

**ϕ -Produktion in zentralen Blei-Blei-Kollisionen
bei 158 AGeV**

Diplomarbeit

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

von

Peter Dinkelaker
aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main, Mai 2002

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Das ϕ-Rätsel	6
2.1 Vergleich zwischen NA49 und NA50	6
2.2 Erklärungsansätze für die Diskrepanz	9
3. NA49	11
3.1 Experimenteller Aufbau	11
3.2 Funktionsweise der Spurendriftkammern (TPCs)	13
3.3 Konfiguration für die Datennahme 2000	16
4. Software	18
4.1 Die Rekonstruktionskette	19
4.2 Analysesoftware	22
4.3 Simulationssoftware	22
4.4 Konfiguration für die Datennahme 2000	23
5. Identifikation von Elektronen durch dE/dx	25
5.1 Spezifischer Energieverlust	25
5.2 Berechnung des spezifischen Energieverlusts in NA49	28
5.3 dE/dx -Spektren	35
5.4 Qualitätsvergleich mit der dE/dx -Standardprozedur	38

6. Experimentelle Bestimmung des Signals $\phi \rightarrow e^+ e^-$	41
6.1 Ereignisselektion	41
6.2 Spurselektion	43
6.3 Invariante Masse	47
6.4 Selektion durch Paareigenschaften	49
6.5 Identifikation der Elektronen aus γ -Konversionen	50
6.6 ϕ -Fenster in der Invariante-Masse-Verteilung	52
6.7 Subtraktion des kombinatorischen Untergrunds	52
7. Resultate $\phi \rightarrow e^+ e^-$	55
7.1 Ergebnis	55
7.2 Obere Grenze der ϕ -Multiplizität	57
8. Vergleich und Zusammenfassung	60
8.1 Diskussion der möglichen Fehlerquellen	60
8.2 Alternativer Erklärungsansatz	62

1. Einleitung

Die Frage nach dem Aufbau der Materie ist seit jeher Bestandteil des menschlichen Wissensdrangs. Schon in der griechischen Philosophie beschäftigten sich Denker mit dieser grundlegenden Frage. Die Theorie der elementaren Bausteine wurde etwa 450 v.Chr. von Empedokles mit den vier Elementen Feuer, Wasser, Luft und Erde zuerst postuliert. Diese Idee war bis in das 18. Jahrhundert am einflussreichsten. Das Postulat des unteilbaren Atoms (gr. *átomos* – unteilbar) von Demokrit (460–370 v.Chr.) wurde erst in der Neuzeit zum Vorläufer der modernen Atomtheorien erkoren. Während die frühen Schriften der Griechen "Über die Natur" auf rein philosophischen Überlegungen basierten, führte die Entwicklung der Naturwissenschaften mit der Aufklärung und der aufkommenden Industrialisierung im 18. und 19. Jahrhundert zu einer Theorieentwicklung, die auf wissenschaftlichen Experimenten fußte. Nach der Entdeckung des Atoms führten Experimente wie die Rutherford–Streuung und erste Beschleunigerversuche zu detaillierteren Modellen des Atoms und des Atomkerns.

Mit immer höheren Beschleunigerenergien versucht man Näheres über die Struktur der Kernmaterie zu erfahren. Mit der Aufstellung des Standardmodells, mit dem der Aufbau der hadronischen und leptonischen Materie aus drei Familien von Quarks und Leptonen beschrieben wird, ist ein großer theoretischer Durchbruch in der Beschreibung der Welt auf der Ebene elementarer Teilchen gelungen. Die Vorhersagen von Teilchen und Resonanzen und deren Entdeckung an Beschleunigern in Berkeley, in Brookhaven, am CERN, in Dubna und am Fermilab gaben der Elementarteilchen– und Kernphysik erheblichen Auftrieb.

Die zentrale Wechselwirkung im Bereich der Kerne und Elementarteilchen ist die Starke Wechselwirkung. Sie ist in diesen Größenbereichen gegenüber der Elektromagnetischen und der Schwachen Wechselwirkung sowie der Gravitation dominant. Das Hauptproblem bei der Beschreibung der Starken Wechselwirkung ist die Kopplungskonstante im Bereich von eins, das heißt, dass Effekte höherer Ordnung wie der Austausch von zwei oder auch 42 [Ada79] Gluonen nicht in der Störungsrechnung vernachlässigt werden können. Es gelingt erst bei hohen Impulsüberträgen theoretische Aussagen zu machen, da dort die Kopplungskonstante abnimmt und die Quantenchromodynamik (QCD) durch perturbative Rechnungen Ergebnisse liefern kann. Ein anderer Ansatz ist die Untersuchung von

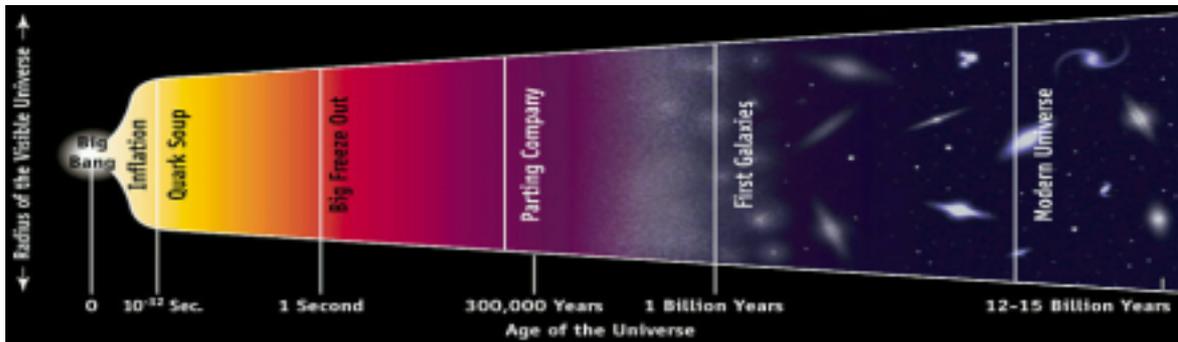


Abbildung 1.2 Skizzenhafte Geschichte des Universums [NA49]

Durch Kollisionen von Schwerionen bei hohen Energien erwartet man, diese Phase für einen kurzen Zeitraum in einem dichten und heißen Feuerball zu erzeugen (s. Abbildung 1.3). Während das Konzept des Phasenübergangs der Kernmaterie in eine partonische Phase mittlerweile relativ weite Akzeptanz findet, da mehrere experimentelle Ergebnisse darauf hindeuten [Hei00], geht die Suche nach deutlichen Signaturen für das QGP und den Phasenübergang weiter. Als Signaturen wurden vorgeschlagen: Emission harter thermischer Dileptonen/Photonen [Shu78] [Kaj81], J/Ψ -Unterdrückung [Mat86] [Kha91], Jet-Quenching [Bai00], Fluss [Kat86], Event-by-Event-Fluktuationen [Sto94], nichtmonotones Verhältnis von K^+/π^+ bei einem Phasenübergang [Gaz96] und erhöhte Seltsamkeitsproduktion [Raf82a] [Raf82b]. Wichtig bei allen Messgrößen ist der Vergleich mit Proton-Proton-Stößen bei gleicher Energie und mit niederenergetischen Schwerionenkollisionen, beginnend bei AGS-Energien. In den vergangenen Jahren wurden zahlreiche experimentelle Ergebnisse gesammelt, und viele unerwartete Phänomene wurden entdeckt. Diese Arbeit wurde begonnen, um eine Inkonsistenz in einer dieser Messungen zu klären.

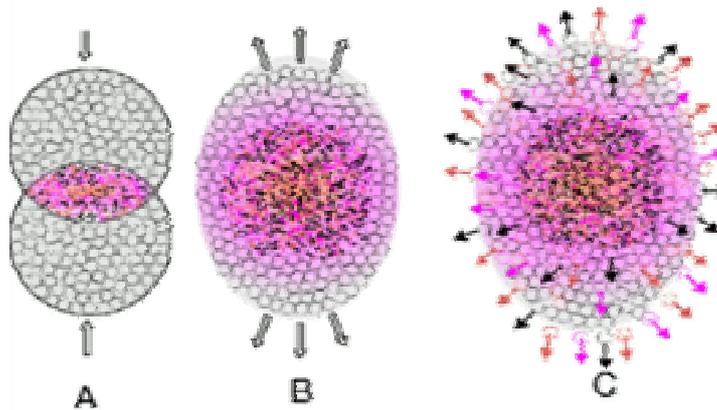


Abbildung 1.3 Zeitliche Entwicklung einer zentralen Pb+Pb-Kollision. Im Zentrum der Kollision entsteht eine partonische Phase aus Quarks und Gluonen [NA49].

Bei der höchsten SPS-Energie für Blei-Ionen (158 AGeV) messen verschiedene Experimente unterschiedliche Observablen. Das Experiment NA49 untersucht u.a. den hadronischen Zerfallskanal des $\phi \rightarrow K^+ K^-$. Das Experiment NA50 kommt bei der Untersuchung des leptonen Zerfallskanals $\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ zu einem deutlich anderen Ergebnis. Um das ϕ -Rätsel zu lösen, wurde in NA49 ein Programm zur Messung des leptonen Zerfallskanals $\phi \rightarrow e^+ e^-$ gestartet, welches diese Diskrepanz näher untersuchen soll. Diese Arbeit ist eine Fortsetzung und Weiterentwicklung der Diplomarbeit von Jens Berger [Ber98], der die prinzipielle Möglichkeit der Messung des Zerfallskanals $\phi \rightarrow e^+ e^-$ in NA49 durch Simulationen und Analyse eines Teils der 1996 Daten bewiesen hat. In dieser Arbeit wird die Analyse von 3 Millionen zentralen Blei-Blei-Stößen präsentiert, die in der Strahlzeit 2000 aufgenommen wurden. Für diese Untersuchung wurden detaillierte Simulationen des Zerfalls $\phi \rightarrow e^+ e^-$ durchgeführt und die Detektorkalibration des spezifischen Energieverlusts dE/dx auf Elektronen und Positronen optimiert.

Im zweiten Kapitel wird auf die Motivation dieser Analyse eingegangen. In Kapitel 3 wird der Aufbau des Experiments und der für diese Arbeit wichtigen Spurendriftkammern beschrieben. Auf die Änderungen des NA49 Standardverfahrens zur Optimierung der Datennahme 2000 gehe ich gesondert ein. Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Software zur Rekonstruktion der Rohdaten und zu deren Auswertung. Kapitel 5 erläutert die Methode zur Identifizierung der Elektronen mittels des spezifischen Energieverlusts dE/dx und vergleicht die Qualität der unterschiedlichen Verfahren für die Datennahme 2000 mit der Standardprozedur von 1996. Die Optimierungen der Spurselektion und der Kriterien für

die Selektion durch Paareigenschaften, um ein möglichst gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu erhalten, werden in Kapitel 6 erörtert. Dabei gehe ich auch auf die Möglichkeiten zur Untergrundreduktion und -subtraktion ein. In Kapitel 7 stelle ich die Resultate vor und vergleiche die Ergebnisse mit den vorangegangenen Messungen von NA49 und NA50. In Kapitel 8 werden die verschiedenen Fehlerquellen diskutiert, und versucht, einen alternativen Erklärungsansatz zu entwickeln.

2. Das ϕ -Rätsel

Das ϕ Meson ist ein neutrales Vektormeson. Es wurde 1963 zum ersten Mal an der University of California (UCLA) [Sch63] und am U.C. Lawrence Radiation Lab. (LRL) [Lin65] gemessen. Es besteht aus einem Strange- und einem Anti-Strange-Quark und trägt den Spin 1, einen Isospin von 0 und hat eine negative Parität. Es hat eine Masse von (1019.417 ± 0.014) MeV und eine Breite von (4.458 ± 0.032) MeV. [PDG00] Aus der Zerfallsbreite folgt, dass das ϕ eine Lebenszeit von 44 fm/c hat. Da das ϕ keine Netto-Flavorladung trägt (hidden strangeness), kann es sowohl in hadronische Zerfallskanäle (der wichtigste ist $\phi \rightarrow K^+ K^-$) als auch in leptonische (z.B. $\phi \rightarrow e^+ e^-$ und $\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$) zerfallen. Man nimmt an, dass die Wechselwirkung dieses verborgenen Seltsamkeitszustandes mit der hadronischen Materie des Feuerballs äußerst gering ist und damit Informationen aus dem frühen Stadium der Kollision bewahrt werden [Sho85] (neuere Berechnungen [Alv02] legen jedoch nahe, dass die mittlere freie Weglänge des ϕ durch die Wechselwirkung mit anderen Vektormesonen, insbesondere K^* , deutlich geringer ist, als bisher angenommen – kleiner als 2.4 fm bei Temperaturen größer als 170 MeV). Durch die Bestimmung der Impulsverteilung des ϕ erhofft man sich Aufschluss über die verschiedenen Flusseffekte, vor allem im Vergleich zu anderen Teilchenspezies. Aus der Multiplizität zieht man Schlüsse über die Strangenessproduktion in Schwerionenkollisionen.

2.1 Vergleich zwischen NA49 und NA50

Die Experimente NA49 und NA50 stehen beide in der North Area des CERN. Die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse wurden bei der höchsten Strahlenergie für Blei-Ionen, 158 AGeV, mit einem Pb-Target gemessen. Dazu wurden bei NA49 aus allen inelastischen Wechselwirkungen die 4% zentralsten Kollisionen ausgewählt. Dies kann mit dem zentralsten Messbereich von NA50 verglichen werden. Der Kanal $\phi \rightarrow K^+ K^-$ wurde von NA49 [Afa00b] untersucht, $\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ von NA50 [Abr01].

Abbildung 2.1 zeigt verschiedene Invariante–Masse–Spektren des hadronischen Kanals K^+K^- nach Subtraktion des Untergrunds. (a): Pb+Pb bei mittlere Rapidity $y = 2.9$, TOF+dE/dx Identifikation; (b): Pb+Pb, MTPC Akzeptanz, dE/dx; (c): p+p, volle Akzeptanz, dE/dx.

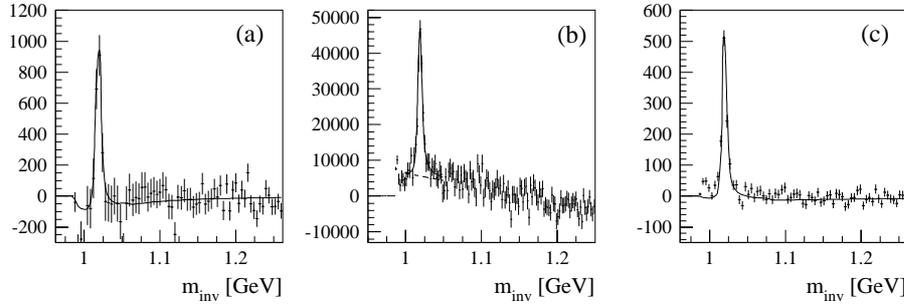


Abbildung 2.1 Invariante–Masse–Spektren des hadronischen Kanals K^+K^- gemessen in NA49 [Afa00b]

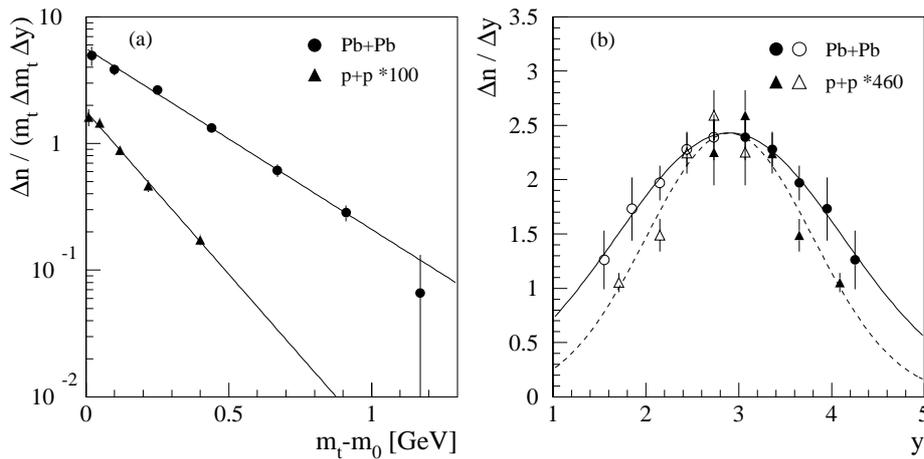


Abbildung 2.2 Transversale Massen– und Rapidityverteilung des ϕ gemessen in NA49 [Afa00b]

Die Abbildung 2.2 zeigt das Ergebnis für die Transversale Massenverteilung und Rapidityverteilung [Afa00b]. Zum Vergleich wird die in p+p–Kollisionen bestimmte Verteilung angegeben. Die Breite Γ_0 der an die Invariante–Masse angepassten Breit–Wigner–Verteilung ist 4.4 – 6.0 MeV. Sie hängt von den angenommenen Fehlern der Messung und der Detektoreffekte ab, die durch eine Gaußverteilung mit einem σ_m von 1.2 MeV bis 1.6 MeV die Breit–Wigner–Verteilung verbreitern. Die bestimmte Masse des ϕ in Pb+Pb ist (1018.7 ± 0.5) MeV. Die gemessene Breite der Rapidityverteilung ist 1.22 ± 0.16 . In p+p–Kollisionen ist die Breite der Breit–Wigner–Verteilung und die Masse des ϕ konsistent mit den oben angegebenen aus dem Particle Data Book [PDG00].

Die Rapidityverteilung ist mit 0.89 ± 0.06 schmäler als bei Pb+Pb. Eine deutliche Verschiebung der Masse oder Verbreiterung der Massenverteilung ist in beiden Fällen nicht zu beobachten.

NA50 kann aufgrund der geringeren Akzeptanz seines Myonendetektors keine Aussage über die Rapidityverteilung machen. Vergleichbar sind nur die m_T -Spektren, die man in Abbildung 2.3 sieht. Wie man deutlich erkennt, unterscheiden sich die beiden Verteilungen nicht nur in ihrer Steigung, sondern auch in ihrer Multiplizität im gemeinsamen Bereich bei $m_T = 1.6$ GeV. Extrapoliert man das m_T -Spektrum von NA50 mit demselben Inverse Slope Parameter ($T = 218$ MeV) zu $m_T = 0$ und vergleicht das Integral unter den beiden Extrapolationen, so kommt man zu dem Schluss, dass NA50 etwa fünfmal mehr ϕ detektiert als NA49. Die korrigierte Multiplizität des ϕ wurde von NA49 zu 7.6 ± 1.1 bestimmt. Damit läge die von NA50 gemessene Multiplizität bei über 40 ϕ pro Ereignis, wenn die Rapidityverteilung identisch ist. Erste Vermutungen eines klaren Messfehlers wurden ausgeräumt und beide Experimente haben ihre Ergebnisse mit neuen Methoden bestätigt.

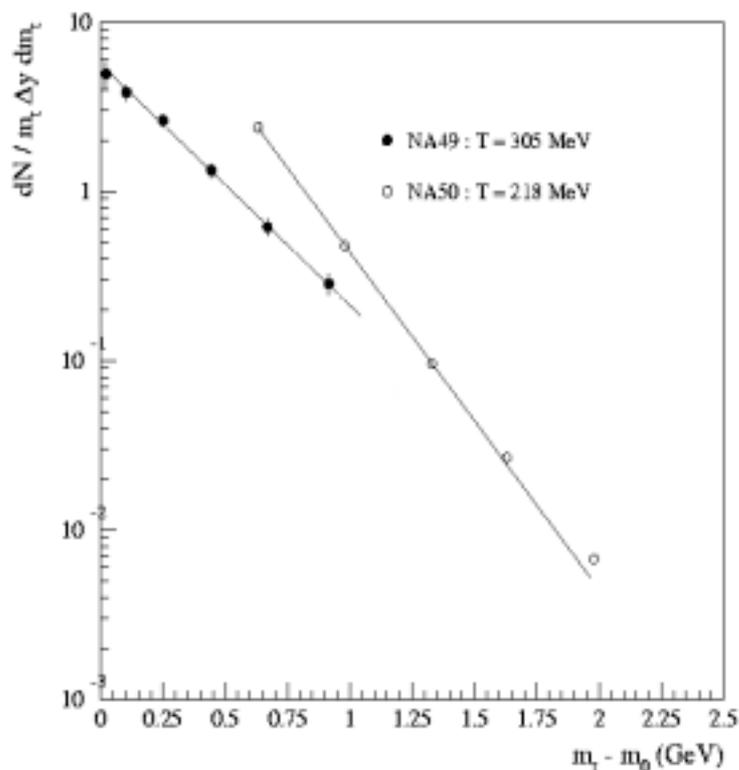


Abbildung 2.3 Vergleich der gemessenen m_T -Spektren des ϕ

2.2 Erklärungsansätze für die Diskrepanz

Vorausgesetzt, dass beide Ergebnisse richtig sind, bedeutet dies, dass sich die beiden Zerfallskanäle von den Grundeigenschaften, die im Vakuum bestimmt wurden, unterscheiden müssen. Die einfachste Erklärung wäre, dass die heiße Kernmaterie die Zerfallsteilchen aufgrund ihrer hadronischen bzw. leptonischen Natur verschieden beeinflusst. Da Leptonen nur elektromagnetisch mit dem Feuerball wechselwirken können und dies um einige Größenordnungen unwahrscheinlicher ist als die Starke Wechselwirkung, konzentrieren sich erste Bemühungen auf die Eigenschaften der Kaonen und ihre Wechselwirkung mit dem Medium.

Wenn ein oder beide Kaonen auf ihrem Weg aus dem Feuerball weitere elastische oder inelastische Stöße erfahren, lässt sich aus ihren Impulsen nicht mehr die genaue ϕ Masse rekonstruieren. Eine elastische Kollision eines Kaons würde eine Verbreiterung der Impulsverteilung und damit auch der Massenauflösung bewirken. Gegebenenfalls würde dies die rekonstruierte Masse soweit verändern, dass das ϕ nicht mehr detektierbar wäre. Eine inelastische Kollision würde sogar zum Verlust des Kaons und damit des Signals führen. Eine weitere Möglichkeit ist eine Veränderung der Kaonmasse aufgrund des effektiven mean-field Potentials des Mediums. Bevor das Kaon den Feuerball verlassen kann und damit im Detektor messbar ist, muss es zurück auf die Vakuum-Massenschale. Dabei ändert sich der Impuls des Kaons, und es kann nicht mehr für die Rekonstruktion der Invarianten Masse des ϕ verwendet werden [Fil01]. Die relative Häufigkeit der gemessenen ϕ verschiebe sich zugunsten der leptonischen Zerfallskanäle. Rechnungen zeigen aber, dass weniger als 30% aller ϕ im Feuerball zerfallen [Joh01]. Selbst die Annahme, dass von diesen 30% kein Kaonenpaar den Feuerball unbeeinflusst verlassen kann, erklärt nicht den Unterschied der Messergebnisse. Nur durch eine Verkürzung der Lebensdauer des ϕ im Medium, könnte ein ausreichend großer Teil im Feuerball zerfallen. Dafür müsste sich aber die Masse der Zerfallsteilchen ändern und die natürliche Breite zunehmen [Fri95]. Der hadronische Zerfallskanal könnte dadurch wegen des niedrigen Q-Wertes aus kinematischen Gründen unterdrückt werden.

Desweiteren ist es möglich, dass sich die Eigenschaften des ϕ Mesons innerhalb heißer Kernmaterie von denen im Vakuum unterscheiden. Sowohl die Vielteilcheneffekte im hadronischen Medium [Asa94a] [Son96] als auch die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie könnten die ϕ Masse senken und zu einer Doppelpeak-Struktur führen [Asa94b] [Wei96]. Dies könnte wiederum Auswirkungen auf die Lebensdauer und die Zerfallskanäle des ϕ haben.

