

$\Xi^-$  - und  $\Xi^+$  -Produktion in Pb+Pb  
Stößen bei  $40 A$  GeV am CERN SPS

Diplomarbeit von Christine Meurer

---

*Institut für Kernphysik Frankfurt  
Experimentalphysik*

FRANKFURT, DEN 29.09.2003

---

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Das Experiment NA49</b>	<b>13</b>
2.1	Experimentaufbau . . . . .	13
2.2	Die Funktionsweise der Driftkammern . . . . .	14
2.2.1	Der spezifische Energieverlust . . . . .	16
2.3	Das Vetokalorimeter . . . . .	16
2.4	Die Datenrekonstruktion . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Datenanalyse</b>	<b>21</b>
3.1	Allgemeines über das $\Xi$ -Hyperon . . . . .	21
3.2	Verwendete Datensätze . . . . .	22
3.3	Auswahl der Ereignisse . . . . .	22
3.4	Verluste durch die Akzeptanzbedingungen für die Ereignisse . . . . .	26
3.5	Festlegung der Zentralitätsklassen . . . . .	26
3.6	Die $\Xi$ -Analyse . . . . .	31
3.7	Ermittlung der besten Akzeptanzbedingungen am Beispiel der $y_{\text{targ}}$ - Größe . . . . .	35
3.8	Bestimmung des Signalinhaltes und des Untergrunds aus einem $M_{\text{inv}}$ - Spektrum . . . . .	40
3.9	Akzeptanzbedingung auf den spezifischen Energieverlust ( $dE/dx$ ) des positiven (negativen) $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -Tochter-Teilchens . . . . .	41
3.10	Abschätzung der Anzahl der $\Xi^-$ s . . . . .	44
<b>4</b>	<b>Simulation</b>	<b>45</b>
4.1	Die Simulationskette . . . . .	45
4.2	Die Rekonstruktion . . . . .	46
4.3	Das Embedding . . . . .	47
4.3.1	Das Matching . . . . .	47
4.3.2	Modifikation . . . . .	47
4.4	Korrektur . . . . .	49
4.4.1	Korrektur der zentralen Daten . . . . .	49

4.4.2	Korrektur der minimum bias Daten . . . . .	52
4.5	Vergleich von Simulation mit Daten . . . . .	54
<b>5</b>	<b>Spektren und Fehlerbetrachtung</b>	<b>57</b>
5.1	Transversalimpulsspektren . . . . .	57
5.1.1	Methode zur Gewinnung der $p_t$ -Spektren . . . . .	58
5.2	Fehlerbetrachtung . . . . .	60
5.3	Lebensdauer . . . . .	62
<b>6</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>63</b>
6.1	Das $\Xi^+/\Xi^-$ -Verhältnis . . . . .	63
6.2	$\Xi^-$ -Produktion in Abhängigkeit von der Zentralität . . . . .	67
6.3	$\Xi^-$ -Produktion in Abhängigkeit von der Kollisionsenergie . . . . .	70
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>73</b>
	<b>Anhang</b>	<b>77</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>83</b>

# 1 Einleitung

Vor ca. 15 Milliarden Jahren entstand unser heutiges Universum im Urknall aus einer Singularität. Die Materie, aber ebenso Raum und Zeit, haben ihren Ursprung im Moment des Urknalls. So beschreiben heute Kosmologen das Szenario der Entstehung unseres Universums. Auch das frühe Universum enthielt bereits alle Materie, die uns heute noch umgibt, wenn auch in anderer Form. Nur war das junge Universum noch sehr klein und heiß. Seit dem Urknall expandiert unser Universum und tut es noch heute.

In der frühen Phase unseres Kosmos herrschten extreme Bedingungen: hohe Temperatur und enorme Materiedichte. Unter diesen Bedingungen, so wissen heute Theoretiker, kann die Materie nicht in der Art bestehen, wie sie in unserer heutigen Welt vorherrscht. Die Materie in unserer Alltagswelt besteht im Wesentlichen aus Protonen und Neutronen (Nukleonen), die die Atomkerne der verschiedenen chemischen Elemente bilden. Nukleonen gehören zur Familie der Hadronen und zählen nach dem heutigen Stand der Wissenschaft nicht zu den Elementarteilchen, im Gegensatz zu den Elektronen (Leptonen), die in einer Wolke den Atomkern umgeben. Nukleonen setzen sich aus Elementarteilchen, den sogenannten Quarks, zusammen. Je drei Quarks bilden ein Proton bzw. Neutron.

Quarks gehorchen den Gesetzen der starken Wechselwirkung und sind somit Träger der sogenannten Farbladung. Als Farbladung wird analog zur elektromagnetischen Ladung die Ladung der starken Wechselwirkung gezeichnet. Die Bezeichnung "Farbe" ist in Analogie zur Farbenlehre nach der Dreifarbentheorie von Hermann von Helmholtz gegeben. Drei verschiedene Farbladungen (Grundfarben) ergeben einen farbneutralen Zustand (Weiß).

Die Kopplungskonstante  $\alpha_S$  der starken Wechselwirkung ist sehr viel stärker von dem Abstand zweier miteinander in Wechselwirkung stehender Teilchen abhängig als die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung. Sind sich zwei stark wechselwirkende Teilchen nahe, so ist  $\alpha_S$  klein und die Energie zwischen den beiden Teilchen nicht groß. Versucht man hingegen den Abstand zwischen den beiden Teilchen zu vergrößern, so ist dafür viel Energie aufzuwenden,  $\alpha_S$  ist hier sehr groß. Es gibt drei verschiedene Farbladungen, die mit rot, grün und blau bezeichnet werden.

Antiquarks tragen die entsprechenden Antifarben. Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen (engl. to glue = kleben), sind selbst Träger der Farbladung; genauer: sie tragen eine Farb- und eine Antifarbladung und nehmen daher selbst an der starken Wechselwirkung teil. Eine weitere Eigenschaft der starken Wechselwirkung ist die, dass im Vakuum nur farbneutrale Zustände vorkommen. Dieses Phänomen bezeichnet man als Confinement (engl. to confine = einsperren). Ein farbneutraler Zustand kann auf mehreren Wegen realisiert werden: Es können sich drei Quarks mit unterschiedlichen Farbladungen zu einem farbneutralen Baryon zusammenschließen oder ein Quark-Antiquark-Paar bildet ein farbneutrales Meson. Diese beiden Realisierungsformen eines farbneutralen Zustands sind die "gängigen" Varianten. Ein eher ungewöhnlicher farbneutraler Zustand ist die sogenannte Penta-Quark-Familie. Erste experimentelle Indizien bezüglich dieser Teilchenfamilie wurden erst in jüngster Zeit gefunden [1]. Diese Zustände bestehen, wie ihr Name sagt, aus fünf Quarks, d.h. aus vier Quarks und einem Antiquark. Man kann es vielleicht als eine Synthese aus einem Baryon und einem Meson interpretieren. Ein weiterer theoretisch vorhergesagter, farbneutraler Zustand ist der sogenannte Glueball, ein Zusammenschluss mehrerer Gluonen, den man bislang aber noch nicht experimentell nachgewiesen hat.

Schauen wir uns die Entwicklung des frühen Universums im Detail an: Die Zeit von  $10^{-35}$  s bis  $10^{-6}$  s nach der Singularität wird als Quarkära bezeichnet [2]. In dieser Phase herrschten Energiedichten im Bereich von  $10^{14}$  bis 1 GeV. Unter solchen Bedingungen können Quarks und Gluonen als quasi freie Teilchen existieren; diesen Zustand nennt man Quark-Gluon-Plasma. Auf die Quarkära folgt die Hadronenära. Die Expansion des Universums schreitet fort, Temperatur und Dichte unterschreiten einen kritischen Wert und Quarks und Gluonen können ab einer Energiedichte von ca. 1 GeV nicht mehr als quasi freie Teilchen existieren. Sie schließen sich zu farbneutralen Baryonen und Mesonen zusammen. Der Zustand des Quark-Gluon-Plasmas wird von Gitterrechnungen der Quantenchromodynamik vorhergesagt. Aus diesem theoretisch vorhergesagten Übergang von der Plasmaphase zur hadronischen Phase, der auf einen Phasenübergang zwischen Deconfinement und Confinement hindeutet, folgt eine drastische Erhöhung der Freiheitsgrade [3].

Um diesen Zustand der Materie, das Quark-Gluon-Plasma, heute physikalisch untersuchen zu können, muss man die Materie denselben Bedingungen aussetzen, wie sie in der Frühphase des Universums geherrscht haben. Dazu dienen die heutigen Schwerionenexperimente. Mit Hilfe von Beschleunigern verleiht man z.B. einem Bleiion eine hochrelativistische Geschwindigkeit und schießt es auf eine ruhende Bleifolie, in der es auf ein weiteres Bleiion trifft. Die beiden Kerne verschmelzen miteinander und bilden einen sogenannten Feuerball; dabei steigen Temperatur und Dichte an. Liegt die Energiedichte innerhalb des Feuerballs über einem kritischen Wert, so geht man davon aus, dass ein Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma stattgefunden hat. Soweit die theoretischen Vorstellungen.

Möchte man das Quark-Gluon-Plasma experimentell nachweisen, so muss man zunächst einmal wissen, was nach dieser Kern-Kern-Reaktion passiert und welche Beobachtungsgrößen zur Verfügung stehen. Nach der Verschmelzung der beiden Kerne expandiert der Feuerball wieder, Dichte und Temperatur nehmen ab und die Quarks sind wieder gezwungen, sich zu farbneutralen Baryonen und Mesonen zusammenzuschließen. Dieser Moment wird als Hadronisierung bezeichnet. Anschließend stehen die entstandenen Teilchen noch in Wechselwirkung miteinander, es finden inelastische Stöße zwischen ihnen statt, so dass sich die Teilchenmultiplizitäten relativ zueinander noch verändern. Die Energiedichte nimmt mit fortschreitender Expansion des Feuerballs weiter ab, bis keine inelastischen Stöße mehr sondern nur noch elastische Stöße stattfinden. Diesen Zeitpunkt nennt man das chemische Ausfrieren, da ab diesem Moment das Verhältnis der verschiedenen Teilchensorten zueinander festgelegt ist. Danach stehen die Teilchen weiterhin noch in Wechselwirkung miteinander bis ihr Abstand sich soweit vergrößert hat, dass im Vergleich dazu die Reichweite ihrer Wechselwirkung zu gering ist. Diesen Zeitpunkt nennt man das thermische Ausfrieren. Danach ändert sich auch die Impulsverteilung der Teilchen nicht mehr. Die Teilchen werden dann mit ihren verschiedenen Eigenschaften in Detektoren gemessen. Aus dieser Information muss man nun die Rückschlüsse auf das Quark-Gluon-Plasma herleiten. Es gibt kein eindeutiges Anzeichen, das den Schluss auf ein Quark-Gluon-Plasma zulässt. Vielmehr sucht man nach einer Reihe von Indizien, um das Quark-Gluon-Plasma zu belegen. Eins dieser Indizien ist die sogenannte Seltsamkeitsüberhöhung [4]: Man beobachtet, dass in Kern-Kern-Stößen im Vergleich zu Proton-Proton-Stößen erheblich mehr seltsame Teilchen relativ zu den nicht seltsamen Teilchen produziert werden.

Die Seltsamkeit  $S$ , im Englischen Strangeness, ist eine Quantenzahl; ein Teilchen besitzt die Seltsamkeit  $S = -1$ , wenn eines seiner Konstituentenquarks ein seltsames Quark ist. Quarks tragen verschiedene "Flavours" (engl. flavour = Geschmack). Als Flavour bezeichnet man die "Ladung" der schwachen Wechselwirkung. Es gibt sechs verschiedene Flavours, also Quarksorten, die man mit up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t) und bottom (b) bezeichnet.

Bei der Betrachtung der Seltsamkeitsüberhöhung muss man berücksichtigen, dass die Multiplizitäten aller Teilchensorten mit wachsender Energie ansteigen. Um diesen Effekt zu kompensieren, normiert man die Anzahl der seltsamen Teilchen auf die Anzahl nicht seltsamer Teilchen. In der Regel verwendet man Pionen, die leichtesten Mesonen, die bei einer Reaktion entstehen, für diese Normierung (siehe Abbildung 1.1 [5]).

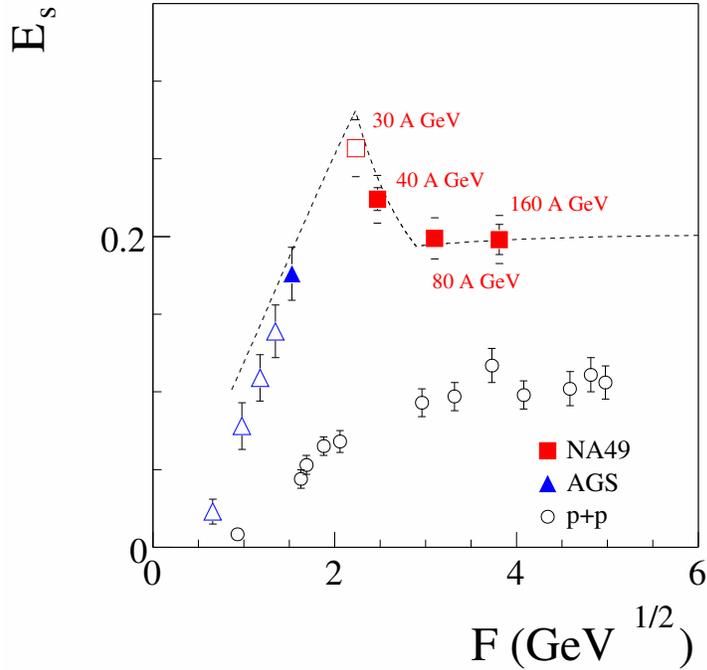


Abbildung 1.1: Totale Seltsamkeitsproduktion  $E_s$  als Funktion der Fermi-Variablen  $F$ . Die Unstetigkeit von  $E_s$  bei Kern-Kern-Reaktionen deutet auf einen Phasenübergang hin [5].

Als Maß für die totale Seltsamkeitsproduktion wird

$$E_s = \frac{\langle K^- + K^+ \rangle + \langle \Lambda \rangle}{\langle \pi \rangle}$$

verwendet, das sich aus der Kaonen- und  $\Lambda$ -Produktion, normiert auf die Pionenproduktion, errechnet. Dabei wird der Einfluss aller übrigen Hyperonen und Antihyperonen ( $\bar{\Lambda}$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Xi^+$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Omega^-$ ,  $\bar{\Omega}^+$ ...) vernachlässigt. Die Fermi-Variablen  $F$  ist in folgender Weise mit der Schwerpunktsenergie  $E_{CM} = \sqrt{s}$  verknüpft:

$$F = \frac{(\sqrt{s} - 2m_N)^{3/4}}{\sqrt{s}^{1/4}} \quad \text{mit} \quad m_N = \text{Masse eines Nukleons}$$

Die offenen Kreise beschreiben die totale Seltsamkeitsproduktion in Proton-Proton-Stößen; die Quadrate und Dreiecke zeigen die totale Seltsamkeitsproduktion in Kern-Kern-Stößen (Pb+Pb oder Au+Au). Bei Proton-Proton-Stößen zeigt die totale Seltsamkeitsproduktion ein Sättigungsverhalten zu hohen Energien hin. Bei Kern-Kern-Reaktionen hingegen beobachtet man bei niedrigen Strahlenergien bis ca. 30 A GeV

einen steilen Anstieg der totalen Seltsamkeitsproduktion, bei höheren Energien fällt die Kurve wieder ab und ab ca.  $80 A$  GeV scheint sie einen konstanten Wert anzunehmen. Für alle Energien ist die totale Seltsamkeitsproduktion in Kern-Kern-Stößen gegenüber Proton-Proton-Reaktionen deutlich erhöht. Für hohe Energien wurde dieses Phänomen auch theoretisch vorhergesagt und folgendermaßen begründet: Im Quark-Gluon-Plasma ist es energetisch günstiger, seltsame Teilchen, in diesem Fall s-Quarks, zu erzeugen als in einer hadronischen Phase. Denn im Quark-Gluon-Plasma ist nur die Energie zur Erzeugung eines  $s\bar{s}$ -Paares nötig, wohingegen in der hadronischen Phase, auf Grund des Confinements, die Energie zur Erzeugung z.B. eines  $K^+ K^-$ -Paares nötig ist, die viel größer ist als die eines  $s\bar{s}$ -Paares, da ein Kaon eine Masse von 494 MeV besitzt und die Masse eines s-Quarks nur zu 60-155 MeV bestimmt wird. Dieses Argument kann aber nicht die sogar stärkere Seltsamkeitsüberhöhung bei niedrigen Energien erklären, da nicht zu erwarten ist, dass bei diesen Reaktionen bereits die kritische Energiedichte zur Erzeugung des Quark-Gluon-Plasmas erreicht ist. Damit ist die Seltsamkeitsüberhöhung kein eindeutiges Indiz für das Quark-Gluon-Plasma.

Nun stellt sich die Frage, wie dieser in Abbildung 1.1 gezeigte energieabhängige Verlauf der Seltsamkeitsüberhöhung bei Kern-Kern-Reaktionen gegenüber Proton-Proton-Reaktionen zu erklären ist. Das SMES-Modell (“statistical model of the early stage” [6]) sagt einen linearen Anstieg der totalen Seltsamkeitsproduktion bei steigender Energie in der hadronischen Phase und einen konstanten Verlauf von  $E_s$  in einer partonischen Phase voraus (siehe gestrichelte Kurve in Abbildung 1.1 [5]). Demnach könnte die Diskontinuität bei  $30 A$  GeV als Anzeichen für einen Phasenübergang bei dieser Energie interpretiert werden. Dieses Verhalten bei  $30 A$  GeV zeigt sich in keiner Weise bei der Kurve für Proton-Proton-Reaktionen.

Neben der Energieabhängigkeit der Seltsamkeitsproduktion sagt das kanonische, statistische Modell von Redlich und Tounsi [7] auch eine Abhängigkeit von der Systemgröße voraus. In Abbildung 1.2 ist die Hyperonenproduktion ( $\Lambda$ ,  $\Xi$  und  $\Omega$ ) in Abhängigkeit von der Systemgröße dargestellt. Man erkennt einen zunächst steilen Anstieg der Produktion von seltsamen Teilchen mit wachsender Systemgröße, der aber bei großen Systemen immer flacher wird.

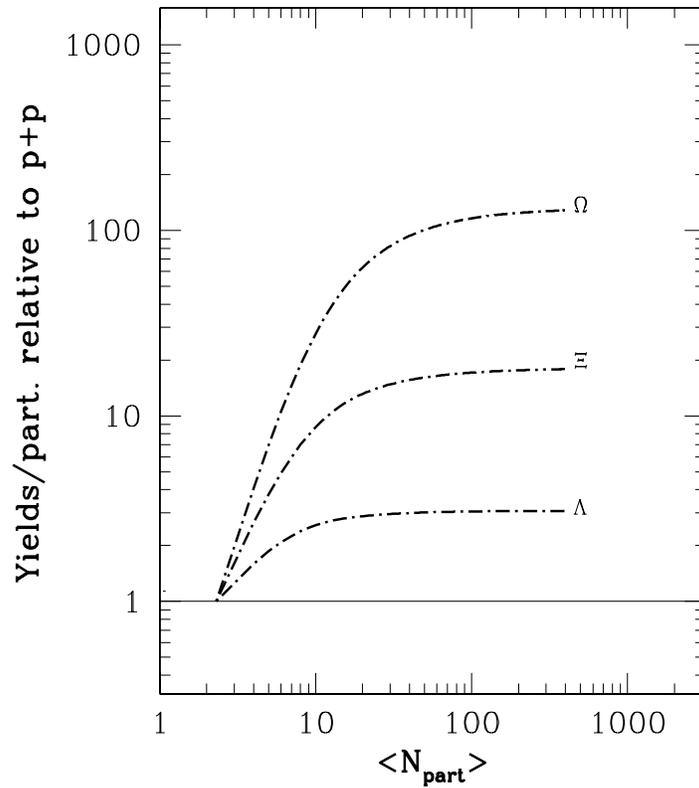


Abbildung 1.2: Hyperonenproduktion in Abhängigkeit von der Systemgröße; Modellvorhersagen von Redlich und Tounsi [7].

Experimentell gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten, die Systemgröße zu variieren: Man kann einerseits zentrale Stöße von verschiedenen großen Reaktionssystemen (z.B. C+C, Si+Si, S+S, Pb+Pb) betrachten. Andererseits kann die Systemgröße auch durch Stöße gleicher Reaktionssysteme mit unterschiedlicher Kollisionszentralität verändert werden.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Produktion des zweifach seltsamen  $\Xi$ -Hyperons in Blei-Blei-Stößen bei einer Stoßenergie von 40 A GeV in Abhängigkeit von der Kollisionszentralität. Die Daten wurden vom NA49-Experiment am SPS-Beschleuniger am CERN aufgenommen. Die  $\Xi$ -Produktion bei einer Strahlenergie von 160 A GeV in zentralen Blei-Blei-Stößen wurde bereits von der NA49-Kollaboration 2002 publiziert [8], sodass die Ergebnisse dieser Arbeit mit denen bei 160 A GeV verglichen werden können und man eine Energieabhängigkeit der  $\Xi$ -Produktion diskutieren kann.

Mehrfach seltsame Teilchen wie das  $\Xi$ -Hyperon sind in besonderer Weise sensitiv auf alle Phänomene, die die Seltsamkeitsproduktion betreffen. Insbesondere wird eine stark erhöhte Produktion mehrfach seltsamer Baryonen in der deconfined Phase des Quark-Gluon-Plasmas erwartet. Wenn man von einem Phasenübergang in einer Kern-Kern-Reaktion ausgeht, muss man nach qualitativen Änderungen suchen, die sich zeigen, wenn man externe Parameter wie die Systemgröße oder die Energiedichte verändert. Daher wird in dieser Arbeit die  $\Xi^-$ - und  $\Xi^+$ -Produktion als Funktion der Kollisionszentralität und Strahlenergie betrachtet.



# 2 Das Experiment NA49

## 2.1 Experimentaufbau

Das NA49-Experiment [9] befindet sich in der “north area” am Super-Proton-Synchrotron (SPS) am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf. Das SPS beschleunigt Protonen bis auf Energien von 450 GeV. Außerdem können auch Schwerionen mit dem SPS beschleunigt werden. NA49 hat p+p, C+C, Si+Si, S+S und Pb+Pb Reaktionen untersucht. Bleiionen wurden bereits mit Energien von 20, 30, 40, 80 und 160  $A$  GeV erzeugt. NA49 ist in der Lage, über einen weiten Akzeptanzbereich in Rapidität und Transversalimpuls 70% aller erzeugten geladenen Teilchen in einer Reaktion gleichzeitig zu detektieren.

Die Hauptbestandteile des Experiments sind vier große, mit Gas gefüllte Spurdriftkammern, im englischen “time projection chambers” genannt und daher mit TPC abgekürzt. Eine detailliertere Beschreibung der TPCs findet sich in Abschnitt 2.2. Die beiden Vertex-TPCs (VTPC) (siehe Abbildung 2.1) befinden sich in einem starken Magnetfeld, das von zwei supraleitenden Dipolmagneten erzeugt wird. Aus der Bahnkrümmung geladener Teilchen im Magnetfeld lässt sich der Impuls der Teilchen bestimmen. Zwei größere Main-TPCs (MTPC) sind hinter den Magneten platziert, um möglichst genau den spezifischen Energieverlust ( $dE/dx$ , siehe Abschnitt 2.2.1) der Teilchen zu messen, den sie beim Durchqueren des Kammerngases erfahren. Dieser Energieverlust stellt eine Möglichkeit zur Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit dar. Eine weitere Möglichkeit hierzu bieten die “time of flight”-Wände (TOF), auf die im Folgenden nicht weiter eingegangen wird (für Details siehe [10]).

Dahinter befindet sich das Ringkalorimeter (RCAL), das aus einer Blei- und einer Eisenzintillatorsektion besteht. Den Abschluss bilden ein Kollimator (COLL) und das Vetokalorimeter (VCAL), mit dessen Hilfe eine Selektion auf die Reaktionszentralität möglich ist. Weitere Informationen dazu befinden sich in Abschnitt 2.3.

Des Weiteren existiert ein Triggersystem, das aus einer Reihe von Zählern in der Strahllinie besteht. Ein Quarz-Čerenkov-Zähler (S1) dient als Startzähler. S2 und S3 sind mit Helium gefüllte Čerenkov-Zähler, wobei sich S2 vor und S3 hinter dem Target befindet. Sie geben an, ob eine Reaktion stattgefunden hat. Misst S3 in etwa die gleiche Ladungsmenge des Projektils wie S2, so hat keine Reaktion am Target stattgefunden und das Projektil ist ohne Wechselwirkung durch das Target geflogen. Zusätzlich wird bei der Messung von zentralen Daten das Vetokalorimeter als Trigger verwendet.

Zu erwähnen sind noch die Beam-Position-Detektoren (BPD). Sie dienen, wie ihr Name bereits sagt, zur Bestimmung der Strahlposition. Es handelt sich bei diesen Detektoren um Vieldrahtproportionalkammern mit jeweils zwei senkrecht zueinander ausgerichteten Drahtebenen. Mit ihrer Hilfe erfolgt die Bestimmung der Hauptvertexpolition der Reaktion am Target.

Für die Messung der für diese Arbeit verwendeten minimum bias Datensätze bei 40 A GeV wurde das Bleitarget innerhalb einer Heliumgas-Atmosphäre platziert. Dadurch verhindert man unerwünschte Reaktionen an schwereren Luftmolekülen.

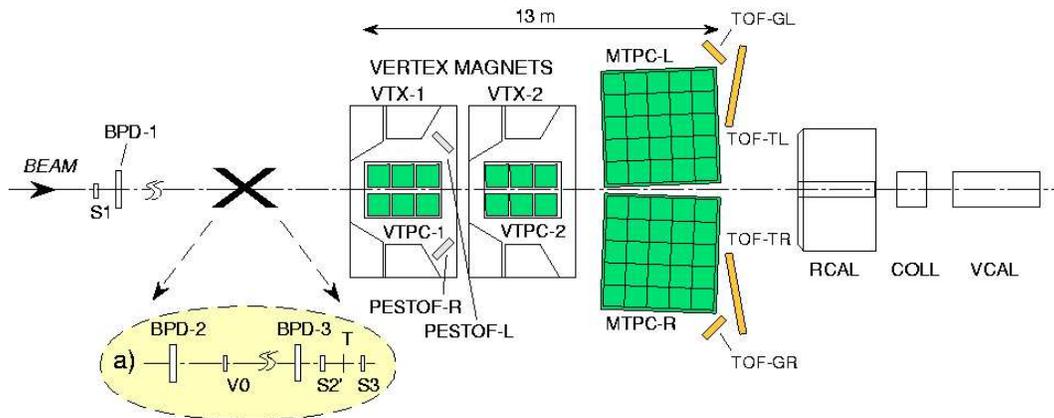


Abbildung 2.1: Aufbau des NA49-Experiments [9].

## 2.2 Die Funktionsweise der Driftkammern

Ein Hauptbestandteil einer TPC ist ein Feldkäfig, in dem ein annähernd homogenes elektrisches Feld herrscht. Der Feldkäfig besteht aus aluminiumbeschichteten Mylarstreifen, die im Abstand von 2 mm zueinander um einen Rahmen aus Keramikrohren und auf der Hochspannungsebene am Boden der TPC aufgespannt sind. Die Hochspannungsebene liegt auf einem Spannungsniveau von -13 kV. Die Mylarstreifen sind über eine Widerstandskette an die Hochspannung angeschlossen und stellen somit ein möglichst homogenes Feld in der Kammer sicher. Die gesamte TPC befindet sich in

einem Gasvolumen. In den VTPCs besteht das Gasgemisch aus Neon und Kohlenstoffdioxid, in den MTPCs aus Argon, Methan und Kohlenstoffdioxid. Am oberen Ende der TPC ist die Ausleseebene angebracht. Dabei handelt es sich um eine Leiterplatte, die in viele kleine Quadrate unterteilt ist; dies sind die Auslesepads.

