

Kaonproduktion in ultrarelativistischen Blei-Blei-Stößen

Diplomarbeit

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

von

Thorsten Kollegger
aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main, Juni 2001

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Das Experiment NA49	7
2.1. Experimenteller Aufbau	7
2.2. Änderungen für 40 A·GeV	12
3. Data processing	17
3.1. Die Rekonstruktionskette	18
4. Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust	23
4.1. Abhängigkeit des spezifischen Energieverlusts von der Geschwindigkeit eines Teilchens	23
4.2. Bestimmung des spezifischen Energieverlusts	25
4.2.1. Kalibration der NA49 TPCs für die Messung des spezifischen Energieverlusts	26
4.2.2. Berechnung des spezifischen Energieverlusts aus mehreren Einzelmessungen	30
4.3. Entfaltung der Energieverlustspektren	33
5. Kaonenspektren	41
5.1. Korrekturen	41
5.1.1. Geometrische Akzeptanzkorrektur	42
5.1.2. Zerfallskorrektur	43
5.1.3. Effizienzkorrektur	45
5.2. Ergebnisse	49
5.3. Vergleich mit anderen Analysen	52
6. Energieabhängigkeit der Seltsamkeitsproduktion	57
6.1. Messungen der Kaonmultiplizität bei anderen Energien	57
6.2. Vergleich mit Modellvorhersagen	61
6.2.1. UrQMD	65
6.2.2. RQMD	67
6.2.3. HSD	67
6.2.4. Thermisches ideales Hadronengas im Gleichgewicht	69
6.2.5. Statistical Model of the Early Stage	72
7. Zusammenfassung	75
A. Resultate der $\langle dE/dx \rangle$-Kalibration bei 40 A·GeV	77

1. Einleitung

Ultrarelativistische Schwerionenkollisionen erlauben es, die Eigenschaften hoch angeregter, dichter Kernmaterie im Labor zu untersuchen. Das Interesse an solchen Untersuchungen kommt von der Erwartung, daß in solchen Reaktionen eine neue Materieform entstehen kann, die *Quark-Gluon-Plasma* (QGP) genannt wird.

Normale Kernmaterie besteht aus Protonen und Neutronen (Nucleonen), deren mittlerer Abstand $\sim 2,5$ fm beträgt. Die Protonen und Neutronen sind aus den Elementarteilchen Quarks und Gluonen aufgebaut, der Radius eines Nucleons im Grundzustand beträgt ~ 0.8 fm. Verdichtet man Kernmaterie immer weiter, so wird der Abstand zwischen den Nucleonen kleiner als ihr Radius. In diesem Materiezustand kann man nicht mehr von Nucleonen reden, vielmehr können sich die Quarks und Gluonen in einem ausgedehnten Volumen frei bewegen (*Deconfinement*). Dies wird als Quark-Gluon-Plasma bezeichnet.

Nach dem Standardmodell der Teilchenphysik wird die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks durch die *Quantum-Chromo-Dynamic* (QCD), eine nicht abelsche Eichtheorie, beschrieben. Ihre Grundbestandteile sind die Quarks und ihre Antiteilchen, die durch den Austausch von farbtragenden Gluonen untereinander wechselwirken. Die effektive Kopplungskonstante nimmt für kurze Raumzeitintervalle (große Impulsüberträge) ab, während sie stark für große Distanzen und kleine relative Impulse ist. Dies resultiert in den Phänomenen der chiralen Symmetriebrechung und des sogenannten *Confinements*, der Bindung von Quarks und Gluonen zu farbneutralen hadronischen Zuständen. Für sehr hohe Temperaturen und Materiedichten sagt die QCD einen Phasenübergang zu einem neuen Materiezustand voraus, in dem die Quarks und Gluonen nicht mehr zu hadronischen Zuständen gebunden sind (*Deconfinement*) und sich frei in einem ausgedehnten Volumen bewegen können, dem Quark-Gluon-Plasma.

Der Phasenübergang von einem Gas hadronischer Resonanzen (HG) zum QGP sollte nach Lattice-QCD-Rechnungen [Kar00] bei einer Energiedichte ϵ_c von etwa $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ erfolgen. Eine solche Dichte kann entweder durch Erwärmung bei baryonfreier Materie auf $T_c \approx 170 \text{ MeV}$, durch Komprimierung kalter Kernmaterie auf die 3-10fache Baryondichte normaler Kernmaterie oder eine Kombination beider erreicht werden. Ein vereinfachtes Phasendiagramm zeigt Abbildung 1.1.

1. Einleitung

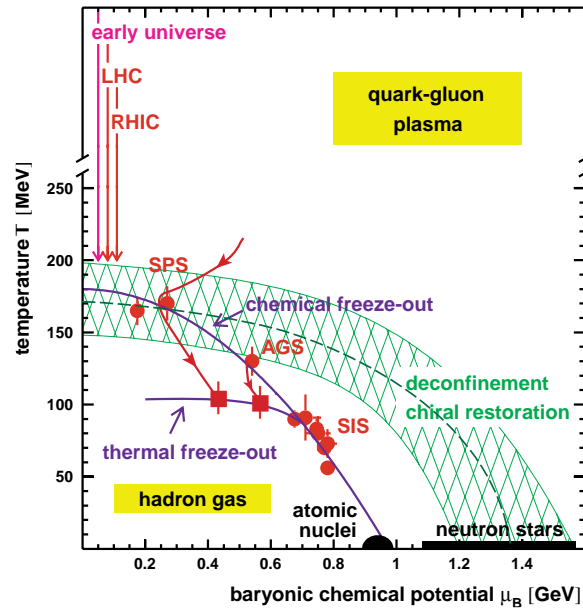


Abbildung 1.1.: Schematische Darstellung des QCD-Phasendiagramms [Hei01] als Funktion der Temperatur T und des barychemischen Potentials μ_B .

Durch Kollision von Schwerionen an Beschleunigern hofft man, einen solchen Zustand heißer und dichter Kernmaterie im Labor zu erzeugen. Bei niedrigen Schwerpunktsenergien werden die Kerne gestoppt und die Kernmaterie verdichtet und nur leicht aufgeheizt. Eine stärkere Aufheizung kann mit höheren Schwerpunktsenergien erreicht werden, die Kerne werden dabei jedoch nicht mehr vollständig gestoppt, so daß die Baryondichte im Zentrum der Kollision klein wird.

Am Super-Proton-Synchrotron (SPS) des Europäischen Zentrums für Teilchenphysik (CERN) können seit 1994 Bleiionen auf ultrarelativistische Energien von bis zu $\sqrt{s_{NN}} = 17.2$ GeV im Schwerpunktsystem pro Nucleon-Nucleon-Paar beschleunigt werden. Abschätzungen der dabei erreichten Energiedichten über die Messung der Transversalenergie produzierter Teilchen ergeben $1 - 10$ GeV/fm³ [Hei01], so daß in diesen Kollisionen die zur Erzeugung eines QGP nötige Energiedichte erreicht wird.

Zum experimentellen Nachweis der Erzeugung eines QGP wurden verschiedene Signaturen vorgeschlagen: Emission harter thermischer Dileptonen/Photonen [Shu78][Kaj81], J/ψ -Unterdrückung [Mat86][Kha94], Jet-Quenching [Bai00], Modifikation von Resonanzeigenschaften im Medium [Pis82][Ber89], Transversalimpulsverbreiterung [Hov82], Fluß [Kat86], Event-by-Event-Fluktuationen [Sto94] und erhöhte Seltsamkeitsproduktion [Raf82a][Raf82b]. Zur Untersuchung dieser Signale wurden mehrere große Experimente am CERN gebaut, deren gesammelte Ergebnisse als Anzeichen für die Produktion eines neuen Materiezustandes gelten [Hei00][CERN00].

Eines dieser Experimente ist NA49, ein magnetisches Spektrometer mit grosser Akzeptanz zur Untersuchung der hadronischen Endzustandsverteilung der in Schwerionenkollisionen produzierten Teilchen. Mit ihm sind Untersuchungen zur Transversalimpulsverbreiterung, Fluß, Event-by-Event-Fluktuationen und zur erhöhten Seltsamkeitsproduktion möglich. In dieser Arbeit wurde hierzu die Produktion von geladenen Kaonen untersucht, die einen Großteil der erzeugten seltsamen Teilchen darstellen.

In Proton-Proton-Kollisionen ist die Produktion seltsamer Teilchen im Vergleich zur Produktion von Teilchen, die nur leichte Quarks enthalten, stark unterdrückt. Eine mögliche Erklärung hierfür liegt in der höheren Masse der zu erzeugenden seltsamen Teilchen und Antiteilchen. In einem QGP ist die Masse der zu erzeugenden seltsamen Quarks und Antiquarks deutlich geringer ($m_s \sim 170 \text{ MeV}/c^2$) und die Teilchenproduktion über partonische Prozesse ist schneller als über hadronische Prozesse, so daß im Vergleich zu Proton-Proton-Kollisionen ein erhöhter Anteil seltsamer Teilchen erwartet wird. Dies führte zur Vorhersage einer erhöhten Strangenessproduktion als Signal für eine QGP-Formierung [Raf82a][Raf82b].

Die Kaonen als leichteste Teilchen mit einem (Anti-)Strange-Quark enthalten einen Großteil der in der Kollision produzierten Strangeness. Insbesondere über die K^+ und die K^0 erhält man eine gute Abschätzung der gesamten Antistrangeness im System, da diese sowohl über assoziierte als auch Paarproduktion erzeugt werden können. Zur Suche nach einer erhöhten Strangenessproduktion wurde daher insbesondere das Verhältnis von Kaonen zu Pionen untersucht. In Abbildung 1.2 ist das Verhältnis zwischen den K^+/π^+ -Verhältnissen in Schwerionenkollisionen und Proton-Proton-Kollisionen gezeigt. Es zeigt sich, daß zwar in Schwerionenkollisionen eine Strangenesserhöhung beobachtet werden kann, diese Erhöhung jedoch für niedrige Schwerpunktsenergien, die auf Grund der darin erreichten Energiedichte nicht zur Bildung eines QGP führen können, größer als für höhere Schwerpunktsenergien ist. Die ursprüngliche Idee einer erhöhten Seltsamkeitsproduktion als Signal für die Formierung eines QGP wird damit von den Daten widerlegt [Gaz96].

Eine andere Möglichkeit zur Beschreibung der hadronischen Endzustandsverteilung in Schwerionenkollisionen sind statistische Modelle. Ein solches thermisches Modell wurde zuerst von Hagedorn [Hag65] zur Beschreibung von p+p-Stößen entwickelt. Dabei wurde festgestellt, daß dort die Temperaturen niemals die kritische oder Hagedorn-Temperatur von 180 MeV überschreiten. Bei Untersuchungen von Schwerionenkollisionen mittels statistischer Modelle zeigt sich, daß auch dort die Hadronmultiplizitäten durch statistische Hadrongasmodelle im Gleichgewicht beschrieben werden können. Für Blei-Blei-Stöße bei der SPS-Topenergie und noch höhere Energien am RHIC ist die Temperatur ebenfalls ca. 180 MeV, eine ähnliche Temperatur findet man auch bei der Untersuchung von Elektron-Positron-Kollisionen am LEP. Die universelle Gültigkeit der Hagedorn-Temperatur für so verschiedene Stoßsysteme legt einen gemeinsamen Hadronisierungsmechanismus nahe. Eine mögliche Erklärung für die

1. Einleitung

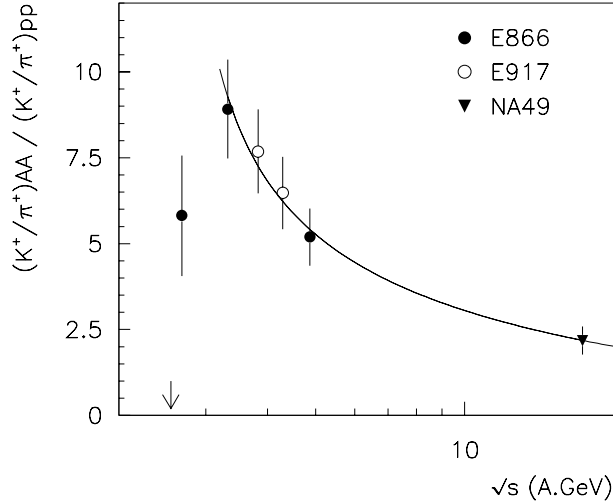


Abbildung 1.2.: Verhältnis zwischen den K^+/π^+ -Verhältnissen in Schwerionenkollisionen und Proton-Proton-Stößen [Dun00].

statistische Verteilung der Hadronmultiplizitäten wurde von Geiger und Ellis [Gei96][Ell96] mit ihrem partonischen Transportmodell gegeben, wonach der Hadronisierungsprozess die Phasenraumdominanz erzwingen soll. Der beobachtete hadronische Endzustand in Schwerionenkollisionen bei der SPS-Topenergie oder höheren Schwerpunktsenergien am RHIC, der durch Temperaturen nahe der Hagedorn-Temperatur beschrieben wird, könnte demnach aus einer partonischen Phase stammen, die Hadronen “*are born into equilibrium*” [Sto99]. Bei den in Schwerionenkollisionen vorhandenen grossen Volumina, die aus HBT-Untersuchungen bekannt sind, könnte dieser partonische Zustand ein QGP sein.

Bei der Beschreibung von Schwerionenkollisionen mit thermischen Hadron-Gas Modellen zeigte sich, daß die Teilchenproduktion bei allen Stoßenergien gut beschrieben werden kann, für die Beschreibung der Multiplizitäten seltsamer Teilchen bei der SPS-Topenergie jedoch die Einführung eines sogenannten *Strangeness-Suppression-Parameters* γ_s nötig ist. Eine mögliche Erklärung hierfür findet sich in statistischen Modellen, die neben der hadronischen Phase auch eine partonische Phase enthalten. Demnach soll das Gleichgewichtsverhältnis zwischen Seltsamkeit und Entropie in einem QGP kleiner als in hadronischer Materie sein [Gaz99]. Wenn das Strangeness zu Entropie Verhältnis während des Hadronisierungsprozesses erhalten bleibt, könnte das experimentell beobachtete niedrigere Verhältnis bei der SPS-Topenergie auf die Erzeugung eines QGP hindeuten.

Thermische Hadrongasmodelle ohne Verwendung eines Strangeness-Suppression-Parameters sagen ein Maximum des K^+/π^+ -Verhältnisses in Schwerionenkollisionen für Energien zwischen 20 und 40 A·GeV, d.h. zwischen AGS und SPS-Topenergie voraus. Hieraus ergab sich die Motivation, das Strangeness zu Entropie Verhältnis bzw. näherungsweise das K^+/π^+ -Verhältnis für Schwerio-

nenkollisionen mit Schwerpunktsenergien zwischen AGS und SPS-Topenergie zu messen. 1999 gab es am SPS erstmals eine Strahlzeit bei einer niedrigeren Schwerpunktsenergie ($\sqrt{s_{NN}} = 8.73$ GeV), in dieser Arbeit wurde die Produktion geladener Kaonen in zentralen Blei-Blei-Stößen bei dieser Energie untersucht und das K^+/π^+ -Verhältnis bestimmt. Das gemessene Verhältnis ist höher als das bei AGS- und SPS-Topenergie und bestätigt damit das von thermischen Hadrongasmodellen vorausgesagte Maximum in diesem Bereich. Das hier bestimmte Verhältnis ist auch kompatibel mit den Vorhersagen eines statistischen Modells, das eine partonische Phase enthält. Erste vorläufigen Ergebnisse [Afa00a][Afa00b] führten zu einer Genehmigung weiterer Strahlzeiten bei anderen Schwerpunktsenergien in den Jahren 2000 und 2002.

Im folgenden Kapitel 2 wird das Experiment NA49 kurz vorgestellt, auf die für niedrigere Energien nötigen Änderungen wird näher eingegangen. Zur Rekonstruktion der aufgenommenen Rohdaten wird eine gemeinsame Analysesoftware eingesetzt, die in Kapitel 3 beschrieben wird. Die geladenen Kaonen werden über die Messung des spezifischen mittleren Energieverlusts in den Spurdrittkammern des Experiments identifiziert, die dafür notwendige Theorie, die Umsetzung in NA49 und die Bestimmung der Kaonzahl über statistische Methoden wird detailliert in Kapitel 4 beschrieben, die Kalibrationsergebnisse sind in Anhang A zusammengefasst. Zur Bestimmung der Phasenraumverteilung und der totalen Multiplizität geladener Kaonen müssen die so bestimmten Multiplizitäten noch auf Detektor- und Rekonstruktionssoftware-Effekte korrigiert werden. Die hierfür entwickelten Korrekturen sind in Kapitel 5 beschrieben, in dem auch die Ergebnisse dieser Arbeit mit denen anderer Analysen zur Kaonproduktion in NA49 verglichen werden. Durch deren Kombination wurden die gemeinsamen NA49-Ergebnisse zur Produktion geladener Kaonen bestimmt, die in [QM01] veröffentlicht wurden. Abschliessend werden in Kapitel 6 die Ergebnisse zur Kaonproduktion bei anderen Energien gesammelt und mit den in dieser Arbeit ermittelten zur Anregungsfunktion kombiniert. Ein Vergleich mit den verfügbaren Modellvorhersagen und deren Diskussion schließt die Arbeit ab.

1. Einleitung

2. Das Experiment NA49

Das Experiment NA49 wurde zur Untersuchung der hadronischen Endzustandsverteilung von Blei-Blei-Kollisionen geplant und steht in der H2-Beamline des *Super-Proton-Synchrotron*-Beschleunigers (SPS) des Europäischen Zentrums für Teilchenphysik (CERN). Dort können seit 1994 Bleiionen auf bis zu 158 A·GeV beschleunigt werden, durch Fragmentation des Bleistrahls können auch Strahlen anderer Ionen wie z.B. Silizium, Kohlenstoff oder Deuteron erzeugt werden, außerdem können auch Proton- und Pionstrahlen produziert werden. Durch die Verwendung verschiedener Targetkonfigurationen (Blei-, Silizium- und Kohlenstoffolien, flüssiger Wasserstoff) können eine Vielzahl unterschiedlicher Kollisionen untersucht werden, von elementaren Hadron-Proton-Stößen über Hadron-Kern-Stöße und Kollisionen leichter Kerne bis hin zu Blei-Blei-Kollisionen, wobei auch die Zentralität der Hadron-Kern- und Kern-Kern-Stöße bestimmt werden kann.

Im folgenden Abschnitt wird der Detektor in seiner Konfiguration zur Untersuchung von Blei-Blei-Stößen bei der SPS-Topenergie von 158 A·GeV beschrieben, wobei nur ein genereller Überblick über die in dieser Arbeit verwendeten Detektorkomponenten gegeben wird. Für eine detaillierte Beschreibung sei auf [Afa99] und die Referenzen darin verwiesen. 1999 wurden Bleiionen erstmals nicht auf die maximal mögliche Energie sondern auf nur 40 A·GeV beschleunigt. Um die wesentlichen Detektoreigenschaften zu erhalten und mit möglichst wenigen Änderungen an der Analysesoftware auszukommen, wurden einzelne Komponenten des Experiments bzw. deren Einstellung verändert. Diese Modifikationen und die zur Datennahme von zentralen Blei-Blei-Stößen bei 40 A·GeV verwendeten Einstellungen sind in Abschnitt 2.2 zusammengefasst.

2.1. Experimenteller Aufbau

Das Experiment NA49 [Afa99] ist ein magnetisches Spektrometer mit großer Akzeptanz für geladene Hadronen. Die hohe Spurdichte in zentralen Blei-Blei-Kollisionen und die dafür notwendige Zweispur- und Ortsauflösung sowie die möglichst starke Minimierung von Sekundärreaktionen im Detektor führten zur Wahl von *Time Projection Chambers* (TPC) mit Padreadout als hauptsächliche Detektorkomponente für Spurverfolgung (*tracking*) und Teilchenidentifikation. Ein schematische Aufsicht des Experiments zeigt Abbildung 2.1.

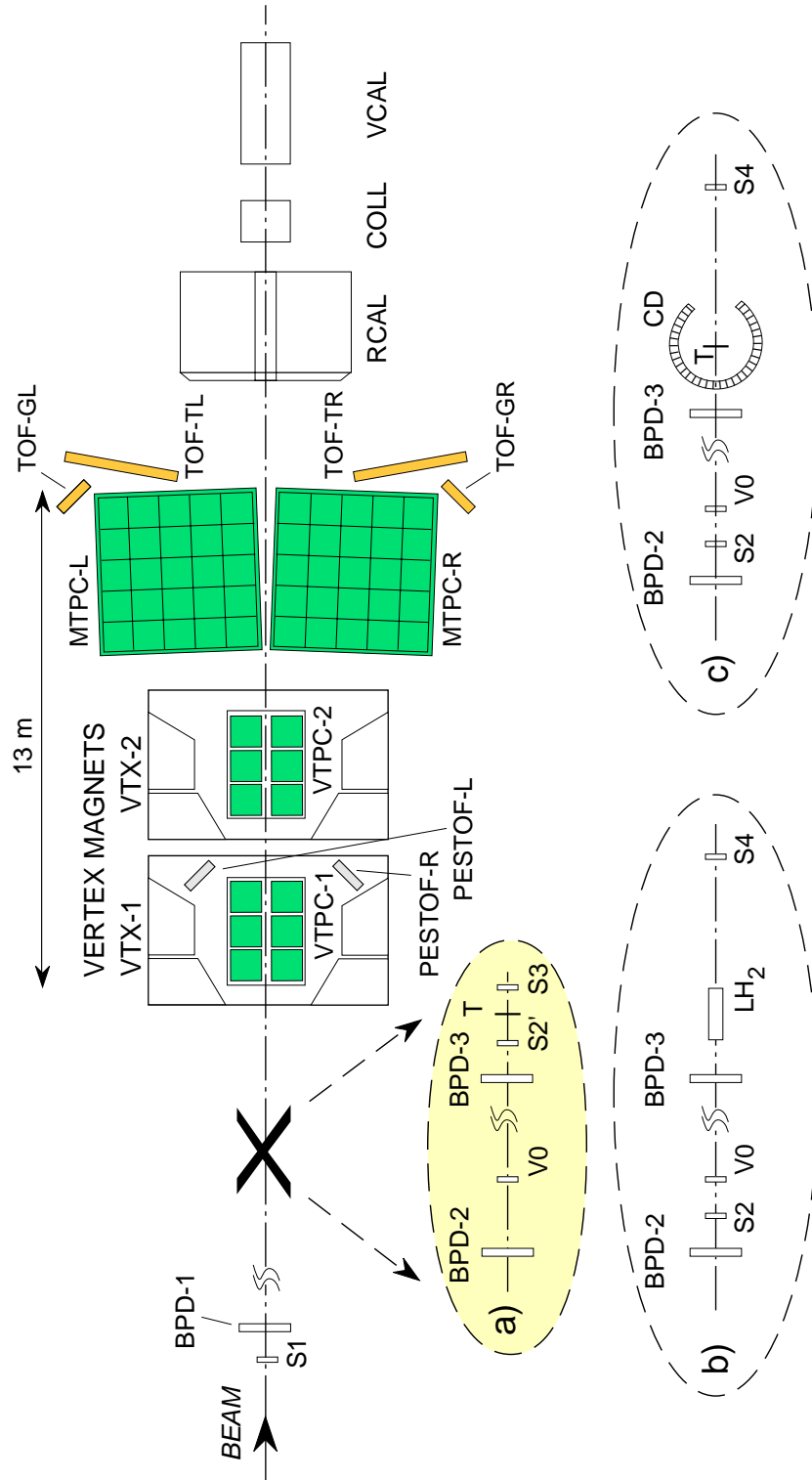


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung des Experiments

Gebaut wurde NA49 rund um zwei supraleitende Dipolmagnete (VTX-1 und VTX-2), welche in der für die Datennahme bei 158 A·GeV benutzten Einstellung ein Feld von 1.5 T bzw. 1.1 T haben. Zusammen ergibt dies eine totale Ablenkstärke von 7.8 Tm auf 7 m Länge. Das Magnetfeld wurde zum einen mit einer Hall-Probe vermessen [Bly95], zum anderen mit TOSCA aus Strom- und Eisenkonfiguration berechnet. Die Konstanz des Magnetfeldes über längere Zeiträume wird mit Hilfe von Referenz-Hallproben in den Magneten sichergestellt.

Innerhalb der Magnete befinden sich zwei TPCs (VTPC-1/2), die jeweils in zwei Hälften mit einer Lücke für den Strahl aufgeteilt sind. Zwei weitere TPCs (MTPC-L/R) stehen hinter den Magneten auf beiden Seiten des Strahls, diese sind auf eine möglichst genaue Bestimmung des spezifischen Energieverlusts geladener Teilchen im Detektorgas ausgelegt. Die wichtigsten Eigenschaften der TPCs sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

	VTPC-1	VTPC-2	
Volumen [m ³]	2 · 2,5 · 0,98	2 · 2,5 · 0,98	
Gas	Ne/CO ₂ (90/10)	Ne/CO ₂ (90/10)	
Sektoren	6	6	
Padreihen pro Sektor	24	24	
Pads pro Padreihe	192	192	
Kanäle (Pads)	27648	27648	
Padlänge [mm]	16/28	28	
Padbreite [mm]	3,5	3,5	
Winkel [°]	12-55	3-20	
	MTPC-L/R		
Volumen [m ³]	3,9 · 3,9 · 1,8		
Gas	Ar/CH ₄ /CO ₂ (90/5/5)		
Sektoren	25		
Padreihen pro Sektor	18		
Kanäle (Pads)	63360		
Sektortyp	HR	SR	SR'
Pads pro Padreihe	192	128	128
Padlänge [mm]	40	40	40
Padbreite [mm]	3,6	5,5	5,5
Winkel [°]	0	0	15

Tabelle 2.1.: Wichtigste Eigenschaften der NA49-TPCs.

Wenn Teilchen das TPC-Gas durchqueren, ionisieren sie dieses entlang ihrer Spur, die dabei entstandenen Elektronen driften in einem homogenen elektrischen Feld in Richtung der Auslekammern. Durch Stöße mit den Gasatomen des Detektorgases, diffundieren die Elektronen und driften mit konstanter Geschwindigkeit.

2. Das Experiment NA49

Die Ausleseekammern (Sektoren) sind Vieldrahtproportionalkammern, bestehend aus drei Drahtebenen, dem Gating Gitter, dem Frisch-Gitter und den Feld- und Verstärkungsdrähten und einer segmentierten Kathodenebene zur Auslese, eine schematische Darstellung zeigt Abbildung 2.2. Die einzelnen Segmente der Ausleseebene werden im folgenden als Pads bezeichnet, eine Reihe von Pads orthogonal zur nominalen Strahlrichtung als Padreihe. Das Frisch-Gitter schliesst das homogene Driftfeld ab und trennt es vom inhomogenen Feld der Verstärkungsdrähte. Auf dem Weg zwischen Frisch-Gitter und den Verstärkungsdrähten kommt es zur Gasverstärkung der Elektronen, die dabei entstehenden Ionen driften langsam in Richtung Frisch-Gitter. Auf den Pads der Ausleseebene wird die von diesen Ionen induzierte Spiegelladung gemessen, das Driften der Ionen zurück in das Driftvolumen wird über das Gating-Grid verhindert. Eine detaillierte Beschreibung dieser Prozesse findet sich beispielsweise in [Blu94].

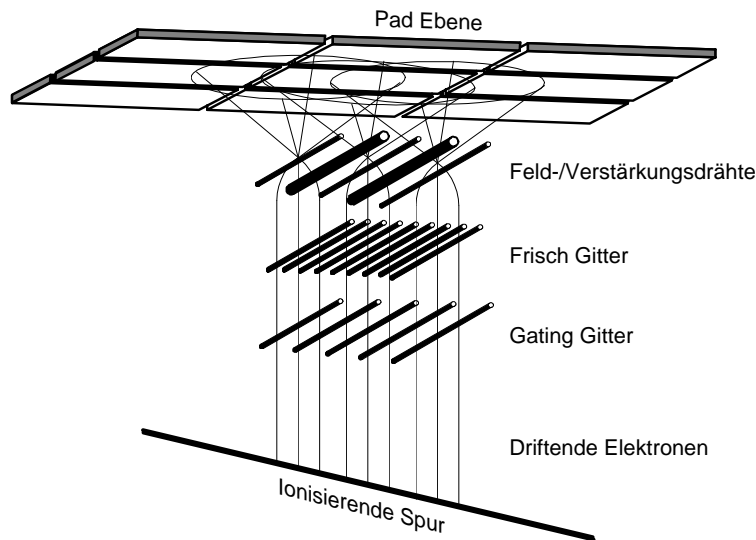


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung der Funktionsweise einer TPC.

Die Auslese der insgesamt 182000 Pads der TPCs erfolgt über ein mehrstufiges Elektroniksystem [Bie97]. Jeweils 32 Kanäle sind auf einer sogenannten *Front-End-Karte* zusammengefasst, die jeweils zwei Chips zur Vorverstärkung und Pulsformung (PASA) sowie zur Speicherung der analogen Signale und deren Digitalisierung (SCA/ADC) enthält. Diese Chips werden mit einer Abtastfrequenz von 10 MHz betrieben, was bei der maximalen Driftzeit von $50 \mu\text{s}$ der TPCs 512 Werten mit 8 Bit pro Auslese und Kanal entspricht. Das gesamte Rohdatenvolumen der TPCs beträgt damit ~ 100 MByte. Die digitalisierten Informationen von jeweils 24 Front-End-Karten (768 Pads) werden jeweils zu einem sogenannten *Control and Transfer-Board* (CT) übertragen. Dort werden diese auf eine Glasfaser gebündelt und über diese an sogenannte *Receiver-Boards* übertragen. Diese bündeln jeweils vier CT-Boards, sortieren die ankommenden Daten in die richtige Pad- und Zeitreihenfolge, ziehen für jeden Kanal die vorher bestimmten

Ruhsignale (*Pedestals*) ab und unterdrücken Signale, die unter einer Schwelle von 5 ADC-Counts liegen (*threshold-cut*). Dies führt zu einer Reduktion der Datenmenge in zentralen Blei-Blei-Stößen auf $\sim 10\%$ des Ursprungsvolumens.

Die Teilchenidentifikation in den TPCs wird durch eine Reihe von *Time of Flight*-Wänden (TOF) unterstützt. Dies sind zwei Wände mit Pixel-Szintillator-Design (TOF-L/R) [Eck96] und einer Zeitauflösung von ~ 60 ps, zwei Wände mit Grid-Szintillator-Design (TOF-GL, TOF-GR) [Pal00] mit einer Zeitauflösung von ~ 85 ps und zwei PesTOF-Wänden (PesTOF-L/R) [Fra99] mit einer Zeitauflösung von ~ 50 ps.

