

**Λ und $\bar{\Lambda}$ Produktion
in zentralen Blei-Blei-Kollisionen
bei 40, 80 und 158 GeV pro Nukleon**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

André Mischke
aus Niebüll

Frankfurt am Main, 2002
(D F 1)

Vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking

Gutachter: Prof. Dr. Herbert Ströbele
Prof. Dr. Reinhard Stock

Datum der Disputation: 3. Dezember 2002

But if there is no solace in the fruits of our research, there is at least some consolation in the research itself. Men and women are not content to comfort themselves with tales of gods and giants, or to confine their thoughts to the daily affairs of life; they build telescopes and satellites and accelerators, and sit at their desks for endless hours working out the meaning of the data they gather. The effort to understand the universe is one of the very few things that lifts human life a little above the level of farce, and gives it some of the grace of tragedy.

Steven Weinberg, *The First Three Minutes*

Zusammenfassung

Zielsetzung der ultrarelativistischen Schwerionenphysik ist es, hoch verdichtete und stark erhitzte Kernmaterie (gemeint ist hierbei nicht nur die Materie der Atomkerne, sondern allgemein stark wechselwirkende Materie) im Labor zu erzeugen und deren Eigenschaften zu untersuchen. Gitter-QCD Rechnungen sagen bei einer kritischen Energiedichte von 1-2 GeV/fm³ einen Übergang der hadronischen Materie in eine partonische Phase, dem Quark-Gluon-Plasma, voraus. Neben anderen Observablen wurde die Seltsamkeitsproduktion als mögliche Signatur für den Materiezustand quasifreier Quarks und Gluonen vorgeschlagen. Im Vergleich zu elementaren Nukleon-Nukleon-Reaktionen beobachtet man in Schwerionenkollisionen generell eine Überhöhung der Seltsamkeitsproduktion. Inwieweit dieser Unterschied bei allen Schwerpunktenergie auf rein hadronische Phänomene zurückgeführt werden kann, oder ob partonische Gleichgewichtseffekte eine wesentliche Rolle spielen, ist derzeit eines der wichtigen Themen der Schwerionenphysik. Antworten auf diese Fragen erhofft man sich aus der Untersuchung der Energieabhängigkeit der Erzeugung seltsamer Hadronen. Die NA49 Kollaboration hat deshalb am CERN-SPS ein Energie-Scan Programm aufgelegt, in dem zentrale Blei-Blei-Kollisionen bei 40, 80 und 158 A·GeV untersucht wurden. In dieser Arbeit wird die Produktion von Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei den drei verschiedenen Strahlenergien untersucht. Λ Hyperonen, die 30-60% der produzierten s-Quarks enthalten, erlauben neben der Seltsamkeitsproduktion gleichzeitig auch den durch die kollidierenden Kerne erzeugten Effekt der Baryondichte zu studieren.

Das NA49 Experiment führt präzise Messungen des hadronischen Endzustands über einen weiten Akzeptanzbereich durch. Die geladenen Sekundärteilchen werden in vier hochauflösenden Spurdritzkammern gemessen. Neutrale seltsame Teilchen (Λ , $\bar{\Lambda}$ und K_s^0) werden anhand ihrer Zerfallstopologie identifiziert. Die untersuchten Lambda Hyperonen werden über drei Rapiditätseinheiten um den Bereich zentraler Rapidität und mit Transversalimpulsen von 0,4 und 2,5 GeV/c gemessen.

Die Temperaturparameter der Λ und $\bar{\Lambda}$ Transversalimpulsverteilungen bei zentraler Rapidität sind für die drei Energien im Rahmen der Fehler gleich. Als Funktion der Schwerpunktenergie beobachtet man einen Anstieg des Lambda-Temperaturparameters, was durch eine Erhöhung des kollektiven transversalen Flusses erklärt werden kann. Erste Ergebnisse zur Proton-Produktion zeigen einen ähnlichen Trend.

Die Rapiditätsverteilungen der Λ sind breiter als die der $\bar{\Lambda}$ Hyperonen. Die Λ Rapiditätsverteilung verbreitert sich mit ansteigender Schwerpunktenergie von einer bei zentraler Rapidität konzentrierten Verteilung bei 40 A·GeV zu einem flachen Verlauf bei

158 A·GeV. Die Lambdas enthalten Beiträge der extrem kurzlebigen Σ^0 , die elektromagnetisch in ein Λ und ein Photon zerfallen. Die in der Analyse selektierten Λ und $\bar{\Lambda}$ sind aufgrund der gewählten Qualitätskriterien nahezu frei von Beiträgen mehrfach-seltener Baryonen. Der systematische Fehler der Spektren konnte zu 9% abgeschätzt werden. Die Korrekturen und die Analyseprozedur wurden durch die Extraktion des K_s^0 Mesons bei 158 A·GeV und den Vergleich dieser Ergebnisse mit denen der geladenen Kaonen überprüft. Man stellt eine gute Übereinstimmung fest.

Zusammen mit Ergebnissen bei niedrigeren Energien läßt sich die Anregungsfunktion der Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen studieren. Während die Λ Multiplizität bei mittlerer Rapidität nach dem Anstieg bei niedrigen Energien im SPS-Energiebereich leicht abfällt bzw. die totale Multiplizität saturiert, beobachtet man für die $\bar{\Lambda}$ einen stetigen Anstieg als Funktion der Schwerpunktennergie. Das $\langle\Lambda\rangle/\langle\pi\rangle$ Verhältnis in Kern-Kern-Kollisionen zeigt einen steilen Anstieg im AGS-Energiebereich mit anschließendem Maximum und einem Abfall bei SPS-Energien. Dagegen beobachtet man in Nukleon-Nukleon-Reaktionen eine Satura-tion dieses Verhältnisses bei etwa der höchsten AGS-Energie. Die Normierung auf die Pionen dient dem Vergleich der Produktionsraten in Kern-Kern-Stößen mit denen der elementaren Systeme und ist unabhängig von der Anzahl der beteiligten Nukleonen.

Das Maximum des Λ/π Verhältnisses liegt zwischen 10 und 40 A·GeV, wie es von stati-stischen Modellen vorhergesagt wird. Die Energieabhängigkeit des $\langle\Lambda\rangle/\langle\pi\rangle$ Verhältnisses läßt sich dementsprechend gut mit dem Statistischen Modell von Cleymans, Redlich et al. beschreiben. Der generelle Trend des Λ/π Verhältnisses wird von den mikroskopischen Modellen (UrQMD, HSD, RQMD) richtig wiedergegeben, wobei jedoch die Datenpunkte (besonders für 40 A·GeV) unterschätzt werden. Die Vorhersagen des UrQMD- und HSD-Modells für die Λ Rapiditätsverteilung zeigen sehr gute Übereinstimmung mit den Da-ten. Die Diskrepanz im Λ/π Verhältnis ist somit auf die überschätzte Pion-Produktion zurückzuführen. Die $\bar{\Lambda}$ Produktion wird von dem UrQMD- und RQMD-Modell um mehr als einen Faktor zwei unterschätzt. Die Λ und $\bar{\Lambda}$ Produktionsraten für alle drei Energien und die totale K_s^0 Multiplizität bei 158 A·GeV fügen sich in einer statistischen Modell-analyse von Becattini in die Systematik der anderen Teilchen ein. Der Seltsamkeits-Saturationsfaktor γ_s zeigt keine große Änderung als Funktion der Energie.

Das $\bar{\Lambda}/\Lambda$ Verhältnis bei mittlerer Rapidität, das den Paarproduktionsprozess wider-spiegelt, steigt rapide von AGS- bis RHIC-Energien an. Der gleiche Trend ist für das \bar{p}/p Verhältnis beobachtbar. Das $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ Verhältnis erlaubt das Zusammenspiel der Produktions- und Annihilationsprozesse zu studieren. Im SPS-Energiebereich steigt dieses Verhältnis mit abnehmender Schwerpunktennergie leicht an.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit wurden auf der Strange-Quark-Matter Konferenz 2001 [1] und der Quark-Matter Konferenz 2002 [2] vorgestellt und diskutiert.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung in die ultra-relativistische Schwerionenphysik	3
1.1	Quarks, Gluonen und ihre Wechselwirkung	4
1.2	Kernmaterie unter extremen Bedingungen	7
1.2.1	Phasendiagramm der Kernmaterie	8
1.3	Kern-Kern-Stöße	10
1.3.1	Schwerionen-Experimente	10
1.3.2	Phänomenologische Beschreibung der Reaktionsdynamik	10
1.3.3	Zeitliche Entwicklung von Schwerionenreaktionen	13
1.3.4	Meßbare Observablen	14
1.4	Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas	16
1.4.1	Modelle	18
1.4.2	Energie-Scan Programm	22
2	Produktion seltsamer Teilchen	23
3	Das NA49 Experiment am CERN-SPS	31
3.1	Strahl und Target	32
3.2	Strahlpositionsdetektoren und Triggersystem	34
3.3	Dipolmagneten	35
3.4	Spurdriftkammern	36
3.5	Flugzeitdetektoren	44
3.6	Kalorimeter und Kollimator	45
3.7	Änderungen des experimentellen Aufbaus bei 40 und 80 A·GeV	46
3.8	Datenaufnahme	46

4	Datenanalyse	49
4.1	Datensätze	50
4.1.1	Magnetfeld-Skalierung für 40 und 80 A·GeV	53
4.2	Rekonstruktionskette	54
4.2.1	Raumpunkt-Rekonstruktion	55
4.2.2	Teilchenspür-Rekonstruktion	58
4.2.3	Impuls-Bestimmung	60
4.2.4	Hauptvertex-Bestimmung	60
4.2.5	Bestimmung der potentiellen Punkte und Zusammenführung von Spurstücken	61
4.2.6	Orts- und Impulsauflösung	62
4.2.7	Datenvolumen und Analyse-Umgebung	62
4.3	V0 Rekonstruktion	63
4.3.1	V0 Suche	63
4.3.2	V0 Such-Effizienz	71
4.3.3	Bestimmung der kinematischen und geometrischen V0-Größen	74
5	V0-Analyse	75
5.1	Ereignisauswahl	75
5.2	Qualitätskriterien	77
5.2.1	z_{Vertex} -Position	77
5.2.2	V0-Extrapolation in die Targetebene	78
5.2.3	$\cos\Theta^*$ -Verteilung	79
5.2.4	Lebensdauer	80
5.2.5	Spezifischer Energieverlust der Zerfallsteilchen	81
5.2.6	Zerfallsteilchen mit kleinem Laborimpuls	82
5.2.7	Zerfallsvertex-Position	84
5.2.8	Spür-Qualität	84
5.2.9	y_{cut}	86
5.3	Invariante Massenverteilungen	88
5.4	Korrekturen	91
5.4.1	Geometrische Akzeptanz	91
5.4.2	Rekonstruktionseffizienz	96
5.4.3	Feed-down Korrektur	104
5.4.4	Daten-Reproduktion	105

6	Ergebnisse	107
6.1	Transversalimpuls-Spektren	107
6.1.1	m_T -Spektren	110
6.1.2	Extrapolation der Transversalimpuls-Spektren	111
6.2	Rapiditäts-Verteilung	113
6.2.1	Totale Multiplizität	114
6.3	Konsistenz und Stabilität der Ergebnisse	117
6.3.1	Korrekturfaktoren	118
6.3.2	Up-Down Symmetrie	118
6.3.3	Das Qualitätskriterium y_{cut}	122
6.3.4	K_s^0 Spektren	123
6.3.5	Seltsamkeitserhaltung	125
6.4	Fehlerbetrachtung	126
7	Diskussion	127
7.1	Vergleich mit bisherigen Messungen	127
7.2	Energieabhängigkeit	130
7.2.1	Inverser Steigungsparameter der Λ Hyperonen	131
7.2.2	Anregungsfunktion der Λ Produktion	132
7.2.3	Anregungsfunktion der $\bar{\Lambda}$ Produktion	136
7.2.4	$\bar{\Lambda}/\Lambda$ Verhältnis	138
7.2.5	$\bar{\Lambda}/\bar{p}$ Verhältnis	139
7.2.6	Der empirische Faktor Σ^\pm/Λ	140
7.3	Vergleich mit Modellvorhersagen	141
7.3.1	Statistische Modelle	141
7.3.2	Mikroskopische Modelle	144
8	Ausblick	147
A	Relativistische Kinematik und Lorentz-Transformationen	151
B	Zusätzliche Abbildungen 1	157
C	Zusätzliche Abbildungen 2	169
D	Tabellen: Rapiditätsverteilung und Energieabhängigkeit	179
	Literaturverzeichnis	185

Kapitel 1

Einführung in die ultra-relativistische Schwerionenphysik

In diesem Kapitel soll eine Einführung in das Gebiet der ultrarelativistischen Schwerionenphysik gegeben werden. Schwerionen oder Kerne sind aus Protonen und Neutronen aufgebaut, die man als Nukleonen zusammenfaßt. Diese wiederum bestehen aus einem Vielteilchensystem von Quarks und Gluonen. Die Wechselwirkung zwischen den Quarks wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Im Vergleich zur Quantenelektrodynamik (QED), die die Wechselwirkung zwischen Ladung tragenden Teilchen bis zu beliebig hoher Ordnung exakt beschreibt, ist eine analytische Beschreibung eines Nukleons oder gar von Schwerionenreaktionen durch die QCD aufgrund der Farbladung der Austauscheteilchen (Gluonen) nicht möglich. Deshalb bedient man sich der QCD auf Gittern und phänomenologischen Modellen. Somit ist auch diese Einführung ein Streifzug durch die experimentellen Ergebnisse und deren Diskussion anhand von Modellen.

Nach dem ersten Abschnitt zu den Eigenschaften der hadronischen Materie wird im darauf folgenden Abschnitt die Kernmaterie unter extremen Bedingungen diskutiert. Die phänomenologischen Beschreibungen der Reaktionsdynamik und der zeitlichen Entwicklung von Kern-Kern-Stößen wird im dritten Abschnitt den experimentellen Ergebnissen gegenübergestellt. Der letzte Abschnitt faßt die „etablierten“ Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas zusammen. Außerdem werden statistische und dynamische Modelle erläutert, die, mit oder ohne eine partonischen Phase, Vorhersagen für die Teilcheneigenschaften machen.

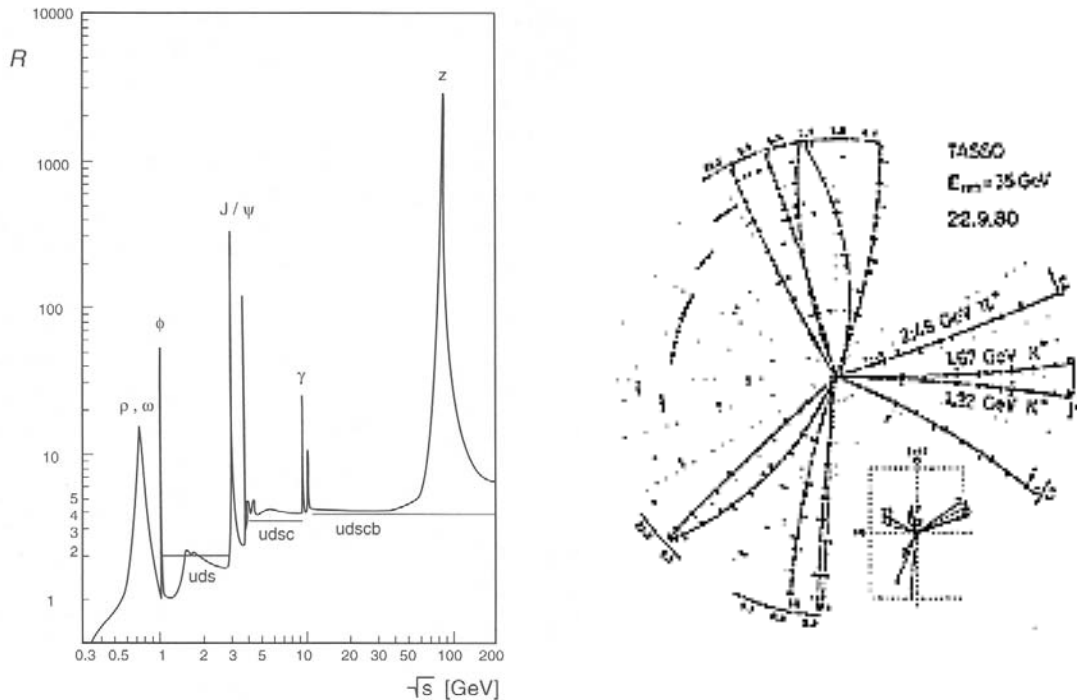


Abbildung 1.1 Links: Schematische Darstellung des Wirkungsquerschnittes R der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$, normiert auf den myonischen Reaktionskanal als Funktion der C.M. Energie [3]. Die horizontalen Linien zeigen den zu erwartenden Wert entsprechend der erzeugten Quark-Flavours gemäß Gleichung 1.1. Rechts: Drei-Jet Ereignis aus einer e^+e^- -Annihilation, registriert mit dem TASSO Detektor bei einer Schwerpunktennergie von 35 GeV.

1.1 Quarks, Gluonen und ihre Wechselwirkung

Die Postulierung des statischen **Quark-Modells** durch M. Gell-Mann, Y. Ne'eman und G. Zweig im Jahre 1961 und der Bau immer leistungsfähiger Beschleuniger ebneten den Weg zu weiteren Untersuchungen der Nukleonenstruktur. Das **Standardmodell** der Elementarteilchen teilt die Materie in Leptonen und Quarks ein, die nach heutigem Kenntnisstand die kleinsten Bausteine der Materie ohne innere Struktur darstellen. Zwischen diesen Teilchen wirken vier fundamentale Kräfte: Die starke, schwache und elektro-magnetische Wechselwirkung sowie die Gravitation.

Die Leptonen gliedern sich in Elektronen, Myonen und Tau-Leptonen sowie ihren entsprechenden Neutrinos. Bei den Quarks unterscheidet man sechs Arten, die Quark *flavours* genannt werden: (u)p, (d)own, (c)harm, (s)trange, (t)op und (b)ottom. Der experimentel-

le Nachweis der Quarks erfolgte 1968 in tiefinelastischen Elektron-Nukleon-Streuungen [4]. Neben den üblichen Teilcheneigenschaften (Ladung, Spin, Isospin,...) besitzen die Quarks einen weiteren Freiheitsgrad, die Farbe oder Farbladung, die drei verschiedene Werte annehmen kann. Man wählte hierbei die Primärfarben rot, grün und blau. Einen experimentellen Nachweis der Quark-Flavour lieferten nichtresonante Hadron-Produktionen in e^+e^- -Annihilationen. In der Elektron-Positron-Vernichtung werden die Teilchen-Antiteilchen-Paare elektro-magnetisch erzeugt. Die Produktion hängt von der Ladung z der Teilchen ab. Das Verhältnis der Produktionsraten R für Quarks ($z_f = 2/3, -1/3$) und Myonen ist somit eine Funktion der Quarkladungen:

$$R = 3 \cdot \sum_f z_f^2 \quad (1.1)$$

Der Faktor 3 steht für die Anzahl der Farbfreiheitsgrade. Die Summation erfolgt über alle Quarkarten, die bei einer bestimmten Energie erzeugt werden können. In Abbildung 1.1 (links) ist das Verhältnis der Produktionsraten R als Funktion der Schwerpunktenenergie dargestellt. Man beobachtet eine Erhöhung dieses Verhältnisses mit jeder Erzeugung eines schwereren Quarks. Neben der drittelzahligen Quarkladung konnte auf diese Weise die Farbladungszahl 3 experimentell nachgewiesen werden.

In Hochenergieexperimenten läßt sich die Erzeugung von Quarks (q) und Gluonen (g) durch die Jet-Struktur ihrer Bahnen im Detektor beobachten (γ^* : virtuelles Photon):

$$e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q} \quad \text{oder} \quad e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q}g.$$

Jets entstehen aus der Hadronisierung der ursprünglich erzeugten Quarks. In der zweiten Reaktion strahlt ein hochangeregtes Quark ein Gluon ab (analog zum Bremsstrahlungsprozeß) [5]. Abbildung 1.1 (rechts) zeigt ein Drei-Jet Ereignis aus einer e^+e^- -Annihilation im Speicherring PETRA des DESYs ¹ bei einer Schwerpunktenenergie von 35 GeV.

Als empirischer Befund läßt sich feststellen, daß Quarks und Gluonen nicht als freie Teilchen beobachtet werden. Sobald ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt wird, finden sich diese Quarks mit anderen in der Umgebung befindlichen Quarks zu farbneutralen (weißen) Mesonen oder Baryonen zusammen. Dieses Phänomen nennt man Farbeinschluß (*color confinement*). Die Farbneutralität wird durch Farbe-Antifarbe in einem Quark-Antiquark-Paar (Meson) oder durch das Vorhandensein aller drei Farben in einem Drei-Quark-System (Baryon) gewährleistet. Mesonen und Baryonen werden zu Hadronen zusammengefaßt.

¹Deutsche Elektronen-Synchrotron, Hamburg

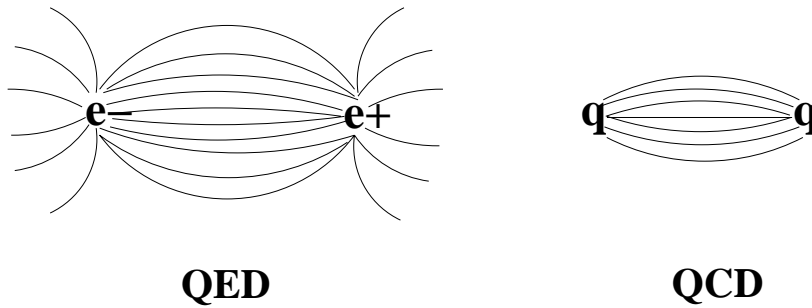


Abbildung 1.2 Elektro-magnetische und starke Wechselwirkung, die durch die Feldtheorie Quantenelektrodynamik (QED) bzw. Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben wird. Die Linien kennzeichnen die Feldlinien der wechselwirkenden Teilchen.

Die aufgrund dieser Farbladung herrschende starke Wechselwirkung der Quarks wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben, deren Feldquanten Gluonen sind. Die Farbkraft wird durch ein Potential der Form:

$$V(r) \propto -\frac{\alpha_s}{r} + k \cdot r, \quad (1.2)$$

beschrieben, wobei der erste Term für sehr kleine Abstände dominiert (große Impulsüberträge in harten Prozessen) und der letztere für große (Einschlußterm). α_s ist die starke Kopplungskonstante und k die Stringkonstante. Die Kopplungskonstante kann für kleine Impulsüberträge q große Werte annehmen, wohingegen sie für große Impulsüberträge (kleine Abstände) klein ist:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln \frac{q^2}{\Lambda^2}}, \quad (1.3)$$

mit der Anzahl der beteiligten Quarktypen n_f (2...6) und einem freien Parameter Λ . Die Tatsache, daß die Kräfte zwischen den Quarks bei sehr kleinen Abständen sehr schwach werden, nennt man *asymptotische Freiheit*. Sie gewährleistet, daß sich die Quarks im Nukleon wie quasifreie Teilchen bewegen.

Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung besitzen ebenfalls Farbladung, jeweils eine Farbe und eine Anti-Farbe. Gluonen treten deshalb in acht verschiedenen Farbladungen auf und können miteinander wechselwirken. Im Feldlinienbild schnüren sich nach heutigem Verständnis die chromo-elektrischen Feldlinien zwischen den Quarks zu Farbflußröhren (color flux tubes) zusammen (vgl. Abbildung 1.2).

Mit größer werdendem Abstand zwischen einem Quark-Antiquark-Paar steigt die Feldenergie an (vgl. Gleichung 1.2). Ab einem bestimmten Abstand wird es energetisch günstiger, in dem Farbfeld ein sekundäres Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Dieser Produktionsmechanismus läßt sich durch den Schwinger-Formalismus beschreiben [6].

Die nachfolgenden Abschnitte beschreiben die Eigenschaften der Quarks und Gluonen unter extremen Bedingungen.

1.2 Kernmaterie unter extremen Bedingungen

Die uns umgebende, stabile Kernmaterie ist unter normalen Bedingungen (zur Definition, siehe weiter unten) aus up- und down-Quarks sowie den Gluonen aufgebaut. Die anderen Quarkarten sind instabil und zerfallen durch die schwache Wechselwirkung. Zwei up- und ein down-Quark formen ein Proton, zwei down- und ein up-Quark hingegen ein Neutron. Protonen und Neutronen werden als Nukleonen zusammengefaßt und sind die Bestandteile aller Atomkerne. Sie haben einen Durchmesser von etwa 1 fm^2 . Der mittlere Abstand der Nukleonen im Kern ist 2-3 fm.

Eine phänomenologische Beschreibung des Bindungszustandes der Hadronen ist das **MIT**³ **Bag-Model** [6, 7]. Darin werden die Hadronen als Blasen im Vakuum betrachtet. Dem kinetischen Druck der Quarks in einem endlichen Volumen wirkt der Vakuum-Druck entgegen. Ohne äußeren Einfluß herrscht ein Gleichgewicht zwischen diesen beiden Drücken. Die Blase stellt ein nach außen farbneutrales System (qqq oder $\bar{q}q$) dar, in dem die Quarks gebunden sind (*confinement*). Wird jedoch die Temperatur und/oder die Quarkdichte erhöht und damit die Überlappung der Blasen vergrößert, so überwiegt der kinetische Druck, und die Quarks können in einen ungebundenen Zustand (*deconfinement*) übergehen [8, 9, 10]. Modellvorstellungen beschreiben diesen Zustand als ein Plasma aus Quarks und Gluonen [11]. Man spricht von einer partonischen Phase oder einem *Quark-Gluon-Plasma* (QGP), ähnlich wie der Plasmazustand der Atome aus Atomkernen und Elektronen besteht. Beim Phasenübergang erwartet man verschwindende Quarkmassen (Restaurierung der chiralen Symmetrie).

Die Kernmaterie hat unter normalen Bedingungen eine Nukleonendichte von $\rho=0,17 \text{ fm}^{-3}$ und eine Energiedichte von $\varepsilon_0 = 0,16 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Verdichtet man die Materie um einen Faktor 5-10 und/oder erhöht man die Energiedichte auf etwa $1-2 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, so erwartet man aus Gitter-QCD-Rechnungen [12, 13, 14], bei der die Eichfeldgleichungen auf einem Raumzeitgitter numerisch gelöst werden, einen Übergang in den Quark-Gluon-Plasma

²1 fm = 10^{-15} m

³Massachusetts Institute of Technology

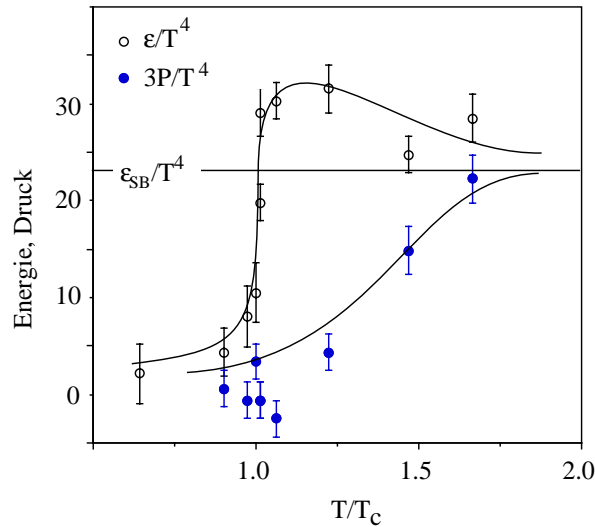


Abbildung 1.3 Gitter-QCD-Rechnungen von Druck P (●) und Energiedichte ϵ (○) im Bereich der kritischen Temperatur T_c [12]. Neben dem Sprung der Energiedichte bei T_c erkennt man ebenfalls die Abweichung des Verlaufs von einem idealen Stefan-Boltzmann-Gas ϵ_{SB} (waagerechte Linie).

Zustand. Im Rahmen dieser Rechnungen wird ein Phasenübergang 2. Ordnung vorhergesagt. Die Freiheitsgrade der Hadronen übertragen sich auf die Quarks und Gluonen. Damit steigt bei einer kritischen Temperatur die Energiedichte sprunghaft an (vgl. Abbildung 1.3). Andere Modelle erwarten einen Phasenübergang 1. Ordnung [15]. Das System zeichnet sich durch eine lange Lebens- und Emissionsdauer aus, die nach Abgabe der *latenten Wärme* endet.

1.2.1 Phasendiagramm der Kernmaterie

In Abbildung 1.4 ist das Phasendiagramm der Kernmaterie als Funktion der Temperatur T und des baryo-chemischen Potentials μ_B (Baryonendichte) skizziert. Die uns umgebende Kernmaterie nimmt darin „nur“ einen kleinen Platz ein. Die frühe Expansionsphase des Universums (10^{-6} s) ist durch eine extrem hohe Temperatur, und der Materiezustand der Neutronensterne durch eine extrem hohe Baryonendichte ausgezeichnet. Neben weißen Zwergen und schwarzen Löchern gehören die *Neutronensterne* zu den kompakten Objekten im Universum. Sie zeichnen sich durch geringe Größe (≈ 10 km im Radius) und extrem hohe Materiedichten aus (1 - 1,5 Sonnenmassen). Neutronensterne sind das Endprodukt massenreicher Sterne. Die Struktur des Neutronensterns läßt sich in vier

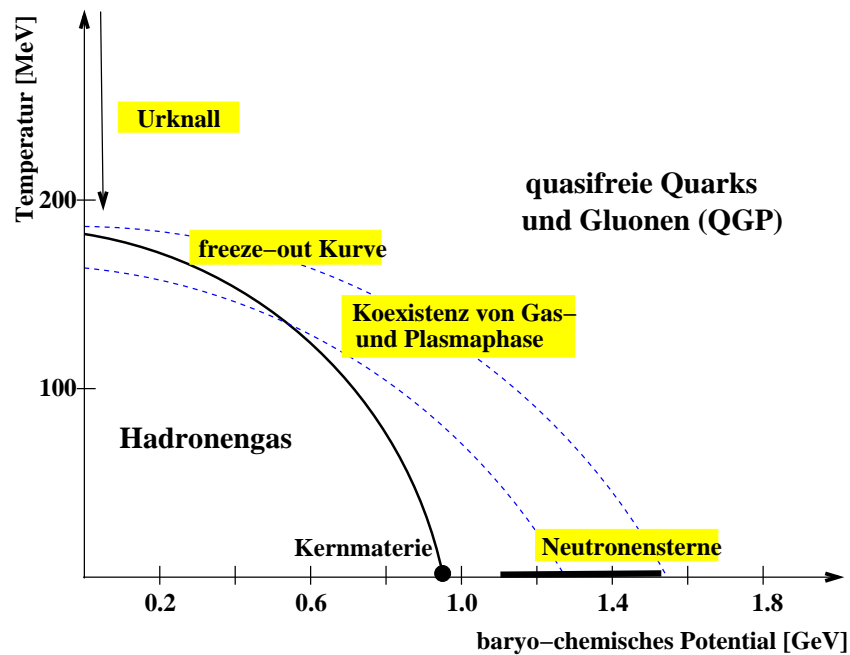


Abbildung 1.4 Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie als Funktion der Temperatur und der Baryonendichte. Die gestrichelte Linien kennzeichnen den Übergang von hadronischer Materie in den Bereich quasifreier Quarks und Gluonen, der Quark-Gluon Plasma genannt wird. Man erwartet dort die Aufhebung des Confinements sowie die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Phasengrenze des Ausfrierens der Teilchen (freeze-out).

Bereiche einteilen [16, 17]:

- äußere Kruste mit einer Dicke von 200-400 m
- innere Kruste (etwa 1-2 km dick)
- äußerer flüssiger Kern (ebenfalls etwa 1-2 km dick)
- innerer Kern mit einer Dicke zwischen 6 und 8 km.

Während in den äußeren Bereichen verschiedene kristalline Mischphasen aus Quarks und Hadronen vorliegen, wird im innersten Kern eine Koexistenz von normaler Kernmaterie und einem Quark-Gluon-Plasma erwartet [16]. Astrophysikalische Fragestellungen waren die ursprüngliche Motivation für das experimentelle Studium von Kernmaterie bei extrem hohen Dichten in Schwerionenstößen. Ziel ist es unter anderem, die Zustandsgleichung

der Kernmaterie $p(\rho, T)$ zu formulieren (vgl. Referenz [18]). In Kern-Kern Kollisionen wird unter kontrollierten Laborbedingungen ein großes Reaktionsvolumen (große Reaktionskerne) und eine hohe Energiedichte (hohe Einschußenergie) bereitgestellt, so daß Bedingungen ähnlich denen im Inneren von Neutronensternen erzeugt werden.

1.3 Kern-Kern-Stöße

Hochenergetische Kern-Kern-Stöße sind ein exzellentes Werkzeug, um große Energiedichten in einen kleinen Raumbereich zu bringen und hohe Temperaturen zu erzeugen [19]. Der Reaktionsverlauf wird durch die starke Wechselwirkung bestimmt.

1.3.1 Schwerionen-Experimente

Zur Untersuchung der Kernmaterie unter extremen Bedingungen werden seit 1986 hochenergetische Schwerionen-Experimente am Super-Proton-Synchrotron (SPS) des CERNs⁴ bei Genf und am Alternating-Gradient-Synchrotron (AGS) in Brookhaven durchgeführt. Schwerionen, wie beispielsweise Blei und Gold, werden mit nahezu Lichtgeschwindigkeit auf ebenfalls schwere Targets geschossen. Am SPS werden Schwerpunktenergien $\sqrt{s_{NN}}$ von maximal 20 GeV und am AGS von 5,4 GeV erreicht (vgl. Anhang A). Die Erzeugung noch größerer Energiedichten werden zur Zeit am Relativistic-Heavy-Ion-Collider (RHIC) in Brookhaven in Gold-Gold-Kollisionen bei einer Schwerpunktenergie von maximal 200 GeV und ab 2008 am Large-Hardron-Collider (LHC) am CERN mit 6 TeV erreicht.

1.3.2 Phänomenologische Beschreibung der Reaktionsdynamik

Im Vergleich zu elementaren Proton-Proton-Stößen sind bei Kern-Kern-Stößen viele Nukleonen an der Kollision beteiligt, die mehrfach Stöße in der Reaktionszone erfahren. Die Anzahl der Kollisionen sowie die deponierte Energie hängen dabei von der Größe der Kerne ab. Beispielsweise erfährt in zentralen Blei-Blei-Reaktionen jedes Nukleon bis zu 10 Wechselwirkungen, bevor es die Reaktionszone verläßt. Die Projektile können bei jedem Stoß Energie verlieren, oder sie werden angeregt und treffen danach auf nicht angeregte („kalte“) Nukleonen. Aufgrund der mehrfachen Stöße können die Nukleonen mehrmals angeregt werden, so daß sich u.U. längere Strings ausbilden. Als String bezeichnet man das Farbfeld, das die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks beschreibt (vgl. Abbildung 1.2). Die Strings liegen in Kern-Kern-Kollisionen dicht beieinander, so

⁴Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire

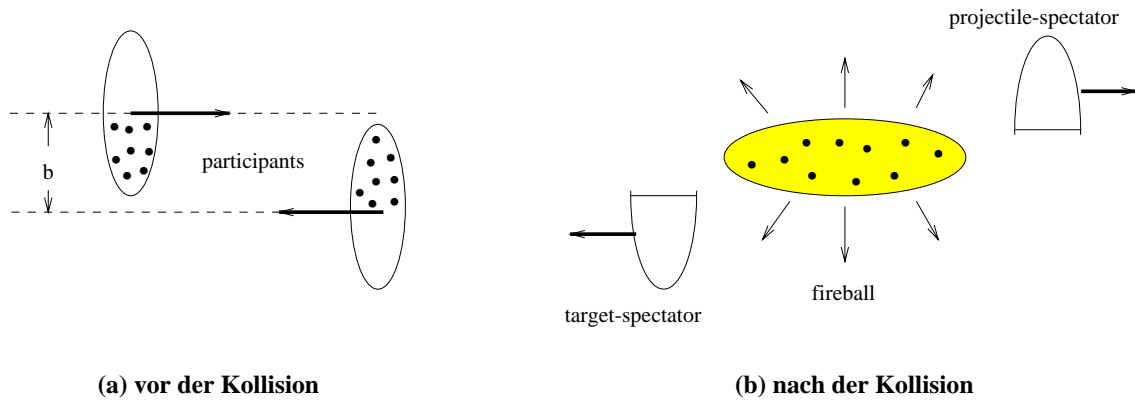


Abbildung 1.5 Landau-Bild eines semi-zentralen Stoßes.

daß die Möglichkeit einer Überlagerung gegeben ist, und die Strings nicht unabhängig voneinander fragmentieren. Im Grenzfall vieler Überlagerungen sollte sich deshalb ein Zustand ohne Wechselwirkungen mit dem Vakuum einstellen. Die erzeugten Sekundärteilchen sind weitaus zahlreicher als in Proton-Proton-Stößen, so daß die Möglichkeit weiterer Wechselwirkungen (Re-scattering) untereinander gegeben ist. Zur Beschreibung von Schwerionenreaktionen dienen je nach Einschußenergie zwei verschiedene idealisierte Bilder. Im **Landau-Bild** der Reaktion (bis 15 GeV/u) durchdringen sich die aufeinander treffenden, lorentzkontrahierten Kerne innerhalb weniger fm/c und wechselwirken, so daß die an der Reaktion beteiligten Nukleonen (*Participants*) eine vollständige Abbremsung (Baryon Stopping) erfahren [20] (vgl. Abbildung 1.5). Man spricht von einer baryonenreichen Zone. Zurück bleibt ein hydrodynamisch expandierender Feuerball, der sich aufgrund des höheren Druckgradienten longitudinal schneller ausdehnt als transversal (Zigarrenform). Die nicht beteiligten Nukleonen (*Spectators*) fliegen ungebremst weiter. Bei höheren Einschußenergien (mehr als etwa 200 GeV/u) wird das Szenario besser durch das **Bjørken-Bild** beschrieben [21]. In Abbildung 1.6 erkennt man die stark lorentz-kontrahierten Nukleonen, die sich zentral ($b = 0$) aufeinander zubewegen. Die Kerne durchdringen sich, werden abgebremst, aber nicht gestoppt. Die Nukleonen fliegen angeregt auseinander und in der Reaktionszone bildet sich ein hochangeregtes Farbfeld. In der baryonenfreien Zone werden neue Teilchen erzeugt. Die auseinander fliegenden Kerne verleihen dem Reaktionssystem eine longitudinale Vorzugsrichtung.

Experimentelle Resultate zur Energiedichte

Bei SPS-Energien ($\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV) liegt ein intermediäres Szenario vor. Einen Hinweis über die Abbremsung der wechselwirkenden Nukleonen liefern die Longitudinalimpuls-

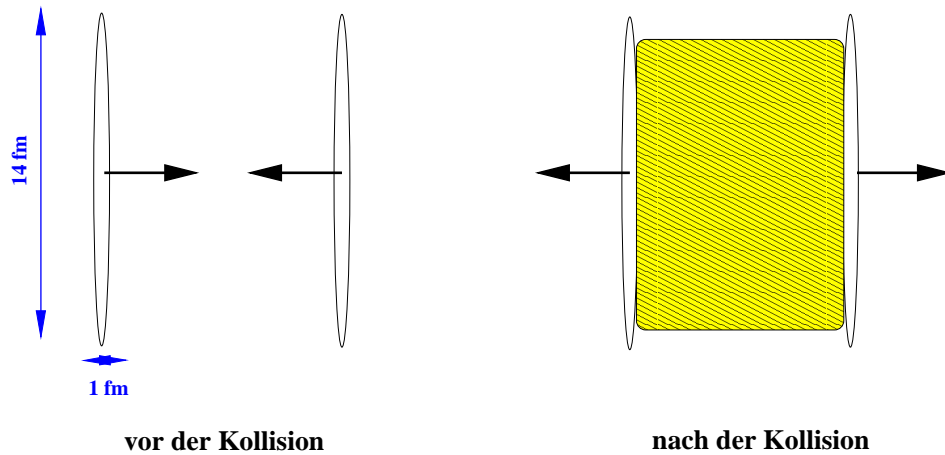


Abbildung 1.6 Bjorken-Bild eines zentralen Stoßes [21]: Man erkennt die lorentz-kontrahierten Kerne sowie im rechten Bild das hochangeregte Farbfeld (schraffierte Fläche).

spektren der neu erzeugten Teilchen sowie die Netto-Baryondichte. Die longitudinale Impulsverteilung wird dabei mit Hilfe der Rapidität y beschrieben (vgl. Anhang A). In Abbildung 1.7 ist die Rapiditätsverteilung der Protonen aus zentralen Blei-Blei-Kollisionen bei 158 GeV/u, gemessen mit dem NA49-Spektrometer, dargestellt. Aufgrund der symmetrischen Stoßgeometrie im Schwerpunktsystem sind die Teilchen spiegel-symmetrisch um die mittlere Rapidität ($y_{\text{cm}}=0$) verteilt. Man erkennt die Überlage-rung der um etwa eine Rapiditätseinheit verschobenen Target- und Projektilfragmente, die an der Reaktion teilgenommen haben, aber nicht vollständig gestoppt wurden. Die Sekundärteilchen sind ausschließlich bei mittlerer Rapidität verteilt. Die initiale Energiedichte ϵ_0 läßt sich aus dem freigesetzten transversalen Energiefluß $dE_{\text{T}}/d\eta$ im Bereich mittlerer Rapidität mit Hilfe des Bjorken-Modells abschätzen [21]:

$$\epsilon = \frac{1}{\pi \cdot R^2 \cdot \tau_0} \cdot \frac{dE_{\text{T}}}{d\eta}. \quad (1.4)$$

Mit der Annahme einer Formationszeit von $\tau_0 = 1 \text{ fm}/c$ und dem empirischen Zusammen-hang zwischen dem Projektilradius und der Atommassenzahl A von $R = (1,12 \cdot A^{1/3}) \text{ fm}$ erhält man eine Energiedichte von:

$$\epsilon_0^{Pb+Pb} \approx (3,2 \pm 0,3) \text{ GeV}/\text{fm}^3. \quad (1.5)$$

Dies entspricht der zwanzigfachen Energiedichte eines Atomkerns. Die am SPS erzeugte Energiedichte sollte somit ausreichen, um die partonische Phase zu erreichen.

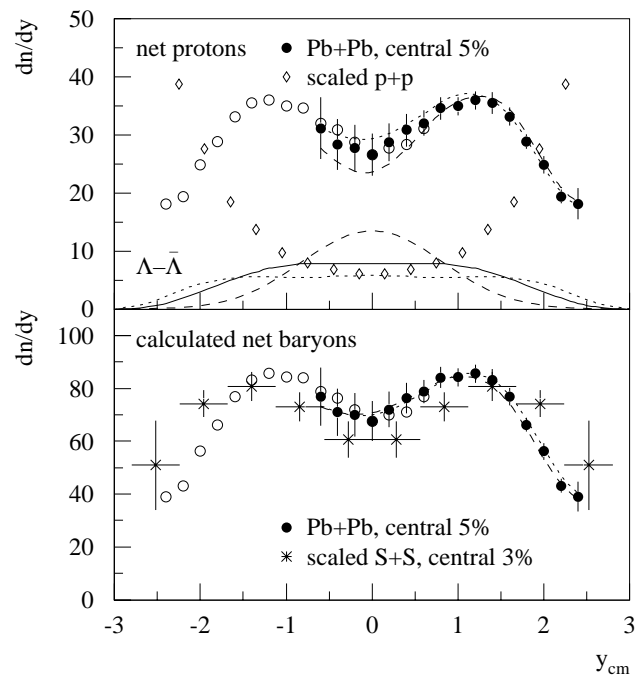


Abbildung 1.7 Oben: Rapiditätsverteilung der Netto-Protonen für Blei-Blei-Kollisionen bei 158 A·GeV [22]. Die vollen Symbole sind die gemessenen Punkte und die offenen die bei mittlerer Rapidität ($y_{cm}=0$) gespiegelten. Die gestrichelten Linien zeigen den systematischen Fehler. Ebenfalls dargestellt ist die aus Venus berechnete Netto-Lambda Verteilung. Unten: Rapiditätsverteilung der Netto-Baryonen.

1.3.3 Zeitliche Entwicklung von Schwerionenreaktionen

Die Reaktionskerne durchdringen sich in sehr kurzer Zeit (1 fm/c, das entspricht 10^{-23} s). Durch Übertragung von rein longitudinaler Bewegungsenergie in die Reaktionszone bildet sich ein dichter und heißer *Feuerball* ($T \approx 235$ MeV), der im weiteren Verlauf expandiert, abkühlt und Teilchen emittiert. In dem Szenario mit **Quark-Gluon-Plasma** vollzieht sich ein Phasenübergang. Ohne QGP finden sich die Teilchen gleich zu Hadronen zusammen. Finden keine inelastischen Prozesse mehr statt, „frieren“ die Teilchenmultiplizitäten aus (statistische Hadronisierung). Man nennt den nach einigen fm/c stattfindenden Prozeß **chemisches Ausfrieren** ($T \approx 175$ MeV). Das Ende aller elastischen Prozesse kennzeichnet das **kinetische Ausfrieren** ($T \approx 120$ MeV). Die Teilchen, die schließlich den Detektor erreichen, manifestieren den Endzustand der Reaktion. Man unterscheidet somit drei Phasen der Reaktion: Quark-Gluon-Plasma, chemisches Ausfrieren und kinetisches Ausfrieren. Die angegebenen Temperaturen gelten für eine Schwerpunktenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV.

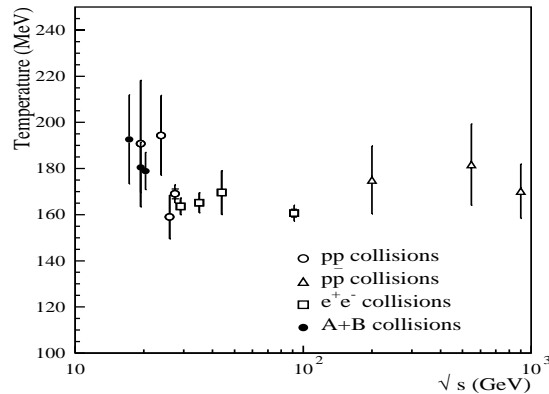


Abbildung 1.8 Die im Rahmen des statistischen Modells nach [28] angepaßten Temperatur-Parameter T als Funktion der C.M. Energie für verschiedene Stoßsysteme.

1.3.4 Meßbare Observablen

Der sehr schnell expandierende Feuerball entzieht sich einer direkten Messung. Allerdings können Observablen herangezogen werden, die sich in der frühen Phase der Expansion entkoppelt haben und deshalb Informationen über das System enthalten. Solche Observablen sind Photonen- und Dileptonenspektren. Bose-Einstein-Korrelationen liefern Aussagen über die Parameter der Expansionsdynamik, wie Quellradius, Expansionsgeschwindigkeit und Lebensdauer des Feuerballs am thermischen Ausfrierpunkt [23, 24, 25]. Die Messung kurzlebiger Resonanzen (Lebensdauer einige fm/c), wie die Δ -Resonanz und die Anregungszustände $\Lambda(1520)$ und $K(892)$, erlauben ebenfalls einen Einblick in die frühe Phase der Reaktion. Experimentell lassen sich außerdem die Endzustandsverteilungen der hadronischen Teilchen (π , K , p , ...) erfassen. Zu den meßbaren Größen gehören die Produktionsraten und die Impuls- und Energieverteilung in Form des Transversalimpulses p_T und der Rapidität y (zur Definition dieser Größen siehe Anhang A). In einem thermischen Modell [26, 27] lassen sich aus den Verhältnissen der Teilchenmultiplizitäten Rückschlüsse auf das baryo-chemische Potential μ_B und die Temperatur T am chemischen freeze-out ziehen (vgl. Abschnitt 1.4.1).

Temperatur-Parameter

Die Transversalimpulse der produzierten Teilchen sind ein Maß für die Umwandlung der ursprünglich rein longitudinalen Energie der Reaktionskerne in transversale Freiheitsgrade. Nach Vorarbeiten von Fermi, Pomeranschuk und Landau formulierte Hagedorn in seinem **Statistischen Bootstrap-Modell** [29, 30] für elementare Proton-Proton-

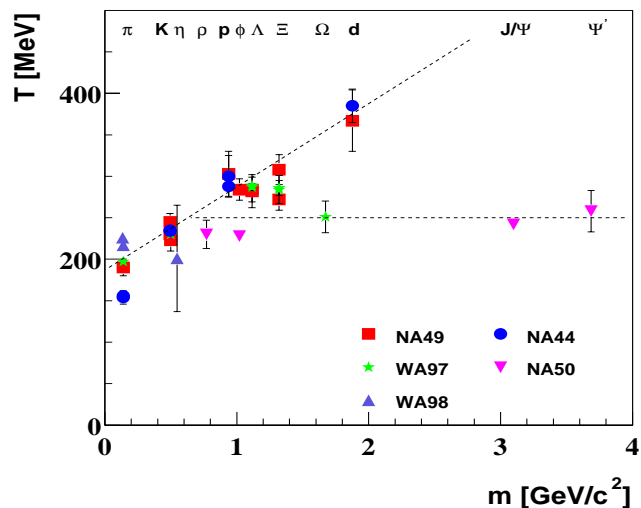


Abbildung 1.9 Der Temperatur-Parameter verschiedener Hadronenspezies bei 158 A·GeV als Funktion ihrer Masse. Man beobachtet eine lineare Abhängigkeit. Die schwereren Hadronen, wie die Ξ , Ω , J/Ψ und Ψ' , folgen nicht diesem Trend.

Kollisionen den Zusammenhang zwischen der Temperatur T einer thermalisierten Quelle, die er *Feuerball* nannte, und der transversalen Masse m_T (vgl. Abschnitt 6.1):

$$\frac{1}{m_T} \frac{dn}{dm_T} \propto \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right) \quad (1.6)$$

Aus der Steigung der m_T -Spektren läßt sich somit die Temperatur am thermischen freeze-out bestimmen. Weiterhin stellte Hagedorn fest, daß eine bestimmte Grenztemperatur $T_0 \approx 140$ MeV (Hagedorn Temperatur) nicht überschritten wird. Jede weitere Energiezufuhr wird ausschließlich zur Teilchenproduktion eingesetzt. Diese Grenztemperatur wurde auch in e^+e^- -Annihilationen und in Kern-Kern-Kollisionen beobachtet (vgl. Abbildung 1.8) und favorisiert einen gemeinsamen Hadronisierungsprozeß, das statistische Füllen des Phasenraums [27, 28].

Die Übertragung des thermischen Hagedorn-Modells auf Kern-Kern-Kollisionen erfordert die Einführung einer kollektiven Expansionsdynamik [31]. Die Teilchen aus dem schnell expandierenden Feuerball erhalten zusätzlich eine transversale Geschwindigkeitskomponente, die allen Teilchen gemeinsam ist (transversaler Fluß). In Abbildung 1.9 ist der Temperatur-Parameter T als Funktion der Teilchenmasse m aufgetragen. Man beobachtet im wesentlichen eine lineare Abhängigkeit. Die Mehrfach-Seltsamkeit enthaltenden

Hyperonen (Ξ und Ω) sowie die charm tragenden Hadronen (J/Ψ und Ψ') folgen nicht diesem Trend. Man erklärt diese Abweichung mit der zeitlich früheren Entkoppelung dieser Teilchen vom Feuerball aufgrund eines kleineren Wirkungsquerschnittes.

Empirisch läßt sich für ($p_T \ll m$) die Temperatur-Massen-Beziehung mit

$$T = T_{fo} + \frac{1}{2} \cdot m \cdot \langle \beta_{\perp} \rangle^2 \quad (1.7)$$

beschreiben [32]. $\langle \beta_{\perp} \rangle$ ist die mittlere transversale Flußgeschwindigkeit. Bei SPS-Energien erhält man $\langle \beta_{\perp} \rangle = 0,55$, also halbe Lichtgeschwindigkeit. Im relativistischen Bereich ($p_T \gg m$) kann die Masse vernachlässigt werden, und die Ausfrieretemperatur zeigt aufgrund des kollektiven transversalen Flusses eine *Blauverschiebung* [33]:

$$T = T_{fo} \cdot \sqrt{\frac{1 + \langle \beta_{\perp} \rangle}{1 - \langle \beta_{\perp} \rangle}}. \quad (1.8)$$

1.4 Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas

Zum experimentellen Nachweis eines Quark-Gluon-Plasmas wurden mehrere Signaturen vorgeschlagen [8, 9]. Eine einzige, klare Signatur für die Ausbildung des Parton-Hadron-Phasenübergangs gibt es nicht. Außerdem können die Signaturen modellabhängig sein. Im folgenden werden einige Signaturen und die experimentellen Ergebnisse diskutiert:

Sollte sich ein Plasmazustand einstellen, so erwartet man aufgrund von Abschirmeffekten im Plasma eine Unterdrückung der Charmonium-Produktion (J/Ψ -Suppression) [34]. Dieser Effekt konnte im Bereich großer Energiedichten ($E > 2,5 \text{ GeV/fm}^3$) nachgewiesen werden [35].

Im Bereich des Phasenübergangs wird mit einer starken Änderung der nicht-statistischen Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses $\langle p_T \rangle$ sowie des $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ Verhältnisses gerechnet (Event-by-Event Fluctuations) [36, 37]. In beiden Variablen konnte bei SPS Energien keine signifikante Abweichung festgestellt werden [38, 39]. Gegenwärtige Analysen untersuchen die Fluktuationen in der Φ_{p_T} -Variablen, die ein Maß für die Korrelation zwischen der Teilchenmultiplizität und dem mittleren Transversalimpuls ist [40].

Bei einem Phasenübergang erwartet man ein anomales Verhalten des Drucks und damit der kollektiven Bewegung des Systems. Der elliptische und gerichtete Fluß sind geeignete Observablen, um die möglichen Änderungen zu beobachten [41].

Die Photonen und Dileptonenpaare nehmen nicht an der starken Wechselwirkung teil und tragen somit Informationen über den Zustand der Materie in der frühen Phase der Reaktion. Ein signifikanter Überschuß direkter Photonen wurde beobachtet [42]. Außerdem ist in Schwerionenreaktionen bei 40 und 158 A·GeV das $e^+ - e^-$ -Kontinuum im Bereich (0,2 - 0,8) GeV/ c^2 gegenüber der in einem heißen Hadronengas erwarteten Produktion erhöht. Letzteres kann mit der Änderung der Massen der Vektormesonen (ρ , ω und ϕ) im dichten Medium erklärt werden [43, 44]. Diese Modifikation wäre ein Hinweis für die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie.

In harten Nukleon-Nukleon Wechselwirkungen (große Impulsüberträge) hadronisieren die gestreuten Quarks in Jets (vgl. Abbildung 1.1, rechts). Ein Partonen-Jet, der durch das dichte Medium propagiert, verliert nicht nur Energie, sondern wird auch abgelenkt. In einem Quark-Gluon-Plasma werden deshalb verbreiterte Hadronenjets vorhergesagt (*Jet-Quenching*).

Bei einem Phasenübergang ins QGP erhöht sich die Entropie aufgrund der größeren Zahl der Freiheitsgrade. Ein Maß für die Entropie ist die Pion-Produktion, da die Pionen den dominierenden Anteil der produzierten Teilchen darstellen. Bei SPS Energien beobachtet man eine Erhöhung der Pion-Produktion [45].

In einem Quark-Gluon-Plasma stellt sich das chemische Gleichgewicht nach etwa 10 fm/ c ⁵ ein, in einem Hadronengas dagegen erst nach etwa 100 fm/ c . Der lange Zeitraum bis zum Einstellen eines chemischen Gleichgewichtes im Hadronengas im Vergleich zur beobachteten relativ kurzen Lebensdauer des Feuerballs (einige fm/ c) läßt diesen Prozeß unwahrscheinlich erscheinen. Die überhöhte Produktion seltsamer Quarks wäre damit ein möglicher Hinweis für das Erreichen des chemischen Gleichgewichtes (Strangeness Enhancement) [8, 46, 47]. Da Seltsamkeit Thema dieser Arbeit ist, wird diese Signatur in einem eigenen Kapitel behandelt (vgl. Kapitel 2). Die $s\bar{s}$ -Produktion ist im Vergleich zur Erzeugung von $u\bar{u}$ und $d\bar{d}$ Paaren aufgrund der höheren Masse unterdrückt (vgl. Kapitel 2). In einem im hadro-chemischen Gleichgewicht befindlichen System erwartet man eine Erhöhung der Seltsamkeitsproduktion. Zu dessen Verifizierung wurde der *Wróblewski*-Faktor λ_s (strangeness suppression factor) eingeführt [48]:

$$\lambda_s \equiv \frac{2 \langle s\bar{s} \rangle}{\langle u\bar{u} \rangle + \langle d\bar{d} \rangle} \quad (1.9)$$

Dabei werden nur die neu erzeugten Quarks und Antiquarks vor den Resonanzzerfällen gezählt, nicht aber die der kollidierenden Nukleonen.

⁵1 fm/ c = 3,3 10^{-24} s

1.4.1 Modelle

Bei der Beschreibung von Schwerionenreaktionen differenziert man zwischen **statistischen** und **dynamischen Modellen**. Je nach Charakterisierung der Phase einer Kollision (vgl. Abschnitt 1.3.3) unterscheidet man bei den statistischen Modellen Hadrongasmodelle (ohne partonische Phase) und statistische Modelle der frühen Phase (mit partonischer Phase). Die meisten dynamischen Modelle, wie Fritiof, Venus, RQMD, UrQMD, HIJING, basieren auf der mikroskopischen Beschreibung der Stringbildung und -fragmentierung. Das Parton-Kaskaden-Modell VNI [49] simuliert neben elementaren Reaktionssystemen auch Kern-Kern Kollisionen auf der Ebene der Partonen ⁶. Es gibt weiterhin erste Ansätze, die frühe Phase der Reaktion bis zur Hadronisierung hydrodynamisch zu beschreiben mit anschließender dynamischen Entwicklung (hadron-cascade) [50, 51]. Im folgenden werden die Modelle ausführlicher diskutiert, deren Vorhersagen mit den Ergebnissen dieser Arbeit verglichen werden.

Statistisch-thermische Modelle

Statistisch-thermische Modelle beschreiben die hadronische Endzustandverteilung mit thermodynamischen Zustandsgrößen (wie Druck, Temperatur, Energie und Entropiedichte) unter der Voraussetzung mehrerer sich im Gleichgewicht befindlichen Feuerbälle. Das System wird im thermodynamischen Sinne als ein groß-kanonisches Ensemble behandelt. Die unabhängigen Parameter sind die Temperatur T , das baryo-chemische Potential μ_B und das Volumen. Alle anderen Größen, wie Isospin I und Seltsamkeit S , werden in Erhaltungssätzen berücksichtigt.

Das thermische Modell von **Becattini et al.** [27] verwendet den von Rafelski [52] eingeführten *Seltsamkeit-Saturationsfaktor* γ_s als weiteren freien Parameter ($0 < \gamma_s \leq 1$). Dieser Faktor berücksichtigt den Umstand, daß neben der hadronischen Phase auch eine partonische Phase erreicht werden kann ($\gamma_s \rightarrow 1$). Für $\gamma_s < 1$ sind die s-Quarks nicht im chemischen Gleichgewicht mit den u- und d-Quarks. Die Teilchenmultiplizitäten n_T werden als Funktion der makroskopischen Größen formuliert:

$$\langle n_T \rangle = f(T, \mu_B, \gamma_s) . \quad (1.10)$$

Die Teilchenverhältnisse werden in einer iterativen Prozedur an die experimentellen Daten angepaßt, um die freien Parameter zu bestimmen. Außerdem läßt sich auf diese Weise die Konsistenz der verschiedenen Produktionsraten überprüfen. In Abschnitt 7.3.1 werden die Teilchenmultiplizitäten, gemessen von der NA49-Kollaboration, mit den Modell-

⁶Quarks und Gluonen

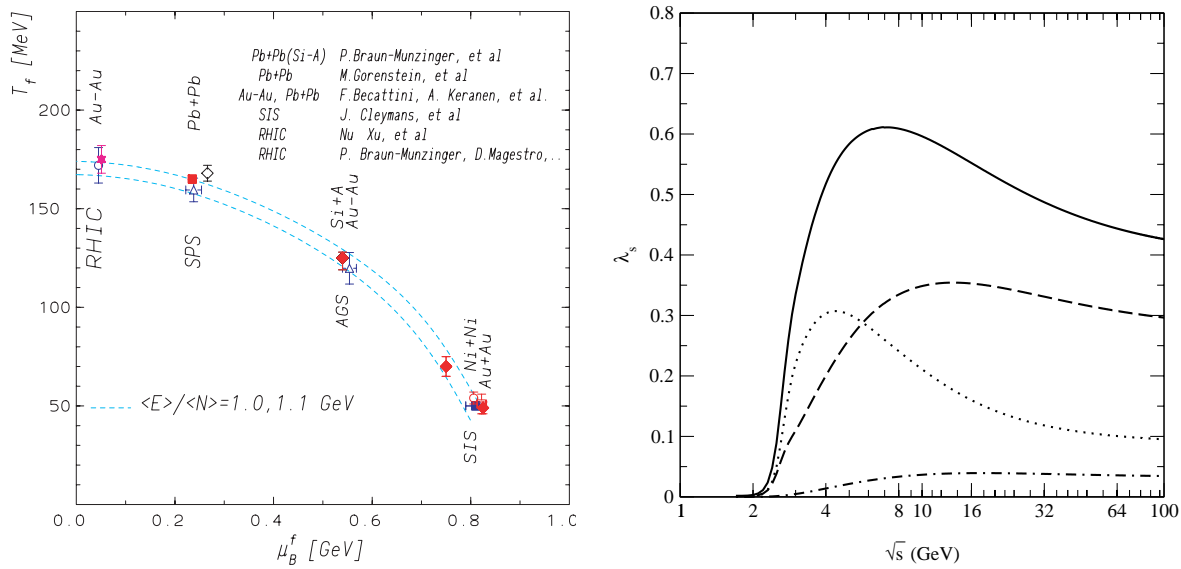


Abbildung 1.11 Links: Freezing-out Parameter (T, μ_B) für verschiedene Schwerpunktenergien. Die Punkte lassen sich durch eine Linie konstanter Energiedichte beschreiben [54]. Rechts: Beiträge der seltsamen Baryonen (gepunktete Linie), der seltsamen Mesonen (gestrichelte Linie) und der $s\bar{s}$ -Zustände (ϕ und η) zum Wróblewski-Faktor (vgl. Gl. 1.9). Die durchgezogene Linie repräsentiert die Summe aller Beiträge [55].

Die in diesem Abschnitt bisher beschriebenen statistisch-thermischen Modelle machen eine Vorhersage für die Teilchenproduktion am chemischen Ausfrierpunkt. In dem *Statistischen Modell der frühen Phase* von **Gaździcki et al.** [56] wurde das ursprünglich von Fermi und Landau entwickelte Modell (Single Fireball Model für Proton-Proton-Reaktionen) um eine partonische Phase erweitert. Die Parton-Phase wird durch ein ideales Gas, bestehend aus den drei leichtesten up, down und strange Quarks und deren Antiteilchen, beschrieben. Der partonische Zustand zeichnet sich durch maximale Entropie dieses Gases aus. Dieses Modell sagt für das Verhältnis zwischen der mittleren Multiplizität seltsamer und nicht-seltsamer Hadronen E_S als Funktion der Fermi-Variablen $F \propto \sqrt{s}$ (vgl. Anhang A) einen nicht stetigen Verlauf voraus, was durch die gegenwärtigen Daten, besonders im Bereich des Phasenübergangs, gestützt wird (vgl. Abbildung 1.12). Der steile Anstieg im Bereich der AGS Energien repräsentiert die hadronische Phase, das steil abfallende Stück die Misch-Phase und die Linie mit konstantem E_S die Quark-Gluon-Phase. Für die Energieabhängigkeit der totalen Pion-Multiplizität normiert auf die Anzahl der wechselwirkenden Nucleonen wird im Rahmen dieses Modells bei einer Strahlenergie von 20-30 A-GeV, d.h. bei $F \approx 2 \text{ GeV}^{1/2}$, ein Übergang von

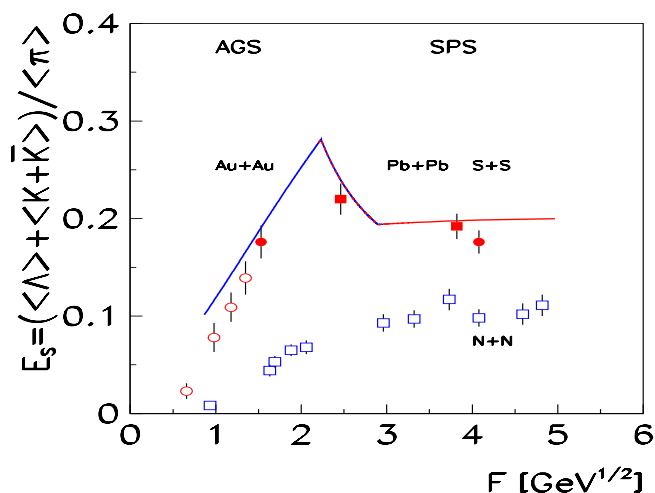


Abbildung 1.12 Totale Seltsamkeitsproduktion E_s als Funktion der Fermi-Variablen F . Die durchgezogene Linie ist eine Modellvorhersage des Statistischen Modells der frühen Phase [56]. Das nicht-lineare Verhalten von E_s wird mit einem Übergang ins Quark-Gluon-Plasma erklärt.

einer Pion-Unterdrückung (π -Suppression) zu einer Pion-Überhöhung (π -Enhancement) erwartet. Auch hier werden die Vorhersagen von den experimentellen Daten bestätigt. Da die Λ Hyperonen 30-60% (je nach Energie) der totalen produzierten Seltsamkeit enthalten, liefern ihre Multiplizitäten einen entscheidenden Beitrag zu der Observablen E_s .

Dynamisch-Mikroskopische Modelle

Im Gegensatz zu thermischen Modellen, die die Reaktion mit globalen Observablen der Thermodynamik charakterisieren, wird in Mikroskopischen Modellen, wie dem Relativistischen-Quanten-Molekulardynamischen-Modell (RQMD) [57] oder dem Ultrarelativistischen QMD-Modell (UrQMD) [58], die Dynamik der Reaktion auf der Ebene der wechselwirkenden Teilchen (Hadronen und Quarks) beschrieben. Eine partonische Phase wird in den genannten Modellen nicht explizit eingeführt. Neben der Teilchenmultiplizität können hierbei auch Aussagen über Nicht-Gleichgewichtsprozesse und die Reaktionsgeometrie (z.B. Fluß) getroffen werden. Eine wesentliche Grundlage dieser Modelle sind die experimentell bekannten Wechselwirkungsquerschnitte der Hadronen. Nicht bekannte Reaktionsquerschnitte werden unter Verwendung von Modellen extrapoliert [58] oder mit Hilfe des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts (*detailed balance*) ermittelt. Bis auf den Phasenraumfaktor (Energiedichte der Endzustände) ist der Wirkungsquerschnitt der Umkehrreaktion gleich dem der Reaktion, da die starke Wechselwirkung und so-

mit auch das Matrixelement M invariant gegen Zeitumkehr und Raumspiegelung ist: $|M_{if}|^2 = |M_{fi}|^2$. Das zur Modellierung von Nukleon-Nukleon-Reaktionen entwickelte LUND-Modell [59] dient zur quantitativen Beschreibung der Stringbildung und -fragmentierung. Die oben genannten Modelle unterscheiden sich im wesentlichen durch den Wechselwirkungsmechanismus und die Stringfragmentierung. Im RQMD-Modell wurden z.B. *color ropes* zur Beschreibung der Stringüberlagerung eingeführt.

Das UrQMD-Modell (derzeitige Version 1.3) ist eine Weiterentwicklung des QMD-Modells, das eine Vielteilchen-Transporttheorie zur Beschreibung von Schwerionenreaktionen ist. Die raum-zeitliche Entwicklung aller an der Reaktion beteiligten Hadronen wird mit der Hamiltonschen Bewegungsgleichung beschrieben (kovariante Propagation). Inelastische Wechselwirkungsprozesse führen bei entsprechend hoher Energie zur Anregung von Resonanzen und Strings⁷. Resonanzen werden in diesem Modell nicht als Teilchen behandelt sondern als kontinuierliche String-Anregung [58]. Die experimentellen Daten (Multiplizitäten, Flußprofile,...) werden von dem UrQMD-Modell recht gut wiedergegeben. Jedoch zeigt sich im Bereich der Multiplizitäten, daß die Pion-Produktion stark überschätzt wird [45]. Weiterhin ist der Multi-Meson-Rückkanal $n \cdot \pi \rightarrow X\bar{X}$, der u.a. für die $\bar{\Lambda}$ Produktion eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielt, noch nicht implementiert. Die Schwierigkeit liegt hierbei in der mikroskopischen Definition eines Mehr-Teilchen Wirkungsquerschnitts.

Das Hadron-String-Dynamik-Modell (HSD) [60, 61] ist ebenfalls ein mikroskopisches Transportmodell, das die Parton-Phase nicht enthält.

1.4.2 Energie-Scan Programm

Am CERN-SPS wurden Mitte der achtziger Jahre mehrere große Experimente aufgebaut, um die vorgeschlagenen Signale zu prüfen. Das Zusammennehmen aller vorliegenden Ergebnisse liefert die Evidenz für die Erzeugung eines neuen Zustands der Kernmaterie, in dem sich die Quarks und Gluonen frei bewegen [62]. Eine gegenwärtige Herausforderung der ultrarelativistischen Schwerionenphysik ist die Suche nach dem Beginn der Ausbildung des Quark-Gluon-Plasmas (*Onset of Deconfinement*). Dazu wurde vom NA49-Experiment das Energie-Scan Programm ins Leben gerufen. Im Rahmen dieses Programms wurden Daten bei 40 und 80 A·GeV Strahlenergie aufgenommen und analysiert [63, 64, 65]. Im Herbst 2002 werden ebenfalls Blei-Blei-Kollisionen bei 20 und 30 A·GeV detektiert [66]. Diese Daten erlauben die Energieabhängigkeit bestimmter Observablen, wie z.B. die Seltsamkeitsproduktion (Λ - und Kaon-Anregungsfunktion), zu untersuchen.