Durchquert ein geladenes Teilchen das Gas in einer TPC, so tritt es in elektromagnetische Wechselwirkung mit den Gasmolekülen. Die Gasmoleküle werden dadurch ionisiert und die freien Elektronen driften mit konstanter Geschwindigkeit entlang der elektrischen Feldlinien nach oben in Richtung der Auslesepads. Bevor die Elektronen die Pads erreichen, durchqueren sie noch drei Drahtebenen (siehe Abbildung 2.2). Die erste dieser Ebenen wird als Gating-Gitter bezeichnet. Sie dient dazu, den Fluss von Ionen in Padrichtung zu unterbinden, wenn durch das Triggersystem keine Reaktion registriert wurde. Das sogenannte Frisch-Gitter entspricht der zweiten Ebene und trennt das Driftfeld in der Kammer von dem Verstärkungsfeld an den Pads. Die dritte Ebene, die die Elektronen passieren, sind die Feld- und Verstärkungsdrähte, durch die ein starkes Feld erzeugt wird, so dass es zu einer großen Beschleunigung der Elektronen kommt. Dadurch wird eine lawinenartige Produktion weiterer Elektronen ausgelöst und damit ein messbares elektrische Signal an den Pads influenziert. An den Pads wird die Position, die Ankunftszeit und die Ladungsmenge des Signals gemessen. Mit Hilfe dieser Messgrößen lässt sich die Lage der Punkte entlang der Teilchenspur in drei Dimensionen detektieren und der spezifische Energieverlust, auf den im folgenden Abschnitt 2.2.1 noch eingegangen wird, bestimmen.

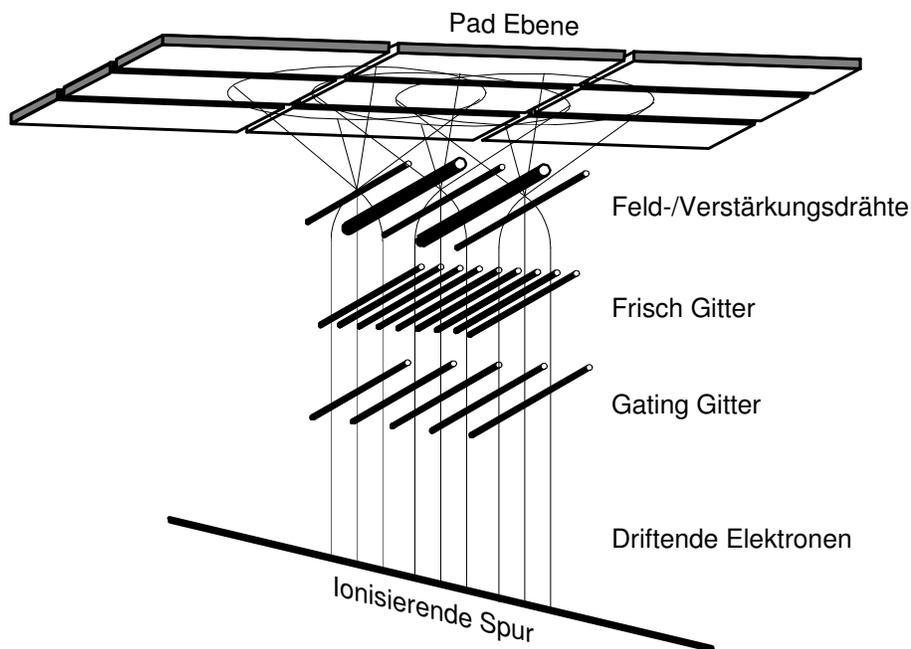


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Ausleseverfahrens einer TPC

## 2.2.1 Der spezifische Energieverlust

Ein geladenes Teilchen, das die TPC durchquert und die Gasmoleküle in der Kammer ionisiert, wird dadurch abgebremst und erleidet einen Energieverlust  $dE$  pro Wegelement  $dx$ . Dieser Energieverlust ist, sofern die Ladung des Teilchens bekannt ist, im Wesentlichen eine Funktion der Geschwindigkeit  $\beta = \frac{v}{c}$  des Teilchens. Die Abhängigkeit des Energieverlustes von der Geschwindigkeit folgt dem Bethe-Bloch-Gesetz (siehe Abbildung 2.3a) [11]. Diese Funktion zeigt im Bereich nicht-relativistischer Geschwindigkeiten einen Abfall proportional zu  $\frac{1}{\beta^2}$  und bei relativistischen Geschwindigkeiten einen logarithmischen Anstieg mit  $\beta$ . Die TPCs des NA49-Experiments detektieren geladene Teilchen überwiegend im Bereich des relativistischen Anstiegs. Trägt man den Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$  nicht gegen die Geschwindigkeit  $\beta$  sondern den Gesamtimpuls  $p_{\text{tot}} = m \cdot c\beta$  auf (siehe Abbildung 2.3b), so erhält man unterschiedliche Kurven auf Grund der verschiedenen Teilchenmassen  $m$ . Auf diese Weise kann die Bestimmung des Energieverlusts eines Teilchens bei bekanntem Impuls zu seiner Identifizierung auf Grund seiner Masse verwendet werden.

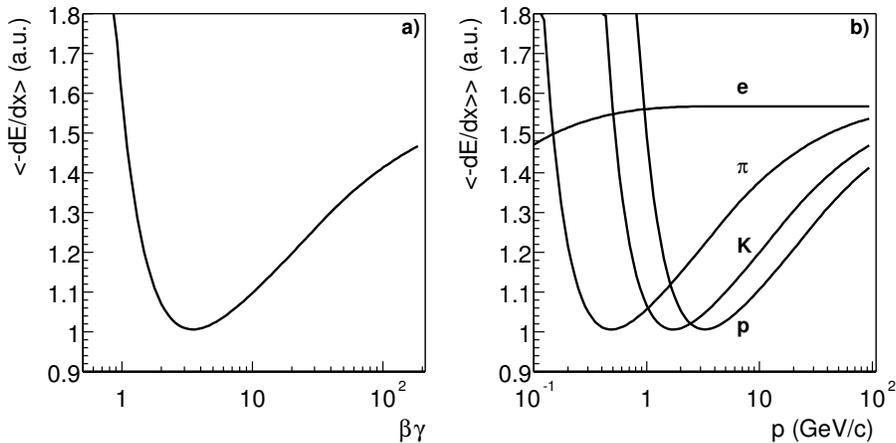


Abbildung 2.3: Bethe-Bloch-Gesetz: Abhängigkeit des spezifischen Energieverlusts von a) der Geschwindigkeit und b) des Impulses.

## 2.3 Das Vetokalorimeter

Das Vetokalorimeter ist der vom Target am weitesten entfernte Detektor und dient zur Zentralitätsselektion der Ereignisse. Es besteht aus zwei Szintillatorsektionen, wobei eine für hadronische und die andere für elektromagnetische (Photonen) Proben optimiert ist. Beide Sektionen bestehen ihrerseits jeweils aus vier Sektoren, deren Signale

je mit einem Photovervielfacher verstärkt werden. Sämtliche Teilchen werden vollständig im Vetokalorimeter gestoppt.

Vor dem Vetokalorimeter steht ein Kollimator, der nur strahlnahe Teilchen durchlässt. Dabei handelt es sich entweder um Bleikerne, die keine Reaktion am Target hatten, oder um Nukleonen bzw. ganze Kernfragmente, die eine nahezu identische Energie pro Nukleon haben wie die Strahlenergie. Alle Teilchen, die das Vetokalorimeter misst, sind sogenannte Spektatoren (engl. spectator = Zuschauer), Teilchen, die nicht an der Reaktion beteiligt sind. Die im Vetokalorimeter gemessene Energie kann somit für die Zentralitätsselektion der Ereignisse verwendet werden. Bei einer zentralen Kollision misst das Vetokalorimeter eine niedrige Energie, da bei dieser Reaktion nur wenige Spektatoren vorkommen. Möchte man einen Datensatz bei einer bestimmten Zentralität aufnehmen, so ist auch eine online Selektion auf die Zentralität der Ereignisse möglich.

## 2.4 Die Datenrekonstruktion

Für die weitere Analyse der Daten benötigt man Kenntnis über physikalische Größen wie Ladung, Impuls und spezifischen Energieverlust der Teilchen. Diese Informationen müssen aus den Signalen, die die einzelnen Detektoren gemessen haben, bestimmt werden. Diesen Vorgang bezeichnet man als Rekonstruktion. In der Praxis wird diese Prozedur von einer Reihe hintereinander ausgeführter Programme bewerkstelligt, die man die Rekonstruktionskette nennt (siehe Abbildung 2.4). Das Ergebnis der Rekonstruktion ist ein sogenanntes “data summary tape” (DST); in ihm sind alle physikalisch relevanten Größen zusammengestellt.

Als erstes werden zusammenhängende Signale (sowohl räumlich als auch zeitlich) an den Auslesepads zu Clustern (engl. cluster = Gruppe, Haufen) zusammengefasst (Clusterfindung). Durch die Stelle, an der sich das Ladungsmaximum des Clusters befindet, wird die Raumposition des Clusters definiert. Die Summe aller Signale im Cluster gibt die Gesamtladung des Clusters an. Aus der Position des Clusters, der Ankunftszeit der verwendeten Signale und der Driftgeschwindigkeit der Elektronen in der TPC kann ein Punkt einer Teilchentrajektorie rekonstruiert werden. Dieser wird in den Koordinaten des NA49-Koordinatensystems gespeichert.

Dieses Koordinatensystem ist ein rechtshändiges Koordinatensystem. Es ist so definiert, dass die z-Achse der Strahlrichtung entspricht und die y-Achse in die Driftrichtung der Elektronen (nach oben) zeigt. Damit ist die x-Achse in horizontale Richtung festgelegt (bei Blick in Strahlrichtung nach links).

Die so gefundenen Punkte einer Ladungsspur müssen auf verschiedene Detektoreffekte korrigiert werden. Dies sind Verzerrungen und Ladungsverluste der durch die Spuren erzeugten Ladungswolken, die während der Driftstrecke zu den Ausleseebenen auftreten, Effekte bei der Ladungsverstärkung im Bereich der Felldrähte, Sättigungseffekte der Ausleseelektronik sowie  $E \times B$ -Verzerrung und Verzerrungen auf Grund von Inhomogenitäten des elektrischen Feldes [12] [13].

Im Anschluss daran wird die Spurensuche durchgeführt. Dabei beginnt man in den MTPCs die gefundenen Cluster zu Spuren zusammenzufügen. Diese Spuren werden zu den VTPCs hin extrapoliert und dort wird nach zugehörigen Clustern gesucht. Danach folgt die lokale Spurensuche in den VTPCs unabhängig von den extrapolierten Spuren. Die so gefundenen Spuren in den VTPCs werden wieder in die MTPCs extrapoliert, um dort weitere Spuren zu finden. Zuletzt werden die gefundenen Spurstücke aus allen TPCs zu globalen Spuren zusammengesetzt.

Aus der Krümmung der globalen Spuren im Magnetfeld wird der Impuls der Teilchen bestimmt. Aus der Extrapolation aller Spuren zum Target wird die Position der Reaktion (Hauptvertex) am Target festgelegt. Für jede Spur wird der Abstand ( $x_{\text{targ}}$  und  $y_{\text{targ}}$ ) zu diesem Punkt berechnet. Im Anschluss daran wird nochmals eine neue Impulsbestimmung vorgenommen unter der Annahme, dass diese Spur vom Hauptvertex stammt. Mit dieser neuen Information werden die potentiellen Spurpunkte in allen TPCs errechnet. Zusätzlich wird versucht, Spurstücke (im engl. "split tracks" genannt), die man zuvor nicht zu einer globalen Spur zusammenfügen konnte, zu verbinden.

Bei der Bestimmung der Spuren fällt auf, dass es systematische Abweichungen der Spurpunkte in bestimmten Sektoren der TPCs von der gefitteten Spur gibt. Um diese systematischen Fehler zu korrigieren, wird die sogenannte Residuenkorrektur durchgeführt. Dabei handelt es sich um eine rein phänomenologische Korrektur, für die in einer Test-Rekonstruktion von einigen tausend Ereignissen diese Abweichungen bestimmt werden. Die Residuenkorrektur wird auf alle gefundenen Spurpunkte angewandt und im Anschluss daran wird die oben beschriebene Spurensuche durchgeführt.

Nachdem alle Spuren vom Hauptvertex gefunden sind, wird mit dem Programm *V0-Finder* nach Sekundärvertices gesucht, sowie mit dem Programm *Xi-Finder* nach Kaskadenzerfällen von  $\Xi$ - und  $\Omega$ -Hyperonen. Hierzu folgen weitere Details in Abschnitt 3.6.

Als letzten Schritt in der Rekonstruktionskette werden Informationen zur Teilchenidentifikation mit Hilfe der TOF-Wände und des spezifischen Energieverlusts in den TPCs berechnet.

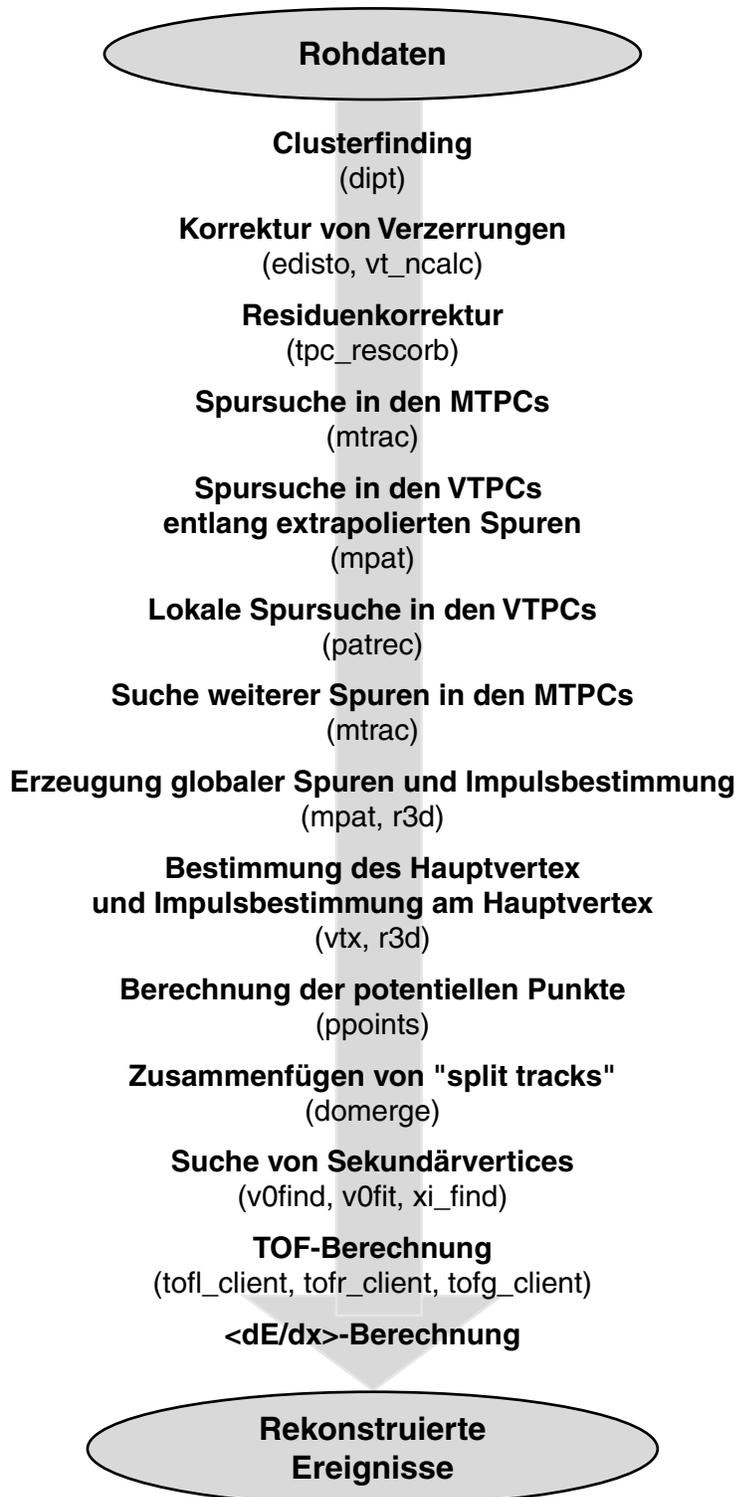


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Rekonstruktionskette.



# 3 Datenanalyse

## 3.1 Allgemeines über das $\Xi$ -Hyperon

Das  $\Xi^-$  ist ein Baryon, das sich aus zwei s-Quarks und einem d-Quark zusammensetzt. Damit hat es die Quantenzahl  $S = -2$ . Seine Masse ist  $m_{\Xi^-} = (1321,31 \pm 0,13)$  MeV und seine Lebensdauer beträgt  $\tau = (1,639 \pm 0,015) \times 10^{-10}$  s bzw.  $c\tau = (4,91 \pm 0,04)$  cm. Es ist instabil unter der schwachen Wechselwirkung und zerfällt in  $(99,887 \pm 0,035)\%$  der Fälle in ein neutrales  $\Lambda$  und ein  $\pi^-$ . Das  $\Lambda$  wiederum zerfällt in  $(63,9 \pm 0,5)\%$  der Fälle in ein Proton und ein  $\pi^-$  und mit einer Wahrscheinlichkeit von  $(35,8 \pm 0,5)\%$  in ein Neutron und  $\pi^0$  (alle Angaben aus [14]). Da keine neutralen Teilchen mit den NA49-Detektoren gemessen werden können, wird dieser Kanal nicht weiter betrachtet. Beim  $\Xi$ -Zerfall, wie er hier beschrieben ist, wandeln sich in einer Kaskade (daher auch der englische Name "cascade" für das  $\Xi$ ) zwei s-Quarks unter Aussendung je eines  $W^-$ -Bosons in zwei u-Quarks um (siehe Abbildung 3.1).

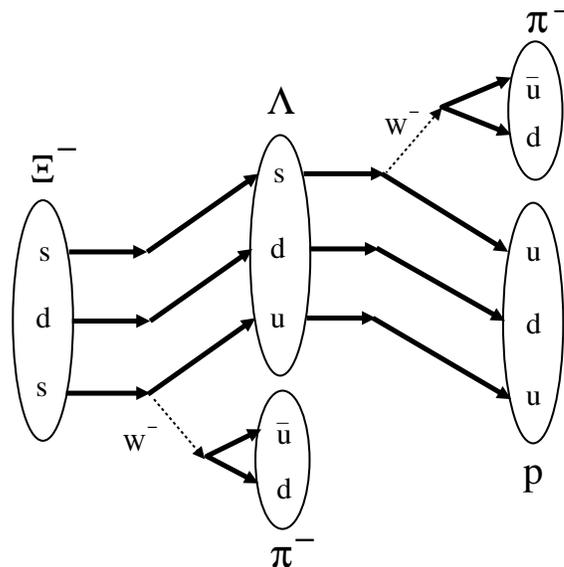


Abbildung 3.1: Zerfall des  $\Xi$ -Hyperons im Quark-Schema [15]

Tabelle 3.1: Für die Analyse verwendete Datensätze

Datensatz	$N_{\text{evt}}$	$\sigma/\sigma_{\text{tot}}(\%)$	Magnetfeld	Energie
1/4std-40GeV-central-00C	217.110	< 7% zentralsten	-	40 A GeV
1/4std+40GeV-central-00W	362.337	< 7% zentralsten	+	40 A GeV
1/4std-40GeV-minbias-01D	360.210	-	-	40 A GeV
1/4std+40GeV-minbias-02C	390.583	-	+	40 A GeV

## 3.2 Verwendete Datensätze

Die Datensätze, die für die nachfolgende Analyse des  $\Xi$ -Hyperons benutzt werden, wurden bei einem Run am CERN im Herbst 1999 aufgenommen. Es werden vier Datensätze verwendet; zwei zentrale mit 7%igem Anteil am totalen Wirkungsquerschnitt mit insgesamt 579.447 Ereignissen. Zwei weitere Datensätze wurden ohne Einschränkung des Zentralitätstriggers (minimum bias) aufgenommen; diese haben zusammen 750.793 Ereignisse. Für Details siehe Tabelle 3.1. Sowohl die beiden zentralen (00C und 00W) als auch die beiden minimum bias Datensätze (01D und 02C) unterscheiden sich lediglich in der Ausrichtung des Magnetfeldes der beiden Vertexmagneten: Bei der Einstellung std+ werden die positiven Teilchen in der xz-Ebene (zur Definition des Koordinatensystems siehe Abschnitt 2.4) in Richtung der positiven x-Achse abgelenkt; ist die Einstellung std- gewählt, so erfolgt die Ablenkung der positiven Teilchen gerade in die andere Richtung (negative x-Achse).

## 3.3 Auswahl der Ereignisse

Die Position in x- und y-Richtung des Hauptvertex wird mit Hilfe der Beam-Position-Detektoren (BPD) bestimmt. Eine weitere Bestimmung dieser Position ist die Fit-Methode: Dabei werden alle Spuren zurück zum Hauptvertex gefittet und so dessen Position bestimmt; hierbei wird auch die z-Koordinate bestimmt. In Abbildung 3.2 ist die Differenz zwischen den BPD- und den Fit-Werten für die x- und y-Richtung dargestellt. Die ermittelten Werte aus beiden Methoden sollten im Idealfall übereinstimmen. Experimentell zeigt sich aber eine gewisse Abweichung.

Tabelle 3.2: Akzeptanzkriterien für die verwendeten Ereignisse

Akzeptanzgrößen	Akzeptanzbereich	
Iflag	= 0	
$z_{\text{fit}}$ (cm)	[-582,0;-580,25]	
$x_{\text{bpd}} - x_{\text{fit}}$ (cm)	[-0,12;0,09] [-0,08;0,13]	std+ std-
$y_{\text{bpd}} - y_{\text{fit}}$ (cm)	[-0,10;0,10] [-0,11;0,08]	std+ std-

Zusätzlich ist die Verteilung aus der Fit-Methode in z-Richtung gezeigt. Hierbei erkennt man außer dem Peak bei der realen Targetposition (-581cm) noch deutlich einen Peak bei -595cm, also 16cm vor dem Target. Dort befindet sich der Beam-Counter S2, an dem es zu unerwünschte Reaktionen kommt, die man in der weiteren Analyse nicht betrachten möchte. Dies ist einer der Gründe, warum man eine Selektion der Ereignisse durchführt. Außerdem fällt in der logarithmischen Darstellung ein deutlicher Untergrundanteil bei der Targetposition auf. Dieser Untergrund wird durch Reaktionen der Bleionen an den Atomkernen des Heliumgases, das das Target umgibt, hervorgerufen. Schätzt man diesen Untergrund mit der waagerechten Linie bei 2100 ab, so ergibt sich im selektierten Bereich rund um die Targetposition ein Untergrundanteil von 7,2% von der Gesamtzahl der selektierten Ereignisse. Zu den bereits erwähnten Größen kommt noch eine weitere hinzu: Das sogenannte Iflag bezeichnet eine Güteklasse der Ereignisse. Lassen sich nach wenigen Iterationsversuchen die Spuren in einem Ereignis zum Hauptvertex fitten, so ist das Iflag = 0. Für die folgende Analyse wurden nur solche Ereignisse mit Iflag = 0 akzeptiert. Die übrigen Akzeptanzbedingungen für die Ereignisse sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt bzw. als senkrechte Linien in die Verteilungen eingezeichnet. In dieser Zusammenstellung wurden die Akzeptanzbedingungen bei den beiden minimum-bias-Datensätzen angewendet.

Für die zentralen Datensätze wurden nur die Bedingung auf das Iflag und die z-Koordinate benutzt. Reaktionen von Projektil-Bleikernen mit Heliumkernen, aus dem Gas, das das Target umgibt, stellen bei zentralen Daten kein Problem dar, weil diese Stöße eine höhere Energie als zentrale Pb+Pb-Stöße im Vetokalorimeter deponieren und somit durch den Zentralitätstrigger ausgeschlossen werden. Ein weitere Effekt besteht darin, dass auf Grund der wesentlich höheren Spurdichte bei zentralen Stößen sich die Vertexposition durch die Fitmethode viel präziser bestimmen lassen als bei peripheren Stößen. Diese beiden Effekte machen die Einschränkungen auf  $x_{\text{bpd}} - x_{\text{fit}}$  und  $y_{\text{bpd}} - y_{\text{fit}}$  für zentrale Daten nicht nötig. Dies erkennt man insbesondere auch an den schmaleren Verteilungen in Abbildung 3.3.

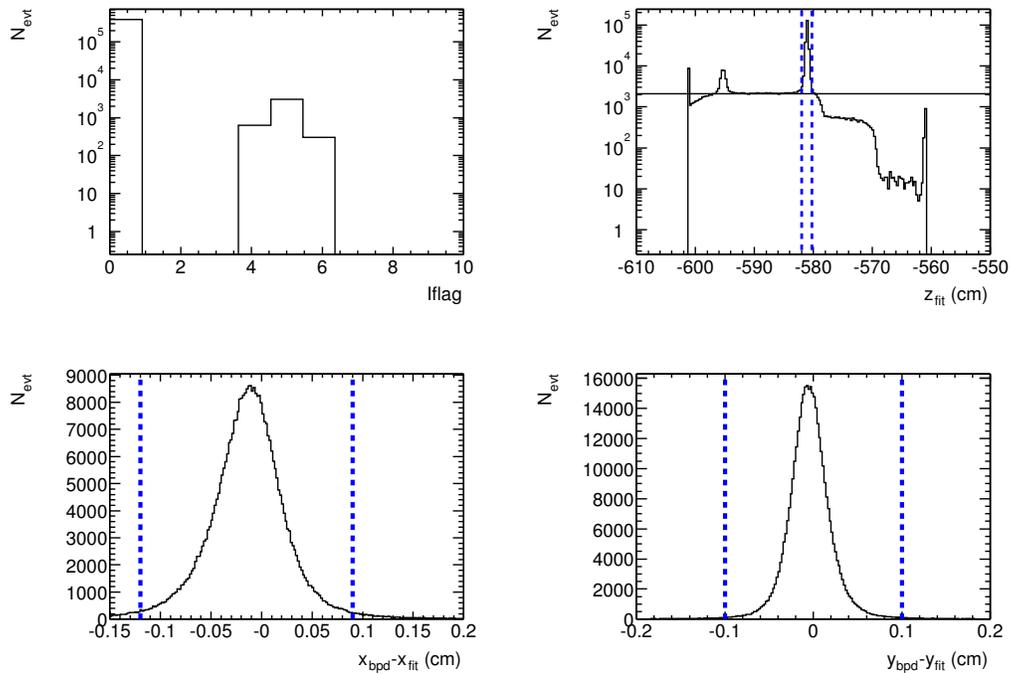


Abbildung 3.2: Verteilungen der Akzeptanzgrößen für minimum bias Daten: links oben: das Iflag, rechts oben: Hauptvertexposition in z-Richtung aus der Fit-Methode, links unten: Differenz zwischen der x-Koordinate aus BPD- und Fit-Methode, rechts unten: Differenz zwischen der y-Koordinate aus BPD- und Fit-Methode. Die Verteilungen der Größen  $z_{\text{fit}}$ ,  $x_{\text{bpd}} - x_{\text{fit}}$  und  $y_{\text{bpd}} - y_{\text{fit}}$  sind mit der Iflag-Bedingung dargestellt.

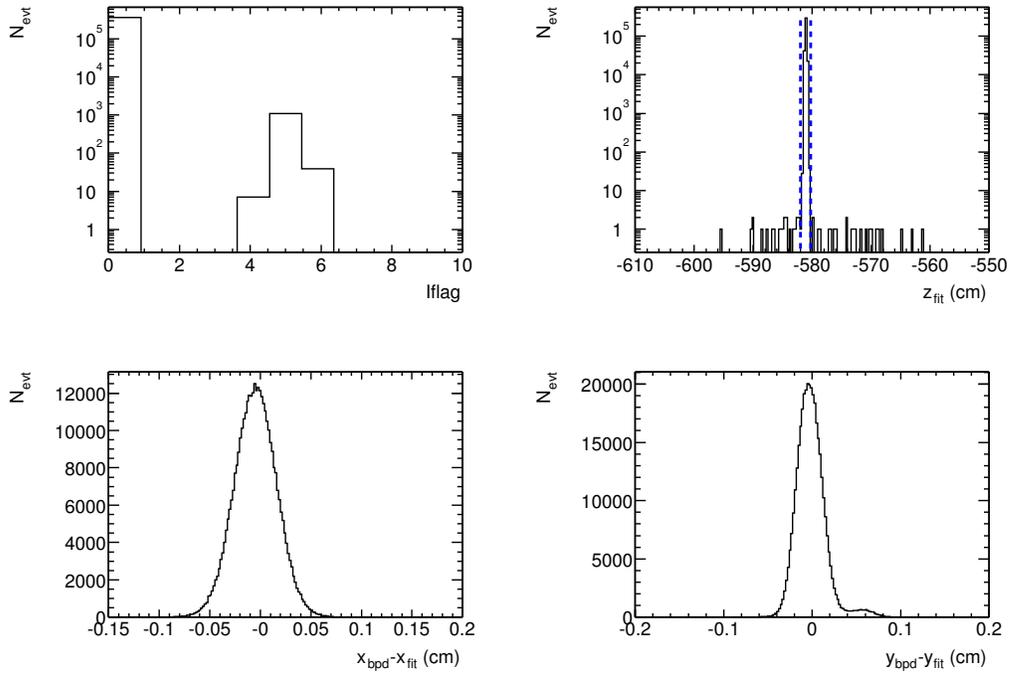


Abbildung 3.3: Verteilungen der Akzeptanzgrößen für zentrale Daten: links oben: das Iflag, rechts oben: Hauptvertexposition in z-Richtung aus der Fit-Methode, links unten: Differenz zwischen der x-Koordinate aus BPD- und Fit-Methode, rechts unten: Differenz zwischen der y-Koordinate aus BPD- und Fit-Methode. Die Verteilungen der Größen  $z_{\text{fit}}$ ,  $x_{\text{bpd}} - x_{\text{fit}}$  und  $y_{\text{bpd}} - y_{\text{fit}}$  sind mit der Iflag-Bedingung dargestellt.

