

Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik

Produktion der $\Sigma(1385)$ -Resonanz in
Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756 AGeV

Bachelorarbeit

22. Juli 2009

Vorgelegt von: Laura Rehnisch
geb. am: 20.08.1987
Studiengang: Physik

Zusammenfassung

Im September und Oktober 2005 wurde mit dem HADES-Spektrometer am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt ein Experiment durchgeführt, bei dem Argon-Kerne mit einer kinetischen Strahlenergie von 1.756 AGeV auf ein Kaliumchlorid-Target geschossen wurden. Nach den mit HADES vermessenen Stoßsystemen p+p, d+p und C+C handelt es sich hierbei um das erste Experiment mit schweren Ionen.

In dieser Arbeit wird die Nachweismöglichkeit der geladenen $\Sigma(1385)$ -Resonanz mit HADES, das in erster Linie nicht zur Hadronenidentifikation, sondern zur Untersuchung von Dileptonen gebaut wurde, anhand von experimentellen Daten untersucht. Bei der $\Sigma(1385)$ -Resonanz handelt es sich um ein Teilchen mit einem Strange-Quark, das bei der gegebenen Energie unterhalb seiner Nukleon-Nukleon-Schwelle produziert wird. Die genaue Kenntnis aller produzierten Teilchen mit Strangeness-inhalt ist wichtig, da die Produktionsraten der verschiedenen Strangeness enthaltenden Teilchen über den Strangeness-Austausch-Prozess gekoppelt sind und um über die Tatsache, dass Strangeness unter der starken Wechselwirkung erhalten ist, Rückschlüsse auf die Produktionsraten nicht detektierbarer Teilchen, wie z.B. der geladenen Σ -Hyperonen, ziehen zu können.

Bei dieser Arbeit handelt es sich neben den Untersuchungen der FOPI-Kollaboration um die erste Analyse von $\Sigma(1385)$ im SIS-Energiebereich.

Zum Nachweis der $\Sigma(1385)$ -Resonanz, die in ein neutrales Λ -Hyperon und ein geladenes Pion zerfällt, wird zunächst ein reines, ca. 81700 Teilchen umfassendes Λ -Samples erstellt, zu welchem anschließend Pionen kombiniert werden. Zur Untergrundreduktion werden geometrische Schnitte auf die Vertices angebracht und aufgrund der bei schwereren Systemen höheren Teilchenmultiplizität wird eine verfeinerte Spurauswahl angewandt. Der kombinatorische Untergrund wird sowohl mit dem Mixed-Event-Verfahren als auch mit der Sideband-Methode simuliert und abgezogen.

Die Rekonstruktion eines möglichen $\Sigma(1385)$ -Signals erweist sich allerdings als schwierig, da sich durch den berechneten Untergrund das Spektrum nicht vollständig beschreiben lässt. Ein deutliches Signal kann durch das Zusammenfassen mehrerer Bins rekonstruiert werden, was weitergehende Untersuchungen erfordert (siehe hierzu Kapitel 4).

Abstract

Using the HADES spectrometer at the heavy ion synchrotron (SIS) at the Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt some experiments with light systems like p+p, d+p and C+C were conducted and evaluated. In September and October 2005 the first experiment with heavy ions (Argon beam on potassium chloride target) was made with a kinetic beam energy of 1.756 AGeV.

The purpose of this thesis is to find out if the charged $\Sigma(1385)$ resonance can be detected by the HADES spectrometer which was not built for hadron analysis but for measuring dileptons. That resonance which contains a strange quark, is produced beyond its nucleon nucleon threshold at the given beam energy. It is important to know the amount of all strangeness containing particles because their production rates are coupled via the strangeness exchange process. Apart from that it is important for being able to make suggestions about the produced strange particles which cannot be detected, by utilising the conservation of strangeness by strong interaction.

Apart from the investigations made by the FOPI collaboration this is the first analysis of $\Sigma(1385)$ at SIS energies.

$\Sigma(1385)$ decays into a neutral Λ hyperon and a charged pion, so at first a high purity Λ sample (containing about 81700 Λ s) has to be created which is then combined with a second pion. To reduce the background several geometrical cuts on vertices were applied and because of the high multiplicity in heavy systems an improved track selection was made. The combinatorial background was simulated by the mixed event technique and the sideband method and subtracted from the spectrum.

The reconstruction of the $\Sigma(1385)$ signal turned out to be difficult because it is not possible to describe the spectrum properly with the calculated background. A definite signal can be reconstructed by changing the bin size which still needs further discussions (as described in chapter 4).

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	v
Abbildungsverzeichnis	vii
Tabellenverzeichnis	viii
1 Einleitung und Motivation	1
1.1 Kernmaterie	1
1.1.1 Physikalische Fragestellungen	1
1.2 Schwerionenreaktionen	3
1.2.1 Observable	4
1.3 $\Sigma(1385)$ -Produktion	4
1.3.1 Teilchenproduktion	4
1.3.2 $\Sigma(1385)$	5
1.3.3 Strangeness-Erhaltung	5
1.3.4 Theoretische Vorhersagen	6
1.4 Vorangegangene Experimente am SIS	7
1.4.1 Das KaoS-Experiment	7
1.4.2 Das FOPI-Experiment	7
1.5 Zielsetzung und Gliederung dieser Arbeit	7
2 Das HADES-Spektrometer	9
2.1 Zielsetzung und Eigenschaften	9
2.2 Die Komponenten	10
2.2.1 Der Start-/Veto-Detektor	10
2.2.2 Das Magnetspektrometer	10
2.2.3 Der META-Detektor	11
2.3 Das Trigger- und Datenaufnahmesystem	12
2.4 Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung	12
2.4.1 Spursegmentierung	12
2.4.2 Impulsbestimmung	12
3 Datenanalyse	15
3.1 Das Experiment	15
3.2 Datenkalibrierung	15
3.3 Spurselektion	16
3.3.1 Verfeinerte Spurauswahl	16

3.4	Zentralitätsauswahl	16
3.5	$\Sigma(1385)$ -Identifikation	17
3.5.1	Λ -Sample	18
3.5.2	Kombination des zweiten Pions	22
3.5.3	Untergrundanpassung	27
4	Ergebnisse und Diskussion	29
4.1	Rekonstruktion des $\Sigma(1385)$ -Signals	29
4.1.1	Rekonstruktion ohne Bedingungen an das Pion	29
4.1.2	Rekonstruktion mit zusätzlichen Bedingungen an das kombinierte Pion	31
4.1.3	Rekonstruktion mit zusammengefassten Bins - keine Spurschnitte	32
4.1.4	Rekonstruktion mit zusammengefassten Bins - Spurschnitte, nur TOF-Pionen	33
4.2	Diskussion	35
4.2.1	Probleme bei der Untergrundanpassung	35
4.2.2	Statistische Fehler und Binning	35
4.2.3	Vergleich mit dem statistischen Modell	35
4.2.4	Vergleich mit FOPI-Ergebnissen	36
4.3	Ausblick	36
A	Anpassung des $\Sigma(1385)$-Untergrundes mithilfe der Sideband-Methode	39
B	Deuteronen im Bereich des TOF-Detektors	41
C	χ^2-Anpassungstest	45
	Literaturverzeichnis	47

Abbildungsverzeichnis

1.1	Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie	2
1.2	Zustandsgleichung der Kernmaterie	3
1.3	Teilchenmultiplizitäten nach dem statistischen Modell	6
2.1	Das HADES-Spektrometer	9
2.2	Schematische Darstellung von HADES	10
3.1	Multiplizitäts- und Stoßparameterverteilung	17
3.2	$\Sigma(1385)$ -Zerfall	18
3.3	$p - \pi^-$ -Invariantes Massenspektrum ohne Schnitte	18
3.4	Schema Λ -Spurschnitte	19
3.5	Spurqualitätsvariablen der Spuren von Proton und Pion	20
3.6	Vertex-Größen	21
3.7	Λ -Sample	22
3.8	$\Lambda - \pi$ -Invariantes Massenspektrum (nur Λ -Schnitte)	23
3.9	Spurqualitätsvariablen der Pionen-Spuren	24
3.10	Verteilungen der $\Sigma(1385)$ -Variablen	25
3.11	Korrelationen zwischen den Verteilungen der Schnittgrößen	26
3.12	$\Lambda - \pi$ -Invariantes Massenspektrum (weitere Schnitte)	27
3.13	Sideband-Bereiche	28
4.1	$\Lambda^0 - \pi^+$ -invariantes Massenspektrum (vor und nach Untergrundabzug)	30
4.2	$\Lambda^0 - \pi^-$ -invariantes Massenspektrum (vor und nach Untergrundabzug)	30
4.3	$\Lambda^0 - \pi^+$ -invariantes Massenspektrum mit zusätzlichen π -Schnitten	31
4.4	$\Lambda^0 - \pi^-$ -invariantes Massenspektrum mit zusätzlichen π -Schnitten	32
4.5	Rekonstruiertes $\Sigma(1385)$ -Signal mit verändertem Binning und ohne Spur-Schnitte	33
4.6	Rekonstruiertes $\Sigma(1385)$ -Signal mit verändertem Binning und zusätzlichen Schnitten	34
4.7	Von FOPI rekonstruiertes $\Sigma(1385)$ -Signal	36
4.8	Rekonstruiertes $\Sigma(1385)$ -Signal	37
A.1	$\Lambda - \pi$ -invariantes Massenspektrum vor und nach Abzug des Sideband-Untergrundes	40
B.1	Spurqualitätsvariablen der Deuteronen-Spuren	42
B.2	$\frac{dE}{dx}$ -Schnitt im TOF-Detektor	42
B.3	$\frac{dE}{dx}$ -Schnitt in den Driftkammern	43
B.4	Energieverlust-Impuls-Spektrum mit und ohne Schnitte	43
B.5	Massenspektrum mit Schnitten	44

Tabellenverzeichnis

3.1	Strahl- und Tragetdaten	15
3.2	Lambda-Schnitte	22
3.3	$\Sigma(1385)$ -Schnitte	26

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

1.1 Kernmaterie

Mit knapp 4 % macht Kernmaterie, sogenannte baryonische Materie, nur einen kleinen Bruchteil der Materie in unserem Universum aus ¹. Dennoch ist ihre Erforschung für uns ungeheuer wichtig, da wir, unser Planet, alle anderen Himmelskörper und alles, was wir sehen, aus ihr besteht. Die Untersuchung von Kernmaterie hat in den vergangenen Jahrzehnten viele Fragen aufgeworfen. So ist zum Beispiel bis heute nicht vollständig geklärt, wie die Masse der Nukleonen zu Stande kommt. Die Summe der Massen der Quarks, aus denen z.B. das Proton besteht, ist mit einigen $\frac{MeV}{c^2}$ um ein Vielfaches kleiner als die Protonenmasse mit $938 \frac{MeV}{c^2}$.

Des Weiteren sind die Beschreibung von Kernmaterie durch eine Zustandsgleichung (Equation of State, EOS), die Erforschung des Phasendiagramms, sowie die Suche nach sogenannten In-Medium-Effekten, die sich durch Veränderung von Hadroneneigenschaften unter extremen Bedingungen bemerkbar machen, Gegenstand der aktuellen Forschung.

1.1.1 Physikalische Fragestellungen

Abhängig von Dichte und Temperatur kommt Kernmaterie in verschiedenen Phasen vor. Normale Kernmaterie existiert bei Temperaturen unterhalb von $10 MeV$ und bei Dichten nahe der Grundzustandsdichte von Kernmaterie, ρ_0 ². Bei größeren Dichten, aber niedrigen Temperaturen, wie es zum Beispiel im Inneren von Neutronensternen der Fall ist, vermutet man eine feste Phase. Die gasförmige Phase, das Hadrongas, wird z.B. als Ergebnis von Nukleon-Nukleon-Stößen bei relativistischen Energien bei $T < 100 MeV$ und $\rho < \rho_0$ erzeugt. Werden Temperatur und Dichte noch weiter erhöht, wird der Einschluss der Quarks in die Hadronen aufgebrochen und es entsteht ein Quark-Gluon-Plasma.

¹Laut dem Ergebnis der WMAP-Mission besteht unser Universum zu 4.27% aus baryonischer Materie, zu 20.7% aus dunkler Materie und zu 74.2% aus dunkler Energie [Dun08]

²Ein unendlich ausgedehntes System aus Kernmaterie bei $T = 0$ und ohne äußeren Druck hat eine Dichte von $\rho_0 = 0.17$ Nukleonen $f m^{-3}$

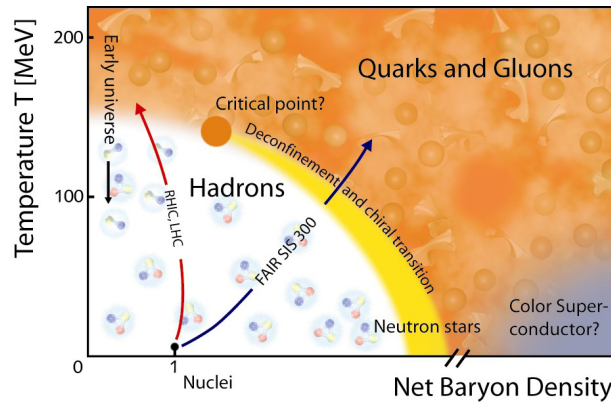


Abbildung 1.1: Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie in Anlehnung an das Phasendiagramm von Wasser. Eingezeichnet ist die Grenze zwischen Hadronengas und Quark-Gluon-Plasma. Links des kritischen Punktes wird ein kontinuierlicher Phasenübergang erwartet, rechts eine scharfe Phasengrenze.

Es stellt sich die Frage nach der Art der Phasenübergänge zwischen normaler Kernmaterie bzw. Hadronengas und Quark-Gluon-Plasma und ob es im Phasendiagramm einen kritischen Punkt gibt. Ein weiteres Ziel der Schwerionenphysik, das mit Experimenten am Schwerionensynchrotron an der GSI verfolgt wird, ist es, die Kernmaterie analog zur Beschreibung eines Gases in der Thermodynamik durch eine Zustandsgleichung (EOS), also eine Verknüpfung von drei Zustandsgrößen, wie innere Energie, Temperatur und Dichte, zu beschreiben. Dies ist nur möglich, wenn während der Schwerionenkollision für kurze Zeit ein Gleichgewichtszustand angenommen wird. Die Schwerpunktsenergie E_{cm} der Reaktion wird aufgeteilt in thermische innere Energie E_{th} und Kompressionsenergie E_c . Wie viel Energie nötig ist, um ein System aus Kernmaterie zu komprimieren, wird durch die Inkompressibilität K_∞ angegeben.

$$K_\infty = 9\rho_0^2 \left[\frac{d^2 E_c}{d\rho^2} \right]_{\rho=\rho_0} \quad (1.1)$$

Bei kleinen Inkompressibilitäten wird die EOS „weich“, bei größeren „hart“ genannt. Für weitere Details siehe [C.S01].

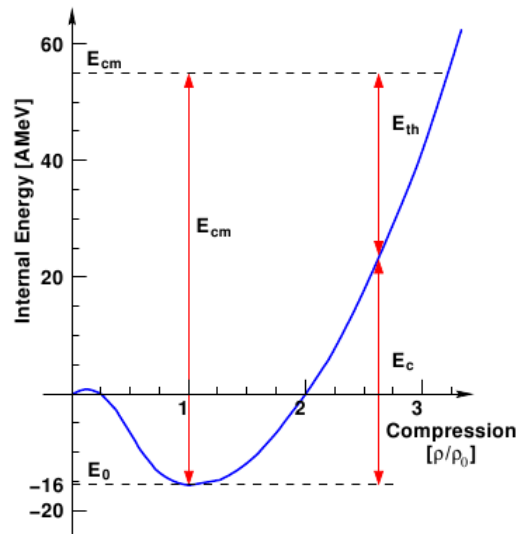


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Zustandsgleichung (EOS) von Kernmaterie bei $T=0$. $\rho = \rho_0$, $E_0 = -16 \text{ MeV}$. In einer Kollision mit der Schwerpunktsenergie E_{cm} spaltet sich die Energie auf in thermische (E_{th}) und Kompressionsenergie (E_c)

Eine wichtige Rolle für das Verständnis astrophysikalischer Phänomene spielt die Zustandsgleichung in Neutronensternen. Je weicher die EOS, desto leichter lässt sich die Materie durch den herrschenden Gravitationsdruck komprimieren und desto eher wird die kritische Dichte für den Kollaps zum schwarzen Loch überschritten (siehe auch [JSBB97]).

Eine andere Fragestellung der aktuellen Forschung ist die Untersuchung von In-Medium-Effekten. Es wird vermutet, dass sich die Anwesenheit von umgebender dichter Kernmaterie auf ein darin eingeschlossenes Hadron auswirkt. Dies könnte sich in einer Veränderung der Hadronenmassen bemerkbar machen: Hadronen, deren Potential bezogen auf die Nukleonen in ihrer Umgebung repulsiv ist, erfahren eine Zunahme der effektiven Masse, während sich die effektive Masse von Teilchen mit einem attraktiven Hadron-Nukleon-Potential verringert [JSBB97].

