

**Entwicklung und Bau eines  
Flugzeitdetektors zur Untersuchung der  
Hadronenemission in Pb+Pb-Reaktionen  
bei 158 GeV/u Strahlenergie**

**Dissertation  
zur  
Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften  
(Dr.rer.nat.)**

dem  
Fachbereich Physik  
der Philipps-Universität Marburg  
vorgelegt von

**Frank Eckhardt**  
aus Breidenbach

Marburg/Lahn 1996

Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg

als Dissertation angenommen am: 1. August 1996

Erstgutachter: Prof. Dr. F. Pühlhofer

Zweitgutachter: Prof. Dr. H. Ströbele

Tag der mündlichen Prüfung: 7. August 1996

# Zusammenfassung

Seit 1994 werden am CERN, dem europäischen Forschungszentrum für Teilchenphysik in Genf, in mehreren Experimenten hochenergetische Stöße zwischen schweren Kernen untersucht. Für das Hadronenspektrometer des Experiments NA49 wurde dazu von der Arbeitsgruppe Schwerionenphysik am Fachbereich Physik der Universität Marburg ein segmentierter Flugzeit-(TOF-)Detektor entwickelt und im Herbst 1994 am CERN aufgebaut. Er besitzt ein hohes Zeitauflösungsvermögen ( $60\text{ ps}$  Standardabweichung), das sehr wichtig ist für die Identifizierung der in der Reaktion emittierten geladenen Teilchen.

Nach einer einleitenden Beschreibung der Aufgaben und Ziele von NA49 in den ersten beiden Kapiteln werden im nachfolgenden Text die Schwerpunktthemen dieser Dissertation, Entwicklung und Bau des Flugzeitdetektors und Auswertung der damit gewonnenen Daten, behandelt.

Der Flugzeitdetektor besteht aus 891 einzelnen Szintillationsdetektoren, jeweils aufgebaut aus Szintillator und Photomultiplier. Seit 1991 wurden mit verschiedenen Detektorprototypen diverse Szintillatoren, Lichtleiter, Photomultiplier und Elektronikkomponenten im Rahmen des Vorgängerexperiments NA35 am CERN-SPS in mehreren Strahlzeiten getestet. Diese Tests wurden von Monte-Carlo-Simulationen begleitet. Der Detektor wurde schließlich aufgebaut mit dem Photomultiplier XP2972 von Philips und dem Szintillator BC418 von Bicron mit einer empfindlichen Fläche von etwa  $25\text{ cm}^2$ . Auf den Einsatz eines Lichtleiters wurde verzichtet. Die Detektoren wurden in speziellen Kassetten zusammengefaßt, die wie Dachziegel gegeneinander versetzt vertikal in drei Etagen übereinander in einem bewegbaren Rahmen aufgestellt wurden.

In den beiden letzten Kapiteln werden die Methoden und Ergebnisse der Datenanalyse dargestellt. Ein Schwerpunkt war dabei die Ausarbeitung von Verfahren zur Bestimmung der Detektorposition und zur Korrektur und Eichung der Zeitmessung jedes einzelnen Detektors. Bei der Positionsbestimmung wird dabei in einem ite-

rativen Optimierungsverfahren durch Drehung und Verschiebung der Szintillatoren die Zahl der nachgewiesenen Teilchen maximiert. Die Kalibration der Zeitmessung berücksichtigt die Signallaufzeit im Szintillator, den Walk-Effekt im Diskriminator, Beiträge von Kabeln und Elektronik, Langzeitdrifts durch Temperaturschwankungen und Zeitvariationen von Ereignis zu Ereignis, die durch die Meßunschärfen des Startdetektors verursacht werden. Da im Experiment mit Hilfe von Spurdetektoren gleichzeitig die Bahn der Teilchen und die Ablenkung im Magnetfeld gemessen werden, sind die Flugstrecke und der Teilchenimpuls bekannt. Aus der korrigierten Flugzeit ergibt sich folglich die Teilchengeschwindigkeit und zusammen mit dem Impuls ihre Masse. Unter Hinzunahme der Information über den spezifischen Energieverlust aus den genannten Spurdetektoren lassen sich Pionen und Kaonen bis zu einem maximalen Impuls von etwa  $7 \text{ GeV}/c$  und (Anti-)Protonen bis etwa  $11 \text{ GeV}/c$  voneinander trennen.

Bei einer Strahlenergie von  $158 \text{ GeV}/u$  wurde für zentrale Stöße zwischen Bleikernen die Zahl der pro Reaktion erzeugten geladenen Pionen, Kaonen, Protonen und Antiprotonen im Nachweisbereich des Detektors gemessen. Der erfaßte Rapiditätsbereich liegt etwa in der Mitte zwischen Target- und Projektilrapidität, also genau dort, wo man den Hauptanteil der in der Reaktion neu gebildeten Teilchen erwartet. Bei genauerer Kenntnis des Nachweisbereichs des Detektors – zu ermitteln mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen des gesamten Experiments – und nach Korrektur der Zählraten aufgrund von Nachweisverlusten – zu bestimmen aus einer detaillierten Analyse der Meßdaten – kann man die Transversalimpulsverteilungen der genannten Teilchen bestimmen. Diese werden mit Ergebnissen eines mikroskopischen String-Modells und mit einem hydrodynamisch-thermischen Modell verglichen. Integrale Produktionsquerschnitte werden durch Extrapolation mit den genannten Modellen ermittelt und mit vorläufigen Ergebnissen anderer Experimente verglichen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
1.1	Aufbau und Wechselwirkung der Materie . . . . .	7
1.2	Quark-Gluon-Plasma . . . . .	8
1.3	Kern-Kern-Kollisionen . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Das CERN-Experiment NA49</b>	<b>13</b>
2.1	Time Projection Chambers (TPC) . . . . .	15
2.2	Flugzeitdetektoren . . . . .	17
2.3	Kalorimeter . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Der Flugzeitdetektor</b>	<b>23</b>
3.1	Szintillator . . . . .	23
3.2	Photomultiplier . . . . .	27
3.3	Zusammenbau der Detektoren . . . . .	30
3.4	Verpackung der Detektoren . . . . .	31
3.5	Aufbau der Detektorwand . . . . .	33
3.6	Elektronik . . . . .	35
<b>4</b>	<b>Die Datenanalyse</b>	<b>38</b>
4.1	Korrektur und Eichung der Daten . . . . .	38
4.1.1	Bestimmung der Detektorposition . . . . .	38
4.1.2	Zeitkalibration . . . . .	40
4.2	Teilchenidentifizierung . . . . .	47
4.3	Geometrischer Nachweisbereich des TOF-Detektors . . . . .	50
4.4	Effizienz der Teilchenidentifizierung . . . . .	54
<b>5</b>	<b>Hadronenspektren</b>	<b>58</b>
5.1	Mikroskopisches Stringmodell VENUS . . . . .	58

5.2	Hydrodynamisch-thermisches Modell . . . . .	62
5.3	Experimentelle Resultate . . . . .	64
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>77</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Aufbau und Wechselwirkung der Materie

Die gesamte Materie des uns bekannten Universums besteht aus bemerkenswert wenigen elementaren Bausteinen. Diese werden nach dem Standardmodell der Teilchenphysik in drei Generationen von Quarks und Leptonen unterteilt (Tab. 1.1), wobei fast die gesamte Materie allein aus den Teilchen der ersten Generation aufgebaut ist. Diese besteht aus dem Up- (u) und dem Down-Quark (d), die in der Kombination (uud) die Protonen und (udd) die Neutronen bilden, und den Leptonen Elektron (e) und Elektron-Neutrino ( $\nu_e$ ). Vertreter der beiden anderen Generationen finden sich lediglich in kurzlebigen Sekundär-Teilchen der kosmischen Strahlung oder von Beschleuniger-Experimenten.

Quarks		Leptonen	
Up (u)	Down (d)	Elektron (e)	e-Neutrino ( $\nu_e$ )
Charm (c)	Strange (s)	Myon ( $\mu$ )	$\mu$ -Neutrino ( $\nu_\mu$ )
Top (t)	Bottom (b)	Tau ( $\tau$ )	$\tau$ -Neutrino ( $\nu_\tau$ )

Tabelle 1.1: Die drei Generationen der Grundbausteine der Materie

Die Wechselwirkung zwischen den Teilchen erfolgt über die vier Grundkräfte, die durch den Austausch von Bosonen vermittelt werden. Die Kraft mit der kleinsten Kopplungskonstanten ist die Gravitation, mit dem bisher noch nicht nachgewiesenen Graviton als Austauscheteilchen. Sie wirkt auf die Masse. Theoretisch wird sie beschrieben im Rahmen der zu Beginn des Jahrhunderts entwickelten Relativitäts-

theorie. Die elektromagnetische Kraft koppelt über den Austausch von Photonen an die elektrische Ladung der Materie. Mit hoher Präzision wird sie beschrieben in der Quantenelektrodynamik (QED). Zusammen mit der Theorie der schwachen Kraft wurde sie bereits zur Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung zusammengefaßt. Die schwache Kraft selbst ist sehr kurzreichweitig, da ihre Austauscheteilchen, die  $W^\pm$ - und  $Z^0$ -Bosonen, eine relativ große Masse haben. Auch die starke Kraft, die stärkste der vier Grundkräfte, spielt nur in Bereichen, die etwa der Ausdehnung der Teilchen entsprechen, eine Rolle, obwohl ihre Austauscheteilchen, die Gluonen, vermutlich masselos sind. Die Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD).

Quarks werden nur in farbneutralen Verbindungen, sogenannten Farbsingulets beobachtet, und zwar entweder in Mesonen in der Kombination Quark-Antiquark oder in Baryonen als Element einer Dreiergruppe, bei der jedes Quark eine andere der drei möglichen Farbladungen trägt. Quarks können nicht isoliert werden. Dieses Quark-“Confinement” legt eine mit zunehmendem Abstand der Quarks zumindest nicht schwächer werdende Kraft nahe. Die Ursache dafür ist, daß neben den Quarks auch die Gluonen selbst Träger der sogenannten Farbladung sind und ebenfalls stark wechselwirken. Durch die farbladungstragenden Gluonen wird das farbelektrische Feld schlauchförmig verdichtet, so daß die Feldstärke unabhängig vom Abstand der Quarks ist und damit, in Analogie zum homogenen elektrischen Feld des Plattenkondensators, die Feldenergie mit zunehmendem Abstand anwächst. Ab einem bestimmten Abstand wird somit die Erzeugung eines neuen Quark-Antiquark-Paars energetisch günstiger. Eine Zuführung von Energie, beispielsweise durch das Aufeinander-schießen von Hadronen, führt also nicht zur räumlichen Isolation der Quarks, sondern zur Erzeugung anderer Hadronen.

## 1.2 Quark-Gluon-Plasma

Innerhalb der Hadronen verhalten sich die Quarks quasi frei, wie durch Streuexperimente von Elektronen an Protonen gezeigt wurde. Man bezeichnet dies auch als “asymptotische Freiheit”. Hier genügt es, ihre Wechselwirkung störungstheoretisch zu behandeln. Bei großen Abständen ist die Störungstheorie jedoch nicht mehr anwendbar. Hier ist es vorteilhaft die Quarks als Zustand auf einem diskreten Raum-Zeit-Gitter zu beschreiben und die Ergebnisse für unterschiedliche Gitterparameter auf das Kontinuum zu extrapolieren. Diese Theorie wird als Gittereichtheorie be-

zeichnet.

Ergebnisse dieser Gitter-QCD sagen voraus, daß sich unter extremen Bedingungen, d.h. sehr hoher Temperatur und/oder Dichte, der Zustand hadronischer Materie ändert. Es findet ein Phasenübergang (“Deconfinement”) statt, bei dem sich die Hadronen auflösen. Die Quarks und Gluonen können sich nicht mehr nur innerhalb einzelner Hadronen, sondern im gesamten Medium uneingeschränkt bewegen. Diese Phase bezeichnet man als “Quark-Gluon-Plasma”.

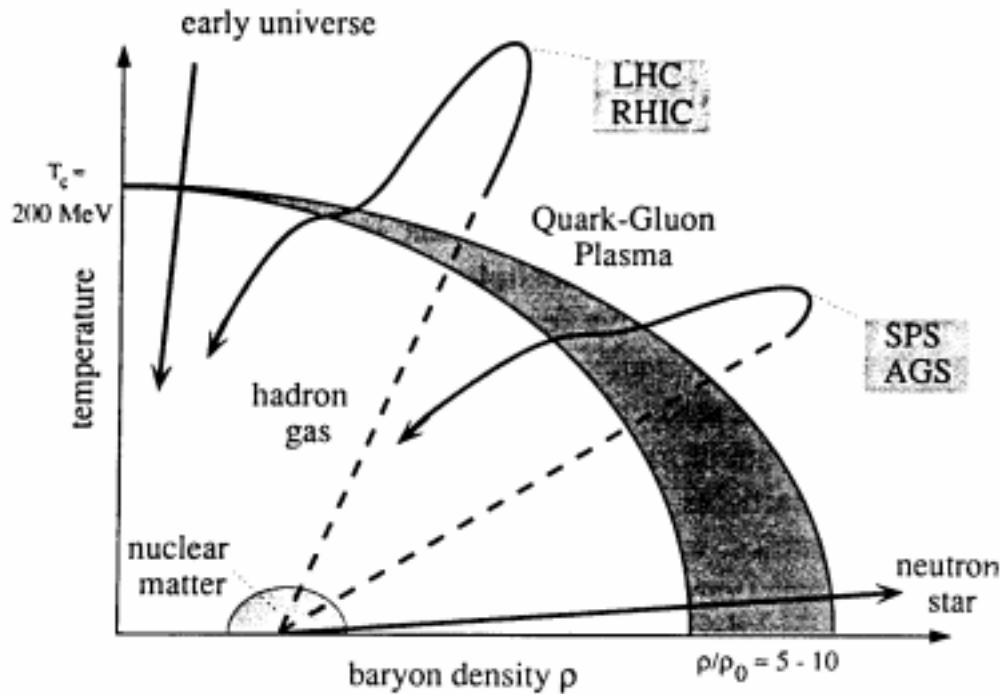


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des Phasendiagramms stark wechselwirkender Materie [Sch93]

Diese extremen Bedingungen vermutet man etwa im Inneren von Neutronensternen. Es ist möglich, daß sich nach dem Gravitationskollaps einer Supernova der verbleibende Neutronenstern in seinem Inneren derart verdichtet, daß sich die Nukleonen überlappen und sich somit die natürlichen Grenzen für die Quarks verwischen. Ein Quark-Gluon-Plasma entsteht. Auch vermutet man, daß sich im frühen Universum in umgekehrter Richtung ein solcher Phasenübergang vollzogen hat. Aus einem heißen, sich abkühlenden Feuerball sind bei geringer Baryonendichte freie Quarks und Gluonen zu hadronischer Materie kondensiert (Abb. 1.1). Heute ver-

sucht man in Beschleunigerexperimenten diesen Phasenübergang nachzuvollziehen, um neue Erkenntnisse zur Entstehung von Materie und deren Eigenschaften zu gewinnen.

### 1.3 Kern-Kern-Kollisionen

Am europäischen Forschungszentrum CERN bei Genf, einem der größten Institute zur Erforschung der Kern- und Teilchenphysik, werden seit 1986 am Super-Proton-Synchrotron (SPS) auch Schwerionenexperimente durchgeführt. In den ersten Jahren mit  $^{16}\text{O}$ - und  $^{32}\text{S}$ -Ionen beginnend, werden nun als letzte Stufe von "Fixed Target"-Experimenten Blei-Ionen ( $^{208}\text{Pb}^{82+}$ ) mit der Beschleunigerkette LINAC, Booster, PS und SPS (Abb. 1.2) innerhalb von etwa 15 Sekunden auf eine Energie von  $158\text{ GeV}/u$  beschleunigt und auf ein feststehendes Blei-Target gelenkt.

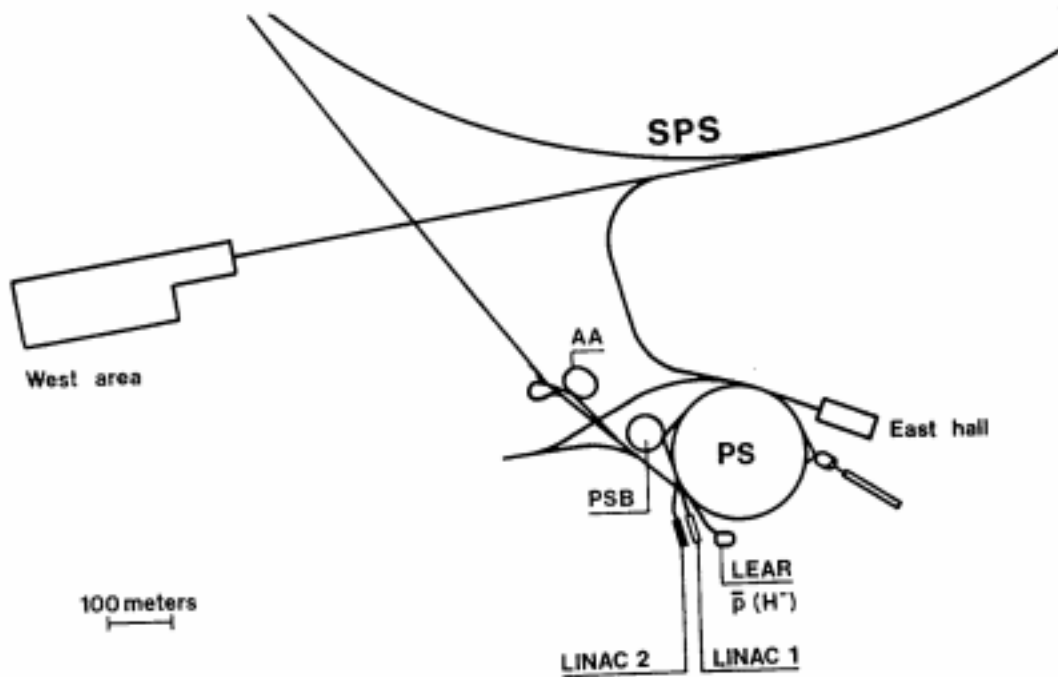


Abbildung 1.2: Die Beschleunigerkette am CERN [Wen90]

Je schwerer die aufeinanderstoßenden Kerne sind, desto größer sind das Reaktionsvolumen und die Ausdehnungszeit (und somit die Lebensdauer) des Feuerballs. Die für den Phasenübergang notwendige Energiedichte wird aus Rechnun-

gen der Gitter-QCD auf etwa  $1.5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  abgeschätzt. Bezüglich der Lebensdauer dieses Zustands soll die Verdopplungszeit des Volumens groß sein gegen die Zeit, die die Partonen zur Erlangung eines thermischen Gleichgewichts benötigen. Diese Volumen-Verdopplungszeit liegt bei etwa  $2.5 \text{ fm}/c$ . Mit anderen Worten: Man hofft, daß die Energie (im Schwerpunktsystem  $\sqrt{s_{NN}} = 17 \text{ GeV}/u$ ) und die Größe der Kerne ausreichen, um in einigen Ereignissen einen Feuerball zu erzeugen, in dem sich, wenn auch nur für etwa  $10^{-23}$  Sekunden, der Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma vollzieht und die Partonen aus einem Gleichgewichtszustand schließlich wieder zu Hadronen "ausfrieren". Abbildung 1.3 zeigt den vermuteten Ablauf einer solchen Reaktion.

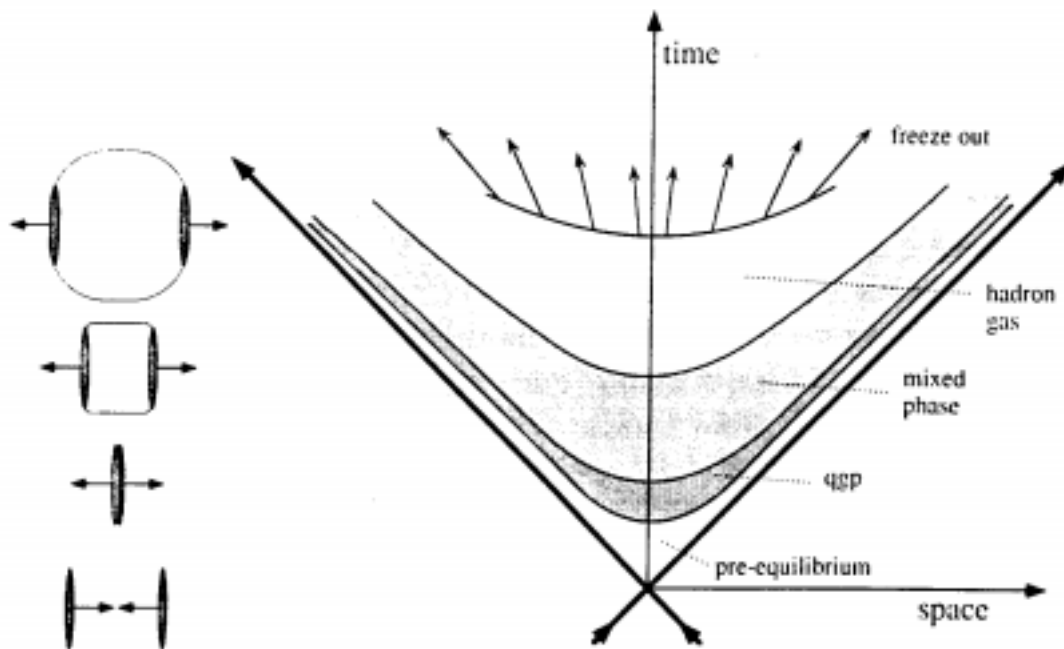


Abbildung 1.3: Raum-Zeit-Diagramm einer Kollision zweier schwerer, hochenergetischer Nukleonen [Sch93]

Zum Nachweis des Phasenübergangs ist ein genaues Studium des Reaktionsablaufs und der zu erwartenden Signaturen unerlässlich. Im Bereich niedrigerer Strahlenergien, wie sie zum Beispiel am SIS der GSI Darmstadt erreicht werden, werden bei einem Stoß zweier Kerne deren Nukleonen im Überlappbereich vollständig gestoppt. Im Schwerpunkt der aufeinanderprallenden Kerne bildet sich eine baryonenreiche, heiße Phase, in der einige Teilchen entstehen (siehe Abb. 1.4). Im Bereich hoher

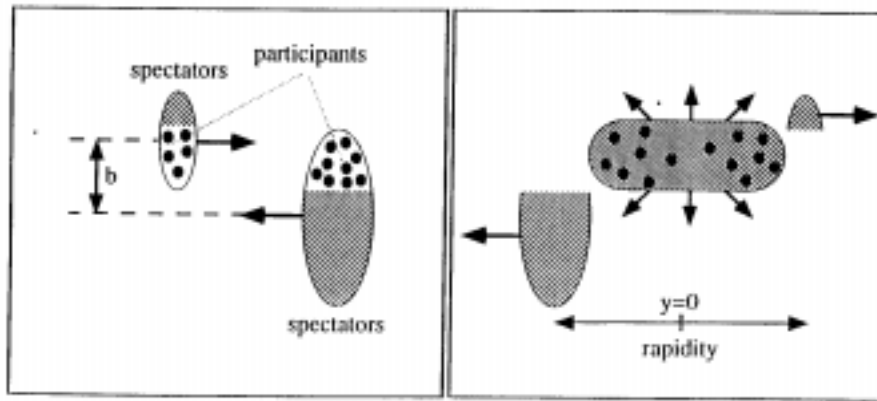


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung einer Schwerionenreaktion unter der Annahme vollständiger Abstopfung der Nucleonen [Sch93]

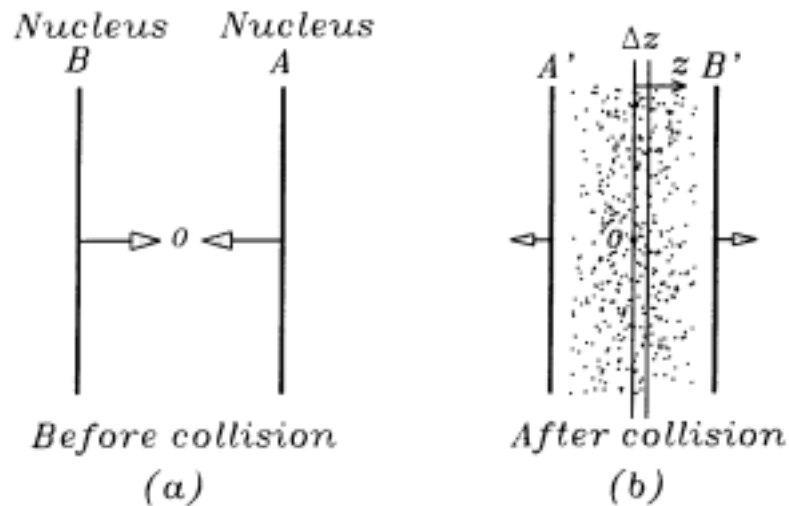


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung einer hochenergetischen Reaktion zweier teilweise transparenter Kerne [Won94]

Strahlenergien (SPS, RHIC, LHC) werden die Kerne teilweise transparent. Die extrem lorentzkontrahierten Kerne durchdringen einander, ohne daß die Nucleonen dabei vollständig gestoppt werden. Trotzdem ist der Energieverlust der Nucleonen größer, wenn sie mit höherer Energie aufeinanderstoßen. So bildet sich zwischen den auseinanderfliegenden Kernen eine Zone extrem hoher Energiedichte, aber geringer Baryondichte (siehe Abb. 1.5).



# Kapitel 2

## Das CERN-Experiment NA49

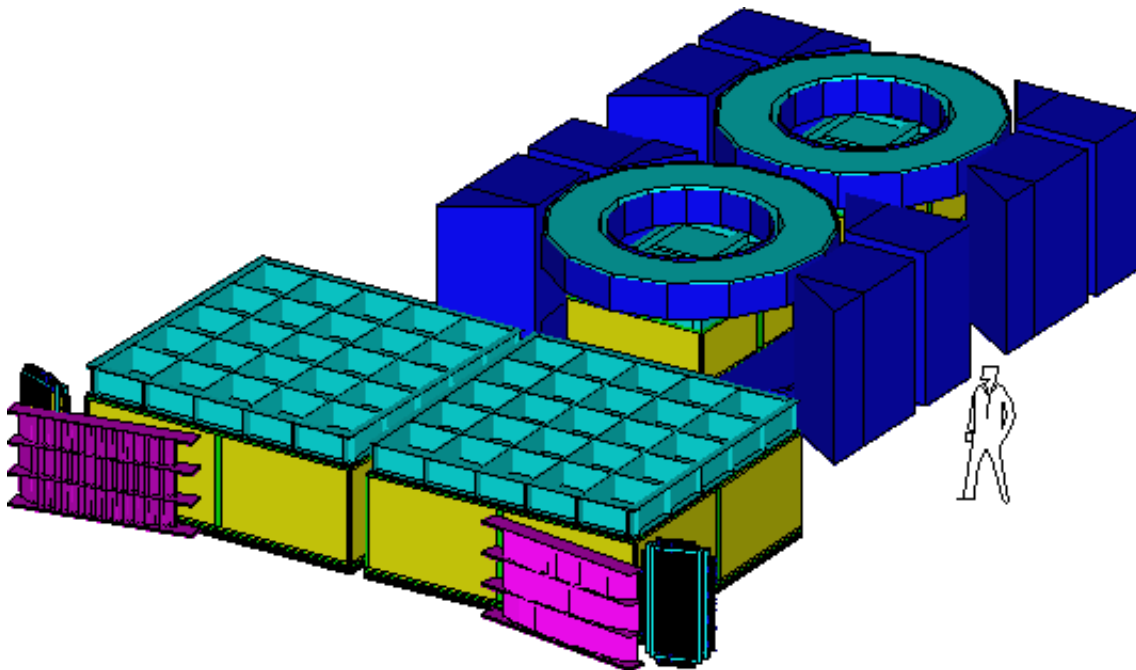


Abbildung 2.1: Aufbau des Experiments NA49 (Der Strahl kommt von rechts oben)  
(vgl. Abb. 2.2)

Bei einer zentralen Blei-Blei-Kollision entstehen etwa 2500 Hadronen. Davon sind etwa 1500 geladen. Um diese Teilchen zu detektieren, werden hohe technische Anforderungen an die verwendeten Detektoren gestellt. Mit einer Kombination von zwei, zusammen etwa 400 Tonnen wiegenden, supraleitenden  $4.2\text{ Tm}$ -Magneten werden die Teilchenbahnen zunächst in horizontaler Richtung auf eine analysierbare Spur-

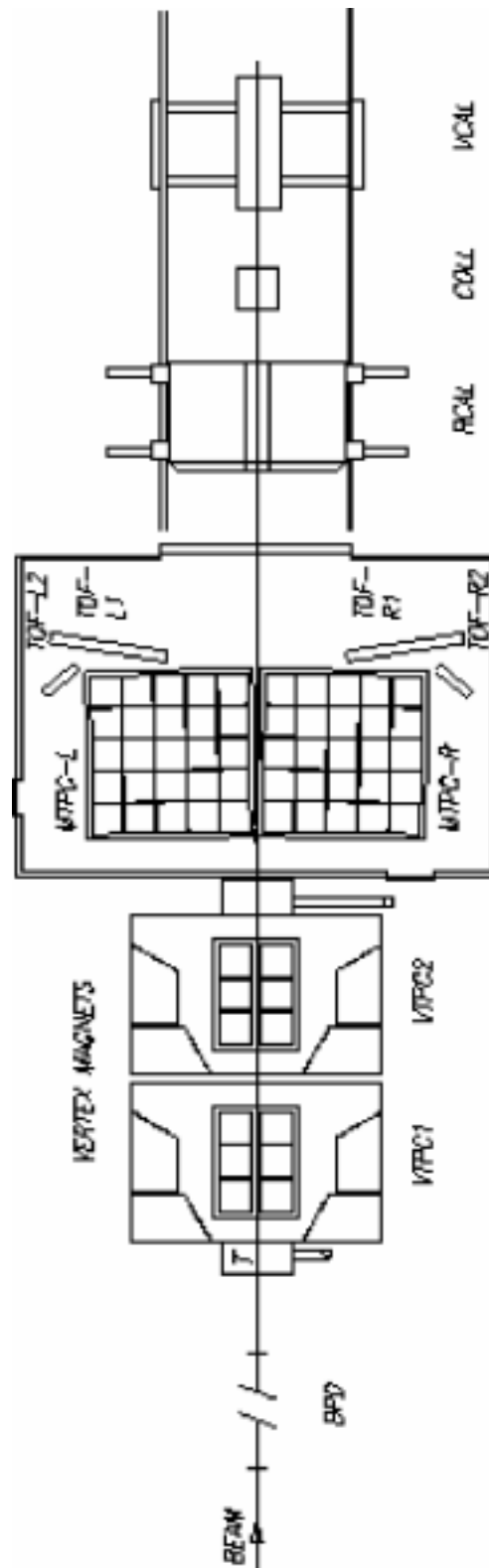


Abbildung 2.2: Aufbau des Experiments NA49

dichte aufgefächert. Da das Magnetfeld im wesentlichen homogen und seine Stärke im Prinzip in jedem Punkt des Raumes bekannt ist, lassen sich Teilchenspuren auf das Target zurückrechnen, auch wenn sie nicht innerhalb des Feldes beobachtet werden können und ihr Impuls unbekannt ist. Weisen die Projektionen der Spuren in der vertikalen Ebene auf das Target, so läßt sich mit der Bedingung  $B\rho = p/q$  und der Kenntnis des Vertex die einzig mögliche Kombination des Krümmungsradius  $\rho$  und des Impulses  $p$  berechnen.