Zum Starten der Detektorauslese und Selektion von zentralen Kollisionen werden eine Reihe von Detektoren im Strahl verwendet. Zur Identifikation der einzelnen Strahlteilchen werden die Zähler S1, S2' und die *Beam-Position-Detectors* (BPD-1/2/3) verwendet. S1 ist ein $200 \mu\text{m}$ Quarz-Cherenkov-, S2' ein mit Helium betriebener Gas-Cherenkov-Detektor. Die BPDs sind mit Ar/CH_4 gefüllte Vieldrahtproportionalkammern mit zwei orthogonalen Drahtebenen und einer Querschnittsfläche von $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Durch ihre teleskopartige Anordnung erlauben sie die Extrapolation der Strahlteilchentrajektorie zum Target, womit dort die Position mit einer Auflösung von $40 \mu\text{m}$ bekannt ist. Durch die Messung der Pulshöhen in den Zählern und den BPDs können ausserdem Bleionen von leichteren Fragmenten unterschieden werden, die durch Interaktionen in der Beamline vor dem Experiment entstehen können.

Interaktionen im Target werden über den S3-Zähler, einen mit Helium betriebenen Gas-Cherenkov-Detektor hinter dem Target, selektiert. Das Target, eine Bleifolie mit $224 \text{ mg}/\text{cm}^2$ und $207 \mu\text{m}$ Dicke, und dieser Zähler sitzen in einem gemeinsamen mit Helium gefüllten Gehäuse, so daß kaum Wechselwirkungen von Strahlteilchen mit Detektormaterial zwischen Target und S3-Zähler vorkommen können. Durch Messung der Pulshöhe des Zählers können nicht im Target wechselwirkende Strahlteilchen von Fragmenten und Teilchen aus Interaktionen im Target anhand ihrer grösseren Pulshöhe unterschieden werden.

Die Selektion von zentralen Stößen erfolgt über die Messung des Energieflusses in Strahlrichtung mit dem *Veto-Calorimeter* (VCAL), welches ca. 20 m nach dem Target hinter einem Kollimator (COLL) sitzt. Dessen Öffnung ist so eingestellt, daß Strahlteilchen, Projektilfragmente und Spektatorneutronen und -protonen das Veto-Calorimeter erreichen können [App98].

Beim Erkennen einer zentralen Kollision wird die Detektorauslese gestartet. Zusätzlich zur oben beschriebenen TPC-Auslese werden auch noch die Strahl- und Wechselwirkungsdetektoren, die Kalorimeter und die PesTOF-Wände über den CAMAC-Bus sowie die restlichen TOF-Wände über das FASTBUS System ausgelesen. Diese Informationen werden vom *Event-Builder* in ein standardisiertes Format gebracht und auf ein SONY DIR-1000M Tapedrive mit bis zu 16 MBytes/s geschrieben. Ein Tape hat eine Kapazität von 100 GByte, womit ca. 13000 zentrale Blei-Blei-Events auf ein solches geschrieben werden können.

2.2. Änderungen für 40 A·GeV

Im Herbst 1999 fand erstmals eine Strahlzeit mit nicht auf Höchstenergie beschleunigten Bleiionen statt. Im SPS wurden die Ionen nur auf eine Energie von 100 GeV pro Ladungseinheit beschleunigt, was bei den verwendeten Bleiionen $^{208}\text{Pb}^{82+}$ einer Energie von 39,4 GeV pro Nucleon entspricht. Dieser Strahl wird in dieser Arbeit näherungsweise als 40 A·GeV-Strahl bezeichnet.

Durch die geringere Strahlenergie haben natürlich auch die im Stoß produzierten Teilchen geringere Impulse. Hätte man die Detektoreinstellungen für SPS-Topenergie beibehalten, wäre die Akzeptanz für die meisten Teilchensorten schlechter geworden, der Strahl wäre durch die TPCs und nicht mehr durch die Lücke zwischen ihnen gegangen usw. Um dies zu vermeiden wurden zur Datennahme bei 40 A·GeV folgende Detektoreigenschaften verändert, die im folgenden ausführlicher beschrieben werden:

- Niedrigeres Magnetfeld
- Neuer Kollimator
- Anpassung des Triggers

In beiden Magneten wurde anhand der Hallproben ein Magnetfeld eingestellt, was jeweils ein Viertel der Magnetfeldstärke bei Standardeinstellungen hatte. Der Strahl liegt damit wieder in der Lücke der VTPCs und zwischen den MTPCs, ein Großteil der Teilchen erreicht die MTPCs.

Um eventuelle Nichtlinearitäten bei der Bestimmung des Magnetfeldes mit den Hallproben zu kompensieren, wurde eine Methode entwickelt, um die Einstellung des Magnetfeldes über die Daten selbst kontrollieren zu können. Grobe Ungenauigkeiten lassen sich über eine Analyse der Residuen, d.h. der Abweichungen der gemessenen Punkte von der berechneten Spurposition, erkennen. Sensitiver auf eine falsche Einstellung des Magnetfeldes sind die rekonstruierten Massen von Λ und K_S^0 . Diese Teilchen werden in NA49 anhand ihrer Zerfallstopologie identifiziert, aus den Massen m_i und Impulsen \vec{p}_i der Tochterteilchen kann auf die invariante Masse m_{inv} zurückgeschlossen werden:

$$\begin{aligned}
 m_{inv} &= \sqrt{E^2 - |\vec{p}|^2} \\
 \vec{p} &= \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \\
 E^2 &= (E_1 + E_2)^2 \quad \text{mit} \quad E_i = \sqrt{|\vec{p}_i|^2 + m_i^2}
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

Diese Bestimmung der invarianten Masse ist extrem sensitiv auf systematische Fehler bei der Bestimmung der Impulse der Tochterteilchen, die durch deren Krümmung und die Stärke des Magnetfeldes festgelegt werden. Bei diesen Untersuchungen wurde festgestellt (siehe Abbildung 2.3), daß das gerechnete Magnetfeld im VTX1 um 1.4% und im VTX2 um 1.8% von den "richtigem" Wert

abwich. Zur Rekonstruktion der für die Analyse verwendeten Daten wurde das Magnetfeld daher entsprechend korrigiert.

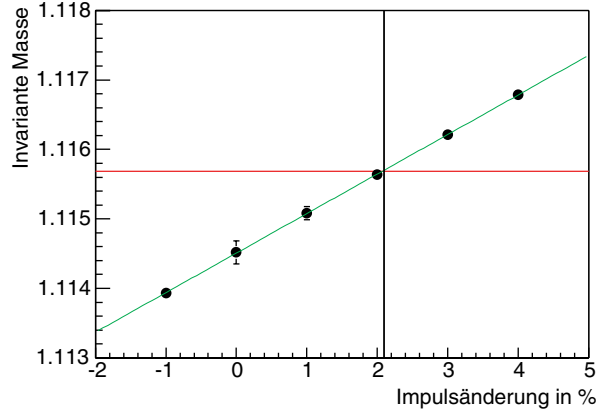


Abbildung 2.3.: Abhängigkeit der invarianten Masse der Λ -Hyperonen von einer systematischen Verschiebung der Tochterpartikelimpulse. Die Impulsbestimmung ist sensitiv auf systematische Fehler bei der Bestimmung des Magnetfeldes.

Durch die Erniedrigung des Magnetfeldes verändert sich natürlich auch die Impulsauflösung des Detektors. Unter der Annahme, daß systematische Einflüsse auf die Spurposition und die Impulsbestimmung korrigiert oder vernachlässigbar klein sind, ist die relative Impulsauflösung nur von der räumlichen Auflösung (res) der Spurdetektoren und der Vielfachstreuung (ms) der Teilchen in den Materialien entlang ihrer Trajektorie abhängig. Die relative Impulsauflösung dp/p bestimmt sich als

$$\left(\frac{dp}{p}\right)^2 = \left(\frac{dp}{p}\right)_{\text{res}}^2 + \left(\frac{dp}{p}\right)_{\text{ms}}^2 \quad (2.2)$$

Der Anteil durch Coulomb-Vielfachstreuung im Target und mit den Detektormaterialien, welcher die untere Grenze der Impulsauflösung definiert, läßt sich nach [Boc95] als

$$\left(\frac{dp}{p}\right)_{\text{ms}} = \frac{1.2}{\kappa \cdot |\vec{B}|} \cdot \frac{0.015}{\beta \cdot c} \cdot \sqrt{\frac{L}{X_0}} \quad (2.3)$$

parametrisieren, wobei L die gemessene Spurlänge und X_0 die auf die Dichte normierte Strahlungslänge angibt.

Die relative Impulsauflösung in der Ablenkebene als Funktion der räumlichen Einzelkoordinatenauflösung ergibt sich nach [Glu63] als

$$\left(\frac{dp}{p}\right)_{\text{res}} = p \cdot \frac{1}{q \cdot \kappa \cdot B \cdot L} \cdot \frac{\delta_x}{l} \cdot \sqrt{\frac{K}{N+6}} \quad (2.4)$$

wobei p der Impuls des Teilchens in der Ablenkebene mit der im Magnetfeld zurückgelegten Strecke L und der in der Kammer gemessenen Spurlänge l , δ_x

2. Das Experiment NA49

der Fehler auf die Einzelpunktmessung in der Pad-Koordinate, N die Zahl der unabhängigen Messungen von Spurpunkten entlang der Trajektorie und K ein konstanter Wert ist.

Nach diesen Formeln ist klar, daß die Impulsauflösung aufgrund des nur noch ein Viertel so starken Magnetfeldes etwas schlechter wird. Eine analytische Berechnung der Impulsauflösung ist schwierig, da obige Gleichungen vom genauen Aufbau des Detektors abhängen und eine genaue Bestimmung der detektorabhängigen Parameter nur näherungsweise möglich ist. In [Gün98] wurde daher eine Methode entwickelt, die Impulsauflösung mit Hilfe einer Detektorsimulation zu ermitteln, in [Bra01] wurde dies für das niedrigere Magnetfeld bei 40 A·GeV-Strahlenergie wiederholt, in Abbildung 2.4 ist die Impulsauflösung als Funktion des Impulses gezeigt.

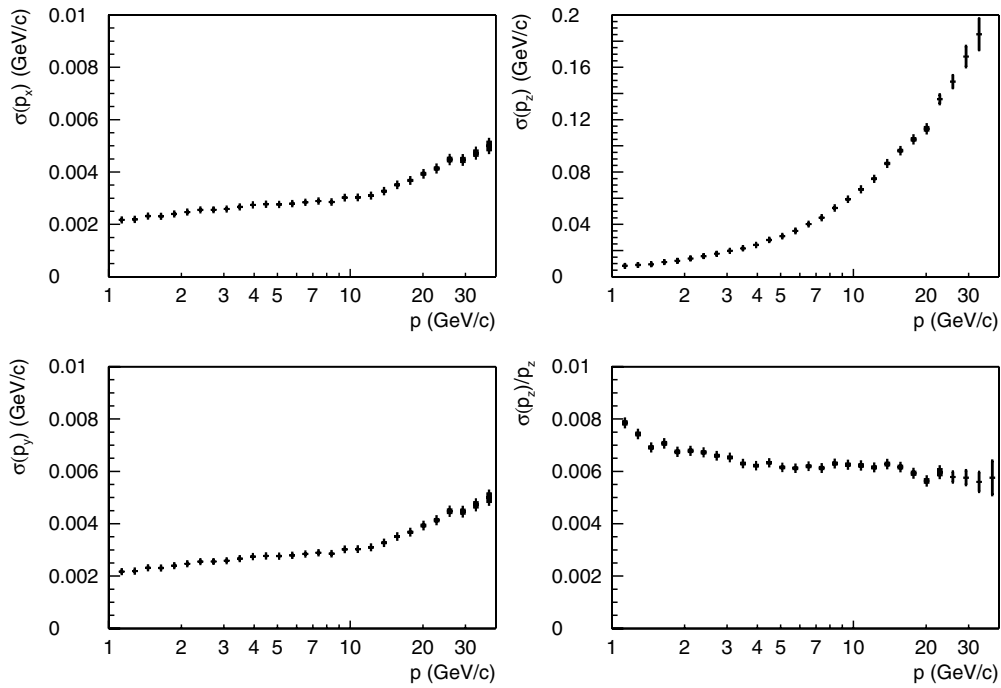


Abbildung 2.4.: Impulsauflösung als Funktion des Impulses bei dem für 40 A·GeV verwendeten Magnetfeld [Bra01].

Der für die Datennahme bei Topenergie verwendete Kollimator hätte eine zu geringe Öffnung für die Messung aller Spektatornucleonen gehabt. Daher wurde die Öffnung des Kollimators vergrößert, die für die Datennahme bei 40 A·GeV benutzten Einstellungen sind Abbildung 2.5 zu entnehmen.

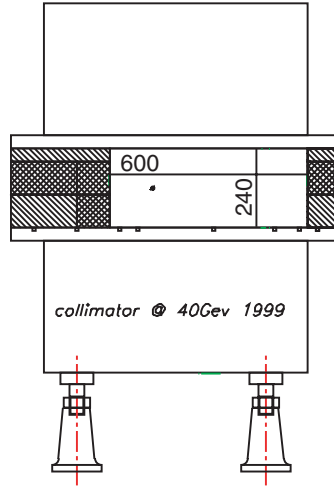


Abbildung 2.5.: Der bei der Datennahme mit 40 A·GeV-Strahl verwendete Kollimator.

Die niedrigere Strahlenergie machte natürlich auch eine Anpassung des Zentralitätstriggers erforderlich. Hierzu wurde die Schwelle für zentrale Stöße am Veto-Kalorimeter auf 72 mV eingestellt, dies entspricht einer Zentralitätsselektion von 7.2% des totalen inelastischen Wirkungsquerschnitts. In Abbildung 2.6 ist die Anzahl von Ereignissen als Funktion der im Veto-Kalorimeter gemessenen Energie E_{Veto} für einen *minimum-bias*-Run und für einen zentralen Run gezeigt. Es wurde noch keine Korrektur auf Trigger-bias und keine zusätzliche offline-Selektion auf Stöße im Target über die Signale des S3-Detektors vorgenommen, was sich insbesondere auf die peripheren Ereignisse auswirkt.

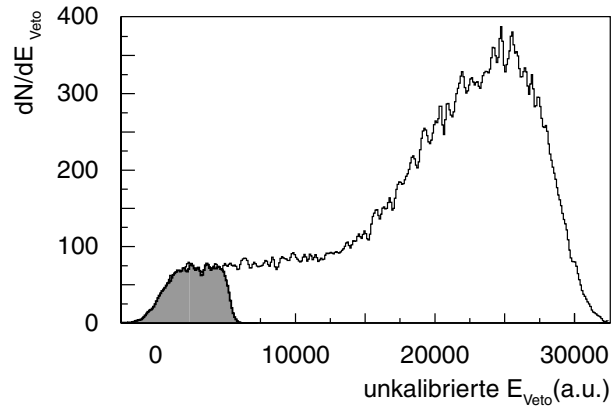


Abbildung 2.6.: Aufgenommene Ereignisse als Funktion der im Veto-Kalorimeter gemessenen Energie E_{Veto} . Der eingefärbte Bereich zeigt den mit dem Zentralitätstrigger ausgewählten Bereich.

2. *Das Experiment NA49*

3. Data processing

Die meisten mit NA49 durchgeführten physikalischen Analysen brauchen Informationen über die Spuren wie deren Impuls, Energieverlust in den TPCs usw. Zur Bestimmung dieser Information aus den Rohdaten wird eine gemeinsame Software, die sogenannte *Rekonstruktionskette* verwendet, die im folgenden Abschnitt 3.1 näher beschrieben wird.

Die Spurerkennung sowie die Ermittlung der anderen Spurinformatio n sind wegen der hohen Spurmultiplicitäten relativ rechenintensiv, für die Rekonstruktion eines einzelnen zentralen Blei-Blei-Ereignisses werden auf einem Pentium II mit 233Mhz zwischen sechs und acht Minuten benötigt. Nach der Rekonstruktion sinkt der Speicherbedarf eines Events von den 10 MByte, welche die gepackten Rohdaten benötigen, auf 2 – 3 MByte, die für die Speicherung der Spuren und weiterer für die Analyse wichtiger Informationen in den *Data Summary Tapes* (DST) benötigt werden. Bei den typischerweise analysierten Ereigniszahlen von bis zu einer Million Ereignissen verbraucht alleine das Einlesen von bis zu 2 TByte Daten eine beträchtliche Zeit, insbesondere da die gesamten NA49-Daten zu den verschiedenen Stoßsystemen zusammen 30 TByte belegen und daher auf Tapes gespeichert werden müssen. In den DSTs stehen jedoch viele Informationen, die nur für die Berechnung der Spurinformatio n bzw. zur anschliessenden Qualitätskontrolle von Bedeutung waren. Für die eigentlichen Analysen werden daher sogenannte *MiniDSTs* verwendet, die nur eine für die meisten Analysen ausreichende Untermenge aller Informationen enthalten.

Die MiniDSTs sind als ROOT-*Trees* [T49] gespeichert, jedes Event belegt nur noch ~ 150 kByte. Bei ROOT [Bru97][ROOT] handelt es sich um eine objekt-orientierte Analyseumgebung, die auf der Programmiersprache C++ basiert und eine Vielzahl unterschiedlicher Klassen zur Datenspeicherung und Visualisierung enthält. In NA49 wurden zur Verwendung in diesem Framework an den Detektor angepasste Klassen zur Speicherung der Ereignis- und Spurinformatio n und für verschiedene, oft verwendete Analysemethoden entwickelt [T49], die auch für die Analyse in dieser Arbeit verwendet wurden.

3.1. Die Rekonstruktionskette

Die Rekonstruktionskette basiert auf einem objektorientierten Client-Server-Datenmanagementsystem names DSPACK [Zyb96], in dem sämtliche Daten gespeichert werden. Zunächst werden die Rohdaten von den Tapes in das System kopiert, daran anschliessend berechnen verschiedene Clients, die im folgenden vorgestellt werden, daraus die Spurdaten. Ein schematisches Flußdiagramm dieses Prozesses zeigt Abbildung 3.1.

Der erste Schritt besteht im sogenannten *Clusterfinding* in den TPCs. In jeder Padreihe werden zusammenhängende Bereiche mit ADC-Werten über dem threshold in der Pad-Zeit-Ebene gesucht. In diesen Bereichen wird dann das Maximum gesucht, dieses definiert die Position des Spurpunktes *Cluster*, die an die Spurfindungsprogramme übergeben wird. Durch Summation aller ADC-Werte eines Clusters wird die Gesamtladung des Clusters berechnet. Probleme ergeben sich bei überlappenden Spurpunkten, die zusammenhängende Werte in einem Bereich haben. Solche zusammenhängenden Bereiche werden nur dann als getrennte Raumpunkte erkannt, wenn zwischen den Maxima eine minimale Distanz von drei ADC-Werten liegt.

Die Position des Clusters wird nicht nur als Padreihe-Pad-Zeit abgespeichert, sondern auch noch im *NA49 Koordinaten System*. Die nominale Strahlrichtung definiert die z-Achse, die y-Achse ist über die Driftrichtung der Elektronen in den TPCs festgelegt. Durch die Wahl eines rechtshändigen kartesischen Koordinatensystems ist damit auch die x-Achse definiert. Der Ursprung des Systems liegt in der Mitte der VTPC-2, als Einheit werden Zentimeter verwendet.

Die so ermittelten Koordinaten müssen noch auf verschiedene Detektoreffekte korrigiert werden, welche die Positionsbestimmung verfälschen. Solche sind unterschiedliche Signallaufzeiten, Inhomogenitäten des elektrischen Feldes und $E \times B$ -Verzerrungen. Diese treten aufgrund von Inhomogenitäten des magnetischen und elektrischen Feldes auf, wodurch magnetische und elektrische Feldlinien nicht mehr parallel verlaufen, was das Driftverhalten der Elektronen ändert.

Auch nach diesen Korrekturen lassen sich in den TPCs noch systematische Abweichungen beobachten, diese zeigen sich in Abweichungen der gemessenen Clusterpositionen von den nach der Spurfindung vorhersagbaren. In [Mar01] wurde hierfür eine phänomenologische Korrektur, die sogenannte *Residuenkorrektur*, entwickelt, nach deren Anwendung keine systematischen Abweichungen mehr feststellbar sind.

Im nächsten Schritt wird versucht, *Spuren* aus den gefundenen Cluster zu rekonstruieren. Die MTPCs haben die geringste Spurdichte und da sie ausserhalb des Magnetfeldes stehen auch ein einfaches Spurmodell, eine gerade Linie. Impulse können diesen Spuren jedoch nur unter der Annahme zugewiesen werden, daß sie vom Hauptvertex kommen. In den VTPCs ist durch die Krümmung der Spuren eine eigenständige Impulsbestimmung möglich, jedoch sind dort die

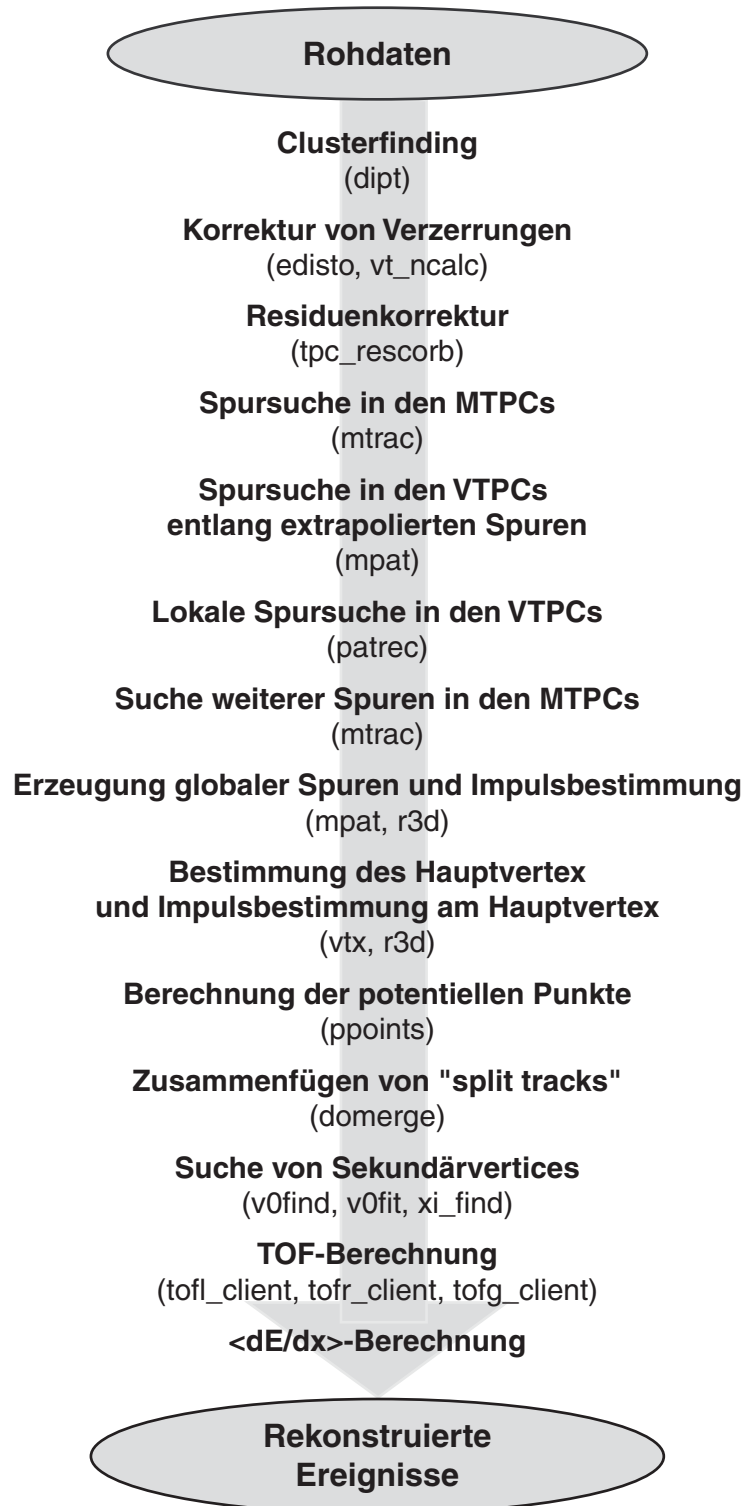


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung der Rekonstruktionskette.

3. Data processing

Spurdichten hoch und durch das Magnetfeld muss ein Helix als Spurmodell verwendet werden. In der *Spurrekonstruktion* wird versucht, die unterschiedlichen Vorteile in den verschiedenen TPCs zu verbinden, indem anhand der Vorgaben gut definierter Spuren in einer TPC in den anderen gesucht wird. Dies führt zu folgender Vorgehensweise [Irm97]:

- Rekonstruktion der linearen Spuren in den MTPCs und Bestimmung des Impulses unter der Annahme, daß diese Spur vom Hauptvertex kommt.
- Extrapolation dieser Spuren in die VTPC-2 und Suche nach Clustern anhand der Vorgaben. Wenn in der VTPC-2 trotz vorhergesagter Punkte keine gefunden werden, werden die Punkte der extrapolierten MTPC-Spur von dieser gelöst.
- Lokale Spursuche in der VTPC-2 auf den nicht bereits einer Spur zugewiesenen Clustern, Extrapolation dieser Spuren in die MTPC und Clustersuche anhand der Vorhersagen.
- Die bisher gefundenen Spuren werden in die VTPC-1 extrapoliert und dort anhand der Vorhersagen nach Clustern gesucht. Hat eine bisher nur in der MTPC gefundene Spur Vorhersagen für Punkte in der VTPC-1 und werden keine gefunden, so werden die Punkte der MTPC-Spur von dieser gelöst.
- Lokale Spursuche in der VTPC-1 auf den nicht bereits einer Spur zugewiesenen Clustern, Extrapolation dieser Spuren in die MTPC und Clustersuche anhand der Vorhersagen.
- Suche weiterer Spuren in den MTPCs, jetzt ohne die Annahme, daß diese vom Hauptvertex stammen (z.B. Spuren von Zerfällen).
- Zusammenfügen der Spurstücke in den einzelnen TPCs zu “globalen” Spuren.

Durch diese Vorgehensweise wird die Spurfindung in den VTPCs stark vereinfacht, da dort Spuren nicht mehr auf allen Clustern gesucht werden müssen, da ein Großteil der Cluster bereits anhand der Vorgaben aus den anderen TPCs Spuren zugeordnet werden kann. Die in den einzelnen TPCs gefundenen Spurstücke werden im folgenden als “lokale” Spuren bezeichnet.

Für die gefundenen Spuren wird im nächsten Schritt der Impuls anhand der Krümmung im Magnetfeld bestimmt, anschliessend werden sie zur Targetebene zurückextrapoliert. Aus der Extrapolation der Spuren in Richtung des Targets wird dann der *Hauptvertex* (der Interaktionspunkt im Target) durch einen Fit berechnet. Für jede Spur wird der Unterschied b_x, b_y zwischen extrapolierte Position und dem berechneten Hauptvertex bestimmt. Anschliessend wird eine neue Impulsberechnung mit der Bedingung, daß diese vom Hauptvertex stammt, für jede Spur vorgenommen und der Spurimpuls am Hauptvertex bestimmt.

Durch Extrapolation können nun für jede Hauptvertexspur die zu erwartenden Punkte in jeder TPC (potential points) berechnet werden. Bei detaillierten Untersuchungen der Spuren hatte sich gezeigt, daß nicht alle zusammengehörigen Spurstücke bei der Spurfindung zusammengefügt wurden. Durch die nun vorhandenen Informationen wie Impuls und potentielle Punkte in den TPCs können ein Großteil dieser “*split tracks*” zusammengefügt werden, für diese neuen Spuren wird dann die Position in der Targetebene und der Impuls neu berechnet. Nachdem alle Hauptvertexspuren erkannt sind, wird noch nach Sekundärvertices von V^0 s und Kaskaden gesucht, für Details hierzu siehe z.B. [Bil01][Bar01a].

Als letzten Schritt werden nun Informationen zur Teilchenidentifikation mit Hilfe der TOF-Wände und des Energieverlusts in den TPC berechnet. Die Berechnung der TOF-Informationen ist in [Eck96] beschrieben, die Berechnung des Energieverlusts, für die Vorarbeiten bereits während des Clusterfindings nötig sind, wird detailliert im folgenden Kapitel beschrieben.

3. *Data processing*

4. Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust

Zur Identifikation eines Teilchens ist zusätzlich zu den über die Trajektorie im Magnetfeld bestimmten Größen Impuls und Ladungsvorzeichen die Messung einer weiteren Größe nötig. In NA49 wird hierzu der spezifische Energieverlust eines Teilchens im Detektorgas der TPCs bestimmt. Dieser ist nur von der Geschwindigkeit und dem Betrag der Ladung des Teilchens abhängig (siehe Abschnitt 4.1 und Abbildung 4.1a)). Da die Teilchenmasse in den Zusammenhang zwischen Impuls und Geschwindigkeit eingeht, ist dadurch die Identifikation der Teilchen möglich (Abbildung 4.1b)).

Die Bestimmung des spezifischen Energieverlusts aus mehreren Messungen des Energieverlusts pro Längeneinheit im Detektorgas der NA49-TPCs wird in 4.2.2 beschrieben. Diese Messungen werden jedoch von vielen unterschiedlichen Faktoren wie der Geometrie des Detektors, dem Aufbau der Elektronik und der TPCs, dem Luftdruck, der Temperatur und Gaszusammensetzung sowie der Methode des Clusterfindings stark beeinflusst. Die dafür entwickelten Korrekturen sind in 4.2.1 zusammengefasst.

Da die Messung des spezifischen Energieverlusts jedoch nur mit einer begrenzten Auflösung möglich ist und sich die Verteilungen für verschiedene Teilchen überlappen, ist keine eindeutige, sondern nur eine statistische Identifizierung der Teilchen möglich. In 4.3 wird die in dieser Arbeit zur statistischen Identifikation verwendete Methode näher beschrieben.

4.1. Abhängigkeit des spezifischen Energieverlusts von der Geschwindigkeit eines Teilchens

Die Teilchenidentifikation in den TPCs erfolgt über die Messung des spezifischen Energieverlusts. Wenn geladene Teilchen das Detektorgas durchqueren, ionisieren sie durch elektromagnetische Wechselwirkung die Atome des Detektorgases und hinterlassen so entlang ihrer Spur freie Elektronen und Ionen, was zu einer Verminderung der Teilchenenergie führt. Der spezifische Energieverlust (dE) pro Längeneinheit (dx) als Funktion der Geschwindigkeit des Teilchens wurde zuerst von Bethe und Bloch [Bet30] [Blo33] für Teilchen, die schwerer

4. Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust

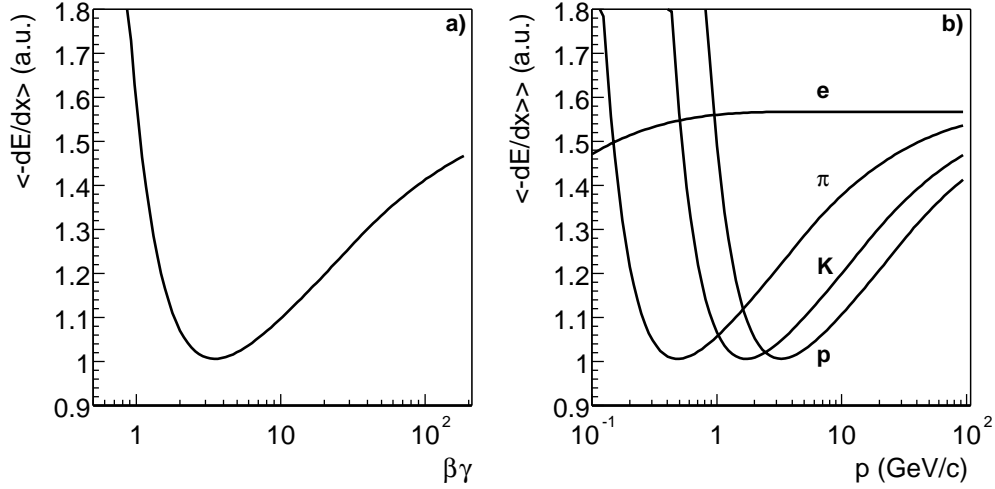


Abbildung 4.1.: Abhängigkeit des spezifischen Energieverlusts von a) $\beta\gamma$ eines Teilchens und b) dem Impuls p des Teilchens. Während in a) die gemeinsame Geschwindigkeitsabhängigkeit aller Teilchensorten zu sehen ist, zeigt b) die Trennung der verschiedenen Teilchensorten bei gleichzeitiger Impulsmessung.

als Elektronen sind, berechnet. Unter der Annahme eines zylindrischen elektrischen Feldes um das einlaufende Teilchen konnten sie den Impulsübertrag auf ein Elektron durch die Transversalkomponente des Feldes bestimmen. Durch Integration über die Elektronen des Mediums unter Berücksichtigung ihres Abstandes zur Teilchentrajektorie kamen sie zu der nach ihnen benannten Formel

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi N e^4}{mc^2} \frac{1}{\beta^2} z^2 \left(\ln \frac{2mc^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right) \quad (4.1)$$

mit der Elektronendichte des Mediums N , der Elementarladung e , der Elektronenmasse mc , dem mittleren Ionisationspotential des Mediums I , der Ladung z und der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ des Teilchens.

