

**$\Lambda(1520)$ -Produktion  
in Proton-Proton- und zentralen  
Blei-Blei-Reaktionen  
bei 158 GeV pro Nukleon**

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften

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

von

Christina Markert  
aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main, 2000  
(D F 1)

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

Dekan:	Prof. Dr. Werner Mäntele
Gutachter:	Prof. Dr. Reinhard Stock
	Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger

Datum der Disputation: 9. März 2001

# Zusammenfassung

In ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen ist es möglich, Dichten und Temperaturen von hochangeregter Kernmaterie zu erreichen, die einen Übergang einer hadronischen Phase in eine partonische Phase zur Folge haben. Der Einschluss von Quarks und Gluonen in den Hadronen hebt sich auf, so dass sie sich quasi frei bewegen (Quark-Gluon-Plasma). Gitter-QCD-Rechnungen zu Folge kann dieser Zustand bei einer zentralen  $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ -Kollision am CERN-SPS mit den dort zur Verfügung stehenden Einschussenergien erreicht werden.

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der  $\Lambda(1520)$ -Produktion in p+p und zentralen Pb+Pb-Kollisionen bei 158 GeV/Nukleon. Diese Untersuchung wurde im Rahmen des NA49-Experimentes durchgeführt und basiert auf den Analysemethoden zur Rekonstruktion der invarianten Masse anhand von jeweils 400000 p+p- und Pb+Pb-Ereignissen. Die gesamte Phasenraum-Akzeptanz der NA49-Spurendriftkammern liegt bei etwa 1200 nachgewiesenen geladenen Reaktionsprodukten, für das  $\Lambda(1520)$ , das zu 22.5 % in ein Proton und ein negativ geladenes Kaon zerfällt, bei etwa 80 %. Da der Endzustand zu 90 % aus Pionen besteht, wird eine Teilchenidentifikation zur Reduzierung des kombinatorischen Untergrundes notwendig. Der mit einer Auflösung von besser als 5 % gemessene spezifische Energieverlust erlaubt eine Reduktion der Kombinationen um einen Faktor 11 bei einem Signalverlust von einem Faktor 2. Zur Extraktion des Signals vom kombinatorischen Untergrund wird dieser durch ein Mischverfahren erzeugt, bei dem die Kandidaten aus unterschiedlichen Ereignissen miteinander kombiniert werden und vom Originalspektrum subtrahiert werden. Die Analyse der Pb+Pb-Daten stellt eine große Herausforderung an das Verfahren, da das Signal-zu-Untergrundverhältnis von etwa 1/600 im Vergleich zu der p+p-Datenanalyse sehr klein ist, bei der es bei 1/6 liegt, und somit das subtrahierte Spektrum von der genauen Beschreibung des kombinatorischen Untergrundes abhängt. Dabei hat sich gezeigt, dass ein für die

p+p-Analyse entwickeltes spurmultiplicitätsabhängiges Mischen die Form des Untergrundes im Maximum der Verteilung besser beschreiben kann als ein Mischen der nur benachbarten Ereignisse. Dies lässt sich jedoch nicht auf die Pb+Pb-Analyse übertragen. Nach vielen Untersuchungen bleibt in dem Signalspektrum eine systematische Struktur zurück, die allein von der Anzahl der Kombinationen abhängt und durch die Mischmethode und die Form des Originalspektrums gegeben ist.

Eine große Herausforderung der Pb+Pb-Analyse ist das Nichtvorhandensein eines signifikanten Signals im invarianten Massenspektrum, so dass der Einfluss der nötigen Qualitäts- und Auswahlkriterien nicht direkt an dem Verhalten des Signals untersucht werden kann. Die Teilchenidentifikationskriterien wurden zur sinnvollen Optimierung des Signal-zu-Untergrundverhältnisses aus den  $dE/dx$ -Spektren hergeleitet und zur Kontrolle an dem  $\phi$ -Signal überprüft. Die Optimierung von Signal  $S$  zu Untergrund  $BG$  erfolgt über die Signifikanz, die sich nach  $S/\sqrt{BG}$  berechnet. Die Einträge des Signals werden mit den Korrekturfaktoren aus einer Simulation auf die gesamte Phasenraum-Akzeptanz zu einer totalen Multiplizität hochgerechnet. Dabei ergibt sich aus der p+p-Datenanalyse eine totale Multiplizität des  $\Lambda(1520)$  von  $0.0121 \pm 0.0020 \pm 0.0010$ , die in guter Übereinstimmung mit den bisher veröffentlichten Literaturdaten liegt.

Die Pb+Pb-Datenanalyse liefert für die Multiplizität eine Abschätzung der oberen Grenze von 1.4 bei einem *Confidence Level* von 95 % ( $2\sigma$ ).

Aus den Modellvorhersagen von Becattini ergibt sich eine Multiplizität von 3.5 für den chemischen Freeze-out. Nach den Rechnungen von UrQMD erfahren die Zerfallsprodukte des  $\Lambda(1520)$  bis zum thermischen Freeze-out noch Wechselwirkungen unter Energie- und Impulsaustausch. Dies führt dazu, dass sich diese Teilchen nicht mehr zur invarianten Massen des  $\Lambda(1520)$  rekonstruieren lassen, was einen Verlust von 50 % darstellt. Damit hätten wir laut Becattini 1.7 nachweisbare  $\Lambda(1520)$ .

Eine weitere Möglichkeit liegt in der Theorie des dichten Mediums, in der die d-Welle der  $\Lambda(1520)$ -Resonanz an das Medium koppelt und somit ihren Charakter verändert, was eine Verbreiterung oder eine Verschiebung des Signals zur Folge haben kann. Eine solche Signaländerung kann durch den direkten Vergleich der Signale der p+p-Analyse mit der Pb+Pb-Analyse im Bereich des statistischen Fehlers nicht bestätigt werden.

Von der Experimentseite ist in ein paar Wochen noch mit der Verdopplung der Pb+Pb-Daten zu rechnen, so dass diese Fragestellung mit besserer Statistik un-

tersucht werden kann. Unter anderem kann auch die Phasenraumverteilung der  $\Lambda(1520)$ -Resonanz bestimmt werden, für die es bis jetzt noch keine Messung gibt. Zum zeitlichen Ende dieser Arbeit wurde mit vielen Spurfindungs- und  $dE/dx$ -Verbesserungen von 4.5 % auf etwa 3.5 % der  $dE/dx$ -Auflösung der Datensatz neu erstellt, der dann mit der hier angepassten Analyse untersucht wurde. Die Analyse brachte ein  $\Lambda(1520)$ -Signal mit einer Signifikanz von 6 hervor, aus dem sich eine Multiplizität von  $1.45 \pm 0.29 \pm 0.14$  berechnen ließ. Im wesentlichen zeigt dies, dass die hier besprochene Vorgehensweise der Optimierung eines nicht signifikanten Signals erfolgreich ist, da sie direkt auf den neuen Datensatz übertragen werden konnte, um die beste Signifikanz des Signals zu erhalten. Die obere Grenzabschätzung ohne Signal und die neu berechnete Multiplizität aus dem Signal sind im Bereich ihrer Fehler konsistent, so dass die am Ende folgende Diskussion sich nicht unterscheidet, und dieses Signal einen schönen Abschluss gibt und die vorher berechnete obere Grenze bestätigt.

Die Analyse von  $\Lambda(1520)$  war der Auslöser der Idee, *open charm*-Teilchen in NA49 zu messen. Der ebenfalls kleine Wirkungsquerschnitt der  $D$ -Mesonen liegt in der Größenordnung der  $\Lambda(1520)$ -Resonanz. Anhand einer Simulation wurde unter Verwendung der gleichen Analysemethode, die zur Bestimmung der Multiplizität der  $\Lambda(1520)$  verwendet wurde, die Signifikanz für ein Signal oder eine obere Grenze abgeschätzt [Gaz00]. Dies führte weiterhin zu dem Vorschlag mit dem NA49-Experiment eine größere Statistik an Pb+Pb-Ereignissen aufzuzeichnen, um das Programm der  $\Lambda(1520)$  und der *open charm*-Messung fortzusetzen [Bot00], worauf in der Strahlzeit Herbst 2000 3.5 Millionen Ereignisse aufgezeichnet wurden.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Kernmaterie unter extremen Bedingungen</b>	<b>5</b>
1.1	Aufbau und Eigenschaften der Materie . . . . .	5
1.2	Relativistische Schwerionenkollisionen . . . . .	8
1.2.1	Reaktionsverlauf . . . . .	8
1.3	Seltsamkeitsproduktion . . . . .	10
1.4	Die $\Lambda(1520)$ -Resonanz . . . . .	12
1.5	Thermische Modelle . . . . .	13
1.6	$\Lambda(1520)$ in einem mikroskopischen Modell . . . . .	15
<b>2</b>	<b>Das NA49-Experiment</b>	<b>17</b>
2.1	Der Bleistahl am CERN-SPS . . . . .	18
2.2	Detektoren . . . . .	19
2.3	Funktionsweise einer Spurendriftkammer . . . . .	23
2.3.1	Wechselwirkung geladener Teilchen im Gas . . . . .	25
2.3.2	Wahl des Zählgas . . . . .	27
<b>3</b>	<b>Datenanalyse</b>	<b>31</b>
3.1	Die Rekonstruktionskette . . . . .	31
3.1.1	$E \times B$ -Korrektur . . . . .	34
3.1.2	Residuen-Korrektur . . . . .	36
3.1.3	Impaktparameter . . . . .	43
3.1.4	Ortsauflösung . . . . .	44
3.1.5	Impulsauflösung . . . . .	45
3.2	Teilchenidentifikation . . . . .	46
3.2.1	Anpassung an die $dE/dx$ -Verteilung . . . . .	47
3.2.2	Teilchenselektion durch Wahrscheinlichkeitsschnitt . . . . .	51

3.2.3	Optimierung des Wahrscheinlichkeitsschnittes . . . . .	54
3.2.4	Teilchenselektion durch Sigmaschnitt . . . . .	58
3.2.5	Optimierung des Sigmaschnittes . . . . .	60
3.2.6	Vergleich der $dE/dx$ -Schnittmethoden . . . . .	63
3.3	Die $\Lambda(1520)$ -Analyse . . . . .	66
3.3.1	Invariante Masse . . . . .	68
3.3.2	Kombinatorischer Untergrund . . . . .	68
3.3.3	Fehler der invarianten Massenspektren . . . . .	71
3.4	Korrekturen . . . . .	71
3.4.1	Geometrische Akzeptanz . . . . .	72
3.4.2	Phasenraumverteilung . . . . .	74
3.4.3	Zerfallskorrektur . . . . .	76
3.4.4	Rekonstruktionseffizienz . . . . .	77
3.4.5	Invariantes Massenintervall . . . . .	78
3.4.6	Verzweigungskorrektur . . . . .	80
<b>4</b>	<b><math>\Lambda(1520)</math>-Analyse in p+p-Kollisionen</b>	<b>81</b>
4.1	Datensatz . . . . .	81
4.2	Ereignisselektion . . . . .	82
4.2.1	Vertexrekonstruktion . . . . .	82
4.2.2	Sensitives Targetvolumen . . . . .	83
4.2.3	Multiplizität . . . . .	84
4.3	Spurselektion . . . . .	85
4.4	Teilchenidentifikation . . . . .	89
4.5	Statistik des Datensatzes . . . . .	91
4.6	Ergebnis . . . . .	92
4.7	Untergrund . . . . .	95
<b>5</b>	<b><math>\Lambda(1520)</math>-Analyse in Pb+Pb-Kollisionen</b>	<b>97</b>
5.1	Datensatz . . . . .	97
5.2	Ereignisselektion . . . . .	98
5.3	Spurselektion . . . . .	99
5.3.1	Impaktparameter . . . . .	100
5.3.2	Spurpunkte . . . . .	101



5.4	Teilchenidentifikation . . . . .	103
5.4.1	Impulsschnitt . . . . .	104
5.5	Qualitätskriterien der $\Lambda(1520)$ Kandidaten . . . . .	105
5.5.1	$\cos \Theta$ - Verteilung . . . . .	106
5.5.2	Phasenraumverteilung . . . . .	107
5.6	Statistik des Datensatzes . . . . .	107
5.7	Ergebnis . . . . .	108
5.8	Oberen Grenze der $\Lambda(1520)$ -Multiplizität . . . . .	112
5.9	Statistische Fluktuationen . . . . .	114
5.10	Signifikanz . . . . .	116
5.10.1	Simulation . . . . .	120
5.11	Kombinatorischer Untergrund . . . . .	122
5.11.1	Systematische Struktur nach Subtraktion . . . . .	124
5.11.2	Event-Mixing-Methoden . . . . .	128
5.11.3	$p + K^-$ -Korrelationen . . . . .	131
5.11.4	$p + K$ -Kombinationen . . . . .	133
<b>6</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>135</b>
6.1	$\Lambda(1520)$ -Produktion in p+p-Kollisionen . . . . .	135
6.2	Seltsamkeitserhöhung . . . . .	137
6.3	$\Lambda(1520)$ -Rekonstruierbarkeit . . . . .	138
6.4	Mediumeffekt . . . . .	139
6.5	$\Lambda(1520)$ -zu- $\Lambda$ -Verhältnis . . . . .	141
<b>7</b>	<b>Neue Ergebnisse</b>	<b>143</b>



# Kapitel 1

## Kernmaterie unter extremen Bedingungen

Die Eigenschaften von Kernmaterie lassen sich durch ihr Verhalten unter extremen Bedingungen untersuchen. Unter extremen Bedingungen werden hohe Temperaturen oder Baryondichten verstanden, bei denen der Einschluss von Quarks und Gluonen in Hadronen aufgebrochen wird. Dies lässt sich im Rahmen des statischen Quarkmodells verstehen, das auf der Vorstellung basiert, dass alle Hadronen entweder als Baryonen aus drei Quarks ( $qqq$  oder  $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ ) oder als Mesonen aus einem Quark und einem Antiquark ( $q\bar{q}$ ) zusammengesetzt sind. Aufgrund der bei dem Versuch, zwei Quarks zu trennen, ansteigenden Feldenergie werden neue  $q\bar{q}$ -Paare erzeugt und Hadronen gebildet, so dass die Eigenschaften der Kernmaterie nicht an einem einzelnen Quark untersucht werden können.

### 1.1 Aufbau und Eigenschaften der Materie

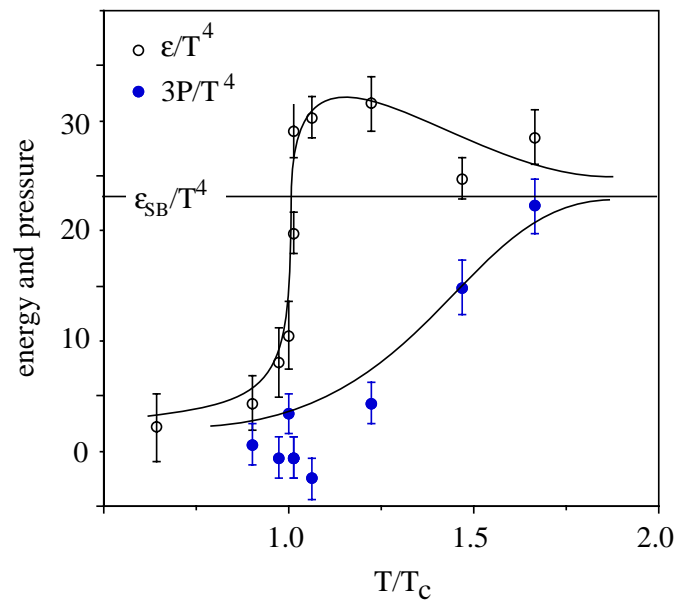
Die Materie ist aus Elementarteilchen, die nach dem Standardmodell selbst keine innere Struktur aufweisen, zusammengesetzt. Nach heutigen Kenntnissen sind die Quarks und Leptonen die kleinsten Bausteine. Die Quantenchromodynamik (QCD) als fundamentale Eichtheorie der starken Wechselwirkung enthält die Quarks ( $q$ ) und Antiquarks ( $\bar{q}$ ) in sechs verschiedenen Typen (*Flavours*) und das Gluon als Austauscheteilchen. Zudem besitzen die Quarks verschiedene Freiheitsgrade, die Farbquantenzahl der sogenannten QCD-Ladung (*Color*), die aus drei Farben und

ihren Antifarben besteht. Die Gluonen als Feldquanten der starken Wechselwirkung sind für den Farbaustausch zwischen den farbgeladenen Quarks zuständig und sind selbst Farbträger. Die Quarkzusammensetzung aus den drei verschiedenen Farben (Baryonen) oder einer Farbe und dessen Antifarbe (Mesonen) lassen sich zu farbneutralen Zuständen kombinieren. Die ausschließlich farbneutralen Hadronen begründen sich durch die Existenz eines langreichweitigen Beitrags zur Quark-Quark-Wechselwirkung. Quarks und Gluonen sind als Farbladungsträger in der Natur nicht als freie Teilchen beobachtbar. Bei dem Versuch, Quarks von einem Hadron zu separieren, entsteht bei zunehmender Feldenergie aus dem Vakuum ein Quark-Antiquark-Paar, mit dem wiederum ein Hadron gebildet wird (*Confinement*). Bei kleiner werdenden Abständen  $r < 1$  fm reduziert sich die Feldstärke der Wechselwirkung, und die Quarks und Gluonen können sich quasifrei bewegen (*Asymptotic Freedom*). Der Einschluss der Quarks und Gluonen in Hadronen kann entweder durch hohe Temperaturen oder Baryonendichten aufgebrochen werden, so dass sich ein ausgedehntes Volumen von Quarkmaterie bilden könnte. Im sogenannten Bag-Modell werden die Hadronen als Blasen im Vakuum beschrieben. Mit der Bag-Konstante wird der vom Vakuum ausgehende Druck eingeführt, der ein Eindringen der Konstituenten des Hadrons in das Vakuum verhindert. Im Inneren dieser Blase jedoch können sich die Quarks und Gluonen frei bewegen. Die Eigenschaften der Hadronen werden durch die Eigenschaften des umgebenden Vakuums bestimmt. Durch hohe Temperaturen oder Baryonendichten kann der Einschluss der Quarks und Gluonen aufgebrochen werden, so dass sie ihre hadronische Bindung verlieren und zu quasifreien Teilchen werden. Da die Zahl der Freiheitsgrade der Quarks und Gluonen größer ist als die der Hadronen, hat das einen sprunghaftigen Anstieg der Energiedichte bei der kritischen Temperatur zur Folge. Dies wird in der thermodynamischen Sprache als ein Phasenübergang beschrieben.

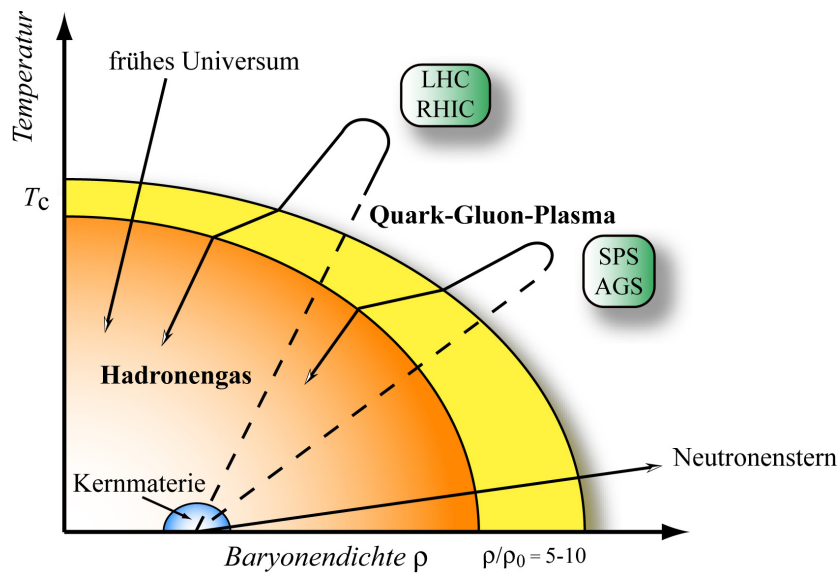
QCD-Gitterrechnungen sagen bei der Komprimierung auf das 5-10fache der Grundzustandsdichte ( $\rho_0 \sim 0.13 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ) und einer Temperatur von  $T_c \approx 160\text{-}200 \text{ MeV}$  einen Übergang zu einer Phase von freien Quarks und Gluonen voraus. Dieser Zustand wird als Quark-Gluon-Plasma (QGP) bezeichnet.

Die Abhängigkeit von Energiedichte und Druck von der Temperatur nach QCD-Gitterrechnung ist in Abbildung 1.1 gezeigt. Bei der kritischen Temperatur  $T_c$  erfolgt ein scharfer Anstieg der auf  $T^4$  normierten Energiedichte. Deutlich ist eine Abweichung von  $\varepsilon = 3P$ , die für ein relativistisches ideales Gas gültig ist, zu

sehen. Das dazugehörige Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie in den Variablen Temperatur  $T$  und Baryondichte  $\rho$  ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Eingezeichnet sind zwei Beispiele für das mögliche Vorliegen von Materie in der Natur unter extremen Bedingungen, während der Expansion des frühen Universums nach dem Urknall und im Inneren von Neutronensternen.



**Abbildung 1.1** Gitterrechnungen von Druck  $P$  und Energiedichte  $\epsilon$  in der Umgebung der kritischen Temperatur  $T_c$ , im Vergleich zum Stefan-Boltzmann-Gesetz ( $\epsilon_{SB}/T^4$ ) [Got87].



**Abbildung 1.2** Schematisches Phasendiagramm der Kernmaterie als Funktion der Temperatur und der Baryondichte.

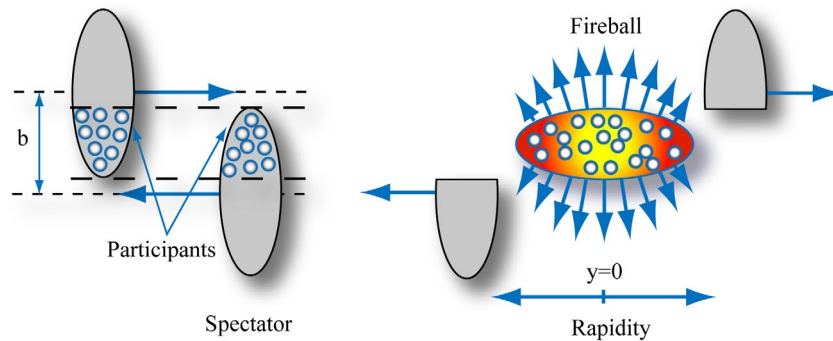
## 1.2 Relativistische Schwerionenkollisionen

Um die Temperaturen und Dichten der kosmologischen und astrophysikalischen Szenarien für ein QGP zu erreichen, werden Atomkerne beschleunigt und zur Kollision gebracht. Zur Erzeugung einer hohen Dichte in einem möglichst großen Volumen werden Schwerionen verwendet. Der Ablauf einer Schwerionenreaktion ist aufgrund der Zeitdauer der Kollision von ungefähr  $10^{-23}$  s mit den Experimenten nicht messbar. Die Beschreibung einer ultrarelativistischen Schwerionenkollision geht von theoretischen Ansätzen aus, die versuchen, die messbaren Endzustandssignale vorherzusagen, die dann Rückschlüsse auf die Reaktion zulassen.

### 1.2.1 Reaktionsverlauf

Die Abbildung 1.3 zeigt eine vereinfachte Darstellung einer hochenergetischen Kern-Kern-Reaktion im Schwerpunktsystem. Die stark lorentzkontrahierten Kerne bewegen sich aufeinander zu. Die Zentralität wird durch den Stoßparameter  $b$  definiert. Die sich in dem Bereich der überlappenden Kerne befindlichen Nukleonen, die an

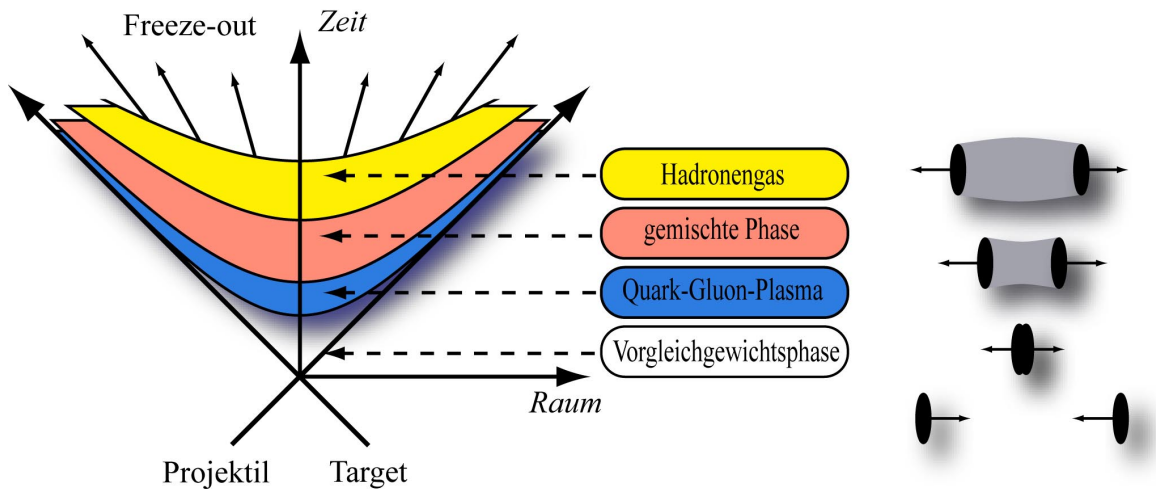
der Reaktion teilnehmen, nennen wir die *Participants*. Die nicht direkt an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen heißen *Spectators*. Ein Teil der Schwerpunktsenergie wird in einem mikroskopischen *Feuerball* von hochangeregter Kernmaterie bei Schwerpunktsrapidität deponiert, während die *Spectators* sich weiter fortbewegen.



**Abbildung 1.3** Participant-Spectator-Modell in einer Schwerionenreaktion.

Die räumliche und zeitliche Entwicklung einer Schwerionenreaktion hängt wesentlich von den Anfangsbedingungen ab. Auch die maximal erreichte Energiedichte bestimmt den Verlauf der folgenden Expansion des Systems. Unter der Annahme lokaler Gleichgewichte kann das System mit hydrodynamischen Ansätzen beschrieben werden, die den Verlauf durch die Abnahme der Dichte beschreiben. Unterschreitet das System eine sogenannte Grenzdichte, die durch den Wirkungsquerschnitt und damit durch die mittlere freie Weglänge zwischen den Wechselwirkungen im Gesamtsystem gegeben ist, so friert das System aus [Sto91]. Es finden keine weiteren Wechselwirkungen mehr statt, und der Endzustand der Teilchen im Phasenraum ist festgelegt (*Freeze-out*). Dabei unterscheidet man zwischen dem chemischen und dem thermischen Freeze-out. Beim chemischen Freeze-out enden die inelastischen Prozesse, damit sind die Häufigkeiten der betreffenden Teilchensorten festgelegt. Jedoch finden bis zum thermischen Freeze-out noch elastische Prozesse statt, die Impuls und Energie der Teilchen verändern. Die erreichbare Energiedichte vor der Expansion hängt von dem nuklearen Grad der Abbremsung *Stopping Power* ab. Das ist der Anteil der anfangs rein longitudinalen Energie, den ein Nukleon im Verlauf einer Kern-Kern-Reaktion verliert. Die Grundlage des Landau-Bildes [Lan56] ist ein vollständiges Abstoppen der Nukleonen in einer hadronischen Kollision. Bei

typischen SPS-Energien von  $\sqrt{s} \approx 20$  GeV in einem Nukleon-Nukleon-System liegt eine signifikante Transparenz der Kollisionspartner vor, somit bleibt ein großer Teil der longitudinalen Energie im Endzustand erhalten. Bei höheren Energien muss eine zusätzliche longitudinale Expansion in Betracht gezogen werden, die die räumliche und zeitliche Entwicklung des Systems beeinflusst. Der Verlauf einer Schwerionenreaktion bei ultrarelativistischen Einschußenergien wurde von Bjørken beschrieben (Abbildung 1.4 [Bjø83]).



**Abbildung 1.4** Schematischer Verlauf einer Kern-Kern-Reaktion bei relativistischen Energien (rechts) und deren Entwicklung in einem dem Raum-Zeit-Diagramm entsprechenden Bjørken-Szenario (links) mit der Ausbildung eines Quark-Gluon-Plasmas [Sch93].

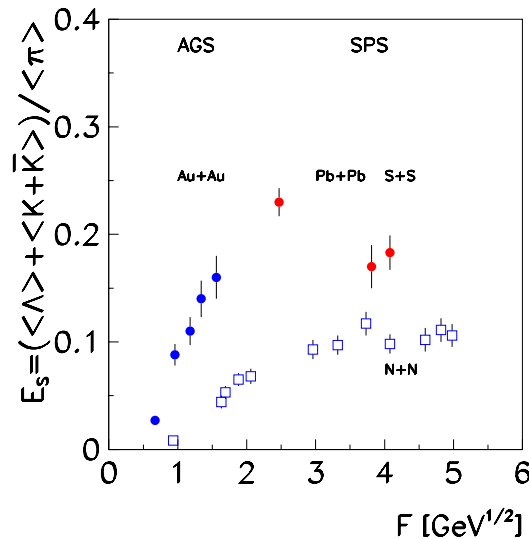
Im Bjørken-Bild durchdringen sich die Reaktionspartner durch ihre große Anfangsgeschwindigkeit innerhalb weniger fm/c. Aufgrund der kurzen Wechselwirkungszeit werden die lorentzkontrahierten Kollisionspartner nur teilweise abgebremst. Die Teilchenproduktion beginnt mit dem Durchdringungsprozess und erfolgt kontinuierlich, während sich die Hadronen wieder voneinander entfernen.

### 1.3 Seltsamkeitsproduktion

Die erhöhte Produktion von seltsamen Teilchen wurde als eine der ersten Signaturen für ein Quark-Gluon-Plasma vorgeschlagen [Raf82]. Dieses Konzept von



einer Erhöhung der seltsamen Teilchen gegenüber den nichtseltsamen Teilchen als eine Signatur eines Quark-Gluon-Plasmas ist heute in dieser Form nicht mehr gültig [Gaź00b]. In einem Feuerball der aus einem Quark-Gluon-Plasma besteht, liegt zwar die Erzeugungsenergie von seltsamen Quark-Antiquark-Paaren im Vergleich zu einem Hadrongas, bei dem seltsame Quarks über die Hadronen produziert werden, niedriger. Hinzu kommt aber, dass in einem equilibrierten Hadrongas aufgrund der größeren Freiheitsgrade, die durch die Hadronen gegeben sind, es zu einer Erhöhung der Seltsamkeitsproduktion kommt. Die Equilibrierung in einem Hadrongas verläuft aufgrund des Massenunterschiedes der produzierten Teilchen langsamer als in einem Quark-Gluon-Plasma. Aufgrund der kurzen Lebensdauer des Feuerballs bei einer Pb+Pb-Reaktion bei 158 GeV/Nukleon wird angenommen, dass die Zeit nicht ausreicht, um ein Gleichgewicht in der Seltsamkeitsproduktion zu erhalten. Wenn vor dem Hadrongas ein Quark-Gluon-Plasma Zustand existiert, sollte die Seltsamkeitsproduktion, die auch durch den Ausgangszustand eines Quark-Gluon-Plasmas gegeben ist, zusätzlich unterdrückt sein. Die sogenannte Unterdrückung der Seltsamkeitsproduktion kann als eine Signatur für ein Quark-Gluon-Plasma aufgefasst werden.



**Abbildung 1.5** Die totale Seltsamkeitsproduktion  $E_s$  in Abhängigkeit von der Fermi-Variablen  $F$  (Gleichung 1.2) für N+N- und A+A-Kollisionen [Gaź99a, Kol01].

Der Vergleich von p+p- mit A+A-Reaktionen zeigt bei gleicher Energie eine um mehr als einen Faktor 2 erhöhte Produktion von seltsamen (*strange*) Teilchen gegenüber nichtseltsamen (*nonstrange*) Teilchen (Abbildung 1.5). Jedoch zeigen die A+A-Reaktionen bei zunehmender Energie einen Anstieg der Seltsamkeitsproduktion (AGS-Daten und 40 GeV SPS-Daten), die dann bei höheren Energien wieder absinkt.

Den Großteil der seltsamkeitstragenden Teilchen bilden im wesentlichen die Kaonen und die Lambdas. Die totale Seltsamkeitsproduktion  $E_s$  ist definiert durch:

$$E_s = \frac{\langle K + \bar{K} \rangle + \langle \Lambda \rangle}{\langle \pi \rangle} \quad , \quad (1.1)$$

wobei  $\langle \pi \rangle$  die mittlere Multiplizität aller produzierten Pionen ist, die etwa 90 % des gesamten hadronischen Endzustandes darstellen. Die seltsamkeitstragenden Teilchen ergeben sich zu etwa 70 % aus der Summe der Kaonen ( $\langle K + \bar{K} \rangle$ ) und der Lambdas ( $\langle \Lambda \rangle$ ), die direkt produziert wurden oder aus Zerfällen schwererer seltsamkeitstragender Teilchen stammen.

Die Fermi-Variable  $F$  ist gegeben durch:

$$F = \frac{(\sqrt{s} - 2 \cdot m_p)^{\frac{3}{4}}}{\sqrt{s}^{\frac{1}{4}}} \quad (1.2)$$

mit der Ruhemasse des Protons  $m_p$  und der Kollisionsenergie  $\sqrt{s}$  im Schwerpunktsystem [Gaz95].

## 1.4 Die $\Lambda(1520)$ -Resonanz

Die  $\Lambda(1520)$ -Resonanz besteht wie das  $\Lambda$  aus der Quarkkombination von  $uds$  und stellt damit einen angeregten Zustand des  $\Lambda$  dar. Mit einer Masse von  $m_{\Lambda(1520)} = 1.5195 \text{ GeV}/c^2$ , die im Vergleich zum  $\Lambda$  ( $m_{\Lambda} = 1.1157 \text{ GeV}/c^2$ ) höher liegt. Das  $\Lambda(1520)$  zerfällt stark mit einer Zerfallsbreite von  $15.6 \text{ MeV}/c^2$ , daraus folgt eine mittlere Lebensdauer  $c\tau = 12.6 \text{ fm}$ , die im Vergleich zum  $\Lambda$ , das schwach zerfällt ( $c\tau = 7.89 \text{ cm}$ ), sehr klein ist. Diese sehr kurze Lebensdauer hat zur Folge, dass

die Zerfallsteilchen noch im Feuerball mit anderen Teilchen wechselwirken können und einen Einfluss des dichten Mediums erfahren. Zum anderen kann das Medium auch einen direkten Einfluss auf die  $\Lambda(1520)$ -Resonanz haben, indem es Breite oder Masse der  $\Lambda(1520)$ -Resonanz verändert. Die Produktion des  $\Lambda(1520)$  erweist sich somit als eine interessante Signatur des dichten Feuerballmediums. Ein weiterer Aspekt ist die Seltsamkeitserhöhung, die es auch für das  $\Lambda(1520)$  zu überprüfen gilt.

Das  $\Lambda(1520)$  kann anhand der im NA49-Detektorsystem gemessenen geladenen Zerfallsprodukte ( $p + K^-$ ) rekonstruiert werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein  $\Lambda(1520)$  in den  $p + K^-$ -Kanal zerfällt, liegt bei 22.5 % [pdg98].

## 1.5 Thermische Modelle

Im thermischen Modell wird der im Schwerionenstoß erzeugte Feuerball durch die globalen Größen Temperatur  $T$ , die chemischen Potentiale  $\mu_B$ ,  $\mu_S$  und das Volumen  $V$  unter Berücksichtigung der Erhaltung der Quantenzahlen beschrieben. Da es sich um orts- und zeitabhängige Größen handelt, werden in einem groß-kanonischen Ensemble die chemischen Potentiale, die die Quantenzahlen parametrisieren, nur Durchschnittswerte darstellen. Die notwendige Korrektur zum kanonischen Ansatz, bei dem die Quantenzahlen exakt erhalten bleiben, liegt in der Größenordnung von  $1/\sqrt{N}$ , wobei  $N$  die Anzahl der Teilchen der entsprechenden Quantenzahl ist. Bei Schwerionenreaktionen, bei denen die Zahl der produzierten Teilchen sehr groß ist, fällt die Korrektur entsprechend klein aus. Mit den thermischen Modellen konnten bisher die gemessenen Teilchenmultiplizitäten in p+p- und Kern+Kern-Reaktionen bei unterschiedlichen Energien gut wiedergeben werden.

Im nächsten Abschnitt werden die Vorhersagen der Teilchenmultiplizität für das  $\Lambda(1520)$  von zwei thermischen Modellen angegeben. Der wesentliche Unterschied besteht in dem Anpassungsparameter  $\gamma_s$  (*strangeness saturation factor*). Der mit  $\gamma_s = 1$  ein vollständig equilibriertes Hadrongas beschreibt, der Wert kleiner als 1 beschreibt demnach ein nicht vollständig equilibriertes System, das mögliche Rückschlüsse auf die Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas zulässt. In dem Modell von Becattini wird dieser  $\gamma_s$  Parameter an die gemessenen Teilchenmultiplizitäten angepasst, der dadurch auch einen Wert kleiner als 1 annehmen kann. In dem Modell von Braun-Munzinger und Stachel ist er per Definition gleich 1, da von

einem vollständig equilibrierten Hadrongas ausgegangen wird.

Bei den NA49-Teilchenmultiplizitäten hat sich gezeigt, dass sich die Daten am besten mit etwa einem  $\gamma_s = 0.7$  anpassen lassen. Die Frage ist nun, ob dieser Wert genau das zu erwartende nicht vollständig equilibrierte Hadrongas mit der Ausgangsbedingung eines vorher existierenden Quark-Gluon-Plasmas repräsentiert.

### Das Modell von Becattini

Nach dem Modell von Becattini ergeben sich mit den im NA49-Experiment gemessenen Teilchenmultiplizitäten einer Pb+Pb-Reaktion bei 158 GeV/Nukleon folgende Werte für die Freeze-out Bedingungen [Bec98]:

$$\begin{aligned} T &: 192.6 \pm 19.3 \text{ [MeV]} \quad , \\ \bar{V}T^3 e^{\frac{-0.7\text{GeV}}{T}} &: 24.3 \pm 2.2 \quad \Rightarrow \quad \bar{V} \approx 128845.7571 \text{ [1/GeV}^3] \quad , \\ \gamma_s &: 0.620 \pm 0.049 \quad , \\ \mu_B/T &: 1.21 \pm 0.12 \quad , \\ \mu_S/T &: -0.372 \quad . \end{aligned}$$

Die Gleichung 1.3 gibt eine Näherung für die mittlere Anzahl der direkt produzierten Hadronen der Art  $j$  an, die mit Hilfe der freien Parameter  $V, T, \gamma_s$  und  $\bar{\mu}_B$  berechnet werden können.

$$\langle n_j \rangle \approx (2J_j + 1) \frac{\bar{V}T}{2\pi^2} \sum_{l=1}^{\infty} (\pm 1)^{l+1} \gamma_s^{ls_j} \frac{m_j^2}{l} K_2\left(\frac{lm_j}{T}\right) e^{l\bar{\mu}_j/T} e^{-l^2 q_j \bar{A}^{-1} q_j/4} \quad . \quad (1.3)$$

Aus Gleichung 1.3 ergibt sich für das  $\Lambda(1520)$  und das  $\bar{\Lambda}(1520)$  mit der Masse  $m = 1.5195 \text{ GeV}/c^2$ , und Spin  $J = \frac{3}{2}$  folgende Näherung für die Multiplizität

$$n_{\Lambda(1520)} \approx 4 \frac{VT}{2\pi^2} \gamma_s m^2 K_2\left(\frac{m}{T}\right) e^{\mu_B/T} e^{\mu_S/T} \quad , \quad (1.4)$$

$$n_{\bar{\Lambda}(1520)} \approx 4 \frac{VT}{2\pi^2} \gamma_s m^2 K_2\left(\frac{m}{T}\right) e^{-\mu_B/T} e^{-\mu_S/T} \quad . \quad (1.5)$$

Die Mc-Donald-Funktion  $K_2(x) = K_0(x) + 2 \cdot \frac{K_1(x)}{x}$  liefert einen Wert für  $K_2(\frac{m}{T}) \approx 2.090 \cdot 10^{-4}$ . Daraus ergeben sich dann aus diesem Modell die zu erwartenden Multiplizitäten am chemischen Freeze-out als:

$$n_{\Lambda(1520)} \approx 3.48 \quad \text{und} \quad (1.6)$$

$$n_{\bar{\Lambda}(1520)} \approx 0.65 \quad . \quad (1.7)$$

### Das Modell von Braun-Munzinger und Stachel

Das Modell wird ausführlich in [Bra96] beschrieben, die Erweiterungen des Modells lassen sich in [Bra99, Hep98] nachlesen. Für die Teilchenmultiplizitäten einer Pb+Pb-Reaktion bei 158 GeV/Nukleon ergeben sich folgende Werte für die Freeze-out Bedingungen:

$$T : 175 \text{ [MeV]} \quad ,$$

$$\mu_B : 270 \text{ [MeV]} \quad ,$$

$$\mu_S : 77.93 \text{ [MeV]} \quad ,$$

bei einem Druck  $p = 114.4 \text{ MeV/fm}^3$  und einer Energiedichte von  $610.2 \text{ MeV/fm}^3$ . Die berechnete  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität ergibt

$$n_{\Lambda(1520)} \approx 5.20 \quad . \quad (1.8)$$

$$(1.9)$$

## 1.6 $\Lambda(1520)$ in einem mikroskopischen Modell

In den dynamischen mikroskopischen Modellen (z.B. UrQMD) wird die Reaktionsdynamik durch die Trajektorien und Wechselwirkungen der Teilchen, die an der Reaktion teilnehmen, beschrieben. Als Grundlage dieser Modelle dienen die bekannten hadronischen Wirkungsquerschnitte. Diese Modelle sind im Gegensatz zu

den thermodynamischen Modellen in der Lage, auch Nicht-Gleichgewichtsprozesse zu beschreiben. Eine vollständige Beschreibung der Entwicklung des Systems von Beginn der Reaktion bis zum Entkoppeln (Ausfrieren) der beteiligten Teilchen ist möglich. In dem UrQMD-Modell (Ultrarelativistisches Quantenmolekulardynamik-Modell) werden die inelastischen Wirkungsquerschnitte sowohl durch die Anregung von Resonanzen als auch durch die Anregung von *Strings* bei höheren Energien (ab 4 GeV) repräsentiert. Die Resonanzen (z.B.  $\Lambda(1520)$ ) werden im UrQMD-Modell nicht als Teilchen behandelt, sondern als kontinuierliche String-Anregung [Bas98a, Bas98b]. Aus einer UrQMD-Rechnung für ein Pb+Pb-Stoßsystem ergibt sich eine Multiplizität für das  $\Lambda(1520)$  von etwa  $n_{\Lambda(1520)} = 2.4$  [Sof00]. Jedoch gelangen nur zu 50 % beide  $\Lambda(1520)$ -Zerfallsprodukte ohne Wechselwirkungen zum thermischen Freeze-out. Dies bedeutet, dass die Zahl der über die invarianten Masse der Zerfallsprodukte rekonstruierbaren  $\Lambda(1520)$  um einen Faktor 2 kleiner ist als die tatsächlich im Feuerball produzierten. Die Zahl der nicht rekonstruierbaren  $\Lambda(1520)$  steht in direktem Zusammenhang mit der Dichte und der Lebensdauer des expandierenden Feuerballs bis zum thermischen Freeze-out.

# Kapitel 2

## Das NA49-Experiment

Das NA49-Experiment wurde zur Untersuchung von Schwerionenkollisionen am CERN-SPS konzipiert, um die Eigenschaften von stark komprimierter und heißer Kernmaterie zu studieren. Das Detektorsystem des Experimentes deckt einen sehr großen Bereich der Phasenraumes der hadronischen Endzustände ab. Die Reaktionsprodukte können in Vorwärts- und Rückwärtshemisphäre einer symmetrischen Kern-Kern-Reaktion detektiert werden. Bei einer typischen zentralen  $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ -Kollision mit einer Einschussenergie von 158 GeV/Nukleon werden mehr als 2000 Hadronen produziert, von denen über 1200 geladene in das Detektorsystem gelangen und aufgezeichnet werden. Diese hohe Spurmultiplicität stellt große Anforderungen an die Detektoren und deren Datenauslese. Mit den Detektoren des NA49-Experiments lassen sich eine Vielzahl von Observablen messen:

- die Rapiditäts- und Transversalimpulsverteilungen geladener Hadronen in den Spurendriftkammern (TPCs) [Gün98],
- die Produktion seltsamer Teilchen ( $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$ ,  $K_S^0$ ,  $\Omega^-$ ,  $\bar{\Omega}^+$ ) und doppelt seltsamer Hyperonen ( $\Xi^-$ ,  $\bar{\Xi}^+$ ) durch die Auswertung der Zerfallstopologie [Bor98, Bil00, Gab98, Bar00],
- die Produktion von  $\phi$ -Teilchen durch die Identifizierung der Zerfallsprodukte anhand des spezifischen Energieverlustes und anschließender Rekombination der invarianten Masse [Fri99],
- die Fluktuation des  $K/\pi$  Verhältnisses in Einzelereignissen (*Event-by-Event*) [Afa00, Rol99],

- Teilchenkorrelationen mit gleich und ungleich geladenen Hadronen zur Untersuchung der raumzeitlichen Entwicklung von Pb+Pb-Kollisionen [App97, Gan99].

Die Daten, die in dieser Arbeit untersucht werden, wurden im wesentlichen mit den Spurendriftkammern (TPCs) aufgenommen. Aus der Krümmung der geladenen Spuren im Magnetfeld wird der Impuls der Teilchen bestimmt, der zusätzlich in den TPCs gemessene spezifische Energieverlust wird zur Teilchenidentifikation verwendet. In diesem Kapitel wird unter anderem die Erzeugung des verwendeten Pb-Strahls beschrieben. Anschließend wird kurz auf den Experimentaufbau mit den Einzeldetektoren eingegangen. Der prinzipielle Aufbau und die Funktionsweise der TPCs, die den Hauptteil des Experimentes bilden, ist hauptsächlich Bestandteil dieses Kapitels.

## 2.1 Der Bleistrahls am CERN-SPS

Die Abbildung 2.1 zeigt die Beschleunigeranlage des CERN. Im gekennzeichneten Bereich NORTH AREA am SPS befindet sich unter anderem das NA49-Experiment. Die Beschleunigung des  $^{208}\text{Pb}^{82+}$  beginnt mit dem LINAC3 (*Linear ACcelerator 3*), der mit einer ECR (*Electron Cyclotron Resonance*)-Ionenquelle  $^{208}\text{Pb}^{27+}$  mit einer Energie von 2.5 KeV/u erzeugt und auf 4.2 MeV/u beschleunigt [Has96]. Diese Ionen werden mit einem *RFQ* und einem Linac auf 4.2 MeV/u beschleunigt. Dann werden die Ionen durch eine Kohlenstoff-Folie auf  $^{208}\text{Pb}^{53+}$  gestrippt und in den PSB (*PS-Booster*) injiziert, wo sie auf 94 MeV/u beschleunigt werden. Die Ionen gelangen anschließend in das PS (*Proton Synchrotron*), wo sie bis auf eine Energie von 4.25 GeV/u gebracht werden. Beim Übergang vom PS zum SPS (*Super Proton Synchrotron*) werden den Ionen mit einer Stripper-Folie aus Nickel und Kupfer alle verbliebenen Elektronen entzogen, und sie gelangen als  $^{208}\text{Pb}^{82+}$  ins SPS. Dort werden sie auf 158 GeV/u beschleunigt.