Da es keine Unterschiede zwischen den beiden leptonischen Zerfallskanälen $\phi \rightarrow e^+ e^-$ und $\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ geben sollte, wurde von NA49 ein Programm gestartet, um den Zerfall $\phi \rightarrow e^+ e^-$ zu messen. Darüber hinaus erlaubt die Messung des leptonischen Zerfallskanals $\phi \rightarrow e^+ e^-$ im selben Experiment wie die Messung des hadronischen Kanals $\phi \rightarrow K^+ K^-$ einen besseren Vergleich der Ergebnisse mit geringeren systematischen Fehlern durch Detektoreffekte u.ä.. Eine ausreichend gute Identifikation von Myonen ist mit dem NA49 Detektor leider nicht möglich. Aufgrund der Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung sind die leptonischen Zerfallskanäle um einen Faktor von etwa 10^{-4} seltener als die hadronischen. Bei der Datennahme 2000 musste also ein möglichst hohe Statistik erzielt werden. Die dazu notwendigen Veränderungen der Standardmethoden werden in den nächsten Kapiteln beschrieben. Insgesamt wurden etwa 3 Millionen zentrale Blei-Blei-Kollisionen aufgezeichnet. Diese Arbeit präsentiert die ersten, vorläufigen Ergebnisse dieses NA49 Programms.

3. NA49

Das Experiment NA49 steht in der North Area (Prévessin Site) des Europäischen Kernforschungszentrum (CERN) in Genf. Es wurde gebaut, um einen Großteil der in einer ultrarelativistischen Schwerionenkollision produzierten, geladenen Hadronen zu detektieren.

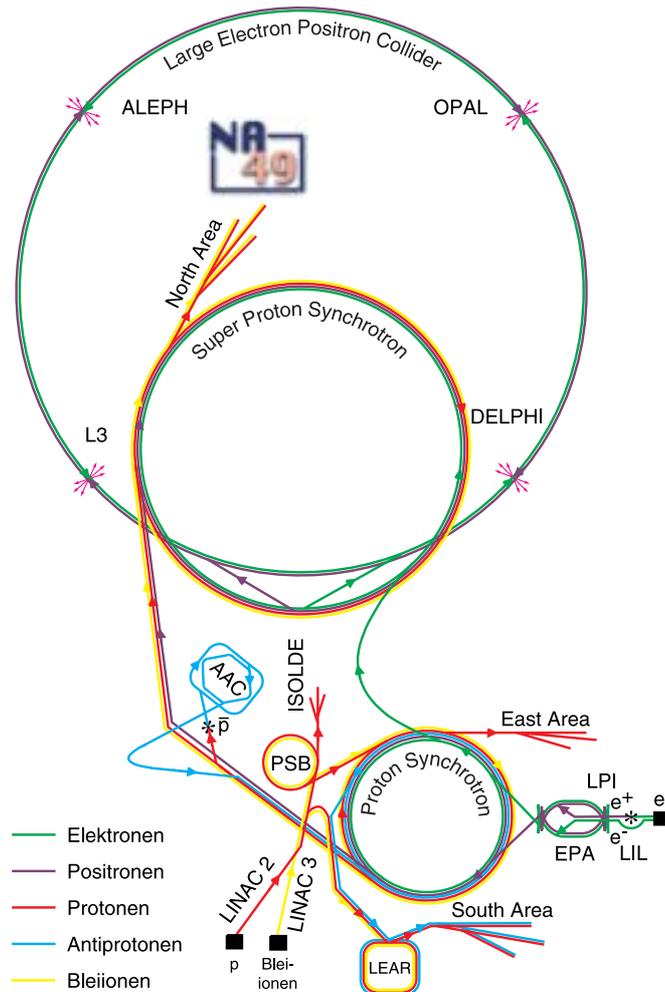


Abbildung 3.1 Der CERN Beschleunigerkomplex

3.1 Experimenteller Aufbau

Hauptbestandteil des Detektors sind die vier großvolumigen Spurendriftkammern (TPCs). Diese stehen hinter der Targetfolie, da alle produzierten Teilchen aufgrund des starken relativistischen Boosts in Strahlrichtung weiterfliegen. Zusätzlich gibt es mehrere Flugzeitwände (TOF), Kalorimeter, Proportionalkammern, Szintillatorzähler und weitere

Unterdetektoren. Eine detaillierte Beschreibung der Detektoren findet sich in [Afa99] und den darin angegebenen Referenzen. Da die Reaktionsprodukte durch den starken Boost nur einen kleinen Winkelbereich um die Strahlachse bevölkern, benötigt man ein sehr starkes Magnetfeld, um die geladenen Teilchen aufzufächern. Dadurch ist eine genauere Untersuchung der einzelnen Spuren und durch die Krümmung im Magnetfeld eine Impulsbestimmung möglich. Mit NA49 können eine Vielzahl von Observablen gemessen werden:

- Rapiditäts- und Transversalimpulsspektren identifizierter Hadronen (Pionen, Kaonen, Protonen, Deuteronen und ihre Antiteilchen) in den Impulsbereichen, in denen eine dE/dx Identifikation möglich ist oder die im Akzeptanzbereich der TOF liegen [Gün97] [Moc97] [Bra01] [Kol01] [Afa00a].
- Produktion seltsamer Teilchen (K_s^0 , Λ) und mehrfach seltsamer Teilchen (Ξ , Ω) durch Auswertung der Zerfallstopologien und Berechnung der Invarianten Masse [Bor98] [Bar99] [Gab95] [Bar01].
- Produktion hadronischer Resonanzen Δ^{++} , $\Lambda(1520)$, $K(890)$, $\Sigma(1385)$ und Vektormesonen ϕ durch Identifizierung der Zerfallsprodukte anhand des spezifischen Energieverlusts und Berechnung der Invarianten Masse [Afa00b] [Mis99] [Mar01] [Put99] [Sam00] [Ant00].

Durch die große Phasenraumabdeckung (nahezu 4π -Akzeptanz) und die gute Impuls- und Zweispurauflösung können auch Event-by-Event Fluktuationen, kurzreichweitige Teilchenkorrelationen und gerichteter und elliptischer Fluss bestimmt werden [App99] [Afa01] [Sto94] [App95] [Gan99] [Wet02] [Pos99] [App98].

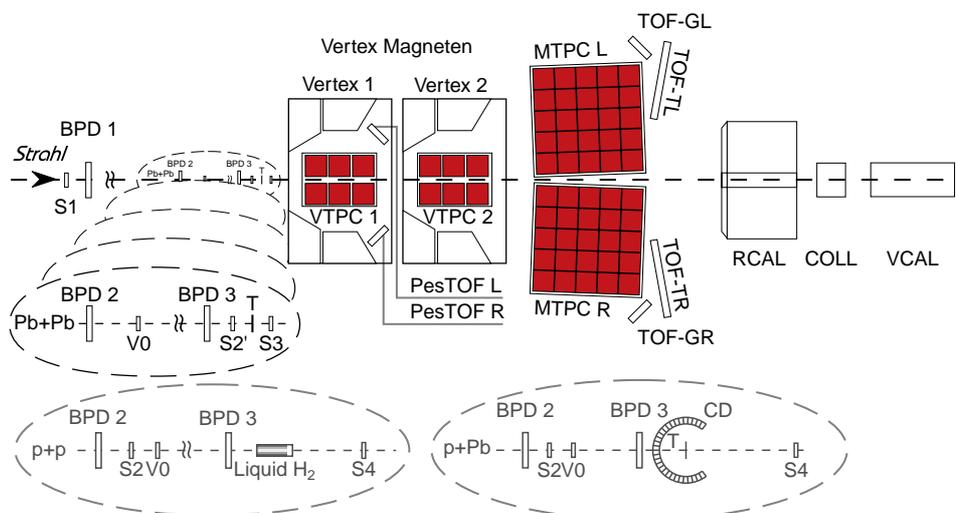


Abbildung 3.2 Schematische Darstellung der NA49-Detektoren

3.2 Funktionsweise der Spurendriftkammern (TPCs)

Die TPCs bestehen im wesentlichen aus einem gasgefüllten Feldkäfig. Darauf ist auf einem tragenden Aluminiumrahmen die Ausleseelektronik angebracht. Die Unterseite der TPC wurde in Kunststoff–Honeycomb–Sandwich–Bauweise gefertigt und mit vier Glasfaser–verstärkten Kunststoffpfosten am Aluminiumrahmen befestigt. Der gasgefüllte Feldkäfig wird an den Seiten von zwei je 50 μm dünnen Mylarfolien abgeschlossen. Diese besitzen eine geringe Dichte, um sekundäre Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial zu minimieren. Im Doppelfenster der beiden Mylarfolien zirkuliert N_2 , um eine Diffusion von H_2O und O_2 in das Detektorgas zu unterbinden. Diese beiden Moleküle stören durch ihre hohe Elektronenaffinität empfindlich die Messung. Das elektrische Driftfeld wird zwischen der Bodenplatte und der Ausleseelektronik angelegt. Um ein homogenes elektrisches Feld zu erhalten, sind an den Doppelfenstern der TPC metallisierte Streifen aus Mylarfolie angebracht, die über einen Spannungsteiler auf dem Normpotential des Driftfeldes an dieser Stelle liegen. Die Vertex–TPCs (VTPC), die innerhalb der Magneten liegen, sind etwas kleiner als die Main–TPCs (MTPC). Tabelle 3.1 zeigt eine genaue Aufstellung der wichtigsten Eigenschaften. Die einzelnen TPCs sind jeweils an die erwarteten Spurdichten und –winkel angepasst.

	Vertex-TPC		Main-TPC Left & Right		
	1	2			
Volumen [m^3]	2 · 2,5 · 0,98		3,9 · 3,9 · 1,8		
sensitives Volumen [m^3]	1,6 · 2,3 · 0,66		3,6 · 3,6 · 1,1		
Gas	Ne/ CO_2 (90/10)		Ar/ CH_4 / CO_2 (90/5/5)		
Driftgeschwindigkeit [$\text{cm}/\mu\text{s}$]	1,4		2,4		
Driftfeld [V/cm]	200		175		
Driftspannung [kV]	13		19		
Kanäle (ges. Pads)	27648		63360		
Sektoren	2 · 3		5 · 5		
Sektortyp			HR	SR	SR'
Padreihen pro Sektor	24		18	18	18
Pads pro Padreihe	192		192	128	128
Padlänge [mm]	16/28	28	40	40	40
Padbreite [mm]	3,5	3,5	3,6	5,5	5,5
Winkel [$^\circ$]	12-55	3-20	0	0	15

Tabelle 3.1 Eigenschaften der einzelnen TPCs

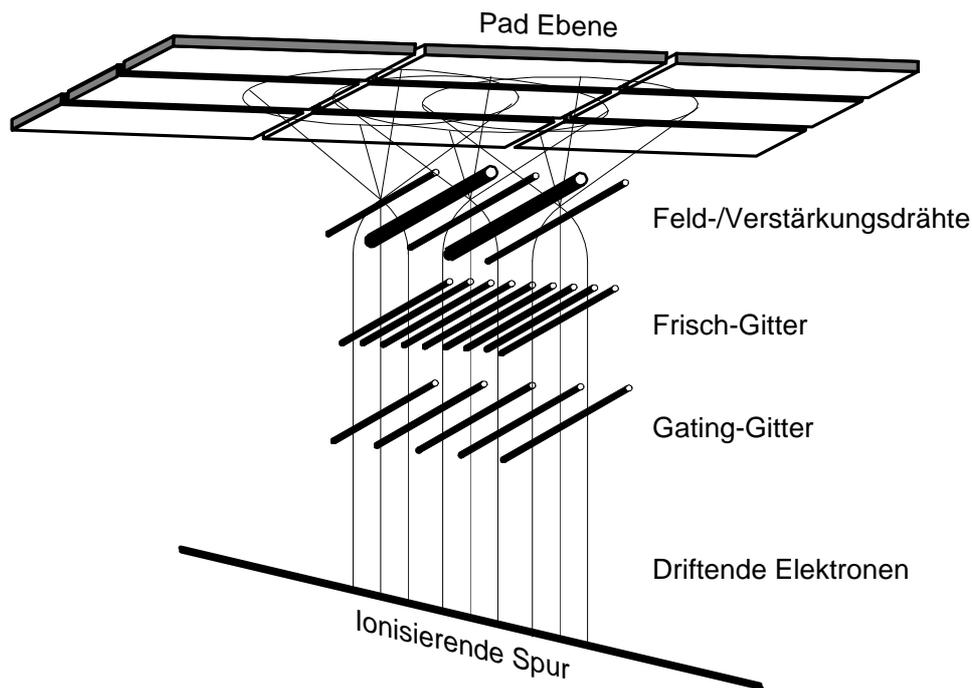


Abbildung 3.3 Funktionsweise einer TPC

Abbildung 3.3 skizziert die Funktionsweise einer TPC. Wenn ein geladenes Teilchen den Detektor durchquert, ionisiert es entlang seines Weges die Moleküle des Zählgas. Die freien Elektronen driften entlang des elektrischen Feldes Richtung Ausleseelektronik, die Gasatome zur Bodenplatte. Die Elektronen kollidieren entlang ihres Weges mit weiteren Gasatomen. So stellt sich zum einen eine konstante Driftgeschwindigkeit ein, zum anderen drifft die Elektronenwolke entlang der elektrischen Feldlinien und verbreitert sich durch Diffusion. Erreicht diese Wolke die Gating-Ebene, so kann diese gesperrt werden, wenn kein gültiges Ereignis eingetreten ist. Die Elektronen werden durch ein alternierendes Potential an den einzelnen Drähten absorbiert und es werden keine Messdaten aufgenommen. Liegt ein gültiges Ereignis vor, setzt man das Gating-Gitter auf das gleiche Potential wie das Driftfeld an dieser Stelle und die Elektronen driften ohne Interaktion weiter. Das Frisch-Gitter liegt auf 0 Volt und definiert das Ende des Driftfeldes. Die Elektronen driften weiter auf die Verstärkungsdrähte, die auf einem hohen positiven Potential liegen. Das elektrische Feld dort ist nicht mehr homogen, sondern folgt einer $1/r^2$ Abhängigkeit vom Mittelpunkt der Drähte. Dies führt zu einer starken Beschleunigung der Elektronenwolke, die mit der gewonnenen Energie Gasatome ionisiert. Auch die neu herausgeschlagenen freien Elektronen ionisieren weitere Gasatome, was zu einer Verstärkung der anfänglichen Driftelektronenwolke um $2 \cdot 10^4$ in

den VTPCs und $0.5 \cdot 10^4$ in den MTPCs führt. Die Elektronen werden nun innerhalb weniger Nanosekunden von den Drähten absorbiert und die Ionen, die aufgrund ihrer hohen Masse langsamer sind, bleiben zurück. Dadurch entsteht eine positive Raumladung, die auf der Pad-Ebene eine negative Spiegelladung erzeugt. Da die Pads voneinander isoliert sind, können die Ladungsmengen pro Pad von empfindlichen Vorverstärkern verstärkt und die von einem Shaper aufbereiteten Signale durch ADCs (Analog-to-Digital-Converter) digitalisiert werden.

Die Teilchenspur wird somit durch die driftenden Elektronen auf die Pad-Ebene projiziert. Damit lässt sich aus der Stelle der Padmessungen die Position in der xz -Ebene im NA49 Koordinatensystem bestimmen. Die z -Achse liegt in Richtung des Strahls, die y -Achse in Richtung des Elektronendriffs im elektrischen Feld und die x -Achse, ist so gewählt, dass sich ein rechthändiges Koordinatensystem ergibt. Durch mehrmaliges Auslesen während der Driftzeit (256 bzw. 512 mal) erhält man bei Kenntnis der genauen Driftgeschwindigkeit die Lage der Spur in y -Richtung. Da durch jede Padebene mehrere Spuren kreuzen, müssen die gemessenen Ladungsinformationen durch eine aufwendige Rekonstruktionskette zu Trajektorien aufbereitet werden (siehe Kapitel 4). Abbildung 3.4 zeigt die in den TPCs rekonstruierten Spuren eines zentralen Pb+Pb-Ereignisses.

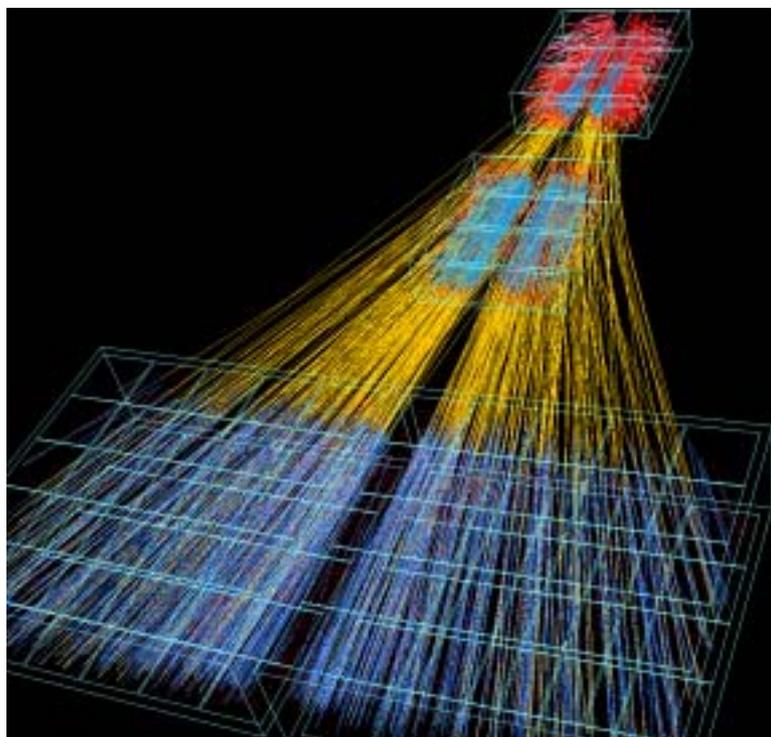


Abbildung 3.4 Rekonstruierte Spuren eines zentralen Pb+Pb-Ereignisses in den TPCs

3.3 Konfiguration für die Datennahme 2000

Um während der Strahlzeit möglichst viele Ereignisse aufzunehmen, wurden einige Änderungen der Standardkonfiguration vorgenommen. Die Grenze der Datenaufnahme ist die Speichergeschwindigkeit der ausgelesenen Daten auf spezielle Magnetbänder. Diese liegt bei etwa 10 MByte pro Sekunde, was einem Maximum von 50 Ereignissen pro Spill – der Beschleunigungs- und Extraktionszeit des Blei-Strahls aus dem SPS – entspricht. Mit den herkömmlichen Einstellungen lag die Auslastung bei etwa 60%, also 30 Ereignissen pro Spill. Um diese Auslastung zu erhöhen, wurden verschiedene Maßnahmen ergriffen:

Änderung der Zentralitätsselektion

Trägt man alle inelastischen Wechselwirkungen zwischen zwei Bleikernen auf einer logarithmischen Skala gegen die Energie der Spektatoren auf, die im Vetokalorimeter gemessen werden, so ergibt sich eine Verteilung wie in Abbildung 3.5. Wichtig ist hierbei die durchgezogene Linie, die die Zentralitätsverteilung der gemessenen Daten wiedergibt. Zur Bestimmung zentraler Blei-Blei-Stöße wählt man einen gewissen Prozentsatz der zentralen Kollisionen aus. Anstelle der üblichen 5% wurden die zentralsten 20% akzeptiert, wodurch die Zahl der gültigen Ereignisse pro Sekunde zunimmt.

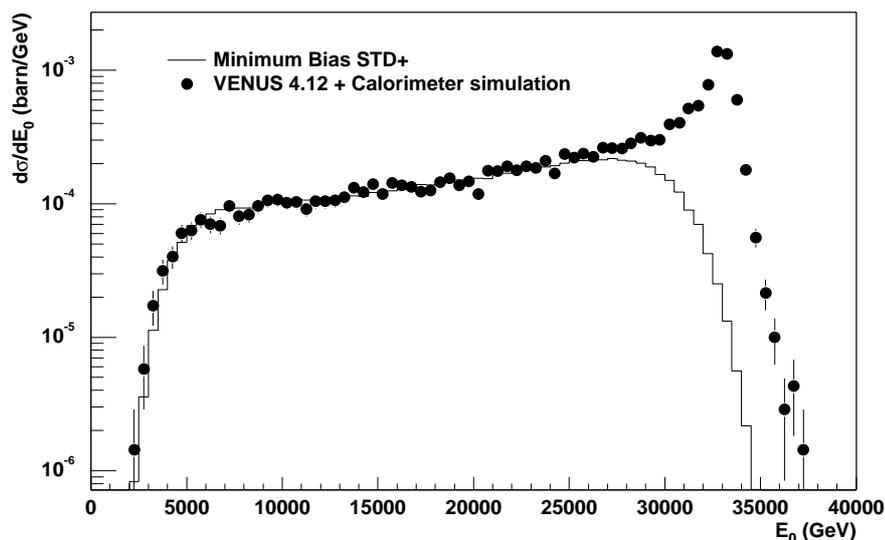


Abbildung 3.5 Anzahl der Ereignisse gegen die im Vetokalorimeter gemessene Spektatorenenergie [Coo99]

Höhere Strahlintensität

Eine weitere Erhöhung der Zahl der zentralen Blei–Blei–Kollisionen ergibt sich durch eine höhere Strahlintensität. Man muss jedoch beachten, dass Doppelereignisse, das heißt, es finden zwei Kollisionen während der Auslesezeit des Detektors statt, ausgeschlossen werden müssen. Dies wird mittels eines Onlineschutzes gemacht, der alle Ereignisse verwirft, bei denen ein zweites Strahlteilchen innerhalb eines bestimmten Zeitfensters in den Strahl–Positions–Detektoren (BPD) detektiert wird. Die Strahlintensität wurde bei der Datennahme 2000 um durchschnittlich 30% auf etwa 100.000 Bleikerne pro Sekunde erhöht.

Erhöhung der Target–Dicke

Durch den Einsatz eines dickeren Targets von 336 mg/cm^2 (1996: 224 mg/cm^2) bzw. $310 \mu\text{m}$ Dicke steigt die Zahl der Kollisionen weiter. Auch die Wahrscheinlichkeit einer γ –Konversion in der Targetfolie erhöht sich entsprechend, was eventuell zu einem höheren Untergrund an Elektronen führt.

Durch diese Maßnahmen wurden weitere "bottle necks" offensichtlich. So reicht der Buffer der CT–Boards nur für 32 Ereignisse. Da die Auslese der Buffer gleich beginnt, können pro Spill einige Buffer doppelt verwendet werden. Durch die Verringerung der Häufigkeit der Padauslese von 512 auf 256 (sogenannte 256–time–bins–Methode) und Komprimierung durch Huffman-coding verkleinert sich das Datenvolumen, das zu den Motorola–Prozessoren transferiert werden muss. Dadurch stehen mehr Buffer zur doppelten Benutzung zur Verfügung und die Totzeit des Gesamtdetektors sinkt. Insgesamt konnte die Zahl der aufgenommenen Ereignisse pro Spill um ca. 30% auf 41 gesteigert werden.

4. Software

Die Rohdaten, die in den TPCs aufgenommen werden, sind digitalisierte Signale, die beim Durchqueren von Teilchen durch den Detektor erzeugt werden. Die Rekonstruktionskette transformiert diese in Größen, die für die physikalische Analyse direkt nutzbar sind. Dazu werden die Rohdaten von einer PC-Farm mit 100 Prozessoren bearbeitet. Zunächst werden aus den in der TPC gemessenen ADC-Werten Raumpunkte, sogenannte Cluster, gewonnen. Diese werden durch die Spurerkennung zu Spuren zusammengefasst und die wesentlichen physikalischen Informationen wie Impuls, elektrische Ladung und Energieverlust im Detektorgas berechnet und im globalen NA49 Koordinatensystem gespeichert. Wegen der vielen Spuren und der damit verbundenen hohen Clusterzahl ist dieser Vorgang sehr rechenintensiv. Die Rekonstruktionsdauer pro zentralem Blei-Blei-Ereignis liegt bei etwa 5 Minuten auf einem 600 MHz Prozessor. Durch die 256-time-bins-Methode sinkt die Datenmenge aus den TPCs auf etwa die Hälfte, somit bleibt der Platzbedarf nach der Rekonstruktion mit 2–3 MByte in etwa derselbe wie das Speichervolumen der Rohdaten.

