

Rekonstruktion des Hypertritons in Ar+KCl bei 1,76 AGeV mit HADES

Timo Scheib

Institut für Kernphysik

Goethe-Universität Frankfurt

Fachbereich Physik

28. Juni 2012

Gutachter: Prof. Dr. Joachim Stroth

Zweitgutachter: Dr. Romain Holzmann

Zusammenfassung

Im September 2005 wurden mit HADES Reaktionen des Stoßsystems Ar+KCl bei einer kinetischen Strahlenergie von $E_{Lab} = 1,76$ AGeV gemessen. In diesem Zusammenhang wurden bisher eine Vielzahl seltsamer Teilchen, die als wertvolle Sonde zur Untersuchung der Hochdichtephase einer Schwerionenreaktion dienen, erfolgreich rekonstruiert. Aufgrund der Erhaltung der Seltsamkeitsquantenzahl ist deren Produktion ein hochgradig assoziativer Prozess. Eine exakte Beschreibung der Multiplizitäten aller Seltsamkeit enthaltenden Teilchen, sowie deren angeregte Zustände ist notwendig um ihre Produktion und Propagation im Medium vollständig zu verstehen.

Eines dieser seltsamen Teilchen, das bislang noch nicht untersucht wurde, ist das Hypertriton ${}^3_{\Lambda}H$, der leichteste Vertreter der sogenannten Hyperkerne. Neben den Protonen und den Neutronen enthalten diese Kerne mindestens ein Hyperon, welches in diesem speziellen Fall das Λ -Hyperon ist. Das Λ zerfällt schwach innerhalb des Hyperkerns in ein negatives Pion und ein Proton, welches anschließend mit dem übrigen Proton und Neutron ein 3 Helion mit einem Verzweigungsverhältnis von 35% bildet. Eine gute Identifizierung mit Hilfe der Flugzeitinformation der Flugzeitwände TOF und TOFinO und dem Energieverlust in den Vieldrahtdriftkammern (MDC) dieser beiden Zerfallsprodukte stellt einen entscheidenden Punkt in der Analyse dar.

Um den Beitrag des Untergrundes durch unkorrelierte Helion-Pion-Paare zu reduzieren, werden Schnitte auf die Zerfallstopologie des Hypertritons angebracht. Bis auf kleine Unterschiede, ist diese Topologie vergleichbar mit der des Zerfalls $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$, der bereits im Ar+KCl-Kollisionssystem erfolgreich untersucht wurde.

Zur Optimierung der Topologieschnitte wird der Hypertritonzerfall simuliert. Dies erfolgt unter Berücksichtigung zweier unterschiedlicher Produktionsmechanismen. Einerseits wird das Hypertriton thermisch produziert, andererseits über Wechselwirkung thermisch erzeugter Λ -Hyperonen mit der Fragmentregion, was auch als Koaleszenz bezeichnet wird. Zur Generierung des Hypertritons wird das Simulationspaket Pluto verwendet. Anschließend dient dieses simulierte Teilchen als Input für eine Geant-Simulation, in der das Hypertriton zerfällt und das Ansprechen des Detektors auf die Zerfallsteilchen realistisch nachgestellt wird. Die simulierten Hyperkerne werden daraufhin in gemessene Daten eingebettet, um den unkorrelierten Untergrund im invarianten Massenspektrum zu konstruieren. Ein Vergleich der Verteilungen der Topologiegrößen simulierter Hypertritonen mit den in Daten ausgewählten Hypertriton-Kandidaten gibt Aufschluss über eine sinnvolle Einstellung der Schnittwerte.

Des Weiteren kann über die Simulation die Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz des Hypertritonzerfalls bestimmt werden. Diese ergibt sich zu $\text{acc} \cdot \text{eff}_{rec} = (0,14 \pm 0,013)\%$ für thermisch produzierte Hypertritonen und $\text{acc} \cdot \text{eff}_{rec} = (0,1031 \pm 0,0054)\%$ für die Produktion über Koaleszenzprozesse.

Um ein Signal extrahieren zu können, wird das invariante Massenspektrum aller Kandidaten berechnet. Zur Untergrundbeschreibung wird die Mixed-Event-Methode verwendet, deren systematische Bestimmung ebenfalls ausführlich in dieser Arbeit diskutiert wird. Dieser Untergrund wird anschließend abgezogen, was idealerweise dazu führt, dass lediglich korrelierte Zerfallspaare

re übrig bleiben. Jedoch konnte kein signifikantes Hypertriton-Signal in den Daten nachgewiesen werden.

Nichtsdestotrotz kann ein oberes Limit zur Produktion des Hypertritons angegeben werden. Dies wird zum einen anhand einer rein statistischen Methodik, der Feldman-Cousins-Methode, bestimmt. Andererseits werden simulierte Hypertritionen in gemessene Daten mit derartigem Verhältnis eingebettet, dass eine Rekonstruktion mittels vorliegender Analyse gerade noch zu einem signifikant nachweisbaren Signal führt. Diese liefern eine Multiplizität von $\text{Mult}_{FC} = (7,493 \pm 3,371 \pm 0,465) \cdot 10^{-4}$ bzw. $\text{Mult}_{embed} = (2,96 \pm 0,93 \pm 0,67) \cdot 10^{-4}$. Die Werte aus den zwei Methoden stimmen innerhalb ihrer Fehler gut miteinander überein. Sie sind außerdem in guter Übereinstimmung mit den Multiplizitäten gerade noch beobachtbarer, seltener, seltsamer Teilchen, die im Ar+KCl-Stoßsystem erfolgreich mit HADES rekonstruiert wurden. Des Weiteren wurde die Produktionsrate mit der der in diesem Kollisionssystem gemessenen Λ -Hyperonen ins Verhältnis gesetzt, was den Wert $N_{\Lambda H} / N_{\Lambda}(embedded) = (7,24 \pm 3,94) \cdot 10^{-3}$ liefert, der in guter Übereinstimmung mit Vorhersagen theoretischer Modelle ist.

Abstract

In September 2005 data of the collision system Ar+KCl at a kinetic beam energy of 1.756 GeV per nucleon was measured with HADES. In this context several strange particles, which are suitable probes of the high density phase in heavy ion collisions, have been successfully reconstructed so far. Due to the conservation of the strangeness quantum number its production is a highly associated process. An exact description of all multiplicities of particles with strangeness content and their excited states is necessary to fully understand their in-medium production and propagation.

One of the strange particles to be investigated is the hypertriton ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, the lightest of the so called hypernuclei. In addition to the protons and neutrons these nuclei contain at least one hyperon, which is in the explicit case of the hypertriton a Λ -hyperon.

The Λ decays weakly inside the hypernucleus into a negative pion and a proton, which subsequently forms a helium with the remaining proton and neutron with a branching ratio of 35%. Hence one issue of the analysis is a good identification of the two final state particles π^- and ${}^3\text{He}$ via the Time-of-Flight information in the TOF and TOFino walls and the energy loss in the Multiwire Drift Chambers (MDC).

In order to reduce the background coming from uncorrelated pairs of negative pions and helium nuclei, decay topology cuts are applied. The decay is comparable to the $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$ analysis in Ar+KCl, but since the mass of ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ is significantly higher than that of Λ , the cut on the mean flight distance has to be widened.

For the optimization of the applied cuts the hypertriton is simulated in order to observe their effects on the significance of the signal. After simulating thermally as well as via coalescence processes produced hypertritons with Pluto, the detector response on the analyzed decay channel is simulated with HGeant and therefore had to be implemented in this simulation package. The ideal signal is embedded in real data to get a realistic simulation of the uncorrelated background. Then the distributions of the topology variables from simulations are compared to those of data. Additionally the acceptance and reconstruction efficiency of the hypertriton is determined via simulations to $\text{acc} \cdot \text{eff}_{rec} = (0, 1031 \pm 0, 0054)\%$ for those produced by coalescence and $\text{acc} \cdot \text{eff}_{rec} = (0, 14 \pm 0, 013)\%$ for those coming from thermal sources.

After subtracting the background, which is obtained via the mixed-event-method and delivers an invariant mass spectrum of uncorrelated π^- - ${}^3\text{He}$ pairs, from the invariant mass spectrum of the same event, there is no significant hypertriton signal visible.

However, an upper production limit can be calculated. This can either be done by using the Feldman-Cousins method, which only takes underlying statistics of the invariant mass spectrum into account. Another way is to embed simulated hypertritons in the measured data with such a ratio, that a reconstruction is at the possible limit. The multiplicities are then calculated by the different methods to $\text{Mult}_{FC} = (7, 493 \pm 3, 371 \pm 0, 465) \cdot 10^{-4}$ respectively $\text{Mult}_{embed} = (2, 96 \pm 0, 93 \pm 0, 67) \cdot 10^{-4}$. The obtained values for the both different methods are within their errors in a good agreement with each other. They also agree well with results from former reconstructions on rare, strange particles in Ar+KCl collisions measured with HADES. Considering the upper production limit obtained via the second method, the production ratio

of hypertritons to the successfully reconstructed Λ -hyperons could be calculated, which provides the value $N_{\Lambda H}^3/N_{\Lambda}(embedded) = (7, 24 \pm 3, 94) \cdot 10^{-3}$, which is in good agreement with theoretical model calculations.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	vii
Abbildungsverzeichnis	ix
Tabellenverzeichnis	xi
1 Motivation und Einleitung	1
1.1 Physikalische Hintergründe	2
1.1.1 Phasen hadronischer Materie	2
1.1.2 Schwerionenkollisionen	4
1.1.3 Observablen	6
1.2 Seltsamkeits-Produktion	7
1.2.1 Seltsamkeitserhaltung	7
1.2.2 Produktion seltsamer Teilchen	8
1.3 Hyperkerne	10
1.3.1 Hypertriton	11
1.4 Zielsetzung und Aufbau dieser Arbeit	13
2 HADES - High Acceptance Dielectron Spectrometer	15
2.1 Physikalische Zielsetzung und Eigenschaften	15
2.2 Technische Komponenten	16
2.2.1 Magnetspektrometer	16
2.2.2 META-Detektor	20
2.2.3 RICH-Detektor	23
2.2.4 Start- und Veto-Detektor	24
2.2.5 Trigger- und Datenaufnahmesystem	24
3 Datenanalyse mit HADES	25
3.1 Das Experiment im Stoßsystem Ar+KCl	25
3.2 Zentralitätsauswahl	25
3.3 Datenaufbereitung	27
3.4 Spurrekonstruktion	28
3.5 Impulsbestimmung	29

3.6	Spurselektion	31
3.7	Teilchenidentifizierung	33
3.7.1	Teilchenidentifizierung über Impuls- und Flugzeitmessung	33
3.7.2	Teilchenidentifizierung über Energieverlustmessung	34
3.8	Rekonstruktion zerfallener Teilchen	35
3.8.1	Invariante Masse	37
3.8.2	Methoden zur Untergrundbeschreibung	37
4	Hypertriton-Analyse	41
4.1	Simulation des Hypertriton-Zerfalls	41
4.1.1	Die Simulationspakete Pluto und GEANT	41
4.1.2	Produktionsmechanismus	42
4.2	Systematik der Hypertriton-Analyse	43
4.2.1	Identifizierung der Zerfallsteilchen	44
4.2.2	Paaranalyse	50
4.2.3	Systematische Untersuchung der Topologieschnitte	53
4.3	Akzeptanz- und Effizienzbestimmung	63
4.3.1	Akzeptanzbestimmung	63
4.3.2	Rekonstruktionseffizienz	63
4.4	Bestimmung des Untergrundes	65
4.4.1	Zeitabhängigkeit der Detektorfunktion	67
4.4.2	Zentralität	68
4.4.3	Abstand der Reaktionsvertices	68
4.4.4	Öffnungswinkel- und Impulsverteilungen	68
4.4.5	Normierung	69
4.5	Weitere Überlegungen zur Auswahl der Hypertritonkandidaten	73
5	Ergebnisse und Diskussion	75
5.1	Anwendung der Analysemethodik auf Strahlraten	75
5.2	Oberes Limit der Hypertriton-Produktion	79
5.2.1	Feldman-Cousins-Methode	79
5.2.2	Einbettung simulierter Hypertritononen in gemessene Daten	80
5.2.3	Vergleich der Resultate	82
5.3	Zusammenfassung	83
	Literaturverzeichnis	85

Abbildungsverzeichnis

1.1	QCD-Phasendiagramm	4
1.2	Raumzeitentwicklung einer ultrarelativistischen Schwerionenkollision	6
1.3	Dreidimensionale Nuklidkarte	10
1.4	Schematische Darstellung einer Schwerionenreaktion vor und nach der Kollision	12
1.5	Theorie: Produktionsmechanismen des Hypertritons über Koaleszenz und thermische Quelle	14
2.1	HADES-Spektrometer	15
2.2	Schematische Draufsicht: HADES-Spektrometer	17
2.3	Schematische Draufsicht: MDC Driftkammern	18
2.4	Aufeinandergeschobene MDC Driftkammern und deren Lagen	19
2.5	Flugzeitwände	20
2.6	Pre-Shower-Detektor	22
2.7	RICH-Detektor	23
3.1	Stoßparameter	27
3.2	Impulsbestimmung	30
3.3	Spurselektion	32
3.4	Geschwindigkeits-Impuls-Verteilung	34
3.5	Energieverlust pro Flächenbelegung	36
3.6	Energieverlustverteilung in den Vieldrahtdriftkammern	36
3.7	Schema des π^0 -Dalitzzerfalls	38
4.1	Rapiditätsverteilung für Fragmente	44
4.2	Gemessener Energieverlust in den Driftkammern	46
4.3	Masse gegen Impuls für verschiedene Energieverluste	47
4.4	Massenspektren der Flugzeitwände für ^3He mit Schnitten	48
4.5	Energieverlust in den Driftkammern für ^3He aus Zerfällen simulierter Hypertritonon	49
4.6	Invariante Massenspektren in Daten mit Topologieschnitten und ohne Topologieschnitte	51
4.7	Topologie des Hypertriton-Zerfalls	52
4.8	Verteilungen der Topologiegrößen d_1 und d_t für Daten und Simulation	54

4.9	Verteilungen der Topologiegrößen d_3 und d_v für Daten und Simulation	55
4.10	Abhängigkeit der Verteilungen der Topologieschnitte d_t und d_3 vom Abstand des primären Vertices zum sekundären Vertex	57
4.11	Abhängigkeit der Verteilung des Topologieschnitts d_1 vom Abstand des primären Vertices zum sekundären Vertex	58
4.12	Invariante Massenspektren eingebetteter, simulierter Hypertritonien mit Topologieschnitten und ohne Topologieschnitte	59
4.13	Auswirkungen auf das invariante Massenspektrum der Daten bei Anwendung der Topologieschnitte d_1 und d_t	60
4.14	Auswirkungen auf das invariante Massenspektrum der Daten bei Anwendung der Topologieschnitte d_3 und d_v	61
4.15	Auswirkungen auf das invariante Massenspektrum der Daten bei Anwendung der Topologieschnitte $\Delta\alpha$ und Zerfallsvertex $>$ Ereignisvertex	62
4.16	Kombinierte Akzeptanz und Effizienz für verschiedene Schnitte auf den Abstand zwischen primärem und sekundärem Vertex d_v	66
4.17	Zeitabhängigkeit der rekonstruierten Protonenmasse in Ar+KCl	67
4.18	Öffnungswinkelverteilungen von ^3He - und π^- -Paaren	70
4.19	Impulsverteilungen der ^3He - und π^- -Kandidaten	71
4.20	Vergleich von Same-Event- und Mixed-Event-Spektrum in Simulationen	72
4.21	Pt-y-Spektrum für ^3He	74
5.1	Finales invariantes Massenspektrum mit allen Schnitten und nach Untergrundabzug	78
5.2	In Daten eingebettete Hypertritonien zur Bestimmung des oberen Produktionslimits	81

Tabellenverzeichnis

1.1	Teilchenmultiplizitäten in Ar+KCl	8
1.2	Produktionsschwellen seltsamer Teilchen	9
3.1	Projektile- und Targeteigenschaften	26
3.2	Anzahl der Partizipanten in Ar+KCl	28
4.1	Schnitteinffizienzen zur ^3He -Identifikation	50
4.2	Zusammenfassung der Schnittwerte für die Topologiegrößen nach Vergleich mit Simulationen	56
4.3	Akzeptanz der Hypertritenen im HADES-Detektor	63
4.4	Produkt aus Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz	65
5.1	Zusammenfassung der Analysesystematiken und -schnitte	76
5.2	Vergleich Feldman-Cousins-Methode mit Einbettung simulierter Hypertritenen in Daten	82
5.3	Teilchenmultiplizitäten in Ar+KCl und oberes Limit für Hypertritonproduktion	83

Kapitel 1

Motivation und Einleitung

Im fünften Jahrhundert vor Christus übernahm ein griechischer Naturphilosoph namens Empedokles die Ideen seiner Zeitgenossen und kombinierte diese zu der Lehre, nach der die gesamte Materie aus Erde, Wind, Feuer und Wasser besteht und zwei Kräfte, Liebe und Streit, alle Wirkungen auf die Umwelt beherrschen. Präziser ausgedrückt war seine Aussage, dass die uns umgebende Materie aus kleineren Teilen aufgebaut ist, die miteinander in Wechselwirkungen treten können. Demokrit, ein Zeitgenosse Empedokles' und Vorsokratiker, ging sogar einen Schritt weiter und postulierte die Unzerstörbarkeit fundamentaler Bausteine, was zu dem Begriff *átomos* ($\alpha\tau\omicron\mu\omicron\zeta$), zu deutsch *unteilbar*, führte. [1]

Dass diese ursprüngliche Bedeutung gemäß unserer heutigen Kenntnis über das uns geläufige Atom überholt ist, ist seit dem Nachweis der Existenz negativ geladener Teilchen, den Elektronen, durch Joseph John Thomson im Jahre 1897 bekannt. Diese zählen zur Klasse der Leptonen¹, zu der auch die instabilen Myonen μ und Tauonen τ gehören. Sie gelten nach aktueller wissenschaftlicher Kenntnis, wie das Atom im antiken Griechenland, als Elementarteilchen, also als elementare Bausteine der Materie, die keinen weiteren Aufbau besitzen². Weitere Vertreter dieser Gruppe sind die Neutrinos und die später detaillierter betrachteten Quarks.

Heutzutage ist das Feld der Teilchenphysik weiterhin mit der Frage beschäftigt, was das Grundkonzept der Materie – das heißt ihrer Zusammensetzung und Kräfte untereinander – ist. Eine mögliche Antwort darauf liefert das sogenannte *Standardmodell der Elementarteilchen*.

Nach diesem Modell existieren vier Grundkräfte, die für die Wechselwirkung der gesamten Materie in unserem Universum verantwortlich sind, wobei der bekannteste Vertreter, die *Gravitation*, nur hinreichend verstanden ist. Ebenfalls geläufig ist der *Elektromagnetismus*, dessen Auswirkungen im alltäglichen Leben beobachtbar sind. Wesentlich unauffälliger sind die nur auf sehr kleinen Größenskalen auftretenden Wechselwirkungen der *starken* und *schwachen* Kraft. Für diese kann erneut das Atom bemüht werden, das nach heutigem Wissensstand neben Elek-

¹Der Begriff Leptonen stammt vom griechischen $\lambda\epsilon\pi\tau\omicron\zeta$ leptós, was mit 'klein', 'dünn' oder 'fein' übersetzt werden kann.

²Es existieren diverse Theorien, die einen weiteren Aufbau der Elementarteilchen vorhersagen. Die Stringtheorie beispielsweise spricht von einer Zusammensetzung aller als punktförmig vermuteten Teilchen aus sogenannten *Strings*, die wie eindimensionale *Fäden* über Schwingungen Energie erzeugen, die die Eigenschaften der bekannten Teilchen wie Masse oder Spin bestimmen.

tronen in der Hülle aus Protonen und Neutronen im Kern besteht. Obwohl die Protonen allesamt positiv geladen sind und sich gemäß der elektromagnetischen Wechselwirkung abstoßen müssten, hält der Atomkern zusammen. Verantwortlich hierfür ist die erwähnte starke Kraft, die über die farbgeladenen Gluonen g ausgetauscht wird und zwischen den ebenfalls Farbladung tragenden Quarks wirkt, auf deren Eigenschaften in nachfolgendem Abschnitt eingegangen wird. Die schwache Kraft ist Ursache für radioaktive Zerfälle, wie beispielsweise die Umwandlung eines Protons in ein Neutron und umgekehrt.

In den sechziger Jahren des 20. Jahrhunderts entwickelten Sheldon Glashow, Abdus Salam und Steven Weinberg eine kombinierte Theorie zur schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung, die *elektroschwache* Vereinheitlichung. Übertragen werden die Kräfte über vier Wechselwirkungsträger: das Photon γ für elektromagnetische Interaktionen und die drei Bosonen W^+ , W^- (die ebenfalls elektrische Ladungen besitzen) und Z^0 der schwachen Kraft.

Das Standardmodell ist eine unvollständige Theorie, da die Kraft zwischen mindestens zwei massiven Körpern, die Gravitation, im Gegensatz zu den anderen drei Kräften bisher lediglich effektiv beschrieben werden kann. Eine exakte Beschreibung dieser und die anschließende Vereinheitlichung aller Kräfte, die sogenannte *Grand Unified Theory* (kurz **GUT**), ist ein Ziel moderner Teilchenphysik.

1.1 Physikalische Hintergründe

1.1.1 Phasen hadronischer Materie

Bereits in den frühen siebziger Jahren wiesen tiefinelastische Elektron-Proton-Kollisionen auf eine innere Struktur der Nukleonen (Proton und Neutron) hin. Heute ist bekannt, dass sie aus den als Partonen bezeichneten Quarks und Gluonen aufgebaut sind, die durch die Feldtheorie der Quantenchromodynamik, kurz **QCD** (*Quantum Chromo Dynamics*), beschrieben werden. Die QCD besagt, dass einzelne freie Quarks oder Gluonen nicht beobachtet und somit auch nicht untersucht werden können, da sie aufgrund der *starken* Wechselwirkung, welche die Ursache ihrer Bindung untereinander darstellt, dem sogenannten *Confinement* (Einsperrung) unterliegen. Diese starke Bindung wird durch die Quantenzahl *Farbe*, die jedes dieser Teilchen trägt und analog zur elektrischen Ladung der QED³ verstanden werden kann, repräsentiert. Alle aus diesen farbgeladenen Quarks q oder Antiquarks \bar{q} zusammengesetzten, gebundenen Zustände, wie Hadronen (qqq) oder Mesonen ($q\bar{q}$), besitzen netto keine Farbladung – sie sind *farbneutral*.

Auf der anderen Seite sagt die QCD eine inverse Abhängigkeit der starken Farbkopplung der Quarks und Gluonen von der Energiedichte voraus, was zu einer Schwächung der Partonenbindung untereinander führen kann. Entgegengesetzt zur QED verhält sich nämlich die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung antiproportional zur Energie, was bei hohen Energien bzw. niedrigen Abständen eine Auflösung des Confinements – dem sogenannten *Deconfinement* – zur Folge hat und zu einem quasi-freien Zustand der Quarks und Gluonen führt. Dieser Effekt

³Die *Quantum Electro Dynamics*, kurz QED, beschreibt die relativistische Quantenfeldtheorie der elektromagnetischen Wechselwirkung.

wird auch als *asymptotische Freiheit*⁴ der Partonen bezeichnet. Hohe Temperaturen und/oder Baryonendichten, die in Schwerionenkollisionen erreicht werden können, führen in der Reaktionszone aufgrund der quasi-freien Bewegung der Quarks und Gluonen zu inelastischen Stößen untereinander. Diesen quasi-freien Zustand der Partonen bezeichnet das *Quark-Gluon-Plasma*, abgekürzt QGP, wie es vermutlich auch die ersten Sekundenbruchteile nach dem Urknall vorherrschte. Da dieser Zustand in Schwerionenkollisionen zu kurzlebig ist, um direkt gemessen werden zu können, muss das QGP anhand indirekter Signaturen nachgewiesen werden.

Abbildung 1.1 zeigt das QCD-Phasendiagramm, in dem die Temperatur T eines Systems in MeV⁵ gegen das baryochemische Potential μ_B aufgetragen ist. Das baryochemische Potential μ_B ⁶ eines Systems kann vereinfacht als Maßstab für das Verhältnis von Quarks zu Antiquarks angesehen werden, wobei niedrige Werte für ein Gleichgewicht und hohe Werte für eine Erhöhung zugunsten der Quarks und damit eine hohe Baryonendichte ρ stehen. Die meisten Darstellungen des Phasendiagramms tragen gegen die Temperatur das baryochemische Potential μ_B auf. Das Phasendiagramm ist bislang weder experimentell noch theoretisch hinreichend verstanden und Objekt zahlreicher Untersuchungen in relativistischen Schwerionenkollisionen.

Der untere linke Bereich niedriger Temperaturen bzw. Dichten zeigt die Region gebundener, *hadronischer Materie*, in der sich auch die gewöhnliche atomare Materie bei Temperaturen nahe Null und Potentialen bei $\mu_B \approx 940 \text{ MeV}$ befindet. Diese Phase ist getrennt von der des oben beschriebenen Quark-Gluon-Plasmas.

Für höhere Temperaturen und gemäßigte bis hohe Dichten hingegen wird ein Phasenübergang 1. Ordnung zwischen dem Hadronengas und dem QGP vermutet. Eine Vielzahl von Experimenten in unterschiedlichsten Energiebereichen hat gezeigt, dass der Quotient aus mittlerer Energie der Teilchen und mittlerer Hadronenzahl von $\frac{\langle E \rangle}{\langle N \rangle} = 1$ etwa auf dieser Linie liegt. Wird dieser Wert in einem System unterschritten, so finden keine inelastischen Stöße mehr statt. Es kommt zum sogenannten *chemischen Ausfrieren*, nach dessen Eintreten keine weiteren Teilchen erzeugt werden, sondern nur noch kinetische Stöße zwischen diesen stattfinden. Diese Phasenlinie läuft für zunehmend geringere Nettodichten μ_B auf den sogenannten *kritischen Punkt* der QCD⁷ zu, für den ein Phasenübergang höherer Ordnung vermutet wird und an dem beide Phasen koexistieren. Über den kritischen Punkt hinaus – bei niedrigen Nettobaryonendichten und hohen Temperaturen – wird ein sogenannter *Crossover*-Übergang angenommen. Hier findet kein definierter Phasenübergang statt, was bedeutet, dass keine Unstetigkeiten in den thermodynamischen Eigenschaften des Systems auftreten.

Für konstant niedrige Temperaturen und zunehmende Baryonendichten wird der Bereich stark

⁴Das Attribut 'asymptotisch' ist in diesem Zusammenhang auf das Verhalten der Kopplungskonstante für sehr kleine Abstände bzw. sehr hohe Energien zurückzuführen, während mit 'Freiheit' die Aufhebung der Einschränkung bezeichnet wird, der die Quarks und Gluonen unterliegen.

⁵Temperaturen werden in der Teilchenphysik typischerweise in der Einheit Elektronenvolt angegeben. Hierbei entspricht 1 MeV etwa 10^{10} Kelvin.

⁶Generell bezeichnet das chemische Potential μ die Energie, die aufgebracht werden muss, um einem System ein Teilchen einer bestimmten Sorte hinzuzufügen. Da es sich streng genommen also um eine Energie handelt, kann im vorliegenden Phasendiagramm für μ_B auch die Einheit MeV verwendet werden.

⁷Ein kritischer Punkt ist auch für Flüssigkeiten bekannt, wobei Wasser wohl das populärste Beispiel darstellt. In diesem Fall nähert sich die Phasenlinie zwischen flüssiger und gasförmiger Phase im Temperatur-Druck-Diagramm einer Singularität bei $T = 374^\circ\text{C}$ und $p = 218 \text{ atm}$.

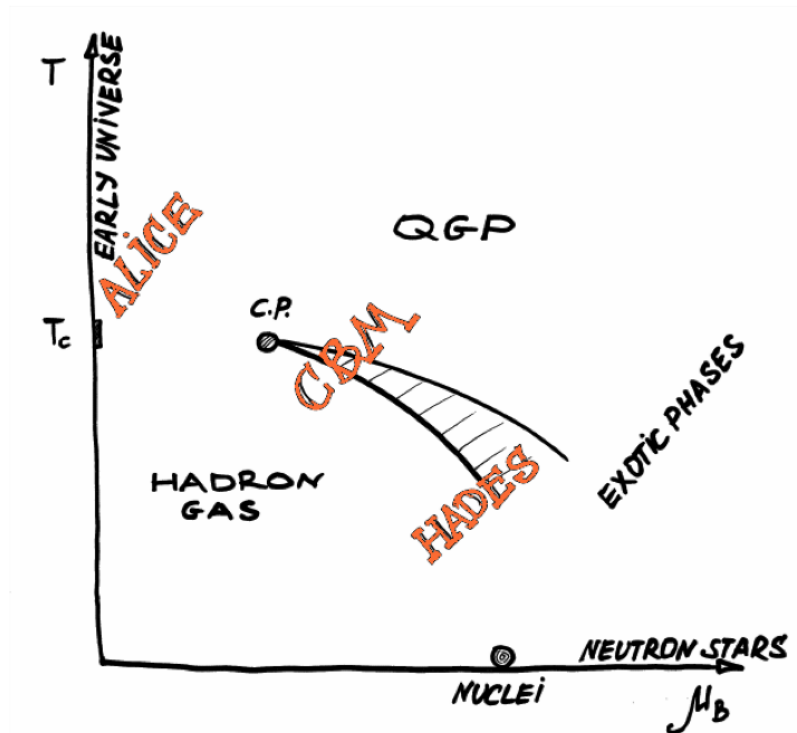


Abbildung 1.1: Schema des QCD-Phasendiagramms [2]: Aufgetragen ist die Temperatur T gegen das baryochemische Potential μ_B . Im unteren linken Bereich befindet sich hadronische Materie, während in der oberen rechten Region die QGP-Phase erwartet wird. Für hohe chemische Potentiale und niedrige Temperaturen wird ein Zustand hoher Dichte erreicht, der auch im Inneren von Neutronensternen vermutet wird. Ebenfalls eingezeichnet sind die Bereiche, in denen die Experimente ALICE, CBM und HADES Schwerionenkollisionen durchführen.

komprimierter Kernmaterie erreicht, der in dieser Form auch im Inneren von Neutronensternen vermutet wird. Dieser Bereich könnte aus farbsupraleitender Materie bestehen⁸. Diese aus theoretischen Überlegungen der QCD resultierende Phase bildet sich aus Quark-Quark-Paaren, die über den Austausch von Gluonen einander anziehen, ähnlich den aus der BCS-Theorie bekannten Cooper-Paaren von Elektronen in metallischen Supraleitern, die über Phononenaustausch gebunden werden.

1.1.2 Schwerionenkollisionen

Im frühesten Stadium des Universums direkt nach dem Urknall herrschten derart große Energiedichten vor, dass ein Quark-Gluon-Plasma für einen Zeitraum von etwa 10^{-6} bis 10^{-5} s existieren konnte. Sobald die Energiedichte aufgrund zunehmender Expansion und der daraus resultierenden Abkühlung sowie abnehmenden Dichte nicht mehr groß genug war, um den quasi-freien

⁸Eine weitere Möglichkeit über die Zusammensetzung des Inneren von Neutronensternen ist ein Aufbau aus einem Kaonenkondensat.

Zustand der Quarks und Gluonen aufrechtzuerhalten, endete die sogenannte *Quark-Ära*. Dieser Zeitraum liegt außerhalb der Reichweite der direkten Beobachtung des frühen Universums, die durch die kosmische Mikrowellenhintergrundstrahlung ermöglicht wird, weswegen auf diesem Wege keine Schlüsse auf die exotischen Phasen derart heißer und dichter Materie gezogen werden können.

Schwerionenkollisionen bieten die einzigartige Möglichkeit, derart große Energiedichten und damit diese Zustände auf extrem kurzen Zeitskalen im Labor zu reproduzieren und zu untersuchen. Wie im vorigen Abschnitt 1.1.1 im Phasendiagramm der QCD zu sehen ist, können diese Energiedichten über hohe Temperaturen und/oder hohe Netto-Baryondichten in der Kollisionszone erzeugt werden. Die experimentellen Untersuchungen von Schwerionenkollisionen fallen dementsprechend in ihrem Umfang und ihrer Umsetzung verschieden aus, abhängig vom Weg, der im Phasendiagramm gewählt wird. Großexperimente am CERN⁹ in Genf/Schweiz, wie die Detektoren ALICE¹⁰, ATLAS¹¹ oder CMS¹², werden über den weltgrößten Ringbeschleuniger für Schwerionen, den LHC¹³, gespeist. Mit steigender Beschleunigergröße können höhere kinetische Strahlenergien – in diesem Fall bis zu einigen TeV pro Nukleon¹⁴ – und damit extrem hohe Temperaturen erreicht werden, was gleichbedeutend mit einer größeren Anzahl erzeugter, zu detektierender Teilchen ist. Um diese auflösen zu können, müssen auch die dortigen Detektoren in ihren Ausmaßen anwachsen. Der nächstkleinere Teilchenbeschleuniger RHIC¹⁵ befindet sich am BNL¹⁶ in Brookhaven/USA.

Verglichen mit diesen Beschleunigern bewegt sich der Ringbeschleuniger SIS 18¹⁷, an den unter anderem das Dielektronenspektrometer HADES angeschlossen ist, in niedrigen Energiebereichen von einigen GeV pro Nukleon, aber bei hohen Netto-Baryondichten.

Die Raumzeitentwicklung einer ultrarelativistischen Schwerionenkollision wird in verschiedene Phasen eingeteilt. Vor der Phase des Quark-Gluon-Plasmas befindet sich das System in der sogenannten Vor-Gleichgewichtsphase, in der eine große Menge an Energie über harte Parton-Parton-Stöße in der Überlappungsregion der Kollision deponiert wird. Das Medium befindet sich in dieser Phase nicht im thermischen Gleichgewicht.

Nach einem kurzen Zeitraum von etwa 1 fm/c stellt sich die QGP-Phase ein, in der Parton-Parton-Wechselwirkungen einen thermischen Gleichgewichtszustand erreichen. Aufgrund des großen vorherrschenden thermischen Druckes, führt eine schnelle Expansion des Plasmas zur Abkühlung und Reduzierung der Energiedichte.

⁹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

¹⁰A Large Ion Collider Experiment

¹¹A Toroidal LHC Apparatus

¹²Compact Muon Solenoid

¹³Large Hadron Collider

¹⁴Die maximal erreichbare kinetische Energie der beschleunigten Teilchen nimmt mit zunehmender Masse ab und unterscheidet sich daher für verschieden schwere Kollisionssysteme.

¹⁵Relativistic Heavy Ion Collider

¹⁶Brookhaven National Laboratory

¹⁷Schwerionen-Synchrotron 18 – Synchrotron bezeichnet einen Beschleuniger, der geladene Elementarteilchen oder Ionen auf einer Kreisbahn beschleunigt. Die Bewegung auf einer Kreisbahn ermöglicht die mehrfache Beschleunigung der gleichen Teilchen, was letztlich zu höheren Geschwindigkeiten führt als beispielsweise in Linearbeschleunigern. Die Zahl 18 beschreibt die magnetische Steifigkeit des Beschleunigers.

Unterhalb einer gewissen Temperatur T_C ist die Energiedichte nicht mehr ausreichend, um den quasi-freien Zustand der Partonen aufrechtzuerhalten. Es finden keine inelastischen Stöße mehr statt und es kommt zum bereits im vorigen Abschnitt erwähnten *chemischen Ausfrieren*. Die Quarks und Gluonen schließen sich zu Hadronenzuständen zusammen und die Anzahl der erzeugten Teilchen bleibt fortan konstant.

In der weiteren Entwicklung kühlt das System über Hadron-Hadron-Wechselwirkungen soweit ab, bis auch keine elastischen Stöße mehr stattfinden. Diese Phase wird als *kinetisches Ausfrieren* bezeichnet. Die Hadronen erreichen den kinematischen Endzustand, in dem sie den Detektor erreichen werden. [3]

Die beschriebene Raumzeitentwicklung ist für ultrarelativistische Schwerionenkollisionen schematisch in Abbildung 1.2 dargestellt.

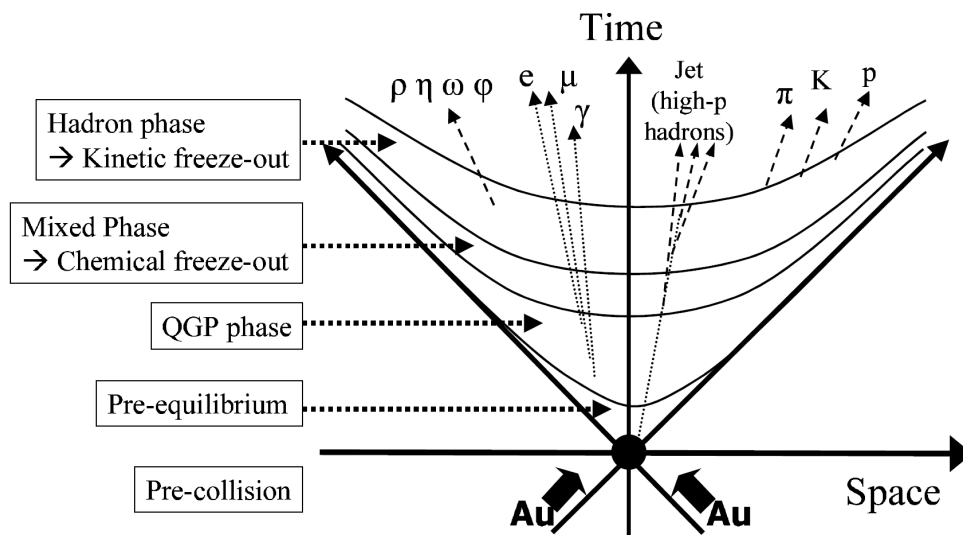


Abbildung 1.2: Raumzeitentwicklung einer ultrarelativistischen Schwerionenkollision, in diesem Fall zwischen Goldkernen. [3]

1.1.3 Observablen

Der Umstand, dass der anfängliche Zustand in der Reaktionszone einer Schwerionenkollision sowohl zeitlich als auch räumlich nur auf extrem kleinen Skalen existiert, macht eine direkte Messung unmöglich. Es müssen daher indirekte Messmethoden gefunden werden, über deren direkte Korrelation zur frühen Phase der Reaktion Rückschlüsse auf die Vorgänge in der heißen Reaktionszone gezogen werden können. Unter Hinzuziehung theoretischer Modelle müssen die neu erzeugten, detektierbaren Teilchen und deren Eigenschaften untersucht werden. Hierbei wird grob zwischen zwei Gruppen von Observablen unterschieden:

- Die Anzahl neu produzierter Teilchen und deren Impulsverteilungen.

Im SIS-Energiebereich sind dies vorwiegend die leichten Mesonen (π , K , ω und η), wobei geladene Pionen und Kaonen mit dem HADES-Spektrometer direkt detektiert werden können, während die Produktion der Letztgenannten sowie das neutrale Pion π^0 über deren Dielektronenzerfall nachgewiesen werden müssen.

