

Energieabhängigkeit der K_S^0 -Produktion in zentralen Pb+Pb Reaktionen

Claudia Strabel
Institut für Kernphysik

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

November 2006

Inhaltsverzeichnis

1	Kernmaterie unter extremen Bedingungen	5
1.1	Aufbau und Eigenschaften der Materie	6
1.2	Das Quark-Gluon Plasma	10
1.3	Relativistische Schwerionenkollisionen	12
1.4	Strangeness und Strangeness Enhancement	15
2	Das NA49 Experiment	19
2.1	CERN	20
2.2	Experimenteller Aufbau	22
2.3	Funktionsweise der NA49 Spurendriftkammern	26
2.4	Änderungen des experimentellen Aufbaus für den Energie-Scan	30
3	Datenverarbeitung	33
3.1	Rekonstruktionskette	34
3.2	V^0 Rekonstruktion	39
4	K_S^0-Analyse	49
4.1	Verwendete Datensätze	50
4.2	Event Cuts	51
4.3	Analyse-Cuts	53

4.4	Invariante Massenspektren	62
5	Korrekturen	67
5.1	Simulationskette	67
5.2	Korrekturfaktoren	73
6	Systematische Checks	75
6.1	Lebensdauer	76
6.2	Polarität des Magnetfeldes	77
6.3	Fehler in der Signalextraktion	78
6.4	Cut-Studien	79
6.5	N_{Beam} -Effekt	85
6.6	Zentralitätsabhängige Korrektur	92
6.7	GSI- und Birmingham Methode	95
6.8	Systematischer Fehler	99
7	Ergebnisse und Diskussion	101
7.1	Transversalimpuls-Spektren	101
7.2	Transversale Massenspektren	105
7.3	Inverser Steigungsparameter	105
7.4	Rapidityspektren und totale Multiplizität	109
7.5	Zusammenfassung der Ergebnisse	111
7.6	Vergleich mit geladenen Kaonen	112
7.7	Vergleich mit anderen K_S^0 -Analysen	116
7.8	Verhältnis von Kaonen zu Pionen	118
8	Zusammenfassung	121

A	Zusätzliche Abbildungen	I
B	Kinematische Variablen	XIII
	Literaturverzeichnis	XVII

Kapitel 1

Kernmaterie unter extremen Bedingungen

Die Energie und Materie des Universums, aber auch Raum und Zeit selbst, sind nach dem derzeitigen Standardmodell der Kosmologie vor ungefähr 14 Milliarden Jahren in einem singulären Anfangszustand unendlich hoher Dichte und Temperatur – dem Urknall – entstanden. Bereits nach etwa 10^{-35} s hatte sich die Temperatur aufgrund der explosionsartigen Ausdehnung des Universums stark verringert. Dadurch konnte sich ein neuer Materiezustand quasifreier Quarks und Gluonen ausbilden, welcher als *Quark Gluon-Plasma* (QGP) bezeichnet wird. Mit fortwährender Expansion sank die Temperatur weiterhin rapide ab. Nach 10^{-6} s betrug die Temperatur nunmehr 10^{13} K, was der so genannten *kritischen Energiedichte* ε_c von ungefähr $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ entspricht. Beim Erreichen bzw. Unterschreiten dieser Energiedichte fand der Phasenübergang von der partonischen¹ zu der hadronischen Phase statt, bei dem das QGP in ein heißes Gas aus Nukleonen und anderen Hadronen kondensierte. In der Nukleosynthese entstanden aus den Nukleonen wiederum die ersten Atomkerne leichter Elemente, welche in der Phase der Rekombination neutrale Atome bildeten. Wenige Millionen Jahre nach dem Urknall konnten sich aus den Atomen durch Ausbildung von Inhomogenitäten die ersten Gaswolken, Sterne und schließlich nach 1 Milliarde Jahren mit den ersten Galaxien das moderne Universum entwickeln.

Auch im heutigen Universum wird die Existenz eines Quark Gluon-Plasmas, entsprechend dem des frühen Universums, postuliert [1]. Im Inneren einiger Neutronensterne soll demnach der Druck so hoch sein, dass die Dichte ein Vielfaches der kritischen Ener-

¹Parton = Oberbegriff für die Konstituenten der Hadronen – den Quarks und Gluonen

giedichte erreicht und sich die gewöhnliche Kernmaterie in seine Konstituenten auflöst und ein QGP bildet.

Demzufolge scheint der Einschluss von Quarks und Gluonen in Hadronen durch extreme Bedingungen, nämlich hohe Temperaturen oder Dichten, aufgebrochen werden zu können. Um die Eigenschaften der Bausteine von Kernmaterie und ihrer Wechselwirkung studieren zu können, muss infolgedessen das Verhalten hadronischer Materie unter derartigen Bedingungen untersucht werden. Hierin besteht auch das zentrale Anliegen der Schwerionenphysik, welche schwere Atomkerne durch ultrarelativistische Kollisionen unter genau solche Bedingungen zu versetzen und dabei die Dynamik sowie den räumlichen und zeitlichen Ablauf der Reaktion zu studieren sucht. Insbesondere hofft man, dabei so hohe Energiedichten zu erreichen, dass das theoretisch vorhergesagte Quark Gluon-Plasma gebildet und der damit verbundene Phasenübergang untersucht werden kann.

1.1 Aufbau und Eigenschaften der Materie

Die Frage nach dem Aufbau und den Eigenschaften der Materie beschäftigt seit jeher die Menschheit. Während in der antiken Welt bereits die Idee einer elementaren Einheit der Materie, des Atoms, aufkam, wurde sie im Laufe der Zeit durch weiterführende Überlegungen, aber maßgeblich auch durch Experimente weiterentwickelt. Der heutige Stand der Kenntnis über die Grundbausteine unserer Materie ist in dem folgend beschriebenen Standardmodell der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkung zusammengefasst.

Das Standardmodell der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkung

Nach dem derzeitigen Standardmodell der Teilchenphysik setzt sich jede Form von Materie aus elementaren punktförmigen Teilchen – den *Quarks* und *Leptonen* – zusammen. Quarks und Leptonen sind Spin-1/2-Teilchen, so genannte *Fermionen*, von denen jeweils sechs verschiedene existieren. Sie lassen sich mit aufsteigender Masse in drei „Familien“ anordnen, welche in Tabelle 1.1 aufgeführt sind. Zu jedem dieser Teilchen gibt es ein entsprechendes Antiteilchen mit gleicher Masse und Spin, aber entgegengesetzter elek-

Fermionen	Familie			Masse [MeV]			elektr. Ladung	Farbe	Spin
	1	2	3	1	2	3			
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	$< 3 \cdot 10^{-6}$	$< 0,2$	$< 18,2$	0	-	1/2
	e	μ	τ	0,5	105,7	1777,0	-1		
Quarks	u	c	t	1,5-3,0	1250 ± 90	$(174 \pm 3)10^3$	+2/3	r, g, b	1/2
	d	s	b	3-7	95 ± 25	4200 ± 70	-1/3		

Tabelle 1.1: Die drei Familien der Leptonen und Quarks, ihre elektrische- und Farbladung, sowie Masse und Spin [2].

Wechselwirkung	koppelt an	Reichweite [m]	Kopplungskonstante	Austauschteilchen
stark	Farbladung	$\approx 10^{-15}$	$\alpha_s \approx 1$ (Q^2 groß) $\alpha_s < 1$ (Q^2 klein)	8 Gluonen (g)
schwach	schwache Ladung	$\approx 10^{-18}$	$\approx 10^{-5}$	W^\pm und Z^0
elektromagn.	elektrische Ladung	∞	$\alpha \approx 1/137$	Photon (γ)
Gravitation	Masse	∞	$\approx 10^{-38}$	Graviton

Tabelle 1.2: Die vier fundamentalen Kräfte und ihre wichtigsten Eigenschaften.

trischer Ladung bzw. *Farbladung*. Die Farbladung kann drei Werte annehmen, denen man in Analogie zum Farbkreis, die drei Grundfarben *rot*, *grün* und *blau*, bzw. im Falle von Antiteilchen *antirrot*, *antigrün* und *antiblau*, zugeteilt hat. Die Farbladung ist die Ladung der starken Kraft und bildet zusammen mit der schwachen- und der elektromagnetischen Kraft sowie der Gravitation die vier fundamentalen Wechselwirkungen (siehe Tabelle 1.2). Genauer gesagt, umfasst das Standardmodell nur die starke und elektroschwache Kraft, wobei letztere eine Vereinheitlichung der elektromagnetischen- und der schwachen Kraft ist, welche im Rahmen der Glashow-Salam-Weinberg (GSW) Theorie formuliert wurde. Die Gravitation wird hingegen nicht dazu gezählt, da sie in dem betrachteten subatomaren Bereich gegenüber den anderen Wechselwirkungen zu schwach ist, um einen merklichen Einfluss auf die Elementarteilchen auszuüben und es bisher nicht möglich ist, diese wie die anderen drei Wechselwirkungen als Quantenfeldtheorie zu formulieren. Die Gravitation wird deshalb nur der Vollständigkeit halber erwähnt. Die fundamentalen

Kräfte sind in ihrer jeweiligen Struktur sehr ähnlich und werden durch den Austausch so genannter *Vektorbosonen*² vermittelt. Im Falle der elektromagnetischen Wechselwirkung sind das die *Photonen*, bei der schwachen die W^+ -, W^- - und *Z-Bosonen* und im Falle der starken Wechselwirkung die *Gluonen*. Gluonen besitzen entsprechend den Photonen die Ruhemasse Null. Während Photonen ungeladen sind, tragen Gluonen selbst eine Farbladung und wechselwirken deshalb auch untereinander. Diese Eigenschaften der Gluonen führen zu zwei wesentlichen Aspekten der starken Kraft – dem *Confinement* und der *Asymptotischen Freiheit* – auf die im Folgenden noch näher eingegangen werden soll. Auch die Bosonen der schwachen Wechselwirkung tragen selbst schwache Ladung, aufgrund dessen sie ebenfalls aneinander koppeln können. Im Gegensatz zu den übrigen Austauschbosonen tragen sie jedoch eine Masse ($m_{W^\pm} \approx 80 \text{ GeV}/c^2$, $Z \approx 91 \text{ GeV}/c^2$), wodurch ihre Reichweite aufgrund der Unschärferelation auf lediglich 10^{-18} m begrenzt ist. Ihre theoretische Vorhersage konnte im Jahr 1973 experimentell manifestiert werden [3]. Die große Masse der Austauscheteilchen führt zu dem weiteren grundlegenden Unterschied zwischen der starken und der schwachen Wechselwirkung, nämlich, wie sich anhand der Nomenklatur bereits erahnen lässt, dass die schwache Wechselwirkung wesentlich schwächer als die starke Kraft ist und dadurch Prozesse höherer Ordnung, wie etwa die Wechselwirkung der Austauschbosonen selbst, keine tragende Rolle spielen.

Wie bereits erwähnt, treten die 6 Leptonen als Dupletts in drei Familien auf. Jedes Duplett enthält jeweils eines der elektrisch geladenen (e , μ , τ) und eines der neutralen Leptonen (ν_e , ν_μ , ν_τ). Alle Leptonen tragen eine schwache Ladung, jedoch keine Farbladung. Letztere besitzen lediglich die Quarks, die des Weiteren eine elektrische und schwache Ladung tragen. Entsprechend der Leptonen lassen sich die 6 Typen von Quarks ebenfalls in Dupletts anordnen. Die 6 Eigenzustände der Quarks werden auch als *Flavors* bezeichnet und sind folgendermaßen benannt: u (*up*), d (*down*), s (*strange*), c (*charm*), b (*bottom*) und t (*top*). Eine Umwandlung zwischen diesen Flavors kann nur durch die schwache Wechselwirkung erfolgen. Quarks kommen unter „normalen“ Bedingungen, d.h. Energiedichten unterhalb der kritischen Energiedichte ($\varepsilon_c \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$), aufgrund ihrer starken Ladung lediglich in *farbneutralen* gebundenen Zuständen – den *Hadronen* – vor. Solche Farb-Singlets können einerseits aus einem $q \bar{q}$ -Paar geformt werden, welches Farbe und Antifarbe trägt und als *Meson* bezeichnet wird, oder aus einer Kombination von drei Quarks ($q q q$) bzw. Antiquarks ($\bar{q} \bar{q} \bar{q}$) unterschiedlicher Farbladung, welche charakteristisch für die so genannten *Baryonen* ist. Dies sind die denkbar einfachsten Konstruktionen von Hadronen, welche auch bereits experimentell nachgewiesen wurden,

²Teilchen mit ganzzahligem Spin werden als Bosonen bezeichnet, mit Spin = 1 als Vektorbosonen

dennoch könnten auch Multi-Quark-Systeme existieren [4]. Warum Quarks nicht einzeln, als freie Teilchen vorkommen können, wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

Confinement und Asymptotische Freiheit

Das Konzept des Confinements³ und der Asymptotischen Freiheit wird im Rahmen der Quantenfeldtheorie der starken Wechselwirkung – der *Quantenchromodynamik* (QCD) – formuliert. Die QCD lehnt an die *Quantenelektrodynamik* (QED) an und ist eine nicht-abelsche, d.h. nicht kommutative, Eichtheorie, welche auch als Yang-Mills Eichtheorie bezeichnet und in der Farb-SU(3)-Algebra realisiert wird.

Confinement bezeichnet die Tatsache, dass Quarks nur in gebundenen farbneutralen Systemen, den Hadronen, auftreten. Dies hängt mit der Wechselwirkung der Gluonen untereinander zusammen, welche dazu führt, dass das Potential der starken Wechselwirkung, das zwar bei kurzen Abständen r der Quarks mit $1/r$ abfällt und somit Coulomb-artig wird, bei großen Abständen aber linear anwächst und so zu dem Einschluss (Confinement) der Quarks in Hadronen führt. Durch folgende Gleichung kann das Potential V für $q \bar{q}$ -Paare ausgedrückt werden:

$$V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + k \cdot r \quad ,$$

welches das asymptotische Verhalten $V(r \rightarrow \infty) \rightarrow \infty$ und $V(r \rightarrow 0) \propto 1/r$ besitzt. Dabei stellt α_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung dar, die genau genommen keine Konstante ist, sondern vom Abstand abhängt. Sie wird kleiner mit abnehmender Entfernung bzw. zunehmendem Impulsübertrag Q^2 , da in Wechselwirkungen kleine Abstände großen Impulsüberträgen entsprechen. Demnach gilt:

$$\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} \alpha_s(Q^2) = 0 \quad .$$

Dies ist eine direkte Konsequenz der QCD und führt zu der so genannten Asymptotischen Freiheit. Die Asymptotische Freiheit beschreibt die Tatsache, dass Quarks bei großen Impulsüberträgen, und somit sehr kleinen α_s -Werten, als quasifreie Teilchen betrachtet werden können. Für den Fall, dass $\alpha_s \ll 1$ ist, lässt sich zur mathematischen Beschreibung quantenchromodynamischer Systeme Störungsrechnung sinnvoll anwenden. Dies wird experimentell nur in so genannten *harten Prozessen* erreicht. Für die

³engl.: to confine = einsperren

weichen Prozesse, welche auch in den später betrachteten Pb+Pb-Reaktionen dominieren, ist allerdings eine Störungsrechnung prinzipiell nicht mehr möglich, da in diesem Fall $\alpha_s \approx 1$ ist und somit Terme höherer Ordnung einen vergleichbar großen Einfluss wie Terme erster Ordnung ausüben. Um diese Problematik zu umgehen, können entweder phänomenologische Modelle herangezogen werden, oder die Gittertheorie, in der die QCD auf einem euklidischen Raum-Zeit-Gitter diskretisiert wird, weshalb sie auch als Lattice⁴-QCD bezeichnet wird.

1.2 Das Quark-Gluon Plasma

Das Quark-Gluon Plasma (QGP) ist ein theoretisch vorhergesagter Materiezustand, in dem die Quarks und Gluonen als quasi-freie Teilchen vorliegen. Um solch einen Zustand erreichen zu können, muss der Einschluss der Quarks und Gluonen in Hadronen, also das Confinement, überwunden werden. Lattice-QCD-Rechnungen zufolge ist ein Phasenübergang von der hadronischen zu der partonischen Phase bei einer kritischen Energiedichte ε_c von ungefähr $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ zu erwarten [5]. Man geht davon aus, dass bei Energiedichten oberhalb von ε_c die Hadronen ihre individuelle Stabilität verlieren und sich in ein heißes, dichtes QGP auflösen. Dieser Vorgang wird in Anlehnung an den inversen Prozess, dem Confinement, auch als *Deconfinement* bezeichnet. Hohe Energiedichten können entweder durch eine Erhöhung der Temperatur oder der Dichte, genauer gesagt, der baryonischen Dichte, erreicht werden. Diese beiden Fälle sind in Abbildung 1.1 illustriert. In der oberen Hälfte ist die Entwicklung eines QCD Vakuums dargestellt, welches innerhalb einer Box allmählich aufgeheizt wird und sich die dabei produzierten Mesonen ($q \bar{q}$) mit zunehmender Temperatur mehr und mehr überlappen, bis sie sich schließlich oberhalb der kritischen Temperatur T_c in ein QGP auflösen. Neuere Lattice-QCD-Rechnungen ergeben bei einem baryochemischen Potential von $\mu_B = 0$, d.h. der gleichen Anzahl von Teilchen und Antiteilchen, eine kritische Temperatur von $T_c = 170 - 175 \text{ MeV}$ [6]. In der unteren Hälfte der Abbildung 1.1 wird der Fall dargestellt, dass ein baryonisches System bei verschwindender Temperatur $T \sim 0$ adiabatisch komprimiert wird, wodurch es zu einer Erhöhung der Baryondichte kommt. Beim Erreichen der kritischen Baryondichte ρ_c beginnen sich die Baryonen zu überlappen und gehen mit weiterhin steigender Baryondichte in ein entartetes System von Quark-Materie über.

Ein schematisches Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie ist als Funktion

⁴engl.: lattice = Gitter

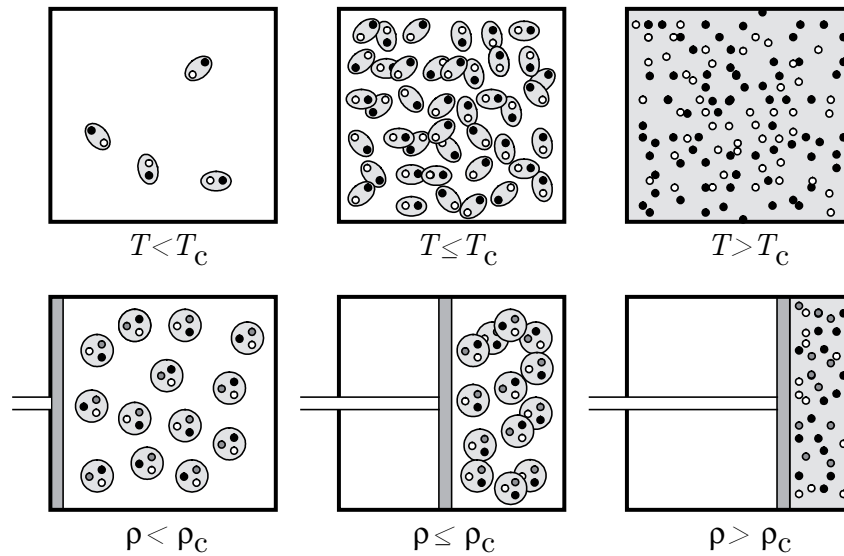


Abbildung 1.1: Zur Veranschaulichung der Bildung eines QGPs bei Erhöhung der Temperatur T (oben) bzw. der Dichte ρ (unten).

der Temperatur T und des baryochemischen Potentials μ_B in Abbildung 1.2 dargestellt. Darin sind die möglichen QCD-Phasen, die Phasengrenze zwischen der hadronischen und der partonischen Phase sowie der *kritische Punkt* E eingezeichnet. Neben der hadronischen Phase und dem Quark Gluon-Plasma sind zwei weitere supraleitende Phasen (2SC, CFL) aufgeführt, in denen die Bildung eines Kondensates von „Cooper-Paaren“ aus Quarks erwartet wird. Da sie nur in Bereichen hoher Baryondichten, also z. B. im Inneren von Neutronensternen, auftreten könnten, in Schwerionenkollisionen hingegen nicht zu realisieren sein dürften, sei für nähere Informationen auf [7, 8] verwiesen. In dem Phasendiagramm ist zwar die Phasengrenze zwischen der hadronischen Phase und dem QGP eingezeichnet, ihre genaue Lage als auch die Ordnung des Phasenübergangs sind jedoch noch Gegenstand aktueller Diskussion. Nach dem derzeitigen Stand mehrerer Lattice-QCD-Rechnungen ist bei $\mu_B = 0$ ein Übergang vom Typ *Cross Over* und demnach eine rapide Veränderung der Zustandsvariablen in der Nähe der kritischen Temperatur zu erwarten (z.B. [9]). Berechnungen der Phasengrenze für Bereiche endlicher μ_B -Werte gestalten sich mit Hilfe der Lattice-QCD hingegen erheblich schwieriger und wurden erst in den letzten Jahren durch neuere Verfahren vorangetrieben [9, 10, 11]. Nach einigen Modellrechnungen scheint jedoch für große Werte von μ_B und dementsprechend kleinen Temperaturen ein Phasenübergang erster Ordnung vorzuliegen [12, 13, 14], welcher sich dadurch kennzeichnen lässt, dass die ersten Ableitungen der freien Enthalpie $G(T, P)$ unstetig sind. Diese Phasengrenze erster Ordnung könnte hin zu den Berei-

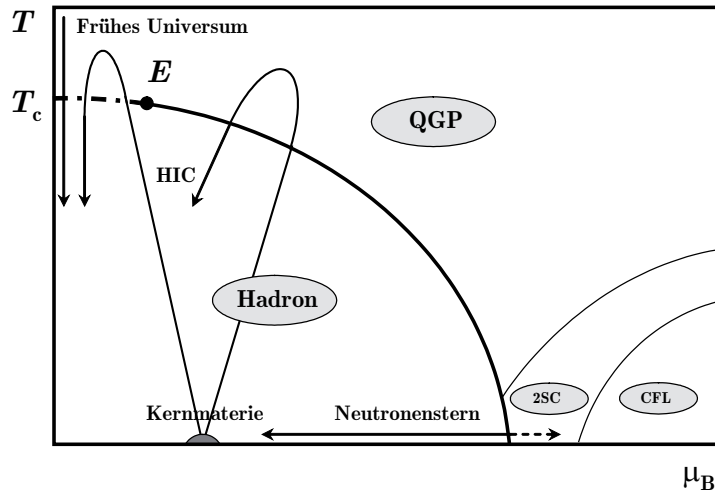


Abbildung 1.2: Schematisches Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie. Darin trennt eine Phasengrenze erster Ordnung (durchgezogene, dicke Linie) die hadronische Phase von einem Quark-Gluon-Plasma bis hin zu dem kritischen Punkt E , bei dem ein Übergang zweiter Ordnung stattfindet. Zwischen E und $\mu_B = 0$ findet ein Cross-Over-Übergang (gestrichelte Linie) statt. Für hohe μ_B -Werte liegen supraleitende Phasen (2SC, CFL) vor. Weiterhin ist die Lage gewöhnlicher Kernmaterie, der Verlauf zweier Schwerionenkollisionen verschiedener Schwerpunktsenergien (HIC), sowie des heißen Plasmas des frühen Universums und des dichten Plasmas des Inneren von Neutronensternen eingezeichnet.

chen mit $\mu_B \approx 0$ und damit des Cross-Over-Übergangs in einem kritischen Endpunkt E zweiter Ordnung enden [15], bei dem, entsprechend des Übergangs erster Ordnung, nur die zweiten Ableitungen der freien Enthalpie unstetig sind. Solch einen kritischen Punkt experimentell zu identifizieren und seine Lage zu bestimmen, wäre ein wichtiger Schritt in der Erforschung des QCD-Phasendiagramms und ist eines der Hauptziele der gegenwärtigen und zukünftigen Forschung in dem Bereich der Schwerionenphysik.

1.3 Relativistische Schwerionenkollisionen

Seit Beginn der 1970er Jahre werden relativistische Schwerionenkollisionen an den verschiedensten Forschungsanlagen der Welt durchgeführt. Hier seien nur einige der gegenwärtigen Einrichtungen und ihren Beschleunigern, angeordnet nach aufsteigender Energie, genannt: SIS an der GSI (Darmstadt, Deutschland), AGS am BNL (Brookha-

Jahr	Forschungsanlage & Beschleuniger	Strahlteilchen	Umfang [km]	$\sqrt{s_{\text{NN}}}$ [GeV]
1987	BNL-AGS	Si	0,8	5
1987	CERN-SPS	S	6,9	20
1990	GSI-SIS 18	Au	0,2	2
1992	BNL-AGS	Au	0,8	4
1994	CERN-SPS	Pb	6,9	17
2000	BNL-RHIC	Au+Au	3,8	200
2007	CERN-LHC	Pb+Pb	26,7	5500
2014	GSI-FAIR-SIS 300	Au	1,1	35

Tabelle 1.3: Die derzeitigen und zukünftigen Beschleuniger für Schwerionenphysik angeordnet nach dem Datum ihrer Inbetriebnahme. Angegeben sind die Forschungsanlage, der Umfang des Beschleunigers, die Art der Strahlteilchen ($N + N$ für den Collider-Modus) sowie die erreichbare Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{\text{NN}}}$. Nähere Informationen zu $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ finden sich im Anhang B.

ven, USA), SPS am CERN (Genf, Schweiz, siehe Kapitel 2.1) und RHIC am BNL (siehe auch Tabelle 1.3). Durch die Vielzahl an Beschleunigern können Schwerionenkollisionen, und damit auch das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie, in einem breiten Energiebereich, nämlich von $2 \text{ GeV} \leq \sqrt{s_{\text{NN}}} \leq 200 \text{ GeV}$, erforscht werden. Im Jahr 2007 soll dieser Energiebereich durch die Fertigstellung des LHC am CERN sogar auf Energien von bis zu 5500 GeV erweitert werden (siehe Kapitel 2.1).

Bei den Experimenten der Schwerionenphysik handelt es sich entweder um *Fixed Target-Experimente*, in denen die beschleunigten Schwerionen auf ein feststehendes Ziel, das so genannte *Target*, geschossen werden, oder um *Collider-Experimente*, in denen die Schwerionen in entgegengesetzten Richtungen beschleunigt werden und dann frontal miteinander kollidieren. In beiden Fällen kann man sich die kollidierenden Kerne im Schwerpunktsystem als in Stoßrichtung Lorentz-kontrahierte, d.h. abgeflachte Kerne vorstellen, die im Abstand des Stoßparameters b aufeinander treffen (siehe Abb. 1.3). Die Nukleonen außerhalb des sich geometrisch überlappenden Bereichs beider Kerne fliegen nahezu ungehindert weiter und werden deshalb als *Spectators* bezeichnet. Die sich in der Reaktionszone befindlichen Nukleonen, auch *Wounded Nucleons* (N_W) genannt, prallen hingegen heftig aufeinander und erfahren mehrere sequentielle Nukleon-Nukleon-Kollisionen, wodurch sie sich abbremsen und kinetische Energie verlieren. Durch die

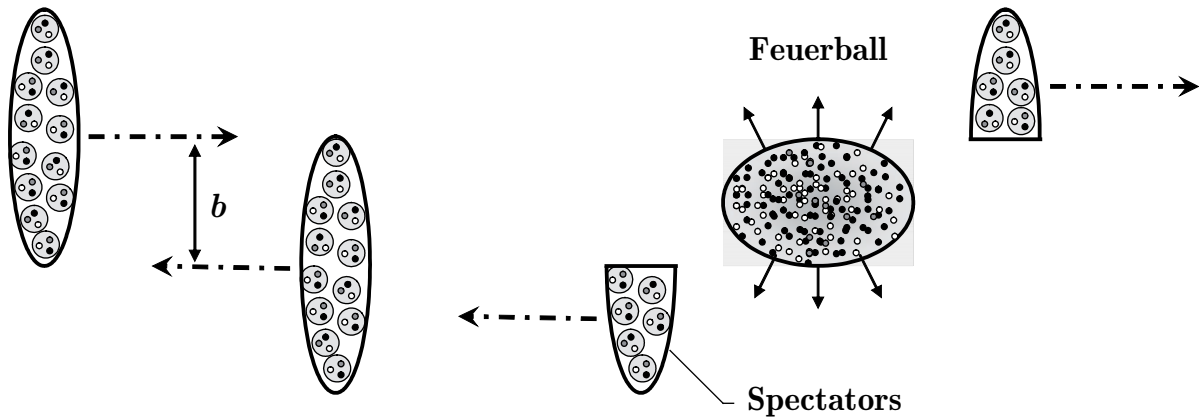


Abbildung 1.3: Zur Veranschaulichung des Verlaufs von Schwerionenkollisionen mit dem Stoßparameter b .

freigesetzte Energie entsteht ein „Feuerball“ heißer, komprimierter Materie mit hoher Teilchen- und Energiedichte. Für zentrale Pb+Pb-Reaktionen bei der maximalen SPS-Strahlenergie von $158A$ GeV wird vermutlich eine Energiedichte von $\varepsilon \approx 3$ GeV/fm³ erreicht [16], welche oberhalb der mit Hilfe von Lattice-QCD abgeschätzten kritischen Energiedichte für die Erzeugung eines QGPs liegt. Des Weiteren wird erwartet, dass ein QGP nur für eine sehr kurze Zeit ($\sim 10^{-23}$ s) in einem kleinem Volumen (~ 10 fm Durchmesser) gebildet wird. Denn infolge des hohen Drucks im Inneren des QGPs dehnt sich der Feuerball aus, kühlt sich währenddessen, analog zum frühen Universum, stark ab und vollzieht schließlich den Phasenübergang zur hadronischen Materie (siehe Abb. 1.2). Das dabei gebildete heiße Hadronengas dehnt sich weiterhin aus, wobei es zu elastischen als auch inelastischen Streuungen der Hadronen kommt. Interagieren einige der in der Kollision produzierten oder gestreuten Teilchen mit Spectators, also Nukleonen des Target- bzw. Projektilkerns, die keine primäre Kollision erfahren haben, so erhöht sich die Anzahl der an der Reaktion teilhabenden Nukleonen, welche gesamtheitlich als *Participants* bezeichnet werden. Wenn sich nun das System soweit ausgedehnt hat, dass keine inelastischen Reaktionen und damit auch keine Veränderungen der Teilchenmultiplizitäten mehr stattfinden, so ist der als *chemical Freeze-Out* bezeichnete Reaktionszeitpunkt erreicht. Mit fortwährender Expansion wird das Hadronengas schließlich so dünn, dass auch keine elastischen Stöße mehr vorkommen und sich somit die Impulse der Teilchen nicht mehr verändern. Dieser Zeitpunkt der Reaktion wird auch als *thermal Freeze-Out* bezeichnet. Die voneinander entkoppelten Hadronen lassen sich letzten Endes mit geeigneten Detektoren nachweisen.

Anhand des beschriebenen Verlaufs einer Schwerionenkollision ist die Schwierigkeit

des Nachweises eines QGPs ersichtlich: Die mit Hilfe des Detektors gemessenen Teilchen enthalten, nachdem sie die einzelnen Reaktionsphasen durchlaufen haben, nur noch sehr indirekte Informationen über den anfänglichen Zustand – die QCD-Phase. Aufgrund dessen wurden im Laufe der Zeit eine Reihe von experimentellen Signaturen für die vorübergehende Bildung eines QGPs vorgeschlagen (einige Übersichtsartikel dazu: [17, 18, 19]). Einige dieser Signaturen sind: J/ψ -Unterdrückung aufgrund der verkürzten Reichweite der Farbkräfte im QGP (*Debye-Screening*), direkte Photonen bzw. Di-leptonen, welche im QGP gebildet wurden, Unterdrückung von hadronischen Jets (*Jet Quenching*) und Erhöhung der Produktion seltsamer Hadronen, dem so genannten *Strangeness Enhancement*, auf das in dem folgendem Abschnitt noch näher eingegangen wird.

1.4 Strangeness und Strangeness Enhancement

Mit „seltsamen Hadronen“ werden all die Teilchen bezeichnet, die aus mindestens einem strange bzw. anti-strange Quark bestehen (siehe Abschnitt 1.1). Jedes seltsame Hadron besitzt die Quantenzahl S , die auch mit *Strangeness* bezeichnet wird und die Zahl der \bar{s} -Antiquarks minus jener der s -Quarks angibt. Strangeness bleibt durch die starke und die elektromagnetische Wechselwirkung erhalten, kann jedoch durch die schwache Wechselwirkung verändert werden. Aufgrund der Tatsache, dass seltsame Teilchen zwar durch die starke Wechselwirkung erzeugt werden können, aber nur durch die schwache Wechselwirkung zerfallen, obwohl ihre Zerfallsprodukte ebenfalls stark wechselwirkende Teilchen sein können, erhielten sie ihren Namen.

Im Jahr 1946 wurde durch C. Butler und G. Rochester das erste seltsame Teilchen nachgewiesen [20], bei dem es sich um das neutrale K^0 -Meson handelte. K^0 und das dazu korrespondierende Antiteilchen \bar{K}^0 sind Eigenzustände der starken Wechselwirkung, die sich über die schwache Wechselwirkung vermischen können und dann zu jeweils 50 % als K_S^0 und dem K_L^0 , welche Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung sind, zerfallen. Während das K_S^0 („S“ für *short*) bereits nach ungefähr $9 \cdot 10^{-11}$ s zerfällt, was einer Zerfallslänge $c\tau_0$ von ungefähr 2,684 cm entspricht, hat das K_L^0 eine Lebensdauer von $5 \cdot 10^{-8}$ s ($c\tau_0 \approx 1533$ cm) [2]. Aufgrund dessen können in Schwerionenkollisionen üblicherweise nur die produzierten K_S^0 durch ihren Zerfall in geladene Pionen nachgewiesen werden (siehe Kapitel 3.2), da die K_L^0 erst weit hinter dem Detektor zerfallen. In den Kollisionen werden aber auch noch eine Reihe anderer seltsamer Teilchen produziert, und zwar umso mehr von einer Sorte, desto leichter die Teilchen sind, wobei die Erhal-

tungssätze, wie etwa die Strangeness-Erhaltung unter der starken Wechselwirkung und die Baryonzahlerhaltung, zu berücksichtigen sind. In Tabelle 1.4 sind die am häufigsten erzeugten seltsamen Mesonen (*Kaonen*) und (Anti-)Baryonen (*(Anti-)Hyperonen*) aufgelistet. Dabei ist anzumerken, dass die geladenen (K^+ , K^-) und ungeladenen (K^0 , \bar{K}^0) Kaonen aufgrund von Strangeness-Erhaltung und Isospin-Symmetrie in gleichen Anteilen erzeugt werden, was in der späteren Arbeit noch ausgenutzt werden soll.

Mit dem Ausdruck *Strangeness Enhancement* wird eine im Vergleich zu elementaren Proton-Proton Reaktionen erhöhte Produktion von seltsamen Teilchen relativ zu nicht-seltsamen Teilchen bezeichnet. Bei Proton-Proton Reaktionen konnte eine Unterdrückung von s-Quarks in Bezug auf u- und d-Quarks aufgrund ihrer größeren Masse festgestellt werden, die mit dem Faktor $\lambda_s = (2\langle s\bar{s} \rangle) / (\langle u\bar{u} \rangle + \langle d\bar{d} \rangle) \approx 0,2$ beschrieben werden kann. Die Grundidee, Strangeness Enhancement als mögliche Signatur eines QGPs anzunehmen, besteht darin, dass die Erzeugung von Strangeness in einem QGP energetisch wesentlich günstiger als in hadronischen Prozessen sein sollte. Denn während die erforderliche Energie zur Erzeugung eines s \bar{s} -Paares durch Gluon-Fusion oder $q \bar{q}$ -Annihilation in einem QGP lediglich $2m_s \approx 200$ MeV beträgt, liegt die Energieschwelle zur Erzeugung von Strangeness durch den energetisch günstigsten Prozess $N + N = \Lambda + K + N$ in einem Hadronengas bei etwa 670 MeV. Der Effekt des Strangeness Enhancements wurde zwar in der Tat bei Schwerionenkollisionen beobachtet, allerdings auch bei relativ niedrigen Energien, die für die Erzeugung des QGPs nicht ausreichen würden. Diese Beobachtung kann nur teilweise durch Modelle beschrieben werden und ist immer noch Gegenstand aktueller Diskussion. Auch wenn das Strangeness Enhancement nicht mehr als eindeutige Signatur für ein Quark Gluon-Plasma angesehen werden kann, gilt die Produktion von Strangeness als eine der grundlegenden Observablen für den Reaktionsverlauf von Schwerionenkollisionen.

	Teilchen	Quarkinhalt	m [MeV]	Lebensdauer τ [s]
Kaonen	K^+	$u \bar{s}$	$493,67 \pm 0,02$	$(1,239 \pm 0,002) \cdot 10^{-8}$
	K^-	$\bar{u} s$	wie oben	wie oben
	K^0	$d \bar{s}$	$497,65 \pm 0,02$	$K_S^0: (0,895 \pm 0,001) \cdot 10^{-10}$ $K_L^0: (5,114 \pm 0,021) \cdot 10^{-8}$
	\bar{K}^0	$\bar{d} s$	wie oben	wie oben
(Anti-) Hyperonen	Λ	$u d s$	$1115,68 \pm 0,01$	$(2,631 \pm 0,020) \cdot 10^{-10}$
	$\bar{\Lambda}$	$\bar{u} \bar{d} \bar{s}$	wie oben	wie oben
	$\bar{\Xi}^-$	$d s s$	$1321,31 \pm 0,13$	$(1,639 \pm 0,015) \cdot 10^{-10}$
	Ξ^+	$\bar{d} \bar{s} \bar{s}$	wie oben	wie oben
	Ω^-	$s s s$	$1672,45 \pm 0,29$	$(0,821 \pm 0,011) \cdot 10^{-10}$
	$\bar{\Omega}^+$	$\bar{s} \bar{s} \bar{s}$	wie oben	wie oben

Tabelle 1.4: Einige Eigenschaften der seltsamen Hadronen, welche in einer Schwerionenkollision am häufigsten produziert werden.

Kapitel 2

Das NA49 Experiment

Das NA49 Experiment wurde zur Untersuchung der hadronischen Endzustandsverteilung von hochrelativistischen Schwerionenkollisionen konzipiert, um somit Aussagen über die Eigenschaften von Kernmaterie unter extremen Bedingungen treffen zu können. Dabei handelt es sich um ein Fixed-Target-Experiment, das sich in der „North Area“ an der H2-Beamline des *Super Proton Synchrotron* Beschleunigers (SPS) des Europäischen Zentrums für Teilchenphysik (CERN¹) befindet. Es zeichnet sich durch eine große Akzeptanz für geladene Teilchen aus und genügt dabei den Anforderungen hoher Teilchenmultiplizitäten, die insbesondere in zentralen Blei-Blei Reaktionen bei der SPS-Maximalenergie von $158A$ GeV auftreten. Das flexible Detektorkonzept erlaubt das Studium einer Vielzahl verschiedenartiger Kollisionen. Neben Pb-Pb Stößen mit unterschiedlichen Zentralitäten können auch Kollisionen leichterer Kerne untersucht werden. Darüber hinaus verfolgt NA49 ein umfangreiches Programm mit Protonen induzierten Reaktionen, um die Entwicklung der Teilchenproduktion von $p+p$ über $p+A$ zu $A+A$ Reaktionen zu analysieren. Aber nicht nur das Studium der Systemgrößenabhängigkeit hadronischer Observablen, sondern auch jenes der Energieabhängigkeit wird als Möglichkeit angesehen, die Existenz eines Quark-Gluon Plasmas experimentell nachzuweisen. Aufgrund dessen wurden im Rahmen des NA49 Energie-Scan Programmes von 1998 bis zum Jahr 2002 Schwerionenkollisionen bei Strahlenergien von $20A$, $30A$, $40A$, $80A$ und $158A$ GeV durchgeführt.

Im folgenden Abschnitt (3.1) soll ein kurzer Blick auf die geschichtliche Entwicklung des CERN und seiner Beschleunigeranlage geworfen werden. Anschließend wird in Abschnitt 3.2 der Aufbau von NA49 in seiner Konfiguration zur Untersuchung von Pb+Pb

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

Reaktionen bei 158A GeV mit seinen wichtigsten Detektorkomponenten beschrieben, wobei in Abschnitt 3.3 genauer auf die Funktionsweise der NA49 Spurendriftkammern (engl.: Time Projection Chamber, TPC), welche als zentrale Spurdetektoren in NA49 dienen, eingegangen wird. In Abschnitt 3.4 werden die Modifikationen des Detektorsystems zusammengefasst, die für den Betrieb bei unterschiedlichen Strahlenergien vorgenommen wurden.

2.1 CERN

Die Gründung des Europäischen Forschungszentrums für Teilchenphysik CERN reicht in die Zeit kurz nach dem Zweiten Weltkrieg zurück, als Europa seine Kräfte in der physikalischen Grundlagenforschung bündeln wollte, um einen Gegenpol zu der erfolgreichen Forschung in den USA aufzubauen. Neben den wissenschaftlichen Zielen stand auch der politische Wunsch im Vordergrund, das vom Zweiten Weltkrieg zerrissene Europa wieder zu vereinen. Am 29. September 1954 schlossen sich nach rund zwei Jahren internationaler Bemühungen 12 europäische Länder unter der Schirmherrschaft der UNESCO zur Gründung des gemeinsamen Forschungszentrums CERN in Genf zusammen [22].

Heute wird das CERN von 20 europäischen Mitgliedsländern getragen und gilt als ein herausragendes Vorbild internationaler Zusammenarbeit. Mit seinen knapp 3000 Mitarbeitern und etwa 6500 Gastwissenschaftlern von 500 Universitäten und Instituten aus über 80 Nationen ist CERN das weltweit größte Laboratorium für Teilchenphysik [23].

Von Beginn an widmete sich das CERN primär der Elementarteilchenphysik, also der Erforschung der fundamentalen Struktur der Materie und ihrer Wechselwirkung. Neben den wissenschaftlichen Erkenntnissen auf diesem Gebiet, u. a. dem direkten Nachweis der elektroschwachen Eichbosonen, für den 1984 sogar der Nobelpreis an Carlo Rubbia und Simon van der Meer verliehen wurde [24], hat sich das CERN durch seine wesentliche Rolle in der Entwicklung neuer Technologien einen Namen gemacht. Eine seiner bekanntesten „Spin-off“ Entwicklungen ist das *World Wide Web*, das im Jahr 1990 von Tim Berners-Lee erfunden wurde [25].

Darüber hinaus führte das CERN zu grundlegenden Weiterentwicklungen in der Beschleunigerphysik und konzipierte eine immer leistungsfähigere Forschungsanlage [26]. Abbildung 2.1 skizziert den bis zum jetzigen Zustand stets weiter modifizierten Beschleunigerkomplex. Er umfasst mittlerweile eine Vielzahl unterschiedlicher Beschleuni-

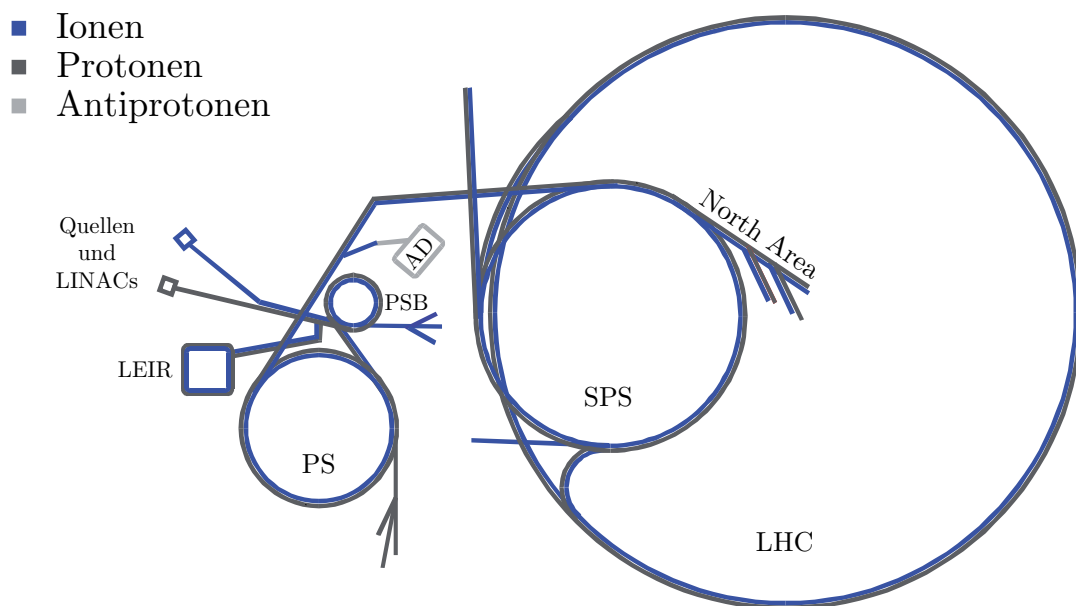


Abbildung 2.1: Die CERN Beschleunigeranlage. Dargestellt sind die Quellen und LINACs, der Antiproton Decelerator (AD), PS Booster (PSB), Low Energy Ion Ring (LEIR), Proton Synchrotron (PS), Super Proton Synchrotron (SPS) und der Large Hadron Collider (LHC) sowie die „North Area“.

ger und ermöglicht somit ein breites Spektrum von Experimenten in der Teilchen- und Schwerionenphysik. Das Kernstück der heutigen Anlage bildet das Proton Synchrotron (PS), das bereits im Jahr 1959 erbaut wurde und Protonen auf Energien von 28 GeV beschleunigt [27]. Unter anderem durch die Ergänzung des 1972 fertiggestellten PS Boosters (PSB) liefert er inzwischen Strahlintensitäten von $3 \cdot 10^{13}$ Protonen pro Puls. 1976 folgte die Inbetriebnahme des Super Proton Synchrotrons (SPS). Anfänglich nur auf die Beschleunigung von Protonenstrahlen ausgelegt, wurde der SPS zwischen 1981 und 1990 auch als Collider ($Sp\bar{p}S$) betrieben, um $p+\bar{p}$ Reaktionen bei hohen Schwerpunktsenergien zu untersuchen. Mit der Beschleunigung von ^{16}O und ^{32}S auf $200A$ GeV startete im Jahr 1986 schließlich das Schwerionenprogramm am SPS. Seit 1994 ist es durch die Bereitstellung von ^{208}Pb Ionen stark vorangetrieben worden. Die Ionen werden mittels der Electron Cyclotron Resonance Ionenquelle (ECR) erzeugt und anschließend durch einen Linearbeschleuniger, dem sog. LINAC, vorbeschleunigt, von wo sie über den PSB und das PS letztendlich in das SPS gelangen. Dabei werden die Bleiionen in mehreren Schritten durch sog. Stripper Folien vollständig ionisiert und erhalten Energien von bis zu 400 GeV pro Ladungseinheit, was bei einem Kernladung-zu-Massen Verhältnis von $\frac{Z}{A} = \frac{82}{208} \simeq 0,394$ einer maximalen Strahlenergie von $158A$ GeV entspricht. Weiterhin stehen an der H2-Beamline Strahlen leichterer Ionen (z. B. Si, C), welche durch Frag-

mentation des Bleistrahls erzeugt werden, und sekundäre Hadronenstrahlen (z. B. K , π) zur Verfügung.

Der bisher größte CERN Beschleuniger, der Large Electron Positron Speicherring (LEP) hatte einen Umfang von 27 km. In seinem Tunnel wird derzeit der Large Hadron Collider (LHC) gebaut, welcher der weltweit leistungsstärkste Beschleuniger sein wird [28]. Bereits nach seiner Inbetriebnahme im Jahr 2007 sollen dort Protonenstrahlen mit Energien von 14 TeV zur Kollision gebracht werden, welche die Suche nach schweren supersymmetrischen Teilchen sowie dem Higgs-Boson ermöglichen. Ab 2008 sollen auch Bleikerne beschleunigt werden, die dann mit einer Kollisionsenergie von 1150 TeV aufeinander prallen und somit einen noch größeren Energiebereich zur Untersuchung des Quark-Gluon Plasma abdecken werden.

2.2 Experimenteller Aufbau

Das NA49 Experiment [29] ist ein magnetisches Spektrometer mit einer großen Akzeptanz für geladene Hadronen. Das Detektorsystem (siehe Abb. 2.2) ist insbesondere auf die hohe Spurdichte zentraler Blei-Blei Kollisionen bei 158A GeV ausgelegt, wobei rund 2500 Hadronen produziert werden, von denen etwa 1600 geladen sind. Dies erfordert eine gute Zweispur- und Ortsauflösung, weshalb vier großvolumige Spurendriftkammern, auch TPCs genannt, mit ihrer dreidimensionalen Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation als Hauptbestandteile des Detektorsystems gewählt wurden.