Die gespeicherten Ergebnisse der Rekonstruktionskette heißen – aufgrund einer Tradition der Hochenergiephysik – Data Summary Tapes (DST), die alle wichtigen Informationen für die Analyse der Ereignisse enthalten. Die NA49 DSTs werden im DSPACK Format [Zyb96] gespeichert. Für die 3 Millionen aufgenommenen Ereignisse ergibt das ein Datenvolumen von 12 TBytes gespeichert auf Tapes (Magnetbänder), da Festplatten für diese Speichermenge zu teuer sind. Allein die Lesedauer für ein derart großes Datenvolumen beträgt mehrere Tage. Für die physikalische Analyse ist eine kürzere Lesezeit wünschenswert. Die in den DSTs enthaltenen Daten, die auch viele Informationen enthalten, die lediglich zur Qualitätskontrolle und Berechnung wichtig sind, werden auf ein, für die meisten Fragestellungen ausreichendes, Minimum an Information reduziert. Die sogenannten mini-DSTs sind als ROOT-Trees gespeichert [T49]. Damit belegt jedes Ereignis nur noch 150 kByte Speicherplatz. Die 3 Millionen Ereignisse belegen also insgesamt noch 450 GByte und können auf mehreren Festplatten gespeichert werden.

4.1 Die Rekonstruktionskette

Das Gerüst der Rekonstruktionskette ist das Datenverwaltungssystem DSPACK [Zyb96]. Nachdem die Rohdaten zur schnelleren Bearbeitung von Tapes auf Festplatten kopiert wurden, berechnen verschiedene Clients daraus die physikalischen Daten für jedes Event und jede Spur. Der schematische Ablauf ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

Clusterfinder

Zunächst rekonstruiert der sog. *Clusterfinder* (**dipt**) die Raumpunkte in der TPC. Dazu werden zusammenhängende Ladungswerte in der xy-Ebene über einer gewissen Schwelle zur Rauschunterdrückung gesucht. Dies geschieht pro Padreihe, d.h. auch die z-Position des Raumpunkts ist bekannt. Der Clusterfinder bestimmt die Position des Ladungsmaximums und berechnet die vorläufige Gesamtladung der Ladungswolke. Diese wird später korrigiert und offline neu berechnet, um den spezifischen Energieverlust dE/dx zu bestimmen. Im Clusterfinder werden verschiedene Korrekturen für die TPC Signale angewandt. Außerdem entfernt er Cluster mit „unnatürlichen“ Formen (sehr breit, sehr lang etc.). **dipt** erledigt auch die Zeitkalibration für unterschiedliche Signallaufzeiten der Ausleseelektronik. **edisto** und **vt_ncalc** gleichen Verzerrungen und Inhomogenitäten durch das elektrische und magnetische Feld aus. Auch nach diesen Korrekturen lassen sich noch systematische Abweichungen der Positionen der Raumpunkte zu den Vorhersagen der Spurmodelle feststellen. Durch eine phänomenologische Korrektur, die sogenannte *Residuenkorrektur* [Mar01], können auch diese Abweichungen durch den Client **tpc_resorb** beseitigt werden.

Tracking

Nach der Rekonstruktion der Raumpunkte werden diese zu Spuren verknüpft. Hier beginnt man mit den MTPCs, die die geringste Spurdichte und ein besonders einfaches Spurmodell haben. Da in den MTPCs kein Magnetfeld vorliegt, folgen die Spuren geraden Linien. Eine Impulsbestimmung ist hier aber nur unter der Annahme möglich, dass die Spuren vom Hauptvertex stammen. In den VTPCs kann man den Impuls direkt aus der Spurkrümmung bestimmen. Allerdings erschweren hier das Magnetfeld und die hohe Spurdichte die genaue Rekonstruktion der Spuren.

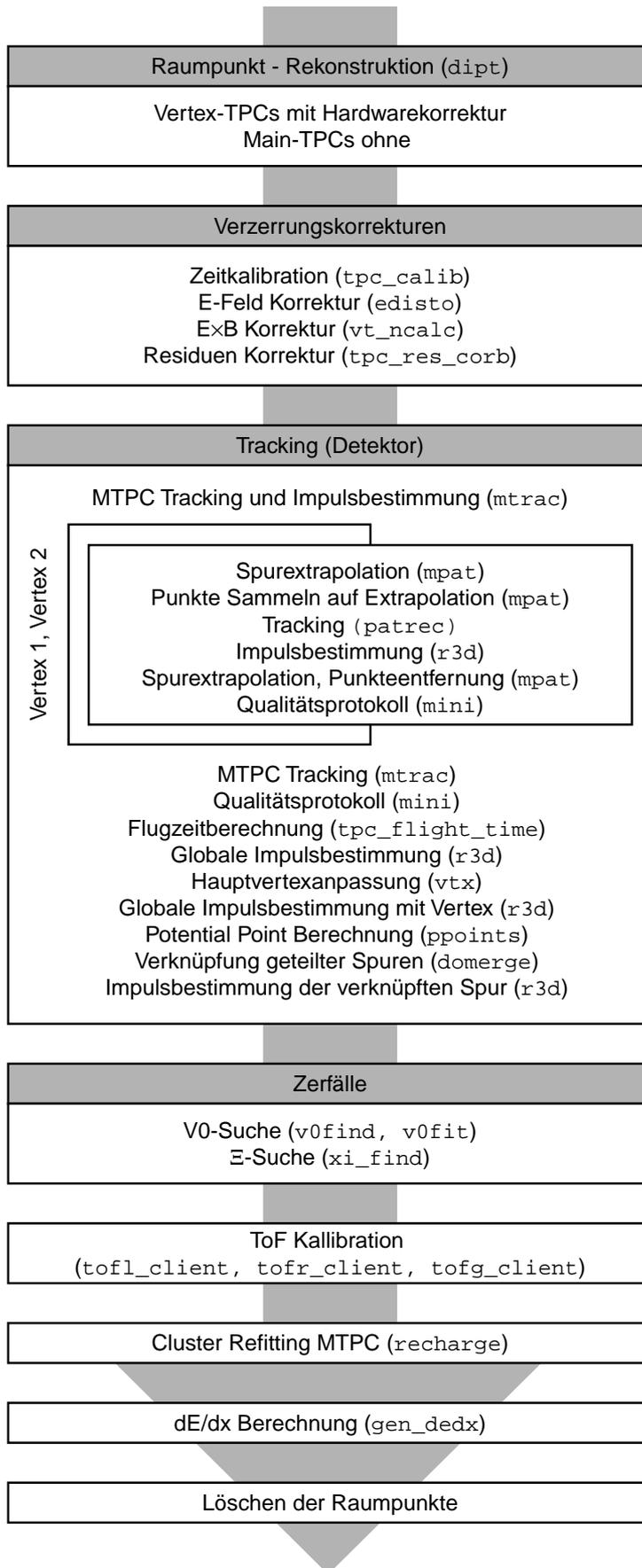


Abbildung 4.1 Schematischer Ablauf der Rekonstruktionskette

Um die Vorteile aller TPCs zu nutzen, wurde folgende Reihenfolge der Spurrekonstruktion erarbeitet [Irm97]:

- I.) **mtrac**: Die geraden Spuren in der MTPC werden rekonstruiert und ihr Impuls wird unter der Annahme, dass sie vom Hauptvertex stammen, bestimmt. Alle zugehörigen Cluster werden mit der Spur verknüpft.
- II.) **mpat**: Diese Spuren werden in die VTPC–2 mit der Impulsvorgabe des mtrac extrapoliert. Alle Cluster, die im Bereich dieser Spuren liegen, werden der jeweiligen Spur zugerechnet und aus dem Clusterpool entfernt. Falls keine Cluster entlang der Spurvorgabe gefunden werden, wird die MTPC–Spur gelöscht und die zugehörigen Cluster wieder freigegeben.
- III.) **patrec**: Nun werden in der VTPC–2 innerhalb der übrig gebliebenen Cluster Spuren gesucht und diese in die MTPC verlängert. Auch dort werden wieder die Cluster entlang der jeweiligen Trajektorie den Spuren zugeordnet.
- IV.) Alle bis dahin gefundenen Spuren werden in die VTPC–1 extrapoliert. Das Verfahren entspricht dem in der VTPC–2 (II. und III.).
- V.) In der MTPC werden nun weitere Spuren von Zerfällen u.ä. gesucht, die nicht vom Hauptvertex stammen.
- VI.) Die lokalen Spuren werden nun zu globalen Spuren, die durch alle TPCs gehen, zusammengefügt (**mpat**) und die Impulse am ersten gemessenen Punkt werden berechnet (**r3d –m 1**).

Nachdem alle Spuren rekonstruiert worden sind, wird mit diesen der Interaktions–Vertex (**vertex_fit**) bestimmt. Für die endgültige Impulsbestimmung benutzt man ein anderes Verfahren zur Bestimmung des Hauptvertex. Dieser Punkt wird durch die Informationen der Strahl–Positions–Detektoren (BPD) bestimmt, deren Messpunkte durch das Blei–Target extrapoliert werden. Die z–Position dieses Hauptvertex (**vertex_bpd**) ist also fest. Anschließend wird für jede Spur der Abstand des Extrapolationspunktes in der Targetebene vom Hauptvertex berechnet (b_x, b_y). Die Impulsbestimmung wird unter der Annahme, dass die Spur direkt vom Hauptvertex stammt, durchgeführt (**r3d –m 2**). Mit den Impulsinformationen am Hauptvertex können nun durch Extrapolation die möglichen Messpunkte der Spur (**ppoints**) in allen TPCs bestimmt werden (*potential points*) und eventuelle *split tracks*, d.h. zusammengehörige Spurstücke, die einzeln erkannt wurden, zusammengefügt werden (**domerge**).

Danach suchen die Clients **v0find**, **v0fit** und **xi_find** nach Sekundärvertices von neutralen, seltsamen Teilchenzerfällen, Konversionen und Kaskaden [Bil01][Bar01].

Zum Schluss werden die Informationen zur Teilchenidentifikation berechnet. Dies geschieht mit den Time-of-Flight-Wänden [Eck96] und dem spezifischen Energieverlust dE/dx in den TPCs. Auf letztere Methode gehe ich gesondert im nächsten Kapitel ein.

4.2 Analysesoftware

Die Auswertung der Daten wird mit dem Softwarepaket ROOT [Bru97] [ROOT] ausgeführt. ROOT basiert auf der objekt-orientierten Programmiersprache C++. ROOT bietet viele unterschiedliche Klassen zur platzsparenden Datenspeicherung, statistischen Analyse und zur graphischen Darstellung der Analyseergebnisse. Für NA49 wurden häufig genutzte Analysemethoden und spezielle an das Experiment angepasste Speicherstrukturen [T49] als Klassen in die ROOT-Umgebung eingebettet. Um eine schnelle Entwicklung von Algorithmen zu ermöglichen, setzt ROOT den C++ Interpreter CINT ein. CINT kann C++ Code interpretiert ausführen, ohne ihn vorher kompilieren zu müssen, und ähnelt einer Scriptsprache. Da CINT auf C++ basiert, können fertige Programmsegmente in Maschinensprache übersetzt werden, was die CPU-Rechenzeit erheblich vermindert.

4.3 Simulationssoftware

Mit dem Softwarepaket GEANT [GEA93] kann man die physikalischen Prozesse simulieren, die beim Durchqueren eines Teilchens durch einen Detektor stattfinden. Sämtliche Eigenschaften von NA49 von den verwendeten Baumaterialien bis zum Magnetfeld und der Detektorgeometrie wurden in das Programm eingearbeitet. Mit einem Monte-Carlo-Generator oder ähnlichen Ereignissimulationen können die benötigten Informationen für eine Simulation erzeugt werden. Hierfür verwendet man VENUS [Wer89], UrQMD [Bas98] [Ble99] oder einen einfachen Simulator, der Teilchen nach bestimmten Verteilungen generiert (sog. „Mickey-Mouse“-Simulationen). GEANT berechnet aus diesen Informationen Teilchenzerfälle, Interaktionen mit den

Baumaterialien, dem Detektorgas etc.. Das NA49 GEANT Paket wandelt das ursprüngliche Datenformat Zebra in die DSPACK–Struktur um. Die Resultate der GEANT Simulation werden vom NA49 Programm MTSIM in Rohdaten umgewandelt. Dazu simuliert MTSIM wirkliche Signale in den TPCs, die wiederum als Eingabe für die Rekonstruktionskette genutzt werden können. Für eine bessere Übereinstimmung der Simulation mit den reellen Daten werden hierbei auch „inverse Korrekturen“ angewandt, um die Magnetfeldverzerrungen u.ä. zu simulieren.

4.4 Konfiguration für die Datennahme 2000

Die Standardrekonstruktionskette für die Datennahme 2000 wurde aus zwei Gründen verändert. Zum einen musste die Software verändert werden, um an die Veränderungen in der experimentellen Messung angepasst zu werden (Vergleiche Abschnitt 3.3). Dazu gehören Huffmancoding und die TPC–Auslese. Im Rahmen dieser Umstellung wurden zum anderen einige Neuerungen eingeführt, um die dE/dx –Auflösung zu verbessern.

Huffmancoding

Das Huffmancoding eignet sich für Wahrscheinlichkeitsverteilungen, bei denen gewisse Zustände häufiger vorkommen als andere. Von allen Zuständen wird ein Wahrscheinlichkeitsdiagramm erstellt und die häufiger vorkommenden können mit einer kürzeren Bitfolge identifiziert werden. Dadurch verringert sich das Datenvolumen und somit die Totzeit des Detektors [HUF], ohne dass dabei Informationen verloren gehen. In der Rekonstruktionskette wird nun zur Auswertung der Rohdaten eine Huffmandecoding–Prozedur zwischengeschaltet.

TPC–Auslese

Das Driftvolumen der TPCs wird nur noch 256 mal statt 512 mal pro Ereignis ausgelesen. Dadurch verringert sich das Rohdatenvolumen pro Ereignis, das hauptsächlich durch die Datenmenge der TPCs bestimmt wird, um die Hälfte. Die benötigte Menge an Speicherbändern und die damit anfallenden Kosten vermindern sich dementsprechend. Es ergeben sich einige Änderungen im Clusterfinder und in der dE/dx Bestimmung, um die y –Koordinaten, die Hardwarekorrekturen und die Qualitätsselektion anzupassen.

Methoden zur Verbesserung der dE/dx -Auflösung

Die pro Cluster gemessene Ladung ist abhängig vom Clustermodell, vom Spurwinkel zur Padrichtung, der y -Lage in der TPC (d.h. der Elektronendriftlänge) und natürlich der ADC-Schwelle zur Rauschunterdrückung. Die genaue Prozedur behandle ich im folgenden Kapitel zur dE/dx -Bestimmung.

Die wichtigsten Änderungen sind die Einführung einer Korrekturtabelle, die Effekte durch den Spurwinkel und die Elektronendriftlänge korrigiert, und die Entfernung von sich überlagernden Spurpunkten in den Hochdichteregionen der Vertex-TPCs. Dabei werden alle Punkte, die im Überlappungsbereich zweier Spuren liegen, gelöscht. Das Kriterium hierfür ist ein Abstand von weniger als 1 cm. Somit verhindert man sogenannte Doppelcluster, also zu hohe dE/dx Ladungen, die durch Überlagerungen zweier Spurpunkte entstehen.

Nutzung eines LHC Rechenclusters

Da die geschätzte Rekonstruktionszeit der 3 Millionen Ereignisse auf der NA49 Prozessorfarm etwa 10 Monate betragen würde, bemühten sich unsere Computerspezialisten um Verstärkung. Dadurch bekamen wir bis zu 200 schnelle Prozessoren zur Verfügung gestellt, die für Simulationen der zukünftigen LHC-Experimente bestimmt sind. Die Rechenzeit verringerte sich dadurch enorm auf nur noch 2 Monate.

5. Identifikation von Elektronen durch dE/dx

Die Schwierigkeit der Identifikation von $\phi \rightarrow e^+ e^-$ Zerfällen besteht in der sehr niedrigen Multiplizität von Dileptonenpaaren aus diesem Prozess ($\langle \phi \rightarrow e^+ e^- \rangle = 2.2 \cdot 10^{-3}$) im Verhältnis zu allen möglichen Kombinationen von positiven und negativen Teilchen ($\approx 10^6$ pro Ereignis). Um diesen riesigen kombinatorischen Untergrund zu vermindern, wird ein zweistufiger Prozess angewandt. Zunächst müssen aus den weit über tausend Spuren eines Ereignisses diejenigen selektiert werden, die mit großer Wahrscheinlichkeit Elektronen sind. Neben der Impuls- und Ladungsbestimmung der Teilchen durch das angelegte Magnetfeld ist eine weitere Größe mit den TPCs messbar – der spezifische Energieverlust dE/dx im Detektorgas. Dieser ist nur von der Geschwindigkeit und dem Betrag der Ladung des Teilchens abhängig. Mit Kenntnis des Impulses kann damit die Teilchenmasse bestimmt und Elektronen-Kandidaten selektiert werden.

Von diesen Elektronen stammt jedoch die riesige Mehrheit nicht aus ϕ Zerfällen, sondern aus γ -Konversionen. In einer zentralen Blei-Blei-Kollision bei 158 AGeV entstehen hunderte π^0 , die großteils in 2γ zerfallen. Da Photonen keine Ruhemasse haben, können sie aufgrund der Impulserhaltung nicht zerfallen. In der Nähe eines Kernes ist dies durch Konversion möglich. In der Targetfolie konvertieren etwa 3% aller $\gamma \rightarrow e^+ e^-$, was einen erheblichen Teil des Untergrunds an Elektronen und Positronen ausmacht. Ein kleinerer Teil des Untergrunds entsteht durch den Dalitz-Zerfall des $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$.

Auf die Elektronenidentifikation gehe ich in diesem Kapitel ein. Die Reduzierung des Untergrunds aus Konversionen und anderen Zerfällen sowie Störspuren, die nicht zum eigentlichen Ereignis gehören, behandle ich im nächsten Kapitel.

5.1 Spezifischer Energieverlust

Beim Durchqueren des Detektorgases ionisieren geladene Teilchen die Gasatome und hinterlassen somit eine Spur von positiv geladenen Ionen und freien Elektronen. Dabei verlieren sie Energie. Die spezifische Energiemenge, die pro Längeneinheit durch elektromagnetische Wechselwirkung verloren geht, kann als Funktion der

Geschwindigkeit des Teilchens beschrieben werden (bei gegebener Gaszusammensetzung und bei hohen Impulsen des Teilchens im Verhältnis zur Ionisierungsenergie der Atome). Dies wurde zuerst von Bethe und Bloch für schwerere Teilchen als Elektronen berechnet [Bet30] [Blo33]. Sie bestimmten den Impulsübertrag auf ein Gaselektron über die Transversalkomponente eines zylindrischen elektrischen Feldes um das einlaufende Teilchen. Summiert man nun über die Elektronen des Detektorgases unter Berücksichtigung ihres jeweiligen Abstands zur Teilchenspur, so kommt man auf die sog. Bethe–Bloch–Formel

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi N e^4}{mc^2} \frac{1}{\beta^2} z^2 \left(\ln \frac{2mc^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right) \quad (5.1)$$

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

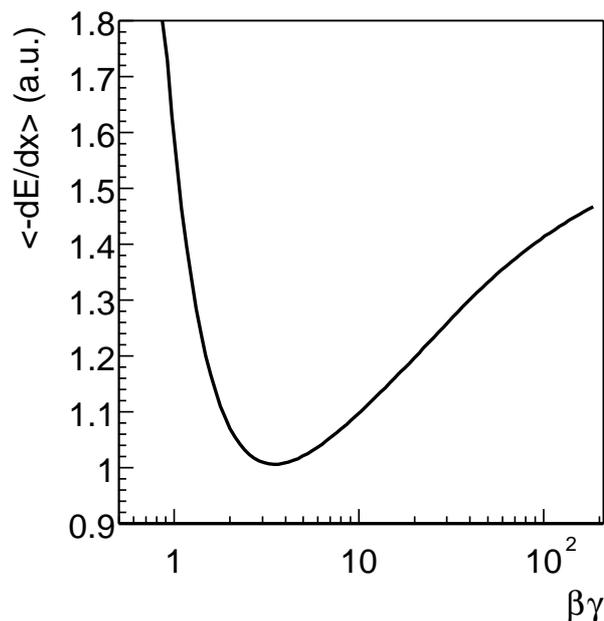


Abbildung 5.1 Bethe–Bloch–Kurve

Charakteristisch für die Bethe–Bloch–Kurve sind die $1/\beta^2$ Abhängigkeit für kleine Geschwindigkeiten und der logarithmische Anstieg für $\beta > 0.96$ (*relativistic rise*) (s. Abbildung 5.1). Bei letzterem Verlauf stellte sich heraus, dass für die genaue Beschreibung der experimentellen Daten ein Dichte–Korrekturfaktor $\delta(\beta)$ und ein maximaler Energieübertrag eingeführt werden muss. Ersterer wird durch Polarisierungseffekte der Detektorgaselektronen verursacht, die das Feld des einlaufenden

Teilchens abschirmen [Fer40]. Der maximale Energieübertrag, die sogenannte "cut-off" Energie E_{\max} , oberhalb dessen Messungen nicht für die Bestimmung des spezifischen Energieverlusts genutzt werden, ist notwendig, da bei hohen Impulsüberträgen sog. δ -Elektronen aus den Gasatomen geschlagen werden, deren Geschwindigkeit so hoch ist, dass sie nicht mehr der ursprünglichen Spur zugeordnet werden können.

Durch Einführung dieser Korrekturen gilt die nachfolgende Gleichung des reduzierten mittleren Energieverlusts auch für Elektronen.

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi N e^4}{mc^2} \frac{1}{\beta^2} z^2 \left(\ln \sqrt{\frac{2mc^2 \beta^2 E_{\max}}{I(1-\beta^2)}} - \frac{\beta^2}{2} - \delta \frac{(\beta)}{2} \right) \quad (5.2)$$

Der Wechsel vom Abfall $1/\beta^2$ zum logarithmischen Anstieg geschieht am Punkt der minimalen Ionisation bei $v = 0,96 c$. Für höhere Geschwindigkeiten nähert sich der spezifische Energieverlust dem Fermiplateau. Alle wachsenden Terme und Korrekturfaktoren heben sich dort auf.

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

$$\begin{aligned} \delta &= 0 && \text{für } X < X_0 \\ \delta &= 2 \ln(10)(X - X_A) + a(X_I - X)^m && \text{für } X_0 < X < X_I \\ \delta &= 2 \ln(10)(X - X_A) && \text{für } X_I < X \end{aligned} \quad (5.3)$$

Die Werte von X_A und a hängen von der Dichte und der Kernladungszahl des Mediums ab, der Exponent m ist 3 für alle Medien. Für Geschwindigkeiten größer als X_I wird das Fermiplateau erreicht, für Werte kleiner als X_0 verschwindet der Korrekturterm $\delta(\beta)$. Die Abweichung der Korrektur von dieser Parametrisierung ist kleiner als 2%.

Für das Experiment NA49 werden nicht die materialabhängigen Parameter der Gleichung 5.2 und 5.3 berechnet. Statt dessen wird eine von [Amb86] entwickelte Methode zur Anpassung der Kurve des reduzierten mittleren Energieverlusts an die experimentellen Daten verwendet (Formel 5.4)

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = E_0 \frac{1}{\beta^2} (K + \ln(\gamma^2) - \beta^2 - \delta(\beta, X_A, a)) \quad (5.4)$$

Der freie Parameter E_0 enthält alle konstanten Faktoren der Bethe–Bloch–Formel und legt die Normierung der Kurve fest. K bestimmt den Verlauf der Kurve im Bereich der minimalen Ionisation und X_A die Höhe des relativistic rise. a beschreibt die Form des Übergangs zum Fermiplateau. Die aus der obigen Formel (5.3) bekannten Parameter X_0 und X_1 können aus X_A und a unter der Voraussetzung eines glatten und stetigen Übergangs der Kurve an diesen Stellen bestimmt werden.

$$X_0 = X_A - \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2 \ln(10)}{3a}}, \quad X_1 = X_A + \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2 \ln(10)}{3a}} \quad (5.5)$$

5.2 Berechnung des spezifischen Energieverlusts in NA49

Zur Berechnung des dE/dx Werts eines Teilchen wird die pro Padreihe deponierte Ladung gemessen (Clusterladung vgl. Abschnitt 3.2) und durch eine geeignete Berechnung gemittelt. Dies geschieht unter der Annahme, dass die gemessene Ladung proportional zum Energieverlust des Teilchens ist.

