

Teilchenidentifizierung mit Pestov-Zählern in Proton-Blei- Reaktionen bei 250 A·GeV

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

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

von
Ulrich Frankenfeld
aus Gelnhausen

Frankfurt am Main, 1999
(DF1)

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

Dekan: Prof. Dr. Rainer J. Jelitto

Gutachter: Prof. Dr. Ulrich Lynen
Prof. Dr. Reinhard Stock

Datum der Disputation: 20. Oktober 1999

Zusammenfassung

Im NA49-Experiment wird der hadronische Endzustand von Kern und Protonen induzierten Reaktionen gemessen, um die Eigenschaften von Kernmaterie unter extremen Bedingungen zu untersuchen. Dabei stellt die Flugzeitmessung ein wichtiges Instrument zur Teilchenidentifizierung dar.

Der von Yu.N. Pestov 1971 erstmal vorgestellte und nach ihm benannte Pestov-Zähler ist ein gasgefüllter Parallelplatten-Zähler, der im Funken/Überschlag-Modus betrieben wird. Die Besonderheit dieses Zählers ist die Lokalisierung der Entladung, die durch eine Anode aus halbleitendem Glas mit einem hohen spezifischen Widerstand und ein Zählgas mit großer Photonen-Absorption erreicht wird.

In der Protonenstrahlzeit 1997 wurde der PesTOF-Detektor (**P**estov **T**ime **O**f **F**light), bestehend aus zwölf einzelnen Zählern, erstmals im Vertex-1 Magneten des NA49-Experimentes eingesetzt. Neben der guten Zeitauflösung sind die Unempfindlichkeit gegenüber dem magnetischen Feld und die gute Ortsauflösung, die auch bei großen Spurdichten ein korrektes Zuordnen der Treffer ermöglicht, die Voraussetzungen für diesen Einsatz. Der kinematische Akzeptanzbereich für die Identifikation von Pionen liegt bei Rapiditäten von $y \approx 2.5 - 3$ und Transversalimpulsen von $p_t < 500$ MeV/c. Der Akzeptanzbereich der Kaonen liegt bei einer Rapidität von $y \approx 2$ und Transversalimpulsen von $p_t < 500$ MeV/c.

Der Detektor konnte über den gesamten Zeitraum stabil und zuverlässig betrieben werden. Die gemessene gaußförmige Zeitauflösung beträgt 78 ps, wobei die Hochspannung die 1.5fache Schwellenspannung betrug. Neben dem gaußförmigen Anteil der Zeitauflösung zeigt der Detektor jedoch auch einen asymmetrischen, nicht gaußförmigen Anteil („Tail“). Aufgrund einer verzögerten Funkenentwicklung im Zähler liegen etwa 12.6% der Signale außerhalb der gaußförmigen Verteilung bzw. sind etwa 4% der Signale um mehr als 500 ps verspätet. Neuere Untersuchungen mit anderen Zählgasen und Zählgeometrien haben gezeigt, dass der Anteil der verzögerten Signale in Zukunft deutlich reduziert werden kann.

Der Verlauf der gemessenen p_t - und m_t -Verteilungen der identifizierten Kaonen und Pionen kann durch Simulationen mit dem VENUS-Modell reproduziert werden. Mit der möglichen Verbesserung der Zeitauflösung und dem geplanten Ausbau des

PesTOF-Detektors mit bis zu 80 einzelnen Zählern wird der Impuls- und Akzeptanzbereich, in dem Teilchen identifiziert werden können, deutlich vergrößert werden. Die Messungen dieser Arbeit geben einen Ausblick darauf, dass es in Zukunft möglich sein wird, relevante physikalische Größen mit dem PesTOF-Detektor im NA49-Experiment zu messen. Insbesondere in nicht symmetrischen Stoßsystemen ist der Einsatz von Flugzeitdetektoren in dem rückwärtigen kinematischen Bereich der Reaktion interessant.

Mit den in dieser Arbeit gefundenen positiven Eigenschaften und den sich abzeichnenden Modifikationen am Zählgas und Zähler ist der Pestov-Zähler ein interessanter Detektor für zukünftige Experimente.

„Das, worauf es ankommt, können wir nicht vorausberechnen. Die schönste Freude erlebt man immer da, wo man sie am wenigsten erwartet.“

Antoine de Saint-Exupéry
Wind, Sand und Sterne

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Das NA49-Experiment	9
2.1	Funktionsweise einer Spurendriftkammer	10
2.1.1	Durchgang geladener Teilchen in Materie	10
2.1.2	Elektronenbewegung im Gas	12
2.1.3	Gasverstärkung	14
2.1.4	Aufbau und Funktion einer Spurendriftkammer	15
2.2	Eigenschaften der NA49-Spurendriftkammern	16
2.3	Möglichkeiten zur Teilchenidentifizierung	18
2.3.1	Spezifische Ionisation	18
2.3.2	Flugzeitmessung	20
3	Pestov-Zähler	21
3.1	Funktionsprinzip	22
3.1.1	Zeitmessung mit gasgefüllten Detektoren	22
3.1.2	Funktionsweise der Pestov-Zähler	23
3.2	Anforderungen an die Gasmischung	29
3.3	Aufbau	31
4	Der PesTOF-Detektor im NA49-Experiment	37
4.1	Aufbau	38
4.2	Detektor-Kalibrierung	42
4.3	Detektoreigenschaften	46
4.4	Zeitauflösung	50
4.5	Teilchenidentifizierungsvermögen	54
4.5.1	Ergebnisse	55
4.5.2	Vergleich mit Simulationen	59

5	Teilchenidentifikation in Proton-Blei-Reaktionen	62
5.1	Akzeptanzbereich	62
5.2	Verteilungen der identifizierten Mesonen	62
6	Zusammenfassung und Ausblick	68
6.1	Zukünftige Einsatzmöglichkeiten der Pestov-Zähler	68
6.1.1	PesTOF in NA49	68
6.1.2	PesTOF in ALICE	69
6.1.3	PesTOF in 4π	70
6.2	Zusammenfassung	71
A	Aufbau des Gassystems	73
B	Überwachung der Gasqualität	76
C	Mögliche Weiterentwicklung der Gasmischung	79
D	Eigenschaften der Pestov-Zähler	84
D.1	Signalform	85
D.2	Ansprechverhalten der Zähler	85
D.3	Ortsauflösung	88
D.4	Zeitauflösung	89
D.5	Langzeitverhalten	91
E	Kalibration der Startzähler	93
F	Nicht gaußförmige Zeitauflösung	97
F.1	Messung des „Tails“	97
F.2	Untersuchung der Ursachen des „Tails“	99
G	Geometrischer Akzeptanzbereich	107
G.1	Gemessene Verteilungen	109
G.2	Akzeptanz in zukünftigen Anordnungen	109

1 Einleitung

Kernmaterie unter extremen Bedingungen

Hadronen, die Grundbausteine der Kernmaterie, werden im statischen Quark-Modell von Gell-Mann und Zweig als Objekte beschrieben, die aus drei Quarks (Baryonen, qqq) bzw. einem Quark und einem Antiquark aufgebaut (Mesonen, $q\bar{q}$) sind. Die Kraft zwischen den Quarks und damit ihre Bindung in Hadronen wird durch die starke Wechselwirkung hervorgerufen. In der Theorie der Quark-Quark-Kräfte, der Quantenchromodynamik (QCD), wird die starke Ladung Farbe (*color*) genannt, die in Form von drei Farben und den dazugehörigen Antifarben vorkommt [Per87]. Die Hadronen sind farbneutrale (weiße) Teilchen, die in Analogie zur klassischen Farbenlehre aus den farbigen Quarks bzw. Antiquarks zusammengesetzt sind. Die Feldquanten der starken Wechselwirkung sind die Gluonen, die ihrerseits Farbladung tragen. Das Potential der starken Wechselwirkung besitzt im Gegensatz zur Quantenelektrodynamik (QED) einen langreichweitigen, linearen Anteil. Dieser führt dazu, dass nur farbneutrale Zustände beobachtet werden können. Beim Separieren von farbigen Objekten steigt die Energie soweit an, dass die Bildung von Quark-Antiquark-Paaren energetisch günstiger wird. Es werden wieder farbneutrale Hadronen gebildet (*confinement*).

Im Bag-Modell werden die Hadronen als Blasen in dem sie umgebenden Vakuum beschrieben. Die Bag-Konstante beschreibt den Druck des Vakuums auf die Konstituenten der Hadronen, der verhindert, dass sie ins Vakuum gelangen. Innerhalb der Blase können sich die Quarks und Gluonen frei bewegen (*asymptotic freedom*). Mit der Bag-Konstante und der Annahme eines exponentiellen Massenspektrums wird in dem Hagedorn-Modell in einer thermodynamischen Betrachtungsweise eine Grenztemperatur T_c vorhergesagt. Oberhalb dieser Temperatur kann Materie nicht in einem hadronischen Zustand vorliegen [Hag83].

Wenn Kernmaterie verdichtet wird, so könnte ein Zustand erreicht werden, bei dem die Quarks und Gluonen so dicht gepackt sind, dass sie sich über größere Distanzen bewegen können und daher zu quasifreien Teilchen werden (*deconfinement*). Wenn es zu einem solchen Übergang in das sogenannte Quark-Gluon-Plasma (*QGP*) kommt, entspricht dies in einer thermodynamischen Betrachtungsweise einem Phasenübergang. Dabei werden die hadronischen Freiheitsgrade durch die der Quarks und Gluonen ersetzt [Mül85]. Aufgrund der größeren Anzahl der Freiheitsgrade wird eine Änderung der Energiedichte und des Drucks in der Nähe der kritischen Temperatur erwartet. Im Rahmen der Gittereichtheorie erstellte Rechnungen in der QCD

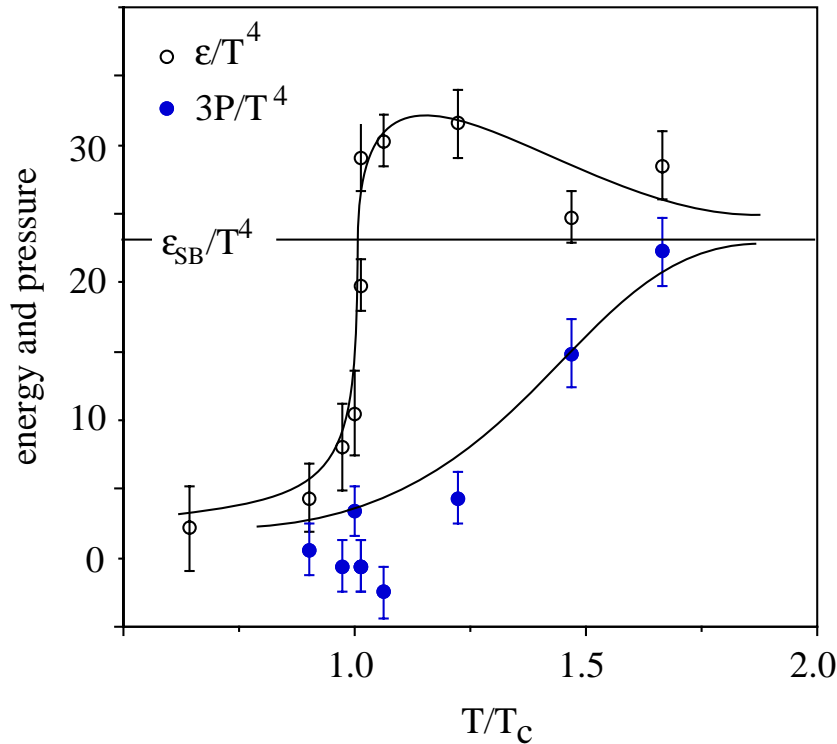


Abbildung 1.1 In der QCD berechneter Energiedichte- und Druckverlauf in der Nähe der kritischen Temperatur T_c im Vergleich zu einem Stefan-Boltzmann-Gas [Got87].