1.2 Schwerionenreaktionen

Um die verschiedenen Phasen von Kernmaterie untersuchen zu können, müssen bestimmte Bedingungen, wie hohe Dichte bzw. hohe Temperatur, vorliegen. Da solche Zustände in der Natur nur im fernen Kosmos, z.B. in Neutronensternen bzw. Supernovaexplosionen anzutreffen sind, muss man sie künstlich erzeugen. Zu diesem Zweck, der Untersuchung von Kernmaterie unter Extrembedingungen, werden Schwerionenreaktionen durchgeführt. Die Geometrie einer solchen Reaktion, bei der Nukleonen mit hoher Energie aufeinander geschossen werden, kann durch den Vektor der Strahlteilchengeschwindigkeit und den Stoßparameter b beschrieben werden, welche zusammen die Reaktionsebene aufspannen. Der Stoßparameter ist der Abstand zwischen den Mittelpunkten der stoßenden Teilchen. Er gibt Auskunft über die Zentralität eines Stoßes. Je kleiner b , desto zentraler der Stoß, d.h. desto mehr an der Reaktion teilnehmende Nukleonen (Partizipanden) gibt es. Kollisionen mit größerem Stoßparameter nennt man periphere Reaktionen. Bei zentralen Stößen sind die emittierten Teilchen azimuthal symmetrisch, bei peripheren sind Muster in den Emissionsspektren zu erkennen.

1.2.1 Observable

Da Schwerionenreaktionen auf sehr kurzen Zeitskalen stattfinden (ca. 10^{-22} s), ist es nicht möglich, sie direkt zu beobachten. Es ist also notwendig, mit Hilfe von Modellen aus den Reaktionsprodukten Schlüsse auf den Ablauf eines solchen Prozesses zu ziehen. Hierbei gibt es zwei wesentliche Beobachtungsgrößen, die helfen, die abgelaufenen Reaktionen zu verstehen:

Zum einen betrachtet man die Impulsverteilung der Teilchen im Ausgangskanal und zum anderen sucht man nach Anisotropien in ihrer Winkelverteilung.

1.3 $\Sigma(1385)$ -Produktion

1.3.1 Teilchenproduktion

Beim Zusammenstoß zweier Gegenstände wird kinetische Energie in andere Energieformen, wie Wärme, Deformationsenergie, etc. umgewandelt. Analog verhält es sich bei der Kollision zweier Schwerionen. Es wird Bewegungsenergie in innere Anregungsenergie der stoßenden Teilchen umgewandelt und es entstehen wegen der Äquivalenz von Energie und Masse neue Teilchen. Hierbei werden leichtere Teilchen bereits bei niedrigeren Energien erzeugt, für die Produktion eines schwereren Teilchens ist eine höhere Einschussenergie von Nöten. So liegt die kinetische Schwellenenergie zur Erzeugung des mit einer Masse von $140 \frac{MeV}{c^2}$ leichtesten Mesons, des Pions, in der resonanten Reaktion



bei 0.28 GeV, wenn auf ein ruhendes Nukleon geschossen wird. Um die $\Sigma(1385)$ -Resonanz zu erzeugen, werden höhere Energien benötigt, da es eine größere Masse besitzt als das Pion und darüber hinaus ein s-Quark enthält. Quarks mit der Eigenschaft Strangeness kommen in gewöhnlicher Materie nicht vor und müssen erst erzeugt werden. Da Strangeness eine Erhaltungsgröße der starken Wechselwirkung ist, muss mit diesem s-Quark auch sein Antiteilchen, das \bar{s} -Quark produziert werden. Dies kann zum Beispiel in dieser Reaktion geschehen:



wobei das zur $\Sigma(1385)$ -Resonanz angeregte Nukleon das s-Quark und das positive Kaon das gleichzeitig erzeugte \bar{s} -Quark enthält. Die kinetische Schwellenenergie hierfür liegt in Nukleon-Nukleon-Stößen mit einem stationären Target bei 2.35 AGeV. Obwohl im hier betrachteten Stoßsystem Ar+KCl nur eine kinetische Strahlenergie von 1.756 AGeV im Laborsystem zur Verfügung stand, hat man dennoch Teilchen mit Strangenessinhalt beobachtet.

Die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie wird berechnet durch

$$\sqrt{s} = \sqrt{(m_P c^2)^2 + (m_T c^2)^2 + (E_P + m_P c^2) 2m_P c^2}, \quad (1.4)$$

wobei m_P und m_T für die Projektil- bzw. Targetmasse stehen (bei N-N-Reaktionen gilt $m_{P,T} = m_{Nukleon} = 938 \frac{MeV}{c^2}$) und E_P die kinetische Energie pro Nukleon (1.756 GeV) bezeichnet, und ergibt sich für diese Reaktion zu $\sqrt{s} = 2.61 GeV$.

Die Schwellenenergie zur Teilchenproduktion $\sqrt{s_{th}} = \Sigma(m_i c^2)$ ergibt sich aus der Summe der Massen der im Ausgangskanal befindlichen Teilchen zu $\sqrt{s_{th}} = 2.817 GeV$. Die im CM-System zur Verfügung stehende Energie liegt also 206 MeV unterhalb der NN-Schwellenenergie für die Produktion, woraus deutlich wird, dass die positiven Kaonen und die $\Sigma(1385)$ -Hyperonen selbst in dieser

für die Erzeugung der $\Sigma(1385)$ -Resonanz energetisch günstigsten Reaktion unterhalb ihrer Nukleon-Nukleon-Schwelle produziert werden.

Eine Möglichkeit, die noch fehlende Energie im Schwerpunktsystem für die Teilchenproduktion in direkten NN-Stößen aufzubringen, ist die Hinzunahme des Fermi-Impulses von max. $300 \frac{MeV}{c}$. Diese Impulsverteilung entsteht, da sich geladene Nukleonen nicht in Ruhe, sondern auf Grund des Pauli-Prinzips in verschiedenen Energieniveaus befinden.

Des Weiteren können Teilchen mit Strangenessinhalt unterhalb ihrer Schwelle über mehrstufige Prozesse gebildet werden. Dies ist der Fall, wenn ein Nukleon während der Schwerionenreaktion mehrere Stöße mit anderen Nukleonen erfährt und so Energie akkumuliert. Auf diese Art und Weise können höhere Resonanzen angeregt werden und Teilchen produziert werden, die in einer einzelnen Nukleon-Nukleon-Kollision mit der gleichen Energie nicht erzeugt werden können. Oder die Teilchenproduktion findet über den Strangeness-Exchange-Prozess statt (siehe [ea07]), bei dem zwei Teilchen ein oder mehrere (s-)Quarks so austauschen, dass Teilchen entstehen, deren Produktionsschwelle über der der ursprünglichen Teilchen liegt. Ein Beispiel ist die Reaktion $K^- N \leftrightarrow Y \pi^-$, wobei Y ein Λ - oder ein Σ -Hyperon sein kann.

1.3.2 $\Sigma(1385)$

Die $\Sigma(1385)$ -Resonanz besteht aus einem s-Quark und zwei leichten Quarks ($\Sigma(1385)^+$: uus, $\Sigma(1385)^-$: dds) und zerfällt mit einem *branching ratio* von 88% in ein Λ^0 -Hyperon und ein geladenes π . Sie hat eine Lebensdauer von $\tau = 1.610 \cdot 10^{-23}$ s und somit eine Zerfallslänge von $c\tau = 5$ fm. Aufgrund der kurzen Lebensdauer hat es eine relativ große Resonanzbreite ($\Sigma(1385)^+$: $35.8 \frac{MeV}{c^2}$, $\Sigma(1385)^-$: $39.4 \frac{MeV}{c^2}$). Das $\Sigma(1385)^-$ hat eine Masse von $1387.2 \frac{MeV}{c^2}$ und das $\Sigma(1385)^+$ hat eine Masse von $1382.8 \frac{MeV}{c^2}$.

1.3.3 Strangeness-Erhaltung

Strangeness ist eine Erhaltungsgröße der starken Wechselwirkung. Deshalb muss sich in einer Schwerionenreaktion die Zahl der s- und der \bar{s} -Quarks genau aufheben. Dies kann im SIS-Energiebereich, über viele Reaktionen gemittelt, folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\underbrace{\Sigma^+ + \Sigma^- + \Sigma^0 + \Lambda + K^- + \bar{K}^0}_{N(s)} - \underbrace{(K^+ + K^0)}_{N(\bar{s})} = 0, \quad (1.5)$$

wobei die Symbole für die jeweilige Produktionswahrscheinlichkeit stehen. Teilchen mit mehr als einem s-Quark sowie höhere Resonanzen, die bei SIS-Energien weit unterhalb ihrer Schwelle produziert werden, zerfallen größtenteils über die in der Gleichung aufgeführten Teilchen, so dass sie selbst nicht vorkommen, um die s- und \bar{s} -Quarks nicht doppelt zu zählen. Aufgrund der Strangeness-Balance kann - sofern alle anderen produzierten Teilchen bekannt sind - auf die Ausbeute der Strangeness enthaltenden Teilchen geschlossen werden, die in neutrale Tochterpartikeln zerfallen und mit HADES nicht detektiert werden können (in diesem Fall die geladenen Σ -Hyperonen).

Die Ausbeute aller Strangeness enthaltenden Teilchen genau zu vermessen, ist notwendig um unterschiedliche Produktionsmechanismen erklären zu können, da die Produktionsraten verschiedener Teilchen aneinander gekoppelt sein können. Des Weiteren erhält man so einen Blick in die zeitliche Entwicklung der Reaktion, da höhere Resonanzen in andere Strangeness-enhaltende Teilchen zerfallen.

1.3.4 Theoretische Vorhersagen

Statistische Modelle sind in der Lage, Anzahlverhältnisse von Teilchen, die in relativistischen Schwerionenreaktionen entstanden sind, vorherzusagen. Es ist möglich, ultra-relativistische Systeme und/oder solche mit hoher Teilchenmultiplizität als großkanonisches Ensemble zu beschreiben, in dem Quantenzahlen wie Baryonenzahl oder Strangeness nur im Mittel erhalten sein müssen. Die Beschreibung des großkanonischen Ensembles erfolgt über die Temperatur T und das baryochemische Potential μ_B . Da bei SIS-Energien allerdings nur geringe Teilchenmultiplizitäten und Temperaturen auftreten, handelt es sich nicht um ultra-relativistische Systeme und die Beschreibung durch das großkanonische Potential ist nicht uneingeschränkt möglich. Man muss die Systeme teilweise durch das kanonische Potential beschreiben, die Erhaltung der Quantenzahl S muss lokal gewährleistet sein.

Hierfür wird ein Parameter R_c eingeführt, der kleiner ist als der Radius R des Feuerballs und in dem die Strangeness exakt erhalten sein muss. Dies sorgt für eine Unterdrückung der zu beobachtenden Teilchen mit Strangeness-Inhalt.

Durch Anpassen des Modells an die gemessenen Multiplizitäten in dieser Strahlzeit, erhält man die Parameter, aus denen man auf die Multiplizitäten nicht gemessener Teilchen schließen kann. Mit den Parametern $T = 70 \text{ MeV}$, $\mu_B = 0.746 \text{ GeV}$, $R_c = 2.6 \text{ fm}$ und $R = 6.24 \text{ fm}$ kann bei einem χ^2 -Wert der Anpassung von 2.19 eine Multiplizität von 0.0012 produzierten $\Sigma(1385)$ -Resonanzen pro Ereignis vorhergesagt werden.

Die Vorhersagen dieses statistischen Modells konnten bei allen bisher vermessenen Teilchen gut durch das Experiment bestätigt werden, wie Abbildung 1.3 zeigt. Die Multiplizitäten der meisten angegebenen Teilchen findet man in [Lor09].

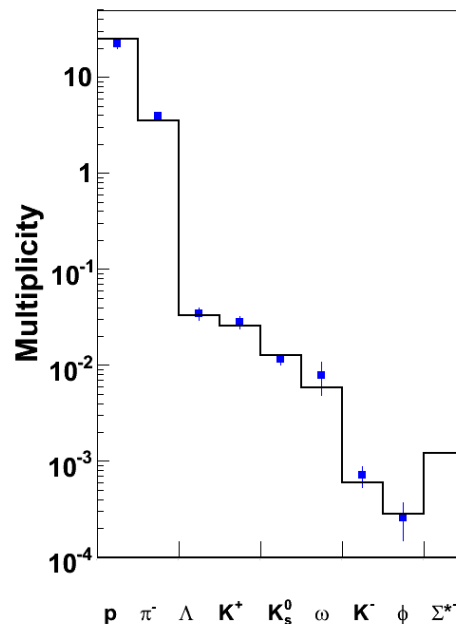


Abbildung 1.3: Mit dem statistischen Modell vorhergesagte und durch Experimente (blaue Datenpunkte) bestätigte Teilchenmultiplizitäten mit der Vorhersage für die Multiplizität der geladenen $\Sigma(1385)$ -Resonanz (Σ^{*-})

1.4 Vorangegangene Experimente am SIS

1.4.1 Das KaoS-Experiment

Das Kaonenspektrometer KaoS wurde in den 90er-Jahren an der GSI betrieben. Das Ziel war die Untersuchung von Mesonen mit Strangenessinhalt im dichten Medium. Die Teilchenidentifikation basierte auf Flugzeit- und Impulsmessungen, geladene Teilchen konnten separat mit verschiedenen Magnetfeldpolaritäten gemessen werden. Die räumliche Akzeptanz bei KaoS war verglichen mit 4π -Experimenten wie FOPI oder HADES stark reduziert.

Mit diesem Experiment wurden wichtige Einzelheiten zur Kaonenproduktion im SIS-Energiebereich geklärt (für eine detaillierte Beschreibung siehe [ea07]). Nur zwei dieser Ergebnisse sollen hier zusammengefasst werden:

- Die K^+ - und K^- -Ausbeuten sind über den Strangeness-Austausch-Kanal gekoppelt. Der dominante Kanal für die Produktion von negativen Kaonen ist der Austausch eines Strange-Mesons mit einem Hyperon. Als Hyperon kommen hier vor allem Λ und Σ in Frage.
- Die Zustandsgleichung von Kernmaterie ist weich.

1.4.2 Das FOPI-Experiment

Der FOPI-Detektor ist seit den 90er-Jahren am SIS installiert. Er wurde ursprünglich zur Messung von Fragmenten entworfen, kann aber nach einigen Upgrades aufgrund seiner großen räumlichen Akzeptanz auch zur Rekonstruktion von kurzlebigen Teilchen über ihre geladenen Zerfallsprodukte verwendet werden.

In diesem Experiment wurden bereits geladene $\Sigma(1385)$ -Hyperonen untersucht, ein Vergleich zu dieser Arbeit findet sich in Kapitel 4.

1.5 Zielsetzung und Gliederung dieser Arbeit

Die $\Sigma(1385)$ -Resonanz ist bisher nicht mit dem HADES-Spektrometer untersucht worden, im SIS-Energiebereich sind die einzigen bisher verfügbaren Daten die des FOPI-Experiments. Eine Bestätigung der Ergebnisse steht noch aus.

Mit der Untersuchung der geladenen $\Sigma(1385)$ -Resonanz soll diese Arbeit dazu beitragen, das Bild über alle mit dem HADES-Experiment in der Strahlzeit Ar+KCl produzierten Teilchen mit Strangenessinhalt zu komplettieren. Ein genaues Wissen über die Ausbeuten der produzierten Teilchen mit Strangenessinhalt ist erforderlich, um Vorgänge wie den Strangeness-Exchange-Prozess besser verstehen zu können, der für manche Teilchen (beispielsweise für das negative Kaon, wie in [Lor08] beschrieben) einen entscheidenden Beitrag zur Produktion unterhalb der NN-Schwelle liefert.

Über die physikalische Motivation hinaus ist es interessant zu sehen, wie gut HADES - als Dielektronenspektrometer konzipiert - zur Rekonstruktion von seltenen hadronischen Resonanzen mit Strangeness-Inhalt geeignet ist.

Kapitel 2

Das HADES-Spektrometer

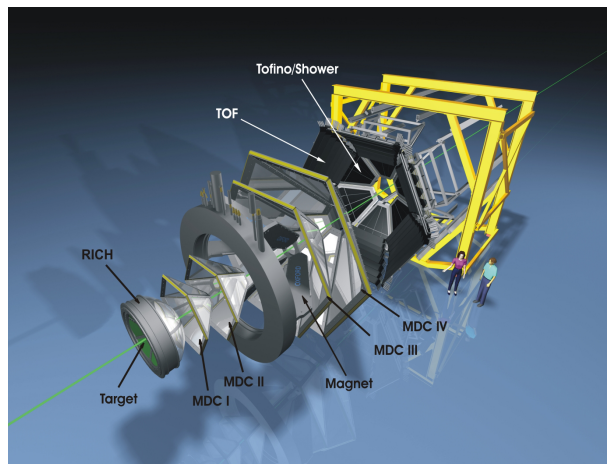


Abbildung 2.1: Das HADES-Spektrometer in gestreckter Darstellung

2.1 Zielsetzung und Eigenschaften

Das HADES-Spektrometer (**H**igh **A**ccceptance **D**i**E**lectron **S**pectrometer) ist ein Detektorsystem mit stationärem Target und wurde konzipiert, um e^+e^- -Paare aus dileptonischen Zerfällen der leichten Vektormesonen ρ und ω zu messen, die in relativistischen Schwerionenreaktionen entstehen. Die Information über ihre Mutterteilchen, die noch im Medium zerfallen, wird von den Dileptonen ungestört aus dem Feuerball heraus getragen, da diese der schwachen Wechselwirkung unterliegen und somit nicht mit der stark wechselwirkenden Kernmaterie interagieren. Somit bieten sie sich gut als experimentelle Sonden für die Hochdichtephase einer Schwerionenreaktion an.

Die Detektoren sind so angeordnet, dass der komplette Azimutwinkel Φ um die Strahlachse herum, aufgeteilt in 6 symmetrische Sektoren, abgedeckt ist. Der Polarwinkel ist in einem Bereich von $\Theta = 18^\circ$ bis $\Theta = 85^\circ$ abgedeckt. Ein Querschnitt durch das Spektrometer ist in Abbildung 2.2 zu sehen.