- Anisotropien in azimuthalen und polaren Winkelverteilungen produzierter Teilchen.

Dies lässt Rückschlüsse auf attraktive oder repulsive Potentiale der Partizipanten untereinander zu. Diese Art von Untersuchungen ist allerdings mit HADES erst seit April 2007 dank der Installation der Vorwärtswand möglich. Eine detaillierte Erläuterung zur räumlichen Winkelverteilung von Kaonen kann in [4] nachgeschlagen werden.

Zur exakten Rückverfolgung der vorherrschenden Produktions- und Propagationsmechanismen in der Reaktionszone der Schwerionenkollision ist eine genauest mögliche Untersuchung der Observablen nötig.

1.2 Seltsamkeits-Produktion

Die relative Häufigkeitsverteilung seltsamer zu anti-seltsamen Quarks in den verschiedenen Hadronen im Endzustand sowie deren angeregte Zustände und Resonanzen, liefern gute Einsicht in die Produktion und Propagation seltsamer Quarks und damit Erkenntnisse über die starke Wechselwirkung. Gemäß der im vorigen Abschnitt 1.1.3 beschriebenen Umstände ist eine allumfassende Messung aller produzierten seltsamen Teilchen in einem Kollisionssystem notwendig, um sich ein komplettes Verständnis über die Eigenschaften von Seltsamkeit verschaffen zu können.

1.2.1 Seltsamkeitserhaltung

Die additive Quantenzahl *Seltsamkeit* S ist innerhalb der starken Wechselwirkung eine Erhaltungsgröße. Ein *strange*-Quark s besitzt die Seltsamkeitsquantenzahl $S = -1$, sein Antiteilchen \bar{s} dementsprechend $S = 1$. Da die Kollisionspartner einer Schwerionenkollision keine seltsamen Quarks enthalten, müssen gemäß der Seltsamkeitserhaltung alle seltsamen Teilchen in Verbindung mit einem Teilchen entgegengesetzter Quantenzahl produziert werden, sodass sich die Nettoquantenzahl stets zu Null aufsummiert. Auf diese sogenannte *assoziative* Produktion ist folgende Gleichung zurückzuführen, welche die Anzahl produzierter *strange*-Quarks $N(s)$ und -Antiquarks $N(\bar{s})$ gleichsetzt:

$$\underbrace{\Sigma^+ + \Sigma^- + \Sigma^0 + \Lambda + K^- + \bar{K}^0}_{N(s)} - \underbrace{(K^+ + K^0)}_{N(\bar{s})} = 0. \quad (1.1)$$

Der Einfachheit halber werden stellvertretend für die Multiplizitäten die Symbole derjenigen seltsamen Teilchen verwendet, die im SIS-Energiebereich produziert werden. Seltene seltsame Resonanzen, wie $\Sigma(1385)^\pm$ oder Teilchen mit Netto-Seltsamkeit $|S| > 1$ wie $\Omega(sss)$ oder

$\Xi^{0/-}$ (uss)/(dss) sind aufgrund ihrer geringen Produktionswahrscheinlichkeit für die Berechnung vernachlässigbar.

Wie in Tabelle 1.1 ersichtlich, konnte mit Hilfe des HADES-Detektors, der ursprünglich für eine optimierte Detektion von Dielektronen konstruiert wurde, für das Stoßsystem Ar+KCl eine Vielzahl an Multiplizitäten seltsamer Hadronen erfolgreich bestimmt oder über Gleichung 1.1 berechnet werden.

Teilchen	Multiplizität	Referenz
π^-	$3.9 \pm 0.1 \pm 0.1$	[5]
K_s^0	$(1.15 \pm 0.05 \pm 0.09) \cdot 10^{-2}$	[5]
K^+	$(2.8 \pm 0.2 \pm 0.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$	[6]
K^-	$(7.1 \pm 1.5 \pm 0.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$	[6]
Φ	$(2.6 \pm 0.7 \pm 0.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$	[6]
Ξ^-	$(2.3 \pm 0.9) \cdot 10^{-4}$	[7]
$\Lambda + \Sigma^0$	$(4.09 \pm 0.1 \pm 0.17) \cdot 10^{-2}$	[8]
$\Sigma^+ + \Sigma^-$	$(0.75 \pm 0.65) \cdot 10^{-2}$	Glg. 1.1 [8]

Tabelle 1.1: Multiplizitäten seltsamer Teilchen, die im Stoßsystem Ar+KCl mit HADES vermessen wurden.

1.2.2 Produktion seltsamer Teilchen

Aufgrund der zuvor beschriebenen Seltsamkeitserhaltung und der damit verbundenen *assoziativen* Produktion ist die Erzeugung von Teilchen, die jene 'seltsame' Quarkspezies (s) enthalten, verglichen mit Hadronen, die lediglich aus Teilchen der ersten Quarkfamilie (u,d) aufgebaut sind, wesentlich seltener. Die leichtesten Strangeness enthaltenden Teilchen sind die Kaonen. Auf Teilchenebene betrachtet entsteht neben einem Kaon noch ein weiteres seltsames Hadron, da zu jedem seltsamen Quark s auch sein Antiteilchen \bar{s} erzeugt werden muss. Der energetisch günstigste Produktionskanal mit der niedrigsten Schwelle in Nukleon-Nukleon-Stößen ist daher der folgende:



Zusätzlich zum positiven Kaon K^+ ($\bar{s}u$) wird das leichteste seltsame Baryon, das Lambda Λ (uds), produziert. Neben diesem existieren noch weitere Kanäle, die ein K^+ im Endzustand enthalten, deren Produktionsschwelle in Nukleon-Nukleon-Stößen für Fixed-Target-Experimente über derer aus Gleichung 1.2 liegen. Die Produktion des negativen Kaons K^- wird erst durch nachstehende Reaktion ermöglicht:



Da in diesem Fall neben den beiden Kaonen zwei Nukleonen im Endkanal auftauchen, liegt die Schwelle vergleichsweise hoch, weswegen die beobachtete Multiplizität auch ungleich niedriger liegt als die des K^+ .

Tabelle 1.2 zeigt eine Übersicht der mit HADES erfolgreich rekonstruierten, seltsamen Hadronen im Stoßsystem Ar+KCl und deren Produktionsschwellen energetisch aufsteigend.

Schwerpunktsenergie $E_{cm} = 2.61 \text{ AGeV}$	
Reaktionskanal	Schwellenenergie E_{cm} [GeV]
$NN \rightarrow N\Lambda K^+$	2.55
$NN \rightarrow N\Lambda K_s^0$	2.56
$NN \rightarrow NK^+\Sigma$	2.62
$NN \rightarrow NK^+\Sigma(1385)$	2.817
$NN \rightarrow NNK^+K^-$	2.86
$NN \rightarrow NN\Phi$	2.9

Tabelle 1.2: Produktionskanäle und -schwellen rekonstruierter seltsamer Teilchen im Stoßsystem Ar+KCl [9]. Die Produktion der $\Sigma(1385)$ -Resonanz wurde ebenfalls im Rahmen einer Masterthesis untersucht und beobachtet [10].

Bemerkenswert ist die Tatsache, dass eine Rekonstruktion dieser Teilchen in Ar+KCl-Kollisionen überhaupt möglich ist, obwohl, wie in Tabelle 1.2 ebenfalls zu sehen ist, die Produktionsschwellen für den Großteil der Reaktionen oberhalb der Strahlenergie in diesem System liegt. Unter Berücksichtigung des Fermi-Impulses¹⁸ p_F können, abhängig von der Stoßrichtung zweier Teilchen relativ zueinander, maximal 270 MeV/c im Schwerpunktsystem gewonnen werden.

Auf Hadronenebene existieren verschiedene, nachfolgend aufgelistete Möglichkeiten, um die Produktion unterhalb der Energieschwelle zu erklären:

- Akkumulation von Energie über mehrstufige, sekundäre Prozesse. Hierzu zählen sowohl kinetische Stöße mit anderen Teilchen im Medium, als auch resonante Zwischenzustände wie die Delta-Resonanz.
- Sogenannte Strangeness-Austausch-Reaktionen, bei denen seltsame Quarks zwischen verschiedenen Hadronen ausgetauscht werden. Auf diese Weise kann Seltsamkeit über Teilchen mit niedrigerer Produktionsschwelle wie beispielsweise das Λ -Hyperon entstehen, die sich dann über den Austausch mit den Konstituentenquarks anderer Teilchen zu seltsamen Hadronenendzuständen höherer Produktionsenergie zusammensetzt. Ein Beispiel hierfür ist der Austauschkanal $\pi^-(d\bar{u}) + \Lambda(uds) \rightarrow K^-(s\bar{u}) + n(udd)$.
- Modifikation der Kaonenmasse über In-Medium-Potentiale. Theoretische Modelle sagen ein repulsives K^+ -Nukleon- und attraktives K^- -Nukleon-Potential hervor, was einer Massenzunahme bzw. -abnahme im Medium entspricht und damit niedriger gelegene Schwellen für die Produktion des K^- zur Folge hätte [11][12].

¹⁸Der Fermi-Impuls ist eine Folge des Pauli-Prinzips, welches besagt, dass sich maximal zwei geladene Teilchen auf einem Energieniveau befinden können. Als Konsequenz befinden sich diese Teilchen mikroskopisch nicht in Ruhe.

Für eine detailliertere Erläuterung der aufgelisteten Prozesse können [9],[10] oder [13] herangezogen werden.

1.3 Hyperkerne

Die baryonischen Kernbausteine der Nukleonen, sprich Neutronen und Protonen, bestehen aus *up*- und *down*-Valenzquarks, während die sogenannten Hyperonen Λ mindestens ein *strange*-Quark im insgesamt stets drei Valenzquarks umfassenden Verbund eines Baryons enthalten. Hyperkerne sind Kerne, die mindestens eines dieser Hyperonen zusätzlich neben den Nukleonen enthalten. Die seltsamen Hyperonen sind instabil und zerfallen lediglich unter der schwachen Wechselwirkung, sowohl im freien Flug als auch in einem Kernverbund. Dies führt im Vergleich zu den unter der starken Wechselwirkung zerfallenden, kurzlebigsten Teilchen zu signifikant größeren Lebenszeiten von etwa 13 Größenordnungen. Abbildung 1.3 zeigt einen Ausschnitt der konventionellen Nuklidkarte in der (N, Z)-Ebene, in der die Anzahl neutraler und geladener Nukleonen N und Z gegeneinander aufgetragen sind, erweitert um eine Achse, die die Quantenzahl *Seltsamkeit* S einbezieht und somit eine zusätzliche Gruppe von Kernen – die Hyperkerne – darstellt.

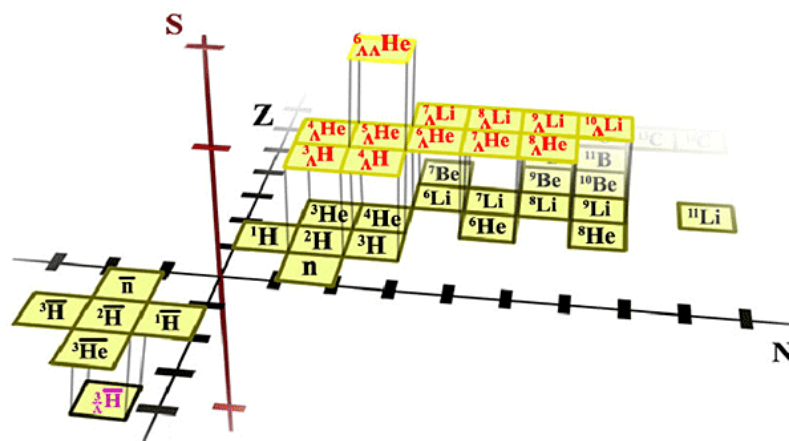


Abbildung 1.3: Ausschnitt der Nuklidkarte, erweitert um eine Dimension, welche der Quantenzahl Seltsamkeit Rechnung trägt. Eingezeichnet sind bereits gemessene Hyperkerne. [14]

Während die Wechselwirkung von Nukleonen untereinander mit Hilfe von Nukleon-Nukleon-Stößen untersucht werden kann, besteht im Falle der Λ N-Wechselwirkung die Schwierigkeit Hyperonstrahlen bei geeigneten Energien oder stabile Hyperontargets aufgrund der begrenzten Lebenszeit der Hyperonen zu erzeugen. Die Hyperon-Nukleon-Wechselwirkung (Λ N) trägt zur Bindung von Hyperkernen bei und ist von fundamentalem Interesse für ein tiefergehendes Verständnis der Kern- und nuklearen Astrophysik. Beispielsweise ist eine exakte Kenntnis des Λ N-Potentials grundlegend, um die noch unverstandene innere Struktur von Neutronensternen zu verstehen. Abhängig von der Stärke dieses Potentials könnte ein kollabierter stellarer Kern dieser Art im Innersten aus Hyperonen, seltsamer Quarkmaterie oder einem Kaonenkondensat zusam-

mengesetzt sein [15]. Während Hyperonen und andere seltsame Teilchen innerhalb eines dichten Neutronensterns aufgrund lokaler Energieeinschränkungen nicht zerfallen können, ist der Zerfall freier Hyperkerne in nicht-seltsame Kerne mit typischen Lebenszeiten von wenigen 100 ps möglich. Die Hyperkerne dienen als geeignetes Mikrolabor und bieten die Möglichkeit zur Untersuchung dieser YN- und YY-Potentiale. Ihre Lebenszeit ist von der Stärke der YN-Wechselwirkung abhängig und deren präzise experimentelle Bestimmung liefert direkte Auskunft über die Größe des YN-Potentials [16].

1.3.1 Hypertriton

Der leichteste bisher gemessene Hyperkern ist das sogenannte *Hypertriton*, welches eine Masse von $m({}^3_{\Lambda}H) = 2,99131 \pm 0,00005 \text{ GeV}/c^2$ [17] besitzt und den Isospin $I = 0$ [18] trägt. Es besitzt neben einem Proton p und einem Neutron n ein Λ -Hyperon im Kernverbund und ist mit einer Bindungsenergie von etwa $B({}^3_{\Lambda}H) \approx 0,13 \pm 0,05 \text{ MeV}$ [17] nur schwach gebunden. Das Hypertriton hat ähnlich dem Λ -Zerfall eine mittlere Lebensdauer von $\tau \approx 2,64 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ und zerfällt in einen zweifach positiv geladenen Helium-Kern ${}^3\text{He}$ und ein negativ geladenes Pion π^- mit einem Verzweungsverhältnis zwischen $0,30 \pm 0,07$ und $0,39 \pm 0,07$ [19][20] sowie zu 55% in ein Deuteron d, Proton p und ein negatives Pion π^- . Im Rahmen dieser Arbeit soll lediglich der erstgenannte Kanal analysiert werden.

Des Weiteren existieren auch nicht-mesonische Zerfallskanäle, die aber gegenüber den mesonischen Zerfällen um eine Größenordnung unterdrückt sind und daher nicht berücksichtigt werden [16].

Produktionsmechanismus

Wie Abbildung 1.4 zeigt, setzt sich eine Schwerionenkollisionen aus dem Überlappbereich der beiden kollidierenden Kerne, den sogenannten Partizipanten (engl. *participants*), und den einander nahezu ungestört passierenden Projektilnukleonen, auch als Beobachter (engl. *spectator*) bezeichnet, zusammen. Λ -Hyperonen werden bei SIS-Energien typischerweise im Partizipantenbereich produziert und emittiert. Anschließend können diese Hyperonen bei geeigneter Flugrichtung mit den Projektil- und Targetfragmenten der Beobachtermaterie wechselwirken und eine Bindung mit den dort vorhandenen Nukleonen eingehen. Dieser Prozess wird als *Koaleszenz* bezeichnet. Die auf diese Weise erzeugten Hyperkerne besitzen im Schwerpunktsystem Geschwindigkeiten nahe denen der Projektile und des Targets.

Eine trivialere Möglichkeit für die Erzeugung der Hyperkerne ist die direkte, thermische Produktion im Partizipantenbereich, ähnlich der des Λ -Hyperons.

Abhängig vom Produktionsmechanismus der Hyperkerne ändern sich auch die beobachtbaren Observablen der untersuchten Objekte. Um sich Aufschluss darüber zu verschaffen, ist daher eine genaue Beschreibung der Eigenschaften gemessener Hyperkerne bedeutsam.

Es werden zwei gängige theoretische Modelle zur Beschreibung dieser Mechanismen verwendet. Einerseits handelt sich hierbei um das *UrQMD-Hybridmodell* zur Beschreibung thermischer Produktion, das eine Kombination aus Transport- und Hydromodell darstellt [21] [22] [23]. Die

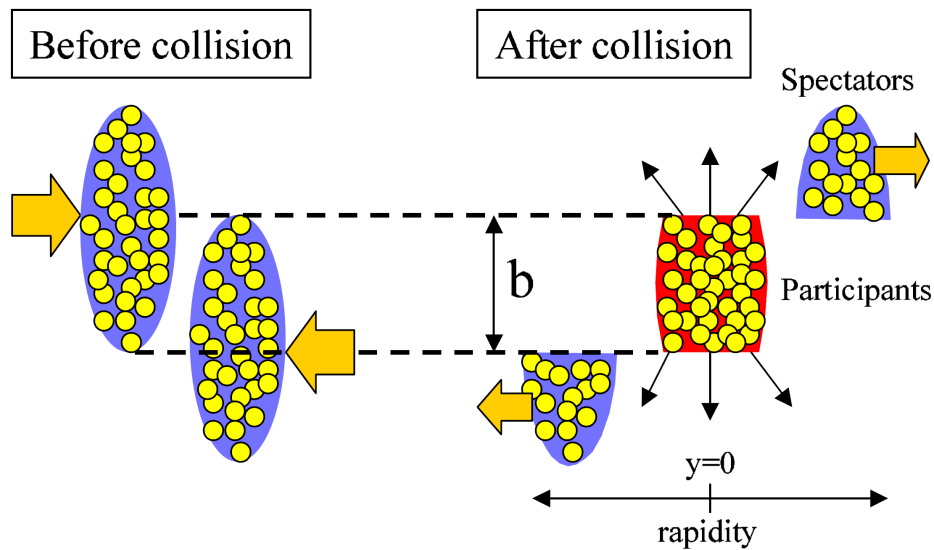


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung einer Schwerionenkollision. Links: Zwei einfliegende Kerne vor der Kollision mit dem Stoßparameter b . Rechts: Während die Beobachter (*spectators*) unbeeinflusst ihren Flug fortsetzen, ist die Überlappungsregion (*participants*) von Teilchenproduktion dominiert. In dieser Region wird beispielsweise das Λ -Hyperon produziert, das über Wechselwirkung mit den Beobachtern (*Koaleszenz*) ein Hypertriton erzeugen könnte. [3]

erste Phase einer Kollision wird hierbei über UrQMD als Hadronenkaskade beschrieben. Sobald die kollidierenden Kerne einander durchdringen, wird die weitere Entwicklung bis zum lokalen thermischen Gleichgewicht über einen hydrodynamischen Ansatz fortgesetzt, während die Beobachter weiterhin als Kaskade propagieren. Sobald eine kritische Energiedichte unterschritten wird, geht die hydrodynamische Beschreibung wieder in eine Transportsimulation über. [24]

Andererseits wird zur Beschreibung der dynamischen Phase von Schwerionenreaktionen ein internukleares Kaskadenmodell namens *Dubna Cascade Model* (kurz DCM) in modifizierter Form benutzt [25][26][27]. Das Modell beinhaltet eine exakte Transportbeschreibung der Pionen- und Baryonendynamik für Produktions- und Absorptionsprozesse und damit der oben beschriebenen Koaleszenz. Ein Kriterium für das Stattfinden von Koaleszenz ist eine Nähe der beteiligten Teilchen in Impuls- und Ortsraum. [24]

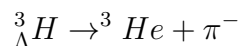
Abbildung 1.5 zeigt Simulationen zu Produktionsraten verschiedener Teilchen in Abhängigkeit von der Strahlenergie im Laborsystem. Die beschriebenen Modelle liefern für Hyperkernproduktionen bei hohen Energien eine gute Übereinstimmung, während es für niedrige Energiebereiche zu großen Diskrepanzen kommt. Im letzteren Bereich niedriger Energie, in dem sich auch das HADES-Experiment bewegt, ist die Produktion von Seltsamkeitsclustern im Koaleszenzmodell aufgrund des Ungleichgewichts von Seltsamkeit unterdrückt. In diesen Berechnungen führen Einschränkungen durch Energie- und Impulserhaltung zu einer Phasenraumreduzierung für die Produktion seltsamer Teilchen und damit zu einer erheblichen Verringerung der Produktionsraten. [24]

Hypertriton in anderen Schwerionenexperimenten

Neben diversen Messungen in ultrarelativistischen Hochenergieexperimenten am LHC, RHIC oder AGS [28][29][30][31] existieren nur wenige Untersuchungen zu Hypertriton in Schwerionenkollision im SIS-Energiebereich an der GSI. Parallel zu dieser Arbeit ist eine Analyse des Hypertritons durch das FOPI-Experiment im etwas leichteren Stoßsystem Nickel auf Nickel ($_{28}\text{Ni}+_{28}\text{Ni}$) bei einer leicht höheren Strahlenergie von 1,93 AGeV im Gange. Der FOPI-Detektor ist seit den 90er Jahren an der GSI in Darmstadt installiert. Der Name steht symbolisch für die hohe Akzeptanz des Detektors und leitet sich vom maximal möglichen Raumwinkel $\Omega = 4\pi$ („Four Pi“ \rightarrow FOPI) ab. Ein Vergleich ist aufgrund des vorläufigen Status der Untersuchungen durch FOPI nur bedingt möglich.

1.4 Zielsetzung und Aufbau dieser Arbeit

Gegenstand dieser Arbeit ist eine ausführliche Untersuchung des Hyperkerns Hypertriton ${}^3_{\Lambda}H$ und dessen Zerfall



im Ar+KCl-Stoßsystem bei 1,76 AGeV mit dem HADES-Experiment. Ziel ist die Durchführung einer Machbarkeitsstudie zur Verifizierung oder Falsifizierung der Produktion des Hypertritons und im ersteren Fall eine Bestimmung der Produktionsrate, um die umfangreiche Sammlung rekonstruierter, Seltsamkeit enthaltender Teilchen für diese Strahlzeit zum besseren Verständnis der Produktion und Propagation von Seltsamkeit im Medium zu vervollständigen. Ist der Nachweis des Hypertritons nicht möglich, so soll eine Einschätzung der Rekonstruierbarkeit dieses Hyperkerns und ein oberes Produktionslimit für den HADES-Detektor angegeben werden.

Um Abläufe und Hintergründe der Hypertriton-Analyse nachvollziehen zu können, erfolgt zunächst eine detaillierte Beschreibung des Spektrometers in Kapitel 2 und eine generelle Einführung in die Herkunft der zur Analyse bereitstehenden Daten sowie in Kapitel 3 eine teilchenunabhängige Übersicht zu relevanten Analysemethoden. Kapitel 4 beschreibt systematische Untersuchungen zur Rekonstruktion des Hypertritons über den oben genannten Zerfallskanal, die abschließend im letzten Kapitel 5 auf die Daten angewendet werden.

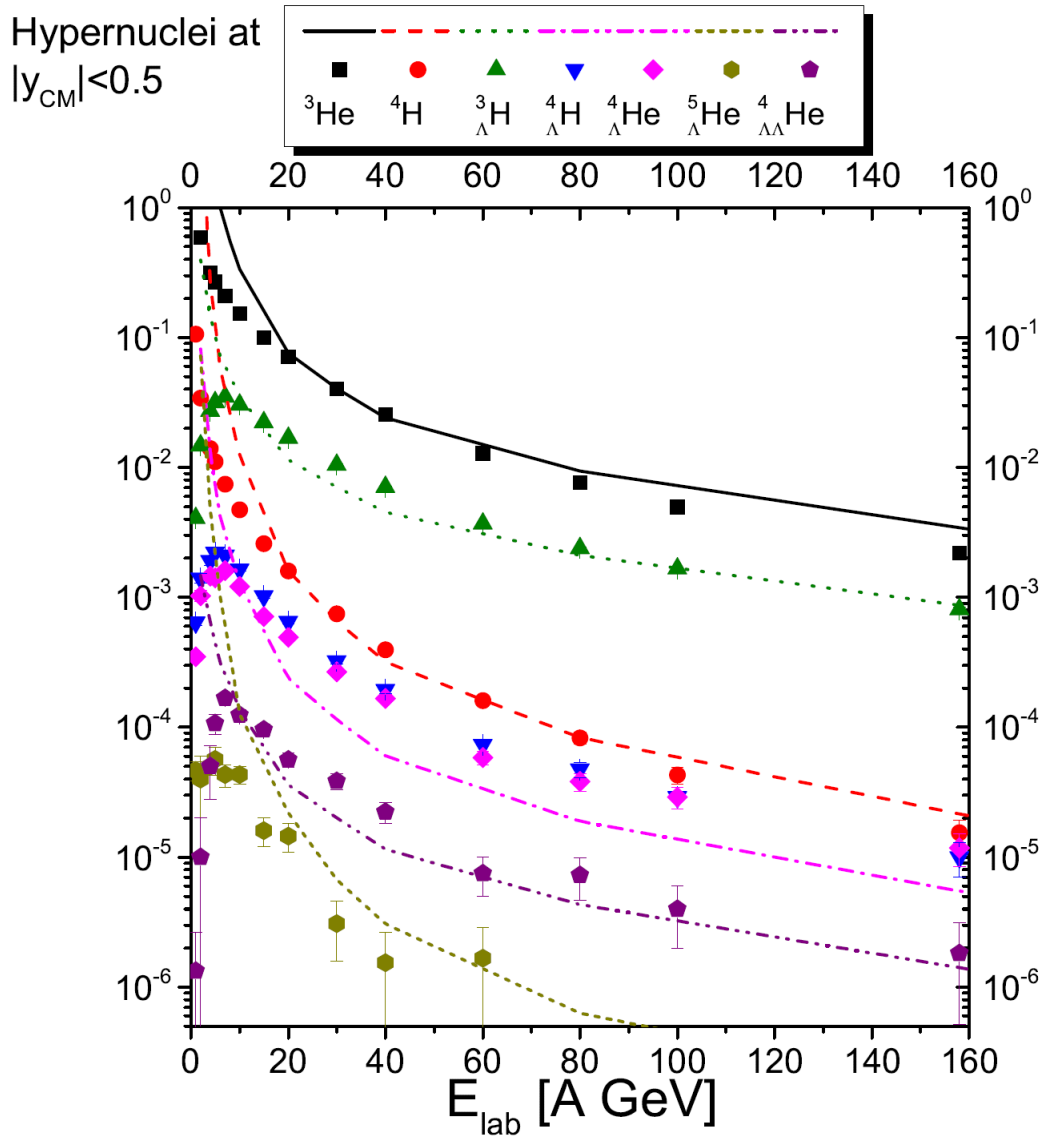


Abbildung 1.5: Vorhersage der Produktionsraten für verschiedene (Hyper-)Kerne im Bereich der Schwerpunktsrapazität vorwiegend zentraler Pb+Pb- und Au+Au-Kollisionen. Gezeigt sind die Ergebnisse der thermischen Produktion mittels des UrQMD-Hybridmodells (Linien) verglichen mit den über DCM erhaltenen Raten über Koaleszenzprozesse (Symbole). Das SIS in Darmstadt bewegt sich im Bereich niedriger Energien, d.h. etwa bei $E_{\text{Lab}} = 0 - 40 \text{ A GeV}$. [24]

Kapitel 2

HADES - High Acceptance Dielectron Spectrometer

2.1 Physikalische Zielsetzung und Eigenschaften

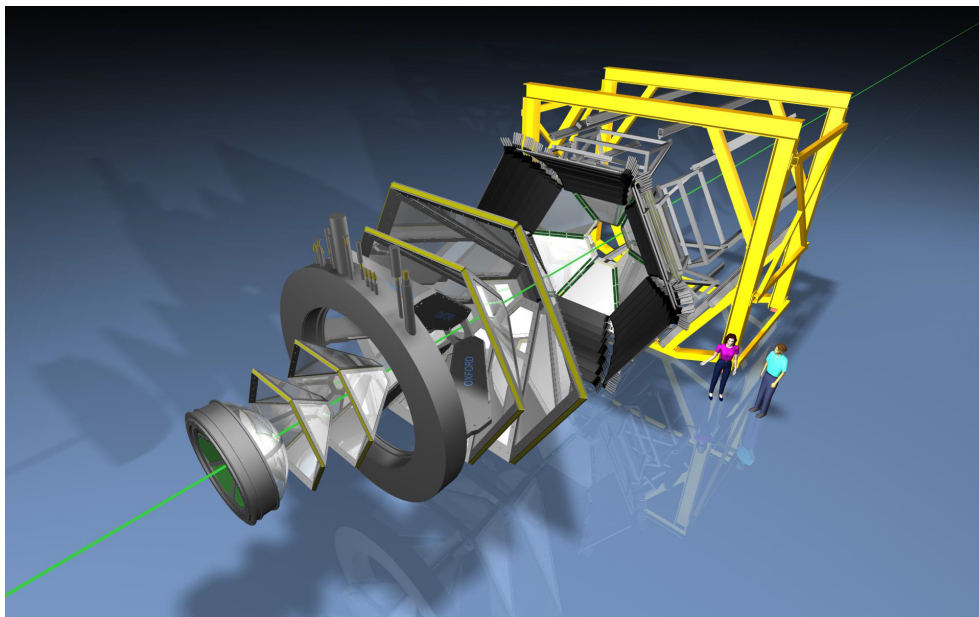


Abbildung 2.1: Das HADES-Spektrometer, dreidimensional dargestellt in gestreckter Ausführung. Der Gesamtdetektor setzt sich, von unten links nach oben rechts entlang der in grün dargestellten Strahlachse, aus folgenden Subdetektoren zusammen: RICH-Detektor, zwei innere Driftkammerebenen, Magnet, zwei äußere Driftkammerebenen, Flugzeitwände TOF und TOFinno, Pre-Shower-Detektor.

Der in Abbildung 2.1 gezeigte Teilchendetektor *High Acceptance DiElectron Spectrometer* – kurz HADES – befindet sich am Schwerionen-Synchrotron (SIS) der GSI Helmholtzzentrum für

Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt und wurde im Oktober 2002 in Betrieb genommen. HADES wurde insbesondere mit der Zielsetzung konstruiert, eine optimierte Detektion für Dielektronenpaare aus Zerfällen leichter Vektormesonen (ρ , ω und Φ) im SIS-Energiebereich (1-2 AGeV) zu erreichen. Diese Vektormesonen eignen sich als hervorragende Sonden zur Bestimmung der Eigenschaften der dichten Reaktionszone einer Schwerionenkollision, da sie aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer noch im Medium unter anderem in Dielektronen zerfallen. Die entstehenden Elektron-Positron-Paare können die Informationen aus dem heißen Feuerball unbeeinflusst nach außen transportieren, da sie nicht der starken Wechselwirkung unterliegen und somit nicht mit der sie umgebenden Kernmaterie interagieren. Allerdings ist der leptonische Zerfall gegenüber den hadronischen Zerfallskanälen um einen Faktor 10^{-5} unterdrückt.

Zusätzlich hat sich HADES neben der Dileptonenspektroskopie aufgrund der guten Teilchenidentifizierungseigenschaften, die durch die hohe Energieverlustauflösung der Vieldrahtdriftkammern (MDC) und der beiden Flugzeitwände (TOF und TOFino) ermöglicht werden, als gutes Werkzeug zur Untersuchung hadronischer Sonden unter Beweis gestellt [13][9].

Die Detektorsymmetrie erlaubt eine nahezu vollständige Abdeckung des Azimutalwinkelbereichs Φ von 360° , was lediglich durch die zur Halterung notwendige Aluminiumrahmenkonstruktion der einzelnen Kammern einer Einschränkung unterworfen ist. Des Weiteren ist ein Teilchennachweis in einem Polarwinkelbereich von $\theta = 18^\circ$ bis 85° ausgehend vom Targetnullpunkt möglich. [32]

2.2 Technische Komponenten

Primärziel des HADES Experiments ist die Vermessung der spektralen Eigenschaften von Vektormesonen sowie deren Massen und Breiten in der Hochdichtephase. In diesem Kapitel erfolgt eine Erläuterung der einzelnen Unterdetektoren, wie sie in Abb. 2.2 schematisch dargestellt sind, wobei dem Thema dieser Arbeit entsprechend der Schwerpunkt auf eine detailliertere Beschreibung der hadronenspezifischen Subsysteme gelegt wird.

2.2.1 Magnetspektrometer

Das Magnetspektrometer setzt sich aus den Vieldrahtdriftkammern und dem Magnetsystem zusammen. Gemeinsam dienen diese beiden Komponenten der Spur- und Impulsbestimmung der in einer Kollision erzeugten, geladenen Teilchen.

Vieldrahtdriftkammern

Die *Multiwire Drift Chambers*, abgekürzt MDC, entsprechen 24 trapezoidalen, planaren, mit einem Gasgemisch gefüllten Vieldrahtdriftkammern, die um die Strahlachse auf vier hintereinanderliegende, in der Größe ansteigende Ebenen à sechs Sektoren aufgeteilt sind. Die sechs Sektoren sind jeweils um 60° zueinander gedreht und decken somit den vollen Azimutalwinkel ab. Wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist, befinden sich, von der Zielregion der Kollision aus betrachtet, die beiden inneren Ebenen (MDC I und II) vor, die jeweils äußeren (MDC III und IV)

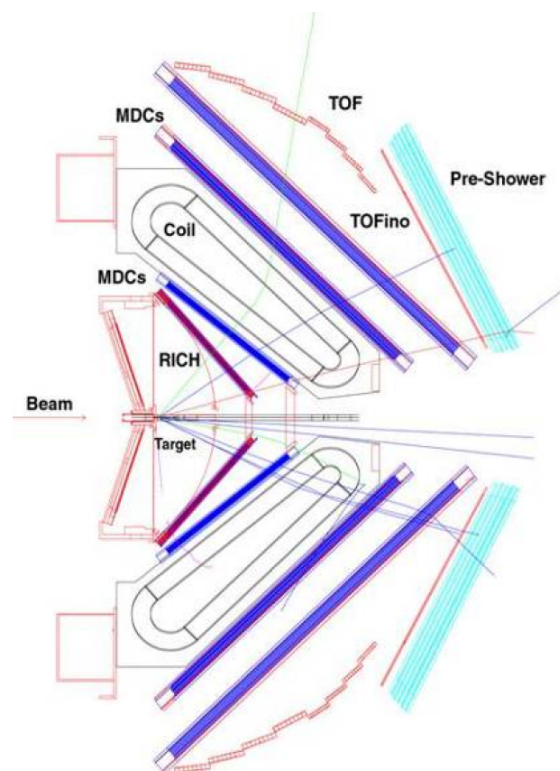


Abbildung 2.2: Das HADES-Spektrometer, schematisch aus der Vogelperspektive dargestellt. Ein-gezeichnet sind die einzelnen Subsysteme des Detektors.

hinter dem Magneten und decken einen Polarwinkelbereich von $\theta = 18^\circ$ bis 85° ab.

Entscheidend bei der Konzeption der Vieldrahtdriftkammern ist die Optimierung auf die Unterscheidbarkeit einzelner Teilchenspuren bei gleichzeitig geringer Massenbelegung, was mit steigender Größe des Kollisionssystems und damit erhöhten Spurdichten zunehmend schwieriger wird. Eine niedrige Massenbelegung ist wünschenswert, um sekundäre Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektormaterial zu vermeiden, da durch diese die untersuchte Physik der Schwerionenkollisionen verfälscht wird. Hierunter fällt in erster Linie die Paarkonversion, bei der über Bremsstrahlung der durchlaufenden Teilchen erzeugte γ -Photonen abgestrahlt werden und anschließend in Elektron-Positron-Paare zerfallen.

Aufgrund des Durchgangs geladener Teilchen werden in den Driftkammern Gasatome statistisch entlang der Trajektorie ionisiert. Die um die Spur entstehenden Elektronencluster werden durch Anlegen einer externen Spannung zur Anode und die positiven Ionenrümpfe zur Kathode hin beschleunigt, wobei die elektrische Feldstärke und somit die Beschleunigung der negativen Ladungsträger mit abnehmender Entfernung kontinuierlich zunehmen. Erreichen die durch Primäriodisation entstandenen Elektronen im Feld ausreichend Energie, können diese weitere Atome bzw. Moleküle ionisieren, was eine Ladungsträgerlawine von Sekundärelektronen auslöst. Durch die Gasverstärkung wird die Auslese eines kurzen elektrischen Pulses ermöglicht.

Weiterhin kann bei bekannter Driftgeschwindigkeit der Elektronen in dem verwendeten Gas über

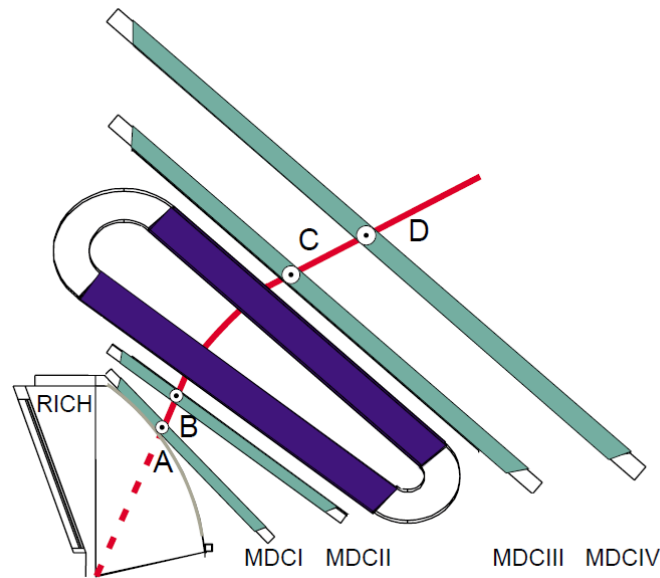


Abbildung 2.3: Schematische Draufsicht der Vieldrahtdriftkammern MDC I-IV sowie eine der sechs Magnetspulen. Exemplarisch ist eine fiktive Spur eingezeichnet, deren Verlauf unter Einfluss des Magnetfeldes gekrümmt wird. Der Ausgangspunkt der gestrichelten Teilchenspur am unteren linken Bildrand innerhalb des RICH-Detektors zeigt den Reaktionsvertex.

die Messung der Driftzeit zwischen dem Durchgang des ionisierenden Teilchens und der Ankunft der Ladungswolke am Anodendraht der minimale Abstand zwischen Trajektorie und Anode bestimmt und damit der Ort des durchlaufenden Teilchens präzisiert werden.