Zwei der Spurendriftkammern, die sog. Vertex TPCs (VTPC-1/-2), befinden sich innerhalb zweier supraleitender Magnete (VTX-1/-2), deren Feldstärke 1,5 T (VTX-1) bzw. 1,1 T (VTX-2) beträgt (standard Konfiguration, *std*). Die Magnete ergeben zusammen eine totale Ablenkstärke von 7,8 Tm auf 7 m Länge und können in beiden Polaritäten betrieben werden (*std+/-*). Ihre Aufgabe besteht darin, den aufgrund des starken relativistischen Boosts in Strahlrichtung erzeugten Teilchenstrahl aufzufächern, um dadurch die Spurdichte zu verringern, und die Impulsbestimmung geladener Teilchen zu ermöglichen. Denn anhand der Krümmung ihrer Spuren lassen sich in einem homogenen Magnetfeld bei bekannter Magnetfeldstärke und Ladung ihre Impulse aufgrund folgender Relation ermitteln:

$$p \text{ [GeV/c]} = 0,3 \cdot q \text{ [e]} \cdot B \text{ [T]} \cdot R \text{ [m]} \cdot \frac{1}{\cos \lambda} \quad , \quad (2.1)$$

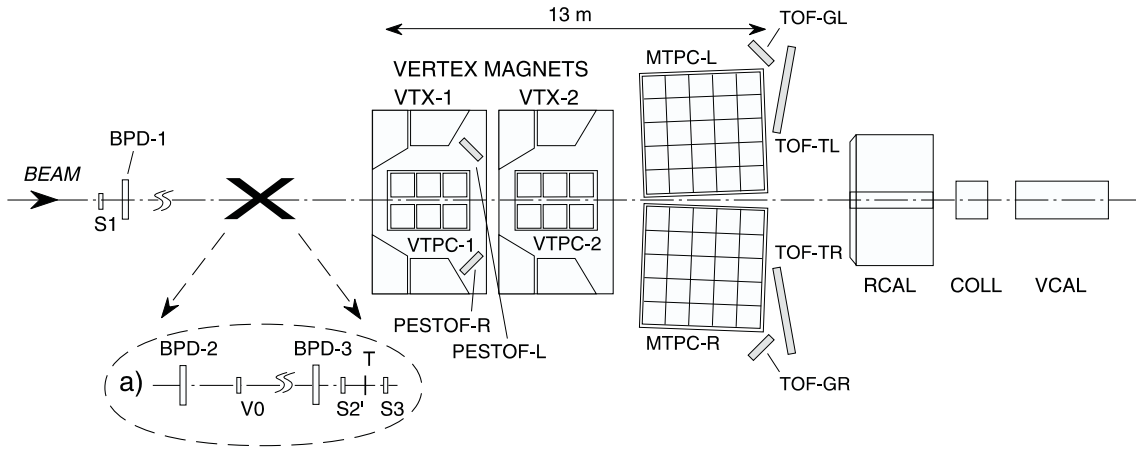


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau des NA49 Experiments am CERN-SPS mit spezieller Target-Konfiguration für Pb-Pb Kollisionen. Quelle: [29].

wobei q die Ladung des Teilchens, R den Krümmungsradius der Spur und λ den Winkel zwischen der Spur und der Ebene senkrecht zu den Magnetfeldlinien (*bending plane*) beschreibt. Da die genaue Kenntnis des Magnetfeldes ausschlaggebend für die Spur-rekonstruktion ist, wurden zwei voneinander unabhängige Methoden zur exakten Erstellung einer magnetischen Feldkarte angewandt. Zum einen wurde das Magnetfeld mit einer Hall-Sonde vermessen und zum anderen mit dem Simulationsprogramm TOSCA berechnet. Eine fortbestehende Konstanz des Magnetfeldes garantieren zusätzliche Referenz-Hallsonden in den Magneten. Es ergibt sich schließlich in Abhängigkeit des Phasenraumes eine Genauigkeit von $\Delta p/p^2 \approx (0,3 - 7) \cdot 10^{-4}(\text{GeV}/c)^{-1}$ mit der die Impulse geladener Teilchen bestimmt werden können [29].

Zwei weitere Spurendriftkammern, die sog. Main TPCs (MTPC-R/-L), befinden sich hinter den Magneten auf beiden Seiten des Strahls. Sie werden im magnetisch feldfreien Raum betrieben und weisen eine Länge von 4 m auf. Besonders wegen ihrer Größe erfüllen sie, selbst in dem Bereich des relativistischen Wiederanstiegs der Bethe-Bloch Kurve, die Voraussetzungen zur Identifizierung geladener Teilchen (π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} , e^\pm , d , \bar{d}) anhand ihres spezifischen Energieverlustes² dE/dx . Dabei wird eine Auflösung des Energieverlustes von 3 – 4 % erreicht. Die Region um die Strahlachse herum ist von den sensitiven TPC-Volumina ausgeschlossen, da sonst die Strahlteilchen zu viel Ladung in den TPCs deponieren würden. Zwar wird dadurch die geometrische Akzeptanz des Detektors gerade in einem Bereich mit besonders hoher Spurdichte limitiert, dennoch

²Der Energieverlust eines geladenen Teilchens beim Passieren von Materie ist impulsabhängig und lässt sich mit Hilfe der Bethe-Bloch Formel beschreiben. Detaillierte Erläuterungen zur Teilchenidentifikation durch gleichzeitige dE/dx - und Impulsmessung finden sich beispielsweise in [30], [31]

werden rund 70 % aller geladenen Teilchen mit NA49 nachgewiesen.

Die Teilchenidentifikation in den TPCs wird zugleich durch die Flugzeitinformationen einer Reihe von Time of Flight (TOF) Szintillator Detektoren (TOF-GR/-GL/-TR/-TL) unterstützt. Durch die Flugzeitmessung lässt sich bei bekannter zurückgelegter Flugstrecke die Geschwindigkeit eines Teilchens bestimmen. Ist darüber hinaus der Impuls aus der Messung innerhalb der TPCs bekannt, so ergibt sich mit der relativistischen Beziehung $p = m_0\beta\gamma c$ die Masse des Teilchens. Die TOF-Wände werden mit Hilfe eines Quarz Cherenkov Zählers (S1), der sich in der Beamline befindet, gestartet und besitzen eine Zeitaufösung von rund 60 ps. Neben S1 zum Starten der Detektorauslese sind zusätzlich zwei dünne He-Gas Cherenkov Zähler (S2', S3), sowie einige weitere Detektoren (BPD-1/-2/-3, V0) im Strahl platziert. Diese Vielzahl an Detektoren ermöglicht sowohl die Position und die Art der Strahlteilchen, als auch deren Interaktion im Target festzustellen. Eine Interaktion lässt sich dadurch kennzeichnen, dass die vor dem Target befindlichen Zähler S1 und S2' einen höheren Messwert anzeigen als S3, welcher sich dahinter befindet. Die drei Beam Position Detektoren (BPDs) sind mit Ar/CH₄ gefüllte Proportionalkammern und erlauben durch Extrapolation der Strahlteilchentrajektorie zum Target die Positionsbestimmung des Interaktionspunktes mit einer Auflösung von 40 μm . Das Target selbst besteht aus einer 207 μm dicken Bleifolie, deren Massenbelegung 224 mg/cm³ ist.

Zur Bestimmung der Zentralität eines Kollisionsereignisses (*Events*) wird die Energie der nicht an der Reaktion beteiligten Projektilnukleonen, den sog. Spektatoren, mit dem Veto Kalorimeter (VCAL) gemessen. Es befindet sich ca. 20 m hinter dem Target un-

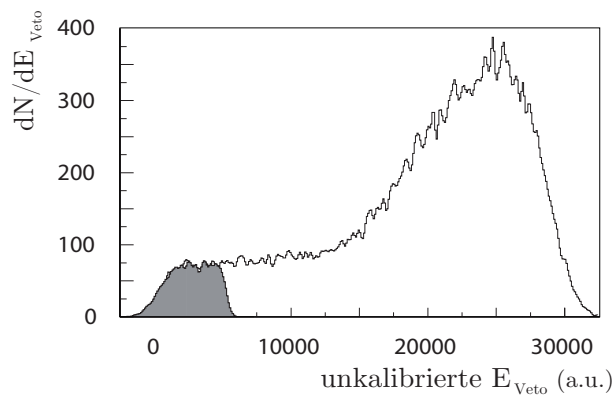


Abbildung 2.3: Aufgenommene Pb+Pb-Events in Abhängigkeit der im Veto Kalorimeter gemessenen Energie E_{Veto} bei einer Strahlenergie von 158A GeV. Die 7,2 % zentralsten Events sind in grau hervorgehoben. Quelle: [32].

mittelbar hinter einem Kollimator (COLL), durch dessen Öffnung die Strahlteilchen und Spektatoren zum Kalorimeter gelangen [33]. Um Kollisionen mit einer großen Anzahl von Partizipanten zu selektieren, wird auf geringe Summenenergien der Projektilspektatoren getriggert. Dazu wird ein bestimmter Schwellenwert für das Veto Kalorimeter vorgegeben, unterhalb dem die Energiemessung liegen muss. Ist bei der durchgängigen Aufnahme von Events (*Run*) jedoch ein relativ hoher Schwellenwert vorgegeben, so spricht man von einem *minimum-bias* Run. Abbildung 2.3 zeigt eine typische Energieverteilung des Veto Kalorimeters (E_{Veto}) für die Events eines minimum-bias als auch eines zentralen Runs. Der in grau hervorgehobene Bereich stellt die 7,2 % zentralsten aller inelastischen Wechselwirkungen dar.

Wenn eine Kollision sowohl die definierten Triggerbedingungen der Strahldetektoren als auch die des Veto Kalorimeters erfüllt, wird die Detektorauslese gestartet. Die insgesamt 182016 Pads der TPCs werden in mehreren Stufen ausgelesen. Dazu werden als erstes 24 sog. *Front-End-Karten* (FEC) eingesetzt, welche die Signale von jeweils 32 Pads mit 10 MHz extrahieren und sie dabei in 512 Zeit-Bins³ unterteilen. Die Hauptkomponenten dieser Front-End-Karten sind zwei Vorverstärker und Pulsformer (PASA), sowie zwei analoge Speicher (SCA) und Analog-Digital-Wandler (ADC). Die mittels FECs verstärkten, geformten und digitalisierten Signale werden anschließend von insgesamt 237 *Control-* und *Transfer-Boards* (CT-Boards) gebündelt und per Glasfaser an die *Receiver Boards* übertragen. Die Aufgabe der Receiver Boards besteht in der Verringerung der immensen Rohdatenmenge. Dies erfolgt indem für jeden Kanal ein vorher bestimmtes Ruhesignal abgezogen wird. Liegt danach ein Signal unterhalb eines Schwellenwerts von 5 ADC Counts, so wird es verworfen. Die Rohdaten, deren Volumen durch diese Maßnahmen um rund 90 % reduziert werden kann, werden letztlich mit den Daten der anderen Detektoren zusammengefügt. Die Informationen des Veto Kalorimeters, sowie der Strahl- und Wechselwirkungsdetektoren werden mit Hilfe von CAMAC ausgelesen, und mit dem FASTBUS-System die der TOF-Wände. Die Rohdaten aller Detektoren werden dann mit dem *Event Builder* in eine standardisierte Form gebracht und schließlich auf ein Sony DIR-100M Bandlaufwerk mit einer Geschwindigkeit von 16 Mbyte/s geschrieben. Die Kapazität eines Sony D1 Bandes beträgt 100 Gbyte und entspricht dem benötigten Speicherplatz von ungefähr 12.000 zentralen Pb+Pb Events bei 158A GeV.

Das NA49 Koordinatensystem ist ein rechtshändiges, kartesisches System, dessen Ursprung in der Mitte der VTPC-2 liegt (siehe Abb. 2.4). Die Orientierung des Koordinatensystems ist durch die Strahlachse (z), die Driftrichtung der Elektronen in den

³Die Driftzeit in den TPCs beträgt maximal 50 μs

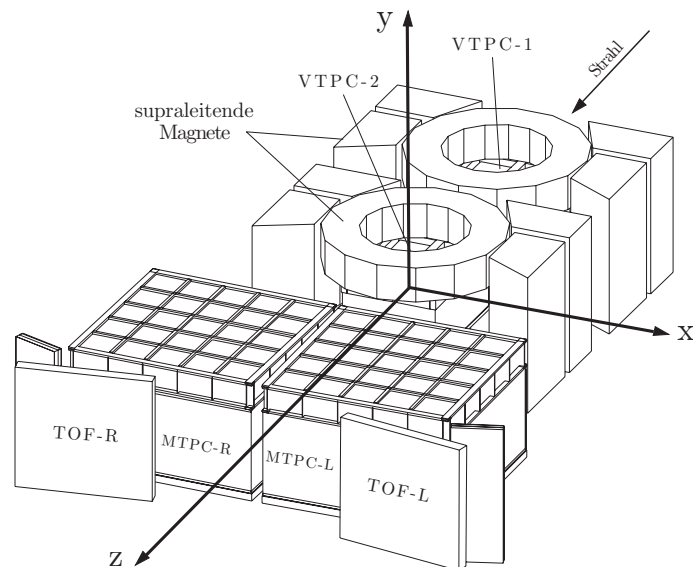


Abbildung 2.4: Das Koordinatensystem des NA49 Experiments.

TPCs (y) und der Richtung zum nahe am CERN gelegenen Jura Gebirge (x) festgelegt. In der Magnetfeldkonfiguration *std+* werden positiv geladene Teilchen in Richtung der positiven x -Achse abgelenkt und in der mit negativer Polarität (*std-*) in Richtung der negativen x -Achse.

2.3 Funktionsweise der NA49 Spurendriftkammern

Die Funktionsweise der verwendeten Spurendriftkammern basiert auf dem Prinzip einer Vieldrahtproportionalkammer, welche durch ein Driftvolumen erweitert wurde, und somit eine dreidimensionale Spurverfolgung ermöglicht. Sie bestehen im wesentlichen aus einem gasgefüllten, von einem homogenen elektrischen Feld durchsetzten sensitiven Volumen, einer Vieldrahtproportionalsektion und einer Ausleseebene.

Durchquert ein geladenes Teilchen das sensitive Detektorvolumen, so ionisiert es infolge von Coulomb Wechselwirkungen die Moleküle des Kammergases entlang seiner Trajektorie. Die dabei freigesetzten Elektronen driften im elektrischen Feld mit einer konstanten Geschwindigkeit in Richtung der Ausleseebene. Die *Driftgeschwindigkeit* stellt sich durch ein Gleichgewicht zwischen der Beschleunigung der Elektronen im elektrischen Feld und ihrem Energieverlust durch Stöße mit den Gasmolekülen ein. Damit ist sie außer vom elektrischen Feld auch von der Zusammensetzung, dem Druck und der

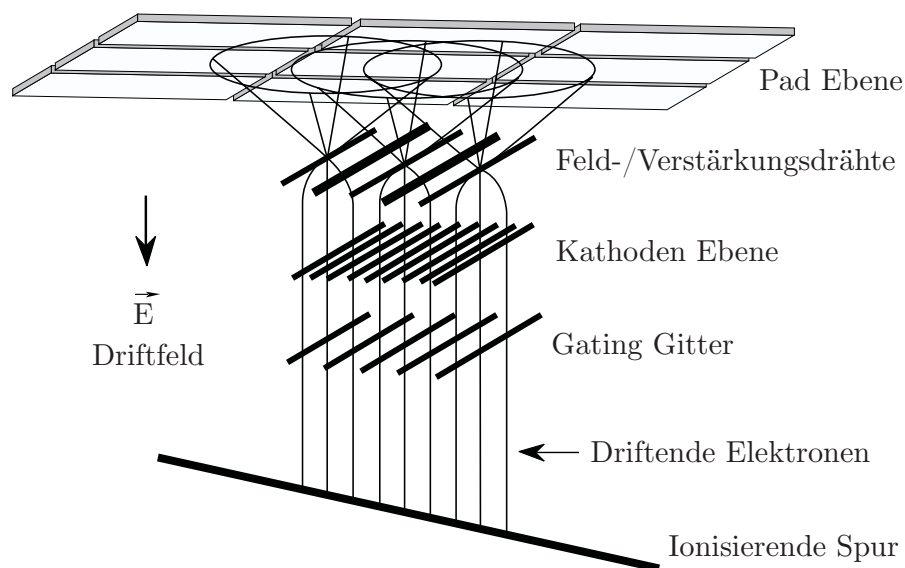


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung zur Funktionsweise der TPC. Quelle: [29].

Temperatur des Gases abhängig.

Erreichen die driftenden Elektronen die Auslekammer (Abb. 2.5), welche aus mehreren Drahtebenen und einer segmentierten Ausleseebene (Pad-Ebene) besteht, so müssen sie zunächst das Gating Gitter passieren. Dieses befindet sich während eines vorliegenden Triggersignals im offenen Zustand, d.h. auf einem Potential, das dem des Driftfeldes an der Stelle entspricht, und lässt somit die Elektronen ungehindert hindurch driften. Dahinter folgt die Kathodenebene, die sich auf einem Potential von 0 V befindet und den Bereich des Driftvolumens von der Verstärkungsregion abgrenzt. Haben die Elektronen beide Ebenen durchquert, so werden sie im elektrischen Feld der Verstärkungsdrähte stark beschleunigt und erzeugen in einem lawinenartigen Prozess Sekundärelektronen. Während diese wiederum schnell an den Verstärkungsdrähten abfließen, influenzieren die übriggebliebenen positiven Ionen eine Spiegelladung auf den Signalelektroden (Pads) der Pad-Ebene, bevor sie langsam in Richtung der Kathodenebene driften. Das nun geschlossene Gating Gitter, dessen Drähte alternierend auf ± 100 V geschaltet sind, verhindert ein Zurückdriften der Ionen in das sensitive Detektorvolumen und zugleich ein unerwünschtes Nachdriften von Elektronen in die Auslekammer.

Die Signale der Pads werden über ein mehrstufiges Elektroniksystem ausgelesen (siehe Abschnitt 2.2). Anschließend kann durch Schwerpunktsbildung der Ladungsverteilung benachbarter Pads einer Padreihe die Ortsbestimmung einzelner Raumpunkte der Teil-

	VTPC-1	VTPC-2	
Volumen [m ³]	2 · 2,5 · 0,98	2 · 2,5 · 0,98	
Gas	Ne/CO ₂ (90/10)	Ne/CO ₂ (90/10)	
Driftspannung [kV]	-13	-13	
Driftgeschwindigkeit [cm/μs]	1,3	1,3	
Sektoren	6	6	
Padreihen pro Sektor	24	24	
Pads pro Padreihe	192	192	
Kanäle (Pads)	27648	27648	
Padlänge [mm]	16/28	28	
Padbreite [mm]	3,5	3,5	
Winkel [°]	12-55	3-20	
MTPC-L/R			
Volumen [m ³]	3,9 · 3,9 · 1,8		
Gas	Ar/CH ₄ /CO ₂ (90/5/5)		
Driftspannung[kV]	-16,5		
Driftgeschwindigkeit [cm/μs]	2,4		
Sektoren	25		
Padreihen pro Sektor	18		
Kanäle (Pads)	63360		
Sektortyp	HR	SR	SR'
Pads pro Padreihe	192	128	128
Padlänge [mm]	40	40	40
Padbreite [mm]	3,6	5,5	5,5
Winkel [°]	0	0	15

Tabelle 2.1: Technische Parameter der NA49-TPCs.

chenspur in der xz -Ebene erfolgen (siehe Kapitel 3.1). Aus der Messung der Ankunftszeit des Signals lässt sich bei genauer Kenntnis der Driftgeschwindigkeit der Elektronen des Weiteren die jeweilige y -Koordinate ermitteln. Auf diese Weise erhält man schließlich eine Reihe von Raumpunkten, die eine vollständige Rekonstruktion der Teilchenspur in der TPC ermöglichen.

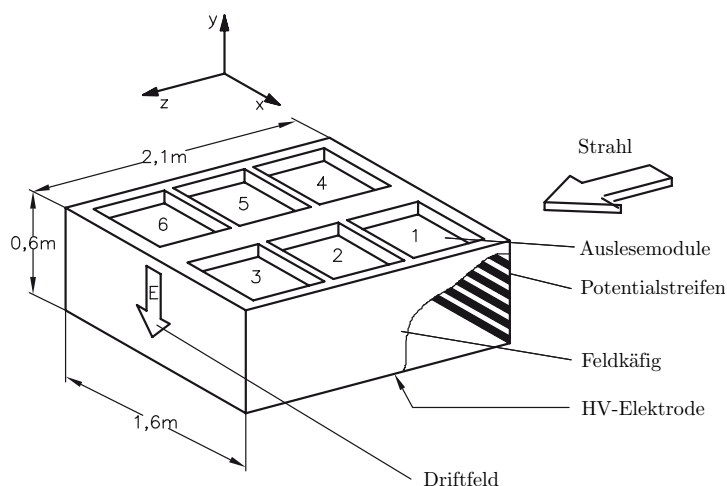


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau einer Vertex TPC.

Die in NA49 verwendeten TPCs zeichnen sich insbesondere durch ihre geringe Massenbelegung aus, wodurch die Anzahl sekundärer Wechselwirkungen wesentlich reduziert wird. Ihr Feldkäfig (Abb. 2.6), welcher das sensitive Volumen definiert, wird von Äquipotentialstreifen aus $20\ \mu\text{m}$ dicker aluminiumbeschichteter Mylar-Folie begrenzt, die an einem Rahmen von Keramikrohren befestigt und über eine Widerstandskette an die Driftspannung angeschlossen sind. Der Feldkäfig befindet sich wiederum in einer von der umgebenden Luft abgeschlossenen Gasbox. Sie ist mit einem Gasgemisch (Tabelle 2.1) gefüllt, welches unter den Gesichtspunkten eines geringen Diffusionskoeffizienten, einer optimalen Driftgeschwindigkeit, einer schwachen Vielfachstreuung, eines guten Absorptionsvermögens von Photonen und eines geringen Wirkungsquerschnittes für die Entstehung von δ -Elektronen für die jeweiligen TPCs optimiert wurde. Eine detaillierte Beschreibung der Wahl des Gasgemisches befindet sich beispielsweise in [35]. Um bei gegebener Padgröße (siehe Tabelle 2.1) eine optimale Ortsauflösung in x -Richtung zu gewährleisten, und somit nah beieinander liegende Spuren unterscheiden zu können, wurden die Padreihen⁴ in den einzelnen TPCs so ausgerichtet, dass ein Großteil der Spuren orthogonal zu den Padreihen verläuft. Deshalb sind die Pads in unterschiedlichen Sektoren der TPCs mit verschiedenen Winkeln zur Strahlachse angeordnet. Diese Winkel und andere wichtige technische Parameter der NA49 Spurendriftkammern sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

⁴Eine Reihe von Pads orthogonal zur nominalen Strahlrichtung wird als Padreihe bezeichnet

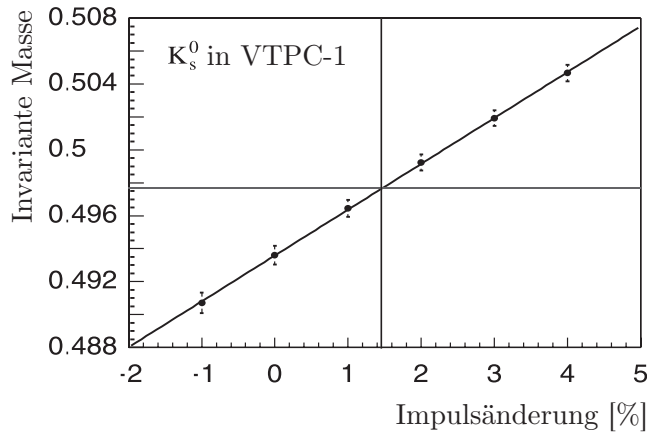


Abbildung 2.7: Abhängigkeit der berechneten invarianten Masse des K_S^0 von einer systematischen Verschiebung der Tochterimpulse. Mit Hilfe der nominalen Masse lässt sich ein Korrekturfaktor von 1,4 % für das Magnetfeld der VTPC-1 bestimmen. Quelle: [32].

2.4 Änderungen des experimentellen Aufbaus für den Energie-Scan

Nach den Runs bei der SPS-Maximalenergie von 158A GeV startete im Jahr 1999 das Energie-Scan Programm am CERN SPS. Dafür wurden zunächst zwei Strahlzeiten für 40A und 80A GeV durchgeführt, welche im Jahr 2002 durch die Datenaufnahme bei 20A und 30A GeV ergänzt wurden. Da das NA49 Experiment ursprünglich auf die höchste Strahlenergie ausgelegt war, wurden einige Detektoreinstellungen zur bestmöglichen Erhaltung der Akzeptanz geändert.

Die Magnetfeldstärke in den VTPCs wurde für die jeweilige Strahlenergie um einen bestimmten Wert verringert (Tabelle 2.2), da sonst der Strahl aufgrund seines geringeren Impulses durch die TPCs hindurch und nicht mehr durch die Lücke zwischen ihnen verlaufen wäre. Um eventuelle Ungenauigkeiten bei der Neuerfassung der Magnetfelder mittels der installierten Hallsonden und der Berechnung mit TOSCA zu kompensieren, wurde eine neue Methode entwickelt, welche die Magnetfeldeinstellungen über die Daten selbst ermittelt. Dabei wird ausgenutzt, dass die K_S^0 Rekonstruktion⁵ besonders sensitiv auf die Konfiguration des Magnetfeldes reagiert. Denn diese beruht auf der Berechnung der invarianten Masse eines V^0 s anhand seiner Zerfallsprodukte. Sind die Impulse der

⁵Detaillierte Beschreibung der Rekonstruktion von K_S^0 in Kapitel 3.2

Strahlenergie	Magnetfeld	Zentralität	Events
158A GeV	<i>std</i> +/-	10,0 %	400k/530k
80A GeV	$1/2$ <i>std</i> +	7,2 %	300k
40A GeV	$1/4$ <i>std</i> +/-	7,2 %	420k/280k
30A GeV	$3/16$ <i>std</i> +	7,2 %	440k
20A GeV	$1/8$ <i>std</i> +	7,2 %	360k

Tabelle 2.2: Vorhandene Datensätze der zentralsten mit NA49 untersuchten Pb+Pb Kollisionen. Angegeben sind die jeweilige Strahlenergie, die Magnetfedeinstellungen, die Zentralität im Bezug zum totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt und die Anzahl der gemessenen Events. Für 158A und 40A GeV sind die Werte jeweils für beide Polarisierungen des Magnetfeldes aufgelistet.

Tochtereilchen, die durch deren Krümmung und der Stärke des Magnetfeldes definiert sind (Gl. 2.1), falsch berechnet, so kann durch die Abweichung der invarianten Masse eines V^0 s vom Literaturwert auf die Ungenauigkeit in der Bestimmung des Magnetfeldes geschlossen werden. Die dazu verwendeten rekonstruierten Massen von Λ und K_S^0 weisen z. B. für den 40A GeV, $1/4$ *std*+ Datensatz⁶ eine Abweichung von 1,4 % in VTPC-1 und 1,8 % in VTPC-2 auf (Abb. 2.7) [34]. Diese Werte dienen wiederum als Skalierungsfaktoren des Magnetfeldes.

Des Weiteren wurde für die geringeren Strahlenergien jeweils die Kollimatoreinstellung so verändert, dass durch dessen Öffnung alle Spektatoren das Veto Kalorimeter erreichen konnten. Da eine niedrigere Energie durch die stärkere Ablenkung und einen erhöhten Einfluss der Fermibewegung der Teilchen zu einer weiteren Auffächerung führt, musste die Öffnung des Kollimators mit abnehmender Strahlenergie vergrößert werden. Für die 20A und 30A GeV wurde sogar überhaupt kein Kollimator verwendet.

Zuletzt musste noch der Zentralitätstrigger an die einzelnen Strahlenergien angepasst werden. Die zu den verwendeten Schwellenwerten des Veto Kalorimeters korrespondierende Zentralität in Prozent des totalen inelastischen Wirkungsquerschnittes ist in Tabelle 2.2 aufgelistet.

⁶Ansammlung von Events, die mit der gleichen experimentellen Konfiguration (Magnetfeld, Strahlenergie, Triggerbedingungen, usw.) aufgenommen wurden

Kapitel 3

Datenverarbeitung

Um eine Interpretation der physikalischen Prozesse einer mit NA49 gemessenen Reaktion zu ermöglichen, sind Informationen über die produzierten Teilchen, wie deren Ladung, Impuls und spezifischer Energieverlust, nötig. Diese können aus den aufgenommenen Rohdaten mittels einer gemeinsamen Software, der so genannten *Rekonstruktionskette*, extrahiert und in den *Data Summary Tapes* (DSTs) abgespeichert werden. Dadurch wird der Speicherbedarf eines Events erheblich reduziert. Betrug er noch für ein als Rohdaten gespeichertes Event 10 MByte, so verringert er sich nach der Rekonstruktion auf 2-3 MByte. Um die Datenauswertung weiterhin zu beschleunigen, wird eine für die meisten Analysen relevante Untermenge der auf den DSTs enthaltenen Informationen in die kompakteren *mini-DSTs* kopiert. Diese Informationen sind als *ROOT-Trees* arrangiert und belegen nun lediglich 150-200 KByte pro Event. Bei *ROOT* [36], [37] handelt es sich um eine objektorientierte Analyseumgebung, die auf der Programmiersprache C++ basiert und zu deren wichtigsten Bestandteilen ein C++ Interpreter (CINT) zählt. Es enthält eine Vielzahl unterschiedlicher Klassen zur Visualisierung und Analyse der Daten, die innerhalb *ROOT49* [38] mit zusätzlichen für NA49 spezifischen Klassen ergänzt wurde.

In Abschnitt 3.1 soll zunächst die Rekonstruktionskette mit ihren wichtigsten Modulen zur Rekonstruktion eines Events beschrieben werden. Anschließend wird in Abschnitt 3.2 näher auf die V^0 Rekonstruktion eingegangen, auf der letztendlich die K_S^0 Analyse mit *ROOT49* beruht.

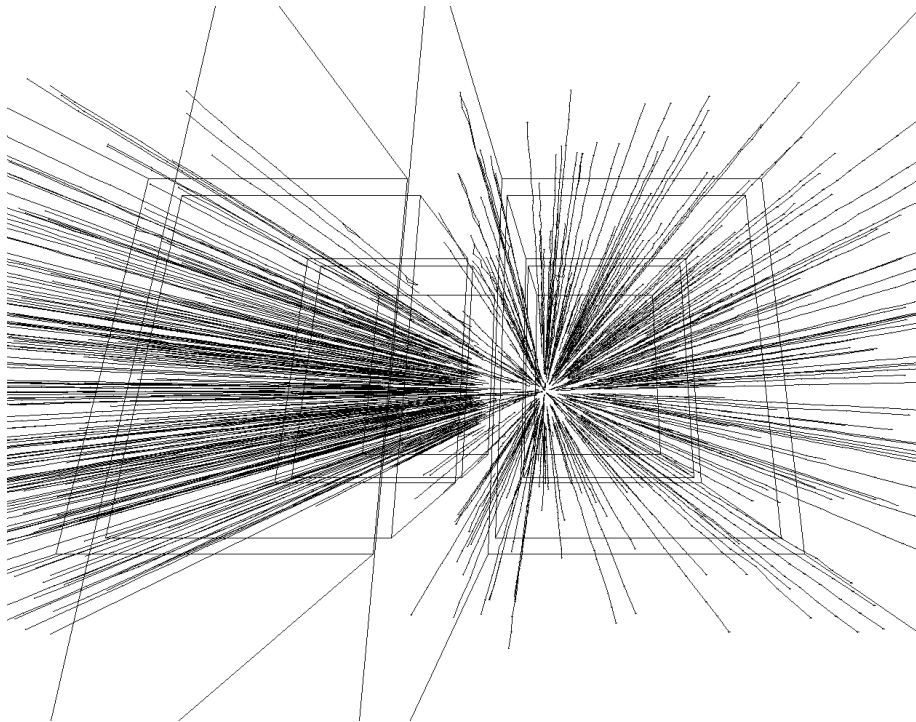


Abbildung 3.1: Rekonstruierte Spuren in der VTPC-2.

3.1 Rekonstruktionskette

Die Rekonstruktionskette ist ein aus mehreren Modulen (*Clients*) bestehendes Softwarepaket, das die Rekonstruktion eines Events aus den dazugehörigen Rohdaten erlaubt. Sie basiert auf einem objektorientierten Client-Server Datenmanagementsystem namens DSPACK [39], mit dem eine dezentralisierte Entwicklung, Fehlerbeseitigung und Modifikation möglich ist.

Die Rekonstruktion eines jeden Events beginnt mit der Ermittlung lokaler Spurpunkte in den TPCs. Diese werden zunächst auf verschiedene, die Positionsbestimmung verfälschende, Detektoreffekte korrigiert und anschließend durch die Spurrekonstruktion, dem so genannten Tracking, zu Spuren zusammengesetzt. Dabei werden jeder Spur einige Parameter, wie Ladung und Impuls zugewiesen. Solche Spuren, die von einem sekundären Zerfallsvertex stammen könnten, werden innerhalb der sog. V^0 Suche miteinander verknüpft. Darüber hinaus werden als ergänzende Informationen der in den TPCs gemessene Energieverlust und die Flugzeit aus den TOF-Detektoren hinzugefügt. Die am Ende generierten DSTs bzw. mini-DSTs enthalten die physikalisch relevanten Daten und bilden den Ausgangspunkt der weiteren Analyse.

Die einzelnen Schritte der Rekonstruktionskette sind in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt und werden des Weiteren näher erläutert.

Spurpunktrekonstruktion

Die Rekonstruktion von zunächst noch unkorrigierten Raumpunkten in den TPCs wird durch den sog. *Clusterfinder* (`dipt`) durchgeführt. Dazu wird in jeder Padreihe nach zusammenhängenden Ladungsverteilungen (*Cluster*) gesucht, deren Signale innerhalb eines bestimmten Pad-Zeit Intervalls liegen. Von diesen Clustern wird anschließend der Ladungsschwerpunkt bestimmt, dessen Position wiederum in Raumkoordinaten des NA49 Koordinatensystem überführt wird. Im Falle von einander überlappenden Clustern, die insbesondere in Bereichen hoher Spurdichten auftreten, werden diese ausschließlich dann als getrennte Raumpunkte betrachtet, wenn zwei separate Maxima identifiziert werden können, deren Distanz mindestens drei Pads bzw. Zeit-Bins beträgt.

Die so erhaltenen Raumpunkte unterliegen jedoch noch einigen Verzerrungen, auf welche verschiedene Module korrigieren. Während `tpc_calib` die durch Unterschiede der Signallaufzeiten der Ausleseelektronik verursachten Verschiebungen der Driftzeiten behebt, gleichen `edisto` und `vt_ncalc` Inhomogenitäten des elektrischen Feldes sowie $\vec{E} \times \vec{B}$ -Effekte aus. Letztere entstehen durch nicht parallel zueinander verlaufende magnetische und elektrische Feldlinien, die das Driftverhalten der Elektronen beeinflussen. Da nach Anwendung dieser Korrekturen noch in einigen Bereichen der TPCs systematische Abweichungen der gemessenen Spurpunkte von der rekonstruierten Spur verbleiben, wird des Weiteren eine phänomenologische Korrektur, die sog. Residuenkorrektur [35], angewendet. Sie wird mit `tpc_res_corb` ausgeführt, und beseitigt schließlich größtenteils die letzten verbliebenen Verzerrungen.

Tracking

Nachdem die Rekonstruktion der Spurpunkte abgeschlossen ist, kann das Tracking beginnen. Um dabei eine optimale Spurerkennung zu gewährleisten, werden die unterschiedlichen Vorteile der einzelnen TPCs miteinander vereint. Denn während in den magnetisch feldfreien MTPCs die Spurdichte zwar relativ gering ist und dadurch Spuren gut voneinander unterscheidbar sind, können ihnen nur unter der Annahme, dass sie vom Hauptvertex stammen, Impulse zugewiesen werden. In den VTPCs hingegen ist eine eigenständige Impulsbestimmung durch die Krümmung der Spuren im Magnetfeld

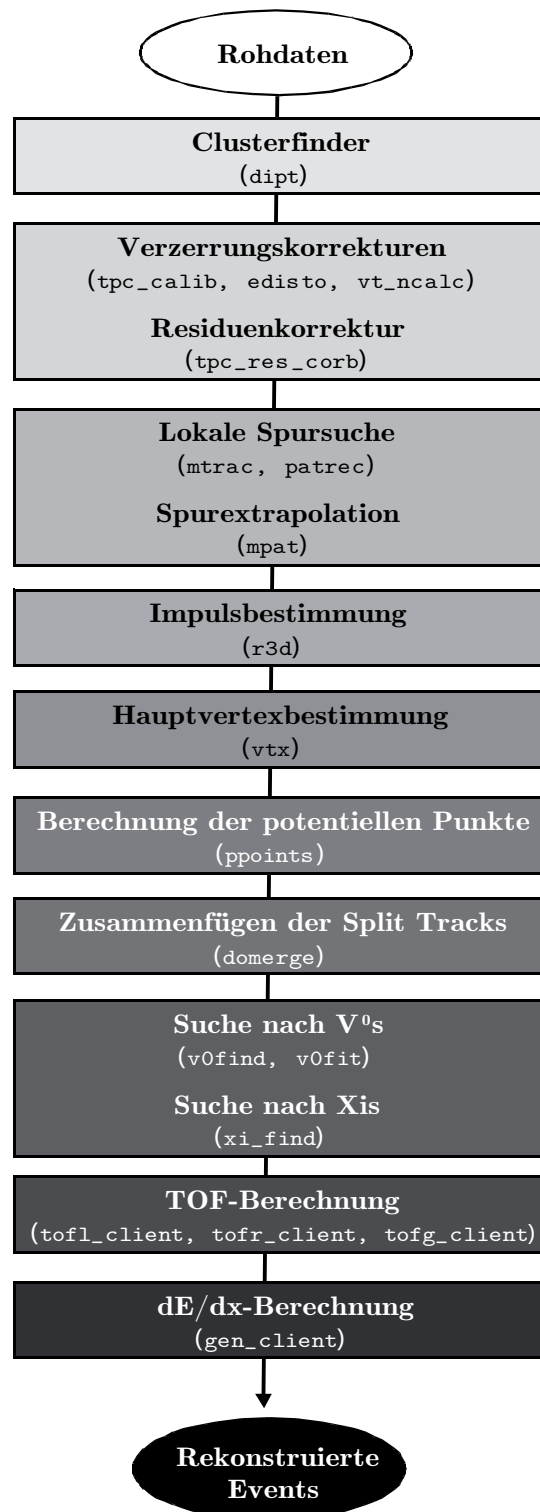


Abbildung 3.2: Schematisches Flussdiagramm der Rekonstruktionskette. Dargestellt sind die einzelnen Schritte der Rekonstruktion mit den dazugehörigen Modulen.

möglich, jedoch sind dort erheblich höhere Spurdichten anzutreffen. Zudem sind in den VTPCs komplexere Spurmodelle notwendig als in den MTPCs, in denen die Spuren geraden Linien folgen. Dies führt zu einer bestimmten Vorgehensweise in der globalen Spur-rekonstruktion [40], in der anhand der Vorgaben gut definierter Spuren in einer TPC, also lokaler Spuren, in andere TPCs extrapoliert und weiter gesucht wird. Die Prozedur vereinfacht die Spurfindung besonders in den VTPCs und ermöglicht die vollständige Spurrekonstruktion eines Events selbst in den Bereichen mit hoher Spurdichte. Sie kann folgendermaßen gegliedert werden:

- Rekonstruktion gerader Spuren in den MTPCs und deren Impulsbestimmung unter der Annahme, dass sie vom Hauptvertex stammen. Verknüpfung aller zugehörigen Spurpunkte mit der Spur (`mtrac`).
- Extrapolation dieser Spuren in die VTPC-2 und Zuordnung von Punkten anhand der Spurvorgabe. Falls Zuordnung scheitert, wird die MTPC Spur fallengelassen und die Verknüpfung aller Punkte mit ihr aufgehoben (`mpat`).
- Lokale Spursuche anhand der verbliebenen Punkte in der VTPC-2 (`patrec`). Extrapolation dieser Spuren in die MTPCs und Zuordnung dazu passender verfügbarer Punkte (`mpat`, `mtrac`).
- Extrapolation aller bis dahin rekonstruierter Spuren in die VTPC-1. Falls Suche nach Spurpunkten unter der Vorgabe der MTPC Spuren scheitert, werden alle ihr zugeordneten Punkte freigegeben, solange nicht schon eine Verknüpfung mit einer VTPC-2 Spur besteht (`mpat`).
- Lokale Spursuche in VTPC-1 entsprechend der Vorgehensweise in VTPC-2 (`patrec`). Extrapolation der gefundenen Spuren in die MTPCs und Suche nach Spurpunkten anhand der Vorhersagen (`mpat`, `mtrac`).
- Suche nach Spuren von Zerfällen u.ä. in den MTPCs ohne der Annahme, dass sie vom Hauptvertex stammen (`mtrac`).
- Zusammensetzung der Spurstücke in den einzelnen TPCs zu globalen Spuren (`mpat`).

Für die somit erhaltenen globalen Spuren werden anschließend die Impulse am ersten gemessenen Punkt anhand ihrer Krümmung im Magnetfeld mit dem Impuls-Rekonstruktions Modul `r3d` berechnet. Eine erneute Impulsbestimmung der Spuren erfolgt unter

der Annahme, dass sie dem Hauptvertex entstammen. Die dazu verwendete Hauptvertexposition wird aus der Extrapolation aller Spuren hin zur Targetebene durch einen Fit ermittelt (`vtx`). Diese kann später wiederum mit der Hauptvertexposition, welche durch die Beam Position Detektoren (BPDs, siehe Kapitel 2.2) bestimmt wurde, verglichen werden (siehe Kapitel 4.2). Zusammen mit anderen Spurinformatoren werden beide Impulse in den DSTs, jedoch in unterschiedlichen Datenstrukturen, abgespeichert. Diese heißen `track` und `rtrack`, wobei Letztere im Gegensatz zu der Ersten alle Informationen einer Teilchenspur beinhaltet, die frei von der Annahme einer Vertexposition sind; sprich u. a. die Position des ersten und letzten gemessenen Punktes einer Spur als auch den anhand der Krümmung im Magnetfeld berechnete Impuls. Jeder `track` ist mit einem `rtrack` verlinkt, woraufhin bei der Suche nach einem sekundären Zerfallsvertex mehrere `tracks` zu einem `rtrack` gefunden werden können. Es bleibt demnach bis zur späteren Datenanalyse offen, ob ein Teilchen beim Hauptvertex oder einem sekundären Vertex produziert wurde.

Für jede Spur werden des Weiteren die Impaktparameter b_x und b_y in der Targetebene bestimmt. Diese ergeben sich aus der Differenz in x - und y -Richtung zwischen der Extrapolation der Spur und der ermittelten Hauptvertexposition:

$$\begin{aligned} b_x &= x_{\text{Spur}} - x_{\text{Hauptvertex}} \\ b_y &= y_{\text{Spur}} - x_{\text{Hauptvertex}} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Mit bekannter Hauptvertexposition kann darüber hinaus die Anzahl der maximal zu erwartenden Spurpunkte (*Potential Points*) in jeder TPC mit `ppoints` berechnet werden, indem die Padreihen gezählt werden, welche die rekonstruierte Spur durchquert. Durch die nun zur Verfügung stehenden Informationen, wie Impuls und potentielle Punkte, lassen sich weiterhin die sog. *Split Tracks*, das sind zusammengehörige Spurfragmente, die vorher nicht zu einer globalen Spur vereint werden konnten, größtenteils miteinander verbinden (`domerge`) [41].

Nach der Rekonstruktion aller Hauptvertexspuren startet die Suche nach Sekundärvertices von V^0 s, Konversionen und Kaskaden. In folgendem Abschnitt wird näher auf die V^0 Rekonstruktion eingegangen, da sie die Grundlage der späteren K_S^0 Analyse bildet. Eine detaillierte Beschreibung der auf der V^0 Rekonstruktion basierenden Rekonstruktion mehrfach seltsamer Hyperonen mit dem Modul `xi_find` findet sich in mehreren

Teilchen	Quark Inhalt	Geladener Zerfallskanal	Verzweigungs- verhältnis	Q
K_S^0	$\frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{s}d + d\bar{s})$	$\rightarrow \pi^+ \pi^-$	69,20%	0,219 GeV/ c^2
Λ	uds	$\rightarrow p \pi^-$	63,90%	0,038 GeV/ c^2
$\bar{\Lambda}$	$\bar{u}\bar{d}\bar{s}$	$\rightarrow \bar{p} \pi^+$	63,90%	0,038 GeV/ c^2

Tabelle 3.1: Wichtige Eigenschaften der V^0 s [2].

Diplomarbeiten und Doktorarbeiten [42, 43, 44].

Zur Ergänzung des Trackings werden noch die Informationen des spezifischen Energieverlustes in den MTPCs (`gen_dedx`) und die Teilchenidentifikation mittels der TOF-Wände (`tofl_client`, `tofr_client`, `tofg_client`) [45] berechnet und zusammen mit den übrigen Informationen in den DSTs abgespeichert.

3.2 V^0 Rekonstruktion

In NA49 ist die Rekonstruktion der neutralen seltsamen Hadronen K_S^0 , Λ und $\bar{\Lambda}$ indirekt über ihre charakteristische V^0 -Zerfallstopologie möglich. Diese ergibt sich durch ihren schwachen Zerfall in zwei unterschiedlich geladene Tochterpartikel. Das Verzweigungsverhältnis für diese Zerfallskanäle sowie einige weitere Eigenschaften der V^0 s sind in folgender Tabelle aufgeführt:

Um aus den bisher ermittelten globalen Spuren geladener Teilchen diejenigen zu extrahieren, die Zerfallsprodukte eines V^0 s sind, werden in der V^0 Suche zunächst alle ungleich geladenen Spuren miteinander kombiniert und zur Rekonstruktion von V^0 -Kandidaten verwendet, sofern sie bestimmten geometrischen und kinetischen Kriterien (*Cuts*) genügen. Auch die rekonstruierten V^0 Kandidaten, deren Impulse aufgrund von Impulserhaltung aus der Summe der Töchterimpulse bestimmt werden können, müssen spezifische Cuts erfüllen. Dabei soll eine geeignete Wahl von Cuts gewährleisten, dass zwar viele der zufälligen Kombinationen primärer Spuren beseitigt werden, um dadurch Rechenzeit und Speicherbedarf einzusparen, dennoch möglichst wenige der echten V^0 s verworfen werden.

Im Laufe der Entwicklung der V^0 Suche setzten sich zwei unterschiedliche Herangehensweisen zur Auswahl adäquater Cuts durch, die *Birmingham* und die *GSI*¹ Methode. Während die Birmingham Methode abhängig von der Zerfallstopologie der V^0 -Kandidaten drei verschiedene Klassen von Such-Kriterien anwendet [46], nutzt die GSI Methode eine einheitliche Cut-Klasse für alle Kandidaten. Letztere wurde unter der Zielsetzung entwickelt, so wenig wahre V^0 s wie möglich zu verwerfen und dabei weitgehend robuste geometrische Cuts einzusetzen, um auf deren Verluste wiederum einfacher korrigieren zu können [47]. Da die GSI-Cut-Klasse bereits in mehreren Λ -, sowie Ω - und Ξ -Analysen effektiv zur Verwendung kam [48, 42, 49], wurde sie auch in der vorliegenden Analyse eingesetzt. Um allerdings systematische Fehler in der GSI Prozedur ausschließen zu können, wurde zusätzlich die Birmingham Methode herangezogen (siehe Kapitel 6.7). Im Folgenden werden deshalb beide Verfahren vorgestellt, wobei die allgemeine Vorgehensweise in der V^0 Suche zunächst anhand der GSI Methode geschildert wird.

GSI Methode

Die GSI Methode sieht, wie bereits erwähnt, eine einheitliche Cut-Klasse für alle V^0 -Kandidaten vor. Diese ist in Tabelle 3.2 zusammengefasst und wird des Weiteren näher erläutert.

In der V^0 Suche verwendet die GSI Methode als erstes ein Cut auf die einzelnen Spuren geladener Teilchen. Dieser verlangt eine Mindestzahl von 10 gemessenen Punkten (N_{Points}) in der VTPC-1 bzw. 20 Punkten in der VTPC-2. Dadurch wird sichergestellt, dass die Impulse der Spuren für die Rekonstruktion der V^0 Kandidaten hinreichend genau bekannt sind. Anschließend bildet das Programmmodul `v0find` Spurpaare durch das Zusammensetzen je einer positiven mit einer negativen Spur. Diese werden wiederum hin zur Targetebene extrapoliert und jeweils in 2 cm Schritten der Abstand der beiden Spuren in x - und y -Richtung voneinander berechnet. Verworfen werden all die Spurpaare, deren Entfernung im Punkt ihrer nächsten Annäherung (*Distance of Closest Approach*, *DCA*) mehr als 0,5 cm in x - und 0,25 cm in y -Richtung beträgt (siehe Abb. 3.3). Diesem Qualitätskriterium liegt die endliche Ortsauflösung des Detektors zugrunde. Es wurde mit Hilfe einer Simulation in der Analyse von Λ s entwickelt [47]. Da ein Großteil des kombinatorischen Untergrunds unmittelbar hinter dem Target konzentriert ist, werden wiederum nur die Spurpaare im Übrigen betrachtet, deren nächste Annäherung oberhalb

¹Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt

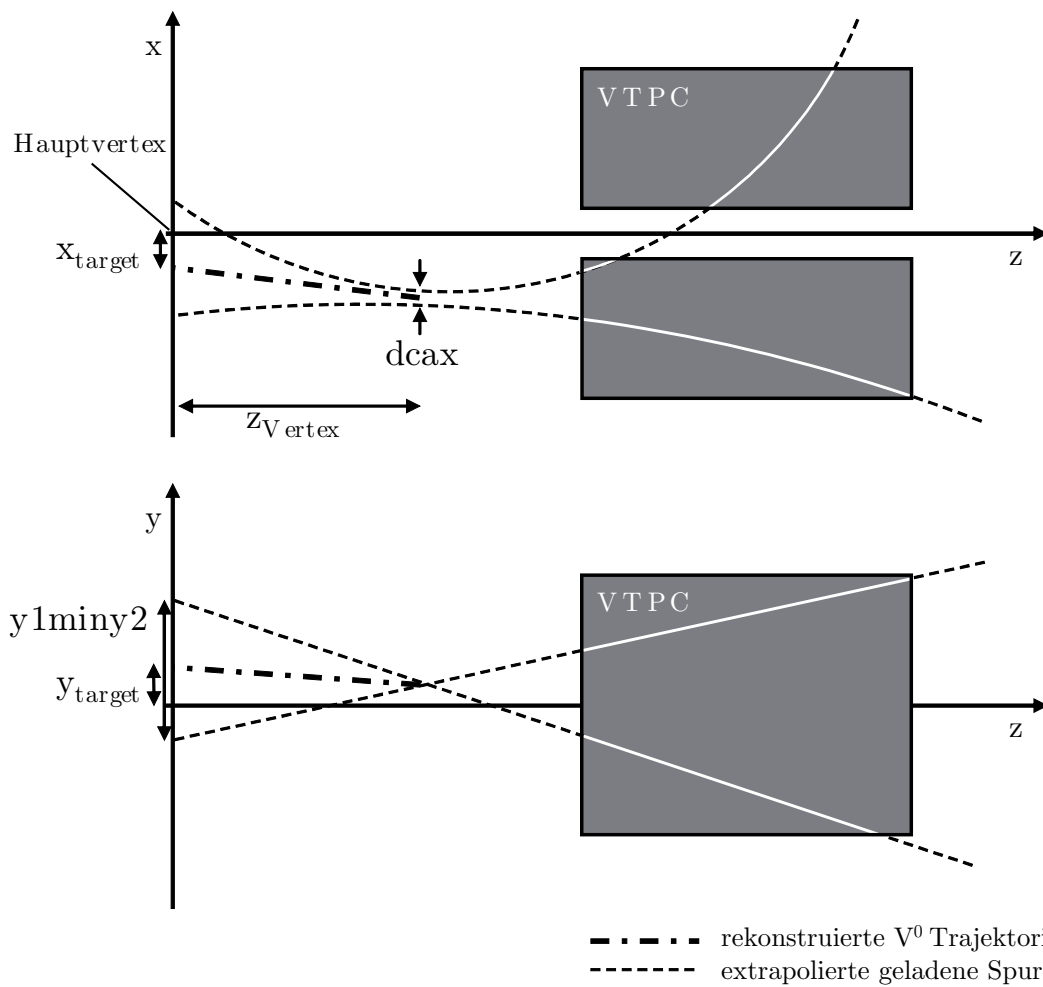


Abbildung 3.3: Zur Veranschaulichung der Zerfallstopologie der V^0 s in der xz -Ebene (oben) und der yz -Ebene (unten). Eingezeichnet sind einige wichtige Parameter.