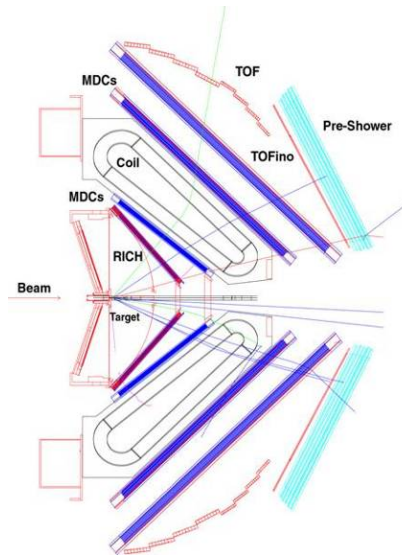


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Spektrometers mit allen Komponenten

2.2 Die Komponenten

HADES hat einige Komponenten, die aufgrund der Zielsetzung des Experiments ausschließlich zur Dileptonenidentifikation dienen. Auf diese Einzeldetektoren, den RICH- und den PreSHOWER-Detektor soll hier nicht näher eingegangen werden, da sie für die in dieser Arbeit durchgeführte Hadronenanalyse keine Rolle spielen. Ausführlich werden diese Detektoren beschrieben in [Lan08].

Da der Detektor auch ausgezeichnet zur Hadronenidentifikation eingesetzt werden kann (siehe [Sch08]), werden die für diesen Zweck wichtigen Komponenten im Folgenden genauer beschrieben.

2.2.1 Der Start-/Veto-Detektor

Um den Zeitpunkt einer Reaktion bestimmen zu können, sind im Abstand von 45 cm vor bzw. hinter dem Target der Start- und der Vetodetektor aufgebaut. Um eine Beeinträchtigung der Strahlqualität aufgrund von Streuung zu vermeiden, bestehen diese Detektoren aus extrem dünnen polykristallinen Kohlenstoffstreifen (Start-Detektor: 50 - 60 μm , Veto-Detektor: 110 - 120 μm). Das Zeitsignal des Startdetektors dient als Referenz für die Flugzeitmessung im TOF- und TOFino-Detektor (siehe Abschnitt 2.2.3). Mit dem Veto-Detektor können Ereignisse ohne Reaktion im Target mit einer Effizienz von 96 % ausgeschlossen werden.

2.2.2 Das Magnetspektrometer

Der Magnet

Zur Impulsbestimmung wird ein starkes Magnetfeld benötigt. Dieses wird von dem Magneten IL-SE (IronLess Superconducting Electromagnet) erzeugt. Es handelt sich um einen Elektromagneten mit 6 Spulen, der ein toroidales Feld erzeugt. Bei 4,6 K Arbeitstemperatur, die durch Kühlung mit flüssigem Helium erreicht wird, beträgt die maximale Stromstärke 3665 A, wodurch ein Magnetfeld erzeugt wird, das in den Spulenkästen 3,7 T beträgt und nach außen hin auf bis zu 0,8 T abfällt. Diese Magnetfeldstärke erzeugt einen transversalen Impulsübertrag auf die durchfliegenden geladenen Teil-

chen von $40 - 120 \frac{MeV}{c}$. Es muss darauf geachtet werden, dass das Feld im Bereich der Flugzeitwände nicht zu stark ist, da es sonst die Zeitauflösung der Sekundärelektronenvervielfacher beeinträchtigen würde. Auch bei den Driftkammern würde ein zu hohes Feld die Ortsauflösung verschlechtern, da sich die Teilchen auf zu stark gekrümmten Bahnen bewegen würden.

Die Vieldrahtdriftkammern

Ein wichtiges System zur Spurrekonstruktion sind die 24 Driftkammern (**Multiwire Drift Chambers**), die in vier Ebenen (zwei vor und zwei hinter dem Magnetfeld) angeordnet sind. Jede der trapezförmigen Kammern besteht aus sechs Drahtebenen mit insgesamt ca. 1100 Drähten, die ein positives Potential gegenüber den Potential- und Kathodendrähten haben. In dieser Strahlzeit war die erste Ebene von Driftkammern mit einem Gemisch aus 84 % Argon und 16 % Isobutan, die anderen Ebenen mit 60 % Helium und 40 % Isobutan gefüllt. Wenn ein geladenes Teilchen mit ausreichend hohem Impuls die Driftkammern durchfliegt, ionisiert es entlang seiner Spur Gasatome. Die auf diese Weise produzierten freien Elektronen wandern entlang des Feldgradienten zu den Signaldrähten. Kurz vor den Drähten ist die Feldstärke so groß, dass es verstärkt zu Stößen zwischen Teilchen und Gasatomen kommt und weitaus mehr Atome ionisiert werden als rekombinieren. Es kommt zu einem Lawineneffekt. Hierbei entsteht ein Puls von ca. 1 ns, der durch das Signal der zu den Kathoden- bzw. Potentialdrähten wandernden Atomrümpfe verstärkt wird. Der Isobutananteil dient als Löschsubstanz, um die durch Photoemission entstandenen Photonen zu absorbieren, bevor diese weitere Gasatome ionisieren und somit das Signal verändern würden.

2.2.3 Der META-Detektor

Der META-Detektor (auch **Multiplicity and Electron Trigger Array**) ist der Zusammenschluss aus den Flugzeitwänden TOF und TOFino sowie dem PreSHOWER-Detektor, der zur Elektronenidentifikation eingesetzt wird. Die Lokalisierung des Auftreffpunktes im META-Detektor ist ein weiterer Bestandteil der Teilchenspurrekonstruktion.

Die Flugzeitwände

Der **Time of Flight**-Detektor (TOF) deckt mit einem Polarwinkelbereich von 44° bis 88° den äußeren Detektorbereich ab. Pro Sektor besteht er aus je acht Plastikszintillatorstreifen, in denen beim Durchflug von Teilchen angeregte Zustände erzeugt werden. Diese begeben sich unter Aussendung von Licht in den Grundzustand, der Lichtpuls wird über die gleichzeitig als Lichtleiter fungierenden Szintillatorstreifen zu Sekundärelektronenvervielfachern geleitet, wo er in ein elektrisches Signal umgewandelt wird.

Die Granularität des TOF-Detektors ist so gewählt, dass die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit in einem zentralen Au+Au-Stoß bei 2 AGeV unter 20 % liegt. Der Auftreffpunkt entlang der Streifen (in x-Richtung) wird mit Hilfe der gemessenen Zeiten aus der Gruppengeschwindigkeit im Szintillatormaterial berechnet. Der TOF hat eine Zeitauflösung von 150 ps, was in x-Richtung mit einer Ortsauflösung von 2.5 cm korrespondiert. Die Ortsauflösung in y-Richtung ist gegeben durch die Querschnitte der Szintillatorstreifen und beträgt 2 - 3 cm.

Der TOFino-Detektor deckt den inneren Raumwinkelbereich von 18° bis 45° ab, wobei es einen kleinen Überlappbereich mit dem TOF-Detektor gibt. Er besteht nur aus vier Szintillatoren pro Sektor und hat nur eine Sekundärelektronenvervielfacherröhre pro Szintillatorstreifen. Seine geringere Granularität führt dazu, dass er nur eine Flugzeitauflösung von 400 ps hat, welche zusätzlich dadurch

verschlechtert wird, dass die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit in der Strahlzeit Ar + KCl über 50 % liegt und somit das 1. und 2. Zeitsignal zu einem breiten Signal verschmelzen.

Eine Verbesserung der Auflösung erwartet man sich durch den baldigen Einbau der als Upgrade für die Flugzeitwand im inneren Polarwinkelbereich geplanten **Resistive Plate Chambers**.

2.3 Das Trigger- und Datenaufnahmesystem

Um die großen Datenmengen zu begrenzen, die beim HADES-Experiment entstehen, muss eine Vorauswahl getroffen werden, die zur Anreicherung der Daten mit physikalisch relevanten Ereignissen führt. Dies wird mit zwei Triggerstufen erreicht. Das Kriterium für den Level 1-Trigger (LVL1) ist eine hohe Multiplizität im META-Detektor, da vor allem zentrale Stöße untersucht werden sollen. Von den Ereignissen, die dieser Anforderung genügen wird zur Begrenzung der Datenmenge nur jedes 10. herausgeschrieben. Die für die LVL1-Entscheidung benötigte Zeit ist mit 100 ns um einen Faktor 10 kleiner als die durchschnittliche Zeit zwischen zwei Reaktionen bei einer Rate von $10^6 s^{-1}$.

Da mit HADES vor allem Leptonen untersucht werden sollen, wird mit dem Level 2-Trigger auf Grundlage der LVL1-Trigger-Entscheidung nach Leptonenkandidaten gesucht. Das Kriterium sind für Leptonen charakteristische Signale im RICH-, PreSHOWER und TOF/TOFino-Detektor, d.h. RICH-Ringe, Flugzeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit und Signale im PreSHOWER-Detektor. Jedes dieser Ereignisse wird aufgezeichnet. Die LVL2-Triggerentscheidung dauert ca. 10 μs und trifft auf ca. 1 % der LVL1-getriggerten Ereignisse zu.

2.4 Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung

2.4.1 Spursegmentierung

Da das HADES-Spektrometer nicht über eine time projection chamber (TPC) verfügt, ist keine kontinuierliche Spurverfolgung möglich, die Spuren müssen aus der Information über die Durchflugpunkte in den Driftkammern extrapoliert werden. Hiefür werden jeweils zwei MDCs (MDC I+II sowie MDC III+IV) zu einer Gruppe zusammengefasst, um Fehlinformationen durch Rauschdrähte oder falsche Zuordnungen von Signaldrähten aus verschiedenen Spuren zu verhindern. Man erhält somit ein Spursegment vor und ein Spursegment hinter dem Magnetfeld, bestehend aus Position und Richtung. Die Spursegmentanpassung erfolgt in zwei Schritten (cluster finder und segment fitter). Eine detaillierte Beschreibung dieses Verfahrens befindet sich in [Sch08].

2.4.2 Impulsbestimmung

Die Methode zur Impulsbestimmung beruht auf der Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld. Auf ein Teilchen mit der Ladung q und der Geschwindigkeit \vec{v} wirkt im Magnetfeld \vec{B} die Lorentzkraft $q[\vec{v} \times \vec{B}]$. Entlang einer Trajektorie s berechnet sich die durch das Magnetfeld hervorgerufene Impulsänderung zu

$$\Delta p = \vec{p}_{out} - \vec{p}_{in} = \int d\vec{p} = \int \vec{F} dt = \int q[\vec{v} \times \vec{B}] dt = -q \int \vec{B} \times d\vec{s}, \quad (2.1)$$

wobei \vec{p}_{in} der Impuls vor und \vec{p}_{out} der Impuls nach dem Magnetfeld ist. Den Ablenkwinkel $\Delta\Theta$ zwischen \vec{p}_{in} und \vec{p}_{out} erhält man durch

$$\sin\left(\frac{\Delta\Theta}{2}\right) = \frac{|\Delta\vec{p}_{tot}|}{2|\vec{p}|}, \quad (2.2)$$

wobei gilt: $|\vec{p}_{in}| = |\vec{p}_{out}| = |\vec{p}|$.

Es gibt drei Verfahren, mit denen aus den gemessenen Spursegmenten und der bekannten Magnetfeldstärke (Magnetfeldkarte) der Impuls mit einer theoretischen Auflösung von ca. 1 % berechnet werden kann:

Beim Kick-Surface-Verfahren wird die Annahme gemacht, dass die Impulsänderung nicht kontinuierlich ist, sondern mit einem „Kick“ erfolgt. Aus dem Ablenkwinkel kann dann mit Gleichung (2.2) der Impuls bestimmt werden.

Das Spline-Verfahren zur Impulsbestimmung basiert auf der Lösung von Bewegungsgleichungen und kann nur angewandt werden, wenn mindestens 3 Driftkammern pro Sektor vorhanden sind.

Die Runge-Kutta-Methode löst die Bewegungsgleichungen numerisch. Alle in dieser Arbeit vorgestellten Daten beruhen auf der Runge-Kutta-Impulsbestimmung.

Eine genauere Beschreibung dieser Verfahren findet sich in [Lor08].

Kapitel 3

Datenanalyse

3.1 Das Experiment

Das Experiment wurde im September und Oktober 2005 mit dem HADES-Spektrometer an der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) in Darmstadt durchgeführt. In dieser Strahlzeit wurden Argon-Kerne (Projektile) mit einer kinetischen Energie von 1.756 GeV pro Nukleon auf ein stationäres Kaliumchlorid-Target geschossen. Dies ist die maximal mögliche SIS-Energie für diesen Strahl.

Als Bedingung für den Level 1-Trigger (LVL1) wurde mindestens eine Multiplizität von 18 Treffern im META-Detektor gefordert, für den LVL2-Trigger mindestens ein Leptonkandidat im RICH- und in den META-Detektoren. Mit dem LVL1-Trigger wird nicht nur die Datenmenge begrenzt, sondern auch die zentralen Stöße herausgesucht, da die Multiplizität eines Ereignisses direkt mit der Größe des Stoßparameters zusammenhängt.

Eine Übersicht über die Eigenschaften von Projektil und Target befindet sich in Tabelle 3.1 .

Strahl und Target	
Strahlenergie	$E_{kin} = 1.756 \text{ AGeV}$
Strahlionen	${}_{18}^{40}\text{Ar}$
Target	${}_{19}^{39,098}\text{K}$ ${}_{17}^{35,459}\text{Cl}$
Dichte	$\rho = 1.988 \text{ g/cm}^3$
Dicke	$s = 1.25 \text{ mm}$
Durchmesser	$d = 3 \text{ mm}$
Segmentierung	4-fach segmentiert, 9 mm

Tabelle 3.1: Strahl- und Targetdaten

3.2 Datenkalibrierung

Bei Experimenten mit dem HADES-Spektrometer werden sehr große Mengen an Rohdaten aufgenommen, die Signale aus den Einzeldetektoren werden in ca. 80000 Kanälen ausgelesen. Um daraus physikalisch relevante Informationen zu gewinnen, ist ein hoher Aufwand an Datenkalibrierung und Rekonstruktion notwendig.

Die Datenaufnahme des Experiments (**Data A**quisition) fasst die Rohdaten aller getriggerten Reaktionen (digitalisierte Detektorsignale, wie z.B. Drahtnummern der Driftkammern etc.) zu ca. 4600 je 2 GB großen sogenannten *hld*-Dateien zusammen. Jede dieser Dateien enthält die Daten von 200000

Reaktionen und hat eine eindeutige Kennung, die mit der Zeit der Aufnahme zusammenhängt. Dies ist wichtig, um später Daten, die zu einem Zeitpunkt aufgenommen wurden, als Teile des Detektors nicht oder nur eingeschränkt gearbeitet haben, von der weiteren Verwendung auszuschließen. Die Methoden, die für diese Strahlzeit zur Datenkalibrierung verwendet wurden, werden detailliert beschrieben in [Lan08] und [Sch08].

3.3 Spurselektion

Da die Zuweisung der Treffer im Detektor nicht immer eindeutig ist, es also zu einem Trefferpunkt mehrere mögliche Spuren gibt, muss ein Maß dafür gefunden werden, wie gut eine rekonstruierte Teilchenspur zu den Auftreffpunkten passt. Dies ist bei dieser Strahlzeit um so wichtiger, da die mittlere Multiplizität der Partizipanden deutlich höher ist als in den vergangenen Strahlzeiten (gegenüber dem Stoßsystem C+C um einen Faktor 4 größer), wodurch die Wahrscheinlichkeit für falsche Zuweisungen der Treffer ansteigt.

Die Größe, die benutzt wird, um die Güte einer berechneten Spur zu bestimmen, ist das Produkt der beiden Spurqualitätsvariablen χ_{RK}^2 und χ_{META}^2 (Eine Erläuterung des χ^2 -Tests befindet sich in Anhang B). Hierbei gibt χ_{RK}^2 an, wie gut die Treffer in den inneren und äußeren Driftkammern von der rekonstruierten Spur gefittet werden und χ_{META}^2 beschreibt, wie gut die Spur zum Auftreffpunkt im Metadetektor passt. Die möglichen Teilchenspuren werden nach diesem Qualitätsmerkmal sortiert und es wird die bestmögliche Kombination von Spurbestandteilen gesucht. Die „benutzten“ Segmente werden nach einmaliger Verwendung aus der Liste der Möglichkeiten gestrichen und die nächst beste Kombination gesucht. So erhält man nach und nach eine Liste eindeutiger Teilchenspuren, die für die weitere Analyse in Form von N-Tupeln gespeichert werden.

3.3.1 Verfeinerte Spurauswahl

Um eine noch feinere Auswahl der rekonstruierten Spuren zu treffen und somit die Wahrscheinlichkeit, falsch rekonstruierte Spuren mit einzubeziehen, weiter zu senken, werden zwei weitere χ^2 -Werte verwendet. $\chi_{SegInner}^2$ und $\chi_{SegOuter}^2$ beschreiben die Abweichung der anhand der rekonstruierten Spuren berechneten mit den tatsächlichen Driftzeiten in den inneren bzw. äußeren Driftkammern. Es ist möglich, auf die vier beschriebenen Qualitätsvariablen Schnitte anzubringen, um nur die am besten passenden Spuren in die Analyse aufzunehmen.