## 2.1 Time Projection Chambers (TPC)



Abbildung 2.3: Eine der beiden MTPCs (Größe etwa  $3.6 \times 3.6 \times 1.2 \text{ m}^3$ )

Die Teilchen werden in vier Time Projection Chambers (TPCs) registriert, von denen zwei kleinere (VTPCs) in den Magneten und zwei großvolumige (MTPCs)

nebeneinander dahinter aufgebaut sind. In weiten Impulsbereichen soll über den spezifischen Energieverlust der Teilchen (Abb. 2.4) auch eine Identifizierung vorgenommen werden. Die TPCs decken nahezu den gesamten Phasenraum ab. Die

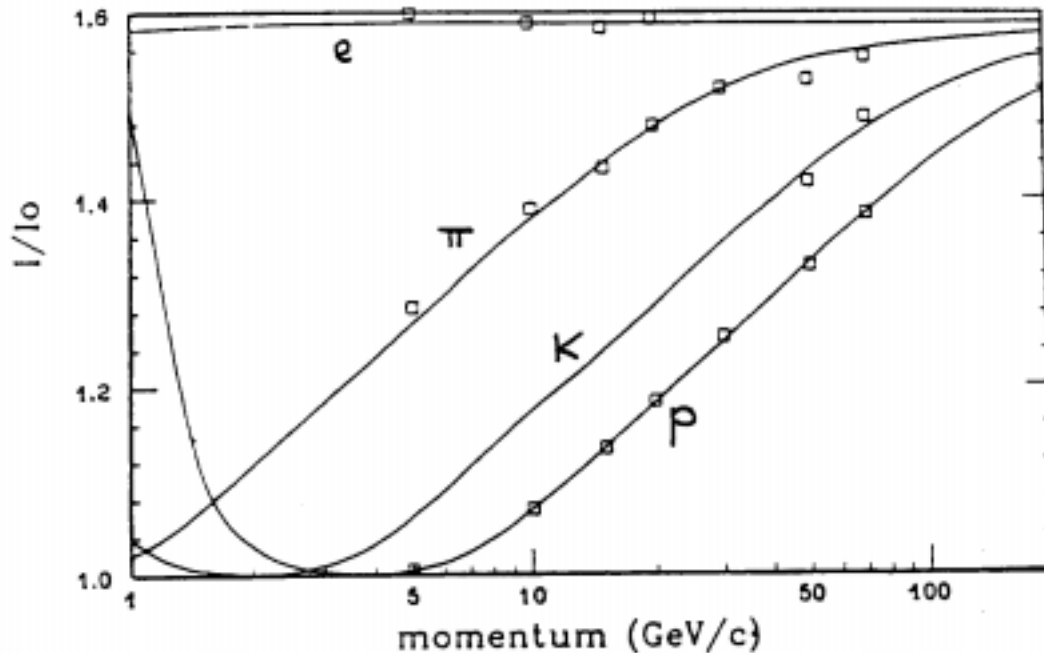


Abbildung 2.4: Spezifischer Energieverlust verschiedener Teilchen in Abhängigkeit vom Impuls [Leh83]

durch die Kammern fliegenden geladenen Teilchen ionisieren das darin enthaltene Gas  $Ne + CO_2$ , im Mischungsverhältnis 90:10 in den VTTPCs, bzw.  $Ar + CH_4 + CO_2$ , im Verhältnis 91:4.5:4.5 in den MTTPCs. Durch einen Feldkäfig aus vielen schmalen, aluminisierten Mylarstreifen, die um die gesamte TPC gewickelt sind und auf verschiedenen Spannungspotentialen liegen, wird ein homogenes elektrisches Feld (mit einer Feldstärke zwischen  $145 V/cm$  und  $195 V/cm$  in Abhängigkeit von der TPC) in den Kammern aufgebaut. Die entstehenden Elektronen driften in diesem Feld mit einer konstanten Geschwindigkeit von etwa  $2 cm/\mu s$  zur Decke der Kammer. Dort werden sie von unter Hochspannung (etwa  $1 kV$ ) stehenden Drähten innerhalb von Nanosekunden noch einmal stark beschleunigt, so daß durch viele Sekundärionisationen eine Elektronenlawine verursacht wird. Deren Ladung wird schließlich auf ein bis zwei Quadratzentimeter großen Elektroden (Pads) registriert. Damit ist die

Lage der Spur in zwei Dimensionen bestimmt. Aus der gemessenen Driftzeit der Elektronen ergibt sich die dritte Raumkoordinate, die Höhe, in der das Teilchen das Gas ionisiert hat. Diese Zeitkoordinate wird durch 512 Schnitte diskretisiert. Die Pad-Signale eines jeden Zeitschnitts werden in je einem Datenwort zwischengespeichert. Insgesamt besitzen alle TPCs zusammen etwa 182000 Pads. Multipliziert mit den 512 Zeitschnitten ergibt sich somit pro Event eine Datenmenge von 9.3 Mb, was hohe Ansprüche an das Datenaufnahmesystem stellt.

## 2.2 Flugzeitdetektoren

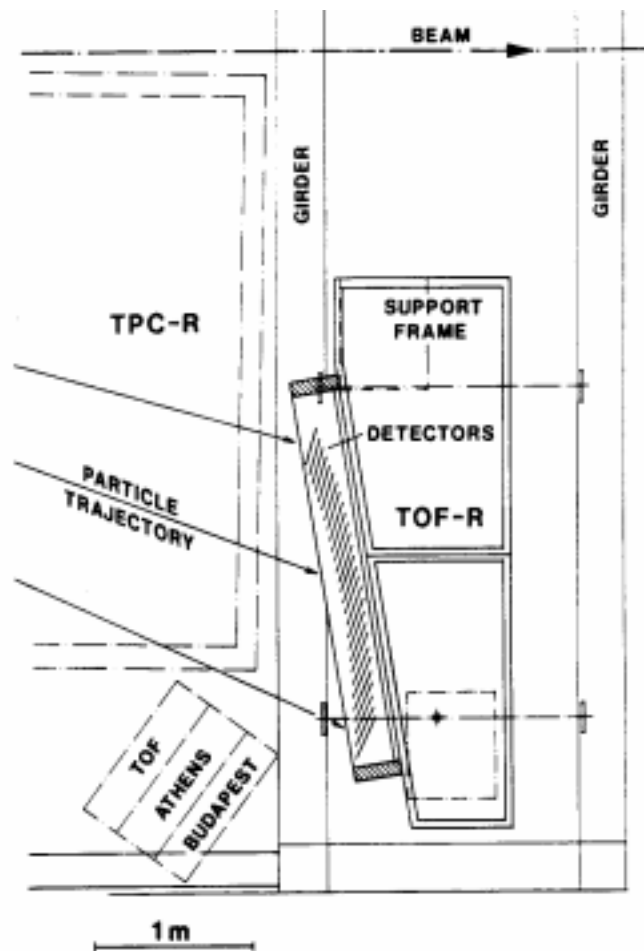


Abbildung 2.5: Anordnung des Flugzeitdetektors hinter der rechten MTPC

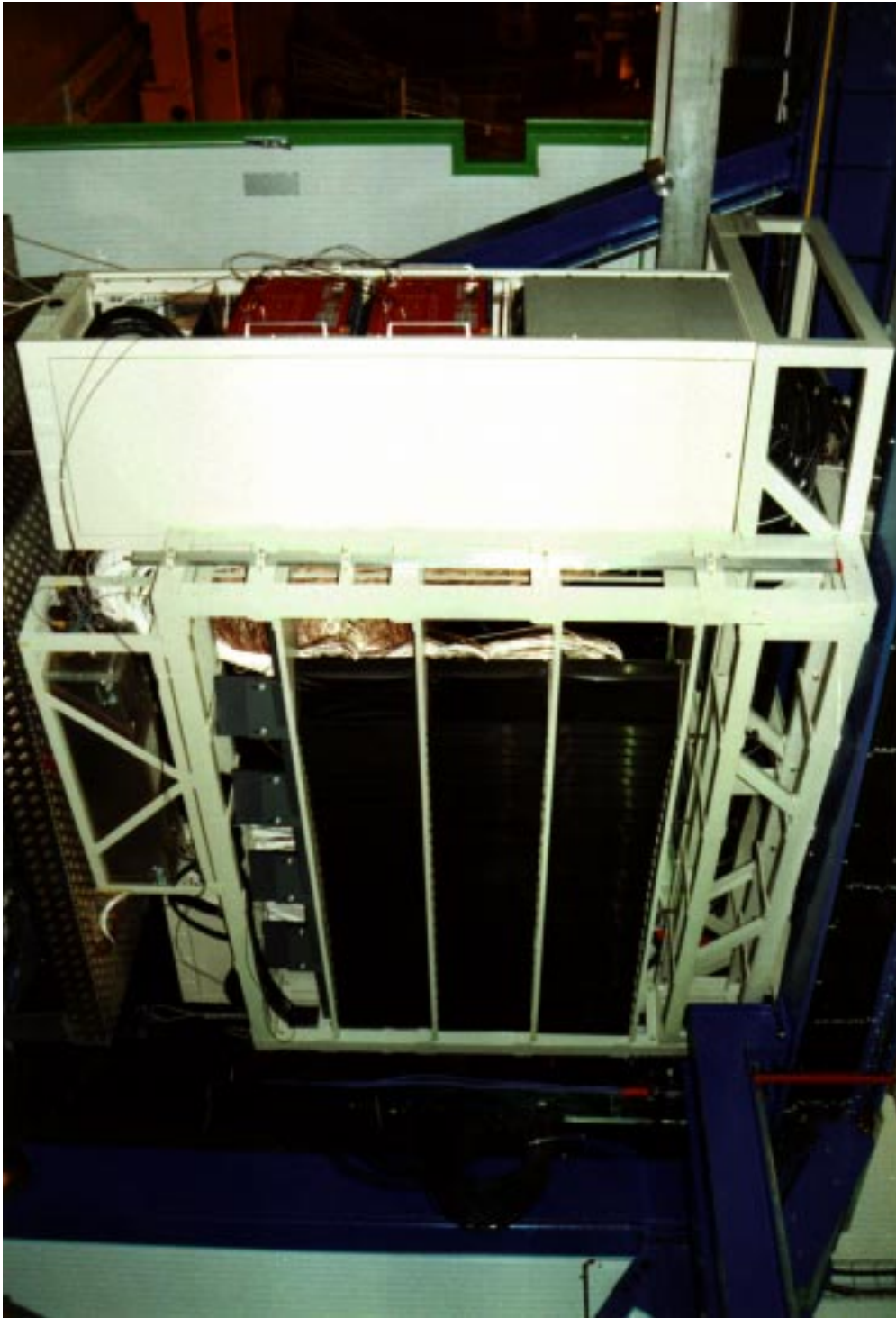


Abbildung 2.6: *Der Flugzeitdetektor*

↑ unten

oben ↑

Neben den TPCs dienen vier Flugzeitdetektoren (TOF) in ausgewählten Phasenraumbereichen der Identifizierung von geladenen Hadronen. Sie sind symmetrisch zur Strahlachse jeweils zu zweit schräg hinter den MTPCs angeordnet (Abb. 2.5). Die beiden größeren Wände wurden an der Universität Marburg entwickelt. Ihr Aufbau ist ausführlich in Kapitel 3 beschrieben. Einer der beiden Detektoren wurde auch hier gebaut (Abb. 2.6), der andere in Dubna.

Die Detektorwand besteht aus 891 Szintillationsdetektoren, die zusammen etwa eine Fläche von zwei Quadratmetern abdecken. Für alle Einzeldetektoren wird mit dem Startdetektor im Strahl (s.unten) eine Zeitmessung gestartet, die dann individuell durch Signale der Detektoren wieder gestoppt wird, sofern der Durchflug eines bei einer Reaktion entstehenden Teilchens zu registrieren ist. Zusammen mit der Flugstrecke ergibt sich aus der Flugzeitmessung die Geschwindigkeit der Teilchen und mit der zusätzlichen Impulsinformation mit Hilfe der Relation  $pc = \beta\gamma m_0c^2$  (mit  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ,  $\beta = \frac{v}{c}$ ) auch deren Masse.

Neben diesem Konzept der Flugzeitmessung gibt es zwei weitere, kleinere TOF-Detektoren. Sie wurden von einer griechisch-ungarischen Kollaboration entwickelt und gebaut. Ein solcher Detektor besteht aus langen, schmalen Szintillatorstäben, die gitterförmig angeordnet in zwei hintereinander stehenden Ebenen dessen wirksame Fläche doppelt abdecken und die zu Pixeln von wenigen Quadratzentimeter kombiniert werden. Diese Stäbe werden an jeweils beiden Enden mit einem Photomultiplier ausgelesen. Die Zahl der nicht verwertbaren Flugzeitmessungen ist bei diesem Detektorkonzept vermutlich höher, da die durch einen Szintillatorstab abgedeckte Fläche sehr groß und damit die Zahl von Mehrfachtreffern und Störungen durch die Gammastrahlung groß ist. Da zusätzlich das Verhältnis von wirksamer Fläche zu Umfang ungünstig ist, erhöhen sich auch die Verluste an den Kanten der Szintillatoren. Diese Detektoren wurden deshalb in Bereichen kleinerer Teilchendichte, also größerer Entfernung vom Strahl aufgestellt.

Die Zeitmessung wird für alle TOF-Detektoren ausgelöst durch einen 30 m vor dem Target im Teilchenstrahl stehenden Startdetektor (Abb. 2.7). Dieser registriert mit einem Photomultiplier (Philips XP2020Q [Phi90]) die Čerenkov-Strahlung, die in einem senkrecht zum Strahl stehenden 200  $\mu\text{m}$  dicken Quarzplättchen (Suprasil 1 von Hellma, Müllheim) von den durchfliegenden Bleikernen erzeugt wird. Čerenkov-Strahlung entsteht, wenn die Fluggeschwindigkeit der Teilchen ( $v$ ) größer als die Lichtgeschwindigkeit ( $c/n$ ) in diesem Medium ist. Durch das Coulombfeld des Teilchens werden die umliegenden Atome polarisiert. Während sich die dabei entste-



Abbildung 2.7: Der Startdetektor. Der Photomultiplier ist zur exakten Positionierung im Strahl auf einer Vorschubmechanik befestigt. Darauf befindet sich unter einer Schutzkappe vertikal und senkrecht zum Strahl ein dünnes Quarzglasplättchen

hende elektromagnetische Strahlung bei kleinen Fluggeschwindigkeiten ( $v < c/n$ ) durch Interferenz selbst vernichtet, entwickelt sich bei größeren Geschwindigkeiten eine kegelförmige Wellenfront. Der halbe Öffnungswinkel ( $\alpha$ ) des Kegels hängt dabei ab vom Verhältnis der beiden Ausbreitungsgeschwindigkeiten:

$$\cos \alpha = \frac{c/n}{v} = \frac{1}{\beta n}$$

Da der Winkel  $\alpha$  etwas größer als der Totalreflexionswinkel des Quarzglases ist, werden im Fall ideal glatter Oberflächen alle Quanten zum Photomultiplier transportiert. Die Zahl der pro Längeneinheit und Ladung entstehenden Quanten berechnet sich aus [Rev82]:

$$N = \frac{\alpha}{c} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) 2\pi d\nu \simeq 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)$$



Unter Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Photonen unterschiedlicher Wellenlänge (durch das spezielle Quarzglasfenster des Photomultipliers wird etwa der Bereich  $180\text{ nm} - 550\text{ nm}$  abgedeckt), der Ladung der Bleikerne ( $82+$ ) und der Dicke des Quarzplättchens errechnen sich etwa  $10^5$  Photonen. Die Reflexionsverluste sind nur sehr schwer abschätzbar, da die Zahl der Reflexionen sehr hoch ist und keine Kenntnisse über die Qualität der Oberfläche vorliegen. Es hat sich aber gezeigt, daß der Photomultiplier zwar bei relativ niedriger Spannung ( $-1.6\text{ kV}$ ) betrieben werden muß, aber aufgrund der hohen Photonenstatistik trotzdem ein sehr gutes Zeitauflösungsvermögen von etwa  $\sigma_{T\varnothing} = 25\text{ ps}$  Standardabweichung hat.

## 2.3 Kalorimeter



Abbildung 2.8: *Das Ringkalorimeter*

Etwa zwanzig Meter hinter dem Target befinden sich zwei Kalorimeter, die unterschiedliche Phasenraumbereiche abdecken. Das Ringkalorimeter (Abb. 2.8) erfaßt insbesondere bei abgeschalteten Magneten – nur dann sind seine Informationen von Relevanz – mit seinem Durchmesser von etwa drei Metern einen Großteil der bei der Reaktion erzeugten transversalen Energie. Es besitzt in der zentralen Region um den Strahl ein etwa  $56\text{ cm}$  breites Loch, so daß die Teilchen mit großer Vorwärts-Energie nicht erfaßt werden. Ein Teil dieser Teilchen gelangt durch einen Kollimator mit einem  $10 \times 10\text{ cm}^2$  großen Durchlaßfenster in das Vetokalorimeter. Dieses ist, genauso wie das Ringkalorimeter, aufgebaut aus mehreren wechselnden Schichten aus Blei bzw. Eisen und Szintillatorplatten mit einer Gesamtdicke von etwa neun Wechselwirkungslängen.

Die Teilchen werden im Kalorimeter durch Wechselwirkung mit der Materie vollständig gestoppt. Schauer von Teilchen durchdringen die Szintillatorplatten. Das dabei erzeugte Licht wird über wenige lange Lichtleiterstäbe mit Photomultipliern beobachtet. Bei peripheren Stößen nehmen nur wenige Nukleonen an der Reaktion teil. Die anderen (Spektatoren) gelangen somit in das Vetokalorimeter und erzeugen dort ein großes Signal, das somit ein Maß für den Stoßparameter der Reaktion ist. Mit der Bedingung, daß das Vetokalorimeter kein oder nur ein kleines Signal abgibt, werden im Normalbetrieb des Experiments (mit Magnetfeld) zentrale Stöße mit einem Stoßparameter von etwa  $b < 4\text{ fm}$  selektiert [Alb95].

# Kapitel 3

## Der Flugzeitdetektor

Während der Entwicklungsphase von 1991 bis 1994 wurden viele Tests, insbesondere von Elektronik und Datenaufnahme, am Fachbereich Physik der Universität Marburg durchgeführt. Die Entscheidung über den Aufbau der Detektoren wurde aber weitgehend bestimmt durch Resultate, die mit Prototypen im Rahmen des Vorgängerexperiments NA35 am CERN SPS erzielt wurden. Begleitet wurden diese Tests von Monte-Carlo-Simulationen zu den Eigenschaften der verschiedenen Detektorkomponenten. Diese sollen im folgenden zusammen mit den Ergebnissen der Experimente dargestellt werden (siehe auch [Eck92]).

### 3.1 Szintillator

Organische Szintillatoren lassen sich grob in drei Klassen einteilen: Kristalle, Flüssigkeiten und Plastik-Szintillatoren. Da in diesem Zusammenhang nur Plastik-Szintillatoren relevant sind, soll im folgenden nur deren Funktionsweise näher beschrieben werden (siehe auch [Mon94]). Jedoch ist allen gemeinsam, daß sie die Ionisation, die durch geladene Teilchen verursacht wird, zur Erzeugung von optischen Photonen - im allgemeinen im blau-grünen Wellenlängenbereich - nutzen. Durchfliegt ein geladenes Teilchen einen Szintillator, so hinterläßt es eine Spur von angeregten Molekülen. Bestimmte Arten von Molekülen, besonders solche, die aromatische Ringe enthalten, wie Polystyrole oder Polyvinyltoluole, werden einen Teil ihrer Energie ( $\approx 3\%$ ) in Form von optischen Photonen freisetzen. Diese Basisverbindung allein würde allerdings die Photonen nur im UV-Bereich, mit einer sehr großen Zerfallszeit ( $16\text{ ns}$  für reines Polyvinyltoluol) und einer sehr kurzen Abschwächungslänge von nur wenigen Millimetern emittieren. Durch Zusatz fluoreszierender Verbindungen

in einer Konzentration von etwa 1% Gewichtsanteil lassen sich diese Eigenschaften jedoch deutlich verbessern. Da der mittlere Abstand zwischen einem angeregten Molekül und einem Molekül des Zusatzes etwa  $100\text{\AA}$  beträgt, das heißt viel kleiner als die Wellenlänge des Lichts ist, wird der Energietransfer zwischen diesen nicht mehr dominiert durch die Abstrahlung von Photonen, sondern durch resonante Dipol-Dipol-Wechselwirkungen, die beide Komponenten stark koppelt. Die Zerfallszeiten werden um eine Größenordnung kleiner und die Wellenlängen der emittierten Photonen liegen nun etwa im Bereich um  $340\text{ nm}$ . Durch eine zweite und manchmal auch dritte Zugabe von anderen sogenannten Wellenlängenschiebern in kleineren Konzentrationen verschiebt sich das Spektrum in den Bereich um  $400\text{ nm}$ . Hier ist der Szintillator deutlich transparenter (die Abschwächungslänge liegt bei etwa  $1\text{ m}$ ) und die Photonen lassen sich damit wesentlich leichter durch Photomultiplier detektieren. Typische Photonen-Ausbeuten liegen bei etwa einem Photon pro  $100\text{ eV}$  deponierter Energie [Cla74]. Bezogen auf den Aufbau des Flugzeitdetektors, mit einer Szintillatordicke von  $2.3\text{ cm}$  und relativistischen Pionen, heißt das, daß die Teilchen einen Energieverlust von etwa  $5\text{ MeV}$  erleiden [Rev82, Pau71]. Somit werden also typischerweise  $50000$  Photonen emittiert. Das resultierende Photoelektronensignal hängt jedoch von den Lichtsammelungs- und Transporteigenschaften des Szintillators und der Quantenausbeute des Photomultipliers ab.

Experimentiert wurde mit den Materialien NE104 und Pilot-U der Firma Nuclear Enterprises [NE80] und mit den damit vergleichbaren Produkten der Firma Bicon, BC-404 und BC-418 [BC91].

Szintillator	NE104	Pilot U	BC-404	BC-418
Lichtausbeute [% Anthrazen]	68	67	68	67
Anstiegszeit [ns]	0.6	0.5		
Zerfallskonstante [ns]	1.9	1.4	1.8	1.4
Wellenlänge max. Emission [nm]	406	391	408	391
Abschwächungslänge [cm]	120	100	160	100

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der wichtigsten Szintillatoreigenschaften

NE104 und BC-404 besitzen eine geringfügig größere Lichtausbeute, eine größere Absorptionslänge und ihr Emissionsspektrum liegt in einem etwas höheren Wellenlängenbereich, wo auch die Quantenausbeute des Photomultipliers größer ist. Da

das zeitliche Auflösungsvermögen des Detektors etwa mit  $1/\sqrt{n}$  von der Zahl der Photoelektronen abhängt, sprechen diese Eigenschaften für diese Materialien. Jedoch ist der Unterschied zu den beiden anderen Materialien gering, da die Detektoren letztlich sehr kurz im Vergleich zu ihrer Absorptionslänge und die Breite der Emissionsspektren (Abb. 3.1) sehr groß im Vergleich zur Differenz der Maxima sind.

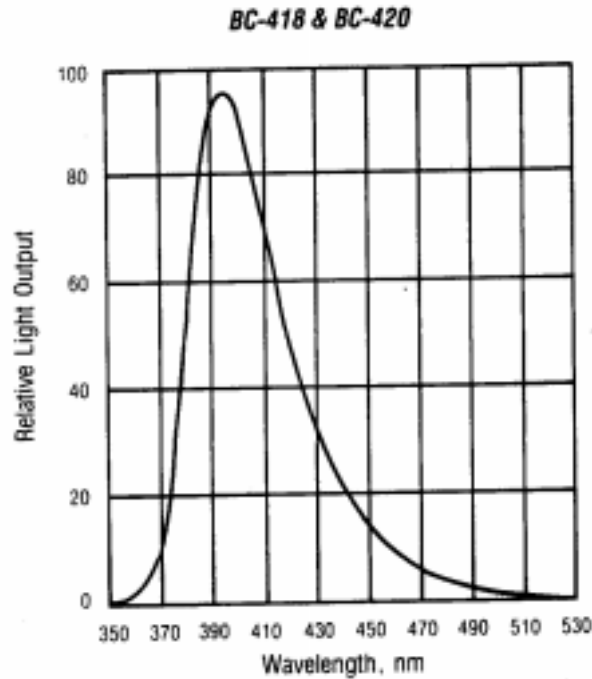


Abbildung 3.1: *Emissionsspektrum von BC-418 [BC91]*

Sowohl im Experiment wie auch in der Simulation hat sich gezeigt, daß die für die Zeitauflösung wichtigere Eigenschaft der Szintillatoren eine kleine Zerfallskonstante ist. Dies spricht für Pilot-U bzw. BC-418. Da sich beide in ihren Eigenschaften nicht unterscheiden, gab letztlich der günstigere Preis den Ausschlag für BC-418.

Die Abmessungen der Szintillatoren ergaben sich einmal aus der Bedingung, daß die Wahrscheinlichkeit von nicht verwertbaren Mehrfachtreffern nicht größer als 15% sein sollte. In Abhängigkeit von der Teilchendichte am Ort des Detektors beschränkte dies die Trefferfläche auf etwa 20 bis 30  $cm^2$ . Zusätzlich sollte einerseits die Signallaufzeit im Szintillator möglichst unabhängig von der Höhe des Durchstoßpunktes auf dem Szintillator sein, d.h. die Abmessung in dieser Richtung muß klein gewählt werden, aber andererseits sollten sich die Detektoren auch lückenlos stapeln las-

sen. Der Durchmesser des Photomultipliers einschließlich seines Abschirmzylinders beträgt etwa  $33\text{ mm}$ . Die Höhe des Szintillators wurde also auf  $34\text{ mm}$  festgelegt. Damit ergaben sich für drei verschiedene Teilchendichtebereiche Szintillatorlängen von  $6$ ,  $7$  und  $8\text{ cm}$ . Seine Dicke wurde dem Durchmesser der Photokathode angepaßt. Mit größer werdender Dicke erhöht man zwar linear auch die Zahl der emittierten Photonen und damit, wenn auch nicht im gleichen Maß, deren Ausbeute an der Photokathode. Jedoch steigt gleichzeitig auch die Wahrscheinlichkeit der unerwünschten Konversion von Gammastrahlung. Die Dicke wurde auf  $2.3\text{ cm}$  festgelegt.