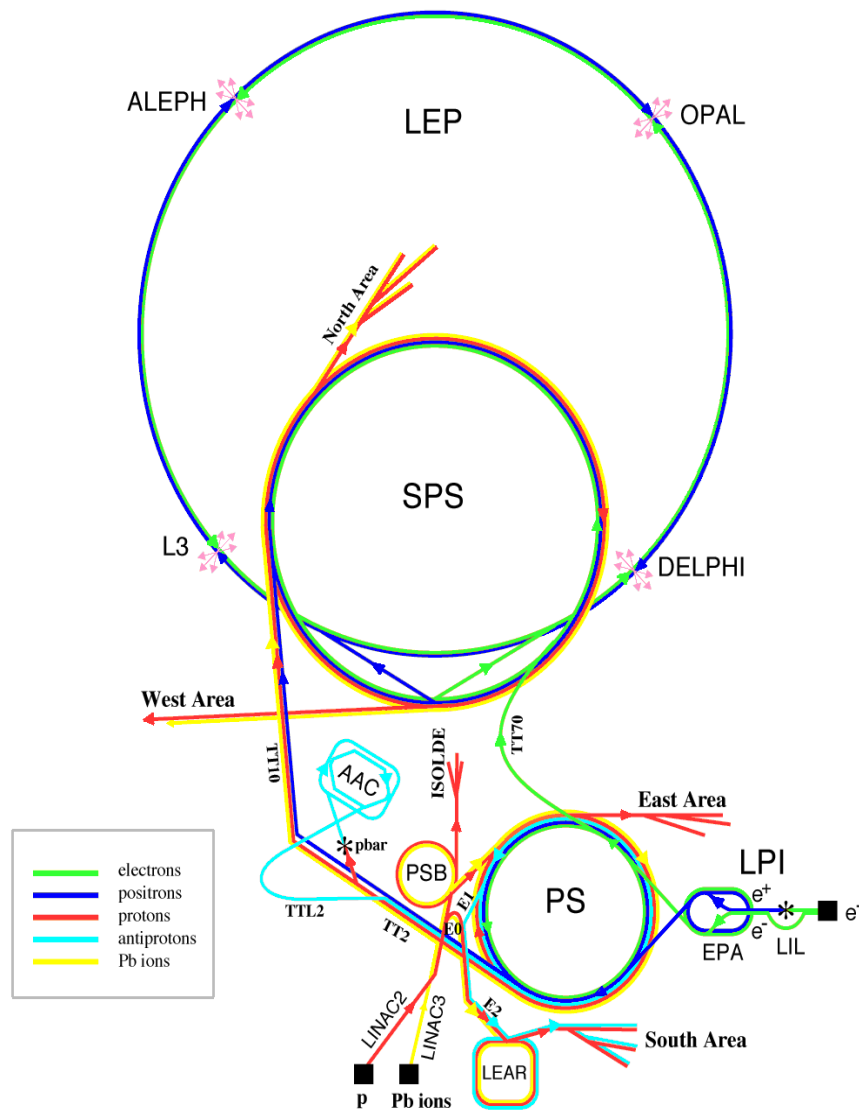
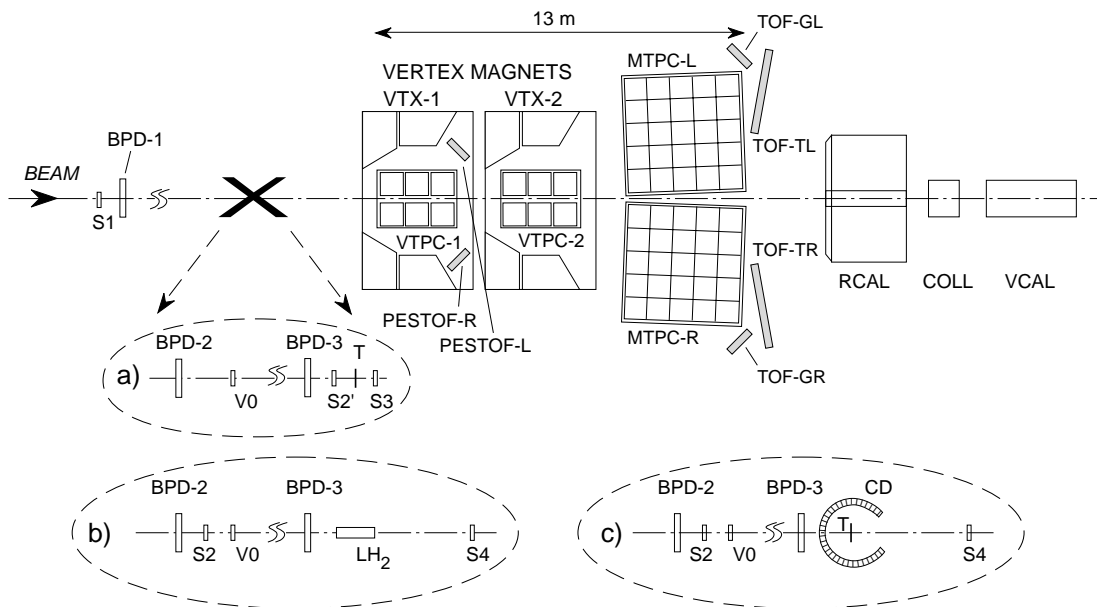


Abbildung 2.1 Beschleunigeranlage am CERN [Bri97]

## 2.2 Detektoren

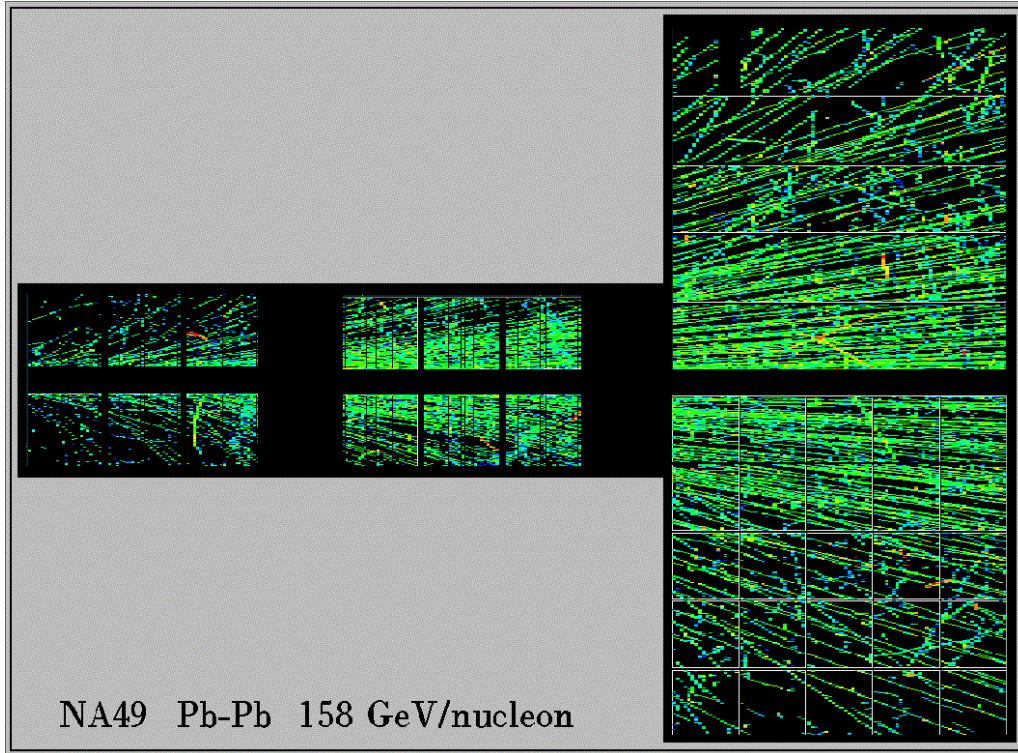
Den Hauptbestandteil des *fixed target* NA49-Experimentes (Abbildung 2.2) bilden vier große Spurendriftkammern (*Time Projection Chamber, TPC*). Die beiden Vertex-TPCs (*VTPCs*) befinden sich in zwei Magnetfeldern mit einer Feldstärke von 1.5 und 1.1 Tesla, die die geladenen Reaktionsprodukte auf Helixbahnen len-

ken. Im feldfreien Raum hinter den Magneten befinden sich im Anschluss die Main-TPCs (*MTPC-L und MTPC-R*). An die MTPCs schließen sich vier Flugzeitwände (*Time Of Flight, TOF*) an, die die Flugzeit der Teilchen detektieren. Strahlabwärts folgen zwei Kalorimeter, wobei das Ring-Kalorimeter die transversale Energieverteilung  $E_T$  und das Veto-Kalorimeter die Energie der Projektilspektatoren  $E_{Veto}$  registriert. Zur Selektion von zentralen Pb+Pb-Kollisionen werden die Ereignisse bei minimalem  $E_{Veto}$  aufgenommen. Die Abbildung 2.2 zeigt die Anordnung der Detektoren in verschiedenen Strahl- und Targetkonfigurationen. In der Strahllinie (z-Richtung) befinden sich drei Strahlpositionsdetektoren (*BPD 1-2-3*) mit denen die Targetposition (von T und LH<sub>2</sub>) in der x-y-Ebene des NA49-Koordinatensystems (siehe Abbildung 2.5) bestimmt wird. Die Detektoren S1, S2, S2' und V0 definieren den Strahl vor dem Target. Die Wechselwirkungen im Target werden durch Antikoinzidenz mit den Detektoren S3 oder S4 bestimmt. Für die zentralen Pb+Pb-Ereignisse wurde als Pb-Target eine dünne Bleifolie mit einer Dicke von 200  $\mu\text{m}$ , verwendet. Dies entspricht einer Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von etwa 1 %. Die p+p-Ereignisse finden in einem flüssigen Wasserstofftarget statt, dessen Länge 14 cm beträgt, was einer Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von 1.95 % entspricht.



**Abbildung 2.2** NA49 Experiment-Aufbau mit verschiedenen Strahl- und Targetkonfigurationen a) Pb+Pb b) p+p c) p+Pb.

Die Abbildung 2.3 zeigt die Aufnahme der Rohdaten der TPCs eines zentralen Pb+Pb-Ereignisses in einem horizontalen Ausschnitt von 7 mm um die Strahlebene.



**Abbildung 2.3** TPC-Rohdatenabbildung in einem horizontalen Ausschnitt von 7 mm um die Strahlebene eines zentralen Pb+Pb-Ereignisses bei 158 GeV/Nukleon Strahlenergie.

### Koordinatensysteme und Geometrie

Abbildung 2.4 stellt die Anordnung der Sektoren in den einzelnen TPCs im NA49-Koordinatensystem dar. Jeder Sektor ist in einzelne Pad-Reihen (in  $z$  Richtung) unterteilt, in denen jeweils 128 oder 192 Pads (in  $x$  Richtung) angeordnet sind. Die Sektoren in der VTPC teilen sich in 24 Pad-Reihen mit jeweils 192 Pads auf. In den MTPCs gibt es zwei Sektortypen mit unterschiedlich dichter Belegung der Pads. Die dunkelgrau gekennzeichneten Sektoren sind die HR (*High Resolution*) Sektoren, die im Bereich hoher Spurdichte nahe der Strahlachse eingesetzt werden und deshalb die gleiche Pad-Belegung wie die der VTPC besitzen. Die Pad-Reihen

der SR (*Standard Resolution*) Sektoren unterteilen sich in 128 Pads. Die MTPC HR- und SR-Sektoren sind in jeweils 18 Pad-Reihen aufgeteilt. Das aktive Volumen in y-Richtung (Driftrichtung) erstreckt sich über eine Länge von 67 cm für die VTPC und über 112 cm für die MTPC, die in 512 Zeitintervalle eingeteilt werden.

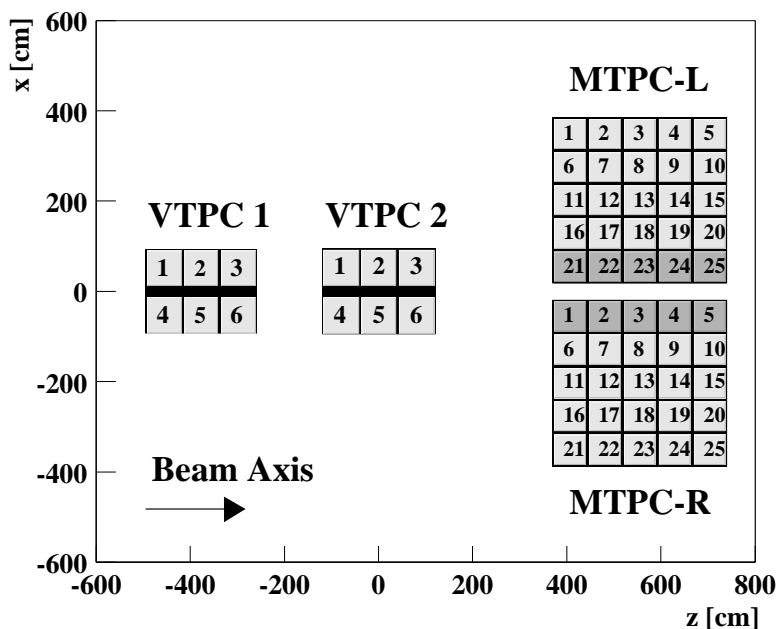


Abbildung 2.4 Anordnung der Sektoren in den verschiedenen TPCs im NA49-Koordinatensystem.

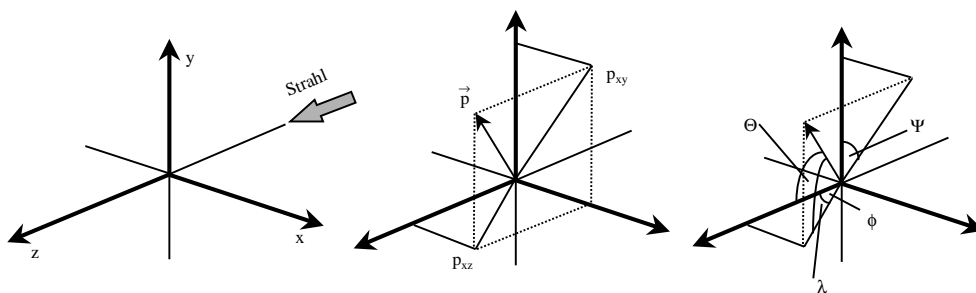


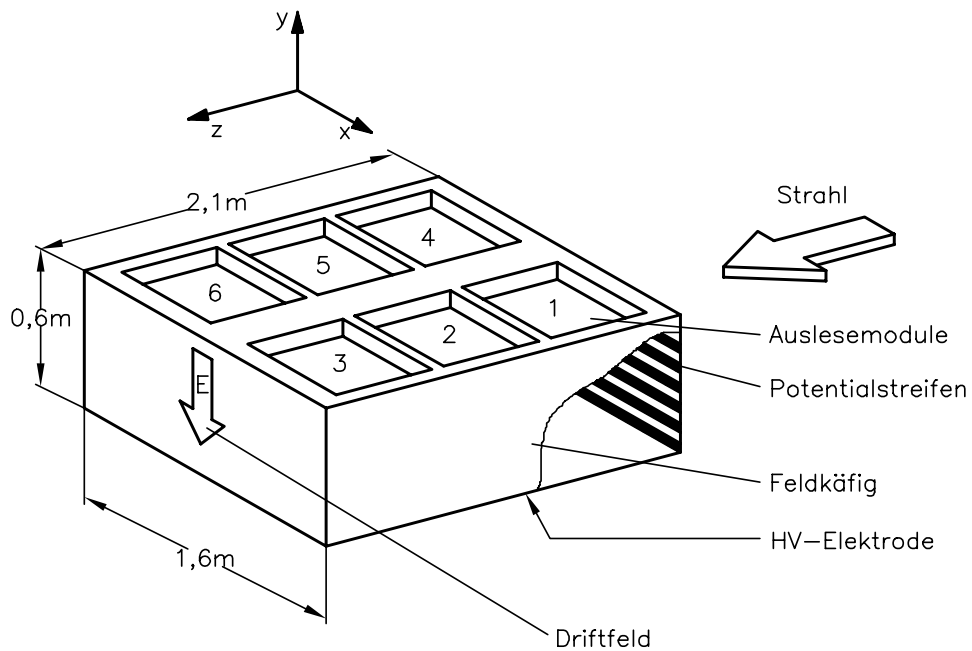
Abbildung 2.5 Das Koordinatensystem des NA49-Experiments in Orts-, Impuls- und Winkelkoordinaten.

Die Abbildung 2.5 zeigt das im NA49-Experiment verwendete Koordinatensystem, wobei die z-Achse der Strahlachse und die y-Achse der Driftrichtung entspricht. Die Impulskomponenten  $p_x$ ,  $p_y$  und  $p_z$  der gemessenen Teilchenspur beziehen sich auf die Strahlrichtung z. Die longitudinale Impulskomponente ergibt sich aus  $p_L = p_z$ , die transversale Impulskomponente  $p_T$  berechnet sich aus

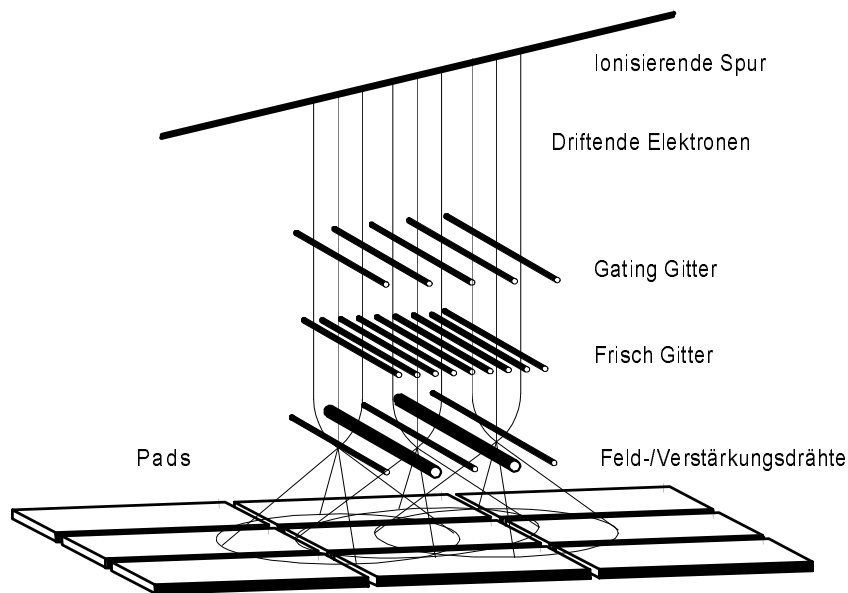
$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad . \quad (2.1)$$

## 2.3 Funktionsweise einer Spurendriftkammer

Das Prinzip einer TPC basiert auf der Funktion einer Driftkammer [Kle87], bei der die Ortsbestimmung der Teilchenspuren in allen drei Raumrichtungen möglich ist (Abbildung 2.6). Durchqueren geladene Teilchen das sensitive TPC-Gasvolumen, wechselwirken sie mit dem Detektorgas und erfahren dabei einen Energieverlust  $dE/dx$ , indem sie das Detektorgas anregen und ionisieren. In dem in der VTPC und MTPC verwendeten Zählgas entstehen durch Ionisation im Mittel 75 und 94 Elektron-Ion-Paare pro cm Flugbahn der geladenen Teilchen. Die Elektronen der Ionisationsspur driften aufgrund eines angelegten homogenen elektrischen Feldes bis zu einer Verstärkungsdrahtebene und erzeugen dort in einem lawinenartigen Prozess Sekundärelektronen (Abbildung 2.7). Die um die Verstärkungsdrähte verbleibenden positiven Ionen influenzieren durch ihre Ladung ein Signal auf den Signalelektroden (*Pads*). In den vier großvolumigen TPCs werden die Signale über 182000 Pads durch einen Vorverstärker und Shaper ausgelesen. Die Verstärkungsdrahtebene der Auslesekamern wird im Proportionalbereich betrieben, so dass die Größe des influenzierten Signals proportional zur Anzahl der primär erzeugten Elektron-Ion-Paare ist. Die Ortsbestimmung der Teilchenspur in der Ebene (x,z) erfolgt über die Position der segmentierten Pad-Ebene mit einer Gaußanpassung von mindestens drei Pad-Signalen in der x-Richtung. Die Ortsinformation in y-Richtung ergibt sich aus einer Gaußanpassung der Ankunftszeit der Elektronen und der Driftgeschwindigkeit der Elektronen im TPC-Gas. Auf diese Weise wird für jede Spur eine Reihe von Raumpunkten in der TPC ermittelt, die eine vollständige Rekonstruktion der Teilchenspur ermöglichen.



**Abbildung 2.6** Schematischer Aufbau der NA49-VTPC.



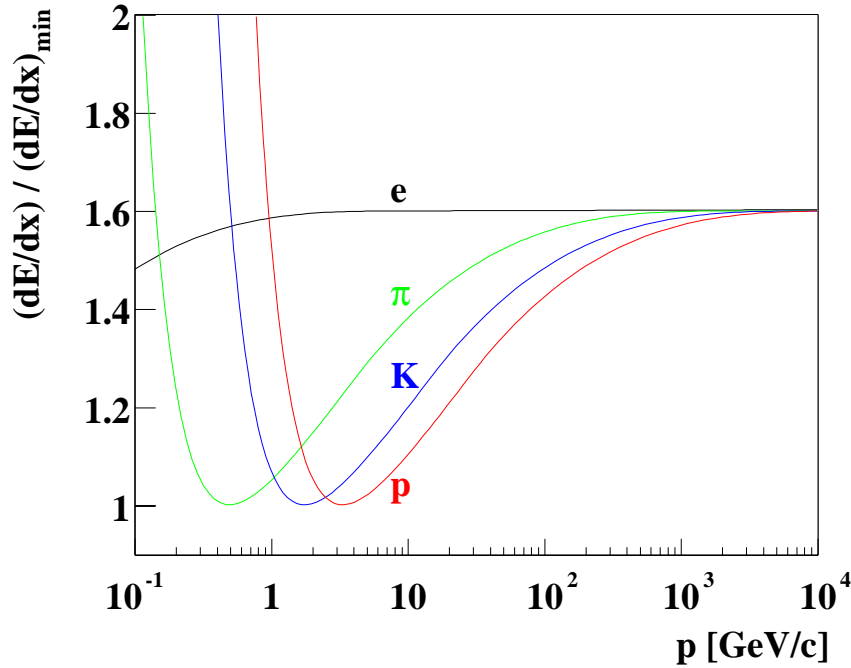
**Abbildung 2.7** Die durch Gasionisation entlang der Teilchenspur freigesetzten Elektronen driften entlang des angelegten homogenen elektrischen Feldes zu den Verstärkungsdrähten. Dort wird ein Signal auf die Pad-Ebene influenziert.

### 2.3.1 Wechselwirkung geladener Teilchen im Gas

Geladene Teilchen, die das sensitive Detektorvolumen einer TPC durchqueren, wechselwirken kontinuierlich mit den Valenzelektronen des Detektorgases. Die gemessenen Energieverluste entlang der Spur entsprechen einer asymmetrischen *Landau*-Verteilung (Abbildung 2.9) [Lan44]. Die Kollisionen der Teilchen mit den Elektronen des Zählgases entsprechen Ionisationseinzelmessungen, so dass die einzelnen Energieverluste statistisch um den mittleren Energieverlust (Gleichung 2.2) streuen. Der mittlere differentielle Energieverlust  $dE/dx$  ist im wesentlichen eine Funktion der Geschwindigkeit der Teilchen [Bet30, Blo33].

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N z^2 e^4 Z}{m_e v^2 A} \left( \ln \left[ \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} \right] - \beta^2 - \delta(\beta) - K \right) . \quad (2.2)$$

Hierbei sind  $Z$  und  $A$  Kernladungszahl und Massenzahl des Mediums,  $I$  das effektive Ionenpotential des Mediums,  $N$  die Avogadro-Konstante,  $m_e$  die Elektronruhmehasse,  $e$  die Elementarladung,  $z$  und  $v$  die Ladungszahl und die Geschwindigkeit des Teilchens und  $\beta = v/c$ . Da der differentielle Energieverlust eines Teilchens eine Funktion der Geschwindigkeit und der Ladung ist, kann mit Hilfe des gemessenen Impulses auf die Masse des Teilchens geschlossen werden. Für kleine  $\beta$  nimmt der differentielle Energieverlust mit  $1/\beta^2$  ab, bis er bei  $\beta \sim 0.97$  ein Minimum erreicht (*minimum ionizing particles*). Bei weiter ansteigendem  $\beta$  steigt der Energieverlust wieder an (*relativistic rise*), da für Teilchen mit relativistischen Energien die Transversalkomponente des elektrischen Feldes wieder ansteigt. Mit weiter steigender Geschwindigkeit des Teilchens kommt es aufgrund der Polarisation des Mediums zu einer Sättigung. In dem sogenannten *Fermi-Plateau* steigt der Energieverlust nicht weiter an und wird in der Bethe-Bloch-Formel durch den Dichtekorrekturen  $\delta(\beta)$  beschrieben. Durch den Effekt, dass die Elektronen der innen liegenden Schalen vom Feld des eintretenden Teilchens durch die weiter außen liegenden Elektronen abgeschirmt werden, wird ein Schalenkorrekturterm  $K$  eingeführt. Einen merklichen Einfluss bekommt der Schalen-Korrekturterm jedoch erst, wenn die Teilchengeschwindigkeit in den Bereich der atomaren Elektronen abgesunken ist [Liv37].



**Abbildung 2.8** Der spezifische Energieverlust für Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen in Abhängigkeit vom Impuls.

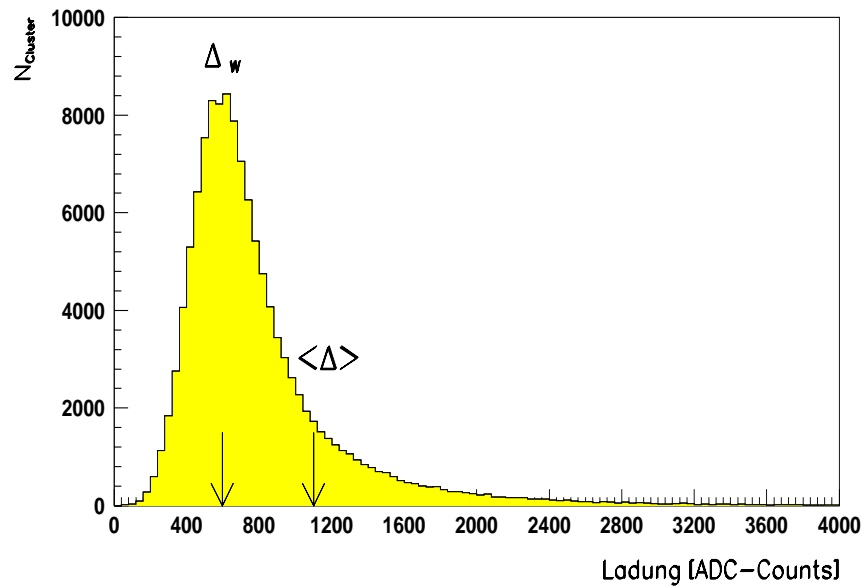
Die Bethe-Bloch-Formel (Gleichung 2.2) gibt den Mittelwert für den spezifischen Energieverlust  $dE/dx$  an. Die Verteilung um diesen Mittelwert folgt einer Verteilung, die von Landau [Sau77] beschrieben wurde:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right) . \quad (2.3)$$

Hierbei bezeichnet  $\lambda$  die auf den mittleren Energieverlust  $\langle \Delta E \rangle$  normierte Abweichung vom wahrscheinlichsten Wert des Energieverlustes  $(\Delta E)_{\text{mp}}$ .

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{\text{mp}}}{\langle \Delta E \rangle} \quad (2.4)$$





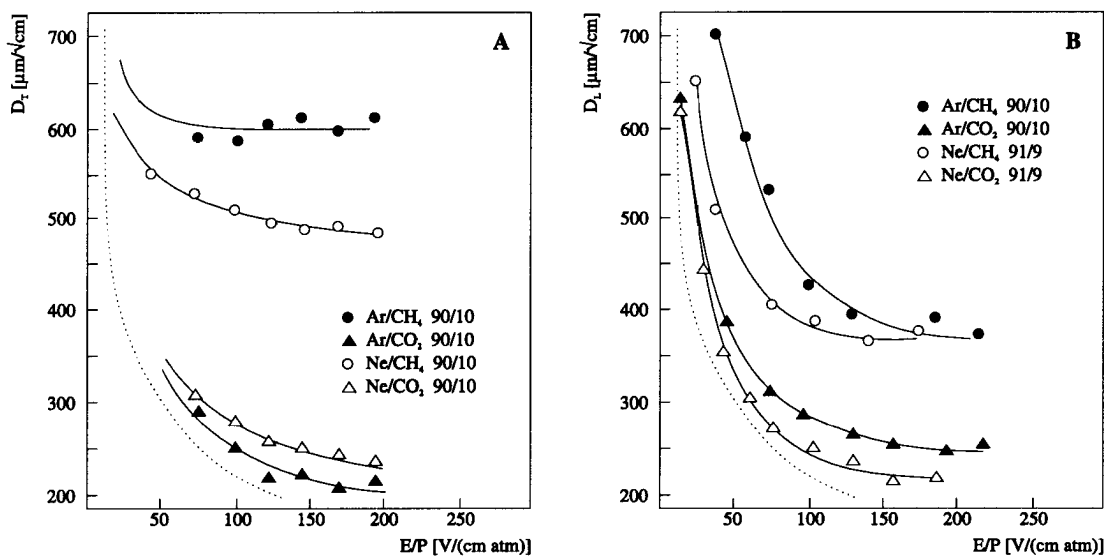
**Abbildung 2.9** Energieverlust für Teilchen (hauptsächlich  $\pi^-$ ) mit einem Impuls  $p = 8.5 \text{ GeV}/c$ . Die Form entspricht einer Landau-Verteilung für den Energieverlust in dünnen Absorbern mit einem zu hohen Energieverlusten verschobenen mittleren Energieverlust  $\langle \Delta \rangle$  und dem wahrscheinlichsten Energieverlust  $\Delta_w$  am Maximum der Verteilung [Gün93].

### 2.3.2 Wahl des Zählgas

Als Ionisationsmedium wurden die VTPCs mit Neon (90 %) und  $\text{CO}_2$  (10 %) und die MTPCs mit Argon (91 %),  $\text{CO}_2$  (4.5 %) und  $\text{CH}_4$  (4.5 %) betrieben. Im allgemeinen werden Edelgase wegen ihrer hohen spezifischen Primärionisation und ihrem hohen Townsend-Koeffizienten (Anzahl der durch die Gasverstärkung pro Wegstrecke erzeugten Elektron-Ion-Paare) für Gasdetektoren verwendet.  $\text{CO}_2$ - und  $\text{CH}_4$ -Komponenten werden zur Stabilitätserhöhung des Zählgases eingesetzt, da sie aufgrund ihres hohen Wirkungsquerschnittes für strahlungslose Übergänge (Vibrations- und Rotationsenergie) die beim Verstärkungsprozess entstehenden Photonen absorbieren (*quencher*).

Die VTPCs stehen in einem starken Magnetfeld bis zu 1.5 Tesla, daher werden die bei der Ionisation entstehenden  $\delta$ -Elektronen auf Helixbahnen mit kleinem Radius gezwungen, die in großer Anzahl Sekundärelektronen erzeugen, was zu einer Sa-

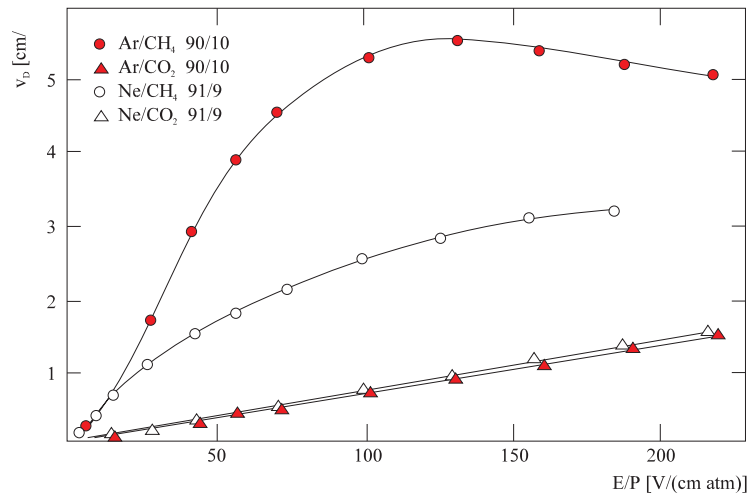
turation der Ausleseelektronik führen kann. In den VTPCs wurde deshalb Neon verwendet, da es aufgrund seiner kleinen Kernladungszahl einen geringeren Wirkungsquerschnitt für die Entstehung von  $\delta$ -Elektronen besitzt. Mit den *quenchern* werden im wesentlichen die Drifteigenschaften bestimmt. Die zuerst scharf lokalisierte Elektronenwolke verbreitert sich durch die zeitabhängige Drift, was zur Überlappung von benachbarten Ladungsverteilungen führen kann und eine Verschlechterung der Zweispurtrennung zur Folge hat. Die Abbildung 2.11 zeigt die Diffusionskoeffizienten in transversaler und longitudinaler Richtung für verschiedene Gasmischungen in Abhängigkeit vom reduzierten elektrischen Feld. Deutlich ist zu sehen, dass die  $\text{CO}_2$ -Komponente gegenüber der  $\text{CH}_4$ -Komponente eine Reduzierung der Diffusion bewirkt, besonders in der transversalen Richtung. Deshalb wurden die VTPCs ausschließlich mit der Beimischung von  $\text{CO}_2$  betrieben.



**Abbildung 2.10** Gemessene Diffusionskoeffizienten für verschiedene Gasmischungen in transversaler (A) und longitudinaler (B) Richtung als Funktion des drucknormierten reduzierten elektrischen Feldes  $E/P$ . Die gepunktete Linie kennzeichnet die thermisch bedingte Grenze [Küh95].

Die Driftgeschwindigkeit  $v_D$  der Elektronen ergibt sich aus dem dynamischen Gleich-

gewicht zwischen der Beschleunigung der Elektronen im elektrischen Feld und dem Energieverlust durch elastische Stöße mit den Gasmolekülen. Das auf den Druck normierte elektrische Driftfeld  $E/P$  liegt in den VTTPCs bei  $E/P \approx 202$  V/cm·bar und in den MTTPCs bei  $E/P \approx 186$  V/cm·bar. Daraus ergibt sich für die VTTPCs eine Driftgeschwindigkeit von  $v_D \approx 1.4$  cm/ $\mu$ s und für die MTTPCs durch die Beimischung von CH<sub>4</sub> eine wesentlich höhere Driftgeschwindigkeit  $v_D \approx 2.5$  cm/ $\mu$ s (siehe Abbildung 2.11). Dies ist aufgrund der längeren Driftstrecke der Elektronen in der MTTPC gegenüber der VTTPC notwendig, da die Anzahl der von der Ausleseelektronik gegebenen Zeitintervallen die gleiche ist.



**Abbildung 2.11** Driftgeschwindigkeit von Elektronen in verschiedenen Gasmischungen in Abhängigkeit vom drucknormierten reduzierten elektrischen Feldes  $E/P$  [Küh95].

Zur Überwachung des Gases wurden die Driftgeschwindigkeiten der verschiedenen Gasmischungen mit einem separaten Detektor gemessen. Die druck- und temperaturkorrigierte Relativänderung wird zur Überwachung der Gaszusammensetzungen eingesetzt. Mit der Messung von Druck, Temperatur und dem elektrischen Feld in den TPCs wird die lokale Driftgeschwindigkeit bestimmt, die dann zur Berechnung der y-Position der Spurpunkte verwendet wird [Mar95].



# Kapitel 3

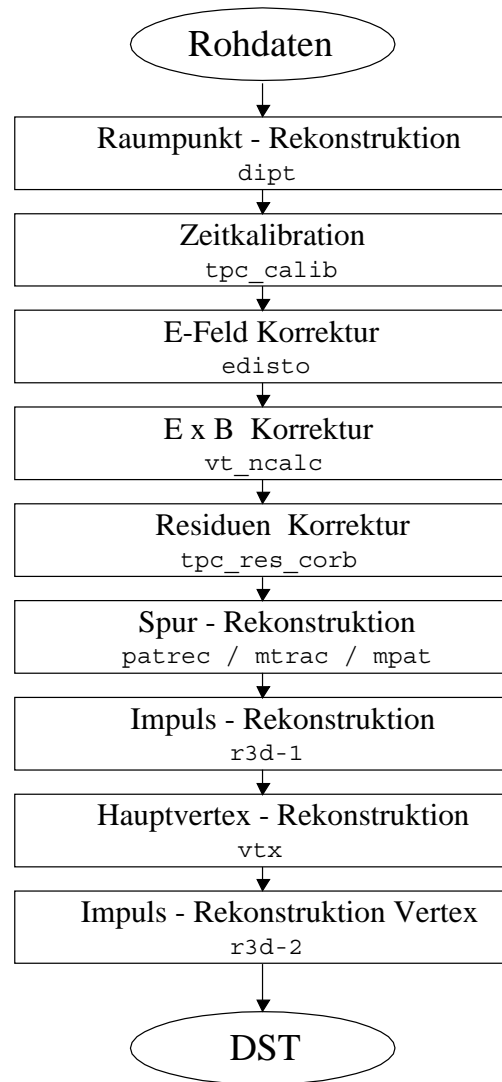
## Datenanalyse

Im ersten Teil dieses Kapitels wird die Analysekette vorgestellt. Ausgehend von den Detektor-Rohdaten wird in verschiedenen Schritten die Spurrekonstruktion und die Impulsbestimmung erläutert. Insbesondere wird eine im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Korrektur der systematischen Ortsverzerrungen in den TPCs beschrieben, die zur Verbesserung der Orts- und Impulsauflösung beiträgt. Im zweiten Teil wird die Verwendung des gemessenen spezifischen Energieverlustes zur Teilchenidentifikation im Hinblick auf die Selektion der Kandidaten für die  $\Lambda(1520)$ -Zerfallsprodukte ( $p$  und  $K^-$ ) erläutert und am Verhalten des  $\phi$ -Signals getestet. Der dritte Teil befasst sich mit der  $\Lambda(1520)$ -Analyse durch die Rekonstruktion der invarianten Masse durch Kombination der Kandidaten und die Erstellung des zu subtrahierenden kombinatorischen Untergrundes. Im vierten Teil wird die Bestimmung der Korrekturfaktoren, im wesentlichen die geometrische Akzeptanz und die Rekonstruktionseffizienz, aus den Simulationen beschrieben, die eine Berechnung der  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität über den gesamten Phasenraum erlauben.

### 3.1 Die Rekonstruktionskette

Zuerst werden die lokalen Spurpunkte der TPCs ermittelt, aus denen die globalen Spuren rekonstruiert werden. Aus den Krümmungen der Spuren im Magnetfeld lassen sich die Impulse bestimmen. Dann werden als zusätzliche Informationen der in den TPCs punktweise gemessene spezifische Energieverlust  $dE/dx$  und die Flugzeit der Spurtreffer mit den Flugzeitdetektoren hinzugefügt. Das am Ende erzeugte

DST (*Data Summary Tape*) ist der Ausgangspunkt für jede weitere Datenanalyse. Im nächsten Abschnitt werden die notwendigen Schritte zur Rekonstruktion der globalen Spuren detailliert beschrieben. Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Aufbau der Spurrekonstruktionkette von den Rohdaten bis zu den DSTs in den einzelnen Analysemodulen.



**Abbildung 3.1** Aufbau und Bestandteile der Spuranalysekette.

### Spurpunktrekonstruktion

Der Ausgangspunkt der Rekonstruktion der Teilchenspur sind die sogenannten Rohdaten, welche die digitalen Ladungsverteilungen in jeder TPC beinhalten. Das erste Modul *Raumpunkt-Rekonstruktion* `dipt` bestimmt den Schwerpunkt der einzelnen zusammenhängenden Ladungsverteilungen (*Cluster*). In jeder Pad-Reihe (Abbildung 2.5) werden die aufeinanderfolgenden Signale (*Hits*) oberhalb einer Schwelle in Driftrichtung (Zeitrichtung  $y$ ) und in Pad-Richtung  $x$  aufgesammelt und der Ladungsschwerpunkt bestimmt.

Anschließend werden die ermittelten Raumkoordinaten der Spurpunkte auf Verzerrungen korrigiert. Die durch Unterschiede der Signallaufzeit in der Elektronik verursachten Verzerrungen in der Drift(Zeit)-Richtung werden durch `tpc_calib` behoben. Die Verzerrungen des elektrischen Felds in Driftrichtung werden mit `edisto` korrigiert. Der  $E \times B$ -Effekt beeinflusst die Bewegung der geladenen Teilchen, wenn die Feldlinien des magnetischen und des elektrischen Feldes nicht exakt parallel zueinander verlaufen. Diese Korrektur erfolgt in den VTPCs in allen Raumrichtungen.

Nach diesen Punktkorrekturen bleiben jedoch in einigen Bereichen der TPC systematische Verzerrungen übrig. Auf die verbleibenden sogenannten Residuen wird mit einer phänomenologischen Methode korrigiert (siehe 3.1.2).

### Spurrekonstruktion

Die lokale Spurrekonstruktion basiert auf den korrigierten Spurpunkten der jeweiligen TPC. Da die Spuren der VTPCs gekrümmt und die der MTPC gerade sind, werden zur Rekonstruktion und Impulsbestimmung unterschiedliche Programme verwendet, `patrec` in den VTPCs und `mtrac` in den MTPCs. Die lokalen Spurpunkte werden mit `mpat` anhand von Vorhersagen zu globalen Spuren zusammengefügt. Dies wird im nächsten Abschnitt detailliert beschrieben.

Zuerst werden die in den MTPCs rekonstruierten Spuren in die VTPC2 extrapoliert und die dort gefundenen Cluster entlang der vorhergesagten Spur aufgesammelt. Die Cluster der Spuren aus der MTPC, für die es eine Vorhersage in der VTPC2 gibt, jedoch keine Cluster in VTPC2 gefunden werden, werden freigegeben. Aus den in der VTPC2 übriggebliebenen Clustern werden Spuren rekonstruiert. Die neuen Spuren aus VTPC2 werden in die MTPC extrapoliert und die dazugehöri-

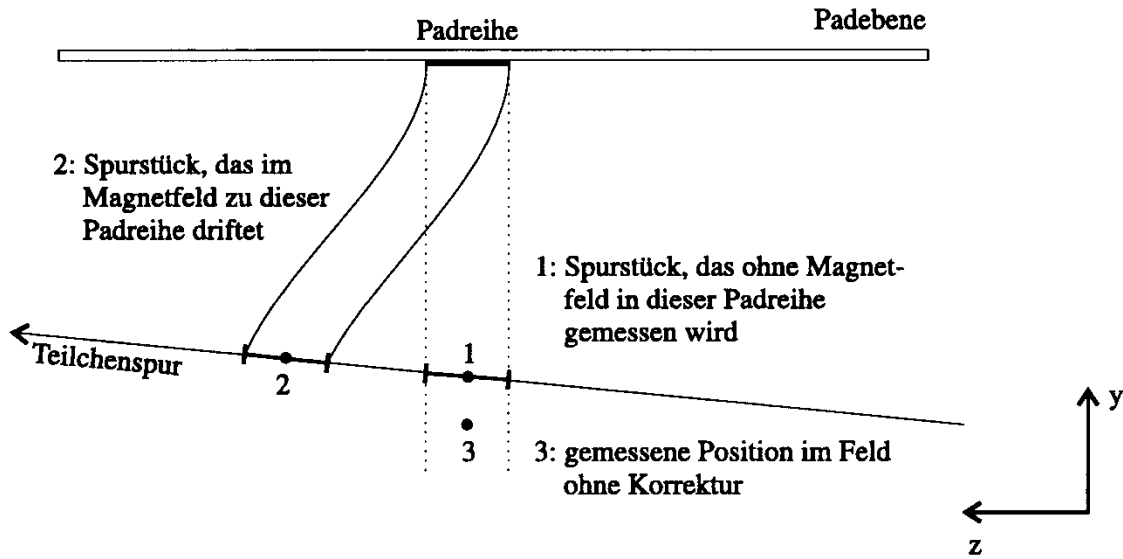
gen Cluster aufgesammelt. Die rekonstruierten Spuren aus der VTPC2 und der MTPC werden in die VTPC1 extrapoliert und die dort gefundenen Cluster entlang der Spur aufgesammelt. Die Cluster der Spuren aus der MTPC, für die es eine Vorhersage in der VTPC1 gibt, jedoch keine Cluster in VTPC1 gefunden werden, werden freigegeben. Aus den in der VTPC1 übriggebliebenen Clustern werden Spuren rekonstruiert. Die neuen Spuren aus VTPC1 werden in die MTPC extrapoliert und die dazugehörigen Cluster aufgesammelt. Mit dieser komplexen Prozedur ist es möglich, ein vollständiges Spurereignis auch in Bereichen hoher Spurdichte zu rekonstruieren.

Mit dem *Impuls-Rekonstruktions*-Modul `r3d-1` werden die Impulse der globalen Spuren ohne die Annahme bestimmt, dass die Spuren vom Hauptvertex kommen. Unter Berücksichtigung des Magnetfeldes und der Impulse der Spuren werden die Spuren in Richtung des Hauptvertex extrapoliert, um die Impaktparameter  $b_x = (x_{\text{Spur}} - x_{\text{Target}})$  und  $b_y = (y_{\text{Spur}} - y_{\text{Target}})$  in der Targetebene ( $z = z_{\text{Target}}$ ) zu berechnen (`vtx`). Die Hauptvertex-Positionen  $x_{\text{Target}}$  und  $y_{\text{Target}}$  werden durch eine Minimierungsanalyse aller Teilchenspuren an der  $z_{\text{Target}}$ -Position gefunden. Mit `r3d-2` wird ein zweiter Impulsfit mit der bekannten Vertex-Position durchgeführt, um die Impulse der Teilchen am Wechselwirkungspunkt zu bestimmen.

### 3.1.1 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Korrektur

Im vorigen Abschnitt wurden bereits die Verzerrungskorrekturen erwähnt, mit denen die ermittelten Raumkoordinaten der Spurpunkte korrigiert werden. Die größten Verzerrungen werden in den VTPCs durch Magnetfeldinhomogenitäten innerhalb des Driftvolumens verursacht. Dadurch treten senkrecht zum elektrischen Driftfeld stehende Magnetfeldkomponenten auf, so dass die Elektronendriftstrecke nicht mehr parallel zum elektrischen Feld verläuft (Abbildung 3.2).





**Abbildung 3.2** Die Elektronendriftstrecke verläuft im inhomogenen Magnetfeld nicht mehr parallel zum elektrischen Feld [Krö95].

Die entsprechende Driftgeschwindigkeit  $\vec{v}_D$  in Abhängigkeit vom elektrischen Feld  $\vec{E}$  und Magnetfeld  $\vec{B}$  ist gegeben durch Gleichung 3.1 [Kle87]:

$$\vec{v}_D = \frac{\mu}{1 + (\omega\tau)^2} \left( \vec{E} + \omega\tau \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B} + (\omega\tau)^2 \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B}) \vec{B}}{B^2} \right) . \quad (3.1)$$

Hierbei ist  $\mu$  die Elektronenmobilität,  $\omega$  die Zyklotronfrequenz und  $\tau$  die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen. Anhand eines tabellierten Magnetfeldes kann mit Hilfe der lokalen Driftgeschwindigkeit auf den Entstehungsort des Ladungsschwerpunktes der Elektronenwolke zurückgerechnet werden. Dies geschieht durch Integration der Driftgeschwindigkeit in negativer Zeitrichtung (siehe Gleichung 3.2).

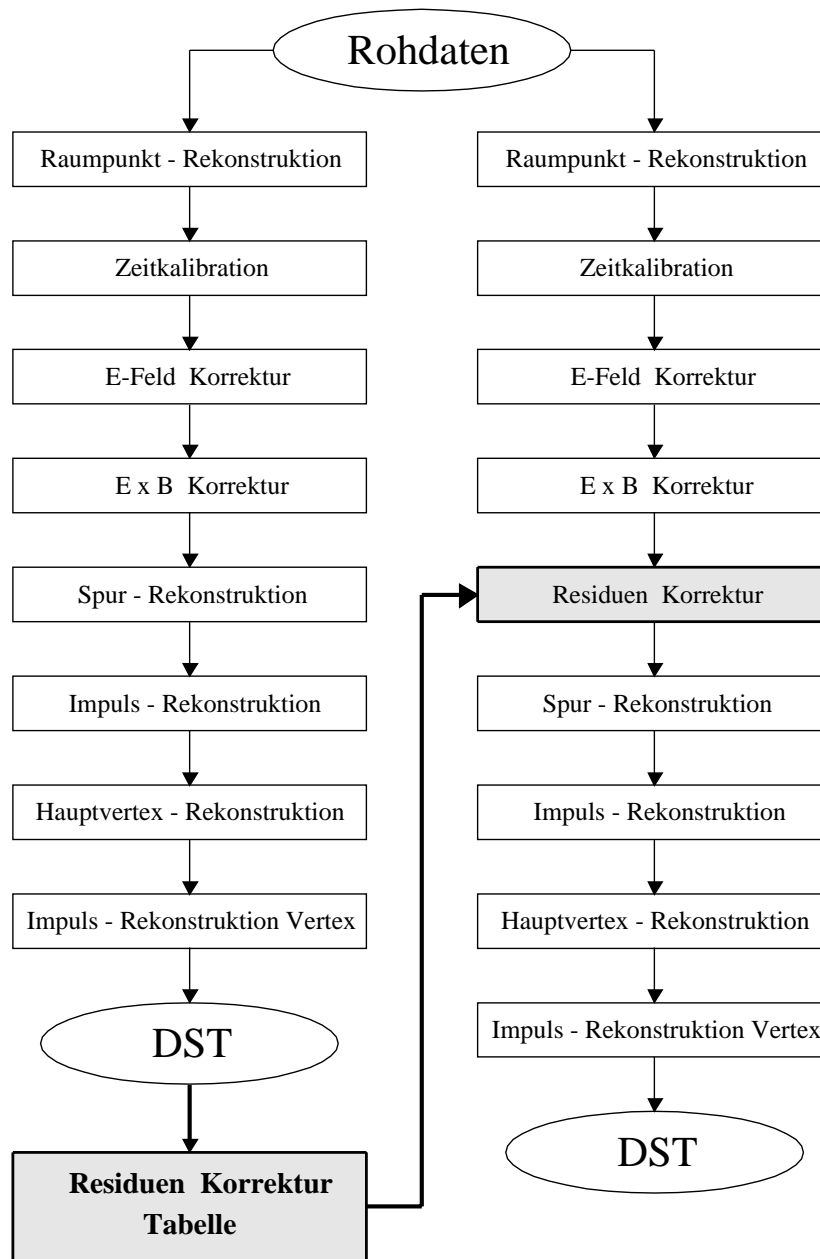
$$\vec{r} = \vec{r}_{\text{gemessen}} + \int_{t_{\text{Drift}}}^0 \vec{v}_D(t) (-dt) . \quad (3.2)$$

Damit die bis zu 5 cm großen Verzerrungen in der x-z-Ebene bis auf eine 100  $\mu\text{m}$  genaue Positionsbestimmung in der VTPC korrigiert werden können, muss die ab-

solute Driftgeschwindigkeit auf 0.3 % genau bekannt sein [Krö95]. Mit den zusätzlich in das Gassystem installierten Driftgeschwindigkeitsmonitoren ist es möglich, die lokale Driftgeschwindigkeit in den TPCs auf etwa 0.2 % genau zu bestimmen [Mar95].

### 3.1.2 Residuen-Korrektur

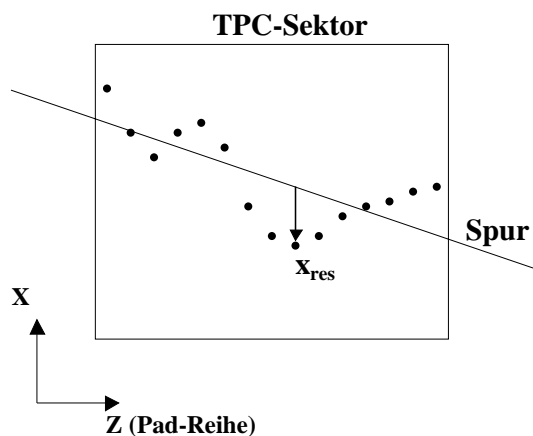
Nachdem die im oberen Abschnitt erwähnten geometrischen Korrekturen angewendet wurden, sind in einigen Bereichen der TPCs immer noch systematische Verzerrungen vorhanden. Diese lassen sich darstellen, indem die Abweichung der ermittelten Spurposition zu den gemessenen Spurpunkten (*Residuen*) berechnet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine phänomenologische Methode entwickelt, die die verbleibenden *Residuen* in den TPCs korrigiert. Dabei werden die mittleren systematischen Abweichungen der Raumpunkte in x- und y-Richtung an einer gewählten z-Position für die jeweiligen Volumenzelle bestimmt, mit dem die Raumpunkte invers verschoben werden. Die Residuen-Korrektur wurde vorerst nur bei der Rekonstruktion der Pb+Pb-Ereignisse verwendet.



