des Lasers.

Pin-Mitte in:	X	Z
Bx	185,591	-2754,95
By	191,125	-2755,01
Bz	185,498	-2754,99
Laser	158,36	-2748,01

Mit diesen Werten kann im Weiteren die richtige Überlagerung zwischen der gemessenen Feldkarten und dem simulierten Feld erreicht werden. Beim Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Feld, siehe Abschnitt 5.3.3, kommt die Berücksichtigung dieses Versatzes unmittelbar zum Tragen. Die Simulation liefert Berechnungen für Feldvektoren an einem Ort in entsprechenden Koordinatensystem, weshalb beim Abgleich der Felder diese Orte in die hier berechneten Werte versetzt werden müssen. Im homogenen Bereich scheint dieser Schritt unnötig aber im Randbereich bedeutet eine Ortsänderung der Feldabfrage um 1 mm zum Teil eine Feldänderung um mehrere mT.

5.3. Magnetfeld des Dipol 12

5.3.1. Messung des Dipol 12 Magnetfeld

Nachdem ein Bereich für die Messung ausgewählt wurde, folgte ein fester Ablauf. Dieser wurde so ausgelegt, dass immer von einem maximal erreichbaren Feld bzw. aus der Sättigung des Eisenjochs auf die gewünschte Feldstärke zurückgeregelt wurde. Dieser Vorgang dauert etwa 20 Minuten und soll garantieren, dass sich keine Weiß-Bezirke ausbilden können und so lokal zu Inhomogenitäten im Feld führen.

Für die Messung mit den NMR-Sonden muss für mindestens 3 Minuten ein homogenes Feld vorhanden sein.

Die Hall-Sonden reagieren wesentlich schneller, um aber auch hier sicher zu sein, dass sich beim Verfahren keine Schwingungen ausgebildet haben, sei es in der Regelelektronik der Messung als auch im Sondenarm, wird nach jeder Messung und Bewegung eine Wartezeit von 20s eingehalten. Der gesamte Vorgang, um einen Wert aufzunehmen dauert ≈ 30 s.

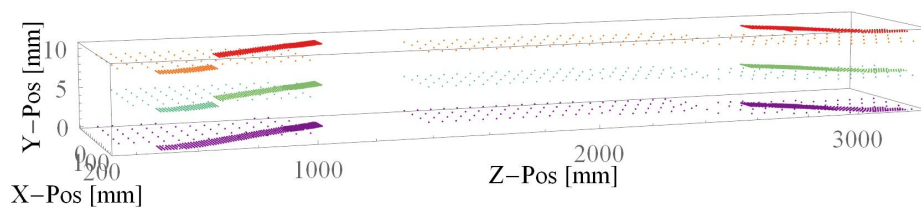


Abbildung 5.39.: Verteilung der Messpunkte im Dipol 12 bei 195 MeV Sollenergie. Das grobe Raster wurde mit $50\text{ mm} \cdot 50\text{ mm}$ und drei Höhenstufen mit 5 mm Abstand gemessen. Im Randbereich wurde eine weitere, engere Rasterung mit $5\text{ mm} \cdot 5\text{ mm}$ gewählt. Der Sprung in der engen Rasterung bedingt sich durch die Entscheidung, die maximale Höhe, 11 mm , in 5.5 mm Stufen zu nutzen gegenüber den 5 mm der groben Rasterung.

Für das Messen der Feldwerte standen bei dieser Strahlzeit 5 Tage zur Verfügung, bzw. 43200 s was bei 30 s pro Messung 14400 Messungen erlaubte. Diese Zahl berücksichtigt keine Änderungen in der Feldstärke oder andere Ausfallzeiten.

Insgesamt konnten fast 10000 Messungen bei unterschiedlichen Energien durchgeführt werden, also mehr als $2/3$ der Zeit genutzt werden. Für die in Abb.:5.39 gezeigte Verteilung wurden mehr als 4000 Punkte verwendet. Um eine möglichst effektive Nutzung der zur Verfügung stehenden Zeit zu erreichen, wurde erst bei verschiedenen Feldern ein grobes Raster gemessen und dann bestimmte Areale genauer.

In Abb.: 5.40 ist das Ergebnis der Messung an den in Abb.:5.39 gezeigt Punkten für 195 MeV Elektronenenergie gezeigt. Die abgebildete Feldkomponente ist in Y-

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektronen- Spektrometers an MAMI

Richtung- B_y gewählt, da diese für die Ablenkung der Elektronen maßgeblich ist. Dabei werden jeweils 3 verschiedene Y-Werte pro X-Z-Paar abgebildet.

Die homogenen Regionen innerhalb der Polschuhe, sowie die weit außerhalb, sind dabei mit einem Abstand von 50 mm in X, 5 mm in Y und wieder 50 mm in Z-Richtung vermessen. Im Bereich des Randfeldes, also hohem Gradienten, wird die Messung für alle Komponenten in 5 mm Schritten ausgeführt. Die X und Z-Achse sind, um eine bessere Sichtbarkeit der einzelnen Punkte zu erreichen nicht im gleichen Verhältnis dargestellt.

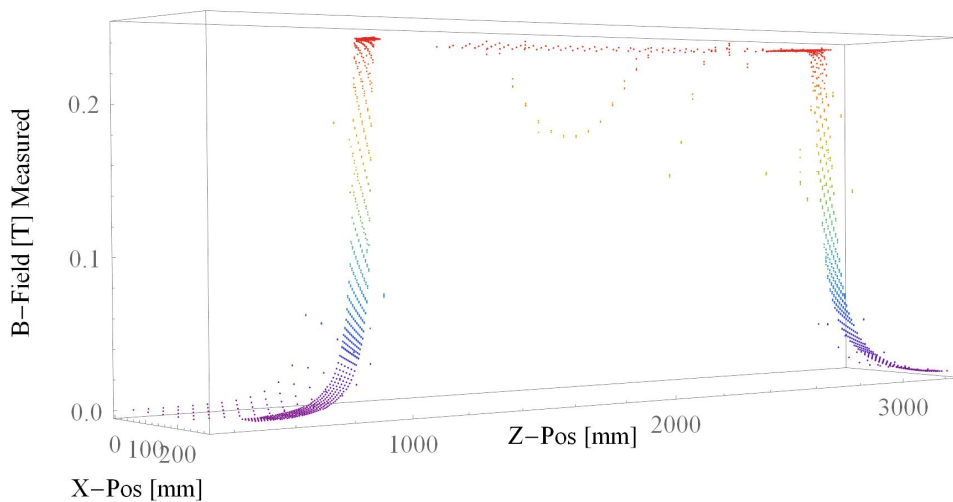


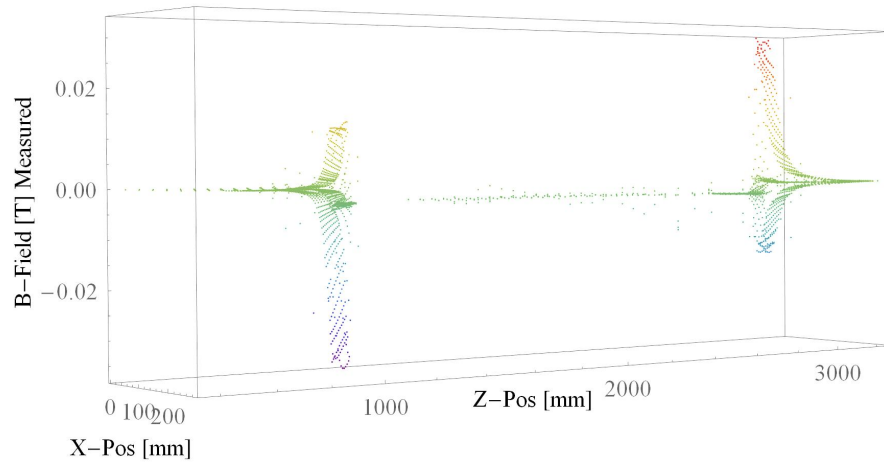
Abbildung 5.40.: B_y einer Feldmessung für 195 MeV, hohe Feldwerte in rot. Die Lücke im linken Bereich kommt durch den Abstand, der zur NMR-Sonde eingehalten wurde, um eine Kollision zu vermeiden.

Die Messungen für die X und Z-Komponente sind analog durchgeführt und in Abb.:5.41(a) und 5.41(b) gezeigt. Erwartungsgemäß sind die Felder in X und Z-Richtung gegenüber der Y-Richtung unterdrückt und nur im Randbereich von 0 verschieden. Dieses Verhalten wird in Kapitel 5.3.2 und in der Theorie zu Magnetfeldern eingeführt.

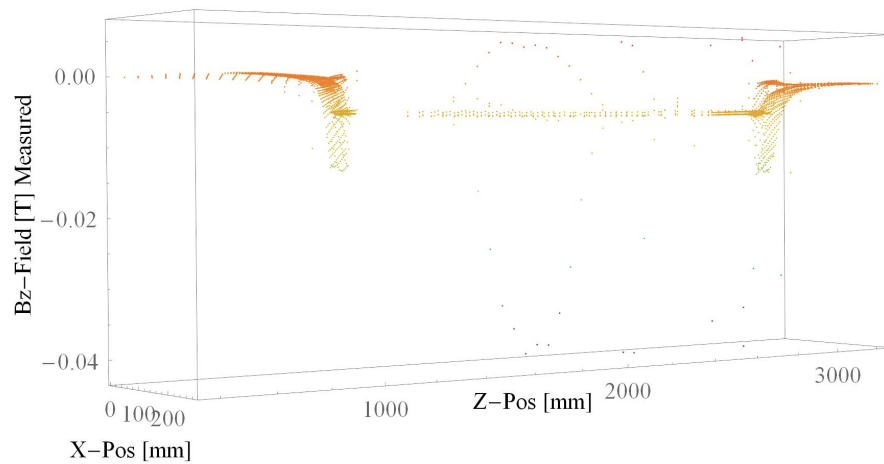
Das durch die vorbereitenden Messungen bekannte Verhalten des Planar-Hall-Effekts ist in den Plots für B_x und B_z sehr deutlich zu sehen und von der erwarteten Größenordnung um 3-4 mT.

Die so gemessenen Werte entsprechen daher nicht dem realen Feld und auch nicht der Erwartung durch die Theorie für ein Dipolfeld. Der Vergleich zur Theorie/Simulation macht dieses Problem nochmals deutlich, siehe Abb.:5.57. Wie in Abschnitt 5.3.3 gezeigt wird, ergibt sich bei der Simulation der Feldwerte kein Anteil in X oder Z-Richtung. Dies muss beim Vergleich zwischen Messung und Simulation für diese Komponenten berücksichtigt werden.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI



(a) B_x einer Feldmessung für 195 MeV, hohe Feldwerte in rot. Die Lücke im linken Bereich kommt durch den Abstand, der zur NMR-Sonde eingehalten wurde, um eine Kollision zu vermeiden.



(b) B_z einer Feldmessung für 195 MeV, hohe Feldwerte in rot. Die Lücke im linken Bereich kommt durch den Abstand, der zur NMR-Sonde eingehalten wurde, um eine Kollision zu vermeiden.

Abbildung 5.41.: Darstellung der gemessenen B_x und B_z Komponenten für einen festen Feldwert. In beiden Fällen ist eine Verschiebung vom Nullpunkt innerhalb des homogenen Bereichs der Gap (Z-Pos. \approx mm-2800 mm) um etwa 3 mT zu beobachten, wie durch den Planar-Hall-Effekt vorhergesagt.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

Die angestrebte Lösung sieht vor, dass mit diesen Werten eine Feldkarte für Tracking Simulationen erstellt wird. Um ein gleichmäßiges Raster für diese Karte zu generieren, welches wiederum für die Tracking Lösung benötigt wird, wurde mit Hilfe von Spline-Interpolationen ein Fit erstellt. Diese Fitfunktion ermöglicht es, an jedem Punkt einen Feldwert zu errechnen und das nur aus gemessenen Daten, also ohne weitere Schritte. Da bei dem vorliegenden Feld homogene Regionen und Regionen mit hohem Gradienten aneinandergrenzen, kommt es bei dieser Methode zu Overfitting bzw. Überschwingern. In Abb.:5.42 ist dieses Verhalten im Randbereich deutlich zu sehen.

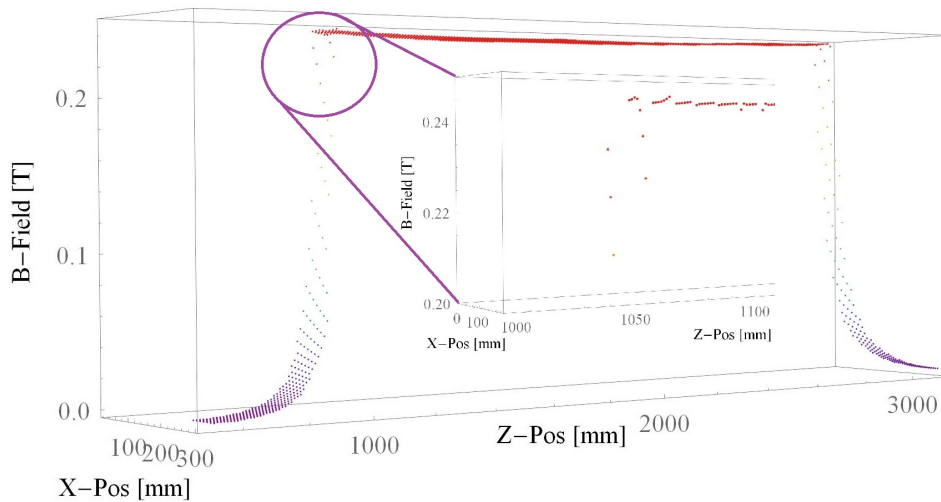


Abbildung 5.42.: T-Spline Fit aus den gemessenen Feldwerten. Für die Splines werden 3 Werte in X-Richtung und 5 in Z-Richtung genutzt. Die Näherung der Kanten im Bereich des Eintritt (eingekreister Ausschnitt) zeigt selbst bei einer gegen Overfitting robusten Methode wie Splines leichte Überschwinger.

Diese Problematik und die Tatsache, dass die Daten zur Winkelablage mit der 4-Quadranten-Diode nicht die erwartete Qualität hatten, führten zu dem Entschluss, eine andere Lösung zu nutzen. Dafür wurde der Magnet, inklusive Spulen, in einem Simulationsprogramm, CST (Computer Simulation Technologie), nachgebaut und simuliert. Die Simulationen sind in Kapitel 5.3.2 ausführlich beschrieben.

Vorteil dabei war, dass mit diesem Programm auch ein Tracking des Strahls möglich war also keine weitere Übersetzung notwendig war. Der deutlichste Nachteil war, dass nicht mehr nur mit gemessenen Werten gearbeitet werden konnte und ein weiteres Koordinatensystem eingeführt werden musste, um die Winkeländerung der Elektronen durch das Feld zu bestimmen.

Die in der Feldmessung gewonnen Daten wurden genutzt, um die Simulationsergebnisse abzugleichen und die Koordinatentransformation zu bestimmen.

5.3.2. Magnetfeldsimulation

Die Simulation des Feldes wurde mit einem kommerziellen Programm der Firma Computer Simulation Technologies - CST durchgeführt. Um einen Vergleich zu ermöglichen, wird sowohl der Magnet als auch die Spulen modelliert und simuliert. Ein besonderer Fokus liegt dabei auf der Modellierung der Kanten da diese maßgeblich für den Verlauf des Randfeldes sind.

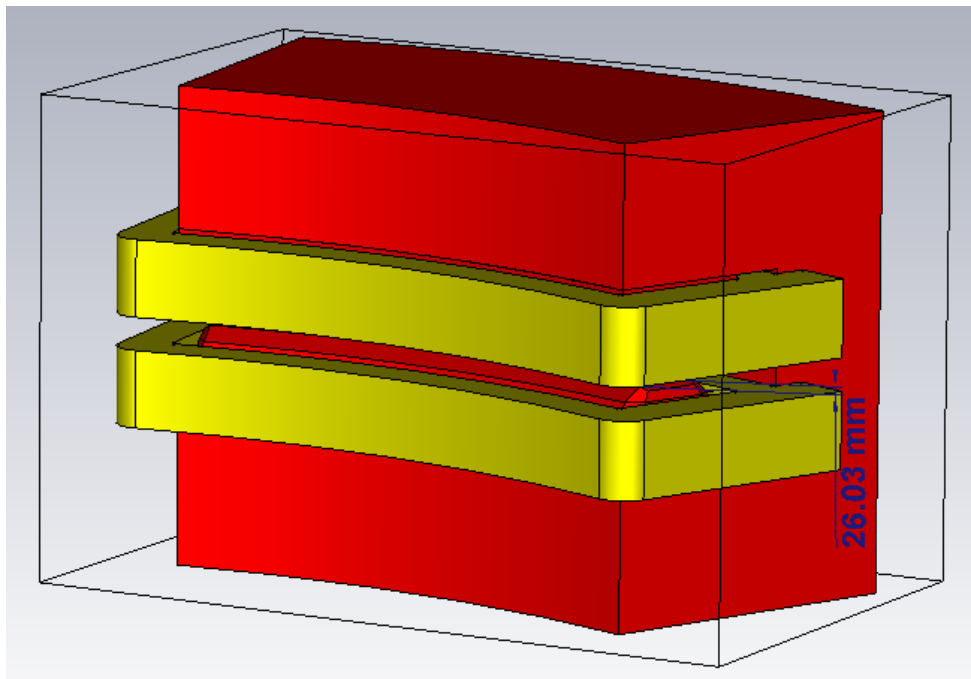


Abbildung 5.43.: Ansicht des Modells, dass für die Simulation eingesetzt wurde. Das Eisenjoch ist in rot dargestellt und die Spulen in gelb. Das Gap wird mit 26.3 mm simuliert.

Gemäß Formel 5.9 sind für die Formung des Feldes nur Materialien interessant, die die magnetische Suszeptibilität beeinflussen, in diesem Fall also nur Eisen. Eine weitere Größe, die für die Betrachtung wichtig ist, wird über die sogenannte H-B-Kurve beschrieben. Diese gibt den Zusammenhang zwischen anregendem H-Feld und resultierendem B-Feld aufgrund der magnetischen Eigenschaften des Materials an.

Wie bei den meisten kommerziellen Programmen kann der vollständige Code nicht eingesehen werden, die zu Grunde liegenden Mechanismen hingegen sind im Folgenden beschrieben. Die Berechnung des Feldes erfolgt über das Lösen von Gleichungssystemen, welche sich aus den Grenzflächen eines zuvor errechneten Meshs ergeben. Nach jeder Iteration werden die Parameter angepasst und verfeinert.

Ein Mesh beschreibt dabei die Aufteilung eines großen Objekts in viele kleinere mit definierten Grenzflächen. Dieser Vorgang ist für den simulierten Dipol in Abb.: 5.45 zu

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

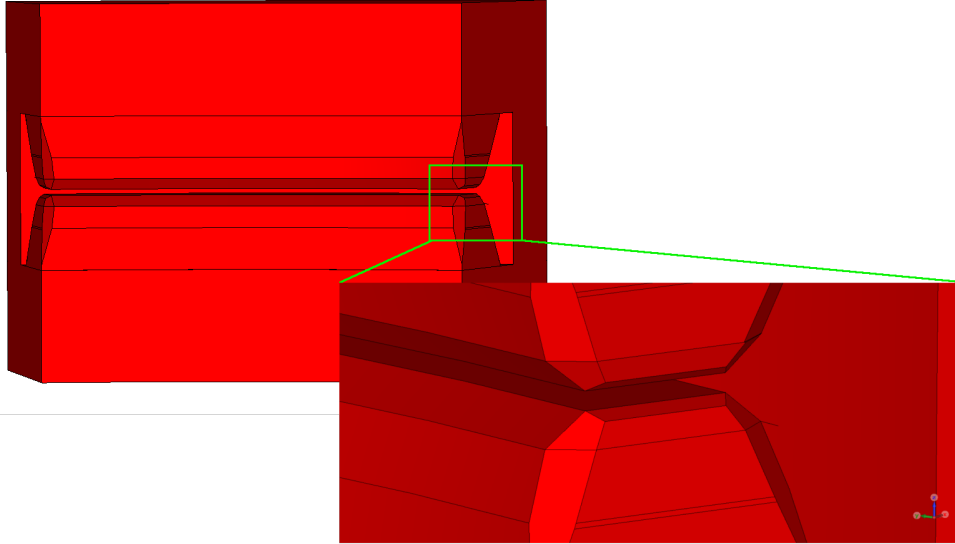


Abbildung 5.44.: Seitenansicht des Jochs und der speziell gefasteten Kanten. Die spezielle Geometrie ist Plänen und Messungen entnommen und soll zu einen möglichst gleichmäßigen Feldverlauf führen.

sehen. Dabei kann ein vier- (Tetraeder) oder sechs-flächiger (Hexaeder) Körper als kleinste Einheit dienen. Hier wurde ein vierseitiges Mesh gewählt, da dadurch Rundungen besser angenähert werden können. Die einstellbaren Größen sind die kleinste Seitenlänge und eine minimale Genauigkeit zwischen den errechneten Lösungen. Je kleiner die Seitenlänge, umso mehr Körper entstehen und umso mehr Rechenzeit wird benötigt. Als Beispiel dauert eine Zerlegung und Berechnung in ≈ 3 Millionen Körper (12 Millionen Seiten) bei einer gewünschten Genauigkeit von 10^{-6} etwa 2.5 Tage.

Die Berechnung erfolgt dabei über das Lösen der Maxwell-Gleichungen. Jede Fläche stellt einen definierten Zu- oder Abfluss dar, dieser muss sich am Ende über alle Körper zu Null aufsummieren da es keine magnetischen Monopole gibt. Diese Null ist analytisch klar definiert, aber im Rahmen der Computerberechnung der Genauigkeit der Zahl unterworfen. Zusammen mit der nicht unendlichen Zahl an Tetraedern sind dies die Fehlerquellen für die Simulationsergebnisse, die direkt aus der Berechnung stammen. Dazu kommen noch Ungenauigkeiten im Design der Kanten und Materialeigenschaften.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

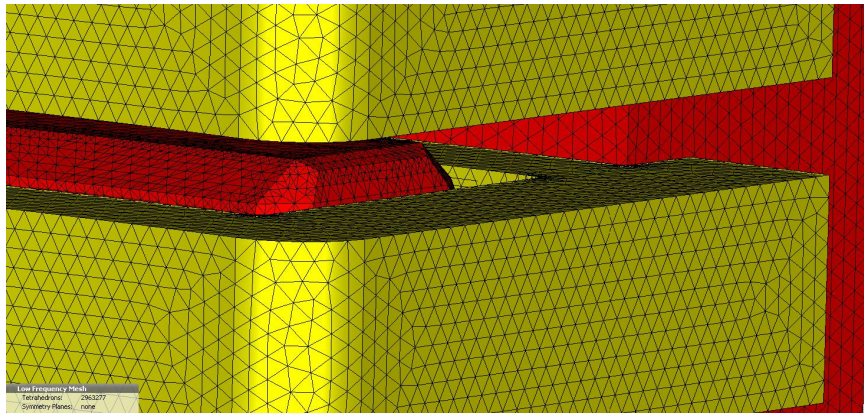
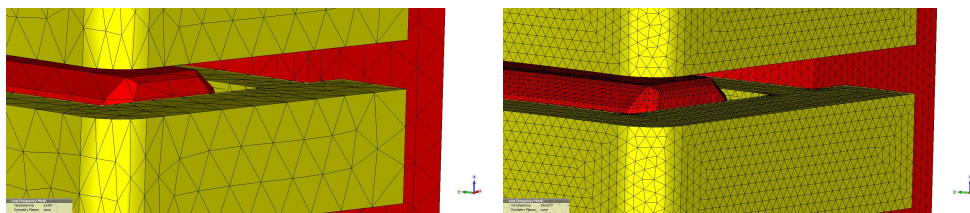


Abbildung 5.45.: Meshing beschreibt das Aufteilen eines großen Körpers in viele kleine mit definierten Grenzflächen zueinander. So kann für jeden dieser Körper und Flächen eine Matrix zur Erfüllung der Maxwellgleichungen aufgestellt werden und dann für alle gelöst werden.



(a) Grobes Mesh für schnelle Rechnungen (b) feines Mesh zur besseren Näherung von Rundungen und anderen Details

Abbildung 5.46.: Mögliche Größen der Tetraeder aus denen der Aufbau genähert werden kann führen zu unterschiedlichen Anzahlen an Bausteinen. Die Menge an Tetraedern führt zu entsprechend langen Simulationszeiten.

Für die Betrachtung der Ergebnisse werden im Weiteren Schnitte durch den Magneten gezeigt und die Felder entlang dieser Ebenen dargestellt. Beispielhaft werden die Ergebnisse aus Simulationen für ein zentrales Feld von 0,2444 T gezeigt. Weiter werden die Betrachtungen für die Y-Komponente des Feldes gezeigt, da diese für die Ablenkung und Energiemessung ausschlaggebend sind. Die Vorgehensweise ist für alle Energien/Feldwerte gleich.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

Die Werte, die in die Simulation einfließen, sind der Strom, der die Spulen durchfließt, und die Windungszahl, zusammen mit der Spulengeometrie. Die Windungszahl ist dabei mit 42 für beide Spulen immer gleich. Der Strom wird aus den Daten von Abb.: 5.20 abgelesen, wird aber minimal angepasst. Diese Anpassung entspricht dem realen Vorgehen, da auch im Betrieb von MAMI über eine Korrekturspule kleine Anpassungen gemacht werden (siehe Abb.: 5.24). Für die folgenden Darstellungen ist der Strom mit 60,81 A gewählt.

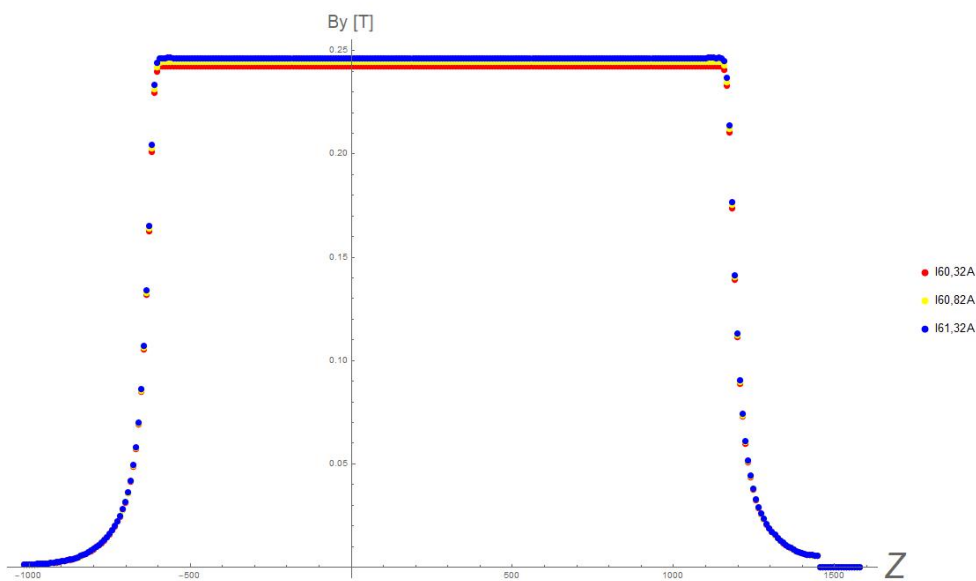


Abbildung 5.47.: Die Variation des Stroms in den Spulen um ± 0.5 A führt zu Änderungen im Magnetfeld. Diese sind wie gezeigt in einem kleinen Bereich linear und können über alle Werte skaliert werden, ohne für jeden Wert eine eigene Simulation zu machen.

Zuerst wird eine Simulation mit entsprechender Genauigkeit gemacht, diese ist in einem kleinen Bereich um den gesuchten gemessenen Wert linear und kann im Weiteren angepasst werden, ohne zu simulieren. Das lineare Verhalten wird untersucht, indem der Stromwert, mit dem simuliert wird, verändert wird und die Ergebnisse an den jeweils gleichen Punkten betrachtet werden. Die Abweichungen sind in den Randfeldern zu erwarten, da hier über die Abhängigkeit von der H-B-Kurve Nichtlinearitäten möglich sind. Auf diesen Punkt wird in der Fehlerbetrachtung genauer eingegangen und erklärt, wie die Schrittweite ausreichend genau gewählt wurde.

Die Ergebnisse einer Stromvariation von 0.5 A sind in Abb.:5.47 gezeigt. Der Sprung im rechten Bereich kommt aus den Grenzen der Simulation. Diese werden erreicht und danach als Null zurück gelesen in der Abfrage.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

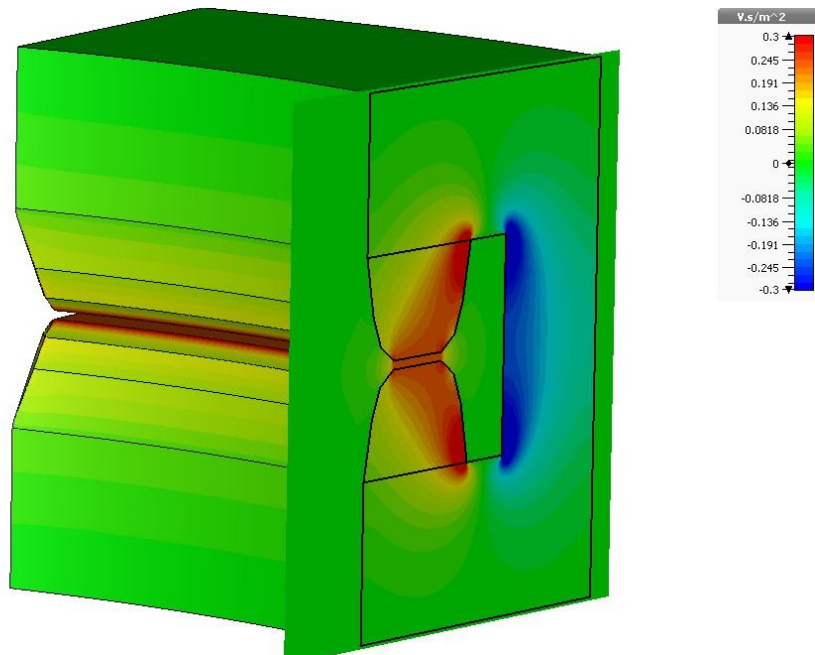


Abbildung 5.48.: Verteilung der Feldlinien im Joch. Schnitt mit einer Flächennormalen in Z-Richtung.

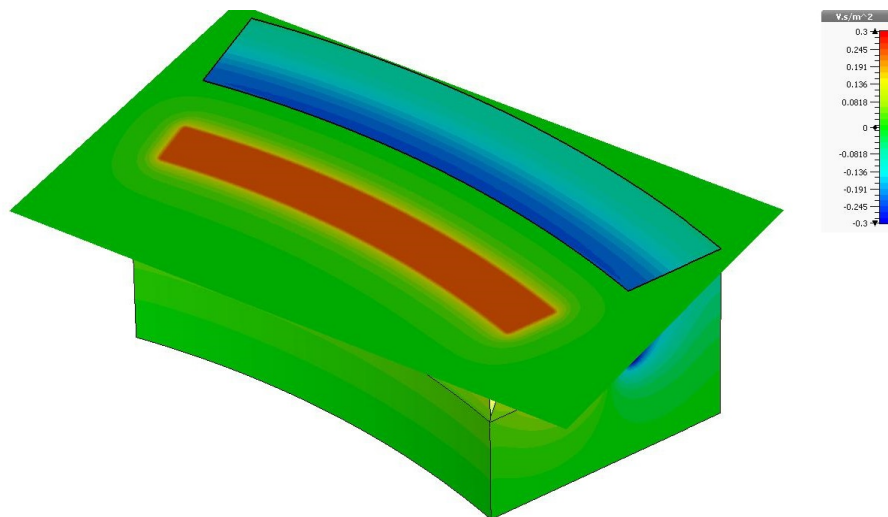


Abbildung 5.49.: Verteilung der Feldlinien im Joch. Schnitt mit einer Flächennormalen in Y-Richtung.

5.3.3. Anpassung der Simulation an die Messung

Um einen Vergleich zwischen den so berechneten Werten und den gemessenen Werten zu ermöglichen, müssen die Koordinatensysteme in Übereinstimmung gebracht wer-

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

den. Da keine perfekte Referenz gegeben ist, werden die magnetischen Kanten des Dipol als Referenz genommen siehe Abb.: 5.50.