Um den mittleren Energieverlust möglichst exakt zu bestimmen, ist eine genaue Messung der einzelnen Clusterladungen unerlässlich. Diese werden aber durch verschiedene Faktoren wie die Geometrie des Detektors und den Spurwinkel, den Luftdruck, die Temperatur und die Gaszusammensetzung, die Elektronik des Detektors und die Methode der Clustersuche stark beeinflusst. Um diesen Einfluss zu kompensieren, wurden verschiedene Methoden in die Clients **dipt**, **recharge** und **gen_dedx** implementiert. Eine Darstellung der Anwendung der Korrekturen im Standardverfahren zeigt Abbildung 5.2. Die einzelnen Korrekturen werden im folgenden detailliert beschrieben. Dabei gehe ich auch auf die Änderungen ein, die sich aus den Anpassungen der Standardrekonstruktionskette für die Datennahme 2000 ergeben.

5.2.1 Kalibration der TPCs

Im folgenden stelle ich die genaue Kalibration der TPCs für die Datennahme 2000 dar. Dafür wurden einige der Standardverfahren geändert. Für eine Beschreibung der Standardkalibrationen verweise ich auf [Kol01, S.26 ff.].

Kryptonkalibration

Um die Effekte der unterschiedlichen Verstärkung der verschiedenen elektronischen Bauteile zu korrigieren, wird die Kryptonkalibration eingesetzt, die von der ALEPH-Kollaboration [Blu89] entwickelt wurde. Hierbei wird radioaktives Krypton in das Detektorgas eingespeist und die deponierte Energiemenge beim Zerfall gemessen. Da diese mit 41.55 keV etwa eine Größenordnung über der mittleren dE/dx -Energie liegt, müssen die TPCs mit einer geringeren Verstärkungsspannung betrieben werden. Um sicherzustellen, dass diese unterschiedlichen Verstärkungsänderungen nicht das Messergebnis beeinflussen, werden die Sektoren für jeden Datenrun relativ zueinander kalibriert.

Verschiebung der Nulllinie

Durch Effekte der Ausleseelektronik verschiebt sich in Abhängigkeit der vorhergegangenen Clustermessung die Basislinie der Ladungsauslese. Dabei werden sowohl die ADC-Schwelle als auch die genaue Ladungsbestimmung beeinflusst. Dieser Effekt wird durch eine entsprechende Verschiebung der Nulllinie für jeden einzelnen Elektronikkanal korrigiert.

Korrektur von Hardware-Effekten

Insbesondere in den Regionen der TPCs, die viele Spuren enthalten, tritt der „lateral cross talk“-Effekt auf, der durch die Reaktion der Spannungsversorgung auf das Absaugen der Elektronen durch die Verstärkungsdrähte begründet ist. Nach dem kurzzeitigen Absinken der Spannung (1 time bin) stellt ein RC-Netzwerk die Spannung in einem Zeitrahmen von 50 μ s wieder her, wobei jeweils 30 Drähte von einer Hochspannungsquelle versorgt werden. Durch die Ent- bzw. Aufladung der Verstärkungsdrähte entsteht ein induktives Signal auf den Auslese-Pads. Während der Unterschwinger aufgrund der schnellen Entladung nur die nächsten time bins beeinflusst, führt die lange Aufladephase zu einer Verschiebung der Basislinie.

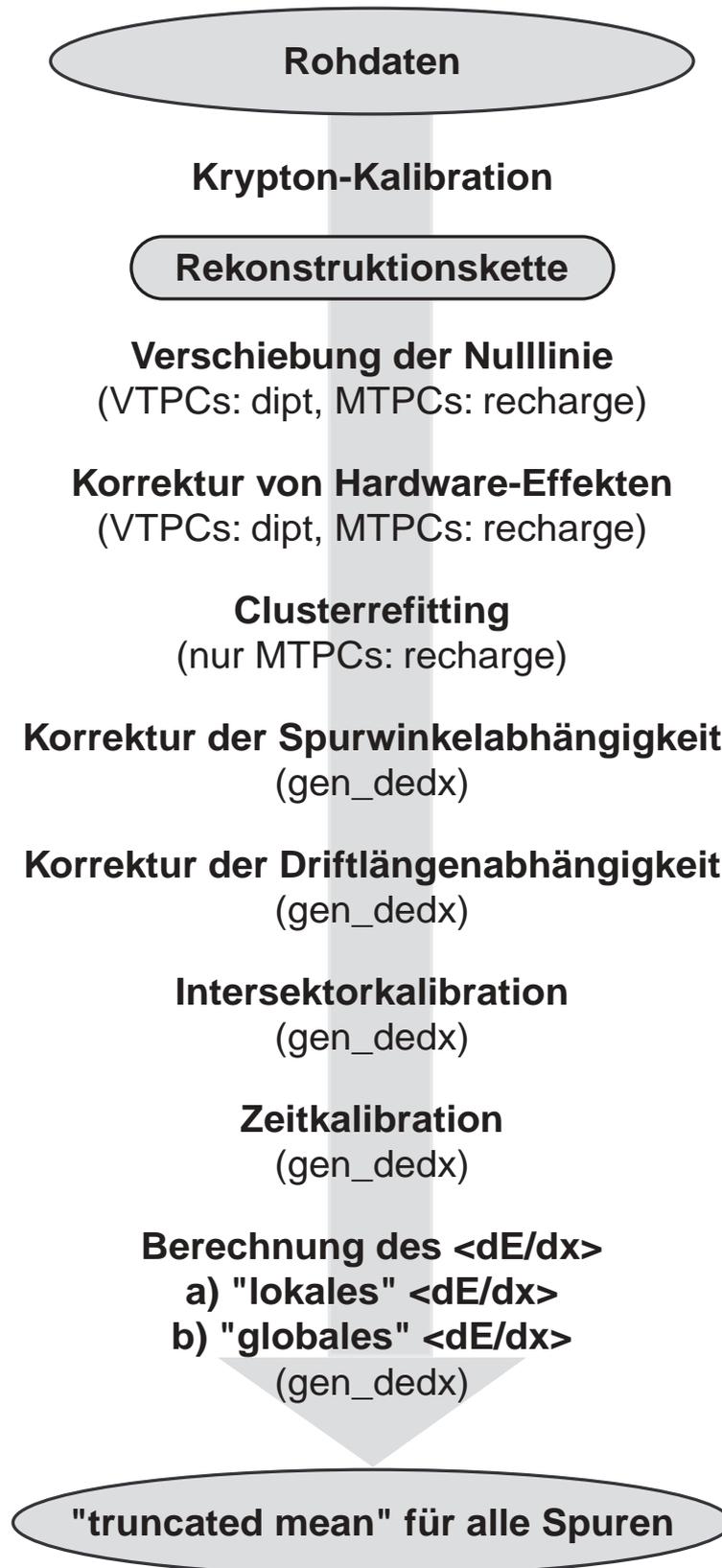


Abbildung 5.2 Schematische Darstellung der für die Bestimmung des spezifischen Energieverlusts pro Spur vorgenommenen Korrekturen und Berechnungen im Standardverfahren

Da die Spannungsveränderung jeweils eine ganze Drahtgruppe beeinflusst, muss dieser Effekt z.B. im Falle der MTPC für 3 Padreihen berücksichtigt werden. In [Rol00] wurden die notwendigen Änderungen parametrisiert und in die Rekonstruktion der Clusterladungen eingebunden.

Clusterrefitting, Spurwinkelabhängigkeit, Driftlängenabhängigkeit

Für die Datennahme 2000 wurden mehrere Methoden aus der Kalibrationskette, die für Proton-Proton-Kollisionen verwendet wird, übernommen. Der hauptsächliche Unterschied zur Standardprozedur für Blei-Blei-Stöße ist, dass die Cluster in der MTPC nicht mehr refitted werden. Man versucht also nicht mehr die tatsächlich gemessenen ADC-Werte mit einer Gaußfunktion zu fitten, sondern gibt für die Berechnungen ein bestimmtes Clustermodell vor. Der Vorteil dieser Methode ist, dass dieses Konzept auch für die VTPCs funktioniert, für die das Clusterfitting aufgrund der hohen Spurdichte nicht möglich war. Kernelement dieser Kette ist eine Korrekturtabelle, die basierend auf einem Clustermodell die gemessene deponierte Ladung in Abhängigkeit vom Spurwinkel und der Driftlänge im Detektor ändert. Der Effekt durch den Spurwinkel hat im wesentlichen geometrische Ursachen, die Driftlänge beeinflusst die gemessene Ladungsmenge auf zwei Arten. Zum einen werden durch eine Verunreinigung des Detektorgases mit Sauerstoff Elektronen von den O₂-Molekülen absorbiert. Bei einem gemessenen durchschnittlichen Sauerstoffgehalt von 3 ppm führt dies zu einem Ladungsverlust von 2%/m. Zum anderen verbreitert sich die Ladungswolke mit zunehmender Driftlänge. Dies hat zur Folge, dass die Ränder der Ladungsverteilung unter die zur Untergrundunterdrückung eingeführte Grenze von 6 ADC-Zählern fallen, so dass diese Ladungen nicht zur Bestimmung der Gesamtladung verwendet werden können.

Intersektorkalibration

Nachdem die Bethe-Bloch-Funktion wie unter 5.1 beschrieben an die Daten angepasst wurde, kann man nun die Relationen r_{ij} für Teilchen der Sorten i und j bei gleichem Impuls bestimmen. Dabei wird die Gasverstärkung A aus dem Verhältnis eliminiert.

$$r_{ij} = \frac{I_i}{I_j} = \frac{A \cdot \langle -\frac{dE}{dx} \rangle(m_i)}{A \cdot \langle -\frac{dE}{dx} \rangle(m_j)} \quad (5.6)$$

Durch Vergleich des Vorhersagewerts der Bethe–Bloch–Formel für die mittlere Ionisation der Pionen I_π bei einem bestimmten Impuls mit dem Messwert in einem Sektor lassen sich die relativen Verstärkungsfaktoren A_{sec} für jeden einzelnen Sektor bestimmen.

$$A_{sec} = \frac{I_\pi}{\langle -\frac{dE}{dx} \rangle(m_\pi)} \quad (5.7)$$

Druckkalibration

Da die Gasverstärkung der TPC vom Druck und der Temperatur des Detektorgases abhängt, wurde diese Druckabhängigkeit experimentell bestimmt und alle Messungen werden auf einen Normdruck von 970 mbar korrigiert. Die Temperatur wird durch eine Klimaanlage innerhalb von $\pm 0.1^\circ\text{C}$ konstant gehalten.

Zeitabhängigkeit

Trotz allen oben genannten Kalibrationen lässt sich eine Zeitabhängigkeit des gemessenen spezifischen Energieverlusts feststellen. Zur Korrektur wählt man einen Run als Referenz und bestimmt die relativen Abweichungen für die anderen Runs einer Datennahme. Eine genaue Beschreibung dieser Methode findet man bei [Moc97].

5.2.2 Berechnung des mittleren Energieverlusts aus mehreren Einzelmessungen

Der spezifische Energieverlust eines Teilchens wird bei NA49 für jede Padreihe bestimmt. Das heißt für jede Spur gibt es in den durchquerten TPCs mehrere zu mittelnnde Einzelmessungen (grob zwischen 10 und 100 Messpunkte). Die Wahl der richtigen Methode zur Mittelung der Einzelmessungen hängt von deren Wahrscheinlichkeitsverteilung ab. Für den Energieverlust von geladenen Teilchen in dünnen Absorbern wie Gasen berechnete Landau [Lan44] als erster die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion:

$$F(\Delta_E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2}(\Delta_E + e^{-\Delta_E})} \quad (5.8)$$

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

$$\Delta_E = \frac{\Delta E - \Delta E_w}{\langle \Delta E \rangle} \quad (5.9)$$

Für sehr viele Wechselwirkungen des geladenen Teilchens mit dem Medium nähert sich diese Verteilung einer Gaußverteilung mit dem Mittelwert $\langle \Delta E \rangle$. Bei NA49 ist diese Näherung aber nicht gegeben, da zu wenige Ionisationsprozesse stattfinden. Das heißt der Mittelwert ist nicht wie bei einer Gaußverteilung gleich dem wahrscheinlichsten Energieverlust ΔE_w . Gelegentliche harte Stöße verursachen den charakteristischen Schwanz einer Landauverteilung mit hohen deponierten Ladungen (Abbildung 5.3).

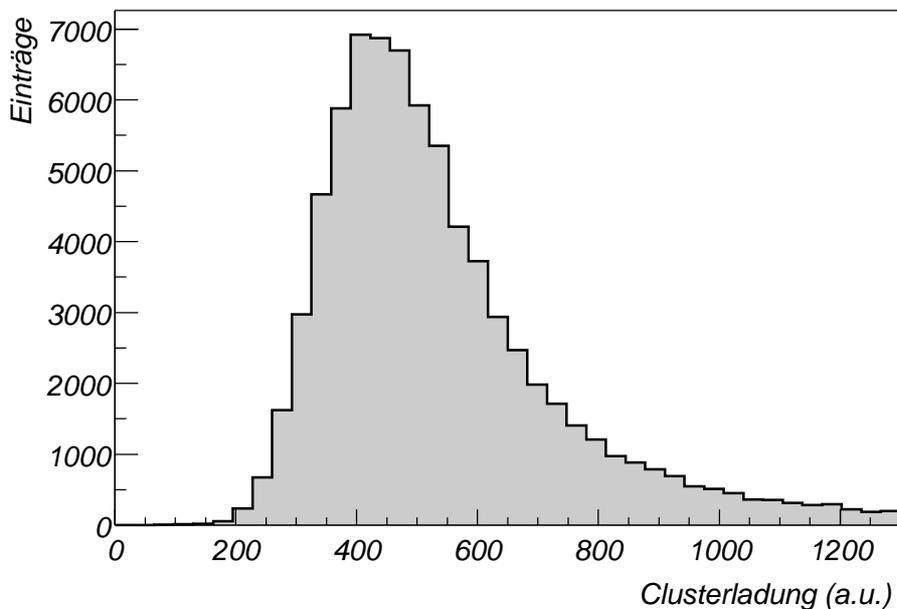


Abbildung 5.3 Landau-Verteilung für dE/dx in der MTPC

Um eine möglichst gute Abschätzung des spezifischen Energieverlusts zu bekommen, genügt es nicht das arithmetische Mittel zu bilden, da die hohen Werte der harten Stöße zu großen Fluktuationen führen. Ein besserer Ansatz ist die sogenannte Truncated-Mean-Methode. Dabei verwirft man an den äußeren Schwänzen der Verteilung einen gewissen Prozentsatz der Messwerte und bestimmt danach das arithmetische Mittel. Durch diese Methode werden die Fluktuationen und somit die Varianz der Mittelwertbildung verringert. Je größer die Anzahl der Messpunkte, um so ähnlicher wird diese Verteilung einer Gaußfunktion.

Der optimale Prozentsatz, der entfernt werden muss, ergibt sich für NA49 zu 35% am oberen Ende und zu 0% am unteren. Abbildung 5.4 zeigt ein Beispiel eines in der MTPC mit 90 Spurpunkten gemessenen Teilchens.

Für Spuren mit wenigen gemessenen Punkten ist der so bestimmte Mittelwert systematisch zu niedrigeren Werten verschoben. Mit folgender experimentell angeglicher Gleichung [Sam00] kann dies korrigiert werden:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{TM} \cdot (C_A^{N_p} + C_B^{N_p} / N_{points}) \quad (5.10)$$

N_{points} sind hierbei die Anzahl der benutzten Messpunkte und $C_A \approx 0.9965$ und $C_B \approx 0.25$ werden aus der beobachteten Verschiebung bestimmt.

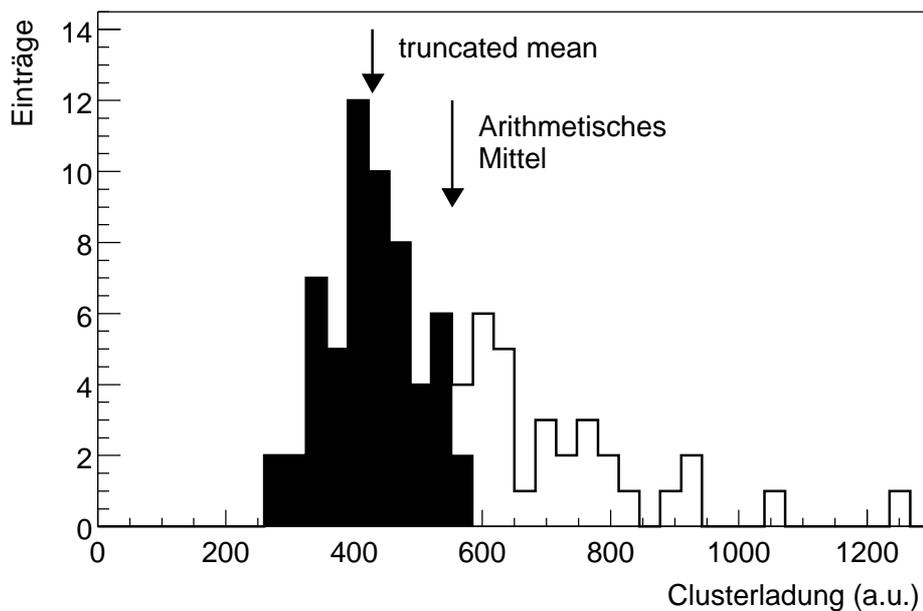


Abbildung 5.4 Verteilung der Clusterladungen einer MTPC-Spur. Für die dE/dx Berechnung werden nach der truncated-mean Methode nur die schwarzen Messpunkte verwendet.

Diese Korrektur ist, bedingt durch den Aufbau der TPCs, vor allem bei niedrigen Impulsen entscheidend, da diese Spuren nur in den ersten Pad-Reihen der VTPC-1 durch den Detektor fliegen und danach durch das starke Magnetfeld nach außen gekrümmt werden. Abschließend normiert man den bestimmten spezifischen Energieverlust so, dass er für Teilchen mit minimalen Energieverlust gerade $E_{min} = 1$ ist.

Die Bestimmung des dE/dx Wertes für jedes Teilchen erfolgt getrennt für jede TPC. Für Spuren, die durch alle TPCs gehen, würde sich eine gemeinsame Berechnung des dE/dx anbieten, da durch die höhere Anzahl an Messpunkten die Fluktuationen des Mittelwerts verringert werden. Da sich in den einzelnen TPCs unterschiedliche Gase und damit auch unterschiedliche Materialeigenschaften der Bethe–Bloch–Funktion ergeben, kann man nicht einfach das Truncated Mean für alle Raumpunkte berechnen. [Sam00] entwickelte daher eine Methode zur Umrechnung der einzelnen Bethe–Bloch–Funktionen auf eine "globale" Funktion. Damit ist die Berechnung des globalen dE/dx Wertes möglich, der jedoch nicht zur erhofften Verbesserung der Auflösung für alle Spuren führt. Nur in Ereignissen mit geringer Spurdichte wie in Proton–Proton–Stößen und in peripheren Blei–Blei–Kollisionen kann eine bessere dE/dx Bestimmung erreicht werden [Sic00]. Für zentrale Blei–Blei–Stöße führt die hohe Multiplizität zu Fehlern der Messungen vor allem in den Hoch–Dichte–Bereichen der VTPCs. Für die Untersuchungen für diese Arbeit wurden daher, wenn möglich, das "lokale" dE/dx der MTPCs verwendet und bei Impulsen kleiner 4 GeV die VTPC–1.

Fasst man die dE/dx Werte der Spuren gleichen Impulses für viele Ereignisse zusammen, dann stellt sich das sich ergebende Spektrum als eine Überlagerung von vier Gaußfunktionen, die jeweils eine Teilchensorte repräsentieren, dar. Die Spektren für alle Impulse bieten somit eine Möglichkeit, die relative Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Teilchen z.B. ein Elektron ist, zu bestimmen.

5.3 dE/dx –Spektren

Um die Unterscheidung der einzelnen Teilchensorten zu optimieren, müssen an die Spuren verschiedene Qualitätskriterien gestellt werden. Die einzelnen Ereignis– und Spurkriterien werden im folgenden Kapitel genau beschrieben. Sie sind auf ein maximales Verhältnis von Signaleinträgen zur Quadratwurzel der Untergrundpaare ausgelegt. Dieses wurde durch detaillierte Simulationen bestimmt.

Erstellt man ein dE/dx -Spektrum mit Einträgen aller akzeptierten Spuren in einem gegebenen Impulsbereich, so ergibt sich ein Spektrum wie in Abbildung 5.5. Klar erkennt man die vier sich überlagernden Gaußfunktionen. Da für die Fragestellung dieser Arbeit nur die Elektronen interessant sind, ist darunter eine vergrößerte Darstellung des relevanten Ausschnitts dargestellt (Abbildung 5.6).

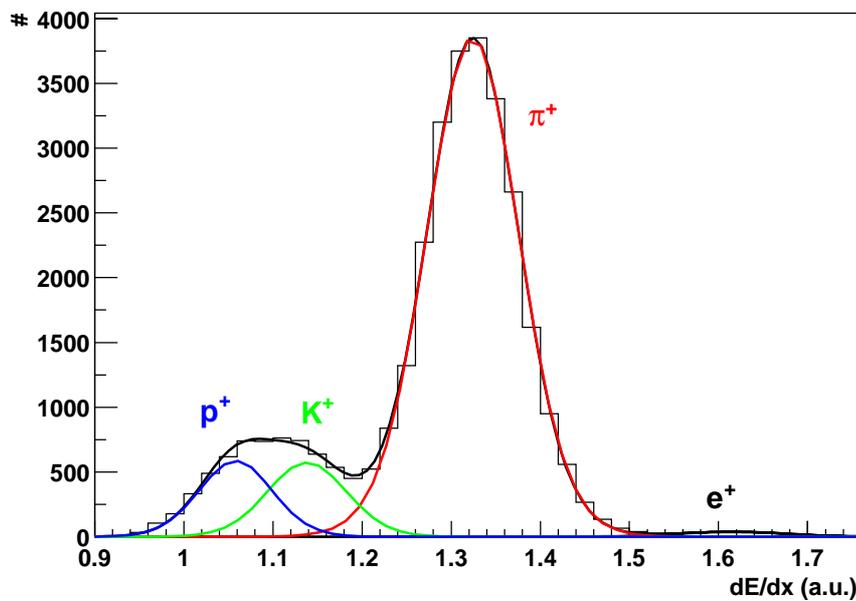


Abbildung 5.5 dE/dx Spektrum aller Teilchen mit 6 bis 6.5 GeV/c Impuls gemessen in der MTPC (links)

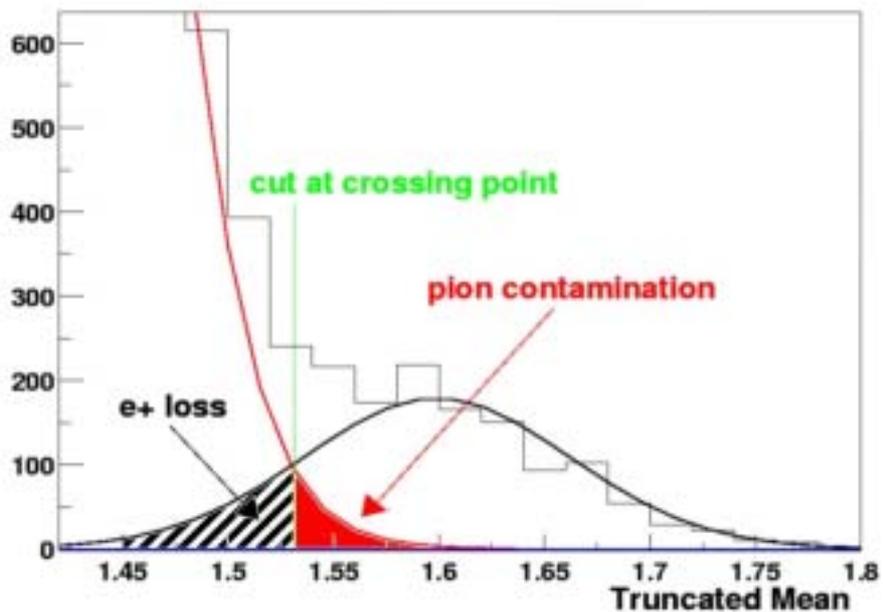


Abbildung 5.6 Vergrößerung des für die Elektronenidentifikation relevanten Bereiches

Hier sieht man, dass die Trennung der Elektronen und der Pionen nicht perfekt ist, sondern die Gaußkurve der Pionen die der Elektronen schneidet. Für ein Teilchen, das einen dE/dx Wert hat, der dem Schnittpunkt der beiden Kurven entspricht, lässt sich nun nicht mehr sagen, ob es eher ein Elektron oder ein Pion ist. Die Wahrscheinlichkeit beträgt jeweils 50%. Akzeptiert man alle Teilchen, die einen höheren dE/dx Wert haben als der Schnittpunkt der beiden Kurven, so stellt man sicher, dass möglichst viele Elektronen selektiert werden, ohne dass die Kontamination der Kandidaten durch Pionen zu hoch wird [Ber98]. Da die Pionen nicht aus dem ϕ -Zerfall stammen, verwaschen sie das Signal und erhöhen den kombinatorischen Untergrund.

