

Seltsame Resonanzen in Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756A GeV

Laura Rehnisch

Masterarbeit

Institut für Kernphysik

Goethe-Universität Frankfurt

Fachbereich Physik

Juli 2011

Gutachter:

Prof. Dr. Joachim Stroth
Dr. Christian Müntz

Zusammenfassung

Das HADES-Spektrometer am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt wurde konzipiert, um Zerfälle leichter Vektormesonen in Dileptonen zu untersuchen. Es besitzt jedoch auch hervorragende Eigenschaften zum Nachweis von Hadronen. Im September 2005 wurde ein Experiment durchgeführt, bei welchem Argon-Kerne mit einer kinetischen Strahlenergie von 1.756 GeV pro Nukleon auf ein Kaliumchlorid-Target geschossen wurden. In diesem Stoßsystem sind neben Vektormesonen bereits mehrere Hadronen mit Strangeness-Inhalt (Seltsamkeit), Λ , K^\pm , K_S^0 und Φ -Mesonen, untersucht worden [1]. Es ist von Interesse, alle seltsamen Teilchen zu vermessen, die im genannten Stoßsystem produziert wurden, um mit Hilfe der Strangeness-Erhaltung auf die Produktionsraten nicht nachweisbarer seltsamer Teilchen zu schließen, sowie über Anzahlverhältnisse ein besseres Verständnis der Produktion von Seltsamkeit und deren Propagation im Medium zu erhalten. Zu diesem Zweck müssen auch die ersten angeregten Zustände der seltsamen Hadronen untersucht werden. In dieser Arbeit wird die Analyse der geladenen $\Sigma(1385)$ -Resonanzen vorgestellt, welche sich als gute Sonden für die Hochdichtephase einer Schwerionenkollision und somit die Erforschung von Strangeness-Produktionsmechanismen eignen, da sie im betrachteten Stoßsystem ca. 200 MeV unterhalb ihrer Schwelle in elementaren Reaktionen produziert werden.

Die $\Sigma(1385)$ -Resonanz wird über ihren Hauptzerfallskanal $\Sigma(1385)^\pm \rightarrow \Lambda + \pi^\pm$ rekonstruiert, wobei zunächst eine Auswahl von ca. 40000 Λ -Hyperonen über ihren Zerfallskanal $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ rekonstruiert wird, zu welcher dann Pionen kombiniert werden. Aufgrund der Kurzlebigkeit der $\Sigma(1385)$ -Resonanz, ist es nicht möglich, Pionen aus dem betrachteten Zerfall anhand ihres Vertex von primären Pionen zu unterscheiden, weshalb die Spektren von kombinatorischem Untergrund dominiert sind. Ein besonderes Augenmerk der Arbeit liegt deshalb auf der korrekten Beschreibung des Untergrundes bei Resonanzen mit kleinem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis.

Mit den gewählten Schnitten sowie Methoden zur Untergrundbestimmung kann für $\Sigma(1385)^-$ eine Multiplizität von $(8.787 \pm 3.467 \text{ (syst.)} \pm 1.920 \text{ (stat.)}) \cdot 10^{-4}$ pro Ereignis, sowie für $\Sigma(1385)^+$ von $(2.219 \pm 2.396 \text{ (syst.)} \pm 0.213 \text{ (stat.)}) \cdot 10^{-3}$ bestimmt werden. Diese Ergebnisse stimmen im Rahmen der Fehler gut mit den von der FOPI-Kollaboration publizierten Werten aus Al+Al-Stößen bei 1.9A GeV [2] und nahezu mit den theoretischen Vorhersagen überein, die mit Hilfe eines statistischen Modells (THERMUS [3]) getroffen wurden. Der große systematische Fehler der $\Sigma(1385)^+$ -Analyse ist durch den schlechteren experimentellen Zugang gegenüber $\Sigma(1385)^-$ begründet. Die Polmasse der negativen $\Sigma(1385)$ -Resonanz stimmt mit Literaturwerten überein, wohingegen $\Sigma(1385)^+$ zu höheren Massen verschoben ist. Auffällig ist auch die vergrößerte Resonanzbreite beider Zustände gegenüber den Literaturangaben. Diese Abweichungen, die für $\Sigma(1385)^+$ stärker ausgeprägt sind, sind zum Großteil auf bisher unverstandene Systematiken zurückzuführen, welche im Rahmen dieser Arbeit zwar gezeigt, jedoch nicht ursächlich untersucht werden konnten. Dieser Schritt, der vermutlich mit einer Verkleinerung der systematischen Fehler einhergeht, steht zur Erlangung endgültiger Ergebnisse noch aus, damit die Möglichkeit zu Vergleichen mit elementaren Reaktionen besteht, um eventuell vorhandene physikalische Effekte der Schwerionenreaktion feststellen zu können.

Abstract

The HADES spectrometer at GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt, Germany, was designed to analyze the decays of light vector mesons into dileptons. However, it has excellent qualities for hadron detection. In September 2005 an experiment was accomplished, where an argon beam with a kinetic energy of 1.756 GeV per nucleon and a potassium chloride target were used. Among vector mesons, several strange hadrons (Λ , K^\pm , K_S^0 and Φ mesons) have been analyzed in this collision system [1]. A strategy of interest is to measure all strange particles which were produced in this collision system in order to draw conclusions about the production rates of undetectable strange particles as well as to get a better understanding of strangeness production and propagation in the medium. For this purpose, also the first excited states of strange hadrons have to be investigated. In this thesis the analysis of charged $\Sigma(1385)$ resonances will be presented, which are good probes for the high density phase of heavy ion collisions and for the investigation of strangeness production mechanisms, as they are produced around 200 MeV below their nucleon-nucleon threshold in the given collision system.

$\Sigma(1385)$ is reconstructed via its main decay channel $\Sigma(1385)^\pm \longrightarrow \Lambda + \pi^\pm$, by reconstructing at first a sample of about 40000 Λ hyperons via their decays to proton- π^- pairs which are then combined with pions. As the $\Sigma(1385)$ resonance is pretty short-lived, from this point of view it is impossible to distinguish between pions from the decay and primary ones, which is a fact that leads to spectra which are dominated by combinatorial background. Hence, a very important point of this work is the correct background description for resonances with small signal-to-background ratios.

With the chosen cut combinations and strategies of background description, particle multiplicities of $(8.787 \pm 3.467 \text{ (syst.)} \pm 1.920 \text{ (stat.)}) \cdot 10^{-4}$ per event for $\Sigma(1385)^-$ and $(2.219 \pm 2.396 \text{ (syst.)} \pm 0.213 \text{ (stat.)}) \cdot 10^{-3}$ per event for $\Sigma(1385)^+$ are obtained. Within the errors, these numbers are well in agreement with the results from Al+Al collisions at 1.9A GeV which were published by the FOPI collaboration [2] and also almost with statistical model predictions (THERMUS [3]). The large systematic error of the $\Sigma(1385)^+$ value is due to worse experimental access in comparison to $\Sigma(1385)^-$. The pole mass of the negative $\Sigma(1385)$ resonance is in agreement with literature, whereas $\Sigma(1385)^+$ is shifted to higher masses. An interesting outcome is the enlarged decay width of both particles compared to literature. These deviations, which are more pronounced for $\Sigma(1385)^+$, are mostly due to systematics of the analysis procedure which are not understood up to now. These effects could be shown in this thesis, but their reason could not yet be settled. This step, which will probably reduce the systematic errors, is still to be taken before presenting final results and having the possibility to compare to results from elementary reactions and thus detecting possible physics effects of the heavy ion collisions.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	ix
Abbildungsverzeichnis	xi
Tabellenverzeichnis	xiii
1 Einleitung und Motivation	1
1.1 Physikalische Fragestellungen	2
1.1.1 Die Phasen von Kernmaterie	2
1.2 Schwerionenkollisionen	3
1.3 Observable	4
1.4 Teilchenproduktion	5
1.4.1 Produktion von Seltsamkeit	5
1.4.2 Hadronische Resonanzen	7
1.4.3 Theoretische Vorhersagen	7
1.5 Vorgegangene Experimente am SIS 18	8
1.5.1 Das KaoS-Experiment	8
1.5.2 Das FOPI-Experiment	9
1.6 Das Experiment	9
1.7 Zielsetzung und Aufbau dieser Arbeit	9
2 HADES	11
2.1 Zielsetzung und Eigenschaften	11
2.2 Die Komponenten	12
2.2.1 Der Start-/Veto-Detektor	12
2.2.2 Der RICH-Detektor	12
2.2.3 Das Magnetspektrometer	13
2.2.4 Der META-Detektor	14
2.3 Das Trigger- und Datenaufnahmesystem	16
3 Datenanalyse mit HADES	17
3.1 Zentralitätsauswahl	17
3.2 Identifikation langlebiger Teilchen	18
3.2.1 Spurrekonstruktion	18
3.2.2 Impulsbestimmung	19
3.2.3 Spurselektion	19
3.2.4 Identifikation einzelner Teilchenspezies	20
3.3 Rekonstruktion zerfallener Teilchen	23
3.3.1 Das invariante Massenspektrum	23
3.3.2 Kombinatorischer Untergrund	23

4	$\Sigma(1385)$-Analyse	25
4.1	Λ -Rekonstruktion	26
4.1.1	Verteilungen der Λ -Schnitte	29
4.2	$\Sigma(1385)$ -Rekonstruktion	31
4.3	Systematische Untersuchungen zur Untergrundberechnung	33
4.3.1	Abstand der Vertices	33
4.3.2	Teilchenmultiplizität	34
4.3.3	Zeitabhängigkeit	35
4.3.4	Öffnungswinkel	36
4.3.5	Normierung	37
4.4	Untergrundabzug	39
4.5	Einflüsse auf Signalposition und -breite	41
4.6	Korrekturen	48
4.6.1	Die Simulationspakete Pluto und GEANT	49
4.6.2	Akzeptanzkorrektur	50
4.6.3	Detektor- und Spurrekonstruktionseffizienz	50
4.6.4	Schnitteffizienz	51
4.6.5	Gesamtkorrektur	53
4.7	Fehlerbetrachtung	54
5	Ergebnisse und Diskussion	57
5.1	Ergebnisse dieser Arbeit	57
5.2	$\Sigma(1385)$ im Kontext der Ar+KCl-Daten	57
5.2.1	Vergleich mit einem statistischen Hadronisations-Modell	57
5.2.2	Vergleich mit vorangegangenen Experimenten	58
5.3	Ausblick	59
	Literaturverzeichnis	61

Abbildungsverzeichnis

1.1	Vermessung des Phasendiagramms	3
1.2	Phasen einer Schwerionenkollision	4
1.3	Strangeness-Austausch-Reaktion	6
1.4	Vorhersage durch das Statistische Modell	8
1.5	KCl-Target	9
2.1	Das HADES-Spektrometer	11
2.2	Schematische Darstellung von HADES	12
2.3	Magnetspektrometer	14
2.4	Der PreShower-Detektor	15
3.1	Stoßparameterverteilung	18
3.2	Geschwindigkeitsverteilungen in den Flugzeitwänden	21
3.3	Energieverlustkurve von Myonen in Kupfer	22
3.4	Energieverlust in den Driftkammern	22
4.1	Lebensdauer des Feuerballs einer Schwerionenreaktion	25
4.2	Schematische Darstellung des $\Sigma(1385)$ -Zerfalls	26
4.3	Λ -Zerfall in ein Proton-Pion-Paar	27
4.4	Λ -Signal (auf Signifikanz optimiert)	28
4.5	Verteilungen der Λ -Schnitte	30
4.6	Λ - π -invariante Massenspektren vor Untergrundabzug	31
4.7	Verteilungen der $\Sigma(1385)$ -Schnitte	32
4.8	Rekonstruierter primärer Vertex	32
4.9	Auswirkungen auf den Untergrund: Abstand der primären Vertices	34
4.10	Auswirkungen auf den Untergrund: Teilchenmultiplizität	35
4.11	Zeitabhängigkeit der rekonstruierten Protonmasse	35
4.12	Zeitabhängige Veränderung der Untergrund-Form	36
4.13	Korrelation zwischen dem Abstand der Auftreffpunkte in der ersten MDC-Ebene und dem Öffnungswinkel der Teilchenspuren	37
4.14	Öffnungswinkelverteilungen in <i>Same-Event</i> - und <i>Mixed-Event</i> -Spektren	37
4.15	Auswirkungen von Öffnungswinkelschnitten auf die verschiedenen Spektren	38
4.16	Auswirkungen auf den Untergrund: Normierungsbereiche	39
4.17	$\Lambda - \pi$ -invariante Massenspektren vor und nach Untergrundabzug	40
4.18	Vergleich der Spektren: $\Sigma(1385)^-$, $\Sigma(1385)^+$	42
4.19	Einfluss auf die Signalposition: Öffnungswinkel	43
4.20	Einfluss auf die Signalposition: Impuls des Pions	44
4.21	Einfluss auf die Signalposition: Impuls des Λ	45
4.22	Seitenbänder im p - π^- -invarianten Massenspektrum	46
4.23	Invariante Massenspektren aus richtig und falsch identifizierten Λ s mit Pionen	46
4.24	Invariante Massenspektren aus unkorrelierten Λ s und Pionen nach Untergrundabzug	47
4.25	Mit simulierten Resonanzen angereicherte Spektren	48

4.26	Flussdiagramm der Simulationsdaten zur Akzeptanz- und Effizienzkorrektur	49
4.27	$\Lambda - \pi$ -invariante Massenspektren mit variiertes Normierung nach Untergrundabzug	56
5.1	Vergleich mit THERMUS-Rechnung	58
5.2	$\Sigma(1385)$ -Signal publiziert von der FOPI-Kollaboration	59

Tabellenverzeichnis

1.1	Marieteilchen des Standardmodells	1
3.1	Mittlere Anzahl der Partizipanten in ArKCl	18
4.1	Λ -Schnitte	28
4.2	$\Sigma(1385)$ -Schnitte	31
4.3	Wirkung der $\Sigma(1385)$ -Schnitte	32
4.4	Unsicherheiten in Signal und Untergrund	33
4.5	<i>Mixed-Event</i> -Schnitte	39
4.6	3-Teilchen-Akzeptanz des $\Sigma(1385)$ -Zerfalls	50
4.7	Effizienz der Spurrekonstruktion	51
4.8	Effizienz graphischer Schnitte zur Teilchenidentifikation	52
4.9	Effizienz der Spurqualitätsschnitte zur Teilchenidentifikation	52
4.10	Effizienz der Zerfallskinetik-Schnitte	53
4.11	Vergleich der Schnitt-Effizienzen	53
4.12	Vergleich der Effizienzen	53
4.13	Fehlerabschätzung	54
5.1	$\Sigma(1385)$ -Multiplizitäten	57

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Seit langer Zeit interessiert sich die Menschheit für den Aufbau von Materie. Bereits die alten Griechen waren der Ansicht, dass sie aus kleinen, nicht weiter teilbaren Einheiten besteht, was zu dem Begriff "Atom" (von griechisch *átomos*, unteilbar) geführt hat. Wenngleich dieses Bild auf philosophischen Überlegungen und nicht auf experimentellen Erfahrungen beruhte, hat die Namensgebung sich durchgesetzt. Der heutige Atombegriff hat seinen Ursprung in der naturwissenschaftlichen Forschung von Joseph John Thomson und Ernest Rutherford Ende des 19. und Anfang des 20. Jahrhunderts. Mit ihrer ersten Beschreibung einer atomaren Substruktur ging die Einsicht einher, dass es sich hierbei nicht um die kleinsten Materie-Bausteine handeln kann. In den darauffolgenden Jahrzehnten gelang es den Wissenschaftlern, Elektronen von den Atomkernen zu trennen, was diese Annahme bestätigte. Als in den 30er-Jahren des letzten Jahrhunderts mit dem Neutron neben dem Proton der zweite Kernbaustein experimentell nachgewiesen wurde, glaubte man zunächst, die kleinsten Teilchen gefunden zu haben, aus denen Materie aufgebaut ist.

Durch die in den 60er-Jahren aufkommenden Beschleunigerexperimente wurde jedoch die Möglichkeit geschaffen, die Materie mit höheren Energien zu untersuchen, womit kürzere Wellenlängen und somit die Fähigkeit zur Auflösung kleinerer Strukturen einhergingen. Bei Streuversuchen wurde deutlich, dass Nukleonen, wie Protonen und Neutronen zusammenfassend bezeichnet werden, ebenfalls eine Substruktur besitzen. Zunächst wurden bei verschiedenen Experimenten eine ganze Reihe unterschiedlicher neuer Teilchen gefunden, innerhalb derer es jedoch Gruppen ähnlicher Eigenschaften zu geben schien. Dies deutete darauf hin, dass alle diese Teilchen selbst nicht elementar, sondern nach bestimmten Regeln aus noch kleineren Bausteinen aufgebaut sind. Der Versuch, Ordnung in diesen "Teilchen-Zoo" zu bringen, endete analog zur Beschreibung der chemischen Elemente mit dem Periodensystem in der Beschreibung des Aufbaus von Materie durch das sogenannte Standardmodell, das eine bis heute anerkannte Theorie darstellt. Eine Bestätigung erhoffen sich viele Physiker von der Entdeckung des Higgs-Bosons am LHC¹ am CERN². Nach diesem Modell gibt es zwei verschiedene Arten von Grundbausteinen der Materie: Die Quarks und die Leptonen. Sie sind in Tabelle 1.1 aufgeführt.

	1. Familie		2. Familie		3. Familie	
Quarks	up	u	charm	c	top	t
	down	d	strange	s	bottom	b
Leptonen	Elektron-Neutrino	ν_e	Myon-Neutrino	ν_μ	Tau-Neutrino	ν_τ
	Elektron	e	Myon	μ	Tauon	τ

Tabelle 1.1: Materieteilchen des Standardmodells; die Ruhemassen der Teilchen steigen mit der Ordnung der Familien von links nach rechts an.

¹Large Hadron Collider

²Centre Européen de la Recherche Nucléaire, Genf, Schweiz

Nicht alle diese Bausteine sind jedoch unter “normalen” Bedingungen vertreten. Ein Atom eines jeden auf der Erde vorhandenen Stoffes setzt sich lediglich aus einer gewissen Anzahl der leichtesten geladenen Leptonen, der Elektronen, sowie den beiden leichtesten Quarks, dem *up*- und dem *down*-Quark, zusammen. Quarks und Leptonen mit höheren Massen entstehen nur unter Bedingungen hoher Temperatur bzw. hoher Dichte, wie sie z.B. in Supernova-Explosionen oder in Neutronensternen zu finden sind. Auch kurz nach dem Urknall war das Universum heiß und dicht. Ein übergeordnetes Ziel der Schwerionenphysik, in dessen Umfeld diese Arbeit entstand, ist es, den Anfang unseres Universums und das Verhalten von Materie unter diesen Extrembedingungen zu verstehen und zu beschreiben, weshalb im Labor mit Hilfe von Schwerionenkollisionen solche Zustände künstlich auf der Erde herbeigeführt werden. Auch wenn die untersuchte Kernmaterie, sogenannte baryonische Materie, nur einen kleinen Teil der im Universum befindlichen Materie ausmacht³, ist ihr Verständnis für uns fundamental wichtig, da die Erde, die anderen Himmelskörper und alles, was wir sehen, aus ihr besteht.

Im Folgenden sollen die physikalischen Aspekte, die mit Schwerionenkollisionen in Zusammenhang stehen, genauer diskutiert werden.

1.1 Physikalische Fragestellungen

1.1.1 Die Phasen von Kernmaterie

Mit Hilfe von Schwerionenkollisionen kann Kernmaterie in dichtere und heißere Zustände versetzt werden. Abhängig von den beiden Größen Dichte und Temperatur werden anhand theoretischer Modelle verschiedene Phasen von Kernmaterie vorhergesagt. Nach heutigem Kenntnisstand kommt sie in den folgenden Phasen vor:

- Hadronische Materie existiert bei Temperaturen unterhalb von 10 MeV und Dichten nahe der Grundzustandsdichte⁴ ρ_0 .
- Bei größeren Dichten ($\rho \gg \rho_0$), aber niedrigen Temperaturen, wie zum Beispiel im Inneren von Neutronensternen, wird ein Pion- oder Kaonkondensat oder eine farbsupraleitende Phase vermutet.
- Die gasförmige Phase, das Hadronengas, wird z.B. als Ergebnis von ultra-relativistischen Nukleon-Nukleon-Stößen bei $10 \text{ MeV} < T < 175 \text{ MeV}$ erzeugt.
- Bei sehr hohen Dichten und/oder Temperaturen ($T > 175 \text{ MeV}$) wird der Einschluss der Quarks und Gluonen in Hadronen, das *Confinement*, aufgebrochen und ein Quark-Gluon-Plasma (QGP) entsteht.
- Neuere Veröffentlichungen diskutieren zudem eine hypothetische Phase, die sich weder *Confinement* noch *Deconfinement* zuschreiben lässt, da Modellrechnungen zeigen, dass die Anzahl der Freiheitsgrade weder - wie im Falle des Quark-Gluon-Plasmas - quadratisch mit der Anzahl der vorhandenen Farben skaliert, noch - wie im Falle hadronischer Materie - konstant ist, sondern linear mit der Anzahl der Farben ansteigt. Diese Phase wird *quarkyonische Materie* genannt [5].

Abbildung 1.1 zeigt das Phasendiagramm von Kernmaterie, in dem die Temperatur T gegen das baryochemische Potential μ_B aufgetragen ist. Hiermit wird die Energie bezeichnet, die aufgebracht werden muss, um einem System aus Baryonen ein weiteres hinzuzufügen bzw. zu entnehmen. Das baryochemische Potential wird häufig anstelle der Baryondichte ρ verwendet, da man somit die Schwierigkeit umgeht, für die Berechnung der Dichte eine Annahme über das Volumen der Reaktionszone treffen zu müssen, was weitere Unsicherheiten mit sich bringt. Im linken Teil von Abbildung 1.1 ist die diskutierte Phase quarkyonischer Materie berücksichtigt. Betrachtet man die von verschiedenen Großexperimenten vermessenen Punkte im Phasendiagramm der Kernmaterie (rechter Bildteil von Abbildung 1.1), so fällt auf, dass sie - unabhängig von der zur Verfügung stehenden Energie - alle auf einer Linie liegen [6]. Diese Linie repräsentiert den

³Laut 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 [4]

⁴Ab einer bestimmten Größe des Kerns wirkt sich das Hinzufügen weiterer Nukleonen nicht mehr auf die Dichte im Kerninnern aus. Diese Sättigungs- bzw. Grundzustandsdichte ist somit oberhalb einer bestimmten Grenze unabhängig von der Größe eines Kerns und beträgt bei $T = 0$ und ohne äußeren Druck $\rho_0 = 0.17$ Nukleonen pro fm^{-3}

Quotient aus mittlerer Energie der Teilchen und mittlerer Hadronenanzahl von $\frac{\langle E \rangle}{\langle N \rangle} = 1 \text{ GeV}$. Dieser Wert entspricht der mittleren Energie pro Teilchen, ab der keine inelastischen Reaktionen zwischen den Teilchen mehr stattfinden. Man spricht vom chemischen Ausfrieren (*chemical freeze-out*) der Reaktion, worauf in Abschnitt 1.2 genauer eingegangen werden soll.

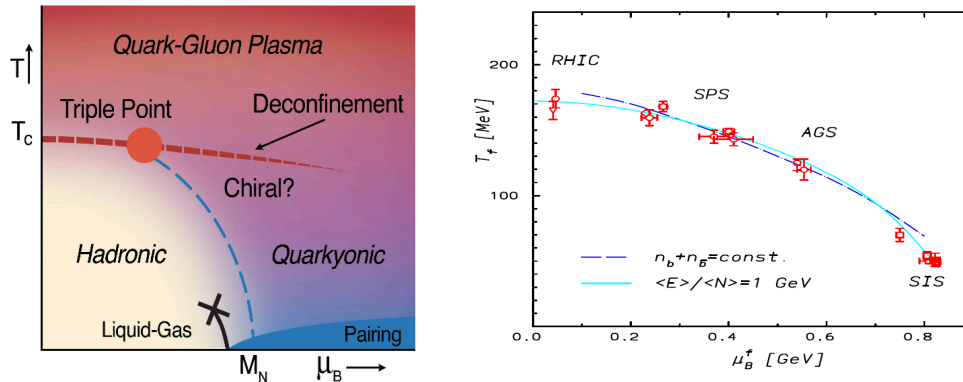


Abbildung 1.1: Links: Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie. Die rote gestrichelte Linie markiert die Phasengrenze zwischen hadronischer Phase und Quark-Gluon-Plasma, entlang der blauen Linie findet der chemische *freeze-out* statt. Unter Berücksichtigung der hypothetischen Phase quarkyonischer Materie wird vermutet, dass diese Linie mit der Phasengrenze zwischen hadronischer und quarkyonischer Materie zusammenfällt. Das hier gezeigte Phasendiagramm spiegelt darüber hinaus die Annahme wider, dass die Lage des Tripelpunktes zwischen Quark-Gluon-Plasma, hadronischer und quarkyonischer Materie mit der Lage des kritischen Punktes übereinstimmt, ab welchem der Übergang zwischen hadronischer bzw. quarkyonischer Materie und Quark-Gluon-Plasma durch einen *Crossover* abgelöst wird [7]; rechts: von verschiedenen Großexperimenten vermessene Punkte im Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie [6]

Mit Hilfe von Schwerionenexperimenten ist es möglich, das Phasendiagramm in weiten Bereichen von Temperatur und Dichte zu untersuchen und Aussagen über die Art der Phasenübergänge zwischen den verschiedenen Zuständen von Kernmaterie zu treffen. Vorhergesagte Phasen bzw. Phasenübergänge gilt es zu bestätigen oder zu dementieren. In diesem Zusammenhang erhofft man sich, den kritischen Punkt auf der Grenze zwischen Quark-Gluon-Plasma und hadronischer Materie zu lokalisieren, welcher die Region eines Phasenübergangs von dem Bereich abgrenzt, in welchem zwischen beiden Phasen bei hohen Temperaturen und niedrigen Werten des baryochemischen Potentials laut Modellrechnungen ein sogenannter *Crossover* stattfindet. Hier geht Kernmaterie kontinuierlich von einer in die andere Phase über, ohne dass Unstetigkeiten in den thermodynamischen Eigenschaften des Systems auftreten. Rechts des kritischen Punktes, für niedrige Energien und im Bereich hohen baryochemischen Potentials, findet ein Phasenübergang erster Ordnung zwischen diesen beiden Zuständen von Kernmaterie statt. Dieser Phasenübergang zwischen Hadrongas bzw. quarkyonischer Materie und Quark-Gluon-Plasma ist möglicherweise mit einer Wiederherstellung der chiralen Symmetrie verbunden [7].

1.2 Schwerionenkollisionen

Um das Verhalten von Kernmaterie unter extremen Bedingungen zu untersuchen, müssen diese zunächst auf der Erde herbeigeführt werden. Die einzige Möglichkeit, im Labor Zustände sehr hoher Dichten und Temperaturen zu erzeugen, sind hochenergetische Teilchenstöße. Hierzu werden z.B. Schwerionen mit hoher Geschwindigkeit aufeinander geschossen, um im Reaktionspunkt für einen kurzen Moment einen Zustand hoher Dichte und Temperatur, den sogenannten Feuerball, zu erzeugen. Der Schwerionensynchrotron (SIS 18⁵) der GSI kann Ionen auf maximal 2 GeV pro Nukleon und - als Referenz zu Schwerionenre-

⁵Schwerionen-Synchrotron am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt; 18 steht für die magnetische Biegekräft von 18 Tm

aktionen - Protonen bis 3.5 GeV beschleunigen. Bei einer Kern-Kern-Kollision entsteht für kurze Zeit ein Volumen sehr hoher Energiedichte, in welchem die kinetische Energie der kollidierenden Teilchen derart in potentielle Energie umgewandelt wird, dass sie sowohl in die Anregung von resonanten Teilchenzuständen, als auch in Teilchenproduktion fließt.

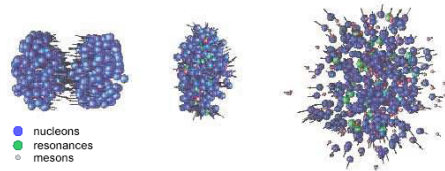


Abbildung 1.2: Die drei Phasen eines Schwerionstoßes bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2$ GeV: Erste Kollision, Hochdichtephase, Expansion

Die Dauer der Hochdichtephase ist sehr kurz und liegt bei SIS 18-Energien ungefähr bei 10^{-22} s. Transportmodellrechnungen sagen hierbei eine maximale Baryondichte von $\rho \approx 3\rho_0$ vorher [8]. In der darauffolgenden Expansionsphase nimmt die Dichte rapide ab, inelastische Prozesse wie Teilchenproduktion und Anregungen finden nicht mehr statt, man spricht vom chemischen Ausfrieren (*chemical freeze-out*) der Reaktion. Abgesehen von Teilchenzerfällen, bleibt fortan die Anzahl der einzelnen Teilchenspezies konstant. Bei weiterer Abnahme der Energiedichte durch Expansion des Feuerballs kommt es schließlich auch zum thermischen Ausfrieren (*kinetic freeze-out*). Der mittlere Teilchenabstand ist so groß, dass auch keine elastischen Prozesse mehr stattfinden, die Teilchenimpulse bleiben unverändert. Diese Phase der Reaktion kann aufgezeichnet und daraus Rückschlüsse auf die abgelaufenen Prozesse gezogen werden. Im Vergleich zu anderen Beschleunigeranlagen, wie LHC oder RHIC⁶, werden im SIS 18-Energiebereich Schwerionenreaktionen mit hoher netto Baryondichte, aber verhältnismäßig niedriger Temperatur untersucht. Somit können mit Hilfe verschiedener Schwerionenexperimente komplementäre Informationen über das Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie gesammelt werden. Die Bereiche, in denen die verschiedenen Experimente das Phasendiagramm vermessen, sind in Abbildung 1.1 gezeigt.

1.3 Observable

Bei einer Schwerionenkollision wird - ähnlich wie bei Stößen in der makroskopischen Erfahrungswelt - kinetische Energie in andere Energieformen, wie Wärme, umgewandelt. Die Materie wird verdichtet, Teilchen werden angeregt und neue Teilchen entstehen. Da dies alles auf sehr kurzen Zeitskalen abläuft, ist eine direkte Beobachtung nicht möglich. Der Ablauf der Reaktion muss vielmehr anschließend mit Hilfe von Modellen anhand ihrer Endprodukte rekonstruiert werden. Die wichtigsten Observablen sollen hier kurz dargestellt werden: Impulsverteilungen und Multiplizitäten der neu produzierten Teilchen geben Aufschluss über die Bedingungen, die in der Reaktionszone vorgeherrscht haben. Im SIS 18-Energiebereich handelt es sich hierbei zumeist um leichte Mesonen (π , η , ω und K). Geladene Pionen und Kaonen werden mit dem HADES-Spektrometer direkt gemessen, während neutrale Pionen, η - und ω -Mesonen über ihre Zerfälle in Dileptonen rekonstruiert werden. Des Weiteren lassen die gemessenen Verteilungen Rückschlüsse auf kollektive Effekte zu, wie etwa attraktive oder repulsive Potentiale zwischen den Partizipanten. Um solche Mediumeffekte, welche nicht mehr durch eine inkohärente Überlagerung von binären Stößen beschrieben werden können, zu quantifizieren, ist es wichtig, als Referenz zu Schwerionenkollisionen immer auch Untersuchungen von elementaren Reaktionen, z.B. Proton-Proton-Stößen, durchzuführen. Untersuchungen zur azimuthalen Winkelverteilung lassen sich jedoch erst seit Inbetriebnahme des Vorwärts-

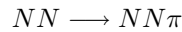
⁶Relativistic Heavy Ion Collider am Brookhaven National Laboratory, New York

Hodoskops im April 2007 mit HADES durchführen. Dies ist also für Daten der Ar+KCl-Strahlzeit vom September 2005 nicht möglich.

Um ein umfassendes Bild einer Schwerionenkollision zu erhalten, ist es wichtig, möglichst viele Observablen zu messen. Darüber hinaus ist es hilfreich, neben globalen, auch differentielle Analysen bestimmter Größen durchzuführen.

1.4 Teilchenproduktion

Wie bereits in den vorherigen Abschnitten erwähnt, wird bei einer Schwerionenkollision die Bewegungsenergie der Ionen teilweise in inelastischen Prozessen in die Produktion neuer Teilchen umgesetzt. In elementaren Reaktionen muss die Gesamtenergie der beiden Ursprungsteilchen mindestens so groß sein wie die Summe der Ruheenergien aller Teilchen im Endzustand. Diese Energie wird als Nukleon-Nukleon-Schwelle bezeichnet. Unterhalb dieser Schwelle sind nur Prozesse möglich, in denen keine neuen Teilchen entstehen. Die kinetische Schwellenenergie zur Erzeugung eines Pions, des mit einer Masse von ca. $140 \text{ MeV}/c^2$ leichtesten Mesons, in der elementaren Reaktion



liegt in Nukleon-Nukleon-Stößen bei 0.28 GeV , wenn auf ein ruhendes Target geschossen wird und sich das erzeugte Pion im Schwerpunktsystem in Ruhe befindet. Aufgrund des Zusammenhangs $E = mc^2$ ist die benötigte kinetische Energie des Projektils für die Produktion schwererer bzw. mehrerer Teilchen entsprechend höher. Wie im nächsten Abschnitt genauer diskutiert werden soll, werden in Schwerionenreaktionen auch Teilchen unterhalb ihrer Nukleon-Nukleon-Schwelle produziert. Dies deutet darauf hin, dass es insbesondere bei größeren Stoßsystemen verschiedene Effekte gibt, die zur Teilchenproduktion beitragen.