**Abbildung 3.3** Erstellung der Residuen-Korrekturtable (links) und deren Verwendung innerhalb der Rekonstruktionskette (rechts).

Die Abbildung 3.3 zeigt den schematischen Verlauf zur Erstellung einer Residuen-Korrekturtabelle und deren Verwendung innerhalb der Rekonstruktionskette. Die Tabelle wird anhand von vollständig rekonstruierten Daten (DSTs) erstellt, die die Information der gemessenen Spurpunkte, der daraus ermittelten Spuren und der berechneten Impulse enthält. Die Differenzen der gemessenen Spurpunkte von den rekonstruierten Sollspuren werden in diskreten Schritten in  $z$ -Richtung (Pad-Reihe) nach Gleichung 3.3 berechnet (Abbildung 3.4). Die Sollspur wird unter der Berücksichtigung des Magnetfeldes durch eine *Runge-Kutta*-Approximation bestimmt.

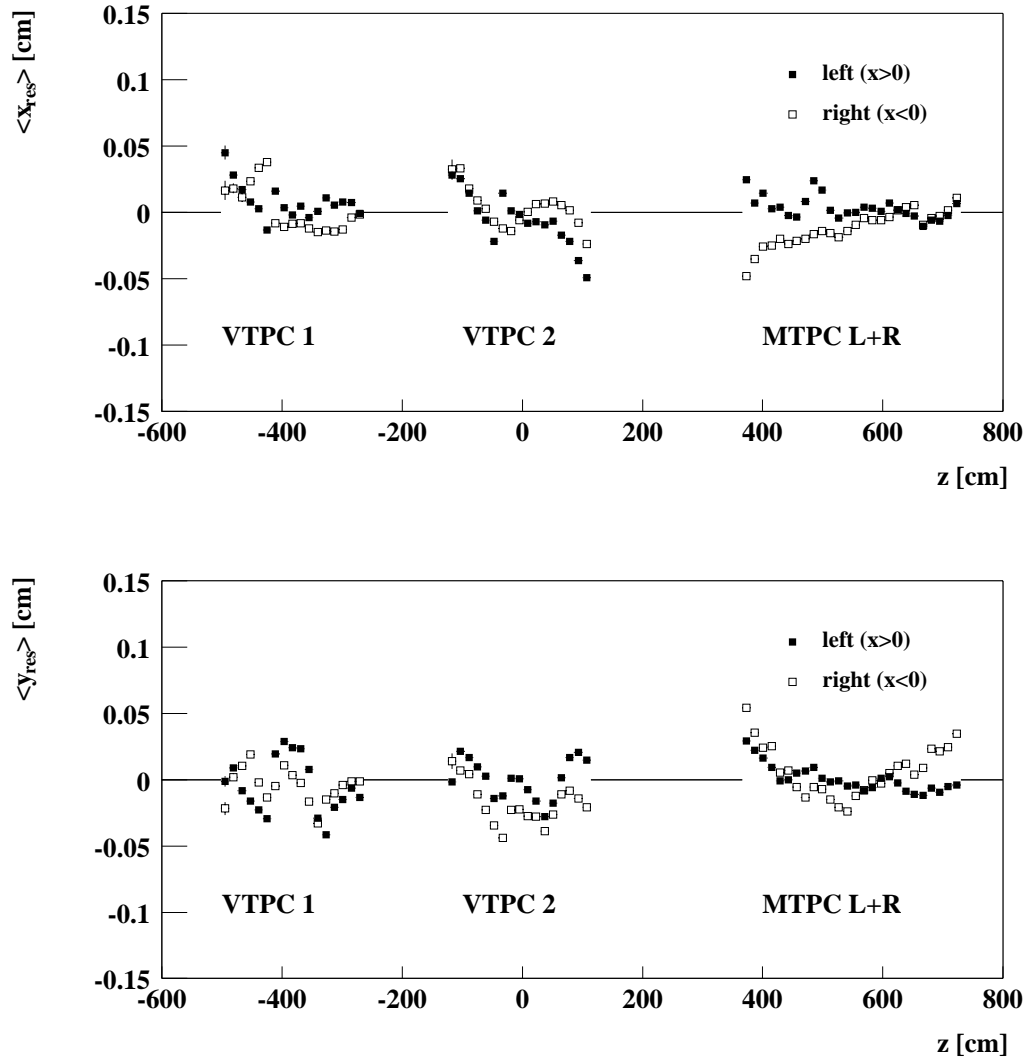
$$x_{\text{res}} = x_{\text{m}} - x_{\text{fit}}, \quad y_{\text{res}} = y_{\text{m}} - y_{\text{fit}}. \quad (3.3)$$



**Abbildung 3.4** Schematische Darstellung der gemessenen Spurpunkte und der angepassten Sollspur in Abhängigkeit der  $z$ -Koordinate in einem TPC-Sektor. Der Vektor zeigt die  $x$ -Residue, die sich aus der Differenz von Spurpunkt und Sollspur errechnet.

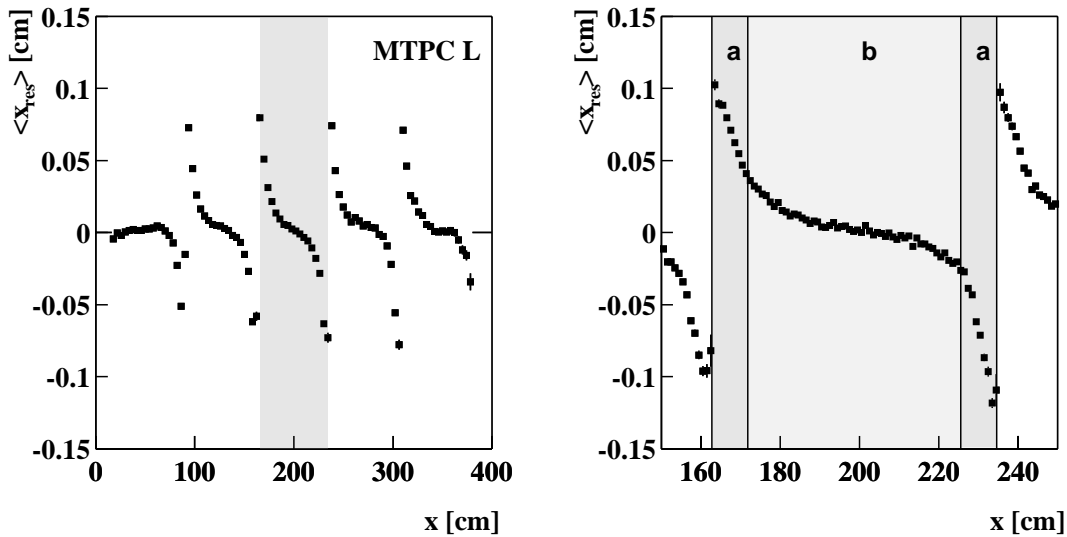
Die Abbildung 3.5 zeigt die über  $y$ - und  $x$ -Koordinaten gemittelten  $x$ -Residuen (oben) und  $y$ -Residuen (unten) entlang der  $z$ -Richtung in den einzelnen TPCs, die in der Größenordnung von einigen hundert  $\mu\text{m}$  liegen. In VTPC2 zeigen die  $x$ -Residuen einen Anteil an  $E \times B$ -Feldverzerrungen, die nicht vollständig korrigiert werden. Die Residuen der Spuren, die sich in der linken Detektorhälfte ( $x > 0$ )

befinden, zeigen Abweichungen zu den Residuen der rechten Hälfte. Dies wird zum größten Teil durch die auftretenden Fehler bei der räumlichen Positionierung und der Driftgeschwindigkeitsbestimmung der beiden einzelnen MTPCs verursacht.



**Abbildung 3.5** Die y- und x-Residuen (x oben, y unten) integriert über die x- und y-Koordinate in Abhängigkeit von der z-Richtung für die linke (geschlossene Symbole) und rechte (offene Symbole) Detektorhälften.

Die Abbildung 3.6 (links) zeigt die x-Residuen der MTPC-L in Abhängigkeit von der x-Koordinate. An den MTPC-Sektorgrenzen sind die mittleren Verzerrungen jeweils bis zu  $1000 \mu\text{m}$  groß, die jedoch in der Projektion auf die y-Koordinate nicht zu sehen sind. Diese führt zu einer vom Sektortyp abhängigen Korrektur, bei der speziell im Randbereich die Größe der Volumeneinheiten der Stärke der Verzerrungen angepasst wird.



**Abbildung 3.6** Mittlere x-Residuen in Abhängigkeit von der x-Koordinate. Links: gesamte MTPC-L, in grau ist der Bereich eines Sektors gekennzeichnet. Rechts: Darstellung eines Sektors, in verschiedenen Graustufen (a,b) die Bereiche mit unterschiedlicher Größe der Korrekturereinheiten.

Die Abbildung 3.6 (rechts) zeigt die Vergrößerung eines Sektorbereiches, der in Regionen unterschiedlicher Länge der Bins aufgeteilt wird. Die Region a besteht aus 9 Bins mit einer Länge von 1 cm in x-Richtung. Region b besteht aus 7 Bins mit einer Länge von etwa 7.4 cm. In der y-Richtung wurden 15 Bins mit konstanter Binsgröße von etwa 7 cm gewählt. Die Tabelle 3.1 enthält die Zusammenfassung der VTPC und MTPC Binsgrößen und deren Anzahl.

TPC	Sektor	x-Bin-Anzahl	x-Bin-Größe [cm]	y-Bin-Anzahl	y-Bin-Größe [cm]	z-Bin-Anzahl
VTPC	1-6	3/10/3	1/ $\approx$ 6.4/1	15	$\approx$ 6.6	24
MTPC	1-5	8/9	$\approx$ 7.6/1	15	$\approx$ 7.3	18
MTPC	6-20	9/7/9	1/ $\approx$ 7.4/1	15	$\approx$ 7.3	18
MTPC	21-25	9/8	1/ $\approx$ 7.6	15	$\approx$ 7.3	18

**Tabelle 3.1** Anzahl der jeweiligen Bingrößen in der Residuen-Korrekturtabelle in den x- und y-Koordinaten der verschiedenen TPC-Typen. In der z-Richtung ist die Anzahl der Bins durch die jeweilige Anzahl der Pad-Reihen gegeben.

### Bedingungen für die Korrekturtabelle

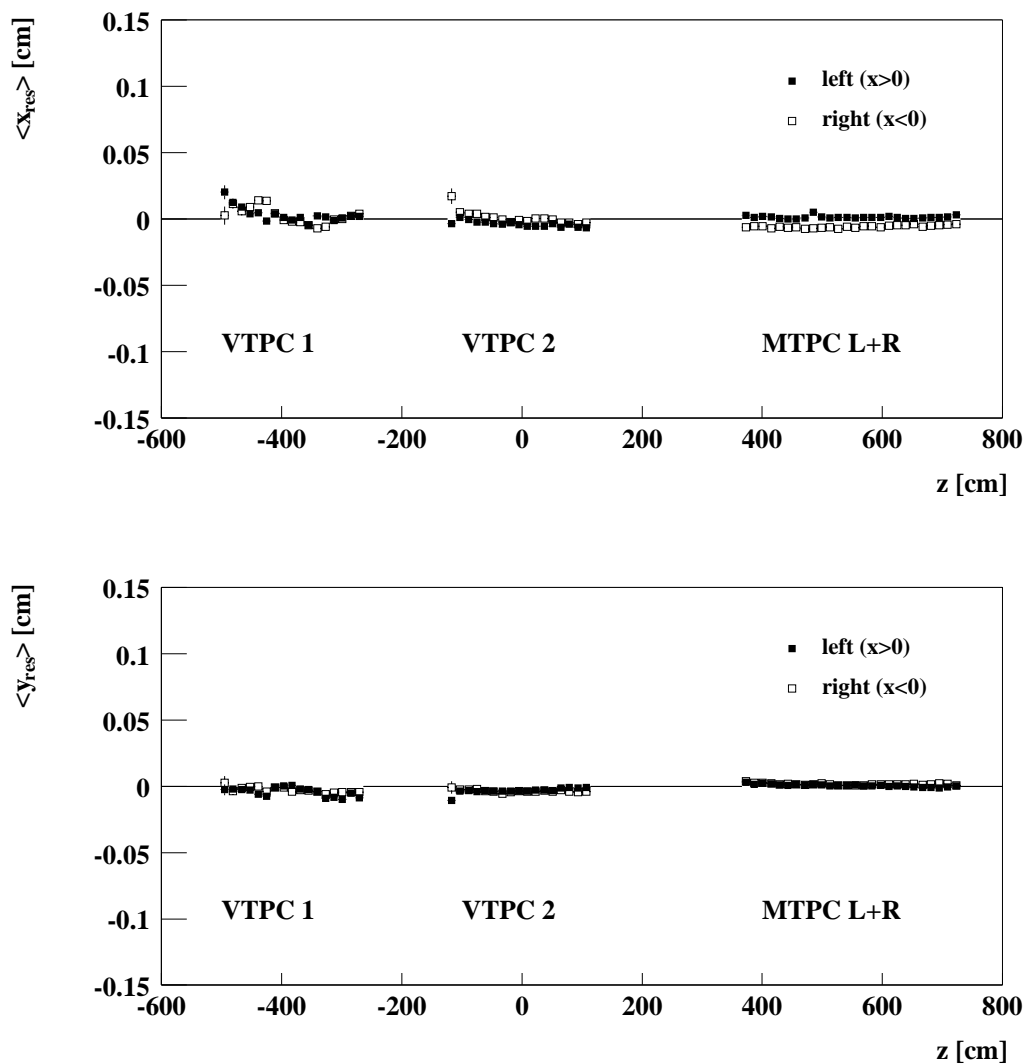
Zur Bestimmung der Residuen-Korrektur werden nur Teilchenspuren verwendet, die vom Hauptvertex kommen und folgende Kriterien erfüllen:

- Zahl der Spurpunkte  $N_P \geq 12$
- Spurlänge  $l_{\text{Spur}} \geq 50$  cm
- Impaktparameter  $|b_x| < 1.5$  cm
- Impaktparameter  $|b_y| < 0.5$  cm

In einer Volumeneinheit der Korrekturtabelle gibt es folgende Kriterien für die Akzeptanz eines x- und y-Residuen-Korrekturwertes:

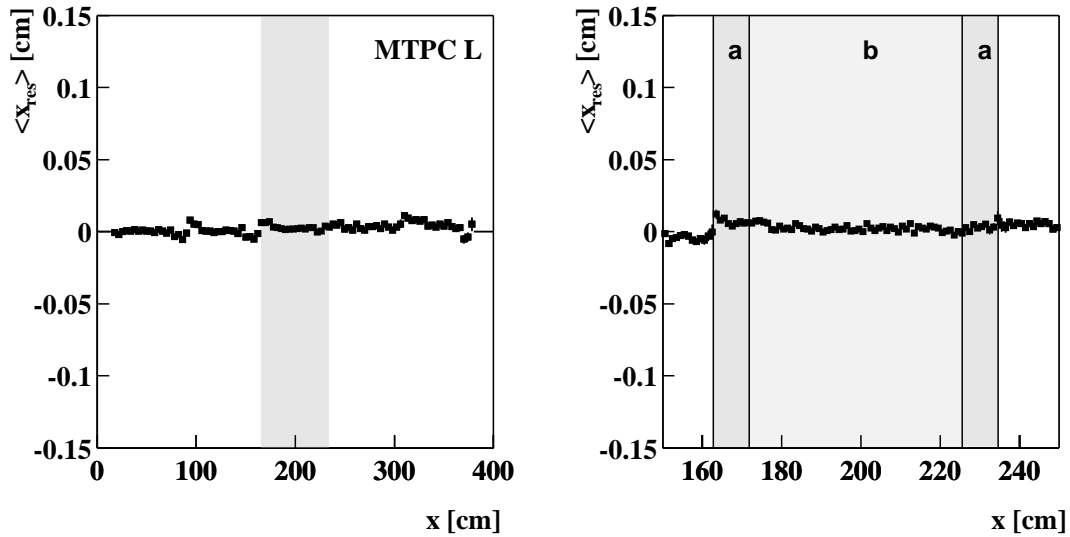
- Zahl der Einträge  $N_E \geq 5$
- $\langle x_{\text{res}} \rangle > 3 \cdot \sigma_{x_{\text{res}}}$
- $\langle y_{\text{res}} \rangle > 3 \cdot \sigma_{y_{\text{res}}}$

Nach Erstellung der Korrekturtabelle werden die Spuren von 50 Ereignissen mit einer Residuen-Korrektur rekonstruiert. Die folgenden beiden Abbildungen zeigen die Residuen der korrigierten Daten. Die mittleren y-Residuen in Abhängigkeit von z liegen bei 100  $\mu\text{m}$  (Abbildung 3.7). Auch die differenzierte Betrachtung eines MTPC-Sektors zeigt eine Verbesserung der mittleren Residuen an den Sektorgrenzen um einen Faktor 10 von 1000  $\mu\text{m}$  auf 100  $\mu\text{m}$  (Abbildung 3.8).



**Abbildung 3.7** Mittlere x- und y-Residuen nach ihrer Korrektur (x oben, y unten) in Abhängigkeit der z-Richtung für die linke (geschlossene Symbole) und rechte (offene Symbole) TPC Hälfte.

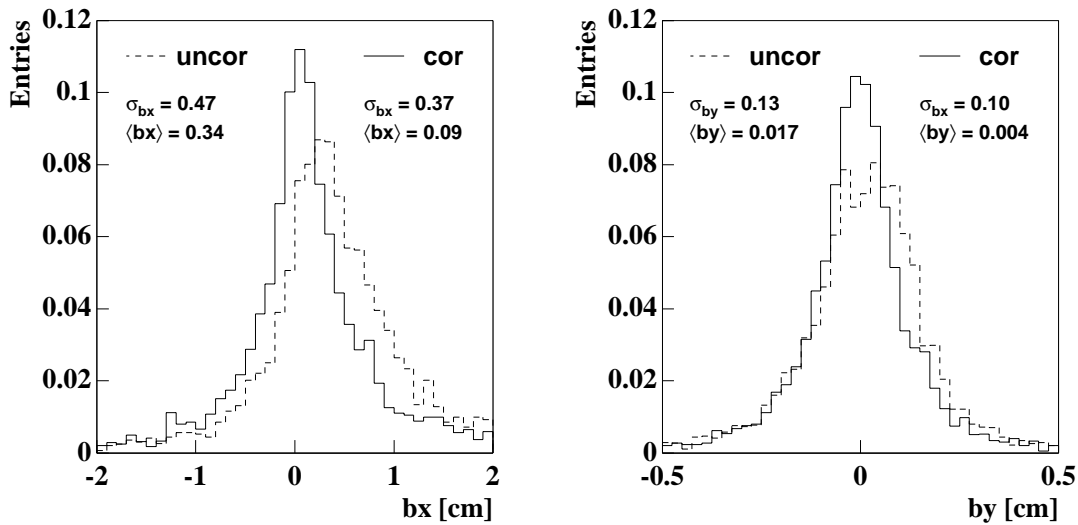




**Abbildung 3.8** Residuen nach ihrer Korrektur in der MTPC-L. Links: gesamte MTPC-L. Rechts: Darstellung eines Sektors.

### 3.1.3 Impaktparameter

Die Impaktparameter  $b_x$  und  $b_y$  ergeben sich aus der Extrapolation der Teilchentrajektorie an die  $z$ -Position des rekonstruierten Hauptvertex und dem daraus folgenden geometrischen Abstand in horizontaler und vertikaler Richtung. Die  $z$ -Position der Targetebene  $z_{\text{vertex}} = -579.01$  cm wurde vorher anhand einer Extrapolation der Teilchentrajektorien aller Ereignisse berechnet.



**Abbildung 3.9** Die Impaktparameter  $b_x$  und  $b_y$  vor (gestrichelte Linie) und nach (durchgezogene Linie) der Residuen-Korrektur.

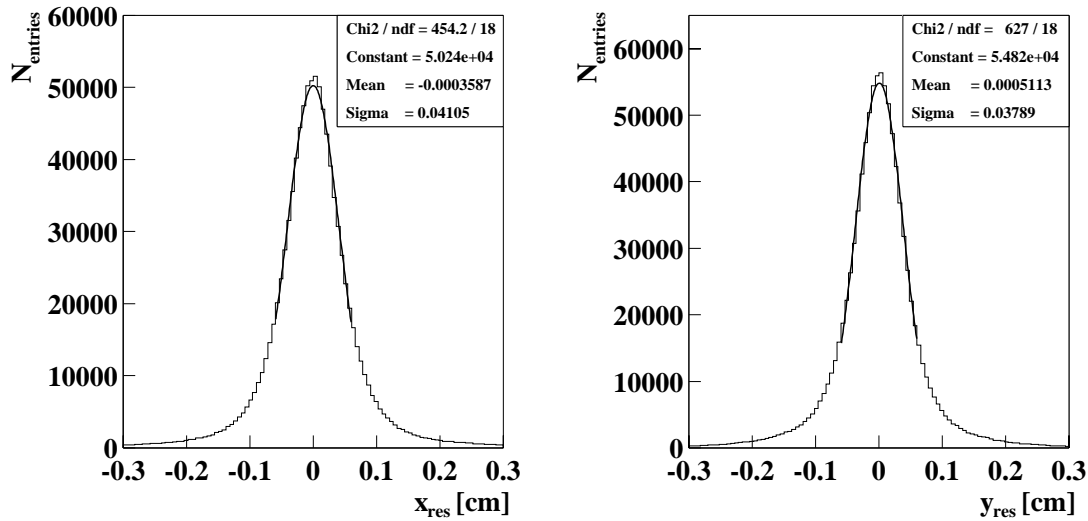
Durch die Residuen-Korrektur ergibt sich auch eine wesentliche Verbesserung der Impaktparameterverteilung (Abbildung 3.9). Die Breiten der  $b_x$ - und  $b_y$ -Verteilungen werden um etwa 20 % reduziert und der Mittelwert der Verteilungen liegt näher am Nullpunkt.

### 3.1.4 Ortsauflösung

Zur Bestimmung der Ortsauflösung werden die Residuen in x- und y-Richtung ermittelt. Die Breiten der Verteilungen sind ein Maß für die Ortsauflösung in den entsprechenden Raumrichtungen. Die Abbildung 3.10 zeigt die Verteilungen der x- und y-Residuen. Aus den Breiten der Verteilungen lässt sich die mittlere Ortsauflösung der globalen Spuren bestimmen.

$$\begin{aligned}\delta_x &\approx 410\mu\text{m} \quad , \\ \delta_y &\approx 380\mu\text{m} \quad .\end{aligned}$$

Diese Zahlen geben nur einen Mittelwert über alle Spuren an.



**Abbildung 3.10** Residuenverteilung nach der Residuen-Korrektur mit einer Gaußanpassung innerhalb der Grenzen von  $\pm 1.5\sigma$  um den Mittelwert.

Die Tabelle 3.2 zeigt eine differenzierte Ortsauflösung der Spurstücke in den einzelnen TPCs.

Ortsauflösung	VTPC1	VTPC2	MTPC-L	MTPC-R
$\delta_x$ [ $\mu\text{m}$ ]	530	320	430	490
$\delta_y$ [ $\mu\text{m}$ ]	430	410	360	380

**Tabelle 3.2** Mittlere Ortsauflösung der globalen Spuren in x- und y-Richtung in den verschiedenen TPCs.

### 3.1.5 Impulsauflösung

Die Impulsauflösung ist zum einen durch die Ortsauflösung des Detektors und zum anderen durch die zusätzliche Vielfachstreuung der Teilchen am Material des Detektors gegeben. Der Anteil durch die Vielfachstreuung ist durch den speziellen

Aufbau des Detektorsystems gegeben. Der durch die Ortsauflösung verursachte Anteil an der relativen Impulsauflösung ist gegeben durch [Glu63]:

$$\left(\frac{dp}{p}\right)_{\text{res}} = p \cdot \frac{1}{q \cdot \kappa \cdot B \cdot L} \cdot \frac{\delta_x}{l} \cdot \sqrt{\frac{720}{N+6}} \quad . \quad (3.4)$$

mit  $\kappa \approx 0.3 \text{ GeV}/(\text{Tm}\cdot\text{c})$ . Wobei  $l$  die gemessene Länge der Spur,  $L$  die gesamte Spurlänge und  $N$  die Zahl der gemessenen Spurpunkte im wesentlichen durch die Spurtopologie und Detektorgeometrie gegeben sind. Die Ortsauflösung  $\delta_x$  ist eine intrinsische Detektorgröße, die ein Maß für die Streuung der Spurpunkte an der angepassten Spur darstellt. Die berechneten relativen Impulsaufösungen  $\frac{dp}{p}$  in Abhängigkeit vom gemessenen Impuls  $p$  der globalen Spuren im Impulsbereich  $\Delta p = 4\text{--}100 \text{ GeV}/\text{c}$  und der VTPC1-Spuren im Impulsbereich  $\Delta p = 0.5\text{--}8 \text{ GeV}/\text{c}$  ist gegeben durch [Afa99]:

$$\text{global : } \left(\frac{dp}{p}\right)_{\text{Daten}} = 0.3 \cdot 10^{-4} (\text{GeV}/\text{c})^{-1} \cdot p \quad , \quad (3.5)$$

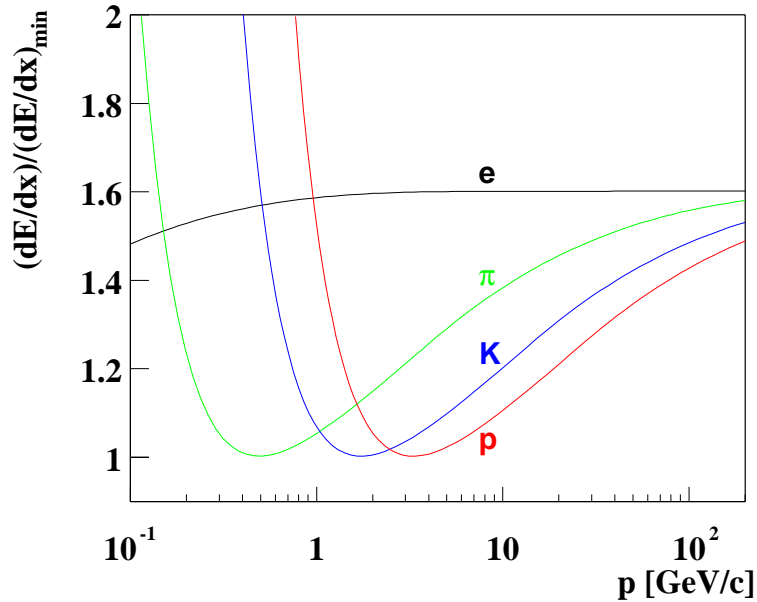
$$\text{VTPC1 : } \left(\frac{dp}{p}\right)_{\text{Daten}} = 7.0 \cdot 10^{-4} (\text{GeV}/\text{c})^{-1} \cdot p \quad . \quad (3.6)$$

## 3.2 Teilchenidentifikation

Die Teilchenidentifikation basiert auf dem differentiellen spezifischen Energieverlust  $dE/dx$  eines geladenen Teilchens in einem Medium, der nur von der Geschwindigkeit des Teilchens abhängt. Anhand des Impulses, der Ladung und des  $dE/dx$  können Teilchen aufgrund ihrer unterschiedlichen Masse unterschieden werden.

Aus der Ladungsmessung der TPC-Spurpunkte lässt sich der spezifische Energieverlust eines Teilchens bestimmen. Die mit der TPC-Elektronik ausgelesenen und integrierten Ladungssignale ergeben eine *Landau*-Verteilung (siehe Abbildung 2.4). Mit einer sogenannten *Truncated-Mean-Methode* lässt sich aus der gemessenen Ionisation der differentielle spezifische Energieverlust berechnen [Moc97]. In Abbildung 3.11 ist die Abhängigkeit von  $dE/dx$  vom Impuls für die verschiedenen Teilchensorten dargestellt. Da die  $dE/dx$ -Absolutwerte sich in den einzelnen TPCs aufgrund der verschiedenen Gasmischungen voneinander unterscheiden, wird das

Minimum der Verteilungen auf eins normiert.

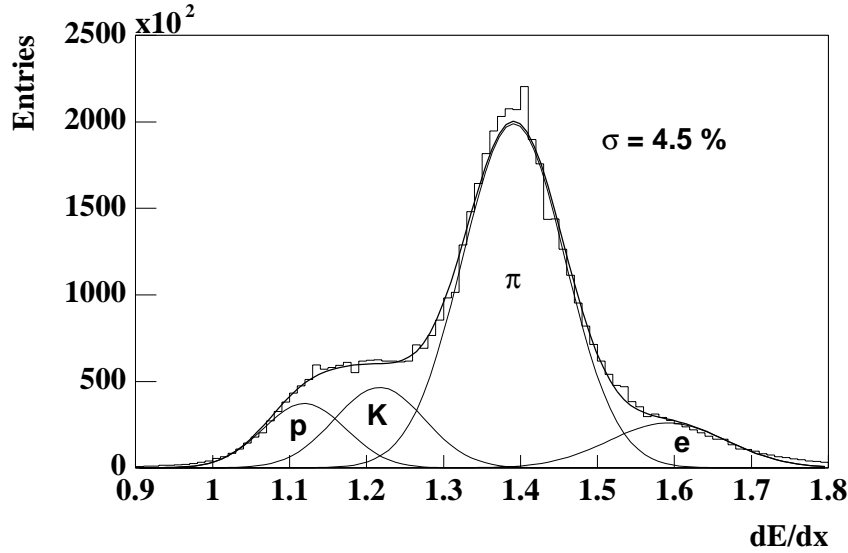


**Abbildung 3.11** Der spezifische Energieverlust von Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen.

### 3.2.1 Anpassung an die $dE/dx$ -Verteilung

Die Abbildung 3.12 zeigt die  $dE/dx$ -Verteilung für positive Teilchen im Impulsbereich zwischen 11 und 12 GeV/c. Deutlich ist in dieser Verteilung das Signal der Pionen zu sehen. Die Anpassung (*Fit*) an das Spektrum erfolgt mit der Summe aus vier Gaußverteilungen, die sich aus den Einzelverteilung der Teilchensorten ( $p$ =Proton,  $K$ =Kaon,  $\pi$ =Pion und  $e$ =Elektron) zusammensetzt. Die zwölf freien Anpassungsparameter reduzieren sich aufgrund folgender Bedingungen auf sechs: Die Auflösung  $\sigma_{dE/dx}$ , die von der Anzahl der gemessenen Punkte abhängt, ist für alle vier Anpassungen gleich. Die Position wird aus einer vorher ermittelten Bethe-Bloch-Parametrisierung und ihrer Relativverschiebung bestimmt. Die relative Verschiebung bezieht sich auf die Positionsverschiebung der Pionverteilung und berechnet sich nach der Parametrisierung der Bethe-Bloch-Funktion  $b_{BB\pi}$  und

der angepassten Position  $b_\pi$  wie folgt:  $\frac{b_\pi}{b_{BB\pi}}$ . Weitere vier Anpassungsparameter ergeben sich aus den Amplituden der Teilchensorten  $A_{e,\pi,K,p}$  [Rol99].



**Abbildung 3.12** Der spezifische Energieverlust von Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen bei Impulsen zwischen 11 und 12 GeV/c für zentrale Pb+Pb-Ereignisse.

Die entsprechende Funktion zur Anpassung in einem Impulsbereich ist dann gegeben durch:

$$F(\sigma_{dE/dx}, b_\pi, A_i) = \sum_{i=p,K,\pi,e} A_i \cdot e^{-\frac{(x-b_i)^2}{2\sigma_i^2}} \quad (3.7)$$

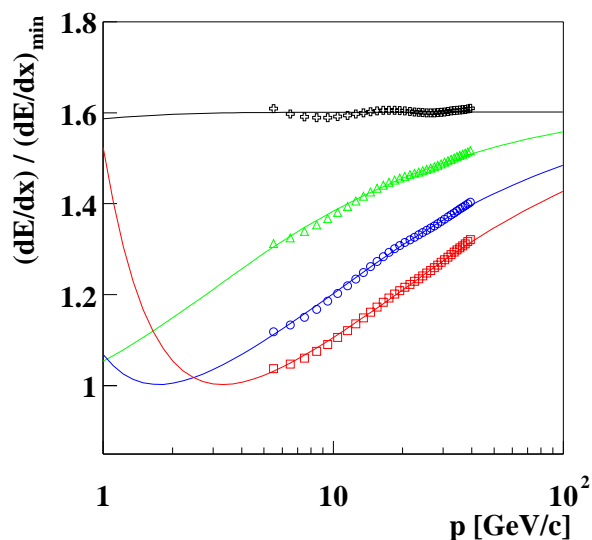
Hier berechnet sich die Position der einzelnen Teilchensorten  $b_i$  aus dem Wert aus der Parametrisierung  $b_{BB_i}$  und der Verschiebung des Mittelwertes der Pionen zu der gegebenen Parametrisierung  $\frac{b_\pi}{b_{BB\pi}}$ .

$$b_i = b_{BB_i} \cdot \frac{b_\pi}{b_{BB\pi}} \quad (i = p, K, \pi, e) \quad (3.8)$$

Die Breite der Verteilung der einzelnen Teilchensorten berechnet sich aus der Auflösung  $\sigma_{dE/dx}$  und deren Position.

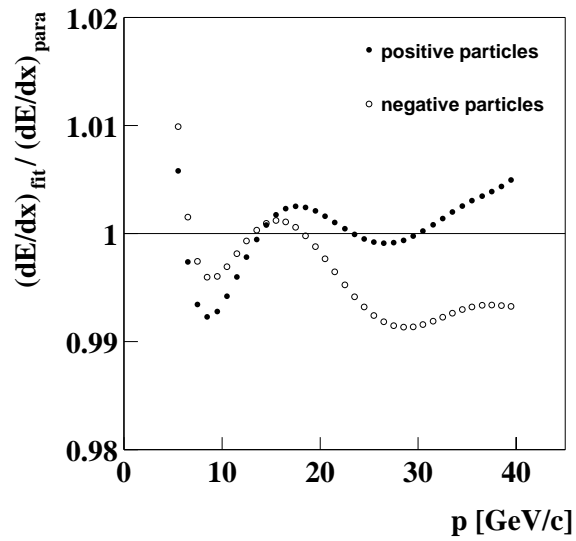
$$\sigma_i = \sigma_{dE/dx} \cdot b_i \quad (i = p, K, \pi, e) \quad (3.9)$$

Die angepasste Position des Schwerpunktes der Verteilung  $b_i$  aus den einzelnen Impulseinheiten und die ermittelte Parametrisierung der Bethe-Bloch-Funktion [Rol99] ist in Abbildung 3.13 in Abhängigkeit vom Impuls dargestellt.

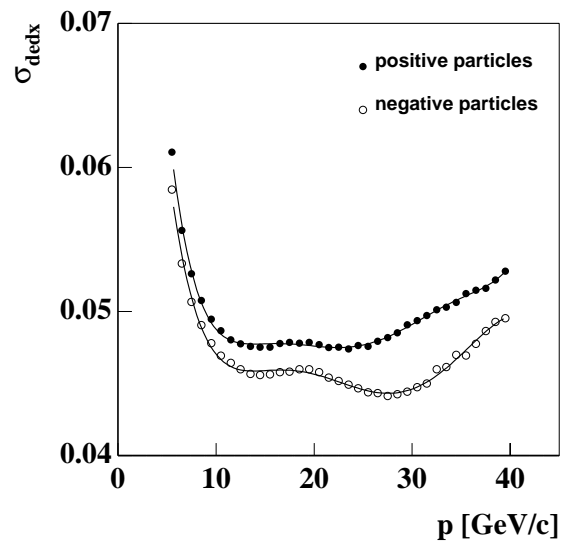


**Abbildung 3.13** Der angepasste spezifische Energieverlust von Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen der MTPC Spuren in Pb+Pb mit der dazugehörigen Parametrisierung.

Die relative Verschiebung des Schwerpunktes in Abhängigkeit vom Impuls wird in Abbildung 3.14 für positiv und negativ geladene Teilchen dargestellt, die im gesamten Impulsbereich zwischen 5 und 40 GeV/c unter 1 % liegt. Bei kleinen Impulsen  $p = [1, 4]$  GeV/c wird die Auflösung durch die Spuren mit geringer Punktzahl verbreitert, so dass sich die Unsicherheit in der Positionsbestimmung vergrößert. Der Unterschied der Positionsverschiebung der negativen zu den positiven Spuren liegt bei hohen Impulsen innerhalb von 1 %.



**Abbildung 3.14** Verhältnis des angepassten Mittelwertes des spezifischen Energieverlustes zur Parametrisierung  $\frac{b_\pi}{v_{BB\pi}}$  der MTPC-Spuren in zentralen Pb+Pb-Ereignissen.



**Abbildung 3.15** Resultierende Auflösung aus der Anpassung an die Verteilung des spezifischen Energieverlustes der MTPC-Spuren in zentralen Pb+Pb-Ereignissen.



Ein weiterer Anpassungsparameter ist die Auflösung der  $dE/dx$ -Messung (siehe Gleichung 3.9), die in Abbildung 3.15 gegen den Impuls aufgetragen ist. Die Auflösung hängt mit  $\frac{1}{\sqrt{N_P}}$  von der Zahl der Punkte  $N_P$  ab. Da alle Spuren, die eine Mindestpunktzahl von  $N_P \geq 15$  besitzen, verwendet wurden, sind die Auflösungen nur Mittelwerte der Spuren unterschiedlicher Punktzahlen. Das erklärt auch, dass bei kleinen Impulsen die Auflösung schlechter ist, da Spuren mit kleineren Impulsen bedingt durch die Detektorgeometrie mit einer kleinen Anzahl von Punkten gemessen wurden.

Anhand der Parameter aus den Anpassungen an die  $dE/dx$ -Verteilungen ist es möglich, durch ein Integral der Anpassungsfunktion die Anzahl der Teilchen der verschiedenen Teilchensorten in einem gegebenen Impulsintervall und einem gewählten  $dE/dx$ -Bereich zu bestimmen.

In dieser Arbeit werden zwei Möglichkeiten für eine Teilchenselektion anhand des  $dE/dx$  beschrieben und miteinander verglichen: Der Wahrscheinlichkeitsschnitt, mit dem der Anteil an Fremdteilchen kontrolliert wird. Der Sigmaschnitt, bei dem der Anteil der zu selektierenden Teilchen in Abhängigkeit vom Impuls nahezu konstant bleibt, der Beitrag der Fremdteilchen jedoch variiert.

Diese beiden Verfahren werden am  $\phi$ -Signal ( $\phi \rightarrow K^+ + K^-$ ) aufgrund der großen Signifikanz des Signals im invarianten Massenspektrum und der zum  $\Lambda(1520)$  ähnlichen Zerfallstopologie vorgestellt und getestet. Die daraus abgeleiteten Selektionskriterien der Zerfallskandidaten werden auf die Auswahl der  $\Lambda(1520)$ -Zerfallskandidaten übertragen.

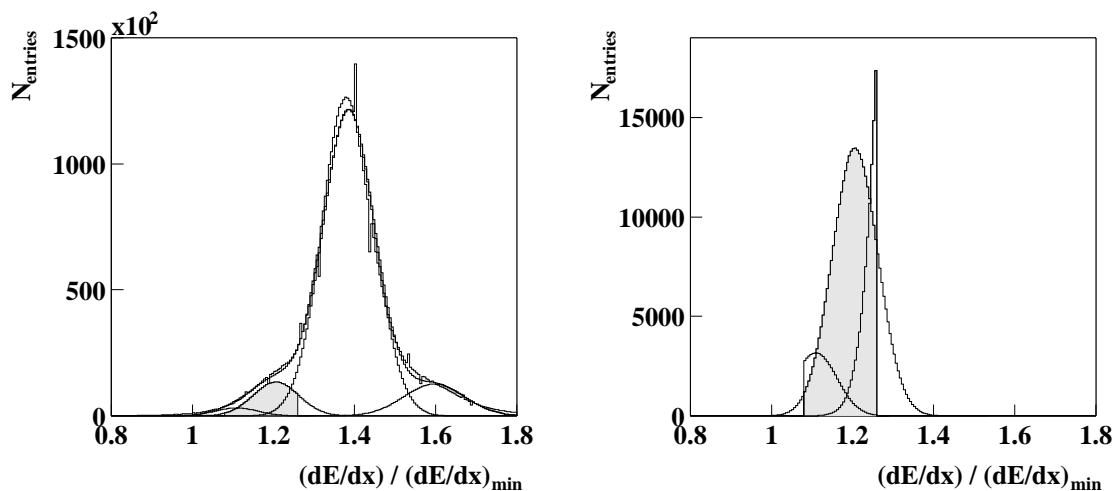
### 3.2.2 Teilchenselektion durch Wahrscheinlichkeitsschnitt

Die Wahrscheinlichkeit für die Teilchensorten  $W_m$  bei gegebenem Impuls  $p$  und  $dE/dx$  berechnet sich aus dem Anteil an der Gesamtamplitude  $A$  der Anpassungsfunktion (Gleichung 3.10), die sich aus den Einzelamplituden  $a_m$  der Teilchensorten zusammensetzt (Gleichung 3.11).

$$W_m(dE/dx, p) = \frac{a_m(dE/dx, p)}{A(dE/dx, p)} \quad m = p, K, \pi, e \quad (3.10)$$

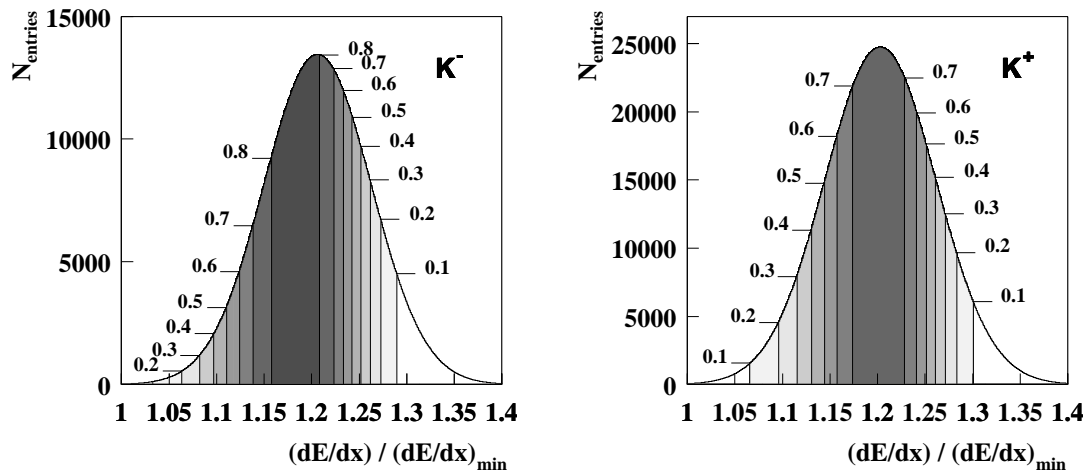
$$A(dE/dx, p) = \sum_{i=p,K,\pi,e} a_i(dE/dx, p) \quad (3.11)$$

Die Abbildung 3.16 links zeigt die  $dE/dx$ -Verteilung im Impulsintervall zwischen 10 und 11 GeV/c mit den entsprechenden angepassten Gaußfunktionen der einzelnen Teilchensorten und deren Summe. Grau markiert ist der  $dE/dx$ -Bereich, in dem die Wahrscheinlichkeit ein Kaon zu erhalten  $W_K > 0.3$  ist, d.h. die Amplitude der Kaonenverteilung beträgt mindestens 30 % an der Gesamtamplitude. Die Abbildung 3.16 rechts zeigt den vergrößerten Ausschnitt der Kaonenverteilung und die Verteilung der Pionen und Protonen in dem angegebenen  $dE/dx$ -Bereich. Durch eine Selektion  $W_{K^-} > 0.3$  über einen Impulsbereich von 5 bis 20 GeV/c ergeben sich im Mittel folgende Anzahlen der Teilchen pro Ereignis:  $\langle K^- \rangle = 18.9$ ,  $\langle \bar{p} \rangle = 8.7$  und  $\langle \pi^- \rangle = 7.4$  für zentrale Pb+Pb-Ereignisse.

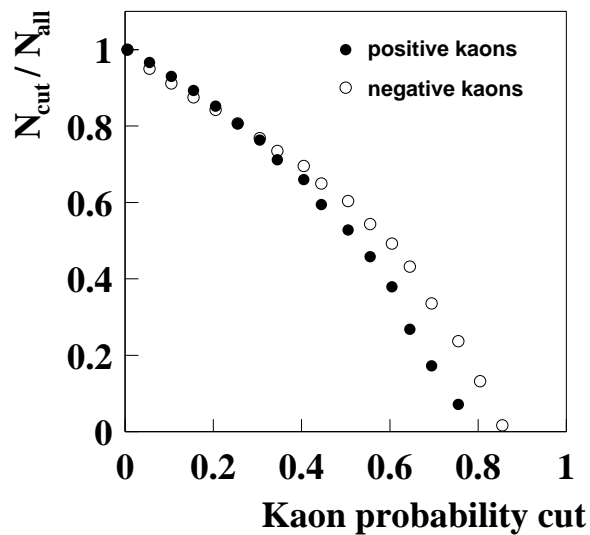


**Abbildung 3.16**  $dE/dx$ -Spektrum der Teilchen zwischen 10 und 11 GeV/c Impuls. In grau der Bereich der akzeptierten Teilchen bei einem Wahrscheinlichkeitsschnitt  $W_{K^-} > 0.3$  für Kaonen.

Die Grenzen der Wahrscheinlichkeitsschnitte werden in Abbildung 3.17 anhand der Anpassungsfunktion der negativen (links) und positiven Kaonen (rechts) gezeigt.



**Abbildung 3.17** Darstellung der Wahrscheinlichkeitsschnitte von 0.1 bis 0.8 der negativen Kaonen (links) und von 0.1 bis 0.7 der positiven Kaonen (rechts) im Impulsintervall von 10-11 GeV/c.



**Abbildung 3.18** Anteil der Gesamtzahl der positiven und negativen Kaonen in Abhängigkeit von den  $dE/dx$ -Wahrscheinlichkeitsschnitten im Impulsintervall zwischen 5 und 20 GeV/c.

Der Anteil der selektierten  $K^+$ - und  $K^-$ -Teilchen an ihrer Gesamtzahl in Abhängigkeit von den  $dE/dx$ -Wahrscheinlichkeitsschnitten nach Integration über den Impulsbereich  $p = [5,20]$  GeV/c wird in Abbildung 3.18 gezeigt. Daraus lässt sich der Korrekturfaktor bestimmen, der den Teilchenverlust durch den Wahrscheinlichkeitsschnitt angibt. Durch die Anwendung eines Wahrscheinlichkeitsschnitts  $W_K > 0.3$  werden 76.8 % der  $K^-$  und 76.3 % der  $K^+$  im Impulsbereich zwischen 5 und 20 GeV/c selektiert.