[Got87] ergeben den in Abb. 1.1 dargestellten Energiedichte- und Druckverlauf. Die Energiedichte ϵ/T^4 (offene Kreise) steigt sprunghaft in der Nähe der kritischen Temperatur T_c an. Zum Vergleich ist der konstante Verlauf der Energiedichte ϵ_{SB}/T^4 eines Stefan-Boltzmann-Gases eingezeichnet. Der Anstieg der Energiedichte und des Druckes lässt einen Phasenübergang erwarten.

In Kern-Kern-Reaktionen an Teilchenbeschleunigern können die Eigenschaften von Kernmaterie unter extremen Bedingungen untersucht werden. In Abb. 1.2 ist

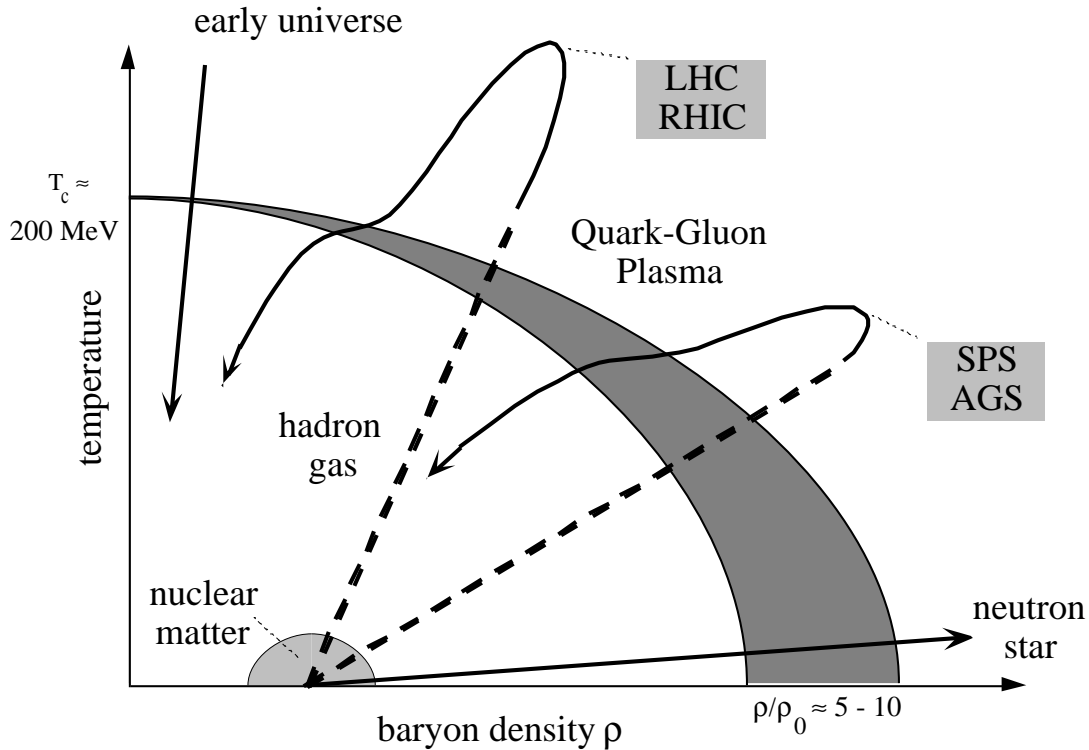


Abbildung 1.2 Das Phasendiagramm der stark wechselwirkende Materie [Sch93]. Der Übergang der Kernmaterie in ein Quark-Gluon-Plasma wird bei einer 5–10fachen Grundzustandsdichte erwartet.

der mögliche Verlauf des Zustandes der Materie in Reaktionen an den Beschleunigern SPS und AGS und an den im Bau befindlichen Beschleunigern LHC und RHIC eingezeichnet. In dem Phasendiagramm für stark wechselwirkende Materie in der Temperatur-Baryonendichte Darstellung sind außerdem der vermutete Weg des frühen Universums in den heutigen Zustand und das Entstehen eines Neutronensterns skizziert. Der Übergang des Hadronengases in ein Quark-Gluon-Plasma wird bei einer 5–10fachen Grundzustandsdichte erwartet ($\rho_0 \approx 0.14 \text{ GeV}/\text{fm}^3$).

Abb. 1.3 zeigt den Verlauf einer Kern-Kern-Reaktion bei relativistischen Energien unter der Annahme, dass die Reaktion ein Quark-Gluon-Plasma durchläuft. In dem linken Teil der Abbildung sind die einlaufenden, stark Lorentz-kontrahierten Kerne bzw. die Reaktion nach dem Stoß dargestellt. Im Raum-Zeit-Diagramm ist der Verlauf der Reaktion illustriert: Nach einer Vergleichgewichts-Situation gehen die Hadronen in ein Quark-Gluon-Plasma über, das durch einen Phasenübergang wieder in ein Hadrongas übergeht. Wenn das System soweit expandiert ist, dass keine weiteren Wechselwirkungen stattfinden (*freeze out*), ist der Endzustand erreicht.

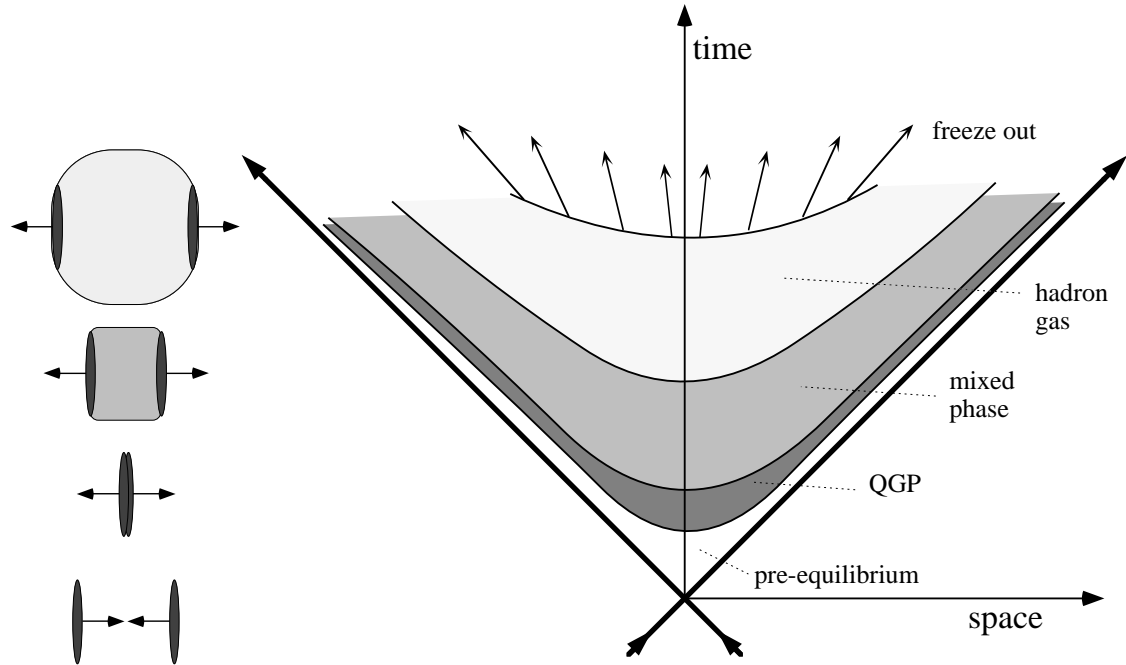


Abbildung 1.3 Eine Kern-Kern-Reaktion bei relativistischen Energien (links) und deren Verlauf im relativistischen Raum-Zeit-Diagramm unter der Annahme, dass die Reaktion ein Quark-Gluon-Plasma durchläuft [Sch93].

Dieser wird in Detektoren gemessen, um Rückschlüsse auf den Verlauf der Reaktion und somit auf die Eigenschaften der Kernmaterie zu ziehen. So können z.B. in einem frühen Stadium der Reaktion erzeugte seltsame Teilchen im Entzustand identifiziert und ihre Häufigkeit bestimmt werden. Da der Zustand des Quark-Gluon-Plasmas zumindest durch hadronische Observablen nicht direkt beobachtet werden kann, ist der Vergleich mit Protonen induzierten Reaktionen, in denen der Übergang in das QGP nicht erwartet wird, wichtig für das Verständnis von Kernmaterie.

Experimente wie das NA49-Experiment (Kap. 2) untersuchen den hadronischen Endzustand von Kern und Protonen induzierten Reaktionen. Die Flugzeitmessung stellt ein wichtiges Instrument zur Identifizierung von den aus der Reaktion stammenden Teilchen dar.

Flugzeitmessung

Die Anforderungen an die Flugzeitmessung beschränken sich nicht nur auf die Auflösung. Weitere wichtige Gesichtspunkte sind die Granularität und die daraus folgende

maximale Multiplizität, bei der die Zeiten der einzelnen Teilchen noch getrennt gemessen werden können, die Ortsauflösung, die Zählratenfestigkeit und insbesondere für größere Detektorflächen die Herstellungskosten.