Cut	Wert
N_{Points}	≥ 10 (VTPC-1) ≥ 20 (VTPC-2)
d_{cax} [cm]	$\leq 0,50$
d_{cay} [cm]	$\leq 0,25$
z_{Vertex} [cm]	$\geq -555,0$
z_{Dip} [cm]	$= z_{\text{Vertex}} - 5,0$
$ y1miny2 $ [cm]	$\geq 0,75$
$ x_{\text{Target}} $ [cm]	$\leq 25,0$
$ y_{\text{Target}} $ [cm]	$\leq 25,0$
ϕ [rad]	$\geq 0,2$ $\leq 2,9$
$p_{\text{t}}^{\text{Arm}}$ [GeV/c]	$\leq 0,35$

Tabelle 3.2: Die GSI-Cuts in der V^0 Rekonstruktion.

eines bestimmten Schwellenwerts in z -Richtung (z_{Vertex}) liegt. Um den Untergrund weiterhin zu reduzieren, fordert der *dip*-Cut, dass der Kreuzungspunkt der Tochterspuren in der yz -Ebene einen z -Wert größer gleich z_{Dip} aufweist.

Darüber hinaus wird verlangt, dass die extrapolierten Tochterspuren in der Targetebene einen Mindestabstand von 0,75 cm in y -Richtung voneinander besitzen ($|y1miny2|$). Somit wird ausgeschlossen, dass beide Spuren vom Hauptvertex stammen. Ursprünglich wurde dieser Cut auch in x -Richtung angewandt, wobei sich im Nachhinein herausstellte, dass dadurch V^0 Teilchen mit einem hohen Transversalimpuls verworfen wurden [50]. Jedes V^0 hingegen sollte vom Hauptvertex stammen. Aus diesem Grund dürfen die aus den Impulsen der Töchter bis hin zur Targetebene berechneten Spuren der V^0 -Kandidaten sowohl in x - als auch in y -Richtung einen absoluten Koordinatenwert von höchstens 25 cm erreichen ($x_{\text{target}}, y_{\text{target}}$)². Beide Cuts sind relativ weit gewählt, damit V^0 s, die selbst aus einem Zerfall stammen, für die spätere Rekonstruktion mehrfach seltsamer Hyperonen nicht verworfen werden.

Abbildung 3.4 stellt zwei mögliche Zerfalls-Topologien eines V^0 s im Magnetfeld dar, welche als „Sailor“ und „Cowboy“ bezeichnet werden. Letztere kann entstehen, wenn die

² $x_{\text{target}}, y_{\text{target}}$ werden auch als *Impact Parameter* bezeichnet

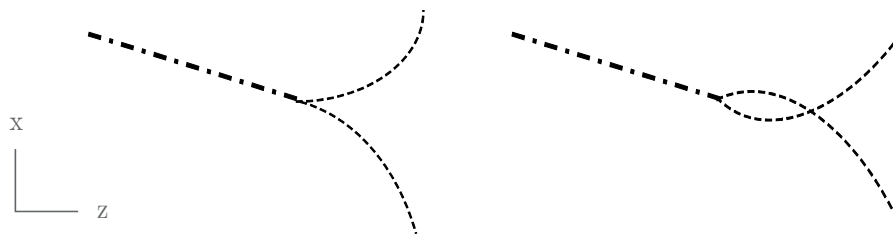


Abbildung 3.4: Skizzierung der zwei möglichen V^0 Zerfalls-Topologien : Der „Sailor“ (links) und der „Cowboy“ (rechts).

Zerfallsebene der Tochterspuren mit der horizontalen xz -Ebene, also der Krümmungsebene des Magnetfeldes, übereinstimmt. Um zu verhindern, dass bei der Rekonstruktion der Schnittpunkt beider Tochterspuren als Zerfallsvertex missidentifiziert werden könnte, wird ein Cut auf den Winkel ϕ durchgeführt. ϕ wird aufgespannt durch die Normale \vec{n} auf der Zerfallsebene und dem Vektor y' , der senkrecht auf dem V^0 -Impulsvektor \vec{p}_{V^0} steht und in der Ebene von \vec{p}_{V^0} und der y -Achse liegt (siehe Abb. 3.5). Da der V^0 Zerfall isotrop ist, sollte die ϕ -Verteilung flach sein. Aufgrund dieser Tatsache kann durch einen geeigneten Cut auf ϕ nicht nur die Fehlrekonstruktion durch das Auftreten der „Cowboy“ Zerfallstopologie, sondern auch Untergrund eliminiert werden. Detaillierte Studien haben nämlich gezeigt [43], dass ein Untergrund von sich kreuzenden Primärspuren besonders bei ϕ -Winkeln von 0 und $\pm\pi$ auftritt. Um diese Bereiche auszugrenzen wird ein Cut von $0,2 \leq \phi \leq 2,9$ verwendet.

Nach den bisherigen rein geometrischen Cuts des V^0 Finders müssen die V^0 -Kandidaten zuletzt noch einem kinematischen Cut, und zwar auf den Armenteros-Transversal-

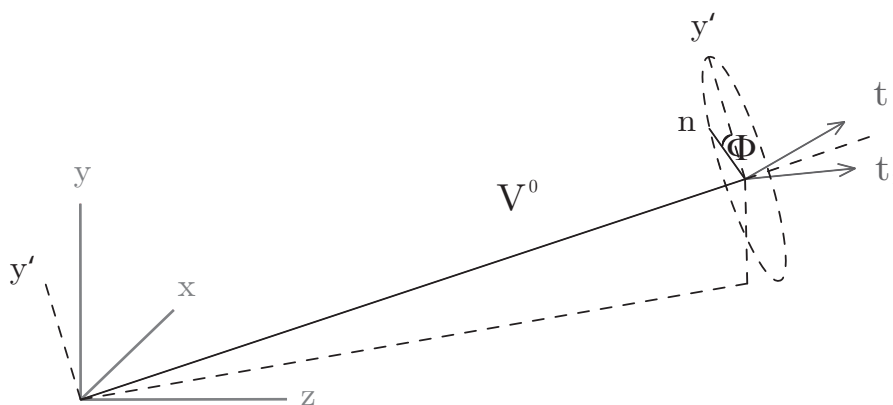


Abbildung 3.5: Der Winkel ϕ , aufgespannt durch den Vektor y' und der Normalen \vec{n} auf der Zerfallsebene der Tochterspuren t_1 und t_2 .

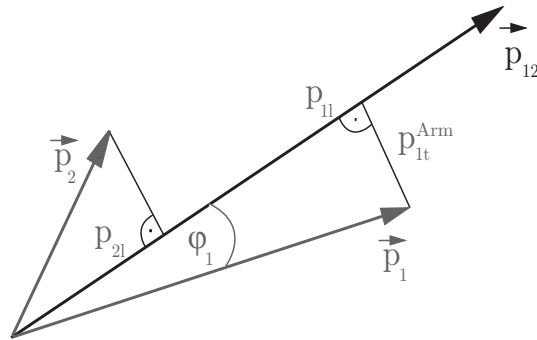


Abbildung 3.6: Zur Definition der Armenteros-Podolanski Variablen: Impulsdiagramm eines V^0 Zerfalls im Laborsystem.

impuls p_t^{Arm} , genügen. p_t^{Arm} ist definiert als der Absolutwert des Impulses eines der beiden V^0 Tochterteilchen transversal zur ursprünglichen Richtung des V^0 s (siehe Abb. 3.6):

$$p_t^{\text{Arm}} = p_{1,2} \cdot \sin\varphi_{1,2} \quad . \quad (3.2)$$

Aufgrund von Impulserhaltung ist er für beide Zerfallsprodukte gleich groß. Durch die longitudinalen Komponenten der Tochterimpulse im Bezug zum V^0 -Impuls lässt sich weiterhin die Größe α berechnen:

$$\alpha = \frac{p_{11} - p_{21}}{p_{11} + p_{21}} \quad . \quad (3.3)$$

Der Konvention nach bezeichnet der Index 1 dabei immer das positive und 2 das negative Tochterteilchen. Beide Variablen stellen charakteristische Größen zur Beschreibung der Zerfallskinetik eines V^0 s dar. Zusammen spannen sie das sog. Armenteros-Podolanski Diagramm auf, in dem die möglichen Zerfälle eines V^0 s Halbellipsen bilden (siehe Abb. 3.7). Deren Halbachsen und Zentren hängen von der Ruhemasse der V^0 s, den Massen ihrer Zerfallsprodukte und dem Q -Wert des Zerfalls ab. Für symmetrische Zerfälle, wie sie bei einem $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ auftreten, liegt das Zentrum der Halbellipsen im Ursprung, für z. B. $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ hingegen liegt es bei positiven α -Werten, da das schwerere Proton aufgrund seiner größeren Masse immer einen höheren Impuls als das Pion trägt. Das Maximum in p_t^{Arm} ergibt sich für [51]:

$$\alpha_{\text{max}} = \frac{m_1^2 - m_2^2}{m_{12}^2} \quad , \quad (3.4)$$

und entspricht dem Q -Wert des Zerfalls, der sich aus der Massendifferenz von Mutter-

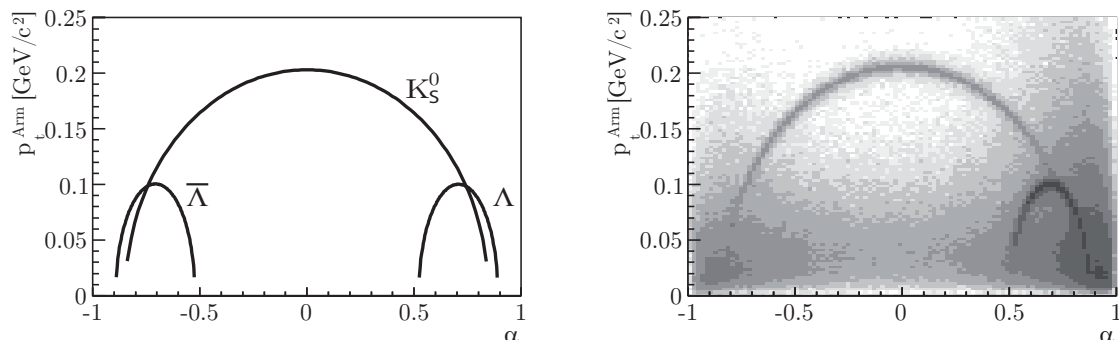


Abbildung 3.7: Das Armenteros-Podolanski Diagramm in idealisierter (links) und gemessener Form (rechts).

und Tochterteilchen ergibt (siehe Tabelle 3.1). In der V^0 Suche wird deshalb verlangt, dass p_t^{Arm} kleiner als $0,35 \text{ GeV}/c$ ist, wodurch zufällige Paarkombinationen verringert werden.

Nach Anwendung aller vorgegebenen Cuts ist die V^0 Suche beendet. Die Informationen der verbliebenen V^0 -Kandidaten und ihrer Zerfallsprodukte werden an das Modul `v0fit` übergeben, um abschließend noch die Koordinaten des Zerfallsvertex, sowie die Impulskomponenten der V^0 -Kandidaten und ihrer Tochterspuren zu bestimmen (siehe Unterabschnitt V^0 **Fit**).

Birmingham Methode

Die Birmingham Methode verwendet im Gegensatz zu der GSI Methode keine einheitliche Cut-Klasse für alle V^0 -Kandidaten, sondern unterscheidet zwischen drei Typen von V^0 s (VT1/VT2/Combi). Hierbei werden die Typen durch die Zerfallstopologie der V^0 s bzw. je nachdem auf welcher Seite und in welcher TPC sich die ersten Spurstücke der Tochterteilchen befinden, definiert. Liegen die ersten rekonstruierten Punkte der beiden Tochterspuren eines V^0 s auf gegenüberliegenden Seiten der VTTPC-1, so gehört es dem Typ VT1 an. Bei einem VT2- V^0 müssen analog dazu die ersten Spurstücke in der VTTPC-2 liegen, allerdings ist es im Gegensatz zum Typ VT1 egal auf welcher Seite sich die Spurstücke befinden. Als letztes gibt es noch den Typ namens Combi; hier verläuft das erste Spurstück der einen Tochterspur auf der entgegengesetzten Seite und in einer anderen VTTPC als das der anderen Tochterspur. Abbildung 3.8 illustriert die jeweilige Zerfallstopologie der verschiedenen Birmingham V^0 s. Durch die Unterscheidung zwi-

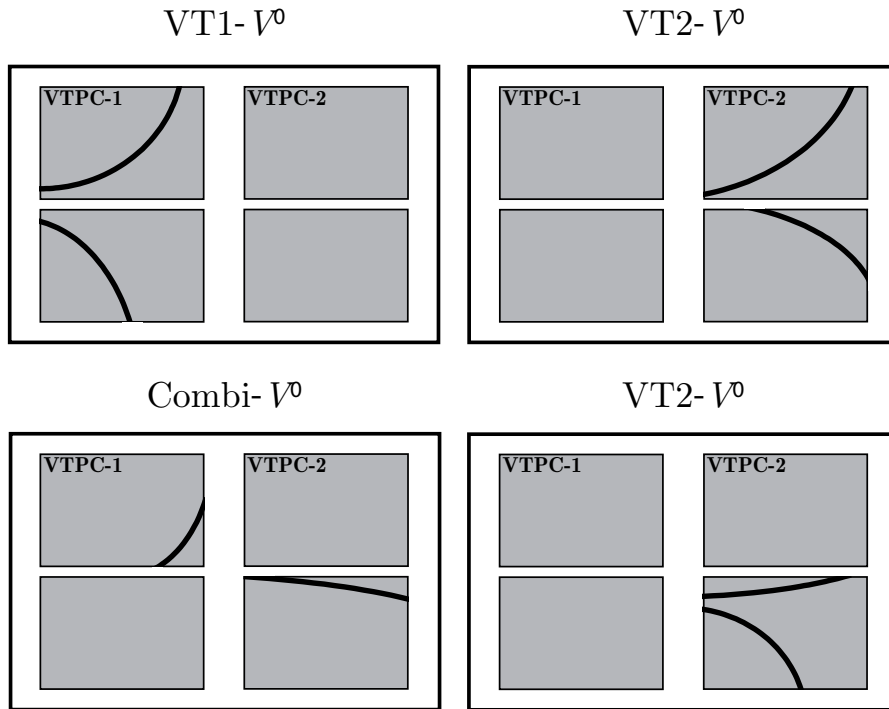


Abbildung 3.8: Zur Veranschaulichung der möglichen Zerfallstopologien von V^0 s vom Typ VT1, VT2 und Combi.

schen den einzelnen V^0 -Typen können nun gesonderte Cut-Klassen verwendet werden, die auf den jeweiligen Typ zugeschnitten sind. In Tabelle 3.3 sind die Cuts der drei Birmingham Klassen zusammengetragen. Die Optimierung der Cuts für die einzelnen Typen wird besonders an dem Cut auf z_{Vertex} deutlich. Für VT1- V^0 s wurde er am weitesten gewählt, da diese relativ früh zerfallen, für VT2- V^0 s hingegen am engsten, da sich ihr Zerfall meist weit hinter dem Target ereignet.

Vergleicht man die Cuts der Birmingham-Klassen mit denen der GSI, so lässt sich feststellen, dass die Wahl der Cuts teilweise sehr unterschiedlich ist. Zwar wird in allen vier Cut-Klassen ein ähnlicher Cut auf p_t^{Arm} und ϕ angewendet und auch die gleiche Mindestzahl an gemessenen Punkten in den spezifischen VTPCs gefordert, dennoch sind merkliche Unterschiede vorhanden. Zwei Cuts, die zwar für alle Birmingham Typen identisch sind, aber signifikant weiter als die entsprechenden der GSI Methode gewählt wurden, sind die Cuts auf d_{cax} und d_{cay} . Weiterhin ist auffällig, dass in den Birmingham Klassen kein Cut auf $|y1miny2|$ sondern stattdessen auf $|x1minx2|$ verwendet wird. Besonders die extrapolierten Tochterspuren eines V^0 s vom Typ Combi müssen in der Targetebene einen relativ großen Mindestabstand in x -Richtung voneinander erreichen

Cut		Wert		
Tochter 1		VTPC-1	VTPC-2	VTPC-1/-2
Tochter 2		VTPC-1	VTPC-2	VTPC-2/-1
<i>side</i>		= 1	= 0	= -1
		VT1	VT2	Combi
N_{Points}		≥ 10	≥ 20	$\geq 10/20$
dca_x	[cm]	$\leq 1,0$	$\leq 1,0$	$\leq 1,0$
dca_y	[cm]	$\leq 1,0$	$\leq 1,0$	$\leq 1,0$
z_{Vertex}	[cm]	$\geq -555,0$	$\geq -430,0$	$\geq -450,0$
$ x1minx2 $	[cm]	$\geq 2,0$	$\geq 2,0$	$\geq 5,0$
$ x_{\text{Target}} $	[cm]	$\leq 25,0$	$\leq 25,0$	$\leq 3,0$
ϕ	[rad]	$\geq 0,2$	$\geq 0,2$	$\geq 0,4$
		$\leq 2,9$	$\leq 2,9$	$\leq 2,8$
p_t^{Arm}	[GeV/c]	$\leq 0,35$	$\leq 0,35$	$\leq 0,35$

Tabelle 3.3: Die drei verschiedenen Klassen VT1, VT2 und Combi der Birmingham-Cuts in der V^0 Rekonstruktion. Der obere Teil fasst die Bedingungen der jeweiligen Typen zusammen, wobei Tochter 1/2 angibt, in welcher TPC das jeweils erste Spurstück liegt und *side* auf welcher Seite sie sich im Bezug zueinander befinden (= 1 gleiche Seite, = 0 egal, = -1 gegenüberliegende Seiten).

($|x1minx2|$). Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Combi-Klasse stark von kombinatorischen Untergrund betroffen ist, welcher durch einen solchen, relativ strengen Cut verringert werden kann. In der GSI Methode wird hingegen bewusst auf einen $|x1minx2|$ -Cut verzichtet, da dieser Cut ebenso V^0 Teilchen mit einem hohen Transversalimpuls verwirft. Um den kombinatorischen Untergrund in der Combi-Klasse weiterhin zu unterdrücken, wird im Gegensatz zu den übrigen Klassen, ein wesentlich strikterer Cut auf x_{Target} eingesetzt. Als letztes sei noch anzumerken, dass in den drei Birmingham Klassen keine d_{cay} - und z_{Dip} - Cuts eingesetzt werden, sie aber auch in den GSI-Cuts aufgrund ihrer Wahl eine eher untergeordnete Rolle spielen.

In der Birmingham Methode verläuft die V^0 Suche prinzipiell wie in jener der GSI; lediglich die GSI Cut-Klasse wird durch die drei der Birmingham Methode ersetzt. Nach Anwendung der einzelnen Cut-Klassen werden, analog zur GSI Prozedur, die Informationen der verbliebenen V^0 -Kandidaten an das Modul `v0fit` weitergeleitet.

V^0 Fit

Für alle V^0 -Kandidaten und deren Zerfallsspuren, welche die GSI bzw. die Birmingham-Cuts erfüllt haben, erfolgt nun eine geometrische Anpassung mit dem Modul `v0fit`. Dabei wird ein Fit entsprechend der Levenburg-Marquardt Prozedur mit 9 freien Parametern durchgeführt (χ^2 -Minimierung) [52], um die drei Koordinaten des V^0 -Zerfallsvertex und die Impulskomponenten der zwei Tochterspuren in diesem Punkt zu ermitteln. Aus den so gewonnenen Daten lässt sich des Weiteren die Rapidität, der Transversalimpuls und die invariante Masse des V^0 s bestimmen. Auf die Berechnung der invarianten Masse wird in Kapitel 4.4 näher eingegangen. Es sei jedoch schon angemerkt, dass sie jeweils für die drei möglichen Annahmen von V^0 -Zerfällen ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ und $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$) berechnet wird.

Kapitel 4

K_S^0 -Analyse

Die vorliegende Analyse der K_S^0 -Produktion basiert auf der Rekonstruktion der invarianten Masse von V^0 Teilchen in einzelnen Regionen des Phasenraumes. Die invariante Masse wird hierfür in der V^0 Rekonstruktion aus den möglichen Zerfallsprodukten potentieller V^0 -Kandidaten berechnet (siehe Kapitel 3.2). Über diese Informationen hinaus sind weitere relevante Daten in den mini-DSTs aus der Rekonstruktionskette enthalten und bilden den Ausgangspunkt der K_S^0 -Analyse zentraler Pb+Pb Reaktionen bei verschiedenen Strahlenergien.

Zunächst müssen solche Events der zu untersuchenden Datensätze ausgewählt werden, die bestimmten Kriterien (*Event Cuts*) genügen und damit eine zufriedenstellende Qualität aufweisen. Um anschließend eine einwandfreie Teilchenidentifikation für K_S^0 in sämtlichen Phasenraumbereichen zu gewährleisten, sind neben den bereits in der V^0 Rekonstruktion angewandten Cuts zusätzliche, der K_S^0 -Analyse angepasste Cuts erforderlich. Diese können so definiert werden, dass die Menge der V^0 -Kandidaten zwar stärker eingegrenzt wird und damit zufällige Kombinationen von Hauptvertexspuren, falsche Kombinationen mit sekundären Spuren, sowie Λ s und $\bar{\Lambda}$ s unterdrückt werden, ohne aber gleichzeitig das K_S^0 -Signal wesentlich zu beeinflussen. Letztlich weitgehend Untergrundfreie invariante Massenverteilungen differentieller Phasenraum-Bins ermöglichen schließlich eine zuverlässige Signalextraktion und somit auch das Erzeugen entsprechender K_S^0 -Teilchenspektren.

In den ersten zwei Abschnitten dieses Kapitels sollen die analysierten Datensätze unterschiedlicher Strahlenergien und deren spezifische Event-Selektion vorgestellt werden. In dem darauf folgenden Abschnitt 4.3 wird auf die untersuchten Cuts zur Verringerung

des kombinatorischen Untergrundes sowie deren Optimierung eingegangen. Mit Erläuterungen zu weiteren wesentlichen Bestandteilen der Analyse, nämlich der Ermittlung der invarianten Massenspektren und der Extraktion der jeweiligen K_S^0 -Signale, soll dieses Kapitel abgeschlossen werden.

4.1 Verwendete Datensätze

Die verwendeten Datensätze sind in Tabelle 4.1 zusammen mit einigen wichtigen Parametern aufgelistet. Dabei handelt es sich um vier verschiedene Datensätze, welche in dem Zeitraum vom Jahr 1996 bis zum Jahr 2002 für drei unterschiedliche Strahlenergien aufgenommen wurden. Da das NA49 Experiment ursprünglich auf die SPS-Maximalenergie von $158A$ GeV ausgelegt war, wurden im Laufe der Zeit einige Änderungen des experimentellen Aufbaus vorgenommen, um somit die bestmögliche Akzeptanz des Detektors bei allen Strahlenergien zu gewährleisten (siehe Kapitel 2.4). Neben diesen notwendigen Modifikationen wurde teilweise auch die Polarität des Magnetfeldes geändert. Für die z. B. bei $40A$ GeV aufgenommenen Datensätze 00W und 00C, wurde das Magnetfeld in entgegengesetzten Polaritäten betrieben. Durch Verwendung beider Datensätze kann einerseits die statistische Aussagekraft wesentlich verbessert werden und andererseits die Konsistenz zwischen beiden überprüft werden (siehe Kapitel 6.2). Alle untersuchten Datensätze beinhalten ausschließlich die 7,2 % bzw. 10,0 % zentralsten aller inelastischen Events.

Datensatz	Strahlenergie	Magnetfeld	Zentralität	N_{Evt}	Run	Jahr
02J	$30A$ GeV	+	7,2 %	418.408	4832 - 4869	2002
00W	$40A$ GeV	+	7,2 %	409.821	3061 - 3132	1999
00C	$40A$ GeV	-	7,2 %	233.327	3167 - 3243	1999
00O	$158A$ GeV	-	10,0 %	490.247	1506 - 1582	1996

Tabelle 4.1: Wichtigste Parameter der verwendeten Datensätze.

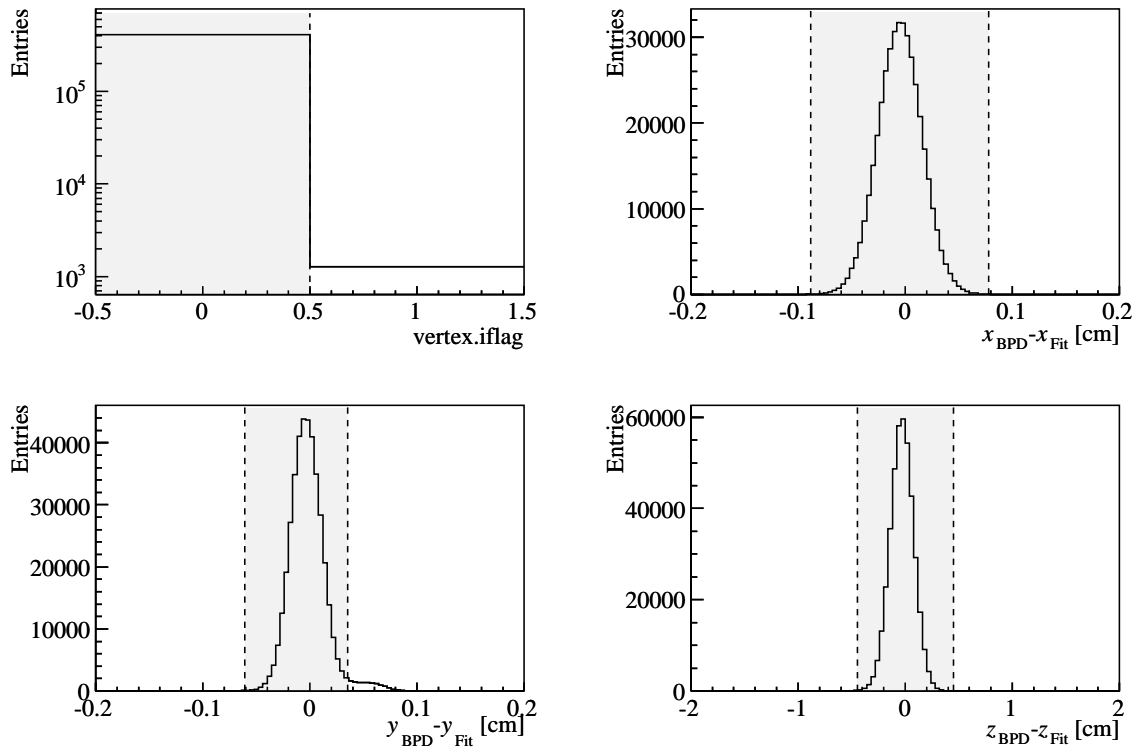


Abbildung 4.1: Die Verteilungen der Event Cut-Größen für den Datensatz 00W. Die gestrichelten Linien deuten die angebrachten Cuts an. In der `vertex.iflag`-Verteilung wurden zur besseren Veranschaulichung alle von Null verschiedenen Werte auf 1 gesetzt.

4.2 Event Cuts

Nicht alle vom Experiment aufgezeichneten und rekonstruierten Events sind für die folgende Analyse geeignet. Einige von ihnen weisen Interaktionen außerhalb des Targets, zum Beispiel mit der Mylar-Folie am Ende der Beamline, auf. Bei anderen ist wiederum die Rekonstruktion des Hauptvertex anhand der zur Targetebene hin extrapolierten Teilchenspuren misslungen (siehe Kapitel 3.1). Die Bestimmung der Hauptvertexposition mit Hilfe der Beam Position Detektoren kann teilweise auch gescheitert sein. Um derartig fehlerhafte Events von der Analyse auszuschließen, werden geeignete Event Cuts eingeführt.

Für die Wahl eines angemessenen Event Cuts dient unter anderem die Größe `vertex.iflag`. In der Rekonstruktionskette wird jedes Event, dessen Fit zur Bestimmung der Hauptvertexposition nach einigen Iterationen konvergiert, mit `vertex.iflag = 0`

Strahlenergie	30A GeV	40A GeV	40A GeV	158A GeV
Datensatz	02J	00W	00C	00O
<code>vertex.iflag</code>	= 0	= 0	= 0	= 0
$x_{\text{BPD}} - x_{\text{Fit}}$ [cm]	> -0,082 < 0,103	> -0,088 < 0,078	> -0,081 < 0,099	> -0,064 < 0,092
$y_{\text{BPD}} - y_{\text{Fit}}$ [cm]	> -0,041 < 0,080	> -0,061 < 0,035	> -0,070 < 0,055	> -0,048 < 0,068
$z_{\text{BPD}} - z_{\text{Fit}}$ [cm]	> -0,443 < 0,452	> -0,445 < 0,453	> -0,465 < 0,413	> -0,573 < 0,561

Tabelle 4.2: Akzeptanzkriterien der analysierten Events.

Strahlenergie	30A GeV	40A GeV	40A GeV	158A GeV
Datensatz	02J	00W	00C	00O
Events vorher	418.408	409821	233.327	490.247
<code>vertex.iflag</code>	0,30%	0,31%	0,31%	0,48%
$x_{\text{BPD}} - x_{\text{Fit}}$	0,13%	0,05%	0,04%	0,07%
$y_{\text{BPD}} - y_{\text{Fit}}$	0,19%	3,40%	0,30%	0,43%
$z_{\text{BPD}} - z_{\text{Fit}}$	0,07%	0,03%	0,05%	0,50%
Events nachher	416.031	394456	231.849	483.496

Tabelle 4.3: Anzahl der untersuchten Events vor und nach den Event Cuts sowie der jeweilige Verlust durch die einzelnen Akzeptanzkriterien (siehe Tabelle 4.2).

gekennzeichnet. Divergiert der Fit hingegen, so wird `vertex.iflag` auf einen von Null verschiedenen Wert gesetzt. Im Prinzip stellt die Größe `vertex.iflag` demnach ein Maß für die Qualität des Vertex-Fits dar. In der Analyse werden deshalb ausschließlich die Events betrachtet, deren `vertex.iflag` gleich Null ist.

Ein weiteres Kriterium für die Qualität eines Events ist die Übereinstimmung der gefitteten Hauptvertexposition mit der aus der BPD-Messung. Liegen beide innerhalb eines gewissen Toleranzbereichs, so können jene Events ausgeschlossen werden, deren

Vertex-Fit bzw. deren BPD-Messung fehlerhaft waren. Um die Akzeptanzbereiche der Vertex Cuts in x , y und z -Richtung festzulegen, werden die entsprechenden Differenzen der Vertex-Verteilungen mit einer Gauß-Funktion ($N(x) = \exp\left(-\frac{(x-\langle x \rangle)^2}{2\cdot\sigma^2}\right)$) angepasst. Für jede Koordinate werden dann die Event Cuts durch eine Abweichung von $\pm 4\sigma$ vom Mittelwert $\langle x \rangle$ definiert. Lediglich für den bei 40A GeV aufgenommenen Datensatz 00W wurde aufgrund einer relativ ungleichförmigen $y_{\text{BPD}} - y_{\text{Fit}}$ -Verteilung ein asymmetrischer Cut bezüglich dieser Größe gewählt. Der Grund für die sich abzeichnende Asymmetrie scheint nicht bekannt zu sein. Die $y_{\text{BPD}} - y_{\text{Fit}}$ -Verteilung sowie die der anderen Cut-Größen ist in Abbildung 4.1 zusammen mit den darauf angebrachten Cuts für den 00W-Datensatz dargestellt. Die dazu korrespondierenden Histogramme der übrigen Datensätze sind in Anhang A aufgeführt. Die numerischen Werte der Event Cuts, ihr einzelner Einfluss, als auch die Anzahl der nach Anwendung aller Cuts verbleibenden Events sind den Tabellen 4.2 und 4.3 zu entnehmen. Dabei lässt sich feststellen, dass der `vertex.iflag`-Cut bei den untersuchten Strahlenergien, mit Ausnahme des 00W-Datensatzes, den größten Anteil an Events verwirft.

4.3 Analyse-Cuts

Einige Cuts (GSI- bzw. Birmingham-Cuts) wurden bereits in der V^0 Rekonstruktion zur Verringerung des kombinatorischen Untergrundes angewandt (siehe Kapitel 3.2). Um die daraus resultierende Menge an V^0 -Kandidaten als Basis für die verschiedensten V^0 - und Hyperon-Analysen verwenden zu können, wurden diese Cuts weitgehend großzügig gewählt. Eine lockere Wahl der Qualitätskriterien hat allerdings zur Folge, dass ein Großteil der zufälligen Kombinationen primärer Spuren sowie falsche Kombinationen mit sekundären Spuren erhalten bleiben. Da ein hoher Untergrund in den invarianten Massenspektren die Signalextraktion erheblich beeinträchtigen und den statistischen Fehler der Ergebnisse merklich erhöhen würde, besteht ein wesentlicher Anteil der vorliegenden Arbeit darin, auf die K_S⁰-Analyse abgestimmte Cuts zu finden, so dass falsche K_S⁰ ausgeschlossen werden. Dabei auftretende Verluste wahrer K_S⁰ werden im späteren Analyseverfahren wiederum differentiell korrigiert (siehe Kapitel 5).

Innerhalb dieser Arbeit wurde eine Reihe von Cuts untersucht, die in den folgenden Unterabschnitten separat vorgestellt werden sollen. Sie lassen sich prinzipiell in zwei verschiedene Gruppen einteilen, die V^0 Cuts und die *Track-Cuts*. Während zu den V^0 Cuts solche Cuts gehören, die sich auf die Eigenschaften der V^0 -Kandidaten beziehen,

Cut	Wert
$ x_{\text{Target}} $	$\leq 0,60$ cm
$ y_{\text{Target}} $	$\leq 0,30$ cm
z_{Vertex}	$\leq -550,00$ cm
$ \cos \Theta^* $	$\leq 0,75$
<i>SetOutsideTPC</i>	

Tabelle 4.4: Die Standard-Cuts.

enthalten die Track-Cuts all jene, die lediglich die Eigenschaften der einzelnen Zerfallsspuren betreffen. Zwar wurden einige der hier präsentierten Cuts nur für die späteren Cut-Studien zur Abschätzung des systematischen Fehlers verwendet (siehe Kapitel 6.4), dennoch sollen sie bereits in diesem Kapitel gemeinsam mit den übrigen Cuts, den sog. *Standard-Cuts*, vorgestellt werden. Die Standard-Cuts wurden durch Optimierung des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses für den 00W-Datensatz unter Verwendung der GSI Methode (siehe Kapitel 3.2) entwickelt und werden in allen untersuchten Datensätzen gleichermaßen zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes eingesetzt. Die Nutzung derselben Cuts für die verschiedenen Strahlenergien funktioniert sehr gut, wie sich aus den größtenteils Untergrundfreien invarianten Massenspektren aller Datensätze ersehen lässt (siehe Anhang A). Darüber hinaus können die Standard-Cuts auch für die Analyse der mittels Birmingham Methode rekonstruierten Daten effektiv eingesetzt werden. Die numerischen Werte der Standard-Cuts sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

Da selbst nach Verwendung dieser Cuts teilweise mehrfache Zuordnungen von Tochterspuren zu V^0 -Kandidaten bestehen bleiben, wird schließlich noch die sog. *Cleaning Procedure* angewendet. Eine nähere Beschreibung dieser Prozedur findet sich am Ende dieses Abschnittes.

V^0 Cuts

Impact Parameter - x_{Target} und y_{Target}

Ein Cut auf die Impact Parameter x_{Target} und y_{Target} wurde bereits in der V^0 Rekonstruktion angewendet (siehe Kapitel 3.2). Im Unterschied zu vorher werden nun je-

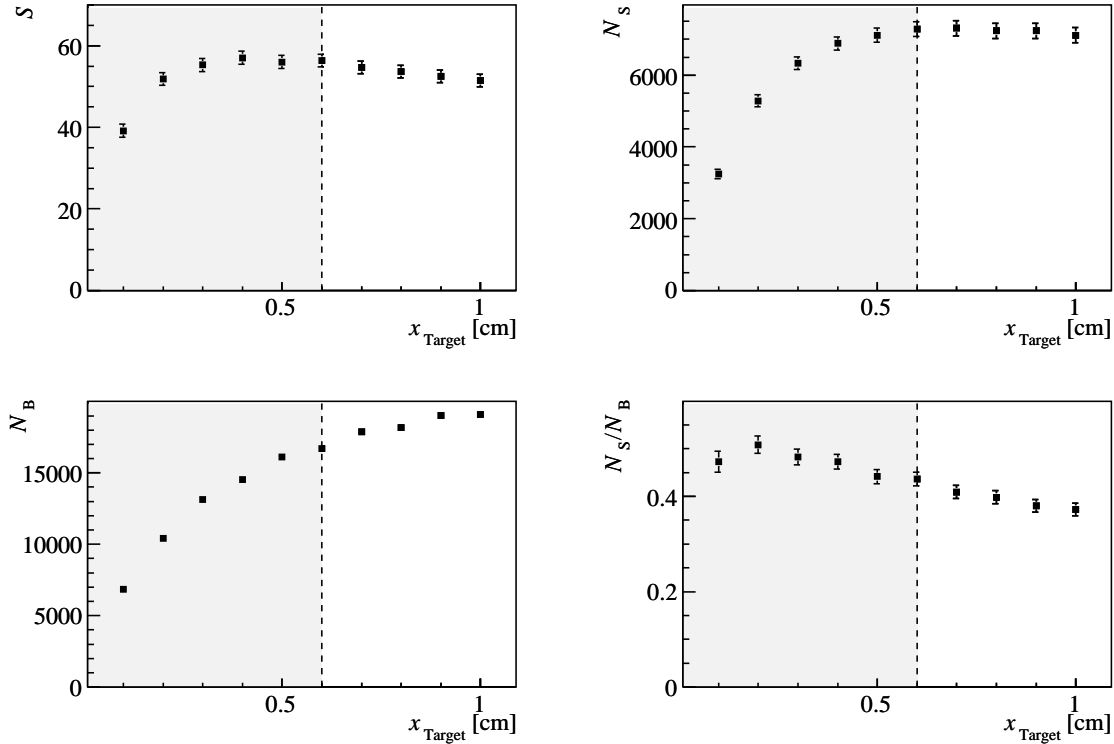


Abbildung 4.2: Signifikanz S , Signal N_S , Untergrund N_B , und Signal-zu-Untergrund Verhältnis N_S/N_B in Abhängigkeit von x_{Target} . Der hellgraue Bereich kennzeichnet den Akzeptanzbereich des standardmäßigen x_{Target} -Cuts. Dabei wurden 10.000 Events des 00W-Datensatzes verwendet.

doch nicht mehr die absoluten x - und y -Koordinatenwerte der extrapolierten V^0 -Spur in der Targetebene betrachtet, sondern ihr Abstand zu der Hauptvertexposition aus der BPD-Messung. Da durch die x_{Target} - und y_{Target} -Cuts der kombinatorische Untergrund wesentlich reduziert werden kann, wurden sie speziell für die K_S^0 -Analyse noch einmal neu definiert. Um die Cuts optimal einsetzen zu können, werden Signal, Untergrund, Signal-zu-Untergrund Verhältnis und statistische Signifikanz in Abhängigkeit der Cut-Variablen studiert. Die Signifikanz S lässt sich dafür durch den Zusammenhang zwischen der Anzahl der Signal- und Untergrundpaare wie folgt berechnen [53]:

$$S = \frac{\langle N_S \rangle}{\sigma(\langle N_S \rangle)} \sim \frac{N_S}{\sqrt{N_{S+B}}} \quad , \quad (4.1)$$

wobei N_S die Anzahl der Einträge im Signal, N_{S+B} die entsprechenden im Signal plus Untergrund, und $\sigma(\langle N_S \rangle)$ der statistische Fehler des Signals ist. Auf die Bestimmung der jeweiligen Einträge im Signal und im Untergrund wird in Kapitel 4.4 ge-

nauer eingegangen. Zur Ermittlung der statistischen Signifikanz kann nach Relation 4.1 das Verhältnis von N_S zu $\sqrt{N_{S+B}}$ herangezogen werden. Durch eine Maximierung von S lässt sich somit eine gleichzeitige Optimierung von Signal und statistischem Fehler durchführen. Die Abhängigkeit der Signifikanz von x_{Target} als auch der Größen N_S , N_B , N_S/N_B sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Anhand dieser Verteilungen ist festzustellen, dass die Signalsaturation innerhalb eines Bereiches von $\pm 0,6$ cm bereits stattgefunden hat, eine wesentliche Abnahme der Signifikanz hingegen noch nicht. Aufgrund dessen wurde ein x_{Target} -Cut von $\pm 0,6$ cm gewählt. Die entsprechenden Spektren für y_{Target} sind im Anhang A zu finden. Aus diesen wurde ein Cut von $|y_{\text{Target}}| \leq 0,3$ cm gefolgert. Studien zur Auswirkung einer Variation beider Cuts werden in Kapitel 6.4 vorgestellt.

Position des Zerfallsvertex - z_{Vertex} und *SetOutsideTPC*

Ein Cut auf die z -Position des rekonstruierten Zerfallsvertex der V^0 -Kandidaten wurde ebenso in der V^0 Rekonstruktion eingesetzt. Diesem Cut liegt die Tatsache zugrunde, dass sich der kombinatorische Untergrund von primären Spuren bei den V^0 Kandidaten zum Target hin deutlich erhöht. Gleichzeitig verwirft der z_{Vertex} -Cut aber auch wahre V^0 s mit einer kurzen Lebensdauer. Um den Cut bestmöglich einsetzen zu können, wurde er analog zu den x_{Target} - und y_{Target} -Cuts für die K_S⁰-Analyse optimiert (siehe Anhang A). Aufgrund der verhältnismäßig schwachen Abhängigkeit der Signifikanz von z_{Vertex} sowie der stetigen Abnahme des Signals für zunehmende z_{Vertex} -Werte, wurde der Cut zur maximalen Erhaltung der Statistik mit einem Wert von -550 cm lediglich um 5 cm enger als zuvor gewählt. Systematische Cut-Studien für z_{Vertex} befinden sich ebenfalls in Kapitel 6.4.

Ein weiterer Cut auf die Position des Zerfallsvertex *SetOutsideTPC* wird aufgrund der limitierten Zweispurauflösung der TPCs eingeführt. Er fordert, dass sich der Zerfallsvertex der V^0 -Kandidaten außerhalb des sensitiven TPC-Volumens befindet. Liegt der V^0 -Zerfallsvertex nämlich innerhalb der TPCs, so können nebeneinander verlaufende Tochterspuren sich teilweise überlappen und nur noch schlecht voneinander unterschieden werden. Abbildung 4.3 dient zur Veranschaulichung der Vertex-Verteilungen in der xz -Ebene vor und nach Anwendung des *SetOutsideTPC*-Cuts bei zusätzlichem Gebrauch der sonstigen GSI-Cuts. Dabei lässt sich feststellen, dass der *SetOutsideTPC*-Cut eine eher untergeordnete Rolle spielt ($\sim 5\%$). Des Weiteren ist die Vertex-Verteilung für simulierte K_S⁰ dargestellt, in der keine Cuts verwendet wurden. Vergleicht man nun die Verteilung aus der Simulation mit der aus den Daten, so wird zum einen der Einfluss

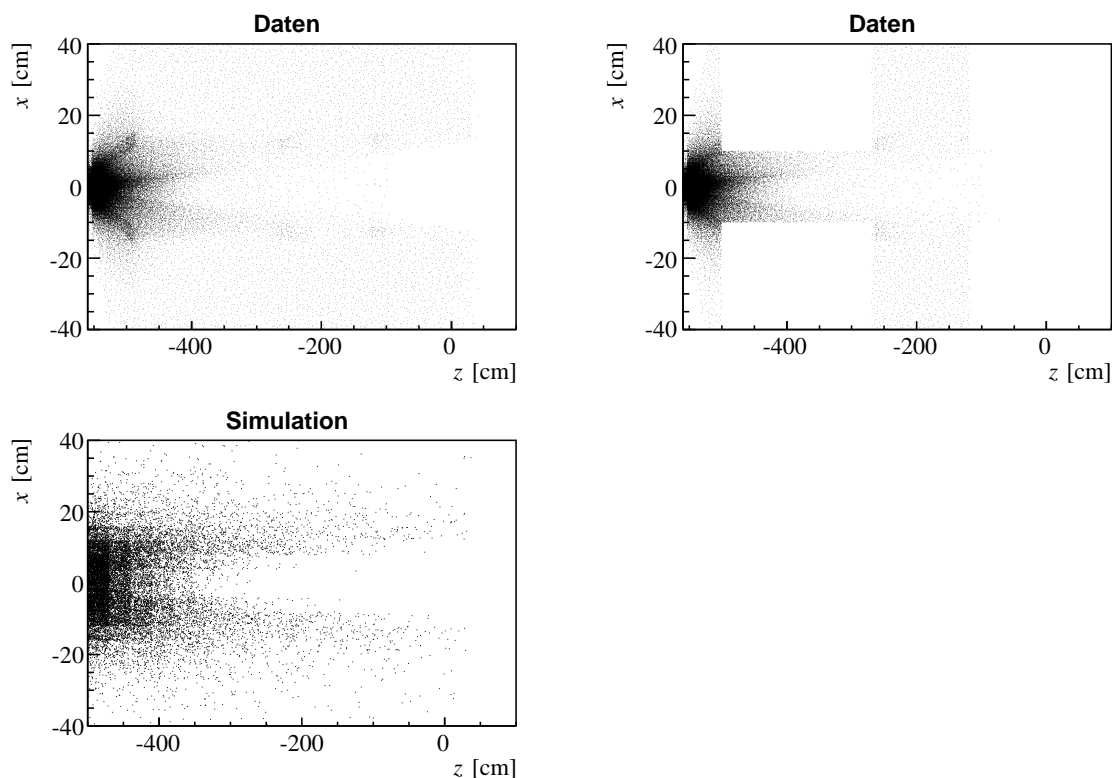


Abbildung 4.3: Die Vertex-Verteilungen in der xz -Ebene von V^0 -Kandidaten ohne (oben links) bzw. mit einem *SetOutsideTPC*-Cut (oben rechts) und den weiteren Gebrauch der GSI-Cuts. Die sensitiven VTPC-Volumina sind deutlich als weiße Rechtecke zu erkennen. Im Vergleich dazu, die Vertex-Verteilungen simulierter K_S^0 ohne die Verwendung von Cuts (unten).

der GSI-Cuts deutlich, der insbesondere in Regionen niedriger z - und hoher x -Werte K_S^0 verwirft, was hauptsächlich auf die x_{Target} - und y_{Target} -Cuts zurückzuführen ist. Zum anderen ist in der Verteilung aus den Daten, im Gegensatz zu der aus der Simulation, eine merkliche Akkumulation an K_S^0 -Vertices in Bereichen zu beobachten, in denen sich die Kanten der TPCs befinden. Dies kann durch kombinatorischen Untergrund erklärt werden, der weitgehend durch Konversionselektronen geformt wird, welche durch Wechselwirkung mit den Keramikrohren des TPC-Rahmens entstehen.