### 3.2.3 Optimierung des Wahrscheinlichkeitsschnittes

Die invariante Massenanalyse zweier Zerfallsteilchen ( $X \rightarrow T_1 + T_2$ ) erfolgt durch die Massenrekonstruktion aller Kombinationen der Kandidaten für die Zerfallsprodukte. Daraus ergibt sich eine Anzahl von Kombinationen, mit denen das *richtige* Ausgangsteilchen rekonstruiert wird (Signal), der andere Teil sind *falsche* Kombinationen, der sogenannte kombinatorische Untergrund. Um das beste Signal-zu-Untergrundverhältnis anhand der verschiedenen Wahrscheinlichkeitsschnitte zu finden, wird die Signifikanz  $\mathcal{S}$  verwendet (Kapitel 5.10), die sich aus einem Zusammenhang zwischen der Anzahl der Signal- und Untergrundpaare wie folgt beschreiben lässt:

$$\mathcal{S} = \frac{\langle N_S \rangle}{\sigma(\langle N_S \rangle)} \sim \frac{N_S}{\sqrt{N_{S+B}}} \quad (3.12)$$

wobei  $N_S$  und  $N_{S+B}$  die Anzahl der Einträge im Signal und Signal plus Untergrund sind. Die Zahl der Einträge im Signal  $N_S$  ergibt sich nach Gleichung 3.13 aus der Anzahl der jeweils selektierten Teilchensorte  $N_{T_1}$  und  $N_{T_2}$  für die beiden Teilchenlisten 1 und 2. Die Konstanten  $C_1$  und  $C_2 < 1$  berücksichtigen, dass nicht alle Teilchen aus diesem Zerfall stammen, sondern unter anderem auch primär produzierte Teilchen sein können. Unter anderem beinhalten die Konstanten auch die Akzeptanzeinschränkungen durch die Selektionskriterien.

$$(N_S)_X = (C_1 \cdot N_{T_1}) \cdot (C_2 \cdot N_{T_2}) \quad (3.13)$$

Die Anzahl der Einträge zum Untergrund plus Signal  $N_{S+B}$  wird allein durch die

Kombinationen aus der Gesamtanzahl der gewählten Teilchen aus beiden Listen bestimmt (Gleichung 3.14), die sich hier aus  $p$ ,  $\pi$  und  $K$  zusammensetzen.

$$\left( \sqrt{N_{S+B}} \right)_X = \sqrt{N_{K_1} + N_{\pi_1} + N_{p_1}} \cdot \sqrt{N_{K_2} + N_{\pi_2} + N_{p_2}} \quad (3.14)$$

Daraus ergibt sich nach Gleichung 3.12 unter Verwendung der Gleichungen 3.13 und 3.14 folgender Zusammenhang:

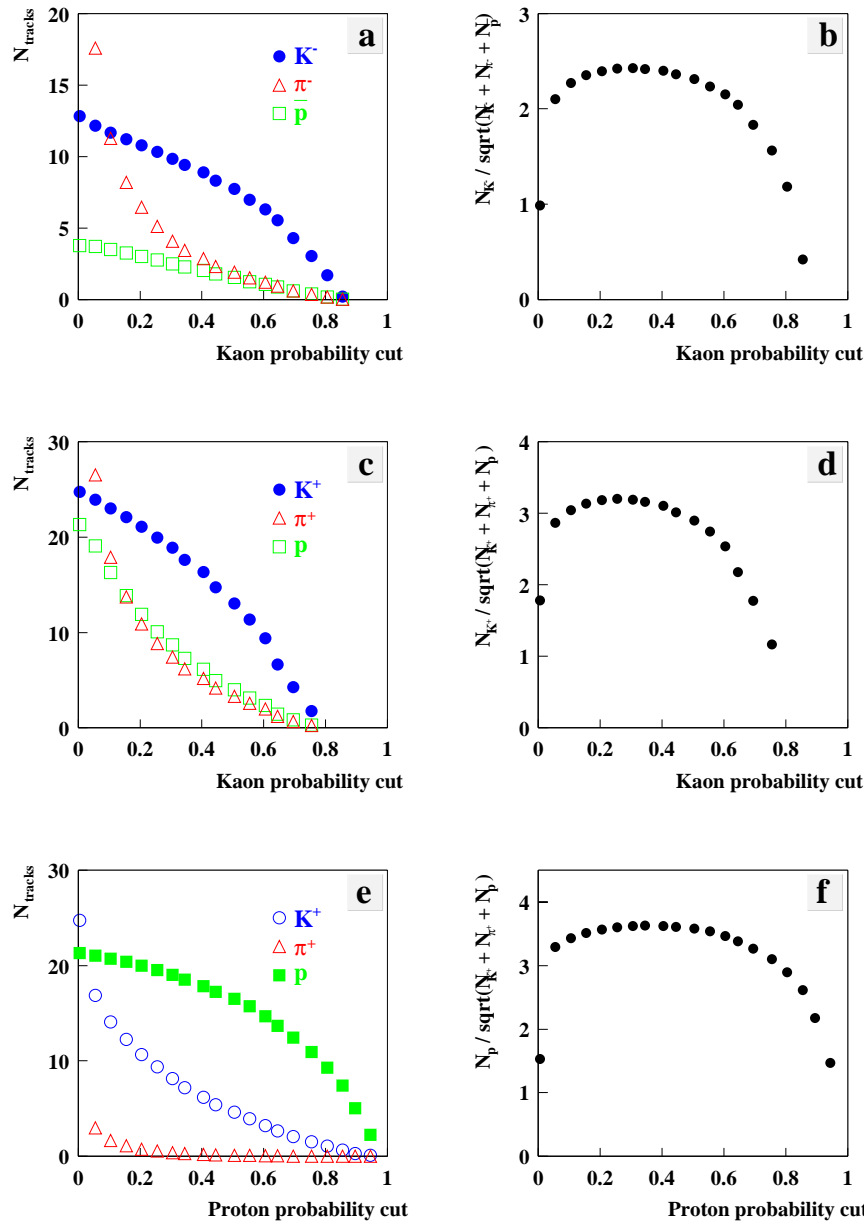
$$\left( \frac{\langle N_S \rangle}{\sqrt{\langle N_{S+B} \rangle}} \right)_X = \frac{C_1 \cdot N_{T_1}}{\sqrt{N_{K_1} + N_{\pi_1} + N_{p_1}}} \cdot \frac{C_2 \cdot N_{T_2}}{\sqrt{N_{K_2} + N_{\pi_2} + N_{p_2}}} \quad (3.15)$$

Die Signifikanz kann nun unabhängig voneinander aus den Einteilchenselektionskriterien optimiert werden. Dazu werden die Maxima der Funktionen  $f(W_{T_1})$  und  $f(W_{T_2})$  in Abhängigkeit von den jeweiligen Wahrscheinlichkeitsschnitten  $W_{T_1}$  und  $W_{T_2}$  gesucht.

$$f(W_{T_1}) = \frac{N_{T_1}}{\sqrt{N_{K_1} + N_{\pi_1} + N_{p_1}}} \quad , \quad (3.16)$$

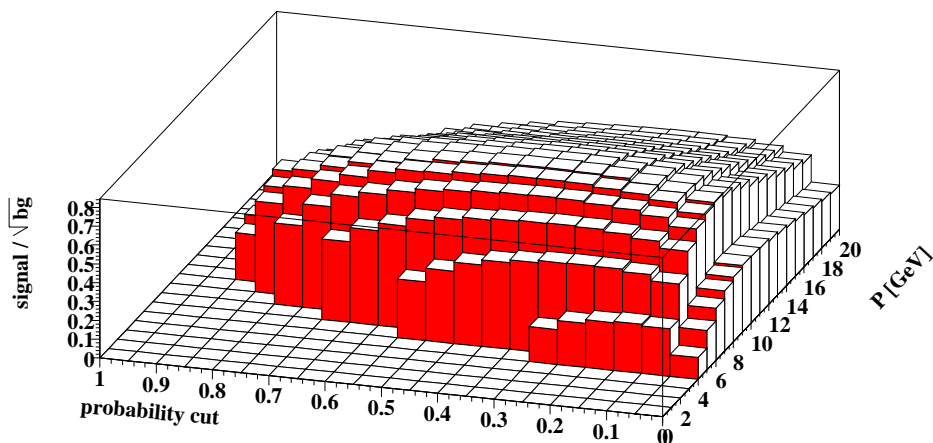
$$f(W_{T_2}) = \frac{N_{T_2}}{\sqrt{N_{K_2} + N_{\pi_2} + N_{p_2}}} \quad . \quad (3.17)$$

Anhand der Anzahl der selektierten Teilchen jeder Teilchensorte in einem Ereignis in Abhängigkeit des Wahrscheinlichkeitsschnittes (Abbildung 3.19(a,c,e)) wird nach den Gleichungen 3.16 und 3.17 die Signifikanz berechnet (Abbildung 3.19(b,d,f)). Die Maxima der Signifikanz der Wahrscheinlichkeitsschnitte für die verschiedenen Teilchensorten liegen bei  $W_{T_1/T_2} \approx 0.3$ .



**Abbildung 3.19** Links (a,c,e): Gemittelte Anzahl der Teilchen der einzelnen Teilchensorten integriert über den Impulsbereich von 5 bis 20 GeV/c in einem Pb+Pb-Ereignis in Abhängigkeit vom Kaonen- und Protonen-Wahrscheinlichkeitsschnitt. Rechts (b,d,f): Die nach Gleichung 3.15 berechnete Signifikanz in Abhängigkeit von den Wahrscheinlichkeitsschnitten.

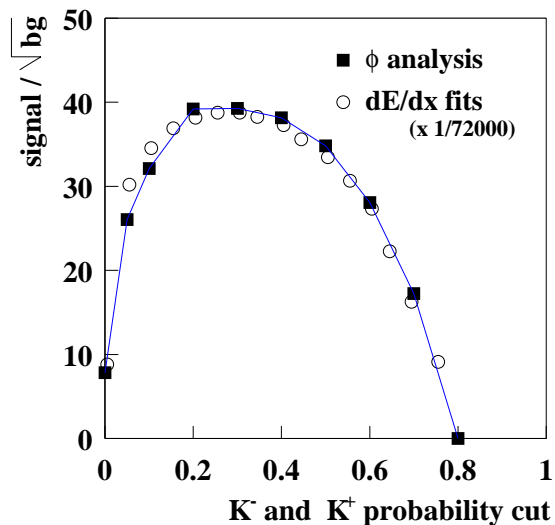
Die Abbildung 3.20 zeigt die impulsdifferenzierte Abhängigkeit aus Abbildung 3.19 b. Ein Maximum für den  $K^-$ -Wahrscheinlichkeitsschnitt wird bei einem Impuls von etwa 10 GeV/c und einem Schnitt  $W_{K^-} \approx 0.3-0.4$  erreicht.



**Abbildung 3.20** Signifikanz der Einteilchenselektion nach Gleichung 3.16 in Abhängigkeit von den  $W_{K^-}$  Wahrscheinlichkeitsschnitten und den Impulsen.

Die aus den  $dE/dx$ -Spektren ermittelte beste Signifikanz einer Einteilchenselektion in Abhängigkeit des Wahrscheinlichkeitsschnitts wird direkt aus dem Signal und dem Untergrund einer invarianten Massenanalyse überprüft. Mit der invarianten Massenanalyse zur Rekonstruktion des  $\phi$ -Mesons wird die Signifikanz nach Gleichung 3.12 aus den Einträgen im Signal und Untergrund bestimmt. Als Vergleich dazu wird die Signifikanz nach Gleichung 3.15 aus der Anzahl der selektierten Teilchen berechnet. Der Vergleich der Signifikanzen beider Methoden wird in Abbildung 3.21 dargestellt. Für beide Kaonen wurden jeweils die gleichen Wahrscheinlichkeitsschnitte verwendet  $W_{K^-} = W_{K^+}$ . Die Ergebnisse der invarianten Massenanalyse sind durch geschlossenen Quadrate repräsentiert, die offenen Kreise zeigen die berechneten Werte, wobei sich für die Konstante  $C_1 \cdot C_2 = 1/72000$  ergibt. Diese gute Übereinstimmung zeigt, dass die Bestimmung der Signifikanz über die Einzelteilchenschnittkriterien aus der Anpassung an die  $dE/dx$ -Verteilung eine gute Methode darstellt. Diese Optimierung der  $dE/dx$ -Schnittkriterien lässt sich auf

die Selektion der  $\Lambda(1520)$  Zerfallsteilchen ( $p$  und  $K^-$ ) übertragen und eignet sich für die Optimierung der Signifikanz bei kleinen Signalen.



**Abbildung 3.21** Vergleich der Signifikanz der invarianten Massenanalyse des  $\phi$ -Mesons in Abhängigkeit von den Wahrscheinlichkeitsschnitten der Kaonen (geschlossene Quadrate) mit der berechneten Signifikanz der angepassten  $dE/dx$ -Spektren (Multiplikation aus den Daten der Abbildung 3.19) (offene Kreise).

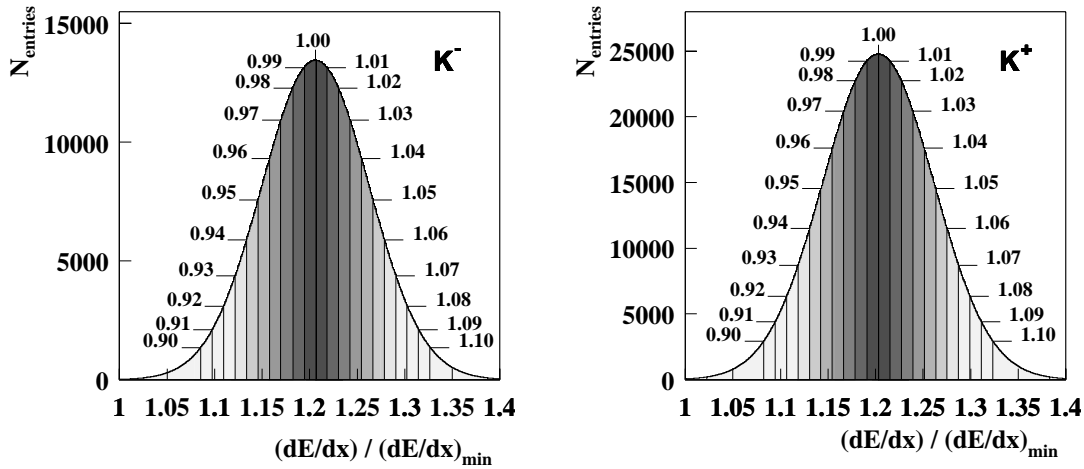
### 3.2.4 Teilchenselektion durch Sigmaschnitt

Bei der Verwendung eines Sigmaschnittes bleibt der Anteil der zu selektierenden Teilchen  $T$  in jedem Impulsintervall bei gleicher Auflösung konstant, jedoch variiert dabei der Anteil der Fremdteilchen. Bei diesem Schnitt wird in einem festen Abstand um den Mittelwert der  $dE/dx$ -Anpassung  $b_T$  ein Schlauch herausgeschnitten. Der Abstand wird in Anteilen zum Schwerpunkt der Verteilung nach Gleichung 3.18 angegeben. Die Systematik zur Bestimmung des besten Sigmaschnittes aus der Signifikanz wird an der invarianten Massenanalyse des  $\phi$  illustriert, dazu wird insbesondere auf die Selektion der  $K^-$  und  $K^+$  eingegangen. Die Selektions-eigenschaften der Protonen werden in den Abbildungen auch gezeigt, da sie später in der invarianten Massenanalyse des  $\Lambda(1520)$  verwendet werden.



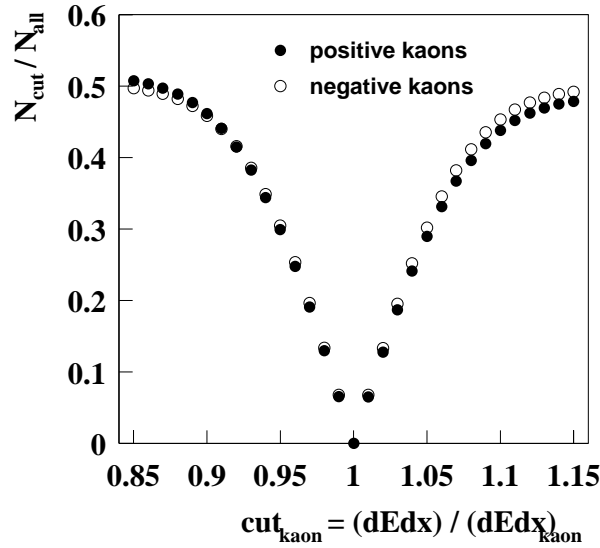
$$SIG_T = \frac{dE/dx_T}{b_T} \quad T = p, K, \pi, e \quad . \quad (3.18)$$

Die folgende Abbildung 3.22 zeigt anhand der  $dE/dx$ -Gaußanpassung der Kaonenverteilung die Bereiche, die durch die einzelnen Sigmaschnitte zwischen  $SIG_T = 0.9$  bis  $SIG_T = 1.1$  gewählt werden. Der  $dE/dx$ -Schnitt ist in zwei Hälften geteilt und wird von der Mitte der Verteilung aus betrachtet. Somit ist es möglich, ein Optimum des Schnittes zu beiden Seiten der Verteilung unabhängig voneinander zu bestimmen. Bei einem  $dE/dx$ -Schnitt von  $SIG_K = [0.955, 1.045]$  um den Schwerpunkt der Kaonenverteilung, was etwa einem Sigma der Verteilung entspricht, befinden sich 65 % der Kaonen unter den selektierten Teilchen plus einem Anteil an Protonen, Pionen und Elektronen.



**Abbildung 3.22** Darstellung der Grenzen der Sigmaschnitte anhand der Anpassungsfunktionen der negativen (links) und positiven Kaonen (rechts) in Abhängigkeit der  $dE/dx$ -Sigmaschnitte im Impulsintervall von 10-11 GeV/c.

Die Abbildung 3.23 zeigt den Anteil der Kaonen an der Gesamtzahl, die mit dem jeweiligen Sigmaschnitt selektiert werden. Bei einem Sigmaschnitt  $SIG_K = [0.94, 1.06]$  werden 70 % der positiven und negativen Kaonen selektiert.



**Abbildung 3.23** Anteil der selektierten Kaonen in Abhängigkeit der  $dE/dx$ -Sigmaschnitte.

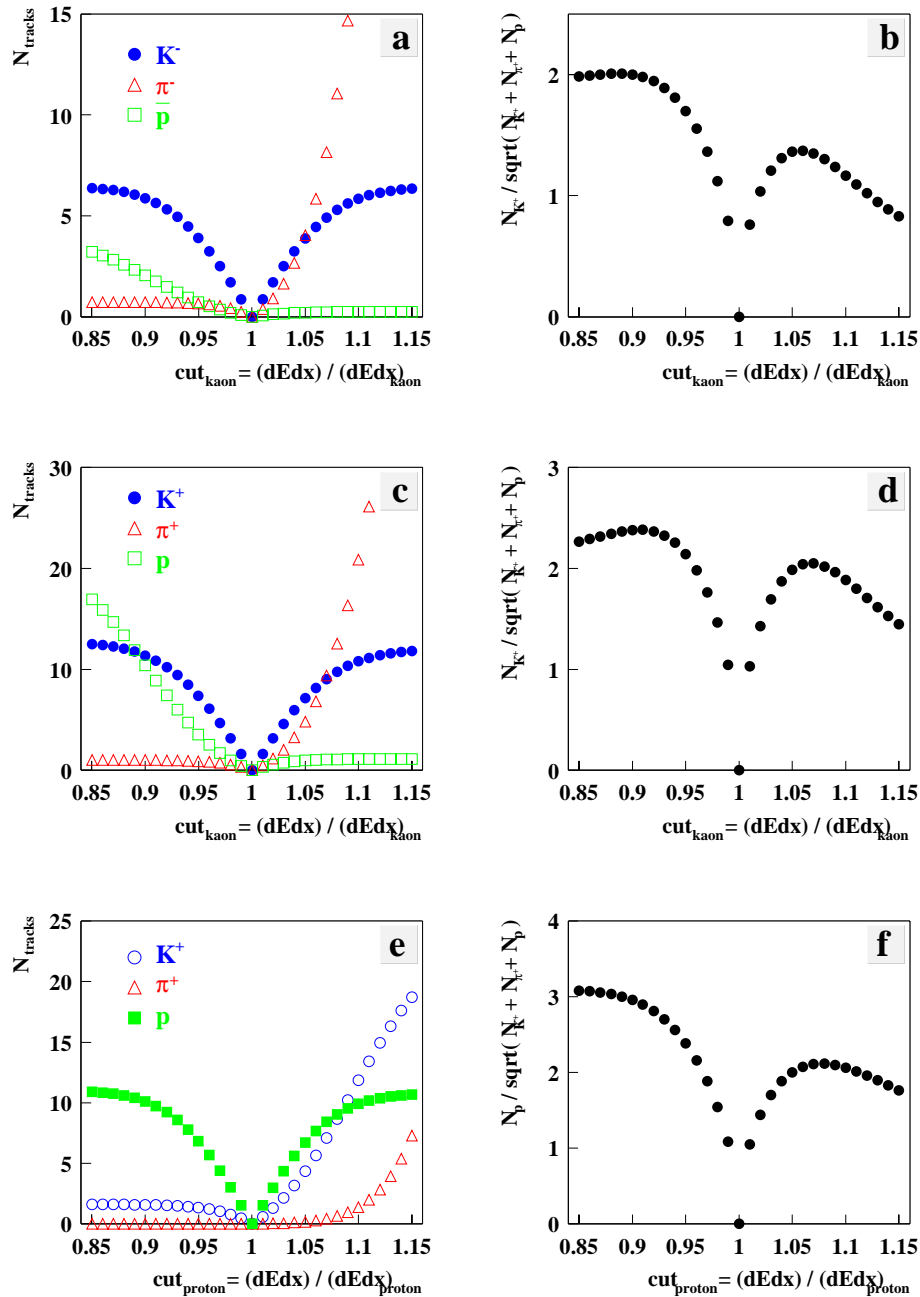
### 3.2.5 Optimierung des Sigmaschnittes

Die Optimierung erfolgt wie für den Wahrscheinlichkeitsschnitt nach Gleichung 3.16 unter Verwendung der Anzahl der selektierten Teilchen jeder Teilchensorte.

$$f(SIG_{T_1}) = \frac{N_{T_1}}{\sqrt{N_{K_1} + N_{\pi_1} + N_{p_1}}} \quad , \quad (3.19)$$

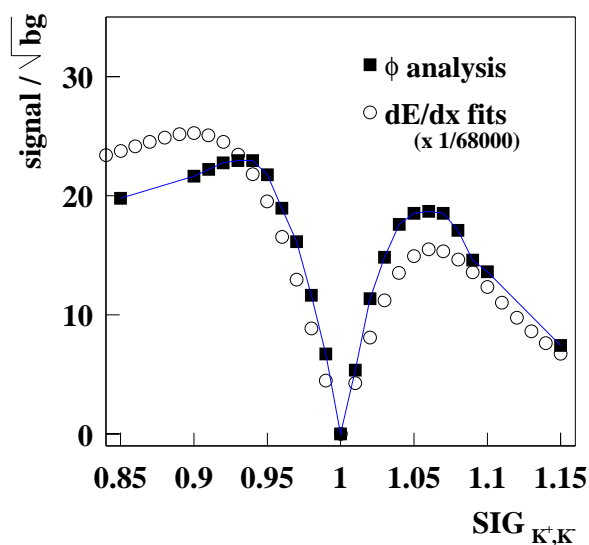
$$f(SIG_{T_2}) = \frac{N_{T_2}}{\sqrt{N_{K_2} + N_{\pi_2} + N_{p_2}}} \quad . \quad (3.20)$$

Die mittlere Anzahl der mit einem entsprechenden  $SIG_T$ -Schnitt selektierten Kaonen, Protonen und Elektronen pro Ereignis ist in Abbildung 3.24(a,c,e) dargestellt. Die Abbildung 3.24 b,d,f zeigt die berechnete Signifikanz nach Gleichung 3.20 in Abhängigkeit der Sigmaschnitte. Die Kaonenschnitte erreichen ein Maximum bei  $SIG_{K^-} = [0.90, 1.06]$  und  $SIG_{K^+} = [0.91, 1.07]$ . Das Maximum des Wahrscheinlichkeitsschnittes für Protonen liegt bei  $SIG_p = [0.85, 1.07]$ .

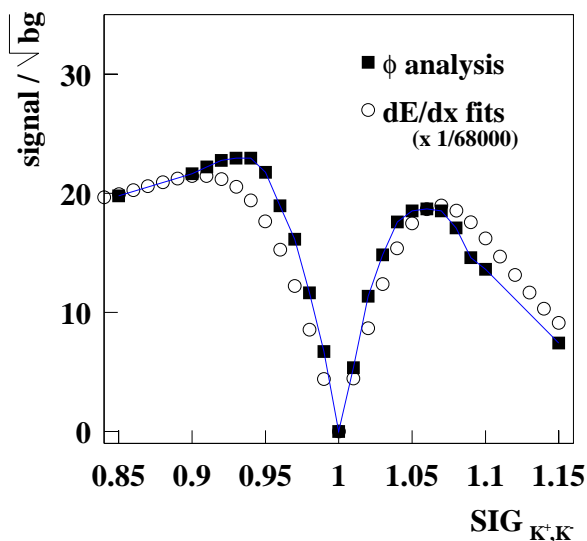


**Abbildung 3.24** Links (a,c,e):Anzahl einzelner Teilchensorten in Abhängigkeit der Sigmaschnitte unterschiedlicher Teilchen im Impulsintervall von 5-20 GeV/c. Rechts (b,d,f): Die nach Gleichung 3.20 berechnete Signifikanz.

Der Vergleich der berechneten Signifikanz nach Gleichung 3.12 und der ermittelten Signifikanz aus einer invarianten Massenanalyse des  $\phi$ -Mesons wird in Abbildung 3.27 gezeigt, wobei  $SIG_{K^-} = SIG_{K^+}$  ist. Deutlich zeigt die berechnete Signifikanz ( $S/\sqrt{B}$ ) links der Bethe-Bloch-Parametrisierung von  $SIG_{K^+/K^-} = [0.85, 1]$  eine Überschätzung und rechts der Bethe-Bloch-Parametrisierung von  $SIG_{K^+/K^-} = [1, 1.15]$  eine Unterschätzung der Signifikanz aus der invarianten Massenanalyse. Dies deutet auf eine Verschiebung der Parametrisierung hin. Mit einer globalen Skalierung der Mittelwerte der Bethe-Bloch-Anpassung von 0.993 ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den Daten aus der invarianten Massenanalyse des  $\phi$ -Mesons (siehe Abbildung 3.26). Aus dem Skalierungsfaktor lässt sich ein Fehler für den  $dE/dx$ -Mittelwert der Anpassung ableiten.



**Abbildung 3.25** Signifikanz der invarianten Massenanalyse des  $\phi$ -Mesons in Abhängigkeit des Sigmaschnittes (geschlossene Quadrate). Die Berechnung der Signifikanz aus der Anpassung der  $dE/dx$ -Verteilungen (offene Kreise).



**Abbildung 3.26** Signifikanz der invarianten Massenanalyse des  $\phi$ -Mesons in Abhängigkeit des Sigmaschnittes (geschlossene Quadrate). Berechnung aus der Anpassung der  $dE/dx$ -Verteilungen nach der Skalierung der  $dE/dx$ -Mittelwerte mit 0.993 (offene Kreise).

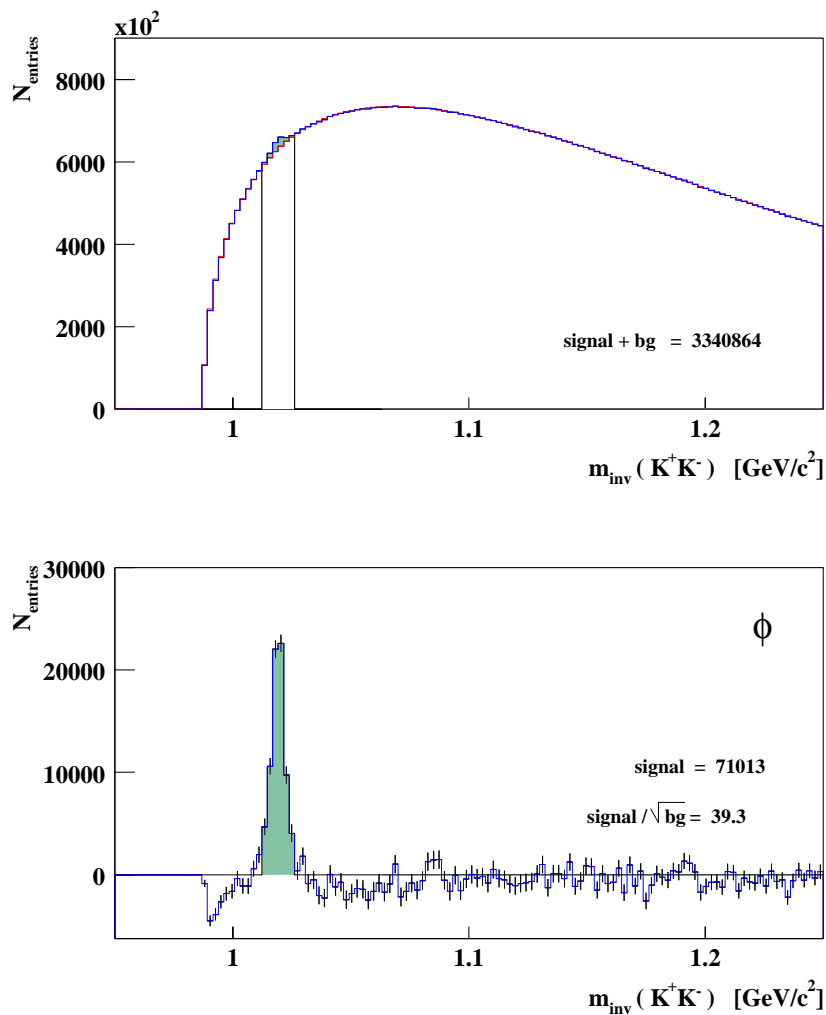
### 3.2.6 Vergleich der $dE/dx$ -Schnittmethoden

Die höchste Signifikanz des  $\phi$ -Signals im invarianten Massenspektrum, die mit beiden Schnittmethoden erreicht werden kann, beträgt nach Gleichung 3.12 etwa 39. Die Tatsache, dass der Sigmaschnitt die gleiche Signifikanz erreicht wie der Wahrscheinlichkeitsschnitt, der zur Optimierung des Verhältnisses zwischen den zu selektierenden und den Fremdteilchen dient, zeigt, dass der technisch einfachere Sigmaschnitt für eine solche Analyse ausreicht.

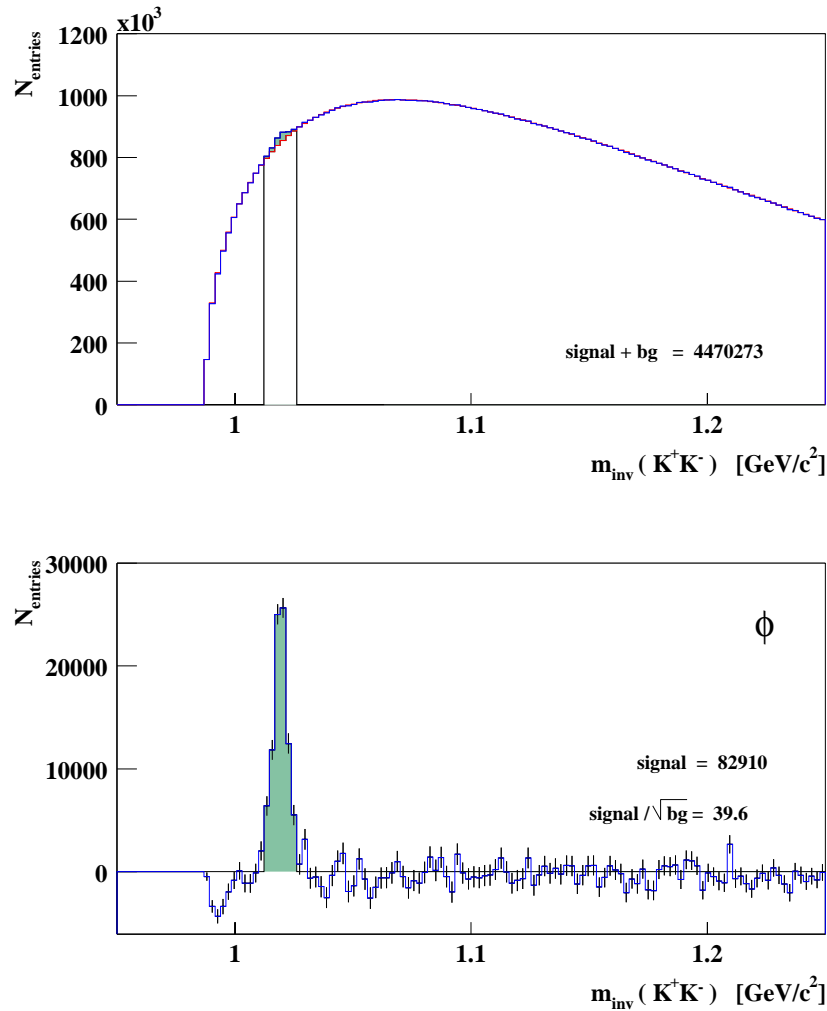
Die nächsten beiden Abbildungen zeigen die invarianten Massenspektren des  $\phi$ -Mesons, die mit der nahezu besten Signifikanz  $S \approx S/\sqrt{BG}$  beider Schnittmethoden produziert wurden. Dazu wurden 360000 Pb+Pb-Ereignisse verwendet.

Die Abbildung 3.27 zeigt die invarianten Massenverteilungen mit der Teilchenidentifikation anhand eines Wahrscheinlichkeitsschnittes von 0.30. Die obere Abbildung zeigt das Originalspektrum mit dem normierten Untergrund, und die untere Abbildung zeigt das Signalspektrum nach Subtraktion des kombinatorischen Untergrunds (Kapitel 3.3.2) vom Originalspektrum. Abbildung 3.28 zeigt die analogen

Spektren mit einer Teilchenidentifikation anhand eines Sigmaschnitts  $SIG_{K^{+/-}} = [0.94, 1.06]$ .



**Abbildung 3.27** Invariante Massenspektren mit Teilchenidentifikation unter Verwendung eines  $dE/dx$ -Wahrscheinlichkeitschnittes  $W_K = 0.30$  für positive und negative Kaonen. Oben: Originalspektrum mit dem normierten Untergrundspektrum. Unten: Signalspektrum nach Subtraktion des Untergrundspektrums.



**Abbildung 3.28** Invariante Massenspektren mit Teilchenidentifikation unter Verwendung der  $dE/dx$ -Sigmaschnitte von  $SIG_K = [0.94, 1.06]$  für positive und negative Kaonen. Oben: Originalspektrum mit dem normierten Untergrundspektrum. Unten: Signalspektrum nach Subtraktion des Untergrundspektrums.

In dieser Analyse wurden nur die Spuren aus der MTPC verwendet, die etwa 53 % der Gesamtspuren vertreten (siehe Abbildung 5.2). Um jedoch die gesamten Detektorinformationen zu verwenden, wird das gemessene  $dE/dx$  der VTPC hinzugenommen und auf das MTPC- $dE/dx$  skaliert. Dies ist notwendig, da sich die  $dE/dx$ -Parametrisierungen in den beiden TPCs aufgrund von unterschiedlichen

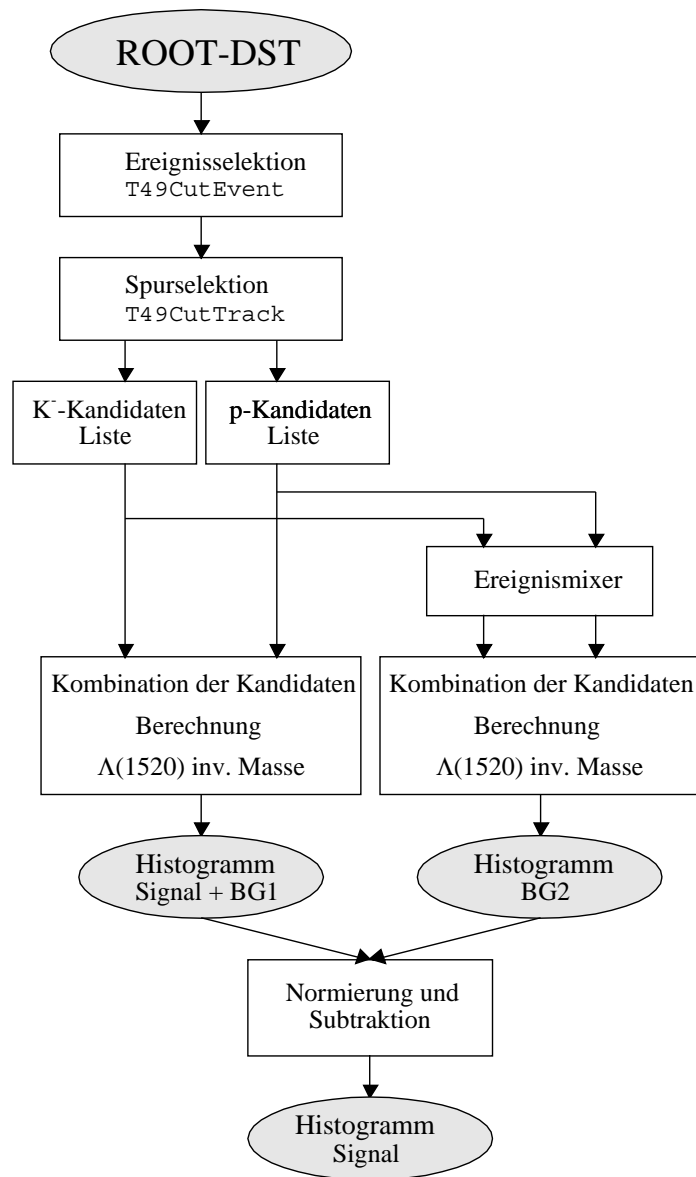
Bedingungen (z.B. Gaszusammensetzung) voneinander unterscheiden. Bei einer  $\phi$ -Analyse lässt sich unter Verwendung der globalen Spuren die Signifikanz von ca. 40 auf 50 verbessern.

### 3.3 Die $\Lambda(1520)$ -Analyse

Der zweite Schritt der Analyse beginnt mit der Konvertierung der DSPACK-DSTs in ein kleineres datenreduziertes ROOT-DST-Format, in dem nur noch die für weitere Analysen notwendigen Spurinformatoren gespeichert sind. Zur Auswertung dieser Daten wurden C++ Klassen geschrieben, die auf der objektorientierten Entwicklungsumgebung ROOT basieren [Root]. Die Klassen wurden so konstruiert, dass sie auch für weitere NA49-Analysen, die auf dem ROOT-DST-Format basieren, verwendet werden können. Insbesondere wurden im Rahmen dieser Arbeit die nötigen Klassen zur Selektion von Ereignissen und Spuren geschrieben und zur freien Verfügung auf dem Webserver veröffentlicht [www99].

In Abbildung 3.29 wird das Grundprinzip der Analyse der invarianten Masse schematisch dargestellt. Zuerst erfolgt eine Ereignisselektion unter Verwendung der Klasse `T49CutEvent`. Mit der Spurselektionsklasse `T49CutTrack` werden anhand von Qualitäts- und Teilchenidentifikationskriterien zwei Listen der Kandidaten für die negativen Kaonen und Protonen erstellt. Unter Verwendung aller Kandidatenkombinationen wird die invariante Masse des  $\Lambda(1520)$  rekonstruiert und anschließend histogrammiert. Es entsteht neben den tatsächlich rekonstruierten  $\Lambda(1520)$ -Signal ein kombinatorischer Untergrund *BG1* aus *falschen* Kombinationen. Dieser nicht-korrelierte Untergrund entsteht aus den Kombinationen von primär am Hauptvertex produzierten Protonen und negativen Kaonen, die nicht aus einem  $\Lambda(1520)$ -Zerfall stammen, mit falsch identifizierten Teilchen. Zur Bestimmung des Untergrundes werden in einem Ereignismixer die Kandidatenlisten aus unterschiedlichen Ereignissen miteinander kombiniert. Der somit korrelationsfreie Untergrund wird dann auf einen signalfreien Bereich des Originalspektrums normiert und davon subtrahiert. Aus dem am Ende entstandenen Signalspektrum wird die Anzahl der Einträge im Signal ermittelt, aus der dann unter Verwendung von Korrekturfaktoren die totale  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität bestimmt wird.





**Abbildung 3.29** Programmablauf zur Rekonstruktion der invarianten Masse des  $\Lambda(1520)$  (siehe Text).

In den folgenden Abschnitten werden die Berechnung der invarianten Masse, die Erstellung des kombinatorischen Untergrundes und die Berechnung des dazugehörigen Fehlers vorgestellt.

### 3.3.1 Invariante Masse

Beim Zerfall eines Teilchens kann dessen Masse aus den Impulsen und Massen der Zerfallsteilchen aufgrund von Energie- und Impulserhaltung berechnet werden. Aus  $\mathbf{E} = \sqrt{\mathbf{p}^2 c^2 + m^2 c^4}$  erhält man für die Masse aus einem Zweikörperzerfall

$$m_{\text{inv}} = \left( \frac{1}{c^4} \mathbf{E}^2 - \frac{1}{c^2} \mathbf{p}^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.21)$$

mit der Energie  $\mathbf{E}$ , die sich aus der Energie der beiden Zerfallsteilchen ( $E_1$  und  $E_2$ ) ergibt:

$$\mathbf{E}^2 = (E_1 + E_2)^2 = \left( \sqrt{p_1^2 c^2 + m_1^2 c^4} + \sqrt{p_2^2 c^2 + m_2^2 c^4} \right)^2, \quad (3.22)$$

mit dem Impuls  $\mathbf{p}$ , der sich aus den einzelnen Impulskomponenten der Zerfallsteilchen wie folgt bestimmen lässt:

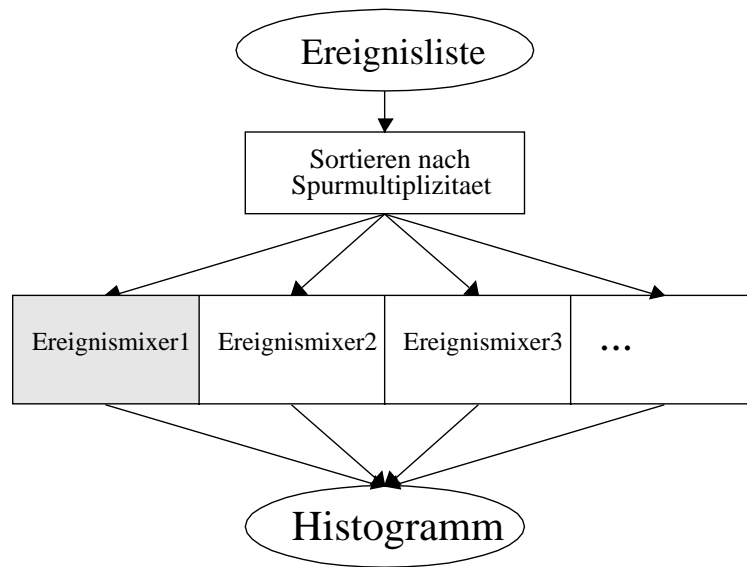
$$\mathbf{p}^2 = (p_{x1} + p_{x2})^2 + (p_{y1} + p_{y2})^2 + (p_{z1} + p_{z2})^2. \quad (3.23)$$

Die Impulse werden durch die Messung der Flugbahnkrümmung in den TPCs bestimmt, und die Masse wird dem Teilchen nach seiner Identifikation anhand des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$  zugeordnet.

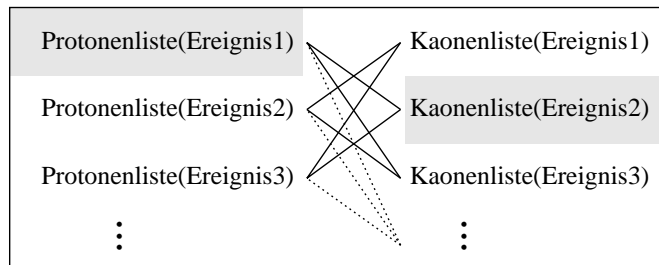
### 3.3.2 Kombinatorischer Untergrund

Der kombinatorische Untergrund wird mit Hilfe der Ereignismischmethode (*Event-Mixing* oder Ereignismixer) generiert. Dazu wird die invariante Masse aus Teilchenkombinationen berechnet, die nicht aus dem gleichen Ereignis stammen und dadurch nicht korreliert sind. In der Regel werden zum Event-Mixing die benachbarten Ereignisse verwendet. Die Analyse der p+p-Daten hat gezeigt, dass der Untergrund durch die Kombination von Ereignissen mit gleicher Spurmultiplicität besser beschrieben wird. Deshalb werden, wie in Abbildung 3.30 gezeigt, die Kandidatenlisten der Protonen und Kaonen zuerst nach der Spurmultiplicität ihrer

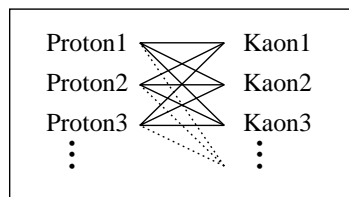
Ereignisse sortiert. Es wird eine Gruppierung von jeweils 5 Spuren verwendet, was bei einer Gesamtmultiplizität von 35 für die p+p-Daten eine Einteilung in 7 Mixer-Einheiten bedeutet. In jeder Einheit werden die Protonen mit mehreren Kaonen aus den Listen gleicher Ereignismultiplizität kombiniert. Dieses Verfahren der Sortierung des Event-Mixing kann auf verschiedene Observablen angewendet werden und wird noch genauer in den speziellen Kapiteln der p+p- und Pb+Pb-Datenanalysen beschrieben.



Ereignismixer1 :



Protonenliste(Ereignis1) – Kaonenliste(Ereignis2) :



**Abbildung 3.30** Schematische Darstellung des multiplizitätsabhängigen Event-Mixing zur Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes.

### 3.3.3 Fehler der invarianten Massenspektren

Beim Erstellen des kombinatorischen Untergrundes werden zur Erhöhung der Statistik zur Kombination in der Regel mehrere Ereignisse verwendet, um den Fehlerbeitrag durch die Subtraktion des Untergrundes so gering wie möglich zu halten. Der Gesamtfehler im Differenzspektrum  $\sigma_s$  ergibt sich aus dem Fehler des originalen invarianten Massenspektrums  $\sigma_{\text{ori}}$  und dem Fehler des mit  $n$ facher Statistik generierten kombinatorischen Untergrundspektrums  $\sigma_{\text{mix}}$ . Der kombinatorische Untergrund wurde mit  $n_{\text{mix}} = 10$  erstellt. Damit liegt der Beitrag des Untergrundspektrums am Gesamtfehler nach Gleichung 3.24 bei 0.5 %.

$$\sigma_s = \sqrt{\sigma_{\text{ori}}^2 + \left(\frac{1}{n_{\text{mix}}}\right)^2 \cdot \sigma_{\text{mix}}^2} \quad (3.24)$$

Die statistischen Fehler  $\sigma_{\text{ori}}$  und  $\sigma_{\text{mix}}$  ergeben sich aus der Anzahl der jeweiligen Einträge  $N_{\text{ori}}$  und  $N_{\text{mix}}$  in dem gegebenen invarianten Massenintervall der Spektren.

$$\sigma_{\text{ori}} = \sqrt{N_{\text{ori}}} \quad , \quad (3.25)$$

$$\sigma_{\text{mix}} = \sqrt{N_{\text{mix}}} \quad . \quad (3.26)$$

Diese statistischen Fehler gelten nur, wenn die Einträge nicht korreliert sind. Das ist jedoch bei der Pb+Pb-Analyse nicht der Fall. In Kapitel 5.9 wird der Fehler untersucht und für die  $\Lambda(1520)$  Massenregion mit  $\sigma_{\Lambda(1520)} = 2 \cdot \sigma_s$  bestimmt.

## 3.4 Korrekturen

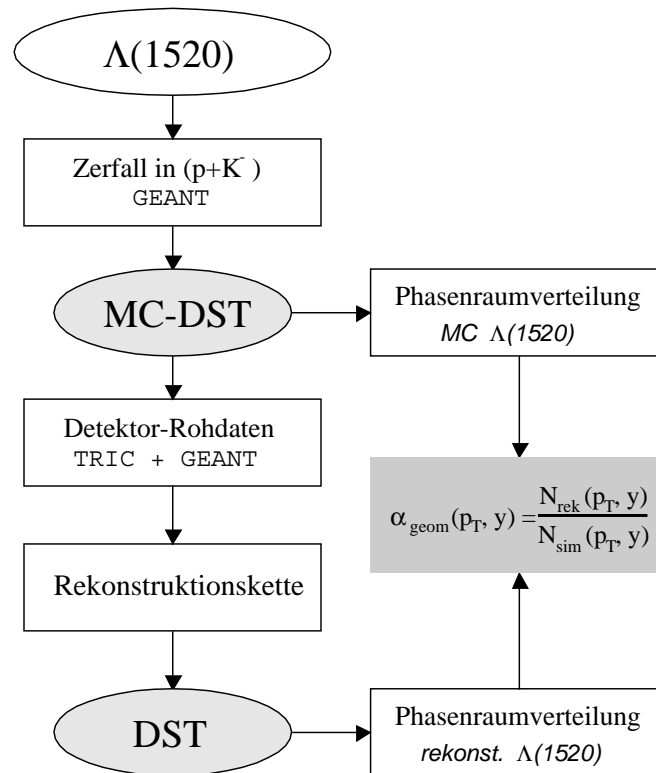
Zu den Korrekturen gehören die geometrische Akzeptanz des Detektorsystems, die Korrektur der  $K^-$ -Zerfälle, die Effizienz der Spurrekonstruktion und der invarianten Massenschnitt. Diese Korrekturen werden anhand von Simulationen bestimmt. Dann folgt die Verzweigungskorrektur, die sich aus dem Verzweigungsverhältnis der  $\Lambda(1520)$  in den  $p + K^-$ -Zerfallskanal berechnet. Die Korrekturfaktoren zu den Teilchenidentifikationskriterien werden in den jeweiligen Kapiteln der p+p- und Pb+Pb-Datenanalysen beschrieben.

### 3.4.1 Geometrische Akzeptanz

Ein Detektorsystem deckt in der Regel in seiner geometrischen Anordnung nur einen eingeschränkten Bereich des Phasenraums ab. Das Verhältnis von gemessenen zu potenziell messbaren Teilchen wird als geometrische Akzeptanz bezeichnet. Die geometrische Akzeptanz wird weiterhin zusätzlich durch die Qualitätskriterien der Spurselektion eingeschränkt. Mit Hilfe einer *Monte-Carlo*-Simulation wird aus dem Verhältnis der gemessenen Teilchen  $N_{\text{rek}}(p_{\text{T}}, y)$  zu den potenziell messbaren Teilchen  $N_{\text{sim}}(p_{\text{T}}, y)$  die Akzeptanz berechnet. Mit dem Korrekturfaktor, dem Kehrwert dieses Verhältnisses, wird von der Anzahl der gemessenen  $\Lambda(1520)$  in dem beschränkten Phasenraum auf den vollen Phasenraum extrapoliert. Die Akzeptanz berechnet sich in jeder gegebenen Phasenraumeinheit wie folgt:

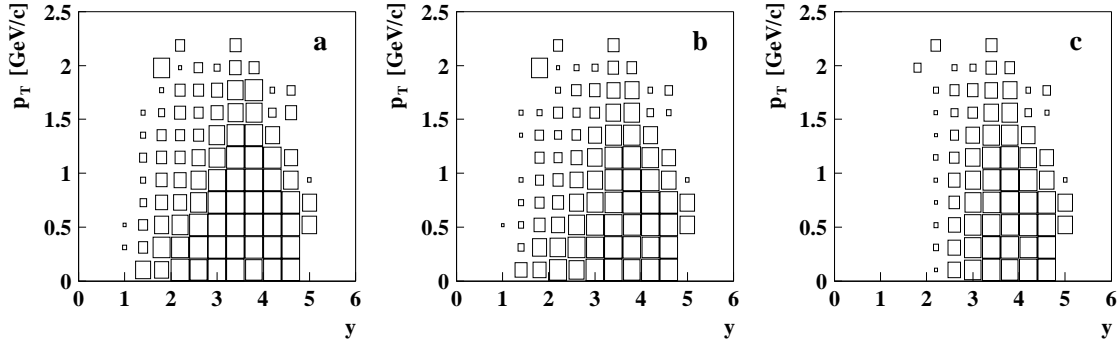
$$\alpha_{\text{geom}}(p_{\text{T}}, y) = \frac{N_{\text{rek}}(p_{\text{T}}, y)}{N_{\text{sim}}(p_{\text{T}}, y)} . \quad (3.27)$$

Zur Simulation von  $\Lambda(1520)$  in p+p und Pb+Pb wurden realistische Phasenraumverteilungen verwendet (Kapitel 3.4.2). Die Abbildung 3.31 zeigt schematisch die Analyseketten, die zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz verwendet wurde. Es wurden ca. 10.000 Ereignisse mit jeweils einem  $\Lambda(1520)$  erzeugt. Mit dem GEANT-Programmpaket [Gea94] wird der Zerfall des  $\Lambda(1520)$  in den  $p + K^-$ -Zerfallskanal simuliert. Aus den daraus gewonnenen *Monte-Carlo*-Daten (MC-Daten) werden unter Verwendung von TRIC und GEANT die dazugehörigen Detektorrohdaten erzeugt. Mit Hilfe der Rekonstruktionskette werden die Daten vollständig zu DSTs rekonstruiert. Die geometrische Akzeptanz berechnet sich aus dem Verhältnis der Phasenraumverteilungen der rekonstruierten  $\Lambda(1520)$  aus den DSTs zu den ursprünglich erzeugten  $\Lambda(1520)$  der MC-DSTs.