Theoretisch gelangen maximal nur  $45\%$  aller emittierten Photonen direkt oder durch Totalreflexion in den Photomultiplier [Kei70]. Um diesen Anteil zu erhöhen, wurde die Verspiegelung des Szintillators diskutiert. Da das Bestreichen der Oberflächen mit Reflektorfarbe oder das Bedampfen mit Aluminium die sehr wirksame Totalreflexion zerstört hätte, wurden die Detektoren schließlich glatt mit Aluminiumfolie umwickelt. Die Zahl der detektierten Photonen erhöht sich dadurch um etwa  $80\%$ . Auch wenn diese, da sie unter steileren Winkeln emittiert wurden, im Mittel etwas später an der Photokathode eintreffen, wirkt sich die Faltung der reinen Photonenflugzeit mit der Emissionszeit des Szintillators und der viel breiteren zeitlichen Verteilung der Elektronenlawine an der Anode des Photomultipliers deutlich positiv auf das zeitliche Auflösungsvermögen des Detektors aus.

Am Anfang der Entwicklungsphase wurde auch der Einsatz eines Lichtleiters zwischen Szintillator und Photomultiplier diskutiert. Dies, um die Photonen aus dem rechteckigen Querschnitt des Szintillators auf den kleineren, runden Querschnitt des Photomultipliers zu leiten, um eine lineare Abhängigkeit der Signallaufzeit im Szintillator vom Durchstoßpunkt zu erhalten und um schädliche Čerenkov-Strahlung zu unterdrücken. Es hat sich aber gezeigt, daß der Lichtleiter seinem Namen nicht gerecht wird, denn die Lichtverluste im sich konisch zuspitzenden Teil waren sehr groß. Ohne Lichtleiter dagegen erfaßt die Photokathode die von der Szintillatorgrenzfläche emittierten Photonen in einen sehr viel größeren Raumwinkel. Die erhöhte Quantenausbeute wirkt sich stark positiv auf das Zeitauflösungsvermögen des Detektors aus. Dies wird auch durch die Čerenkov-Strahlung, die aus vergleichsweise wenigen ( $\approx 300$  im detektierbaren Wellenlängenbereich) und damit stark fluktuierenden Photonen besteht und die stets die ansteigende Flanke des Photomultipliersignals beeinflusst, da die Quanten Nanosekunden früher abgestrahlt werden, nicht signifikant negativ beeinträchtigt. Jedoch bleibt das Argument bestehen, daß die Signallaufzeit nichtlinear vom Durchstoßpunkt des Teilchens abhängt und insbesondere der erste

Zentimeter vor der Photokathode nur schwer zu analysieren ist (siehe Abbildungen 4.3 und 4.4).

## 3.2 Photomultiplier

Die Aufgabe des Photomultipliers besteht darin, die kleinen Lichtpulse in einen meßbaren elektrischen Strom umzuwandeln. Hier stehen viele verschiedene Typen von Röhren zur Verfügung. Am gebräuchlichsten sind dabei solche, die eine semitransparente Kathode an der Stirnseite ("Head-On"-Typ) und ein linear fokussierendes Dynodensystem besitzen (Abb. 3.2). Sie sind am besten geeignet für Anwendungen, bei denen eine gute Zeitauflösung gefordert ist.

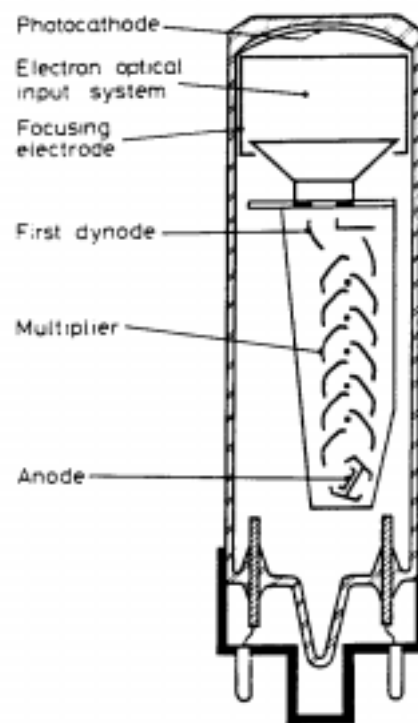


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers [Phi90]

Die Kathode besteht aus einem lichtempfindlichen Material, meist einer Bialkali-Verbindung, die dünn auf der Rückseite des plankonkaven Eintrittsfensters (Borsilikatglas) aufgedampft ist, gefolgt von einem Elektroden-System zur Sammlung und

Fokussierung der Elektronen, einer Kaskade von Dynoden zur Elektronenvervielfachung und einer Anode, von der das Signal schließlich abgegriffen wird. All dies befindet sich in einem evakuierten Glasbehälter. Kathode, Dynoden und Anode liegen auf unterschiedlichen, monoton ansteigenden Potentialen. Trifft ein Photon auf die Kathode, so wird mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit mittels Photoeffekt aus dieser ein Photoelektron herausgeschlagen. Dies hängt stark vom Material der Kathode und des Einlaßfensters ab und von der Wellenlänge des einfallenden Lichts und findet seinen Ausdruck in der Quantenausbeute, die sich beschreiben läßt durch [Phi90]:

$$QE = sk_{e(\lambda)} \frac{hc}{e\lambda}$$

wobei  $sk_{e(\lambda)}$  die Strahlungsempfindlichkeit der Photokathode bezeichnet und sich errechnet aus dem Verhältnis von Kathodenstrom  $I_k$  und Strahlungsleistung der Lichtquelle  $\Phi(\lambda)$  (Abb. 3.3).

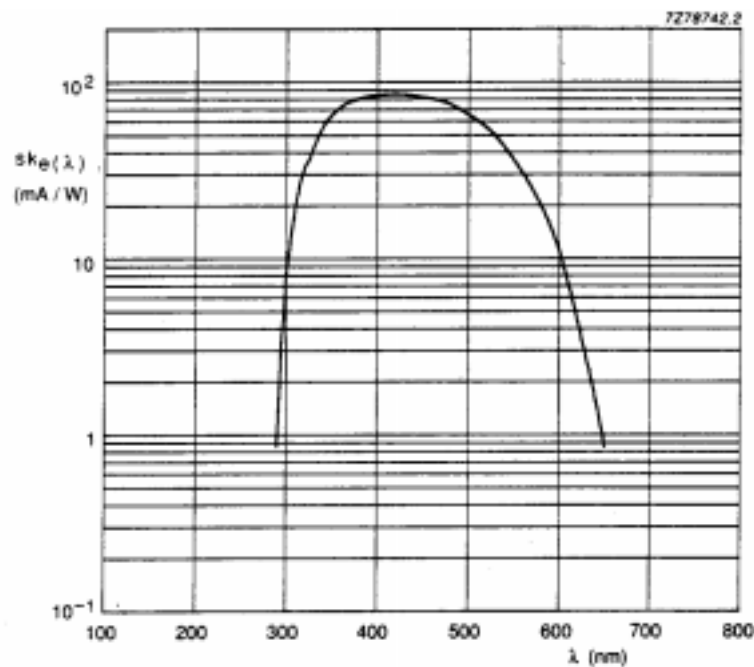


Abbildung 3.3: Strahlungsempfindlichkeit der Photokathode [Phi90]

Der größte Teil der entstehenden Photoelektronen wird durch das Fokussierungssystem zur ersten Dynode beschleunigt. Aus dieser schlagen sie aufgrund ihrer gewonnenen kinetischen Energie einige Sekundärelektronen heraus, die wiederum zur



nächsten Dynode beschleunigt werden. So entsteht schließlich bis zur Anode eine Lawine von Elektronen, deren Strom meßbar ist. Bei einer an die Kathode angelegten Hochspannung von typisch  $-1.7\text{ kV}$  beträgt die Stromverstärkung im Mittel etwa  $10^6$ . D.h. bei einem auftreffenden Elektron werden bei zehn Dynoden-Stufen etwa vier ( $= \sqrt[10]{10^6}$ ) Sekundärelektronen herausgeschlagen. Tatsächlich ist die Spannungsdifferenz zwischen der Kathode und der ersten Dynode im allgemeinen größer als zwischen den restlichen Dynoden-Stufen, um die entstehenden Photoelektronen schneller einzufangen und durch die größere Zahl von entstehenden Sekundärelektronen die Schwankung der Verstärkung klein zu halten. Das zeitliche Auflösungsvermögen eines Photomultipliers ist einerseits abhängig von der Zahl der entstehenden Photoelektronen, genauer gesagt ist es proportional zu  $1/\sqrt{N}$ , ist aber andererseits auch abhängig von den internen Eigenschaften der Röhre. Die Signallaufzeit innerhalb des Photomultipliers hängt ab vom Auftreffort eines Photons auf der Kathode (Differenzen von mehreren hundert Pikosekunden sind typisch) und von Impuls und Flugrichtung des emittierten Photoelektrons. Beide Effekte werden natürlich wieder durch eine große Zahl von einfallenden Photonen reduziert, da in jedem Puls die Kathode etwa gleich ausgeleuchtet wird. Die Signallaufzeit variiert mit  $1/\sqrt{U_{HV}}$  auch mit der angelegten Hochspannung, d.h. Spannungsschwankungen verschlechtern das Auflösungsvermögen. Schließlich hängt es noch ab von der Breite des Anodensignals und hier insbesondere von der Anstiegszeit.

Getestet wurden die  $1\frac{1}{8}$ "-Photomultiplier XP2962 und XP2972 von Philips und die  $\frac{3}{4}$ "-Röhre R3478 von Hamamatsu [Ham88]. Der Photomultiplier von Hamamatsu

Photomultiplier	R3478	XP2962	XP2972
Kathodendurchmesser [cm]	1.5	2.3	2.3
Zahl der Dynoden	8	8	10
Maximale Kathodenspannung [kV]	-1.8	-1.8	-1.9
Maximale Stromverstärkung	$1 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^6$
typische Signallaufzeit [ns]	14	20	23
Anstiegszeit des Anodensignals [ns]	1.3	1.8	1.9

Tabelle 3.2: Vergleich einiger Photomultipliereigenschaften

hatte eine etwas bessere Zeitauflösung als die beiden anderen von Philips, die sich wiederum nur wenig voneinander unterschieden. Letztlich gab der deutlich günsti-

gere Preis den Ausschlag für die XP2972 von Philips. Zur Abschirmung von sich negativ auswirkenden Magnetfeldern wurden die Photomultiplier mit einem Zylinder aus  $\mu$ -Metall (Vacuumschmelze GmbH, Hanau) umhüllt.

### 3.3 Zusammenbau der Detektoren

Szintillator und Photomultiplier sollten dauerhaft miteinander verbunden werden. Hier standen die Kleber BC-600 von Bicon und NE581 von Nuclear Enterprises zur Verfügung. Beide bestehen aus einem Epoxyd-Harz und einem separat gelieferten Härter. In ihren optischen Eigenschaften unterscheiden sich beide nur geringfügig. Sie sind transparent, farblos und haben einen Brechungsindex zwischen 1.56 und 1.58, so daß Brechungs- und Reflexionsverluste minimal sind, da auch Szintillator und Photomultiplier ähnliche Brechzahlen haben. Die Transmissionskennlinie geht für BC-600 weiter in den ultravioletten Bereich, liegt aber dafür im Bereich des Emissionsspektrums des Szintillators bei dünner Klebeschicht geringfügig unterhalb des NE581. Bei einer Schichtdicke von nur etwa  $20\ \mu\text{m}$  ist der Transmissionsgrad bei beiden ungefähr 98%. NE581 ist aber in der Handhabung komplizierter, da seine Harzkomponente bei Raumtemperatur fest ist und erst durch ein warmes Wasserbad in den gleichen zähflüssigen Zustand wie BC-600 übergeht. Deshalb wurde der Kleber von Bicon bevorzugt.

Zur Vereinfachung des Klebevorgangs wurde eine Haltevorrichtung entwickelt (Abb. 3.4). Sie ermöglicht es gleichzeitig 28 Photomultiplier und Szintillatoren genau zu positionieren und diese nach dem Auftragen des Klebers mit geringem Druck gegeneinander zu fixieren. Sie besteht im wesentlichen aus einer stehenden Aluminiumprofilplatte, auf der auf beiden Seiten die Halterungen für die Szintillatoren und kurze Schienen aus Doppelspurstahlwellenprofilen angebracht sind. Auf diesen Schienen werden mittels einer Vorschubeinrichtung die kugelgelagerten Schlitten mit der Halterung für die Photomultiplier kontrolliert bewegt. Die Szintillatorhalterungen bestehen aus Teflon, um die empfindlichen Oberflächen der Szintillatoren nicht zu beschädigen. Aluminiumplatte, Schienen und Schlitten wurden bei der Firma Isel Automation, Eiterfeld bezogen.

Nach dem Einbau der Detektoren in ihre Halterungen wurden zur Erhöhung der Klebefestigkeit die zu klebenden Oberflächen der Szintillatoren mit Schmirgelpapier aufgeraut und ebenso wie die Kathodenfenster der Photomultiplier mit Ethanol gereinigt. Danach wurde der Kleber nach den Vorgaben des Herstellers angerührt und



Abbildung 3.4: Klebeapparatur

mittels Vakuumtechnik von Luftblasen befreit. Nach dem Aufbringen eines Tropfens Kleber auf den Photomultiplier wurde dieser langsam gegen den Szintillator geschoben und in dieser Position bis zur Aushärtung des Klebers etwa 24 Stunden fixiert.

### 3.4 Verpackung der Detektoren

Für die Wahl der Verpackung der Detektoren waren einige Anforderungen zu erfüllen:

- Da Photomultiplier sehr empfindlich auf Licht reagieren, mußte die Verpackung lichtdicht sein.

- Sie sollte möglichst dünn sein, um eine hohe Packungsdichte zu erreichen, und auch gleichzeitig leicht, um Wechselwirkungen von Teilchen und Gammastrahlung mit dem Verpackungsmaterial so gering wie möglich zu halten.
- Andererseits wird eine gewisse Stabilität vorausgesetzt, denn die Detektoren müssen mit ihren Verpackungen handhabbar, transportierbar und innerhalb der Wand lange Zeit positionierbar sein, ohne dabei Szintillatoren und Klebestellen hohen mechanischen Belastungen auszusetzen.
- Schließlich sollte die Verpackung so gewählt werden, daß ein Austausch von defekten Detektoren leicht möglich ist.



Abbildung 3.5: *Kassette mit geöffnetem Deckel*

Es wurde eine Kassette entwickelt, in der elf Detektoren Platz finden (Abb. 3.5). Die Größe der Kassette wurde so gewählt, daß die Szintillatoren dicht gepackt mit möglichst wenig Spiel hinein passen. Da der Durchmesser der Photomultiplier mit ihren Abschirmzylindern größer ist als die Dicke der Szintillatoren, wurden die Vorder- und Rückseite der Kassette mit Schlitzfenstern versehen. Um die Lichtdichtheit weiter zu gewährleisten, wurden schwarze Folien aufgeklebt. Die Rückseite und die lange Schmalseite, aus der die Kabel herausgeführt werden, bestehen aus einem gebogenen, 2 mm starken Aluminiumblech. Alle anderen Seiten sind aus ebenso starkem

Plastik. Da die Szintillatoren einzeln mit Aluminiumfolie umwickelt sind, wird ein Übersprechen von einem Detektor zum anderen vermieden. Die Kabel der Photomultiplier werden durch einen kleinen Schlitz in eine zweite Kammer, den Kabelschacht, geführt. Dort werden sie gebündelt aus einem Loch in der schmalen Aluminiumseite herausgeleitet.

### 3.5 Aufbau der Detektorwand

Der äußere Rahmen der Detektorwand besteht aus Aluminium- und Stahl-U-Profil-Trägern. Er ist drehbar befestigt an einer ebenfalls aus Stahlträgern bestehenden Wagenkonstruktion, die senkrecht zur Strahlachse beweglich ist. Mit dieser variablen Detektoraufhängung ist es möglich, dessen Position der Einstellung des Magnetfeldes anzupassen.

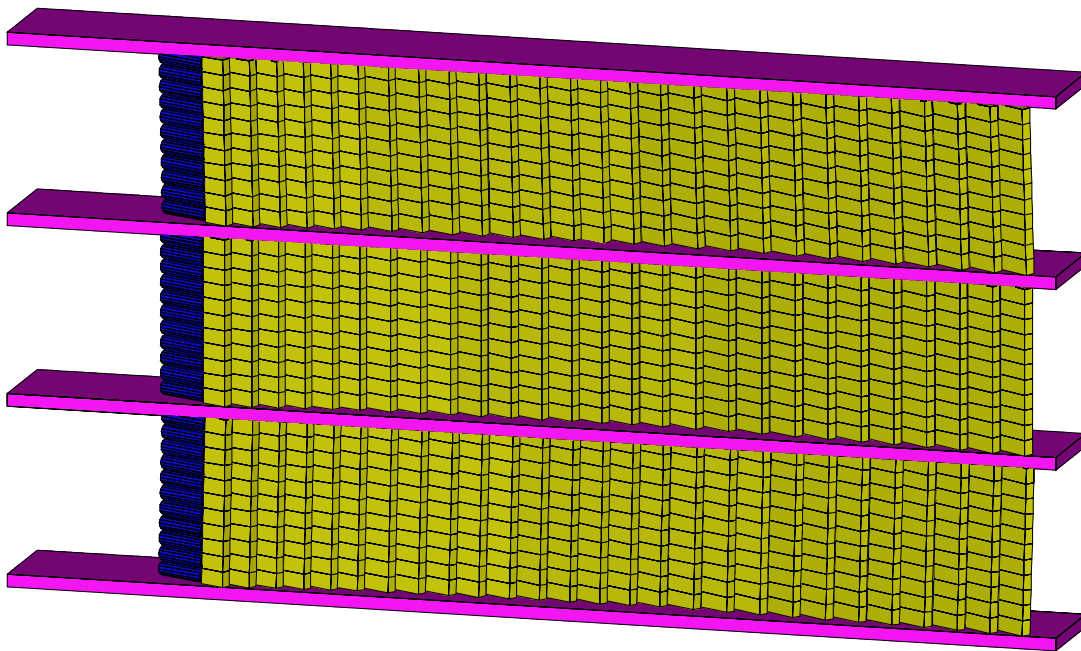


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau der Detektorwand

Für den Einbau der Kassetten in die Wand wurde diese durch besonders leichte aber stabile Bretter – Kunststoffwabenplatten, eingehüllt in dünne Glasfaserplatten (Arthur Krüger Kunststoffe, Barsbüttel) – in drei Ebenen unterteilt. Auf diese Bretter wurden schmale, mit Nuten versehene Aluminiumschienen aufgeklebt. Die

Kassetten wurden nun mit ihrer etwas längeren Aluminiumrückseite in diesen Nuten wie Dachziegel gegeneinander versetzt aufgestellt. Da die Teilchen stets möglichst senkrecht auf die Szintillatoren auftreffen sollten, wurde durch Simulationsrechnungen der Aufstellwinkel jeder einzelnen Kassette berechnet und bei der Montage der Nuten berücksichtigt. Abbildung 3.6 zeigt den schematischen Aufbau der Wand.

Zur weiteren Vermeidung von Restlichteinfall sind Vorder- und Rückseite der Wand mit einer schwarzen Folie abgedeckt. Zusätzlich soll eine aluminisierte Mylarfolie an der Vorderseite der Wand die MTPC vor der Wärmeentwicklung der Photomultiplier schützen. Die Detektoren befinden sich in einer klimatisierten Hütte mit einer konstanten Temperatur von etwa  $21^{\circ}\text{C}$ . Die Photomultiplier ziehen mit ihrem Gesamtwiderstand von  $9.2\text{ M}\Omega$  bei einer angelegten Spannung von  $1.4\text{ kV}$  einen Strom von etwa  $0.15\text{ mA}$ . Alle 891 Detektoren haben also zusammen eine Leistungsaufnahme von etwa  $200\text{ W}$ . Da die Wärme lediglich durch Diffusion abgeführt wird, erhöht sich die Temperatur innerhalb der Wand auf etwa  $28^{\circ}\text{C}$ .

Schräg hinter der Wand hängen ebenfalls am Rahmengerüst befestigt zwei  $19''$ -Schränke. In ihnen befinden sich die Hochspannungsverteiler zur Versorgung der Photomultiplier, ein Kühlaggregat und das Verteilerbrett mit den Anschlüssen für die Signalkabel.

Es erfordert eine lange Meßzeit, wenn man mit Kern-Kern-Reaktionen im Target für alle Szintillationsdetektoren Kontrollspektren aufnehmen möchte. Um dies schneller und unabhängig vom Strahl zu erreichen und damit eine Möglichkeit der Hochspannungseinstellung und Funktionsüberwachung zu haben, wurde ein Lasersystem entwickelt [Eul94]. Unterhalb der Detektorwand befindet sich ein gepulster Stickstofflaser mit einer Pulsbreite von etwa  $3\text{ ns}$  und einer Wellenlänge von  $337\text{ nm}$ . Diese Lichtpulse werden zunächst fokussiert und mit einem Filtersystem auf eine geeignete Stärke abgeschwächt und dann über ein Bündel von  $600\text{ }\mu\text{m}$  Fasern zu den Kassetten geleitet. Dort wird das Licht in einer zweiten Verteilerstufe weiter aufgefächert und mit einem weiteren Bündel von  $100\text{ }\mu\text{m}$  Fasern auf die Szintillatoren gelenkt. Der Szintillator wird durch das ultraviolette Licht ebenfalls zu Szintillationen angeregt. Eine Photodiode (Siemens BPX 65) im Laserstrahl erzeugt das Start- und Triggersignal. Auch wenn dieses System nicht im gewünschten Maß zum Einsatz kommen konnte, da die Streuung der 891 Lichtamplituden zu groß war, leistet es doch oft hilfreiche Dienste bei Funktionstests.

### 3.6 Elektronik

Die Signale eines jeden Detektors (einschließlich des Startdetektors) werden über lange verlustarme Kabel in den Elektronikschränken des Meß- und Kontrollraums zusammengeführt. Hier werden sie zunächst mit einem passiven Splitter in zwei gleiche Hälften aufgeteilt. Ein Teil gelangt in einen Analog-Digital-Wandler (QDC), mit dessen Hilfe die Amplitude des Signals bestimmt wird. Die andere Hälfte des Analogsignals wird zunächst in einem Diskriminator in ein logisches Signal umgewandelt und schließlich in einem Zeit-Digital-Wandler (TDC) zur Flugzeitmessung verwendet. Abbildung 3.7 verdeutlicht sehr vereinfacht den Aufbau der Elektronik.

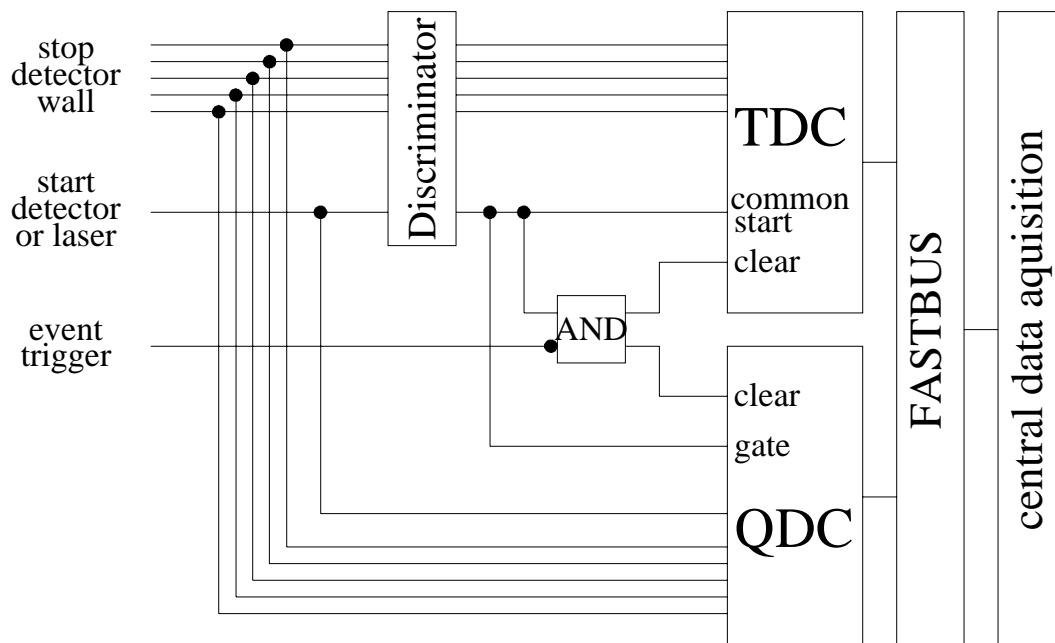


Abbildung 3.7: Vereinfachte Darstellung des Elektronik-Aufbaus

Diskriminator, QDC und TDC sind Module im Fastbus Standard, der eine hohe Zahl von Kanälen pro Modul ermöglicht. Der Diskriminator (STR138 der Firma Struck mit 32 Kanälen pro Modul) arbeitet nach dem sogenannten “Constant Fraction” Verfahren. Während bei einem “Leading-Edge”-Diskriminator das Eingangssignal lediglich eine definierte Triggerschwelle überschreiten muß, um die Generierung eines logisches Ausgangssignal definierter Länge zu aktivieren, wird hier

zunächst eine Hälfte des Eingangssignals verzögert und mit der anderen, invertierten und zusätzlich verkleinerten Hälfte überlagert. Der Diskriminator triggert nun auf den Nulldurchgang dieses Summensignals. Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß die Abhängigkeit des Triggerzeitpunkts von der Amplitude des Eingangssignals klein ist. Diese Abhängigkeit nennt man Walk-Effekt. Die Einstellungen von Delay (zwischen 2 und 5 ns) und Fraction (zwischen 0.33 und 0.5) hatten keinen großen Einfluß auf die Stärke des Effekts. Er lag bei Eingangssignalhöhen im (in Bezug auf das Experiment sicher unrealistisch weiten) Bereich zwischen 200 mV und 1.5 V bei 200 ps. In Konkurrenz zu diesem Produkt stand der Diskriminator LC3420 von LeCroy. Obwohl der LC3420 deutlich günstiger war, hatte er den Nachteil, daß es hier zu einem starken Übersprecheffekt zwischen benachbarten Kanälen kam, der zu Zeitmeßverfälschungen von über 100 ps bei etwa zeitgleichen Eingangssignalen führte (Abb. 3.8). Da der Diskriminator STR138 noch in der Entwicklungsphase war, wurde er auf diesen Effekt hin untersucht und optimiert.

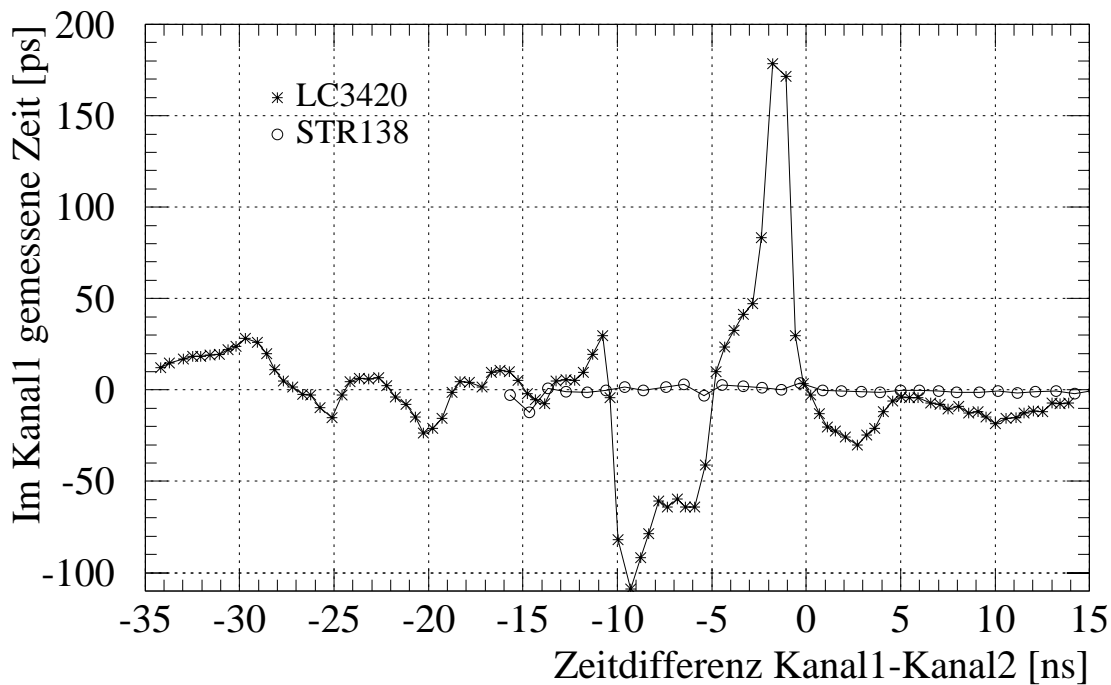


Abbildung 3.8: Crosstalk im Diskriminator

Die Amplitudenmessung erfolgt mit dem QDC Modell 1882F von LeCroy. Bei diesem Analog-Digital-Wandler mit 96 Kanälen je Modul wird in der Zeit, in der ein



Gate Signal am Modul anliegt, der Strom am QDC Eingang integriert, digitalisiert und als 12 Bit Datenwort zwischengespeichert. Das Gate Signal wird dabei erzeugt aus dem Signal des Startdetektors. Es hat eine Breite von  $100\text{ ns}$  und ist so mit den Signalen der Stopdetektoren synchronisiert, daß alle Signale in dieses Gate fallen und detektiert werden können.