Ein weiteres Charakteristikum geladener Teilchen, die ein Medium (in diesem Fall das Detektorgas) durchqueren, ist der spezifische Energieverlust pro zurückgelegter Wegstrecke dE/dx . Dieser ist gemäß der in Kapitel 3.7.2 beschriebenen Bethe-Bloch-Formel stark korreliert mit der Geschwindigkeit bzw. dem Impuls des Teilchens und dient neben der Flugzeitinformation der Flugzeitdetektoren als wesentliches Werkzeug zur Identifizierung von Hadronen. Anders als in den Flugzeitdetektoren TOF und TOFinio ist die Auslese der direkt vom Energieverlust abhängigen Signalhöhe in den Driftkammern nicht möglich, weshalb dieser über die Breite des Signals bestimmt wird. Die Breite ergibt sich aus der Zeit ToT (*Time over Threshold*), die sich das Signal oberhalb eines eingestellten Amplitudenschwellenwertes befindet.

Jede der 24 Driftkammern besteht aus sechs Schichten, die mit parallel angeordneten Spannungsdrähten in sechs Stereowinkeln von -40° bis $+40^\circ$ bespannt sind. Wie in Abb. 2.4 auf der rechten Seite zu sehen ist, sind die Drähte aneinandergrenzender Schichten einer Kammer um jeweils 20° zueinander gedreht, sodass beim Passieren eines geladenen Teilchens die in eine Ebene projizierten gezündeten Drähte idealerweise einen Schnittpunkt besitzen, der dem Durchstoßpunkt des Teilchens entspricht.

Abbildung 2.4 links zeigt eine dreidimensionale Ansicht der zusammengeschobenen Driftkam-

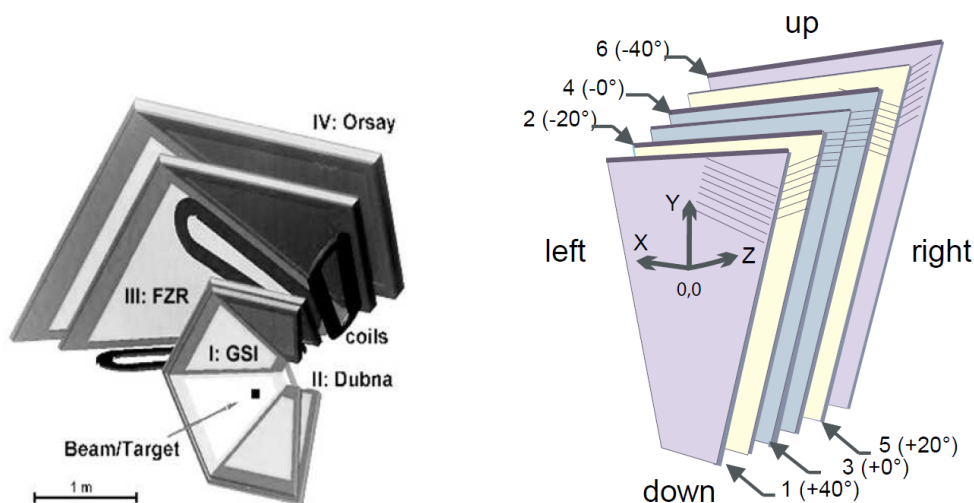


Abbildung 2.4: Links: Dreidimensionale Darstellung der aufeinandergeschobenen Vieldrahtdriftkammerebenen sowie die jeweiligen Produktionsstandorte – GSI, Darmstadt/Deutschland (MDC I), Dubna/Polen (MDC II), FZ-Rossendorf/Deutschland (MDC III) und Orsay/Frankreich (MDC IV). Im Jahre 2010 wurde MDC I durch eine ebenfalls in Rossendorf produzierte Driftkammerebene ersetzt und erstmalig in Betrieb genommen. Rechts: Sechs Lagen eines Driftkammersektors. Angezeigt sind auf jeder Lage die unterschiedlich ausgerichteten Drähte, die jeweils um 20° zueinander gedreht sind und insgesamt einen Winkelbereich von -40° bis $+40^\circ$ abdecken.

mern, einschließlich der jeweiligen Produktionsstandorte der vier Kammern. Für das Kollisionssystem Ar+KCl bestand das Gasgemisch der innersten Kammerebene MDC I zu 84% aus Argon und zu 16% aus Isobutan, während in den restlichen drei Ebenen zu 60% Helium und 40% Isobutan verwendet wurde. Neben den Zählgasen Helium bzw. Argon dient der Isobutananteil als Moderator (*Quencher*), um die durch den photoelektrischen Effekt im Detektormaterial entstandene UV-Strahlung zu absorbieren, damit diese nicht das elektrische Signal durch zusätzliche Gasionisation verfälschen kann. Dieser Effekt liegt etwa in der Größenordnung der Ionisationsrate und ist daher nicht vernachlässigbar [33].

Durch die transversale Ablenkung der Spuren mit Hilfe des im nächsten Abschnitt beschriebenen Magneten ILSE kann außerdem der Impuls von durchlaufenden Teilchen bestimmt werden.

Magnet

Der supraleitende Magnet ILSE – *IronLess Superconducting Electromagnet* – besteht aus sechs *NbTi*-Spulen, welche sich zwischen den beiden inneren und äußeren Driftkammerebenen befinden. Mittels eines toroidalsymmetrischen Magnetfeldes werden geladene Teilchen in polarer Richtung abgelenkt, wodurch über die Krümmung der Spur eine Impulsbestimmung möglich wird. Details dieser Impulsbestimmung werden in Kapitel 3.5 dargelegt. Da die Funktionsweise der benachbarten Detektoren (RICH, MDC und TOF/TOFino) weitestgehend unbeeinflusst bleiben muss, wurde durch geeignete Wahl des geometrischen Aufbaus der Magnetspulen die

Feldgeometrie optimiert und die Stärke des Magnetfeldes nach oben begrenzt. Dieses erreicht bei Stromstärken bis zu 3464 A eine maximale Intensität von 3,7 T auf der Spulenoberfläche, die bis zum Zentrum der Driftkammersektoren bis auf 0,8 T abfällt. Die Magnetspulen werden mit Hilfe von flüssigem Helium auf 4,6 K gekühlt, um die erwünschte supraleitende Wirkung zu erzielen.

2.2.2 META-Detektor

Das *Multiplicity Electron Trigger Array* (META) befindet sich direkt hinter der letzten MDC Ebene. Dieses Detektorsystem umfasst die Flugzeitdetektoren TOF und TOFino sowie den Pre-Shower-Detektor, die nachfolgend genauer beschrieben werden.

Flugzeitwände

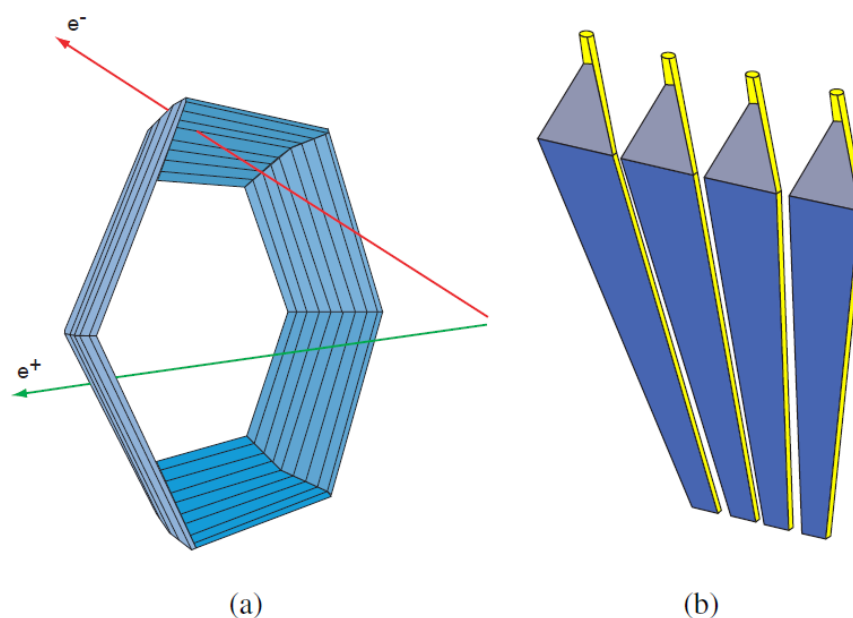


Abbildung 2.5: Abbildung (a): Die äußere Flugzeitwand TOF. Sie deckt den Polarwinkelbereich von $44^\circ < \theta < 88^\circ$ ab. Abbildung (b): TOFino-Sektor mit vier einseitig auslesbaren Paddles. Der innere Flugzeitdetektor reicht von $\theta = 18^\circ$ bis 45° .

Die beiden *Time of Flight*-Detektoren TOF und TOFino, zu sehen in Abbildung 2.5, dienen der Flugzeitmessung und bilden die letzte Instanz der Hadronenidentifizierung. Die Flugzeit ist eine notwendige Observable zur Identifizierung der Teilchen, was in Kapitel 3.7.1 genauer erläutert wird.

Die Flugzeitwände bestehen aus zwei Szintillatorbereichen – dem TOF-Detektor für größere Polarwinkel $44^\circ < \theta < 88^\circ$ und der TOFino-Wand für die Teilchendetektion im inneren Polarwinkelbereich von $\theta = 18^\circ$ bis 45° .

Der äußere Flugzeitdetektor TOF folgt der hexagonalen Geometrie des gesamten Spektrometers. Er besteht wie die Driftkammerebenen aus sechs Sektoren, die wiederum in acht Module aus je acht Plastikszintillatorstreifen unterteilt sind (64 Szintillatorstreifen pro Sektor). Beide Enden der Streifen sind mit Photoelektronenvervielfacherröhren (Photo Multiplier Tubes – kurz PMT) verbunden. Das Szintillatormaterial wird beim Durchgang geladener Teilchen angeregt, was bei Wiederabregung in den Grundzustand zur Photonenemission führt. Die emittierten Photonen werden über die PMT vervielfältigt und in ein elektrisches Signal umgewandelt. Über die zwei extrahierten Zeitsignale an beiden Enden der Streifen kann bei Kenntnis ihrer Länge der Ort der durchfliegenden Ladung bestimmt werden. Durch die beidseitige Auslese der Streifen, kombiniert mit der relativ hohen Granularität der Module erreicht der Detektor eine Flugzeitauflösung von etwa 150 ps und die Wahrscheinlichkeit für einen Doppeltreffer¹ bei einem zentralen Stoß von Au-Kernen liegt bei unter 20% [2].

Abb. 2.5 zeigt auf der rechten Seite einen der sechs Sektoren der inneren Flugzeitwände, dem TOFinno-Detektor. Jeder dieser Sektoren besteht aus vier Szintillatorstreifen, die im Gegensatz zum TOF-Detektor nur an einem (dem breiteren) Ende über PMT ausgelesen werden. Durch den dahinterliegenden Pre-Shower-Detektor kann der Durchstoßpunkt bestimmt und damit die Flugzeit korrigiert werden. Die einseitige Auslese und die geringere Granularität führen zu einer Flugzeitauflösung von etwa 400ps, was für das Kollisionssystem Ar+KCl bei 1.756 AGeV zu einer Doppeltrefferwahrscheinlichkeit von etwa 65% führt [13]. Das für April 2012 geplante, wesentlich schwerere Stoßsystem Au+Au besitzt eine ungleich höhere Spurdichte, weshalb das TOFinno-Detektorsystem mittlerweile durch die hochauflösenden *Resistive Plate Chambers* (RPC) ersetzt wurde, die sich bereits in zahlreichen Tests erfolgreich bewährten [34][35][36].

Des Weiteren kann über die Höhe der ausgelesenen Signale auf den Energieverlust pro Weglänge dE/dx der Teilchen geschlossen werden. Aufgetragen gegen den Impuls multipliziert mit der Polarität, liefert der spezifische Energieverlust für jede Teilchensorte eine charakteristische Verteilung, die, wie die Flugzeit, der Unterscheidung geladener Teilchen dient. Eine ausführliche Beschreibung der Identifizierung geladener Teilchen über deren Energieverlust sowie über die Flugzeitmessung erfolgt in Kapitel 3.7.

Pre-Shower-Detektor

Da die Unterscheidung zwischen Hadronen und Leptonen über die Messung der Flugzeit in Richtung kleiner Polarwinkel aufgrund erhöhter Spurdichten und kleineren Impulsen zunehmend schwieriger wird, befindet sich unmittelbar hinter der inneren Flugzeitwand TOFinno der in Abb. 2.6 dargestellte Pre-Shower-Detektor. In diesem Detektor werden Elektron-Positron-Paare mittels elektromagnetischer Schauer identifiziert. Diese werden über Bremsstrahlungs- und Paarerezeugungsprozesse ausgelöst, wobei die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten dieser Prozesse mit steigender Masse der durchlaufenden Teilchen sinkt.

Der Schauerdetektor besteht pro Sektor aus insgesamt fünf Schichten – drei Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) und zwei Bleikonvertern. Die MWPC sind mit einem Argon-Isobutan-

¹Ein Doppeltreffer bezeichnet einen Treffer, der noch innerhalb der elektronischen Auslesezeit (Totzeit) eines vorhergehenden Treffers dieselbe Ausleseinheit anspricht. Dies führt zur Überlagerung zweier Signale, die keinem Treffer mehr eindeutig zugewiesen werden können. Somit müssen beide Ereignisse verworfen werden.

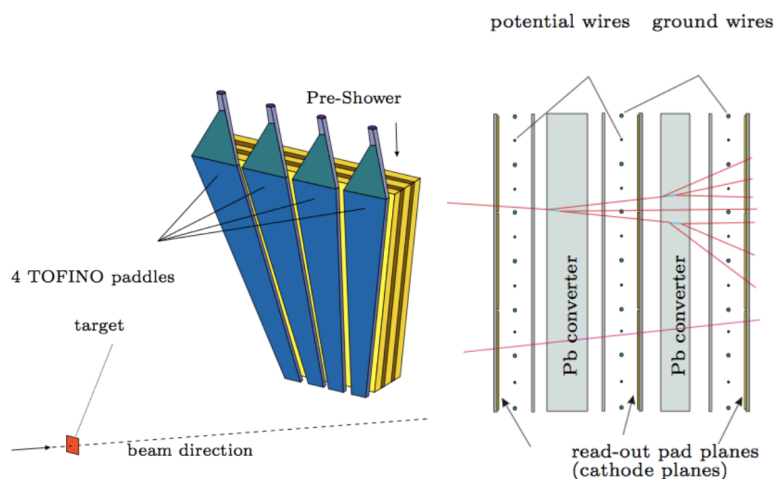


Abbildung 2.6: Pre-Shower-Detektor. Links: Der fünfblättrige Pre-Shower-Detektor befindet sich direkt hinter den TOFINO-Sektoren. Rechts: Die schematische Draufsicht des Detektors zeigt die sich abwechselnden Lagen – drei MWPC's und zwei Bleikonverter. Ebenfalls eingezeichnet sind zwei Teilchenspuren. Die Masse des oberen Teilchens im Gegensatz zum unteren ist gerade klein genug, um über Bremsstrahlungs- und Paarzerzeugungsprozesse einen Teilchenschauer auszulösen.

Gasgemisch gefüllt und besitzen jeweils eine Drahtebene mit sich abwechselnden Kathoden- (0 V) und Anodendrähten (2,7 kV). Ähnlich der in Kapitel 2.2.1 beschriebenen Funktionsweise der MDC, ionisieren durchlaufende, geladene Teilchen die Atome des Gasgemischs, woraufhin die Elektronen zu den nächsten Anodendrähten beschleunigt werden und eine Ionisationslawine auslösen. Die jeweils zwischen den Proportionalkammern befindlichen Bleikonverter besitzen eine Dicke von 1 cm , was etwa der doppelten Strahlungslänge² $X_0 = 0,56\text{ cm}$ von Elektronen in Blei entspricht.

Die Auslese erfolgt über eine Matrixebene von Kupferpads. Die integrierte Ladung in einem Pad muss einen bestimmten Schwellenwert überschreiten, um als Treffer gewertet zu werden. Um das getroffene Pad wird in einer 3×3 -Matrix von Pads die Ladung aufsummiert, was für die folgenden beiden MWPC wiederholt wird, um anschließend die drei integrierten Ladungssummen Sum jeder Schicht in Relation zu setzen.

$$S_{Shower} = Sum1 + Sum2 - Sum0$$

S_{Shower} bezeichnet das Schauersignal, während der Index 0 stellvertretend für die erste MWPC-Schicht steht, gefolgt von 1 bzw. 2 für die jeweils nächsten Schichten. Aufgetragen gegen den Impuls, ermöglicht das Schauersignal ab Impulsen von etwa $500\text{ MeV}/c$ eine gute Differenzierung zwischen Hadronen und Leptonen, da die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten der oben erwähnten Prozesse durch die ungleich höhere Masse der Hadronen wesentlich geringer ist.

²Die Strahlungslänge ist die charakteristische Länge, bei der die Energie eines hochenergetischen Elektrons durch Bremsstrahlung auf den e-ten Bruchteil reduziert wurde. Sie ist abhängig von Material und Dichte der durchlaufenden Materie.

2.2.3 RICH-Detektor

Der in Abb. 2.7 gezeigte *Ring Imaging Cherenkov*-Detektor umgibt als innerster Detektor die Targetregion und wurde ausschließlich für die Identifizierung von Elektronen und Positronen mit Impulsen zwischen 0,1 und 1,5 GeV/c optimiert.

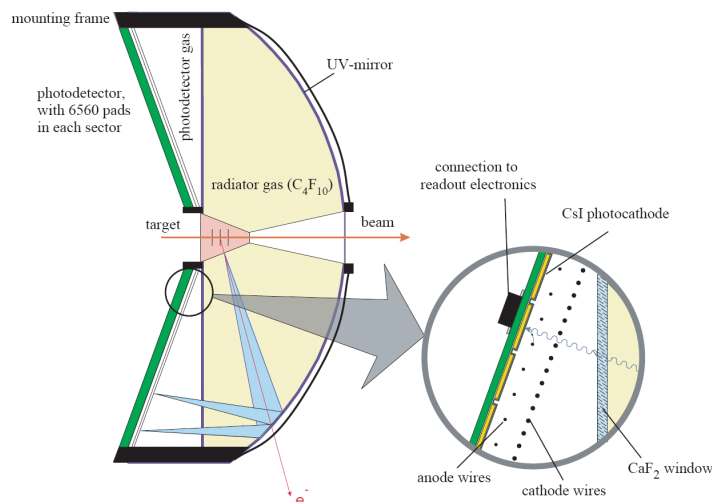


Abbildung 2.7: Querschnitt des RICH-Detektors. Passierende Teilchen erzeugen einen Überlichtkegel. Der am UV-Spiegel reflektierte Photoring wird anschließend über Photonendetektoren registriert und kann ausgewertet werden.

Besitzt ein geladenes Teilchen beim Durchqueren eines Mediums mit Brechungsindex n eine höhere Geschwindigkeit als das Licht in diesem Medium, wird Cherenkov-Strahlung unter einem konstanten Öffnungswinkel zur Teilchenspur ausgesendet. Der entstehende Überlichtkegel um die Impulsachse des Teilchens wird von einem sphärischen Karbonspiegel als Ring auf eine in Rückwärtsrichtung platzierte Fläche mit Photonendetektoren reflektiert.

Zwischen der Geschwindigkeit β eines geladenen Teilchens und dem Brechungsindex n besteht folgender Zusammenhang:

$$\beta \geq \frac{1}{n} \Rightarrow \gamma \geq \sqrt{\frac{n^2}{n^2 - 1}}$$

wobei γ den Lorentzfaktor³ bezeichnet. Um den Detektor sensibel für die Identifizierung von e^+/e^- -Paaren zu machen, wurde als Radiatorgas C_4F_{10} gewählt, was bei einem Brechungsindex von $n = 1.00151$ zu einem Schwellenwert für Cherenkovstrahlung von $\gamma_{thr} \cong 18,3$ führt, der bei SIS-Energien lediglich von Dielektronen überschritten wird. Somit wird über die geeignete Wahl des Radiatorgases die Blindheit des Detektors gegenüber Hadronen, aber auch schwererer Leptonen gewährleistet.

³ $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

2.2.4 Start- und Veto-Detektor

Um den Reaktionsnullpunkt t_0 einer Schwerionenkollisionen zu bestimmen, wird ein Start- und Veto-Detektor aus Diamantstreifen verwendet, der sich aus polykristallinem Kohlenstoffsubstrat zusammensetzt. Sie befinden sich jeweils strahlauf- und strahlabwärts im selben Abstand von der Zielregion der Kollision entfernt. Der Start-Detektor liefert das Anfangszeitensignal für die Flugzeitmessung im TOF- und TOFino-Detektor, während der Veto-Detektor über eine Antikoinzidenzmessung mit einer Effizienz von 98,5% Teilchen aussortiert, die nicht aus der Wechselwirkung zwischen Strahl und Target entstehen. Hierdurch kann die Totzeit der Datenaufnahme reduziert und somit eine Erhöhung der Datenrate erreicht werden. [37][38]

2.2.5 Trigger- und Datenaufnahmesystem

Zur Reduzierung der aufgenommenen Datenmenge findet eine Vorselektierung mit Hilfe eines mehrstufigen Auslösesystems statt. Diese sogenannten *Trigger (Auslöser)* sind derart gewählt, dass bevorzugt Ereignisse gespeichert werden, die mit großer Wahrscheinlichkeit Leptonenkandidaten aus den seltenen Vektormesonenzfällen enthalten.

Schwerionenkollisionen unterscheiden sich in ihrer Zentralität, das heißt dem über den Stoßparameter b definierten, minimalen Abstand der Trajektorien beider Stoßpartner. Mit abnehmendem Stoßparameter bzw. steigender Zentralität erhöht sich die Multiplizität einer Reaktion, die sich über die gemessenen Treffer in den META-Detektoren bestimmen lässt.

Ereignisse mit geringer Zentralität und somit niedrigen Multiplizitäten werden in der ersten Stufe (*Level-1-Trigger*) von der Datenaufnahme ausgeschlossen⁴. Der erste Trigger benötigt etwa 100 ns für eine Selektierung und ist damit in dem betrachteten Kollisionssystem Ar+KCl um einen Faktor 10 kleiner als die durchschnittliche Zeit zwischen zwei Reaktionen.

Auf der Basis des Level-1-Triggers erfolgt eine weitere Einschränkung der Datenaufnahme durch den *Level-2-Trigger*, welcher der Auswahl von Ereignissen mit Leptonenkandidaten dient. Sämtliche Kriterien beruhen auf den für Leptonen charakteristischen Signalen im RICH- und Pre-Shower-Detektor sowie auf gemessenen Flugzeiten für Teilchen nahe der Lichtgeschwindigkeit. Bei einer Verarbeitungsdauer von etwa 1 μ s trifft diese Bedingung auf ca. 1% der durch den ersten Trigger ausgewählten Ereignisse zu.

Hat ein Ereignis beide Triggerbedingungen erfüllt, so gelangen die Daten aus dem Pufferspeicher⁵ in den *Eventbuilder*⁶, um abschließend als *HLD-Datei (HADES List Data)* gespeichert zu werden.

Zusätzlich wird unabhängig von Triggerstufe 2 auf der Basis der ersten Selektion jedes zehnte Ereignis in die Datenmenge aufgenommen.

⁴Für Ar+KCl wurde eine Multiplizität von mindestens 18 Treffern in den Flugzeit-Wänden TOF und TOFino gefordert.

⁵Der Pufferspeicher oder kurz *Puffer* bezeichnet in der Informatik Speicher für die Zwischenlagerung von Daten.

⁶Der Eventbuilder weist die getriggerten Signale den jeweiligen Ereignissen eindeutig zu, sodass hinterher alle Daten einer konkreten Schwerionenkollision zugeordnet werden können.

Kapitel 3

Datenanalyse mit HADES

3.1 Das Experiment im Stoßsystem Ar+KCl

Im September und Oktober 2005 wurden mit Hilfe des in Kapitel 2 beschriebenen *Fixed-Target*-Detektors HADES Schwerionenkollisionen zwischen dem aus Argon-Ionen bestehenden Strahl und einem vierfach segmentierten, in Ruhe befindlichen Zielbereich aus Kalium-Chlorid, dem sogenannten *Target*, vermessen. Es handelt sich um das größte Stoßsystem, das bis dato mit dem hochauflösenden Dielektronenspektrometer in Darmstadt untersucht wurde. Das Experiment wurde bei einer für SIS-Energien maximal möglichen Strahlenergie von $1,756 \text{ AGeV}$ für Argon durchgeführt. Bedingung für den Level-1-Trigger war eine Mindestmultiplizität von 18 Treffern pro Ereignis in den META-Detektoren (M18), während von diesen gewählten Reaktionen gemäß der Level-2-Bedingung nur diejenigen Ereignisse weiterverwendet werden, die mindestens einen Leptonenkandidaten enthalten. Dies führt zu einer mittleren Triggerrate von $3,5 \text{ kHz}$.

Tabelle 3.1 zeigt eine Zusammenfassung der Projektil- und Targetdaten dieses Experiments.

3.2 Zentralitätsauswahl

Im Gegensatz zu Nukleon-Nukleon-Stößen wird in Schwerionenreaktionen im Partizipantenbereich der beiden kollidierenden Kerne ein Medium erzeugt, dessen Eigenschaften anhand der detektierten Endprodukte untersucht werden kann. Eine Größe, die der Klassifizierung einer Schwerionenreaktion dient, ist der sogenannte *Stoßparameter* b , der den vertikalen Abstand der Schwerpunkte beider Stoßpartner bezeichnet und damit die Zentralität einer Kollision beschreibt. Da dieser Zentralitätsparameter aber in nicht auflösbaren Größenordnungen (*Femtometer*) liegt, kann dieses Charakteristikum einer Kollision nicht direkt gemessen werden. Eine indirekte Möglichkeit dennoch Aufschluss über die Zentralität zu geben, stellt die Teilchenmultiplizität¹ dar. Mit zunehmender Zentralität, also kleinerem Stoßparameter b , steigt auch die Anzahl der produzierten Teilchen. In Schwerionenkollisionen sind zentrale Stöße gegenüber sogenannten *peri-*

¹Die Multiplizität beschreibt die Anzahl erzeugter Teilchen pro Kollision.

Projektil	
Strahlenergie	$E_{kin} = 1,756 \text{ AGeV}$
Strahlintensität	$\sim 6 \cdot 10^5 \text{ Teilchen/s}$
Projektilionen	${}^{40}_{18}\text{Ar}$
Target	
Targetionen	${}^{39.098}_{19}\text{K}{}^{35.459}_{17}\text{Cl}$
Dichte	$\rho = 1,988 \text{ g/cm}^3$
Dicke	$s = 1,25 \text{ mm}$
Durchmesser	$d = 3 \text{ mm}$
Unterteilung	4-fach segmentiert, 8 mm

Tabelle 3.1: Projektil- und Targeteigenschaften für das Stoßsystem Ar+KCl, das 2005 mit HADES vermessen wurde.

pheren Reaktionen erwünscht, da in diesen höhere Energiedichten in der Reaktionszone erzeugt werden und somit die Medium-Effekte stärker ausgeprägt sind. Für ein Stoßsystem wird daher eine bestimmte Mindestmultiplizität verlangt, die sich über die Anzahl von Detektortreffern in ausgewählten Subsystemen definiert. Im Falle von Kollisionen zwischen Argonionen und Kaliumchlorid wurde über den bereits in Abschnitt 2.2.5 erläuterten Level-1-Trigger die Multiplizität M18 festgelegt, die insgesamt 18 Treffern in den Flugzeitwänden TOF und TOFinio entspricht.

Diese getriggerten Reaktionen werden mit Hilfe des Transportmodells UrQMD² simulierten *Minimum Bias*-Ereignissen verglichen, in denen sämtliche Kollisionen von $b = 0$ bis zu einem Maximalwert b_{max} , für den gerade noch ein gemeinsamer Überlappungsbereich der kollidierenden Kerne existiert³, betrachtet werden.

Des Weiteren wurde die Stoßparameterverteilung für Reaktionen ohne Kaliumchlorid-Target gemessen, um sekundäre Wechselwirkungen des Strahls beispielsweise mit dem Strahlrohr abschätzen und von den erwünschten Schwerionenkollisionen trennen zu können.

Abbildung 3.1 zeigt die Häufigkeitsverteilungen in Abhängigkeit vom Stoßparameter b für Level-1- und Level-2-Trigger- sowie simulierte Minimum-Bias-Ereignisse.

Aus der Verteilung ergibt sich für die über den verwendeten Level-1-Trigger ausgewählten Ereignisse ein mittlerer Stoßparameter von $b = 3,5 \text{ fm}$. Dies entspricht 34% der zentralsten Kollisionen für dieses Stoßsystem. Die mittlere Anzahl von Partizipanten wurde in [39] über die Gleichung

²Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics [40]

³Da es sich bei Teilchendetektoren wie HADES um hochgradig sensitive Systeme handelt, die unter anderem auch von Schwerionenkollisionen unabhängige kosmische Hintergrundstrahlung detektieren, müssen diese Minimum-Bias-Ereignisse simuliert werden, da eine Trennung registrierter Ereignisse aus peripheren Schwerionenkollisionen und kosmischer Hintergrundstrahlung kaum realisierbar wäre.

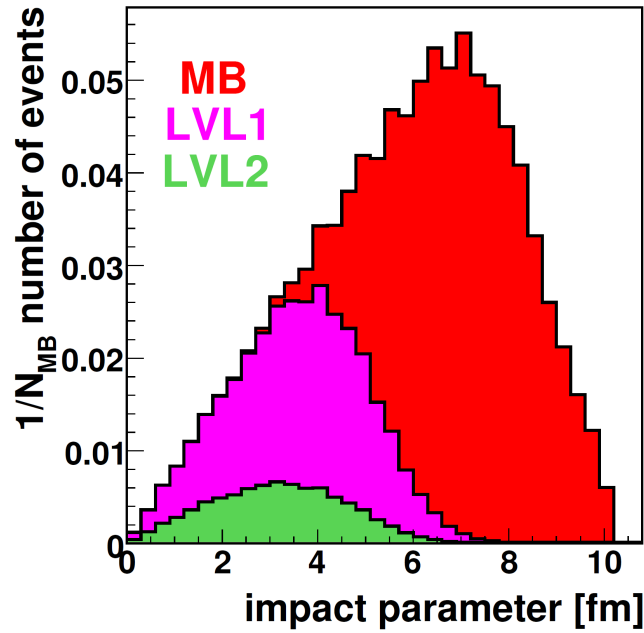


Abbildung 3.1: Stoßparameterverteilung für die beiden in Ar+KCl verwendeten Trigger Level-1 und Level-2 sowie für Minimum-Bias-Reaktionen, die mittels UrQMD simuliert wurden. [41]

$$\langle A_{Part} \rangle = \frac{A_P A_T^{2/3} + A_T A_P^{2/3}}{(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2} \quad (3.1)$$

bestimmt, wobei A_T und A_P der Anzahl der Nukleonen im Target bzw. Strahl entsprechen. Da der Wirkungsquerschnitt σ des Stoßes für Argon Ar auf Kalium K größer als für Argon Ar auf Chlor Cl ist, wurde für das zusammengesetzte System $Ar + KCl$ jeweils $\langle A_{Part} \rangle$ beider Reaktionen bestimmt und anschließend der Mittelwert verwendet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Für eine ausführliche Erläuterung der Bestimmung der Anzahl an Partizipanten empfiehlt es sich in [41] nachzuschlagen.

3.3 Datenaufbereitung

Über die Datenaufnahme des Experiments (**DAQ - Data Acquisition**) werden die im vorigen Abschnitt beschriebenen getriggerten Ereignisse zu sogenannten *HLD*-Dateien zusammengefasst, was über die gesamte Strahlzeit aufintegriert zu etwa 4600 Rohdateien mit jeweils 200.000 Reaktionen führt. Jede dieser Dateien beinhaltet digitalisierte Detektorsignale im Umfang von 2 GB und eine eindeutige Kennung, die dem Zeitpunkt der Aufnahme zugewiesen werden kann. Mittels dieser Kennung kann das verwendete Datenbankmanagementsystem *Oracle* eine Verbindung

Trigger	Stoßsystem	$\langle A_{Part} \rangle$
Minimum Bias	Ar+K	19,7
Minimum Bias	Ar+Cl	18,8
Minimum Bias	Ar+KCl	19,25
Level-1	Ar+KCl	38,5

Tabelle 3.2: Gemittelte Anzahl der Partizipanten für das Kollisionssystem Ar+KCl.

zwischen den gespeicherten Detektorsignalen und den Funktionsweisen aller Subdetektoren herstellen, die wiederum einer ständigen Überwachung durch die *slow control* unterliegen. Dies ermöglicht die Verwerfung von Ereignissen, die während Detektorausfällen oder -instabilitäten aufgenommen wurden.

Im Anschluss ist zur Extraktion physikalisch nutzbarer Größen wie dem Energieverlust, der Flugzeit oder dem Teilchenimpuls eine möglichst exakte Kalibrierung der Detektorkomponenten notwendig. Voraussetzung für die erfolgreiche Kalibrierung ist die exakte Vermessung der Detektorpositionen, das sogenannte *Alignment* (*Ausrichtung*). Details dieser Vorgehensweise werden in [13] beschrieben.

Daraufhin werden die 4600 HLD-Dateien in *Data Summary Tapes (DST)* umgewandelt, die einen Gesamtumfang von etwa *10 TB* besitzen. Diese DSTs beinhalten sämtliche Teilchenkandidaten, deren Impulse sowie weitere für die Analyse verwertbare physikalische Informationen der zu untersuchenden Schwerionenreaktionen. Die Teilchenimpulse lassen sich über die drei Methoden *Runge-Kutta*, *Kick-Track* und *Spline* bestimmen, wobei erstere in Abschnitt 3.5 genauer erläutert wird.

3.4 Spurrekonstruktion

Anders als bei *Time Projection Chambers (TPC)*, deren großräumiges, dreidimensionales Bildgebungsverfahren der Teilchenspuren eine wesentlich höhere Auflösung und nahezu konstante Spurverfolgung ermöglicht, ist HADES auf eine schnelle Ausleseelektronik optimiert, indem das Magnetfeld weitestgehend aus dem Bereich der Detektorkomponenten zur Teilchenregistrierung (MDC, META, RICH) ferngehalten wird.

Jede der vier HADES Driftkammern liefert für ein durchfliegendes Teilchen einen hochaufgelösten Spurpunkt und die Flugrichtung. Um Fehlinformationen durch Rauschmessungen oder falsch zugeordnete Signaldrähte zu vermeiden, werden die beiden inneren (MDC I / II) bzw. äußeren (MDC III / IV) Driftkammerebenen zu Gruppen zusammengefasst (*combined modus*). Anschließend werden die Durchstoßpunkte der inneren bzw. äußeren Driftkammern jeweils zu geraden Segmenten interpoliert – dem *inneren* und *äußeren Segment*. Diese Spursegmentanpassung erfolgt in zwei Schritten über den *cluster finder* und den *segment fitter*.

Bei bekannter Magnetfeldstärke kann schließlich mit Hilfe der beiden Segmente über ein geeignetes Impulsbestimmungsverfahren die komplette Spur rekonstruiert werden.

3.5 Impulsbestimmung

Die Impulsbestimmung der im Detektor registrierten Teilchen wird durch das angelegte Magnetfeld ermöglicht. Bewegt sich eine Ladung q mit der Geschwindigkeit \vec{v} in einem Magnetfeld \vec{B} , so gilt folgender Zusammenhang für die senkrecht zu beiden Größen wirkende Lorentzkraft \vec{F}_L

$$\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.2)$$

Durch die Lorentzkraft erfährt die Geschwindigkeit \vec{v} des Teilchens und damit der Impuls \vec{p} eine Richtungsänderung. Integriert über den Gesamtweg s der Trajektorie des Teilchens ergibt sich mit Gleichung 3.2 für die Gesamtimpulsablenkung $\Delta\vec{p}_{tot}$ folgender Zusammenhang:

$$\Delta\vec{p}_{tot} = \vec{p}_{out} - \vec{p}_{in} = \int d\vec{p} = \int \vec{F} dt = \int q[\vec{v} \times \vec{B}] dt = -q \int \vec{B} \times d\vec{s} \quad (3.3)$$

\vec{p}_{in} und \vec{p}_{out} bezeichnen hierbei, bezogen auf das Magnetfeld, den ein- bzw. ausgehenden Impuls des Teilchens, die sich in ihren Beträgen nicht verändern. Gleichung 3.3 zeigt, dass die Impulsablenkung in erster Näherung impulsunabhängig ist. Weiterhin gilt für den Ablenkwinkel $\Delta\Theta$ zwischen Ein- und Ausgangsimpuls folgender Zusammenhang:

$$\sin\left(\frac{\Delta\Theta}{2}\right) = \frac{|\Delta\vec{p}_{tot}|}{2|\vec{p}|}, \quad (3.4)$$

mit $|\vec{p}| = |\vec{p}_{in}| = |\vec{p}_{out}|$.

Das Magnetspektrometer, bestehend aus den sechs Magnetspulen und den vier Driftkammerebenen, ist in der Lage über drei verschiedene Verfahren mit Hilfe der gemessenen Spursegmente und der Ablenkung im bekannten Magnetfeld (*Magnetfeldkarte*) die Impulse der durchfliegenden Teilchen mit einer theoretischen Auflösung von bis zu 1% zu rekonstruieren. Neben der für diese Analyse zur Impulsbestimmung verwendeten *Runge-Kutta-Methode*, die im Folgenden ausführlicher beschrieben werden soll, gibt es noch das *Kick-Track*- und das *Spline*-Verfahren. Beim rechenunaufwändigeren *Kick-Track*-Verfahren wird von der vereinfachten Annahme Gebrauch gemacht, die Spur erfahre nur an einer Position, der in Abbildung 3.2 skizzierten *kick surface*, eine polare Richtungsänderung. Der Schnittpunkt der auf die *kick surface* extrapolierten, geraden Spursegmente und die Ortsinformation der Treffer im META-Detektor liefern zusammen den Ablenkwinkel $\Delta\Theta$. Mit Hilfe des Simulationspaketes GEANT, das in Abschnitt 4.1.1 beschrieben wird, können die totalen Impulsablenkungen $\Delta\vec{p}_{tot}$ tabelliert werden, die zusammen mit dem Ablenkwinkel $\Delta\Theta$ anschließend über Gleichung 3.3 die Berechnung des Impulsbetrages $|\vec{p}|$ ermöglichen. Eine ausführlichere Diskussion dieser Methode ist in [13] zu finden.

Zur deutlich höher auflösenden *Spline*-Methode soll lediglich kurz erwähnt werden, dass der hier bestimmte Impuls als Startwert für die präziseste der drei Methoden, das iterative Runge-Kutta-Verfahren, dient. Eine detaillierte Erläuterung des *Spline*-Verfahrens erfolgt in [42].