**Abbildung 3.31** Simulationskette zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz.

Die Abbildung 3.32 zeigt die geometrischen Akzeptanzen in den Phasenraumvariablen der Rapidität  $y$  und dem Transversalimpuls  $p_T$  mit den verschiedenen Qualitätsschnitten für die Pb+Pb-Simulation. In Abbildung 3.32(a) ist die rein geometrische Akzeptanz ohne Qualitätsschnitte gezeigt. Die Akzeptanz über den gesamten Phasenraum mit der angenommenen Ausgangsphaseverteilung liegt bei 81.8 %. Die Abbildung 3.32(b) zeigt die Verteilung unter Verwendung eines Qualitätsschnitts von mindestens 15 gemessenen Punkten pro Spur, hier liegt die geometrische Akzeptanz über den gesamten Phasenraum bei 74.3 %. Bei einem zusätzlichen Impulsschnitt von  $p = [3, 100]$  GeV/c, der durch die Teilchenidentifikation anhand von  $dE/dx$  gegeben ist, verringert sich die Gesamtakzeptanz auf 60.1 % (Abbildung 3.32(c)). Der hinzukommende Spurimpaktparameterschnitt am Hauptvertex (Kapitel 5.3.1) reduziert die Gesamtakzeptanz auf 56.8 %.



**Abbildung 3.32** Geometrische Akzeptanzen für  $\Lambda(1520)$  als Funktion der Phasenraumvariablen Transversalimpuls  $p_T$  und Rapidität  $y$  mit verschiedenen Qualitätsschnitten a.) ohne Punkt- und Impulsschnitt, b.) mit Punktschnitt und c.) mit Punkt- und Impulsschnitt.

### 3.4.2 Phasenraumverteilung

Mit einer vorher angenommenen Phasenraumverteilung, die in die Akzeptanzberechnung eingeht, wird der Korrekturfaktor für die Multiplizität im gesamten Phasenraum berechnet. Die  $\Lambda(1520)$ -Phasenraumverteilung einer Pb+Pb-Reaktion wurde bisher noch nicht gemessen. Deshalb wird die Transversalimpulsverteilung des  $\Lambda$  mit einem inversen Steigungsparameter von  $T = 300$  MeV, und eine gaußförmigen Rapiditätsverteilung um den Mittelpunkt  $y_{\text{cms}} = 2.9$  mit einer Breite von  $\sigma_y = 1$  angenommen. Hingegen wird die Phasenraumverteilung einer p+p-Reaktion aus der Extrapolation von bisher gemessenen  $\Lambda(1520)$ -Verteilungen unterschiedlicher Energien herangezogen [Bob83], mit  $T = 150$  MeV und einer flachen Rapiditätsverteilung von  $y = [0.5, 5.3]$ . Die Transversalimpulsverteilung wird mit

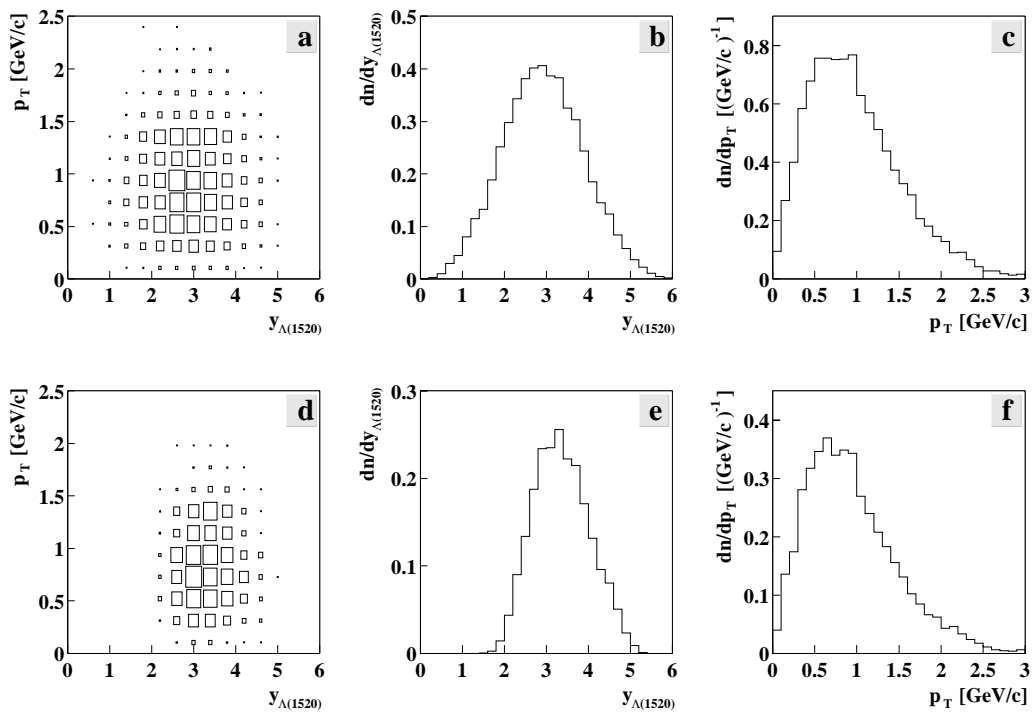
$$\frac{d^2n}{dp_T dy} = C \cdot p_T \cdot \exp\left(\frac{-m_T}{T}\right) \quad (3.28)$$

beschrieben, wobei der inverse Steigungsparameter  $T$  auch als Temperatur bezeichnet wird. Die transversale Masse  $m_T$  berechnet sich nach

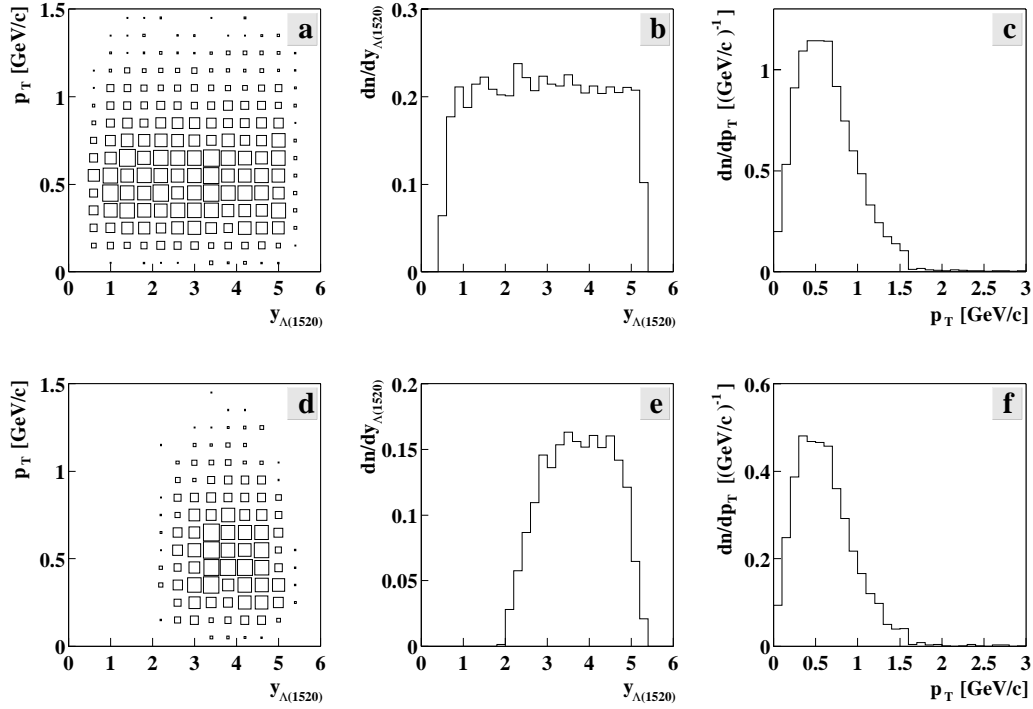


$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2} \quad (3.29)$$

aus dem transversalen Impuls  $p_T$  und der Ruhemasse des Teilchens  $m_0$ . Die Abbildung 3.33 zeigt die Phasenraumverteilung der simulierten  $\Lambda(1520)$  (a,b,c) und der rekonstruierten  $\Lambda(1520)$  (c,d,e) für Pb+Pb-Ereignisse im Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.50, 1.54]$ . Die Verteilungen sind auf ein simuliertes  $\Lambda(1520)$  pro Ereignis normiert.



**Abbildung 3.33** Simulierte  $\Lambda(1520)$ -Phasenraumverteilung eines  $\Lambda(1520)$  (a,b,c) für eine Pb+Pb-Reaktion und die entsprechenden Verteilungen nach der Rekonstruktion (d,e,f).



**Abbildung 3.34** Simulierte  $\Lambda(1520)$ -Phasenraumverteilung eines  $\Lambda(1520)$  (a,b,c) für eine p+p-Reaktion und die entsprechenden Verteilungen nach der Rekonstruktion (d,e,f).

### 3.4.3 Zerfallskorrektur

Die Bestimmung der geometrischen Akzeptanz wurde mit einer Simulation von  $\Lambda(1520)$  vorgenommen, dessen Zerfallsprodukte nicht weiter zerfallen. Dies gilt jedoch nicht für das  $K^-$ -Teilchen. Durch einen Zerfall des  $K^-$ -Teilchens im Detektorsystem kann die Spur möglicherweise durch seine kurze Spurlänge nicht mehr rekonstruiert werden. Die mittlere Lebensdauer der geladenen Kaonen beträgt etwa  $\tau = 1.2410^{-8}$  Sekunden, woraus sich eine mittlere Flugstrecke von  $c\tau = 3.7$  Metern ergibt [pdg98]. Mit einem  $\gamma$ -Faktor von 10 ( $\gamma = \frac{E}{m}$ ) ergibt sich im Laborsystem eine mittlere Flugstrecke (Zerfallsstrecke) von 37 Metern. Das Kaon zerfällt dann zu 63.5 % in ein Myon und ein Neutrino und zu 21.2 % in ein negatives und neutrales Pion.

$$K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu, K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 .$$

Aus zwei GEANT-Simulation von je 10000  $\Lambda(1520)$  mit an- und ausgeschaltetem Kaonenzerfall, wurde der Verlust im rekonstruierten  $\Lambda(1520)$ -Signal durch den möglichen Zerfall eines Kaons mit  $6.2 \% \pm 2.3 \%$  bestimmt.

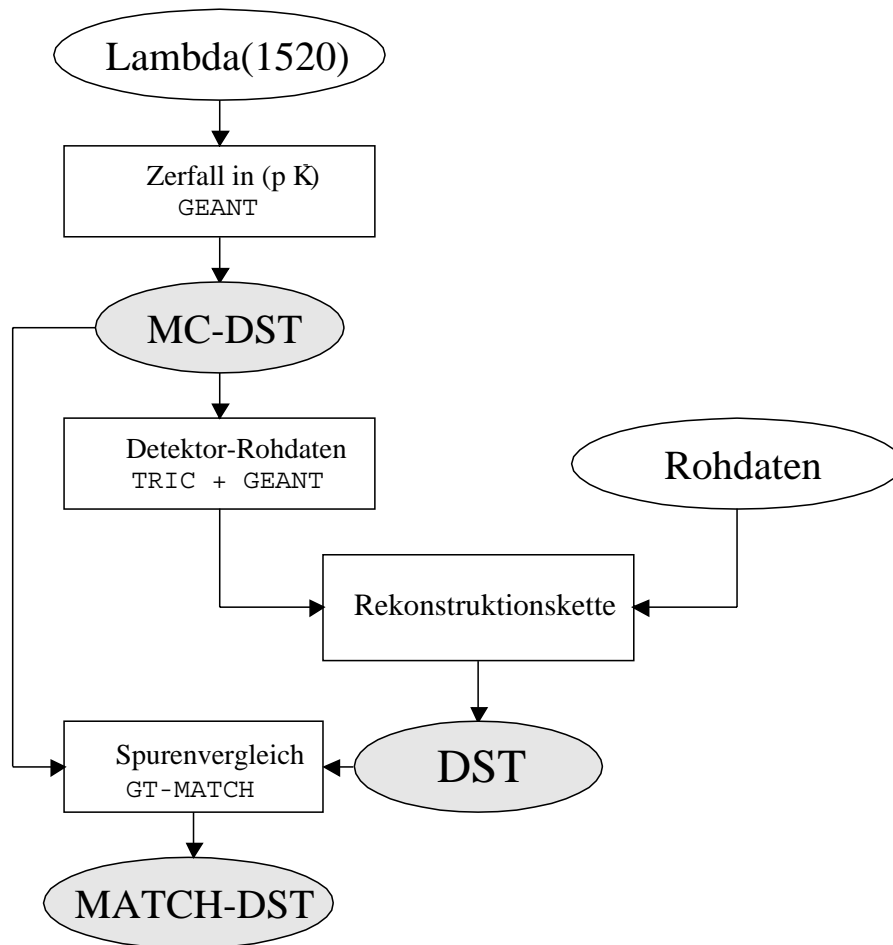
### 3.4.4 Rekonstruktionseffizienz

Die Rekonstruktion der Teilchenspuren kann in Bereichen hoher Spurdichte Ineffizienzen aufweisen, wie es in den Pb+Pb-Ereignissen nahe der Strahlachse der Fall ist. Dies kommt zum Beispiel durch die Sättigungseffekte in den Hochdichtebereichen der TPCs auftretenden Spurpunktverluste zustande. In der Rekonstruktionseffizienz werden die aufgrund hoher Spurdichte nicht rekonstruierten Teilchen berücksichtigt.

Abbildung 3.35 zeigt den Verlauf einer solchen Simulationskette. Zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz wurden in 1000 echte Pb+Pb-Ereignisse jeweils die Zerfallsprodukte von 9 simulierten  $\Lambda(1520)$  in Form von Detektorrohdaten in die Rohdaten der Ereignisse implantiert. Nach der Spur- und Impulsrekonstruktion werden aufgrund von Punktpositionsvergleichen *GT-MATCH* die möglichen Ausgangsteilchen gesucht, die zuvor implantiert wurden. Mit der folgenden invarianten Massenanalyse wird die Anzahl der rekonstruierbaren  $\Lambda(1520)$  bestimmt. Aus dem Verhältnis der rekonstruierten  $\Lambda(1520)$  zu den simulierten  $\Lambda(1520)$  unter Berücksichtigung der Teilchen, die durch die Detektorakzeptanz und den Kaonenzerfall verlorengehen, wird die Rekonstruktionseffizienz berechnet:

$$\varepsilon_{\Lambda(1520)} = \frac{N_{\text{rek}}}{N_{\text{sim}}} \quad , \quad (3.30)$$

die mit etwa 97 % sehr groß ist. Dies kann durch die Verwendung von globalen Spuren erklärt werden. Da die meisten Zerfallsprodukte mindestens in zwei TPCs detektiert werden sollten, hat der Verlust eines Spurstückes in einer einzelnen TPC keinen Spurverlust an sich zur Folge. Auch der sehr aufwendige Spurfindungsalgorithmus, der es ermöglicht globale Spuren durch Spurannahmen aus den TPC-Bereichen geringerer Spurdichte in Hochspurdichte-Regionen zu erkennen, verbessert die Spurfindung.

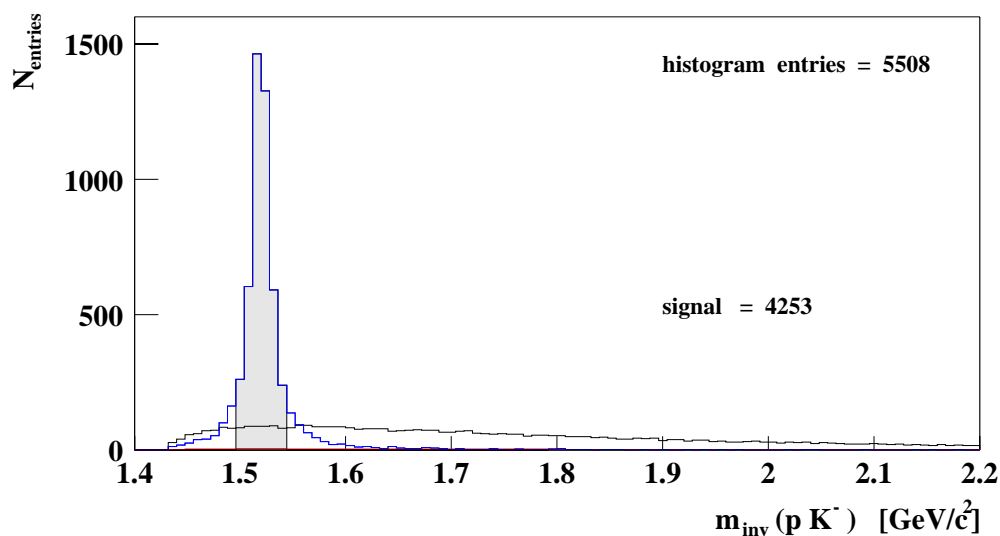


**Abbildung 3.35** Simulationskette mit Implantation von simulierten Teilchen in Rohdaten Ereignisse.

### 3.4.5 Invariantes Massenintervall

Die Anzahl der  $\Lambda(1520)$ -Einträge in einem gegebenen Massenintervall erfasst nicht alle rekonstruierten  $\Lambda(1520)$ , da die Breite dieses Intervalls der Signal-zu-Untergrundoptimierung unterliegt. So werden invariante Massenbereiche, in denen das zu erwartende Signal sehr klein gegenüber dem Untergrund ist, nicht verwendet. Auch die Art der Untergrundsubtraktion verringert das Signal, jedoch ist dieser Beitrag vernachlässigbar klein.

Die Abbildung 3.36 zeigt das invariante Massenspektrum der 9771 simulierten und rekonstruierbaren  $\Lambda(1520)$  nach allen Schnittkriterien und den Zerfällen der negativen Kaonen. Aus der Simulation geht hervor, dass in dem invarianten Massenintervall von  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.50, 1.54]$   $\text{GeV}/c^2$  78 % der rekonstruierbaren 5508  $\Lambda(1520)$  liegen.



**Abbildung 3.36** Invariante Massenspektrum mit einzelnen rekonstruierten  $p/K^-$ -Paaren aus 9771 simulierten  $\Lambda(1520)$  und das invariante Massenspektrum aus dem dazu produzierten Untergrund der Mixed-Event-Methode.

Aus einer Breit-Wigner-Anpassung im Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.50, 1.54]$   $\text{GeV}/c^2$  ergibt sich nach der Rekonstruktion ein Mittelwert  $m_{\text{bw}} = 1519.6 \text{ MeV}/c^2 \pm 0.2 \text{ MeV}/c^2$  und eine Breite  $\Gamma_{\text{bw}} = 17.0 \text{ MeV}/c^2 \pm 0.40 \text{ MeV}/c^2$ . Eine Breit-Wigner-Anpassung an die simulierten MC-Daten ergibt einen Mittelwert  $m_{\text{bw}} = 1519.4 \text{ MeV}/c^2 \pm 0.12 \text{ MeV}/c^2$  und eine Breite  $\Gamma_{\text{bw}} = 16.2 \text{ MeV}/c^2 \pm 0.28 \text{ MeV}/c^2$ . Dies zeigt, dass die Signalverbreiterung aufgrund der Impulsauflösung der Spuren kleiner als 5 % ist.

### 3.4.6 Verzweigungskorrektur

Die neutrale Hadronresonanz  $\Lambda(1520)$  besitzt mehrere Zerfallskanäle. Die NA49-TPCs können nur geladene Teilchen detektieren. In dieser Arbeit wurde das  $\Lambda(1520)$  ausschließlich über den Verzweigungskanal  $pK^-$  rekonstruiert. Eine Korrektur auf das Verzweigungsverhältnis des entsprechenden Zerfallskanal ist notwendig. In Tabelle 3.3 sind die unterschiedlichen Zerfallskanäle und ihre Verweigungsverhältnisse aufgelistet. Daraus ergibt sich für den  $pK^-$ -Zerfallskanal ein Korrekturfaktor von  $1/0.225$ .

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis [%]
$p K^-$	22.5
$N K^0$	22.5
$\Sigma\pi$	42
$\Lambda\pi\pi$	10
$\Sigma\pi\pi$	0.9
$\Lambda\gamma$	0.8

**Tabelle 3.3** Verzweigungsverhältnisse der  $\Lambda(1520)$  Zerfallskanäle [pdg98].

# Kapitel 4

## $\Lambda(1520)$ -Analyse in p+p-Kollisionen

Die Analyse wurde anhand von 1000000 aufgezeichneten Ereignissen durchgeführt, von denen etwa 400000 als Proton-Proton-Reaktionen im Target rekonstruiert werden können. Die Ereigniselektion erfolgt aufgrund der Reaktionspunktreakonstruktion und der Targetgeometrie. Die folgende Spurselektion teilt sich in Qualitäts- und Teilchenidentifikationskriterien auf. Aus den Einträgen im Signalspektrum wird mit den nötigen Korrekturfaktoren die Multiplizität für den gesamten Phasenraum berechnet. Anschließend wird der Unterschied zwischen der Ereignismischmethode der benachbarten Ereignissen und dem Mischen von Ereignissen gleicher Multiplizität gezeigt.

### 4.1 Datensatz

Die Tabelle 4.3 listet die zur Analyse verwendeten *Runs* mit der jeweiligen Anzahl der Ereignisse auf. Die gesamte Datenaufzeichnung erstreckte sich über einen Zeitraum vom 14 Tagen.

Run	Ereignisse	Run	Ereignisse
1117	22370	1195	38296
1118	13427	1196	16565
1124	11839	1197	4740
1136	42454	1198	14171
1141	6944	1199	7280
1142	12903	1200	16165
1143	34255	1201	12155
1157	28410	1203	8413
1162	33854	1205	12967
1163	13701	1206	33199
1168	16339	1207	19208
1172	26930	1208	22701
1177	6183	1209	21199
1178	60328	1210	17408
1179	17785	1212	65262
1180	20686	1213	29563
1188	9280	1214	34527
1189	63977	1215	45841
1190	16894	1216	24892
1194	39709		
gesamt Ereignisse		942820	

**Tabelle 4.1** Auflistung der verwendeten p+p Datensätze.

## 4.2 Ereignisselektion

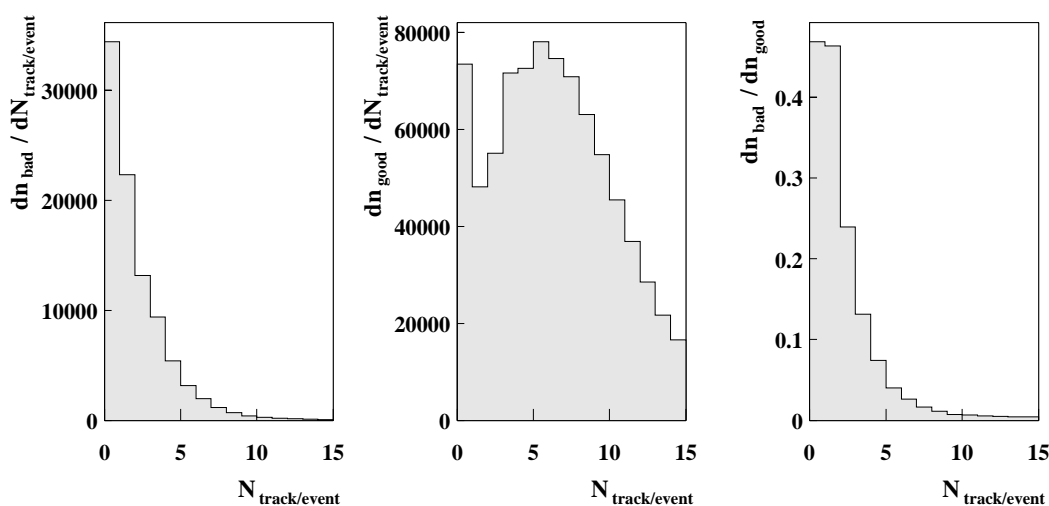
Zur Ereignisselektion der p+p-Analyse gehört im Wesentlichen die Trennung der Kollisionen der Protonen mit dem flüssigen Wasserstoff im Targetvolumen von den Kollisionen der Protonen mit dem Material des Targetbehälters. Dazu wird der Reaktionspunkt der Kollision rekonstruiert.

### 4.2.1 Vertexrekonstruktion

Drei BPDs (*Beam Position Detector*) definieren die Trajektorie des Strahlteilchens. Unter Verwendung der zum Hauptvertex zurück extrapolierten Teilchenspuren lässt sich die z-Koordinate des Reaktionspunktes auf der Trajektorie des



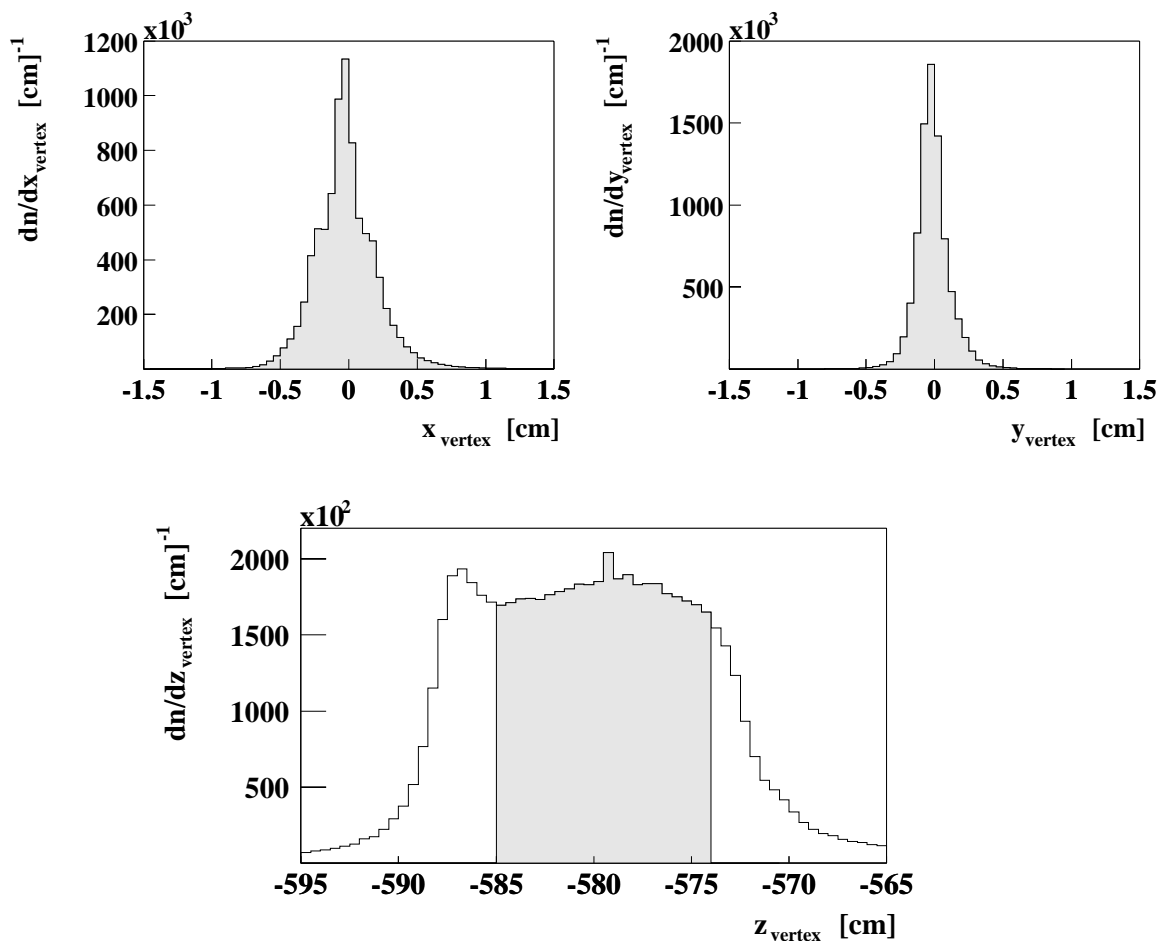
Strahlteilchens bestimmen. Wird nun aufgrund mangelnder Anzahl und Genauigkeit der Spuren der Vertexpunkt nicht gefunden, so wird dieses Ereignis verworfen. Da dies bei kleinen Spurmultiplicitäten häufiger der Fall ist als bei hohen Spurmultiplicitäten, wird auf den Verlust durch die Vertexrekonstruktion korrigiert. Die Abbildung 4.1 zeigt die Anzahl der verworfenen (links) und nicht verworfenen (Mitte) Ereignisse in Abhängigkeit der Multiplizität. Aus dem Verhältnis (rechts) lässt sich der Korrekturfaktor bestimmen. Ab einer Multiplizität von 5 liegt der Faktor unter 10 %.



**Abbildung 4.1** Links: Anteil der aufgrund der Vertexrekonstruktionseffizienz verworfenen Ereignisse in Abhängigkeit von der Anzahl der Spuren pro Ereignis. Mitte: Anteil der guten Ereignisse in Abhängigkeit von der Anzahl der Spuren, und rechts das Verhältnis der verworfenen zu den guten Ereignissen.

## 4.2.2 Sensitives Targetvolumen

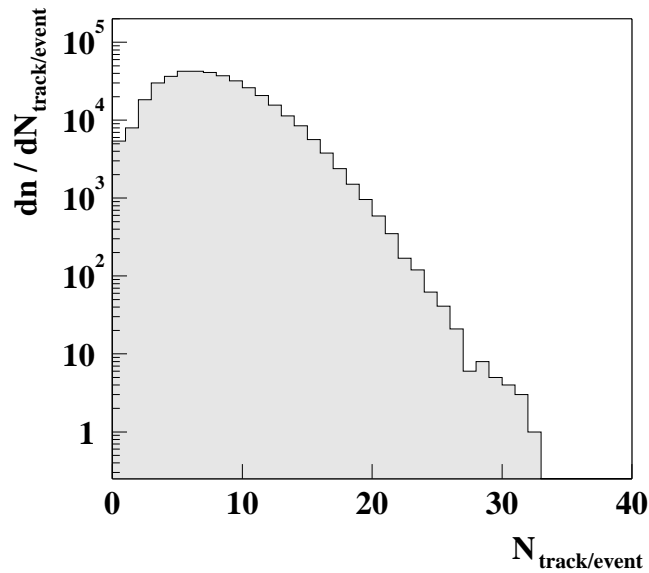
Die Verteilung der rekonstruierten Vertexpositionen in den drei Raumrichtungen wird in Abbildung 4.2 gezeigt. Die Wechselwirkungen, die innerhalb des Targetvolumens stattgefunden haben, werden unter Verwendung der Targetgeometrie selektiert. Der graue Bereich kennzeichnet die verwendeten Spuren unter Berücksichtigung der Selektionskriterien:  $|x_{\text{vertex}}| \leq 1$ ,  $|y_{\text{vertex}}| \leq 1$  und  $-585 \leq z_{\text{Vertex}} \leq -574$ .



**Abbildung 4.2** Verteilung der x-, y- und z-Position des rekonstruierten Hauptvertexpunktes. Der grau markierte Bereich zeigt die Selektionsbedingungen, die anhand der Targetgeometrie abgeleitet wurden.

### 4.2.3 Multiplizität

Die  $p+p$ -Multiplizitätsverteilung nachgewiesener geladener Teilchen pro Ereignis ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Die mittlere Spurmultiplicität liegt bei etwa 7 Spuren pro Ereignis. Im Gegensatz zu der  $Pb-Pb$ -Multiplizitätsverteilung (Abbildung 5.1) wurde bei dieser Verteilung keine Qualitätseinschränkung vorgenommen.

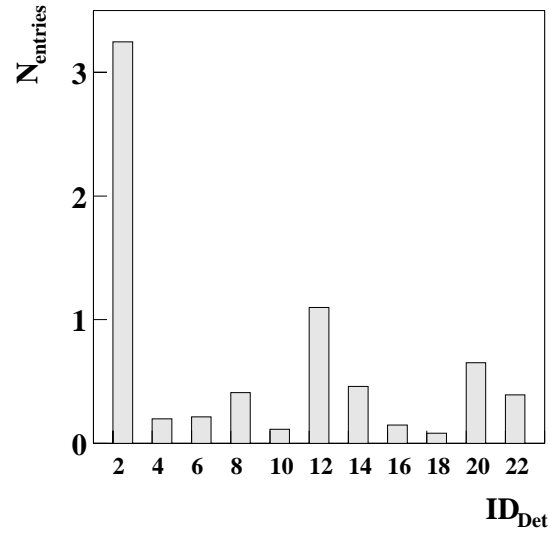


**Abbildung 4.3** Häufigkeitsverteilung der Anzahl der Spuren der etwa 400000 p+p-Ereignisse.

### 4.3 Spurselektion

In dieser Arbeit wurden für die Analyse globale Spuren verwendet, d.h. Spuren können aus mehreren Spurstücken der einzelnen TPCs zusammengesetzt sein. Abbildung 4.4 zeigt die für ein Ereignis gemittelte Häufigkeitsverteilung der globalen Spuren verschiedener Detektoranteile. Die in Tabelle 4.2 aufgelisteten Detektor-kennziffern  $ID_{\text{Det}}$  setzen sich aus den Binärzahlen der einzelnen Detektoren zusammen,  $ID_{\text{VTPC1}} = 2$ ,  $ID_{\text{VTPC2}} = 4$ ,  $ID_{\text{MTPC-L}} = 8$  und  $ID_{\text{MTPC-R}} = 16$ .

Im Zusammenhang mit der Definition globaler Spuren lässt sich an dieser Stelle verdeutlichen, dass es sinnvoll ist, auch die VTPC-Spuren hinzuzunehmen, da ihr Anteil an den Gesamtspuren bei etwa 52 % liegt.



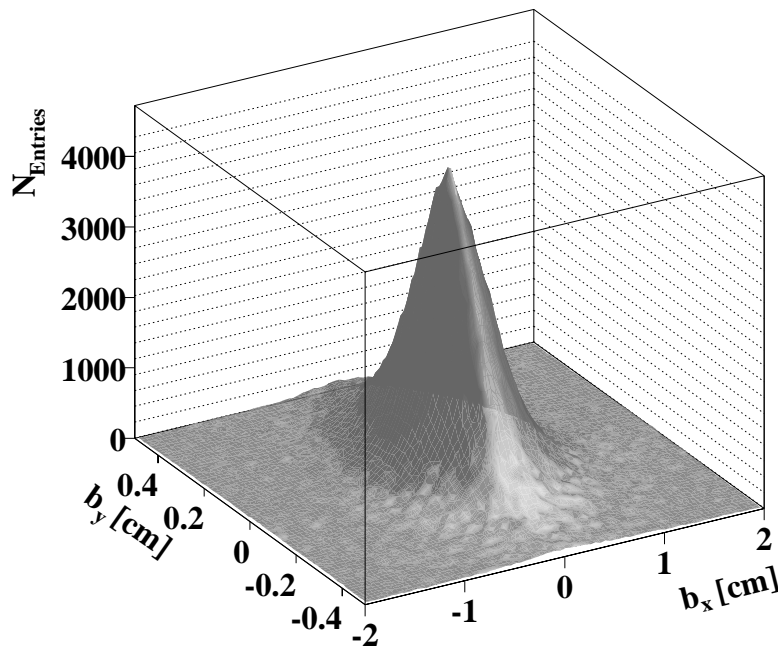
**Abbildung 4.4** Häufigkeit der Spuren in Abhängigkeit der Detektorkennziffern in einem  $p+p$ -Ereignis.

Detektorkennziffer $ID_{\text{Det}}$	Kennziffer der Einzeldetektoren			
	VTPC1=2	VTPC2=4	MTPC-L=8	MTPC-R=16
2	×			
4		×		
6	×	×		
8			×	
10	×		×	
12		×	×	
14	×	×	×	
16				×
18	×			×
20		×		×
22	×	×		×

**Tabelle 4.2** Mögliche Detektorkennziffern  $ID_{\text{Det}}$ , die sich aus den Kennziffern der Einzeldetektoren zusammensetzen.

### Impaktparameter

Die Impaktparameter  $b_x$  und  $b_y$  ergeben sich aus der Extrapolation der Teilchen-  
trajektorien auf die z-Position zum Hauptvertex und dem geometrischen Abstand  
in der x- (horizontalen) und y- (vertikalen) Targetebene. Da es eine Bedingung für  
einen Schnittpunkt der auslaufenden Spuren mit der Strahltrajektorie innerhalb  
des Targetvolumnes gibt, wurde auf einen Impaktparameterschnitt verzichtet. Für  
die Analyse mit den Pb+Pb-Daten wurde ein Schnitt von  $|b_x| \leq 5$  cm und  $|b_y| \leq$   
2 cm verwendet, der hier aufgrund von schmalen  $b_x$ - und  $b_y$ -Verteilungen nicht  
notwendig ist (siehe Kapitel 5.3.1).



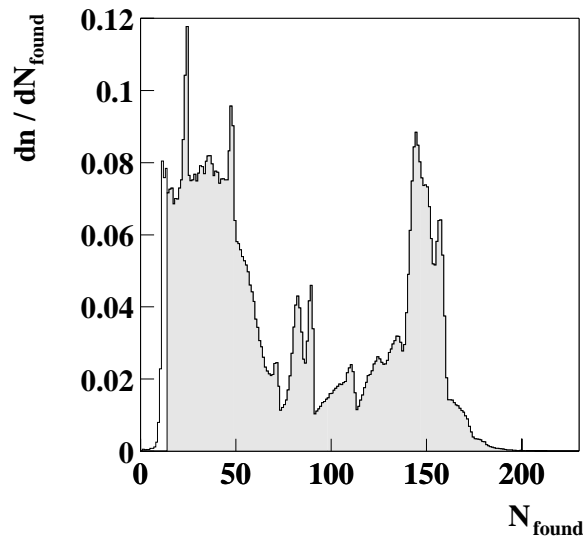
**Abbildung 4.5** Impaktparameterverteilung der globalen Spuren am Hauptvertex in x- und y-Richtung in p+p-Ereignissen.

### Spurpunkte

Die maximale Anzahl der Spurpunkte  $N_{\max}$  ergibt sich aus der Zahl der Pad-Reihen (z-Richtung) des gesamten Detektorsystems, die sich aus den Pad-Reihen der Einzeldetektoren zusammensetzt:

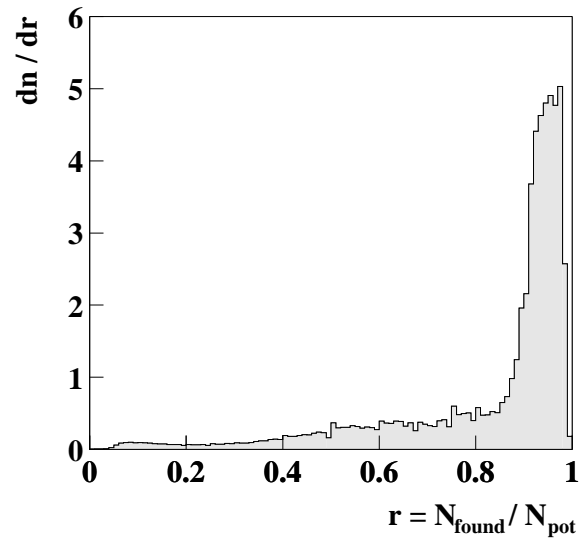
$$N_{\max} = N_{\max\text{VTPC1}} + N_{\max\text{VTPC2}} + N_{\max\text{MTPC}} = 70 + 70 + 90 = 234 \quad .$$

Abbildung 4.6 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Spurpunkte globaler Spuren. Der in grau gekennzeichnete Bereich sind Spuren, die einen Qualitätsschnitt der geforderten Mindestpunktzahl  $N_{\text{found}} \geq 15$  erfüllen und deren Mindestlänge 45 cm beträgt (der mittlere Abstand zwischen 2 Pad-Reihen beträgt etwa 3 cm).



**Abbildung 4.6** Häufigkeitsverteilung der Spurpunkte pro Spur in einem Ereignis.

Die Abbildung 4.7 zeigt das Verhältnis der Anzahl gefundener Spurpunkte zu der Anzahl potenzieller Spurpunkte, die sich aus den Kreuzungspunkten der globalen Spurtrajektorie mit allen Pad-Reihen bestimmen lässt. Für 74 % der Spuren werden mindestens 80 % ihrer Spurpunkte gemessen.



**Abbildung 4.7** Verhältnis der gemessenen zu den potenziellen Spurpunkten in globalen Spuren eines p+p-Ereignisses.

## 4.4 Teilchenidentifikation

Die Abbildung 4.8 zeigt die Verteilung des spezifischen Energieverlustes von Teilchen der p+p-Daten im Impulsintervall  $p = [7, 8]$  GeV/c. Die Auflösung der  $dE/dx$ -Messung ist etwa um 1 % besser als bei den Pb+Pb-Daten.

Die Teilchenidentifikation der Zerfallsteilchen  $K^-$  und  $p$  erfolgt unter Verwendung eines  $dE/dx$ -Sigmaschnittes und des damit verbundenen Impulsschnittes, der im Bereich ab 3 GeV/c eine gute Teilchentrennung ermöglicht. Dies geht aus der in Abbildung 4.9 eingezeichneten  $dE/dx$ -Parametrisierung in Abhängigkeit des Impulses der verschiedenen Teilchensorten hervor. Der grau markierte Bereich kennzeichnet den Selektionsbereich eines Sigmaschnittes für  $p$  (links) und  $K^-$  (rechts) mit  $SIG_p = [0.90, 1.04]$  und  $SIG_{K^-} = [0.96, 1.04]$ . Dabei werden bei einer mittleren Auflösung von etwa  $\sigma_{dE/dx} = 3.5 - 4.0$  % etwa 80 % der Protonen und 70 % der negativen Kaonen selektiert.

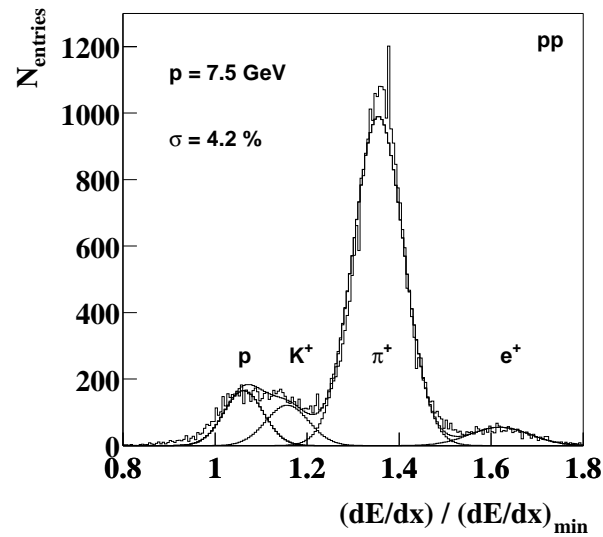


Abbildung 4.8 Der spezifische Energieverlust von Protonen, Kaonen, Pionen und Elektronen der  $p+p$ -Ereignisse im Impulsintervall von 7 bis 8  $\text{GeV}/c$ .

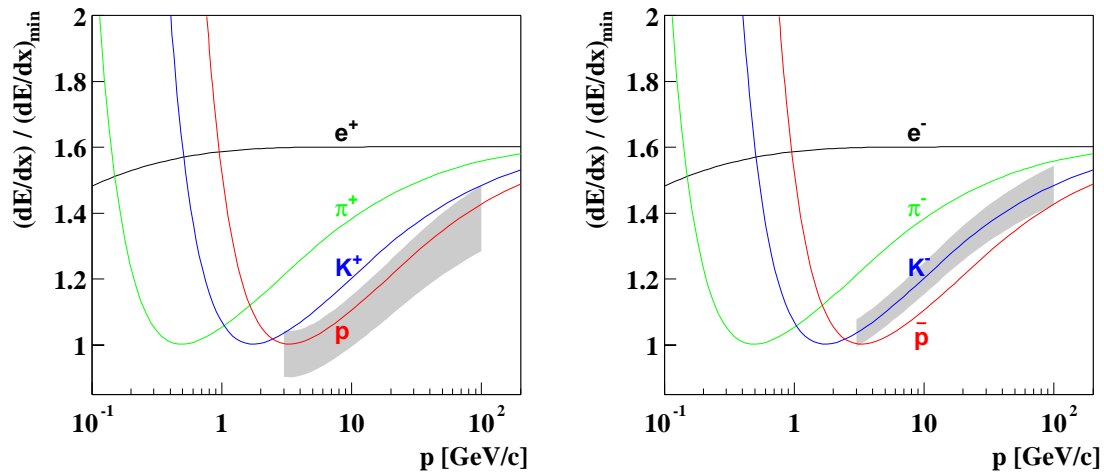


Abbildung 4.9 Parametrisierung des spezifischen Energieverlustes in Abhängigkeit vom Impuls der positiv und negativ geladenen Teilchen der  $p+p$ -Daten. Links: in grau eingezeichnet der Schnitt zur Protonenselektion. Rechts: in grau eingezeichnet der Schnitt zur Selektion von negativen Kaonen.



Der in Abbildung 4.10 eingezeichnete Impulsschnitt  $p = [3,100]$  GeV/c verwirft etwa 33 % der Gesamtspuren, wobei der Anteil von  $K^-$  und Protonen aus einem  $\Lambda(1520)$ -Zerfall jedoch geringer ist. Dies geht aus einer Simulation hervor, ähnlich wie in Abbildung 5.7. Der Impulsschnitt wird jedoch hauptsächlich aufgrund der besseren Teilchenidentifizierung vorgenommen.

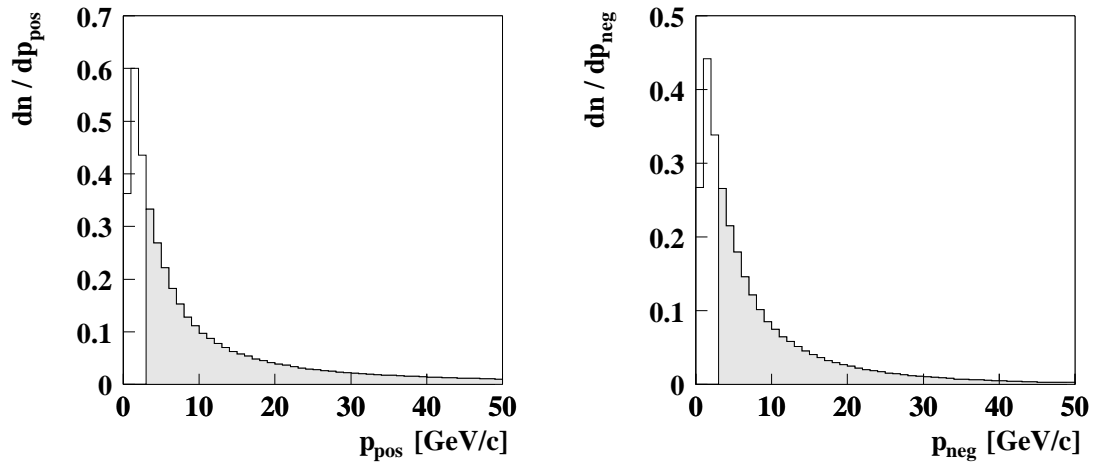


Abbildung 4.10 Impulsverteilung der positiv (links) und negativ (rechts) geladenen Teilchen.

## 4.5 Statistik des Datensatzes

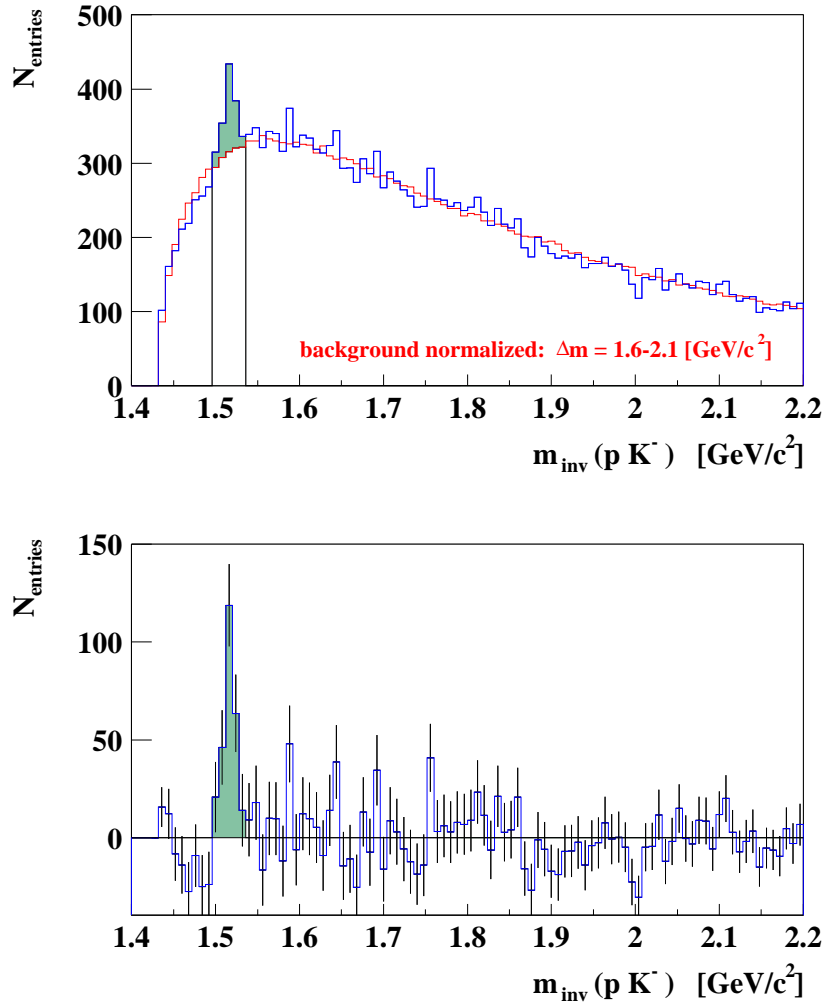
Im Mittel werden  $\langle N_S \rangle = 7.2$  Spuren pro Ereignis gemessen, davon sind  $\langle N_P \rangle = 4.3$  positiv und  $\langle N_N \rangle = 2.9$  negativ geladen. Die Tabelle 4.3 zeigt den Anteil der Ereignisse und Teilchenspuren, die durch die einzelnen Selektionskriterien verworfen werden. Die verworfenen Anteile sind sukzessiv zu verstehen, d.h. dass sich der Anteil auf die Zahl der vom vorhergehenden Schnitt übriggebliebenen Kandidaten bezieht. Nach allen Qualitäts- und Auswahlkriterien verbleiben pro Ereignis im Mittel  $\langle N_P \rangle = 0.47$   $p$ -Kandidaten und  $\langle N_{K^-} \rangle = 0.11$   $K^-$ -Kandidaten.