⁷QCD-Farbfelder mit homogener Flußdichte

Kapitel 2

Produktion seltsamer Teilchen

In diesem Kapitel wird ein historischer Rückblick zur Entdeckung und der Eigenschaften seltsamer Teilchen gegeben. Außerdem wird der derzeitige Erkenntnisstand zur Seltsamkeitsproduktion in elementaren Nukleon-Nukleon-Reaktionen und Kern-Kern-Stößen erläutert.

Vor dem Bau von Teilchenbeschleunigern war die kosmische Strahlung die einzige Quelle hochenergetischer Teilchen. Nach der Entdeckung einer Reihe neuer Teilchen wurde 1946 von G.D. Rochester und C.C. Butler in Manchester in Nebelkammeraufnahmen das erste „V-Teilchen“ entdeckt [69], das heute K^0 genannt wird. Fünf Jahre später wurden die ersten Spuren von Λ Zerfällen in der kosmischen Strahlung gefunden. Die Namen V bzw. Λ Teilchen erhielten sie aufgrund der charakteristischen V-Form ihrer Zerfallsprodukte. Die V-Teilchen selbst konnten aufgrund ihrer neutralen elektrischen Ladung nicht nachgewiesen werden. Da sich unter den Λ Zerfallsprodukten Protonen oder Neutronen befanden, nannte man die Λ -Teilchen auch Hyperonen (griech.: schwer). Die Λ und K^0 Teilchen wiesen jedoch eine seltsame Eigenschaft auf: Die im Kosmotron ¹ das erste Mal nachgewiesenen Λ Teilchen ließen sich relativ leicht erzeugen, aber sie zerfielen sehr langsam. Während die meisten bis dahin bekannten Teilchen, wie z.B. die Δ -Resonanz [70], genauso schnell zerfallen, wie man sie erzeugt (die Lebensdauer der Δ -Resonanz beträgt 10^{-24} s), lebt das Λ Teilchen sehr viel länger, nämlich 10^{-10} s. Weiterhin stellte man fest, daß die seltsamen Teilchen immer paarweise erzeugt werden. A. Pais und K. Nishijima lösten dieses Rätsel, indem sie annahmen, daß der Erzeugungs- und Zerfallsprozeß völlig unterschiedlicher Natur sind. Die seltsamen Teilchen werden mittels der starken Wechselwirkung erzeugt und zerfallen über die schwache Wechselwirkung,

¹Brookhaven National Laboratory, Brookhaven, USA

Teilchen	J^P	I	S	Masse [MeV/ c^2]	Zerfallslänge $c\tau_0$ [cm]	Zerfälle
K^+	0^-	1/2	+1	493,68	371,3	$\mu^+\nu_\mu$ (63,5%) $\pi^+\pi^0$ (21,1%)
K^0	0^-	1/2	+1			$K^0 = 1/2(K_S^0+K_L^0)$
K_S^0	0^-	1/2		497,67	2,678	$\pi^+\pi^-$ (68,6%) $\pi^0\pi^0$ (31,4%)
K_L^0	0^-	1/2		497,67	1551	$3\pi^0$ (21,1%) $\pi^+\pi^-\pi^0$ (12,6%)
p	$1/2^+$	1/2	0	938,27	$>10^{25}$ Jahre $\cdot c$	stabil
n	$1/2^+$	1/2	0	939,56	887 s $\cdot c$	$p e^- \bar{\nu}_e$ (100%)
Λ	$1/2^+$	0	-1	1115,68	7,89	$p\pi^-$ (63,9%) $n\pi^0$ (35,7%)
Σ^+	$1/2^+$	1	-1	1189,37	2,404	$p\pi^0$ (51,6%) $n\pi^+$ (48,3%)
Σ^0	$1/2^+$	1	-1	1192,64	$2,22 \cdot 10^{-9}$	$\Lambda\gamma$ (100%)
Σ^-	$1/2^+$	1	-1	1197,45	4,434	$n\pi^-$ (99,8%)
Ξ^0	$1/2^+$	1/2	-2	1314,83	8,71	$\Lambda\pi^0$ (100%)
Ξ^-	$1/2^+$	1/2	-2	1321,31	4,91	$\Lambda\pi^-$ (100%)
Ω^-	$3/2^+$	0	-3	1672,45	2,461	ΛK^- (67,8%) $\Xi^0\pi^-$ (23,6%) $\Xi^-\pi^0$ (8,6%)

Tabelle 2.1 Eigenschaften der Nukleonen sowie der leichtesten Seltsamkeit tragenden Mesonen und Baryonen, dargestellt mit ihren schwachen Zerfällen [67, 68]: Spin J, Parität P, Isospin I und Seltsamkeit S.

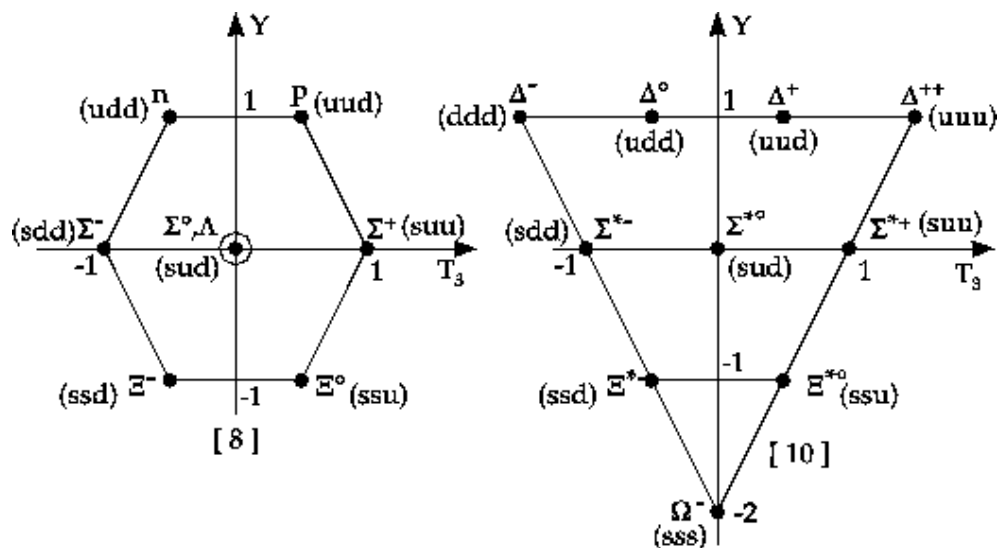


Abbildung 2.1 Das Oktet der Spin $\frac{1}{2}$ Nukleonen und Hyperonen (links) und das Dekuplet der Spin $\frac{3}{2}$ Baryonen (rechts). Der Quarkinhalt wird jeweils in Klammern angegeben: Isospin-Projektion T_3 , Hyperladung $Y = S + B$ (S: Seltsamkeit und B: Baryonenzahl).

wie auch das Neutron. Die paarweise Erzeugung der seltsamen Teilchen wird assoziierte Produktion genannt [71].

Wenig später führten M. Gell-Mann, T. Nakano und K. Nishijima die Quantenzahl Seltsamkeit (Strangeness) ein [72]. Den Λ , K^- und \bar{K}^0 Teilchen ordnete man die Seltsamkeitsquantenzahl $S = -1$ zu. Protonen und Neutronen besitzen keine Seltsamkeit, also $S = 0$. Die Antiteilchen $\bar{\Lambda}$, K^+ und K^0 erhalten $S = +1$.

Die Seltsamkeit bleibt während eines Prozesses der starken Wechselwirkung erhalten, d.h. wenn am Anfang einer Kollision von zwei Nukleonen die Seltsamkeit Null ist, so muß auch die Gesamt-Seltsamkeit der Endprodukte Null sein. Die Seltsamkeitsquantenzahl ist jedoch nicht exakt erhalten. Bzgl. der schwachen Wechselwirkung ändert sie sich um eine Einheit.

Mit steigender Kollisionsenergie wurden weitere seltsame Teilchen entdeckt, denen man die Namen Σ , Ξ und Ω gab. Mit Hilfe des Quarkmodells (vgl. Kapitel 1) wurden dem Λ und Σ ein, dem Ξ zwei und dem Ω Teilchen drei strange Quarks zugeordnet und damit auch die Seltsamkeitsquantenzahl -1, -2 und -3. In Tabelle 2.1 sind die seltsamen Teilchen mit ihren Eigenschaften aufgelistet und in Abbildung 2.1 gemäß dem Quarkmodell [73] graphisch angeordnet.

Die Seltsamkeitsproduktion wurde in elementaren Proton-Proton Reaktionen (beispielsweise am ISR ²) systematisch untersucht. Heute sind die Erzeugungsreaktionen genau bekannt. Bei der Erzeugung des Λ Hyperons über die assoziierte Produktion wird ein strange-Quark tragendes Baryon zusammen mit einem anti-strange-Quark tragenden Meson erzeugt gemäß der Reaktion:

$$N + N \rightarrow N + \Lambda + K \quad (E_{CM} > 2.55 \text{ GeV}),$$

$$N + N \rightarrow N + \Sigma + K \quad (E_{CM} > 2.63 \text{ GeV}),$$

$$N + N \rightarrow \Lambda + K + \Delta \quad (E_{CM} > 2.88 \text{ GeV}).$$

N bezeichnet das Nukleon. E_{CM} bezeichnet die Schwellenenergie im Schwerpunktsystem der Kollision. Die Λ -Paarproduktion hat folgende Form:

$$N + N \rightarrow N + N + \Lambda + \bar{\Lambda} \quad (E_{CM} > 4.11 \text{ GeV}).$$

Man erkennt, daß die zur Λ Paar-Produktion notwendige Schwellenenergie weitaus höher ist als für die assoziierte Produktion, weshalb letztere bei kleinen Energien dominiert. $\bar{\Lambda}$ Hyperonen werden ausschließlich über die Paar-Produktion erzeugt. Im hadronischen Medium können seltsame Teilchen auch über inelastische π -Nukleon- oder π - π -Wechselwirkungen erzeugt werden:

$$\pi + N \rightarrow \Lambda + K \quad (E_{CM} > 1.61 \text{ GeV}),$$

$$\pi + \pi \rightarrow K + \bar{K} \quad (E_{CM} > 0.99 \text{ GeV}).$$

Diesen Reaktionen kommt ein wesentliches Gewicht zu, da im Endzustand die Pionen einen großen Anteil aller produzierten Teilchen ausmachen und der Wechselwirkungsquerschnitt groß ist.

Mehrfach seltsame Teilchen können durch assoziierte Produktion oder Paarerzeugung gebildet werden, was jedoch durch die hohe Schwellenenergie in Nukleon-Nukleon-Stößen sehr selten geschieht, oder in Kern-Kern-Reaktionen durch inelastische Wechselwirkungen von π -Mesonen mit Hyperonen:

$$\pi + \Lambda \rightarrow \Xi + K,$$

$$\pi + \Xi \rightarrow \Omega + K.$$

²Intersection Storage Ring, CERN, Schweiz

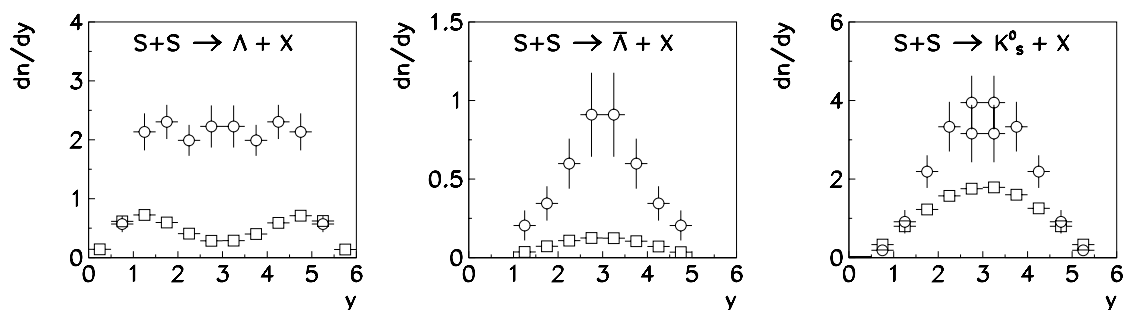


Abbildung 2.2 Die Rapiditätsverteilung der Λ , $\bar{\Lambda}$ und K_s^0 Hyperonen aus Schwefel-Schwefel- (Kreise) und Nukleon-Nukleon-Reaktionen (Quadrate, mit einem Faktor 32 skaliert). Man erkennt jeweils die überhöhte Seltsamkeitsproduktion.

Im Vergleich zu Nukleon-Nukleon- bzw. Nukleon-Kern-Reaktionen wurden in Kern-Kern-Kollisionen bei höheren Energien eine um etwa den Faktor zwei überhöhte Seltsamkeitsproduktion beobachtet. Diese sogenannte Seltsamkeitserhöhung (strangeness enhancement) wurde als erstes von der NA35 Kollaboration in zentralen Schwefel-Schwefel-Stößen bei einer Schwerpunktenenergie von 20 GeV pro Nukleon-Nukleon Paar am SPS ³ beobachtet [74, 75, 76]. Die Rapiditätsverteilung der Λ , $\bar{\Lambda}$ und K_s^0 Hyperonen sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Deutlich erkennt man die überhöhte Seltsamkeitsproduktion in den Schwerionenstößen.

In zentralen Blei-Blei-Kollisionen (größeres Stoßsystem bei gleicher Zentralität) konnte keine weitere Erhöhung der Seltsamkeitsproduktion festgestellt werden [77] (vgl. Abbildung 2.3). Das CERN Experiment WA97 stellte ebenfalls eine erhöhte Seltsamkeitsproduktion fest [78, 79]. Der Abbildung 2.4 läßt sich entnehmen, daß die Seltsamkeitserhöhung mit der Anzahl der seltsamen Quarks (strange content) im Baryon ansteigt. Außerdem sind die Verhältnisse zwischen mehrfach-seltsamen und einfach-seltsamen Teilchen für die Antiteilchen größer als für die Teilchen. Schließlich wurden auch in Schwerionenkollisionen bei niedrigeren Energien am AGS ⁴ eine Seltsamkeitserhöhung beobachtet [80, 81], die quantitativ größer ist als am SPS.

Die Seltsamkeitserhöhung als eindeutiges Indiz für die Formierung eines Quark-Gluon-Plasmas [8, 47] konnte damit von experimenteller Seite nicht gestützt werden, da für niedrigere Kollisionsenergien ein Übergang zum QGP nicht zu erwarten ist.

³Super Proton Synchroton, CERN, Schweiz

⁴Alternating Gradient Synchroton, Brookhaven, NY, USA

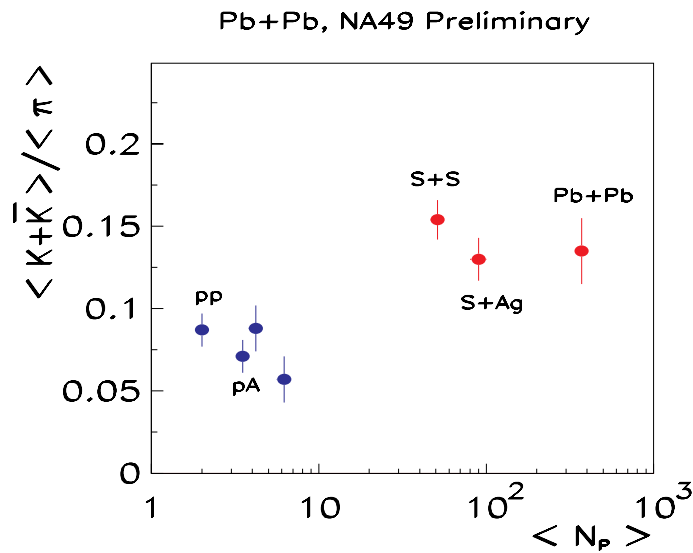


Abbildung 2.3 Die Zentralitäts-Abhängigkeit des Verhältnisses aller produzierten Kaonen und Antikaonen zu der totalen Anzahl der Pionen für p+p und p+A Reaktionen und zentralen S+S, S+Ag und Pb+Pb Kollisionen.

Die Seltsamkeitserhöhung in hochenergetischen Kern-Kern-Stößen kann sowohl mit einem Quark-Gluon-Plasma als auch mit einem reinen Hadronengas erklärt werden, vorausgesetzt, das System lebt lange genug, um ein chemisches Gleichgewicht zu erreichen (vgl. hierzu auch Kapitel 1). Aufgrund des schnelleren Erreichens des Gleichgewichtszustands und der damit verbundenen schnelleren Erzeugung von $s\bar{s}$ -Paaren in einem Quark-Gluon-Plasma im Vergleich zu einem Hadronengas wurde eine überhöhte Seltsamkeitsproduktion vorhergesagt [8, 47].

In einem Quark-Gluon-Plasma wird die Seltsamkeit über $s\bar{s}$ -Paare erzeugt, deren Energieschwelle ($m_s = 150-170 \text{ MeV}/c^2$) weit unterhalb der Produktionsschwelle für seltsame Teilchen in einem Hadronengas liegt. Dennoch ist die Erzeugung der $s\bar{s}$ -Quarkpaare im Vergleich zu den leichten u- und d-Quarks ($m_{u,d} = 5-10 \text{ MeV}/c^2$) wegen der höheren Masse unterdrückt. Aufgrund der Baryonenzahlerhaltung ist das baryo-chemische Potential μ_B für leichte Quarks ungleich Null und damit ihre Erzeugung ebenfalls unterdrückt. Das chemische Potential der seltsamen Quarks μ_S ist Null, da Seltsamkeit in der Reaktion neu erzeugt wird. Aufgrund des Pauli-Prinzips kann somit bei hohen Baryonendichten die $s\bar{s}$ -Produktion gegenüber der Produktion von $d\bar{d}$ und $u\bar{u}$ Paaren

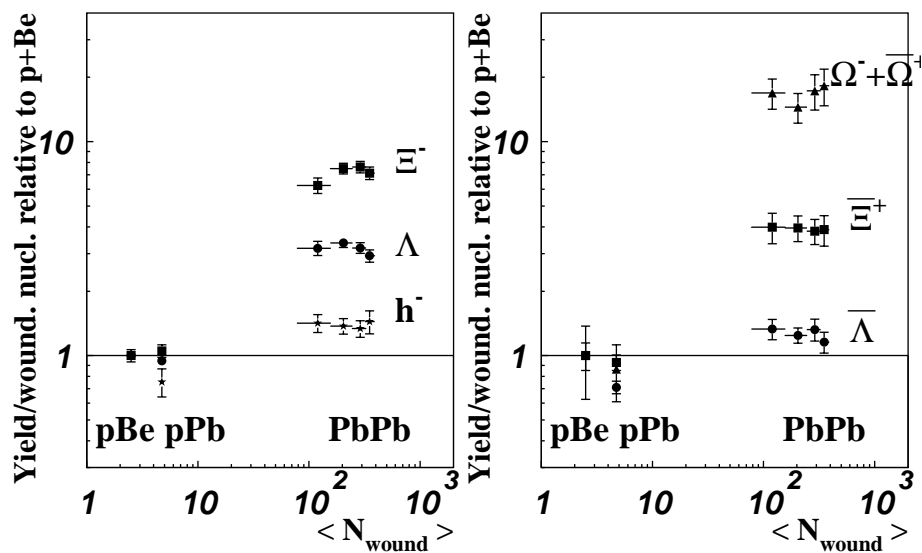


Abbildung 2.4 Die Seltsamkeitserhöhung in Kern-Kern-Kollisionen relativ zu Proton-Proton- und Proton-Kern-Reaktionen als Funktion der partizipierenden Nukleonen, gemessen von der WA97 Kollaboration. Man beobachtet eine sehr viel größere Erhöhung bei den Mehrfach-seltsamen Hyperonen, besonders bei den Antiteilchen.

bevorzugt werden, wenn die unteren u und d-Quark Energieniveaus besetzt sind und die Fermi-Energie⁵ größer ist als die doppelte s-Quarkmasse ($2 \cdot m_s = 300 \text{ MeV}/c^2$). Die $s\bar{s}$ -Paare können durch die Vernichtung von Quark-Antiquark-Paaren ($q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$) oder durch die Wechselwirkung zweier Gluonen ($gg \rightarrow s\bar{s}$) erzeugt werden, wobei der letztere Prozeß dominiert. Etwa 90% der im Quark-Gluon-Plasma erzeugten Quarks stammen aus Gluon-Gluon-Wechselwirkungen [47].

⁵Die Fermi-Energie ist die maximale Teilchen-Energie bei einer bestimmten Temperatur.

Kapitel 3

Das NA49 Experiment am CERN-SPS

In Kapitel 1 wurden die experimentellen Observablen zur Untersuchung von Schwerionen-Kollisionen diskutiert. Am Super Proton Synchrotron (SPS) des Europäischen Zentrums für Teilchenphysik (CERN ¹) werden *fixed target* Kern-Kern-Reaktionen verschiedener Stoßsysteme bei ultrarelativistischen Energien studiert. Eines dieser Experimente ist das Hadronenspektrometer NA49, das sich am H2-Strahl des SPS befindet. Das NA49-Experiment zeichnet sich durch einen großen geometrischen Akzeptanzbereich sowie der Auflösung großer Teilchendichten aus [82, 83]. In jedem Blei-Blei-Stoß bei den höchsten am SPS erreichbaren Energien (158 A·GeV) treten etwa 2.500 Hadronen auf, von denen 2.000 geladen sind. 60% dieser Teilchen werden von den Spurdriftkammern registriert. Diese Teilchenzahlen stellen hohe Anforderungen an die Auflösung der Detektoren und die Datenaufnahme. Die in der Reaktion erzeugten Teilchen werden einerseits durch ihren spezifischen Energieverlust und andererseits durch ihre Flugzeit identifiziert. Dazu stehen vier Spurdriftkammern (Time Projection Chamber, kurz TPC) und vier Flugzeitwände (Time of Flight, kurz TOF) zur Verfügung.

Seit 1994 werden Daten mit dem Detektor aufgenommen. Neben Blei-Blei-Kollisionen werden seit 1996 auch Proton-Proton- und Proton-Blei-Stöße sowie seit 1998 Kohlenstoff-Kohlenstoff- und Silizium-Silizium-Reaktionen untersucht.

In Abbildung 3.1 ist der schematische Aufbau des NA49-Experiments skizziert. Der Detektor ist etwa 8 m breit und 22 m lang. Die in der Reaktion erzeugten Sekundärteilchen werden durch die beiden Dipolmagnete (VTX1 und 2), die jeweils eine Spurdriftkammer (Vertex-TPC) umschließen, aufgefächert. Weiter strahlabwärts sind die hochauflösenden,

¹Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire a Genève

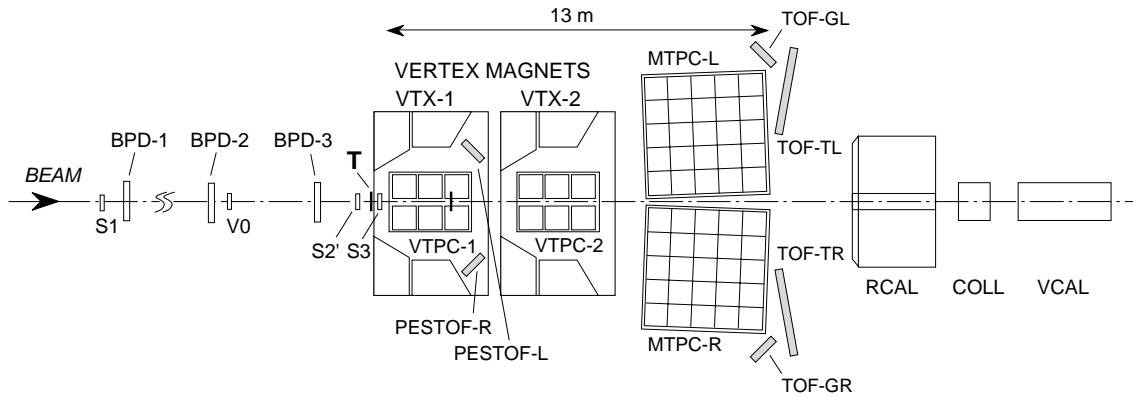


Abbildung 3.1 Schematischer Aufbau des NA49-Experiments am H2-Strahl des CERN-SPS. Der Strahl trifft von links auf das Target T.

großvolumigen Spurdriftkammern (Main-TPCs) im feldfreien Raum angeordnet. Dahinter stehen auf beiden Seiten jeweils zwei Flugzeitwände (TOF). Zwei weitere PesTOF Detektoren befinden sich hinter der ersten Vertex-Spurdriftkammer [84]. Man erkennt weiterhin hinter den Flugzeitwänden das Ringkalorimeter (RCAL), den Kollimator (COLL) und das Vetokalorimeter (VCAL). Mit dem Ringkalorimeter kann die transversale Energieverteilung der Sekundärteilchen gemessen werden (vgl. Abschnitt 1.2.1). Das Vetokalorimeter mißt die Energie der nicht-wechselwirkenden Projekttilfragmente und liefert somit Informationen über den Grad der Zentralität des Stoßes. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten des Detektors detailliert beschrieben.

3.1 Strahl und Target

Das SPS liefert einen Bleistrahl ($^{208}\text{Pb}^{82+}$) mit einer maximalen Energie von 33 TeV. Dazu durchlaufen die Projektile eine Beschleunigerkette, die in Abbildung 3.2 skizziert ist [85, 86]. Ein Strom von $80 \mu\text{A}$ $^{208}\text{Pb}^{27+}$ -Ionen werden in einer Elektronenzyklotron-Resonanzquelle (ECR) erzeugt. Der gewonnene Strahl wird in einer Radiofrequenz-Kavität (RFQ) von 2,5 keV/u auf 250 keV/u und anschließend im Linearbeschleuniger Linac 3 auf maximal 4,2 MeV/u beschleunigt. Die Bleiionen werden danach mit Hilfe einer Stripper-Folie aus Kohlenstoff in einen höheren Ladungszustand gebracht (durchschnittlich Pb^{53+}), bevor sie den Booster (PSB) und das Proton-Synchrotron (PS) passieren, in denen sie weiter beschleunigt werden (4,25 GeV/u). Eine weitere Stripper-Folie aus Aluminium (0,5 mm dick) entfernt die restlichen Elektronen. Im Super-Proton-Synchrotron (SPS) erhalten die Bleiionen schließlich ihre Endenergie von 158 GeV pro Nukleon.

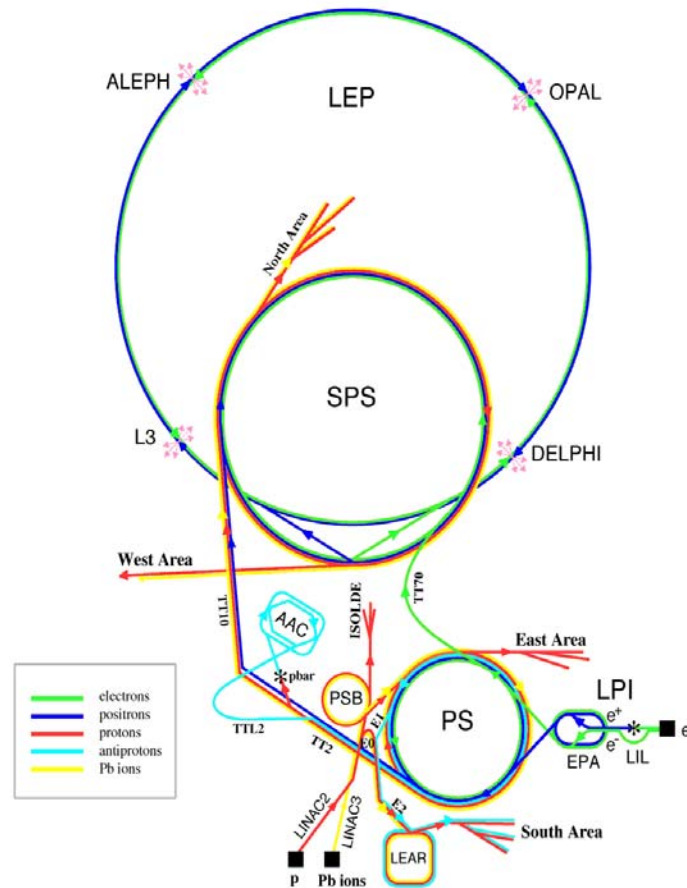


Abbildung 3.2 Schematische Anordnung der Beschleunigeranlage am CERN.

Das SPS liefert eine maximale Energie von 400 GeV pro Ladungseinheit, was bei einem Kernladung-zu-Masse Verhältnis des Bleis von $\frac{Z}{A} = \frac{82}{208} \approx 0,394$ einer maximalen Strahlenergie von 158 GeV/u entspricht. Protonen sind somit mit der vollen Strahlenergie von 400 GeV/u verfügbar. Die für den 40 und 80 A·GeV Strahlbetrieb notwendigen Energien sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Der Strahl wird 4,8 Sekunden aus dem SPS extrahiert (Spillphase) und über ein Strahlführungssystem den einzelnen Experimenten zugeführt. Das NA49 Experiment erhält etwa 100.000 Ionen pro Spill. Durchschnittlich werden in zentralen Blei-Blei-Kollisionen 30-40 Ereignisse pro Spill aufgenommen (Ereignisrate etwa 7 Hz). Diese Rate wird durch die Datenaufnahme und die Speicherkapazität der Spurdrittkammern begrenzt. Die Zeit zwischen den Spills ist 14,4 s, so daß sich eine totale Zyklusdauer von 19,2 s ergibt. In den Spillpausen werden die Ereignisse elektronisch gespeichert [87].

Stoßsystem	Energie [GeV/u]	Energie [GeV/q]
Blei-Blei	39,4	100
	78,8	200
	157,7	400
Schwefel-Schwefel	200	400
Proton-Proton	400	400

Tabelle 3.1 Strahlenergien am CERN-SPS (u: Nukleonenzahl und q: Ladung).

Das Target (T) besteht für Blei-Blei-Experimente aus einer 200 μm dicken Folie aus natürlichem Blei, die eine Massenbelegung von 224 mg/cm^2 besitzt. Damit wird eine Blei-Blei-Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von 1% erreicht. Das entspricht einem Wechselwirkungsquerschnitt von 7.000 mbarn². Für Proton-Proton-Stöße dient eine mit flüssigem Wasserstoff gefüllte Küvette (LH_2) als Target.

3.2 Strahlpositionsdetektoren und Triggersystem

Die Selektion zentraler Kern-Kern-Ereignisse erfolgt mit einem Triggersystem bestehend aus verschiedenen Strahldetektoren vor und hinter dem Target (vgl. Abbildung 3.1). Da sich besonders für den Bleistrahlbetrieb möglichst wenig Material in der Strahlachse befinden soll, werden Čerenkov-Zähler (S1, S2', S3) verwendet. S1 und S2' dienen als Startdetektoren und S3, der sich hinter dem Target befindet, als Wechselwirkungsdetektor. Ein weiterer Strahldetektor ist der Szintillationszähler V0 mit einer empfindlichen Fläche von $10 \times 10 \text{ cm}^2$. In der Mitte des Detektors befindet sich symmetrisch um die Strahlachse ein Loch mit einem Durchmesser von 1 cm. Der gebündelte Strahl wird von dem V0-Detektor nicht registriert, wohingegen Strahlfragmente über 0,5 cm radial vom Strahl auf das sensitive Volumen treffen. Der Szintillationszähler detektiert somit Wechselwirkungen des Strahls in der Strahlführung vor dem Target. Nach einer erfolgten Kern-Kern-Reaktion wird im Vetokalorimeter (VCAL) weniger Energie deponiert als wenn das Projektil direkt auftrifft (vgl. Abschnitt 3.6). Die Triggerbedingungen für Kern-Kern-Kollisionen läßt sich wie folgt zusammenfassen:

$$S1 \cap S2' \cap \overline{S3} \cap \overline{V0} \cap (E_{\text{Veto}} \leq E_{\text{Schwelle}}) \quad (3.1)$$

²1 barn = $10^{-28} \text{ m}^2 = 100 \text{ fm}^2$

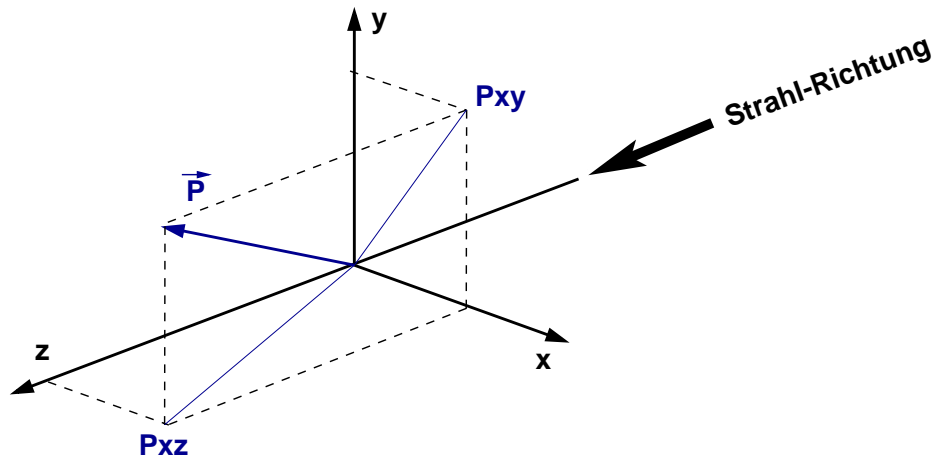


Abbildung 3.3 Das NA49 Koordinatensystem. Der Ursprung liegt in der Mitte der VTPC-2.

Der Auftreffpunkt des Strahls auf das Target wird mit Hilfe von Strahlpositionsdetektoren (BPD) mit einer Genauigkeit von $40 \mu\text{m}$ bestimmt. Hierbei handelt es sich um kleine Vieldrahtproportionalkammern mit einer aktiven Fläche von $3,2 \times 3,2 \text{ cm}^2$. In Abbildung 3.3 ist das NA49 Koordinatensystem abgebildet. Die Strahlachse definiert die z-Achse; der Koordinatenursprung liegt in der Mitte der zweiten Vertex-TPC.

3.3 Dipolmagneten

Die bei der Kollision erzeugten Teilchen passieren die Felder zweier supraleitender Dipolmagneten (Einzelgewicht 450 t), die Feldstärken von 1,5 Tesla (targetnächster Magnet) und 1,1 Tesla haben (standard Konfiguration). Sie können in beiden Polarisierungen betrieben werden ($\text{std}\pm$). Ihre Aufgabe besteht darin, den Reaktionskegel aufzufächern, um auch die Teilchenspuren im Bereich hoher Spurdichten messen zu können. Die totale Ablenkstärke (Bending Power) beträgt 9 Tm. Aus der Ablenkung der geladenen Teilchen im Magnetfeld B kann deren Impuls p bestimmt werden [88]:

$$p = 0,3 \cdot q \cdot B \cdot R \cdot \frac{1}{\cos \lambda}, \quad (3.2)$$

wobei q die Ladung des Teilchens, R der Krümmungsradius der Spur und λ der Spurwinkel in der y-Richtung (non-bending plane) ist. Da zur Bestimmung der Impulse die genaue Kenntnis des Magnetfeldes nötig ist, wurde das Feld aus den Strom- und Spulenparametern [82] berechnet und mit Hilfe von Hall-Sonden vermessen [89].

TPC	Koordinate	Begin [cm]	Ende [cm]	Länge [cm]
VTPC-1	x	-80,43	80,13	160,56
	y	-36,59	29,41	66,0
	z	-492,17	-267,37	224,8
VTPC-2	x	-80,72	81,36	162,08
	y	-36,33	29,68	66,01
	z	-112,60	112,20	224,8
MTPC-L	x	19,67	377,74	358,07
	y	-52,71	57,29	110,0
	z	367,34	727,24	359,9
MTPC-R	x	-377,75	-19,68	358,07
	y	-52,75	57,25	110,0
	z	367,64	727,54	359,9

Tabelle 3.2 Aktive TPC-Volumina. Die maximale Driftstrecke ist 66 cm in den VTPCs und 110 cm in den MTPCs.

3.4 Spurdriftkammern

Die Teilchenbahnen werden im NA49 Experiment von vier hochauflösenden Spurdriftkammern (TPCs) gemessen, deren Größen in Tabelle 3.2 zusammengestellt sind.

Aus den Bahninformationen lassen sich in der Offline-Analyse die Teilchenimpulse bestimmen und aus dem spezifischen Energieverlust die Teilchenart. Das ursprüngliche konzeptionelle Design der NA49 TPCs war darauf ausgerichtet, Pionen um mid-rapidity in der VTPC-1 und V0-Zerfallsspuren in der VTPC-2 zu messen. In den MTPCs werden hochpräzise Teilchenidentifikationen anhand des spezifischen Energieverlustes vorgenommen (dE/dx -Auflösung besser als 4% durch die große Anzahl von gemessenen Spurpunkten), um beispielsweise die K/π -Fluktuationen zu untersuchen. Die beiden Vertex-TPCs sowie die MTPCs sind bis auf die Größe und die Padanordnung in der Ausleseebene gleich aufgebaut. Die VTPCs haben im Bereich des Strahls, der sich durch eine hohe Spurdichte auszeichnet, im Abstand von ± 12 cm kein sensitives Volumen (vgl. Abbildung 3.1). Die VTPCs sind aus sechs und die MTPCs aus 25 Sektoren aufgebaut (vgl. Abbildung 3.4). Bevor die Spurdriftkammern des NA49 Detektors genau beschrieben werden, soll zunächst das Prinzip einer Spurdriftkammer diskutiert werden.

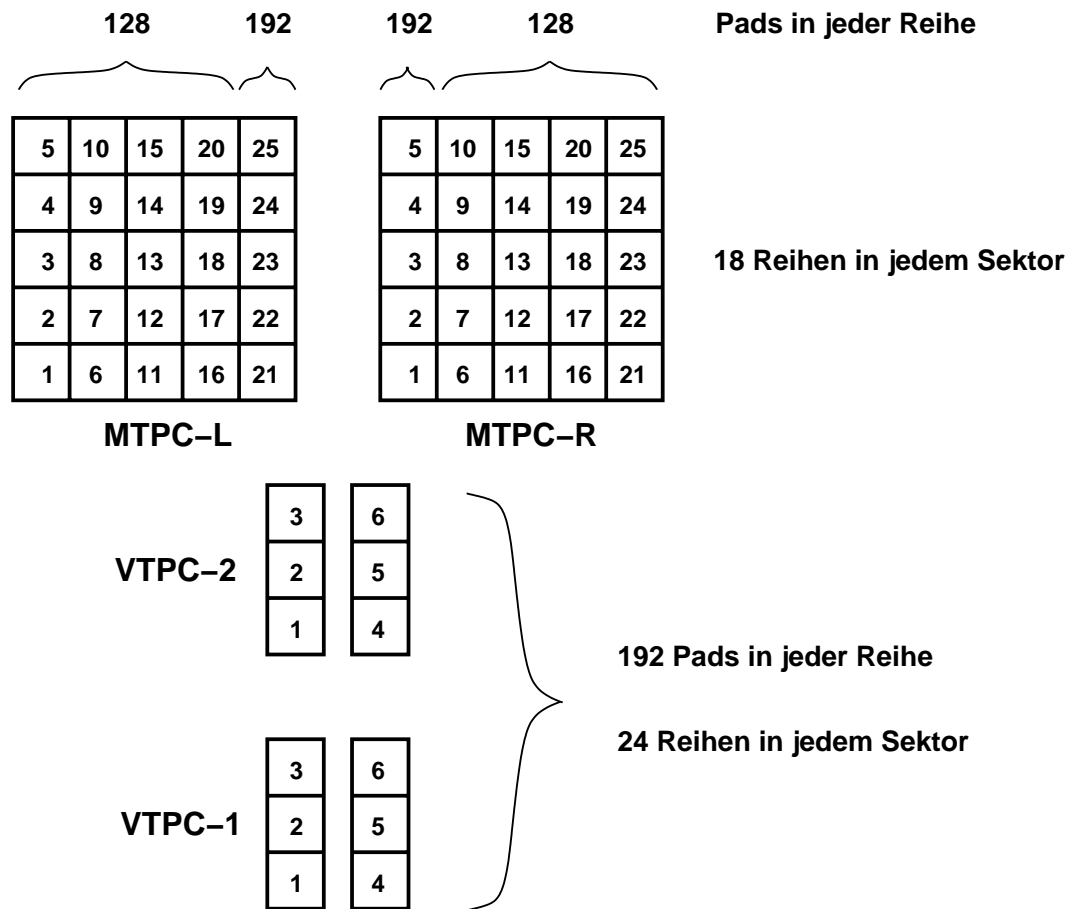


Abbildung 3.4 Sektorenverteilung und Padbelegung der NA49 TPCs. Insgesamt werden 182.016 Pads von 144 Front-End Karten pro VTPC-Sektor und 72 bzw. 108 Front-End Karten pro MTPC-Sektor ausgelesen.

Prinzip einer Spurdriftkammer

Ein geladenes Teilchen trifft beim Durchgang durch die Spurdriftkammer [90] auf die Moleküle des Zählgases. Entlang der Flugbahn werden die Zählgasmoleküle aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung ionisiert. Ein angelegtes elektrisches Feld trennt die Elektronen und Ionen voneinander. Während die Ionen zur Hochspannungskathode wandern, driften die Elektronen zur Drahtebene der Anode (vgl. Abbildung 3.5). Die Driftelektronen bewegen sich aufgrund der Diffusion im Medium nicht auf direktem Weg zur Anode. Somit verbreitert sich der ankommende Elektronenstrom.

Hinter der Gate- und Null-Ebene werden die Elektronen lawinenartig vervielfacht und fließen an den Verstärkungsdrähten sehr schnell ab. Die zurückbleibenden, positiven Ionen erzeugen in der Padebene ein Signal. Es können nun wahlweise die Verstärkungs-

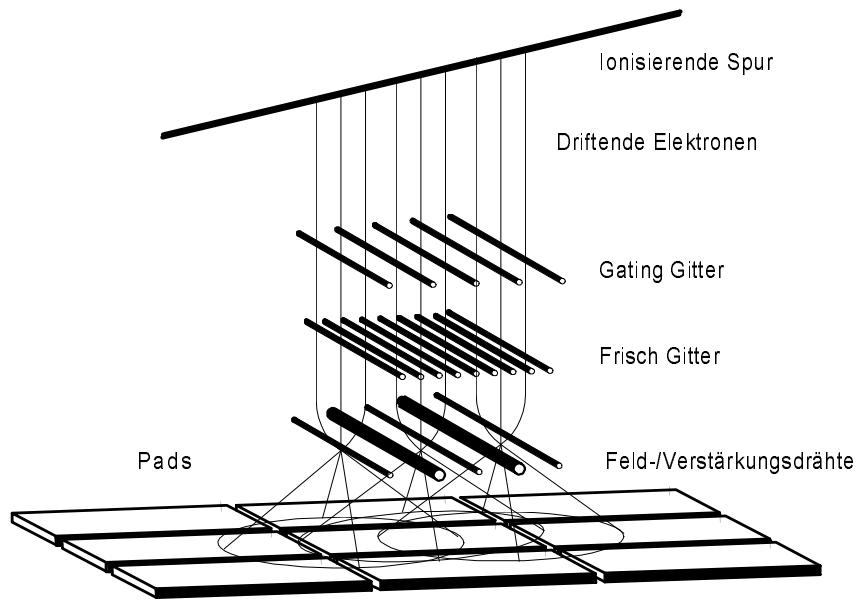


Abbildung 3.5 Funktionsprinzip einer Spurdriftkammer [90]: Driftweg der durch Ionisation freigesetzten Elektronen im homogenen elektrischen Feld. Die Elektronen wandern dem Feld entgegen und werden nach dem Passieren der Null-Ebene (Frisch-Gitter) auf die auf positiver Hochspannung liegende Feld-Ebene beschleunigt (Stoßionisation). Die Elektronen fließen anschließend an den Verstärkungsdrähten ab. Die zurückbleibenden Ionen erzeugen auf den Pad-Ebenen ein Ladungssignal [82].

drähte oder die Pad-Ebene ausgelesen werden. Das Signal wird verstärkt und kann mittels eines Analog-Digital-Wandlers in digitaler Form weiterverarbeitet werden. Auf diese Weise lassen sich die Koordinaten der Teilchenspur in zwei Dimensionen bestimmen. Die dritte Koordinate erhält man bei bekannter Driftgeschwindigkeit aus der Driftzeit der Elektronen.

Aufbau und Funktionsweise der NA49-Spurdriftkammern

Die Vertex-Spurdriftkammern haben eine Größe von $1,6 \times 2,3 \text{ m}^2$ und bestehen aus einem Feldkäfig, der Gasbox und der Ausleseebene (vgl. Abbildung 3.6). Der Feldkäfig, der das sensitive Volumen darstellt, besteht aus $12,7 \text{ mm}$ breiten und $25 \mu\text{m}$ dicken aluminumbeschichteten Mylarstreifen, die im Abstand von 2 mm um einen Rahmen aus Keramikrohren und auf der Hochspannungsebene am unteren Teil der TPCs aufgespannt sind. An der Hochspannungsebene liegt eine Driftspannung von -13 kV . Die einzelnen

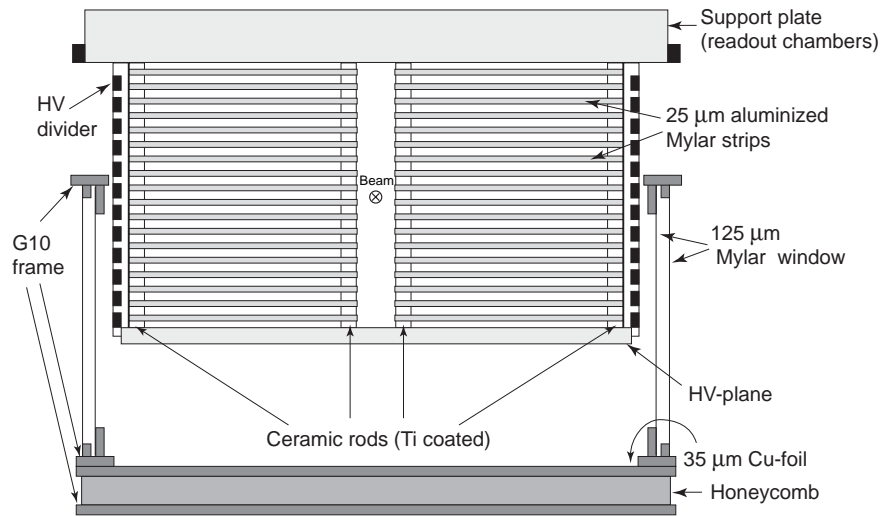


Abbildung 3.6 Schematischer Aufbau der Vertex-Spurdriftkammer. Man erkennt die Gasbox, den Feldkäfig und das Auslesemodul.

Mylarstreifen sind über eine Widerstandskette (HV-Divider) an die Hochspannung angeschlossen und gewährleisten somit ein homogenes Driftfeld.

Der Feldkäfig befindet sich in einer Gasbox, deren Wände aus zwei 15 mm voneinander entfernten Schichten aus 125 μm dicken Mylarfolien bestehen, die auf einen Fiberglasrahmen geklebt sind (vgl. Abbildung 3.6). Der gasdichte Zwischenraum schützt das Zählgas durch Stickstoffgaszirkulationen vor der umgebenden Luft (O_2 , H_2O). Das Zählgas in den VTDCs muß einer hohen Spurdichte genügen. Da die Anzahl der erzeugten Elektron-Ion-Paare von der Kernladungszahl des Zählgases abhängt, bietet sich ein leichtes Gas wie Neon an. Neben dem Zählgas bestimmt auch der *Quencher* die Qualität des Detektorgases. Quencher sind Gase, die ein großes Spektrum innerer Freiheitsgrade (Rotations- und Vibrationzustände) besitzen und somit störende Photonen absorbieren können, die sonst an den Metalloberflächen Photoelektronen freisetzen würden. Die beiden VTDCs sind mit einem Neon-Kohlendioxid-Gasgemisch im Verhältnis 9:1 gefüllt. Die Zählgaseigenschaften und die Parameter der Ausleseelektronik müssen aufeinander abgestimmt sein. Die Auslesedauer der Kammer (= maximale Driftzeit) ergibt sich aus dem Produkt des Zeitintervalls von 100 ns und den vorgegebenen 512 Zeitschritten (vgl. Abbildung 4.5) und beträgt etwa 50 μs . Mit einer maximalen Driftstrecke von 66 cm erhält man eine ideale Driftgeschwindigkeit von 1,3 cm/ μs .

In Abbildung 3.7 ist die Driftgeschwindigkeit v_D der Elektronen in verschiedenen Zählgas-Quencher-Gemischen als Funktion des reduzierten elektrischen Feldes E/P dargestellt [91].

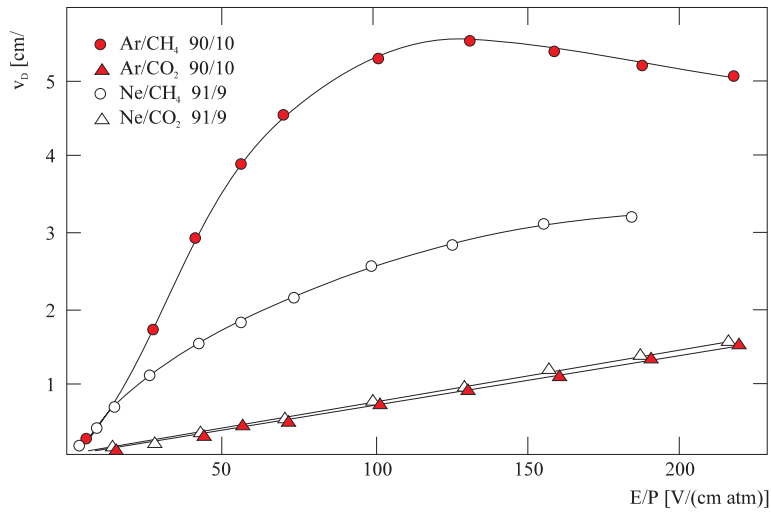


Abbildung 3.7 Driftgeschwindigkeit v_D der Elektronen in verschiedenen Zählgas-Quencher-Gemischen als Funktion des reduzierten elektrischen Feldes E/P (P : Druck) [91].

Für das in den VTPCs gewählte Gasgemisch Ne/CO_2 erhält man die optimale Driftgeschwindigkeit bei einer Feldstärke von $200 \text{ V}/(\text{cm atm})$. Bei dieser Feldstärke ist die Diffusion verhältnismäßig gering (Diffusionskonstante etwa $200 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$). Die Teilchen können unter diesen Bedingungen bis zu einer Spurdichte von etwa $0,6 \text{ cm}^{-2}$ identifiziert werden [82].

Die beim Verstärkungsprozeß freigesetzten positiven Ionen influenzieren auf der Padebene ein negatives Ladungssignal. Mit einer Padbreite 3 mm und einem Abstand zwischen Pad- und Verstärkungsebene von 2 mm in der VTPC-2 werden durchschnittlich 3 Pads angesprochen. In der VTPC-1 ist der Abstand 1 mm größer, um die Clusterauflösung zu erhöhen. In Abbildung 3.4 sind die Padbelegungen in den einzelnen Sektoren der TPCs skizziert. In Tabelle 3.3 sind die jeweiligen Padgrößen zusammengestellt.

	VTPC-1	VTPC-2	MTPC
Padbreite	3 mm	2,97 mm	3,13/5,05 mm
Padlänge	15,5/27,5 mm	27,5 mm	39 mm

Tabelle 3.3 Padgrößen der NA49 Spurdriftkammern.

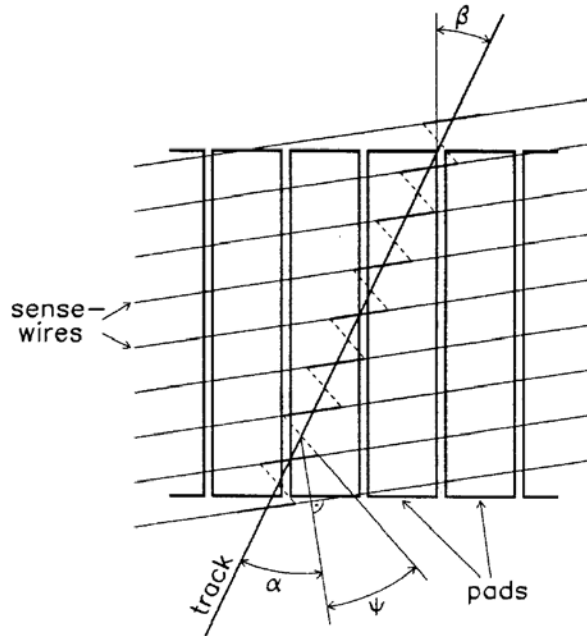


Abbildung 3.8 Der Spurwinkel ist durch die Teilchenspur und die Padorientierung (Winkel β) bzw. Drahtorientierung (Winkel α) definiert.

Um die Breite der Ladungsverteilung zu minimieren und damit die Orts- und Impulsauflösung zu erhöhen, müssen die Spurwinkel möglichst klein sein. Der Spurwinkel ist durch die Teilchenspur und die Padorientierung bzw. Drahtorientierung definiert (vgl. Abbildung 3.8). Die Winkelverteilungen wurden mit Hilfe von Simulationen bestimmt [92, 93] und folgende Gesetzmäßigkeit extrahiert (vgl. Abbildung 3.3):

$$\text{VTPC} - 1: \quad \tan(\beta) = \exp(- (6,082 + 0,004257 \text{ cm}^{-1} \cdot z)) \text{ cm}^{-1} \cdot x$$

$$\text{VTPC} - 2: \quad \tan(\beta) = 0,0045 \text{ cm}^{-1} \cdot x$$

Man erhält somit für die VTPC-1 Neigungswinkel von $12\text{-}55^\circ$ für die Padreihen in den targetnächsten Sektoren (1-4) und $5\text{-}30^\circ$ für die Padreihen in den Sektoren 3 und 6 (vgl. Abbildung 3.4). Die Pads in der VTPC-2 werden konstant zwischen etwa 4° nahe der Strahlachse und etwa 22° in den Außenbereichen der Sektoren geneigt.

Strahlabwärts werden die Spuren der geladenen Teilchen in zwei großvolumigen Spurdriftkammern (MTPCs) gemessen, die sich 11 m hinter dem Target symmetrisch auf beiden Seiten der Strahlachse befinden. Die MTPCs haben eine Größe von $3,8 \times 3,8 \text{ m}^2$

	VTPC	MTPC
Gasgemisch (Anteil)	Ne(9)/CO ₂ (1)	Ar(91)/CO ₂ (4,5)/CH ₄ (4,5)
maximale Driftstrecke [cm]	66	110
Driftspannung [kV]	-13	-16,5
Driftgeschwindigkeit [cm/ μ s]	1,3	2,4
reduzierte Feldstärke [V/(cm atm)]	200	175

Tabelle 3.4 TPC Parameter des NA49 Detektors.

und sind mit einem Gasgemisch aus Ar/CO₂/CH₄ im Verhältnis 91/4,5/4,5 unter Atmosphärendruck gefüllt. Die Spursignale werden mit 25 Proportionalkammern ausgelesen (vgl. Abbildung 3.4) und erlauben die Messung von bis zu 90 Spurpunkten. Zur Vermeidung von Temperatureffekten bei der Messung, sind die MTPCs in einer klimatisierten Hütte (21°C) untergebracht. Mit einer Feldstärke von 175 V/cm wird eine Driftgeschwindigkeit von 2,4 cm/ μ s erreicht. Die in den MTPCs erreichte relative Impulsauflösung $\frac{\Delta p}{p}$ ist 0,3 %. Die relative Auflösung des spezifischen Energieverlustes beträgt 4 % [82]. In Tabelle 3.4 sind abschließend die TPC Parameter des NA49 Detektors [94] zusammengestellt.

Spezifischer Energieverlust

Die an den Pads der TPCs abfließende Ladungsmenge ist proportional zum spezifischen Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ der Teilchen. Zur Teilchenidentifizierung kann die nach Bethe und Bloch benannte Formel herangezogen werden, die den mittleren spezifischen Energieverlust beschreibt [95]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 z^2 e^4}{m_e \beta^2 c^2} \frac{Z}{A} \left[\ln \left(\frac{2m_e \beta^2 c^2}{I^2 (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 - \delta(\beta) \right], \quad (3.3)$$

m_e ist die Elektronenmasse, z die Ladungszahl und $\beta = \frac{v}{c}$ die Geschwindigkeit des Teilchens, N_0 die Loschmidtzahl, Z und A die Ordnungs- und Massenzahl der Atome des Gases, I das effektive Ionisationspotential der Gasatome und $\delta(\beta)$ der Dichtekorrekterterm.

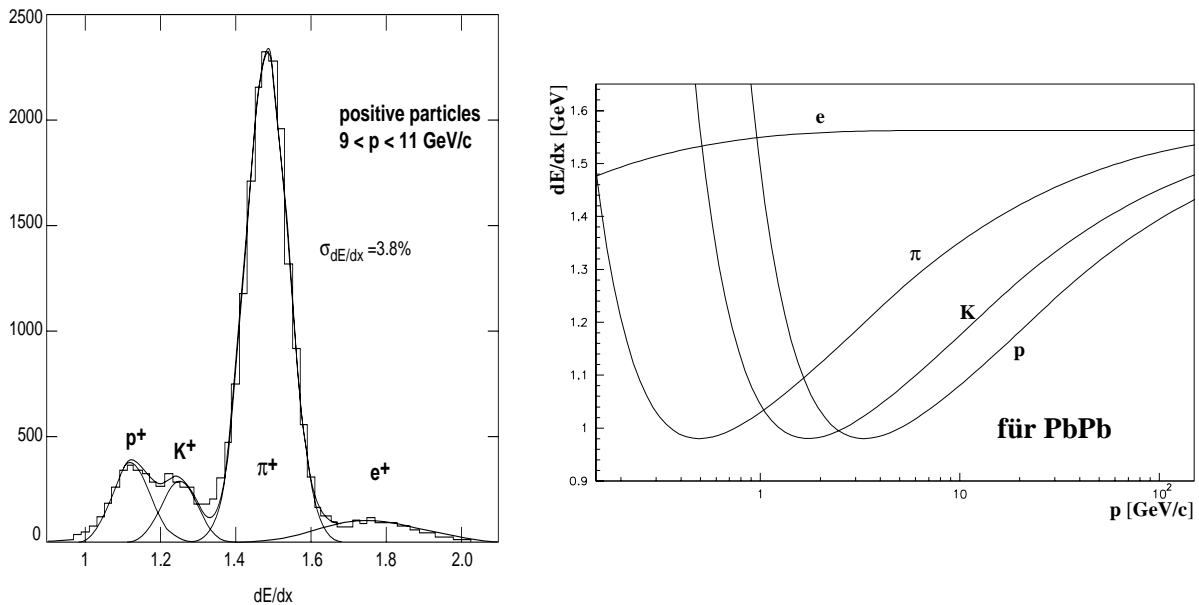


Abbildung 3.9 Links: Verteilung des spezifischen Energieverlustes dE/dx positiver Teilchen im Impulsintervall $9 < p < 11$ GeV/c für Blei-Blei-Stöße bei 158 A·GeV [82]. Rechts: Parametrisierung der Position der dE/dx -Verteilung verschiedener Teilchen als Funktion des Impulses.

Charakteristisch für diese Funktion ist der reziprok-quadratische Abfall mit β für nicht-relativistische Geschwindigkeiten und der logarithmische Anstieg für große Geschwindigkeiten (relativistic rise) mit dem anschließenden Fermi-Plateau (vgl. Abbildung 3.9, rechts).

Die TPCs des NA49 Experiments detektieren die geladenen Teilchen im wesentlichen im Bereich des relativistischen Anstiegs. Das gemessene dE/dx -Spektrum für positive Teilchen in einem Impulsbereich von 9-11 GeV/c für Blei-Blei-Kollisionen wird in Abbildung 3.9 (links) gezeigt. Man erkennt deutlich den Pionenpeak. Die Identifizierung von positiven Kaonen und Protonen gestaltet sich schwieriger, da die Verteilungen dicht beieinander liegen. Die gleichen Verhältnisse liegen für die negativen Teilchen vor. Charakterisiert durch Position, Breite und Höhe der jeweiligen Teilchenverteilungen läßt sich der spezifische Energieverlust in Abhängigkeit vom Impuls mit einer Gaußfunktion parametrisieren [96, 97]. Das Ergebnis der Parametrisierung zeigt Abbildung 3.9 (rechts). Darin sind die Bethe-Bloch-Funktionen für Pionen, Kaonen, Protonen und Elektronen der in dieser Arbeit verwendeten Blei-Blei-Daten dargestellt. Durch die Wahl der Breite um die Bethe-Bloch-Funktion lassen sich die Teilchen mit ihrem Impuls und ihrem spezifischen Energieverlust identifizieren (Identifizierungsbänder).

3.5 Flugzeitdetektoren

Wie eingangs erwähnt wird die Teilchenidentifizierung im Bereich mittlerer Rapidität durch Flugzeitmessungen unterstützt. Dazu dienen zwei hinter den MTPCs angeordnete Flugzeitdetektoren TOF-TR/L [98] (vgl. Abbildung 3.1). Die Flugzeitwände bestehen jeweils aus 891 Szintillationsdetektoren (Plastikszintillator: BICRON BC-418, Photomultiplier: Philips XP-2972), die in Kassetten mit je 11 Detektoren zusammengefaßt sind, so daß eine Matrix aus 33×27 Detektoren entsteht. Die Szintillatoren haben eine Breite von 23 mm und eine Höhe von 34 mm. Aufgrund der unterschiedlichen Teilchendichte hinter der MTPC wurde die Länge der Detektoren mit 60 (in Strahlnähe), 70 und 80 mm gewählt. Die Detektoren werden von Kunststoffplatten getragen, die in einem Aluminium-Stahl-Rahmen befestigt sind. Mit Hilfe dieses Rahmens läßt sich die Flugzeitwand so ausrichten, daß die Teilchen senkrecht auf die Detektoren treffen. Geladene Teilchen geben beim Durchgang durch ein Szintillatormaterial einen Teil ihrer kinetischen Energie ab, der in Form von optischen Photonen freigesetzt wird. Diese treffen direkt oder über Totalreflexionen auf die Photokathode des Photomultipliers. Die dort freigesetzten Elektronen werden in einer Dynodenkaskade vervielfacht und können an der Anode als meßbares Signal abgenommen werden.

Die Projektile starten beim Passieren der Startdetektoren die Flugzeitmessung. Das Startsignal wird über Air-Core-Kabel mit 90% der Lichtgeschwindigkeit an die Haupttriggerelektronik und die lokale Triggerelektronik der Flugzeitwände weitergeleitet [101]. Somit werden alle Detektoren gleichzeitig gestartet und einzeln gestoppt. Die Zeit zwischen Start und Stop definiert die Flugzeit, und die Höhe des Signals ist ein Maß für die Ladung der Teilchen.

Die Teilchenidentifizierung mit Hilfe der Flugzeitmessung basiert auf der relativistischen Beziehung: $pc = \beta\gamma m_0c^2$. Mit $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ und $\beta = \frac{v}{c}$ erhält man

$$(m_0c^2)^2 = (pc)^2 \cdot \left(\frac{c^2t^2}{s^2} - 1 \right). \quad (3.4)$$

Es ist zweckmäßig, statt der Masse das Massenquadrat aufzutragen, da aufgrund von Meßfehlern in der Flugzeitmessung Überlichtgeschwindigkeiten auftreten können und vor allem die Unsicherheiten in der Flugzeitmessung σ_{m^2} unabhängig von der Masse der Teilchen werden. Zusammen mit der Information über die Flugstrecke s und den Impuls p der Teilchen aus der MTPC läßt sich die Masse m bestimmen. In Abbildung 3.10 ist der

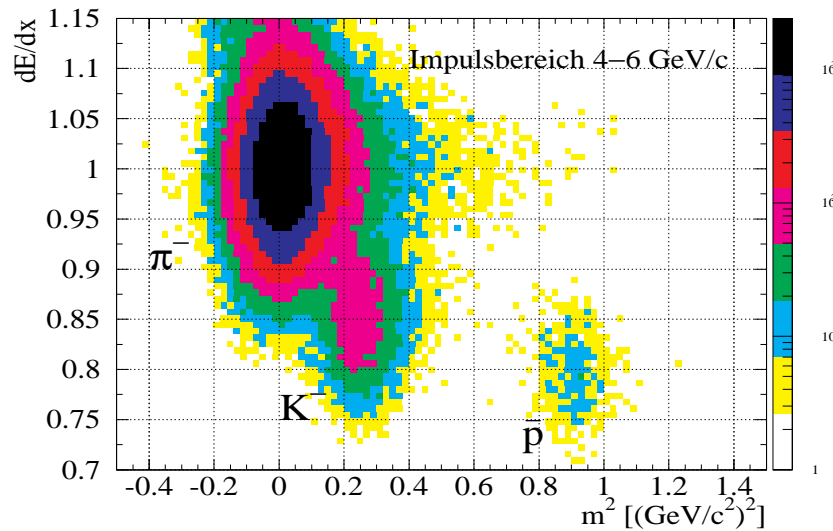


Abbildung 3.10 Teilchenidentifizierung mit Hilfe des spezifischen Energieverlustes dE/dx und der Flugzeitmessung m^2 .

spezifischen Energieverlust gegen das Massenquadrat aufgetragen. Man erkennt deutlich die Bereiche der identifizierten Teilchen.

Das zeitliche Auflösungsvermögen des Flugzeitdetektors beträgt 60 ps. Darin sind alle Unsicherheiten der Messung enthalten, wie Auflösungsvermögen der Start- und Stopdetektoren, die gesamte Elektronik, Kalibration und Korrekturen der Analyse [98].

3.6 Kalorimeter und Kollimator

Das Ringkalorimeter, ursprünglich gebaut für das NA5 Experiment, dient zur Bestimmung der Winkelverteilung des transversalen Energieflusses E_T zu dessen Messung eine spezielle Konfiguration (ohne Magnetfeld, Target zwischen VTPC-2 und Ringkalorimeter) benutzt wurde [99, 100]. Es ist zylindersymmetrisch aus 24 gleich großen Sektoren aufgebaut. Der äußere Radius beträgt 1,5 m und der Lochradius um die Strahlachse 56 cm, so daß die Teilchen mit großem Vorwärts-Impuls nicht erfaßt werden.

Der dahinter angeordnete, aus Eisen bestehende Kollimator mit einer Dicke von 1 m läßt nur die strahlnächsten Teilchen passieren. Diese Teilchen treffen auf das Vetokalorimeter und werden dort vollständig gestoppt. Das Vetokalorimeter besteht aus zwei Schichtenfolgen von je neun Doppelschichten [99]. Die erste Folge besteht aus sich abwechselnden Schichten aus Eisen und Szintillatormaterial und stoppt den hadronischen Anteil, die zweite Folge ist aus Schichten von Blei und Szintillator aufgebaut und weist den

elektro-magnetischen Anteil (Photonen) nach. Somit läßt sich mit dem Vetokalorimeter der longitudinale Energiefluß messen. Da die deponierte Energie eine Funktion des Stoßparameters b ist, läßt sich hiermit die Zentralität bestimmen [82].

3.7 Änderungen des experimentellen Aufbaus bei 40 und 80 A·GeV

Das NA49 Experiment ist für eine Strahlenergie von 158 A·GeV entwickelt und gebaut worden. Um bei den niedrigeren Energien 40 und 80 A·GeV keine Akzeptanz einbüßen zu müssen, wurden einige Detektorparameter geändert:

Der Kollimator hat bei der maximalen SPS-Energie eine Öffnung von $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Für die kleineren Strahlenergien wurde das Öffnungsfenster vergrößert ($60 \times 24 \text{ cm}^2$), um alle Spektatornukleonen messen zu können. Der Zentralitätstrigger mußte an die kleineren Energien angepaßt werden. Weiterhin wurde die Magnetfeldstärke in den VTTCs um einen Faktor 4 für 40 A·GeV und um einen Faktor 2 für 80 A·GeV Strahlbetrieb verkleinert, um etwa den gleichen Akzeptanzbereich wie bei der Topenergie zu erreichen. Aufgrund der niedrigeren Strahlenergien haben nämlich auch die neu erzeugten Teilchen kleinere Impulse und erreichen nicht zwangsläufig die Spurdrieffkammern.

3.8 Datenaufnahme

Insgesamt werden 182.016 TPC-Kanäle des NA49 Experiments ausgelesen. Dazu kommen noch die Signalinformationen der Flugzeitwände (2×891), die in Referenz [101] beschrieben sind, sowie die Daten der Kalorimeter. Im folgenden wird die Datenauslese und die Datenaufnahme (Data Acquisition) der TPCs beschrieben.

32 TPC-Pads werden von einer Front-End-Karte in Bezug auf den zeitlichen Verlauf und die Ladung des Signals ausgelesen, die sich in der Ausleseebene auf den Proportionalkammern befindet [94]. Die Padsignale werden verstärkt und passieren Pulsformer (Shaper Amplifier). Das analoge Signal wird in einer analog-kapazitiven Speichereinheit (SCA) entsprechend den gewünschten 512 Zeitschritten in ein digitales Signal mit Werten zwischen 0 und 255 konvertiert. Die digitalisierten Padinformationen von bis zu 24 Front-End-Karten werden von einer Control und Transfer Karte (CT-Board) verarbeitet, die sich ebenfalls auf den TPCs befindet. Sie liefert die Spannungsversorgung für die Front-End-Karten und bringt die Daten in eine serielle Struktur. Der Datentransfer zur zentralen Datenaufnahme in der Meßhütte erfolgt mit einzelnen Glasfaserkabeln. Die Receiver-Karten können mit vier Digitalsignal Prozessoren (Motorola DSP 96002) eine entspre-

chende Anzahl von CT-Karten auslesen und speichern die Daten von durchschnittlich 30 Ereignissen pro Spill in ihrem Buffer Memory. Neben der Unterdrückung des elektrischen Rauschens werden die Padsignale auf die von Null verschiedenen Ruhe-Pulshöhen (Pedestals) korrigiert. Die Pedestals werden mehrmals während des Strahlbetriebs aufgenommen (etwa alle 25.000 Ereignisse). Weiterhin wird die Datenmenge durch eine Nullunterdrückung um einen Faktor 10 komprimiert. Insgesamt werden für die Datenauslese der Spurdriftkammern 5.688 Front-End-Karten, 237 CT-Karten und 60 Receiver-Karten benötigt.