Häufig werden Szintillatoren in Verbindung mit Photomultipliern zur Flugzeitmessung eingesetzt. Die Zeitauflösung dieser Detektoren wird von der Variation der Elektronenlaufzeit im Photomultiplier und der Zeitdifferenz der verschiedenen Lichtwege bestimmt. Bei einer zusätzlichen externen Ortsmessung — wie im NA49-Experiment — können jedoch sehr gute Auflösungen erreicht werden. Die Granularität wird durch die Größe der Szintillatoren bestimmt. Aus Platz- und Kostengründen ist die mögliche Granularität begrenzt. Pro Szintillator kann nur die Zeit eines Teilchens gemessen werden. Die Multiplizität darf nicht zu hoch sein, um die Zeiten aller Teilchen im Detektor zu messen. Aufgrund der Abklingzeiten von $\sim 2\text{--}100$ ns können Szintillations-Detektoren mit hohen Zählraten betrieben werden. Allerdings können Photomultiplier nur sehr beschränkt im magnetischen Feld eingesetzt werden.

Gasgefüllte Parallelplatten-Zähler, insbesondere der im Funken/Überschlag-Modus betriebene Pestov-Zähler, könnten für bestimmte Anforderungen eine Alternative darstellen.

Pestov-Zähler

Der von Yu.N. Pestov erstmal vorgestellte und nach ihm benannte Pestov-Zähler [Par71] (Kap. 3, Anhang D) ist ein vielversprechender Detektor für die Flugzeitmessung in Schwerionenexperimenten. Die Vorteile dieses Zählers sind neben der sehr guten Zeitauflösung die hohe Granularität und die Aussicht, dass bei industrieller Produktion der Preis der Detektoren unter dem von Szintillations-Detektoren liegt. Darüber hinaus können die Detektoren auch in magnetischen Feldern eingesetzt werden. Der Pestov-Zähler hat im Vergleich zu Szintillations-Detektoren eine lange Totzeit von einigen Millisekunden, die jedoch auf den Ort des Teilchendurchgangs beschränkt ist. Der Pestov-Zähler bietet sich daher für Einsätze in Experimenten mit vergleichsweise niedrigen Zählraten und hohen Multiplizitäten an.

Die Pestov-Zähler wurde anfänglich für den Einsatz im Elektron-Positron-Kollider VEPP-2 in Novosibirsk entwickelt. Zwischen 1978–1985 wurde der Pionen-Formfaktor nahe der Produktionsschwelle gemessen [Vas78, Vas80].

Im Jahr 1985–1991 wurde in einer Kollaboration zwischen SLAC und Novosibirsk der Zähler weiterentwickelt.

Seit 1992 wird die Forschungs- und Entwicklungsarbeit in der PesTOF-Kollabo-

ration¹ in Hinblick auf Schwerionen-Experimente fortgesetzt.

In der vorliegenden Arbeit sind der Einsatz der Pestov-Zähler im NA49-Experiment in der Protonenstrahlzeit 1997 und die daraus gewonnenen Ergebnisse beschrieben (Kap. 4 und 5).

An der GSI ist ein Ausbau des 4π -Experiments mit Pestov-Zählern geplant [Her98], darüber hinaus stellt der Pestov-Detektor eine Option für die Flugzeitmessung im LHC-Experiment ALICE dar ([ALI95], Kap. 6).

¹Der PesTOF-Kollaboration (**P**estov **T**ime **O**f **F**light) gehören folgende Institute an: GSI Darmstadt, BINP Novosibirsk, JINR Dubna, MEPHI Moskau und RMKI Budapest

2 Das NA49-Experiment

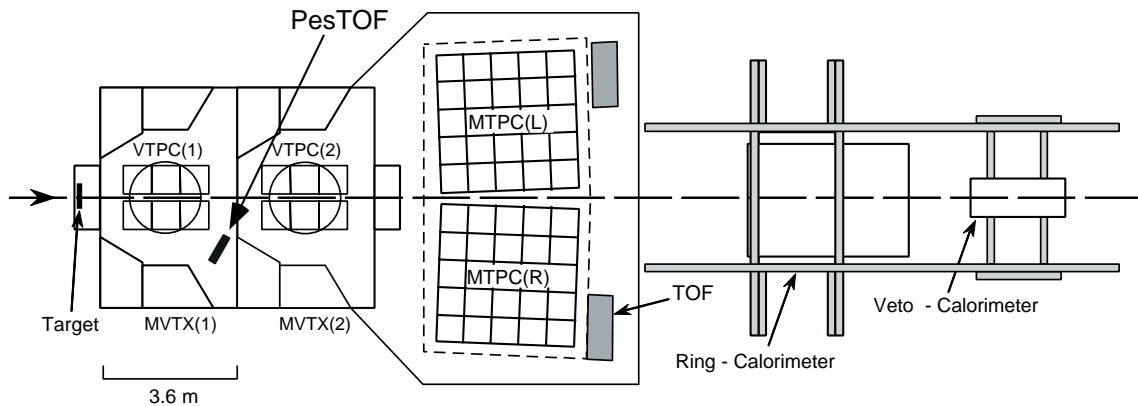


Abbildung 2.1 Der Aufbau des NA49-Experiments. Die Teilchen, die in den Reaktionen mit dem Strahl im Target entstehen, werden in den Magneten abgelenkt und in den vier großvolumigen Spurendriftkammern nachgewiesen. Zusätzlich werden Kalorimeter zur Bestimmung der Zentralität und Flugzeitdetektoren zur Teilchenidentifikation eingesetzt.

Das NA49-Experiment [Wen98] (Abb. 2.1) besteht aus vier großvolumigen Spurendriftkammern (*Time Projection Chamber*), die den hadronischen Endzustand von Protonen oder Schwerionen induzierten Reaktionen vermessen. Die beiden Vertex TPCs befinden sich im Inneren von zwei Magneten mit einem Feld von 1.5 T bzw. 1.1 T. Die beiden Main TPCs sind hinter den Magneten angeordnet. Neben der Ortsinformation erhält man aus der Ablenkung im magnetischen Feld die Impulse der einzelnen Teilchen, die durch ihre spezifische Ionisation und zusätzliche Flugzeitmessungen identifiziert werden können. Die Zentralität der Ereignisse wird in Schwerionen induzierten Reaktionen durch die Energiedeposition in den Kalorimetern bestimmt. In Protonen induzierten Reaktionen wird die Zentralität durch einen

speziellen Detektor bestimmt, der die Multiplizität von Protonen in dem rückwärtigen kinematischen Bereich misst (vgl. Abb. 4.4).

2.1 Funktionsweise einer Spurendriftkammer

Spurendriftkammern sind großvolumige Detektoren, die es ermöglichen, viele Teilchenspuren gleichzeitig zu vermessen (z.B. [Loh91, Sau88]). Sie werden daher häufig in Experimenten der Elementarteilchenphysik verwendet. Sie bestehen aus einem Driftvolumen und der Ausleseebene, die auf dem Prinzip der Vieldrahtproportional-kammer beruht. Die Signale werden im Allgemeinen an der segmentierten Kathode (Pads) ausgelesen.

2.1.1 Durchgang geladener Teilchen in Materie

Durchquert ein elektrisch geladenes Teilchen Materie der Dicke dx , so gibt es aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen die Energie dE ab. Die Prozesse, die zum Energieverlust der Teilchen beitragen, lassen sich in zwei Kategorien einordnen:

- Nahe Kollisionen mit hohem Energietransfer, die zu freien Elektronen führen. Die in den harten Stößen freigesetzten Elektronen mit einer kinetischen Energie oberhalb von einigen keV werden als δ -Elektronen bezeichnet.
- Ferne Kollisionen mit niedrigem Energietransfer, die zur Anregung der Atome und Moleküle und zur Ionisation führen.

Der wahrscheinlichste differentielle Energieverlust $-dE/dx$ wird durch die Formel von Bethe und Bloch angenähert [Liv37] (Gl. 2.1):

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N z^2 e^4 Z}{m_e v^2 A} \left(\ln \left[\frac{2m_e v^2}{I(1 - \beta^2)} \right] - \beta^2 - \delta(\beta) - K \right) \quad , \quad (2.1)$$

wobei A die Massenzahl, Z die Ladungszahl, I das Ionisationspotential der Materie, N die Avogadro-Konstante, m_e die Elektronenruhemasse, e die Elementarladung, z und v die Ladungszahl und die Geschwindigkeit des Teilchens bedeuten. Bei fester Massen- und Ladungszahl hängt die abgegebene Energie nur von der Geschwindigkeit ($\beta = v/c$) ab. In Abb. 2.2 ist der spezifische Energieverlust für verschiedene Teilchen als Funktion des Impulses dargestellt. Bei einer Geschwindigkeit von $\beta \simeq 0.97$ ($\beta\gamma \simeq 4$) ist der Energieverlust minimal (*minimum ionizing particle*). Bei größeren

Geschwindigkeiten nimmt der Energieverlust durch das Anwachsen der Transversalkomponente des elektrischen Feldes wieder zu (*relativistic rise*), bis der Verlauf der Kurve durch Polarisation des Mediums in ein Plateau übergeht, das etwa 50% über dem Minimum liegt (*Fermiplateau*). Diesem Verhalten wird durch den Dichtekorrekturen δ Rechnung getragen. Der Schalenkorrekturterm K beschreibt die Abschirmung der inneren Elektronen durch die äußeren, dieser Einfluss wird jedoch nur messbar, wenn die Teilchengeschwindigkeit in den Bereich der atomaren Elektronen abgesunken ist.

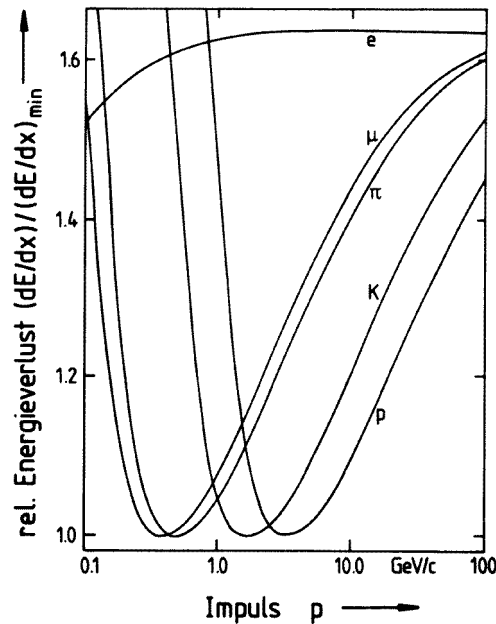


Abbildung 2.2 Der spezifische Energieverlust von Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen in dünnen Gasschichten [Mar78].