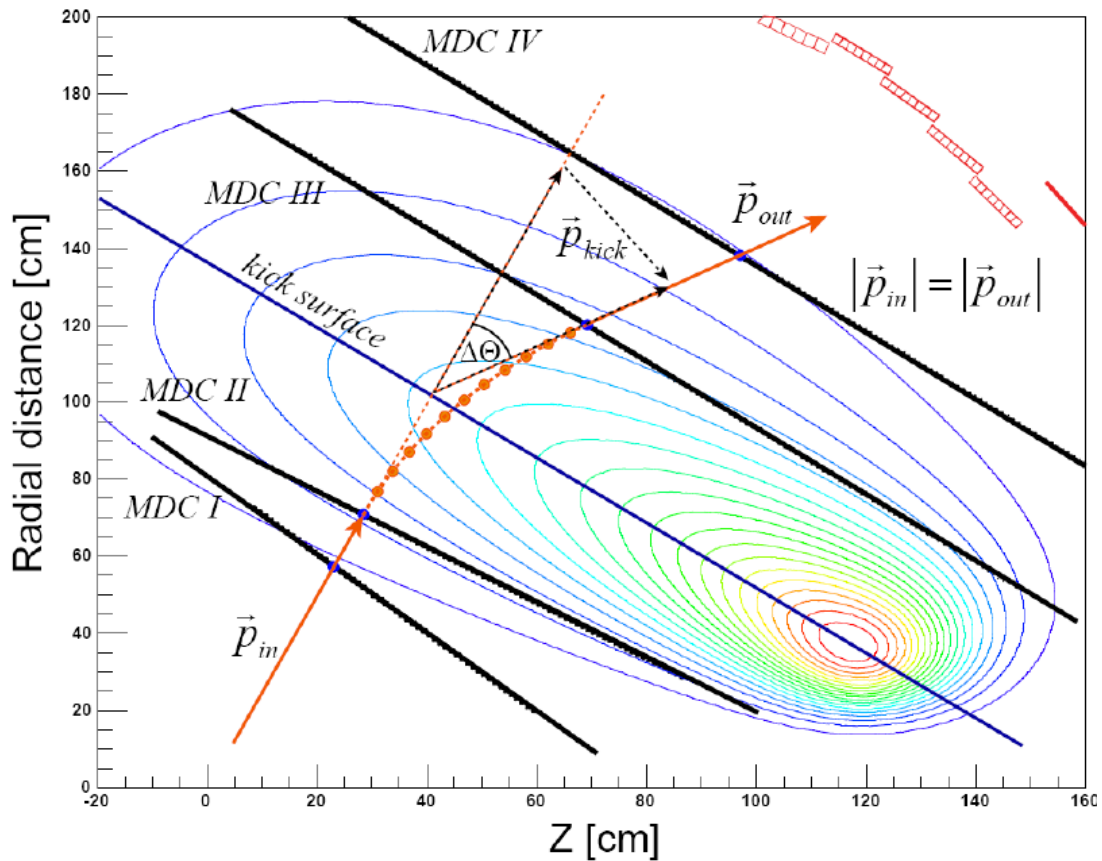


Abbildung 3.2: Schematische Draufsicht des Magnetspektrometers und die im Magnetfeld erfahrene Ablenkung eines geladenen Teilchens. Exakterweise erfährt die hypothetische orange Spur eine Ablenkung im gesamten Magnetfeldbereich, somit auch innerhalb der Driftkammerebenen I/II bzw. III/IV. Das *Kick-Track*-Verfahren vernachlässigt diese kontinuierliche Ablenkung und geht von der vereinfachten Annahme einer einmaligen Ablenkung an der sogenannten *kick plane* aus. Auch die *Spline*-Methode beschreibt lediglich die Ablenkung zwischen MDC II und III. Die exakteste Beschreibung liefert das *Runge-Kutta*-Verfahren, das die Teilchenspur iterativ durch Lösen der Bewegungsgleichungen mit variabler Schrittgröße rekonstruiert.

Runge-Kutta-Impulsbestimmung

Bei der Runge-Kutta-Methode handelt es sich um ein von Carl Runge und Martin Wilhelm Kutta entwickeltes, mathematisches, s -stufiges Schrittverfahren zur iterativen Lösung von Anfangswertproblemen. Das oben erwähnte *Spline*-Verfahren vernachlässigt das in Abbildung 3.2 dargestellte Eindringen des Magnetfeldes in den Bereich des inneren und äußeren Segmentes der Driftkammern. Diese genäherte Annahme gerader Spursegmente ist nicht exakt und liefert für sinkende Impulse durchlaufender Teilchen größer werdende Ungenauigkeiten in der Impulsrekonstruktion. Des Weiteren bietet dieses Verfahren keine realistische Beschreibung von Spureffekten wie sich überschlagende Spuren, dem Energieverlust durchlaufender Teilchen oder großer Ablenkung der Spuren in azimuthaler Richtung nahe den Spulen.

Eine präzisere Beschreibung der Teilchenspuren liefert das Runge-Kutta-Verfahren, das die aus der Lorentzkraft folgenden Bewegungsgleichungen numerisch löst. Auf der Basis des über das Spline-Verfahren ermittelten Startimpulses kann mittels Extrapolation der nächste Spurpunkt bestimmt werden. Eine kleinere Schrittweite ist hierbei zwar gleichbedeutend mit einer präziseren Rekonstruktion der Teilchenspur, dennoch muss zugunsten der Rechenzeit ein geeignetes Verhältnis aus Schrittweite und Rechenaufwand gewählt werden. Bei der in Abschnitt 3.3 erwähnten DST-Produktion nimmt diese Impulsbestimmung mit etwa 45% den Großteil der Berechnungszeit ein.

Auf diese Weise erfolgt rekursiv die Rekonstruktion der Teilchenspur. Werden die berechneten und gemessenen Spurpunkte verglichen, kann über eine Optimierungsprozedur der Impuls ermittelt werden. Diese Prozedur wird nach maximal elf Iterationen beendet und liefert als Qualitätskriterium einen χ^2 -Wert (χ_{RK}^2), der die Qualität der rekonstruierten Trajektorie beschreibt. Das Runge-Kutta-Verfahren ermöglicht eine präzise Wiedergabe der kompletten Teilchenspur, ausgehend vom Target bis zum Treffer im META-Detektor, unter Berücksichtigung des Magnetfeldes im Driftkammerbereich. Dies führt zu einer Verbesserung der Auflösung des primären Vertices, deren Optimierung eine entscheidende Rolle bei der Rekonstruktion von Teilchenzerfällen außerhalb der Targetregion spielt.

Entscheidend für den in dieser Analyse betrachteten Zerfall des Hypertritons ${}^3_{\Lambda}H \rightarrow {}^3He + \pi^-$ ist die zweifach positive Ladung des Helium-Zerfallsteilchens. Je größer die Ladung eines Teilchens ist, desto stärker fällt dessen Ablenkung im Magnetfeld aus. Da aber in der Standardkonfiguration des vorliegenden Algorithmus von einfach geladenen Teilchen ausgegangen wird, wird für jene Teilchen mit doppelter elektrischer Ladung die Hälfte des Betrages des tatsächlichen Impulses berechnet. Diese Nichtberücksichtigung des Ladungsbetrages muss anschließend manuell in der Analyse durch einen Faktor 2 korrigiert werden.

3.6 Spurselektion

Wie in Abschnitt 3.3 angesprochen, sind in den knapp 4600 DST-Dateien sämtliche Teilchenkandidaten vorhanden. Das bis zu diesem Zeitpunkt größte mit HADES vermessene Stoßsystem $Ar+KCl$ besitzt durchschnittlich eine um etwa einen Faktor 4 größere Anzahl an Partizipanten pro Schwerionenkollision als das nächstkleinere Kollisionssystem $C + C$ bei 1 $AGeV$, was zu einer

ungleich höheren Kombinatorik und damit Menge an potentiellen Teilchenkandidaten führt. Im Allgemeinen setzt sich ein Teilchenkandidat aus Treffern im RICH- und META-Detektor sowie jeweils einem inneren und äußeren Segment zusammen. Im speziellen Fall der vorliegenden Hadronenanalyse ist das Signal des hadronenblinden RICH-Detektors kein Auswahlkriterium und trägt damit nicht zur Kombinatorik bei. Weiterhin lässt die Segmentbestimmung der Driftkammern keine Kombination mehrerer innerer mit einem äußeren Segment zu. Abbildung 3.3 zeigt die vier verbleibenden Möglichkeiten, wie sich die drei Komponenten zusammensetzen können.

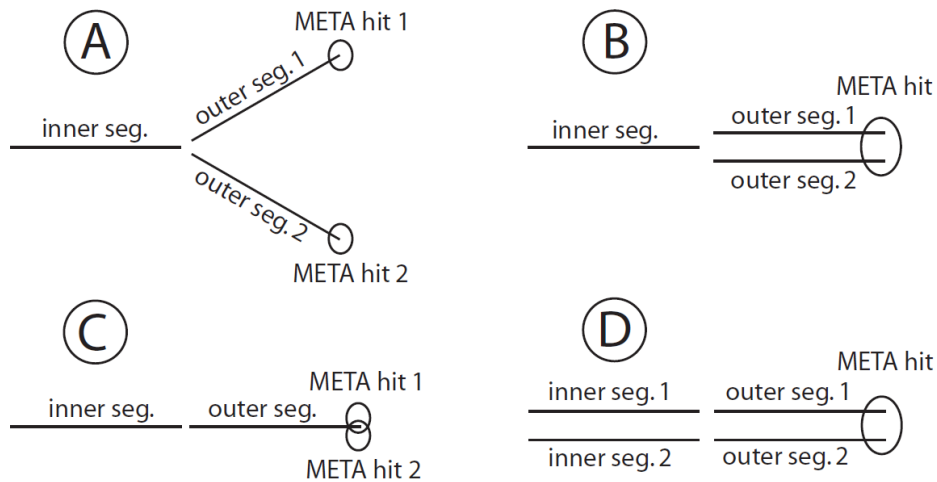


Abbildung 3.3: Schematische Übersicht der vier Kombinationsmöglichkeiten zur Spurselektion. Jeder Spurkandidat setzt sich aus einem inneren, einem äußeren und einem META-Treffer zusammen. Die Art der Segmentbestimmung verbietet eine Kombination mehrerer innerer Segmente mit einem äußeren Segment.

Ein Maß für die Güte der einzelnen Komponenten einer Gesamtspur sind die χ^2 -Parameter, die als Qualitätskriterium für die weitere Selektion der Teilchenkandidaten dienen:

- χ_{inner}^2 : Anpassung des inneren Segments an die Treffer in MDC I und II
- χ_{outer}^2 : Anpassung des äußeren Segments an die Treffer in MDC III und IV
- χ_{RK}^2 : Anpassung der über die RK-Methode bestimmten Spur an die Messpunkte
- χ_{META}^2 : Anpassung des META Treffers an das äußere Segment

Die erstgenannten Qualitätsparameter beider Driftkammersegmente lassen an dieser Stelle wenig Rückschlüsse auf die richtige Zusammensetzung einer Teilchenspur zu und werden daher nicht zur Selektion von Spuren verwendet.

Entscheidend für die Wahl geeigneter Spuren sind die χ_{RK}^2 - und χ_{META}^2 -Spurqualitätsvariablen. Erstere ist ein Maß für die geometrische Abweichung zwischen den über das Runge-Kutta-Verfahren ermittelten Teilchenspuren und den Driftkammertreffern. Der Wert der zweiten Größe

wird im sogenannten *Meta-Matching* während der DST-Produktion berechnet und beschreibt die geometrische Abweichung entweder der extrapolierten äußeren Spursegmente oder der mittels Runge-Kutta-Methode bestimmten Spur an die META-Treffer. In der vorliegenden Analyse wird Letzteres verwendet.

Für alle Spurkandidaten eines Ereignisses wird das Produkt $\chi_{RK}^2 \cdot \chi_{META}^2$ dieser beiden Parameter berechnet und der Größe nach sortiert, beginnend beim kleinsten und somit besten Wert. Um Mehrfachverwendungen von MDC- oder META-Treffern zu vermeiden, werden die Einzelkomponenten einer bereits verwendeten Spur für die nächstbeste Spurwahl ausgeschlossen. Dies führt für jedes Ereignis zu einer Auswahl eindeutiger Teilchenspuren, die in Form von N-Tupeln für die weitere Analyse zur Verfügung stehen.

3.7 Teilchenidentifizierung

Im Anschluss an die im vorigen Abschnitt 3.6 beschriebene Spurselektion kann über zwei Methoden die Teilchensorte für die ausgewählten Spuren bestimmt werden. Diese beiden graphischen Identifizierungsverfahren werden in den beiden folgenden Unterabschnitten detailliert betrachtet.

3.7.1 Teilchenidentifizierung über Impuls- und Flugzeitmessung

Die Identifizierung detektierter Teilchen erfolgt zunächst über den Zusammenhang zwischen den beiden Messgrößen Impuls p und Flugzeit t . Das Startsignal für den Zeitnullpunkt t_0 einer Reaktion liefert der in Sektion 2.2.4 erwähnte Start-Detektor, während die Flugzeitwände TOF und TOFino, deren Funktionsweise in 2.2.2 erläutert wurde, das zweite Signal t_1 messen. Die Zeitdifferenz $\Delta t = t_1 - t_0$ ergibt die Flugzeit t des Teilchens. Weiterhin ist die Weglänge s der Trajektorie einer jeden über das Runge-Kutta-Verfahren bestimmten Spur bekannt, sodass die Geschwindigkeit bzw. β über den Zusammenhang

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{s}{ct} \quad (3.5)$$

und darüber der relativistische Lorentzfaktor

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.6)$$

bestimmt werden können. Wie in Abschnitt 3.5 beschrieben, liefert die Methodik nach Runge-Kutta neben der Strecke s vor allem den Impuls p einer Spur. Unter Verwendung der Gleichungen 3.5 und 3.6 ergibt sich durch Gleichsetzung der Lorentzkraft F_L und der Zentrifugalkraft F_Z folgende Relation zwischen dem Masse- zu Ladungsverhältnis m/Z und den beiden Detektormessgrößen Geschwindigkeit β und Impuls p eines Teilchens:

$$\frac{m}{Z} = \frac{p}{\beta \cdot \gamma \cdot c} \quad (3.7)$$

Da der Fehler in der Flugzeitmessung t bei Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit c rechnerisch zu Überlichtgeschwindigkeiten ($\beta > 1$) führen kann, ergeben sich für diese Teilchenspezies unphysikalische, imaginäre Massen. Um dies zu vermeiden, werden stets die Quadrate der Massen betrachtet:

$$\frac{m^2}{Z^2} = \frac{p^2}{\beta^2 \cdot \gamma^2 \cdot c^2} \quad (3.8)$$

Abbildung 3.4 zeigt die charakteristischen Geschwindigkeits-Impuls-Verteilungen einzelner Teilchenspezies für die Flugzeitwand TOF. Ebenfalls eingezeichnet sind die Linien für ausgewählte Teilchenspezies, die den theoretisch berechneten Verlauf nach Formel 3.7 zeigen.

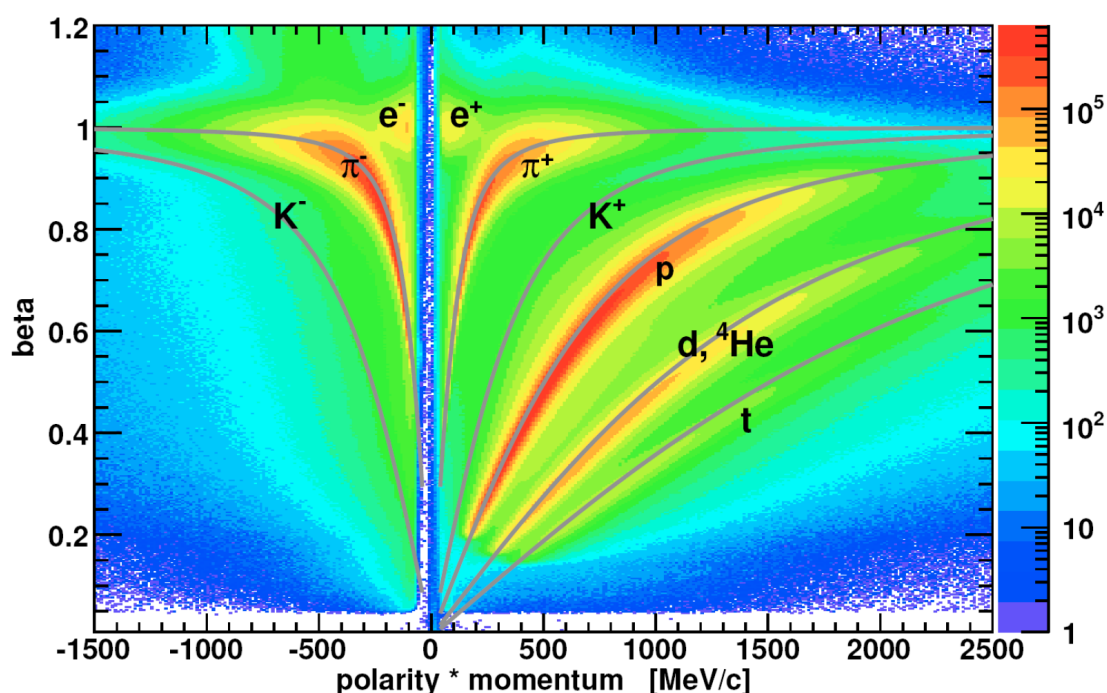


Abbildung 3.4: Geschwindigkeits-Impuls-Verteilung in der äußeren Flugzeitwand TOF. Über eine graphische Auswahl kann die Selektierung der Teilchenspezies vorgenommen werden.

Verglichen mit der höhergranularen TOF-Flugzeitwand erweist sich die Identifikation mit Hilfe des im inneren Polarwinkelbereich befindlichen TOFino-Detektors aufgrund der geringeren Flugzeitauflösung als schwieriger.

3.7.2 Teilchenidentifizierung über Energieverlustmessung

Eine weitere Möglichkeit geladene Teilchen zu identifizieren, bietet deren charakteristischer Energieverlust dE pro Streckeneinheit dx , der über die Vieldrahtdriftkammern MDC und die

Flugzeitwände TOF und TOFino gemessen wird. Die technische Umsetzung wurde in Abschnitt 2.2.1 und 2.2.2 erläutert.

Die Abhängigkeit zwischen Energieverlust pro Wegstrecke dE/dx und der Geschwindigkeit β der durch Materie fliegenden Teilchen wird durch die Bethe-Bloch-Formel wie folgt beschrieben:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.9)$$

wobei den Größen folgende Bedeutung zukommt:

N_A – Avogadrozahl

r_e – klassischer Elektronenradius

m_e – Masse eines Elektrons

z – Ladung des einfallenden Teilchens

Z, A – Kernladungs-/Massenzahl des durchquerten Materials

I – Ionisationskonstante, abhängig von gewähltem Material

δ – geschwindigkeitsabhängiger Dichtekorrekturterm

T_{max} beschreibt die maximale kinetische Energie, die auf ein freies Elektron in einer einfachen Kollision übertragen werden kann und besitzt nachstehende Abhängigkeiten:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$$

M – Masse des stoßenden Teilchens

Der Energieverlust pro Weglängeneinheit eines Teilchens, das ein gegebenes Material passiert, ist im Wesentlichen durch dessen Geschwindigkeit β bestimmt. Abbildung 3.5 zeigt diese Abhängigkeit beispielhaft anhand des Myons. In Abbildung 3.6 ist das Energieverlustspektrum für die Violdrahtdriftkammern zu sehen. Deutlich hervorgehoben sind die Verläufe der Pionen und Protonen. Über den bekannten Zusammenhang aus Gleichung 3.9 besteht die Möglichkeit den charakteristischen, idealisierten Verlauf eines Teilchens als Linie einzuzichnen, um dadurch den Bereich des Energieverlustes der im Spektrum optisch nicht hervortretenden Teilchen abzuschätzen. Anschließend kann mit Hilfe graphischer Schnitte um diese Linie die Auswahl für eine bestimmte Teilchenspezies durchgeführt werden.

3.8 Rekonstruktion zerfallener Teilchen

Die in den beiden vorangehenden Abschnitten beschriebenen Identifizierungsverfahren beschränken sich lediglich auf geladene Teilchen, die den Detektor passiert haben und über Ionisation mit dem Material in Wechselwirkung getreten sind. Im Folgenden wird beschrieben, wie die Produktion von Teilchen, die vor Erreichen des Detektors zerfallen, nachgewiesen werden kann.

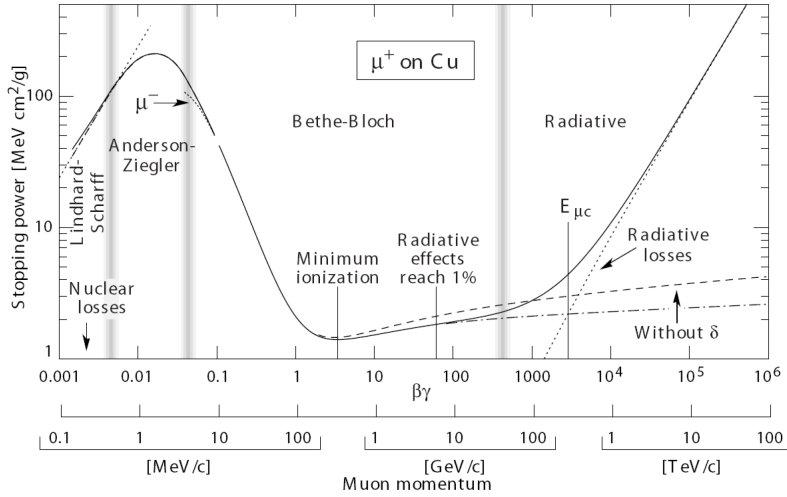
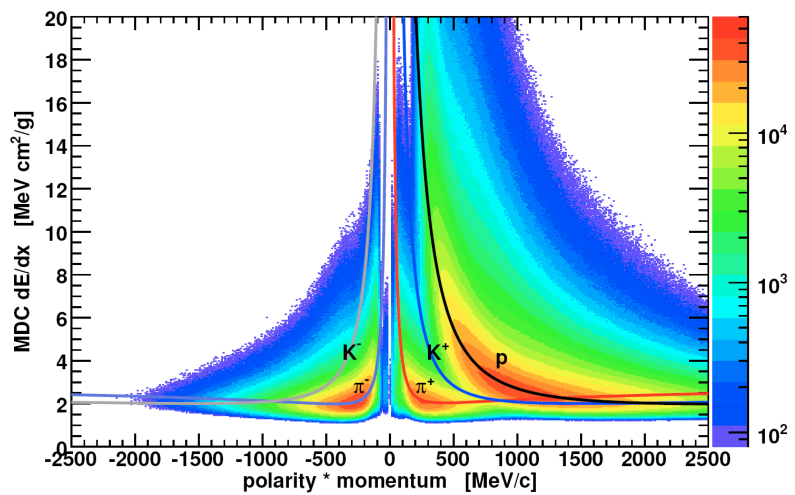


Abbildung 3.5: Energieverlust pro Flächenbelegung für positive Muonen in Kupfer, aufgetragen als Funktion von $\beta\gamma = p/Mc$ über neun Impulsgrößenordnungen. Die durchgezogenen Linien zeigen den totalen Energieverlust pro Wegstrecke an, während die vertikalen Linien die Bereiche unterschiedlicher Näherungen trennen. Die Bethe-Bloch-Formel findet Anwendung im Bereich von $\beta\gamma \approx 0,04$ bis $\beta\gamma \approx 400$ [43].

Abbildung 3.6: Energieverlustverteilung in den Vieldrahtdriftkammern aufgetragen gegen den Impuls multipliziert mit der Polarität. Deutlich zu erkennen sind die Verläufe der Protonen sowie der negativ und positiv geladenen Pionen. Ebenfalls eingezeichnet sind die Linien der theoretischen Energieverlustverläufe ausgewählter Teilchen gemäß der Bethe-Bloch-Gleichung.



3.8.1 Invariante Masse

Zerfällt ein Teilchen aufgrund seiner geringen mittleren Weglänge vor Erreichen des Detektors, kann dieses nur über dessen geladene Zerfallsprodukte, die sogenannten *Tochtereilchen*, rekonstruiert werden. Sind die Tochtereilchen gemäß 3.7.1 und/oder 3.7.2 identifiziert, wird ihnen die jeweilige nominelle Masse m_1 und m_2 zugewiesen.

Über das in Abschnitt 3.5 beschriebene Runge-Kutta-Verfahren sind weiterhin ihre Impulse \vec{p}_1 und \vec{p}_2 , sowie der Relativwinkel $\Delta\Theta$ ihrer beiden Spuren bekannt. Das Quadrat der *invarianten Masse* M_{inv}^2 ist definiert als das Quadrat der Summe der Vierervektoren der beiden Zerfallsteilchen:

$$\begin{aligned} M_{inv}^2 &= (P_1 + P_2)^2 \\ &= (E_1 + E_2)^2 - |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|^2 \\ &= E_1^2 - |\vec{p}_1|^2 + E_2^2 - |\vec{p}_2|^2 + 2E_1E_2 - 2\vec{p}_1\vec{p}_2 \end{aligned}$$

Mit Hilfe der relativistischen Energie- und Impulsbeziehung⁴ folgt für die invariante Masse M_{inv} des Mutterteilchens folgender Ausdruck:

$$M_{inv} = \sqrt{(m_1^2 + m_2^2) + 2\left(\sqrt{m_1^2 + (\vec{p}_1)^2}\sqrt{m_2^2 + (\vec{p}_2)^2} - |p_1||p_2|\cos\theta\right)} \quad (3.10)$$

Identifizierten Teilchen wird die nominelle Masse zugewiesen, um Fehler in der Flugzeitmessung, sowie andere systematische Unsicherheiten nicht in das invariante Massenspektrum fortzupflanzen. Auf diese Weise kann sichergestellt werden, dass sich die Breite der Mutterteilchen lediglich aus der eigenen Zerfallsbreite und der Impulsauflösung zusammensetzt.

3.8.2 Methoden zur Untergrundbeschreibung

Wie oben beschrieben, wird zur Rekonstruktion eines Teilchens, das vor Erreichen des HADES-Detektors zerfallen ist, das invariante Massenspektrum der beiden geladenen, identifizierten Zerfallsprodukte berechnet.

Betrachtet wird ein Zerfall $A \rightarrow B + C$. Die beiden Tochtereilchen B und C können derselben Spezies mit entgegengesetzter Ladung angehören. Da die ausgewählten Zerfallsteilchen B und C nicht notwendigerweise aus dem untersuchten Zerfall des Teilchens A stammen müssen, sondern auf anderem Weg produziert werden könnten, setzt sich das invariante Massenspektrum neben den zum *Signal* beitragenden Teilchenpaaren ebenso aus unkorrelierten Kombinationen der beiden Tochtereilchen zusammen. Der hervorgerufene *unkorrelierte Untergrund* ist dem Signal überlagert und populierte das Spektrum im gesamten Phasenraum, da diese Teilchen beliebige Kombinationen aus Energie und Impuls besitzen können.

⁴ $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$

Einen weiteren Beitrag zum Gesamtspektrum liefert der *korrelierte Untergrund*. Wird ein beliebiges weiteres Zerfallsteilchen D fälschlicherweise als eines der zu untersuchenden Zerfallsteilchen B oder C identifiziert, führt dies zu einer Anreicherung in einer bestimmten Region im Spektrum abseits des Signals, da auch hier eine Korrelation zwischen den Teilchen D und B/C und damit eine bevorzugte kinematische Phasenraumkonfiguration vorliegen kann. Eine andere Ursache für das Auftreten korrelierten Untergrundes im Spektrum ist der Beitrag korrekt identifizierter Zerfallsteilchen D, die aus zwei verschiedenen Zerfällen der Teilchen B bzw. C kommen, die jedoch wiederum aus demselben Zerfall des Teilchens A stammen:

$$A \rightarrow B + C,$$

wobei

$$B \rightarrow D^+ + D^-$$

und

$$C \rightarrow D^+ + D^-.$$

Entscheidend hierbei ist, dass die Teilchen B und C in dieselbe Teilchenspezies $D^{+/-}$ zerfallen. Wird nun D^+ des einen mit D^- des anderen Zerfalls kombiniert, herrscht zwischen diesen aufgrund des gemeinsamen Ursprungs über Energie- und Impulserhaltungssätze eine indirekte Korrelation [44]. Als Beispiel dient der in Abbildung 3.7 gezeigte π^0 -Dalitzzerfall.

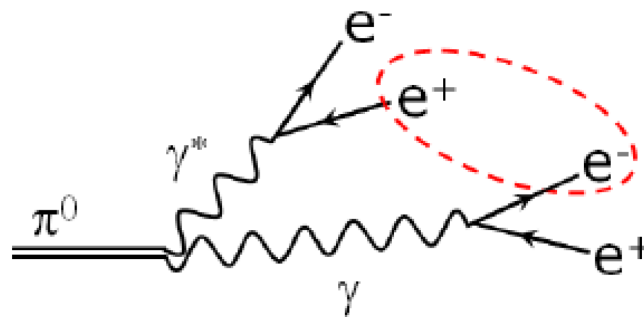


Abbildung 3.7: Schema des π^0 -Dalitzzerfalls [44].

Da der Detektor die Frage nach der Herkunft eines entstandenen Teilchens nicht beantworten kann, gibt es verschiedene Möglichkeiten den unkorrelierten Untergrund nachzustellen. Bei exakter Kenntnis des Untergrundes kann dieser vom Gesamtspektrum abgezogen werden, woraufhin idealerweise das Signal übrig bleibt. Entscheidend für die Konstruktion ist eine hohe Statistik, um große Fehler durch Fehlerfortpflanzung zu vermeiden.

Im Folgenden werden drei Methoden erläutert, die der Analyse des Untergrundes dienen.

Sideband-Methode

Bei der sogenannten *Sideband*-Methode werden für den Zerfall des Teilchens A wohlidentifizierte Tochterteilchen einer Sorte B gezielt mit unkorrelierten, jedoch korrekt identifizierten Teilchen der anderen Spezies C in beidseitig an das eigentliche Signal (des Teilchens C) angrenzenden Bändern (engl. *Sidebands*) kombiniert. Da es sich bei den Kandidaten in diesen Bändern mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht um das für den vorliegenden Zerfall zu untersuchende Teilchen C handelt, kann über dieses Verfahren eine Abschätzung des Anteils fehlidentifizierter Teilchen im invarianten Massenspektrum gemacht werden.

Like-Sign-Verfahren

Für das Like-Sign-Verfahren wird in dem betrachteten Zerfallskanal ein Teilchen durch sein ladungskonjugiertes Analogteilchen derart ausgetauscht, dass im Endzustand zwei Teilchen gleicher Ladung wie folgt gegeben sind:

$$A \rightarrow B^+ + C^- \Rightarrow A \rightarrow B^+ + C^+$$

oder

$$A \rightarrow B^+ + C^- \Rightarrow A \rightarrow B^- + C^-$$

Da aufgrund der Ladungserhaltung dieser Zerfall nicht auftritt, herrscht zwischen den gleichgeladenen Teilchen im Endzustand auch keinerlei Korrelation, was zu einer zufälligen Phasenraumverteilung führt und damit der Beschreibung des unkorrelierten Untergrundes dient. Nachteil dieser Vorgehensweise gegenüber der nachstehend beschriebenen Mixed-Event-Methode ist allerdings die geringere Statistik, die, abhängig von der Akzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeit des komplementären Teilchens, in der Größenordnung des zu untersuchenden Zerfalls liegt und damit zu einer erhöhten Fehlerfortpflanzung in das Signalspektrum führt.

Mixed-Event-Analyse

Das letzte Verfahren zur Bestimmung des unkorrelierten Untergrundes, auf die im Rahmen dieser Arbeit eingegangen werden soll, ist das in dieser Analyse verwendete Mixed-Event-Verfahren. Hierbei werden die untersuchten Teilchen B und C im Endkanal aus unterschiedlichen Ereignissen gemischt. Da zwischen diesen Teilchen physikalisch betrachtet keinerlei Korrelation herrschen kann, beschreibt das daraus resultierende *Mixed-Event-Spektrum* den unkorrelierten Untergrund. Wird dieses Spektrum anschließend vom sogenannten *Same-Event-Spektrum*, das sich ausschließlich aus kombinierten Zerfallsteilchen B und C derselben Reaktion zusammensetzt, abgezogen, sollten bei idealer Beschreibung des Mixed-Event-Spektrums lediglich korrelierte Ereignisse und damit das erwünschte Signal bei erwarteter invarianter Masse zurückbleiben. Es

ist daher von entscheidender Bedeutung, dass die gemischten Teilchen unterschiedlicher Reaktionen unter gleichen physikalischen Bedingungen detektiert wurden. Die Mixed-Event-Analyse erlaubt aufgrund der hohen Zahl an Ereignissen viele Kombinationsmöglichkeiten der Zerfallsteilchen und liefert damit eine statistisch signifikante Beschreibung des Untergrundes. Eine detaillierte Untersuchung des Mixed-Event-Untergrundes für den in dieser Arbeit untersuchten Zerfall des Hypertritons ${}^3_{\Lambda}H \rightarrow {}^3He + \pi^-$ erfolgt in Kapitel 4.

Kapitel 4

Hypertriton-Analyse

In diesem Abschnitt wird die detaillierte Analyse der Hypertriton-Rekonstruktion geschildert, die auf die in den vorangegangenen Kapiteln erläuterten Methoden, im Speziellen die in Kapitel 3 erläuterte Datenanalyse, zurückgreift. Des Weiteren erfolgt eine Beschreibung der Simulation des Hypertriton-Zerfalls, die als nützliches Werkzeug im Umgang mit den gemessenen Daten dienen soll.

4.1 Simulation des Hypertriton-Zerfalls

Da für die Rekonstruktion seltsamer Hypertritononen in SIS-Energiebereichen in der Geschichte der Schwerionenforschung nahezu keine Referenzen existieren, bietet sich mit dem Detektor HADES aufgrund dessen mehrfach unter Beweis gestellter Eigenschaften als Hadronenspektrometer [9][13] die Möglichkeit den Fuß auf unberührtes Land zu setzen. Die Originalität dieser Thematik hat aber gleichzeitig einen Mangel an experimentell gewonnenen Informationen und Erfahrungswerten zur Folge. Um diese Lücke zu füllen, werden daher für den Umgang mit den realen Daten Simulationen des Hypertriton-Zerfalls zur Hilfe herangezogen, deren technische Verwirklichung im folgenden Unterabschnitt erläutert werden.

4.1.1 Die Simulationspakete Pluto und GEANT

Um Schwerionenreaktionen und die darin entstandenen Teilchen realistisch nachbilden zu können, werden die Simulationspakete Pluto¹ und GEANT² verwendet.

Pluto ist ein Monte-Carlo-Ereignisgenerator, der für Studien von Schwerionenreaktionen entworfen wurde. Das Simulationspaket basiert vollständig auf der am CERN entwickelten Datenanalyse-Software ROOT und besitzt eine Vielzahl von Klassen, die speziell für elementare Kollisionen und Schwerionenreaktionen in Fixed-Target-Experimenten bei niedrigen Energien implementiert wurden. Pluto ermöglicht die Simulation von Teilchen, die bei wählbaren Strahlenergien

¹Pluto bezeichnet den Gott der Unterwelt im antiken Rom. Dieser Name wurde analog in Anlehnung an den Detektornamen HADES – dem Gott der Unterwelt in der griechischen Mythologie – gewählt.

²GEometry ANd Tracking

mit beliebigen Winkel- und Impulsverteilungen erzeugt werden und anschließend zerfallen können. Im Speziellen kann als Ursprung der Teilchenproduktion eine thermische Quelle mit einer ausgewählten Temperatur angenommen werden.

Bei (H)GEANT handelt es sich um eine Simulationssoftware, die ein realistisches Ansprechen eines Detektors, in diesem Fall HADES, auf produzierte Teilchen simuliert. Die in Pluto erzeugten Teilchen zerfallen in einer GEANT-Simulation in ihre Tochterteilchen, woraufhin diese innerhalb der zuvor eingestellten Detektorakzeptanz und -effizienz nachgewiesen werden. Dort erfahren sie die durch den Magneten hervorgerufene Ablenkung, sowie den Energieverlust nach Bethe-Bloch in den einzelnen Subdetektoren. Mit Hilfe der Parameter zur DST-Produktion gemessener Daten können aus den mit GEANT berechneten Teilchenspuren realistische Signale in den einzelnen Detektoren erzeugt werden, die anschließend wie die für gemessene Daten zur Verfügung stehenden DSTs die Analyseketten durchlaufen können.

Im Anschluss wird die sogenannte *Track-Embedding-Methode* (*Spureinbettungs-Methode*) verwendet. Die in Pluto generierten und im Detektor akzeptierten Teilchen werden in DSTs mit realen, gemessenen Ereignissen eingebettet. Daraus resultieren neue DSTs, die sich von den gewöhnlichen lediglich darin unterscheiden, dass sie mit einem simulierten Teilchen pro Ereignis angereichert sind. Auf diese Weise kann dem simulierten Teilchen ein realistischer Untergrund überlagert werden, wie er in gemessenen Daten auch vorhanden ist.

4.1.2 Produktionsmechanismus

Um das Hypertriton ${}^3_{\Lambda}H$ möglichst realistisch nachzubilden und daraus konsequente Schlüsse für die Analyse mit gemessenen Daten ziehen zu können, gilt es zuvor zu klären, auf welche Art und Weise die Generierung in Pluto erfolgt. Es existieren (mindestens) zwei konkurrierende Theorien über dessen Produktionsmechanismus, denen in der Analyse Beachtung geschenkt werden soll. Hierzu ist es hilfreich zunächst den Begriff der Rapidität einzuführen. Die Rapidität ist eine wichtige Kenngröße für die Charakterisierung von Schwerionenreaktionen und die damit verbundene Teilchenproduktion. Sie ist definiert als:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right).$$

E bezeichnet die Gesamtenergie und p_L die longitudinale Komponente des Impulses eines Teilchens oder Fragments. Die Rapidität kann als ein Maß für die longitudinale Geschwindigkeit eines Systems oder Teilchens verstanden werden. Sowohl die Form der Rapiditätsverteilung dN/dy als auch Rapiditätsdifferenzen $|y_m - y_n|$ verschiedener Systeme m und n sind invariant unter Transformationen. Die Rapiditätsverteilung kann daher im Schwerpunkt- wie im Laborsystem gleich behandelt werden. Eine entscheidende Größe hierbei ist die Rapidität des Schwerpunkts, die sogenannte Schwerpunktrapidität y_{cm} , die für symmetrische Stoßsysteme über

$$y_{cm} = \frac{y_{beam}}{2},$$

berechnet werden kann und sich für Ar+KCl zu $y_{cm} = 0,86$ ergibt. Wird ein Teilchen bei Schwerpunktrapidität emittiert, so besitzt es im Schwerpunktsystem keine longitudinale Komponente.

Ist dessen Rapidity y kleiner bzw. größer als y_{cm} , so erfolgt die Emission im Schwerpunktsystem in Rückwärts- bzw. Vorwärtsrichtung.