Mit den TDC Modulen 1872A von LeCroy wird die Zeit zwischen Start- und Stoppsignal am Eingang des TDC gemessen. Dabei werden mit dem Signal des Startdetektors alle Kanäle eines Moduls gleichzeitig aktiviert, aber individuell mit den Signalen der Detektorwand gestoppt. Mit dem TDC läßt sich eine maximale Zeitdifferenz von  $100\text{ ns}$  mit einer Auflösung von  $25\text{ ps}$  messen. Die Zeit wird digitalisiert und wieder als Zahl aus dem Bereich 0 bis 4095 zwischengespeichert.

Zeit- und Ladungsinformation werden gegebenenfalls vom zentralen Datenaufnahmesystem abgefragt und mit den Informationen der anderen Detektoren auf einem Magnetband gespeichert. Etwa 99% aller Strahlprojekte passieren jedoch das Target ohne Wechselwirkung. Vom verbleibenden Rest verursachen auch wiederum nur wenige Prozent einen so zentralen Stoß, daß man sich davon interessante physikalische Ergebnisse erhofft. Da jedoch alle Projekte im Startdetektor ein Signal hinterlassen und damit auch die Zeit- und Ladungsmessung aktivieren, ist es notwendig, die TDC's und QDC's wieder zu deaktivieren und ihre Speicherinhalte zu löschen. Diese Prozedur wird auch mit jedem Startsignal ausgelöst, es sei denn, daß ein Triggersignal der zentralen Datenaufnahme die Messung eines zentralen Stoßes signalisiert.

Neben der zentralen Datenaufnahme existiert auch ein lokales System zur Überwachung der Detektoren (Slow-Control-System) [Cyp95]. Hier werden solche zentralen Reaktionen gespeichert, die von der zentralen Datenaufnahme verworfen wurden, und auch Detektorsignale, die mit dem Laserkalibriersystem erzeugt wurden. Zusätzlich wird mit dem Slow-Control-System die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier gesteuert und überwacht.

# Kapitel 4

## Die Datenanalyse

### 4.1 Korrektur und Eichung der Daten

Die Analyse der TOF-Rohdaten setzt die Rekonstruktion der Spuren in der MTPC voraus. Notwendige Angaben zu den zu identifizierenden Teilchen sind Ort und Richtung der Teilchenbahnen in der MTPC, die Länge der Flugbahn vom Target bis zur MTPC und der Impulsvektor der Teilchen. Zusätzlich hilfreich sind ihr spezifischer Energieverlust ( $dE/dx$ ) in der MTPC und die Rekonstruktion der Spur durch mehrere TPCs (“global tracking”), um die Zahl der falsch rekonstruierten Teilchen zu verringern.

#### 4.1.1 Bestimmung der Detektorposition

Es müssen Position und Orientierung aller 891 Szintillatoren in Bezug auf die MTPC bestimmt werden. Dabei ist es zunächst ausreichend, die Detektorwand als Ganzes auszurichten, da der innere Aufbau der Wand im wesentlichen bekannt ist. Trotzdem bleiben sechs Freiheitsgrade (Translation und Rotation), die es zu eliminieren gilt.

Während des Experiments wird die Detektorwand in zwei Punkten vermessen. Da der Ort der Szintillatoren relativ zu diesen Punkten nicht exakt bekannt ist und auch die Position der TPCs nicht allein durch Vermessung, sondern auch erst mit der Datenanalyse festgelegt wird, liefert sie nur einen ersten Hinweis auf Ort und Ausrichtung der Szintillatoren. Letztlich festgelegt wird die Position der Detektorwand in einem Iterationsverfahren, bei dem die sechs Koordinaten- und Winkelparameter mit abnehmender Schrittweite so variiert werden, daß sich die Zahl der Treffer maximiert. Dabei liegt ein Treffer dann vor, wenn eine Teilchenbahn die angenommene

Position eines aktiven Detektors schneidet, d.h. eines Detektors, dessen QDC- und TDC-Signale im Kanalbereich 600 bis 4000 liegen. Unberücksichtigt bleiben bei diesem Verfahren, das in Abhängigkeit von der Datenmenge mehrere Tage CPU Zeit in Anspruch nimmt, die Abweichungen der Szintillatoren von der Nominalposition innerhalb der Kassetten. Zumindest in der x-Koordinate kann die Verschiebung

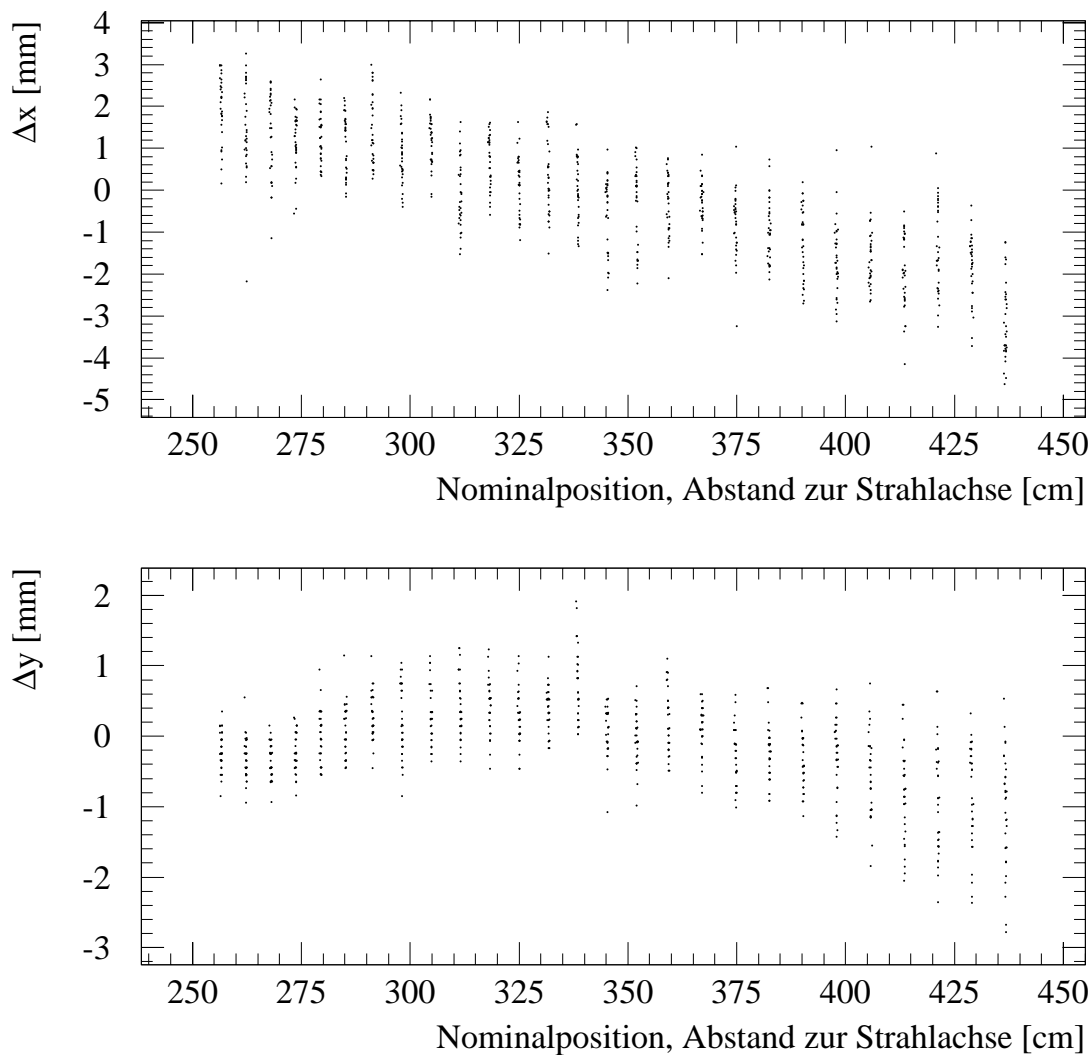


Abbildung 4.1: *Abweichungen der Detektorposition von der Nominalposition*

eines Szintillators im Millimeterbereich liegen, wohingegen die Kassette in der y-Koordinate relativ paßgenau hergestellt werden konnte. Hier sollten die Abweichungen eine Größenordnung geringer sein. In einem zweiten Schritt, bei dem diese Ab-

weichungen korrigiert werden, zeigt sich jedoch, daß sowohl in  $x$  wie in  $y$  Korrekturen von wenigen Millimetern notwendig sein können (Abb. 4.1). Dabei handelt es sich um eine systematische Verzerrung der tatsächlichen Wand gegenüber der rekonstruierten. Dies kann mehrere Ursachen haben. Da die Positionsbestimmung auf Daten einer vorläufigen TPC Analyse beruht, bei der selbst die Geometrie nicht vollständig korrigiert war, sind hier Fehler vorprogrammiert. Zusätzlich ist es möglich, daß das Optimierungsverfahren im ersten Schritt der Auswertung nicht im globalen, sondern einem lokalen Extremum stehengeblieben ist.

Trägt man die Schnittpunkte aller Spuren der Events, bei denen ein bestimmter Szintillator aktiv war, mit der Ebene, die die Trefferfläche des Szintillators aufspannt, in ein zweidimensionales Histogramm ein, so tritt die Form des Szintillators aus einem Untergrund von zufälligen Koinzidenzen hervor, da die Trefferwahrscheinlichkeit für diesen Szintillator bei etwa 15% pro Event liegt (Abb. 4.2). Die Steilheit der Szintillatorkanten ist ein Maß für die Qualität der Positionsbestimmung und der Spurrekonstruktion. Je flacher diese Kante ist, desto größer sind die mit einer falschen Zuweisung verbundenen Verluste. Sie liegen im Mittel bei 2-3% (vgl. Kapitel 4.4).

### 4.1.2 Zeitkalibration

Gemessen wird die zeitliche Differenz zwischen den im TDC ankommenden Signalen des Startdetektors und der Stopdetektoren. Diese Zeit muß korrigiert werden, um die tatsächliche Flugzeit der Teilchen vom Target zum Stopdetektor zu erhalten. Zu beachten sind dabei die im wesentlichen konstanten Beiträge von Verkabelung, Elektronik und Photomultiplier, die von der Trefferposition abhängige Signallaufzeit im Szintillator und der Walk-Effekt im Diskriminator, der von der Amplitude des Photomultipliersignals abhängt.

$$\text{Flugzeit} = TDC - f_1(\text{Durchstoßpunkt}) - f_2(QDC) - \text{const}$$

Um die funktionalen Zusammenhänge ermitteln zu können, müssen zunächst Annahmen über die Flugzeit vom Target zum Detektor gemacht werden. Da Flugstrecke und Impuls der Teilchen bekannt sind und etwa 90% der geladenen Teilchen Pionen sind, ergibt sie sich aus der Formel:

$$pc = \beta\gamma m_0 c^2 \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}$$

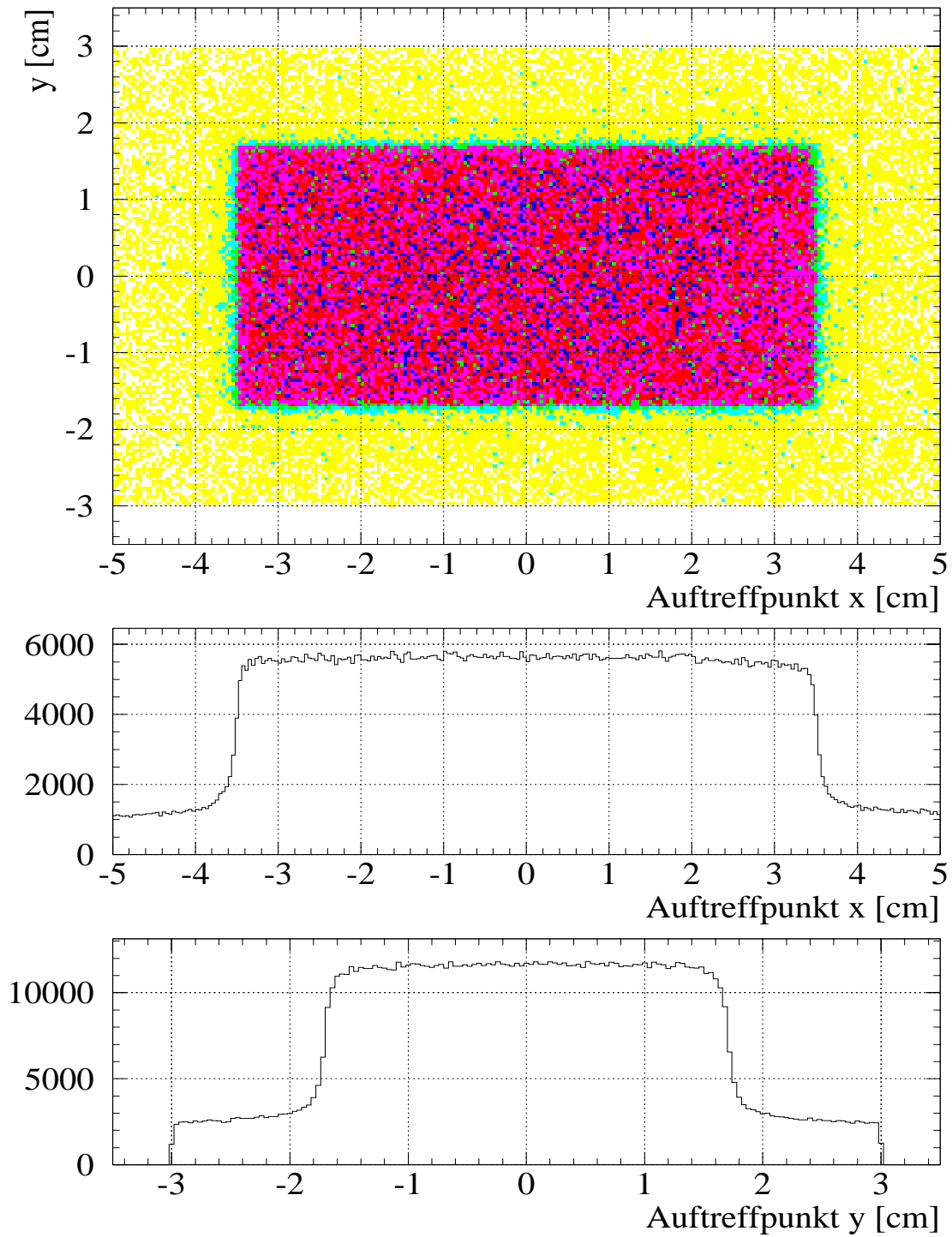


Abbildung 4.2: Schnittpunkte der Teilchenspuren mit den Ebenen aller 7 cm langen Szintillatoren

Die angenommene Flugzeit errechnet sich also aus:

$$t_{\pi} = \frac{s}{c} \sqrt{\frac{p^2 + (m_{\pi}c)^2}{p^2}}$$

Trägt man die gemessene Zeit abzüglich der theoretischen Flugzeit für Pionen gegen den Abstand zwischen Durchstoßpunkt im Szintillator und Photomultiplier auf, so ergibt sich wegen der Verspiegelung eine nichtlineare Abhängigkeit (Abb. 4.3).

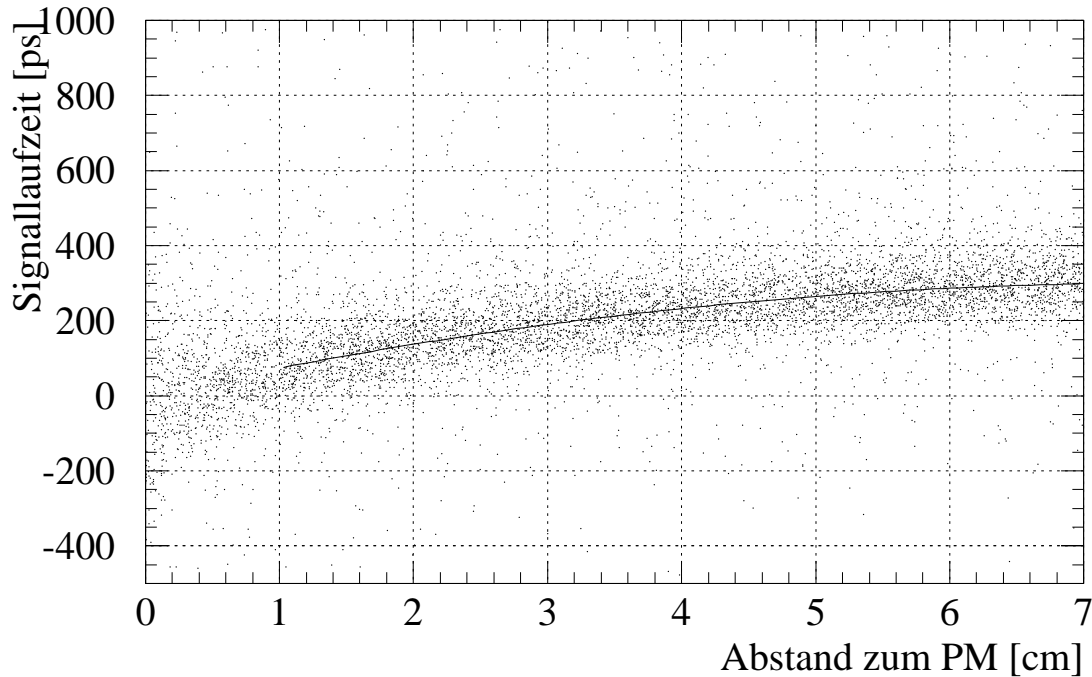


Abbildung 4.3: *Signallaufzeit im Szintillator in Abhängigkeit von Durchstoßpunkt der Teilchen*

Für jeden Detektor wird diese Verteilung unter Vernachlässigung des ersten Zentimeters mit einem Polynom zweiten Grades gefittet. Die gewonnenen Fitparameter werden zur Korrektur der Signallaufzeit im Szintillator verwendet. Innerhalb des ersten Zentimeters ist diese auch stark von der zweiten Koordinate ( $y$ ) des Durchstoßpunktes abhängig. Deshalb wurde versucht eine Funktion von zwei Variablen anzufitten (Abb.4.4). Die hier gezeigte Funktion, ein Polygon vierten Grades, beschreibt die tatsächliche Abhängigkeit der Daten nur unzureichend. Da der erste Zentimeter in der Regel mit dem letzten Zentimeter des benachbarten Detektors überlappt, wurden die Daten in diesem Bereich zwar zusätzlich zur Abhängigkeit

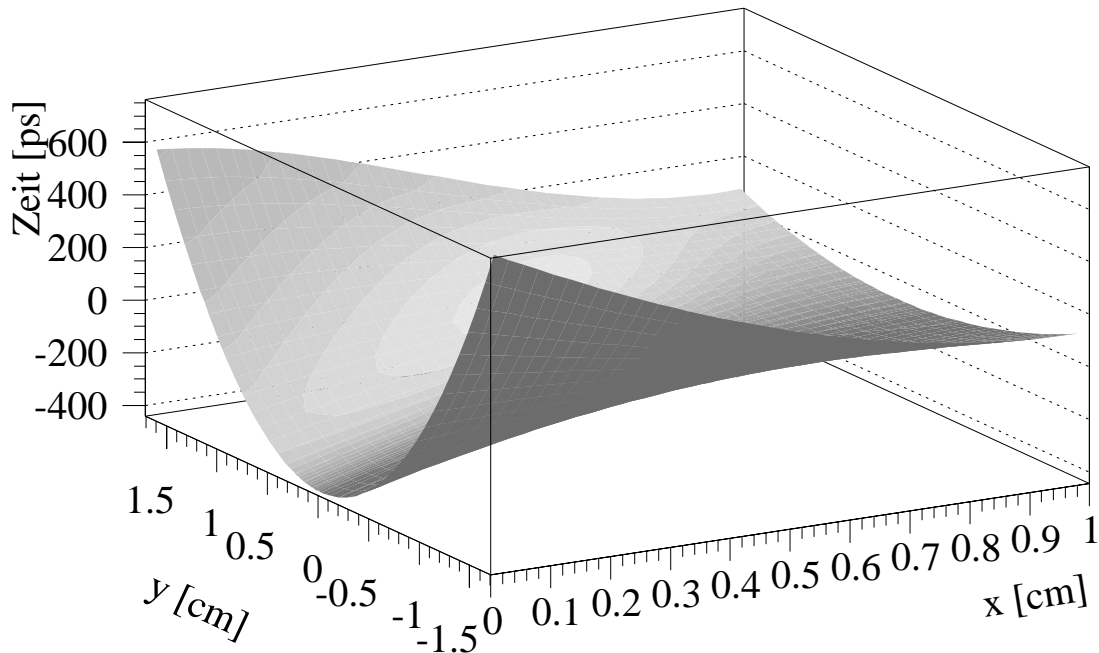


Abbildung 4.4: Gefittete Signallaufzeit in Abhängigkeit vom Durchstoßpunkt im ersten Zentimeter des Szintillators vor dem Photomultiplier

vom Abstand zum Photomultiplier korrigiert (diese sind bereits in Abb 4.3 enthalten), blieben aber trotzdem unberücksichtigt.

Die Abhängigkeit der gemessenen Zeit von der Signalamplitude ist deutlich geringer als die Abhängigkeit vom Durchstoßpunkt auf dem Szintillator. Obwohl Amplitude und Durchstoßpunkt nicht unabhängig voneinander sind, ist der bei der nachträglichen Korrektur des Walk-Effekts gemachte Fehler vernachlässigbar. Diese Verteilung wurde bisher mit einer Geraden gefittet (Abb. 4.5). In folgenden Kalibrationen wird auch sie durch ein Polygon zweiten Grades angepaßt. Da aber die zu erwartende Verbesserung der Zeitauflösung gering ist, wurde bisher darauf verzichtet.

Bleibt noch, die konstanten Beiträge der Signalkabel, Elektronik und Photomultiplier zu korrigieren. Da die gemessene Flugzeit von Pionen und die aus dem Impuls der Teilchen berechnete Flugzeit identisch sein müssen, schiebt man für jeden Detektor individuell das Differenzspektrum zwischen korrigierter gemessener und berechneter Zeit auf Null. Damit ist die Kalibration im wesentlichen abgeschlossen.

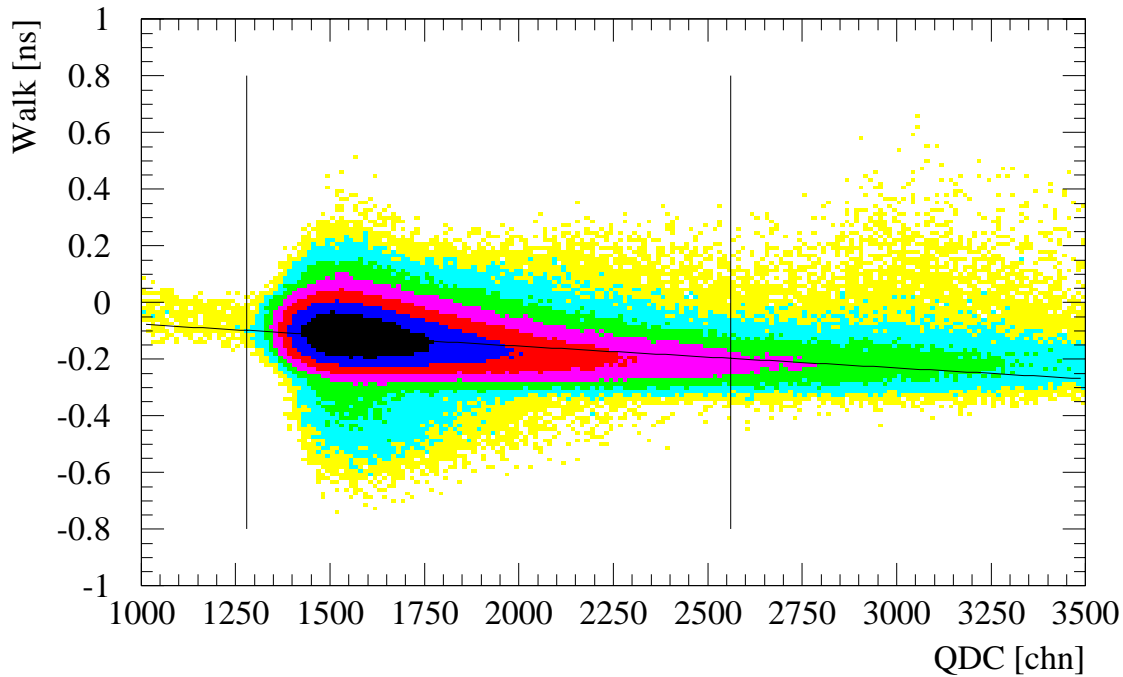


Abbildung 4.5: typischer Walk-Effekt im Diskriminator (log. z-Skala). Mit eingezeichnet sind der Geradenfit und obere und untere Schwelle der bei der Analyse verwendeten Teilchen

Zur weiteren Verbesserung der Zeitmessung und Zeitauflösung werden die normierten Zeiten auch eventweise kalibriert. Damit werden einerseits Langzeitdrifts, z.B. aufgrund von Temperaturschwankungen, korrigiert und andererseits die Unschärfen des Startdetektors eliminiert. Das zeitliche Auflösungsvermögen des Startdetektors beträgt etwa  $\sigma_{Start} = 25 \text{ ps}$ . Mit den sicher identifizierten Pionen ( $35 \pm 6$  pro Event, s. Abb. 4.6) beträgt die Unsicherheit des Zeitnullpunkts nur noch etwa  $\sigma_{Start} = \sigma_{Stop} / \sqrt{n} \approx 10 \text{ ps}$  ( $n$ : Zahl der verwendeten Teilchen). Wie bereits erwähnt, werden damit auch Langzeitdrifts korrigiert, die im wesentlichen auf Temperaturschwankungen in den Kabeln und der Elektronik zurückzuführen sind. Sie liegen im Bereich von  $50 \text{ ps}$  (Abb. 4.7).