Die Verteilung des Energieverlustes um den wahrscheinlichsten Wert folgt einer Landauverteilung (Gl. 2.2 [Lan44, Moy55]):

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})} \quad , \quad (2.2)$$

λ steht für die auf den mittleren Energieverlust $\langle \Delta E \rangle$ normierte Abweichung vom wahrscheinlichsten Energieverlust $(\Delta E)_{\text{mp}}$:

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{\text{mp}}}{\langle \Delta E \rangle} \quad . \quad (2.3)$$

Das Auslaufen der Verteilung zu hohen Energieverlusten ist durch δ -Elektronen zu erklären. In Abb. 2.3 ist der Energieverlust von negativen Hadronen (überwiegend Pionen) mit einem Impuls von 8.5 GeV/c dargestellt.

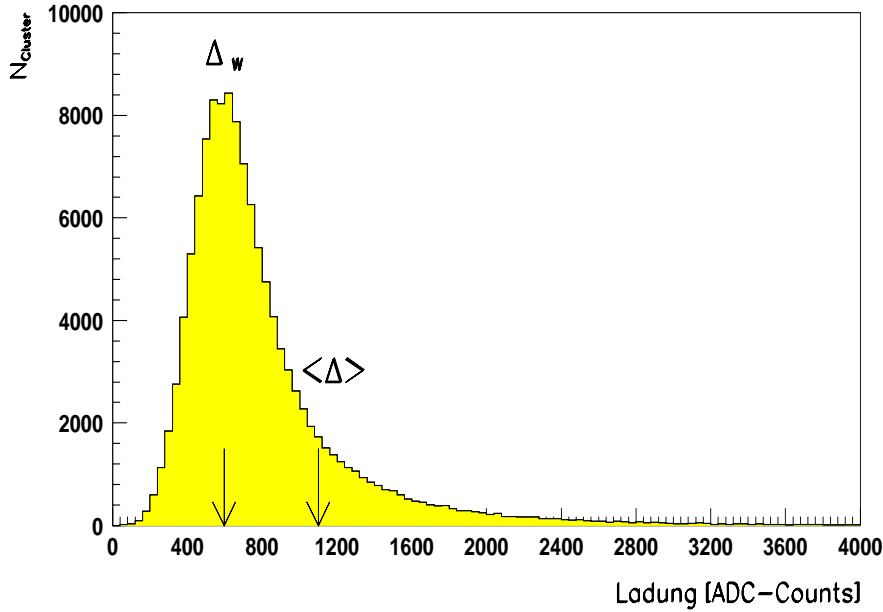


Abbildung 2.3 Der spezifische Energieverlust für negative Hadronen (überwiegend π^-) bei einem Impuls von $p = 8.5$ GeV/c. In dieser Landauverteilung ist der wahrscheinlichste Energieverlust Δ_w und der zu größeren Energien verschobene mittlere Energieverlust $\langle \Delta \rangle$ eingezeichnet [Gün93].

2.1.2 Elektronenbewegung im Gas

Die von den Teilchen durch Ionisation erzeugten freien Elektronen verlieren kinetische Energie durch Anregung oder Ionisation von weiteren Gasatomen. Pro primären Elektron wird ein Ladungs-Cluster von 2–3 Elektronen erzeugt. Die Elektronen folgen einer thermischen Energieverteilung (Maxwell-Verteilung) [Pei84]. Bei Normalbedingungen beträgt die mittlere thermische Energie etwa $\bar{\epsilon} \simeq 0.04$ eV. Die Ortsverteilung der Elektronen wird durch Stöße mit den Gasmolekülen zu einer Gaußfunktion mit zeitabhängiger Breite $\sigma_d = \sqrt{2Dt}$, wobei D [cm²/s] als Diffusionskonstante bezeichnet wird. Die Diffusionskonstante hängt über den Streuwirkungsquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ von der Energie der Elektronen ab:

$$D \sim \frac{1}{3} \bar{v} \frac{1}{\sigma(\epsilon)} \quad . \quad (2.4)$$

Bei einer Überlagerung der thermischen Bewegung mit einer Driftbewegung wird daher die Diffusion in longitudinaler und transversaler Richtung im Allgemeinen unterschiedlich sein. Mit den Diffusionskoeffizienten D_T und D_L

$$D_T = \sqrt{\frac{2D_t}{v_D}} \quad \text{und} \quad D_L = \sqrt{\frac{2D_l}{v_D}} \quad (2.5)$$

ergibt sich für die Breite der Elektronenwolke transversal und longitudinal zur Drift-Richtung:

$$\sigma_t = D_T \sqrt{L} \quad \text{und} \quad \sigma_l = D_L \sqrt{L} \quad . \quad (2.6)$$

D_T und D_L sind abhängig vom gewählten Gas und dem Quotienten der elektrischen Feldstärke und des Druckes E/p . In Abb. 2.4 sind gemessene Werte von D_T und D_L

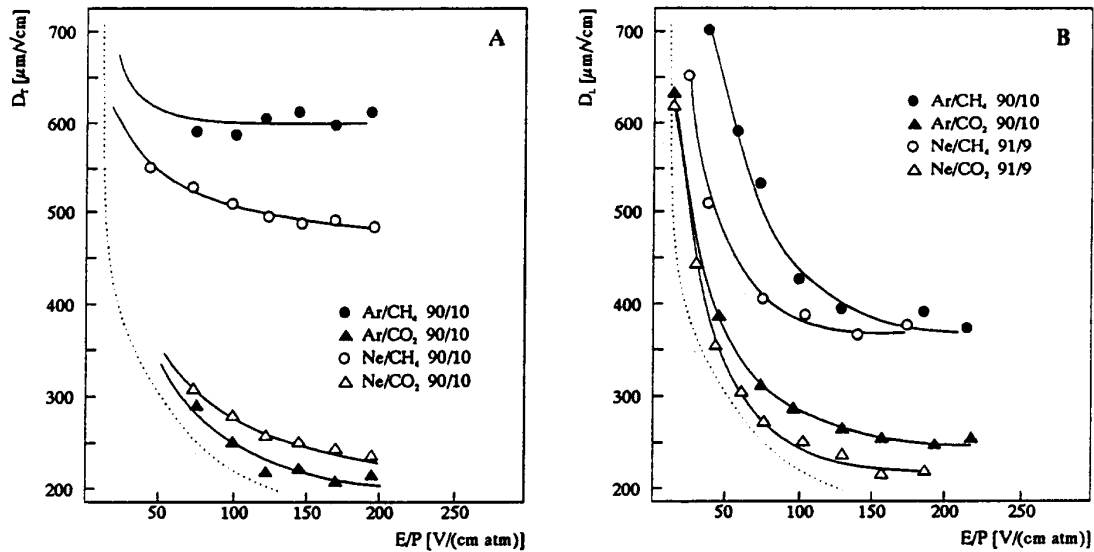


Abbildung 2.4 Gemessene transversale und longitudinale Diffusionskoeffizienten D_T (A) und D_L (B) für verschiedene Gase als Funktion des elektrischen Feldes E/p . Die gepunktete Linie stellt die thermische Grenze dar [Küh95].

für verschiedene Gase als Funktion von E/p aufgetragen. Die Breite der Elektronenverteilung als Funktion der Driftlänge kann damit nach Gl. 2.6 berechnet werden.

Unter dem Einfluss eines homogenen elektrischen Feldes, wie es in einer TPC vorhanden ist, bewegt sich der Ladungsschwerpunkt mit konstanter Geschwindigkeit. Die Driftgeschwindigkeit v_D ergibt sich aus dem dynamischen Gleichgewicht zwischen der Beschleunigung der Elektronen im elektrischen Feld und dem Abbremsen durch

Stöße mit den Gasmolekülen. Für die Driftgeschwindigkeit gilt [Sch86]:

$$v_D = \frac{e}{\sqrt{2m_e}} \cdot \frac{1}{\sigma(\epsilon)\sqrt{\epsilon}} \cdot \frac{E}{N} \quad , \quad (2.7)$$

wobei E die elektrische Feldstärke und N die Dichte der Gasmoleküle darstellt. Die Driftgeschwindigkeit ändert sich mit dem Streuwirkungsquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Elektronen. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ kann insbesondere bei Edelgasen durch quantenmechanische Interferenzeffekte (Ramsauereffekt) um mehrere Größenordnungen variieren [Bro66]. Wenn der Wirkungsquerschnitt auf Grund des Ramsauereffektes reduziert wird, kommt es zu einem Anstieg der Driftgeschwindigkeit (Abb. 2.5).

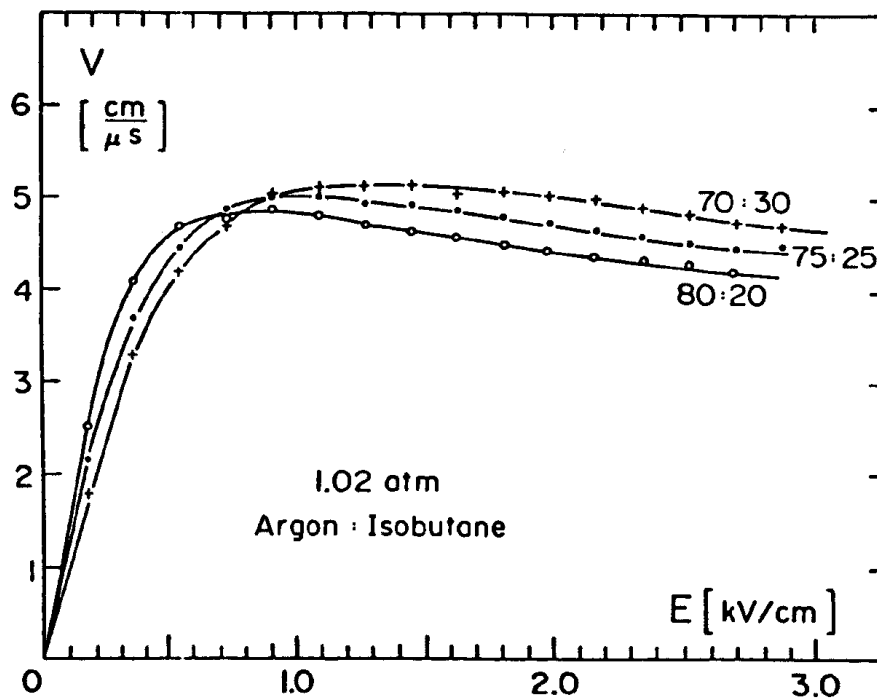


Abbildung 2.5 Die Driftgeschwindigkeit v_D für verschiedene Mischungen von Argon mit Isobutane in Abhängigkeit von der Feldstärke E bei einem Druck von 1.02 bar [Ma82].