1.4.1 Produktion von Seltsamkeit

In dieser Arbeit sollen Resonanzen mit der Eigenschaft Seltsamkeit (oder häufiger gebräuchlich: Strangeness), die also mindestens ein s-Quark enthalten, untersucht werden. Hierzu ist es wichtig, sich die Produktionsmöglichkeiten von Teilchen mit dieser Eigenschaft zu verdeutlichen. Strangeness ist eine Erhaltungsgröße der starken Wechselwirkung. Dies bedeutet, dass ein Teilchen mit einem s-Quark nicht alleine in einer Reaktion erzeugt werden kann, sondern nur in Kombination mit einem anderen Teilchen, das ein \bar{s} -Quark enthält, sodass netto pro Reaktion keine Seltsamkeit entsteht. Man spricht von *assoziierter Produktion*. Mit Hilfe des Wissens über die Ausbeuten aller nachweisbaren seltsamen Teilchen lässt sich der fehlende Strangeness-Anteil einer Reaktion berechnen, wenn aufgrund von Umwandlungen in neutrale Zerfallsprodukte eine bestimmte Teilchensorte nicht im Detektor nachgewiesen werden kann. Ein typischer Fall hierfür sind die geladenen Σ -Hyperonen, die hauptsächlich in $p + \pi^0$ bzw. $n + \pi^+$ (Σ^+) oder $n + \pi^-$ (Σ^-) zerfallen. Neutrale Teilchen können mit HADES nicht direkt nachgewiesen werden, da keine elektromagnetischen Kalorimeter vorhanden sind, sodass das Mutterteilchen aufgrund fehlender Informationen über Impuls und Energie des neutralen Zerfallsproduktes nicht rekonstruiert werden kann.

Doch nicht nur für die Berechnung der Multiplizitäten nicht nachweisbarer Teilchen spielt die Vermessung aller produzierten Strangeness enthaltenden Teilchen eine wichtige Rolle. Entscheidend ist dieses Wissen auch, um Aussagen über verschiedene Produktionsmechanismen der Teilchen und die Propagation von Strangeness im Medium treffen zu können. Man findet in Schwerionenreaktionen nicht selten Teilchen mit Seltsamkeit, die aufgrund ihrer zu hohen Nukleon-Nukleon-Schwelle bei der gegebenen Energie in elementaren Reaktionen nicht hätten produziert werden dürfen. Die $\Sigma(1385)$ -Resonanz wird z.B. im Stoßsystem Ar+KCl bei $1.76A \text{ GeV}$ ca. 200 MeV unterhalb der Produktionsschwelle der elementaren Reaktion



von $\sqrt{s_{thr}} = 2.817 \text{ GeV}$ produziert, da die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie in diesem Fall nur $\sqrt{s} = 2.61 \text{ GeV}$ beträgt. Die leichtesten angeregten Mesonen mit Seltsamkeit, die angeregten Kaon-Zustände $K^*(892)$ werden in der energetisch günstigsten Reaktion



mit $\sqrt{s_{thr}} = 2.946$ GeV im betrachteten Stoßsystem noch weiter unterhalb ihrer Schwelle produziert. Es muss also Mechanismen geben, die die Produktion dieser Teilchen dennoch ermöglichen.

Eine Möglichkeit, die noch fehlende Energie im Schwerpunktsystem für die Teilchenproduktion in elementaren Reaktionen zur Verfügung zu stellen, ist die Hinzunahme des Fermi-Impulses von maximal 270 MeV/c. Diese Impulsverteilung entsteht, da sich geladene Nukleonen nicht in Ruhe, sondern aufgrund des Pauli-Prinzips in verschiedenen Energieniveaus befinden.

Des Weiteren können Teilchen mit Seltsamkeit unterhalb ihrer Schwelle durch mehrstufige Prozesse produziert werden. Dies geschieht, wenn ein Nukleon während einer Schwerionenkollision mehrere Stöße mit anderen Nukleonen erfährt und somit Energie - entweder in Form von kinetischer Energie oder über resonante Zwischenzustände - akkumuliert. Dies eröffnet die Möglichkeit der Produktion von Teilchen, deren Masse in einem einzelnen elementaren Stoß nicht erzeugt werden kann.

Eine andere Möglichkeit bieten sogenannte Strangeness-Austausch-Reaktionen, bei denen zwei Teilchen ein oder mehrere s -Quarks derart austauschen, dass ein Teilchen entsteht, dessen Produktionsschwelle in elementaren Reaktionen ebenfalls oberhalb der zur Verfügung stehenden Energie liegt. Ein Beispiel ist die Reaktion $K^- N \leftrightarrow Y \pi^-$, wobei Y ein Λ - oder ein Σ -Hyperon sein kann. Abbildung 1.3 zeigt das Quarklinien-Diagramm dieser Reaktion.

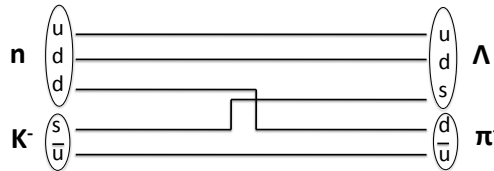


Abbildung 1.3: Strangeness-Austausch-Reaktion

Des Weiteren können Teilchen mit Strangeness-Inhalt entstehen, indem in der z.B. ein Proton umgebenden Wolke aus virtuellen Quark-Antiquark-Paaren ein s -Quark und sein Antiteilchen entstehen und das \bar{s} -Quark mit einem u -Quark aus dem Proton das Gebilde als K^+ verlässt. Aufgrund der Baryonenzahlerhaltung, einer Konsequenz aus der Fermionenzahlerhaltung, muss das übrig gebliebene s -Quark die entstandene "Lücke" im Baryon füllen, wodurch ein Λ -Hyperon entsteht.

Ein weiterer Produktionskanal für leichtere Teilchen mit Strangeness-Inhalt ist die resonante Produktion, bei der zunächst eine kurzlebige seltsame Resonanz erzeugt wird, die dann in das beobachtete Teilchen zerfällt.

Es ist wichtig, die Ausbeuten aller in einer Strahlzeit produzierten Strangeness enthaltenden Teilchen zu kennen, um quantitative Aussagen darüber treffen zu können, wie diese verschiedenen Produktionsmechanismen miteinander gekoppelt sind. Hierfür bietet es sich an, Multiplizitätsverhältnisse verschiedener seltsamer Teilchen zu bestimmen. Darüber hinaus ist es wichtig, die Ausbeute an Seltsamkeit in Schwerionenreaktionen, wie Ar+KCl, mit denen aus elementaren Reaktionen (bei HADES sind dies p+p bei 3.5 GeV sowie p+Nb bei 3.5A GeV) zu vergleichen, da eine Überhöhung der Produktion von Seltsamkeit, das sogenannte *Strangeness Enhancement*, in Schwer-ionenkollisionen eine Signatur für kollektive Effekte bzw. bei höheren Energien eines entstandenen Quark-Gluon-Plasmas darstellen kann [9].

Die Teilchen mit Strangeness-Inhalt mit den größten Produktionswahrscheinlichkeiten wurden für Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756A GeV in [10] (Λ -Hyperonen, Φ -Mesonen und neutrale Kaonen) sowie in [11] (geladene Kaonen) untersucht. Die in beiden Arbeiten berechneten Ausbeuten der Teilchen lassen mit Hilfe der *Strangeness Balance* eine Abschätzung der Rate der produzierten geladenen Σ -Hyperonen zu [1]. Darüber hinaus wurde das zwei s -Quarks enthaltende Ξ^- (auch *Cascade*-Teilchen genannt) nachgewiesen [12]. Um das Bild der produzierten Strangeness in ArKCl-Stößen bei 1.756A GeV zu komplettieren, müssen jedoch auch die ersten angeregten Zustände von Λ , Σ , K untersucht und dokumentiert werden. Ein Teil dessen soll in dieser Arbeit mit der Untersuchung der $\Sigma(1385)$ -Resonanzen behandelt werden.

1.4.2 Hadronische Resonanzen

Ist die Energie einer Schwerionenkollision hoch genug, entstehen nicht nur Grundzustände neuer Teilchen. Sowohl die zuvor schon vorhandenen, als auch die neu produzierten Teilchen können in Folge des Zusammenstoßes in angeregten Zuständen vorliegen. Diese kurzlebigen Zustände werden als hadronische Resonanzen bezeichnet und besitzen höhere Drehimpulse als die Grundzustände, sind somit höherenergetisch und haben eine größere Masse. Oftmals tragen angeregte Zustände den Namen des Grundzustandes, wobei jedoch ihre Masse in Klammern angegeben wird. Es kann theoretisch im Rahmen der im Stoßsystem zur Verfügung stehenden Energie beliebig schwere Resonanzen geben, die Lebensdauer eines Hadrons ist jedoch in der Regel umgekehrt proportional zu seiner Masse. Welche Zerfallsmoden aufgrund von Erhaltungsgrößen erlaubt sind, hat ebenfalls einen Einfluss auf die Lebensdauer der Resonanzen.

Als die in Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756A GeV am nächsten unterhalb ihrer Nukleon-Nukleon-Schwelle produzierte seltsame Resonanz soll $\Sigma(1385)$ hier im Detail dargestellt und auf ihre Eigenschaften eingegangen werden.

$\Sigma(1385)$

Die $\Sigma(1385)$ -Resonanz besteht - wie alle Σ -Hyperonen⁷ - aus einem s -Quark und zwei leichteren Quarks. $\Sigma(1385)^+$ enthält neben dem s -Quark zwei u -Quarks, während $\Sigma(1385)^-$ aus einem s - und zwei d -Quarks besteht. Die Quantenzahlen ergeben sich demnach zu $I(J^P) = 1\left(\frac{3}{2}^+\right)$. $\Sigma(1385)$ zerfällt mit einem Verzweigungsverhältnis⁸ von 87% in ein neutrales Λ -Hyperon und ein geladenes π . Da alle Quarks hierbei erhalten bleiben, handelt es sich um einen Zerfall unter starker Wechselwirkung, was mit einer relativ kurzen Lebensdauer von $\tau = 1.610^{-23}$ s verbunden ist. Die Resonanz hat demnach im Mittel eine Zerfallslänge von $c\tau = 5$ fm. Aufgrund der kurzen Lebensdauer hat die Resonanz eine große Zerfallsbreite von 35.8 MeV/c² für $\Sigma(1385)^+$ bzw. 39.4 MeV/c² im Falle des $\Sigma(1385)^-$. Das $\Sigma(1385)^-$ hat eine Masse von 1387.2 MeV/c², das $\Sigma(1385)^+$ hat eine Masse von 1382.8 MeV/c² [13].

1.4.3 Theoretische Vorhersagen

Mit Hilfe einer statistischen Betrachtung unter Annahme thermodynamischen Gleichgewichts können Anzahlverhältnisse von Teilchen vorhergesagt werden, die in einer relativistischen Schwerionenkollision entstanden sind. Alternativ können mit diesem Modell aus experimentell bestimmten Teilchenausbeuten die Parameter einer Schwerionenkollisionen wie die Temperatur T und das baryochemische Potential μ_B berechnet und somit die Lage im Phasendiagramm bestimmt werden. Konkret wird dies mit dem Softwarepaket THERMUS [3] durchgeführt, mit dessen Hilfe statistisch-thermische Modellrechnungen von Schwerionenkollisionen durchgeführt werden können. Systeme mit hoher Teilchenzahlmultiplizität bzw. ultra-relativistische Systeme können durch ein großkanonisches Ensemble beschrieben werden, in welchem Quantenzahlen wie Baryonenzahl und Strangeness nur im Mittel erhalten sein müssen. Die Beschreibung des Ensembles erfolgt über die thermodynamischen Zustandsgrößen Temperatur T und chemisches Potential $\vec{\mu} = \mu_B, \mu_S, \mu_C$. Hierbei bezeichnet μ_B das baryochemische Potential, μ_S das Strangeness-chemische Potential ($\mu_S \approx 1/3\mu_B$ bei hohen Energien) und μ_C das Ladungs-chemische Potential (welches über das Stoßsystem definiert wird). Diese drei Größen geben jeweils die Energie an, die aufgewendet werden muss, um einem System eine Einheit der zugehörigen Erhaltungsgröße hinzuzufügen bzw. vom System zu entfernen. Da bei SIS 18-Energien im Vergleich relativ niedrige Temperaturen und Teilchenzahlmultiplizitäten auftreten und es sich nicht um ultra-relativistische Systeme handelt, ist eine Beschreibung durch das großkanonische Ensemble nicht uneingeschränkt gerechtfertigt. Da Seltsamkeit selten (in ca. 4% der Reaktionen) produziert wird, müssen die Systeme teilweise durch das kanonische Ensemble beschrieben werden, was die lokale Erhaltung der Quantenzahl S erfordert.

Zu diesem Zweck führt man einen Radius R_c ein, der kleiner ist als der Radius R des Feuerballs und innerhalb dessen die Strangeness exakt erhalten sein muss. Dies sorgt für eine Unterdrückung der zu erwartenden Teilchen mit Strangeness-Inhalt.

⁷Als Hyperonen werden Baryonen mit mindestens einem s -Quark bezeichnet.

⁸Das Verzweigungsverhältnis (auch *Branching Ratio* genannt) bezeichnet die Wahrscheinlichkeit für den jeweiligen Zerfallskanal.

Durch Anpassen des Modells an die gemessenen Multiplizitäten der betrachteten Reaktion (Ar+KCl bei 1.756A GeV) erhält man die Parameter, mit deren Hilfe man die Multiplizitäten nicht gemessener Teilchen berechnen kann. Mit den Parametern $T = (76 \pm 2)$ MeV, $\mu_B = (799 \pm 22)$ MeV, $R_c = (2.2 \pm 0.2)$ fm und $R = (4.1 \pm 0.5)$ fm [1] kann bei einem normierten χ^2 -Wert der Anpassung von 2.19 eine Multiplizität von 0.0018 produzierten $\Sigma(1385)^-$ und 0.0016 produzierten $\Sigma(1385)^+$ -Resonanzen pro Ereignis⁹ vorhergesagt werden. Diese Vorhersagen sind in Abbildung 1.4 zusammen mit den Vorhersagen für die im Stoßsystem Ar+KCl untersuchten Hadronen gezeigt, die größtenteils durch die Messungen bestätigt werden konnten.

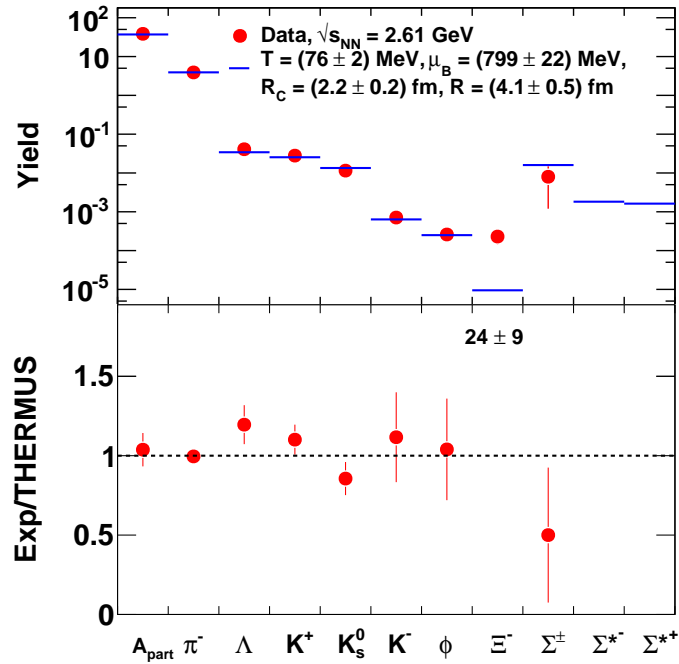


Abbildung 1.4: Der obere Bildteil zeigt die mit dem Statistischen Modell vorhergesagten und - sofern bereits untersucht - experimentell bestimmten Multiplizitäten verschiedener Teilchenspezies, im unteren Bildteil ist das Verhältnis der bereits vorliegenden experimentellen Werte und der zugehörigen Vorhersage gezeigt. Ein Vergleich dieser theoretischen Werte mit den in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnissen für $\Sigma(1385)^\pm$ wird in Kapitel 5 gegeben.

1.5 Vorangegangene Experimente am SIS 18

1.5.1 Das KaoS-Experiment

Das Kaonen-Spektrometer KaoS wurde in den 90er-Jahren am SIS betrieben. Hauptziel war die Untersuchung von Kaonen im dichten Medium. Die Teilchenidentifikation basierte auf Impuls- und Flugzeitmessungen, geladene Teilchen konnten separat mit verschiedenen Magnetfeldpolaritäten gemessen werden, jedoch war die Raumwinkelakzeptanz mit $\Omega \approx 30$ msr verglichen mit 4π -Experimenten, wie FOPI oder HADES, stark reduziert. Durch die Verwendung einer doppelten Flugzeitmessung wurde die Verwendung eines dedizierten Kaonen-Triggers ermöglicht.

⁹Als Ereignis bzw. *Event* wird eine Schwerionenkollision bezeichnet, eine Reaktion hingegen findet zwischen einzelnen Teilchen innerhalb eines Schwerionenstoßes statt.

Es wurden die Massen-Systeme C+C, Ni+Ni sowie Au+Au bei jeweils verschiedenen Strahlenergien untersucht, wodurch wichtige Erkenntnisse zur Kaonenproduktion gewonnen wurden, beispielsweise, dass die Ausbeuten für positive und negative Kaonen über den Strangeness-Exchange-Kanal gekoppelt sind [14]. Ein weiteres Ergebnis dieser Serie von Untersuchungen war, dass die Zustandsgleichung für Kernmaterie als weich angenommen werden kann [15].

1.5.2 Das FOPI-Experiment

Der FOPI-Detektor ist seit den 90er-Jahren am Schwerionensynchrotron in Darmstadt installiert. Ursprünglich wurde er zur Messung von Fragmenten entworfen, kann aber nach einigen technischen Upgrades und aufgrund der großen räumlichen Akzeptanz (der Name FOPI ist von “ 4π ” abgeleitet, was für die maximal erreichbare räumliche Akzeptanz steht) auch zur Rekonstruktion kurzlebiger Teilchen über deren Zerfallsprodukte eingesetzt werden. In diesem Rahmen wurde im System Ni+Ni bei 1.93A GeV die Produktion von seltsamen Teilchen untersucht und die *Strangeness Balance* berechnet [16].

Ein Vergleich der FOPI-Ergebnisse zur $\Sigma(1385)$ -Resonanz mit den Ergebnissen dieser Arbeit wird in Kapitel 5 durchgeführt.

1.6 Das Experiment

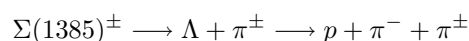
Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden bei einer Strahlzeit im September und Oktober 2005 mit dem HADES-Spektrometer am SIS in Darmstadt aufgenommen. Es wurden 18fach positiv geladene Argon-Kerne mit der hierfür im gegebenen Beschleunigerring maximal möglichen kinetischen Energie von 1.756 GeV pro Nukleon auf ein stationäres Kaliumchlorid-Target geschossen. Um die Reaktionswahrscheinlichkeit im Target durch eine hohe Targetdicke zu erhöhen, gleichzeitig jedoch die Wahrscheinlichkeit für entstandene Leptonenpaare zu vergrößern, ohne weitere Wechselwirkungen das Target zu verlassen, ist dieses vierfach segmentiert, was in Abbildung 1.5 gut zu sehen ist. Mit Hilfe eines zweistufigen Trigger-Systems wurden nur Ereignisse mit mindestens 18 geladenen Teilchen aufgezeichnet und Reaktionen mit Leptonkandidaten selektiert (siehe Kapitel 2.3).



Abbildung 1.5: Vierfach segmentiertes KCl-Target [17]

1.7 Zielsetzung und Aufbau dieser Arbeit

Ziel der in dieser Arbeit durchgeführten Analyse ist es, die seltsamen baryonischen Resonanzen $\Sigma(1385)^+$ und $\Sigma(1385)^-$ über ihre Zerfälle



zu identifizieren und ihre Multiplizitäten zu bestimmen, da es sich hierbei um die Resonanzen mit Seltsamkeit handelt, die bei der gegebenen Energie am nächsten an ihrer Nukleon-Nukleon-Schwelle produziert werden (siehe Abschnitt 1.4.1). Es steht eine Bestätigung der vorläufigen in [18] vorgestellten Ergebnisse und eine Korrektur der Zählraten bezüglich Akzeptanz- und Effizienz aus. Besonderes Augenmerk soll der Untergrundberechnung zukommen, da diese bei seltenen Resonanzen eine große Herausforderung darstellt. Die einzige bisher publizierte Analyse der $\Sigma(1385)$ -Resonanz im Bereich der vom SIS 18 erreichbaren Energien wurde mit dem FOPI-Detektor durchgeführt (siehe Abschnitt 5.2.2). Eine Bestätigung dieser Ergebnisse durch ein anderes Experiment steht ebenfalls aus. Die Ergebnisse dieser Arbeit werden dazu beitragen, das Bild aller bei SIS 18-Energien produzierten Teilchen mit Strangeness-Inhalt zu komplettieren. Dies ist wichtig, um Vorgänge wie den Strangeness-Austausch-Prozess besser verstehen zu können, der für manche Teilchen (beispielsweise für negative Kaonen, wie in [11] beschrieben) einen entscheidenden Beitrag zu ihrer Produktion unterhalb der NN-Schwelle liefert.

Aufgrund ihrer Kurzlebigkeit gelten Resonanzen als gute experimentelle Sonden zur Untersuchung der Hochdichtephase einer Schwerionenkollision, da sie noch im Medium zerfallen. Dies ist ein weiterer Grund für das Interesse an der Untersuchung dieser beiden Resonanzen.

Über die physikalische Motivation hinaus ist es interessant zu sehen, wie gut HADES - als Dileptonenspektrometer konzipiert - zur Rekonstruktion seltener hadronischer Resonanzen mit Strangeness-Inhalt geeignet ist. Die Vermessung sekundärer Vertices und die zweistufige Rekonstruktion kurzlebiger Teilchen aus dem Feuerball stellen besondere Ansprüche an die Spurverfolgung bzw. die Impulsmessung. Deswegen sind die Ergebnisse der Arbeit auch aus instrumenteller Sicht wertvoll.

Im Folgenden wird zunächst der Detektor beschrieben, mit dem die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten aufgenommen wurden, um einen Überblick über die instrumentellen Aspekte zu geben. Nach einer Einführung in die generellen Aspekte der Datenanalyse mit HADES wird die Rekonstruktion der untersuchten Teilchen über ihre Zerfallsprodukte sowie die Berechnung und Anpassung des Untergrundes an die erhaltenen Spektren im Detail beschrieben, woran sich eine Diskussion der Ergebnisse und ein Vergleich mit anderen experimentellen Daten anschließt.

Kapitel 2

HADES

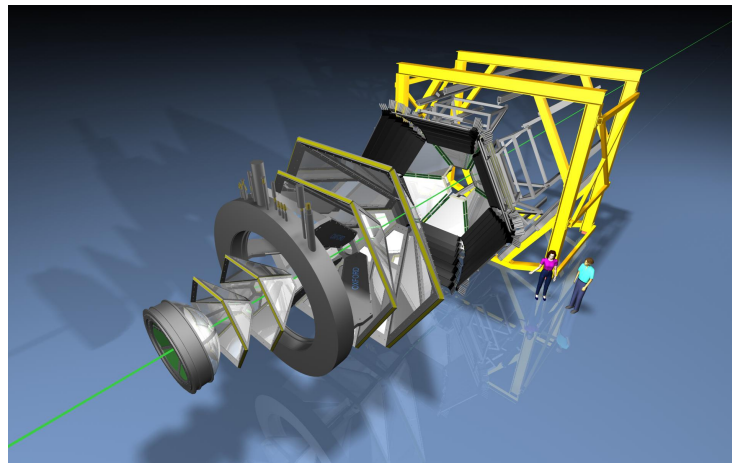


Abbildung 2.1: Das HADES-Spektrometer in gestreckter Darstellung. Von links nach rechts sind um die in grün gehaltene Strahlachse folgende Komponenten abgebildet, die in diesem Kapitel genauer beschrieben werden sollen: Der RICH-Detektor, zwei Ebenen von Driftkammern, der Magnet, zwei weitere Driftkammerebenen, die Flugzeitwände sowie der PreSHOWER-Detektor. In gelb ist das tragende Gerüst, der sogenannte *Main Frame*, dargestellt.

2.1 Zielsetzung und Eigenschaften

Das HADES-Spektrometer (**H**igh **A**cceptance **D**i**E**lectron **S**pectrometer) steht am Schwerionen-Synchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt und ist seit Oktober 2002 in Betrieb. Es handelt sich um ein System aus mehreren Subdetektoren, das insbesondere für den Nachweis der Zerfälle der leichten Vektormesonen (ρ und ω) in Dileptonenpaare konzipiert wurde. Da die Elektronen bzw. Positronen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, tragen sie die Information über ihre noch im Medium zerfallenen Mutterteilchen ungestört aus dem Feuerball einer Schwerionenkollision heraus. Sie eignen sich somit gut als Sonden für die Hochdichtephase einer solchen Kollision, wenngleich zu ihrem invarianten Massenspektrum natürlich Beiträge aus allen Phasen der Schwerionenkollision beitragen. Es hat sich herausgestellt, dass das Spektrometer aufgrund der guten Energieverlust-Auflösung in den Driftkammern und Flugzeitwänden auch hervorragend zum Nachweis von Hadronen geeignet ist, wodurch sich sein Aufgabenfeld erweitert hat.

HADES ist so aufgebaut, dass der gesamte Azimutwinkel ϕ um die Strahlachse nahezu komplett abgedeckt wird (Einschränkungen sind lediglich auf Halterungen und Rahmen zurückzuführen). Die Detektoren sind hierbei in 6 gleich große Sektoren aufgeteilt. Der Detektoraufbau erlaubt des Weiteren, Teilchen im Polarwinkelbereich von $\Theta = 18^\circ$ bis 85° nachzuweisen.

2.2 Die Komponenten

Entsprechend der ursprünglichen physikalischen Zielsetzung hat HADES einige Subdetektoren, die ausschließlich der Identifikation von geladenen Leptonen dienen. Da sich diese Arbeit mit dem Nachweis von Hadronen beschäftigt, ist die Beschreibung der leptonenspezifischen Komponenten entsprechend kurz gehalten. Der beschriebene Detektoraufbau enthält alle bei der Strahlzeit im September und Oktober 2005 eingesetzten Komponenten und ist in Abbildung 2.2 zu sehen.

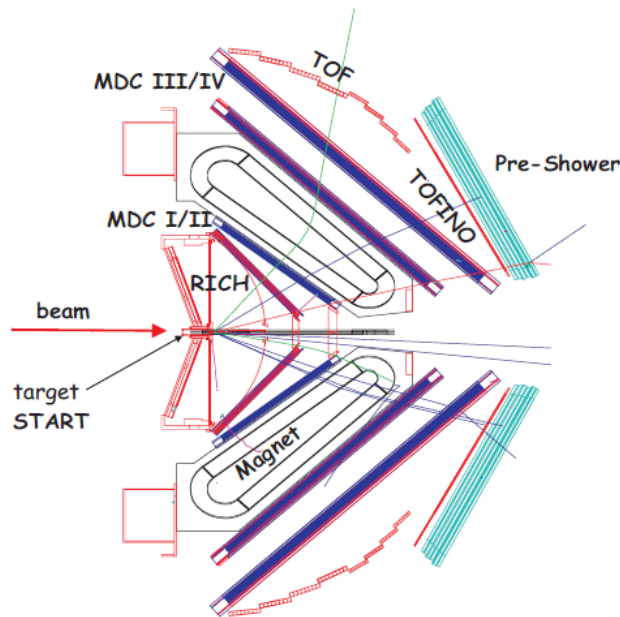


Abbildung 2.2: Schematischer Schnitt durch das Spektrometer mit allen Komponenten, welche im Folgenden erläutert werden sollen. Exemplarisch sind einige Teilchenspuren in die Ebene projiziert [19].

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 sekundäre Reaktionen sowie eine Beeinträchtigung der Strahlqualität aufgrund von Vielfachstreuung 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 2.2.4). Mit dem Veto-Detektor können über eine Anti-Koinzidenzmessung Ereignisse ohne Reaktion im Target mit einer Effizienz von $\geq 96\%$ ausgeschlossen werden.

2.2.2 Der RICH-Detektor

Der **Ring Imaging Cherenkov-Detektor** ist eine Spektrometer-Komponente zur Identifikation relativistischer Elektronen und Positronen mit Impulsen zwischen 50 und 2000 MeV/c, welche beim Durchlaufen des Radiatorgases C_4F_{10} Cherenkov-Strahlung emittieren. Durch die angemessene Cherenkov-Schwelle des Radiatorgases (Lorentz-Faktor $\gamma_{\text{threshold}} = 18$) wird Strahlung von Hadronen im besagten Impulsbereich unterdrückt. Myonen produzieren zwar ab Impulsen von ca. 1800 MeV/c Cherenkov-Strahlung, diese ist jedoch im Impulsbereich unter 2000 MeV/c zu gering, um als Ring abgebildet zu werden. Die von den Elektronen kegelförmig um ihre Bahn emittierte Cherenkov-Strahlung wird von einem sphärischen Spiegel reflektiert und als Ring auf eine in Rückwärtsrichtung angebrachte ebene Fläche aus Photodetektoren projiziert.

Da alle Teilchen in der Akzeptanz den RICH-Detektor durchlaufen müssen, wurde bei der Wahl der Materialien auf eine möglichst große mittlere freie Weglänge geachtet, um Verfälschungen der Teilchentrajektorien durch Kleinwinkelstreuung zu vermeiden [19].

2.2.3 Das Magnetspektrometer

Um die Impulse geladener Teilchen bestimmen zu können, benutzt man ein Magnetspektrometer, das aus einem supraleitenden Magneten sowie insgesamt 4 Ebenen von Vieldrahtdriftkammern besteht. Aus den Punkten in den einzelnen Ebenen kann auf die Bahnkrümmung des Teilchens und somit auf sein Verhältnis von Ladung zu Masse geschlossen werden.

Der Magnet

Das zur Impulsbestimmung benötigte starke Magnetfeld wird von dem Magneten ILSE (*IronLess Superconducting Electromagnet*) erzeugt. Es handelt sich um einen Elektromagneten mit 6 Spulen, der ein toroidales Feld erzeugt. Bei 4.7 K Arbeitstemperatur, die durch Kühlung mit flüssigem Helium erreicht wird, beträgt die maximale Stromstärke 3464 A, wodurch ein Magnetfeld erzeugt wird, das in den Spulenkästen bis zu 3.6 T beträgt und zu großen Emissionswinkeln bis auf 0.2 T abfällt. Diese Magnetfeldstärke erzeugt einen transversalen Impulsübertrag auf die durchfliegenden geladenen Teilchen von ca. 40 - 120 MeV/c [19]. Das Feld muss im Bereich der Flugzeitwände verschwinden, da dadurch die Zeitauflösung der Sekundärelektronenvervielfacher beeinträchtigt würde. Gleiches gilt für den RICH, da stark gekrümmte Bahnen die Abbildung von Cherenkov-Licht auf Ringe verhindert. Die Bedingung der Feldfreiheit in den beschriebenen Bereichen, sowie in der Targetregion führt zur Notwendigkeit eines stärkeren Feldes auf der kurzen Strecke, die die geladenen Teilchen im Bereich des Magneten zurücklegen, um einen ausreichend großen Transversalimpulsübertrag zu gewährleisten. Dieser muss deutlich größer sein als der mittlere Impulsübertrag, der durch Vielfachstreuung entsteht.

Die Vieldrahtdriftkammern

Um die Bahnen der Teilchen im Magnetfeld zu bestimmen, werden insgesamt vier Ebenen von Vieldrahtdriftkammern (*Multiwire Drift Chambers*) eingesetzt. Hiervon befinden sich je zwei Ebenen vor (*Inner Segment*) und zwei Ebenen hinter dem Magneten (*Outer Segment*). Jede Ebene besteht aus 6 gleich großen Driftkammern. Jede einzelne dieser Kammern besteht wiederum aus 6 Drahtebenen mit insgesamt ca. 1100 Signaldrähten, welche gegenüber den Potential- und Kathodendrähten ein positives Potential besitzen. Eine schematische Darstellung des Tracking-Systems sowie einer einzelnen Driftkammer mit ihren Drahtebenen ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Die Driftkammern sind mit einem Gasgemisch gefüllt (84% Argon und 16% Isobutan in der ersten Ebene und 60% Helium und 40% Isobutan in den restlichen Ebenen), dessen Atome beim Durchflug geladener Teilchen ionisiert werden. Die ausgelösten Elektronen wandern zu den Signaldrähten, während die Ionen zu den Kathodendrähten driften. Aufgrund der angelegten hohen Spannung¹ werden die ausgelösten Elektronen in der Nähe der Anodendrähte so stark beschleunigt, dass sie ihrerseits weitere Gasatome ionisieren. Es bildet sich ein Lawineneffekt aus. Der Isobutan-Anteil im Gasgemisch dient hierbei als Löschmedium um die durch Photoemission entstandenen Photonen zu absorbieren, bevor diese eventuell weitere Gasatome ionisieren und somit das vom geladenen Teilchen herrührende Signal verfälschen könnten.

Aus der Information, welche Drähte der 6 Layer Signale lieferten, lässt sich der Durchstoßpunkt des Teilchens aufgrund der unterschiedlichen Drahtwinkel (siehe Abbildung 2.3 rechts) in der MDC-Ebene ermitteln. Diese vier Punkte werden einer möglichen Teilchentrajektorie zugeordnet.