Selektionskriterium	Anteil verworfener Ereignisse [%]
Hauptvertex durch BPD	9.87
$ x_{\text{Vertex}}  \leq 1$	1.19
$ y_{\text{Vertex}}  \leq 1$	0.20
$-585 \leq z_{\text{Vertex}} \leq -574$	47.2
Selektionskriterium	Anteil verworfener pos. Spuren für p [%]
$N_{\text{Punkte}} \geq 15$	7.20
$3 \leq p \leq 100$	31.4
$0.90 \leq SIG_p \leq 1.04$	82.3
Selektionskriterium	Anteil verworfener neg. Spuren für $K^-$ [%]
$N_{\text{Punkte}} \geq 15$	7.86
$3 \leq p \leq 100$	34.4
$0.96 \leq SIG_{K^-} \leq 1.04$	93.7

**Tabelle 4.3** Einfluss der Qualitäts- und Auswahlkriterien auf die Zahl der Ereignisse und die Multiplizität der Teilchensorten.

## 4.6 Ergebnis

Aus den Kombinationen der selektierten  $p$ - und  $K^-$ -Kandidaten wird die invariante Masse berechnet. Unter Verwendung des multiplizitätsabhängigen Event-Mixing (Kapitel 3.3.2) wird der kombinatorische Untergrund erstellt (Abbildung 4.11 oben). Nach einer Normierung des kombinatorischen Untergrundspektrums auf einen ausgewählten invarianten Massenbereich des Originalspektrums ( $m_{\text{norm}} = [1.6, 2.1]$ ), wird er vom gesamten Originalspektrum subtrahiert (Abbildung 4.11 unten).



**Abbildung 4.11** Invariante Massenverteilung der  $p/K^-$ -Paare der p+p-Daten. Oben: Originalspektrum mit normiertem Event-Mixing-Untergrund. Unten: Signalspektrum nach Subtraktion des Untergrundes.

Aus einer Breit-Wigner-Anpassung an das Signal im Signalspektrum im Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.49, 1.55] \text{ GeV}/c^2$  ergeben sich folgende Anpassungswerte:

$$m_{\text{bw}} = 1517.6 \text{ MeV}/c^2 \pm 1.7 \text{ MeV}/c^2 \quad \text{und} \quad (4.1)$$

$$\Gamma_{\text{bw}} = 12.0 \text{ MeV}/c^2 \pm 3.6 \text{ MeV}/c^2 \quad , \quad (4.2)$$

die im Bereich ihrer Fehler in guter Übereinstimmung mit den Literaturwerten liegen [pdg98]. Im invarianten Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.50, 1.54]$  werden für das  $\Lambda(1520)$  260 Einträge gezählt. Unter Verwendung der folgenden Korrekturfaktoren wird die Multiplizität des  $\Lambda(1520)$  im gesamten Phasenraum bestimmt (Gleichung 4.3).

- $w_{\text{BR}} = \frac{1}{0.225}$  Verzweigungsverhältnis in den  $(p + K^-)$  Zerfallskanal
- $w_{\text{GD}} = \frac{1}{0.516}$  geometrische Akzeptanz mit  $K^-$  Zerfall
- $w_{\text{ID}} = \frac{1}{0.53}$  Verluste durch Teilchenidentifikationskriterien
- $w_{\Delta\text{M}} = \frac{1}{0.774}$  Eingeschränktes Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.50, 1.54]$  GeV/ $c^2$
- $w_{\text{ER}} = \frac{1}{391327}$  Normierung auf Einzelereignis
- $w_{\text{VE}} = \frac{1}{1.15}$  Vertexrekonstruktionseffizienz und Targetgeometrieschnitt

$$\begin{aligned} \langle \Lambda(1520) \rangle &= N_{\text{Signal}} \cdot w_{\text{BR}} \cdot w_{\text{GD}} \cdot w_{\text{ID}} \cdot w_{\Delta\text{M}} \cdot w_{\text{EF}} \cdot w_{\text{VE}} \\ &= 260 \cdot 4.67 \cdot 10^{-5} \approx 0.0121 \quad . \end{aligned} \quad (4.3)$$

Der statistische Fehler des Signals berechnet sich aus der Anzahl der Einträge im Originalhistogramm  $N_{\text{S+B}} = 1823$  wie folgt:

$$\sigma_{\text{stat}} \langle \Lambda(1520) \rangle = \sqrt{1823} \cdot 4.67 \cdot 10^{-5} \approx 0.0020 \quad . \quad (4.4)$$

Der systematische Fehler wurde mit etwa

$$\sigma_{\text{sys}} \langle \Lambda(1520) \rangle_{\text{sys}} \approx 0.0010 \quad (4.5)$$

abgeschätzt.

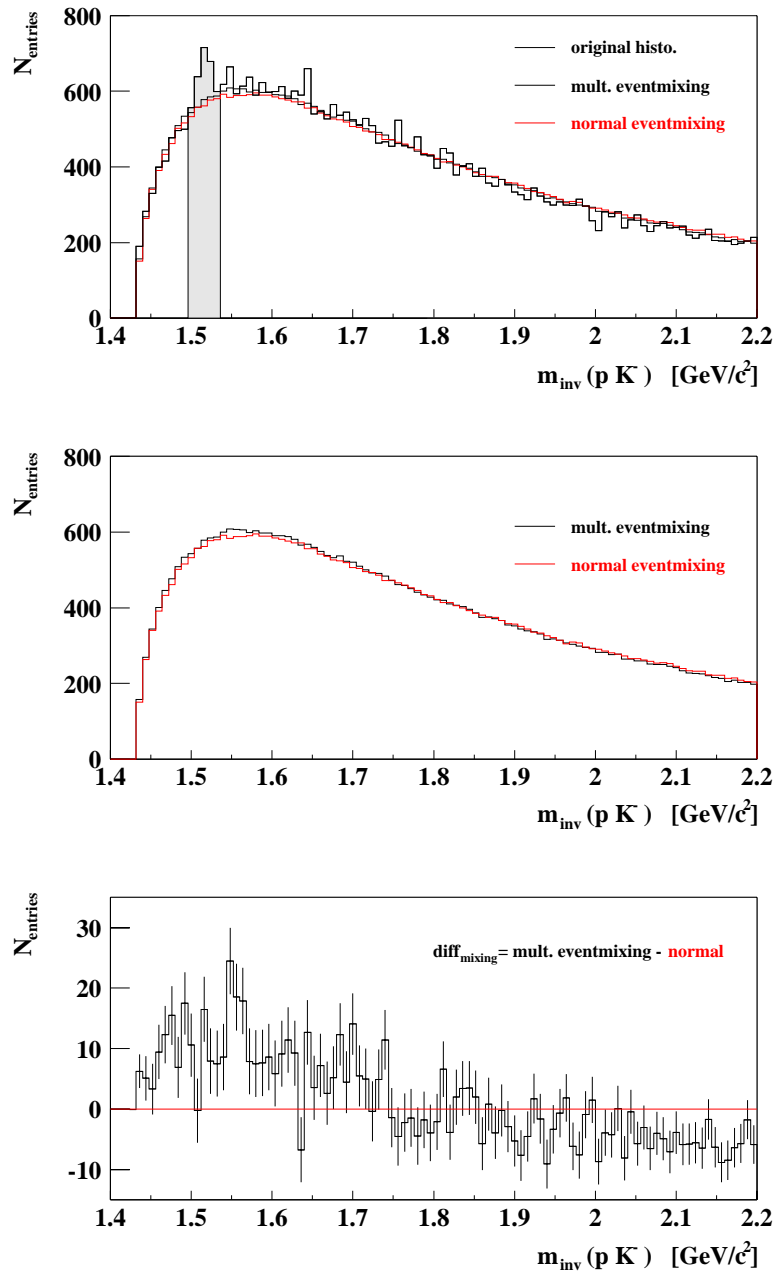
Das Ergebnis der totalen  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität lässt sich wie folgt zusammenfassen:

$$\langle \Lambda(1520) \rangle = 0.0121 \pm 0.0020 \pm 0.0010$$

## 4.7 Untergrund

Mit einem Event-Mixing von 40 Ereignissen wurde der kombinatorische Untergrund erzeugt. Hier wurde das multiplizitätsabhängige Event-Mixing aufgrund der besseren Beschreibung des Untergrundes gewählt. Die Abbildung 4.12 zeigt den Vergleich der invarianten Massenverteilung zweier Event-Mixing-Methoden. Beim normalen Event-Mixing werden die benachbarten Ereignisse miteinander kombiniert, während beim multiplizitätsabhängigen Event-Mixing erst nach einer Vorselektion der Spurmultiplicität die Teilchen verschiedener Ereignisse miteinander kombiniert werden.

Die Abbildung 4.12 (oben) zeigt das Originalspektrum mit den beiden normierten Untergrundverteilungen. Hier ist deutlich zu sehen, dass das multiplizitätsabhängige Event-Mixing den Untergrund im Maximum der invarianten Massenverteilung besser beschreibt. Die Differenz der beiden Untergrundverteilungen weist eine systematische Struktur auf, die außerhalb des statistischen Fehlers liegt.



**Abbildung 4.12** Vergleich der multiplizitätsabhängigen zu der normal erzeugten Untergrundverteilung. Oben: Normierung der beiden Untergrundverteilungen auf das Originalspektrum. Mitte: Normierte Untergrundverteilung ohne Originalspektrum. Unten: Differenz der beiden normierten Untergrundverteilungen.

# Kapitel 5

## $\Lambda(1520)$ -Analyse in Pb+Pb-Kollisionen

Für die  $\Lambda(1520)$ -Analyse der Pb+Pb-Daten wurden etwa 360000 Ereignisse verwendet. Nach der Ereignis- und Spurselektion erfolgt die Teilchenidentifikation der möglichen Kandidaten der  $\Lambda(1520)$ -Zerfallsprodukte anhand des spezifischen Energieverlustes. Unter Kombination der Zerfallskandidaten wird die invariante Masse der  $\Lambda(1520)$ -Resonanz rekonstruiert. Das Signalspektrum ergibt sich nach Subtraktion des kombinatorischen Untergrundes, der mit einer Mixed-Event-Methode erstellt wurde. Mit den nötigen Korrekturfaktoren wird die  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität für den gesamten Phasenraum berechnet. Anschließend werden der Fehler und die Signifikanz der Analyse bestimmt, die anhand einer Simulation überprüft werden. Am Ende dieses Kapitels wird die verbleibende systematische Struktur im Signalspektrum ausführlich untersucht.

### 5.1 Datensatz

Die Tabelle 5.3 listet die *Runs*, die für die Pb+Pb-Analyse verwendet wurden, mit der Anzahl der Ereignisse auf.

Run	Ereignisse	Run	Ereignisse
1389	11493	1424	3931
1391	9472	1425	5104
1392	5017	1426	1594
1393	6472	1427	10983
1394	11894	1432	6068
1395	9008	1433	12468
1396	1906	1434	2602
1397	2056	1435	5744
1398	8149	1436	12269
1399	1923	1437	11394
1400	8827	1439	4667
1408	3987	1441	2052
1409	2324	1443	9960
1410	2801	1444	11817
1412	11579	1445	11847
1413	9422	1446	8131
1416	10827	1448	4296
1417	12325	1449	7825
1418	12177	1451	12246
1419	12406	1452	7472
1420	9390	1456	3787
1421	12178	1457	10643
1422	11448	1458	5320
1423	3737		
gesamt Ereignisse		366128	

**Tabelle 5.1** Auflistung der verwendeten Pb+Pb-Datensätze.

## 5.2 Ereignisselektion

Die Abbildung 5.1 zeigt die Spurmultiplicitätsverteilung von Pb+Pb-Wechselwirkungen für eine Triggerauswahl, die die 6 % zentralsten Ereignisse selektiert. Die Anteile kleiner Multiplicitäten, die vom Trigger fälschlicherweise akzeptiert wurden, werden mit einem Spurmultiplicitätsschnitt  $N_{\text{spuren}} = [700, 1500]$  weitgehend verworfen.



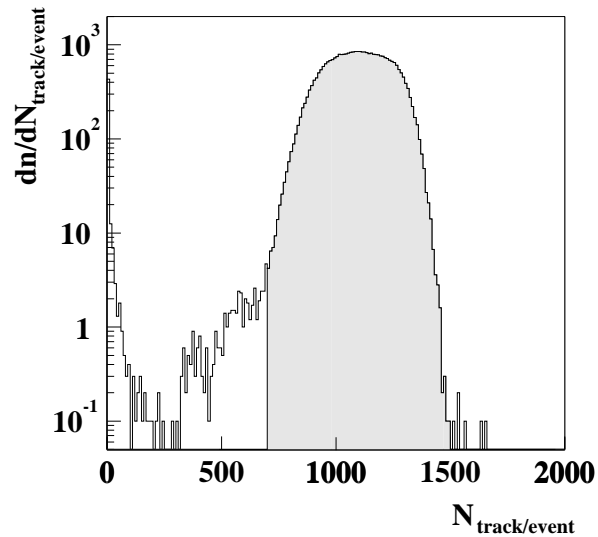
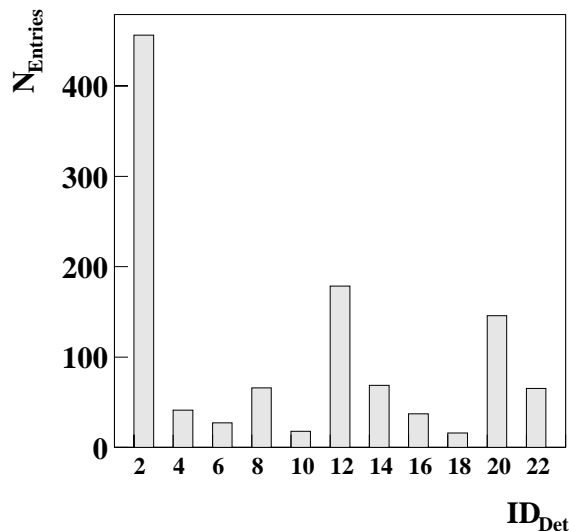


Abbildung 5.1 Verteilung der Anzahl der Spuren in den Pb+Pb-Ereignissen.

### 5.3 Spurselektion

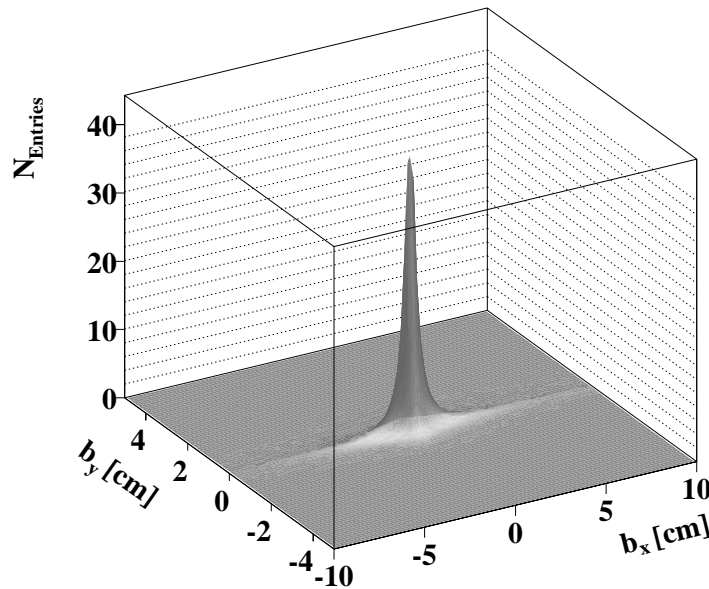
In einem zentralen Pb+Pb-Ereignis beträgt die mittlere Anzahl der detektierten Spuren  $\langle N_{\text{tracks}} \rangle \approx 1100$ . Abbildung 5.2 zeigt die gemittelte Verteilung der Spuren auf die verschiedenen Detektorspurtypen  $ID_{\text{det}}$  (siehe Tabelle 4.2). Der Detektorspurtyp setzt sich aus den einzelnen Detektorkennziffern zusammen, die den Nachweis einer Spur in den Einzeldetektoren angeben. Die Verteilung der Detektorspurtypen in einem Pb+Pb-Ereignis stimmt im Wesentlichen mit der eines p+p-Ereignisses überein. Genauer betrachtet zeigt sich, dass in einem p+p-Ereignis die Anteile der VTPC1-Spuren etwas höher und der MTPC-R+VTPC2-Spuren etwas niedriger liegen als in einem Pb+Pb-Ereignis.



**Abbildung 5.2** Gemittelte Häufigkeit der Spurentypen nach Detektorkennziffern (Tabelle 4.2) eines  $Pb+Pb$ -Ereignisses.

### 5.3.1 Impaktparameter

Neben den primär produzierten Teilchen (Vertex-Teilchen) entstehen weitere sekundär produzierte Teilchen (nicht Vertex-Teilchen) durch schwache Zerfälle oder durch hadronische Interaktionen mit dem Detektormaterial. Diese Spuren haben in der Targetebene bei gegebener  $z$ -Position vom Hauptvertex abweichende  $x$ - und  $y$ -Koordinaten. Mit einem Schnitt in dieser Ebene lassen sich diese Spuren herausnehmen. Der Schnitt darf jedoch nicht zu eng gewählt werden, da sonst der Anteil der verworfenen Vertex-Teilchen zu groß wird. Die Abbildung 5.3 zeigt die Impaktparameterverteilung am Hauptvertex. In den auslaufenden Bereichen der  $b_x$ -Verteilung lässt sich der Beitrag der sekundär produzierten Teilchen erkennen. Mit den sehr offenen Schnittparametern  $|b_x| \leq 5$  cm und  $|b_y| \leq 2$  cm werden im wesentlichen nur die Sekundärteilchen verworfen ohne zuviel der Primärteilchen einbüßen zu müssen.

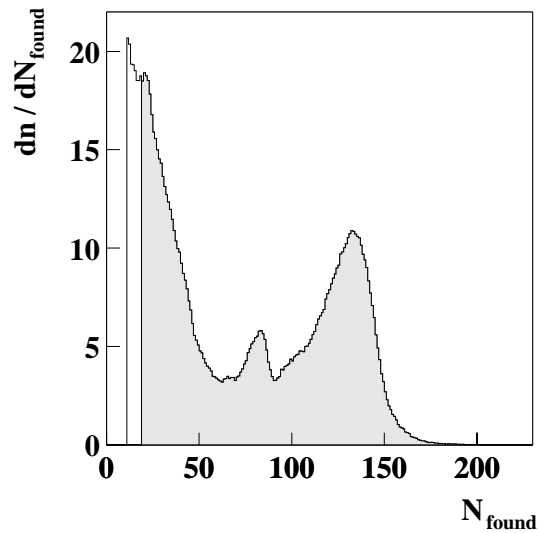


**Abbildung 5.3** Impaktparameter-Verteilung der Spuren am Hauptvertex in x- und y-Richtung in einem Pb+Pb-Ereignis.

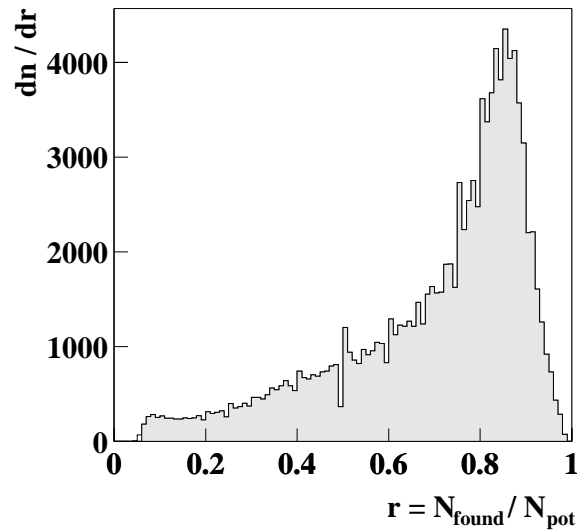
### 5.3.2 Spurpunkte

Wie bei der p+p-Analyse wird hier auch ein Spurpunkteschnitt  $N_{\text{found}} \geq 15$  vorgenommen. In der Abbildung 5.4 ist die Häufigkeitsverteilung der gefundenen Spurpunkte pro Spur, der grau unterlegte Bereich gibt die akzeptierten Spuren an. Aus der Spurpunktverteilung und der Detektorspurtypenverteilung, die für Pb+Pb und p+p nahezu gleich ist, lässt sich schließen, dass der Anteil der gemessenen Punkte einer Spur in einem Pb+Pb-Ereignis kleiner ist als in einem p+p-Ereignis. Dies bestätigt auch Abbildung 5.5, die das Verhältnis der tatsächlich gefundenen zu den potentiellen Spurpunkten zeigt. Im Vergleich zu den p+p-Ereignissen werden in den Pb+Pb-Ereignissen aufgrund bei hoher Spurdichte auftretender Ineffizienzen nur bei 43 % der Spuren mehr als 80 % ihrer Sollspurpunkte gefunden. Besonders in den Regionen um die Strahlachse kann es zum Überlappen der Ladungscluster kommen, was einen Spurpunkteverlust zur Folge haben kann. Um diese Ineffizienzen

bei der Spurrekonstruktion zu untersuchen, werden simulierte Spuren in Form von Rohdaten in die Ereignisse implantiert und später wieder rekonstruiert. Eine solche Simulation wurde für die Pb+Pb-Daten vorgenommen und die Auswirkungen der Spurrekonstruktionsineffizienz auf die Rekonstruktion des  $\Lambda(1520)$  untersucht (Kapitel 5.10.1). Diese Simulation ist für die p+p-Daten aufgrund der sehr geringen Spurdichte nicht notwendig.



**Abbildung 5.4** Häufigkeitsverteilung der Spurpunkte pro Spur in einem Pb+Pb-Ereignis.

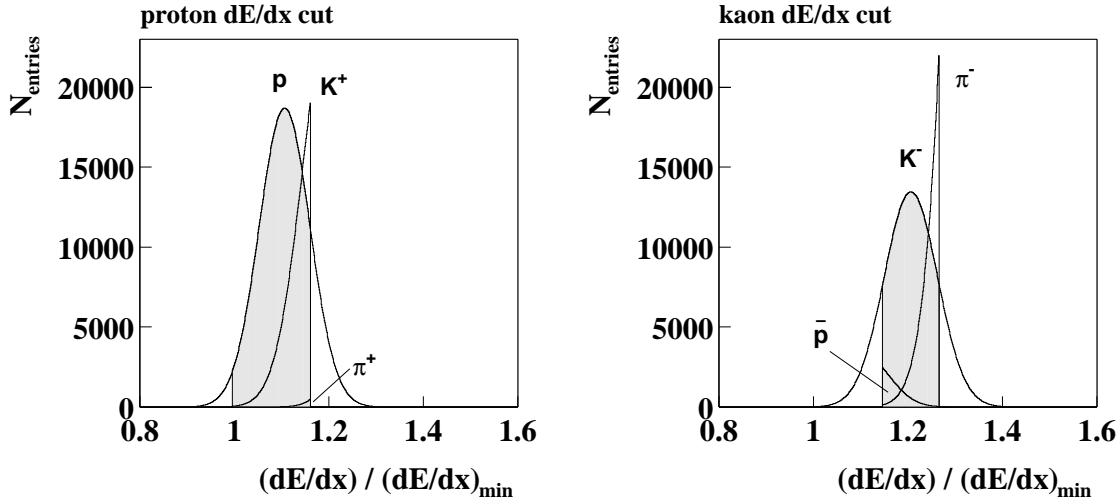


**Abbildung 5.5** Verteilung des Verhältnisse der gemessenen zu den potenziellen Spurpunkten aller Spuren aus einem Pb+Pb-Ereignis.

## 5.4 Teilchenidentifikation

Die Teilchenidentifikationskriterien basieren auf der Optimierung eines Sigmaschnittes (siehe Kapitel 3.2.5). Die Sigmaschnitte wurden mit  $SIG_p = [0.90, 1.05]$  und  $SIG_{K^-} = [0.95, 1.05]$  gewählt. Die Schnitte sind etwas kleiner als das tatsächliche Optimum, jedoch ist der zu erwartende Signalverlust kleiner als 10 % und die Anzahl der Kombinationen, die die Rechenzeit quadratisch verlängert, bleibt möglichst klein. Auch die Analyse der Daten in Abbildung 3.26 zeigt keine wesentliche Verbesserung der Signifikanz durch eine Veränderung des Sigmaschnittes der Kaonen von  $SIG_{K^-} = [0.95, 1.05]$  auf  $SIG_{K^-} = [0.93, 1.07]$ .

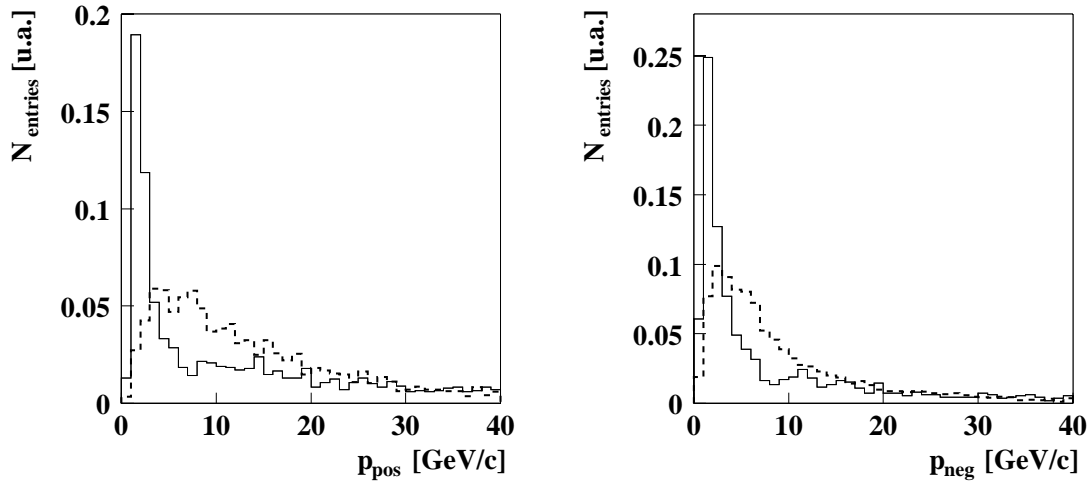
In Abbildung 5.6 werden anhand eines  $dE/dx$ -Spektrums im Impulsintervall zwischen 10 und 11 GeV die Anteile der Teilchensorten (in grau) gezeigt, die in die Grenzen des gewählten Sigmaschnittes fallen.



**Abbildung 5.6** Anpassungsfunktion der Protonen und negativen Kaonen an den spezifischen Energieverlust im Impulsintervall von 10 bis 11 GeV/c. Die Anteile der Teilchensorten, die durch die Sigmaschnitte  $SIG_p = [0.90, 1.05]$  (links) und  $SIG_{K^-} = [0.95, 1.05]$  (rechts) gewählt werden, sind ebenfalls dargestellt.

### 5.4.1 Impulsschnitt

Zum einen ist der Impulsschnitt zur Verwendung von  $dE/dx$  im Bereich guter Teilchentrennung notwendig. Zum anderen zeigt sich anhand einer Simulation, dass die aus einem  $\Lambda(1520)$ -Zerfall stammenden Protonen und negativen Kaonen eine andere Impulsverteilung zeigen als die anhand vom  $dE/dx$ -Sigmaschnitt selektierten Teilchen, deren Maximum zwischen 2 und 3 GeV/c liegt (Abbildung 5.7). In Tabelle 5.2 wird der durch den Impulsschnitt verworfene Anteil für die Daten und die Simulation aufgelistet. Dabei beinhalten die Daten in ihren  $p$ - und  $K^-$ -Kandidatenanteilen auch die Fremdteilchen, während die aus der Simulation berechneten  $p$ - und  $K^-$ -Kandidatenanteile sich direkt auf die  $\Lambda(1520)$ -Zerfallsteilchen beziehen. Der Impulsschnitt reduziert den kombinatorischen Untergrund um 60 %, während das  $\Lambda(1520)$ -Signal nur um 25 % reduziert wird. Daraus resultiert eine Signifikanzsteigerung des  $\Lambda(1520)$ -Signals um etwa 30 %.



**Abbildung 5.7** Impulsverteilung der als  $p$ - (links) und  $K^-$ -Kandidaten (rechts) anhand eines  $dE/dx$ -Schnittes identifizierten Teilchen (durchgezogene Linie). Die gestrichelte Linie zeigt die simulierten und rekonstruierten Protonen und negativen Kaonen aus einem  $\Lambda(1520)$ -Zerfall. Die Integrale der Histogramme sind jeweils auf 1 normiert.

	p-Kandidatenanteil	$K^-$ -Kandidatenanteil
Daten ( $dE/dx$ )	0.32	0.43
Simulation	0.07	0.19

**Tabelle 5.2** Anteil der nach Abbildung 5.7 im Impulsintervall  $p=[0,3]$  GeV/c liegende Kandidatenanteil der Daten und der Simulation.

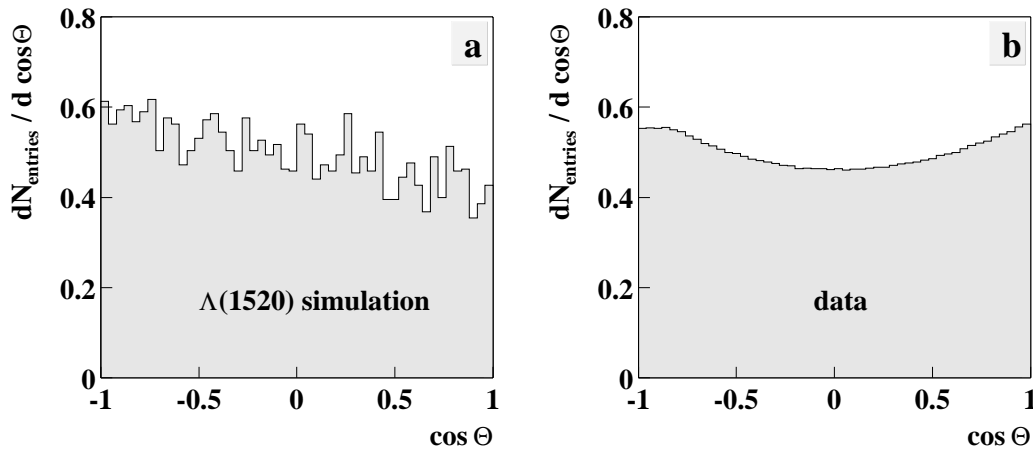
## 5.5 Qualitätskriterien der $\Lambda(1520)$ Kandidaten

Bis jetzt wurden nur die Qualitäts- und Auswahlkriterien der Zerfallsteilchen des  $\Lambda(1520)$  besprochen. Dieser Abschnitt befasst sich mit den möglichen Qualitätskriterien zur Selektion der  $\Lambda(1520)$ -Kandidaten mit Hilfe der  $\cos \Theta$ - und der  $y$ - $p_T$ -Phasenraumverteilungen. Dabei werden die Verteilungen von simulierten  $\Lambda(1520)$

mit den  $\Lambda(1520)$ -Kandidaten aus den Daten, die im wesentlichen aus dem kombinatorischen Untergrund bestehen, verglichen. Die Schnittkriterien zielen auf die Reduktion des kombinatorischen Untergrundes ab.

### 5.5.1 $\cos \Theta$ - Verteilung

Die Zerfallsprodukte sind isotrop im Schwerpunktsystem des Zerfallsteilchens verteilt. Dies bedeutet eine flache Verteilung von  $\cos \Theta$ , wobei  $\Theta$  den Winkel zwischen der Flugrichtung des Ausgangsteilchens im Laborsystem zum positiven Zerfallsteilchen im Schwerpunktsystem angibt. Jedoch kann es durch Akzeptanzeinschränkungen und impulsabhängigen Rekonstruktionseffizienzen zu Abweichungen von der flachen Verteilung führen. Die Abbildung 5.8 zeigt eine  $\cos \Theta$ -Verteilung der simulierten und rekonstruierten  $\Lambda(1520)$  (a) und der rekonstruierten  $\Lambda(1520)$  aus den Kombinationen der Kandidaten der Daten im invarianten Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.50, 1.54] \text{ GeV}/c^2$  (b), die im wesentlichen aus dem kombinatorischen Untergrund bestehen. Da die beiden Verteilungen etwa gleich aussehen, kann kein Qualitätsschnitt auf diese Variable vorgenommen werden, um den kombinatorischen Untergrund zu verringern ohne an Signal zu verlieren.

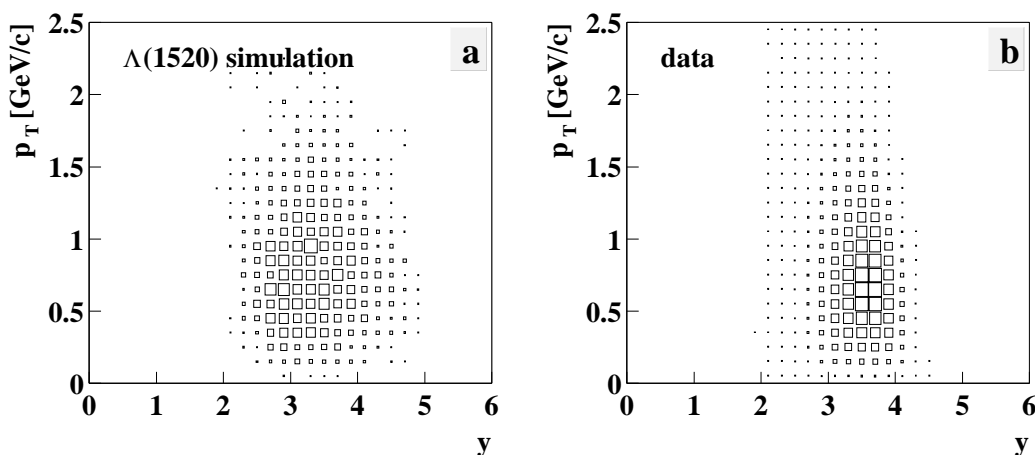


**Abbildung 5.8** Die  $\cos \Theta$ -Verteilungen der simulierten und rekonstruierten 10000  $\Lambda(1520)$ (a) und der rekonstruierten  $\Lambda(1520)$ -Kandidaten aus den Kombinationen der Daten im Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.50, 1.54] \text{ GeV}/c^2$  (b).



### 5.5.2 Phasenraumverteilung

Abbildung 5.9 zeigt die Phasenraumverteilungen der 10000 simulierten und rekonstruierten  $\Lambda(1520)$  (a) und die Verteilung der rekonstruierten  $\Lambda(1520)$ , die sich aus den Kombinationen der p- und  $K^-$ -Kandidaten ergeben und im Massenintervall  $[1.50, 1.54]$   $\text{GeV}/c^2$  liegen. Auch von diesen beiden Verteilungen lässt sich kein Qualitätsschnitt zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes herleiten ohne erhebliche Einbußen beim  $\Lambda(1520)$ -Signal zu verursachen.



**Abbildung 5.9** Phasenraumverteilung von 10000 simulierten  $\Lambda(1520)$  (a) und der aus den Daten rekonstruierten  $\Lambda(1520)$ -Kandidaten im Massenintervall  $[1.50, 1.54]$   $\text{GeV}/c^2$  (b).

## 5.6 Statistik des Datensatzes

Der im Herbst 1996 aufgezeichnete Datensatz der Pb+Pb-Kollisionen enthält 365128 Ereignisse in der std+ (Standard Magnetfeld) Konfiguration. Im Mittel sind es  $\langle N_S \rangle \approx 1100$  Spuren pro Ereignis, von denen  $\langle N_P \rangle \approx 600$  positiv und  $\langle N_N \rangle \approx 500$  negativ geladen sind. Die Tabelle 4.3 gibt einen Überblick über den Einfluss der einzelnen Selektionskriterien auf die Multiplizität der Teilchen, die im letzten Abschnitt vorgestellt wurden. Die verworfenen Anteile sind sukzessiv zu verstehen, d.h. dass alle Spuren, die durch ein vorhergehendes Kriterium schon verworfen

wurden, in nachfolgenden Kriterien nicht mehr berücksichtigt werden. Der berechnete verworfene Anteil bezieht sich auf die Zahl der durch den vorangegangenen Schnitt verbliebenen Spuren.

Nach allen Auswahlkriterien ergeben sich am Ende im Mittel für die Protonen  $\langle N_p \rangle = 48.7$  und für die negativen Kaonen  $\langle N_{K^-} \rangle = 23.2$  Kandidaten pro Ereignis.

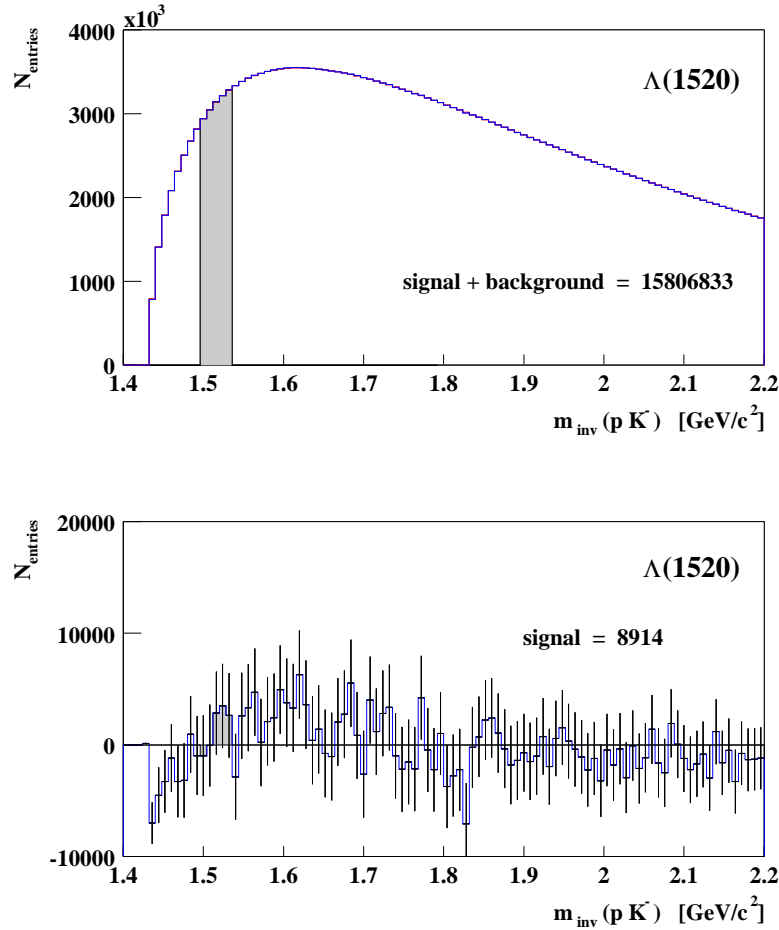
Selektionskriterium	Anteil verworfener Ereignisse [%]
$700 \leq N_{\text{Spuren}} \leq 1400$	1.65
Selektionskriterium	Anteil verworfener pos. Spuren für $p$ [%]
$ b_x  \leq 5$	14.8
$ b_y  \leq 2$	0.58
$N_{\text{Punkte}} \geq 15$	11.1
$3 \leq p \leq 100$	20.6
$0.90 \leq SIG_p \leq 1.05$	86.4
Selektionskriterium	Anteil verworfener neg. Spuren für $K^-$ [%]
$ b_x  \leq 5$	16.0
$ b_y  \leq 2$	0.76
$N_{\text{Punkte}} \geq 15$	11.7
$3 \leq p \leq 100$	23.7
$0.95 \leq SIG_{K^-} \leq 1.05$	91.7

**Tabelle 5.3** Einfluss der Auswahlkriterien auf die Zahl der  $Pb+Pb$ -Ereignisse und die Multiplizität der Teilchenkandidaten pro Ereignis.

## 5.7 Ergebnis

Aus jeder  $p$ - und  $K^-$ -Kandidatenkombination in einem Ereignis wird die invariante Masse berechnet. Die Abbildung 5.10 (oben) zeigt die invariante Massenverteilung. Der in grau eingezeichnete Bereich verdeutlicht das Massenintervall, in dem das  $\Lambda(1520)$  zu erwarten ist. Der normierte kombinatorische Untergrund aus der Mixed-Event-Methode (siehe Kapitel 3.3.2) ist auch eingezeichnet, jedoch in der gleichen Größenordnung wie das Originalspektrum und deshalb nicht vom Originalspektrum zu unterscheiden. Nach der Subtraktion des normierten Mixed-Event-Spektrums vom Originalspektrum ergibt sich das Signalspektrum (Abbildung 5.10 unten). Jedoch zeichnet sich an der Stelle des zu erwartenden  $\Lambda(1520)$ -Signals im

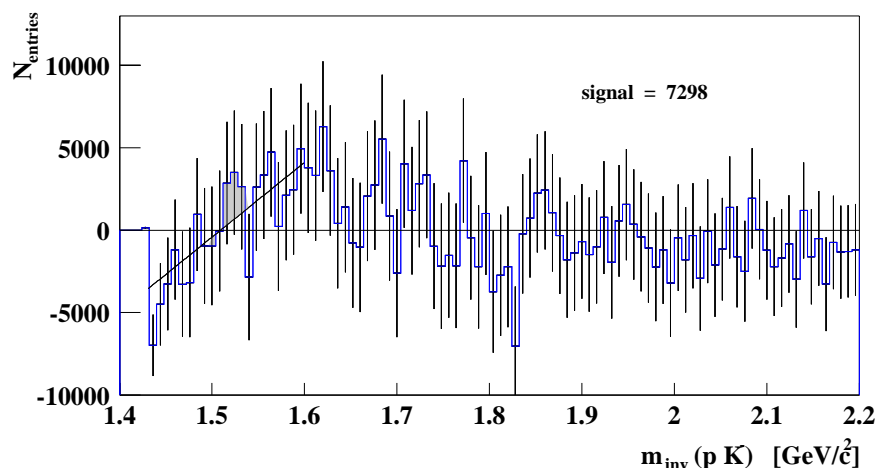
invarianten Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.50, 1.54] \text{ GeV}/c^2$  kein signifikantes Signal ab.



**Abbildung 5.10** Invariante Massenverteilung der  $p$ - und  $K^-$ -Kandidaten. Oben: Originalspektrum mit normiertem kombinatorischen Untergrundspektrum aus Mixed-Event-Methode. Unten: Signalspektrum nach Subtraktion des auf das Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.6, \infty] \text{ GeV}/c^2$  normierten Untergrundes vom Originalspektrum. Der Fehler ergibt sich aus  $\sigma_{\text{inv}} = 2 \cdot \sqrt{n}$  (Kapitel 5.9).

Das Signal im Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.50, 1.54] \text{ GeV}/c^2$  liegt im statistischen Fehler. Aus diesem Signal wird nun eine Multiplizität bestimmt mit einem sta-

tischen Fehler, der in der gleichen Größenordnung liegt. Hinzu kommt ein systematischer Fehler, der durch die systematische Struktur in der invarianten Massenverteilung, und dem daraus resultierenden Fehler für die Multiplizität gegeben ist. Nach Subtraktion einer Abschätzung der Systematik durch eine Geradengleichung im invarianten Massenintervall des  $\Lambda(1520)$ -Signals (Abbildung 5.11) ergeben sich 7298  $\Lambda(1520)$ -Einträge. Der hinzukommende systematische Fehler liegt bei 20 % des Signals.



**Abbildung 5.11** Invariante Massenverteilung des Signalspektrums mit naiver Abschätzung der systematischen Struktur und der Abschätzung der Signaleinträge von 7298 in Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.50, 1.54] \text{ GeV}/c^2$ .

Mit den hier aufgelisteten Korrekturfaktoren lässt sich aus dem Signal die mittlere  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität für den gesamten Phasenraum bestimmen.

- $w_{\text{BR}} = \frac{1}{0.225}$  Verzweigungsverhältnis in den  $(p + K^-)$  Zerfallskanal
- $w_{\text{GA}} = \frac{1}{0.601}$  geometrische Akzeptanz
- $w_{\text{DE}} = \frac{1}{0.938}$  Zerfall der negativen Kaonen
- $w_{\text{ID}} = \frac{1}{0.52}$  Verluste durch die Teilchenidentifikationskriterien
- $w_{\Delta M} = \frac{1}{0.776}$  Eingeschränktes Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.50, 1.54] \text{ GeV}/c^2$

- $w_{\text{EF}} = \frac{1}{0.973}$  Rekonstruktionseffizienz mit implantierten Spuren
- $w_{\text{ER}} = \frac{1}{359641}$  Normierung auf ein Einzelereignis

Nach Gleichung 5.1 lässt sich die Multiplizität und der systematische Fehler berechnen.

$$\langle \Lambda(1520) \rangle = N_{\text{Signal}} \cdot w_{\text{BR}} \cdot w_{\text{GA}} \cdot w_{\text{DE}} \cdot w_{\text{ID}} \cdot w_{\Delta\text{M}} \cdot w_{\text{EF}} \cdot w_{\text{ER}} \quad (5.1)$$

Daraus ergibt sich für die  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität mit der systematischen Struktur in der invarianten Massenverteilung des Signalspektrums

$$\langle \Lambda(1520) \rangle_{\text{mit\_sys}} = 8914 \cdot 5.583 \cdot 10^{-5} \approx 0.498 \quad (5.2)$$

und für die  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität nach Subtraktion der systematischen Struktur

$$\langle \Lambda(1520) \rangle_{\text{ohne\_sys}} = 7298 \cdot 5.583 \cdot 10^{-5} \approx 0.407 \quad . \quad (5.3)$$

Der statistische Fehler berechnet sich nach

$$\sigma_{\text{stat}} \langle \Lambda(1520) \rangle = 2 \cdot \sqrt{15806833} \cdot 5,583 \cdot 10^{-5} \approx 0.444 \quad (5.4)$$

und der systematischen Fehler nach

$$\sigma_{\text{sys}} \langle \Lambda(1520) \rangle = 1616 \cdot 5.583 \cdot 10^{-5} \approx 0.09 \quad . \quad (5.5)$$

Das Ergebnis der totalen  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität lässt sich wie folgt mit dem statistischen und systematischen Fehler zusammenfassen:

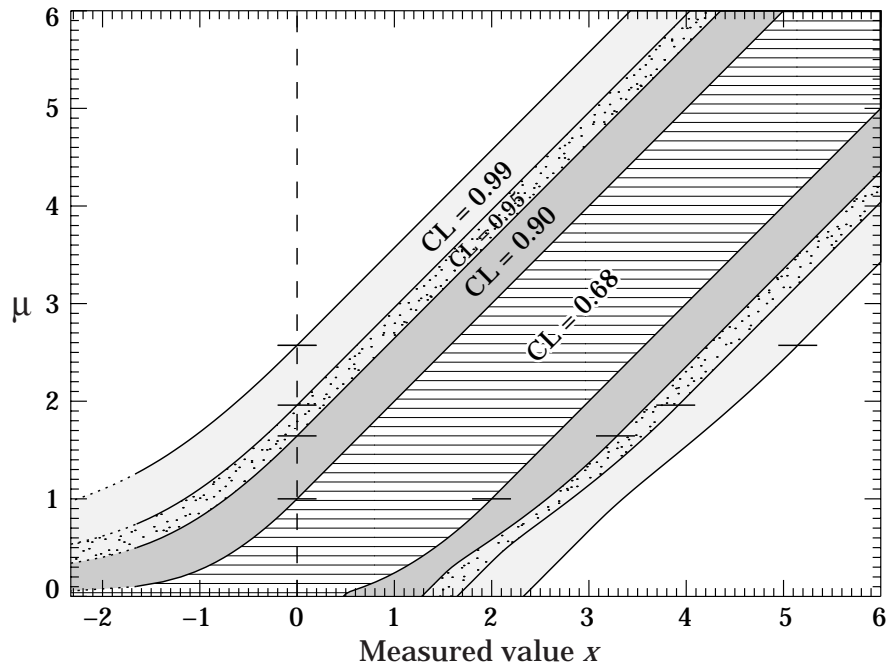
$$\langle \Lambda(1520) \rangle = 0.407 \pm 0.444 \pm 0.09$$

## 5.8 Oberen Grenze der $\Lambda(1520)$ -Multiplizität

Eine der meist umstrittenen statistischen Fragen in der Physik ist: wie beschreibt man ein Messergebnis, dessen Signifikanz sehr gering ist? Es gibt mehrere zulässige Möglichkeiten, ein Ergebnis zu verwenden oder zu interpretieren.

Das Messergebnis wird wie folgt beschrieben:

- Als erstes wird der Messwert angegeben, auch wenn er außerhalb des physikalischen Bereiches liegt. Wie bei jeder Messung ist es am besten, wenn das Ergebnissignal nahe an einer Gaußverteilung liegt und durch sie beschrieben werden kann. Der dazu bestimmte Fehler gibt nur die Genauigkeit der Messung an.
- Wenn das Ergebnis zur Bestimmung einer unteren Grenze herangezogen wird, so dass es eine definierte statistische Aussage hat, wird die vereinheitlichte *Feldman-Cousins* Näherung verwendet, die eine Sicherheit der Grenze angibt (*confidence*). Das *confidence limit* befindet sich immer in der physikalischen Region, auch wenn das Messergebnis außerhalb liegt. Die möglichen *confidence limits* für die Messungen, die durch eine Gaußverteilung interpretiert werden und nahe an der nicht-physikalischen Grenze liegen, werden in Abbildung 5.12 zusammengefasst [pdg98].