Einerseits kann das Hypertriton direkt in der heißen Reaktionszone der Schwerionenkollision, dem Feuerball, erzeugt worden sein. Dies hätte zur Folge, dass die meisten Teilchen unmittelbar aus dem Medium und mit Schwerpunktrapidity emittiert würden. Im Schwerpunktsystem besitzt die Rapidityverteilung dN/dy daher ihr Maximum bei $y = y_{cm} = 0$.³ Für die Temperatur der thermischen Quelle wurde $T = 100$ MeV angenommen. Dies entspricht in etwa dem inversen Steigungsparameter T_{eff} einer an die transversalen Massenspektren der Λ -Hyperonen angepasste Boltzmannfunktion.

Andererseits kann, wie in Kapitel 1 diskutiert, das Hypertriton über einen Koaleszenzprozess produziert werden. Hierbei interagiert das aus der Partizipantenregion emittierte, im Feuerball thermisch produzierte Λ mit der Spektatormaterie der Schwerionenkollision. Bei den Spektatoren handelt es sich entweder um die Teilchen im Target oder die Strahlfragmente. Im Gegensatz zu Teilchen, die direkt aus der Reaktionszone stammen, besitzen im Schwerpunktsystem die Spektatoren betragsmäßig große Longitudinalgeschwindigkeiten und damit hohe Rapiditäten $|y|$. Dies führt in der Rapidityverteilung zu einer gleichmäßigen Verschiebung des zuvor um den Nullpunkt befindlichen Maximums zu

- negativen Rapiditäten $y < 0$ für Hypertriton, die über Koaleszenz von Λ -Hyperonen mit der Targetregion entstanden sind, und
- positiven Rapiditäten $y > 0$ für diejenigen, die über Wechselwirkung des Λ mit den nicht-kollidierenden Strahlteilchen aus dem Spektatorbereich produziert wurden.

Die exakte Verteilung ist in Abbildung 4.1 zu sehen und ist der Analyse der Deuteronen- und Tritonen-Fragmente in Ar+KCl entnommen [45]. Diese Funktion ergibt sich durch Anpassung einer Zwei-Gauß-Funktion an experimentell gewonnene Daten.

Bei der Generierung der Hypertriton werden beide Produktionsmechanismen berücksichtigt und in der folgenden Analyse jeweils getrennt betrachtet, da sie unterschiedliche Auswirkungen auf abgeleitete physikalische Observablen in Schwerionenreaktionen haben.

4.2 Systematik der Hypertriton-Analyse

Im Folgenden werden die einzelnen Schritte der Analyse des Hypertriton anhand gemessener Daten im Detail vorgestellt. Hierbei soll stets auf gewonnene Erkenntnisse über die Verteilungen physikalischer Größen und Eigenschaften des Hypertriton und dessen Zerfall in ein ${}^3He e-\pi^-$ -Paar aus den zuvor beschriebenen Simulationen zurückgegriffen werden.

³Da dN/dy lorentz-invariant ist, behält die Verteilung ihre Form bei Verschiebung der Schwerpunktrapidity zu $y = 0$ bei.

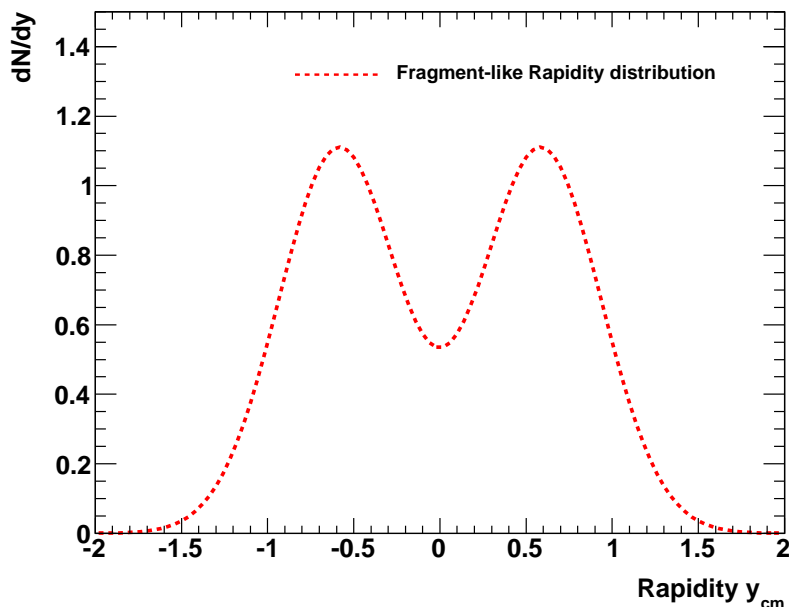


Abbildung 4.1: Rapiditätsverteilung dN/dy für Fragmente (Deuteronen und Tritonen) in Ar+KCl-Kollisionen.

4.2.1 Identifizierung der Zerfallsteilchen

Identifizierung negativer Pionen

Neben den Protonen sind die Pionen die am häufigsten auftretenden Teilchen in Schwerionenkollisionen. Sie tauchen in drei verschiedenen Ladungszuständen auf: π^+ , π^- und π^0 . Mit einer Masse von $139.57 \text{ MeV}/c^2$ bzw. $134.98 \text{ MeV}/c^2$ handelt es sich bei den geladenen Pionen bzw. dem neutralen Pion um die leichtesten Hadronen, weshalb sie häufig im Endzustand aus Zerfällen schwererer Teilchen (z.B. Λ , K_S^0) auftauchen. Die π^\pm -Mesonen zerfallen zu 99,99% in ein $\mu - \nu_\mu$ -Paar, aufgrund der relativ großen Zerfallslänge von $c\tau = 7,8 \text{ m}$ sind sie jedoch direkt mit HADES messbar. [43]

Identifiziert werden die geladenen Pionen gemäß Kapitel 3.7 über graphische Schnitte in den Geschwindigkeits-Impuls-Verteilungen der beiden Flugzeitwände TOF und TOFino. In der linken Hälfte der Verteilung in Abbildung 3.4 für negative Polaritäten befinden sich die negativen Pionen, deren Identifizierung sich wesentlich einfacher gestaltet als die der positiven Pionen, da deren Verlauf dem der Protonen in großen Bereichen überlagert ist. Für Ereignisse, in denen in der inneren Flugzeitwand TOFino Mehrfachtreffer in einem Auslesepaddle registriert wurden, wird zur Identifizierung die Energieverlustinformation in den Vieldrahtdriftkammern verwendet. Die Identifizierung der Pionen wurde bereits in vorangegangenen Analysen verwendet [9][10]. Weitere Details hierzu sind in [13] zu finden.

Identifizierung der Helium-Kerne

Bei dem schweren ^3He -Teilchen handelt es sich um den Atomkern des Heliumisotops ^3He , das aus einem Neutron und zwei Protonen besteht. Sie besitzen eine Masse von $M = 2,807 \text{ GeV}$ und aufgrund der beiden Protonen eine zweifach positive Ladung. Dies sorgt für eine stärkere Ablenkung im Magnetfeld in Richtung niedriger Polarwinkel und damit auch des nicht abgedeckten Akzeptanzbereichs des Spektrometers für Winkel $\theta < 18^\circ$. Wie bereits in Abschnitt 3.5 angeschnitten wurde, spielt der durch den doppelten Ladungszustand hervorgerufene größere Krümmungsradius eine entscheidende Rolle in der Identifizierung der Heliumkerne. Da der Spurbestimmungsalgorithmus des Runge-Kutta-Verfahrens für alle Kandidaten eine Ladung von $|q| = 1$ annimmt, ist die Folge eine Falschberechnung der Impulse aller ^3He -Kerne um einen Faktor 2, was anschließend manuell in der Analyse korrigiert werden muss. In Abbildung 4.2 ist der gemessene Energieverlust gegen den rekonstruierten Impuls aufgetragen, sowie der theoretisch berechnete Verlauf ausgewählter Teilchen gemäß der Bethe-Bloch-Gleichung 3.9 eingezeichnet. Die äußerste schwarze Linie zeigt den berechneten Verlauf von ^3He , der aber aufgrund der erwähnten Nichtbeachtung der Ladung nicht korrekt platziert ist. Da hier der Energieverlust gegen den für zweifach geladene Teilchen falsch rekonstruierten Impuls aufgetragen ist, muss dies in Gleichung 3.9 um einen Faktor 2 korrigiert werden. Die tatsächlichen ^3He -Kerne populieren das Spektrum im Bereich um die rote Linie.

Um die Qualität der Teilchenselektion zu verbessern, werden weiterhin Schnitte auf die in Abschnitt 3.6 beschriebenen Spurqualitätsparameter angebracht. Dies führt zu einer verbesserten Spurauflösung und damit deutlicheren Separation der Teilchen.

Da sich der Energieverlust nach Bethe-Bloch proportional zum Quadrat der Ladung z des durchlaufenden Teilchens verhält, verliert ^3He vergleichsweise mehr Energie pro Wegstrecke im Medium als andere Teilchen, die mit HADES gemessen werden. Im Bereich hoher Impulse und niedriger Energieverluste nähern sich die Verteilungen aller Teilchen stetig einander an, weswegen eine Trennung der Teilchen in diesen Regionen schwer realisierbar ist. In Abbildung 4.3 (a) ist die auf die Ladung normierte Masse gegen das Produkt aus Impuls und Polarität für die Flugzeitwand TOF aufgetragen. Die Protonen bilden den dominantesten Anteil in diesem Spektrum und führen zu einer hohen Kontamination der direkt darüber befindlichen ^3He -Kandidaten. Die Verbreiterung der Massen kann durch Anwendung von Schnitten auf die Spurqualitätsvariablen erheblich verbessert werden, wie Abbildung (b) illustriert.

Die Abbildungen (c) und (e) zeigen die Veränderung im gleichen Spektrum wie in (a) zusätzlich mit einem Schnitt auf den Energieverlust pro Weglänge von $dE/dx > 10$ bzw. > 20 . Eine deutliche Separation der ^3He -Kerne von den Protonen und damit eine Reduzierung des Untergrundes der Kandidaten ist bei beiden Schnitten zu erkennen. Die Spektren (d) und (f) verdeutlichen erneut, wie sich das Aussortieren schlechterer Spuren von der Analyse positiv auf die Unterscheidung der Teilchen auswirkt.

Abbildung 4.4 zeigt die Projektion der Spektren auf die y-Achse in einem eingeschränkten Bereich um die Helionmasse in den beiden Flugzeitwänden TOF und TOFino.

In erster Näherung werden nur Ereignisse ausgewählt, deren Energieverlust pro Längeneinheit $dE/dx > 10$ ist. Ein härterer Schnitt auf diese Größe verbessert weiter das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis S/B der ^3He -Kandidaten, vermindert aber gleichzeitig die Statistik

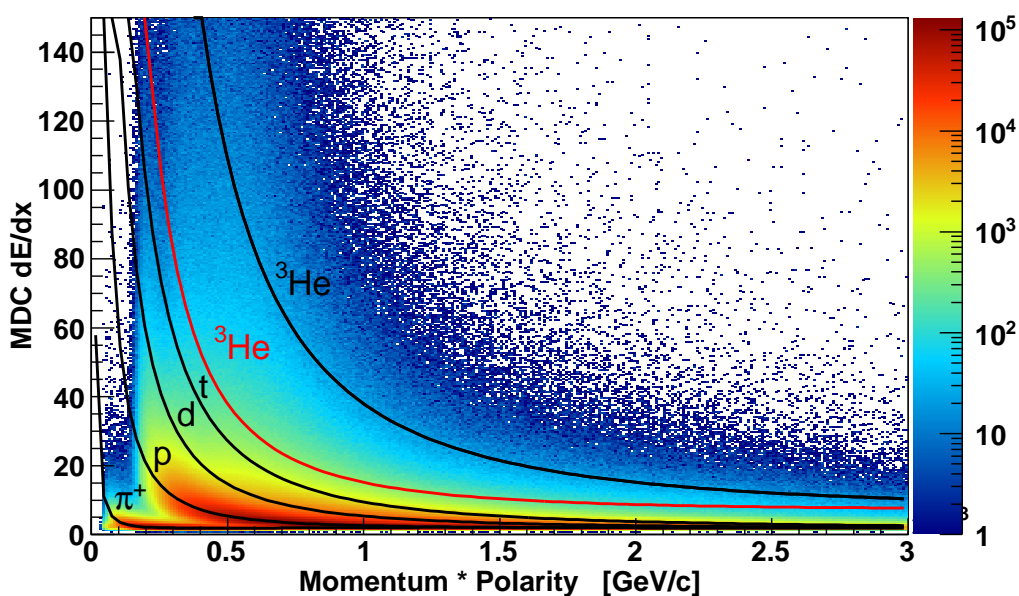
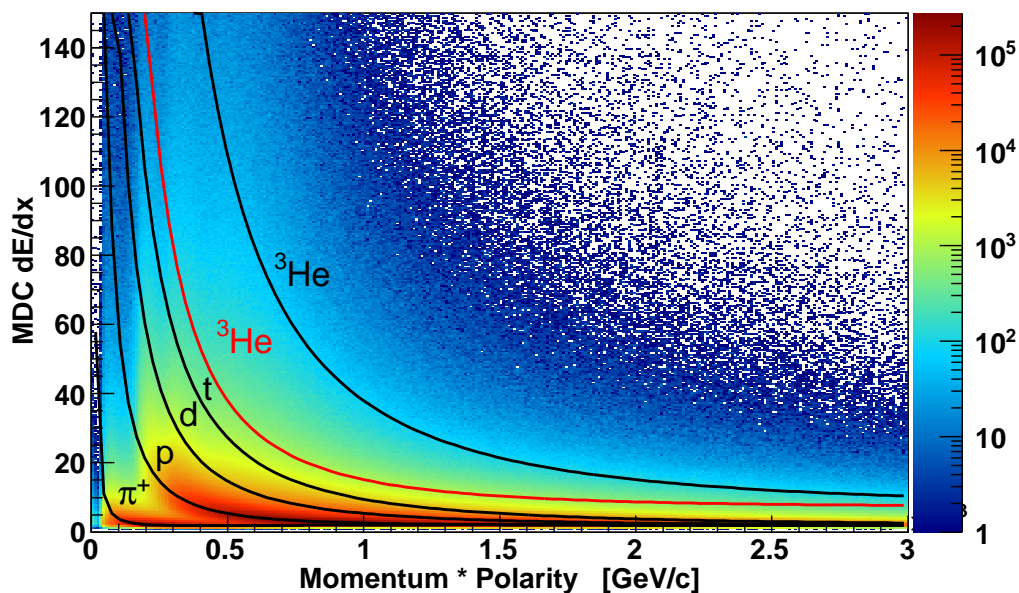


Abbildung 4.2: **Oben:** In den Driftkammern gemessenes Energieverlustspektrum. Die Linien zeigen den theoretisch berechneten Verlauf ausgewählter Teilchen gemäß der Bethe-Bloch-Formel. In den Daten tritt der Verlauf der Pionen und Protonen klar hervor, während der Bereich weiterer Teilchen mit Hilfe der theoretischen Linie als Orientierung abgeschätzt werden kann. Die äußerste schwarze Linie zeigt den theoretischen Verlauf der ^3He -Kerne. Aufgetragen gegen den falsch rekonstruierten Impuls befindet sich der tatsächliche Verlauf aber im Bereich um die rote Linie. **Unten:** Das gleiche Spektrum mit Schnitten auf die Spurqualitätsvariablen.

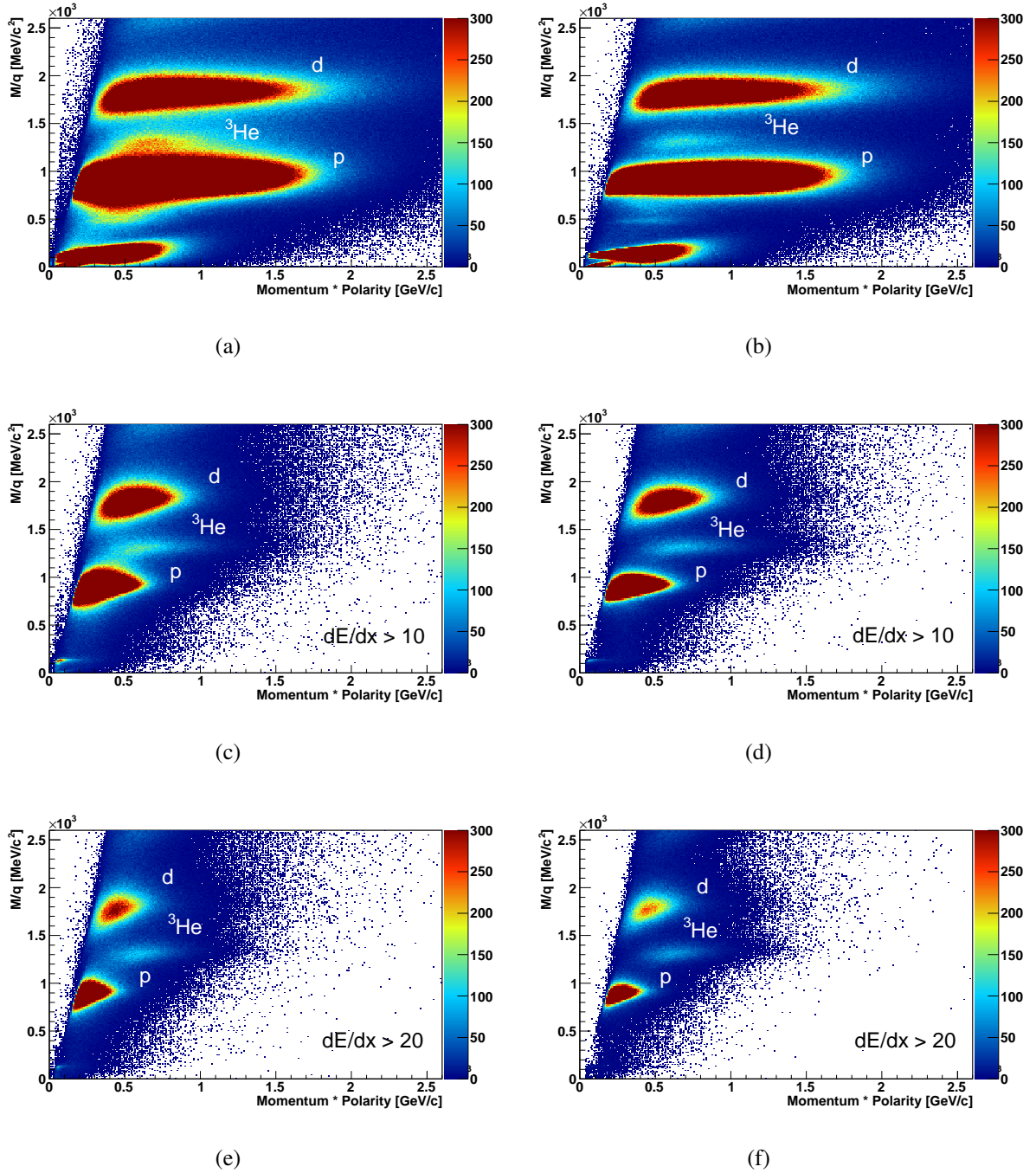


Abbildung 4.3: Masse aufgetragen gegen den rekonstruierten Impuls für verschiedene Energieverlustschnitte dE/dx . (a) zeigt das Spektrum ohne jegliche Schnitte, während in (c) und (e) nur Spuren mit einem Energieverlust $dE/dx > 10$ bzw. > 20 ausgewählt wurden. Die Abbildungen (b), (d) und (f) in der rechten Spalte zeigen jeweils die gleichen Spektren wie auf der linken Seite mit zusätzlichen Schnitten auf die Spurqualitätsparameter χ_{RK} , χ_{META} , χ_{outer} und χ_{inner} . Den bei weitem größten Beitrag zur Verbesserung des Trennungsvermögens liefert der Schnitt auf erstgenannten Parameter.

und damit die Signifikanz⁴. Weiterhin wird der Beitrag des Untergrundes erheblich verringert, indem über Abfrage des in Abschnitt 3.5 beschriebenen χ_{RK}^2 -Parameters eine gute Spurqualität sichergestellt wird. Auch der Ausschluss der beiden Sektoren 3 und 6 von der Analyse führt zu einer Erhöhung des S/B -Verhältnisses, da diese während der Ar+KCl-Strahlzeit lediglich mit drei von insgesamt vier Driftkammern ausgestattet waren.

Wie bereits in Abschnitt 2.2.2 erwähnt wurde, liegt die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit in einem Paddle des inneren Flugzeitdetektors TOFino im Stoßsystem Ar+KCl bei etwa 65%. Im Fall der Teilchenidentifizierung mittels der Flugzeitinformation im TOFino-Detektor werden daher zusätzlich Ereignisse mit Mehrfachtreffern von der Analyse ausgeschlossen.

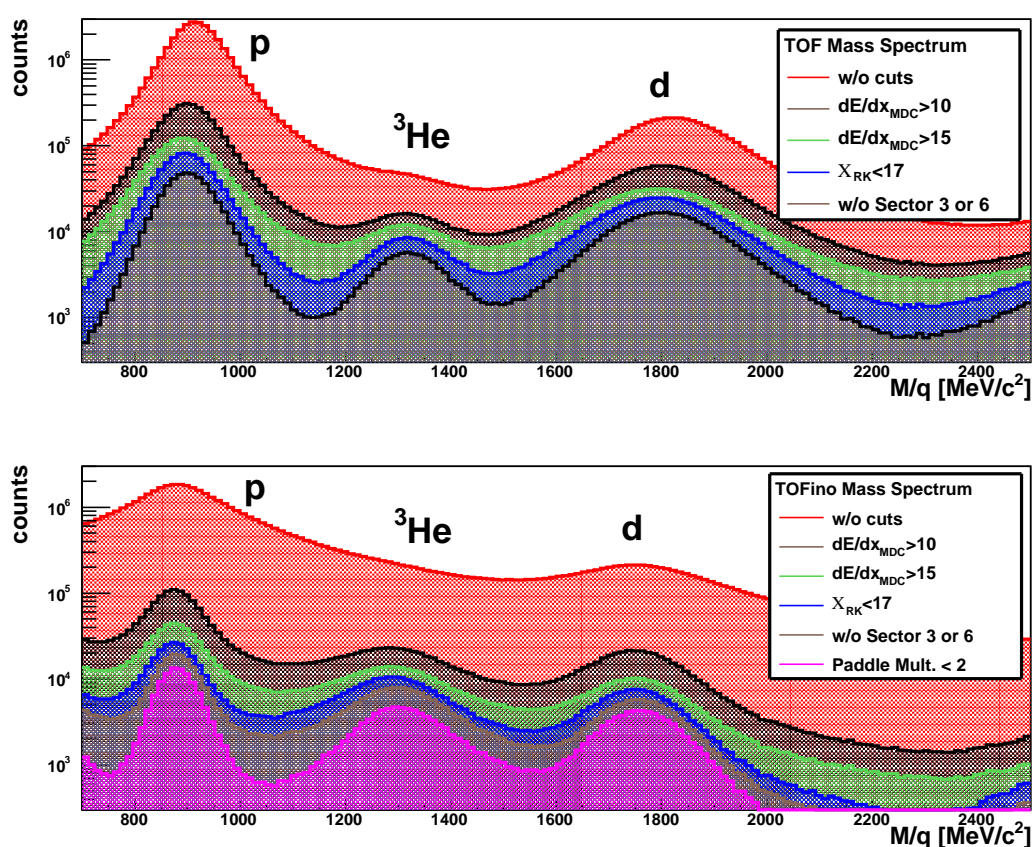


Abbildung 4.4: Entwicklung der Massenspektren der Flugzeitwände nach entsprechenden Schnitten. Der obere Graph zeigt das Massenspektrum im äußeren Flugzeitdetektor TOF, der untere in der inneren TOFino-Wand. Die Position des ³Helion-Signals ist im Vergleich zur erwarteten, auf die Ladung normierten Masse $M/q(^3He) = 1404 \text{ MeV}/c^2$ um einige MeV verschoben. Deutlich zu erkennen ist die positive Wirkung der Schnitte auf das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis des ³Helion-Signals.

⁴Eine gängige Definition der Signifikanz ist folgende: $Sig = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$. Um einen Vergleich der in Kapitel 5 diskutierten Ergebnisse dieser Arbeit mit den Resultaten früherer Analysen zu ermöglichen, wird diese Definition aufgegriffen und einheitlich für die gesamte Analyse des Hypertritons verwendet.

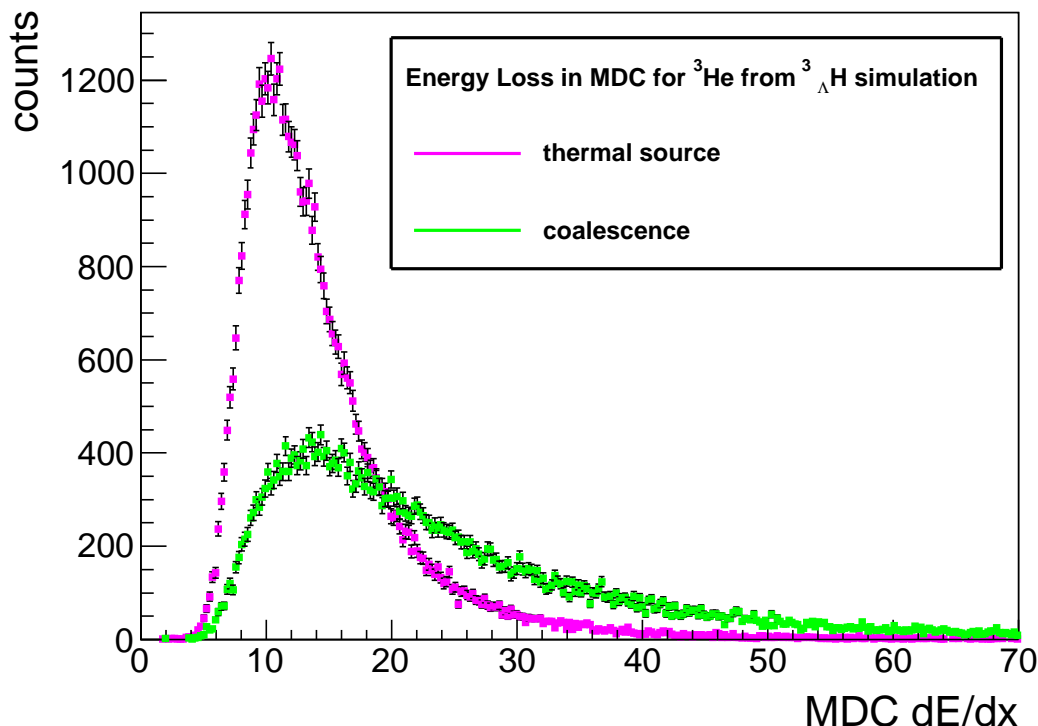


Abbildung 4.5: Energieverlust in den Driftkammern für ^3He aus Zerfällen simulierter Hypertritonon. Im Mittel verlieren ^3He -Kerne aus dem Zerfall thermisch produzierter Hypertritonon (grün) weniger Energie pro Weglänge als diejenigen, deren Mutterteilchen über Koaleszenz (magenta) erzeugt wurden.

Anschließend wird für jeden Schnitt das ^3He -Signal mit einer Gaußfunktion und der unter dem Signal befindliche Untergrund – verursacht durch einerseits Protonen, andererseits Deuteronen – über eine Polynomfunktion angepasst, um über deren Integral die Effizienzen der Schnitte zu bestimmen. Weiterhin werden diese Effizienzen direkt für ^3He aus dem Hypertriton-Zerfall anhand der Simulation berechnet und mit den Effizienzwerten aller ^3He -Kandidaten aus den Daten verglichen.

Der Effekt des ersten Energieverlustschnittes von $dE/dx > 10$ auf das Massenspektrum und damit die Effizienz lässt sich hierbei nur über die Simulationen bestimmen, da ein Signal in den Daten kaum sichtbar und damit eine Bestimmung der Zählraten nicht möglich ist. Daher muss für die Effizienzbestimmung der Daten ein Startwert aus der Simulation verwendet werden, der sich in diesem Fall aus dem Mittelwert der beiden verschiedenen Produktionsarten berechnet. Abbildung 4.5 zeigt den Energieverlust von ^3He aus Hypertriton-Zerfällen für die beiden unterschiedlichen Produktionsmechanismen.

In den Verteilungen ist zu erkennen, dass das Maximum des Energieverlustes der ^3He Ionen aus

Zerfällen thermisch erzeugter Hypertritononen gegenüber der Produktion über Koaleszenz deutlich zu niedrigeren Werten verschoben ist und die Schnitteffizienz daher für zweiten Prozess höher liegt.

Eine Zusammenfassung der Werte, sowie die jeweiligen Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Schnittgröße	TOF					TOFino				
	coal.	therm.	Daten	S/B	Sig.	coal.	therm.	Daten	S/B	Sig.
$dE/dx_{MDC} > 10$	0,98	0,95	0,97	1,8	407	0,86	0,73	0,8	1,9	557
$dE/dx_{MDC} > 15$	0,90	0,67	0,79	2,0	355	0,61	0,32	0,53	2,2	434
$\chi_{RK}^2 < 17$	0,74	0,57	0,68	3	304	0,48	0,25	0,48	3,1	393
exkl. Sektor 3 / 6	0,45	0,36	0,58	8,8	267	0,33	0,17	0,39	4,2	344
Paddle Mult. = 1	—	—	—	—	—	0,2	0,1	0,26	7,3	273

Tabelle 4.1: Übersicht über die verwendeten Schnitte zur ^3He -Identifizierung, sowie deren Effizienzen, das heißt die Reduktion des Signals durch diesen Schnitt. Die angegebenen Effizienzwerte eines Schnittes sind jeweils zusätzlich zu allen vorherigen Schnitten angegeben. Der Wert des untersten Schnittes (Paddle Mult.) gibt demnach die Gesamteffizienz aller Schnitte ($dE/dx + \chi_{RK}^2 + \text{Sektor} + \text{Paddle Mult.}$) an. Unterschieden wird bei der Effizienzbestimmung zwischen den beiden Flugzeitwänden TOF und TOFino, sowie jeweils zwischen ^3He aus thermisch bzw. über Koaleszenz simulierte Hypertriton-Zerfälle und den Daten. Des Weiteren sind die Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse und Signifikanzen der Signale nach jedem Schnitt angegeben, ebenfalls bestimmt über die Daten.

Beim Vergleich der über Simulationen bestimmten Effizienzen wird deutlich, dass der Energieverlustschnitt $dE/dx > 15$ vor allem für ^3He aus Zerfällen thermisch produzierter Hypertritononen wesentlich stärker ins Gewicht fällt als für diejenigen, die über den anderen Produktionsmechanismus erzeugt werden. Zusätzlich fällt auf, dass die Schnitte zur Identifizierung mit Hilfe der inneren Flugzeitwand TOFino wesentlich verlustreicher ausfallen als in der äußeren TOF-Wand, die Gesamtschnitteffizienz aber weiterhin im ausreichenden Bereich liegt. Die Schnitte führen zu einer deutlichen Erhöhung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses, aber gleichzeitig reduzieren sie auch die Signifikanz der Signale. Zur Bestimmung dieser Größen ist anzumerken, dass sie rein statistisch berechnet und systematische Unsicherheiten in der Bestimmung der Zählraten des Signals bzw. Untergrundes vernachlässigt werden. Die ermittelten Werte für die Auswahlkriterien dienen daher als Orientierung für die Identifizierung, aber für den weiteren Verlauf der Analyse wird als Option deren Modifikation offengehalten.

4.2.2 Paaranalyse

In Abschnitt 3.8.1 wurde bereits erwähnt, dass den identifizierten Tochterteilchen – im vorliegenden Fall ^3He und π^- – die nominelle Masse zugeordnet wird, um anschließend über die rekonstruierten Impulse und den Öffnungswinkel der Zerfallsteilchen die invariante Masse des Mutterteilchens zu berechnen. Wird dies für alle identifizierten Teilchen wiederholt, führt dies

zum invarianten Massenspektrum, das sowohl aus unkorrelierten als auch korrelierten Ereignissen zusammengesetzt ist, deren Bedeutung in Unterabschnitt 3.8.2 erläutert wurde. Abbildung 4.6 (a) zeigt das invariante Massenspektrum des Hypertritons.

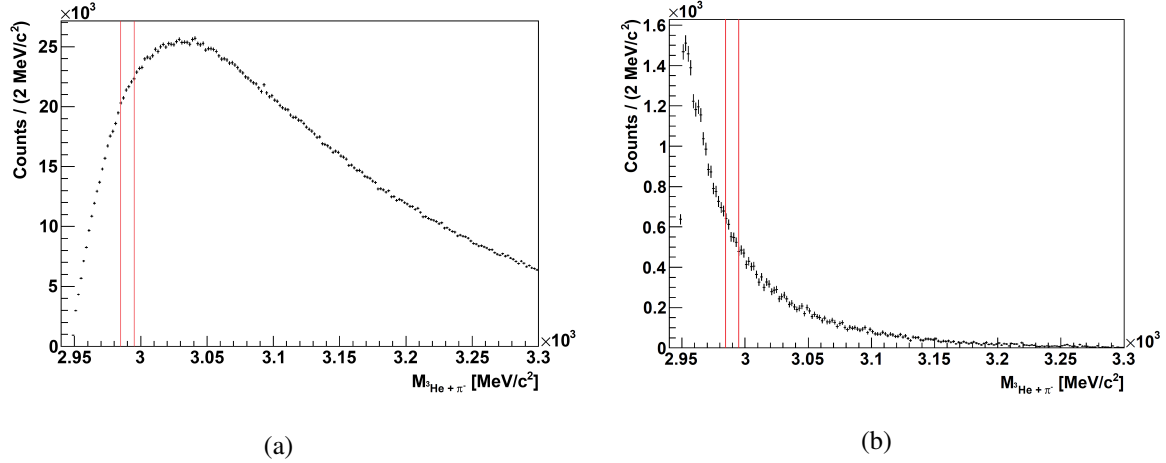


Abbildung 4.6: Invariantes Massenspektrum der Hypertriton-Kandidaten (a) ohne Schnitte und (b) mit Schnitten auf die Zerfallstopologie. Ebenfalls eingezeichnet ist jeweils in rot der Bereich um die erwartete Masse des Hypertritons. Die Schnitte für (b) sind der Λ -Analyse in [10] entnommen.

Um nun den Beitrag unkorrelierter Teilchen zum invarianten Massenspektrum zu reduzieren, werden zusätzlich sogenannte topologische Schnitte angebracht. Sie beziehen sich direkt auf die Geometrie des Hypertriton-Zerfalls und sortieren demnach vermehrt ${}^3\text{He}-\pi^-$ -Paare ohne Korrelation aus. Im Detail sind dies die im Folgenden aufgeführten Schnitte, die auch in Abbildung 4.7 geometrisch anschaulich dargestellt sind:

- d_1 : Obere Grenze für den Abstand der Hypertriton-Spur zum primären Vertex der Schwereionenreaktion. Hierdurch wird sichergestellt, dass das Hypertriton aus dem primären Vertex der Reaktion emittiert wurde.
- d_v : Untere Grenze für den Abstand des primären Vertices zum Zerfallsvertex des Hypertritons. Dieser Schnitt berücksichtigt die relativ lange Lebensdauer des Hypertritons und den Umstand, dass es außerhalb der Reaktionszone zerfällt.
- d_t : Obere Grenze für den Abstand zwischen den beiden Spuren der Tochterteilchen. Dies gewährleistet den Zerfall beider Partner aus einem gemeinsamen Vertex.
- d_2 bzw. d_3 : Untere Grenze für die Distanz zwischen der verlängerten Spur des jeweiligen Tochterteilchens zum primären Vertex. Im Falle des ${}^3\text{He}$ kann auf diesen Schnitt verzichtet werden, da es nahezu die gleiche Masse wie das Hypertriton trägt und somit näherungsweise die gleiche Flugrichtung besitzt. Dies hat zur Folge, dass die Rückverlängerung der Spur nahe dem primären Vertex verläuft.

- $\Delta\alpha$: Mindestwert für den Öffnungswinkel der beiden Tochterteilchen. Dieser Schnitt sortiert falsche Spurrekonstruktionen für naheliegende Teilchen aus, die in den Driftkammern nicht korrekt aufgelöst werden können. Eine nähere Erläuterung folgt in Abschnitt 4.4.4.
- $z_{decay} > z_{prim}$: Der Zerfallsvertex des Hypertritons befindet sich im Halbraum hinter dem Target. Z ist hierbei die Koordinate, die entlang der Strahlachse verläuft. Da es sich bei dem HADES-Projekt um ein Fixed-Target-Experiment handelt, kann kein Zerfall vor dem Target stattfinden⁵.

Die Schnittgrößen, im Speziellen d_t, d_v, d_3 und $\Delta\alpha$, sind stark miteinander korreliert.

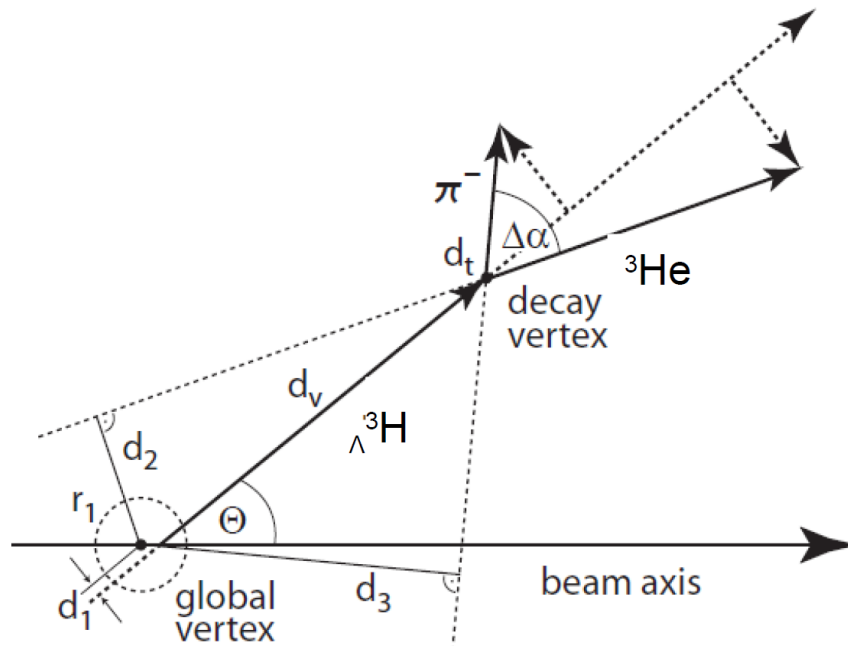


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung des Hypertriton-Zerfalls. Durch Anbringen von Schnitten auf die eingezeichneten geometrischen Größen kann der durch unkorrelierte Tochterteilchen hervorgerufene Untergrund im invarianten Massenspektrum reduziert werden. Die Erklärung der einzelnen Variablen erfolgt im Text.