Für den gesamten Detektor fällt pro Ereignis eine Datenmenge von etwa 90 MByte an, die durch Nullunterdrückung und Datenkompression auf etwa 8 MByte reduziert wird. Die Meßdaten werden mit einer Schreibgeschwindigkeit von 16 Mbyte/s auf ein Sony Tape DIR-100M gespeichert (maximale Speicherkapazität 100 GByte). Durchschnittlich 30 Ereignisse pro Spill können in etwa 15 s weggeschrieben werden (vgl. auch Abschnitt 3.1).

Kapitel 4

Datenanalyse

Ziel der vorliegenden Analyse ist die Bestimmung der Spektren (Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilung) der neutralen seltsamen Teilchen (Λ , $\bar{\Lambda}$ und K_S^0) aus der Messung ihrer Zerfallsprodukte in den TPCs des NA49 Detektors. Nachdem diese Teilchen die Reaktionszone, in der sie gebildet worden sind, verlassen haben, zerfallen sie. Einige ihrer Zerfallsspuren erreichen die TPCs und ionisieren das Kammergas entlang ihrer Trajektorien. Die freigesetzten Elektronen driften zu der Ausleseebene und erzeugen durch Lawinenbildung im Bereich der Sense-Ebene Ladungen auf den Auslesepads (vgl. Kapitel 3). Schließlich werden diese Ladungen in digitaler Form auf einem Datenträger gespeichert. Der beschriebene Prozeß vollzieht sich innerhalb von Bruchteilen einer Sekunde. In der Rekonstruktion wird dieser Prozeß umgekehrt. Aus den Raumladungsinformationen werden nach den Korrekturen auf diverse physikalische Effekte wieder Teilchenbahnen gewonnen.

Nach der Beschreibung der verwendeten Datensätze in Abschnitt 4.1 wird dieser Teil der Rekonstruktion in Abschnitt 4.2 diskutiert. In Abschnitt 4.3 wird die Rekonstruktion der neutralen seltsamen Teilchen anhand der Zerfallstopologie und der invarianten Masse erläutert. Mit Hilfe von verschiedenen Qualitätskriterien, die in Kapitel 5 detailliert beschrieben werden, läßt sich das Teilchensignal weitgehend vom Untergrund der zufälligen Paare trennen. Die invarianten Massenspektren werden in Abschnitt 5.3 gezeigt. Schließlich werden in Abschnitt 5.4 die Korrekturen bzgl. der geometrischen Akzeptanz und der Rekonstruktionseffizienz bestimmt bevor in Kapitel 6 die korrigierten Spektren gezeigt werden.

Run Nummer	Anzahl der Ereignisse	Run Nummer	Anzahl der Ereignisse
1389	12821	1424	3969
1391	11681	1425	5167
1392	5916	1426	1604
1393	6685	1427	11553
1394	12570	1432	6415
1395	9684	1433	12542
1396	1965	1434	2739
1397	2202	1435	9926
1398	11088	1436	12763
1399	4355	1437	13229
1400	8978	1439	7295
1408	4388	1441	3130
1409	4740	1442	13355
1410	2830	1443	13059
1412	12016	1444	13027
1413	12380	1445	12965
1416	11618	1446	8386
1417	12914	1448	4445
1418	12767	1449	11165
1419	12624	1451	12990
1420	12506	1452	7653
1421	12434	1456	3852
1422	12208	1457	12801
1423	3809	1458	5606
Gesamtzahl der Ereignisse: 415.166			

Tabelle 4.1 Verwendete Runs und Anzahl der Ereignisse der 158 A·GeV Daten.

4.1 Datensätze

In dieser Arbeit wurden drei Sätze von Daten bei unterschiedlichen Strahlenergien (40, 80 und 158 A·GeV) analysiert. In der Strahlzeit-Periode 1996 wurden u.a. etwa 400.000 zentrale Blei-Blei Ereignisse bei einer Strahlenergie von 158 A·GeV und der Magnetfeldkonfiguration std+ aufgenommen. In dieser Konfiguration ist das Magnetfeld in den VTPC parallel zum elektrischen Driftfeld in den Kammern (vgl. Kapitel 3), und die positiv geladenen Teilchen werden in Richtung der positiven x-Achse abgelenkt. Der Zentralitätstrigger selektiert zentrale Stöße mit einem Anteil am totalem inelastischen Wirkungsquerschnitt von $\sigma^{cent}/\sigma^{inelast} = 10\%$. Dies entspricht einem Stoßparameter von

Run Nummer	Anzahl der Ereignisse	Run Nummer	Anzahl der Ereignisse
3061	10067	3092	1781
3063	2063	3095	685
3064	15859	3096	15274
3065	4773	3097	8367
3067	6112	3098	7783
3070	1700	3099	7227
3071	3468	3100	9020
3072	16470	3102	15357
3073	16883	3103	3627
3074	8915	3104	3283
3075	6160	3105	9253
3076	1370	3106	8189
3077	6030	3107	1087
3078	9278	3109	6877
3079	16341	3110	16477
3080	16724	3112	16273
3081	6457	3113	11045
3082	1629	3117	4942
3084	8003	3118	10905
3085	16346	3125	7072
3086	15849	3126	1296
3087	15803	3129	7850
3088	15823	3130	5118
3089	15809	3131	10485
3091	13368	3132	16566
Gesamtzahl der Ereignisse: 422.084			

Tabelle 4.2 Verwendete Runs und Anzahl der Ereignisse der 40 A-GeV Daten.

$b \leq 4,8$ fm. Mit Hilfe des Fritiof Modells (Version 7.02 [102]) läßt sich unter Annahme eines Hartschalen Dichte-Profiles der kollidierenden Kerne die mittlere Anzahl der partizipierenden Nukleonen $\langle N_P \rangle$ berechnen [6, 103]. Man erhält $\langle N_P \rangle = 335$. Diese Anzahl wird auch „wounded nucleons“ genannt. In Tabelle 4.1 sind die aufgenommen Run Nummern sowie die Anzahl der Ereignisse aufgelistet. Es sei erwähnt, daß die ersten beiden Runs mit einer Zentralität von $\sigma^{cent}/\sigma^{inelast} = 5\%$ selektiert wurden. Aufgrund zu kleiner Ereignisrate wurden danach die oben genannten 10% zentralsten Ereignisse ausgewählt. Nach der Genehmigung des Antrags der NA49 Kollaboration [63] wurden im Herbst 1999 380.000 zentrale Blei-Blei Ereignisse bei einer Strahlenergie von 40 A-GeV mit

Run Nummer	Anzahl der Ereignisse	Run Nummer	Anzahl der Ereignisse
3849	2389	3866	12957
3850	10032	3867	12816
3851	12689	3868	12729
3852	12716	3869	13068
3853	13339	3870	12759
3854	13447	3874	13029
3855	13389	3875	13215
3856	13048	3876	13155
3857	12957	3877	12962
3858	12913	3878	13006
3859	11014	3879	13078
3861	5723	3880	13280
3864	3412	3881	4200
3865	12983		
Gesamtzahl der Ereignisse: 305.723			

Tabelle 4.3 Verwendete Runs und Anzahl der Ereignisse der 80 A·GeV Daten.

der Magnetfeldkonfiguration 1/4 std+ aufgenommen. Es wurde auf die 7,2% zentralsten Ereignisse getriggert, was einer mittleren Anzahl von $\langle N_P \rangle = 349$ Partizipanten entspricht [45]. Die analysierten Runs und die Anzahl der Ereignisse sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt.

Schließlich konnte das NA49 Experiment auch zentrale Blei-Blei Ereignisse bei 80 A·GeV Strahlenergie untersuchen. Im Jahr 2000 wurden in einer Woche bei der Magnetfeldkonfiguration 1/2 std+ etwa 300.000 Ereignisse mit dem Detektor aufgenommen. Die entsprechenden Runs und die Anzahl der Ereignisse sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt ($\sigma^{cent}/\sigma^{inelast} = 7,2\%$, $\langle N_P \rangle = 349$ [45]).

Im folgenden wird die Ereignisrekonstruktion beschrieben. Es seien schon an dieser Stelle die Produktionsversionen (production versions) aufgelistet:

- 00W für 40 A·GeV
- 01E für 80 A·GeV
- 00B für 158 A·GeV

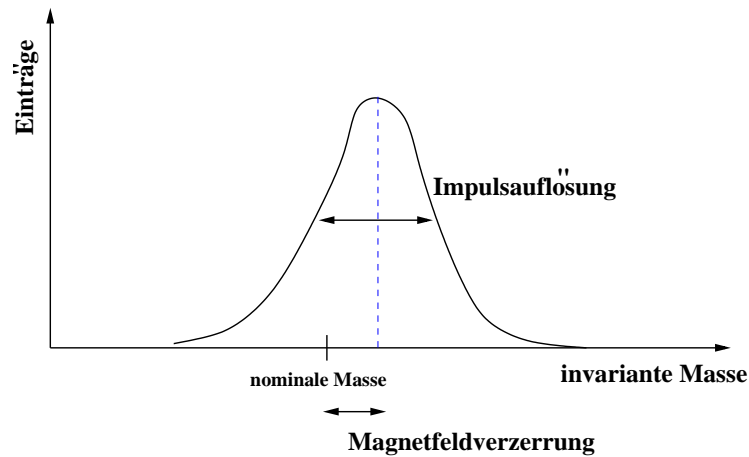


Abbildung 4.1 Schematische Darstellung der Abhängigkeit der invarianten Masse von der systematischen Verschiebung der Tochterimpulse.

4.1.1 Magnetfeld-Skalierung für 40 und 80 A·GeV

Wie in Abschnitt 3.7 erwähnt wurde das Magnetfeld der VTPCs an die Strahlenergie angepaßt, um den Strahl in dem Spalt zwischen den TPCs zu halten (z-Achse im NA49 Koordinatensystem) und weiterhin eine maximale Anzahl von Teilchenspuren detektieren zu können (maximale Akzeptanz). Diese Skalierung wurde mit Hilfe der Λ und K_s^0 Massen kontrolliert und kalibriert. Das K_s^0 Meson eignet sich besonders für diese Aufgabe, da es aufgrund seines großen Q-Wertes für den Zerfallskanal $\pi^+\pi^-$ (≈ 220 MeV) am sensitivsten auf das Magnetfeld reagiert, wie in Abbildung 4.1 skizziert ist. Eine Verschiebung der Masse deutet auf eine Magnetfeldverschiebung hin. Sind die Impulse der Tochterpartikel aufgrund eines zu großen Magnetfeldes größer, so erhält man eine zu große invariante Masse (vgl. Abschnitt 5.3). Die Breite des Massenpeaks wird allein von der Impulsauflösung des Detektors bestimmt, da die natürliche Linienbreite vernachlässigbar ist.

Die Abhängigkeit der invarianten Masse der K_s^0 Mesonen von der systematischen Verschiebung der Tochterimpulse ist in Abbildung 4.2 für beide Strahlenergien dargestellt. Man erkennt, daß das Magnetfeld in der VTPC-1 um 1,4% bei 40 A·GeV und um 0,6% bei 80 A·GeV Strahlenergie skaliert werden muß. Für die VTPC-2 reichte die Statistik der K_s^0 zur Massenbestimmung nicht aus. Hier wurden die Skalierungsfaktoren mit Hilfe der Λ Massen bestimmt [104]. Da die Impulsauflösung umgekehrt proportional zum Magnetfeld ist, verschlechtert sich diese bei kleinerem Magnetfeld. Genauere Berechnungen [105] ergaben eine Verschlechterung der Impulsauflösung um einen Faktor drei. In der zitierten Arbeit ist ebenfalls die Impulsauflösung für alle drei Raumkoordinaten dargestellt.

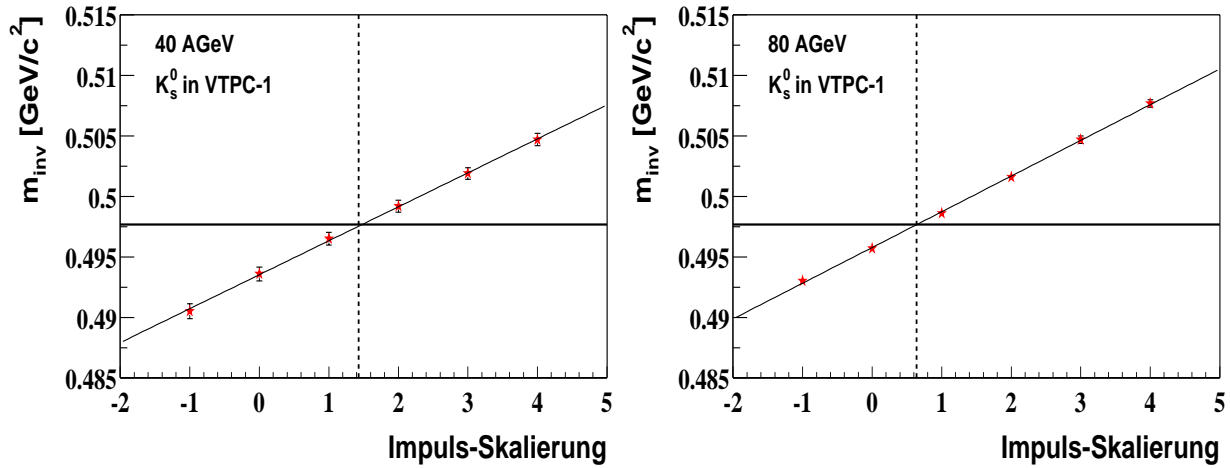


Abbildung 4.2 Abhängigkeit der K_s^0 Masse von der systematischen Verschiebung der Tochterimpulse bei 40 (links) und 80 A·GeV (rechts).

4.2 Rekonstruktionskette

Zunächst müssen aus den gemessenen elektrischen Signalen der Detektorkomponenten physikalische Größen gewonnen werden, wie z.B. der Impuls und der Energieverlust der Teilchen in den Spurdriftkammern. In den VTPCs werden typischerweise 600-800 Spuren registriert. In Abbildung 4.3 ist ein typisches Bild der angesprochenen Pads in einer der VTPCs dargestellt. Aus diesen Pad-Signalen werden mit der Rekonstruktionskette die Spurinformatoren gewonnen.

Die Rekonstruktionskette besteht aus mehreren Softwarepaketen (clients), die -seriell ausgeführt- unterschiedliche Aufgaben erfüllen, wie Raumpunktrekonstruktion, diverse Korrekturen, Spurrekonstruktion, Hauptvertex-Bestimmung und Bestimmung der V0 Vertices. Die Softwarepakete sind in FORTRAN 77 oder C programmiert. Im folgenden werden die einzelnen Softwarepakete, die für die vorliegende Analyse notwendig sind, im Detail beschrieben.

Die Datenverwaltung bei der Rekonstruktion wird von einem objektorientierten Client-Server-Datenmanagementsystem DSPACK [106] übernommen. Die Detektorinformationen sowie die gewonnenen physikalischen Größen werden auf ein Data Summary Tape (DST) geschrieben. Dort werden ebenfalls die Informationen der Rekonstruktionsroutinen, wie z.B. die Qualität einer Anpassung (Vertexfit), festgehalten und sind in der Analyse abrufbar.

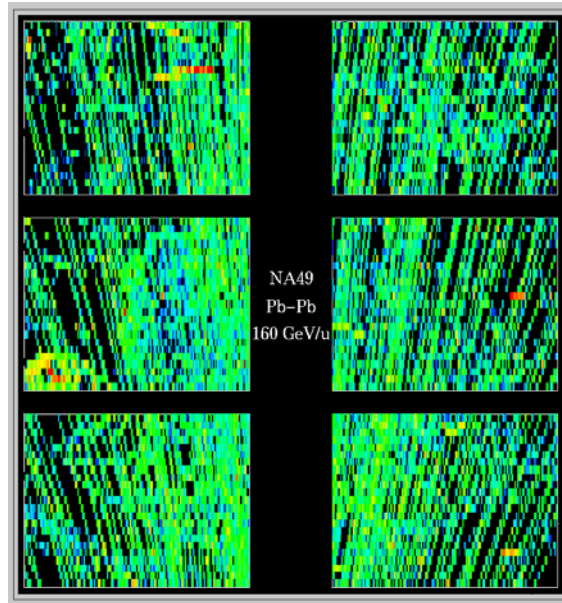


Abbildung 4.3 Angesprochene Pads der Vertex-TPC-1 nach einer Blei-Blei-Kollision bei 158 A·GeV. Die Strahlrichtung zeigt nach oben.

In Abbildung 4.4 ist die Rekonstruktionskette schematisch dargestellt. Der Vollständigkeit halber seien die Clients zur Bestimmung der Flugzeit (`tofl_client`, `tofr_client` und `tofg_client`) sowie zur Kink-Analyse ($K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$) erwähnt, die in der Abbildung nicht gezeigt werden.

4.2.1 Raumpunkt-Rekonstruktion

Als erster Schritt muß eine Kalibration der TPC-Geometrie und der Pulshöhen der Ausleseelektronik vorgenommen werden [107, 82]. Die Geometriekalibration erfolgt mittels optischer Vermessungen der Kammerpositionen. Außerdem werden Verzerrungen der Geometrie aufgrund lokaler Inhomogenitäten des elektrischen Feldes sowie $E \times B$ -Effekten korrigiert. Während der Datenaufnahme werden kontinuierlich die Temperatur, der Druck und die Driftgeschwindigkeit in den TPCs gemessen. Die Pulshöhenkalibration wird mit Hilfe der Kryptonmethode vorgenommen, bei der das Kammergas mit radioaktiven Kr-83 zwecks einer gut lokalisierten, gleichförmigen Energiedeposition angereichert ist, und die Verstärkung in allen TPC-Elektronikkanälen abgeglichen werden kann.

Das erste Software Modul sucht in jeder Padreihe nach zusammenhängenden Signalebereichen (ADC¹-Werten) in der Pad-Zeit-Ebene, die über eine vorgegebener Schwelle von 5 ADC-Einträgen liegen (zwei-dimensionaler Cluster Finder client: `dipt`) [108]. In

¹analog-digital-converter



Abbildung 4.4 Rekonstruktionskette.

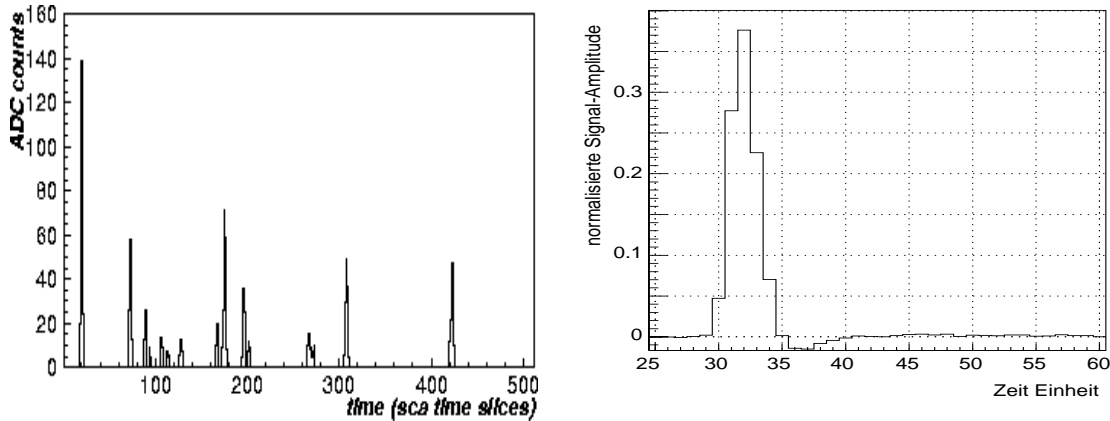


Abbildung 4.5 Zeitliche Antwortfunktion (links) und Pulsform eines TPC-Pads (rechts) [94].

Abbildung 4.5 ist auf der linken Seite die Signalfolge an einem Pad und auf der rechten Seite eine typische Pulsform dargestellt. Der Cluster Schwerpunkt ergibt die Position des Spurpunktes. Aus der Summe der ADC-Signale lässt sich die Gesamtladung berechnen. Position und Gesamtladung, die im weiteren für die Berechnung des spezifischen Energieverlustes notwendig sind, werden neben den Raumpunkten auf das DST geschrieben. Punkte in benachbarten Regionen können nur dann getrennt werden, wenn sie mindestens drei Einheiten in der Pad-Zeit-Ebene auseinander liegen.

Die gefundenen Punkte werden auf diverse Detektoreffekte korrigiert. Dazu gehören verzerrte Driftzeiten in den TPCs aufgrund von unterschiedlichen Signallaufzeiten der Ausleseelektronik (client: `tpc_calib`), Inhomogenitäten des elektrischen Feldes (client: `edisto`) und Feldinhomogenitäten aufgrund von $E \times B$ -Verzerrungen (client: `vt_ncalc`). Der zuletzt genannte Effekt tritt auf, wenn das \vec{E} - und \vec{B} -Feld nicht exakt parallel sind. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [109].

Die nach allen Korrekturen zurückbleibenden systematischen Abweichungen werden mit einer phänomenologischen Methode behoben (Residuen-Korrektur, client: `tpc_res_corb`) [110, 108]. Residuen bezeichnen hierbei die Abweichung der gemessenen Spurpunkte von der rekonstruierten Spur. Für diese Korrektur werden in einer Test-Rekonstruktion (5.000 Ereignisse) die Abweichungen bestimmt und eine Korrekturtable erstellt, die in der vollständigen Rekonstruktion in dem Residuen-Korrektur-Modul aufgerufen wird. In Abbildung 4.6 sind die Residuen in x- und y-Richtung in Abhängigkeit der z-Richtung vor und nach der Residuen-Korrektur dargestellt.

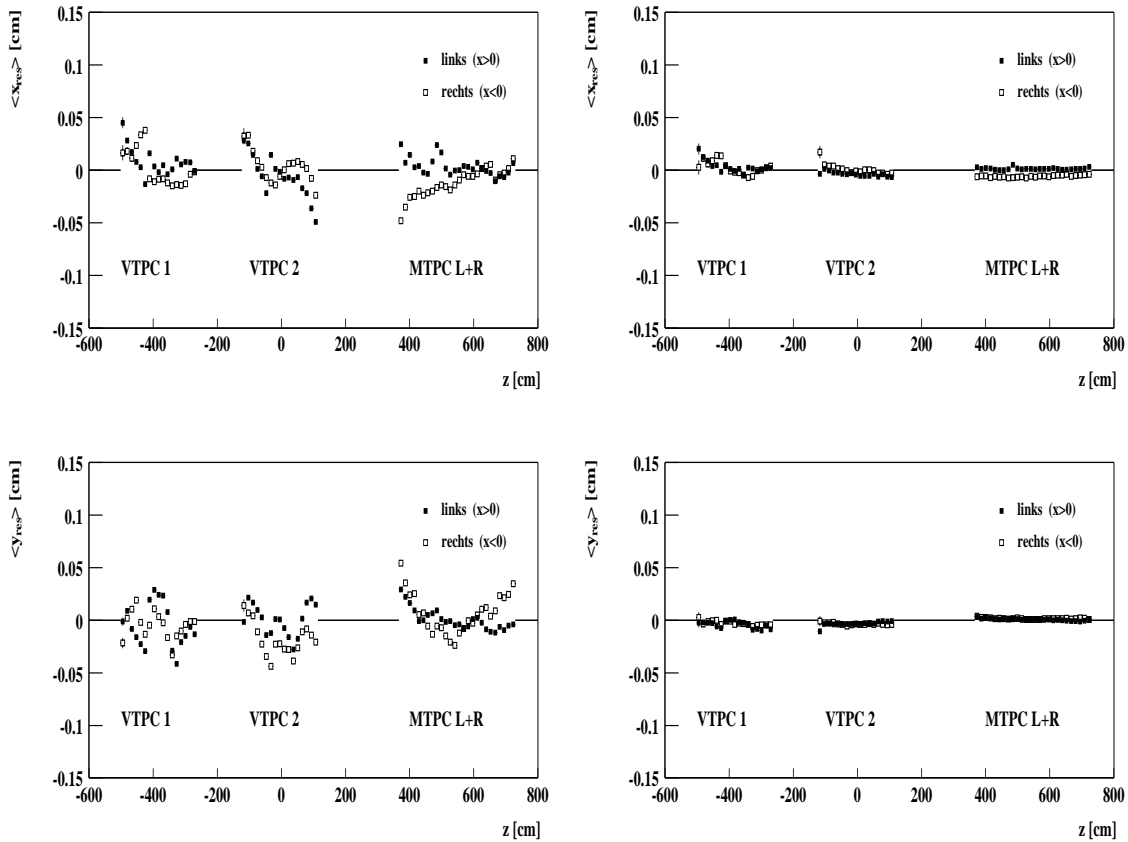


Abbildung 4.6 Residuen in x- und y-Richtung in Abhängigkeit der z-Richtung vor (links) und nach der Residuen-Korrektur (rechts). *links* und *rechts* bezeichnet die Detektorhälfte senkrecht zum Strahl.

4.2.2 Teilchenspuren-Rekonstruktion

Als nächstes werden aus den Raumpunkten Teilchenspuren rekonstruiert. Dies stellt besonders in den VTPCs, aufgrund hoher Spurdichte und deshalb dicht beieinander liegenden Spuren (vgl. Abbildung 4.3), eine besondere Herausforderung an die Analyse-Software [111, 91]. Durch eine kombinierte Suche in mehreren TPCs kann die Spurensuche erleichtert werden. Dieses Suchschema wird „global tracking“ genannt [112] [113]. Es hat den Vorteil, daß die in den MTPCs gefundenen Spuren (client: `mtrac`) herangezogen werden können, um die Spuren in den VTPCs zu finden (client: `mpat`). In den MTPCs ist die Spurendichte viel geringer als in den VTPCs, und die Spuren beschreiben darin gerade Trajektorien, da kein Magnetfeld vorhanden ist. Außerdem haben globale Spuren mehr gemessene Punkte und erlauben eine bessere Bestimmung des Impulses und

des spezifischen Energieverlustes. In den VTPCs werden die Spuren durch das anliegende Magnetfeld auf gekrümmte Bahnen gezwungen. Die Spursuchroutine `patrec` (pattern recognition) benutzt deshalb ein Helix-Modell. Es wird dabei angenommen, daß die Spuren in der y-z-Ebene gerade verlaufen und in der x-z-Ebene einen Kreis beschreiben. Die zweite Annahme ist nur bedingt richtig, da ungleichmäßiges \vec{B} -Feld sowie Energieverluste der Teilchen die Trajektorien verändern.

Das global tracking erfolgt nach folgendem Schema:

- Die geraden Spuren in den MTPCs werden rekonstruiert (client: `mtrac`) und ihre Impulse bestimmt unter der Annahme, daß diese vom Hauptvertex stammen.
- Zurückextrapolation der MTPC-Spuren in die VTPC-2 und Suche nach benachbarten Raumpunkten (`mpat`). Werden in der VTPC-2 -trotz Vorhersage- keine zugehörigen Punkte gefunden, so werden die MTPC Punkte von der Spur gelöst.
- Lokale Spurensuche in der VTPC-2 (`patrec`) auf die nicht bereits zugewiesenen Raumpunkte.
- Diese Spuren werden in die MTPCs extrapoliert und nach benachbarten Punkten gesucht (`mpat`).
- Alle bisher gefundenen Spuren aus der VTPC-2 und MTPC werden in die VTPC-1 extrapoliert und nach benachbarten Punkten gesucht (`mpat`). MTPC Punkte auf Spuren mit einer Punktvorhersage in der VTPC-1 werden von der Spur gelöst, wenn sie keine Punkte in der VTPC-1 haben.
- Lokale Spurensuche in der VTPC-1 (`patrec`) auf die nicht bereits zugewiesenen Raumpunkte.
- Diese Spuren werden in die MTPCs extrapoliert und nach benachbarten Punkten gesucht (`mpat`).
- Alle übrigen MTPC Spuren werden rekonstruiert, diesmal ohne die Nebenbedingung, daß sie vom Hauptvertex kommen. Hierbei handelt es sich meist um Spuren aus Zerfällen.

Die in den einzelnen TPCs gefundenen Spurstücke werden lokale Spuren genannt.

4.2.3 Impuls-Bestimmung

Anhand der Krümmung im Magnetfeld werden die Impulse der globalen Spuren bestimmt (client: `r3d`, diese Impulsinformation wird in der `rtrack` Struktur gespeichert). Die Impulse werden durch eine Runge-Kutta-Approximation 4. Ordnung ermittelt [114], wobei jeweils die numerische Lösung der Bewegungsgleichung an die rekonstruierte Spur angepaßt wird. „Anstatt der Impulskomponenten (p_x, p_y, p_z) wird die Spur durch die Spurparameter q/p_{xz} , $\tan(\lambda)$ und ϕ beschrieben, wobei q die Ladung, p_{xz} die Impulskomponente in der x-z-Ebene, ϕ der Winkel zwischen p_{xz} und der z-Achse und λ der Neigungswinkel der Spur in y-Richtung sind. Der Vorteil dieser Darstellung, die einfach in die Impulskomponenten umgerechnet werden kann, ist, daß die Fehler dieser Spurparameter im Gegensatz zu den Impulskomponenten normal-verteilt sind. Dies beruht darauf, daß die Spurparameter näherungsweise linear mit den Gauß-verteilten Residuen, bei denen es sich um die Abweichung der Raumpunkte von der Spur handelt, zusammenhängen. Die Spurparameter werden durch eine χ^2 -Anpassung an die Spurpunkte festgelegt“ ([115], S.62ff).

4.2.4 Hauptvertex-Bestimmung

Da die meisten Spuren (etwa 90%) zu Teilchen gehören, die direkt vom Target stammen, können diese herangezogen werden, um die z-Komponente des Hauptvertex (Reaktionspunkt) zu bestimmen (client: `vtx`). Dazu werden alle rekonstruierten Spuren gegen die Strahlrichtung zurück extrapoliert. Der gemeinsame Schnittpunkt der Spuren definiert die z-Komponente des Hauptvertex (χ^2 -Minimierung). Die x- und y-Komponente läßt sich mit den Strahl-Positions-Detektoren (BPDs) bestimmen (vgl. Kapitel 3) und wird mit dem Programmmodul `vtx` zusätzlich berechnet. Die Position des primären Vertex wird mit einer Genauigkeit von etwa $40 \mu\text{m}$ ermittelt. Mit bekanntem Hauptvertex läßt sich nun der Spurabstand der Teilchen in der Targetebene, der Impaktparameter $b_{x,y}$, berechnen:

$$b_x = x_{\text{Spur}} - x_{\text{Hauptvertex}} ,$$

$$b_y = y_{\text{Spur}} - y_{\text{Hauptvertex}} .$$

Die Impulse der Teilchen werden nochmals bestimmt, diesmal mit der Annahme, daß sie vom Hauptvertex kommen (client: `r3d`, diese Impulsinformation wird in der `track` Struktur gespeichert).

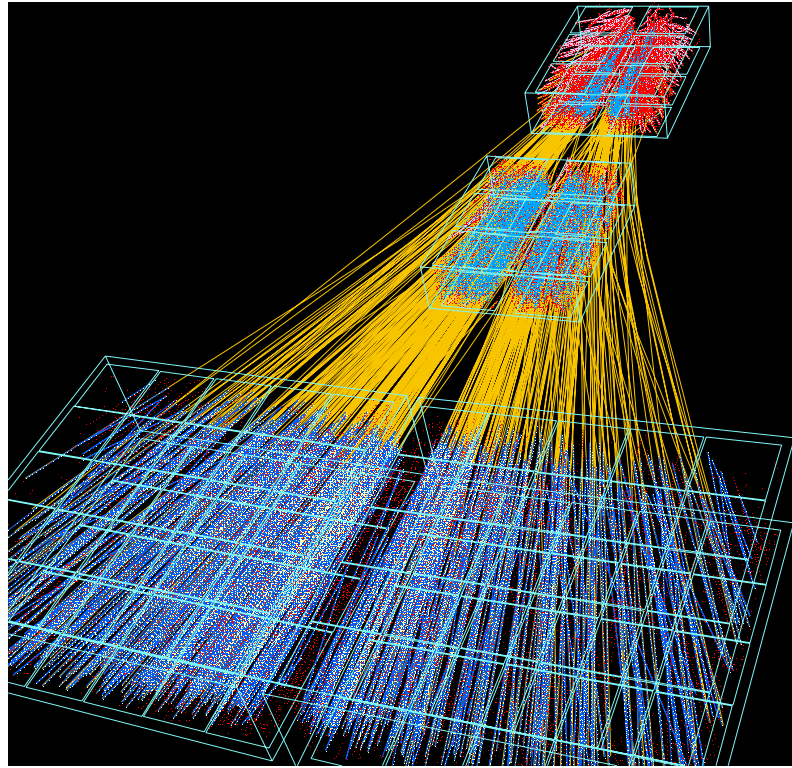


Abbildung 4.7 Global rekonstruierte Spuren eines zentralen Blei-Blei-Ereignisses bei 158 A·GeV Strahlenergie.

4.2.5 Bestimmung der potentiellen Punkte und Zusammenführung von Spurstücken

Mit bekanntem Hauptvertex läßt sich weiterhin die mögliche maximale Anzahl der Spurpunkte (potential points) in den jeweiligen TPCs berechnen. Sie dienen in der späteren Analyse dazu, durch Vergleich mit den tatsächlich gemessenen Punkten eine Qualität der Spuren zu definieren.

Trotz des Spurrekonstruktion-Algorithmus werden etwa 3% der Spurstücke einer globalen Spur nicht zusammengefügt. Diese Spuren werden „split tracks“ genannt. Das Modul `domerge` fügt mit der nun vorhandenen Information über Impuls und potentiellen Punkte die Spurstücke zusammen [96]. Für die zusammengefügt globalen Spuren werden der Impaktparameter und der Impuls erneut berechnet.

Die mittlere Anzahl der globalen Spuren sind 624, 884 und 1200 für die Strahlenergien 40, 80 und 158 A·GeV. Sie verdoppelt somit sich von der kleinsten zu größten Energie. In Abbildung 4.7 werden die global rekonstruierten Spuren eines zentralen Blei-Blei-Ereignisses bei einer Strahlenergie von 158 A·GeV gezeigt.

4.2.6 Orts- und Impulsauflösung

Die mittlere Ortsauflösung der globalen Spuren, ermittelt aus der Residuenverteilung nach den Korrektur, beträgt $\delta_{x,y} \approx 200 \mu\text{m}$ [82]. Die Impulsauflösung in der Krümmungsebene (bending plane) wird durch die lokale Ortsauflösung δ_x , die im Magnetfeld B durchlaufende Strecke L , die totale Spurlänge l und die Anzahl der gemessenen Spurpunkte N bestimmt [116, 117]:

$$\left(\frac{dp}{p}\right)_{\text{res}} = p \cdot \frac{1}{q \cdot \kappa \cdot B \cdot L} \cdot \frac{\delta_x}{l} \cdot \sqrt{\frac{720}{N+6}} \quad . \quad (4.1)$$

Der zusätzliche impulsunabhängige Term, der Coulomb-Vielfachstreuung im Target, im Gas und in dem Detektormaterial (z.B. in den Mylarfolien) berücksichtigt, trägt in der Impulsauflösung mit einem Wert von $\Delta p < 3 \text{ MeV}/c$ bei [82, 117].

Typische Werte für die totale Impulsauflösung sind $\frac{dp}{p^2} = 7,0 \cdot 10^{-4} (\text{GeV}/c)^{-1}$ für Spuren mit einem Impuls zwischen 0,5 und 8 GeV/c, die nur in der VTPC-1 nachgewiesen werden, und $\frac{dp}{p^2} = 0,3 \cdot 10^{-4} (\text{GeV}/c)^{-1}$ für globale Spuren ($4 \leq p \leq 100 \text{ GeV}/c$) [82].

4.2.7 Datenvolumen und Analyse-Umgebung

Die Rekonstruktion eines durchschnittlichen Blei-Blei-Ereignisses bei voller SPS-Strahlenergie (158 GeV/u) dauert 6 bis 8 Minuten (Taktfrequenz der PC: 400 MHz). Die Rohdaten haben eine Ereignisgröße von 8-10 MByte und werden während der Datenaufnahme in Paketen (Runs) mit jeweils etwa 13.000 Ereignissen auf ein Tape gespeichert. Nach der Rekonstruktion ist die Ereignisgröße 2-3 MByte. Diese Verkleinerung des Datensatzes ist im wesentlichen darauf zurückzuführen, daß die Raumpunkte nicht gespeichert werden. Sie sind nur in der Test-Produktion oder in Form einer gepackten Spurpunktinformation (mini points) für weitere Untersuchungen vorhanden. Für die Analyse werden die DSTs in mini-DSTs [118] konvertiert, in denen nur noch die wesentlichen Teilchenspurnformationen, wie z.B. Impuls, spezifischer Energieverlust und Impaktparameter, enthalten sind. Die Ereignisgröße der mini-DSTs beträgt 150 - 200 kByte. Diese Daten lassen sich ohne größere Probleme auf handelsüblichen Festplatten speichern, da das Volumen der Datensätze nicht größer als 80 GByte ist (für 400.000 zentrale Blei-Blei-Ereignisse), und erlauben somit einen schnelleren Zugriff.

Die Analyse erfolgt mit dem objektorientierten, auf C++ basierenden Analyse-Programm-Paket ROOT (Version v3.02/07 [119]). Dieses Paket bietet neben der Möglichkeit zur Verarbeitung extrem großer Datenmengen eine vielfältige Ansammlung von Programmen zu ihrer graphischen Darstellung inklusive numerischer Fitroutinen.

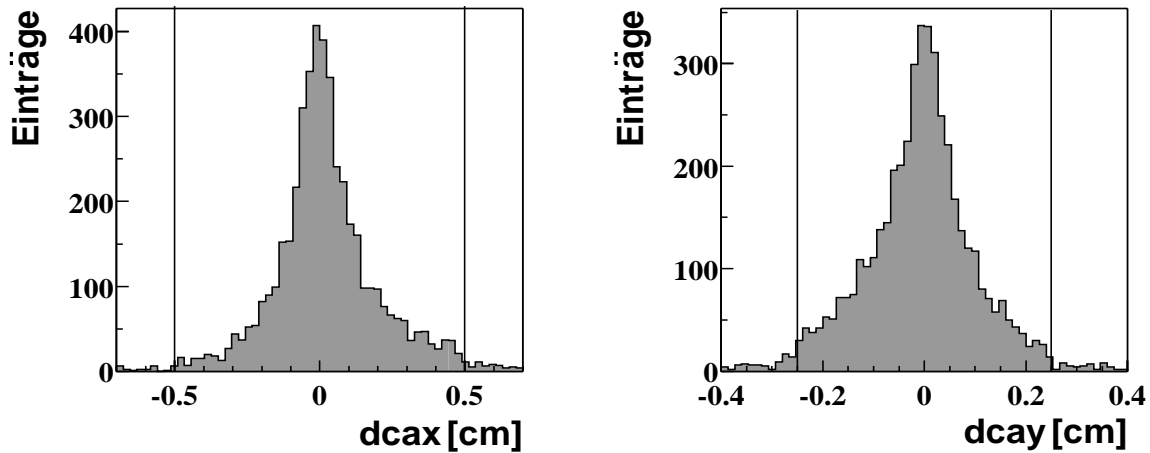


Abbildung 4.8 Annäherung der Teilchenspuren ($dcax, y$) in x- (links) und y-Richtung (rechts), ermittelt aus einer Simulation. Die horizontalen Linien kennzeichnen die gewählten Kriterien.

4.3 V0 Rekonstruktion

Aus den globalen Spuren geladener Teilchen lassen sich die Zerfallspunkte der V0 - Kandidaten rekonstruieren (client: `v0find`) und deren kinematischen Größen bestimmen (client: `v0fit`).

4.3.1 V0 Suche

Alle Spuren mit mehr als 10 gemessenen Punkten in der VTPC-1 oder mindestens 20 gemessenen Punkten in der VTPC-2 werden mit einer Schrittweite von 2 cm in Richtung des Hauptvertex zurück extrapoliert. Dies geschieht mit Hilfe einer Runge-Kutta-Approximation [114]. Die Raumkoordinaten der ermittelten Spurpunkte werden bei jedem Extrapolationsschritt gespeichert. Anschließend werden alle positiv mit allen negativ geladenen Teilchenspuren kombiniert und für das jeweilige Paar der Punkt der dichtesten Annäherung in x- und y-Richtung berechnet (distance of closest approach, kurz $dcax, y$). Paare mit einer Annäherung von mindestens 0,5 cm in x-Richtung und mindestens 0,25 cm in y-Richtung werden als V0-Kandidaten akzeptiert. Diese Kriterien wurden mit Hilfe einer Simulation ermittelt (Abbildung 4.8).

Die folgenden V0-Such-Kriterien (im wesentlichen geometrische) wurden ebenfalls mit Hilfe von Simulationen (vgl. Abschnitt 5.4) so optimiert, daß möglichst viele wahre V0-Kandidaten gefunden werden und dennoch der Untergrund von zufälligen Paaren nicht

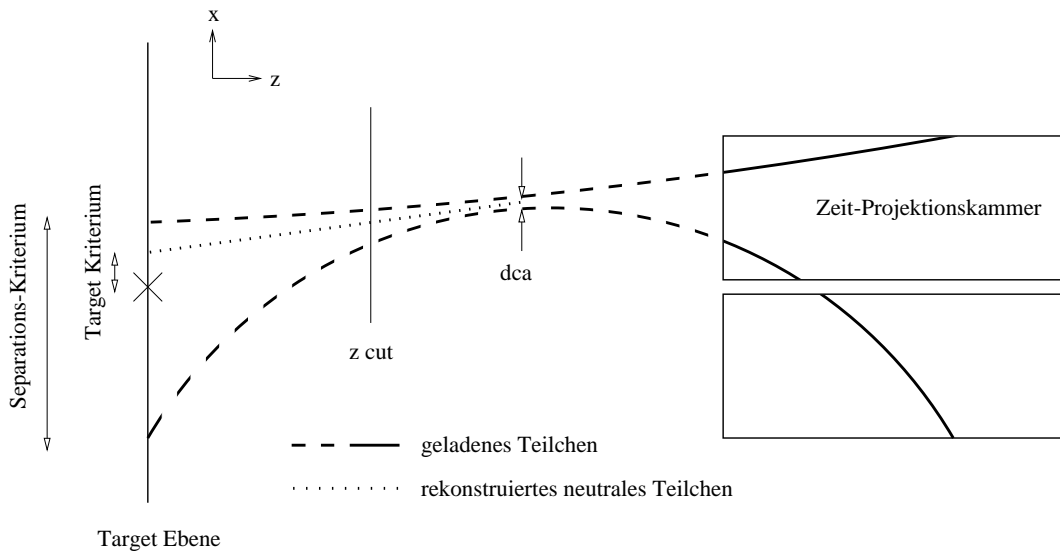


Abbildung 4.9 Zerfallstopologie eines V0-Teilchens (gepunktete Linie). Die Rekonstruktion erfolgt durch die Anwendung bestimmter Qualitätskriterien auf alle Spurpaare (gestrichelte Linien) [120].

zu groß wird. In Abbildung 4.9 ist die Zerfallstopologie sowie die relevanten Qualitätsparameter dargestellt, die im folgenden einzeln erläutert werden.

Das erste geometrische Qualitätskriterium ist die z -Position des ermittelten V0-Vertex. Dieser sollte für alle V0-Kandidaten größer als -555 cm sein (z_{Vertex} -Schnitt).

Außerdem wird verlangt, daß die extrapolierten Tochterspuren einen Mindestabstand in der Targetebene besitzen. Der Abstand sollte in y -Richtung größer als $0,75$ cm sein ($y1miny2$ -Schnitt). Dieses Kriterium gewährleistet, daß nicht beide Spuren vom Hauptvertex stammen.

Die extrapolierte Spur des Mutterteilchens sollte in x - und y -Richtung innerhalb einer Toleranz vom Hauptvertex stammen (x, y_{targ} -Schnitt).

Weiterhin wird ein Winkel ϕ definiert durch die Konstruktion zweier Vektoren y' und n (vgl. Abbildung 4.10). n ist die Normale auf der Fläche, die von den Trajektorien der Tochterteilchen aufgespannt wird. y' wird so konstruiert, daß dieser Vektor senkrecht auf dem Impulsvektor des Mutterteilchens steht und in der Ebene liegt, die durch die Koordinatenachse y sowie den Mutterimpulsvektor definiert ist. ϕ beschreibt den Winkel zwischen diesen beiden Vektoren. Da der V0-Zerfall isotrop ist, sollte die ϕ -Verteilung flach sein. Detaillierte Untersuchungen zeigten jedoch [122], daß falsche V0, die in der Massenverteilung den Untergrund erzeugen, bei ϕ -Winkel von $\pm\pi$ und 0 auftreten. Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis (vgl. Abschnitt 5.3) läßt sich mit dem Kriterium $0,2 \leq \phi \leq 2,9$ optimieren.

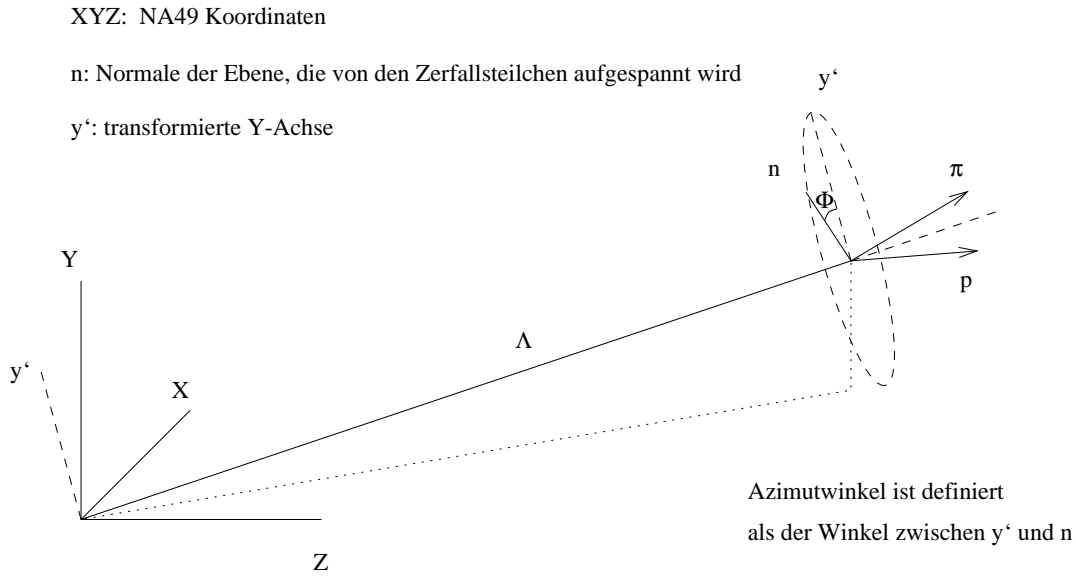


Abbildung 4.10 Definition der ϕ Variablen: Der Winkel ϕ wird durch die Normale n auf der Fläche, die von den Impulsvektoren der Tochterteilchen aufgespannt wird, und dem Vektor y' , der senkrecht auf dem Impulsvektor des Mutterteilchens steht, definiert [121].

Die wahren V0-Kandidaten lassen sich vom verbleibenden Untergrund trennen, indem auf den Kreuzungspunkt der Tochterspuren in der y-z-Ebene geschnitten wird. Dieser sogenannte *dip-cut* ist in Abbildung 4.11 schematisch skizziert und folgendermaßen definiert:

$$dip \equiv (\text{slope}_1 - \text{slope}_2) \cdot (b_{1y} - b_{2y})$$

$$\text{mit } \text{slope}_i \equiv \frac{y_{il} - y_{if}}{z_{il} - z_{if}}$$

$$\text{und } b_{iy} \equiv y_{if} - \text{slope}_i \cdot (z_{if} - z_{cut})$$

y_{if} und y_{il} sind die ersten (first) bzw. letzten (last) gemessenen Punkte der Spur i in y-Richtung, und b_{iy} der Spurabstand in der Targetebene. Das gleiche gilt entsprechend für die z-Richtung. Der z_{cut} stellt das Qualitätskriterium dar. Spurpaare mit einem Kreuzungspunkt vor diesem Wert werden verworfen (z_a , vgl. Abbildung 4.11). Liegt der Kreuzungspunkt hinter dem z_{cut} -Wert, so wird der V0-Kandidat akzeptiert (z_b).

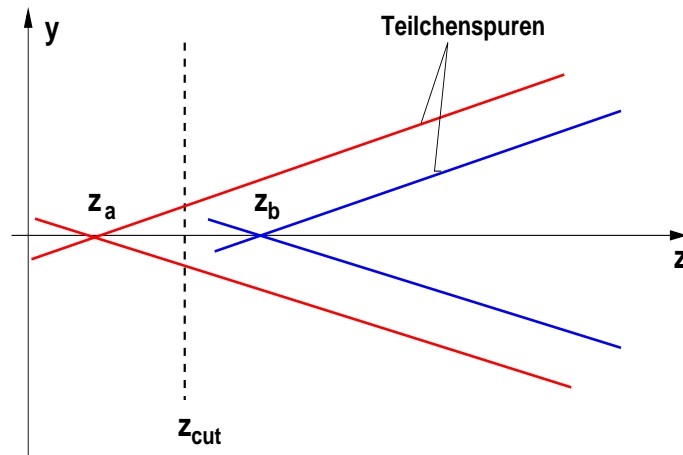


Abbildung 4.11 Definition des Qualitätskriteriums *dip*: Teilchenspuren mit einem Kreuzungspunkt z_a werden verworfen; kreuzen sie sich in z_b , so wird das Spurpaar als V0-Kandidat akzeptiert.

Das einzige kinematische Qualitätskriterium der V0-Suche ist das Armenteros-Kriterium. In Abbildung 4.12 ist das Impulsdigramm eines Zweikörperzerfalls skizziert. Sind die Impulse der Tochterteilchen im Laborsystem \vec{p}_1 und \vec{p}_2 und p_{il} ihre Projektionen auf den V0-Impuls $\vec{p}_{12} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$, so werden die Armenteros-Variablen α und p_T^{Arm} gemäß

$$\alpha \equiv \frac{p_{1l} - p_{2l}}{p_{1l} + p_{2l}}, \quad p_T^{Arm} \equiv p_1 \cdot \sin(\phi_1), \quad (4.2)$$

definiert [123] mit

$$p_{il} \equiv \vec{p}_i \cdot \frac{\vec{p}_{12}}{p_{12}}. \quad (4.3)$$

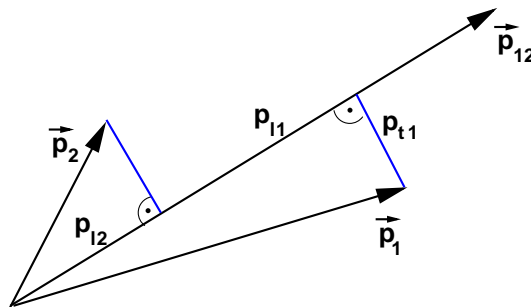


Abbildung 4.12 Impulsdigramm eines Zweikörperzerfalls im Laborsystem.

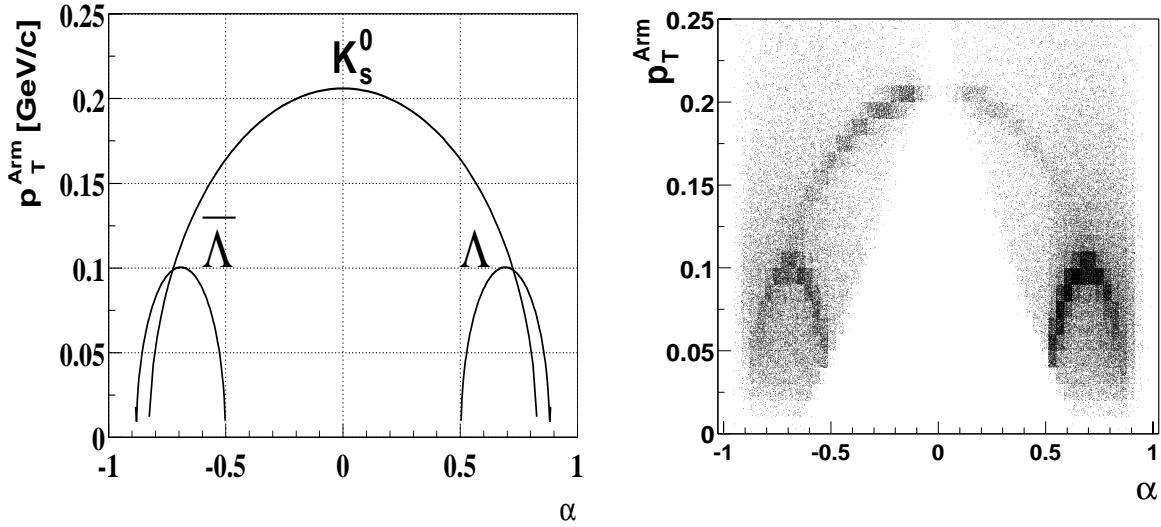


Abbildung 4.13 Links: Theoretisches Armenteros-Podolanski-Diagramm für V0-Teilchen. Rechts: Das entsprechende Diagramm nach Anwendung aller Qualitätskriterien (vgl. Abschnitt 5.2) auf ein Datensample (400.000 zentrale Blei-Blei-Ereignisse bei 158 A·GeV Strahlenergie).

ϕ_1 ist der Winkel zwischen dem Impuls des V0 und des positiven Zerfallsteilchens. Per Konvention bezeichnet der Index 1 das positive Teilchen und 2 das negative. Die Armenteros-Variablen stellen zwei gleichwertige Größen zur Beschreibung der Zerfallskinetik dar, die nicht mehr von der Geschwindigkeit des Mutterteilchens abhängen. Das Vorzeichen von α gibt an, welches Zerfallsteilchen aufgrund seiner Masse den größten Teil der kinetischen Energie erhält. Für einen symmetrischen Zerfall, wie z.B. beim ϕ Meson ($\rightarrow K^+K^-$) oder dem K_s^0 ($\rightarrow \pi^+\pi^-$), erwartet man eine um 0 spiegelsymmetrische Verteilung. Da Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen jedoch Zerfallsprodukte unterschiedlicher Masse besitzen, findet man die Verteilung im Bereich großer α (vgl. Abbildung 4.13). Für jedes V0-Teilchen ergibt sich eine elliptische Form im Armenteros-Podolanski-Diagramm, deren Halbachsen und Zentren von der Masse des zerfallenden Teilchens, der Massen der Zerfallsprodukte und dem Q-Wert des Zerfalls abhängen. Das Maximum berechnet sich zu $\alpha_{max} = \frac{m_1^2 - m_2^2}{m_{12}^2}$ [123]. Bei unendlich kleiner Impulsauflösung erhält man für jedes Hyperon eine dünne Linie (natürliche Linienbreite) (vgl. Abbildung 4.13, links). Aufgrund endlicher Impulsauflösung des Detektors verschmieren diese Linien (vgl. Abbildung 4.13, rechts). Die Massenverteilung der Teilchen läßt sich an der Häufigkeitsverteilung senkrecht zu den Linien ablesen. Jedes Kriterium in der Armenteros-Variablen sollte deshalb

Variable	Kriterium
gemessene Punkte	≥ 10 (VTPC-1) oder ≥ 20 (VTPC-2)
dca_x	$\leq 0,5$ cm
dca_y	$\leq 0,25$ cm
z_{Vertex}	≥ -555 cm
$ x_{\text{targ}} $	≤ 25 cm
$ y_{\text{targ}} $	≤ 25 cm
ϕ	$\geq 0,2$ rad $\leq 2,9$ rad
$ x1minx2 $	≥ 0 cm
$ y1miny2 $	$\geq 0,75$ cm
$dip-cut$	$= 1$
$p_{\text{T}}^{\text{Arm}}$	$\leq 0,35$ GeV/c

Tabelle 4.4 V0-Finder Qualitätskriterien (für Blei-Blei Stöße) der Lambda Hyperonen im Überblick.

immer senkrecht zu den elliptischen Linien wirken. Der Untergrund im Bereich kleiner $p_{\text{T}}^{\text{Arm}}$ ($\leq 0,025$ GeV/c) wird durch Elektronenpaare aus γ -Konversion erzeugt. Man erkennt ebenfalls den Überlappungsbereich von K_s^0 und Λ bzw. $\bar{\Lambda}$ bei $|\alpha| \geq 0,7$. Die Teilchen sind in diesen Bereichen nicht zu trennen. In der V0-Suche wird verlangt, daß $p_{\text{T}}^{\text{Arm}}$ kleiner als 0,35 GeV/c ist, um die V0-Kandidaten aus zufälligen Paarkombinationen zu verkleinern. Abschließend werden in Tabelle 4.4 die in der V0-Suche verwendeten Qualitätskriterien (v0finder cuts) zusammengefaßt.

Such-Kriterien Klasse: „auxiliary“ und „standard“

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die oben genannten V0-Such-Kriterien neu optimiert. Diese werden im folgenden „auxiliary“ Such-Kriterien Klasse genannt. Die vorigen Kriterien (standard cuts) waren in V0-Typen gemäß ihrer Zerfallstopologie eingeteilt [122]. Darin unterscheidet man drei Typen von Zerfallsteilchen-Paaren:

1. Die ersten Spurstücke liegen beide auf einer Seite der VTPC-1. Die Seite der TPC bezeichnet hierbei das Detektorvolumen in Strahlrichtung gesehen. Sie werden VT1-V0 genannt.
2. Die ersten Spurstücke liegen in der VTPC-2, unabhängig von der Seite. Dieser Typ wird VT2-V0 genannt.
3. Das erste Spurstück verläuft in der VTPC-1 und das zweite auf der gegenüber liegenden Seite in der VTPC-2. Diese werden COMBI genannt.

Alle anderen Kombinationen werden verworfen. Entsprechend der Zerfallstopologie wird ein Satz von Such-Kriterien angewendet. Diese V0-Such-Kriterien unterscheiden sich z.T. erheblich voneinander. Beispielsweise ist das z_{Vertex} -Kriterium -555 cm für VT1-V0 und -450 cm für VT2-V0. In der eigentlichen Analyse werden die V0-Kandidaten vom Typ (3), die den Bereich mittlerer Rapidität abdecken, nicht betrachtet [122]. Der wesentliche Nachteil dieser V0-Such-Strategie zeigt sich in der Bestimmung des V0-Typs, der extrem von der exakten Rekonstruktion der Zerfallsspuren abhängt. In Abbildung 4.14 werden dazu die Zerfallsspuren eines simulierten Λ Hyperons (vgl. Abschnitt 5.4) in den NA49 TPCs gezeigt. Man erkennt, daß dieses V0-Teilchen als COMBI (Typ (3)) rekonstruiert werden kann, obwohl das erste Spurstück in der VTPC-1 liegt, oder verworfen wird (Typ(1) verlangt beide Spuren auf einer Seite) je nachdem, ob das kurze Spurstück in der VTPC-1 (im Bereich der Hochdichtezone) gefunden wird oder nicht.

Die „auxiliary“ Such-Kriterien sind mit Hilfe von Simulationen und durch Optimierung des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses gewählt worden. Sie stellen keine Bedingungen an die Zerfallstopologie in den TPCs. Ihre Wahl stellt ein Kompromiß dar zwischen der Optimierung der Anzahl wirklicher V0-Teilchen und dem Untergrund, wobei letztere eine akzeptable CPU-Zeit von 1,5 min der V0-Programmpakete `v0find` und `v0fit` zufolge hat. Durch den Vergleich der V0-Such-Kriterien „standard“ und „auxiliary“ stellt man folgende Änderungen fest:

- Das $|x1minx2|$ -Kriterium wird nicht mehr angewendet, da es V0-Kandidaten mit hohen Transversalimpulsen verwirft. Stattdessen wird das $|y1miny2|$ -Kriterium eingeführt sowie der y_{targ} und der $dip\text{-}cut$.
- Das z_{Vertex} -Kriterium wurde sehr schwach gewählt: $z_{\text{vertex}} \geq -555$ cm.
- Das dca -Kriterium (distance of closest approach) wurde enger gewählt: 1 cm \rightarrow $0,5$ cm in x-Richtung und 1 cm \rightarrow $0,25$ cm in y-Richtung.

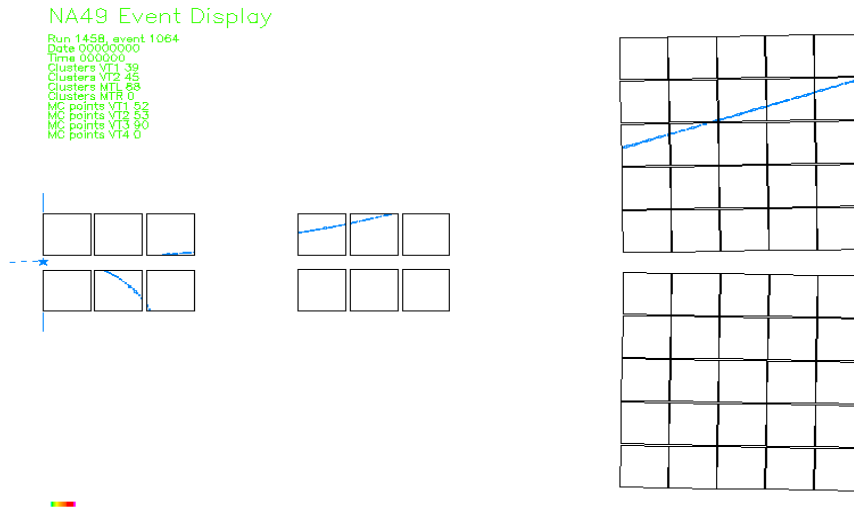


Abbildung 4.14 Topologie-abhängige Qualitätskriterien einer vorigen Analyse [122]: Je nachdem, ob das in Strahlrichtung linke Spurstück in der VT1 rekonstruiert wird oder nicht, ordnet man dem V0 den VT1- oder COMBI-Typ zu. Entsprechend dem V0-Typ wird ein bestimmter Satz von Qualitätskriterien angewendet.

Beide Such-Kriterien Klassen werden auf die Daten angewendet. Die Auswahl der entsprechenden V0-Kandidaten geschieht durch eine Abfrage des vertex.iflags auf der DST-Ebene:

vertex.iflag	&	0x8000	standard
vertex.iflag	&	0x4000	auxiliary
vertex.iflag	&	0x2000	MTPC – V0

In Abbildung 4.15 ist die Anzahl der V0-Kandidaten für die beiden Such-Kriterien Klassen zusammengestellt. Man erkennt, daß sich mit der neuen Such-Kriterien Klasse die Anzahl der V0-Kandidaten vervierfacht.

Die mittlere Anzahl der mit den oben genannten Qualitätskriterien extrahierten V0-Kandidaten sind 230, 325 und 420 pro Ereignis für die Strahlenergien 40, 80 und 158 A·GeV. Die Anzahl der wahren Lambdas sind in Abschnitt 5.3 angegeben.

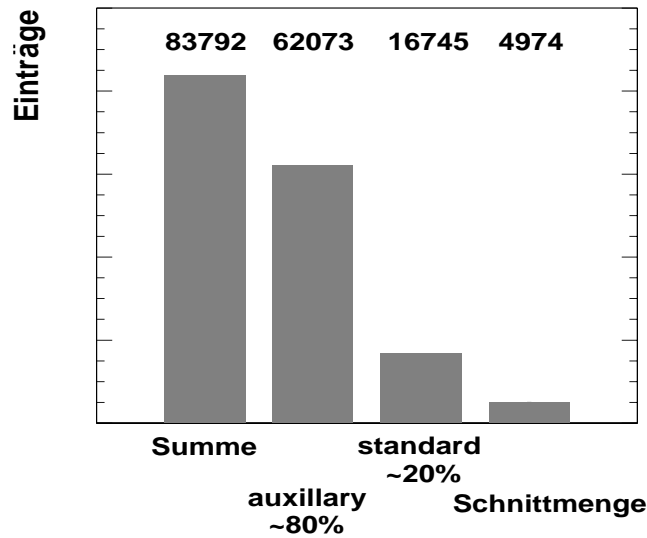


Abbildung 4.15 Anzahl der V0-Kandidaten für die V0-Such-Kriterien Klasse „standard“ und „auxiliary“. Ebenfalls dargestellt ist die Summe sowie die Schnittmenge dieser Such-Kriterien Klassen (ermittelt aus 100 zentralen Blei-Blei-Ereignisse bei 158 A·GeV).

4.3.2 V0 Such-Effizienz

In diesem Abschnitt soll die V0-Such-Effizienz (v0finder efficiency) diskutiert werden, und zwar die reine V0-Such-Effizienz ohne die Verluste aufgrund der V0-Qualitätskriterien und die V0-Such-Effizienz mit den Blei-Blei-Qualitätskriterien (vgl. Tabelle 4.4). Dazu wurden 10.000 simulierte Λ Hyperonen (1 Λ pro Ereignis, vgl. Abschnitt 5.4) mit der im vorigen Kapitel 4 beschriebenen Rekonstruktionskette analysiert. Für die reine V0-Such-Effizienz müssen alle Qualitätskriterien, die in der V0-Suche (v0find) auftreten, vorher auch auf die simulierte Λ angewendet werden. Die Fragestellung lautet: „Wie groß ist die Wahrscheinlichkeit eines idealen V0-Teilchens rekonstruiert zu werden als Funktion der Rapidität und des Transversalimpulses?“

Um Verluste aufgrund der Qualitätskriterien des V0-Finders zu vermeiden, wird vor der Rekonstruktion verlangt, daß die Spuren der Zerfallsteilchen mindestens 15 Punkte in der VTPC-1 oder 25 Punkte in der VTPC-2 besitzen. Die z_{Vertex} -Position soll größer als -555 cm sein. Bei der Rekonstruktion werden die V0-Such-Kriterien für die Proton-Proton-Daten verwendet [124]. Diese Kriterien sind nicht so streng wie die Blei-Blei-Kriterien.

Spuren mit kleinen Teilchenimpulsen haben kleine Winkel relativ zur Ausrichtung der

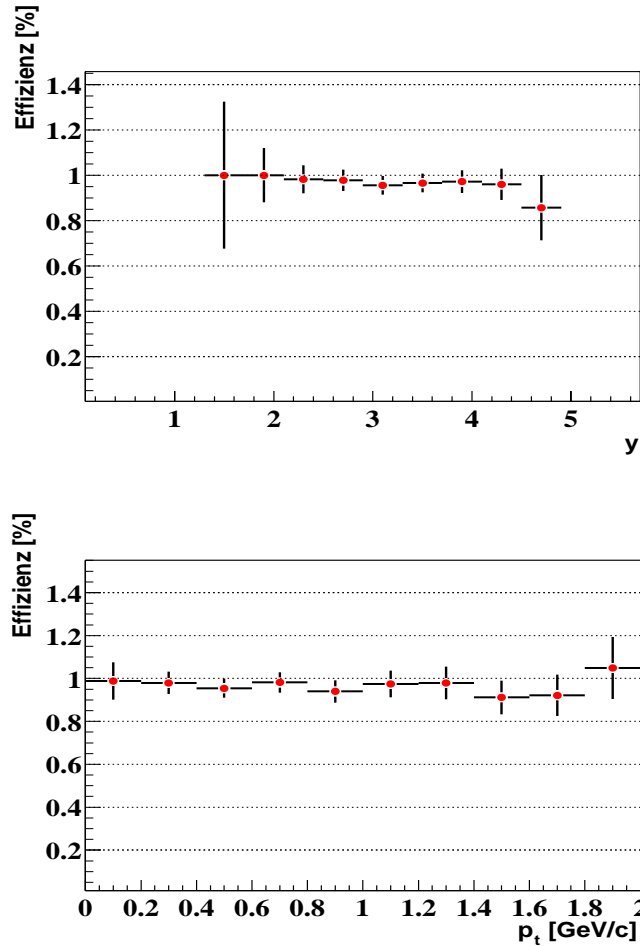


Abbildung 4.16 Reine V0-Such-Effizienz als Funktion der Rapidität (oben) und des Transversalimpulses (unten) ist konstant mit 98%. Sie wurde mit den Proton-Proton V0-Such-Kriterien und einem Impulsschnitt auf die Tochterimpulse bestimmt.

Pads (vgl. Abbildung 3.8), was zu Cluster-Aufspaltungen führen kann. Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit haben gezeigt, daß solche Spuren eine große Wahrscheinlichkeit besitzen, nicht rekonstruiert zu werden. Somit kann auch das zugehörige V0-Teilchen nicht rekonstruiert werden. Um diesen Bereich hoher Verluste zu eliminieren, wird verlangt, daß die Tochterteilchen Laborimpulse von $p_{\text{lab}} \geq 0,7 \text{ GeV}/c$ besitzen.

Die resultierende reine V0-Such-Effizienz beträgt 98% und ist unabhängig von den Phasenraumintervallen (vgl. Abbildung 4.16).

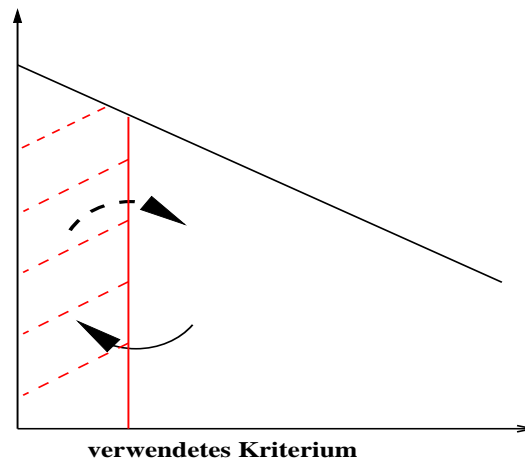


Abbildung 4.17 Randeffekt (edge effect): Die V0-Kandidaten auf der rechten Seite des Qualitätskriteriums können durch Fluktuationen dieser Größe aufgrund von Messungenauigkeiten auf die linke Seite gelangen. Fluktuationen in die andere Richtung sind ausgeschlossen, da diese V0-Kandidaten vorher weggeschnitten wurden.

Schließlich soll auch die V0-Such-Effizienz bei Anwendung der Blei-Blei-Qualitätskriterien diskutiert und deren Verluste quantifiziert werden. Diese Effizienz wurde ebenfalls mit einer vollständigen Simulation bestimmt, bei der V0 in leere Ereignisse eingebettet (vgl. Abschnitt 5.4) und mit der standard Rekonstruktionskette analysiert werden.