**Abbildung 5.12** *Confidence-Intervalle von 99 %, 95 %, 90 % und 68.27 % (entspricht  $1 \sigma$  für eine physikalische Quantität  $\mu$  basierend auf einer Gaußmessung  $x$  (in Einheiten der Standardabweichung). Ab den horizontalen Markierungen werden die Kurven zu Geraden [pdg98].*

Die obere Grenze wird mit einem *confidence level* berechnet. Das Ergebnis der invarianten Massenanalyse (siehe Kapitel 5.7) liefert die dazu notwendigen Messwerte.  $N_S$  bezeichnet die Anzahl der Einträge im invarianten Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.50, 1.54] \text{ GeV}/c^2$  nach Untergrundsubtraktion. Der Fehler  $\sigma(N_S)$  ergibt sich aus der Anzahl der Einträge im invarianten Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.50, 1.54] \text{ GeV}/c^2$  des Originalspektrums, dazu kommt noch ein Faktor zwei, der sich aus der statistischen Fluktuation in diesem Massenintervall ergibt, da die Einträge korreliert sind (siehe Kapitel 5.9).

- $N_S = 8914$
- $\sigma(N_S) = 2 \cdot \sqrt{15806833} \approx 7952$

Nach der folgenden Gleichung 5.6 wird das  $x$  bestimmt, dass die Messung in Einheiten der Standardabweichungen angibt, aus dem dann die physikalische Quantität  $\mu$  bestimmt wird

$$x = \frac{N_S}{\sigma(N_S)} \approx 1.12 \quad . \quad (5.6)$$

Mit  $x = 1.12$  ergibt sich aus Abbildung 5.12 ein  $\mu \approx 3.2$  bei einem *confidence level* von 95 %. Die obere Grenze wird anhand der folgenden Gleichung bestimmt:

$$\Lambda(1520) < \mu \cdot \sigma(N_S) \quad . \quad (5.7)$$

Mit den Korrekturfaktoren  $w \approx 5.583 \cdot 10^{-5}$  lässt sich die obere Grenze der  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität für den gesamten Phasenraum berechnen:

$$\langle \Lambda(1520) \rangle < 3.2 \cdot 7952 \cdot w \approx 1.42 \quad . \quad (5.8)$$

Mit einem *confidence level* von 95 % lässt sich eine obere Grenze für die mittlere totale Multiplizität bestimmen:

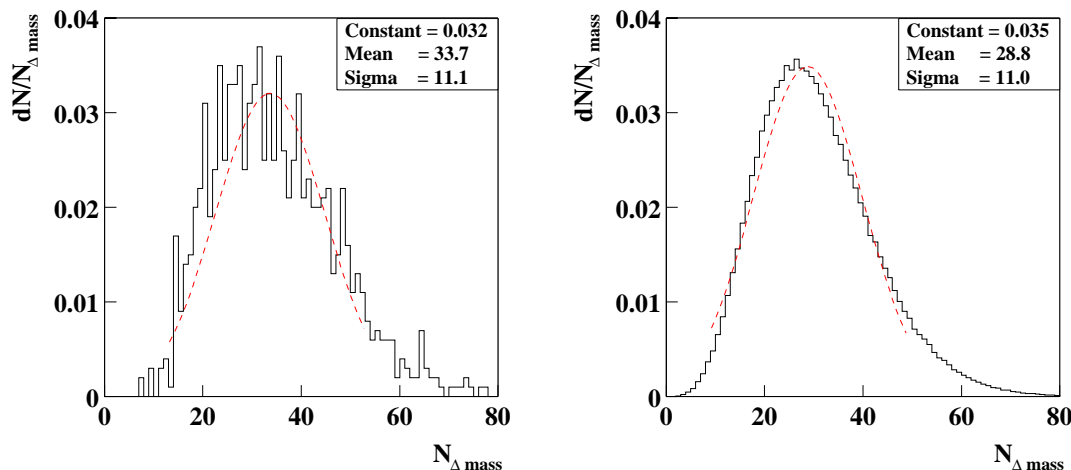
$$\langle \Lambda(1520) \rangle < 1.42 \quad (\text{bei } 95\% \text{ C.L.})$$

## 5.9 Statistische Fluktuationen

Der statistische Fehler berechnet sich aus der Wurzel der Einträge in dem gegebenen Massenintervall. Dies gilt nur wenn die Einträge rein statistisch sind, d.h. unabhängig voneinander. Wie wir jedoch sehen werden, ist dies hier nicht der Fall, da es durch die vielen Kombinationen eine hohe Wahrscheinlichkeit gibt, dass mehr als ein Eintrag von einem gemeinsamen Kombinationsteilchen im gleichen Massenintervall liegt. Um dies zu untersuchen, wird der Massenintervallinhalt pro Ereignis berechnet und histogrammiert. Die Breite der sich daraus ergebenden Gaußvertei-



lung sollte bei unkorrelierten Ereignissen genau die Wurzel aus dem Mittelwert der Verteilung sein.



**Abbildung 5.13** Anzahl der Einträge im invarianten Massenfenster  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.505, 1.535]$  GeV/c<sup>2</sup> für 1000 (links) und 360000 (rechts) Pb+Pb-Ereignisse. Die gestrichelten Linien deuten die Form der Gaußanpassungen an.

Anhand von 1000 und 360000 Ereignissen wurden die Einträge im gegebenen Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.505, 1.535]$  GeV/c<sup>2</sup> gezählt und in Abbildung 5.13 histogrammiert. Zum einen fällt auf, dass die Verteilung nicht symmetrisch ist. Der angepasste Gauß gibt nur in etwa die Form der Verteilungen um das Maximum wieder. Aus den Anpassungen lässt sich ein Mittelwert  $M_{\text{stat}_{\text{kor}}} \approx 30$  und eine Breite  $\sigma_{\text{stat}_{\text{kor}}} \approx 11$  bestimmen. Die Breite der Verteilung  $\sigma_{\text{stat}_{\text{kor}}}$  liegt einen Faktor 2 höher als die statistische Breite  $\sigma_{\text{stat}_{\text{unkor}}} = \sqrt{30}$  unkorrelierter Einträge:

$$\sigma_{\text{stat}_{\text{kor}}} \approx 2 \cdot \sigma_{\text{stat}_{\text{unkor}}} \quad .$$

Dies ist ein Hinweis auf korrelierte  $p/K^-$ -Paare im invarianten Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.505, 1.535]$  GeV/c<sup>2</sup>. Dies geht auch aus einer Simulation hervor, bei der unabhängige  $p/K^-$ -Paare aus unkorrelierten  $p$ - und  $K^-$ -Verteilungen zur Rekon-

struktions der invarianten Masse verwendet wurden. Eine Methode zur Abschätzung der Fluktuationen in der Mixed-Event-Methode zeigt, dass die Fluktuation nicht von der Anzahl der Ereignisse sondern von den Paareinträgen in einem gegebenen Bin abhängen [Vol94].

## 5.10 Signifikanz

Da die Multiplizität vom  $\Lambda(1520)$  nicht bekannt ist (oder bis zu diesem Zeitpunkt nicht bekannt war), wurde die Signifikanz der Analyse aus der zu erwartenden Multiplizität und dem statistischen Fehler in Abhängigkeit der Anzahl der Ereignisse nach [Gaz00] bestimmt.

Bei voller Akzeptanz befinden sich alle  $\Lambda(1520)$ -Signalpaare in einem schmalen Intervall  $\Delta m_{\text{inv}}$  um den Mittelwert der  $\Lambda(1520)$ -Masse. Dann kann die totale Multiplizität pro Ereignis  $\langle N_S \rangle$  durch die Anzahl der  $\Lambda(1520)$ -Signale  $N_S$  und der Anzahl der Ereignisse  $N_{\text{EV}}$  mit

$$\langle N_S \rangle = \frac{N_S}{N_{\text{EV}}} \quad (5.9)$$

bestimmt werden. Die Paare im Signal  $N_S$  berechnen sich aus der Anzahl der Paare im Originalhistogramm  $N_{S+B}$  und der Anzahl der Paare im Untergrund  $N_B$ , der durch die Mixed-Event-Methode bestimmt wird, im gegebenen Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}}$  nach

$$N_S = N_{S+B} - N_B \quad . \quad (5.10)$$

Der statistische Fehler kann unter der Annahme, dass der Mixed-Event-Untergrund durch seine viel größere Statistik einen vernachlässigbaren Beitrag liefert, wie folgt berechnet werden:

$$\sigma(\langle N_S \rangle) = \frac{\sqrt{\langle N_{S+B} \rangle}}{\sqrt{N_{\text{EV}}}} \quad . \quad (5.11)$$

Unter der Annahme, dass die Anzahl der Paare in dem Intervall  $\Delta m_{\text{inv}}$  der Poisson-Statistik unterliegt, folgt für die Signifikanz  $\mathcal{S}$

$$\mathcal{S} = \frac{\langle N_S \rangle}{\sigma(\langle N_S \rangle)} = \frac{\langle N_S \rangle}{\sqrt{\langle N_{S+B} \rangle}} \cdot \sqrt{N_{\text{EV}}} \quad . \quad (5.12)$$

Um die statistische Signifikanz des Ergebnisses zu maximieren, muss die Akzeptanz und die damit verbundenen Qualitätskriterien so gewählt werden, dass der Quotient  $\langle N_S \rangle / \sqrt{\langle N_{S+B} \rangle}$  ein Maximum erreicht.

Um die Signifikanz der Analyse für eine bestimmte Vorhersage der  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität zu ermitteln, muss der statistische Fehler aus den Einträgen der Histogramme mit den Gewichtungsfaktoren, die auch zur Berechnung der totalen Multiplizität verwendet werden, skaliert werden.

Aus dem Gesamtgewichtungsfaktor  $w$  für die Verluste und dem gemessenen Signalkaaren  $\langle N_S \rangle_{\text{mes}}$  ergibt sich mit:

$$\langle N_S \rangle = w \cdot \langle N_S \rangle_{\text{mes}} \quad (5.13)$$

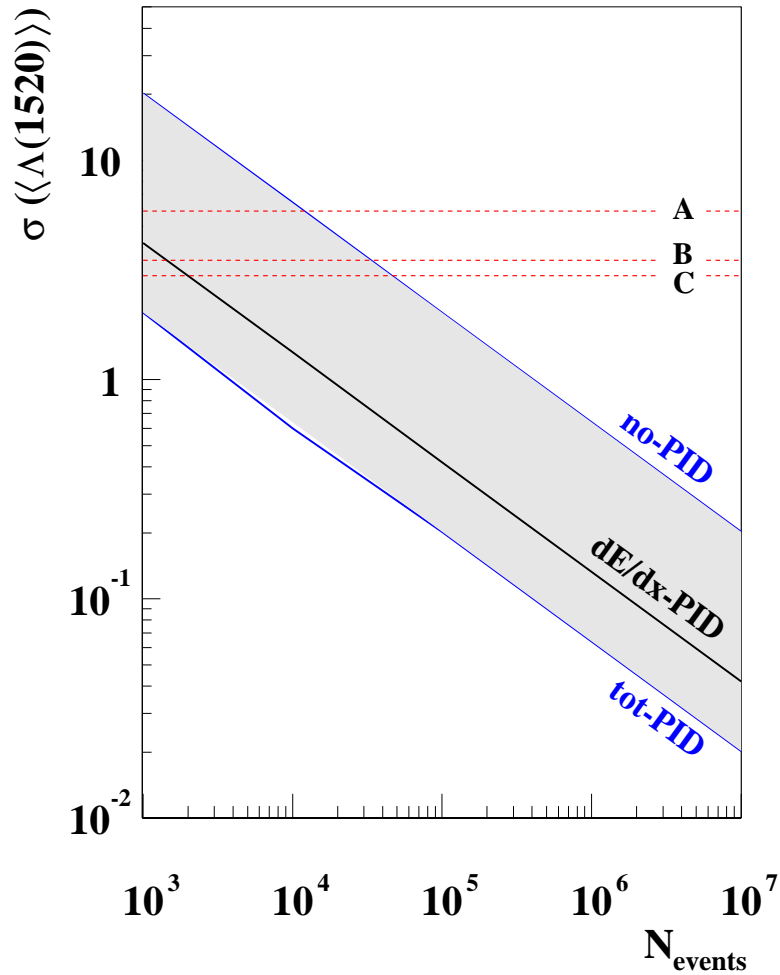
und für den statistischen Fehler

$$\sigma \langle N_S \rangle = w \cdot \sigma_{\text{mes}}(\langle N_S \rangle) = w \cdot \frac{\sqrt{\langle N_{S+B} \rangle_{\text{mes}}}}{\sqrt{N_{\text{EV}}}} \quad . \quad (5.14)$$

Für die Pb+Pb-Analyse ist die statistische Auflösung der  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität im wesentlichen durch die Untergrundpaare bestimmt und ist somit unabhängig von den Signalkaaren. Nun lassen sich zwei Grenzen für den statistischen Fehler angeben. Eine obere Grenze wird durch die Untergrundpaare ohne Teilchenidentifikation und eine untere Grenze wird durch die Untergrundpaare bei einer absoluten Teilchenidentifikation festgelegt. Die absolute Teilchenidentifikation kann aufgrund von überlappenden  $dE/dx$ -Verteilungen der Teilchensorten, die zur Teilchenselektion verwendet werden, nie erreicht werden und ist deswegen nur ein Idealfall.

Die Abbildung 5.14 zeigt den statistischen Fehler der totalen  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität

in Abhängigkeit von der Anzahl der Ereignisse. In grau markiert ist der Bereich zwischen der oberen und unteren Grenze des zu erwartenden statistischen Fehlers, der mit dieser Analyse erreicht werden kann.



**Abbildung 5.14** Statistischer Fehler in Abhängigkeit von der Anzahl der Ereignisse in Pb+Pb für verschiedenen Teilchenselektionskriterien (siehe Text). Mit den  $\Lambda(1520)$ -Multiplizitätsvorhersagen von A: Reines Hadrongas = 5.87, B: Becattini = 3.48 und C: Venus = 2.98 (Stringmodell).

**Obere Grenze: Keine Teilchenidentifikation**

Nach der Selektion durch die Spurqualitätskriterien verbleiben etwa 380 positive und 450 negative Teilchen pro Ereignis zur Berechnung der invarianten Masse. Daraus ergeben sich 170000 Kombinationen, von denen etwa 11000 in dem Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.50, 1.54]$  GeV/c<sup>2</sup> liegen. Bei einer geometrischen Akzeptanz von 0.75 berechnet sich ein Gewichtungsfaktor von  $w = 6.1$ . Mit Gleichung 5.14 ergibt sich für den statistischen Fehler

$$\sigma_{\text{noPID}}(\langle N_{\Lambda(1520)} \rangle) = 6.1 \cdot \frac{\sqrt{11000}}{\sqrt{N_{\text{EV}}}} \approx \frac{640}{\sqrt{N_{\text{EV}}}} \quad . \quad (5.15)$$

**Untere Grenze: mit totaler Teilchenidentifikation**

Diesen berechneten Untergrund erhalten wir aus den Ergebnissen einer Simulation. Wir haben etwa 176 Protonen und 45 negative Kaonen pro Ereignis zur Berechnung der invarianten Masse. Daraus ergeben sich 880 Kombinationen, von denen etwa 110 in dem Massenintervall zwischen  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.50, 1.54]$  GeV/c<sup>2</sup> liegen. Der Gewichtungsfaktor bleibt aufgrund derselben geometrischen Akzeptanz von 0.75 bei  $w = 6.1$ . Mit Gleichung 5.14 ergibt sich dann für den statistischen Fehler

$$\sigma_{\text{totPID}}(\langle N_{\Lambda(1520)} \rangle) = 6.1 \cdot \frac{\sqrt{110}}{\sqrt{N_{\text{EV}}}} \approx \frac{64}{\sqrt{N_{\text{EV}}}} \quad . \quad (5.16)$$

**dE/dx-Teilchenidentifikation**

Im realistischen Fall für die Teilchenidentifikation ergibt sich ein Verlust durch das dE/dx-Auswahlkriterium von etwa 50 %. Es verbleiben dann im Mittel 50 als Protonen und 28 als negative Kaonen identifizierte Teilchen. Aus den 1400 Kombinationen liegen 44 im Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.50, 1.54]$  GeV/c<sup>2</sup>. Nach Gleichung

$$w = w_{\text{BR}} \cdot w_{\text{GA}} \cdot w_{\text{DE}} \cdot w_{\text{ID}} \cdot w_{\Delta\text{M}} \cdot w_{\text{EF}} \quad (5.17)$$

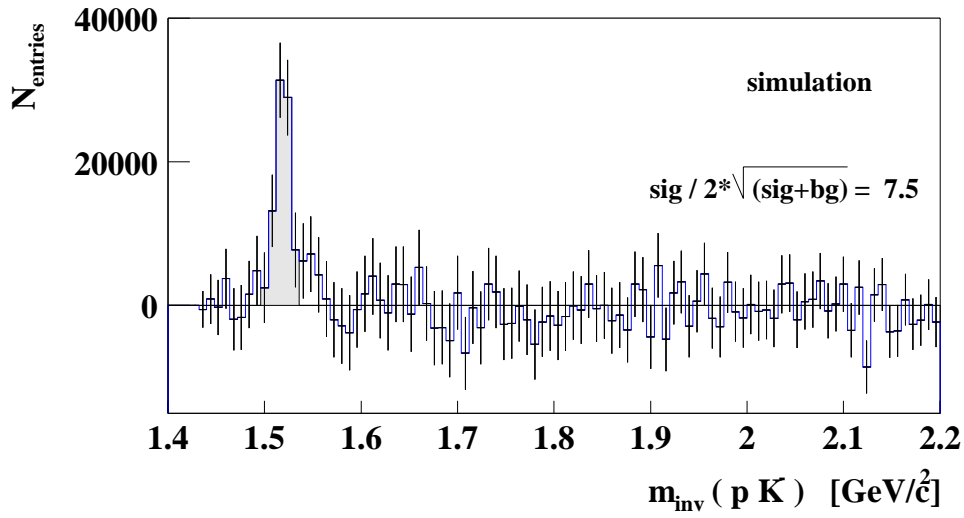
lässt sich ein Gewichtungsfaktor von 20 berechnen mit dem daraus folgenden statistischen Fehler für die totale  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität:

$$\sigma_{dE/dxPID}(\langle N_{\Lambda(1520)} \rangle) = 20 \cdot \frac{\sqrt{44}}{\sqrt{N_{EV}}} \approx \frac{133}{\sqrt{N_{EV}}} \quad . \quad (5.18)$$

Durch die Teilchenidentifikation anhand vom  $dE/dx$  gegenüber keiner Teilchenidentifikation kann der statistische Fehler und somit auch die Signifikanz um einen Faktor 5 verbessert werden. Das heißt, dass sich die Nachweisempfindlichkeit um einen Faktor 5 verbessert. Der statistische Fehler, den wir aus Gleichung 5.18 erhalten, liegt bei 360000  $Pb+Pb$ -Ereignissen bei  $\sigma = 0.22$ , normiert auf das Einzelereignis. Der nach Kapitel 5.9 besprochene statistische Fehler liegt mit einem Faktor zwei bei 0.44. Mit einer Modellvorhersage der  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität von 3.5 von Becattini ergibt sich eine statistische Signifikanz der Analyse von 16 (siehe Abbildung 5.14). Unter Berücksichtigung des um einen Faktor 2 größeren Fehlers im invarianten Massenintervall reduziert sich die Signifikanz auf etwa 8.

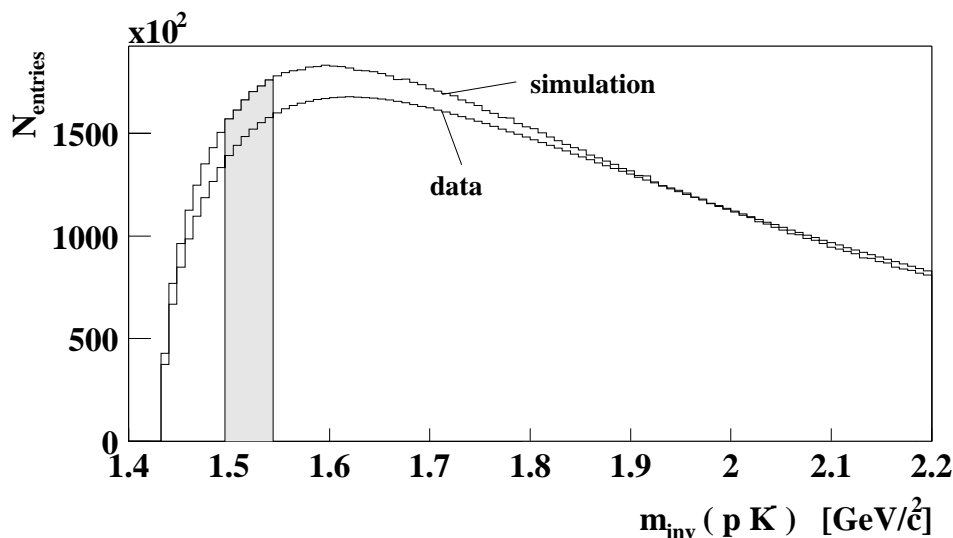
### 5.10.1 Simulation

Mit einer Implantation von simulierten  $\Lambda(1520)$  und deren Zerfallsprodukten in die Originalereignisse wird das nach der Multiplizität von Becattini zu erwartende Signal bei einer mittleren Multiplizität von 3.5  $\Lambda(1520)$  pro Ereignis simuliert und die Signifikanz überprüft. Da es wegen der enormen Computerrechenzeit und der großen Datenmenge nicht möglich ist, in die 360000 Ereignisse jeweils 3.5  $\Lambda(1520)$  zu implantieren, wurde die Anzahl der Ereignisse auf 1000 verkleinert und die Anzahl der implantierten  $\Lambda(1520)$  erhöht, so dass die zu erwartende Signifikanz des Signales erhalten bleibt. Dazu wurde die Simulationskette nach Abbildung 3.35 verwendet und eine vollständige invariante Massenanalyse durchgeführt. Die Abbildung 5.15 zeigt das untergrundsubtrahierte Spektrum mit dem zu erwartenden  $\Lambda(1520)$ -Signal. Die statistische Signifikanz liegt bei 7.5 und liegt in guter Übereinstimmung mit der zu erwartenden Signifikanz von 8.0, die sich aus der Signifikanz von Gleichung 5.18 und Abbildung 5.14 und einem um 2 größeren statistischen Fehler (nach Kapitel 5.9) berechnen lässt.



**Abbildung 5.15** Signalspektrum einer Simulation der  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität von 3.5 mit einer Signifikanz des Signals von 7.5.

Da sich der statistische Fehler im wesentlichen aus der Zahl der Kombinationen des Untergrundes im Originalspektrum berechnet und somit von der Form der Verteilung abhängt, gilt es, die Formen der Verteilungen aus den Daten und der Simulation miteinander zu vergleichen. Die Abbildung 5.16 zeigt die auf das Gesamtintegral normierten invarianten Massenverteilungen des Originalspektrums der Daten mit 360000 Ereignissen und des dazu normierten Originalspektrums aus der Simulation mit 1000 Ereignissen. Die Erhöhung der Verteilung im Bereich der  $\Lambda(1520)$ -Masse der Simulation um 12 % hat eine Vergrößerung des Fehlers um 6 % und eine damit verbundene Signifikanzerniedrigung von 6 % zur Folge.



**Abbildung 5.16** Vergleich der Originalspektren der 360000 Ereignisse mit den 1000 Ereignissen einer Simulation mit implantierten  $\Lambda(1520)$  in echte Rohdatenereignisse. Das Simulationsspektrum ist auf die Gesamtfläche des Datenspektrums normiert.

## 5.11 Kombinatorischer Untergrund

Bei den invarianten Massenanalysen lässt es sich nicht vermeiden, dass Teilchen miteinander kombiniert werden, die nicht aus dem Zerfall der gleichen Resonanz kommen. Dadurch ergibt sich neben dem Signal ein Beitrag zum sogenannten kombinatorischen Untergrund.

Mit einem erzeugten kombinatorischen Untergrund, in dem die Kombinationen mit Kandidaten aus verschiedenen Ereignissen verwendet werden (*Mixed-Event*-Methode), lässt sich durch Subtraktion das eigentliche Resonanzsignal extrahieren. Nun ist es wichtig, dass dieser erzeugte kombinatorische Untergrund verschiedener Ereignisse genau die Form des kombinatorischen Untergrundes aus dem Originalspektrum beschreibt. Wie aus Abbildung 5.10 (unten) hervorgeht, bleibt nach Subtraktion des Mixed-Event-Untergrundes eine systematische Struktur übrig, die sich über den Massenbereich von 1.45 bis 1.85  $\text{GeV}/c^2$  erstreckt. Die Frage, die sich stellt ist, ob dies ein Signal oder ein Artefakt, der durch die Art der Erstellung des Mixed-Event-Untergrundes zustande kommt, ist. Dieses Kapitel teilt sich in zwei



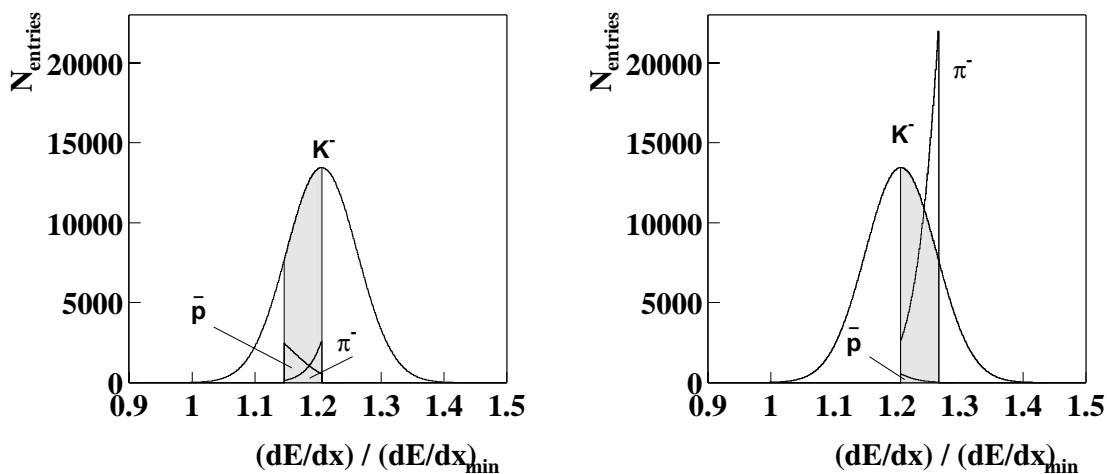
Abschnitte, zuerst wird die Systematik der Struktur anhand von verschiedenen Auswahlkriterien der zur Kombination verwendeten Teilchen untersucht. Danach wird der durch die Mixed-Event-Methode erzeugte Untergrund an sich untersucht, indem verschiedene Methoden und deren Auswirkungen auf die invariante Massenverteilung gezeigt werden. Hier werden kurz die einzelnen Aspekte der Systematik aufgelistet:

- Die systematische Struktur im Signalspektrum hat eine Breite von etwa 400 MeV/c<sup>2</sup> und liegt fast an der Schwelle des invarianten Massenspektrums,
- sie skaliert mit der Anzahl der Einträge im Spektrum,
- sie zeigt keine Abhängigkeit von einer Teilchensorte,
- das  $\phi$ -Signalspektrum zeigt die gleiche Struktur,
- das multiplizitätsabhängige Event-Mixing zeigt keine Verbesserung wie bei der p+p-Analyse (siehe Kapitel 4.7),
- das vom mittleren Impuls  $p$  oder vom mittleren  $\frac{p_x}{p_y}$  abhängige Event-Mixing zeigt keine Verbesserung,
- das Event-Mixing mit jeweils 1, 10 und 40 Ereignissen zeigt die gleiche systematische Struktur,
- jedoch zeigt ein proton- oder kaonkorrelationsfreies Event-Mixing kleine Verbesserungen durch eine Verkleinerung der systematischen Struktur.

Bei den folgenden Untersuchungen wurde zusätzlich eine zweite Analyse vorgenommen, bei der die selektierten Spuren mehr als 50 % ihrer potenziellen Spurpunkte besitzen, so dass Splittracks ausgeschlossen werden können. Splittracks sind Spurstücke, die von der gleichen Ausgangsspur kommen und nicht zusammengesetzt wurden, sondern mehrere einzelne Spuren mit etwa gleichem Impuls bilden. Die entsprechenden Analysen lieferten die gleichen Ergebnisse der systematischen Struktur.

### 5.11.1 Systematische Struktur nach Subtraktion

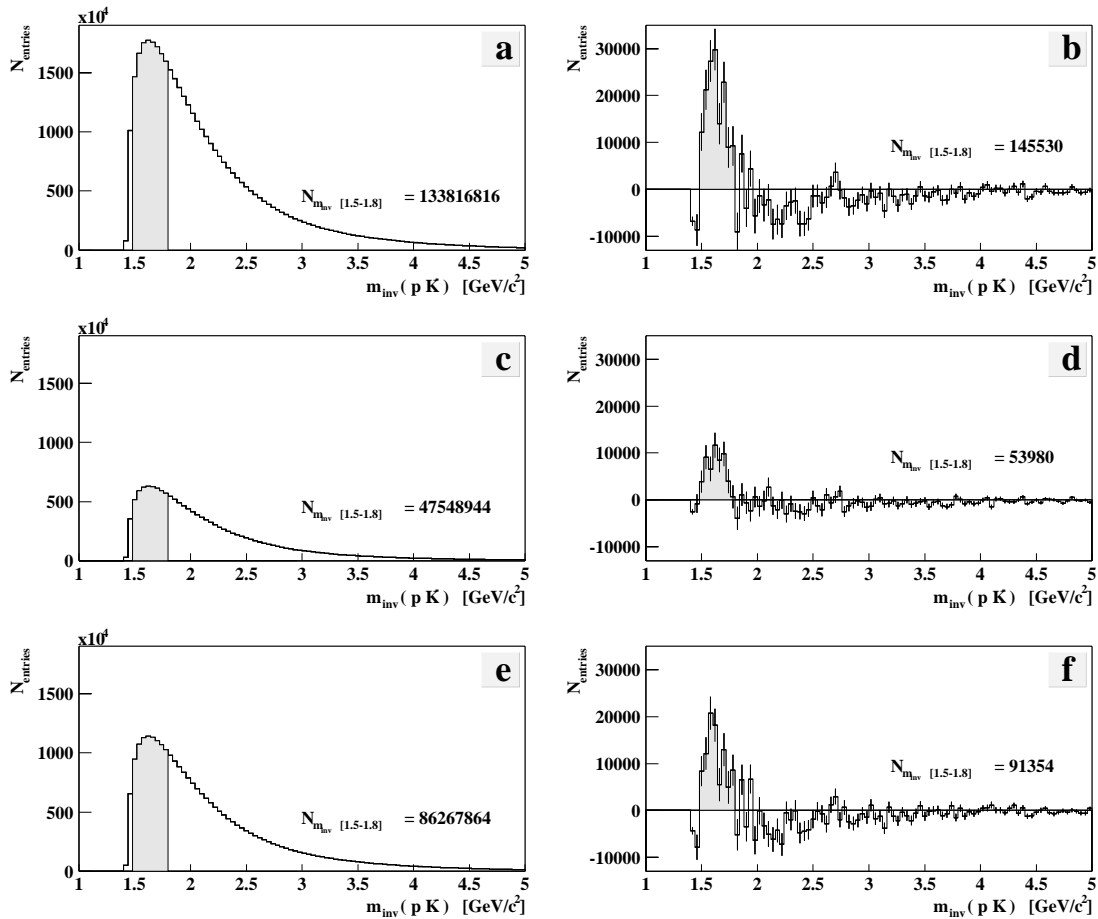
Zur Untersuchung der systematischen Struktur in Abbildung 5.10 (unten) wird als erstes die Abhängigkeit von den verwendeten Teilchensorten untersucht. Da die Protonen im wesentlichen in dem  $dE/dx$ -Sigmaschnitt  $SIG_p = [0.90, 1.05]$  frei von Pionen sind und nur einen geringen Anteil an Kaonen besitzen, (siehe Abbildung 3.24(e)) fokussiert sich die Untersuchung auf die Selektionskriterien der negativen Kaonen, bei denen die selektierten Teilchen um einen erheblichen Anteil an negativen Pionen angereichert sind und der Anteil an Antiprotonen gering ist. Durch die Aufteilung des Sigmaschnittes in zwei Hälften lässt sich eine differenzierte Untersuchung durchführen, bei der zum einen der Beitrag der Pionen und zum anderen der Beitrag der Protonen analysiert werden kann. Der Sigmaschnitt wird so unterteilt, dass in beiden Hälften der Anteil der negativen Kaonen gleich ist. Eine Abhängigkeit von den Kaonen sollte in beiden Fällen das gleiche Ergebnis liefern. Die Abbildung 5.17 zeigt die normierte  $dE/dx$ -Verteilung der negativen Kaonen mit den unterschiedlichen Sigmaschnitten und die Verteilung der selektierten Pionen und Protonen.



**Abbildung 5.17** Verteilung der Kaonen in Abhängigkeit des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$  mit der Teilchenselektion anhand zweier Sigmaschnitte, die links und rechts um den Mittelwert der Kaonenverteilung liegen. Links:  $SIG_{K^-} = [0.95, 1.00]$  und rechts:  $SIG_{K^-} = [1.00, 1.05]$ .

Die invarianten Massenspektren der hier aufgelisteten drei unterschiedlichen Teilchenselektionen werden miteinander verglichen. Der Sigmaschnitt der Protonen bleibt konstant bei  $SIG_p = [0.90, 1.05]$ .

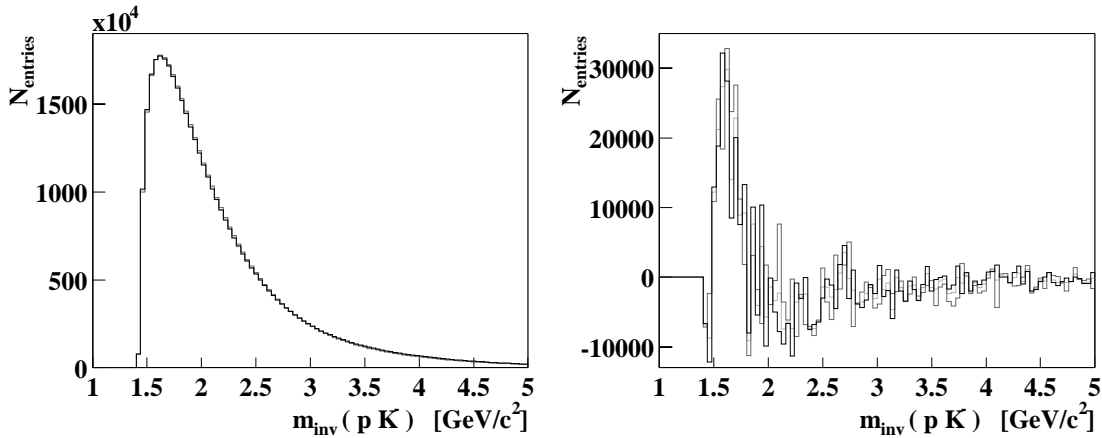
1.  $SIG_{K^-} = [0.95, 1.05]$
2.  $SIG_{K^-} = [0.95, 1.00]$
3.  $SIG_{K^-} = [1.00, 1.05]$



**Abbildung 5.18** Originalspektren mit unterschiedlicher Teilchenselektion anhand der  $dE/dx$ -Sigmaschnitte für die Kaonenkandidaten (links a,c,e). Signalspektrum nach Subtraktion des normierten Mixed-Event-Untergrundes vom Originalspektrum (rechts b,d,f). Die Sigmaschnitte für die Abbildungen (a,b) sind:  $SIG_{K^-} = [0.95, 1.05]$ , für die Abbildungen (c,d):  $SIG_{K^-} = [0.95, 1.00]$  und für die Abbildungen (e,f):  $SIG_{K^-} = [1.00, 1.05]$ .

Zur Verdeutlichung der systematischen Struktur wird eine Bingröße von  $40 \text{ MeV}/c^2$  gewählt. Die Abbildungen 5.18 (a,b) entsprechen den Abbildungen 5.10, deren Bingröße nur  $8 \text{ MeV}/c^2$  beträgt (oben und unten). Die Abbildung 5.18 zeigt die invarianten Massenverteilungen anhand der drei Kaonschnittschnitte und die dazugehörigen Signalspektren nach Subtraktion des Untergrundes. In den Signalspektren sind jeweils in den gleichen invarianten Massenbereichen die systematischen Strukturen zu erkennen, die jedoch unterschiedliche Amplituden aufweisen. Die Höhen der Amplitude der Signalspektren stehen im direkten Zusammenhang mit denen der Originalspektren. Die Integrale in den gekennzeichneten Massenintervallen  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.5, 1.8] \text{ GeV}/c^2$  aus dem Original- und dem Signalspektrum verhalten sich wie  $1000/1$ . Dies zeigt, dass die Struktur direkt von der Anzahl der Einträge im Originalspektrum abhängt und somit durch die Anzahl der Kombinationen, die von der Kandidatenzahl abhängt, gegeben ist. Daraus lässt sich schließen, dass diese Systematik nicht von einer bestimmten Teilchensorte abhängt, sondern allein mit der Anzahl der Kandidaten skaliert.

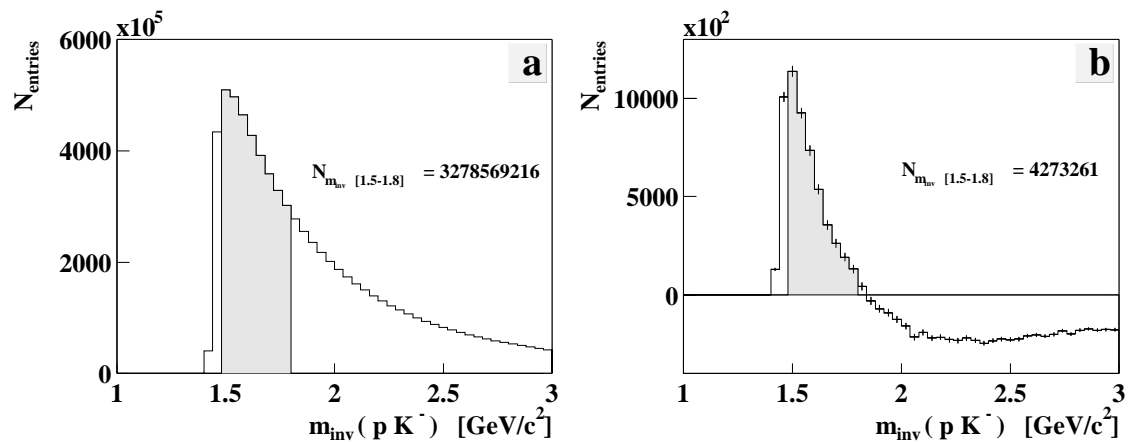
Die Überlagerung der auf die Gesamtfläche des Originalspektrums aus Abbildung 5.18 (a) normierten Signalspektren zeigt in Abbildung 5.19, dass die Formen, die Maxima und die Breiten der systematischen Struktur übereinstimmen.



**Abbildung 5.19** Original- und Signalspektren nach Normierung auf das Gesamtintegral des Originalspektrums von Abbildung 5.18 (a) für unterschiedliche Kaonenselektionskriterien.

Wenn die Struktur eine Abhängigkeit von der Anzahl der Kandidaten zeigt, kann dies überprüft werden, wenn die Anzahl der Kandidaten maximal groß ist. Dazu

wurden die Zerfallskandidaten nur anhand ihrer Ladung identifiziert. Dies ergibt im Mittel 450  $p$ - und 370  $K^-$ -Kandidaten. Die invarianten Massenverteilungen des Originalspektrums und des Signalspektrums werden in Abbildung 5.20 gezeigt. Die etwas veränderte Form im Originalspektrum (a), die durch die unterschiedlichen Anteile der Impulsbeiträge der Kandidaten gegeben ist, beeinflusst ebenfalls die Form im Signalspektrum (b). Das Verhältnis der Einträge von Original- zu Signalspektrum im Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.5, 1.8]$  GeV/ $c^2$  von etwa 1000/1 bleibt gleich und bestätigt den direkten Zusammenhang der systematischen Struktur mit der Anzahl der Kombinationen.



**Abbildung 5.20** Invariante Massenverteilung des Originalspektrum (a) und das untergrundsabtrahierte Signalspektrums (b) der  $p + K^-$ -Kandidaten ohne Teilchenidentifikation und Impulsschnitt.

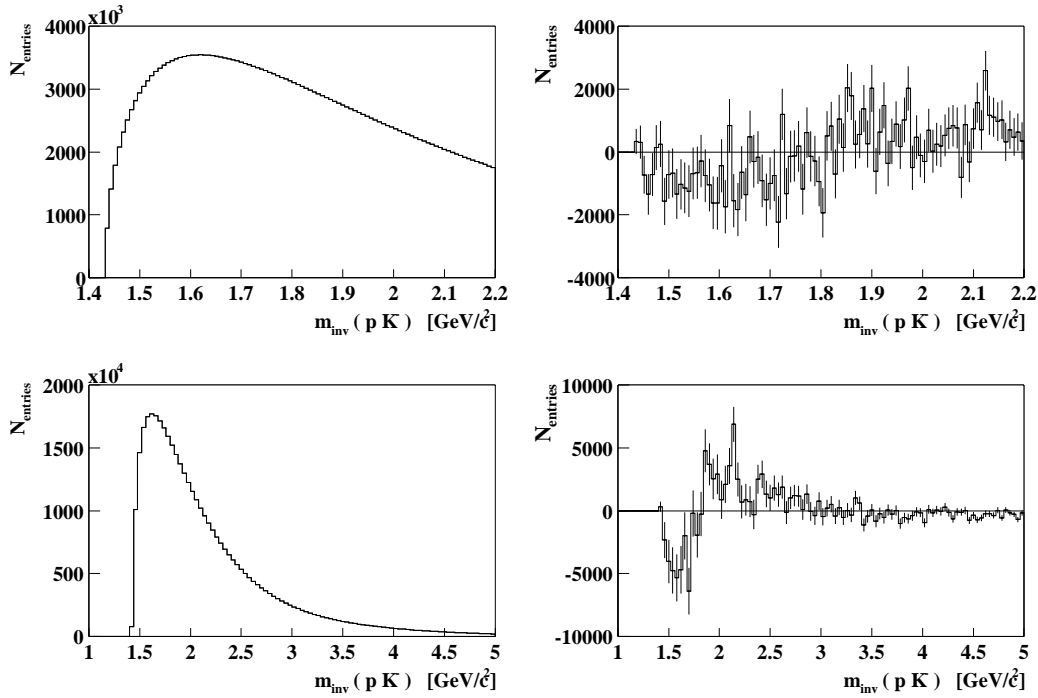
Aus diesen Vergleichen lassen sich zwei Argumente herleiten, weshalb diese systematische Struktur im Signalspektrum kein Teilchensignal sein kann. Zum einen gibt es keine Abhängigkeit von einer bestimmten Teilchensorte und zum anderen variieren der Schwerpunkt und die Breite der Systematik mit der Form des Originalspektrums. Bei einem Teilchensignal bleibt der Schwerpunkt des Signals bei variierender Form des Originalspektrums konstant.

### 5.11.2 Event-Mixing-Methoden

In diesem Kapitel werden verschiedene Event-Mixing-Methoden vorgestellt und unter dem Aspekt der Reduzierung der systematischen Struktur in dem untergrundsubtrahierten Spektrum, dem Signalspektrum, diskutiert. Wenn mit dem erstellten Mixed-Event-Untergrund die Form des kombinatorischen Untergrunds im Originalspektrum im Bereich des statistischen Fehlers nicht wiedergegeben werden kann, entsteht im untergrundsubtrahierten Spektrum eine signifikante Struktur. Die Fragen sind nun, ob und wie diese systematische Struktur in den Spektren durch die Event-Mixing-Methode verursacht werden kann, oder, welche Größen variieren in den Ereignissen, die in der Event-Mixing-Methode nicht berücksichtigt werden. Dadurch werden dann Ereignisse mit Variationen in einer Größe miteinander kombiniert.

#### Multiplizitätsabhängige Event-Mixing-Methode

Eine Eigenschaft ist die Spurmultiplicität, unter deren Berücksichtigung beim Event-Mixing der  $p+p$ -Daten der kombinatorische Untergrund besser beschrieben wird (Kapitel 4.7). Für die  $Pb+Pb$ -Daten ist dies jedoch nicht der Fall. Hier zeigt der multiplizitätsabhängige Untergrund eine geringfügige Verschlechterung in der Beschreibung des kombinatorischen Untergrundes. Dies geht aus Abbildung 5.21 hervor, in der rechts die Differenz  $diff_{\text{mix}} = Mix_{\text{mult}} - Mix_{\text{normal}}$  der beiden erzeugten Untergründe in Abhängigkeit der invarianten Masse dargestellt wird.

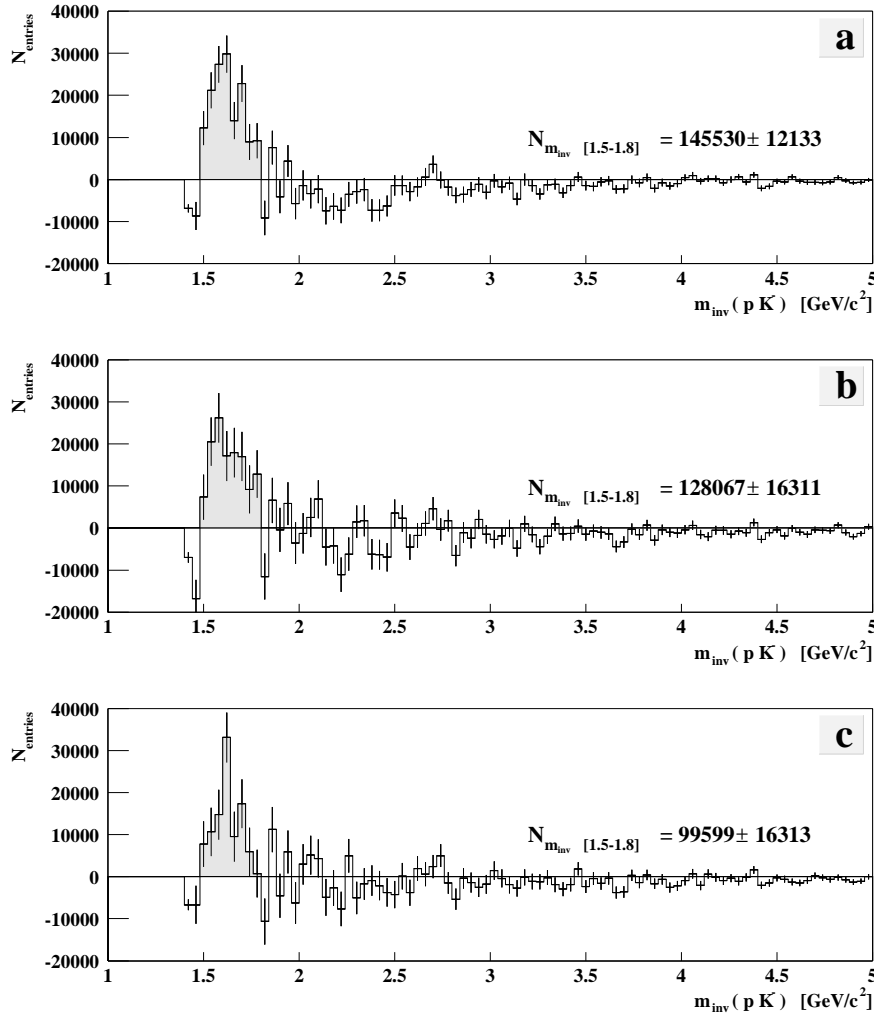


**Abbildung 5.21** Links: Originalspektren mit zwei normierten unterschiedlichen Mixed-Event-Untergrundverteilungen, rechts: Differenzspektrum nach Subtraktion der normalen von den multiplizitätsabhängigen Mixed-Event-Untergrundverteilungen in zwei verschiedenen Bingrößen (oben:  $8 \text{ MeV}/c^2$  und unten:  $40 \text{ MeV}/c^2$ ).

### Korrelationsfreie Event-Mixing-Methode

Die nächste Untersuchung beschäftigt sich mit den möglichen Korrelationen der Teilchen. Für einen protonkorrelationsfreien Untergrund werden die Protonenkandidaten aus einem Ereignis nicht mit den gleichen Kaonenkandidaten gemischt. Jedem Protonkandidat wird eine neue Liste der Kaonenkandidaten zugeordnet. Der kaonkorrelationsfreie Untergrund ist äquivalent dazu. Einen proton- und kaonkorrelationsfreien Untergrund zu erstellen ist nicht sinnvoll, da die Statistik der Kombination um einen Faktor 50 (Anzahl der Protonen) kleiner ist als die im Originalspektrum. In den proton- oder kaonkorrelationsfreien Event-Mixing-Methoden ist die Anzahl der Kombination in etwa gleich der des Originalspektrums. Die Abbildung 5.22 zeigt im Vergleich die untergrundsubtrahierten Signalspektren mit

einem normalen (a), einem kaonkorrelationsfreien (b) und einen protonkorrelationsfreien (c) Mixed-Event-Untergrund.



**Abbildung 5.22** Signalspektrum nach Subtraktion verschiedener Mixed-Event-Untergrundspektren. Normaler Mixed-Event-Untergrund, bei dem die benachbarten Ereignisse gemischt werden (a). Der kaonkorrelationsfreie- (b) und protonkorrelationsfreie (c) Mixed-Event-Untergrund.

Daraus lässt sich schließen, dass der protonkorrelationsfreie Mixed-Event-Untergrund eine Verminderung von etwa  $30\% \pm 20\%$  der systematischen Struktur verursacht.