Außerdem ist es möglich, aus der Größe der Elektronenlawine auf den Energieverlust des durchfliegenden Teilchens zu schließen. In [10] wurde eine Methode entwickelt, die eine mit der Bethe-Bloch-Formel (siehe Abschnitt 3.2.4) geeichte dE/dx-Verteilung generiert. Diese Energieverlust-Information der Driftkammern

¹Ebene 1: 1360 V (einzelne Drahtebenen liefern mit reduziertem Potential)

Ebene 2: 1750 V

Ebene 3: 2000 V

Ebene 4: 2200 V

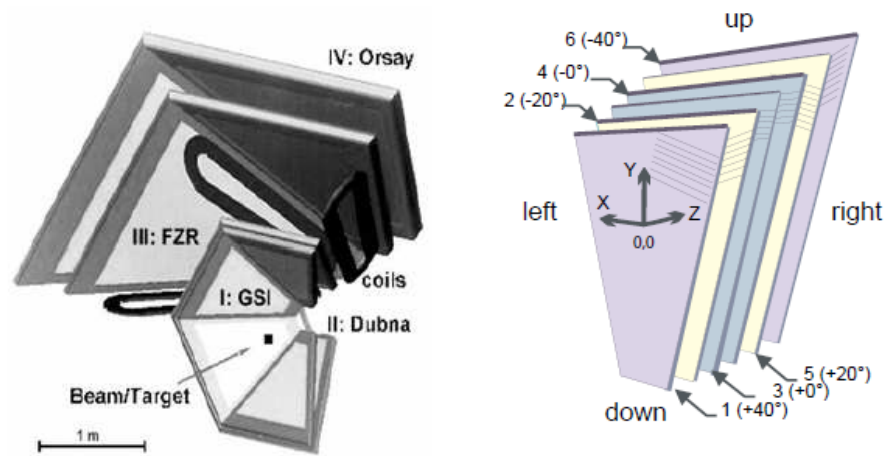


Abbildung 2.3: Links: Schematische Darstellung des Magnetspektrometers zur Spurrekonstruktion. Es befinden sich je zwei Ebenen von Vieldrahtdriftkammern vor und hinter dem Magnetfeld. Rechts: Die 6 Drahtebenen (*Layer*) innerhalb einer Driftkammer [19].

sowie der Flugzeitwände sind wesentliche Bestandteile der Hadronen-Identifikation mit HADES (siehe Kapitel 3). Um die Teilchen auf ihren Bahnen möglichst wenig zu beeinflussen, erfüllen die Driftkammern die Anforderung nach möglichst geringer Massenbelegung. Sie haben je nach Ebene eine intrinsische Ortsauflösung von 90-120 μm [19].

2.2.4 Der META-Detektor

Der META-Detektor (auch *Multiplicity and Electron Trigger Array*) ist ein Zusammenschluss der beiden Flugzeitwände TOF und TOFino und des PreShower-Detektors, der eingesetzt wird, um Elektronen zu identifizieren. Die Bestimmung des Auftreffpunktes im META-Detektor ist zusätzlich zur Lokalisierung der Durchstoßpunkte in den Vieldrahtdriftkammern ein weiterer Bestandteil der Teilchenspurrekonstruktion. Im Folgenden wird auf die Komponenten des META-Detektors etwas genauer eingegangen.

Die Flugzeitwände

Als letzte für die Hadronen-Identifikation wichtige Detektorkomponente treffen die Teilchen in der Akzeptanz auf eine der beiden Flugzeitwände TOF (*Time Of Flight*) und TOFino, in denen ihre Flugzeit, sowie ihr spezifischer Energieverlust ermittelt wird. Der äußere Polarwinkelbereich von $\Theta = 44^\circ$ bis 88° wird vom TOF-Detektor abgedeckt. Pro Sektor besteht er aus acht Gruppen von jeweils acht Plastikszintillatorstreifen. Fliegt ein geladenes Teilchen durch einen solchen Streifen, erzeugt es angeregte Zustände, die unter der Aussendung von Licht in den Grundzustand zurückkehren. Dieses Licht wird über die gleichzeitig als Lichtleiter fungierenden Szintillatorstreifen zu den an ihren Enden angebrachten Sekundärelektronenvervielfachern geleitet. Dort werden die Lichtpulse in elektrische Signale umgewandelt und ausgelesen.

Die Granularität des TOF-Detektors ist so gewählt, dass die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit in einem zentralen Au+Au-Stoß bei 2A GeV unter 20% liegt [10]. Der Auftreffpunkt entlang der Streifen (in x-Richtung) wird mit Hilfe der gemessenen Zeiten aus der Gruppengeschwindigkeit im Szintillatormaterial berechnet. Der TOF hat eine Flugzeitauflösung 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 innere Polarwinkelbereich von $\Theta = 18^\circ$ bis 45° wird vom TOFino-Detektor - dem kleinen Bruder des TOF-Detektors - abgedeckt, wobei es einen kleinen Überlappbereich zwischen beiden Flugzeitwänden

gibt. Er besteht nur aus vier Szintillatoren pro Sektor (siehe Abbildung 2.4) und hat nur eine Sekundärelektronenvervielfacherröhre pro Szintillatorstreifen. Seine geringere Granularität führt dazu, dass er in Verbindung mit dem Start-Detektor nur eine Flugzeitauflösung von 400 ps hat, welche zusätzlich dadurch verschlechtert wird, dass die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit in der Strahlzeit Ar + KCl bei über 50% liegt und somit das 1. und 2. Zeitsignal zu einem breiten Signal verschmelzen.

Eine Verbesserung der Auflösung wurde bei späteren Strahlzeiten durch den Einbau der als Verbesserung des META-Detektors im inneren Polarwinkelbereich geplanten **Resistive Plate Chambers** erzielt, welche mittlerweile den TOFino-Detektor ersetzt.

Der PreShower-Detektor

Der im TOFino-Winkelbereich befindliche PreShower-Detektor ist - ähnlich wie der eingangs beschriebene RICH-Detektor - eine Komponente zur Unterscheidung von Hadronen (vor allem von schnellen Pionen) und Elektronen. Im Bereich kleiner Polarwinkel ist dies sonst aufgrund der ähnlichen impulsabhängigen Flugzeit- bzw. Geschwindigkeitsverteilungen nicht effektiv möglich.

Das Funktionsprinzip dieses Detektors beruht darauf, dass hochrelativistische Elektronen beim Eindringen in Materie durch kaskadenartige Bremsstrahlungs- und Paarerzeugungsprozesse elektromagnetische Schauer produzieren. Die Wahrscheinlichkeit für das Auslösen solcher Prozesse ist für die viel schwereren Hadronen wesentlich geringer.

Pro Sektor besteht der PreShower-Detektor aus einem Modul, dessen Position hinter dem TOFino-Detektor in Abbildung 2.4 zu sehen ist. Die elektromagnetischen Schauer werden in den Vieldrahtkammern registriert, die pro Modul in 3 Ebenen angebracht sind. Ein Querschnitt durch eine solche Kammer ist ebenfalls in Abbildung 2.4 gezeigt. Zwischen den Drahtebenen befinden sich Blei-Konverter mit einer Dicke von je 1 cm, was in etwa der doppelten Strahlungslänge entspricht.

In der Datenanalyse wird zunächst der Durchstoßpunkt eines Teilchens im Detektor ermittelt und anschlie-

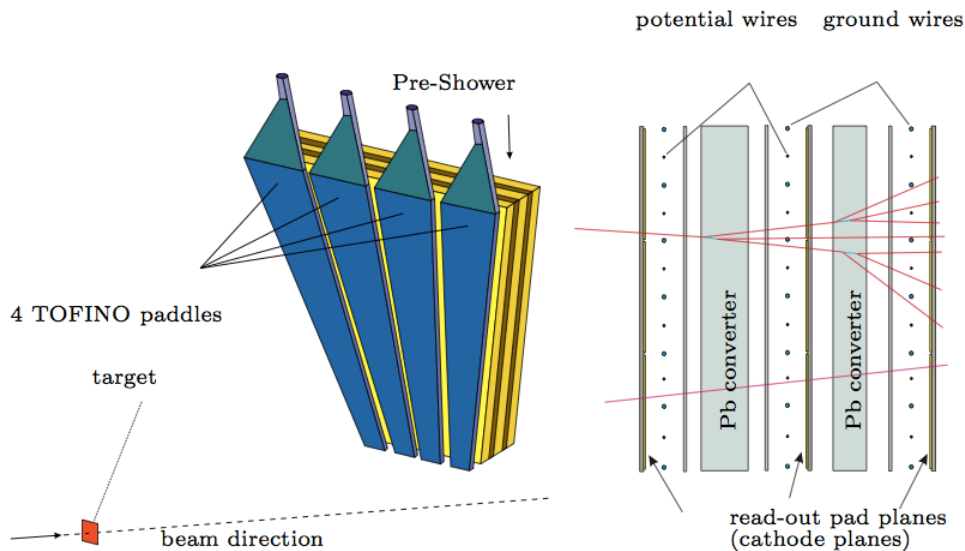


Abbildung 2.4: Links: Schematische Darstellung eines PreShower-Detektor-Moduls hinter dem TOFino-Detektor. Rechts: Schematische Seitenansicht des PreShower-Detektors mit drei Drahtkammern und zwei Bleikonvertern, in denen Leptonen elektromagnetische Schauer hinterlassen [19].

ßend die in der unmittelbaren Umgebung gesammelte Ladung aufintegriert, so dass man pro Zellenebene eine Ladungssumme erhält, mit deren Hilfe sich die Stärke des elektromagnetischen Schauers bestimmen lässt:

$$\text{Showersignal} = \text{Sum1} + \text{Sum2} - \text{Sum0} \quad (2.1)$$

Hierbei bezeichnet Index 0 die Eintrittsebene und die Indizes 1 und 2 respektive die beiden folgenden Ebenen hinter je einem Bleikonverter. Trägt man diese Signale gegen den Teilchenimpuls auf, so erhält man Verteilungen, mit deren Hilfe man ab Impulsen von ca. 500 MeV/c gut zwischen Hadronen und Elektronen unterscheiden kann.

2.3 Das Trigger- und Datenaufnahmesystem

Sowohl um die großen Datenmengen zu begrenzen, die bei Experimenten mit dem HADES-Detektor entstehen, als auch zur Reduktion der Totzeit der Datenaufnahme, muss eine Vorauswahl getroffen werden, um die Daten mit physikalisch relevanten Ereignissen anzureichern. Dies wird durch einen zweistufigen Trigger erreicht. Das Kriterium für den Level-1-Trigger (LVL1) ist eine Multiplizität von 18 Signalen im META-Detektor, welche noch keine Zuordnung zu Teilchenspuren besitzen, da vor allem zentrale Stöße untersucht werden sollen und die Zentralität eng mit der Multiplizität korreliert ist. Die für eine LVL1-Entscheidung benötigte Zeit ist mit 100 ns um einen Faktor 10 kürzer als die durchschnittliche Zeit zwischen zwei Reaktionen bei einer Rate von 10^6 s^{-1} .

Da HADES vor allem zur Untersuchung von Leptonen dient, wird mit dem Level-2-Trigger basierend auf der LVL1-Trigger-Entscheidung nach Leptonenkandidaten gesucht. Das Kriterium hierfür sind für Leptonen charakteristische Signale im RICH- und PreSHOWER-Detektor sowie in den Flugzeitwänden, d.h. RICH-Ringe, Flugzeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit und ein Ansprechen des PreSHOWER-Detektors. Die LVL2-Trigger-Entscheidung dauert ca. $10 \mu\text{s}$ und trifft auf ca. 1% der LVL1-getriggerten Ereignisse zu. Wird ein Ereignis vom Triggersystem akzeptiert, so werden die Daten aus den Pufferspeichern ausgelesen, vom *Event Builder* gesammelt und im HLD-Format (**H**ADES **L**ist **D**ata) abgespeichert. Zusätzlich wird zur Bestimmung der LVL2-Triggereffizienz jedes 10. LVL1-Ereignis herausgeschrieben, unabhängig davon, ob es der LVL2-Trigger-Entscheidung genügt oder nicht [20].

Kapitel 3

Datenanalyse mit HADES

Die Datenanalyse bei HADES beginnt mit den sogenannten HLD-Dateien (**HADES List Data**). Diese für die Ar+KCl-Strahlzeit 4600 je 2 GB großen Dateien, in denen von der Datenaufnahme (**Data Acquisition**) des Experiments unverarbeitete Detektordaten gespeichert werden, enthalten Informationen zu je ca. $2 \cdot 10^5$ Reaktionen. Sie besitzen eine eindeutige Kennung, die mit dem Zeitpunkt der Aufnahme korreliert ist, wodurch die Möglichkeit zeitabhängiger Analysen besteht. Um aus den gesammelten Daten physikalisch relevante Größen wie Flugzeiten, Impulse und Energien der Teilchen zu extrahieren, ist eine Kalibrierung der Detektoren notwendig. Hierfür ist unter anderem eine genaue Kenntnis der Detektorgeometrie von Nöten. Der Prozess der genauen Vermessung der Detektorposition und -ausrichtung wird *Alignment* genannt. Die HLD-Dateien wurden zu insgesamt 10 TB sogenannter **Data Summary Tapes (DSTs)** zusammengefasst. Anschließend beginnt die Post-DST-Analyse, wofür im Falle der in dieser Arbeit verwendeten Daten zunächst eine Spurauswahl stattfindet und die Informationen gut rekonstruierter Teilchenspuren mit eindeutigen Detektortreffern zu MicroDSTs zusammengefasst werden. Diese enthalten um einen Faktor 11 weniger Teilchenspuren als die entsprechenden DSTs. Diese durchlaufen weitere Analyseschritte, in denen zum Beispiel die Teilchenidentifikation stattfindet, so dass am Ende die Informationen zu bestimmten Teilchenkandidaten in Form von N-Tupeln abgespeichert werden können. Im Falle der $\Sigma(1385)$ -Analyse wurden N-Tupel mit Pion- und Λ -Kandidaten verwendet.

3.1 Zentralitätsauswahl

Um eine Schwerionenreaktion zu charakterisieren, spielt die Zentralität eine große Rolle. Sie wird über den Stoßparameter b definiert, der den räumlichen Abstand der Trajektorien angibt, auf denen sich die Schwerpunkte der kollidierenden Kerne bewegen. Physikalische Größen wie z.B. Teilchenausbeuten sind stark von der Zentralität eines Stoßes abhängig. Für die Untersuchung von Medium-Effekten sind zentrale Stöße erwünscht, da die Anzahl der Partizipanten bei solchen Reaktionen höher ist. Mit ihr steigen die mittlere Energie und die Dichte in der Reaktionszone und somit die Wahrscheinlichkeit für Medieeffekte.

Man kann jedoch die Reaktionen nicht direkt nach ihrem Stoßparameter sortieren, da dieser keine Messgröße einer Schwerionenreaktion ist. Eine messbare Größe, die mit der Zentralität eines Stoßes zusammenhängt, ist die Multiplizität der detektierten Teilchen. Je zentraler ein Stoß ist, desto mehr Teilchen werden produziert. Um einen Zusammenhang zwischen Multiplizität und Stoßparameter herzustellen, werden LVL1-getriggerte (vgl. Abschnitt 2.3) gemessene Ereignisse aus Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756A GeV (also solche mit Multiplizitäten von mindestens 18 geladenen Teilchen im Meta-Detektor, siehe Abschnitt 2.3) mit Simulationen ohne Trigger verglichen. Zusätzlich werden Messungen mit leerem Target mit einbezogen, die es ermöglichen, Signale, die z.B. von Reaktionen im Strahlrohr hervorgerufen werden, von Signalen echter Reaktionen im Target zu trennen. Die Stoßparameterverteilung ist in Abbildung 3.1 für Minimum Bias⁻¹, LVL1- und LVL2-Trigger-Ereignisse zu sehen. Es ergab sich, dass mit Hilfe des LVL1-

¹“Minimum Bias” bezeichnet ungetriggerte Ereignisse. Die Stoßparameterverteilung geht in diesem Falle von 0 bis zu einem maximalen Stoßparameter, ab dessen Erreichen die Kerne nicht mehr in Wechselwirkung treten. Es handelt sich demnach um alle Ereignisse, in denen es zu einer Kern-Kern-Kollision kam.

Triggers die 34% zentralsten Stöße herausgefiltert werden, deren mittlerer Stoßparameter bei 3.5 fm liegt.

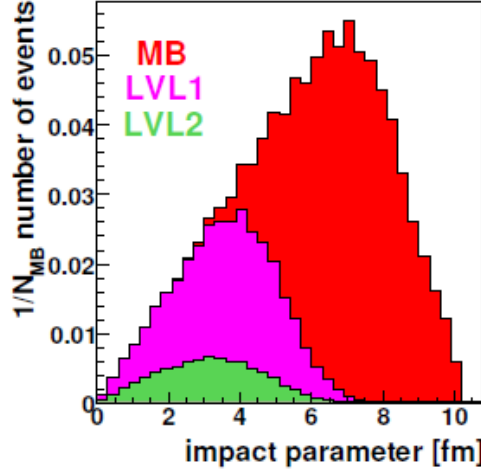


Abbildung 3.1: Stoßparameterverteilung für Minimum-Bias-, LVL1-Trigger- und LVL2-Trigger-Events [17]

In einem geometrischen Model kann die mittlere Anzahl der Partizipanten zu

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

berechnet werden [21], wobei A_T die Anzahl der Target-Nukleonen und A_P die Anzahl der Projektil-Nukleonen sind. Da die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen Ar+K und Ar+Cl unterschiedlich sind, wird $\langle A_{Part} \rangle$ im Stoßsystem Ar+KCl näherungsweise durch einen Mittelwert der beiden berechnet. Die Werte für unterschiedliche Triggereinstellungen sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt. Eine detaillierte Beschreibung der Stoßparameter-Bestimmung sowie der Berechnung der Anzahl der Partizipanten in den ArKCl-Daten ist in [17] nachzulesen.

Trigger	Stoßsystem	$\langle A_{Part} \rangle$
Minimum Bias	Ar+K	19.7
Minimum Bias	Ar+Cl	18.8
Minimum Bias	Ar+KCl	19.25
LVL1	Ar+KCl	38.5

Tabelle 3.1: Mittlere Anzahl der Partizipanten im Stoßsystem Ar+KCl abhängig von der Triggereinstellung [11]

3.2 Identifikation langlebiger Teilchen

Um aus den Detektordaten physikalisch relevante Informationen zu erhalten, ist ein gewisser Rechenaufwand nötig. Die notwendigen Schritte sollen im Folgenden erläutert werden.

3.2.1 Spurrekonstruktion

Um eine schnelle Auslese der Detektoren zu gewährleisten, verfügt HADES nicht über eine *Time Projection Chamber*. Es befinden sich innerhalb des Magnetfeldes keine Detektoren, weshalb keine kontinuierliche

Spurverfolgung möglich ist. Die Spuren der geladenen Teilchen werden vielmehr über deren Durchstoßpunkte in den Driftkammern sowie im META-Detektor unter Verwendung der bekannten Magnetfeldstärke rekonstruiert. Hierzu werden je zwei MDCs zu einer Gruppe zusammengefasst (MDC I und II bilden das innere, MDC III und IV das äußere Segment), um Fehlinformationen durch Rauschen in Signaldrähten oder falsche Zuordnungen von Signaldrähten aus verschiedenen Spuren zu verhindern. Somit erhält man je ein durch einen Vektor darstellbares Spursegment vor und hinter dem Magnetfeld, welche dann in zwei Schritten (*Cluster Finder* und *Segment Fitter*) zu Spurkandidaten zusammengesetzt werden. Eine detaillierte Beschreibung dieses Verfahrens befindet sich in [10].

3.2.2 Impulsbestimmung

Die Impulse der Teilchen müssen aus den Spursegmenten vor und hinter dem Magnetfeld berechnet werden. Hierfür existieren im Wesentlichen drei verschiedene Verfahren, welche auf der Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld basieren und daher eine genaue Kenntnis der Magnetfeldstärke am jeweiligen Ort (Magnetfeldkarte) voraussetzen: Das *Kick-Plane-Verfahren*, die *Spline-Methode* und die *Runge-Kutta-Methode*, wobei hier nur auf letztere kurz eingegangen werden soll.

Die *Runge-Kutta-Methode* ist das rechenaufwändigste, aber genaueste Verfahren, um Teilchenimpulse zu bestimmen. Sie berücksichtigt kleine, aber nicht-verschwindende Magnetfeldanteile im Bereich der inneren und äußeren Driftkammern, wodurch die Annahme gerader Spuranteile innerhalb eines MDC-Segments - besonders bei Teilchen mit niedrigen Impulsen - nicht voll gerechtfertigt ist. Die Bewegungsgleichung eines Teilchens wird durch Pfade im Magnetfeld parametrisiert und in zwei Differentialgleichungen überführt, welche dann mit Hilfe eines vierstufigen numerischen Verfahrens, das auf Carl Runge und Martin Wilhelm Kutta zurückgeht, gelöst werden. Eine detaillierte Beschreibung aller drei Verfahren zur Impulsbestimmung befindet sich in [19]. Nach Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung werden die Spurkandidaten in Form der bereits erwähnten DSTs abgespeichert.

3.2.3 Spurselektion

Die Zuweisung der Treffer im Detektor ist nicht immer eindeutig. Zu einem Auftreffpunkt gibt es oft mehrere möglicherweise passende Spuren. Dieses Phänomen fällt bei der betrachteten Strahlzeit besonders ins Gewicht, da Ar+KCl das bisher schwerste von HADES vermessene Stoßsystem ist. Mit der Größe des Systems steigt auch die Anzahl der Partizipanten pro Reaktion (z.B. um einen Faktor 4 im Vergleich mit dem zuvor vermessenen Stoßsystem C+C) und somit die Multiplizität der gemessenen Teilchen. Je größer die Teilchenspurdichte ist, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit einer falschen Zuordnung von Spur und Detektor-Treffer. Es muss also ein Kriterium gefunden werden, mit dem man schlecht rekonstruierte Spuren aussortieren kann. Die Größe, die hierfür benutzt wird, ist das Produkt der beiden Spurqualitätsvariablen χ_{RK}^2 und χ_{META}^2 , welche die Ergebnisse von χ^2 -Testverfahren sind. Die erste der beiden Größen gibt an, wie gut die Trefferpunkte in den inneren und äußeren Driftkammern von einer rekonstruierten Spur angepasst werden, die zweite Größe ist ein Maß dafür, wie gut diese Spur zum gefundenen Auftreffpunkt im META-Detektor passt. Ein Algorithmus durchsucht die möglichen Teilchenspuren anhand dieses Qualitätskriteriums und speichert die bestmögliche Kombination an Spursegmenten. Diese werden aus dem weiteren Vorgehen ausgeschlossen und der Algorithmus beginnt von vorn, wobei die nächstbeste Kombination aus Spursegmenten und Auftreffpunkten erfasst wird. Auf diese Weise erhält man nach und nach eine Liste eindeutiger Teilchenspuren, die in Form eines MicroDSTs abgespeichert werden kann. Dieses wird dann für die weitere Analyse verwendet.

Soll die Wahrscheinlichkeit für Fehlzuweisungen weiter reduziert, also die Güte der rekonstruierten Spuren noch weiter gesteigert werden, so führt man zusätzliche Spurqualitätsvariablen ein. $\chi_{SegInner}^2$ und $\chi_{SegOuter}^2$ beschreiben, wie gut die anhand der rekonstruierten Spur berechnete mit den tatsächlichen Driftzeiten im inneren bzw. äußeren Driftkammer-Segment übereinstimmt.

Bezüglich der vier beschriebenen Qualitätsparameter können in der Analyse Bedingungen gesetzt werden, um nur rekonstruierte Teilchenspuren mit geringen Fehlern einzubeziehen.

3.2.4 Identifikation einzelner Teilchenspezies

Da HADES als Dielektronenspektrometer gebaut wurde, besitzt es hervorragende Komponenten zur Elektronenidentifikation. Der RICH-Detektor ist, abgesehen von sehr schnellen Pionen, hadronenblind und dient somit zur Unterscheidung zwischen Hadronen und Leptonen. Auch der PreSHOWER-Detektor ist gut für die Separation der Elektronen von Hadronen geeignet, jedoch - wie der RICH-Detektor - nicht in der Lage, verschiedene Hadronen zu unterscheiden. Um Hadronen zu identifizieren, wird ihre Masse und ihre Ladung gemessen. Beide Größen können nicht direkt gemessen werden, sondern müssen rekonstruiert werden. Das Ladungsvorzeichen ergibt sich aus der Krümmung des Magnetfeldes, in welchem positive Teilchen bei HADES zur Strahlachse hin- und negative von ihr weggekrümmt werden. Des Weiteren kann man zur Teilchenidentifikation auf eventuell vorhandene Energieverlustinformationen bestimmter Subdetektoren zurückgreifen.

Da neutrale Teilchen im Magnetfeld nicht abgelenkt werden und darüber hinaus keine Energieverlustinformation in den Flugzeitwänden und Driftkammern vorliegt, können sie nur über ihre geladenen Zerfallsprodukte identifiziert werden.

Teilchenidentifikation mittels Impuls- und Flugzeitmessung

Wie in Abschnitt 3.2.2 erläutert, kann der Impuls eines Teilchens auf verschiedene Wege rekonstruiert werden. Die hier vorgestellten Werte beziehen sich jedoch ausschließlich auf die hochauflösende Runge-Kutta-Methode. Diese liefert außer dem Impuls noch die Polarität $\frac{q}{|q|}$ und die Flugstrecke s des Teilchens. Die zugehörige Flugzeit t wird aus der Differenz der Zeitmessungen von Start-Detektor und Flugzeitwänden berechnet. Die Geschwindigkeit $\beta = \left(\frac{s}{t}\right)/c$ ist in Abbildung 3.2 gegen das Produkt aus Polarität und Impuls aufgetragen. In diesen Verteilungen können in den meisten Fällen zur Teilchenidentifikation graphische Schnitte um deren Maxima bzw. entlang der theoretisch berechneten Kurven angebracht werden, um Teilchen, die einen bestimmten Bereich der Verteilung bevölkern, für die weitere Analyse auszuwählen. Diese graphischen Schnitte entsprechen impulsabhängigen Massenschnitten. Von der Methode der graphischen Schnitte in den Geschwindigkeitsverteilungen wird abgesehen, sobald ein Mehrfachtreffer in einem TOFINO-Paddle vorliegt. In diesen Fällen ist eine eindeutige Messung der Flugzeit nicht möglich, da die TOFINO-Paddles nur einseitig ausgelesen werden und die Flugzeit dann nicht mehr einem bestimmten Teilchen zugeordnet werden kann. Anstatt eines Schnittes in der β -Verteilung wird dann die Energieverlustinformation aus den Driftkammern verwendet (siehe Abschnitt 3.2.4).

Aus dem gemessenen Verhältnis von Impuls zu Ladung p/Z und der Geschwindigkeit β der Teilchen lässt sich das Verhältnis aus Masse und Ladung bestimmen:

$$\frac{m}{Z} = \frac{\frac{p}{Z}}{\beta \cdot \gamma \cdot c} \quad (3.1)$$

mit dem relativistischen Faktor

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

und

$$\beta = \frac{v}{c} = \left(\frac{s}{t}\right)/c$$

Damit sich die unter Umständen bei hohen Geschwindigkeiten durch Messfehler entstandenen Geschwindigkeiten über der Lichtgeschwindigkeit nicht in imaginären Massen niederschlagen, wird in der Regel direkt die quadrierte Masse M^2 zur Teilchenidentifikation verwendet.

Teilchenidentifikation mittels Energieverlustinformationen der Driftkammern

Neben der Elektronenidentifikation bietet HADES gute Möglichkeiten, Hadronen zu identifizieren. Eine davon ist die Energieverlustinformation der Vieldrahtdriftkammern. Geladene Teilchen erleiden beim Durchdringen von Materie einen spezifischen Energieverlust durch Wechselwirkung mit den Elektronen

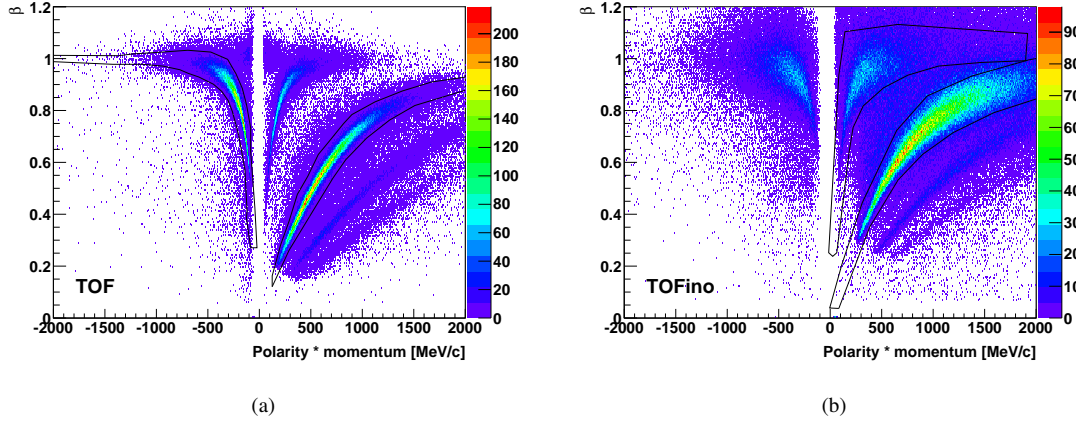


Abbildung 3.2: In den Flugzeitwänden TOF (a) und TOFino (b) gemessene Teilchengeschwindigkeit β in Abhängigkeit des Produktes aus Polarität und Impuls des jeweiligen Teilchens, die höhere Flugzeitauflösung im TOF und die damit verbundene bessere Trennung der verschiedenen Teilchenspezies ist deutlich zu erkennen. Die schwarzen Linien kennzeichnen graphische Schnitte um die Maxima von Protonen- und Pionen-Verteilungen. Abhängig von der Flugzeitwand, in welcher das jeweilige Spektrum aufgenommen wurde, wird nur ein graphischer Schnitt um eine der beiden Pionen-Verteilungen angebracht, welcher aufgrund der Symmetrie zwischen π^+ und π^- für das jeweils entgegengesetzte Ladungsvorzeichen gespiegelt wird.

des Materials, der mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel [13] (Gleichung 3.2) beschrieben werden kann.

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (3.2)$$

Die Variablen werden im folgenden definiert:

- z : Ladung des einfallenden Teilchens
- Z, A : Kernladungs- und Massenzahl des durchflogenen Materials
- m_e : Elektronenmasse
- r_e : klassischer Elektronenradius
- N_A : Avogadro-Zahl
- I : für das Material charakteristische Ionisationskonstante
- δ : Dichtekorrekterterm

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

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

M : Masse des stoßenden Teilchens

Im Wesentlichen ist der Energieverlust pro Wegstrecke eines Teilchens geschwindigkeitsabhängig, so dass sich zwei Teilchen verschiedener Masse mit gleichem Impuls anhand dieser Information unterscheiden lassen. In Abbildung 3.3 ist die Kurve des spezifischen Energieverlustes am Beispiel von Myonen gezeigt.

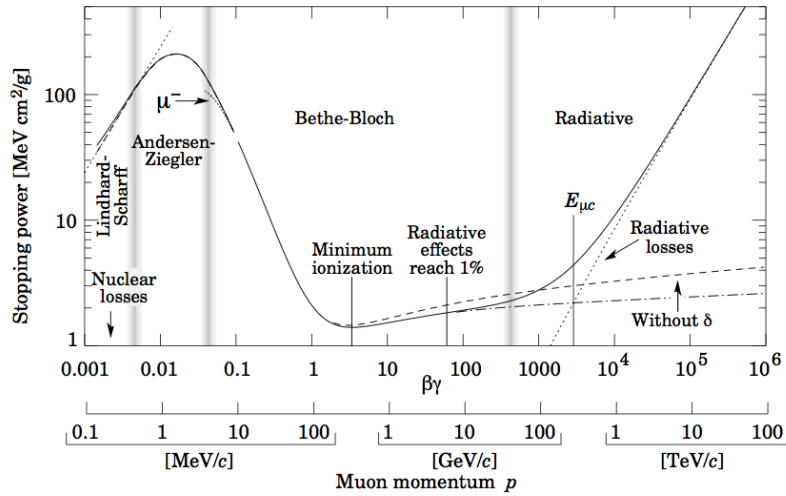


Abbildung 3.3: Energieverlust pro Wegstrecke für positiv geladene Myonen in Kupfer, aufgetragen über neun Größenordnungen. Die durchgezogene Linie steht für den totalen Energieverlust. Durch vertikale Striche sind die Gültigkeitsbereiche verschiedener Formeln voneinander getrennt. Der Bereich, in dem die Bethe-Bloch-Formel angewandt werden kann, erstreckt sich von $\beta\gamma \approx 0.04$ bis $\beta\gamma \approx 400$ [13].

In Abbildung 3.4 ist der mit den HADES-Driftkammern gemessene Energieverlust verschiedener Teilchen gegen das Produkt ihres Impulses und ihrer Polarität aufgetragen. Es ist möglich, um die Maxima der Verteilungen einen Bereich auszuwählen und nur Teilchen innerhalb dieses Bereichs für die weitere Analyse zu verwenden. Die in den Verteilungen eingezeichneten Linien entsprechen den für diese Arbeit im Falle von Mehrfachtreffern im TOFinno verwendeten graphischen Schnitten zur Identifikation von positiven Pionen und Protonen.

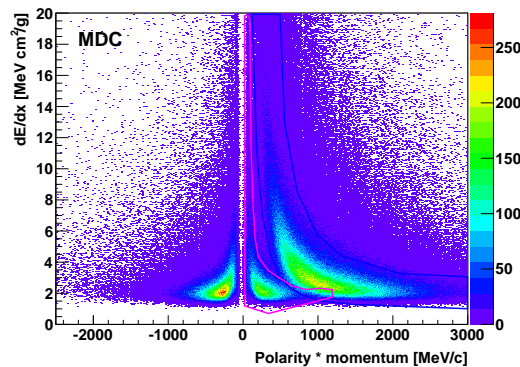


Abbildung 3.4: Mit den Driftkammern aufgenommenes Energieverlustspektrum pro Wegstrecke aufgetragen gegen das Produkt aus der Polarität und dem Impuls des jeweiligen Teilchens. Eingezeichnet sind graphische Schnitte um die gut separierten Maxima der Protonen und Pionen. Für beide Polaritäten der Pionen wurde der gleiche - ggf. gespiegelte - Schnitt in der Energieverlustverteilung verwendet.

3.3 Rekonstruktion zerfallener Teilchen

Zerfällt ein Teilchen vor Erreichen des Detektors, können die bisher vorgestellten Konzepte zur Teilchenidentifikation nicht angewandt werden, da es sich nicht um eine durchgängige Spur handelt. Eine Rekonstruktion von Masse, Impuls und anderen Größen, die schließlich eine Identifikation ermöglichen, ist dennoch möglich, sofern die Tochterteilchen vom Detektor gemessen werden können, wie im Folgenden beschrieben werden soll.