Tabelle 3.3: Verluste durch die Akzeptanzbedingungen für die Ereignisse bei minimum bias Daten, kumulativ berechnet.

Magnetfeldeinstellung:	std-		std+	
Akzeptanzbedingung	$N_{\text{evt}}$	%	$N_{\text{evt}}$	%
ohne Einschränkung	360210	100	390583	100
Iflag	355558	98,71	386555	98,97
$z_{\text{fit}}$	193193	53,63	204417	52,34
$x_{\text{bpd}} - x_{\text{fit}}$	190134	52,78	198901	50,92
$y_{\text{bpd}} - y_{\text{fit}}$	189440	52,59	198176	50,74

Tabelle 3.4: Verluste durch die Akzeptanzbedingungen für die Ereignisse bei zentralen Daten, kumulativ berechnet.

Magnetfeldeinstellung:	std-		std+	
Akzeptanzbedingung	$N_{\text{evt}}$	%	$N_{\text{evt}}$	%
ohne Einschränkung	217110	100	362337	100
Iflag	216428	99,68	361198	99,68
$z_{\text{fit}}$	216419	99,68	361186	99,68

### 3.4 Verluste durch die Akzeptanzbedingungen für die Ereignisse

Bei den minimum bias Daten verliert man fast die Hälfte der Ereignisse durch die verwendeten Akzeptanzbedingungen. Bei den zentralen Daten sind es nur wenige Prozent. In Tabelle 3.3 sind die Verluste nach Anwendung der Akzeptanzbedingungen für beide minimum bias Datensätze aufgeführt. Tabelle 3.4 zeigt die Verluste bei den zentralen Daten.

### 3.5 Festlegung der Zentralitätsklassen

Um die  $\Xi$ -Produktion in Abhängigkeit von der Kollisionszentralität zu studieren, muss man zunächst eine experimentelle Größe finden, die Aufschluss über die Zentralität des Stoßes gibt. Ein Maß für die Zentralität ist die Energie  $E_{\text{Veto}}$ , die das Vetokalorimeter (siehe Abschnitt 2.2.1) misst. Das Vetokalorimeter ist gerade so platziert, dass es die Energie der Teilchen nach der Reaktion misst, die aus der Strahlrichtung kommen. Bei

peripheren Stößen ist jeweils nur ein Teil der beiden Kerne an der Reaktion beteiligt, der Rest fliegt beinahe unbeteiligt vorbei, daher bezeichnet man auch diese Nukleonen als Spektatoren. (Die beteiligten Nukleonen werden Partizipanten genannt.) Haben viele Teilchen nach der Reaktion einen Impuls in Richtung der ursprünglichen Strahlrichtung, so hat man einen peripheren Stoß gemessen und es kommt viel Energie im Vetokalorimeter an. Bei einem zentralen Stoß hingegen verschmelzen die beiden Kerne mit all ihren Nukleonen miteinander und aus dem entstandenen Feuerball werden in alle Richtungen Teilchen emittiert. Das Vetokalorimeter misst in diesem Fall nur eine kleine Energie.

Eine weitere Größe, die sich zur Zentralitätsbestimmung der Kollisionen eignet, ist die Anzahl der gemessenen, geladenen Teilchen  $N_{\text{ch}}$ . Je zentraler der Stoß, um so mehr Teilchen werden detektiert.

Trägt man nun diese beiden Größen, Vetoenergie  $E_{\text{Veto}}$  und Anzahl der geladenen Teilchen  $N_{\text{ch}}$  gegen einander auf, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang, den man in Abbildung 3.4 erkennen kann. Links in Abbildung 3.4 ist dieser Zusammenhang dargestellt, ohne eine Selektion der Ereignisse auf die z-Position des Hauptvertex vorzunehmen. Man sieht einen zweiten "Ast", der eine flachere Steigung hat als der Hauptzweig. Hierbei handelt es sich um die unter 3.3 beschriebenen, unerwünschten Reaktionen am S2-Counter und den Reaktionen der Projektil-Bleikerne mit dem Heliumgas. Man erkennt in Abbildung 3.4 rechts, dass dieser Ast deutlich reduziert wird, wenn die erwähnte Selektion erfolgt.

Trotz der Ereignisselektion gibt es einige wenige Ereignisse, die bei der gleichen Anzahl geladener Primärteilchen wie die Ereignisse auf dem Hauptzweig eine höhere (verdoppelte) Vetoenergie zeigen. Vermutlich handelt es sich bei diesen Ereignissen um den Fall, bei dem zwei Strahlteilchen im gleichen Zeitfenster das Vetokalorimeter erreicht haben und somit als ein Ereignis mit doppelt so großer Energie im Vetokalorimeter registriert wurden. Auf Grund ihrer hohen Vetoenergie werden diese Ereignisse versehentlich zur periphersten Zentralitätsklasse (zur Definition siehe Tabelle 3.5 bzw. Abbildung 3.5) dazugezählt. Da sie aber nur 0,09% an der Gesamtanzahl der verwendeten Ereignisse in dieser Klasse ausmachen, müssen sie nicht weiter berücksichtigt werden.

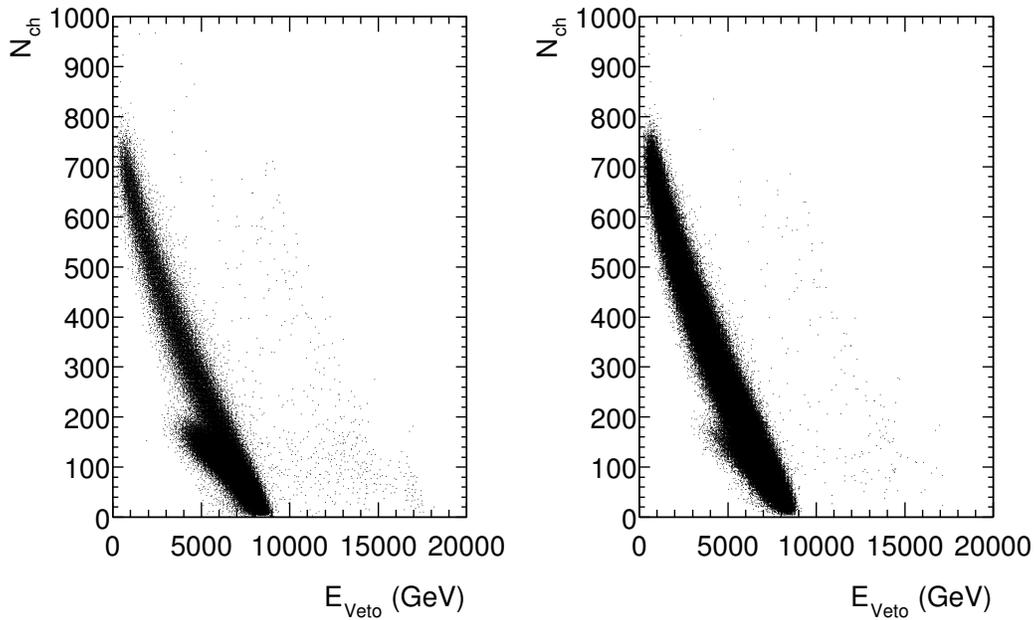


Abbildung 3.4: Linearer Zusammenhang der zentralitätsabhängigen Größen  $E_{\text{Veto}}$  und  $N_{\text{ch}}$  für minimum bias Daten. Links: ohne Ereignisselektion bzgl. z-Position, rechts: mit Ereignisselektion.

Zur Einteilung der Stöße in Zentralitätsklassen wird im Weiteren die Vetoenergie verwendet. Es erfolgt eine Unterteilung in sechs Klassen [16]. In Abbildung 3.5 ist die Verteilung der Vetoenergie für den minimum bias Datensatz 01D (durchgezogene Kurve) zusammen mit der Vetoenergieverteilung für den zentralen Datensatz 00W (skaliert mit 1/33, gestrichelte Kurve) dargestellt; die senkrechten Striche markieren die Unterteilungen für die verschiedenen Zentralitätsklassen. Details sind Tabelle 3.5 zu entnehmen.

Eine weitere Angabe der Grenzen der Zentralitätsklassen ist mit Hilfe des Wirkungsquerschnitts möglich. Dabei bezeichnen  $G_n^o$  und  $G_n^u$  die obere bzw. unter Grenze der Zentralitätsklasse  $n$ ,  $n = 1, \dots, 6$ . Diese Grenzen sind folgendermaßen definiert:

$$G_n^o = \frac{\sum_{i=0}^n \sigma_i}{\sigma_{\text{tot}}} \quad \text{und} \quad G_n^u = \frac{\sum_{i=0}^{n-1} \sigma_i}{\sigma_{\text{tot}}} \quad \text{mit} \quad \sigma_0 = 0$$

$\sigma_{\text{tot}}$  bezeichnet den totalen, inelastischen Wirkungsquerschnitt und  $\sigma_i$  das Wirkungsquerschnittselement in der  $i$ -ten Zentralitätsklasse.

Um die Zentralität auch mit anderen Experimenten vergleichen zu können, ist für jede Zentralitätsklasse die mittlere Anzahl der “wounded” Nukleonen  $\langle N_W \rangle$  angegeben (engl. wounded = verwundet). Mit  $\langle N_W \rangle$  wird die Anzahl der an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen bezeichnet. Unter “teilnehmen” versteht man das Teilnehmen an der primären Reaktion; sekundäre Wechselwirkungen der nicht an der primären Reaktion beteiligten Nukleonen mit produzierten Teilchen werden nicht berücksichtigt.  $\langle N_W \rangle$  ist direkt proportional zu der Anzahl der produzierten bzw. gemessenen geladenen Teilchen  $N_{\text{ch}}$  und auch zur Vetoenergie  $E_{\text{veto}}$ . Errechnet wird  $\langle N_W \rangle$  mit Hilfe des Glauber-Modells [17]. Es stellt einen Zusammenhang zwischen dem Stoßparameter  $b$  der Reaktion und  $\langle N_W \rangle$  her. Das Modell basiert auf wenigen Annahmen:

1. Die kollidierenden Nukleonen lassen sich durch gerade Trajektorien beschreiben.
2. Für jede Nukleon–Nukleon–Reaktion wird ein konstanter Nukleon–Nukleon–Wirkungsquerschnitt (üblicherweise  $\sigma_{\text{inel}} = 30 \text{ mb}$ ) angenommen.
3. Die Dichteverteilung der Nukleonen im Kern wird mit einer Woods-Saxon-Verteilung beschrieben.

Tabelle 3.5: Anzahl der Ereignisse  $N_{\text{evt}}$  in jeder Zentralitätsklasse, Vetoenergiebereich  $E_{\text{Veto}}$ , obere und untere Grenzen  $G_n^o$  und  $G_n^u$  (Angaben in %) der Zentralitätsklassen ausgedrückt mit Hilfe des totalen Wirkungsquerschnitts (zur Definition siehe Text.) und die mittlere Anzahl der “wounded” Nukleonen  $\langle N_W \rangle$ , errechnet mit Hilfe des Glauber-Modells [17]

Klasse	$N_{\text{evt}}$	$E_{\text{Veto}}$ (GeV)	$G_n^u$ (%)	$G_n^o$ (%)	$\langle N_W \rangle$
1	29780	<1398	0	5,0	352
1*	577605		0	7,0	349
2	45151	1398-2586	5,0	12,5	281
3	67241	2586-4191	12,5	23,5	204
4	64354	4191-5436	23,5	33,5	134
5	63279	5436-6406	33,5	43,5	88
6	117506	>6406	43,5		42

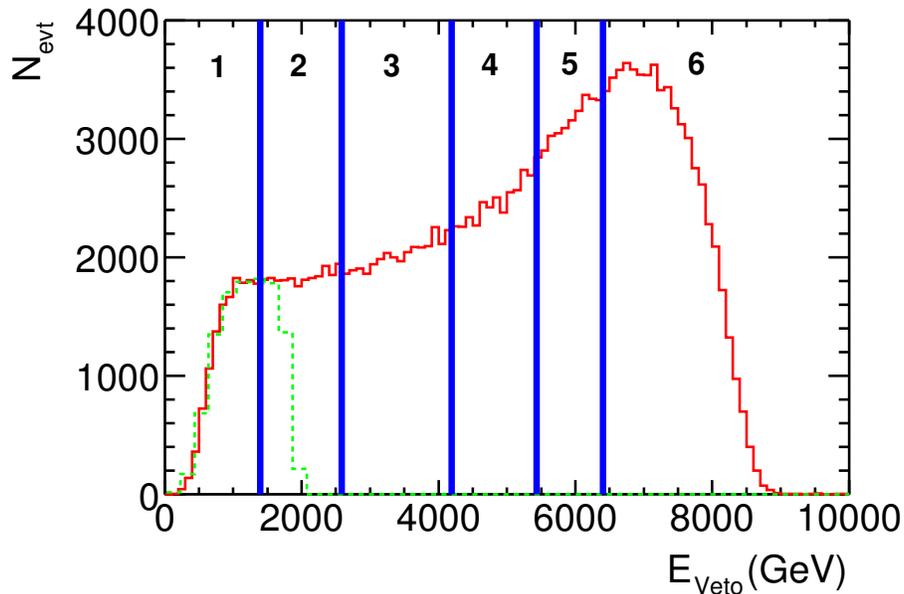


Abbildung 3.5: Verteilung der Vetoenergie für den minimum bias Datensatz 01D (durchgezogene Kurve) und für den zentralen Datensatz 00W (skaliert mit 1/33, gestrichelte Kurve). Die senkrechten Linien markieren die Grenzen der Zentralitätsklassen. Die zentralen Daten decken sowohl den Bereich der 1. Zentralitätsklasse als auch einen Teil der 2. Zentralitätsklasse ab.

In der folgenden Analyse wurde die 1. Zentralitätsklasse (1) in der Regel durch die Ereignisse aus den beiden zentralen Datensätzen ersetzt (1\*), um die Anzahl der Ereignisse in der 1. Klasse um einen Faktor 20(!) zu erhöhen und damit den statistischen Fehler erheblich zu reduzieren. Man beachte dabei, dass dann 1\*. und 2. Klasse einen gemeinsamen Zentralitätsbereich haben, da die zentralen Daten mit einem 7% Trigger aufgenommen wurden. Dies erkennt man deutlich in Abbildung 3.5. Für einige Analysen war es auch nötig, je zwei Klassen zusammenzulegen (1.+2., 3.+4., 5.+6.).

### 3.6 Die $\Xi$ -Analyse

Obwohl das  $\Xi^-$  ( $\Xi^+$ )-Hyperon als geladenes Teilchen direkt detektiert werden könnte, wird es mit dem NA49-Experiment nicht direkt gemessen, da es bereits in den meisten Fällen vor der ersten VTPC zerfällt. Wie bereits erwähnt, hat es eine mittlere Lebensdauer  $\tau$  (multipliziert mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$ ) von  $c\tau = 4,91$  cm. Dies bezeichnet die Zeit, nach der 63,2% (Das entspricht  $(1 - \frac{1}{e})$ mal der Gesamtanzahl) der Teilchen auf Grund des exponentiellen Zerfallsgesetz bereits zerfallen sind. Da es sich bei dieser Untersuchung um hochrelativistische Stöße handelt, muss dieser Wert noch bei einer Strahlenergie von 40 A GeV mit einem  $\gamma$ -Faktor von 4,72 multipliziert werden, so dass der Zerfallsweg 23 cm beträgt. Die erste VTPC ist aber erst 90 cm hinter dem Target platziert. Daher werden  $\Xi^-$  ( $\Xi^+$ )-Kandidaten aus den Tochterteilchen ( $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ) und  $\pi^-$  ( $\pi^+$ )) des schwachen Zerfalls rekonstruiert. Die Häufigkeit der Hyperonen wird dann mit Hilfe statistischer Methoden extrahiert. Um diese Zerfälle zu finden, sucht man zunächst mit dem Programm *V0-Finder* nach geladenen  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ )-Zerfällen, indem man alle positiven Spuren mit allen negativen kombiniert. Wenn eine positive und eine negative Spur an einem Punkt ihrer Trajektorien einen geringsten Abstand (DCA: engl. distance of closest approach) von weniger als 0,5 cm in x-Richtung und 0,25 cm in y-Richtung haben und weitere Bedingungen erfüllt sind (siehe Tabelle 3.6), wird dieses Spurpaar als potentieller  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ )-Kandidat gespeichert. Für detailliertere Informationen sei auf [18] verwiesen. Von diesen Kandidaten werden nur die in einem Massenfenster  $\pm 15$  MeV/ $c^2$  um die  $\Lambda$ -Masse ( $m_\Lambda = 1115,683 \pm 0,006$  MeV) akzeptiert. Diese Kandidaten werden im Programm *Xi-Finder* wiederum mit allen negativen (positiven) Spuren kombiniert und wenn es ein  $DCA \leq 1$  cm gibt und sie die in Tabelle 3.7 aufgeführten Bedingungen erfüllen, wird dieses Spurpaar als  $\Xi^-$  ( $\Xi^+$ )-Kandidat gespeichert (siehe auch [8]).

Tabelle 3.6: Akzeptanzkriterien im *V0-Finder* für die  $\Lambda$ -Kandidaten

Akzeptanzgröße	Akzeptanzbereich
$z_{\text{vertex}}(\Lambda)$ (cm)	$] -555; \infty[$
$y_1 - y_2$ (cm) <sup>1</sup>	$] 0,75; \infty[$
$\phi$ (rad) <sup>2</sup>	$[ 0,2; 2,9]$
$x_{\text{targ}}(\Lambda)$ (cm)	$[ -25; 25]$
$y_{\text{targ}}(\Lambda)$ (cm)	$[ -25; 25]$
DCA <sub>x</sub> (cm)	$] 0,00; 0,50[$
DCA <sub>y</sub> (cm)	$] 0,00; 0,25[$

Tabelle 3.7: Akzeptanzkriterien im *Xi-Finder* für die  $\Xi$ -Kandidaten

Akzeptanzgröße	Akzeptanzbereich
Anzahl der Spurpunkte	$[ 10; \infty[$
$\Lambda$ -Masse (GeV)	$[ 1,101; 1,131]$
$z_{\text{vertex}}(\Xi)$ (cm)	$] -560; \infty[$
$x_{\text{targ}}(\Xi)$ (cm)	$[ -3; 3]$
$y_{\text{targ}}(\Xi)$ (cm)	$[ -3; 3]$
$x_{\text{targ}}(\pi)$ (cm)	$\neg [ -1; 1]$
DCA <sub>x</sub> (cm)	$] 0,0; 1,0[$
DCA <sub>y</sub> (cm)	$] 0,0; 1,0[$

---

<sup>1</sup> $y_1 - y_2$  beschreibt den Abstand, den die zurückextrapolierten Tochterspuren des  $\Lambda$ s am Target voneinander haben.

<sup>2</sup>Mit  $\phi$  wird der Winkel zur Zerfallsebene des  $\Lambda$ s bezeichnet. Für Details siehe [18].

Da unter den so gefundenen Kandidaten immer noch sehr viel kombinatorischer Untergrund ist, versucht man mit weiteren Einschränkungen auf geometrische Größen diesen Untergrund zu reduzieren. Zur Illustration siehe Abbildung 3.6. So verlangt man, dass die zurückextrapolierte Spur des  $\Xi$ s nur geringfügig von der gemessenen BPD-Hauptvertex-Position in diesem Ereignis abweicht ( $x_{\text{targ}}, y_{\text{targ}}$ ). Zudem kann verlangt werden, dass die zurückextrapolierte Spur des Zerfalls- $\Lambda$ s nicht auf den BPD-Hauptvertex zeigt ( $y_{\text{targ}}(V0)$ ). Diese Bedingung wird nicht verwendet, da sie, wie man in Abschnitt 4.5 und 5.2 sehen wird, ungünstigen Einfluss auf die Stabilität des Ergebnisses hat. Mit diesen Akzeptanzbedingungen schließt man unerwünschte, falsche Kombinationen aus. Eine weitere Akzeptanzbedingung wird auf die Zerfallsposition des  $\Xi$ s in z-Richtung ( $z_{\text{vertex}}$ ) gesetzt. Es werden nur  $\Xi$ -Kandidaten akzeptiert, die 26 cm hinter dem Target zerfallen, obwohl die meisten  $\Xi$ s bereits davor zerfallen. Die Spurdichte ist aber unmittelbar hinter dem Target am größten und daher bekommt man auch gerade aus diesem Bereich einen großen kombinatorischen Untergrund. Es ist also sinnvoll, diese Bedingung zu setzen.

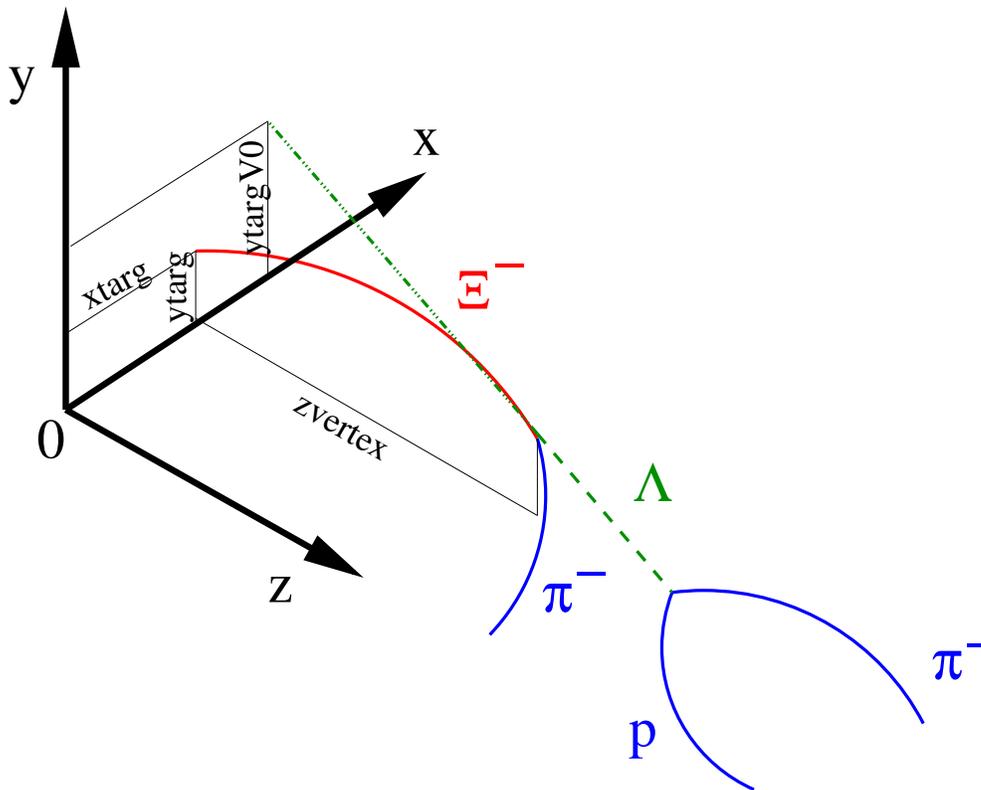


Abbildung 3.6:  $\Xi^-$ -Zerfall. Die verschiedenen, geometrischen Größen:  $x_{\text{targ}}, y_{\text{targ}}, z_{\text{vertex}}$ , mit deren Einschränkung man den Untergrund reduziert, und die nicht verwendete Größe  $y_{\text{targ}}(V0)$ , sind hier eingezeichnet.

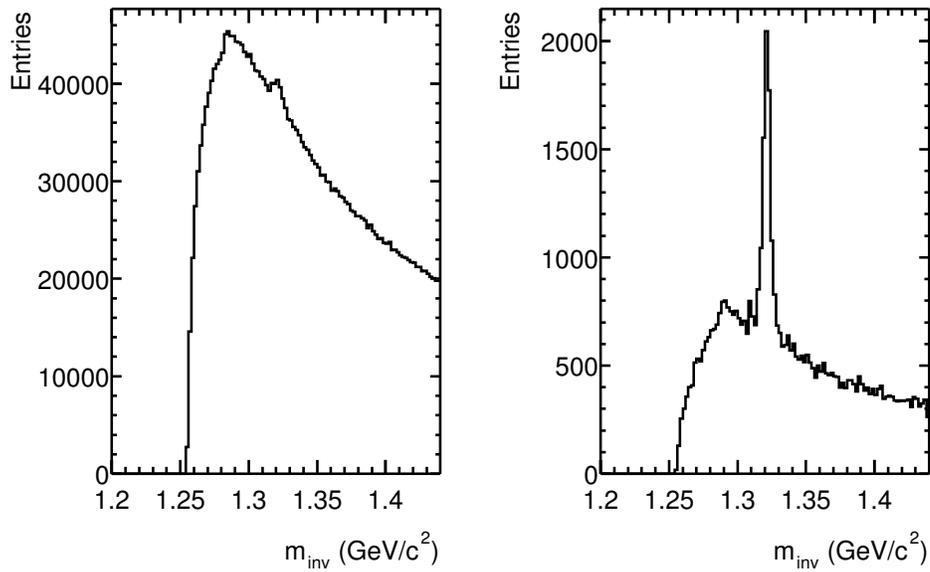


Abbildung 3.7:  $M_{\text{inv}}$ -Spektrum der  $\Xi^-$ -Hyperonen. Links: ohne Verwendung von Akzeptanzbedingungen. Rechts: mit Akzeptanzbedingungen

Zur Illustration, wie effektiv diese Akzeptanzbedingungen den Untergrund reduzieren, dient Abbildung 3.7. Ohne Verwendung der Akzeptanzbedingungen (links) ist nur ein schwach ausgeprägtes Signal im  $M_{\text{inv}}$ -Spektrum an der Stelle der  $\Xi$ -Masse zu erkennen, rechts dagegen erkennt man ein klares Signal, nachdem die Akzeptanzbedingungen angewendet wurden. Der Signalinhalt reduziert sich dabei etwa auf die Hälfte von 10850 auf 4750.

Im Folgenden wird geschildert, wie man die festgelegten geometrischen Akzeptanzbedingungen quantitativ ermittelt. Zum einen möchte man ein möglichst großes Signal ( $S$ ) im  $M_{\text{inv}}$ -Spektrum (Spektrum der invarianten Masse) bei der  $\Xi$ -Masse sehen, der Untergrund ( $B$ ) sollte aber möglichst niedrig sein. Das bedeutet, dass man ein möglichst großes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ( $S/B$ ) haben möchte. Es verhält sich aber so: je strenger man die Akzeptanzbedingungen setzt, desto mehr steigt das  $S/B$ -Verhältnis und desto kleiner wird die absolute Signalgröße. Eine geeignete Größe, um die besten Grenzwerte zu ermitteln, ist die sogenannte Signifikanz, die über das Signal und den Untergrund in folgender Weise definiert ist:

$$\text{Signifikanz} = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$$

$\sqrt{S + B}$  ist im Wesentlichen der statistische Fehler des Signals. Sucht man das Maximum der Signifikanz, so führt man eine zweifache Optimierung durch: Das Signal soll möglichst groß und sein Fehler möglichst klein sein. Damit stellt der Wert, bei dem die Signifikanz ihr Maximum hat, in der Regel den besten Kompromiss zwischen Signalgröße und S/B-Verhältnis dar. Am Beispiel der Akzeptanzbedingung auf  $y_{\text{targ}}$  soll das Auffinden der besten Bedingung geschildert werden.