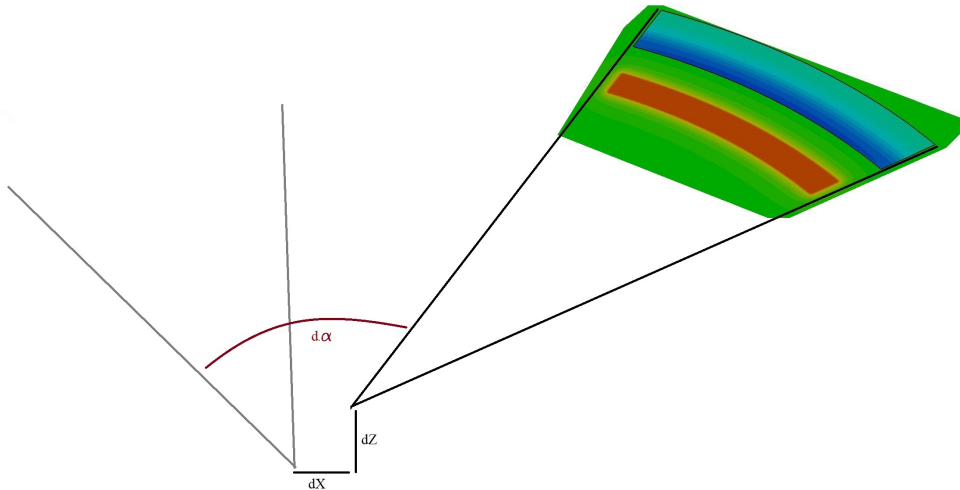


Abbildung 5.50.: Bestimmung des Drehpunkts der Feldlinien. Dieses Vorgehen ist für die Simulation als auch die Daten gleich und liefert einen Startwert für den iterativen Abgleich der Daten.

Dadurch kann in einem ersten Schritt eine Menge an Punkten bestimmt werden, bei denen die Feldstärke an den kurzen Kanten des Dipols auf die Hälfte abgefallen ist. Aus diesen werden mittels zwei Geradenfits entsprechende Geraden bestimmt. Die Schnittpunkte dieser Geraden sind Drehpunkte bzw. Kreismittelpunkte, die durch die Bauform des Jochs gegeben werden. Dieser Schritt wird sowohl für die Messung als auch die Simulation durchgeführt. Dies ist nötig, da das Koordinatensystem der Messung nicht dem der Simulation entspricht. Die Schnittpunkte der Geraden werden dabei als Ausgangspunkt für die Koordinatentranslation und der Winkel zwischen den jeweils linken Geraden als Ausgangspunkt für die Rotation genommen. Um die genaue Koordinatentransformation zu finden, wird danach ein iteratives Verfahren angewandt und mit Hilfe von einem Drehungs- und drei Translationsfreiheitsgraden abgeglichen. Dieses iterative Verfahren wird mit einer entsprechenden Gewichtung der Punkte zu einer möglichst guten Übereinstimmung gebracht. Die Gewichtung wird nach einer Flächenrepräsentation durchgeführt. Der Abgleich für die parallelen Feldkomponenten unterliegt dabei der Problematik, dass die Feldabfrage in der Simulation keine Sondenausdehnung kennt und somit der Planare-Hall-Effekt nicht abgebildet wird.

In Abb.: 5.52 wird ein solcher Vergleich gezeigt, dabei werden an den translatierten Orten die Felder aus der Simulation abgefragt und von den gemessenen Werten abgezogen. Entsprechend wird das Ergebnis mit einer steigenden Menge an Punkten mit minimaler Ablage als besser bewertet.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

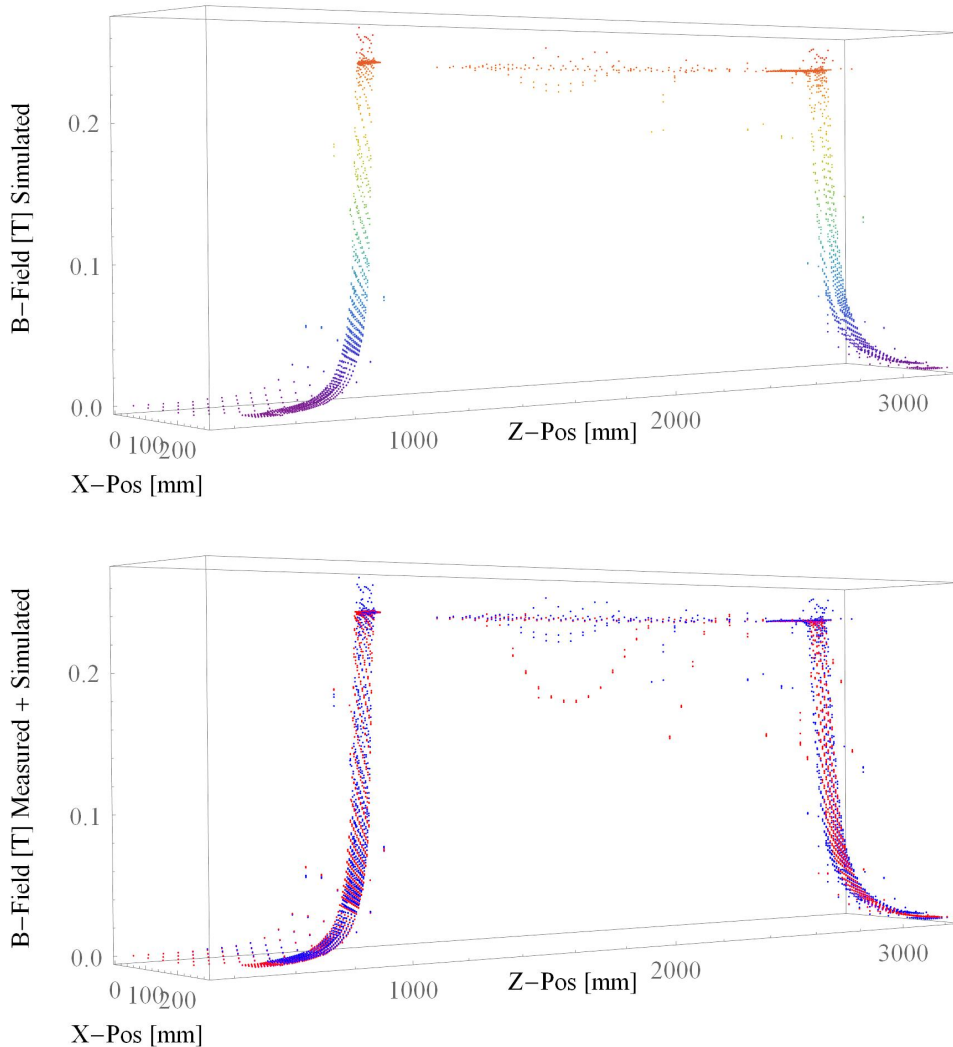


Abbildung 5.51.: Oben: Simuliertes Feld, Abfrage der Feldwerte im Abstand der transformierten Orte der Messung, siehe Abb.:5.39. Unten: Vergleich der Messung (rot) und der Simulation (blau).

Ein weiterer Punkt, der in der Variation zu beachten ist, ergibt sich aus der Messroutine. Da in den homogenen Bereichen weniger Punkte gemessen wurden, müssen diese beim Abgleich stärker gewichtet werden. Im Randfeld repräsentiert ein Punkt ein Fläche von $5\text{ mm} \cdot 5\text{ mm}$ und im Spalt $50\text{ mm} \cdot 50\text{ mm}$, was ein Verhältnis von 1:100 ergibt. Diese Überlegung ist in Abb.:5.56 gezeigt und wird bei der Fehlerbetrachtung berücksichtigt.

Das iterative Verfahren sieht vor in X und Z zuerst mit groben Schritten und in Z und α direkt mit kleinen Schritten die optimalen Werte anzunähern. In Abb.:5.52

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

und Abb.:5.53 sind die Ergebnisse für eine Schrittweite von 2 mm und 10 Schritte gezeigt. Diese Schrittweiten wurden um die gefundenen Maxima entsprechend verfeinert, bieten aber aufgrund der geringen Variation bei sehr feinen Schritten graphisch nur schwer zu interpretierendes Material, weshalb das Prinzip an großen Schrittweiten illustriert wurde.

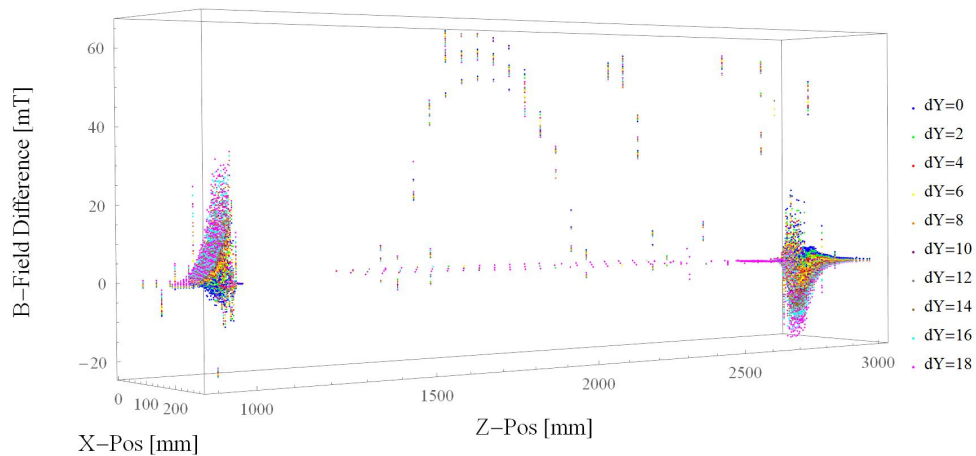


Abbildung 5.52.: Änderung der Y-Wert Abfrage um je 2 mm, Um Simulation und Messung zu vergleichen, wird die Differenz zwischen beiden gebildet. Dabei werden in der Simulation, ausgehend von einer Rotation und Translation, an den transformierten Punkten der Messung die Feldwerte B_y abgefragt für die Subtraktion. Dann wird iterativ die Abfrage in einer Dimension verändert und vom besten Schritt die weiteren Dimensionen abgeglichen.

Um die Abweichung besser betrachten zu können, werden die in Abb.:5.52 gezeigten Daten histogrammiert und in Abb.: 5.53 gezeigt. Über die Analyse der Histogramme ergibt sich durch die Betrachtung der FWHM-Werte ein gutes Maß um die Qualität der Anpassung zu beurteilen. Auch hier werden für eine Illustration des Prinzips wieder große Schrittweiten gezeigt.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

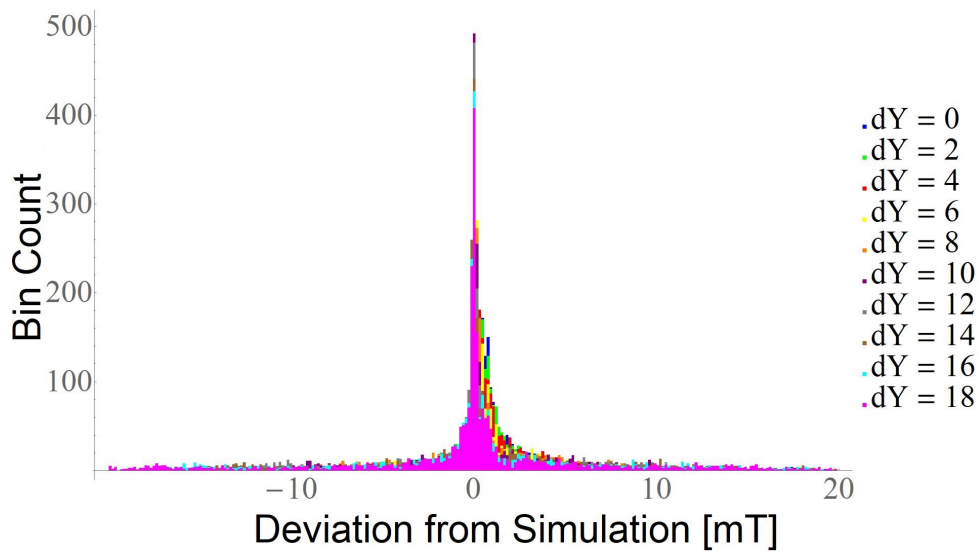


Abbildung 5.53.: Histogrammierte Darstellung der Differenz zwischen Messung und Simulation in B_y . Farbschritte entsprechen Iterationsschritten aus Abb.:5.52.

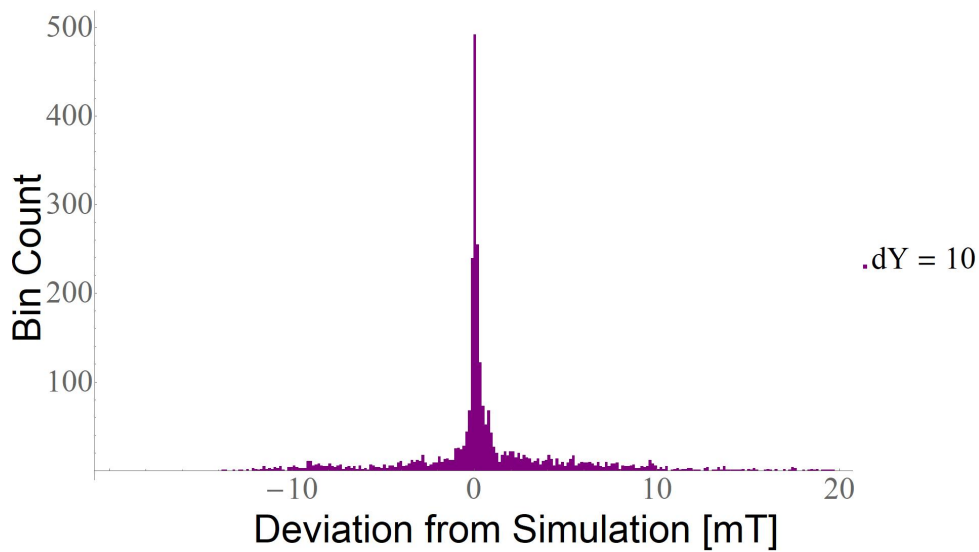


Abbildung 5.54.: Histogrammierte Darstellung der Differenz zwischen Messung und Simulation in B_y bei $dY=10$ mm dem Maximum aus Abb.:5.52.

Um ein gutes Ergebnis bei der Anpassung zu gewährleisten, muss sowohl Abb.: 5.52 als auch Abb.: 5.53 beachtet werden. Mit diesen Ergebnissen kann gezeigt werden, dass die Simulation die realen Felder im Dipol 12 widerspiegelt. Die so erhaltene Transformationsmatrix kann auf alle mit dem XYZ-Tisch referenzierten Objekte angewandt werden, um diese in der Simulation zu berücksichtigen.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

Nachdem ein Maximum in der Übereinstimmung ermittelt werden konnte, wird im nächsten Schritt untersucht, wie groß die Summe der Abweichungen entlang des Elektronenstrahls ist. Dieser Abgleich ist von großem Interesse, da die Summe dieser Abweichungen den Fehler des Feldintegral quantifiziert, welches wiederum für die Energieberechnung genutzt wird.

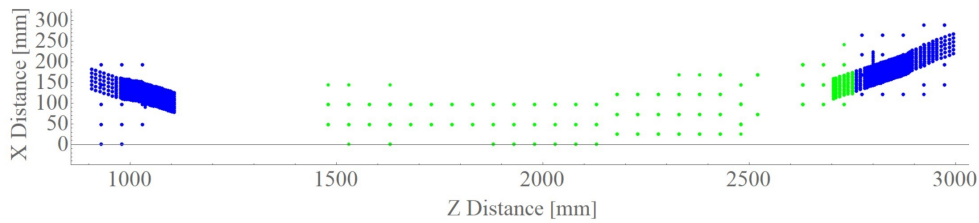


Abbildung 5.55.: In blau die zum äußeren Bereich gehörenden Punkte und in grün die zum inneren Bereich gehörenden Punkte.

Für die Bestimmung der Transformationsmatrix sind die Randbereiche wichtiger als das homogene Feld im Inneren des Gaps. Innerhalb dieses Gaps treten über einen Bereich von cm nur Änderungen im einstelligen μT Bereich auf, was im Vergleich mit der Simulation keine erkennbaren Veränderungen in diesem Bereich liefert. Im Randbereich, mit den entsprechenden Feldanstiegen bedeuten Ortsänderungen im μm Bereich messbare Feldänderungen. Aus diesem Grund wurde bei der Messung der Felder mehr Zeit auf diesen Bereich verwendet als auf den inneren Bereich. In Abb.:5.55 ist der Unterschied in der Häufung der Punkte deutlich zu erkennen.

Für die Bestimmung des Fehlers auf das Feldintegral sind die Werte im Inneren wiederum wichtiger, da hier hohe Feldstärken entlang des Pfads der Elektronen gemessen und aufintegriert werden. Um einen nachvollziehbaren Wert in der unterschiedlichen Gewichtung zu nutzen, wird auf eine Flächenrepräsentation zurückgegriffen. Im Randbereich steht ein Wert dabei für eine Fläche von $0.5\text{ cm} \cdot 0.5\text{ cm}$ und innerhalb des Gaps für $5\text{ cm} \cdot 5\text{ cm}$. Es ergibt sich also eine Gewichtung von 1:100.

In Abb.:5.56 ist eine Gewichtung 1:1 und 1:100 gezeigt. Direkt erkennbar sind die geringe Variation der Werte im Gap und die Abnahme der mittleren Abweichung wenn eine entsprechende Gewichtung vorgenommen wird.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

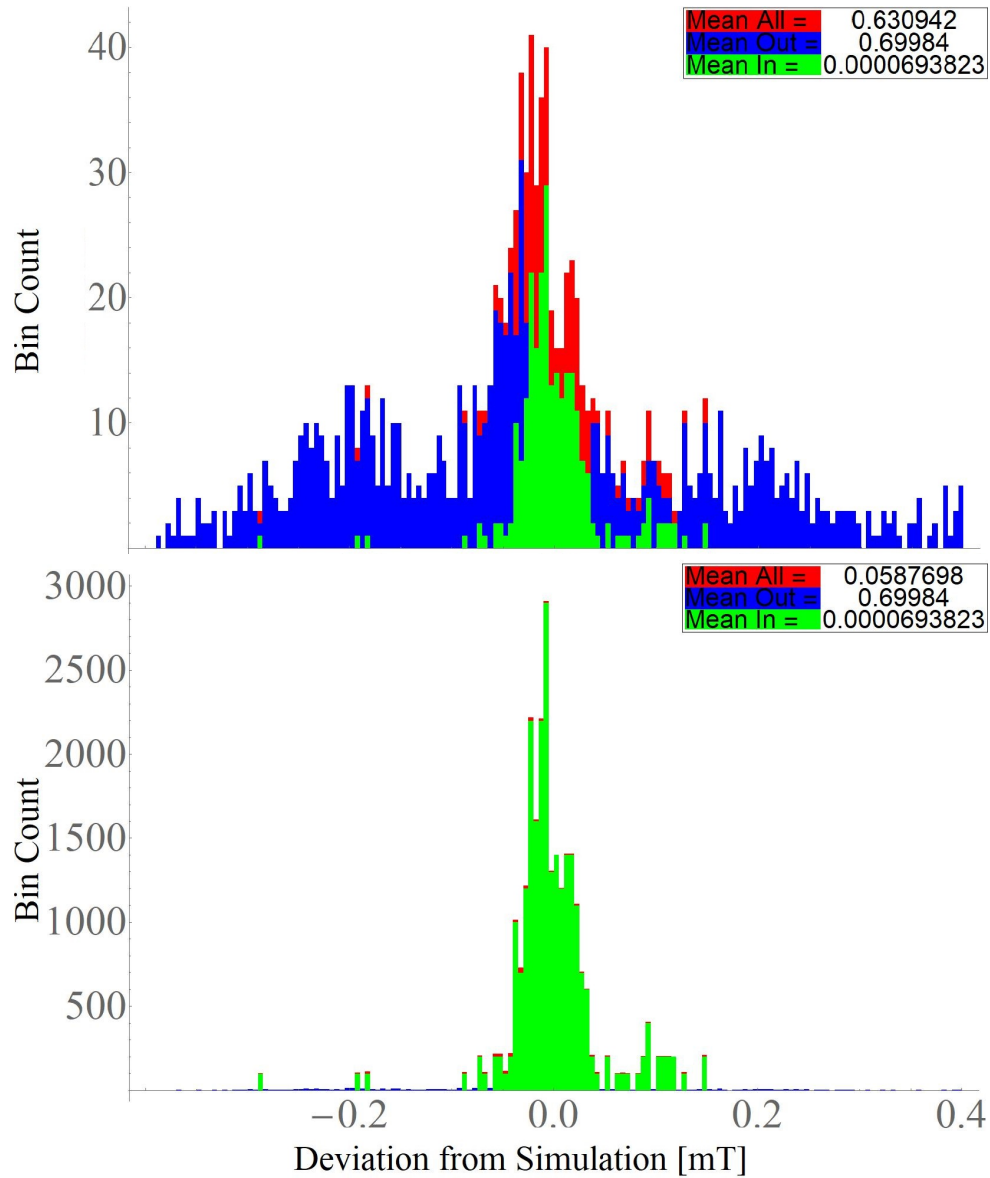


Abbildung 5.56.: Oben: histogrammierte Darstellung der Differenz zwischen Messung und Simulation in B_y . Abgleich ohne Gewichtung. Grün: innerer Bereich, blau: äußerer Bereich, rot: gesamter Bereich. Unten: histogrammierte Darstellung der Differenz zwischen Messung und Simulation in B_y . Abgleich mit Flächengewichtung innen 1:100. Grün: innerer Bereich, blau: äußerer Bereich, rot: gesamter Bereich.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

Betrachtet man die Schritte in B_x , zeigt sich die erwartete Verschiebung bei der Abfrage der Werte im Gap durch den Planaren-Hall-Effekt. Wie im unteren Teil von Abb.:5.58 gut zu erkennen, liegt der Effekt im Bereich von 3 mT. Da für die Berechnung der energieabhängigen Ablenkung im betrachteten Zusammenhang nur B_y von Bedeutung ist, werden die Betrachtungen von B_x und analog B_z kürzer ausgeführt.

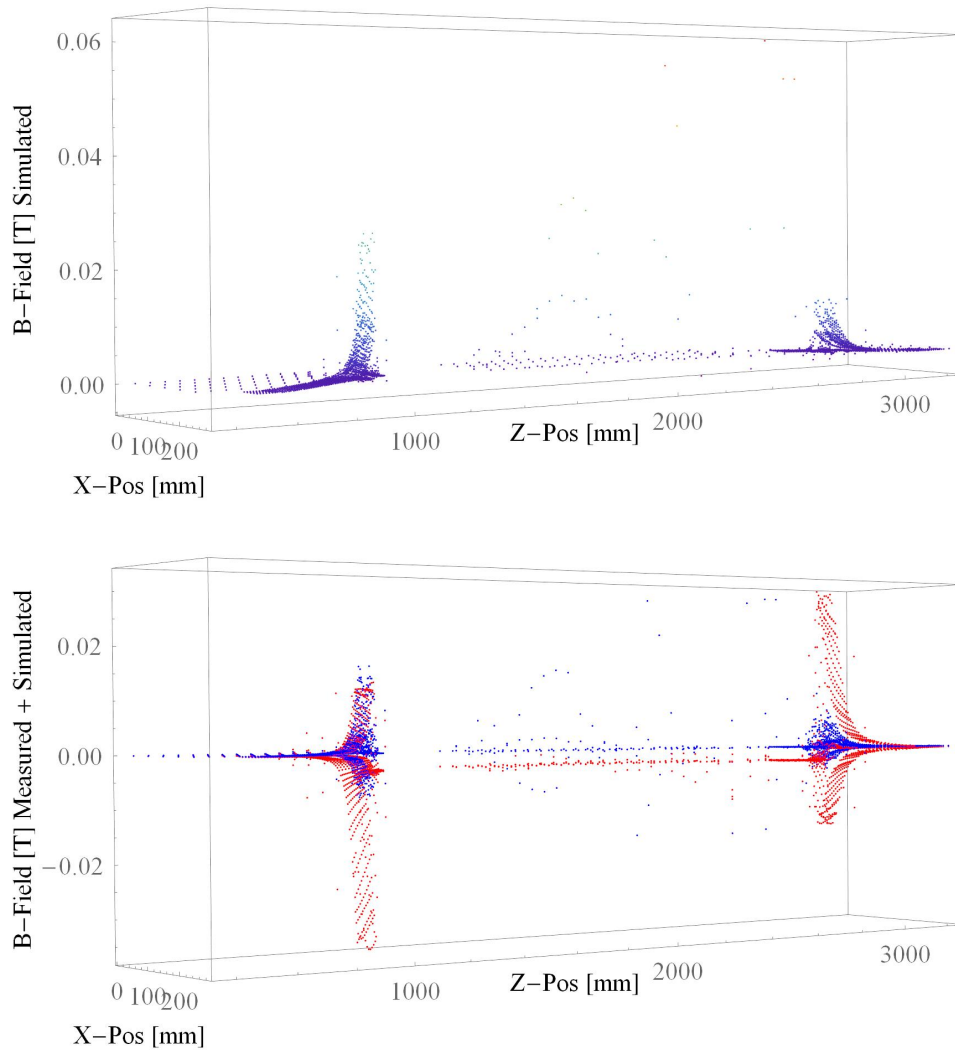


Abbildung 5.57.: Oben: Simuliertes Feld, Abfrage der Feldwerte im Abstand der transformierten Orte der Messung, siehe Abb.:5.39. Unten: Vergleich der Messung (Rot) und der Simulation (Blau). Die Abfrage der Feldkomponenten in X und Z in der Simulation zeigt nicht den Planar-Hall-Effekt, da an einem Punkt abgefragt wird. Der Verlauf der Simulation durch die $Y=0$ Ebene ist daher konsistent mit der Erwartung.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

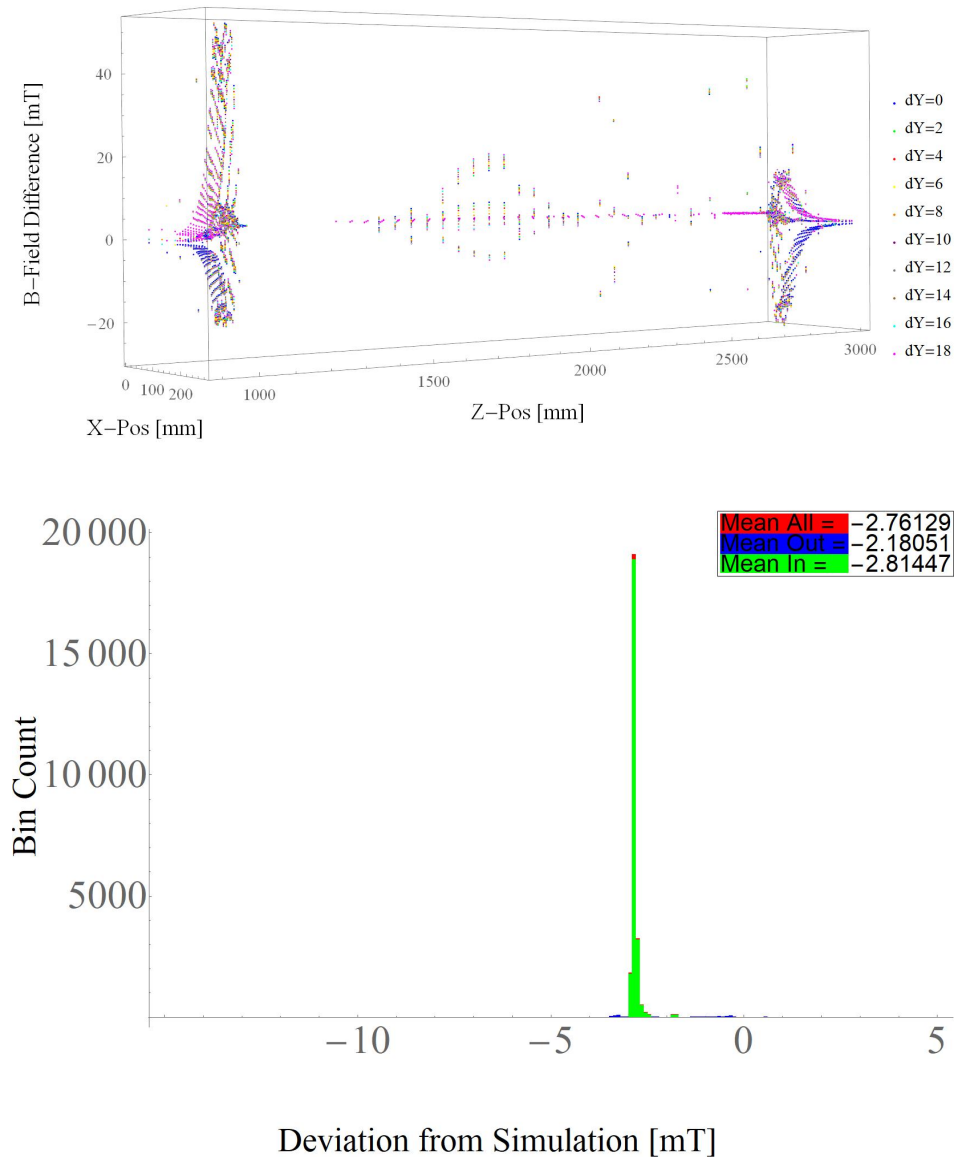


Abbildung 5.58.: Oben: Änderung der Y-Wert Abfrage um je 2 mm, Um Simulation und Messung zu vergleichen, wird die Differenz zwischen beiden gebildet. Dabei werden in der Simulation ausgehend von einer Rotation und Translation an den transformierten Punkten der Messung die Feldwerte B_x abgefragt für die Subtraktion. Dann wird iterativ die Abfrage in einer Dimension verändert und vom besten Schritt ausgehend die weiteren Dimensionen abgeglichen. Unten: Histogrammierte Darstellung der Differenz zwischen Messung und Simulation in B_x . Abgleich mit Flächengewichtung 1:100.

Grün: innerer Bereich, blau: äußerer Bereich, rot: gesamter Bereich. Die Darstellung zeigt nochmals deutlich den Planar-Hall-Effekt in der erwarteten Größenordnung.

5.4. Beam Tracking und Energiemessung

Die präzise simulierten und verifizierten Felder werden zum Beam Tracking verwendet. Dabei definiert man einen Einschussvektor und entsprechende Startparameter wie Energie, im gezeigten Fall 195 MeV, Ladung ($e: q = -1$), Masse des Teilchens etc. Nach dem Durchlauf durch das Feld kann der Austrittsvektor bestimmt werden. Dieser ermöglicht zusammen mit dem Eintritt das Berechnen des Ablenkwinkels für die Sollbahn und die Sollenergie des Teilchens.

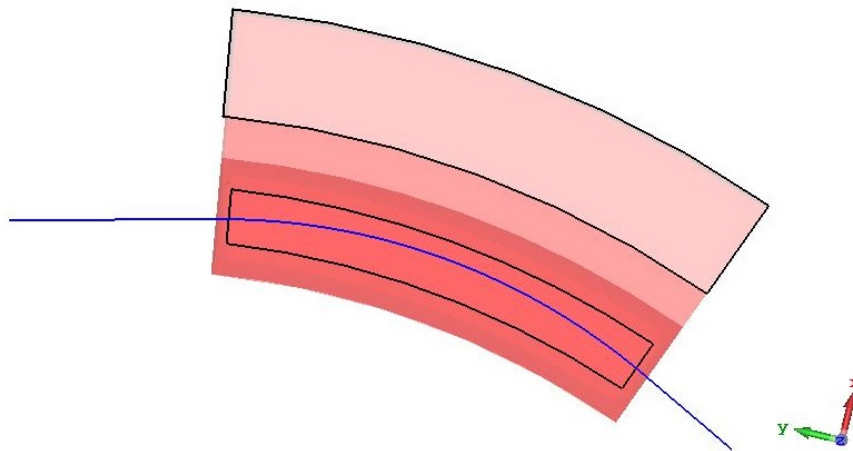


Abbildung 5.59.: In blau: Tracking der Elektronen durch das simulierte Feld. Startpunkt durch Messung am Magneten festgelegt. Simulation mit fester Energie von 195 MeV .