3.3.1 Das invariante Massenspektrum

Die gängigste Methode zur Untersuchung von Teilchen, die bereits vor Erreichen des Detektors zerfallen, besteht darin, sie mit Hilfe von Impuls- und Energieerhaltung über ihre Tochterteilchen zu rekonstruieren. Kennt man die Impulse \vec{p}_1 und \vec{p}_2 sowie den Relativwinkel Θ der Zerfallsprodukte mit den Ruheassen m_1 und m_2 , kann man deren invariante Masse, die der Masse des Mutterteilchens entspricht, bestimmen. Das Quadrat der invarianten Masse M^2 ist definiert als das Quadrat der Summe der Viererimpulse der Tochterteilchen P_1 und P_2 , welche sich nach den Regeln der Viererimpulserhaltung durch die Energie und die Impulse der Teilchen darstellen lässt:

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

Unter Verwendung der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$$

erhält man schließlich eine Formel für die invariante Masse des Mutterteilchens in Abhängigkeit der Ruhemasse und Impulse der Tochterteilchen sowie deren Relativwinkel Θ :

$$M = \sqrt{(m_1^2 + m_2^2) + 2 \left(\sqrt{m_1^2 + (\vec{p}_1c)^2} \sqrt{m_2^2 + (\vec{p}_2c)^2} - |\vec{p}_1||\vec{p}_2|\cos\Theta \right)} \quad (3.3)$$

Um Fehler in der Flugzeitmessung und andere systematische Fehler nicht in das invariante Massenspektrum fortzupflanzen, werden üblicherweise nicht die rekonstruierten, sondern die nominellen Massen der Tochterteilchen verwendet. Somit setzt sich die Breite der rekonstruierten Resonanzen nur aus der eigenen Zerfallsbreite und der Impulsauflösung des Detektors zusammen.

3.3.2 Kombinatorischer Untergrund

Da die Information, welche Teilchenpaare aus dem gemeinsamen Zerfall eines Mutterteilchens stammen, nicht zugänglich ist, bezieht man bei der Berechnung der invarianten Masse automatisch einen großen Teil an unkorrelierten Kombinationen mit ein. Da zwei fälschlicherweise kombinierte Teilchen außer dem von der Reaktion bereitgestellten Phasenraum keinen Einschränkungen unterliegen, haben sie eine willkürliche Kombination von Impulsen und Energien, was in einem fast beliebigen Wert der invarianten Masse der beiden Teilchen resultiert. Auf diese Weise erhält man eine kontinuierliche Verteilung im invarianten Massenspektrum, die im Wesentlichen durch drei Teile beschrieben werden kann: Den Signalanteil, der von der Kombination richtig identifizierter Produkte ein und desselben Zerfalls herrührt, den unkorrelierten Untergrund, der seinen Ursprung in der zufälligen Spurkombination richtig identifizierter Teilchen hat, die nicht aus demselben Zerfall stammen und den korrelierten Untergrund, der durch Kombination fehlidentifizierter Teilchen aus korrelierten Zerfällen zustande kommt. Um quantitative Aussagen über Teilchenausbeuten treffen zu können, ist es von großer Wichtigkeit, diesen Untergrund im Spektrum zu verstehen und möglichst realistisch nachzubilden. Drei verschiedene Methoden, mit denen dies möglich ist, werden hier vorgestellt.

Like-Sign-Verfahren

Das *Like-Sign*-Verfahren kann bei Zerfällen neutraler Teilchen in zwei unterschiedlich geladene Tochterpartikeln angewandt werden. Es werden immer jeweils zwei Teilchen mit gleichem Vorzeichen aus einer Reaktion kombiniert und deren invariante Masse berechnet. Da ein Paar gleichen Vorzeichens nicht aus dem Zerfall eines gemeinsamen neutralen Mutterteilchens stammt, können sie höchstens schwach korreliert sein und eignen sich somit gut zur Beschreibung des Untergrundes. Die für beide Ladungszustände entstehenden *Like-sign*-Massenspektren werden zunächst auf die gleiche Anzahl von Einträgen normiert und dann addiert. Diese Methode eignet sich jedoch nur für die Simulation von Untergrund aus Reaktionen, bei denen die Akzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeit beider Teilchensorten ungefähr gleich ist und die Wahrscheinlichkeit dafür hoch ist, dass in einer Reaktion mindestens ein Exemplar der jeweiligen Sorte auftritt. Da beim Zerfall der geladenen $\Sigma(1385)$ -Resonanz ein geladenes und ein neutrales Teilchen entstehen, könnte höchstens eine abgewandelte Form der *Like-Sign*-Analyse angewandt werden, bei der das neutrale Teilchen mit einem Teilchen entgegengesetzten Ladungsvorzeichen gemischt wird als in der eigentlichen Analyse. Da die Kombination von Λ s mit positiven Pionen $\Sigma(1385)^+$ -Signale enthält und umgekehrt, ist diese Methode zur Untergrundsimulation nicht geeignet. Es wäre möglich, den Untergrund der Reaktion $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ nachzubilden, welcher sich jedoch auf wesentlich einfachere Art und Weise zufriedenstellend durch ein Polynom darstellen lässt (siehe Kapitel 4).

Sideband-Methode

Eine Möglichkeit, den durch Kombination von fehlidentifizierten Teilchen entstandenen Untergrund im invarianten Massenspektrum zu simulieren, besteht darin, in die Berechnung der invarianten Masse Teilchenkandidaten mit einzubeziehen, die explizit nicht der Teilchenspezies angehören, die man für die Berechnung des *Same-Event*-Spektrums² verwendet hat. In der Praxis werden zur Simulation des Untergrundes eines Zerfalls $A \rightarrow B + C$ wohlidentifizierte Teilchen B mit den Einträgen des Massenspektrums, die sich in zwei Bändern rechts und links des Massen-Signals von Teilchen C befinden, kombiniert, woher der Name *Sideband*-Methode stammt. In [18] wird gezeigt, dass diese Methode zur Untergrundberechnung im Falle der $\Sigma(1385)$ -Analyse den Untergrundanteil des Spektrums nicht befriedigend beschreiben kann. Dies ist dadurch begründet, dass das Λ -Signal mit einem relativ hohen Signal-zu-Untergrund-Verhältnis rekonstruiert werden konnte. Schmale Bänder auf beiden Seiten des Signals beinhalten demnach wenig Statistik, wohingegen eine Verbreiterung der in die Analyse einbezogenen Bereiche eine systematische Verschiebung des Spektrums im Phasenraum bewirkt.

Mixed-Event-Analyse

Um Korrelationen von vornherein auszuschließen, werden bei der sogenannten *Mixed-Event*-Analyse immer zwei Teilchen aus unterschiedlichen Ereignissen miteinander kombiniert und deren invariante Masse berechnet. Da diese per Definition nicht die gemeinsamen Zerfallsprodukte eines weiteren Teilchens sein können, erhält man ein kontinuierliches Spektrum ohne Signal bei einer bestimmten Masse. Im Falle der $\Sigma(1385)$ -Analyse hat sich gezeigt, dass der tatsächliche Untergrund mit dieser Methode am besten beschrieben werden kann.

Im Folgenden sollen nun die in diesem Kapitel allgemein beschriebenen Aspekte der Datenanalyse auf die Untersuchung von $\Sigma(1385)$ -Resonanzen bezogen werden.

²Mit *Same-Event*-Spektrum wird das Spektrum bezeichnet, in dem alle für eine Reaktion wichtigen Teilchenkandidaten des gleichen Ereignisses kombiniert werden. Nach Abzug des berechneten Untergrundes bleibt - soweit vorhanden - das Signal des untersuchten Teilchens übrig.

Kapitel 4

$\Sigma(1385)$ -Analyse

$\Sigma(1385)$ ist eine sehr kurzlebige Resonanz (siehe Abschnitt 1.4.2). Bereits nach einer mittleren Flugstrecke von 5 fm zerfällt sie in ein neutrales Λ -Hyperon und ein geladenes Pion. Abbildung 4.1 zeigt die Dichteevolution des Feuerballs einer Schwerionenreaktion für Au+Au- bzw. Pb+Pb-Reaktionen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien, woraus sich die mittlere Lebensdauer des Feuerballs ableiten lässt. Sie ist vergleichbar mit der Lebensdauer der $\Sigma(1385)$ -Resonanz. Ein Großteil der Resonanzen zerfällt demnach noch in der Reaktionszone. Die kurze Lebensdauer macht es unmöglich, dieses Teilchen direkt zu messen, da es

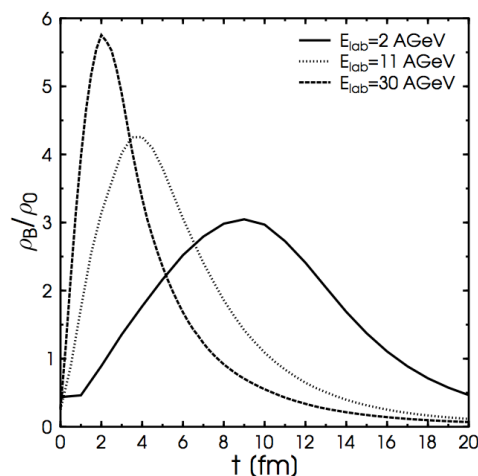


Abbildung 4.1: Lebensdauer des Feuerballs einer Schwerionenreaktion bei verschiedenen Schwerpunktsenergien aus UrQMD-Transportmodell-Rechnungen [22]

bereits vor Erreichen des Detektors zerfällt. Es muss über die invariante Masse seiner Tochterteilchen rekonstruiert werden. Als neutrales Teilchen kann auch das Λ^0 nicht gemessen werden. Da es aber ebenfalls vor Erreichen des Detektors zerfällt ($c\tau_\Lambda = 7.89$ cm), kann es indirekt über seine Zerfallsprodukte (p und π^-) nachgewiesen werden. Der Zerfall ist schematisch in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Rekonstruktion der $\Sigma(1385)$ -Resonanz gliedert sich also in zwei Schritte: Zunächst wird ein invariantes Massenspektrum von Protonen und negativen Pionen aufgenommen, um eine möglichst große Anzahl reiner Λ -Hyperonen zu rekonstruieren, welche anschließend mit weiteren Pionkandidaten aus demselben Ereignis kombiniert werden.

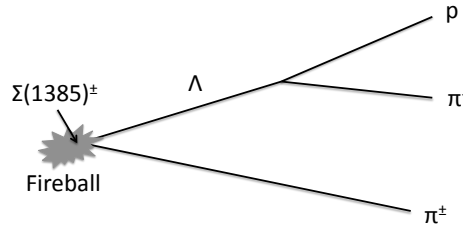


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des $\Sigma(1385)$ -Zerfalls

4.1 Λ -Rekonstruktion

Λ -Hyperonen sind die leichtesten seltsamen Baryonen. Als Folge der Fermionenzahlerhaltung muss sich unter ihren Tochterpartikeln ebenfalls ein Baryon befinden. Ein solcher Zerfall, bei dem ein s -Quark in ein leichteres Quark umgewandelt wird, kann nur unter schwacher Wechselwirkung geschehen, was sich in einer relativ langen Lebenszeit des Λ von ca. $2.63 \cdot 10^{-10}$ s ausdrückt. Zur Rekonstruktion der Λ -Hyperonen wird die invariante Masse aller Kombinationen möglicher Tochterpartikeln im betrachteten Zerfallskanal, d.h. Proton- und Pionkandidaten, berechnet und aufgetragen. Bevor die Auswahl der kombinierten Teilchen weiter eingeschränkt wird, besteht das daraus resultierende Spektrum lediglich aus der Verteilung des in der Reaktion zur Verfügung stehenden Phasenraumes. Der Großteil der p - π^- -Paare weist keine Korrelationen auf. Um solche Kombinationen auszuwählen, die wahrscheinlich Zerfallsprodukte eines Λ s sind, und somit den Untergrundanteil im Spektrum zu vermindern, kann man die in Abbildung 4.3 gezeigte Zerfallskinetik ausnutzen. Stammt ein Λ -Hyperon aus dem Zerfall eines $\Sigma(1385)$, so zeigt seine rekonstruierte Spur aufgrund der Kurzlebigkeit des Mutterteilchens nahezu auf den primären Vertex. Da das Λ erst nach einer mittleren Flugstrecke von 7.89 cm in ein Proton und ein π^- zerfällt, können Proton- und Pion-Kandidaten aus Λ -Zerfällen aufgrund ihres gemeinsamen rekonstruierten Vertex ausgewählt werden. Da der Gesamtimpuls von Proton und π^- dem des Λ entsprechen muss, zeigen die verlängerten Spuren dieser beiden Teilchen nicht auf den primären Vertex. Der Öffnungswinkel zwischen beiden Spuren ist demnach von Null verschieden. Durch Anbringen von entsprechenden Schnitten in den Verteilungen der diskutierten Größen kann die Anzahl der zu kombinierenden Teilchen deutlich eingeschränkt und der Anteil der Spuren aus Λ -Zerfällen erhöht werden. Im Einzelnen handelt es sich um folgende Schnitte, die zunächst erklärt und begründet werden:

- eine obere Grenze für den Abstand der rekonstruierten Λ -Spur zum primären Vertex (d_1), um sicherzustellen, dass es aus einem Zerfall stammt, der nah am primären Vertex stattgefunden hat
- untere Grenzen für die Abstände der Pion- und Protonspuren zum primären Vertex (d_2, d_3), um zu gewährleisten, dass diese beiden Teilchen nicht aus dem Reaktionsvertex, sondern aus einem davon verschiedenen - dem Λ -Zerfallsvertex - stammen
- ein Maximalwert für den Abstand der nächsten Annäherung von Proton- und Pionspur im Raum (d_t)
- ein Minimalwert für den Abstand zwischen Λ -Zerfallsvertex und primärem Vertex (d_V), um der Lebensdauer des Hyperons Rechnung zu tragen (effektivster Schnitt zur Untergrundunterdrückung)
- ein Minimalwert für den Öffnungswinkel zwischen den Spuren beider Λ -Zerfallsteilchen ($\Delta\alpha$), um die nötige Präzision zur Rekonstruktion des eben erwähnten Zerfallsvertex zu gewährleisten, welche bei kleinen Relativwinkeln nicht gegeben ist
- eine Beschränkung der rekonstruierten Kandidaten von Λ -Zerfallsvertices auf den Halbraum hinter dem Target ($z_{\Lambda\text{-Vertex}} > z_{\text{prim. Vertex}}$), da aufgrund der *Fixed-Target*-Geometrie des Experiments nur dort physikalisch relevante Ereignisse vorkommen können

- eine untere Grenze für den Polarwinkel der Λ -Spur (Θ), da die Rekonstruktionseffizienz zu niedrigeren Polarwinkeln stark abfällt.

Diese Schnitte auf geometrische Größen werden anhand eines Optimierungs-Programms einzeln variiert und ihre Kombination dahingehend optimiert, dass die Signifikanz

$$S = \frac{S}{\sqrt{(S + B)}}$$

des Λ -Signals, die seine Ausprägung gegenüber dem Untergrund angibt, einen Maximalwert erreicht. Des Weiteren wird die transversale Masse des Λ , $m_t - m_\Lambda$, auf Werte über $50 \text{ MeV}/c^2$ eingeschränkt, da differentielle Untersuchungen gezeigt haben, dass das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis in diesem Bereich besonders gering ist [10]. Um den Untergrund noch weiter zu minimieren werden zusätzlich Schnitte auf die jeweils vier Qualitätsvariablen von Proton- und Pionspuren angebracht (vgl. Abschnitt 3.2.3). Außerdem wird der Impuls der verwendeten Pion-Kandidaten auf einen Bereich zwischen 100 und $550 \text{ MeV}/c$ eingeschränkt, da ihre Energieverlust- und Geschwindigkeitsverteilungen in diesem Bereich gut von denen anderer Teilchen zu separieren sind und darüber hinaus anhand von Simulationen gezeigt werden konnte, dass sich die meisten Pionen aus Λ -Zerfällen in diesem Impulsbereich befinden. Eine Zusammenfassung aller Schnitte zur Λ -Identifikation und der jeweiligen Werte ist in Tabelle 4.1 zu finden. Um nicht an-

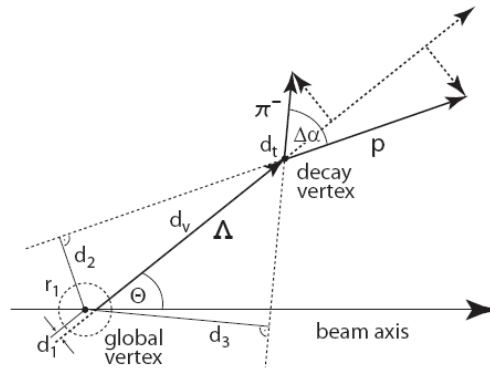


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Λ -Zerfalls in ein Proton-Pion-Paar [10]

gepasste Spuren von der Analyse auszuschließen, werden positive Spurqualitätsvariablen verlangt. Dass die Schnitte auf die Qualitätsvariablen der Pionspuren großzügiger gehalten sind als auf die der Protonspuren, ist dadurch begründet, dass Protonen aufgrund ihrer höheren Masse im Impulsbereich bis ca. $1 \text{ GeV}/c$ einen größeren Energieverlust in den Driftkammern erleiden, womit eine bessere Auflösung ihrer Durchstoßpunkte verknüpft ist. Durch Anwendung aller beschriebenen Schnitte erhält man im gesamten Datensatz eine Auswahl von ca. 53480 Λ -Kandidaten mit einem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 3.48 und einer Signifikanz von 203.8 , wobei sich diese Werte in einem 2σ -Intervall um die Λ -Masse und durch Anpassen des verbliebenen Untergrundes mit einer Polynomfunktion berechnen. Diese Zahl reduziert sich um ca. 19.5% auf 43075 , wenn ein zusätzliches π^- im Ereignis verlangt wird, bzw. um ca. 28% auf 38486 bei Anwesenheit eines zusätzlichen positiven Pions. Auf diese Weise werden Ereignisse selektiert, in welchen potentiell ein $\Sigma(1385)$ -Kandidat auffindbar ist. Die zugehörigen Spektren sind in Abbildung 4.4 gezeigt. Im Vergleich wird deutlich, dass die Auswahl der unter der Bedingung der Anwesenheit eines zusätzlichen π^- rekonstruierten Λ s sowohl leicht reiner ist, als auch eine etwas höhere Statistik aufweist. Dies ist auf Akzeptanzeffekte zurückzuführen, da die Spuren positiver Teilchen zur Strahlachse gebogen werden.

Λ -Schnitte	
M_{inv}	$ M_{inv} - 1114.21 < 4.6 \text{ MeV}/c^2 \hat{=} 2\sigma$
d_1	$d_1 < 6 \text{ mm}$
d_2	$d_2 > 5 \text{ mm}$
d_3	$d_3 > 19 \text{ mm}$
d_V	$d_V > 47 \text{ mm}$
d_t	$d_t < 8 \text{ mm}$
$z_{\Lambda\text{-Vertex}}$	$z_{\Lambda\text{-Vertex}} > z_{\text{prim.Vertex}}$
$\Delta\alpha$	$\Delta\alpha > 14^\circ$
Θ	$\Theta > 20^\circ$
$m_t - m_\Lambda$	$m_t - m_\Lambda > 50 \text{ MeV}/c^2$
$Impuls_\pi$	$100 \text{ MeV}/c < Impuls_\pi < 550 \text{ MeV}/c$
χ_{SIp}^2	$0 < \chi_{SIp}^2 < 26$
$\chi_{SI\pi}^2$	$0 < \chi_{SI\pi}^2 < 50$
χ_{SOp}^2	$0 < \chi_{SOp}^2 < 29$
$\chi_{SO\pi}^2$	$0 < \chi_{SO\pi}^2 < 50$
χ_{MMp}^2	$0 < \chi_{MMp}^2 < 3$
$\chi_{MM\pi}^2$	$0 < \chi_{MM\pi}^2 < 4$
χ_{RKp}^2	$0 < \chi_{RKp}^2 < 30$
$\chi_{RK\pi}^2$	$0 < \chi_{RK\pi}^2 < 850$

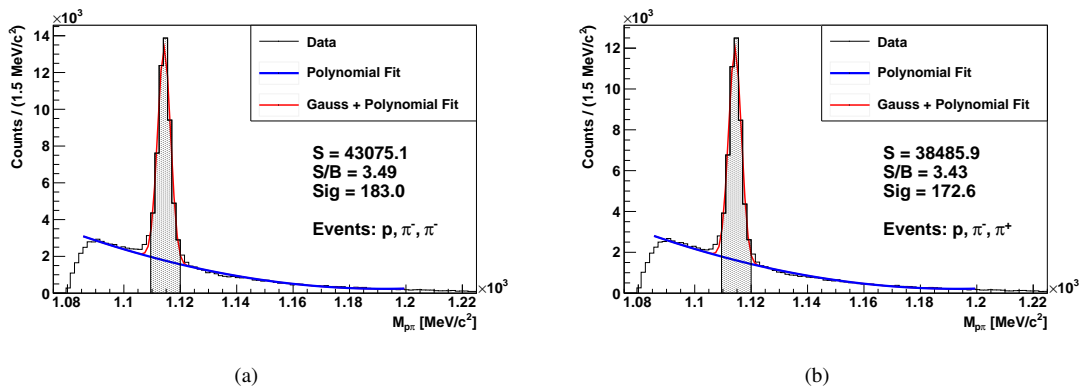
Tabelle 4.1: Größen der Schnitte zur Λ -Rekonstruktion

Abbildung 4.4: Auf Signifikanz optimierte Λ -Signale im p - π^- -invarianten Massenspektrum unter der Bedingung, dass sich ein zusätzliches π^- (a) bzw. ein π^+ im selben Ereignis befindet. Grau schattiert ist ein Bereich von 2σ um den Mittelwert der Gauß-Kurve, in welchem die Λ -Kandidaten für die weitere Analyse zur Kombination mit entsprechend geladenen primären Pionen verwendet wurden.

4.1.1 Verteilungen der Λ -Schnitte

In Abbildung 4.5 sind die zur Λ -Identifikation angebrachten Schnitte graphisch dargestellt. Der schattierte Bereich in den jeweiligen Verteilungen gibt die für die Analyse ausgewählte Region an. Um welchen Anteil der Verteilung es sich handelt, ist der jeweiligen Grafik zu entnehmen.

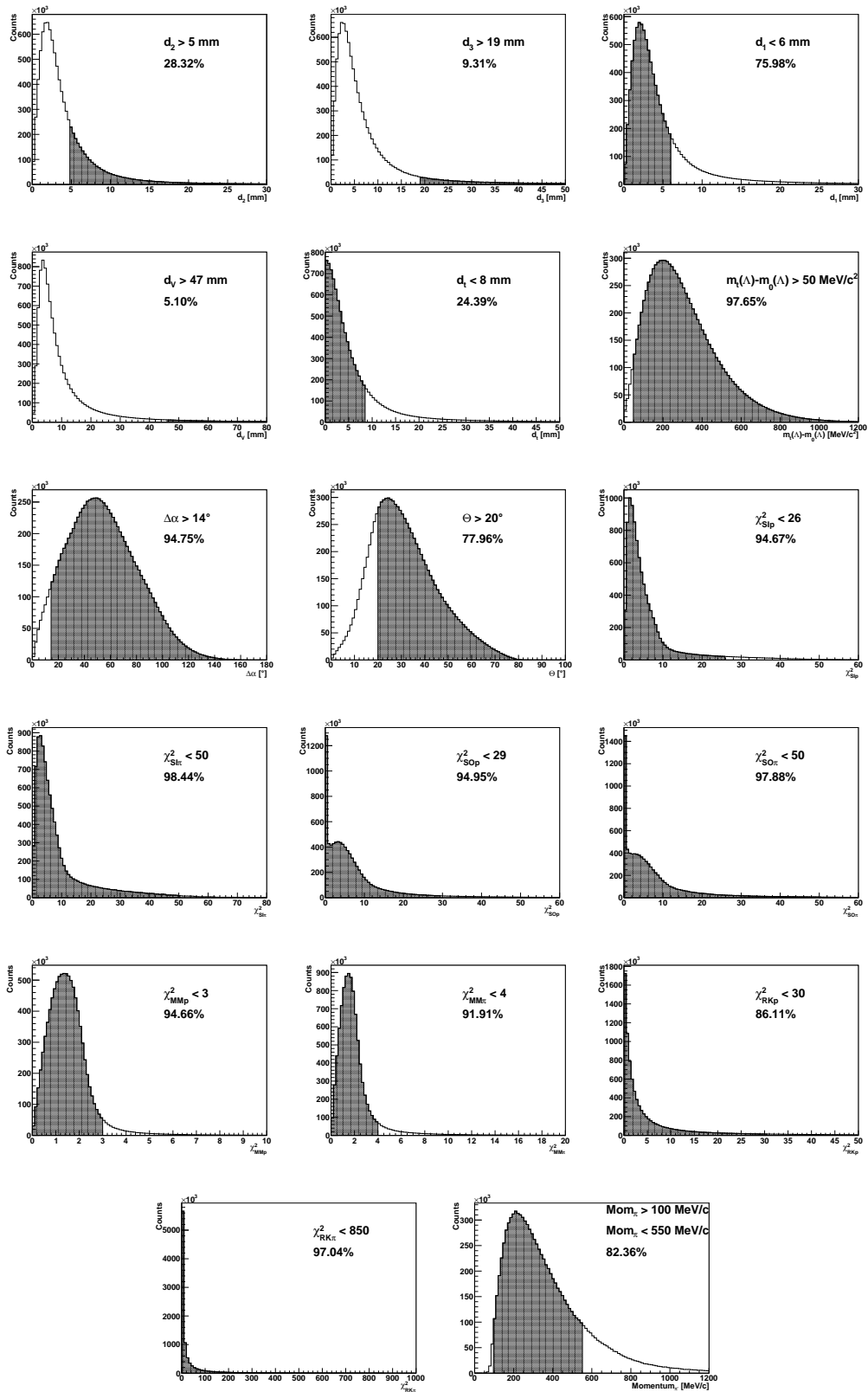


Abbildung 4.5: Verteilungen der Größen, in die zur Λ -Identifikation geschnitten wird: Der grau schattierte Bereich wird für die weitere Analyse ausgewählt, der Anteil der gesamten Verteilung ist jeweils angegeben.

4.2 $\Sigma(1385)$ -Rekonstruktion

Da $\Sigma(1385)$ -Zerfallsvertex und primärer Vertex aufgrund der kurzen Lebensdauer der $\Sigma(1385)$ -Resonanz nicht voneinander getrennt werden können, sind die hierbei entstehenden Pionen anhand dieser Größe nicht von primären Pionen zu unterscheiden. Es ist deshalb nicht möglich, *Off-Vertex*-Schnitte zur Rekonstruktion dieser Resonanzen anzubringen. Bei der Kombination der rekonstruierten Λ s mit Pionen, die die Ladung der zu untersuchenden $\Sigma(1385)$ -Resonanz tragen, werden zwei Schnitte auf geometrische Größen angebracht, deren Werte in Tabelle 4.2 zusammengefasst sind:

- Ein Maximalwert für den Abstand der Pion-Spur zum primären Vertex zur Unterdrückung von Zerfällen außerhalb des gleichen Target-Segmentes (d_{π_2})
- Eine untere Grenze für den Öffnungswinkel zwischen der Spur des kombinierten Pions und der Spur des Protons aus dem Λ -Zerfall ($\alpha_{p\pi_2}$), was einem Schnitt auf den Mindestabstand ihrer Auftreffpunkte in den Driftkammern entspricht (der Zusammenhang wird in Abschnitt 4.3.4 gezeigt). Dieser Schnitt ist notwendig, um verschiedene Effekte zu berücksichtigen: Zum einen ist die Separierung nah beieinander liegender Spuren durch die Auflösung des Detektors begrenzt, wodurch Spurpaare mit kleinen Relativwinkeln potentiell schlechter rekonstruiert werden können. Teilen sich die beiden Spuren einen Auftreffpunkt im Detektor, besteht die Möglichkeit, dass eine der beiden vom Mechanismus der Spurselektion zurückgewiesen wird. Zum anderen kann es zu sogenannten *Fake*- oder *Ghost-Tracks* kommen, sofern in der Nähe einer tatsächlichen Teilchenspur Drähte in der Driftkammer spontan ansprechen und diese Konstellation fälschlicherweise als Paar von Teilchenspuren identifiziert wird.

Da pro Ereignis ca. 4 primäre Pionen mit der jeweiligen Ladung entstehen [1], die in die Berechnung der invarianten Masse eingehen, ist das Spektrum von Kombinatorik dominiert. Abbildung 4.6 zeigt die beiden Λ - π^\pm -invarianten Massenspektren, in welchen aufgrund des großen Anteils an kombinatorischem Untergrund keine offensichtlichen Strukturen zu erkennen sind.

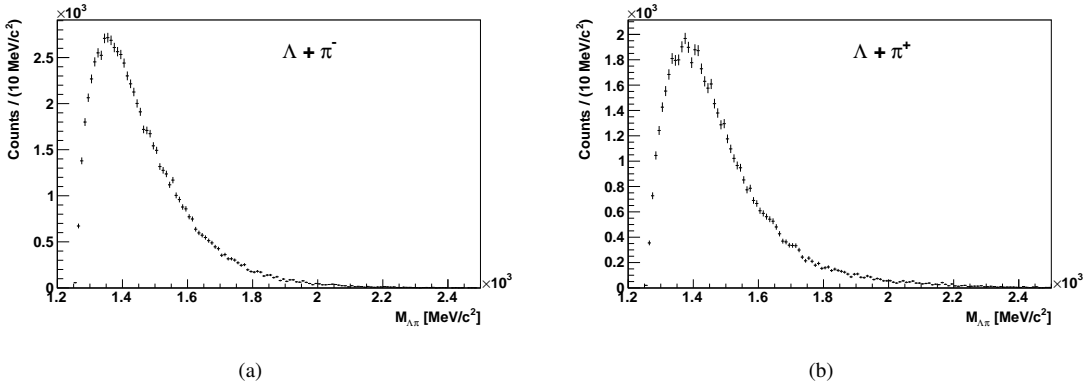


Abbildung 4.6: Invariante Massenspektren aus rekonstruierten Λ s und negativen (a) bzw. positiven (b) Pionen. Die Spektren sind dominiert von Untergrund, ein Signal ist nicht zu erkennen. Im $\Lambda - \pi^+$ -invarianten Massenspektrum sind die Fluktuationen im Bereich um das Maximum der Phasenraumverteilung größer als im negativen invarianten Massenspektrum.

$\Sigma(1385)$ -Schnitte	
d_{π_2}	$d_{\pi_2} < 9mm$
$\alpha_{p\pi_2}$	$\alpha_{p\pi_2} > 15^\circ$

Tabelle 4.2: Größen der Schnitte zur $\Sigma(1385)$ -Rekonstruktion

Von Schnitten in die Verteilungen der Spurqualitätsvariablen der kombinierten Pionen wird hier abgesehen, da sich dadurch keine merkliche Verbesserung der Signale (welche in Abschnitt 4.4 gezeigt und diskutiert werden) erzielen lässt und darüber hinaus anhand von simulierten Daten festgestellt wurde, dass mit diesen Schnitten die Signifikanz des Signals nicht verbessert werden kann. Abbildung 4.7 zeigt die Verteilungen, in denen zur $\Sigma(1385)$ -Identifikation Schnitte angebracht werden. Der grau schattierte Bereich gibt jeweils den Anteil der im Bild angegebenen Größe an, der für die Analyse verwendet wird. In Tabelle 4.3 ist jeweils der Anteil der durch den Schnitt unterdrückten Spuren aufgezeigt.

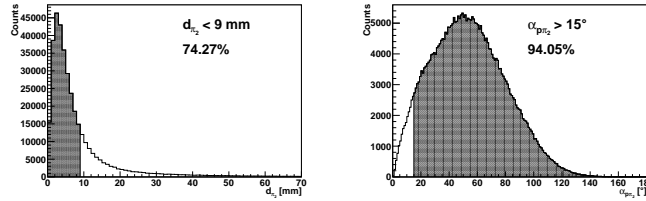


Abbildung 4.7: Verteilungen der Größen, in welche zur $\Sigma(1385)$ -Identifikation Schnitte angebracht werden

$\Sigma(1385)$ -Schnitt	Anteil der ausgeschlossenen Spuren
kein Schnitt	0
$d_{\pi_2} < 9\text{mm}$	0.2715
$\alpha_{p\pi_2} > 15^\circ$	0.054
beide	0.3085

Tabelle 4.3: Wirkung der $\Sigma(1385)$ -Schnitte

Zusätzlich wurden Ereignisse von der Analyse ausgeschlossen, in welchen der rekonstruierte Vertex zu weit von der Targetposition abweicht. Abbildung 4.8 zeigt die z-Komponente (entlang des Strahls) der rekonstruierten primären Vertices. Die vier Target-Segmente sind deutlich zu sehen, jedoch nicht gänzlich voneinander getrennt. Der Versuch, Ereignisse auszuschließen, deren rekonstruierte Vertices sich zwischen

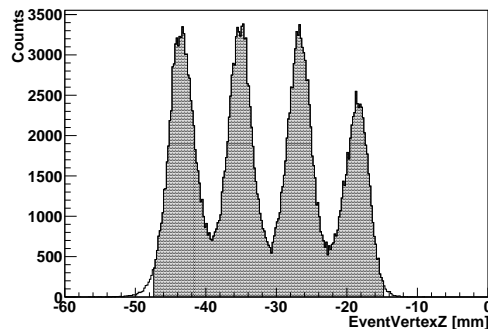


Abbildung 4.8: Verteilung der rekonstruierten primären Vertices von Ereignissen, in denen $\Sigma(1385)$ -Kandidaten vorhanden sind. Die äußeren Enden der Verteilung wurden von der weiteren Analyse ausgeschlossen, da weit vom Target entfernte Vertices auf Fehler in der Rekonstruktion hinweisen.

zwei Segmenten befinden, wurde verworfen, da die Verteilungen der einzelnen Segmente ab einem Wert von 2σ einer Gauß-Anpassung überlappen und ein noch engerer Schnitt einen zu großen Verlust an Statistik bedeuten würde. Lediglich die äußeren Enden der Verteilung werden abgeschnitten, der für die Analyse ausgewählte Teil ist in Abbildung 4.8 durch die graue Schattierung angedeutet.