Mit dieser zusätzlichen Korrektur läßt sich schließlich auch das wichtigste Merkmal des Flugzeitdetektors, sein zeitliches Auflösungsvermögen, bestimmen (Abb. 4.8). Dieses ergibt sich auch aus dem Differenzspektrum zwischen gemessener und berechneter Flugzeit für Pionen. Die Standardabweichung der gefitteten Gauß-



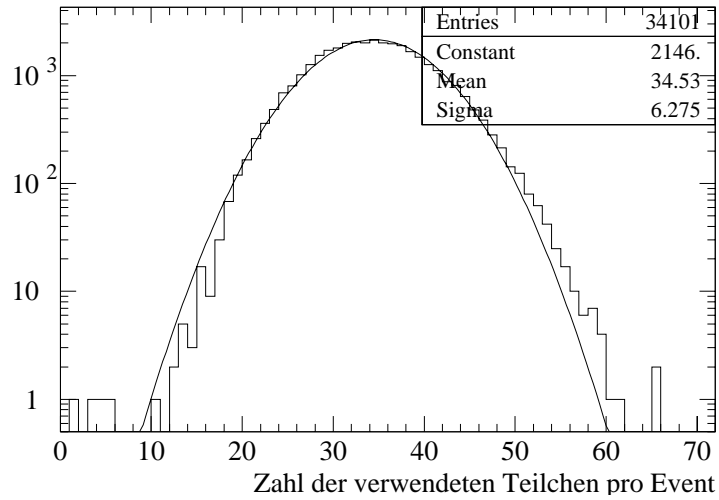


Abbildung 4.6: Häufigkeitsverteilung der Anzahl der zur Bestimmung des Zeitnullpunkts verwendeten identifizierten Pionen pro Event

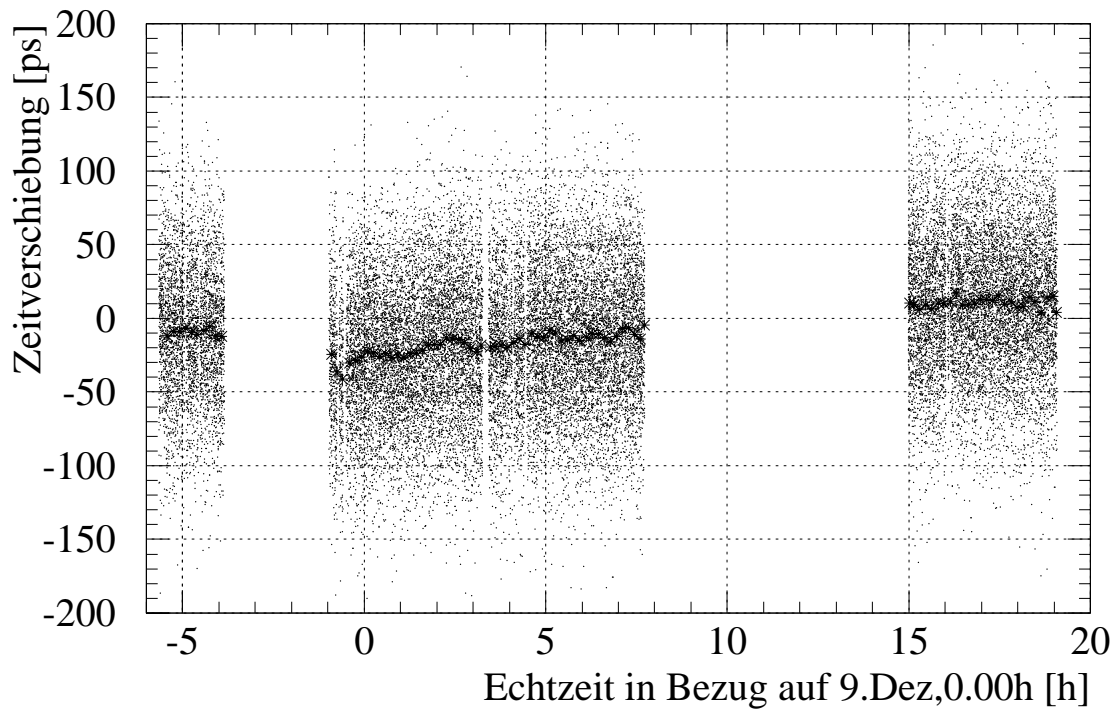


Abbildung 4.7: Eventweise Korrektur der Flugzeit und Mittelung über je 500 Events zur Verdeutlichung des Langzeitverhaltens

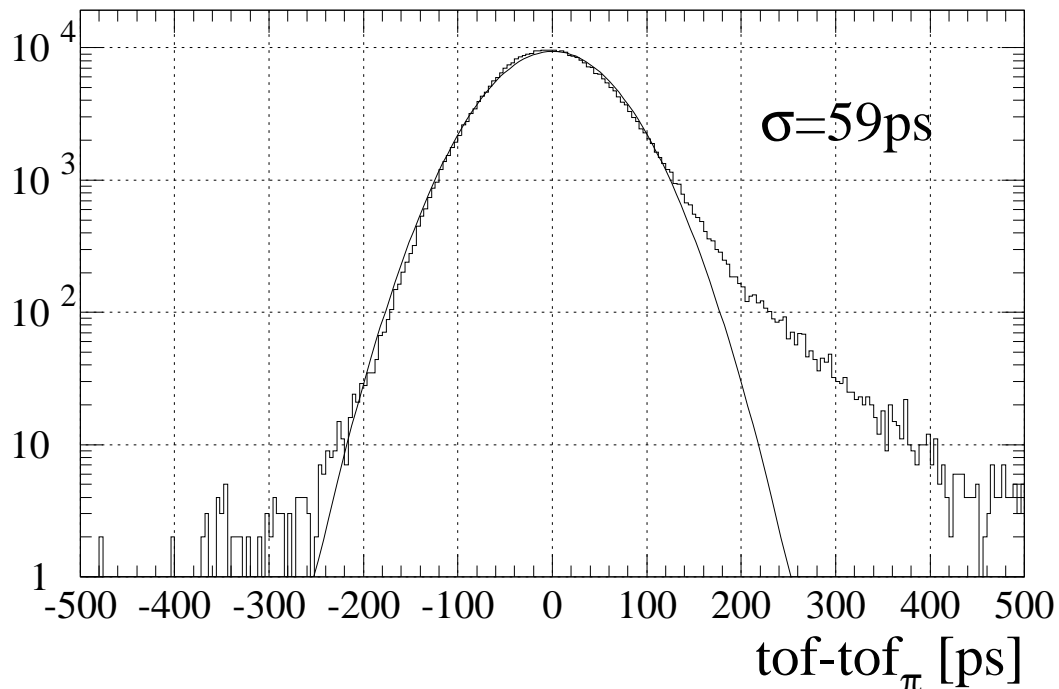


Abbildung 4.8: *Differenz zwischen der gemessenen und der aus dem Impuls berechneten Flugzeit von Pionen zur Bestimmung des zeitlichen Auflösungsvermögens des TOF-Detektors*

funktion beträgt gemittelt über alle Detektoren  $\sigma_{TOF} = 60 \text{ ps}$  und ist damit deutlich besser als das bei der Planung des Experiments erwartete Auflösungsvermögen von  $100 \text{ ps}$ . Den wesentlichen Beitrag liefern dabei die Stopdetektoren. Fehler der Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung sind dagegen vernachlässigbar. Die Streubreite des Auflösungsvermögens der einzelnen Detektoren ist gering. 98% aller Detektoren besitzen ein Auflösungsvermögen zwischen 50 und 70 ps. Während das Spektrum auf der linken Seite über vier Größenordnungen der Gaußverteilung folgt, bildet sich auf der rechten Seite bereits eine Größenordnung unterhalb des Maximums langsam ein Tail, der zum Teil verursacht wird durch schwerere Hadronen, aber im wesentlichen durch später eintreffende konvertierte  $\gamma$ -Strahlung.

## 4.2 Teilchenidentifizierung

Mit der gemessenen Flugzeit steht neben dem spezifischen Energieverlust in der TPC und dem Impuls eine dritte unabhängige Eigenschaft der Teilchen zur Verfügung. Aus ihr läßt sich die Geschwindigkeit und die Masse der Teilchen bestimmen. Beide Informationen sind gleichermaßen geeignet, die Teilchen zu identifizieren (Abb. 4.9). Die Geschwindigkeit selbst ist zwar abhängig vom Impuls, nicht aber die Breite ihrer Verteilung:

$$\frac{1}{\beta} = t \frac{c}{s}$$

$$\sigma_{1/\beta} = \frac{c}{s} \sigma_t$$

Umgekehrt dagegen bei der Massenberechnung. Hier ist der Schwerpunkt der Verteilung unabhängig, aber dafür deren Breite abhängig vom Impuls. Aus  $pc = \beta\gamma m_0c^2$  folgt:

$$(m_0c^2)^2 = (pc)^2 \left( \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \right)$$

$$\sigma_{(m_0c^2)^2}^2 = \sigma_{(pc)^2}^2 \left( \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \right)^2 + \sigma_\beta^2 \left( \frac{2(pc)^2}{\beta^3} \right)^2$$

Hier, wie auch im folgenden, wird stets das Massenquadrat betrachtet. Dies zunächst aus dem trivialen Grund, daß sich bei der Messung der Flugzeit von Teilchen die mit nahezu Lichtgeschwindigkeit fliegen infolge von Meßfehlern häufig auch Überlichtgeschwindigkeiten ergeben, die die Berechnung von  $\sqrt{1 - \beta^2}$  verbieten. Andererseits hat es aber auch den Vorteil, daß die Breite dieser Verteilung unabhängig von der Masse des Teilchens ist, was die Teilchenidentifizierung vereinfacht. So lassen sich bereits ohne Verwendung des spezifischen Energieverlusts die Kaonen von den Pionen bis etwa  $4 \text{ GeV}/c$  und die (Anti-)Protonen bis etwa  $8 \text{ GeV}/c$  trennen und identifizieren. Nutzt man auch die zusätzliche  $dE/dx$ -Information, so läßt sich die  $3\sigma$ -Trennung für die Kaonen bis etwa  $7 \text{ GeV}/c$  und für die (Anti-)Protonen bis etwa  $11 \text{ GeV}/c$  durchführen (Abb. 4.10).

Neben Pionen, Kaonen und Protonen lassen sich auch Deuteronen identifizieren (Abb. 4.11). Da ihre Multiplizität jedoch gering ist und für weitergehende Untersuchungen noch nicht genug Statistik vorhanden ist, wird im folgenden nicht näher auf sie eingegangen.

Die Teilchen wurden durch das Setzen von Fenstern in der  $dE/dx$ - $m^2$ -Verteilung für  $1 \text{ GeV}/c$  breite Impulsschnitte separiert. Diese identifizierten Teilchen wurden weiter untersucht. Um die Kontamination mit falsch identifizierten Teilchen gering

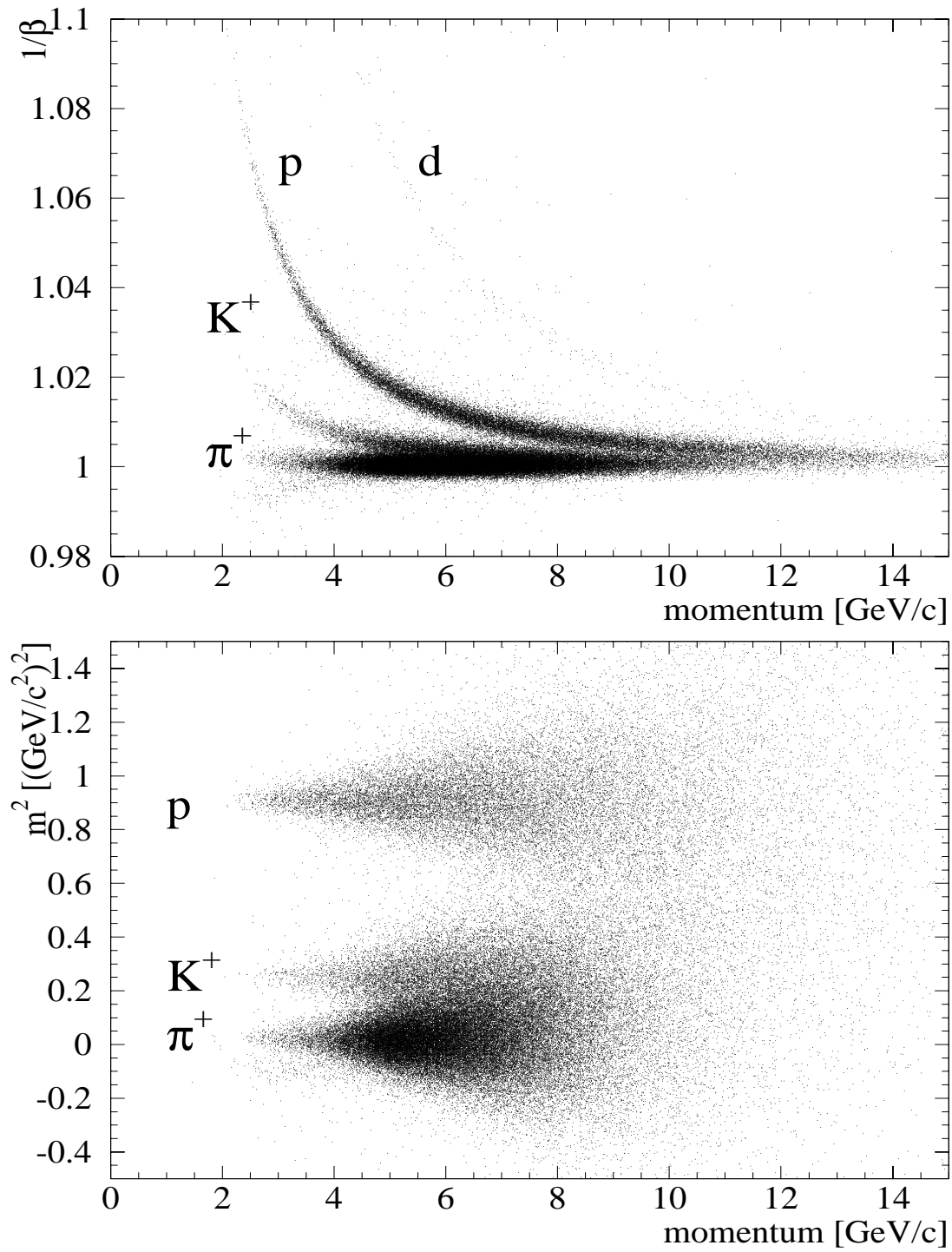


Abbildung 4.9: Impulsabhängigkeit der Flugzeitmessung (50% der Pionen wurden unterdrückt)

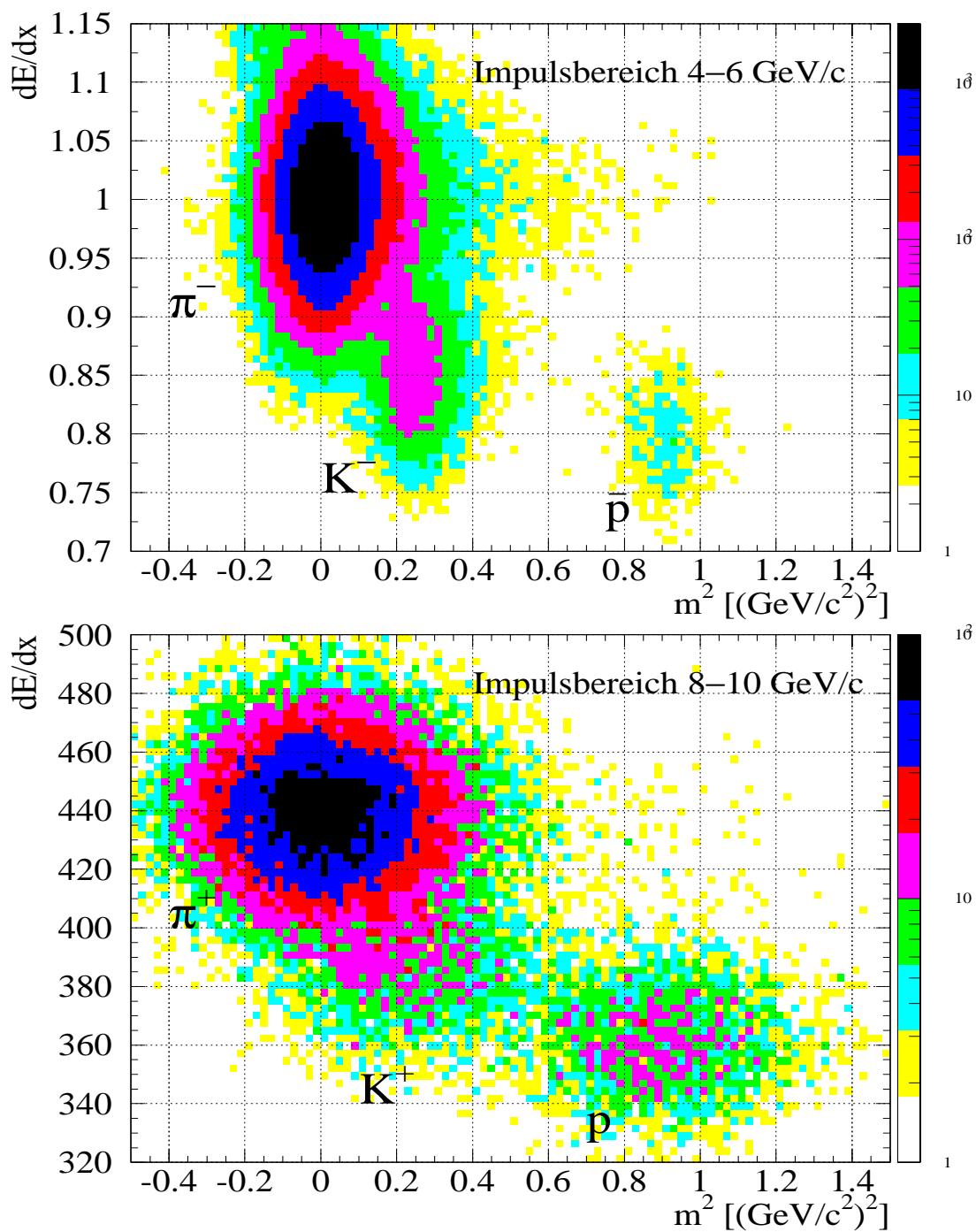


Abbildung 4.10: Identifizierung der Teilchen durch Darstellung des spezifischen Energieverlusts in der MTPC gegen das mit der Flugzeit berechnete Massenquadrat in ausgewählten Impulsbereichen

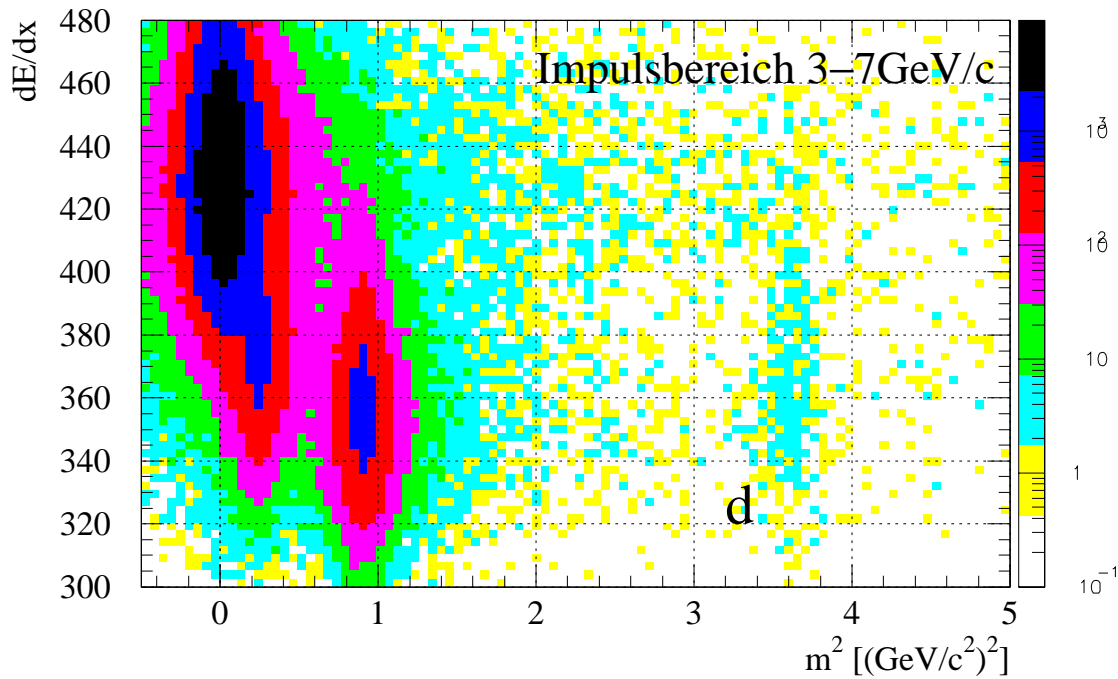


Abbildung 4.11: Identifizierung der Deuteronen

zu halten, wurde im Bereich hoher Impulse gegebenenfalls nur eine Hälfte eines Teilchenpeaks verwendet. Um eine Aussage über die Eigenschaften der tatsächlich emittierten Hadronen machen zu können, müssen die geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit des Flugzeitdetektors und die Effizienz der Teilchenidentifizierung untersucht werden. Damit werden die experimentellen Ergebnisse korrigiert.

### 4.3 Geometrischer Nachweisbereich des TOF-Detektors

Zur Untersuchung des geometrischen Nachweisbereichs des Flugzeitdetektors steht bereits ein komplexes Simulationsprogramm (GEANT [Bru87]) zur Verfügung. Es enthält detaillierte Informationen über den Aufbau des Experiments, d.h. Informationen über Orte und Strukturen aller Detektoren und die hier verwendeten Materialien. Zusätzlich ist darin auch die Stärke des Magnetfeldes, so wie es berechnet und/oder vermessen wurde, dokumentiert. Mit diesem Softwarepaket ist es also möglich, die Flugbahn von Teilchen zu simulieren. Dabei werden Wechselwirkungen

der Teilchen mit der Materie und mögliche Zerfälle berücksichtigt. Läßt man viele dieser Teilchen in eine bestimmte Richtung emittieren, so gibt die Zahl der mit dem Detektor beobachteten Teilchen Aufschluß über die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors. Tatsächlich wurden die Bahnen von Millionen von Teilchen in einem begrenzten Phasenraumbereich beobachtet, um die statistischen Fluktuationen zu minimieren.

Bevor darauf näher eingegangen wird, müssen zunächst einige kinematische Variablen eingeführt werden. Das Koordinatensystem des Experiments hat seinen Ursprung im Zentrum des zweiten Magneten. Seine  $z$ -Achse verläuft in Richtung des Strahls, die  $y$ -Achse nach oben und die  $x$ -Achse nach links (Jura), so daß ein rechtshändiges Koordinatensystem entsteht. Neben den kartesischen Komponenten des Impulsvektors bilden auch der Transversalimpuls  $p_t$ , die Rapidität  $y$  und der Azimuthwinkel  $\phi$  einen vollständigen, unabhängigen Satz von Variablen, der den Impulsvektor eines Teilchens eindeutig beschreibt. Der Transversalimpuls berechnet sich aus den beiden Impulskomponenten senkrecht zur Strahlachse:

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$$

Daneben wird auch häufig die transversale Masse verwendet:

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2}$$

Die Rapidität beschreibt den longitudinalen Anteil des Impulsvektors:

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

mit  $E^2 = p^2 + m_0^2$ . Der Vorteil bei der Verwendung der Rapidität liegt darin, daß ihre Abhängigkeit vom Bezugssystem unter Lorentztransformationen sehr einfach ist. Die Rapiditäten in zwei verschiedenen Bezugssystemen unterscheiden sich lediglich durch eine additive Konstante. Der Azimuthwinkel ist der Winkel des Impulsvektors zur  $x$ -Achse in der Ebene senkrecht zur Strahlachse:

$$\phi = \arctan\left(\frac{p_y}{p_x}\right)$$

Die Impulse der simulierten Teilchen wurden so gewählt, daß ihre Verteilung in diesem neuen Phasenraum flach war. Aus dem Verhältnis der mit der TOF-Wand detektierten zur Zahl der emittierten Teilchen als Funktion von  $y$  und  $p_t$  ergibt sich der geometrische Nachweisbereich des Detektors (Abb. 4.12). Mit eingezeichnet sind

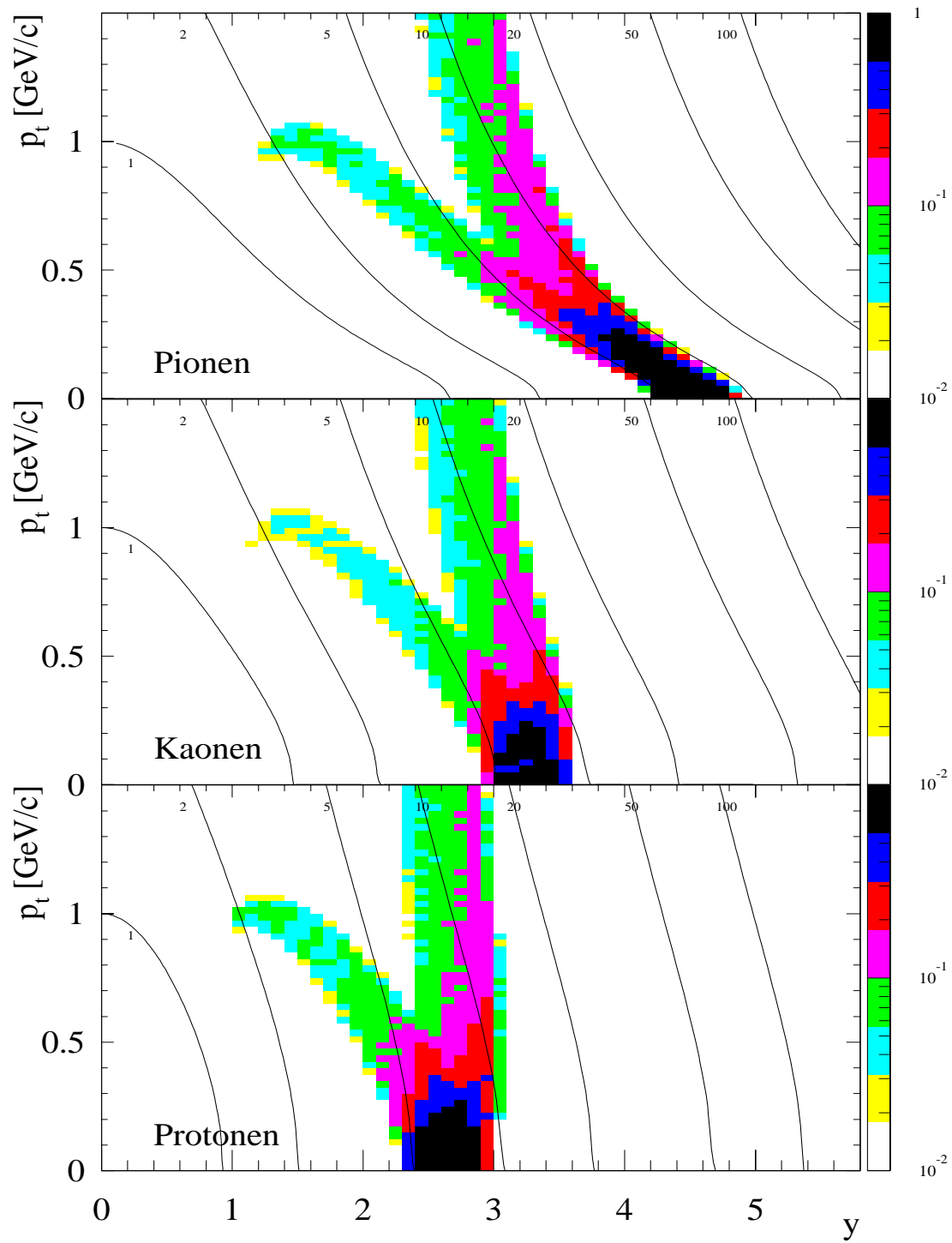


Abbildung 4.12: Die geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit des Fluzeitdetektors (mit eingezeichnet sind Linien gleichen Impulsbetrags)



Linien gleichen Impulsbetrags. Auch wenn viele Teilchen im Bereich großer Transversalimpulse nicht mehr identifiziert werden können, ist die Position des Detektors doch so gewählt, daß man für alle Teilchen im Bereich mittlerer Rapidity ( $y = 2.9$ ) Teilchenspektren extrahieren kann.

Es ergeben sich jeweils zwei Äste, von denen der linke Ast die Teilchen enthält, die zunächst in die Raumhälfte links vom Strahl emittiert wurden, aber aufgrund ihres kleinen Impulses durch das Magnetfeld doch schließlich in der rechten Flugzeitwand detektiert wurden (“wrong side tracks”). Da die Nachweiswahrscheinlichkeit in den äußeren Bereichen der Äste auf wenige Prozent sinkt, ist es wichtig, hier eine Vielzahl von Teilchen zu simulieren. Abbildung 4.13 zeigt am Beispiel der Kaonen die Größe des statistischen Fehlers in jedem Bin. Insgesamt wurden zwei Millionen Kaonen simuliert.

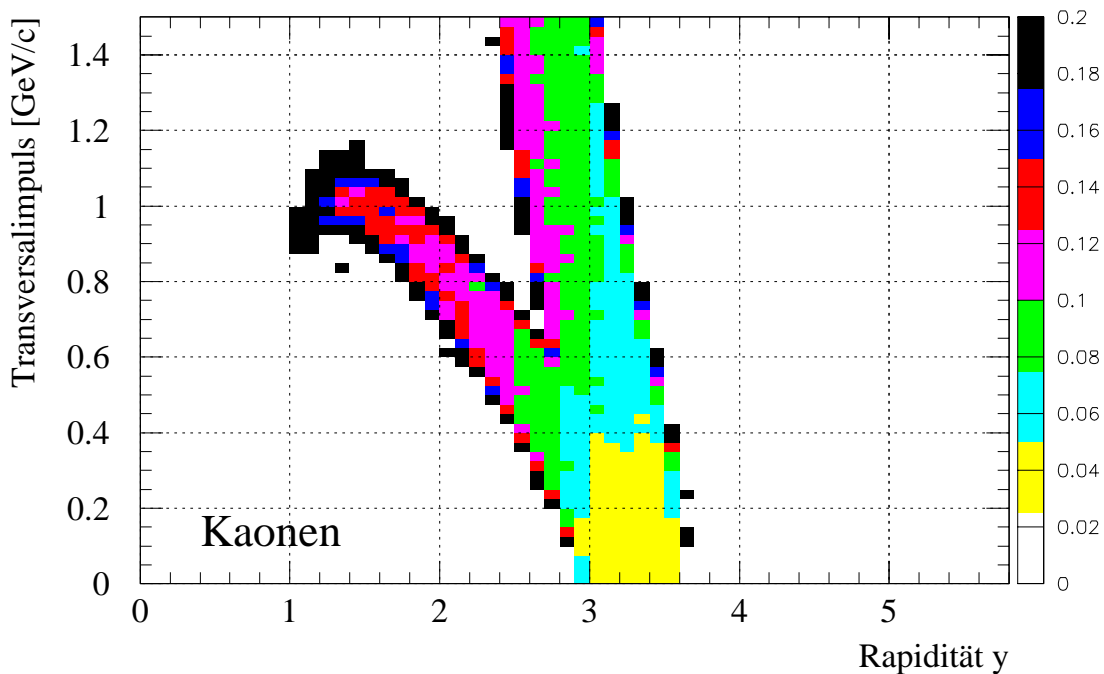


Abbildung 4.13: *Der statistische Fehler am Beispiel der Kaonen*

## 4.4 Effizienz der Teilchenidentifizierung

Neben der geometrischen Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors ist es wichtig zu untersuchen, wieviele der Teilchen, die auf den Detektor treffen, tatsächlich identifiziert werden können. Einerseits werden gelegentlich Treffer in der Wand einem falschen Szintillator zugeordnet, weil die Spur eines Teilchens in der TPC gerade auf dessen Kantenbereich extrapoliert wurde, aber tatsächlich – durch Unsicherheiten bei der Spurrekonstruktion und Bestimmung der Detektorposition – ein benachbarter Detektor getroffen wurde. Andererseits kommt es häufiger vor, daß auf einen Szintillator mehrere Teilchen gleichzeitig treffen, die dann ein gemeinsames, überlagertes Photomultipliersignal produzieren, das nicht mehr analysiert werden kann.