Zerfallswinkel - $\cos \Theta^*$

Der Zerfall eines V^0 s ist im eigenen Ruhesystem isotrop, was bedeutet, dass die Anzahl der emittierten Tochterpartikel pro Phasenraumwinkelelement $d\Omega^*$ im Mittel konstant ist ($dN/d\Omega^* = \text{const.}$). Zerlegt man den Phasenraumwinkel in seine Polar- und Azimutal-

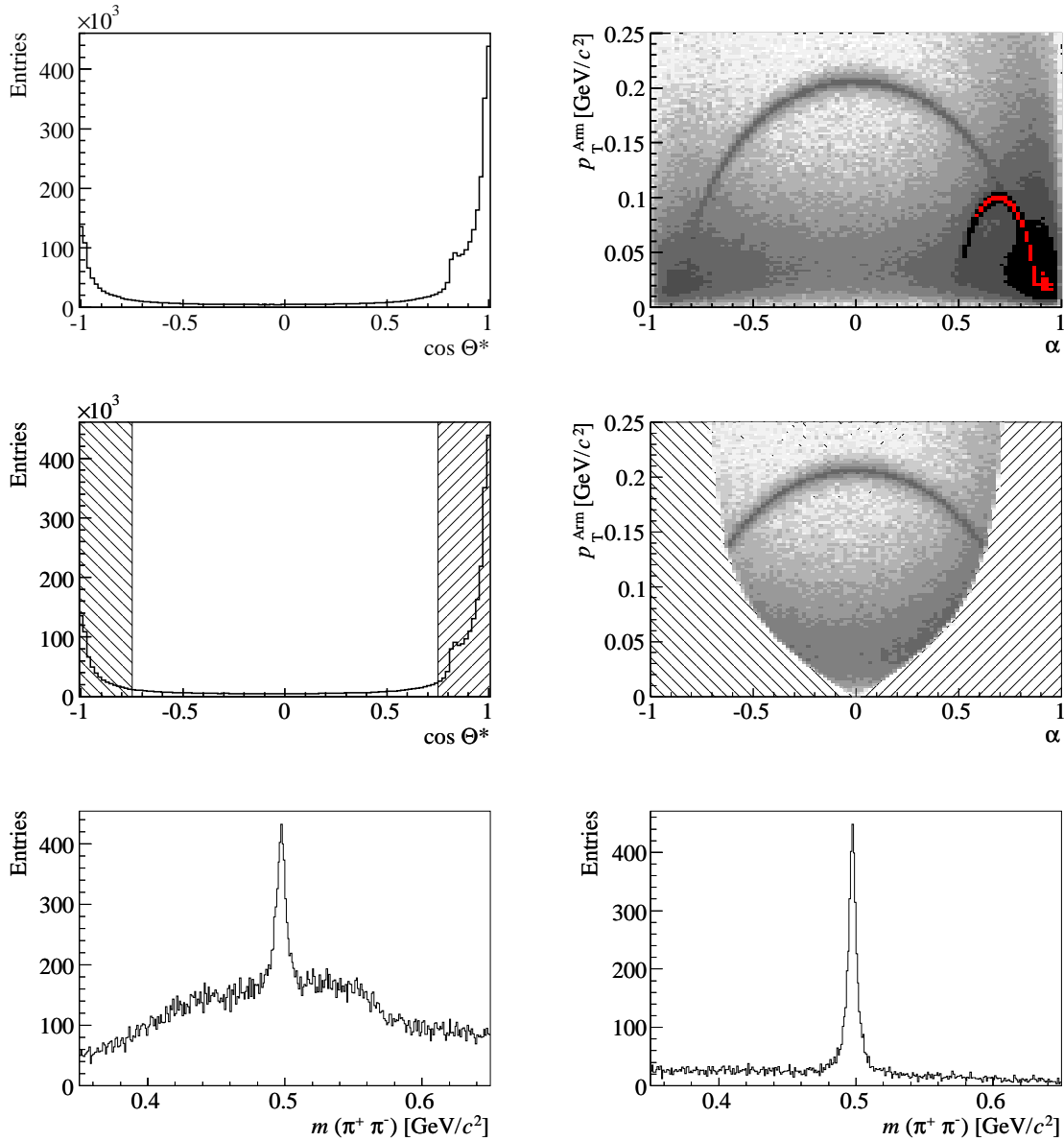


Abbildung 4.4: Die $\cos \Theta^*$ -Verteilung der V^0 -Kandidaten ohne Anwendung eines $\cos \Theta^*$ -Cuts (oben links) und dem dazugehörigen Armenteros-Podolanski Diagramm (oben rechts) für den 00W-Datensatz. Der Einfluss eines $\cos \Theta^*$ -Cuts von $\pm 0,75$ auf diese Verteilungen wird in den beiden mittleren Histogrammen veranschaulicht. Die invarianten Massenspektren (siehe Kapitel 4.4) vor (links unten) und nach (rechts unten) der Anwendung eines solchen Cuts sind für die Intervalle $0,8 < y_{\text{cm}} < 1,2$ und $1,0 \text{ GeV}/c < p_t < 1,2 \text{ GeV}/c$ dargestellt.

komponente Θ^* und ϕ^* im Bezug auf den Impuls des Mutterteilchens im Laborsystem, so ergibt sich mit $d\Omega^* = \sin \Theta^* d\Theta^* d\phi^*$ wiederum:

$$\frac{dN}{d(\cos \Theta^*)} = \text{const.} \quad (4.2)$$

Die $\cos \Theta^*$ -Verteilung sollte dementsprechend für wahre V^0 s flach sein. Berechnet man allerdings $\cos \Theta^*$ für ein Λ unter der Annahme, dass es sich um ein K_S^0 handele, so würde sich, wenngleich das Λ ein wahres V^0 ist, aufgrund der falschen Massenhypothese ein inkorrektes Ruhesystem ergeben, in dem die Isotropie nicht mehr gelten würde. Innerhalb der K_S^0 -Analyse sollte folglich der durch Λ s bedingte Untergrund zu einer Verzerrung der $\cos \Theta^*$ -Verteilung führen. In Abbildung 4.4 ist die $\cos \Theta^*$ -Verteilung für die V^0 -Kandidaten zusammen mit dem dazu korrespondierenden Armenteros-Podolanski Diagramm (siehe Kapitel 3.2) dargestellt. Eine Verzerrung der $\cos \Theta^*$ -Verteilung und die entsprechende Kontamination im Armenteros-Podolanski Diagramm ist dabei deutlich zu erkennen. Dies kann durch einen angebrachten $\cos \Theta^*$ -Cut verhindert werden, wodurch neben Λ s auch ein merklicher Anteil von Kombinationen primärer Spuren verworfen wird, wie sich anhand des Armenteros-Podolanski Diagramms feststellen lässt. Da ein Cut auf $\cos \Theta^*$ aber in jedem Fall auch wahre K_S^0 verwirft, wurde er gemäß den bisherigen Cut-Variablen optimiert, um so wenig K_S^0 wie möglich von der weiteren Analyse auszuschließen (siehe Anhang A). Die dabei gewählten Grenzwerte von $\pm 0,75$ sind in der $\cos \Theta^*$ -Verteilung angedeutet und sorgen für invariante Massenspektren mit sehr geringem Untergrund.

Zerfallstopologie - *Same Side*, *Opposite Side*, *VTPC1* und *non - VTPC1*

Ähnlich wie in der Birmingham Methode können des Weiteren Cuts auf bestimmte Zerfallstopologien angewendet werden. Die hier beschriebenen werden innerhalb der vorliegenden Arbeit jedoch nur zur Überprüfung möglicher Fehlerquellen verwendet (siehe Kapitel 6.4 und 6.5). Dafür werden die Klassen *Same Side*, *Opposite Side*, *VTPC1* und *non - VTPC1* implementiert, wobei die ersten und die letzten beiden jeweils komplementär zueinander sind. Wie sich anhand des Namens schon vermuten lässt, gehören der Gruppe *Same Side* all die V^0 Kandidaten an, deren Tochtterspuren auf derselben Seite der VTPCs liegen, und dementsprechend der Gruppe *Opposite Side* diejenigen, deren Tochtterspuren sich auf gegenüberliegenden Seiten befinden. Die anderen zwei Klassen *VTPC1* und *non - VTPC1* beinhalten jeweils die V^0 -Kandidaten, von denen mindestens eine der beiden Tochtterspuren ausschließlich in der VTPC-1 verläuft bzw. keine von

beiden. Sie sollten deshalb nicht mit den Typen *VT1*, *VT2* und *Combi* der Birmingham Methode verwechselt werden.

Track-Cuts

Spur-Qualität - N_{Points} und $N_{\text{PotPoints}}$

Die Qualität einer gemessenen Spur lässt sich mit Hilfe der Größen N_{Points} und $N_{\text{PotPoints}}$ abschätzen. Dabei handelt es sich zum einen um die Anzahl der gemessenen Punkte einer Spur (N_{Points}) und zum anderen um die der potentiellen Punkte ($N_{\text{PotPoints}}$). Beide wurden innerhalb der Rekonstruktionskette bestimmt (siehe Kapitel 3.1), in der bereits auch ein Cut auf N_{Points} zur Ermittlung geeigneter V^0 Kandidaten vorgenommen wurde. Um in der folgenden Analyse aufschlussreiche Cut-Studien mit Hilfe dieser Größen durchführen zu können, wurden zunächst die jeweiligen Punktverteilungen der echten Daten mit denen aus der Simulation verglichen. Abbildung 4.5 stellt diese Verteilungen für einen definierten Phasenraumbereich dar und belegt, dass Simulation und der Daten relativ gut miteinander übereinstimmen. Systematische Studien unter Verwendung der Größe $N_{\text{PotPoints}}$ finden sich in Kapitel 6.4.

Tochterimpuls - p_{Daughter}

In einigen Λ -Analysen ([47], [48]) wurde bereits gezeigt, dass sich mit abnehmenden Tochterimpulsen der V^0 -Kandidaten auch die Rekonstruktions-Effizienz verringert. Dies hängt mit der Anordnung der Pads innerhalb der VTPCs zusammen, welche zur Ortsauflösung primärer geladener Spuren konzipiert wurde. Dazu wurden die Pads so ausgerichtet, dass sie einen Neigungswinkel von höchstens 55° relativ zur Strahlrichtung besitzen (siehe Tabelle 2.1). Sekundäre Spuren erreichen allerdings Winkel von bis zu 90° und können damit wesentlich von der idealen Trajektorie abweichen. Da derartig große Winkel bei Tochterteilchen mit geringen Impulsen auftreten, ist ein Cut auf p_{Daughter} hilfreich. In dieser Arbeit wird er jedoch nur zur Abschätzung des systematischen Fehlers eingesetzt (siehe Kapitel 6.4).

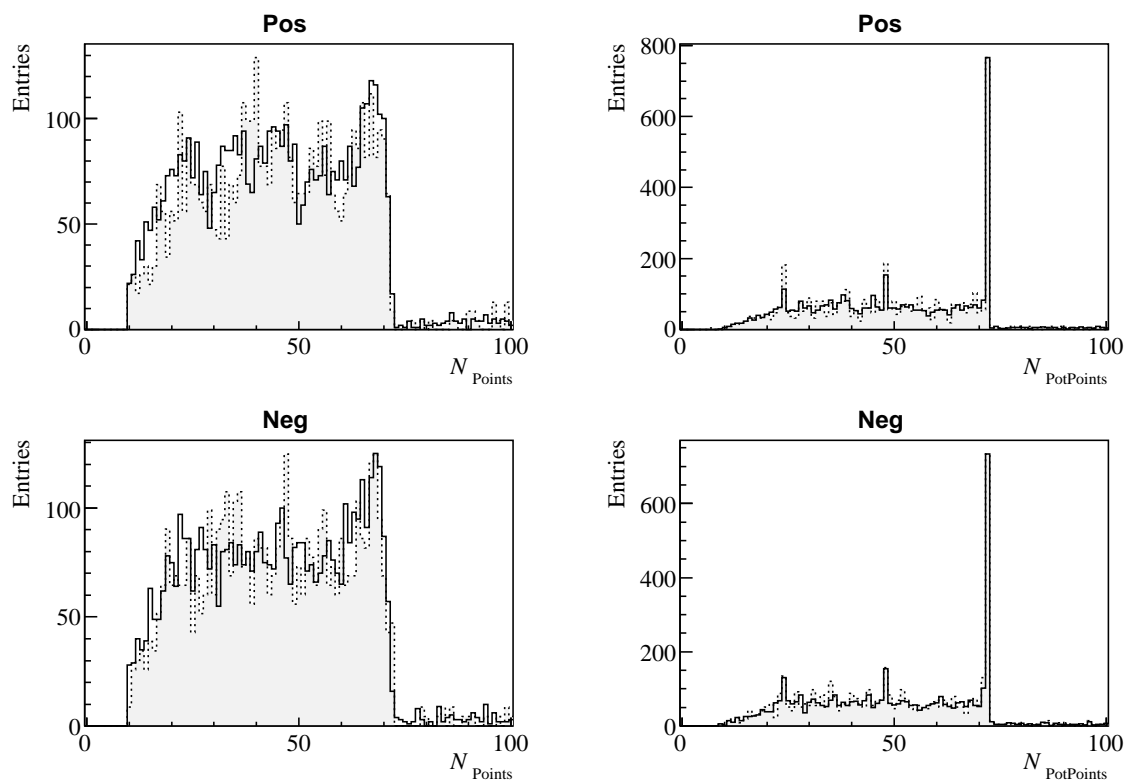


Abbildung 4.5: Die N_{Points} - und $N_{\text{PotPoints}}$ -Verteilungen der positiven (oben) und negativen (unten) Tochterteilchen für rekonstruierte V^0 -Kandidaten (durchgehende Linie) und simulierte K_S^0 (gestrichelte Linie) für den 00W-Datensatz. Dabei wurden die Intervalle $-0,4 < y_{\text{cm}} < 0,0$ und $0,6 \text{ GeV}/c < p_t < 0,8 \text{ GeV}/c$ und die Standard-Cuts verwendet.

Cleaning Procedure

Während der V^0 Rekonstruktion kann es vorkommen, dass ein \mathbf{rtrack} zur Rekonstruktion mehrerer V^0 -Kandidaten verwendet wird (siehe Abb. 4.6). Da solch multiple Zuordnungen selbst nach dem Gebrauch der Analyse-Cuts teilweise noch bestehen, jeder \mathbf{rtrack} aber in Wirklichkeit höchstens von einem V^0 Zerfall stammen kann, wird des Weiteren die Cleaning Procedure angewendet. Mit Hilfe dieser Prozedur lässt sich anhand von spezifischen Merkmalen der „beste“ V^0 -Kandidat von jenen auswählen, die denselben \mathbf{rtrack} besitzen. Als geeignetes Auswahlkriterium kann z. B. das Verhältnis von gemessenen zu potentiellen Punkten der Tochterspuren eines V^0 -Kandidaten oder sein Impact Parameter herangezogen werden. Innerhalb dieser Arbeit wurde der Impact Parameter in y -Richtung zur Auswahl des „besten“ V^0 -Kandidaten betrachtet. Der dadurch hervorgerufene systematische Fehler wird im weiteren Analyseverfahren

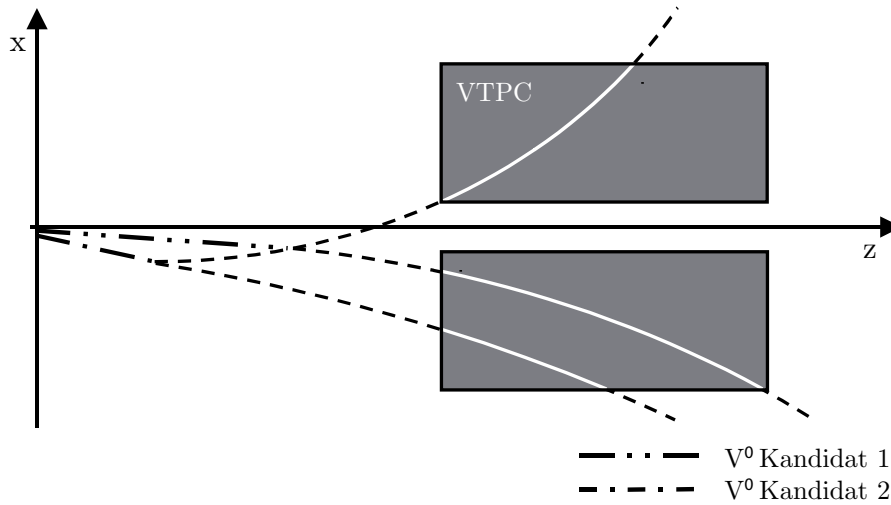


Abbildung 4.6: Zur Veranschaulichung zweier V^0 -Kandidaten mit demselben rtrack.

untersucht (siehe Kapitel 6.4).

4.4 Invariante Massenspektren

Die Ruhemasse m eines jeden Teilchens lässt sich mit Hilfe seiner totalen Energie E und seines Impulses \vec{p} folgendermaßen beschreiben:

$$m = \sqrt{E^2 - |\vec{p}|^2} \quad . \quad (4.3)$$

Da m invariant unter Lorentz-Transformationen ist und somit in allen Bezugssystemen gilt, wird sie auch als *invariante Masse* bezeichnet. Aufgrund von Energie- und Impulserhaltung ergibt sich aus Gleichung 4.3 wiederum für ein V^0 Teilchen:

$$\begin{aligned} m_{V^0} &= \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|^2} \\ &= \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \vec{p}_2)} \quad , \end{aligned} \quad (4.4)$$

wobei E_i , \vec{p}_i und m_i Energie, Impuls und Masse des i -ten Tochterteilchens sind. Für die Berechnung der invarianten Masse eines V^0 s ist demzufolge eine Zerfallshypothese erforderlich, welche die zerfallende Teilchenspezies und damit auch die Massen der Tochterteilchen festlegt. In der V^0 Rekonstruktion wurde die invariante Masse der V^0 -

Kandidaten deshalb für die drei folgenden Zerfallshypothesen berechnet:

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \quad \Lambda \rightarrow p \pi^- \quad \text{und} \quad \bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+.$$

Unter der Annahme, dass es sich um einen K_S⁰-Zerfall gehandelt hat, wurde folglich der positiven Tochterspur ein π⁺ und der negativen ein π⁻ mit einer Masse von $m_{\pi^\pm} = 139,57 \text{ MeV}/c^2$ zugewiesen.

Nach Anwendung der Analyse-Cuts werden die invarianten Massen der verbleibenden V⁰-Kandidaten in verschiedenen Rapiditäts- und Transversalimpuls-Bins¹ gesammelt. Dabei werden nur die invarianten Massen berücksichtigt, die mittels der K_S⁰-Zerfallshypothese berechnet wurden. Abbildung 4.7 zeigt einige invariante Massenverteilungen verschiedener Phasenraum-Bins nach dem Gebrauch der Standard-Cuts bei 40A GeV. Um die Anpassungsfähigkeit des folgend beschriebenen Untergrund-Fits an die wechselnden Anforderungen zu illustrieren, wurden dabei speziell Spektren herausgegriffen, deren Untergrundform stark voneinander abweicht. Exemplarisch für die meisten invarianten Massenspektren ist hingegen das Spektrum der Intervalle $0,8 < y_{\text{cm}} < 1,2$ und $0,8 \text{ GeV}/c < p_t < 1,0 \text{ GeV}/c$. Trotz Abbildung weitgehend schwach bevölkerter Phasenraumbereiche sind für alle illustrierten y - p_t -Bins signifikante K_S⁰-Signale zu erkennen. Die Größe der Bins wurde innerhalb dieser Arbeit für alle analysierten Strahlenergien mit $\Delta y = 0,5$ und $\Delta p_t = 0,2 \text{ GeV}/c$ festgelegt. Die invarianten Massenspektren der zusätzlich verwendeten Birmingham Methode (siehe Kapitel 3.2) weisen bei allen Energien eine sehr ähnliche Form auf, wie jene der GSI Methode, allerdings mit einer noch geringeren Ausprägung des kombinatorischen Untergrunds. Anhand der korrigierten Spektren in Kapitel 7 wird deutlich, dass ein sehr großer Bereich des Phasenraumes für alle untersuchten Strahlenergien zugänglich ist.

Um aus den erhaltenen invarianten Massenspektren die Anzahl wahrer K_S⁰ bestimmen zu können, muss schließlich noch der verbleibende kombinatorische Untergrund subtrahiert werden. Zur Abschätzung des Untergrundes wird eine Fit-Prozedur herangezogen, in der zunächst der Untergrund außerhalb der Peak-Region mit einer Funktion f_B gefittet wird. Die sich dabei ergebenden Parameter werden wiederum als Startparameter für einen Fit des gesamten invarianten Massenspektrums eingesetzt. Dafür wird eine Fit-Funktion verwendet, die sich aus den zwei Funktionen $f_B + f_S$ zusammensetzt, wobei die eine zur Beschreibung des Untergrundes und die andere zur Beschreibung des Massenpeaks dient. Die aus dem zweiten Fit resultierenden Parameter lassen schließlich

¹Erläuterungen zur Parametrisierung des Phasenraumes befinden sich in Anhang B

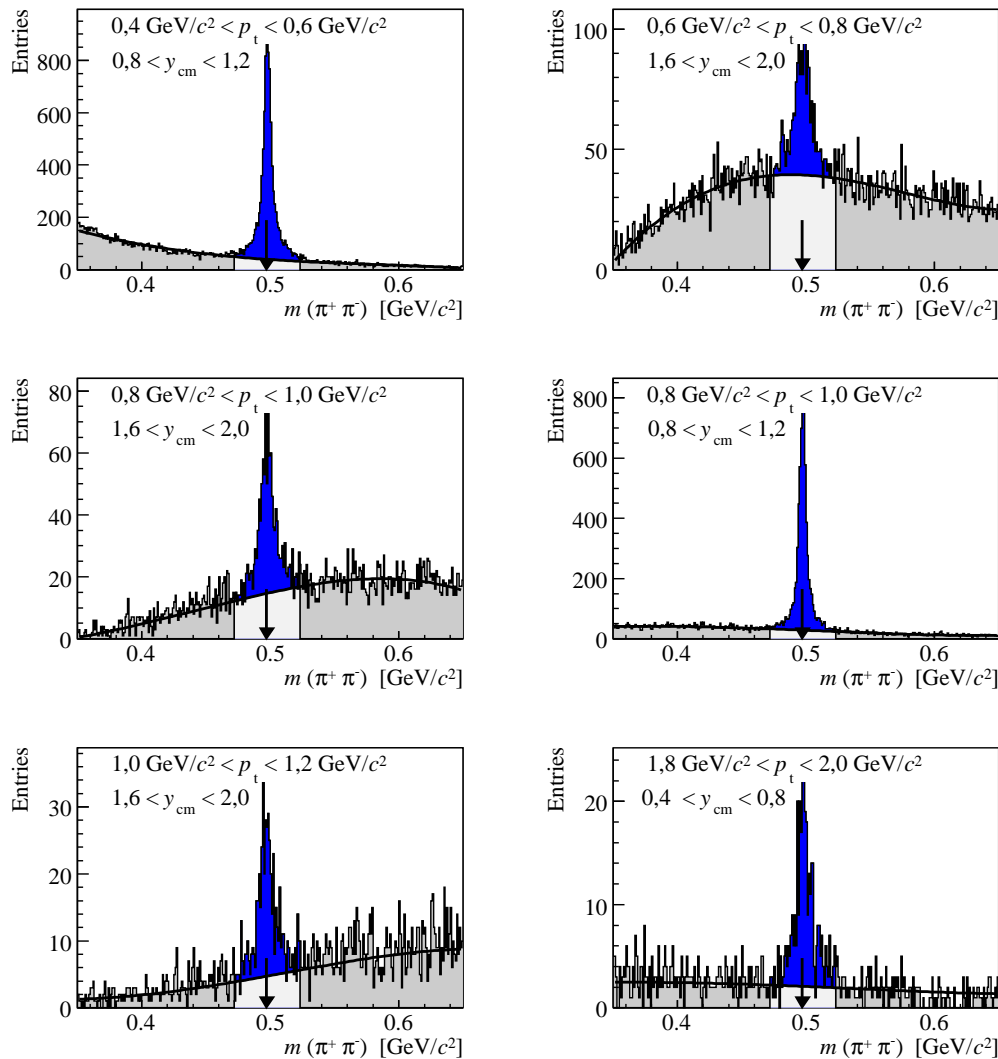


Abbildung 4.7: Einige invariante Massenspektren der K_S^0 für verschiedene Phasenraum-Bins nach Verwendung der Standard Cuts bei 40A GeV. Ein Pfeil kennzeichnet die nominale K_S^0 Masse. Zur Beschreibung des Untergrundes wurde ein Polynom 4. Grades verwendet. Signal- und Untergrundinhalt sind farblich hervorgehoben (hellgrau, blau).

eine komplette Beschreibung des Untergrundes mit Hilfe von f_B zu. Da die Form des Untergrundes stark von der Phasenraumregion abhängt, ist eine Fit-Funktion f_B erforderlich, die sich den wechselnden Anforderungen anpasst. Als geeignete Funktion hat sich ein Polynom 4. Grades mit den freien Fitparametern a_i erwiesen:

$$f_B(m_{\text{inv}}) = \sum_{i=0}^4 a_i \cdot m_{\text{inv}}^i \quad , \quad (4.5)$$

Das Signal lässt sich durch eine Breit-Wigner Verteilung, auch als Lorentz Kurve bekannt, beschreiben:

$$f_S(m_{\text{inv}}) = \frac{a \cdot \Gamma^2}{4(m_{\text{inv}} - m_0)^2 + \Gamma^2} \quad , \quad (4.6)$$

wobei a einen freien Fitparameter, Γ die volle Breite auf halber Höhe (*FWHM*) und m_0 die nominale K_S⁰ Masse bzw. den Punkt der maximalen Höhe angibt. Die Breite Γ der Verteilungen beträgt beispielsweise für 40A GeV je nach Phasenraumregion $5 \text{ MeV}/c^2 \leq \Gamma \leq 20 \text{ MeV}/c^2$. Sie ist nicht auf die natürliche Linienbreite des Zerfalls zurückzuführen, da sich diese im Bereich einiger eV befindet, sondern hängt mit der Impuls- und Sekundärvertexauflösung des Detektors zusammen. Im Falle, dass m_0 als freier Parameter betrachtet wird, sollte er den nominalen Wert von $m_{0\text{PDG}} = 497,648 \pm 0,022 \text{ MeV}/c^2$ reproduzieren [2]. Für den 00C Datensatz konnte bei dem Vergleich beider Werte eine systematische Abweichung von ungefähr 1,03 % beobachtet werden, welche auf eine unpräzise Ermittlung der Magnetfeldeinstellung zurückzuführen ist (siehe Kapitel 2.4). Um einen daraus resultierenden systematischen Fehler zu verhindern, wurde eine entsprechende Verschiebung des Bereiches vorgenommen, in dem die spätere Signalextraktion stattfindet. Die invarianten Massenspektren in Abbildung 4.7 wurden mit Hilfe der geschilderten Prozedur gefittet. Der Untergrund wird für alle Phasenraumbereiche durch den Fit gut beschrieben zu werden.

Eine alternative Möglichkeit zur Beschreibung des Peaks mit der Funktion f_S ist die Verwendung der simulierten Peak-Form. Dadurch kann die Form des Peaks sehr genau reproduziert werden und es wird lediglich ein Fitparameter statt der vorherigen drei für die Skalierung der Höhe benötigt. Allerdings erfordert diese Methode eine ausreichend hohe Statistik von simulierten K_S⁰. Sie wurde innerhalb dieser Arbeit für alle Strahlenergien erreicht (siehe Kapitel 5.1).

Die Anzahl der Einträge im Signal N_S kann schließlich aus den einzelnen Spektren

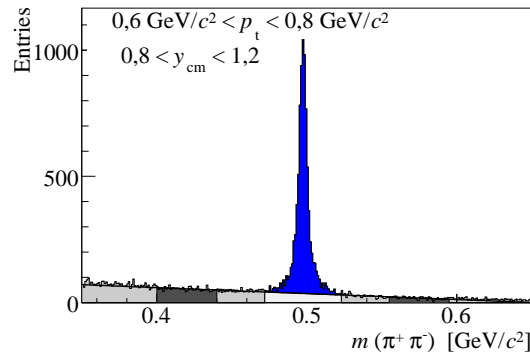


Abbildung 4.8: Zur Veranschaulichung der Beschreibung des Untergrundes mit Hilfe der „Seitenband-Methode“. Signal- und Untergrundinhalt, sowie die zwei Intervalle zur Bestimmung des Untergrundes sind farblich hervorgehoben (hellgrau, blau, dunkelgrau). Dabei wurde eine lineare Extrapolation zwischen den Intervallen zur besseren Darstellung vorgenommen.

ermittelt werden, indem das Integral über das komplette Histogramm gebildet wird und das von f_B , was der Anzahl der Einträge im Untergrund N_B entspricht, subtrahiert wird. Der Integrationsbereich, auch als *Massenfenster* bezeichnet, sollte dafür so gewählt werden, dass möglichst alle wahren K_S^0 berücksichtigt werden, der Untergrund hingegen weitgehend ausgegrenzt wird. Basierend auf einer Studie von [50] wurden deshalb die Grenzen mit ± 25 MeV um die K_S^0 -Masse festgelegt. Untersuchungen zur Verkleinerung des Massenfensters werden in Kapitel 6.3 vorgestellt.

Eine weitere Herangehensweise zur Ermittlung des Untergrundes N_B bietet die so genannte „Seitenband-Methode“, in der die Einträge innerhalb zweier symmetrisch um den Peak positionierter Intervalle bestimmt und auf das Massenfenster normiert werden (siehe Abbildung 4.8). Dieses sehr simple Verfahren funktioniert zwar bei Verteilungen mit geringfügigem Untergrund sehr gut, scheitert hingegen in Phasenraumbereichen in denen der Untergrund überwiegt. Resultate aus Bereichen mit wenig Untergrund stimmen mit denen des Fits weitgehend überein (siehe Kapitel 6.3).

Für die später präsentierten Spektren wurde ein Polynom 4. Grades zur Beschreibung des Untergrundes und die simulierte Peak-Form zur Beschreibung des Peaks verwendet. Konnte der Untergrund allerdings besser durch die Seitenband-Methode beschrieben werden, was insbesondere in den Randbereichen des Phasenraumbereiches der Fall war, so wurde sie statt des Polynoms eingesetzt. Studien, durch die der systematische Fehler dieses Verfahrens abgeschätzt wird, befinden sich in Kapitel 6.3.

Kapitel 5

Korrekturen

In NA49 unterliegen die gemessenen V^0 -Teilchenspektren einigen Verlusten. Diese sind auf die begrenzte geometrische Akzeptanz des Detektors sowie Ineffizienzen beim Auffinden von Einzelspuren und Zerfallsvertices innerhalb der Rekonstruktionskette zurückzuführen. Zudem beeinflussen die in der Analyse angewandten Qualitätskriterien die ermittelten Spektren. Um auf diese Effekte vollständig korrigieren zu können, werden zunächst Simulationen durchgeführt, in denen künstliche Detektorsignale Monte-Carlo (MC) generierter Teilchen erzeugt werden. Überlagert man diese wiederum mit denen eines echten Events (*Embedding*) und verarbeitet sie in der herkömmlichen Rekonstruktionskette, so lassen sich schließlich durch den Vergleich zwischen der Eingabe- und der Endverteilung die notwendigen Korrekturfaktoren ermitteln. Dabei sorgt das Embedding dafür, dass der Einfluss der Spurdichte auf die Rekonstruktionseffizienz in den Korrekturen berücksichtigt wird.

Die einzelnen Schritte der sog. Simulationskette sind in Abb. 5.1 dargestellt und werden in folgendem Abschnitt näher erläutert. Anschließend wird in Abschnitt 5.2 auf die Bestimmung der differentiellen Korrekturfaktoren eingegangen.

5.1 Simulationskette

Die Simulationskette beginnt mit der Generierung von Teilchen, in diesem Falle von K_S^0 , mittels einer Monte Carlo-Simulation. Um eine möglichst realistische Phasenraumverteilung zu erzeugen, werden zufällige Werte aus vorgegebenen Verteilungen für y , p_t und ϕ gewählt. Die ϕ -Verteilung wird, wie in der Natur, als flach angenommen und die für

Strahlenergie	Datensatz	Run	Events	Eingebettete K_S^0	σ_y	Zentrum
158A GeV	00O	1508	127 - 221	1.900.000	1,26	2,91
40A GeV	00W	3064	167 - 161	1.919.000	1,00	2,22
40A GeV	00C	3240	804 - 898	1.330.000	1,00	2,22
30A GeV	02J	4832	323 - 417	1.330.000	0,90	2,08

Tabelle 5.1: Einige Parameter der Events, die in der Simulationskette für die verschiedenen Strahlenergien verwendet wurden, sowie die Gesamtzahl der jeweils eingebetteten K_S^0 , die Breite σ_y und das Zentrum der simulierten Rapiditätsverteilung.

y als Gauß-förmig. In Tabelle 5.1 ist die vorgegebene Breite σ_y der Rapiditätsverteilung für die jeweilige Kollisionsenergie mit einigen weiteren, für die Simulation relevanten, Parametern aufgelistet. Für den Transversalimpuls wird eine exponentielle Boltzmann-Verteilung entsprechend einer thermischen Quelle angenommen:

$$\frac{dN}{dp_t} = A \cdot p_t \cdot e^{-\frac{m_t}{T}} \quad , \quad (5.1)$$

wobei A die Amplitude, T den inversen Steigungsparameter und m_t die transversale Masse beschreibt. Die gemäß dieser Verteilungen generierten kartesischen Impulskomponenten am primären Vertex werden zusammen mit der entsprechenden Teilchenidentität (*GEANT_ID*: $K_S^0=16$) in eine ASCII-Datei geschrieben. Diese wird wiederum an das Programmpaket *GEANT* [54] übergeben.

GEANT wurde am CERN entwickelt, um den Durchgang von Teilchen durch Materie beschreiben zu können. Mit der NA49 *GEANT* Implementierung namens *GNA49*, die relativ detailliert die NA49 Detektorgeometrie samt der verwandten Materialien und den angelegten elektrischen sowie magnetischen Feldern beinhaltet, wird die Simulation eines Teilchentransports durch den Detektor ermöglicht. Dabei werden alle physikalisch relevanten Prozesse, wie Zerfälle, Vielfachstreuungen, Paarproduktionen und Compton-Streuung berücksichtigt, wodurch eine annehmbar realistische Simulation durchführbar ist. Wird also das MC-Teilchen, dessen Masse, Ladung, Lebensdauer und Zerfälle aufgrund seiner Teilchenidentität bekannt sind, mit Hilfe von *GEANT* durch den Detektor propagiert, so wird seine Trajektorie bis hin zum Zerfallsvertex berechnet. Dieser ergibt sich mit einem Zufallsgenerator gemäß dem exponentiellen Zerfallsgesetz. Da le-

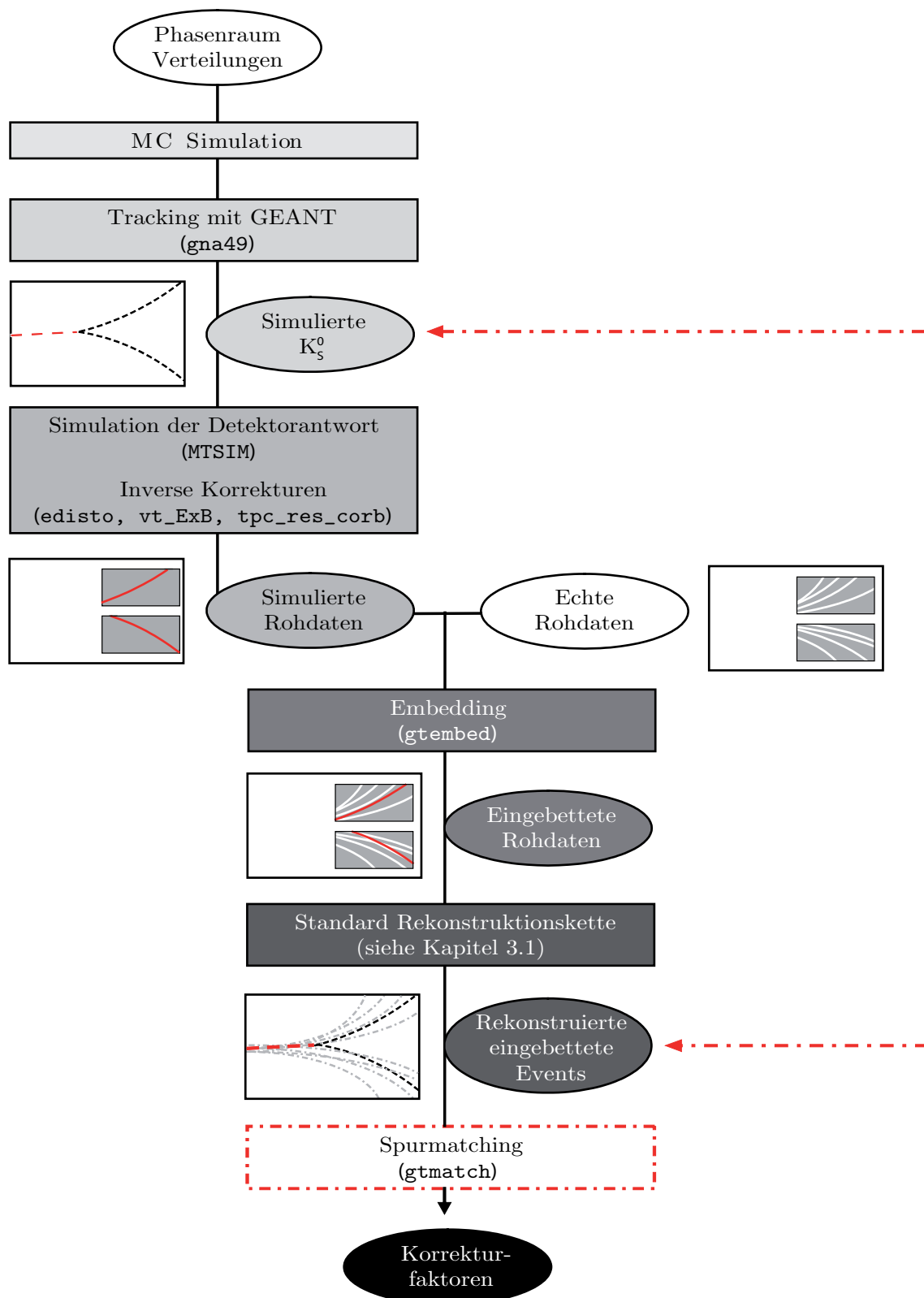


Abbildung 5.1: Schematisches Flussdiagramm der Simulationskette. Dargestellt sind die einzelnen Schritte der Simulation mit den entsprechenden Modulen bis hin zur Ermittlung der Korrekturfaktoren.

diglich die Zerfälle in geladene Tochterteilchen im Detektor nachweisbar sind, werden die Teilcheneigenschaften innerhalb GEANT so modifiziert, dass nur der Zerfallskanal $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ aktiv ist. Auf diese Einschränkung wird später jedoch wieder korrigiert (siehe Abschnitt 5.2). Nach dem Zerfall eines simulierten K_S^0 werden die Spuren der geladenen Tochterteilchen berechnet. Aufgrund der Berücksichtigung aller möglichen Wechselwirkungen wird dabei auch die Ionisation des Detektorgases und das Erzeugen idealisierter Raumpunkte beschrieben. Letztere speichert GEANT schließlich in dem Datenformat ZEBRA, das wiederum mittels `g2ds` in das weiter verwendete DSPACK Format konvertiert wird.

Danach folgt das Programm MTSIM, das aus den idealisierten Raumpunkten die entsprechende Detektorantwort ermittelt. Hierbei wird die gleiche Signalschwelle (5 ADC^1 Counts) wie bei den experimentellen Daten berücksichtigt, ebenso mögliche Sättigungseffekte der Ausleseelektronik, Diffusion, Padresponse etc. Im Gegensatz zu den in Wirklichkeit gemessenen Rohdaten unterliegen die simulierten Raumpunkte keinen Verzerrungen (siehe Abschnitt 3.1). Da diesen Effekten in der normalen Rekonstruktionskette jedoch Rechnung getragen wird, wenden die Programme `edisto` (Inhomogenitäten des elektrischen Feldes), `vt_ExB` ($E \times B$ -Verzerrungen) und `tpc_res_corb` (Residuen) das Inverse der entsprechenden Korrekturen auf die Signale an. Die somit erhaltenen Daten stimmen dadurch relativ gut mit den gemessenen überein. Sie können nun entweder mit der Standardrekonstruktionskette rekonstruiert oder in die Rohdaten eines echten Events eingebettet und darauffolgend rekonstruiert werden. Letzteres Vorgehen ermöglicht neben der Evaluation der geometrischen Akzeptanz des Detektors auch die der gesamten Effizienz der Spurrekonstruktion, welche von der Spurdichte eines Events abhängig ist.

Im Embedding werden die Rohdaten der simulierten Teilchen mit denen eines echten Events für jedes Pad-Zeit Intervall zusammenaddiert (`gt_embed`). Um dabei eine merkliche Erhöhung der Spurdichte zu unterbinden, welche eine Verfälschung der Korrekturfaktoren zur Folge hätte, sollte idealerweise lediglich 1 MC-Teilchen in ein Event eingebettet werden. Da dieses Verfahren jedoch einen enormen Rechenaufwand bis zum Erhalt der notwendigen Statistik bedeuten würde, wurde in einigen vorherigen Λ und K_S^0 Analysen die Anzahl der eingebetteten Teilchen auf 10 pro Event erhöht [48],[50]. Effizienzstudien beider Methoden ergaben für Λ s bei 30A GeV keine signifikanten Abweichungen voneinander [48]. Um dies auch für die K_S^0 zu verifizieren, wurden innerhalb dieser Arbeit Untersuchungen bei 40A GeV durchgeführt. Vergleiche beider Prozeduren ergaben, dass die Effizienzen in allen Phasenraumbereichen gut miteinander überein-

¹Analog-Digital-Wandler

stimmen (siehe Abb. 5.2). Deshalb wurden auch für alle weiteren, hier untersuchten Strahlenergien je 10 K_S^0 in ein Event eingebettet. Die Zahl der insgesamt eingebetteten K_S^0 sind mit den Run und Event Nummern der dafür mehrfach verwendeten 95 Events in Tabelle 5.1 für die entsprechende Strahlenergie aufgeführt. Nach dem Embedding können die daraus resultierenden Daten in der herkömmlichen Rekonstruktionskette verarbeitet werden, wobei die einzige Änderung darin besteht, dass auch die Informationen der MC-Teilchen in der Ausgabedatei abgespeichert werden.

Um aus den rekonstruierten eingebetteten Events die Korrekturfaktoren ermitteln zu können, findet das sog. Matching statt. Dabei stellt das Programmmodul `gt_match` fest, welche der ursprünglich simulierten Teilchen letztlich wiedergefunden bzw. rekonstruiert wurden. Hierfür wird zunächst im *Spurpunkt Matching* nach rekonstruierten Punkten in der Pad-Zeit Ebene gesucht, die innerhalb eines $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$ großen Bereiches mit den Raumpunkten der MC-Spuren zusammenpassen. Daraufhin folgt das striktere *Spur Matching*, welches das Übereinstimmen mehrerer Punkte entlang einer Spur verlangt. Eine rekonstruierte MC-Spur gilt dann als wiedergefunden, wenn mindestens 5 gemessene Punkte in einer der VTPCs oder 10 in einer der MTPCs den MC-Punkten der Spur zugewiesen werden können. Dementsprechend gilt ein simuliertes K_S^0 als rekonstruiert, wenn beide Zerfallsspuren die genannten Bedingungen erfüllen und durch das Modul `v0find` als V^0 erkannt werden (siehe Kapitel 3.2). Trotz dieser Kriterien könnte das Verfahren aufgrund hoher Spurdichten teilweise nicht eindeutig sein. Um in solch einem Fall den besten Match einer MC-Spur ausfindig zu machen, wird nach der minimalsten Entfernung zwischen dem rekonstruierten und dem MC-Zerfallsvertex gesucht. Ein anderes Vergleichskriterium dafür wäre z. B. die Anzahl der gematchten Punkte und die der MC-Punkte.

Die am Ende der Simulationskette erzeugten DSTs bzw. mini-DSTs enthalten neben den Informationen der normalen Rekonstruktion auch die der simulierten Teilchen und deren Verknüpfung zu den entsprechenden gematchten Spuren. Diese *MC mini-DSTs* bilden schließlich den Ausgangspunkt zur weiteren Ermittlung der Korrekturfaktoren einschließlich derer, auf die in der Analyse angewandten Qualitätskriterien zurückzuführen sind.

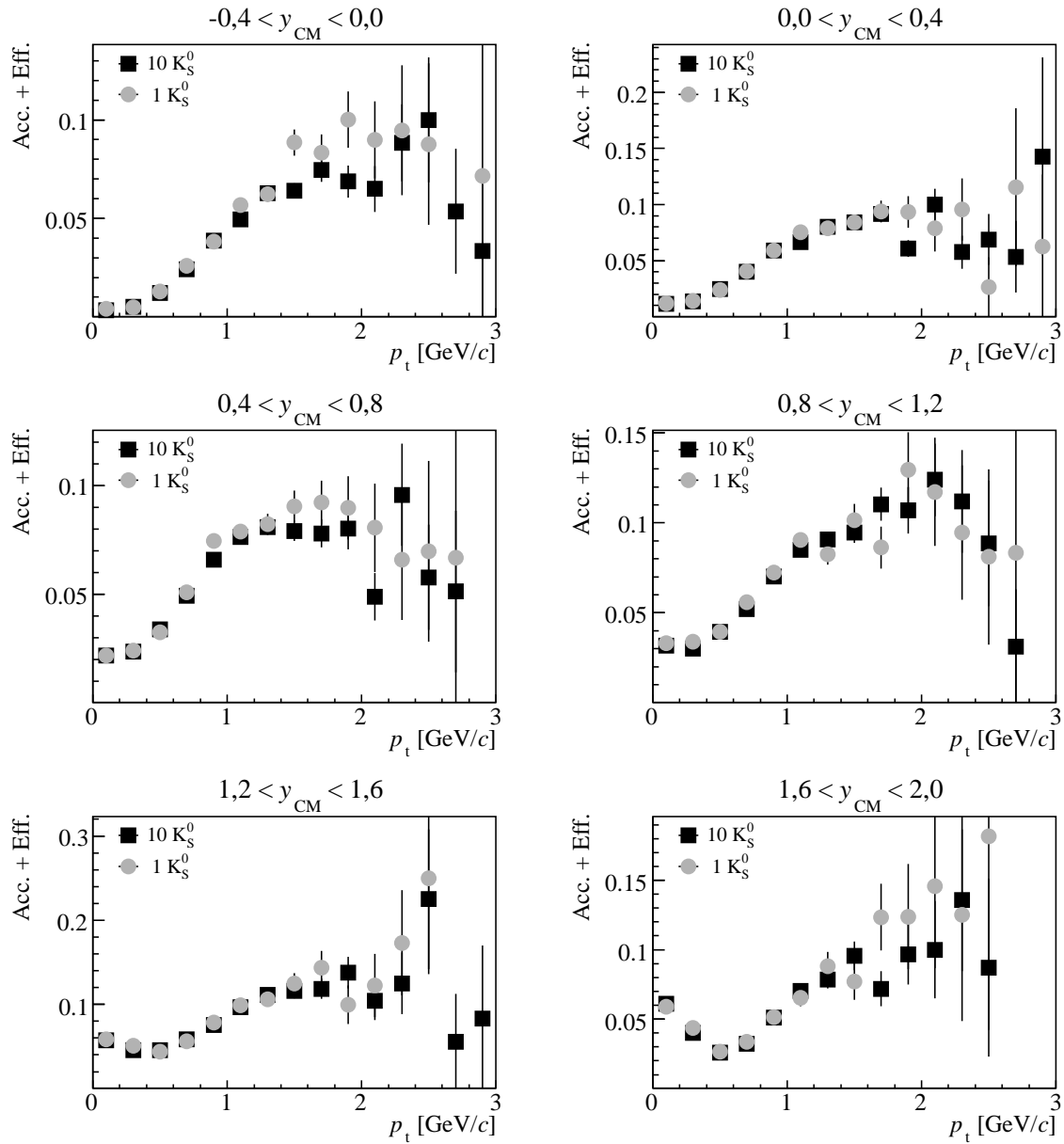


Abbildung 5.2: Im Vergleich für 1 eingebettetes und 10 eingebettete K_S^0 bei 40A GeV: Die Effizienzen verschiedener y -Bins in Abhängigkeit des Transversalimpulses.

5.2 Korrekturfaktoren

Die Korrekturfaktoren der analysierten Spektren ergeben sich durch Auswertung der in der Simulationskette generierten MC-mini-DSTs. Sie setzen sich aus den Ineffizienzen der Messungen, der Rekonstruktion und der Analyse zusammen. Die Detektorineffizienzen werden durch die Simulation in GEANT und MTSIM reproduziert. Die der Rekonstruktion sind für eingebettete und echte Events die gleichen, da in beiden Fällen das V^0 Suchprogramm verwendet wird und die Spurdichten annähernd gleich groß sind. Die Ineffizienzen aufgrund der in der Analyse angewandten Cuts als auch der Cleaning Procedure können durch Verwendung der gleichen Cuts in der Auswertung der MC mini-DSTs ermittelt werden. Aus den Resultaten solch einer Analyse lassen sich schließlich gemeinsame Korrekturfaktoren $C_{\text{Korrektur}}$ aller Ineffizienzen in Abhängigkeit der Rapidität und des Transversalimpulses folgendermaßen berechnen:

$$C_{\text{Korrektur}}(p_t, y) = \frac{1}{\text{Akzeptanz} + \text{Effizienz}} = \frac{N_{\text{sim}}(p_t, y)}{N_{\text{match}}(p_t, y)} . \quad (5.2)$$

Hierbei beschreibt N_{sim} die Anzahl der ursprünglich simulierten K_S^0 und N_{match} die der wiedergefundenen in einem bestimmten y - p_t -Bins.

In Abbildung 5.3 ist beispielsweise die Effizienz, also das Inverse des Korrekturfaktors $C_{\text{Korrektur}}$, in Abhängigkeit des Transversalimpulses bei *Midrapidity*² dargestellt. Anhand dieser Verteilung lässt sich feststellen, dass vergleichsweise hohe Korrekturfaktoren bei niedrigen Transversalimpulsen vorliegen. Dies ist hauptsächlich auf die beschränkte geometrische Akzeptanz des Detektors, aber auch auf die erhöhte Spurdichte und der damit verbundenen geringeren Rekonstruktionseffizienz in diesem Bereich zurückzuführen.

Um aus den korrigierten Spektren schließlich die totale Multiplizität erhalten zu können, muss noch berücksichtigt werden, dass einzig die K_S^0 nachgewiesen werden konnten, deren Zerfallsprodukte geladen waren. Da dieser Einschränkung sowohl die gemessenen als auch die eingebetteten Spektren unterliegen, ist es ausreichend, die fertig korrigierten Spektren mit dem Inversen des Verzweungsverhältnisses (69,20%) zu multiplizieren.