3.4 Zentralitätsauswahl

Die Zentralität einer Schwerionenreaktion enthält eine Aussage über die Anzahl der Nukleonen, die an der Reaktion teilgenommen haben. Je zentraler der Stoß, desto mehr Partizipanden gibt es. Die geometrische Größe, mit der die Zentralität beschrieben wird, ist der Abstand zwischen den Flugbahnen der Mittelpunkte der stoßenden Teilchen, der sogenannte Stoßparameter. Da die messbaren Teilchenausbeuten und die im Stoß zur Verfügung stehende Energie größer werden, je zentraler die Kollision ist, ist die Zentralität eine wichtige Größe zur Beschreibung einer solchen Reaktion. Das Experimentelle Maß für die Zentralität ist die Teilchenmultiplizität. Die aus der Zentralität ermittelte mittlere Anzahl der Partizipanden ist jedoch in diesem Versuchsaufbau nicht unabhängig bestimmbar, also muss auf mit dem Transportmodell UrQMD simulierte Ereignisse zurückgegriffen werden. Durch Vergleiche der Multiplizitäten der simulierten und der experimentellen Ereignisse, sowie Messungen

mit und ohne Target um möglicherweise auftretendes Detektorrauschen zu korrigieren, lässt sich der mittlere Stoßparameter der aufgezeichneten Ereignisse und somit der Effekt des Triggers bestimmen. Der mittlere Stoßparameter ergibt sich zu $3,5 \text{ fm}$, was den 34 % zentralsten Stößen entspricht [Kri08].

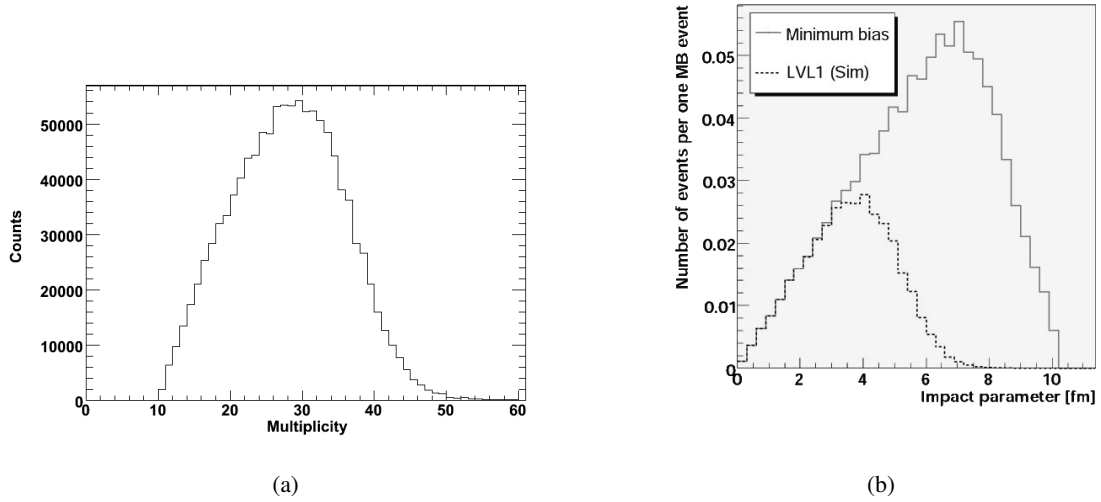


Abbildung 3.1: (a) Gemittelte Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen in den inneren Driftkammern und im META-Detektor; (b) Stoßparameterverteilung für LVL1-getriggerte Ereignisse und mit dem Transportmodell UrQMD simulierte Reaktionen

3.5 $\Sigma(1385)$ -Identifikation

Die $\Sigma(1385)$ -Resonanz ist so kurzlebig, dass sie noch im Feuerball der Schwerionenreaktion zerfällt. Sie kann also nicht direkt nachgewiesen werden, somit muss man die gesamte Information der Untersuchung der Zerfallsprodukte entnehmen. Sofern sie bekannt sind, wird hierzu die invariante Masse der Tochterteilchen mit den Massen m_1 und m_2 berechnet. Dazu muss man noch ihre Impulse p_1 und p_2 sowie den Winkel Θ zwischen ihren Spuren bestimmen. Die Masse des Mutterteilchens berechnet sich anhand von diesen Größen mit der relativistischen Energie- und Impulserhaltung zu

$$m_{inv} = \sqrt{(m_1^2 + m_2^2) + 2 \left(\sqrt{m_1^2 + (\vec{p}_1 c)^2} \sqrt{m_2^2 + (\vec{p}_2 c)^2} - |p_1| |p_2| \cos \Theta \right)}. \quad (3.1)$$

Um Fehlerfortpflanzung von der Impulsbestimmung ins invariante Massenspektrum zu vermeiden, werden hierbei nicht die gemessenen, sondern die nominellen Massen m_1 und m_2 der Tochterteilchen benutzt.

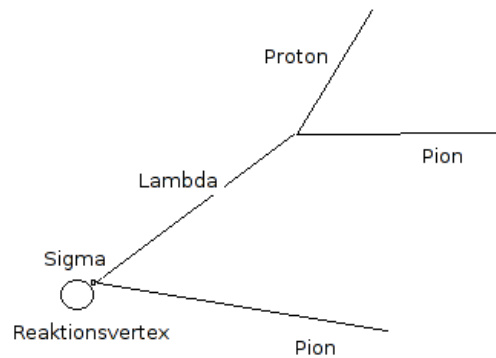


Abbildung 3.2: Die $\Sigma(1385)$ -Resonanz und ihre Zerfallsprodukte

Das $\Sigma(1385)^-$ zerfällt aufgrund seiner kurzen Lebensdauer im primären Vertex in ein neutrales Λ -Hyperon und ein negatives Pion. Auch das Λ^0 zerfällt bevor es den Detektor erreicht in ein Proton und ein zweites π^- . Diese beiden Teilchen können also nicht direkt nachgewiesen werden, sondern müssen über die invariante Masse ihrer Zerfallsprodukte rekonstruiert werden. Die Vorgehensweise, um das $\Sigma(1385)$ -Signal zu rekonstruieren, besteht aus zwei wesentlichen Schritten: Zunächst werden p und π^- kombiniert und ein möglichst reines Λ -Sample generiert. Der zweite Schritt ist dann die Kombination des zweiten Pions zu den identifizierten Λ s, um das $\Sigma(1385)$ -Signal im $\Lambda - \pi$ invarianten Massenspektrum zu rekonstruieren.

3.5.1 Λ -Sample

Betrachtet man das $p - \pi^-$ -Invariante Massenspektrum, kann man ohne weitere Bedingungen bereits den Λ -Peak erkennen (s. Abbildung 3.3).

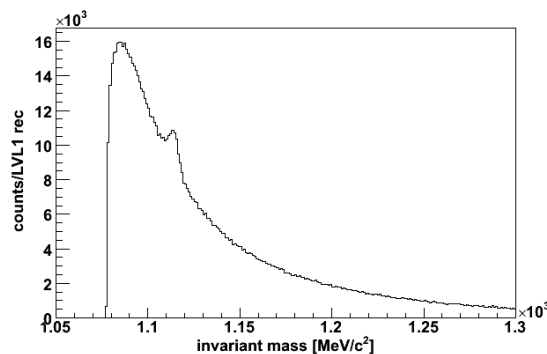


Abbildung 3.3: $p - \pi^-$ -Invariantes Massenspektrum ohne jegliche Schnitte. Das Lambda-Signal ist bereits zu sehen.

Um zu gewährleisten, dass man möglichst viele Λ s mit den Pionen kombiniert, muss das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verbessert werden. Dies wird erreicht, indem Kriterien eingeführt werden,

die dazu dienen, falsch identifizierte Λ s aus der weiteren Analyse auszuschließen. Einen Überblick über diese Größen vermittelt Abbildung 3.4.

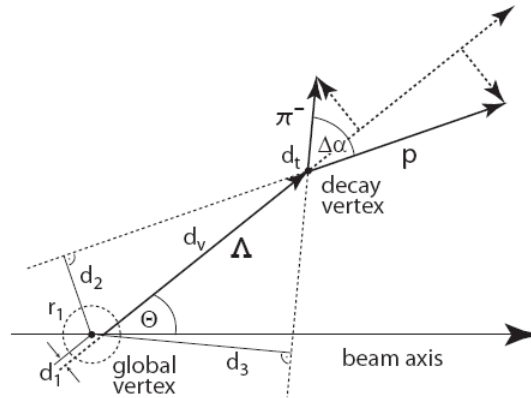


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Spurschnitte zur Λ^0 -Rekonstruktion. Der Anschaulichkeit halber ist der Zerfall nur in einer Ebene dargestellt.

Für einige Größen werden Maximalwerte gefordert:

- Invariantes Massenfenster von $\pm 7 \frac{MeV}{c^2}$ um die nominelle Masse des Λ -Hyperons ($1114.21 \frac{MeV}{c^2}$)
- Spurqualitätsvariablen von Proton- und Pionspuren (hierbei wird kein Schnitt auf χ_{RK}^2 angebracht, da sich dadurch in diesem Fall keine nennenswerte Verbesserung des Signals erreichen lässt.)
- Abstand der Λ -Spur zum primären Vertex, um sicher zu gehen, dass das Λ aus dem Zerfall des Σ kommt (d_1)
- Kürzester Abstand der Proton- zur Pionspur (Sie sollen aus einem Punkt, dem Λ -Zerfallsvertex kommen.) (d_t)

Eine untere Grenze hingegen wird gefordert für folgende Variablen:

- Abstand zwischen Proton- bzw. Pionspur zum primären Vertex, um sicherzustellen, dass diese beiden Teilchen nicht aus dem Vertex der Reaktion direkt, sondern aus einem anderen Punkt, dem Zerfallsvertex des Λ -Hyperons, stammen (d_2, d_3).
- Abstand zwischen primärem und sekundärem Vertex (Λ -Zerfallsvertex), um dessen Zerfallslänge von $c\tau = 7.89cm$ mit einzuberechnen (d_v)

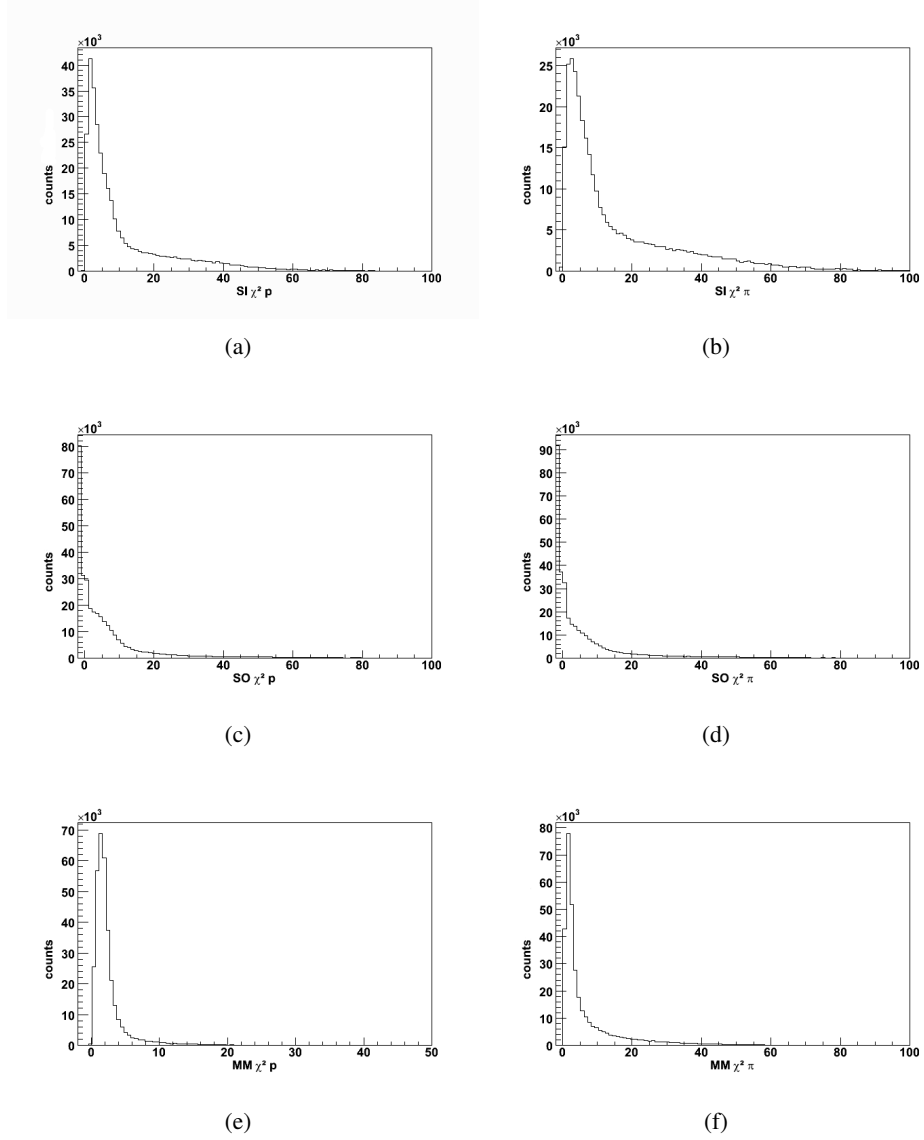


Abbildung 3.5: Verteilungen der Spurqualitätsvariablen der Spuren der Λ -Zerfallsprodukte Proton (jeweils links) und Pion (jeweils rechts): (a) + (b): $\chi^2_{SegInner}$, (c) + (d): $\chi^2_{SegOuter}$, (e) + (f): $\chi^2_{MetaMatch}$

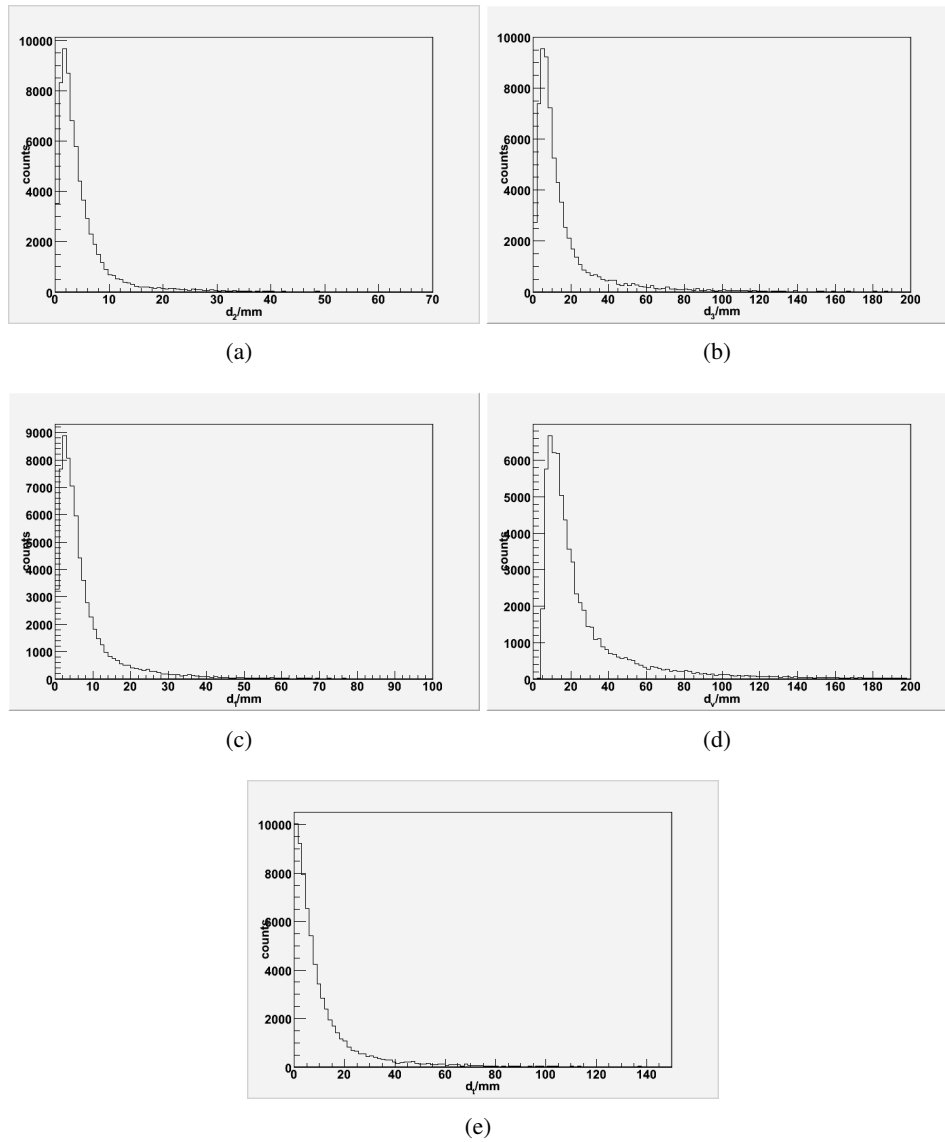


Abbildung 3.6: Verteilungen der geometrischen Grössen, auf die Schnitte angebracht werden: (a) Abstand der Protonspur zum primären Vertex (d_2), (b): Abstand der Pionspur zum primären Vertex (d_3), (c) Abstand der Λ -Spur vom primären Vertex (d_1), (d) Abstand des Λ -Zerfallsvertex vom primären Vertex (d_V), (e) Minimaler Abstand zwischen Proton- und Pionspur (d_t)

Außerdem wird der Impuls des Protons zwischen 300 und 2000 $\frac{MeV}{c}$ eingeschränkt, da außerhalb dieser Grenzen eine genaue Impulsbestimmung nicht mehr möglich ist. Die endgültige Kombination der Schnitte ist Tabelle 3.2 zu entnehmen.