2.1.3 Gasverstärkung

In einem Proportionalzähler werden in dem radialen elektrischen Feld um die Verstärkungsdrähte hohe Feldstärken von $\sim 10^4$ – 10^5 V/cm an der Drahtoberfläche erzeugt.

Wenn eine Elektronenwolke in ein elektrisches Feld dieser Stärke gelangt, wächst die kinetische Energie der Elektronen zwischen zwei Stößen soweit an, dass sie die Gasatome (Gasmoleküle) ionisieren. Die erzeugten freien Elektronen werden ihrerseits beschleunigt und ionisieren weitere Gasatome. In einem lawinenartigen Prozess entstehen freie Elektronen, die alle zu den Verstärkungsdrähten driften. Die Verstärkung (*gain*) in Abhängigkeit von dem angelegten Potential ist eine wichtige Kenngröße für Proportionalzähler. Der Gasverstärkungsfaktor M beschreibt das Verhältnis der am Ende der Lawine erzeugten Elektronenzahl n zu der primären Anzahl n_0 . M kann durch den ersten Townsend-Koeffizient α ausgedrückt werden [Sau77]:

$$M = \frac{n}{n_0} = \exp\left(\int_{x_0}^{x_1} \alpha(x) dx\right) \quad . \quad (2.8)$$

Der erste Townsend-Koeffizient α ist die reziproke mittlere freie Weglänge und beschreibt die Anzahl der Ladungspaare, die ein Elektron pro Weglänge produziert. Der erste Townsend-Koeffizient α kann durch den Wirkungsquerschnitt σ_i und die Atomdichte N ausgedrückt werden [Kle92]:

$$\alpha = N \cdot \sigma_i \quad . \quad (2.9)$$

Die Größe von α ist eine Eigenschaft des Gases, sie hängt vom Druck p und der elektrischen Feldstärke E ab:

$$\alpha = Ap \cdot e^{-\frac{Bp}{E}} \quad . \quad (2.10)$$

A und B sind gasspezifische Konstanten.

2.1.4 Aufbau und Funktion einer Spurendriftkammer

Das sensitive Volumen einer Spurendriftkammer ist mit Zählgas gefüllt und von Potentialstreifen umgeben, die das Driftfeld definieren. Elektrisch geladene Teilchen erzeugen im Detektor entlang ihrer Trajektorie eine Spur von Elektronen-Ionen-Paaren. Die Elektronen bewegen sich im Driftfeld zu der Ausleseebene (Abb. 2.6). In dem starken Nahfeld der Verstärkungsdrähte erzeugen die Elektronen in einem lawinenartigen Prozess weitere Elektronen-Ionen-Paare. Die Elektronen fließen schnell über die Drähte ab, dadurch wird auf der segmentierten Kathode (Pads) ein Signal induziert. Um den Ort der primären Ionisation bestimmen zu können, werden die Pads einzeln ausgelesen und der Ladungsschwerpunkt bestimmt. Die dritte Komponente des Raumpunktes der Teilchenspur ergibt sich aus der Driftzeit der Elektronenwolke vom Entstehungsort zur Verstärkungsebene. Eine TPC wird im Proportionalbereich

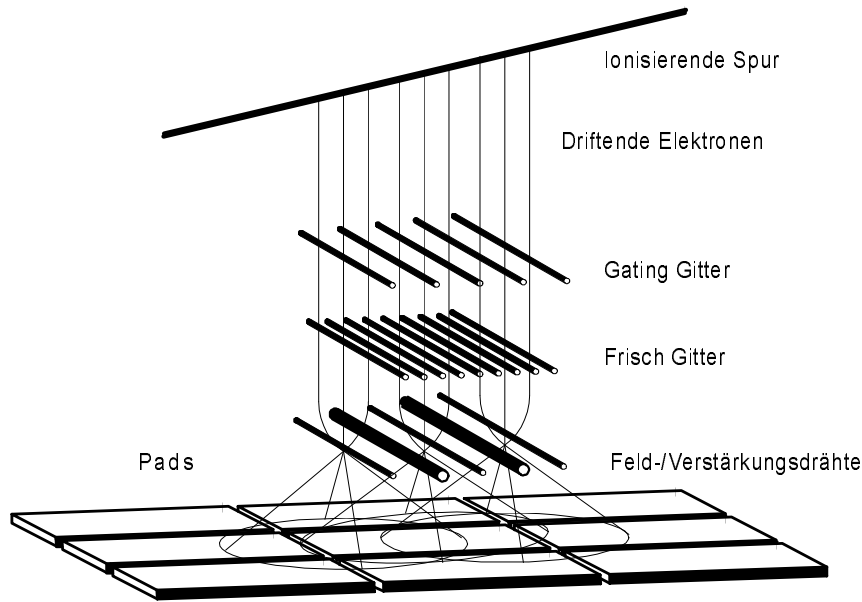


Abbildung 2.6 Schematischer Aufbau einer TPC. Die durch ein Teilchen erzeugten freien Elektronen driften mit konstanter Geschwindigkeit durch das Gating- und Frisch-Gitter bis zu den Verstärkungsdrähten. Die in der Gasverstärkung entstehenden Ionen induzieren ein Signal auf den Pads, das ausgelesen wird [Gre87].

betrieben. Die Größe des Signals auf der Padebene ist proportional zur primär erzeugten Ladung. Die TPC wird ausgelesen, wenn von der Trigger-Logik ein Signal erzeugt wird. Um zu verhindern, dass Ionen aus der Gasverstärkung in das Driftvolumen der TPC gelangen und das elektrische Feld verzerren oder zuviel Ladung zu den Verstärkungsdrähten gelangt, befindet sich ein Gating-Gitter vor dem Frisch-Gitter. In dem Zeitraum zwischen dem Auslesen wird dort alternierend eine positive und negative Spannung angelegt, sodass die Feldlinien von beiden Seiten her auf diesem Gitter enden.

2.2 Eigenschaften der NA49-Spurendriftkammern

Der Ursprung des rechtshändigen Koordinatensystems im NA49-Experiment liegt auf der Höhe der Strahlachse im Mittelpunkt des Vertex-2 Magneten. Die z-Achse zeigt in Richtung des Strahls, die y-Achse nach oben.

Das Gasvolumen der Spurendriftkammern im NA49-Experiment ist durch zwei $125\ \mu\text{m}$ dicke Mylar-Folien abgeschlossen. Die Potentialstreifen der Spurendriftkammern bestehen aus einer $25\ \mu\text{m}$ dicken aluminisierten Mylarfolie. Durch die geringe

Massenbelegung werden sekundäre Wechselwirkungen minimiert. Abb. 2.7 zeigt den schematischen Aufbau der Vertex-1 TPC. Die sechs Auslesemodule haben jeweils 24

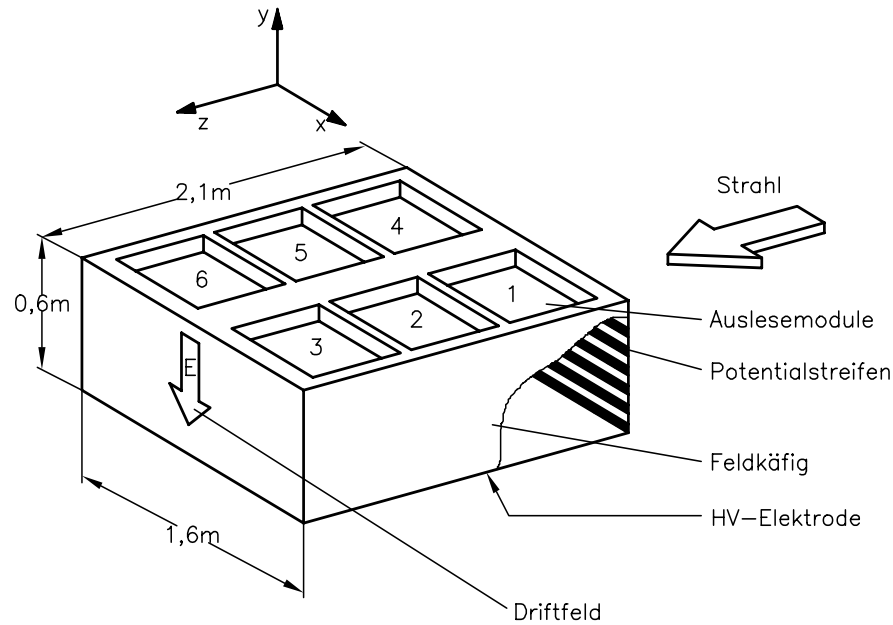


Abbildung 2.7 Schematischer Aufbau der Vertex-1 TPC. Die Potentialstreifen bestehen aus doppelseitig aluminisierter Mylarfolie. Die Maßangaben beziehen sich auf das sensitive Volumen.

Padreihen. In den einzelnen Reihen wird der Ladungsschwerpunkt der Signale bestimmt und an die gefundenen Raumpunkte die Flugbahn der Teilchen angepasst. Aus der Größe der systematischen Abweichungen der Trajektorien von den gefundenen Raumpunkten ergibt sich eine Genauigkeit der Ortsmessung von $\pm 200 \mu\text{m}$ für den gesamten Detektor [Wen98]. Der Impuls der Teilchen mit der Ladung Z wird anhand der Krümmung der Spur im Magnetfeld bestimmt:

$$p = \kappa Z B R \frac{1}{\cos \lambda} \quad , \quad (2.11)$$

wobei λ der Steigungswinkel der Spur, B die Magnetfeldstärke und die Konstante $\kappa \simeq 0.3 \text{ GeV}/c\text{Tm}$ ist. Die Impulsauflösung der Vertex-1 TPC, deren Messungen im weiteren Verlauf dieser Arbeit verwendet wird, beträgt

$$\frac{\Delta p}{p^2} = 7.0 \cdot 10^{-4} (\text{GeV}/c)^{-1} \quad , \quad (2.12)$$

wobei die Impulse der Teilchen im Bereich von $0.5\text{--}8 \text{ GeV}/c$ liegen. Der minimale Abstand, bei dem die Spuren von zwei Teilchen getrennt werden können, beträgt $\sim 1 \text{ cm}$. Die Rekonstruktionseffizienz in Proton-Blei-Reaktionen liegt aufgrund der niedrigen Multiplizität bei annähernd 100%.