Was die Topologie betrifft, weist der Hypertriton-Zerfall große Ähnlichkeiten mit dem des Λ -Hyperons auf, weswegen die oben beschriebenen Schnitte grob an der Analyse des Λ orientiert werden können. Diese auf eine hohe Signifikanz optimierten Schnitte sind in [10] zu finden. Abbildung 4.6 (b) zeigt das invariante Massenspektrum mit den exakten Schnitten aus der Λ -Analyse, mit Ausnahme von d_2 für ${}^3\text{He}$ aus oben genannten Gründen.

Trotz kleiner Unterschiede durch das aufgrund der Hyperon-Nukleon-Wechselwirkung hervorgerufene Y-N-Potential im Kernverbund des Hypertritons, entspricht dessen Lebenszeit mit $\tau =$

⁵Da in der Analyse die Spuren der Kandidaten als Vektoren konstruiert werden, die sich naturgemäß endlos im Raum ausbreiten, kann rechnerisch ein Schnittpunkt auch vor dem Target entstehen.

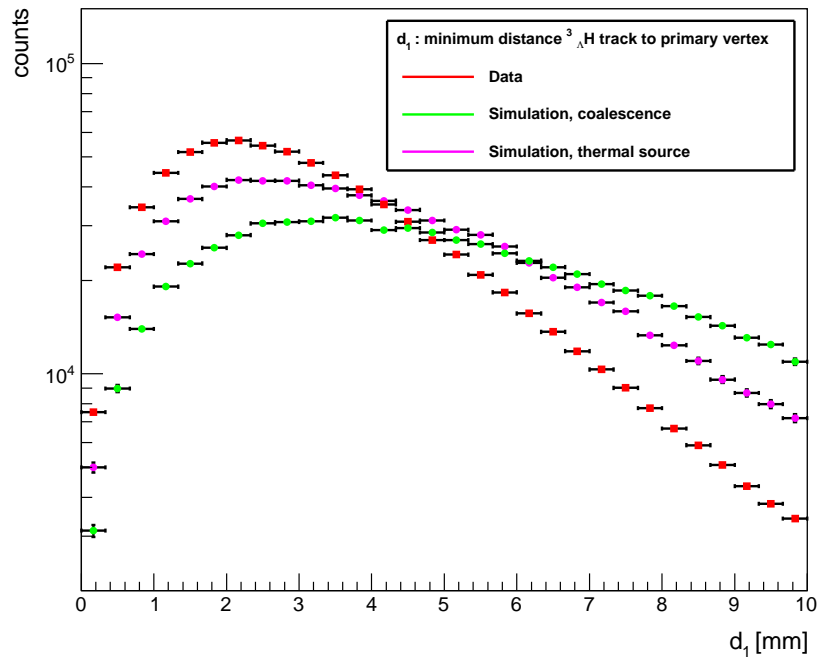
$2,64 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ in grober Näherung dem des freien Λ . Aufgrund der um etwa einen Faktor 2,5 höheren Masse gegenüber der des Λ -Hyperons ist aber gleichzeitig die mittlere Zerfallslänge $\beta\gamma\tau$ kürzer, weswegen der Schnitt zu kleineren Abständen geöffnet werden muss. Im Gegensatz zum invarianten Massenspektrum des Λ -Hyperons tritt in keinem der oben gezeigten invarianten Massenspektren eine Struktur gegenüber dem Untergrund hervor, die auf eine Korrelation der Tochterteilchen hinweisen würde. Eine systematische Optimierung der Schnitte ist nicht möglich, da deren Auswirkungen nicht beobachtet werden können. Um dennoch eine Abschätzung der Werte für die Topologieschnitte geben zu können, werden im folgenden Teil der Analyse Simulationen zur Hilfe herangezogen.

4.2.3 Systematische Untersuchung der Topologieschnitte

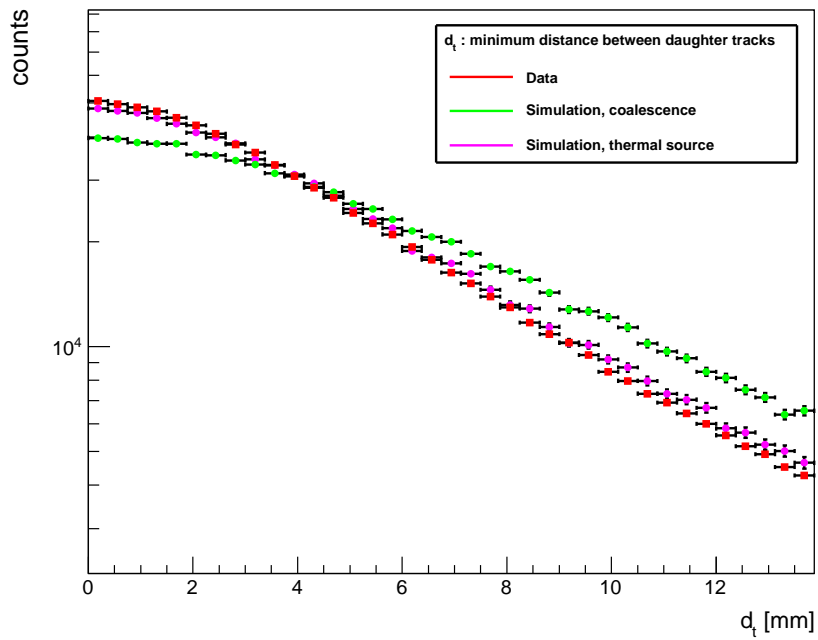
Um den Bereich der Schnitte auf die Zerfallsgeometrie des Hypertritons besser einschätzen zu können, wird die Verteilung jeder Schnittgröße aller Kandidaten aus den gemessenen Daten graphisch dargestellt. Da diese Verteilungen aufgrund des sehr kleinen erwarteten Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses überwiegend aus Beiträgen unkorrelierter ${}^3\text{He}-\pi^-$ -Paare zusammengesetzt sind, lassen sie kaum Schlüsse auf die wahre Zerfallsgeometrie des Hypertritons zu. Daher werden anschließend die Verteilungen für simulierte Hypertritonen unter Berücksichtigung beider in Abschnitt 4.1.2 erläuterten Produktionsmechanismen in das gleiche Histogramm eingezeichnet. Durch direkten Vergleich beider Verteilungen kann der Schnitt derart gewählt werden, dass der relative Verlust von unkorrelierten größer als derjenige von korrelierten Zerfallspaaren ist. Dies ist gleichbedeutend mit einer Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund S/B.

Die Abbildungen 4.8 bzw. 4.9 zeigen die ersten vier in 4.2.2 aufgezählten Verteilungen der Zerfallstopologie. Während in 4.9 (a) und (b) in den beiden Verteilungen der unterschiedlich produzierten Hypertritonen aus der Simulation kein signifikanter Unterschied zu erkennen ist und der Schnittpunkt direkt am Schnittpunkt der Verteilungen aus gemessenen und simulierten Daten abgelesen werden kann, müsste in Abbildung 4.8 (a) und (b) wieder eine Trennung der verschiedenen Produktionsmechanismen vorgenommen werden. Da es sich bei diesen beiden Größen aber um auflösungsbezogene Variablen handelt und sowohl simulierte als auch gemessene Daten bei kleinen Werten maximale Beiträge liefern, können sie direkt an den auf Signifikanz optimierten Schnitten aus der Λ -Analyse orientiert werden.

Nicht zu vernachlässigen ist die starke Korrelation der Topologiegrößen untereinander, die erheblichen Einfluss auf die Form ihrer Verteilungen hat, wie in Abbildung 4.10 bzw. 4.11 illustriert ist. Hier werden erneut die Verteilungen aus den Abbildungen 4.8 (a) und (b) bzw. 4.9 (a) für die Daten gezeigt, diesmal in Abhängigkeit des Schnittes d_v auf den Abstand des primären Vertices zum sekundären Vertex. In Abbildung 4.10 (a) ist der minimale Abstand d_t der Spuren der Tochterteilchen voneinander dargestellt. Werden keinerlei Schnitte auf die Zerfallstopologie angewandt, so zeigt die Verteilung nahezu die Detektorauflösung, da auf diese Weise vorwiegend unkorrelierte ${}^3\text{He}-\pi^-$ -Paare aus dem primären Vertex zum Spektrum beitragen. Wenn ein Mindestabstand des Ereignisvertices zum Zerfallsvertex gefordert wird ($d_v > x$), flacht diese Verteilung ab und nähert sich einer Gleichverteilung für alle Werte an, da im Falle unkorrelierter Zerfallspaare nun beliebige Abstände im Raum mit gleicher Wahrscheinlichkeit auftreten.

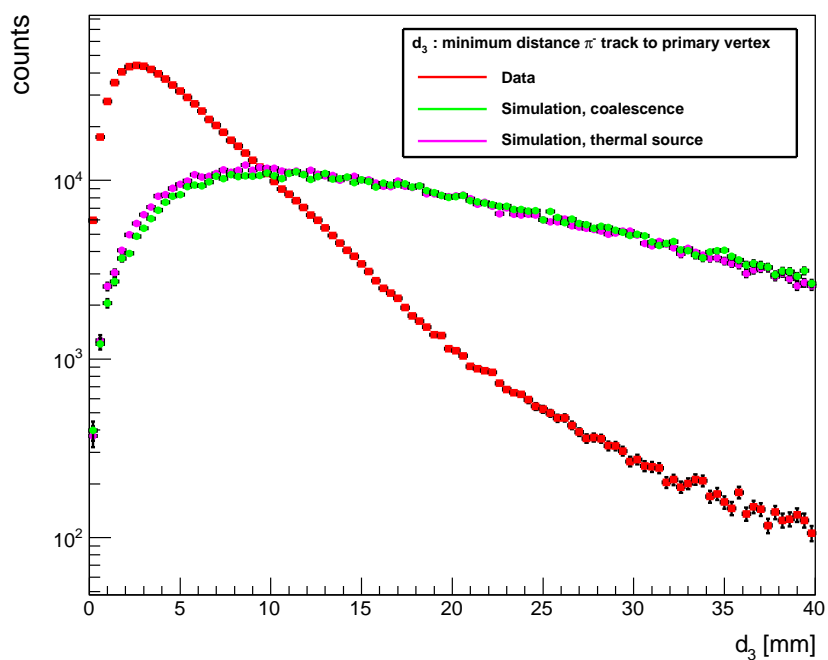


(a)

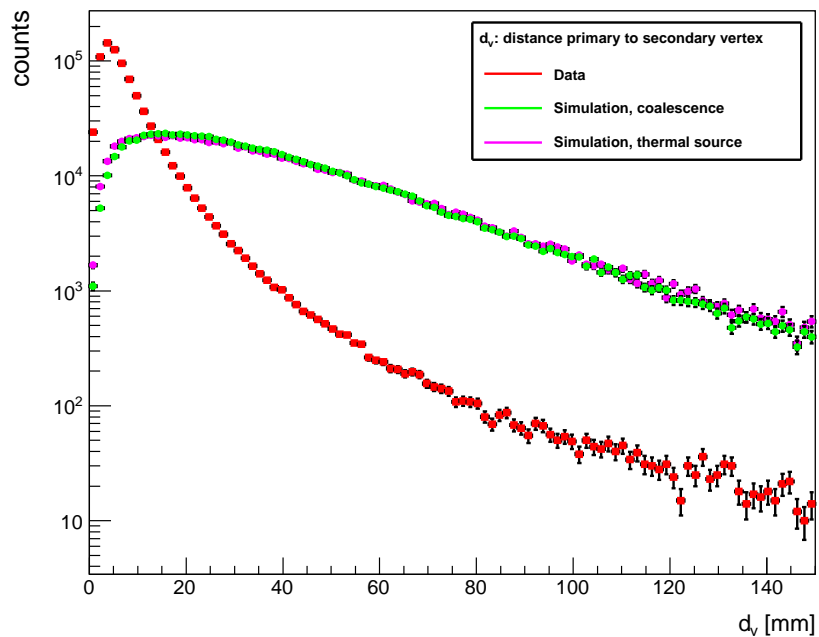


(b)

Abbildung 4.8: Verteilungen der einzelnen Topologiegrößen für Daten und Simulation für (a) d_1 und (b) d_t . In der Simulation werden beide Produktionsmechanismen für thermische Quellen (magenta) und Koaleszenz (grün) berücksichtigt.



(a)



(b)

Abbildung 4.9: Verteilungen der einzelnen Topologiegrößen für Daten und Simulation für (a) d_3 und (b) d_v . In der Simulation werden beide Produktionsmechanismen für thermische Quellen (magenta) und Koaleszenz (grün) berücksichtigt.

Wird zusätzlich gefordert, dass die übrigen Kandidaten kleine Abstände ($d_t < x$) besitzen sollen, gewährleistet dies, dass die Tochterteilchen aus einem gemeinsamen Zerfallsvertex stammen und dieser einen gewissen Mindestabstand zum primären Vertex besitzt. Dies zeigt exemplarisch, dass die Schnitte erst in Kombination ihren gewünschten Effekt erzielen.

In Abbildung 4.10 (b) ist eine deutliche Veränderung der Form der Verteilung der Größe d_3 mit steigendem Wert für den Schnitt auf d_v zu erkennen. Das Spektrum scheint für sekundäre Teilchen eine Korrelation bei größeren Abständen der Pionspuren zum primären Vertex aufzuweisen. Die Option auf einen höheren Schnittwert für d_3 wird daher im weiteren Verlauf der Analyse offengehalten.

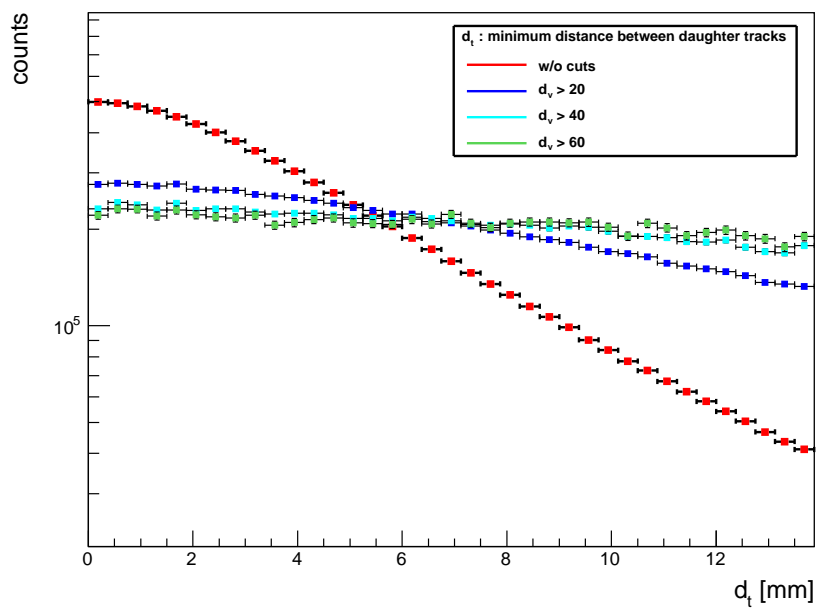
Die anhand der Simulationen ermittelte erste Näherung der Werte für die Schnitte sind in Tabelle 4.2 zur Übersicht zusammengefasst, wobei die Motivation für den Schnitt auf den Öffnungswinkel $\Delta\alpha$ zwischen den beiden Spuren der Tochterteilchen in 4.4.4 erläutert wird.

Topologiegröße	Schnittwert
d_v	$> 20 \text{ mm}$
d_3	$> 10 \text{ mm}$
d_t	$< 8 \text{ mm}$
d_1	$< 6 \text{ mm}$
$\Delta\alpha$	$> 17^\circ$

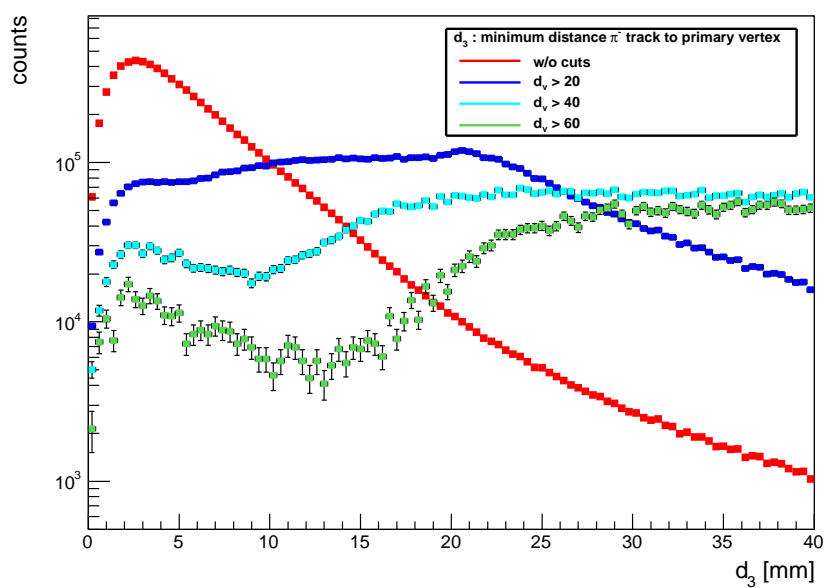
Tabelle 4.2: Zusammenfassung der Schnittwerte für Topologiegrößen nach Vergleich mit Simulationen.

Um die Auswirkungen der kombinierten Schnitte auf das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu veranschaulichen, sind in Abbildung 4.12 die invarianten Massenspektren der ${}^3\text{He}-\pi^-$ -Paare in Simulationen für beide Produktionsmechanismen dargestellt. Die eingebetteten DSTs unterscheiden sich von den DSTs gemessener Daten lediglich darin, dass sie mit einem Hypertriton pro Ereignis angereichert sind, wie bereits zuvor in 4.1.1 erklärt wurde. Sie enthalten daher bereits ohne Schnitte ein signifikant hervortretendes Hypertriton-Signal nebst Untergrund. Deutlich zu erkennen ist die positive Wirkung der Topologieschnitte auf das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis.

Weiterhin wird der Effekt jedes einzelnen Schnittes auf das invariante Massenspektrum der gemessenen Daten untersucht, was in den Abbildungen 4.13, 4.14 und 4.15 zu sehen ist. Zur besseren Veranschaulichung ist zusätzlich das Verhältnis der Massenspektren mit Topologieschnitt zu den Spektren ohne Schnitt jeweils im unteren rechten Bildrand der Abbildungen dargestellt. Die Abbildungen 4.13 (a) und (b) sowie 4.15 (b) zeigen, dass die Schnitte nahezu gleiche Auswirkungen auf die Verteilungen im gesamten Massenbereich haben. Die in den Abbildungen 4.14 (a) und (b) illustrierten Wirkungen der Schnitte auf die Größen d_v und d_3 wirken vorwiegend im Bereich hoher invarianter Massen und reduzieren die Anzahl der Kandidaten signifikant, während der Schnitt auf den Öffnungswinkel $\Delta\alpha$ fast ausschließlich Ereignisse in der Region niedriger invarianter Massen verwirft, was in Abbildung 4.15 (a) zu sehen ist. Lediglich letztgenannter sowie der im Spektrum der Abbildung 4.13 (b) angewendete Schnitt d_t wirken sich im Bereich



(a)



(b)

Abbildung 4.10: Abhängigkeit der Verteilungen der Topologieschnitte (a) d_t und (b) d_3 vom Abstand d_v des primären Vertices zum sekundären Vertex. Diese Verteilungen beziehen sich auf die gemessenen Daten. Die Abbildung verdeutlicht beispielhaft, dass ein Schnitt auf d_v eine signifikante Veränderung der Form der Verteilungen dN/d_t bzw. dN/d_3 des Hypertriton-Zerfalls verursacht.

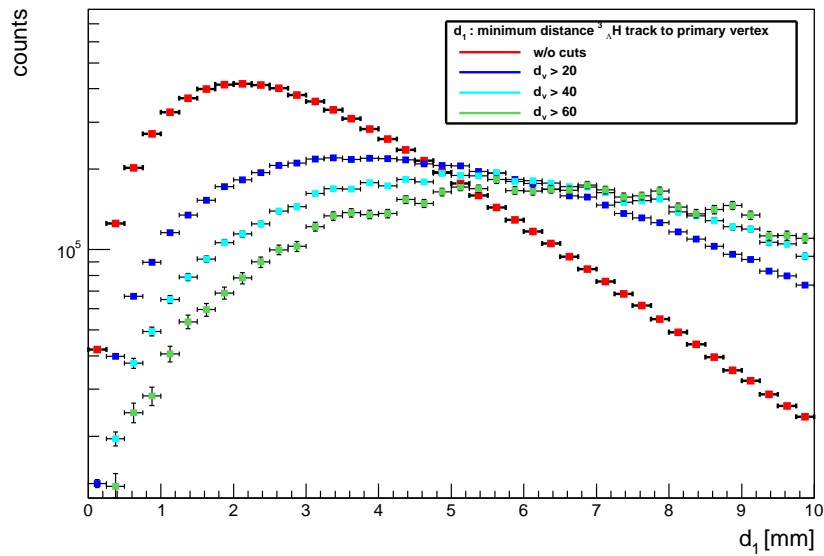


Abbildung 4.11: Abhängigkeit der Verteilung des Topologieschnitts d_1 vom Abstand d_v des primären Vertices zum sekundären Vertex. Diese Verteilungen beziehen sich auf die gemessenen Daten. Die Abbildung verdeutlicht beispielhaft, dass ein Schnitt auf d_v eine signifikante Veränderung der Form der Verteilung dN/d_1 des Hypertriton-Zerfalls verursacht.

der erwarteten invarianten Masse des Hypertritons stärker aus als in der restlichen Phasenraumregion. Da in diesen beiden Fällen aber vergleichsweise wenig Statistik verloren geht, ist dies ein zu vernachlässigender Effekt.

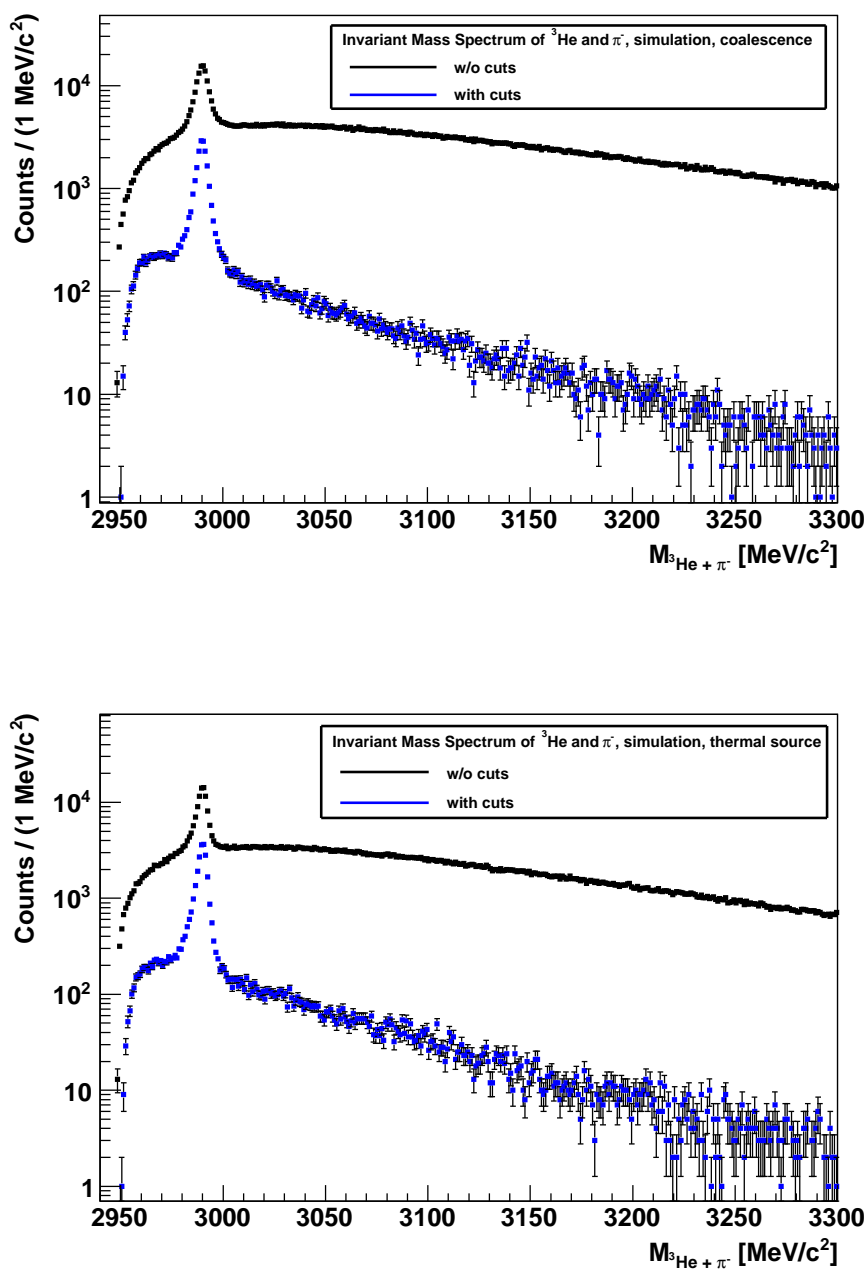
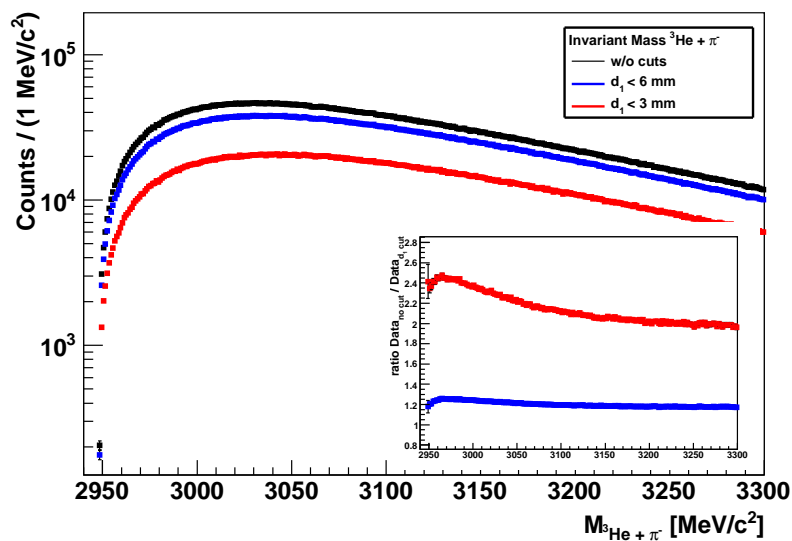
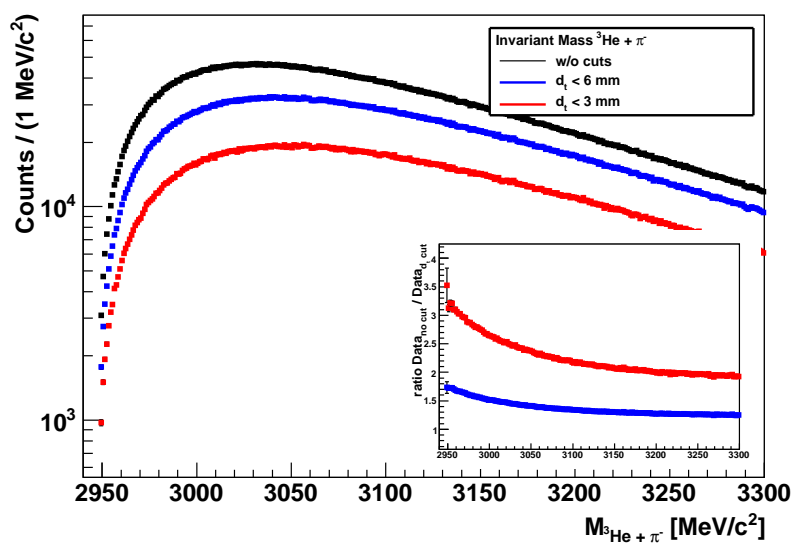


Abbildung 4.12: Invariantes Massenspektrum der simulierten Hypertritonon einschließlich Untergrund unter und ohne Anwendung der Topologieschnitte. **Oben:** Hypertritonproduktion über Koaleszenzprozesse. **Unten:** Thermische Produktion.

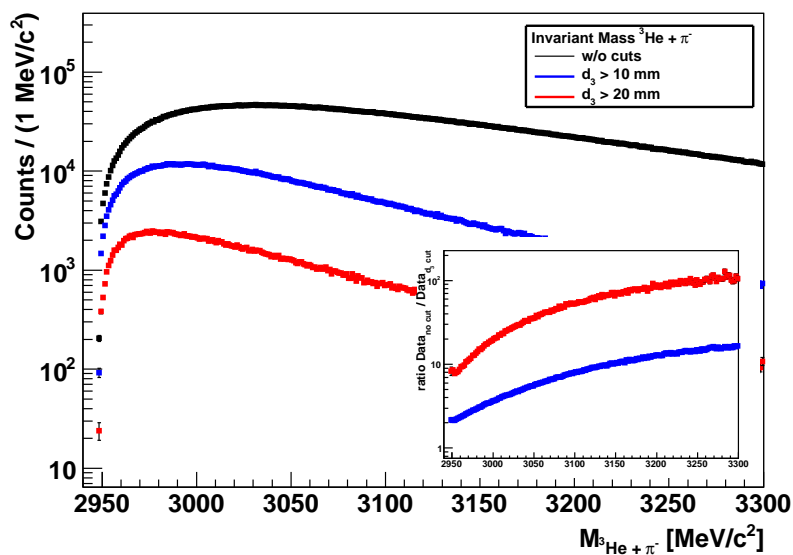


(a)

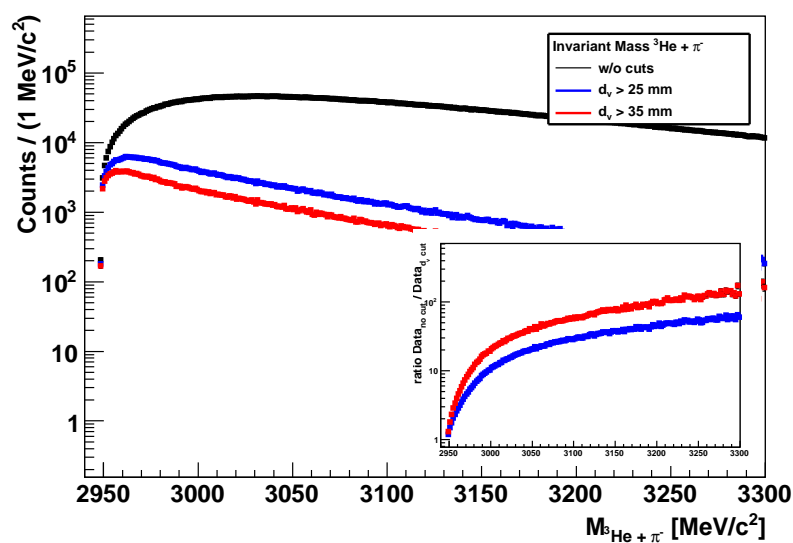


(b)

Abbildung 4.13: Individuelle Auswirkungen auf das invariante Massenspektrum gemessener Daten unter Anwendung der folgenden Topologieschnitte: (a) $d_1 < x$ und (b) $d_t < x$. Dargestellt am unteren rechten Bildrand jeder Verteilung ist das Verhältnis des invarianten Massenspektrums ohne Anwendung eines Schnittes zum Spektrum mit jeweiligem Schnitt.

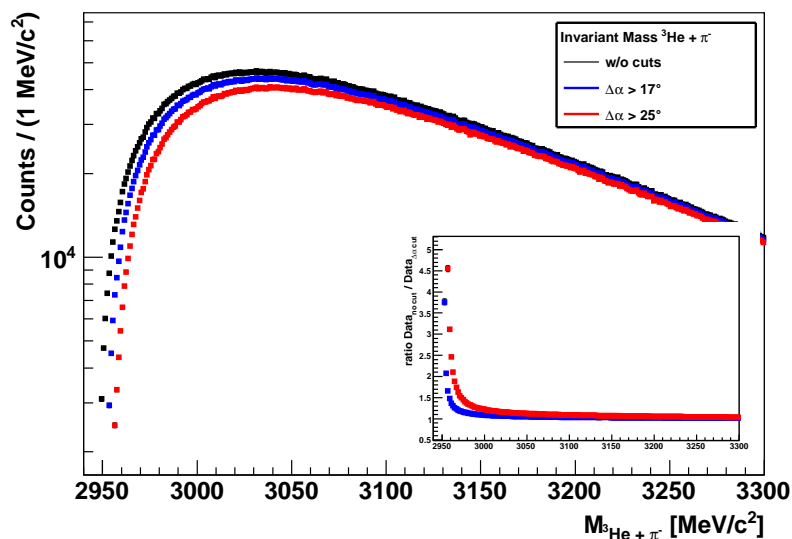


(a)

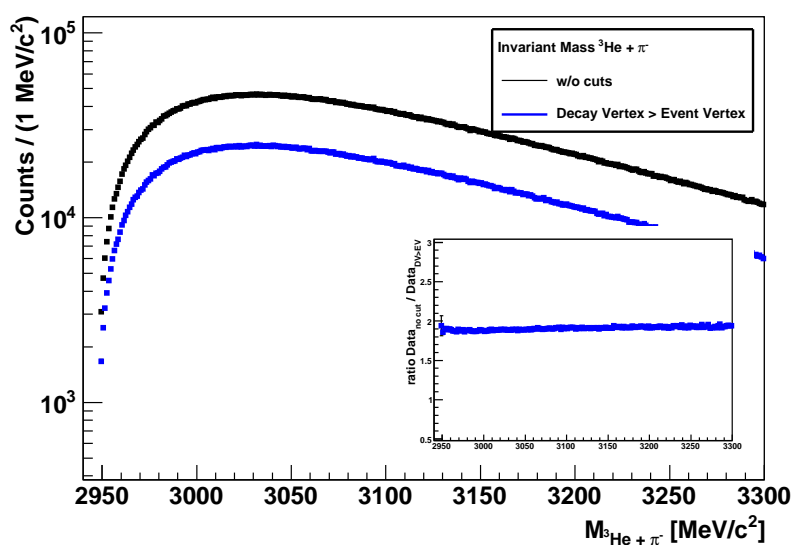


(b)

Abbildung 4.14: Individuelle Auswirkungen auf das invariante Massenspektrum gemessener Daten unter Anwendung der folgenden Topologieschnitte: (a) $d_3 > x$ und (b) $d_v > x$. Dargestellt am unteren rechten Bildrand jeder Verteilung ist das Verhältnis des invarianten Massenspektrums ohne Anwendung eines Schnittes zum Spektrum mit jeweiligem Schnitt.



(a)



(b)

Abbildung 4.15: Individuelle Auswirkungen auf das invariante Massenspektrum gemessener Daten unter Anwendung der folgenden Topologieschnitte: (a) $\Delta\alpha > x$ und (b) Zerfallsvertex > Ereignisvertex. Dargestellt am unteren rechten Bildrand jeder Verteilung ist das Verhältnis des invarianten Massenspektrums ohne Anwendung eines Schnittes zum Spektrum mit jeweiligem Schnitt.

4.3 Akzeptanz- und Effizienzbestimmung

Bei der Analyse von Teilchen mit erwartungsgemäß geringem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis stellt sich die Frage, wie effektiv sich deren Rekonstruktion mit Hilfe des HADES-Detektors gestaltet. Hierfür ist die Bestimmung der von der Teilchenspezies abhängigen Größen Akzeptanz und Effizienz notwendig. Erstere kann lediglich anhand von Simulationen vollzogen werden. Dies wird im Folgenden für das Hypertriton erneut unter Beachtung der unterschiedlichen Produktionsmechanismen erläutert.

4.3.1 Akzeptanzbestimmung

Von der Vielzahl der in Pluto generierten Teilchen ist nach einer vollständigen Simulation in GEANT, die in 4.1.1 erläutert wurde und das Ansprechen auf die Zerfallsprodukte des simulierten Teilchens und die Geometrie des HADES-Detektors wiedergibt, lediglich ein Bruchteil vorhanden. Die geladenen Zerfallsteilchen aus dem simulierten Mutterteilchen werden im Spektrometer zwar im vollen Azimutalwinkelbereich von $\phi = 0^\circ$ bis $\phi = 360^\circ$ detektiert, allerdings wird der Polarwinkelbereich nur zwischen $\Theta = 18^\circ$ und $\Theta = 85^\circ$ abgedeckt.

Die in Pluto generierten Hypertritionen zerfallen in der GEANT-Simulation in ein ${}^3\text{He}$ und π^- . Anschließend findet eine Abfrage dieser beiden geladenen Teilchen statt, die mehrere Treffer in einzelnen Subdetektoren von HADES fordert. Durch direkten Vergleich der Anzahl der über die detektierten Zerfallsprodukte rekonstruierten Mutterteilchen N_{det} zur Anzahl der insgesamt in Pluto simulierten Teilchen N_{sim} kann die Akzeptanz acc bestimmt werden:

$$acc = \frac{N_{det}}{N_{sim}}.$$

In Tabelle 4.3 sind die ermittelten Werte für die Akzeptanz des HADES-Detektors der auf unterschiedliche Weisen produzierten Hypertritionen aufgelistet.

Akzeptanz für Hypertritionen	
<i>Produktionsmechanismus</i>	<i>acc</i>
Koaleszenz	6,4 %
Thermische Quelle	10,6%

Tabelle 4.3: Akzeptanz der Hypertritionen im HADES-Detektor für verschiedene Produktionsmechanismen.

4.3.2 Rekonstruktionseffizienz

Ausgehend von der Anzahl der innerhalb der Akzeptanz detektierten Teilchen, erfolgt im nächsten Schritt die Bestimmung der Detektoreffizienz. Nicht jedes der Teilchen, das die zur Messung verfügbare Geometrie des Detektors passiert, kann rekonstruiert und identifiziert werden.

Zunächst sind die Effizienzen eff_{det} der einzelnen Subdetektoren entscheidend, die daher in der Simulation möglichst realistisch nachgebildet werden müssen. Diese haben direkten Einfluss auf die Spurrekonstruktionseffizienz. Da die Effizienzen der Flugzeitwände für alle Szintillatoren konstant auf 1 gesetzt werden, ist in diesem Fall lediglich ausschlaggebend, ob die Zerfallsprodukte des simulierten Teilchens deren Volumen passieren und dort Energie verlieren. Die Effizienzbestimmungen der Vieldrahtdriftkammern und des Pre-Shower-Detektors erfolgen anhand von Strahldaten [33][46]. Für den Pre-Shower-Detektor wurde unabhängig von Impuls und Auftreffpunkt der Teilchen eine globale Effizienz von etwa 90% ermittelt, während bei der Simulation der Driftkammereffizienzen Charakteristika einzelner Kammertypen wie Schwelleneinstellungen oder Hardware-Ausfälle individuell berücksichtigt werden. [32]

Zusätzlich spielt für die Berechnung der totalen Rekonstruktionseffizienz eff_{rec} der Anteil der Teilchen eine Rolle, der durch die in der Analyse angewendeten Schnitte, die in den Unterkapiteln 4.2.1 und 4.2.2 detailliert erläutert wurden, verworfen wird. Daraus ergibt sich der Effizienzbeitrag eff_{cut} .