Λ-Schnitte	
InvarianteMasse	$M_{inv} - 1114.21 < 7 \frac{MeV}{c^2}$
χ_{SIp}^2	$\chi_{SIp}^2 < 30$
χ_{SOp}^2	$\chi_{SOp}^2 < 35$
χ_{MMp}^2	$\chi_{MMp}^2 < 4$
$\chi_{SI\pi}^2$	$\chi_{SI\pi}^2 < 70$
$\chi_{SO\pi}^2$	$\chi_{SO\pi}^2 < 70$
$\chi_{MM\pi}^2$	$\chi_{MM\pi}^2 < 5$
d_1	$d_1 < 10mm$
d_t	$d_t < 7mm$
d_2	$d_2 > 10mm$
d_3	$d_3 > 25mm$
d_V	$d_V > 80mm$

Tabelle 3.2: Λ -Schnitte

Mit den gewählten Schnittkombinationen erreicht man eine Signifikanz von $Sig = \frac{S}{\sqrt{S+B}} = 34.4$ und ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von $\frac{S}{B} = 3$. Zur Ermittlung dieser Werte wurde der Mixed-Event-Untergrund berechnet. Dieses Verfahren wird ausführlich in Abschnitt 3.5.3 beschrieben.

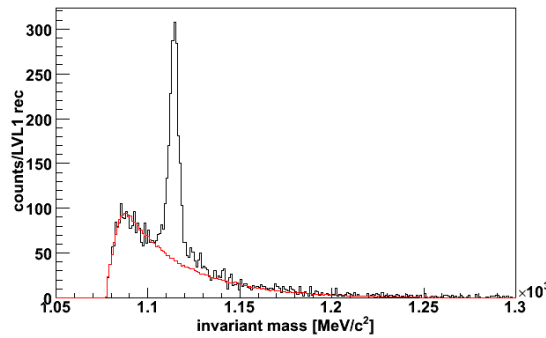


Abbildung 3.7: Λ^0 -Signal nach Anbringen der beschriebenen Schnitte. In rot ist der von 1080 - 1100 $\frac{MeV}{c^2}$ skalierte Mixed-Event-Hintergrund dargestellt.

3.5.2 Kombination des zweiten Pions

Nachdem nun eine reine Auswahl von rekonstruierten Λ s vorliegt, werden sie mit weiteren π^- aus dem der gleichen Reaktion kombiniert. Damit gewährleistet ist, dass man möglichst wenige Pionen mit einbezieht, die nicht aus dem $\Sigma(1385)$ -Zerfall stammen, müssen neben den Einschränkungen, die zur Λ -Rekonstruktion getroffen wurden, Forderungen an die Geometrie der rekonstruierten Pionspuren bzw. deren Qualitätsmerkmale gestellt werden. Mit den angebrachten Schnitten wird versucht,

Kombinationen aus falsch identifizierten Teilchen zu unterdrücken und das $\Sigma(1385)$ -Signal sichtbar zu machen.

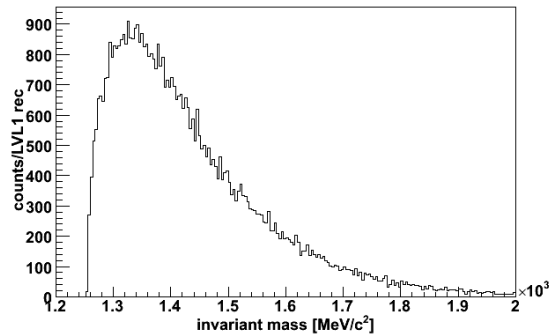


Abbildung 3.8: $\Lambda^0 - \pi^-$ -Invariantes Massenspektrum, bisher sind nur Λ -Schnitte angebracht

Für folgende Größen wurden auch hier Höchstwerte gefordert:

- Spurqualitätsvariablen des Pions
- Abstand der π^- -Spur zum primären Vertex (d_π)
- Abstand zwischen Reaktions- und $\Sigma(1385)$ -Zerfallsvertex (müssen nahezu aufeinander liegen, d_Σ)
- Kürzester Abstand zwischen Λ - und π^- -Spur ($d_{\Lambda\pi}$)
- z-Abstand vom rekonstruierten Targetstandort (VerZ)

Des Weiteren wird der Pionenimpuls auf ein Fenster von 100 bis 800 $\frac{MeV}{c}$ eingeschränkt und nur die π^- -Kandidaten in die Analyse mit einbezogen, die im TOF detektiert wurden, da dieser eine bessere Flugzeitauflösung besitzt als der TOFino-Detektor und somit die Teilchen besser separieren kann. Eine Auflistung der endgültigen Schnitte befindet sich in Tabelle 3.3.

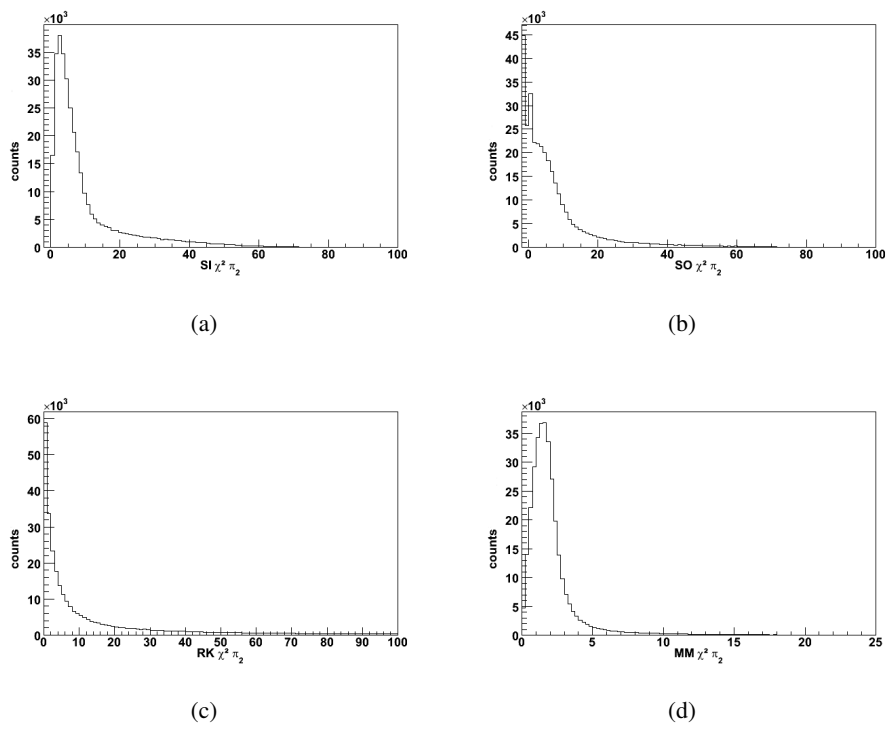


Abbildung 3.9: Verteilungen der Spurqualitätsvariablen der Spuren des zweiten Pions: (a) $\chi_{SegInner}^2$, (b) $\chi_{SegOuter}^2$, (c) $\chi_{RungeKutta}^2$, (d) $\chi_{MetaMatch}^2$

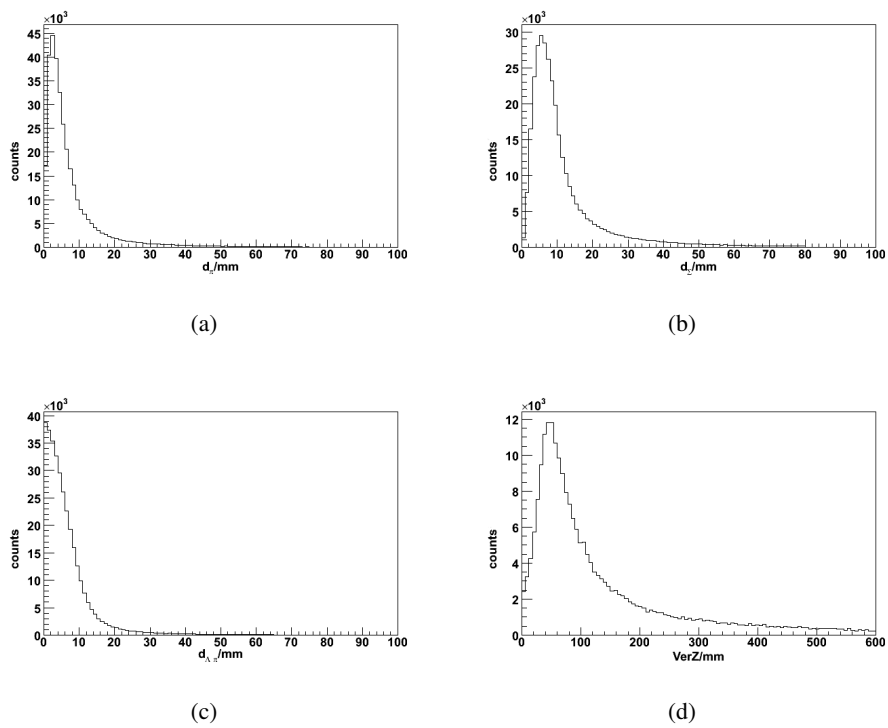


Abbildung 3.10: Verteilungen der $\Sigma(1385)$ -Variablen: (a) Abstand der Pionspur zum primären Vertex (d_π), (b) Abstand des Σ -Zerfallsvertex zum primären Vertex (d_Σ), (c) Minimaler Abstand der Λ - zur π -Spur ($d_{\Lambda\pi}$), (d) z -Position des primären Vertex (VerZ)

Bei einigen Größen sind Korrelationen zu beobachten, wie man in Abbildung 3.11 sieht. Es ist darauf zu achten, dass man beim Schneiden auf eine Variable in diesem Fall die andere beeinträchtigt. Der Vorteil der Korrelation liegt jedoch darin, dass man die Schnitte sehr einfach so anbringen kann, dass der Peak der Verteilung mitgenommen wird und die Ausläufer mit wenig Einträgen vernachlässigt werden.

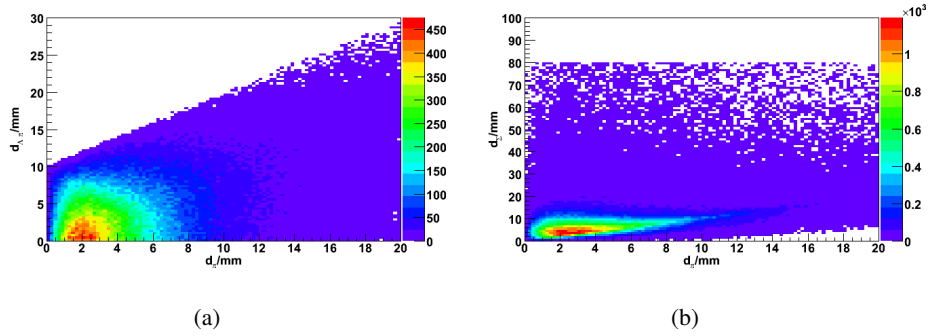


Abbildung 3.11: Korrelationen zwischen den Größen, auf die Schnitte angebracht werden

$\Sigma(1385)$ -Schnitte	
$SI\chi^2\pi_2$	$SI\chi^2\pi_2 < 20$
$SO\chi^2\pi_2$	$SO\chi^2\pi_2 < 30$
$RK\chi^2\pi_2$	$RK\chi^2\pi_2 < 35$
$MM\chi^2\pi_2$	$MM\chi^2\pi_2 < 4$
d_π	$d_\pi < 10mm$
d_Σ	$d_\Sigma < 20mm$
$d_{\Lambda\pi}$	$d_{\Lambda\pi} < 20mm$
$VerZ$	$VerZ < 150mm$

Tabelle 3.3: $\Sigma(1385)$ -Schnitte

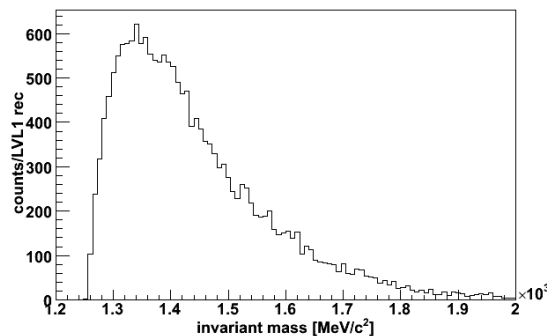


Abbildung 3.12: $\Lambda^0 - \pi^-$ -Invariantes Massenspektrum mit allen angegebenen Schnitten. Es ist kein $\Sigma(1385)$ -Signal zu erkennen.

3.5.3 Untergrundanpassung

Nach der Kombination des zweiten Pions mit Anbringen aller oben beschriebenen Schnitte ist im Massenspektrum noch immer kein $\Sigma(1385)$ -Signal zu erkennen, da es noch einen starken Untergrund aus nicht korrelierten Pionen gibt (siehe Abbildung 3.12). Dieser muss nun möglichst realistisch beschrieben werden, um ihn später vom gesamten Spektrum abziehen und somit das Signal „zum Vorschein“ zu bringen. Dafür muss man die Kinematik der Teilchen, die für die Entstehung des Untergrundes verantwortlich sind, genau kennen und nachstellen. Der Untergrund resultiert aus der Kombination unkorrelierter Teilchen. Werden zwei Teilchen kombiniert, die nicht aus dem selben Zerfall stammen, sind sie nicht über eine gemeinsame invariante Masse verbunden, man erhält kein Signal. Es werden zwei Methoden zur Untergrundanpassung angewandt, auf die im Folgenden näher eingegangen wird.

Mixed-Event-Verfahren

Das Mixed-Event-Verfahren verwendet zur Untergrundsimulation Teilchen aus verschiedenen Reaktionen, wodurch eine Korrelation zwischen ihnen von vorne herein ausgeschlossen ist. Somit können die gleichen Teilchensorten gemischt werden, die das Signal produzieren, darüber hinaus sind aber noch weitere Kombinationen möglich. Bei dieser Methode ist es wichtig, darauf zu achten, dass die kombinierten Teilchen aus Reaktionen mit ähnlicher Zentralität kommen. Aus diesem Grund wurden die Ereignisse in vier Multiplizitätsklassen eingeteilt und Spuren von Ereignissen innerhalb einer Klasse miteinander kombiniert. Des Weiteren wurden nur Pionen aus Reaktionen kombiniert, deren Vertices sich maximal um 1 mm unterscheiden.

Sideband-Methode

Ein weiteres Verfahren, um den Untergrund zu simulieren, ist die Kombination „falscher“ Λ s mit einem zweiten Pion. Dies wird verwirklicht, indem man das invariante Massenfenster um die nominelle Λ -Masse vergrößert (in diesem Fall wurde das dreifache von dem genommen, was zur Λ -Identifikation verwendet wurde) und den mittleren Teil, also die Teilchen in dem Massenbereich, der zum Erstellen des Λ -Samples benutzt wurde, weglässt.

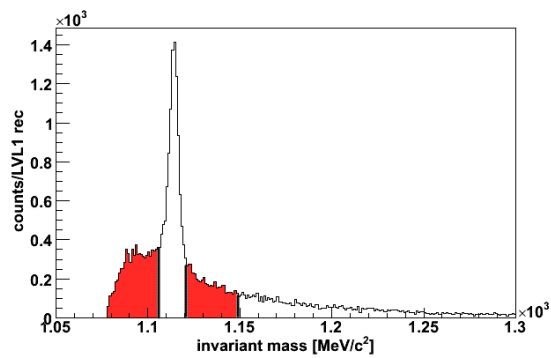


Abbildung 3.13: Für die Sideband-Analyse wurden anstatt der „echten“ Λ s Teilchen aus den gekennzeichneten invarianten Massenbereichen genommen, um den Untergrund zu simulieren.

Auf diese Weise erhält man ebenfalls einen kontinuierlichen Untergrund im $\Lambda - \pi$ -Invarianten Massenspektrum, jedoch ohne Peak, da die kombinierten Teilchen nicht aus dem Zerfall eines Teilchens (der $\Sigma(1385)$ -Resonanz) stammen.

Kapitel 4

Ergebnisse und Diskussion

4.1 Rekonstruktion des $\Sigma(1385)$ -Signals

Die Ergebnisse sind nach Art der Rekonstruktion in verschiedene Kategorien eingeteilt: Zunächst wird der Untergrund mit der Sideband-Methode (s. Abschnitt 3.5.3) berechnet, skaliert und anschließend abgezogen. Da sich mit dieser Methode der Untergrund nicht befriedigend beschreiben lässt, wird dieser ebenfalls mit dem Mixed-Event-Verfahren (s. Abschnitt 3.5.3) berechnet. Hierbei wird zunächst das Ergebnis dargestellt, das man ohne Bedingungen an das zweite Pion erhält und anschließend das Ergebnis mit Schnitten zur besseren Pionenidentifikation. Die Ergebnisse, die mittels Sideband-Methode erzielt wurden, sind im Anhang zu finden.

Des Weiteren wurde zusätzlich zum $\Sigma(1385)^-$ das $\Sigma(1385)^+$ untersucht. Die Ergebnisse sind hier ebenfalls dargestellt. Bei der Analyse des negativen $\Sigma(1385)$ hat sich herausgestellt, dass die Einteilung der zur Berechnung des Mixed-Event-Untergrundes verwendeten Spuren in 4 Multiplizitätsklassen keinen nennenswerten Unterschied im Ergebnis nach sich zieht, daher wird auf diesen Schritt bei der Untersuchung des $\Sigma(1385)^+$ verzichtet.

4.1.1 Rekonstruktion ohne Bedingungen an das Pion

Für das positive $\Sigma(1385)$ erhält man durch die Kombination von π^+ , für deren Spuren keine weiteren Bedingungen gestellt wurden, zum vorher erstellten Λ^0 -Sample, folgendes invariantes Massenspektrum. Es wird der Mixed-Event-Untergrund berechnet, welcher von 1260 bis 1340 $\frac{MeV}{c^2}$ skaliert ist, da man in höheren invarianten Massenbereichen weitere Resonanzen vermutet.