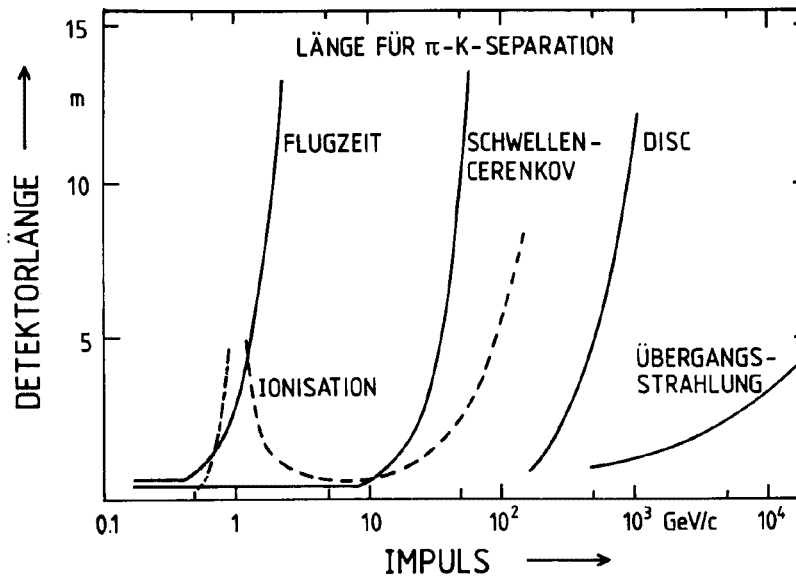


Abbildung 2.8 Die für die Separation von π - und K -Mesonen benötigte Detektorlänge bzw. -entfernung als Funktion des Impulses für verschiedene Detektortypen [Kle92].

2.3 Möglichkeiten zur Teilchenidentifizierung

Abbildung 2.8 zeigt die für die Trennung der K - und π -Mesonen benötigten Detektorlängen bzw. -entfernungen in Abhängigkeit von dem Teilchenimpuls für verschiedene Detektortypen [Kle92]. Beispielhaft wurde dabei eine Zeitauflösung von $\sigma_{\text{TOF}} = 300$ ps und eine Auflösung der spezifischen Ionisation von $\sigma_{dE/dx} = 3\%$ zugrunde gelegt. In dem im NA49-Experiment gemessenen Impulsbereich von 0.5–100 GeV/c wird die spezifische Ionisation in einem weitem Bereich zur Teilchenidentifizierung verwendet [Las98]. In Bereichen mit niedrigen Impulsen bis zu 11 GeV/c kann jedoch die Separation durch die zusätzliche Messung der Flugzeit erhöht bzw. erst ermöglicht werden.

2.3.1 Spezifische Ionisation

Bei bekannter Ladung und Impuls kann ein Teilchen durch seinen Energieverlust dE/dx identifiziert werden. Aufgrund der Landauverteilung um den wahrscheinlichsten Wert wird das Trennungsvermögen durch viele Einzelmessungen erhöht. Die Ladung wird für alle Punkte einer Spur getrennt gemessen. Die Ladungsverteilung der

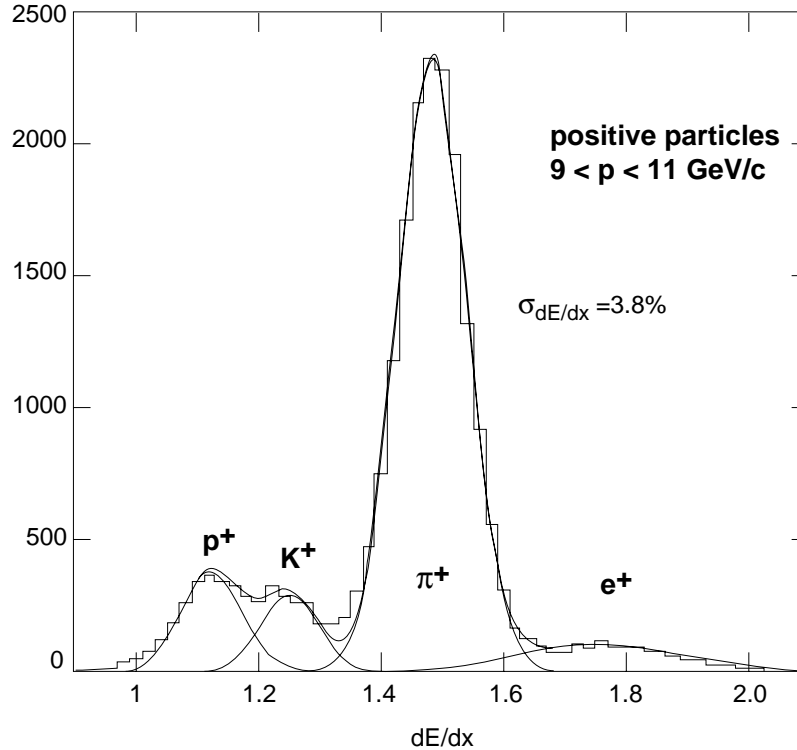


Abbildung 2.9 Die Separation von positiven Teilchen im NA49-Experiment in einem Impulsbereich von 9–11 GeV/c anhand ihrer spezifischen Ionisation in Proton-Blei-Reaktionen [Wen98].

bis zu 234 Signale (Vertex-1 TPC alleine: 72) einer Spur ist annähernd gaußförmig. Die Auflösung wird jedoch um $\sim 20\%$ verbessert, wenn die größten Ladungssignale bei der Bildung des Mittelwertes nicht berücksichtigt werden (*truncated mean*). Mit dieser Methode wird die spezifische Ionisation von Spuren in der Vertex-1 TPC mit einer Auflösung von 6% gemessen, mit allen Spurendriftkammern wird eine Auflösung von 4% erreicht. Abb. 2.9 zeigt die Separation der Teilchen durch ihre spezifische Ionisation in dem Impulsbereich von 9–11 GeV/c in Proton-Blei-Reaktionen. Auch wenn die Identifikation nicht ereignisweise möglich ist, kann jeder Spur eine Wahrscheinlichkeit zugeordnet werden, um welches Teilchen es sich handelt.

Die Impulse der in den NA49-Spurendriftkammern nachgewiesenen Teilchen liegen zwischen 0.5–100 GeV/c. Der spezifische Energieverlust der Pionen, Kaonen und Protonen unterscheidet sich in diesem Impulsbereich jedoch nur oberhalb von einigen GeV/c (Abb. 2.2), sodass die Separation von Teilchen mit Impulsen von $p \leq 11$ GeV/c durch die zusätzliche Flugzeitmessung ermöglicht bzw. verbessert wird.

2.3.2 Flugzeitmessung

Die Separation von minimal ionisierenden Teilchen wird durch zusätzliche Flugzeitmessung mit einer Auflösung von $\sigma_t = 59$ ps ermöglicht [Eck96]. Die beiden Flugzeitwände bestehen aus jeweils 891 Szintillatoren und überdecken ein Fläche von ~ 2 m². Sie befinden sich hinter den Main-TPCs außerhalb des magnetischen Feldes in einer Distanz von ~ 15 m zum Target. K^- - und π^- -Mesonen mit Impulsen von $p \leq 7$ GeV/c können mithilfe der Flugzeitmessung mit drei Standardabweichungen getrennt werden. Es ermöglicht eine ereignisweise Identifikation der Teilchen. Abb. 2.10 zeigt das Trennungsvermögen der kombinierten Flugzeit- und Energie-

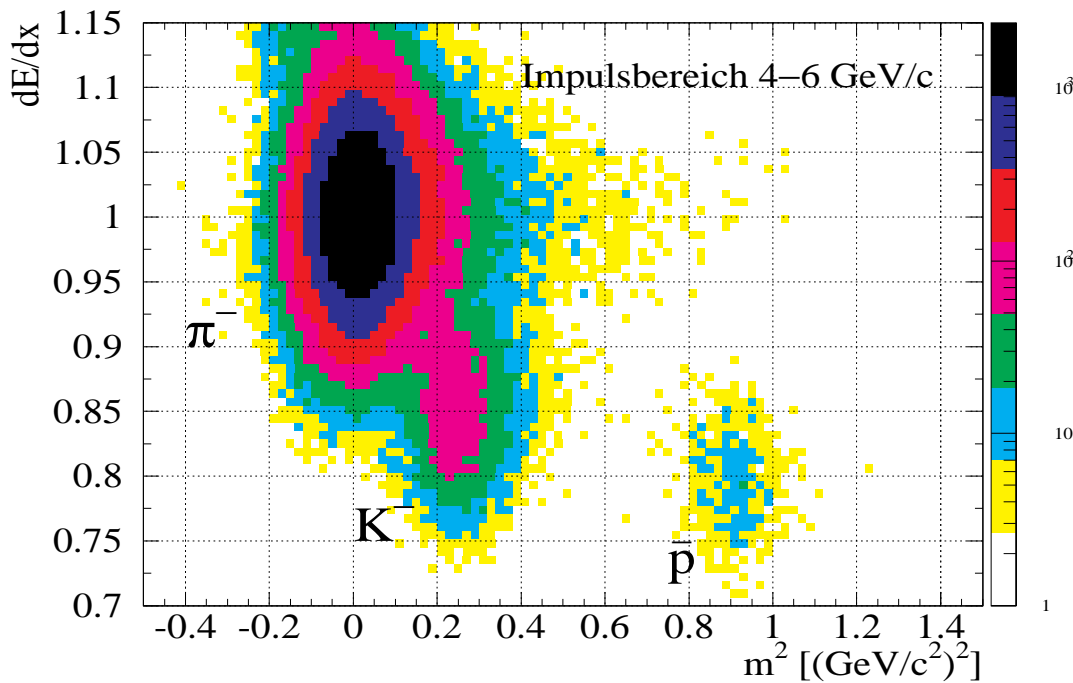


Abbildung 2.10 Die Trennung von negativen Hadronen im Impulsbereich von 4–6 GeV/c anhand ihres spezifischen Energieverlusts und dem aus der Flugzeit berechneten Massenquadrat [Eck96].

verlustmessung von negativen Hadronen in Blei-Blei-Reaktionen bei 158 A·GeV im Impulsbereich von 4–6 GeV/c.

Der PesTOF-Detektor (**P**estov **T**ime **O**f **F**light) ist ein Array von Pestov-Zählern. Er ist im Inneren des Vertex-1 Magneten eingebaut und erweitert den Akzeptanzbereich der Flugzeitmessung im NA49-Experiment. Hiermit soll in Zukunft die Identifikation von Kaonen mit einer Rapidität von $y \approx 2$ und niedrigen Transversalimpulsen ermöglicht werden.