### 3.7 Ermittlung der besten Akzeptanzbedingungen am Beispiel der $y_{\text{targ}}$ -Größe

Zunächst erhält man mittels einer Simulation (siehe detaillierte Beschreibung in Kapitel 4) einen Eindruck von der “wirklichen”  $y_{\text{targ}}$ -Verteilung, die nur  $\Xi_s$  und keinen Untergrund beinhaltet. Dies ist sinnvoll, da man so vermeiden kann, die Akzeptanzbedingung zu streng zu setzen und damit wirkliche  $\Xi_s$  zu verwerfen. Vergleicht man die Verteilung, die mit Hilfe der Simulation ermittelt wurde (siehe Abbildung 3.8 links: durchgezogene Linie) mit der in den Daten gemessene (siehe Abbildung 3.8 rechts), so erkennt man, dass die Verteilung auf Grund des kombinatorischen Untergrunds erheblich breiter ist als die Verteilung aus der Simulation. Um die Verteilung, die sich aus der Simulation ergibt, mit der Verteilung der  $\Xi$ -Hyperonen aus den Daten wirklich vergleichen zu können, muss man die  $\Xi^-$  von den falschen Kombinationen trennen. Dies erreicht man, indem man  $M_{\text{inv}}$ -Spektren in diskreten Bereichen der entsprechenden geometrischen Größe erstellt und mit der unter 3.8 beschriebenen Methode das Signal bestimmt. Auf diese Weise wurden die untergrund-subtrahierten Verteilungen in Abbildung 3.8 (links: gefüllte Kreise) gewonnen. Es lässt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit der Verteilung aus der Simulation in allen gezeigten Größen erkennen.

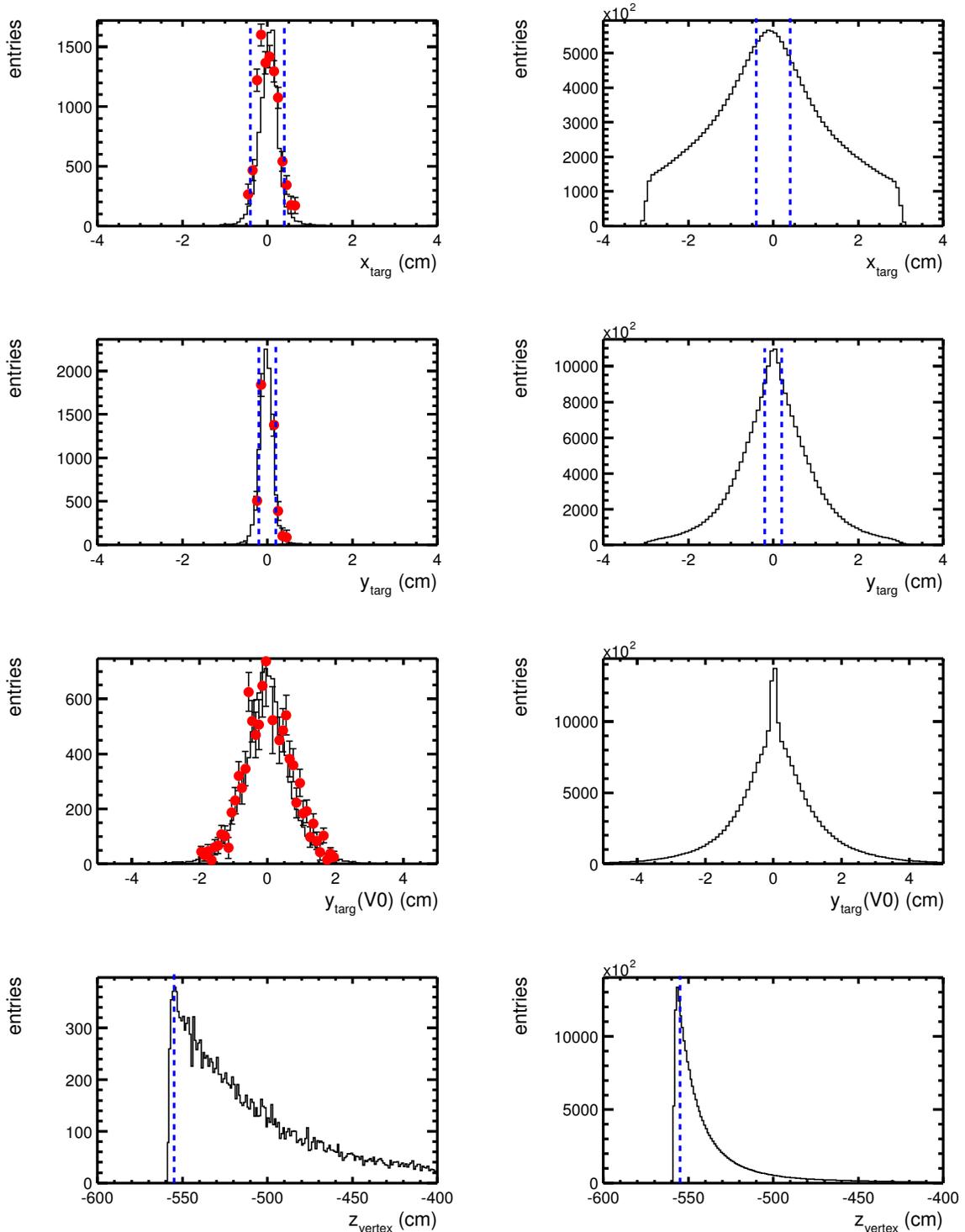


Abbildung 3.8: Verteilung der Akzeptanzgrößen, links: Vergleich der Verteilungen aus der Simulation (durchgezogene Linie) mit denen aus den zentralen Datensätzen nach der Untergrundsubtraktion (gefüllte Kreise), rechts: aus den zentralen Datensätzen mit Untergrund. Mit den senkrechten Strichen ist der jeweilige Akzeptanzbereich markiert.

Um das Maximum der Signifikanz in Abhängigkeit der  $y_{\text{targ}}$ -Größe zu bestimmen, variiert man den Akzeptanzbereich der  $y_{\text{targ}}$ -Größe von  $\max|y_{\text{targ}}| = 0.05$  cm in 0.05 cm-Schritten bis 0.5 cm und bestimmt jeweils das  $M_{\text{inv}}$ -Spektrum für die verschiedenen Bereiche (siehe auch Abbildung 3.9). Aus den Spektren wird das Signal, das S/B-Verhältnis und die Signifikanz bestimmt und jeweils gegen  $\max|y_{\text{targ}}|$  aufgetragen. Zur Signal- und Untergrundbestimmung aus den  $M_{\text{inv}}$ -Spektren siehe Abschnitt 3.8. In Abbildung 3.10 sieht man, wie der Signalinhalt mit größer werdendem Akzeptanzbereich zunimmt, ab ca. 0.3 cm aber stagniert. Das S/B-Verhältnis fällt stetig und die Signifikanz zeigt ein Maximum bei  $|y_{\text{targ}}| \leq 0.2$  cm.

Auf Grund dieser Untersuchung wird die Akzeptanzbedingung für  $y_{\text{targ}}$  auf  $\max|y_{\text{targ}}| = 0.2$  cm festgelegt. Analog verfährt man mit  $x_{\text{targ}}$  (siehe Abbildung 3.11). Zur Vervollständigung ist diese Analyse auch an der  $y_{\text{targ}}(V0)$ -Größe in Abbildung 3.12 gezeigt. Wie bereits erwähnt, verzichtet man aber auf eine Einschränkung dieser Größe. In Tabelle 3.8 sind alle Akzeptanzbedingungen auf geometrische Größen zusammengestellt.

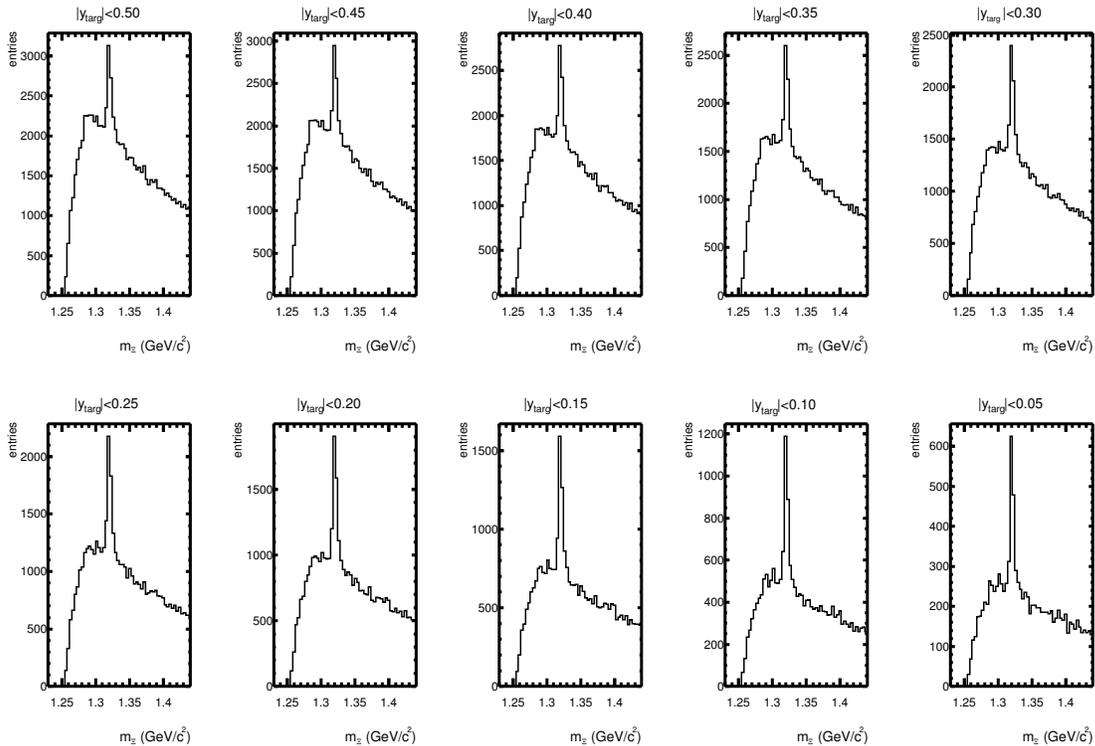


Abbildung 3.9:  $M_{\text{inv}}$ -Spektren für unterschiedliche Bereiche von  $y_{\text{targ}}$

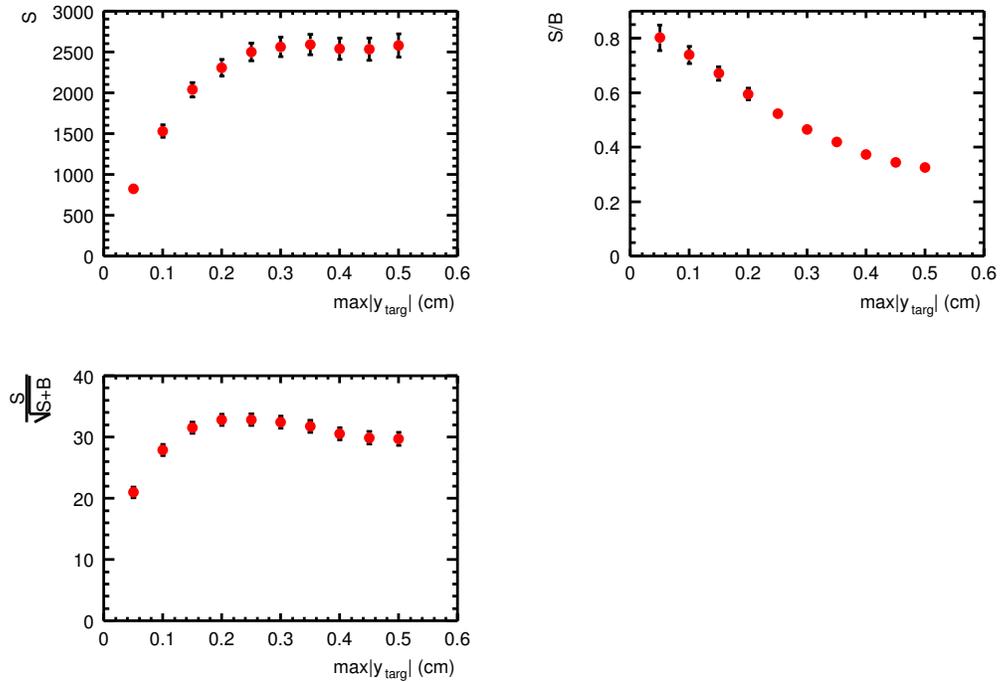


Abbildung 3.10: Signal, S/B-Verhältnis und Signifikanz in Abhängigkeit von  $\max|y_{\text{targ}}|$

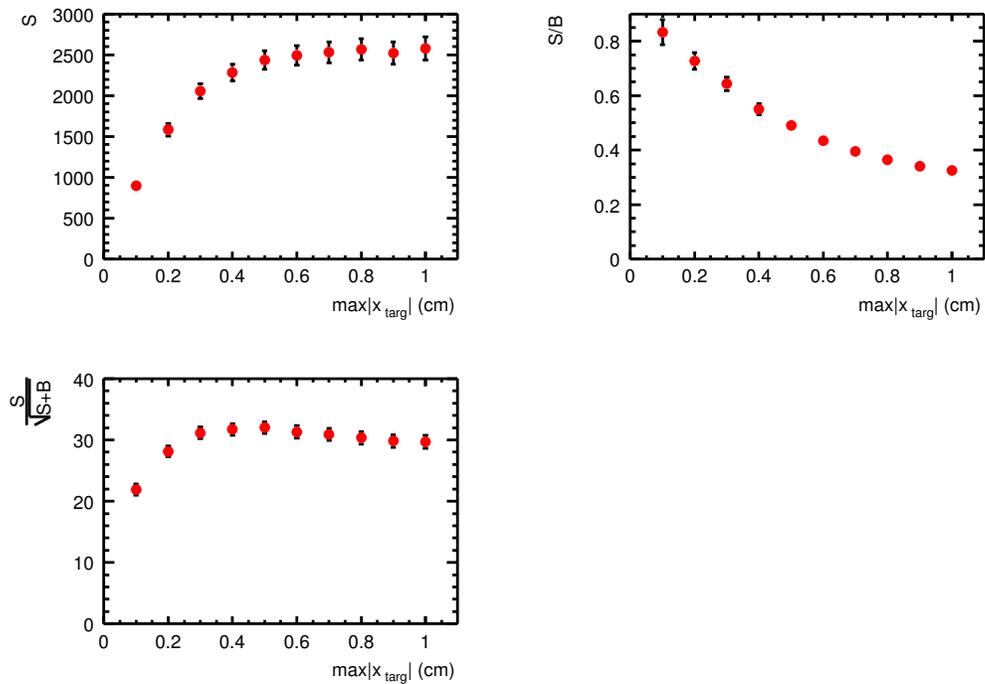


Abbildung 3.11: Signal, S/B-Verhältnis und Signifikanz in Abhängigkeit von  $\max|x_{\text{targ}}|$

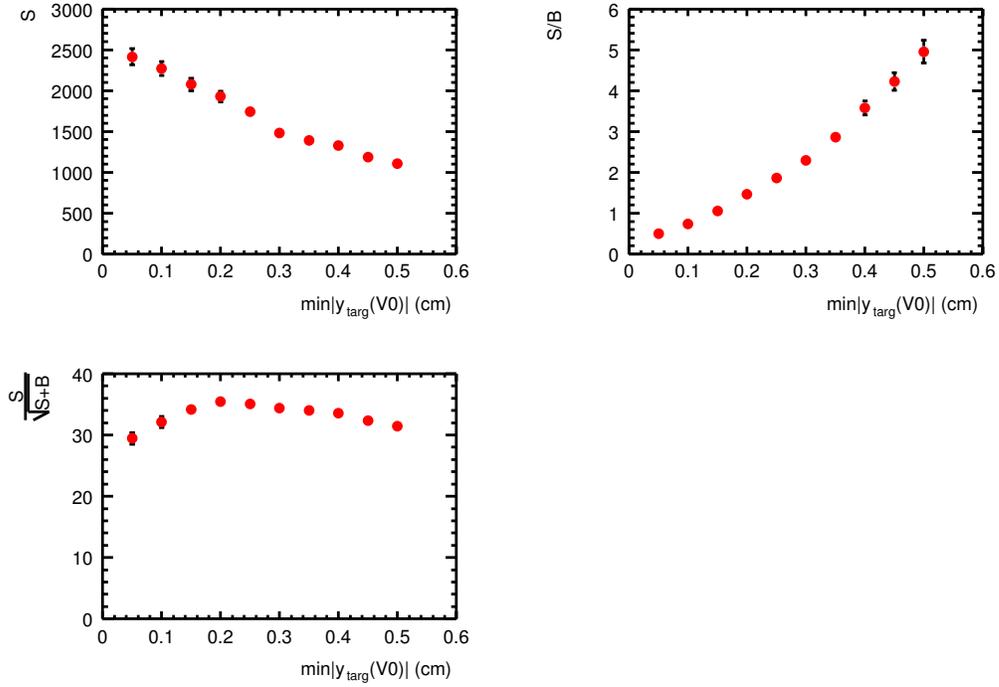


Abbildung 3.12: Signal, S/B-Verhältnis und Signifikanz in Abhängigkeit von  $\min|y_{\text{targ}}(V0)|$

Tabelle 3.8: Akzeptanzkriterien für die potentiellen  $\Xi$ -Kandidaten

Akzeptanzgröße	Akzeptanzbereich
$x_{\text{targ}}$ (cm)	$[-0,4;0,4]$
$y_{\text{targ}}$ (cm)	$[-0,2;0,2]$
$z_{\text{vertex}}$ (cm)	$] -555,0; \infty [$

### 3.8 Bestimmung des Signalinhaltes und des Untergrunds aus einem $M_{\text{inv}}$ -Spektrum

Eine Grundlage der weiteren  $\Xi$ -Hyperon-Analyse besteht darin, aus  $M_{\text{inv}}$ -Spektren den Signalinhalt und den Untergrund zu bestimmen. Zunächst legt man ein Massenfenster mit  $\pm 0,008$  GeV um die  $\Xi$ -Masse fest und integriert diesen Bereich. Anschließend schneidet man denselben Bereich aus dem Spektrum heraus und fittet den Untergrund mit einem Polynom 5. Grades (Fit-Bereich: 1,290 - 1,395  $\text{GeV}/c^2$ ). Subtrahiert man das Integral unterhalb des Polynoms (Untergrund) im gegebenen Massenbereich von dem Gesamtintegral in diesem Bereich, so erhält man den gesuchten Signalinhalt. In Abbildung 3.13 ist dieses Verfahren an einem  $M_{\text{inv}}$ -Spektrum für  $\Xi^-$  und einem für  $\Xi^+$  exemplarisch dargestellt.

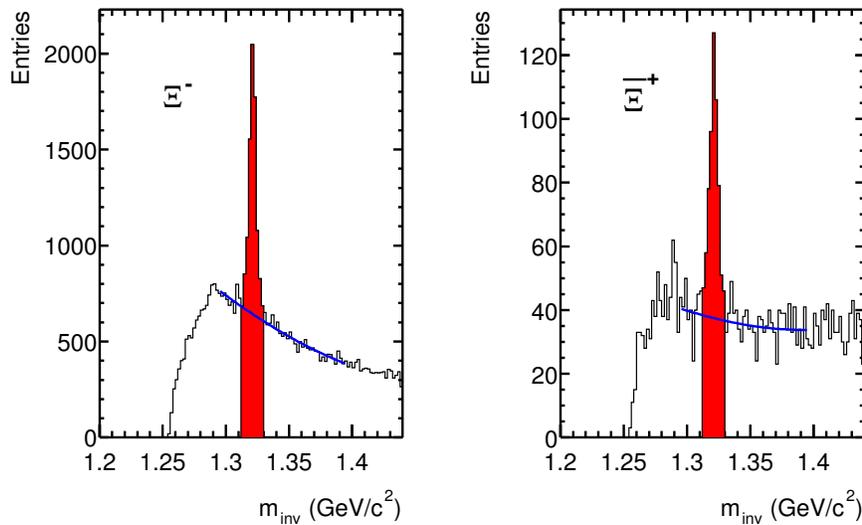


Abbildung 3.13: Methode zur Bestimmung des Signalinhaltes aus einem  $M_{\text{inv}}$ -Spektrum. Hier gezeigt: die  $M_{\text{inv}}$ -Spektren von  $\Xi^-$  (links) und  $\Xi^+$  (rechts) aus den minimum bias Daten. Dazu wurde die gesamte Anzahl der selektierten Ereignisse benutzt.

### 3.9 Akzeptanzbedingung auf den spezifischen Energieverlust ( $dE/dx$ ) des positiven (negativen) $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -Tochter-Teilchens

Es gibt noch eine weitere Möglichkeit, kombinatorischen Untergrund zu reduzieren: Verlangt man einen bestimmten spezifischen Energieverlust (vergleiche 2.2.1) des positiven (negativen) Tochterteilchens des  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ) in den TPCs, der gerade der Protonmassenhypothese entspricht, so lassen sich viele falsche  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ )-Kandidaten ausschließen. (Dabei werden nur  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ) aus dem  $\Xi^-$  ( $\Xi^+$ )-Zerfall betrachtet.) Besonders bei der  $\Xi^+$ -Analyse wird dadurch das S/B-Verhältnis stark verbessert, da bei einer Kern-Kern-Reaktion nur wenige Antiprotonen aber viele  $K^-$  und  $\pi^-$  erzeugt werden, von denen man die Antiprotonen trennen möchte. Dies verdeutlicht Abbildung 3.14.

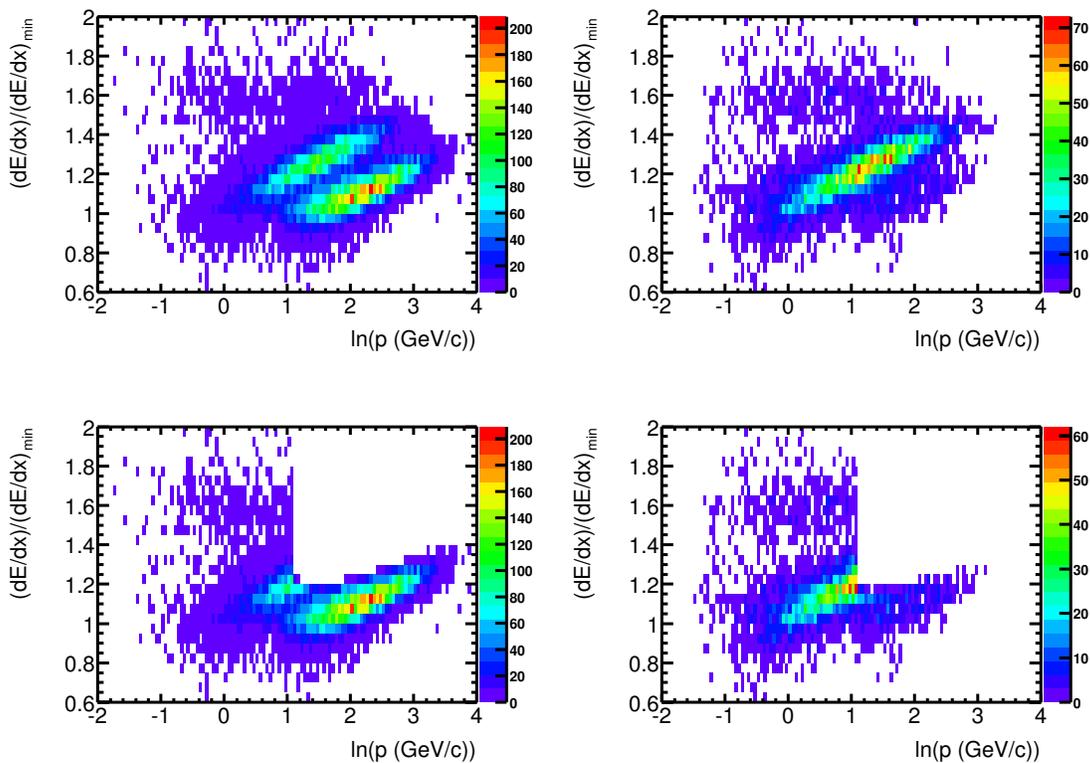


Abbildung 3.14:  $\frac{dE}{dx}$  in Abhängigkeit vom Impuls  $p$ . Links: für positive Teilchen aus dem  $\Lambda$ -Zerfall, rechts: für negative Teilchen aus dem  $\bar{\Lambda}$ -Zerfall. Die unteren Abbildungen zeigen die Verteilung mit der Bedingung auf die Protonen bzw. Antiprotonen.

Um nun die Information über den Energieverlust in Abhängigkeit vom Impuls aus den Daten zu erhalten, betrachtet man die  $\frac{dE}{dx}$ -Verteilung in vielen verschiedenen Impulsintervallen. Ein Beispiel hierzu ist in Abbildung 3.15 gegeben. Man fittet nun die teilweise überlappenden Peaks der verschiedenen Teilchen ( $e^+$ ,  $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $p$ ) mit Hilfe einer Überlagerung aus vier Gauß-Funktionen.

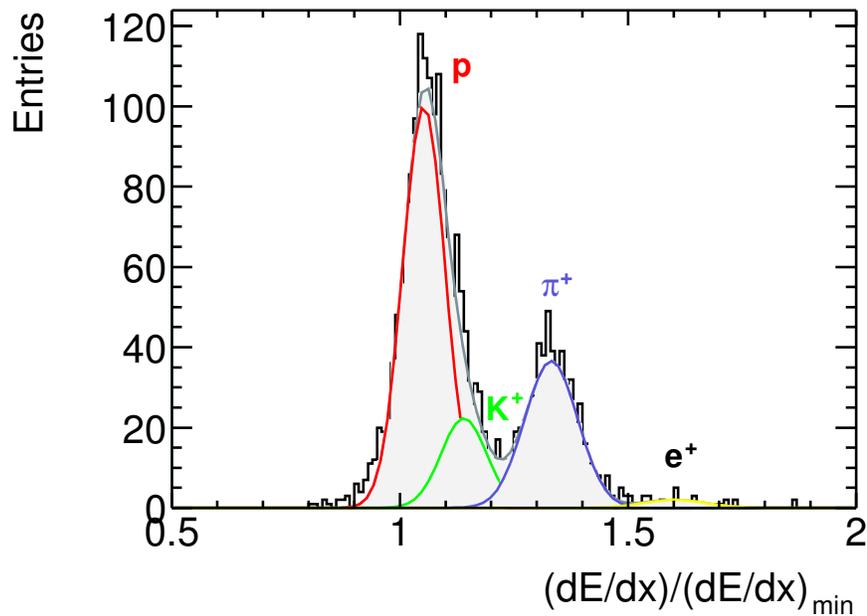


Abbildung 3.15:  $\frac{dE}{dx}$ -Verteilung der  $\Lambda$ -Tochtereilchen-Kandidaten im Impulsbereich von 5,62 - 6,30 GeV/c. Man erkennt deutlich den Protonen-Peak links, in dem der Kaonen-Peak fast völlig verdeckt liegt. Der kleinere Peak rechts stammt von den Pionen. Kaum sichtbar ist der Positronen-Peak ganz rechts. Hierzu siehe auch Abbildung 2.3b.