Charakteristisch für den Verlauf der Kurve sind die $1/\beta^2$ -Abhängigkeit für kleine Impulse und der logarithmische Anstieg für hohe Impulse. Später stellte sich heraus, daß der Anstieg für höhere Energien nicht der berechneten Form folgt. Verantwortlich dafür sind die Elektronen des Mediums, die durch Polarisierungseffekte das Feld des einlaufenden Teilchens abschirmen. Fermi [Fer40] berechnete dafür einen Korrekturfaktor $\delta(\beta)$.

Es zeigte sich jedoch, daß dieser Faktor nicht ausreicht, um den Energieverlust im Detektorgas zu beschreiben. Bei hohen Impulsüberträgen kann es passieren, daß das vom einlaufenden Teilchen herausgeschlagene Elektron eine so große Reichweite im Detektorgas hat, daß seine Ionisation nicht mehr der ursprünglichen Spur zugeordnet wird. Solche Elektronen werden als δ -Elektronen bezeichnet. Zur Korrektur muß ein maximaler Energieübertrag E_{max} , die sogenannte "cut-off"-Energie, eingeführt werden, oberhalb der Energieüberträge nicht bei

4.2. Bestimmung des spezifischen Energieverlusts

der Berechnung des mittleren Energieverlusts berücksichtigt werden. Mit diesen Korrekturen wird aus Gleichung 4.1

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi N e^4}{mc^2} \frac{1}{\beta^2} z^2 \left(\ln \sqrt{\frac{2mc^2 \beta^2 E_{max}}{I(1-\beta^2)}} - \frac{\beta^2}{2} - \frac{\delta(\beta)}{2} \right) \quad (4.2)$$

Die so definierte Größe wird als der reduzierte mittlere Energieverlust bezeichnet. Für den Grenzfall $\beta \rightarrow 1$ heben sich $\delta(\beta)$ und alle wachsenden Terme auf und das sogenannte *Fermi-Plateau* wird erreicht. Der Punkt, an dem die Kurve von dem $1/\beta^2$ -Abfall zum logarithmischen Anstieg wechselt, liegt bei $v \approx 0.96c$ und wird als Punkt *minimaler Ionisation* bezeichnet. Gleichung 4.2 ist jetzt auch für Elektronen gültig.

Der Term $\delta(\beta)$ wurde von Sternheimer und Peierls [Ste71] wie folgt parametrisiert:

$$\begin{aligned} \delta &= 0 && \text{für } X < X_0 \\ \delta &= 2 \ln(10)(X - X_A) + a(X_1 - X)^m && \text{für } X_0 < X < X_1 \\ \delta &= 2 \ln(10)(X - X_A) && \text{für } X_1 < X \end{aligned} \quad (4.3)$$

mit $X = \log_{10}(\beta\gamma)$. Die Werte von X_A und a hängen von der Dichte und der Kernladungszahl des Mediums ab, der Exponent m ist 3 für alle Medien. Für Geschwindigkeiten größer X_1 wird das Fermi-Plateau erreicht, für Werte kleiner X_0 verschwindet der Korrekturterm $\delta(\beta)$. Nach den Autoren ist die Abweichung dieser Parametrisierung von den Messungen im gesamten Bereich kleiner als 2%.

Anstatt die materialabhängigen Parameter aus den Gleichungen 4.3 und 4.2 zu berechnen, wird eine von [Amb86] entwickelte Methode zur Anpassung einer Energieverlustkurve an experimentelle Daten verwendet. Hierzu wird

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = E_0 \frac{1}{\beta^2} (K + \ln(\gamma^2) - \beta^2 - \delta(\beta, X_A, a)) \quad (4.4)$$

mit E_0 , K , X_A und a als freien Parametern an die Daten gefittet (siehe Abschnitt 4.3). E_0 legt die Normierung der Kurve fest und enthält alle konstanten Faktoren der Bethe-Bloch-Formel, K bestimmt den Verlauf der Kurve im Bereich der minimalen Ionisation. X_A beschreibt die Höhe des relativistischen Anstiegs und a die Form der Kurve beim Übergang vom logarithmischen Anstieg in den Bereich des Fermi-Plateaus. Die Parameter X_0 und X_1 ergeben sich aus der Bedingung, daß die Funktion 4.2 an diesen Stellen stetig und glatt sein muss und können wie folgt berechnet werden:

$$X_0 = X_A - \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2 \ln(10)}{3a}}, \quad X_1 = X_A + \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2 \ln(10)}{3a}} \quad (4.5)$$

4.2. Bestimmung des spezifischen Energieverlusts

Zur Berechnung des spezifischen Energieverlusts wird die von einem Teilchen in jeder Padreihe deponierte Ladung gemessen (*Clusterladung*) und der mittlere

4. Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust

Energieverlust pro Spur über eine geeignete Mittelung bestimmt (siehe Abschnitt 4.2.2). Es wird hierbei angenommen, daß die durch die Clusterladung gemessene Stärke der Ionisation des Gases durch das durchlaufende Teilchen proportional zum Energieverlust des Teilchens in dieser Padreihe ist, weshalb beide Ausdrücke im folgenden synonym verwendet werden.

Vorraussetzung für die Mittelung zur möglichst genauen Bestimmung des mittleren Energieverlusts pro Spur ist eine genaue Messung der Ladung der einzelnen Spurcluster. Diese wird von vielen unterschiedlichen Faktoren wie der Geometrie des Detektors, dem Aufbau der Elektronik und der TPCs, dem Luftdruck, der Temperatur und der Gaszusammensetzung sowie der Methode des Clusterfindings stark beeinflusst. Die hierfür entwickelten Korrekturen sind in den Clients `dipt`, `recharge` und `gen_dedx` implementiert, Abbildung 4.2 ist eine schematische Darstellung der vorgenommenen Korrekturen, eine genauere Beschreibung findet sich im folgenden Abschnitt. Die einzelnen Korrekturen sind untereinander stark korreliert, was ihre genaue Bestimmung erschwert.

4.2.1. Kalibration der NA49 TPCs für die Messung des spezifischen Energieverlusts

Im ersten Schritt werden Unterschiede in der Verstärkung der einzelnen Elektronikkanäle korrigiert. Hierzu wird die Methode der **Krypton-Kalibration** verwendet, die von der ALEPH-Kollaboration [Blu89] entwickelt wurde. Die Anwendung dieser Methode in NA49 wird detailliert in [Moc97] und [Afa99] beschrieben. Es wird hierbei radioaktives Krypton ($^{83}_{36}\text{Kr}$) in das TPC-Gassystem injiziert und die beim Zerfall deponierte Energie gemessen. Ein Nachteil dieser Methode ist jedoch, daß die vom Krypton-Zerfall deponierte Energiemenge mit 41,55 keV etwa eine Größenordnung über der Energie liegt, die ein Teilchen beim Überqueren einer Padreihe verliert. Die Kammern müssen daher mit einer niedrigeren Verstärkungsspannung betrieben werden. Da nicht sichergestellt ist, daß die Änderung der Verstärkung für alle Sektoren genau gleich ist, müssen diese für die Datenruns noch relativ zueinander kalibriert werden.

Hierfür wurde in [Rol00] und [Sam00] die sogenannte **Intersektorkalibration** entwickelt. Zunächst wird hierbei die Bethe-Bloch-Funktion wie unter 4.1 beschrieben an die Daten angepasst. Fittet man nicht an die gemessene Ionisation I sondern an das Verhältnis $r_{i,j}$ zwischen Messungen für Teilchen der Sorten i und j bei gleichem Impuls, so sieht man, daß sich die Verstärkung A aus dem Verhältnis eliminieren läßt.

$$r_{i,j} = \frac{I_i}{I_j} = \frac{A \cdot \langle -\frac{dE}{dx} \rangle(m_i)}{A \cdot \langle -\frac{dE}{dx} \rangle(m_j)} \quad (4.6)$$

Dies ist möglich, da Teilchen mit gleichem Impuls die selben geometrischen Bereiche der TPC passieren. Ist die Bethe-Bloch-Funktion so parametrisiert,

4.2. Bestimmung des spezifischen Energieverlusts

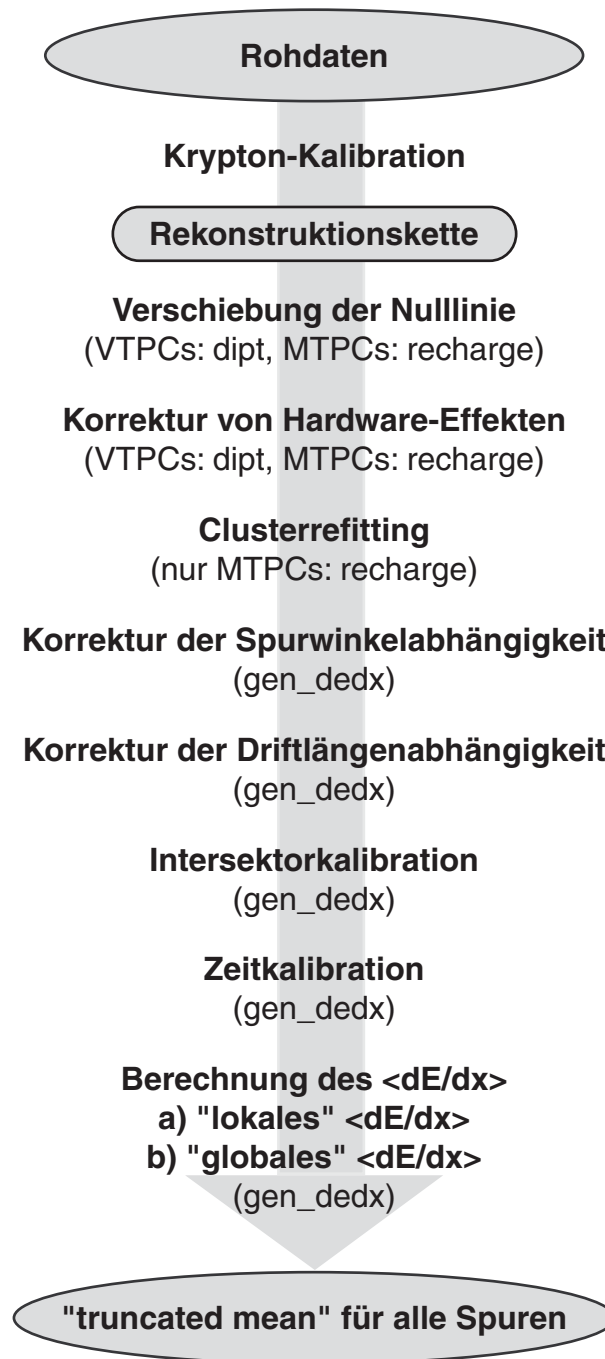


Abbildung 4.2.: Schematische Darstellung der für die Bestimmung des spezifischen Energieverlusts pro Spur vorgenommenen Korrekturen und Berechnungen. Eine genaue Beschreibung der einzelnen Kalibrationsschritte findet sich in Abschnitt 4.2.1, der Berechnungen des mittleren Energieverlusts in Abschnitt 4.2.2. In Klammern ist jeweils der Client angegeben, in dem die Korrektur implementiert ist.

4. Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust

kann man durch Messung von z.B. der Ionisation von Pionen I_π und Vergleich mit dem Vorhersagewert der Bethe-Bloch-Funktion für jeden Sektor den Verstärkungsfaktor A_{sec}

$$A_{sec} = \frac{I_\pi}{\langle -\frac{dE}{dx} \rangle (m_\pi)} \quad (4.7)$$

bestimmen und hat so die Sektoren relativ zueinander kalibriert.

Weiterhin läßt sich eine **Driftlängenabhängigkeit** beobachten. Eine solche Abhängigkeit erwartet man zum einen durch die Anlagerung von Elektronen an Sauerstoffmoleküle im Detektorgas. Es wird daher der O_2 -Gehalt gemessen, von den durchschnittlichen 3 ppm kann man einen Ladungsverlust von ca. 2%/m errechnen. Ein weiterer Verlust ergibt sich durch den zur Nullunterdrückung eingeführten Schnitt auf 5 ADC Werte (siehe Abschnitt 2). Bei zunehmender Driftstrecke werden die Cluster durch Diffusion immer breiter, wodurch der Schnitt immer mehr Ladung abschneidet. Dieser Effekt wurde zu ca. 7%/m berechnet [Bra95]. Zur Korrektur wird der Ladungsverlust als Funktion der Driftstrecke parametrisiert, in den MTPCs durch eine lineare Funktion, in den VTTPCs durch eine Funktion zweiter Ordnung.

In den Daten zeigt sich jedoch eine Nichtlinearität des Ladungsverlusts als Funktion der Driftstrecke. Die Ursache hierfür liegt in Effekten der Ausleseelektronik und der Spannungsversorgung der Verstärkungsdrähte [Rol00], die im folgenden beschrieben werden. Die dafür entwickelten Korrekturen beeinflussen natürlich stark die für die Korrektur der Driftlängenabhängigkeit gewählte Parametrisierung.

Bei Untersuchungen des Antwortverhaltens der Ausleseelektronik mit dem Lasersystem von NA49 wurde festgestellt, daß sich nach dem Signal ein kurzer Unterschwinger unter die Basislinie mit einer Dauer von $\approx 1\mu s$ zeigt, der von einer komplexen Folge von Unter- und Überschwingern mit sehr geringer Amplitude gefolgt wird. Da praktisch keine positiven Ionen die Padebene erreichen, das Zeitintegral über die Ladung aber null sein muß, zeigt sich beginnend bei ca. $5\mu s$ ein Unterschwinger, der bis zum Ende der TPC-Öffnungszeit andauert. In den Hochdichteregionen der TPCs registriert jeder Elektronikkanal mehr als einen Hit. Die gemessene Ladung hängt von der Anzahl der bereits vorher gemessenen Hits ab, da diese relativ zur Basislinie gemessen wird, die von jedem Hit verschoben wird. Ausserdem wird der ADC-Schnitt zur Nullunterdrückung beeinflusst. Je nach Spurdichte wirkt dieser Effekt wie ein Ladungsverlust von 3%/m. Daher wurde diese **Verschiebung der Basislinie** parametrisiert und wird für jeden Elektronikkanal korrigiert.

Insbesondere in den Hochdichteregionen der TPCs zeigt sich ein weiterer Effekt, der durch die induktive Padauslese bzw. den Aufbau der Spannungsversorgung der Verstärkungsdrähte auftritt. Am Ende des Verstärkungsprozesses erreichen die Elektronen den Verstärkungsdraht, was zu einem Absinken von dessen Spannung für den Zeitraum von ca. 100ns (≈ 1 timebin) führt. Die Spannung der Verstärkungsdrähte wird über ein RC-Netzwerk mit einer Zeitkonstante von ca.

$50\mu\text{s}$ (≈ 50 timebins) wiederhergestellt, wobei jeweils 30 Drähte (eine Drahtgruppe) an einer Hochspannungsquelle hängen.

Der Entladungs- und Aufladungsprozess der Verstärkungsdrähte führt zu einem Signal auf den kapazitiv gekoppelten Pads, wobei der Unterschwinger aufgrund des schnellen Entladungsprozesses nur die nächsten Timebins beeinflusst, während der folgende Überschwinger aufgrund des langen Ladungsprozesses wie eine Verschiebung der Basislinie wirkt. Da von der Spannungsänderung jeweils eine komplette Drahtgruppe betroffen ist, sind auch entfernt vom eigentlichen Hit liegende Pads betroffen, im Falle der MTPCs beispielsweise 3 Padreihen. Der Effekt wird daher als **lateral crosstalk** bezeichnet. In [Rol00] wurden diese Verschiebungen parametrisiert und die Clusterladung wird während der Rekonstruktion darauf korrigiert.

Wie in Kapitel 2 erläutert, hängt die Gasverstärkung einer Proportionaldrahtkammer von Druck und Temperatur des Kammergases ab. Die Temperatur des Detektors wird mittels einer Klimaanlage innerhalb von $\pm 0.1^\circ\text{C}$ konstant gehalten, daher sollte die Gasverstärkung nur eine Funktion des Luftdrucks sein. Diese **Druckabhängigkeit** wurde experimentell bestimmt und durch eine Parametrisierung beschrieben, die benutzt wird, um die Messungen auf einen Atmosphärendruck von 970mbar zu normieren.

Betrachtet man die Stabilität der Bestimmung des mittleren Energieverlusts über größere Zeiträume, so zeigen sich neben den bereits korrigierten Schwankungen als Funktion des Luftdrucks weitere Sprünge. Wahrscheinlichste Ursache hierfür sind Variationen in der Hochspannungsversorgung und/oder Variationen der Pedestals. Um diese zu korrigieren, wurde in [Moc97] eine Methode zur Bestimmung einer Zeitreferenz und Korrektur mittels der Meßdaten entwickelt. Hierzu wird zunächst in einem Referenzrun der Mittelwert der Clusterladung in jedem Sektor bestimmt. Für die anderen Runs einer Periode wird dieser Mittelwert auch jeweils gebildet. Aus dem Verhältnis des gemessenen Mittelwerts zu dem Referenzmittelwert ergibt sich der Korrekturfaktor. Nach Anwendung dieser Korrektur ist keine **Zeitabhängigkeit** mehr feststellbar.

Die gemessene Ionisation hängt des weiteren vom **Spurwinkel** relativ zur Padreihe ab. Je länger die Spur eines Teilchens unter einer Padreihe ist, desto mehr Ladung wird von ihm deponiert. Um diesen Effekt zu korrigieren wird die Länge der Spur aus ihren Winkeln zur x - z -Ebene und y - z -Ebene berechnet und die gemessene Ionisation entsprechend korrigiert.

Die Kenntnis der Spurwinkel und der Driftlänge ermöglicht eine weitere Optimierung bei der Bestimmung der Clusterladung. In den Bereichen mit hoher Spurdichte ist es möglich, daß die Cluster mehrerer Spuren einander überlappen. Beim Clusterfinding war noch nicht bekannt, wieviele Spuren zu einem Cluster beigetragen haben. Nach der Spurfundung läßt sich dies durch Berechnung der Schnittpunkte der Spuren mit den Padreihen bestimmen. Mit dieser Information kann man nun in jeden Cluster entsprechend der Anzahl der Spu-

4. Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust

ren, die diesen kreuzen, zweidimensionale Gaußverteilung fitten und so jeder Spur einen eigenen Cluster mit entsprechender Ladung zuordnen. Dies führt zu einer höheren Anzahl von Punkten pro Spur, insbesondere in den Bereichen mit hoher Dichte, wo sich viele Spuren teilweise überlappen. Außerdem wird durch die Gaußfits auch die durch den ADC-Schnitt zur Nullunterdrückung normalerweise entfernte Ladung aus den Schwänzen der Verteilung berechnet.

Dieses sogenannte **Clusterrefitting** ist im Moment jedoch nur für die MTPCs realisiert [Rol00], da die Annahme von zweidimensionalen Gaußkurven nur näherungsweise für kleine Spurwinkel gültig ist, wie sie in den MTPCs vorherrschen. Diese Näherung ist jedoch nicht mehr möglich für die größeren Spurwinkel in den VTPCs. Um dort ein solches Refitting durchzuführen muß man ein Modell der Cluster in Abhängigkeit der Spurwinkel und der ADC-counts besitzen. Ein solches wurde in [Ver00] entwickelt, jedoch in der Rekonstruktion der in dieser Arbeit verwendeten Daten noch nicht benutzt.

Teil dieser Arbeit war die Anwendung und Anpassung der hier beschriebenen Korrekturen für die Rekonstruktion der 40 und 80 A·GeV Datensätze, die für die Physikanalyse verwendet werden. In Anhang A wird auf die technische Umsetzung eingegangen, anhand einiger Abbildungen werden die dabei erzielten Resultate präsentiert.

4.2.2. Berechnung des spezifischen Energieverlusts aus mehreren Einzelmessungen

Um den spezifischen Energieverlust einer Spur zu erhalten, mißt man diese mehrfach in kleinen Abschnitten, im Fall einer TPC in jeder Padreihe. Durch eine geeignete Mittelung erhält man so den Meßwert für die gesamte Spur, wobei die Wahl der Mittelungsprozedur von der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Meßwerte abhängt.

Diese Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $F(\Delta_E)$ wurde zuerst von [Lan44] für den Energieverlust in dünnen Absorbern wie Gasen berechnet:

$$F(\Delta_E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2}(\Delta_E + e^{-\Delta_E})} \quad (4.8)$$

wobei Δ_E die Abweichung vom Wert des wahrscheinlichsten Energieverlusts ΔE_w , normiert auf den mittleren Energieverlust $\langle \Delta E \rangle$ ist:

$$\Delta_E = \frac{\Delta E - \Delta E_w}{\langle \Delta E \rangle} \quad (4.9)$$

Diese Verteilung geht für eine sehr große Anzahl von Stößen bzw. Ionisationsprozessen in eine gaußförmige Verteilung mit dem Mittelwert $\langle \Delta E \rangle$ über. Im hier betrachteten Fall von nur wenigen Kollisionen, wie sie in den dünnen Gaschichten der TPCs auftreten, ist der Mittelwert $\langle \Delta E \rangle$ allerdings nicht mehr gleich dem wahrscheinlichsten Energieverlust ΔE_w , da die harten Stöße mit

hohen Energieübertrag den charakteristischen Schwanz der Verteilung bei hohen Werten verursachen. Eine solche Landau-Verteilung ist in Abbildung 4.3 gezeigt.

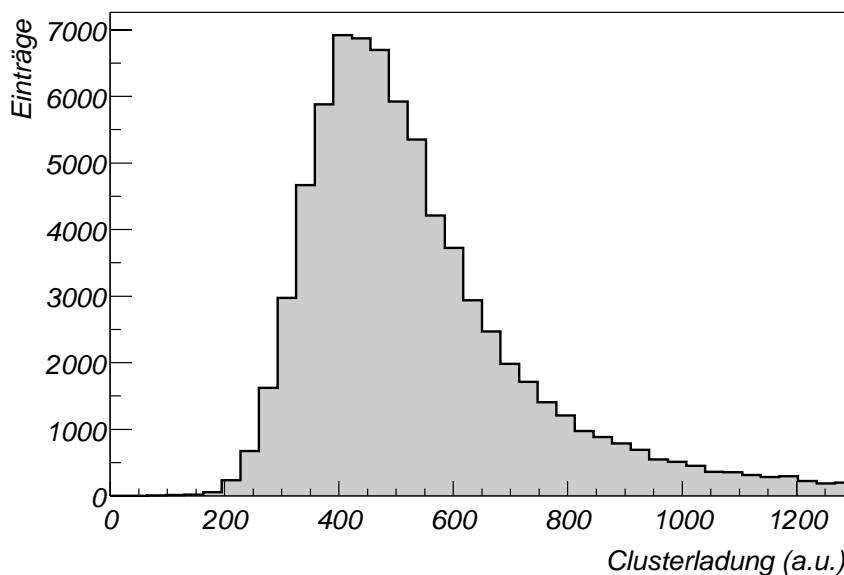


Abbildung 4.3.: Landau-Verteilung wie sie in den MTPCs für Pionen mit Impuls zwischen 9 und 10 GeV/c gemessen wird.

Für die Berechnung des spezifischen Energieverlusts stehen nur eine beschränkte Anzahl von n Messungen zur Verfügung. Eine einfache arithmetische Mittelung der n einzelnen Ionisationsmessungen wäre nur eine schlechte Abschätzung des spezifischen Energieverlustes pro Spur, da durch die gegebene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion mit dem Schwanz zu hohen dE/dx -Werten starke Fluktuationen von Spur zu Spur auftreten. Als bessere Mittelungsverfahren verwendet man die sogenannte *Truncated-Mean*-Methode, bei der man an beiden Seiten der Verteilung einen konstanten Anteil an Meßwerten verwirft. Hierdurch wird die Varianz bei der Bestimmung des Mittelwerts verringert. Dies führt zu einer verbesserten Auflösung des mittleren Energieverlusts und gemäß dem Central-Limit-Theorem zu einer gaussförmigen Verteilung für viele Messungen. In [Moc97] wurden die untere und obere Schranke für NA49 optimiert, die dort gefundenen optimalen Werte 0% und 65% (d.h. es werden die oberen 35% der Meßwerte verworfen) wurden bei der Rekonstruktion der in dieser Arbeit analysierten Daten zur Bestimmung des mittleren Energieverlustes benutzt. In Abbildung 4.4 ist dieser akzeptierte Bereich am Beispiel eines Teilchens aus der MTPC mit 90 gemessenen Spurpunkten gezeigt.

Auch der mittels dieser Methode bestimmte Mittelwert ist jedoch von der Anzahl der gemessenen Spurpunkte abhängig. Es zeigt sich, daß für kürzere Spuren der Mittelwert $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ systematisch zu geringeren Werten verschoben ist, da bei kurzen Spuren der verworfene Schwanz der Landauverteilung mehr Gewicht

4. Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust

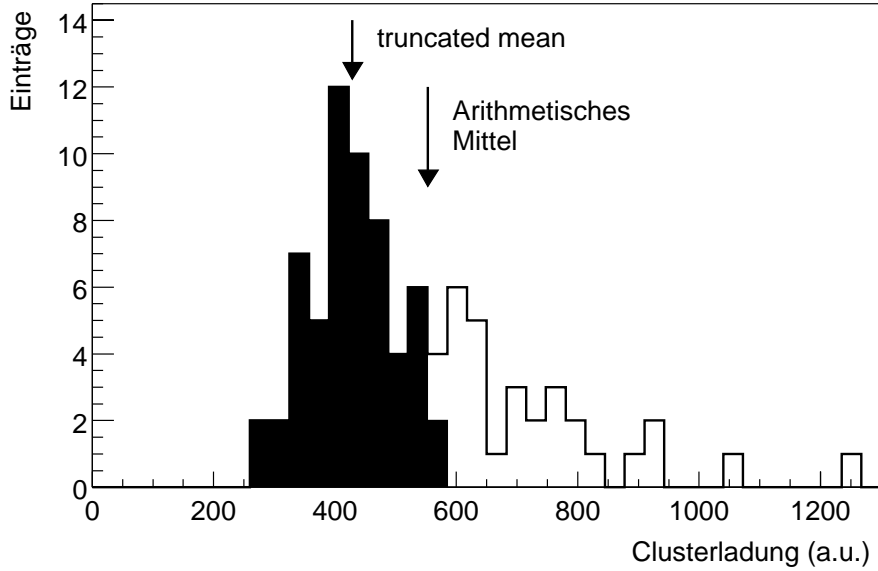


Abbildung 4.4.: Verteilung der Clusterladungen einer MTPC-Spur. Für die Berechnung des spezifischen Energieverlustes mit der *Truncated-Mean*-Methode wurden die eingefärbten Messungen verwendet. Zusätzlich eingezeichnet ist der arithmetische Mittelwert

hat. Zur Korrektur wird folgende Gleichung verwendet [Sam00] :

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{TM} \cdot \left(C_A^{N_p} + C_B^{N_p} / N_{points} \right) \quad (4.10)$$

wobei N_{points} die Anzahl der für die Berechnung des *Truncated Mean* benutzten Spurpunkte ist und die Konstanten $C_A^{N_p} \approx 0.9965$ und $C_B^{N_p} \approx 0.25$ experimentell aus den Daten bestimmt wurden. Wichtig ist diese Korrektur insbesondere für Spuren mit kleinem Impuls, da diese durch den Aufbau des Detektors und das benutzte Magnetfeld auch diejenigen mit einer geringen Spurpunktanzahl sind. Als letzten Schritt wird der in *ADC*-counts bestimmte mittlere Energieverlust so normiert, daß er für ein Teilchen mit minimalem Energieverlust $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{min} = 1$ ist.

Diese Bestimmung des spezifischen Energieverlusts erfolgt einzeln für jede TPC. Durch eine Kombination der Messungen in allen TPCs sollte sich eine höhere Anzahl von Punkten (maximal 234, siehe Kapitel 2) und damit auch eine sichere Bestimmung des mittleren Energieverlusts pro Spur erreichen lassen. Durch die unterschiedlichen Gasmischungen und die damit unterschiedlichen Parametrisierungen der Bethe-Bloch-Funktion in den einzelnen TPCs kann jedoch nicht einfach das *Truncated-Mean* von allen Spurclustern berechnet werden. In [Sam00] wurde daher eine Methode zur Umrechnung der Energieverlustmessungen in den einzelnen TPCs auf eine gemeinsame Bethe-Bloch-Parametrisierung entwickelt, mit der man den "globalen" Energieverlust pro Spur ausrechnen

kann. Es zeigt sich jedoch, daß in zentralen Blei-Blei-Stößen die erhoffte Verbesserung der Auflösung nicht für alle Spuren beobachtet werden kann. Da in Proton-Proton- und peripheren Blei-Blei-Stößen die erwartete Verbesserung jedoch beobachtet wird [Sik00], liegt die wahrscheinlichste Ursache hierfür in dem für die VTPCs noch nicht implementierten Clusterrefitting, was in den Hochdichteregionen zu einer relativ schlechten Clusterladungsbestimmung führt. Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wurde daher der ausschliesslich aus Ionisationsmessungen in den MTPCs ermittelte ‐lokale‐ spezifischen Energieverlust pro Spur verwendet.

4.3. Entfaltung der Energieverlustspektren

Durch die gegebene Auflösung der $\langle dE/dx \rangle$ -Bestimmung ist keine eindeutige, sondern nur eine statistische Identifikation der Teilchen möglich, da sich die Verteilungen für einzelne Teilchensorten überlappen.