²In der vorliegenden Arbeit wird das Rapiditätsintervall $-0,5 \leq y_{\text{cm}} \leq 0,5$ als Midrapidity bezeichnet

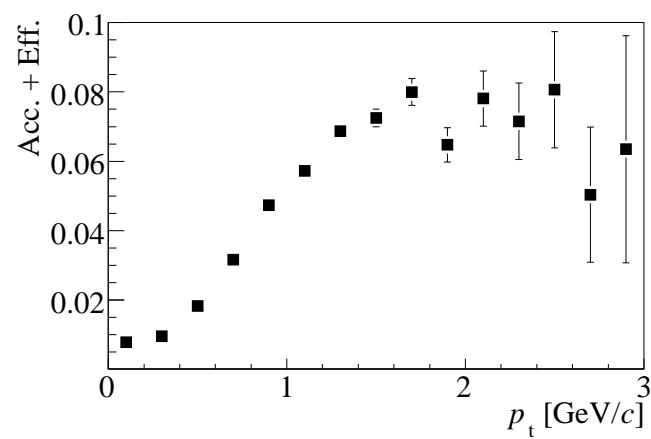


Abbildung 5.3: Die Abhängigkeit des Effizienz vom Transversalimpuls um Mid-rapidity ($-0,5 \leq y_{\text{cm}} \leq 0,5$) bei $40A$ GeV.

Kapitel 6

Systematische Checks

Nachdem die gemessenen Teilchenspektren auf die verschiedenen Ineffizienzen in der Analyse korrigiert wurden, können bestimmte systematische Checks zur Überprüfung der Konsistenz der Ergebnisse sowie zur Abschätzung des systematischen Fehlers durchgeführt werden. Ein möglicher Konsistenz-Test stellt der Vergleich zwischen der mittleren gemessenen Lebensdauer und dem Literaturwert dar. Des Weiteren können die Ergebnisse der bei 40A GeV mit entgegengesetzter Polarität des Magnetfeldes aufgenommenen Datensätze 00W und 00C einander gegenübergestellt werden.

Bislang wurde lediglich der statistische Fehler in den Spektren berücksichtigt, der durch die Anzahl von analysierten Events und embeddeten K_S^0 gegeben ist. Den Ergebnissen liegt jedoch noch ein systematischer Fehler zugrunde. Dieser beruht auf prinzipiellen Fehlern in der Analyse- bzw. Korrekturmethode. Um den systematischen Fehler abwägen zu können, lassen sich Studien durchführen, in denen die Abhängigkeit der Ergebnisse von den grundlegenden Parametern der Analyse, wie beispielsweise den Cuts, untersucht wird.

Zunächst werden in diesem Kapitel die erwähnten Konsistenz-Checks präsentiert. In den darauf folgenden Abschnitten 6.3 - 6.7 werden die durchgeführten Studien geschildert, die letzten Endes die Ermittlung des systematischen Fehlers erlauben (siehe Abschnitt 6.8). Es sei darauf hingewiesen, dass für die Untersuchungen einzig der bei 40A GeV aufgenommene Datensatz 00W verwendet wurde. Des Weiteren beruhen die Studien, sofern nicht anders angegeben, auf der GSI Methode unter Verwendung der Standard-Cuts (siehe Kapitel 3.2 und 4.3).

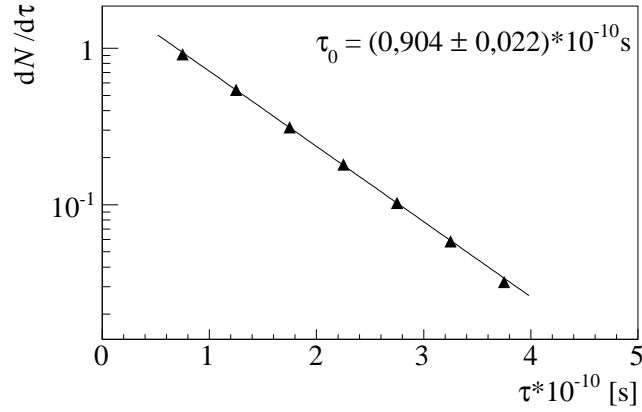


Abbildung 6.1: Korrigiertes Lebensdauer-Spektrum für $-0,5 \leq y_{cm} \leq 0,5$ und $0,65 \text{ GeV}/c \leq p_t \leq 0,85 \text{ GeV}/c$ bei $40A \text{ GeV}$.

6.1 Lebensdauer

Der Zerfall eines instabilen Teilchens, wie etwa des K_S^0 , kann durch das exponentielle Zerfallsgesetz beschrieben werden:

$$N(\tau) = N_0 \cdot e^{-\tau/\tau_0} \quad , \quad (6.1)$$

wobei N_0 die anfängliche Anzahl der zerfallenden Teilchen darstellt, von denen nach einer gewissen Zeit τ noch $N(\tau)$ verbleiben. τ_0 repräsentiert dabei die mittlere Lebenszeit der Teilchenspezies, deren Literaturwert für K_S^0 $\tau_{0PDG} = (0,8953 \pm 0,0005) \cdot 10^{-10}$ s beträgt [2].

In der Analyse lässt sich die Flugstrecke s eines K_S^0 anhand der Position seines rekonstruierten Zerfallsvertex bestimmen. Weiterhin kann mit Hilfe des Impulses p und der totalen Energie E die relativistische Geschwindigkeit $c\beta$ durch den Zusammenhang $c\beta = p/E$ berechnet werden. Mit der zusätzlichen Größe γ , die mit der Energie E und der Ruhemasse m in der Relation $\gamma = E/m$ steht, kann letztlich die Lebensdauer τ im K_S^0 -Ruhesystem wie folgt ermittelt werden:

$$\tau = \frac{s}{c\beta \cdot \gamma} \quad . \quad (6.2)$$

Abbildung 6.1 stellt das korrigierte Lebensdauer-Spektrum der K_S^0 für eine bestimmte Phasenraumregion dar. Es wurde mit Hilfe einer exponentiellen Funktion gefittet, woraus sich für die mittlere Lebenszeit ein Wert von $\tau_0 = (0,904 \pm 0,022) \cdot 10^{-10}$ s ergibt.

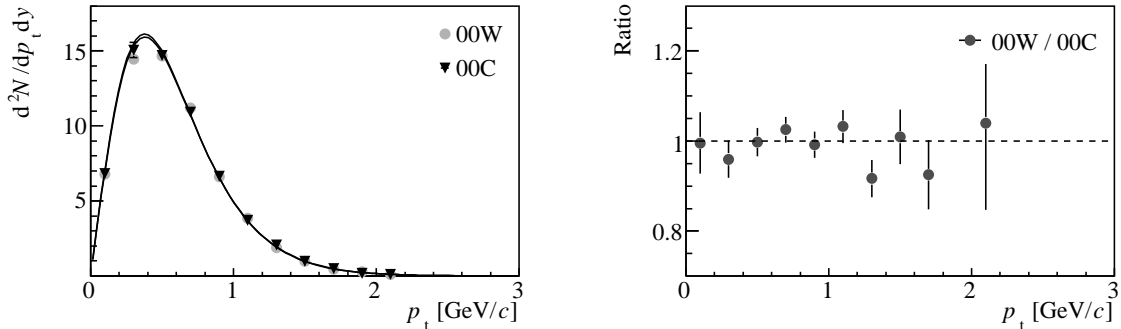


Abbildung 6.2: Korrigierte p_t -Spektren um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{cm} \leq 0,5$) für die Datensätze 00W und 00C im Vergleich (links) und deren Abweichung voneinander (rechts).

Die geringe Abweichung $\tau_0/\tau_{0_{PDB}} = (1,010 \pm 0,022) \cdot 10^{-10}$ s des gemessenen Wertes vom Literaturwert bestätigt, dass auf Verluste, die insbesondere für K_S^0 mit kleinen Lebensdauern infolge des z_{Vertex} -Cuts auftreten, gleichermaßen gut korrigiert werden kann.

6.2 Polarität des Magnetfeldes

In Kapitel 4.1 wurde bereits geschildert, dass die beiden Datensätze 00W und 00C innerhalb dieser Arbeit analysiert wurden. Da sie bei $40A$ GeV mit entgegengesetzten Polaritäten des Magnetfeldes aufgenommen wurden, lassen sie neben einer deutlichen Erhöhung der Statistik auch eine Konsistenzüberprüfung zu. Um die korrigierten Spektren beider Datensätze zu erhalten, wurden getrennte Simulationen durchgeführt, deren MC- K_S^0 wiederum in unterschiedliche Rohdaten-Events der entsprechenden Datensätze embedded wurden (siehe Kapitel 5.1). In Abbildung 6.2 werden die korrigierten p_t -Spektren beider Datensätze miteinander verglichen. Dabei sind lediglich geringe Unterschiede zwischen den Spektren auszumachen, die weitgehend innerhalb der statistischen Fehler liegen. Eine systematische Abweichung ist nicht zu beobachten. Die aus den Spektren extrahierten dN/dy -Werte¹ stimmen innerhalb von 1 % miteinander überein. Dies zeigt, dass die Analysen der verschiedenen Datensätze konsistent sind.

¹Erläuterungen zur Bestimmung der dN/dy -Werte finden sich in Kapitel 7.1

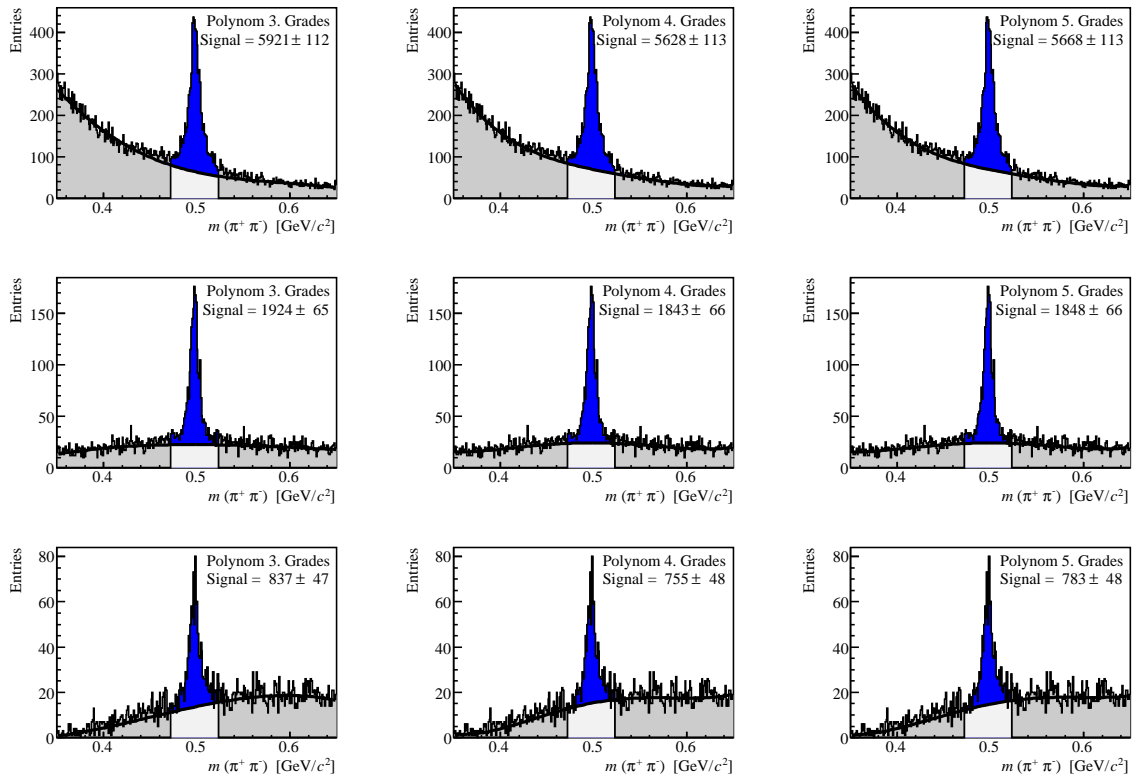


Abbildung 6.3: Stabilitätsstudien der Fit-Funktion für den Untergrund durch Variation des Polynom-Grades.

6.3 Fehler in der Signalextraktion

Um den systematischen Fehler in der Signalextraktion herausfinden zu können, wurde das Signal als Funktion der zentralen Parameter der verwendeten Methode untersucht (siehe Kapitel 4.4). Dafür wurde zunächst eine Variation des Polynom-Grades, mit dem der Untergrund beschrieben wird, in verschiedenen Phasenraum-Bereichen vorgenommen. Abbildung 6.3 stellt den Vergleich der Fit-Resultate für die untersuchten Spektren dar. Dabei auftretende Unterschiede bewegen sich innerhalb von 5 %. In Phasenraumbereichen, in denen der Untergrund bzw. die Statistik sehr gering ist, wurde die „Seitenband-Methode“ zur Bestimmung des Untergrundes getestet und mit der herkömmlichen Fit-Prozedur verglichen. Abweichungen liegen in diesem Fall innerhalb von 4 %.

Eine weiterhin maßgebliche Größe in der Signalextraktion ist die Länge des Intervalls, in dem das Signal extrahiert wird. Da eine Veränderung des Intervalls, dem sog.

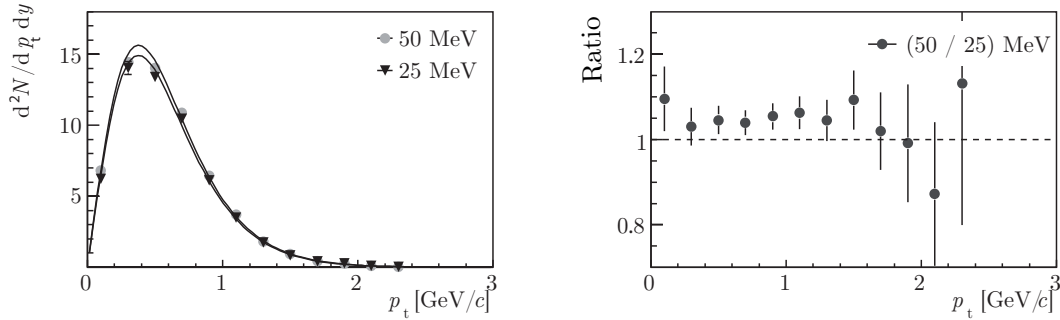


Abbildung 6.4: Im Vergleich: Korrigierte p_t -Midrapidity-Spektren unter Verwendung eines 50 MeV- und eines 25 MeV-breiten Massenfensters (links) und deren Abweichung voneinander (rechts).

Massenfenster, automatisch zu unterschiedlichen Signalen führen würde, werden nun nicht mehr die Signalinhalte sondern die korrigierten Spektren miteinander verglichen. Anhand Abbildung 6.4 ist zu erkennen, dass eine Verkleinerung des Massenfensters zu einer 4 %igen Abweichung der Endergebnisse führt. Aufgrund dieser Studien wird ein gesamter systematischer Fehler von maximal 5 % gefolgert, der auf die Signalextraktion zurückzuführen ist.

6.4 Cut-Studien

In der Analyse wurde ein nicht zu vernachlässigender Anteil an wahren K_S^0 durch die verwendeten Cuts verworfen (siehe Kapitel 4.3). Um auf die verursachten Verluste korrigieren zu können, wurden in dem bereits geschilderten Korrekturverfahren die Analyse-Cuts eingesetzt (siehe Kapitel 5). Da die aus den Daten stammenden Verteilungen jedoch nur bis zu einem gewissen Maße in der Simulation reproduziert werden können, hängen die Korrekturfaktoren und ferner die Endergebnisse wiederum auch bis zu einem gewissen Grad von der Wahl der Cuts ab. Um dies abschätzen zu können, gilt es die Stabilität der Ergebnisse in Abhängigkeit der Cuts zu überprüfen. Zu diesem Zweck wurden verschiedene Sätze von Cuts eingeführt, welche in Tabelle 6.1 aufgelistet sind. Sie stellen zum einen eine Variation der Standard-Cuts dar, in der jeweils einer der Cuts verengt wurde, und zum anderen eine Erweiterung der Standard-Cuts mit zusätzlichen Track-Cuts auf die K_S^0 -Tochtereilchen. Bei Letzteren wurden u. a. Cuts auf Same Side- und Opposite Side-Spuren untersucht. Da die Statistik der Opposite Side-Spuren allerdings sowohl in den Daten als auch in den Korrekturen zu gering ist, um aussagekräftige Schlüsse zu er-

Satz von Cuts	Werte
<i>Standard-Cuts</i>	$ x_{\text{Target}} \leq 0,60 \text{ cm}$
	$ y_{\text{Target}} \leq 0,30 \text{ cm}$
	$z_{\text{Vertex}} \leq -550,00 \text{ cm}$
	$ \cos \Theta^* \leq 0,75$
	<i>SetOutsideTPC</i>
<i>Std</i> + x_{Target}	<i>Standard-Cuts</i> , $ x_{\text{Target}} \leq 0,30 \text{ cm}$
<i>Std</i> + y_{Target}	<i>Standard-Cuts</i> , $ x_{\text{Target}} \leq 0,20 \text{ cm}$
<i>Std</i> + z_{Vertex}	<i>Standard-Cuts</i> , $z_{\text{Vertex}} \leq -545,00 \text{ cm}$
<i>Std</i> + $\cos \Theta^*$	<i>Standard-Cuts</i> , $ \cos \Theta^* \leq 0,50 \text{ cm}$
<i>Std</i> + <i>SameSide</i>	<i>Standard-Cuts</i> , <i>SetSameSide</i>
<i>Std</i> + $N_{\text{PotPoints}}$	<i>Standard-Cuts</i> , $N_{\text{PotPoints}} \geq 25$
<i>Std</i> + p_{Daughter}	<i>Standard-Cuts</i> , $p_{\text{Daughter}} \geq 0,7 \text{ GeV}/c$
<i>Std</i> + ohne <i>CP</i>	<i>Standard-Cuts</i> ohne Cleaning Procedure

Tabelle 6.1: Zusammenfassung der in den Cut-Studien verwendeten Sätze von Cuts (unten), welche Variationen und Erweiterungen der Standard-Cuts (oben) darstellen.

lauben, werden im Folgenden nur die *SameSide*-Cuts präsentiert. Darüber hinaus wurde in den Cut-Studien der systematische Fehler untersucht, der auf die Cleaning Procedure (siehe Kapitel 4.3) zurückzuführen ist.

In Abbildung 6.5 sind die p_t -Rohspektren für die verschiedenen Sätze von Cuts zusammen mit dem entsprechenden Spektrum der Standard-Cuts abgebildet. Der erhöhte Einfluss der Cuts ist durch die deutliche Verringerung des Signals im Vergleich zu dem der Standard-Cuts zu erkennen. Einzige Ausnahme stellt erwartungsgemäß der Satz von Cuts dar, bei dem die Cleaning Procedure nicht angewandt wurde. Der dabei auftretende Unterschied verglichen mit den Standard-Cuts ist jedoch sehr gering, was bedeutet, dass die Cleaning Procedure, zumindest bei Midrapidity, nur einen relativ schwachen Effekt ausübt. Bezüglich des kompletten p_t -Bereiches ist die stärkste Signalverringerng für die *Std* + $\cos \Theta^*$ -Cuts zu beobachten. Betrachtet man hingegen nur den Bereich niedriger

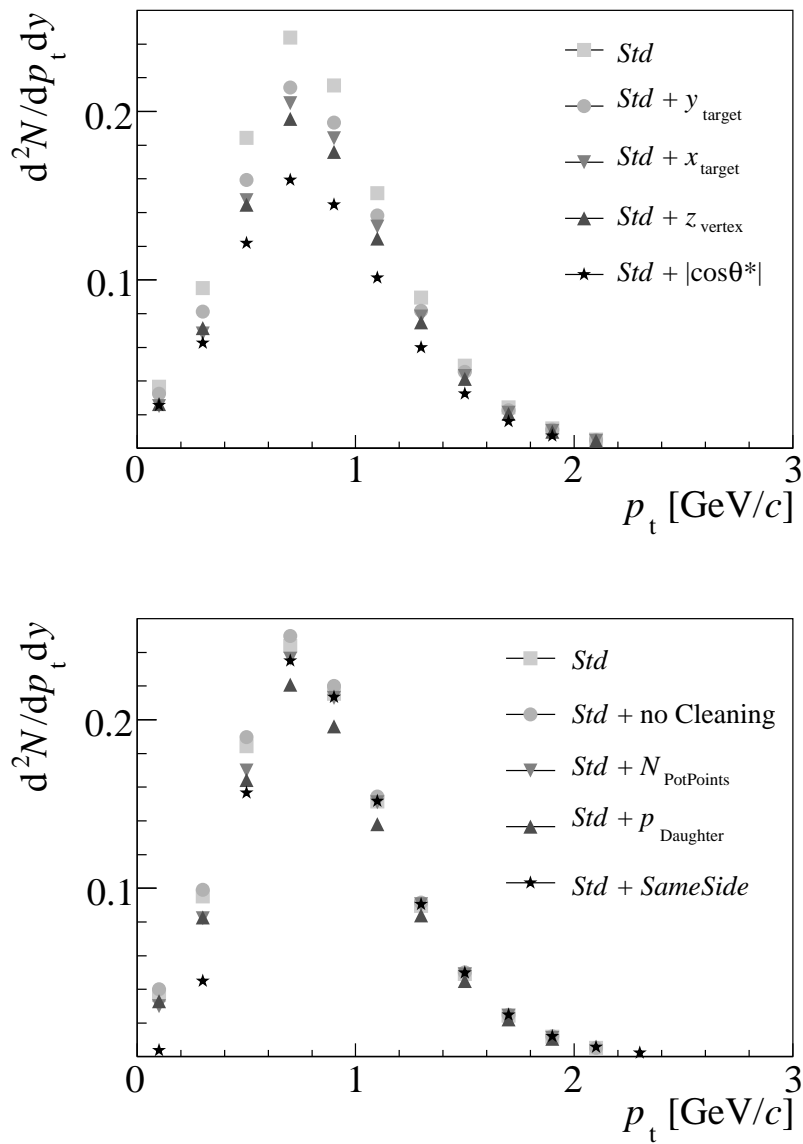


Abbildung 6.5: Im Vergleich: p_t -Rohspektren um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{\text{cm}} \leq 0,5$) für verschiedene Cuts.

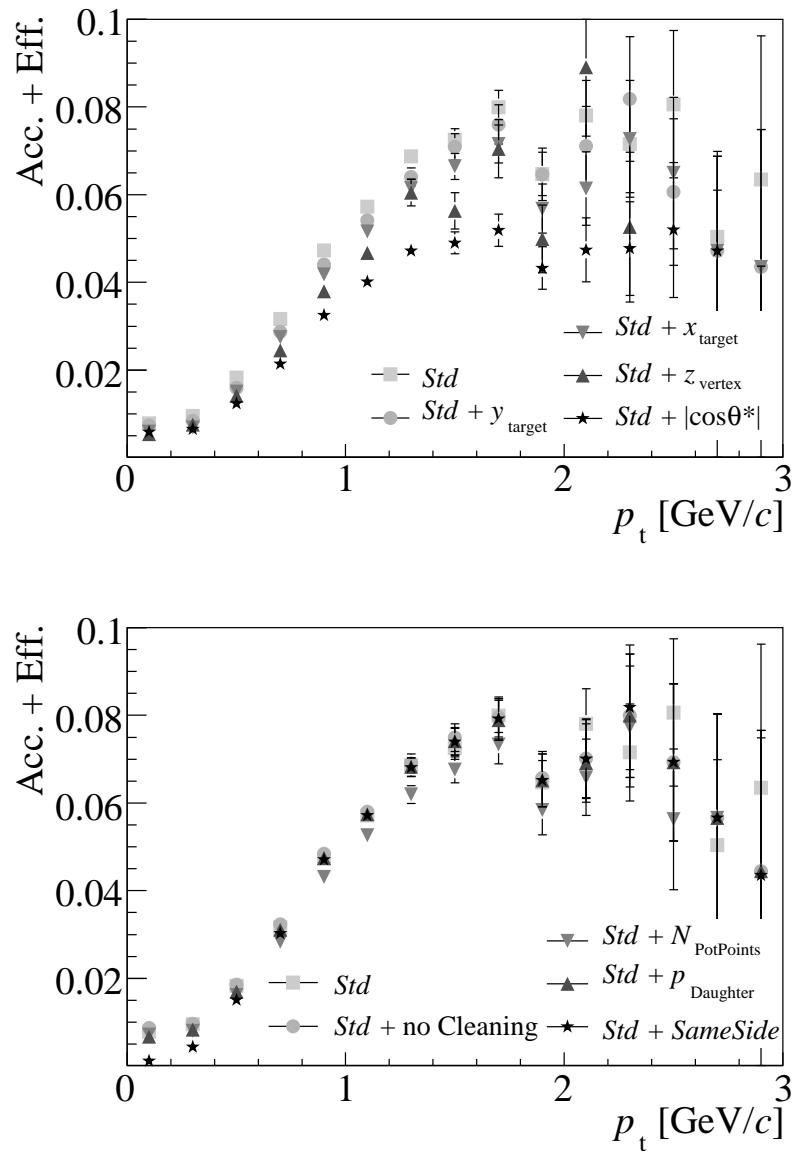


Abbildung 6.6: Im Vergleich: p_t -Effizienzen um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{\text{cm}} \leq 0,5$) für verschiedene Cuts.

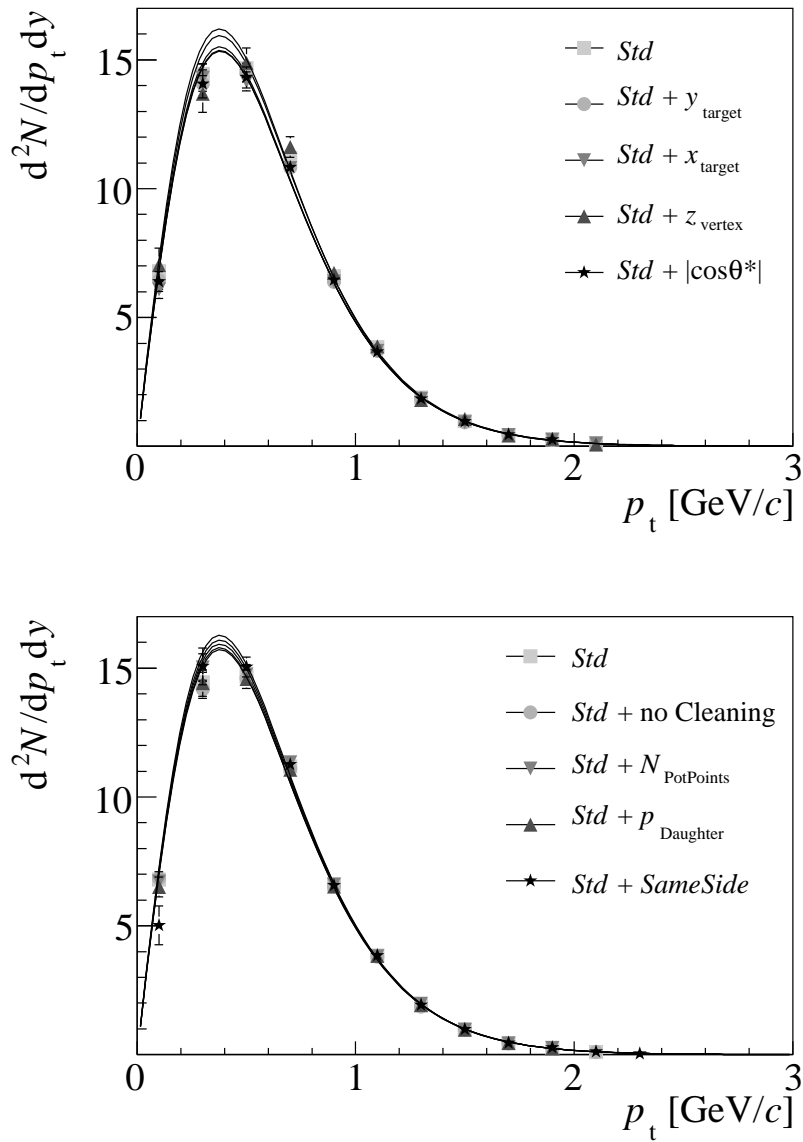


Abbildung 6.7: Im Vergleich: Korrigierte p_t -Spektren um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{\text{cm}} \leq 0,5$) für verschiedene Cuts.

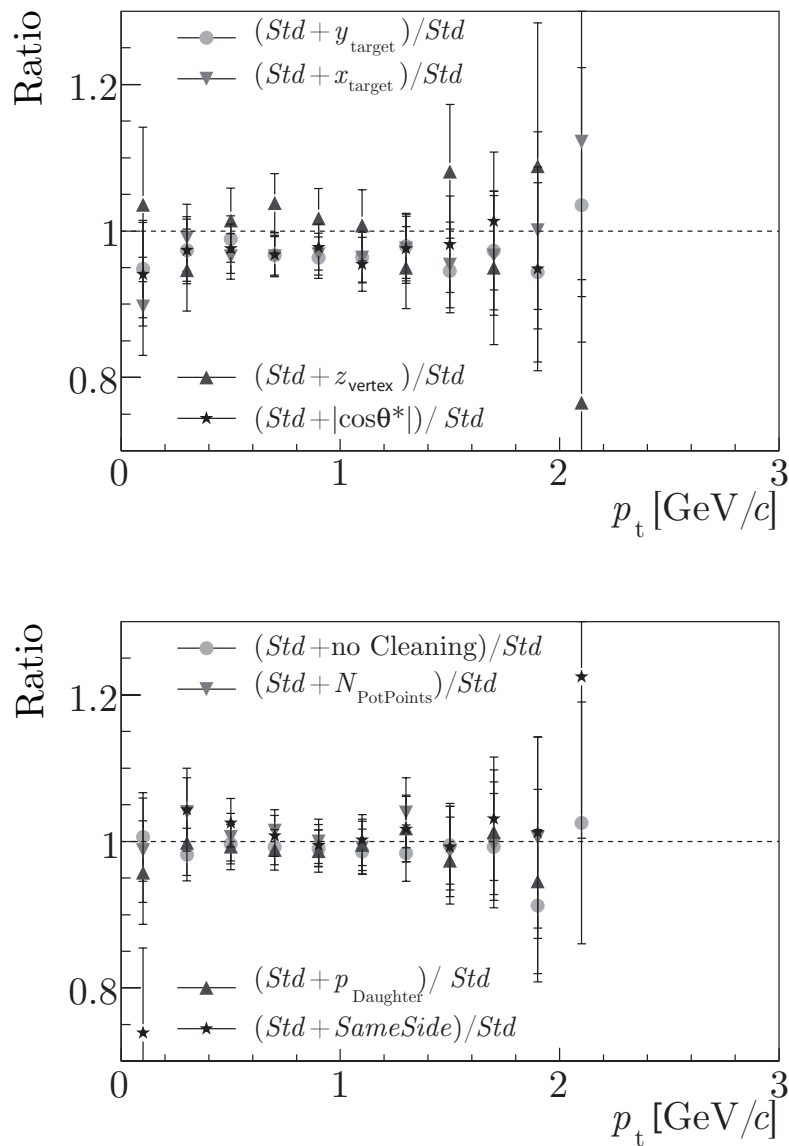


Abbildung 6.8: Im Vergleich: Abweichung der korrigierten p_t -Spektren um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{\text{cm}} \leq 0,5$) für verschiedene Cuts von dem entsprechenden Spektrum für die Standard-Cuts.

p_t -Werte ($p_t \leq 0,6 \text{ GeV}/c$), so ist der Einfluss des *SameSide*-Cuts am ausgeprägtesten, welcher jedoch hin zu höheren p_t nahezu gegen Null geht. Dies hängt mit der Tatsache zusammen, dass die Wahrscheinlichkeit für Zerfallsspuren von V^0 s mit niedrigen Transversalimpulsen größer ist TPCs zu durchqueren, die auf entgegengesetzten Seiten liegen, da sich der V^0 -Zerfall mit hoher Wahrscheinlichkeit in der Nähe der Strahlachse ereignet hat. Same Side-Spuren werden aufgrund der Impulserhaltung hingegen erst bei nicht verschwindendem Transversalimpuls des V^0 -Mutterteilchens möglich und werden umso wahrscheinlicher je größer er wird.

Betrachtet man nun die entsprechenden p_t -Effizienzen der jeweiligen Cuts (siehe Abbildung 6.6), so lässt sich für $p_t \leq 1,2 \text{ GeV}/c$ in etwa die gleiche Anordnung der Verteilungen wie bei den Rohspektren feststellen. Für höhere p_t -Werte ist die Reihenfolge nicht mehr so eindeutig, was auf die mangelnde Statistik an simulierten K_S^0 in dem Bereich zurückzuführen ist. Innerhalb der statistischen Fehler sind sie jedoch weitestgehend miteinander in Einklang zu bringen.

Vergleicht man schließlich die korrigierten p_t -Spektren miteinander (siehe Abbildungen 6.7 und 6.8), so sind die zuvor beobachteten Differenzen kaum noch festzustellen. Lediglich für sehr kleine als auch sehr große p_t -Bereiche ($p_t \leq 0,2 \text{ GeV}$ bzw. $p_t \geq 1,4 \text{ GeV}$) ist eine erhöhte systematische Abweichung festzustellen. Dies ist auf die mangelnde Stabilität der Effizienzen innerhalb dieser Bereiche zurückzuführen. Um den dadurch verursachten systematischen Fehler zu verringern, kann beispielsweise eine Mindestzahl von 50 gematchten K_S^0 gefordert werden. Insgesamt stimmen die Integrale der Transversalimpuls-Verteilungen innerhalb von 4 % mit dem entsprechenden für die Standard-Cuts überein. Aufgrund dieser geringen Abweichung können die Ergebnisse in Bezug auf die untersuchten Cuts als stabil erachtet werden.

6.5 N_{Beam} -Effekt

Ein möglicher Effekt könnte dadurch bislang verborgen geblieben sein, indem er sich auf alle untersuchten Spektren gleichermaßen ausgewirkt hätte. Solch einen Effekt stellt die Abhängigkeit der Ergebnisse von der Anzahl der Beam-Teilchen (N_{Beam}) dar, die während der TPC-Auslese den Detektor durchquert haben. Zwar wird ein Event, bei dem in einem gewissen Zeitintervall weitere Beam-Teilchen eine inelastische Wechselwirkung im Target erfahren haben, von der Datenaufnahme ausgeschlossen, dennoch kann es vorkommen, dass nach einer Reaktion weitere Beam-Teilchen ohne inelastische

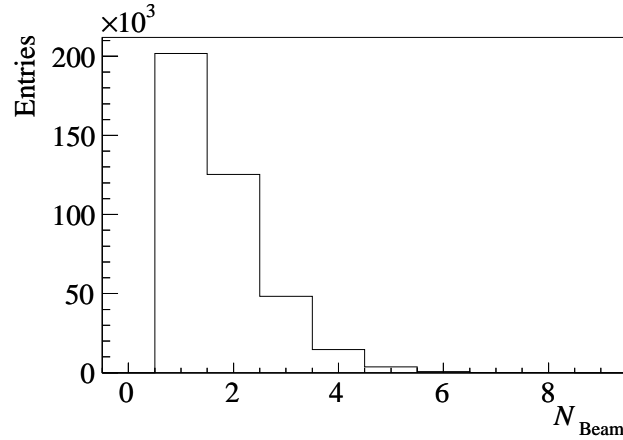


Abbildung 6.9: N_{Beam} -Verteilung für den Datensatz 00W.

Interaktion mit dem Target den Detektor passieren. Diese können dann wiederum δ -Elektronen durch inelastische Wechselwirkung mit den Gasmolekülen oder sonstigen, auf der Flugbahn befindlichen, Materialien erzeugen. δ -Elektronen zeichnen sich durch geringe Impulse von etwa $0,2 \text{ GeV}/c$ aus und würden im Magnetfeld der VTPCs spiralförmige Spuren hinterlassen, die schließlich zu einer Beeinträchtigung der Rekonstruktionseffizienz führen könnten.

Die N_{Beam} -Verteilung ist für den Datensatz 00W in Abbildung 6.9 zu sehen. Sie wird mit Hilfe eines *Wave Form Analyzers* (WFA) bestimmt, welcher die Daten der im Strahl positionierten Detektoren während der TPC-Auslese sammelt (siehe Kapitel 2.2) und dadurch die Anzahl der Strahlteilchen ermittelt, die innerhalb dieses Zeitfensters den Detektor passiert haben. Dem Idealfall von $N_{\text{Beam}} = 1$ entsprechen 51,1 % der untersuchten Events. Die Events, welche für das Embedding verwendet wurden, weisen eine ähnliche N_{Beam} -Verteilung auf. Ein simpler Cut auf $N_{\text{Beam}} = 1$ hat zu keinen eindeutigen Indizien für einen N_{Beam} -Effekt geführt. Um die N_{Beam} -Abhängigkeit detaillierter untersuchen zu können, wurden deshalb Sätze von Cuts konzipiert, die einen möglichen N_{Beam} -Effekt besonders hervorheben und eine Überprüfung der Reproduzierbarkeit dieses Effektes in der Effizienz zulassen sollten. Dazu wurden Kombinationen von Event- und Track Cuts bei zusätzlicher Verwendung der Standard-Cuts gewählt (siehe Tabelle 6.2). Durch die Event Cuts wurde zwischen Events mit einem und mehr als einem Beam-Teilchen differenziert. Mit Hilfe der Track-Cuts auf die K_S^0 -Tochtereilchen wurde einerseits zwischen K_S^0 unterschieden, deren Tochterspuren auf bzw. nicht auf der rechten Seite der VTPC-1 liegen (*VTPC1-Cuts*), und andererseits zwischen denen, deren negative Tochterspur Punkte bzw. keine Punkte in der MTPC besitzt (*MTPC-Cuts*). Dadurch wurde in Be-

Satz von Cuts	Event Cut auf N_{Beam}	Track-Cut auf K_S^0 -Töchter
$N_B = 1$ ohne VTPC1	$N_{\text{Beam}} = 1$	Keine Tochtterspur liegt auf der rechten Seite der VTPC1
$N_B > 1$ ohne VTPC1	$N_{\text{Beam}} > 1$	wie oben
$N_B = 1$ nur VTPC1	$N_{\text{Beam}} = 1$	Mind. 1 Tochtterspur liegt auf der rechten Seite der VTPC1
$N_B > 1$ nur VTPC1	$N_{\text{Beam}} > 1$	wie oben
$N_B = 1$ ohne MTPC ⁻	$N_{\text{Beam}} = 1$	Negative Tochtterspur liegt nicht in MTPC
$N_B > 1$ ohne MTPC ⁻	$N_{\text{Beam}} > 1$	wie oben
$N_B = 1$ nur MTPC ⁻	$N_{\text{Beam}} = 1$	Negative Tochtterspur liegt in MTPC
$N_B > 1$ nur MTPC ⁻	$N_{\text{Beam}} > 1$	wie oben

Tabelle 6.2: Zusammenfassung der Sätze von Cuts zur Untersuchung der N_{Beam} -Abhängigkeit. Bei allen aufgelisteten Cuts wurden zusätzlich noch die Standard-Cuts verwendet. Die oberen vier werden im Übrigen als VTPC1-Cuts, und die unteren als MTPC-Cuts bezeichnet.

tracht gezogen, dass sich ein Großteil der δ -Elektronen auf der rechten Seite der VTPC-1 befinden sollten, und dass K_S^0 , deren Tochtterspuren in den magnetisch feldfreien MTPC-Cs liegen, von einem N_{Beam} -Effekt nicht betroffen sein sollten, da die δ -Elektronen dort keine „Spiralen“ erzeugen würden.

Die Abbildungen 6.10 - 6.12 zeigen unkorrigierte p_t -Spektren, Effizienzen, korrigierte Spektren sowie deren Verhältnis zueinander für die VTPC1-Cuts. Anhand der unkorrigierten Spektren ist zu erkennen, dass sich die Signale der verschiedenen Cuts stark voneinander unterscheiden. Während in niedrigen p_t -Bereichen ($p_t < 0,4 \text{ GeV}/c$) die Forderung, dass mindestens eine Tochtterspur auf der rechten Seite der VTPC-1 liegen

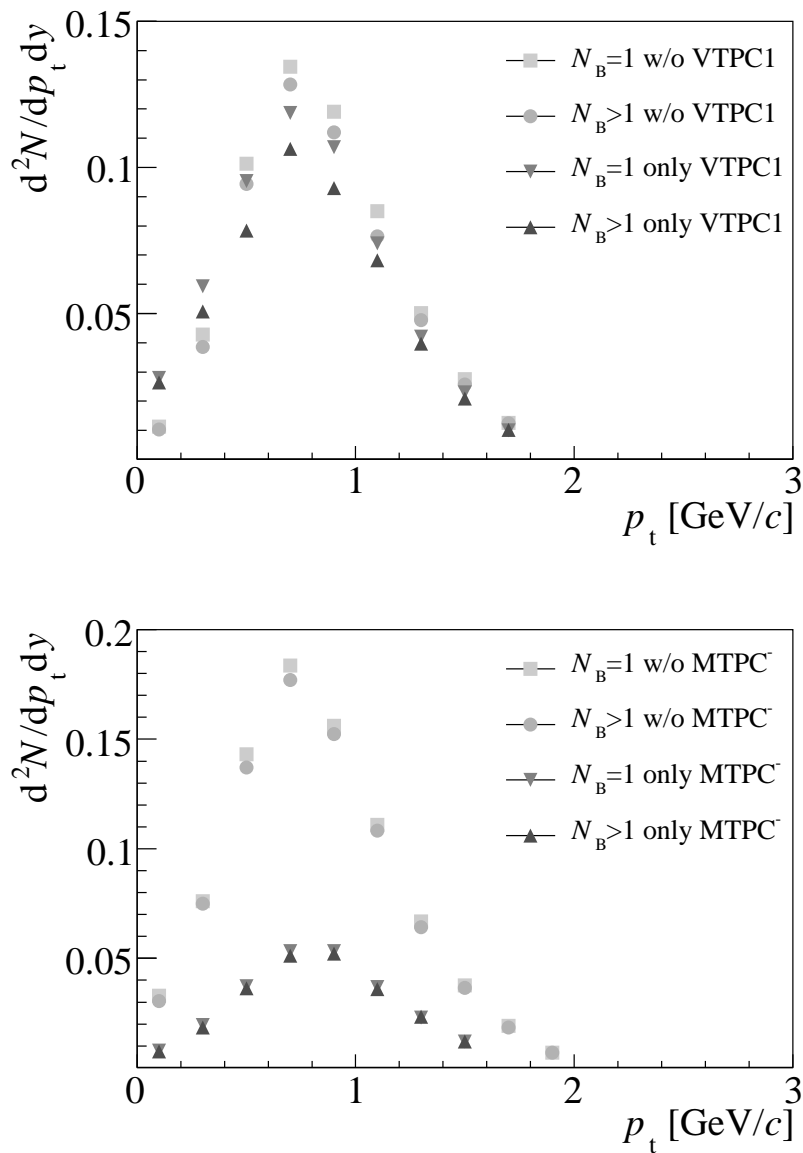


Abbildung 6.10: Im Vergleich: p_t -Rohspektren um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{cm} \leq 0,5$) für die verschiedenen VTPC- (oben) und MTPC-Cuts (unten).

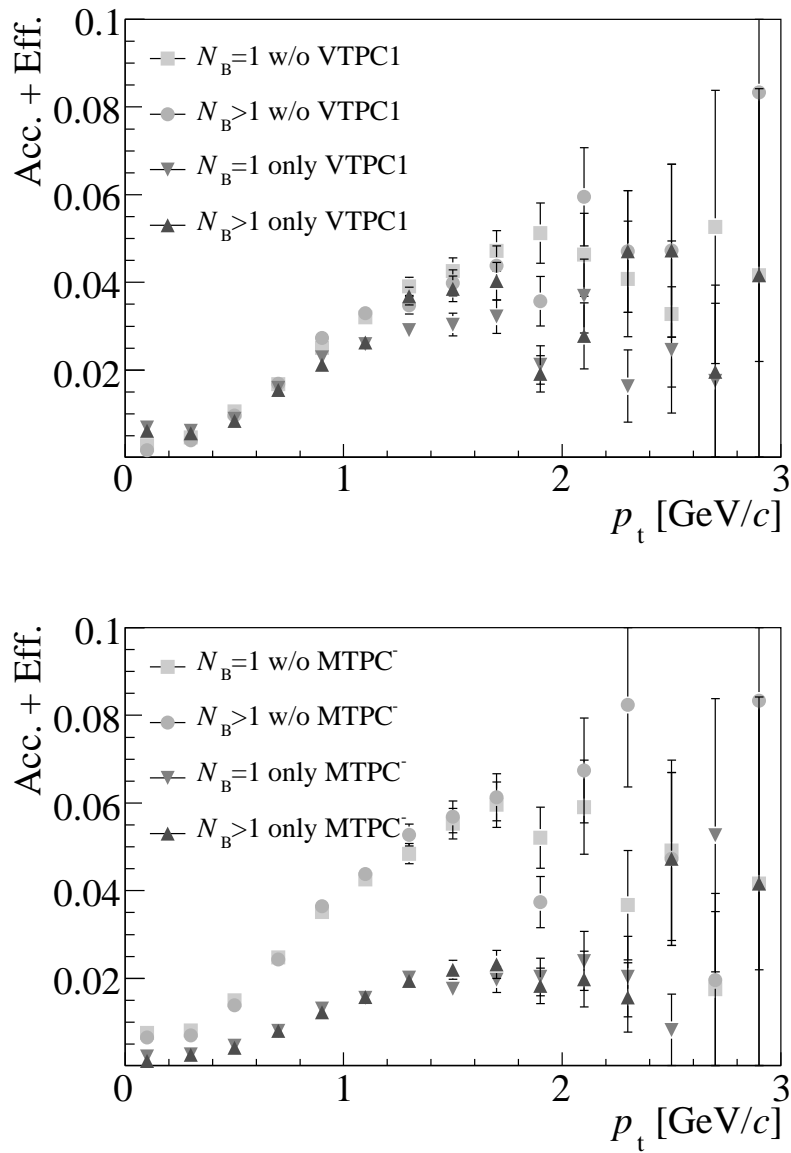


Abbildung 6.11: Im Vergleich: p_t -Effizienzen um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{cm} \leq 0,5$) für die verschiedenen VTPC- (oben) und MTPC-Cuts (unten).

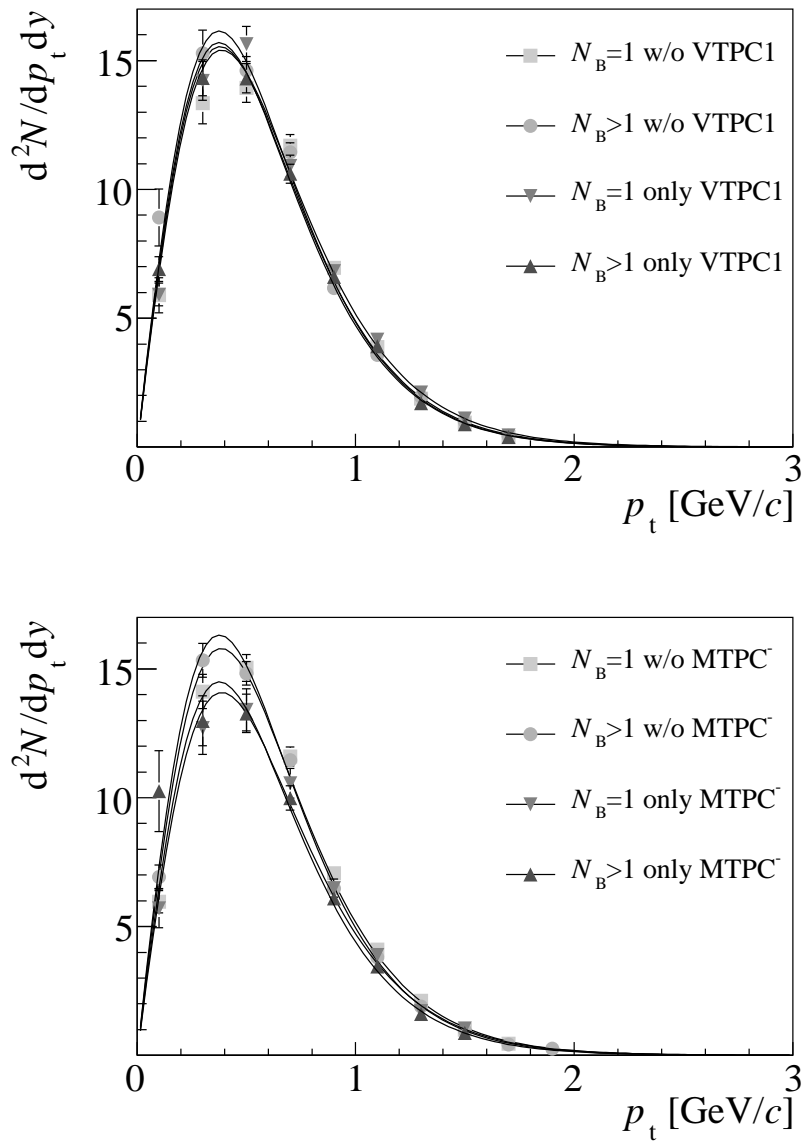


Abbildung 6.12: Im Vergleich: Korrigierte p_t -Spektren um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{cm} \leq 0,5$) für die verschiedenen VTPC- (oben) und MTPC-Cuts (unten).