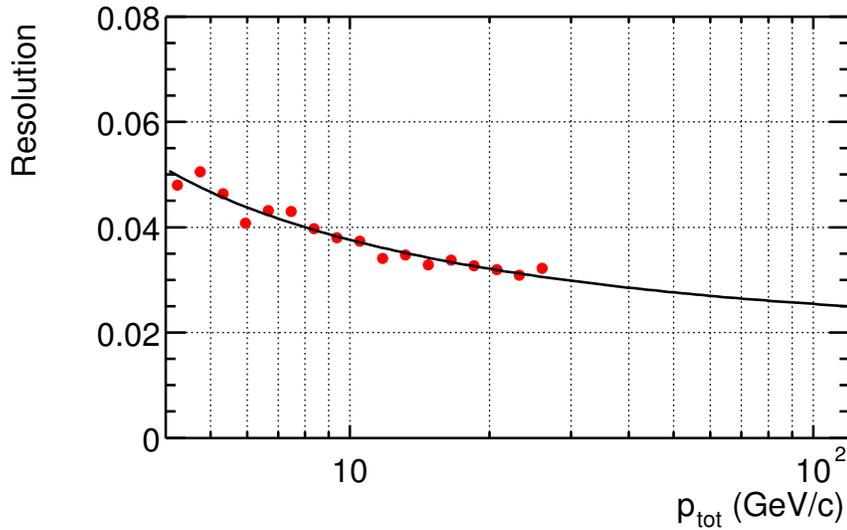


Abbildung 3.16: Auflösung des Energieverlustes  $\sigma\left(\frac{dE}{dx}\right)$  in Abhängigkeit vom Gesamtimpuls  $p_{\text{tot}}$

Die Auflösung des Energieverlustes  $\sigma\left(\frac{dE}{dx}\right)$  ist ebenfalls abhängig von Impuls  $p_{\text{tot}}$ . Sie lässt sich mit folgender Funktion beschreiben (siehe auch Abbildung 3.16):

$$\sigma\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{A_0}{\sqrt{A_1 + p_{\text{tot}}}} + A_2$$

Die Auflösung nimmt mit steigendem Impuls ab. Die Selektion auf Protonen bzw. Antiprotonen findet auf folgende Weise statt: Für Impulse  $p_{\text{tot}} \leq 3$  GeV wird keine Einschränkung gefordert, da bei niedrigen Impulsen die Bethe-Bloch-Funktionen für die verschiedenen Teilchen sich nicht mehr eindeutig von einander trennen lassen. Für Impulse  $p_{\text{tot}} > 3$  GeV wird verlangt, dass die Abweichung des  $\frac{dE}{dx}$ -Wertes, der aus den Daten ermittelt wurde und größer ist als der theoretische Wert, vom diesem nicht mehr als  $3,5\sigma\left(\frac{dE}{dx}\right)$  nach oben abweicht. Durch diese weiche Einschränkung ist gewährleistet, dass keine wirklichen Zerfallstöchter des  $\Lambda$ s verloren gehen (99,98% liegen innerhalb dieses Bereichs), daher ist es auch nicht nötig darauf zu korrigieren. Der Erfolg dieser Prozedur ist beachtlich: Das S/B-Verhältnis der  $\Xi^-$ -Hyperonen verbessert sich um einen Faktor 1,3 und das der  $\Xi^+$  sogar um einen Faktor 4,6.

### 3.10 Abschätzung der Anzahl der $\Xi^-$ s

Aus Abbildung 3.13 erhält man eine Abschätzung für die gesamte Anzahl der  $\Xi^-$ - und  $\Xi^+$ -Hyperonen in den minimum bias Daten: 4750  $\Xi^-$  und 350  $\Xi^+$ . Auf die gleiche Weise lassen sich die Angaben für die zentralen Daten ermitteln; man findet 12506  $\Xi^-$  und 744  $\Xi^+$ . Diese Werte gelten für den erfassten Phasenraum.

In Abbildung 3.17 sieht man die Verteilung der  $\Xi^-$ -Hyperonen (untergrundfrei) im Phasenraum für zentrale Stöße bei 40 A GeV. Der Phasenraum ist in 7 Rapiditäts-Bins und 8 Transversalimpuls-Bins eingeteilt. Der Rapiditätsbereich erstreckt sich von 0,72 bis 4,22 in Schritten von 0,5 Rapiditätseinheiten, wobei der Mitrapiditätswert von 2,22 zwischen zwei Bins liegt (In Abbildung 3.17 mit der senkrechten Linie markiert.). Der Transversalimpulsbereich reicht von  $p_t = 0,0$  GeV/c bis 2,4 GeV/c in Schritten von 0,3 GeV/c.

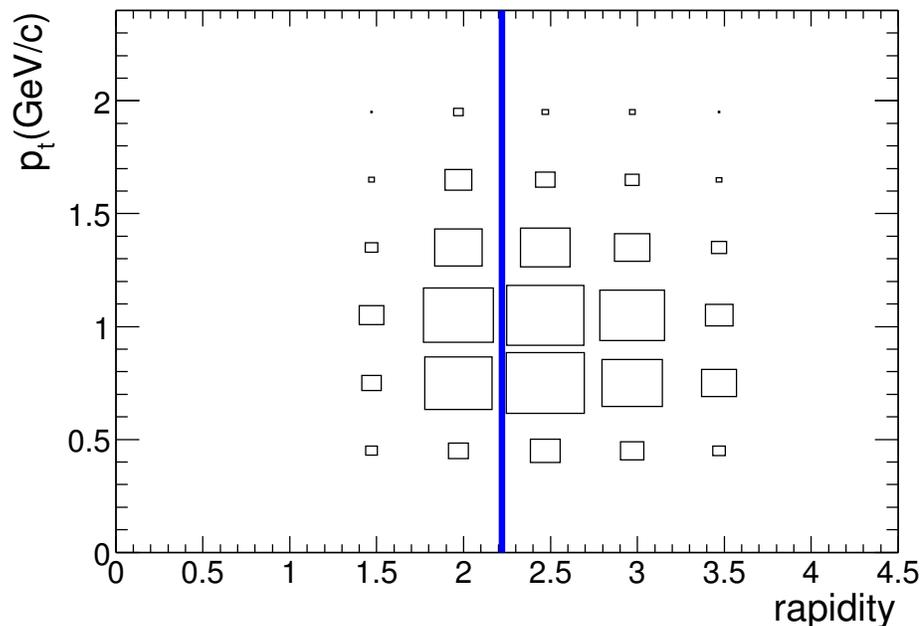


Abbildung 3.17: Phasenraumverteilung der  $\Xi^-$ -Hyperonen (ohne Untergrund), gemessen in den zentralen Daten. Die senkrechte Linie markiert die mittlere Rapidität ( $y = 2.22$ ).

## 4 Simulation

Das NA49-Experiment ist auf Grund seiner Geometrie nicht in der Lage, den kompletten Phasenraum zu erfassen. Zudem ist auch die Effizienz, mit der Teilchen detektiert werden, begrenzt. Nicht jede Teilchenspur wird identifiziert und nicht alle  $\Lambda$ s und  $\Xi$ s werden mit Hilfe ihrer Zerfallstopologie gefunden. Daher ist es nötig, die gemessenen Daten auf die geometrische Akzeptanz des Experimentes und die Effizienz der Teilchenspurdetektion zu korrigieren. Die im Folgenden beschriebene Simulation dient dazu, diese Korrektur für  $\Xi^-$ -Hyperonen zu berechnen. Das Prinzip der Korrekturbestimmung besteht darin, mit Hilfe der Simulation künstliche Detektorsignale von  $\Xi^-$ -Hyperonen zu erzeugen und diese Signale mit der gleichen Prozedur wie auch die Daten zu rekonstruieren (vergleiche Abschnitt 2.4). Um auch auf die Verluste bei der Teilchenspur-Rekonstruktion auf Grund der hohen Spurdichte in den zentralen Daten zu korrigieren, verwendet man zusätzlich die sogenannte Embedding-Methode (engl. to embed = einbetten). Dabei werden die simulierten  $\Xi^-$ -Hyperonen in Ereignisse der Daten eingebettet und erst dann rekonstruiert. Anschließend wird mit Hilfe des Spur-Matchings (siehe Abschnitt 4.3.1) kontrolliert, wieviele der simulierten  $\Xi^-$  wiedergefunden werden. Die gemessenen Daten werden auf folgende Weise korrigiert:

$$\text{Daten}_{\text{korrigiert}} = \text{Daten}_{\text{gemessen}} \cdot \frac{\text{Anzahl der simulierten } \Xi^-}{\text{Anzahl der wiedergefundenen } \Xi^-}$$

### 4.1 Die Simulationskette

Die Simulationskette ist eine Reihe hintereinander ausgeführter Programme, die dazu dienen, künstliche Detektorsignale von  $\Xi^-$ -Hyperonen zu erzeugen. Zu Beginn müssen die Hauptvertex-Positionen der zu simulierenden  $\Xi^-$ s festgelegt werden. Da die simulierten  $\Xi^-$ s später in Ereignisse der Daten eingebettet werden sollen, ist es sinnvoll, die simulierten  $\Xi^-$ s mit der für jedes Ereignis passenden Vertex-Position zu generieren. Dazu schreibt man die x-,y- und z-Position des Hauptvertex aus jedem der ersten 100 Ereignisse des zentralen Datensatzes 00C heraus. Nun wird mit Hilfe eines

Zufallsgenerators im Programm *Generate* die Phasenraumverteilung (Rapidität und  $p_t$ ) für die anschließend generierten Teilchen festgelegt. Der Rapidität liegt eine flache Verteilung im Bereich  $[0,44;4,44]$  zu Grunde, dem Transversalimpuls - analog zu einer thermischen Quelle - eine Boltzmann-Verteilung mit  $T = 250$  MeV. Mit dem Programm *Geant 3.21* [19] wird zu jeder Vertex-Position ein  $\Xi^-$  mit dem zuvor durch *Generate* festgelegten Impuls erzeugt und durch die Detektoren propagiert. *Geant* sind die Teilcheneigenschaften wie Masse und Ladung, das Zerfallsgesetz, das zum Zeitpunkt der Datennahme herrschende Magnetfeld, die Geometrie des Experiments sowie sämtliche Materialien, aus denen die Detektoren bestehen, bekannt. Mit diesen Informationen können die Zerfallstopologie der Teilchen wie auch ihre Wechselwirkung mit Detektormaterialien, hadronische Vielfachstreuung oder Paarproduktion realitätsnah simuliert werden. Als Ergebnis erhält man die sogenannten Monte-Carlo-Punkte (MC), die den Weg jedes generierten Teilchens durch das Experiment beschreiben. Die MC-Punkte markieren genau die Stellen, an den auch Daten gemessen werden können, nämlich dort, wo die Teilchenspur die Padreihen kreuzt.

Anschließend wird mit dem Programm *Mtsim* die Detektorantwort auf die generierten Teilchen simuliert. *Mtsim* erhält als Information aus *Geant* die Ladungsmenge, die an jedem Monte-Carlo-Punkt deponiert wird. Zusätzlich berücksichtigt *Mtsim* die verschiedenen TPC-Effekte, die in Abschnitt 2.4 beschrieben sind. Dies ist nötig, damit man im Anschluss daran, für die simulierten Daten die gleiche Rekonstruktion verwenden kann, wie für die gemessenen Daten. Mit all diesen Informationen werden möglichst realitätsnahe ADC-Signale an den Auslesepaden erzeugt. Dieser Status entspricht dem der Rohdaten bei der Datennahme (siehe Abschnitt 2.4).

## 4.2 Die Rekonstruktion

Die auf diese Weise simulierten  $\Xi^-$ -Detektorsignale werden anschließend mit den identischen Programmen wie die Rohdaten rekonstruiert. Für Details siehe Abschnitt 2.4. Die aus diesem Verfahren gewonnenen Ergebnisse wurden dazu verwendet, einen  $p_t$ -abhängigen Korrekturfaktor zu berechnen. Eine ausführlichere Betrachtung hierzu findet sich unter 4.4. In Abbildung 4.3 ist die Verteilung des Korrekturfaktors dargestellt.

Eine weitere Anwendung besteht darin, die Verteilungen der geometrischen Akzeptanzgrößen aus den Daten ( $x_{\text{targ}}, y_{\text{targ}}$  und  $y_{\text{targ}}(V0)$ ), wie sie in Abbildung 3.8 auf Seite 36 gezeigt sind, mit den simulierten Verteilungen zu vergleichen.

## 4.3 Das Embedding

Um bei den Korrekturen auch die durch die Spurdichte bedingten Verluste zu berücksichtigen, verwendet man die Embedding-Methode. Dabei werden die simulierten ADC-Werte zu denen der Rohdaten ereignisweise dazu addiert. Und erst im Anschluss daran wird diese Simulations-Daten-Synthese mit der gleichen Prozedur wie die gemessenen Daten rekonstruiert (siehe Abschnitt 2.4).

### 4.3.1 Das Matching

Die aus dem Embedding erhaltene Datei wird mit demselben Programm (mit allen Akzeptanzbedingungen aus Tabelle 3.8 auf Seite 39), das auch für die Daten verwendet wurde, analysiert. Zusätzlich werden die  $\Xi^-$ -Kandidaten noch darauf untersucht, ob es die ursprünglich simulierten  $\Xi^-$ s sind und nicht solche, die aus den Daten stammen. Diesen Vorgang bezeichnet man als Matching (engl. matching = passend). Um festzustellen, ob ein wiedergefundenes  $\Xi^-$  einem ursprünglich generiertem  $\Xi^-$  entspricht, werden die Spurpunkte eines rekonstruierten  $\Xi^-$ -Kandidaten mit den Monte-Carlo-Punkten der ursprünglich generierten  $\Xi^-$ s verglichen. Dabei muss eine Mindestanzahl von Punkten zu einer Spur gefunden werden, die einen maximalen Abstand zu korrespondierenden Monte-Carlo-Punkten nicht überschreiten. Sind diese Bedingungen erfüllt, so gilt dieses  $\Xi^-$  als “matched”.

### 4.3.2 Modifikation

Da die ganze Simulationsprozedur, aber vor allem das Embedding sehr zeit-, rechen- und speicherplatzintensiv ist, wird eine Modifikation in das Verfahren eingebaut, durch die man Arbeits- und Rechenzeit sowie Speicherplatz spart. Nach der oben beschriebenen Methode werden viele  $\Xi^-$  auf Grund trivialer Akzeptanzbedingungen nicht wiedergefunden. Um die Quote der wiedergefundenen  $\Xi^-$  zu erhöhen, wird eine Vorselektion unter den einzubettenden simulierten  $\Xi^-$  durchgeführt. Dazu führt man analog zur Datenrekonstruktion eine “Zwischenrekonstruktion” durch, bei der man die Akzeptanzkriterien im *V0-Finder* und *Xi-Finder* weiter fasst (Vergleiche Abschnitt 3.6). In den Tabellen 4.1 und 4.2 sind die geänderten Akzeptanzbereiche für die verschiedenen Größen zusammengestellt. Mit den weniger selektiven Akzeptanzkriterien vermeidet man, bei der anschließenden Rekonstruktion innerhalb des Embeddings  $\Xi^-$ s durch statistische Fluktuationen an den Grenzen der Akzeptanzbereiche zu verlieren. Von den nach dieser Zwischenrekonstruktion wiedergefundenen  $\Xi^-$ s wird zu jedem Hauptvertex eins für das Embedding verwendet.

Tabelle 4.1: Vergleich der Akzeptanzbereiche im *V0-Finder* für die Datenrekonstruktion mit der der Zwischenrekonstruktion.

Akzeptanzgröße	Akzeptanzbereich für die Datenrekonstruktion	Akzeptanzbereich für die Zwischenrekonstruktion
$z_{\text{vertex}}(\Lambda)$ (cm)	] -555; $\infty$ [	] -600; $\infty$ [
$y_1 - y_2$ (cm)	] 0,75; $\infty$ [	] -1000; $\infty$ [
$\phi$ (rad)	[0,2;2,9]	[-1;4]
$x_{\text{targ}}(\Lambda)$ (cm)	[-25;25]	[-25;25]
$y_{\text{targ}}(\Lambda)$ (cm)	[-25;25]	[-25;25]
DCA <sub>x</sub> (cm)	] 0,00;0,50[	] 0,0;2,0[
DCA <sub>y</sub> (cm)	] 0,00;0,25[	] 0,0;2,0[

Tabelle 4.2: Vergleich der Akzeptanzbereiche im *Xi-Finder* für die Datenrekonstruktion mit der der Zwischenrekonstruktion.

Akzeptanzgröße	Akzeptanzbereich für die Datenrekonstruktion	Akzeptanzbereich für die Zwischenrekonstruktion
Anzahl der Spurpunkte	[10; $\infty$ [	[0; $\infty$ [
$\Lambda$ -Masse (GeV)	[1,101;1,131]	[1,08;1,16]
$z_{\text{vertex}}(\Xi)$ (cm)	] -560; $\infty$ [	] -600; $\infty$ [
$x_{\text{targ}}(\Xi)$ (cm)	[-3;3]	[-999;999]
$y_{\text{targ}}(\Xi)$ (cm)	[-3;3]	[-999;999]
$x_{\text{targ}}(\pi)$ (cm)	$\neg$ [-1;1]	$\neg$ [-0;0]
DCA <sub>x</sub> (cm)	] 0,0;1,0[	] 0,0;2,0[
DCA <sub>y</sub> (cm)	] 0,0;1,0[	] 0,0;2,0[

## 4.4 Korrektur

### 4.4.1 Korrektur der zentralen Daten

Auf Grund des zweistufigen Rekonstruktionsverfahrens, ergeben sich auch zwei Korrekturfaktoren, die mit  $k_{\text{sim}}$  und  $k_{\text{emb}}$  bezeichnet werden. Die Tatsache, dass die  $\Xi^-$ s, die die erste Rekonstruktion überlebt haben, eine größere Wahrscheinlichkeit besitzen, auch nach der zweiten Rekonstruktion in der Embedding-Prozedur wiedergefunden zu werden, muss berücksichtigt werden. Die Korrekturen werden separat für jedes Phasenraum-Bin errechnet. Für jeden Abschnitt in der Simulationskette wurde die Phasenraumverteilung der  $\Xi^-$ -Kandidaten gespeichert. Im Folgenden werden diese Verteilungen mit  $sim_{\text{in}}$  für die zu Anfang generierte Verteilung, mit  $sim_{\text{out}}$  für die Verteilung nach der ersten Rekonstruktion, mit  $emb_{\text{in}}$  für die selektierte Verteilung, die als Embedding-Input verwendet wird, und mit  $emb_{\text{out}}$  für die Verteilung der matched  $\Xi^-$ s bezeichnet. Da man ein korrigiertes  $p_t$ -Spektrum bei mittlerer Rapidität als Ergebnis erhalten möchte, ist es nötig, den Rapiditätsbereich von 1,72 bis 2,72 dieser Phasenraumverteilungen auf die  $p_t$ -Achse zu projizieren. Aus diesen Verteilungen werden die beiden Korrekturfaktoren  $k_{\text{sim}}$  und  $k_{\text{emb}}$  sowie die gesamte Korrektur  $k_{\text{tot}}$  für das  $p_t$ -Spektrum errechnet:

$$k_{\text{tot}} = k_{\text{sim}} \cdot k_{\text{emb}} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} k_{\text{sim}} = \frac{sim_{\text{in}}}{sim_{\text{out}}} \\ k_{\text{emb}} = \frac{emb_{\text{in}}}{emb_{\text{out}}} \end{cases} \quad \text{und}$$

Die Verteilung des Korrekturfaktors  $k_{\text{tot}}$  in Abhängigkeit des Transversalimpulses ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Man erkennt einen vergleichsweise hohen Korrekturfaktor von ungefähr 100 bei niedrigen Transversalimpulsen. Zu höheren  $p_t$  hin hat der Korrekturfaktor nahezu einen konstanten Wert von etwa 30, ab  $p_t > 2 \text{ GeV}/c$  fällt der Korrekturfaktor wieder etwas ab. Diese  $p_t$ -Abhängigkeit des Korrekturfaktors spiegelt die  $p_t$ -Abhängigkeit der geometrischen Akzeptanz und der Effizienz der Spurdetektion wieder. Ist  $p_t$  klein, so liegt das in den meisten Fällen daran, dass auch der Gesamtimpuls klein ist. Teilchen mit kleinem Gesamtimpuls haben stark gekrümmte Spuren im Magnetfeld und daher häufig nur wenige Spurpunkte innerhalb einer TPC bzw. es werden nur selten alle drei Spuren, die zur Rekonstruktion eines  $\Xi^-$  nötig sind, wiedergefunden. So können sie auf Grund der geometrischen Beschaffenheit des Experiments nicht gut detektiert werden.

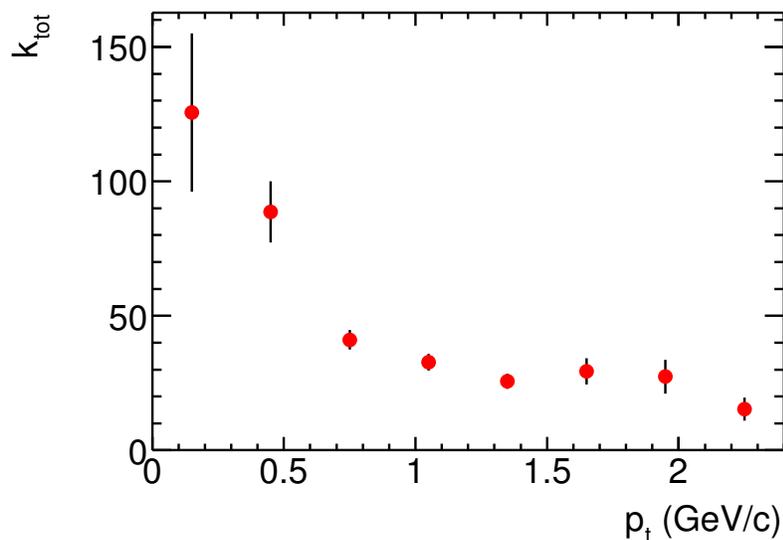


Abbildung 4.1: Korrekturfaktor für zentrale Stöße in Abhängigkeit von  $p_t$

Zusätzlich zu dem gesamten Korrekturfaktor  $k_{\text{tot}}$  sind in Abbildung 4.2 die beiden Korrekturfaktoren  $k_{\text{sim}}$  und  $k_{\text{emb}}$ , die sich aus der Simulation und dem Embedding ergeben, getrennt dargestellt. Bei dem Vergleich dieser beiden Verteilungen fällt auf, dass der Hauptanteil des gesamten Korrekturfaktors aus  $k_{\text{emb}}$  stammt. Dies liegt im Wesentlichen daran, dass die erste Rekonstruktion mit weniger strengen Akzeptanzbedingungen durchgeführt wurde als bei der Embedding-Rekonstruktion.

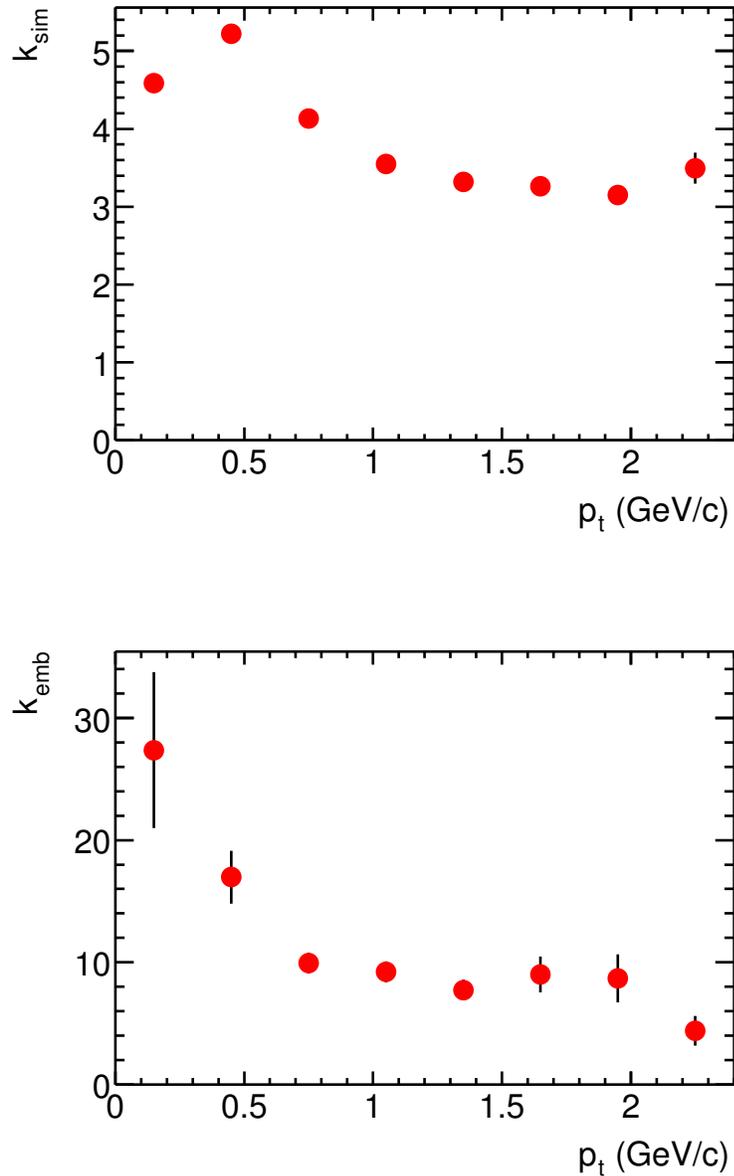


Abbildung 4.2: Getrennte Korrekturfaktoren für Simulation und Embedding

Des Weiteren müssen die Daten noch auf die Wahrscheinlichkeit des geladenen  $\Lambda$ -Zerfalls (63,9%) korrigiert und auf die Bin-Breite in der Rapidität von  $\Delta y = 1$  und der Bin-Breite in  $p_t$  von  $\Delta p_t = 0,3 \text{ GeV}/c$  sowie auf die Anzahl der Ereignisse  $N_{\text{evt}}$  normiert werden. Damit ergibt sich dann folgende Korrekturgleichung:

$$\text{Daten}_{\text{kor}} = \frac{100}{63,9} \cdot \frac{1}{\Delta y \Delta p_t} \cdot \frac{1}{N_{\text{evt}}} \cdot k_{\text{tot}} \cdot \text{Daten}_{\text{unkor}}$$

#### 4.4.2 Korrektur der minimum bias Daten

Auch für die minimum bias Daten wird eine Simulation durchgeführt. Hierbei wird die gleiche Prozedur verwendet wie für die zentralen Daten. Als Vertex-Positionen werden die der ersten 100 Ereignisse aus dem 01D-Datensatz benutzt. Dadurch ist die Anzahl der peripheren Ereignisse deutlich höher als die der zentraleren. Dies führt bei der Korrekturbestimmung zu einem größeren statistischen Fehler bei den zentralen Ereignissen in den minimum bias Daten. Durch die Einteilung in drei Zentralitätsklassen, die der Zentralitätsklassen 1.+2., 3.+4. und 5.+6. der Daten entsprechen, wird die Anzahl der Ereignisse pro Klasse zu gering, um den Korrekturfaktor für jede Klasse in Abhängigkeit des Transversalimpulses zu bestimmen. Stattdessen nimmt man an, dass die Form der Korrekturverteilung sich nicht mit der Zentralität ändert, sondern nur die absolute Höhe der Verteilung. Diese Annahme ist insofern berechtigt, da die Form der Korrekturverteilung, die man aus der Simulation ohne Berücksichtigung der Spurdichte (siehe Abschnitt 4.2) erhält, mit der für die zentralen Daten übereinstimmt. Hierzu vergleiche Abbildung 4.3 mit 4.1. Dies zeigt sich auch, wenn man das Verhältnis der beiden Korrekturverteilungen betrachtet (siehe Abbildung 4.4). Im Bereich von 0,6 bis 2,1  $\text{GeV}/c$  ist dieses Verhältnis in guter Näherung konstant. Daher genügt es, einen zentralitätsabhängigen Skalierungsfaktor zu errechnen, mit dem man die für die zentralen Daten bestimmte  $p_t$ -abhängige Korrekturverteilung multipliziert. Man bestimmt für alle drei Zentralitätsklassen und auch für die zentralen Daten einen Korrekturfaktor  $k(\text{mb})$  bzw.  $k(\text{cen})$  bei mittlerer Rapidität und über den gesamten  $p_t$ -Bereich integriert. Die Korrektur  $k_{\text{tot}}(\text{mb})$  für die minimum bias Daten errechnet man wie folgt:

$$k_{\text{tot}}(\text{mb}) = k_{\text{tot}} \cdot \frac{k(\text{mb})}{k(\text{cen})},$$

wobei  $k_{\text{tot}}$  die  $p_t$ -abhängige Korrektur für die zentralen Daten ist.

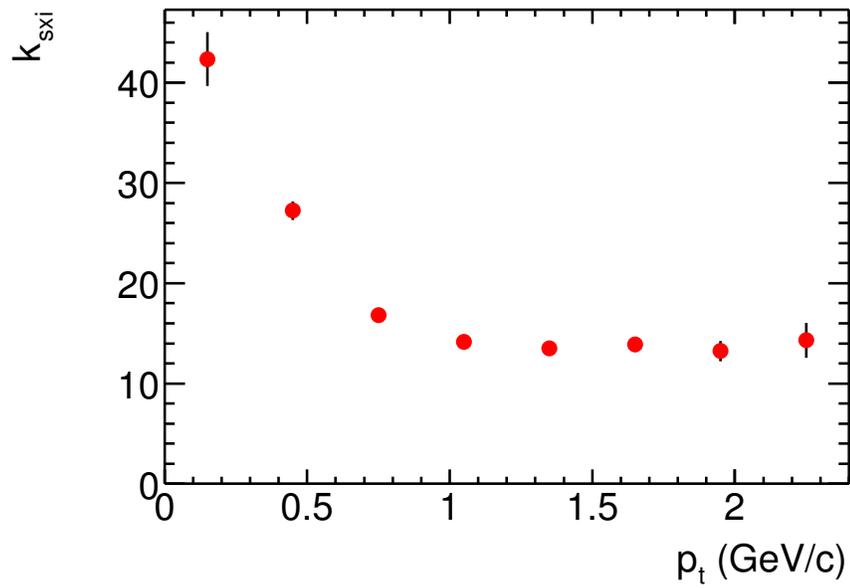


Abbildung 4.3: Korrekturfaktor in Abhängigkeit von  $p_t$  errechnet aus der Simulation ohne Embedding.