Die Auflösung selbst ist stark von der Qualität der $\langle dE/dx \rangle$ -Bestimmung abhängig, die wiederum von den Spureigenschaften abhängt. Nach Kapitel 4.2.2 ist diese zum einen von der Anzahl der zur Berechnung des Truncated-Mean verwendeten Spurpunkte n_{dedx} abhängig. Ausserdem wird sie natürlich auch durch die auf die Spurcluster angewandten Korrekturen nach Kapitel 4.2.1 beeinflusst, wichtig in diesem Zusammenhang ist insbesondere die Winkelkorrektur.

Durch die Wahl geeigneter Qualitätskriterien für die Spuren läßt sich daher eine bessere Auflösung erreichen. Auf die gewählten Qualitätsschnitte muss natürlich später korrigiert werden, die dafür entwickelten Korrekturen sind in Kapitel 5.1 beschrieben, bereits bei der Wahl der Schnitte ist jedoch zu beachten, wie gut diese simuliert werden können. So ist z.B. die Anzahl der zur Berechnung des Truncated-Mean benutzten Spurpunkte n_{dedx} nur schwer zu simulieren, da sie von Details des Clusterfindingprozesses abhängt, während die Anzahl n_{max} der potentiellen Spurpunkte gut simuliert werden kann und beide stark korreliert sind.

Neben der Auflösung wird die statistische Identifikation der Teilchen auch noch durch das Verhältnis der einzelnen Teilchensorten und dem Abstand zwischen den erwarteten mittleren Energieverlust $\langle dE/dx \rangle_i$ für jede Teilchensorte i beeinflusst. Der Abstand zwischen den $\langle dE/dx \rangle$ -Erwartungswerten ist nach Kapitel 4.1 eine Funktion des Impulses (siehe auch Abbildung 4.1). Unterhalb von ~ 3 GeV/c im Bereich der minimalen Ionisation kreuzen sich die Erwartungswerte für verschiedene Teilchen, eine Identifikation über die alleinige Messung des mittleren Energieverlusts ist dort prinzipiell nicht möglich. Durch die Nichtverwendung von Spuren, die nicht vom Haupt-Vertex stammen, kann das Verhältnis der Teilchensorten untereinander etwas verändert werden, da solche Sekundärteilchen vor allem Protonen und Pionen aus schwachen Zerfällen sind. Eine solche Reduktion ist über die in Kapitel 3.1 eingeführten Qualitätswerte für

4. Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust

die Zurückextrapolation zum Haupt-Vertex b_x und b_y möglich. Entscheidend bei der Wahl der Schnitte ist hierbei, daß keine Hauptvertexspuren mitgeschnitten werden, um die hierfür notwendige Korrektur gering zu halten. Durch die Methode der Spurfindung kann es auch vorkommen, daß die Töchter von Teilchen, die vor den MTPCs zerfallen, als Spur durch die ganze MTPC mit geringen b_x, b_y -Werten rekonstruiert werden. Solche Spuren haben jedoch im allgemeinen keine Spurpunkte in den VTPCs, obwohl sie dort potentielle Punkte haben, durch einen geeigneten Schnitt können auch sie entfernt werden.

Es wurden daher nur Teilchen für die weitere Analyse verwendet, welche die Qualitätsschnitte aus Tabelle 4.1 erfüllen.

Schnitt	Beschreibung
$iflag = 0$	Impulsbestimmung am Hauptvertex hat konvergiert
$\tan^{-1}(p_y/p_x) < 30^\circ$	Auswahl von Teilchen, die möglichst in der Ablenkebene liegen
$q \cdot p_x > 0$	Auswahl von <i>right-side</i> -Spuren, d.h. Spuren bei denen die Richtung der Krümmung im Magnetfeld mit der Emissionsrichtung übereinstimmt ¹
$ b_x < 5 \text{ cm}$ und $ b_y < 2 \text{ cm}$	Qualität der Zurückextrapolation zum Hauptvertex
$n/n_{max} > 0.5$	Mindestens die Hälfte aller potentiellen Spurpunkte muss gefunden sein
$n_{max}(\text{MTPC}) > 35$	Die Spur muss in der MTPC mindestens 35 potentielle Spurpunkte haben
$p > 3 \text{ GeV}/c$	Impuls in Bereich, in dem $\langle dE/dx \rangle$ -Fits möglich sind
$n_{max}(\text{VTPC-1/2}) > 10$ $\implies n(\text{VTPC-1/2}) > 0$	Wenn in den VTPCs mehr als 10 potentielle Spurpunkte sind, muss mindestens einer gefunden sein

Tabelle 4.1.: Für Teilchen verwendete Qualitätsschnitte.

Ein Teil der Qualitätsschnitte ist natürlich auch von der Qualität der Rekonstruktion des Hauptvertex abhängig. Es wurden daher auch auf die einzelnen Ereignisse Qualitätsschnitte angewandt, die in Tabelle 4.2 zusammengefasst sind. Diese entfernen $\sim 5\%$ aller Ereignisse.

Für die statistische Teilchenidentifikation ist es nötig, die Verteilungen des Energieverlusts für die einzelnen Teilchensorten zu kennen. Der wahrscheinlichste mittlere Energieverlust ergibt sich aus der Bethe-Bloch-Funktion (Gleichung 4.4), als Verteilung des Energieverlusts um diesen Mittelwert herum wird

¹Dieser Schnitt ist von der Polarität des Magnetfelds abhängig, die hier angegebene Version gilt für 1/4Std+, für 1/4Std- gilt $q \cdot p_x < 0$.

²Alle hier angegebenen Schnitte beziehen sich auf die *vertex*-Struktur der DSTs.

4.3. Entfaltung der Energieverlustspektren

Schnitt ²	Beschreibung
$iflag = 0$	Vertex-Fit hat konvergiert
$ bpd.x - fit.x < 0.00 \text{ cm}$	Differenz zwischen gefitteten und BPD-Vertex
$ bpd.y - fit.y < 0.00 \text{ cm}$	Differenz zwischen gefitteten und BPD-Vertex
$-581.4 \text{ cm} < z < -580.7 \text{ cm}$ $n_{fit}/n_{out} > 0.2$	z-Position des gefitteten Vertex Verhältnis zwischen zum Vertex-Fit verwendeten und allen Spuren

Tabelle 4.2.: Für Events verwendete Qualitätsschnitte.

eine Gausverteilung angenommen. Die Auflösung bzw. die Breite der Gausverteilung ist, wie oben erläutert, abhängig von der Anzahl der Punkte, desweiteren wird angenommen, daß alle Teilchensorten die gleiche relative Breite σ haben. Die Breite $\sigma_i(n)$ bei einer gegebenen Anzahl n von Punkten, die zur Truncated-Mean-Berechnung verwendet wurden, und einem erwarteten mittleren Energieverlust M_i ist damit

$$\sigma_i(n) = \frac{M_i \cdot \sigma}{\sqrt{n}} \quad (4.11)$$

Durch die Abhängigkeit der Auflösung von der Punktzahl n und dem mittleren Energieverlust muss als Funktion zur Beschreibung der Energieverlustspektren eine Überlagerung von Gaus-Funktionen verwendet werden:

$$\begin{aligned} Q(x) &= \sum_i \left(A_i \cdot \frac{1}{\sum N_n} \sum_{n=n_{min}}^{n_{max}} N_n \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i(n)} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-M_i}{\sigma_i(n)} \right)^2} \right) \\ &= \sum_i (Q_i(x)) \end{aligned} \quad (4.12)$$

mit der Anzahl N_n von Spuren mit n Punkten, dem mittleren Energieverlust M_i für Teilchen der Sorte i und der Auflösung σ_i^n , wobei hier nur Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen bzw. deren Antiteilchen betrachtet werden ($i \in \{e, \pi, K, p\}$). Summiert wird über alle Punktzahlen zwischen den durch die Qualitätsschnitte festgelegten $n_{min} \approx 30$ und den durch den Aufbau der MTPC festgelegten $n_{max} = 90$ sowie über die verschiedenen Teilchensorten i , wobei hier näherungsweise nur Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen betrachtet werden.

Die Funktion hat damit 9 freie Parameter, die Positionen M_i und die Amplituden A_i für die vier Teilchensorten sowie eine gemeinsame Breite σ . Unter der Annahme, daß der Energieverlust durch die Bethe-Bloch-Parametrisierung nach Gleichung 4.4 beschrieben wird, lassen sich die freien Parameter auf 6 reduzieren, da sich die Werte M_i des erwarteten mittleren Energieverlusts über folgende Formel aus dem Erwartungswert einer Teilchensorte (z.B. Pionen) be-

4. Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust

rechnen lassen:

$$M_i = \frac{\langle dE/dx \rangle_i}{\langle dE/dx \rangle_\pi} \cdot M_\pi \quad (4.13)$$

Prinzipiell sollte es möglich sein, auch die Position M_π der Pionen aus der Bethe-Bloch-Parametrisierung zu berechnen. Hierfür wäre ein perfekt kalibrierter Detektor nötig, die Kalibration hat jedoch nur eine begrenzte Genauigkeit, bei einer genaueren Betrachtung der Energieverlustspektren zeigen sich Abweichungen vom Erwartungswert der Bethe-Bloch-Funktion $\langle dE/dx \rangle_i$ für Teilchen der Sorte i , die unterschiedlich in verschiedenen Detektorbereichen (Phasenraumbereichen) sind, so daß im allgemeinen $M_i \neq \langle dE/dx \rangle_i$ gilt.

Eine Unterteilung des Phasenraums ist notwendig, da nach Gleichung 4.4 der mittlere Energieverlust $\langle dE/dx \rangle_i$ vom Impuls p abhängt und Gleichung 4.12 zur Beschreibung der Energieverlustverteilung nur für konstante M_i gültig ist. Teilchen mit dem selben Impuls liegen nicht notwendigerweise in den selben geometrischen Bereichen des Detektors, die Korrekturen arbeiten jedoch in solchen Bereichen. Die Lage der Spur im Detektor wird jedoch durch die Angabe von Impuls p , Transversalimpuls $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ und den Winkel $\psi = \tan^{-1}(p_y/p_x)$ definiert. Durch den Qualitätsschnitt auf den Winkel ψ ist dieser bereits ausreichend festgelegt, so daß der Phasenraum nur in Impuls- und Transversalimpulsabschnitte unterteilt werden muß.

Ziel dieser Arbeit sind Kaonspektren im longitudinalen und transversalen Phasenraum, zur Charakterisierung des longitudinalen Phasenraums wird üblicherweise an Stelle des longitudinalen Impulses p_z die Rapidität

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{E} \right) \quad (4.14)$$

verwendet, die den Vorteil hat, daß die Form der Verteilung Lorentz-invariant unter Verschiebung entlang der z -Achse ist. Da p_T ebenfalls Lorentz-invariant für eine Verschiebung entlang der z -Achse ist, kann das gesamte Stoßsystem damit sehr einfach vom Laborsystem in das Schwerpunktsystem (*Center-of-Mass-System*, CMS) verschoben werden. Die Rapidität, die $y = 0$ im CM-System entspricht, wird im folgenden als Schwerpunktsrapidität bezeichnet. Zu beachten ist, daß die Rapidität auf Grund der relativistischen Energie-Masse-Beziehung masseabhängig ist.

Würde der Phasenraum in Impuls- und Transversalimpulsabschnitte (*Bins*) unterteilt, so müßte die in jedem Bin ermittelte Kaonmultiplizität in Rapiditäts- und Transversalimpulsbins transformiert werden. Um eine solche Transformation zu vermeiden und der durch die Definition der Rapidität gegebenen Verbindung zwischen ihr und Impuls wird der Phasenraum für die weiteren Analysen in Rapiditäts- und Transversalimpulsbins aufgeteilt (siehe Tabelle 4.3), wobei für die Berechnung der Rapidität für jedes Teilchen die Kaonmasse angenommen wird. Die maximale Größe der Bins ist durch die möglichst starke Minimierung der Differenz $\Delta \langle dE/dx \rangle$ zwischen dem erwarteten mittleren Energieverlust an

4.3. Entfaltung der Energieverlustspektren

den Bingrenzen und die Auswahl möglichst schmaler Detektorbereiche gegeben, die minimale Größe durch die verfügbare Statistik, da die Genauigkeit der durch Fit von Gleichung 4.12 an die Energieverlustspektren in einem Bin ermittelten Multiplizitäten ist natürlich von der Anzahl der Einträge in diesem abhängig.

Rapidity	45 Bins in y_K	$\Delta y_K = 0.1$
Transversalimpuls	20 Bins in p_T	$\Delta p_T = 0.1 \text{ GeV}/c$

Tabelle 4.3.: Für die Analyse gewähltes Binning. Die untere Genze des ersten Bins liegt jeweils bei 0.

Wie weiter oben erläutert, läßt sich die Anzahl der freien Parameter in Gleichung 4.12 durch 4.13 von neun auf sechs reduzieren. Bei Untersuchungen der Genauigkeit der Bethe-Bloch-Parametrisierung mit Hilfe der TOF-Informationen zeigten sich für einzelne Teilchensorten (insbesondere Protonen) jedoch systematische Abweichungen von dem gemeinsamen $\beta\gamma$ -Scaling. Da Teilchen mit gleichem Impuls (in einem Bin) jedoch auf verschiedenen Bereichen der Bethe-Bloch-Kurve liegen, können solche Abweichungen zu einer Veränderung der relativen Abstände aus Gleichung 4.13 führen, so daß diese im folgenden nicht benutzt wird. Um die Anzahl der freien Parameter trotzdem zu verringern, wird eine Eigenschaft der Daten ausgenutzt. Die Identifikation der Position des Pion- und Kaonpeaks ist für negativ geladene Teilchen im allgemeinen relativ gut möglich, da kaum Antiprotonen produziert werden. Bei den positiv geladenen Teilchen ist im allgemeinen nur die Position des Pionenpeaks gut bestimmbar (siehe z.B. Abbildung 4.5). Geht man davon aus, daß der relative Abstand zwischen Pion- und Kaonpeak der selbe für negative und positive Teilchen ist, d.h.:

$$\frac{M_{\pi^-}}{M_{K^-}} = \frac{M_{\pi^+}}{M_{K^+}} \quad (4.15)$$

so wird die Position des Kaonpeaks relativ zum Pionpeak auch für die positiven Teilchen festgelegt. Die Bestimmung der Position des Protonenpeaks kann dann für die positiven Teilchen besser bestimmt werden und durch die Fixierung der Kaonpeakposition relativ zum Pionpeak wird die Zahl der freien Parameter um eins reduziert. Mit der Position des Protonpeaks relativ zum Pionpeak kann dann auf der negativen Seite die Position des Kaonpeaks genauer bestimmt werden, durch mehrfache Iteration erhält man stabile und relativ genaue Positionen M_i und damit auch eine relativ genaue Bestimmung der Amplituden A_i . In Abbildung 4.5 sind die Ergebnisse solcher Fits für negative und positive Teilchen beispielhaft für jeweils zwei Phasenraumbins dargestellt.

Die Anzahl N_{fit} der Kaonen in jedem Phasenraumbin ergibt sich durch Summation der Integrale der den Kaonpeak ergebenden Gausfunktionen aus Gleichung 4.12:

$$N_{fit} = \frac{1}{N_{Ev} \cdot \Delta y \cdot \Delta p_T} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} Q_K(x) dx \quad (4.16)$$

wobei hierbei auch noch auf die Anzahl der verwendeten Ereignisse N_{ev} und die

4. Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust

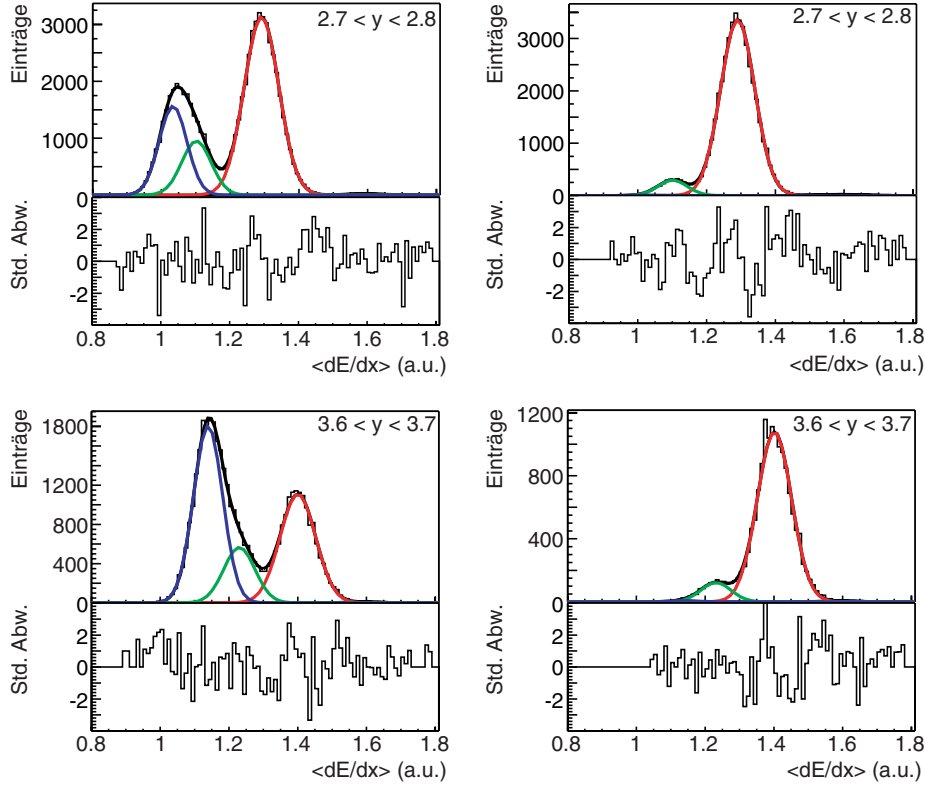


Abbildung 4.5.: Ergebnisse von Fits der Gleichung 4.12 an die Energieverlustspektren beispielhaft für positive und negative Teilchen und ausgesuchte Phasenraumbins. Neben den Spektren mit der gefitteten Funktion ist ausserdem die Differenz zwischen Funktionswert und Datenpunkt in Standardabweichungen gezeigt.

verwendete Bingrösse $\Delta y \cdot \Delta p_T$ normiert wird. Summiert wird über die Spuren Punktzahl n , die zum Energieverlustspektrum beigetragen haben, das Integral geht über $Q_{i=K}(x)$, wobei hiermit die Gaussfunktionen aus Gleichung 4.12 gemeint sind, welche die Kaonen mit der Punktzahl n beschreiben.

Mit dieser Methode wurden die bei 40 A·GeV aufgenommenen zentralen Ereignisse analysiert. Es standen die in Tabelle 4.4 aufgelisteten Datensätze zur Verfügung, Ereignisse wurden bei beiden möglichen Magnetfeldpolaritäten aufgenommen. Dies ermöglichte eine Überprüfung der gewählten Fitstrategie, insbesondere der Annahme, daß die relativen Positionen verschiedener Teilchensorten relativ zur Pionposition in beiden MTPCs konstant sind. Bei der Bestimmung der Rapiditätsdichten wie im Kapitel 5 beschrieben waren Unterschiede von $\leq 5\%$ feststellbar, eine solche systematische Unsicherheit bei der Bestimmung der Rapiditätsdichten gibt auch ein Vergleich verschiedener Fitstrategien und/oder verschiedener Korrekturmethode (siehe z.B. Kapitel 5.3).

4.3. Entfaltung der Energieverlustspektren

Anzahl Ereignisse	Magnetfeld	Produktion	Runs
100000	1/4Std-	00C	3167-3243
370000	1/4Std+	00X	3061-3132

Tabelle 4.4.: Für die Analyse verwendete 40 A·GeV Datensätze.

Im folgenden wird die Anzahl der Teilchen N_{fit} nach Gleichung 4.16 als Ergebnis einer Analyse der 370000 Ereignisse bei positiver Feldpolarität verwendet. Durch die verwendete Fitmethode mussten in einem Phasenraumbin mindestens 1000 negative Teilchen zur Verfügung stehen, damit der Fit mit ausreichender Genauigkeit konvergiert. In Abbildung 4.6 sind die gefitteten Bins eingefärbt, was die Akzeptanz der MTPCs für Kaonen bei den gewählten Qualitätsschnitten zeigt.

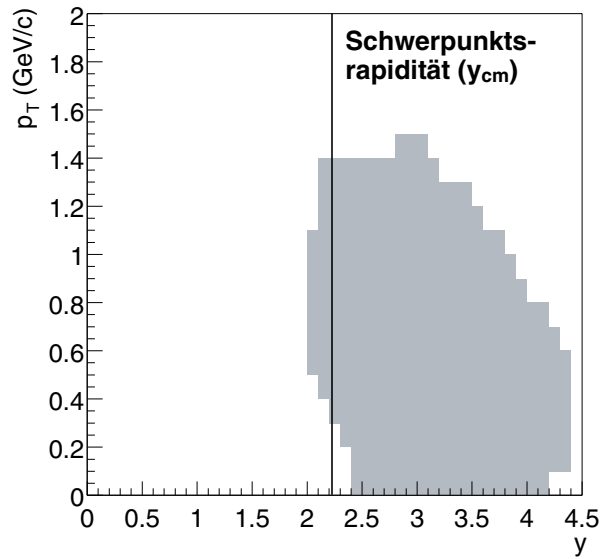


Abbildung 4.6.: Akzeptanz der MTPC für Kaonen. Markiert sind Bins mit mehr als 1000 negativen Spuren, die die Qualitätsschnitte erfüllen, bei der Analyse von 300000 Ereignissen. Nicht in allen Bins sind $\langle dE/dx \rangle$ -Fits möglich, daher ist die tatsächliche Akzeptanz kleiner. Die Schwerpunktsrapazität ist ebenfalls eingezeichnet.

4. *Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust*

5. Kaonenspektren

Ziel dieser Arbeit ist die Phasenraumverteilung der in zentralen Blei-Blei-Stößen bei 40 A·GeV produzierten geladenen Kaonen, wobei möglichst große Bereiche abdeckt werden sollen. Um diese Spektren zu erhalten muß man die in den einzelnen Phasenraumbins durch $\langle dE/dx \rangle$ -Fits erhaltenen Kaonenmultiplizitäten noch auf die Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor bzw. die Nachweiswahrscheinlichkeit mit der gegebenen Analysesoftware korrigieren. Die für diese Korrekturen verwendeten Algorithmen werden in Abschnitt 5.1 beschrieben. Mit diesen auf Detektor- und Softwareeffekte korrigierten Multiplizitäten können dann die transversalen und longitudinalen Verteilungen gezeigt werden (Abschnitt 5.2).

Nicht in jedem Phasenraumbin ist jedoch Akzeptanz und genügend Statistik vorhanden, um mit den Teilchenidentifikationsmethoden aus 4.3 die Kaonenmultiplizität zu bestimmen. Um trotzdem Spektren zu erhalten, die den gesamten Phasenraum bedecken, muß in nicht gemessenen Bereiche extrapoliert werden. Zusammen mit den Ergebnissen der TOF- $\langle dE/dx \rangle$ Analysen [Beh01][Fri00][Kol00][Sey01] kann die gesamte vordere Hemisphäre mit nur geringen Extrapolationsfaktoren in transversaler Richtung abgedeckt werden. Durch die Symmetrie des Stoßsystems können die Verteilungen in hinterer und vorderer Hemisphäre als symmetrisch angenommen werden, so daß man nach dieser Extrapolation die Phasenraumverteilung und die totale Multiplizität der Kaonen berechnen kann. Eine ähnliche $\langle dE/dx \rangle$ -Analyse wie in dieser Arbeit wurde auch in [Sik00] durchgeführt, deren Ergebnisse stimmen mit denen dieser Arbeit weitgehend überein. In Abschnitt 5.3 werden diese verschiedenen Analysen miteinander verglichen.

5.1. Korrekturen

Durch den Aufbau des Detektors können nicht in jedem Phasenraumbin alle Spuren nachgewiesen werden. So sind z.B. für die Spurfundung in den MTPCs mindestens 10 Punkte nötig. Durch die in Kapitel 4.3 beschriebenen Qualitätsschnitte ergeben sich weitere Bedingungen an die Lage der Spuren im Detektor. Die nachzuweisenden Kaonen können ausserdem zerfallen, bevor sie die für die Qualitätsschnitte nötigen Werte erreichen. Selbst wenn die Teilchen alle Qualitätsschnitte erfüllen, werden von den Punkt- und Spurfundungsprogrammen

5. Kaonenspektren

der Rekonstruktionskette nicht alle gefunden. Die hierfür entwickelten Korrekturen werden im folgenden beschrieben.

5.1.1. Geometrische Akzeptanzkorrektur

Zunächst werden die durch die Bedingungen an die Lage der Spuren im Detektor hervorgerufenen Effekte korrigiert. Die hierfür notwendige Korrektur wird im folgenden als *Geometrische Akzeptanzkorrektur* bezeichnet. Von den in Kapitel 4.3 beschriebenen Qualitätsschnitten sind zu ihrer Bestimmung die in Tabelle 5.1 zusammengefassten zu beachten.

Schnitt	Beschreibung
$\tan^{-1}(p_y/p_x) < 30^\circ$	Auswahl von Teilchen, die möglichst in der Ablenkebene liegen
$q \cdot p_x > 0$	Auswahl von <i>right-side</i> -Spuren, d.h. Spuren bei denen die Richtung der Krümmung im Magnetfeld mit der Emissionsrichtung übereinstimmt ¹
$n_{max}(\text{MTPC}) > 35$	Die Spur muss in der MTPC mindestens 35 potentielle Spurpunkte haben
$p > 3 \text{ GeV}/c$	Impuls in Bereich, in dem $\langle dE/dx \rangle$ -Fits möglich sind

Tabelle 5.1.: Bei der Bestimmung der geometrischen Akzeptanzkorrektur zu beachtende Qualitätsschnitte auf die Spuren.

Der Korrekturfaktor C_{geo} wird definiert als das Verhältnis aller Spuren N_{tot} zu den akzeptierten Spuren N_{acc} in dem Phasenraumbin (i, j) :

$$C_{geo} = \frac{N_{tot}}{N_{acc}} \quad (5.1)$$

Zu seiner Berechnung wird die Simulation GNA49 verwendet. Diese Simulation basiert auf dem Programmpaket GEANT [GEA93] und ist im Detail in [Coo00][Peter Jacobs NA49 note] beschrieben. Sie erlaubt es, von einem Eventgenerator an der Targetposition erzeugte Teilchen durch das Magnetfeld des Detektors zu verfolgen, um die Position des Teilchens in den TPCs bestimmen zu können. Ausserdem werden verschiedene physikalische Prozesse wie Zerfälle, hadronische Interaktionen, elektromagnetische Prozesse, Vielfachstreuung und Ionisation der Gasatome inklusive der Erzeugung von δ -Elektronen simuliert, welche die Teilchentrajektorie beeinflussen können. Auch die anderen Detektor-komponenten wie die TOF-Wände und die Kalorimeter sind nachgebildet.

¹Dieser Schnitt ist von der Polarität des Magnetfelds abhängig, die hier angegebene Version gilt für 1/4Std+, für 1/4Std- gilt $q \cdot p_x < 0$.

Zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz wurden 8000 Ereignisse mit jeweils 100 Kaonen (50 K^+ und 50 K^-) simuliert. Diese Kaonen waren gleichverteilt im Rapiditätsbereich von $0 < y < y_{beam}$ und Transversalimpulsbereich von $0 \text{ GeV}/c < p_T < 2 \text{ GeV}/c$. In GNA49 wurden während der Simulation Zerfälle, hadronische Interaktionen und elektromagnetische Prozesse ausgeschaltet. Bei der für die Analyse gewählten Binning enthielt damit jeder (y, p_T) -Abschnitt im Mittel 1000 Spuren (N_{tot}). Zusammen mit den nach den obigen Qualitätsschnitten akzeptierten Spuren läßt sich hieraus die geometrische Akzeptanzkorrektur in jedem Phasenraumbin (i, j) berechnen. Die Korrekturfaktoren C_{geo} sind in Abbildung 5.1 dargestellt.

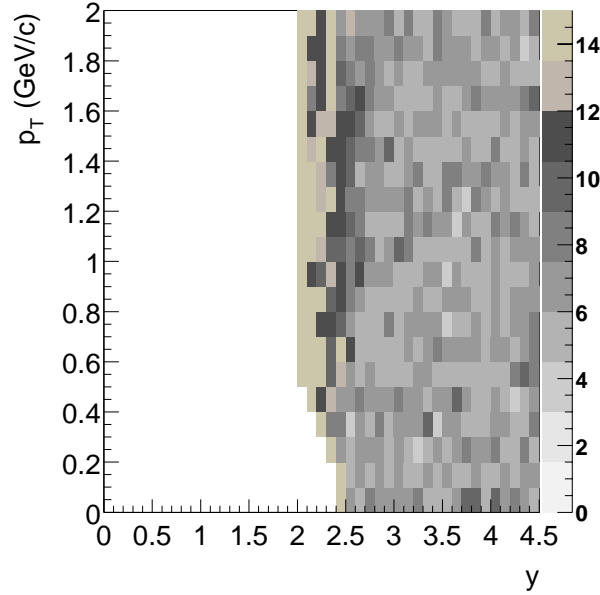


Abbildung 5.1.: Geometrische Akzeptanzkorrekturfaktoren C_{geo} als Funktion der Rapidität y und des Transversalimpulses p_T .

5.1.2. Zerfallskorrektur

Geladene Kaonen zerfallen mit einer mittleren Lebensdauer von $t = 1.2385 \pm 0.0025 \cdot 10^{-8} \text{ s}$, hauptsächlich im Zerfallskanal $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ (63%). Bei der Berechnung der geometrischen Akzeptanzkorrektur war in GNA49 die Simulation der Zerfälle ausgeschaltet. Ein Teil der dort akzeptierten Spuren zerfällt jedoch vor Erreichen der zur Erfüllung der Qualitätsschnitte nötigen Punktzahl in der MTPC. Um auch diesen Effekt zu berücksichtigen, wurde obige Simulation mit eingeschalteter Simulation von Zerfällen wiederholt. Der Korrekturfaktor C_{dec} ergibt sich als

$$C_{dec} = \frac{N_{tot}}{N_{acc}^{dec}} / C_{geo} \quad (5.2)$$

5. Kaonenspektren

wobei N_{tot} die Anzahl der simulierten zerfallenden Spuren in dem Phasenraum-
bin (i, j) und N_{acc}^{dec} die Anzahl der nach den Qualitätsschnitten akzeptierten
Spuren ist. Es wurden wieder 8000 Ereignisse mit jeweils 100 Kaonen mit einer
flachen Phasenraumverteilung ($0 < y < y_{beam}, 0 \text{ GeV}/c < p_T < 2 \text{ GeV}/c$) simu-
liert. Die so erhaltenen Korrekturfaktoren sind in Abbildung 5.2 dargestellt.