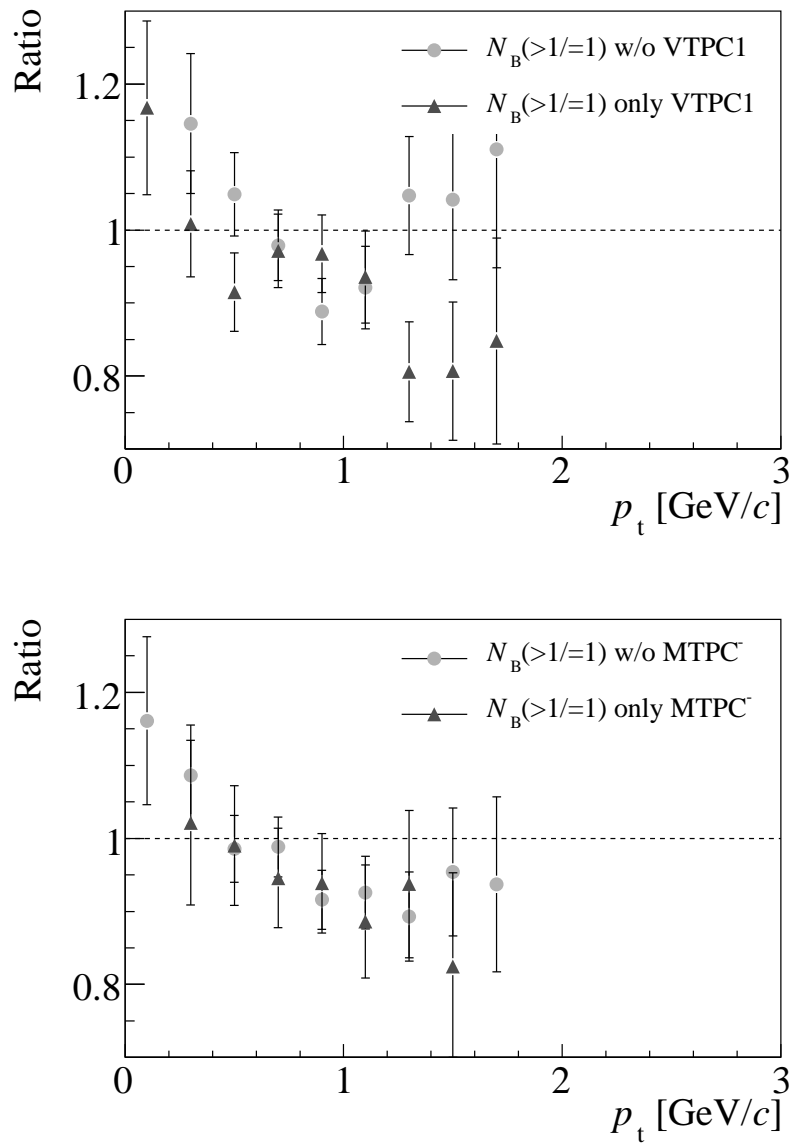


Abbildung 6.13: Im Vergleich: Die Verhältnisse der korrigierten p_t -Spektren um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{cm} \leq 0,5$) für die verschiedenen VTPC- (oben) und MTPC-Cuts (unten).

muss, einen nicht so starken Einfluss ausübt, wie die dazu komplementäre Cut-Klasse, kehrt sich die Reihenfolge für höhere p_t -Werte um. Dieses Verhalten findet sich auch bei den Effizienzen wieder. Des Weiteren ist erkennbar, dass die Effizienzen insbesondere für niedrige p_t -Werte sehr gering ausfallen, was schließlich zu einer Vergrößerung des statistischen Fehlers führt. Die korrigierten Spektren lassen deshalb keine eindeutigen Schlüsse zu. Betrachtet man die Verhältnisse der korrigierten p_t -Spektren so scheint zwar eine Abhängigkeit von p_t , welche die Steigung der Verteilungen beeinflusst, vorhanden zu sein. Diese p_t -Abhängigkeit übt jedoch keinen wesentlichen Einfluss auf die Integrale der Transversalimpuls-Spektren aus, welche innerhalb von 3 % mit dem entsprechendem für die Standard-Cuts übereinstimmen. Da in Folge eines N_{Beam} -Effekts erwartungsgemäß die größte Diskrepanz zwischen den $N_B = 1$ ohne *VTPC1*- und den $N_B > 1$ nur *VTPC1*-Cuts auftreten sollte, und die Übereinstimmung beider besser ist, als die der anderen Spektren (siehe Abbildung 6.12), scheint den Ergebnissen kein signifikanter N_{Beam} -Effekt zu Grunde zu liegen.

Um diesen Schluss zu bekräftigen, wurden weiterhin die verschiedenen MTPC-Cuts untersucht. Bei diesen Cuts sollte im Falle eines N_{Beam} -Effekts die grösste Abweichung zwischen den Endergebnissen der $N_B = 1$ ohne *MTPC*- und der $N_B > 1$ nur *MTPC*-Cuts eintreten. In den Abbildungen 6.10 - 6.13 sind die unkorrigierten p_t -Spektren, Effizienzen, korrigierten Spektren und deren Verhältnis zueinander für die MTPC-Cuts dargestellt. Die unkorrigierten Spektren weisen eine klare Reihenfolge in der Stärke der Cuts auf, welche sich in den Effizienzen wiederholt. Die korrigierten Spektren sind wie bei den vorherigen Cuts mit einem großen statistischen Fehler behaftet und liefern keinen klaren Beweis auf einen N_{Beam} -Effekt. Sie weisen zwar eine ähnlich p_t -Abhängigkeit wie die vorherigen Cuts auf. Die Integrale der Verteilungen stimmen allerdings wie zuvor innerhalb von 3 % miteinander überein. Aufgrund dieser Studien wird der maximale Einfluss eines möglichen N_{Beam} -Effekts bei 40A GeV mit 3 % abgeschätzt.

6.6 Zentralitätsabhängige Korrektur

Für die Analyse und das Embedding wurden Events mit einer bei 30A und 40A GeV 7,2 und bei 158A GeV 10,0 %igen Variation in der Zentralität und damit auch in der Teilchen-Multiplizität verwendet. Nimmt man nun an, dass für ein embeddetes K_S^0 wegen der niedrigeren Spurdichte eine höhere Auffindwahrscheinlichkeit in einem Event mit geringerer Multiplizität besteht, so würde folglich auch der Korrekturfaktor für solch

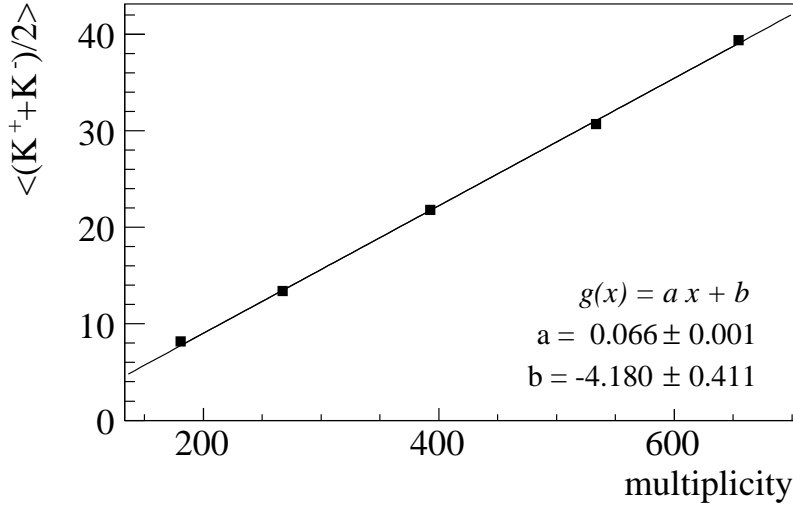


Abbildung 6.14: Mittelwert der geladenen Kaonen als Funktion der Multiplizität.

ein Event geringer ausfallen, als für eines mit einer höheren Multiplizität. Gleichzeitig sollte aber auch die mittlere Anzahl von produzierten K_S^0 in einem analysierten Event mit einer geringeren Multiplizität kleiner sein, als in einem mit höherer. Demzufolge müssten Events mit höherer Multiplizität in den Korrekturfaktoren stärker gewichtet werden als die mit geringerer, da es sonst zu einer Fehleinschätzung des Korrekturfaktors kommen könnte.

Die gewichtete Gesamtzahl der wiedergefundenen K_S^0 würde sich aufgrund der bisherigen Überlegungen wie folgt berechnen:

$$N_{\text{gmatch}}(p_t, y) = \frac{\sum (g(\text{mult})(p_t, y) \cdot N_{\text{match}}(p_t, y))}{\sum g(\text{mult})(p_t, y)} . \quad (6.3)$$

Dabei ist N_{match} die noch nicht gewichtete Anzahl der wiedergefundenen K_S^0 eines Events und $g(\text{mult})$ der Gewichtungsfaktor für jedes Event. Summiert wird über die Anzahl aller embeddeten Events. Durch den Gewichtungsfaktor $g(\text{mult})$ soll nun berücksichtigt werden, dass Events mit einer höheren Multiplizität im Mittel auch mehr K_S^0 enthalten. Um die Abhängigkeit der produzierten K_S^0 für die Berechnung von $g(\text{mult})$ bestimmen zu können, wurden die minimum bias-Ergebnisse für die geladenen Kaonen herangezogen [55]. Mit Hilfe dieser Resultate lässt sich die mittlere K_S^0 -Produktion als Funktion der Multiplizität abschätzen (siehe Abbildung 6.14). Fittet man die Verteilung mit einer linearen Funktion, so kann mit Hilfe der sich dabei ergebenden Parameter a und b der

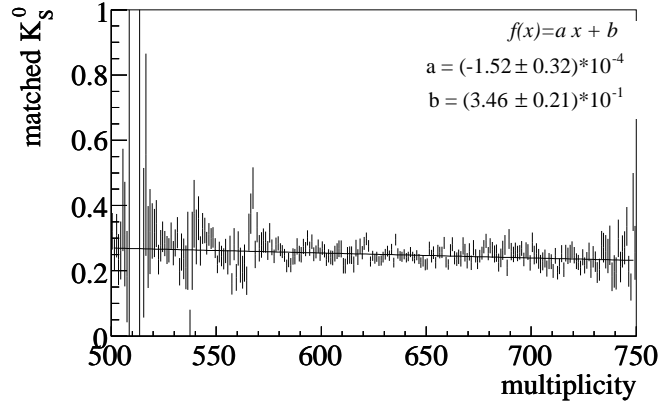


Abbildung 6.15: Anzahl der gematchten K_S^0 als Funktion der Multiplizität.

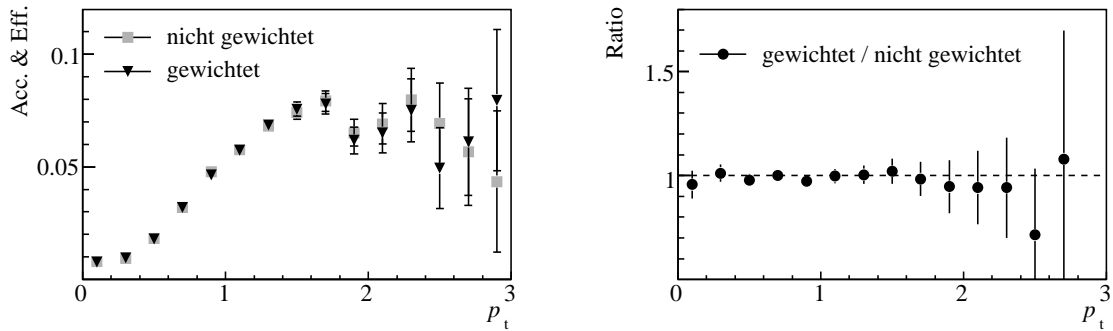


Abbildung 6.16: Im Vergleich: gewichtete und nicht gewichtete p_t -Akzeptanz und -Effizienz um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{cm} \leq 0,5$) (links) und deren Verhältnis zueinander (rechts).

Gewichtungsfaktor für jedes im Embedding verwendeten Event auf die folgende Weise bestimmt werden:

$$g(mult) = a \cdot mult + b \quad , \quad (6.4)$$

wobei $mult$ die Multiplizität des Events ist.

Wendet man nun die Gewichtung in dem Korrekturverfahren an, und vergleicht die Ergebnisse mit den bisherigen, so lässt sich eine Abweichung von lediglich 1 % feststellen. Die geringe Diskrepanz kann darauf zurückgeführt werden, dass innerhalb der betrachteten Zentralitätsklasse die Anzahl der im Matching wiedergefundenen K_S^0 nur sehr schwach von der Multiplizität des Events abhängt (siehe Abb. 6.15), was sich wie-

derum in dem geringen Unterschied zwischen der gewichteten und der nicht gewichteten Akzeptanz und Effizienz widerspiegelt (siehe Abb. 6.16). Demzufolge scheint eine zentralitätsabhängige Korrektur zumindest für die bei 40A und 30A GeV aufgenommenen Datensätze nicht notwendig zu sein. Für den bei 158A GeV gemessene Datensatz 000 ist die Auswirkung einer zentralitätsabhängigen Korrektur hingegen größer ($\sim 5\%$), da dieser Datensatz ein breiteres Multiplizitätsintervall ($mult = 800 - 1350$) abdeckt. Um, wenn auch nur geringe, systematische Fehler zu verhindern, wurde bei allen untersuchten Strahlenergien eine zentralitätsabhängige Korrektur für die Ermittlung der Endergebnisse vorgenommen.

6.7 GSI- und Birmingham Methode

Die bisher betrachteten Studien haben ausschließlich auf der GSI Methode basiert. Da in dieser Methode ebenso Cuts angewendet wurden, die zu einer systematischen Verschiebung aller bisher betrachteten Resultate hätten führen können, wurde des Weiteren die Birmingham Methode untersucht (siehe Kapitel 3.2). Im folgenden werden die Spektren der zwei Prozeduren miteinander verglichen. Bei beiden wurden zusätzlich die Standard-Cuts verwendet.

In Abbildung 6.17 sind die p_t -Rohspektren für die GSI- und die Birmingham Methode dargestellt. Dabei ist eine deutliche Verringerung der Signalstärke für die Birmingham Methode insbesondere für niedrige p_t -Bereiche zu beobachten. Dies spiegelt sich auch in den p_t -Effizienzen wider (siehe Abbildung 6.18). Demzufolge wird durch die Birmingham-Cuts ein sehr viel höherer Anteil an K_S^0 verworfen als durch die GSI-Cuts, was letztlich zu einer Vergrößerung des statistischen Fehlers in den Ergebnissen der Birmingham Methode führt. In Abbildung 6.19 werden die korrigierten p_t -Spektren der GSI- und der Birmingham Methode miteinander verglichen. Dabei ist eine Diskrepanz zwischen den beiden Spektren zu erkennen, die bei ungefähr 10 % liegt und in solchem Maße in den vorherigen Studien nicht beobachtet wurde. Zwar sind die Ergebnisse der Birmingham Methode für $p_t \leq 0,2$ GeV/c mit einem beträchtlichen statistischen Fehler behaftet, aber selbst in p_t -Bereichen mit relativ kleinem Fehler ist eine ausgeprägte systematische Abweichung zu erkennen.

Der Grund für die beobachtete Abweichung beider Methoden muss in den spezifischen Cuts der beiden Prozeduren liegen, da dies die einzigen Parameter sind, in denen sie sich voneinander unterscheiden. Vergleicht man die Cuts der GSI Methode mit den

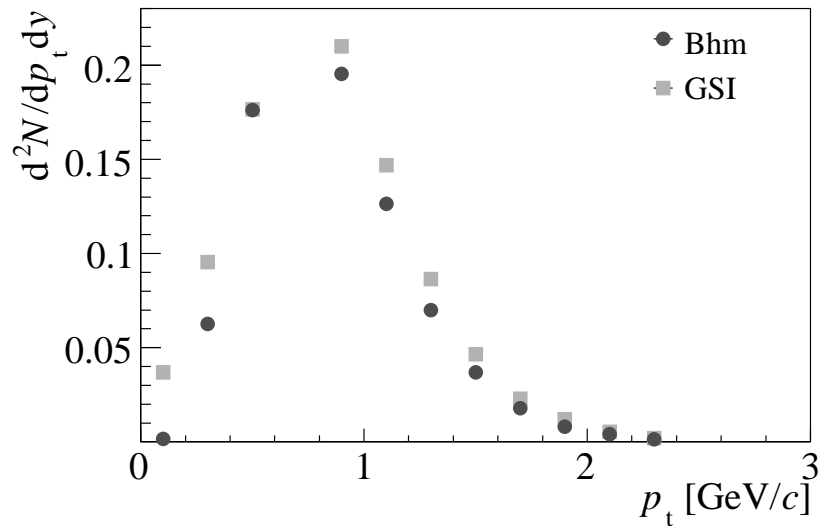


Abbildung 6.17: Im Vergleich: p_t -Rohspektren um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{cm} \leq 0,5$) für die GSI- und die Birmingham Methode.

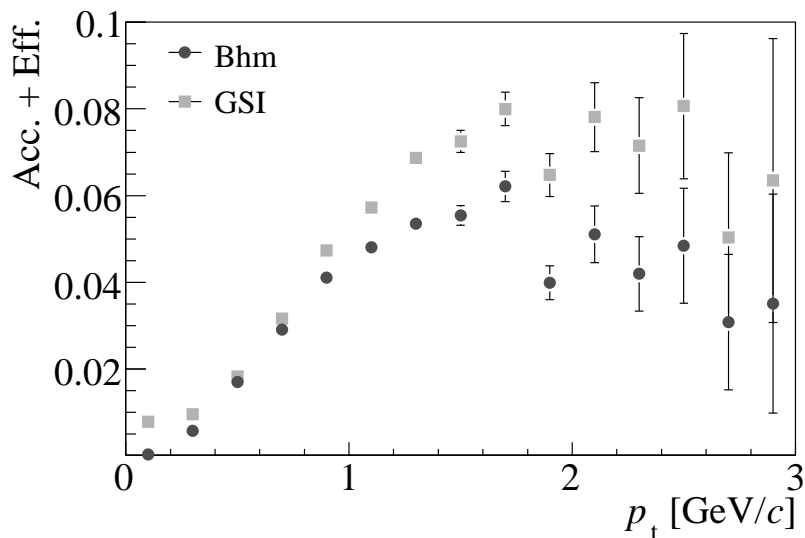


Abbildung 6.18: Im Vergleich: p_t -Effizienzen um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{cm} \leq 0,5$) für die GSI- und die Birmingham Methode.

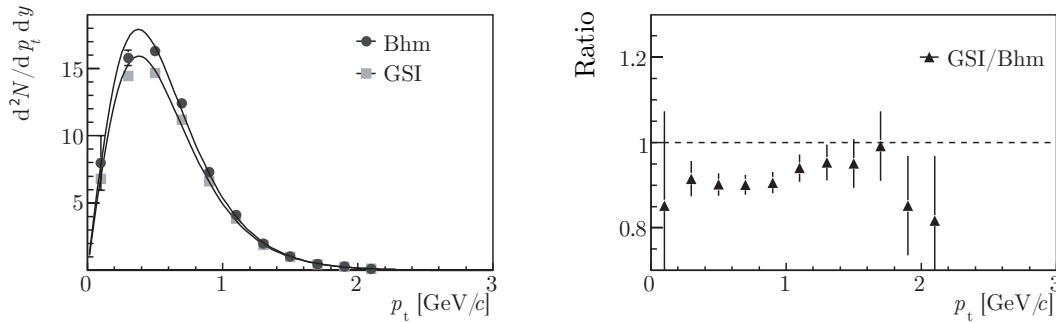


Abbildung 6.19: Im Vergleich: Korrigierte p_t -Spektren um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{\text{cm}} \leq 0,5$) für die GSI- und die Birmingham Methode (links) und deren Abweichung voneinander (rechts).

drei Cut-Klassen der Birmingham Methode, so fallen zwei entscheidende Cuts auf, die in der GSI Methode signifikant enger gewählt wurden, als in der Birmingham Methode; die dca_x - und dca_y -Cuts². Während sie in der GSI Methode 0,50 cm in x - und 0,25 cm in y -Richtung betragen, sind es in der Birmingham Methode 1,00 cm in beiden Richtungen. Nimmt man nun an, dass die dca -Cuts der GSI Methode zu eng gewählt wurden, und dadurch einen Teil des K_S^0 -Signals verwerfen würden, so sollte dies normalerweise in der Korrektur berücksichtigt werden. Wenn die dca -Verteilungen der Daten aber nicht in der Simulation bzw. im Embedding reproduziert werden können, so hätte das eine systematische Verschiebung der Ergebnisse zur Folge. Um dies zu überprüfen, wurden die jeweiligen dca -Verteilungen der Daten mit denen aus dem Embedding verglichen. Anhand Abbildung 6.20 wird deutlich, dass die dca -Verteilungen der Daten systematisch breiter sind, als die der embeddeten Events. Zusätzliche Untersuchungen haben gezeigt, dass solch eine Diskrepanz selbst für ein eingeschränktes p_t -Intervall bestehen bleibt. Die dca -Verteilungen zeigen weiterhin, dass die GSI-Cuts einen Teil der Verteilungen wegschneiden, während die Birmingham-Cuts ausreichend weit gewählt wurden. Demzufolge wurden in der GSI Methode Cuts angewendet, auf deren hervorgerufene Ineffizienzen nicht ausreichend korrigiert werden kann.

Um zu überprüfen, ob einzig die dca -Cuts zu der Diskrepanz beider Methoden geführt haben, wurden die Daten ein weiteres Mal mit der Birmingham Methode, den bisherigen Standard-Cuts und nun zusätzlichen, der GSI Methode entsprechenden dca -Cuts analysiert. Abbildung 6.21 zeigt die daraus resultierenden korrigierten p_t -Spektren im Vergleich mit den bisherigen, standardmäßigen Ergebnissen der GSI- und der Birmingham-

²Cuts auf die Entfernung der Tochterspuren im Punkt ihrer nächsten Annäherung in x - und y -Richtung

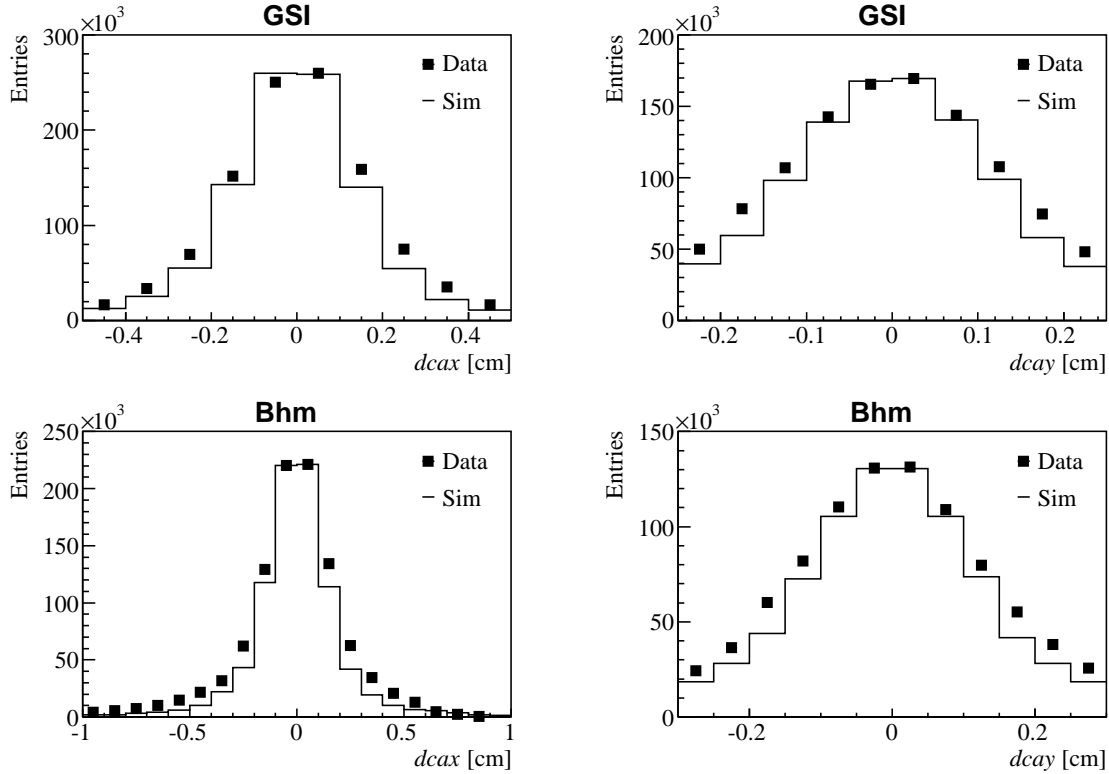


Abbildung 6.20: Im Vergleich: dca_x - und dca_y -Verteilung für gemessene und embeddete Events im Intervall $-0,5 \leq y_{cm} \leq 0,5$ und $0,6 \text{ GeV}/c \leq p_t \leq 0,8 \text{ GeV}/c$ unter Verwendung der GSI- (oben) und der Birmingham Methode (unten). Dabei wurden die Verteilungen der embeddeten Events auf das Maximum der gemessenen normiert.

ham Methode. Durch die zusätzlichen dca -Cuts ist die zuvor beobachtete Abweichung zwischen den beiden Methoden weitgehend aufgehoben; sie stimmen nun innerhalb der statistischen Fehler miteinander überein. Somit scheint die Hauptursache für die vorherigen Unstimmigkeiten in den dca -Cuts der GSI Methode zu liegen, welche einen Teil des K_S^0 -Signals verwerfen, auf das nicht einwandfrei korrigiert werden kann.

Eine Verbreiterung der GSI-Cuts ist nicht mehr möglich, da diese bereits in der V^0 Rekonstruktion angewandt wurden, auf deren Resultate diese Analyse beruht. Eine erneute Rekonstruktion der Rohdaten mit redefinierten GSI-Cuts ist prinzipiell nur bedingt durchführbar, da ein Hauptanteil der Rohdaten nicht mehr verfügbar ist. Und selbst wenn die Rohdaten für eine annehmbare Statistik ausreichen könnten, so würde der für die Rekonstruktion erforderliche Zeitaufwand den Rahmen dieser Arbeit wesentlich überschreiten. Um dieses Problem zu umgehen, wird deshalb die Birmingham

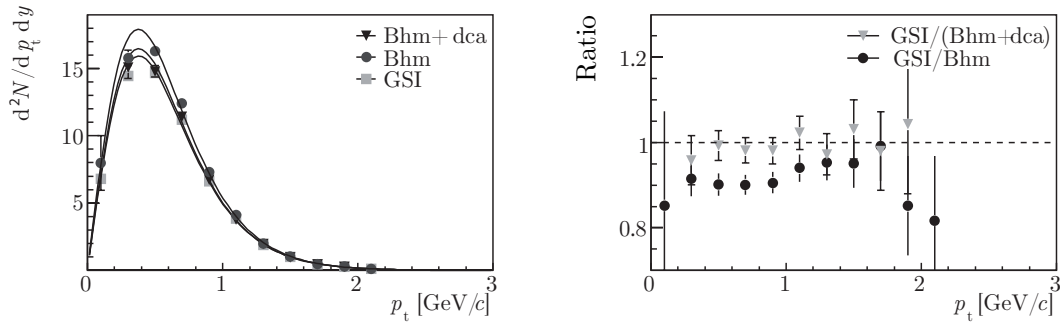


Abbildung 6.21: Im Vergleich: Korrigierte p_t -Spektren um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{\text{cm}} \leq 0,5$) für die GSI-, die Birmingham Methode ohne und mit zusätzlichen *dca*- und *dca*y-Cuts von 0,50 cm bzw. 0,25 cm (links) und deren Abweichung voneinander (rechts).

Methode zur Ermittlung der Endresultate für die 40A, aber auch für die 30A und 158A GeV herangezogen. Denn auch für die anderen Datensätze wurde solch eine Abweichung aufgrund der *dca*-Cuts festgestellt. Zwar erscheint die Birmingham Methode prinzipiell nicht so robust zu sein, wie die GSI Methode, da die Korrekturfaktoren in der Birmingham Methode wesentlich davon abhängen, wie genau die einzelnen V^0 -Typen voneinander unterschieden werden können, dennoch konnte mit Hilfe der durchgeführten Studien zumindest ein maßgeblicher Fehler durch eine zu enge Wahl der *dca*-Cuts ausgeschlossen werden.

6.8 Systematischer Fehler

Die systematischen Checks haben gezeigt, dass die mittlere Lebensdauer der gemessenen K_S^0 sehr gut mit dem Literaturwert übereinstimmt und dass die Ergebnisse der Datensätze mit entgegengesetzter Polarität lediglich geringe Diskrepanzen ($\sim 1\%$) aufweisen. Bei Veränderungen in der Signalextraktion sowie in der Wahl der Cuts ergaben sich systematische Abweichungen der Resultate, die innerhalb von 5% bzw. 4% liegen. Des Weiteren ließen spezifische Cut-Studien darauf schließen, dass ein möglicher N_{Beam} -Effekt zwar nicht ist, der damit verbundene Einfluss jedoch maximal 3% beträgt. Ob dieser Effekt einen erhöhten Einfluss bei einer Strahlenergie von 158A GeV ausübt, ist mit Hilfe dieser Studien allerdings nicht auszuschließen. Darüber hinaus konnte, zumindest für die 30A und 40A GeV, keine signifikante Beeinflussung der Ergebnisse durch den Einsatz einer zentralitätsabhängigen Korrektur festgestellt werden. Trotzdem wird

sie bei allen untersuchten Strahlenergien für die Ermittlung der endgültigen Spektren eingesetzt. Betrachtet man lediglich diese, auf der GSI Methode beruhenden Studien, so würde sich daraus ein gesamter systematischer Fehler von maximal 7 % ergeben.

Mit Hilfe eines Vergleichs zwischen der GSI- und der Birmingham Methode wurde jedoch ein ausgeprägter systematischer Fehler in der GSI Prozedur aufgedeckt, dessen Ursprung bereits in der V^0 -Rekonstruktion liegt. Er ist auf eine zu enge Wahl der *dca*-Cuts zurückzuführen, welche einen nicht zu vernachlässigenden Anteil an K_S^0 verwerfen, auf den wiederum nicht vollständig korrigiert werden kann. Da dieser Fehler im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht mehr behoben werden kann, wird für die Ermittlung der Endresultate die Birmingham Methode herangezogen, in der dieser Fehler weitgehend ausgeschlossen werden konnte. Dennoch wurde durch den Vergleich beider Methoden deutlich, dass weiterführende Studien, die sich speziell mit den Cuts der GSI- bzw. Birmingham Methode befassen, notwendig sind, um grundlegende Fehler, die bereits in der Datenrekonstruktion ihren Ursprung haben, ausschließen zu können.

Die zunächst durchgeführten systematischen Studien haben auf einen relativ geringen systematischen Fehler hingedeutet. Da sie jedoch auf der GSI Methode beruht haben, nun aber die Endresultate mit der Birmingham Methode ermittelt werden, bei der die systematischen Cut-Variationen eventuell ganz andere Auswirkungen gehabt hätten, kann hier der systematische Fehler bis zur weiteren Klärung nur abgeschätzt werden. Dazu wird der Unterschied zwischen der GSI- und der Birmingham Methode, der bei 10 % liegt, herangezogen.

Kapitel 7

Ergebnisse und Diskussion

Die korrigierten K_S^0 -Teilchenspektren ergeben sich durch Anwendung der jeweiligen Korrekturfaktoren (siehe Kapitel 5.2) auf die extrahierten Signalinhalte der invarianten Massenspektren differentieller Phasenraum-Bins (siehe Kapitel 4.4). Daraus können die korrigierten *transversalen Massen-* sowie *Transversalimpuls-Spektren* verschiedener Rapiditätsintervalle ermittelt werden. Diese Spektren erlauben wiederum durch Integration über die einzelnen Rapiditätsintervalle die Bestimmung eines *Rapiditätsspektrums*, aus dem letzten Endes die *totale Multiplizität* $\langle K_S^0 \rangle$ gewonnen werden kann. Des Weiteren lässt sich sowohl anhand der transversalen Massenspektren als auch der Transversalimpuls-Spektren der *inverse Steigungsparameter* T bestimmen.

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Spektren für die untersuchten Strahlenergien vorgestellt und erläutert. Des Weiteren wird die Energieabhängigkeit der daraus ermittelten Parameter T und $\langle K_S^0 \rangle$ diskutiert. Anschließend werden die Ergebnisse mit denen der geladenen Kaonen sowie anderer K_S^0 -Analysen verglichen. Zuletzt wird die Energieabhängigkeit der Produktion von Kaonen relativ zu jener der Pionen untersucht. Anzumerken ist, dass die vorgestellten Endergebnisse auf der Birmingham Methode beruhen (siehe Kapitel 3.2 und 6.7).

7.1 Transversalimpuls-Spektren

Der Transversalimpuls der produzierten Teilchen einer Schwerionenkollision stellt ein Maß für die Umsetzung der ursprünglich rein longitudinal ausgerichteten Energie der

kollidierenden Nukleonen in transversale Freiheitsgrade dar. Er ist gegeben durch:

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = \sqrt{p^2 - p_z^2} \quad , \quad (7.1)$$

und bildet zusammen mit der Rapidität y und dem Azimutal-Winkel Φ einen vollständigen Satz von Variablen zur Beschreibung des Phasenraumes der produzierten Teilchen (siehe Anhang B). Er ist direkt über die Ruhemasse m des Teilchens mit der transversalen Masse m_t verknüpft:

$$p_t = \sqrt{m_t^2 - m^2} \quad . \quad (7.2)$$

Basierend auf dem statistischen *Bootstrap-Modell* von Hagedorn [56] folgen die Transversalimpuls-Spektren und die transversalen Massenspektren einem einfachen exponentiellen Verlauf und können für jedes Rapiditäts-Bin dy mit einer Boltzmann-Verteilungsfunktion gefittet werden:

$$\frac{d^2N}{dp_t dy} = C \cdot p_t \cdot \exp\left(-\frac{m_t}{T}\right) \quad \text{bzw.} \quad \frac{d^2N}{dm_t dy} = C \cdot m_t \cdot \exp\left(-\frac{m_t}{T}\right) \quad , \quad (7.3)$$

mit $m_t \gg T$. Dabei wird eine vollständig thermalisierte Quelle, auch als Feuerball bezeichnet, angenommen, die isotrop Teilchen emittiert und mit Hilfe der Maxwell-Boltzmann Statistik beschrieben werden kann. Der Parameter T kann nach Gleichung 7.3 aus dem Inversen der Steigung der p_t - bzw. m_t -Spektren gewonnen werden und wird deshalb auch als inverser Steigungsparameter bezeichnet (siehe Abschnitt 7.3).

Abbildung 7.1 stellt die vollständig korrigierten Transversalimpuls-Spektren um Mid-rapidity für die untersuchten Strahlenergien dar. Sie sind mit einer exponentiellen Fitfunktion gemäß Gleichung 7.3 angefittet worden, welche die Datenpunkte sehr gut beschreibt. Alle weiteren für die K_S^0 -Analyse zugänglichen Rapiditätsintervalle sowie die jeweiligen Effizienzen sind in Anhang A bzw. für 40A GeV in Abbildung 7.2 aufgeführt. Anhand der Transversalimpuls-Spektren wird deutlich, dass für die analysierten Energien K_S^0 -Signale über einen großen Bereich des Phasenraumes bestimmt werden konnten. Lediglich für niedrige p_t -Bereiche sind teilweise die unkorrigierten Signale oder auch die Effizienzen zu gering, um korrigierte Werte ermitteln zu können.

Um nun aus den gemessenen Transversalimpuls-Spektren die Anzahl der produzierten K_S^0 innerhalb eines gegebenen Rapiditätsintervalls über den gesamten transversalen Impulsbereich ermitteln zu können, werden die Signalinhalte der einzelnen p_t -Bins aufsummiert und durch einen Korrekturfaktor c_{p_t} auf den ganzen transversalen Impulsraum

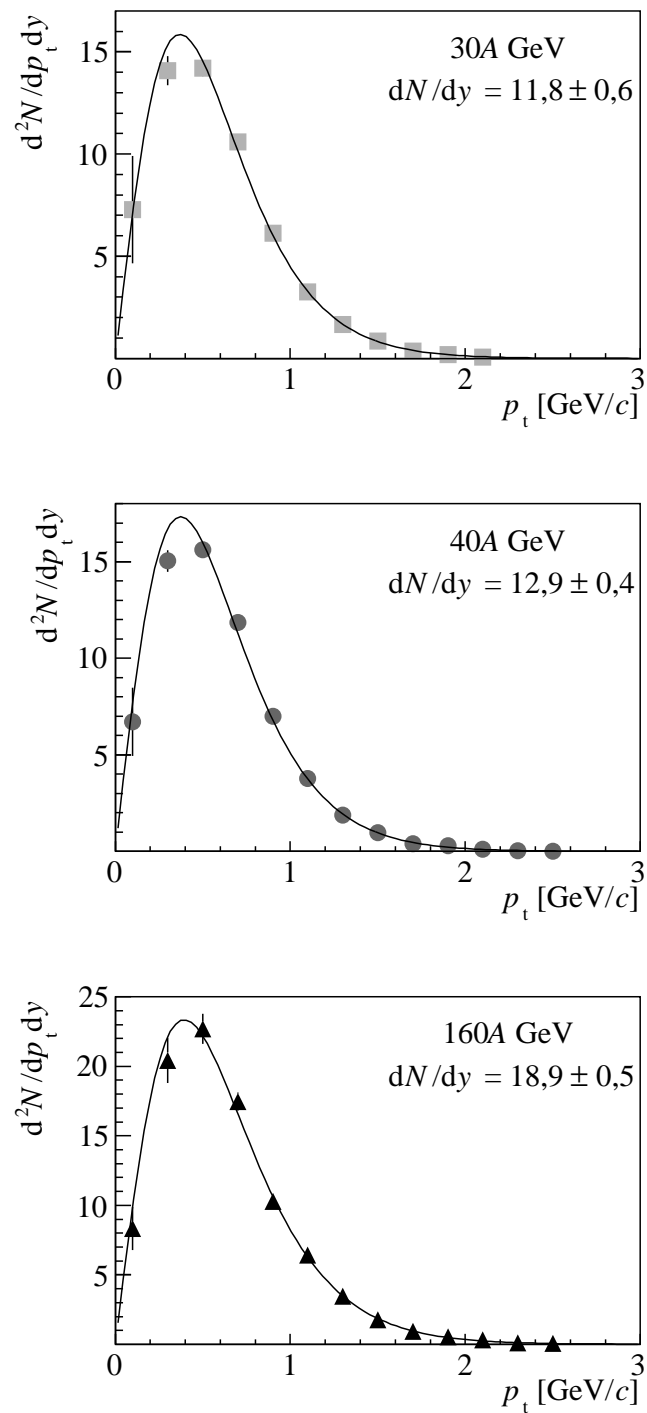


Abbildung 7.1: Korrigierte p_t -Spektren um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{cm} \leq 0,5$) für 30A, 40A und 158A GeV.

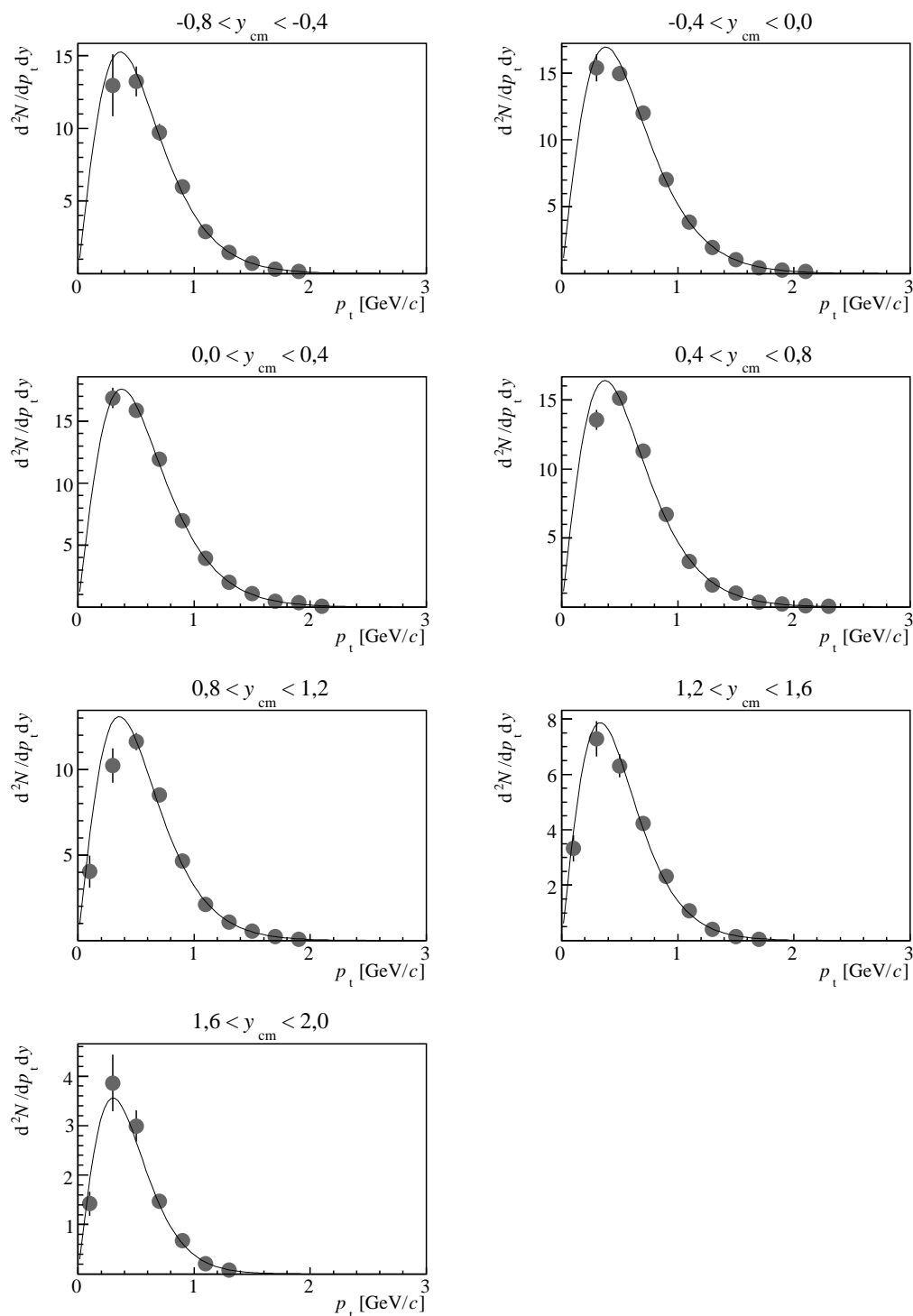


Abbildung 7.2: Korrigierte Transversalimpuls-Spektren verschiedener Rapiditätsintervalle für 40A GeV. Sie wurden mit Hilfe einer Exponentialfunktion gemäß Gl. 7.3 gefittet und dienen zur Bestimmung des Rapiditätsspektrums für 40A GeV (siehe Abb. 7.6). Die dazu korrespondierenden Spektren für 30A und 158A sowie die entsprechenden Effizienzen sind in Anhang A aufgeführt.

extrapoliert:

$$\frac{dN}{dy} = \left(\sum_{\text{Akzeptanz}} \frac{d^2N}{dp_t dy} \cdot \Delta p_t \right) \cdot \frac{1}{c_{p_t}} \quad . \quad (7.4)$$

Der Korrekturfaktor c_{p_t} ist dabei folgendermaßen definiert:

$$c_{p_t} = \frac{\int_{\text{Akzeptanz}} p_t \cdot e^{-\frac{m_t}{T}} dp_t}{\int_0^\infty p_t \cdot e^{-\frac{m_t}{T}} dp_t} \quad . \quad (7.5)$$

Er gibt den Anteil von dN/dy an, der innerhalb der gemessenen p_t -Akzeptanz liegt. Die mittels Gleichung 7.4 berechneten dN/dy -Werte für Midrapidity sind in Tabelle 7.1 für die verschiedenen Strahlenergien aufgeführt.

7.2 Transversale Massenspektren

Die transversalen Massenspektren bieten eine gleichwertige Beschreibung im Vergleich zu den Transversalimpuls-Spektren, haben jedoch den Vorteil, dass sie bei einer einfachen logarithmischen Darstellung die Einschätzung der Qualität der Approximation durch die Boltzmann-Funktion (siehe Gl. 7.3) erleichtern. Abbildung 7.3 zeigt die transversalen Massenspektren für die unterschiedlichen Strahlenergien. Sie wurden mit Hilfe der invarianten Massenmethode entsprechend der p_t -Verteilungen bestimmt. Aufgrund des direkten Zusammenhangs zwischen der transversalen Masse und dem Transversalimpuls (siehe Gl. 7.2) können die m_t - und p_t -Spektren ineinander umgerechnet und miteinander verglichen werden (siehe Abbildung 7.4). Dabei ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Spektren zu beobachten, wodurch simple Fehler des Analyseverfahrens, wie etwa eine inkorrekte Normierung von einem der beiden Spektren, ausgeschlossen werden können. Anhand der m_t - bzw. p_t -Spektren kann schließlich auch der inverse Steigungsparameter T ermittelt werden.

7.3 Inverser Steigungsparameter

Wie bereits in Abschnitt 7.1 aufgezeigt wurde, kann der inverse Steigungsparameter T mit Hilfe einer exponentiellen Fitfunktion entsprechend Gleichung 7.3 aus den p_t - bzw. m_t -Spektren entnommen werden. In p+p-Wechselwirkungen kann der Parameter

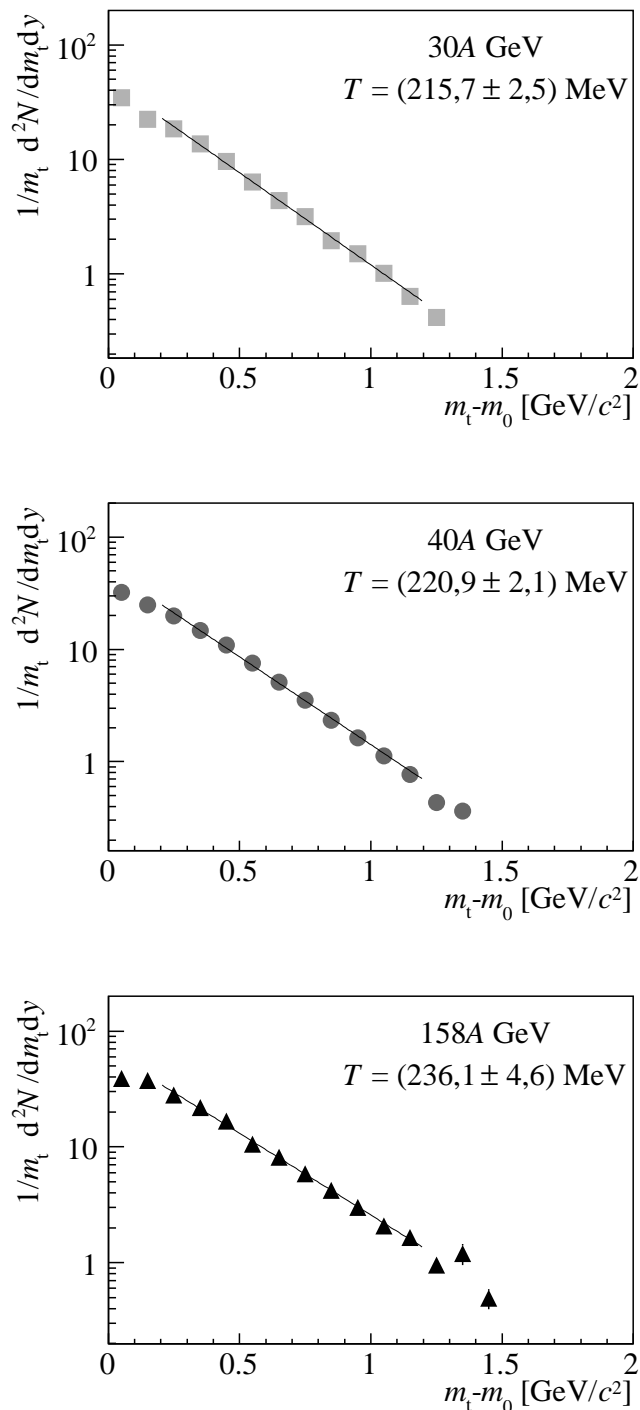


Abbildung 7.3: Korrigierte m_t -Spektren um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{\text{cm}} \leq 0,5$) für 30A, 40A und 158A GeV. Die angegebenen inversen Steigungsparameter T wurden mit Hilfe einer exponentiellen Fit-Funktion gemäß Gl. 7.3 in dem $m_t - m_0$ -Intervall von $0,2 - 1,2 \text{ GeV}/c^2$ bestimmt.

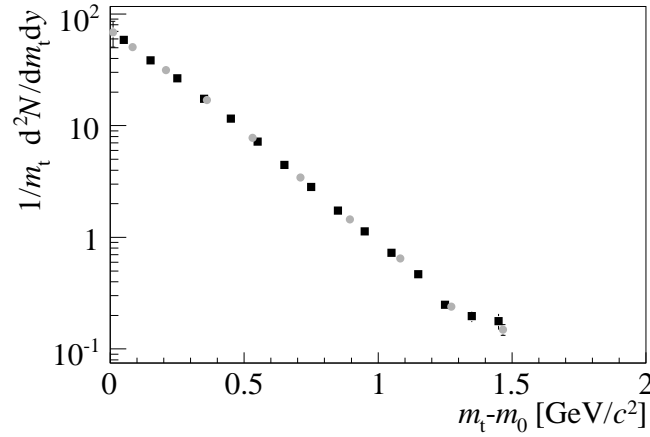


Abbildung 7.4: Vergleich zwischen dem gemessenen m_t -Spektrum (schwarze Rechtecke) und dem von p_t in m_t umgerechneten Spektrum (graue Kreise) um Midrapidity ($-0,5 \leq y_{\text{cm}} \leq 0,5$) für 40A GeV.