Aus den so gewonnen Bahnen kann das Feld entlang der Bahn bestimmt werden. Diese Werte werden im Weiteren zum Berechnen der Transportmatrizen verwendet. Der Verlauf des Feldes entlang der in Abb.: 5.59 in blau gezeigten Bahn ist in Abb.: 5.60 gezeigt.

Die gezeigten Schritte sind so gewählt, dass im Weiteren die Menge an Matrizen überschaubar bleibt, der durch Näherung entstandene Fehler aber im Rahmen der Forderung an die Präzision der Messung erfüllt ist. Die genaue Beschreibung erfolgt in Kapitel 5.4.1.

Die X-Achse in Abb.: 5.60 stellt dabei schon einen Wechsel ins System entlang der Bahn des Elektrons dar, auch als Sollbahn Darstellung bekannt. Diese Darstellung wird in Abb. 5.61 gezeigt.

Die Grundidee dieser Umrechnung ist der Übergang in ein mitbewegtes Koordinatensystem. In diesem System werden alle Teilchen im Vergleich zu einem Sollteilchen betrachtet und die Abweichung im Bezug auf Distanz und Winkel zu diesem dargestellt. Wenn eine Ablenkung oder Beschleunigung stattfindet, ist entsprechend auch die Ablage zum Sollimpuls gelistet.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

die relativistische Bewegung der Teilchen über $t = s/c$ als quasi konstant anzunehmen. Die Ausführungen im Folgenden stellen die wichtigsten Schritte dar, um die Matrixdarstellung zu motivieren und finden sich ausführlich in [123].

Daraus ergeben sich für die Bewegungsgleichungen die folgenden Rechnungen:

$$\frac{1}{R(x, z, s)} = \frac{e}{p} B_z(x, z, s) \quad (5.17)$$

Mit: $K = (x, z, s)$ Koordinatensystem (rechtwinklig, Ursprung auf Sollbahn)
 $\vec{V} = (0, 0, v_s)$, $\vec{B} = (B_x, B_y, 0)$

Diese Umrechnung wurde, in kartesischen Koordinaten, über den Zusammenhang von Lorentz und Zentripetalkraft in Gl.: 2.3 eingeführt.

Wenn das Koordinatensystem dabei wie in Abb.: 5.61 orientiert ist, ergibt sich für eine Drehung um die Z-Achse nach kurzer Umformung:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{R} \frac{ds}{dt} \quad (5.18)$$

Womit eine zeitliche Ableitung der Einheitsvektoren wie folgt aussieht:

$$\begin{aligned} \dot{\vec{x}}_0 &= \frac{d\vec{x}_0}{d\phi} \frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{R} \dot{s} \vec{s}_0 \\ \dot{\vec{s}}_0 &= \frac{d\vec{s}_0}{d\phi} \frac{d\phi}{dt} = -\frac{1}{R} \dot{s} \vec{x}_0 \\ \dot{\vec{z}}_0 &= 0 \end{aligned} \quad (5.19)$$

Unter Berücksichtigung der Verschiebung des Koordinatenursprungs mit $d\vec{r}_0 = \vec{s}_0 ds$ ergibt sich für den Ortsvektor:

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + x \vec{x}_0 + z \vec{z}_0 \quad (5.20)$$

Durch Ableiten und anschließendes Umformen kommt man auf die Bewegungsgleichungen der Teilchen im Beschleuniger. Die grundlegenden Annahmen sind dabei, dass die Abweichung gegen die Sollbahn klein ist sowie auch die Abweichung gegen den Sollimpuls. Beide sind im Kontext des Beschleunigers zu jedem Zeitpunkt erfüllt, da zu große Abweichungen zu einer Abbremsung oder Strahlverlust führen würden.

$$\begin{aligned} x'' + \left(\frac{1}{R^2(s)} - k(s) \right) x(s) &= \frac{1}{R(s)} \frac{\Delta p}{p} \\ z'' + k(s) z(s) &= 0 \end{aligned} \quad (5.21)$$

5.4.1. Transportmatrix

Mit den am Ende von Kapitel 5.4 eingeführten Bewegungsgleichungen können für verschiedene Elemente (Drift, Dipol, Quadrupol etc.) Matrizen eingeführt werden, mit denen in kompakter Form mögliche Bahnen nahe der Sollbahn berechnet werden können.

Der interessante Fall für die Energieberechnung ist dabei ein Teilchen, das einen Dipol ($1/R \neq 0$) durchquert mit Impulsabweichung ($\Delta p/p \neq 0$). Als weitere Annahme wird ein homogenes Feld ($k = 0$) betrachtet.

Damit folgt aus Gl.: 5.21:

$$x'' + \frac{1}{R^2}x = \frac{1}{R} \frac{\Delta p}{p} \quad (5.22)$$

Führt man den Spezialfall $\Delta p/p = 1$ ein, wird die Gleichung als Dispersionsbahn D bezeichnet:

$$D'' + \frac{1}{R^2}D = \frac{1}{R} \quad (5.23)$$

Diese inhomogene Differentialgleichung kann über die Bestimmung einer Partikulärlösung (D_p) gelöst werden. Dabei wird mit $D_p = R$ eine Lösung gefunden die es ermöglicht die allgemeine Lösung zu formulieren:

$$\begin{aligned} D(s) &= A \cos \frac{s}{R} + B \sin \frac{s}{R} + R \\ D(s)' &= -\frac{A}{R} \sin \frac{s}{R} + \frac{B}{R} \cos \frac{s}{R} \end{aligned} \quad (5.24)$$

Die Bestimmung der Integrationskonstanten aus den Anfangsbedingungen ($D(0) = D_0$, $D(0)' = D_0'$) führt zu $A = D_0 - R$ und $B = RD_0'$. Diese Lösung wird wiederum in Gl.:5.24 eingesetzt:

$$\begin{aligned} D(s) &= D_0 \cos \frac{s}{R} + D_0' R \sin \frac{s}{R} + R \left(1 - \cos \frac{s}{R}\right) \\ D(s)' &= -\frac{D_0}{R} \sin \frac{s}{R} + D_0' \frac{s}{R} \cos \frac{s}{R} + \sin \frac{s}{R} \end{aligned} \quad (5.25)$$

In einer Dimension würde dieses Ergebnis zu einer 3x3-Matrix führen, die allgemeine Betrachtung in zwei Dimensionen führt zu einer 5x5-Matrix, respektive 6x6-Matrix wenn die Abweichung in s mit betrachtet wird. Die Abweichung in s ist allerdings eher für beschleunigende Elemente wichtig, da es hier oft eine feste Phasenbeziehung zwischen Ort/Zeit und beschleunigendem E-Feld gibt.

$$M = \begin{pmatrix} \cos \frac{s}{R} & R \cdot \sin \frac{s}{R} & 0 & 0 & 0 & R \cdot (1 - \cos \frac{s}{R}) \\ \frac{-1}{R} \cdot \sin \frac{s}{R} & \cos \frac{s}{R} & 0 & 0 & 0 & \sin \frac{s}{R} \\ 0 & 0 & 1 & s & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ \sin \frac{s}{R} & R \cdot (1 - \cos \frac{s}{R}) & 0 & 0 & 1 & R \cdot (\frac{s}{R} - \sin \frac{s}{R}) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.26)$$

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

Um also von einem Punkt s_i zu einem Punkt s_f zu kommen, genügt eine einfache Matrizenmultiplikation:

$$\vec{V}_{out}(s_f) = M_{s_i \rightarrow s_f} \cdot \vec{V}_{in}(s_i) \quad (5.27)$$

Der Vektor beschreibt dabei Abstand und Winkel zur Sollbahn in x und z wie auch Impulsablage $\Delta p/p$:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ z \\ z' \\ ds \\ \Delta p/p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \text{ Ablage in [mm]} \\ \text{Winkel von x gegen Sollbahn in [mRad]} \\ z \text{ Ablage in [mm]} \\ \text{Winkel von z gegen Sollbahn in [mRad]} \\ \text{Abstand in s gegen Sollteilchen in [mm]} \\ \text{Impulsabweichung } \Delta p/p \end{pmatrix} \quad (5.28)$$

5.4.2. Energieberechnung

Für diesen Schritt werden die mit entsprechendem Fehler bekannten Energiemessungen vom MAMI als Startwert genommen. Dieser Wert wird zusammen mit der Ortsinformation des Einschuss genutzt, um in den Berechnungen zum Tracking eine Sollbahn durch den Dipol12 zu bestimmen. Mit den in den vorigen Kapiteln dargelegten Zusammenhängen werden zum Berechnen der Energie in kompakter Form genutzt. Das simulierte Feld wird in kleine Segmente entlang der Sollbahn unterteilt, siehe Abb.: 5.60. Diese Unterteilung ermöglicht bei entsprechenden Schrittweiten eine Approximation des realen Feldverlaufes durch Stufen mit konstantem Feld.

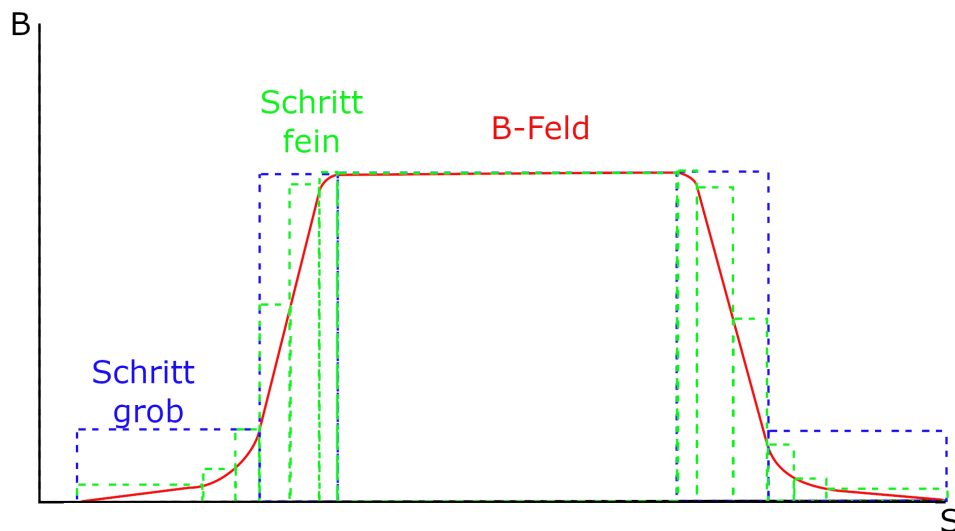


Abbildung 5.62.: Schrittweise Approximation des Feldverlaufs entlang der Elektronenbahn. Grobe Schrittweite in blau, feinere in grün.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

Diese können über die feste Energie/Impuls Beziehung mit einem Ablenkradius verknüpft werden. Der Radius ist im entsprechenden Abschnitt konstant und kann in die Matrix eingesetzt werden, dieser Schritt wird für alle konstanten Bereiche wiederholt und man erhält die gesamt Matrix für die Bewegung und Ablenkung durch den Magneten.

$$\vec{V}_{out}(s_f) = M_{s_i \rightarrow s_f} \cdot \vec{V}_{in}(s_i) = (M_{s_i \rightarrow s_1} \cdot M_{s_1 \rightarrow s_2} \cdot M_{s_2 \rightarrow s_3} \cdot \dots \cdot M_{s_n \rightarrow s_f}) \cdot \vec{V}_{in}(s_i) \quad (5.29)$$

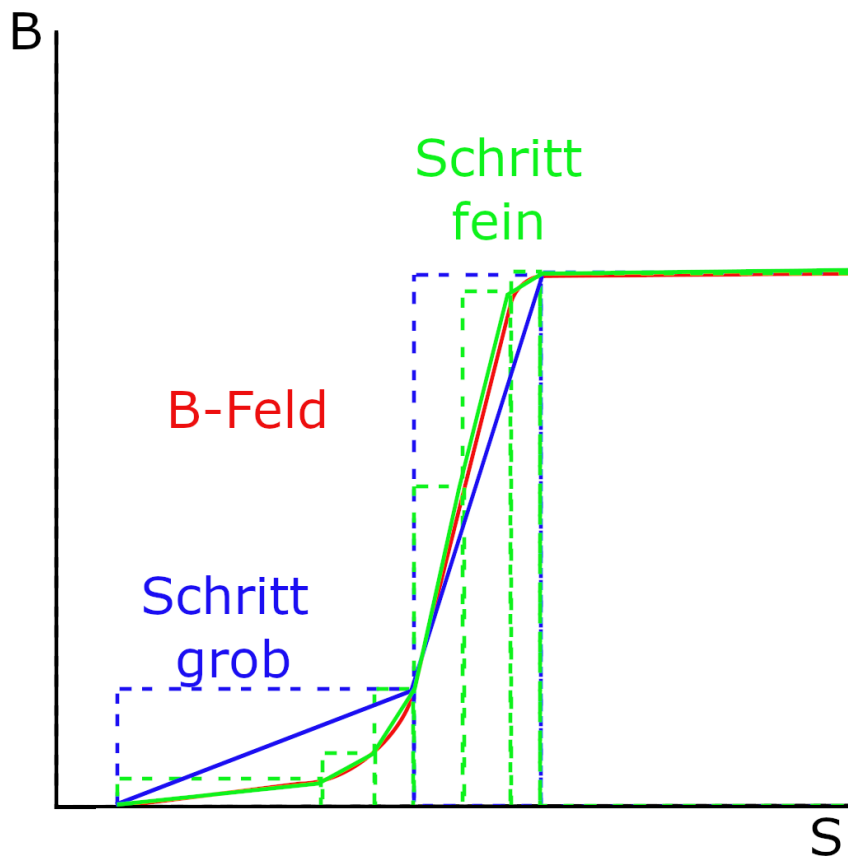


Abbildung 5.63.: Verschiedene Schrittweiten in blau und grün, Feldverlauf in rot. Feldintegral wird bestimmt, indem Feldwert am Anfang und Ende jedes Schrittes zusammen gemittelt werden. Dieser Wert wird mit der Schrittweite multipliziert, um das Integral für den Schritt zu erhalten. Feinere Schritte ergeben eine bessere Annäherung an realen Verlauf in Rot. Da der Randbereich klein gegen homogenen Bereich $\approx 3\%$ des Gesamtfeldintegrals ist, führt Approximation nur zu kleinen Fehlern.

Da für alle Energien die Magnetfelder angepasst werden, ist diese Lösung für alle Energien gültig. Abweichungen werden wenn nur durch zum Teil unterschiedliche ma-

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

agnetische Sättigung im Eisen bei höheren magnetischen Flüssen erwartet. Zu beachten ist, dass dieser Effekt als nicht linear skalierend nur im Randfeld eine Rolle spielt. Die Netzgeräte liefern am untersuchten Dipol nicht genug Strom um den Magneten so weit in die Sättigung zu treiben, dass dieser Effekt deutlich beobachtet werden kann. Der Verlauf der Kurve in Abb.: 5.20 zeigt, dass die gemessenen Bereiche alle im linearen Teil liegen. Die Stromwerte für hohe Energien in Abb.: 5.20 zeigen erste Abweichungen vom linearen Verlauf bzw. von Sättigung.

Die Feldintegrale entlang der Sollbahn skalieren entsprechend mit dem zentralen Feld. Diese Bedingung muss für jedes Strahlführende Element erfüllt sein, da der Strahl sonst physisch zerstört würde, etwa durch Kontakt mit dem Vakuumrohr.

Für eine Energie von 195 MeV kann so die folgende Matrix berechnet werden:

$$M_{D12}(195 \text{ MeV}) = \begin{pmatrix} 0.666841 & 2220.07 & 0. & 0. & 0. & 908.92 \\ -0.0002425 & 0.69112 & 0. & 0. & 0. & 0.6627 \\ 0. & 0. & 1. & 2566. & 0. & 0. \\ 0. & 0. & 0. & 1. & 0. & 0. \\ 0.6627 & 843.355 & 0. & 0. & 1. & 161.51 \\ 0. & 0. & 0. & 0. & 0. & 1. \end{pmatrix} \quad (5.30)$$

Wobei die in Tabelle 5.2 gezeigten Werte beispielhaft für Schritte bei 195 MeV sind. Diese Werte werden auch zur Berechnung der Gesamtmatrix so genutzt.

S steps =	0	100	100	100	50	50	50	50
B steps =	0.0004	0.0036	0.0068	0.0190	0.0398	0.1222	0.2385	0.2444
	1666	50	50	50	50	100	100	100
	0.2444	0.2385	0.1222	0.0398	0.0190	0.0068	0.0036	0.0004

Tabelle 5.2.: Schrittweite und Feldwerte am Ende des Schritts. Zur Berechnung der Matrix, bzw. der Näherung des Feldintegrals wird der Mittelwert des B-Feld $(B(n) + B(n - 1))/2 * Step(n)$ gebildet.

Weiter müssen die Vektoren von Ein- und Ausschuss berechnet werden. Diese werden auch wieder mit Bezug auf die Sollbahn dargestellt.

5.4.3. Fehleranalyse

Die eingesetzten Komponenten und Schritte tragen unterschiedlich stark zu der Berechnung des Fehlers des Absolutimpulses der Elektronen bei. Die einzelnen Elemente sind im Hinblick auf diesen Beitrag im Folgenden beschrieben und zusammengefasst. Es werden relative Anteile am Gesamtimpuls der Elektronen angegeben und Werte für 195 MeV als Rechenbeispiel aus diesen Anteilen.

Messung des Ablenkwinkels:

Die Messung über einen Laser entlang des Elektronenstrahls, der durch einen Spiegel im Magnetspalt abgelenkt wurde, wurde verworfen, da eine Ungenauigkeit bei der Auslese der 4-Quadranten-Diode zu Abweichungen von etwa einem mRad geführt haben. Der Grund für die Abweichung liegt wahrscheinlich in einem der eingesetzten Netzteile und dessen Stromschwankungen.

Stattdessen wurde mit einem Theodolithen, der auf dem Magnet platziert wurde, eine Peilung über die eingemessenen Lumos und Quadrupole durchgeführt. Mit dieser Methode konnte ein Ablenkwinkel von $45.360 \text{ Goon}^1 \pm 0.006 \text{ Goon}$ bestimmt werden, was einem Wert von $40.824^\circ \pm 0.005^\circ$ entspricht.

Betrachtet man den zweiten Teil von Gl. 5.3, entspricht die gemessene Unsicherheit bei der Messung des Ablenkwinkels einer Impulsablage von $\delta P/P = 8.75 \cdot 10^{-5}$, mit einem Wert für $\sin(\frac{s}{R}) = 0.6627$. Dies entspricht einer systematischen Ablage von 17 keV bei 195 MeV Elektronenenergie.

Bestimmung des Feldintegrals:

Dieser Beitrag teilt sich auf zwei Anteile auf: die Feldmessung mit NMR und Hallsonden sowie den Abgleich mit der Simulation bzw. das Tracking. Die Messung mit der NMR-Sonde ermöglicht die Messung von globalen Feldveränderungen wie in Abb.:5.64 gezeigt.

Die Genauigkeit der NMR-Messung ist -wie vom Hersteller zertifiziert- im Bereich von $\delta B/B < 10^{-6}$ und ermöglicht somit eine Anpassung der Hall-Werte. Die Ungenauigkeit von $\delta B/B < 10^{-6}$ auf die Feldmessung übersetzt sich direkt in einen Anteil am Fehler der Energiemessung, was bei den gemessenen Energien im Bereich einiger 100 eV liegt. Dieser Fehler ist im Vergleich zu den anderen Beiträgen sehr klein, dennoch wurde eine entsprechende Anpassung der Hall-Werte vorgenommen. Dazu wurde ein Normfaktor eingeführt $B_{NMR}(t_1)/B_{NMR}(t_0)$ und mit dem Hall-Wert zum Zeitpunkt t_1 Multipliziert.

Die Messungenauigkeit der Hall-Sonden wird vom Hersteller in Anteilen am Messwert und Messbereich angegeben. Zusammen mit der Berücksichtigung der eventuell nicht perfekten Ausrichtung (angenommen wurde eine Schrägstellung von 3 mRad) ergeben sich Abweichungen von $48 \mu T$ (180 MeV) bis $82 \mu T$ (450 MeV). Diese Werte werden, wie in Gleichung 5.14 beispielhaft gezeigt, für alle Feldbereiche ermittelt und entsprechen einem Fehler von $\delta P/P = 1.6 \cdot 10^{-4}$ auf den jeweiligen Bereich. Wie für die NMR-Sonden gibt es einen direkten Zusammenhang und bei 195 MeV entsteht durch diese Ungenauigkeit eine Abweichung von etwa 32,5 keV. Der Abgleich der Messwerte

¹Goon ist ein Winkelmaß welches den Kreis in 400 Einheiten teilt.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

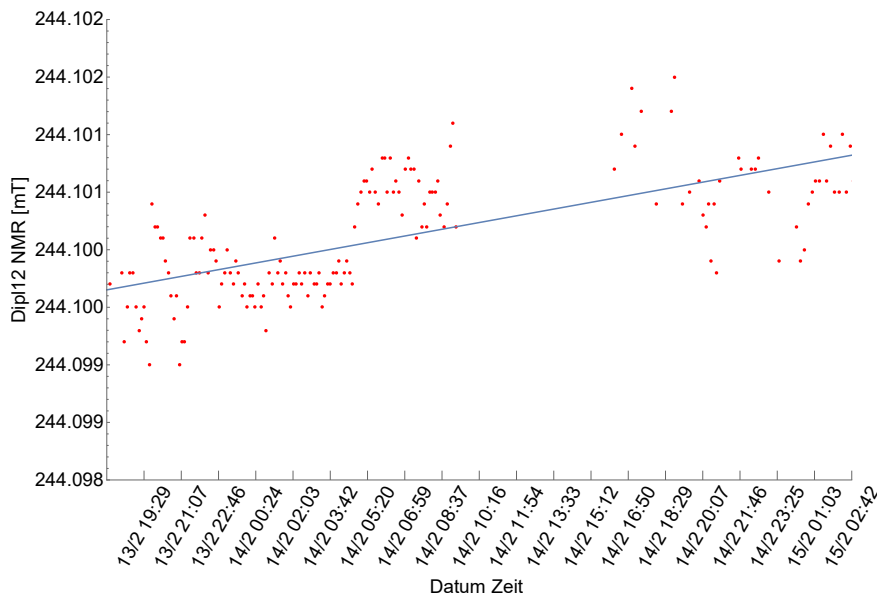


Abbildung 5.64.: Felddrift des Dipol 12 über einen Zeitraum von etwa 35 h. Die Drift von $1.5\mu\text{T}$ erklärt sich durch das langsame Erreichen des thermischen Gleichgewichts.

der Hall-Sonden mit dem der NMR Sonde, in unmittelbarer Umgebung der NMR-Sonden, ergab eine gute Übereinstimmung innerhalb des Fehlers der Hall-Sonde. Da im weiteren Verlauf der Messung ($> 20\text{h}$ nach dem Abgleich) nicht garantiert werden kann, dass zum Beispiel das Hallspannungsnetzteil innerhalb der vom Hersteller angegebenen Margen driftet, wird weiter mit dem vollen Fehler gerechnet.

Die Simulation zum Erstellen einer äquidistanten Feldkarte zeigt wiederum selbst Abweichungen zu den gemessenen Werten auf. Dies ist in Kapitel 5.3.3 ausführlich beschrieben und führt zu einer mittleren Abweichung von $58\mu\text{T}$ bei der entsprechenden Gewichtung der Messpunkte. Dieser Wert liegt mit einem Anteil von $\delta P/P=2.3\cdot 10^{-4}$ in einer ähnlichen Größenordnung wie der Fehler bei der Messung selbst und entspricht bei 195MeV etwa 46.35keV .

Bestimmung der Strahlposition:

Die Strahlposition wird, wie in Kapitel 5.1 eingeführt, auf zwei Arten bestimmt. Die Messung mit den Lumos wird dabei vor jedem neuen Setting bei der Datennahme durchgeführt und gibt einen sehr präzisen Wert mit einer Bestimmung des Strahlschwerpunkts auf etwa 10 Pixel genau. Dies entspricht einer Unsicherheit von etwa $24\mu\text{m}$ in jeden LUMO und somit einer Winkelablage von $27\mu\text{Rad}$. Die relative Abweichung $\delta P/P=2.5\cdot 10^{-5}$ übersetzt sich bei 195MeV zu einer Abweichung von etwa

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

5 keV.

Die zweite Messung mit den XYMOs dient dabei zur Kontrolle, dass der Strahl während der Datennahme nicht gewandert ist. Diese Bewegung kann durch einen leicht anderen Einschuss kommen oder aber durch eine Energieabweichung, welche es auszuschließen gilt. In den genommenen Daten konnte keine nennenswerte Drift ermittelt werden und somit auch kein Fehler angegeben werden. Eine Messung mit nur dieser Methode wäre schwierig, da die XYMO,s ein nichtlineares Verhalten zwischen gemessener Spannung und Ablage zeigen und auch vom Strahlstrom abhängig sind. Beide Abhängigkeiten gibt es bei der LUMO Messung nicht. Eine Messung, die eine entsprechende Drift gezeigt hätte, wäre interessant gewesen als Cross-Check mit den Spektrometerdaten, ob diese die Drift bestätigen. In Folgeexperimenten wurde dieser Punkt bewusst berücksichtigt und eine Energieverschiebung über einen leicht geänderten Arbeitspunkt des Beschleunigers erreicht.

Bestimmung des Einlaufvektors:

Die mit Abstand größte Unsicherheit der vorgestellten Messung kommt durch die fehlerhaften Daten der 4-Quadranten-Diode. Durch die ungenaue Bestimmung des Nulldurchgangs der Diode kann der Ort des Eintritts in den Magneten in der Ebene parallel zu den Polschuhen nicht genauer als 1 mm bestimmt werden. Um aus dieser Abweichung den Fehler zu berechnen, wird die Geometrie des Magneten herangezogen und die resultierenden Bahnlängen verglichen. Dies ergibt einen Fehler von $\delta P/P=1.54 \cdot 10^{-3}$ und bedeutet eine Unsicherheit von 300 keV bei einer Strahlenergie von 195 MeV. Wenn dieses Problem nicht aufgetreten wäre, wäre über den Abgleich von Feldposition zu Laserstrahlposition, siehe Kapitel 5.2.3, eine Genauigkeit im Bereich von 100 μm realistisch zu erreichen gewesen und ein Fehler von $\delta P/P=1.54 \cdot 10^{-4}$.

Bewertung der Fehlerbeiträge:

In Tabelle 5.3 wurden die verschiedenen Beiträge aufgelistet und entsprechend zu einem Gesamtfehler zusammengerechnet. Bei dieser Berechnung steht aktuell der Fehler auf die Bestimmung des Ortes des Einschusses der Elektronen als mit Abstand größter Beitrag. Der Fehler, der durch Probleme bei der Messung aufgetreten ist und erst bei der Auswertung identifiziert werden konnte, konnte nicht mehr besser als 1 mm bestimmt werden. Die Aufbauten zur Messung der Magnetfelder mussten komplett zurückgebaut werden, um den Wiedereinbau der Vakuumkammer zu ermöglichen. Die Schritte, eine andere Referenz zu finden, konnten auf verschiedenen Wegen nicht besser als 1 mm beurteilt werden. Dieser Wert wurde gewonnen, indem mit einem Theodoliten Elemente der verbliebenen Strahlführung angepeilt und in einem entsprechenden Bezug zu den Kanten des Magnetjochs gesetzt wurden. Da diese Kanten zum Einen nicht scharf oder wohldefiniert sind, muss ein so großer Fehler angenommen werden. In diesem Fehler ist unter anderem Berücksichtigt, dass die Stärke des Farbauftrags unbekannt ist, und somit die angepeilte Kante nicht der Kante des aktiven Mediums entspricht.

Zum Vergleich wurde in der Tabelle eine weitere Zeile eingeführt, die demonstriert, dass unter korrektem Einsatz der 4-Quadranten-Diode oder in einer verbesserten Version eines CCD-Chips, sehr präzise Aussagen getroffen werden können.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

Die weiteren Fehler entsprechen den Erwartungen und liefern aktuell nur kleine Beiträge zum Gesamtfehler.

Tabelle 5.3.: Beiträge zum Fehler bei der Messung des Absolutimpuls. Die untere Zeile zum Vergleich und als Indikation, welche Absolutfehler in Zukunft erwartet werden.

Strahlenergie	$\delta P/P$ %	180 MeV [keV]	195 MeV [keV]	210 MeV [keV]	225 MeV [keV]	450 MeV [keV]
Ablenkwinkel	$8.75 \cdot 10^{-5}$	15.7	17.1	18.4	19.7	39.4
NMR-Sonde	$0.75 \cdot 10^{-6}$	0.13	0.14	0.15	0.16	0.33
Hall-Sonde	$1.60 \cdot 10^{-4}$	28.8	31.2	33.6	36.	72.
Simulation	$2.30 \cdot 10^{-4}$	41.4	44.8	48.3	51.7	103.5
LUMO	$2.50 \cdot 10^{-5}$	4.5	4.87	5.25	5.62	11.25
Einsch. ± 1 mm	$1.54 \cdot 10^{-3}$	276.8	299.9	322.1	346.1	692.1
Gesamtfehler		281.9	305.4	328.9	352.3	704.7
Einsch. ± 0.1 mm	$1.54 \cdot 10^{-4}$	27.7	30.0	32.3	34.6	69.2
Gesamtfehler		59.8	64.8	69.8	74.8	149.5

5.5. Ergebnisse der Energiemessung

Durch die erstellten und verifizierten Feldkarten kann eine Transportmatrix für Elektronen, die den Dipol12 durchqueren, erstellt werden. Mit Hilfe dieser Matrix und der Kenntnis über die Strahlposition vor und nach dem Dipol können entsprechende Aussagen über die Abweichung von der Sollbahn, sowohl räumlich aber auch als auch vom Sollimpuls, gemacht werden. Indem beide Faktoren in die Berechnung einfließen, muss der Strahl nicht auf die Nullposition beim Einschuss geregelt werden. Dieser Schritt bringt eine große Zeitersparnis, da durch den/die jeweilige/n Operator/in nur die Messung mit den LUMOs durchgeführt werden muss. Durch den Einsatz von zwei LUMO´s sowohl vor als auch nach dem Magneten können auch die Winkel gegen die Sollbahn in die Berechnung mit einfließen. Die Abweichung zwischen dem berechneten Impuls aus der Bestimmung der Ortsablage nach dem Magneten oder der entsprechenden Winkelablage ist minimal.

In den Fällen, in denen sowohl eine Energiemessung von MAMI vorliegt, als auch die Bestimmung über den Dipol12, sind in den folgenden Abbildungen in blau die MAMI Werte gezeigt. Die roten Punkte werden aus den NMR Messungen im Dipol12 berechnet und zeigen die Energie der Teilchen auf der Sollbahn an. In schwarz sind die aus der Ortsablage berechneten Energien gezeigt und in lila die aus der Winkelablage bestimmten Werte.