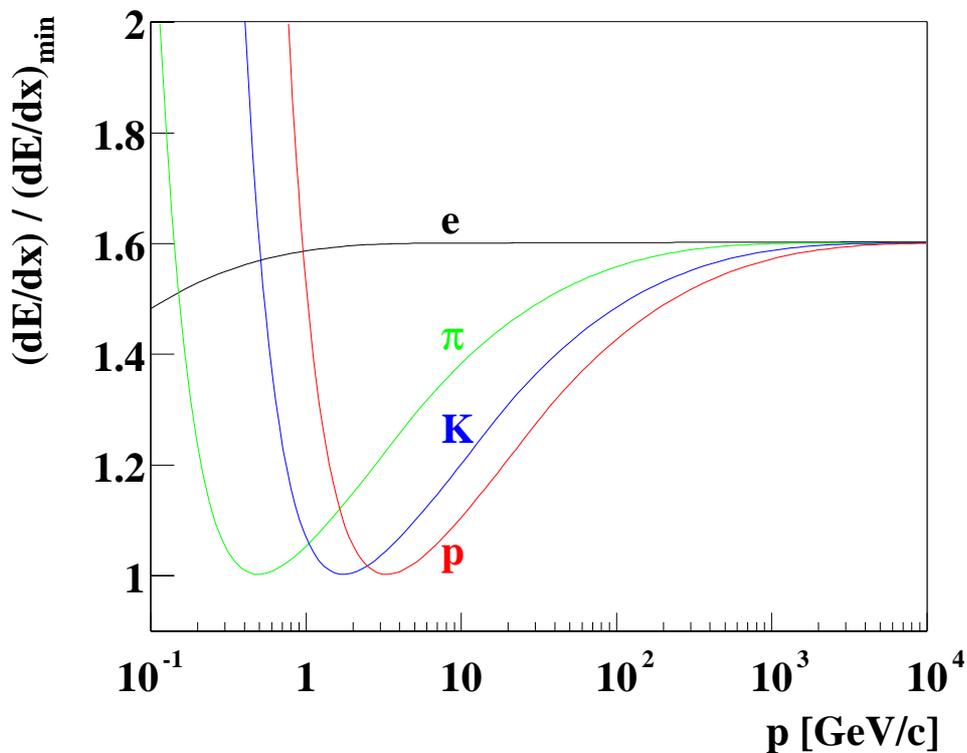


Abbildung 5.7 Bethe–Bloch–Kurven des spezifischen Energieverlusts für verschiedene Teilchen (logarithmische Impulsdarstellung)

Wie man in Abbildung 5.7 sieht, wandert der Mittelwert des spezifischen Energieverlusts der Pionen mit steigenden Impulsen zu höheren dE/dx Werten. Dadurch schiebt sich die Gaußkurve der Pionen immer mehr über die der Elektronen. Wenn man nun alle Teilchen verwirft, die unterhalb des Schnittpunkts der beiden Gaußkurven liegen, selektiert man einen immer niedriger werdenden Prozentsatz der Elektronen ($e_{\text{selektiert}}/e_{\text{total}}$). In Abbildung 5.8 sieht man diese Tendenz mit steigenden Impulsen sehr klar.

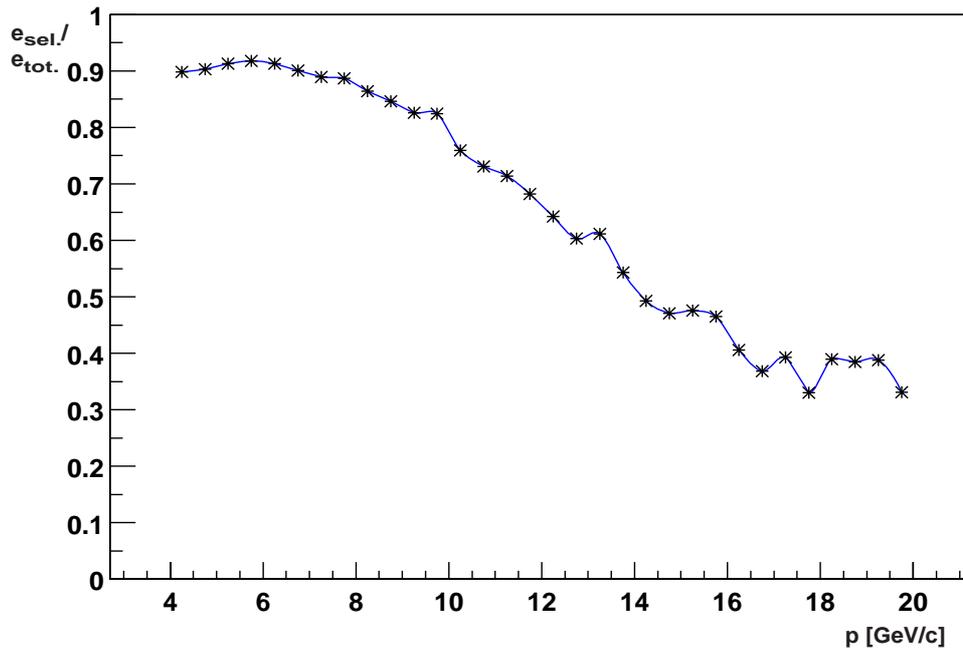


Abbildung 5.8 Effizienz der Elektronenselektion in der MTPC

5.4 Qualitätsvergleich mit der dE/dx -Standardprozedur

Da in der Datennahme 2000 einige Änderungen eingeführt wurden (vergleiche Kapitel 3 und 4) u.a. die Verringerung der Häufigkeit der TPC Auslese von 512 mal pro Driftzeit auf 256 mal, befürchtete man eine Verschlechterung der dE/dx Auflösung. Aus diesem Grund zeige ich im folgenden Abschnitt einige Vergleichsspektren aus beiden Datenperioden. Vergleicht man die Effizienz der Elektronenidentifikation in den beiden Datensätzen, so merkt man eine deutliche Verbesserung in den VTPCs und keine größere Änderung in den MTPCs. Dies zeigen die Abbildungen 5.8–5.11.

Gewichtet man die Effizienzen der Datennahme 2000 mit der Impulsverteilung der ϕ -Zerfallsteilchen aus der Simulation (s. Abschnitt 6.2) und integriert die gesamte Effizienz im Impulsbereich von 1 bis 20 GeV, so ergibt sich, dass etwa 75% aller Elektronen und Positronen selektiert werden.

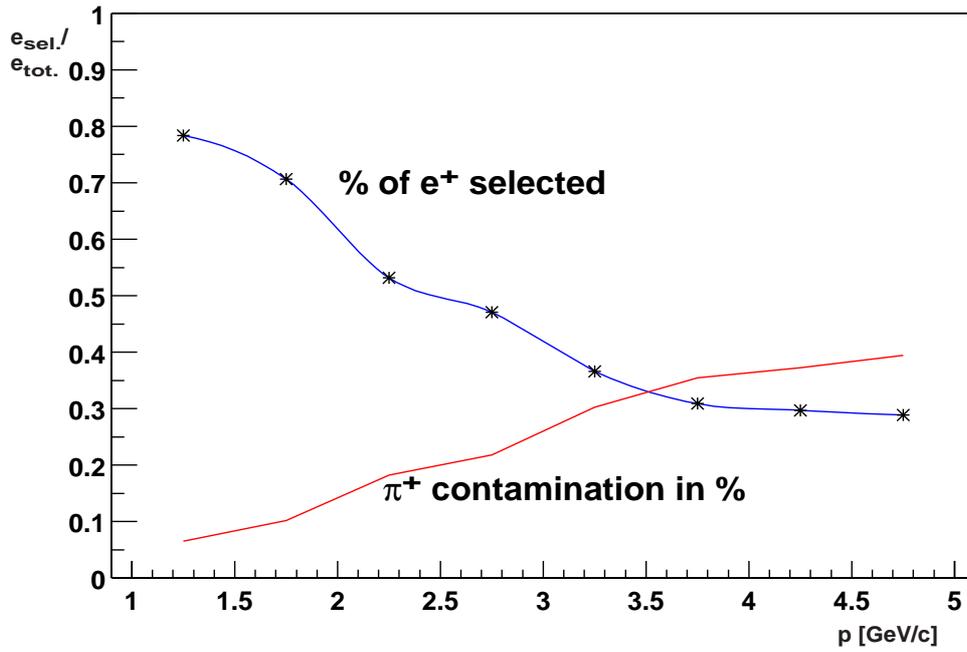


Abbildung 5.8 Elektroneneffizienz der Vertex TPC 1 und Kontamination der selektierten Elektronen durch Pionen (1996)

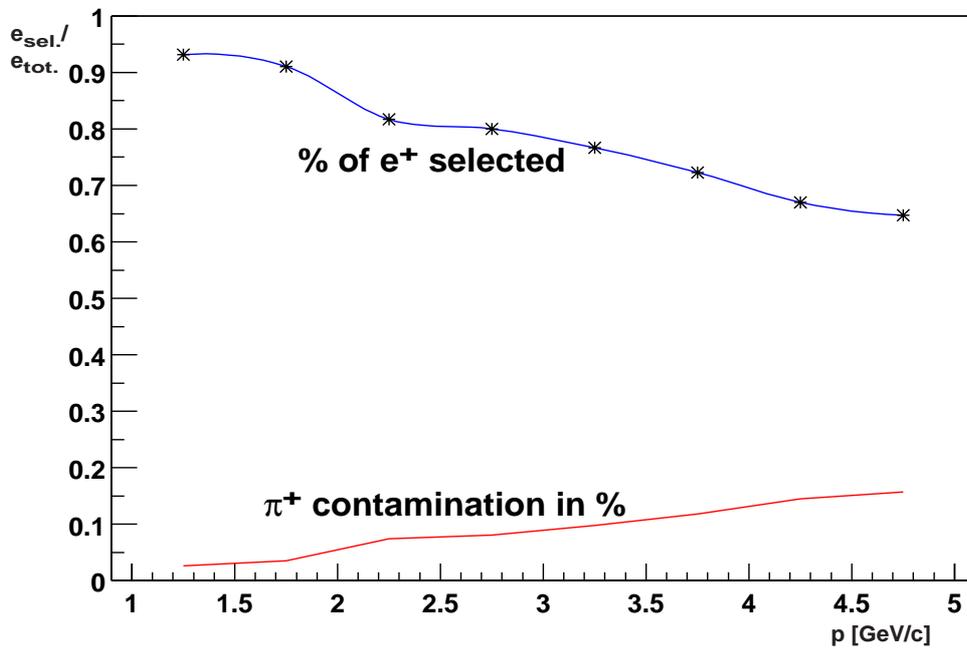


Abbildung 5.9 Elektroneneffizienz der Vertex TPC 1 und Kontamination der selektierten Elektronen durch Pionen (2001)

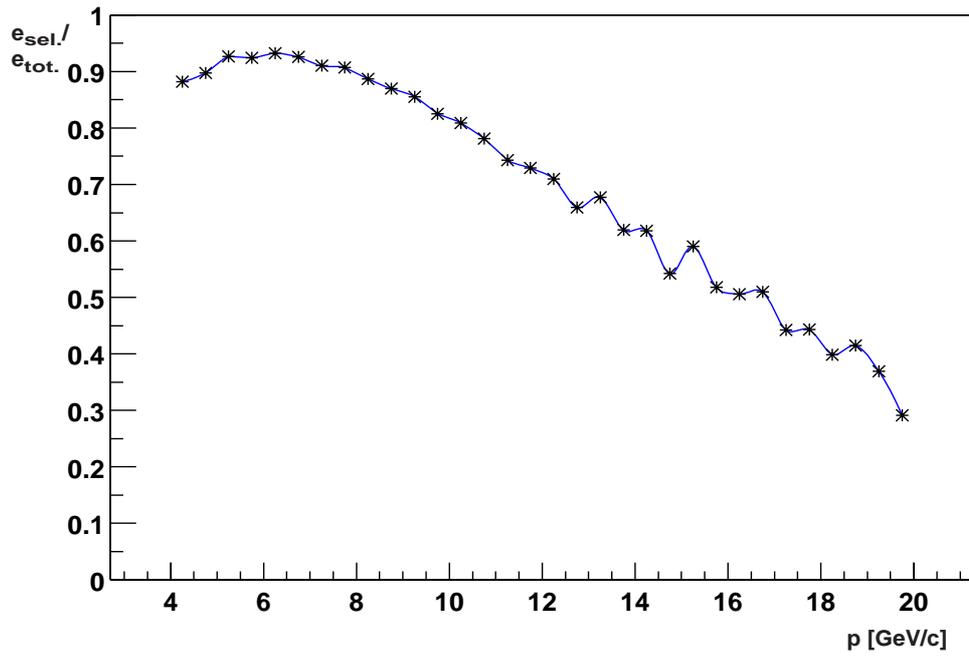


Abbildung 5.10 Elektroneneffizienz der MTPC (links) (1996)

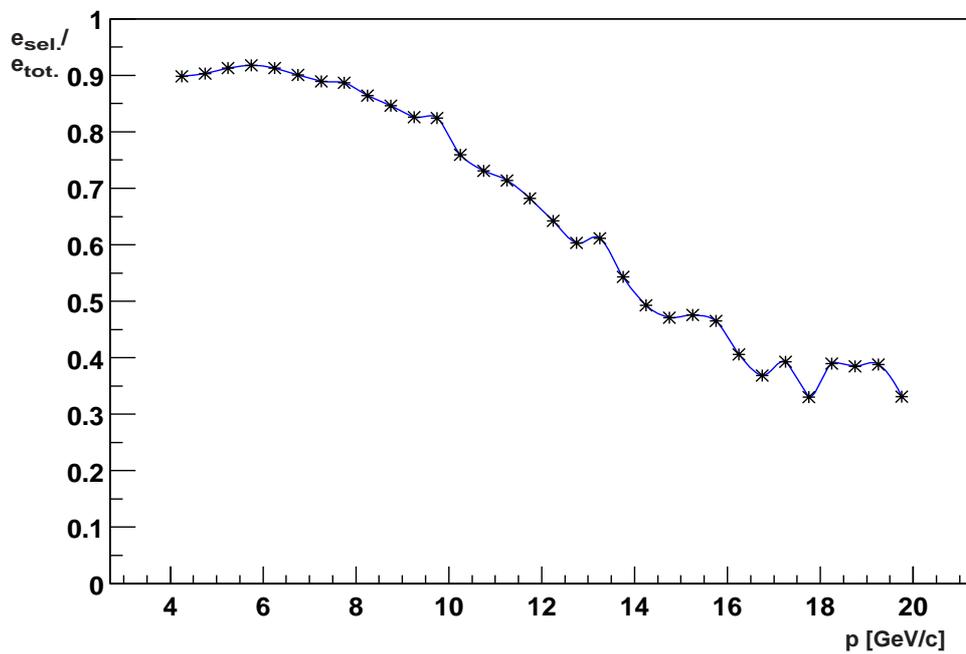


Abbildung 5.11 Elektroneneffizienz der MTPC (links) (2001)

Abschließend kann festgestellt werden, dass die Möglichkeit der Elektronenselektierung durch die Änderungen der Rekonstruktionskette nicht verschlechtert wurde und für die VTTPCs sogar verbessert werden konnte.

6. Experimentelle Bestimmung des Signals $\phi \rightarrow e^+ e^-$

Bevor man versucht, die Elektronen mittels ihres dE/dx Wertes zu identifizieren, überprüft man alle Spuren auf bestimmte Auswahlkriterien, die auf eine mögliche Herkunft aus einem ϕ -Zerfall hinweisen. Dadurch verringert man zum einen die Rechenzeit, da die Analysekette nicht Teilchen bearbeiten muss, die für die gestellte Fragestellung ohnehin uninteressant sind. Zum anderen kann man durch bestimmte Kriterien diejenigen Teilchen bevorzugen, die mit einer größeren Wahrscheinlichkeit aus einem ϕ -Zerfall stammen als andere.

Am effektivsten ermittelt man diese Kriterien, indem man eine möglichst detaillierte Simulation des gewünschten Zerfalls mit den Daten vergleicht und Ergebnisse bereits ausgewerteter Experimente berücksichtigt. Für die vorliegende Arbeit wurde der ϕ -Zerfall in $e^+ e^-$ mittels der Software GEANT (s. Abschn. 4.3) simuliert. Die daraus entstandenen Daten wurden mit der Standardrekonstruktionskette bearbeitet, um keine unbeabsichtigten Unterschiede zwischen den Daten und der Simulation durch eventuelle Softwareeffekte zu verursachen. Mit dieser Methode ist eine Wahl der Auswahlkriterien möglich, die ein optimales Verhältnis von Signal zu Untergrund garantiert.

6.1 Ereignisselektion

Um auszuschließen, dass bei der Betrachtung mehrerer Ereignisse Verfälschungen durch falsch identifizierte Untergrundereignisse eine Rolle spielen, muss auch die jeweilige Ereignisstruktur bestimmte Kriterien erfüllen.

Vertex Iflag

Der Interaktionspunkt der beiden Bleikerne bildet den Hauptvertex des Ereignisses. Die meisten Spuren kommen aus dem durch den Zusammenstoß erzeugten Feuerball. Die Rekonstruktionskette bestimmt aus den detektierten Spuren den Hauptvertex. Dies kann in seltenen Fällen zu Problemen führen, wenn z.B. sekundäre Reaktionen zu einer großen Zahl an Spuren führen, die nicht vom Hauptvertex stammen. Konvergiert der Spurfit der Rekonstruktionskette nicht ($\text{VertexIflag} \neq 0$), so wird dieses Ereignis verworfen.

Vertex Position

Die Position des Hauptvertex wird zum einen mit den Strahl-Positions-Detektoren (BPDs) gemessen und durch den Spurfit der Rekonstruktionskette bestimmt. Normalerweise ist der Unterschied der ermittelten Werte im NA49-Koordinatensystem gering. Bei großen Differenzen wird das Ereignis verworfen, da es sich um Doppelereignisse oder starkes Rauschen handeln kann. Abbildung 6.1 zeigt die durch die Rekonstruktionskette bestimmte z-Position des Hauptvertex. Da die z-Position des BPD-Vertex immer fest bei -581 cm ist, wird hier keine Differenz aufgetragen. Nur 0,3% aller Ereignisse liegen außerhalb der rot eingezeichneten Linien bei -582 cm und -580 cm.

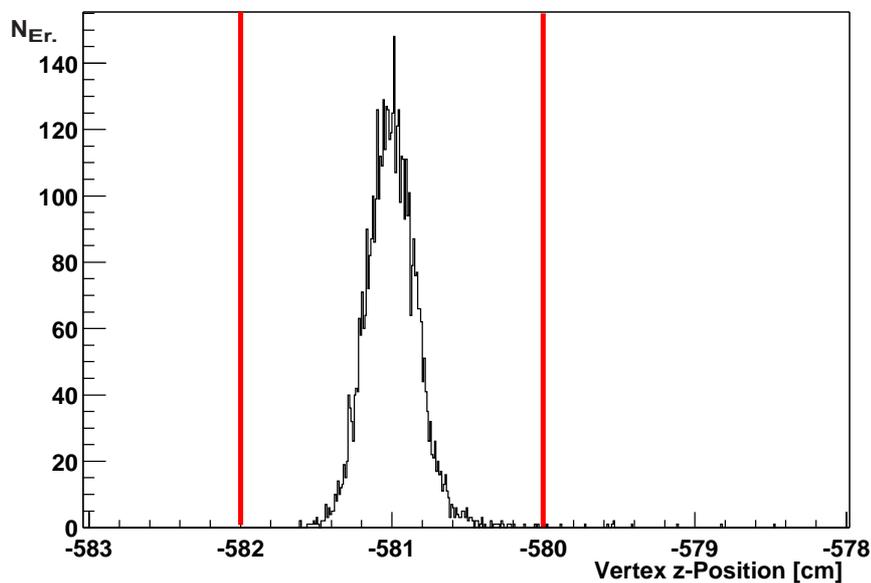


Abbildung 6.1 Verteilung der gefitteten z-Position des Hauptvertex

Multiplizität

Als letztes Kriterium für gültige Ereignisse dient eine minimale und maximale Spuranzahl. Zu viele Spuren deuten auf ein Doppelereignis hin. Zu wenige stammen sicher nicht aus einer zentralen Blei-Blei-Kollision. Nur 0,1% der Ereignisse fallen aus dem gewählten Bereich von 100 bis 1499 Spuren (s. Abb. 6.2).

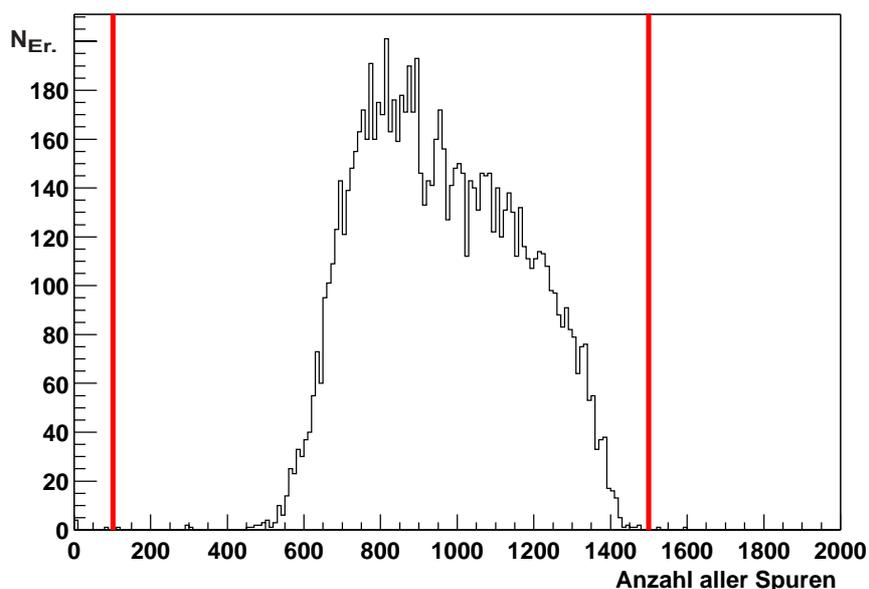


Abbildung 6.2 Verteilung der Anzahl aller Spuren pro Ereignis (Multiplizität)

<i>Ereigniskriterien</i>	<i>Entfernt [%]</i>
VertexIflag = 0	implizit
Spurmultiplizität zwischen 100 – 1499	0.10%
Vertex X und Vertex Y < 1 cm	0.01%
-582 cm < Vertex Z < -580 cm	0.30%
Akzeptierte Ereignisse	99.60%

Tabelle 6.1 Ereignisselektion

6.2 Spurselektion

Alle Spuren, die in den ROOT mini-DSTs gespeichert werden (vgl. Abschnitt 4.1), haben folgende Eigenschaften: Ihr Longitudinalimpuls ($p_z > 0$) geht in Strahlrichtung, sie haben mindestens 10 Punkte und der Spurfitt ist konvergiert (rtrack iflag = 0).

Im folgenden stelle ich die verschiedenen Kriterien vor, die sich nach mehreren Iterationen aus dem Vergleich von Daten und Simulation ergeben haben. Dazu überlagere ich jeweils die Werte, die sich aus der Simulation ergeben, mit den Messwerten und lege die Selektionskriterien fest. Die Simulationsverteilungen sind rot dargestellt.