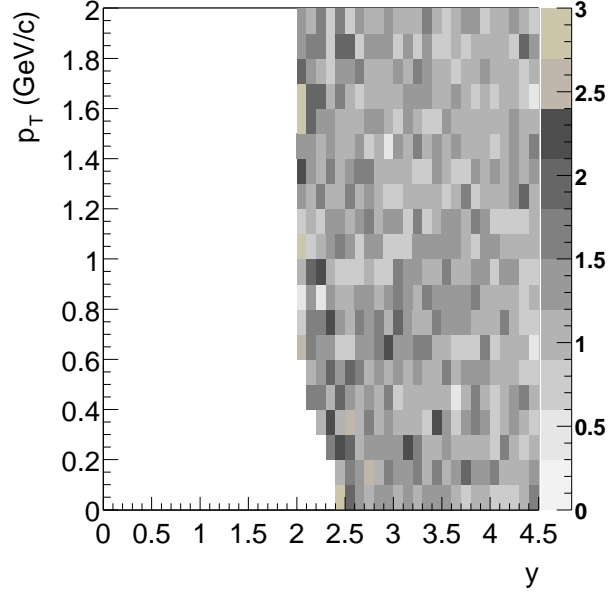


Abbildung 5.2.: Zerfallskorrekturfaktoren nach Gleichung 5.2 als Funktion von
Rapidität y und Transversalimpuls p_T .

Die Korrekturwerte für den Kaonenzerfall können auch analytisch mit Hilfe des
Zerfallsgesetzes abgeschätzt werden:

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} \quad (5.3)$$

Nach der Flugzeit τ sind von den anfänglich vorhandenen N_0 Kaonen noch N
vorhanden. Die Flugzeit ist eine Funktion der Teilchenmasse m , des Impulses p
und der Flugstrecke, die ihrerseits eine Funktion der Lage der Spur im Detektor
und der minimal zu erreichenden Punktzahl in der MTPC ist.

Für jeden gewählten (y, p_T) -Abschnitt wurde der Korrekturfaktor auch analy-
tisch bestimmt. Es zeigten sich nur vernachlässigbare Abweichungen zur Be-
stimmung der Korrekturfaktoren über die Monte-Carlo-Methode mit GNA49,
für die weitere Analyse wurden daher die mit GNA49 bestimmten Korrektur-
faktoren verwendet.

Für die Gültigkeit der Bestimmung der Zerfallskorrekturfaktoren ist die An-
nahme, daß das Tochterteilchen als getrennte Spur zum ursprünglichen Kaon
rekonstruiert wird, essentiell. Zur Überprüfung dieser Annahme wurden in je-

dem Phasenraumabschnitt 1000 Ereignisse mit einem einzelnen Kaon simuliert und rekonstruiert. Die zur Rekonstruktion simulierter Ereignisse nötige Software wird im folgendem Abschnitt besprochen, eine schematische Darstellung zeigt Abbildung 5.4. Es zeigte sich, daß weniger als 1% der Kaonen zusammen mit ihrem Tochterteilchen als eine Spur rekonstruiert werden, so daß die oben beschriebenen Bestimmungsmethoden für die Zerfallskorrekturfaktoren verwendet werden können.

5.1.3. Effizienzkorrektur

In früheren Untersuchungen von zentralen Blei-Blei-Stößen bei 158 A·GeV hatte sich gezeigt, daß die Rekonstruktionssoftware insbesondere in den VTPCs und in den Regionen mit hoher Spurdichte in den MTPCs nicht alle Spuren erkennt, die Korrekturen hierfür erreichen bis zu 10% [Coo00][Lee01]. In den hier untersuchten 40 A·GeV Blei-Blei-Kollisionen werden nur ca. die Hälfte der Teilchen einer Kollision bei SPS-Topenergie produziert, womit diese Korrektur geringer ausfallen sollte.

Zur Untersuchung dieses Effekts wurden zwei verschiedene Verfahren verwendet. Zum einem wurden Ereignisse mit möglichst realistischen Teilchenmultiplizitäten und -verteilungen simuliert und rekonstruiert, was zu ähnlichen Spurdichten wie in den realen Ereignissen führen sollte. Zum anderen wurden einzelne Kaonen simuliert, in reale Events eingebettet und rekonstruiert.

Beiden Methoden ist gemeinsam, daß simulierte Spuren rekonstruiert werden müssen. Hierzu wurde in [Toy99][Coo00] das Programm MTSIM entwickelt, welches aus den von GNA49 berechneten Trajektorien in den TPCs Rohdaten erzeugen und in reale Ereignisse einbetten kann. Für eine realistische Simulation ist es entscheidend, daß die simulierten ADC-Werte möglichst genau mit den realen übereinstimmen. In Abbildung 5.3 wird ein Vergleich der wichtigsten Punkteigenschaften Ladung, Ausdehnung in Pad- und Zeitrichtung und höchster ADC-Wert zwischen simulierten und realen Punkten beispielhaft für einen Sektor der MTPC gezeigt. Die für 158 A·GeV optimierte Simulation stimmt in allen Bereichen auch mit den 40 A·GeV Daten gut überein. Es wurde daher darauf verzichtet, die Simulationsparameter für die 40 A·GeV-Simulationen neu zu optimieren.

Damit die simulierten Ereignisse von der Rekonstruktionskette auch “richtig” rekonstruiert werden können, müssen die darin vorgenommenen Korrekturen der Clustposition auch simuliert werden. Hierzu werden die entsprechenden Clients in einem Modus aufgerufen, der die inversen Korrekturen durchführt. In Abbildung 5.4 ist dies schematisch dargestellt. Auf das Einbetten der simulierten Daten in reale Events kann zur Rekonstruktion von rein simulierten Ereignissen auch verzichtet werden.

5. Kaonenspektren

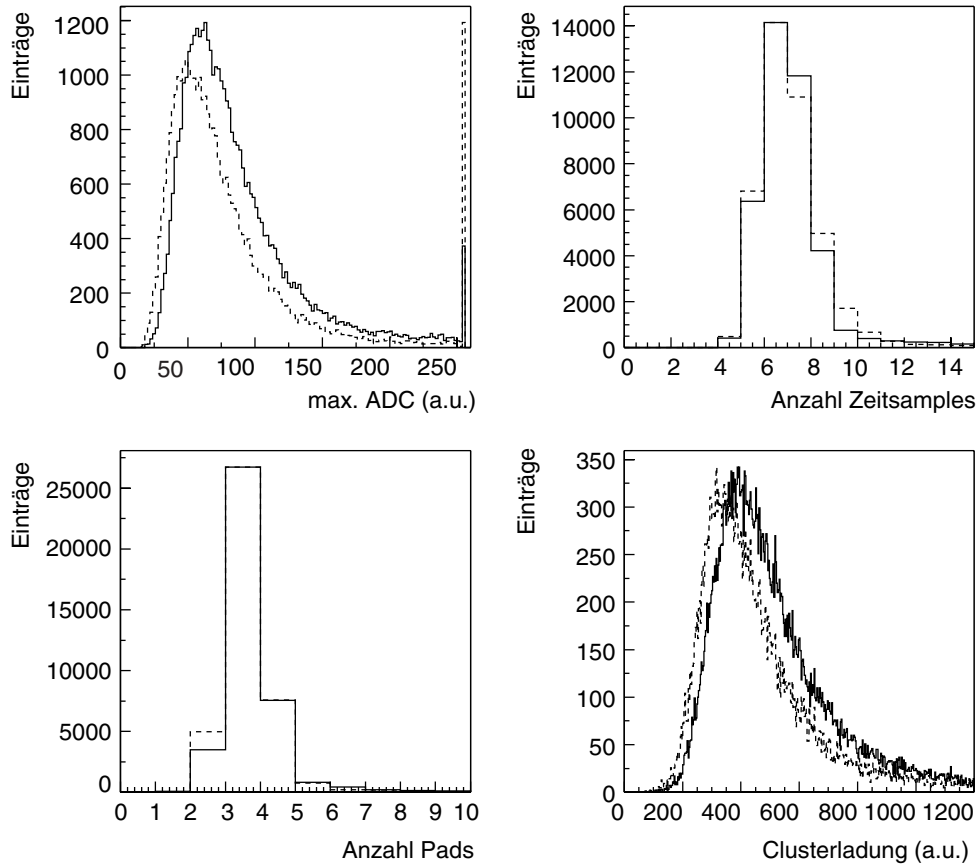


Abbildung 5.3.: Vergleich der Clustereigenschaften in einem Sektor der MTPC zwischen simulierten (gestrichelt) und realen Daten (durchgezogene Linie).

Am Ende wird zusätzlich das Programm `GT_MATCH` aufgerufen. Dieses verbindet die Informationen zu den simulierten Punkten und Spuren mit denen der rekonstruierten.

Als erste Abschätzung der Effizienzkorrektur wurden komplette Ereignisse simuliert und rekonstruiert. Als Ereignisgenerator wurde zum einen VENUS [Wer93] verwendet, zum anderen ein selbstgeschriebener Generator, der die experimentell in [Bra01] und dieser Arbeit ermittelten Teilchenmultiplizitäten und -verteilungen simuliert. Von den mit VENUS generierten Ereignissen standen 1000 zur Verfügung, von den selbstsimulierten 3000.

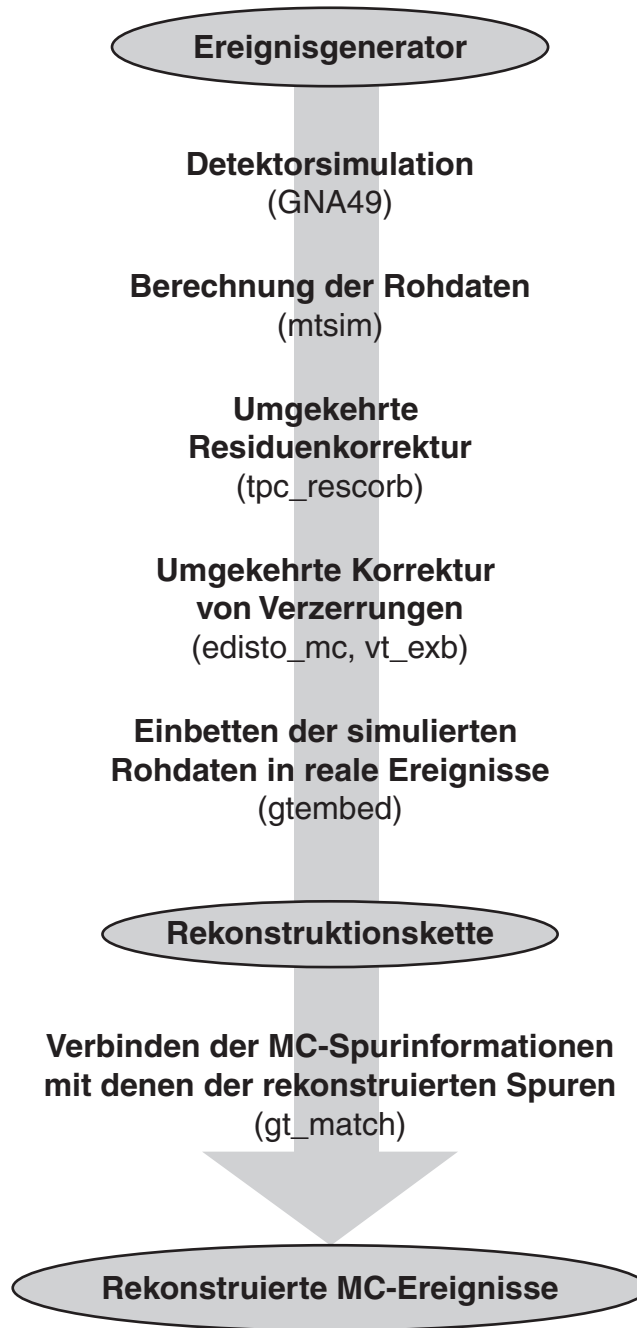


Abbildung 5.4.: Für die Rekonstruktion simulierter Ereignisse verwendete Softwarekette.

5. Kaonenspektren

Die Faktoren C_{eff} für die Effizienzkorrektur ergeben sich als das Verhältnis zwischen der Anzahl N_{sim} simulierter Kaonen, welche die in Abschnitt 5.1.1 beschriebenen Qualitätsschnitte erfüllen, und der Anzahl N_{rec} der zugehörigen rekonstruierten Spuren, welche die Qualitätsschnitte aus Abschnitt 4.3 erfüllen:

$$C_{eff} = \frac{N_{sim}}{N_{rec}} \quad (5.4)$$

Durch die geringe Anzahl von simulierten und rekonstruierten VENUS-Ereignissen konnte nur ein globaler, über den gesamten Phasenraum gemittelter, Effizienzkorrekturfaktor bestimmt werden. Dieser beträgt 1,05, was einer Spur-rekonstruktionseffizienz von 95% entspricht. Da man jedoch erwartet, daß die Rekonstruktionseffizienz eine starke Abhängigkeit von der Spurdichte aufweist, ist ein solcher globaler Faktor nicht ausreichend.

Die Effizienz wurde ebenfalls in den mit dem selbst geschriebenen Generator erzeugten Ereignissen bestimmt. In diesen lag sie etwas höher, was aufgrund der geringeren Spurmultiplicität und den vielen nicht simulierten Teilchen auch zu erwarten war.

Beide Methoden geben aber nur eine obere Grenze der Rekonstruktionseffizienz, da in den simulierten Events kein Untergrund vom Rauschen der Elektronik, δ -Elektronen und Stößen mit Gasteilchen in der Lücke zwischen den MTPCs von vorangehenden Strahlteilchen usw. vorhanden ist. Bei der Untersuchung der 158 A·GeV-Daten hatte sich gezeigt, daß der Einfluß des Untergrunds nicht vernachlässigbar ist. In der Zwischenzeit wurde jedoch in der Lücke zwischen den MTPCs ein mit Helium gefüllter Schlauch installiert, so daß der Untergrund geringer geworden sein sollte.

Eine Berücksichtigung dieser Effekte wäre mit dem Einbetten von Spuren in reale Ereignisse möglich. Um das Ergebnis nicht durch unrealistische Spurmultiplicitäten zu verfälschen, können in ein Ereignis nicht viele Spuren eingebettet werden. Erste Abschätzungen aufgrund der bei 158 A·GeV gemachten Erfahrungen lassen sechs Kaonen pro Ereignis als obere Grenze für die Anzahl der einzubettenden Spuren erwarten, wobei diese nicht gehäuft im Phasenraum liegen dürfen. Um Berechnungen mit kleinem statistischen Fehler zu ermöglichen, muss man in jeden Phasenraumbin ca. 1000 Spuren in unterschiedliche Ereignisse einbetten. Sinnvollerweise macht man ein solches *Embedding* nur für die Phasenraumbereiche, in denen Akzeptanz und genügend Statistik für $\langle dE/dx \rangle$ -Fits vorhanden ist. Für die hier untersuchten 40 A·GeV zentralen Blei-Blei-Stöße sind dies ca. 240 Phasenraumbins. Bei in jedem Phasenraumbin einzubettende 1000 Spuren und 6 Spuren pro Ereignis wären dies 40000 Ereignisse, die durch die komplette Kette laufen müssten. Bei der zur Verfügung stehenden Rechenleistung würde dies ca eine Woche dauern, vorausgesetzt, die gesamte Leistung würde nur für diese Rekonstruktion verwendet. Priorität hatte jedoch die Rekonstruktion der Daten, so daß eine Effizienzberechnung über Embedding für diese Arbeit nicht mehr möglich war.

5.2. Ergebnisse

In Kapitel 4.3 wurde beschrieben, wie man in jedem Phasenraumbin die Anzahl N_{fit} der durchschnittlich pro Ereignis erzeugten Kaonen bestimmen kann. Diese Werte sind jedoch noch nicht auf die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Detektor- und Softwareeffekte korrigiert. Die tatsächliche Anzahl N_{corr} der durchschnittlich in einem Ereignis produzierten Kaonen ergibt sich als

$$N_{corr} = N_{fit} \cdot C_{geo} \cdot C_{dec} \cdot C_{eff} \quad (5.5)$$

mit N_{Fit} aus Gleichung 4.16:

$$N_{fit} = \frac{1}{N_{Ev} \cdot \Delta y \cdot \Delta p_T} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} Q_K(x) dx$$

wobei $\int_{-\infty}^{+\infty} Q_K(x) dx$ das Integral über die den Kaonpeak ergebenden Gausfunktionen ist und dieser Wert auf die Anzahl der Ereignisse und auf je eine Transversalimpuls- und Rapiditätseinheit normiert ist. Der statistische Fehler auf die über $\langle dE/dx \rangle$ -Fits bestimmte Multiplizität ergibt sich aus den von der verwendeten Minimierungsroutine MINUIT berechneten Fehlern $\sigma(N_{fit})$ der Fitparameter aus Gleichung 4.12 und den Fehler $\sigma(C)$ der Korrekturfaktoren, wobei diese als unabhängig angenommen werden:

$$\sigma(N_{corr}) = \sqrt{(\sigma(N_{fit}) \cdot C_{geo} \cdot C_{dec} \cdot C_{eff})^2 + (N_{fit} \cdot \sigma(C))^2} \quad (5.6)$$

Da wie oben erläutert die Effizienzkorrekturen nicht mit ausreichender Statistik berechnet waren, sind alle folgenden Werte ohne Korrekturfaktoren für die Effizienz berechnet, die endgültigen Werte dürften damit etwas höher liegen.

Wie in Abbildung 4.6 gezeigt, kann auf Grund der beschränkten Statistik nicht in jedem Phasenraumbin die Anzahl der Kaonen ermittelt werden. Zur Ermittlung der totalen Multiplizität muß daher in nicht gemessene Bereiche extrapoliert werden. Hierzu wird folgende Funktion zur Extrapolation in p_T verwendet, deren Form von verschiedenen Modellen vorhergesagt wird:

$$\frac{d^2N}{dp_T dy} = C \cdot p_T \cdot \exp^{-\frac{m_T}{T}} \quad \text{mit} \quad m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2} \quad (5.7)$$

Die beiden Parameter T und C sind eine Funktion der Rapidität. Daher wurde in jedem Rapiditätsbin ein Transversalimpulsspektrum erstellt, in Abbildung 5.5 sind solche Verteilungen für negative und positive Kaonen beispielhaft für jeweils zwei verschiedene Rapiditätsbereiche gezeigt.

An die Transversalimpulsspektren wurde die Funktion aus Gleichung 5.7 mit den freien Parametern T und C gefittet. Die Verteilung des Fitparameters T als Funktion der Rapidität ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Der beobachtbare Abfall von hohen Werten bei Schwerpunktrapidität hin zu niedrigeren Werten bei hohen Rapiditäten kann auf den in Schwerionenkollisionen beobachtbaren radialen

5. Kaonenspektren

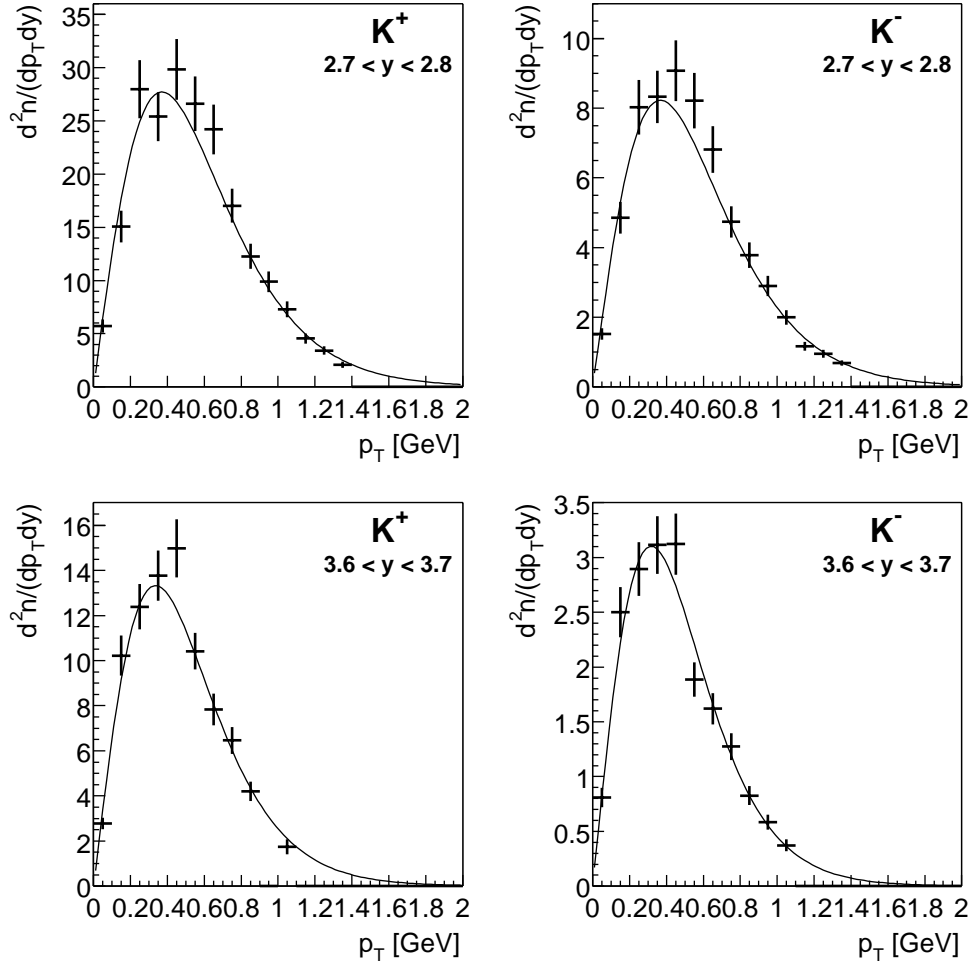


Abbildung 5.5.: Transversalimpulsspektren für K -Mesonen für jeweils zwei Rapiditätsbins zusammen mit der gefitteten Funktion 5.7.

Fluss zurückgeführt werden. Hierunter versteht man ein kollektives radialsymmetrisches Geschwindigkeitsfeld, das transversal zur Freezeout-Hyperoberfläche ist. Bei Schwerpunktsrapidität zeigt dieses Geschwindigkeitsfeld in die Richtung des Transversalimpulses und führt daher zu einer “Blau-Verschiebung”, d.h. einem höheren Slopeparameter, während es für hohe Rapiditäten senkrecht zum Transversalimpuls steht, diesen daher nicht beeinflusst und dementsprechend niedrigere Slopeparameter zu erwarten sind.

Eine alternative Darstellungsmöglichkeit des transversen Phasenraums sind Spektren der transversen Masse. Diese ergeben sich durch folgende Transformation aus den Transversalimpulsspektren

$$\frac{1}{m_T} \frac{d^2 N}{dm_T dy} = \frac{1}{p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} \quad (5.8)$$

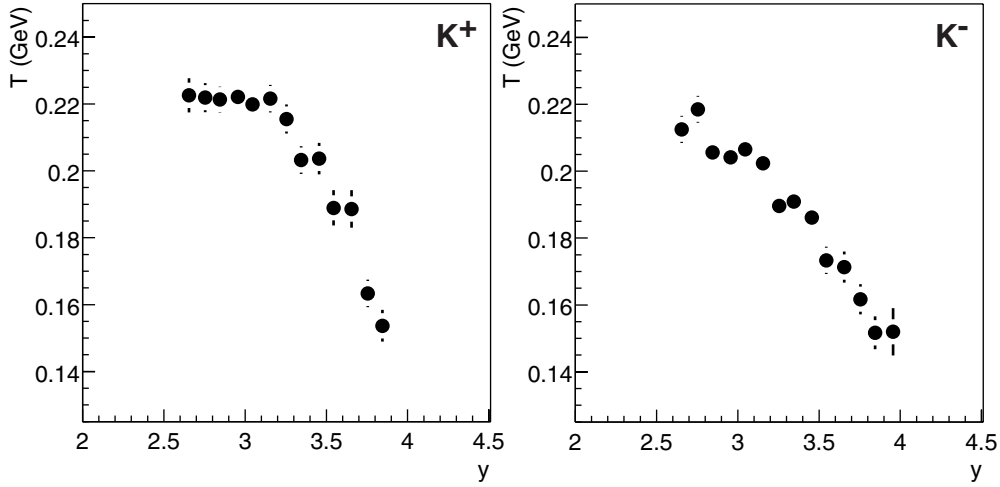


Abbildung 5.6.: Abhängigkeit des Slope-Parameters T von der Rapidität.

In Abbildung 5.7 werden die Spektren der transversen Masse für alle Rapiditätsbins gezeigt. Zur besseren Unterscheidbarkeit sind die Spektren für verschiedene Rapiditätsbins jeweils um einen Faktor 10 skaliert.

Zur Extrapolation von dem gemessenen Transversalimpulsbereich in jedem Rapiditätsbin auf die Rapiditätsdichte in diesem bietet sich eine Integration über die gefittete Funktion aus Gleichung 5.7 an

$$\frac{dN}{dy} = \int_0^{+\infty} C \cdot p_T \cdot \exp^{-\frac{m_T}{T}} \cdot dp_T \quad (5.9)$$

wobei C und T die vorher in diesem Rapiditätsbereich gefitteten Parameter sind. Diese Extrapolation ist natürlich stark von der Qualität der Fits an die Transversalimpulsspektren abhängig. Als Vergleichsmöglichkeit bietet sich an, die gemessenen Multiplizitäten N_{corr} in den einzelnen p_T -Bins eines Rapiditätsbereiches aufzusummieren und von der gefitteten Funktion 5.7 nur den Extrapolationsfaktor auf den gesamten Transversalimpulsbereich zu nehmen:

$$\frac{dN}{dy} = \left(\sum_0^{p_T^{max}} N_{corr}(p_T, y) \cdot \Delta p_T \right) \cdot \frac{\int_0^{+\infty} C \cdot p_T \cdot \exp^{-\frac{m_T}{T}} \cdot dp_T}{\int_0^{p_T^{max}} C \cdot p_T \cdot \exp^{-\frac{m_T}{T}} \cdot dp_T} \quad (5.10)$$

In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse beider Methoden und die Differenz zwischen beiden dargestellt. Die Unterschiede zwischen beiden Methoden liegen typischerweise unter 5%, was die systematische Unsicherheit bei der Bestimmung der Rapiditätsdichten aus den Transversalimpulsspektren widerspiegelt. Die Differenz dürfte sich bei der Anwendung von stärkeren Schnitten auf die Qualität der $\langle dE/dx \rangle$ -Fits weiter verringern, da im Fall der Berechnung nach Gleichung 5.10 Outlier mit grossem Fehler das Resultat stark beeinflussen.

5. Kaonenspektren

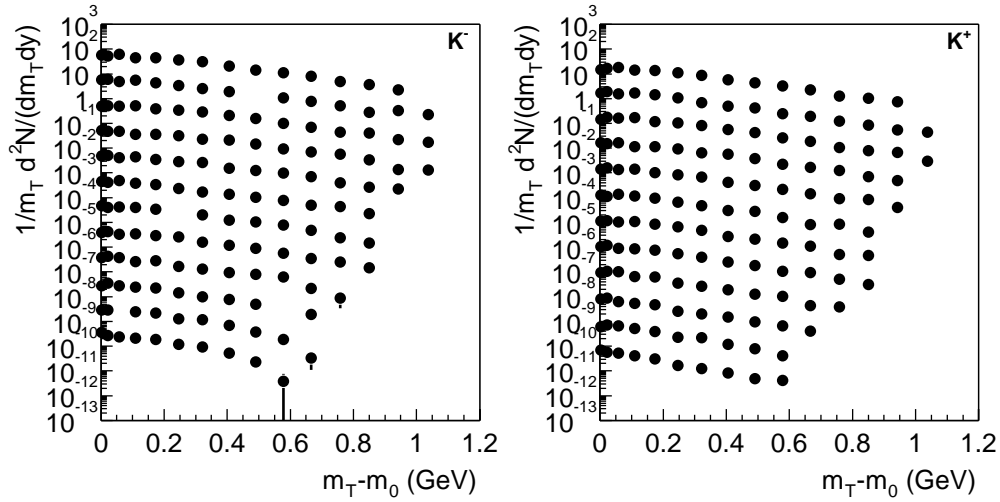


Abbildung 5.7.: Spektren der transversen Masse für K^+ und K^- -Mesonen. Die Werte für verschiedene Rapiditätsbins sind zur besseren Unterscheidbarkeit jeweils um einen Faktor 10 skaliert.

Die statistischen Fehler auf die Rapiditätsdichtewerte ergeben sich durch Aufsummierung der statistischen Fehler der gemessenen Multiplizitäten und deren Extrapolation auf den gesamten p_T -Bereich. In Abbildung 5.8 wird die Rapiditätsverteilung gezeigt, die in der vorderen Hemisphäre gemessenen Rapiditätsdichten sind an der Schwerpunktsrapidity in die hintere Hemisphäre gespiegelt, die reflektierten Werte sind durch offene Symbole dargestellt.

5.3. Vergleich mit anderen Analysen

Betrachtet man die Rapiditätsverteilung aus Abbildung 5.8, so sieht man, daß die Bestimmung der totalen Multiplizität nur unter grossen Annahmen über die Rapiditätsdichte um die Schwerpunktsrapidity möglich ist. Wie in Kapitel 4.3 erläutert, ist eine Teilchenidentifikation für Rapiditäten kleiner 2.6 alleine mit dem mittleren Energieverlust nicht möglich.

Durch Verwendung der Informationen der Flugzeitwände (TOF) zusätzlich zum mittleren Energieverlust in den TPCs ist jedoch auch im Bereich um die mittlere Rapidity Teilchenidentifikation möglich. Die Kaonenproduktion in 40 A·GeV zentralen Pb+Pb-Stößen wurde in [Beh01][Kol00] untersucht. Die Ergebnisse dieser Analysen sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst.

Mit diesen Werten kann fast die gesamte vordere Hemisphäre abgedeckt werden. Auf Grund der Symmetrie zwischen vorderer und hinterer Hemisphäre kann so auf die Rapiditätsverteilung der Kaonen geschlossen werden, die in Abbildung 5.9 gezeigt wird.

K^+					
y	p_T^{max} (GeV)	dN/dy		Diff. (%)	Extra. (%)
		(Glg. 5.9)	(Glg. 5.10)		
2.75	1.40	20.72 ± 0.66	21.72 ± 0.66	4.6	2.8
2.85	1.50	20.51 ± 0.62	20.14 ± 0.62	1.8	1.9
2.95	1.50	19.58 ± 0.70	20.94 ± 0.70	6.5	1.9
3.05	1.50	17.95 ± 0.52	18.75 ± 0.52	4.3	1.8
3.15	1.40	17.39 ± 0.51	18.07 ± 0.51	3.8	2.8
3.25	1.30	15.14 ± 0.45	15.76 ± 0.45	3.9	3.7
3.35	1.30	14.48 ± 0.43	13.46 ± 0.43	7.6	2.9
3.45	1.30	12.88 ± 0.42	13.59 ± 0.42	5.3	2.9
3.55	1.20	11.24 ± 0.36	11.73 ± 0.36	4.1	3.2
3.65	1.10	8.84 ± 0.27	8.90 ± 0.27	0.6	4.9
3.75	1.10	7.73 ± 0.25	7.17 ± 0.25	7.8	2.7
3.85	1.00	6.93 ± 0.24	7.21 ± 0.24	3.9	3.6

K^-					
y	p_T^{max} (GeV)	dN/dy		Diff. (%)	Extra. (%)
		(Glg. 5.9)	(Glg. 5.10)		
2.75	1.40	6.08 ± 0.20	6.47 ± 0.20	6.0	2.6
2.85	1.50	5.90 ± 0.19	6.27 ± 0.19	5.9	1.3
2.95	1.50	5.69 ± 0.19	6.16 ± 0.19	7.6	1.3
3.05	1.40	5.25 ± 0.16	5.49 ± 0.16	4.3	2.0
3.15	1.40	4.86 ± 0.15	5.09 ± 0.15	4.6	1.8
3.25	1.30	3.86 ± 0.13	4.17 ± 0.13	7.3	2.1
3.35	1.30	3.57 ± 0.12	3.82 ± 0.12	6.5	2.2
3.45	1.30	3.13 ± 0.10	3.27 ± 0.10	4.5	1.9
3.55	1.20	2.49 ± 0.08	2.61 ± 0.08	4.8	2.2
3.65	1.10	1.92 ± 0.06	1.96 ± 0.06	2.3	3.4
3.75	1.00	1.67 ± 0.06	1.76 ± 0.06	5.1	4.4
3.85	1.00	1.29 ± 0.05	1.32 ± 0.05	1.8	3.4

Tabelle 5.2.: dN/dy -Werte für K^+ und K^- . Gezeigt sind jeweils der p_T -Bereich, in dem $\langle dE/dx \rangle$ -Fits möglich waren, die Resultate nach Gleichung 5.9 (int.), Gleichung 5.10 und die Differenz zwischen diesen in % und der Extrapolationsfaktor in %.