4.3 Systematische Untersuchungen zur Untergrundberechnung

Bei Untersuchungen häufig auftretender und langlebiger Teilchen ist dem kontinuierlichen Untergrund ein scharfes Signal an der Stelle der invarianten Masse des Mutterteilchens überlagert. Ein Beispiel hierfür ist die in Abschnitt 4.1 diskutierte Λ -Analyse. Bei der Untersuchung der $\Sigma(1385)$ -Resonanz ist zum einen der Anteil des kombinatorischen Untergrundes im Spektrum wesentlich höher, da aufgrund der kurzen Lebensdauer der Zerfallsvertex nicht vom primären Vertex unterschieden werden kann. Demnach fließen alle Kombinationen von Λ s mit primären Pionen ins invariante Massenspektrum ein, wodurch sich wegen der hohen Produktionswahrscheinlichkeit der Pionen ein großer kombinatorischer Beitrag ergibt. Zum anderen handelt es sich aufgrund der kurzen Lebensdauer bei den untersuchten Resonanzen um sehr breite Zustände mit einer Zerfallsbreite von ca. $40 \text{ MeV}/c^2$, weshalb ein Signal mehr Statistik enthalten muss, um sich vom Untergrund abzuheben. Zudem handelt es sich bei $\Sigma(1385)$ -Resonanzen um sehr seltene Teilchen in diesem Energiebereich¹, was den Anteil an gesuchten Kombinationen weiter verringert. Es wird im Gegensatz zu anderen Analysen besonders deutlich, welche große Bedeutung der korrekten Beschreibung des Untergrundes zukommt. Der große Untergrundanteil aus Kombinationen unkorrelierter Teilchenpaare muss verstanden, nachgebildet und vom Spektrum abgezogen werden, weshalb Form und Größe eines eventuellen Signals empfindlich von der Form des berechneten Untergrund-Spektrums abhängen. Beschreibt das mit der *Event-Mixing*-Methode simulierte Spektrum nicht exakt die Form des tatsächlichen Untergrundes im *Same-Event*-Spektrum, so wird beim Untergrundabzug entweder zu viel abgezogen, so dass ein vorhandenes Signal nicht mehr rekonstruiert werden kann, oder man subtrahiert zu wenig Untergrund, was in einer Überschätzung der Anzahl der Signal-Einträge resultiert. Aus diesem Grund sind ein gutes Verständnis und eine realistische Nachbildung des Untergrundes unumgänglich, um Aussagen darüber treffen zu können, ob und mit welcher Rate die untersuchte Resonanz in Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756 A GeV produziert wurde. Die Bedeutung einer genauen Untergrundbeschreibung wird in Tabelle 4.4 quantifiziert, in welcher für drei verschiedene Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse der maximale relative Fehler im Untergrundspektrum aufgetragen ist, wenn ein maximaler Fehler von 10% im rekonstruierten Signal erwünscht ist.

S/B	S	B
1	0.1	0.1
0.1	0.1	0.01
0.01	0.1	0.001

Tabelle 4.4: Unsicherheiten in Signal und Untergrund: Bei einem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis (S/B) von 0.01, wie es für $\Sigma(1385)$ in Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756 A GeV auftritt, muss man den Untergrund (B) bis zu einem Promille genau bestimmen können, um einen 10%-Fehler im Signal (S) nicht zu überschreiten.

Um die Art des Einflusses unterschiedlicher Taktiken zur Untergrundberechnung zu vergleichen und ihre Auswirkungen zu quantifizieren, wurde diesbezüglich anhand der $\Sigma(1385)$ -Analyse eine systematische Untersuchung durchgeführt. Hierzu wurden verschiedene Punkte analysiert, die mögliche Ursachen für Unterschiede im abgezogenen Spektrum darstellen und somit bei der Berechnung beachtet werden müssen. Die Ergebnisse sollen im Folgenden diskutiert werden.

4.3.1 Abstand der Vertices

Um die Form des *Same-Event*-Spektrums möglichst genau wiederzugeben, müssen alle kinematischen Einschränkungen und geometrischen Schnitte auch für den *Mixed-Event*-Untergrund angebracht werden. Damit die in Abschnitt 4.2 beschriebenen geometrischen Größen, auf die Schnitte angebracht werden, ihre Bedeutung beibehalten, dürfen nur Ereignisse kombiniert werden, deren primäre Vertices sich kaum voneinander unterscheiden. Dies kann durch einen Schnitt auf den Abstand der primären Vertices im Raum realisiert werden, welcher mindestens gewährleisten sollte, dass die beiden Vertices im selben Targetsegment rekonstruiert wurden. Es wurde untersucht, ob die Form des Untergrund-Spektrums sich signifikant

¹ Statistische Hadronisationsmodell-Rechnungen sagen Multiplizitäten von ca. 10^{-3} $\Sigma(1385)$ -Resonanzen pro Ereignis voraus (siehe Abschnitt 1.4.3)

ändert, wenn anstelle von *Events* mit praktisch aufeinanderliegenden Vertices mit einem Abstand von weniger als 1 mm, solche Ereignisse kombiniert werden, deren Vertices einen größeren Abstand zueinander haben. Abbildung 4.9(a) zeigt, dass sich die Form der Untergrundspektren nur kaum merklich unterscheidet. Betrachtet man jedoch das Verhältnis der beiden unterschiedlich berechneten Spektren (Abbildung 4.9(b)), so fällt auf, dass es im Bereich der $\Sigma(1385)$ -Masse kleine Unterschiede gibt. Diese Differenzen von bis zu 4% können - wie aus Tabelle 4.4 hervorgeht - bei einem kleinen Signal-zu-Untergrund-Verhältnis, wie es für die gemessenen Resonanzen im gegebenen Stoßsystem beobachtet wird, bereits ausschlaggebend für Veränderungen des Signals nach Untergrundabzug sein. Aus diesem Grund werden für die Berechnung des finalen Untergrundes nur Ereignisse gemischt, deren primäre Vertices nicht weiter als 1mm voneinander entfernt liegen.

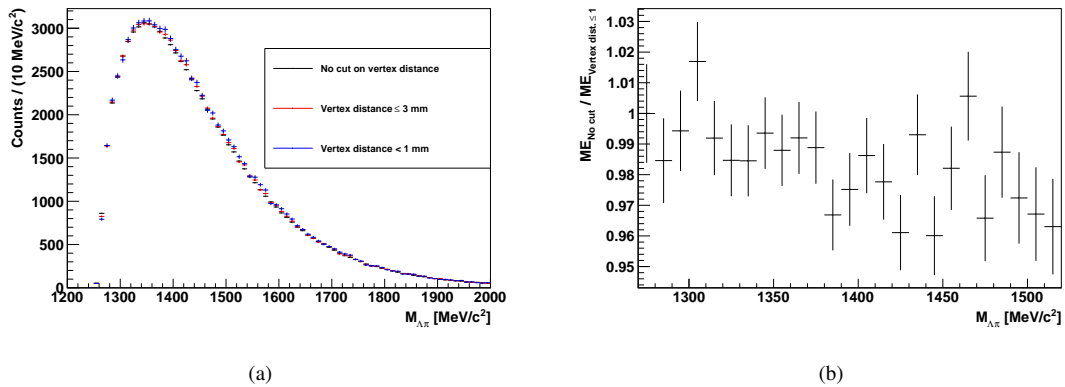


Abbildung 4.9: (a) Untergrundspektren aus Ereignissen mit beliebigem Abstand der primären Vertices (schwarz), mit einem kleinen Vertex-Abstand von 3 mm (rot) sowie von aus nahezu aufeinander liegenden Vertices (blau), zur besseren Vergleichbarkeit im gesamten Bereich des Spektrums aufeinander normiert; (b) Verhältnis zweier verschiedener Untergrundspektren (beliebige Vertex-Abstände, Abstand nicht größer als 1 mm) im Bereich der $\Sigma(1385)$ -Masse. Erst hier werden kleine Unterschiede der beiden Spektren deutlich.

4.3.2 Teilchenmultiplizität

Um den durch Kombination unkorrelierter Teilchen eines Ereignisses entstandenen kombinatorischen Untergrund möglichst genau zu beschreiben, ist es sinnvoll, nur Teilchen aus Ereignissen mit ähnlichen Bedingungen zu kombinieren. Ein Kriterium hierfür ist die Anzahl der gemessenen Teilchen, da mit zunehmender Zahl der am Stoß beteiligten Teilchen auch mehr Energie in die Reaktionszone gebracht wird, welche zur Teilchenproduktion verwendet werden kann. Zentrale Stöße gehen mit großen Teilchenmultiplizitäten einher, periphere mit kleineren. Um zur Untergrundberechnung nur Teilchen aus vergleichbaren *Events* zu kombinieren, müssen diese ähnliche Multiplizitäten haben, um sowohl die physikalische Situation der kombinierten Ereignisse vergleichen zu können, als auch das Verhalten des Detektors, das in Abhängigkeit der auftretenden Spurdichte leicht variieren kann. Es wurden daher die Auswirkungen verschiedener Schnitte auf die Differenz der Anzahl produzierter geladener Teilchen in den zu kombinierenden Ereignissen auf die Form des Untergrundspektrums untersucht. Abbildung 4.10(a) zeigt, dass sich die Formen der Spektren kaum voneinander unterscheiden, wenn ein solcher Schnitt angebracht wird. In Abbildung 4.10(b) sieht man das Verhältnis eines Untergrundspektrums ohne Einschränkungen und eines solchen, für dessen Berechnung der Unterschied der Multiplizitäten nicht größer als 1 sein durfte. Der Effekt ist in diesem Falle nicht signifikant, jedoch ist auch hier nicht auszuschließen, dass sehr kleine Differenzen im Untergrund zu Unterschieden im abgezogenen Spektrum führen können. Um sicherzugehen, dass diese Möglichkeit ausgeschlossen ist, werden für die finale Untergrundberechnung nur Ereignisse mit exakt gleicher Multiplizität geladener Teilchen gemischt.

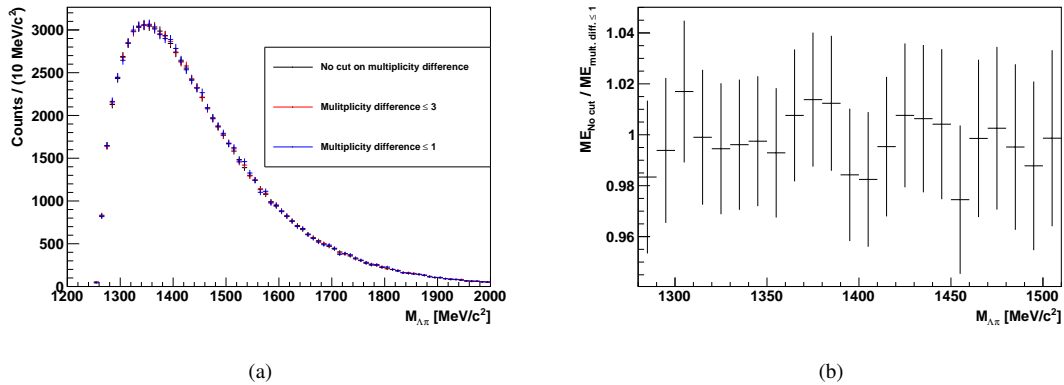


Abbildung 4.10: (a) Untergrundspektren aus willkürlich kombinierten Ereignissen (schwarz), mit Differenzen von bis zu 3 Einheiten (rot) und Ereignissen mit nahezu gleicher Teilchenmultiplizität (blau), zur besseren Vergleichbarkeit im gesamten Bereich des Spektrums aufeinander normiert; (b) Verhältnis zweier verschiedener Untergrundspektren (beliebige Teilchenmultiplizitäten, Differenz der Multiplizitäten kleiner oder gleich 1) im Bereich der $\Sigma(1385)$ -Masse. Erst hier werden sehr kleine Unterschiede der beiden Spektren deutlich.

4.3.3 Zeitabhängigkeit

Da die Detektorkonfiguration im Laufe einer Strahlzeit leicht variieren kann (durch Ausfall von Ausleseelektronik bzw. Subdetektoren in einzelnen Sektoren, Bestrahlungseffekte bestimmter Komponenten, Änderung der Strahlage etc.), ist es sinnvoll, für die Simulation des Untergrundes mit Hilfe des *Mixed-Event*-Verfahrens nur Teilchen aus Ereignissen zu kombinieren, die in zeitlicher Nähe zueinander aufgenommen wurden. Nur so kann gewährleistet werden, dass die Form des unkorrelierten *Same-Event*-Spektrums möglichst genau wiedergegeben wird, da die hierfür versehentlich kombinierten Teilchenkandidaten aus ein und demselben Ereignis stammen und somit ebenfalls gleichen äußeren Bedingungen unterlagen. In [10] wurde unter anderem die zeitliche Entwicklung der rekonstruierten Protonmasse gezeigt (siehe Abbildung 4.11). Es ist eine deutliche Schwankung im Tag-Nacht-Rhythmus sichtbar, was darauf schließen lässt, dass

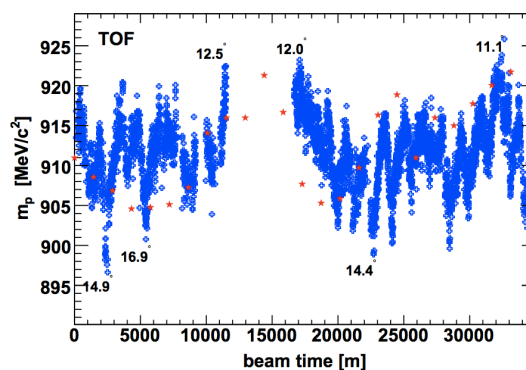


Abbildung 4.11: Zeitabhängigkeit der rekonstruierten Protonmasse: Es sind deutliche Schwankungen im Tag-Nacht-Rhythmus sichtbar, die auf eine Reaktion der Detektoren auf Änderungen der Außentemperatur schließen lassen [10].

einige Detektorkomponenten auf die Änderung der Außentemperatur reagierten. Es ist nicht auszuschließen, dass ein ähnliches Verhalten sich auf andere rekonstruierte Größen auswirkt, weshalb eine zeitliche Einschränkung der zu kombinierenden *Events* ratsam ist. Abbildung 4.12 zeigt den Vergleich zweier Untergrundspektren. Einmal sind Ereignisse gemischt, die zu Beginn der Strahlzeit aufgenommen wurden, das

andere Spektrum ist durch Kombination von Ereignissen vom letzten Teil der Datenaufnahme entstanden. Hier ist deutlich sichtbar, dass die Größenordnung der Abweichungen ausreicht, um ein rekonstruiertes Signal zu beeinflussen. Um auszuschließen, dass Veränderungen auf längeren Zeitskalen einen Einfluss auf die Form des berechneten Untergrundspektrums haben, ist es demnach angebracht, nur Ereignisse zu verwenden, die in zeitlicher Nähe zueinander aufgenommen wurden. Es wurde deshalb ein Kompromiss zwischen ausreichender Statistik und zeitlicher Begrenzung der zu kombinierenden Ereignisse gewählt, indem nur *Events* aus demselben HLD-File für die Untergrundberechnung kombiniert wurden. Dies begrenzt die mögliche Zeitdifferenz auf wenige Minuten.

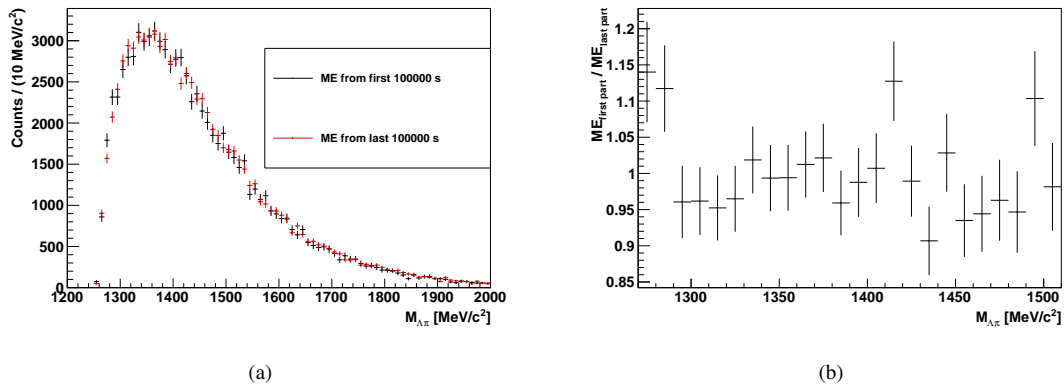


Abbildung 4.12: (a) Vergleich zwischen Untergrundspektren, die für verschiedene Abschnitte der Strahlzeit berechnet wurden. In die Berechnung der schwarzen Kurve sind die Ereignisse innerhalb der ersten 100000 Sekunden der Strahlzeit, in die rote Kurve die der letzten 100000 Sekunden einfließen. (b) Das Verhältnis der beiden Spektren zeigt im Bereich der $\Sigma(1385)$ -Masse Abweichungen von 1, die sich auf das rekonstruierte Signal auswirken können.

4.3.4 Öffnungswinkel

Treffen zwei Teilchen sehr nah beieinander in einer der Driftkammern auf, so kann nicht gewährleistet werden, dass beide Spuren korrekt rekonstruiert werden. Teilen sie sich einen Auftreffpunkt im Detektor wird bei der Spurauswahl eine der beiden Spuren verworfen, da ein Auftreffpunkt nur einmal zur Bildung einer Spur verwendet wird. Es “überlebt” in diesem Fall die Spur mit den besseren Qualitätskriterien. Ein weiteres Problem für die Analyse kann in diesem Zusammenhang auftreten, wenn ein oder mehrere Drähte in der Driftkammer zufällige Signale (sogenannte *Fake-Hits*) produzieren, während in der Nähe ein echter Teilchendurchgang stattfindet. Unter Umständen wird dann die Kombination aus *Fake-Hit* und echtem Treffer als Paar nah beieinander liegender Spuren missidentifiziert. Die beschriebenen Schwierigkeiten können per Definition nur im *Same-Event*-, nicht aber im *Mixed-Event*-Spektrum auftreten. Es bietet sich demnach an, Spurpaare mit kleinem Öffnungswinkel bzw. mit geringem Abstand der Auftreffpunkte in der ersten Driftkammerebene von der Analyse auszuschließen. Im Falle der $\Sigma(1385)$ -Analyse sind insbesondere die Spuren des Pions aus dem $\Sigma(1385)$ -Zerfall, sowie des Protons aus dem Λ -Hyperon von Bedeutung. Simulationen haben gezeigt, dass der Abstand zwischen den Auftreffpunkten von Proton und primärem Pion in der ersten Ebene der Driftkammern stark mit dem Öffnungswinkel zwischen den Spuren dieser beiden Teilchen korreliert ist, wie in Abbildung 4.13 deutlich zu erkennen ist. Ein Schnitt auf den Öffnungswinkel, welcher sehr nah beieinander liegende Spuren ausschließt, bietet demnach die Möglichkeit, beide oben genannten Schwierigkeiten zu umgehen, was insbesondere deshalb wichtig ist, da der Auftreffpunkt in der Driftkammer keine zugängliche Größe auf MicroDST-Ebene darstellt. Um eine sinnvolle Größe für diesen Schnitt zu ermitteln, wurden die Öffnungswinkelverteilungen von *Same-Event*- und *Mixed-Event*-Spektren verglichen. Betrachtet man das Verhältnis beider Verteilungen (Abbildung 4.14), fällt auf, dass sie im höheren Öffnungswinkelbereich gut übereinstimmen, wohingegen es ab ca. 15° zunehmend mehr kleine Winkel im *Mixed-Event*-Spektrum gibt. Dies ist konsistent mit der Überlegung, dass

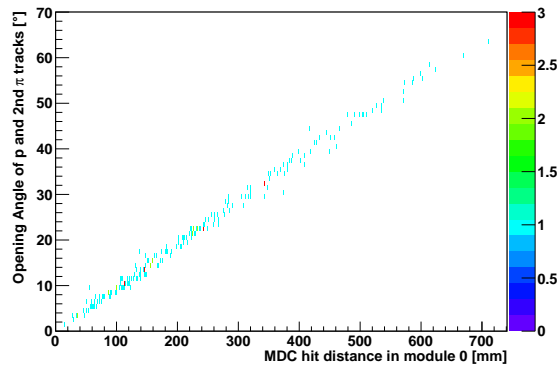


Abbildung 4.13: Der Öffnungswinkel zwischen den Spuren von Protonen aus Λ -Zerfällen und denen von Pionen aus der Targetregion und der Abstand der Auftreffpunkte beider Teilchen in der ersten Driftkammerebene zeigen eine starke Korrelation. Um eng beieinander liegende Spuren in den Driftkammern auszusortieren, ist ein Schnitt auf den Öffnungswinkel als wesentlich einfacher zugängliche Variable gerechtfertigt.

nah beieinanderliegende Spuren im selben Ereignis etwas schlechter rekonstruiert werden können.

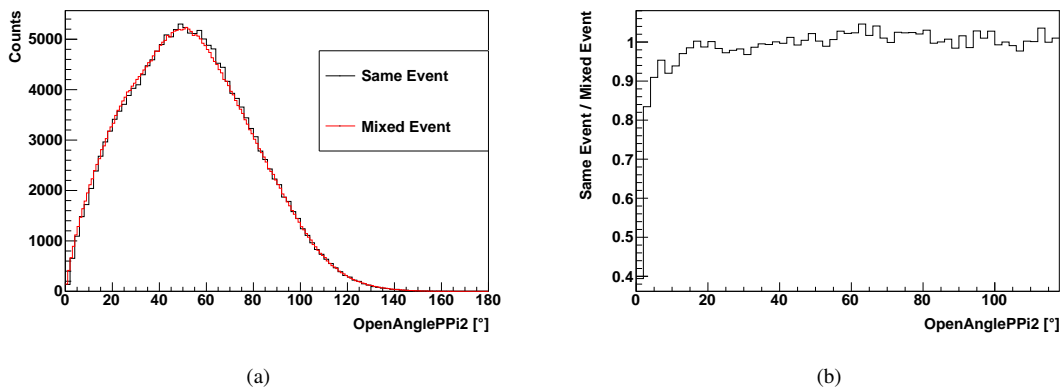


Abbildung 4.14: (a) Öffnungswinkelverteilungen von Proton und zweitem Pion im *Same-Event*- (schwarz) sowie im *Mixed-Event*-Spektrum (rot), (b) Verhältnis der beiden Verteilungen aus (a)

Nach diesem Vergleich bietet sich ein Schnitt bei 15° an, der kleinere Öffnungswinkel unterdrückt. Um dies zu rechtfertigen, sollte man sich jedoch die Auswirkungen dieser Bedingung auf *Same-Event*- und *Mixed-Event*-Spektrum anschauen. In den doppelten Verhältnissen in Abbildung 4.15(b) und (d) ist zu erkennen, dass sich ein Öffnungswinkelschnitt im niedrigen Winkelbereich unterschiedlich stark auf *Same-Event*- und *Mixed-Event*-Spektrum auswirkt (Abbildung 4.15(b)), wohingegen dieser Unterschied bei größeren Winkeln nicht signifikant ist (Abbildung 4.15(d)). Es ist demnach gerechtfertigt, für eine möglichst genaue Anpassung des Untergrundes an das aufgenommene Spektrum mit einem Schnitt bei 15° diese kleinen Öffnungswinkel und somit den Bereich signifikanter Abweichungen der beiden Spektren auszuschließen.

4.3.5 Normierung

Da man zur Berechnung des Untergrundes mit Hilfe der *Mixed-Event*-Methode eine wesentlich höhere Anzahl an Kombinationsmöglichkeiten besitzt, kann man ein Untergrundspektrum mit sehr viel höherer Statistik erzeugen als das korrespondierende *Same-Event*-Spektrum. Dies ist erwünscht, damit die Fehler nach Untergrundabzug nicht zusätzlich durch statistische Fehler des Untergrundes beeinflusst werden,

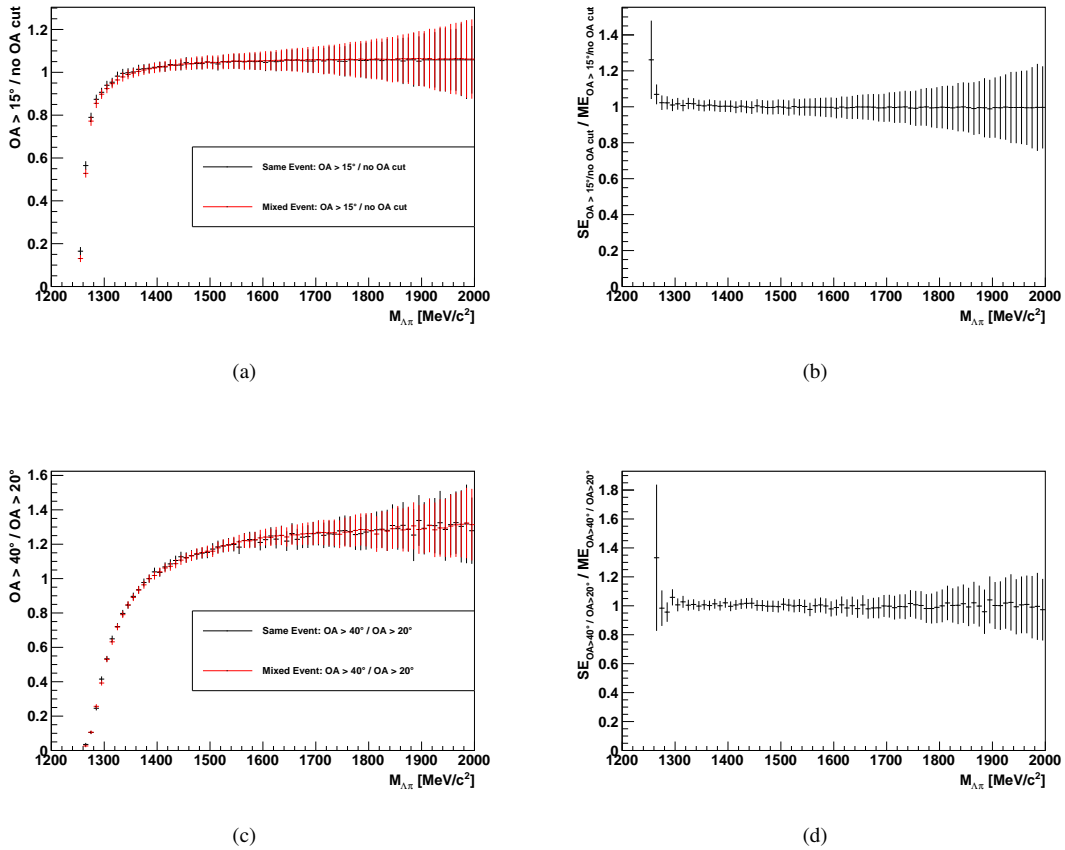


Abbildung 4.15: Die linke Seite zeigt die Auswirkungen verschiedener Öffnungswinkelschnitte zwischen Proton- und primärer Pion-Spur auf *Same-Event*- (schwarz) und *Mixed-Event*-Spektrum (rot) für das Verhältnis eines 15° -Schnittes zu gar keinem Schnitt (a) bzw. das Verhältnis zweier Schnitte bei 20° und 40° (c). Auf der rechten Seite ist jeweils das Verhältnis der beiden Verhältnisse aus (a) und (c) gezeigt. In (b) ist bei kleinen Winkeln im Gegensatz zu (d) ein signifikanter Effekt zu erkennen.

sondern auf die Fehler im “echten” Spektrum begrenzt sind. Um die Spektren voneinander abziehen zu können und einen eventuell vorhandenen Signalanteil zu extrahieren, muss demnach der Untergrund auf das *Same-Event*-Spektrum normiert werden. Sobald die Form des Untergrundes nicht exakt mit der des *Same-Event*-Spektrums übereinstimmt, fällt die Wahl des Bereiches, in dem diese Normierung vorgenommen wird, ins Gewicht. Wird zur Anpassung des Untergrundes zum Beispiel ein Bereich ausgewählt, in dem es im *Same-Event*-Spektrum durch bestimmte Korrelationen zu einer Erhöhung kommt (beispielsweise in Bereichen, in denen weitere Resonanzen mit gleichem Zerfallskanal vorkommen), ist der angepasste berechnete Untergrund höher als der Beitrag, der tatsächlich durch unkorrelierte Kombinationen zustande kommt. Diese fehlerhaft eingeschätzte Höhe des Untergrundes in diesem Bereich wird im gesamten Spektrum zutage treten.

Generell gilt, dass in Bereichen des invarianten Massenspektrums normiert werden muss, in welchen keine Korrelationen zu erwarten sind. Der Bereich des erwarteten Signals sowie höherer Resonanzen mit gleichem Zerfallskanal werden in der Regel von der Normierung ausgeschlossen. Ist das erwartete Signal-zu-Untergrund-Verhältnis jedoch sehr klein, besteht die Möglichkeit, den Untergrund im gesamten Bereich des invarianten Massenspektrums an die Daten anzupassen, was jedoch ebenfalls mit einer geringen Überschätzung des Untergrundanteils und somit mit systematisch niedrigen Einträgen im Bereich des erwarteten Signals einhergeht. Die Folge ist ein Spektrum, das zwar weiterhin eine Struktur aufweist, welche jedoch

systematisch nach unten verschoben ist, was sich in negativen Einträgen auf beiden Seiten des Signals ausdrückt. Aus diesem Grund sollte im Falle des $\Sigma(1385)$ -Spektrums - wenngleich das Signal nur wenige Prozent der gesamten Einträge umfasst - nur im Bereich links der nominellen $\Sigma(1385)$ -Masse normiert werden. Abbildung 4.16 zeigt einen Vergleich zwischen zwei gleich berechneten, jedoch in unterschiedlichen Bereichen an das gleiche *Same-Event*-Spektrum angepassten Untergrundspektralen. Ein Unterschied ist hier direkt sichtbar.

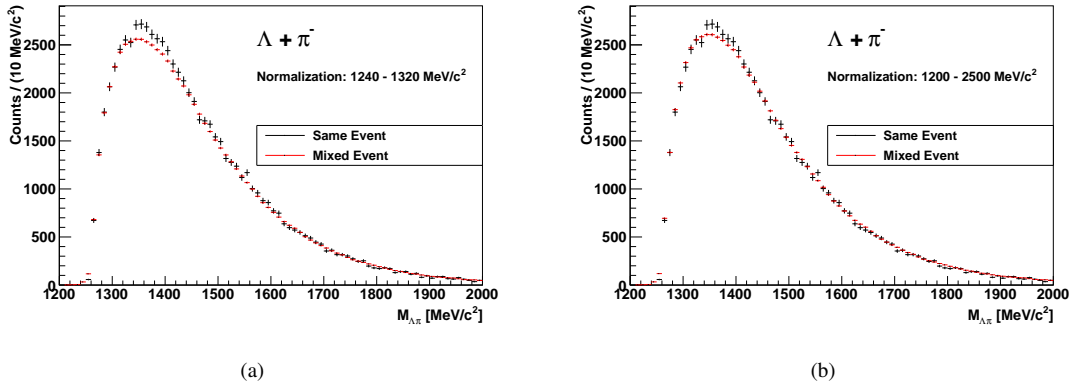


Abbildung 4.16: Vergleich zweier *Mixed-Event*-Spektralen, die in verschiedenen Bereichen auf dasselbe *Same-Event*-Spektrum normiert wurden: (a) 1240 - 1320 MeV/c^2 , (b) 1200 - 2500 MeV/c^2 . Wird im gesamten Spektrum normiert, so übersteigt der Untergrund auf beiden Seiten der Signalregion das "echte" Spektrum, bei einer Anpassung im niedrigeren invarianten Massenbereich ist dies nicht der Fall.

Eine Normierung im gesamten Spektrum hat eine Überschätzung des Untergrundes im Bereich niedriger invarianten Massen zur Folge, sodass es beim Untergrundabzug zu negativen Einträgen im Spektrum kommt. Hierauf wird in Abschnitt 4.7 weiter eingegangen. Das im niedrigen invarianten Massenbereich angepasste Untergrundspektrum zeigt dieses Verhalten nicht. Dies macht deutlich, dass der Normierungsbereich einen entscheidenden Einfluss auf das nach Untergrundabzug extrahierte Signal haben kann.

4.4 Untergrundabzug

Durch die in den vorangegangenen Abschnitten diskutierten Untersuchungen sind einige Kriterien definiert worden, die während der Berechnung des *Mixed-Event*-Untergrundes eingehalten werden müssen. Eine Zusammenfassung dieser Einschränkungen ist in Tabelle 4.5 gegeben. Nachdem der *Mixed-Event*-

Schnitte zur exakten Untergrund-Berechnung	
Abstand der primären Vertices	≤ 1 mm
Differenz der Teilchenmultiplizitäten	0
Zeitl. Bereich kombinierter Ereignisse	1 HLD-File (\cong wenige Minuten)
Öffnungswinkel $p(\Lambda)$ - π (primär)	$> 15^\circ$
Normierungsbereich	1240 - 1320 MeV/c^2

Tabelle 4.5: Schnitte zur exakten Berechnung des *Mixed-Event*-Untergrundes

Untergrund für die einzelnen Teilchensorten unter der Berücksichtigung der genannten Aspekte berechnet wurde, wird er mit Hilfe der in ROOT² implementierten `smooth()`-Funktion geglättet, um statistische

²ROOT ist eine am CERN entwickelte objektorientierte Software, die zur Datenanalyse vor allem in der Schwerionenphysik eingesetzt wird und mit welcher die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse durchgeführt wurde [23].