Die Abbildungen 6.3 und 6.4 zeigen b_x und b_y Verteilungen. Dies ist der Abstand der jeweiligen Spur vom ermittelten Zusammenstoßpunkt in cm. Da das ϕ nach 44 Fermi (10^{-15}m) zerfällt, stammen alle seine Zerfallsteilchen vom Hauptvertex. Aufgrund der beschränkten Auflösung des Detektors ist dieser Bereich aber um 1–2 Zentimeter verschwommen. Trotzdem kann mit großer Wahrscheinlichkeit davon ausgegangen werden, dass Teilchen, die noch weiter vom Zusammenstoßpunkt entfernt sind, nicht aus ϕ -Zerfällen stammen.

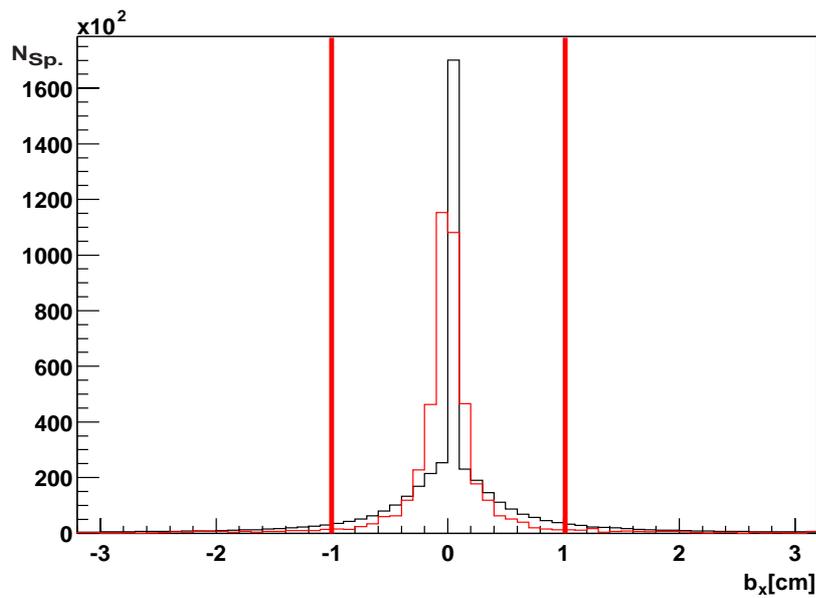


Abbildung 6.3 Abstandsverteilung aller Spuren von der gefitteten Hauptvertex in x -Richtung (Simulation rot)

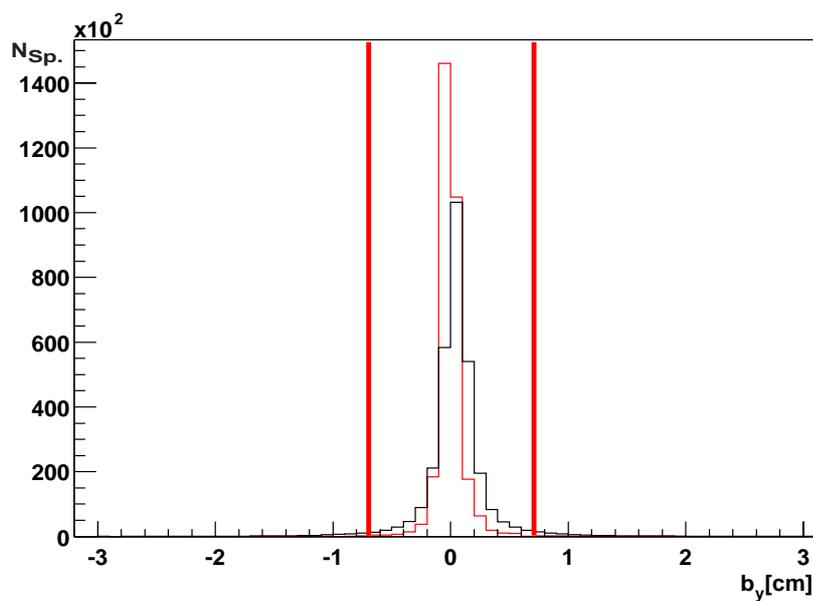


Abbildung 6.4 Abstandsverteilung aller Spuren von der gefitteten Hauptvertex in y -Richtung (Simulation rot)

Damit die Impulsbestimmung und die dE/dx Messung aussagekräftig wird, müssen die Spuren eine bestimmte Anzahl von Punkten haben. Da die ϕ -Analyse aber stark auf Spuren mit Impulsen unter 4 GeV beruht, die nur in der VTPC-1 detektiert werden und somit weniger Punkte haben, darf die Schwelle nicht zu hoch gesetzt werden. Als sinnvoller Wert hat sich ein Schnitt von 30 Punkten ergeben. Vergleicht man die Impulsverteilungen der Elektronen aus dem simulierten ϕ -Zerfall mit der Impulsverteilung der detektierten Teilchen (Abbildung 6.5), so können zwei Schnitte eingeführt werden. Unter 1 GeV Spurimpuls dominieren die Untergrundspuren. Über 20 GeV ist keine ausreichend gute dE/dx -Identifikation der Elektronen mehr möglich.

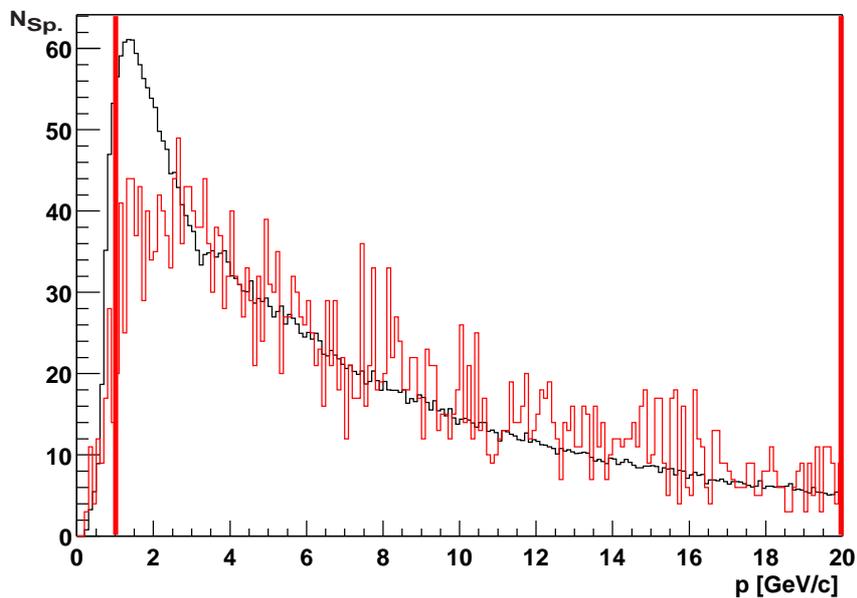


Abbildung 6.5 Impulsverteilung aller Spuren im Vergleich zur Impulsverteilung der Zerfallsteilchen des ϕ (Simulation rot)

Bei der Verteilung des Transversalimpulses sieht man einen ähnlichen Effekt. Bei $p_T < 200$ MeV überwiegen die Untergrundspuren (Abbildung 6.6). In diesem Bereich erwartet man auch die meisten Elektronen aus γ -Konversionen. Somit können auch diese Teilchen, die man nicht mit dE/dx Identifikation entfernen kann, vermindert werden.

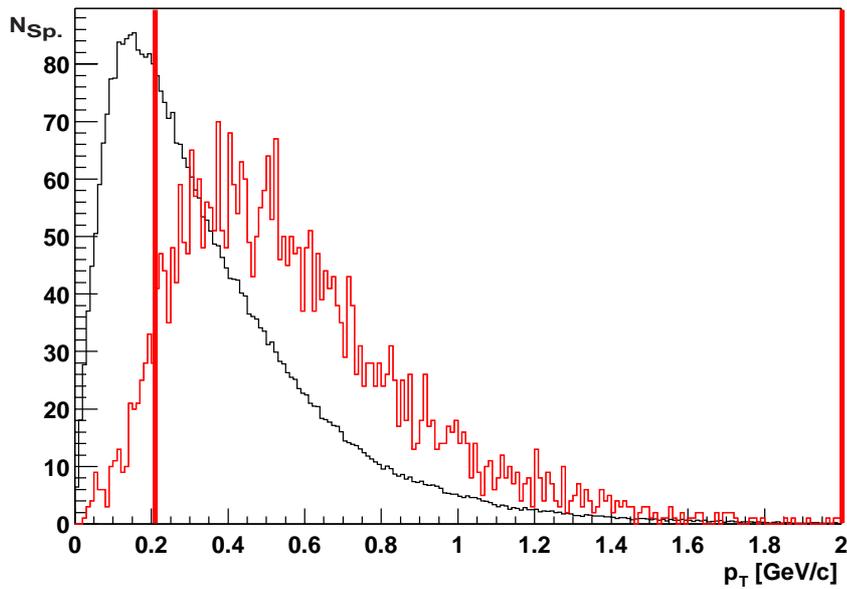


Abbildung 6.6 p_T Verteilung aller Spuren im Vergleich zur Transversalimpulsverteilung der Zerfallsteilchen des ϕ (Simulation rot)

Um die Anzahl von Spuren zu verringern, die aus Wechselwirkungen der produzierten Teilchen mit dem Detektor stammen – insbesondere γ -Konversionen in den Pfosten der TPCs, werden weitere Qualitätskriterien eingesetzt. So müssen von allen Spuren in jeder lokalen TPC mindestens 50% der möglichen, aus der Anzahl der überquerten Padreihen bestimmten, Punkte tatsächlich gemessen sein. Da ein großer Teil der identifizierten Elektronen, die nur in der MTPC detektiert werden, nicht aus dem ϕ -Zerfall stammen, verzichtet man auf diese sog. „MTPC only“-Spuren. Alle akzeptierten Spuren müssen mindestens 20 Punkte in den VTPCs haben.

<i>Kriterium</i>	<i>Entfernt [%]</i>
Track.Iflag = 0	implizit
-1 cm < bx < +1 cm	31.70%
-0.7 cm < by < + 0.7 cm	1.20%
NPoint to NMaxPoint in VTPC-1 > 50%	8.40%
NPoint to NMaxPoint in VTPC-2 > 50%	2.80%
NPoint to NMaxPoint in MTPC > 50%	1.30%
NPoint (global) > 30	9.70%
1 GeV < p < 20 GeV	10.50%
0.21 GeV < p _T < 2.0 GeV	10.90%
NPoint in VTPC-1 + VTPC-2 > 20	0.50%
Anteil der akzeptierten Spuren	23.00%

Tabelle 6.2 Spurselektion

Anschließend an die Auswahl der Spuren wird nun eine dE/dx Identifikation vorgenommen (s. Kapitel 5). Aus den selektierten Elektronen und Positronen kann nun eine Invariante-Masse-Verteilung gewonnen werden.

6.3 Invariante Masse

Die Invariante Masse berechnet sich aus den Impulsen und Massen der Zerfallsteilchen aufgrund der Energie- und Impulserhaltung. Dadurch kann die Masse der zerfallenen Resonanz rekonstruiert werden. Für einen Zweikörperzerfall erhält man nach dem Energieerhaltungssatz:

$$m_{inv} = (\mathbf{E}^2 - \mathbf{p}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (6.1)$$

mit der Gesamtenergie \mathbf{E} , die sich aus der Energie der beiden Zerfallsteilchen ergibt:

$$\mathbf{E}^2 = (E_1 + E_2)^2 = \left(\sqrt{p_1^2 + m_1^2} + \sqrt{p_2^2 + m_2^2} \right)^2 \quad (6.2)$$

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

$$\mathbf{p}^2 = (p_{x1} + p_{x2})^2 + (p_{y1} + p_{y2})^2 + (p_{z1} + p_{z2})^2 \quad (6.3)$$

Für die Suche nach $\phi \rightarrow e^+e^-$ nimmt man für alle durch dE/dx identifizierten Teilchen die Elektronenmasse an. Die Impulse der Elektronen und Positronen wurden durch die Messung der Flugbahnkrümmung bestimmt. Abbildung 6.7 zeigt ein so gewonnenes Invariante– Masse–Spektrum (# steht für die Anzahl der Einträge pro Bin).

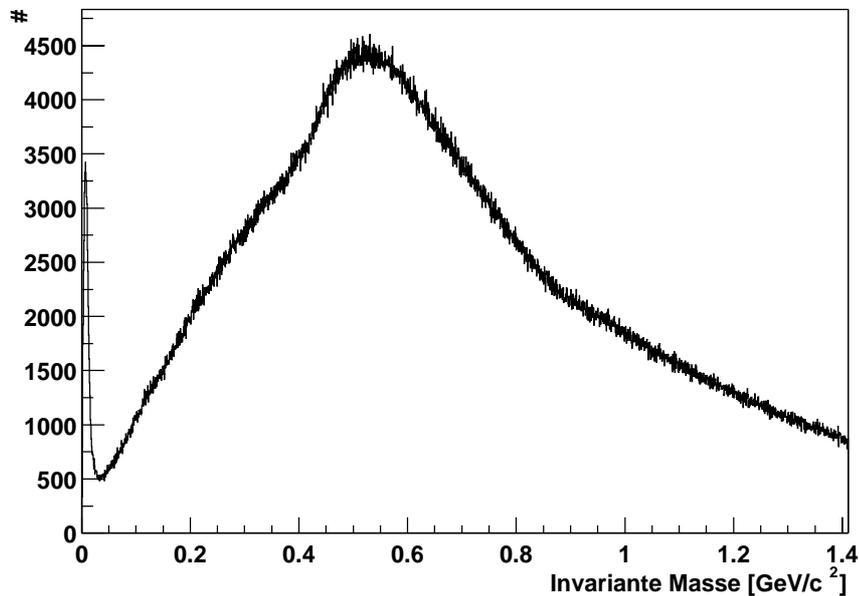


Abbildung 6.7 Invariante–Masse–Spektrum e^+e^-

6.4 Selektion durch Paareigenschaften

Die meisten Einträge in Spektrum 6.7 stammen nicht aus Teilchenzerfällen, sondern sind zufällige Kombinationen der akzeptierten Spuren. Auf die genaue Generierung und Subtraktion des Untergrunds gehe ich in Abschnitt 6.7 ein. Zusätzlich zu den Spurkriterien lassen sich noch Bedingungen für die Paareigenschaften festlegen. Dazu werden alle Einträge innerhalb eines bestimmten Massenfensters um die ϕ Masse ausgewählt. Vergleicht man deren y - p_T -Verteilung in Abbildung 6.8 mit der Simulation (rot), so lassen sich in den Daten ein Anstieg von scheinbaren ϕ s mit einer Rapidität kleiner 2.7 bei kleinem Transversalimpuls feststellen, während dieser große Anstieg in der Simulation nicht zu sehen ist. Um den Untergrund zu verringern, werden deshalb nur Paare mit $2.7 < y < 6.0$ akzeptiert.

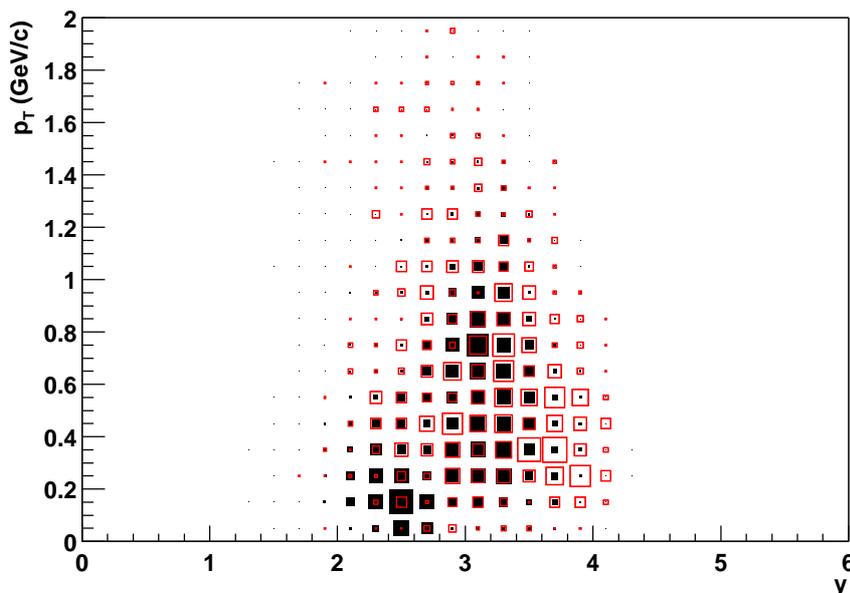


Abbildung 6.8 y - p_T -Verteilung des ϕ (Simulation rot)

In Abbildung 6.9 ist der Cosinus des Winkels zwischen der Trajektorie des ϕ und eines Zerfallsteilchens im Schwerpunktsystem des ϕ abgebildet. Hier unterscheidet sich die Simulation nicht deutlich von den Daten. Die vorangegangenen Kriterien begrenzen die Verteilung, die eigentlich flach sein sollte. Eine weitere Eingrenzung ist somit nicht sinnvoll.

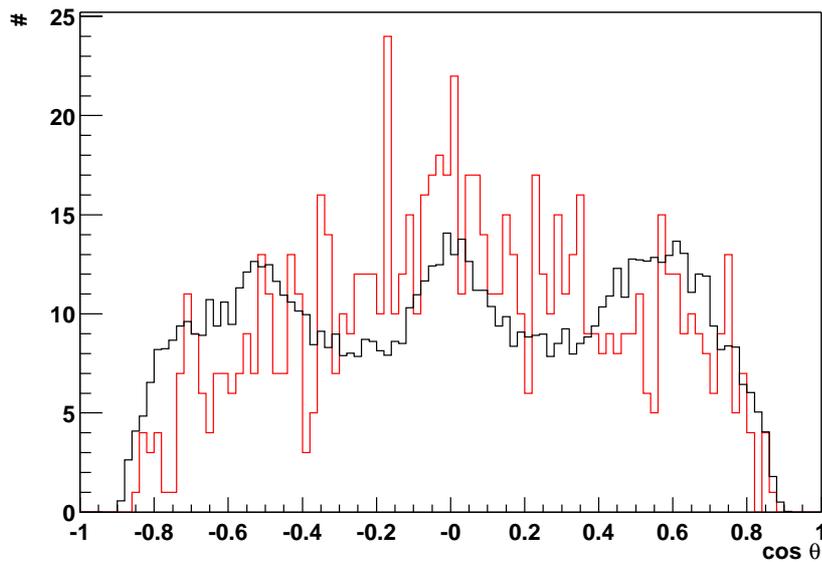


Abbildung 6.9 $\cos \theta$ Verteilung (Simulation rot)

6.5 Identifikation der Elektronen aus γ -Konversionen

Abbildung 6.10 zeigt einen Ausschnitt eines Invariante–Masse–Spektrums mit den obigen Auswahlkriterien an die Zerfallsteilchen und Kombinationspaare. Klar erkennt man den deutlichen Anstieg bei niedrigen Massen. Dieser stammt aus γ -Konversionen.

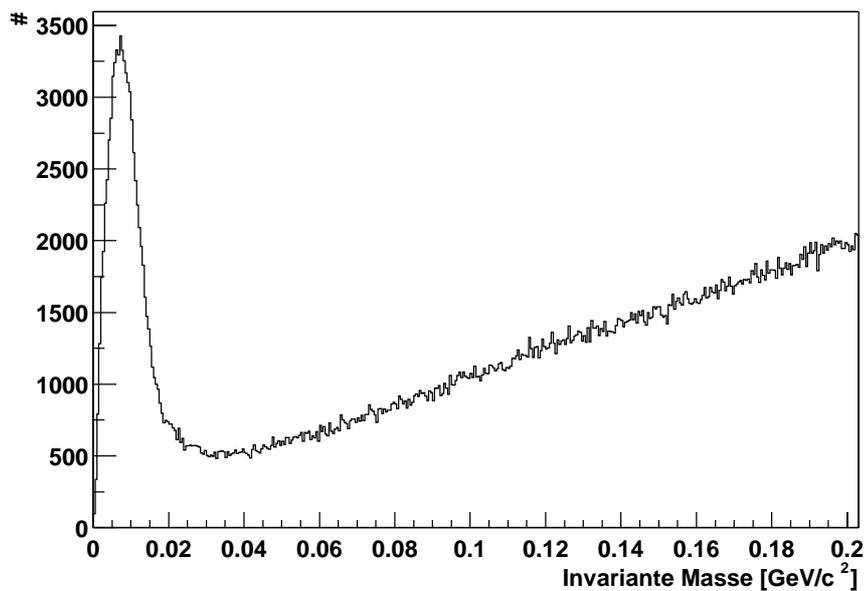


Abbildung 6.10 Konversionspeak im Invariante–Masse–Spektrum

Da man nur etwa alle tausend Ereignisse einen ϕ -Zerfall in e^+e^- erwartet, bei dem beide Spuren im Akzeptanzbereich des Detektors liegen, stammen die meisten Elektronenkandidaten aus γ -Konversionen oder π^0 Dalitz-Zerfällen. Um den kombinatorischen Untergrund zu verringern, versucht man durch geeignete Verfahren, diese Untergrundelektronen zu reduzieren, und damit den Anteil von möglichen ϕ -Zerfallspaaren zu erhöhen.

Zwei Methoden sind für die Entfernung der γ -Konversionen geeignet. Einerseits besitzen Konversionen einen sehr kleinen Öffnungswinkel im Labor, da die Ruhemasse von Photonen gleich null ist. Andererseits können aus dem Invariante-Masse-Spektrum alle Paare entfernt werden, die zu einer Masse kleiner als 30 MeV beitragen. Da die Gefahr besteht, ein Signalelektron, das durch eine zufällige Kombination zu einer niedrigen Invarianten Masse beiträgt, mit diesem Kriterium zu entfernen, muss der Teil der zu entfernenden Einträge mit zufälligem Ursprung gering gehalten werden. Die Identifikation der Elektronen aus Konversionen mit Hilfe des Öffnungswinkel ist exakter als anhand der Invarianten Masse < 30 MeV, wie man in den Abbildungen 6.10 und 6.11 sieht. Diese Methode wird daher für die ϕ Analyse benutzt.

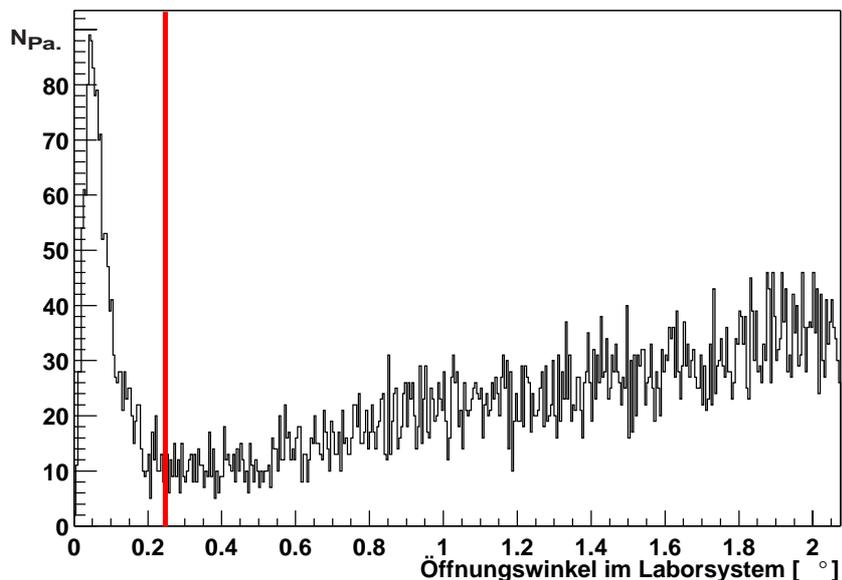


Abbildung 6.11 Öffnungswinkel von e^+e^- Paaren im Laborsystem

6.6 ϕ -Fenster in der Invariante-Masse-Verteilung

Abbildung 6.12 zeigt die Verteilung der Einträge der e^+e^- -Paare aus dem ϕ Zerfall im Invariante-Masse-Spektrum. Das beste Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ergibt sich bei einer Breite des Massenfensters von ± 5 MeV.