Durch die strengeren Blei-Blei-Qualitätskriterien für die V0-Suche im Vergleich zu den Proton-Proton-Qualitätskriterien gehen 26% aller simulierten V0-Teilchen verloren. Die Zerfallsspuren mit kleinen Impulsen tragen zu 9% zu den Verlusten bei. Außerdem verursacht das Qualitätskriterium minimaler Annäherung (distance of closest approach) der Zerfallsspuren und Randeffekte einen Verlust von 11%.

Der Randeffekt (edge effect) wird in Abbildung 4.17 illustriert, in der die lineare Abhängigkeit eines Qualitätskriteriums dargestellt ist. Wird auf diese Größe vor und während der V0-Rekonstruktion in gleichem Masse geschnitten, so kann es aufgrund des Randeffekts zu Verlusten kommen. Die V0-Kandidaten auf der rechten Seite des Qualitätskriteriums können nach Anwendung des Schnitts durch Fluktuationen dieser Größe aufgrund von Messungenauigkeiten auf die linke Seite gelangen. Fluktuationen in die andere Richtung sind ausgeschlossen, da diese V0-Kandidaten vorher weggeschnitten wurden. Um diese Verluste zu vermeiden, werden auf die Größen, wie z.B. die Punktezahl der Zerfallsspuren in den TPCs und die z_{Vertex} -Position, nach der V0-Rekonstruktion stärker geschnitten. Die V0-Such-Effizienz für die Blei-Blei-Qualitätskriterien beträgt 54% bei 158 A·GeV [125]. Die gleiche Effizienz wird für 40 und 80 A·GeV erreicht (etwa 60%).

4.3.3 Bestimmung der kinematischen und geometrischen V0-Größen

Für jeden ermittelten V0-Kandidaten erfolgt eine geometrische Anpassung (`v0fit`) zur Berechnung der kinematischen Größen, wie der Impulskomponenten. Die Impulse der Zerfallsspuren werden erneut gefittet, diesmal jedoch mit der Nebenbedingung, daß sie von einem gemeinsamen V0-Vertex stammen. Die Anpassung wird mit 9 freien Parametern (den drei Ortskoordinaten des V0-Vertex und den Impulskomponenten der Tochterspuren) gemäß einer Levenburg-Marquardt Fitting Prozedur durchgeführt (χ^2 - Minimierung) [126]. Es zeigt sich, daß durch die erneute Anpassung die Auflösung der V0 z_{Vertex} -Position um 15 - 20% und die Massenauflösung um 20 - 25% verbessert werden kann.

Invariante Masse

Aufgrund von Energie- und Impulserhaltung ist die Summe der Energien und Impulse der Tochterteilchen gleich der Energie und dem Impuls des Mutterteilchens (Es wird hier nur der Zweikörperzerfall betrachtet):

$$m_{inv} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (p_1 + p_2)^2}, \quad (4.4)$$

$$\text{mit} \quad c \equiv 1 \quad \text{und} \quad E_i = \sqrt{p_i^2 + m_{i0}^2}.$$

m_{inv} ist die invariante Masse; invariant deshalb, weil sie bzgl. der Lorentz-Transformation unverändert bleibt.

In der V0-Rekonstruktion wird die invariante Masse mit der Annahme berechnet, daß es sich um ein Λ , $\bar{\Lambda}$ oder K_s^0 handelt. Die Massen der entsprechenden geladenen Zerfallsteilchen sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt. Teilchenpaare von einem Mutterteilchen liegen in der entsprechenden invarianten Massenverteilung bei der Masse des Mutterteilchens. Stammen die Teilchen aus anderen Zerfallskanälen oder wurden sie direkt in der Kollision erzeugt, so ist deren invariante Masse weitgehend statistisch verteilt. Man bezeichnet deren Verteilung als kombinatorischen Untergrund. Bevor die invarianten Massenverteilungen für die untersuchten Hyperonen gezeigt werden, sollen im nächsten Kapitel die zusätzlichen Qualitätskriterien diskutiert werden.

Kapitel 5

V0-Analyse

In diesem Kapitel sollen die Ereignisauswahl-Kriterien sowie die Qualitätskriterien zur Extraktion des V0-Signals vom kombinatorischen Untergrund diskutiert werden. Die V0-Such-Kriterien (vgl. Abschnitt 4.3) wurden sehr offen gewählt, damit möglichst viele wahre V0-Kandidaten gefunden werden. Somit erhält man jedoch ebenfalls viele unkorrelierte Kombinationen, die durch geeignete Kriterien eliminiert werden sollen. Im letzten Abschnitt des Kapitels werden die Korrekturen bzgl. der geometrischen Akzeptanz des Detektors und der Rekonstruktionseffizienz beschrieben.

5.1 Ereignisauswahl

Der Hauptvertex wird in der x-y-Ebene mit den BPD-Detektoren bestimmt und zusätzlich mit dem Programm-Modul `vtx` berechnet. Die z-Position erhält man durch Zurückextrapolation aller rekonstruierten Teilchenspuren und geometrischer Anpassung (vgl. Abschnitt 4.2.4). Die Vertex-Komponenten sind in Abbildung 5.1 für die 158 A·GeV Daten dargestellt. Die entsprechenden Verteilungen für 40 und 80 A·GeV sind im Anhang B zusammengestellt (Abbildung B.1 und B.2). Für die weitere Analyse wurden alle Ereignisse verwendet, die folgende Bedingungen erfüllen:

$$|x, y_{Hauptvertex}| \leq 1 \text{ cm} ,$$

$$-580 \text{ cm} \leq z_{Hauptvertex} \leq -578 \text{ cm} .$$

Das `vertex.iflag` ist ein Maß für die Qualität des Vertexfits. `Vertex.iflag = 0` bedeutet, daß der Hauptvertex nach wenigen Anpassungsiterationen erfolgreich gefunden wurde. In der weiteren Analyse wurden nur solche Ereignisse akzeptiert.

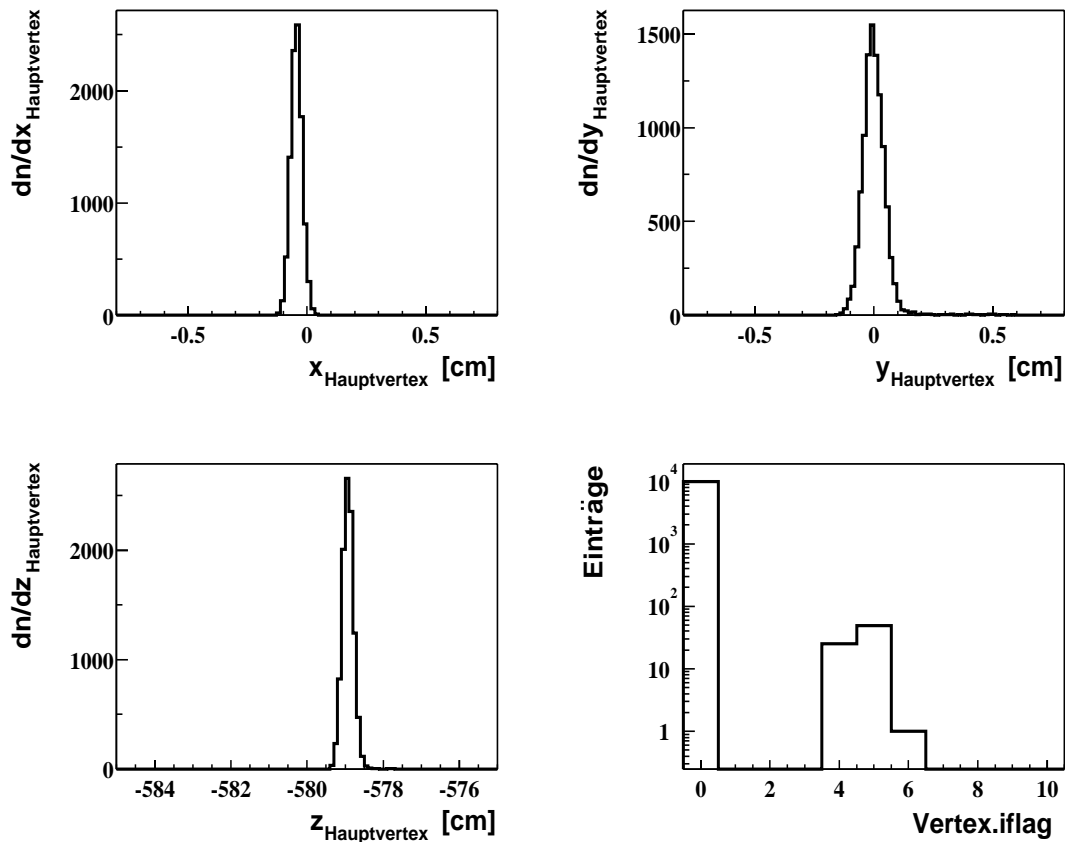


Abbildung 5.1 Hauptvertex-Positionskomponenten und `vertex.iflag` der Daten bei 158 A·GeV Strahlenergie (evaluiert mit 10.000 Ereignissen).

Bei der Konvertierung der DSTs in mini-DSTs wurden die Qualitätskriterien x , y_{targ} der V0-Kandidaten enger gewählt, um die CPU-Zeit bei der späteren Analyse zu verkürzen:

$$|x_{\text{targ}}| \leq 1 \text{ cm} ,$$

$$|y_{\text{targ}}| \leq 0,5 \text{ cm} .$$

Außerdem wurden nur V0-Kandidaten der Klasse `auxiliary` (vgl. Abschnitt 4.3.1) kopiert. Die nach Anwendung aller genannten Kriterien zur Verfügung stehenden Ereignisse sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Strahlenergie [GeV/u]	Anzahl aufgenommener Ereignisse	Anzahl ausgewählter Ereignisse
40	422.084	378.452 (90%)
80	305.723	295.705 (97%)
158	415.166	392.972 (95%)

Tabelle 5.1 Statistik der verwendeten Datensätze.

5.2 Qualitätskriterien

Wir unterscheiden zwei Klassen von Qualitätskriterien. Die erste Klasse umfaßt die Qualitätskriterien zur Optimierung des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses. Dazu gehören die z_{Vertex} -Position des V0-Zerfalls, der Spurabstand der Teilchen in der Targetebene, die $\cos\Theta^*$ -Verteilung, die Lebensdauer der V0-Teilchen und der spezifische Energieverlust der Zerfallsteilchen. Die zweite Klasse beinhaltet die Qualitätskriterien zur Erhöhung der V0-Rekonstruktionseffizienz. Als geeignete Größen erweisen sich die z-Koordinate des Zerfallsvertex, die Anzahl der potentiellen Spurpunkte in den TPCs, der Pionenimpuls sowie die y-Koordinate des ersten gemessenen Spurpunktes in der TPC (*ycut* genannt).

5.2.1 z_{Vertex} -Position

V0-Kandidaten mit einem Zerfallsvertex in der Nähe des Targets besitzen eine hohe Wahrscheinlichkeit, daß einer ihrer Zerfallsspuren vom Hauptvertex stammt. Die hohe Spurdichte im Targetbereich führt somit zu einem großen Anteil zufälliger Kombinationen (kombinatorischer Untergrund). Um den Untergrund zu minimieren, wird während der V0-Rekonstruktion verlangt, daß die z_{Vertex} -Position größer als -555 cm ist. Dieses Kriterium wird in der Off-Line Analyse um 5 cm strenger gewählt, um Randeffekte (vgl. Abschnitt 4.3.2) zu vermeiden ($z_{\text{Vertex}} \geq -550$ cm).

Die z_{Vertex} -Auflösung (Δz_{Vertex}) soll exemplarisch für das Λ Hyperon diskutiert werden. Sie berechnet sich aus der Differenz rekonstruierter zu simulierter z_{Vertex} -Position (ein simuliertes Λ pro Ereignis). Λ mit hohen Rapiditäten haben Zerfallsteilchen mit kleinen Relativwinkeln und häufig großen Extrapolationslängen. In der V0-Rekonstruktion ist es deshalb schwierig festzustellen, wo genau der Punkt größter Annäherung der Spuren und damit die z_{Vertex} -Position ist (vgl. Abbildung 5.2). Für große Zerfallswinkel ist die Auflösung etwa 1 - 2 cm.

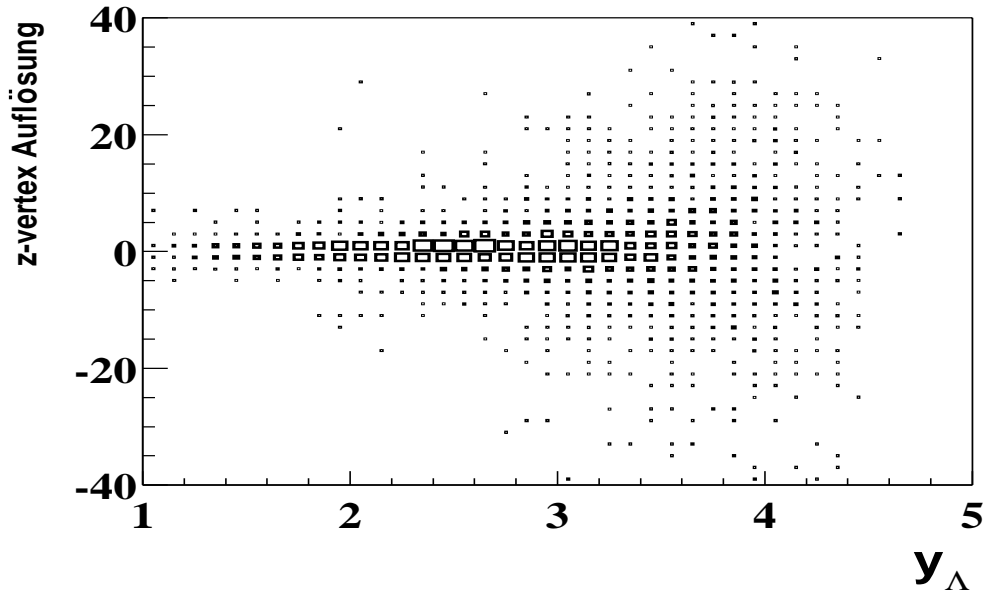


Abbildung 5.2 Z_{Vertex} -Auflösung der simulierten Λ Hyperonen als Funktion der Rapidität. Man erkennt eine Verschlechterung der Auflösung für große Rapiditäten.

5.2.2 V0-Extrapolation in die Targetebene

Die Größe x, y_{targ} ist der Abstand in x, y-Richtung der extrapolierten V0-Spur vom Hauptvertex in der Targetebene:

$$x_{\text{targ}} = x_{\text{V0-Spur}} - x_{\text{Hauptvertex}} ,$$

$$y_{\text{targ}} = y_{\text{V0-Spur}} - y_{\text{Hauptvertex}} .$$

Wahre V0-Kandidaten sollten direkt auf den Hauptvertex zeigen. Messungenauigkeiten führen jedoch zu einer statistischen Verteilung dieser Größen. Zufällige V0-Kombinationen sowie V0-Kandidaten aus Zerfällen ($\Xi \rightarrow \Lambda\pi$) stammen nicht notwendigerweise vom Hauptvertex. In Abbildung 5.3 ist die x- und y-Target-Position für simulierte Λ Hyperonen gezeigt. Die eingezeichneten vertikalen Linien repräsentieren das gewählte Kriterium zur Unterdrückung der Untergrunds (3σ einer Gauß-Anpassung):

$$|x_{\text{targ}}| \leq 0,5 \text{ cm} ,$$

$$|y_{\text{targ}}| \leq 0,2 \text{ cm} .$$

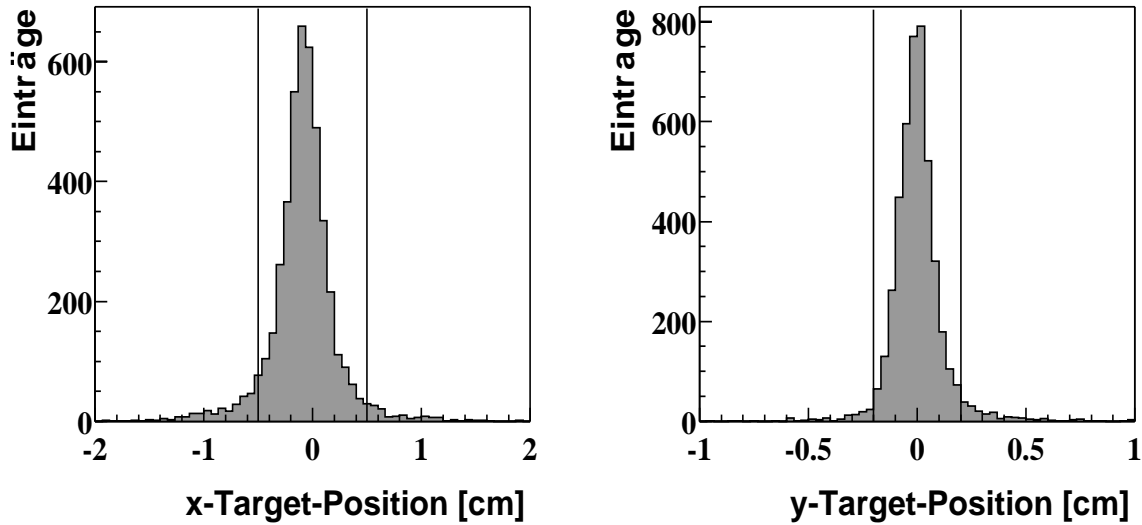


Abbildung 5.3 x- und y-Target-Position der Λ Hyperonen (ein simuliertes Λ pro Ereignis). Die eingezeichneten vertikalen Linien repräsentieren das gewählte Qualitätskriterium.

Man erkennt, daß die x-Target-Verteilung um etwa 0,06 cm nach links verschoben ist, was auf die Verschiebung des Strahls in x-Richtung zurückzuführen ist (vgl. Abbildung 5.1).

5.2.3 $\cos\Theta^*$ -Verteilung

Die Zerfallsteilchen werden im V_0 -Ruhe-system isotrop emittiert, solange keine Polarisation vorliegt. Im Mittel ist somit die Anzahl der Zerfallsteilchen pro Phasenraumwinkелеlement konstant:

$$\frac{dN}{d\Omega^*} = \text{konst.}$$

Mit $d\Omega^* = \sin\Theta^* d\Theta^* d\phi^*$ erhält man:

$$\frac{dN}{d\Theta^*} \propto \sin\Theta^* ,$$

bzw.

$$\frac{dN}{d(\cos\Theta^*)} = \text{konst.}$$

Θ^* ist der Polarwinkel zwischen dem Impulsvektor eines der Zerfallsteilchen im V_0 -Ruhe-system und dem Impulsvektor des V_0 -Teilchens im Laborsystem. Die $\cos\Theta^*$ -Ver-

teilung sollte demnach einen flachen Verlauf zeigen. Die Akzeptanz und Rekonstruktions-effizienz kann jedoch zu Verzerrungen der $\cos\Theta^*$ -Verteilung führen. Der Quotient dieser Verteilung aus einem gemessenen und einem simulierten Ensemble ist wieder konstant, da die Abweichungen aufgrund der Akzeptanz in beiden Fällen gleich sind. Unkorrelierte Paare treten im Bereich $\cos\Theta^* \approx -1$ auf. Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis läßt sich mit dem Kriterium

$$-0,9 \leq \cos\Theta^* \leq 1,0$$

optimieren.

5.2.4 Lebensdauer

Die Lebensdauer stellt ebenfalls eine geeignete Größe dar, um den Untergrund zu beseitigen. Die V0-Teilchen zerfallen gemäß einer exponentiellen Verteilung:

$$N(\tau) = N_0 \cdot \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right), \quad (5.1)$$

wobei $N(\tau)$ die Anzahl der Teilchen nach der Zeit τ ist. τ_0 ist die mittlere Lebensdauer, die für jedes Teilchen charakteristisch ist und für die untersuchten Hyperonen in Tabelle 2.1 aufgelistet ist. Sie wird üblicherweise als Länge $c\tau_0$ angegeben.

Aufgrund des Lorentzboostes ($\gamma \approx 10$ für mittlere Rapidität bei 158 GeV/u) können die V0 Teilchen in großem Maße in den VTPCs nachgewiesen werden. Die Lebensdauer berechnet sich aus der Fluglänge s im Laborsystem, dem Impuls p und der Annahme über die Masse m des Teilchens:

$$c\tau = \frac{s}{\beta\gamma} = \frac{s \cdot m}{p}.$$

In einer logarithmischen Auftragung erwartet man einen linearen Abfall der Anzahl der V0-Teilchen (hier wird der Quotient τ/τ_0 betrachtet). Abweichungen von dieser Linearität sind auf unkorrelierte Teilchenpaare zurückzuführen. Es stellt sich heraus, daß im Bereich

$$0,3 \geq \frac{\tau}{\tau_0} \geq 5$$

der Untergrund dominiert.

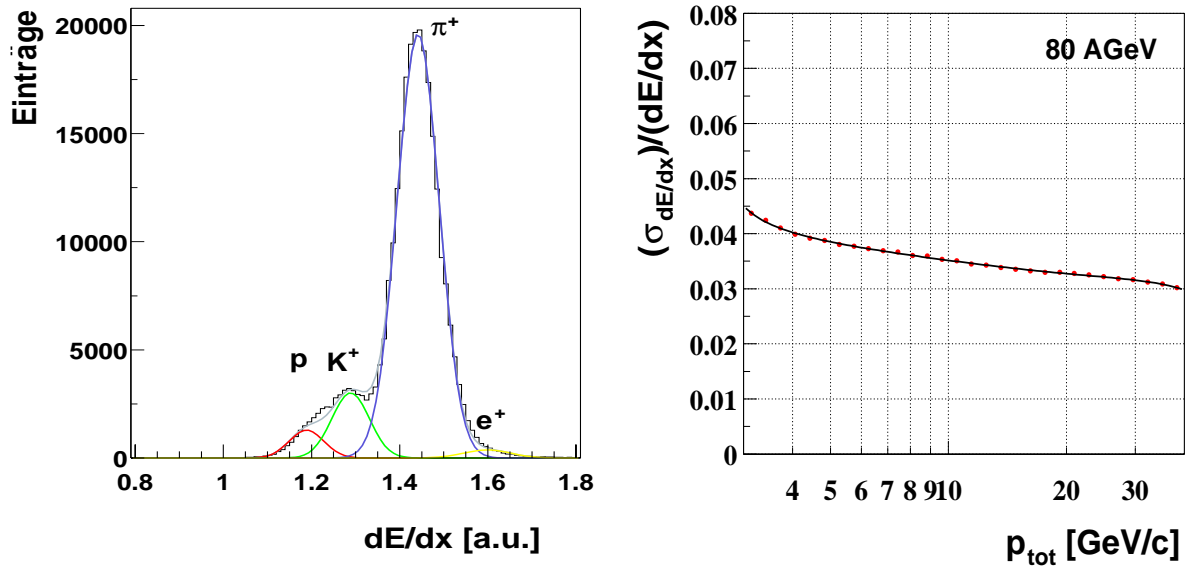


Abbildung 5.4 Links: Globale dE/dx -Verteilung für den Impulsbereich 16,25 bis 17,5 GeV/c in Blei-Blei-Stößen bei 80 A-GeV. Durch Anpassung einer Überlagerung von vier Gauß-Kurven läßt sich die Verteilung parametrisieren. Rechts: Die aus den Gauß-Anpassungen gewonnene Auflösung des spezifischen Energieverlustes als Funktion des Impulses.

5.2.5 Spezifischer Energieverlust der Zerfallsteilchen

Mit Hilfe des spezifischen Energieverlustes lassen sich die geladenen Teilchen in den TPCs identifizieren (vgl. Abschnitt 3.4). Protonen aus Λ Zerfällen und Anti-Protonen aus $\bar{\Lambda}$ Zerfällen können somit von den anderen geladenen Teilchen separiert werden. Ein Schnitt auf die Zerfallspionen ist nicht notwendig, da diese Teilchen 90% der produzierten Hadronen ausmachen. In Abbildung 5.4 (links) ist der spezifische Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ der positiven Teilchen im Impulsintervall 16,25 bis 17,5 GeV/c für zentrale Blei-Blei-Kollisionen bei 80 A-GeV gezeigt. Man erkennt deutlich den Pionenpeak. Die Identifizierung der Kaonen und Protonen gestaltet sich schwieriger, da die Verteilungen dicht beieinander liegen.

Charakterisiert durch Position $\frac{dE}{dx}_{Mean}$, Breite σ und Höhe der jeweiligen Teilchenverteilungen läßt sich der spezifische Energieverlust in Abhängigkeit vom Impuls mit einer Gauß-Funktion parametrisieren [96]. Damit ergeben sich für jedes Teilchen drei freie Parameter. Für die gesamte Anpassung aller Teilchen wird eine gemeinsame Breite an-

genommen. Die Positionen der Verteilungen $\frac{dE}{dx}_{Mean}$ sind durch die Bethe-Bloch-Kurve bestimmt. Zusammen mit einem Korrekturfaktor für die Bethe-Bloch-Kurve erhält man somit sechs Parameter für die $\frac{dE}{dx}$ -Anpassung. Um den Energieverlust geeignet parametrisieren zu können, wird eine Überlagerung von vier Gauß-Kurven an die Daten angepaßt. Die Auflösung des spezifischen Energieverlustes $\frac{\sigma}{\frac{dE}{dx}}$ beträgt 3-4% für alle drei Energien (Abbildung 5.4, rechts, und Abbildung 3.9) und läßt sich mit einer Funktion der Form:

$$\frac{\sigma}{\frac{dE}{dx}_{Mean}}(p) = \frac{A_0}{\sqrt{A_1 + p}} + A_2 + A_3p + A_4p^2 + A_5p^3$$

beschreiben. Diese Funktion dient in der V0-Analyse dazu, bei gegebenem Gesamtimpuls p_{tot} des Teilchens die jeweilige Breite der Identifizierungsbänder σ festzulegen. Für die Analyse wurden nur Protonen bzw. Anti-Protonen akzeptiert, die die Bedingung

$$\frac{dE}{dx} \leq \left(\frac{dE}{dx}_{Mean} + 4 \cdot \sigma \right)$$

erfüllen. Dieses Kriterium verwirft den größten Teil der Pionen ohne dabei Protonen zu verlieren. Somit muß auf dieses Qualitätskriterium nicht korrigiert werden.

5.2.6 Zerfallsteilchen mit kleinem Laborimpuls

Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit haben gezeigt, daß etwa 10% der nicht gefundenen simulierten Λ Hyperonen Zerfallsprodukte mit kleinen Impulsen besitzen. Beim Λ Zerfall behält das Proton aufgrund seiner Masse einen Großteil des Impulses des Mutterteilchens, wohingegen das zumeist niederenergetische Pion in dem Magnetfeld der TPCs eine stark gekrümmte Bahn beschreibt (vgl. Abbildung 5.5).

In Abbildung 5.6 (links) ist die Anzahl der gefundenen bzw. nicht gefundenen Λ Hyperonen gegen den Pionenimpuls aufgetragen. Man erkennt, daß Λ mit Zerfallspionen, die einen Impuls kleiner als 0,7 GeV/c besitzen, in starkem Maße nicht rekonstruiert werden. Die nicht gefundenen Λ konzentrieren sich im Rapiditätsbereich $1 \leq y \leq 2$ und bei kleinen Transversalimpulsen (vgl. Abbildung 5.6, rechts).

Teilchenbahnen mit kleinen Impulsen haben große Spurwinkel relativ zu den Pads (vgl. Abschnitt 3.4, Abbildung 3.8). Aus diesem Grund wurde bei der Entwicklung der VTPC-1 die Pad-Geometrie so optimiert, daß eine hinreichende Ortsauflösung für die primären

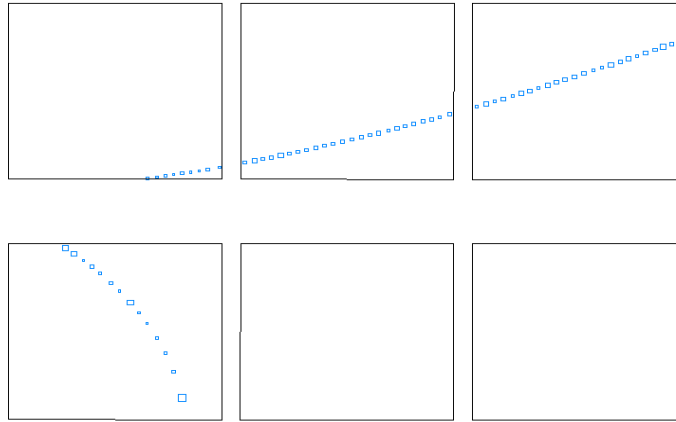


Abbildung 5.5 Zerfallsspuren (Monte-Carlo) eines Λ Hyperons in einer der VTPCs. Die obere Spur ist das Proton und die untere das niederenergetische Pion. Das Λ Hyperon wurde aufgrund des großen Spurwinkels des Pions bzgl. der Pads nicht rekonstruiert.

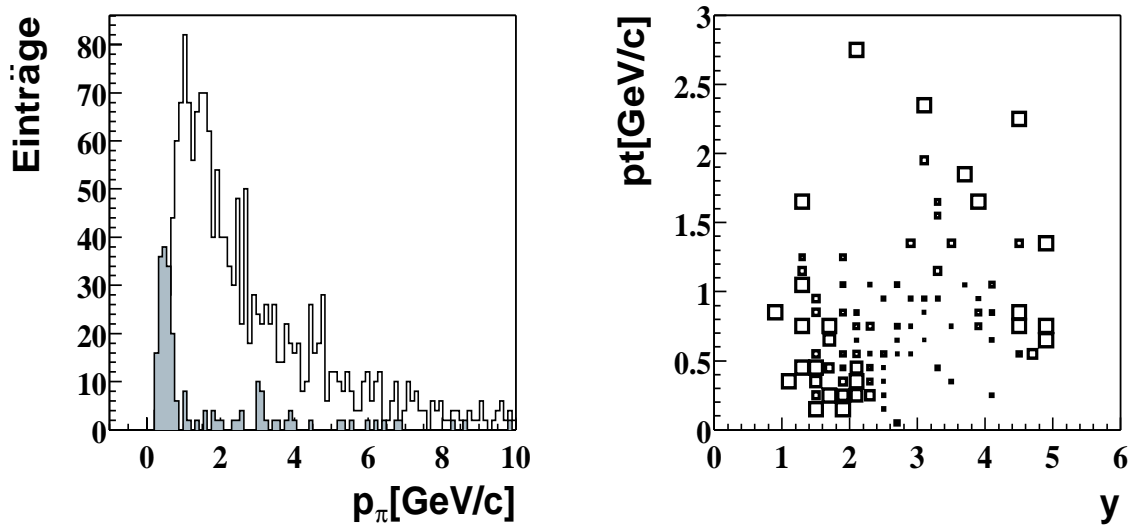


Abbildung 5.6 Links: Anzahl der gefundenen (weiße Fläche) bzw. nicht gefundenen Λ (graue Fläche) als Funktion des Pionenimpulses. Rechts: Phasenraumverteilung der nicht gefundenen Λ (Strahlenergie 158 A·GeV).

Pionen erreicht wird [92, 24]. Man erhält Pad-Neigungswinkel bis zu 55° . Die Zerfallspionen können jedoch im Extremfall Spürwinkel von 90° besitzen. In diesem Fall sehen viele benachbarte Pads einer Padreihe die Ladung einer Spur. Die Ladung pro Pad ist dann entsprechend kleiner als für kleine Spürwinkel und kann unterhalb der eingestellten Ladungsschwelle der Pads liegen. Die Folge ist, daß die aus den Einzelladungen gebildeten Cluster verschoben sind oder daß statt einem großen zwei kleinere Cluster gebildet werden (*cluster break-up* genannt). Diese Spuren haben eine große Wahrscheinlichkeit, nicht rekonstruiert zu werden (Für diese Spuren können keine lokalen Impulse in den VTPCs bestimmt werden, was durch die `rtrack.iflag` $\neq 0$ signalisiert wird [127]). Somit können auch die zugehörigen Λ Hyperonen nicht rekonstruiert werden. Diese Ineffizienzen lassen sich durch ein Impulskriterium vermeiden:

$$p_\pi \geq 0,7 \text{ GeV}/c .$$

5.2.7 Zerfallsvertex-Position

Die Spuren der Zerfallsprodukte werden in den TPCs nachgewiesen. Liegt der Zerfallsvertex ebenfalls in der TPC, so können sich die Cluster der Spuren in Zerfallsnähe überlappen (vgl. Abbildung 5.7). Dies ist besonders ausgeprägt bei Zerfallsspuren mit kleinem Öffnungswinkel. Die Spuren der Teilchen können dann nicht mehr hinreichend getrennt werden, was zu Ungenauigkeiten in der Bestimmung des Zerfallsvertex führt (vgl. Abschnitt 4.3). In der vorliegenden Analyse wurde deshalb verlangt, daß die Zerfallsvertices außerhalb des Detektorvolumens liegen (vgl. Abbildung 5.8).

5.2.8 Spur-Qualität

In der V0-Rekonstruktion gilt das Kriterium, daß die Zerfallsspuren mindestens 10 gemessene Punkte in der VTPC-1 haben sollen oder mehr als 20 gemessene Punkte in der VTPC-2 (vgl. Abschnitt 4.3). Damit wird eine hinreichend gute Messung der Spuren gewährleistet. Besonders Spuren in der Hochdichtezone (strahlnächste Teilchenspuren) können die ersten Spürpunkte verlieren. Verluste aufgrund dieses Effektes sind schwer quantitativ zu erfassen. Für beide nachgewiesenen Zerfallsspuren wird deshalb eine Mindestanzahl von 20 bzw. 25 potentiellen Punkten in der VTPC-1 bzw. VTPC-2 verlangt. Die potentiellen Punkte sind die aufgrund der Padeinteilung maximale Anzahl von Spürpunkten im Detektorvolumen (vgl. Abschnitt 4.2.5).

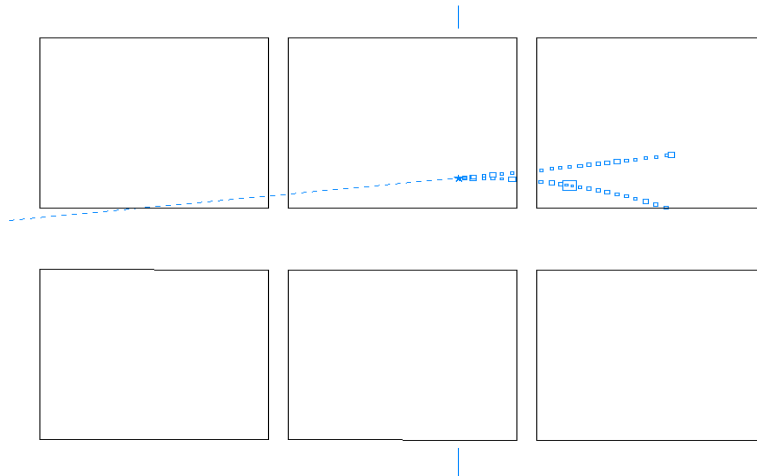


Abbildung 5.7 V0-Zerfall im Inneren der VTPC (sechs Sektoren). Die Strahlrichtung zeigt nach rechts. Aufgrund des kleinen Öffnungswinkels überlappen die Cluster (kleine Rechtecke) der Zerfallsspuren in der Nähe des V0-Vertex.

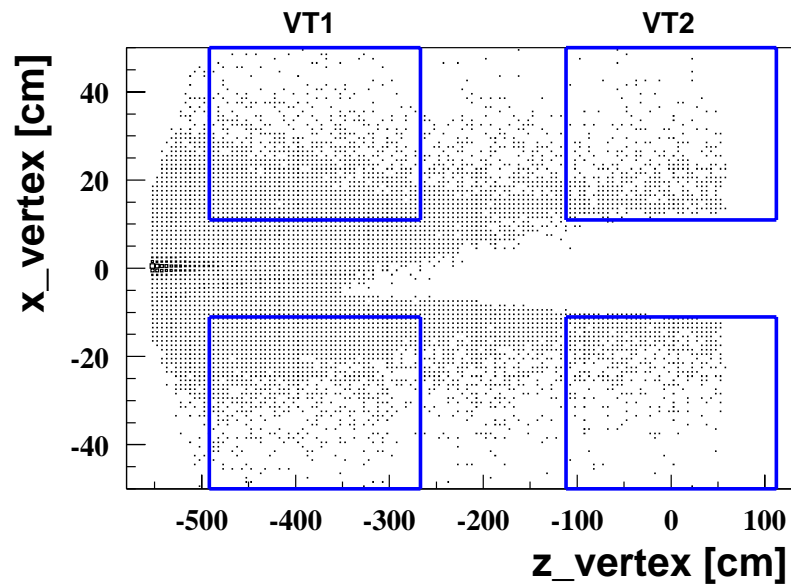


Abbildung 5.8 V0-Vertex Position in der x-z-Ebene. Bei -555 cm erkennt man den z_{Vertex} -Schnitt. Die V0-Vertices im Inneren der VTPC-1 und 2 (als Boxen dargestellt) werden verworfen.

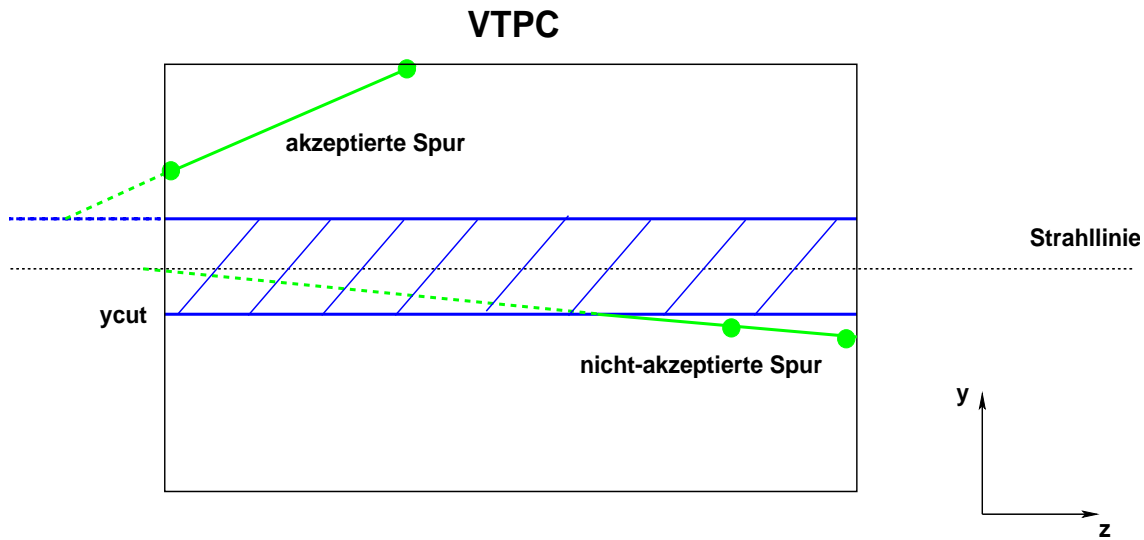


Abbildung 5.9 Definition des y_{cut} Kriteriums: Dargestellt ist die Seitenansicht der VTPC. Die obere Spur wird akzeptiert, da sie keine Spurpunkte in der Hochdichtezone (schraffierte Fläche) besitzt. Die untere wird jedoch verworfen.

5.2.9 y_{cut}

In der V0-Analyse muß neben der Akzeptanz auch auf die Rekonstruktionseffizienz korrigiert werden. Hierbei unterscheiden wir die reine V0-Sucheffizienz und die Effizienz, V0-Teilchen in der Hochspurdichtezone zu finden. Die zuletzt genannte Effizienz spielt in Blei-Blei-Kollisionen für die höchste am SPS erreichbare Strahlenergie von 158 A·GeV eine große Rolle. Der NA49 Detektor registriert durchschnittlich 1.200 Spuren pro Ereignis. Detaillierte Untersuchungen haben gezeigt, daß insbesondere in Strahlnähe die Hochspurdichte-Effizienz für die V0-Rekonstruktionen gering ist (etwa 40%; zur Bestimmung dieser Effizienz vgl. Abschnitt 5.4.2).

Deshalb wurde ein Kriterium eingeführt, um Spuren im Hochdichtebereich auszusparen. Genauer gesagt sollen Spuren verworfen werden, die viele Spurpunkte in der Hochdichtezone besitzen und somit u.U. unvollständig rekonstruiert werden. Dieses Qualitätskriterium wird y_{cut} genannt. In Abbildung 5.9 ist die Seitenansicht einer VTPC skizziert (y - z -Ebene). Der y_{cut} definiert zwei parallele Ebenen senkrecht zur y -Achse mit einem bestimmten Abstand symmetrisch zur Strahlachse. Für jedes Zerfallsteilchen wird die Spur anhand des ersten und letzten gemessenen Punktes in der VTPC zurück zum Target extrapoliert. Nur solche Zerfallsspuren werden akzeptiert, deren extrapolierte Spur die y_{cut} -Ebene nicht innerhalb der TPC schneidet. In Abbildung 5.9 wird beispielsweise die in der oberen TPC-Hälfte gezeigte Spur akzeptiert, die Untere wird jedoch verworfen.

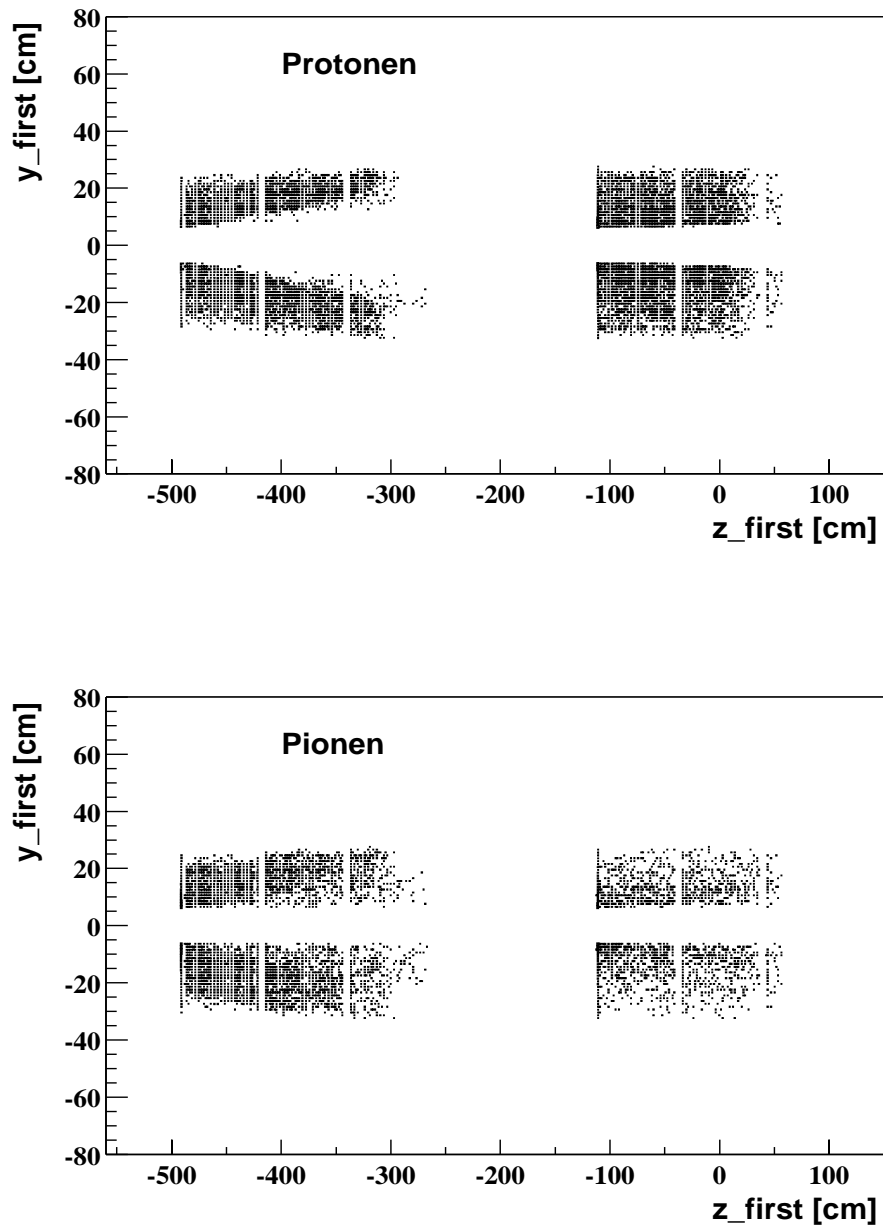


Abbildung 5.10 Wirkung des Qualitätskriteriums y_{cut} auf die potentiellen Zerfallsspuren der positiven (oben) und negativen Teilchen (unten). Aufgrund des kleineren Spurwinkels der Protonen zur Strahlachse wirkt dieses Kriterium stärker auf die positiven Teilchen als auf die negativen (vgl. den Bereich: $-20 \leq y_{first} \leq 20$ cm).

Die Wirkung dieses Qualitätskriteriums auf die Zerfallsprodukte ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Dort ist der erste gemessene Punkt in y -Richtung gegen den ersten gemessenen Punkt in z -Richtung aufgetragen. Deutlich erkennt man die Lücke verworfener Spuren. Die vertikalen Linien kennzeichnen die Spalten zwischen den TPC-Sektoren.

Mit Hilfe dieses Qualitätskriteriums ($y_{cut} = 4,5$ cm) läßt sich die Hochspurdichte-Effizienz der Λ Hyperonen in Blei-Blei-Kollisionen bei 158 A·GeV Strahlenergie von 40 auf 80% erhöhen (vgl. Abbildung 5.20). Die Berechnung dieser Effizienz, die im folgenden auch Embedding Effizienz genannt wird, wird in Abschnitt 5.4.2 genauer beschrieben. Bei 40 und 80 A·GeV wird dieses Kriterium nicht verwendet, da die Spurdichte dort geringer ist (vgl. Abschnitt 4.2.5).

5.3 Invariante Massenverteilungen

Die invarianten Massenverteilungen der Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen sind in Abbildung 5.11 und 5.12 für alle drei untersuchten Energien zusammengefaßt. Man erkennt in allen invarianten Massenspektren ausgezeichnete Signale. Zu quantitativen Beurteilung des Signals wird der Ausdruck „Signal-zu-Untergrund“ Verhältnis folgendermaßen definiert:

$$S/B \equiv \frac{n_s - n_{bg}}{n_{bg}} . \quad (5.2)$$

n_s bezeichnet die Einträge im Massenspektrum in einem Bereich um die nominale Masse, z.B. ± 20 MeV/ c^2 , und n_{bg} die Einträge im gleichen Bereich, die unter dem Massenpeak liegen (Untergrundverteilung). Der Untergrund läßt sich mit einem Polynom 3. oder 5. Ordnung beschreiben:

$$\sum_{i=1}^{3,5} a_i \cdot x^i, \quad (5.3)$$

je nach Form der Verteilung. Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis ist in Tabelle 5.2 für alle drei Energien aufgelistet. Mit der beschriebenen Parametrisierung des Untergrunds lassen sich Einträge im Massenpeak extrahieren.

Als nächstes soll die Position und die Breite der Massenpeaks bestimmt werden. Die ideale invariante Massenverteilung der V0-Teilchen folgt einer Breit-Wigner-Verteilung mit einer natürlichen Linienbreite von [5]:

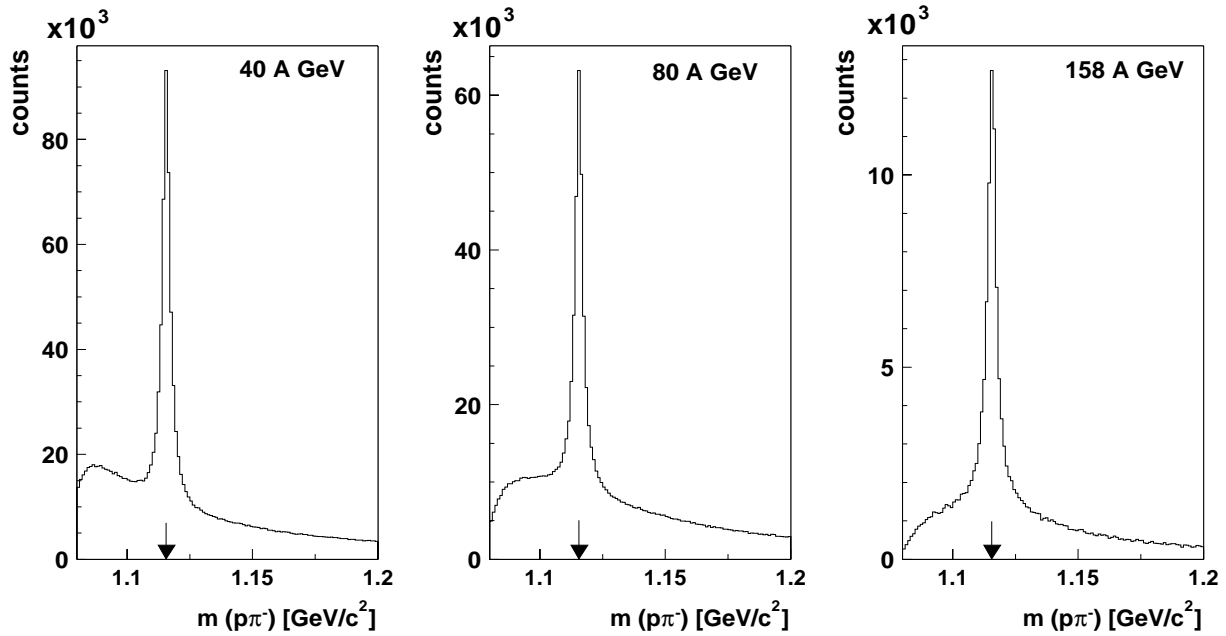


Abbildung 5.11 Invariante Massenverteilung der Λ Hyperonen bei 40, 80 und 158 A·GeV.

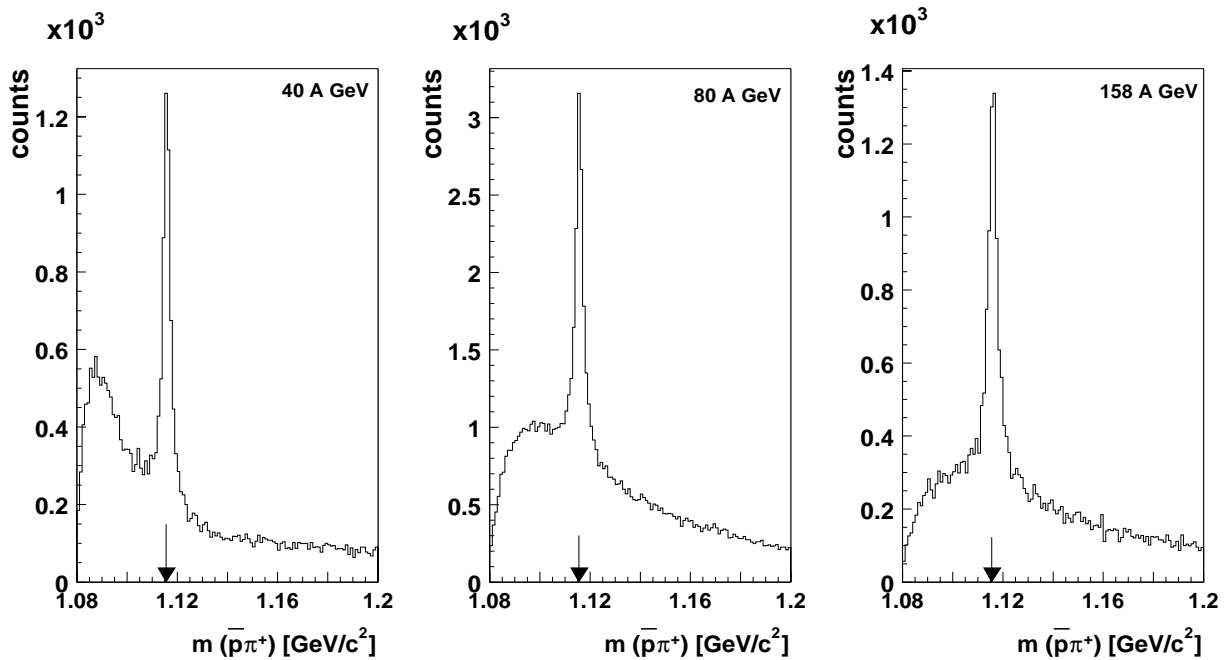


Abbildung 5.12 Invariante Massenverteilung der $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei 40, 80 und 158 A·GeV.

Energie [GeV/u]	Teilchen	S/B	Masse [MeV/c ²]	σ_m [MeV/c ²]	Roh-Teilchenzahl pro Ereignis
40	Λ	1,42	1115,6	2,0	0,90
	$\bar{\Lambda}$	0,75	1115,8	1,6	0,011
80	Λ	1,2	1115,5	1,9	0,75
	$\bar{\Lambda}$	0,44	1115,7	1,9	0,027
158	Λ	1,95	1115,6	2,2	0,14
	$\bar{\Lambda}$	0,92	1115,9	2,0	0,013

Tabelle 5.2 Zusammenstellung der charakteristischen Parameter der invarianten Massenverteilung für die untersuchten Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen. Die Roh-Teilchenzahlen bei 158 GeV/u sind im Vergleich zu den Werten bei 40 und 80 GeV/u kleiner wegen des zusätzlichen Qualitätskriteriums *ycut*.

$$\Gamma_{\Lambda} = \frac{\hbar}{\tau_{\Lambda}} = \frac{\hbar \cdot c}{\tau_{\Lambda} \cdot c} = \frac{197 \text{ MeV fm}}{7,89 \text{ cm}} = 2,5 \text{ eV} ,$$

$$\Gamma_{K_s^0} = \frac{\hbar \cdot c}{\tau_{K_s^0} \cdot c} = \frac{197 \text{ MeV fm}}{2,68 \text{ cm}} = 7,4 \text{ eV} .$$

τ_{Λ} und $\tau_{K_s^0}$ sind die Lebensdauern der Teilchen. Die natürlichen Linienbreiten der Hyperonen sind aufgrund ihrer langen Lebensdauer extrem klein. Somit dominiert die Impulsauflösung des Detektors die Breite des Massenpeaks, die durch eine Normalverteilung beschrieben werden kann:

$$\frac{dn}{dm} = A \cdot \exp\left(-\frac{(m - m_0)^2}{2 \cdot \sigma_m^2}\right) , \quad (5.4)$$

mit A , m_0 und σ_m als freie Parameter. Die gemessenen Massen stimmen mit der nominalen Masse, mit einem Pfeil in den Abbildungen 5.11 und 5.12 dargestellt, innerhalb von $\Delta m = 0,25 \text{ MeV}/c^2$ für Λ und $\bar{\Lambda}$ und innerhalb von $\Delta m = 0,44 \text{ MeV}/c^2$ für K_s^0 überein (vgl. Tabelle 5.2). Die Massenauflösung beträgt $\sigma_m \approx 2 \text{ MeV}/c^2$ für die Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen und $\sigma_m \approx 4 \text{ MeV}/c^2$ für die K_s^0 Mesonen.

5.4 Korrekturen

Um aus der gemessenen Anzahl der V0-Teilchen die totale Multiplizität der produzierten Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen extrahieren zu können, muß auf verschiedene Verluste korrigiert werden. Dazu gehören die Verluste aufgrund der endlichen geometrischen Akzeptanz des Detektors und die Rekonstruktionseffizienz, die sich aus der Einzelspur-Rekonstruktionseffizienz und der V0-Rekonstruktionseffizienz zusammensetzt. Außerdem muß auf die angewendeten Qualitätskriterien sowie das Verzweigungsverhältnis des betrachteten Zerfallskanals korrigiert werden. Die Verluste aufgrund der Qualitätskriterien werden in der Rekonstruktionseffizienz berücksichtigt. Auf das Verzweigungsverhältnis wird in der geometrischen Akzeptanz korrigiert, in der ebenfalls die Korrekturen bzgl. der Lebensdauer der Hyperonen enthalten sind. Weiterhin sind Korrekturen für die Λ Kontamination aus schwereren Hyperonen Zerfällen ($\Xi \rightarrow \Lambda\pi$) notwendig. Die genannten Korrekturen werden differentiell in der Rapidität und dem Transversalimpuls berechnet und auf die Daten angewendet. Zur Bestimmung der totalen Teilchendichte pro Phasenraumzelle N_{korr} , werden die korrigierten Daten auf die Anzahl der Ereignisse N_{ev} sowie auf die Größe der Phasenraumzelle $(\Delta y, \Delta p_{\text{T}})$ normiert:

$$N_{\text{korr}} = \frac{1}{N_{\text{ev}}} \cdot \frac{(N_{\text{Signal}} - N_{\text{Untergrund}}) \cdot C_{\text{geo}} \cdot C_{\text{effi}}}{(\Delta y, \Delta p_{\text{T}})} \quad (5.5)$$

wobei C_{geo} den Korrekturfaktor für die geometrische Akzeptanz und C_{effi} den Korrekturfaktor für die Rekonstruktionseffizienz bezeichnet.

5.4.1 Geometrische Akzeptanz

Der Detektor deckt meist nur einen Teil des gesamten Phasenraumbereichs der Teilchen ab. Das Verhältnis von den gemessenen zu der Gesamtzahl der möglichen Teilchen wird geometrische Akzeptanz genannt. Die geometrische Akzeptanzkorrektur wird mit einer Simulation bestimmt. Zunächst wird mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation eine realistische Phasenraumverteilung der Hyperonen generiert. Die Λ werden flach in der Rapidität simuliert ($0,5 \leq y \leq 5,5$). Für die $\bar{\Lambda}$ und K_s^0 wird eine Gauß-förmige Rapiditätsverteilung mit $\sigma_y = 1$ gewählt (die Verteilungen sind bei mittlerer Rapidität, $y^* = 0$, zentriert, vgl. Anhang A). Der Transversalimpuls p_{T} wird entsprechend einer thermischen Quelle als exponentielle Verteilung angenommen gemäß:

$$\frac{dN}{dp_{\text{T}}} = A \cdot p_{\text{T}} \cdot \exp\left(-\frac{m_{\text{T}}}{T}\right), \quad (5.6)$$

mit der Amplitude A und dem inversen Steigungsparameter T (vgl. Abschnitt 1.3.4). Der Temperaturparameter wird im Einklang mit früheren Messungen (vgl. Referenzen [115, 122, 128]) mit $T(\Lambda) = 275$ MeV, $T(\bar{\Lambda}) = 290$ MeV und $T(K_s^0) = 240$ MeV gewählt. Die Breite der Rapiditäts- und Transversalimpulsverteilungen werden hinreichend groß gewählt, um Verluste aufgrund von Phasenraumzellen-Fluktuationen auszuschließen. Die Fluktuationen in der Rapidität durch die Rekonstruktion sind vergleichsweise klein ($\Delta y \approx 0,005$), wohingegen Schwankungen im Transversalimpuls von $\Delta p_T \approx 20$ MeV/c erreicht werden können.

Die Monte-Carlo Simulation generiert Zufallszahlen gemäß den vorgegebenen Verteilungen und erzeugt eine ASCII-Datei, die ereignisweise die kartesischen Impulskomponenten der Hyperonen am primären Vertex sowie den Teilchentyp (GEANT_ID: $\Lambda \hat{=} 18$, $\bar{\Lambda} \hat{=} 26$ und $K_s^0 \hat{=} 16$) in Form einer ganzen Zahl enthält. Das nächste Programmpaket GEANT [129] propagiert diese MC-Teilchen durch den NA49 Detektor. Anhand des Teilchentyps sind die Masse, die Ladung, die Lebensdauer und die Zerfälle der Teilchen festgelegt (soweit es sich um ein instabiles Teilchen handelt). Die Trajektorien der Hyperonen werden bis zum Zerfallsvertex berechnet, dessen Position mit Hilfe eines Zufallsgenerators gemäß dem Zerfallsgesetz (vgl. Gleichung 5.1) festgelegt wird. Die Verzweigungskorrektur wird dadurch berücksichtigt, daß alle Zerfallskanäle simuliert werden (vgl. Tabelle 2.1). Der NA49 Detektor weist lediglich die geladenen Zerfallsprodukte nach.

Am Zerfallsvertex wird der ursprüngliche Impuls der Hyperonen und der Zerfallsimpuls zufällig auf die Zerfallsprodukte gemäß einer isotropen Verteilung im Schwerpunktsystem aufgeteilt. Die geladenen Zerfallsteilchen werden anschließend mit einer Runge-Kutta Approximation der Bewegungsgleichung durch das Magnetfeld des Detektors propagiert [114]. Alle physikalischen Prozesse der MC-Teilchen mit dem Detektorsystem werden mit GEANT simuliert (*physics-on* Einstellung). Dazu gehören Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial sowie hadronische Vielfachstreuungen (multiple scattering) und Paarproduktionen. An jedem Raumpunkt wird mit einem Zufallsgenerator entschieden, ob eine Wechselwirkung stattfindet. Um dieses leisten zu können, muß der Detektor in GEANT vollständig beschrieben werden bzgl. der Geometrie, der Detektormaterialien (Kammergas, Mylarfolien usw.) und des Magnetfeldes. Für die Simulation wird die gleiche Magnetfeldtabelle benutzt wie für die Rekonstruktion der experimentellen Daten.

Das sensitive Volumen der TPCs wird in GEANT vergrößert, um $E \times B$ -Effekte (vgl. Abschnitt 4.2.1) zu berücksichtigen. Einige Punkte der MC Spuren, die ohne Magnetfeld außerhalb des Volumens unter den Ausleseflächen liegen würden, können aufgrund der $E \times B$ -Verzerrung registriert werden. Diese Verzerrungen sind in den Daten vorhanden

und müssen somit auch in den Simulationen berücksichtigt werden. Das sensitive Volumen in GEANT wird durch die Verlängerung der Padreihen in beide Richtungen um 3 cm vergrößert. Diese Verlängerung entspricht der maximalen Größe des $E \times B$ -Effekts.

Da in der V0-Rekonstruktion Qualitätskriterien auf die Position der Zerfallsvertices sowie auf die Anzahl der gemessenen Spurpunkte der Zerfallsprodukte angewendet werden, werden diese Kriterien in schwächerer Form schon für die MC-Teilchen verlangt, um die Rechnerzeit zu beschränken:

$$\begin{aligned} z_{\text{MC-Vertex}} &\geq -555 \text{ cm} , \\ \text{Spurpunktezah}_{\text{MC}} &\geq 10 \text{ (VTPC - 1)} \quad \text{bzw.} \quad \geq 20 \text{ (VTPC - 2)} . \end{aligned}$$

Die Anwendung dieser Kriterien leistet das Programmmodul `gfilt`. Die oben genannten Kriterien auf die Spurpunktezahl müssen nach der $E \times B$ -Verzerrung und damit im vergrößerten sensitiven Volumen der TPC angewendet werden, um nicht zu stark auf die Spurpunktezahl zu schneiden. Bei der geometrischen Akzeptanzberechnung werden außerdem folgende Qualitätskriterien angewendet (vgl. Abschnitt 5.2):

- V0-Zerfallsvertex außerhalb der VTPC Volumina
- $y_{\text{cut}} = 4 \text{ cm}$ (bei 158 A·GeV)
- mehr als 20 bzw. 25 potentielle Spurpunkte in der VTPC-1 bzw. VTPC-2

Zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz werden für jede Hyperonen Spezies 600.000 Ereignisse für 40 und 80 A·GeV und 2,5 Mill. Ereignisse für 158 A·GeV (wegen des y_{cuts}) simuliert, wobei ein Hyperon pro Ereignis generiert wird. Die geometrische Akzeptanz berechnet sich aus dem Verhältnis der vom Detektor akzeptierten V0, die zusätzlich die oben genannten Kriterien erfüllen, zu den simulierten V0:

$$A_{\text{geo}} = \frac{\text{geometrisch akzeptierte V0}}{\text{simulierte V0}} \cdot \text{Verzweigungsverhältnis} \cdot \text{Qualitätskriterien} .$$

Der geometrische Korrekturfaktor C_{geo} ist die reziproke Akzeptanz, die für jede Phasenraumzelle $(\Delta y, \Delta p_{\text{T}})$ einzeln berechnet wird:

$$C_{\text{geo}}(\Delta y, \Delta p_{\text{T}}) = (A_{\text{geo}}(\Delta y, \Delta p_{\text{T}}))^{-1} .$$

Die Anzahl der generierten und akzeptierten Λ Hyperonen bei 158 A·GeV sowie das Verhältnis der beiden Verteilungen, die geometrische Akzeptanz A_{geo} , ist in Abbildung 5.13

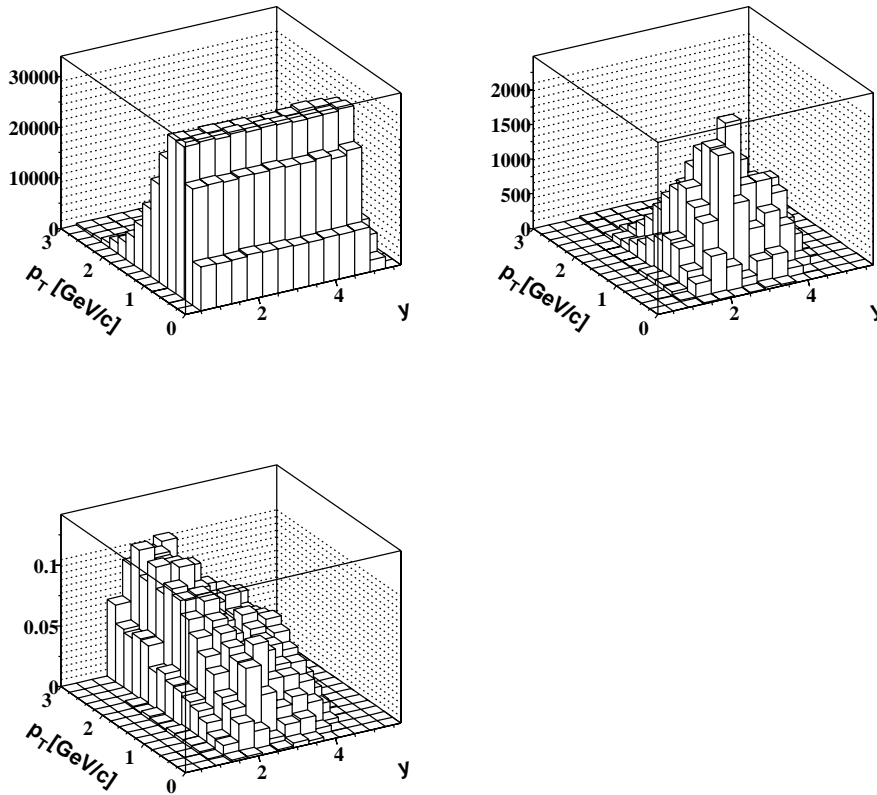


Abbildung 5.13 Anzahl der generierten (oben links) und akzeptierten Λ Hyperonen (oben rechts) bei 158 A·GeV Strahlenergie sowie das Verhältnis der beiden Verteilungen, die geometrische Akzeptanz A_{geo} (unten), als Funktion des Phasenraums (inklusive Zerfallskorrektur und Korrektur der Qualitätskriterien).

als Funktion der Rapidity und des Transversalimpuls dargestellt. Man erkennt, daß der Detektor einen breiten Phasenraumbereich abdeckt bis hin zu Transversalimpulsen von 3 GeV/c. Die Akzeptanz steigt mit der Rapidity sehr stark an den Phasenraumgrenzen an und ist im Bereich mittlerer Rapidity nahezu konstant. Außerdem ist zu beobachten, daß die Akzeptanz mit kleiner werdendem Transversalimpuls abnimmt. Dies läßt sich anhand der Zerfallsprodukte erklären. Die Zerfallsprotonen besitzen im wesentlichen den Impuls der Λ Hyperonen und werden für Λ mit niedrigem Transversalimpuls gar nicht oder nur teilweise rekonstruiert, da ihre Spuren ein langes Stück durch den Spalt der VTPCs verlaufen. Die entsprechenden Verteilungen für die 40 und 80 GeV/u Daten sowie den $\bar{\Lambda}$ und K_s^0 sind in den Abbildungen B.3- B.7 (Anhang B) zusammengestellt.

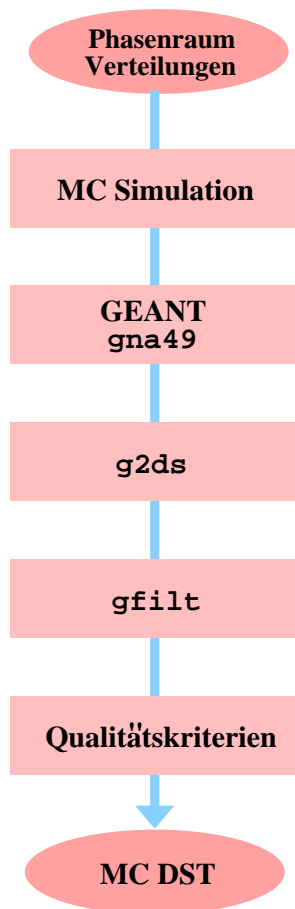


Abbildung 5.14 Schematische Darstellung der Simulationskette.

Die geometrische Akzeptanz läßt sich mit Hilfe der Monte-Carlo Simulation und der hohen Statistik der generierten Teilchen sehr genau bestimmen, so daß der Fehler nur einen geringen Anteil am Gesamtfehler ausmacht.

Die GEANT simulierte Ereignisse (im ZEBRA-Format) werden schließlich in das DST-Format konvertiert (client `g2ds`) und können somit im nächsten Schritt genauso behandelt werden wie die Daten. Diese DSTs enthalten u.a. Informationen über die Vertices, die Impulse der Spuren und die Spurpunkte, jedoch keine Angaben über die Raumladungen. Die entsprechenden ADC-Werte (vgl. Abschnitt 4.2.1) müssen noch vor der Rekonstruktion generiert werden. Abschließend ist in Abbildung 5.14 der schematische Verlauf der Simulationskette dargestellt.