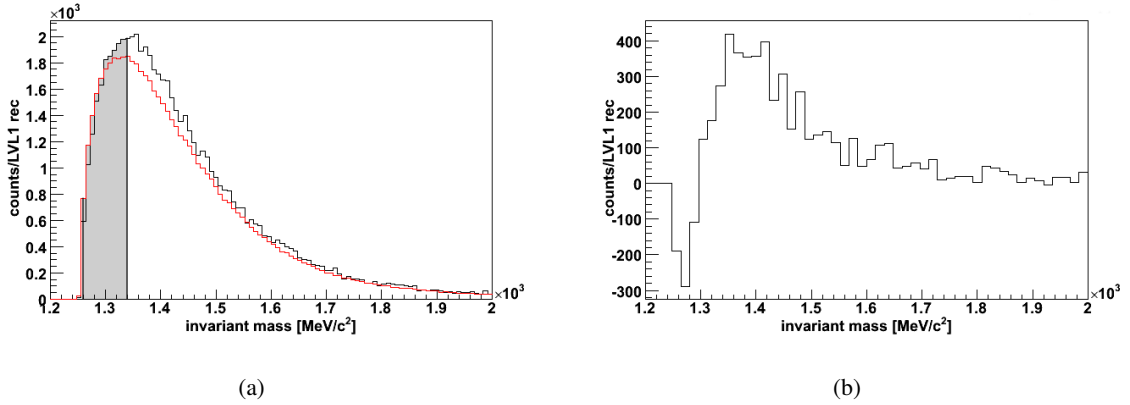


Abbildung 4.1: $\Lambda^0\text{-}\pi^+$ -invariantes Massenspektrum ohne π -Schnitte (a) vor und (b) nach Untergrundabzug. Der Mixed-Event-Untergrund ist skaliert im grau eingefärbten Bereich. Im rechten Teil des Bildes (b), wurden gegenüber Bildteil (a) je zwei Bins zusammengefasst.

Für das negative $\Sigma(1385)$ ergibt sich folgendes Spektrum durch Kombination eines π^- :

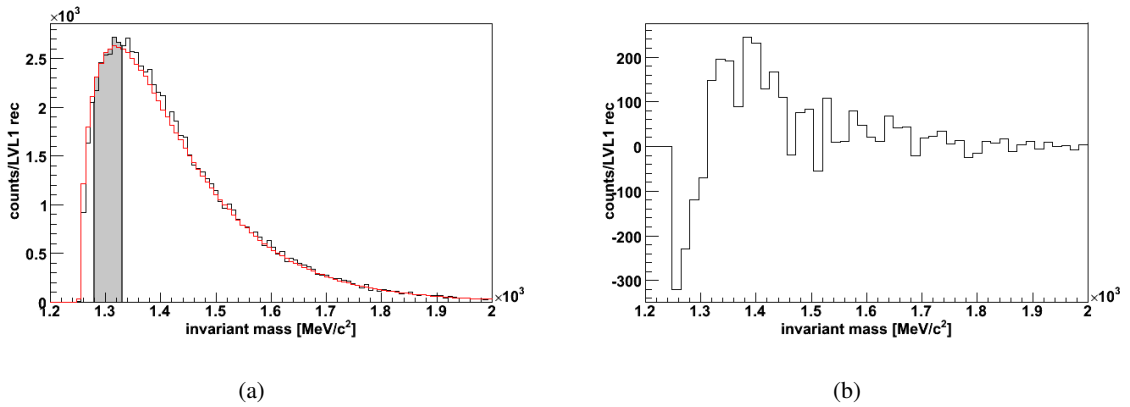


Abbildung 4.2: $\Lambda^0\text{-}\pi^-$ -invariantes Massenspektrum ohne π -Schnitte (a) vor und (b) nach Untergrundabzug. Der Mixed-Event-Untergrund ist skaliert im grau eingefärbten Bereich. Im rechten Teil des Bildes (b), wurden gegenüber Bildteil (a) je zwei Bins zusammengefasst.

Der Mixed-Event-Untergrund beschreibt das Spektrum besser als der mit der Sideband-Methode berechnete, jedoch sind auch hier einige Diskrepanzen in niedrigen invarianten Massenbereichen zu sehen. Dies gilt insbesondere für das $\Sigma(1385)^+$. Der Peak des Phasenraums bei ca. $1320 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ wird unabhängig vom Bereich der Skalierung, nicht vom berechneten Untergrund wiedergegeben. Eine Verbesserung ist dadurch zu erwarten, dass ein Teil der fehlidentifizierten Pionen durch weitere Bedingungen aus der Analyse ausgeschlossen wird.

4.1.2 Rekonstruktion mit zusätzlichen Bedingungen an das kombinierte Pion

Um das Signal so weit wie möglich zu verbessern, werden zusätzliche Bedingungen an das Pion gestellt. Für Definition und Größe der π -Schnitten siehe Abschnitt 3.5.2. Die Ergebnisse sind hier zunächst für das positive und danach für das negative $\Sigma(1385)$ dargestellt. Auch in diesem Fall passt der

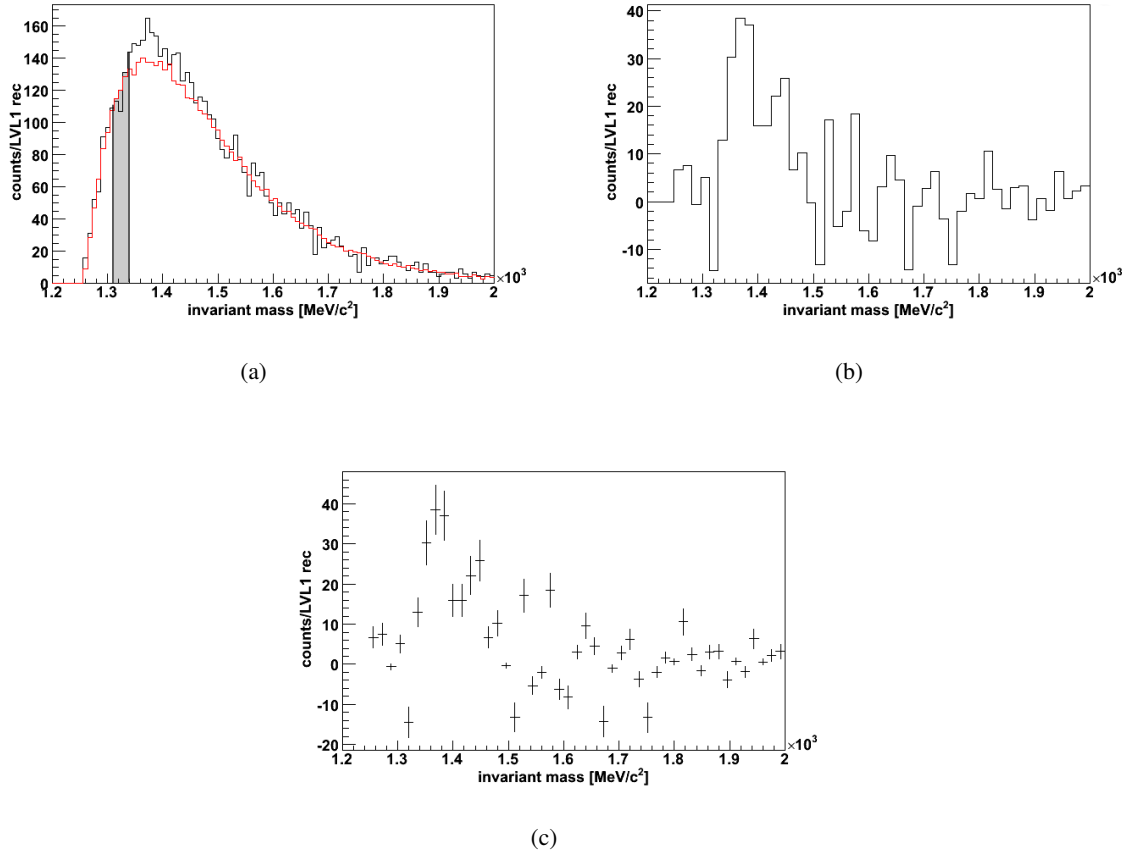


Abbildung 4.3: Λ^0 - π^+ -invariantes Massenspektrum mit π -Schnitten (a) vor und (b) nach Untergrundabzug. Der Mixed-Event-Untergrund ist skaliert im grau eingefärbten Bereich. In den Bildteilen (b) und (c), wurden gegenüber (a) je zwei Bins zusammengefasst.

Untergrund in niedrigen invarianten Massenbereichen nicht hundertprozentig und der Peak des Phasenraums wird vom berechneten Untergrund nicht wiedergegeben, was insbesondere bei der Rekonstruktion des positiven $\Sigma(1385)$ zu tragen kommt. Der Mittelwert des in Abbildung 4.4 angebrachten Gauß-Fits im Spektrum des negativen $\Sigma(1385)$ liegt bei $1402 \frac{\text{MeV}}{c^2}$, was in der Nähe der nominellen Masse des $\Sigma(1385)^-$ liegt. Die berechnete Breite von $13 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ ist jedoch deutlich kleiner als die nominelle Resonanzbreite von $39.4 \frac{\text{MeV}}{c^2}$, was darauf schließen lässt, dass der durch den Fit angepasste rechte Teil des Doppelpeaks nicht dem ganzen Signal entspricht. Einen analogen Gauß-Fit für das positive $\Sigma(1385)$ durchzuführen ist nicht sinnvoll, da in diesem Spektrum der Phasenraum genau an der Stelle peakt, wo man das Signal erwartet (s. Abbildung 4.3).

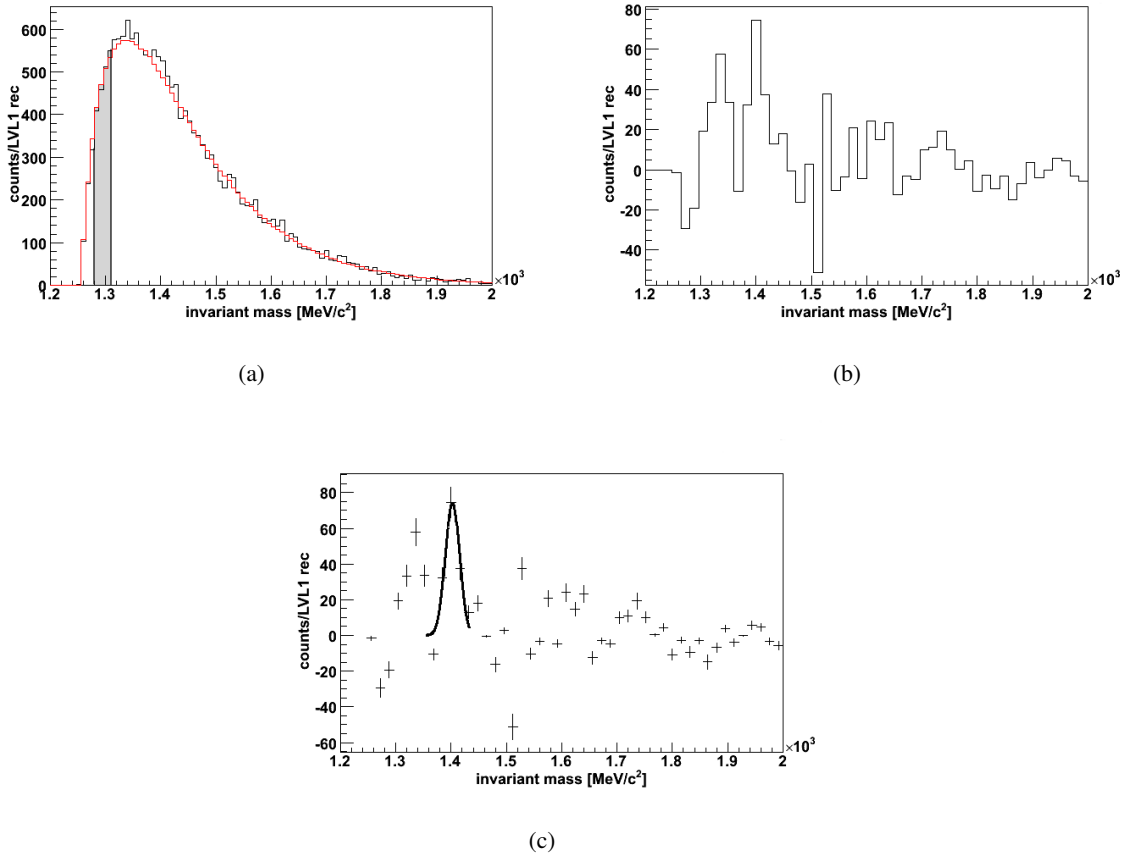


Abbildung 4.4: $\Lambda^0\text{-}\pi^-$ -invariantes Massenspektrum mit π -Schnitten (a) vor und (b) nach Untergrundabzug. Der Mixed-Event-Untergrund ist skaliert im grau eingefärbten Bereich. In den Bildteilen (b) und (c), wurden gegenüber (a) je zwei Bins zusammengefasst. (c) zeigt einen durch das Signal gelegten Gauß-Fit.

4.1.3 Rekonstruktion mit zusammengefassten Bins - keine Spurschnitte

Im nächsten Schritt wird eine andere Kombination der Schnitte verwendet. Es werden zunächst keinerlei Schnitte auf die Spurqualitätsvariablen der drei Teilchen angebracht und alle Pionen verwendet, welche in TOF- und TOFino-Detektor gemessen wurden. Man erhält ein invariantes Massenspektrum, in dem sich durch Zusammenfassen von je 12 Bins (gegenüber 2 zusammengefassten Bins bei der bisherigen Analyse) ein klares Signal rekonstruieren lässt (siehe Abbildung 4.5).

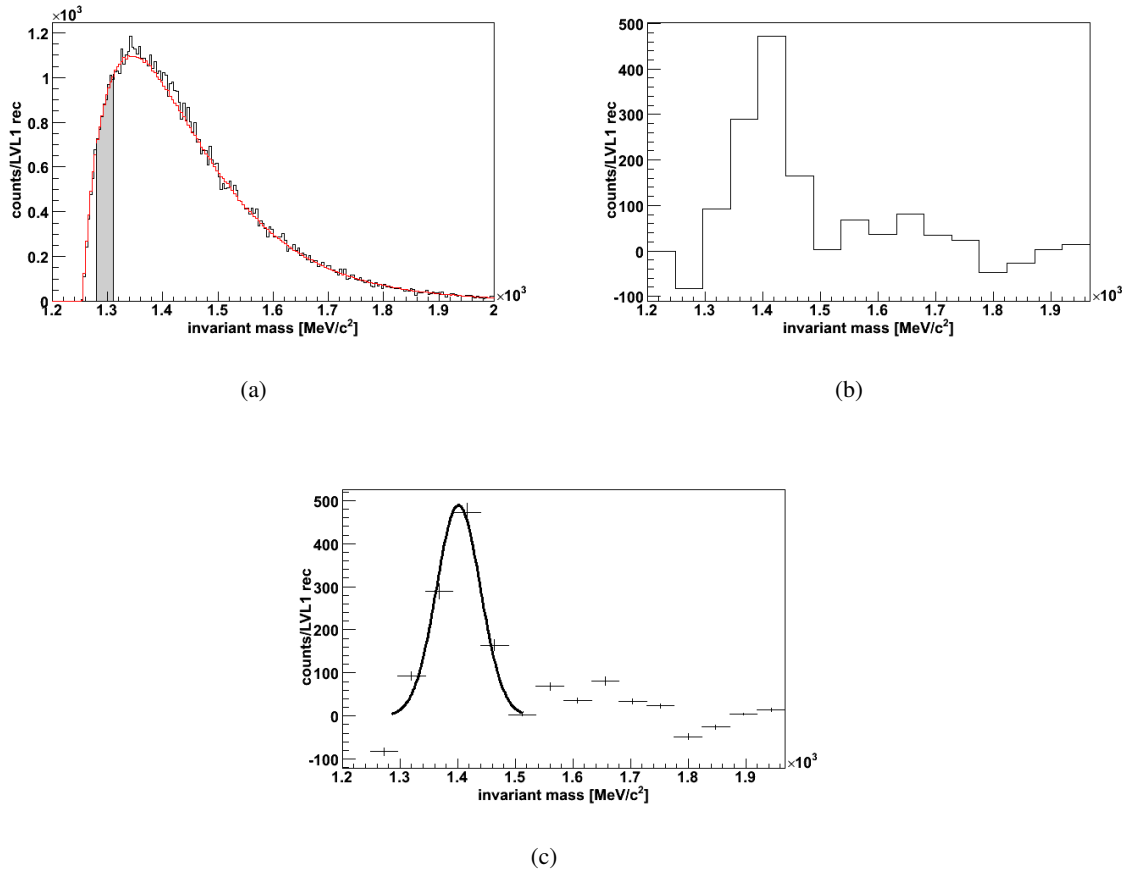


Abbildung 4.5: $\Sigma(1385)^-$ -Signal, das durch Ändern der Schnitt-Kombination und Zusammenfassen von je 12 Bins rekonstruiert wurde; $\mu = (1401 \pm 1.55) \frac{MeV}{c^2}$, $\sigma = (38.1 \pm 0.89) \frac{MeV}{c^2}$. Der Mixed-Event-Untergrund ist skaliert im grau eingefärbten Bereich.