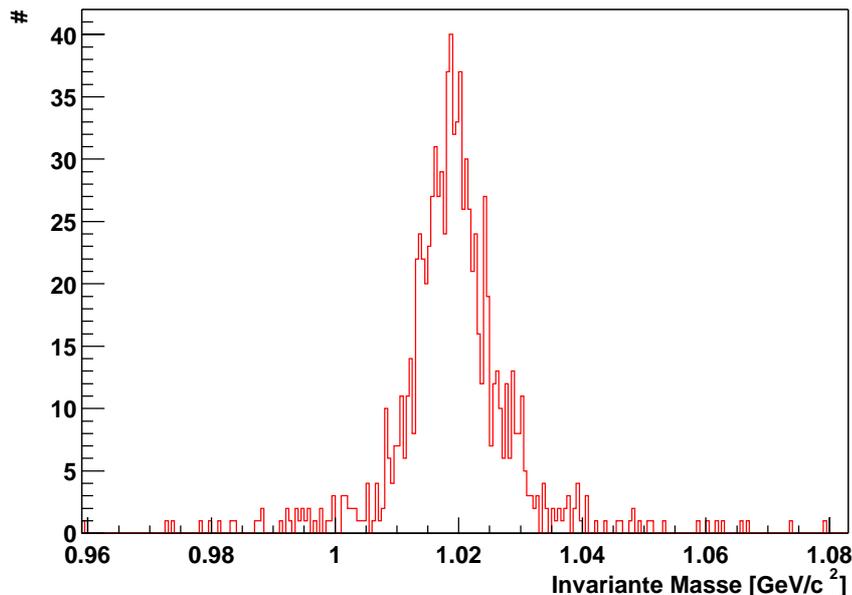


Abbildung 6.12 Invariante-Masse-Verteilung aus Simulation von $\phi \rightarrow e^+e^-$

6.7 Subtraktion des kombinatorischen Untergrunds

Bei einer Invariante-Masse-Analyse werden hauptsächlich Teilchen miteinander kombiniert, die nicht aus dem Zerfall der gleichen Resonanz stammen. Dadurch ergibt sich ein Untergrund, der zusätzlich zum Signal in das Invariante-Masse-Spektrum eingeht. Dieser heißt kombinatorischer Untergrund, da man davon ausgeht, dass er nur aus zufälligen Kombinationen der Elektronen und Positronen besteht. Um den kombinatorischen Untergrund zu subtrahieren, wird dieser mit der sog. *Mixed-Event*-Methode extrahiert. Dabei werden die selektierten Elektronen eines Ereignisses mit den Positronen eines anderen kombiniert und die resultierende Invariante Masse in ein Spektrum eingetragen. Durch die Wahl der Teilchen aus verschiedenen Ereignissen ist sichergestellt, dass sie nicht aus einem Resonanzzerfall stammen und auch keine sonstigen Korrelationen auftreten. Die Form der Verteilung wird also nur durch die verschiedenen kinematischen Schnitte, die in Abschnitt 6.2 und 6.4 beschrieben werden, bestimmt. Wie

man in Abbildung 6.13 sieht, beschreibt dieser *Mixed-Event*-Untergrund den Verlauf des Signalspektrums sehr gut. Da zur Verminderung des statistischen Fehlers dieses Untergrundverlaufs Elektronen aus einem Ereignis mit den aus zehn anderen kombiniert werden, muss man die Verteilung skalieren. Subtrahiert man nun den Untergrund, so sieht man auf Abbildung 6.14 eine weitgehend flache Verteilung.

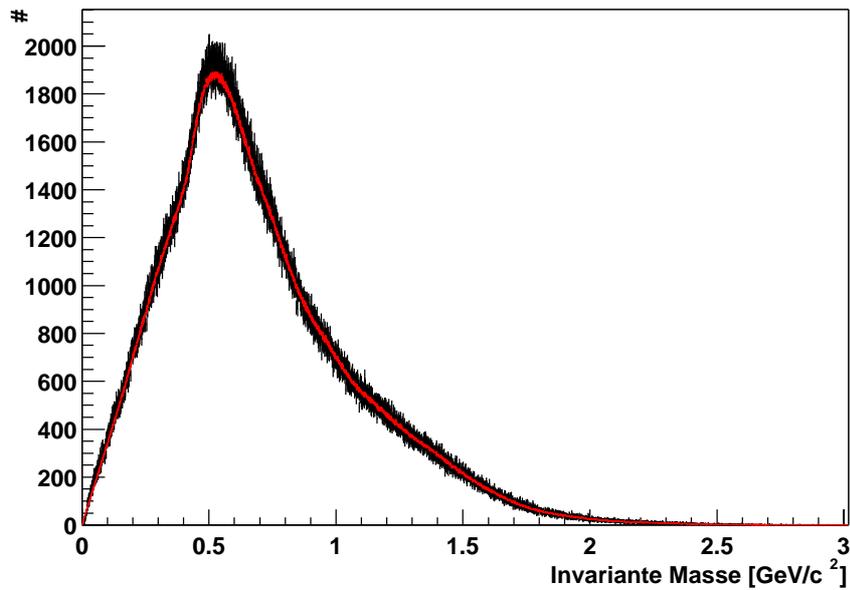


Abbildung 6.13 Signalspektrum mit *Mixed-Event*-Untergrund (rot)

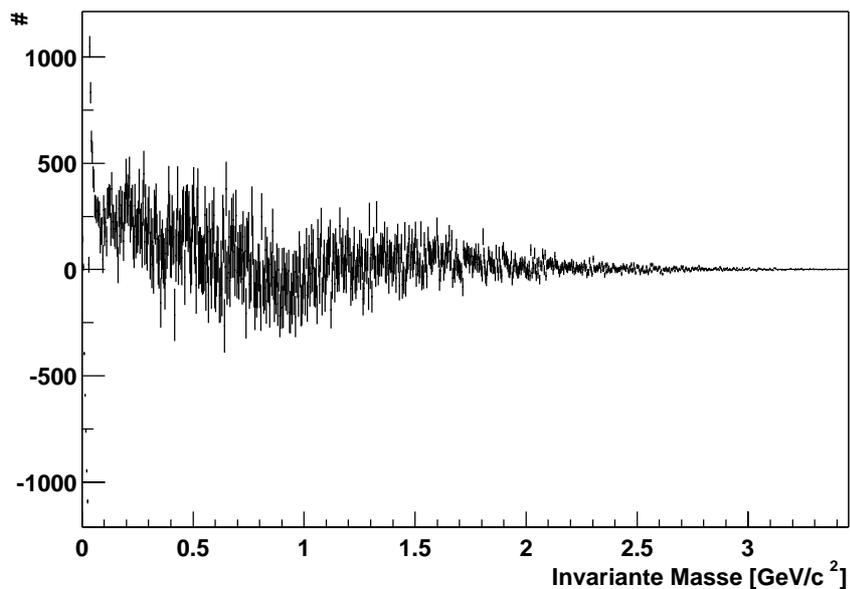


Abbildung 6.14 Subtrahiertes Invariante-Masse-Spektrum

Abbildung 6.15 beschreibt schematisch den Verlauf der Invariante-Masse-Rekonstruktion. Dabei werden die einzelnen Abschnitte dieses Kapitels noch einmal zusammen gefasst.

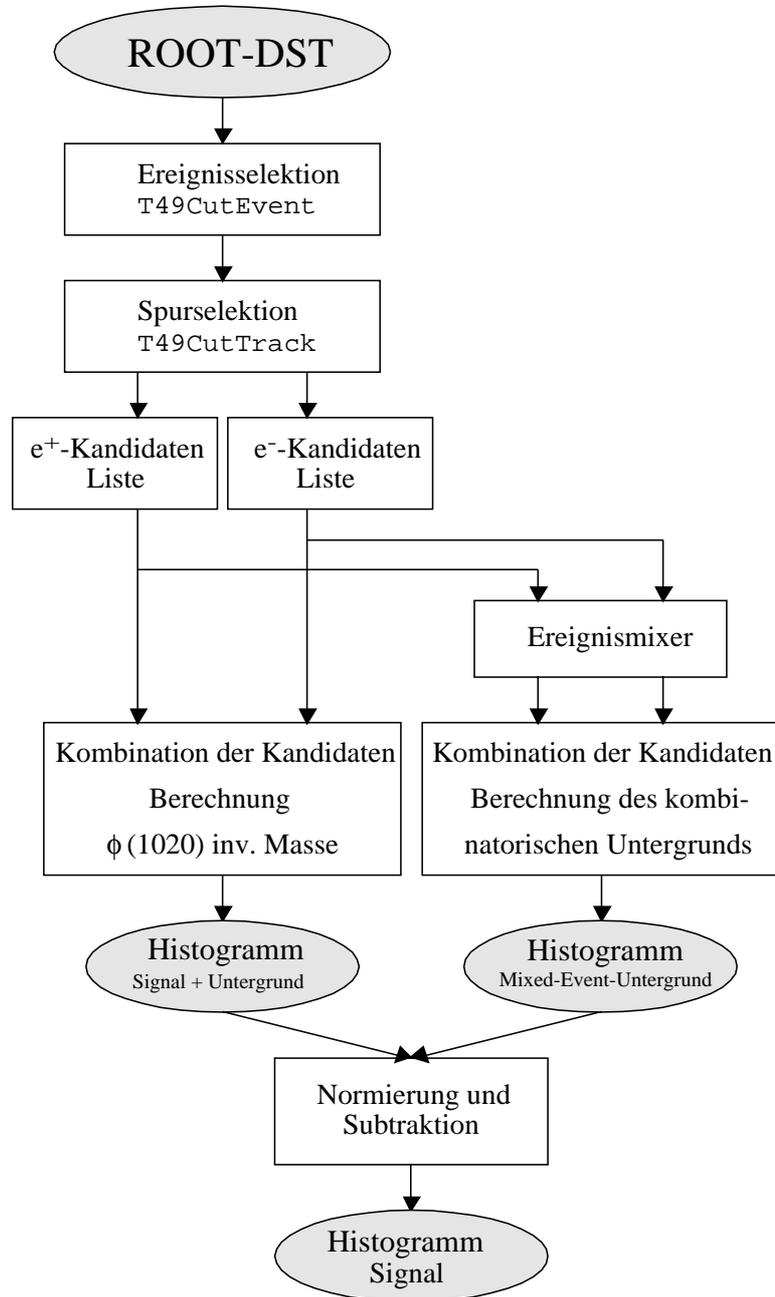


Abbildung 6.15 Programmablauf zur Rekonstruktion der Invarianten Masse

7. Resultate $\phi \rightarrow e^+ e^-$

Die in diesem Kapitel vorgestellten Resultate ergeben sich aus den Analysekr Kriterien der vorherigen Kapitel. Um sicherzugehen, dass in der Simulation nicht zu optimistische Angaben gemacht wurden, habe ich die verschiedenen Auswahlkriterien für die Spur- und Paareigenschaften auf vielfältige Weise variiert. So untersuchte ich verschiedene Bereiche des Phasenraums und verfolgte Strategien mit sehr engen bzw. sehr weiten Schnitten. Das im folgenden Abschnitt beschriebene Ergebnis ist aber für alle Versuche qualitativ dasselbe.

7.1 Ergebnis

Abbildung 7.1 zeigt ein Invariante-Masse-Spektrum aus den selektierten e^+e^- -Paaren. In rot ist die Verteilung des Mixed-Event-Untergrunds eingezeichnet, die gut mit dem Verlauf der Dateneinträge übereinstimmt. Im Invariante-Masse-Fenster um die ϕ Masse befinden sich 13462 Einträge. Daraus ergibt sich als statistischer Fehler für diesen Bereich $\sqrt{13462} = 116$.

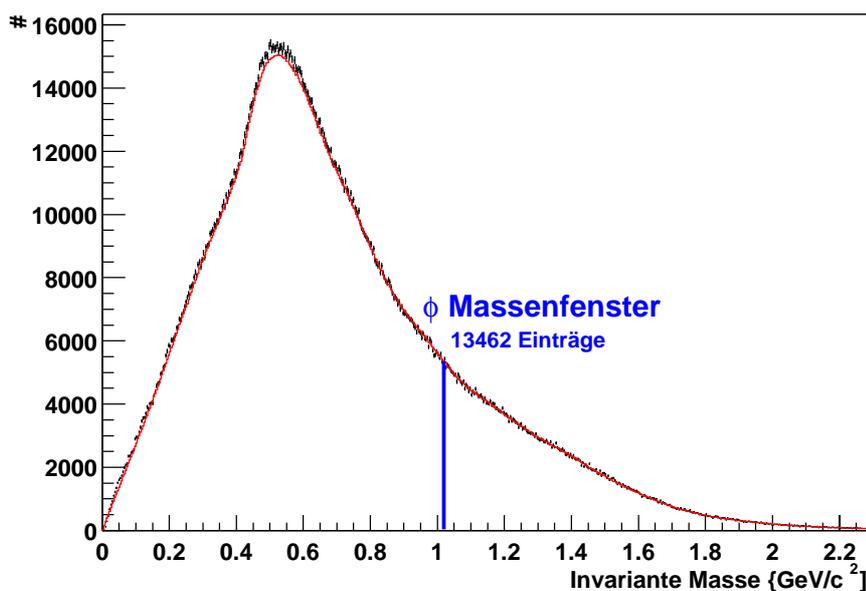


Abbildung 7.1 Invariante-Masse-Spektrum der selektierten e^+e^- Paare

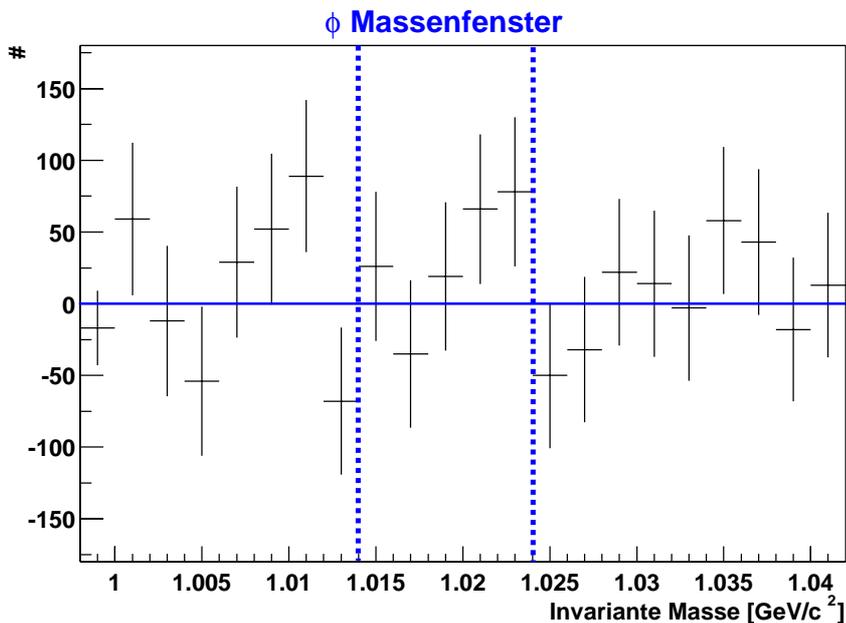


Abbildung 7.2 Invariante–Masse–Spektrum nach Untergrundsubtraktion im Bereich der ϕ Masse

Abbildung 7.2 zeigt einen Ausschnitt aus dem Invariante–Masse–Spektrum der e^+e^- Paare nach Abzug des Untergrunds. Wie man sieht, gibt es bei der ϕ Masse (1.019 GeV) kein Signal. In einem Massenfenster von ± 5 MeV um die ϕ Masse herum befinden sich +154 Einträge. Der Gesamtfehler dieses Bereichs ist wie oben erläutert 116. Um daraus die ϕ –Multiplizität pro Ereignis zu berechnen, benutze ich die Korrekturfaktoren aus Tabelle 7.1.

<i>Ursache</i>	<i>Korrekturfaktor</i>
geometrische Akzeptanz, Spurschnitte und Schnitte auf Paareigenschaften sowie durch Massenfenster	$16.6 \pm 5\%$
Normierung auf 1 Ereignis	$1/2.886 \cdot 10^6$
Verlust durch dE/dx Schnitt (quadratisch)	$1.78 \pm 15\%$
Verlust durch Spurfindungseffizienz (quadratisch)	$1.11 \pm 10\%$
Korrektur des Zerfallskanals	3436.00
Gesamtkorrekturfaktor + Fehler aus Fehlerfortpflanzung	$0.039 \pm 18\%$

Tabelle 7.1 Korrekturfaktoren mit oberer Abschätzung des relativen systematischen Fehlers der Korrekturfaktoren

Das Ergebnis ist $154 \cdot 0.039 = 6.0$ für das Signal und $116 \cdot 0.039 = 4.5$ für den statistischen Fehler.

$$\langle \phi(1020) \rangle = 6.0 \pm 4.5 \pm \text{syst.}$$

Abbildung 7.3 zeigt das Messergebnis mit skalierten Achsen. Hierbei sind die zu erwartenden Breit-Wigner-Verteilungen für ein Messergebnis in Höhe der NA50 Multiplizität (rot) und der NA49 Multiplizität (blau) eingezeichnet.

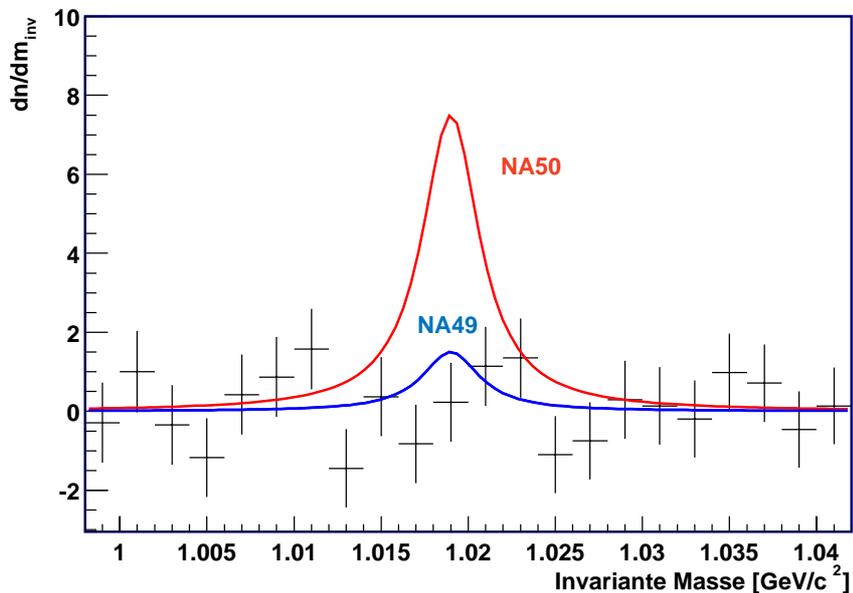


Abbildung 7.3 Signalverteilungen für NA49 Multiplizität (blau) und NA50 Multiplizität (rot) im Vergleich zur gemessenen Verteilung

7.2 Obere Grenze für ϕ -Multiplizität

Da das Messergebnis kein eindeutiges Signal zeigt, versucht man standardmäßig eine obere Grenze zu bestimmen. Diese Methode ist nicht unumstritten, da die Signifikanz der Messung sehr gering ist und auch auf systematische Fehler zurückzuführen sein könnte. Die Interpretation des Ergebnisses ist also nicht eindeutig. Die Standardmethode der Bestimmung der oberen Grenze ist wie folgt:

Zunächst gibt man das Messergebnis an, selbst wenn es außerhalb des physikalisch erlaubten Bereichs liegt. Man geht davon aus, dass die Resultate der ϕ -Messungen

gaußförmig verteilt sind. Der dazugehörige Fehler gibt die Genauigkeit der Messung an. Zur Bestimmung der oberen Grenze wird die vereinheitlichte Feldman–Cousins Näherung verwendet, die Aussage über die Sicherheit der zu bestimmenden Grenze gibt (confidence level). Die obere Grenze befindet sich immer im physikalisch erlaubten Bereich, auch wenn das Messergebnis außerhalb liegt. Abbildung 7.4 zeigt die möglichen oberen Grenzen in Einheiten der Standardabweichung der Gaußmessung. Dabei können verschiedene confidence level (CL) gewählt werden (CL = 95% entspricht 2σ).

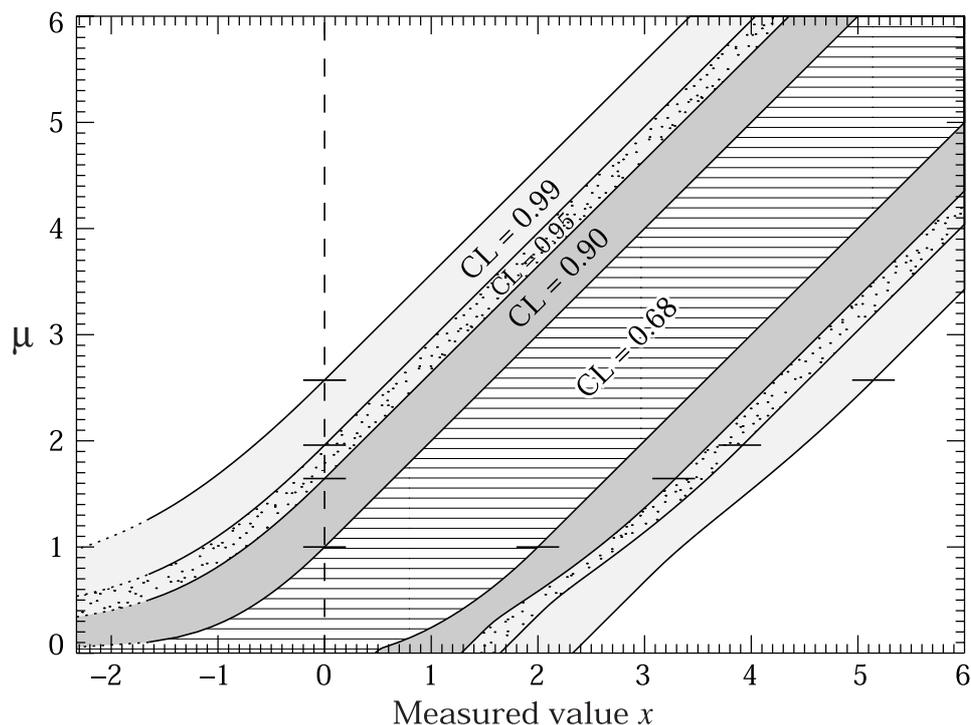


Abbildung 7.4 Confidence–Intervalle für eine physikalische Quantität μ basierend auf einer Gaußmessung x (in Einheiten der Standardabweichung) [PDG00]

Das Ergebnis für die ϕ –Multiplizität pro Ereignis aus Abschnitt 7.1 ist $6.0 \pm 4.5 \pm \text{sys.}$. Das heißt, der gemessene Wert x ist 1.33 von σ . Möchte man nun die Obere Grenze mit einer *Confidence* von 95% bestimmen, ergibt sich dafür $3.35 \cdot \sigma$, also 15. Abbildung 7.5 zeigt die Obere Grenze (schwarzes Quadrat) im Vergleich mit den Ergebnissen von NA50 und NA49, sowie der Oberen Grenze der NA49 $\phi \rightarrow e^+e^-$ Analyse der 880k Ereignisse von 1996 (offenes Quadrat). Dabei ist zu beachten, dass die ϕ –Multiplizität von NA50 mit einer linearen Extrapolation des m_T –Spektrums der NA50–Messung und mit der Annahme derselben Rapidityverteilung wie NA49 $\phi \rightarrow K^+K^-$ bestimmt wurde.