3 Pestov-Zähler

Der von Yu. N. Pestov erstmals vorgestellte [Par71] und nach ihm benannte Pestov-Zähler ist ein gasgefüllter Parallelplatten-Zähler, der im Funken/Überschlag-Modus betrieben wird. Die Besonderheit dieses Zählers ist die Lokalisierung der Entladung, die zu einer guten Ortsauflösung und gegenüber Parallelplatten-Zählern erhöhten Durchbruchfestigkeit führt. Darüber hinaus können die Zähler in Abhängigkeit von der Geometrie und der angelegten Spannung eine Zeitauflösung von unter 50 ps erreichen [Pes91]. Die Zähler bieten den Vorteil eines prinzipiell einfachen Aufbaus. Infolge des Überdrucks des Zählgases und des hohen elektrischen Felds stellt der Zähler jedoch große Anforderungen an die Konstruktion und den Zusammenbau.

In Abb. 3.1 ist das Funktionsprinzip der Pestov-Zähler skizziert. Die von einem Teilchen zwischen den Elektroden freigesetzten Elektronen werden in dem starken homogenen Feld beschleunigt, eine Townsend-Lawine wird erzeugt. Diese geht in einen Funken (*streamer*) und schließlich in einen Überschlag (*spark*) über. Aufgrund des hohen spezifischen Widerstands der Anode und des Quenchen des Zählgases wird das elektrische Feld nur lokal in der Nähe des Überschlags reduziert, der restliche Bereich des Zählers bleibt weiterhin sensitiv. Der Überschlag induziert ein Signal in die Streifen auf der Rückseite der Anoden. Bei den im NA49-Experiment eingesetzten Zählern beträgt der Abstand zwischen Anode und Kathode 100 μm . Die Zähler werden bei einer elektrischen Feldstärke von $4.5\text{--}6.0 \cdot 10^7$ V/m betrieben, was der 1.5–2fachen Schwellenspannung entspricht. Das Gas wird im Gassystem (Anhang A) auf einen Druck von 12 bar komprimiert. Die in dem Überschlagen zwischen den Elektroden entstandenen Polymerisationsprodukte werden durch den Gasfluss abtransportiert.

Ziel der Entwicklung der Pestov-Zähler ist eine sehr gute Zeitauflösung bei gleichzeitig hoher Granularität und ausreichender Zählratenfestigkeit.

In Kap. 3.1 wird das Funktionsprinzip beschrieben, in Kap. 3.2 und 3.3 werden die daraus resultierenden Anforderungen an die Gasmischung bzw. den Aufbau der Zähler dargestellt. Im Anhang D sind die bisher gemessenen Eigenschaften der

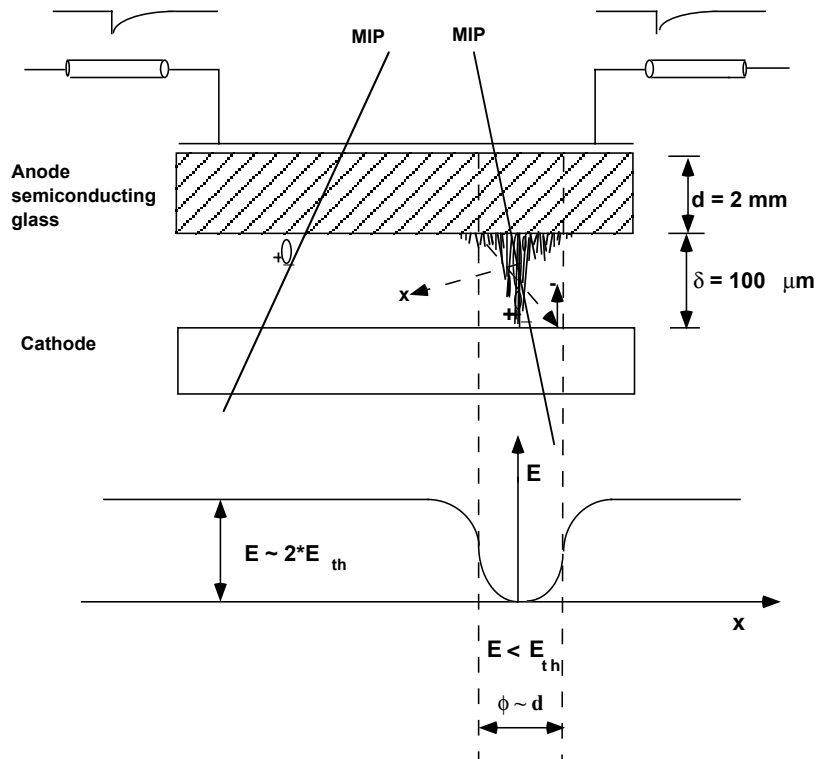


Abbildung 3.1 Das Funktionsprinzip der Pestov-Zähler. Aus einem primären Elektron entwickelt sich eine Townsend-Lawine, die in einen Funken und schließlich in einen Überschlag übergeht. Das elektrische Feld wird aufgrund des hohen spezifischen Widerstands der Anode nur lokal reduziert [San97].

Pestov-Zähler zusammengefasst.

3.1 Funktionsprinzip

3.1.1 Zeitmessung mit gasgefüllten Detektoren

In gasgefüllten Zählern mit einem homogenen elektrischen Feld induziert jede von einem ionisierenden Teilchen erzeugte Ladung mit geringer Zeitvariation ein allerdings kleines Signal. Die realisierbare Zeitauflösung hängt von der Betriebsart der Detektoren und der Elektronik ab.

Eine Ionisationskammer hat im Prinzip ideale Eigenschaften für die Zeitmessung. Die primären Ladungen zwischen den Platten werden in dem elektrischen Feld beschleunigt und erzeugen unmittelbar ein Signal mit geringer Zeitvariation auf den

Elektroden. Da es jedoch zu keiner Gasverstärkung kommt, sind die Signale insbesondere von minimal ionisierenden Teilchen zu klein, um mit der verfügbaren Elektronik ein gutes Zeitsignal zu erzeugen.

Parallelplatten-Proportionalzähler werden mit einer typischen Gasverstärkung von $\sim 10^4$ betrieben. Die Zeitauflösung wird durch die Variation der Formationszeit der Townsend-Lawine bestimmt. Mit steigender Verstärkung wird die Variation geringer, die Zeitauflösung der Zähler wird verbessert. Die Zeitauflösung ist auch durch das Rauschen der benötigten Elektronik beschränkt. Mit Verstärkungen $M > 10^4$ können Zeitaufösungen von ~ 250 ps für minimal ionisierende Teilchen realisiert werden. Allerdings ist die Verstärkung in diesem Fall so groß, dass ein niederenergetisches α -Teilchen einen Funken erzeugt.

Funkenzähler können eine sehr gute Zeitauflösung erreichen, jedoch ist ihre Fläche begrenzt, da bei dem Durchgang eines geladenen Teilchens die gesamte in den Platten gespeicherte Energie in dem Funken entladen wird und dieser die Elektroden zerstören kann. Der Einfluss der Elektronik ist minimiert, da aufgrund der Größe keine zusätzliche Verstärkung der Signale notwendig ist.

Der Pestov-Zähler (z.B. [Par71, Pes82, Atw83, Fro91]) ist ein Parallelplatten-Funkenzähler mit zwei wichtigen Modifikationen:

1. Elektroden aus halbleitendem Glas.
2. Eine Gasmischung mit großer Absorption für Photonen.

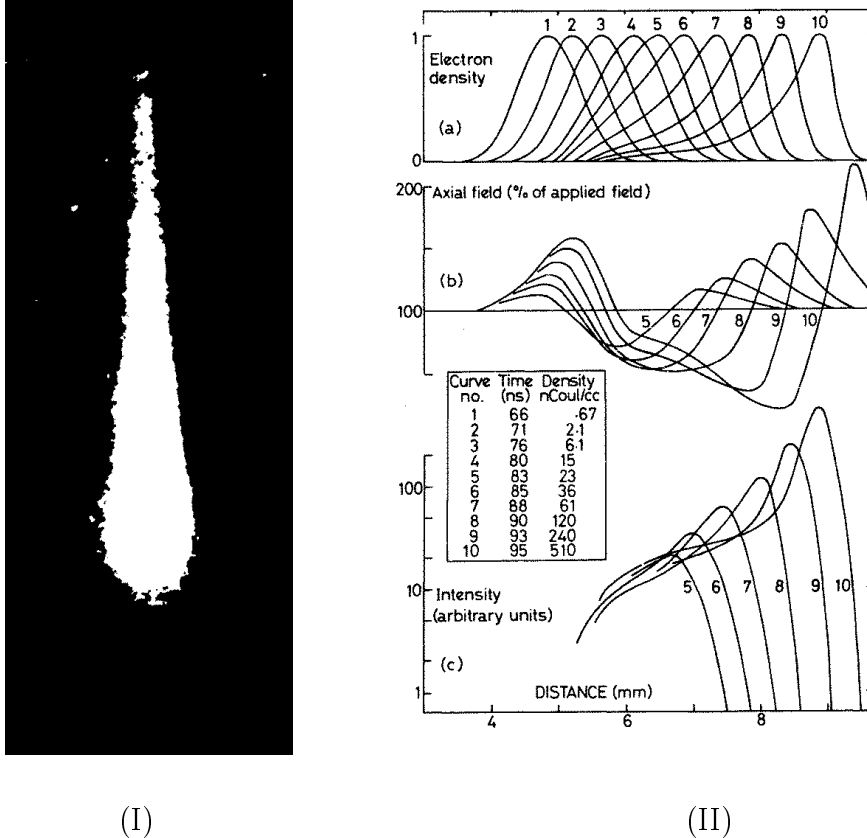
Dadurch bleibt die Entladung der Platten um den Bereich des Funkens lokalisiert. Der restliche Zähler ist weiterhin sensitiv. Die Zählratenfestigkeit ist erhöht, die Energie eines Überschlags ist begrenzt.

3.1.2 Funktionsweise der Pestov-Zähler

Der Überschlag in dem Gas zwischen den Elektroden entwickelt sich aus den anfänglich erzeugten primären Ladungen (Kap. 2.1.1). In der bisher eingesetzten Gasmischung (Kap. 3.2) werden von einem minimal ionisierenden Teilchen in dem sensitiven Bereich eines Pestov-Zählers durchschnittlich 3–4 primäre Elektronen-Cluster freigesetzt.