Bei dieser Kombination der Schnittgrößen und der verwendeten Binsgröße von $47 \frac{MeV}{c^2}$ ist der Einschnitt zwischen beiden scheinbaren Peaks, der bei allen anderen Kombinationen zu sehen war, nicht mehr vorhanden, die beiden Strukturen sind nun in einem Peak mit einer einem mittleren invarianten Massenwert von $(1401 \pm 1.55) \frac{MeV}{c^2}$ vereinigt. Die Breite des Signals ist mit $\sigma = (38.1 \pm 0.89) \frac{MeV}{c^2}$ im Gegensatz zu dem in Abbildung 4.4 gefitteten Peak näher an der Resonanzbreite des $\Sigma(1385)^-$ von $39.4 \frac{MeV}{c^2}$.

4.1.4 Rekonstruktion mit zusammengefassten Bins - Spurschnitte, nur TOF-Pionen

Schneidet man enger, also bringt man auch Schnitte auf die Spurqualitätsvariablen an und bezieht nur Pionen, die im TOF detektiert wurden, in die Analyse ein, so erhält man durch Zusammenfassen von je 11 Bins folgendes invariantes Massenspektrum:

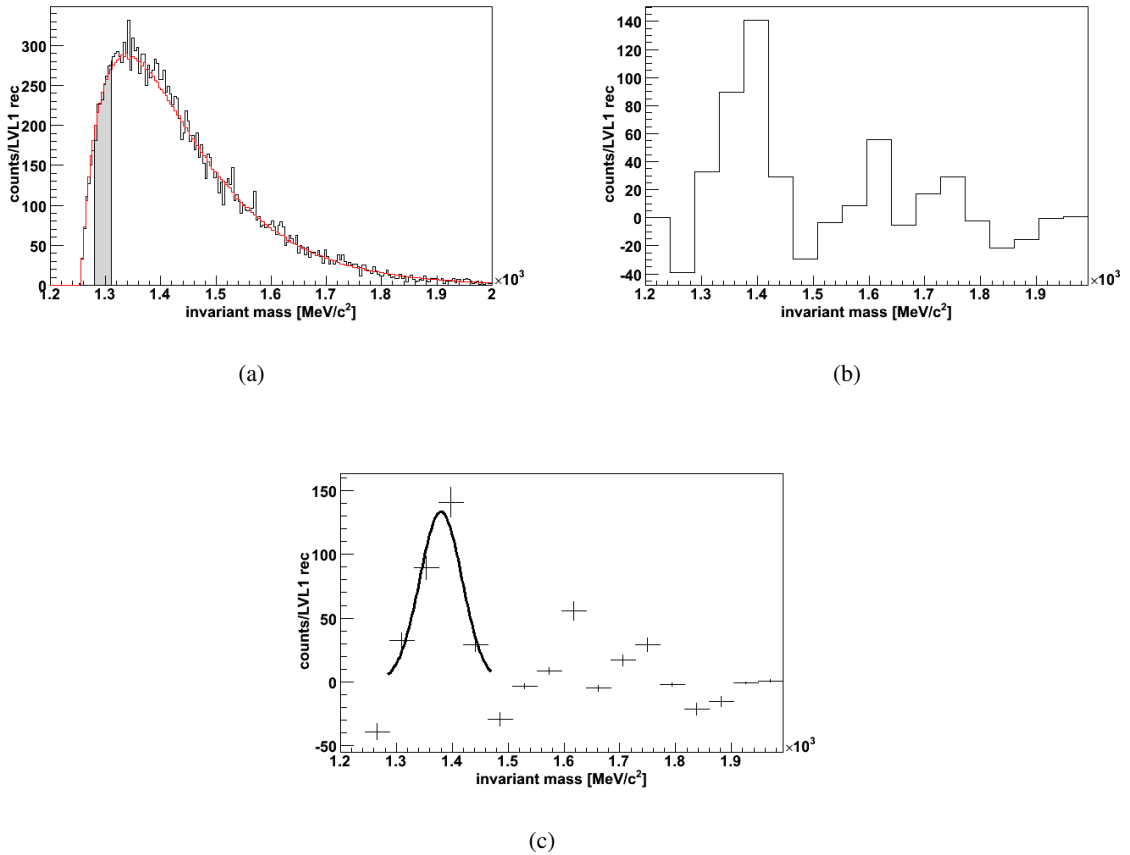


Abbildung 4.6: $\Sigma(1385)^-$ -Signal, das durch Anbringen engerer Schnitte und Zusammenfassen von je 11 Bins rekonstruiert wurde; $\mu = (1379.8 \pm 2.56) \frac{\text{MeV}}{c^2}$, $\sigma = (37.7 \pm 2.38) \frac{\text{MeV}}{c^2}$. Der Mixed-Event-Untergrund ist skaliert im grau eingefärbten Bereich.

Bei dieser Kombination der Schnittgrößen und einer verwendeten Bingröße von ca. $45 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ ist der Einschnitt zwischen beiden scheinbaren Peaks ebenfalls nicht mehr vorhanden. Man erhält durch den angebrachten Gauß-Fit eine mittlere Peakposition von $\mu = (1379.8 \pm 2.56) \frac{\text{MeV}}{c^2}$ und eine Breite des Signals von $\sigma = (37.7 \pm 2.38) \frac{\text{MeV}}{c^2}$.

Beide Signale, für deren Rekonstruktion mehrere sogenannte *Rebins* durchgeführt wurden, stimmen in Masse und Resonanzbreite sehr viel besser mit den nominellen Werten für die $\Sigma(1385)$ -Resonanz überein, als die ohne Zusammenfassen der Bins rekonstruierten Peaks. Es bleibt die Frage offen, in wie weit man die Bins zusammenfassen kann, ohne vorhandene, durch physikalische Effekte bedingte Strukturen zu unterdrücken. Diese Fragestellung wird ausführlicher in Abschnitt 4.2.2 diskutiert. Die Anzahl der *Rebins* ist jeweils so gewählt, dass das bestmögliche Ergebnis erzielt wird.

4.2 Diskussion

4.2.1 Probleme bei der Untergrundanpassung

Wie im vorherigen Abschnitt bereits erwähnt, liegt ein Problem dieser Analyse darin, dass der Untergrund sowohl mit der Sideband- als auch mit der Mixed-Event-Methode nicht hundertprozentig beschrieben wird. Die Diskrepanz zwischen berechnetem Untergrund und gemessenem Spektrum im Bereich der kleinen invarianten Massen hat ein negatives Signal zur Folge. Des Weiteren wird der Peak im Phasenraum bei ca. $1335 \frac{MeV}{c^2}$, unabhängig vom Bereich der Skalierung, von beiden Verfahren nicht wiedergegeben. Dies führt dazu, dass man in den resultierenden Spektren (Abbildungen 4.1 bis 4.4) zwei vermeintliche Signale sieht. Der erste Peak ist von der gleichen Höhe wie der, den man in der Nähe der nominellen $\Sigma(1385)$ -Masse erkennen kann. Beide Peaks sind nicht ausgeprägt genug um bei einem nicht völlig flachen Untergrund von einem klaren Signal zu sprechen. Allerdings ist der durch Zusammenfassen der Bins und Öffnen der Spurqualitäts-Schnitte entstandene Peak deutlich genug, um von einem $\Sigma(1385)$ -Signal auszugehen. Das Ergebnis ist demnach nicht eindeutig, da die Deutlichkeit des rekonstruierten Signals, wie in Abschnitt 4.1 gesehen, sehr stark von der verwendeten Bin-Größe abhängt.

Ein weiteres Problem ist, dass man nicht sicher sein kann, wie viele Pionen aus dem $\Sigma(1385)$ -Zerfall den Feuerball ungestört verlassen können. Die Wahrscheinlichkeit für Pionenstreuungsprozesse bzw. die Absorption und anschließende Reemission der Pionen ist relativ hoch, so dass man sich die Frage stellen muss, in wie weit die angebrachten Vertexschnitte sinnvoll sind. Diese Frage lässt sich jedoch erst beantworten, wenn man weiß, wie groß der Anteil der betroffenen Pionen ist. Auch die Messung gestreuter Pionen kann einen Teil zum Untergrund des Spektrums beitragen.

4.2.2 Statistische Fehler und Binning

Die statistischen Fehler liegen in der Größenordnung der Wurzel aus der Anzahl der Einträge. Bringt man keine Schnitte an, die das 2. Pion betreffen (siehe Abbildung 4.1), liegen sie bei ca. $\sqrt{2500} = 50$. Betrachtet man außerdem in Bildteil (b) von Abbildung 4.4 den Einbruch bei $1500 \frac{MeV}{c^2}$ als Maß für statistische Fluktuationen, kann man davon ausgehen, dass der Einschnitt zwischen beiden scheinbaren Peaks ebenfalls nur eine statistische Abweichung ist und es sich um eine Struktur handelt, die von einem Teilchen herrührt. In diesem Fall ist das Zusammenfassen der Bins sinnvoll, da sich dadurch der relative statistische Fehler verringert. Beliebig oft darf dieser Vorgang jedoch nicht wiederholt werden, da es sinnvoll ist, die Binsgröße in etwa der Größenordnung der aufzulösenden Massenbreite anzupassen. Um das $\Sigma(1385)$ mit einer Resonanzbreite von 35.8 bzw. $39.4 \frac{MeV}{c^2}$ aufzulösen sind Bins mit einer Breite von $47 \frac{MeV}{c^2}$ (wie in Abbildung 4.5) demnach noch sinnvoll, weiteres Zusammenfassen würde allerdings die Sensitivität auf das $\Sigma(1385)$ zu stark verringern. Darüber hinaus ist es wichtig, sich darüber im Klaren zu sein, dass die Erwartung eines Signals bei einer bestimmten Masse leicht dazu verleiten kann, Auswertungsmethoden unabhängig von ihrem Gehalt an physikalisch sinnvollen Schritten durchzuführen bis der erwartete Peak Gestalt annimmt.

4.2.3 Vergleich mit dem statistischen Modell

Das statistische Modell sagt eine Multiplizität von 0.0012 produzierten $\Sigma(1385)$ -Resonanzen in Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756 AGeV voraus. Damit sind diese Resonanzen zwar selten, kommen jedoch um einen Faktor 10 häufiger vor, als die bereits nachgewiesenen Ξ^- -Resonanzen. Da diese beiden Teilchen einen Dreikörperzerfall machen und deswegen die Rekonstruktionsstrategien sehr ähnlich sind,

kann für eine erste Abschätzung der Produktionsraten gleiche Akzeptanz und Effizienz angenommen werden. Aus diesem Grund kann man die beiden Teilchen gut vergleichen. Das Verhältnis von 1:10 wird in etwa von dem in Abbildung 4.5 gezeigten rekonstruierten Peak wiedergegeben, in dem man ca. 1100 rekonstruierte $\Sigma(1385)$ -Resonanzen sieht, da - wie in [Coled] beschrieben - ca. $141 \pm 54 \Xi^-$ -Resonanzen rekonstruiert werden konnten.

4.2.4 Vergleich mit FOPI-Ergebnissen

Die neben dieser Analyse einzige im SIS-Energiebereich durchgeführte Untersuchung der geladenen $\Sigma(1385)$ -Resonanz wurde mit dem FOPI-Detektor in Al+Al-Stößen bei 1.9 AGeV durchgeführt (siehe [Col]). Zur Rekonstruktion des Signals wurde ein Λ -Sample aus ca. 10^5 rekonstruierten Λ s ($\frac{S}{B} = 10$) mit geladenen Pionen kombiniert, was in der Größenordnung der in dieser Analyse verwendeten Statistik liegt. Es wurde der Mixed-Event-Background berechnet und abgezogen. Im Gegensatz zu der in dieser Arbeit durchgeführten Analyse wurden die Spektren von positiven und negativen $\Sigma(1385)$ -Resonanzen zusammengefasst.

Nach Anwendung dieser Methode ist ein Peak bei ca. $1387 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ mit einem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 0.03 und einer Signifikanz von 9.1 zu sehen.

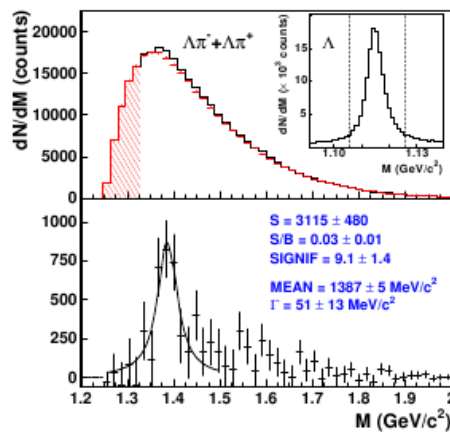


Abbildung 4.7: Mit dem FOPI-Detektor aufgenommenes Λ - π -invariante Massenspektrum mit Mixed-Event-Untergrund (oben) und rekonstruiertes $\Sigma(1385)$ -Signal nach Untergrundabzug (unten).

Die $\Sigma(1385)$ -Analyse der FOPI-Kollaboration wurde im Rahmen zweier Doktorarbeiten durchgeführt. Für eine detaillierte Beschreibung siehe [Mer04] und [Lop]. Dort finden sich auch Spektren für $\Sigma(1385)^+$ und $\Sigma(1385)^-$ getrennt, in denen kein klares Signal zu sehen ist.

4.3 Ausblick

Da das in dieser Arbeit rekonstruierte Signal, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, nicht eindeutig ist, sind weitere Untersuchungen zur Bestätigung der Ergebnisse notwendig. Ein noch zu lösendes Problem ist die Anpassung des Mixed-Event-Untergrundes an das Spektrum. Dies kann durch eine feinere Einteilung in Multiplizitätsklassen sowie die Verwendung von mehr Statistik geschehen.

Ein weiterer Schritt zur Verbesserung der Untersuchungsstrategie, der zu einem deutlicheren Signal führen kann, ist die Verwendung eines reineren Λ -Samples.

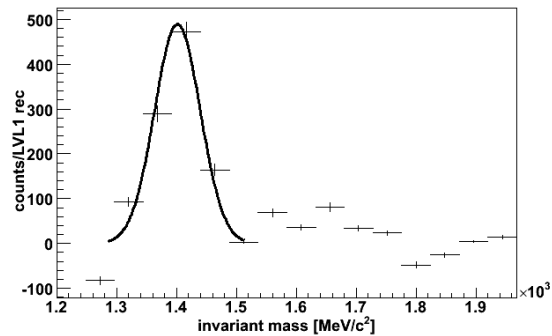


Abbildung 4.8: Mit der bestmöglichen Kombination an Schnitten und 12 Rebins rekonstruiertes $\Sigma(1385)$ -Signal

Um die Wahrscheinlichkeit für Fehlidentifikationen zu verringern und somit den Untergrund in diesem Bereich des invarianten Massenspektrums noch weiter zu unterdrücken, ist eine genauere Spurrekonstruktion notwendig. Je genauer die Berechnung der Spuren, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit dafür, Teilchen zu kombinieren, die nicht aus dem gleichen Zerfall stammen. Die Effizienz des Trackings hängt jedoch davon ab, in welchem Abstand zum primären Vertex ein Teilchen zerfällt. Dies liegt zum einen daran, dass die Spurrekonstruktionssoftware eine gewisse Nähe zum Reaktionsvertex voraussetzt und zum anderen ist für Teilchen, die aus einem weiter vom Target entfernten stattfindenden Zerfall kommen, die Wahrscheinlichkeit größer, nicht mehr innerhalb der geometrischen Detektorakzeptanz aufzutreffen. Wenn aufgrund dessen ein oder mehrere Messpunkte in den MDCs fehlen, kann die Spur nicht mehr rekonstruiert werden.

Insbesondere kann die Spurrekonstruktion durch die Verwendung zusätzlicher Messpunkte verbessert werden. Der Einbau weiterer Driftkammern ist jedoch im Falle von HADES technisch nicht möglich, da für diesen Zweck die Detektorbestandteile dauerhaft weiter auseinander geschoben sein müssten, was mit einem Verlust an abgedecktem Raumwinkelbereich einhergeht. HADES ist auf eine Optimierung der räumlichen Akzeptanz ausgelegt.

Eine deutlich bessere Spurverfolgung wäre mit einer **T**ime **P**rojection **C**hamber möglich. TPCs haben jedoch eine relativ hohe Totzeit, so dass man wesentlich längere Strahlzeiten bräuchte, um die gleiche Statistik aufzuzeichnen.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die in Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756 AGeV produzierte $\Sigma(1385)$ -Resonanz mit dem HADES-Spektrometer rekonstruiert werden kann. Es muss allerdings noch geklärt werden, ob die Zusammenfassung mehrerer Bins in diesem Maße gerechtfertigt ist. Hierfür muss die invariante Massen-Auflösung untersucht werden, um zu entscheiden, ob es sich bei dem in einigen Spektren sichtbaren Einschnitt zwischen den scheinbaren Peaks um eine statistische Fluktuation handelt oder nicht. Des Weiteren steht noch eine unabhängige Bestätigung der Ergebnisse sowie eine Akzeptanz- und Effizienzkorrektur aus.

Anhang A

Anpassung des $\Sigma(1385)$ -Untergrundes mithilfe der Sideband-Methode

Berechnet man die invariante Masse aus rekonstruierten Λ s und Pionen, so erhält man folgende Spektren für $\Sigma(1385)^+$ und $\Sigma(1385)^-$. Es wurden die in Abschnitt 3.5.2 beschriebenen Schnitte für die bessere Rekonstruktion des 2. Pions angebracht. Der Sideband-Untergrund ist links der erwarteten Peakposition skaliert, da man in höheren Massenbereichen weitere Resonanzen vermutet.