Fluktuationen des Untergrundes nicht in das Signal fortzupflanzen. Dieses Vorgehen wird durch die Annahme einer glatten Untergrundverteilung gerechtfertigt. Anschließend kann er auf das jeweilige *Same-Event*-Spektrum normiert und abgezogen werden. Wie bereits erwähnt, wird die Anpassung im Bereich links der $\Sigma(1385)$ -Masse (1240-1320 MeV/c^2) vorgenommen. Die an die Verteilungen angepassten Untergrundspektren sowie die resultierenden Verteilungen nach Untergrundabzug sind in Abbildung 4.17 zu sehen. Mit S wird das Integral des Spektrums im Bereich der Signalstruktur bezeichnet. Für $\Sigma(1385)^-$ beläuft sich dieser Wert auf $S = 1062$ in einem Bereich von 1250 - 1460 MeV/c^2 , sowie für $\Sigma(1385)^+$ auf $S = 2055$ in einem Bereich von 1250 - 1500 MeV/c^2 .

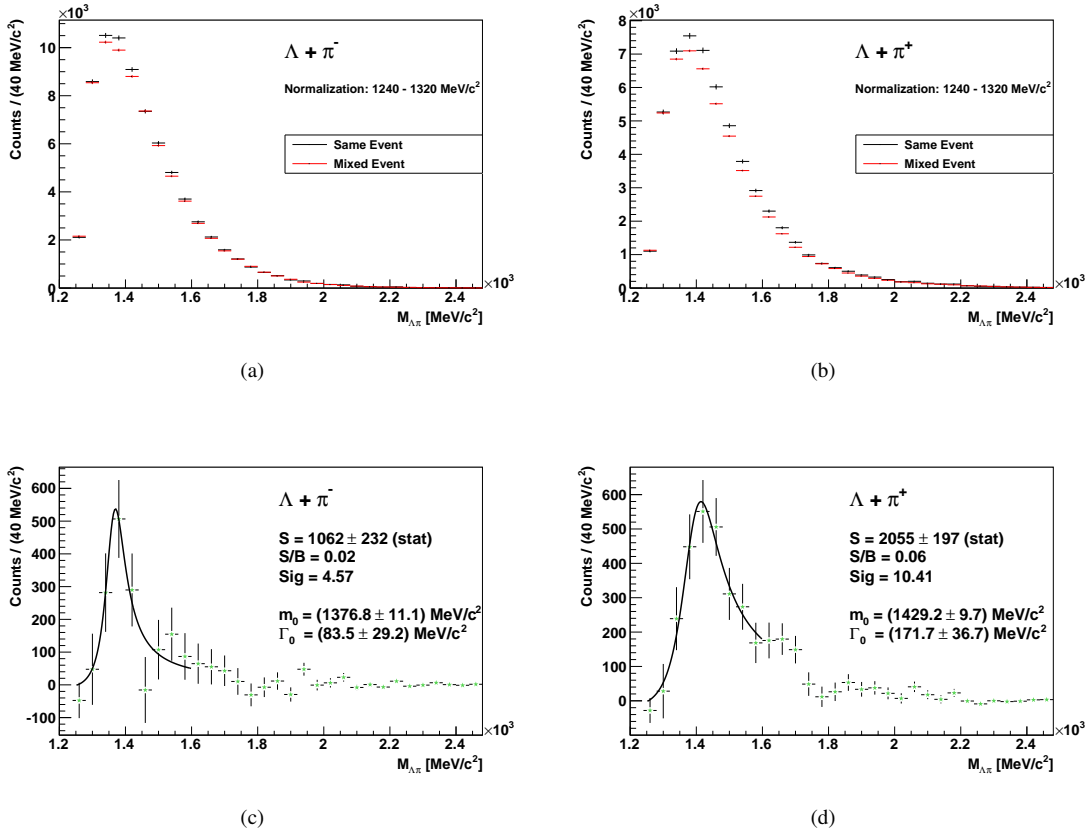


Abbildung 4.17: In der oberen Reihe sind die Λ - π -invarianten Massenspektren (schwarz) mit angepasstem *Mixed-Event*-Untergrund (rot) jeweils für $\Sigma(1385)^-$ (a) und $\Sigma(1385)^+$ (b) gezeigt. Der untere Bereich des Bildes zeigt die Signale nach Untergrundabzug. S bezeichnet das Integral des Spektrums im Bereich des Signals (1250 - 1460 MeV/c^2 für $\Sigma(1385)^-$ sowie 1250 - 1500 MeV/c^2 für $\Sigma(1385)^+$), S/B ist das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis im entsprechenden Bereich, sowie Sig die Signifikanz des Signals. Der absolute statistische Fehler eines Bereiches des Histogramms drückt sich durch die Wurzel der Einträge in diesem Bereich aus. Im hier betrachteten Fall ist dies im Signalbereich die Wurzel aus der Summe von Signal- und Untergrundeinträgen $\sqrt{S+B}$, welche im *Same-Event*-Spektrum nicht voneinander unterschieden werden können. Der relative statistische Fehler des Signals ergibt sich somit zu $\sqrt{S+B}/S$, was dem Kehrwert der Signifikanz des Signals entspricht. Eine Diskussion der systematischen Fehler folgt in Abschnitt 4.7.

Um Polmasse und Breite der Signale zu erhalten, werden diese mit einer Breit-Wigner-Funktion angepasst. Hierbei muss beachtet werden, dass der Phasenraum des Zerfalls unterhalb der Polmasse der jeweiligen Resonanz durch die kleinen Impulse der Tochterteilchen beschränkt ist. Dies führt zu einer massenabhängigkeit der Resonanzbreite, welche durch einen Phasenraumfaktor berücksichtigt werden kann, der von den Impulsen der Zerfallsprodukte abhängt. Im Falle der $\Sigma(1385)$ -Resonanz, welche in zwei Teilchen (Λ , π) zerfällt, sind beide Impulsbeträge gleich groß, wodurch sich der Faktor vereinfacht in Abhängigkeit des

Pionimpuls p_π als p_π^{2L+1} ausdrücken lässt. Hierbei ist L der beim Zerfall übertragene Drehimpuls. Da $\Sigma(1385)$ einen Spin von $S_{\Sigma(1385)} = 3/2$ hat, Λ von $S_\Lambda = 1/2$ und das Pion von $S_\pi = 0$, handelt es sich bei diesem Zerfall um eine p-Welle ($L=1$), was zu einem Phasenraumfaktor von p_π^3 führt. Die entsprechende Breit-Wigner-Funktion ist in Gleichung 4.1 dargestellt:

$$BW_{p\text{-wave}} \propto \frac{q^2}{q_0^2} \frac{m_0^2 \Gamma_0^2}{(m_0^2 - m^2)^2 + m_0^2 \Gamma^2} \quad (4.1)$$

mit

$$\Gamma = \Gamma_0 \frac{m_0 q^3}{m q_0^3} F_1(q)$$

und

$$F_1(q) = \frac{1 + (q_0 R)^2}{1 + (q R)^2}$$

Hierbei bezeichnet m_0 die Polmasse der Resonanz, m die Variable für die Masse, Γ_0 die Zerfallsbreite der Resonanz, Γ die massenabhängige Breite, q_0 den Pionimpuls im gemeinsamen Ruhesystem von Λ und Pion an der Stelle der Polmasse sowie q den Pionimpuls an der Stelle der aktuellen Masse. Bei $F_1(q)$ handelt es sich um den Blatt-Weisskopf-Parameter zur Korrektur von Divergenzen der massenabhängigen Breite. $R = (197.3 \text{ MeV})^{-1}$ ist der Parameter für die Zentrifugalbarriere.

Durch Anpassen der Signale mit Gleichung 4.1 ergibt sich für $\Sigma(1385)^-$ eine Polmasse von $m_0 = (1376.8 \pm 11.1) \text{ MeV}/c^2$ und eine Resonanzbreite von $\Gamma_0 = (83.5 \pm 29.2) \text{ MeV}/c^2$, sowie für $\Sigma(1385)^+$ eine Polmasse von $m_0 = (1429.2 \pm 9.7) \text{ MeV}/c^2$ und eine Breite von $\Gamma_0 = (171.7 \pm 36.7) \text{ MeV}/c^2$. Die Polmasse stimmt im Falle der negativen $\Sigma(1385)$ -Resonanz im Rahmen der Fehler gut mit dem von der *Particle Data Group* [13] angegebenen Wert überein, während die des $\Sigma(1385)^+$ deutlich zu höheren Werten verschoben ist. Dieses unterschiedliche Verhalten der beiden Resonanzen soll in Abschnitt 4.5 genauer untersucht werden. Des Weiteren sind die Signale beider Resonanzen gegenüber den Literaturwerten deutlich verbreitert, wobei dieses Phänomen ebenfalls für $\Sigma(1385)^+$ wesentlich stärker ausgeprägt ist. Mögliche Ursachen für diese Verbreiterung der Signale werden ebenfalls in Abschnitt 4.5 diskutiert.

4.5 Einflüsse auf Signalposition und -breite

Wie im vorherigen Abschnitt bereits diskutiert wurde, ist neben der erhöhten Breite, welche für beide Ladungszustände der $\Sigma(1385)$ -Resonanz vorliegt, die Position des $\Sigma(1385)^+$ -Signals gegenüber den Literaturwerten ebenfalls vergrößert bzw. zu höheren Massen verschoben, wohingegen die Polmasse für $\Sigma(1385)^-$ durch die Literaturangaben bestätigt wird. Dieses unterschiedliche Verhalten wurde genauer untersucht, um mögliche Fehlerquellen zu identifizieren, sowie die Richtigkeit der $\Sigma(1385)^-$ -Ergebnisse zu bestätigen, die größtenteils mit Hilfe der gleichen Analyse erzielt wurden. Zunächst wurden sowohl *Same-Event*- als auch Untergrundspektren von $\Sigma(1385)^-$ mit denen von $\Sigma(1385)^+$ verglichen, um mögliche Unterschiede zu identifizieren (siehe Abbildung 4.18). Beim Vergleich beider Spektren fällt auf, dass die Maxima der $\Lambda\text{-}\pi^+$ -invarianten Massenspektren gegenüber denen der Spektren aus Λ s und negativen Pionen nach rechts verschoben sind. Dass dieses Verhalten im simulierten Untergrundspektrum in gleichem Maße auftritt, zeigen die sehr ähnlichen Verläufe der Verhältnisse von negativem und positivem Spektrum im unteren Teil von Abbildung 4.18. Untersuchungen mit feinerer Unterteilung der Histogramme haben gezeigt, dass diese Verschiebung der Maxima gegeneinander ca. 30 MeV beträgt und das Maximum der Phasenraumverteilung von Kombinationen aus $\Lambda\text{-}\pi^+$ im Bereich der nominellen $\Sigma(1385)$ -Masse liegt, was dazu führt, dass ein an dieser Stelle gelegenes Signal potentiell schlechter zu rekonstruieren ist, als eines, dessen Position nicht mit dem Maximum des Phasenraums übereinstimmt. Um die Ursachen für den beschriebenen Unterschied zwischen beiden Ladungszuständen zu identifizieren, werden weitere Untersuchungen vorgenommen.

Da für beide Teilchenspezies jeweils das gleiche Λ -Sample verwendet wurde, liegt die Vermutung nahe, dass der Unterschied von den kombinierten Pionen herrührt. Ein großer Unterschied zwischen π^+ und π^-

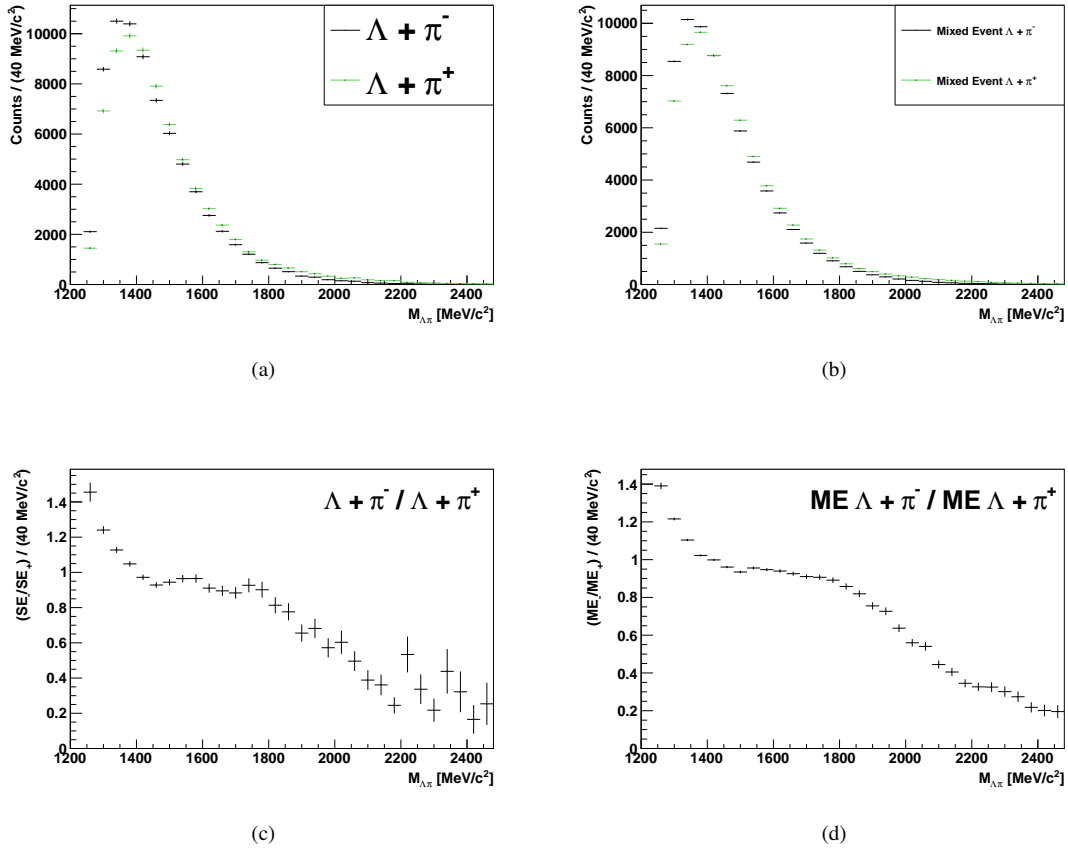


Abbildung 4.18: Vergleich der Spektren von $\Sigma(1385)^-$ und $\Sigma(1385)^+$: (a) *Same-Event*-Spektren von $\Sigma(1385)^-$ (schwarz) und $\Sigma(1385)^+$ (grün), aufeinander skaliert; (b) *Mixed-Event*-Spektren von $\Sigma(1385)^-$ (schwarz) und $\Sigma(1385)^+$ (grün), aufeinander skaliert; (c) Verhältnis beider Spektren aus (a); (d) Verhältnis beider Spektren aus (b).

liegt darin, dass negative Pionen sehr rein identifiziert werden können, während β - und Energieverlustverteilungen der positiven Pionen von Protonen verunreinigt sind. Es wurde demnach der Versuch unternommen, den Anteil der als Pionen fehlidentifizierten Teilchen zu verringern. Zu diesem Zweck wurden folgende Analysebedingungen gesetzt:

- Der Impuls der primären Pionen wurde auf einen Bereich zwischen 100 und 550 MeV/c eingegrenzt, da in diesem Bereich die positiven Pionen gut von anderen Teilchen zu unterscheiden sind.
- Es wurden Schnitte in den Qualitätsvariablen der primären Pionen angebracht, um nur gut rekonstruierte Spuren zu verwenden.

Diese Analysebedingungen führten zu keiner nennenswerten Verbesserung der Situation, das $\Sigma(1385)^+$ -Signal blieb weiterhin verschoben und beide Signale verbreitert. Sie werden deshalb in der Analyse nicht angewandt, um eine unnötige Reduzierung der Statistik zu vermeiden.

Weitere Untersuchungen galten den Größen, die direkt in die Berechnung der invarianten Masse eingehen. Um Fehler zu minimieren, werden anstatt der rekonstruierten, die nominellen Massen der jeweiligen Teilchen in die Formel zur Berechnung der invarianten Masse (Gleichung 3.3) eingesetzt, weshalb nur Impulsverteilungen von Λ s und Pionen sowie die Öffnungswinkelverteilung zwischen den Spuren beider Teilchen fehlerbehaftet sein können und betrachtet werden müssen.

Abbildung 4.19(a) zeigt die Verteilungen der Öffnungswinkel zwischen Λ - und π -Spuren unter der Bedingung, dass ein Kandidat des jeweils untersuchten $\Sigma(1385)$ -Ladungszustandes vorhanden ist. Im Vergleich

wird deutlich, dass bei positiven Pionen im Mittel etwas größere Öffnungswinkel auftreten als im negativen Fall. Dies kann durch Akzeptanzeffekte erklärt werden, da es sich beim Winkel zwischen Pion- und Λ -Spur im Wesentlichen um den Winkel zwischen Pion- und Protonspur handelt, da das Proton beim Λ -Zerfall den Großteil des Impulses des Mutterteilchens trägt. Betrachtet man die Spuren zweier unterschiedlich geladener Teilchen, welche im Magnetfeld in unterschiedliche Richtungen gekrümmt werden, so besteht im Vergleich zu Spuren mit gleicher Krümmungsrichtung eine höhere Wahrscheinlichkeit dafür, dass eines der beiden Teilchen den Detektor nicht innerhalb der Akzeptanz erreicht. Dieser Effekt wird mit wachsendem Öffnungswinkel zwischen beiden Teilchen größer. Netto wird ein höherer Anteil von Spuren mit kleinen Öffnungswinkeln rekonstruiert, was die Verschiebung der beiden Öffnungswinkelverteilungen gegeneinander erklärt. Da diese Verschiebung jedoch außer im Bereich sehr kleiner Winkel, der ohnehin von der Analyse ausgeschlossen wird (siehe Abschnitt 4.3.4), in gleichem Maße in *Same-Event*- wie *Mixed-Event*-Spektrum auftritt (sichtbar im Verhältnis dieser beiden Spektren in Abbildung 4.19 (c)), welche voneinander abgezogen werden, trägt diese Verschiebung zu größeren Öffnungswinkeln nicht zur Verschiebung des Signals im invarianten Massenspektrum bei.

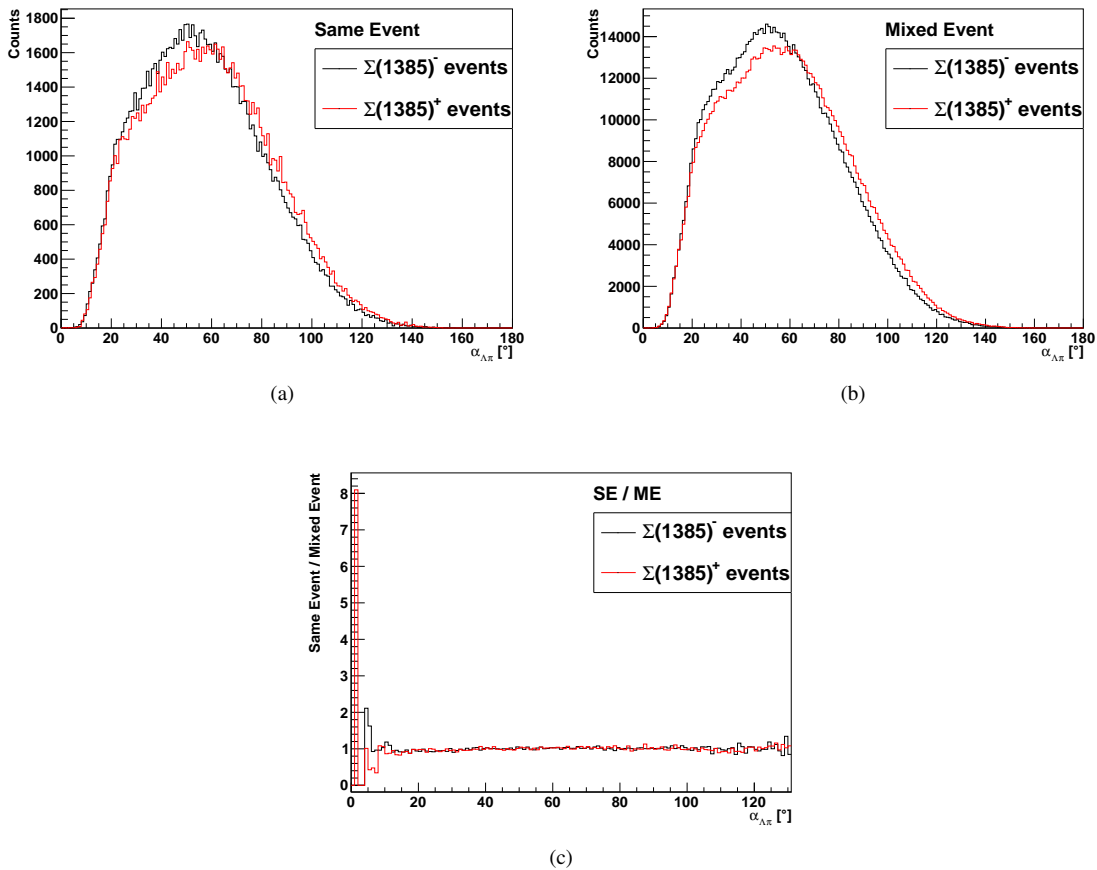


Abbildung 4.19: (a) Öffnungswinkelverteilungen zwischen Λ - und π^+ - (rot) bzw. Λ - und π^- -Spuren (schwarz) im *Same-Event*-Spektrum, (b) Öffnungswinkelverteilungen zwischen Λ - und π^+ - (rot) bzw. Λ - und π^- -Spuren (schwarz) im *Mixed-Event*-Spektrum, (c) Verhältnisse zwischen *Same-Event*- und *Mixed-Event*-Öffnungswinkelverteilung für positive Pionen (rot) und negative Pionen (schwarz): Zwischen Untergrund und korreliertem Spektrum ist außer im Bereich kleiner Winkel, welche von der Analyse ausgeschlossen werden, kein Unterschied zu erkennen.

Abbildung 4.20 zeigt die Impulsverteilungen der kombinierten Pionen unter der Bedingung, dass ein Kandidat des jeweils untersuchten $\Sigma(1385)$ -Ladungszustandes vorhanden ist. Signifikante Unterschiede zwischen der Impulsverteilung der positiven und der negativen Pionen sind hier nicht zu verzeichnen.

Des Weiteren ist das Verhältnis der Impulsspektren in *Same-Event*- sowie *Mixed-Event*-Spektrum nahezu identisch, Unterschiede werden nur im sehr niedrigen Impulsbereich beobachtet (Abbildung 4.20(c)). Der Ausschluss dieses Impulsbereichs von der weiteren Analyse brachte jedoch - wie oben bereits erwähnt - keine Veränderung der Signal-Position mit sich, weshalb auch Unterschiede in den Impulsverteilungen von π^+ und π^- als Quelle für die Verschiebung des $\Sigma(1385)^+$ -Signals ausgeschlossen werden können.

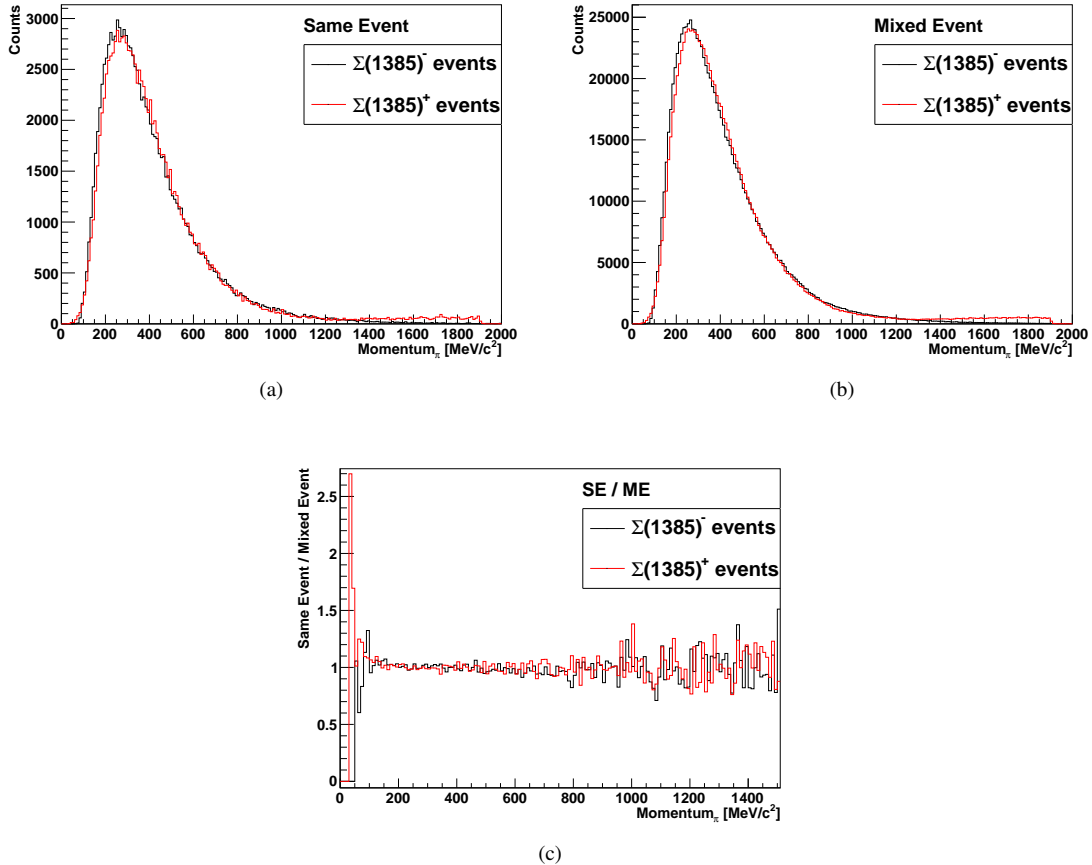


Abbildung 4.20: (a) Impulsverteilungen von π^+ - (rot) bzw. π^- -Spuren (schwarz) aus potentiellen $\Sigma(1385)^\pm$ -Ereignissen im *Same-Event*-Spektrum, (b) Impulsverteilungen von π^+ - (rot) bzw. π^- -Spuren (schwarz) aus potentiellen $\Sigma(1385)^\pm$ -Ereignissen im *Mixed-Event*-Spektrum, (c) Verhältnisse zwischen *Same-Event*- und *Mixed-Event*-Impulsverteilung für positive Pionen (rot) und negative Pionen (schwarz): Zwischen Untergrund und korreliertem Spektrum ist außer im Bereich kleiner Impulse kein Unterschied zu erkennen. Die Exklusion dieses Impulsbereiches verändert die Position des $\Sigma(1385)^+$ -Signals jedoch ebenfalls nicht.

Auch die Impulsverteilung der Λ -Hyperonen wurde vergleichend betrachtet, wobei erneut die Bedingung galt, dass ein Kandidat des jeweils untersuchten $\Sigma(1385)$ -Ladungszustandes vorhanden war (Abbildung 4.21). Sowohl im *Same-Event*- als auch im *Mixed-Event*-Spektrum sind keine signifikanten Abweichungen zu bemerken. Mit großer Sicherheit können auch Unterschiede in den Impulsverteilungen der Λ -Hyperonen als Auslöser für die Verschiebung des positiven $\Sigma(1385)$ -Signals ausgeschlossen werden.

Des Weiteren wurde untersucht, inwieweit sich Fehlidentifizierungen anderer Teilchen als Λ s auf die Position des $\Sigma(1385)^+$ -Signals auswirken. Zu diesem Zweck wurden links und rechts des Λ -Signals die in Abbildung 4.22 definierten je 4σ breiten Seitenbänder ausgewählt und in die Berechnung der invarianten Masse mit einbezogen. Abbildung 4.23 zeigt die invarianten Massenspektren, die sowohl durch Kombination der Λ -Kandidaten im Bereich des Signals, als auch solcher aus Bereichen links und rechts der Λ -Region

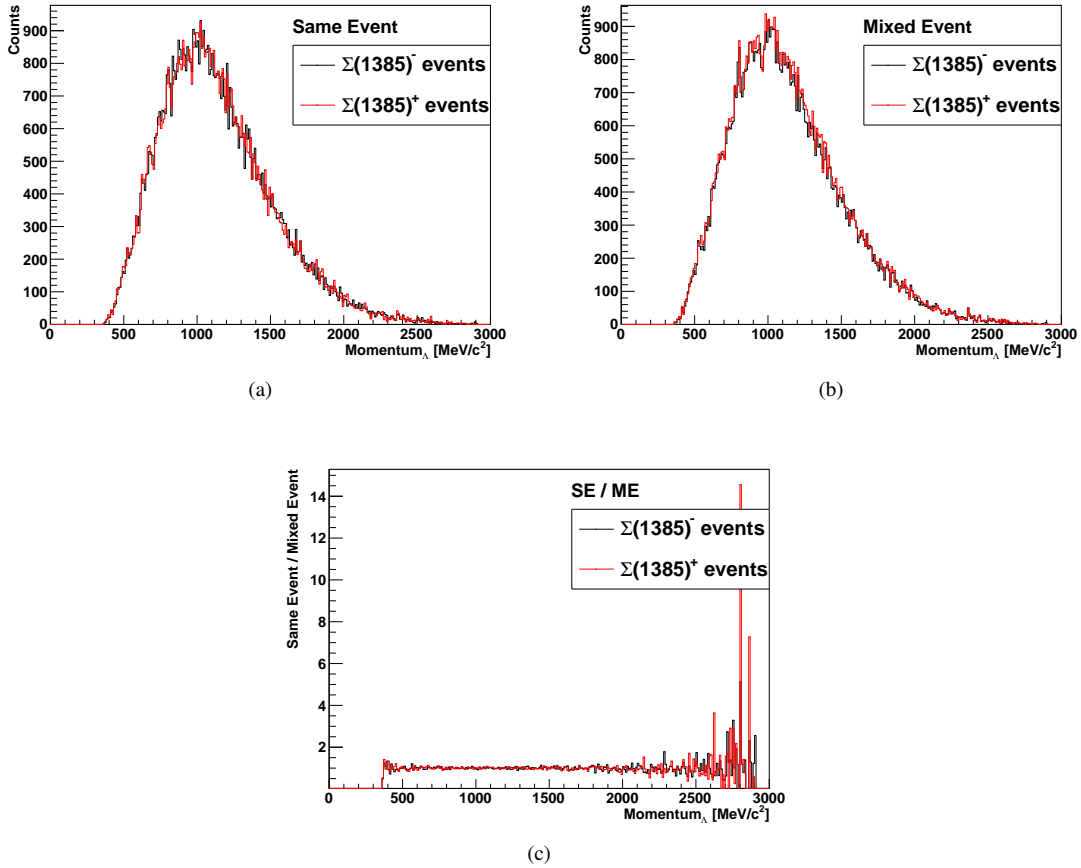


Abbildung 4.21: (a) Impulsverteilungen von Λ s aus potentiellen $\Sigma(1385)^+$ -Ereignissen (rot) bzw. aus potentiellen $\Sigma(1385)^-$ -Ereignissen (schwarz) im *Same-Event*-Spektrum, (b) Impulsverteilungen von Λ s aus potentiellen $\Sigma(1385)^+$ -Ereignissen (rot) bzw. aus potentiellen $\Sigma(1385)^-$ -Ereignissen (schwarz) im *Mixed-Event*-Spektrum, (c) Verhältnisse zwischen *Same-Event*- und *Mixed-Event*-Impulsverteilung für Λ -Hyperonen aus $\Sigma(1385)^+$ -Ereignissen (rot) und solchen aus $\Sigma(1385)^-$ -Ereignissen (schwarz): Signifikante Unterschiede sind nicht zu erkennen. Die Abweichungen im Bereich sehr hoher Impulse sind auf die geringe Statistik in diesem Bereich zurückzuführen.

entstanden sind. Im Vergleich zwischen den Kombinationen $\Lambda+\pi^-$ und $\Lambda+\pi^+$ fällt auf, dass im negativen Bereich die Signale aus Kombinationen mit richtig und falsch identifizierten Λ s nahezu an derselben Stelle im Spektrum liegen, während die Signale aus Kombinationen fehlidentifizierter Λ s mit positiven Pionen gegenüber dem "echten" Signal zu niedrigeren Massen verschoben sind. Die Fehlidentifikation von Λ s kann demnach ebenfalls die Verschiebung des $\Sigma(1385)^+$ -Signals nicht erklären.

Eine weitere Untersuchung galt dem Untergrund unter dem Λ -Signal, der in die Berechnung der invarianten $\Sigma(1385)$ -Masse einfließt. Es wurde das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis des Λ -Signals betrachtet unter der Bedingung, dass entweder ein $\Sigma(1385)^+$ - oder ein $\Sigma(1385)^-$ -Kandidat gefunden wurde. Hier konnte keinerlei Unterschied zwischen beiden invarianten Massenspektren der Λ s festgestellt werden, wodurch ein bestimmter Anteil des Λ -Untergrundes als Quelle für die Verschiebung des $\Sigma(1385)^+$ -Signals ebenfalls ausgeschlossen werden kann. Eine Verschiebung des $\Sigma(1385)^+$ -Signals durch systematisch zu hohe Beiträge zur Berechnung der invarianten Masse kann somit weitestgehend ausgeschlossen werden.