Wie bereits in Kapitel 4.1.1 gezeigt, ist die Abbildung des Szintillators bei der Überlagerung vieler Treffer nicht scharf. Spuren, die auf einen bestimmten Szintillator zeigen, müssen diesen nicht notwendigerweise treffen. Die Unsicherheiten bei der Spurrekonstruktion und Positionsbestimmung des Detektors führen dazu, daß der Durchstoßpunkt auf dem Szintillator nur auf etwa  $0.5 - 1 \text{ mm}$  (Standardabweichung) genau angegeben werden kann. Wenn ein Teilchen einen anderen als den berechneten Szintillator durchstößt, hat der untersuchte Detektor in der Regel kein, oder zumindest ein ungewöhnlich kleines QDC-Signal. Deshalb wurden bei der Analyse solche Flugzeitinformationen verworfen, deren QDC-Signal unterhalb einer bestimmten Schwelle lag (vgl. Abb. 4.5). Betrachtet man die Verteilung der berechneten Durchstoßpunkte aller verworfenen Spuren auf einem beliebigen Szintillator, so zeigt sich, daß sie entlang der Kanten konzentriert sind (Abb. 4.14). Aber auch in der oberen und unteren Ecke im ersten Zentimeter vor dem Photomultiplier häufen sich die kleinen QDC Signale, da das Licht dieser Teilchen nur über viele Reflexionen in den Photomultiplier gelangt. Punkte im Zentrum lassen sich nicht durch solche Randeffekte erklären. Diese Teilchen hinterlassen zwar eine Spur in der TPC, werden aber noch vor dem Flugzeitdetektor durch eine hadronische Wechselwirkung vernichtet. Dies wird in einigen Bereichen der TOF-Wand besonders deutlich (Abb. 4.15). Die TPC wird durch mehrere Keramikpfosten in ihrer Form stabilisiert (siehe Abb 2.3). Diese tragen auch den Feldkäfig. Einige enthalten ein Verteilersystem für das Laserkalibriersystem der TPCs. Zwei dieser Pfosten und auch die Umrandung am Boden der TPC schatten den TOF-Detektor ab. Deren Position zeichnet sich durch eine Erhöhung der Verluste in der perspektivischen Projektion entlang der Teilchenbahnen ab. So vergrößern sich etwa durch den stabilen Außenpfosten der MTPC

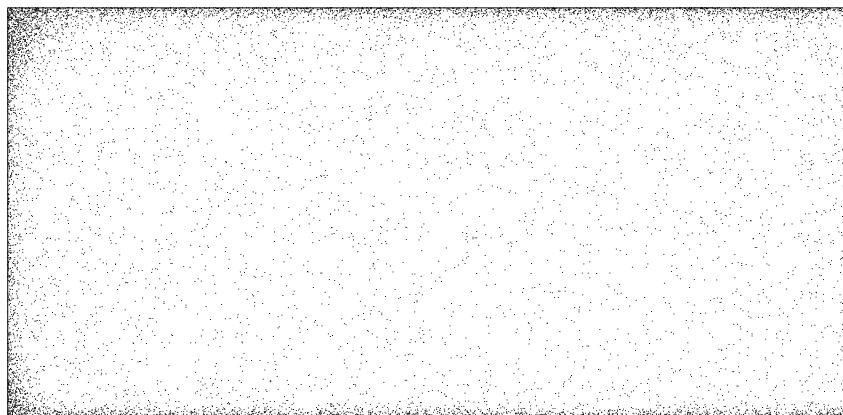


Abbildung 4.14: Verteilung der Durchstoßpunkte auf dem Szintillator bei zu kleinem QDC-Signal (der Photomultiplier ist links befestigt)

die Verluste von Detektoren aufgrund von hadronischen Wechselwirkungen von 1% auf 5%. Warum auch noch weiter außen die Zahl der hadronischen Wechselwirkung sehr groß ist, ist nicht völlig verstanden. Ein Teil wird sicher beigetragen durch Abschattung durch die zusätzliche TOF-Wand. Insgesamt wurden etwa 4% aller Spuren verworfen, weil das gemessene QDC Signal zu klein war.

Größer sind die Verluste durch konvertierende Gammastrahlung im oder vor dem Detektor und durch Mehrfachtreffer (Abb. 4.16). Da die Multiplizität bei zentralen Events sehr groß ist, ist natürlich auch die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachtreffer hoch. Jedoch kann man die Granularität des Detektors nicht beliebig erhöhen, ohne den finanziellen Rahmen zu sprengen. Deshalb mußte ein Kompromiß bei der Wahl der Szintillatorgrößen gefunden werden. Da die Teilchendichte im strahlnahen Bereich höher ist als außen, sind die Szintillatoren hier etwas kleiner. Trotzdem sind die Verluste hier am größten. Sie liegen bei etwa 20%. Im äußeren Bereich der TOF-Wand können etwa 10% der Teilchen nicht identifiziert werden. Zusätzlich dazu kommen konvertierte  $\gamma$ -Quanten. Sie entstehen durch die Wechselwirkung der Teilchen mit der Materie, besonders durch Schauerbildung im Eisenjoch des Magneten oder den Blei- und Eisenschichten der Kalorimeter. Da die  $\gamma$ -Strahlung sehr energiereich ist, wechselwirkt sie mit der Materie im wesentlichen durch Paarerzeugung. Konvertiert ein Quant hinter der MTPC, so ist es nicht direkt zu erkennen. Das Signal, das es im TOF-Detektor hinterläßt, kann sehr klein sein, wenn die Kon-

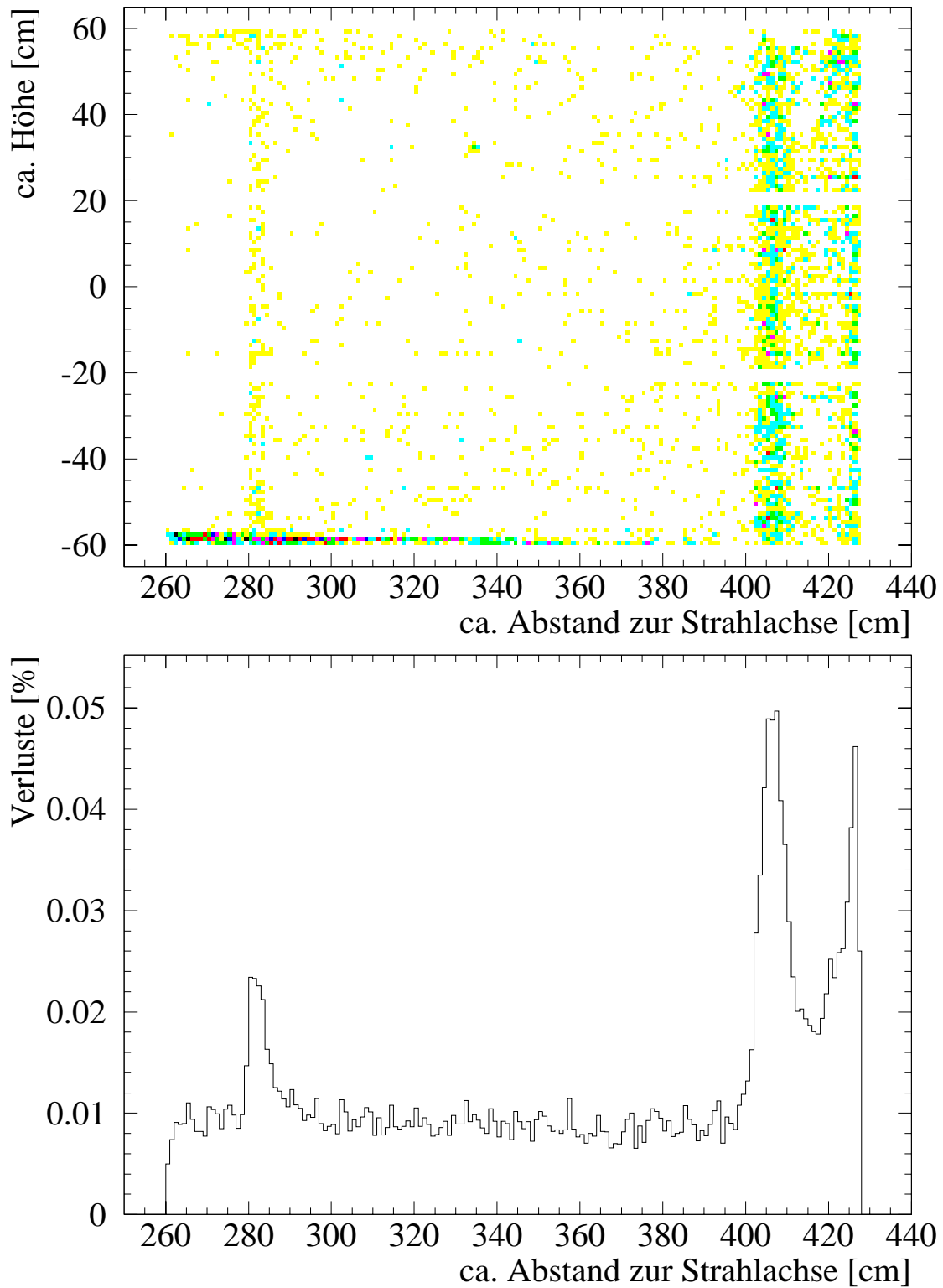


Abbildung 4.15: *Hadronische Wechselwirkungen vor der TOF-Wand*

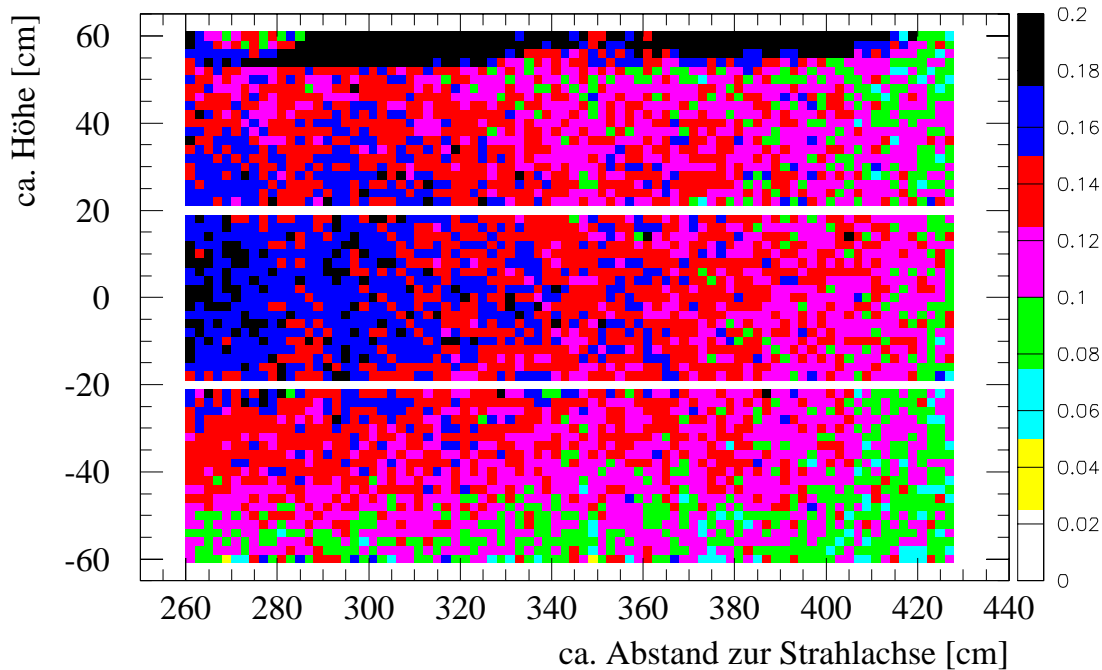


Abbildung 4.16: Anteil der aufgrund von Mehrfachtreffern nicht identifizierten Teilchen (die besonders hohen Verluste an der Oberseite der TOF-Wand sind ein Artefakt der Spurrekonstruktion)

version am Austrittspunkt des Szintillators auftritt. Es kann aber auch sehr groß werden, wenn sowohl Elektron als auch Positron den gleichen Szintillator durchstoßen und/oder wenn die Energie der  $e^\pm$  klein ist. In jedem Fall führt es dazu, daß sich das Photomultiplier-Signal erhöht, wenn zusätzlich zu einem Teilchen vom Target sekundäre Wechselwirkungsprodukte in den Szintillator gelangen. Durch das Setzen einer oberen Schwelle (Abb. 4.5), ab der das QDC-Spektrum deutlich von der erwarteten Landau-Verteilung abweicht, werden viele dieser Ereignisse unterdrückt. Der Anteil der so verworfenen Teilchen liegt bei etwa 7% und ist unabhängig vom Ort in der TOF-Wand.

Insgesamt liegt die Effizienz der Detektoren also in Abhängigkeit von ihrer genauen Position zwischen 68% und 75%. Sie wurde für jeden Detektor individuell bestimmt und bei der folgenden Analyse durch Gewichtungsfaktoren an den Teilchen berücksichtigt.

# Kapitel 5

## Hadronenspektren

Im folgenden werden die experimentell bestimmten Transversalimpuls-Verteilungen und die Produktionsquerschnitte der identifizierten Hadronen ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ) für die Reaktion Blei auf Blei bei  $158 \text{ GeV}/u$  Strahlenergie diskutiert. Für die Interpretation ist ein Vergleich mit theoretischen Modellen wichtig. Deswegen sollen hier zunächst zwei Modelle mit verschiedenen theoretischen Ansätzen skizziert werden: VENUS, als Vertreter eines mikroskopischen Stringmodells, und ein hydrodynamisch-thermisches Modell, basierend auf den Arbeiten von Heinz et al..

### 5.1 Mikroskopisches Stringmodell VENUS

VENUS [Wer89] ist, wie auch z.B. FRITIOF und RQMD, ein relativistisches mikroskopisches Modell. Diese basieren auf String-Modellen, die mit Monte-Carlo-Methoden untersucht werden. Dabei werden vor dem Hintergrund bereits bekannter physikalischer Ergebnisse durch Extrapolation in den ultrarelativistischen Bereich Vorhersagen über hochenergetische Kern-Kern-Reaktionen gemacht.

Projektil- und Target-Kern durchdringen sich. Unterschreitet die Distanz zwischen zwei Nukleonen eine bestimmte untere Schwelle, so wechselwirken die Partonen miteinander. Es bilden sich Strings, d.h. Röhren von attraktiven Farbfeldern mit homogener Flußdichte zwischen einem Quark-Antiquark- oder Quark-Diquark-Paar. Die Wechselwirkung wird im Fall von VENUS durch einen Farbaustausch, bei FRITIOF und RQMD durch Impulsaustausch beschrieben (Abb.: 5.3). Da bei VENUS lediglich ein Farbaustausch stattfindet, sind die Strings in longitudinaler Richtung orientiert. Durch die große Impulsdifferenz der Partonen sind sie stark angeregt, besitzen eine große longitudinale Masse. Erst beim Aufbrechen der Strings erhalten die

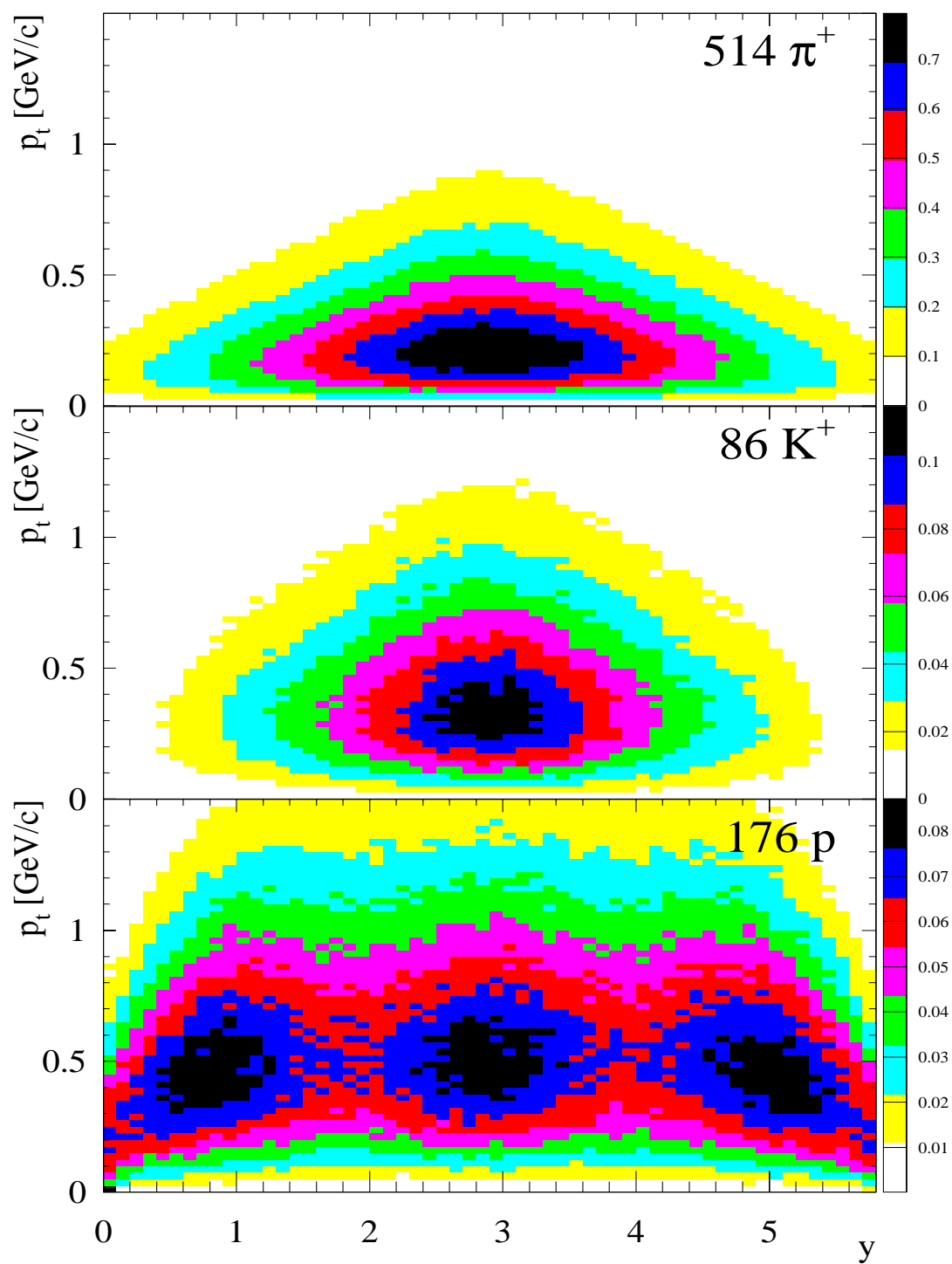


Abbildung 5.1:  $p_t$ - $y$ -Verteilungen der emittierten positiven Hadronen in VENUS (Pb auf Pb,  $158 \text{ GeV}/u$ ,  $b < 4 \text{ fm}$ )

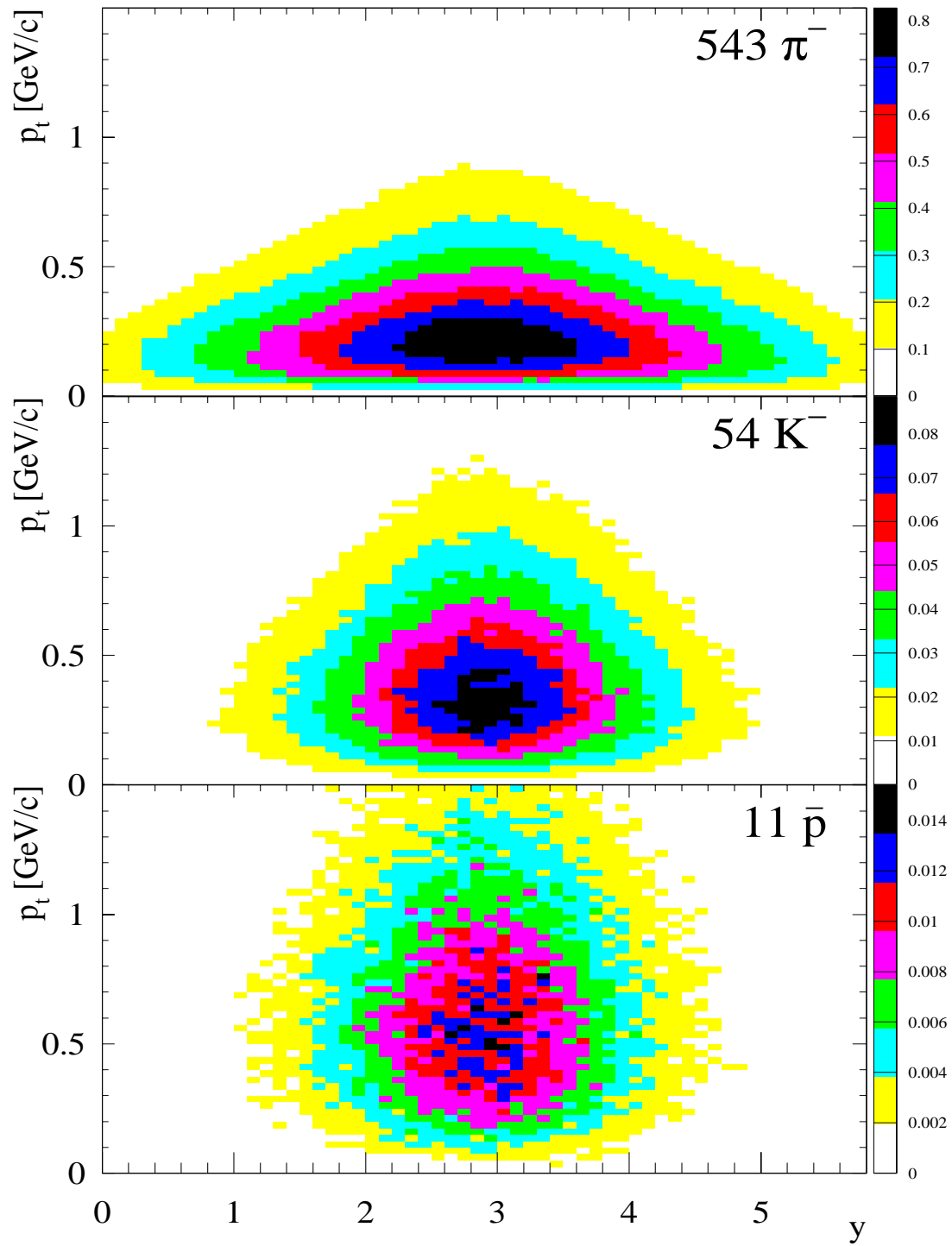


Abbildung 5.2:  $p_t$ - $y$ -Verteilungen der emittierten negativen Hadronen in VENUS ( $Pb$  auf  $Pb$ ,  $158 \text{ GeV}/u$ ,  $b < 4 \text{ fm}$ )



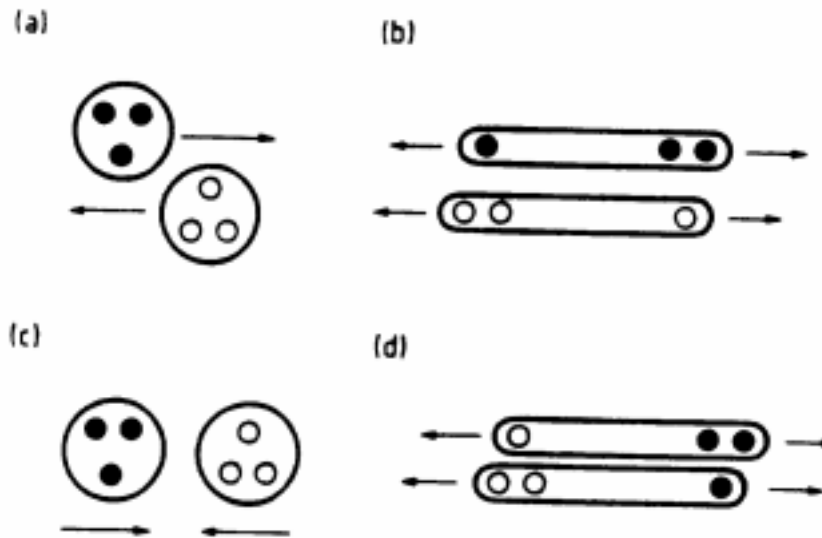


Abbildung 5.3: *Stringformation durch Impuls- (a,b) bzw. Farbaustausch (c,d)* [Wer89]

Bruchstücke transversalen Impuls und Masse. Die verschiedenen Modelle verwenden dabei unterschiedliche Formalismen, die sich im wesentlichen in der Methode unterscheiden, den Aufbrechpunkt des Strings zu bestimmen. VENUS verwendet hier das LUND-Modell [And83]. Die Fragmente selbst bilden entweder neue Teilchen und Resonanzen oder, wenn ihre Energie dafür noch zu hoch ist, die neuen Strings spalten sich ein weiteres mal auf. Auch die neuen Teilchen können weiter miteinander oder mit bisher unbeteiligten (Spektator-)Nukleonen wechselwirken. Da es sich um eine symmetrische Stoßgeometrie handelt, sind auch die  $p_t$ - $y$ -Verteilungen symmetrisch um die Schwerpunktsrapidity von Target und Projektil ( $y = 2.9$ ). Sie besitzen in diesem Bereich ein Maximum (Abb. 5.1 und 5.2). Die Verteilung der Protonen zeigt zusätzlich an beiden Seiten dieses Peaks Maxima, die hervorgerufen werden durch die Target- und Projektil-Protonen, die zwar an der Wechselwirkung teilgenommen haben, aber nicht vollständig gestoppt und vernichtet wurden. Auch die Spektator-Protonen sind vorhanden. Sie besitzen nur einen kleinen Transversalimpuls ( $p_t \approx 0$ ) und entweder Target- ( $y = 0$ ) oder Projektil-Rapidity ( $y = 5.8$ ).

## 5.2 Hydrodynamisch-thermisches Modell

Thermische Modelle haben den Vorteil, daß sie eine Kern-Kern Reaktion mit wenigen einfachen analytischen Formeln beschreiben. Der wesentliche freie Parameter ist die Temperatur  $T$ . Ihre Grundannahme ist, daß es sich bei der Reaktionszone um einen global thermalisierten Feuerball handelt. Die relativistisch invariante Impulsverteilung der aus einer statischen thermischen Quelle emittierten Hadronen folgt der Maxwell-Boltzmann-Verteilung (quantenstatistische Korrekturen werden aufgrund der geringen Dichte vernachlässigt):

$$E \frac{d^3 n}{dp^3} = \frac{d^3 n}{dy m_t dm_t d\phi} \propto E e^{-E/T}$$

Mit diesem Ansatz lassen sich experimentelle Ergebnisse bei niedrigeren Energien ( $E < 1 \text{ GeV}/u$ ) gut beschreiben. Bei hochenergetischen Reaktionen ist jedoch die Rapiditätsverteilung deutlich breiter als nach diesem Modell vorhergesagt (Faktor 2). Auch andere theoretische Überlegungen und experimentelle Resultate zeigen, daß eine rein thermische Quelle eine nur unzureichende Beschreibung einer hochenergetischen Kern-Kern-Reaktion darstellt.

Von Heinz et al. [Hei93, Lee89] wurde das einfache Modell der statischen thermischen Quelle durch Einführung einer kollektiven longitudinalen und transversalen Expansion erweitert, wie sie durch hydrodynamische Vorstellungen suggeriert wird. Dieses Modell macht dabei Aussagen über die spektrale Verteilung der Teilchen (Abb. 5.4), nicht aber über deren Produktionsquerschnitt. In dieser wiederum einfachen, analytischen Beschreibung wird der longitudinale Fluß dargestellt durch die Überlagerung vieler unabhängiger, in ihrer Rapidität verschobener Feuerbälle. Die maximale "Ausdehnung" der Reaktionszone in longitudinaler Richtung wird durch den Rapiditäts-Parameter  $\eta_{max}$  beschrieben. Das radiale Geschwindigkeitsprofil  $\beta_r(r)$  wird ausgedrückt durch:  $\beta_r(r) = \beta_s (r/R)^2$  mit dem Radius  $R$  der Oberfläche und seiner Geschwindigkeit  $\beta_s$  am Ausfrierpunkt der Teilchen. Diese wenigen Parameter wurden an vorläufige Ergebnisse von NA49 [Jon96] und insbesondere die hier gezeigten Spektren (Abb. 5.7 und folgende) angepaßt:  $T = 150 \text{ MeV}$ ,  $\beta_s = 0.7 c$ ,  $\eta_{max} = 1.7$ .