Es ist deutlich zu erkennen, dass der mit der Sideband-Methode berechnete Untergrund das Spektrum nicht gut zu beschreiben vermag, was die Rekonstruktion eines klaren Signals durch Untergrundabzug unmöglich macht. Die große Diskrepanz kann dadurch erklärt werden, dass die für die Berechnung des Untergrundes verwendeten Bänder im p - π -invarianten Massenspektrum zu breit sind, weshalb sich die Impulsverteilung der verwendeten Teilchen zu weit von der der richtig rekonstruierten Λ s unterscheidet. Da die Verwendung schmalerer Bänder die Statistik jedoch stark eingeschränkt hätte, ist eine Untergrundberechnung mit Hilfe der Sideband-Methode in dieser Arbeit nicht sinnvoll.

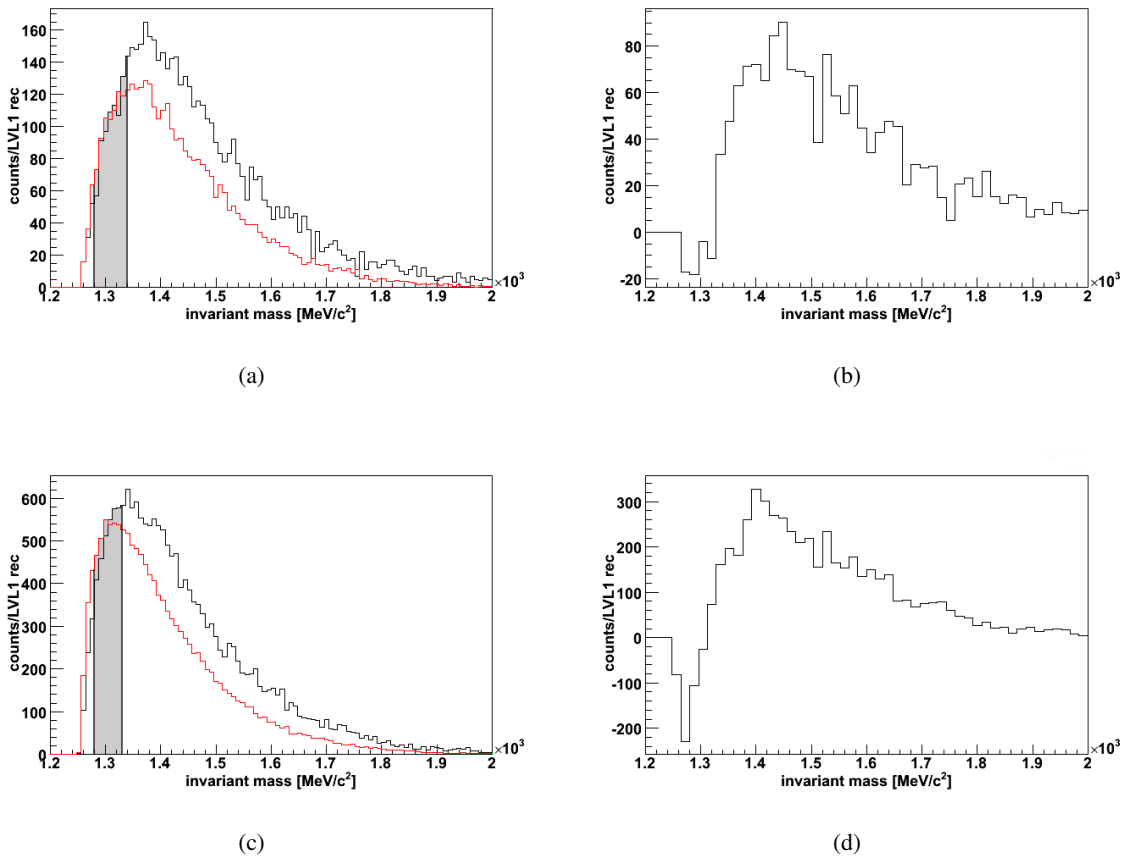


Abbildung A.1: Λ - π -invariantes Massenspektrum mit π -Schnitten, (a), (c) vor und (b), (d) nach Abzug des mit der Sideband-Methode berechneten Untergrundes. Der Untergrund ist skaliert im grau eingefärbten Bereich. Die obere Reihe zeigt Ergebnisse für $\Sigma(1385)^+$, die untere Reihe für $\Sigma(1385)^-$. Im rechten Teil des Bildes wurden gegenüber dem linken Bildteil je zwei Bins zusammengefasst.

Anhang B

Deuteronen im Bereich des TOF-Detektors

Der TOF-Detektor deckt einen Polarwinkelbereich von 44° bis 88° ab und liefert Energieverlustinformationen mit guter Auflösung. Aus diesem Grund eignet sich dieser Bereich besser als der schlechter auflösende TOFino-Detektor zur Teilchenidentifikation.

Um aus dem Polarität-Masse-Spektrum von -1000 bis $+3000 \frac{MeV}{c^2}$, in dem die Signale von π^- , π^+ , p , d und 4He überlagert sind, das Deuteronen-Signal zu extrahieren, wurden verschiedene Schnitte angebracht:

Zunächst wurde auf Spurqualitätsvariablen (s. auch Abschnitt 3.3) geschnitten, deren Verteilungen in Abb. B.1 zu sehen sind. Des Weiteren kann gut auf die eingangs erwähnte Energieverlustinformation, die der TOF-Detektor bietet, geschnitten werden. Trägt man den Energieverlust gegen den Impuls auf, ist es möglich einen graphischen Schnitt um die theoretische, anhand der Bethe-Bloch-Formel¹ berechnete Energieverlustkurve eines bestimmten Teilchens anzubringen. In Abbildung B.2 ist dies für die Kurve der Deuteronen getan.

¹Bethe-Bloch-Formel für den Energieverlust eines geladenen Teilchens:

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

z - die Ladung des einfallenden Teilchens

Z, A - die Kernladungs- und Massenzahl des Gases

m_e - die Elektronenmasse

r_e - der klassische Elektronenradius (B.2)

N_A - Avogadro-Zahl

I - eine für das Gas charakteristische Ionisationskonstante

δ - Dichtekorrekturterm

Hierbei ist T_{max} die maximale kinetische Energie, die auf ein freies Elektron in einem einfachen Stoß übertragen werden kann:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \quad (\text{B.3})$$

M : Masse des stoßenden Teilchens

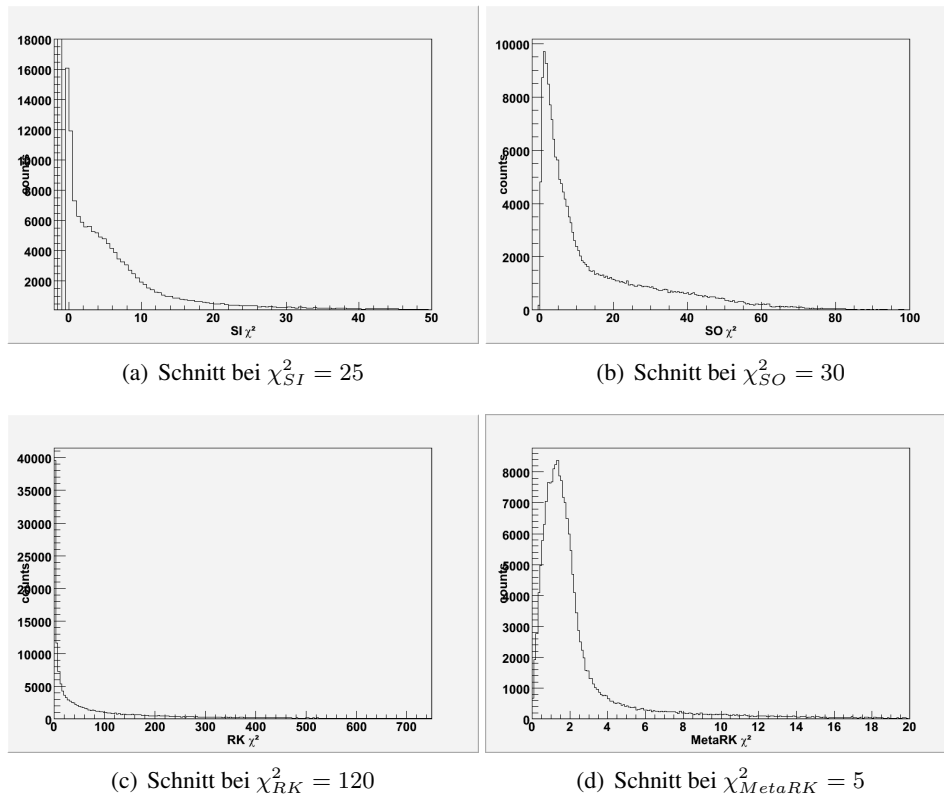


Abbildung B.1: Verteilungen der Spurqualitätsvariablen der Deuteron-Spuren und deren Schnittwerte

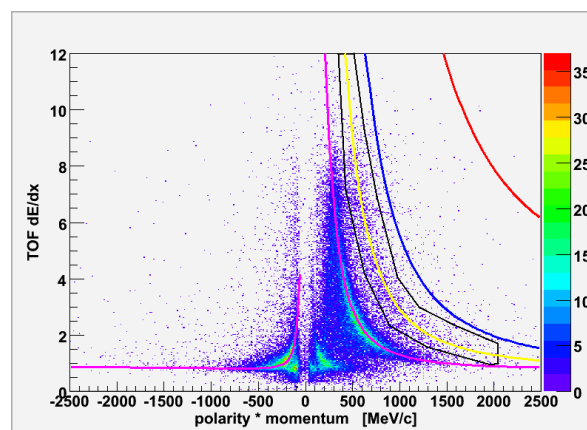


Abbildung B.2: Graphischer Schnitt um die theoretisch berechnete Energieverlustkurve der Deuteronen im TOF-dE/dx-Impuls-Spektrum

Auch die Vieldrahtdriftkammern liefern gute Energieverlustinformationen, so dass auch hier ein entsprechender Schnitt zur Deuteronenidentifikation angewandt wurde (s. Abbildung B.3).

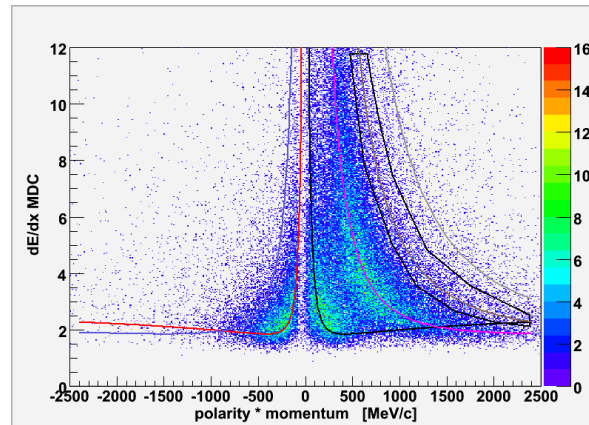


Abbildung B.3: Graphischer Schnitt um die theoretisch berechnete Energieverlustkurve der Deuteronen im MDC- dE/dx -Impuls-Spektrum

Abbildung B.4 zeigt das TOF-Massenspektrum auf einer logarithmischen Skala mit und ohne angebrachte Schnitte. Es ist deutlich zu erkennen, dass es gelungen ist, den Untergrund in großen Teilen des Spektrums vollständig zu unterdrücken.

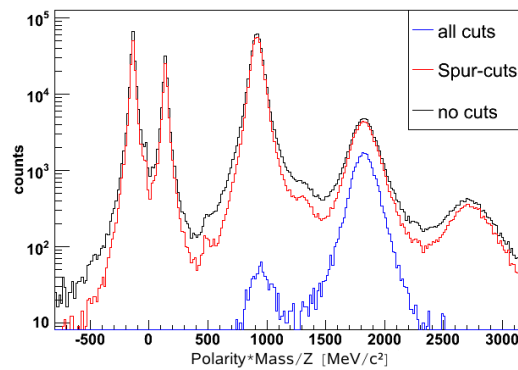


Abbildung B.4: Das Massenspektrum im TOF mit und ohne angebrachte Schnitte (logarithmisch)

Das extrahierte Deuteronensignal ist auf einer linearen Skala nahezu untergrundfrei (s. Abbildung B.5).

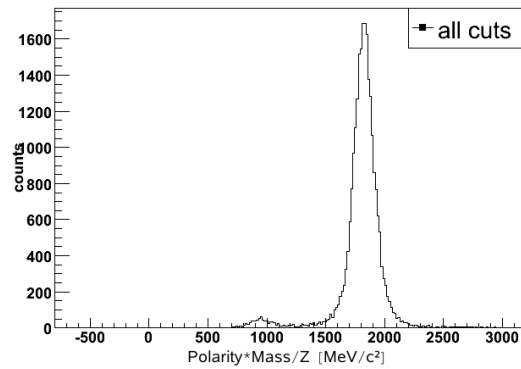


Abbildung B.5: Das Massenspektrum im TOF mit angebrachten Schnitten

HADES ist demnach in der Lage, Deuteronen im Polarwinkelbereich von $\Theta = 44^\circ$ bis $\Theta = 88^\circ$ und im Impulsbereich bis $2500 \frac{MeV}{c}$ nahezu untergrundfrei zu analysieren. Das Spektrometer ist auch dazu geeignet, höhere Fragmente zu untersuchen.

Anhang C

χ^2 -Anpassungstest

Beim χ^2 -Anpassungstest handelt es sich um einen Vergleich zwischen einer aus einer Zufallsstichprobe x_1, x_2, \dots, x_n gewonnenen empirischen Häufigkeitsverteilung und einer theoretisch erwarteten Verteilung. Die Vorgehensweise ist die Folgende:

Die Werte der Stichprobe werden in k Klassen (Intervalle) unterteilt ($k < n$) und die absoluten Klassenhäufigkeiten n_1, n_2, \dots, n_k festgestellt. Es gilt $n_1 + n_2 + \dots + n_k = n$.

Aus der als wahr angenommenen Verteilungsfunktion wird für jede Klasse die Klassenwahrscheinlichkeit p_i und damit die theoretisch zu erwartende Anzahl $n_{i*} = np_i$ der Stichprobenwerte in der Klasse i berechnet.

Als Maß für die Abweichung zwischen der empirischen und der hypothetischen Verteilung wird die Maßzahl

$$\chi^2 = \sum \frac{(n_i - n_{i*})^2}{n_{i*}} \quad (\text{C.1})$$

eingeführt. Kleine Abweichungsquadrate bedeuten eine „gute“ Übereinstimmung zwischen empirischen und hypothetischen Werten. In der Regel werden Werte von $\chi^2 \approx 1$ als gute Bestätigung der angenommenen Verteilung gesehen, bei sehr großen Werten wird man die Hypothese verwerfen.

In der Datenanalyse (siehe Kapitel 3) sind die verwendeten χ^2 -Werte ein Maß dafür, wie gut die Auftreffpunkte im Detektor von dem aus ihnen berechneten Spursegment gefittet werden. Prinzipiell gilt auch hier: Je größer der Wert, desto schlechter stimmt die rekonstruierte Spur mit der tatsächlichen überein. Jedoch sind hierbei weitaus größere χ^2 -Werte vertreten, da bei Experimenten wie HADES die Einzelwahrscheinlichkeiten für Ereignisse und somit die theoretisch zu erwartende Anzahl pro Klasse verschwindend gering ist.

Negative χ^2 -Werte kommen in der Analyse vor, da durch einen Schnitt in der Tracking-Software „zu große“ Werte (ab $\chi^2 = 300$) automatisch auf -1 gesetzt werden. Somit werden die höchsten Werte von vorneherein ausgenommen, da man später durch Schnitte nur positive χ^2 -Werte zulässt.

Literaturverzeichnis

- [Col] The FOPI Collaboration. Sub-threshold production of $\Sigma(1385)$ baryons in Al+Al collisions at 1.9 AGeV. 36
- [Coled] The HADES Collaboration. Deep sub-threshold Ξ^- production in Ar+KCl reactions at 1.76 AGeV. to be published. 36
- [C.S01] C.Sturm. *K⁺-Produktion in Schwerionenreaktionen als Sonde für die Inkompressibilität von Kernmaterie*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2001. 2
- [Dun08] J. Dunkley et al. [WMAP Collaboration]. Five-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: Likelihoods and parameters from the wmap data. *Astrophys. J. Suppl.* **180** (2009) 306 [arXiv:0803.0586 [astro-ph]]., 2008. 1
- [ea07] A. Förster et al. Production of K^+ and of K^- Mesons in Heavy-Ion Collisions from 0.6 to 2.0 A GeV Incident Energy. *Physical Review*, C **75**, 2007. 5, 7
- [JSBB97] I.N. Mishustin J. Schaffner-Bielich and B.Jakob. In-medium kaon production at the mean-field level. *Nucl. Phys.*, A **625**:325, 1997. 3
- [Kri08] F. Krizek. *Study of inclusive electron-positron pair production in collisions of Ar+KCl at 1.756 A GeV*. Dissertation, NPI CAS, Rez, 2008. 17
- [Lan08] S. Lang. *Di-Leptonen Produktion in Ar+KCl Reationen bei 1.756 AGeV*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2008. 10, 16
- [Lop] X. Lopez. *Production d'étrangeté dans les collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV*. Dissertation. 36
- [Lor08] M. Lorenz. Produktion geladener Kaonen in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2008. 7, 13
- [Lor09] M. Lorenz. Further hadron publication from ArKCl. *Talk, HADES Collaboration Meeting XX*, 2009. 6
- [Mer04] M. Merschmeyer. *Production and Flow of Neutral Strange Particles in Ni+Ni Collisions at 1.93 AGeV*. Dissertation, Fakultät für Naturwissenschaften und Mathematik, Ruperto-Carola-Universität Heidelberg, 2004. 36
- [Sch08] A. Schmah. *Produktion von Seltsamkeit in Ar+KCl Reationen bei 1.756 AGeV*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2008. 10, 12, 16