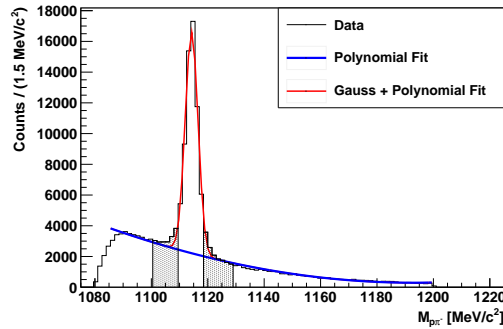


Abbildung 4.22: Definition der Seitenbänder im $p\text{-}\pi^-$ -invarianten Massenspektrum zur Untersuchung des Einflusses fehlidentifizierter Λ s auf die Position des $\Sigma(1385)$ -Signals

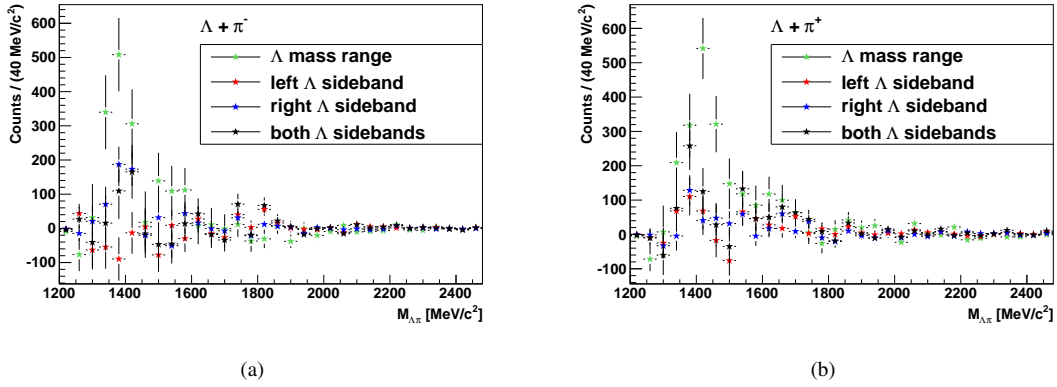


Abbildung 4.23: Invariante Massenspektren aus Λ -Kandidaten aus dem Signalbereich bzw. aus Seitenbändern des Spektrums mit negativen (a) und positiven (b) Pionen. Die Verwendung fehlidentifizierter Λ s kann ebenfalls als Quelle für die Verschiebung des $\Sigma(1385)^+$ -Signals ausgeschlossen werden.

Systematische Einflüsse der Analyseprozedur

Des Weiteren wurde nun mit Hilfe von Simulationen untersucht, inwieweit bisher nicht betrachtete Systematiken der Analyse Einfluss auf Position und Breite der Signale haben. Mit dem Ereignisgenerator Pluto (hierauf wird in Abschnitt 4.6 genauer eingegangen) wurden Λ s und Pionen mit im Schwerpunktsystem isotropen Winkelverteilungen generiert, die thermisch produziert wurden, also nicht aus Zerfällen von Resonanzen stammen. Lässt man diese Teilchen die oben beschriebene Analyse analog zu echten Daten durchlaufen, so erwartet man nach Untergrundabzug keinerlei Strukturen, da *Same-Event*- und *Mixed-Event*-Spektrum nahezu identisch sein sollten. Betrachtet man jedoch die Ergebnisse dieses Verfahrens in Abbildung 4.24, so wird deutlich, dass das Spektrum aus thermisch produzierten Teilchen nach Abzug des Untergrundes, welcher ebenfalls aus solchen Teilchen berechnet wurde, weiterhin eine deutliche Struktur aufweist. Die Ursache für diese breite Überhöhung, deren Maximum unweit der $\Sigma(1385)$ -Polmasse bei ca. $1430 \text{ MeV}/c^2$ liegt, könnte entweder in der Analyse selbst oder schon in der Spurauswahl bzw. -rekonstruktion liegen und bleibt zu untersuchen. Wichtig ist jedoch, dass mit Hilfe dieses Artefakts die beobachteten zusätzlichen Beiträge auf der rechten Seite der $\Sigma(1385)$ -Signale in den invarianten Massenspektren erklärt werden können. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 4.25 dargestellt. Hier wurden die *Same-Event*-Spektren aus thermisch produzierten Teilchen mit unterschiedlichen Mengen simulierter $\Sigma(1385)$ -Resonanzen angereichert. Zusammen mit Abbildung 4.24 wird deutlich, dass sich der Ein-

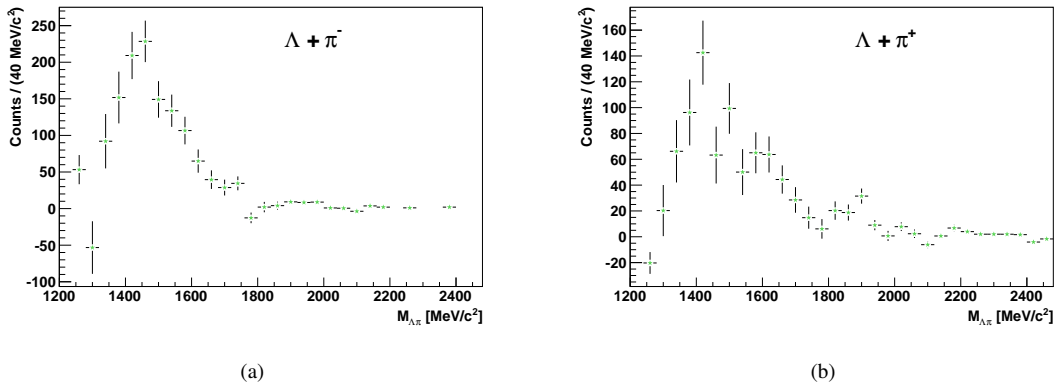


Abbildung 4.24: Invariante Massenspektren aus unkorrelierten (thermisch produzierten) Λ s und Pionen nach Untergrundabzug. Es bleibt wider Erwarten eine Struktur übrig, deren Ursache noch geklärt werden muss, welche sich aber mit den bisherigen Beobachtungen deckt.

fluss dieser persistierenden Struktur im Spektrum mit zunehmendem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der $\Sigma(1385)$ -Resonanzen verringert, bis er letzten Endes keine nennenswerte Wirkung auf die Anpassung des $\Sigma(1385)$ -Signals mehr hat. Sowohl die Polmasse als auch die Resonanzbreite beider Teilchen nähern sich mit steigendem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis den nominellen Werten an. Ist das Signal im Vergleich zum Untergrund sehr klein, so spielt diese zusätzliche Struktur jedoch eine große Rolle. Die Anpassung einer Funktion würde weniger das echte Signal, als vielmehr ausschließlich die breite Überhöhung einschließen. Hier wird erneut deutlich, dass Analysen von Teilchen mit sehr kleinem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis stark fehleranfällig sind. Da $\Sigma(1385)^+$ im Vergleich zu $\Sigma(1385)^-$ aufgrund der Verunreinigung der positiven Pionen mit Protonen experimentell schwieriger zugänglich ist, ist das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis in diesem Fall noch geringer. Eine zusätzliche Schwierigkeit in der Analyse der positiven Resonanz, die ebenfalls erklären kann, weshalb hier nach Untergrundabzug das Spektrum im Wesentlichen von der zusätzlichen Struktur dominiert ist, sind die größeren Fluktuationen im *Same-Event*-Spektrum (vgl. Abbildung 4.6 in Abschnitt 4.2). Die eben genannten Gründe können Ursachen dafür sein, dass das $\Sigma(1385)^+$ -Signal verschoben auftritt, während das Signal der negativen $\Sigma(1385)$ -Resonanz in der Nähe der nominellen Masse liegt.

Zusätzlich zu den beschriebenen, bisher nicht verstandenen Beiträgen zum Spektrum, die vom Untergrund nicht beschrieben werden, könnten Zerfälle der $\Delta(1600)$ - bzw. $\Delta(1620)$ -Resonanzen für die Verschiebung des $\Sigma(1385)^+$ -Signals mitverantwortlich sein, da sie zu mindestens 70% in den gleichen Endzustand zerfallen. Allerdings sollte nur ein kleiner Anteil dieser Resonanzen die angewandten *Off-Vertex*-Schnitte überleben.

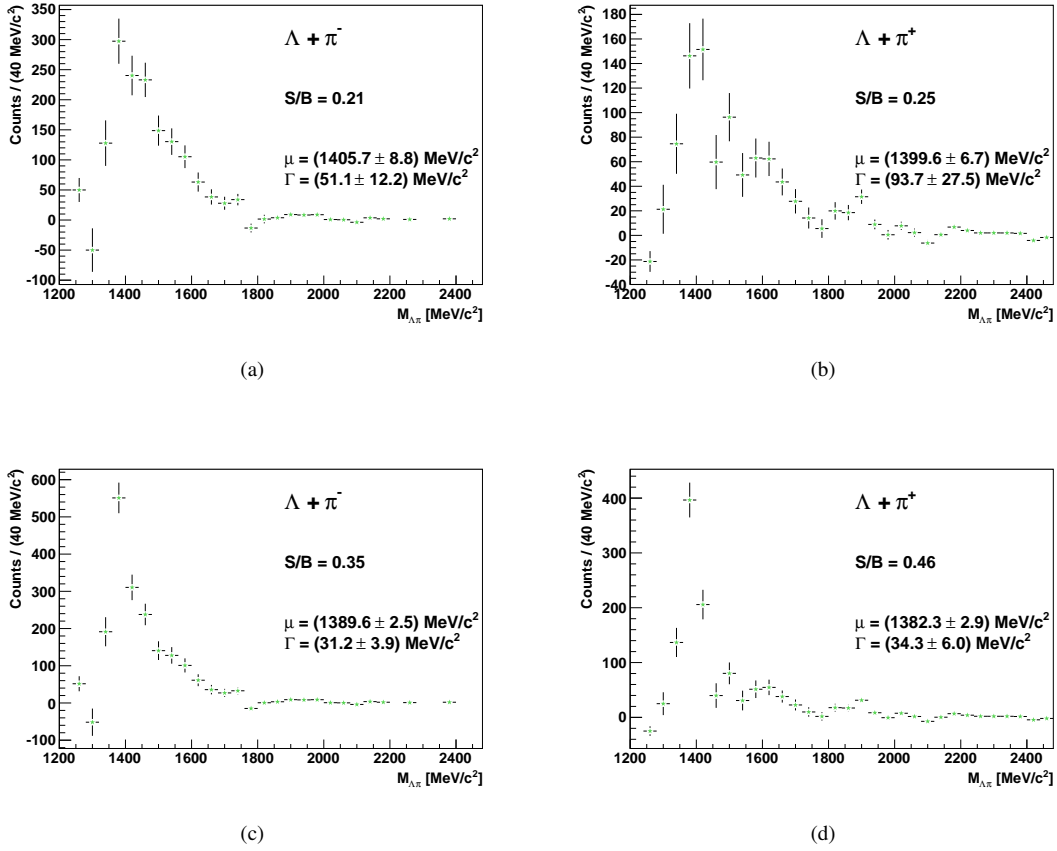


Abbildung 4.25: Die obere Reihe zeigt invariante Massenspektren aus thermisch produzierten simulierten Λ s und negativen Pionen (a) bzw. Λ s und positiven Pionen (b) unter Beimischung weniger simulierter $\Sigma(1385)$ -Resonanzen. Die untere Reihe zeigt die gleichen Spektren, welche mit wesentlich mehr simulierten Resonanzen angereichtert wurden, um das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis künstlich zu steigern. Es wird deutlich, dass die in beiden Spektren anwesende zusätzliche Struktur bei großen Signal-zu-Untergrund-Verhältnissen kaum ins Gewicht fällt, während die Spektren mit kleinen Signalbeiträgen von ihr dominiert sind.

4.6 Korrekturen

Bestimmt man die Zählraten für die untersuchten Teilchen nach der in Abschnitt 4.4 beschriebenen Methode, durch Integration des Spektrums im Bereich der Signal-Struktur, so sind aus folgenden Gründen zur Bestimmung der tatsächlichen Produktionsraten Korrekturen bezüglich der räumlichen Akzeptanz, sowie der Detektor- und Analyseeffizienzen notwendig. Zum einen können geladene Teilchen nur im Bereich der aktiven Detektoren nachgewiesen werden. Aus dem abgedeckten Raumwinkelbereich, dem Reaktionsort, der Stärke des Magnetfelds und der Teilchensorte errechnet sich eine Größe, die als räumliche Akzeptanz des Experiments bezeichnet wird. Zum anderen werden Anzahl und Verteilungen der rekonstruierten Teilchen durch reduzierte Detektor- und Spurrekonstruktionseffizienzen beeinflusst. Nicht jedes Teilchen, das im aktiven Detektorvolumen landet, wird registriert bzw. richtig identifiziert. Auch in der Rekonstruktion der Teilchenspur aus den verschiedenen Segmenten können Fehler auftreten. Nicht zuletzt spielt die Effizienz der zur Teilchenidentifikation angebrachten Schnitte eine Rolle, da neben der Reduzierung des Untergrundes immer auch der Verlust eines Anteils richtiger Spuren einhergeht.

Um Vergleichbarkeit der Produktionsraten mit theoretischen Modellrechnungen zu ermöglichen, muss bezüglich dieser Verluste eine Korrektur angebracht werden. Dies wird mit Hilfe von Simulationen erreicht, wobei Teilchen der zu betrachtenden Spezies künstlich generiert werden, die Reaktion des Detektors si-

muliert wird und die Teilchen anschließend die volle Analyseketten - analog zur Analyse realer Spuren - durchlaufen. Anschließend wird die Anzahl der anfänglich simulierten Teilchen mit der Anzahl der Teilchen verglichen, die nach Durchlaufen verschiedener Schritte in der Analyseketten noch auffindbar sind. Das Flussdiagramm der Simulationsdaten ist in Abbildung 4.26 gezeigt.

Als Ereignisgeneratoren können wahlweise Pluto oder GEANT verwendet werden (siehe Abschnitt 4.6.1).

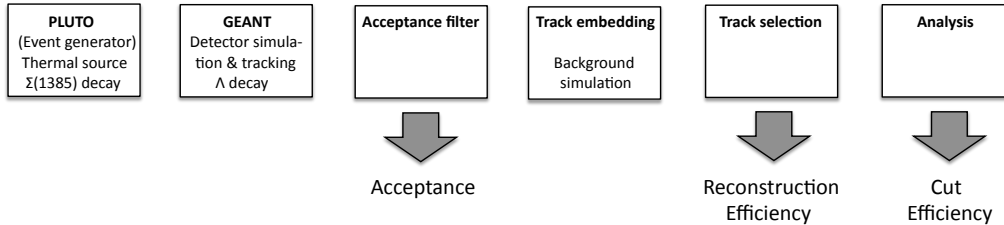


Abbildung 4.26: Flussdiagramm der Simulationsdaten zur Akzeptanz- und Effizienzkorrektur.

Nach Abschluss der GEANT-Simulation kann bereits die Akzeptanz bestimmt werden. Für die Effizienzkorrektur müssen die simulierten Daten zusätzlich die Analyseketten für echte Teilchen durchlaufen. Hierfür werden die simulierten Spuren in Dateien mit echten Daten eingebettet. Hierauf wird in Abschnitt 4.6.3 genauer eingegangen. Da die Zählraten der hier untersuchten $\Sigma(1385)^\pm$ -Resonanzen äußerst niedrig sind, wird von der üblichen Strategie, der Korrektur mit Hilfe von zweidimensionalen Akzeptanz- und Effizienzmatrizen mit einem Korrekturfaktor pro Phasenraumzelle (m_t, y) , abgesehen und stattdessen für die Akzeptanz und die verschiedenen Effizienzen jeweils ein globaler Faktor im gesamten Phasenraum berechnet.

Die korrigierte Zählrate errechnet sich zu

$$N_{corr} = \frac{N_{counts}}{acc \cdot eff},$$

wobei N_{counts} für die unkorrigierte Zählrate aus dem Experiment steht. acc ist der Faktor, der aufgrund der räumlichen Akzeptanz des Spektrometers berechnet wurde, eff steht für den Faktor, der sich aus Rekonstruktions- und Schnitteffizienz zusammensetzt. Ob sich der Gesamtkorrekturfaktor aus dem Produkt der einzelnen Effizienzen sowie der Akzeptanz berechnet, hängt davon ab, ob diese Beiträge unabhängig voneinander sind. Dies wird überprüft, indem man das Produkt mit dem Korrekturfaktor vergleicht, der global nach der Durchführung der gesamten Analyse berechnet wird.

4.6.1 Die Simulationspakete Pluto und GEANT

Zur realistischen Nachstellung von Schwerionenkollisionen werden verschiedene Simulationspakete verwendet. Das *Software-Framework* Pluto [24] ist ein Ereignisgenerator, mit dem simulierte Teilchen mit einer vorgegebenen Impuls- und Winkelverteilung erzeugt werden können. Es besteht die Möglichkeit, einzelne Teilchenspezies in beliebiger Anzahl entweder mit einer weißen Impulsverteilung oder einer thermischen Quelle zu erzeugen, die dann zur Simulation des Untergrundes der Schwerionenreaktion in echte Spuren eingebettet werden. Dieses als *Track-Embedding*-Methode bezeichnete Verfahren wird zur Bestimmung von Rekonstruktions- und Detektoreffizienzen verwendet, wie im weiteren Verlauf des Abschnitts genauer erläutert werden soll. Mit Hilfe der Software GEANT³ [25] werden die Trajektorien der mit Pluto simulierten Teilchen beim Durchlaufen des Detektors berechnet sowie dessen Ansprechverhalten simuliert. Dies beinhaltet die Krümmung im Magnetfeld, sowie die Energieverluste der Teilchen in den einzelnen Detektoren. In beiden Simulationspaketen können außerdem Zerfälle instabiler Teilchen nachgestellt werden.

³GEometry ANd Tracking

Mit den Parametern zur DST-Produktion echter Daten werden aus den mit GEANT berechneten Teilchenspuren realistische Detektorsignale simuliert. Die so erhaltenen Simulationsdaten verhalten sich wie echte Daten und können die gleiche Analyseketten durchlaufen.

4.6.2 Akzeptanzkorrektur

Die Raumwinkelakzeptanz von HADES beträgt in azimuthaler Richtung 0° bis 360° , der Polarwinkelbereich ist jedoch nur von 18° bis 85° abgedeckt. Nur in diesem Bereich aktiven Detektormaterials können geladene Teilchen nachgewiesen werden. Dies hat zur Folge, dass - insbesondere da es sich um ein *Fixed-Target*-Experiment handelt - ein gewisser Anteil der Endprodukte einer Schwerionenreaktion nicht im Detektor landet und somit nicht zur Zählrate der jeweiligen Teilchenspezies beitragen kann.

Um die durch diese Beschränkung der räumlichen Akzeptanz hervorgerufenen Verluste rechnerisch zu korrigieren, wird eine Simulation herangezogen. Für die hier beschriebenen Untersuchungen werden mit dem Ereignisgenerator Pluto in einer thermischen Quelle mit einer Temperatur von $T = 96$ MeV $\Sigma(1385)$ -Resonanzen generiert und in $\Lambda + \pi^\pm$ zerfallen gelassen. Da keine Ergebnisse bezüglich $\Sigma(1385)$ vorliegen, muss eine Temperatur angenommen werden. Hier wird der in [10] experimentell bestimmte Wert für Λ -Hyperonen verwendet. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da Λ -Hyperonen von allen bisher untersuchten seltenen Teilchen aufgrund ihrer ähnlichen Eigenschaften, wie Masse und s -Quark-Inhalt, der $\Sigma(1385)$ -Resonanz am ähnlichsten sind. Anschließend wird in GEANT zunächst der Zerfall $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ nachgestellt und danach die Trajektorien und Energieverluste der Teilchen sowie die Detektorantwort in einer realistischen Simulation der Detektoren berechnet. Hierfür ist es entscheidend, dass die gleiche Ausrichtung und Geometrie der Detektoren verwendet wird, wie sie bei der untersuchten Strahlzeit vorlag. Da die Akzeptanz aufgrund unterschiedlicher Krümmungsrichtungen für positive und negative Teilchen verschieden ist, müssen diese einzeln behandelt werden. Mit Hilfe der auch für echte Spuren verwendeten Analyse-Software wird überprüft, welcher Anteil der erzeugten simulierten Teilchen im Bereich der Flugzeitwände TOF bzw. TOFinio nachgewiesen werden kann und darüber hinaus alle Drahtebenen der MDCs durchkreuzt hat. Setzt man die Anzahl der Teilchen, die nach dieser Definition akzeptiert wurden N_{det} , ins Verhältnis zur Gesamtzahl der emittierten simulierten Teilchen N_{sim} , so erhält man einen Faktor

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

Ein instabiles Teilchen, das in GEANT bzw. Pluto zerfallen ist, gilt dann als akzeptiert, wenn seine Zerfallsprodukte die oben genannte Definition erfüllen.

3-Teilchen-Akzeptanz	
$\Sigma(1385)^-$	0.0965
$\Sigma(1385)^+$	0.0905

Tabelle 4.6: 3-Teilchen-Akzeptanzen der $\Sigma(1385)$ -Zerfälle

4.6.3 Detektor- und Spurrekonstruktionseffizienz

Für die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienzen müssen zum einen die Eigenschaften der Detektoren exakt simuliert werden, da deren Effizienzen sich direkt auf die Spurrekonstruktionseffizienz auswirken, zum anderen muss ein möglichst realistischer Untergrund nachgebildet werden.

Die Effizienzen der Flugzeitwände werden konstant für alle Szintillatoren auf 1 gesetzt und sind somit in der Simulation nur davon abhängig, ob ein Teilchen innerhalb ihres Volumens Energie verliert oder nicht. Die Effizienzen der Driftkammern und des PreSHOWER-Detektors werden mit Hilfe von Strahlraten bestimmt [26],[27]. Es stellte sich heraus, dass alle PreSHOWER-Sektoren eine globale Effizienz von ca. 90%, unabhängig von Impuls und Auftreffort der Teilchen, besitzen. Die Effizienzen der MDCs werden für jeden der verschiedenen Driftkammertypen einzeln unter Berücksichtigung bekannter Hardware-Ausfälle, Schwelleneinstellungen der ASD8-Chips sowie der verwendeten Schnitte bei der Digitalisierung der Driftzeiten bestimmt [19].

Der Untergrund unter einem gesuchten Signal besteht zum Teil aus Signalen wirklicher Teilchenspuren, zum Teil jedoch auch aus Rauschen, welches in einer reinen Simulation sehr schwierig nachzustellen ist. Um den Untergrund dennoch möglichst realistisch nachzubilden, wird die sogenannte *Track-Embedding*-Methode verwendet. Hierbei werden simulierte Spuren auf Rohdatenebene in echte Daten eingebettet, so dass die anschließende Analyse für echte und simulierte Spuren analog ablaufen kann. Hierbei wird überprüft, welcher Anteil der simulierten Spuren rekonstruiert werden konnte. Auf diese Art und Weise erhält man einen Faktor für die Detektor- und Spurrekonstruktionseffizienz, welcher bereits beinhaltet, dass alle drei Zerfallsprodukte der simulierten $\Sigma(1385)$ -Resonanz rekonstruiert wurden:

$$eff_{rec} = \frac{N_{rec}^{acc}}{N_{acc}},$$

Hierbei ist N_{rec}^{acc} der Anteil der rekonstruierten Spuren und N_{acc} der Anteil der in der Akzeptanz vorhandenen Spuren. Die jeweiligen Werte für $\Sigma(1385)^+$ und $\Sigma(1385)^-$ sind Tabelle 4.7 zu entnehmen. Dass der Wert für die negativen Resonanzen höher ist, liegt daran, dass Spuren positiver Teilchen im Magnetfeld zur Strahlachse hingebogen werden. Verglichen mit negativen Spuren, enden sie gehäuft im "Akzeptanzloch" von HADES (Polarwinkelbereich unter 18°), was durch die in Abschnitt 4.6.2 beschriebene Akzeptanzkorrektur ausgeglichen wird. Die Teilchen, die nicht stark genug gebogen werden, um in die Vorwärts-Lücke des Detektors zu gelangen, erreichen ihn im Gegensatz zu negativen Teilchen vermehrt im Bereich des inneren Randes um dieses Loch. In den Randbereichen ist aufgrund des *Lorentz-Boosts* des Experiments die Spurdichte höher als in weiter außen liegenden Bereichen, was aufgrund der höheren Doppeltrefferwahrscheinlichkeit zu einer verringerten Effizienz der Spurselektion in diesen Bereichen führt [28] und somit die geringere Spurrekonstruktionseffizienz für $\Sigma(1385)^+$ -Zerfallsprodukte erklären kann.

3-Teilchen-Effizienz der Spurrekonstruktion und -auswahl	
$\Sigma(1385)^-$	0.5200
$\Sigma(1385)^+$	0.4020

Tabelle 4.7: Effizienzen der Spurrekonstruktion für die einzelnen Teilchenspezies

4.6.4 Schnitteffizienz

Die zur Teilchenidentifikation angebrachten Schnitte reduzieren neben dem Untergrund auch die Anzahl an tatsächlichen Teilchenkandidaten. Aus diesem Grund muss diesbezüglich ein Korrekturfaktor bestimmt werden. Folgende Arten von Schnitten werden berücksichtigt:

- Graphische Schnitte zur Teilchenidentifikation in den Geschwindigkeitsverteilungen der Flugzeitwände (β_{TOF} bzw. β_{TOFino}), sowie in den Energieverlustverteilungen der Driftkammern ($\frac{dE}{dx} MDC$)
- Schnitte auf die Qualitätsvariablen $\chi_{RungeKutta}^2$ und $\chi_{MetaMatch}^2$ sowie $\chi_{SegInner}^2$ und $\chi_{SegOuter}^2$ von Proton- und Pion-Spuren
- Schnitte auf geometrische Größen zur Identifikation von Zerfällen außerhalb des Targetvolumens

Um die Faktoren für die Effizienz der verschiedenen Schnitte zu bestimmen, wird jeweils das Verhältnis aus der Anzahl der rekonstruierten Teilchenspuren innerhalb der Akzeptanz mit (N_{cut}^{acc}) und ohne Schnitt (N_{acc}) gebildet:

$$eff_{cut} = \frac{N_{cut}^{acc}}{N_{acc}}$$

Für voneinander unabhängige Schnitte ergibt sich der globale Faktor für die Schnitteffizienz aus dem Produkt der einzelnen Schnitteffizienzen. Ob dies zutrifft, wird geprüft, indem das Produkt der Einzeleffizienzen mit der nach Anbringen aller verwendeten Schnitte berechneten Gesamteffizienz verglichen wird. Sind diese gleich, so sind die Schnitte unabhängig.

Einteilchenidentifikation

Für die Korrektur bezüglich der Identifikation einzelner Teilchen müssen zwei verschiedene Effizienzen berechnet werden: Zum einen die Effizienz der graphischen Schnitte in den Geschwindigkeitsverteilungen der Flugzeitwände TOF und TOFin, sowie der Energieverlustverteilung der Driftkammern, zum anderen die Effizienz von Schnitten auf Spurqualitätsvariablen, sowie weiteren Schnitten zur Identifikation einzelner Teilchen (z.B. Impuls-Schnitte o.Ä.). Diese beiden Größen lassen sich durch

$$eff_{graph} = \frac{N_{graph_cut}^{acc}}{N_{w/o_graph_cut}^{acc}}$$

beziehungsweise

$$eff_{TQ} = \frac{N_{TQ_cut}^{acc}}{N_{w/o_TQ_cut}^{acc}}$$

berechnen. Hierbei steht der Index "TQ" für Schnitte auf die Spurqualitätsvariablen, wobei dieser Wert für die Effizienz bei Pionen aus dem Λ -Zerfall auch den Impulsschnitt zur besseren Identifikation beinhaltet. Diese Schnitte werden in der Analyse nicht auf das jeweils zweite Pion aus dem $\Sigma(1385)$ -Zerfall angewandt. Da das positive Pion in der betrachteten Zerfallskette ausschließlich als $\Sigma(1385)$ - und nicht als Λ -Zerfallsprodukt auftritt, muss eine entsprechende Effizienz nicht berechnet werden. Die Werte für die jeweiligen Teilchen sind in den Tabellen 4.8 und 4.9 zusammengestellt.

Effizienz graphischer Schnitte in β -Impuls- sowie dE/dx -Verteilungen	
p	0.8480
π^-	0.9577
π^+	0.8842

Tabelle 4.8: Effizienzen graphischer Schnitte zur Teilchenidentifikation für die einzelnen Teilchenspezies

Das Produkt der jeweiligen Effizienzen der graphischen Schnitte stimmt annähernd überein mit dem insgesamt berechneten Wert nach Einstellen aller für die Rekonstruktion der jeweiligen Resonanz benötigten graphischen Schnitte von $Eff_{graph,all} = 0.7442$ für $\Sigma(1385)^+$ und $Eff_{graph,all} = 0.7972$ für $\Sigma(1385)^-$, was zeigt, dass die graphischen Schnitte der zur Rekonstruktion benötigten zwei bzw. drei Teilchen nicht stark voneinander abhängig sind.

Effizienz der Spurqualitätsschnitte	
$\Sigma(1385)^-$	0.4428
$\Sigma(1385)^+$	0.4492

Tabelle 4.9: Effizienzen aller Spurqualitätsschnitte zur Identifikation der beiden $\Sigma(1385)$ -Zustände

Schnitte bezüglich der Zerfallskinematik

Bei Zerfällen außerhalb des Targets spielen Schnitte auf geometrische Größen, wie Abstand zum Vertex bzw. Winkel der Teilchenspuren zueinander eine große Rolle. Sie tragen dazu bei, korrelierte Teilchenpaare zu identifizieren und gehen deshalb mit einem nicht unerheblichen Verlust an betrachteten - zu einem Teil auch echten - Spuren einher. Da die einzelnen Größen bezüglich der Zerfallskinematik stark voneinander abhängig sind, wird direkt die Effizienz der gesamten Gruppe dieser Schnitte berechnet. Hier wird ebenfalls der Anteil der simulierten Spuren in der Akzeptanz mit und ohne Schnitt verglichen. Die jeweiligen Werte für $\Sigma(1385)^+$ und $\Sigma(1385)^-$ sind in Tabelle 4.10 zusammengestellt.

Effizienz der Zerfallskinetik-Schnitte	
$\Sigma(1385)^-$	0.0677
$\Sigma(1385)^+$	0.0607

Tabelle 4.10: Effizienzen der Schnitte auf Größen bezüglich der Zerfallskinetik von $\Sigma(1385)$ und Λ

Korrektur bezüglich aller Schnitte

Werden die drei beschriebenen Gruppen von Schnitten gemeinsam angebracht und die Effizienz bestimmt, erhält man einen Wert für die Effizienz, der leicht höher ist als das Produkt der drei einzelnen Werte. Dies belegt, dass die Schnitte selbst gruppenübergreifend Abhängigkeiten aufweisen.

Teilchen	$(Eff)_{Cuts}$	$Eff(graph) \cdot Eff(SQ) \cdot Eff(Kinematik)$
$\Sigma(1385)^-$	0.0329	0.0233
$\Sigma(1385)^+$	0.0281	0.0196

Tabelle 4.11: Vergleich der insgesamt berechneten Effizienz für alle Schnitte zur $\Sigma(1385)$ -Rekonstruktion mit dem Produkt der Einzeleffizienzen bezüglich dieser Schnitte

4.6.5 Gesamtkorrektur

Wie bereits erwähnt, entspricht das Produkt aus den oben genannten Einzeleffizienzen nicht dem Wert für die Effizienz, der durch kombiniertes Anbringen aller verwendeten Schnitte berechnet wurde. Die Größen, auf die geschnitten wird, sind nicht unabhängig voneinander. Dies betrifft insbesondere die Schnitte bezüglich der Zerfallskinetik von Λ und $\Sigma(1385)$. Da sich die gewählten Einschränkungen in der Analyse gegenseitig beeinflussen, kann demnach zur Korrektur nicht das Produkt der einzelnen Gruppeneffizienzen verwendet werden. Vielmehr muss die Effizienzbestimmung insgesamt, nach Anbringen aller gewählten Schnitte, erfolgen. Die so ermittelten Korrekturfaktoren $(Eff \cdot Acc)_{ges}$ für $\Sigma(1385)^+$ und $\Sigma(1385)^-$ sind Tabelle 4.12 zu entnehmen.

Teilchen	$(Eff \cdot Acc)_{ges}$	$Eff(TS) \cdot Eff(Cuts) \cdot Acc$	$Eff_{Produkt}$
$\Sigma(1385)^-$	$1.7297 \cdot 10^{-3}$	$1.6514 \cdot 10^{-3}$	$1.1699 \cdot 10^{-3}$
$\Sigma(1385)^+$	$1.3255 \cdot 10^{-3}$	$1.0211 \cdot 10^{-3}$	$7.1224 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 4.12: Vergleich der insgesamt berechneten Akzeptanz und Effizienz mit dem Produkt aus Detektor- und Spur-rekonstruktionseffizienz, Schnitteffizienz und Akzeptanz, sowie dem Produkt aller oben genannten Effizienzen und der Akzeptanz: Je mehr einzelne Faktoren berücksichtigt werden, desto kleiner werden die Korrekturfaktoren. Die einzelnen angebrachten Schnitte sind demnach nicht unabhängig voneinander.

Der Wert für Effizienz und Akzeptanz wird umso kleiner, je mehr einzelne Faktoren für die Berechnung verwendet werden. Dies belegt, dass sich die verschiedenen Vorgänge zur $\Sigma(1385)$ -Identifikation untereinander beeinflussen. Um eventuell vorhandene Korrelationen mit in die Korrektur einzubeziehen, muss also der Gesamtwert verwendet werden. Dass dieser für $\Sigma(1385)^+$ geringer ist als für $\Sigma(1385)^-$, liegt zum einen an der geringeren Akzeptanz für positive Pionen, da diese aufgrund ihrer Ladung und der Ausrichtung des Magnetfeldes zur Strahlachse abgelenkt werden und somit vermehrt in den niedrigen Polarwinkelbereich ohne Detektorabdeckung gelangen. Zum anderen ist die Effizienz der Spurauswahl niedriger, was ebenfalls mit der durch den Ladungsunterschied hervorgerufenen unterschiedlichen Krümmungsrichtung in Verbindung gebracht werden kann, da Teilchen, die in Richtung des "Akzeptanzloches" fliegen, den Detektor jedoch noch treffen, vermutlich bevorzugt in Randbereichen auftreten, in denen die Detektor- und Spur-rekonstruktionseffizienz aufgrund höherer Spurdichten gegenüber einem Großteil der Detektorfläche reduziert ist.