T als Temperatur zum Zeitpunkt des thermischen Ausfrierens des Feuerballs (siehe Kapitel 1.3) interpretiert werden, welcher nach Hagedorn höchstens einen Wert von $T_{\text{H}} \approx 160$ GeV erreichen kann. Jede zusätzliche Energiezufuhr würde nur zu einer weiteren Teilchenproduktion, nicht aber zu einer höheren kinetischen Energie der Teilchen führen. Diese Behauptung steht natürlich im Widerspruch zu der modernen Vorstellung über den Temperaturverlauf im frühen Universum, welcher seit der Einführung der QCD allerdings dadurch gelöst werden konnte, dass die Hagedornsche Grenztemperatur nun als die Phasengrenze zwischen der partonischen und der hadronischen Phase angesehen wird [57]. Im Gegensatz zu p+p-Reaktionen liegt dem Parameter T in Schwerionenkollisionen neben der Temperatur noch ein gerichteter Fluss aufgrund der kollektiven Expansion der Quelle zugrunde, welcher zu einer Blauverschiebung und damit zu einer Erhöhung des inversen Steigungsparameters führt.

In Abbildung 7.5 ist T in Abhängigkeit von der Rapidität für die einzelnen Strahlenergien dargestellt. Aufgrund des symmetrischen Kollisionssystems können die gemessenen Datenpunkte um Midrapidity ($y_{\text{cm}} = 0$) gespiegelt werden (offene Symbole in Abb. 7.5). Dabei ist eine relativ gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den gespiegelten Punkten zu erkennen. Die Form der Verteilungen stellt einen relativ flachen, leicht Gauß-förmigen Verlauf dar, dessen Maximum im Bereich der mittleren Rapidität liegt. Die jeweiligen T -Parameter für Midrapidity ($-0,5 \leq y_{\text{cm}} \leq 0,5$) sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

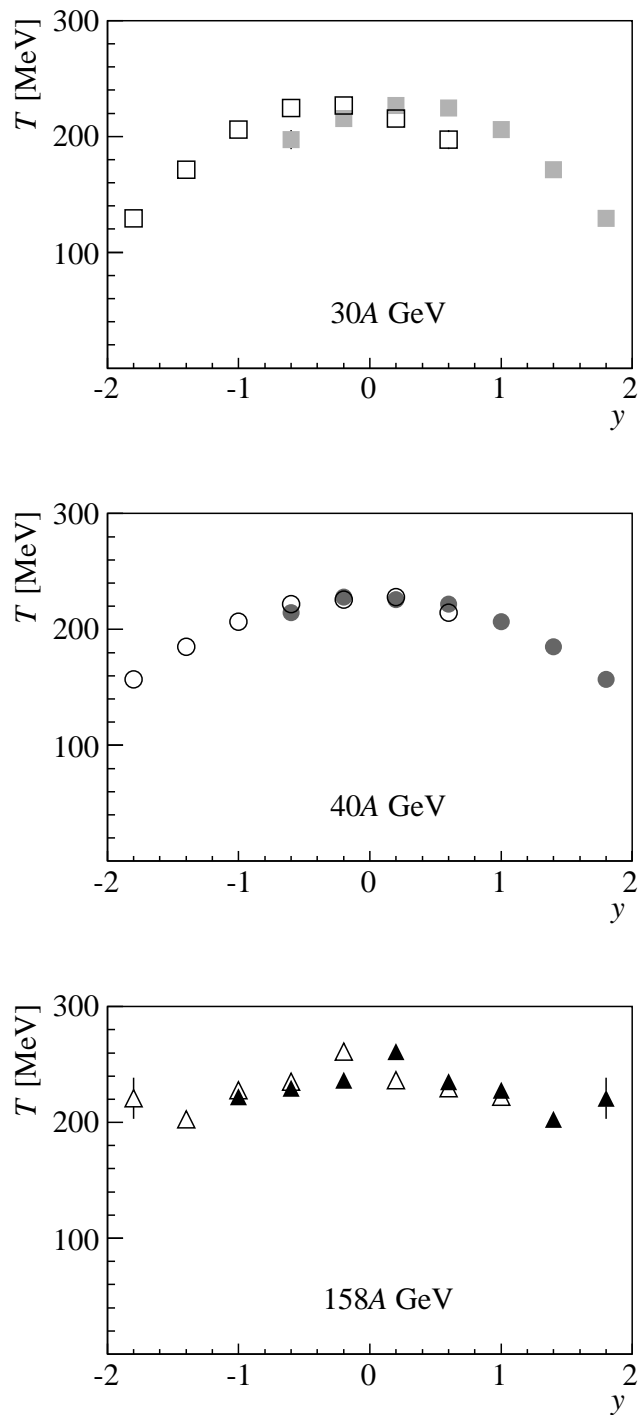


Abbildung 7.5: Inverser Steigungsparameter T in Abhängigkeit von der Rapidität bei 30A, 40A und 158A GeV. Die gefüllten Symbole stellen die Datenpunkte und die offenen die um Midrapidity gespiegelten dar.

Da der inverse Steigungsparameter relativ stark von dem betrachteten Fit-Bereich abhängt, wurde für die analysierten Strahlenergien jeweils dieselbe m_t - bzw. p_t -Region zur Ermittlung von T verwendet. Für die Bestimmung des inversen Steigungsparameters bei Midrapidity wurde das Fit-Intervall so gewählt, dass für alle Energien die statistisch weniger aussagekräftigen Bereiche, also Grenzbereiche des erfassten Phasenraumes, ausgeschlossen sind. Mit dieser Bedingung ergibt sich für die verwendeten $m_t - m_0$ -Spektren ein Fit-Intervall von $0,2 - 1,2 \text{ GeV}/c^2$. Um des Weiteren den Vergleich der inversen Steigungsparameter der betrachteten Energien mit den jeweiligen der geladenen Kaonen zu ermöglichen, wurde zusätzlich ein noch schmaleres $m_t - m_0$ -Intervall entsprechend jenem von K^+ und K^- betrachtet ($0,4 \text{ GeV}/c^2 \leq m_t - m_0 \leq 0,7 \text{ GeV}/c^2$). Die daraus resultierenden T -Parameter für Midrapidity sind in Tabelle 7.2 zusammen mit den korrespondierenden Werten der geladenen Kaonen aufgeführt und werden in Abschnitt 7.6 genauer miteinander verglichen.

7.4 Rapiditysspektren und totale Multiplizität

Die Rapiditysspektren der untersuchten Strahlenergien sind in Abbildung 7.6 dargestellt. Sie wurden durch Integration der Transversalimpuls-Spektren verschiedener Rapidityintervalle bestimmt (siehe Abb. 7.2 und Anhang A). Für p_t -Bereiche, die innerhalb der Messung nicht erfasst werden konnten, wurde eine Extrapolation gemäß Gleichung 7.4 vorgenommen. Wie auch in den vorherigen Spektren des inversen Steigungsparameters können die Datenpunkte um Midrapidity gespiegelt werden. Der Vergleich zwischen den gemessenen und den gespiegelten Punkten weist eine gute Übereinstimmung auf. Lediglich bei $158A \text{ GeV}$ ergeben sich systematisch größere dN/dy -Werte für Rückwärts- als für Vorwärts-Rapidity, was auch in der vorangegangenen K_S^0 -Analyse von A. Mischke bei $158A \text{ GeV}$ festgestellt wurde (siehe Abschnitt 7.7) [47]. Betrachtet man die p_t -Effizienzen verschiedener Rapidityintervalle bei $158A \text{ GeV}$, so wird deutlich, dass insbesondere für niedrige p_t -Werte die Effizienzen deutlich geringer ausfallen als beispielsweise jene für $40A \text{ GeV}$ (siehe Anhang A). Da die niedrigen p_t -Regionen aber maßgeblich zu dem ermittelten dN/dy -Wert beitragen, muss man davon ausgehen, dass das dN/dy -Spektrum für $158A \text{ GeV}$ mit einem noch größeren systematischen Fehler behaftet ist, als der für die $40A \text{ GeV}$ ermittelte (siehe Kapitel 6).

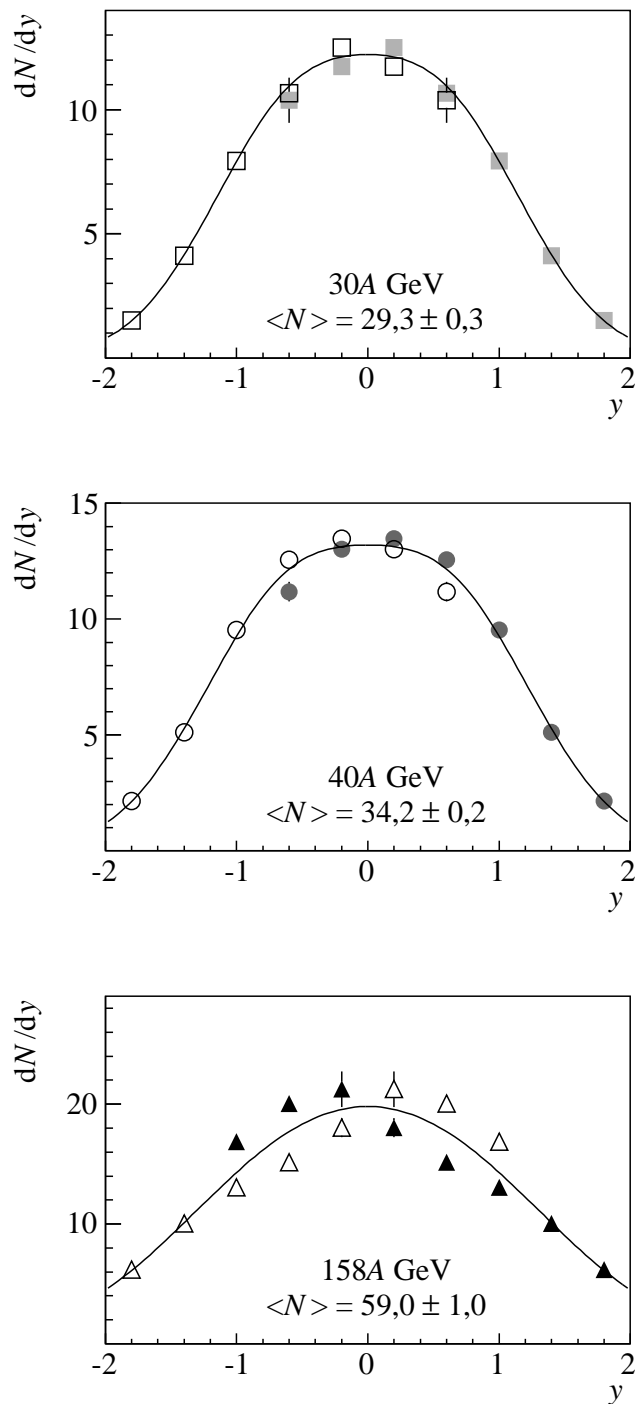


Abbildung 7.6: Rapiditysspektren im Schwerpunktsystem (y_{cm}) bei 30A, 40A und 158A GeV. Die gefüllten Symbole stellen die Datenpunkte und die offenen die um Midrapidity gespiegelten dar. Die Spektren wurden mit einer Funktion gemäß Gl. 7.7 gefittet.

Die resultierenden Verteilungen können schließlich mit einer Gauß-Funktion:

$$\left(\frac{dN}{dy}\right)_{\text{Gauß}} = C \cdot \exp\left(-\frac{y}{2\sigma_y^2}\right) \quad (7.6)$$

bzw. die Summe zweier Gauß-Funktion:

$$\left(\frac{dN}{dy}\right)_{\text{D-Gauß}} = C \cdot \left[\exp\left(-\frac{(y+\delta)^2}{2\sigma_y^2}\right) + \exp\left(-\frac{(y-\delta)^2}{2\sigma_y^2}\right) \right] \quad (7.7)$$

gefittet werden, wobei die Parameter C und σ_y die Höhe und die Breite der Verteilung angeben. Da die Rapiditätsspektren bei allen untersuchten Strahlenergien durch die Summe zweier Gauß-Funktion aufgrund des zusätzlich freien Parameters δ wesentlich besser beschrieben werden können, wurde sie zur Extrapolation in die Bereiche fehlender Akzeptanz und damit zur Bestimmung der totalen Multiplizität $\langle N \rangle$ verwendet. Die totale Multiplizität ergibt sich ähnlich zu dem bereits geschilderten Verfahren für die Integration der p_t -Spektren (siehe Gln. 7.4/7.5) zu:

$$\langle N \rangle = \left(\sum_{\text{Akzeptanz}} \left(\frac{dN}{dy}\right) \cdot \Delta y + \sum_{\text{Akz.gesp.}} \left(\frac{dN}{dy}\right)_{\text{gesp.}} \cdot \Delta y \right) \cdot \frac{1}{c_y} \quad (7.8)$$

Der Korrekturfaktor c_{p_t} ist dabei folgendermaßen definiert:

$$c_y = \frac{\int_{\text{Akzeptanz}} \left(\frac{dN}{dy}\right)_{\text{(D-)Gauß}} dy + \int_{\text{Akz.gesp.}} \left(\frac{dN}{dy}\right)_{\text{(D-)Gauß}} dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{dN}{dy}\right)_{\text{(D-)Gauß}} dy} \quad (7.9)$$

Bei beiden Gleichungen wird mit dem Integrationsbereich *Akz.gesp.* jeweils das y -Intervall bezeichnet, in dem nur die um Midrapidity gespiegelte Rapiditätsverteilung Werte besitzt. Die sich damit ergebenden totalen Multiplizitäten sind in Tabelle 7.1 zusammengetragen.

7.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

In Tabelle 7.1 sind die wesentlichen Ergebnisse der K_S^0 -Analyse bei 30A, 40A und 158A - GeV unter Berücksichtigung der statistischen und systematischen Fehler zusammengefasst. Dabei wird mit der Größe *Root Mean Square*, kurz *rms*, die Breite der Kurve, mit der das Rapiditätsspektrum gefittet wurde, bezeichnet. Für die Summe zweier Gauß-

Strahlenergie	30A GeV	40A GeV	158A GeV
dN/dy	$11,8 \pm 0,6 \pm 1,2$	$12,9 \pm 0,4 \pm 1,3$	$18,9 \pm 0,5 \pm 1,9$
T [MeV]	$215,7 \pm 2,5$	$220,9 \pm 2,1$	$236,1 \pm 4,6$
rms	$0,59 \pm 0,01$	$0,91 \pm 0,01$	$1,12 \pm 0,02$
$\langle K_S^0 \rangle$	$29,3 \pm 0,3 \pm 2,9$	$34,2 \pm 0,2 \pm 3,4$	$59,0 \pm 1,0 \pm 5,9$

Tabelle 7.1: Zusammenfassung der Ergebnisse für dN/dy um Midrapidity ($|y_{cm}| \leq 0,5$), dem inversen Steigungsparameter T innerhalb des $m_t - m_0$ -Intervalls von $0,2 - 1,2$ GeV/ c^2 um Midrapidity, der Breite rms des Fits gemäß Gl. 7.7 der Rapiditätsverteilung und der totalen K_S^0 -Multiplizität $\langle K_S^0 \rangle$ für die untersuchten Strahlenergien. Der erste Fehler gibt den statistischen an, der zweite den systematischen.

Funktionen ist sie folgendermaßen definiert:

$$rms = \sqrt{\sigma_y^2 + \delta^2} \quad , \quad (7.10)$$

wobei δ den Schwerpunkt der einzelnen Gauß-Verteilung angibt. Dementsprechend ist im Falle einer einfachen Gauß-Funktion, deren Schwerpunkt bei $y = 0$ liegt, rms gleich der Breite σ_y .

Vergleicht man die dN/dy - und $\langle K_S^0 \rangle$ -Werte der verschiedenen Strahlenergien miteinander, so ist erwartungsgemäß eine Zunahme mit steigender Kollisionsenergie festzustellen. Der Parameter T weist zwar ebenfalls eine Erhöhung mit zunehmender Energie auf, allerdings wesentlich schwächer ausgeprägt. In folgendem Abschnitt soll die Energieabhängigkeit des inversen Steigungsparameters T genauer untersucht und mit den entsprechenden Ergebnissen für die geladenen Kaonen verglichen werden.

7.6 Vergleich mit geladenen Kaonen

Wie bereits in Kapitel 1.4 erwähnt wurde, werden die geladenen (K^+ , K^-) und die neutralen (K^0 , \bar{K}^0) Kaonen aufgrund der Isospin-Symmetrie in gleichen Anteilen erzeugt. Daraus folgt nicht zwangsläufig, dass die geladenen und die ungeladenen Kaonen-Spektren bestimmter Phasenraumregionen miteinander übereinstimmen, sondern nur, dass die totalen Multiplizitäten gleich sein müssen. Zwar wurde innerhalb der vorliegen-

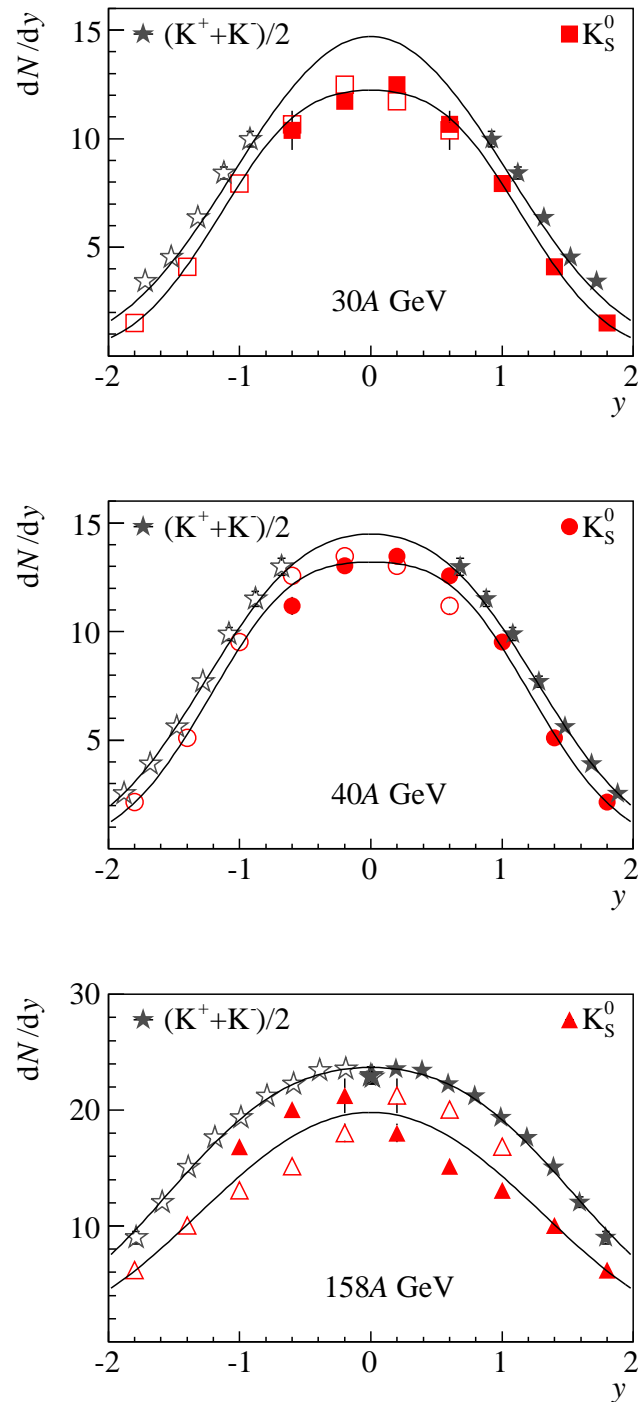


Abbildung 7.7: Rapiditysspektren im Schwerpunktsystem (y_{cm}) bei 30A, 40A und 158A GeV für K_S^0 im Vergleich zu den gemittelten Spektren der geladenen Kaonen. Die gefüllten Symbole stellen die Datenpunkte und die offenen Symbole die um Midrapidity gespiegelten dar.

den Arbeit nur der Zerfall der neutralen Kaonen als K_S^0 gemessen, da sich dieser jedoch genauso häufig wie der Zerfall als K_L^0 ereignet, nämlich zu 50 %, können die ermittelten K_S^0 -Ergebnisse mit dem Mittelwert aus den Ergebnissen der geladenen Kaonen verglichen werden [58, 59, 60].

In Abbildung 7.7 sind die gemessenen K_S^0 -Spektren der verschiedenen Strahlenergien zusammen mit den jeweils gemittelten Spektren der geladenen Kaonen dargestellt. Da die geladenen Kaonen um Midrapidity teilweise in unterschiedlichen Rapiditätsintervallen gemessen wurden, und deshalb in diesen Bereichen keine Durchschnittsberechnung möglich ist, wurde zusätzlich der Mittelwert aus den separat gefitteten K^+ - und K^- -Spektren gebildet und in die Histogramme mit eingezeichnet. Die K_S^0 -Spektren wurden wie zuvor mit einer Funktion gemäß Gl. 7.7 gefittet. Für alle Energien liegen die K_S^0 -Spektren in dem gesamten Rapiditätsbereich systematisch niedriger als jene der geladenen Kaonen. Diese Abweichung spiegelt sich auch in den totalen Multiplizitäten wieder, die in Tabelle 7.2 einander gegenübergestellt werden. Während die Abweichung bei 30A und 40A GeV bei etwa 15 % und damit noch innerhalb der systematischen Fehler liegt, beträgt sie bei 158A GeV ungefähr 25 %. Die erhöhte Abweichung bei 158A GeV ist höchstwahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass die Effizienzen sehr viel geringer und damit auch ungenauer ausfallen als die der übrigen Energien (siehe dazu Abb. A.7 in Anhang A). Aufgrund dessen müsste man bei 158A GeV, wie bereits erwähnt, von einem noch größeren systematischen Fehler, als den für 40A GeV ermittelten, ausgehen. Um den systematischen Fehler bei 158A GeV genau bestimmen zu können, müssten Studien, entsprechend jener bei 40A GeV, durchgeführt werden. Dies hätte den Rahmen dieser Diplomarbeit überschritten, sollte allerdings in weiterführenden Arbeiten untersucht werden.

In Abbildung 7.8 ist der inverse Steigungsparameter T als Funktion der Schwerpunktsenergie¹ für K_S^0 , K^+ und K^- dargestellt. Neben den innerhalb dieser Arbeit untersuchten Energien von 30A, 40A und 158A GeV sind des Weiteren die Resultate der geladenen Kaonen bei 20A und 80A GeV mit einbezogen. Dabei ist eine relativ gute Übereinstimmung zwischen K_S^0 und den geladenen Kaonen bei allen Strahlenergien zu beobachten. Betrachtet man nur den Verlauf der K_S^0 , so nimmt der inverse Steigungsparameter mit der Energie zwar leicht zu, insgesamt bleibt er allerdings relativ konstant. Im Rahmen eines hydrodynamischen Modells wird die Konstanz des inversen Steigungsparameters von Kaonen, welche in Pb+Pb-Reaktionen bei SPS-Energien produziert wurden,

¹Erläuterungen zur Umrechnung der Strahlenergie pro Nukleon in die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ finden sich in Anhang B

Strahlenergie	30A GeV	
	K_S^0	$(K^+ + K^-)/2$
dN/dy	$11,6 \pm 0,4 \pm 1,2$	$13,1 \pm 0,3 \pm 0,5$
T [MeV]	234 ± 6	$K^+ : 231 \pm 7, K^- : 230 \pm 7$
$\langle K_S^0 \rangle$	$29,3 \pm 0,3 \pm 2,9$	$35,8 \pm 0,8 \pm 1,5$

Strahlenergie	40A GeV	
	K_S^0	$(K^+ + K^-)/2$
dN/dy	$12,6 \pm 0,4 \pm 1,3$	$13,8 \pm 0,2 \pm 0,5$
T [MeV]	242 ± 6	$K^+ : 232 \pm 3, K^- : 226 \pm 3$
$\langle K_S^0 \rangle$	$34,2 \pm 0,2 \pm 3,4$	$39,2 \pm 1,0 \pm 1,6$

Strahlenergie	158A GeV	
	K_S^0	$(K^+ + K^-)/2$
dN/dy	$18,5 \pm 0,4 \pm 1,9$	$23,2 \pm 0,2 \pm 0,9$
T [MeV]	245 ± 16	$K^+ : 232 \pm 4, K^- : 226 \pm 9$
$\langle K_S^0 \rangle$	$59,0 \pm 1,0 \pm 5,9$	$77,45 \pm 2,7 \pm 2,9$

Tabelle 7.2: Im Vergleich: K_S^0 - und $((K^+ + K^-)/2)$ -Ergebnisse für dN/dy im Rapiditätsintervall $|y_{cm}| \leq 0,6$, der inverse Steigungsparameter T im Rapiditätsintervall $|y_{cm}| \leq 0,1$ und $m_t - m_0$ -Intervall von $0,4 - 0,7$ GeV/ c^2 und die totale K_S^0 -Multiplizität für die untersuchten Strahlenergien. Der erste Fehler gibt den statistischen an, der zweite den systematischen.

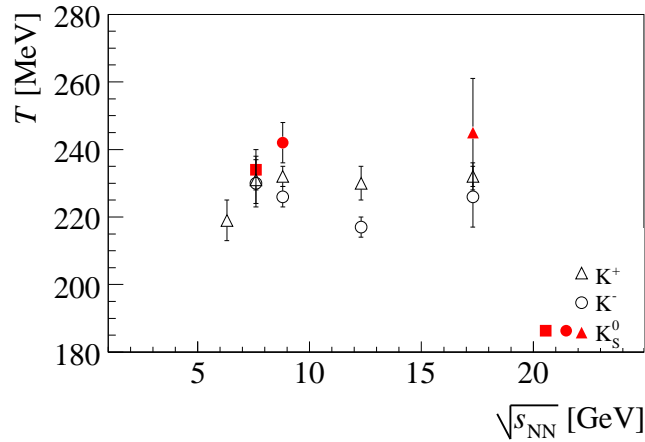


Abbildung 7.8: Inverser Steigungsparameter als Funktion von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$.

als Anzeichen des Phasenübergangs zwischen der hadronischen Phase und dem Quark Gluon-Plasma interpretiert [62].

7.7 Vergleich mit anderen K_S^0 -Analysen

Neben dem Vergleich zu den geladenen Kaonen können die Ergebnisse weiterhin denen anderer K_S^0 -Messungen gegenübergestellt werden. In Abbildung 7.9 ist das K_S^0 -Rapiditätsspektrum bei 158A GeV zusammen mit den Rapiditätsspektren der Analyse von A. Mischke [61] (NA49), der vorläufigen von CERES [63] sowie jener von NA57 [64] dargestellt. Betrachtet man den Vergleich zu der Analyse von A. Mischke, so stimmen beide Rapiditätsspektren in Rückwärts-Rapidität relativ gut miteinander überein, hin zu Vorwärts-Rapidität ist jedoch ein deutlicher Unterschied zu erkennen. Insgesamt ergibt sich für die totalen Multiplizitäten eine Differenz von etwa 20 % (siehe Tabelle 7.3). Ein wesentlicher Unterschied beider Analysen besteht darin, dass in jener von A. Mischke die GSI-Methode mit einem zusätzlichen, hier nicht untersuchten Cut, dem so genannten *y*cut-Cut², verwendet wurde, innerhalb der vorliegenden Arbeit hingegen die Birmingham-Methode. Letztere wurde in dieser Arbeit deshalb herangezogen, da sich aufgrund verschiedener in Kapitel 6.7 dargelegten Studien herausgestellt hat, dass auf die

²Durch den *y*cut sollen all die Tochterspuren verworfen werden, die viele Punkte in dem Bereich hoher Spurdichte besitzen. Dazu werden zwei parallele Ebenen senkrecht zur *y*-Achse in gleichem Abstand zur Strahlachse definiert. Lediglich solche Spuren werden für die weitere Analyse akzeptiert, deren extrapolierte Spur eine dieser *y*cut-Ebenen außerhalb einer TPC schneidet

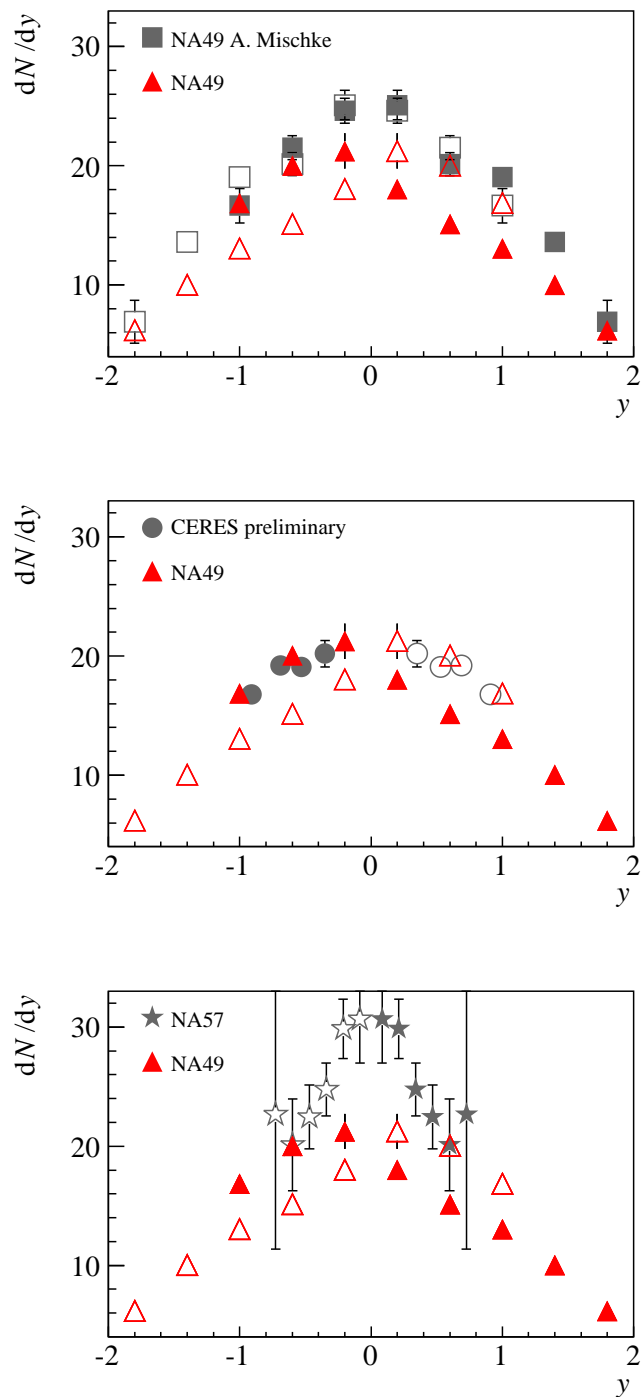


Abbildung 7.9: Rapiditätsspektrum im Schwerpunktsystem (y_{cm}) bei 158A GeV für K_S^0 im Vergleich zu dem jeweiligen Spektrum der Analyse von A. Mischke (NA49), der vorläufigen von CERES, sowie jener von NA57. Die gefüllten Symbole stellen die Datenpunkte und die offenen Symbole die um Midrapidity gespiegelten dar.

	NA49	NA49 (A. Mischke)	CERES	NA57
$\langle K_S^0 \rangle$	$59,0 \pm 1,0 \pm 5,9$	75 ± 4	-	-
dN/dy	$18,9 \pm 0,5 \pm 1,9$	-	$21,2 \pm 0,9 \pm 1,7$	$26,0 \pm 1,7 \pm 2,6$
Referenz	-	[61]	[63]	[64]
Anmerkung	vorläufig	vorläufig	vorläufig	veröffentlicht

Tabelle 7.3: Im Vergleich: Totale K_S^0 -Multiplizität bzw. dN/dy -Werte bei Midrapidity ($|y_{cm}| \leq 0,5$ für NA49 und NA57, $y_{cm} = 0$ für CERES) verschiedener Experimente bei 158A GeV.

dca-Cuts der GSI-Methode mit Hilfe des Korrekturverfahrens nicht vollständig korrigiert werden kann. Es bleibt nun die Frage offen, ob durch den *ycut* die genannte Defizienz der GSI-Methode umgangen werden kann. Der Vergleich beider Analysen verdeutlicht jedoch, dass eine detaillierte Überprüfung der GSI- bzw. Birmingham Methode, auf denen beide K_S^0 -Analysen beruhen, notwendig ist. Bis dahin ist die Diskrepanz beider Analysen als obere Abschätzung des systematischen Fehlers für die 158A GeV anzunehmen.

Im Vergleich mit den vorläufigen Ergebnissen von CERES kann ein ähnliches Verhalten wie in dem vorangegangenen Vergleich festgestellt werden. Während die Spektren in Rückwärts-Rapidity sehr gut miteinander übereinstimmen, weichen sie in Vorwärts-Rapidity stark voneinander ab. Hinsichtlich der Breite der Verteilungen sind sich die Spektren aber sehr ähnlich. Bei Midrapidity beträgt die Differenz zwischen den Spektren ungefähr 10 % (siehe Tabelle 7.3).

Zuletzt wurde das K_S^0 -Rapiditysspektrum noch jenem von NA57 entgegengesetzt. Dabei ist eine deutliche Diskrepanz zwischen den Spektren zu erkennen, die insbesondere bei Midrapidity stark ausgeprägt ist. Darüber hinaus ist die Form der Spektren sehr unterschiedlich. Vergleicht man die dN/dy -Werte bei Midrapidity miteinander, so ergibt sich ein Unterschied von 27 %.

7.8 Verhältnis von Kaonen zu Pionen

Das Verhältnis von Kaonen zu Pionen stellt eine besonders geeignete Observable zur Untersuchung der expliziten Energieabhängigkeit der Seltsamkeits-Produktion dar. Denn

während die nicht-seltsamen Pionen etwa 90 % des hadronischen Endzustands einer Schwerionenkollision ausmachen, stellen die Kaonen den Großteil der Seltsamkeit-tragenden Teilchen dar. Durch das $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ -Verhältnis lässt sich demnach relativ gut die Produktion von seltsamen Teilchen in Bezug zu nicht-seltsamen Teilchen untersuchen. Die totale Pion-Multiplizität kann durch folgende Gleichung ermittelt werden:

$$\langle \pi \rangle = 3/2 (\langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle) \quad , \quad (7.11)$$

wobei durch den Faktor 3/2 dem Beitrag der nicht gemessenen π^0 Rechnung getragen wird. Die totale Multiplizität der Kaonen wurde entweder durch die geladenen oder durch die ungeladenen Kaonen bestimmt:

$$\langle K + \bar{K} \rangle = 2 (\langle K^+ \rangle + \langle K^- \rangle) = 4 \langle K_S^0 \rangle \quad . \quad (7.12)$$

Das auf diese Weise berechnete Kaon-zu-Pion-Verhältnis ist in Abbildung 7.10 für unterschiedliche Schwerpunktsenergien dargestellt. Dabei wurden Messwerte der Experimente E895 [65] und E866 [66, 67] bei AGS-Energien, NA49 [58, 59, 60] bei SPS-Energien sowie BRAHMS bei RHIC-Energien [68] verwendet. In dem Bereich von AGS-Energien ist ein starker Anstieg des $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ -Verhältnisses zu beobachten, welcher bei niedrigen SPS-Energien ein Maximum erreicht, dann leicht abfällt und erst allmählich hin zu RHIC-Energien weiter ansteigt. Zwar liegen die gemessenen Verhältnisse für die geladenen Kaonen bei SPS-Energien systematisch höher als jene der neutralen, die Struktur der Energieabhängigkeit ist allerdings für beide sehr ähnlich. Im Vergleich zu den Kaon-zu-Pion Verhältnissen für Proton-Proton Reaktionen zeichnet sich eine deutliche systematische Erhöhung ab [59]. Des Weiteren ist eine sehr viel stärker ausgeprägte Struktur in der Energieabhängigkeit für die A+A Reaktionen als für die p+p Reaktionen zu erkennen. Das bei den Schwerionenkollisionen zu beobachtende nichtlineare Verhalten kann als Indiz für einen Phasenübergang zu einem Quark Gluon-Plasma angesehen werden [21].

Abbildung 7.11 zeigt das entsprechende $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ -Verhältnis verschiedener Energien bei Midrapidity. Dabei wurden die Ergebnisse von den bereits zuvor betrachteten Experimenten E895, E866 als auch NA49 und des Weiteren jene von STAR bei RHIC-Energien verwendet [69]. Dabei ist ein sehr ähnlicher Verlauf wie in Abbildung 7.10 feststellbar.

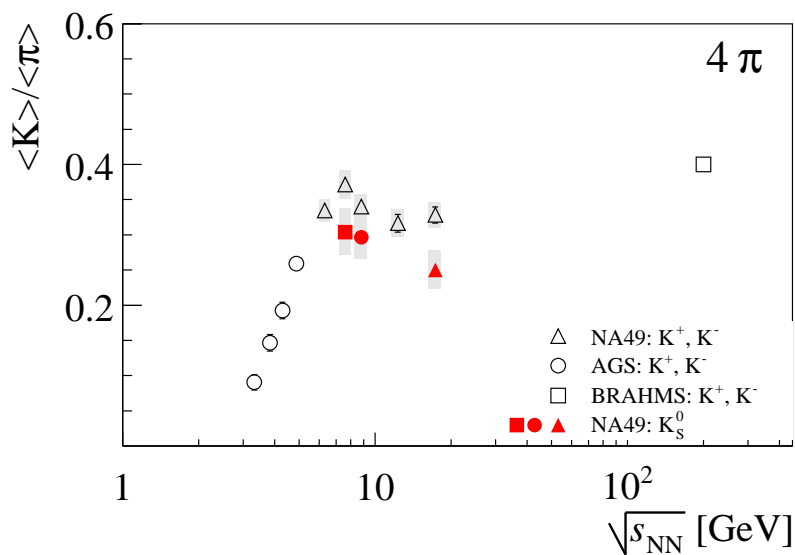


Abbildung 7.10: Verhältnis der 4 π -Multiplizitäten der Kaonen (geladene und ungeladene) zu jener der Pionen.

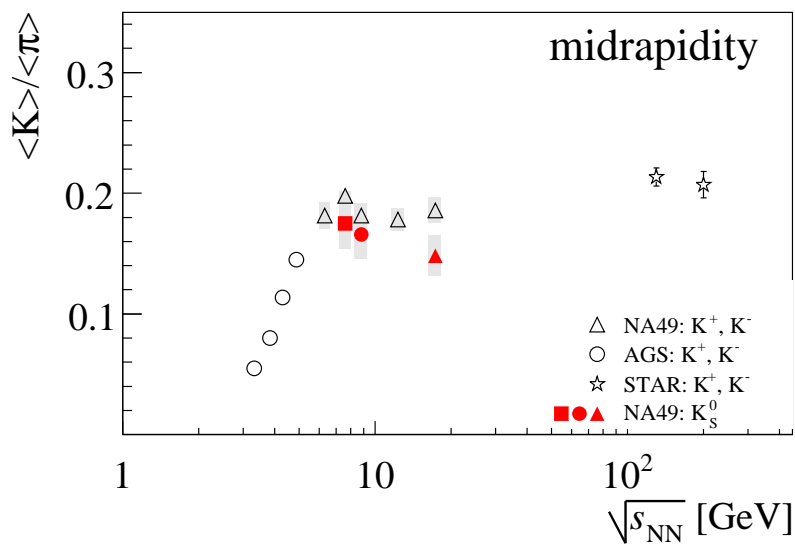


Abbildung 7.11: Verhältnis der Kaonen-Multiplizitäten (geladene und ungeladene) zu jener der Pionen um Midrapidity.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Ultrarelativistische Schwerionenkollisionen bieten die Möglichkeit stark wechselwirkende Materie unter hohe Energiedichten zu versetzen und auf diese Weise ihre Eigenschaften zu untersuchen. Werden in den Reaktionen ausreichend große Temperaturen und Baryondichten erreicht, so erwartet man einen Phasenübergang von der hadronischen zu der partonischen Phase, dem Quark Gluon-Plasma. Das QGP ist ein Materiezustand, in dem die Quarks nicht mehr wie in der gewöhnlichen Materie in Hadronen gebunden sind, sondern als quasi-freie Teilchen neben den Gluonen vorliegen. Eines der Hauptziele der Schwerionenphysik besteht darin, solch ein theoretisch vorhergesagtes QGP experimentell zu erzeugen und den damit verbundenen Phasenübergang zu untersuchen. Die Produktion von seltsamen Teilchen stellt dabei eine grundlegende Observable dar, durch die Rückschlüsse auf den Reaktionsverlauf einer Schwerionenkollision gezogen werden können.

In dieser Arbeit wurde die Produktion der neutralen Kaonen in Pb+Pb Reaktionen bei verschiedenen Energien untersucht. Die neutralen Kaonen können über die schwach zerfallenden K_S^0 gemessen werden und stellen gemeinsam mit den geladenen Kaonen die in einer Schwerionenkollision am häufigsten erzeugten seltsamen Teilchen dar.

Die Messungen der Pb+Pb Reaktionen wurden mit Hilfe des NA49 Experiments am Europäischen Zentrum für Teilchenphysik, dem CERN, durchgeführt. Bei diesem Experiment handelt es sich um ein magnetisches Spektrometer, das sich durch seine große Akzeptanz für geladene Hadronen auszeichnet und den Anforderungen hoher Teilchenmultiplizitäten, die insbesondere in zentralen Pb+Pb Reaktionen bei der maximalen SPS-Strahlenergie von 158A GeV auftreten, genügt. Im Rahmen des NA49 Energie-Scan

Programmes wurden Schwerionenkollisionen neben einer Strahlenergie von 158A GeV auch bei 20A, 30A, 40A und 80A GeV gemessen. Die Vielzahl an experimentellen Daten ermöglicht ein detailliertes Studium der Energieabhängigkeit der hadronischen Endzustandsverteilung hochrelativistischer Schwerionenkollisionen.

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten neutralen Teilchen K_S^0 können anhand ihrer charakteristischen V^0 -Zerfallstopologie, welche sich bei ihrem schwachen Zerfall in ein $\pi^+\pi^-$ -Paar ergibt, identifiziert werden. Durch die gemessenen Zerfallsprodukte wurde in der Analyse die invariante Masse der V^0 -Teilchen in differentiellen Phasenraumbins rekonstruiert. Mittels geeigneter Qualitätskriterien konnte dabei der Untergrund aus zufälligen Kombinationen von primären Spuren, falschen Kombinationen mit sekundären Spuren, sowie Λ s und $\bar{\Lambda}$ s von der K_S^0 -Analyse weitgehend unterdrückt werden. Um auf die dadurch verursachten Verluste wahrer K_S^0 , genauso wie auf jene Verluste, die aufgrund der geometrischen Akzeptanz des Detektors und weiterer Ineffizienzen auftreten, korrigieren zu können, wurde das Embedding herangezogen. Mit Hilfe dieses Verfahrens konnten die Korrekturfaktoren für die verschiedenen Phasenraumbereiche ermittelt und auf die jeweiligen Rohsignale angewendet werden. Der systematische Fehler der korrigierten Teilchenspektren konnte durch eine Vielzahl systematischer Studien abgeschätzt werden. Dabei wurde ein grundlegender Fehler aufgedeckt, dessen Ursprung in der GSI Methode liegt. Da die GSI Methode bereits in der Datenrekonstruktion, auf der diese Analyse beruht, Verwendung findet und in Folge dessen eine Behebung dieses Fehlers im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht möglich war, wurde für die Ermittlung der Endergebnisse stattdessen die Birmingham Methode verwendet.

Es wurden die korrigierten transversalen Massenspektren sowie die Transversalimpuls-Spektren der K_S^0 bei Midrapidity für die drei untersuchten Strahlenergien von 30A, 40A, und 158A GeV präsentiert. Des Weiteren wurden die Rapiditätsspektren für die verschiedenen Energien gezeigt, aus denen wiederum die entsprechende totale Multiplizität $\langle K_S^0 \rangle$ ermittelt werden konnte. Deren Energieabhängigkeit sowie die des inversen Steigungsparameters T wurden diskutiert und mit den Ergebnissen der geladenen Kaonen verglichen. Die gemessenen K_S^0 -Rapiditätsspektren und totalen Multiplizitäten lagen zwar bei allen untersuchten Energien systematisch niedriger als die entsprechend gemittelten der geladenen Kaonen, haben jedoch, genauso wie der inverse Steigungsparameter T , eine qualitativ ähnliche Energieabhängigkeit aufgezeigt. Weiterhin wurde das K_S^0 -Rapiditätsspektrum für 158A GeV mit denen anderer K_S^0 -Analysen verglichen. Dabei konnte eine ähnliche Abweichung wie im Vergleich zu den geladenen Kaonen festgestellt werden. Abschließend wurde noch die Energieabhängigkeit des Verhältnisses von

Kaonen zu Pionen in dem Energiebereich von AGS bis hin zu RHIC untersucht. Dabei konnte eine ausgeprägte Struktur in der Energieabhängigkeit des $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ -Verhältnisses beobachtet werden, welche als ein Indiz für einen Phasenübergang zu einem Quark-Gluon-Plasma angesehen werden kann.

Anhang A

Zusätzliche Abbildungen

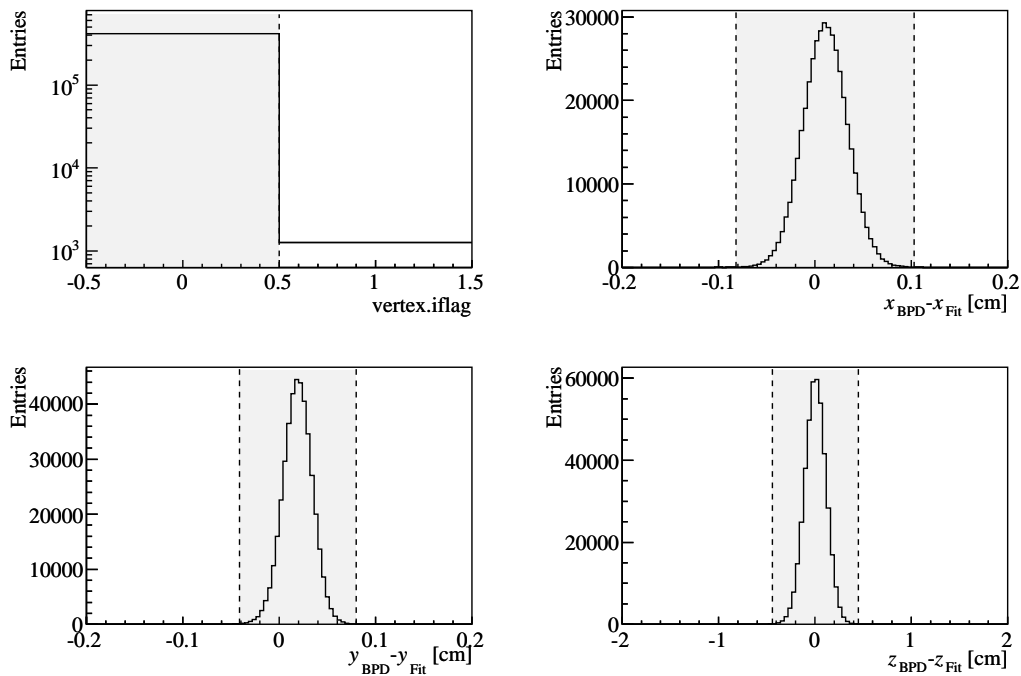


Abbildung A.1: Die Verteilungen der Event Cut Größen für den Datensatz 02J. Die gestrichelten Linien deuten die angebrachten Cuts an. In der `vertex.iflag`-Verteilung wurden alle von Null verschiedenen Werte zur besseren Veranschaulichung auf 1 gesetzt.

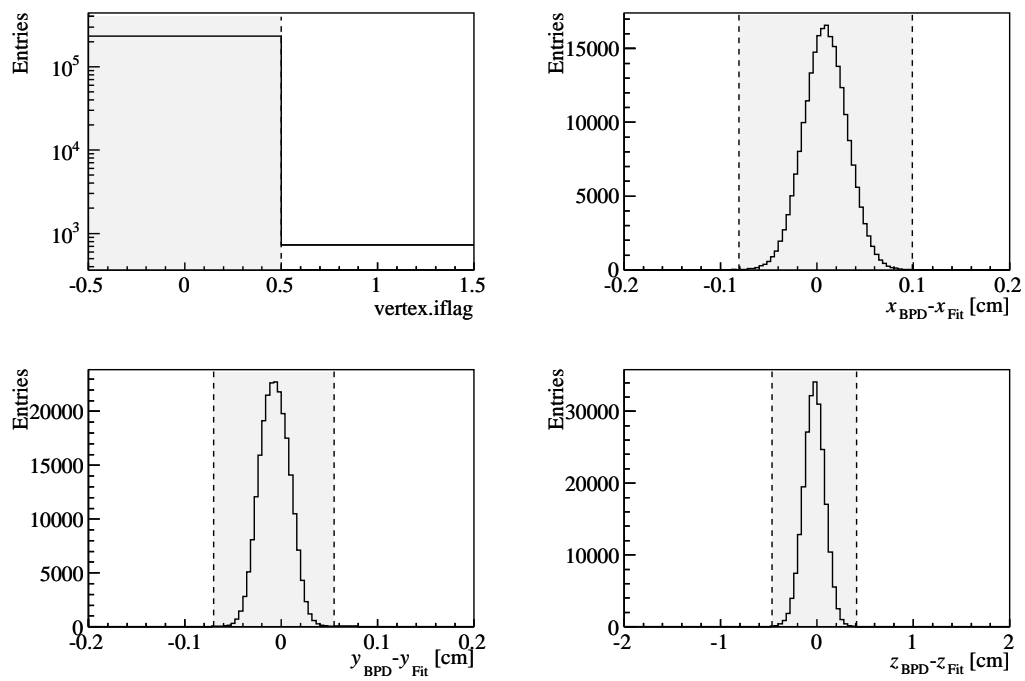


Abbildung A.2: Die Verteilungen der Event Cut Größen für den Datensatz 00C. Siehe Legende von Abb. A.1.