5.4.2 Rekonstruktionseffizienz

Die Rekonstruktionseffizienz enthält die Ineffizienzen aus der Einzelspur- und V0 - Rekonstruktion. Außerdem werden die Verluste aufgrund der Qualitätskriterien berücksichtigt. Die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz erfolgt mit der „embedding Prozedur“, bei der Monte-Carlo-V0 in reale Daten eingebettet (embedded) werden. Diese Prozedur hat den Vorteil, daß automatisch eine realistische Spurrekonstruktionsumgebung (überlappende Spuren und Cluster Überlagerungen) vorliegt. Die Trajektorien der V0-Zerfallsspuren werden zuvor in das Rohdatenformat umgewandelt, d.h. aus den Raumpunkten werden ADC-Signale in den TPC generiert (client `mtsim`). Außerdem werden alle inversen Korrekturen auf die MC-Punkte angewandt, bevor sie in reale Daten eingebettet werden (client `gembed`). Diese Verzerrungen gewährleisten, daß die Simulationen bzgl. der Rekonstruktion genauso behandelt werden können wie die Daten. Nach der Rekonstruktion müssen die eingebetteten V0 anhand von bestimmten Kriterien in den V0-Kandidaten wiedergefunden werden (matching). In Abbildung 5.15 ist die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz schematisch dargestellt.

Simulation der Detektor-Antwort: `mtsim`

Aus den GEANT simulierten Raumpunkt-Informationen werden mit einer TPC-Antwort-Simulation Rohdaten erzeugt, die das gleiche digitale Format besitzen wie die Ausgänge der Auslese-Elektronik der TPCs. Dies leistet das Programmmodul `mtsim`.

Um die generierten Daten so realistisch wie möglich zu simulieren, sollten alle TPC-Effekte berücksichtigt werden. Dazu gehören Diffusion, Verzerrungen und Ladungsverluste der durch die Spuren erzeugten Ladungswolken, die während der Driftstrecke zu den Ausleseebenen auftreten, Spurwinkel zur Padebene, Effekte bei der Ladungsverstärkung im Bereich der Felldrähte und Sättigungseffekte der Ausleseelektronik [130]. Außerdem muß das nicht-lineare Verhalten des Detektorsystems, wie cross-talk zwischen den Kanälen und der Unterschwinger nach dem eigentlichen Pad-Signal (vgl. Abbildung 4.5), simuliert werden. Statt die genannten Effekte einzeln zu simulieren, wird eine parametrisierte Antwortfunktion jeweils in der Padebene (x-z-Ebene) und der Zeitdimension (y-Richtung) generiert [130, 131], die die Form und Größe der Ladungscluster bestimmt. Einige Effekte sind in der parametrisierten Funktion nicht enthalten und werden separat simuliert. Zu diesen Effekten gehören die $E \times B$ -Verzerrungen (client `vt_ExB`), die Verzerrungen aufgrund von Inhomogenitäten des elektrischen Feldes (client `edisto`) und die Verzerrungen an den Sektorgrenzen (Residuen, client `tpc_res_corb`). Während die beiden zuletzt genannten Verzerrungen (ebenso wie deren Korrekturen) kleine Effekte sind, liegen die $E \times B$ -Verzerrungen in der Größenordnung von cm.

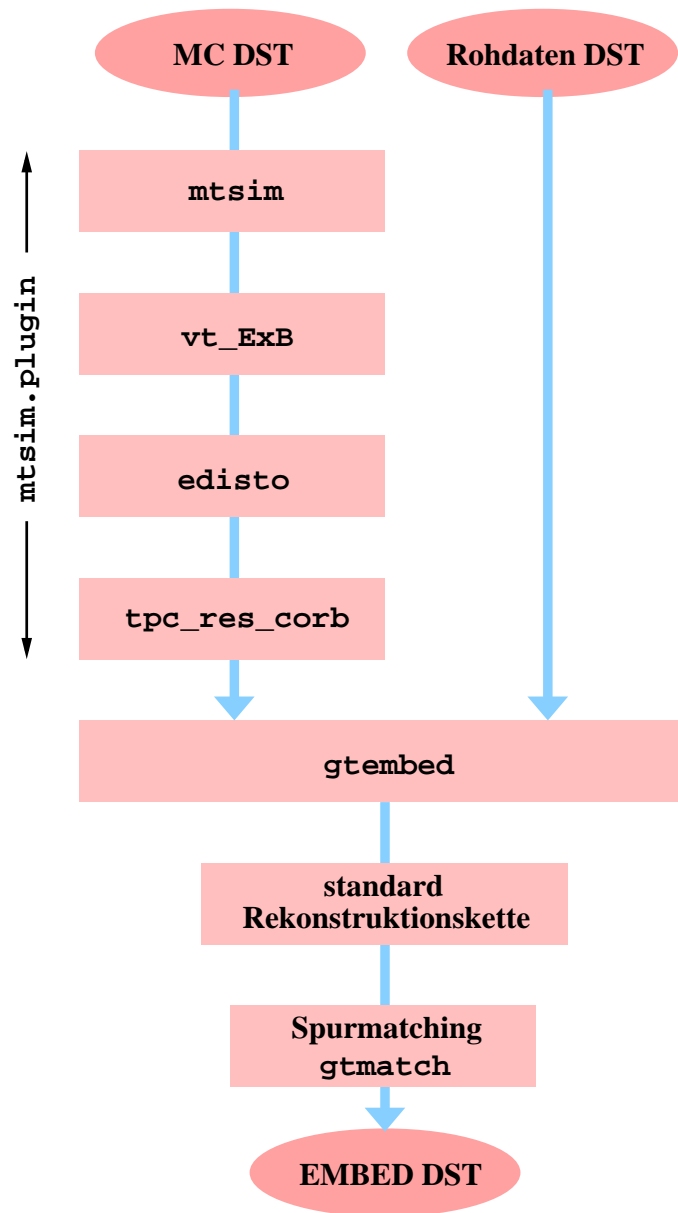


Abbildung 5.15 Schematische Darstellung der Rekonstruktionseffizienz Bestimmung.

MC Einbettung: gembed

Nach Erzeugung der Rohdaten werden die simulierten V0-Zerfallsspuren in einem einfachen Prozeß in die realen Daten eingebettet. Dabei werden die ADC-Signale für jedes Pad-Zeit-Intervall zusammen addiert. Die Signalschwelle von 5 ADC counts wird jeweils für die simulierten und experimentellen Daten vor der Embedding Prozedur berücksich-

tigt, ebenso wie mögliche Sättigungseffekte der Ausleseelektronik [130]. In Tabelle 5.3 sind die Rohdaten für das Embedding für die verschiedenen Strahlenergien aufgelistet.

Energie [GeV/u]	Run	Tape
40	3085	YA0500
80	3869	YA0671
158	1458	YA0226

Tabelle 5.3 Run- und Tape-Nummer für die Datenereignisse, die in der Embedding-Prozedur verwendet wurden.

Um bei dem späteren Matching eine eindeutige Zuordnung der V0 zu gewährleisten (dies ist besonders für im Phasenraum dicht beieinander liegende V0 der Fall), wird pro Ereignis lediglich ein V0 eingebettet. Die Anzahl der eingebetteten V0 ist in Tabelle 5.4 zusammengestellt.

Die resultierenden Hybrid-Ereignisse werden schließlich mit der Standard-Rekonstruktionskette rekonstruiert (vgl. Abschnitt 4.2).

Matching Methode

Um die Rekonstruktionseffizienz bestimmen zu können, müssen die eingebetteten V0 in den Hybrid-Ereignissen wiedergefunden werden (*matching* genannt), soweit sie rekonstruiert worden sind. Dazu bieten sich prinzipiell geometrische Kriterien wie die Vertex Position und der Öffnungswinkel der Zerfallsprodukte sowie kinematische Kriterien wie die Impulse des V0 und der Zerfallsprodukte an. Detaillierte Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit haben jedoch gezeigt, daß diese Kriterien kein eindeutiges Wiederfinden

Energie [GeV/u]	Teilchenspezies	Anzahl der eingebetteten V0
40	Λ	27.720
	$\bar{\Lambda}$	26.645
80	Λ	24.965
158	Λ	57.267
	$\bar{\Lambda}$	62.730
	K_s^0	58.701

Tabelle 5.4 Anzahl der Ereignisse für die Berechnung der Rekonstruktionseffizienz.

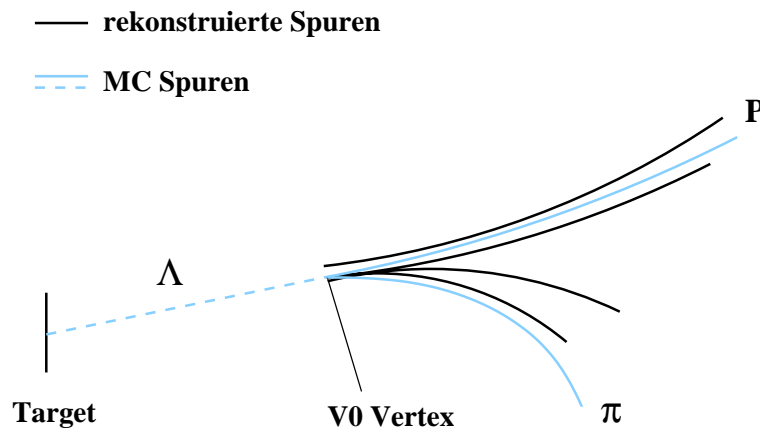


Abbildung 5.16 Spur-Matching: Die Zuordnung erfolgt auf der Ebene der gemessenen Punkte (nicht gezeigt). Die hellgrauen Linien zeigen die MC-Spuren und die schwarzen Linien die rekonstruierten Teilchentrajektorien.

der V0 gewährleisten. Mehrfachfindungen bis zu 20% wurden dabei festgestellt. Auf diese Weise können gefundene V0 einer falschen Phasenraumzelle (Δy , Δp_T) zugeordnet werden, womit die Effizienz und damit der Korrekturfaktor falsch bestimmt wird.

Ein besseres Verfahren ist dagegen das Spur-Matching. Ausgehend von den Raumpunkten der MC-Spuren werden in einer Umgebung von 5×5 mm (in der Pad-Zeit-Ebene) rekonstruierte Spurpunkte gesucht. Eine rekonstruierte Spur gilt als wiedergefunden, wenn mindestens 5 gemessene Punkte in einer der VTPCs oder mindestens 10 gemessene Punkte in einer der MTPCs den MC-Punkten zugeordnet werden können (vgl. Abbildung 5.16). Man erhält auf diese Weise aufgrund der hohen Spurdichte meist mehrere zugeordnete Spuren. Diese standard Matching Prozedur leistet das Programmmodul `gt_match` [131, 130].

Für die Effizienzberechnung werden schließlich alle gefundenen V0 herangezogen, deren Zerfallsspuren beide erfolgreich wiedergefunden wurden. Die Größe der Suchumgebung sowie die Mindestpunktzahl übereinstimmender Punkte wurden so optimiert, daß möglichst viele rekonstruierte Spuren erfaßt werden. Die Nebenbedingung, daß beide Zerfallsspuren von einem gemeinsamen gefundenen V0 stammen müssen, engt die Zuordnung wieder ein. Diese Matching Methode wurde mit unabhängigen Eye-Scans verifiziert und zeigt eine sehr gute Übereinstimmung (nahezu 100%). Mehrfachfindungen liegen nicht vor.

Ein Maß für die Qualität des Spur-Matchings ist das Verhältnis der zugeordneten Punkte (matched points) zu der Anzahl der MC-Punkte. Wie der Abbildung 5.17 zu entnehmen ist, wird eine nahezu 80% Übereinstimmung erreicht.

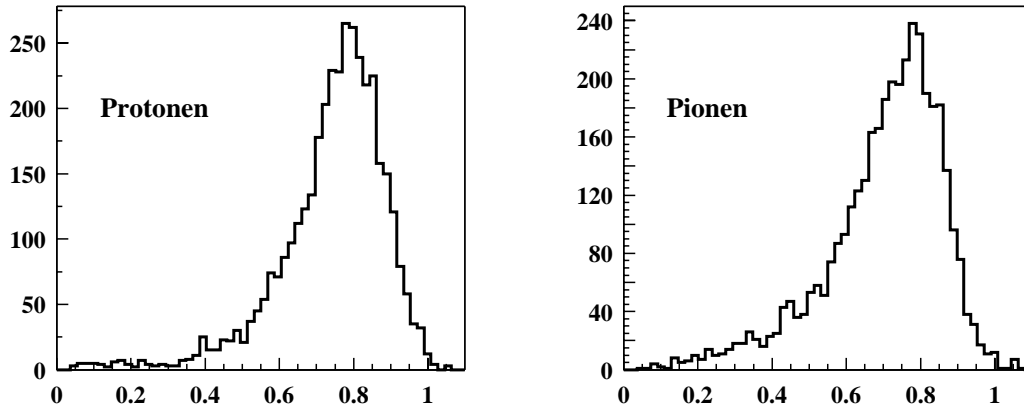


Abbildung 5.17 Qualität des Spur-Matchings: Verhältnis der zugeordneten Punkte zur Anzahl der MC-Punkte für Protonen (links) und Pionen (rechts).

Bestimmung der Korrekturfaktoren

Neben der reinen Rekonstruktionseffizienz fließen in den Korrekturfaktor auch die Verluste aufgrund der Qualitätskriterien ein, die im folgenden aufgelistet sind (vgl. Abschnitt 5.2):

- x,y-Target-Position
- Vertex-Position
- $\cos\Theta^*$ -Verteilung
- Lebensdauer τ/τ_0
- Anzahl der potentiellen Punkte
- Pionenimpuls
- y_{cut} (bei 158 A·GeV)

Die Rekonstruktionseffizienz E_{rec} ergibt sich aus dem Verhältnis wiedergefundener, rekonstruierter V0-Teilchen zu der Anzahl eingebetteter V0:

$$E_{rec} = \frac{\text{rekonstruierte, wiedergefundene V0}}{\text{eingebettete V0}} \cdot \text{Qualitätskriterien},$$

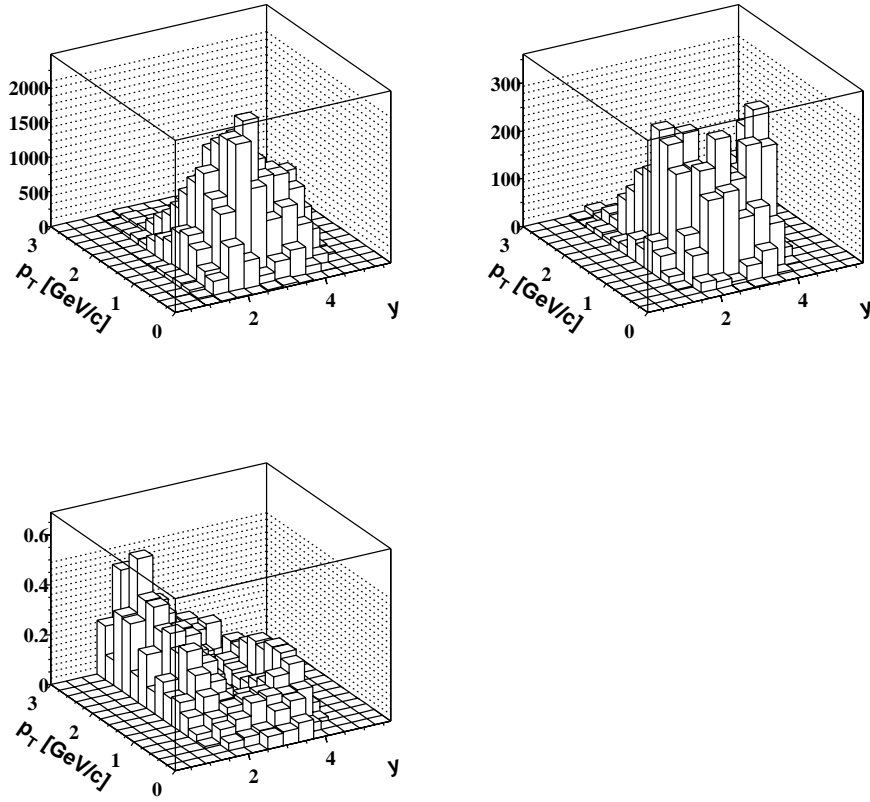


Abbildung 5.18 Dargestellt ist die Anzahl der eingebetteten V0-Teilchen (oben links), die Anzahl der rekonstruierten V0 (oben rechts) und die Rekonstruktionseffizienz (unten) inklusive Verluste aufgrund angewendeter Qualitätskriterien der Λ Hyperonen bei 158 A·GeV.

und der Korrekturfaktor C_{eff} pro Phasenraumzelle ($\Delta y, \Delta p_T$) ist:

$$C_{\text{eff}}(\Delta y, \Delta p_T) = (E_{\text{rec}}(\Delta y, \Delta p_T))^{-1} .$$

In Abbildung 5.18 ist die Anzahl der eingebetteten V0, die Anzahl der rekonstruierten V0 und Rekonstruktionseffizienz E_{rec} inklusive Verluste aufgrund angewendeter Qualitätskriterien der Λ Hyperonen bei 158 A·GeV dargestellt. Die entsprechenden Verteilungen für 40 und 80 A·GeV sowie der $\bar{\Lambda}$ sind in Abbildung B.8- B.11 (Anhang B) zusammengestellt.

Embedding Effizienz

Im Rahmen der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz ist es wichtig, quantitativ die unterschiedlichen Beiträge zu verstehen. Wir differenzieren zwischen der V0-Such-Effizienz und der Effizienz, V0-Teilchen in der Hochspurdichte zu rekonstruieren, die in den TPCs bei der höchsten SPS-Strahlenergie vorliegt (durchschnittlich 1.200 gemessene Spuren pro Ereignis). Die V0-Such-Effizienz wird in Abschnitt 4.3.2 ausführlich diskutiert. Der zweite Term wird auch Embedding Effizienz genannt. Mit der oben beschriebenen Prozedur erhält man folgende Beiträge zur Rekonstruktionseffizienz:

- Verluste aufgrund angewandeter Qualitätskriterien
- V0-Such-Effizienz
- Embedding Effizienz

Die zuletzt genannte Effizienz soll im weiteren quantifiziert werden. Dazu werden die geometrisch akzeptierten V0 in leere Ereignisse eingebettet, d.h. Ereignisse ohne jegliche Spuren, und mit der standard Rekonstruktionskette analysiert. Auch hierbei werden alle inversen Korrekturen auf die Rohdaten angewendet, bevor die Einbettung erfolgt. Die Bestimmung der Embedding Effizienz ist schematisch in Abbildung 5.19 skizziert.

Da die ADC-Werte der MC-Raumpunkte jedes Mal neu gewürfelt werden, werden nach der Generierung der Cluster die Spurinformatoren separat gespeichert. Diese Daten im bos-banks Format dienen als Input für die Einbettung in leere und vollständige, experimentelle Rohdaten. Nur solche V0 gelten als wiedergefunden, die rekonstruiert und deren Zerfallsspuren erfolgreich den eingebetteten MC-Spuren zugeordnet werden konnten. Alle Qualitätskriterien (QK) werden genauso angewendet wie für die Berechnung der Rekonstruktionseffizienz. Die resultierende Effizienz wird *single Λ Effizienz* genannt. Diese setzt sich aus der V0-Such-Effizienz und der Verluste durch die Qualitätskriterien zusammen. Der Unterschied zwischen der single Λ Effizienz und der Rekonstruktionseffizienz ist auf den Effekt der Hochspurdichte zurückzuführen:

$$\text{Embedding Effizienz} = \frac{\text{Embedding Effizienz} \cdot \text{V0-Such Effizienz} \cdot \text{QK}}{\text{V0-Such Effizienz} \cdot \text{QK}}.$$

Die geometrischen Qualitätskriterien (vgl. Abschnitt 5.2), vor allem der *ycut*, wurden für die Λ Hyperonen bei 158 A·GeV entwickelt und optimiert, um die Embedding Effizienz auf 70-80% zu erhöhen. Mit Hilfe des Kriteriums *ycut* werden solche V0 verworfen, deren

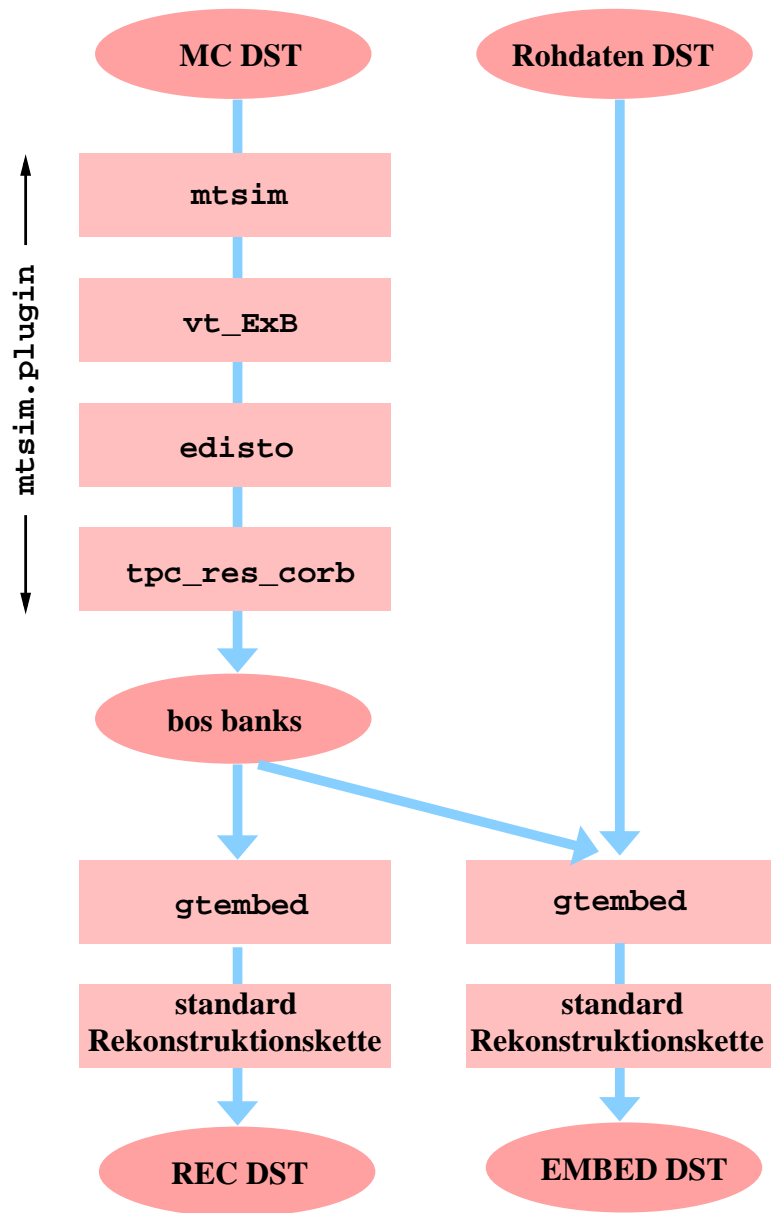


Abbildung 5.19 Schematische Darstellung der Embedding-Effizienz Bestimmung.

Zerfallsspuren durch die Hochdichte-Region der VTPCs verlaufen. Damit werden auch Spuren ausgeschlossen, die falsche bzw. versetzte Punkte besitzen. Die Λ Embedding Effizienz wird in Abbildung 5.20 gezeigt. Der y_{cut} wird für die 40 und 80 A·GeV Daten nicht verwendet, da aufgrund der niedrigeren Spurdichte eine akzeptable Embedding Effizienz von 80% bereits ohne dieses Kriterium erreicht wird.

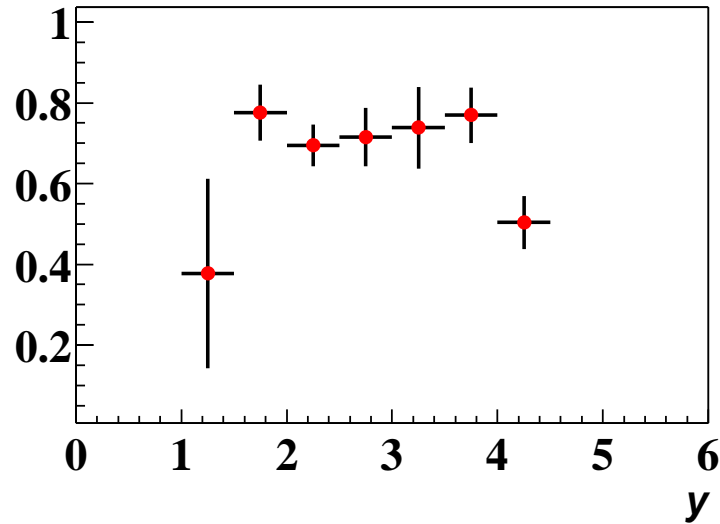


Abbildung 5.20 Hochspurdichte-Effizienz (Embedding Effizienz) der Λ Hyperonen in Blei-Blei-Kollisionen bei 158 GeV/u Strahlenergie als Funktion der Rapidität.

5.4.3 Feed-down Korrektur

Neben den primär am Hauptvertex erzeugten Hyperonen (Λ , $\bar{\Lambda}$ und K_s^0) sind V0-Zerfallsprodukte aus Zerfällen mehrfach seltsamer Baryonen (vgl. Tabelle 2.1) nicht auszuschließen. Diese Kontamination wird *feed-down* genannt.

Für die K_s^0 sind die Kontaminationseffekte vernachlässigbar, da nur ein geringer Teil der charm tragenden Mesonen diese Zerfallsteilchen aufweist (vgl. Referenz [68]).

Bei den Λ tragen die Ξ^- , Ξ^0 und Σ^0 Zerfälle im wesentlichen zum Feed-down bei. Das Entsprechende gilt für die Antiteilchen. Die Zerfallskanäle sind in Tabelle 2.1 zu finden. Das Σ^0 ($m = 1192,64 \text{ MeV}/c^2$), das den gleichen Quarkinhalt besitzt wie das Λ , jedoch den Isospin $I=1$ hat, zerfällt elektro-magnetisch in ein Λ und ein Photon. Aufgrund der kurzen Zerfallslänge ($c\tau = 2,22 \cdot 10^{-9} \text{ cm}$) ist es von primär erzeugten Λ nicht zu unterscheiden. Die Λ Multiplizität setzt sich somit aus der Summe $\Lambda + \Sigma^0$ zusammen.

Der Beitrag der Ξ^- und Ξ^0 -Zerfälle wurde mit Hilfe einer Simulation bestimmt. Die mehrfach seltsamen Hyperonen werden nach der GEANT Generierung und der Einbettung in leere Ereignisse mit der standard Rekonstruktionkette rekonstruiert. Auf die Zerfallsprodukte werden die gleichen Qualitätskriterien angewendet wie für die Λ Analyse (vgl. Kapitel 5.2). 0,0037 der Ξ^- und 0,0027 der Ξ^0 Zerfallslambdas pro Ereignis

erfüllen die angewendeten Qualitätskriterien. Dieser kleine Prozentsatz ist vor allem auf die strengen x, y_{Target} Kriterien zurückzuführen, bei denen die meisten Zerfallslambdas verworfen werden, da diese nicht auf den Hauptvertex zeigen. Die 0,0064 rekonstruierten Zerfallslambdas der Ξ^- und Ξ^0 sind mit den 0,14 Roh-Lambdas pro Ereignis zu vergleichen (vgl. Tabelle 5.2). Somit stammen maximal 4,6% der analysierten Λ Hyperonen aus Sekundärzerfällen. Frühere Untersuchungen ergaben eine Kontamination von 4% [122].

5.4.4 Daten-Reproduktion

In diesem Abschnitt soll die Übereinstimmung der experimentellen Verteilungen mit denen aus der Simulation untersucht werden. Diese Untersuchung ist notwendig, um mögliche Abweichungen festzustellen und den systematischen Fehler der Korrekturfaktoren abzuschätzen. Der Vergleich der experimentellen Daten mit den eingebetteten MC-Daten erfolgt auf der Ebene der Phasenraum-Verteilungen, der Lebensdauer der Hyperonen und der Position sowie der Breite der invarianten Massenspektren.

Eine detaillierte Untersuchung der experimentellen und simulierten Verteilungen der Teilchenspuren sind in Referenz [130] zu finden. Das Verhältnis der mit Hilfe der Qualitätskriterien extrahierten Λ Hyperonen (Daten) und der nach dem Embedding wiedergefundenen Λ (Simulation) als Funktion des Phasenraums ($\Delta y, \Delta p_T$) zeigt innerhalb von 9% einen flachen Verlauf. Die Inputverteilungen wurden somit richtig gewählt.

Die extrahierten Werte aus den Lebensdauerverteilungen der Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen stimmen innerhalb von 4% mit der nominalen Lebensdauer von $c\tau_\Lambda = 7,89$ cm überein (vgl. Abschnitt 6.3).

Invariante Masse

Wie in Abschnitt 5.3 ausgeführt, folgt die invariante Massenverteilung der Hyperonen einer Breit-Wigner-Verteilung mit einer extrem schmalen Linienbreite (Größenordnung eV). Somit wird die Breite des Massensignals durch die Impulsauflösung des Detektors bestimmt, die sich mit einer Gauß-Verteilung beschreiben läßt. Der kombinatorische Untergrund läßt sich mit einem Polynom 3. oder 5. Ordnung (in Abhängigkeit von der Form der Verteilung) annähern. Im Bereich großer Transversalimpulse ist der Untergrund nahezu Null ($S/B \gg 1$) wohingegen dieser für kleine Transversalimpulse anwächst ($S/B \approx 1$). Die Resultate der Anpassungen für die Λ Hyperonen bei 158 A-GeV sind in Abbildung 5.21 für die experimentellen Daten und die Simulation als Funktion der Rapidität dargestellt. Man erkennt, daß die extrahierten Werte für die Simulation und die

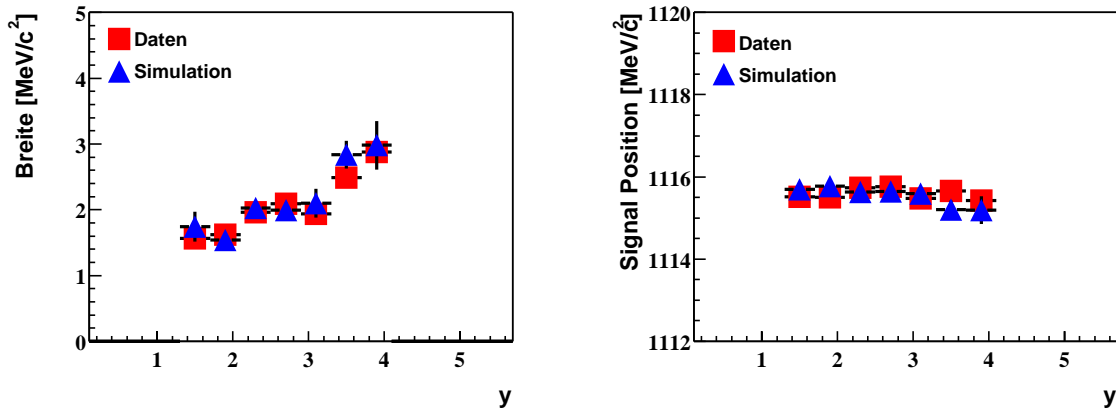


Abbildung 5.21 Breite (links) und Position (rechts) des Λ Signals für die Daten und die Simulation als Funktion der Lambda-Rapidity bei einer Strahlenergie von 158 A-GeV.

Daten im Rahmen der Fehler übereinstimmen. Die Signalbreite steigt mit der Rapidity an, da bei höherer Rapidity die Unsicherheit in der Bestimmung der z_{Vertex} -Position aufgrund der längeren Extrapolationslänge zunimmt. Eine Massenverbreiterung durch Re-scattering (vgl. Kapitel 1) ist aufgrund der langen Lebensdauer auszuschließen.

Kapitel 6

Ergebnisse

Die nach den Korrekturen gewonnenen Transversalimpuls-Spektren und die daraus extrahierten Temperatur- oder inversen Steigungsparameter T werden im ersten Abschnitt für die Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei 40, 80 und 158 A·GeV gezeigt. Durch Integration der Transversalimpuls-Spektren in jedem Rapiditätsintervall erhält man die Rapiditätsdichten und somit die Rapiditätsverteilung (Abschnitt 6.2). Die große Akzeptanz des NA49-Detektors erlaubt ebenfalls die Bestimmung der totalen Multiplizitäten. Schließlich wird die Stabilität und Konsistenz der Ergebnisse anhand der Variation der kinematischen Schnitte, der K_s^0 Spektren und der Seltsamkeitserhaltung betrachtet, bevor im letzten Abschnitt die systematischen Fehler diskutiert werden.

6.1 Transversalimpuls-Spektren

Die Transversalimpulsverteilung der in der Reaktion produzierten Teilchen ist ein Abbild der Umsetzung der ursprünglich rein longitudinal gerichteten Energie der kollidierenden Nukleonen in transversale Freiheitsgrade. Hagedorn [29] zeigte, daß die Temperatur T am thermischen freeze-out (vgl. Abschnitt 1.3.4) aus den Transversalimpuls-Spektren bestimmt werden kann und beschreibt die Impulsverteilung unter Annahme einer isotrop Teilchen emittierenden, vollständig thermalisierten Quelle mit Hilfe der Maxwell - Boltzmann Statistik:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \propto \exp\left(-\frac{E}{T}\right). \quad (6.1)$$

T ist der inverse Steigungs- oder Temperaturparameter. Wegen der Isotropie der Quelle kann durch Integration über den gesamten Raumwinkel der invariante Wirkungsquerschnitt als Funktion des Transversalimpulses und der Rapidität formuliert werden:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \cdot C' \cdot \frac{d^2n}{p_T dp_T dy} . \quad (6.2)$$

Üblicherweise wird der invariante Wirkungsquerschnitt auch als Funktion der transversalen Masse $m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2}$ angegeben (vgl. Anhang A):

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \cdot C' \cdot \frac{d^2n}{m_T dm_T dy} . \quad (6.3)$$

Aus Gleichung 6.1 und 6.2 ergibt sich durch Integration über die Rapidität:

$$\frac{dn}{p_T dp_T} = C \cdot m_T \cdot K_1 \left(\frac{m_T}{T} \right) , \quad (6.4)$$

mit der modifizierten Besselfunktion 1. Ordnung K_1 und einem konstanten Faktor C . Unter der für die Lambdas berechtigten Annahme, daß die Masse der betrachteten Teilchen größer als der Temperaturparameter ist ($m_T \gg T$), erhält man:

$$\frac{dn}{p_T dp_T} = C \cdot \exp \left(-\frac{m_T}{T} \right) . \quad (6.5)$$

Die nach den Korrekturen extrahierten Transversalimpuls- bzw. m_T -Spektren der Lambda Hyperonen für ein bestimmtes Rapiditätsintervall lassen sich somit mit einer Funktion der Form:

$$\frac{d^2n}{dp_T dy} = C \cdot p_T \cdot \exp \left(-\frac{m_T}{T} \right) \quad (6.6)$$

bzw.

$$\frac{d^2n}{dm_T dy} = C \cdot m_T \cdot \exp \left(-\frac{m_T}{T} \right) \quad (6.7)$$

beschreiben. Dies gilt strenggenommen nur für den ganzen Phasenraum.

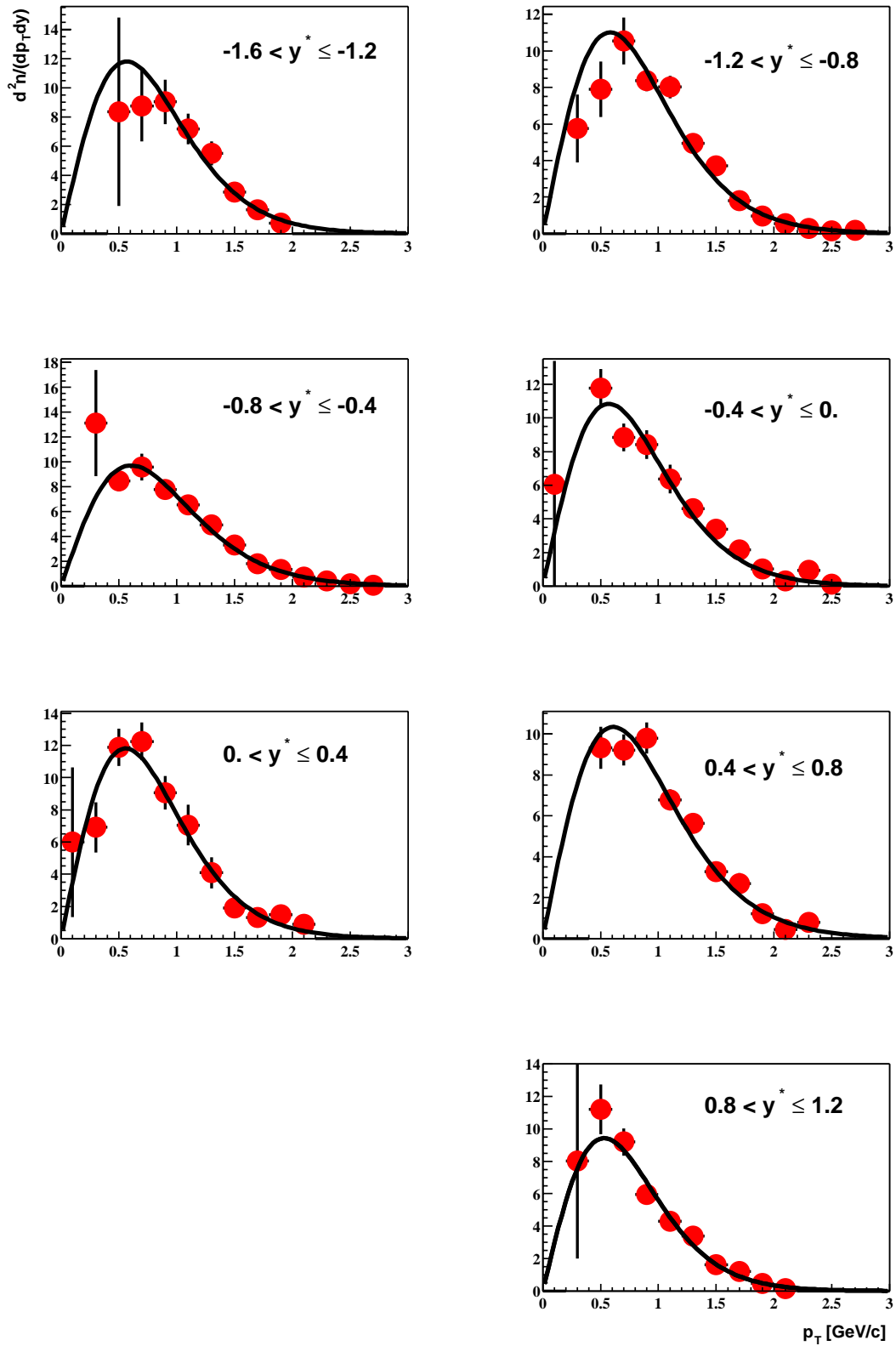


Abbildung 6.1 Transversalimpuls-Spektren der Λ Hyperonen für die verschiedenen Rapidityintervalle bei 158 A-GeV Strahlenergie.

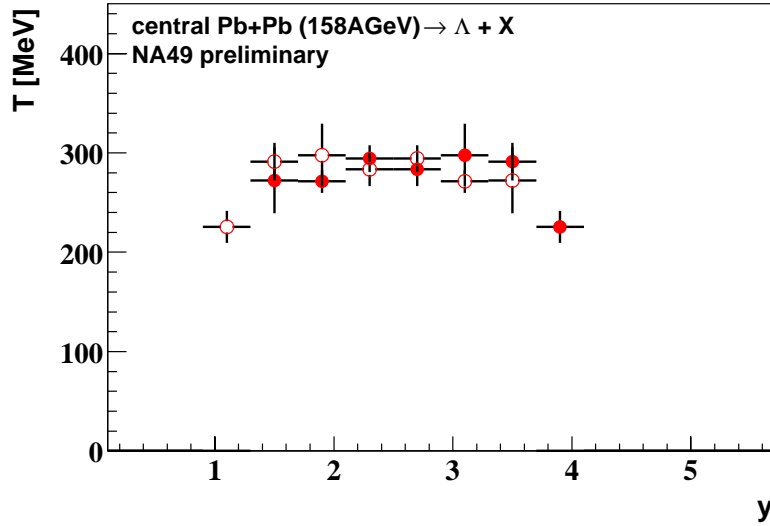


Abbildung 6.2 Rapidityabhängigkeit des inversen Steigungsparameters T für Λ Hyperonen bei 158 A-GeV.

Die Transversalimpuls-Spektren der Λ Hyperonen, erzeugt in zentralen Blei-Blei-Kollisionen bei 158 A-GeV Strahlenergie, sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Die entsprechenden p_T -Verteilungen für 40 und 80 A-GeV und der $\bar{\Lambda}$ sind in den Abbildungen C.1 - C.5 zusammengestellt.

An die p_T -Spektren läßt sich eine der Boltzmann Verteilung ähnliche Funktion (vgl. Gleichung 6.6) anpassen und der inverse Steigungsparameter T bestimmen. Die Abhängigkeit dieses Parameters von der Rapidity für die Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen wird in Abbildung 6.2 und den Abbildungen C.6 - C.11 gezeigt. Man beobachtet ausgehend von einem Plateau bei zentraler Rapidity einen Abfall im Bereich der vorderen und hinteren Hemisphäre.

6.1.1 m_T -Spektren

Eine den Transversalimpuls-Spektren äquivalente Darstellung des invarianten Wirkungsquerschnittes sind die transversalen Massenspektren (vgl. Gleichung 6.7). Durch Auftragung des invarianten Wirkungsquerschnittes als Funktion der Differenz ($m_T - m_0$) lassen sich die transversalen Massenspektren unterschiedlicher Teilchen direkt miteinander vergleichen. In elementaren Proton-Proton-Reaktionen wurde experimentell festgestellt, daß

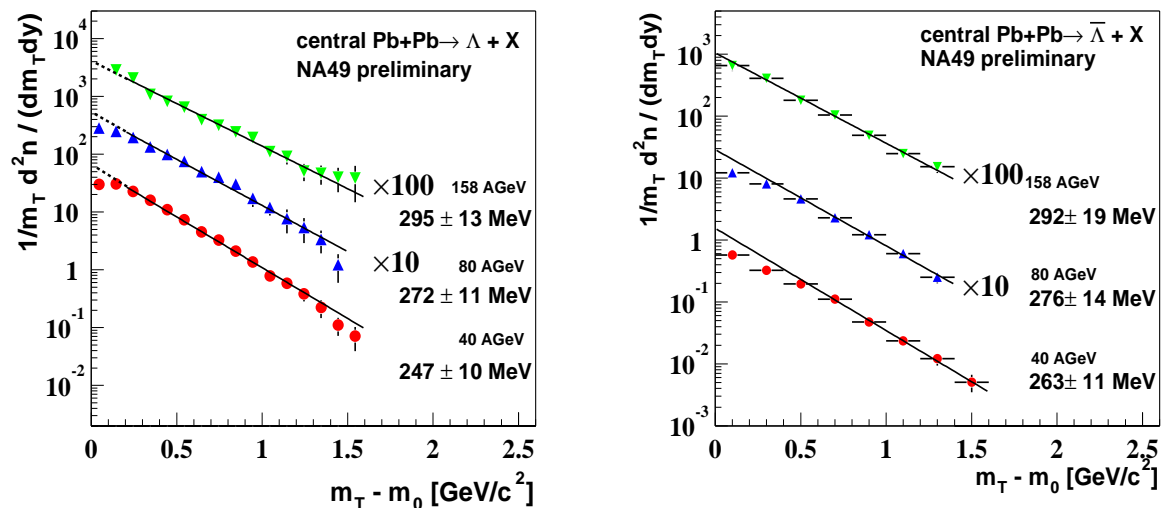


Abbildung 6.3 Transversale Massenspektren der Λ (links) und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen (rechts) bei mittlerer Rapiditaet ($|y^*| \leq 0,4$).

bei fester Schwerpunktenergie alle Teilchen mit der transversalen Masse skalieren (m_T -Scaling genannt [6]), da sie die gleiche Freeze-out Temperatur besitzen.

In Abbildung 6.3 sind die transversalen Massenverteilungen der Lambda Hyperonen fuer den Bereich mittlerer Rapiditaet ($|y^*| \leq 0,4$) illustriert. Eine Anpassung der m_T -Spektren der Λ im Bereich $0,2 \leq (m_T - m_0) \leq 1,6$ GeV/ c^2 mit der Fitfunktion gemaeß Gleichung 6.7 ergibt Temperaturparameter von (247 ± 10) MeV bei 40 A-GeV, (272 ± 11) MeV bei 80 A-GeV und (295 ± 13) MeV bei 158 A-GeV. Fuer die $\bar{\Lambda}$ erhaelt man (292 ± 19) MeV bei 158 A-GeV im Anpassungsbereich $0 \leq (m_T - m_0) \leq 1,6$ GeV/ c^2 , (263 ± 11) MeV bei 40 A-GeV und (276 ± 14) MeV bei 80 A-GeV jeweils im m_T -Bereich 0,4 bis 1,4 GeV/c. Man beobachtet, daß der Temperaturparameter der Lambdas mit der Schwerpunktenergie anwaechst. Λ und $\bar{\Lambda}$ haben innerhalb der Fehler die gleichen Steigungsparameter.

6.1.2 Extrapolation der Transversalimpuls-Spektren

Aufgrund der eingeschaenkten Akzeptanz des Detektors decken die gemessenen transversalen Impulsspektren nur einen Teil des gesamten p_T -Bereichs ab. Aus Abbildung 6.1 laßt sich beispielsweise entnehmen, daß der Transversalimpuls der Λ bei 158 A-GeV von etwa 0,5 bis 2,2 GeV/c ueber den ganzen Rapiditaetsbereich gemessen werden kann. Zur

Bestimmung der Rapiditätsdichte in jedem Rapiditätsintervall könnte die an die Daten angepaßte Funktion einfach integriert werden:

$$\frac{dn}{dy}_{[y_1, y_2]} = \int_0^{+\infty} \frac{d^2n}{dp_T dy} dp_T = \int_0^{+\infty} C \cdot p_T \cdot \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right) dp_T, \quad (6.8)$$

mit C und T als freie Fitparameter. Das Integral und damit die Rapiditätsdichte sind jedoch auf diese Weise stark von der Qualität der Anpassung abhängig. Es bietet sich deshalb an, die Datenpunkte des p_T -Spektrums aufzusummieren und die Fitfunktion für die Extrapolation außerhalb des Meßbereiches zu verwenden. Man erhält somit einen Extrapolationsfaktor, der das Verhältnis zwischen gesamten und gemessenen p_T -Bereich ($p_{T,\min} - p_{T,\max}$) angibt:

$$\frac{dn}{dy}_{[y_1, y_2]} = \sum_{p_{T,\min}}^{p_{T,\max}} \frac{d^2n}{dp_T dy} \Delta p_T \cdot \frac{\int_0^{+\infty} \frac{d^2n}{dp_T dy} dp_T}{\int_{p_{T,\min}}^{p_{T,\max}} \frac{d^2n}{dp_T dy} dp_T}. \quad (6.9)$$

In Tabelle 6.1 sind die Ergebnisse beider Extrapolationsmethoden exemplarisch für die Λ Hyperonen bei 158 A·GeV angegeben.

Rapiditätsintervall	$\frac{dn}{dy}$ nach Gl. 6.8	$\frac{dn}{dy}$ nach Gl. 6.9	Extrapolationsfaktor
$-1,6 \leq y < -1,2$	$10,79 \pm 1,69$	$9,8 \pm 3$	1,28
$-1,2 \leq y < -0,8$	$11,10 \pm 0,82$	$10,88 \pm 2,1$	1,24
$-0,8 \leq y < -0,4$	$11,24 \pm 0,75$	$11,14 \pm 1,2$	1,22
$-0,4 \leq y < 0$	$11,48 \pm 0,91$	$11,87 \pm 1,1$	1,25
$0 \leq y < 0,4$	$12,28 \pm 1,20$	$12,76 \pm 1,4$	1,27
$0,4 \leq y < 0,8$	$11,16 \pm 0,77$	$11,29 \pm 1,3$	1,22
$0,8 \leq y < 1,2$	$9,49 \pm 0,97$	$10,40 \pm 1,4$	1,3

Tabelle 6.1 Rapiditätsdichten der Λ Hyperonen bei 158 A·GeV, berechnet nach Gleichung 6.8 und 6.9. Die letzte Spalte gibt den Extrapolationsfaktor für die zweite Methode an.

Der Unterschied zwischen den beiden Methoden, der einen Beitrag zum systematischen

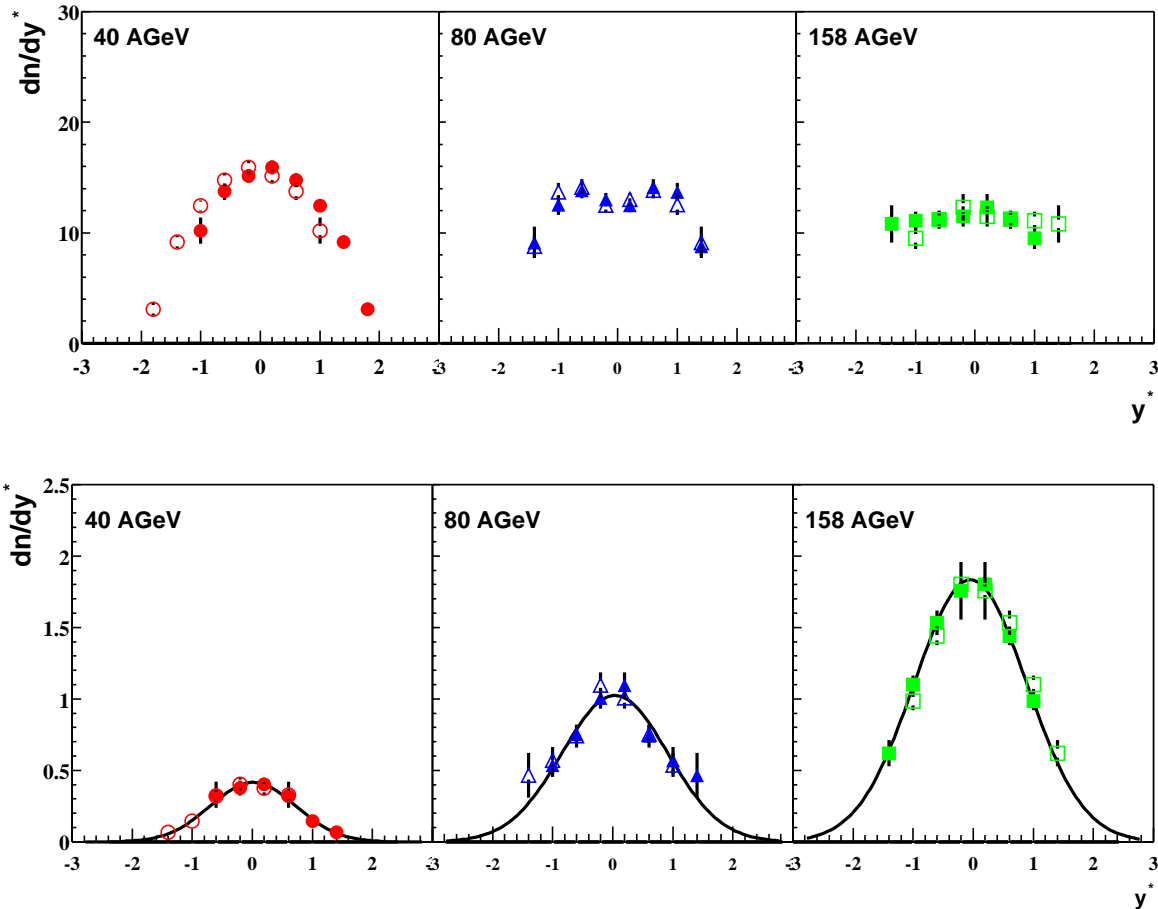


Abbildung 6.4 Rapidityverteilung der Λ (obere Reihe) und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen (untere Reihe) für die Strahlenergien 40, 80 und 158 A·GeV.

Fehler der Rapiditydichte liefert (vgl. Abschnitt 6.4), liegt im Bereich von 2 - 9%. Für die Λ Hyperonen bei 40 und 80 A·GeV sowie für die $\bar{\Lambda}$ ergibt sich eine systematische Unsicherheit von maximal 10%. Die Rapiditydichten der Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen sind im Anhang D (Tabelle D.1 und D.2) quantitativ zusammengestellt.

6.2 Rapidity-Verteilung

Die Rapidityverteilungen der Λ und $\bar{\Lambda}$ für die drei untersuchten Strahlenergien 40, 80 und 158 A·GeV sind in Abbildung 6.4 dargestellt. Die Lambdas und Antilambdas werden über einen weiten Rapiditybereich gemessen. Aufgrund des symmetrischen Stoßsystems Blei auf Blei können die Datenpunkte um die mittlere Rapidity ($y^*=0$) gespiegelt werden

(offene Symbole in Abbildung 6.4). Man erkennt eine gute Übereinstimmung der gespiegelten und gemessenen Datenpunkte. Die Verteilungen der $\bar{\Lambda}$ zeigen ein ausgeprägtes Maximum bei mittlerer Rapidität. Die Λ Rapiditätsverteilung bei 40 A·GeV ist ebenfalls um mid-rapidity konzentriert. Mit steigender Schwerpunktennergie werden die Λ Spektren flacher. Außerdem läßt sich beobachten, daß die Λ Verteilungen breiter sind als die der $\bar{\Lambda}$. Die $\bar{\Lambda}$ Rapiditätsverteilungen lassen sich mit einer Gauß-Funktion der Form

$$\frac{dn}{dy} = A \cdot \exp\left(-\frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (6.10)$$

beschreiben, wobei A die Höhe, y_0 der Schwerpunkt und σ_y die Breite der Verteilung ist. In Tabelle 6.2 sind die Breiten der $\bar{\Lambda}$ Verteilungen zusammengestellt.

	40 A·GeV	80 A·GeV	158 A·GeV
$\sigma_y(\bar{\Lambda})$	$0,71 \pm 0,05$	$0,88 \pm 0,13$	$0,95 \pm 0,05$

Tabelle 6.2 Breite der $\bar{\Lambda}$ Rapiditätsverteilungen.

6.2.1 Totale Multiplizität

Der große Akzeptanzbereich des NA49 Detektors erlaubt die Untersuchung der Lambda-Multiplizitäten im vollem Phasenraum, wie der Abbildung 6.4 zu entnehmen ist. Die totale Multiplizität erhält man durch Integration der Rapiditätsverteilung mit kleinen Extrapolationen in den nicht-gemessenen Bereich. Wie weiter oben diskutiert, lassen sich die $\bar{\Lambda}$ Rapiditätsverteilungen mit einer Gauß-Funktion beschreiben (vgl. Gleichung 6.10). Die Λ Hyperonen bei 40 A·GeV folgen ebenfalls dieser Funktion. Man erhält eine Breite (σ_y) von $1,16 \pm 0,06$. Zwei Gauß-Funktionen mit einer gemeinsamen Breite von σ_y und der Amplitude A dienen zur Beschreibung des Λ Rapiditätsspektrums bei 80 A·GeV:

$$\frac{dn}{dy} = A \cdot \left(\exp\left(-\frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right) + \exp\left(-\frac{(y + y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right) \right). \quad (6.11)$$

Für die Rapiditätsverteilung der Λ bei 158 A·GeV läßt sich aus den gemessenen Daten keine Aussage über den Abfall an den Rändern des Plateaus machen. Zur Extrapolation wurden deshalb realistische Abschätzungen der Form des Spektrums im Bereich kleiner und großer Rapiditäten gemacht. In Abbildung 6.5 wird die Anpassung der Λ Rapiditäts-

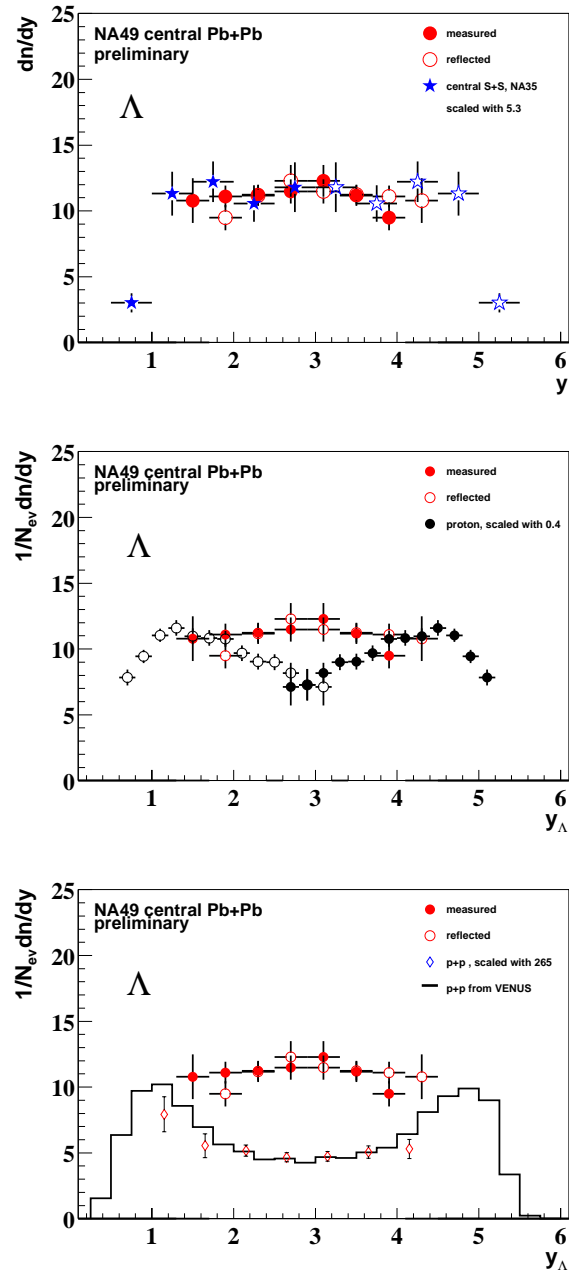


Abbildung 6.5 Abschätzung der totalen Multiplizität der Λ Hyperonen bei 158 A·GeV mit Hilfe der Λ Rapiditätsverteilung aus Schwefel-Schwefel Kollisionen (oben), der Netto-Proton Rapiditätsverteilung (mittlere) und der Λ Rapiditätsverteilung in Proton-Proton Reaktionen (unten). Die Verteilungen sind entsprechend skaliert, um das Rapiditätsplateau zu beschreiben.

	40 A·GeV	80 A·GeV	158 A·GeV
$dn/dy(\Lambda)$	$15,3 \pm 0,9$	$13,5 \pm 1,2$	$12,1 \pm 1$
$dn/dy(\bar{\Lambda})$	$0,42 \pm 0,03$	$1,06 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,1$
$\langle \Lambda \rangle$ \int	$45,6 \pm 3,4$	$47,4 \pm 3,7$	
$\sum + \int$	$44,8 \pm 5$	$46,6 \pm 7$	49 ± 5
$\langle \bar{\Lambda} \rangle$ \int	$0,74 \pm 0,06$	$2,26 \pm 0,35$	$4,3 \pm 0,3$
$\sum + \int$	$0,75 \pm 0,1$	$2,33 \pm 0,6$	$4,35 \pm 0,5$

Tabelle 6.3 Die Rapiditätsdichte dn/dy (für $|y^*| < 0,4$) und die totale Multiplizität der Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen für die untersuchten Strahlenergien.

verteilung in zentralen Schwefel-Schwefel Kollisionen bei 200 A·GeV [132] ($\langle \Lambda \rangle = 50 \pm 4$), der Netto-Protonen-Verteilung bei 158 A·GeV [22] ($\langle \Lambda \rangle = 49 \pm 3$) und des Λ -Spektrums in Proton-Proton Reaktionen ebenfalls bei 158 A·GeV [124] ($\langle \Lambda \rangle = 53 \pm 6$) gezeigt. Die Verteilungen wurden entsprechend skaliert, um das Rapiditätsplateau zu beschreiben. Der Fehler-gewichtete Mittelwert ist 49 ± 5 .

Die totale Lambda-Multiplizität sowie die Rapiditätsdichte bei zentraler Rapidität ($y^*=0$) sind in Tabelle 6.3 zusammengestellt. Die totale Multiplizität wurde dabei, analog zur Bestimmung der Rapiditätsdichten aus den p_T -Spektren (vgl. Kapitel 6.1.2), zum einen aus der Integration der gefitteten Funktion berechnet (\int) und zum anderen aus der Summation der gemessenen Datenpunkte und dem Extrapolationsfaktor der Fitfunktion bestimmt ($\sum + \int$). Die Abweichung der beiden Methoden ist maximal 6%.

Abschließend wird in Tabelle 6.4 das $\bar{\Lambda}/\Lambda$ Verhältnis bei mid-rapidity und für den gesamten Phasenraum (4π) zusammengefaßt.

Energie [A·GeV]	$\bar{\Lambda}/\Lambda$	
	mid-rapidity	4π
40	$0,027 \pm 0,0025$	$0,016 \pm 0,0018$
80	$0,079 \pm 0,010$	$0,048 \pm 0,005$
158	$0,149 \pm 0,016$	$0,088 \pm 0,010$

Tabelle 6.4 $\bar{\Lambda}/\Lambda$ Verhältnis für die verschiedenen Strahlenergien.

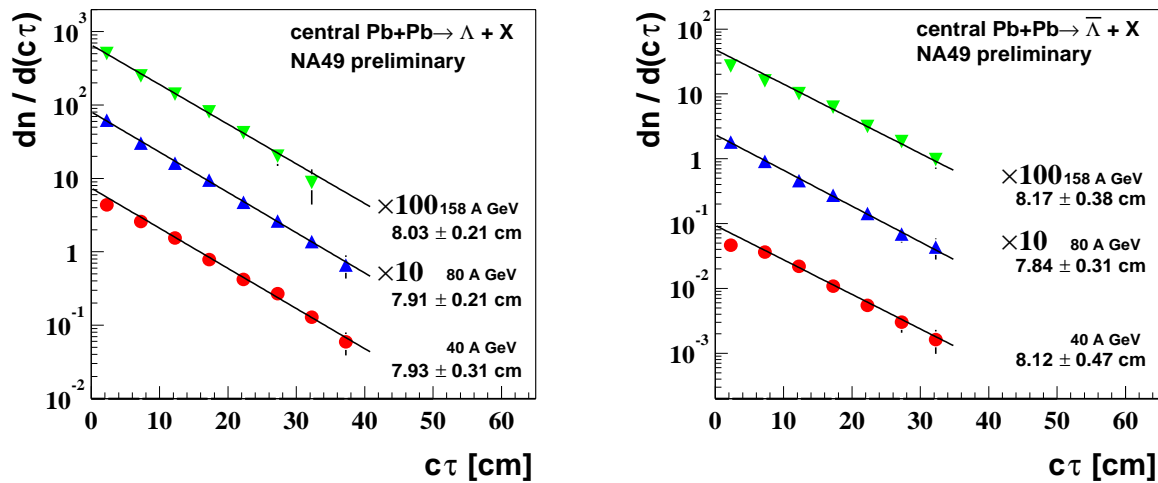


Abbildung 6.6 Gemessene Lebensdauer der Λ (links) und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen (rechts) für die verschiedenen Energien. Die durchgezogenen Linien sind exponentielle Anpassungen an die Daten.

6.3 Konsistenz und Stabilität der Ergebnisse

Die Konsistenz und Stabilität der Ergebnisse werden anhand der Lebensdauer der Teilchen, der Seltsamkeitserhaltung und durch Variation der Qualitätskriterien überprüft. Desweiteren wurde die in dieser Arbeit entwickelte Analyse-Prozedur auch auf die K_s^0 Mesonen bei 158 A·GeV angewendet und die Ergebnisse mit denen der geladenen Kaonen verglichen.

Lebensdauer-Spektren

Neben dem charakteristischen Bild der Lambda-Hyperonen im Armenterosdiagramm (vgl. Abbildung 4.13) stellt die Lebensdauer eine geeignete Größe dar, die Lambdas eindeutig zu identifizieren. Da die Zerfallslänge für jede Teilchensorte charakteristisch ist, läßt sich mit ihrer Hilfe eine Überprüfung der Analyse vornehmen. Der Zerfall instabiler Teilchen erfolgt spontan gemäß einer exponentiellen Verteilung (vgl. Abschnitt 5.2.4). Mangelnde Statistik erlaubt keine differentielle Korrektur in y , p_T und τ . Somit wurde die Lebensdauer-Verteilung ($c\tau$) nach Mittelung über die Rapidität und den Transversalimpuls in Intervallen der Breite 5 cm separat korrigiert. Abbildung 6.6 zeigt die korrigierten Lebensdauerspektren der Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen. Für alle drei Energien lassen sich die Daten gut mit einer exponentiellen Funktion gemäß Gleichung 5.1 beschreiben. Die extrahierten Werte für die Lebensdauer stimmen innerhalb von 4% mit der mittleren Lebensdauer von $c\tau_\Lambda = 7,89$ cm [68] überein.

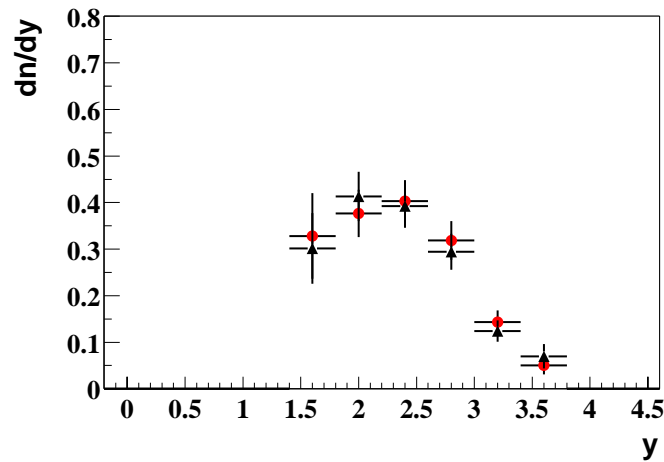


Abbildung 6.7 Rapidityverteilung der $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei 40 A·GeV, korrigiert mit den embeddeten $\bar{\Lambda}$ (Kreise) und den embeddeten Λ (Dreiecke).

6.3.1 Korrekturfaktoren

Für die $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei 80 A·GeV wurden die Korrekturfaktoren der Rekonstruktions-effizienz (vgl. Abschnitt 5.4.2) nicht einzeln bestimmt. Unter der Voraussetzung der Links-Rechts-Symmetrie des Detektors (x-Richtung) sollten die Korrekturfaktoren für die Λ und $\bar{\Lambda}$ bei einer bestimmten Energie gleich sein. Zur Überprüfung wurden die $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei 40 A·GeV mit den Effizienzen der embeddeten Λ und $\bar{\Lambda}$ korrigiert. In Abbildung 6.7 wird die Rapidityverteilung für die verschiedenen Korrekturen gezeigt. Im Bereich von 5% erhält man gute Übereinstimmung. Statt einer Breite von $\sigma_y = 0,71 \pm 0,05$ erhält man $0,67 \pm 0,05$. Die totale Multiplizität ist $0,71 \pm 0,05$ im Gegensatz zu $0,74 \pm 0,06$.

6.3.2 Up-Down Symmetrie

Die Stabilität der Analyse läßt sich auch durch die Messung der Zerfallsteilchen in unterschiedlichen Bereichen des Detektors überprüfen. Dazu wurden nur die V0 untersucht, deren Zerfallsspuren ausschließlich in den oberen bzw. unteren TPC-Hälften gemessen wurden ($y > 0$ bzw. $y < 0$). Der Detektor sollte in beiden Bereichen die gleichen Ergebnisse aufweisen (*up-down*-Symmetrie). Die Korrekturen erfolgen wie bei der „vollen“ Analyse. In Abbildung 6.8 bis 6.10 sind die Ergebnisse für die Λ Hyperonen bei 40, 80 und 158 A·GeV dargestellt. In den oberen Bildern ist jeweils die Rapidityabhängigkeit des inversen Steigungsparameters gezeigt. Die Rapidityverteilung befindet sich in den unteren Bildern. Man erkennt eine mittlere Streuung der Datenpunkte von 8%.

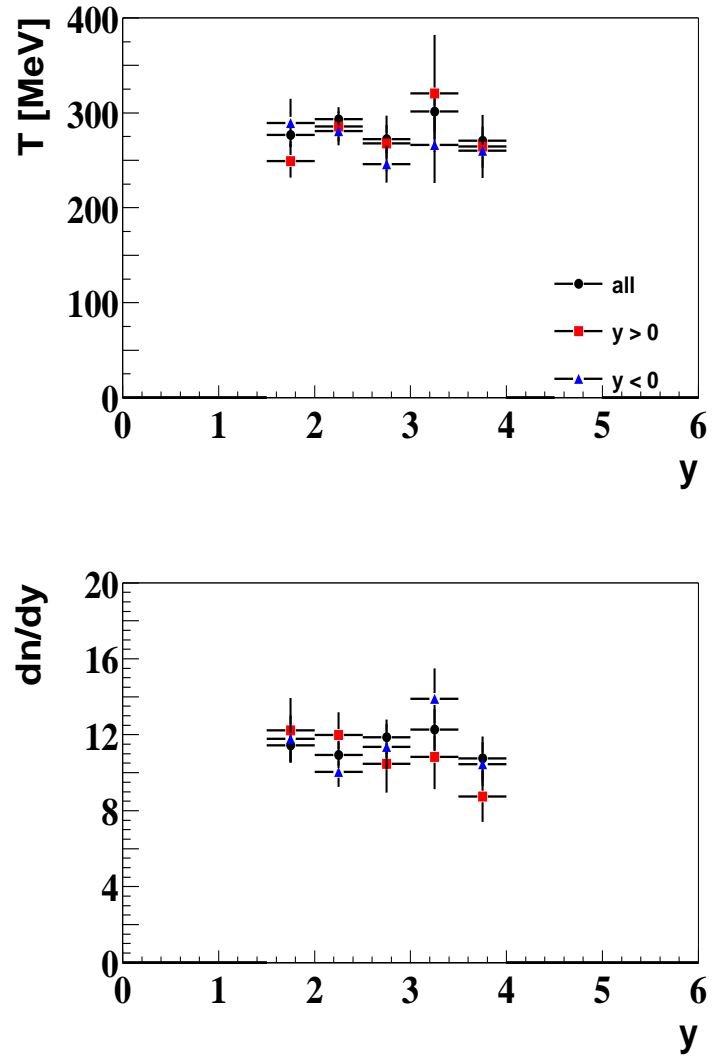


Abbildung 6.8 Separate Analyse der Λ Hyperonen bei 158 A-GeV in der oberen ($y > 0$) bzw. unteren Hälfte ($y < 0$) der TPCs. Dargestellt ist die Rapiditätsabhängigkeit des inversen Steigungsparameters (oben) sowie die Rapiditätsverteilung (unten).