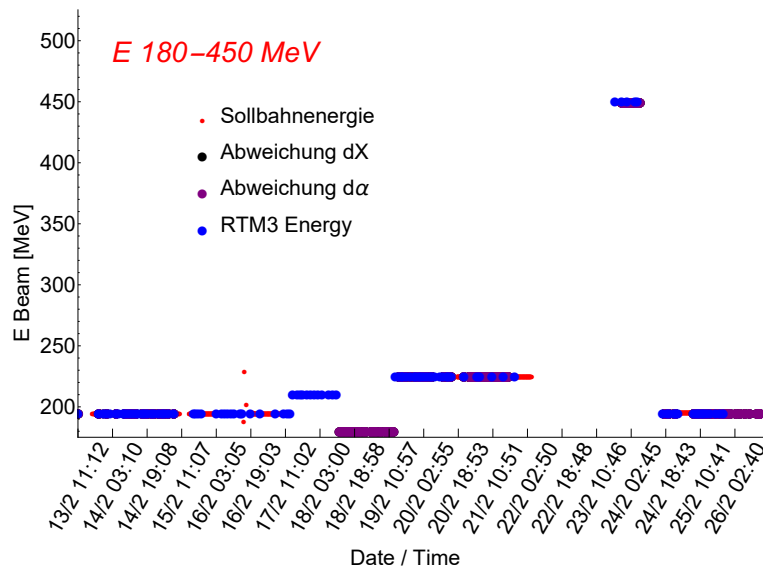


Abbildung 5.65.: Messung der verschiedenen Elektronenenergien die in der Strahlzeit berücksichtigt wurden. In den Bereichen, in denen keine blauen Werte vorliegen, erfährt der Strahl keine Beschleunigung im RTM 3 und es kann keine MAMI Energiemessung durchgeführt werden. Der Fehler auf die verschiedenen Werte ist zwischen 281.87 keV und , 704,7 keV siehe auch Tab.:5.3.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

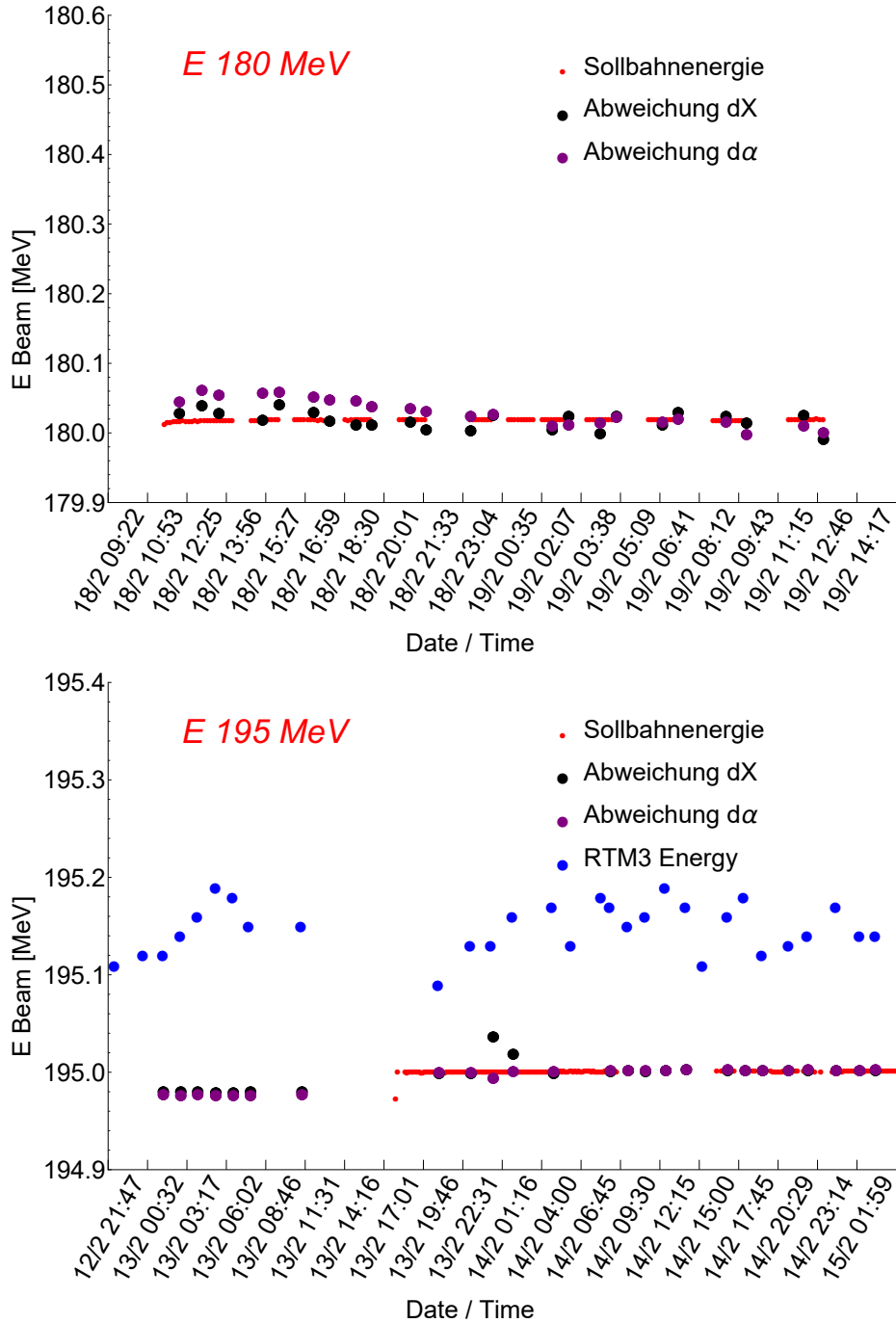


Abbildung 5.66.: Jeweils in schwarz die Rückrechnung aus der Ortsablage, in lila aus der Winkelablage und in rot die Energie des Sollteilchens. Oben: Messung für 180 MeV Strahlenergie ohne Werte aus dem RTM 3, da die Elektronen dort nicht beschleunigt werden. Die minimale Variation entspricht der relativen Energiestabilität von ≤ 5 keV . Unten die Werte für 195 MeV mit den entsprechenden Werten aus der RTM 3 Messung in blau . Die Fehler sind in Tab.:5.3 aufgelistet.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

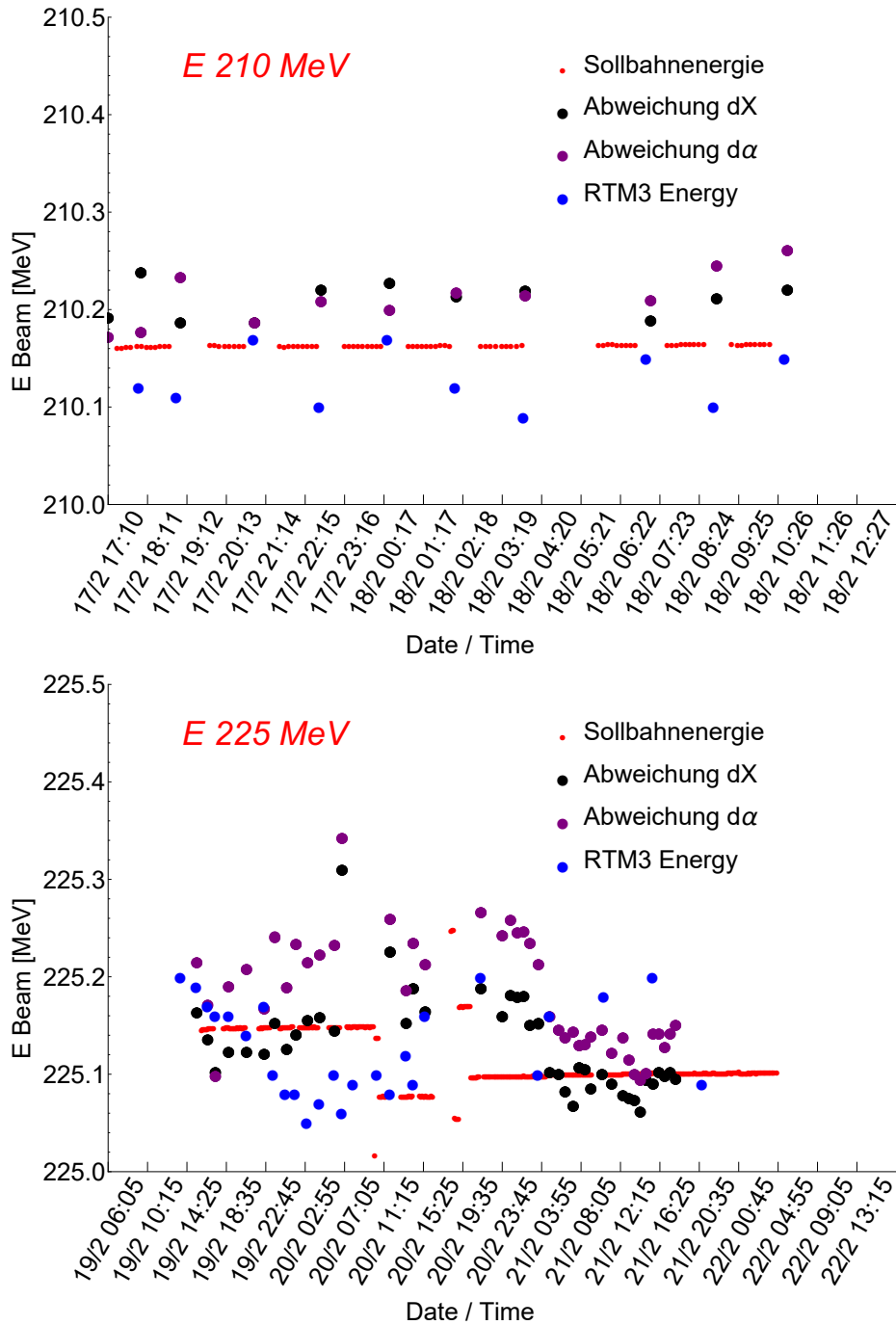


Abbildung 5.67.: Jeweils in schwarz die Rückrechnung aus der Ortsablage, in lila aus der Winkelablage, in rot die Energie des Sollteilchens und den Werten aus der RTM 3 Messung in blau. Oben: Messung für 210 MeV Strahlenergie . Unten die Werte für 195 MeV. Die Fehler sind in Tab.:5.3 aufgelistet. Die größere Variation kann auf die häufigen Änderungen der Strahlage durch die Messungen im RTM 3 zurück geführt werden.

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

Im Vergleich mit den RTM 3 Energiemessungen, die bisher die einzige Möglichkeit der Energiemessung der beschleunigten Elektronen war, zeigt sich eine Abweichung innerhalb der Fehler. Da der Absolutfehler aktuell noch zu groß ist, kann keine der beiden Methoden bevorzugt werden. Die kleinere Fußbreite in der Verteilung der Energien bei der Dipol 12 Messung entspricht dabei eher der Erwartung einer relativen Stabilität der Elektronenenergie von ≤ 5 keV. Die Werte für 225 MeV werden dabei etwas ausgeklammert, da es bei der Messung zu Problemen kam, die auf Umweltbedingungen und Schwankungen im Beschleuniger zurückgeführt werden können. Für die anderen Energiebereiche kann eine stabile Messung beobachtet werden.

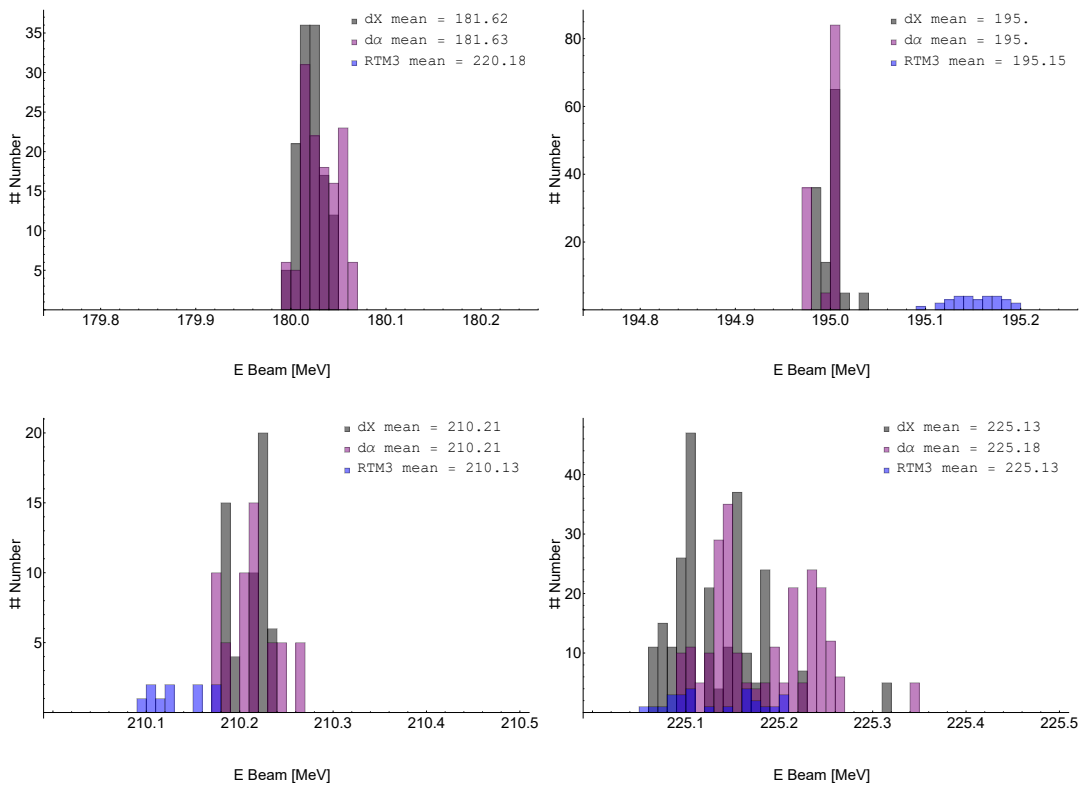


Abbildung 5.68.: Vergleich der verschiedenen Elektronenenergien, die in der Strahlzeit berücksichtigt wurden. In den Bereichen, in denen keine blauen Werte vorliegen, erfährt der Strahl keine Beschleunigung im RTM 3 und es kann keine MAMI Energiemessung durchgeführt werden. Um die Werte aus den Abb.:5.66 und 5.67 einfacher vergleichen zu können erfolgt der Übergang zu einer histogrammierten Darstellung für die verschiedenen Energien.

5.6. Fazit Energiemessung und Ausblick

Wie in Tabelle 5.3 gezeigt, dominiert der Fehler auf den Einlaufvektor den Gesamtfehler der Messung. Zum Vergleich ist in Tabelle 5.3 auch der Fall für eine realistisch erreichbare Genauigkeit bei der Messung des Einschusses angegeben. Dieser Vergleich zeigt, dass mit den eingesetzten Mitteln eine Verbesserung um einen Faktor 2, im Vergleich zur Energiemessung im RTM 3, möglich wäre. Das Erreichen einer um einen Faktor 2 schlechteren Präzision ist, für den ersten Einsatz eines neu geplanten Spektrometers, dennoch als erfolgreiches Experiment zu werten, vor allem, da entscheidende Schwachpunkte identifiziert und Möglichkeiten für Verbesserungen dieser bei zukünftigen Experimenten ermittelt werden konnten.

Für das Erreichen dieses ambitionierten Ziels wurden umfangreiche Messkampagnen und Aufbauten geplant und durchgeführt. Durch den Einsatz präziser Verfahrenstechnik, in Form eines XYZ-Tisches, konnte eine sehr genau Karte zum Feldverlauf im Dipol 12 gemessen werden. Zusammen mit den umfangreichen Simulationen zu den verschiedenen Feldwerten bzw. Elektronenenergien konnte auch hier eine gute Ausgangsposition für zukünftige Messungen etabliert werden.

Im Verlauf der Auswertung konnten die Erkenntnisse vertieft und entscheidende Ergebnisse für zukünftige Produktionsstrahlzeiten gewonnen werden.

Über den Einsatz eines kombinierten Verfahrens zur Bestimmung der Ortsablage des Strahles, konnte eine sehr exakte und einfache Bestimmung der Strahlposition vorgestellt werden. Diese einfache Handhabung ermöglicht den Einsatz der Methode auch in Zeiten mit minimaler Besetzung bei verringertem Zeitaufwand. So muss nicht eine komplette Beschleunigersektion manipuliert werden, sondern es reicht eine einfache Reduktion des Strahlstroms, um die Aufnahme der Strahlposition auf den LUMOs zu ermöglichen. Weiter findet über die Kontrolle mit den XYMOs eine permanente Überwachung der Strahlenergie/Strahlage statt, die den individuellen Runs zugeordnet werden kann.

Die in Abb.: 4.8 in rot gezeigten Abweichungen unterstreichen die hohe Komplexität der RTM 3 Messung und das Interesse, eine einfachere Möglichkeit zur Energiemessung für zukünftige Experimente zu realisieren. Die erwartete Zeitersparnis zusammen mit der Möglichkeit einer Onlinemessung durch die XYMOs sind weitere positive Faktoren die erarbeitet werden konnten.

Durch die negativen Erfahrungen im Umgang mit den 4-Quadranten-Dioden, kann für eine zukünftige Messung der Mehraufwand zur Entwicklung einer verlässlichen Bestimmung der Sondenposition im Vergleich zur Strahlposition motiviert werden.

Mit der vorgestellten Methode konnte zum ersten Mal im aktuellen Aufbau die Energiemessung für 180 MeV Strahlenergie durchgeführt werden. Auch höhere Energien, als die im RTM 3 erreich- und messbaren 855 MeV, können mit diesem Aufbau gemessen werden.

Auch im Vergleich zu anderen Methoden, ist die große Stärke der Messung eine einfache Anwendung und Auswertung, nachdem im Vorfeld die Parameter bestimmt wur-

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

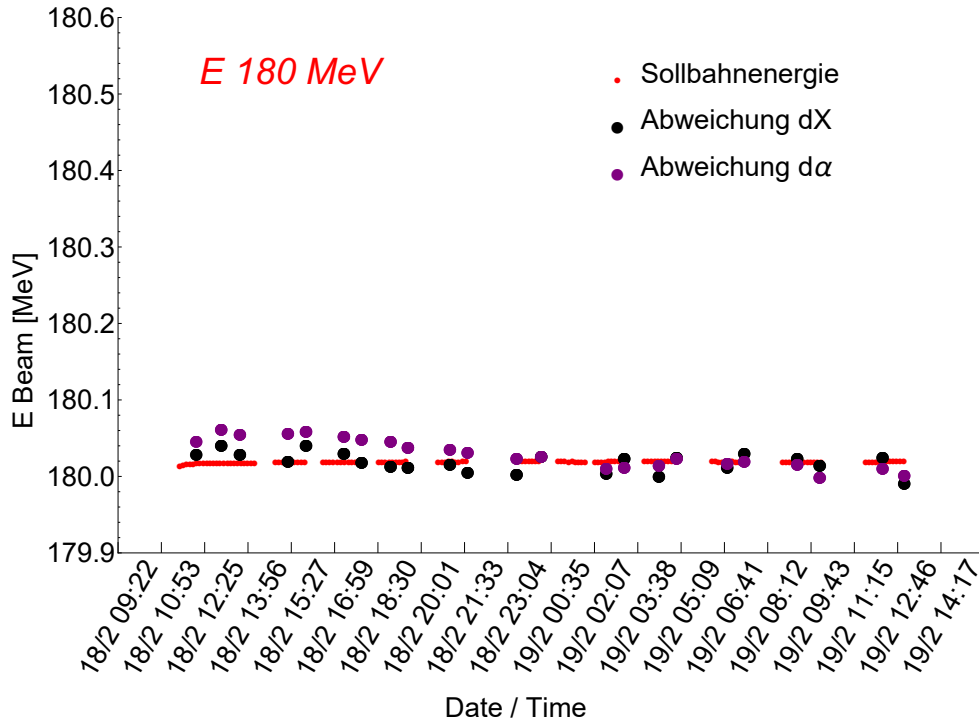


Abbildung 5.69.: Messung der Energie von Elektronen die keine Beschleunigung durch das RTM 3 erfahren. Die aktuell niedrigste nach dem RTM 2 mögliche Energie mit 180 MeV zeigt die erwartete niedrige Variation $< 10^{-5}$. Die roten Punkte sind die Referenzenergien aus der NMR Messung, schwarzen Punkte aus der Messung der Ortsablage zur Sollbahn nach dem Dipol 12 und die lila Punkte analog die Berechnung aus dem Winkel zur Sollbahn. Blaue Punkte für die MAMI Energie gibt es hier nicht, da das RTM 3 nicht durchlaufen wird. Der Fehler auf alle Werte ist 281.87 keV, siehe auch Tab.:5.3.

den. Es muss lediglich vor jedem Run der Datennahme, der Strahlstrom reduziert werden, um die LUMO-Messung zu ermöglichen, alle anderen Messungen sind passiv bzw. interferieren nicht mit dem Strahl. Da das Spektrometer Teil der A1 Strahlführung ist, müssen alle Elektronen diesen Ort passieren um zum Target zu gelangen, es ist somit auch kein Umschalten zwischen verschiedenen Strahlführungen nötig.

Für eine zukünftige Messung bietet sich eine Optimierung der Messroutine an. Die Verbesserungen sind zum Einen im Bereich der Wahl der Messbereiche, aber auch Distanz der Messpunkte zu beachten. Eine mittlerweile am Institut verfügbare Neuentwicklung des Fraunhofer-Instituts ermöglicht die simultane Messung von 256 Feldpunkten in X,Y und Z. Weiter ermöglicht der interne Aufbau, dass die aktive Fläche pro Messort denselben Raum einnimmt und nicht drei separate Orte. Selbst bei einer kompletten Messung mit dem als fein angenommenen Raster würde sich die Messzeit massiv verkürzen und es könnten mehr Feldverläufe in der selben Zeit vermessen wer-

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

den.

Die guten Erfahrungen bei der Auswertung der Strahlflecken auf den LUMOs legen weiter den Einsatz eines CCD-Chips nahe. Diese verfügen über Pixelbreiten im Bereich weniger μm und der Schwerpunkt kann auf wenige Pixel genau bestimmt werden. Eine Bestimmung der Position im Bereich weniger $10\mu\text{m}$ erscheint somit erreichbar. Ein Wechsel von einer 4-Quadranten-Diode hin zu einem CCD-Chip, oder einer anderen Möglichkeit zur Detektion des Lasers, bedeutet den größten Schritt hin zu einer präziseren Messung. Aber auch andere Arten die Überlagerung von Feld und Elektronenpfad zu vergleichen wären denkbar und könnten entsprechende Verbesserungen bringen.

Eine der wichtigsten Erkenntnisse ist dabei, dass mit dem Einsatz weiterentwickelter Magnetfeldsonden sowohl die Präzision weiter gesteigert werden, aber auch der Zeitfaktor der Messung positiv beeinflusst werden kann.

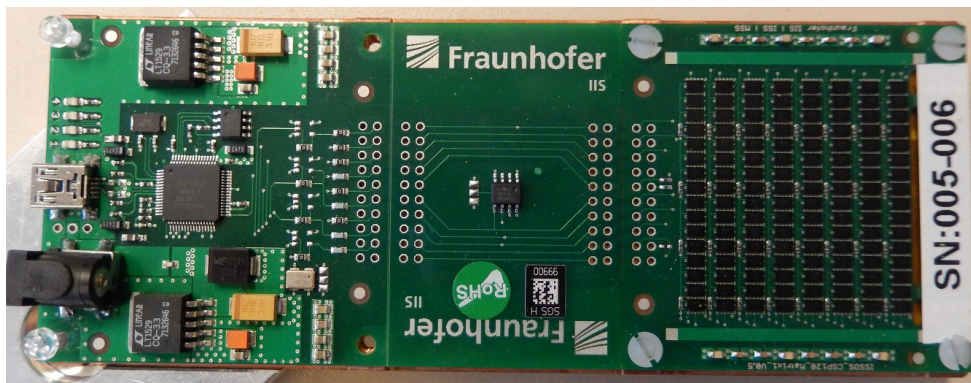


Abbildung 5.70.: Die neu angeschaffte Matrix Hall Sonde ermöglicht das Messen von Feldwerten in X,Y und Z an 256 Orten gleichzeitig. Da die Sonde über einen sehr flachen Aufbau verfügt, kann sie optimal im Gap eines Magneten eingesetzt werden. Die neue Sonde ermöglicht es mehr Messpunkte in kürzerer Zeit zu messen und so das Erstellen von Feldkarten, die direkt für das Tracking genutzt werden können.

In Abb.:5.70 ist eine Neuanschaffung des Instituts für Kernphysik Mainz vom Fraunhoferinstitut gezeigt. Die neuartige Matrixsonde erlaubt das Messen des Feldes in X Y und Z an 256 Orten gleichzeitig und nutzt dabei an jedem Punkt nur ein aktives Medium. Im Vergleich zu den zuvor eingesetzten Sonden ist unmittelbar klar, dass dies eine massive Zeitersparnis bringt. Das ermöglicht bei gleichem Stillstand des Bereichs des Beschleunigers, der vermessen wird, das Erstellen von Feldkarten mit mehr Werten und sogar eine komplette Vermessung mit äquidistanten Abständen. Diese haben den Vorteil, dass sie mit geringerem Aufwand in Trackingsimulationen zur Erstellung der Transportmatrizen genutzt werden können. Weiter entfällt das Anpassen der Ortsabweichung zwischen den Feldkomponenten in X,Y und Z.

Eine zweite Messung der Strahlenergie, ohne konkreten Zeitplan für eine Hyperkernstrahlzeit, wurde zur Erforschung anderer Methoden zur Verbesserung der Präzision

5. Aufbau eines hochpräzisen Elektron- Spektrometers an MAMI

zukünftiger Hyperkernexperimente der A1-Kollaboration zurückgestellt. Ein Teil dieser Bemühungen wird im Kapitel zum Neudesign des Produktionstarget vorgestellt.

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

Ein weiterer Schritt in der Planung eines Hyperkernexperiments ist die Abschätzung der Produktionsraten und so der Anzahl der gesuchten Reaktionen, die beobachtet werden können. Dazu müssen die Produktionsmechanismen, aber auch die Luminosität, mit Massenbelegung des Targets und Strahlstrom als maßgeblichen Faktoren und die Detektorakzeptanz berücksichtigt werden. Ausführungen über die Möglichkeiten der Spektrometer finden sich im Kapitel 3.1 und Betrachtungen zum möglichen Strahlstrom in Abschnitt 2. Der Strahlstrom als relevante Größe kann am MAMI nicht beliebig erhöht werden. Diese Einschränkung ergibt sich, da die Elektronen, die nicht im Target reagieren, auf den Beamdump treffen. Da dies die Mehrzahl der Elektronen ist, kommt es zu entsprechenden Niveaus an Untergrundstrahlung, die die Effektivität der Spektrometer beeinträchtigen. Ziel der im Folgenden vorgestellten Überlegungen ist, das Einführen eines Designs für ein Target mit hoher Massenbelegung und somit Luminosität in Strahlrichtung und niedriger Massenbelegung in Richtung der Spektrometer für die Reaktionsteilchen.

6.1. Hyperkern Produktionsraten mit ^9Be und $^{6/7}\text{Li}$ Targets

Um die Ausbeute (Yield) an einem bestimmten Reaktionstyp abzuschätzen, muss die Produktionswahrscheinlichkeit berücksichtigt werden. In Abb.:6.1 sind die Simulationsergebnisse für die Produktionswahrscheinlichkeiten an Beryllium als Targetmaterial gezeigt. Dabei wurde auf die in den Arbeiten von Sanchez Lorente, Botvina und Bleser eingeführten Methoden zurückgegriffen. Bezieht man die Art des Nachweises in den A1 Spektrometern über Zerfallspionen, aus im Target abgestoppten Hyperkernen, in die Überlegung mit ein, kommt es zu einer Verschiebung der beobachteten Reaktionsraten, gegenüber der angenommenen primären Produktionsrate.

Die Wahrscheinlichkeit, dass freie Hyperonen abgestoppt werden, ist sehr gering, da diese elektrisch neutral sind, ähnlich dem Neutron wechselwirken und nur über Stöße Energie verlieren. Diese sind daher in Abb.:6.1 nicht mehr vorhanden. Betrachtet man das Band zwischen 40 MeV und 60 MeV Anregungsenergie, wird in den Simulationen deutlich, dass $^4_{\Lambda}\text{H}$ etwa zehn mal häufiger erwartet wird als $^3_{\Lambda}\text{H}$. Dieses Simulationsergebnis kann mit den bisherigen Messungen nicht konklusiv bewertet werden, da der $^3_{\Lambda}\text{H}$ -Peak nicht zu sehen war bzw. nicht signifikant über dem Untergrund lag, siehe Abb.:1.6. Daher konnte das genaue Verhältnis nicht bestimmt werden.

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

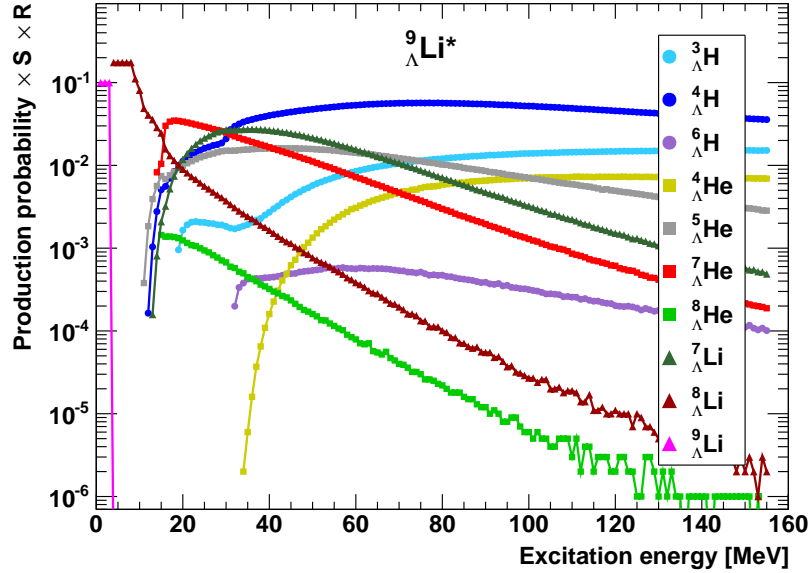


Abbildung 6.1.: Produktionswahrscheinlichkeit für verschiedene Hyperkernfragmente mit der Wahrscheinlichkeit, dass diese im Target abgestoppt werden und dem Pionzerfallskanal folgen - aufgetragen gegen die Anregungsenergie des Kerns.

Tabelle 6.1.: Betrachtung der Simulationsergebnisse für ${}^9\text{Be}$ als Targetmaterial und einzelne Anregungsenergien.

E_x	20 MeV	40 MeV	60 MeV
${}^9_{\Lambda}\text{Li}^*$	P = $D_C \cdot S \cdot \text{BR}$ in units of 10^{-4}		
${}^3_{\Lambda}\text{H}$	0.05	0.1	0.2
${}^4_{\Lambda}\text{H}$	17	50	38
${}^7_{\Lambda}\text{He}$	80	20	0.8

Um die Messung von ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ an ${}^9\text{Be}$ zu ermöglichen, muss die Luminosität, entsprechend den in Tab.:6.1gezeigten Ergebnissen mindestens zehn mal höher sein. Da jedoch damit zu rechnen ist, dass der Untergrund überproportional mit ansteigt, wenn das Experiment mit denselben Targets wiederholt wird, ist eine Beobachtung von ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ an ${}^9\text{Be}$ im Grunde ausgeschlossen.

In Tabelle 6.2 sind drei Hyperkernfragmente aufgelistet, die aus der Fragmentation von ${}^9_{\Lambda}\text{Li}^*$ stammen und innerhalb der Impulsakzeptanz der Spektrometer liegen, mit den entsprechenden Raten $\Gamma_{\pi^-}^{2B}/\Gamma_{tot}$ für den Zweikörperzerfall. Das Pion aus dem Zerfall von ${}^7_{\Lambda}\text{He}$ liegt nur etwa $0.6\text{ MeV}/c$ von dem gesuchten Prozess für ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ entfernt. Das Auflösungsvermögen der Spektrometer ist mit $\approx 60\text{ keV}/c^2$ um einen Faktor zehn

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

Tabelle 6.2.: Verschiedene Hyperkerne mit Raten für einen Zweikörperzerfall mit π^- als Zerfallsprodukt und dem erwarteten Impuls.

Hyperkern	g.s. Masse (MeV/c ²)	zwei Körper Zerfall	π^- Impuls (MeV/c)	g.s. $\Gamma_{\pi^-}^{2B}/\Gamma_{tot}$
${}^4_{\Lambda}\text{H}$	3922.45	${}^4\text{He}+\pi^-$	132.87	0.51
${}^3_{\Lambda}\text{H}$	2990.92	${}^3\text{He}+\pi^-$	114.012	0.249
${}^7_{\Lambda}\text{He}$	6715.67	${}^7\text{Li}+\pi^-$	114.97	0.1

genauer, eine Trennung der Peaks sollte somit gut möglich sein. Für eine Vereinfachung der Zuordnung soll die Produktion von ${}^7_{\Lambda}\text{He}$ dennoch unterdrückt werden. Auch zur Vereinfachung der Auswertung kann die Produktion von ${}^7_{\Lambda}\text{He}$, wie in Abb.: 6.2 gezeigt, durch eine geschickte Wahl des Targets fast vollständig unterdrückt werden.