In dieser Analyse wird lediglich die gesamte Rekonstruktionseffizienz eff_{rec} betrachtet, die sich aus dem Produkt der oben beschriebenen Detektor- und Schnitteffizienzen eff_{det} ⁶ und eff_{cut} zusammensetzt:

$$eff_{rec} = eff_{det} \cdot eff_{cut}.$$

Zur Berechnung von eff_{rec} wird zunächst die kombinierte Größe aus Akzeptanz- und Rekonstruktionseffizienz $acc \cdot eff_{rec}$ ermittelt. Hierzu wird das invariante Massenspektrum der simulierten Hypertriton-Zerfallsprodukte betrachtet. Wie bereits in Abschnitt 4.1.1 erwähnt wurde, sind nach dem sogenannten *Track-Embedding* die simulierten in gemessene Daten eingebettet, um neben dem simulierten Signal einen realistischen Untergrund zu erzeugen. Nach Anwendung aller in der Analyse verwendeten Schnitte wird das Signal mit einer Gaußkurve und der Untergrund mit einer Polynomfunktion angepasst, um anschließend deren Integrale im Massenbereich des Signals voneinander zu subtrahieren. Übrig bleibt die Anzahl rekonstruierter Hypertritononen unter Berücksichtigung der Akzeptanz und Gesamteffizienz des HADES-Detektors. Diese Anzahl N_{rec} wird mit der Anzahl generierter Hypertritononen in Pluto N_{sim} ins Verhältnis gesetzt, was zur kombinierten Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz $acc \cdot eff_{rec}$ führt:

$$acc \cdot eff_{rec} = \frac{N_{rec}}{N_{sim}}.$$

Abschließend wird dieser Wert durch die im vorigen Abschnitt 4.3.1 ermittelte Akzeptanz dividiert, um die Rekonstruktionseffizienz eff_{rec} zu erhalten. Tabelle 4.4 fasst diese Werte für wiederum beide Produktionsmechanismen zusammen.

Für die Bestimmung des systematischen Fehlers dieser Vorgehensweise wurden die berechneten Faktoren auf weitere eingebettete DSTs angewendet. Anschließend wurde die über diesen Faktor

⁶Streng genommen kann hier noch zwischen Detektor- und Spurrekonstruktionseffizienz unterschieden werden. Da die Betrachtung der Einzeleffizienzen in dieser Analyse nicht vorgenommen wird, kann um der Einfachheit willen auf eine detailliertere Beschreibung dieser Größen verzichtet werden.

hochgerechnete Anzahl insgesamt erzeugter mit der tatsächlichen Anzahl der in der Simulation generierten Hypertritonon verglichen und die Abweichung bestimmt.

Akzeptanz · Rekonstruktionseffizienz für Hypertritonzerfälle		
<i>Produktionsmechanismus</i>	$acc \cdot eff_{rec}$	eff_{rec}
Koaleszenz	$(0, 1031 \pm 0, 0054)\%$	$(1, 609 \pm 0, 085)\%$
Thermische Quelle	$(0, 14 \pm 0, 013)\%$	$(1, 321 \pm 0, 12)\%$

Tabelle 4.4: Produkt aus Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz.

In diesem Zusammenhang erfolgt ein Rückbezug zu den in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen und in 4.2.3 systematisch untersuchten Topologieschnitten. Es stellt sich die Frage, wieso der Schnittwert auf den minimalen Abstand zwischen primärem und sekundärem Vertex d_v verglichen mit der mittleren Zerfallslänge des Hypertritonon derart niedrig gesetzt werden muss, obwohl ein höherer Wert eine Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses garantieren würde. Diese Frage lässt sich zumindest teilweise mit Abbildung 4.16 beantworten. Diese zeigt die Entwicklung der in diesem Abschnitt beschriebenen kombinierten Größe aus Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz $acc \cdot eff_{rec}$ in Abhängigkeit von diesem Topologieschnitt d_v . Je größer der Abstand des Zerfallsvertices zum primären Vertex ist, umso ineffizienter gestaltet sich die Rekonstruktion.

4.4 Bestimmung des Untergrundes

In Abschnitt 3.8.2 wurde bereits erwähnt, dass zur Beschreibung des Untergrundes im invarianten Massenspektrum der experimentellen Daten die *Mixed-Event*-Methode verwendet wird. Zur Erinnerung sei an dieser Stelle gesagt, dass für diese Methode eines der beiden Zerfallsprodukte, sprich ${}^3\text{He}$ oder π^- , jeweils mit dem anderen Partner unter der Voraussetzung kombiniert wird, dass sie nicht aus demselben Ereignis stammen. Unter dieser Bedingung ist eine Korrelation der beiden Zerfallspartner ausgeschlossen und das invariante Massenspektrum (*Mixed-Event*-Spektrum) besteht lediglich aus unkorreliertem Untergrund, der anschließend vom invarianten Massenspektrum der ${}^3\text{He}-\pi^-$ -Paare aus demselben Ereignis (*Same-Event*-Spektrum) subtrahiert wird. Übrig bleibt im Idealfall der korrelierte Anteil, im vorliegenden Fall wäre dies das Hypertriton-Signal. Falls eine Produktion des Hypertritonon in diesem Kollisionssystem überhaupt stattfindet, ist das erwartete Signal-zu-Untergrund-Verhältnis sehr gering und daher eine möglichst präzise Simulation des Untergrundes notwendig, die den realen Umständen nachempfunden ist.

Im Folgenden werden die wesentlichen Voraussetzungen für die Vermischung der Tochterteilchen unterschiedlicher Ereignisse dargestellt. Eine detailliertere Untersuchung der systematischen Veränderungen des Untergrundes aufgrund nachfolgend angeführter Umstände befindet sich in [10].

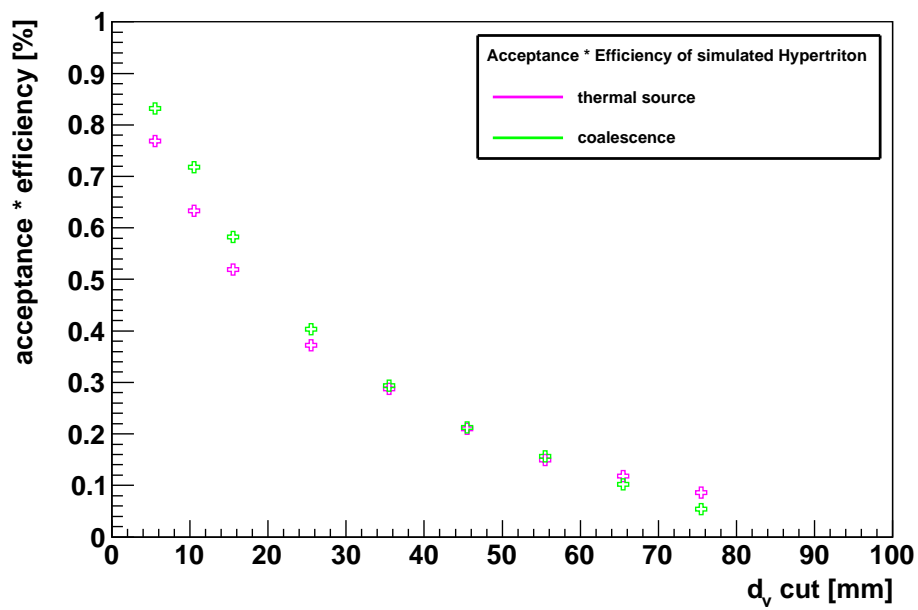


Abbildung 4.16: Kombinierte Akzeptanz und Effizienz in Abhängigkeit vom Abstand d_v des primären Vertices zum sekundären Vertex. Unterschieden wird wiederum zwischen Hypertriton-Produktionen aus Koaleszenzprozessen (grün) und thermischen Quellen (magenta). Ein deutlicher Abfall der Rekonstruktionseffizienz ist für größere Abstände zu erkennen.

4.4.1 Zeitabhängigkeit der Detektorfunktion

Da die Daten einer Strahlzeit über einen Zeitraum von mehreren Tagen bis hin zu mehreren Wochen aufgenommen werden, treten automatisch Veränderungen der Detektoreigenschaften und -konfigurationen ein. Diese Änderungen können beispielsweise im Ausfall der Ausleseelektronik oder einzelner Subdetektoren, in Änderungen der Strahllage oder in Bestrahlungsschäden von Detektorkomponenten begründet liegen. Um eventuelle Einflüsse dieser Zeitabhängigkeit des Detektors auf die Form und Lage des Untergrundes zu umgehen, werden im *Mixed-Event*-Verfahren ausschließlich Ereignisse aus einer Datei⁷ miteinander vermischt. Dies garantiert eine zeitliche Nähe und erhöht die Wahrscheinlichkeit auf gleiche Messbedingungen. Beispielhaft zeigt Abbildung 4.17 die zeitliche Abhängigkeit der rekonstruierten Protonenmasse während der Ar+KCl-Strahlzeit. Deutliche Schwankungen begründet im Tag-Nacht-Zyklus und in der damit verbundenen Änderung der Außentemperatur sind zu erkennen. Eine Auswirkung auf weitere Messeigenschaften kann nicht ausgeschlossen werden, weswegen die Einflussnahme möglicher Korrelationen auf die Form des Untergrundes dank oben genannter Strategie vermieden wird. Eine genauere Untersuchung dieses Effektes kann in [13] nachgelesen werden.

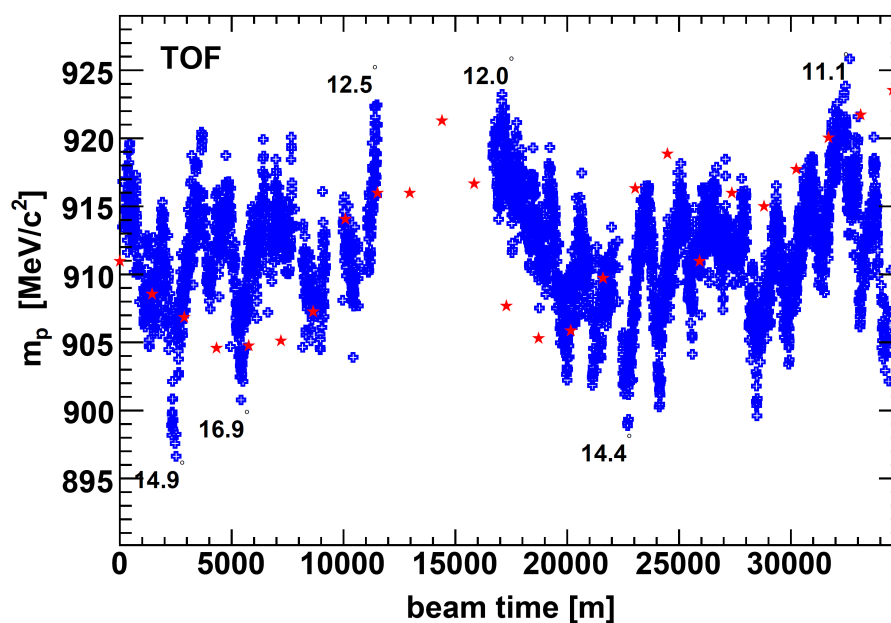


Abbildung 4.17: Veränderung der rekonstruierten Protonenmasse in Abhängigkeit von der Zeit für das Ar+KCl-Kollisionssystem, die auf den Einfluss des Tag-Nacht-Zyklus zurückzuführen ist [13].

⁷Eine der insgesamt etwa 7900 aufgenommenen Dateien umfasst typischerweise einen Zeitraum von wenigen Minuten.

4.4.2 Zentralität

Gemäß Abschnitt 3.2 kann die Zentralität einer Schwerionenkollision nur indirekt anhand der Multiplizität abgeschätzt werden. Da sich mit zunehmender Zentralität gleichzeitig die relevante Physik in der Kollisionszone und damit die Auswirkungen auf die messbaren Observablen ändern, muss dies bei der Simulation des Untergrundes berücksichtigt werden. Um zu gewährleisten, dass im *Mixed-Event*-Verfahren den gemischten Tochterspuren die gleiche Physik zugrundeliegt, werden lediglich Ereignisse gemischt, die die gleiche Multiplizität aufweisen und damit innerhalb derselben Zentralitätsklasse liegen.

4.4.3 Abstand der Reaktionsvertices

In Abschnitt 4.2.3 wurde verdeutlicht, welchen Einfluss die Schnitte auf die Zerfallstopologie des Hypertritons auf die Form und damit auf den Untergrund des invarianten Massenspektrums haben kann. Damit diese geometrischen Größen ihre Bedeutung für die Konstruktion des Untergrundes beibehalten, muss eine räumliche Nähe der Reaktionsvertices beider Zerfallsteilchen gefordert werden. Für Teilchen desselben Ereignisses ist der Abstand dieser Vertices selbstverständlich null, während für die *Mixed-Event*-Methode beliebig große Abstände vorkommen können, die lediglich durch die räumliche Ausdehnung des Targets limitiert sind.

Dieses Problem kann gelöst werden, indem entweder die Mischung beliebiger Ereignisse erfolgt und anschließend die Reaktionsvertices manuell auf denselben Punkt im Raum verschoben werden, oder aber die Mischung nur für Ereignisse erlaubt wird, die einen ausgewählten Maximalabstand nicht überschreiten. In dieser Analyse wurde zweite Methode verwendet und wurden Ereignisse gemischt, deren Vertices höchstens 3 mm voneinander entfernt liegen. Die Wahl des Maximalabstandes ist durch die Detektorauflösung bedingt und sollte in jedem Fall einen niedrigeren Wert besitzen.

4.4.4 Öffnungswinkel- und Impulsverteilungen

Ein weiteres Merkmal, das für die Berechnung des invarianten Massenspektrums der *Mixed-Event*-Methode im Detail betrachtet werden muss, ist der Öffnungswinkel $\Delta\alpha$ zwischen den beiden Teilchen ${}^3\text{He}$ und π^- aus dem Hypertriton-Zerfall, der bereits im Zuge der Untersuchung der Topologieschnitte betrachtet wurde. In diesem Fall ist die Fehlerursache allerdings im *Same-Event*-Spektrum aller Ereignisse aus derselben Reaktion zu suchen.

Zerfällt ein Teilchen, so entfernen sich deren Zerfallsprodukte aus einem gemeinsamen Vertex, weswegen deren Trajektorien direkt nach dem Zerfall konsequenterweise einen kleinen räumlichen Abstand voneinander besitzen, der sich mit fortschreitender Zeit vergrößert. Dies kann zur Folge haben, dass die Distanz der beiden Auftreffpunkte der Tochterspuren, vorwiegend in den inneren Driftkammern, zu gering ist, um eindeutig vom Detektor aufgelöst und anschließend korrekt rekonstruiert zu werden. Zufällig gezündete Drähte in den Driftkammern (sogenannte *Fake Hits*) führen in der Spurrekonstruktion zu einer Überhöhung der tatsächlichen Anzahl an Spuren, wobei die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten dieses Effektes bei nahegelegenen Spuren größer ist. Naturgemäß kann diese Erscheinung lediglich innerhalb eines Ereignisses auftreten,

da die Spuren unterschiedlicher Ereignisse keinerlei Korrelation aufweisen und damit einer unabhängigen Spurrekonstruktion unterliegen. Abbildung 4.18 veranschaulicht den beschriebenen Effekt anhand der Verteilungen der Öffnungswinkel für die möglichen Kandidaten der Tochterpartikeln, die entweder in verschiedenen, denselben oder in allen Sektoren nachgewiesen wurden. Der untere Teil der Abbildung zeigt das Verhältnis der jeweiligen Öffnungswinkelverteilung für *Same-Event*- zu *Mixed-Event*-Spektrum. Es wird deutlich, dass diese Erscheinung lediglich in gleichen Sektoren auftaucht. Wird die Registrierung der Teilchen in unterschiedlichen Sektoren gefordert, ist eine gute Übereinstimmung der beiden Spektren zu beobachten, da in diesem Fall eine unabhängige Detektion stattfindet. Dieser Effekt wird korrigiert, indem kleine Öffnungswinkel von der weiteren Analyse ausgeschlossen werden, wie schon in Abschnitt 4.2.3 vorweggenommen wurde. Dort wurde ebenfalls gezeigt, dass dies notwendig ist, da der Öffnungswinkel unmittelbaren Einfluss auf das invariante Massenspektrum – in geringem Maße auch im Bereich der gesuchten Masse des Hypertritons – nimmt.

Da sich nach Gleichung 3.10 die invariante Masse neben dem Öffnungswinkel auch aus den Impulsbeiträgen beider Zerfallspartner zusammensetzt, ist eine Übereinstimmung der Verteilungen dieser Größe für *Same-Event*- und *Mixed-Event*-Spektrum ebenfalls von elementarer Bedeutung. Diese Verteilungen aller identifizierten ${}^3\text{He}$ - und π^- -Kandidaten sowie die Verhältnisse von *Same-Event*- zu *Mixed-Event*-Spektrum sind in Abbildung 4.19 (a)-(d) dargestellt. Während in der Impulsverteilung der Pion-Kandidaten keine signifikanten Abweichungen zu erkennen sind, zeigt die der ${}^3\text{He}$ -Kandidaten Diskrepanzen im Bereich niedriger Impulse. Abbildungen 4.19 (e) und (f) zeigen die Einflussnahme dieses Unterschiedes auf das invariante Massenspektrum vor allem in der Region niedriger Massen und damit auch des erwarteten Hypertriton-Signals. Es ist zu erkennen, wie durch Ausschluss niedriger Impulsbeiträge der ${}^3\text{He}$ die Formen der *Same-Event*- und *Mixed-Event*-Massenspektren in Einklang gebracht werden können.

4.4.5 Normierung

Sind die zuvor aufgeführten Fehlerquellen wie beschrieben umgangen, muss das invariante Massenspektrum der Zerfallspaare einer Reaktion (*Same-Event*-Spektrum) auf das Spektrum aller Zerfallspaare unterschiedlicher Reaktionen (*Mixed-Event*-Spektrum) normiert werden. Hierzu werden die Massenspektren zunächst integriert und anschließend die daraus resultierenden Zählraten auf den gleichen Wert gesetzt, um sie letztendlich voneinander subtrahieren zu können. Da das *Mixed-Event*-Spektrum aber den Untergrund beschreibt, muss aus nachfolgend genannten Gründen besonderes Augenmerk auf die Normierungsregion geworfen werden. Der über das *Mixed-Event*-Verfahren erzeugte Untergrund soll eine exakte Nachbildung des Untergrundes aus unkorrelierten Zerfallsteilchen im *Same-Event*-Spektrum sein. Im Bereich der erwarteten Masse des untersuchten Teilchens herrscht im Idealfall aber eine Korrelation der untersuchten Zerfallspaare und damit eine Anhäufung von Ereignissen, die im *Mixed-Event*-Spektrum nicht auftaucht. Würde also im gesamten Bereich einschließlich dieser Massenregion normiert werden, würde dies zu einer Überschätzung des *Mixed-Event*-Untergrundes führen, da die Anzahl der Ereignisse im gesamten invarianten *Same-Event*-Massenspektrum idealerweise um genau die Anzahl der korrelierten, zum Signal beitragenden Zerfallsteilchen erhöht ist. Die Normierung erfolgt demnach im Massenbereich abseits des Signals, um eine Überhöhung des Untergrundes zu

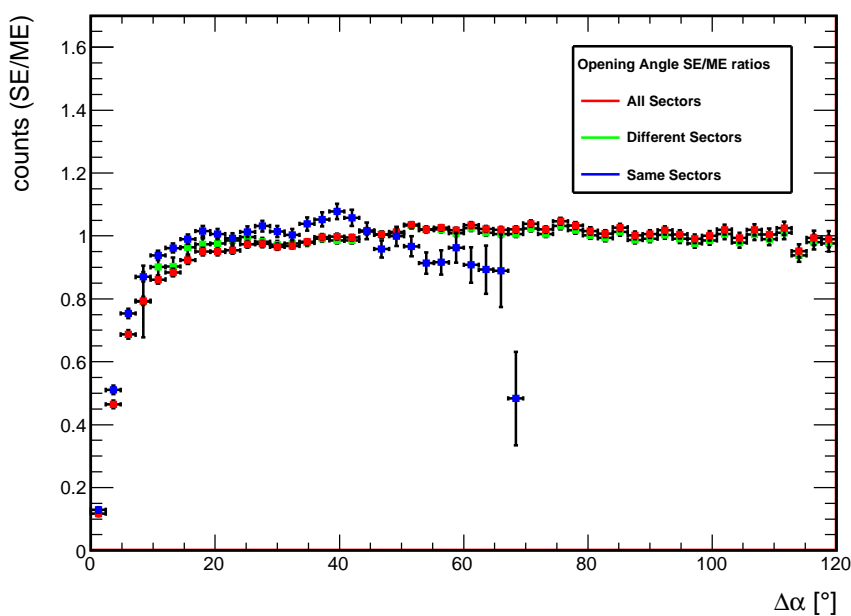
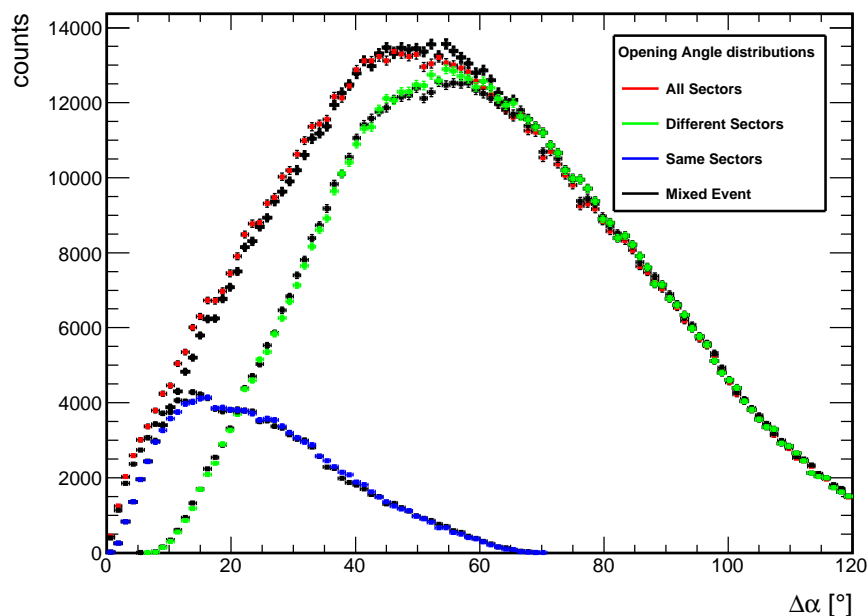


Abbildung 4.18: Öffnungswinkelverteilungen von ${}^3\text{He}$ - und π^- -Paaren. Jeweils verglichen werden die Verteilungen für *Same-Event*- und *Mixed-Event*-Kandidaten unter der Bedingung, dass die Detektion entweder nur in gleichen (blau), verschiedenen (grün) oder in allen (rot) Sektoren stattfand, wobei das rote Spektrum die Summe der beiden anderen Verteilungen bildet. Die untere Abbildung zeigt das Verhältnis für die drei verschiedenen Konfigurationen zu ihren jeweiligen Verteilungen im *Mixed-Event* (schwarz). Die Verteilungen für die Kandidaten aus gemischten Ereignissen zeigen Unterschiede für die Betrachtung gleicher Sektoren, da lediglich hier der im Text beschriebene Effekt nahegelegener Spuren auftreten kann.

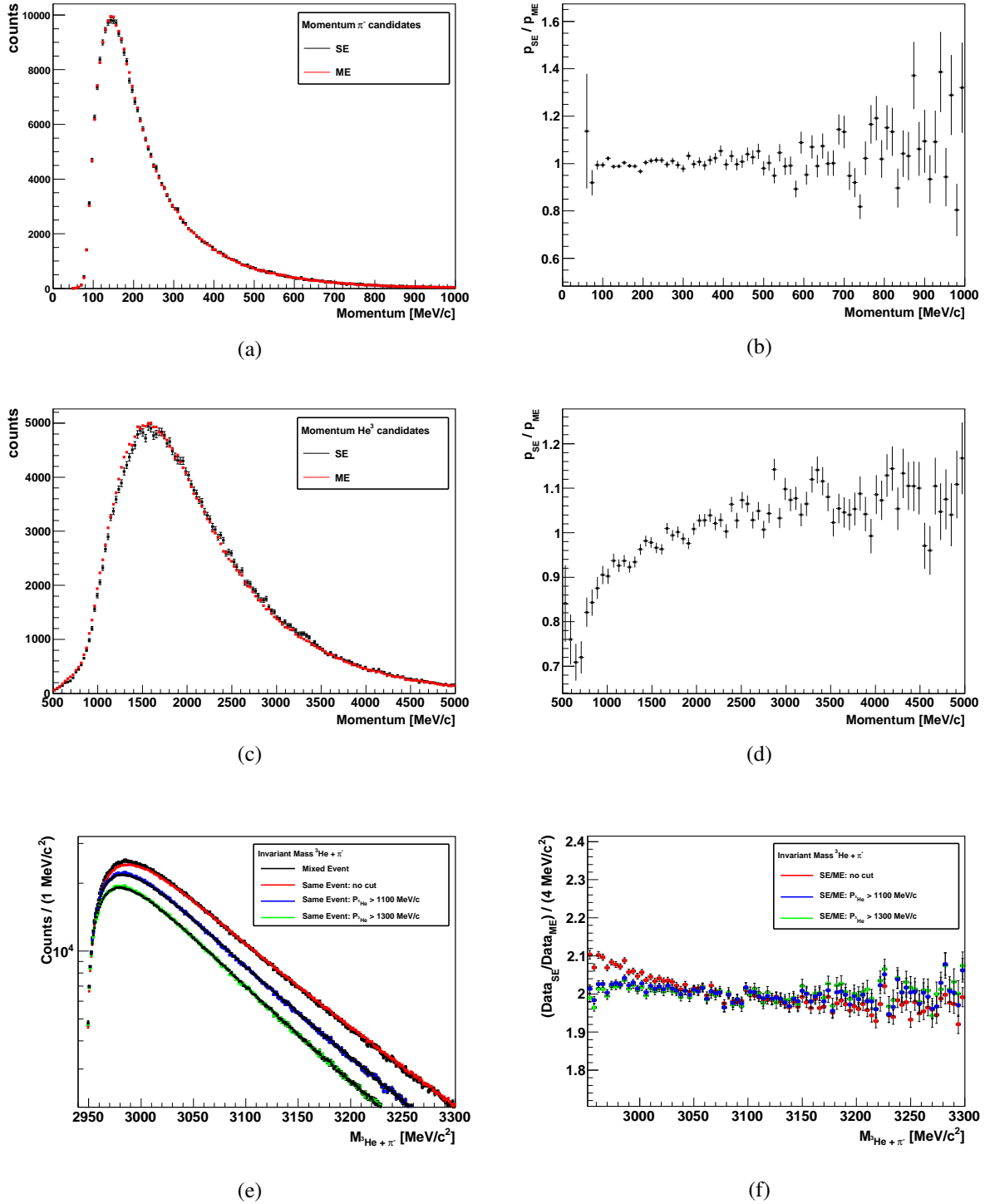


Abbildung 4.19: Impulsverteilungen der (a) ${}^3\text{He}$ - und (c) π^- -Kandidaten aus einem Ereignis (schwarz) und verschiedenen Ereignissen (rot) sowie deren jeweiliges Verhältnis in (b) bzw. (d). Die Impulsverteilung der ${}^3\text{Helionen}$ zeigt in niedrigen Bereichen nicht zu vernachlässigende Diskrepanzen, die sich auch auf das invariante Massenspektrum (e) übertragen. Der Unterschied (f) zwischen *Same-Event*- und *Mixed-Event*-Verteilung (rot) kann durch Ausschluss niedriger Impulse ($p > x$) beseitigt werden (grün, blau).

verhindern.⁸

Abbildung 4.20 zeigt exemplarisch aufeinander normierte invariante *Same-Event*- und *Mixed-Event*-Massenspektren nach Berücksichtigung aller oben aufgeführten Besonderheiten. Es handelt sich hierbei um das gleiche *Same-Event*-Spektrum, das mittels Simulationen und der *Track-Embedding*-Methode mit Hypertritononen angereichert und bereits in Abbildung 4.12 (a) verwendet wurde. Die Abbildung zeigt eine ausgezeichnete Übereinstimmung des über die *Mixed-Event*-Methode simulierten Untergrundes mit dem unkorrelierten Untergrund aus den Daten.

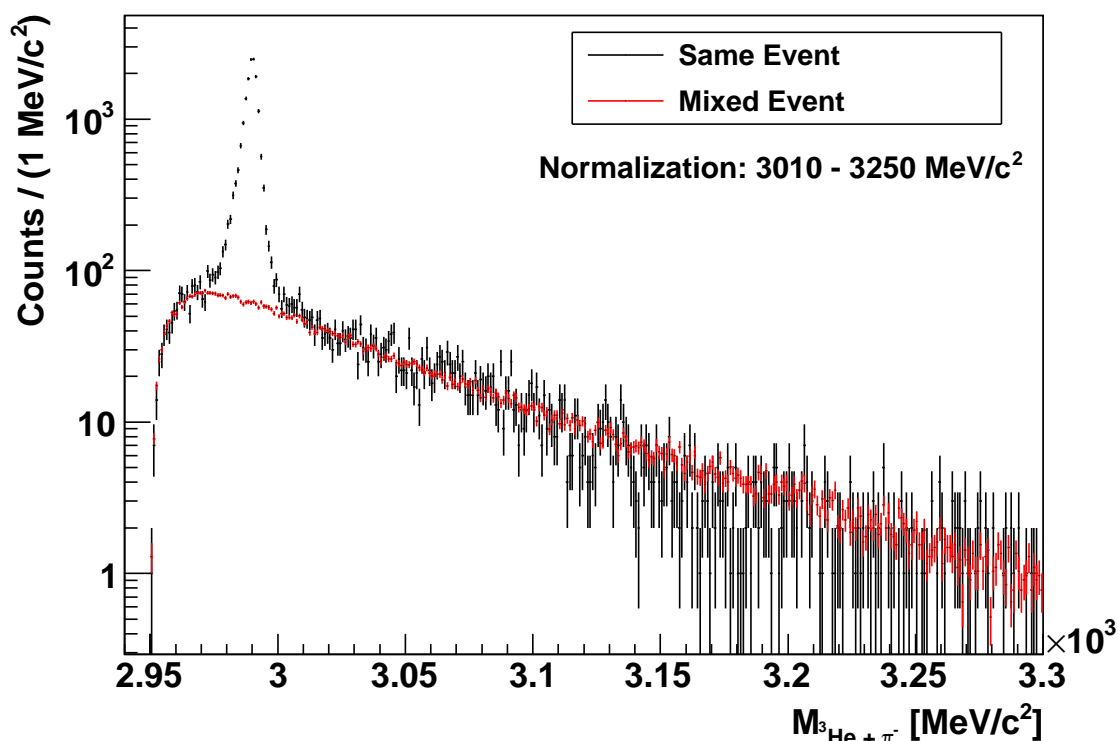


Abbildung 4.20: Beispiel von *Same-Event*- (schwarz) und *Mixed-Event*-Spektrum (rot). Das schwarze Spektrum setzt sich aus simulierten, in Daten eingebetteten Ereignissen zusammen. Das *Mixed-Event*-Spektrum zeigt eine hervorragende Beschreibung des Untergrundes der Daten.

⁸Falls das untersuchte Teilchen in der Reaktion nicht produziert wurde und somit keine korrelierten Ereignisse im Spektrum zweier Zerfallsteilchen auftauchen, würde eine Normierung im gesamten Bereich der invarianten Massenverteilung zu gleichem Ergebnis führen.

4.5 Weitere Überlegungen zur Auswahl der Hypertritonkandidaten

Zwei hilfreiche Observablen einer Schwerionenreaktion sind die bereits in Abschnitt 4.1.2 eingeführte Rapidität y und der transversale Impuls p_t . Der Transversalimpuls beschreibt die Impulskomponente senkrecht zur Strahlrichtung und ist definiert als

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}.$$

Aufgrund der eingeschränkten Akzeptanz und Effizienz des HADES-Spektrometers (siehe Kapitel 2) ist die Messung geladener Teilchen nur in einem Teilbereich des Phasenraums möglich. In Abbildung 4.21 ist der Transversalimpuls identifizierter ${}^3\text{He}$ -Ionen gegen deren Rapidität aufgetragen. Dieses Spektrum zeigt deutlich die Phasenraumverteilung aller ${}^3\text{He}$ -Kandidaten und den vom Detektor geometrisch abgedeckten Messbereich in den Flugzeitwänden TOF und TOFino. Diese Verteilung sollte sich von der des Hypertritons nur unwesentlich unterscheiden, da das Helion aufgrund seiner relativ großen Masse, verglichen mit der des anderen Zerfallsprodukts π^- , nach dem Zerfall in etwa die gleiche Kinematik aufweist. Wie ebenfalls in Abschnitt 4.1.2 erwähnt wurde, liegt die Schwerpunktrapidität im Ar+KCl-Stoßsystem etwa bei $y_{cm} = 0,86$. Da nahezu alle Einträge im Spektrum unterhalb dieser Rapidität liegen, deutet dies, im Schwerpunktsystem betrachtet, auf eine bevorzugte Produktion in Rückwärtsrichtung hin. Unter der Annahme einer Produktion des Hypertritons über Koaleszenz eines Λ -Hyperons mit den Projektilfragmenten und unter Bezug auf die gemessenen Rapiditätsverteilungen leichter Fragmente in Ar+KCl [45], kann eine maximale Produktionsrate im Bereich um $y \approx 0,25$ erwartet werden. Dieser Bereich hat auch im Spektrum aus Abbildung 4.21 ein Maximum. Des Weiteren können gemäß diesem Produktionsmechanismus hohe Transversalimpulse von der Analyse ausgeschlossen werden, da die Geschwindigkeiten sich in der Region der Strahlfragmente bewegen, die nahezu keine Transversalgeschwindigkeit besitzen.

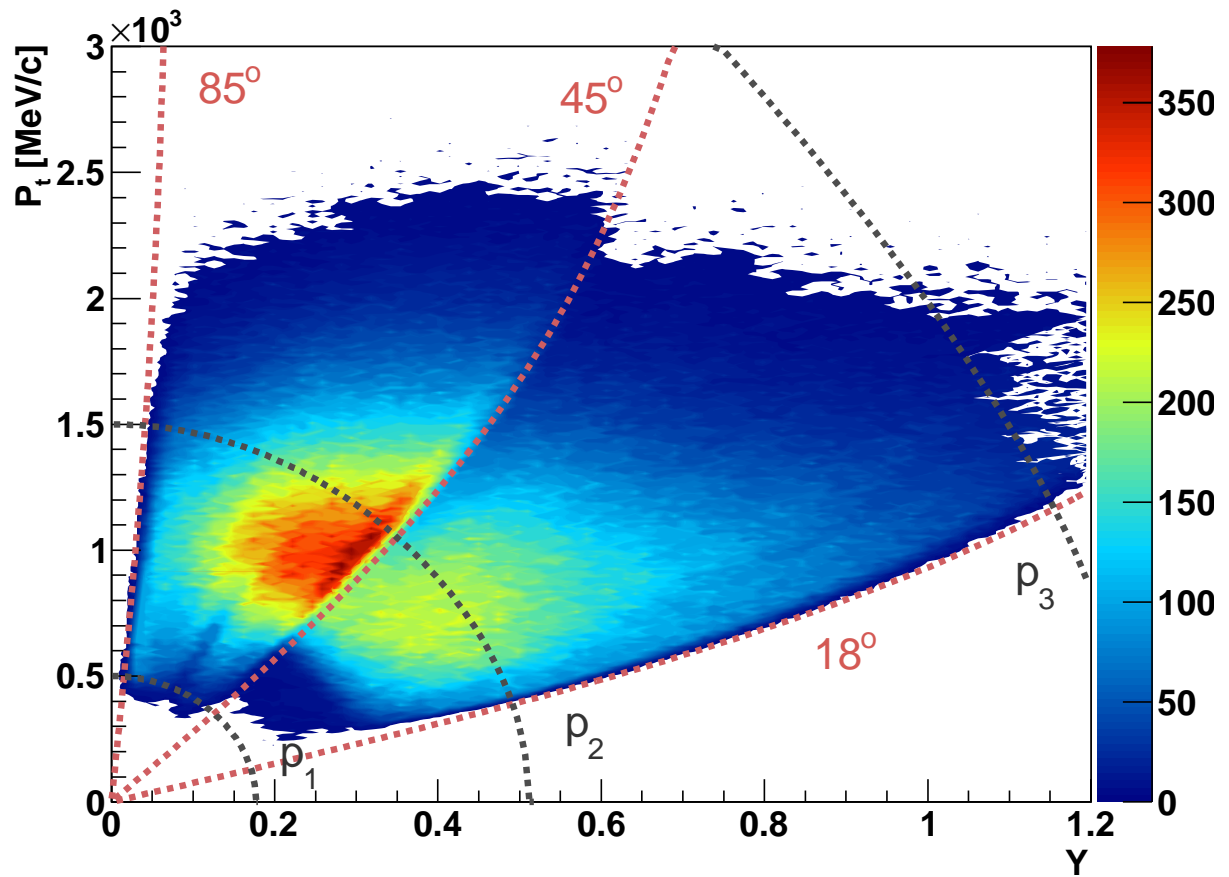


Abbildung 4.21: P_t - y -Spektrum für ${}^3\text{He}$. Aus dieser Verteilung können Schlüsse auf die Phasenraumverteilung des Hypertritons geschlossen und darüber Kriterien zur weiteren Auswahl der Kandidaten angesetzt werden. Ebenfalls eingezeichnet ist die geometrische Akzeptanz des Detektors (gestrichelte rote Linien). Der obere linke Bereich beinhaltet Ereignisse aus der TOF-, der untere rechte aus der TOFino-Region.

Kapitel 5

Ergebnisse und Diskussion

5.1 Anwendung der Analysemethodik auf Strahldaten

Nachdem die einzelnen Schritte der Analysemethodik ausführlich in den vorigen Kapiteln erläutert wurden, soll das daraus bezogene Wissen kombiniert und auf die mit dem HADES-Experiment im Ar+KCl-Stoßsystem gemessenen Daten in allumfassender Statistik angewendet werden.