5. Kaonenspektren

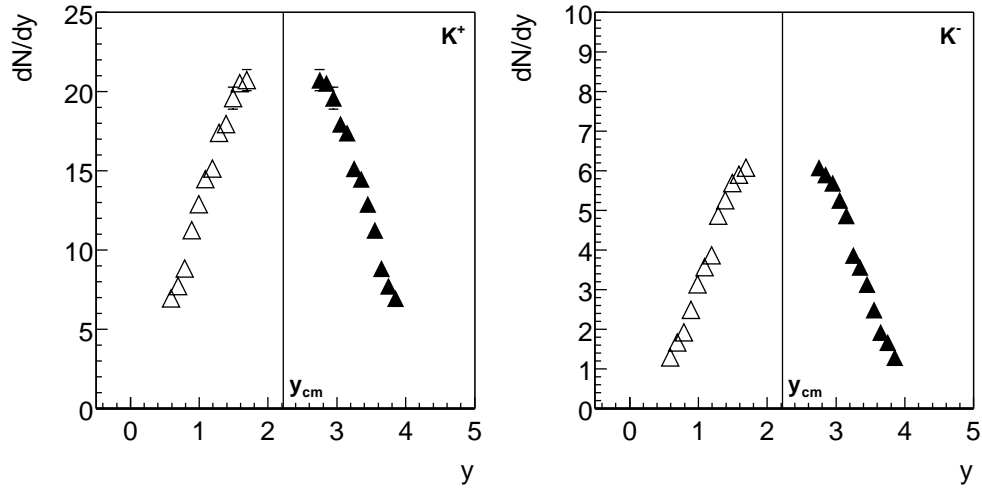


Abbildung 5.8.: Rapidityverteilung der K -Mesonen nach den Ergebnissen aus Tabelle 5.2, Glg. 5.9. Offene Symbole sind an der Schwerpunktsrapidity $y_{cm} = 2.22$ gespiegelt.

y	K^+		K^-	
	dN/dy		dN/dy	
	[Beh01]	[Kol00]	[Beh01]	[Kol00]
2.0 - 2.2	22.1 ± 1.0	20.7 ± 0.3	9.1 ± 0.3	–
2.1 - 2.3	–	–	–	7.9 ± 0.3
2.2 - 2.4	20.7 ± 0.8	21.3 ± 0.3	8.2 ± 0.4	–
2.3 - 2.5	–	–	–	7.7 ± 0.3
2.4 - 2.6	19.4 ± 1.0	21.0 ± 0.3	7.2 ± 0.5	–

Tabelle 5.3.: dN/dy -Werte für Kaonen der TOF- $\langle dE/dx \rangle$ Analysen

Dies ermöglicht die Bestimmung der totalen Kaonmultiplizitäten mit nur geringen Extrapolationsfaktoren in die hohen Rapiditybereiche. Zur Extrapolation wurde an die K^- eine Gauss-Funktion gefittet. Diese Funktion würde die K^+ -Rapiditydichteverteilung offensichtlich nicht beschreiben, daher wurde an diese zwei Gauss-Funktionen mit gemeinsamer Breite σ und Amplitude C gefittet, deren Mittelwert um $\pm s$ von der Schwerpunktsrapidity y_{cm} verschoben ist:

$$f(x) = C \cdot \left(e^{-\frac{(x-(y_{cm}-s))^2}{2\sigma^2}} + e^{-\frac{(x-(y_{cm}+s))^2}{2\sigma^2}} \right) \quad (5.11)$$

Die Berechnung der totalen Multiplizitäten kann nun entweder über die Integration der gefitteten Funktion oder über die Summierung der Datenpunkte und Berechnung des Extrapolationsfaktors über die gefitteten Funktionen erfolgen, die Ergebnisse beider Methoden sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst.

In [Sik00] wurde ebenfalls die Kaonproduktion durch Identifikation über den mittleren Energieverlust untersucht. Hierfür wurde eine etwas andere $\langle dE/dx \rangle$ -

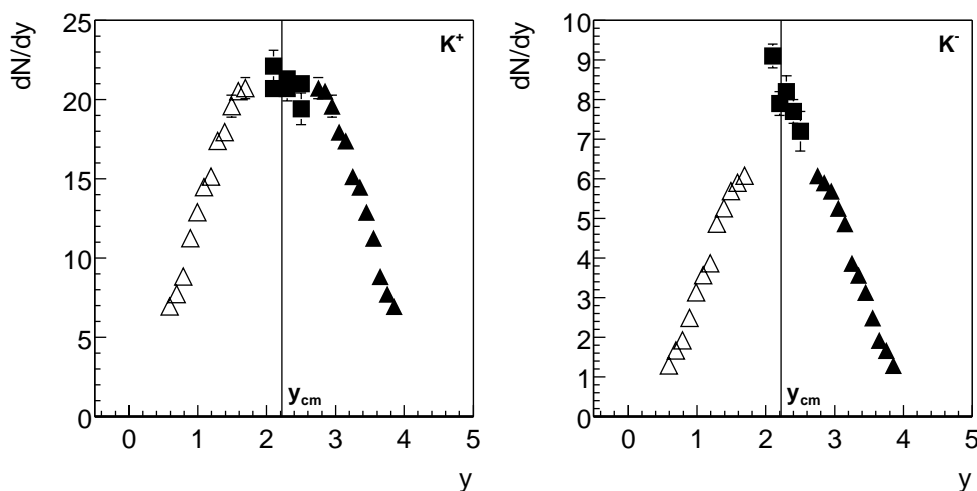


Abbildung 5.9.: Rapidityverteilung von K^+ und K^- -Mesonen. Die Punkte zeigen die Ergebnisse dieser Arbeit, die Quadrate die der TOF- $\langle dE/dx \rangle$ -Analysen, offene Symbole sind an der Schwerpunktsrapidity gespiegelt.

	Int. a)	Sum. b)
K^+	57 ± 3	56.7 ± 3
K^-	17.3 ± 0.9	17.3 ± 0.9

Tabelle 5.4.: Totale Multiplizitäten von K^+ und K^- -Mesonen. a) Werte durch Integration über die gefittete Funktion, b) Summierung der Datenpunkte und Extrapolation über gefittete Funktion.

Fit-Funktion und eine andere Fit-Strategie verwendet, ausserdem wurde das “globale” Truncated-Mean benutzt. Die Ergebnisse dieser Analyse sind zusammen mit den Ergebnissen dieser Arbeit und den TOF- $\langle dE/dx \rangle$ -Ergebnissen in Abbildung 5.10 dargestellt. Die Abweichung der verschiedenen Rapiditydichtewerte liegen unter 5%, was in den systematischen Fehlern einer $\langle dE/dx \rangle$ -Analyse liegt.

Die endgültigen NA49 Kaonspektren wurden daher durch Mittelung über die verschiedenen Analysen bestimmt. Da das Binning nicht übereinstimmt, wurde für die Mittelung zwischen den Rapiditydichten einer Analyse linear extrapoliert, um die Rapiditydichte bei der selben Rapidity wie in der anderen Analyse zu bestimmen. Die Ergebnisse dieser Mittelung sind in Abbildung 5.11 dargestellt und werden im folgenden für den Modellvergleich verwendet, die totalen Multiplizitäten lassen sich hieraus als $56.3 \pm 3 K^+$ und $17.8 \pm 0.9 K^-$ bestimmen.

5. Kaonenspektren

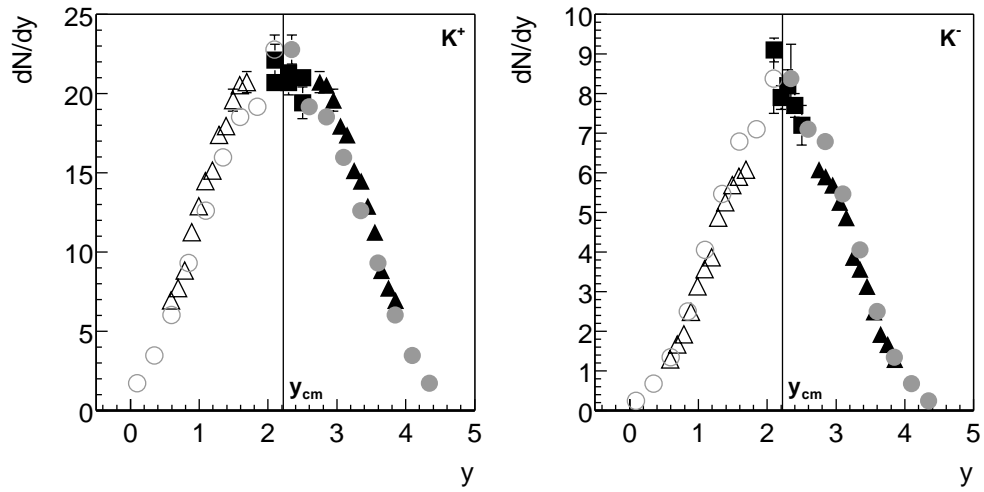


Abbildung 5.10.: Vergleich verschiedener $\langle dE/dx \rangle$ -Analysen zur Produktion von K^+ und K^- -Mesonen anhand der Rapiditätsverteilungen. Die schwarzen Dreiecke zeigen die Ergebnisse dieser Arbeit, die grauen Punkte die aus [Sik00].

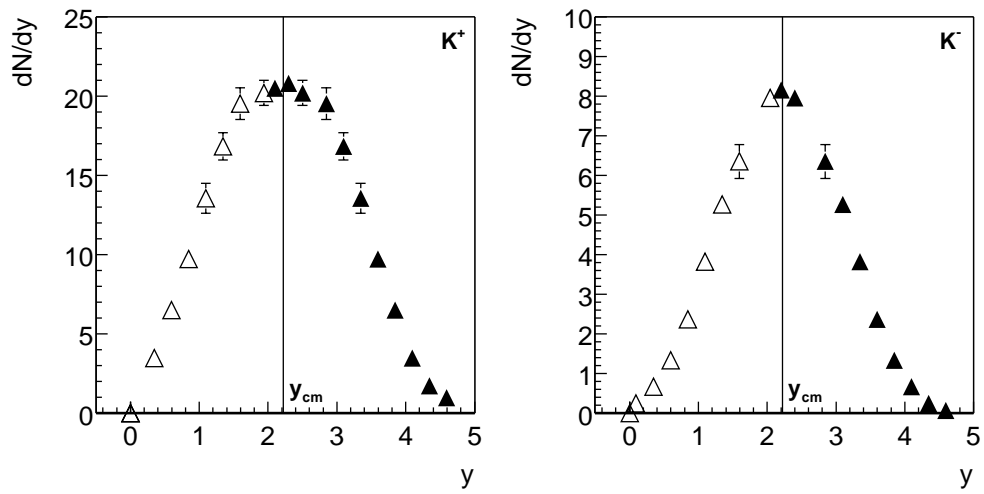


Abbildung 5.11.: Über verschiedene Analysen gemittelte Kaonspektren.

6. Energieabhängigkeit der Seltsamkeitsproduktion

6.1. Messungen der Kaonmultiplizität bei anderen Energien

Die Produktion von Kaonen in zentralen Stößen von schweren Ionen wurde ausser am SPS für niedrigere Schwerpunktsenergien auch noch von mehreren Fixed-Target-Experimenten am *Alternating Gradient Synchrotron* Beschleuniger (AGS) des Brookhaven National Laboratory (BNL) untersucht. Ausserdem existieren vorläufige Messungen vom Experiment *STAR* am neuen Beschleuniger *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) des BNL für eine höhere Energie.

Für den Vergleich zwischen Fixed-Target- und Collider-Experimenten wird im folgenden anstatt der kinetischen Energie des Strahlteilchens die Energie im Schwerpunktsystem pro Nucleon-Nucleon-Paar $\sqrt{s_{NN}}$ angegeben:

$$\sqrt{s_{NN}} = \sqrt{m_N^2 + 2E_1 E_2 - 2p_1 \cdot p_2 + m_N^2} \quad (6.1)$$

was sich im hier betrachteten Fall eines im Laborsystem ruhenden Targets zu

$$\sqrt{s_{NN}} = \sqrt{2m_N^2 + 2E_1 m_N} \quad (6.2)$$

vereinfacht, wobei m_N die Masse eines Nucleons und E_1 die Energie des Projektils ist.

In Tabelle 6.1 ist für die hier betrachteten Energien die Umrechnung zwischen kinetischer Energie des Strahlteilchens $E_{KIN} = E_1 - m_N$, der Energie im Schwerpunktsystem pro Nucleon-Nucleon-Paar $\sqrt{s_{NN}}$ und der Schwerpunktsrapidität y_{mid} gegeben.

Messungen von Teilchenmultiplizitäten für Gold-Gold-Stösse bei AGS-Energien ($2.68 \text{ GeV} \leq \sqrt{s_{NN}} \leq 4.87 \text{ GeV}$) existieren von den Experimenten E866 und E917. Bei beiden handelt es sich um Folgeexperiment von E802/E859, die das sogenannten Henry Higgins Spektrometer [Abb90] benutzen. Dieses wurde um ein kleineres Forward Spektrometer ergänzt, um präzise Spurverfolgung auch in den Hochdichteregionen von zentralen Au-Au-Stößen gewährleisten zu können [Aki96].

6. Energieabhängigkeit der Seltsamkeitsproduktion

E_{KIN} (A·GeV)	1.96	4.00	5.93	7.94	10.74	38.7	78.3	157.5
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	2.68	3.32	3.83	4.29	4.87	8.73	12.3	17.3
y_{mid}	0.90	1.17	1.34	1.47	1.61	2.22	2.56	2.91

Tabelle 6.1.: Umrechnung zwischen kinetischer Energie des Strahlteilchens E_{KIN} , Energie im Schwerpunktsystem pro Nucleon-Nucleon-Paar $\sqrt{s_{NN}}$ und Schwerpunktsrapidität y_{mid} für die hier betrachteten Energien.

Mit diesen beiden Spektrometern können Kaonen bei der AGS-Topenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 4.87$ GeV im Rapiditätsbereich $0.6 \leq y \leq 2.0$ identifiziert werden. Die Rapiditätsdichten für verschiedene y -Bereiche sind in [Ah198b] publiziert und erlauben mit einer nur geringen gaußförmigen Extrapolation die Berechnung der totalen Multiplizitäten. Die Messergebnisse sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst. Für die kleineren AGS-Energien existieren nur Messungen der Kaondichte bei Schwerpunktsrapidität [Ah100a] [Ah100b].

Rapiditätsdichten		
y	dn_{K^+}/dy	dn_{K^-}/dy
0.7	6.89 ± 0.29	1.12 ± 0.05
0.9	7.94 ± 0.24	1.36 ± 0.05
1.1	9.16 ± 0.23	1.74 ± 0.05
1.3	10.47 ± 0.28	2.18 ± 0.06
1.5	11.79 ± 0.37	2.24 ± 0.05
1.7	11.34 ± 0.33	2.17 ± 0.07
1.9	10.56 ± 0.39	2.15 ± 0.06

Totale Multiplizitäten	
K^+	24.2 ± 0.9
K^-	4.14 ± 0.09

Tabelle 6.2.: Rapiditätsdichten und totale Multiplizität für K^+ und K^- in zentralen (5%) Au+Au-Stößen bei $\sqrt{s_{NN}} = 4.87$ GeV [Ah198b]

Bei höheren Energien wurde die Kaonproduktion in zentralen Blei-Blei-Stößen für Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s_{NN}} = 12.3$ GeV und 17.3 GeV ebenfalls in NA49 untersucht. Die Datennahme bei $\sqrt{s_{NN}} = 12.3$ GeV erfolgte erst im Jahr nach den in dieser Arbeit untersuchten Stößen bei $\sqrt{s_{NN}} = 8.73$ GeV und konnte daher in diesem Vergleich noch nicht berücksichtigt werden. Für die SPS-Topenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV wurden vorläufige Messungen der Rapiditätsdichten und totalen Multiplizitäten von NA49 publiziert [Sik99], die Ergebnisse späterer Analysen [Sey01] sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst. Die Rapiditätsdichte bei y_{cm} wurde auch vom Experiment NA44 [Bek93] gemessen und in [Bea99] publiziert, im Vergleich zu den anderen Messungen jedoch nur für zentralere Stöße.

6.1. Messungen der Kaonmultiplizität bei anderen Energien

Rapiditätsdichten		
y	dn_{K^+}/dy	dn_{K^-}/dy
2.9	31.26 ± 0.34	16.05 ± 0.21
3.1	30.65 ± 0.39	15.72 ± 0.21
3.3	29.99 ± 0.43	15.14 ± 0.22
3.5	28.23 ± 0.47	13.94 ± 0.23
3.7	26.00 ± 0.49	12.60 ± 0.26
3.9	23.14 ± 0.47	11.05 ± 0.25
4.1	20.85 ± 0.44	8.79 ± 0.24
4.3	16.75 ± 0.41	7.03 ± 0.23
4.5	12.63 ± 0.39	5.61 ± 0.24
4.7	8.82 ± 0.48	4.19 ± 0.28

Totale Multiplizitäten	
K^+	95 ± 9
K^-	50 ± 5

Tabelle 6.3.: Rapiditätsdichten und totale Multiplizität für K^+ und K^- in zentralen (5%) Pb+Pb-Stößen bei $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV.

Für noch höhere Energien wurden erste vorläufige Ergebnisse vom Collider-Experiment STAR [Har94] am RHIC für zentrale (7%) Gold-Gold-Stöße bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV veröffentlicht [Har01][Cai01]. Durch den Aufbau des Detektors ist nur die Messung der Rapiditätsdichten bei mittlerer Rapidität möglich.

Die Ergebnisse zur Kaonproduktion sind in Tabelle 6.4 zusammengefasst, die Rapiditätsdichte in einem Intervall um Schwerpunktsystemrapidity ($|(y - y_{cm})/y_{cm}| < 0.25$ für $\sqrt{s_{NN}} \leq 4.29$ GeV, $|(y - y_{cm})/y_{cm}| < 0.125$ für $\sqrt{s_{NN}} \geq 4.87$ GeV) für alle Energien, die totalen Multiplizitäten soweit sie gemessen wurden. Eine graphische Darstellung der Anregungsfunktion findet sich in Abbildung 6.1. Da für die niedrigeren AGS-Schwerpunktsenergien nur Messungen bei Schwerpunktsrapidity existieren, wurden diese unter der Annahme, daß das Verhältnis von Dichte bei Schwerpunktsrapidity und totaler Multiplizität für alle AGS-Energien gleich ist, extrapoliert.

Für einen Vergleich mit der Kaonproduktion in z.B. p+p Reaktionen ist die totale Multiplizität alleine weniger geeignet, da trivialerweise allein durch die größere Anzahl an Partizipanten eine größere Anzahl von Kaonen produziert wird. Als Normalisierung bietet es sich daher an, die Kaonproduktion pro Partizipant zu vergleichen. In Schwerionenkollisionen bei SPS-Energien wird jedoch bereits für das Verhältnis Pionen pro Partizipant eine Erhöhung beobachtet [Gaz95], was in statistischen Modellen als eine Erhöhung der Entropie des Systems gedeutet werden kann. Um diesen Effekt beim Vergleich mit anderen Energien und/oder Stoßsystemen zu berücksichtigen, wird im folgenden das Verhältnis von Kaonen zu Pionen betrachtet.

6. Energieabhängigkeit der Seltsamkeitsproduktion

$\sqrt{s_{NN}}$	$\langle K^- \rangle$	dn_{K^-}/dy	$\langle K^+ \rangle$	dn_{K^+}/dy	Exp.
2.35 GeV	-	-	-	0.381 ± 0.015	E917
3.32 GeV	-	0.19 ± 0.01	-	2.34 ± 0.05	E917
3.83 GeV	-	0.62 ± 0.02	-	4.84 ± 0.09	E917
4.29 GeV	-	1.26 ± 0.04	-	7.85 ± 0.21	E917
4.87 GeV	4.14 ± 0.09	2.21 ± 0.03	24.2 ± 0.9	11.55 ± 0.24	E866
8.73 GeV	17.8 ± 0.9	8.18 ± 0.4	56.3 ± 3	20.52 ± 1	NA49
17.3 GeV	50 ± 5	17 ± 1	95 ± 9	30 ± 1.5	NA49
130 GeV	-	30 ± 7	-	35 ± 8	STAR

Tabelle 6.4.: Rapiditydichten und totale Multiplizität für K^+ und K^- -Mesonen in zentralen Schwerionenkollisionen.

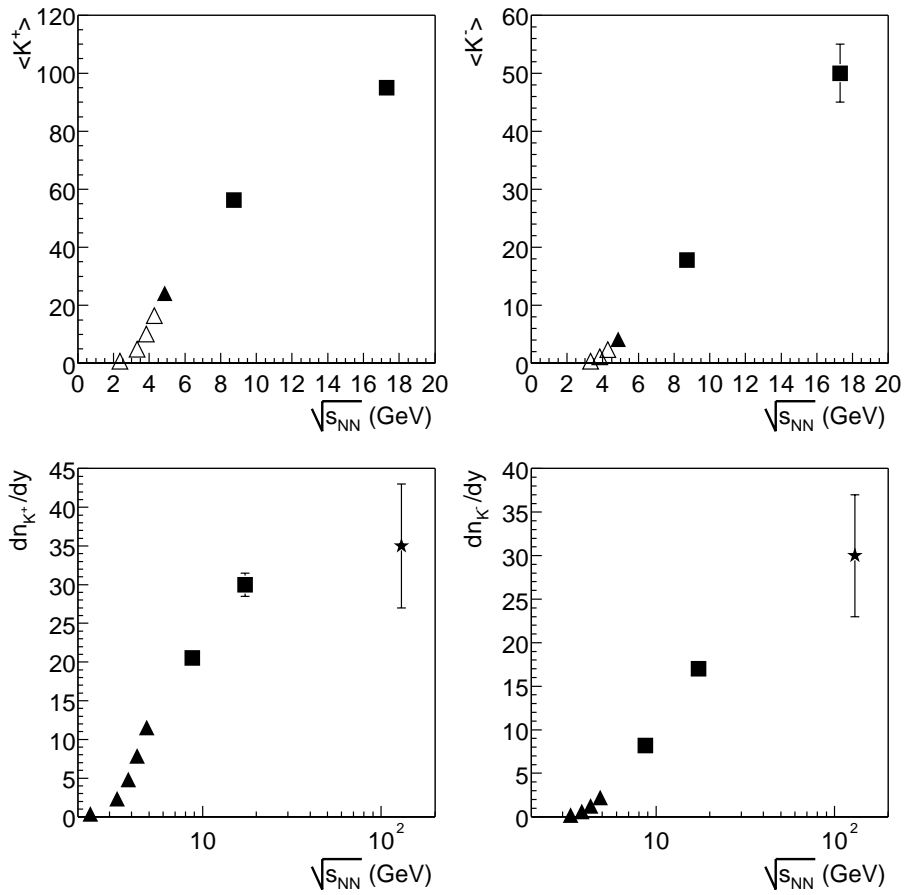


Abbildung 6.1.: Anregungsfunktion der Kaonproduktion für totale Multiplizitäten und die Rapiditydichte bei Schwerpunktrapidität. Dreiecke stehen für AGS-Messungen, Quadrate für NA49-Messungen am SPS und Sterne für STAR. Offene Symbole sind extrapoliert. Man beachte die unterschiedlichen Skalen.

Es sind hierfür Daten zur Pionproduktion in Schwerionenkollisionen nötig. Die Pionproduktion in Schwerionenkollisionen wurde gleichzeitig mit der Kaonproduktion von den Experimenten E866 und E917 am AGS, NA49 am SPS und STAR am RHIC gemessen, am AGS zusätzlich auch von der E877-Kollaboration. Von den AGS-Experimenten liegen Messungen der totalen Multiplizität wieder nur bei der AGS-Topenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 4.87$ GeV vor [Ahl98a][Bar00]. Für die kleineren Schwerpunktsenergien sind nur Messungen der π^+ -Dichte bei mittlerer Rapidity publiziert [Ahl00a]. Von NA49 existieren Daten sowohl zu Rapiditydichte bei Schwerpunktsystemrapidity als auch totale Multiplizitäten für alle hier betrachteten Energien [App99][Sik99][Bra01], von STAR wiederum nur vorläufige Messungen bei mittlerer Rapidity [Har01]. Die STAR-Ergebnisse sind kompatibel mit den von den anderen RHIC-Experimenten PHENIX und PHOBOS gemessenen Werten [Bak00][Adc01]. In Tabelle 6.5 sind die verfügbaren Messergebnisse zusammengefasst.

Abbildung 6.2 zeigt das Verhältnis von Kaonen zu Pionen sowohl für totale Multiplizitäten als auch für die Dichte bei mittlerer Rapidity als Funktion der Schwerpunktsenergie pro Nucleon-Nucleon-Paar. Um von den gemessenen π^+ bei mittlerer Rapidity die Rapiditydichte der π^- zu berechnen, wurden vorläufige Messungen des π^+/π^- -Verhältnisses von E895 [Rai00] benutzt. Zur Extrapolation von der Rapiditydichte auf die totalen Multiplizitäten wurde die Annahme eines konstanten Verhältnisses zwischen beiden für alle AGS-Energien verwendet, das Verhältnis selbst kann für die AGS-Topenergie aus den Messungen bestimmt werden. Bei STAR wurde für das Verhältnis der totalen Multiplizitäten dasselbe Verhältnis wie bei Schwerpunktsrapidity angenommen.

6.2. Vergleich mit Modellvorhersagen

Aufgrund der Vorhersage einer erhöhten Strangenessproduktion in Schwerionenkollisionen im Vergleich zu Proton-Proton-Stößen [Raf82a][Raf82b][Koc86] als Signal für die Formierung eines Quark-Gluon-Plasmas wurde die Strangenessproduktion als Funktion des Stoßsystems und/oder der Stoßenergie in vielen Modellen untersucht. Da ein Großteil der erzeugten Strangeness in den Kaonen steckt ($\approx 70\%$), existieren Modellvorhersagen insbesondere für das K/π -Verhältnis.

Zur Beurteilung der Frage, ob sich in Schwerionenkollisionen bei SPS-Energien ein Phasenübergang zu einer neuen Form von Materie ereignet, ist die Beschreibung der aus normalen hadronischen Prozessen erwarteten Teilchenmultiplizitäten und Strangenessproduktion essentiell. Aus den Untersuchungen von Schwerionenkollisionen bei verschiedenen Energien zeigt sich, daß Schwerionenkollisionen keine einfache Überlagerung von (minimum bias) Nucleon-Nucleon-Stößen sind [Bia92]. Je nach betrachtetem Modell erklärt sich dies durch das Rescattering der beim primären Stoßprozess entstandenen Hadronen (mikro-

6. Energieabhängigkeit der Seltsamkeitsproduktion

$\sqrt{s_{NN}}$	$\langle\pi^{-}\rangle$	$dn_{\pi^{-}}/dy$	$\langle\pi^{+}\rangle$	$dn_{\pi^{+}}/dy$	Exp.
2.35 GeV	-	-	-	14.1 ± 0.5	E917
3.32 GeV	-	-	-	26.4 ± 0.4	E917
3.83 GeV	-	-	-	38.9 ± 0.5	E917
4.29 GeV	-	-	-	49.7 ± 0.7	E917
4.87 GeV	162 ± 8	70 ± 3	130 ± 7	56 ± 2	E866, E857
8.73 GeV	313 ± 15	110 ± 5	282 ± 15	99 ± 7	NA49
17.3 GeV	610 ± 30	159 ± 7	590 ± 30	152 ± 7	NA49
130 GeV	-	200 ± 30	-	200 ± 30	STAR

Tabelle 6.5.: Rapiditydichten und totale Multiplizitäten für π^{+} und π^{-} Mesonen in zentralen Schwerionenkollisionen.

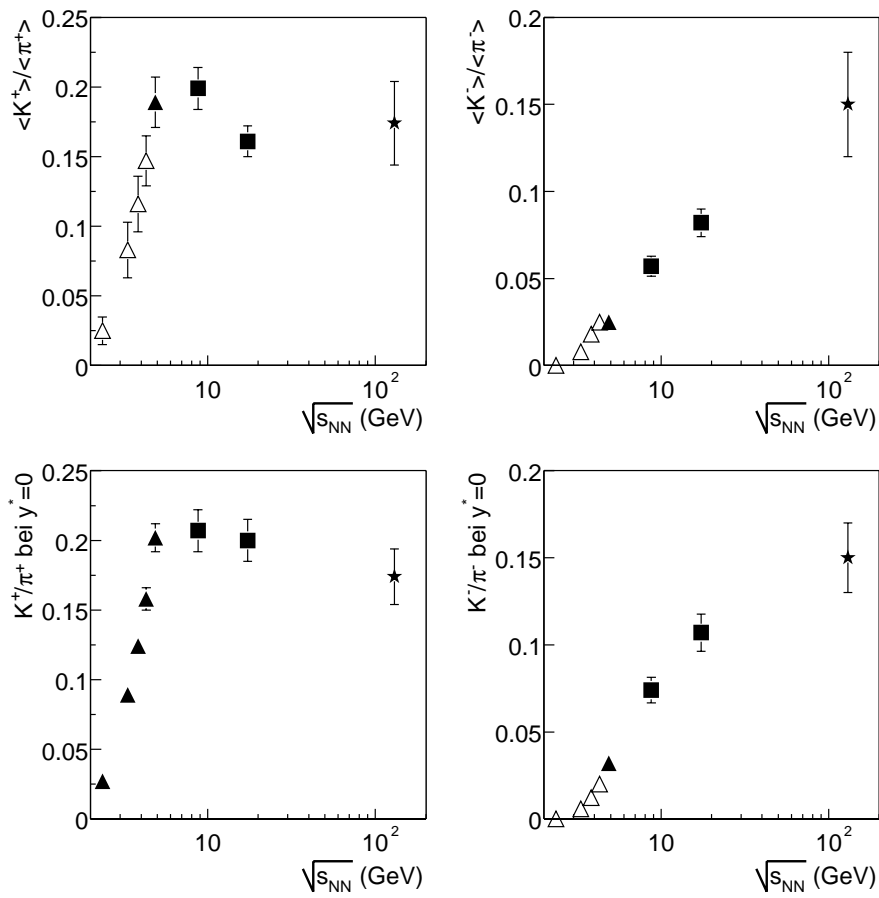


Abbildung 6.2.: Verhältnis von Kaonen zu Pionen als Funktion der Schwerpunktsenergie für das Verhältnis der totalen Multiplizitäten (obere Zeile) und für das Verhältnis der Rapiditydichten bei Schwerpunktsrapidity (untere Zeile). Man beachte die unterschiedlichen Skalen.

skopische Modelle, siehe Abschnitte 6.2.1 bis 6.2.3) oder als Übergang von der kanonischen zu großkanonischen Formulierung bei einer statistischen Beschreibung des Hadronisierungsprozesses (siehe Abschnitt 6.2.4).