In Abb.:6.2 sind die relativen Ausbeuten für ${}^6\text{Li}$ (${}^6_{\Lambda}\text{He}^*$) und ${}^7\text{Li}$ (${}^7_{\Lambda}\text{He}^*$) gezeigt. Das Isotopengemisch für natürliches, stabiles Lithium besteht zu etwa 7.4% aus ${}^6\text{Li}$ und zu 92.6% aus ${}^7\text{Li}$. Entsprechend aufbereitetes, Isotopenangereichertes Material ist zwar erhältlich, je nach Reinheit des Materials sind die Preise jedoch selbst für eine kleine Menge relevant. Im Gegensatz dazu ist natürliches Lithium durch die weite Verbreitung in technischen Anwendungen und Medikamenten günstig, schnell und in fast allen Formen und Materialstärken zu bekommen.

Tabelle 6.3.: Simulationsergebnisse für ${}^6\text{Li}({}^6_{\Lambda}\text{He}^*)$ und ${}^7\text{Li}({}^7_{\Lambda}\text{He}^*)$ als mögliches Targetmaterial.

E_x	20 MeV	40 MeV	60 MeV
${}^6_{\Lambda}\text{He}^*$	P = D _C · S · BR in untis of 10 ⁻⁴		
${}^3_{\Lambda}\text{H}$	-	3.7	2.1
${}^4_{\Lambda}\text{H}$	17	22	7.5
${}^7_{\Lambda}\text{He}^*$			
${}^3_{\Lambda}\text{H}$	-	1.3	1.1
${}^4_{\Lambda}\text{H}$	23	18	8.36
${}^6_{\Lambda}\text{H}$	-	0.13	0.05
${}^6_{\Lambda}\text{He}$	5.6	1.1	0.17

In Tab.:6.3 sind die Ergebnisse der Simulation für die natürlichen Lithium-Isotope aufgelistet. Bei ${}^6\text{Li}$ ist im Bereich zwischen 40 MeV und 60 MeV ein Verhältnis von 1:6 bis 1:3 für die erwarteten Raten von ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ zu ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ gelistet. Bei ${}^7\text{Li}$ wird in diesem Bereich ein Verhältnis zwischen 1:14 und 1:7 erwartet. Diese Betrachtung rechtfertigt Über-

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

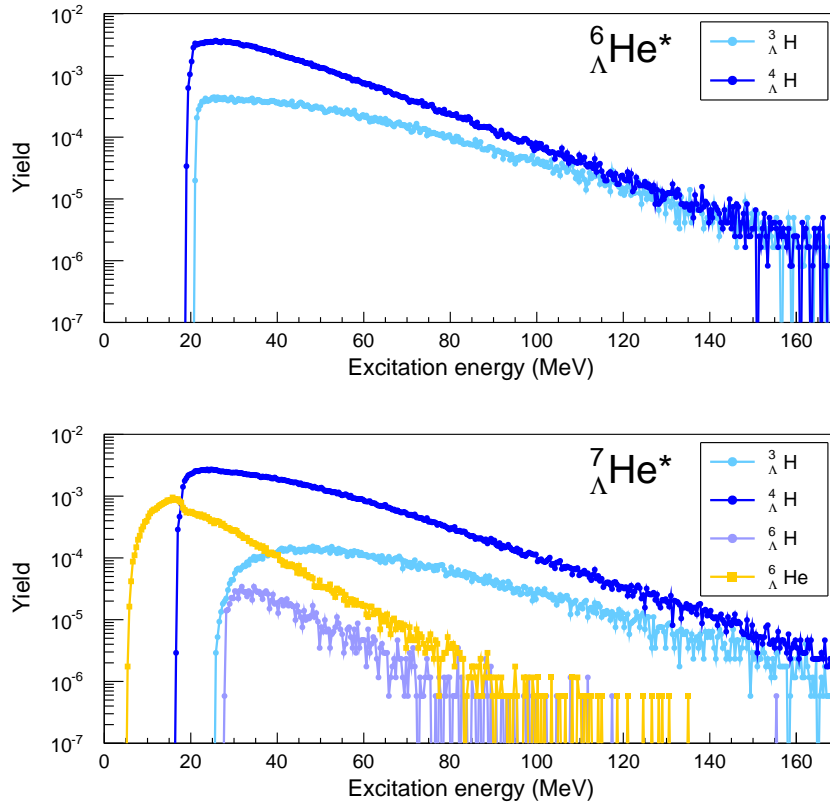


Abbildung 6.2.: Produktionswahrscheinlichkeit für verschiedene Hyperkernfragmente, der Wahrscheinlichkeit, dass diese im Target abgestoppt werden und dem Pionzerfallskanal aufgetragen gegen die Anregungsenergie des Kerns. Im oberen Teil für ${}^6\text{Li}$ und im unteren für ${}^7\text{Li}$

legungen, geplante Experimente mit einem angereicherten ${}^6\text{Li}$ -Target durchzuführen. Im Falle erfolgreicher Experimente bezüglich Handhabung und Langzeitstabilität mit natürlichem Lithium, wäre eine weitere Steigerung der Raten mit einem angereicherten Targets möglich, aber auch erst dann vertretbar.

Die Simulationen und bisherigen Messergebnisse zeigen, dass ${}^9\text{Be}$ als Targetmaterial zur Produktion von ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ geeignet ist, aber im Bezug auf ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ nicht optimal ist. Betrachtet man Simulationen für Lithium als Produktionstarget, ergeben sich die im Abb.: 6.2 gezeigten Vorhersagen. Die Zusammenfassung der Werte in Tabelle 6.3 unterstreicht die Erwartung, eine signifikante Anzahl an ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ -Hyperkernen im Vergleich zur letzten Messung zu beobachten. Dieses Zwischenergebnis hat die Planung und das Testen eines neuen Li-Targets in den Fokus gebracht.

6.2. Targetgeometrie des neuartigen Lithium Targets

Für das Design eines neuen Targets zur Produktion von ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ an Lithium kommen verschiedene Anforderungen zusammen. So soll eine möglichst hohe Anzahl am gesuchten Fragment entstehen. Weiter sollen die so erhaltenen Fragmente möglichst zuverlässig abgestoppt werden und die Zerfallspionen möglichst präzise vermessen werden können. Um diese Ziele zu erreichen, muss eine entsprechend hohe Luminosität erreicht werden. Im Hinblick auf die Integration bedeutet das entweder eine Erhöhung des Strahlstroms I oder eine Erhöhung der Massenbelegung X . Die Messung länger laufen zu lassen ist unrealistisch, da ein Faktor 10 eine Messkampagne von etwa 10 Monaten bedeuten würde. Da es bei einer Erhöhung des Stroms zu einer Erhöhung der Untergrundraten aus dem Beamdump kommt, ist ein Ziel des Designprozesses die Massenbelegung so zu erhöhen, dass der Strom verringert werden kann. Der Fokus der Bemühungen liegt somit auf einer Erhöhung der Massenbelegung, ohne die Impulsauflösung zu beeinträchtigen.

In Fixed-Target Experimenten wird die Massenbelegung X [g/cm^2] genutzt, um den Faktor aus Dichte und Dicke auszudrücken. Es wird dabei von einer einheitlichen Dicke und Beschaffenheit des Targets ausgegangen [66]. Dieser Faktor wird auch für die Energieverlustrechnung genutzt und es können Moleküle oder andere Atommischungen mit einer Größe X beschrieben werden. Zusammen mit dem Strahlstrom ergibt sich daraus die Luminosität:

$$L = \frac{I}{e} \cdot \frac{\rho \cdot d}{A} = \frac{I}{e} \cdot \frac{X}{A} \quad (6.1)$$

mit: Strahlstrom I [A], Elementarladung e , Dichte ρ [g/cm^3], Dicke d [m], Atommasse A [g]

Die Luminosität steht dabei für die Anzahl an Reaktionen, die während einer Zeiteinheit stattfindet. Integriert man den Strom über die Zeit, erhält man die integrierte Luminosität.

$$\int_{t_a}^{t_e} L dt = \frac{1}{e} \cdot \frac{\rho \cdot d}{A} \int_{t_a}^{t_e} I dt = {}^1 \frac{\tilde{I}}{e} \cdot \frac{X}{A} \cdot (t_e - t_a) \quad (6.2)$$

¹ mit konstantem (mittlerem) Strahlstrom I

Bisher wurde ein ${}^9\text{Be}$ -Target mit $125\mu\text{m}$ bzw. $256\mu\text{m}$ Dicke verwendet [47] [113]. Dieses wurde wie in Abb.:6.3 gezeigt in der Targetkammer angebracht.

Für die Messungen aus dem Jahr 2016 an Beryllium wurden die im Folgenden kurz vorgestellten Einstellungen gewählt. Die Positionierung der Spektrometer war unter Winkeln von 27° (91°) für SpekA und 0° (126°) für SpekC, wobei zuerst jeweils der Winkel gegen die Flächennormale des Targets genannt ist und in Klammern der Winkel der Spektrometer gegen die Elektron-Flugrichtung, siehe Abb.:6.3. Durch die kleinen Winkel gegen die Flächennormale erfahren die Pionen eine minimale Verbreiterung in der Impulsverteilung, die durch Energieverlust beim Durchgang von Materie entsteht.

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

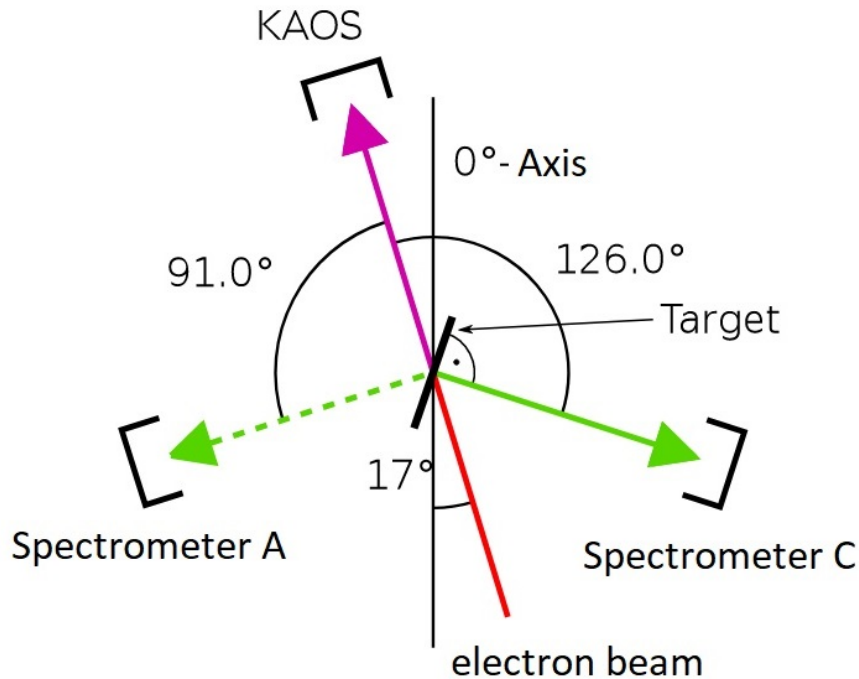


Abbildung 6.3.: Schematische Sicht von oben auf den Aufbau der Jahre 2012-2014, mit einer ${}^9\text{Be}$ Targetfolie. Der Aufbau minimiert die Impulsverschmierung der Pionen, die in Richtung der Spektrometer A und C fliegen. Gleichzeitig wird die effektive Targetdicke durch das Eintreten der Elektronen unter einem Winkel von 36° erhöht.

Spektrometer A konnte auf dem Drehkranz nicht weiter nach vorne gefahren werden, da das Kaos Spektrometer den Platz für die 0° Stellung blockiert. Weiter wird durch den Winkel von 36° der Elektronen gegen die Flächennormale die Dicke des Targets aus Sicht des Strahls auf $212\mu\text{m}$ bzw. $435\mu\text{m}$ erhöht.

Für den Vergleich der Luminosität von Lithium und Beryllium werden die folgenden Berechnungen gemacht:

$$L({}^9\text{Be}) = I(20\mu\text{A}) \cdot \rho_{\text{Be}}(1.848\text{g}/\text{cm}^3) \cdot d_{\text{Be}}(0.25\text{mm}) \quad (6.3)$$

$$L({}^{6/7}\text{Li}) = I(5\mu\text{A}) \cdot \rho_{\text{Li}}(0.534\text{g}/\text{cm}^3) \cdot d_{\text{Li}}(???\text{mm}) \quad (6.4)$$

$$P({}_\Lambda^3\text{H})/P({}_\Lambda^4\text{H}) \approx^1 0.1 \quad L({}^6\text{Li})/L({}^9\text{Be}) = 0.07 \cdot t(\text{Li}) = 1$$

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

¹ : variiert je nach eingesetztem Material/Isotopengemisch, P aus Tab. : 6.3

Durch Lösen von Gleichung 6.4 nach d_{Li} , ist eine Targetdicke von min. 35 mm gefordert. Dabei werden sowohl eine Verringerung des Strahlstroms angenommen, als auch eine Verringerung der Dichte beim Einsatz von Lithium berücksichtigt, wie in Tabelle 6.4 aufgeführt. Lithium als einfaches Blockmaterial, wie in Form eines Würfels von ca. 2cm · 2cm · 5cm zu realisieren kommt nicht in Frage, da die Impulsverschmierung der Pionen stark zunehmen würde.

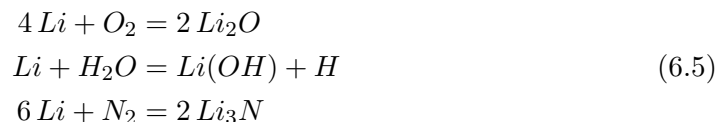
In Tabelle 6.4 werden die wichtigsten Eigenschaften von Beryllium und Lithium aufgeführt.

Tabelle 6.4.: Eigenschaften von Lithium und Beryllium im Bezug auf die Einsatzmöglichkeiten als Targetmaterial.

	ρ [g/cm ³]	A [u]	$T_{Schmelz}$ [C°]	Mohshärte
Be	1.848[87]	9.01[104]	1287[1]	5.5
Li	0.534[88]	6.94[83]	180.54[125]	0.6

In Abb.:6.4 ist eine Skizze für eine mögliche Realisierung eines neuen Targets gezeigt, welche die Anforderungen erfüllt. Durch die parallele Orientierung des Lithium Blechs zum Weg der Elektronen, kann eine hohe Massenbelegung erreicht werden. Gleichzeitig bleibt das Target in Richtung der Spektrometer "dünn". Bei einer angenommenen Blechstärke von 1.5 mm sind im Mittel nur 0.75 mm zwischen dem Ort des Zerfalls des Hyperkerns und dem Austritt des Pions aus dem Targetmaterial in Richtung der Spektrometer, da diese unter 90° gegen die Strahlrichtung angeordnet werden. Pionen, die unter anderen Winkeln durch das Target emittiert werden, erfahren zwar einen größeren Energieverlust, werden aber durch die eingeschränkte Raumwinkelakzeptanz der Spektrometer nicht aufgezeichnet.

In Abb.:6.5 sind verschiedene Möglichkeiten gezeigt, die effektive Massenbelegung des Targets zu erhöhen, ohne dabei die Präzision der Messung zu beeinträchtigen. Lithium ist in der Formbarkeit und Härte vergleichbar mit Blei, weist aber eine sehr hohe Reaktivität mit Luft und Wasser auf, siehe Gl.:6.5.



Alterungstests an Luft über den Verlauf mehrerer Wochen haben gezeigt, dass über diese Zeiträume selbst kleine Mengen Luft zu einer Bildung von Lithiumsalzen führt. In Abb.:6.22 sind die Veränderungen erkennbar, die die physikalischen Eigenschaften stark beeinträchtigen. Um das zu vermeiden, muss das Target in einer Glovebox unter Argonatmosphäre vorbereitet und zusammengebaut werden. Das Handling ist dadurch

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

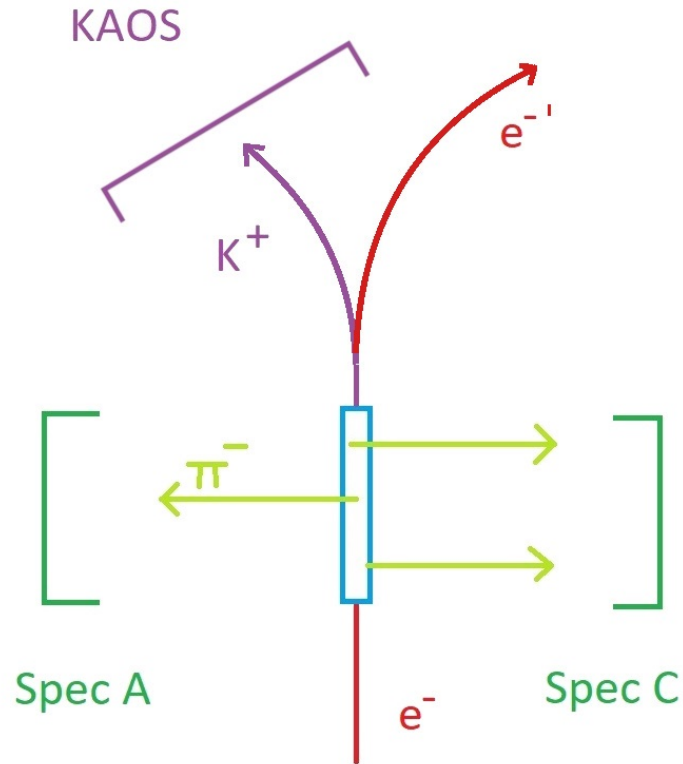


Abbildung 6.4.: Draufsicht auf die gewählte Option einer parallelen Ausrichtung von Lithiumblech (blau) und Elektronenstrahl (rot). Die Pionen erreichen mit minimalem Energieverlust die Spektrometer bei gleichzeitig maximaler Massenbelegung des Targets aus Sicht des Elektronenstrahls.

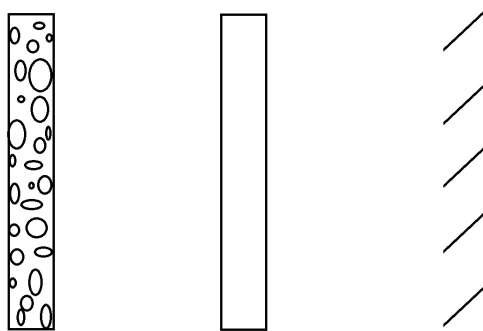


Abbildung 6.5.: Verschiedene Möglichkeiten, die effektive Massenbelegung des Targets zu erhöhen: Schaum, Blech, Lamellen. Alle Varianten vergrößern die Massenbelegung bei geringem Energieverlust, Unterschiede liegen in der mechanischen und chemischen Belastbarkeit sowie in der Komplexität des Aufbaus.

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

erschwert, weshalb filigrane Strukturen, wie ein Aufbau aus einzelnen Lamellen, wenn möglich vermieden werden.

Aus den in Tab.6.4 aufgeführten Werten ist ersichtlich, dass Lithium weitere Eigenschaften hat, die berücksichtigt werden müssen. So ist der niedrige Schmelzpunkt problematisch. Bei zu hohem Strahlstrom wäre es möglich, dass zu viel Energie durch den Strahl deponiert wird und das Target schmilzt. Die geringe Härte macht das Material zwar gut formbar, aber eine einheitliche Dicke ist schwieriger zu erreichen. Für die Rückrechnung der Momenta ist eine gute Kenntnis des von den Pionen im Mittel durchquerten Targetmaterials wichtig.

Die Vorteile von Lithium als Targetmaterial gegenüber Beryllium überwiegen, wenn Hypertriton untersucht werden soll, weshalb im Folgenden entsprechende Untersuchungen zum Einsatz von Lithium unter realen Bedingungen vorgestellt werden.

6.3. Planung des neuen Lithium Targets

Die Veränderungen an Luft würden bei einem Lithium-Schaum aufgrund der stark vergrößerten Oberfläche noch schneller stattfinden. Ein Schaum müsste also mit größerem Aufwand aufbereitet und eingebaut werden. Zusammen mit der Reduzierung der Massenbelegung durch die Hohlräume, kommt diese Art von Target daher aktuell nicht für weitere Tests in Frage. Die Wahl fällt somit auf Lithiumbleche, deren Untersuchung im Folgenden beschrieben wird. Im aktuellen Aufbau ist eine Blechstärke von 1.5 mm bei einer Länge von 50 mm vorgesehen. Diese kann aber angepasst werden, um eine höhere Präzision zu erreichen.

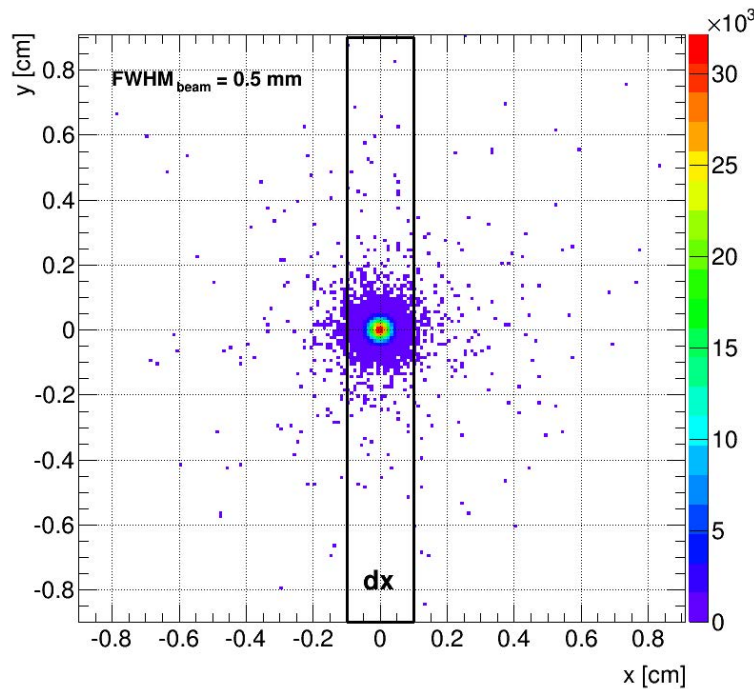


Abbildung 6.6.: Simulation zur Aufweitung des Elektronenstrahls beim Durchtritt durch das Target. Mittlere Strahlbreite des Strahlflecks ≤ 1 mm. Deutlich zu sehen ist, dass nur wenige Elektronen, $\leq 1\%$, nach der ersten Interaktion mit dem Target dieses verlassen. Durch die geringe Aufstreuung sind daher keine negativen Effekte, wie erhöhte Untergrundraten, zu erwarten.

In Abb.:6.6 ist die Aufweitung des Elektronenstrahls durch das Target gezeigt. Die Simulation zeigt, dass, durch die hohe an MAMI verfügbare Strahlqualität, ein entlang des Strahls orientiertes Target eingesetzt werden kann. Durch die Festlegung auf ein Target aus einem Lithiumblech, kann die Betrachtung konkretisiert werden. Vor allem im Bezug auf die Wärmeleitung, bzw. Energiedeposition durch den Strahl, müssen im Design des Targethalters einige Anforderungen beachtet werden, $T_{Schmelz}(Li) \approx$

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

180°C. Die erwartete Energiedeposition wird mit der Bethe-Bloch-Formel in Gl. 6.6 zu ≈ 5.34 MeV berechnet. Dabei wurde eine Energie von 1.5 GeV für die Elektronen und eine Targetlänge von 50 mm angenommen.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi \epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (6.6)$$

mit: $\beta = v/c$, v : Geschwindigkeit des Teilchens, c : Lichtgeschwindigkeit, E : Energie des Teilchens, x : Länge, z : Ladungszahl, ϵ_0 : elektrische Feldkonstante, e : Elementarladung, n : Elektronendichte, m_e : Elektronmasse, I : mittlere Anregungsenergie.

$$I = 10 \text{ eV} \cdot Z \qquad n = \frac{Z \cdot \rho}{A \cdot u} \quad (6.7)$$

mit: Z : Ordnungszahl, A : Massenzahl, ρ : Dichte, u : atomare Masseneinheit.

Diese Einheiten sind für die Betrachtung der thermischen Stabilität des Targets etwas umständlich. Eine Umrechnung ergibt eine Energiedeposition von $5.34 \text{ W}/\mu\text{A}$ für ein 50 mm langes Lithium Target. Dabei wird 1 eV mit $1.6022 \cdot 10^{-19}$ Joule ersetzt und 1 e mit $1.602 \cdot 10^{-19}$ C.

Tabelle 6.5.: Eigenschaften der wichtigsten Elemente für den Bau des Targets im Bezug auf das thermisches Verhalten.

	λ [W/m K]	Spez. Wärme [J/kgK]	$T_{Schmelz}$ [K]	dE/dx [W/cm]
Li	85	3482	453.69	1.068
Al	235	897	933.35	5.38
Cu	400	385	1357.77	17.84

Die Produktion der Hyperkerne findet im Hochvakuum statt, weshalb die wichtigsten Prozesse zum Transport von Energie in Materie Wärmeleitung und Strahlung sind. Beide Prozesse haben eine Abhängigkeit von der Temperatur und folgen den Formeln 6.8 und 6.9. Konvektion ist im Hochvakuum maximal unterdrückt.

Wärmeleitung:

$$\dot{Q} = \lambda \cdot A \frac{dT}{D} \quad (6.8)$$

mit: λ : Wärmeleitung, A : Querschnittfläche, dT : Temperaturdifferenz, D : Distanz zw. Temperaturmesspunkten.

Energieabstrahlung:

$$\dot{Q} = \frac{dQ}{dt} = \epsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot T^4 \quad (6.9)$$

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

mit: ϵ : Emissionsgrad, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{W}{m^2 K^4}$: Stefan-Bolzmann-Konstante, A : Oberfläche, T : Temperatur.

Aus den Zusammenhängen, die aus den obigen Formeln und Tabelle 6.5 folgen, können spezielle Anforderungen an das Design formuliert werden. Das Lithium-Targetmaterial, bzw. der Ort der Interaktion zwischen Target und Strahl, wird als thermische Quelle angenommen, das Kühlsystem aus Kupfer stellt die thermische Senke dar. Zwischen Quellentemperatur und Abstand von Quelle zu Senke, gibt es einen linearen Zusammenhang, welcher den größten Beitrag zum Temperaturanstieg liefert. Das Verhalten ist linear, verdoppelt man also die Distanz zur Senke, erwartet man eine doppelt so hohe Temperatur an der Quelle. Ein möglichst kleiner Abstand wäre also optimal. Die Distanz kann aber auch nicht beliebig verkleinert werden, da sonst Elektronen aus dem Strahl, am Kupfer des Targethalter Streuen und Untergrund erzeugen. Zusätzlich würde das Kupfer des Halters aufaktiviert und die Handhabung im Falle einer Reparatur oder Korrektur verkompliziert. Eine Distanz von 15 mm zwischen Quelle und Senke ist beim geplanten Strahlstrom und entsprechender Kühlung die Balance, die einen stabilen Betrieb und gute Datenqualität verspricht.

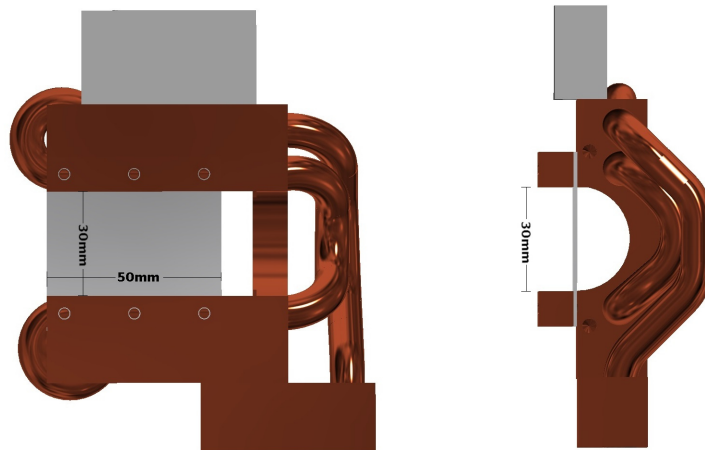


Abbildung 6.7.: Dargestellt sind Designzeichnungen für den Plan eines Einbaus des Lithium-Targets zum Test in einem CF-160 Kreuzstück. Besonders berücksichtigt wurde, dass das Kreuzstück an der Stelle des Einbaus nur von oben Zugriff ermöglicht und alles durch den Innendurchmesser von etwa 150 mm passen muss.

Im Folgenden sind am Beispiel des in Abb.:6.12 u. 6.12 vorgestellten Targets, Berechnungen für die Wärmeleitung und die Abstrahlung durchgeführt.

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

Die Wärmeleitung in Lithium ist mit etwa $85 \frac{W}{mK}$ angegeben. Zusammen mit der berechneten Leistung pro Strahlstrom, von $5.34 \frac{W}{\mu A}$, ergibt sich der in Abb.:6.8 gezeigte Verlauf, für ein Target wie es in Abb.:6.12 zu sehen ist. Der Energiefluss im Lithium wird durch die Wärmeleitung in Gl.:6.8 beschrieben, aber auch die Abstrahlung von Energie trägt zur Gesamtbilanz bei. Die Schwarzkörperstrahlung nach Gl.:6.9 ist nur mit einem sehr großen Fehler abzuschätzen, da der Grad an Rückreflektion bzw. Reabsorption durch die Kammerwände nicht bekannt ist.

Konvektion, als wesentliche Art der Kühlung, ist im Hochvakuum $10^{-5}mBar$ so stark unterdrückt, dass der Effekt nicht berücksichtigt wird.

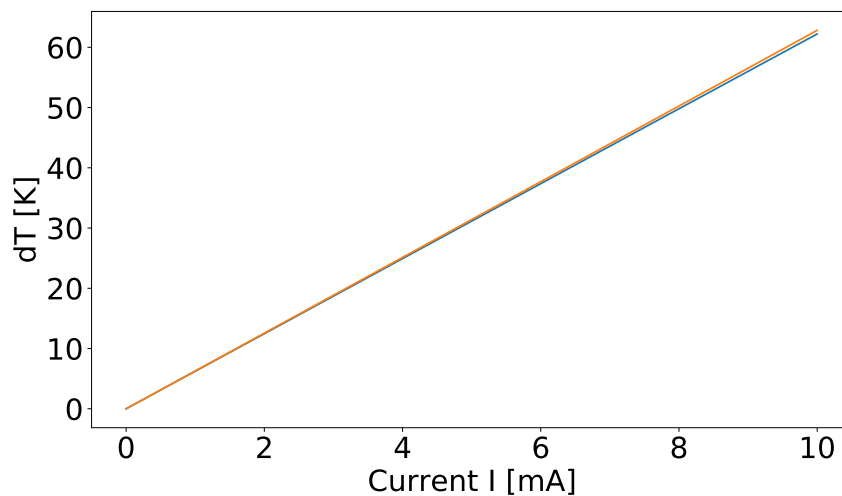


Abbildung 6.8.: Erwarteter Temperaturverlauf im Zentrum der Interaktion zwischen Strahl und Lithiumtarget, in Abhängigkeit vom Strahlstrom. Indikativer Plot unter einfacher Betrachtung der idealen Schwarzkörperstrahlung ohne Rückreflektion oder Emissionsspektren. Darstellung für 0° Umgebungstemperatur.

Das Kupfer ist über für Hochvakuum geeignete, flexible Schläuche, mit einem externen Kühler verbunden. Somit kann davon ausgegangen werden, dass der Kupferkörper eine konstante Temperatur von etwa $5^\circ C$ hat. Die Strecke von der Mitte bis zum Erreichen des Kupfers sind jeweils 15 mm und das Lithium hat einen homogenen Querschnitt von 1.5 mm·50 mm. Der Leistungseintrag durch den Elektronenstrahl wird mit 25 W bei $5\mu A$ angenommen.

Mit diesen Werten stellt sich rechnerisch bei einer Temperaturdifferenz von 62 K ein Gleichgewicht ein und es werden etwa 1.04 W abgestrahlt. Der niedrige Schmelzpunkt verhindert, dass Abstrahlung dominierend gegenüber der Wärmeleitung wird.

Das Target ist so aufgebaut, dass das Lithium an einem Kupferkörper angepresst wird. Das Anpressen gewährleistet dabei einen optimalen Übergang, der durch den Strahl deponierten Energie ins Kupfer. In genaueren Untersuchungen zur Abhängigkeit von Wärmeübertrag und Anpressdruck, z.B. in der Arbeit von [84], sind die in Abb.:6.9 gezeigten Zusammenhänge für das angestrebte Design untersucht worden. In diesen

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

Untersuchungen war eines der signifikantesten Ergebnisse, dass hohe Anpressdrücke nötig sind und dass die Halterung an diesen Stellen entsprechend stabil ausfallen muss. Um den Druck auf der gesamten Kontaktfläche gleichmäßig zu übertragen, wird ein 10 mm starker Kupferriegel genutzt, wie in Abb.:6.13 zu sehen.