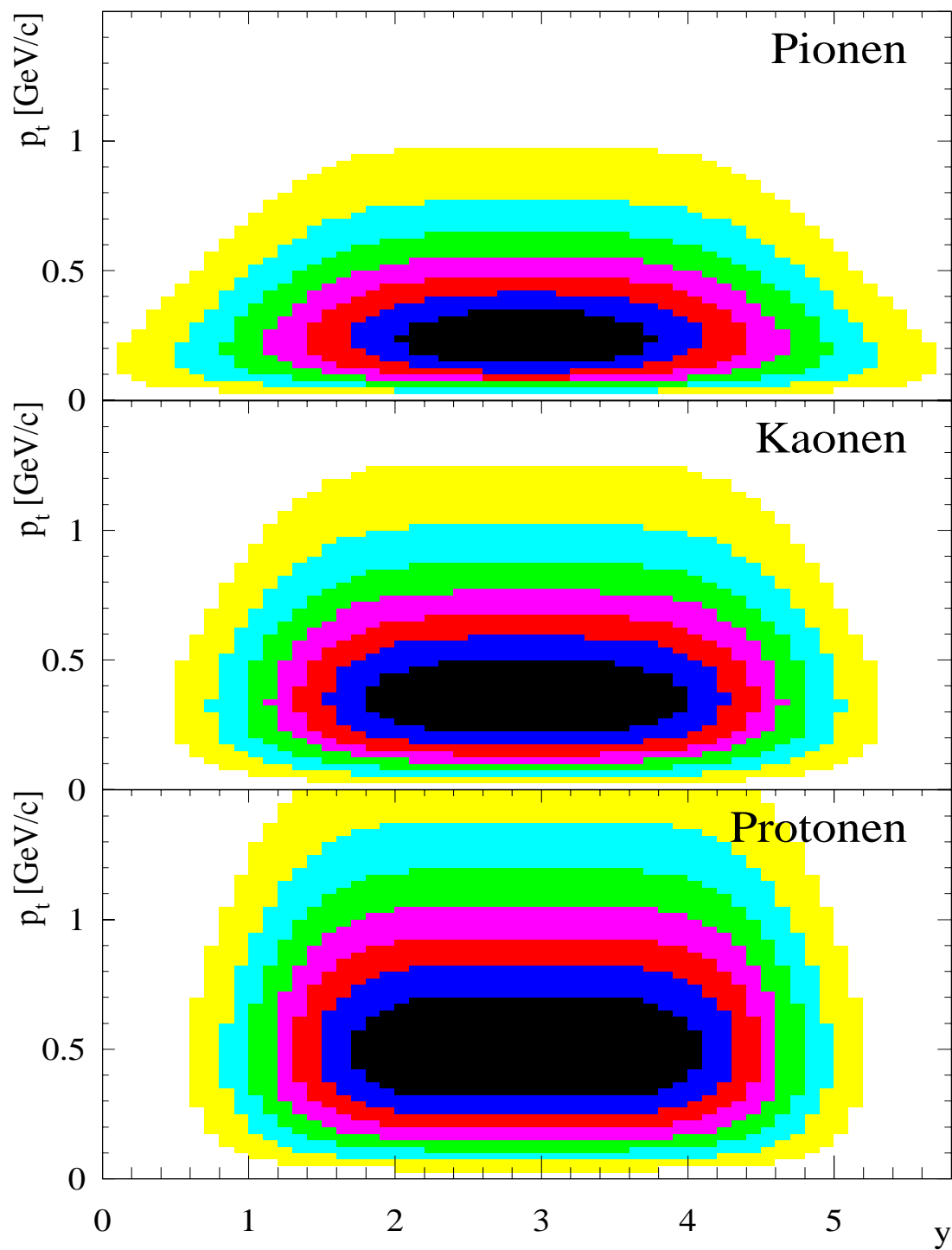


Abbildung 5.4:  $p_t$ - $y$ -Verteilungen im hydrodynamisch-thermischen Modell nach Heinz et al. mit den Parametern  $T = 150 \text{ MeV}$ ,  $\beta_s = 0.7 c$ ,  $\eta_{max} = 1.7$

### 5.3 Experimentelle Resultate

Die Abbildungen 5.5 und 5.6 zeigen die experimentellen Ergebnisse, die die Korrekturen der Nachweiswahrscheinlichkeit und der Verluste enthalten. Bei der weiteren Analyse wurden die Bereiche entlang des Rands der Verteilungen verworfen, da hier die systematischen Fehler sehr groß sind. Sie entstehen dadurch, daß die Detektorgeometrie in Experiment und Simulation nicht exakt übereinstimmen. Diese Differenz führt dazu, daß auch der simulierte geometrische Nachweisbereich und die tatsächliche beobachtete  $p_t$ - $y$ -Verteilung nicht genau deckungsgleich sind. Dies wirkt sich natürlich dort am stärksten aus, wo der Gradient der Verteilung am größten ist, d.h. entlang der Ränder.

Zum mehr quantitativen Vergleich der experimentellen Daten mit den theoretischen Modellen sind in den Abbildungen 5.7 und 5.8 die Projektionen der in 5.5 und 5.6 gezeigten experimentellen Verteilungen auf die  $p_t$ -Achse dargestellt. Es ist im allgemeinen üblich, statt der linearen Transversalimpuls-Spektren den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^2n}{m_t dm_t dy}$  logarithmisch gegen die transversale Masse  $m_t - m_0$  aufzutragen, da sich dadurch in einem festen Rapiditätsintervall im wesentlichen ein einfacher exponentieller Zusammenhang ergibt. Zunächst soll hier aber der Rapiditätsbereich uneingeschränkt bleiben. Die Abbildungen 5.9 und 5.10 zeigen die gleichen Daten wie die Abbildungen 5.7 und 5.8, also im vollen Nachweisbereich des TOF-Detektors, im Vergleich zu VENUS und dem hydrodynamisch-thermischen Modell (HTM), jedoch als Funktion der transversalen Masse.

Im wesentlichen sind beide Modelle geeignet, um die experimentellen Daten zu beschreiben. In den Pionen-Spektren wurden beim hydrodynamisch-thermischen Modell die gleiche Anzahl an Pionen, wie sie auch VENUS liefert, verwendet, nämlich 514  $\pi^+$  und 543  $\pi^-$  im gesamten Phasenraum. Es zeigt sich aber, daß im niedrigen  $m_t - m_0$ -Bereich, etwa unterhalb  $0.2 \text{ GeV}/c^2$ , die experimentelle Ausbeute deutlich höher ist, als von den Modellen vorhergesagt. Dieser Effekt wird als "low- $p_t$ -enhancement" bezeichnet und ist zurückzuführen auf die – zumindest im HTM – nicht berücksichtigten Pionen aus Resonanz-Zerfällen, z.B.  $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^-$  oder  $\Delta \rightarrow N\pi$ , deren spektrale Verteilung sich deutlich von der der direkten Pionen unterscheidet. Im Nachweisbereich des Detektors liegt diese Differenz bei etwa 25%. Unter der Annahme, daß das "low- $p_t$ -enhancement", unabhängig vom Rapiditätsbereich, die Gesamtausbeute der Pionen um 25% anhebt, ergäben sich totale Produktionsquerschnitte von 679  $\pi^-$  und 642  $\pi^+$ .

Insgesamt ist die Zahl der negativen Pionen etwas größer als die Zahl der positiven, da bereits vor der Reaktion, durch den großen Neutronenüberschuß der Blei-Kerne mehr  $d$ - als  $u$ -Quarks vorhanden sind. Da im Feuerball selbst beide Arten (und auch deren Antiteilchen) etwa gleich häufig produziert werden, ist die Bildung von negativen Pionen, bestehend aus  $(d\bar{u})$  begünstigt ( $\pi^+ = (u\bar{d})$ ).

Das gleiche Argument gilt für die Produktion von Kaonen ( $K^+ = (u\bar{s})$ ,  $K^- = (s\bar{u})$ ): Im Gegensatz zu den  $u$ -Quarks, die bereits durch die Nukleonen der Blei-Kerne vorhanden sind, müssen alle anderen Quarks erst in der Reaktion erzeugt werden. Dies erklärt auch das etwas breitere Rapiditätsspektrum der positiven Kaonen in VENUS (vgl. Abb. 5.1 und 5.2). Das HTM unterscheidet an dieser Stelle nicht zwischen unterschiedlich geladenen Teilchen. Es berechnet lediglich die spektrale Verteilung der im Feuerball produzierten Teilchen. Die Ausbeuten wurden an die experimentellen Ergebnisse angepaßt und ergeben etwa 90  $K^+$  und 60  $K^-$ . VENUS produziert pro Ereignis etwa 86  $K^+$  und 54  $K^-$ .

Das Protonen-Spektrum wird durch beide Modelle gut und sehr ähnlich beschrieben. Obwohl hier der Unterschied zwischen den  $p_t$ - $y$ -Verteilungen am größten ist, da das HTM wieder die Protonen der Blei-Kerne unberücksichtigt läßt, wirkt sich dies im Nachweisbereich des Detektors nicht aus. Allerdings lassen sich die Ausbeuten nicht vergleichen. VENUS liefert 176 Protonen und das HTM wurde mit 100 Protonen an das experimentelle Ergebnis angepaßt. Auch das Spektrum der Antiprotonen wird zumindest in seiner Form durch beide Modelle gut beschrieben. VENUS liegt mit 11 produzierten Antiprotonen allerdings deutlich über dem experimentellen Ergebnis. Das HTM wurde mit 8 Antiprotonen angepaßt.

Da es sich bei der Blei-Blei-Reaktion um ein symmetrisches System handelt, ist auch die erwartete Rapiditätsverteilung symmetrisch um die Schwerpunktsrapidität. Deshalb wurde die experimentelle  $m_t$ - $y$ -Verteilung mit der an  $y = 2.9$  gespiegelten Verteilung überlagert und gemittelt (Abb. 5.11 und 5.12). Die Abbildungen 5.13 und 5.14 zeigen die  $m_t$ -Spektren der Hadronen, nun jedoch unter Selektion eines Bereichs mittlerer Rapidität ( $2.5 < y < 3.3$ ). Die Spektren der Hadronen aus dem Bereich mittlerer Rapidität wurden mit einer Exponentialfunktion ( $\frac{d^2n}{m_t dm_t dy} = C(T) \exp(-\frac{m_t}{T})$ ) gefittet. Daraus ergaben sich durch Extrapolation und Integration über den gesamten Transversalmassenbereich auch die Produktionsquerschnitte in diesem Rapiditätsbereich ( $\frac{dn}{dy}$ ) (Tab. 5.1).

Die Unterschiedlichkeit der Werte zeigt bereits, daß  $T$  nicht als Temperatur zu interpretieren ist. Zwar ist es denkbar, daß die verschiedenen Teilchen – weil sie

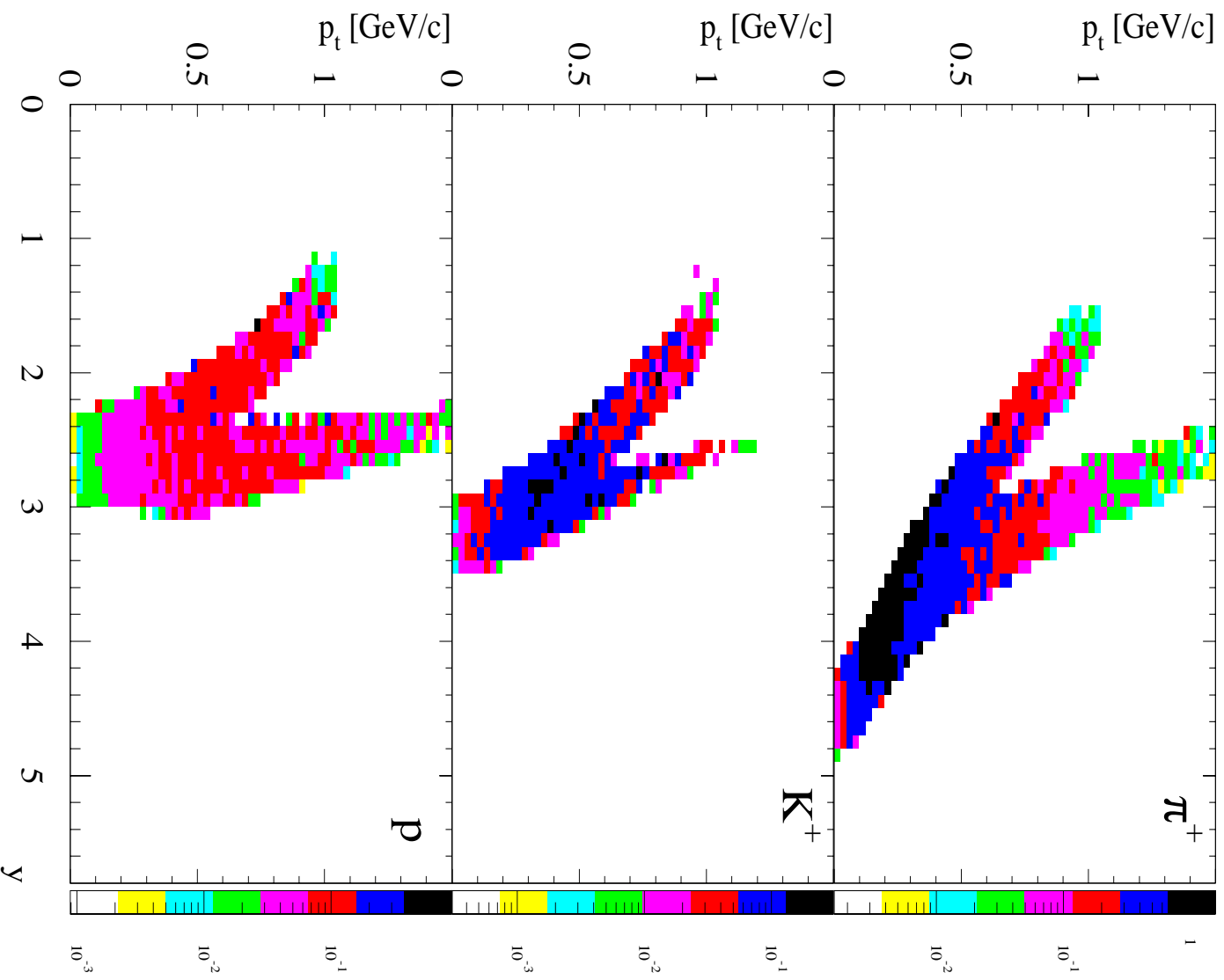


Abbildung 5.5:  $p_t$ - $y$ -Verteilungen der identifizierten positiven Hadronen (unter Berücksichtigung der geometrischen Nachweiswahrscheinlichkeit und der Effizienz der Teilchenidentifizierung)

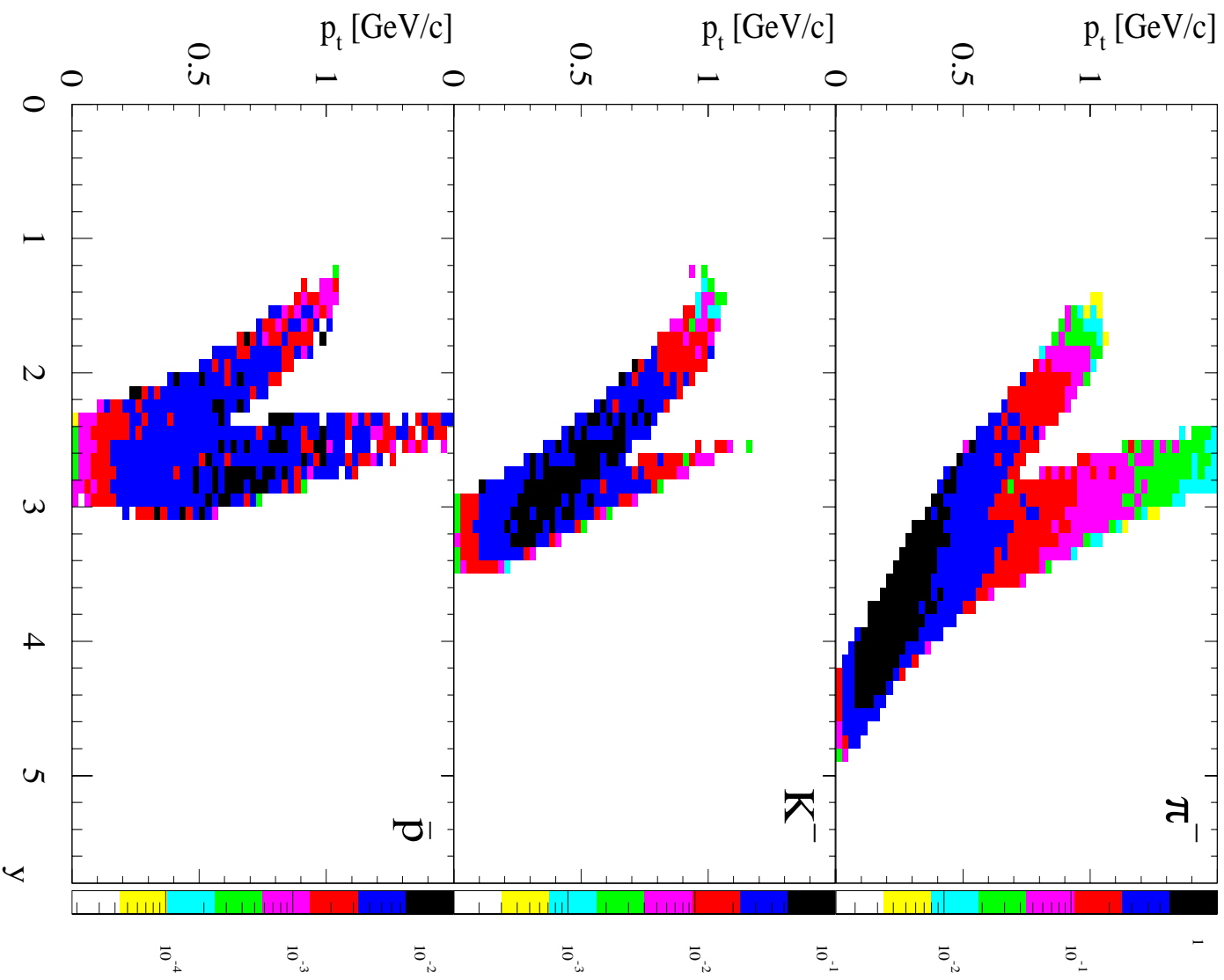


Abbildung 5.6:  $p_t$ - $y$ -Verteilungen der identifizierten negativen Hadronen (unter Berücksichtigung der geometrischen Nachweiswahrscheinlichkeit und der Effizienz der Teilchenidentifizierung)

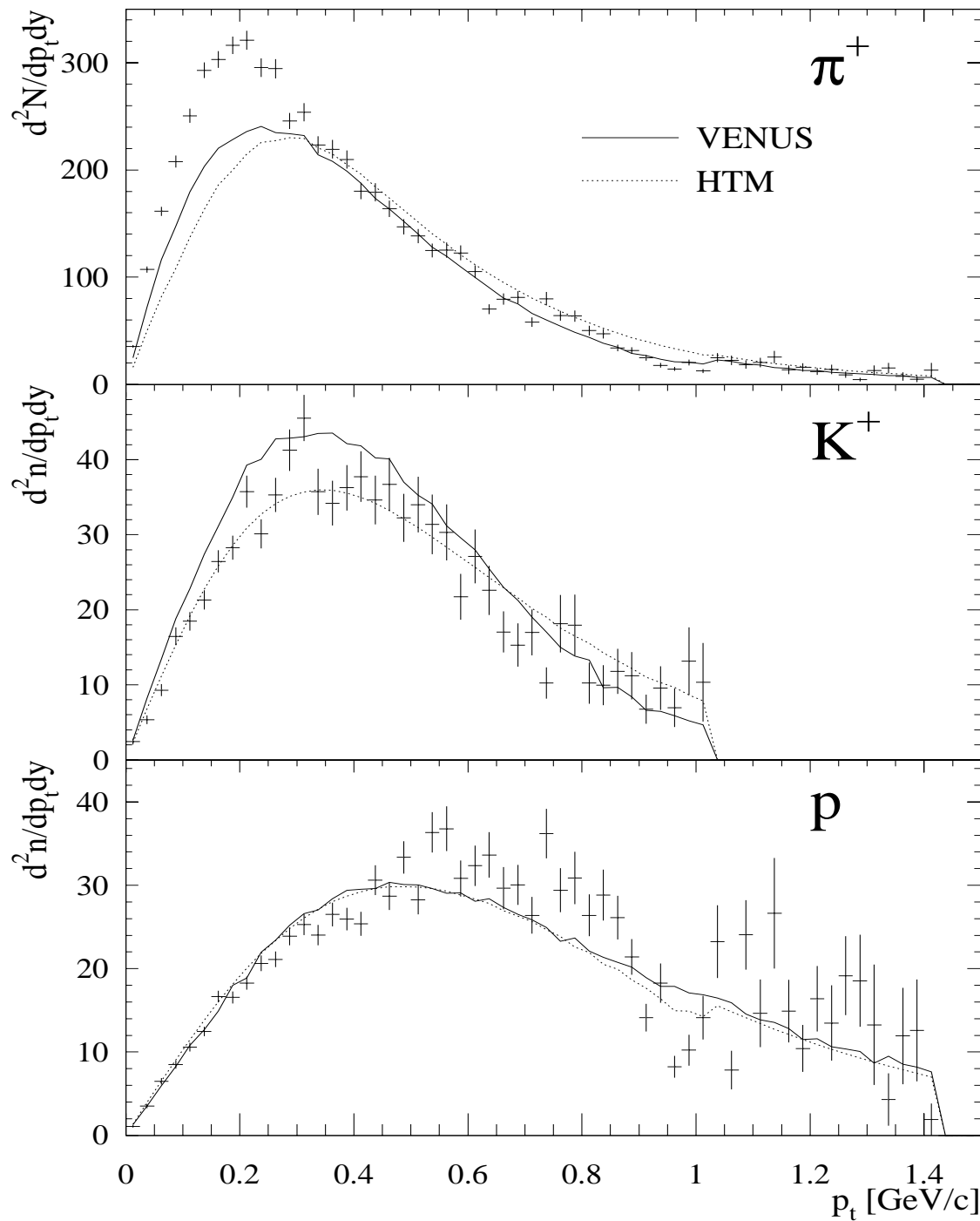


Abbildung 5.7: Transversalimpuls-Spektrum der positiven Hadronen im Vergleich mit den Modellen (ermittelt durch Projektion der Daten von Abb. 5.5 auf die  $p_t$ -Achse im vollen Nachweisbereich des Detektors (ohne "Ränder", s. Text))



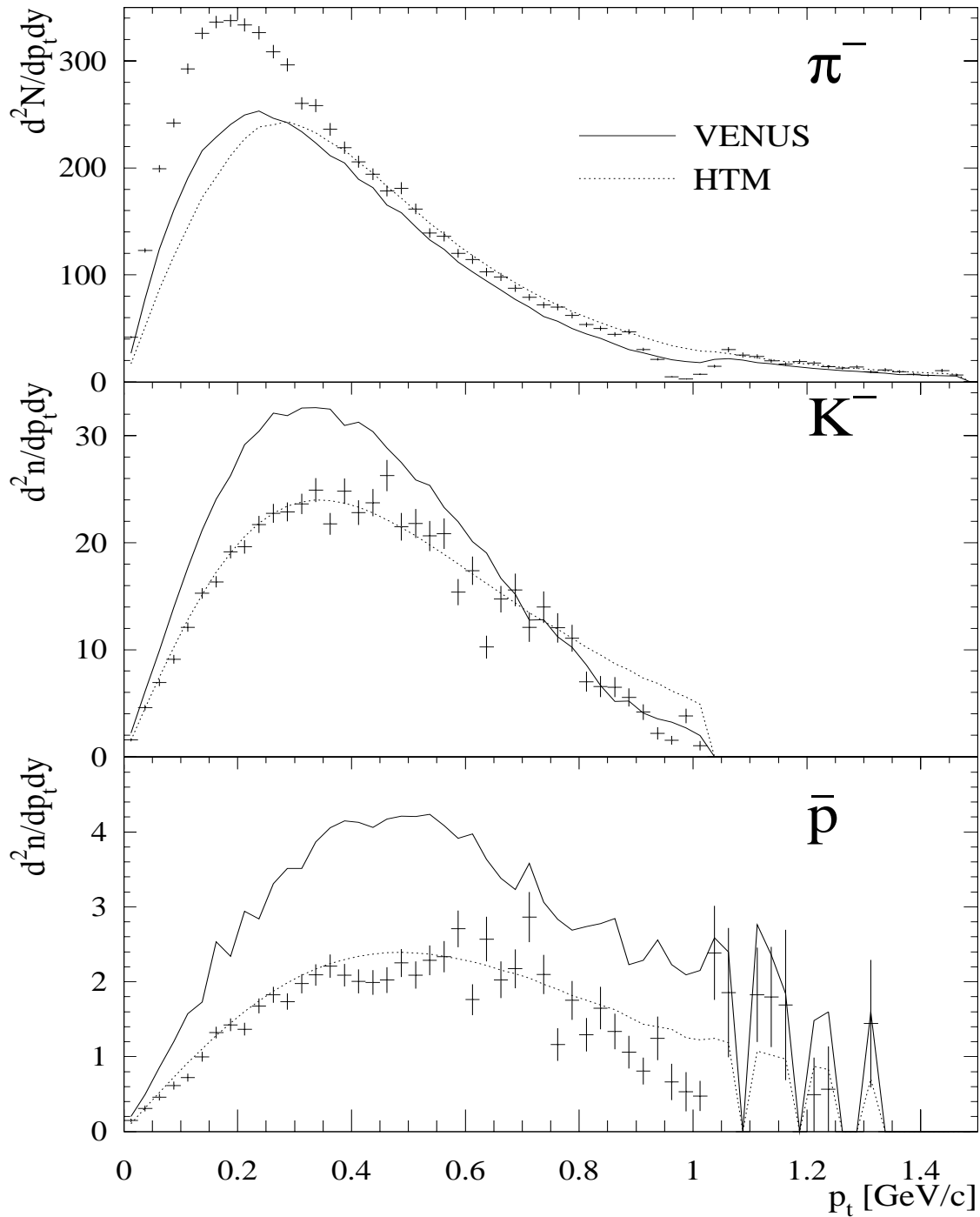


Abbildung 5.8: Transversalimpuls-Spektrum der negativen Hadronen im Vergleich mit den Modellen (ermittelt durch Projektion der Daten von Abb. 5.6 auf die  $p_t$ -Achse im vollen Nachweisbereich des Detektors (ohne "Ränder", s. Text))

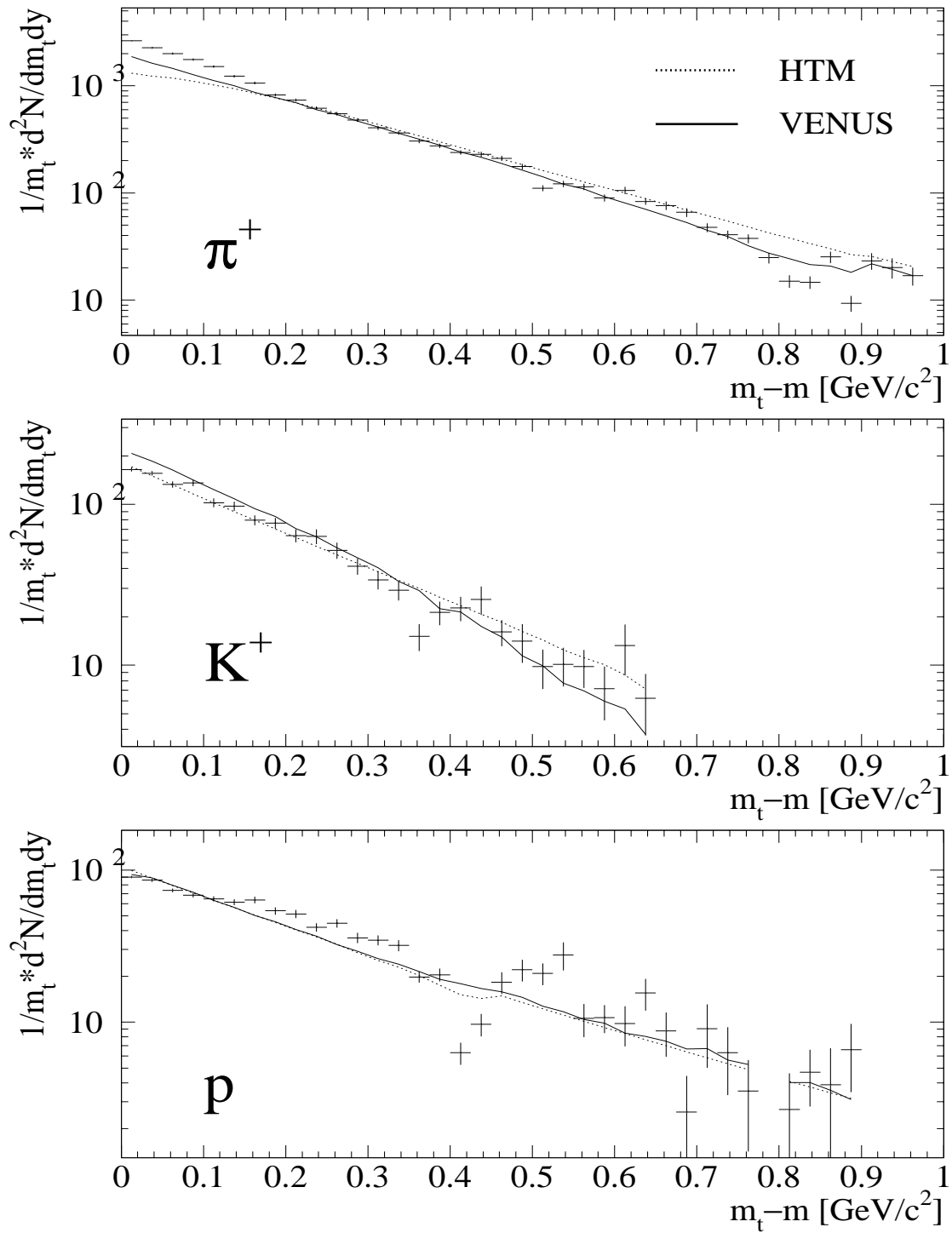


Abbildung 5.9: *Transversalmassen-Spektrum der positiven Hadronen im vollen Nachweisbereich des TOF-Detektors im Vergleich mit den Modellen*