Allen hier betrachteten Modellen gemein ist die Annahme der (globalen) Strangenesserhaltung, Ladungserhaltung und Baryonenzahlerhaltung. Für die Kaonenproduktion ergeben sich dadurch einige Einschränkungen, da zusätzlich zur Erzeugung eines Teilchens mit einem strange-Quark (s) auch ein Teilchen mit einem Anti-strange-Quark (\bar{s}) erzeugt werden muß. (Anti-)Strangenesstragende Teilchen sind neben den Kaonen Sigmas, Lambdas, Xi's und Omegas und ihre jeweiligen Antiteilchen, wenn man Teilchen wie das Phi und das Eta, die sowohl ein s wie auch ein \bar{s} enthalten, ausser acht läßt. Betrachtet man die zur Erzeugung verschiedener Teilchenkombinationen in $N + N$ -Stößen nötige Energie, so sind für die Kaonproduktion insbesondere folgende elementare Prozesse relevant:

$$N + N \rightarrow K^+ + \Lambda + X$$

$$N + N \rightarrow K^+ + K^- + X$$

$$N + N \rightarrow K^0 + \Lambda + X$$

$$N + N \rightarrow K^0 + \bar{K}^0 + X$$

Im vorherigen Kapitel wurden die Messungen zur Produktion geladener Kaonen bei verschiedenen Energien zusammengefasst. Von diesen Messungen kann näherungsweise auf die gesamte Kaonproduktion geschlossen werden, wenn man ein isospinsymmetrisches System annimmt [Gaz91]. Die Gesamtanzahl der Kaonen ergibt sich dann als $(K + \bar{K}) = 2(K^+ + K^-)$.

Die Energieschwelle für die assoziierte Produktion eines Kaons zusammen mit einem Hyperon ist niedriger als die zur Paarproduktion zweier Kaonen. Dies erklärt sich bei einer Betrachtung der jeweiligen Valenzquarks. Beispielsweise sind zur Produktion eines $K^+(u\bar{s})$ und eines $K^-(\bar{d}s)$ aus zwei Protonen (uud) zusätzlich zur Erzeugung eines $s\bar{s}$ -Paares auch die Erzeugung eines $d\bar{d}$ -Paares nötig. Für die Produktion eines K^+ und eines Lambdas (uds) reicht die Erzeugung eines $(s\bar{s})$ -Paares. Entsprechendes gilt aufgrund der Isospinsymmetrie für die $K^0(d\bar{s})$ und $\bar{K}^0(\bar{d}s)$ Erzeugung in $n + n$ -Stößen.

Es ist daher klar, daß die Produktion von K^- -Mesonen stark von der Stoßenergie abhängt, bei sehr niedrigen Energien würden z.B. nur Hyperonen erzeugt, während für sehr hohe Stoßenergien die unterschiedlichen Produktionsschwellen nur noch eine untergeordnete Bedeutung haben. Nicht nur in der eben beschriebenen mikroskopischen Betrachtungsweise spielen die unterschiedlichen Produktionsmöglichkeiten eine Rolle, auch in statistischen Modellen werden sie berücksichtigt. So spielt die Frage der Baryondichte in Schwerionenkollisionen eine starke Rolle (siehe z.B. Abschnitt 6.2.4). Sind in einem Phasenraumabschnitt sehr viele Baryonen (Protonen und Neutronen) vorhanden, so werden auch bevorzugt Lambdas produziert, wären im Extremfall keine Baryonen vorhanden, so würden die Paarproduktion vorherrschen. Aus der Messung

6. Energieabhängigkeit der Seltsamkeitsproduktion

der K^- -Mesonen kann somit nicht auf die Gesamtanzahl der strange-Quarks geschlossen werden.

Anders ist die Situation für die Anti-strange-Quarks. Die Energieschwelle für die Erzeugung von (Anti-)Baryonen, die ein \bar{s} -Quark enthalten, ist viel grösser als für die Erzeugung von K^+ - und K^0 -Mesonen. Läßt man Teilchen, die sowohl ein s wie auch ein \bar{s} -Quark enthalten ausser acht, so sitzen fast alle \bar{s} -Quarks in den Kaonen. Daher kann man über die Messung der K^+ -Mesonen näherungsweise die Anzahl der Anti-strange-Quarks bestimmen. Die unterschiedliche Sensivität von Kaonen und Antikaonen auf die Baryondichte und Schwerpunktsenergie spiegelt sich im K^+/K^- -Verhältnis wieder, das in Abbildung 6.3 gezeigt wird.

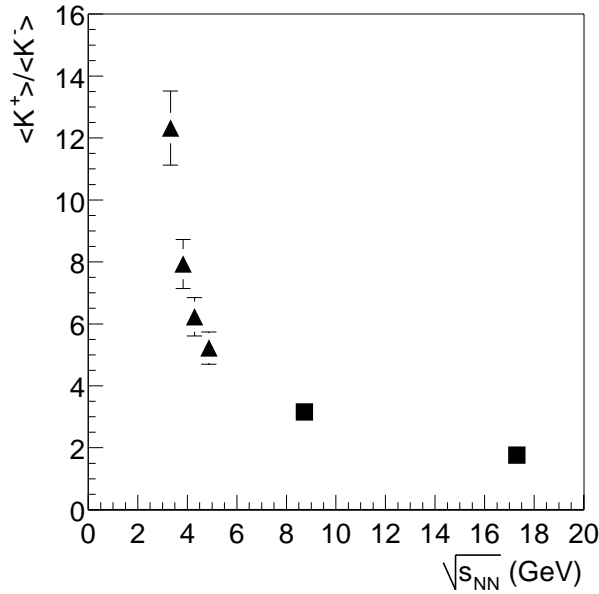


Abbildung 6.3.: K^+/K^- -Verhältnis in Scherionenkollisionen als Funktion der Schwerpunktsenergie. Dreiecke stehen für AGS-, Quadrate für SPS-Messungen

Zur Überprüfung der Näherung, daß die K^+ näherungsweise die Anzahl der Anti-strange-Quarks in Hadronen mit offener Strangeness bestimmen, kann man die in Pb+Pb-Stößen bei $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV gemessenen Multiplizitäten von anderen Teilchen, die ein \bar{s} -Quark enthalten, betrachten. Von NA49 existieren vorläufige Messungen der $\bar{\Lambda}$ - [Mis01] und $\bar{\Xi}^+$ -Produktion [Bar01]. Demnach gibt es $\leq 4\bar{\Lambda}$ und $0.35\bar{\Xi}^+$. Aus der Anzahl der gemessenen $\bar{\Lambda}$ kann auf die $\bar{\Sigma}$ -Produktion geschlossen werden, da das Verhältnis $\Sigma^\pm/\Lambda \approx 0.6$ in p+p-Kollisionen gemessen wurde und unabhängig von der Schwerpunktsenergie zu sein scheint [Wro85]. Die Ξ^0 und $\bar{\Xi}^0$ Produktion läßt sich unter Ausnutzung der Isospinsymmetrie aus den $\bar{\Xi}^+$ und den ebenfalls von NA49 gemessenen $1.67\Xi^-$ als $\Xi^0 + \bar{\Xi}^0 = \Xi^- + \Xi^+$ berechnen. Da die $\bar{\Xi}$ jeweils $2\bar{s}$ -Quarks enthalten, ergeben sich daraus $\leq 8\bar{s}$ -Quarks, die nicht in den Kaonen oder in hidden-strangeness-Teilchen wie dem ϕ oder η sitzen, was einem Anteil von $\leq 5\%$ der

open-strangeness-Teilchen entspricht. Für Pb+Pb-Stöße bei $\sqrt{s_{NN}} = 8.73$ GeV existieren bisher keine Ergebnisse zur $\bar{\Lambda}$ - und $\bar{\Xi}^+$ -Produktion. Erste vorläufige Ergebnisse von NA49 [Mis01] zur Lambdaproduktion und NA57 [Car01] zum $\bar{\Lambda}/\Lambda$ -Verhältnis bei Schwerpunktsrapidität lassen $\approx 1.2\bar{\Lambda}$ erwarten, aus einem thermischen Fit (siehe Abschnitt 6.2.4) kann man $\approx 3.7\Xi^-$ berechnen [Bra01b]. Zusammen mit vorläufigen Ergebnissen von NA57 zum $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$ -Verhältnis [Car01] und Berechnung der Σ^\pm und Ξ^0 wie oben kommt man auf $\leq 2, 5\bar{s}$ -Quarks, die nicht in den Kaonen oder hidden-strangeness-Teilchen sitzen, was einem Anteil von $\leq 4\%$ der open-strangeness-Teilchen entspricht. Die Näherung, über die Messung der K^+ -Mesonen auf die gesamte Strangenessproduktion im System zurückzuschließen, erscheint damit gerechtfertigt.

Im folgenden werden nun die experimentell ermittelten Ergebnisse mit den Vorhersagen verschiedener Modelle verglichen. Zunächst werden verschiedene mikroskopische Transportmodelle vorgestellt (RQMD, HSD, UrQMD), die auf der Wechselwirkung zwischen Hadronen und der Erzeugung und Fragmentierung von Strings beruhen. Von ihnen existieren Vorhersagen für die Anregungsfunktion der Strangenessproduktion, insbesondere auch für das K/π -Verhältnis. Des Weiteren werden die Vorhersagen statistischer Modelle besprochen, zunächst das Modell eines idealen Hadrongases in vollem Gleichgewicht, dann das statistische Modell der frühen Phase, was einen Phasenübergang von einem QGP enthält.

6.2.1. UrQMD

UrQMD [Bas98][Ble99] ist ein mikroskopisches dynamisches Modell. Es basiert auf einer transporttheoretischen Beschreibung der Propagation von Baryonen und Mesonen. Für niedrige Energien kollidieren diese binär untereinander, was zur Bildung von Resonanzen und über deren Zerfall zur Produktion neuer Teilchen führen kann. Bei höheren Energien werden die Quark-Freiheitsgrade der beteiligten Hadronen durch die Bildung von Strings berücksichtigt. Diese Strings können dann wieder in mehrere Teilchen fragmentieren.

Die Anwendung von Modellen, deren Grundlage die Transporttheorie ist, auf Schwerionenkollisionen basiert auf mehreren Annahmen, dem Erreichen von Quasi-Teilchen-Zuständen zwischen zwei Kollisionen und dem Betrachten des dynamischen Prozesses als Markovian-Prozess. Insbesondere das Erreichen des Quasi-Teilchen-Limits ist in einer Schwerionenkollision kaum möglich, da in dem dichten und heißen Medium die Stöße kurz aufeinander folgen, so daß nach der Unschärferelation die Energie nur sehr grob abgeschätzt werden kann. Die Annahme eines Markovian-Prozesses, d.h. daß die Teilchen vor jedem Stoß ihre Vorgeschichte "vergessen", scheint zumindest für hohe Energien im Bereich von mehreren GeV pro Teilchen nicht mehr möglich, da dort Anzeichen für "Memory-Effekte" vorhanden sind.

Im folgenden werden vorläufige Ergebnisse [Web01] von Rechnungen mit UrQMD zur Kaonproduktion und zur Energieabhängigkeit des K/π -Verhältnisses

6. Energieabhängigkeit der Seltsamkeitsproduktion

mit den Daten verglichen. In Abbildung 6.4 werden die Rapidityverteilungen der Kaonen bei 40 A·GeV mit den experimentellen verglichen.

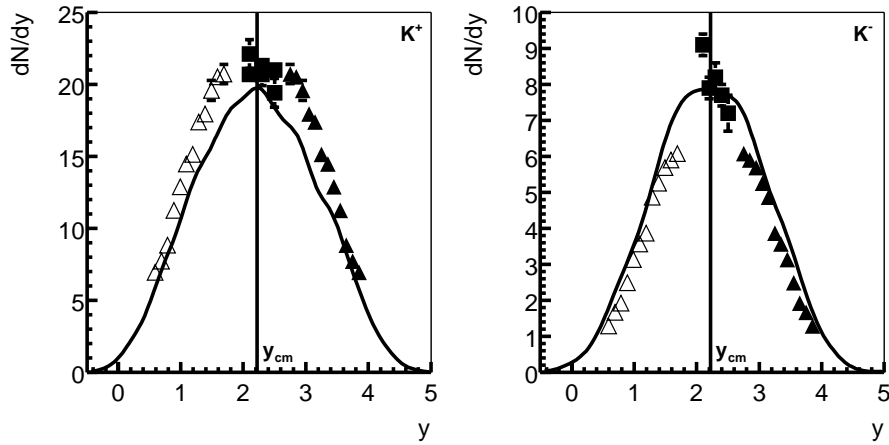


Abbildung 6.4.: Vergleich der UrQMD-Vorhersage der Rapidityverteilung mit den Daten.

UrQMD sagt für die K^+ einen mehr gaußförmigen Verlauf voraus, das flache Plateau rund um die Schwerpunktsrapidity kann es nicht beschreiben. Dies führt zu einer leichten Unterschätzung der K^+ -Produktion. Bei den K^- sagt UrQMD eine etwas breitere Verteilung voraus, was zu einer Überschätzung der K^- -Produktion führt, beschreibt aber ansonsten den Verlauf relativ gut. In Abbildung 6.5 sind die vorläufigen Berechnungen mit UrQMD zur Energieabhängigkeit des K/π -Verhältnisses zusammen mit den experimentellen Ergebnissen dargestellt.

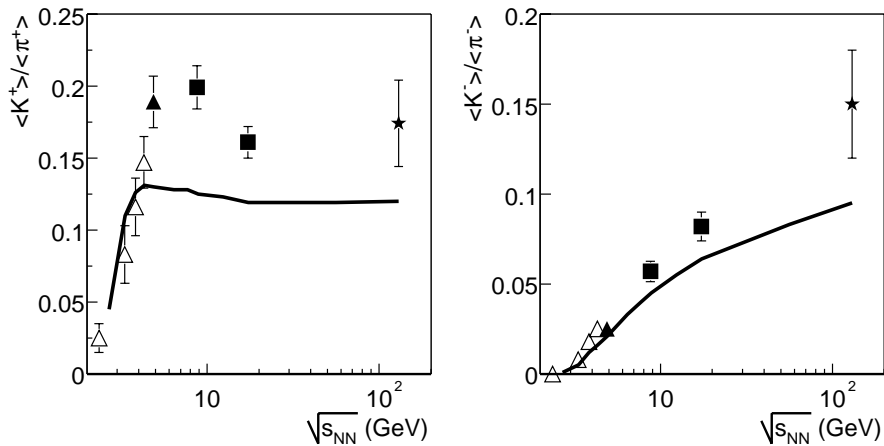


Abbildung 6.5.: Vergleich der Energieabhängigkeit des K/π -Verhältnisses aus UrQMD-Berechnungen mit den experimentellen Daten aus Abschnitt 6.1.

UrQMD unterschätzt insbesondere das K^+/π^+ -Verhältnis in einen weiten Energiebereich um ca. 30%. Diese Abweichung kommt von einer starken Überschätzung der Pionenproduktion, während die Kaonproduktion weniger stark überschätzt wird. Betrachtet man den Verlauf der Kurve, so beschreibt UrQMD auch hier nicht die Daten, insbesondere den Abfall des K^+/π^+ -Verhältnisses im SPS-Energiebereich kann es nicht nachvollziehen. Für einen Vergleich mit den Daten bei Schwerpunktsrapidity lagen keine Daten mit vergleichbarer Auswahl des Rapidityintervalls vor, so daß diese nicht gezeigt werden können. Betrachtet man das Verhältnis direkt bei Schwerpunktsrapidity und für $b=0$ Stöße, so zeigt UrQMD einen vergleichbaren Verlauf wie bei den totalen Multiplizitäten.

6.2.2. RQMD

Auch das *Relativistic Quantum Molecular Dynamics* Modell (RQMD) [Sor89a][Sor89b][Sor92][Sor95] ist ein halbklassisches mikroskopisches Modell, welches auf Hadronen und Strings basiert. Für kleine Energien (≈ 1 A·GeV) löst RQMD die Transportgleichungen eines Systems aus Nukleonen, anderen Hadronen und Resonanzen, die untereinander binär kollidieren. Bei höheren Energien (> 10 A·GeV) werden in den elementaren Kollisionen Strings und hadronische Resonanzen angeregt, neue Teilchen werden durch deren Fragmentation bzw. Zerfall erzeugt. Überlappende Strings bilden sogenannte color 'ropes' und fragmentieren nicht mehr unabhängig.

In [Wan00] wurde mit diesem Modell die Anregungsfunktion des K/π -Verhältnisses berechnet. Untersucht wurden zentrale (Anzahl der Partizipanten $N_p > 350$) Au+Au und Pb+Pb-Kollisionen für Energien zwischen $\sqrt{s_{NN}} = 4.3$ und $\sqrt{s_{NN}} = 200$ A·GeV, es wurde jeweils das Verhältnis der totalen Multiplizitäten und das Verhältnis bei Schwerpunktsrapidity ($1/3 < y/y_{Beam} < 2/3$) berechnet. Die so ermittelte Anregungsfunktion wird in Abbildung 6.6 mit den experimentellen Daten aus Abschnitt 6.1 verglichen.

Auch RQMD sagt eine andere Energieabhängigkeit des K/π -Verhältnisses voraus. Insbesondere das nichtmonotonische Verhalten des K^+/π^+ -Verhältnisses der totalen Multiplizitäten kann es nicht beschreiben. Das Verhältnis bei Schwerpunktsrapidity scheint hingegen den Trend der Vorhersagen zu folgen, auch wenn das K^+/π^+ -Verhältnis vom Modell überschätzt wird. Da in [Wan00] nicht die totalen Multiplizitäten und/oder Rapiditydichten für Kaonen und Pionen publiziert sind, können keine weitergehenden Vergleiche vorgenommen werden.

6.2.3. HSD

Auch beim *Hadron String Dynamics* Modell [Cas99][Ehe96][Gei98] handelt es sich um ein mikroskopisches Transportmodell, welches auf Strings, Quarks, Diquarks und hadronischen Freiheitsgraden aufbaut und keinen Phasenübergang enthält.

6. Energieabhängigkeit der Seltsamkeitsproduktion

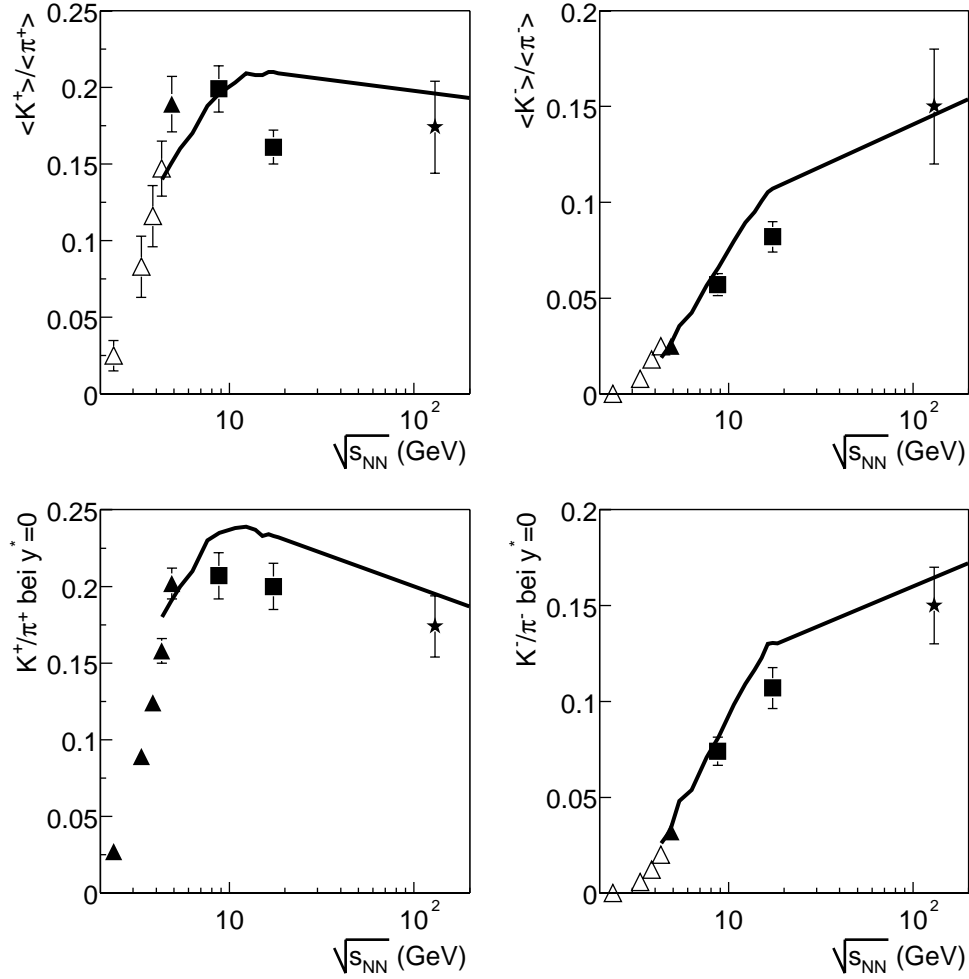


Abbildung 6.6.: Vergleich der RQMD-Anregungsfunktion des K/π -Verhältnisses [Wan00] mit den experimentellen Daten aus Abschnitt 6.1.

In [Cas00] wurde mit diesem Modell die Abhängigkeit des K^+/π^+ -Verhältnisses bei Schwerpunktsrapidität von der Schwerpunktsenergie für zentrale Au+Au und Pb+Pb-Stöße berechnet. In Abbildung 6.7 wird dies mit den experimentellen Daten verglichen.

Beim Vergleich zeigt sich, dass HSD das Verhältniss sowohl für die AGS wie auch für die niedrigeren SPS-Energien unterschätzt und das Maximum um $\sqrt{s_{NN}} = 8.67$ A·GeV mit dem anschliessenden Abfall zur höchsten SPS-Energie und RHIC nicht beschreiben kann, sondern im Gegensatz einen monotonen Anstieg vorhersagt. Die Autoren von [Cas00] deuten diese Abweichung als mögliches Signal einer Wiederherstellung der chiralen Symmetrie in einer Phase der Kollision.

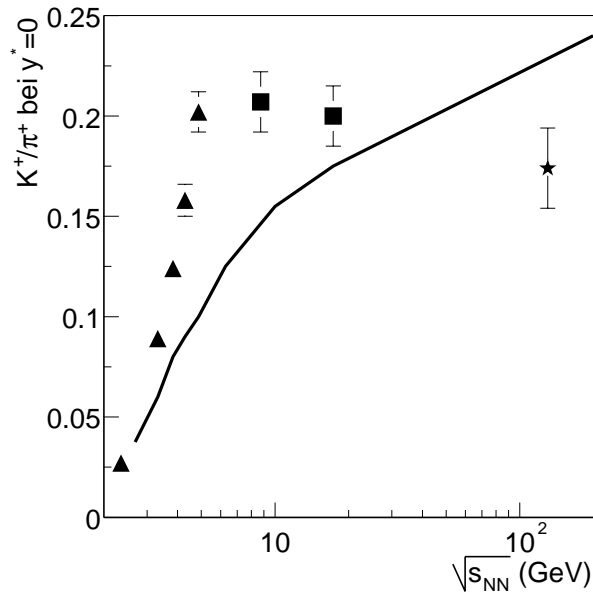


Abbildung 6.7.: Vergleich der Energieabhängigkeit des K^+/π^+ -Verhältnisses bei Schwerpunktsrapidität aus HSD-Berechnungen [Cas00] mit den experimentellen Werten aus Abschnitt 6.1.

6.2.4. Thermisches ideales Hadrongas im Gleichgewicht

Ein anderer Ansatz zur Beschreibung der hadronischen Endzustandsverteilung in Teilchenkollisionen ($e^+ + e^-$, $p + p$, $A + A$) zum Zeitpunkt des chemischen Freeze-Out basiert auf den Gesetzen der Statistik. Zuerst wurde ein solches Modell von Hagedorn [Hag65] zur Beschreibung von $p+p$ -Stößen benutzt. Die Anwendung dieser Modelle wird durch eine Reihe phänomenologischer Beobachtungen gerechtfertigt. Als solche gilt unter anderen die Möglichkeit, die m_T -Spektren der produzierten Teilchen mit einem Slope-Parameter fitzen zu können. Des weiteren stimmen die mit einem solchen Modell vorhergesagten totalen Teilchenmultiplizitäten gut mit den experimentell gemessenen überein. Durch die Verwendung totaler Multiplizitäten sind diese Modelle nicht stark von den Details der Phasenraumverteilung der untersuchten Kollision abhängig.

Thermische Modelle zur Beschreibung von Schwerionenkollisionen am SPS verwenden im allgemeinen die großkanonische Verteilung. Für Systeme mit kleineren Volumen (z.B. $e^+ + e^-$, $p+p$) und/oder einer kleinen Anzahl von Teilchen mit Strange-Quarks (z.B. $A+A$ am SIS) ist dies nicht mehr möglich, um die exakte Erhaltung von Barzonzahl, Strangeness und elektrischer Ladung sowie die Energieerhaltung zu berücksichtigen wird hier die kanonische oder mikrokanonische Verteilung verwendet. Für großkanonische Modelle wird die Teilchen-

zwischen mittlerer Pionenzahl und Anzahl der Partizipanten $\langle\pi\rangle/N_P$ näherungsweise eine lineare Funktion der Schwerpunktsenergie bzw. $\sqrt{s_{NN}} - \sqrt{s_{thr}}$ ist, wobei $\sqrt{s_{thr}}$ die Energieschwelle für die Pionproduktion ist [Cle99]. Zum Festlegen der Parameter T und μ_B für eine bestimmte Schwerpunktsenergie bestimmt man zunächst das Ratio $\langle\pi\rangle/N_P$, berechnet, welche Parameter im Modell zu diesem Verhältnis führen und bestimmt daraus den Schnittpunkt mit der Freeze-Out-Kurve.

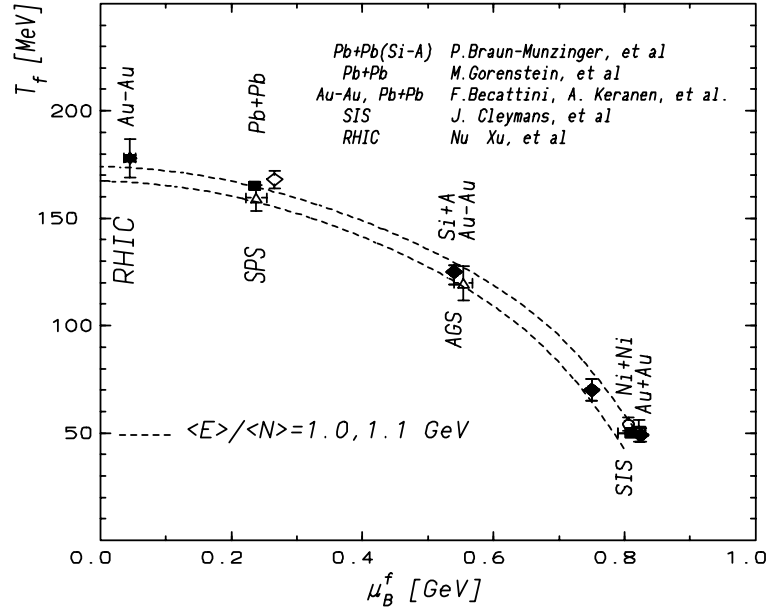


Abbildung 6.9.: Freeze-Out-Kurve in Schwerionenkollisionen. Gezeigt sind Temperaturen und baryochemische Potentiale aus Fits von Hadrongasmodellen und Kurven mit konstanter Energie pro Hadron Verhältnis. Die Abbildung wurde [Red01] entnommen.

In Abbildung 6.10 ist die Vorhersage eines solchen Modells [Cle99] für das K^+/π^+ Verhältnis zusammen mit den experimentellen Daten dargestellt. Es beschreibt die Daten für einen großen Energiebereich, insbesondere auch das Maximum in der Nähe von $\sqrt{s_{NN}} = 8.67$ GeV, was auf die Abhängigkeit des Strangeness-Inhalts von Temperatur und baryochemischen Potential zurückgeführt wird [Red01]. Den Datenpunkt bei $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV kann es nicht beschreiben, jedoch liegen die Meßwerte bei Schwerpunktsystemrapidität auf der Kurve. Diese Abweichung könnte damit erklärt werden, daß die Modellvorhersagen für $\gamma_S = 1$ gerechnet sind. Die nötige Einführung von $\gamma_S \neq 1$ kann als Signal für das Erreichen der Energieschwelle zur Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas gedeutet werden [Gaz95][Gaz99].

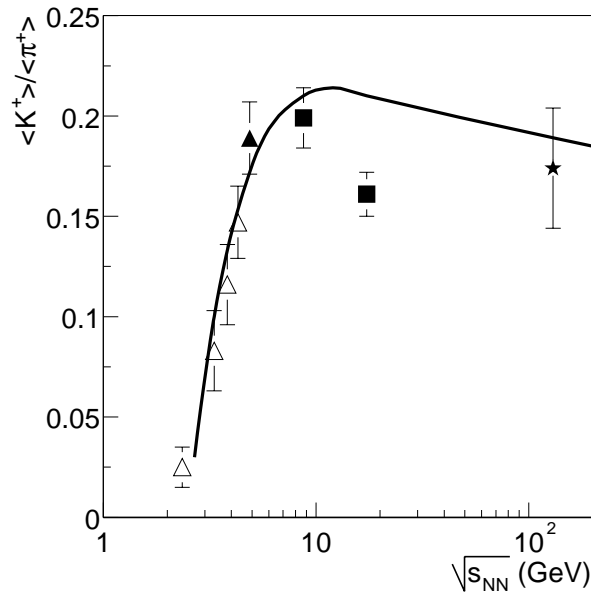


Abbildung 6.10.: Vorhersagen eines Hadrongasmodells für das K^+/π^+ -Verhältnis in Schwerionenkollisionen [Cle99] zusammen mit den Daten aus Abschnitt 6.1

6.2.5. Statistical Model of the Early Stage

Im vorherigen Abschnitt wurden statistische Modelle zur Beschreibung der Teilchenmultiplizitäten zum Zeitpunkt des chemischen Freeze-Out vorgestellt. Es wurde jedoch für p+p-Kollisionen bereits versucht, solche Modelle zur Beschreibung der frühen Phase einer Hochenergiekollision zu benutzen [Fer50][Lan53]. In [Gaz99] wurde ein solches Modell für Schwerionenkollisionen um die Beschreibung des Phasenübergangs zwischen gebundener Materie und einem Quark-Gluon-Plasma erweitert.