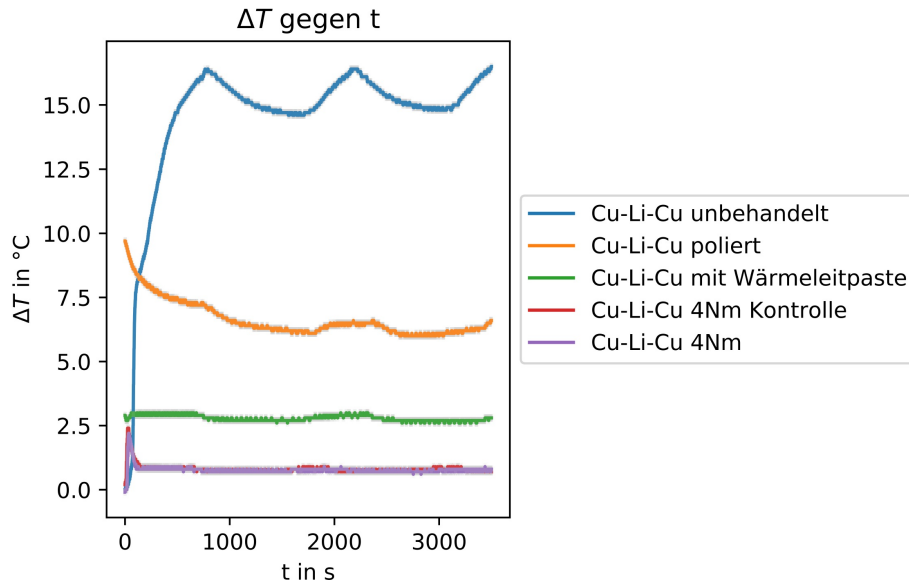


Abbildung 6.9.: Untersuchung des thermischen Widerstands von Lithium und Kupfer bzw. des Verhaltens für verschiedene Anpressdrücke [84]. Durch einfache aber kontrolliert auszuführende Schritte, ist eine deutlich Verbesserung möglich. Im Fall von hohen Drücken und polierten Oberflächen kann auf Wärmeleitpaste verzichtet werden, welche im Vakuum zu Problemen führen würde. Das Lithium ist im Vergleich zum Kupfer weich und formbar, was zu einer optimalen Kontaktfläche führt.

Die aus der Messung der Wärmeübergänge im Vakuum gewonnen Ergebnisse, sind weiter eine Bestätigung dafür, dass die Annahme, dass Konvektion bei der weiteren Berechnung keine Rolle spielt, korrekt ist. Da durch den Einsatz von Wärmeleitpaste oder anderen eventuell flüchtigen Komponenten keine signifikante Verbesserung erreicht wird, kommen diese im finalen Aufbau nicht zum Einsatz. Die Überlegung an dieser Stelle ist, dass Kupfer bei entsprechendem Anpressdruck das Lithium verformt und so einen flächigen thermischen Kontakt ermöglicht.

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

Die temperaturabhängige Strahlung ist zwar wie gezeigt nicht maßgeblich für die Kühlung, bietet aber über das Maximum der Strahlung nach dem Plank'schen Strahlungsgesetz, eine Möglichkeit, die Temperatur des Lithiums kontaktlos zu messen. Die höchste Intensität wird, wie in Abb.:6.10 geplottet, bei einer Wellenlänge in einem Bereich zwischen $2\mu\text{m}$ und $10\mu\text{m}$ erwartet. Diese Wellenlängen werden zwar von Metalloberflächen reflektiert, aber von normalem Glas absorbiert. Um eine Betrachtung zu ermöglichen, wird auf eine Gallium-Arsenit Linse zurückgegriffen, diese bietet im gewünschten Wellenlängenbereich eine hohe Transmission. Dadurch können mit einer Wärmebild- bzw. Infrarotkamera Aufnahmen erzeugt werden, die Rückschlüsse auf die Temperaturverteilung im Lithium zulassen.

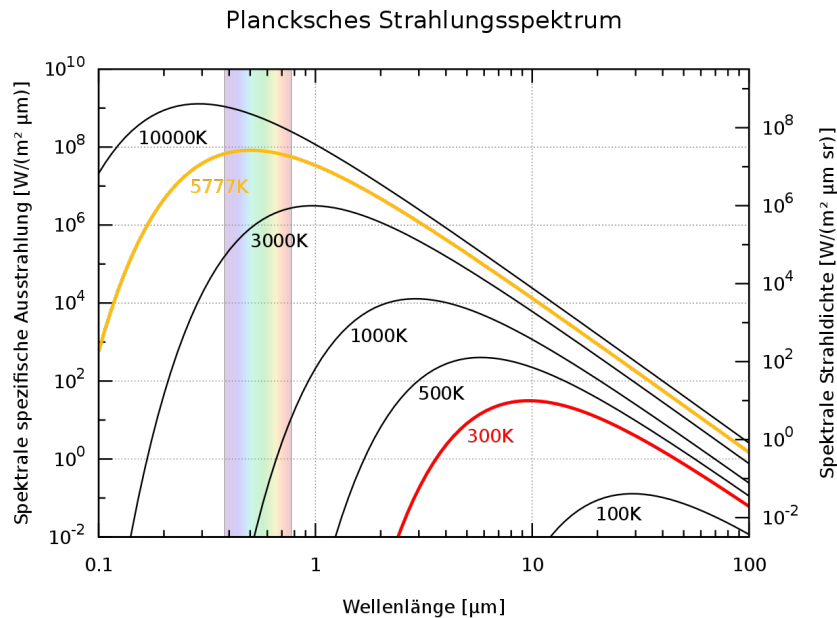


Abbildung 6.10.: Abgestrahlte Intensität pro Wellenlänge aufgetragen für verschiedene Temperaturen des strahlenden Körpers. Das Lithium mit einer erwarteten Oberflächentemperatur von weniger als 400 K, emittiert nicht im sichtbaren Spektrum. Das Maximum der Abstrahlung im Bereich von $3\text{-}6\mu\text{m}$ kann mit entsprechenden Optiken fokussiert und mit einer Wärmebildkamera aufgezeichnet werden. [98]

Der Aufbau und die Ergebnisse dieser Messung sind in Kapitel 6.4 und 6.5 gezeigt.

6.4. Target Aufbau

Die Aufbauten und der Test des neuen Targets findet in einem Teil der X1-Strahlführung statt 2.1. Der Ort wurde gewählt, da er gut zugänglich ist, einen hohen Strahlrohrdurchmesser hat und in der Nähe eines Beamdumps liegt. Da es sich um einen temporären Aufbau zum Testen handelt und mit verschiedenen Problemen gerechnet werden kann, ist einfacher Zugang bei einem zeitlich limitierten Test unerlässlich. Weiter wurde ein Ort benötigt, an dem das Target, zusammen mit der Kühlung, den Zugängen für die Messsonden und einem Ausgang für die Wärmestrahlung Platz findet. Im unteren Teil von Abb.:6.13 ist der CF-160 Flansch zu sehen, in dem alle Zu- und Abgänge untergebracht werden konnten. Die Target-Kammer der A1 ist größer, weshalb es zu keinen Problemen bei der Anpassung und Adaption an diesem Ort kommen sollte. Die Nähe zum Beamdump ist wichtig, da es zu einer deutlichen Aufstreuung des Elektronenstrahls durch das lange Target kommt.

Ein weiterer Aspekt ist, dass in der Strahlführung an diesem Ort alle Elemente zur Kontrolle des Strahls, die für das Experiment benötigt werden, vorhanden sind. Der Plan sieht das Wedeln des Strahl über das Target vor, durch das Wedeln wird eventueller Versatz ausgeglichen. Der im oberen Teil von Abb.:6.12 gezeigte Motor ermöglicht es, das Lithium parallel zum Strahl zu orientieren.

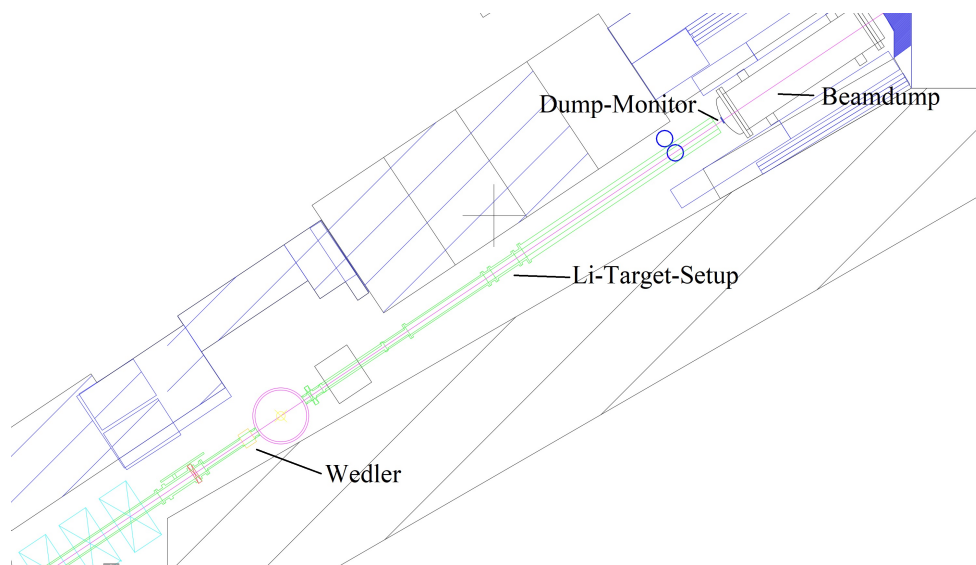


Abbildung 6.11.: Aufbau des Experiments als Teil der X1-Strahlführung. Da es zu einer Verbreiterung des Strahls durch das Target kommt, wird ein Ort in der Nähe des Beamdumps gewählt. Der Strahlrohrdurchmesser des zum Einbau gewählten Kreuzstücks beträgt 152 mm. Zwischen Wedler und Target liegen etwa 3.9 m und zwischen Wedler und Dump-Leuchtschirm 6.9 m.

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

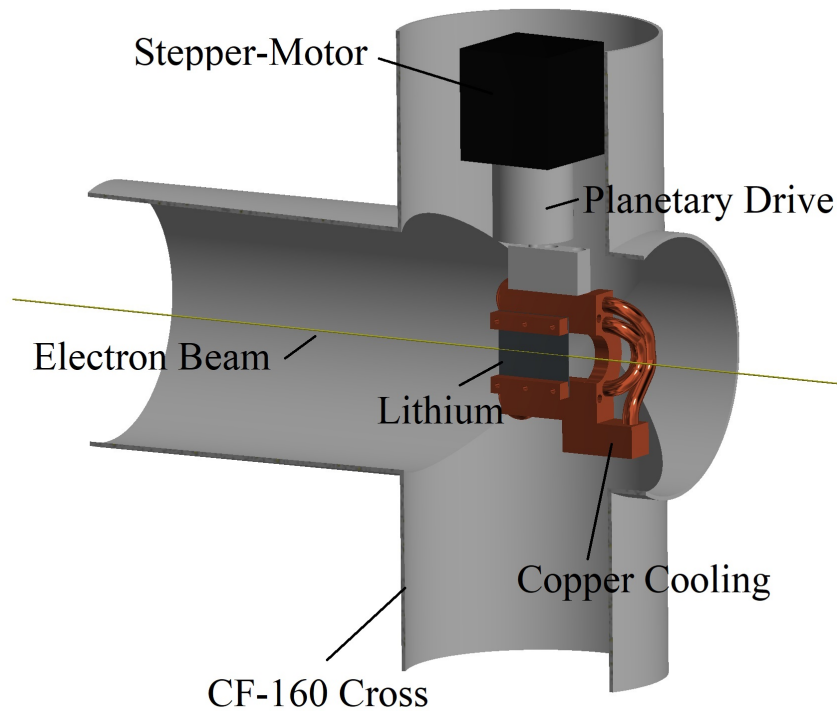


Abbildung 6.12.: Aufbau des Targets in einem CF-160 Kreuzstück. Das Lithium ist in dunkelgrau gezeigt und in gelb der Weg der Elektronen illustriert. In grau sind die Wände des Kreuzstücks und die Aluminiumteile der Halterung gezeigt. Der schwarze Block repräsentiert den Schritt-Motor, untersetzt mit Planetengetriebe 51:1 $\approx 0.04^\circ$ Auflösung bei Vollschrinen, zum Angleich des Winkels zwischen Target und Strahl.

In Abb.:6.12 sind die wichtigsten Elemente für den Einbau des Targets in der Strahlführung gezeigt. Um eine übersichtliche Darstellung zu erreichen, wurde der für die Beobachtung der Wärmestrahlung angebrachte Spiegel nicht gezeigt. In Abb.:6.13 ist der Spiegel zusammen mit der Bohrung für die Linse im CF-160 Flansch deutlich zu sehen.

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

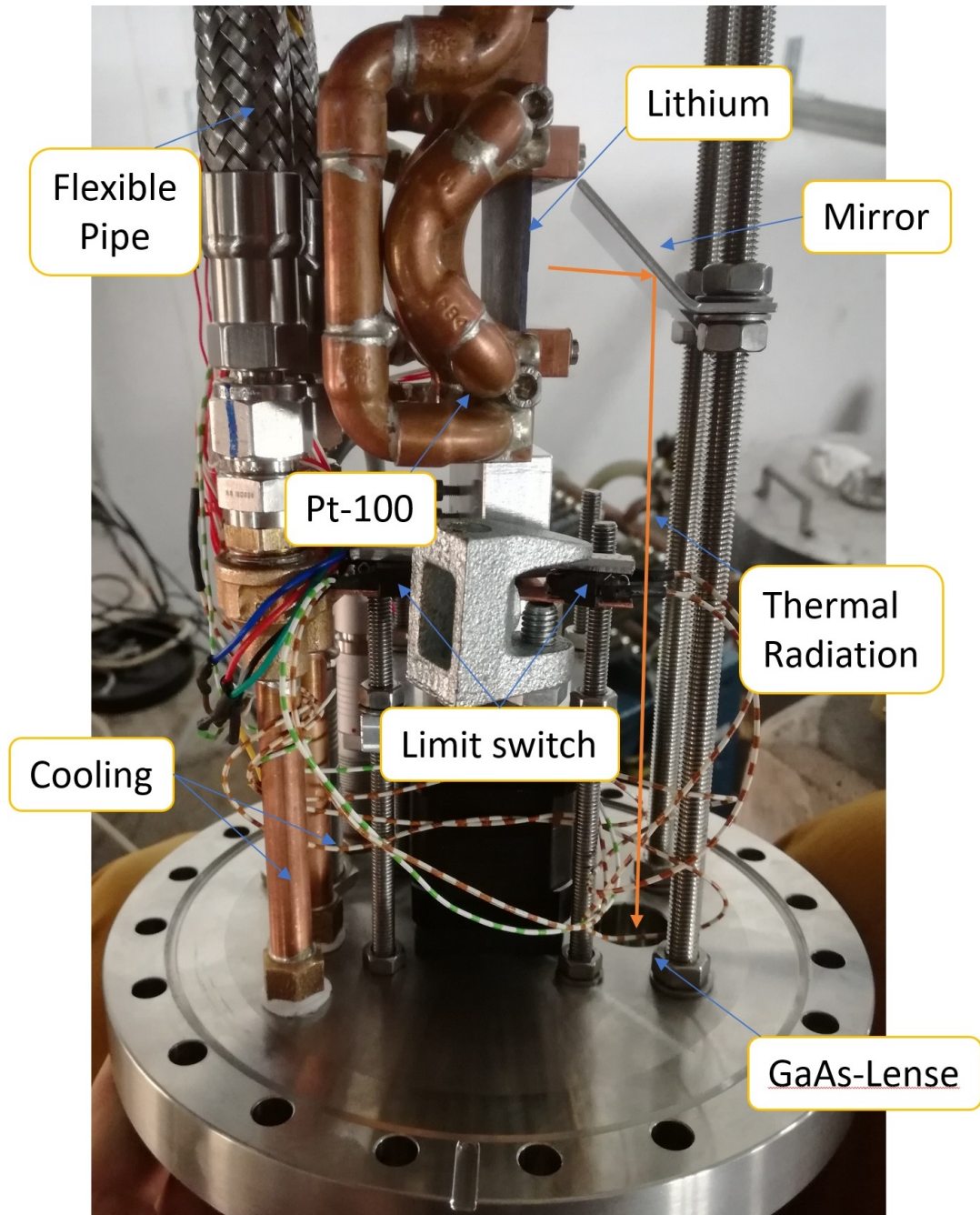


Abbildung 6.13.: Aufgebautes Lithium Test-Target zur Überprüfung der Temperaturentwicklung und zum Test der Ausrichtung von Strahl und Lithium. Im oberen Teil sind die flexiblen Kühlschläuche zu sehen, neben dem Kupferkörper zum optimalen Abtransport der entstehenden Wärme. Im Kupfer gehalten ist Lithium, daneben befindet sich eine polierte Metallplatte, um die Wärmestrahlung in Richtung der Linse im Flansch abzulenken. Im unteren Teil befinden sich Schrittmotor, Planetengetriebe und Endschalter.

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

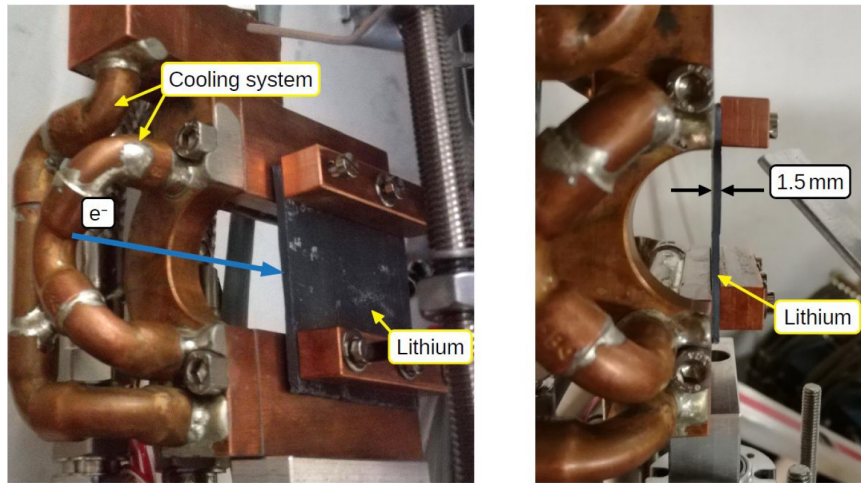


Abbildung 6.14.: Detailaufnahme des Lithiums im eingebauten Zustand. Der aus mehreren Teilen zusammengebaute Kupferträger wurde mit den Rohren und Leitungen zur Kühlung verlötet, um eine hohe Dichte im Vakuum zu gewährleisten. Da eine glatte Oberfläche wichtig für den Wärmeübertrag ist, wurden die Flächen nach dem Löten abgeschliffen und poliert. Die 10 mm starken Kupfer-Riegel gewährleisten eine gleichmäßige Verteilung des Anpressdrucks.

Da eine genaue Bestimmung der Transmission für die einzelnen Wellenlängen im Vakuum sehr aufwändig wäre, wird das Gesamtsystem über einen Abgleich referenziert. Dazu wird über einen Thermistor (PT100) die Temperatur in der Nähe des Targets gemessen. Nach etwa 30 min stellt sich für verschiedene, über den Kühler geregelte Temperaturen, ein Gleichgewicht ein und es kann eine Referenzkurve aufgenommen werden.

6.5. Targettest an MAMI

Die Überprüfung der Ausrichtung von Strahl gegen Target wurde mit verschiedenen Methoden untersucht. Eine Möglichkeit ist die Analyse der vom Target gestreuten Teilchen: je mehr Strahl und Target übereinander liegen, desto höher die effektive Massenbelegung des Targets, und die Menge an gestreuten Teilchen steigt entsprechend an. Diese Teilchen können mit einer einfachen Ratenmessung durch einen Szintillator erfasst werden. Aber auch mit einer Ionisationssonde können bei den erwarteten Raten einfache Aussagen getroffen werden. Diese Methoden wurde im Hinblick auf eine Verringerung der aktiven Zeit der Wärmebildkamera, Modul vom Typ FLIR Lepton 2.5 (Dev kit V1), getestet, um diese zu schonen, da die Kamera und die Ausleseelektronik nah an der Quelle der ionisierenden Strahlung eingebaut wird. Ziel ist der Einsatz der Wärmebildkamera, da diese wesentlich präzisere Rückschlüsse ermöglicht.

Im Verlauf der Teststrahlzeit hat sich gezeigt, dass das Kameramodul relativ robust gegenüber der Strahlung ist, der Raspberry Pi, mit dem die Auslese erfolgt, stürzt hingegen relativ oft ab.

Außer der Wärmebildkamera besteht keine weitere Möglichkeit, ins Innere der Kammer zu "sehen". Deshalb muss auf andere Wege zurückgegriffen werden, um die Überlagerung zu bestimmen und den Einsatz der Wärmebildkamera zu minimieren.

In Abb.:6.11 ist der Wedler am Ort der X1-Strahlführung gezeigt und in Abb.:6.15 der erwartete Verlauf für den Elektronenstrahl, der über das Target bewegt wird. Der Wedler ist ≈ 3.9 m vom Target und ≈ 6.9 m vom Leuchtschirm am Beamdump entfernt. Eine Änderung von 1 mm am Leuchtschirm entspricht einer Änderung von 0.57 mm am Ort des Targets. Der Strahl wird an dieser Stelle mit einem mittleren Durchmesser von 0.5 mm angenommen. Durch die Breite des Targets von 1.5 mm erwartet man

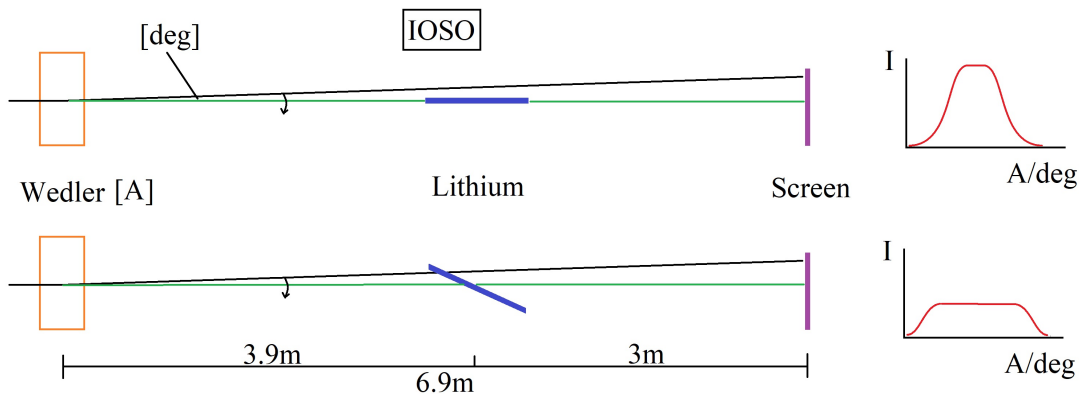


Abbildung 6.15.: Überlagerung von Strahl und Target, gemessen mit der Rate an ionisierten Teilchen und anhand von Strahlfleckanalysen. Die verschiedenen Stellungen des Lithiums, in blau dargestellt, können einem entsprechenden Verlauf der Rate, jeweils rechte Bilder in rot, zugeordnet werden.

beim Wedel-Vorgang einen plateauartigen Verlauf, dieser setzt sich zusammen aus drei

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

Bereichen. Ein Bereich ist das nicht-Treffen; erwartet wird die Untergrundrate bzw. ein ungestörter Strahlfleck. Bereich zwei ist die teilweise Überlagerung; es kommt zu einem Anstieg der Rate bzw. zu einer zunehmenden Störung des Strahlflecks. Bereich drei ist die vollständige Überlagerung; die Rate bleibt stabil auf dem höchsten Niveau und der Strahlfleck ist maximal gestört.

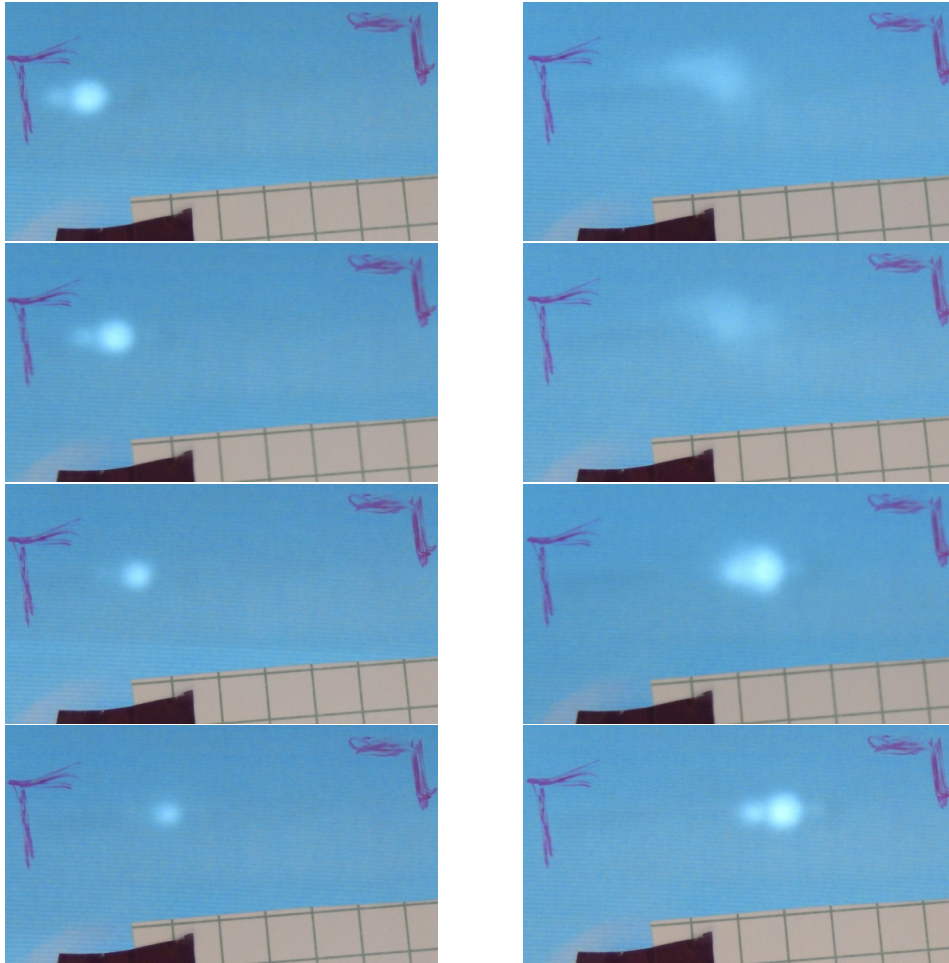


Abbildung 6.16.: Änderung des auf dem Beam-Dump Leuchtschirm beobachteten Strahlflecks für verschiedene Ablenkwinkel. Links oben und rechts unten der ungestörte Strahlfleck, rechts oben der maximal gestörte Strahlfleck. Die Aufnahmen wurden für äquidistante Schritte von ≈ 2.5 mm auf dem Leuchtschirm bzw. Schritte des Stroms der Wedlerspule aufgenommen und entsprechen Schritten von ≈ 1.43 mm am Ort des Targets.

Nach dem Einschalten des Beschleunigers wird zuerst eine Einstellung gesucht in der der Elektronenstrahl den Beamdump ungehindert erreicht, siehe Abb.:6.16 links oben. Dies ermöglicht zum Einen eine Bestätigung, dass der Strahl am Ort der Targets pas-

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

siert und zum Anderen eine Abschätzung der Untergrundraten. Die Untergrundraten werden benötigt, um im weiteren Verlauf der Messung Veränderungen auf den Ionisationssonden oder auf dem Leuchtschirm quantitativ mit Änderungen des Ablenkwinkels oder Änderungen des Targetwinkels zu korrelieren.

In Abb.:6.16 sind Aufnahmen des Strahlflecks auf dem X1 Beamdump gezeigt. Zwischen den Aufnahmen wurde der Strom, der durch die Spulen des für die Ablenkung der Elektronen verantwortlichen Wedler fließt, in gleichen Schritten geändert. Im Fall, dass sich dem Strahl ein Hindernis, in diesem Fall das Target, in den Weg stellt, verschmiert oder verschwindet der Strahlfleck. Parallel zu den Beobachtungen auf dem Leuchtschirm wurden die Werte von den Überwachungssonden für ionisierende Strahlung beobachtet. Eine dieser Sonden wurde in unmittelbarer Nähe des Targets angebracht. Ein Treffen des Targets erzeugt eine große Menge ionisierter Teilchen und erzeugt so ein klares Signal in der IOSO-Sonde. Durch dieses Vorgehen konnte der Bereich gefunden werden, in dem das Target ist. Dieser Schritt wurde für verschiedene Targetwinkel wiederholt. Wenn der Bereich bzw. die Menge der Schritte in denen es eine Beeinträchtigung gibt, also eine hohe Rate oder einen verschmierten Strahlfleck, kleiner wird, geht man von einer eher parallelen Ausrichtung aus. Überschreitet man das Minimum in der Interaktion, kann sicher gestellt werden, dass eine parallele Ausrichtung möglich war.

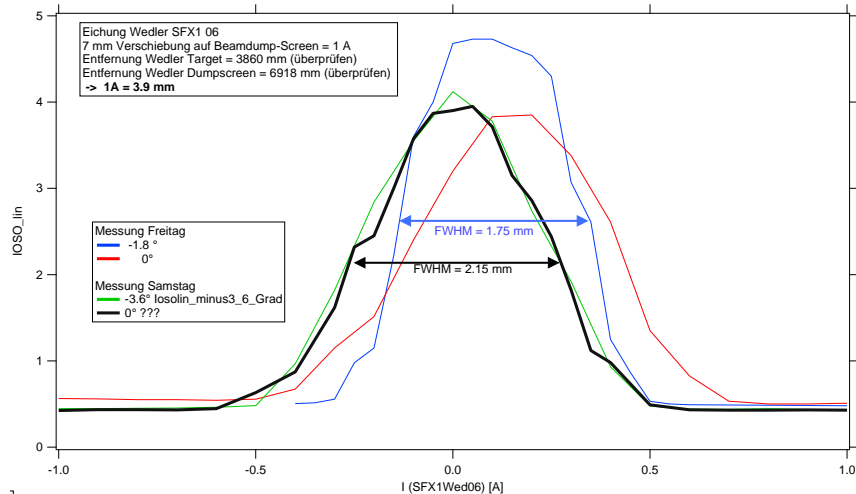


Abbildung 6.17.: Überlagerung von Strahl und Target, gemessen mit der Rate an Ionisierten Teilchen. Die blaue Kurve repräsentiert den oberen Fall in Abb.:6.15, die anderen Kurven einen Zustand, in dem Target und Strahl einen Winkel zueinander haben.

In Abb.:6.17 sind die Ergebnisse der IOSO für verschiedene Winkel des Lithium-Targets gegen den Strahl gezeigt. Die blaue Kurve zeigt eine große Ähnlichkeit mit dem oberen in Abb.:6.15 gezeigten Fall. Die eingesetzten Endschalter sind zur Sicherung des Bewegungsraumes, aber nicht zur Winkelreferenz geeignet. Die Hauptfunktion für die

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

Endschalter war es, ein Abreißen der Kühlschläuche zu verhindern. Die Kühlschläuche sind zwar flexibel, aber die Verbindungen empfindlich gegen zu starke Kräfte. Ein Fluten der Vakuumkammer und Pumpsysteme mit Kühlflüssigkeit hätte ein Ende der Teststrahlzeit bedeutet und sollte unbedingt verhindert werden. Deshalb wurden die möglichen Winkel, die das Target einnehmen kann, sehr konservativ gewählt. Aus diesem Grund kann auch keine ausgedehnte Plateaubildung in Abb.:6.17 beobachtet werden. Es kann aber klar eine Einstellung beobachtet werden, bei der die Rate an ionisierten Teilchen maximal ist.

Es konnten mit den bisher vorgestellten Messkampagnen sehr aussagekräftige Daten gewonnen werden, wie die gezeigten Abbildungen verdeutlichen. Durch die Aufnahmen mit der Wärmebildkamera konnte allerdings noch sehr viel genauer nachvollzogen werden, wie das Target vom Strahl getroffen wird. In Abb.:6.18 ist für zwei mögliche Szenarien der Zusammenhang zwischen Temperaturentwicklung und Strahldurchgang gezeigt.