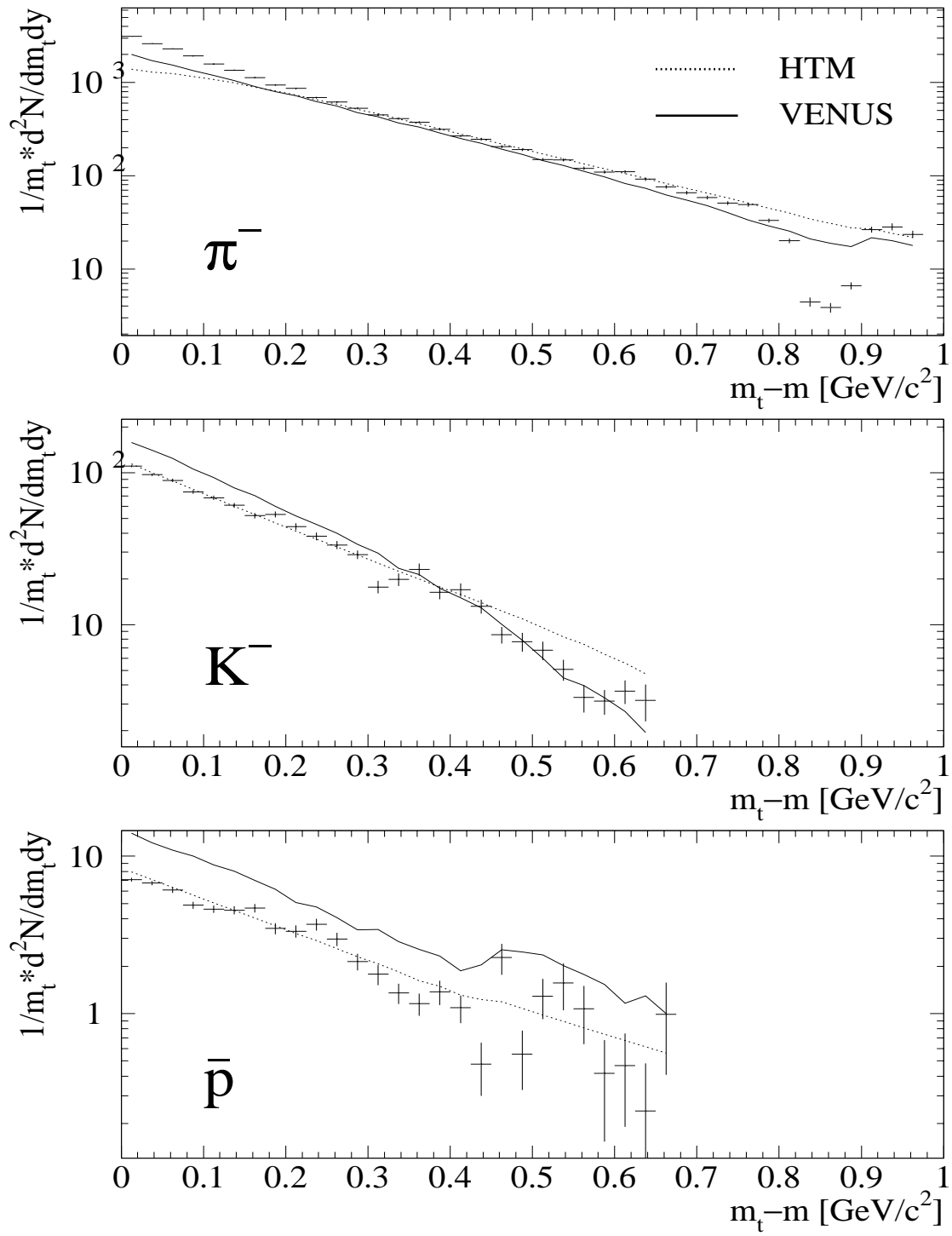


Abbildung 5.10: *Transversalmassen-Spektrum der negativen Hadronen im vollen Nachweisbereich des TOF-Detektors im Vergleich mit den Modellen*

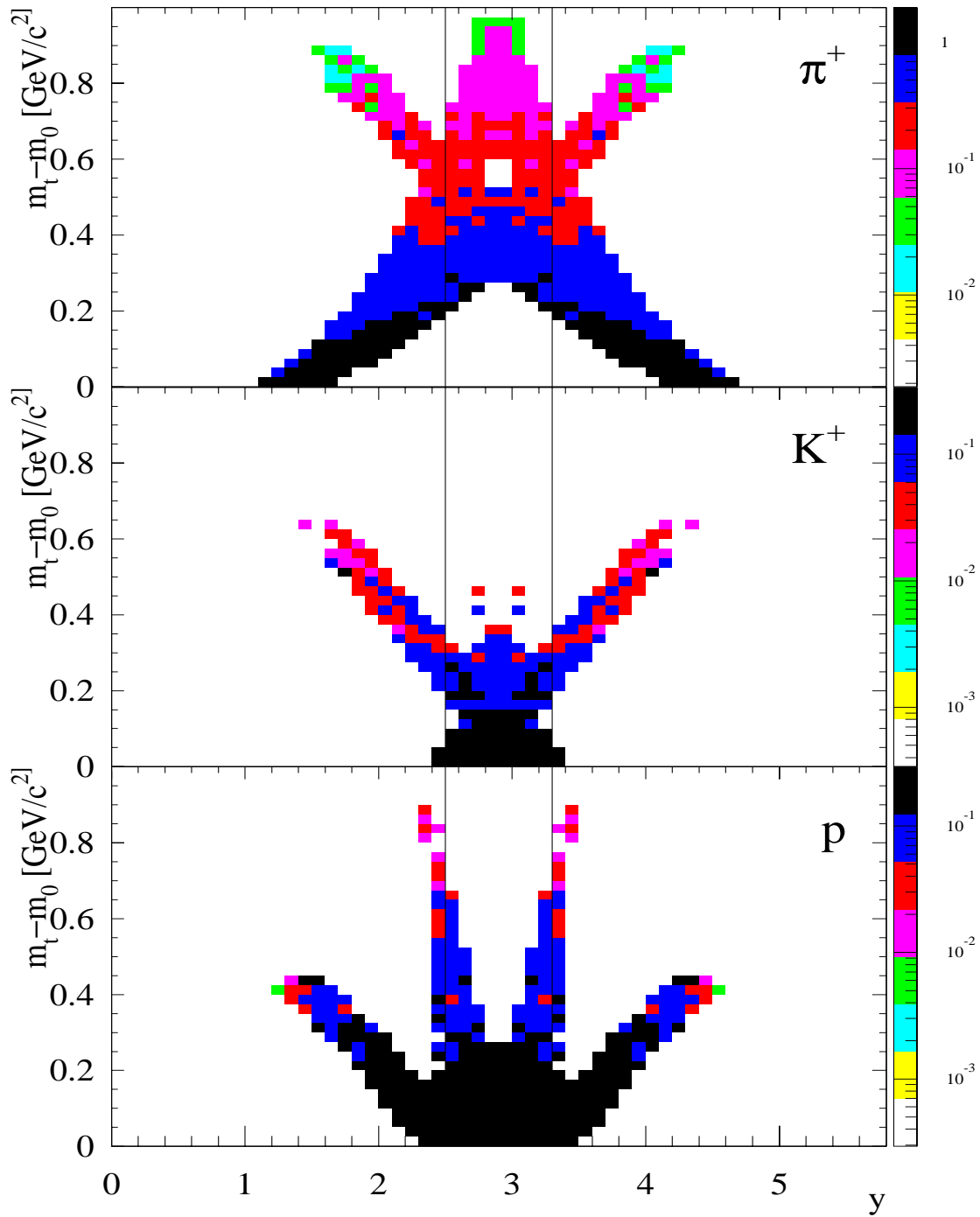


Abbildung 5.11: Überlagerung und Mittelung der experimentellen  $m_t$ - $y$ -Verteilung (der positiven Hadronen, ohne “Ränder”) mit der an  $y = 2.9$  gespiegelten Verteilung. Der im folgenden verwendete Rapiditybereich ist gekennzeichnet

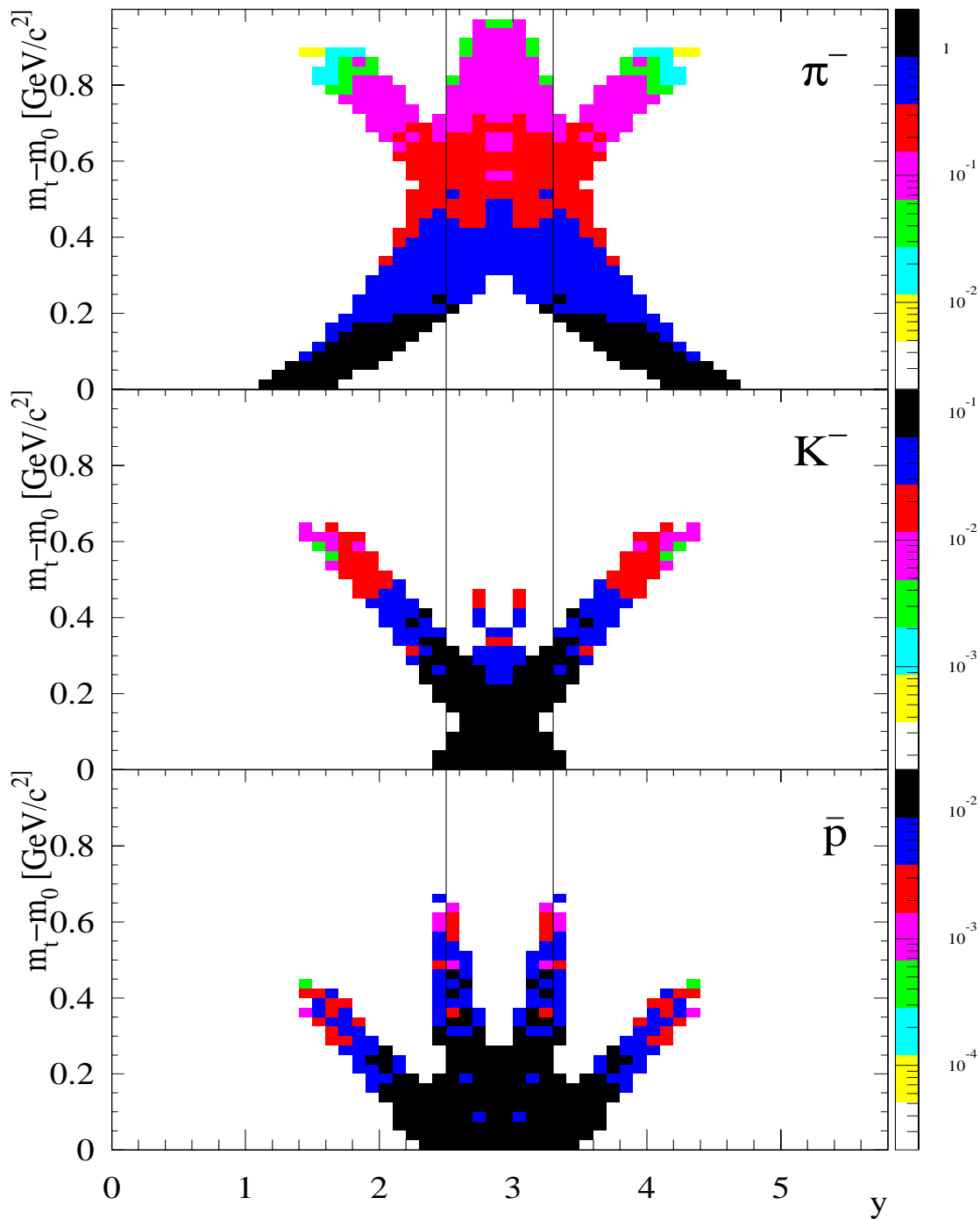


Abbildung 5.12: Überlagerung und Mittelung der experimentellen  $m_t$ - $y$ -Verteilung (der negativen Hadronen, ohne "Ränder") mit der an  $y = 2.9$  gespiegelten Verteilung. Der im folgenden verwendete Rapiditätsbereich ist gekennzeichnet

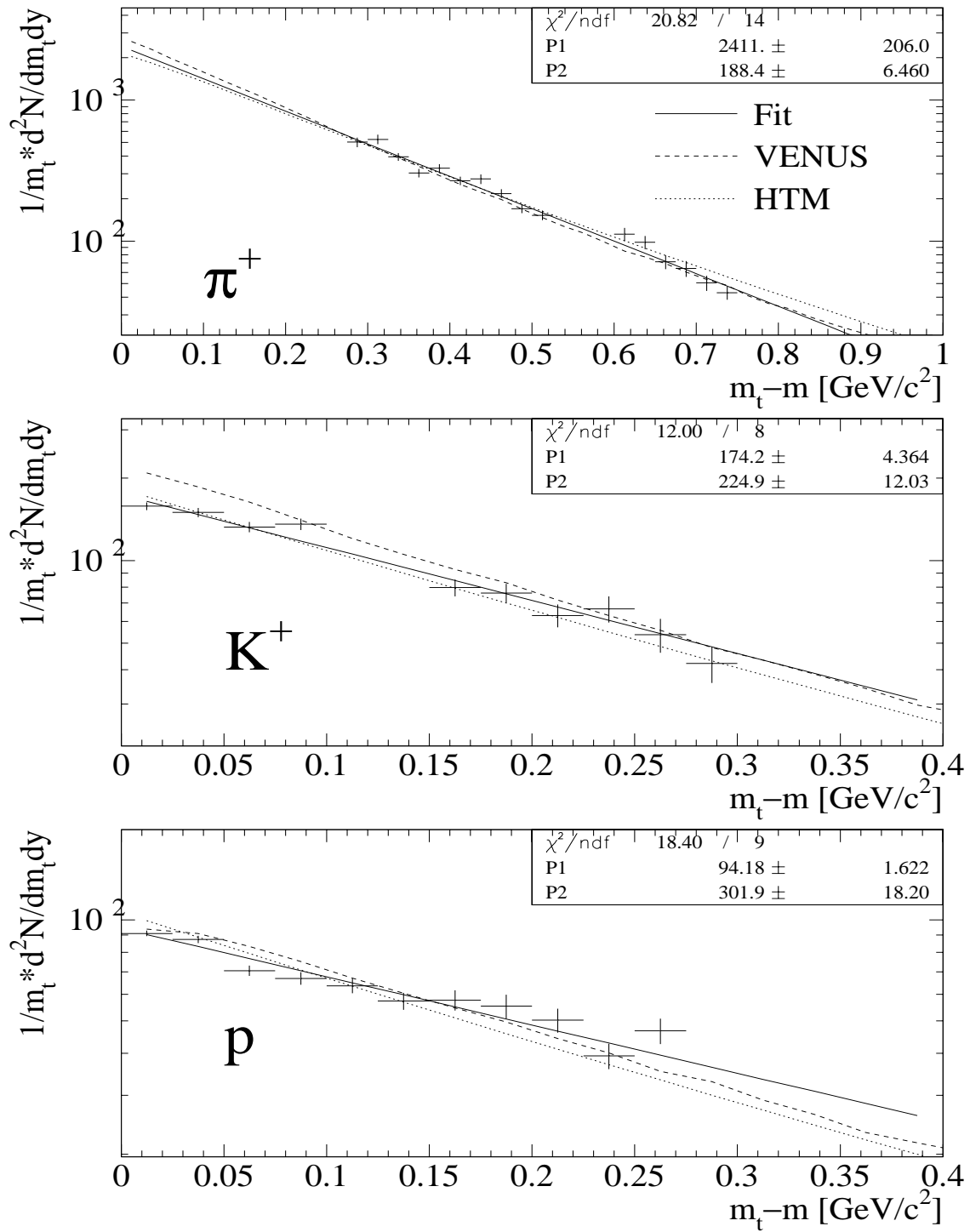


Abbildung 5.13:  $m_t$ -Spektren der positiven Hadronen im Vergleich mit den Modellen im Bereich mittlerer Rapidity

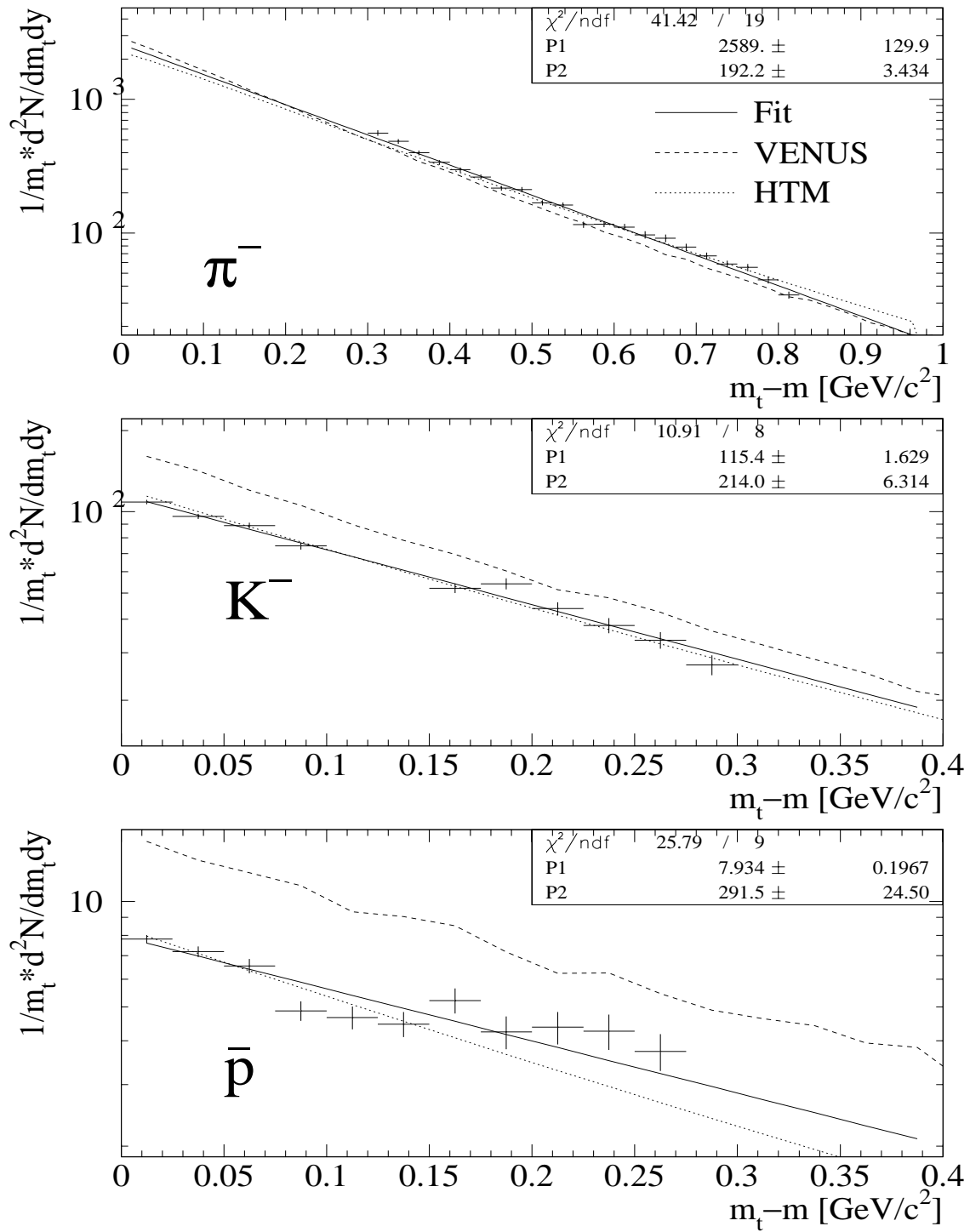


Abbildung 5.14:  $m_t$ -Spektren der negativen Hadronen im Vergleich mit den Modellen im Bereich mittlerer Rapidität

Teilchen	$T/MeV$	$\frac{dn}{dy}$	n
$\pi^+$	188 $\pm$ 7	149 $\pm$ 15	642 $\pm$ 60
$\pi^-$	192 $\pm$ 3	165 $\pm$ 10	679 $\pm$ 60
$K^+$	225 $\pm$ 12	28.2 $\pm$ 2.1	90 $\pm$ 10
$K^-$	214 $\pm$ 6	17.5 $\pm$ 0.7	60 $\pm$ 6
$p$	302 $\pm$ 18	35.3 $\pm$ 2.7	—
$\bar{p}$	292 $\pm$ 25	2.8 $\pm$ 0.3	8 $\pm$ 1

Tabelle 5.1: Anpassungsparameter der Transversalmassen-Spektren mit statistischem Fehler ( $T$  aus Fit Abb. 5.13 und 5.14, ebenso  $\frac{dn}{dy}$  bei  $2.5 < y < 3.3$  durch Extrapolation und Integration über den vollen  $m_t$ -Bereich, Gesamtausbeuten  $n$  mit geschätztem statistischen Fehler durch Anpassung der HTM-Ergebnisse entsprechend Abb. 5.7 und 5.8 mit 25% Korrektur bei den Pionen, s. Text S.64)

unterschiedliche Wechselwirkungsquerschnitte haben – zu verschiedenen Zeiten und folglich bei verschiedenen Temperaturen “ausfrieren”. Jedoch hat sich gezeigt, daß zum einen dieser Parameter bei den Pionen relativ unabhängig von der Größe und Energie der stoßenden Kerne ist, aber für schwerere Teilchen mit zunehmender Größe und Energie zunimmt [Xu96]. Zum anderen liegen diese Parameter weit oberhalb der Hagedornschen Grenztemperatur ( $T_{Grenz} = 170 MeV$ ) [Hag83], oberhalb der die Energie in die Produktion neuer Teilchen gesteckt wird. Die hohen  $T$ -Werte für die schwereren Teilchen sind ein Hinweis auf kollektive Expansion, wie sie im Modell von Heinz et al. berücksichtigt wurde. Unter Annahme eines transversalen Flusses mit den in Abschnitt 5.2 angegebenen Parametern können die Spektren aller Teilchen mit der gleichen Temperatur von  $150 MeV$  reproduziert werden.

Aus den in Tabelle 5.1 angegebenen Produktionsquerschnitten ergeben sich folgende Kaon:Pion-Verhältnisse:  $K^+/\pi^+ = 0.14$ ,  $K^-/\pi^- = 0.09$ . Modelle [Cle93], die diese Verhältnisse aus der Teilchenproduktion im thermischen Gleichgewicht berechnen, ergeben in der Regel höhere Werte ( $\geq 0.20$ ). Die experimentell ermittelten wären nur mit relativ niedrigen Temperaturen um  $110 MeV$  verträglich.

Die Wirkungsquerschnitte im Bereich mittlerer Rapidität sind im Rahmen der statistischen und systematischen Fehler in Übereinstimmung mit den vorläufigen Ergebnissen der NA44-Kollaboration [Xu96] und anderen Daten der NA49-Kollaboration [Jon96].



# Kapitel 6

## Ausblick

Die Entwicklungs- und Bauphase des Flugzeitdetektors wurde im wesentlichen 1994 ohne große prinzipielle Probleme abgeschlossen. Lediglich das Zusammenspiel zwischen Datenaufnahme und paralleler Überwachung des Detektors während des Betriebs erfordern weitere Entwicklungsarbeit.

Durch die mittlerweile ausgereiften Methoden der Positionsbestimmung und Zeitkalibration konnte das zeitliche Auflösungsvermögen des Detektors auf  $60\text{ ps}$  Standardabweichung verbessert werden; es ist damit deutlich besser als in der Planungs- und frühen Entwicklungsphase erwartet wurde. Dadurch ist es möglich, mit der zusätzlichen Information des spezifischen Energieverlusts in den TPCs Kaonen und Pionen bis zu einem Impuls von etwa  $7\text{ GeV}/c$  und (Anti-)Protonen bis etwa  $11\text{ GeV}/c$  mit einer  $3\sigma$ -Trennung zu identifizieren und in ihren Eigenschaften (z.B. Ausbeuten, Wirkungsquerschnitten und Spektren, wie in dieser Arbeit gezeigt) zu untersuchen. Unter Verwendung einer größeren Zahl von Ereignissen lassen sich auch Deuteronen, Teilchen-Korrelationen und zusammen mit der zweiten Flugzeitwand auch exotischere Teilchen wie  $\phi$ 's und  $\Lambda^*$ 's näher analysieren.

Allerdings wird die Untersuchung der selteneren Teilchen erschwert durch Untergrundeffekte. Störende  $\gamma$ -Strahlung läßt sich nicht vollständig unterdrücken und gewinnt zunehmend in den Ausläufern der Teilchenpeaks an Bedeutung. Dies wird zu Fehlidentifizierungen führen und besonders solche Teilchen betreffen, die selten und mit ihrer Masse dominanteren Teilchen benachbart sind. Diese Störeffekte müssen in der Zukunft noch genauer untersucht werden.

Auch fehlt bisher eine Analyse der systematischen Fehler. Diese sind insbesondere zu suchen bei der Rekonstruktion der Teilchenflugbahn, da nur die Information einer TPC verwendet werden konnte und somit die Extrapolation auf das Target leicht feh-

leranfällig ist. Weitere Fehlerquellen liegen in der Bestimmung der Detektorposition in Verbindung mit der Akzeptanzkorrektur, wenn die in der Simulation verwendete rekonstruierte Detektorposition nicht mit der tatsächlichen übereinstimmt, und in der Zeitkalibration, etwa wenn mit Hilfe der Teilchen der Nullpunkt der Zeitmessung bestimmt wird.

Aufgrund der großen Akzeptanz des NA49-Detektorsystems kann man eine große Zahl von Teilchen in jedem einzelnen Stoßereignis erfassen. Damit wird es erstmals möglich, Fluktuationen in der Emissionscharakteristik von einem Ereignis zum anderen zu beobachten. Beim TOF-Detektor erfordert dafür die eventweise Zeitkorrektur ein genaues Studium. Auch hier wird man aber auf die Auswertung einer deutlich größeren Zahl von Events warten müssen, als sie im Moment zur Verfügung steht. Erst dann wird sich zeigen, ob einige ausgewählte Ereignisse Hinweise auf einen Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma zeigen.

# Literaturverzeichnis

- [Alb95] T. Alber et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995), 3814
- [And83] B. Anderson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, Phys. Rep. 97, 31 (1983)
- [BC91] Bicron Corp. Katalog 1991
- [Bru87] R. Brun et al., CERN-DD/EE/84-1, Sept. 87
- [Cla74] D. Clark, NIM 117 (1974) 295
- [Cle93] J. Cleymans und H. Satz, Z. Phys. C 57 (1993), 135
- [Cyp95] M. Cyprian, Diplomarbeit 1995
- [Eck92] F. Eckhardt, Diplomarbeit (1992)
- [Eul94] S. Euler, unveröffentlicht
- [Hag83] R. Hagedorn, Riv. Nuovo Cimento, 6 (1983)
- [Ham88] Hamamatsu Photonics Katalog (1988)
- [Hei93] E. Schnedermann, J. Sollfrank und U. Heinz, Phys. Rev. C 48 (1993), 2462
- [Jon96] P. Jones (NA49), Beitrag zur Quark Matter Konferenz 1996
- [Kei70] G. Keil, NIM 89 (1970), 111
- [Lee89] K.S. Lee und U. Heinz, Z. Phys. C 43 (1989), 425
- [Leh83] Lehraus et al., IEEE Trans. Nuc. Sci. NS30, 50 (1983)
- [Mon94] L. Montanet et al., Phys. Rev. D 50 (1994), 1173

- [NE80] Nuclear Enterprises, Scintillators for the physical sciences, 126P (1980)
- [Pau71] Paul, NIM 96 (1971), 51
- [Phi90] Philips Components, Data Handbook (Photomultipliers) PC04 (1990)
- [Rev82] Review of Particle Properties Phys. Lett. B 111 (1982)
- [Sch93] H.R. Schmidt und J. Schukraft, J. Phys. G Nucl. Part. Phys. 19 (1993) 1705
- [Wen90] S. Wenig, Dissertation, GSI-90-23 Report
- [Wer89] K. Werner, Phys. Rev. Lett. 62, 2460 (1989)
- [Won94] Wong, Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions, World Scientific Publ. (1994)
- [Xu96] N. Xu (NA44), Beitrag zur Quark Matter Konferenz 1996

Eine solche Doktorarbeit, insbesondere auf diesem Arbeitsgebiet, kann nur gelingen durch das Miteinander vieler Menschen. All jenen, die mich in den letzten Jahren durch Diskussionsbereitschaft und tatkräftige Hilfe unterstützt haben, möchte ich an dieser Stelle Danke sagen. Dabei danke ich besonders meinen Kollegen in der Arbeitsgruppe, den Mitgliedern der NA49-Kollaboration, den Mitarbeitern der Werkstätten des Fachbereichs und den fleißigen studentischen Hilfskräften. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Falk Pühlhofer, Herrn Dr. Andreas Piper und meiner Familie.