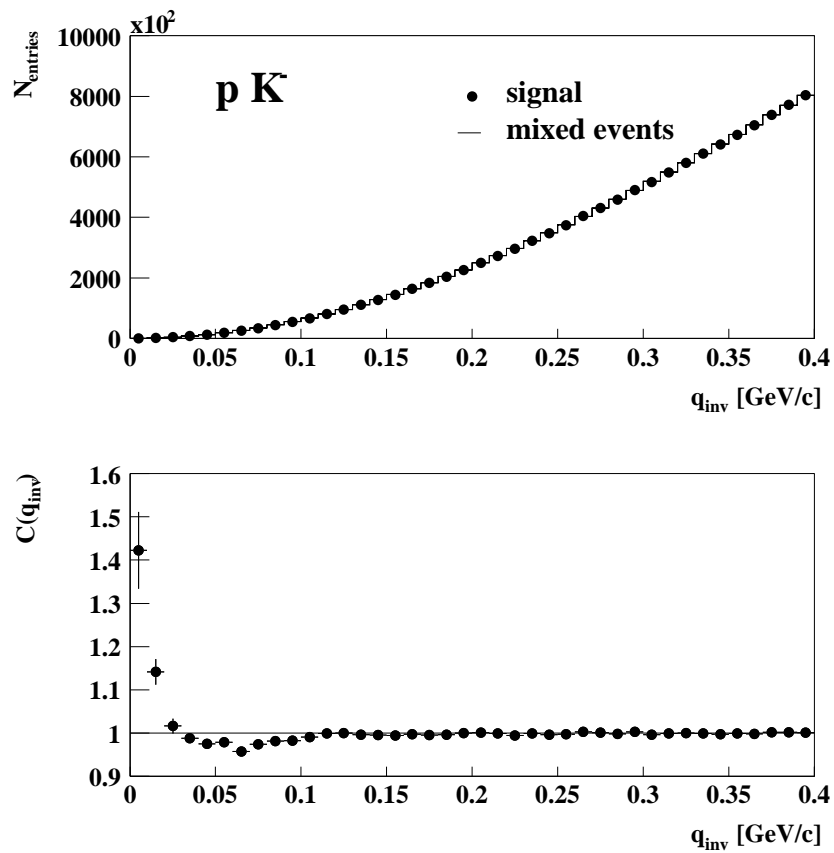


### 5.11.3 $p + K^-$ -Korrelationen

Weiterhin gibt es noch die Möglichkeit, dass es im Phasenraum eine Korrelation zwischen den selektierten  $p$ - und  $K^-$ -Kandidaten gibt, die anhand der invarianten Viererimpulsdifferenz untersucht werden kann. Die Viererimpulsdifferenz

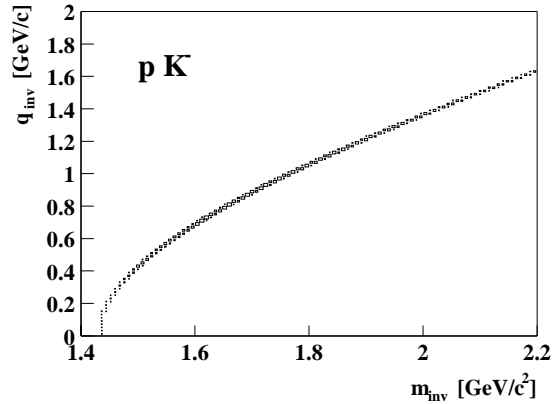
$$q_{\text{inv}} = \sqrt{(p_{1,\text{long}} - p_{2,\text{long}})^2 + (p_{1,\text{T}} - p_{2,\text{T}})^2 - (E_1 - E_2)^2} \quad , \quad (5.19)$$

die den Relativimpuls im Schwerpunktsystem des Teilchenpaares angibt, berechnet sich aus der Energie  $E$  und der longitudinalen- und transversalen Impulskomponente  $p_{\text{long}}$  und  $p_{\text{T}}$  der beiden Teilchen im Schwerpunktsystem. Die Abbildung 5.23 (oben) zeigt die  $q_{\text{inv}}$ -Verteilungen der Kandidatenpaare aus den Ereignissen (Signal) und der Mixed-Event-Methode nach einer Normierung auf das Intervall  $\Delta q_{\text{inv}} = [0.1, \infty]$  des Signalspektrums. Nach der Division beider Spektren zeigt die Abbildung 5.23 (unten) eine Korrelationen der  $p + K^-$ -Kandidatenpaare innerhalb sehr kleiner  $q_{\text{inv}}$  zwischen 0.0 und 0.1. Dies deutet auf eine Coulombwechselwirkung zwischen den beiden unterschiedlich geladenen Teilchen hin.



**Abbildung 5.23** Viererimpulsdifferenz aus den Kombinationen der  $p$ - und  $K^-$ -Kandidaten. Oben: Auf die Fläche normierte Signal- und Mixed-Event-Spektren. Unten: Quotient der Signal- und Mixed-Event-Spektren.

Den Einfluss der Korrelationen auf die invariante Masse verdeutlicht die Abbildung 5.24, die den funktionalen Zusammenhang zwischen der Viererimpulsdifferenz und den invarianten Massen der  $p+K^-$ -Kandidatenkombination zeigt. Daraus wird ersichtlich, dass die vorhandenen Korrelationen an der Schwelle des invarianten Massenspektrums innerhalb der ersten  $8 \text{ MeV}/c^2$  zum Tragen kommen und somit keinen Beitrag zu der systematischen Struktur in der invarianten Massenverteilung des Signalspektrums leisten.



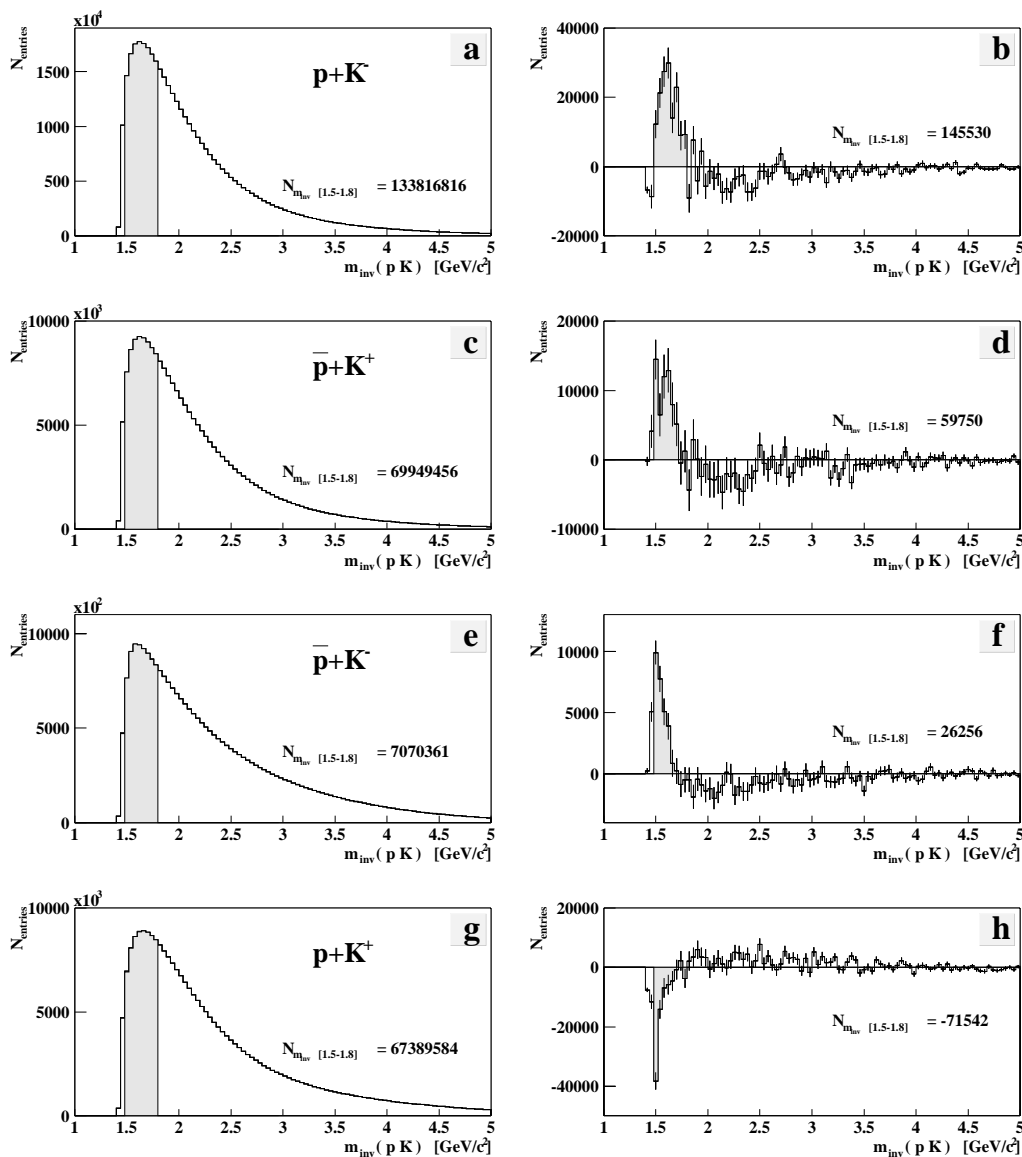
**Abbildung 5.24** Funktionaler Zusammenhang zwischen der Viererimpulsdifferenz und der invarianten Massen der Kombinationen der  $p + K^-$ -Kandidaten.

#### 5.11.4 $p + K$ -Kombinationen

Zur Untersuchung der systematischen Struktur in Abhängigkeit von gleich und ungleich geladenen  $p$ - und  $K$ -Kandidatenpaaren wurden die Signalspektren verschiedener Kandidatenkombinationen erstellt (Tabelle 5.4). Die invarianten Massenanalysen wurden jeweils mit 360000 Ereignissen durchgeführt. Aus den Signalspektren der Abbildung 5.25 geht hervor, dass die systematische Struktur keine eindeutige Abhängigkeit von gleich und ungleich geladenen Kandidaten zeigt.

Kombinationen	dE/dx-Sigmaschnitt		Kandidaten	
	$p$	$K$	$p$	$K$
$p + K^-$	0.90-1.05	0.95-1.05	48	24
$\bar{p} + K^+$	0.90-1.05	0.95-1.05	9	66
$\bar{p} + K^-$	0.90-1.00	1.00-1.06	4	20
$p + K^+$	0.90-1.00	1.00-1.06	18	39

**Tabelle 5.4** Auflistung der verschiedenen Kandidatenkombinationen mit den jeweiligen dE/dx-Sigmaschnitten und der Anzahl der selektierten Kandidaten. Die Sigmaschnitte der gleich geladenen Teilchen wurden so gewählt, dass nicht ein gleiches Teilchen in beiden Kandidatenlisten steht.



**Abbildung 5.25** Originalspektren mit unterschiedlicher Teilchenselektion für die Kandidaten (links a,c,e,g). Signalspektrum nach Subtraktion des normierten Mixed-Event-Untergrundes vom Originalspektrum (rechts b,d,f,h). Die Kandidaten für die Abbildungen (a,b) sind:  $p + K^-$ , für die Abbildungen (c,d):  $\bar{p}$  und  $K^+$ , für die Abbildungen (e,f):  $\bar{p}$  und  $K^-$  und für die Abbildungen (g,h):  $p$  und  $K^+$ .

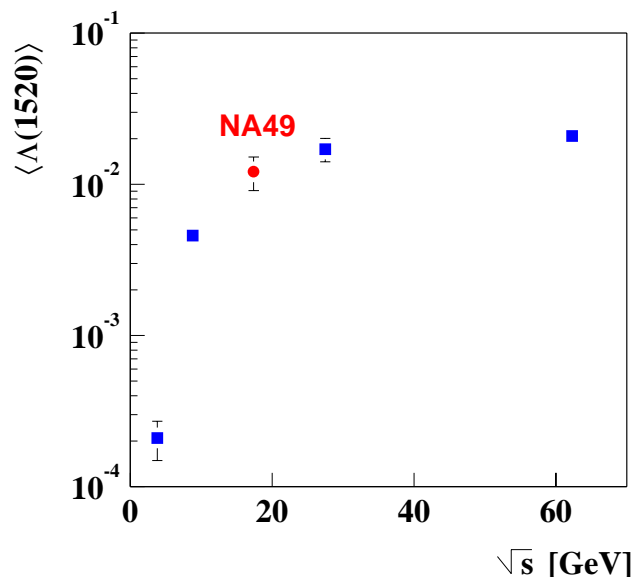
# Kapitel 6

## Ergebnisse

Bei der Untersuchung der  $\Lambda(1520)$ -Resonanz sind zunächst zwei Aspekte von Bedeutung. Zum einen, dass sie ein strange Quark besitzt (*open Strangeness*) und zum anderen, dass sie ein resonanter Zustand des  $\Lambda$  ist. Eine weitere Eigenschaft ist die kurze Lebensdauer der  $\Lambda(1520)$ -Resonanz, die in der Größenordnung der Lebensdauer des hadronischen Feuerballs liegt. Um einen eventuellen Einfluss eines ausgedehnten, heißen und dichten Mediums auf das  $\Lambda(1520)$  beobachten zu können, wird die Produktionsrate der  $\Lambda(1520)$ -Resonanz in zentralen Pb+Pb-Kollisionen gegenüber p+p-Kollisionen, bei denen kein ausgedehntes Medium vorliegt, verglichen. Zunächst werden die in p+p-Kollisionen gemessenen  $\Lambda(1520)$ -Multiplizitäten mit den bisher bekannten Literaturdaten verglichen. Die Ergebnisse der p+p-Kollision werden auf die zu erwartende  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität für eine Pb+Pb-Kollisionen extrapoliert und mit den tatsächlich gemessenen Werten verglichen. Weiterhin werden die  $\Lambda(1520)$ -Multiplizitäten der p+p- und der Pb+Pb-Kollisionen mit den Multiplizitäten anderer Teilchensorten verglichen und diskutiert.

### 6.1 $\Lambda(1520)$ -Produktion in p+p-Kollisionen

Die mit dem NA49-Experiment gemessene totale Multiplizität von  $0.0121 \pm 0.0030$  bei einer Schwerpunktsenergie der Reaktion von  $\sqrt{s} = 17.3$  fügt sich gut in die Systematik der bisher veröffentlichten Daten ein. Die Abbildung 6.1 zeigt den Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten totalen Multiplizität der  $\Lambda(1520)$ -Resonanz in p+p-Kollisionen mit Literaturdaten [Ans74, Kra88, Agu91, Bob83].



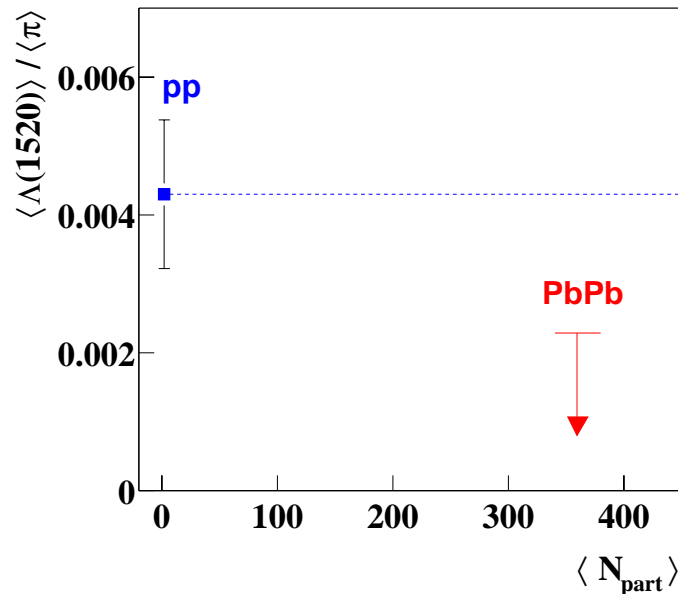
**Abbildung 6.1** Gemessene totale  $\Lambda(1520)$ -Produktion in p+p-Kollisionen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie im Vergleich mit anderen Literaturdaten [Ans74, Kra88, Agu91, Bob83].

Diese gute Übereinstimmung zeigt auch, dass die hier verwendete Korrekturmethode, bei der ein Korrekturfaktor für die Phasenraumbelegung aus einer Simulation bestimmt wird, eine gute Extrapolation auf die totale Multiplizität darstellt. Eine andere Methode, bei der zuerst die Akzeptanz der einzelnen Phasenraumbereiche korrigiert wird und dann mit einer Anpassungsfunktion die Bereiche des Phasenraums ohne Messung extrapoliert werden, zeigt ein bis auf 10 % übereinstimmendes Ergebnis bei einem Fehler von 20 % auf die Messergebnisse [Höh99, Put00].

Ein Pb+Pb-Stoßsystem kann als eine Vielzahl von einzelnen p+p-Stößen aufgefasst werden. Aus der Extrapolation anhand der Nukleonenpaare (etwa 180 [Bäc99]), die an einer Pb+Pb-Kollision teilnehmen, ergibt sich eine zu erwartende Multiplizität von 2.2  $\Lambda(1520)$ . Da die abgeschätzte  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität in einer Pb+Pb-Reaktion unter der Grenze von 1.4 (mit 95 % *Confidence Level*) liegt, kann das Pb+Pb-Stoßsystem für die  $\Lambda(1520)$ -Produktion nicht als eine reine Superposition eines p+p-Stoßsystems verstanden werden.

## 6.2 Seltsamkeitserhöhung

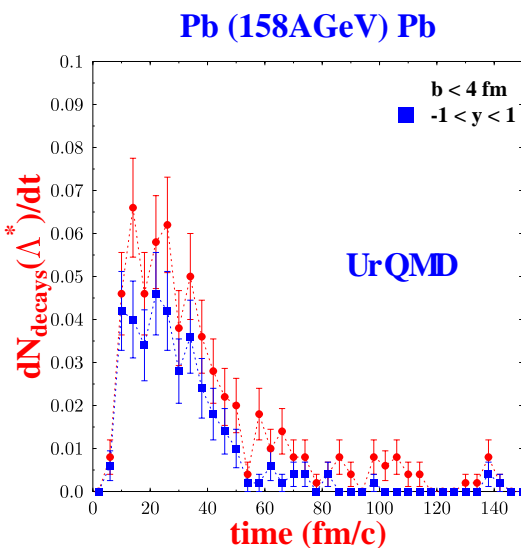
Die bisher gemessenen seltsamkeitstragenden Teilchen ( $K, \Lambda, \phi, \Xi, \Omega$ ) zeigen eine erhöhte Produktionsrate in Pb+Pb-Stößen (*Strangeness Enhancement*). Das bedeutet, daß der Anteil der produzierten seltsamkeitstragenden Teilchen zu den nicht seltsamkeitstragenden Teilchen in Pb+Pb-Kollisionen gegenüber p+p-Kollisionen erhöht ist. Den Hauptteil der nicht seltsamkeitstragenden Teilchen bilden die Pionen. Deshalb wird in Abbildung 6.2 die gemessene  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität im Verhältnis zur Gesamtmultiplizität der Pionen in Abhängigkeit von den an der Reaktion teilnehmenden Nucleonen gezeigt. Die rekonstruierten  $\Lambda(1520)$  zeigen nicht wie die anderen seltsamkeitstragenden Teilchen eine Seltsamkeitserhöhung. Das bedeutet, dass das  $\Lambda(1520)$  das erste seltsamkeitstragende Teilchen ist, dass keine sensitive Probe für eine Seltsamkeitserhöhung darstellt. Die geringe  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität kann zum einen durch eine geringe Produktionsrate selbst gegeben sein oder durch die Verringerung von rekonstruierbaren  $\Lambda(1520)$ . Dies kann möglicherweise durch Wechselwirkungen der Zerfallsprodukte mit dem Feuerballmedium verursacht werden.



**Abbildung 6.2**  $\Lambda(1520)$ -zu-Pionmultiplizität in p+p- und Pb+Pb-Kollisionen in Abhängigkeit von der Zahl der teilnehmenden Nucleonen.

### 6.3 $\Lambda(1520)$ -Rekonstruierbarkeit

Das mikroskopische Modell UrQMD [Sof00] liefert eine Abschätzung für einen möglichen  $\Lambda(1520)$ -Multiplizitätsverlust in Pb+Pb-Kollisionen. Die Abbildung 6.3 zeigt die Anzahl der zerfallenden  $\Lambda(1520)$ -Resonanzen als Funktion der Zeit. Demnach erfolgen die meisten Zerfälle in den Zeiten zwischen  $t = [10, 30]$  fm/c, die in der Größenordnung eines Feuerballs liegen. Aufgrund der von elastischen Wechselwirkungen der Zerfallsprodukte mit anderen Teilchen stattfindenden Impulsüberträge können die Zerfallsprodukte nicht mehr zur Rekonstruktion der ursprünglichen  $\Lambda(1520)$ -Resonanz verwendet werden. Die rekonstruierbaren  $\Lambda(1520)$ -Resonanzen werden in ihrer Rapiditätsverteilung in Abbildung 6.4 gezeigt. Das Maximum der Verteilung liegt bei *Midrapidity*  $y_{\text{mid}} = 2.9$ , und die volle Breite bei halbem Maximum ist etwa  $\sigma_{\text{FWHM}} = 2.5$ .

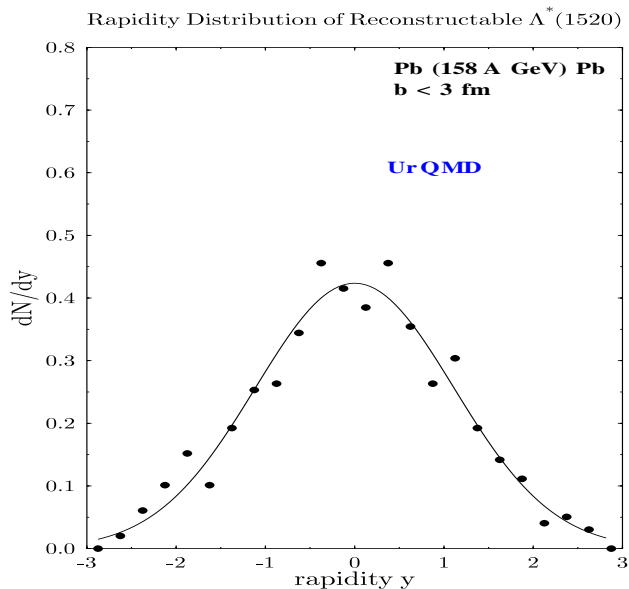


**Abbildung 6.3**  $\Lambda(1520)$ -Zerfälle als Funktion der Zeit in Pb+Pb-Kollisionen nach UrQMD [Sof00].

Die Integration der Verteilung ergibt einen um etwa 50 % kleineren Wert als die der tatsächlich in UrQMD produzierten  $\Lambda(1520)$ -Resonanzen. Die Untersuchung wurde auch direkt für den  $p + K^-$ -Zerfallskanal vorgenommen, aus der sich auch eine Reduktion der rekonstruierbaren  $\Lambda(1520)$ -Resonanz durch die Wechselwirkungen der  $p$  und  $K^-$ -Zerfallsprodukte mit anderen Teilchen im Feuerballmedium von



50 % ergibt. Damit sind nach den Vorhersagen des thermodynamischen Modells nach Becattini, das die  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität am chemischen Freeze-out mit 3.5 angibt, und dem aus UrQMD bestimmten Verlust durch die eingeschränkte Rekonstruierbarkeit der  $\Lambda(1520)$ -Resonanz nur noch 1.75 Teilchen messbar.



**Abbildung 6.4** Rapiditätsverteilung der  $\Lambda(1520)$ -Resonanzen, deren Zerfallsprodukte nach UrQMD keine weiteren Kollisionen erfahren [Sof00].

## 6.4 Mediumeffekt

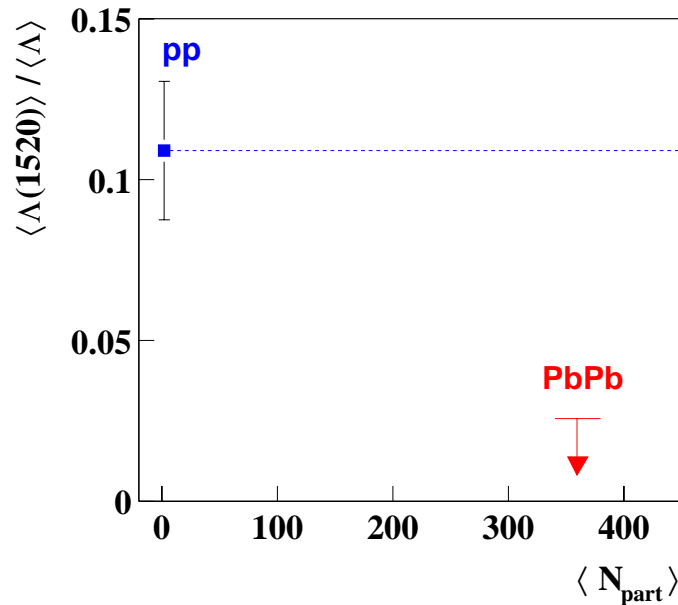
Eine alternative Erklärung zur Verringerung der gemessenen  $\Lambda(1520)$  in Abhängigkeit von der Größe des Reaktionsvolumens kann ein Mediumeffekt sein, der auf die  $\Lambda(1520)$ -Resonanz selbst Einfluss nimmt. Dies Verhalten ist auch bei der Photoabsorptionsmessung an Kernen zu sehen, bei der in dem Bereich der  $N(1520)$ -Resonanz eine Verringerung des Wirkungsquerschnittes schwerer Kerne (C, Al, Cu, Sn und Pb) gegenüber leichten Kernen (H, He) gemessen wird [Bia98]. Einfache Kernmediumeffekte wie die *Fermibewegung* und *Pauli Blocking* sind nicht in der Lage dieses überraschende Ergebnis zu beschreiben. Einige phänomenologische Modelle zur Beschreibung des Verhaltens des Wirkungsquerschnittes der

Photon-Kern-Reaktionen im Bereich der  $N(1520)$ -Resonanzenergie werden in Hinblick auf eine mögliche Erklärung der Verringerung des  $\Lambda(1520)$ -Produktion in Pb+Pb-Kollisionen gegenüber p+p-Kollisionen aufgeführt. Die ersten naiven Modelle [Alb94, Bia96, Kon94] konnten empirisch die Reduzierung durch ein Auswaschen der  $N(1520)$ -Resonanz anhand einer starken Wechselwirkung zwischen der photoproduzierten  $N(1520)$ -Resonanz und den umgebenden Nukleonen beschreiben. Der große Wechselwirkungsquerschnitt für  $N(1520)N$  verursacht eine signifikante Verbreiterung der Resonanz im Kernmedium. Eine möglicher Zusammenhang besteht nach Effenberger [Eff97] zwischen den modifizierten Eigenschaften des Baryons und den modifizierten Eigenschaften des  $\rho$ -Mesons im Kernmedium. Die  $N(1520)$ -Resonanz zerfällt in den  $N\rho$ -Kanal und kann durch die Veränderungen der Masse des  $\rho$ -Mesons selbst stark verändert werden. Rapp [Rap98] verwendet ein Modell, das die Eigenschaften des  $\rho$ -Mesons in dichter Materie untersucht. Dabei ergibt sich, dass eine gute Übereinstimmung mit den Daten erreicht werden kann, wenn im Medium die Zerfallsbreite der Resonanz im  $N\rho$ -Kanal um eine Größenordnung zunimmt. Zusammenfassend kann gesagt werden, dass keine endgültige Antwort auf das Verschwinden der  $N(1520)$ -Resonanz im Kern gegeben werden kann, jedoch erwartet man, dass das Verschwinden mit der Veränderung des  $\rho$ -Meson im Medium zusammenhängen kann. Das läuft auf eine damit verbundene Massenabsenkung des  $\rho$ -Meson im Medium hinaus.

Das Äquivalent der  $N(1520)$ -Resonanz zur  $\Lambda(1520)$ -Resonanz sieht folgendermaßen aus. Die  $\Lambda(1520)$ -Resonanz zerfällt in den  $p+K^-$ -Kanal. Eine Massenabsenkung des zum  $\rho$ -Meson äquivalenten  $K^-$ -Mesons wurde in Abhängigkeit der ansteigenden Kerndichte vorhergesagt [Lut98]. Die Messung der produzierten  $K^-$ -Mesonen in einer C+C-Reaktion bei einer Einschussenergie unterhalb der kinematischen Schwelle für p+p-Reaktionen zeigt eine Multiplizität, die auf die am Stoß teilnehmenden Nukleonen normiert ist, die in einem p+p-Stoßsystem nur oberhalb der kinematischen Schwelle gemessen wird [Lau99]. Weiterhin zeigt die Messung des Verhältnisses  $\frac{K^-}{K^+}$  eine Erhöhung in der C+C-Reaktion im Vergleich zu einer p+p-Reaktion. Diese beiden Effekte können durch die Reduzierung der effektiven Masse der  $K^-$ -Mesonen im Medium erklärt werden.

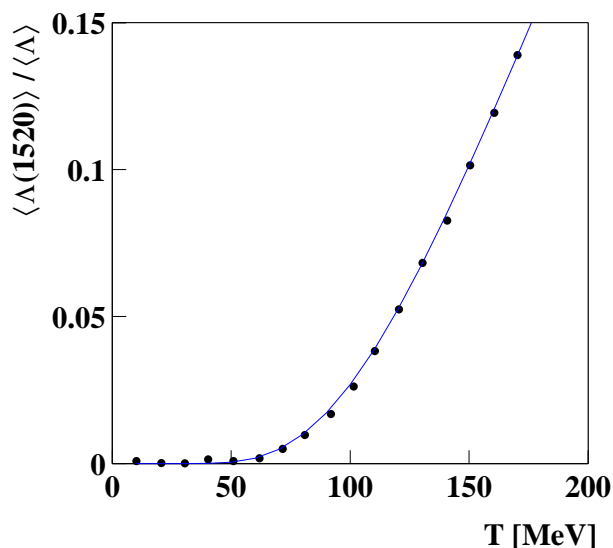
## 6.5 $\Lambda(1520)$ -zu- $\Lambda$ -Verhältnis

Bisher haben wir uns die  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität in Abhängigkeit von der Anzahl der am Stoß teilnehmenden Nukleonen und das Verhältnis der  $\Lambda(1520)$ -Multiplizität zu der  $\pi$ -Multiplizität im Vergleich zwischen p+p-Kollisionen und Pb+Pb-Kollisionen untersucht. Dabei hat sich gezeigt, dass die Multiplizität der  $\Lambda(1520)$ -Resonanz in Pb+Pb-Kollisionen kleiner ist als die, die sich aus der Extrapolation der p+p-Kollisionen ergeben würde. Wenn sich das  $\Lambda$  im Grundzustand genauso verhält wie das  $\Lambda(1520)$ , sollte das Verhältnis ihrer Multiplizitäten in p+p- und Pb+Pb-Kollisionen das gleiche sein. Aufgrund der größeren Masse der  $\Lambda(1520)$ -Resonanz wird für das Verhältnis ein Wert von  $\frac{\langle \Lambda(1520) \rangle}{\langle \Lambda \rangle} \ll 1$  erwartet. Die Abbildung 6.5 zeigt, dass das Verhältnis  $\frac{\langle \Lambda(1520) \rangle}{\langle \Lambda \rangle}$  kleiner als 1 ist, jedoch bei Pb+Pb-Kollisionen etwa um einen Faktor 5 kleiner ist als in p+p-Kollisionen. Dies deutet auf unterschiedliche Eigenschaften von  $\Lambda(1520)$  und  $\Lambda$  im Medium hin, wobei nicht nur die Absorption der Zerfallsprodukte, die nach UrQMD eine Reduktion von 50 % des Signals verursacht, dafür verantwortlich sein kann.



**Abbildung 6.5**  $\Lambda(1520)$ -zu- $\Lambda$ -Produktion in p+p- und Pb+Pb-Kollisionen in Abhängigkeit von der Zahl der teilnehmenden Nukleonen.

Mit einer thermischen Beschreibung der Teilchenmultiplizitäten lässt sich ein Teilchenverhältnis anhand einer chemischen Freeze-out-Temperatur bestimmen. Bei einer gegebenen Temperatur berechnet sich ein Teilchenverhältnis gegenüber einer Absolutzahl der Teilchen nur aus den Massen der beiden Teilchen und der Temperatur. Anhand der gemessenen Teilchenproduktion können auch Rückschlüsse auf die Freeze-out-Temperatur gezogen werden. Dabei lässt sich überprüfen, ob ein Teilchenverhältnis rein thermisch produziert werden kann. Die Abbildung 6.6 zeigt die Abhängigkeit des Teilchenverhältnis von  $\Lambda(1520)$  zu  $\Lambda$  von der Freeze-out-Temperatur nach einer thermischen Beschreibung. Das Ergebnis dieser Arbeit liefert ein Verhältnis von  $\frac{\langle\Lambda(1520)\rangle}{\langle\Lambda\rangle} \approx 0.03$ , was durch eine thermische Beschreibung eine Freeze-out-Temperatur von etwa 110 MeV bedeutet. Dies liegt jedoch im Widerspruch zu der bisher bestimmten Temperatur am chemischen Freeze-out, die anhand vieler gemessener Teilchenmultiplizitäten höher liegt ( $T \approx 170$  MeV). Daraus folgt, dass das  $\Lambda(1520)$ -zu- $\Lambda$ -Verhältnis nicht allein durch einen thermischen Prozess verursacht werden kann.



**Abbildung 6.6** Teilchenverhältnis von  $\Lambda(1520)$  zu  $\Lambda$  in Abhängigkeit der Freeze-out-Temperatur nach einer thermischen Beschreibung.

# Kapitel 7

## Neue Ergebnisse

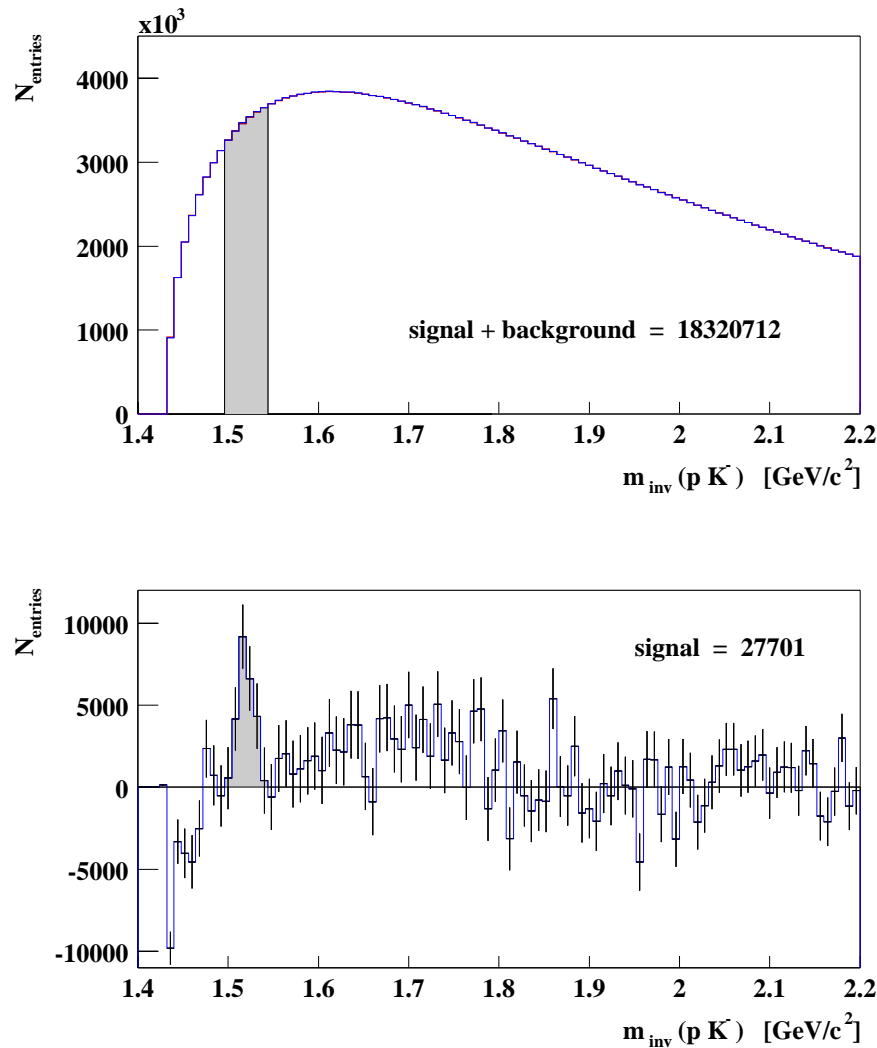
Am Ende der Fertigstellung dieser Arbeit wurden die DSTs des Datensatzes mit verbesserter Spuranpassung und verbessertem globalen  $dE/dx$  neu produziert. Eine Analyse der invarianten Masse bei gleichen Schnittkriterien wurde durchgeführt. Die Abbildung 7.3 zeigt das Originalspektrum (oben) und Signalspektrum (unten) der invarianten Massenverteilungen.

Aus einer Breit-Wigner-Anpassung an das Signal im Signalspektrum im Massenintervall  $\Delta m_{\text{inv}} = [1.49, 1.55] \text{ GeV}/c^2$  ergeben sich folgende Anpassungswerte:

$$m_{\text{bw}} = 1518,7 \text{ MeV}/c^2 \pm 1.6 \text{ MeV}/c^2 \quad \text{und} \quad (7.1)$$

$$\Gamma_{\text{bw}} = 15.7 \text{ MeV}/c^2 \pm 5.2 \text{ MeV}/c^2 \quad , \quad (7.2)$$

die im Bereich ihrer Fehler in guter Übereinstimmung mit den Literaturwerten liegen [pdg98].



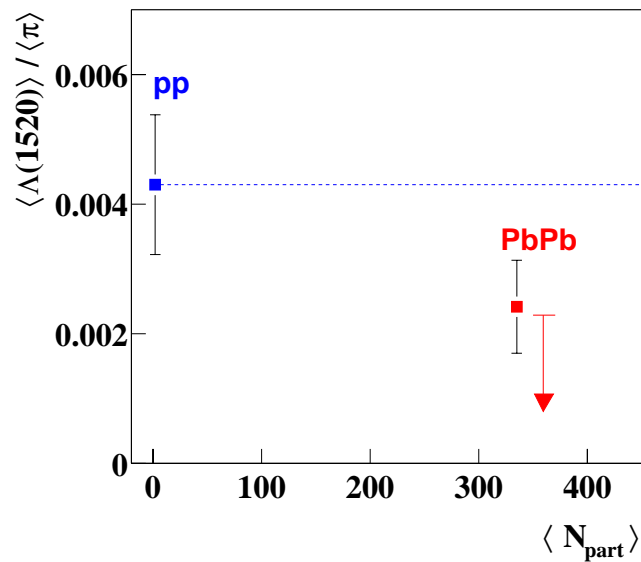
**Abbildung 7.1** Invariante Massenspektren mit neuen Pb+Pb-Daten. Originalspektrum (oben) und Signalspektrum (unten).

Da sich die  $dE/dx$ -Auflösung um etwa 1 % verbessert hat, und die Positionsverschiebung der Anpassung nur noch bei etwa 0.2 % liegt (vorher 0.5 %), wird der  $dE/dx$ -Sigmaschnitt angepasst, indem er mit  $SIG_p = [0.90, 1.03]$  und  $SIG_{K^-} = [0.97, 1.03]$  gewählt wird. Bis auf ein gefordertes Verhältnis der gemessenen zu den potenziellen Spurpunkten von mehr als 50 % bleiben die Ereignis- und Spurqualitätskriterien die gleichen. Die aus dem Signal berechnete totale Multiplizität der

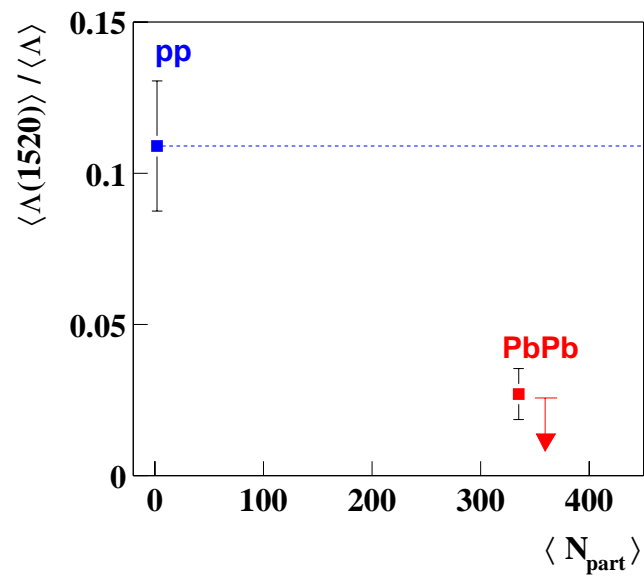
$\Lambda(1520)$ -Resonanz liegt mit dem statistischen und systematischen Fehler bei:

$$\langle \Lambda(1520) \rangle = 1.45 \pm 0.29 \pm 0.14$$

Der große systematische Fehler ergibt sich aus der groben Abschätzung des Einflusses des Sigmaschnittes.



**Abbildung 7.2**  $\Lambda(1520)$ -zu-Pionmultiplizität in p+p- und Pb+Pb-Kollisionen in Abhängigkeit von der Zahl der teilnehmenden Nukleonen.



**Abbildung 7.3**  $\Lambda(1520)$ -zu- $\Lambda$ -Produktion in p+p- und Pb+Pb-Kollisionen in Abhängigkeit von der Zahl der teilnehmenden Nukleonen.



# Literaturverzeichnis

- [Afa99] S. Afanasiev et al., *Nucl. Instr. and Methods* **A430** (1999) 210-244.
- [Afa00] S. Afanasiev et al., hep-ex/0009053 2000.
- [Agu91] M. Aguilar-Benitez et al., *Z. Phys.* **C50** (1991) 405.
- [Alb94] W.M. Alberico et al., *Phys. Lett.* **B321** (1994) 177.
- [Ans74] R.E. Ansorge et al., *Phys. Rev.* **D10** (1974) 32.
- [App97] H. Appelshäuser, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (1997).
- [Bar99] L.S. Barnby, Doktorarbeit, University of Birmingham (1999).
- [Bar00] R. Barton , Doktorarbeit, University of Birmingham (2000), in Vorbereitung.
- [Bas98a] S.A. Bass et al., *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 4092-4095.
- [Bas98b] S.A. Bass et al., *Prog. Part. Nucl. Phys.* **41** (1998) 225-376.
- [Bäc99] J. Bächler et al., *Nucl. Phys.* **A661** (1999) 45c-54c.
- [Bec98] F. Becattini, M. Gaździcki, J. Sollfrank *Eur. Phys. J.* **C5** (1998) 143-153.
- [Bet30] H.A. Bethe, *Annalen der Physik* **5** (1930) 325ff.
- [Bia96] N. Bianchi et al., *Phys.Rev.* **C54** (1996) 1688.
- [Bia98] N. Bianchi, *Baryons '98 Proceedings of the 8th International Conference on Structure of Baryons, Bonn, Germany*, (1998) 655.

- [Bil00] A. Billmeier, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (2000), in Vorbereitung.
- [Bjø83] J. Bjørken, *Phys. Rev.* **D27** (1983) 140.
- [Ble97] M. Bleicher et al., *Elementary Hardon-Hadron Collisions in the Relativistic Region* (1997) Draft.
- [Blo33] F. Bloch, *Z. Physik* **81** (1933) 363 ff.
- [Bob83] G.J. Bobbink et al., *Nucl. Phys.* **B217** (1983) 11.
- [Bor98] C. Bormann, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (1998).
- [Bot00] M. Botje et al., *Status and Future Program of the NA49 Experiment: Addendum 5 to Proposal CERN-SPSC-2000-011*, CERN-SPSLC-P-264-ADD-5, Mar (2000).
- [Bra96] P. Braun-Munzinger et al., *Phys. Lett.* **B365** (1996) 1.
- [Bra99] P. Braun-Munzinger, I. Heppe, J. Stachel, *Phys. Lett.* **B465** (1999) 15-20.
- [Bri97] G. Brianti, *The CERN Synchrotrons*, CERN-97-04 P. (1997).
- [Eff97] M. Effenberger et al., *Nucl. Phys.* **A613** (1997) 353.
- [Fri99] V. Friese, Dissertation, Universität Marburg (1999).
- [Gab98] F. Gabler, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (1998).
- [Gan99] R. Ganz et al., *Nucl. Phys.* **A661** (1999) 448-451.
- [Gaź95] M. Gaździcki D. Röhrich, *Zeitschrift für Phys.* **C65** (1995) 215.
- [Gaź99a] M. Gaździcki, M.I. Gorenstein, *Acta Phys. Polon.* **B30** (1999) 2705.
- [Gaź00] M. Gaździcki, C. Markert, *Acta Phys. Polon.* **B31** (2000) 965.
- [Gaź00b] M. Gaździcki, M.I. Gorenstein, D. Röhrich, hep-ph/0006236 (2000).

- [Gea94] Application Software Group, *GEANT, Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W1013, CERN, Genf, 1994
- [Glu63] R. Gluckstern, *Nucl. Instr. and Methods* **24** (1963) 381-389.
- [Got87] S. Gottlieb et al., *Phys. Lett.* **D35** (1987) 3972.
- [Gün93] J. Günter, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1993).
- [Gün98] J. Günter, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (1998).
- [Has96] H. Haseroth et al., *Proceedings Linac'96*, Geneva, CERN 96-07 (1996) 283.
- [Hep98] I. Heppe, Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (1998).
- [Höh99] C. Höhne, private Mitteilung (1999).
- [Hüm97] H. Hümmler, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1997).
- [Kle87] K. Kleinknecht, *Detektor für Teilchenstrahlung*, Teubner, Stuttgart (1987).
- [Kon94] L.A. Kondratyuk et al., *Nucl. Phys.* **A576** (1994) 453.
- [Kra88] V.R. Krastev et al., Preprint JINR, Dubna (1988).
- [Krö95] M. Kröcker, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1995).
- [Küh95] A. Kühmichel, *Nucl. Instr. and Meth.* **A360** (1995) 52-56.
- [Kol01] T. Kollegger, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (2001), in Vorbereitung.
- [Lan44] L. Landau, *Journal of Physics U.S.S.R.* **8** (1944) 201-205.
- [Lan56] L. Landau et al., *Del Nuove Cimento* **III** (1956) 15-31.
- [Lau99] F. Laue et al., *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 1640.
- [Liv37] M.S. Livingston a. H.A. Bethe, *Rev. of Modern Phys.* **9** (1937).

- [Lut98] M. Lutz *Phys. Lett.* **B426** (1998) 12.
- [Mar95] C. Markert, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1995).
- [Moc97] A. Mock, Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, München (1997).
- [pdg98] Particle Data Group, *Eur. Phys. J.* **C3** (1998) 1.
- [Put00] J. Putschke, private Mitteilung (2000).
- [Raf82] J. Rafelski, *Phys. Rep.* **88** (1982) 331.
- [Rap98] R. Rapp et al., *Phys. Lett.* **B417** (1998) 1.
- [Rol99] C. Roland, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (1999).
- [Root] <http://root.cern.ch/> .
- [Sau77] F. Sauli, *Principle of operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN Report 77-09 (1977).
- [Sch93] H.R. Schmidt, J. Schukraft *J.Phys. G Nucl. Part. Phys.* **19** (1993) 1705-1795.
- [Sof00] S. Soff, Dissertation, Universität Frankfurt am Main (2000).
- [Sto91] R. Stock, *Annalen der Physik*, Band 48, 195 (1991).
- [Vol94] S. Volioshin, *Fluctuations in the mixed event technique*, hep-ph/9407280 (1994).
- [www99] <http://b.home.cern.ch/b/billmei/www/Bsp/> .

# Danksagung

Mein allererster Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Reinhard Stock für die Betreuung dieser Arbeit und die zahlreichen anregenden Diskussionen. Herrn Prof. Dr. Herbert Ströbele möchte ich für die fortwährende Unterstützung und die vielen hilfreichen Auseinandersetzungen mit meiner Arbeit danken. Ein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger für die Betreuung an der GSI und kritischen Diskussionen meiner Ergebnisse. Meine Anerkennung gilt Herrn Dr. habil. Marek Gaździcki für die viele Geduld und die Beantwortung zahlreicher Fragen in langen Diskussionen. Natürlich gilt auch mein Dank den GSI Kolleginnen und Kollegen Dipl. Phys. Anja Billmeier, Dr. Christoph Blume, Dipl. Phys. André Mischke und Dipl. Phys. Ingrid Kraus für das freundschaftliche Miteinanderarbeiten und den vielen Spaß den wir miteinander hatten. Vielen Dank auch an alle anderen Kollegen und Kolleginnen der Frankfurter Gruppe und an meine ehemaligen Kollegen Dr. Ulrich Frankenfeld, Dr. Harald Appelshäuser, Dr. Jörg Günther, Dr. Frank Gabler, Dipl. Phys. Jens Berger, Dipl. Phys. Clemens Adler, Dipl. Phys. Markus Oldenburg und Dipl. Phys. Dominik Flierl. Allen Mitarbeitern der NA49-Kollaboration danke ich sehr herzlich für die konstruktive und hilfreiche Zusammenarbeit.

Schließlich möchte ich mich ganz besonders bei meinem Mann Dipl. Phys. Jochen Markert bedanken, für seine viele Geduld und das häufige Korrekturlesen und bei meiner Familie, die mich immer unterstützt hat.



# Lebenslauf

von Christina Markert

geboren am 24.11.1970 in Frankfurt am Main

- |                         |  |
|-------------------------|--|
| 1977-1981               | Besuch der Käthe-Kollwitz Grundschule in Frankfurt am Main   |
| 1981-1987               | Besuch des Helene-Lange Gymnasiums in Frankfurt am Main  |
| 1987-1990               | Besuch des Friedrich-Dessauer Gymnasiums in Frankfurt am Main  |
| Juni 1990               | Allgemeine Hochschulreife  |
| 1990                    | Aufnahme des Physikstudiums an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main                             |
| Oktober 1993            | Diplomvorprüfung   |
| 1994-1996               | Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität   |
| Mai 1996                | Diplomprüfung  |
| Juni 1996               | Beginn der Promotion   |
| Juli 1996-<br>Juni 2000 | Wissenschaftliche Mitarbeiterin an der Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt                                 |
| Seit Sep. 2000          | Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main |
| Februar 2001            | Promotion an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main   |