Zur Beschreibung des QGP wird ein ideales Gas aus up, down und strange Quarks und deren Antiteilchen angenommen, die Zustandsgleichung wird noch mit einer Bag-Konstante modifiziert, um die Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen und dem sie umgebenden Vakuum zu berücksichtigen. Das QGP ist der Gleichgewichtszustand (maximaler Entropie) dieses Gases.

Zur Beschreibung des Materiezustands in Schwerionenkollisionen bei Energien, die noch nicht zur Bildung eines QGP führen, wird ebenfalls das Modell eines idealen Gases angewandt. Als Teilchen werden jedoch keine Hadronen sondern punktförmige, farblose Bosonen angenommen. Die Parameter dieses sogenannten "White-states" wurden so gewählt, daß sie die AGS-Daten beschreiben. Die Autoren begründen die Einführung dieses Zustandes mit der erreichten Energiedichte, die deutlich über der Energiedichte eines idealen Hadrongases mit van-der-Waals Kräften liegt.

6.2. Vergleich mit Modellvorhersagen

Von diesem Modell existieren nur Vorhersagen für das $E_S \equiv (\langle \Lambda \rangle + \langle K \rangle + \langle \bar{K} \rangle) / \langle \pi \rangle$ Verhältnis. Um die experimentellen Daten mit den Vorhersagen dieses Modells vergleichen zu können, müssen diese extrapoliert werden, insbesondere muss die Anzahl der Lambdas aus den gemessenen Kaonen berechnet werden. Zur Berechnung wird der Strangenesserhaltungssatz und die ungefähre Isospinsymmetrie der Kollisionssysteme benutzt bzw. vorläufige Messungen von NA49 zur Lambda-Produktion [Mis01].

In Abbildung 6.11 werden die Modellvorhersagen mit dem berechneten E_S -Verhältnis verglichen. Zur Beschreibung der Stoßenergie wird die Fermi-Variable F verwendet:

$$F = \frac{(\sqrt{s_{NN}} - 2m)^{3/4}}{\sqrt{s_{NN}}^{1/4}} \quad (6.4)$$

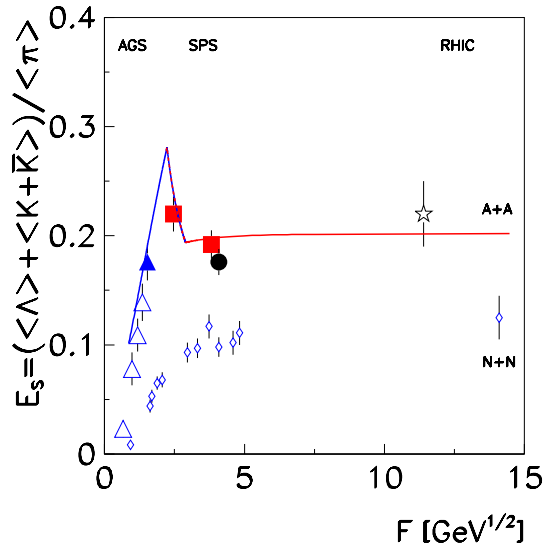


Abbildung 6.11.: Vergleich der Vorhersagen von [Gaz99] für das E_S -Verhältnis mit den experimentellen Werten.

Die experimentellen Ergebnisse scheinen den Vorhersagen des Modells zu folgen, insbesondere der Abfall im Verhältniss von strange zu nicht-strange Teilchen, wie er im E_S und dem K^+/π^+ -Verhältnis beobachtet werden kann, wird richtig beschrieben.

6. *Energieabhängigkeit der Seltsamkeitsproduktion*

7. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Produktion geladener Kaonen in zentralen Blei-Blei-Stößen bei einer Strahlenergie von 40 A·GeV (Schwerpunktsenergie pro Nucleon-Nucleon-Paar $\sqrt{s_{NN}} = 8.73$ GeV) mit dem Experiment NA49 untersucht. Die Kaonen wurden über den mittleren Energieverlust in den TPCs identifiziert, was die Messung der Phasenraumverteilung in einem grossen Bereich möglich machte.

Hierzu mussten Teile der für die Daten bei $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV optimierten Methoden und Software angepasst werden, die zur Bestimmung des mittleren Energieverlusts nötigen Modifikationen wurden im Rahmen dieser Arbeit vorgenommen (Kapitel 4 und Anhang A). Mit den optimierten Einstellungen wurde der mittlere Energieverlust in allen Blei-Blei-Datensätzen von NA49 berechnet, die Ergebnisse dieser Berechnungen fliessen auch in viele andere Analysen ein.

Durch die beschränkte Auflösung bei der Bestimmung des mittleren Energieverlusts ist eine Teilchenidentifikation nur über statistische Methoden möglich. In Kapitel 4.3 wurde eine solche Methode entwickelt und zur Identifikation der Kaonen benutzt. Um die endgültigen Phasenraumverteilungen der Teilchen zu erhalten, müssen die identifizierten Kaonen noch auf durch den Aufbau des Detektors und durch die verwendete Software bzw. Analysemethoden hervorgerufenen Effekte korrigiert werden. In Kapitel 5 ist die Bestimmung von geometrischen, Zerfalls- und (Software-)Effizienzfaktoren beschrieben, die Effizienzkorrekturfaktoren konnten aufgrund nicht ausreichender Rechenleistung nur näherungsweise abgeschätzt werden und wurden für die Ergebnisse nicht verwendet. Die Effizienzkorrekturfaktoren betragen jedoch nur ca. 5%, so daß sie die hier vorgestellten Ergebnisse nicht stark verändern.

Durch Kombination der Ergebnisse dieser Arbeit mit denen verschiedener anderer Analysen, die Flugzeitmessungen zur Identifikation der Kaonen benutzen, konnten die totalen Multiplizitäten der geladenen Kaonen auf 56.3 K^+ und 17.8 K^- bestimmt werden, die Phasenraumverteilungen sind in Kapitel 5 näher beschrieben. Durch den Vergleich verschiedener Analysemethoden (insbesondere verschiedene Methoden zur statistischen Teilchenidentifikation) kann der systematische Fehler bei der Bestimmung der totalen Multiplizitäten auf ca. 5% abgeschätzt werden. Im Rahmen dieses Fehlers sind die Ergebnisse einer anderen Analyse zur Kaonproduktion über den mittleren Energieverlust mit denen dieser Arbeit kompatibel, durch Kombination der verschiedenen Analysen wur-

7. Zusammenfassung

den die auf Quark Matter 2001 veröffentlichten vorläufigen NA49-Ergebnisse berechnet.

Motivation und Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der Seltsamkeitsproduktion in Schwerionenkollisionen anhand des K/π -Verhältnisses. In Kapitel 6 wurden daher die verfügbaren Messungen zur Kaon- und Pionproduktion in zentralen Schwerionenkollisionen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien von verschiedenen Experimenten zusammengefasst und mit den Ergebnissen dieser Arbeit kombiniert.

Das gemessene K^+/π^+ -Verhältnis ist am höchsten bei der hier untersuchten Energie und bestätigt damit das von thermischen Hadrongasmodellen vorausgesagte Maximum in diesem Bereich. Die zur Beschreibung der Multiplizitäten seltsamer Teilchen bei der SPS-Topenergie mit einem thermischen Hadrongasmodell nötige Einführung eines Strangeness-Suppression-Parameter $\gamma_s \neq 1$ spiegelt sich in einem niedrigeren K^+/π^+ -Verhältnis wider. Ein solcher Abfall wird nur vom Statistical Model of the Early Phase beschreiben, das einen expliziten Phasenübergang von gebundener Materie zu einem Quark-Gluon-Plasma enthält.

Diese Ergebnisse unterstützten die Genehmigung weiterer Strahlzeiten bei niedrigeren Schwerpunktsenergien. Im Jahr 2000 wurden Daten bei 80 A·GeV Strahlenergie genommen, 20 und 30 A·GeV Datennahmen sind in 2002 geplant. Die Ergebnisse dieser Arbeit bilden zusammen mit denen bei Topenergie die Grundlage eines geplanten Physical Review Letters der Kollaboration zur Energieabhängigkeit des K/π -Verhältnisses.

A. Resultate der $\langle dE/dx \rangle$ -Kalibration bei 40 A·GeV

Im folgenden werden die Resultate der $\langle dE/dx \rangle$ -Kalibration für die hier untersuchten Datensätze vorgestellt, die nötigen Kalibrationen sind im Detail in Kapitel 4.2.1 beschrieben. Beispielhaft werden die Ergebnisse für die MTPC-R und das 1/4Std+ Magnetfeld gezeigt, in der MTPC-R sind in dieser Konfiguration hauptsächlich die negativen Teilchen.

Da die nötigen Kalibrationskonstanten für die Blei-Blei-Stöße vor dem Beginn der eigentlichen Produktion vorliegen müssen, können sie nur auf einem kleinen Subsample ($\approx 5K$ Ereignisse) bestimmt werden. Bei dieser Statistik ist nur eine Unterteilung in Impulsbins, jedoch nicht in Transversalimpulsbins möglich.

Da Teilchen mit verschiedenen Impuls in verschiedenen Sektoren der MTPC-Cs liegen, kann man die Güte der Intersektorkalibration über die Bestimmung der mittleren Teilchenpositionen für verschiedene Impulsbereiche abschätzen. In Abbildung A.1 ist dies beispielhaft für die Pionposition in der MTPC-R gezeigt. Zum besseren Vergleich wurden die gemessenen Pionpositionen M_π auf den Erwartungswert $\langle dE/dx \rangle(m_\pi)$ nach der Bethe-Bloch-Parametrisierung normiert $\Delta \langle dE/dx \rangle = M_\pi / \langle dE/dx \rangle(m_\pi)$. Es zeigt sich, daß die Pionposition systematisch um $\approx 0.5\%$ verschoben sind, was auf eine nicht perfekte Normierung auf die angenommene Bethe-Bloch-Parametrisierung zurückzuführen ist. Jedoch ist keine systematische Verschiebung als Funktion des Impulses zu sehen¹, was auf eine gute Intersektorkalibration hindeutet.

In Abbildung A.2 ist die Abhängigkeit der gefitteten mittleren Pionposition im Impulsbereich $5 \text{ GeV}/c \leq p \leq 7 \text{ GeV}/c$ von der Driftlänge in der MTPC-R gezeigt. Als Beschreibung der Driftlänge wurde der Mittelwert y_{mid} zwischen dem y -Wert des ersten gemessenen Punkts und dem des letzten gemessenen Punkts verwendet. Die beobachtbaren Abhängigkeiten liegen wieder im Promillebereich, so daß auch die Driftabhängigkeit ausreichend gut kalibriert ist.

Die Korrektur der Zeitabhängigkeit zeigt Abbildung A.3. Hier ist die gefittete mittlere Pionposition im Impulsbereich $5 \text{ GeV}/c \leq p \leq 7 \text{ GeV}/c$ als Funktion der Runnummer gezeigt. Die für die Analyse verwendeten Runs wurden über

¹Die Abweichungen von 0.1% liegen im Bereich der Ungenauigkeit der Positionsbestimmung durch $\langle dE/dx \rangle$ -Fits

A. Resultate der $\langle dE/dx \rangle$ -Kalibration bei 40 A·GeV

einen Zeitraum von ca. 6 Tagen aufgenommen, der erste Run war 3061, der letzte 3132, so daß die Abbildung praktisch den kompletten Datensatz zeigt. Die beobachtbaren Abweichungen liegen im wieder im Promillebereich, so daß man von einer korrigierten Zeitabhängigkeit ausgehen kann.

Die Ergebnisse der MTPC-L sind von der selben Qualität wie die hier gezeigten. In den VTPCs ist die Auflösung deutlich schlechter, was die Bestimmung der Korrekturfaktoren deutlich erschwert. Dementsprechend sind auch die beobachtbaren Abweichungen grösser, sie liegen im Bereich von einem Prozent. Die Driftlängenabhängigkeit zeigt auch nach den Hardwarekorrekturen einen stark nichtlinearen Verlauf, der nur über eine phänomenologische Beschreibung korrigiert werden kann. Nach dieser Korrektur liegen die Abweichungen auch hier im Bereich von einem Prozent.

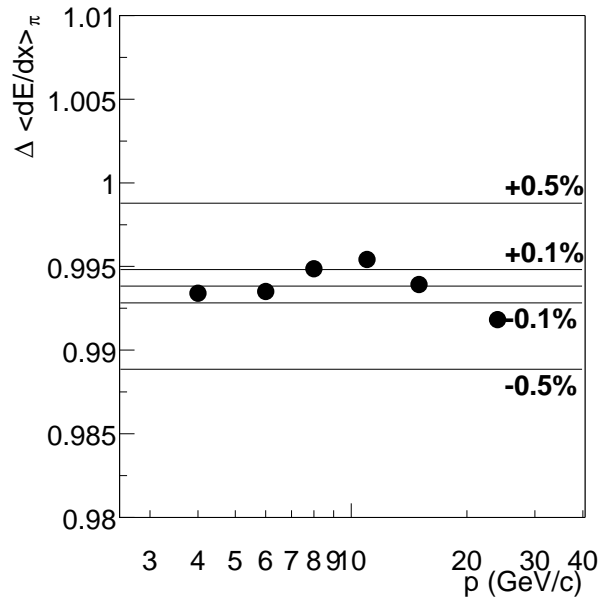


Abbildung A.1.: Abhängigkeit der Bestimmung des mittleren Energieverlusts $\langle dE/dx \rangle$ vom Impuls p . Gezeigt ist das Verhältnis $\Delta \langle dE/dx \rangle$ zwischen gemessenem Energieverlust und nach der Bethe-Bloch-Parametrisierung erwartetem.

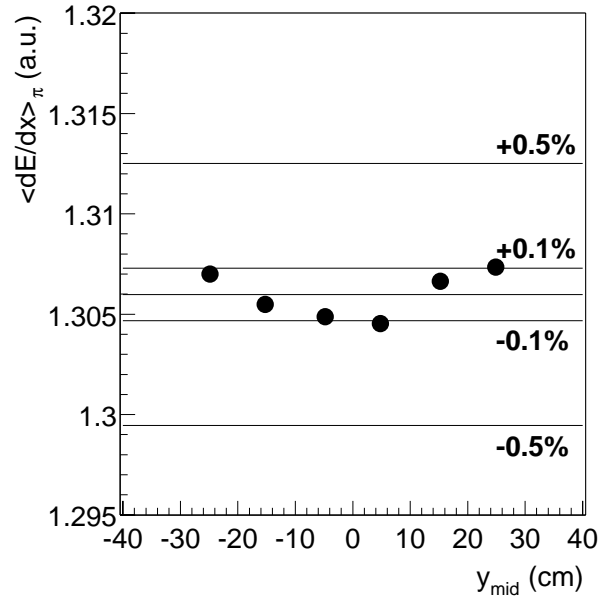


Abbildung A.2.: Abhängigkeit der Bestimmung des mittleren Energieverlusts $\langle dE/dx \rangle$ von der Driftlänge, hier dargestellt durch die Position y_{mid} der Spuren bei halber Spurlänge in den MTPCs. Beispiel für negative Pionen im Impulsbereich $5 \text{ GeV}/c \leq p \leq 7 \text{ GeV}/c$.

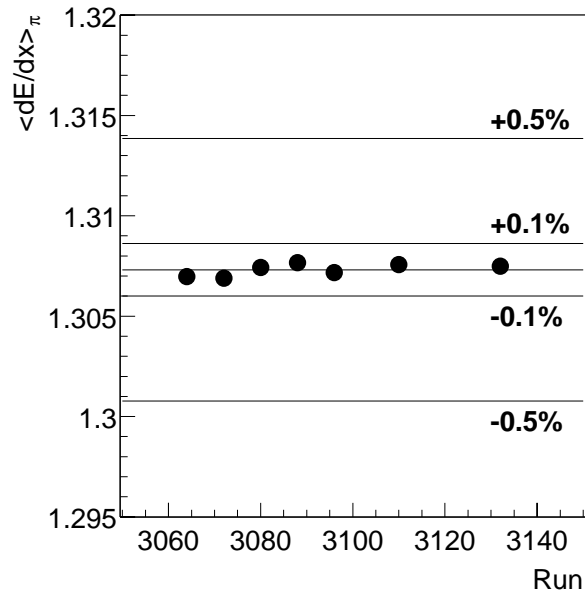


Abbildung A.3.: Zeitabhängigkeit der $\langle dE/dx \rangle$ Bestimmung. Gezeigt ist der mittlere Energieverlust von negativen Pionen mit $5 \text{ GeV}/c \leq p \leq 7 \text{ GeV}/c$ gegen die Runnummer. Zwischen dem ersten und dem letzten Run liegen sechs Tage.

A. *Resultate der $\langle dE/dx \rangle$ -Kalibration bei 40 A·GeV*

Literaturverzeichnis

- [Abb90] T. Abbott *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **290** (1990) 41.
- [Adc01] K. Adcox *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3500 [nucl-ex/0012008].
- [Afa99] S. V. Afanasev *et al.* [NA49 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **430** (1999) 210.
- [Afa00a] S. V. Afanasev *et al.* [NA49 Collaboration], CERN-SPSC-2000-036.
- [Afa00b] S. V. Afanasev *et al.* [NA49 Collaboration], CERN-SPSC-2000-039.
- [Ahl98a] L. Ahle *et al.* [E802 Collaboration], Phys. Rev. **C57** (1998) 466.
- [Ahl98b] L. Ahle *et al.* [E802 Collaboration], Phys. Rev. **C58** (1998) 3523.
- [Ahl99] L. Ahle *et al.* [E802 Collaboration], Phys. Rev. **C60** (1999) 044904.
- [Ahl00a] L. Ahle *et al.* [E866 Collaboration and E917 Collaboration], Phys. Lett. **B476** (2000) 1.
- [Ahl00b] L. Ahle *et al.* [E866 Collaboration and E917 Collaboration], Phys. Lett. **B490** (2000) 53.
- [Aki96] Y. Akiba *et al.* [E802 Collaboration], Nucl. Phys. A **610** (1996) 139C.
- [Amb86] K. Ambrus, Dissertation, Universität Heidelberg (1986).
- [App98] H. Appelshauser *et al.* [NA49 Collaboration], Eur. Phys. J. A **2** (1998) 383.
- [App99] H. Appelshauser *et al.* [NA49 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 2471 [nucl-ex/9810014].
- [Bai00] R. Baier, D. Schiff and B. G. Zakharov, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50** (2000) 37 [hep-ph/0002198].
- [Bak00] B. B. Back *et al.* [PHOBOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3100 [hep-ex/0007036].
- [Bar01] R. Barton *et al.* [NA49 Collaboration], J. Phys. G **G27** (2001) 367.

- [Bar01a] R. Barton, PhD thesis, University of Birmingham (2001).
- [Bar00] J. Barrette *et al.* [E877 Collaboration], Phys. Rev. **C62** (2000) 024901.
- [Bas98] S. A. Bass *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **41** (1998) 225 [nucl-th/9803035].
- [Bea99] I. Bearden *et al.* [NA44 Collaboration], Phys. Lett. B **471** (1999) 6 [nucl-ex/9907013].
- [Bec00] F. Becattini, J. Cleymans, A. Keranen, E. Suhonen and K. Redlich, hep-ph/0002267.
- [Beh01] M. Behler, Diplomarbeit, Philips-Universität Marburg, (2001) in Vorbereitung.
- [Bek93] H. Beker *et al.* [NA44 Collaboration], Phys. Lett. B **302** (1993) 510.
- [Ber89] V. Bernard and U. G. Meissner, Phys. Lett. B **227** (1989) 465.
- [Bet30] H. A. Bethe, Annalen der Physik **5** (1930) 325.
- [Bia92] H. Bialkowska, M. Gazdzicki, W. Retyk and E. Skrzypczak, Z. Phys. C **55** (1992) 491.
- [Bie97] F. Bieser *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **385** (1997) 535.
- [Bil01] A. Billmeier, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (2001).
- [Ble99] M. Bleicher *et al.*, J. Phys. G **G25** (1999) 1859 [hep-ph/9909407].
- [Blo33] F. Bloch, Z. Physik **81** (1933) 363.
- [Blu89] W. Blum *et. al* [ALEPH collaboration], The ALEPH Handbook, ALEPH 89-77 CERN (1989).
- [Blu94] W. Blum, L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers, Springer Study Edition, 2nd edition (1994).
- [Blu99] A. Blummeier *et. al*, Proceedings of the *First Winter Meeting*, Tignes, Frankreich (1999).
- [Bly95] C. Blyth, B. Lasiuk, H. Stroebele, S. Trentalange, C. Whitten, The NA49 Magnet Mapping Programme, Internal Report (1995).
- [Bra95] F. P. Brady und J. Dunn, NA49 internal note (1995).
- [Bra99] P. Braun-Munzinger, I. Heppe and J. Stachel, Phys. Lett. B **465** (1999) 15 [nucl-th/9903010].
- [Bra01] R. Bramm, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (2001).
- [Bra01a] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich and J. Stachel, hep-ph/0105229.

- [Bra01b] P. Braun-Munzinger, J. Cleymans, H. Oeschler and K. Redlich, hep-ph/0106066.
- [Boc95] R. K. Bock *et al.*, Data Analysis Techniques for High-Energy Physics Experiments, Cambridge University Press (1995).
- [Bru97] R. Brun and F. Rademakers, Nucl. Instrum. Meth. A **389** (1997) 81.
- [Cai01] H. Caines for the STAR collaboration, "Strangeness production at RHIC", QM2001, to appear in the proceedings.
- [Car01] N. Carrer for the NA57 Collaboration, "First results on strange baryon production from the NA57 experiment", QM2001, to appear in the proceedings.
- [Cas99] W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, Phys. Rept. **308** (1999) 65.
- [Cas00] W. Cassing, E. L. Bratkovskaya and S. Juchem, Nucl. Phys. A **674** (2000) 249 [nucl-th/0001024].
- [CERN00] CERN Press Release Feb. 10, 2000:
<http://cern.web.cern.ch/CERN/Announcements/2000/NewStateMatter>
- [Cle98] J. Cleymans and K. Redlich, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5284 [nucl-th/9808030].
- [Cle99] J. Cleymans and K. Redlich, Phys. Rev. C **60** (1999) 054908 [nucl-th/9903063].
- [Coo00] G. Cooper, Ph.D.-Thesis, University of California, Berkley (2000).
- [Dun00] J. C. Dunlop and C. A. Ogilvie, Phys. Rev. C **61** (2000) 031901 [nucl-th/9911015] [Erratum-ibid. **64** (2001) 019901].
siehe hierzu auch:
M. Gazdzicki, M. I. Gorenstein and D. Roehrich, hep-ph/0006236.
- [Eck96] F. Eckhardt, Dissertation, Philips-Universität Marburg (1996).
- [Ehe96] W. Ehehalt and W. Cassing, Nucl. Phys. A **602** (1996) 449.
- [Ell96] J. Ellis and K. Geiger, Phys. Rev. D **54** (1996) 1967.
- [Fer40] E. Fermi, Phys. Rev. **57** (1940) 485.
- [Fer50] E. Fermi, Prog. Theor. Phys. **5** (1950) 570.
- [Fra99] U. Frankenfeld, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (1999).
- [Fri00] V. Friese, NA49 Collaboration Meeting, CERN, Oktober 2000 und NA49 Collaboration Meeting, GSI, Dezember 2000.
- [Gaz91] M. Gazdzicki and O. Hansen, Nucl. Phys. A **528** (1991) 754.

Literaturverzeichnis

- [Gaz95] M. Gazdzicki and D. Roehrich, Z. Phys. C **65** (1995) 215.
- [Gaz96] M. Gazdzicki and D. Rohrich, Z. Phys. C **71** (1996) 55 [hep-ex/9607004].
- [Gaz99] M. Gazdzicki and M. I. Gorenstein, Acta Phys. Polon. B **30** (1999) 2705 [hep-ph/9803462].
- [GEA93] GEANT, Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993).
- [Gei96] K. Geiger, Phys. Rev. D **54** (1996) 949.
- [Gei98] J. Geiss, W. Cassing and C. Greiner, Nucl. Phys. A **644** (1998) 107 [nucl-th/9805012].
- [Glu63] R. L. Gluckstern, Nucl. Instrum. Meth. **24** (1963) 381.
- [Gün98] J. Günther, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (1998).
- [Hag65] R. Hagedorn, Nuovo Cim. Suppl. **3** (1965) 147.
- [Har94] J. W. Harris [STAR Collaboration], Nucl. Phys. A **566** (1994) 277C.
- [Har01] J. W. Harris for the STAR collaboration, “Results from STAR”, QM2001, to appear in the proceedings.
- [Hei00] U. Heinz and M. Jacob, nucl-th/0002042.
- [Hei01] U. Heinz, Nucl. Phys. A **685** (2001) 414 [hep-ph/0009170].
- [Hov82] L. Van Hove, Phys. Lett. B **118** (1982) 138.
- [Irm97] D. Irscher, Philosophy and parts of the global tracking chain, NA49 note (1997).
- [Kaj81] K. Kajantie and H. I. Miettinen, Z. Phys. C **9** (1981) 341.
- [Kar00] F. Karsch, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **83** (2000) 14 [hep-lat/9909006].
- [Kat86] H. Von Gersdorff, L. McLerran, M. Kataja and P. V. Ruuskanen, Phys. Rev. D **34** (1986) 794.
- [Kha94] D. Kharzeev and H. Satz, Phys. Lett. B **334** (1994) 155 [hep-ph/9405414].
- [Koc86] P. Koch, B. Muller and J. Rafelski, Phys. Rept. **142** (1986) 167.
- [Kol00] V. Kolesnikov, NA49 Collaboration Meeting, CERN, Oktober 2000 und NA49 Collaboration Meeting, GSI, Dezember 2000.
- [Lan44] L. Landau, Journal of Physics USSR **8** (1944), 201.
- [Lan53] L. D. Landau, Izv. Akad. Nauk Ser. Fiz. **17** (1953) 51.

- [Lee01] M. van Leeuwen, private communication (2001).
- [Mar01] C. Markert, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (2001).
- [Mat86] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B **178** (1986) 416.
- [Mis01] A. Mischke, NA49 Collaboration Meeting, CERN, April 2001 und Dissertation, Universität Frankfurt am Main, in Vorbereitung.
- [Moc97] A. Mock, Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, München (1997).
- [Pal00] G. Palla *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **451** (2000) 406.
- [Pis82] R. D. Pisarski, Phys. Lett. B **110** (1982) 155.
- [QM01] C. Blume *for the NA49 collaboration*, QM2001, Stony Brook, to appear in the proceedings.
- [Raf82a] J. Rafelski and B. Muller, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1066 [Erratum-ibid. **56** (1986) 2334].
- [Raf82b] J. Rafelski, Phys. Rept. **88** (1982) 331.
- [Rai00] G. Rai *et al.* [E895 Collaboration], contribution to CRIS2000 Conference, Catania, Italy 2000.
- [Red01] K. Redlich, QM2001, to appear in the proceedings [hep-ph/0105104].
- [Rol00] C. Roland, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (2000).
- [ROOT] The ROOT System Homepage, <http://root.cern.ch/>
- [Sam00] T. Sammer, Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, München (2000).
- [Sey01] P. Seyboth *et al.*, “Supporting Information: Pion and Kaon Production in Central Pb+Pb Collisions at 40, 80 and 158 A·GeV,” NA49 Analysis Meeting, CERN, Mai 2001.
- [Shu78] E. V. Shuryak, Phys. Lett. B **78** (1978) 150 [Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 408.1978 YAFIA,28,796].
- [Sik99] F. Sikler *et al.* [NA49 Collaboration], Nucl. Phys. A **661** (1999) 45.
- [Sik00] F. Sikler, NA49 Collaboration Meeting, CERN, Oktober 2000 und NA49 Collaboration Meeting, GSI, Dezember 2000.
- [Sor89a] H. Sorge, H. Stocker and W. Greiner, Nucl. Phys. A **498** (1989) 567C.
- [Sor89b] H. Sorge, H. Stocker and W. Greiner, Annals Phys. **192** (1989) 266.
- [Sor92] H. Sorge, M. Berenguer, H. Stocker and W. Greiner, Phys. Lett. B **289** (1992) 6.

Literaturverzeichnis

- [Sor95] H. Sorge, Phys. Rev. C **52** (1995) 3291 [nucl-th/9509007].
- [Ste71] R. M. Sternheimer, R. F. Peierls, Phys. Rev. **B3** (1971), 3681.
- [Sto94] R. Stock, in *Proceedings of NATO Advanced Study Workshop on Hot Hadronic Matter: Theory and Experiment, Divonne-les-Bains, France, 27 Jun - 1 Jul 1994*.
- [Sto99] R. Stock, Prog. Part. Nucl. Phys. **42** (1999) 295 [hep-ph/9901415].
- [T49] The T49 ROOT miniDSTs, <http://na49info.cern.ch/na49/>
- [Toy99] M. Toy, Ph.D.-Thesis, University of California, Los Angeles (1999).
- [Ver00] G. Veres, NA49 internal note (2000)
- [Wan00] F. Wang, H. Liu, H. Sorge, N. Xu and J. Yang, Phys. Rev. C **61** (2000), 064904 [nucl-th/9909001].
- [Web01] H. Weber, private communication.
- [Wer93] K. Werner, Phys. Rept. **232** (1993) 87.
- [Wro85] A. K. Wróblewski, Acta Phys. Polon. **B16** (1985) 379.
- [Zyb96] R. Zyburt and P. Buncic, Proceedings CHEP'95, R. Shellard and T.D. Nguyen (Hrsg.), World Scientific, Singapore (1996) 345.

Danksagung

Mein allererster Dank gilt Herrn Prof. Dr. Reinhard Stock für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die NA49-Kollaboration, die Ermöglichung vieler Aufenthalte am CERN und seinen Enthusiasmus, der mein Interesse für die Hochenergie-Kernphysik erst geweckt hat. Herrn Prof. Dr. Herbert Ströbele danke ich für seine vielen Anregungen und Ideen, die zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen.

Herrn Dr. habil. Marek Gaździcki gebührt besonderer Dank für die hervorragende Betreuung während dieser Arbeit, die ausdauernde Erklärung nicht nur “seines” statistischen Modells, die Beantwortung meiner vielen Fragen und die guten Ideen, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Vielen Dank an Herrn Dr. Rainer Renfordt für die Beantwortung vieler Fragen zum Experiment. Dank gebührt auch vielen Mitgliedern der NA49-Kollaboration für die gute Zusammenarbeit und die vielen Erklärungen, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre, sowie Herrn Werner Amend, Frau Jutta Berschin, Herrn Dipl. Phys. Dominik Flierl und Herrn Dipl. Phys. Boris Wagner für die gute Atmosphäre am IKF. Dank auch allen Korrekturlesern und Kritikern dieser Arbeit.

Ein besonderer Dank geht an “Familie Blummeier” – Frau Dr. Anja Billmeier, Herrn Dr. Christoph Blume, Frau Dr. Christina Markert, Herrn Dipl. Phys. André Mischke, Herrn Roland Bramm, Herrn Peter Dinkelaker und Herrn Alexander Wetzler – für die gute Zusammenarbeit, ohne Euch hätten die langen Aufenthalte am CERN bestimmt nicht so viel Spaß gemacht.

Ein ganz besonderer Dank geht an meine Familie für die Unterstützung während des Studiums und das Verständnis für die Beschäftigung mit einem so “seltsamen” Thema.