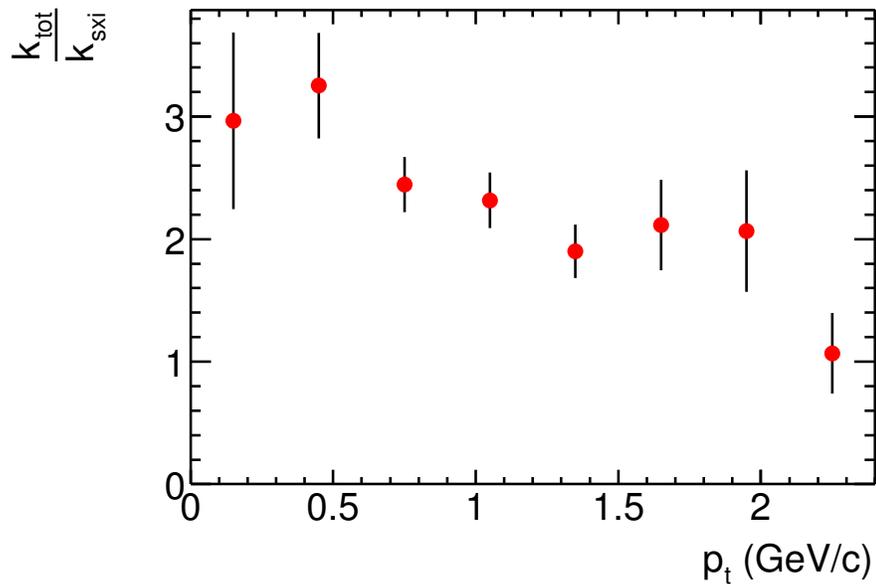


Abbildung 4.4: Verhältnis der Korrektur aus dem Embedding zu der Korrektur ohne Embedding

In Abbildung 4.5 ist der Korrekturfaktor  $k(\text{mb})$  bzw.  $k(\text{cen})$  für die verschiedenen Zentralitäten in Abhängigkeit der Anzahl der gemessenen, geladenen Teilchen  $N_{\text{ch}}$  dargestellt. Zusätzlich ist auch der Korrekturfaktor aus der Simulation ohne Embedding (abgekürzt mit “sxi”) eingetragen. Man erkennt einen linearen Zusammenhang, der von peripheren Stößen zu zentralen ansteigt. Dies lässt sich auf die höhere Spurdichte bei zentralen Stößen zurückführen.

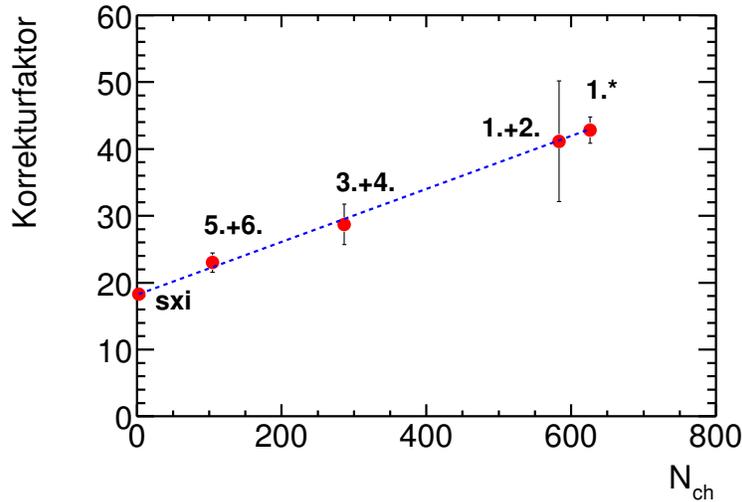


Abbildung 4.5: Korrekturfaktor für verschiedene Zentralitäten in Abhängigkeit von der Anzahl der gemessenen, geladenen Teilchen  $N_{\text{ch}}$ .

## 4.5 Vergleich von Simulation mit Daten

Abschließend soll die Konsistenz zwischen der Simulation und den Daten überprüft werden. Dazu muss man sich davon überzeugen, dass die Simulation möglichst realitätsnah ist. Dies ist sehr wichtig, da sich sonst über die Korrekturen Fehler in den Ergebnissen manifestieren würden. In Abbildung 4.6 ist ein Vergleich zwischen den Verteilungen der Größen  $x_{\text{targ}}$ ,  $y_{\text{targ}}$  und  $y_{\text{targ}}(V0)$ , die man von den untergrundsubtrahierten Daten erhält, mit denen der “matched”  $\Xi^-$ -Hyperonen gezeigt. Dabei erkennt man eine gute Übereinstimmung in den Größen  $x_{\text{targ}}$  und  $y_{\text{targ}}$ . Bei  $y_{\text{targ}}(V0)$  lassen sich die Verteilungen aus Simulation und Daten im Bereich um  $y_{\text{targ}}(V0) = 0$  nur schlecht vergleichen, da die statistischen Fehler der Daten in diesem Bereich relativ groß sind. Dies ist einer der Gründe, warum auf eine Einschränkung des Akzeptanzbereichs in dieser Größe verzichtet wird. Zudem würde eine solche Beschränkung bei  $y_{\text{targ}}(V0)$  bedeuten, dass man einen Bereich um 0 ausschließt, also im Bereich des Maximums

der Verteilung. Bei den Akzeptanzbedingungen auf  $x_{\text{targ}}$  und  $y_{\text{targ}}$  hingegen schließt man Randbereiche der Verteilungen aus. Zusammenfassend lässt sich aber trotzdem sagen, dass die Verteilungen aus Simulation und Daten in guter Übereinstimmung sind, was darauf schließen lässt, dass das Grundprinzip der Simulation und damit die Korrektur, richtig ist.

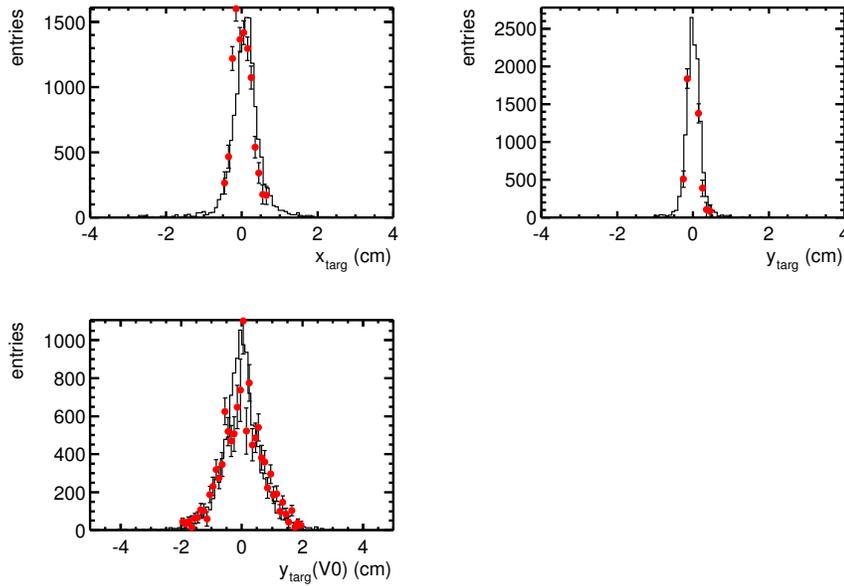


Abbildung 4.6: Vergleich der Verteilungen der Größen  $x_{\text{targ}}$ ,  $y_{\text{targ}}$  und  $y_{\text{targ}}(V0)$  der untergrundsubtrahierten Daten (gefüllte Kreise) mit den Verteilungen der “matched”  $\Xi^-$ s (durchgezogene Linie). Man erkennt eine gute Übereinstimmung.



# 5 Spektren und Fehlerbetrachtung

Nachdem man die unter Abschnitt 4.4 beschriebenen Korrekturen angewendet hat, erhält man die Verteilungen der Transversalimpulsspektren für die  $\Xi^-$ -Hyperonen bei mittlerer Rapidity in den verschiedenen Zentralitätsklassen. Aus diesen lässt sich der Temperaturparameter  $T$  und die Anzahl der  $\Xi^-$ -Hyperonen pro Pb+Pb-Kollision bei der Strahlenergie von  $40 A$  GeV für verschiedene Zentralitäten ermitteln. Im Anschluss daran wird eine Abschätzung der systematischen Fehler und damit der Stabilität der Ergebnisse gegeben.

## 5.1 Transversalimpulsspektren

Vor der Kollision des Projektil-Bleikerns mit einem Target-Bleikern steckt die gesamte Energie des Systems in der rein longitudinal (z-Richtung) ausgerichteten Energie des Projektils. Während der Reaktion findet eine Umsetzung dieser Energie in transversale Freiheitsgrade statt. Eine Möglichkeit, diese Umsetzung zu untersuchen, ist die Analyse der Transversalimpulsverteilung der produzierten Teilchen, in diesem Fall der  $\Xi^-$ -Hyperonen. Geht man davon aus, dass der während der Reaktion entstandene Feuerball im thermischen Gleichgewicht ist, so stammen die produzierten Teilchen von einer thermischen Quelle und müssen demnach eine thermische Verteilung in ihren Emissionsspektren zeigen, die mit Hilfe der Boltzmann-Statistik beschrieben werden kann. Diese Beschreibung zeigt sich in der Praxis bei vielen Teilchenspektren als brauchbar. Die in Abbildung 5.1 gezeigten Transversalimpulsspektren der  $\Xi^-$ -Hyperonen werden durch die folgende, exponentielle Verteilung beschrieben:

$$F(p_t) = \frac{dN}{dp_t} = \text{konst.} \cdot p_t \cdot e^{-\frac{m_t}{T}} \quad \text{mit} \quad m_t = \sqrt{m_{\Xi}^2 + p_t^2}$$

Diese Beschreibung gilt für Teilchen, deren Masse groß gegen  $T$  ist. Der Parameter  $T$  kann als Temperatur zum Zeitpunkt des thermischen Ausfrierens interpretiert werden (vergleiche die Beschreibung der Schwerionenreaktion in der Einleitung).

Zusätzlich geht in den Parameter  $T$  auch ein gerichteter Fluss der Teilchenproduktion ein. Diese Bewegung führt zu einer Blauverschiebung und damit zu einem größeren  $T$ , als wenn nur die Temperatur berücksichtigt würde.  $m_t$  wird transversale Masse genannt.

### 5.1.1 Methode zur Gewinnung der $p_t$ -Spektren

Man bestimmt, wie unter 3.8 beschrieben, das Signal der  $\Xi^-$ s aus den  $M_{inv}$ -Spektren im Rapiditätsbereich  $\pm 0,5$  um die mittlere Rapidität und im gesamten Akzeptanzbereich von  $p_t$  (Je nach Zentralität beginnt dieser bei 0,3 bzw. 0,6 GeV/ $c$  und reicht bis 1,8 bzw. 2,4 GeV/ $c$ ). Daraus erhält man die Information für die unkorrigierten  $p_t$ -Spektren. Diese werden mit dem unter 4.4 beschriebenen Verfahren korrigiert. Die korrigierten  $p_t$ -Spektren für vier verschiedene Zentralitäten (1\*, 1.+2., 3.+4., 5.+6.) sind in Abbildung 5.1 zusammengestellt. Durch einen Fit der oben erwähnten Exponentialfunktion  $F(p_t)$  an die gewonnenen Daten erhält man den Parameter  $T$ . Des Weiteren kann man mit Hilfe des  $p_t$ -Spektrums die Anzahl  $\frac{dN}{dy}$  der im Stoß produzierten  $\Xi^-$ s im gegebenen Rapiditätsintervall bestimmen. Dazu berechnet man das Integral unter den Datenpunkten  $\int_a^b N(p_t, y) dp_t$ , man integriert die Fit-Kurve im Bereich der Daten  $\int_a^b F(p_t) dp_t$  und im gesamten Fitbereich  $\int_0^\infty F(p_t) dp_t$ . Da auf Grund der Akzeptanz nicht im ganzen  $p_t$ -Bereich Daten gemessen werden können, muss man, um die Gesamtanzahl der produzierten Teilchen zu erhalten, die gemessene Anzahl auf den gesamten Bereich mit Hilfe der Fit-Funktion extrapolieren. Dazu errechnet man den Extrapolationsfaktor  $E$  wie folgt:

$$E = \frac{\int_0^\infty F(p_t) dp_t}{\int_a^b F(p_t) dp_t}$$

Die Anzahl der produzierten  $\Xi^-$ s errechnet sich dann aus:

$$\frac{dN}{dy} = \frac{E}{\Delta y} \int_a^b N(p_t, y) dp_t$$

Die Ergebnisse für  $\frac{dN}{dy}$  und  $T$  für die verschiedenen Zentralitäten sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

Tabelle 5.1: Anzahl der produzierten  $\Xi^-$ -Hyperonen pro Stoß und Rapiditätseinheit und der zugehörige Temperaturparameter bei mittlerer Rapidität für die verschiedenen Zentralitätsklassen.

	zentrale Klasse 1*	1.+2. Klasse	3.+4. Klasse	5.+6. Klasse
$dN/dy$	$1,23 \pm 0,07$	$1,00 \pm 0,12$	$0,58 \pm 0,05$	$0,12 \pm 0,01$
$T$ (MeV)	$226 \pm 9$	$292 \pm 48$	$265 \pm 24$	$238 \pm 22$

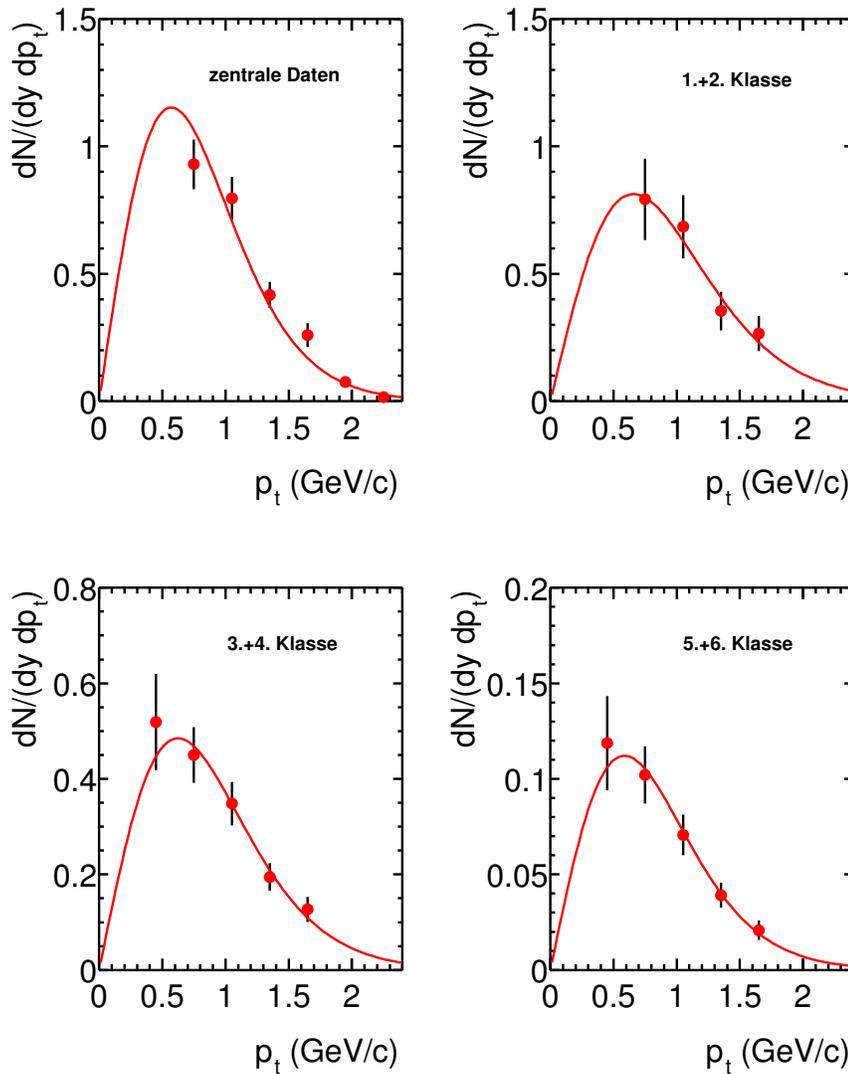


Abbildung 5.1:  $p_t$ -Spektren bei mittlerer Rapidität für die verschiedenen Zentralitätsklassen. Alle Datenpunkte wurden mit der Funktion  $F(p_t)$  angefitzt.

## 5.2 Fehlerbetrachtung

Jede Messung ist mit einem bestimmten Fehler behaftet. Dabei unterscheidet man sogenannte statistische und systematische Fehler. Unter statistischen Fehlern versteht man solche Fehler, die man durch häufiges Wiederholen eines Experiments verringern kann, indem man über viele Messungen mittelt. Diese Fehler sind durch statistische Fluktuationen des Messergebnisses bedingt. Gibt es mehrere Messgrößen, aus denen sich das Endergebnis zusammensetzt, so wird der Gesamtfehler des Ergebnisses mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung bestimmt. Auf diese Weise wurden auch die in dieser Arbeit angegebenen statistischen Fehler berechnet.

Bei systematischen Fehlern handelt es sich um prinzipielle Fehler der Messmethode. Sie sind nicht durch häufiges Wiederholen des Experiments zu verringern. Im Folgenden werden die Fehlerquellen beschrieben, die zum systematischen Fehler von  $\frac{dN}{dy}$  beitragen (Die Fehlerbestimmung wurde für zentrale Daten durchgeführt.):

Eine Fehlerquelle ist die Bestimmung des Signals aus den  $M_{\text{inv}}$ -Spektren. Sowohl die Fitfunktion als auch der Fitbereich beeinflussen den Wert des Signal. Um diesen Fehler abzuschätzen, wurden die  $M_{\text{inv}}$ -Spektren, die zur Bestimmung des  $p_t$ -Spektrums der zentralen Daten dienen, in zwei unterschiedlichen Bereichen gefittet. Die Differenz der daraus resultierenden Werte für  $\frac{dN}{dy}$  gibt Information über den systematischen Fehler. Es wurde ein relativer Fehler von  $\pm 3,7\%$  bestimmt.

Des Weiteren wird beobachtet, dass das Ergebnis abhängig von den Akzeptanzbereichen verschiedener Größen wie z.B.  $y_{\text{targ}}(V0)$  ist. Eine Studie über die Variation des Akzeptanzbereichs von  $y_{\text{targ}}(V0)$  zeigt Abbildung 5.2 links. Der Schwankungsbereich des  $\frac{dN}{dy}$ -Werts ist mit den waagerechten, gestrichelten Linien markiert. Der resultierende Fehler beträgt  $\pm 10,6\%$  und liefert damit den dominierenden Anteil am gesamten systematischen Fehler, der  $\pm 11,2\%$  beträgt. Da diese Studie des Akzeptanzbereichs der Größe  $y_{\text{targ}}(V0)$  zeigt, wie sensitiv das Ergebnis darauf ist, wurde auf jegliche Bedingung bezüglich dieser Größe verzichtet. Damit lässt sich der abgeschätzte Fehler von  $\pm 11,2\%$  als obere Schranke für den systematischen Fehler von  $\frac{dN}{dy}$  verstehen.

Im Rahmen dieser Studie wird auch die Abhängigkeit des Temperaturparameters  $T$  von dem Akzeptanzbereich der  $y_{\text{targ}}(V0)$ -Größe betrachtet (siehe Abbildung 5.2 rechts). Hier ist ebenfalls der Schwankungsbereich von  $T$  mit waagerechten Linien markiert. Daraus lässt sich ein systematischer Fehler für  $T$  von  $\pm 7,8\%$  ableiten. Dieser Fehler ist ebenfalls aus den bereits genannten Gründen als obere Abschätzung zu verstehen.

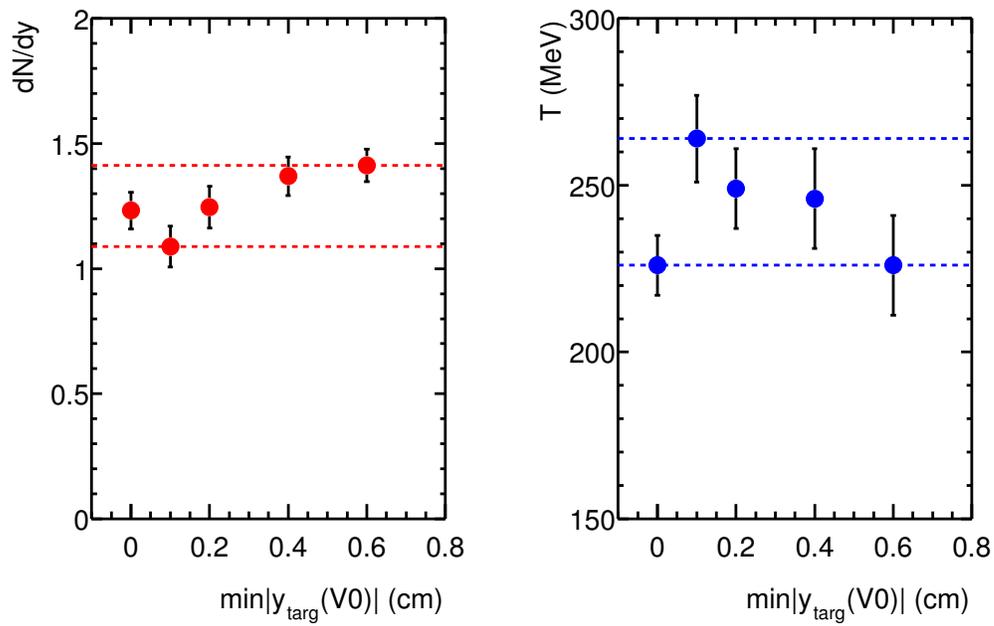


Abbildung 5.2: Stabilitätsanalyse anhand der Variation des Akzeptanzbereichs der Größe  $y_{\text{targ}}(V0)$ .

## 5.3 Lebensdauer

Eine Möglichkeit, die Konsistenz der Ergebnisse zu überprüfen, ist die, dass man gesicherte physikalische Aussagen mit den verwendeten Mess- und Analysemethoden reproduzieren kann. Eine solche Aussage ist z.B. das exponentielle Zerfallsgesetz des unter der schwachen Wechselwirkung zerfallenden  $\Xi$ -Hyperons sowie seine mittlere Lebensdauer  $\tau_0$ . Abbildung 5.3 zeigt das korrigierte Lebensdauer-Spektrum errechnet aus den zentralen Daten. Es wurde mit folgender Funktion gefittet:

$$\frac{dN}{d\tau} = \text{konst.} \cdot e^{-\frac{\tau}{\tau_0}}$$

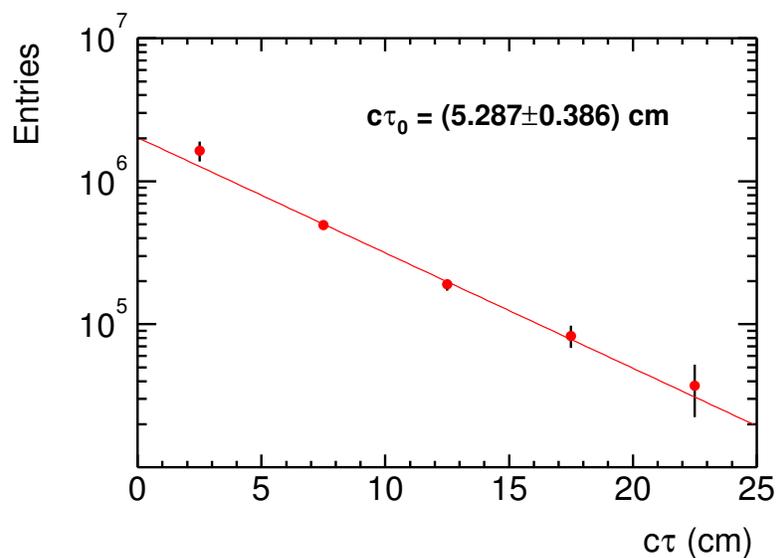


Abbildung 5.3: Lebensdauer der  $\Xi$ -Hyperonen

Der aus dieser Analyse resultierende Wert beträgt  $c\tau_0 = (5,287 \pm 0,386) \text{ cm}$ . Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert von  $c\tau_0 = 4,91 \text{ cm}$  [14].

# 6 Ergebnisse und Diskussion

Als erstes Ergebnis wird das  $\frac{\Xi^+}{\Xi^-}$ -Verhältnis in Abhängigkeit von der Zentralität vorgestellt und der zentralste Wert mit Messungen bei anderen Energien verglichen. Das Hauptergebnis aus dieser Arbeit ist die Zentralitätsabhängigkeit der  $\Xi^-$ -Produktion. Des Weiteren wurde die Zentralitätsabhängigkeit des Temperaturparameters bestimmt. Abschließend wird die Energieabhängigkeit der  $\Xi^-$ -Produktion und des Temperaturparameters  $T$  betrachtet.

## 6.1 Das $\Xi^+/\Xi^-$ -Verhältnis

Das  $\frac{\Xi^+}{\Xi^-}$ -Verhältnis bei mittlerer Rapidity wurde ohne Zuhilfenahme der Korrekturen bestimmt. Dies ist unter der Annahme gerechtfertigt, dass die Form der Rapidityverteilung für  $\Xi^-$  und  $\Xi^+$  im mittleren Rapiditybereich nahezu gleich ist, wie dies z.B. bei dem  $\Xi^-$ - und  $\Xi^+$ -Hyperon bei 160 A GeV der Fall ist [8]. Das Verhältnis konnte auf diese Weise für alle sechs Zentralitätsklassen (1\*, 2., 3., 4., 5., 6.) bestimmt werden.

In Abbildung 6.1 ist die Abhängigkeit des  $\frac{\Xi^+}{\Xi^-}$ -Verhältnisses von  $N_W$  gezeigt. Man findet keine Zentralitätsabhängigkeit des Verhältnisses. Mit Ausnahme der peripheren Stöße zeigt sich dieses Verhalten ebenfalls bei einer Energie von 160 A GeV (NA57 [20]). Zusätzlich sind in Abbildung 6.1 die Werte bei 40 A GeV von NA57 [21] und bei 160 A GeV von NA49 [8] eingetragen. Bei beiden Energien stimmen die Ergebnisse beider Experimente gut überein.

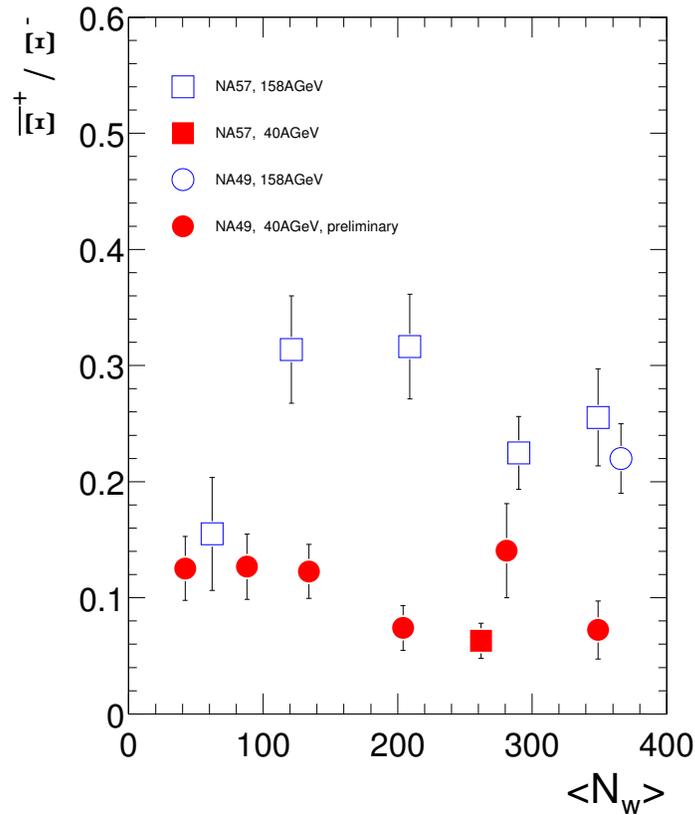


Abbildung 6.1: Das  $\frac{\Xi^+}{\Xi^-}$ -Verhältnis bei mittlerer Rapidität in Abhängigkeit von der Zentralität

In Abbildung 6.2 ist die Energieabhängigkeit des  $\frac{\Xi^+}{\Xi^-}$ -Verhältnisses dargestellt. Dafür wurden die Ergebnisse von NA57 und NA49 bei 40 und 160  $A$  GeV verwendet sowie das Ergebnis des STAR-Experiments bei  $\sqrt{s} = 130$  GeV [22]. Das  $\frac{\Xi^+}{\Xi^-}$ -Verhältnis steigt rapide mit der Kollisionsenergie an. Dieser Trend zeigt sich bei allen bereits gemessenen Antibaryonen-zu-Baryonen-Verhältnissen [23]. Diese Beobachtung reflektiert eine mit steigender Energie fallende Nettobaryonenzahl.