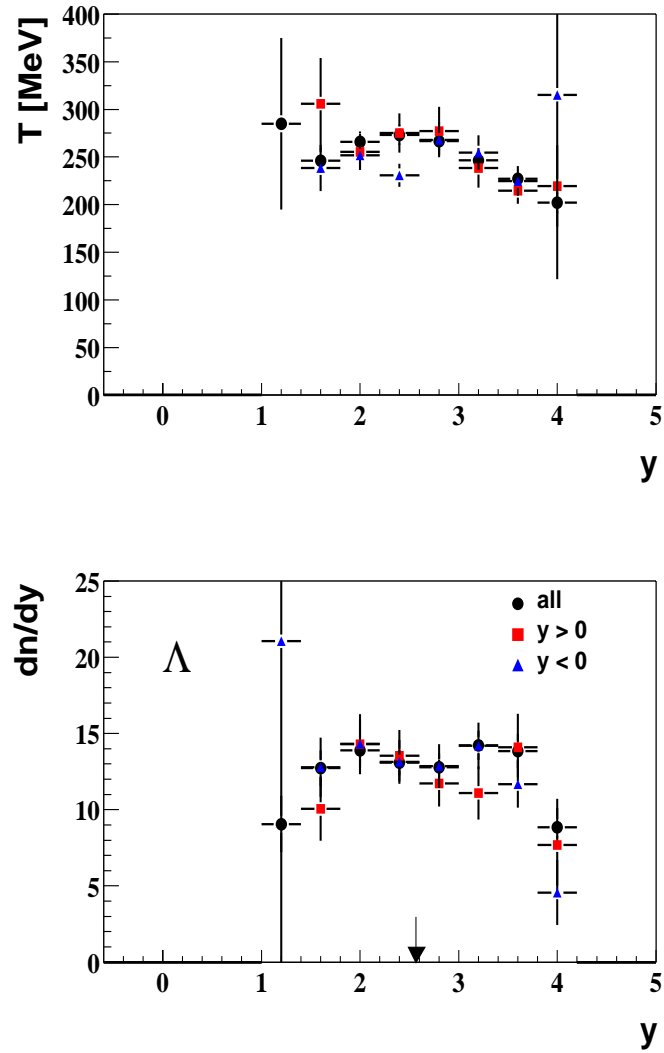


Abbildung 6.9 Separate Analyse der Λ Hyperonen bei 80 A-GeV in der oberen ($y > 0$) bzw. unteren Hälfte ($y < 0$) der TPCs. Dargestellt ist die Rapiditätsabhängigkeit des inversen Steigungsparameters (oben) sowie die Rapiditätsverteilung (unten).

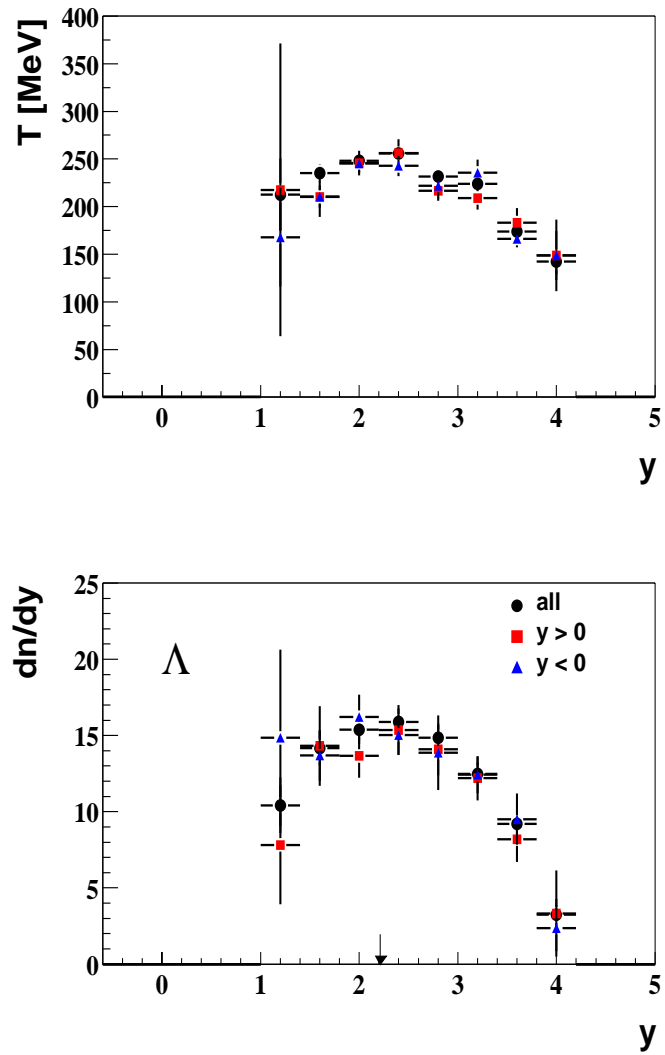


Abbildung 6.10 Separate Analyse der Λ Hyperonen bei 40 A-GeV in der oberen ($y > 0$) bzw. unteren Hälfte ($y < 0$) der TPCs. Dargestellt ist die Rapidityabhängigkeit des inversen Steigungsparameters (oben) sowie die Rapidityverteilung (unten).

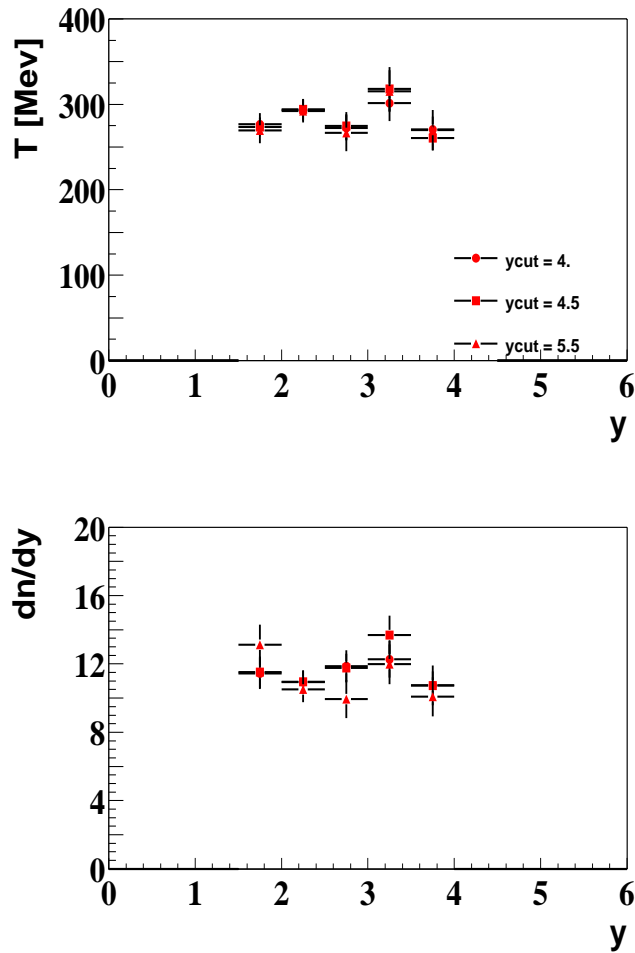


Abbildung 6.11 Variation des Qualitätskriteriums $ycut$ für die Λ Hyperonen bei 158 A-GeV: Dargestellt ist die Rapiditätsabhängigkeit des inversen Steigungsparameters T (oben) sowie die Rapiditätsverteilung (unten) für das Kriterium $ycut = 4$ (Kreise), 4,5 (Quadrate) und 5,5 (Dreiecke).

6.3.3 Das Qualitätskriterium $ycut$

Zur Vermeidung von Verlusten in den Hochdichtebereichen der VTPCs wurde für die Daten bei 158 A-GeV das Qualitätskriterium $ycut$ eingeführt (vgl. Abschnitt 5.2.9). In der vorliegenden Analyse wurde dieses Kriterium auf $ycut = 4,5$ optimiert. Abbildung 6.11 zeigt die Rapiditäts-Abhängigkeit des inversen Steigungsparameters (oberes Bild) und die Rapiditätsverteilung (unteres Bild) für kleine bzw. große $ycut$ -Werte. Man erkennt eine mittlere Abweichung von 9%.

Kriterium
V0-Typ: auxiliary (vertex.iflag & 0x4000)
$z_{\text{Vertex}} > -550$ cm
$ x_{\text{targ}} \leq 0,38$ cm
$ y_{\text{targ}} \leq 0,18$ cm
$p_{\text{T}}^{\text{Arm}} \geq 0,12$ GeV/c
$-0,87 \leq \cos\Theta^* \leq 0,75$
$0,3 \leq \tau/\tau_0 \leq 8$
pot. Punkte ≥ 20 (VT1) bzw. ≥ 25 (VT2)
Zerfallsvertex außerhalb des Detektorvolumens
<i>ycut</i> aktiv

Tabelle 6.5 Qualitätskriterien für die K_s^0 Mesonen im Überblick.

6.3.4 K_s^0 Spektren

Die Korrekturen und die Analyse-Prozedur wurden ebenfalls mit der Untersuchung der K_s^0 Mesonen bei 158 A·GeV überprüft und deren Ergebnisse mit den von der NA49 Kollaboration gemessenen geladenen Kaonen [45] verglichen. Die geladenen Kaonen wurden mit einer anderen Methode, dem spezifischen Energieverlust, identifiziert und erzeugen Hauptvertexpuren in den TPCs im Gegensatz zu den Sekundärvertexpuren der V0-Zerfallsteilchen. Die Qualitätskriterien (vgl. Abschnitt 5.2) für die K_s^0 sind in Tabelle 6.5 zusammengestellt. Das invariante Massenspektrum der $\pi^+\pi^-$ -Paare ist in Abbildung 6.12 (oben links) zu sehen. Die Korrekturfaktoren für die geometrische Akzeptanz und die Rekonstruktionseffizienz wurden mit 2,5 Millionen bzw. etwa 60.000 Ereignissen berechnet (vgl. Abschnitt 5.4). Die Lebensdauer der K_s^0 stimmt im Rahmen der Fehler mit dem Literaturwert von 2,68 cm [68] überein (vgl. Abbildung 6.12 (unten links)). Der inverse Steigungsparameter bei mittlerer Rapidität ($|y^*| \leq 0,4$) ist mit der für die geladenen Kaonen gefundenen Temperatur [45] von $T = (232 \pm 3)$ MeV vergleichbar (vgl. Abbildung 6.12, unten rechts). Die Rapiditätsverteilungen der K_s^0 und der geladenen Kaonen zeigen gute Übereinstimmung (vgl. Abbildung 6.12, oben rechts) unter Voraussetzung der Isospin-Symmetrie ($K_s^0 = 0.5 (K^+ + K^-)$), die allerdings für Blei-Blei-Reaktionen nur

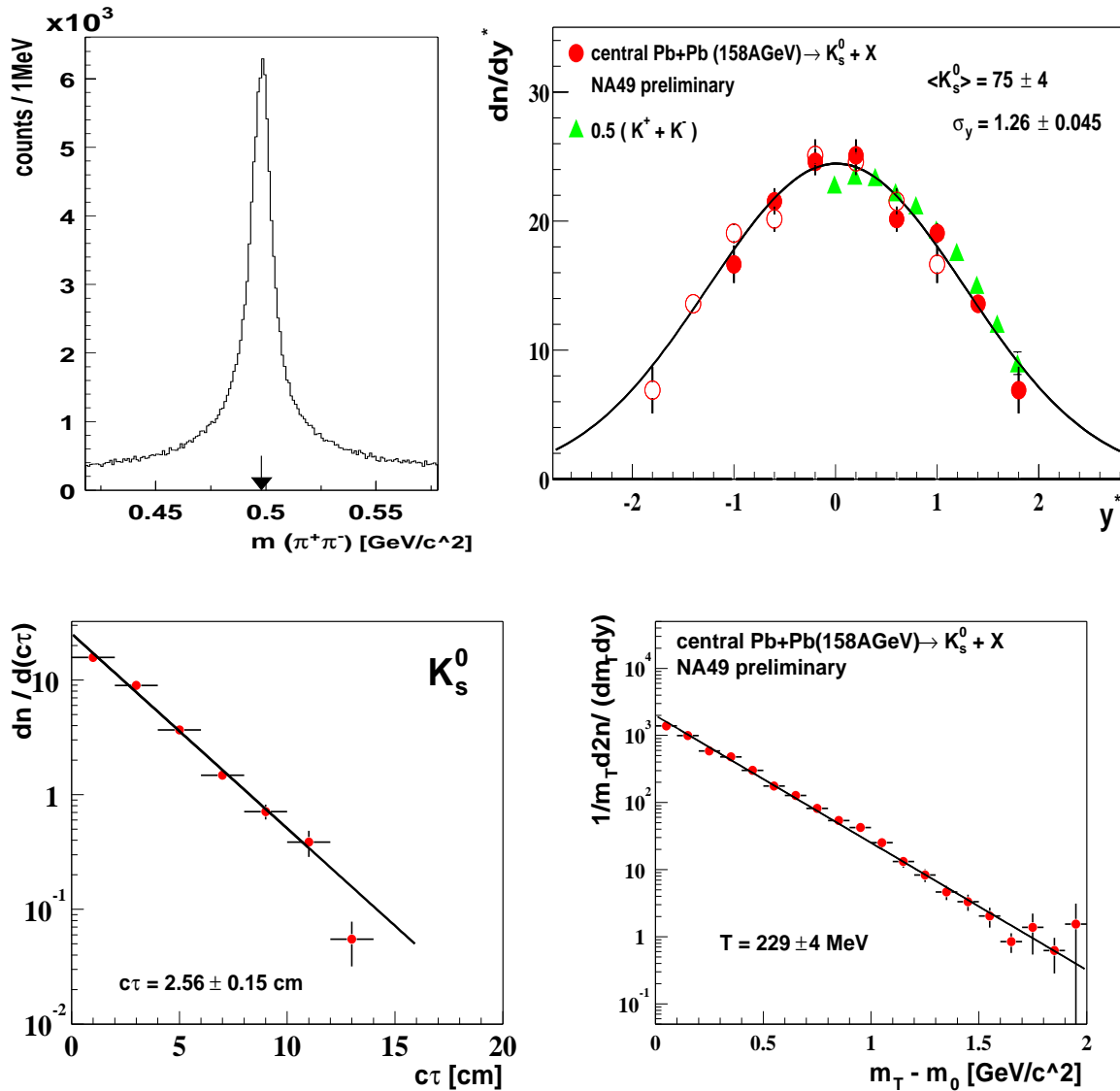


Abbildung 6.12 Spektren der K_s^0 Mesonen bei 158 A-GeV Strahlenergie: invariante Massenverteilung (oben links), Rapiditätsverteilung der K_s^0 und geladenen Kaonen (oben rechts), Lebensdauer (unten links) und m_T -Spektrum der K_s^0 Mesonen bei zentraler Rapidität (unten rechts).

bedingt erfüllt ist. Eine Gauß-Anpassung an das K_s^0 - Spektrum ergibt eine Breite von $\sigma_y = 1,26 \pm 0,045$ und eine totale Multiplizität von 75 ± 4 . Das Maximum der Verteilung hat eine Rapiditätsdichte von $24,5 \pm 0,6$. Die gefundenen Werte sind vergleichbar mit früheren Messungen [77, 79].

Energie [A·GeV]	totale Multiplizität	
	gemessen	abgeschätzt
40	$45,6 \pm 3,4$	48 ± 3
80	$47,4 \pm 3,7$	55 ± 3
158	49 ± 5	50 ± 9

Tabelle 6.6 Vergleich der gemessenen totalen Multiplizität der Λ Hyperonen mit einer Abschätzung aus den anderen seltsamen Teilchen unter der Annahme der Seltsamkeitserhaltung.

6.3.5 Seltsamkeitserhaltung

Neben Baryonenzahl und Ladung stellt die Seltsamkeit eine Erhaltungsgröße dar. Da vor der Reaktion keine seltsamen Teilchen vorliegen, sollte nach der Reaktion die Anzahl der s und \bar{s} -Quarks gleich sein:

$$s = \bar{s}$$

$$1.6\langle\Lambda\rangle + 2\langle K^- \rangle + 4\langle \Xi^- \rangle = 1.6\langle\bar{\Lambda}\rangle + 2\langle K^+ \rangle + 4\langle \bar{\Xi}^+ \rangle$$

$$\langle\Lambda\rangle = \langle\bar{\Lambda}\rangle - \frac{\langle\Xi^- \rangle - \langle\bar{\Xi}^+ \rangle}{0.4} - \frac{\langle K^- \rangle - \langle K^+ \rangle}{0.8}.$$

Kaonen, Lambdas und Ξ -Hyperonen tragen nach der Hadronisierungsphase im wesentlichen den Seltsamkeitsinhalt. Die Omegas sind aufgrund der geringen Multiplizität vernachlässigbar und die η sowie die ϕ Mesonen brauchen nicht berücksichtigt werden, da sie ein Seltsamkeits-Singulett ($s\bar{s}$) darstellen. Die genannten seltsamen Teilchen wurden ebenfalls von der NA49-Kollaboration über einen weiten Phasenraumbereich gemessen [45] [133, 134]. Aus der Anzahl der gemessenen Lambdas kann auf die Σ^\pm -Produktion geschlossen werden. Experimentelle Messungen ergaben ein Σ^\pm/Λ -Verhältnis von 0,6 [48]. Dieses Verhältnis wurde in Proton-Proton-Reaktionen bestimmt und ist nach heutigem Erkenntnisstand unabhängig von der Kollisionsenergie. Unter Annahme der Isospinsymmetrie lassen sich die neutralen Kaonen mit einem Faktor zwei berücksichtigen (Isospin-Duplett). Die Ξ enthalten zwei s -Quarks. Somit wird der gesamte Beitrag der Ξ (Ξ^- und Ξ^0) mit dem Faktor vier erfaßt. In Tabelle 6.6 sind die gemessenen und abgeschätzten Lambda-Multiplizitäten zusammengestellt. Man erkennt im Rahmen der Fehler eine zufriedenstellende Übereinstimmung, was die Konsistenz der Lambda- und Kaon-Analyse zeigt.

6.4 Fehlerbetrachtung

Der gesamte Fehler einer Messung setzt sich aus dem statistischen Fehler, der durch statistische Fluktuationen hervorgerufen wird, und dem systematischen Fehler, der möglichst alle systematischen Unsicherheiten der Analyse (Anwendung der Qualitätskriterien und Korrekturen) enthält, zusammen. Während der statistische Einzel-Fehler relativ genau bekannt ist ($\Delta N = \sqrt{N}$), kann der systematische Fehler anhand möglicher Quellen nur abgeschätzt werden.

Der statistische Gesamt-Fehler der korrigierten Teilchendichten ΔN_{korrr} berechnet sich aus dem statistischen Fehler des Signals ΔN_{sig} , des Untergrunds ΔN_{bg} sowie den statistischen Fehlern aus der Akzeptanz- ΔC_{geo} und Rekonstruktionseffizienz-Berechnung ΔC_{effi} gemäß der Gaußschen Fehlerfortpflanzung [135] (vgl. Abschnitt 5.4):

$$\Delta N_{\text{korrr}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{\text{sig}}}{N_{\text{sig}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{\text{bg}}}{N_{\text{bg}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C_{\text{geo}}}{C_{\text{geo}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C_{\text{effi}}}{C_{\text{effi}}}\right)^2} \cdot N_{\text{korrr}} . \quad (6.12)$$

In allen Spektren dieser Arbeit sind die angegebenen Fehler (Fehlerbalken) rein statistisch mit Ausnahme der totalen Multiplizität der Λ Hyperonen bei 158 A-GeV, bei der auch der systematische Fehler mit Hilfe mehrerer realistischer Rapidityverteilungen abgeschätzt wurde.

Eine relevante Quelle für den systematischen Fehler ist die Extrapolation der Transversalimpuls- bzw. Rapidity-Spektren, die mit zwei unterschiedlichen Methoden durchgeführt wurde (vgl. Abschnitt 6.1 und 6.2.1). Man erhält eine mittlere Variation von 9 bzw. 6%. Außerdem wurde die systematische Unsicherheit durch Variation des Qualitätskriteriums *ycut* untersucht (vgl. Abschnitt 6.3.3) und mit 9% quantifiziert. Durch die Analyse in unterschiedlichen Bereichen des Detektors läßt sich ebenfalls der systematische Fehler abschätzen (vgl. Abschnitt 6.3.2). Man erhält eine Abschätzung von 8%. Insgesamt läßt sich somit eine obere Grenze für den systematischen Fehler von 9% angeben.

Kapitel 7

Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse zur Λ und $\bar{\Lambda}$ Produktion in zentralen Blei-Blei-Kollisionen bei 40, 80 und 158 A·GeV diskutiert. Zunächst werden im ersten Abschnitt die inversen Steigungsparameter, die Rapiditätsverteilungen und das $\bar{\Lambda}/\Lambda$ Verhältnis mit bisherigen NA49 Analysen sowie den Messungen anderer SPS-Experimente verglichen. Im zweiten Abschnitt wird die Anregungsfunktion der Λ und $\bar{\Lambda}$ Produktion gezeigt und diskutiert. Die Energieabhängigkeit der Λ Erzeugung wird dabei mit denen aus Nukleon-Nukleon Reaktionen verglichen. Der Vergleich der Ergebnisse mit statistischen und mikroskopischen Modellvorhersagen schließt dieses Kapitel ab.

7.1 Vergleich mit bisherigen Messungen

Der modulare Aufbau des NA49-Experiments erlaubt die separate Messung der V0 in den einzelnen Vertex-TPCs. Die Analysen von L.S. Barnby [122, 113], C. Bormann [115, 136] und dieser Arbeit basieren auf den gleichen Detektorinformationen (bis auf kleine Änderungen), verwenden jedoch unterschiedliche Datensätze. Die Untersuchung von Bormann, die sich ausschließlich auf die Vertex-TPC-2 konzentriert, benutzt einen anderen V0-Finder (vgl. Abschnitt 4.3). Wesentlicher Unterschied dieser Untersuchung und der Analyse von Barnby, die ebenfalls global rekonstruierte Spuren verwendet, liegt in den verschiedenen Qualitätskriterien des gleichen V0-Finders (vgl. Abschnitt 4.3.1). Desweiteren unterscheiden sich die Korrektur-Prozeduren aller drei Analysen. In Tabelle 7.1 sind die Λ und $\bar{\Lambda}$ Temperaturparameter bei 158 A·GeV für die oben genannten Analysen gegenübergestellt, die eine gute Übereinstimmung zeigen. Die Λ und $\bar{\Lambda}$ Rapiditätsverteilung bei 158 A·GeV werden mit den Rapiditätsdichten bei zentraler Rapidität in Abbildung 7.1 verglichen. Man beobachtet, daß die Λ Messung von Barnby in der VT1 mit dieser Messung innerhalb der Fehler übereinstimmt. Dagegen liegen die Ergebnisse von Barnby und Bor-

	T (Λ)		T ($\bar{\Lambda}$)	
	40 A·GeV	158 A·GeV	40 A·GeV	158 A·GeV
diese Messung	247 ± 10	295 ± 13	263 ± 11	292 ± 19
L.S. Barnby, VT2	-	274 ± 5	-	279 ± 10
C. Bormann, VT2	-	281 ± 13	-	308 ± 28
T.A. Yates, VT2	-	274 ± 19	-	289 ± 40
WA97	-	289 ± 3	-	287 ± 4
CERES/NA45	273 ± 22	-	-	-

Tabelle 7.1 Vergleich des inversen Steigungsparameters der Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen mit den Ergebnissen anderer Arbeiten.

mann in der VT2 um etwa 60% höher. Für die $\bar{\Lambda}$ wird keine Übereinstimmung erreicht.

Die WA97 Kollaboration hat ebenfalls Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen in Blei-Blei Kollisionen bei 158 A·GeV gemessen [78]. Der WA97 Detektor ist für den Nachweis von Hyperonen (Λ, Ξ, Ω) im Bereich zentraler Rapidity ($|y^*| < 0,5$) konzipiert worden. Die Massenaufösung (σ_m) ist besser als $2,5 \text{ MeV}/c^2$ und die Transversalimpulse können von 0,4 bis $2,9 \text{ GeV}/c$ gemessen werden. Die in dieser Arbeit extrahierten Temperaturparameter der Λ und $\bar{\Lambda}$ sind ebenfalls in Übereinstimmung mit WA97 [128]. Bevor die Rapiditydichten bei mid-rapidity verglichen werden können, muß der WA97 Wert, der für die 7% zentralsten Ereignisse bestimmt wurde, auf die NA49 Zentralität von 10% korrigiert werden. Diese Skalierung läßt sich mit dem Verhältnis der Anzahl der partizipierenden Nukleonen vornehmen [137] ($\frac{335}{351} = 0,95$). Die zentralen Rapiditydichten für Λ und $\bar{\Lambda}$ stimmen innerhalb der Fehler mit der Messung der WA97 Kollaboration [79] überein (vgl. Abbildung 7.3).

Eine weitere Messung liegt für Blei-Gold Kollisionen bei 40 A·GeV vor. Die NA45/CERES Kollaboration hat mit ihrer Spurdriktkammer Λ Hyperonen in einem Rapidityintervall von 2 bis 2,6 und mit einem Transversalimpuls von 0,9 bis $2,5 \text{ GeV}/c$ gemessen [138] ($y(\text{cm}) = 2,22$ bei 40 A·GeV, vgl. Anhang A). Die gemessene Breite des invarianten Massenspektrums (σ_m) ist mit $12 \text{ MeV}/c^2$ relativ groß. Der von CERES extrahierte

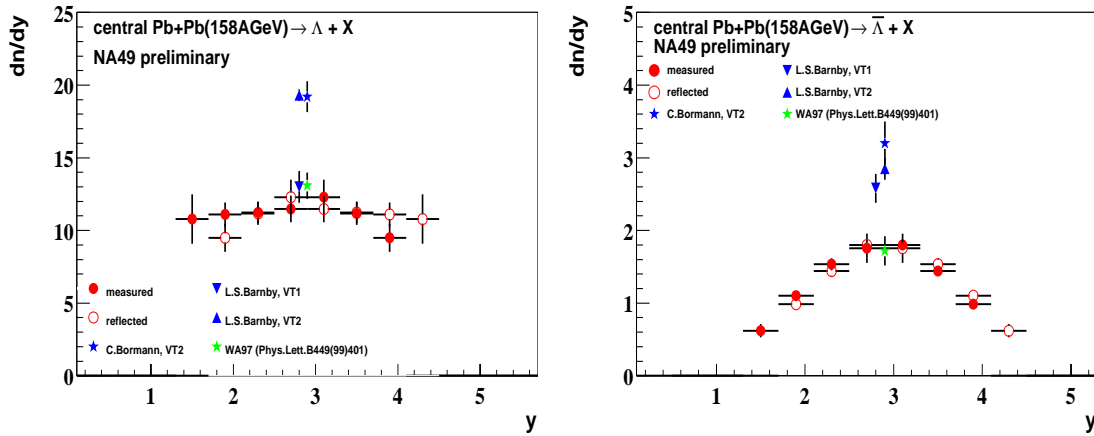


Abbildung 7.1 Vergleich der Λ (links) und $\bar{\Lambda}$ Rapidityverteilung (rechts) bei 158 A·GeV mit den Ergebnissen bisheriger NA49 Analysen, für die übersichtshalber nur die Rapiditydichten bei mid-rapidity gezeigt werden.

Temperaturparameter [139] ist um 25 MeV höher als das Ergebnis dieser Arbeit, aber innerhalb der Fehler vergleichbar (vgl. Tabelle 7.1). Die Rapiditydichte von $\frac{dn}{dy} = 12 \pm 2$ liegt drei Standardabweichungen neben der Messung dieser Arbeit (vgl. Abbildung 7.3). Abschließend wird in Tabelle 7.2 das $\bar{\Lambda}/\Lambda$ Verhältnis dieser Analyse mit den Ergebnissen anderer Kollaborationen verglichen. Die Rapiditydichten der gezeigten Verhältnisse der WA97 und NA45 Kollaboration für 40 A·GeV sind nicht auf die geometrische Akzeptanz und die Rekonstruktionseffizienz korrigiert. Aufgrund der gleichen Akzeptanz für Λ und $\bar{\Lambda}$ sollten diese Korrekturen gleich sein. Innerhalb von zwei Standardabweichungen beobachtet man gute Übereinstimmung.

	$\bar{\Lambda}/\Lambda (y^* = 0)$	
	40 A·GeV	158 A·GeV
diese Messung	$0,027 \pm 0,0023$	$0,149 \pm 0,016$
WA97/NA57 [140, 79]	$0,023 \pm 0,001$	$0,131 \pm 0,0167$
CERES/NA45 [139]	$0,024 \pm 0,010$	-

Tabelle 7.2 Vergleich des $\bar{\Lambda}/\Lambda$ Verhältnisses bei mittlerer Rapidity mit Messungen anderer SPS-Kollaborationen.

7.2 Energieabhängigkeit

Im folgenden werden die verschiedenen Observablen, Temperaturparameter, Multiplizität und das $\bar{\Lambda}/\Lambda$ Verhältnis, als Funktion der Schwerpunktennergie diskutiert. Die vorliegenden Messungen liefern außerdem den ersten experimentellen Zugang zur Überprüfung des Σ^\pm/Λ Verhältnisses über einen weiten Energiebereich ($\sqrt{s_{NN}} = 5 - 17$ GeV).

In dieser Arbeit wurde die Λ und $\bar{\Lambda}$ Produktion in zentralen ($\sigma^{cent}/\sigma^{inelast} = 7,2\%, 7,2\%$ und 10%) Blei-Blei Kollisionen bei 40, 80 und 158 A·GeV Strahlenergie am CERN-SPS untersucht. Für niedrigere Energien (2 - 11 A·GeV) liegen Messungen am Alternating-Gradient-Synchrotron (AGS) vor. Am Relativistic-Heavy-Ion-Collider (RHIC) werden Schwerionenstöße bei Schwerpunktennergien von 130 und 200 GeV pro Nukleon-Nukleon Paar studiert. Um die verschiedenen Daten der Fixed-Target und Collider Experimente vergleichen zu können, wird statt der kinetischen Strahlenergie E_{kin} die Schwerpunktennergie $\sqrt{s_{NN}}$ verwendet, die im Anhang A definiert ist. Die Umrechnung zwischen diesen beiden Energien wird in Tabelle A.1 zusammengefaßt. Außerdem läßt sich darin die mittlere Rapidity für die verschiedenen Strahlenergien entnehmen.

Die Ergebnisse im Energiebereich des AGS Beschleunigers stammen von den Experimenten E895, E896 und E917. Die E895 Kollaboration hat Λ und K_s^0 in Gold-Gold Kollisionen (5% Zentralität mit $b \leq 3$ fm) bei 2, 4, 6 und 8 A·GeV Strahlenergie in einem Rapidityfenster von $|y^*| \leq 0,6$ mit einer Massenauflösung von $2,5$ MeV/ c^2 gemessen. Die Rapiditydichten bei mid-rapidity sind der Referenz [141] und für die totalen Multiplizitäten der Referenz [142] entnommen. Bei der AGS Top-Energie von 10,7 GeV/u wurden Λ oberhalb der zentralen Rapidity von 1,6 ($1,6 \leq y \leq 2,4$) mit Transversalimpulsen zwischen 0,1 und 1,2 GeV/c von der E896 Kollaboration untersucht [143, 144]. Weitere Messungen von dem E891 Experiment bei dieser Energie finden sich in Referenz [145].

Die STAR und Phenix Kollaborationen liefern Messungen zur Lambda-Produktion bei der z.Z. höchsten Schwerpunktennergie für Schwerionenreaktionen (Gold-Gold Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, 5% Zentralität). STAR identifiziert Hyperonen bei mid-rapidity ($|\eta^*| \leq 0,5$) mit $0,4 \leq p_T \leq 2,4$ GeV/c und einer Massenauflösung von 3 - 4 MeV/ c^2 [146]. Mit einer leicht geringeren Akzeptanz ($|\eta^*| \leq 0,35$ und $0,4 \leq p_T \leq 1,8$ GeV/c) und einer schlechteren Massenauflösung (σ_m) von 22 MeV/ c^2 wird die Lambda-Produktion von dem Phenix Experiment studiert [147].

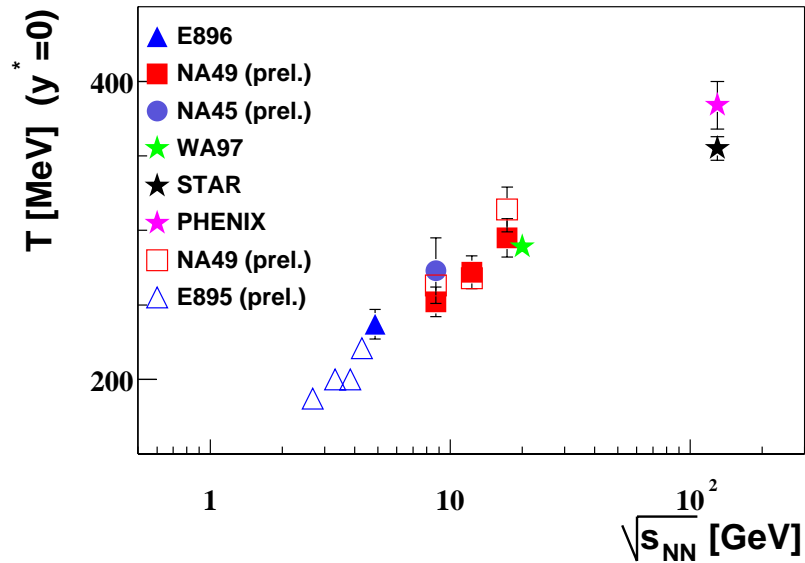


Abbildung 7.2 Inverser Steigungsparameter der Λ Hyperonen (volle Symbole) als Funktion der Strahlenergie. Ebenfalls gezeigt werden die Temperaturparameter der Protonen (offene Symbole).

7.2.1 Inverser Steigungsparameter der Λ Hyperonen

Mit Hilfe einer der Boltzmann-Verteilung ähnlichen Funktion lassen sich die inversen Steigungsparameter der Lambdas bestimmen (vgl. Abschnitt 6.1). In Abbildung 7.2 ist der Temperaturparameter T der Λ Hyperonen als Funktion der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ dargestellt. Man erkennt, daß sich der Temperaturparameter mit ansteigender Energie erhöht. Dieser Trend wird von Messungen der E896 Kollaboration sowie der RHIC Experimente bestätigt. Die $\bar{\Lambda}$ zeigen die gleiche Energieabhängigkeit (vgl. Abschnitt 6.1.1). Erste Messungen der NA49 [148] und E895 Kollaboration [149, 150] legen die Annahme eines ähnlichen Verlaufs des Proton Temperaturparameters nahe.

Innerhalb eines thermischen Modells wird der Steigungsparameter einer p_T -Verteilung als Temperatur zum Zeitpunkt des Ausfrierens der Teilchen interpretiert (vgl. Abschnitt 1.3.4). Somit erhält jede Teilchenart den gleichen Temperaturparameter, wie es in elementaren Nukleon-Nukleon Kollisionen experimentell nachgewiesen wurde (vgl. Abbildung 1.8). In Kern-Kern-Kollisionen weisen die p_T -Spektren zusätzlich auf eine kollektive transversale Expansion des Reaktionssystems hin. Aus den vorliegenden Ergebnissen läßt sich schließen, daß der transversale Fluß mit der Schwerpunktsenergie ansteigt.

7.2.2 Anregungsfunktion der Λ Produktion

In Abbildung 6.4 wurden die Rapidityverteilungen der Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen für die drei untersuchten Energien präsentiert. Die Rapiditydichten sind in Tabelle D.1 und D.2 im Anhang D quantitativ zusammengestellt. Die Λ zeigen eine breitere Verteilung als die $\bar{\Lambda}$, was sich mit der ausschließlichen Paar-Erzeugung der $\bar{\Lambda}$ bei zentraler Rapidity erklären läßt. Die Λ Hyperonen können auch über Nukleon-Anregung erzeugt werden ($N\pi \rightarrow \Lambda K$, vgl. Kapitel 2). Weiterhin beobachtet man für 40 A·GeV eine Konzentration der Λ Rapidityverteilung bei mid-rapidity, während die Verteilung für höhere Energien breiter und flacher wird. Bei 40 A·GeV Strahlenergie liegt eine nahezu vollständige Abbremsung der Target- und Projektil-Nukleonen vor (hohe Baryondichte, vgl. Abschnitt 1.3.2). Die Kollisionsenergie wird ausschließlich bei zentraler Rapidity in die Teilchen-Produktion umgesetzt. Bei höheren Energien durchdringen sich die Target- und Projektilnukleonen (kein komplettes Stopping), was eine longitudinale „Expansion“ der Teilchen emittierenden Quelle zufolge hat. Die resultierende hohe Baryondichte im Target- und Projektil-Bereich führt auch zum Auftreten von Λ Hyperonen außerhalb der zentralen Rapidity. Die drei Produktionsbereiche, Target-, zentrale und Projektil-Rapidity, überlagern sich zu einer Verteilung neu erzeugter Teilchen, die schwer entfaltet werden kann. Für 80 A·GeV lassen sich diese Bereiche der Λ Produktion anhand der beiden Maxima erahnen. In der flachen Λ Rapidityverteilung bei 158 A·GeV sind die ursprünglichen Verteilungen nicht mehr auflösbar.

Das Maximum der Λ Rapidityverteilung fällt mit steigender Schwerpunktennergie ab. Dieser experimentelle Befund kann ebenfalls mit der Art des Stoppings und der damit verbundenen Bereiche der Teilchenerzeugung verstanden werden. Die Rapiditydichte der Λ Hyperonen bei mittlerer Rapidity ist in Abbildung 7.3 (links) als Funktion der Schwerpunktennergie zusammen mit Messungen der AGS Experimente dargestellt. Man beobachtet einen starken Anstieg der Λ Produktion im Bereich der AGS Energien, gefolgt von einem Maximum und einem Abfall bei SPS Energien. Die totale Lambda-Multiplizität steigt ebenfalls im AGS Energiebereich an und saturiert für höhere Energien (vgl. Abbildung 7.3, rechts).

Um die hier gewonnenen Ergebnisse mit der Lambda-Produktion in elementaren Reaktionssystemen ($p+p$ oder $p + \bar{p}$) vergleichen zu können, müssen erstere auf die Anzahl der wechselwirkenden Nukleonen (Partizipanten) normiert werden. Da die Bestimmung der Partizipanten modellabhängig ist (vgl. Abschnitt 4.1), dient die Pion-Multiplizität als Normierungsgröße. Die Erhöhung der Pion-Produktion in Schwerionenkollisionen bei SPS-Energien [151, 105] wird auf diese Weise ebenfalls berücksichtigt. Die totale Pion-Multiplizität wird unter der Annahme der Isospinsymmetrie der kollidierenden

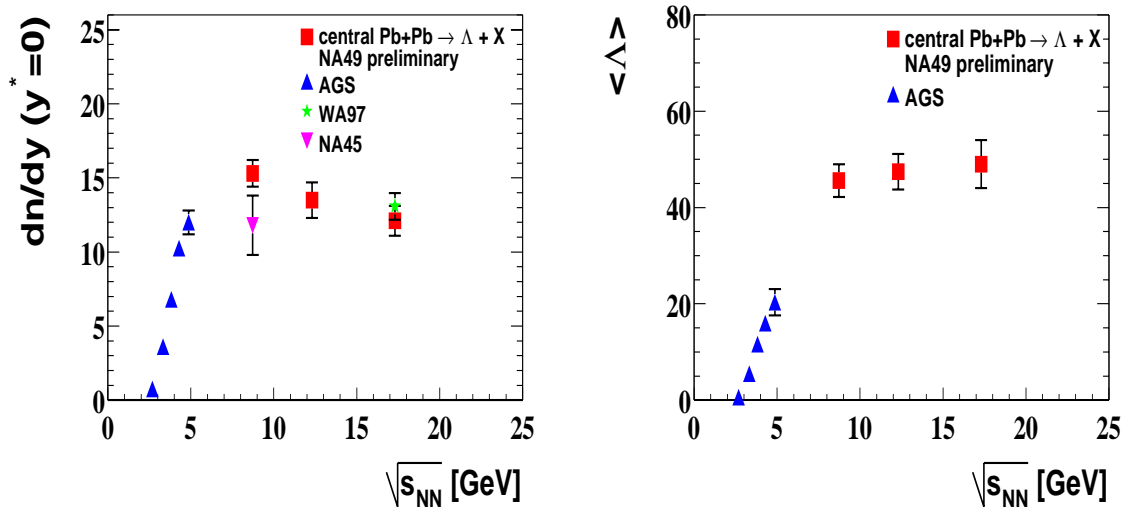


Abbildung 7.3 Energieabhängigkeit der Rapiditydichte bei $y^* = 0$ (links) und der totalen Multiplizität der Λ Hyperonen (rechts). Die Dreiecke symbolisieren die AGS Messungen, die Quadrate die Messungen dieser Arbeit.

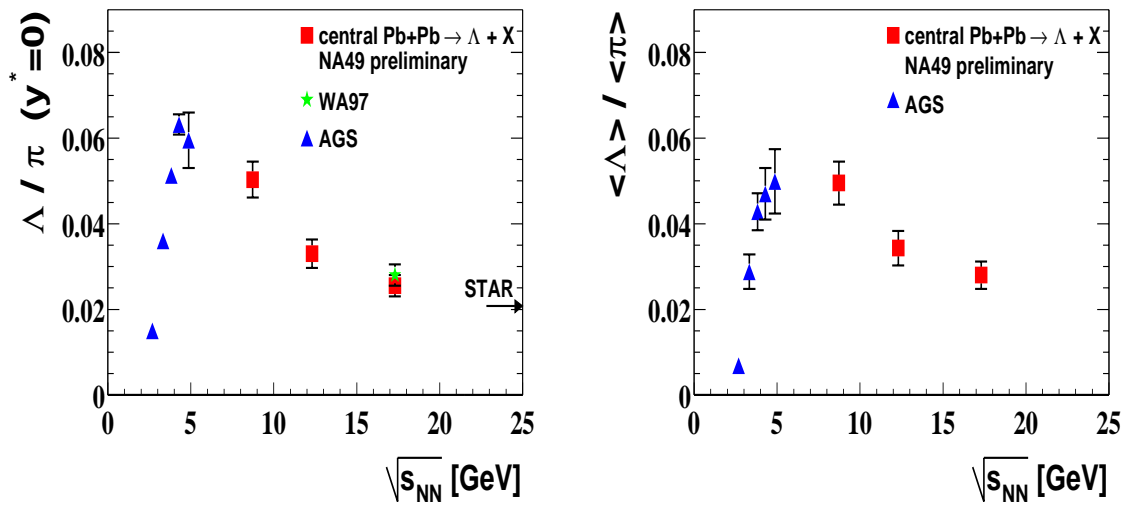


Abbildung 7.4 Lambda-zu-Pion Verhältnis bei mid-rapidity (links) und für die totalen Multiplizitäten (rechts) als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die Einträge sind in Tabelle D.3 und D.4 zusammengefasst.

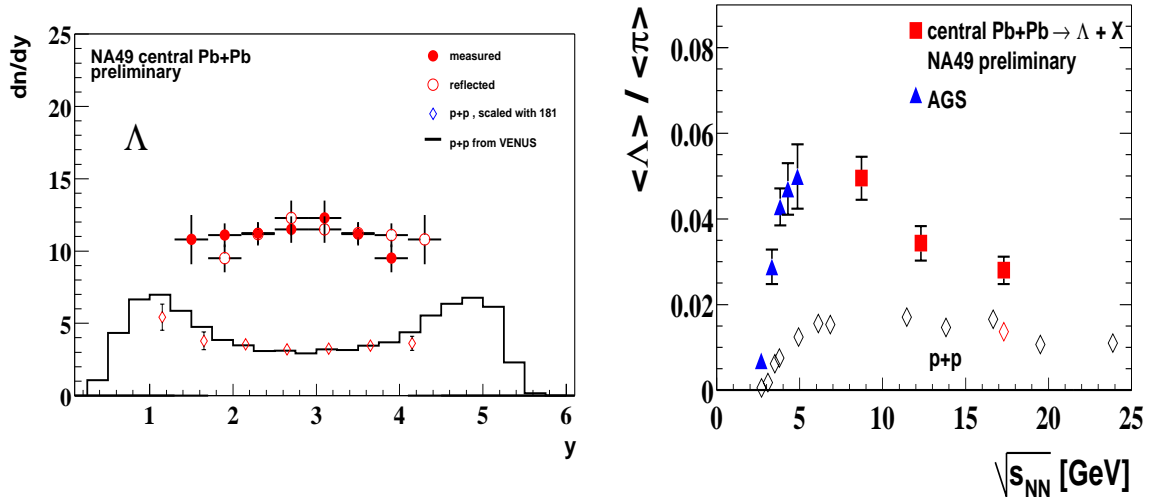


Abbildung 7.5 Vergleich der Λ Rapiditätsverteilung (links) und der Energieabhängigkeit des $\langle \Lambda \rangle / \langle \pi \rangle$ Verhältnisses (rechts) für zentrale Blei-Blei- und Proton-Proton Kollisionen.

Nukleonen in der Form

$$\pi = 3/2 (\pi^+ + \pi^-) \quad (7.1)$$

berechnet. Der Faktor $3/2$ berücksichtigt den Beitrag der π^0 Mesonen. Die Messungen zur Pion-Produktion stammen von E895 [149, 150] für AGS Energien und der NA49 Kollaboration [45, 105] im SPS Energiebereich. Das Λ/π bzw. $\langle \Lambda \rangle / \langle \pi \rangle$ Verhältnis wird in Abbildungen 7.4 illustriert. Man erkennt in beiden Fällen wiederum den steilen Anstieg bei AGS Energien, das Maximum zwischen Top-AGS und 40 A·GeV sowie den Abfall dieses Verhältnisses im SPS-Energiebereich. Die Lambda-zu-Pion Messung der STAR Kollaboration bei $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV [146] folgt dieser Systematik. Die stark nicht-monotone Energieabhängigkeit dieses Verhältnisses läßt sich teilweise mit der Superposition der abnehmenden Lambda-Multiplizität und der ansteigenden Pion-Multiplizität im SPS-Energiebereich erklären.

Die auf die Anzahl der partizipierenden Nukleonenpaare (etwa 181) normierte Λ Rapiditätsverteilung aus Proton-Proton-Reaktionen bei 158 A·GeV [124] wird in Abbildung 7.5 (links) mit der aus Blei-Blei-Kollisionen verglichen. Die Bereiche fehlender Akzeptanz wurden mit einer VENUS - Simulation [152] bestimmt. Man erkennt die von anderen

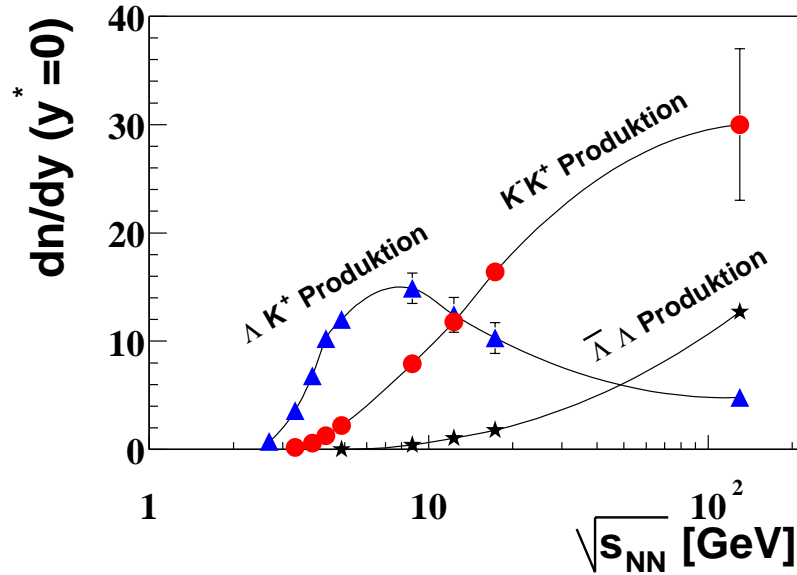


Abbildung 7.6 Anregungsfunktion verschiedener Produktionsmechanismen bei zentraler Rapidität. Die durchgezogenen Linien verbinden lediglich die Meßpunkte miteinander. Die assoziierte ΛK^+ -Produktion (Dreiecke) steigt steil mit der Schwerpunktsenergie an, erreicht ein Maximum und nimmt dann wieder ab. Die $\Lambda\bar{\Lambda}$ Paarerzeugung (Kreise) spielt erst ab etwa 20 GeV eine entscheidende Rolle zur Λ Produktion.

Messungen her bekannte Seltsamkeitserhöhung um etwa einen Faktor zwei (vgl. Abbildung 2.3). In Abbildung 7.5 (rechts) wird das $\langle\Lambda\rangle/\langle\pi\rangle$ Verhältnis beider Kollisionssysteme gegenübergestellt. Die p+p Daten sind den Referenzen [80, 151] entnommen. In Proton-Proton Reaktionen steigt dieses Verhältnis bis zu einer Schwerpunktsenergie von etwa 5 GeV an und saturiert für höhere Energien. Die Seltsamkeitserhöhung, ausgedrückt durch das $(\langle\Lambda\rangle/\langle\pi\rangle)_{AA}/(\langle\Lambda\rangle/\langle\pi\rangle)_{pp}$ Verhältnis, „explodiert“ an der Produktionsschwelle und fällt anschließend exponentiell ab, bis sie bei Top-SPS Energien den Faktor zwei erreicht [153].

Eine erhöhte Seltsamkeitsproduktion in Schwerionenkollisionen im Vergleich zu elementaren p+p Stößen oder $e^+ + e^-$ Annihilationen wurde als Signatur für den Phasenübergang in das Quark-Gluon Plasma (QGP) vorhergesagt (vgl. Kapitel 2). Aufgrund der oben geschilderten experimentellen Ergebnisse ist es fraglich, ob die vorgeschlagene Signatur in der damaligen Formulierung noch zutreffend ist, da die bei AGS Energien erreichten Energiedichten zur Erzeugung eines QGP nicht ausreichen.

Die Seltsamkeitserhöhung, und vor allem die Energieabhängigkeit der Lambda-Produktion in Kern-Kern-Kollisionen, lassen sich auch durch das Zusammenspiel der Seltsamkeitsproduktion und dem Effekt der Baryonendichte (Protonen und Neutronen pro Volumenelement) verstehen. Die Λ Hyperonen werden neben der Paarproduktion auch durch die assoziierte Produktion ($NN \rightarrow N\Lambda K$) bei einer niedrigen Energieschwelle erzeugt (vgl. Kapitel 2). In der Umgebung hoher Baryonendichte spielt die inelastische Pion-Nukleon Wechselwirkung ($\pi N \rightarrow \Lambda K$) eine entscheidende Rolle. In Abbildung 7.6 wird die Λ Erzeugung bei mittlerer Rapidität für die verschiedenen Produktionsmechanismen in einem mikroskopischen Bild anhand der vorliegenden Lambda-Daten und der Kaon-Produktion [45] dargestellt (Die durchgezogenen Linien sollen lediglich das Auge führen). Die Beiträge zur ΛK^+ -Produktion berechnen sich aus der Differenz ($\Lambda - \bar{\Lambda}$). Für die Paarproduktion wurde die Rapiditätsdichte der $\bar{\Lambda}$ bzw. K^- verwendet. Man erkennt, daß die assoziierte Produktion bis zu einer Schwerpunktennergie von etwa 20 GeV der dominierende Prozeß ist. Oberhalb dieser Energie (nahezu baryonenfreie Reaktionszone) steigt die Paarproduktion stetig an. Man sollte deshalb nach dem Abfall der Rapiditätsdichte (bei $|y^*| = 0$) bei SPS Energien wieder einen leichten Anstieg erwarten [154]. Für die K^+ Produktion findet der Übergang von der assoziierten zur Paarproduktion als dominierenden Erzeugungsprozeß schon bei einer Schwerpunktennergie von etwa 6 GeV statt (vgl. Referenz [97]).

7.2.3 Anregungsfunktion der $\bar{\Lambda}$ Produktion

Die Breite der $\bar{\Lambda}$ Rapiditätsverteilung erhöht sich mit steigender Schwerpunktennergie (vgl. Abschnitt 6.2). Außerdem beobachtet man einen Anstieg des Maximums der Rapiditätsverteilung und den damit verbundenen Anstieg der $\bar{\Lambda}$ Multiplizität als Funktion der C.M. Energie (vgl. Abbildung 7.7). Die in Abbildung 7.7 ebenfalls gezeigte AGS Messung (Dreieck) stammt von der E917 Kollaboration (Gold-Gold-Kollisionen bei 11,7 A·GeV [155]). Die Akzeptanz des Experiments liegt für $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei $1 < y < 1,4$ (zentrale Rapidität $y = 1,6$), und die Massenauflösung beträgt $1,3 \text{ MeV}/c^2$.

Im Gegensatz zu dem Λ/π zeigt das $\bar{\Lambda}/\pi$ Verhältnis bei zentraler Rapidität und für die totalen Multiplizitäten einen monotonen Anstieg (bis zu RHIC Energien) ohne signifikante Struktur, besonders bei niedrigen Energien (vgl. Abbildung 7.8). Die bei den anderen seltsamen Teilchen erhöhte Erzeugung in Kern-Kern-Kollisionen im Vergleich zu elementaren Nukleon-Nukleon Reaktionen ist hier geringer (vgl. Kapitel 2), da $\bar{\Lambda}$ Hyperonen wie alle Antibaryonen eine hohe Wahrscheinlichkeit für Absorptionen im Medium besitzen.

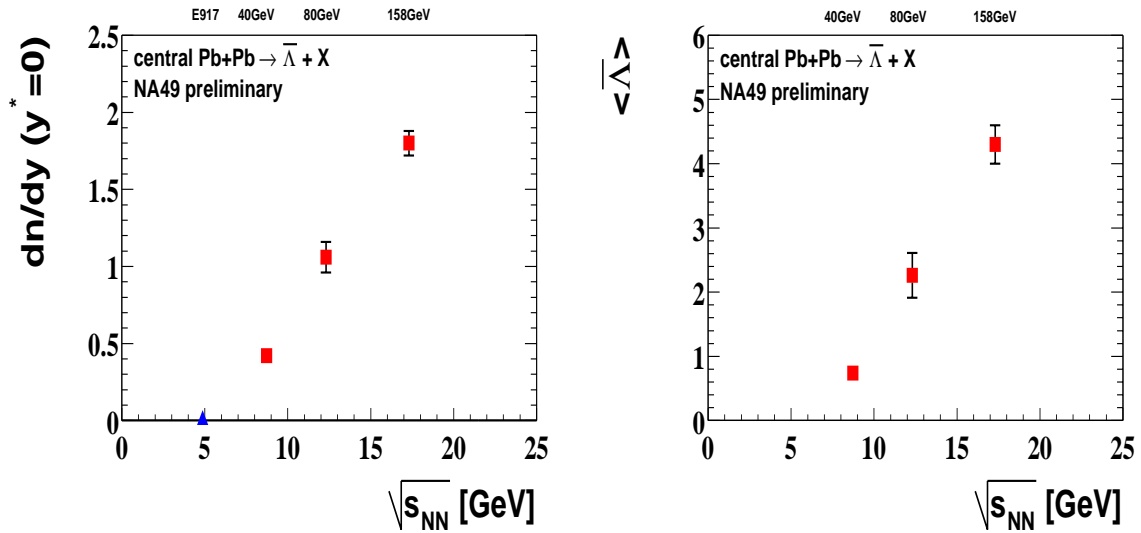


Abbildung 7.7 Anregungsfunktion der $\bar{\Lambda}$ Produktion bei mittlerer Rapidity (links) und für die totalen Multiplizitäten (rechts).

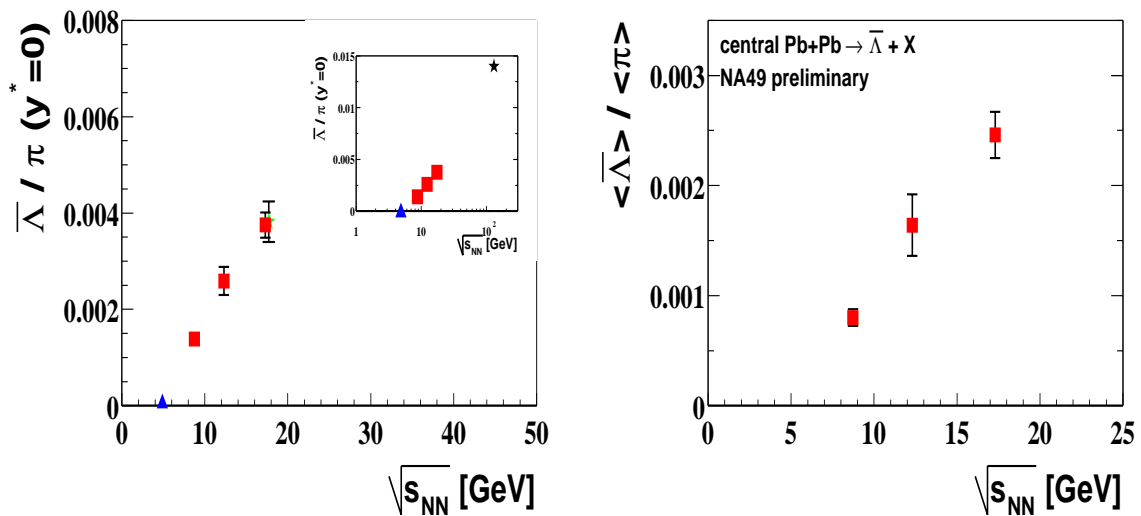


Abbildung 7.8 Antilambda-zu-Pion Verhältnis bei mid-rapidity (links) und für die totalen Multiplizitäten (rechts) als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die Einträge sind in Tabelle D.5 und D.6 zusammengestellt. Im linken Bild rechts oben (Inset) wird ebenfalls die Messung der STAR Kollaboration (Stern) gezeigt.

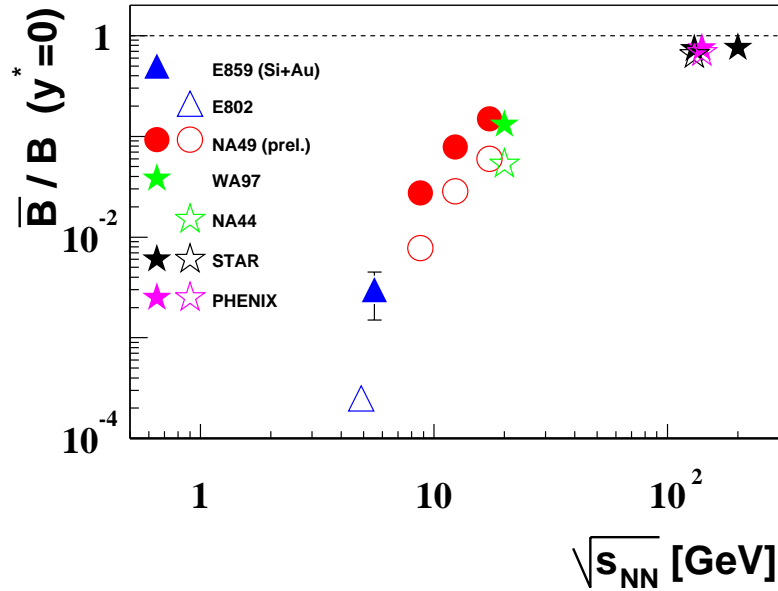


Abbildung 7.9 $\bar{\Lambda}/\Lambda$ Verhältnis bei mittlerer Rapidität als Funktion der Schwerpunktenergie (volle Symbole). Mit dargestellt sind die vorläufigen \bar{p}/p Verhältnisse (offene Symbole).

7.2.4 $\bar{\Lambda}/\Lambda$ Verhältnis

Das $\bar{\Lambda}/\Lambda$ Verhältnis bei mid-rapidity, berechnet aus den Ergebnissen dieser Analyse bei SPS Energien, wird in Abbildung 7.9 mit den Messungen bei niedrigeren [79, 156] und höheren Schwerpunktenergien [146, 157, 147] verglichen. Man entnimmt diesem Diagramm einen extrem starken Anstieg der Λ Paarproduktion als Funktion der Energie. Dieses Verhältnis ist beispielsweise bei 158 A·GeV um einen Faktor 6 größer als bei 40 A·GeV (vgl. Tabelle 6.4). Bei RHIC Energien wird noch keine baryonenfreie Reaktionszone erreicht ($\bar{\Lambda}/\Lambda$ ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) = $0,76 \pm 0,02$ [157]). Das \bar{p}/p Verhältnis, ebenfalls gemessen von der NA49 Kollaboration [148], zeigt einen ähnlichen Trend wie das $\bar{\Lambda}/\Lambda$ Verhältnis (offene Symbole in Abbildung 7.9). Jedoch sind die Teilchenmultiplizitäten kleiner. Dieser experimentelle Befund könnte mit einer höheren \bar{p} Absorption erklärt werden. Bevor endgültige Folgerungen gezogen werden können, sollten die totalen Teilchenmultiplizitäten herangezogen werden, die für die \bar{p} und p in nächster Zeit verfügbar sind.

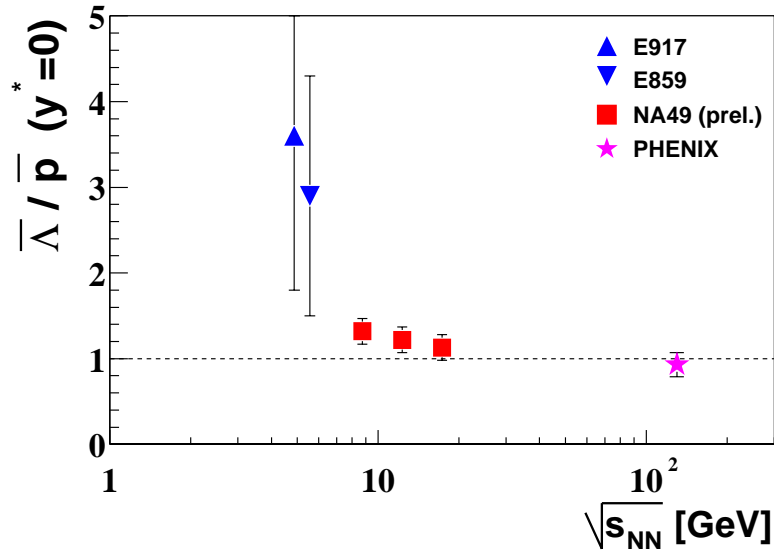


Abbildung 7.10 Energieabhängigkeit des $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ Verhältnisses bei mittlerer Rapidity. Die Teilchen sind jeweils Feed-down korrigiert.

7.2.5 $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ Verhältnis

$\bar{\Lambda}$ und \bar{p} Baryonen sind ausschließlich aus den Quarkflavours \bar{u} , \bar{d} und \bar{s} aufgebaut. Anti-quarks werden in der Reaktion neu erzeugt, wobei die Produktionswahrscheinlichkeit von der Masse der Quarks und der Kollisionsenergie abhängt. Da die Häufigkeit der Antibaryonen im Endzustand der Reaktion aufgrund ihres großen Annihilationsquerschnitts sensitiv zur Baryondichte ist, läßt sich mit dem $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ Verhältnis (\bar{s}/\bar{u} im Quarkbild) das Wechselspiel von Produktions- und Annihilationsprozessen studieren. In Abbildung 7.10 ist das $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ Verhältnis bei mittlerer Rapidity als Funktion der Schwerpunktsenergie dargestellt. Die beiden AGS Messungen sind den Referenzen [155, 158] entnommen. Alle Teilchenraten sind auf schwache Zerfälle Feed-down korrigiert (vgl. Abschnitt 5.4.3). Das Verhältnis der primordial erzeugten $\bar{\Lambda}$ und \bar{p} wurde ebenfalls von der Phenix Kollaboration gemessen [147]. Das STAR Experiment hat lediglich unkorrigierte $\bar{\Lambda}$ und \bar{p} Multiplizitäten veröffentlicht [146]. Für AGS Energien wird ein $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ Verhältnis deutlich größer als 1 beobachtet. Im Bereich der SPS Energien zeigt dieses Verhältnis einen leichten Anstieg mit abnehmender Energie. Die Messungen mit einem $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ Verhältnis von etwa 1 legen die Equilibrierung der Quarkflavours zwischen SPS und RHIC Energien nahe.

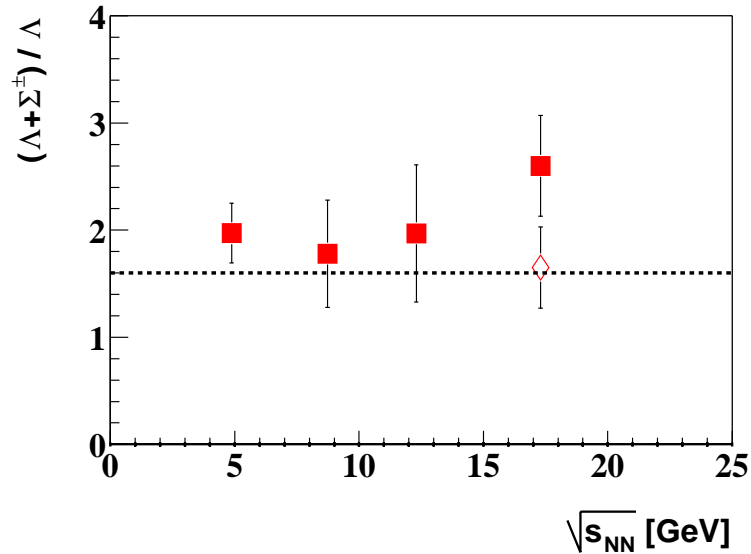


Abbildung 7.11 Energieabhängigkeit des empirischen Faktors $(\Lambda + \Sigma^\pm)/\Lambda$: Die Quadrate repräsentieren den gemessenen empirischen Faktor in Kern-Kern-Kollisionen und die offene Raute den Wert für p+p Stöße. Die gestrichelte Linie zeigt den Wert gemäß Referenz [48].

7.2.6 Der empirische Faktor Σ^\pm/Λ

In Abschnitt 6.3.5 wurde die Konsistenz der vorliegenden Analyse mit Hilfe der Seltsamkeitserhaltung überprüft und die totalen Λ Multiplizitäten abgeschätzt. Dazu sind die Beiträge der Σ^\pm Produktion anhand eines empirischen Faktors [48], der in Proton-Proton Reaktionen experimentell bestimmt wurde, berücksichtigt worden ($\Sigma^\pm/\Lambda = 0,6$). Umgekehrt läßt sich nun aus den in dieser Arbeit bestimmten Λ und $\bar{\Lambda}$ Multiplizitäten sowie den Messungen zur Kaon [45] und Ξ Produktion [133, 134] die Energieabhängigkeit des empirischen Faktors studieren. Für die Strahlenergie 40 und 80 A-GeV liegen noch keine Ξ Messungen vor. Der Beitrag sollte jedoch gering sein. In Abbildung 7.11 ist der empirische Faktor $(\Lambda + \Sigma^\pm)/\Lambda$ als Funktion der Schwerpunktsenergie dargestellt. Man beobachtet einen Wert leicht größer als der in p+p Stößen gemessene Faktor 1,6 [124, 159]. Außerdem ist eine Evidenz für den leichten Anstieg dieses Faktors mit der Energie vorhanden.

7.3 Vergleich mit Modellvorhersagen

Die experimentellen Ergebnisse werden in diesem Abschnitt mit verschiedenen Modellvorhersagen verglichen, die im Abschnitt 1.4.1 beschrieben sind. Experimentelle Observablen wie Teilchenmultiplizitäten, Spektren und kollektive Effekte (Flow) lassen sich mit mikroskopischen Transportmodellen (UrQMD, HSD, RQMD) bestimmen, die die Wechselwirkung der einzelnen Teilchen (Hadronen und Quarks) sowie die Stringbildung und -fragmentierung beinhalten. Die Seltsamkeitserhöhung wird in diesen Modellen durch Wechselwirkungen zwischen den erzeugten Teilchen zu erklären versucht. Statistische Modelle dagegen charakterisieren die Reaktion mit globalen Observablen der Thermodynamik (Temperatur, Teilchendichte, Energiedichte usw.) unter Anwendung von Erhaltungsgrößen (Ladung, Baryonenzahl, Seltsamkeit). Mit ihnen läßt sich aus den gemessenen Teilchenverhältnissen der Zustand am chemischen Ausfrierpunkt mit thermodynamischen Observablen, der Temperatur T und dem baryo-chemischen Potential μ_B , beschreiben. Umgekehrt kann wiederum aus diesen Parametern ein bestimmtes Teilchenverhältnis, wie das Λ/π oder $\bar{\Lambda}/\pi$, vorhergesagt werden. Von den genannten Modellen existieren Vorhersagen für die Seltsamkeitsproduktion über einen weiten Energiebereich. Von besonderem Interesse ist hierbei u.a. die Anregungsfunktion der Λ und $\bar{\Lambda}$ Produktion (vgl. Abschnitt 1.4.1).

7.3.1 Statistische Modelle

Die statistische Modellbeschreibung von **Cleymans und Redlich** [54, 55] erklärt das nicht-monotone Verhalten der Seltsamkeitsproduktion durch den Übergang der Zustandsbeschreibung eines idealen Hadronengases im chemischen Gleichgewicht von einer kanonischen (bei kleinen Energien, $\sqrt{s_{NN}} \leq 7,6$ GeV) zu einem großkanonischen Ensemble (vgl. auch Abbildung 1.11, rechts). Abbildung 7.12 (links) zeigt den Vergleich der Daten mit den Vorhersagen dieses Modells für die Energieabhängigkeit des $\langle\Lambda\rangle/\langle\pi\rangle$ Verhältnisses. Der wesentliche Trend der Λ Produktion wird gut wiedergegeben, wobei jedoch die Kurve systematisch über den Datenpunkten liegt.