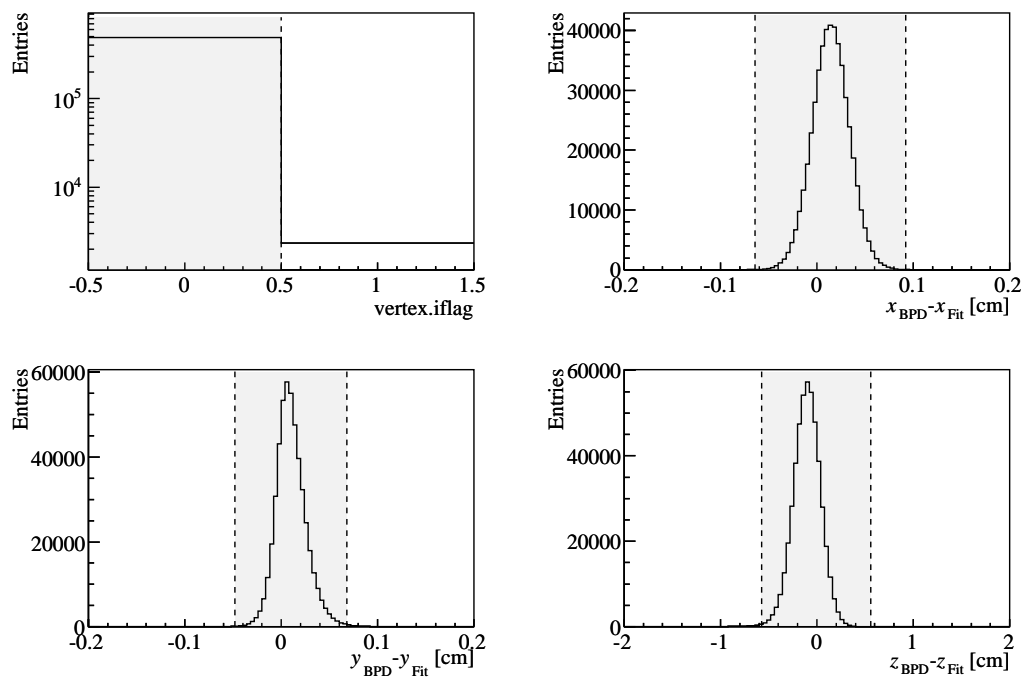


Abbildung A.3: Die Verteilungen der Event Cut Größen für den Datensatz 000. Siehe Legende von Abb. A.1.

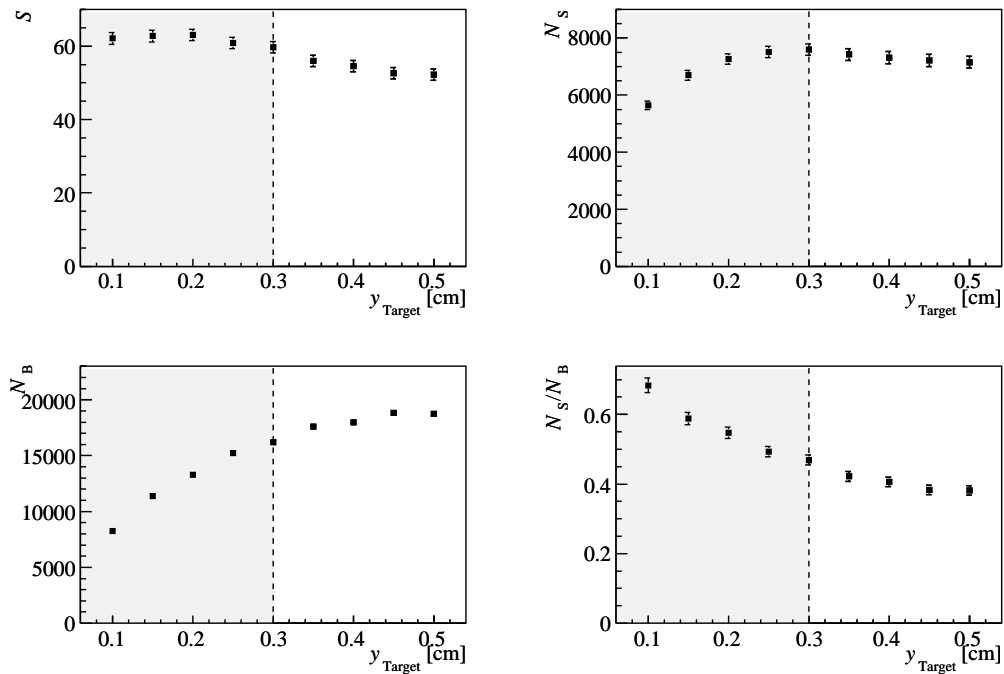


Abbildung A.4: Signifikanz S , Signal N_S , Untergrund N_B , und Signal-zu-Untergrund Verhältnis N_S/N_B in Abhängigkeit von y_{Target} . Der hellgraue Bereich kennzeichnet den Akzeptanzbereich des standardmäßigen y_{Target} -Cuts. Dabei wurden 10.000 Events des 00W-Datensatzes verwendet.

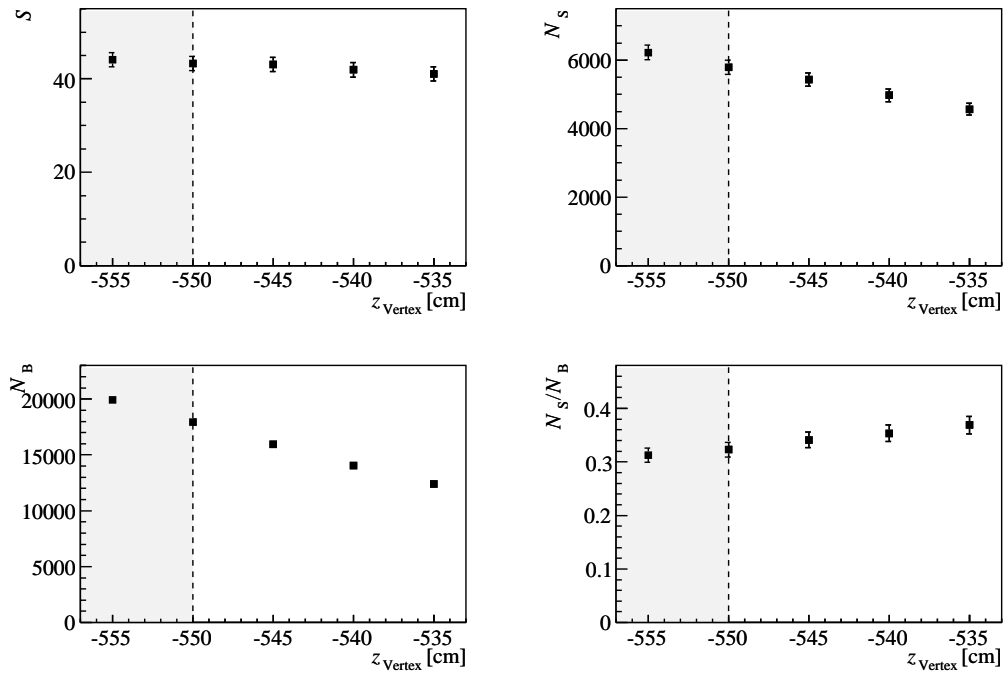


Abbildung A.5: Signifikanz S , Signal N_s , Untergrund N_B , und Signal-zu-Untergrund Verhältnis N_s/N_B in Abhängigkeit von z_{Vertex} . Siehe Legende von Abb. A.4.

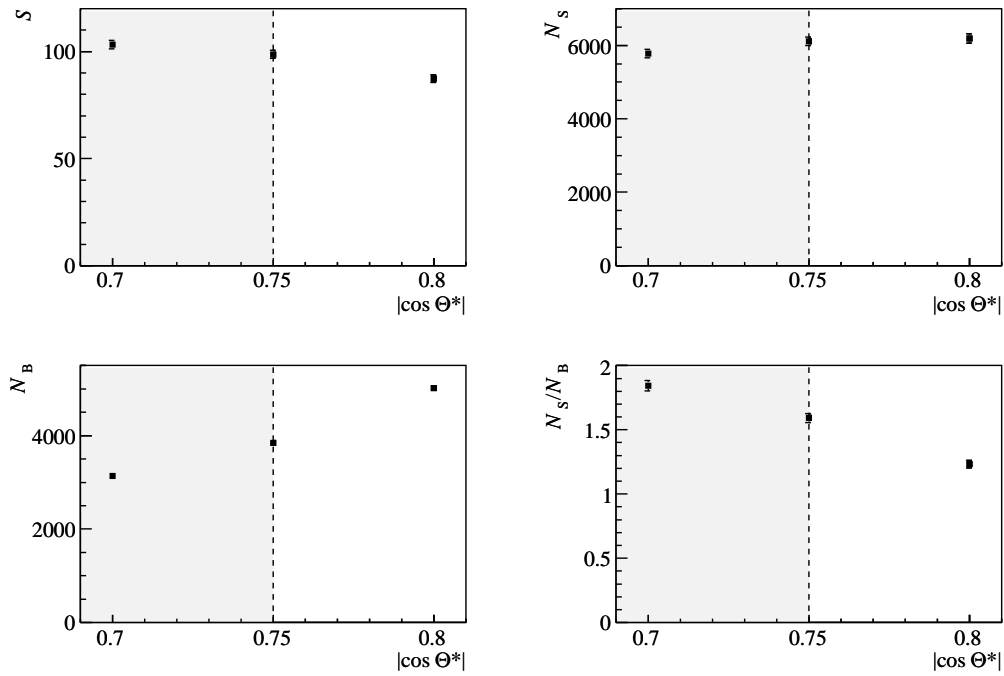


Abbildung A.6: Signifikanz S , Signal N_S , Untergrund N_B , und Signal-zu-Untergrund Verhältnis N_S/N_B in Abhängigkeit von $\cos \Theta^*$. Siehe Legende von Abb. A.4.

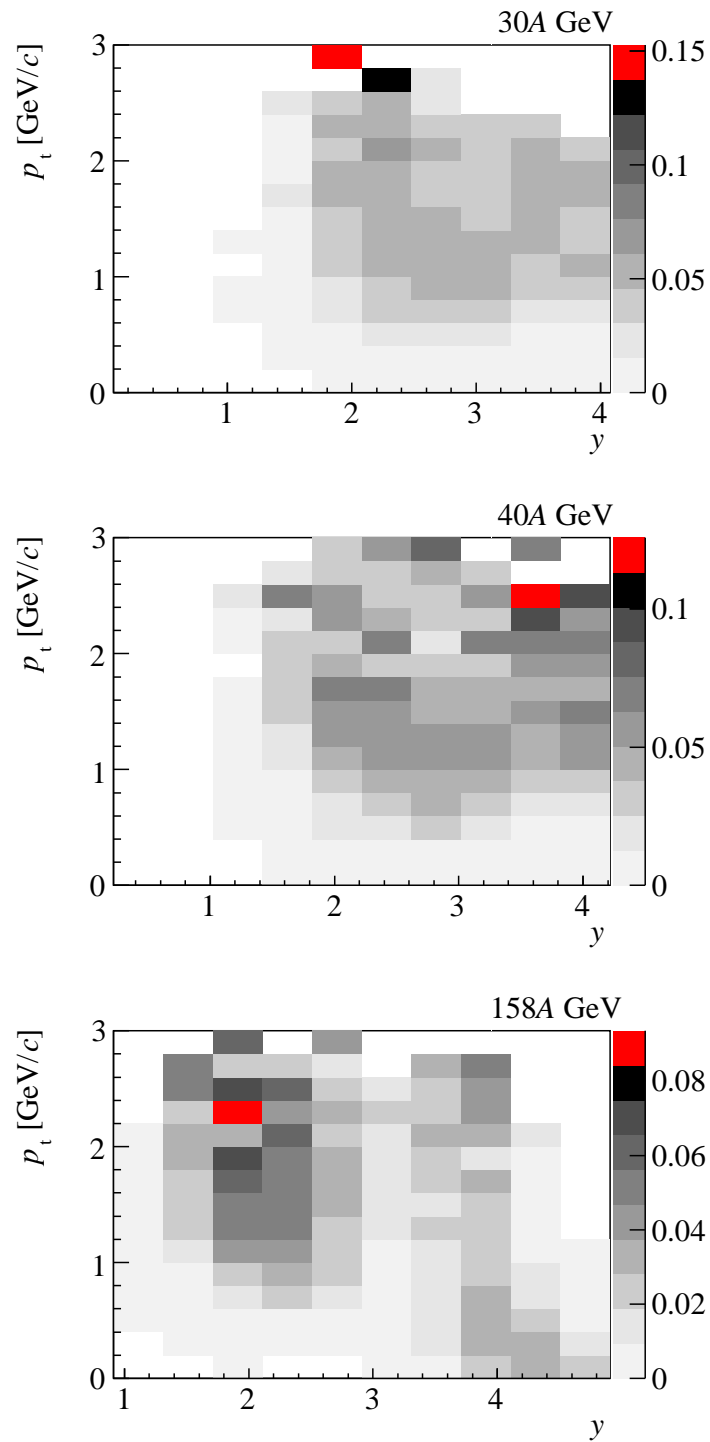


Abbildung A.7: Effizienzen als Funktion von y und p_t für die verschiedenen Strahlenergien.

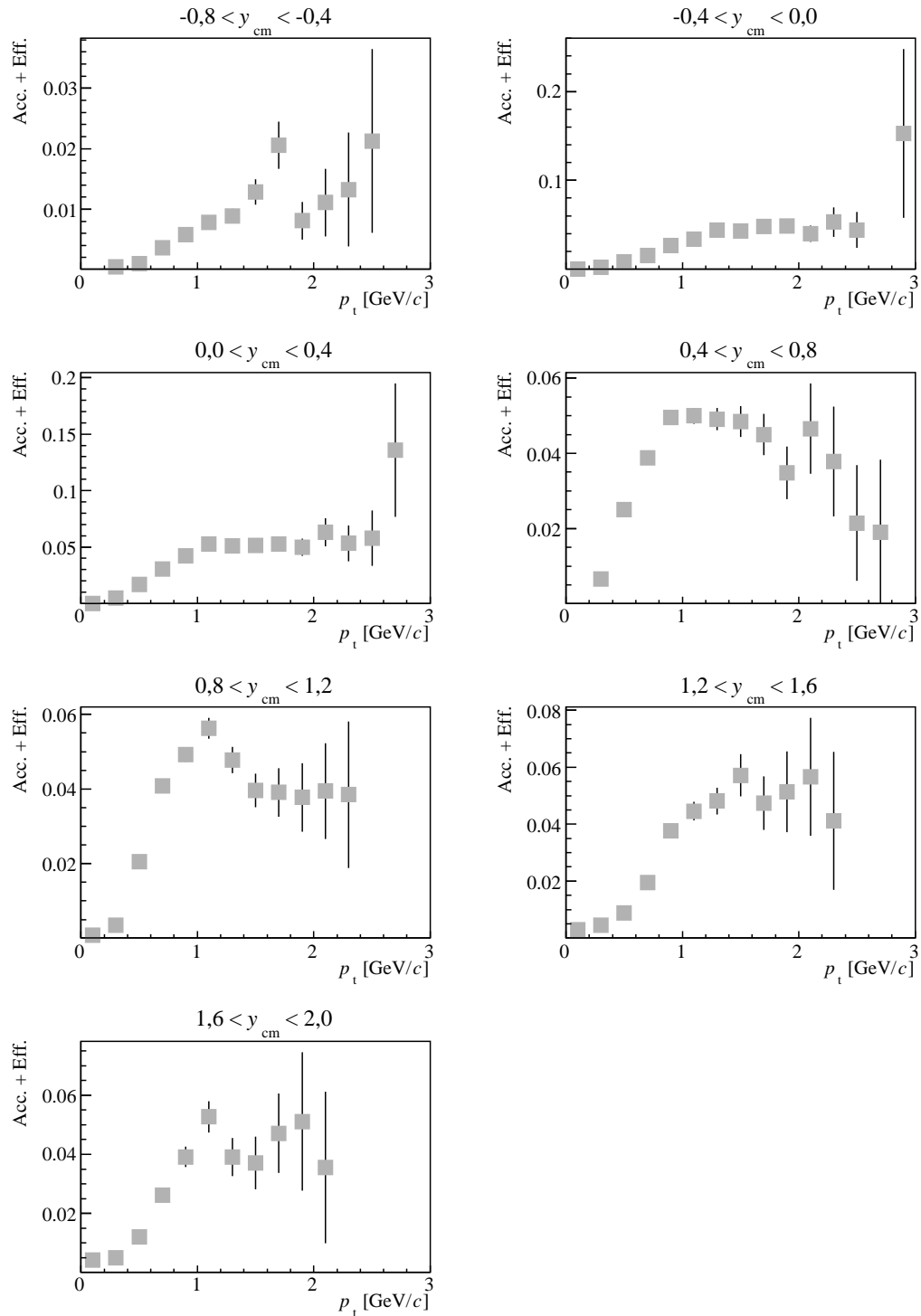


Abbildung A.8: p_t -Effizienzen verschiedener Rapiditätsintervalle für 30.4 GeV.

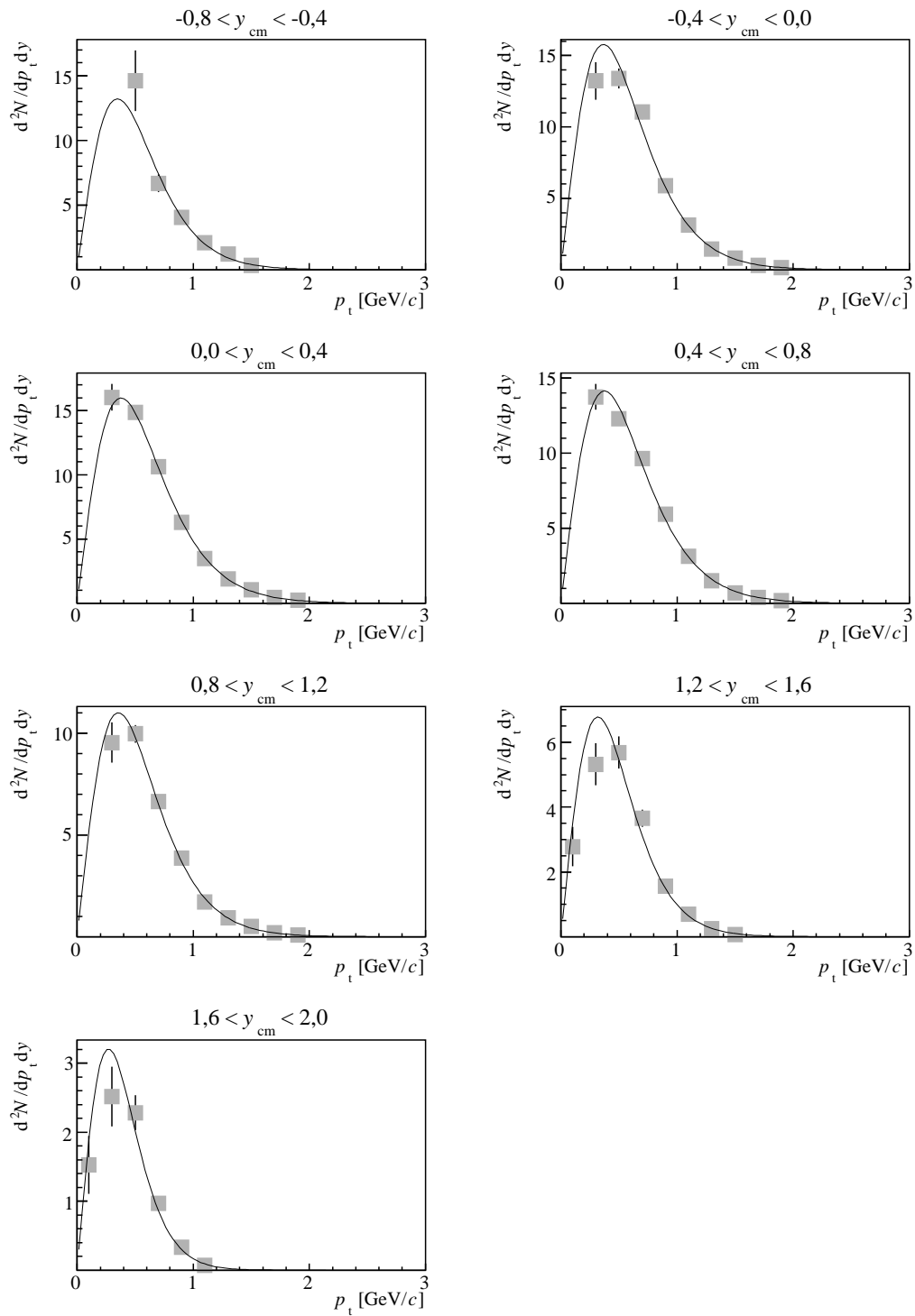


Abbildung A.9: Transversalimpuls-Spektren verschiedener Rapidityintervalle für 30A GeV. Sie wurden mit Hilfe einer Exponentialfunktion gemäß Gl. 7.3 gefittet und dienen zur Bestimmung des entsprechenden Rapidityspektrums (siehe Abb. 7.6).

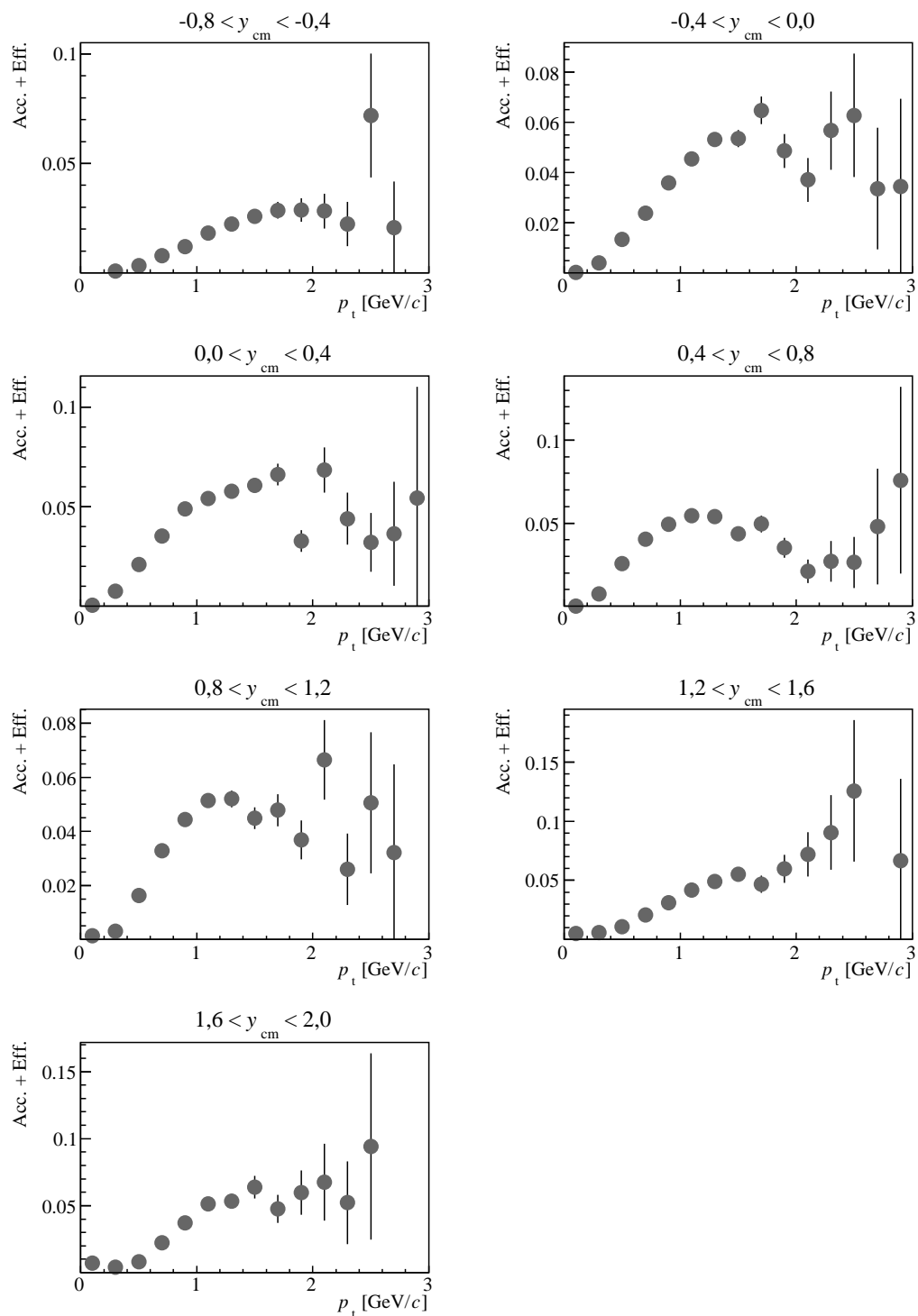


Abbildung A.10: p_t -Effizienzen verschiedener Rapiditätsintervalle für 40A GeV.

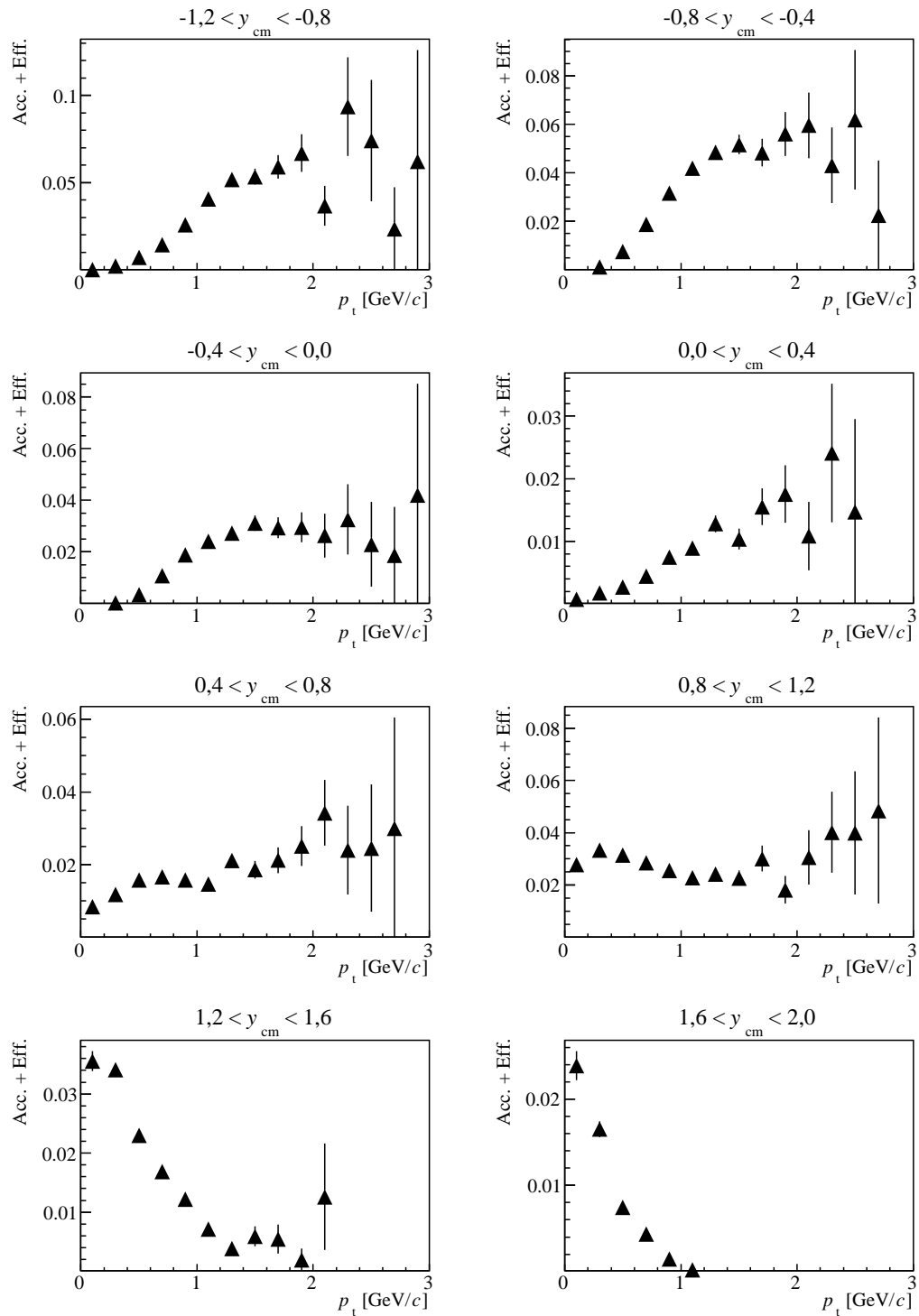


Abbildung A.11: p_t -Effizienzen verschiedener Rapiditätsintervalle für 160A GeV.

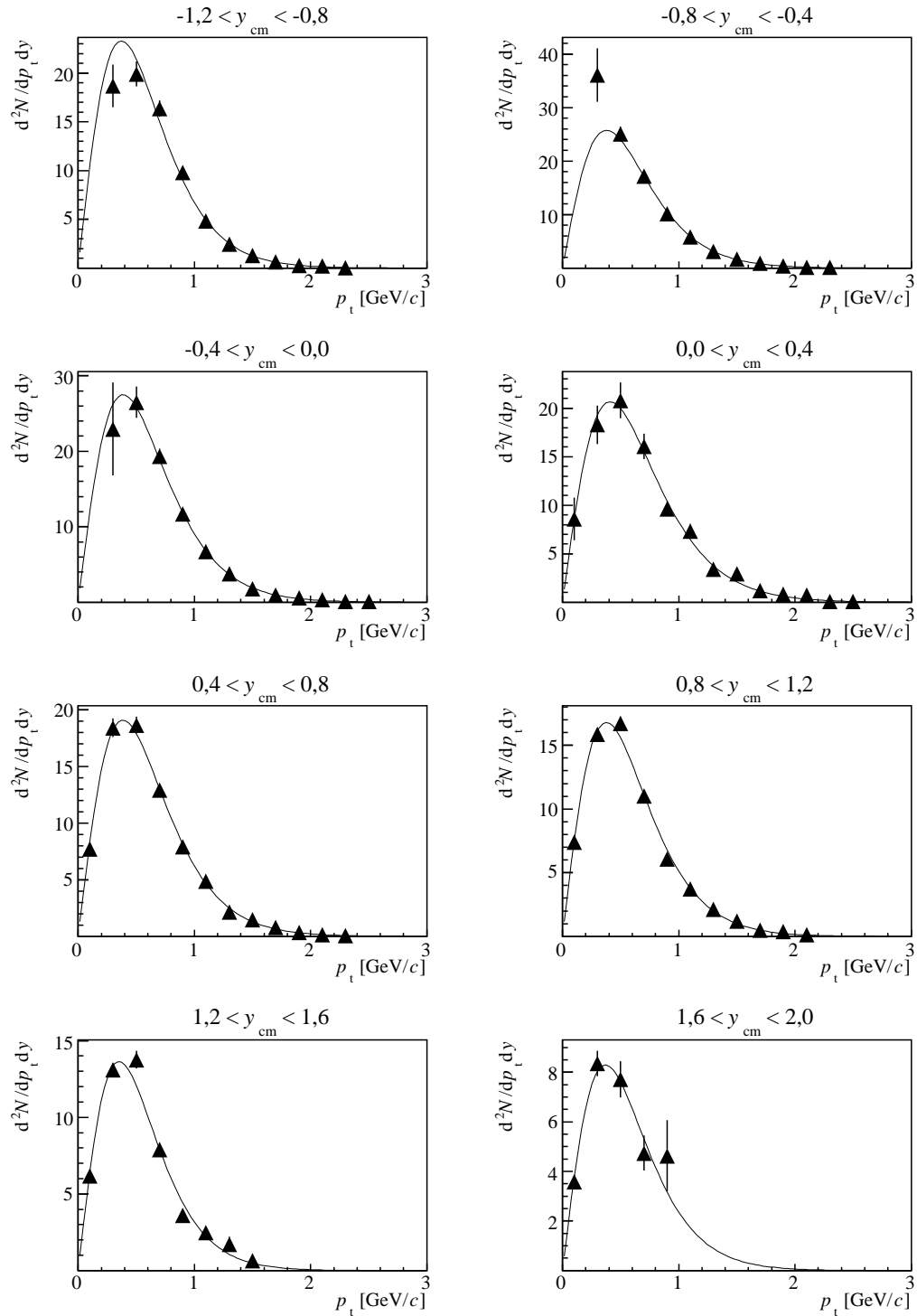


Abbildung A.12: Transversalimpuls-Spektren verschiedener Rapiditätsintervalle für 158A GeV. Siehe Legende von Abb. A.9.

Anhang B

Kinematische Variablen

In Schwerionenkollisionen wird eine Vielzahl von Teilchen produziert. Da es experimentell schwierig ist, den Endzustand einer Kollision komplett zu betrachten, werden meistens *inklusive* Messungen durchgeführt, bei denen lediglich eine einzelne Teilchenspezies, wie in der vorliegenden Arbeit die K_S^0 , betrachtet wird. Um die Kinematik der untersuchten Teilchen beschreiben und mit den Messungen anderer Experimente vergleichbar machen zu können, sind bestimmte Variablen erforderlich. Zu deren Definition eignen sich aufgrund der vorhandenen Symmetrien in den Kollisionen zylindrische Koordinaten mehr als kartesische. Die kinematischen Variablen werden deshalb für die Ebene transversal zur Strahlachse z und longitudinal dazu festgelegt. Die für die K_S^0 -Analyse wichtigsten dieser Variablen sollen in diesem Kapitel erläutert werden.

Transversale Größen

Transversalimpuls

Der *Transversalimpuls* beschreibt den Anteil des Impulses eines Teilchens transversal zur Strahlachse und ist folgendermaßen definiert:

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = \sqrt{p^2 - p_z^2} \quad . \quad (\text{B.1})$$

Da p_t orthogonal zur z -Achse liegt, ist diese Größe Lorentz-invariant gegenüber Transformationen entlang der Strahlachse.

Azimutalwinkel

Der Azimutalwinkel ϕ eines Teilchens ist gegeben durch:

$$\phi = \arctan \frac{p_y}{p_x} . \quad (\text{B.2})$$

Transversale Masse

Eine weitere relevante Größe ist die *transversale Masse* m_t eines Teilchens mit der Ruhemasse m . Sie ist gegeben durch:

$$m_t = \sqrt{m^2 + p_t^2} . \quad (\text{B.3})$$

Longitudinale Größen

Rapidity

Die Rapidity wird beschrieben durch:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) , \quad (\text{B.4})$$

mit $E = \sqrt{|\vec{p}|^2 + m^2}$. Die Rapidity lässt sich, wie die Geschwindigkeit im nicht-relativistischen Grenzfall, additiv von einem Inertialsystem zu einem anderen transformieren. Sie kann deshalb auch durch folgende Gleichung ausgedrückt werden:

$$y = \operatorname{arctanh} \left(\frac{p_z}{E} \right) .$$

Bezogen auf das Schwerpunktssystem einer Kollision wird die Rapidity zumeist mit y_{cm} gekennzeichnet. Ein Nachteil der Größe y bzw. y_{cm} ist, dass sie von der Teilchenmasse abhängt.

Schwerpunktenergie

Kollisionen in Fixed-Target-Experimenten werden häufig durch die Strahlenergie pro Nukleon gekennzeichnet. Um diese allerdings mit Collider-Experimenten vergleichen zu

können, wird die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{\text{NN}}}$, teilweise mit \sqrt{s} abgekürzt, herangezogen. Sie ist folgendermaßen definiert:

$$\sqrt{s_{\text{NN}}} = \sqrt{(E_{\text{Strahl}} + E_{\text{Target}})^2 - |\vec{p}_{\text{Strahl}} + \vec{p}_{\text{Target}}|^2} \quad .$$

Betrachtet man $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ für ein Fixed-Target-Experiment, so vereinfacht sich die Gleichung aufgrund der Tatsache, dass sich das Target-Teilchen in Ruhe befindet, mit $\vec{p}_{\text{Target}} = 0$ und $E_{\text{Target}} = m$ und der weiteren Annahme, dass die Masse des Projektils und die Masse des Target-Teilchens gleich seien, zu:

$$\sqrt{s_{\text{NN}}} = \sqrt{(E_{\text{Strahl}} + m)^2 - |\vec{p}_{\text{Strahl}}|^2} = \sqrt{2m(E_{\text{Strahl}} + m)} \quad .$$

Für Pb+Pb-Kollisionen bei einer Strahlenergie von $30A$ GeV ergibt sich damit eine Schwerpunktsenergie pro Nukleonenpaar von 7,6 GeV, bei einer Strahlenergie von $40A$ GeV wiederum 8,8 GeV, und bei der SPS-Maximalenergie von $158A$ GeV beträgt sie schließlich 17,3 GeV.

Literaturverzeichnis

- [1] H. Heiselberg and M. Hjorth-Jensen,
Phases of dense matter in neutron stars,
Phys. Rep. **328**, 237 (2000)

- [2] W.-M. Yao *et al.* [Particle Data Group],
Review of Particle Physics,
J. Phys. G **33**, 1 (2006).

- [3] F.J. Hasert *et al.* [Gargamelle Collaboration],
*Observation Of Neutrino Like Interactions Without Muon Or Electron In The
Gargamelle Neutrino Experiment*,
Phys. Lett. **B 46**, 138 (1973a)

- [4] D. Diakonov,
From pions to pentaquarks,
arXiv:hep-ph/0406043 (2004).

- [5] F. Karsch, E. Laermann and A. Peikert,
Quark mass and flavor dependence of the QCD phase transition,
Nucl. Phys. B **605** 579 (2001).

- [6] K. Kanaya,
Recent lattice results relevant for heavy ion collisions,
Nucl. Phys. A **715**, 233 (2003).

- [7] M. Huang,
Color superconductivity at moderate baryon density,
Int. J. Mod. Phys. E **14** 675 (2005).

-
- [8] K. Rajagopal and F. Wilczek,
Enforced electrical neutrality of the color-flavor locked phase,
Phys. Rev. Lett. **86** 3492 (2001).
- [9] Z. Fodor und S. Katz,
Lattice determination of the critical point of QCD at finite T and μ ,
JHEP **0203**, 014 (2002).
- [10] C. R. Allton *et al.*,
The equation of state for two flavor QCD at non-zero chemical potential,
Phys. Rev. D **68** 014507 (2003).
- [11] P. de Forcrand and O. Philipsen,
The QCD phase diagram for small densities from imaginary chemical potential,
Nucl. Phys. B **642** 290 (2002).
- [12] M. A. Halasz *et al.*,
On the phase diagram of QCD,
Phys. Rev. D **58** 096007 (1998).
- [13] J. Berges and K. Rajagopal,
Color superconductivity and chiral symmetry restoration at nonzero baryon density and temperature,
Nucl. Phys. B **538** 215 (1999).
- [14] M. A. Stephanov,
Random matrix model of QCD at finite density and the nature of the quenched limit,
Phys. Rev. Lett. **76** 4472 (1996).
- [15] K. Rajagopal,
Mapping the QCD phase diagram,
Nucl. Phys. A **661**, 150 (1999).
- [16] S. Margetis *et al.* [NA49 Collaboration],
Transverse energy production in Pb-208 + Pb collisions at 158-GeV per nucleon,
Phys. Rev. Lett. **75** 3814 (1995).
- [17] J. W. Harris und B. Müller,
The search for the quark-gluon plasma,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46** 71 (1996).

-
- [18] S. A. Bass, M. Gyulassy, H. Stöcker and W. Greiner,
*Signatures of quark-gluon-plasma formation in high energy heavy-ion collisions:
A critical review,*
J. Phys. G **25** R1 (1999).
- [19] H. Satz,
Colour deconfinement in nuclear collisions,
Rept. Prog. Phys. **63** 1511 (2000).
- [20] G. D. Rochester und C. C. Butler,
Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles,
Nature **160** 855 (1947).
- [21] M. Gazdzicki and M. I. Gorenstein,
On the early stage of nucleus nucleus collisions,
Acta Phys. Polon. B **30**, 2705 (1999).
- [22] Die „50th anniversary“ CERN Homepage,
<http://cern50.web.cern.ch/>.
- [23] Die CERN Homepage,
<http://cern.ch/>.
- [24] Die offizielle Homepage des Nobelkomitees,
<http://nobelprize.org/>.
- [25] Das World Wide Web Konsortium,
<http://w3.org/>.
- [26] G. Brianti,
The CERN Synchrotrons,
CERN 97-04 (1997).
- [27] The PS Staff,
40 years of CERNs Proton Synchrotron,
CERN Courier **39** (10) (1999).
- [28] The Large Hadron Collider Project,
<http://lhc.web.cern.ch/>.

- [29] S. Afanasev *et al.* [NA49 Collaboration],
The NA49 large acceptance hadron detector,
Nucl. Instrum. Meth. A **430** 210 (1999).
- [30] M. van Leeuwen,
Kaon and open charm production in central lead-lead collisions at the CERN SPS,
Ph.D. thesis, Universiteit Utrecht (2003).
- [31] C. Höhne,
System-Size Dependence of Strangeness Production in Heavy-Ion Collisions at 158 AGeV,
Dissertation, Universität Marburg (2003).
- [32] T. Kollegger,
Kaonproduktion in ultrarelativistischen Blei-Blei-Stößen,
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2001).
- [33] H. Appelshäuser *et al.* [NA49 Collaboration],
Spectator nucleons in Pb + Pb collisions at 158-A-GeV,
Eur. Phys. J. A **2** 383 (1998).
- [34] R. Bramm,
Pionproduktion in Pb+Pb Kollisionen @ 40 A·GeV,
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2001).
- [35] C. Markert,
 $\Lambda(1520)$ -Produktion in Proton-Proton- und zentralen Blei-Blei-Reaktionen bei 158 GeV pro Nukleon,
Dissertation, Universität Frankfurt (2000).
- [36] Die ROOT System Homepage,
<http://root.cern.ch/>.
- [37] R. Brun and F. Rademakers,
ROOT: An object oriented data analysis framework,
Nucl. Instrum. Meth. A **389** 81 (1997).
- [38] Die ROOT mini-DST Analyse,
<http://na49info.cern.ch/na49/Software/minidst/>.

- [39] R. Zybert and P. Buncic,
DSPACK: Object manager for high energy physics,
Prepared for International Conference on Computing in High-energy Physics
(CHEP 95), Rio de Janeiro, Brazil, 18-22 Sep 1995.
- [40] D. Irmscher,
Philosophy and parts of the global tracking chain,
NA49 Note number **131** (1997).
- [41] C. Roland,
Flavor Fluctuations in Central Pb+Pb Collisions at 158 GeV/Nucleon,
Dissertation, Universität Frankfurt (1999).
- [42] M. Mitrovski,
 Ω und $\bar{\Omega}$ Produktion in ultrarelativistischen Blei-Blei-Kollisionen bei 40 A·GeV,
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2004).
- [43] R. Barton,
Multi-Strange Hyperon Production in Relativistic Heavy-Ion Collisions,
Ph.D. thesis, University of Birmingham (2001).
- [44] A. Billmeier,
Seltensproduktionsproduktion in ultrarelativistischen p+p-Kollisionen bei 158 GeV,
Dissertation, Universität Frankfurt (2001).
- [45] F. Eckhardt,
*Entwicklung und Bau eines Flugzeitdetektors zur Untersuchung der Hadronen-
emission in Pb+Pb Reaktionen bei 158 GeV/u Strahlenergie*,
Dissertation, Universität Marburg (1996).
- [46] L. Barnby,
*Measurements of Λ , $\bar{\Lambda}$ and K_S^0 from Pb+Pb Collisions at 158 GeV per nucleon in
a Large Acceptance Experiment*,
Ph.D. thesis, University of Birmingham (1999).
- [47] A. Mischke,
 *Λ und $\bar{\Lambda}$ Produktion in zentralen Blei-Blei-Kollisionen bei 40, 80 und 158 GeV
pro Nukleon*,
Dissertation, GSI Darmstadt (2002).

- [48] A. Richard,
 Λ und $\bar{\Lambda}$ Produktion in zentralen Blei-Blei-Kollisionen bei 20 und 30 AGeV am CERN-SPS,
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2004).
- [49] C. Meurer,
 Ξ^- - und Ξ^+ - Produktion in Pb+Pb Stößen bei 40 AGeV am CERN SPS,
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2003).
- [50] T. Schuster,
Production of Neutral Strange Hadrons with High Transverse Momentum in Pb+Pb Collisions at 158A GeV,
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2006).
- [51] J. Podolanski und R. Armenteros,
Analysis of V-Events,
Phil.Mag. **45**, 13 (1954).
- [52] W. Press, S. Teukolsky, W. Vetterling und B. Flannery,
Numerical Recipes,
Cambridge University Press, 1986.
- [53] M. Gazdzicki and C. Markert,
On the measurement of D meson yield in nucleus nucleus collisions at the CERN SPS,
Acta Phys. Polon. B **31**, 965 (2000).
- [54] Application Software Group,
GEANT - Detector Description and Simulation Tool,
CERN Program Library Long Writeup **W1013** (1994).
- [55] P. Dinkelaker [NA49 Collaboration],
System size dependence of hadron production in A + A collisions at 40-A-GeV beam energy,
J. Phys. G **31**, S1131 (2005).
- [56] R. Hagedorn and J. Rafelski,
Hot Hadronic Matter And Nuclear Collisions,
Phys. Lett. B **97** 136 (1980).

- [57] N. Cabibbo and G. Parisi,
Exponential Hadronic Spectrum And Quark Liberation,
Phys. Lett. B **59** 67 (1975).
- [58] C. Alt *et al.* [The NA49 Collaboration],
Strangeness from 20-A-GeV to 158-A-GeV,
J. Phys. G **30**, S119 (2004).
- [59] M. Gazdzicki *et al.* [NA49 Collaboration],
Report from NA49,
J. Phys. G **30**, S701 (2004).
- [60] S. V. Afanasiev *et al.* [The NA49 Collaboration],
Energy dependence of pion and kaon production in central Pb + Pb collisions,
Phys. Rev. C **66**, 054902 (2002).
- [61] A. Mischke *et al.*,
Energy dependence of Lambda and Antilambda production at CERN-SPS energies,
Nucl. Phys. A **715**, 453 (2002).
- [62] M. Gazdzicki *et al.*,
Incident-energy dependence of the effective temperature in heavy-ion collisions,
Braz. J. Phys. **34**, 322 (2004).
- [63] J. Milosevic [CERES Collaboration],
Strange particle production and elliptic flow from CERES,
arXiv:nucl-ex/0606020.
- [64] F. Antinori *et al.* [NA57 Collaboration],
Rapidity distributions around mid-rapidity of strange particles in Pb Pb collisions at 158-A-GeV/c,
J. Phys. G **31**, 1345 (2005).
- [65] J. L. Klay *et al.* [E895 Collaboration],
Charged pion production in 2-AGeV to 8-AGeV central Au + Au collisions,
Phys. Rev. C **68**, 054905 (2003).
- [66] L. Ahle *et al.* [E866 Collaboration],
Excitation function of K+ and pi+ production in Au + Au reactions at 2-A-GeV to 10-A-GeV,
Phys. Lett. B **476**, 1 (2000).

- [67] L. Ahle *et al.* [E866 Collaboration],
An excitation function of K^- and K^+ production in Au + Au reactions at the AGS,
Phys. Lett. B **490**, 53 (2000).
- [68] D. Ouerdane,
Charged Pion and Kaon Production in Central Au+Au Collisions at
 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV,
Ph.D. thesis, University of Copenhagen (2003).
- [69] M. Mitrovski *et al.* [NA49 Collaboration],
Strangeness production at SPS energies,
arXiv:nucl-ex/0606004.

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 am Main, den 1. November 2006

Claudia Strabel

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die mich während meiner Diplomarbeit in vielerlei Hinsicht unterstützt und damit einen Teil zu dieser Arbeit beigetragen haben. Dieser Dank gilt an allererster Stelle Christoph Blume, für seine außergewöhnliche Betreuung und stete Unterstützung. Seine Hilfsbereitschaft, unzähligen Ideen und Erläuterungen haben diese Arbeit überhaupt erst ermöglicht. Marek Gaździcki möchte ich insbesondere für seine Begeisterung und anschaulichen Erklärungen danken. Seine vielfältigen Ideen haben wesentlich zu dieser Arbeit beigetragen. In dieser Hinsicht möchte ich auch Herbert Ströbele danken, dessen nützliche Vorschläge sowie anregende Diskussionen mir dabei geholfen haben in meiner Analyse fortzuschreiten. Ganz herzlich danken möchte ich Reinhard Stock, dessen mitreißender Enthusiasmus für die Schwerionenphysik mein Interesse an diesem Feld geweckt und mich fortwährend motiviert hat.

In der Hochenergiephysik-Gruppe des IKF wurde ich von Beginn an herzlich aufgenommen. Für die freundliche und hilfsbereite Atmosphäre, die auch über die wissenschaftliche Zusammenarbeit hinausging, möchte ich allen Mitgliedern der HEP-Gruppe danken. Insbesondere sei mein Zimmernachbar Frederick Kramer erwähnt, für die stets schöne und fröhliche gemeinsame Zeit im Büro, bei Kaffeepausen oder auf Konferenzen. Tim Schuster danke ich ganz besonders für seine Hilfsbereitschaft und der Vielzahl an Erklärungen zur V^0 -Analyse. Bei Benjamin Lungwitz möchte ich mich für seine fortwährende Hilfe hinsichtlich Root als auch bei physikalischen Fragen bedanken. Ihm danke ich des Weiteren für das Korrekturlesen dieser Arbeit. Michael Mitrovski danke ich für seine Hilfe und Ratschläge, die er mir aus seinen Erfahrungen mit der V^0 -Analyse geben konnte.

Weiterhin möchte ich mich bei den Mitgliedern der NA49 Kollaboration bedanken, die den Rahmen für diese Arbeit gebildet haben. Die Messungen des NA49 Experiment

bildeten die Grundlage dieser Analyse. Das positive Kommunikationsklima auch neben den Kollaborations-Meetings waren die Basis einer konstruktiven Zusammenarbeit. Dabei möchte ich mich insbesondere bei Peter Seyboth für seine Anregungen bezüglich dieser Analyse bedanken. Weiterer Dank gebührt In-Kwon Yoo für die freundliche Aufnahme in seiner Arbeitsgruppe während meines 2-monatigen Gastaufenthaltes in Korea.

Mein ganz besonderer Dank gilt Matthias Hempel, der mich in den vergangenen Jahren in jeglicher Hinsicht unterstützt hat. Ebenso möchte ich meiner Familie für ihren stetigen Rückhalt und ihr Verständnis danken.