Diese ist definiert als die Differenz zwischen beobachteten Baryonen und Antibaryonen. Bei niedrigen Energien dominiert die Anzahl der  $\Xi^-$ s, da sie ein d-Valenzquark besitzen, das aus den Projektile- oder Target-Nukleonen stammen kann, wohingegen die  $\Xi^+$ s nur aus produzierten Valenzquarks bestehen. Dieser Effekt ist aber bei hohen Energien vernachlässigbar, da die Anzahl der produzierten Quarks erheblich größer ist, als die Anzahl der vor der Reaktion bereits vorhandenen Quarks.

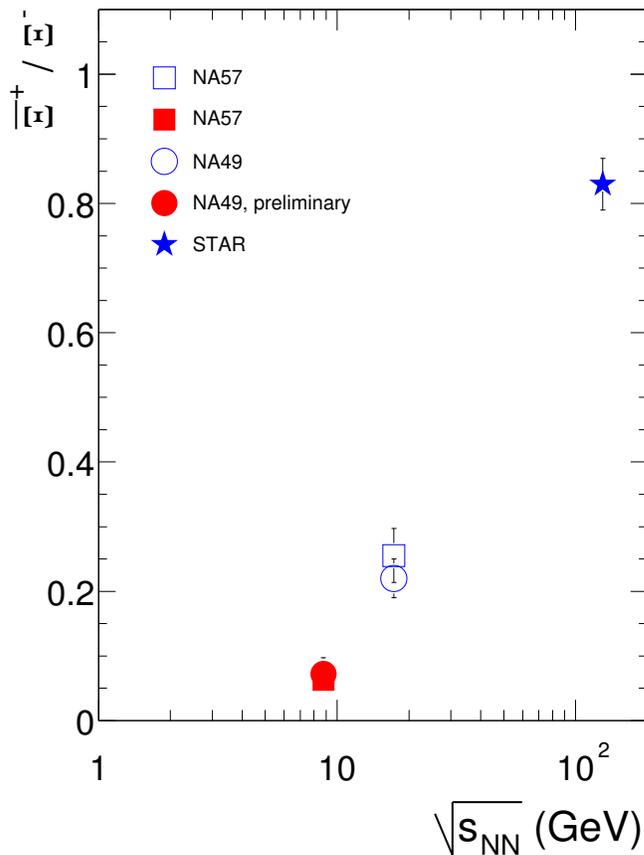


Abbildung 6.2: Das  $\frac{N_{\pi^+}}{N_{\pi^-}}$ -Verhältnis bei mittlerer Rapidity in Abhängigkeit von der Kollisionsenergie

Zudem muss man berücksichtigen, dass das  $\frac{N_{\pi^+}}{N_{\pi^-}}$ -Verhältnis hier bei mittlerer Rapidity betrachtet wird. Die Rapidityverteilung von Teilchen, die während der Kern-Kern-Kollision erzeugt wurden, zeigt für alle Energien ein Maximum bei der mittleren Rapidity. Dagegen verändert sich die Rapidityverteilung von Teilchen, die im Wesentlichen Valenzquarks aus den Projektilen enthalten, mit der Energie. Bei niedrigen Energien beobachtet man ebenfalls ein Maximum bei der mittleren Rapidity, bei hohen Energien zeigt sich über einen weiten Bereich rund um die mittlere Rapidity ein konstanter Verlauf oder man beobachtet sogar ein lokales Minimum bei mittlerer Rapidity. Dieses Phänomen wird als sogenanntes “stopping” bezeichnet. Gemeint ist damit, dass bei einer Kern-Kern-Reaktion bei niedriger Energie die beiden Kerne beim Zusammenstoß bei mittlerer Rapidity gestoppt werden und daher die Verteilungen aller detektierten Teilchen bei mittlerer Rapidity ein Maximum zeigen. Bei hohen Energien dagegen durchdringen sich die Kerne bei der Reaktion, werden zwar abgebremst,

haben aber noch genügend Energie, um noch weiter zu fliegen. Daher werden auch viele Teilchen mit Rapiditäten, die nicht direkt um die mittlere Rapidität liegen, detektiert. Nur Teilchen, die während der Reaktion neu erzeugt wurden, haben eine Rapiditätsverteilung mit einem Maximum bei mittlerer Rapidität. Das bedeutet für die Nettobaryonendichte, dass sie im mittleren Rapiditätsbereich für hohe Energien abnimmt. Daraus folgt wiederum ein Anstieg des  $\frac{\Xi^-}{\Xi^+}$ -Verhältnisses bei mittlerer Rapidität mit der Energie.

Anschließend soll das bei zentralen Stößen ( $40 A$  GeV) gemessene  $\frac{\Xi^-}{\Xi^+}$ -Verhältnis von  $\frac{\Xi^-}{\Xi^+} = 0,072 \pm 0,025$  mit der Vorhersage aus dem Hadron-Gas-Modell nach Becattini [24] verglichen werden. Dieses Modell wurde mit unvollständiger Seltsamkeitssaturation gerechnet. Der Temperaturparameter  $T$ , das Baryochemische Potential  $\mu_B$  und der Seltsamkeits-Saturationsfaktor  $\gamma_S$  des Modells wurden durch eine Anpassung an die bisher von NA49 gemessenen totalen Teilchenmultiplizitäten mit Ausnahme des  $\Xi$ -Hyperons bestimmt. Die Ergebnisse dieser Anpassung für  $40 A$  GeV sind in Abbildung 6.3 zu sehen. Man findet eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Modell. Dieses Modell sagt für das  $\frac{\Xi^-}{\Xi^+}$ -Verhältnis bei  $40 A$  GeV einen Wert von 0,06 voraus, der in guter Übereinstimmung mit dem im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Wert ist. Man muss hierbei berücksichtigen, dass der vom Hadron-Gas-Modell vorhergesagte Wert sich auf den gesamten Phasenraum bezieht und der aus den Daten bestimmte Wert eine Angabe bei mittlerer Rapidität ist und die einzelnen Teilchenmultiplizitäten von  $\Xi^-$  und  $\Xi^+$  nicht auf geometrische Akzeptanz und Detektionseffizienz korrigiert sind.

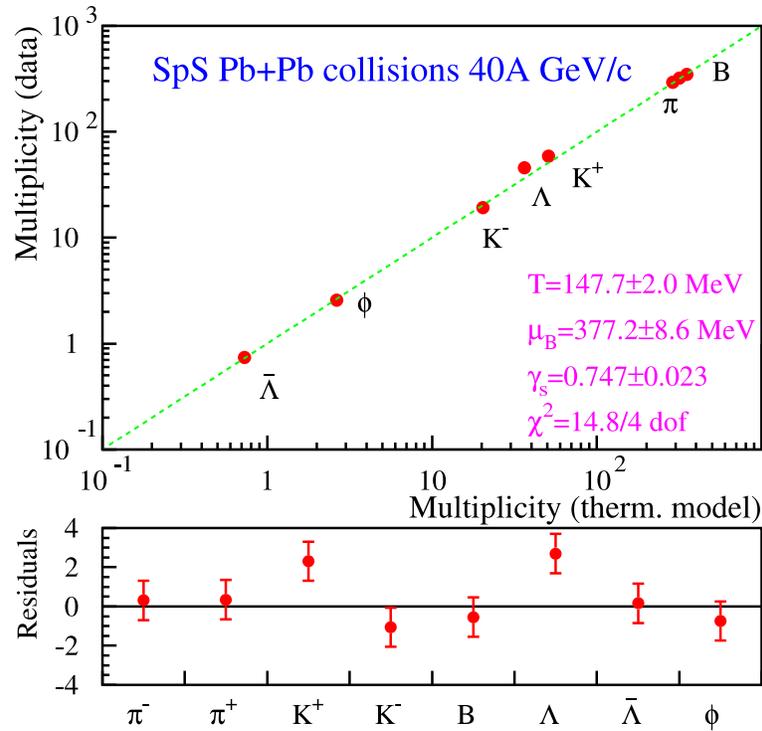


Abbildung 6.3: Das Hadron-Gas-Model nach Becattini [24] mit unvollständiger Seltensamkeitssaturation.

## 6.2 $\Xi^-$ -Produktion in Abhängigkeit von der Zentralität

Das Verhalten der Teilchenproduktion in Abhängigkeit von der Zentralität spiegelt gleichzeitig eine Abhängigkeit vom Reaktionsvolumen wider. In einem größeren Volumen befinden sich auch eine größere Anzahl an der Reaktion teilnehmende Nukleonen  $N_W$ , was zu einem trivialen Effekt der erhöhten Teilchenproduktion führt. Um diesen Effekt in den weiteren Betrachtungen zu kompensieren, normiert man die Anzahl der  $\Xi^-$ s pro Rapiditätseinheit ( $\frac{dN}{dy}$ ), die aus den  $p_t$ -Spektren (siehe Abbildung 5.1) für die verschiedenen Zentralitätsklassen ermittelt wurden, auf die Anzahl der “wounded” Nukleonen  $N_W$ . In Abbildung 6.4 ist die  $\Xi^-$ -Produktion in Abhängigkeit von  $N_W$  dargestellt.

Es zeigt sich, dass bei 40 A GeV die Anzahl der  $\Xi^-$  von peripheren zu zentralen Stößen hin ansteigt, wobei es einen relativ steilen Anstieg von peripheren zu semi-zentralen Stößen gibt. Im Bereich von  $N_W = 58$  bis 170 steigt die  $\Xi^-$ -Produktion

um einen Faktor von 1,6 an. Ab  $N_W = 170$  ist zu zentralen Stößen hin kaum noch ein weiterer Anstieg zu erkennen. Es deutet sich eine diskontinuierliche Änderung der  $\Xi^-$ -Produktion in Abhängigkeit der Systemgröße an. Ein ähnliches Verhalten lässt sich auch bei den Hyperonen bei 160 A GeV gemessen von NA57 [20] beobachten, wobei im Bereich der zentralen Stöße ( $N_W > 250$ ) dieses Verhalten nicht mehr prägnant zu sehen ist.

Diese Beobachtung stimmt qualitativ mit den Modellvorhersagen von Redlich und Tounsi [7] überein, die bereits in der Einleitung erwähnt wurden (vergleiche Abbildung 1.2).

Zusätzlich ist in Abbildung 6.4 auch der von NA57 gemessene Wert bei 40 A GeV [21] und der von NA49 gemessene Wert bei 160 A GeV [8] eingetragen. Offenbar ergibt sich eine leichte Diskrepanz zwischen der Messung von NA57 und NA49 bei 40 A GeV. In den Daten von NA57 zeigt sich kein signifikanter Unterschied des Ergebnisses bezüglich der Strahlenergie, wohingegen man bei den Ergebnissen von NA49 eine Energieabhängigkeit erkennt. Eine ausführlichere Diskussion der Energieabhängigkeit findet sich in Abschnitt 6.3.

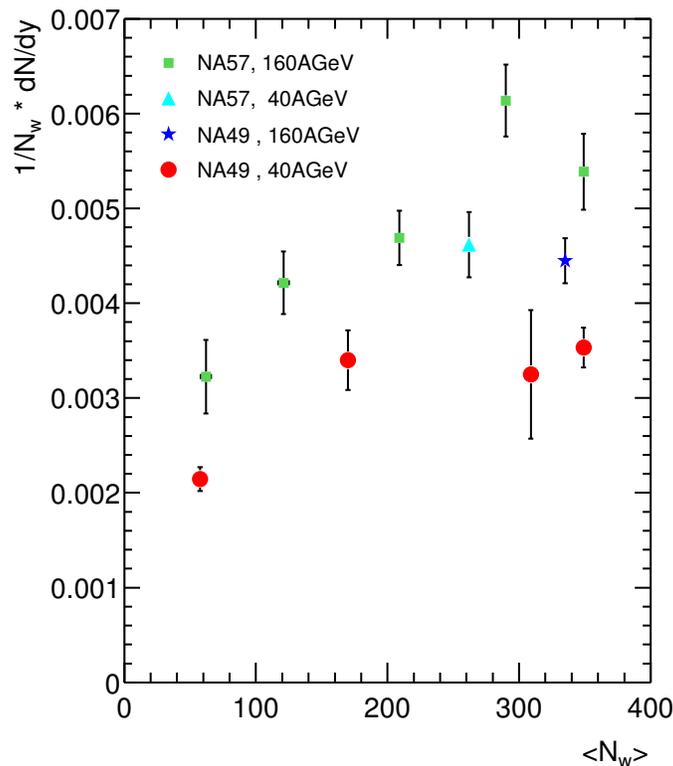


Abbildung 6.4:  $\Xi^-$ -Produktion in Abhängigkeit von der Zentralität

In Abbildung 6.5 ist der Temperaturparameter, der sich ebenfalls aus den  $p_t$ -Spektren ergibt, in Abhängigkeit von der Zentralität dargestellt. Es ist keine signifikante Zentralitätsabhängigkeit zu erkennen. Dies liegt allerdings im Wesentlichen daran, dass die statistischen Fehler auf Grund der wenigen Datenpunkte in den  $p_t$ -Spektren relativ groß sind. Zum Vergleich sind die Werte bei 40  $A$  GeV gemessen von NA57 [21] und bei 160  $A$  GeV gemessen von NA49 [8] dargestellt. Im Rahmen der statistischen Fehler ist der aus dieser Analyse ermittelte Wert für  $T$  mit dem von NA57 kompatibel.

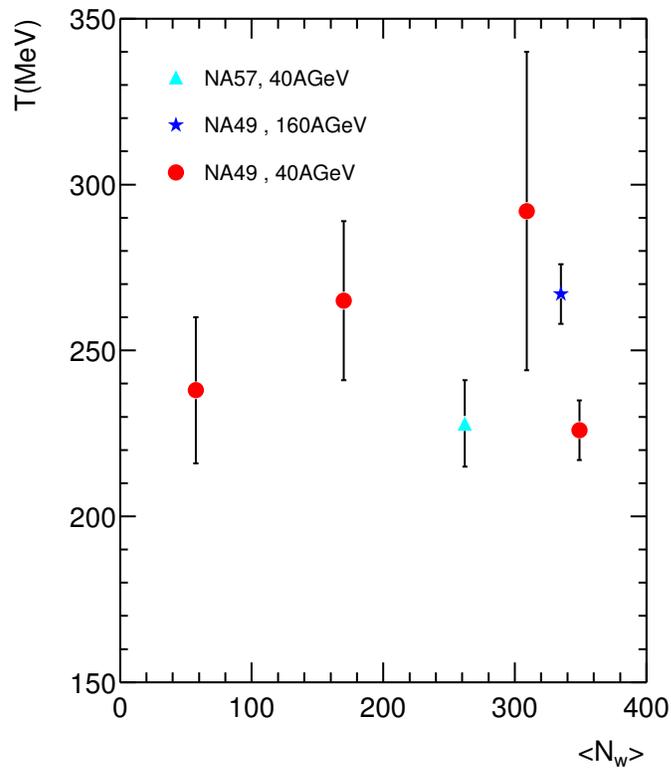


Abbildung 6.5: Temperaturparameter in Abhängigkeit von der Zentralität

### 6.3 $\Xi^-$ -Produktion in Abhängigkeit von der Kollisionsenergie

Ein weiteres interessantes Ergebnis ist die Energieabhängigkeit der  $\Xi^-$ -Produktion. Dazu werden Daten von folgenden Experimenten verwendet: E895 am AGS-Beschleuniger bei einer Energie von 6 A GeV [25], NA49 [8] und NA57 [21] [20] am SPS-Beschleuniger am CERN bei den Energien 40 und 160 A GeV und STAR [22] am RHIC-Beschleuniger bei  $\sqrt{s} = 130\text{GeV}$ . In Abbildung 6.6 ist die  $\Xi^-$ -Produktion in zentralen Stößen normiert auf die Anzahl der “wounded” Nukleonen  $N_W$  in Abhängigkeit von  $\sqrt{s}$  zu sehen. Die Ergebnisse von NA49, NA57 und STAR sind für mittlerer Rapidity angegeben, der Wert von E895 ist über den gesamten Phasenraum integriert ( $4\pi$ ). Man erkennt einen deutlichen Anstieg der  $\Xi^-$ -Produktion mit der Energie. Es fällt eine systematische Diskrepanz zwischen den Ergebnissen von NA49 und NA57 auf, die noch nicht geklärt ist. Dieser markante Anstieg der  $\Xi^-$ -Produktion pro  $N_W$  mit der Energie in dem in Abbildung 6.6 gezeigten Energiebereich lässt sich durch die Nähe zur sogenannten Schwelle begründen. Mit “Schwelle” wird die Energie bezeichnet, die mindestens nötig ist, um ein Teilchen in einer Proton-Proton-Reaktion zu erzeugen. Da das  $\Xi^-$ -Hyperon mit  $1,321\text{ GeV}/c^2$  ein schweres Teilchen ist, liegt auch seine Schwelle hoch. Ist die Strahlenergie groß gegen die Schwellenenergie, so wird die Teilchenproduktion unabhängig von der Energie. Der deutliche Anstieg, den man in Abbildung 6.6 sieht, ist also auf die Nähe des betrachteten Energiebereichs zur Produktionsschwelle zurückzuführen.

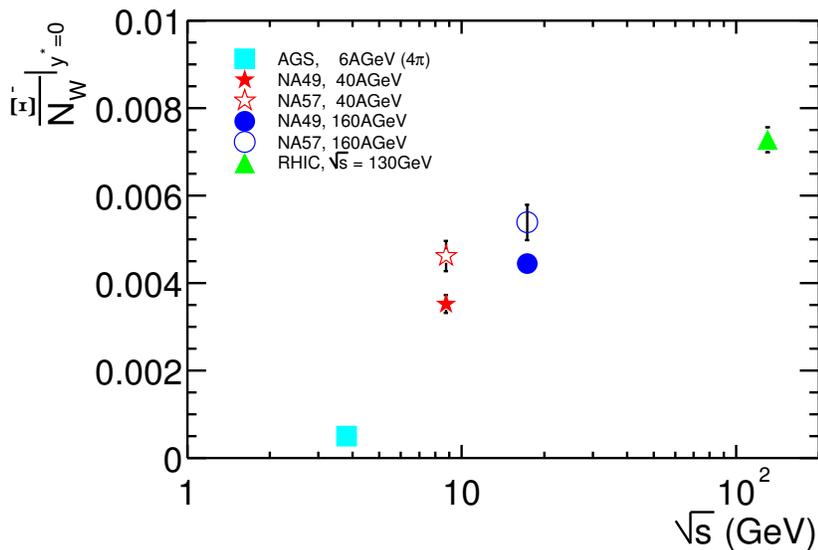


Abbildung 6.6: Die  $\Xi^-$ -Produktion pro  $N_W$  in Abhängigkeit von der Kollisionsenergie

Um die explizite Energieabhängigkeit der Seltsamkeitsproduktion zu untersuchen, ist es üblich, die Anzahl der seltsamen Teilchen auf die Anzahl nicht seltsamer Teilchen, in der Regel Pionen, zu normieren. Pionen werden als ein Maß für die Energie, die zur Teilchenproduktion zur Verfügung steht, verwendet.

In Abbildung 6.7 ist diese explizite Energieabhängigkeit der Seltsamkeitsproduktion zu sehen. Die  $\Xi^-$ -Multiplizitäten stammen aus den selben Referenzen wie für Abbildung 6.6. Die Pionen-Multiplizitäten wurden aus folgenden Referenzen entnommen: für  $6 A$  GeV [26], für 40 und 160  $A$  GeV [27] und für  $\sqrt{s} = 130$  GeV [28]. (Alle Teilchenmultiplizitäten der  $\Xi^-$  und der Pionen sind bei mittlerer Rapidity angegeben mit Ausnahme der AGS-Daten, die im gesamten Phasenraum bestimmt sind.) Dabei werden sowohl die  $\Xi^-$  als auch die Pionen auf die jeweilige Anzahl der “wounded” Nukleonen normiert, da die verschiedenen Experimente verschiedene Reaktionssysteme verwenden und in verschiedenen Zentralitätsbereichen messen. So werden bei AGS und RHIC Goldkerne und beim SPS Bleikerne zur Kollision gebracht. Bei dieser Energieabhängigkeit des seltsamen  $\Xi^-$ -Baryons erkennt man den Ansatz eines eben solchen Maximums, wie es bereits in der Einleitung für Kaonen und  $\Lambda$ s gezeigt wurde.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, könnte laut “statistical model of the early stage” (SMES) [6] dieses Maximum auf einen Phasenübergang vom hadronischen Zustand zum Quark-Gluon-Plasma hindeuten.

Betrachtet man die Energieabhängigkeit der Kaonen und  $\Lambda$ s aus der Einleitung, so findet man einen 30%igen Anstieg von  $E_S$  (Definition siehe Seite 8.) bei 160  $A$  GeV zu dem Wert bei 30  $A$  GeV und einen 12,5%igen Anstieg von 160  $A$  GeV zu 40  $A$  GeV. Vergleicht man dies mit dem Ergebnis für das  $\Xi^-$ -Hyperon, so fällt bei diesem ein Anstieg um 25% von 160  $A$  GeV zu 40  $A$  GeV auf. Dies ist deutlich höher als bei den einfach seltsamen Teilchen. Daher wäre es sehr interessant, einen Wert bei 30  $A$  GeV zu messen. Nimmt man an, dass der Verlauf der Kurve bei einfach und mehrfach seltsamen Teilchen der gleiche ist, so würde man einen Anstieg um 60% bis zum absoluten Maximum bei den  $\Xi^-$  erwarten.

In Abbildung 6.8 ist das  $\frac{\Xi^-}{\pi^+}$ -Verhältnis nach einer Modellrechnung von Redlich und Tounsi [7] dargestellt. Da es keine großen Unterschiede zwischen der  $\pi^+$ - und  $\pi^-$ -Produktion gibt, kann man diese Modellvorhersage mit Abbildung 6.7 vergleichen. Man erkennt auch hierbei eine qualitative Übereinstimmung.

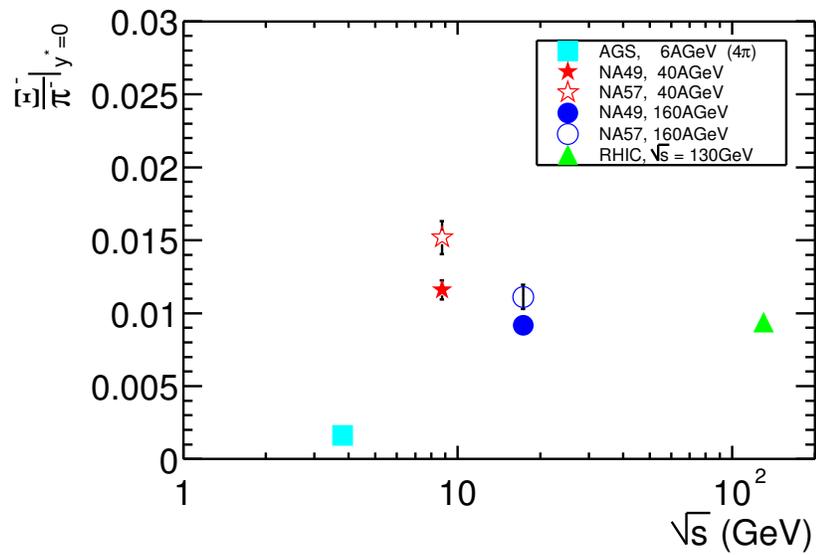


Abbildung 6.7: Die  $\Xi^-$ -Produktion (normiert auf die  $\pi$ -Produktion) in Abhängigkeit von der Kollisionsenergie

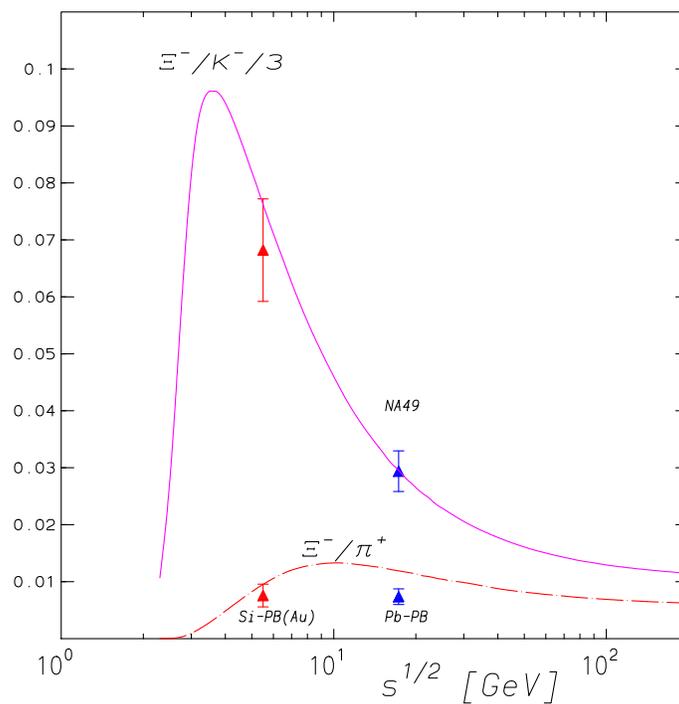


Abbildung 6.8:  $\frac{\Xi^-}{\pi^+}$ -Verhältnis in Abhängigkeit von der Kollisionsenergie [7].

Abschließend soll noch auf die Energieabhängigkeit des Temperaturparameters eingegangen werden. Abbildung 6.9 stellt diesen Zusammenhang dar. Es zeigt sich ein monotoner Anstieg zu hohen Energien hin. Interpretiert man  $T$  als die Temperatur zum Zeitpunkt des thermischen Ausfrierens, so könnte man zunächst folgern, dass diese Temperatur mit zunehmender Energie steigt. Man muss dabei aber auch berücksichtigen, dass ein möglicher, kollektiver Fluss mit der Energie ansteigt und damit auf Grund einer Blauverschiebung der Parameter  $T$  größer wird.

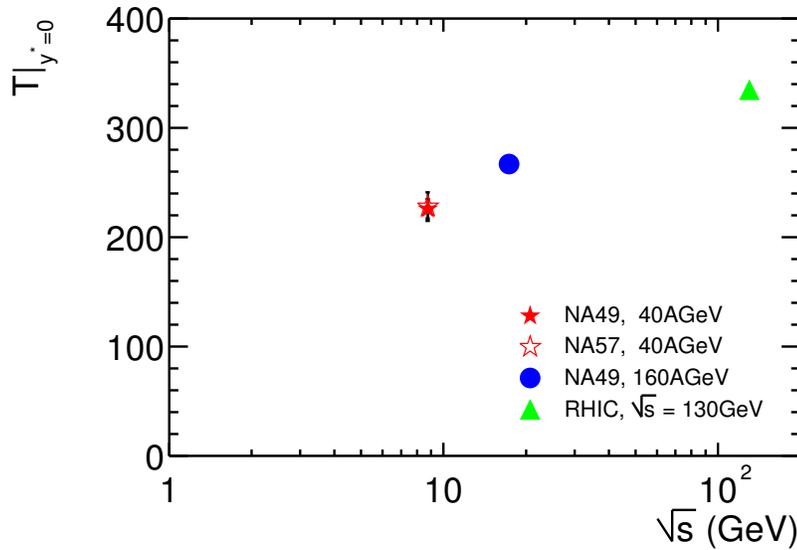


Abbildung 6.9: Der Temperaturparameter in Abhängigkeit von der Kollisionsenergie



# Zusammenfassung

In den modernen Schwerionenexperimenten möchte man den Zustand der Materie unter extremen Bedingungen, wie sie in der frühen Phase unseres Kosmos herrschten, physikalisch untersuchen. Bei hoher Temperatur und Materiedichte wird ein Zustand postuliert, in dem Quarks, die unter den heute in der Natur vorkommenden Bedingungen auf Grund des Confinements in Hadronen gebunden sind, als quasi freie Teilchen existieren können.