In diesem Hadronengasmodell kann aus der Energieabhängigkeit des baryo-chemischen Potentials $\mu_B(\sqrt{s})$ und der Temperatur $T(\sqrt{s})$ am chemischen Freeze-out das $\bar{\Lambda}/\Lambda$ Verhältnis als Funktion der Schwerpunktennergie berechnet werden [47]:

$$\frac{\bar{\Lambda}}{\Lambda} = \exp\left(-\frac{4}{3} \cdot \frac{\mu_B}{T}\right). \quad (7.2)$$

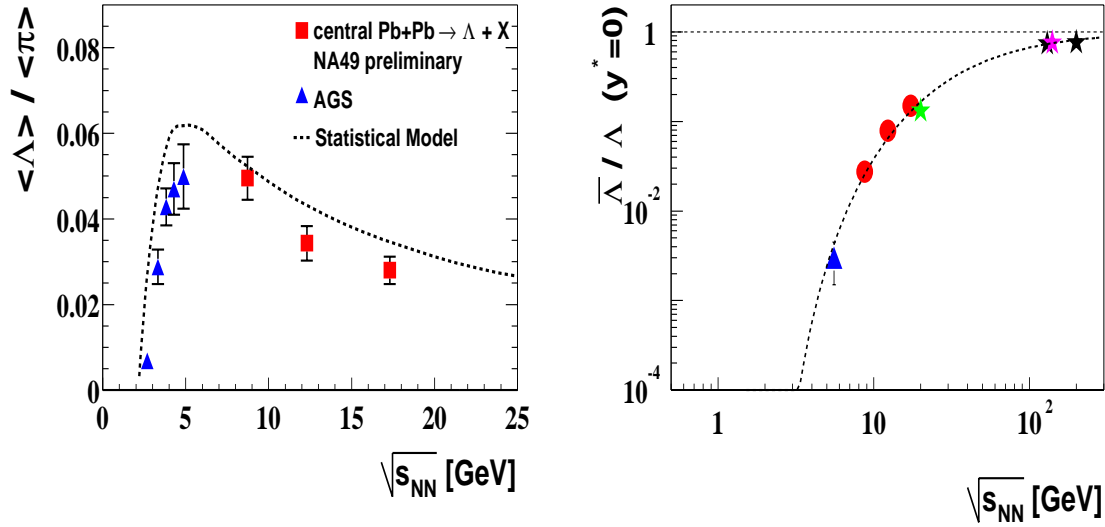


Abbildung 7.12 Vergleich des $\langle \Lambda \rangle / \langle \pi \rangle$ (links) und $\bar{\Lambda} / \Lambda$ Verhältnisses bei mittlerer Rapidity (rechts) mit den Vorhersagen des Statistischen Modells nach Cleymans und Redlich [54, 55].

Dieses Verhältnis bei zentraler Rapidity wird in Abbildung 7.12 (rechts) mit den experimentellen Daten verglichen und zeigt gute Übereinstimmung.

Die universelle Beschreibung fast aller Teilchenverhältnisse (mit Ausnahme der η Mesonen und des $\bar{\Lambda} / \bar{p}$ Verhältnisses) durch statistische Modelle bei einer Temperatur und einem μ_B rechtfertigen im nachhinein die Annahme eines vollständig equilibrierten Systems. Die Equilibrierung erfordert eine große Anzahl von Wechselwirkungen vieler Teilchen. Ob die Lebensdauer eines rein hadronischen Feuerballs (4 - 5 fm/c) ausreicht, um dieses chemische Gleichgewicht einzustellen, oder ob dazu eine partonische Phase nötig ist, ist immer noch Gegenstand derzeitiger Forschung.

Die Ergebnisse eines weiteren statistischen Modells zur Beschreibung der Teilchenproduktion (**Becattini** et al. [28, 160]), das in Abschnitt 1.4.1 behandelt wurde, wird in diesem Abschnitt für die drei untersuchten Strahlenergien vorgestellt. Die Freeze-out Parameter (T, μ_B, γ_s) des Modells wurden durch eine Anpassung an die bisher von der NA49 Kollaboration gemessenen totalen Teilchenmultiplizitäten ($\pi, K, p, \phi, \Lambda, \Xi, \Omega$) bestimmt [161, 162]. Die Ergebnisse dieser Anpassung für 40 und 158 A·GeV zeigt Abbildung 7.13. Man erkennt eine Konsistenz der Daten innerhalb von zwei Standard-

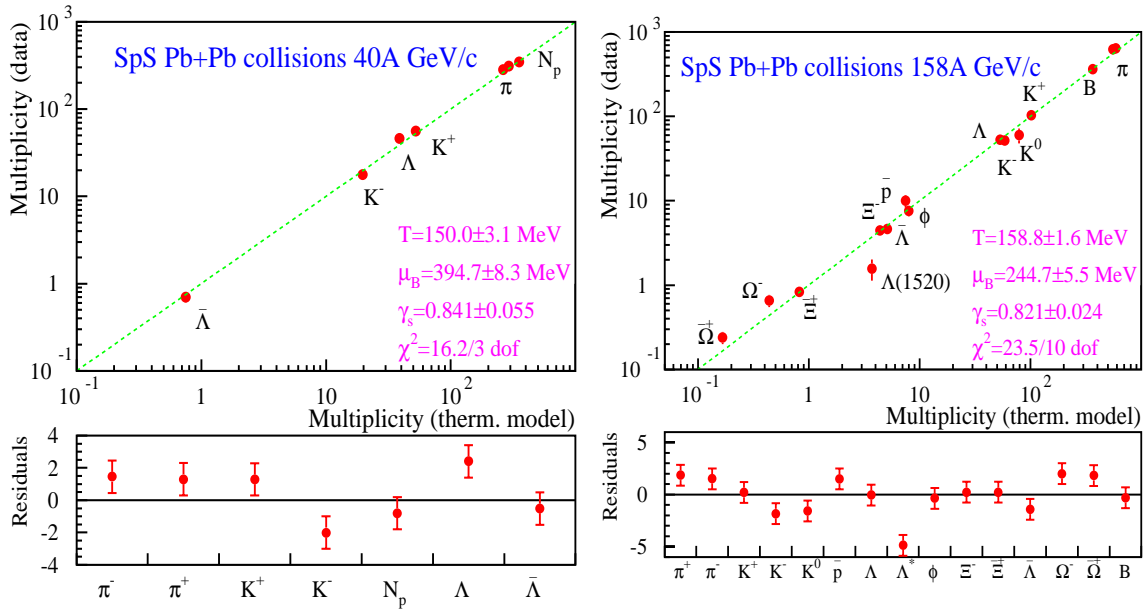


Abbildung 7.13 Einbettung der totalen Λ und $\bar{\Lambda}$ Multiplizitäten in die Anpassung des Statistischen Modells nach Becattini [144] für die Strahlenergien 40 (links) und 158 A·GeV (rechts). Die freien Parameter der Anpassung sind die Temperatur T , das baryo-chemische Potential μ_B sowie der Seltsamkeits-Saturationsfaktor γ_s .

abweichungen (ausgenommen das Λ^*). Die extrahierten Fitparameter sind in den Diagrammen eingetragen. Die Freeze-out Temperatur T erhöht sich leicht mit steigender Energie und das baryo-chemische Potential μ_B nimmt ab. Dieses Verhalten ist gemäß der Freeze-out Kurve zu erwarten (vgl. Abbildung 1.11, links).

Das Modell benutzt den Seltsamkeits-Saturationsfaktor γ_s ($0 < \gamma_s \leq 1$) als freien Parameter. Das total saturierte Hadronengas zeichnet sich durch $\gamma_s = 1$ aus. In Proton-Proton Reaktionen wurde ein Wert von $\gamma_s \approx 0,5$ bestimmt. Der Seltsamkeits-Saturationsfaktor zeigt in Kern-Kern-Kollisionen keine große Energieabhängigkeit und liegt bei etwa 0,8.

Das statistische Modell nach **Braun-Munzinger** et al. [26], das den γ_s Faktor nicht enthält, extrahiert Fitparameter von $T = (168 \pm 11)$ MeV und $\mu_B = (270 \pm 24)$ MeV bei 158 A·GeV [26] und $T = (145 \pm 10)$ MeV und $\mu_B = (375 \pm 40)$ MeV bei 40 A·GeV [138], wobei die benutzten experimentellen Daten leicht unterschiedlich sind. Diese Freeze-out Parameter sind im Rahmen der Fehler mit den oben genannten Ergebnissen vergleichbar.

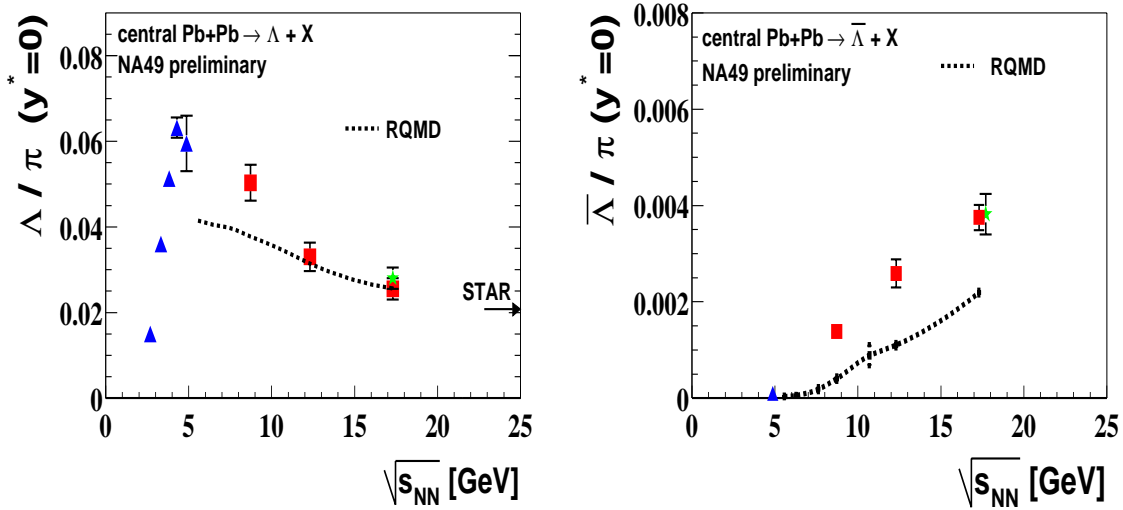


Abbildung 7.14 Vorhersagen des RQMD-Modells für die Energieabhängigkeit des Λ/π (links) und $\bar{\Lambda}/\pi$ Verhältnisses (rechts) bei mittlerer Rapidity (Dreiecke: AGS Messungen, Quadrate: Ergebnisse dieser Arbeit bei SPS Energien, Stern: Messung der WA97 Kollaboration).

7.3.2 Mikroskopische Modelle

Die vorläufigen Vorhersagen des **RQMD-Modells** [57] (vgl. Abschnitt 1.4.1) für die Anregungsfunktion des Λ/π und $\bar{\Lambda}/\pi$ Verhältnisses bei mittlerer Rapidity zeigt Abbildung 7.14. Die Rechnungen wurden für zentrale Gold-Gold ($\sqrt{s_{NN}} \leq 8$ GeV) und Blei-Blei Kollisionen mit einem Stoßparameter von $b \leq 4$ fm im Energiebereich 5 bis 17,3 GeV durchgeführt [163]. Zur Beschreibung der Λ Produktion bei 158 A·GeV wurden sogenannte *color ropes* in dieses Modell eingeführt, die für eine Überlagerung der Strings sorgen [57]. Die Stringfragmentierung erfolgt somit nicht mehr unabhängig voneinander. Dies gilt ebenfalls für die Rechnungen bei 40 und 80 A·GeV. Die Energieabhängigkeit des Λ/π Verhältnisses wird bei 80 und 158 A·GeV Strahlenergie richtig wiedergegeben. Für kleinere Energien werden die Daten unterschätzt. Eine Unterschätzung um einen Faktor zwei beobachtet man ebenfalls für das $\bar{\Lambda}/\pi$ Verhältnis (Abbildung 7.14, rechts).

Vorläufige Ergebnisse der **UrQMD-Kollaboration** [58] (vgl. Abschnitt 1.4.1) zur Λ und $\bar{\Lambda}$ Rapidityverteilung und zur Anregungsfunktion der Λ Produktion [164, 165, 166, 167] werden im folgenden mit den experimentellen Daten verglichen. In Abbildung 7.15 zeigen die Vorhersagen für die Λ Rapidityverteilung bei 40, 80 und 158 A·GeV gute

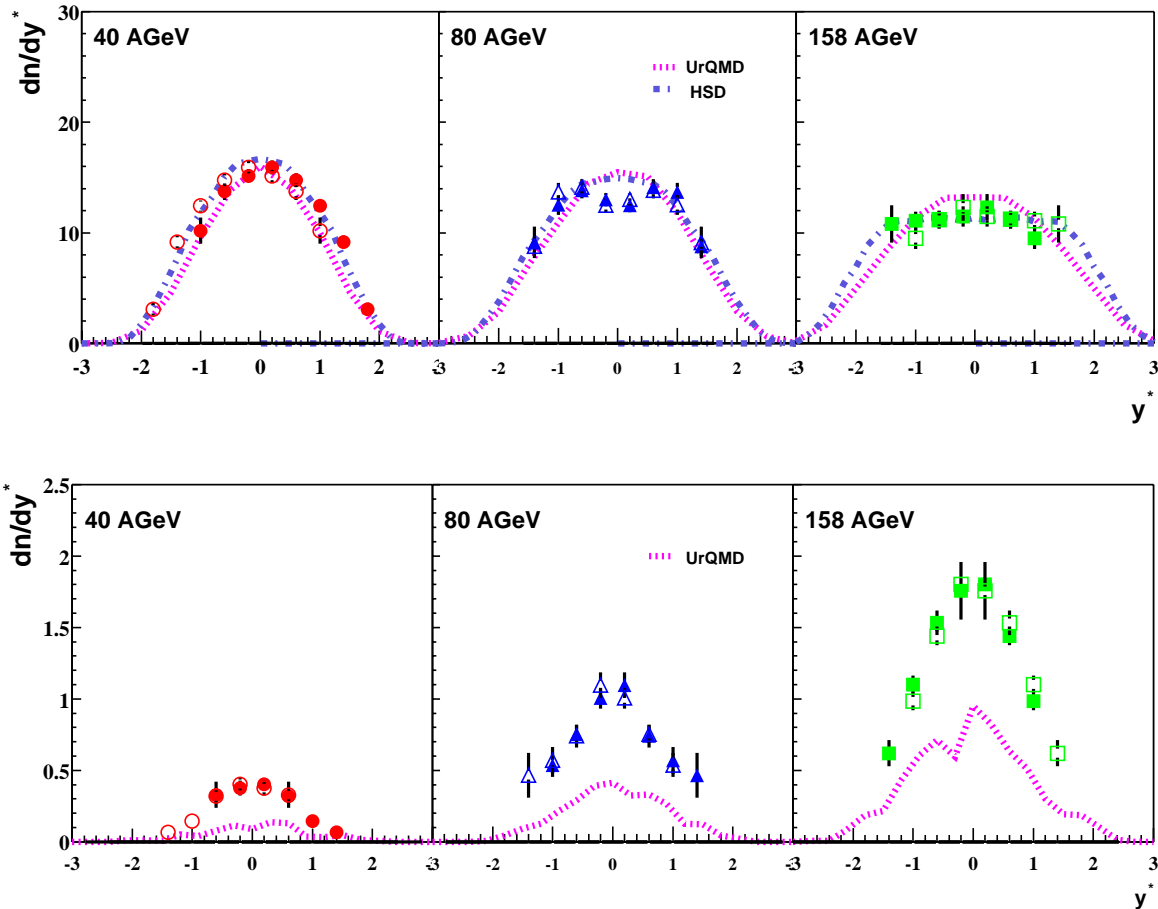


Abbildung 7.15 Vergleich der UrQMD- und HSD-Vorhersagen für die Rapidityverteilungen der Λ (obere Reihe) und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen (untere Reihe) mit den experimentellen Daten bei 40, 80 und 158 A·GeV.

Übereinstimmung mit den Daten. Die $\bar{\Lambda}$ Rapidityverteilungen können jedoch nicht reproduziert werden. Eine Erklärung hierfür liegt darin, daß der Multi-Meson-Rückkanal $n \cdot \pi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$, der einen großen Beitrag zur $\bar{\Lambda}$ Produktion liefert, noch nicht in das Modell implementiert ist. Die Schwierigkeit dieser Implementierung liegt in der mikroskopischen Definition eines Mehr-Teilchen-Wirkungsquerschnittes (vgl. Abschnitt 1.4.1).

Der wesentliche Trend der Energieabhängigkeit des Λ/π Verhältnisses bei zentraler Rapidity wird von dem UrQMD-Modell richtig wiedergegeben (vgl. Abbildung 7.16, links). Jedoch werden die experimentellen Datenpunkte im Energiebereich 4-12 GeV unterschätzt. Diese Diskrepanz ist wahrscheinlich auf die Überschätzung der Pion-Produktion zurückzuführen. Die $\bar{\Lambda}$ Anregungsfunktion wurde aus den oben genannten Gründen noch nicht untersucht.

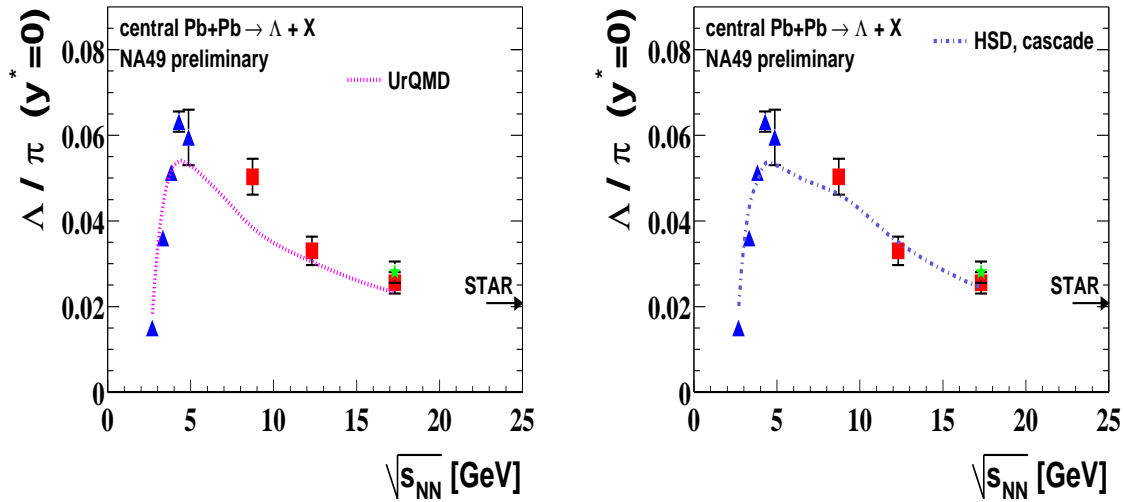


Abbildung 7.16 Vergleich des experimentell bestimmten Λ/π Verhältnisses bei mittlerer Rapidität mit Vorhersagen des UrQMD- (links) und HSD-Modells (rechts).

Außerdem wurden die experimentellen Daten mit vorläufigen Rechnungen des **HSD-Modells** konfrontiert [166, 167]. Für die Λ Rapiditätsverteilungen stellt man eine gute Beschreibung der Daten fest (vgl. Abbildung 7.15, obere Reihe). Die Energieabhängigkeit des Λ/π Verhältnisses bei mittlerer Rapidität wird mit einer Variation von einer Standardabweichung gut beschrieben (vgl. Abbildung 7.16, rechts). Die gezeigte Kurve ist ohne zusätzliches Hadronen-Potential gerechnet worden.

Kapitel 8

Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Λ und $\bar{\Lambda}$ Produktion in zentralen Blei-Blei Kollisionen bei 40, 80 und 158 A·GeV untersucht. Die Ergebnisse der Analyse liefern Rückschlüsse auf die Reaktionsdynamik bei den verschiedenen Energien und erlauben zusammen mit den Messungen bei AGS Energien die Anregungsfunktion der Λ und $\bar{\Lambda}$ Hyperonen zu studieren. Ähnliche Untersuchungen liegen für die Kaonproduktion vor. Das Λ/π und K^+/π Verhältnis, das im wesentlichen die Seltsamkeits- bzw. Anti-Seltsamkeitsproduktion widerspiegelt, zeigen ein ausgeprägtes Maximum zwischen Top-AGS und 40 A·GeV Strahlenergie. Die 20 und 30 A·GeV Strahlzeit der NA49 Kollaboration im Herbst diesen Jahres sowie der neue Beschleunigerkomplex der GSI [168] werden die Energielücke zwischen AGS und SPS schließen.

Bis jetzt wurden am RHIC Beschleuniger Λ und $\bar{\Lambda}$ Multiplizitäten bei zentraler Rapidität bestimmt [146, 147]. Der BRAHMS¹ Detektor erlaubt ebenfalls die Messung der Λ Hyperonen über einen breiten Rapiditätsbereich und somit auch die Bestimmung der totalen Multiplizitäten. Erste Ergebnisse zur Pion- und Kaon-Produktion sind vielversprechend. Schwerionenreaktionen bei noch höheren Energien ($\sqrt{s} = 6$ TeV/Nukleon) werden ab 2008 am Large-Hadron-Collider (LHC) des CERNs mit dem ALICE²-Experiments studierbar sein. Die erzeugten Energiedichten ($\epsilon = 1$ TeV/fm³) werden etwa 6.000 Mal größer sein als die von Atomkernen. Bei diesen Energien ist aufgrund der Transparenz der kollidierenden Kerne eine vollständig baryon-freie Reaktionszone zu erwarten. Die Jet-Physik wird in diesem Energiebereich eine außerordentliche Rolle spielen.

Neben Lambda Hyperonen wurden in dieser Arbeit auch K_s^0 Mesonen bei 158 A·GeV analysiert. Die invarianten Massenspektren der K_s^0 bei 40 und 80 A·GeV, dessen Signal-

¹Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers Experiment

²A-Large-Ion-Collider-Experiment

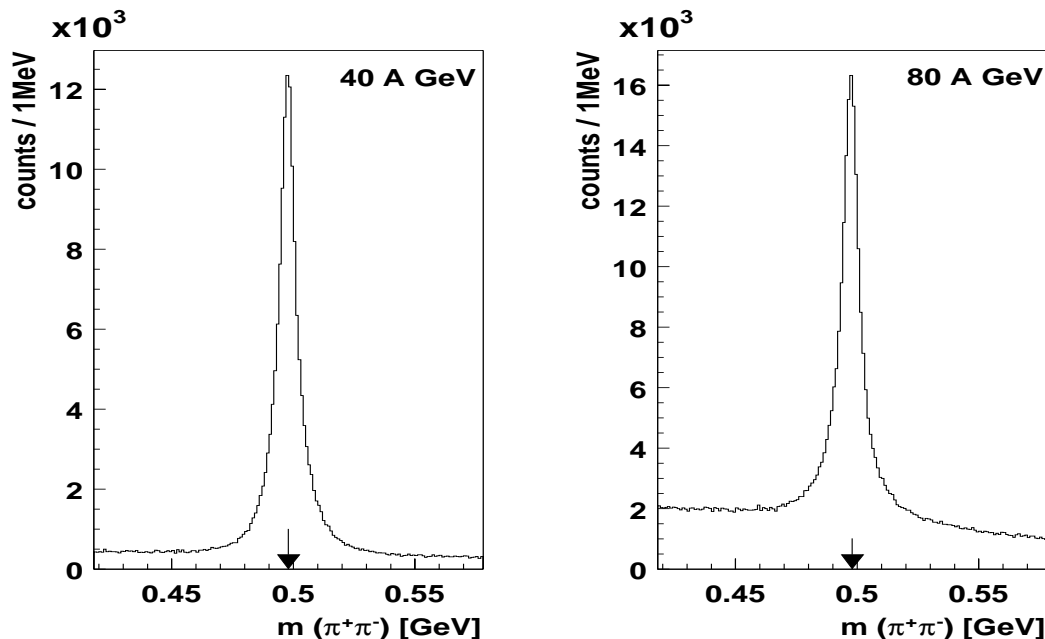


Abbildung 8.1 Invariante Massenverteilung der K_s^0 in zentralen Blei-Blei-Kollisionen bei 40 (links) und 80 A-GeV (rechts).

zu-Untergrund Verhältnis durch die Qualitätskriterien gemäß Tabelle 6.5 mit Ausnahme des y_{cuts} optimiert wurden, zeigen ausgezeichnete Peaks (vgl. Abbildung 8.1). Nach Berechnung der Korrekturfaktoren für die geometrische Akzeptanz und der Rekonstruktionseffizienz sollten die p_T - und Rapiditätsspektren ohne Probleme extrahierbar sein.

Neben zentralen Blei-Blei-Kollisionen wurden auch Datensätze mit variablen Stoßparametern (minimum BIAS) sowie zentrale Kohlenstoff-Kohlenstoff- und Silizium-Silizium-Stöße aufgenommen. Von besonderem Interesse ist die Frage nach dem Ursprung der Seltsamkeitserhöhung als Funktion des Stoßparameters. Messungen der NA49 Kollaboration zur Kaon- und ϕ Produktion [170, 171] und des WA97 Experiments zur Produktion mehrfach seltsamer Teilchen (Ξ , Ω) [78] in semi-zentralen Kern-Kern-Kollisionen zeigen einen Anstieg der Seltsamkeitsproduktion als Funktion der partizipierenden Nukleonen N_{part} im Vergleich zu Proton-Proton-Reaktionen bis etwa $N_{part}=50$ mit einer anschließenden Sättigung. Nach vorläufigen Messungen zeigt die Λ Produktion eine ähnliche Systemgrößenabhängigkeit wie die anderen seltsamen Teilchen (vgl. Abbildung 8.2). Die offenen Symbole repräsentieren die abgeschätzten Multiplizitäten gemäß der Seltsamkeits-

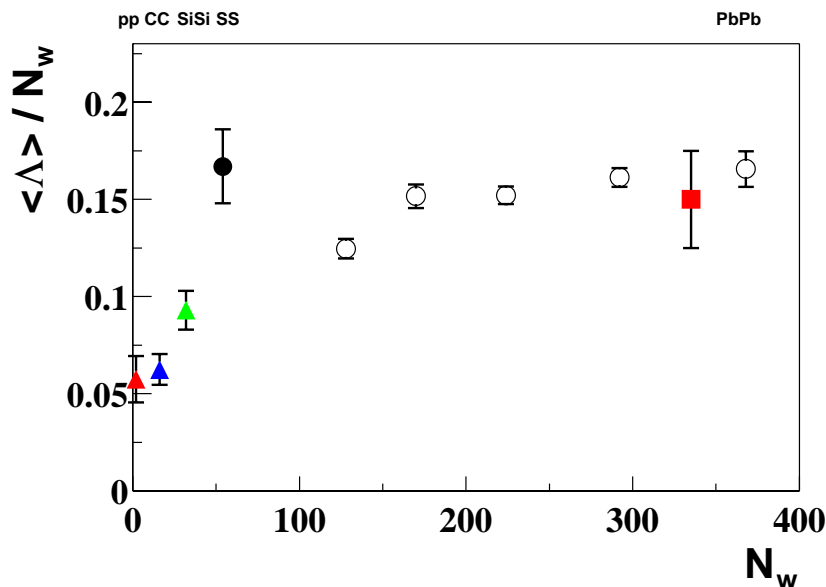


Abbildung 8.2 Λ Produktion bei 158 A·GeV Strahlenergie als Funktion der Anzahl der wounded Nucleons N_w . Die vorläufigen Ergebnisse in C+C und Si+Si stammen von der Referenz [169], die Messung in S+S von der NA35 Kollaboration [132]. Die offenen Symbole repräsentieren die gemäß der Seltsamkeitserhaltung abgeschätzten Λ Multiplizitäten in semi-zentralen Blei-Blei Kollisionen.

erhaltung (vgl. Abschnitt 6.3.5). Demnächst werden diese Abschätzungen durch Messungen ersetzt werden können. Zentrale Indium-Indium Kollisionen, die voraussichtlich im kommenden Jahr (2003) am CERN-SPS erzeugt werden, liefern eine zusätzliche Messung bei $N_w \approx 180$. Somit können periphere Blei-Blei-Stöße mit zentralen Kern-Kern-Stößen über einen weiten Bereich des Reaktionsvolumens verglichen werden. Für den Vergleich beider Systeme müssen jedoch Geometrie-Effekte berücksichtigt werden [170, 172].

Statistische Modelle [173, 174, 175] erklären die Seltsamkeitserhöhung qualitativ mit dem Übergang von einem kanonischen zu einem großkanonischen Ensemble und der Abhängigkeit des Reaktionsvolumens von der Anzahl der partizipierenden Nucleonen. Im mikroskopischen Bild läßt sich das Enhancement durch die Mehrfach-Kollisionen der Target- und Projektil-Nucleonen (vgl. Abschnitt 1.4.1) und der anschließenden Stringüberlagerungen verstehen. Re-scattering scheint nach vorläufigen UrQMD-Rechnungen eine untergeordnete Rolle zu spielen [172].

Messungen zur Seltsamkeitserzeugung bei niedrigeren Energien (wie z.B. die Ξ -Produktion bei 40 A·GeV) werden mehr Klarheit in den Prozeß der Seltsamkeitsproduktion bringen.

Anhang A

Relativistische Kinematik und Lorentz-Transformationen

Vierervektoren und Lorentz-Transformation

In der Hochenergiephysik ist es üblich, die Raum-Zeit- und Energie-Impuls-Koordinaten in Vierervektoren zusammenzufassen:

$$\mathbf{x}^\mu = \begin{pmatrix} t \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{p}^\mu = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

Hierbei gilt die Konvention $c \equiv 1$. Die Gleichungen können dann in kovarianter Form geschrieben werden. In einem beliebigen Koordinatensystem Σ stellt das Impulsquadrat

$$p_\mu \cdot p^\mu = E^2 - |\vec{p}|^2 = m^2. \quad (\text{A.2})$$

eine Erhaltungsgröße dar, nämlich die Masse des Teilchens.

In einem mit der Geschwindigkeit $\vec{\beta}$ gegen Σ in z-Richtung bewegten Koordinatensystem Σ^* läßt sich dieses Teilchen durch den Viererimpuls $p_\mu^* = (E^*, \vec{p}^*)$ beschreiben. Der Übergang von einem Inertialsystem Σ in ein dagegen bewegtes System Σ^* erfolgt durch eine Lorentz-Transformation:

$$\begin{pmatrix} E^* \\ p_z^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta \\ -\gamma\beta & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_z \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

mit

$$\beta = \frac{p_z}{E} \quad \text{und} \quad \gamma = \frac{E}{m} \quad \text{bzw.} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (\text{A.4})$$

Beispielsweise erhält man für die höchste Strahlenergie am SPS ($p_{\text{Blei-Strahl}} = 158 \text{ A} \cdot \text{GeV}$) $\beta \approx 0,994$ und $\gamma \approx 9,2$.

Rapidity und Transversalimpuls

Aufgrund der Rotationssymmetrie des Systems in Bezug auf die Strahlachse benutzt man zur kinematischen Beschreibung häufig den Transversalimpuls p_{T} , die Rapidity y und den Azimutwinkel ϕ . Sie bilden einen vollständigen Satz von Variablen:

$$p_{\text{T}} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad \phi = \arctan\left(\frac{p_y}{p_x}\right), \quad (\text{A.5})$$

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right) = \text{atanh}(\beta). \quad (\text{A.6})$$

Der Transversalimpuls p_{T} ist Lorentz-invariant. Unter einer Lorentz-Transformation wird die Rapidity lediglich linear verschoben:

$$y^* = y - y_0. \quad (\text{A.7})$$

Umgekehrt erhält man :

$$\begin{aligned} E &= m_{\text{T}} \cdot \cosh(y), \\ p_z &= m_{\text{T}} \cdot \sinh(y) = E \cdot \tanh(y), \end{aligned}$$

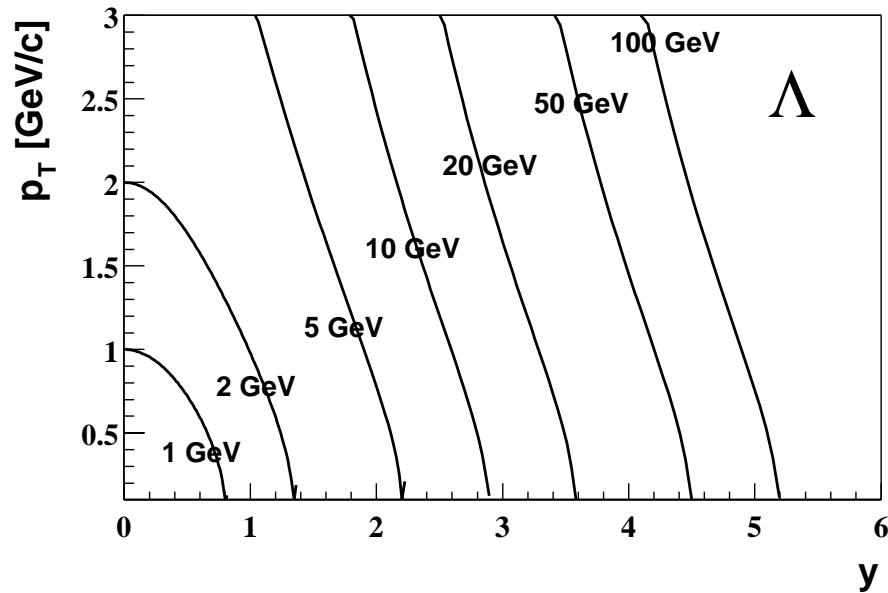


Abbildung A.1 Linien konstanten Impulses im Phasenraum (y, p_T).

wobei $m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2}$ die transversale Masse bzw. die transversale Energie eines Teilchens darstellt (m_0 ist die Ruhemasse).

In Abbildung A.1 ist das Phasenraum-Diagramm mit den Linien konstanten Impulses der Λ Hyperonen dargestellt. Man erkennt, daß die Λ bei mittlerer Rapidity ($y = 2,91$) Impulse von 10 - 20 GeV/c besitzen.

Pseudorapidity

Die oben aufgelisteten Relationen setzen die Kenntnis der Teilchenspezies voraus. Eine massenunabhängige Variable ist die Pseudorapidity η :

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = -\ln \left(\tan \left(\frac{\Theta}{2} \right) \right), \quad (\text{A.8})$$

wobei Θ der Emissionswinkel relativ zur Strahlachse ist ($\cos(\Theta) = \frac{p_z}{p}$). Für $p \gg m$ gilt $\eta \approx y$.

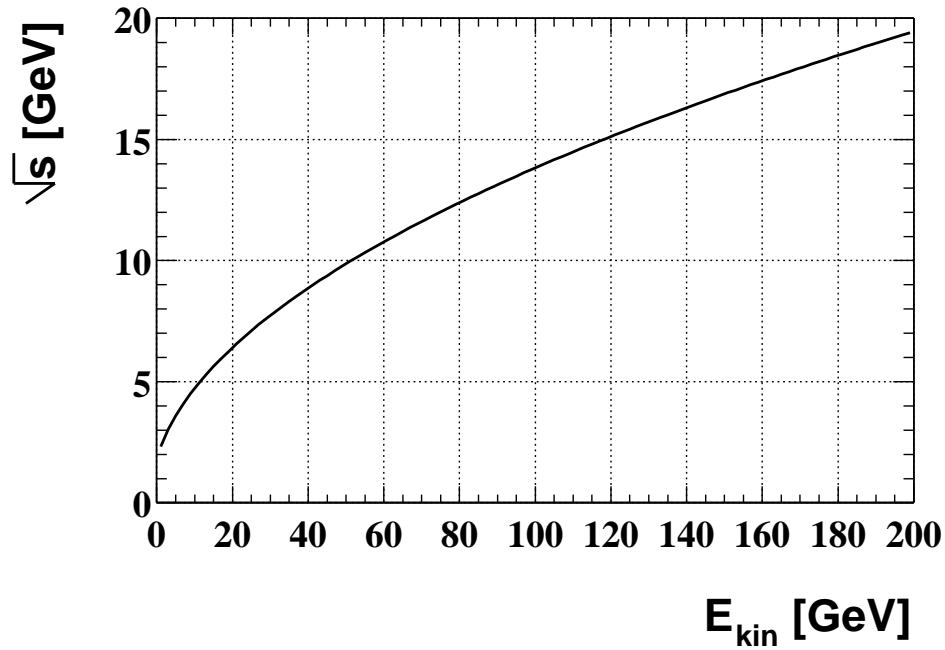


Abbildung A.2 Schwerpunktenergie \sqrt{s} als Funktion der Strahlenergie E_{kin} .

Schwerpunktenergie

Die Schwerpunktenergie $\sqrt{s_{NN}}$, oder kurz \sqrt{s} , ist die Energie, die pro kollidierendem Nukleon-Nukleon-Paar zur Verfügung steht. Für fixed-target Experimente gilt:

$$\sqrt{s} = \sqrt{2 \cdot m_N^2 + 2 \cdot m_N \cdot E_{Proj}} , \quad (\text{A.9})$$

m_N ist die Ruhemasse des Nukleons ($m_N = 938,27 \text{ MeV}/c^2$) und E_{Proj} ist die Projektilenergie. Da $E_{Proj} = E_{kin} + m_N$ (E_{kin} kinetische Energie), läßt sich \sqrt{s} auch in folgender Form schreiben:

$$\sqrt{s} = \sqrt{2 \cdot m_N} \cdot \sqrt{2 \cdot m_N + E_{kin}} . \quad (\text{A.10})$$

Die Relation von \sqrt{s} und E_{kin} ist in Abbildung A.2 dargestellt.

E_{kin} [GeV]	p_{LAB} [GeV/c]	\sqrt{s} [GeV]	F [GeV ^{1/2}]	y^*
1,06	1,76	2,35	0,46	0,69
1,96	2,74	2,68	0,66	0,90
4,00	4,85	3,32	0,98	1,17
5,93	6,80	3,83	1,18	1,34
7,94	8,83	4,29	1,35	1,47
10,74	11,6	4,87	1,53	1,61
11,2	12,1	4,96	1,56	1,63
14,6	15,5	5,56	1,73	1,73
19,8	20	6,27	1,92	1,88
24,08	25	6,98	2,01	1,99
29,1	30	7,62	2,23	2,08
38,7	39,6	8,73	2,46	2,22
78,3	79,2	12,3	3,09	2,56
157,5	158,4	17,3	3,82	2,91
199,1	200	19,4	4,08	3,03

Tabelle A.1 Umrechnung kinematischer Größen.

Die **Fermi Variable F** [176] ist wie folgt definiert

$$F \equiv \frac{(\sqrt{s} - 2 \cdot m_N)^{3/4}}{\sqrt{s}^{1/4}} . \quad (\text{A.11})$$

F zeigt annähernd eine lineare Abhängigkeit als Funktion von $\sqrt{\sqrt{s}}$.

Abschließend sind in Tabelle A.1 die Umrechnungen der kinematischen Größen zusammengestellt.

Anhang B

Zusätzliche Abbildungen 1

Hauptvertex Position

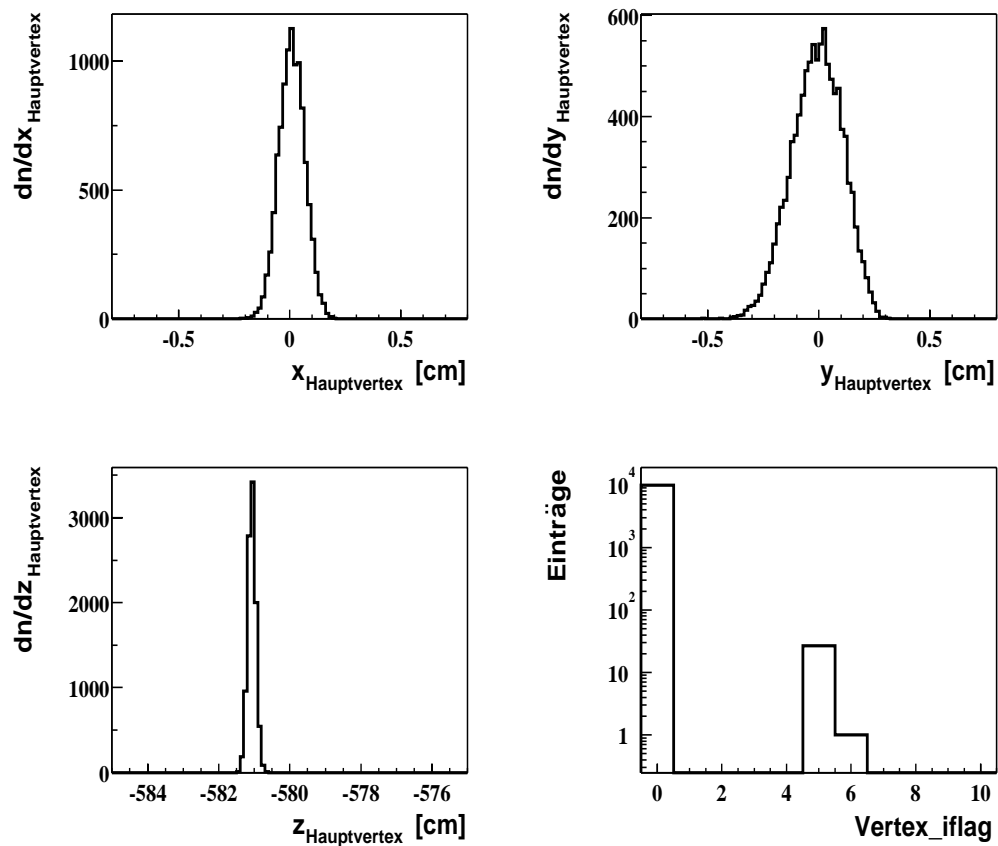


Abbildung B.1 Hauptvertex Positionskomponenten und vertex.iflag für 40 A-GeV Strahlenergie (evaluiert mit 10.000 Ereignissen).

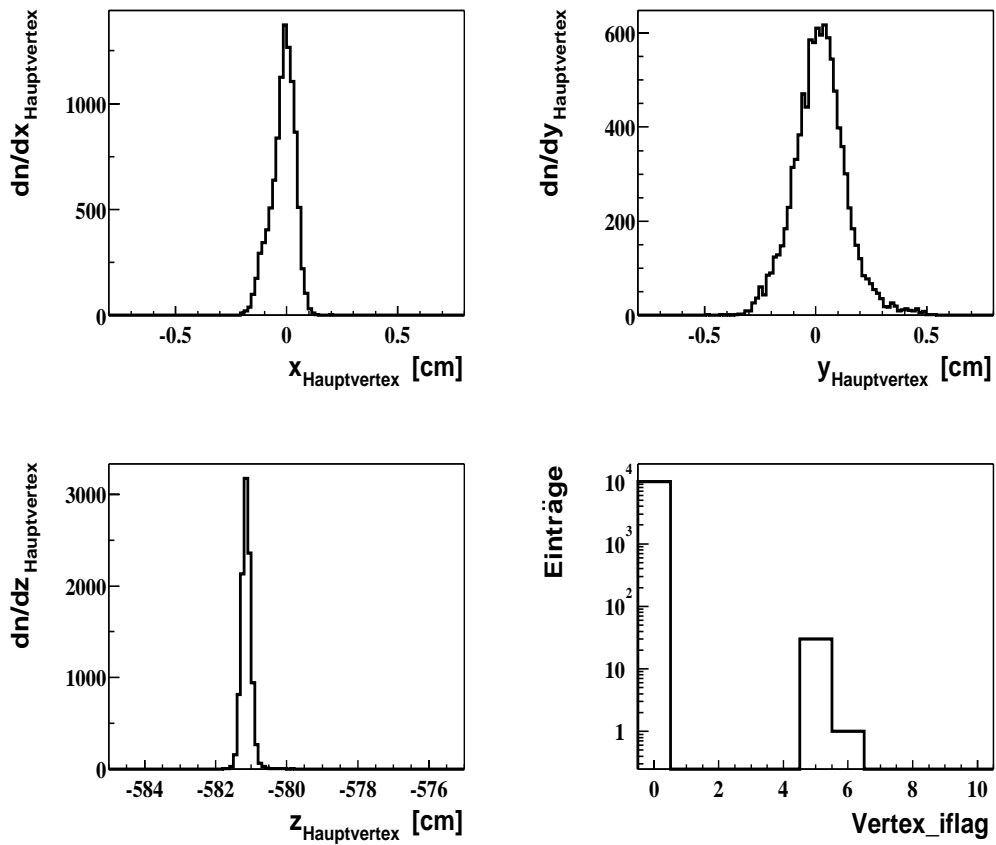


Abbildung B.2 Hauptvertex Positionskomponenten und vertex.iflag für 80 A·GeV Strahlenergie (evaluiert mit 10.000 Ereignissen).

Geometrische Akzeptanz

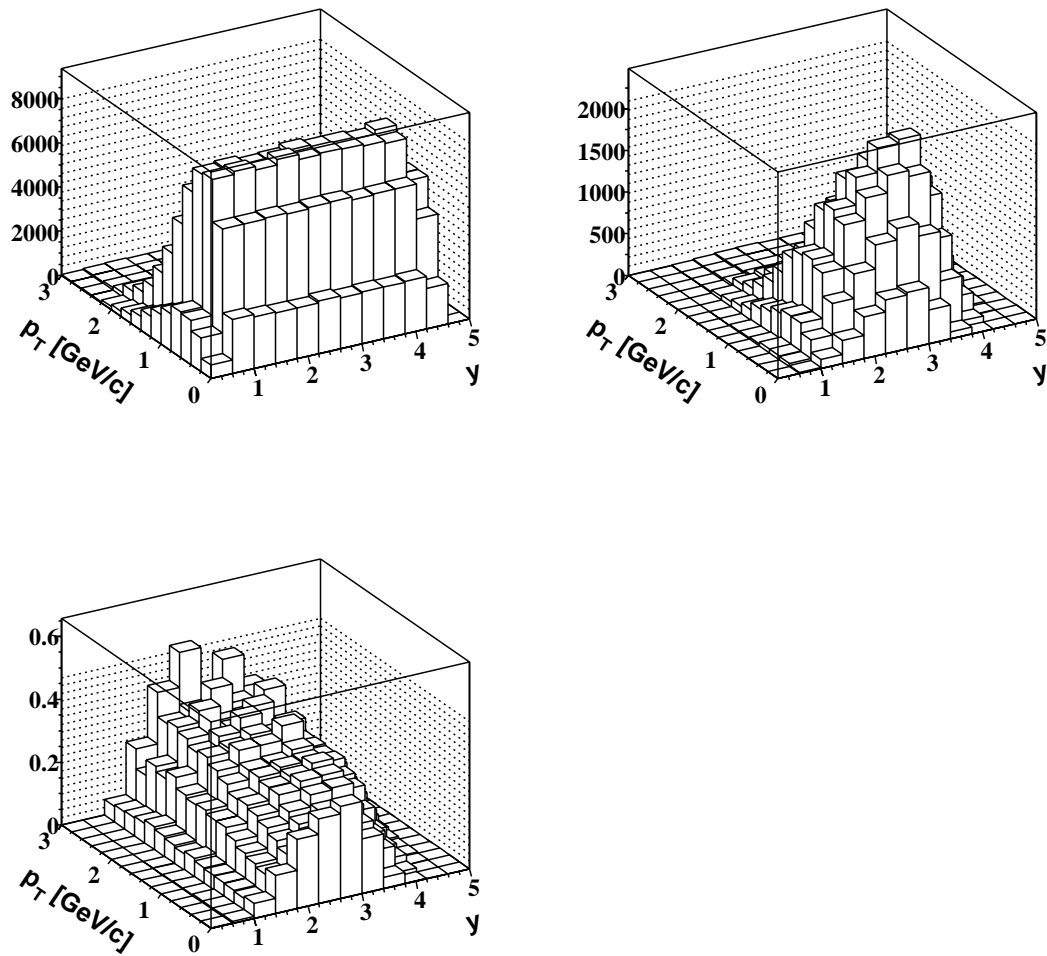


Abbildung B.3 Geometrische Akzeptanz der Λ Hyperonen bei 40 A-GeV (vgl. Abbildung 5.13).

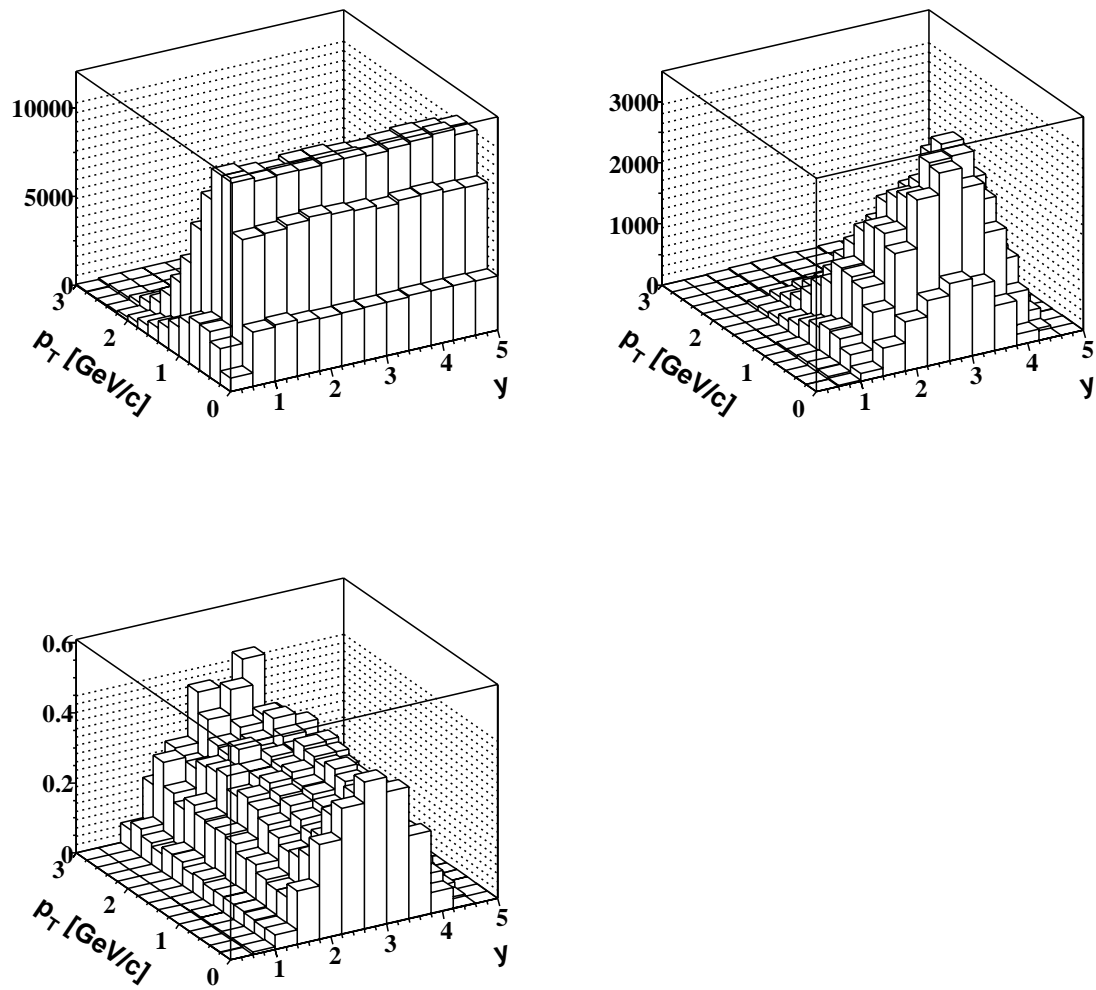


Abbildung B.4 Geometrische Akzeptanz der Λ Hyperonen bei 80 A·GeV (vgl. Abbildung 5.13).

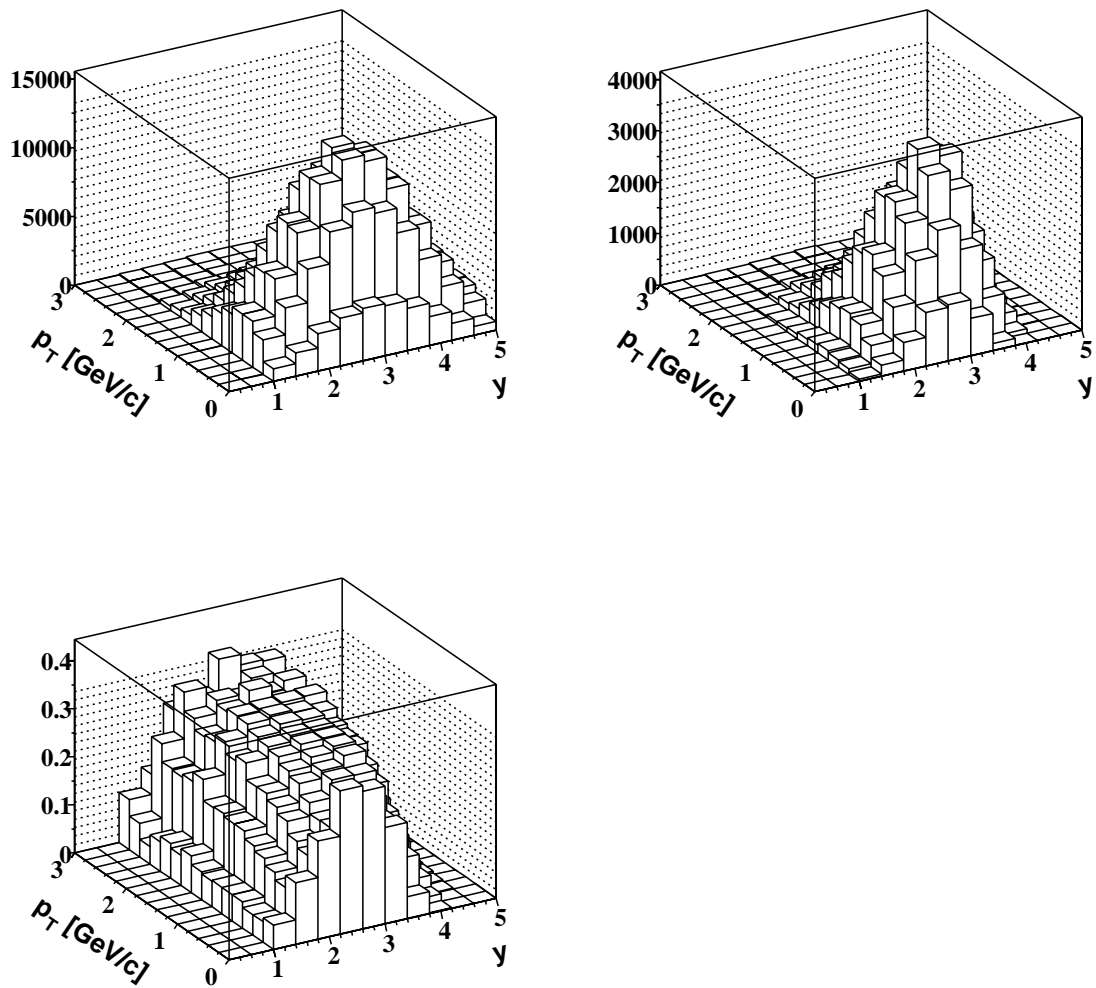


Abbildung B.5 Geometrische Akzeptanz der $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei 40 A-GeV (vgl. Abbildung 5.13).

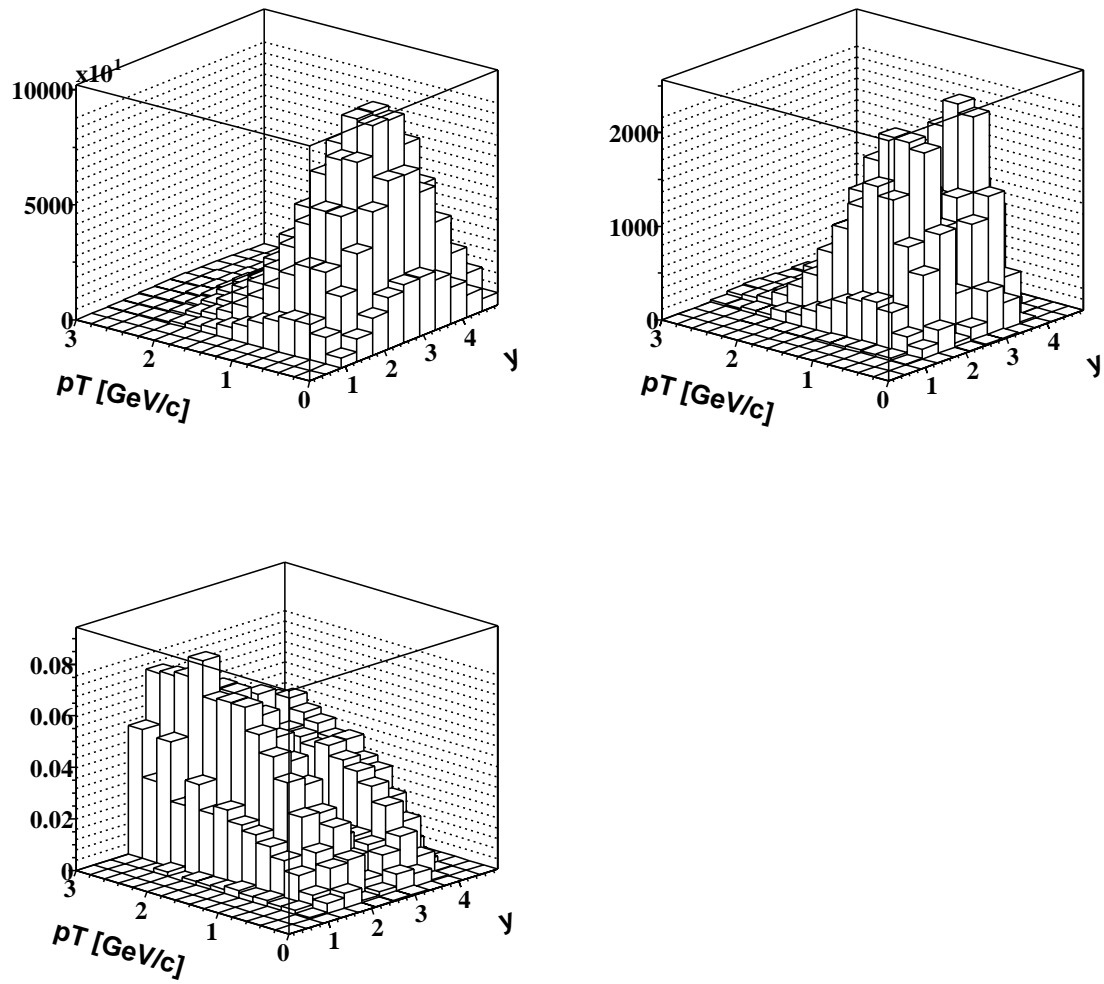


Abbildung B.6 Geometrische Akzeptanz der $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei 158 A·GeV (vgl. Abbildung 5.13).

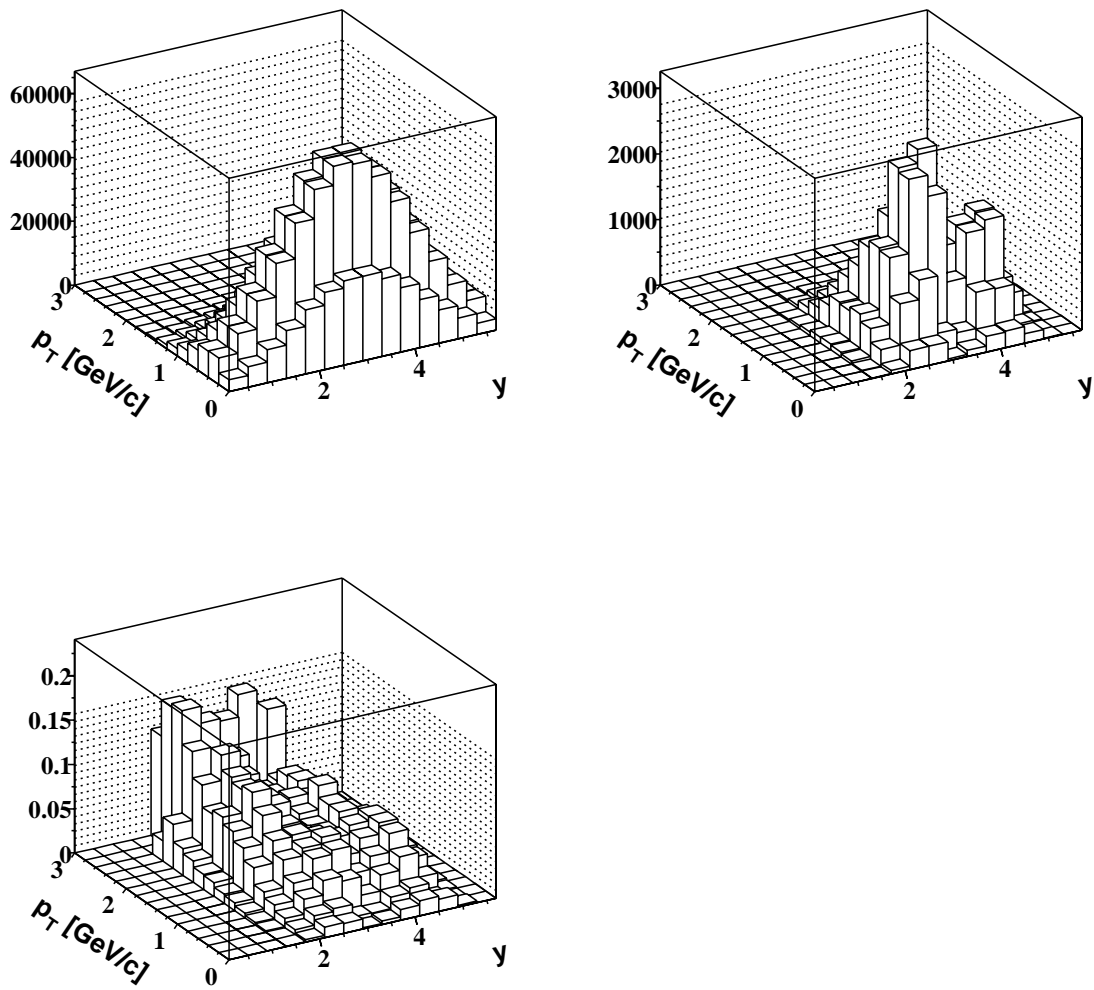


Abbildung B.7 Geometrische Akzeptanz der K_s^0 Mesonen bei 158 A·GeV (vgl. Abbildung 5.13).

Rekonstruktionseffizienz

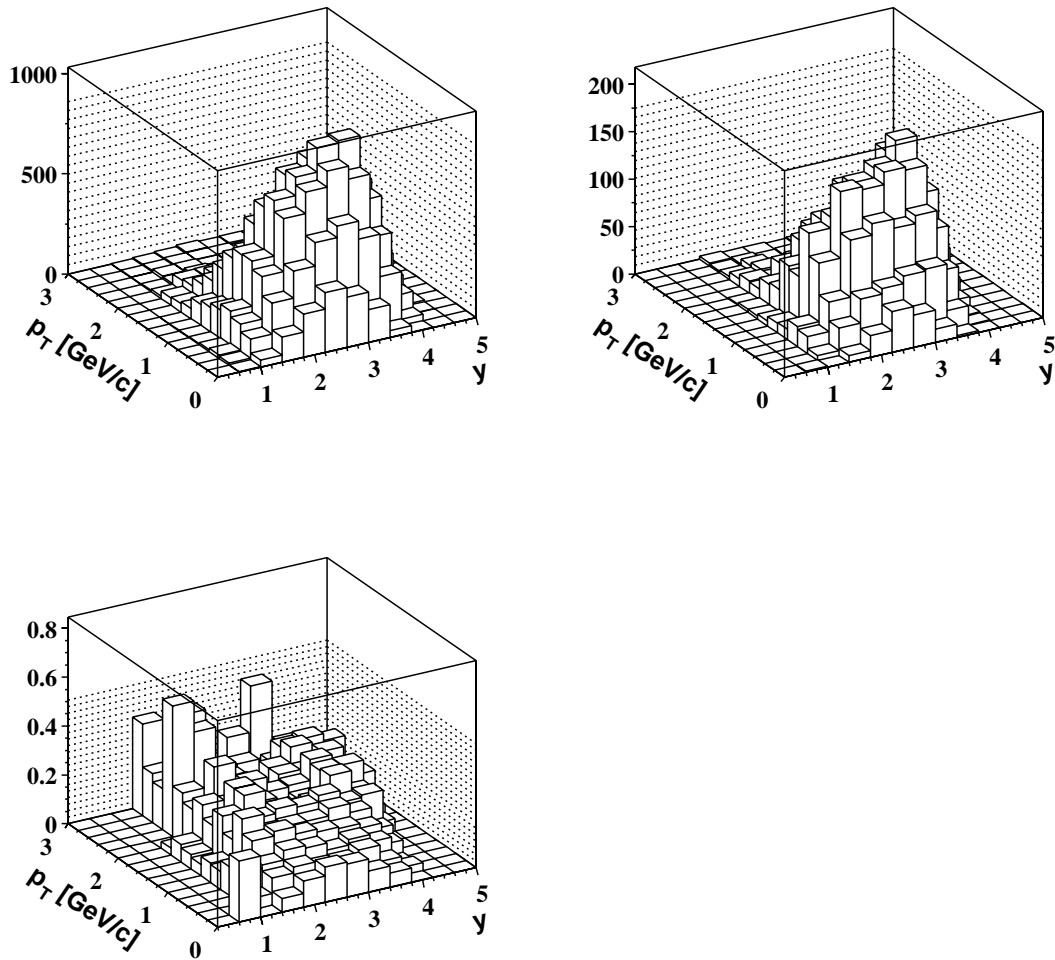


Abbildung B.8 Rekonstruktionseffizienz der Λ Hyperonen bei 40 A-GeV (vgl. Abbildung 5.18).

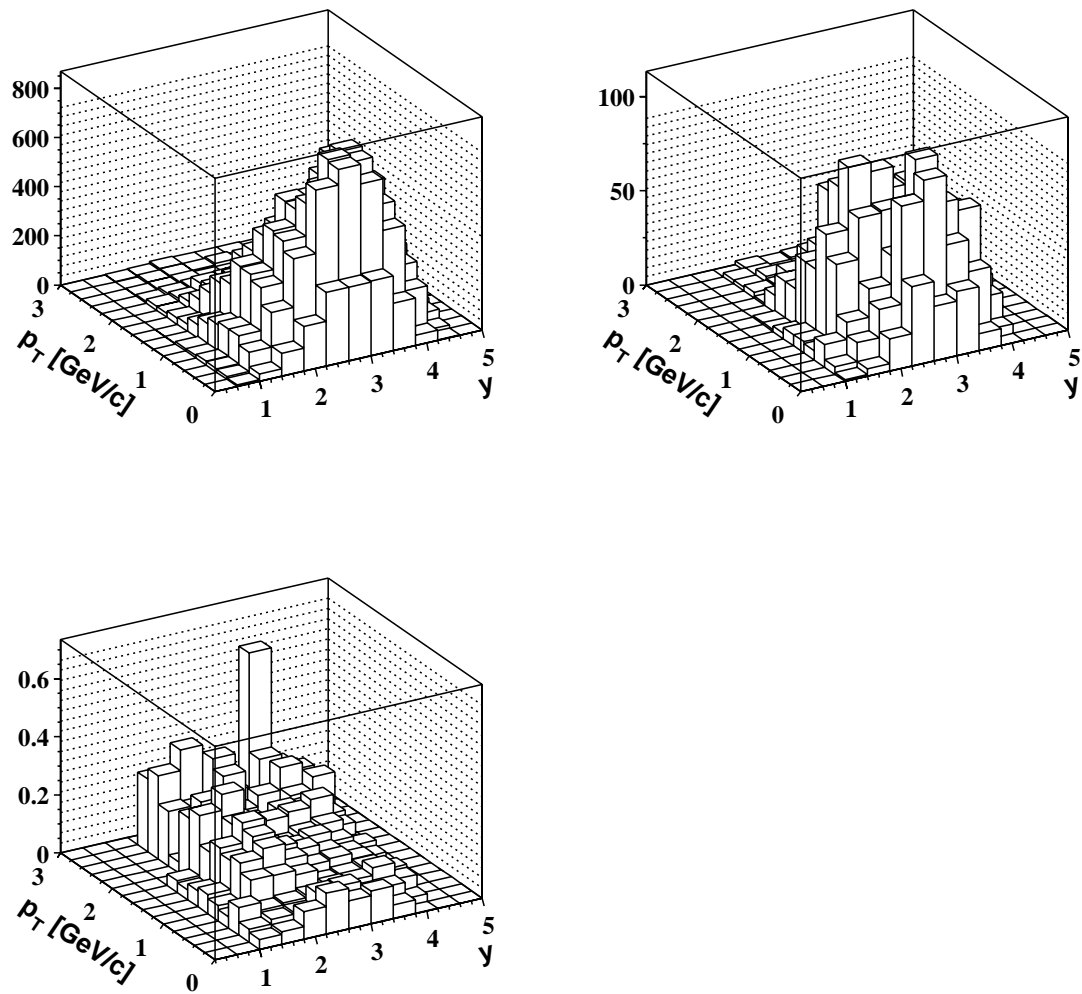


Abbildung B.9 Rekonstruktionseffizienz der Λ Hyperonen bei 80 A·GeV (vgl. Abbildung 5.18).