Zur Übersicht werden die einzelnen Schritte grob zusammengefasst: Gemäß der in Unterabschnitt 4.2.1 erklärten Identifizierungsmethode werden die Kandidaten für die Zerfallsteilchen ${}^3\text{He}$ und π^- ausgewählt und ihnen die jeweilige nominelle Masse zugeordnet. Anschließend werden alle aus einem Ereignis stammenden Kandidaten miteinander kombiniert und über deren Öffnungswinkel sowie die jeweiligen Impulse mit Hilfe von Gleichung 3.10 die invariante Masse berechnet. Wird dies für alle gemessenen Ereignisse wiederholt, führt dies zu einem Spektrum für die invariante Masse aller Zerfallskandidaten, die in einem Ereignis auftraten – das sogenannte *Same-Event*-Spektrum. Dieses besteht neben den korrelierten, zum Signal beitragenden Zerfallspartnern auch aus den Beiträgen unkorrelierter ${}^3\text{He}$ - π^- -Paare, die in der Summe den Untergrund bilden. Um diesen zu reduzieren, werden Schnitte auf die Zerfallstopologie des Hypertritons angewendet, die über systematische Untersuchungen mit Hilfe von Simulationen abgeschätzt wurden. Anschließend erfolgt eine Rekonstruktion des verbliebenen Untergrundes mit Hilfe der in Abschnitt 4.4 beschriebenen *Mixed-Event*-Methode. Das resultierende Spektrum wird als *Mixed-Event*-Spektrum bezeichnet und vom *Same-Event*-Spektrum subtrahiert, um im abgezogenen invarianten Massenspektrum idealerweise nur noch Beiträge korrelierter Zerfallspaare zu haben. Unter diesen Beiträgen sollte sich das Hypertriton-Signal befinden.

Zusammenfassend sind sämtliche in der Analyse erarbeiteten Schnittgrößen und Konditionen in Tabelle 5.1 dargestellt. Diese sind bis auf wenige Ausnahmen in einem gegebenen Bereich variabel, je nachdem ob das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis oder die Signifikanz optimiert wird. Daher handelt es sich bei den eingetragenen Zahlen um Richtwerte, die zu jedem Zeitpunkt der Analyse geändert werden konnten und auch wurden.

Der obere Teil der Abbildung 5.1 zeigt die endgültigen, aufeinander normierten invarianten *Same-Event*- sowie *Mixed-Event*-Massenspektren. Ihre Verteilungen haben bis auf kleine sta-

Teilchenidentifizierung (Kapitel 4.2.1)		
Schnitt	${}^3\text{He}$	π^-
χ_{RK}	< 20	< 850
χ_{META}	< 8	< 4
χ_{outer}	< 50	< 50
χ_{inner}	< 50	< 50
dE/dx_{MDC}	> 10	-
Zerfallstopologie (Kapitel 4.2.2)		
d_v	> 20 mm	
d_3	> 10 mm	
d_t	< 8 mm	
d_1	< 6 mm	
$\Delta\alpha$	> 17°	
Zerfallsvertex > Ereignisvertex		
Mixed-Event-Untergrund (Kapitel 4.4)		
ΔM_{ult}	Differenz Multiplizitäten	= 0
d_{EV}	Abstand Ereignisvertices	< 3 mm
Δt_{Events}	Zeitdifferenz kombin. Ereignisse	wenige Minuten (1 hld-file)
ΔM_{inv}	Normierungsbereich	3010 – 3250 MeV/c^2
$P_{{}^3\text{He}}$	Impuls des ${}^3\text{Helions}$	> 1000 MeV/c

Tabelle 5.1: Zusammenfassung aller angewendeten Schnitte und Systematiken in der Hypertriton-Analyse.

tistische Fluktuationen die gleiche Form. Der untere Teil zeigt die Differenz beider Spektren, in der eine Gleichverteilung aller Einträge um Null zu beobachten ist. Es tritt kein signifikantes Signal hervor.

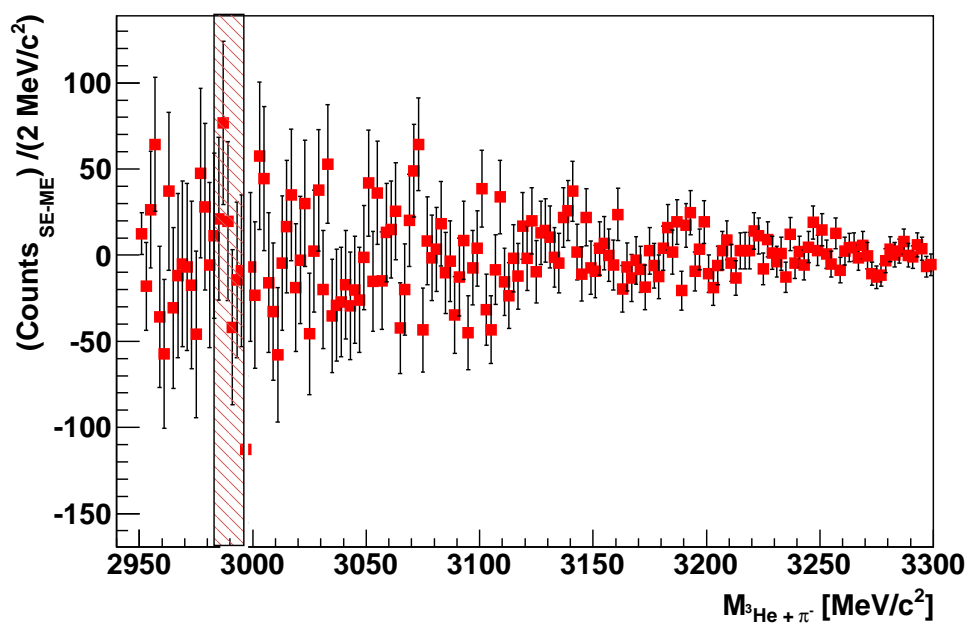
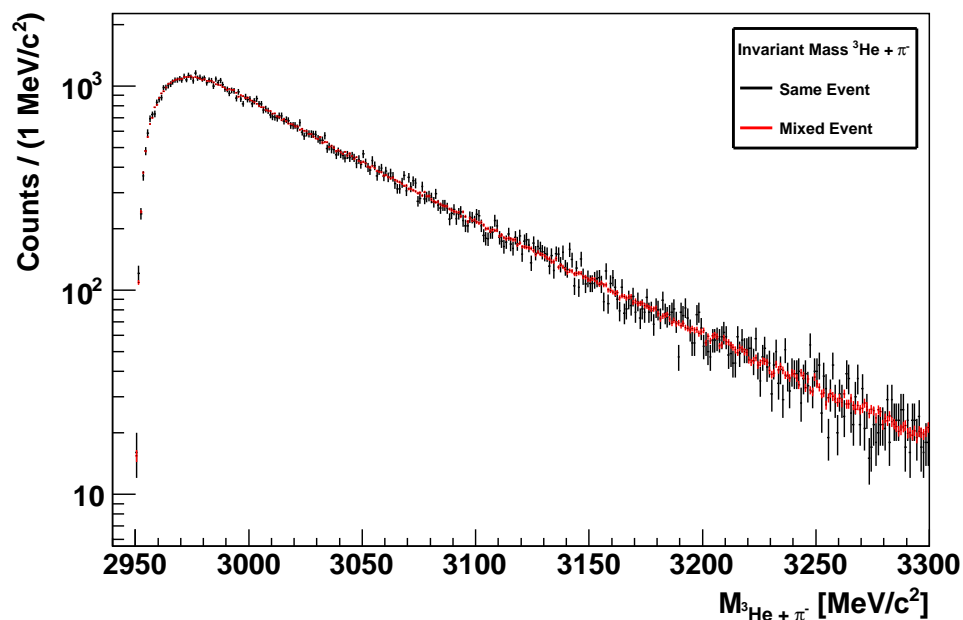


Abbildung 5.1: Oben: Finale invariante Massenspektren mit allen Schnitten für Ereignisse aus derselben (*Same-Event*) (schwarz) sowie aus unterschiedlichen Reaktionen (*Mixed-Event*) (rot) aufeinander normiert. Unten: Eine Gleichverteilung der Einträge um eine hypothetische Nulllinie ist im abgezogenen invarianten Massenspektrum zu beobachten, die auf statistische Fluktuationen zurückzuführen ist. Es ist kein Anzeichen eines Hypertriton-Signals zu erkennen. Der markierte Bereich zeigt die erwartete Region des Signals.

5.2 Oberes Limit der Hypertriton-Produktion

Wie in Abschnitt 5.1 gezeigt wurde, liefert die in Kapitel 4 vorgestellte Analyse kein Hypertriton-Signal im invarianten Massenspektrum kombinierter ${}^3\text{He}-\pi^-$ -Paare. Nichtsdestotrotz kann anhand der Daten ein oberes Limit für die Produktion des Hypertritons angegeben werden. Dieses Limit gibt die minimale Anzahl an Hypertritononen an, ab der eine Rekonstruktion im invarianten Massenspektrum aus Abbildung 5.1 mit ausreichender Signifikanz möglich wäre.

5.2.1 Feldman-Cousins-Methode

Die Feldman-Cousins-Methode bietet eine Möglichkeit zur Berechnung des oberen Produktionslimits [47]. Diese Methode wurde für den Umgang mit extrem seltenen Signalen wie beispielsweise in Neutrino-Experimenten entwickelt. Sie wird auf das Spektrum aus Abbildung 5.1 angewendet und gibt an, wieviele Hypertritononen in einem selbst gewählten Konfidenzintervall, in diesem Fall von 99,999%, maximal produziert wurden. Die Motivation für die Wahl des Konfidenzintervalls folgt im nächsten Unterkapitel 5.2.2.

Zunächst muss der Untergrund der Daten beschrieben werden, wozu in der vorliegenden Analyse das *Mixed-Event*-Spektrum verwendet werden kann. Alternativ können zur Untergrundbeschreibung die Daten des *Same-Event*-Spektrums auch mit einer Polynomialfunktion außerhalb der erwarteten Signalregion angepasst werden. Im Anschluss werden die Zählraten sowohl im *Same-Event*- als auch im *Mixed-Event*-Spektrum in der erwarteten Region der invarianten Masse des Hypertritons integriert, die als Input für die Feldman-Cousins-Methode dienen. Diese liefert anschließend die maximale Zählrate $N_{FC} = 570$. Daraufhin kann die erhaltene Zählrate durch den in Abschnitt 4.3.2 ermittelten Akzeptanz- und Effizienzfaktor $acc \cdot eff_{rec} = (1,4 \pm 0,13) \cdot 10^{-3}$ für thermische bzw. $acc \cdot eff_{rec} = (1,031 \pm 0,054) \cdot 10^{-3}$ für über Koaleszenz produzierte Hypertritononen dividiert werden, um die Anzahl insgesamt produzierter Hypertritononen zu erhalten. Die auf diese Weise berechnete Zahl entspricht einer Multiplizität von $\text{Mult}_{FC}(\text{therm}) = 5,518 \cdot 10^{-4}$ bzw. $\text{Mult}_{FC}(\text{coal}) = 7,493 \cdot 10^{-4}$ Ereignissen pro Level-1-getriggerte Reaktion. Gleichzeitig liefert die Methode ein unteres Limit, das in diesem Fall selbstverständlich bei Null liegt, da die beiden Integrale im betrachteten Massenbereich in etwa gleich sind und somit das Spektrum vom Untergrund dominiert wird.

Diese Annäherung basiert ausschließlich auf der vorliegenden Statistik im betrachteten Spektrum. Systematische Unsicherheiten der Analyse, die im invarianten Massenspektrum zu Tage treten, gehen nicht in die Berechnung ein.

Um den systematischen Fehler dieser Methode abzuschätzen, wurden einerseits das invariante Massen- und Untergrundspektrum in mehreren Bereichen integriert und die Abweichungen beobachtet. Der Fehler beträgt etwa 6,2%.

Andererseits muss der Umstand berücksichtigt werden, dass die Methode rein von der Statistik vorliegender Messdaten, also der Anzahl an Ereignissen in den integrierten Bereichen in den invarianten Massenspektren in dieser speziell angewendeten Analyse, abhängt. Die Anzahl der Teilchen im invarianten Massenspektrum gemessener Daten ist abhängig von den in Tabelle 5.1 aufgelisteten Analysebedingungen. Da die angewandten Schnitte in den Daten zu keinem signifikanten Signal führen und in den meisten Fällen zwar physikalisch motiviert sind, aber nur

abgeschätzte Bereiche angeben, muss die Methode ebenfalls auf die invarianten Massenspektren angewandt werden, die nach Variation der Schnittwerte entstehen. Der daraus resultierende Fehler kann auf etwa 45% geschätzt werden.

Es ergibt sich somit für die Multiplizität des oberen Limits der Hypertriton-Produktion ein Wert von $\text{Mult}_{FC}(\text{therm}) = (5,518 \pm 2,483 \pm 0,342) \cdot 10^{-4}$ bzw. $\text{Mult}_{FC}(\text{coal}) = (7,493 \pm 3,371 \pm 0,465) \cdot 10^{-4}$, die innerhalb der Fehler übereinstimmen. Da der zweite Wert ein höheres oberes Limit angibt, wird dieser zum weiteren Vergleich verwendet.

5.2.2 Einbettung simulierter Hypertritononen in gemessene Daten

Da die Feldman-Cousins-Methode ein rein statistisches Verfahren darstellt und systematische Unsicherheiten in der Analyse nicht berücksichtigen kann, wird eine weitere Möglichkeit zur Abschätzung des oberen Produktionslimits, unter Zuhilfenahme simulierter Hypertritononen, verwendet. Hierzu werden simulierte Hypertritononen in die kompletten Daten eingebettet, wie bereits in Kapitel 4.1.1 vorgestellt wurde. Anschließend wird die gleiche, in Kapitel 4 ausführlich beschriebene Analyse, wie für rohe, gemessene Daten durchlaufen und die Zählrate der rekonstruierten Hypertritononen bestimmt. Entscheidend hierbei ist die Anzahl der simulierten Hypertritononen, die in die Daten eingebettet werden. Diese soll derart gewählt werden, dass eine Hypertriton-Rekonstruktion nach Durchlauf der Analyse am Rande der Durchführbarkeit ist. Als Qualitätsmerkmal kann hierbei die Signifikanz des erhaltenen Signals bestimmt werden, die einen Wert von 4,6 überschreiten sollte. Es handelt sich bei diesem Wert um die Signifikanz, die in der erfolgreichen Analyse des selten produzierten Ξ^- -Baryons, welches an der Grenze der möglichen Nachweisbarkeit liegt, berechnet wurde [7]. Dieser Signifikanzwert entspricht einer Wahrscheinlichkeit von 99,999%, dass das beobachtete Signal tatsächlich ein Signal ist.

Da in der Feldman-Cousins-Methode als Multiplizität für das obere Limit der höhere Wert $\text{Mult}_{FC}(\text{coal})$ ausgewählt wurde, der über den Akzeptanz- und Rekonstruktionseffizienzfaktor für Hypertritononen, die über Koaleszenzprozesse produziert wurden, berechnet wurde, werden in dieser Methode ebenfalls nur jene simulierten Hypertritononen eingebettet, um anschließend die Resultate vergleichen zu können

Da die Anzahl eingebetteter simulierter Hypertritononen bekannt ist, lässt sich anschließend die Multiplizität berechnen. Andererseits kann auch hier wiederum über den in Kapitel 4.3.2 ermittelten Akzeptanz- und Effizienzfaktor $acc \cdot eff_{rec}$ die Gesamtzählrate und darüber die Multiplizität bestimmt werden. Um den für diesen Faktor bestimmten Fehler nicht in die Berechnung des oberen Limits fortzupflanzen, wird erstgenannter Weg gegangen. Es ergibt sich eine Multiplizität von $\text{Mult}_{embedd} = 2,96 \cdot 10^{-4}$ pro Level-1-getriggerte Reaktion.

Abbildung 5.2 zeigt die Verteilungen des Same-Event- und Mixed-Event-Massenspektrums sowie das subtrahierte Spektrum.

Im Gegensatz zur Feldman-Cousins-Methode bezieht sich diese Vorgehensweise direkt auf die Rekonstruierbarkeit der produzierten Teilchen mit dem HADES-Detektor, bezieht also sowohl die Statistik als auch die Systematik der Analyse direkt mit ein. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers der über dieses Verfahren bestimmten Multiplizität wird die Anzahl eingebetteter Hypertritononen soweit reduziert, bis sie in den systematischen Strukturen des invarianten Massenspektrums nicht mehr erkennbar sind. Dieser Fehler trägt zum oberen Limit etwa zu 31,4% bei.

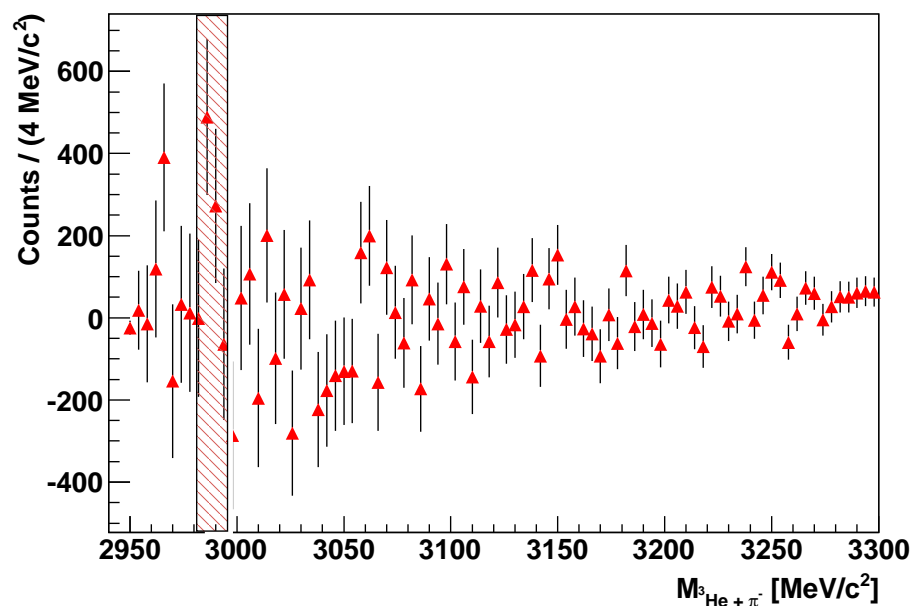
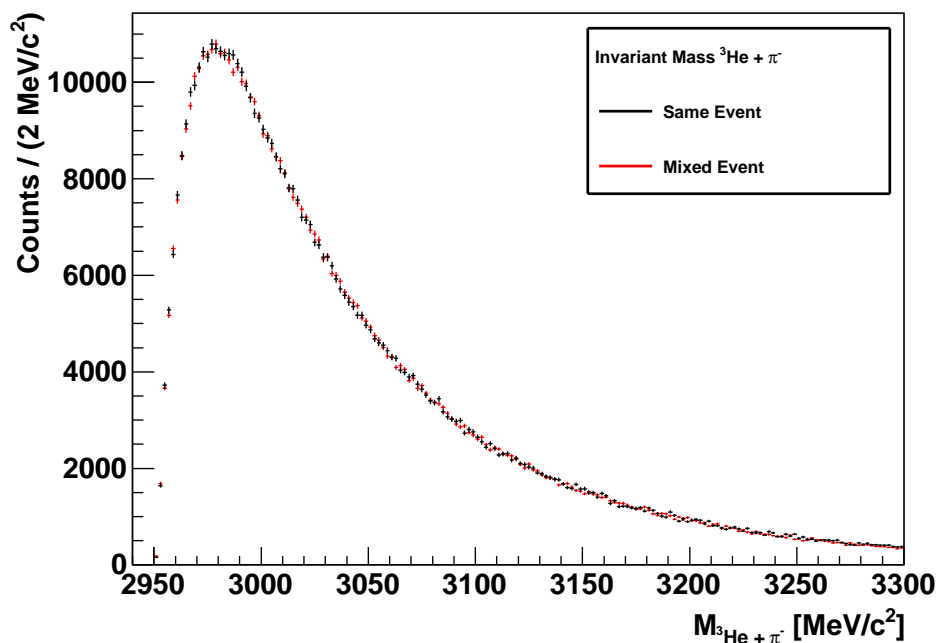


Abbildung 5.2: In die Daten eingebettete Hypertritonon zur Bestimmung des oberen Produktionslimits. **Oben:** Finale, aufeinander normierte invariante Massenspektren mit allen Schnitten für Ereignisse aus derselben (*Same-Event*) (schwarz) sowie aus unterschiedlichen Reaktionen (*Mixed-Event*) (rot). **Unten:** Das subtrahierte invariante Massenspektrum zeigt im Bereich der Hypertriton-Masse ein Signal, das eine Signifikanz größer 4,6 aufweist. Der markierte Bereich zeigt die Region des Signals.

Einen weiteren Beitrag zum systematischen Fehler liefert der Normierungsbereich. Um diesen zu bestimmen, wird das invariante Massenspektren in mehreren Bereichen normiert, anschließend der Mittelwert der Zählraten und deren Standardabweichung berechnet. Es ergibt sich ein Fehler von etwa 22,6%.

5.2.3 Vergleich der Resultate

Der Vergleich der in Tabelle 5.2 zusammengefassten, resultierenden Multiplizitäten für das obere Limit der Produktion des Hypertritons, bestimmt über die in 5.2 vorgestellten Methoden, zeigt innerhalb der Fehler eine gute Übereinstimmung der Multiplizitäten, die über die zwei verschiedenen Methoden bestimmt wurden.

Methode	Multiplizität
Feldman-Cousins	$(7,493 \pm 3,371 \pm 0,465) \cdot 10^{-4}$
Einbettung simulierter ${}^3_{\Lambda}H$ in Daten	$(2,96 \pm 0,93 \pm 0,67) \cdot 10^{-4}$

Tabelle 5.2: Vergleich der Multiplizitäten für das obere Limit über die Feldman-Cousins-Methode sowie über die Einbettung simulierter Hypertritonen in Daten.

In Tabelle 5.3 sind erneut, wie bereits in Kapitel 1.2.1, die Multiplizitäten aller im Stoßsystem Ar+KCl bei einer Energie von $E_{lab} = 1,76$ AGeV mit HADES gemessenen, seltsamen Teilchen sowie die der Pionen aufgeführt. Zusätzlich wurde hier das Hypertriton eingefügt. Gewählt wurde hierbei der über die zweite Methode ermittelte Wert $Mult_{embedd}$, da dieser sowohl die Statistik als auch die Systematik der Analyse einbezieht. Zum Wert der ermittelten Multiplizität sei weiterhin angemerkt, dass der angegebene Fehler effektiv zu einer Verschiebung des oberen Limits zu einer höheren Multiplizität führt. Für die Einbettungsmethode liegt das 'maximale' obere Limit daher bei $4,56 \cdot 10^{-4}$.

Es bietet sich ein Vergleich der erhaltenen Multiplizität mit den Ξ^{-} -Baryonen oder Φ -Mesonen, die weit unterhalb der Schwelle produziert, jedoch erfolgreich rekonstruiert werden konnten, an. Die Multiplizitäten für das obere Limit der Hypertriton-Produktion liegen etwa in der Größenordnung der Multiplizitäten dieser seltenen, seltsamen Hadronen und stimmen innerhalb der Fehler gut mit diesen überein. Ein Ergebnis in dieser Größenordnung für eine obere Grenze entspricht also auch den Erfahrungen, die durch gerade noch rekonstruierbare seltene Hadronen bei ähnlichen experimentellen Bedingungen gewonnen wurden. Falls eine Produktion des Hyperkerns in diesem System stattfand, so muss die Multiplizität unterhalb des über diese Methode ermittelten Grenzwertes liegen.

Angenommen, das Hypertriton würde mit der über die zweite Methode berechneten Produktionsrate erzeugt werden, so betrüge das Verhältnis zur Λ -Produktion:

$$\left. \frac{N_{\Lambda^3 H}}{N_{\Lambda}} \right|_{embedded} = (7,24 \pm 3,94) \cdot 10^{-3} \hat{=} (0,724 \pm 0,394)\%.$$

Teilchen	Multiplizität	Referenz
π^-	$3.9 \pm 0.1 \pm 0.1$	[5]
K_s^0	$(1.15 \pm 0.05 \pm 0.09) \cdot 10^{-2}$	[5]
K^+	$(2.8 \pm 0.2 \pm 0.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$	[6]
K^-	$(7.1 \pm 1.5 \pm 0.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$	[6]
Φ	$(2.6 \pm 0.7 \pm 0.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$	[6]
Ξ^-	$(2.3 \pm 0.9) \cdot 10^{-4}$	[7]
$\Lambda + \Sigma^0$	$(4.09 \pm 0.1 \pm 0.17) \cdot 10^{-2}$	[8]
$\Sigma^+ + \Sigma^-$	$(0.75 \pm 0.65) \cdot 10^{-2}$	Glg. 1.1 [8]
${}^3_{\Lambda}H$: Einbettung in Daten	$(2, 96 \pm 0, 93 \pm 0, 67) \cdot 10^{-4}$	–

Tabelle 5.3: Multiplizitäten seltener Teilchen, die im Stoßsystem Ar+KCl mit HADES vermessen wurden, wie bereits in Abschnitt 1.2.1 gezeigt wurde. Zusätzlich eingetragen ist das obere Limit zur Produktion des Hypertritons für die zwei unterschiedlichen Methoden.

In [48] werden mit Hilfe eines dynamischen Koaleszenzmodells, das mit einem Transportmodell gekoppelt ist [49], die Produktionsraten diverser Teilchen, unter ihnen auch ${}^3_{\Lambda}H$ und das Λ -Hyperon, in verschiedenen, symmetrischen Stoßsystemen bei einer Strahlenergie von $E_{lab} = 1$ AGeV bestimmt. Darunter befindet sich das Ar+Ar-Kollisionssystem, dessen Größe näherungsweise mit der des vorliegenden Ar+KCl-Systems verglichen werden kann. In diesem Fall wird für gleiches Verhältnis im Rapiditätsbereich von $-1 < y < 1$ ein Wert von 0,12% vorausgesagt, der in der gleichen Größenordnung wie der in dieser Analyse bestimmte Wert liegt. Leichte Unterschiede können allerdings in der Verschiedenheit der Systeme, sprich der Strahlenergie und Systemgröße, begründet liegen, wobei sich in diesem Zusammenhang die Frage stellt, inwieweit das Produktionsverhältnis der beiden Teilchen abhängig von diesen Größen ist.

Das FOPI-Experiment sagt in vorläufigen Resultaten für gleiches Verhältnis einen Wert von etwa 50% voraus. Diese relativ hohe Produktionsrate des Hypertritons wird allerdings nur in einem eingeschränkten Phasenraumbereich beobachtet. Eine Betrachtung lediglich dieser Phasenraumregion liefert im Ar+KCl-Stoßsystem bei 1,76 AGeV mit HADES allerdings, wie im restlichen vom Detektor abgedeckten Phasenraum, kein Anzeichen einer Hypertriton-Produktion.

5.3 Zusammenfassung

Untersucht wurde das mit HADES gemessene Ar+KCl-Kollisionssystem bei einer Strahlenergie von $E_{Lab} = 1,76$ AGeV im Hinblick auf die Produktion des Hyperkerns Hypertriton ${}^3_{\Lambda}H$. Für die Rekonstruktion wurde, wie für andere im Detektor zerfallende Teilchen gewöhnlich, das invariante Massenspektrum der Tochterpartikel 3He und π^- betrachtet. Der über das Mixed-Event-Verfahren konstruierte Untergrund wird vom invarianten Massenspektrum abgezogen, was in diesem Fall zu keinem Hypertriton-Signal führte. Über Simulationen von Hypertriton, die

zum einen thermisch und zum anderen über Koaleszenz produziert wurden, konnte gezeigt werden, dass die Rekonstruktion mit dem HADES-Detektor mit einer kombinierten Akzeptanz- und Rekonstruktionseffizienz von $\text{acc} \cdot \text{eff}_{rec} = (0,14 \pm 0,013)\%$ bzw. $\text{acc} \cdot \text{eff}_{rec} = (0,1031 \pm 0,0054)\%$ möglich ist. Mit Hilfe der in diesem Kapitel vorgestellten, rein auf Statistik basierenden Feldman-Cousins-Methodik konnte ein oberes Limit für die Produktion des Hypertritons für die vorliegende Analyse angegeben werden. Ein weiteres Vorgehen zum selben Zweck wurde geschildert, das simulierte Hypertritenen in gemessene Daten einbettet, bis eine Rekonstruktion des Teilchens gerade noch durchführbar ist. Dieses vernachlässigt im Gegensatz zu erstbesagter Methode nicht die systematischen Unsicherheiten im invarianten Massenspektrum, die in der vorliegenden Analyse gegenüber den statistischen Fehlern dominieren. Es konnten für das obere Limit die Multiplizitäten $\text{Mult}_{FC} = (7,493 \pm 3,371 \pm 0,465) \cdot 10^{-4}$ bzw. $\text{Mult}_{embed} = (2,96 \pm 9,3 \pm 6,7) \cdot 10^{-4}$ bestimmt werden, die innerhalb ihrer Fehler gut übereinstimmen. Das Resultat beider Methoden ist in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen gerade noch erfolgreich rekonstruierter, seltsamer Teilchen mit geringer Produktionswahrscheinlichkeit in diesem Stoßsystem und Vorhersagen theoretischer Modelle.

Literaturverzeichnis

- [1] J. Hakim, *The Story of Science: Aristotle Leads the Way*. Smithsonian Books, 2004. 1
- [2] T. Galatyuk, private communication. 4, 21
- [3] A. Enokizono, *Space-time evolution of hot and dense matter probed by Bose-Einstein correlation in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*. Ph.D. thesis, University of Hiroshima, Higashi-Hiroshima, Japan, 2004. 6, 12
- [4] F. Uhlig, *Systematische Untersuchung der Emission geladener Teilchen in Ni+Ni Reaktionen bei SIS-Energien*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2004. 7
- [5] G. Agakishiev et al. (HADES Collaboration), Phys. Rev. C 82, 044907, 2010. 8, 83
- [6] G. Agakishiev et al. (HADES Collaboration), Phys. Rev. C 80, 025209, 2009. 8, 83
- [7] G. Agakishiev et al. (HADES Collaboration), Phys. Rev. Lett. 103, 132301, 2009. 8, 80, 83
- [8] G. Agakishiev et al. (HADES Collaboration), Eur. Phys. J. A47:21, 2011, arXiv:1010.1675v3 [nucl-ex]. 8, 83
- [9] M. Lorenz, *Geladene Kaonen Produktion in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Fachbereich Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2008. 9, 10, 16, 41, 44
- [10] L. Rehnisch, *Seltsame Resonanzen in Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756A GeV*. Master Thesis, Fachbereich Physik, Goethe-Universität Frankfurt, Frankfurt, 2011. 9, 10, 44, 51, 52, 65
- [11] A. E. Nelson und D. B. Kaplan, *Strange condensate realignment in relativistic heavy ion collisions*. Physics Letter B, 192:193, 1987. 9
- [12] I. N. Mishustin, J. Schaffner-Bielich and B. Jakob, *In-medium kaon production at the mean-field level*. Nucl. Phys., A 625:325, 1997. 9
- [13] A. Schmah, *Produktion von Seltsamkeit in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV mit HADES*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2008. 10, 16, 21, 28, 29, 41, 44, 67

- [14] http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/PR_display.asp?prID=1075 10
- [15] J. M. Lattimer, M. Prakash, *Science* 304, 536, 2004. 11
- [16] H. Kamada, J. Golak, K. Miyagawa, H. Witala, W. Gloeckle *Pi-mesonic decay of the hypertriton*. *Phys. Rev. C* 57, 1595-1603, 1998. 11
- [17] M. Juric et al., *Nucl. Phys. B* 52, 1973. 11
- [18] T. Mart et al., *Electromagnetic Production of the Hypertriton*. *Nucl. Phys. A* 640 (1998) 235-258, July 14, 2011. 11
- [19] G. Keyes et al., *Phys. Rev. D* 1, 66, 1970; *Phys. Rev. Lett.* 20, 819, 1968; *Nucl. Phys. B* 67, 269, 1973. 11
- [20] M. Block et al., *Proc. Sienna Int. Conf. on Elementary Particles*, ed. G. Bernardini and G. P. Puppi, Bologna: Societa de Fisica, page 62, 1963. 11
- [21] H. Petersen, J. Steinheimer, G. Burau, M. Bleicher and H. Stöcker, *Phys. Rev. C* 78, 044901, 2008. 11
- [22] H. Petersen, M. Bleicher, S. A. Bass and H. Stöcker, arXiv:0805.0567 [hep-ph]. 11
- [23] J. Steinheimer, M. Bleicher, H. Petersen, S. Schramm, H. Stöcker and D. Zschiesche, *Phys. Rev. C* 77, 034901, 2008. 11
- [24] J. Steinheimer, K. Gudima, A. Botvina, I. Mishustin, M. Bleicher, H. Stöcker, *Hypernuclei, dibaryon and antinuclei production in high energy heavy ion collisions: Thermal production vs. Coalescence*. arXiv:1203.2547v1 [nucl-th]. 12, 14
- [25] V. D. Toneev, N. S. Amelin, K. K. Gudima and S. Y. Sivoklov, *Nucl. Phys. A* 519, 463C, 1990. 12
- [26] N. S. Amelin, K. K. Gudima, S. Y. Sivoklov and V. D. Toneev, *Sov. J. Nucl. Phys.* 52, 172, 1990. 12
- [27] V. D. Toneev and K. K. Gudima, *Nucl. Phys. A* 400, 173C, 1983. 12
- [28] ALICE Collaboration: Ramona Lea, *Light Hypernuclei Production in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE at LHC*. 13
- [29] The STAR Collaboration: Sonia Kabana, *Selected Highlights from the STAR Experiment at RHIC*. 2010. 13
- [30] The STAR Collaboration: B. I. Abelev et al., *Observation of an Antimatter Hypernucleus* arXiv:1003.2030v1 [nucl-ex], 2010. 13
- [31] E864 Collaboration: T. A. Armstrong et al., *Production of H-3(Lambda) and H-4(Lambda) in central 11.5 GeV/c Au plus Pt heavy ion collisions*. *Phys. Rev. C* 70, 024902, 2004. 13

- [32] The HADES collaboration, *The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES*. The European Physical Journal A, 41:243-277, 2009. 16, 64
- [33] J. Markert, *Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES-Experimentes*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2005. 19, 64
- [34] D. Belver et al., Nucl. Instrum. Meth. A602:788-791, 2009. 21
- [35] D. Belver et al., Nucl. Instrum. Meth. A602:687-690, 2009. 21
- [36] A. Blanco et al., Nucl. Instrum. Meth. A602:691-695, 2009. 21
- [37] J. Pietraszko et al., *Start detector test*. Internal report, HADES, 2005. 24
- [38] E. Berdermann, *CVD-Diamond Detectors in Heavy-Ion Applications*. 2003. 24
- [39] J. Knoll, J. Cugnon and J. Randrup, *Participant intimacy - a cluster analysis of the intra-nuclear cascade*. Nuclear Physics, A 360, 1981. 26
- [40] S. Bass et al., Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions, Prog. Part. Nucl. Phys., 41:225-370, 1998. 26
- [41] F. Krizek, *Study of inclusive electron-positron pair production in collisions of Ar+KCl at 1.756 A GeV*. Dissertation, 2008. 27
- [42] A. Rustamov, *Exclusive η Meson Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 2.2 GeV with the HADES Spectrometer and High Resolution Tracking*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2006. 29
- [43] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Journal of Physics G 37 075021, 2010. 36, 44
- [44] M. Lorenz, *Vector meson production in p+Nb reactions and statistical particle production in Ar+KCl collisions*. Dissertation, to be published in 2012. 38
- [45] H. Schuldes, *Produktion leichter Fragmente in Ar+KCl-Kollisionen bei 1,76A GeV*. Master Thesis, Fachbereich Physik, Goethe-Universität Frankfurt, Frankfurt, 2012. 43, 73
- [46] A. Balanda et al., *The HADES Pre-Shower Detector*. Nucl. Instrum. Meth., A531. 64
- [47] G. J. Feldman and R.D. Cousins, *Unified approach to the classical statistical analysis of small signals*. Phys. Rev. D57, 3873, 1998. 79
- [48] Z. Song et al., *Hypertriton and light nuclei production at Λ -production subthreshold energy in heavy-ion collisions*. Chinese Physics C, Vol. 35, No. 8, August 2011. 83
- [49] L. P. Csernai, J. I. Kapusta, Phys. Rep. 131: 223, 1986. 83

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich besonders bei Prof. Dr. Joachim Stroth bedanken, der mir die Möglichkeit gab, in seiner Arbeitsgruppe nach der Bachelor- auch meine Masterarbeit zu machen. Trotz gefülltem Terminkalender hilft er zwischendrin gerne mit konstruktiven inhaltlichen Ratschlägen, wobei mich in diesem Zusammenhang besonders sein physikalisches Grundwissen beeindruckt, mit dem er seinen Studenten Sachverhalte grundlegend und anschaulich erklären kann. Nicht zuletzt aufgrund dieser Fähigkeit sah ich mich motiviert nach seiner Vorlesung zur Kernphysik mein Glück in dieser Gruppe zu versuchen.

Einen Großteil meiner Arbeit brachte ich mit meinem Betreuer Manuel Lorenz zu, dem ich an dieser Stelle ebenfalls ausdrücklich danken möchte. Es ist sicherlich nicht leicht bei drei(einhalb) Studenten den Überblick über alle Themen zu behalten und vor allem die Zeit aufzubringen, wenn man nebenbei selbst mit einem gebrochenen Arm seine Doktorarbeit zu Ende bringen muss. Er hat diesen Spagat problemlos hinbekommen und bot jedem eine ausgezeichnete Betreuung, was die anderen zweieinhalb sicherlich bestätigen würden. Um es mit den Worten des sagenumwobenen Walter Frosch auszudrücken: Ein Manuel Lorenz spielt nur in der A-Klasse...oder in der Weltauswahl.

Eine weitere Hauptanlaufstelle während dieser knapp anderthalb Jahre war Jochen Markert. Ich verstehe nicht, wie er nebenbei Zeit findet, seine eigene Arbeit zu verrichten, da er ununterbrochen damit beschäftigt ist, andere Leute, besonders Studenten, bei ihren Tätigkeiten zu unterstützen.

Weiterhin bedanke ich mich bei meiner ehemaligen Mitbewohnerin und guten Freundin Laura Rehnisch mit der sich die Zusammenarbeit als überaus produktiv gestaltete, was nicht nur in der Ähnlichkeit der Themen begründet lag, sondern auch an ihrer vergleichbaren Sichtweise zum Verständnis physikalischer Sachverhalte. Im gleichen Atemzug möchte ich auch Heidi Schuldes danken, die ich wohl noch etwas länger an der Backe habe. :)

Ich danke Romain Holzmann, Burkhard Kolb, Tetyana Galatyuk, Christian Müntz, Ingo Froehlich, sowie Wolfgang und Ilse Koenig und meinen Mitstudenten Katharina Gill, dem Bachelor, Claudia Behnke und Erik Krebs.

Ich möchte mich außerdem noch bei Marianne Frey für ihren aufopferungsvollen Einsatz in sämtlichen administrativen Angelegenheiten bedanken.

Für ihre Unterstützung bedanke ich mich bei meiner Mutter, meinem Vater sowie Hildegard Witt. Ich danke meinen Freunden, die das Studium zu einer wirklich angenehmen Zeit machten. Ein spezielles Dankeschön geht an Friedrich Freund.

Das Beste kommt zum Schluss: Ich danke meiner Freundin Alexandra Cleve.