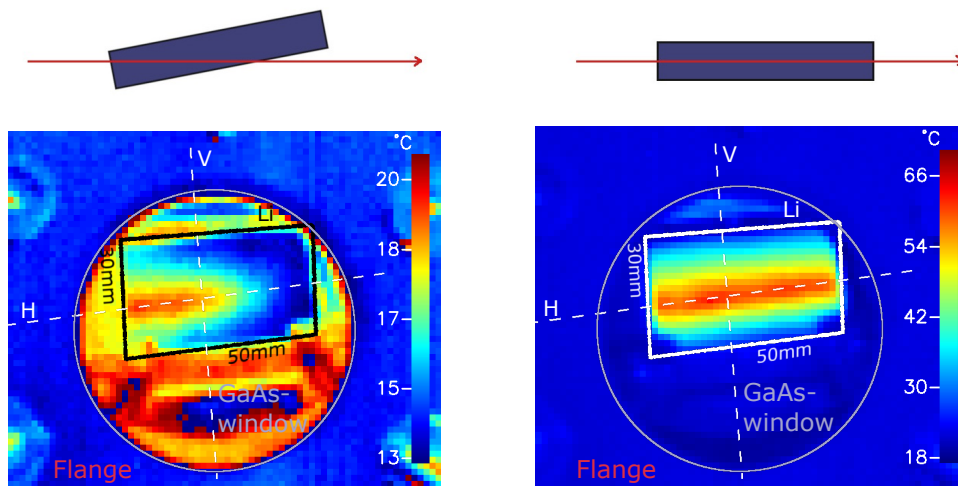


Abbildung 6.18.: Mögliche Überlagerungen zwischen Strahl und Lithiumtarget. Im linken Bild ist ein Streifen des vorderen Teils des Targets durch den Strahl gezeigt und im rechten Teil ein vollständiges Durchqueren des Targets durch den Strahl. Um diesen Effekt zu demonstrieren, wurde die Skala für maximalen Kontrast angepasst.

Zum Erstellen der Skala in Abb.:6.18 und den folgenden Abbildungen im selben Setup wurden nach dem Einbau in der Kammer und dem Evakuieren der Kammer Aufnahmen bei bekannten Temperaturen gemacht. Die erste Aufnahme wurde dabei direkt nach dem Einbau gemacht und zeigt das Lithium mit einer Temperatur von 21°C. Diese Temperatur konnte einfach gemessen werden, da sie der Umgebungstemperatur entspricht.

Für den zweiten Wert wurde eine Aufnahme bei 5°C gemacht. Diese Temperatur konnte durch das Einschalten des externen Kühlers erreicht werden. Die Temperatur

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

wurde zusätzlich über ein Pt100-Thermistor, angebracht am Kupfer in der Nähe des Lithiums, siehe Abb.:6.13, kontrolliert. Nach einer Wartezeit von 30 min konnte keine Änderung auf dem Bild der Wärmebildkamera oder im Pt100 mehr festgestellt werden.

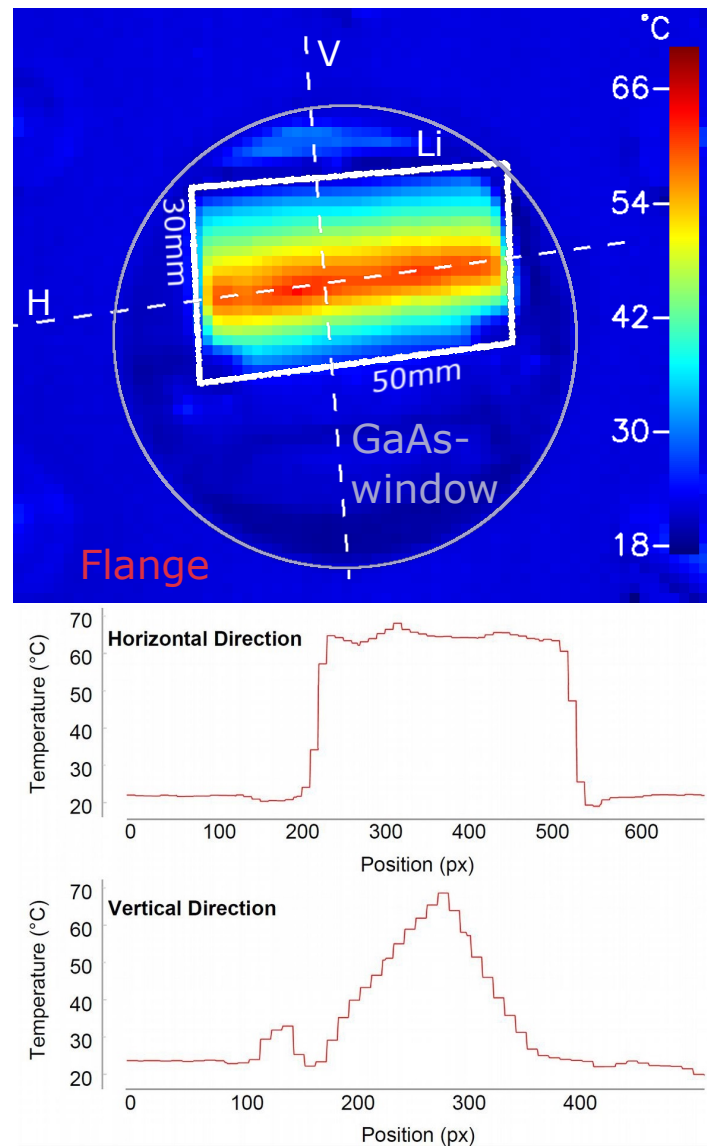


Abbildung 6.19.: Gemessener Temperaturverlauf im Zentrum der Interaktion zwischen Strahl und Lithiumtarget bei einem Strahlstrom von $10\mu\text{A}$. Deutlich zu erkennen ist der gleichmäßige Verlauf entlang der Mitte des Targets, dem Zentrum der Interaktion, weiße mit H gekennzeichnete Linie, im unteren Teil kann man deutlich den erwarteten linearen Abfall, entlang der vertikalen Linie, auf das Niveau des Kühlkörpers erkennen.

Aus den so gewonnen Daten wird entsprechend eines Geradenfits eine Referenz erstellt.

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

Die Referenz gilt allerdings nur im Bereich des Lithiums, da nur aus diesem Bereich Werte für den Fit genommen werden. Andere Bereiche, wie etwa der Kupferhalter oder der Flansch, können nicht mit der abgebildeten Skala beurteilt werden. Dieser Schritt erspart aufwändige Berechnungen für die Emissivität und Transmission des Systems bis zum Kameramodul.

In Abb.:6.19 ist ein paralleler Durchgang mit Temperaturabgleich gezeigt. Die Daten entsprechen dem theoretischen Verlauf, mit einem konstanten Temperaturverlauf entlang des Strahldurchgangs und einem linearen Abfall zum Kupferkühlkörper hin. Die maximale Temperatur von $69^{\circ}\text{C} \rightarrow \Delta\text{K}=59^{\circ}\text{K}$ bei einer Kühlkörpertemperatur von etwa 10°C am Übergang liegt nur 3K von der theoretisch erwarteten Differenz von 62K entfernt. Die genaue Beurteilung ist komplizierter, aber mit den gewonnen Erkenntnissen kann eine gute Übereinstimmung mit der Erwartung erreicht werden. Die Übereinstimmung bezieht sich dabei auf die Beurteilung der Frage, ob der Strahl das Target komplett der Länge nach durchquert oder nicht. Die Aufnahmen zeigen sehr anschaulich, dass dies der Fall ist und auch die Beurteilung, an welcher Stelle das Target getroffen wird – vertikal mittig, unter einem Winkel oder nicht – ist mit dieser Methode eindeutig möglich.

In Tests mit verschiedenen Strahlintensitäten konnte das erwartete lineare Verhalten zwischen Strahlintensität und Temperatur des Lithiums beobachtet werden. In Abb.6.21 sind Aufnahmen der Wärmebildkamera für $2\mu\text{A}$, $5\mu\text{A}$, und $10\mu\text{A}$, gezeigt.

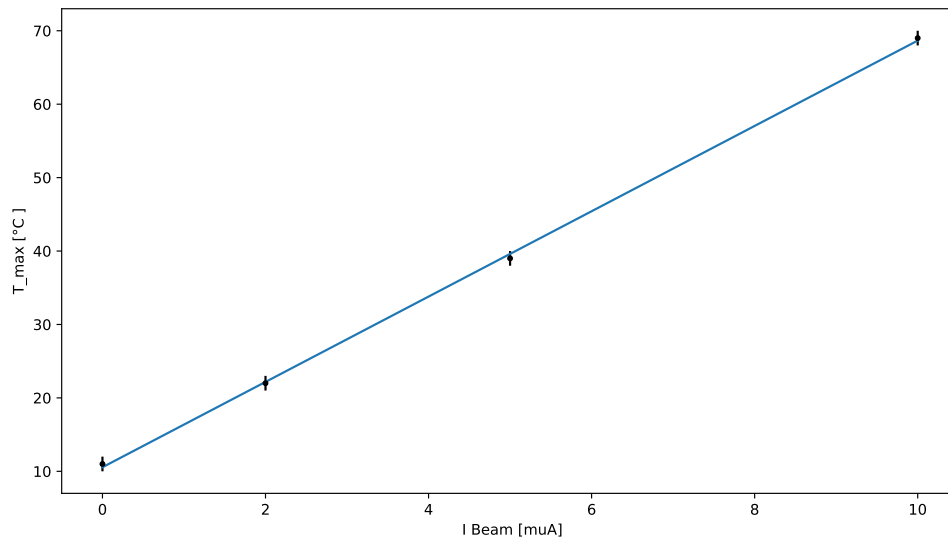


Abbildung 6.20.: Plot an die Maximalwerte der Temperatur des Lithium gegen den Strahlstrom. Es ergibt sich der erwartete lineare Zusammenhang zwischen einer Erhöhung des Strahlstroms I , der so eingebrachten Energiemenge \dot{Q} und Maximum der Temperatur T , im Zentrum des Lithiums nach Formel 6.8.

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

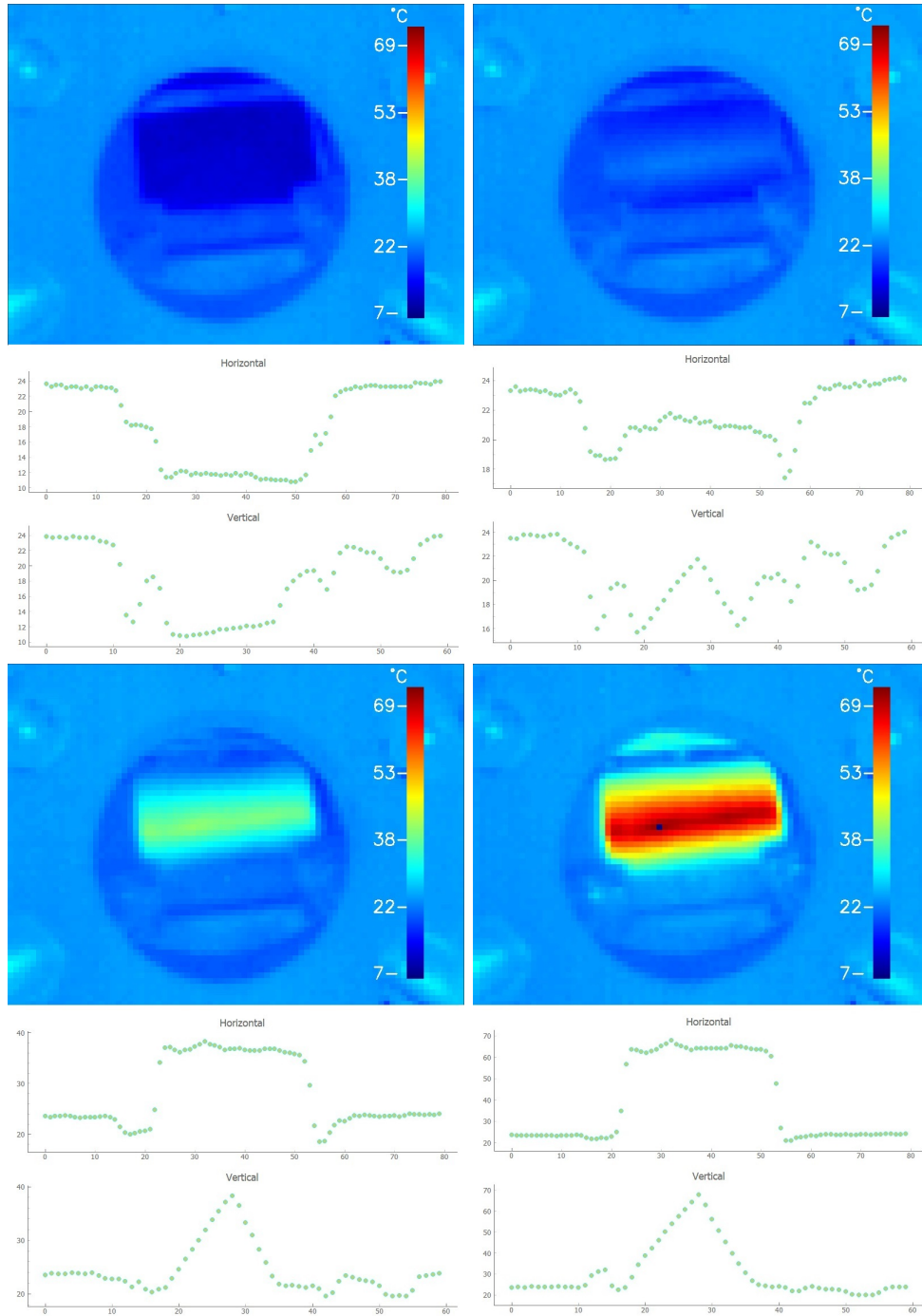


Abbildung 6.21.: Aufnahmen mit der Wärmebildkamera für $0 \mu\text{A}$, $2 \mu\text{A}$, $5 \mu\text{A}$, und $10 \mu\text{A}$ Strahlstrom. Im unteren Teil sind die Temperaturverläufe entlang der Interaktion gezeigt und es können gute Übereinstimmungen mit den theoretischen Überlegungen beobachtet werden.

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

Die zuvor angeführten Probleme mit dieser Messung bestehen wegen einer Anfälligkeit des eingesetzten RaspberryPi zum Auslesen des Kameramoduls gegenüber ionisierender Strahlung. Die Problematik zeigt sich durch relativ regelmäßige Systemabstürze und eine Unterbrechung der Aufnahme. Dieses Problem wurde aber in der Zwischenzeit weitestgehend gelöst. Die Idee zur Lösung besteht in der Vergrößerung der Distanz zwischen Kameramodul und RaspberryPi. Diese Aufgabe klingt zwar zunächst trivial, ist aber nicht ohne größeren Aufwand zu erreichen und entsprechende Lösungen sind in der Arbeit von [59] gezeigt.

In weiteren Alterungstest für das Kameramodul konnte keine Abnahme der Bildqualität des Kameramoduls gefunden werden. Für diesen Test wurde das Modul am Targettopf der A1 Kollaboration angebracht und während einer etwa einwöchigen Strahlzeit regelmäßig überprüft.

Abschließend wurde das Alterungsverhalten des Lithiums untersucht. Dies vor allem im Hinblick auf die Reaktivität mit Luft, dieser Punkt beeinflusst später maßgeblich, welche Schritte zum Schutz beim Transport des Targets unternommen werden müssen. Falls das Lithium zu schnell reagiert, etwa beim Einbau oder beim Belüften der Kammer, würden im weiteren Verlauf Lithiumsalze vermessen werden. Diese setzen sich wie beschrieben aus Sauerstoff und Stickstoffverbindungen zusammen und würden die Produktionsraten verändern. Falls nur minimale Mengen an diesen Stoffen gebunden werden, ist das unproblematisch. Große Mengen könnten die Stabilität und thermische Leitfähigkeit beeinflussen.

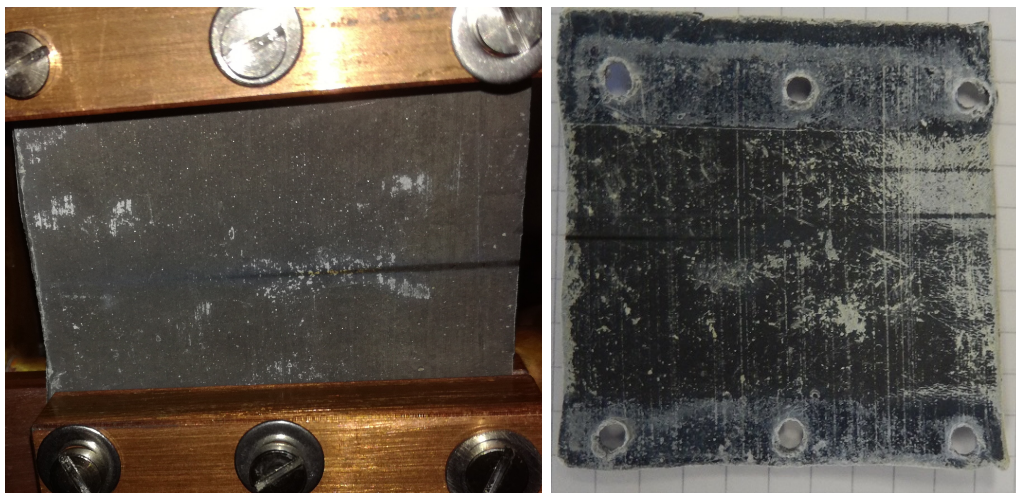


Abbildung 6.22.: Alterungstests für ein Lithiumblech mit einer Dicke von 1.5 mm und einer Fläche von 50 mm·50 mm. Im linken Bild ist das Target direkt nach der Bestrahlung gezeigt und im rechten nach etwa 4 Tagen in einem verschlossenen Glasbehälter, nicht evakuiert.

In den direkt nach dem Ausbau des Target gemachten Bildern, siehe Abb.:6.22, ist außer einem deutlich sichtbaren dunklen Streifen keine Deformation oder andere

6. Entwicklung eines Lithiumtargets zur Hypertritonproduktion

Veränderung zu erkennen. Diese Deformationen oder Veränderungen hätten durch hohe Temperaturen entstehen können. Da zunächst nicht ersichtlich war, wie der dunkle Streifen entstanden ist, wurde dieser genauer untersucht. In Abb.:6.23 ist das Vorgehen gezeigt. Es wurde mit einem Skalpell vorsichtig die obere Schicht des Lithiums abgeschabt. Dabei konnte schon nach minimaler Bearbeitung metallisches Lithium gefunden werden. Der Effekt ist also nur oberflächlich und wird auf eventuell im Lithium gebundene Stoffe zurückgeführt, die bei Kontakt mit dem Strahl Ablagerungen an der Oberfläche gebildet haben.

Die Position der Streifen zeigt aber wiederum, dass das Target mittig getroffen wurde und auch, dass die Tests, das Target nicht mittig zu treffen, erfolgreich waren.



Abbildung 6.23.: Untersuchung des ausgebauten Lithiumtargets nach der Bestrahlung. Der dunkle Streifen auf der Oberfläche wurde mit einem Skalpell abgeschabt und nach minimalem Abtrag konnte metallisches Lithium gefunden werden.

6.6. Fazit Li-Target

Der Plan, ein neues Target mit verbesserten Eigenschaften zur Produktion von Hyperkernen und Hyperfragmenten zu entwickeln, konnte komplett umgesetzt werden. Durch Simulationen und Berechnungen konnte mit Lithium ein ideales Material zur Produktion von leichten Hyperkernen identifiziert werden. In diesen Betrachtungen begründet sich auch, warum Lithium der Vorzug gegenüber anderen Materialien wie etwa Beryllium gegeben wurde. Beryllium weist zwar eine höhere thermische und mechanische Stabilität auf, produziert bei Bestrahlung mit Elektronen entsprechender Energie aber viele zu diesem Zeitpunkt ungewollte Hyperkerne.

In den Vorüberlegungen konnten die zu erwartenden Vorteile eines Neubaus begründet werden und ein Setup entwickelt werden, durch das der Bau und Test des Targets an MAMI bewilligt wurde. In entsprechenden Tests wurde der thermische Widerstand am Übergang zwischen Kupfer und Lithium untersucht. Die hier gefundenen Zusammenhänge von hohen Anpressdrücken, bei gleichzeitig plan parallelen und polierten Kontaktflächen, wurden konsequent in das weitere Design des Targets überführt. Es wurden entsprechende Materialien und Materialstärken gewählt, die die notwendige hohe thermische Leitfähigkeit und Steifigkeit bei den benötigten Anpressdrücken zeigen. Kupfer erfüllt in den genannten Stärken diese Anforderungen.

Nachdem das Design finalisiert wurde, konnte ein Test unter realen Umweltbedingungen durchgeführt werden. Dazu wurde das Target in der X1-Strahlführung verbaut und die Wechselwirkung von hoch energetischen Elektronen mit Lithium konnte beobachtet werden. Durch den Einsatz verschiedener Techniken, um die Lage von Strahl und Target zu erfassen, konnte belegt werden, dass das Target auf der kompletten Länge vom Elektronenstrahl getroffen wird. Dies ist bei einer Targetdicke von nur 1.5 mm nicht selbstverständlich und konnte nur aufgrund der ausgezeichneten Strahlqualität am MAMI durchgeführt werden.

Das Lithium kommt, entsprechend der Erwartung, selbst bei hohen Strömen von $10 \mu\text{A}$, unter dem Einsatz entsprechender Kühler, zu keinem Zeitpunkt in die Nähe der Schmelztemperatur. Weiter konnte in den Vorbereitungen der Messung der Umgang mit Lithium als Material geübt und verbessert werden. So konnten Routinen entwickelt werden, die das Schneiden und Einsetzen der gewünschten Menge vereinfachen und gleichzeitig eine minimale Exposition zu reaktiven Gasen der Umwelt garantieren.

Für zukünftige Messungen wird bei einem Einsatz dieser Bauform eine entsprechende Untergrundreduktion erwartet. Die parallel erwartete Steigerung der Menge an produzierten Zielkernen verspricht weiter gute statistische Bewertungen. Die Präzision der Messung der Pionen aus den gesuchten Zerfällen wird nicht beeinflusst oder sogar verbessert, da die Materialstärke bzw. Massenbelegung aus dem Target in Richtung der Spektrometer gleich bleibt oder abnimmt.

Diese Ergebnisse und Erfahrungen empfehlen den Einsatz dieser Art von Target für weitere Strahlzeiten und erlauben somit auch, für eine zukünftige Hyperkernstrahlzeit, mit diesem Ansatz zu planen.

7. Ausblick

Das Studium von Hyperkernen bietet die einzigartige Möglichkeit, die Wechselwirkung von Hyperonen mit konventionellen Baryonen in nuklearen Systemen zu studieren. Viele aktuelle Fragestellungen in dem Gebiet, z.B. Ladungssymmetriebrechung und das Hypertriton-Puzzle, erfordern sehr exakte Messungen. Die Spektrometeranlage der A1 Kollaboration ist weltweit die einzige Anlage, die mithilfe der Pionspektroskopie präzise und genaue Messungen der Massen leichter Hyperkerne erlaubt. Diese Experimente verlangen eine genaue absolute Eichung der Spektrometer und, wegen der kleinen Produktionswirkungsquerschnitte, hohe Luminositäten.

Im Rahmen der Arbeit wurden mit der Absolutmessung der Elektronenenergie des MAMI Beschleunigers, der Neugestaltung des Targets und den damit verknüpften Eigenschaften, zwei Punkte aus diesem Problemfeld aktiv angenommen.

Die Messung der Elektronenenergie über den gesamten dynamischen Bereich des Beschleunigers, ermöglicht in zukünftigen Messungen das direkte Messen in den gewünschten Impulsbereichen. Der aktuelle Aufbau, mit einer minimal möglichen Elektronenenergie von 180 MeV in der A1-Halle, bedeutet, dass zur Referenzierung der Spektrometer immer auf den gesuchten Bereich extrapoliert werden muss. Zu einem früheren Zeitpunkt war der Aufwand, die zweite Stufe des Beschleunigers zur Auskopplung von Energien kleiner 180 MeV umzurüsten, nicht zu motivieren. Die fehlende Möglichkeit, diese dann möglichen Energien zu messen und in Experimenten, die eine hohe Genauigkeit fordern, zu verwenden, war der Hauptgrund, diese Erweiterung nicht zu versuchen. Die gezeigten Messungen können auch für diesen Bereich eingerichtet werden. Auch andere Möglichkeiten zur direkten Messung der Elektronenenergie, vorgestellt in den in Vorbereitung befindlichen Arbeiten von P.Klag [74] versprechen im Energiebereich von 100 MeV-210 MeV, Ergebnisse mit relativen Genauigkeiten im Bereich 10^{-4} . Welche der Methoden ausgewählt wird, richtet sich nach dem Zeitfenster, das für die Messung zur Verfügung steht und welche Energien gemessen werden sollen.

Durch die Erfahrungen aus vorangegangenen Strahlzeiten konnte ein grundlegend neues Target entwickelt und getestet werden. Die spezielle Herausforderung, Lithium, ein hoch reaktives Material mit niedrigem Schmelzpunkt, als Zielkern zu verwenden, wurde in Simulationen motiviert. Die Verarbeitung von Lithium zu einem unter entsprechender Kühlung stabilen Target, konnte in einer mehrtägigen Strahlzeit bewiesen werden. Durch die exzellenten Ausgangsbedingungen am MAMI, ein hoch brillianter und stabiler Strahl, konnte in der speziellen Ausgestaltung ein Lithiumblech parallel zum Strahl ausgerichtet werden und die thermische Entwicklung beobachtet werden. Die Anforderungen durch einen Einsatz des Materials im Hochvakuum konnten durch

7. Ausblick

die Nutzung thermisch leitender Materialien für den Targetträger eingehalten werden. Die erfolgreiche Beobachtung der Interaktion zwischen Strahl und Target mittels Wärmebildkamera stellt ein weiteres neu eingeführtes System dar. Der Wunsch, dieses System der Überwachung in weiteren Experimenten zu nutzen, spiegelt sich in aktuellen Untersuchungen zur weiteren Stabilisierung der Auslese durch J.Geratz [59] wider.

Mit den neu entwickelten Möglichkeiten zur Untersuchung leichter Hyperkerne können in Zukunft dedizierte Messreihen zur Bestimmung der Eigenschaften am MAMI durchgeführt werden. Durch die Steigerungen in Luminosität und Genauigkeit können mit einem Zeitaufwand von Wochen Aspekte bestimmt werden, die sonst in Messreihen die sich über Monate strecken gemessen werden müssten. Weiter ist durch die parallele Entwicklung verschiedener Möglichkeiten zur Untersuchung der Strahlparameter gesichert, dass die optimale Methode für das jeweilige Experiment genutzt werden kann, ohne auf Präzision oder Genauigkeit verzichten zu müssen. Auf Grundlage dieser Erkenntnisse sind für die kommenden Jahre Experimente zur Untersuchung von leichten Hyperkernen geplant.

A. Anhang

0	0	0	0	0	0	0	0	764
0	0	0	1	0	-0.00587217	0.0819324	0.011563	-0.012
0	0	0	2	4.58111e-05	0.000111765	-0.00113482	-0.011297	0.0007
0	0	0	3	0	1.96831e-05	-6.45748e-07	0.000123033	0
0	0	0	4	0	-5.53803e-07	5.20305e-07	5.52048e-06	0
0	0	1	0	0	-0.0249328	-0.350406	-8.6467	0.0884
0	0	1	1	-0.0003184	0.00151656	0.00978972	0.100302	-0.0058
0	0	1	2	0	-0.00025644	3.40633e-06	-0.00186307	0
0	0	1	3	0	8.87272e-06	-9.11963e-06	-9.40844e-05	0
0	0	2	0	0.0005428	-0.0129848	-0.0341585	-0.29561	0.0034
0	0	2	1	0	0.00118977	0	0.0104887	0
0	0	2	2	0	-5.2769e-05	7.00823e-05	0.0006499	0
0	0	3	0	0	-0.00184539	0.000342606	-0.0238137	0
0	0	3	1	0	0.00013922	-0.000264417	-0.00208968	0
0	0	4	0	0	-0.000145344	0.00045944	0.00276957	0
0	1	0	0	0.0001016	-0.579317	0.00268187	0.0468554	-0.469
0	1	0	1	0	5.6124e-06	-0.000134647	-0.0038938	0
0	1	0	2	0	0	1.23522e-06	0	0
0	1	0	3	0	-2.39668e-07	3.34958e-08	0	0
0	1	0	4	0	3.07857e-09	-1.64929e-09	0	0
0	1	1	0	0	0	0.000316271	0.00964634	0
0	1	1	1	-2.09968e-06	0	-7.03072e-06	0	0
0	1	1	2	0	4.23844e-06	-3.22669e-07	0	0
0	1	1	3	0	-1.03869e-07	2.12319e-08	0	0
0	1	2	0	4.59601e-06	0	1.73645e-05	0	0
0	1	2	1	0	-2.48026e-05	7.93799e-07	0	0
0	1	2	2	-1.85866e-10	1.10505e-06	-1.04416e-07	1.88815e-07	0
0	1	3	0	0	5.18239e-05	0	0	0
0	1	3	1	0	-5.30949e-06	1.87458e-07	-2.71763e-06	0
0	1	4	0	-2.49227e-08	1.0275e-05	0	8.29964e-06	0
0	2	0	0	-1.05261e-05	-5.89188e-05	-0.000115999	-0.00029806	0
0	2	0	1	0	0	0	-7.87295e-06	0
0	2	0	2	1.88356e-09	-4.91182e-08	1.62023e-07	1.17193e-06	0
0	2	0	3	0	0	0	-4.96495e-10	0
0	2	0	4	0	6.16867e-11	-5.76373e-11	-5.57958e-10	0
0	2	1	0	0	0	0	9.09367e-05	0

A. Anhang

0 2 1 1 -1.22957e-08 -2.0786e-07 -1.4598e-06 -1.04531e-05 0

Tabelle A.1.: Auszug aus der Koeffiziententabelle für SpekA

B. Danksagung

Da eine Arbeit wie die vorliegende immer in bestehende Systeme und Strukturen integriert ist, möchte ich die vielen Menschen und Institutionen, die die Entstehung dieser Arbeit ermöglicht und begünstigt haben, nicht unerwähnt lassen. Besonderer Dank gilt meinem Betreuer Josef. Er hat es mir ermöglicht dieses Gebiet der Physik als Doktorand zu begleiten und durch seine Unterstützung und Rückfragen immer wertvolle Impulse gegeben. Auch seine unermüdliche Aufforderung größer zu denken und sich nicht mit dem Gegeben zufrieden zu geben haben zwar immer zu mehr Arbeit geführt, aber auch zu einem tieferen Verständnis und neuen Entwicklungen. Zusammen mit meinen Kollegen, Florian, Pascal, Philipp und Patrick, um nur ein paar zu nennen, war dies der Grundstein für die erfolgreiche Bearbeitung der vielfältigen Aufgaben. Besonderer Dank gilt der A1-Gruppe innerhalb der Kernphysik an deren Anlagen die Experimente stattgefunden haben und die die Durchführung begleitet und unterstützt haben. Dabei ist zu betonen, dass das ganze Institut in der einen oder anderen Weise entscheidende Beiträge geleistet hat. Die Lösung der verschiedenen Aufgaben hat an mindestens einer Stelle alle Werkstätten und Verwaltungsteile gefordert und die Anfragen und Probleme wurden alle gelöst. Die Durchführung des Experiment wurde durch die Unterstützung innerhalb der Kollaboration mit der Gruppe von S.Nakamura durch Sho, Shoko und Yuichi, um auch hier wenigstens ein paar namentlich zu erwähnen, von der Tohoku University/Japan ermöglicht.

Ohne die Unterstützung der Verschiedenen Geldgeber wäre es mir nicht möglich gewesen mich in dieser Form auf die Arbeit zu konzentrieren. Die Unterstützung erfolgte durch die DFG innerhalb des SFB 1044, durch den DAAD und durch das HIM-Mainz. Ohne die Unterstützung meiner Familie, allen voran meiner Frau Isabelle, und meiner Freunde wäre es mir nicht möglich gewesen eine so komplexe Aufgabe zu bewältigen. Der Zuspruch und die Unterstützung in Momenten der Frustration, zusammen mit der Erinnerung das es eine Welt außerhalb der Physik gibt, haben mir die Ausdauer und Zuversicht gegeben die ich gebraucht habe um diesen Punkt zu erreichen.