Eine spezielle Observable, die man dabei betrachtet, ist die Seltsamkeit. Aus früheren Messungen weiss man, dass die relative Häufigkeit einfach seltsamer Teilchen bei Kern-Kern-Reaktion gegenüber Proton-Proton-Reaktionen erhöht ist und eine andere Energieabhängigkeit zeigt. Zudem ist die Seltsamkeitsproduktion auch abhängig von der Systemgröße. Das kanonische, statistische Modell nach Redlich und Tounsi [7] sagt einen zunächst steilen Anstieg der Produktion von seltsamen Teilchen mit wachsender Systemgröße voraus, der aber bei großen Systemen immer flacher wird.

Diese Diplomarbeit beschäftigt sich mit der  $\Xi^-$  und  $\bar{\Xi}^+$ -Produktion in Blei-Blei-Stößen bei  $40 A$  GeV. Bei dieser Analyse wird die  $\Xi^-$ -Multiplizität in Abhängigkeit von der Kollisionszentralität und damit der Systemgröße untersucht. Zusätzlich wird die  $\Xi^-$ -Produktion in zentralen Blei-Blei-Stößen bei  $40 A$  GeV mit Messungen bei anderen Energien verglichen und damit ihre Energieabhängigkeit der  $\Xi^-$ -Produktion untersucht.

Die verwendeten Daten wurden während einer Strahlzeit im Herbst 1999 vom Experiment NA49 am SPS am CERN aufgenommen. Es wurden zwei Datensätze mit 7%igem Anteil am totalen Wirkungsquerschnitt und zwei Datensätze mit minimaler Einschränkung (minimum bias) durch den Trigger verwendet. Für die Analyse wurden aus diesen Daten 387.616 minimum bias und 577.605 zentrale Ereignisse ausgewählt. Die minimum bias Daten werden in verschiedene Zentralitätsklassen eingeteilt.

Die  $\Xi^-$  ( $\bar{\Xi}^+$ )-Hyperonen werden von NA49 nicht direkt detektiert. Stattdessen werden Kandidaten aus den Tochterpartikeln ( $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ) und  $\pi^-$  ( $\pi^+$ )) des schwachen Zerfalls

rekonstruiert. Die Häufigkeit der Hyperonen wird dann mit Hilfe statistischer Methoden extrahiert. Diese Methode liefert nicht nur die gewünschten Kandidaten sondern auch einen großen kombinatorischen Untergrund, den man durch geeignete, geometrische Einschränkungen reduzieren kann. Dazu wird eine Signifikanzstudie für die entsprechenden geometrischen Größen durchgeführt und auf diese Weise die besten Einschränkungsbedingungen gefunden.

Da das NA49-Experiment auf Grund seiner Geometrie nicht den kompletten Phasenraum erfassen kann und die Effizienz, mit der Teilchen detektiert werden, begrenzt ist, muss auf diese Effekte korrigiert werden. Um diese Korrektur zu bestimmen führt man eine Simulation durch. Man simuliert  $\Xi^-$ -Hyperonen und überprüft, wie viele mit dem gleichen Verfahren, das man zur Datenbestimmung verwendet, in jedem Phasenraumbereich wiedergefunden werden können.

Unter Verwendung dieser Korrektur erhält man die Transversalimpulsspektren bei mittlerer Rapidität für  $\Xi^-$  in vier verschiedenen Zentralitätsklassen. Aus diesen Spektren lässt sich die Anzahl der  $\Xi^-$ -Hyperonen bei mittlerer Rapidität pro Kollision ermitteln. Sie steigt von  $0,12 \pm 0,01$  bei peripheren Stößen auf  $1,23 \pm 0,07$  zu zentralen Stößen hin an. Zudem kann man aus der Steigung der  $p_t$ -Spektren den Temperaturparameter  $T$  berechnen. Dieser bewegt sich im Bereich von 226 bis 292 MeV, zeigt aber keine eindeutige Zentralitätsabhängigkeit.

Als physikalisch signifikante Ergebnisse erhält man aus dieser Analyse das  $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$ -Verhältnis in Abhängigkeit von der Zentralität und im Vergleich mit anderen Messungen in Abhängigkeit von der Energie. Es lässt sich keine Zentralitätsabhängigkeit des Verhältnisses feststellen. Bei zentralen Stößen hat es einen Wert von  $0,072 \pm 0,025$  und stimmt damit gut mit der Modellvorhersage des Hadron-Gas-Modells nach Beattini [24] überein. Das  $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$ -Verhältnis zeigt die erwartete starke Energieabhängigkeit im Bereich von 6 A GeV gemessen am AGS bis hin zu RHIC-Energie von  $\sqrt{s} = 130$  GeV.

Als weiteres Ergebnis ist die Zentralitätsabhängigkeit der  $\Xi^-$ -Produktion normiert auf  $N_W$  zu nennen. Dabei zeigt sich zunächst ein rascher Anstieg der Produktion mit der Energie bis  $N_W \approx 170$ . Ab diesem Bereich lässt sich eine Saturation zu zentralen Stößen hin erkennen. Dieses Verhalten ist in Übereinstimmung mit dem vom kanoischen, statistischen Modell [7] vorhergesagtem Verlauf.

Betrachtet man die  $\Xi^-$ -Produktion in Abhängigkeit von der Energie, so erkennt man einen steilen Anstieg mit wachsender Energie. Dies kann damit erklärt werden, dass der betrachtete Energiebereich nahe der Produktionsschwelle der schweren  $\Xi$ -Hyperonen liegt. Das  $\Xi^-/\pi^-$ -Verhältnis zeigt ähnlich wie die einfach seltsamen Teilchen ein Maximum bei 40 A GeV. Der steile Anstieg von AGS-Energien bis ca. 40 A GeV

und der darauf folgende Abfall sind in qualitativer Übereinstimmung mit der Modellvorhersage des kanonischen, statistischen Modells [7].

Der Parameter  $T$  zeigt einen Anstieg mit der Energie. Dies lässt sich zum einen mit einer Temperaturerhöhung mit steigender Energie erklären, aber auch mit einem erhöhten gerichtetem Fluss, der zu einer Blauverschiebung führt.



# Anhang

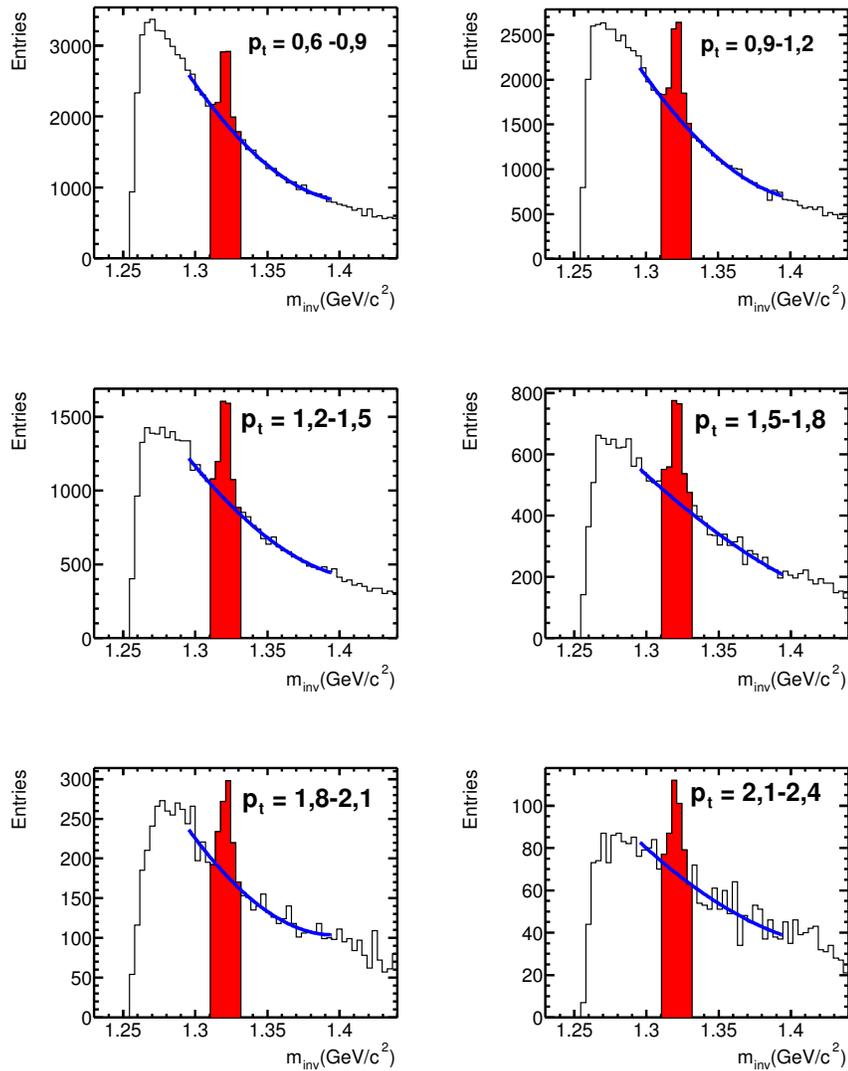


Abbildung 6.10:  $M_{inv}$ -Spektren, die zur Bestimmung des  $p_t$ -Spektrums aus der zentralen Klasse 1\* verwendet wurden.

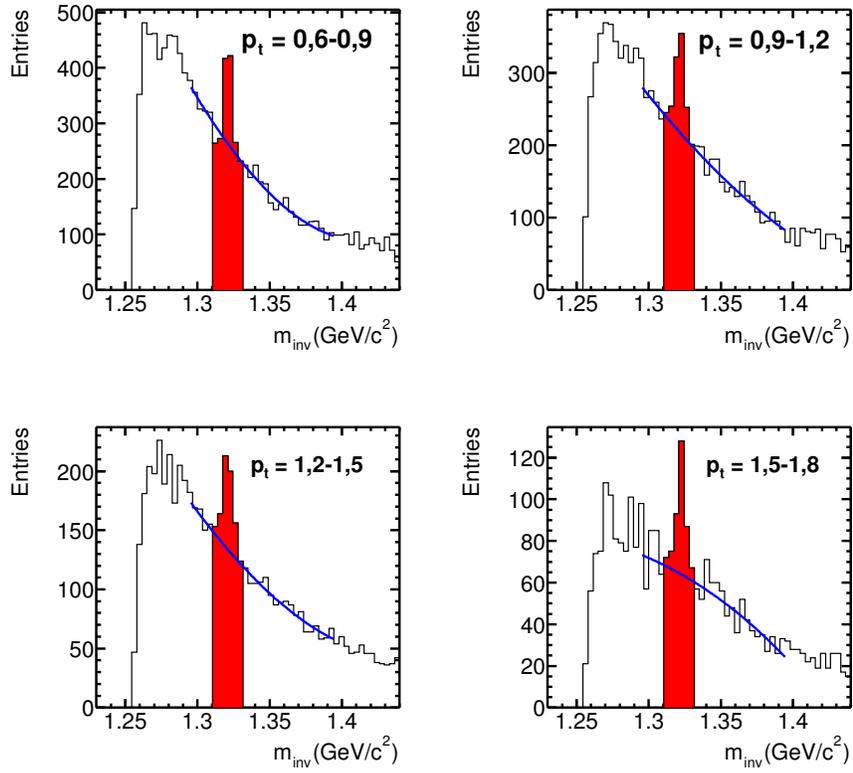


Abbildung 6.11:  $M_{inv}$ -Spektrn, die zur Bestimmung des  $p_t$ -Spektrums aus der zentralen Klasse 12 verwendet wurden.

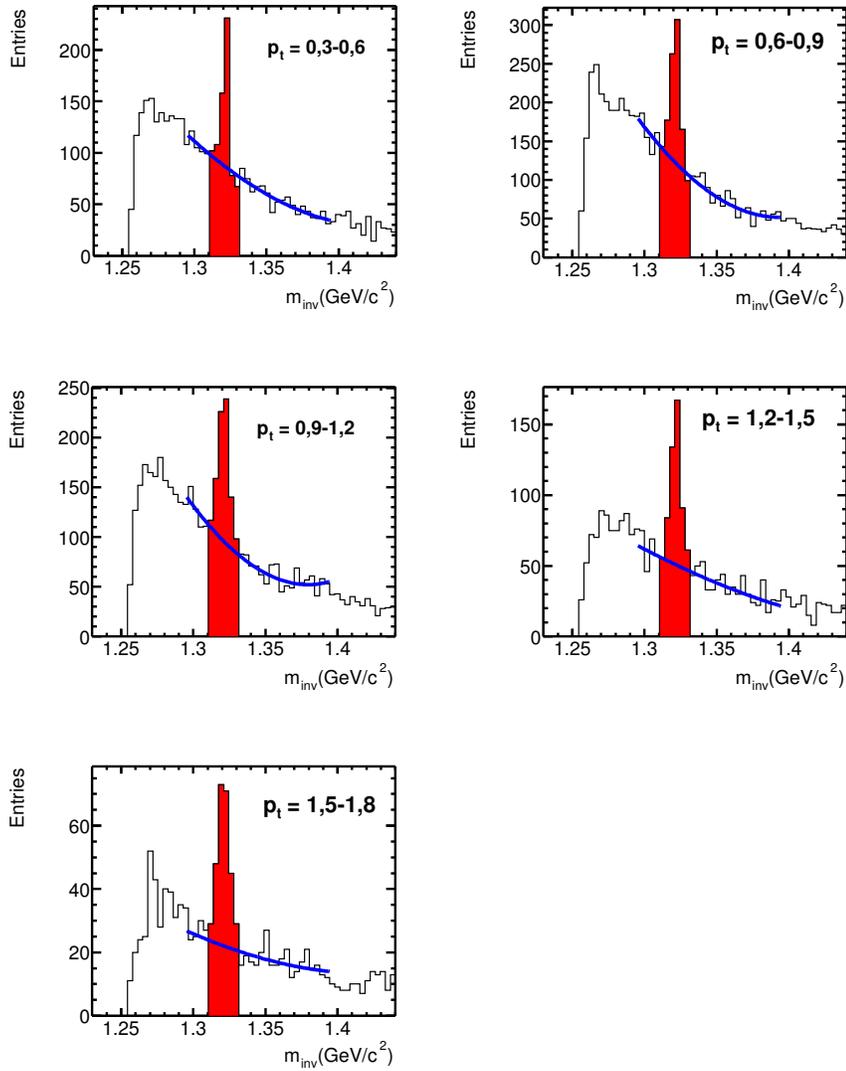


Abbildung 6.12:  $M_{inv}$ -Spektren, die zur Bestimmung des  $p_t$ -Spektrums aus der semi-zentralen Klasse 34 verwendet wurden.

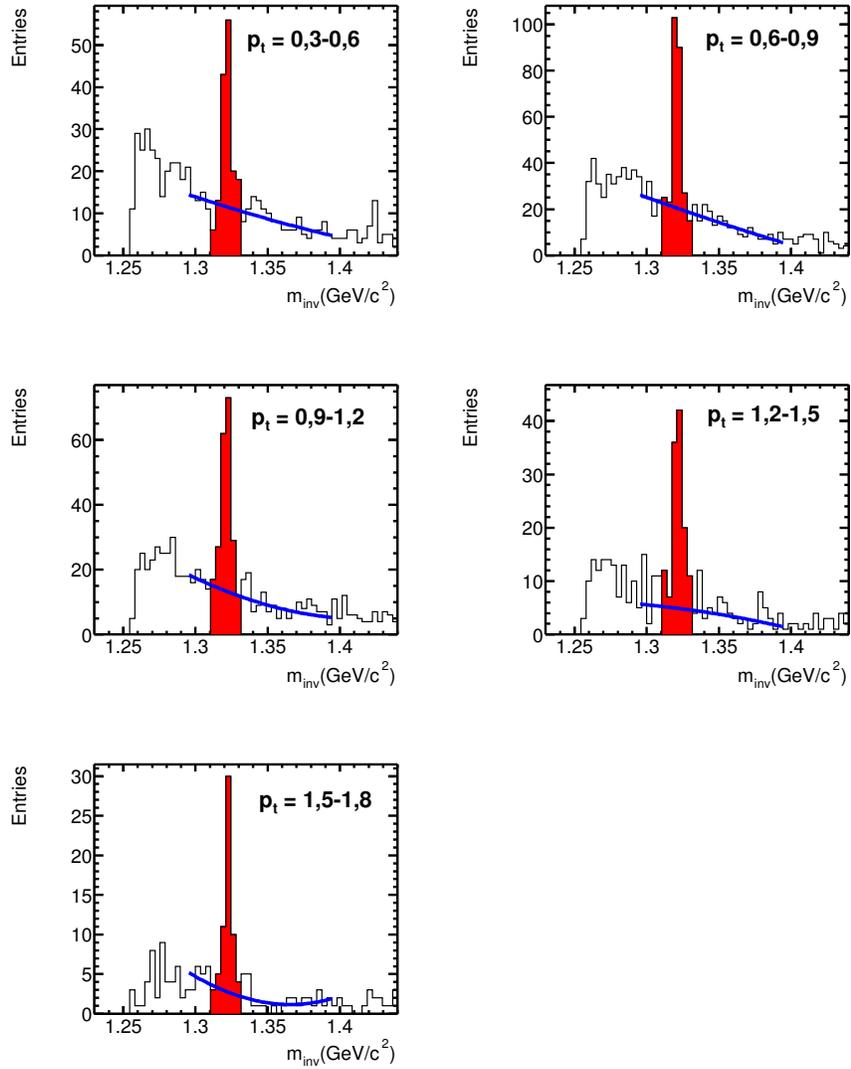


Abbildung 6.13:  $M_{inv}$ -Spektrn, die zur Bestimmung des  $p_t$ -Spektrums aus der peripheren Klasse 56 verwendet wurden.

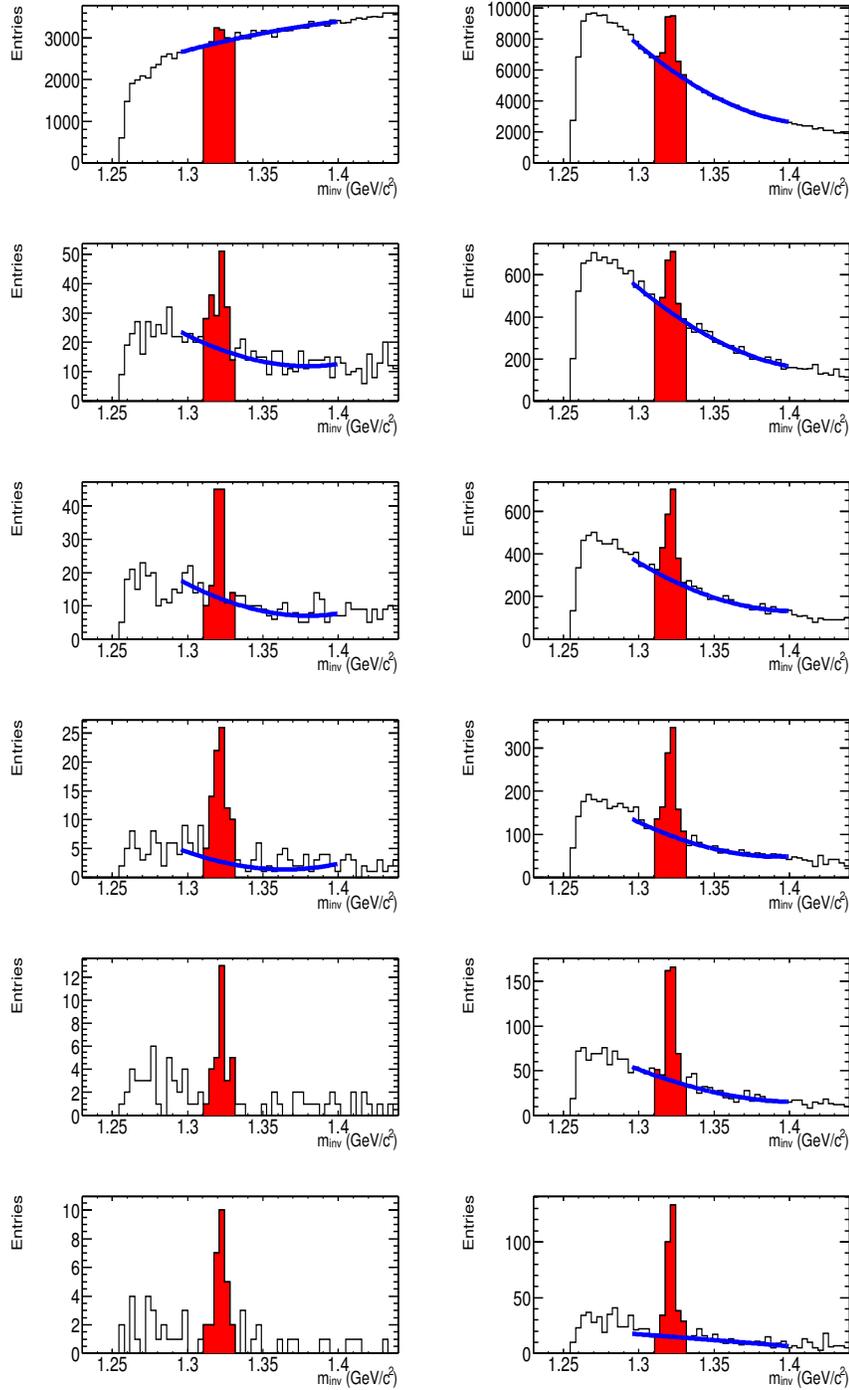


Abbildung 6.14:  $M_{inv}$ -Spektrn, die zur Bestimmung des  $\frac{\Xi^+}{\Xi^-}$ -Verhältnisses verwendet wurden. Links sind die  $M_{inv}$ -Spektrn der  $\Xi^+$  und rechts die der  $\Xi^-$  zu sehen. Die Spektrn sind von oben nach unten von zentralen zu peripheren Stößen geordnet.



# Literaturverzeichnis

- [1] Nakano T et al. 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 012002-1
- [2] Unsöld und Baschek 1999 “Der neue Kosmos”, Springer-Verlag
- [3] Klapdor-Kleingrothaus H V und Zuber K 1997 “Teilchenastrophysik”, Teubner Studienbücher
- [4] Koch P, Müller B und Rafelski J 1986 *Phys. Rep.* **142** 167
- [5] Friese V (NA49 collaboration) 2003 *Proc. SQM03* (nucl-ex/0305017) erscheint in *J. Phys. G* **29**
- [6] Gazdzicki M und Gorenstein M I 1999 *Acta Phys. Polon. B* **30** 2705
- [7] Redlich K und Tounsi A 2002 *Eur. Phys. J. C* **24** 589
- [8] Afanasiev S V et al. (NA49 collaboration) 2002 *Phys. Lett. B* **538** 275
- [9] Afanasiev S V et al. (NA49 collaboration) 1999 *Nucl. Instrum. Methods A* **430** 210
- [10] Eckhardt F 1996, Dissertation, Universität Marburg/Lahn
- [11] Leo W R 1992 “Technics for Nuclear and Particle Physics”, Springer-Verlag
- [12] Toy M 1999, Dissertation, University of California, Los Angeles, USA
- [13] Cooper G 2000, Dissertation, Berkeley Lab (LBNL), Berkeley, USA
- [14] Hagiwara K et al. (Particle Data Group) 2002 *Phys. Rev. D* **66** 010001
- [15] Stöcker H 1998 “Taschenbuch der Physik”, Verlag Harri Deutsch
- [16] Alt C et al. (NA49 collaboration) 2003 *Phys. Rev. C* **68** 034903
- [17] Glauber R J and Matthiae G 1970 *Nucl. Phys. B* **21** 135

- [18] Mischke A 2002, Dissertation, Universität Frankfurt
- [19] Application Software Group 1994, GEANT, Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W1013, CERN, Genf
- [20] Manzari V (NA57 collaboration) 2003 *Nucl. Phys. A* **715** 140
- [21] Elia D (NA57 collaboration) 2003 *Nucl. Phys. A* **715** 514
- [22] Castillo J (STAR collaboration) 2003 *Nucl. Phys. A* **715** 518
- [23] Mitrovski M (NA49 collaboration) 2003 *Proc. SQM03* (nucl-ex/0305029) erscheint in *J. Phys. G* **29**
- [24] Becattini F, Gazdzicki M, Sollfrank J 1998 *Eur. Phys. J. C* **5** 143
- [25] Chung P et al. (E895 collaboration) 2003 (nucl-ex/0302021) erscheint in *Phys. Rev. Lett.*
- [26] Klay J L et al. (E895 collaboration) 2003 (nucl-ex/0306033) erscheint in *Phys. Rev. C*
- [27] Afanasiev S V et al. (NA49 collaboration) 2002 *Phys. Rev. C* **66** 054902
- [28] Adcox K et al. (PHENIX collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **88** 242301-1

# Danksagung

Mein Dank geht zuerst an Herrn Prof. Dr. Herbert Ströbele für die Möglichkeit an dem beeindruckenden Experiment NA49 mitarbeiten zu können, für die hervorragende Betreuung während meiner Diplomzeit und die vielen guten Anregungen bzgl. meiner Analyse.

Herrn Prof. Dr. Reinhard Stock danke ich für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und für die “ansteckende” Begeisterung für die Schwerionenphysik.

Ein besonderer Dank geht an Herrn Prof. Dr. Christoph Blume, der mir im vergangenen Jahr stets mit Rat und Tat zur Seite stand und auch manche Überstunde dafür nicht gescheut hat.

Ein ganz liebes Dankeschön möchte ich Dipl.-Phys. Ingrid Kraus sagen, die für alle Probleme immer meine erste Ansprechpartnerin war und mir bei so manchem Root- oder C++-Problem geholfen hat.

Herrn Dr. habil. Marek Gaździcki danke ich für die gute Einführung in das Gebiet der Schwerionenphysik und die vielen spannenden Diskussionen.

Mein Dank geht auch an alle Mitglieder der NA49 Kollaboration, ohne die die Daten, die ich analysiert habe, überhaupt nicht existiert hätten.

Herrn Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger danke ich für die Arbeitsmöglichkeit an der Gesellschaft für Schwerionenforschung.

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zu der freundschaftlichen Arbeitsatmosphäre an der GSI beigetragen haben: Dr. Andreas Förster, Dr. Volker Friese, Dipl.-Phys. Simon Lang, Dipl.-Phys. Jochen Markert, Dr. André Mischke, Dr. Christian Müntz, Priv. Doz. Dr. Helmut Öschler, Dipl.-Phys. Yvonne Pachmeyer, Dipl.-Phys. Alexander Schmah, Dipl.-Phys. Tanja Schuck, Dipl.-Ing. Erwin Schwab, Priv. Doz. Dr.

Peter Senger, Dr. Christian Sturm, Dipl.-Phys. Florian Uhlig, Dipl.-Phys. Jörn Wüstenfeld, Dr. In-Kwon Yoo und Dipl.-Phys. Peter Zumbruch.

Danken möchte ich auch der “IKF-Gruppe” für die angenehmen Aufenthalte am CERN und die organisatorische Hilfe bei der Planung von Dienstreisen: Christopher Alt, Dipl.-Phys. Peter Dinkelaker, Dr. Dominik Flierl, Stefan Kniege, Michael Mitrovski, Dipl.-Phys. Alexander Wetzler und Dipl.-Phys. Jacek Zaranek.

Des Weiteren möchte ich all meinen Freunden danken, die großes Verständnis für meine reduzierte Freizeit hatten und die es immer wieder geschafft haben, mich mal auf nicht physikalische Gedanken zu bringen. Hier seien insbesondere Anne Schandert und Dipl.-Ing. Dietmar Bönning genannt.

Meinem Freund Dipl.-Phys. Tilman Aßmus möchte ich von ganzem Herzen für sein großes Verständnis für meine Arbeit, seine Hilfsbereitschaft bei  $\text{T}_{\text{E}}\text{X}$ -nischen Problemen, aber vor allem für ein (ent-)spannendes Leben außerhalb der Physik danken und dafür, dass er immer für mich da ist.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mich mein Leben lang stets als gute Freunde begleitet, mein Physikstudium unterstützt und regen Anteil an dieser Arbeit genommen haben.