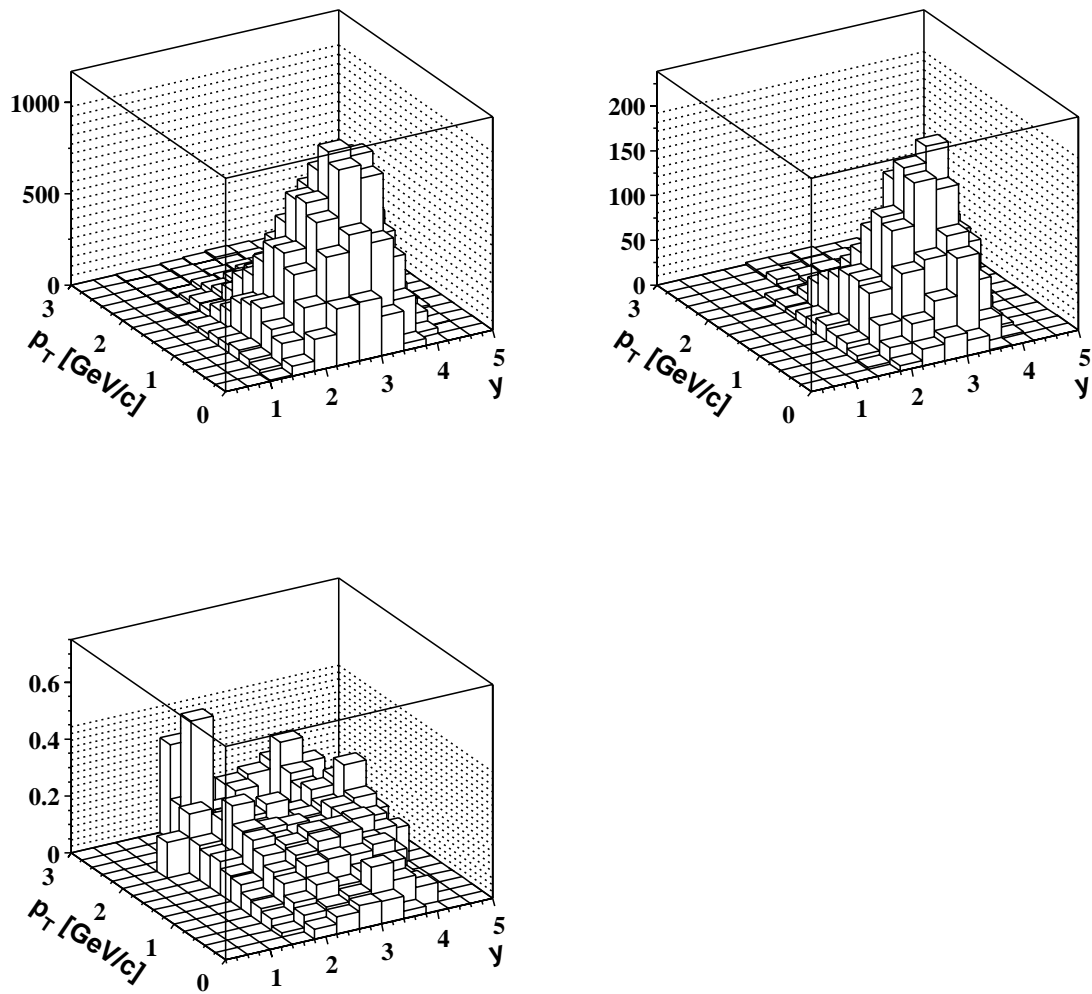


Abbildung B.10 Rekonstruktionseffizienz der $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei 40 A-GeV (vgl. Abbildung 5.18).

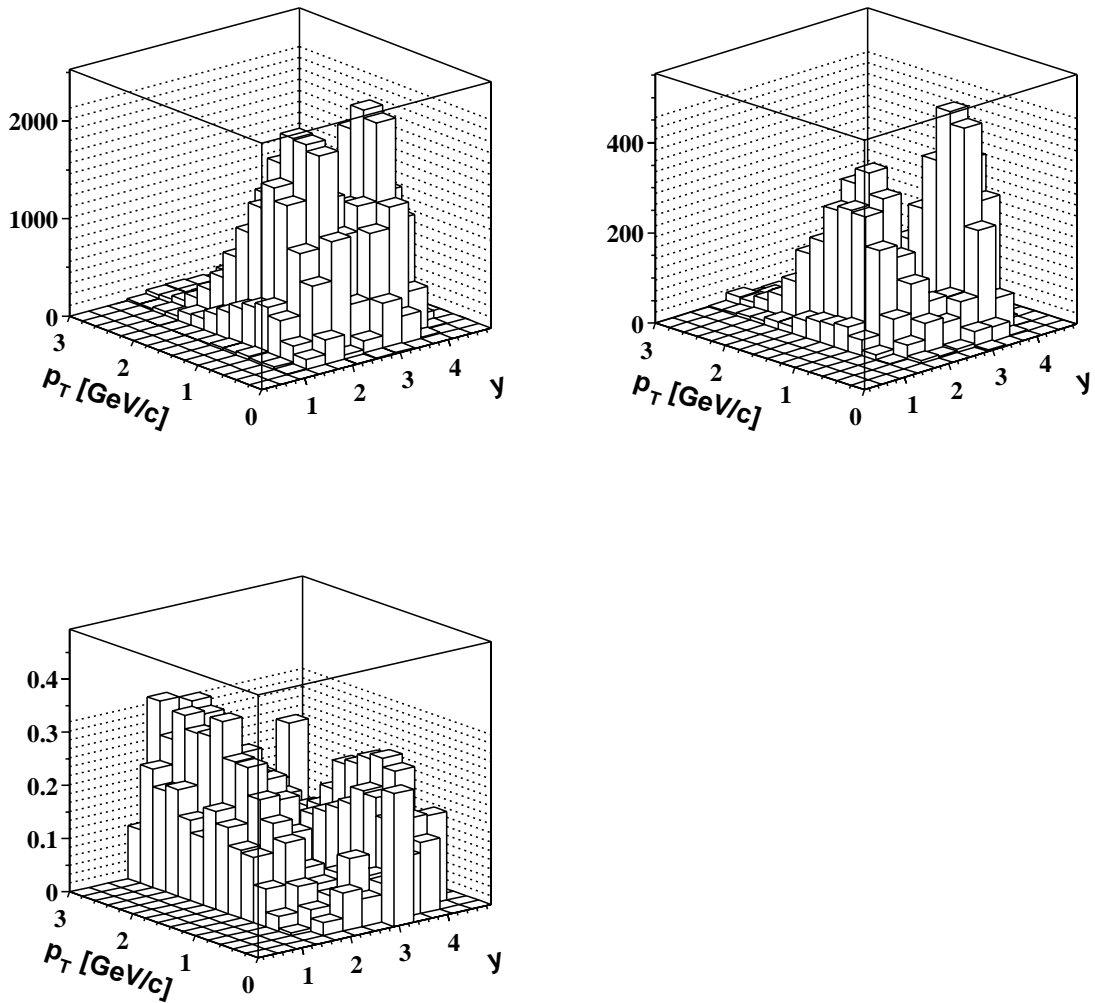


Abbildung B.11 Rekonstruktionseffizienz der $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei 158 A·GeV (vgl. Abbildung 5.18).

Anhang C

Zusätzliche Abbildungen 2

Transversalimpuls-Spektren

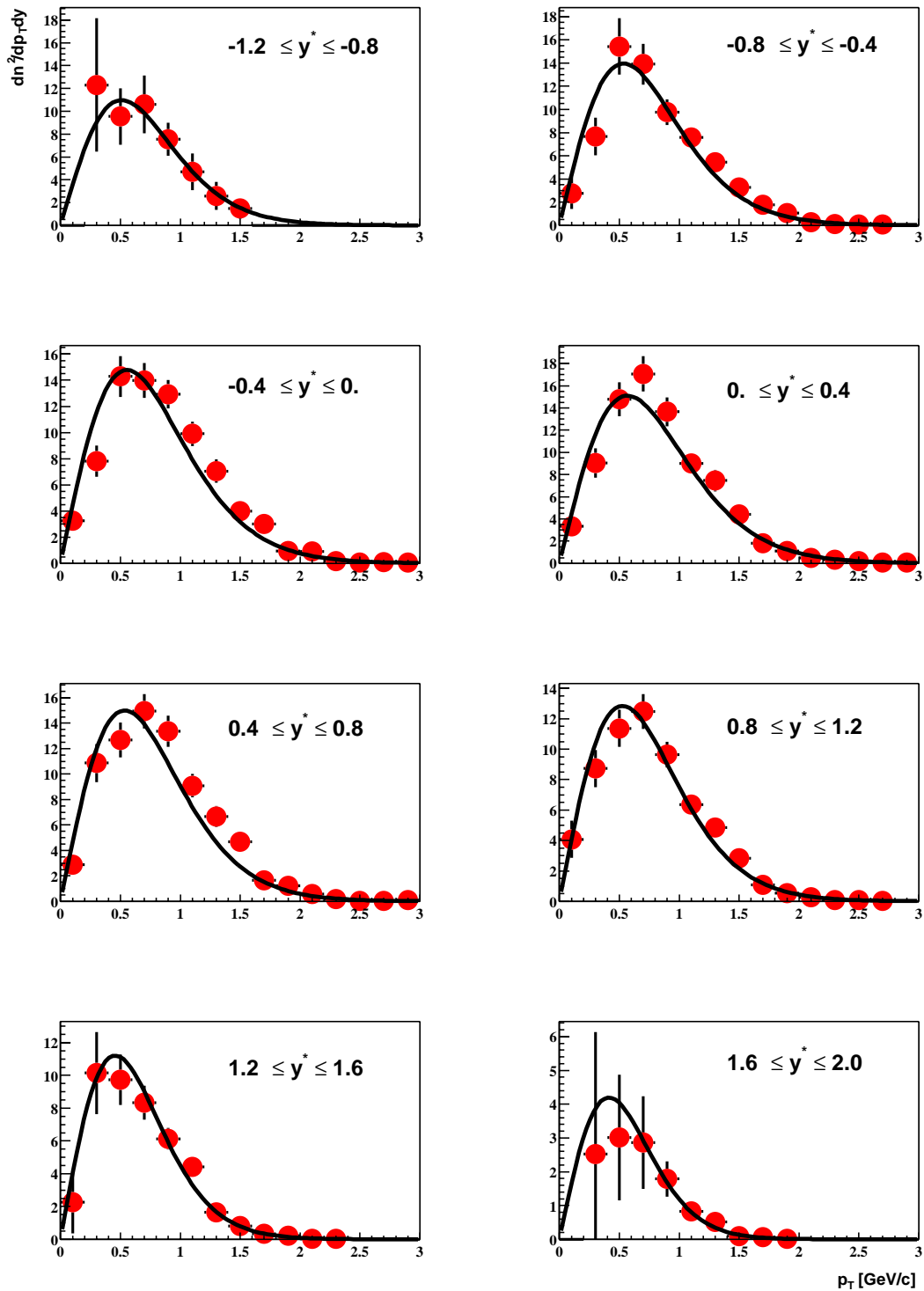


Abbildung C.1 Transversalimpuls-Spektren der Λ Hyperonen bei 40 A·GeV.

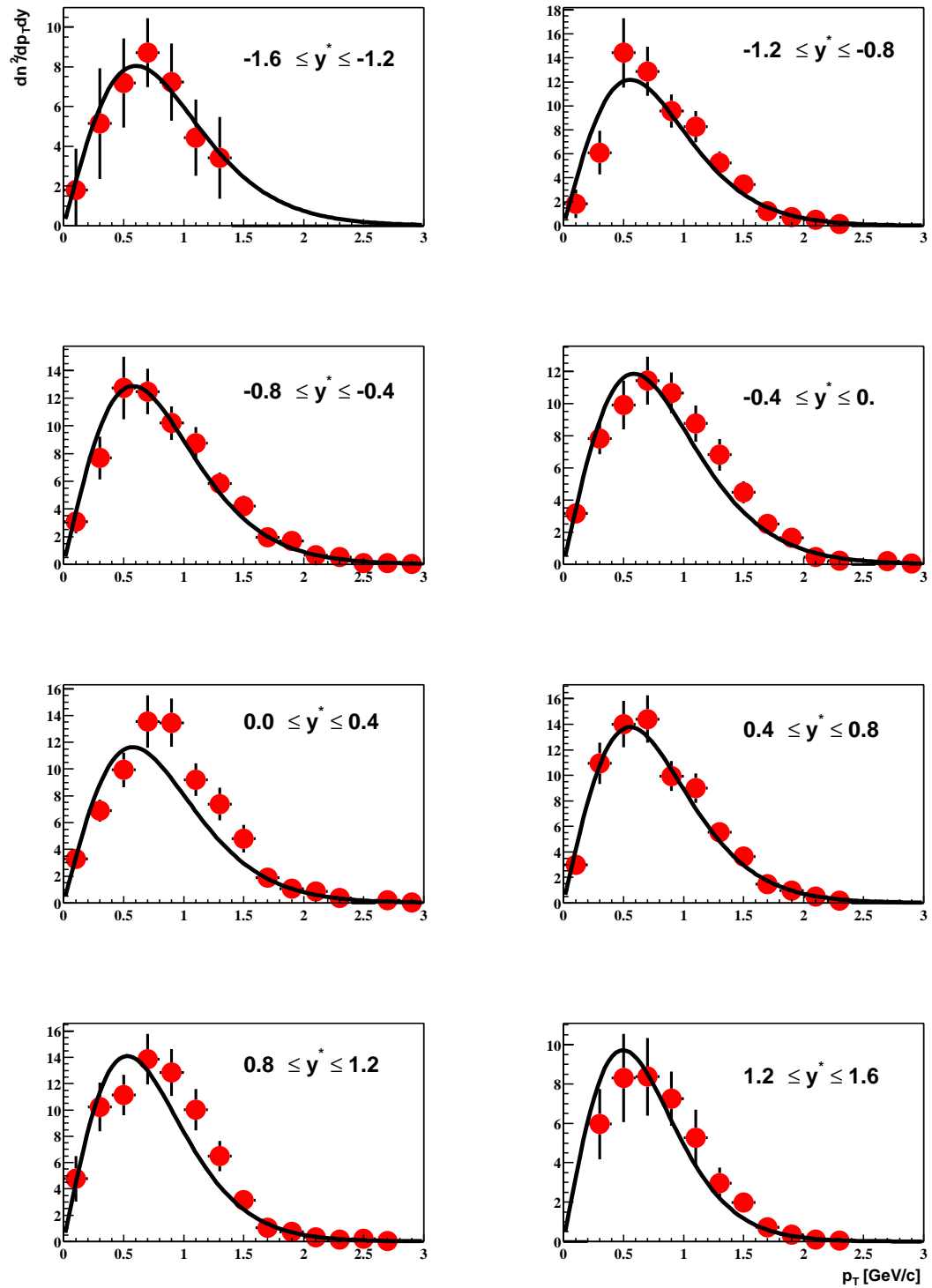


Abbildung C.2 Transversalimpuls-Spektren der Λ Hyperonen bei 80 A-GeV.

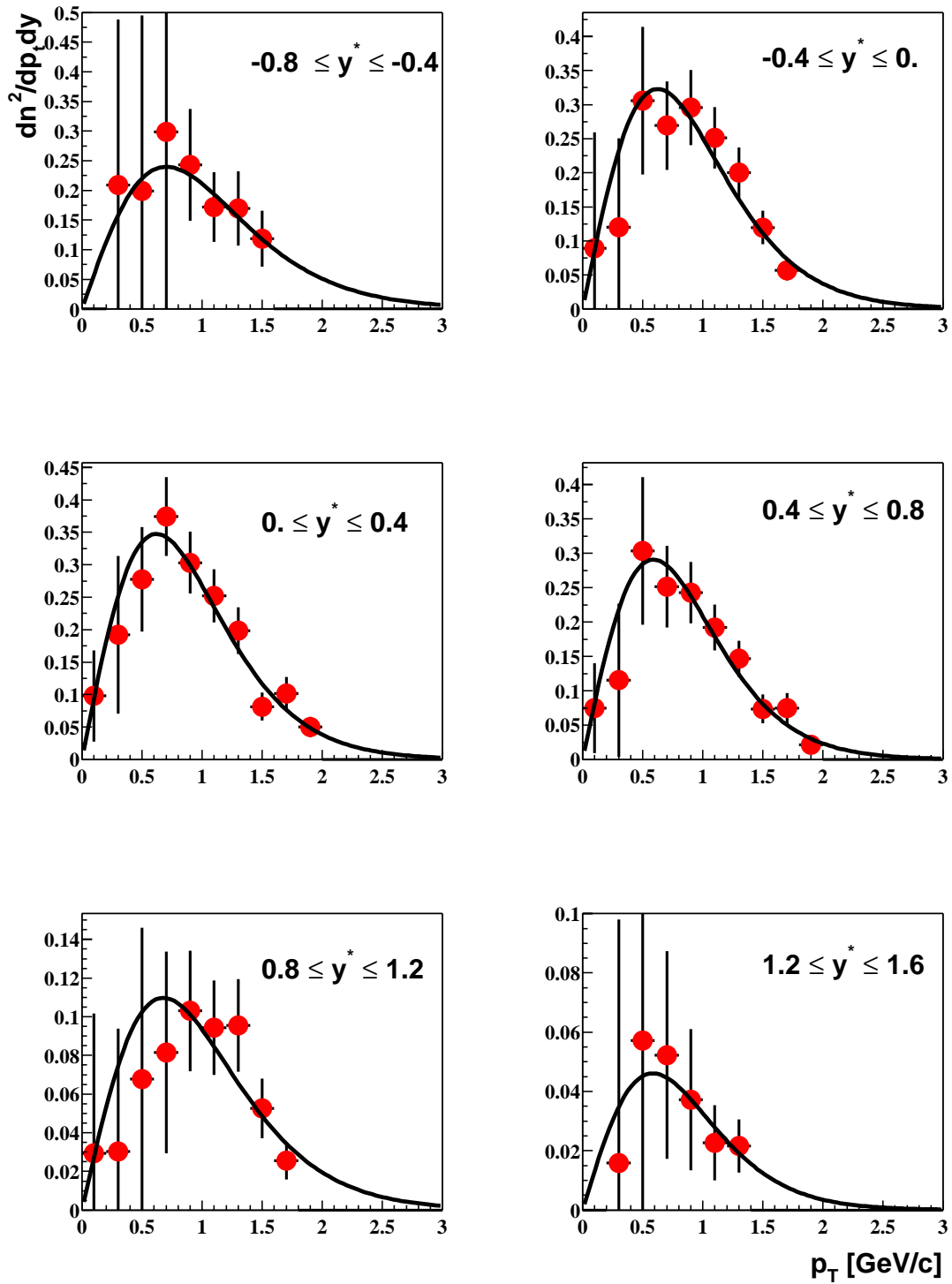


Abbildung C.3 Transversalimpuls-Spektren der $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei 40 A·GeV.

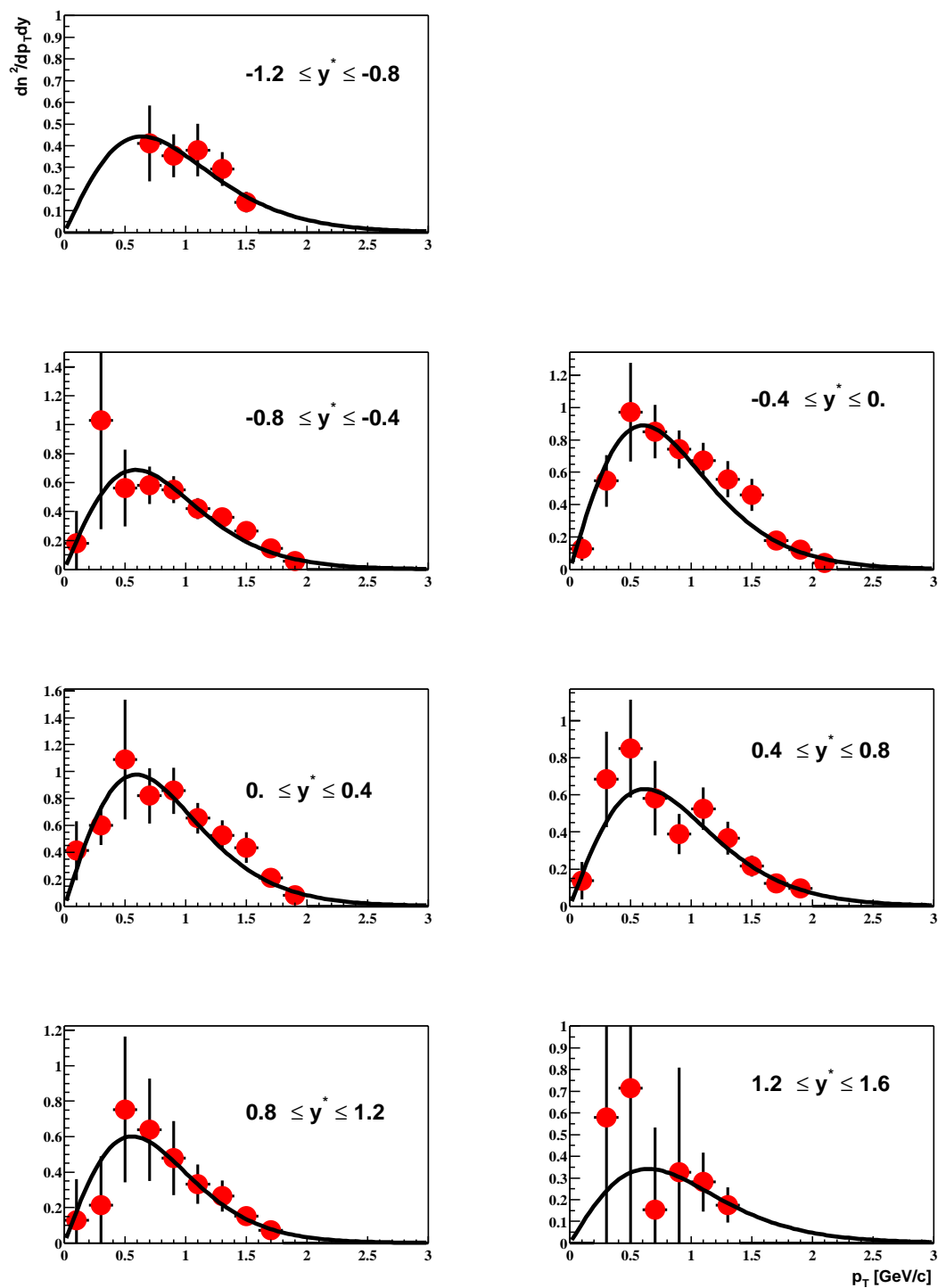


Abbildung C.4 Transversalimpuls-Spektren der $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei 80 A·GeV.

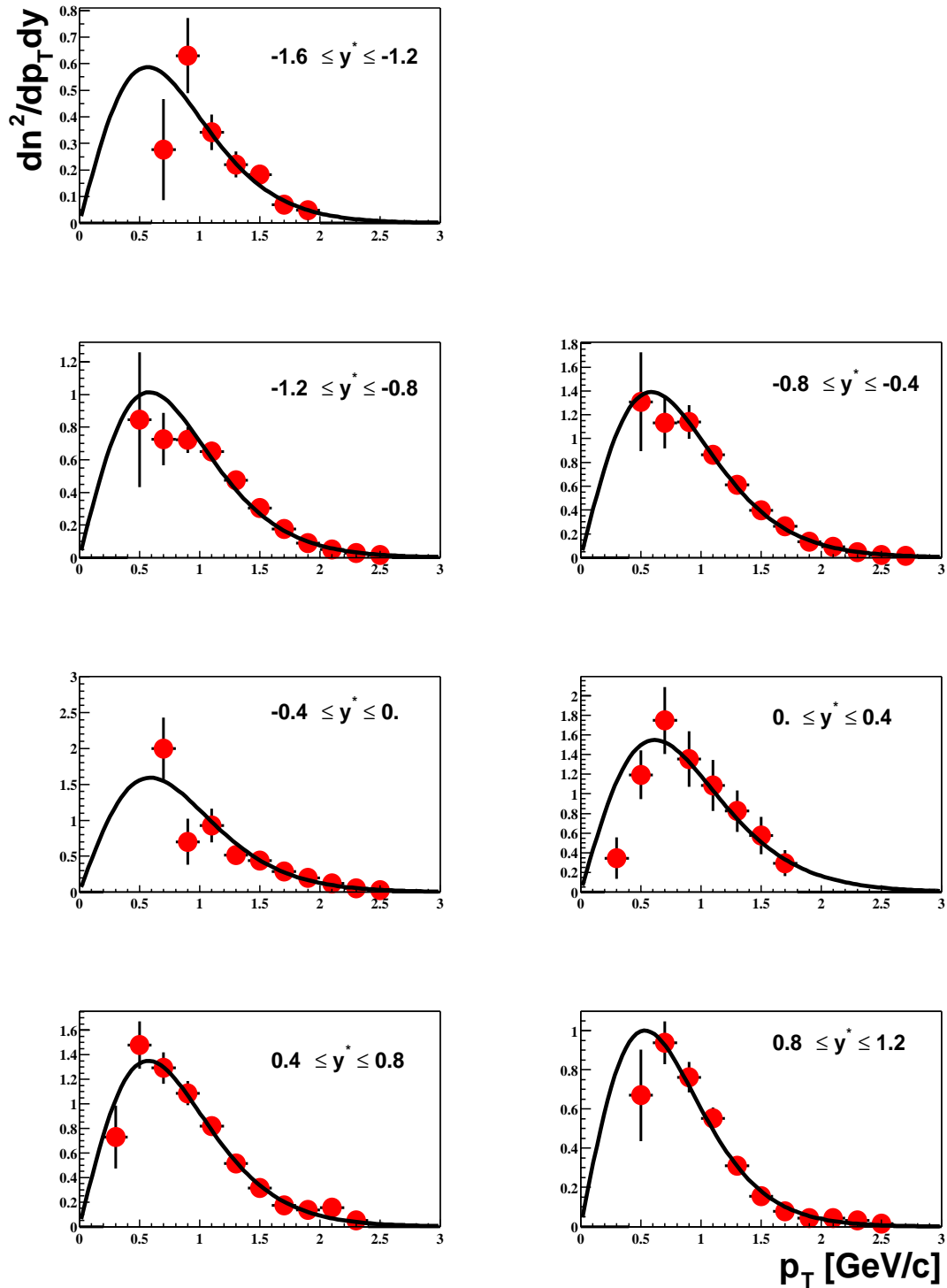


Abbildung C.5 Transversalimpuls-Spektren der $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei 158 A-GeV.

Inverser Steigungsparameter

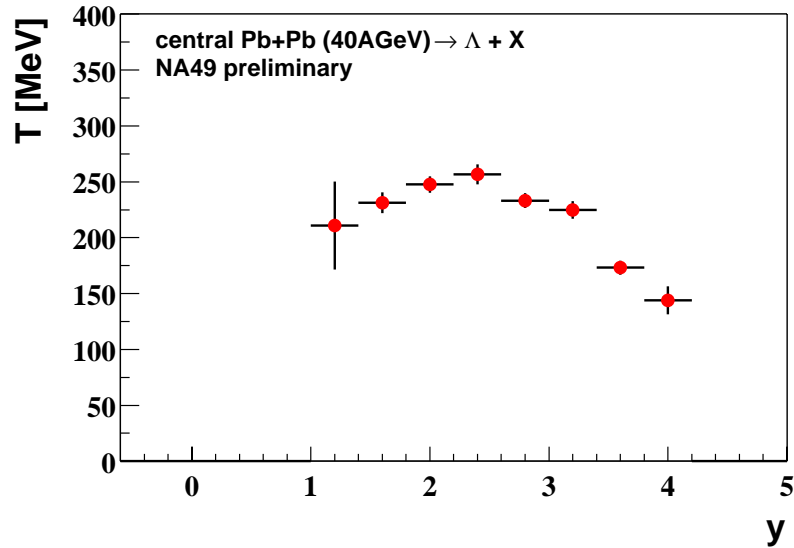


Abbildung C.6 Rapiditätsabhängigkeit des inversen Steigungsparameters für Λ Hyperonen bei 40 A·GeV.

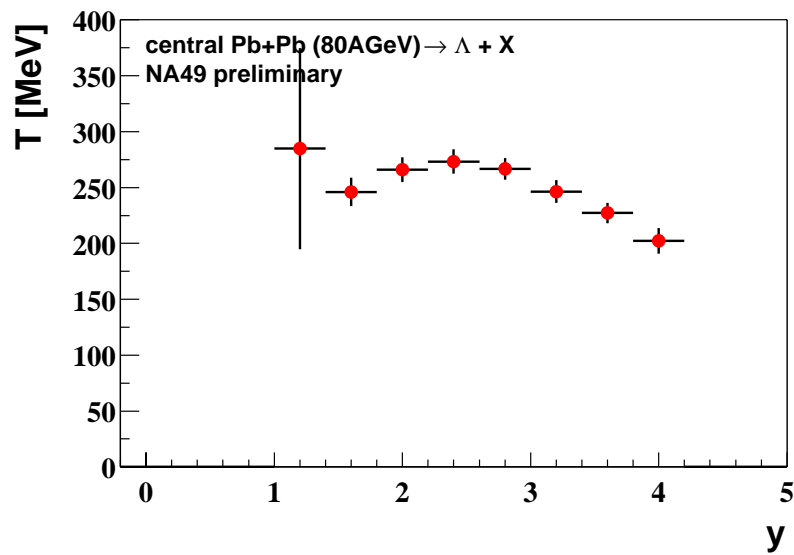


Abbildung C.7 Rapiditätsabhängigkeit des inversen Steigungsparameters für Λ Hyperonen bei 80 A·GeV.

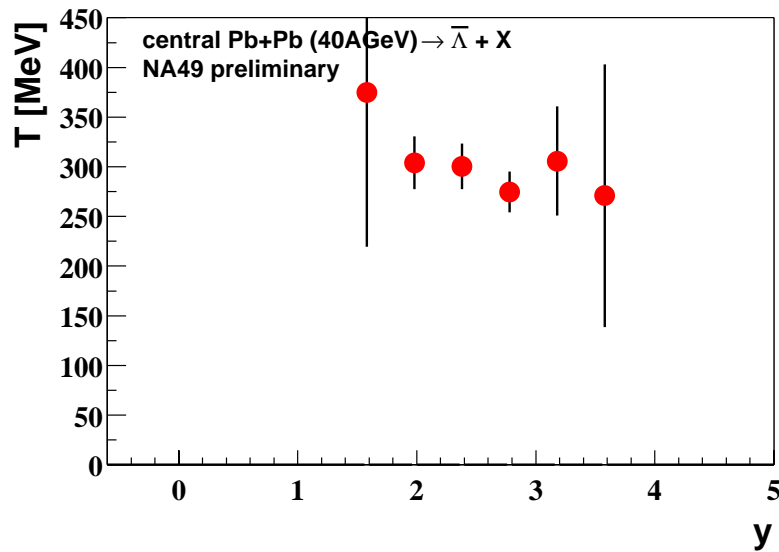


Abbildung C.8 Rapidityabhängigkeit des inversen Steigungsparameters für $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei 40 A·GeV.

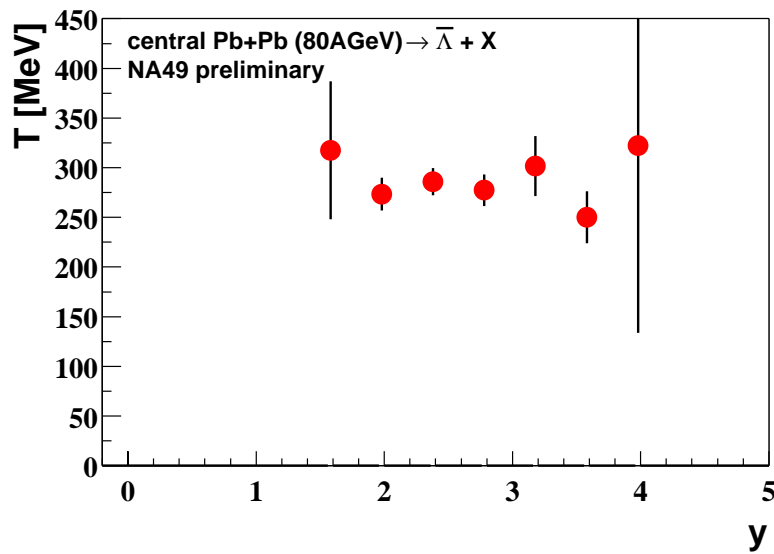


Abbildung C.9 Rapidityabhängigkeit des inversen Steigungsparameters für $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei 80 A·GeV.

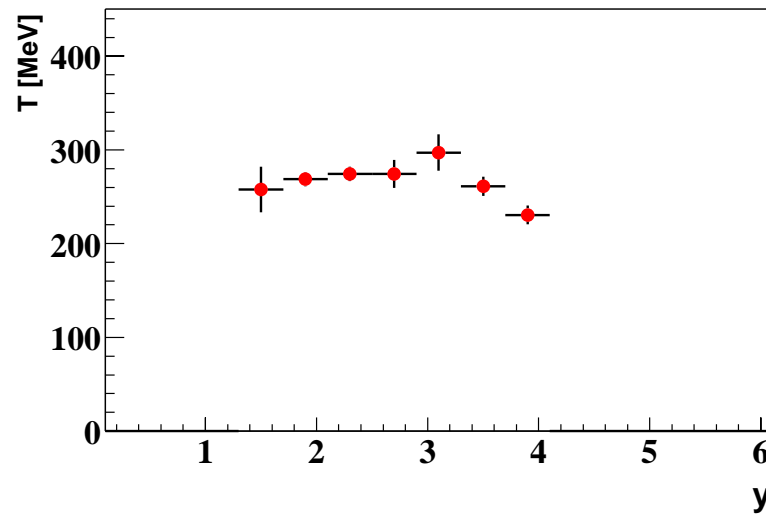


Abbildung C.10 Rapidityabhängigkeit des inversen Steigungsparameters für $\bar{\Lambda}$ Hyperonen bei 158 A-GeV.

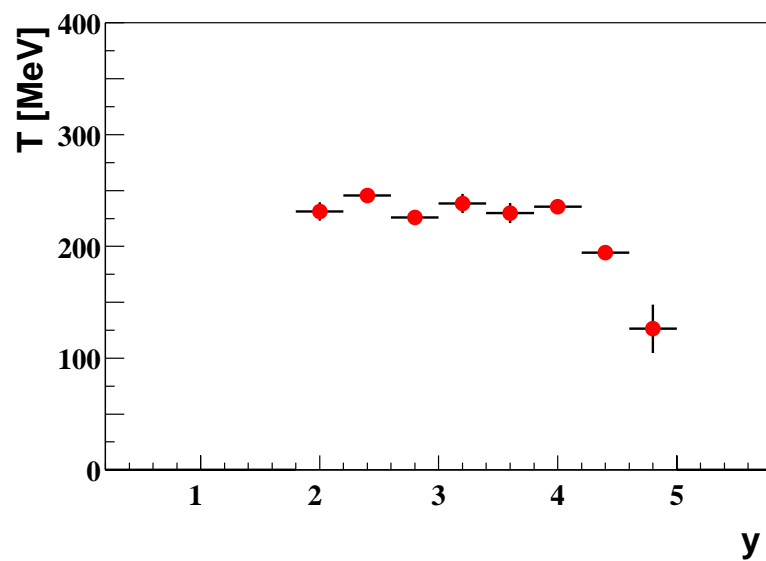


Abbildung C.11 Rapidityabhängigkeit des inversen Steigungsparameters für K_s^0 Mesonen bei 158 A-GeV.

Anhang D

Tabellen: Rapidityverteilung und Energieabhängigkeit

Rapidity	40 A·GeV	80 A·GeV	158 A·GeV
-1,4		$9,12 \pm 1,41$	$10,79 \pm 1,69$
-1,0	$10,19 \pm 1,17$	$12,52 \pm 0,88$	$11,1 \pm 0,82$
-0,6	$13,73 \pm 0,73$	$13,85 \pm 0,73$	$11,24 \pm 0,75$
-0,2	$15,16 \pm 0,6$	$13,0 \pm 0,61$	$11,48 \pm 0,91$
0,2	$15,92 \pm 0,63$	$12,49 \pm 0,64$	$12,28 \pm 1,20$
0,6	$14,77 \pm 0,6$	$14,13 \pm 0,69$	$11,16 \pm 0,77$
1,0	$12,42 \pm 0,5$	$13,71 \pm 0,80$	$9,49 \pm 0,97$
1,4	$9,18 \pm 0,54$	$8,76 \pm 0,86$	
1,8	$3,07 \pm 0,59$		

Tabelle D.1 Rapiditydichten der Λ Hyperonen für die drei untersuchten Energien.

Rapidity	40 A·GeV	80 A·GeV	158 A·GeV
-1,4			$0,62 \pm 0,09$
-1,0		$0,54 \pm 0,08$	$1,10 \pm 0,06$
-0,6	$0,33 \pm 0,09$	$0,75 \pm 0,062$	$1,53 \pm 0,08$
-0,2	$0,38 \pm 0,05$	$1,01 \pm 0,073$	$1,76 \pm 0,20$
0,2	$0,40 \pm 0,045$	$1,09 \pm 0,088$	$1,81 \pm 0,16$
0,6	$0,32 \pm 0,041$	$0,74 \pm 0,080$	$1,44 \pm 0,06$
1,0	$0,14 \pm 0,025$	$0,57 \pm 0,093$	$0,98 \pm 0,06$
1,4	$0,065 \pm 0,018$	$0,465 \pm 0,156$	

Tabelle D.2 Rapiditydichten der $\bar{\Lambda}$ Hyperonen für die drei untersuchten Energien.

Energieabhängigkeit

$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	Referenz	Zentr. [%]	Λ	π	Λ/π
2,68	E895[149, 141]	5	$0,76 \pm 0,03$	50,7	$0,015 \pm 0,001$
3,32	E895[149, 141]	5	$3,6 \pm 0,1$	99,2	$0,036 \pm 0,0013$
3,83	E895[149, 141]	5	$6,8 \pm 0,2$	132,6	$0,0513 \pm 0,0018$
4,29	E895[149, 141]	5	$10,25 \pm 0,3$	162,3	$0,0632 \pm 0,024$
4,87	E802[177], E896[143]	5	$11,25 \pm 1$	189 ± 11	$0,0595 \pm 0,0065$
8,73	NA49[45]	7,2	$15,3 \pm 0,9$	304 ± 18	$0,0503 \pm 0,0042$
12,3	NA49[45]	7,2	$13,5 \pm 1,2$	409 ± 21	$0,033 \pm 0,0033$
17,3	NA49[45]	10	$12,1 \pm 1$	480 ± 26 (*)	$0,0255 \pm 0,0025$
17,3	WA97[79]	7	$13,7 \pm 0,9$	$h^- = 178 \pm 2$	$0,029 \pm 0,002$
130	STAR[146]	5	$\Lambda/h^- = 0,054 \pm 0,001$		$0,0208 \pm 0,004$

Tabelle D.3 Lambda- und Pion-Multiplizitäten bei mittlerer Rapidität. (*) Die Pionen bei dieser Energie sind auf die Zentralität 10% korrigiert (Korrekturfaktor = 0,925).

Kommentar:

Die Umrechnung zwischen $\frac{\Lambda}{h^-}$ und $\frac{\Lambda}{\pi}$ ergibt sich wie folgt:

$$\begin{aligned} \pi &= 1,5 (\pi^+ + \pi^-) \\ \Leftrightarrow \pi &= 1,5 \pi^- \left(\frac{\pi^+}{\pi^-} + 1 \right) \end{aligned} \quad (\text{D.1})$$

und

$$\begin{aligned} h^- &= \pi^- + K^- \\ \Leftrightarrow \frac{h^-}{\pi^-} &= 1 + \frac{K^-}{\pi^-}. \end{aligned} \quad (\text{D.2})$$

Aus Gleichung D.1 erhält man mit D.2

$$\pi = 1,5 \frac{h^-}{1 + \frac{K^-}{\pi^-}} \left(\frac{\pi^+}{\pi^-} + 1 \right),$$

und somit ist

$$\frac{\Lambda}{\pi} = \frac{\Lambda}{h^-} \frac{1 + \frac{K^-}{\pi^-}}{1,5 \left(\frac{\pi^+}{\pi^-} + 1 \right)}. \quad (\text{D.3})$$

Der Umrechnungsfaktor (zweiter Term) lässt sich aus den Teilchenverhältnissen bei einer bestimmten Energie berechnen. Für RHIC Energien ($\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV) erhält man für $\frac{K^-}{\pi^-} = 0,145$ und $\frac{\pi^+}{\pi^-} = 1,025$ einen Umrechnungsfaktor von 0,386. Bei SPS Energien beträgt der Faktor 0,378.

$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	Referenz	Zentr. [%]	$\langle \Lambda \rangle$	$\langle \pi \rangle$	$\langle \Lambda \rangle / \langle \pi \rangle$
2,68	E895[149, 142]	5	$0,58 \pm 0,04$	85	$0,0068 \pm 0,0016$
3,32	E895[149, 142]	5	$5,5 \pm 0,3$	191	$0,0288 \pm 0,004$
3,83	E895[149, 142]	5	$11,6 \pm 0,9$	271	$0,0428 \pm 0,0043$
4,29	E895[149, 142]	5	16 ± 1	340	$0,047 \pm 0,006$
4,87	E896[177], [144]	5	$20,34 \pm 2,74$	416 ± 31	$0,0489 \pm 0,0075$
8,73	NA49[45]	7,2	$45,6 \pm 3,4$	922 ± 40	$0,0495 \pm 0,004$
12,3	NA49[45]	7,2	$47,4 \pm 3,7$	1380 ± 50	$0,0343 \pm 0,003$
17,3	NA49[45]	10	49 ± 5	1747 ± 83 (*)	$0,028 \pm 0,0032$
19,4	NA35[132]		$9,4 \pm 1$	273 ± 9	$0,0344 \pm 0,0038$

Tabelle D.4 Totale Multiplizitäten der Lambdas und Pionen. (*) Die Pionen bei dieser Energie wurden auf die Zentralität 10% korrigiert.

$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	Referenz	Zentr. [%]	$\bar{\Lambda}$	π	$\bar{\Lambda}/\pi$
4,87	E917[155]	5	$0,019 \pm 0,007$	189 ± 11	0,0001
8,73	NA49[45]	7,2	$0,42 \pm 0,03$	304 ± 18	$0,00138 \pm 0,00013$
12,3	NA49[45]	7,2	$1,06 \pm 0,1$	409 ± 21	$0,00259 \pm 0,00029$
17,3	NA49[45]	10	$1,82 \pm 0,08$	480 ± 26 (*)	$0,00375 \pm 0,00026$
17,3	WA97[79]	7	$1,8 \pm 0,2$	$h^- = 178 \pm 2$	$0,00382 \pm 0,00042$
130	STAR[146]	5	$\Lambda/h^- = 0,040 \pm 0,001$		$0,0155 \pm 0,004$

Tabelle D.5 Antilambda- und Pion-Multiplizitäten bei mittlerer Rapidität. (*) Die Pionen bei dieser Energie sind auf die Zentralität 10% korrigiert.

$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	Referenz	Zentr. [%]	$\langle \bar{\Lambda} \rangle$	$\langle \pi \rangle$	$\langle \bar{\Lambda} \rangle / \langle \pi \rangle$
8,73	NA49[45]	7,2	$0,74 \pm 0,06$	922 ± 40	$0,0008 \pm 0,00007$
12,3	NA49[45]	7,2	$2,26 \pm 0,35$	1380 ± 50	$0,00164 \pm 0,00028$
17,3	NA49[45]	10	$4,3 \pm 0,3$	1747 ± 83 (*)	$0,00246 \pm 0,00021$
19,4	NA35[132]		$2,2 \pm 0,4$	273 ± 9	$0,0081 \pm 0,0015$

Tabelle D.6 Totale Multiplizitäten der Antilambdas und Pionen. (*) Die Pionen bei dieser Energie wurden auf die Zentralität 10% korrigiert.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Mischke *et al.* [NA49 Kollaboration]. Lambda Production in central Pb+Pb Collisions at CERN-SPS Energies. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 28:1761–1768, 2002. Proceedings der SQM Konferenz, Frankfurt/Main, 2001 (nucl-ex/0201012).
- [2] A. Mischke *et al.* [NA49 Kollaboration]. Lambda and Anti-Lambda Production in central Pb+Pb Collisions at SPS Energies. *erscheint in Nucl. Phys. A*. Proceedings der QM Konferenz, Nantes, Frankreich, 2002 (nucl-ex/0209002).
- [3] B. Povh *et al.* *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Verlag, 1999.
- [4] W. Bartel *et al.* *Phys. Lett.*, B28:148, 1968.
- [5] D.H. Perkins. *Hochenergiephysik*. Addison-Wesley, 1991.
- [6] C.Y. Wong. *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*. World Scientific, Singapur, 1994, und Referenzen darin.
- [7] A. Chodos *et al.* *Phys. Rev.*, D9:3471, 1974.
- [8] J. Rafelski. Formation and observables of the Quark-Gluon-Plasma. *Phys. Rep.*, 88:331–347, 1982.
- [9] B. Müller. *The Physics of the Quark-Gluon Plasma*. Springer Verlag, 1985.
- [10] B. Müller. *Rep. Prog. Phys.*, 58:611–636, 1995.
- [11] J.C. Collins und M.J. Perry. *Phys. Rev. Lett.*, 34:151, 1975.
- [12] F. Karsch. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, B83:14, 2000.
F. Karsch, *Nucl. Phys.*, A590:367, 1995.
- [13] S. Gottlieb *et al.* *Phys. Rev.*, D35:3972, 1987.

- [14] T. Blum *et al.* *Phys. Rev.*, D51:5153, 1995.
- [15] J. Berges und K. Rajagopal. *Nucl. Phys.*, B538:215, 1999.
- [16] N.K. Glendenning. *Internal Constitution of Neutron and Strange Stars*. „The Many Faces of Neutron Stars“, Eds. Buccheri, van Paradjis and Alpar, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/Boston/London, 1998 (astro-ph/9706236).
- [17] N.K. Glendenning. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 28:2023, 2002. Proceedings der SQM Konferenz, Frankfurt/Main, 2001.
- [18] R. Stock *et al.* Compression Effects in Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 49:1236–1239, 1982.
- [19] L.P. Csernai. *Introduction to Relativistic Heavy Ion Collisions*. Verlag J. Wiley and Sons, New York, 1994.
- [20] L. Landau *et al.* *Del Nuovo Cimento*, III:15–31, 1956.
- [21] J.D. Bjørken. *Phys. Rev.*, D27:140, 1983.
- [22] H. Appelshäuser *et al.* [NA49 Kollaboration]. Baryon stopping and charged particle distributions in central Pb + Pb collisions at 158 GeV per nucleon. *Phys. Rev. Lett.*, 82:2471–2475, 1999.
- [23] D. Boal *et al.* *Rev. of Mod. Phys.*, 62:552–602, 1990.
- [24] H. Appelshäuser. *Zweiteilchenkorrelationen in zentralen Blei-Blei-Reaktionen bei 158 GeV pro Nukleon*. Dissertation, Universität Frankfurt/Main, 1997.
- [25] I.K. Yoo. *Bose-Einstein Correlations of charged Kaons and Pions in central Pb-Pb Collisions at 158 AGeV*. Dissertation, Universität Marburg/Lahn, 2001.
- [26] P. Braun-Munzinger, I. Heppe und J. Stachel. *Phys. Lett.*, B465:15–20, 1999. (nucl-th/9903010).
- [27] F. Becattini, M. Gaździcki und J. Sollfrank. *Eur. Phys. J.*, C5:143–153, 1998. und persönliche Mitteilung.
- [28] F. Becattini, M. Gaździcki und J. Sollfrank. Thermal fits of hadron abundances in heavy ion collisions. *Nucl. Phys. - Proc. Supp.*, B71:324–329, 1999.
- [29] R. Hagedorn. *Riv. Nuovo Cimento*, 6:1–50, 1983.

- [30] R. Hagedorn *et al.* *Phys. Lett.*, B97:136, 1980.
- [31] E. Schnedermann, J. Sollfrank und U. Heinz. Thermal phenomenology of hadrons from 200 AGeV S+S collisions. *Phys. Rev.*, C48:2462–2475, 1993.
- [32] N. Xu *et al.* [NA44 Kollaboration]. *Nucl. Phys.*, A610:175c–187c, 1996.
- [33] U. Heinz. The little bang: Searching for quark-gluon matter in relativistic heavy-ion collisions. *Nucl. Phys.*, A685:414–431, 2001. (hep-ph/0009170).
- [34] T. Matsui und H. Satz. J/ψ -suppression by Quark-Gluon-Plasma formation. *Phys. Lett.*, B178:416, 1986.
- [35] M.C. Abreu *et al.* [NA50 Kollaboration]. Anomalous J/ψ suppression in Pb-Pb interactions at 158 GeV/c per nucleon. *Phys. Lett.*, B410:337–343, 1997.
- [36] R. Stock. *Nature*, 337:319–324, 1989.
- [37] R. Stock. Proceedings of a NATO Advanced Research Workshop on Hot Hadronic Matter: Theory and Experiment, Divonne, Frankreich, 1994.
- [38] S.V. Afanasiev *et al.* [NA49 Kollaboration]. Event-by-event fluctuations of the Kaon to Pion ratio in central Pb+Pb collisions at 158 GeV per nucleon. *Phys. Rev. Lett.*, 86:1965–1969, 2001.
- [39] H. Appelshäuser *et al.* [NA49 Kollaboration]. Event-by-event fluctuations of average transverse momentum in central Pb+Pb collisions at 158 GeV per nucleon. *Phys. Lett.*, B459:679–686, 1999.
- [40] J. Zaraneck. Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main, 2002.
- [41] A. Wetzler, 2002. Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main, Gerichteter und elliptischer Fluß in Blei-Blei-Stößen bei einer Strahlenergie von 40 GeV pro Nukleon.
- [42] M.M. Aggarwal *et al.* [WA98 Kollaboration]. Observation of direct photons in central 158 AGeV 208Pb+208Pb Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 85:3595–3599, 2000. M.M. Aggarwal *et al.* [WA98 Kollaboration], nucl-ex/0006007.
- [43] G. Agakichiev *et al.* [NA45/CERES Kollaboration]. Low-mass $e+e^-$ pair production in 158 AGeV Pb-Au collisions at the CERN SPS. *Phys. Lett.*, B422:405–412, 1998.
- [44] B. Lenkeit *et al.* [NA45/CERES Kollaboration]. New results on low-mass lepton pair production in Pb-Au collisions at 158 GeV/c per nucleon. *Nucl. Phys.*, A654:627c–630c, 1999. und Referenzen darin.

- [45] S.V. Afanasiev *et al.* [NA49 Kollaboration]. Energy dependence of Pion and Kaon Production in central Pb+Pb Collisions. *Phys. Rev., C*: submitted, 2002. (nucl-ex/0205002).
- [46] J. Rafelski und B. Müller. *Phys. Rev. Lett.*, 48:1066, 1982.
- [47] P. Koch, B. Müller und J. Rafelski. *Phys. Rep.*, 142:167–262, 1986.
- [48] A.K. Wróblewski. *Acta Phys. Polon.*, B16:379, 1985.
- [49] K. Geiger. MC-simulation program to study high-energy particle collisions in QCD by space-time evolution of parton-cascades and parton-hadron conversion. *Comp. Phys. Comm.*, 104:70–160, 1997.
- [50] S. Bass und A. Dumitru. *Phys. Rev.*, C61:064909, 2000.
- [51] D. Teaney, E.V. Shuryak und J. Lauret. nucl-th/0110037, 2001.
- [52] J. Rafelski. *Phys. Lett.*, B262:333, 1991.
- [53] P. Braun-Munzinger *et al.* Thermal and hadrochemical equilibration in nucleus-nucleus collisions at the SPS. *Phys. Lett.*, B365:1–6, 1996.
- [54] J. Cleymans und K. Redlich. Unified description of freeze-out parameters in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 81:5284, 1998. sowie hep-ph/0105104.
- [55] P. Braun-Munzinger *et al.* Maximum Relative Strangeness Content in Heavy Ion Collisions around 30 A GeV. *Nucl. Phys.*, A697:902–912, 2002. (hep-ph/0106066) und Referenzen darin.
- [56] M. Gaździcki und M.I. Gorenstein. On the early stage of nucleus-nucleus collisions. *Acta Phys. Polon.*, B30:2705, 1999. (hep-ph/9803462).
- [57] H. Sorge, W. Greiner und H. Stöcker. *Nucl. Phys.*, A498:567c, 1989.
H. Sorge, *Phys. Rev.*, C52:3291, 1995.
J. Sollfrank *et al.*, *Phys. Rev.*, C59:1637, 1999.
- [58] S.A. Bass *et al.* Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 41:255–369, 1998.
- [59] B. Anderson. *Phys. Rep.*, 97:31, 1983.

- [60] W. Ehehalt und W. Cassing. Relativistic transport approach for nucleus-nucleus collisions from SIS to SPS energies. *Nucl. Phys.*, A602:449–486, 1996.
- [61] J. Geiss, W. Cassing und C. Greiner. Strangeness production in the HSD transport approach from SIS to SPS energies. *Nucl. Phys.*, A644:107–138, 1998.
- [62] CERN Press Release, Februar 2000.
<http://cern.web.cern.ch/CERN/Announcements/2000/NewStateMatter/>.
- [63] J. Bächler *et al.* [NA49 Kollaboration], CERN/SPSC 98-4, CERN/SPSLC/P264 Add. 2, 9. January 1998. Addendum 2: Status and Future Programme of the NA49 Experiment.
- [64] J. Bächler *et al.* [NA49 Kollaboration], CERN/SPSC 99-30, CERN/SPSLC/P264 Add. 4, 11. September 1999. Addendum 4: Request for 80 AGeV Pb beam in 1999 Heavy Ion Run.
- [65] S.V. Afanasiev *et al.* [NA49 Kollaboration], CERN/SPSC 2000-035, CERN/SPSLC/P264 Add. 7, 18. August 2000. Addendum 7.
- [66] S.V. Afanasiev *et al.* [NA49 Kollaboration], CERN/SPSC 2002-008, CERN/SPSLC/P264 Add. 10, 1. March 2002. Addendum 10.
- [67] E. Lohrmann. *Hochenergiephysik*. Teubner Verlag, Stuttgart, 1998.
- [68] Particle Data Group. *Eur. Phys. J.*, C3:1, 1998.
- [69] G.D. Rochester und C.C. Butler. Evidence for the existence of new unstable elementary particles. *Nature*, 160:885, 1947.
- [70] A. Mischke. Diplomarbeit, Universität Marburg/Lahn, 1999.
- [71] A. Pais. *Phys. Rev.*, 86:663, 1952.
- [72] M. Gell-Mann *et al.* *Prog. Theo. Phys.*, 10:581, 1953.
K. Nishijima, *Prog. Theor. Phys.*, 13:285, 1955.
- [73] M. Gell-Mann. *Phys. Lett.*, 8:214, 1964.
- [74] J. Harris *et al.* [NA35 Kollaboration]. *Nucl. Phys.*, A498:133c, 1989.
- [75] M. Gaździcki *et al.* [NA35 Kollaboration]. *Nucl. Phys.*, A498:375c–384c, 1989.
Proceedings der QM Konferenz 1989: First Signal of Strangeness Enhancement.

- [76] A. Bamberger *et al.* [NA35 Kollaboration]. *Nucl. Phys.*, A498:133c, 1989.
- [77] S. Margetis *et al.* [NA49 Kollaboration]. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 25:189–197, 1999.
- [78] E. Andersen *et al.* [WA97 Kollaboration]. *Phys. Lett.*, B449:401–406, 1999.
- [79] Webpage der WA97 Kollaboration, 1999.
<http://wa97.web.cern.ch/WA97/Data/TableQM99.html>.
- [80] M. Gaździcki und D. Röhrich. *Z. Phys.*, C71:55–63, 1996.
- [81] J.C. Dunlop und C.A. Ogilvie. *Phys. Rev.*, C61:031901, 2000.
(nucl-th/9911015).
- [82] S.V. Afanasiev *et al.* [NA49 Kollaboration]. The NA49 large acceptance hadron detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A430:210–244, 1999.
- [83] S. Wenig *et al.* [NA49 Kollaboration]. Performance of the large scale TPC system in the CERN heavy ion experiment NA49. *Nucl. Instrum. Meth.*, A409:100–104, 1998.
- [84] U. Frankenfeld. *Teilchenidentifizierung mit Pestov-Zählern in Proton-Blei Reaktionen bei 250 MeV pro Nukleon*. Dissertation, Universität Frankfurt/Main, 1999.
- [85] H. Haseroth *et al.* The CERN heavy ion accelerating facility. *CERN preprint PS-95-026*, 1995. PAC'95, Dallas, TX, USA, 1-5 May 1995.
- [86] G. Brianti. The CERN synchrotrons. *CERN-97-04*, page 35, 1997.
- [87] W. Rauch *et al.* [NA49 Kollaboration]. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 41:30, 1994.
- [88] K. Kleinknecht. *Detektor für Teilchenstrahlung*. Teubner, Stuttgart, 1987.
- [89] B. Lasiuk *et al.* [NA49 Kollaboration]. Particle identification in the NA49 TPCs. *Nucl. Instrum. Meth.*, A409:402–406, 1998.
- [90] T. Lohse und W. Witzeling, 1991. The Time Projection Chamber, ALEPH 91-156.
- [91] A. Kühmichel *et al.* [NA49 Kollaboration]. *Nucl. Instrum. Meth.*, A360:52–56, 1995.
- [92] H. Appelshäuser, 1995. NA49 note: Optimization of Vertex-TPC1 Pad-Layout.

- [93] M. Gaździcki und R. Renfordt, 1993. NA49 note: Optimization of Pad Geometry of VTPC2.
- [94] F. Bieser *et al.* [NA49 Kollaboration]. Design and performance of TPC readout electronics for the NA49 experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A385:535–546, 1997.
- [95] W.R. Leo. *Technics for Nuclear and Particle Physics*. Springer Verlag, 1992.
- [96] C. Roland. *Flavor Fluctuations in Central Pb-Pb Collisions at 158 GeV/Nucleon*. Dissertation, Universität Frankfurt/Main, 2000.
- [97] T. Kollegger, 2001. Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main, Kaonproduktion in ultrarelativistischen Blei-Blei-Stößen.
- [98] F. Eckhardt. Dissertation, Universität Marburg/Lahn, 1996.
- [99] T. Alber *et al.* [NA49 Kollaboration]. Transverse Energy Production in 208 Pb + Pb Collisions at 158 GeV per Nucleon. *Phys. Rev. Lett.*, 75:3814–3817, 1995.
- [100] T. Wienold *et al.* [NA49 Kollaboration]. *Nucl. Instrum. Meth.*, A610:76c, 1996.
- [101] C. Struck. Diplomarbeit, Universität Marburg/Lahn, 1997.
- [102] B. Andersson *et al.* *Z. Phys.*, C57:485, 1993.
- [103] Nuclear Overlap Calculation, 2001. Web interface for a Nuclear Overlap Calculation Code, <http://www-aix.gsi.de/~misko/overlap/>.
- [104] I. Kraus, 2000/2001. Bestimmung der Magnetfeld-Skalierung für 40 und 80 A·GeV, private Mitteilung.
- [105] R. Bramm, 2001. Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main, Pionproduktion in Pb-Pb-Kollisionen @ 40 AGeV.
- [106] R. Zyburt, 1993. DSPACK Proposal, NA49 Internal Report <http://hpna49-1.cern.ch/dspack.html>.
- [107] A. Mock. Dissertation, MPI für Physik, München, 1997.
- [108] J. Günther. *Analyse der hadronischen Endzustandsverteilungen in ultrarelativistischen Blei-Blei-Kollisionen*. Dissertation, Universität Frankfurt/Main, 1998.

- [109] M. Kröcker. Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main, Charge transport corrections in the NA49 vertex TPC's, 1995.
- [110] C. Markert. *Lambda(1520)-Produktion in Proton-Proton- und zentralen Blei-Blei-Reaktionen bei 158 GeV pro Nukleon*. Dissertation, Universität Frankfurt/Main, 2001.
- [111] M. Fuchs *et al.* [NA49 Kollaboration]. *Nucl. Instrum. Meth.*, A367:394–397, 1995.
- [112] D. Irscher, 1997. NA49 note: Philosophy and Parts of the global Tracking Chain.
- [113] L.S. Barnby *et al.* [NA49 Kollaboration]. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 25:469–472, 1999.
- [114] J. Myrheim und L. Bugge. A fast Runge-Kutta method for fitting tracks in a magnetic field. *Nucl. Instrum. Meth.*, 160:43–48, 1979.
- [115] C. Bormann. *Produktion neutraler seltsamer Teilchen in ultra-relativistischen Blei-Blei-Kollisionen*. Dissertation, Universität Frankfurt/Main, 1998.
- [116] R.L. Gluckstern. *Nucl. Instr. and Methods*, 24:381–389, 1963.
- [117] R.K. Bock *et al.* *Data Analysis Technique for High-Energy Physics Experiments*. Cambridge University Press, 1995.
- [118] T49 ROOT miniDSTs classes. <http://na49info.cern.ch/na49/>.
- [119] R. Brun. *Nucl. Instr. and Methods*, A389:81, 1997.
<http://root.cern.ch/>.
- [120] T. Yates *et al.* [NA49 Kollaboration]. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 23:1889–1893, 1997.
- [121] T. Yates, 1997. NA49 note: V0 Finder and Fitter Status Report.
- [122] L.S. Barnby. Dissertation, University of Birmingham, 1999.
- [123] J. Podolanski und R. Armenteros. Analysis of V-events. *Phil. Mag.*, 45:13, 1954.
- [124] A. Billmeier. Dissertation, Universität Frankfurt/Main, 2001.
- [125] A. Mischke, Juli 2001. NA49 note: Lambda Reconstruction Efficiency in central Pb+Pb Collisions at 158 AGeV.

- [126] W. Press, S. Teukolsky, W. Vetterling und B. Flannery. *Numerical Recipes*. Cambridge University Press, Cambridge, 1986.
- [127] P. Buncic, 2000. private Mitteilung.
- [128] F. Antinori *et al.* [WA97 Kollaboration]. *Eur. Phys. J.*, C14:633, 1999.
- [129] Application Software Group, 1994. GEANT, Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W1013, CERN, Genf.
- [130] G.E. Cooper. Dissertation, Berkeley Lab (LBNL), Berkeley, USA, 2000.
- [131] M. Toy. Dissertation, University of California, Los Angeles, USA, 1999.
- [132] T. Alber *et al.* [NA35 Kollaboration]. *Z. Phys.*, C64:195–207, 1994.
- [133] R.A. Barton. Dissertation, University of Birmingham, 2001.
- [134] S.V. Afanasiev *et al.* [NA49 Kollaboration]. Cascade and anti-cascade Production in central Pb+Pb Collisions at 158 GeV/c per Nucleon. *Phys. Lett.*, B538:275–281, 2002. (hep-ex/0202037).
- [135] W. Walcher. *Praktikum der Physik*. Teubner Verlag, 1999.
- [136] C. Bormann *et al.* [NA49 Kollaboration]. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 23:1817–1825, 1997.
- [137] F. Antinori *et al.* [WA97 Kollaboration], 2000. CERN-EP-2000-002.
- [138] W Schmitz. *Lambda Production in 40 AGeV/c Pb-Au Kollisionen*. Dissertation, Universität Heidelberg, 2001.
- [139] W Schmitz *et al.* [CERES Kollaboration]. Lambda Production in 40 AGeV/c Pb-Au Collisions. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 28:1861, 2002. Proceedings der SQM Konferenz, Frankfurt/Main, 2001 (nucl-ex/0201002).
- [140] N. Carrer *et al.* [WA97/NA57 Kollaboration]. First results on strange baryon production from the NA57 experiment. *Nucl. Phys.*, A698:118c–126c, 2002. Proceedings der QM Konferenz, New York, USA, 2001.
- [141] G. Rai *et al.* [E895 Kollaboration], QUARK MATTER 99, Torino, Italy, <http://www.qm99.to.infn.it/rai/ri11.html>.
G. Rai *et al.* [E895 Kollaboration], *Nucl. Phys.* A661:162-169, 1999.

- [142] C. Pinkenburg *et al.* [E895 Kollaboration]. *Nucl. Phys.*, A698:495c–498c, 2002. (nucl-ex/0104025).
- [143] S. Albergo *et al.* [E896 Kollaboration]. Λ Spectra in 11,6 A GeV/c Au-Au Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 88:062301, 2002.
- [144] F. Becattini *et al.* *Phys. Rev.*, C64:024901, 2001. (hep-ph/0002267).
- [145] S. Ahmad *et al.* [E891 Kollaboration]. *Phys. Lett.*, B382:35–39, 1996.
- [146] C. Adler *et al.* [STAR Kollaboration]. Mid-rapidity Λ and $\bar{\Lambda}$ Production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. 2002. (nucl-ex/0203016).
- [147] K. Adcox *et al.* [PHENIX Kollaboration]. Measurement of the Lambda and Lambda-bar Particles in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=130$ GeV, 2002. (nucl-ex/0204007).
- [148] V. Kolesnikov, 2002. private Mitteilung.
- [149] J.L. Klay. Dissertation, University of California, Davis, 2001.
- [150] J.L. Klay *et al.* [E895 Kollaboration]. Publikation in Vorbereitung.
- [151] M. Gaździcki und D. Röhrich. *Z. Phys.*, C65:215–223, 1995.
- [152] K. Werner. Baryon production in the central region of ultrarelativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 62:2460, 1989.
- [153] A. Tounsi, A. Mischke und K. Redlich. Canonical aspects of strangeness enhancement. *erscheint in Nucl. Phys. A*. Proceedings der QM Konferenz, Nantes, Frankreich, 2002 (hep-ph/0209284).
- [154] K. Kadija *et al.* [NA49 Kollaboration]. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 28:1675, 2002. Proceedings der SQM Konferenz, Frankfurt/Main, 2001.
- [155] B.B. Back *et al.* [E917 Kollaboration]. Antilambda Production in Au+Au Collisions at 11.7 AGeV/c. *Phys. Rev. Lett.*, 87:242301, 2001. (nucl-ex/0101008).
- [156] Y. Akiba *et al.* [E859 Kollaboration]. Resent results from e859 at the BNL AGS. *Nucl. Phys.*, A590:179c–196c, 1995.
- [157] G. van Buren *et al.* [STAR Kollaboration]. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 28:2103, 2002. Proceedings der SQM Konferenz, Frankfurt/Main, 2001 (nucl-ex/0201012).

- [158] G. Stephans *et al.* [E859 Kollaboration]. *J. Phys.*, G23:1895–1901, 1997.
- [159] T. Susa. Dissertation, Ruder Boskovic Institute (IRB), Zagreb, Kroatien, 2002.
- [160] F. Becattini und U. Heinz. *Z. Phys.*, C76:269–286, 1997.
- [161] M. Gaździcki und F. Becattini, 2002. Statistische-Model Anpassung an die NA49 Daten bei 40, 80 und 158 A-GeV (QM2002), private Mitteilung.
- [162] F. Becattini. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 28:1553–1560, 2002. Proceedings der SQM Konferenz, Frankfurt/Main, 2001 und private Mitteilung.
- [163] N. Xu. RQMD (version 2.3), private Mitteilung, 2002.
- [164] H. Weber, E.L. Bratkovskaya und H. Stöcker. Nucleus-Nucleus Collisions at high baryon densities. *submitted to Phys. Lett.*, B, 2002. (nucl-th/0205030).
- [165] H. Weber, E.L. Bratkovskaya und H. Stöcker. Baryon stopping as a probe for highly excited nuclear matter. *submitted to Phys. Rev.*, C, 2002. (nucl-th/0205032).
- [166] H. Weber, E.L. Bratkovskaya und H. Stöcker. Hadronic observables from SIS to SPS energies. *Publikation in Vorbereitung.*
- [167] E.L. Bratkovskaya. private Mitteilung, 2002.
- [168] SIS 200, 2001. GSI, <http://www.gsi.de/GSI-Future>.
- [169] I. Kraus, 2002. private Mitteilung.
- [170] F. Sikler *et al.* [NA49 Kollaboration]. Recent NA49 results on Pb + Pb collisions at CERN SPS. 30th International Symposium on Multiparticle Dynamics (ISMD 2000), Tihany, Lake Balaton, Hungary, 9-15 Oct 2000 (hep-ex/0102004).
- [171] V. Friese *et al.* [NA49 Kollaboration]. *Nucl. Phys.*, A698:487–490, 2002. Proceedings der QM Konferenz, New York, USA, 2001.
- [172] C. Höhne *et al.* [NA49 Kollaboration]. *erscheint in Nucl. Phys. A*. Proceedings der QM Konferenz, Nantes, Frankreich, 2002.
- [173] J. Rafelski und M. Danos. *Phys. Lett.*, B97:279, 1980.
- [174] R. Hagedorn und K. Redlich. *Z. Phys.*, C27:541, 1985.
- [175] S. Hamieh, K. Redlich und A. Tounsi. *Phys. Lett.*, B486:61–66, 2000.

- [176] E. Fermi. High Energy Nuclear Events. *Prog. Theor. Phys.*, 5:570–583, 1950.
- [177] L. Ahle *et al.* [E802 Kollaboration]. *Phys. Rev.*, C57:466, 1998.

Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt all jenen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Herbert Ströbele für die interessante Aufgabenstellung, die unzähligen fruchtbaren Diskussionen und die hervorragende Betreuung, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. Reinhard Stock danke ich für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe sowie für seine unaufhörliche Begeisterung für die Schwerionenphysik, die er auf andere zu übertragen versteht.

Herrn Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger danke ich für die Arbeitsmöglichkeiten an der Gesellschaft für Schwerionenforschung und die finanzielle Unterstützung für die Konferenzen und Sommerschulen.

Dank gebührt auch Dr. habil. Marek Gaździcki für seine stetige Diskussionsbereitschaft und das Vorantreiben des „Energie-Scan Programms“, dessen Daten einen wesentlichen Bestandteil dieser Arbeit darstellen.

Dr. Christoph Blume möchte ich besonders für die anregenden Diskussionen und die tatkräftige Unterstützung danken, die mir den Einstieg in das Thema erleichterten.

Allen Mitgliedern der NA49 Kollaboration danke ich für die erfolgreiche Durchführung des Experiments und die heißen Diskussionen. Prof. Dr. John Nelson und Dr. Rob Barton danke ich für die konstruktive Zusammenarbeit. Vielen Dank an dieser Stelle auch an Dr. Predrag Buncic.

Von theoretischer Seite danke ich Dr. Elena Bratkovskaya, Prof. Dr. Krzysztof Redlich und Dr. Nu Xu für die hilfreichen Diskussionen und die Bereitstellung der theoretischen Modellrechnungen.

Weiterhin ein großes Dankeschön an „meine beiden Damen“, Dr. Christina Markert und Dr. Anja Billmeier, sowie an Dipl.-Phys. Thorsten Kollegger, Dipl.-Phys. Peter Dinkelaker, Dipl.-Phys. Alexander Wetzler, Dipl.-Phys. Roland Bramm, Dipl.-Phys. Jacek Zaranek, Dipl.-Phys. Ingrid Kraus, Christine Meurer und Michael Mitrovski für ihre Unterstützung und die angenehmen Aufenthalte am CERN.

Danken möchte ich auch Dr. Ulrich Frankenfeld und Jörg Hehner für den sportlichen Ausgleich auf den unzähligen Waldläufen.

Ein großes Dankeschön an alle Korrekturleser.

Meinen Eltern danke ich für die fortwährende Unterstützung und ihrem Interesse an dem Fortgang dieser Arbeit.

Danken möchte ich vor allem Dr. in spe Anna von der Heydt für ihre Geduld und Toleranz sowie dem ebenfalls spannenden Leben außerhalb der Physik.