Bibliography

- [1] N. Wiberg A. F. Holleman. "*Lehrbuch der Anorganischen Chemie*". De Gruyter, 2008. ISBN: ISBN 978-3-11-020684-5.
- [2] B.P. Abbott et al. "GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral". In: *Phys. Rev. Lett.* 119 (16 Oct. 2017), p. 161101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.161101. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.161101>.
- [3] S. Acharya et al. " ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ and ${}^3_{\Lambda}\overline{\text{H}}$ lifetime measurement in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV via two-body decay". In: *Physics Letters B* 797 (2019), p. 134905. ISSN: 0370-2693. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.134905>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269319306276>.
- [4] P. Achenbach et al. "High-Resolution Decay-Pion Spectroscopy of ${}_{\Lambda}{}^4\text{H}$ Hypernuclei". In: *Proceedings of the 12th International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYP2015)*. DOI: 10.7566/JPSCP.17.011001. eprint: <http://journals.jps.jp/doi/pdf/10.7566/JPSCP.17.011001>. URL: <http://journals.jps.jp/doi/abs/10.7566/JPSCP.17.011001>.
- [5] J. Adam et al. " ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ and ${}^3_{\Lambda}\overline{\text{H}}$ production in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV". In: *Physics Letters B* 754 (2016), pp. 360–372. ISSN: 0370-2693. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2016.01.040>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269316000575>.
- [6] J. Adam et al. "Measurement of the mass difference and the binding energy of the hypertriton and antihypertriton". In: *Nature Physics* 16.4 (Mar. 2020), pp. 409–412. ISSN: 1745-2481. DOI: 10.1038/s41567-020-0799-7. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/s41567-020-0799-7>.
- [7] L. Adamczyk et al. "Measurement of the ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ lifetime in Au+Au collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider". In: *Phys. Rev. C* 97 (5 May 2018), p. 054909. DOI: 10.1103/PhysRevC.97.054909. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.97.054909>.
- [8] Leszek Adamczyk et al. "Measurement of ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ lifetime in Au + Au collisions at the Relativistic Heavy-Ion Collider". In: (2017). arXiv: 1710.00436 [nucl-ex].
- [9] T. Akaishi et al. *J-PARC E77 experiment: Feasibility study for Hypertriton mesonic weak decay lifetime measurement with ${}^4\text{He}(K^-, \pi^0)$ HyperHydrogen reaction*. URL: http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_2001/pdf/P77_2020-01.pdf.

Bibliography

- [10] P. Ambrozewicz et al. “Separated structure functions for the exclusive electro-production of $K^+\Lambda$ and $K^+\Sigma^0$ final states”. In: *Phys. Rev. C* 75 (4 Apr. 2007), p. 045203. DOI: 10.1103/PhysRevC.75.045203. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.75.045203>.
- [11] John Antoniadis et al. “A Massive Pulsar in a Compact Relativistic Binary”. In: *Science* 340.6131 (2013). ISSN: 0036-8075. DOI: 10.1126/science.1233232. eprint: <http://science.sciencemag.org/content/340/6131/1233232.full.pdf>. URL: <http://science.sciencemag.org/content/340/6131/1233232>.
- [12] Tessa Baker, Dimitrios Psaltis, and Constantinos Skordis. “LINKING TESTS OF GRAVITY ON ALL SCALES: FROM THE STRONG-FIELD REGIME TO COSMOLOGY”. In: *The Astrophysical Journal* 802.1 (Mar. 2015), p. 63. DOI: 10.1088/0004-637x/802/1/63. URL: <https://doi.org/10.1088/2F0004-637x/802/1/63>.
- [13] Gianfranco Bertone and Dan Hooper. “History of dark matter”. In: *Rev. Mod. Phys.* 90 (4 Oct. 2018), p. 045002. DOI: 10.1103/RevModPhys.90.045002. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.90.045002>.
- [14] G. Bhamathi and K. Prema. “A note on the decay rates of ${}^3\text{H}_\Lambda$ and ${}^4\text{H}_\Lambda$ ”. In: *Il Nuovo Cimento A (1965-1970)* 63.2 (1969), pp. 555–558. ISSN: 1826-9869. DOI: 10.1007/BF02756232. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF02756232>.
- [15] Sebastian Bleser. “Eigenschaften von Silizium-Streifendetektoren in direktem Kontakt mit Absorbermaterial für das sekundäre Target bei $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ ”. Diploma thesis. Johannes Gutenberg-Universität Mainz: Institut für Kernphysik, 2010.
- [16] A. R. Bodmer and Q. N. Usmani. “Coulomb effects and charge symmetry breaking for the $A=4$ hypernuclei”. In: *Phys. Rev. C* 31 (4 Apr. 1985), pp. 1400–1411. DOI: 10.1103/PhysRevC.31.1400. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.31.1400>.
- [17] G. Bohm and F. Wysotzki. “Coulomb disintegration of ${}^3_\Lambda\text{H}$ in nuclear emulsion”. In: *Nuclear Physics B* 15.2 (1970), pp. 628–636. ISSN: 0550-3213. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(70\)90085-4](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(70)90085-4). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321370900854>.
- [18] G. Bohm et al. “A determination of the binding-energy values of light hypernuclei”. In: *Nuclear Physics B* 4.6 (1968), pp. 511–526. ISSN: 0550-3213. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(68\)90109-0](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(68)90109-0). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321368901090>.
- [19] G. Bohm et al. “On the lifetime of the ${}^3_\Lambda\text{H}$ hypernucleus”. In: *Nuclear Physics B* 16.1 (1970), pp. 46–52. ISSN: 0550-3213. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(70\)90335-4](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(70)90335-4). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321370903354>.

Bibliography

- [20] J.P. Bondorf et al. “Statistical multifragmentation of nuclei”. In: *Physics Reports* 257.3 (1995), pp. 133–221. ISSN: 0370-1573. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(94\)00097-M](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(94)00097-M). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037015739400097M>.
- [21] A. S. Botvina, I. N. Mishustin, and J. Pochodzalla. “Production of exotic hypernuclei from excited nuclear systems”. In: *Phys. Rev. C* 86 (1 July 2012), p. 011601. DOI: 10.1103/PhysRevC.86.011601. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.011601>.
- [22] A.S. Botvina, Ye.S. Golubeva, and A.S. Iljinov. “Statistical simulation of the break-up of light nuclei in hadron-nucleus reactions”. In: *INR, P-0657, Moscow* (1990).
- [23] A.S. Botvina and J. Pochodzalla. “Production of hypernuclei in multifragmentation of nuclear spectator matter”. In: *Phys. Rev. C* 76 (2 Aug. 2007), p. 024909. DOI: 10.1103/PhysRevC.76.024909. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.76.024909>.
- [24] A.S. Botvina et al. “Multiplicity of charged particles in inelastic interactions of oxygen nuclei with hydrogen at 3.1 A GeV/C”. In: *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 345.4 (1993), pp. 413–424. ISSN: 0939-7922. DOI: 10.1007/BF01282903. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF01282903>.
- [25] A.S. Botvina et al. “Production of hypernuclei in peripheral collisions of relativistic ions”. In: *Nuclear Physics A* 881 (2012), pp. 228–239. ISSN: 0375-9474. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2012.01.015>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947412000462>.
- [26] A.S. Botvina et al. “Statistical simulation of the break-up of highly excited nuclei”. In: *Nuclear Physics A* 475.4 (1987), pp. 663–686. ISSN: 0375-9474. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(87\)90232-6](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(87)90232-6). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947487902326>.
- [27] BR84. “RTM”. In: (2012). URL: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:RacetrackMicrotronSketch.svg>.
- [28] Brookhaven National Laboratory - STAR Collaboration. *A view of gold ions collisions as captured by the STAR detector*. URL: <https://www.flickr.com/photos/11304375@N07/6799740261/>.
- [29] G.E. Brown et al. “From kaon-nuclear interactions to kaon condensation”. In: *Nuclear Physics A* 567.4 (1994), pp. 937–956. ISSN: 0375-9474. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(94\)90335-2](https://doi.org/10.1016/0375-9474(94)90335-2). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947494903352>.
- [30] A. G. Cameron. “Neutron Star Models.” In: *Astrophysical Journal* 130 (Nov. 1959). Provided by the SAO/NASA Astrophysics Data System, p. 884. DOI: 10.1086/146780. URL: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1959ApJ...130..884C>.

Bibliography

- [31] CERN. “Szintillator”. In: (). URL: <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=szintillator>.
- [32] K.N. Chaudhari et al. “Binding energy and π^+ decay of light hyperfragments”. In: *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A* 68 (1968), pp. 228–243. DOI: 10.1007/BF03046429. URL: <https://doi.org/10.1007/BF03046429>.
- [33] H. Roy Choudhury and V. P. Gautam. “ $\Lambda - d$ Bound States ($J = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$) and Faddeev’s Approach to the Three - Body Problem”. In: *Phys. Rev. C* 7 (1 Jan. 1973), pp. 74–79. DOI: 10.1103/PhysRevC.7.74. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.7.74>.
- [34] STAR Collaboration. “Observation of an Antimatter Hypernucleus”. In: *Science* 328.5974 (2010). Ed. by B. I. Abelev et al., pp. 58–62. ISSN: 0036-8075. DOI: 10.1126/science.1183980. eprint: <http://science.sciencemag.org/content/328/5974/58.full.pdf>. URL: <http://science.sciencemag.org/content/328/5974/58>.
- [35] H. Thankful Cromartie et al. “A very massive neutron star: relativistic Shapiro delay measurements of PSR J0740+6620”. In: (2019). arXiv: 1904.06759 [astro-ph.HE].
- [36] R. H. Dalitz. “Parity Nonconservation in the Decay of Free and Bound Λ Particles”. In: *Phys. Rev.* 112.2 (Oct. 1958), pp. 605–613. DOI: 10.1103/PhysRev.112.605.
- [37] R.H. Dalitz and L. Liu. “Pionic Decay Modes of Light Λ Hypernuclei”. In: *Phys. Rev.* 116.5 (Dec. 1959), pp. 1312–1321. DOI: 10.1103/PhysRev.116.1312.
- [38] R.H. Dalitz and G. Rajasekharan. “The spins and lifetimes of the light hypernuclei”. In: *Physics Letters* 1.2 (1962), pp. 58–60. ISSN: 0031-9163. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0031-9163\(62\)90437-7](http://dx.doi.org/10.1016/0031-9163(62)90437-7). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916362904377>.
- [39] M. Danysz and J. Pniewski. “Delayed disintegration of a heavy nuclear fragment: I”. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 44.350 (1953), pp. 348–350. DOI: 10.1080/14786440308520318. eprint: <http://dx.doi.org/10.1080/14786440308520318>. URL: <http://dx.doi.org/10.1080/14786440308520318>.
- [40] H. Dapo, B.-J. Schaefer, and J. Wambach. “Appearance of hyperons in neutron stars”. In: *Phys. Rev. C* 81 (3 Mar. 2010), p. 035803. DOI: 10.1103/PhysRevC.81.035803. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.81.035803>.
- [41] D.H. Davis. “Hypernuclei - the early days”. In: *Nuclear Physics A* 547.1 (1992), pp. 369–378. ISSN: 0375-9474. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(92\)90746-7](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(92)90746-7). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947492907467>.

Bibliography

- [42] M. Dehn. “Strahldiagnostik und Analyse der optischen Eigenschaften des Strahlführungssystems von MAMI”. MA thesis. Institut fuer Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universitaet, Mainz, 1995.
- [43] P.B. Demorest et al. “A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay”. In: *Nature* 467 (2010), pp. 1081–1083. ISSN: 0028-0836. DOI: 10.1038/nature09466. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nature09466>.
- [44] F. Dohrmann et al. “Quasifree Λ , Σ^0 , and Σ^- electroproduction from ^1H , ^3He , and carbon”. In: *Phys. Rev. C* 76 (5 Nov. 2007), p. 054004. DOI: 10.1103/PhysRevC.76.054004. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.76.054004>.
- [45] B. W. Downs and R. H. Dalitz. “Analysis of the Λ -Hypernuclear Three-Body Systems”. In: *Phys. Rev.* 114 (2 Apr. 1959), pp. 593–602. DOI: 10.1103/PhysRev.114.593. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.114.593>.
- [46] A. Esser et al. “Observation of ^4H Hyperhydrogen by Decay-Pion Spectroscopy in Electron Scattering”. In: *Phys. Rev. Lett.* 114 (23 June 2015), p. 232501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.232501. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.232501>.
- [47] Anselm Esser. “Zerfallspionspektroskopie leichter Hyperkerne in der Elektroproduktion”. PhD thesis. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2013.
- [48] H. Euteneuer et al. “The Injektor-Linac of the Mainz Microtron”. In: (1988). URL: <https://portal.kph.uni-mainz.de/B1/publications/EPAC1988-Euteneuer-MAMIInjectorLinac.pdf>.
- [49] M. Falanga et al. “Ephemeris, orbital decay, and masses of ten eclipsing high-mass X-ray binaries”. In: *A&A* 577 (2015), A130. DOI: 10.1051/0004-6361/201425191. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425191>.
- [50] D.V. Fedorov, A.S. Jensen, and K. Riisager. “General properties of halos”. In: *Physics Letters B* 312.1 (1993), pp. 1–5. ISSN: 0370-2693. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(93\)90476-X](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(93)90476-X). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939390476X>.
- [51] Emmanuel Fonseca et al. “The NANOGrav Nine-year Data Set: Mass and Geometric Measurements of Binary Millisecond Pulsars”. In: *The Astrophysical Journal* 832.2 (2016), p. 167. URL: <http://stacks.iop.org/0004-637X/832/i=2/a=167>.
- [52] Christian Fuchs. “Kaon production in heavy ion reactions at intermediate energies”. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 56.1 (2006), pp. 1–103. ISSN: 0146-6410. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2005.07.004>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641005000785>.

Bibliography

- [53] W. Gajewski et al. “A compilation of binding energy values of light hypernuclei”. In: *Nuclear Physics B* 1.3 (1967), pp. 105–113. ISSN: 0550-3213. DOI: DOI : 10 . 1016 / 0550 - 3213(67) 90095 - 8. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVC-473DK10-6/2/94dd7e5aa1d59f0596912f706e7fee1b>.
- [54] A. Gal and H. Garcilazo. “Towards resolving the ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ lifetime puzzle”. In: *Physics Letters B* 791 (2019), pp. 48–53. ISSN: 0370-2693. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.02.014>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931930108X>.
- [55] Avraham Gal. “Charge symmetry breaking in Λ hypernuclei revisited”. In: *Physics Letters B* 744 (2015), pp. 352–357. ISSN: 0370-2693. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2015.04.009>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931500252X>.
- [56] Avraham Gal and Humberto Garcilazo. “Revisiting the ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ lifetime”. In: (2018). arXiv: 1811.03842 [nucl-th].
- [57] H. Garcilazo. “Non-existence of Λnn or $\Sigma^-\text{nn}$ bound states”. In: *Journal of Physics G: Nuclear Physics* 13.5 (1987), p. L63. URL: <http://stacks.iop.org/0305-4616/13/i=5/a=002>.
- [58] H. Garcilazo, T. Fernández-Caramés, and A. Valcarce. “ ΛNN and ΣNN systems at threshold”. In: *Phys. Rev. C* 75 (3 Mar. 2007), p. 034002. DOI: 10.1103/PhysRevC.75.034002. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.75.034002>.
- [59] Julian Peter Geratz. “Development of a Thermal Imaging System for Radioactive Environments for the Hypertriton Experiment”. Thesis. Johannes Gutenberg-Universitaet Mainz, 2021.
- [60] Glöckle, W. and Miyagawa, K. and Kamada, H. and Golak, J. and Witala, H. “The hypertriton and its decays”. In: *Nuclear Physics A* 639.1 (1998), pp. 297c–306c. ISSN: 0375-9474. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474\(98\)00287-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474(98)00287-5). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947498002875>.
- [61] S.N. Gogami T. and Na’kamura et al. *Proposal to JLAB PAC48, C12-19-002: High accuracy measurement of nuclear masses of Λ hyperhydrogens*.
- [62] J G Gongleton. “A simple model of the hypertriton”. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 18.2 (1992), p. 339. URL: <http://stacks.iop.org/0954-3899/18/i=2/a=015>.
- [63] H. Herminghaus et al. “The design of a cascaded 800 MeV normal conducting C.W. race track microtron”. In: *Nucl. Instrum. Methods* 138 (1976), pp. 1–12. DOI: 10.1016/0029-554X(76)90145-2.
- [64] A. Hewish et al. “Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source”. In: *Nature* 217 (1968), p. 709. DOI: 10.1038/217709a0. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/217709a0>.

Bibliography

- [65] F. Hildenbrand and H. -W. Hammer. *On the lifetime of the hypertriton*. 2020. arXiv: 2007.10122 [nucl-th].
- [66] I.S. Hughes and H.I. S. *Elementary Particles*. Cambridge University Press, 1991. ISBN: 9780521407397. URL: <https://books.google.de/books?id=JN6qLZ1GUG4C>.
- [67] Andreas Jankowiak. “The Mainz microtron MAMI - Past and future”. In: vol. 28. May 2006, pp. 149–160. ISBN: 978-3-540-36753-6. DOI: 10.1007/3-540-36754-3_16.
- [68] Andreas Jankowiak. *The Mainz microtron MAMI - Past and future*. Vol. 28. May 2006, pp. 149–160. ISBN: 978-3-540-36753-6. DOI: 10.1007/3-540-36754-3_16.
- [69] M. Juric et al. “A new determination of the binding-energy values of the light hypernuclei ($A \leq 15$)”. In: *Nuclear Physics B* 52.1 (1973), pp. 1–30. ISSN: 0550-3213. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(73\)90084-9](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(73)90084-9). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321373900849>.
- [70] H. Kamada et al. “ π -mesonic decay of the hypertriton”. In: *Phys. Rev. C* 57 (4 Apr. 1998), pp. 1595–1603. DOI: 10.1103/PhysRevC.57.1595. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.57.1595>.
- [71] G. Keyes et al. “A measurement of the lifetime of the ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ hypernucleus”. In: *Nuclear Physics B* 67.2 (1973), pp. 269–283. ISSN: 0550-3213. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(73\)90197-1](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(73)90197-1). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321373901971>.
- [72] G. Keyes et al. “New Measurement of the ${}_{\Lambda}\text{H}^3$ Lifetime”. In: *Phys. Rev. Lett.* 20 (15 Apr. 1968), pp. 819–821. DOI: 10.1103/PhysRevLett.20.819. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.20.819>.
- [73] G. Keyes et al. “Properties of ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ”. In: *Phys. Rev. D* 1 (1 Jan. 1970), pp. 66–77. DOI: 10.1103/PhysRevD.1.66. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.1.66>.
- [74] Pascal Klag. “Arbeit in Vorbereitung: Hoch Präzise Strahlenrigiemessung mit Undulatoren”. Thesis. Johannes Gutenberg-Universitaet Mainz, 2021.
- [75] N. N. Kolesnikov and V. A. Kopylov. “Meson decays of hypertritium”. In: *Soviet Physics Journal* 31.3 (1988), pp. 210–213. ISSN: 1573-9228. DOI: 10.1007/BF00898225. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF00898225>.
- [76] KPH. “MAMI Geschichte”. In: (). URL: <https://www.kernphysik.uni-mainz.de/beschleuniger/mainzer-mikrotron/geschichte/>.
- [77] Hoai Le et al. “Implications of an increased Λ -separation energy of the hypertriton”. In: *Physics Letters B* 801 (2020), p. 135189. ISSN: 0370-2693. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.135189>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269319309116%7D>.

Bibliography

- [78] M. Leon. “Decay of ΛH^3 and the Spin Dependence of the Λ -Nucleon Interaction”. In: *Phys. Rev.* 113 (6 Mar. 1959), pp. 1604–1607. DOI: 10.1103/PhysRev.113.1604. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.113.1604>.
- [79] R. J. Lombard and C. Volpe. “Size of Two-Body Weakly Bound Objects: Short Versus Long Range Potentials”. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (19 Apr. 2002), p. 190402. DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.190402. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.190402>.
- [80] Alicia Sanchez Lorente, Alexander S. Botvina, and Josef Pochodzalla. “Production of excited double hypernuclei via Fermi breakup of excited strange systems”. In: *Physics Letters B* 697.3 (2011), pp. 222–228. ISSN: 0370-2693. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2011.02.002>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269311001237>.
- [81] H.M.M. Mansour and K. Higgins. “The decay rate of ${}^3\text{H}_\Lambda$ ”. In: *Il Nuovo Cimento A (1965-1970)* 51.2 (1979), pp. 180–186. ISSN: 1826-9869. DOI: 10.1007/BF02775419. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF02775419>.
- [82] Francesco Mazzaschi. “Status of the hypertriton lifetime from ALICE”. <https://indico.gsi.de/category/513/>. *Talk given at Joint THEIA-STRONG2020 and JAEA/Mainz REIMEI Web-Seminar.* (2020).
- [83] Tyler B. Coplen Michael E. Wieser. “Corrected Values for Boiling Points and Enthalpies of Vaporization of Elements in Handbooks”. In: *Pure and Applied Chemistry* (2010), p. 1. DOI: doi:10.1351/PAC-REP-10-09-14.
- [84] Martin Mildenerger. “Entwicklung eines Li-Targets für die Pion-Spektroskopie von Hyperkernen”. Bachelor Thesis. Johannes Gutenberg-Universitaet Mainz, 2019.
- [85] Mordehai Milgrom. “MOND vs. dark matter in light of historical parallels”. In: *Studies in History and Philosophy of Science Part B: Studies in History and Philosophy of Modern Physics* 71 (2020), pp. 170–195. ISSN: 1355-2198. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.shpsb.2020.02.004>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1355219819301972>.
- [86] K. Miyagawa et al. “Properties of the bound $\Lambda(\Sigma)\text{NN}$ system and hyperon-nucleon interactions”. In: *Phys. Rev. C* 51 (6 June 1995), pp. 2905–2913. DOI: 10.1103/PhysRevC.51.2905. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.51.2905>.
- [87] A. Earnshaw N. N. Greenwood. ” *Chemie der Elemente*”. Weinheim, 1988, p. 136. ISBN: ISBN 3-527-26169-9.
- [88] A. Earnshaw N. N. Greenwood. ” *Chemie der Elemente*”. Weinheim, 1988. ISBN: ISBN 3-527-26169-9.
- [89] Sho Nagao. “Decay pion spectroscopy of electro-produced hypernuclei”. PhD thesis. Department of Physics, Graduate School of Science, Tohoku University, 2015.

Bibliography

- [90] Sho Nagao. “Design of an experiment for hypernuclear lifetime measurement with photon beam”. In: *International Workshop on Strangeness Nuclear Physics 2017*. Ekimae Campus, Osaka Electro-communication University, Mar. 2017. URL: <https://indico2.riken.jp/indico/conferenceDisplay.py?ovw=True&confId=2389>.
- [91] Ann E. Nelson and David B. Kaplan. “Strange condensate realignment in relativistic heavy ion collisions”. In: *Physics Letters B* 192.1 (1987), pp. 193–197. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(87\)91166-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(87)91166-X). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026938791166X>.
- [92] A. Nogga. “Light hypernuclei based on chiral and phenomenological interactions”. In: *Nuclear Physics A* 914 (2013). XI International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYP2012), pp. 140–150. ISSN: 0375-9474. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.02.053>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947413001693>.
- [93] Lars Nungesser. “Aufbau und Simulation des Kaos-Spektrometers für Koinzidenzmessungen in der assoziiertenKaonproduktion”. Thesis. Johannes Gutenberg-Universitaet Mainz, 2009. URL: <https://www1.kph.uni-mainz.de/A1/publications/doctor/nungesse.pdf>.
- [94] Kazuo Ogawa, Hajime Narumi, and Yasuo Sunami. “Binding Energy of Hypertriton by Solving the Faddeev Equation in Coordinate Space”. In: *Progress of Theoretical Physics* 63.2 (Feb. 1980), pp. 533–541. ISSN: 0033-068X. DOI: 10.1143/PTP.63.533. eprint: <https://academic.oup.com/ptp/article-pdf/63/2/533/5334289/63-2-533.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1143/PTP.63.533>.
- [95] A. Pérez-Obiol et al. *Revisiting the hypertriton lifetime puzzle*. 2020. arXiv: 2006.16718 [nucl-th].
- [96] R. E. Phillips and J. Schneps. “Lifetimes of Light Hyperfragments. II”. In: *Phys. Rev.* 180 (5 Apr. 1969), pp. 1307–1318. DOI: 10.1103/PhysRev.180.1307. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.180.1307>.
- [97] R. J. Prem and P. H. Steinberg. “Lifetimes of Hypernuclei, ${}_{\Lambda}H^3$, ${}_{\Lambda}H^4$, ${}_{\Lambda}H^5$ ”. In: *Phys. Rev.* 136 (6B Dec. 1964), B1803–B1806. DOI: 10.1103/PhysRev.136.B1803. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.136.B1803>.
- [98] Prog. “Planckspektrum”. In: (2017). URL: https://de.wikipedia.org/wiki/Plancksches_Strahlungsgesetz#/media/Datei:BlackbodySpectrum_loglog_de.svg.
- [99] Dimitrios Psaltis. “Probes and Tests of Strong-Field Gravity with Observations in the Electromagnetic Spectrum”. In: *Living Reviews in Relativity* 11.9 (2008). DOI: 10.1007/lrr-2008-9. URL: <http://www.livingreviews.org/lrr-2008-9>.

Bibliography

- [100] David Radice et al. “Probing Extreme-density Matter with Gravitational-wave Observations of Binary Neutron Star Merger Remnants”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 842.2 (2017), p. L10. URL: <http://stacks.iop.org/2041-8205/842/i=2/a=L10>.
- [101] B. Ram and W. Williams. “Decay rate and branching ratio (π^- ^3He)/(all π^- modes) of λ ^3H ”. In: *Nuclear Physics B* 28.2 (1971), pp. 566–572. ISSN: 0550-3213. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(71\)90017-4](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(71)90017-4). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321371900174>.
- [102] C. Rappold et al. “Hypernuclear spectroscopy of products from ^6Li projectiles on a carbon target at 2 A GeV”. In: *Nuclear Physics A* 913 (2013), pp. 170–184. ISSN: 0375-9474. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.05.019>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947413005940>.
- [103] M. Rayet and R. H. Dalitz. “The lifetime of $^3\text{H}_\Lambda$ ”. In: *Il Nuovo Cimento A (1971-1996)* 46.4 (1966), pp. 786–794. ISSN: 1826-9869. DOI: [10.1007/BF02857527](http://dx.doi.org/10.1007/BF02857527). URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF02857527>.
- [104] Standard Atomic Weights Revised. IUPAC, 2013.
- [105] Luciano Rezzolla et al. “Accurate evolutions of unequal-mass neutron-star binaries: properties of the torus and short GRB engines”. In: *Classical and Quantum Gravity* 27.11 (2010), p. 114105. URL: <http://stacks.iop.org/0264-9381/27/i=11/a=114105>.
- [106] K. Riisager, D. V. Fedorov, and A. S. Jensen. “Quantum halos”. In: *EPL (Europhysics Letters)* 49.5 (2000), p. 547. URL: <http://stacks.iop.org/0295-5075/49/i=5/a=547>.
- [107] Peter 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”. Thesis. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1995. URL: <https://www1.kph.uni-mainz.de/A1/publications/doctor/sauer.pdf>.
- [108] M. Schäfer et al. *Nature of the Λ_{n1} ($J^\pi = 1/2^+, I = 1$) and $^3_\Lambda H^*$ ($J^\pi = 3/2^+, I = 0$) states*. 2020. arXiv: 2007.10264 [nucl-th].
- [109] M. Schäfer et al. “The continuum spectrum of hypernuclear trios”. In: *Physics Letters B* 808 (2020), p. 135614. ISSN: 0370-2693. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135614>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269320304172>.
- [110] Jürgen Schaffner-Bielich et al. “Phase Transition to Hyperon Matter in Neutron Stars”. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (17 Oct. 2002), p. 171101. DOI: [10.1103/PhysRevLett.89.171101](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.171101). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.171101>.

Bibliography

- [111] J. Schukraft. “Heavy-ion physics with the ALICE experiment at the CERN Large Hadron Collider”. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 370.1961 (2012), pp. 917–932. DOI: 10 . 1098 / rsta . 2011 . 0469. eprint: <https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rsta.2011.0469>. URL: <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rsta.2011.0469>.
- [112] F. Schulz et al. “Ground-state binding energy of ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ from high-resolution decay-pion spectroscopy”. In: *Nuclear Physics A* 954 (2016). Recent Progress in Strangeness and Charm Hadronic and Nuclear Physics, pp. 149–160. ISSN: 0375-9474. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2016.03.015>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037594741630001X>.
- [113] Florian Schulz. “Präzisionsmessung der Λ -Separationsenergie von ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ am Mainzer Mikrotron”. PhD thesis. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2015.
- [114] P Senger and the Cbm Collaboration. “The CBM experiment at FAIR”. In: *Journal of Physics: Conference Series* 50 (Nov. 2006), pp. 357–360. DOI: 10 . 1088 / 1742 - 6596 / 50 / 1 / 048. URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/50/1/048>.
- [115] Lijing Shao et al. “Constraining Nonperturbative Strong-Field Effects in Scalar-Tensor Gravity by Combining Pulsar Timing and Laser-Interferometer Gravitational-Wave Detectors”. In: *Phys. Rev. X* 7 (4 Oct. 2017), p. 041025. DOI: 10 . 1103 / PhysRevX . 7 . 041025. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.7.041025>.
- [116] Constantinos Skordis and Tom Złosnik. *A new relativistic theory for Modified Newtonian Dynamics*. 2020. arXiv: 2007.00082 [astro-ph.CO].
- [117] H. Tamura. “Strangeness nuclear physics experiments at J-PARC”. In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2012.1 (2012), 02B012. DOI: 10 . 1093 / ptep / pts056. eprint: /oup/backfile/Content_public/Journal/ptep/2012/1/10.1093/ptep/pts056/2/pts056.pdf. URL: <http://dx.doi.org/10.1093/ptep/pts056>.
- [118] Alan J. Toepfer and L. H. Schick. “ $\Lambda - \Sigma$ Conversion and Λ np Isospin-Zero Bound States”. In: *Phys. Rev.* 175 (4 Nov. 1968), pp. 1253–1256. DOI: 10 . 1103 / PhysRev . 175 . 1253. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.175.1253>.
- [119] Shoko Tomita. “Precise magnetic field measurement for hypernuclear decay pion spectroscopy”. Thesis. Tohoku University, 1995. URL: http://lambda.phys.tohoku.ac.jp/~db/human_resource/thesis/2011_B_4_M_1.pdf.
- [120] I. Vidaña et al. “Hyperon-hyperon interactions and properties of neutron star matter”. In: *Phys. Rev. C* 62 (3 July 2000), p. 035801. DOI: 10 . 1103 / PhysRevC . 62 . 035801. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.62.035801>.

Bibliography

- [121] Fridolin Weber et al. “Properties of high-density matter in neutron stars”. In: *Modern Physics Letters A* 29.23 (2014), p. 1430022. DOI: 10 . 1142 / S0217732314300225. eprint: [https : / / doi . org / 10 . 1142 / S0217732314300225](https://doi.org/10.1142/S0217732314300225). URL: <https://doi.org/10.1142/S0217732314300225>.
- [122] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Stuttgart: Teubner Studienbücher, 1992.
- [123] Klaus Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlenquellen*. Stuttgart: Teubner Studienbücher, 1996.
- [124] T. O. Yamamoto et al. “Observation of Spin-Dependent Charge Symmetry Breaking in ΛN Interaction: Gamma-Ray Spectroscopy of ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ”. In: *Phys. Rev. Lett.* 115 (22 Nov. 2015), p. 222501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.222501. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.222501>.
- [125] Shoufeng Yang Yiming Zhang Julian R. G. Evans. “Corrected Values for Boiling Points and Enthalpies of Vaporization of Elements in Handbooks”. In: *Journal of Chemical Engineering Data* 56 (2011), pp. 328–337. DOI: doi:10.1021/je1011086.