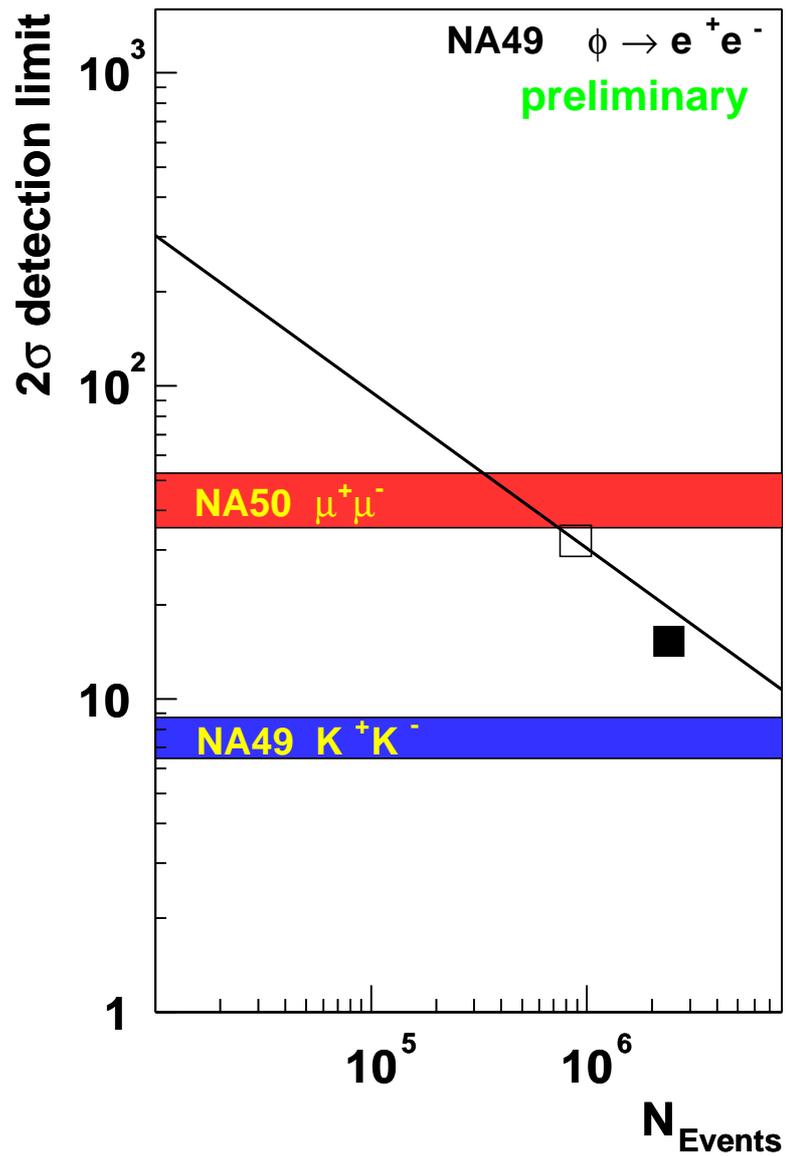


Abbildung 7.5 Obere Grenze der Analyse der 2000 Daten (schwarzes Quadrat) und der 1996 Daten (offenes Quadrat) im Vergleich zu den Ergebnissen von NA50 (vorläufig) und NA49

8. Vergleich und Zusammenfassung

Die in Kapitel 7 bestimmte Obere Grenze ist kompatibel mit dem publizierten Messwert von NA49 $\phi \rightarrow K^+K^-$. Sie liegt wesentlich niedriger als das Ergebnis des in NA50 gemessenen Zerfallskanals $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$, wenn die lineare Extrapolation des m_T -Spektrums und die angenommene Rapidityverteilung richtig sind (s. Abschnitt 2.1). Die in Kapitel 2 vorgestellten Modelle versuchen den Unterschied zwischen den beiden experimentellen Ergebnissen auf die hadronische bzw. leptonische Natur der Zerfallsteilchen zurückzuführen. Für einen Unterschied zwischen den beiden leptonischen Kanälen $\phi \rightarrow e^+e^-$ und $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$ gibt es noch keinen Erklärungsansatz. Eine Diskussion der möglichen Fehlerquellen und einer alternativen Deutung für die Diskrepanz folgt daher in diesem Kapitel.

8.1 Diskussion der Fehlerquellen

Die Invariante Masse wird wie in Abschnitt 6.3 beschrieben aus den Ruhemassen der Zerfallsteilchen und deren Impulsen berechnet. Da die Elektronen und Positronen sehr leicht sind, hängt die Bestimmung der Invarianten Masse in dieser Arbeit nur von den Impulsen ab. Die Impulsauflösung des Detektors wird somit zu einer der wichtigsten Fehlerquellen. Die parametrisierte Impulsauflösung durch die beschränkte Ortsauflösung der Raumpunkte ist nach [Afa99]:

$$\text{global:} \left(\frac{dp}{p} \right)_{\text{Daten}} = 0.3 \cdot 10^{-4} (\text{GeV}/c)^{-1} \cdot p \quad (8.1)$$

$$\text{VTPC1:} \left(\frac{dp}{p} \right)_{\text{Daten}} = 7.0 \cdot 10^{-4} (\text{GeV}/c)^{-1} \cdot p \quad (8.2)$$

Daraus folgt als durchschnittlicher Fehler für die VTPC-1 Spuren (durchschnittlicher Impuls von 3 GeV) 6 MeV und für die MTPC Spuren (durchschnittlicher Impuls von 8 GeV) 2 MeV. Eine weitere Impuls-unabhängige Verschlechterung der Auflösung um weniger als 3 MeV kommt durch die Coulomb-Mehrfachstreuung in der Targetfolie, dem Detektorgas und -material zustande.

Die Fehler durch die Impulsauflösung führen zu einer Verbreiterung der Invariante-Masse-Verteilung des ϕ . Um eine quantitative Abschätzung der Verschlechterung der Massenauflösung zu erhalten, benutzt man eine GEANT-Simulation, die alle diese Effekte beinhaltet. Abbildung 8.1 zeigt eine Simulation des $\phi \rightarrow e^+e^-$ Zerfalls. Die Breite Γ der gefitteten Breit-Wigner-Verteilung ist 8 MeV. Die Verteilung der Simulation von $\phi \rightarrow e^+e^-$ ist also breiter als die von NA49 im K^+K^- Kanal gemessene Verteilung mit einer Gesamtbreite Γ von 6.0 MeV, die sich aus der natürlichen Breite und der Massenauflösung zusammensetzt.

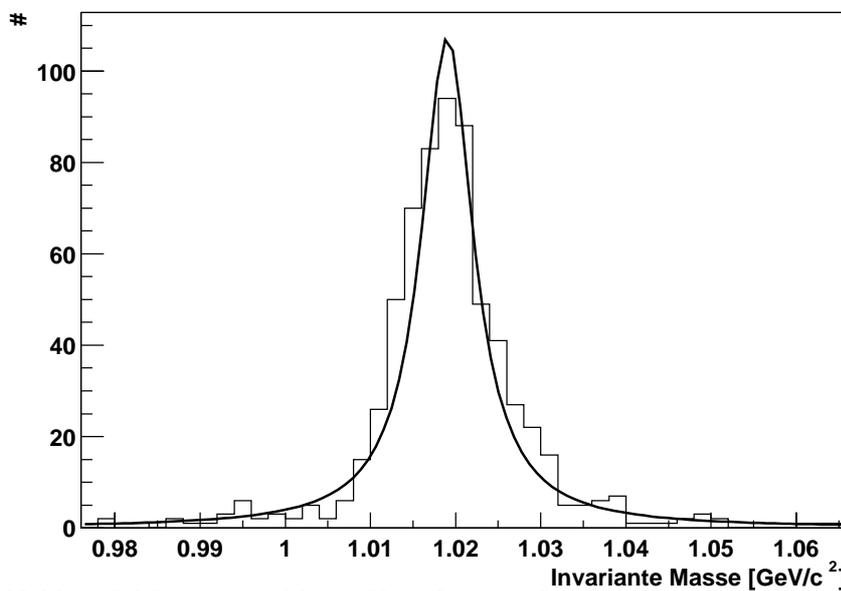


Abbildung 8.1 Invariante-Masse-Verteilung aus Simulation mit Breit-Wigner-Fit

Dies liegt daran, dass GEANT auch die nur die Elektronen betreffenden Effekte wie z.B. Bremsstrahlung simuliert, die zu einer schlechteren Impulsauflösung für Elektronen führen. Man geht davon aus, dass beim Vergleich der Messdaten mit der Simulation keine weiteren Effekte auftreten. Da wir in den Daten einen γ -Konversionspeak beobachten, können wir mit guter Sicherheit davon ausgehen, dass sowohl die Methode zur Bestimmung der Invarianten Masse funktioniert, als auch, dass die Massenauflösung keine allzu großen Fehler aufweist.

Für eine Publikation der Resultate müssen weitere systematische Fehler ausgeschlossen oder zumindest minimiert werden. Die Analyse der Breite des γ -Konversionspeaks kann z.B. genauere Hinweise geben, ob die Simulation die Daten reproduzieren kann und wie gut die Impulsauflösung für Elektronen real ist. Wichtig ist vor allem eine systematische

Untersuchung, ob es stärkere, unkorrigierte Magnetfeld–Verzerrungen gibt oder ob in bestimmten Teilen des Detektors die berechneten Teilchenimpulse systematisch verschoben sind.

8.2 Alternativer Erklärungsansatz

Während die Unterschiede der Messungen $\phi \rightarrow K^+ K^-$ und $\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ bislang zumindest qualitativ – wenn auch nicht quantitativ – erklärbar waren (s. Abschnitt 2.2), muss man für die Diskrepanz zwischen den beiden leptonischen Zerfallskanälen neue Modelle entwickeln. Das Problem ist, dass ein solches Modell einerseits erklären muss, warum die gemessene Multiplizität bei den Zerfällen $\phi \rightarrow K^+ K^-$ und $\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ verschieden ist. Andererseits muss es Gründe dafür geben, dass die Messung des leptonischen Zerfallskanals $\phi \rightarrow e^+ e^-$ mit dem Ergebnis von $\phi \rightarrow K^+ K^-$ kompatibel ist.

Eine mögliche Erklärung basiert auf einem Zusammenspiel zwischen den spezifischen Messmethoden der beiden Experimente und physikalischen Effekten. Notwendig wäre eine Verbreiterung des ϕ –Signals und eine Verkürzung der Lebensdauer im Medium. Die Verbreiterung kann sowohl aus einer größeren natürlichen Breite, als auch aus einer Überlagerung mehrerer Massenverschiebungen stammen. Massenverschiebung und –Verbreiterung des ϕ werden von verschiedenen Modellen vorhergesagt (Übersicht in [Sch95]). Eine von der Dichte des Mediums abhängende Berechnung für die Massenverschiebung liefert [Hat92]:

$$m'_\phi \simeq m_\phi \left(1 - \lambda_\phi \cdot \rho / \rho_0\right) \quad (8.1)$$

mit dem Faktor $\lambda_\phi \simeq 0.026$. Das bedeutet, dass die rekonstruierte ϕ Masse von Zerfällen, die im Medium stattfinden, geringer ist als die von denjenigen, die außerhalb des Feuerballs stattfinden. Bei einer Dichte des Feuerballs von $2 \cdot \rho_0$ läge die ϕ Masse bei 0.967 GeV. Wenn man annimmt, dass alle Zerfälle $\phi \rightarrow K^+ K^-$ im Medium wegen der Wechselwirkung der Kaonen mit dem Feuerball nicht rekonstruierbar sind, erklärt dies, warum die Massenverschiebung in diesem Kanal nicht beobachtet wurde. Änderungen der Vakuumeigenschaften des ϕ wären also bei Untersuchung von $\phi \rightarrow K^+ K^-$ unsichtbar. Da

bei der Vakuums-Lebensdauer des ϕ weniger als 30% aller ϕ im Feuerball zerfallen, ist eine Verbreiterung der Massenverteilung resp. ein Verkürzung der Lebensdauer nötig, um den Anteil der ϕ , die im Medium zerfallen zu erhöhen und somit die Diskrepanz zwischen den Messungen zu erklären. Allerdings entspricht die angenommene höhere Multiplizität von über 40 ϕ nicht den Erwartungen einiger thermischer Modelle auf Basis anderer Messergebnisse. Abbildung 8.2 zeigt einen solchen Vergleich zwischen den gemessenen Teilchenmultiplizitäten und einem thermischen Modell. Eine ϕ Multiplizität von über 40 läge weit über der theoretischen Voraussage.

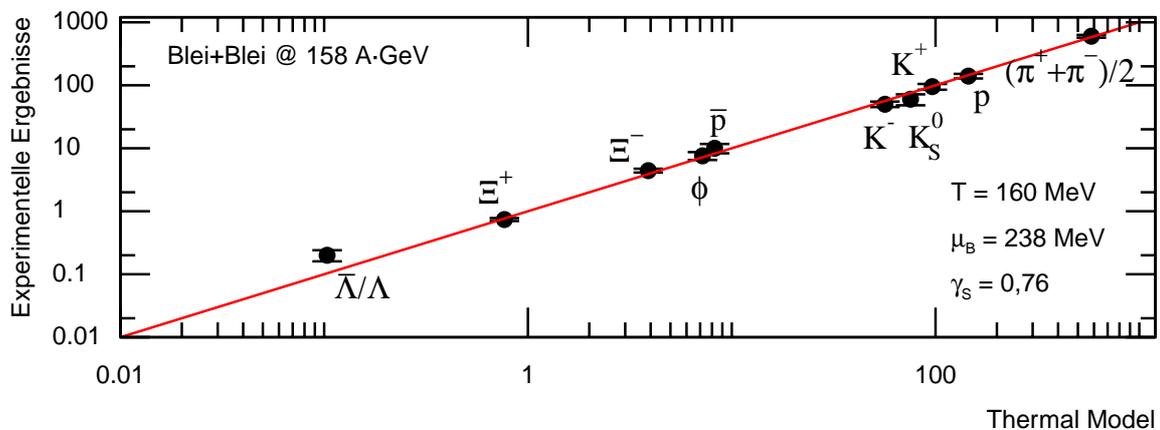


Abbildung 8.2 Vergleich zwischen den gemessenen Teilchenmultiplizitäten in NA49 und dem thermischen Modell von Becattini [Bec00]

Die Ursache, warum diese höhere Multiplizität nicht im leptonischen Kanal in NA49 gemessen wurde, könnte in der unterschiedlichen Impulsauflösung der beiden Experimente liegen. NA50 ist ein Myonspektrometer und besitzt daher einen Teilchenabsorber, der nur Myonen passieren lässt. Dabei ändert sich jedoch der Impuls der Myonen und die Massenauflösung bei 1 GeV ist nur 70 MeV. Wenn sich die hohe Multiplizität des ϕ aufgrund einer Massenverschiebung in Abhängigkeit der Mediumdichte und einer Verbreiterung über einen größeren Invariante-Masse-Bereich von bspw. 980–1020 MeV verteilen würde, wäre dies mit der Auflösung von NA50 kaum feststellbar. Mit der besseren Massenauflösung von NA49, die im Prozentbereich liegt, wird ein Großteil dieses verbreiterten ϕ -Signals außerhalb des angelegten Invariante-Masse-Fensters rekonstruiert, das mit der Annahme eines schmalen Signals sehr eng gewählt wurde. Die höhere Multiplizität wäre damit nicht nur im hadronischen Zerfallskanal $\phi \rightarrow K^+ K^-$ unsichtbar, sondern verschwindet auch im Kanal $\phi \rightarrow e^+ e^-$ im Fehler des kombinatorischen Untergrunds.

Die aufgenommene Statistik von 3 Millionen Ereignissen erlaubt keine Aussage darüber, ob sich im in Frage kommenden Bereich eine erhöhte Anzahl von Einträgen befindet.

Da keine weiteren Hochstatistik-Datennahmen geplant sind und das SPS-Schwerionenprogramm voraussichtlich 2002/2003 eingestellt wird, bleibt die Frage nach der Diskrepanz der Messergebnisse zunächst offen. Vielleicht kann eine vollständige Auswertung der Daten von NA50 bzw. dessen Nachfolgeexperiment NA60 oder des Dielektronen-Experiments CERES/NA45 das ϕ -Rätsel lösen. Eine Untersuchung von In-Medium-Effekten ist auch von weiteren Experimenten wie HADES an der GSI [Sch95] bei niedrigeren Energien und bei höheren Energien am RHIC geplant.

Literaturverzeichnis

- [Abr01] M. C. Abreu *et al.* [NA50 Collaboration], J. Phys., **G7** (2001) 405.
- [Ada79] D. Adam, The Hitchhiker's Guide to the Galaxy (1979).
- [Afa99] S. V. Afanassiev *et al.* [NA49 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. **A430** (1999) 210.
- [Afa00a] S. V. Afanassiev *et al.* [NA49 Collaboration], CERN/SPSC 2000–035, CERN/SPSLC/P264 Add. 7 (2000).
- [Afa00b] S. V. Afanassiev *et al.* [NA49 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **B491** (2000) 59.
- [Afa01] S. V. Afanassiev *et al.* [NA49 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **86** (2000) 1965.
- [Alv02] L. Alvarez–Ruso and V. Koch, e–print: nucl–th/0201011 (2002).
- [Amb86] K. Ambrus, Dissertation, Universität Heidelberg (1986).
- [Ant00] T. Anticic, Na49 Collaboration Meeting, CERN, Genf, 11.–15.9.2000.
- [App95] H. Appelshäuser, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe–Universität, Frankfurt am Main (1995).
- [App98] H. Appelshäuser *et al.* [NA49 Collaboration], Nucl. Phys. **A638** (1998) 463.
- [App99] H. Appelshäuser *et al.* [NA49 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **B459** (1999) 679.
- [Asa94a] M. Asakawa and C. M. Ko, Nucl. Phys **A572** (1994) 732.
- [Asa94b] M. Asakawa and C. M. Ko, Phys. Lett. **B322** (1994) 33.
- [Bai00] R. Baier, D. Schiff and B. G. Zakharov, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50** (2000) 37 [hep–ph/0002198].
- [Bar99] L. S. Barnby, Ph.D. Thesis, Birmingham University (1991).
- [Bar01] R. Barton, Ph.D. thesis, University of Birmingham (2001).
- [Bas98] S. A. Bass *et al.*, Prog Part. Nucl. Phys. **41** (1998) 225 [nucl–th/9803035].
- [Bec00] F. Becattini *et al.*, e–print: hep–ph/0011322 (2000).
- [Ber98] J. Berger, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe–Universität, Frankfurt am Main (1998).
- [Bet30] H. A. Bethe, Annalen der Physik **5** (1930) 325.
- [Bil01] A. Billmeier, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe–Universität, Frankfurt am Main (2001).

- [Ble99] M. Bleicher *et al.*, J. Phys. **G25** (1999) 1859 [hep-ph/9909407].
- [Blo33] F. Block, Z. Physik **81** (1933) 363.
- [Blu89] W. Blum *et al.* [ALEPH collaboration], The ALEPH Handbook, ALEPH 89–77 CERN (1989).
- [Bor98] C. Bormann, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe–Universität, Frankfurt am Main (1998).
- [Bra01] R. Bramm, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe–Universität, Frankfurt am Main (2001).
- [Bru97] R. Brun and F. Rademakers, Nucl. Instrum. Meth. **A389** (1997) 81.
- [Coo99] G. Cooper, NA49 Note 187 (1999).
- [Eck96] F. Eckhardt, Dissertation, Philip–Universität Marburg (1996).
- [Fer40] E. Fermi, Phys. Rev. **57** (1940) 485.
- [Fil01] P. Filip, E. Kolomeitsev, e–print: hep-ph/0107288 (2001).
- [Fri95] B. Friman, GSI–95–24 (1995).
- [Gab95] F. Gabler, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe–Universität, Frankfurt am Main (1995).
- [Gan99] R. Ganz for the NA49 Collaboration, Nucl. Phys. **A661** (1999) 448.
- [Gaz96] M. Gazdzicki and D. Roehrich, Z. Phys. **C71** (1996) 55 [hep-ex/9607004].
- [GEA93] GEANT, Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993).
- [Gün97] J. Günther, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe–Universität, Frankfurt am Main (1997).
- [Hat92] T. Hatsuda and S. H. Lee, Phys. Rev. **C64** (1992) R34.
- [Hei00] U. Heinz, M. Jacob, CERN press release, e–print: nucl-th/0002042 (2000).
- [Hei01] U. Heinz, Nucl. Phys. **A 685** (2001) 414.
- [HUF] <http://www.itf.fh-flensburg.de/lang/algorithmen/code/huffman/huffman.htm>
- [Irm97] D. Irscher, Philosophy and parts of the global tracking chain, NA49 note (1997).
- [Joh01] S. Johnson, B. Jacak and Axel Drees, Eur.Phys.J. **C18** (2001) 645.
- [Kaj81] K. Kajantie and H. I. Miettinen, Z. Phys. **C9** (1981) 341.
- [Kat86] H. von Gersdorff, L. McLerran, M. Kataja and P. V. Ruuskanen, Phys. Rev. **D34** (1986) 794.

- [Kha94] D. Kharzeev and H. Satz, Phys. Lett. **B334** (1994) 155 [hep-ph/9405414].
- [Kol01] T. Kollegger, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (2001).
- [Lan44] L. Landau, Journal of Physics USSR **8** (1944) 201.
- [Lin65] J. S. Lindsey, G. Smith, Phys. Rev. Lett. **15** (1965) 221.
- [Mar01] C. Markert, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2001).
- [Mat86] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. **B178** (1986) 416.
- [Mis99] A. Mischke, Diplomarbeit, Philipps-Universität Marburg (1999).
- [Moc97] A. Mock, Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, München (1997).
- [NA49] <http://na49info.cern.ch/Public/>
- [PDG00] Particle Data Group, Eur. Phys. J. **C15** (2000) 420.
- [Pos99] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin for the NA49 Collaboration, Nucl. Phys. **A661** (1999) 341.
- [Put99] J. Putschke, Diplomarbeit, Philipps-Universität Marburg (1999).
- [Raf82a] J. Rafelski and B. Muller, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1066 [Erratum-ibid. **56** (1986) 2334].
- [Raf82b] J. Rafelski, Phys. Rept. **88** (1982) 331.
- [Rol00] C. Roland, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2000).
- [ROOT] The ROOT System Homepage, <http://root.cern.ch>
- [Sam00] T. Sammer, Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, München (2000).
- [Sch63] P. E. Schlein *et. al*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 368.
- [Sch95] H. Schön, Dissertation, Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt (1995).
- [Sho85] A. Shor, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1122.
- [Shu78] E. V. Shuryak, Phys. Lett. **B78** (1978) a50 [Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 408.1978 YAFIA,28,796]
- [Sik00] F. Sikler, NA49 Collaboration Meeting, CERN, Oktober 2000 und NA49 Collaboration Meeting, GSI, Dezember 2000.
- [Son96] C. Song, Phys. Lett. **B388** (1996) 141.
- [Ste71] R. M. Sternheimer, R. F. Peierls, Phys. Rev. **B3** (1971) 3681.

- [Sto94] R. Stock, in *Proceedings of NATO Advanced Study Workshop on Hot Hadronic Matter: Theory and Experiment, Divonne–les–Bains, France, 27 Jun – 1 Jul 1994*.
- [Wei96] W. Weise, Nucl. Phys. **A610** (1996) 35c.
- [Wet02] A. Wetzler, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe–Universität, Frankfurt am Main (2002).
- [T49] The T49 ROOT mini–DSTs, <http://na49info.cern.ch/na49>
- [Zyb96] R. Zyberty and P. Buncic, Proceedings CHEP’95, R. Shellard and T. D. Nguyen (Hrsg.), World Scientific, Singapore (1996) 345.

Danksagung

Ich danke allen,
die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben.

V.I.P.

Stephanie Becker – Familie Dinkelaker – Marek Gazdzicki

Marco van Leeuwen – Reinhard Stock – Herbert Ströbele

Für mentale und organisatorische Unterstützung:

Clemens Adler, Werner Amend, Familie Becker, Jens Berger, Jutta Berschin,
Anja Billmeier, Roland Bramm, die neuen Diplomanden, Dominik Flierl, Hermine Frisch,
GSI–Außenposten, IKF–Kollegium, Till Jahnke, die Kisseljaner, Thorsten Kollegger,
Hilde Kutzki, Michael Lepherc, Christina Markert, NA49–Kollaboration,
Rainer Renfordt, Heidrun Rheinfels, Erna Schmidt, Hans Schmidt, Sven Schössler,
Boris Wagner, Alexander Wetzler, Jacek Zaranek

Powered by:

Das neue BAföG
■ einfach ■ besser ■ mehr

Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und sämtliche Stellen, die benutzten Werken im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, mit Quellen- bzw. Herkunftsangaben kenntlich gemacht habe.

Frankfurt, den 17.05.2002

Peter Dinkelaker