4.7 Fehlerbetrachtung

Die Tatsache, dass es sich bei $\Sigma(1385)$ -Resonanzen im untersuchten Energiebereich um sehr selten auftretende Teilchen mit kleinem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis handelt und darüber hinaus die Lage des Signals mit dem Maximum der Phasenraumverteilung zusammenfällt, wirkt sich auf den Grad an Sicherheit aus, mit der die exakte Signalform rekonstruiert werden kann. Da zudem die Analyse aufgrund der zweistufigen Rekonstruktion der Resonanzen fehleranfällig ist, gestaltet sich die Fehlerbetrachtung nicht einfach. Folgende Punkte sind zur Bestimmung der systematischen Fehler der $\Sigma(1385)$ -Analyse betrachtet worden:

- die Größe der *Bins* im Histogramm der invarianten $\Sigma(1385)$ -Masse
- der Bereich, in dem das Spektrum um das Signal integriert wird, um die Anzahl der Signaleinträge zu erhalten
- der Bereich, in welchem das Untergrundspektrum auf die Daten normiert wird
- die Wahl der Parameter zur $\Sigma(1385)$ -Simulation für die Akzeptanz- und Effizienzkorrektur.

Die genannten Aspekte wurden folglich zur Abschätzung der systematischen Fehler verwendet, indem die entsprechenden Größen systematisch verändert wurden. Die Zusammenfassung der Variationen und der sich daraus ergebenden relativen Fehler ist in Tabelle 4.13 dargestellt.

	Bingröße	Integrationsbereich	Normierungsbereich	Parameter der Simulation
Bereich der Variation	$10 - 52 \text{ MeV}/c^2$	$1330 - 1420 \text{ MeV}/c^2$	$1250 - 2500 \text{ MeV}/c^2$ $1250 - 1580 \text{ MeV}/c^2$	$T = 71 - 121 \text{ MeV}$ $\sigma_y \leq 0.42$
$\frac{\Delta S}{S} \Sigma(1385)^-$	0.162	0.102	-	0.345
$\frac{\Delta S}{S} \Sigma(1385)^+$	0.034	0.215	≈ 1	0.345

Tabelle 4.13: Abschätzung der systematischen Fehler durch Variation verschiedener Größen in den hier aufgelisteten Bereichen

- Die Größe der *Bins* im invarianten Massenspektrum wird im Bereich von $10 - 52 \text{ MeV}/c^2$ variiert, woraus ein relativer Fehler von 16.2% für $\Sigma(1385)^-$ und 3.4% für $\Sigma(1385)^+$ resultiert.
- Der Integrationsbereich ist so gewählt, dass er das jeweilige Signal umfasst, wobei nur ein möglichst kleiner Teil der zusätzlich in den Spektren befindlichen, rechts der Signale liegenden Strukturen einbezogen wird. Somit ergeben sich die in Abschnitt 4.4 genannten Bereiche für die beiden Resonanzen. Zur Fehlerabschätzung durch die Wahl des Integrationsbereichs wird dieser variiert, sodass für beide Resonanzen sowohl ein kleinerer als auch ein größerer Bereich betrachtet wird. Diese Variationen ($1330-1420 \text{ MeV}/c^2$ bzw. $1250-1500 \text{ MeV}/c^2$ für $\Sigma(1385)^-$, sowie $1340-1500 \text{ MeV}/c^2$ bzw. $1250-1580 \text{ MeV}/c^2$ für $\Sigma(1385)^+$) führen zu einem relativen Fehler von 10,2% für $\Sigma(1385)^-$ sowie von 21,5% für $\Sigma(1385)^+$.
- Um den vom Bereich der Normierung abhängigen Fehler abzuschätzen, wird zum Vergleich zur Normierung im niedrigen invarianten Massenbereich ($1240-1320 \text{ MeV}/c^2$) der Untergrund im gesamten Bereich des Spektrums ($1250-2950 \text{ MeV}/c^2$) an die Daten angepasst (siehe Abbildung 4.27(a) und (b)). Hieraus resultiert jedoch für $\Sigma(1385)^-$ lediglich eine Verschiebung des Signals in den negativen Bereich, womit eine Verringerung der Signaleinträge einhergeht, da der Untergrund systematisch als zu hoch eingeschätzt wird, was an den negativen Einträgen auf beiden Seiten des Signals sichtbar wird. Dieses Verhalten wird im Falle der negativen $\Sigma(1385)$ -Resonanz für eine Normierung im hohen invarianten Massenbereich ($1800-2500 \text{ MeV}/c^2$) (siehe Abbildung 4.27(c)) sowie für andere in Erwägung gezogene Normierungsbereiche ebenfalls beobachtet. Dies zeigt an, dass keine ähnlich sinnvolle Normierung wie die in der Analyse gewählte in einem Bereich von $1240-1320 \text{ MeV}/c^2$ gefunden werden kann. Folglich wird die Wahl des Normierungsbereiches nicht in den systematischen Fehler der $\Sigma(1385)^-$ -Analyse aufgenommen.

Für $\Sigma(1385)^+$ bleibt die Signalstruktur bei Normierung im gesamten Massenbereich weitaus weniger deutlich sichtbar (siehe Abbildung 4.27(c)). Die Veränderung des Normierungsbereiches wirkt sich aufgrund von bisher unverstandenen Beiträgen im Spektrum nicht in gleicher Weise auf Form und Position des Signals aus. Da nicht - wie im negativen Fall - eine einfache Verschiebung der Einträge nach unten beobachtet wird, kann die Güte der gewählten Normierung nicht bestimmt werden. Vielmehr verschwindet das Signal nahezu vollständig bei Normierung in anderen Bereichen des Spektrums. Die anhand der $\Sigma(1385)^-$ -Analyse motivierte Normierung im niedrigen invarianten Massenbereich von 1240-1320 MeV/ c^2 ist die einzige, bei der ein Signal gut rekonstruiert werden kann, weshalb für die $\Sigma(1385)^+$ -Analyse ein Maximalfehler von nahezu 100% angegeben werden muss.

- Im Zuge der weiteren Fehlerbestimmung wird die Temperatur der simulierten $\Sigma(1385)$ -Resonanzen in einem ± 25 MeV großen Bereich um die für die Korrektur angenommene Λ -Temperatur von 96 MeV variiert, da die tatsächliche Temperatur thermisch produzierter $\Sigma(1385)$ -Resonanzen aufgrund limitierter Statistik nicht bestimmt werden konnte. Darüber hinaus ist in [12] beschrieben, dass die experimentell bestimmte Rapiditätsverteilung etwas breiter ist als die von thermisch produzierten simulierten Teilchen, weshalb ein zusätzlicher Parameter $\sigma_{y,\Sigma(1385)}$ in die Simulation eingeführt wird. Da auch die Breite der Rapiditätsverteilung aufgrund zu geringer Statistik für $\Sigma(1385)$ nicht bestimmt werden konnte, wird hier ebenfalls auf den in [12] bestimmten Wert von $\sigma_{y,\Lambda} = 0.42$ für Λ s zurückgegriffen. Dieser wird als obere Grenze für die Breite der Rapiditätsverteilung angenommen und in diesem Bereich variiert, um den Fehler der Akzeptanzkorrektur abzuschätzen. Der hieraus bestimmte relative Fehler beläuft sich für beide Resonanzen auf 34.5%.

Im Falle von $\Sigma(1385)^+$ stellt darüber hinaus der unter das Signal laufende Restuntergrund eine Fehlerquelle dar, der auf bisher unverstandene Systematiken in der Analyse zurückzuführen ist (vgl. Abschnitt 4.5). Bisher wurde keine Methode gefunden, den Einfluss dieser Fehlerquelle zu quantifizieren. Allgemein schlagen sich die Auswirkungen des von diesem Restuntergrund herrührenden Fehlers in den insgesamt größeren Fehlern des $\Sigma(1385)^+$ -Signals nieder, da - wie in Abschnitt 4.5 diskutiert - dieser Restuntergrund im Falle der positiven $\Sigma(1385)$ -Resonanz größere Auswirkungen auf die Rekonstruktion eines Signals hat. Da nicht anzunehmen ist, dass alle in diesem Abschnitt erhaltenen Fehler gleichzeitig maximal beitragen, werden sie quadratisch addiert. Insgesamt ergeben sich folgende Fehler:

$$\begin{aligned}\Sigma(1385)^- : \left. \frac{\Delta S}{S} \right|_{syst.} &= 0.395 \\ \Sigma(1385)^+ : \left. \frac{\Delta S}{S} \right|_{syst.} &= 1.080\end{aligned}$$

Die relativen statistischen Fehler der Signale S sind durch die Inversion der jeweiligen Signifikanz $\frac{\sqrt{S+B}}{S}$ gegeben, wobei S die Signal- und B die Untergrundeinträge im selben Intervall bezeichnet, und ergeben sich zu

$$\begin{aligned}\Sigma(1385)^- : \left. \frac{\Delta S}{S} \right|_{stat.} &= 0.219 \\ \Sigma(1385)^+ : \left. \frac{\Delta S}{S} \right|_{stat.} &= 0.096\end{aligned}$$

Unter Einbeziehung der in diesem Abschnitt ermittelten systematischen und statistischen Fehler ergeben sich für die Signaleinträge S der beiden Resonanzen folgende Werte:

$$\begin{aligned}\Sigma(1385)^- : S &= 1062 \pm 419(syst.) \pm 232(stat.) \\ \Sigma(1385)^+ : S &= 2055 \pm 2219(syst.) \pm 197(stat.)\end{aligned}$$

Die systematischen Fehler für $\Sigma(1385)^+$ übersteigen deutlich die Größenordnung derer von $\Sigma(1385)^-$. Dies deckt sich mit der Beobachtung, dass Position und Breite der positiven Resonanzen im Gegensatz zu den Werten für negative $\Sigma(1385)$ stärker von denen der *Particle Data Group* [13] abweichen. Dies führt zu dem Schluss, dass die Probleme der $\Sigma(1385)^+$ -Analyse weit weniger verstanden sind (wie in Abschnitt 4.5 angedeutet) und nur die $\Sigma(1385)^-$ -Analyse verlässliche Ergebnisse liefert.

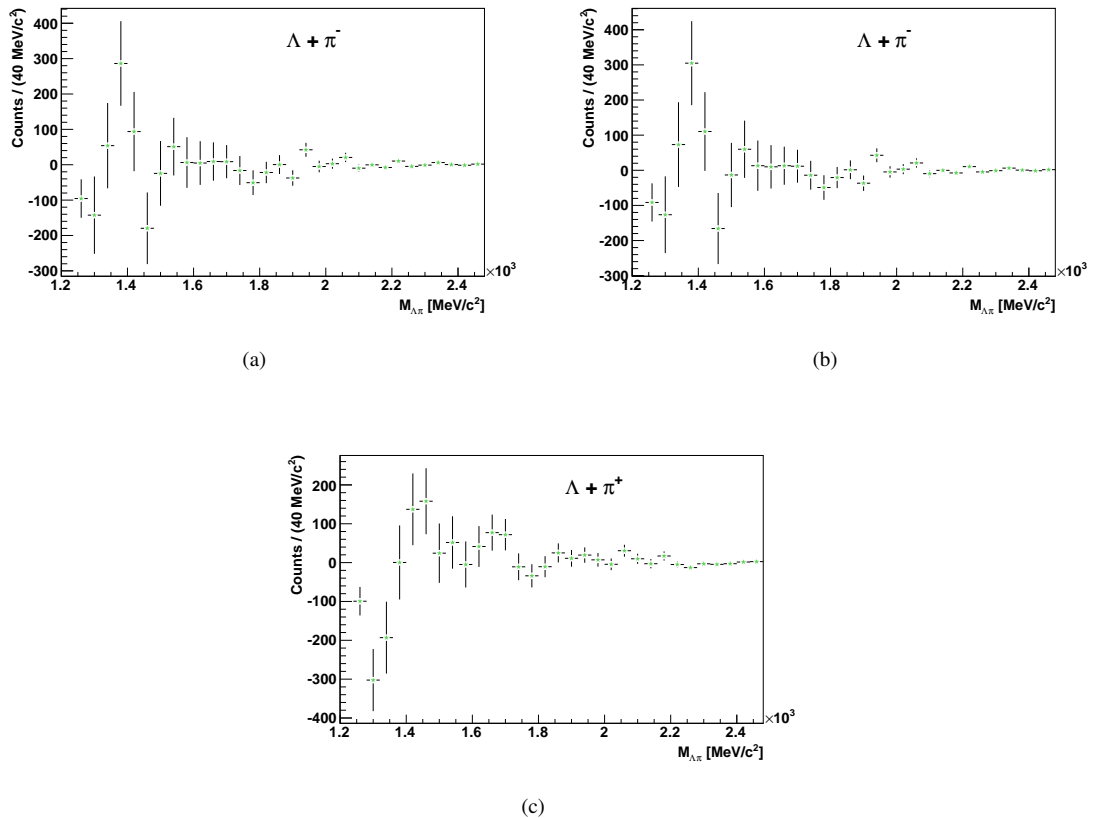


Abbildung 4.27: $\Lambda - \pi$ -invariantes Massenspektren nach Untergrundabzug. Der Untergrund ist zur Fehlerabschätzung in anderen als dem in der Analyse gewählten Bereich auf die Daten normiert: (a) $\Sigma(1385)^-$, Normierung im gesamten Bereich des Spektrums ($1250\text{-}2500 \text{ MeV}/c^2$), (b) $\Sigma(1385)^-$, Normierung im Bereich rechts des erwarteten Signals ($1800\text{-}2500 \text{ MeV}/c^2$), (c) $\Sigma(1385)^+$, Normierung im gesamten Bereich des Spektrums ($1250\text{-}2500 \text{ MeV}/c^2$); wie deutlich zu sehen ist, verändert sich die Form des Spektrums nach Untergrundabzug stark mit der Wahl des Normierungsbereiches. Ein Signal kann hier nicht rekonstruiert werden.

Kapitel 5

Ergebnisse und Diskussion

5.1 Ergebnisse dieser Arbeit

Im vorherigen Kapitel sind die verschiedenen Analyseschritte vorgestellt und die erzielten Spektren gezeigt worden. Des Weiteren wurde die Methode zur Effizienz- und Akzeptanzbestimmung erläutert. Korrigiert man die in Abschnitt 4.4 erhaltenen Teilchenanzahlen mit den in Abschnitt 4.6 berechneten Korrekturfaktoren, so erhält man die Gesamtanzahl an produzierten $\Sigma(1385)$ -Resonanzen. Diese wird auf die Anzahl der aufgenommenen Ereignisse in der untersuchten Strahlzeit von $N_{events} = 6.98774837 \cdot 10^8$ normiert. Somit erhält man die Multiplizitäten der betrachteten Teilchen, die in Tabelle 5.1 zusammengefasst sind.

$\Sigma(1385)$ -Multiplizitäten	
$\Sigma(1385)^-$	$(8.787 \pm 3.467(syst.) \pm 1.920(stat.)) \cdot 10^{-4}$
$\Sigma(1385)^+$	$(2.219 \pm 2.396(syst.) \pm 0.213(stat.)) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 5.1: Multiplizitäten der verschiedenen Teilchenspezies

Hier muss erneut darauf hingewiesen werden, dass sich $\Sigma(1385)^-$ mit weitaus größerer Sicherheit rekonstruieren lässt als $\Sigma(1385)^+$. Diese Tatsache lässt sich zum einen dadurch begründen, dass für die Rekonstruktion von $\Sigma(1385)^+$ positive Pionen verlangt werden, deren Identifikation aufgrund der Verunreinigung der Verteilungen durch fehlidentifizierte Protonen erschwert wird. Zum anderen konnte in Abschnitt 4.5 gezeigt werden, dass die durch Systematiken in der Analyse hervorgerufene zusätzliche Struktur im Spektrum in der $\Sigma(1385)^+$ -Analyse eine wesentlich größere Rolle für die Identifizierung des Signals spielt als im Falle von $\Sigma(1385)^-$.

5.2 $\Sigma(1385)$ im Kontext der Ar+KCl-Daten

Im Stoßsystem Ar+KCl bei 1.756A GeV wurden bisher leichte Vektormesonen über ihre Zerfallskanäle in Dileptonen [29], sowie verschiedene Hadronen mit Seltsamkeit (Λ , K_S^0 , K^+ , K^- , Ξ^- , Φ) untersucht [1]. Die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse der geladenen $\Sigma(1385)$ -Resonanzen soll den "Zoo" der untersuchten seltsamen Teilchen erweitern.

5.2.1 Vergleich mit einem statistischen Hadronisations-Modell

Wie bereits in Abschnitt 1.4.3 erwähnt, ist THERMUS ein Software-Paket, mit dessen Hilfe statistisch-thermische Anpassungen von Schwerionenkollisionen durchgeführt werden können. Durch Anpassung an die Multiplizitäten der bisher untersuchten Teilchen mit Strangeness-Inhalt ergeben sich die Parameter zu $T = (76 \pm 2)$ MeV, $\mu_B = (799 \pm 22)$ MeV, $R_c = (2.2 \pm 0.2)$ fm und $R = (4.1 \pm 0.5)$ fm [1]. Abbildung

5.1 zeigt den Vergleich von experimentell bestimmten Ausbeuten von Pionen sowie verschiedener Strangeness enthaltender Teilchen aus Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756A GeV mit den Werten, die mit Hilfe von THERMUS-Rechnungen mit den oben genannten Parametern vorhergesagt wurden. Die beiden rechten Spalten beinhalten die Ergebnisse bezüglich der geladenen $\Sigma(1385)$ -Resonanzen. Wie man sieht, weichen die experimentell bestimmten Werte der $\Sigma(1385)$ -Resonanzen um jeweils ca. 50% von der Vorhersage ab, wobei der Wert im Falle von $\Sigma(1385)^+$ von den großen systematischen Fehlern dominiert ist. Eine ähnliche Abweichung konnte für die geladenen Σ -Hyperonen verzeichnet werden [1]. Eine deutlich höhere Abweichung vom theoretisch berechneten Wert zeigt jedoch das zwei s -Quarks enthaltende Ξ^- , was unter Umständen darauf schließen lässt, dass die getroffene Annahme thermischer Produktion für Teilchen mit größerem Seltsamkeits-Anteil nicht gerechtfertigt ist.

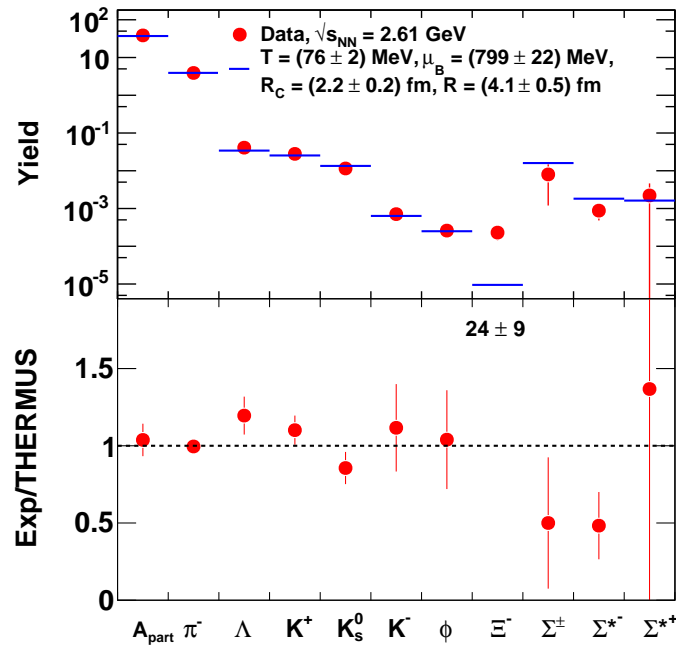


Abbildung 5.1: Vergleich von experimentell in Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756A GeV gewonnenen Teilchenausbeuten mit statistischen Modellrechnungen (THERMUS). Die rechten beiden Spalten zeigen den Vergleich von Theorie und Daten bezüglich $\Sigma(1385)^\pm$, hier $\Sigma^{*\pm}$ genannt.

5.2.2 Vergleich mit vorangegangenen Experimenten

In Kapitel 1 wurde bereits erwähnt, dass von der FOPI-Kollaboration ebenfalls Untersuchungen seltsamer Teilchen bei SIS-Energien in verschiedenen Stoßsystemen durchgeführt wurden. $\Sigma(1385)$ wurde in Aluminium-Aluminium-Stößen bei 1.9A GeV analysiert und ein Verhältnis von $\Sigma(1385)$ -Resonanzen zu Λ -Hyperonen von

$$\left. \frac{\Sigma(1385)^+ + \Sigma(1385)^-}{\Lambda + \Sigma^0} \right|_{FOPI} = 0.125 \pm 0.026(stat.) \pm 0.033(syst.)$$

errechnet [2], was innerhalb der Fehler mit dem in dieser Arbeit bestimmten Verhältnis von

$$\left. \frac{\Sigma(1385)^+ + \Sigma(1385)^-}{\Lambda + \Sigma^0} \right|_{HADES} = 0.076 \pm 0.067(stat.) \pm 0.012(syst.)$$

übereinstimmt. Das Verhältnis wurde mit Hilfe der Λ -Multiplizität aus [1] gebildet. Im Vergleich mit dem von FOPI durch Übereinanderlegen der beiden Ladungszustände des $\Sigma(1385)$ erhaltenen Spektrums (Abbildung 5.2) wird deutlich, dass es hierbei nicht zu (solch) großen Abweichungen in der Position des $\Sigma(1385)^+$ -Signals gekommen sein kann, da im $\Lambda - \pi^\pm$ -Spektrum nach Untergrundabzug eine Struktur mit angemessener Breite sichtbar ist. Allerdings ist der Restuntergrund auf der rechten Seite des Signals in den in Abschnitt 4.4 gezeigten HADES-Daten im FOPI-Spektrum ebenfalls sichtbar und von der gleichen Größenordnung im Vergleich zum eigentlichen Signal. Bei dieser Betrachtung ist jedoch zu beachten, dass es sich bei Al+Al bei 1.9A GeV sowohl um ein kleineres Stoßsystem handelt als auch um eines mit einer größeren Schwerpunktsenergie als bei Ar+KCl bei 1.756A GeV. Letzteres hat zur Folge, dass $\Sigma(1385)$ -Resonanzen in Al+Al-Stößen bei 1.9A GeV mit ca. 157 MeV weniger weit unterhalb ihrer Nukleon-Nukleon-Schwelle produziert werden, als in dem mit HADES vermessenen Stoßsystem. Des Weiteren wurden leicht unterschiedliche Ereignisse selektiert. In den von FOPI publizierten Daten wurden die 20% zentralsten Ereignisse untersucht, während der in Abschnitt 2.3 beschriebene Trigger bei HADES die ca. 34% zentralsten Ereignisse auswählt. Ein direkter Vergleich beider Ergebnisse ist demnach nicht uneingeschränkt möglich.

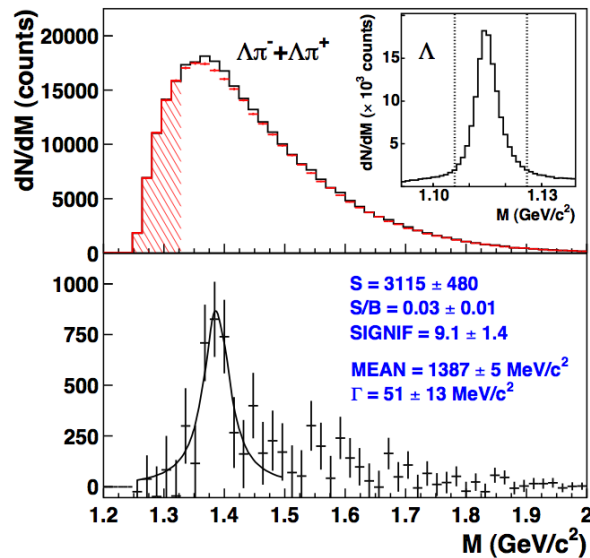


Abbildung 5.2: Von der FOPI-Kollaboration publiziertes $\Sigma(1385)^\pm$ -Signal aus Al+Al-Reaktionen bei 1.9A GeV [2]

5.3 Ausblick

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass $\Sigma(1385)$ -Resonanzen mit HADES rekonstruiert werden können, womit die vorläufigen in [18] vorgestellten Ergebnisse bestätigt und um die Effizienz- und Akzeptanzkorrektur, sowie die detaillierte Untersuchung zur Untergrundbeschreibung erweitert werden konnten. Zur Vervollständigung der Analyse muss jedoch zunächst die Herkunft der bisher unverstandenen Struktur im invarianten Massenspektrum von unkorrelierten simulierten Λ s und Pionen geklärt werden (vgl. Abschnitt 4.5), um finale Ergebnisse zu erzielen. Diese Untersuchung, welche weitere Simulationen beinhaltet, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden und steht noch aus. Sie ist insbesondere deshalb wichtig, um die Ergebnisse mit denen aus p+p-Reaktionen bei 3.5 GeV [30] sowie p+Nb-Stößen bei 3.5A GeV vergleichen zu können. Um mögliche physikalische Auswirkungen der Schwerionenreaktion im Vergleich mit elementaren Stößen bzw. kalter Kernmaterie zu untersuchen, ist es unumgänglich, die nicht durch physikalische Effekte begründeten Veränderungen der Signale zu verstehen und zu eliminieren. Erst dadurch kann ermöglicht werden, eventuell vorhandene durch das Medium her-

vorgeschlagene Veränderungen der Signalform zu extrahieren und somit auf die Eigenschaften der $\Sigma(1385)$ -Produktion schließen zu können. Dies ist verknüpft mit der interessanten Frage nach dem Ort, an dem diese Resonanzen produziert werden. Aufgrund ihrer kurzen mittleren Lebensdauer ist es durchaus möglich, dass ein Teil von ihnen nicht an der Oberfläche des Feuerballs, sondern noch in der Reaktionszone zerfällt, wodurch die Zerfallsprodukte Restwechselwirkungen mit der umgebenden Materie ausgesetzt wären. Diese und weitere Punkte gilt es zu untersuchen.

Des Weiteren können die in diesem vergleichsweise kleinen Stoßsystem erzielten Ergebnisse vermutlich im geplanten System Au+Au bei 1.25A GeV mit größerer Statistik bestätigt werden, was Möglichkeiten zu differenzierteren Untersuchungen und somit Raum für tiefgreifendere physikalische Interpretationen eröffnet.

Nachdem gezeigt werden konnte, dass es mit HADES möglich ist, die seltsame $\Sigma(1385)$ -Resonanz in Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756A GeV zu rekonstruieren, obwohl sie ca. 200 MeV unterhalb ihrer Nukleon-Nukleon-Schwelle produziert wird, stellt sich außerdem die interessante Frage, ob auch andere Resonanzen mit Strangeness-Inhalt in diesem Stoßsystem rekonstruiert werden können. Eine Untersuchung der $K^*(892)$ -Resonanz, die mit über 300 MeV noch weiter unterhalb der Schwelle produziert wird, ist mit einer sehr ähnlichen Analyse möglich und kann helfen, das Bild der produzierten Seltsamkeit in dieser Strahlzeit zu komplettieren.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Agakishiev et al. Hyperon Production in ArKCl collisions at 1.76A GeV. *Eur. Phys. J. A* **47** (2011) 21, February 2011. v, vii, 6, 8, 31, 57, 58, 59
- [2] The FOPI Collaboration. Sub-threshold production of $\Sigma(1385)$ baryons in Al+Al collisions at 1.9 AGeV. *Phys. Rev. C* 76 (2007) 052203. v, vii, 58, 59
- [3] THERMUS. S. Wheaton, J. Cleymans, M. Hauer. THERMUS – A Thermal Model Package for ROOT. *Comput.Phys.Commun.*180:84-106, 2009. v, vii, 7
- [4] 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, 2008. 2
- [5] Larry McLerran. Quarkyonic Matter and the Revised Phase Diagram of QCD. *Nucl.Phys.A830:709C-712C*, August 2009. 2
- [6] J. Stachel P. Braun-Munzinger, K. Redlich. PARTICLE PRODUCTION IN HEAVY ION COLLISIONS. *Quark-Gluon Plasma, edited by R.C. Hwa and X.-N. Wang. Singapore: World Scientific Publishing*, page 491, 2004. 2, 3
- [7] A. Andronic et al. Hadron Production in Ultra-relativistic Nuclear Collisions: Quarkyonic Matter and a Triple Point in the Phase Diagram of QCD. *Nucl. Phys. A* **837** (2010) **65**, 2010. 3
- [8] J. Aichelin C. Hartnack, H. Oeschler. What determines the K^- multiplicity at energies around 1-2 A GeV? *Phys. Rev. Lett.*, 90, 2003. 4
- [9] R. Hagedorn J. Rafelski. From hadron gas to quark matter II. *Proceedings of an International Symposium, held at the University of Bielefeld, F.R.G., August 24-31, 1980*, 1980. 6
- [10] A. Schmah. *Produktion von Seltsamkeit in Ar+KCl Reationen bei 1.756 AGeV*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2008. 6, 13, 14, 19, 27, 35, 50
- [11] 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. 6, 10, 18
- [12] The HADES collaboration. Deep sub-threshold Ξ^- production in Ar+KCl reactions at 1.76A GeV. *Phys.Rev.Lett.*103:132301, July 2009. 6, 55
- [13] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), *J. Phys. G* 37, 075021, 2010. 7, 21, 22, 41, 55
- [14] 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, 024906, 2007. 9
- [15] C. Sturm. *K^+ -Produktion in Schwerionenreaktionen als Sonde für die Inkompressibilität von Kernmaterie*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2001. 9
- [16] M. Merschmeyer and X.Lopez et al. K^0 and Λ production in Ni+Ni collisions near threshold. *Physical Review Letters*, 90, 2007. 9

- [17] F. Krizek. *Study of inclusive electron-positron pair production in collisions of Ar+KCl at 1.756 A GeV*. Dissertation, 2008. 9, 18
- [18] L. Rehnisch. *Produktion der $\Sigma(1385)$ -Resonanz in Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756 AGeV*. Bachelorarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2009. 10, 24, 59
- [19] The HADES collaboration. The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES. *The European Physical Journal A*, 41:243–277, August 2009. 12, 13, 14, 15, 19, 50
- [20] 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. 16
- [21] J. Randrup J. Knoll, J. Cugnon. PARTICIPANT INTIMACY - A CLUSTER ANALYSIS OF THE INTRANUCLEAR CASCADE. *Nuclear Physics A*, 360:444–458, 1981. 18
- [22] K.Schmidt E.Santini C.Sturm J.Aichelin S.Vogel, H.Petersen and M.Bleicher. How Sensitive are Di-Leptons from ρ Mesons to the High Baryon Density Region? *Phys. Rev. C* **78** (2008) 044909. 25
- [23] ROOT. ROOT | A Data Analysis Framework; <http://root.cern.ch/drupal/>. 39
- [24] PLUTO, Pluto++, A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics, 2004. <http://www-hades.gsi.de/computing/pluto/html/PlutoIndex.html>. 49
- [25] GEANT. Detector Description and Simulation Tool, 2004. <http://cont.cern.ch/writeup/geant/>, Online User Guide. 49
- [26] 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. 50
- [27] A. Balanda et al. The HADES Pre-Shower Detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A531. 50
- [28] Private Mitteilung, Jochen Markert, 2011. 51
- [29] G. Agakishiev et al. Dielectron production in Ar+KCl collisions at 1.76A GeV. *Phys. Rev. C* **84** 014902 (2011). 57
- [30] J. Siebenson. Exclusive analysis of the $\Lambda(1405)$ resonance in the charged Σ - π decay channels in proton proton reactions with HADES. Diplomarbeit, Technische Universität München, Excellence Cluster - 'Origin of the Universe'. 59

Rechtliches

Diese Druckfassung enthält in Kapitel 4 kleinere, inhaltlich nicht relevante Änderungen gegenüber der dem Prüfungsamt vorliegenden Version.

Danke

Zunächst danke ich Herrn Prof. Dr. Stroth, der mit seiner Vorlesung mein Interesse an Kern- und Schwereionenphysik weckte und mich für meine Bachelor- und Masterarbeit in seine Gruppe aufnahm. Mein größter Dank geht an meinen Betreuer Manuel Lorenz, der mich sowohl in die komplexen Techniken der Datenanalyse einführte, als mir auch die physikalischen Hintergründe in unseren zahlreichen Gesprächen verständlich machte und mir bei vielen Problemen einen kompetenten und verständnisvollen Ansprechpartner bot. Die enge Zusammenarbeit war nicht nur sehr hilfreich, sondern hat auch großen Spaß gemacht, da sich die Unterhaltungen im Büro nicht immer auf fachliche Aspekte beschränkten. Herzlich bedanken möchte ich mich außerdem bei Dr. Jochen Markert, der viel Zeit aufbrachte, um mich bei der technischen Durchführung meiner Analyse zu unterstützen. Einen Großteil meiner Programmierkenntnisse habe ich ihm zu verdanken. Mein Dank geht weiterhin an Dr. Christian Müntz, der mir in einigen Gesprächen gute Ideen und Hintergrundwissen vermittelte und mir mit seiner Liebe zum Detail immer wieder aufzeigte, wie wichtig es ist, auch bei kleinen Dingen korrekt zu sein. Außerdem möchte ich mich bei meinem "Urgroßbetreuer" Dr. Alexander Schmah bedanken, der sich - obwohl er nicht mehr bei HADES ist - sehr interessiert mit meiner Analyse beschäftigte und mit seinem Wissen über die Analyse seltsamer Teilchen ebenfalls einen wichtigen Ansprechpartner für mich darstellte.

Des Weiteren danke ich der gesamten HADES-Gruppe an der GSI - insbesondere sind hier Dr. Wolfgang König sowie Prof. em. Herbert Ströbele zu nennen - die mich nicht nur herzlich aufgenommen hat, sondern mit vielen hilfreichen und kritischen Kommentaren zu meinen Vorträgen in der Lage war, mir neue Ideen zu vermitteln, wenn ich mit Problemstellungen konfrontiert war, für deren Lösung es der Diskussion mit Experten bedurfte. Dadurch habe ich viel gelernt! Gleiches gilt für die Strangeness-Arbeitsgruppe, deren Mitgliedern ich ebenfalls für die gute Zusammenarbeit und die hilfreichen Diskussionen danken möchte. Nicht zuletzt danke ich Timo Scheib dafür, dass er mir mit den vielen Fragen, die er mir zu meiner Analyse gestellt hat, immer wieder Anstöße gab, mein Vorgehen zu hinterfragen sowie für das Korrekturlesen der Arbeit.

Danke für die schöne Zeit in der HADES-Gruppe!