Die primären Elektronen werden im starken elektrischen Feld beschleunigt, bis es zur Ausbildung einer Townsend-Lawine kommt (Kap. 2.1.3). Die Anzahl n der auf dem Weg x in dem homogenen elektrischen Feld erzeugten Ladung kann durch den ersten Townsend-Koeffizient α beschrieben werden (Gl. 2.8 und 2.10):

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad . \quad (3.1)$$



(I)

(II)

Abbildung 3.2 (I) Fotografische Aufnahme einer Townsend-Lawine in einer Nebelkammer in CO_2 bei 150 Torr [Rea64]. (II) Untersuchungen (a) der Elektronendichte, (b) der Feldstärke und (c) der Intensität einer Townsend-Lawine in Abhängigkeit des Ortes zu verschiedenen Zeitpunkten [Eva69]. Mit fortschreitender Ausbreitung wird das Feld im Inneren reduziert (b).

n_0 ist die Anzahl der primären Elektronen. Abb. 3.2 (I) zeigt die fotografische Aufnahme einer Townsend-Lawine in einer Nebelkammer in CO_2 bei 150 Torr [Rea64]. Da die Geschwindigkeit der Elektronen ($\sim 10^7$ cm/s) wesentlich größer als die der positiven Ionen ist ($\sim 10^5$ cm/s) breitet sich die Townsend-Lawine von dem Ort der primären Ionisation zur Anode hin aus. Ihre Länge wird durch die Driftgeschwindigkeit der Elektronen bestimmt (Gl. 2.7). Die Breite der Ladungslawine wird durch die transversale Diffusion der Elektronen bestimmt (Gl. 2.6).

Abb. 3.2 (II) zeigt die Ladungsdichte und Feldstärke einer Townsend-Lawine zu verschiedenen Zeitpunkten [Eva69]. Das elektrische Feld ist im Inneren der Lawine reduziert, an der Spitze ist jedoch eine deutliche Erhöhung zu erkennen. Mit zunehmender Ladung in der Lawine werden diese Raumladungseffekte immer ausgeprägter. Der Übergang von der Townsend-Lawine in einen Funken (*streamer*) wird durch die

sogenannte Bedingung von Reather beschrieben [Rea39]:

$$\alpha x \simeq 20 \quad . \quad (3.2)$$

Die Bedingung von Reather wird erfüllt, wenn die Lawine auf $\sim 10^8$ Elektron-Ionen-Paare (Gl. 3.1) angewachsen ist. Die Raumladung kehrt die Richtung des elektrischen Feldes im Innern der Lawine um (Abb. 3.2 (IIb)). Im Bereich des invertierten Felds kommt es zu Rekombinationen von Elektronen und Ionen. Die emittierten ultravioletten Photonen ionisieren weitere Moleküle (Atome) in der Nähe der Lawine. In den durch die Raumladungseffekte deutlich erhöhten elektrischen Feldern vor und hinter der Lawine werden neue Townsend-Lawinen initiiert. Da der erste Townsend-Koeffizient α von der elektrischen Feldstärke abhängt, ist der Vorgang beschleunigt. Die neuen Ladungen verschmelzen mit den alten, ein Funken bildet sich aus. Im Gegensatz zur Townsend-Lawine wächst der Funke zur Anode und zur Kathode. Die Raumladungseffekte reduzieren das Feld neben der ursprünglichen Lawine, die durch Photoionisation dort freigesetzten Elektronen tragen daher nicht zur weiteren Entwicklung des Funkens bei. Abb. 3.3 zeigt die zeitliche Entwicklung von einer primären Ionisation bis zum Ausbilden eines Funkens. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Funkens ist größer als die in einer Townsend-Lawine. Unter typischen Bedingungen in Neon beträgt sie beispielsweise $\sim 10^8$ cm/s.

Aus dieser Modellvorstellung über die Entstehung eines Funkens folgt aufgrund der Ladungs- und Feldverteilung, dass der Funken in Richtung der Kathode langsamer oder allenfalls etwa gleich schnell wächst als in Richtung der Anode. Messungen mit verschiedenen Gasen haben jedoch gezeigt, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit zu der Kathode hin sogar größer sein kann [Dav69].

Ein alternatives Modell zur Entwicklung eines Funkens aus der anfänglichen Lawine wurde von E.D. Lozanskii entwickelt [Loz69]. Es beschreibt den Funken als ein sich ausbreitendes elektrisch leitendes Plasma in Form zweier langgezogener Ellipsoiden (Abb. 3.4 (a)). Aufgrund der Leitfähigkeit wächst das elektrische Feld zwischen den Elektroden und den Enden des Funkens mit dessen Länge. Dieses Modell beinhaltet zwei Mechanismen zur Ausbreitung des Funkens. Zur Anode hin vergrößert sich der Funke aufgrund der Ionisation seiner vorderen Elektronen im starken elektrischen Feld. Auf der der Kathode zugewandten Seite verschmelzen die durch Photoionisation entstandene Lawinen mit dem Funken (Abb. 3.4 (b)).

Wenn die beiden Enden die Elektroden erreicht haben, geht der Funke in einen Überschlag (*spark*) über. Durch das Plasma fließt ein Strom, der die Platten entlädt. Bei einem Pestov-Zähler ist die entladene Fläche aufgrund des hohen elektrischen Widerstandes der Anode auf eine Fläche von $\sim 1-2$ mm² beschränkt. Der Funke erlischt, da das Potential lokal zusammenbricht. Der Querschnitt des Überschlags selbst ist wesentlich kleiner als die entladene Fläche. Der maximale Querschnitt des

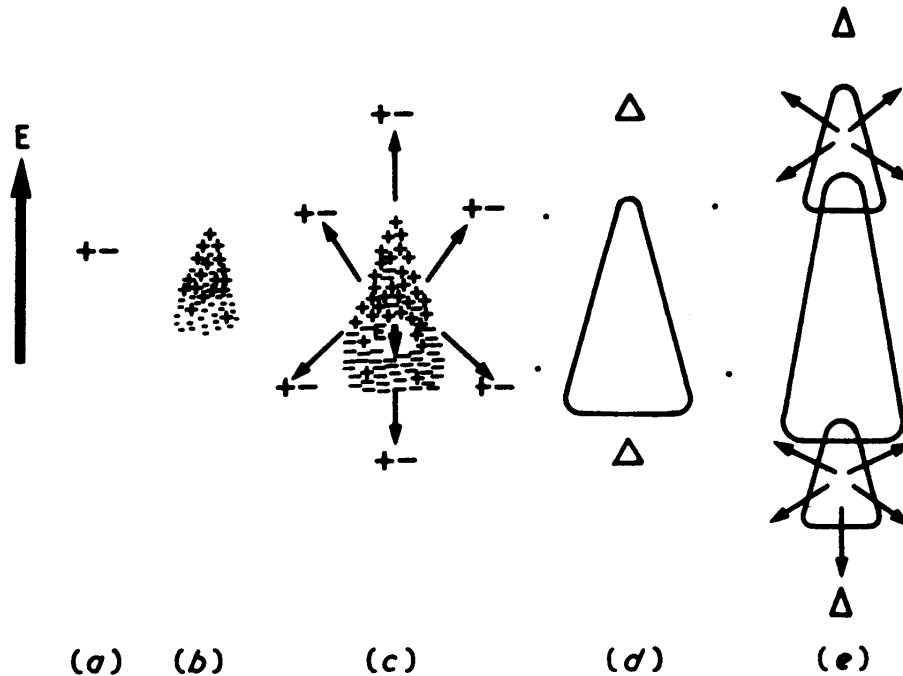


Abbildung 3.3 Die zeitliche Entwicklung einer anfänglichen primären Ionisation (a) zu einem Funken (e). Aus der anfänglichen Ladung entwickelt sich im elektrischen Feld eine Townsend-Lawine (b). Bei der Bedingung von Reather kehrt sich das Feld im Inneren der Lawine um, emittierte Photonen erzeugen Ladungen außerhalb der Lawine (c). Diese erzeugen bevorzugt vor und hinter der Lawine weitere Ladungen, die mit der ursprünglichen Ladungswolke verschmelzen (d), der Funken breitet sich aus (e) [Ric74].

Funken wird durch die Breite der Townsend-Lawine bestimmt, die wiederum durch die transversale Diffusion der Elektronenwolke gegeben ist und in Größenordnung von einigen μm^2 liegt.

Eine weitere Voraussetzung für die Lokalisation der Entladung besteht darin, dass ein Funke, der von einer primären Ionisation eines Teilchens stammt, keinen weiteren Funken auslöst. Dies wird durch das Zusammenspiel der Photonenabsorption der Gasmischung und durch die Ablösearbeit an der Kathode erreicht.

Aufgrund der lokalen Entladung der Anode sinkt das elektrische Feld in dem Bereich um den primären Überschlag unter die Schwelle, oberhalb derer ein durch ein Photon aus dem Funken erzeugtes freies Elektron einen weiteren Funken auslösen kann. Das Zählgas ist so zusammengesetzt, dass der Großteil der in dem Funken entstandenen Photonen absorbiert wird. Die Wahrscheinlichkeit einer Photoionisation ist in dem Bereich außerhalb der Zone des reduzierten Felds um den primären Funken stark herabgesetzt. Die Zeitkonstante zur Wiederaufladung der Elektroden muss

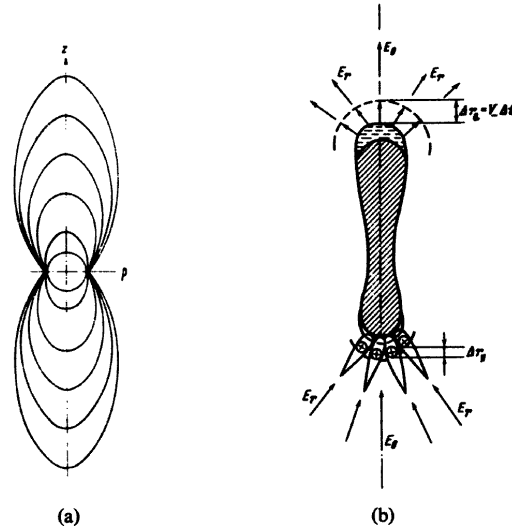


Abbildung 3.4 (a) Funken-Geometrie nach dem Model von E. D. Lozanskii [Loz69]. (b) Ausbreitung des Funkens [Rud72]. Zur Anode hin (oben) wächst der Funken aufgrund der Ionisation seiner vorderen Elektronen im starken elektrischen Feld. In Richtung der Kathode verschmelzen durch Photoionisation entstandene Lawinen mit dem Funken.

so groß sein, dass die entstandene Ladung abgeflossen ist, bevor das elektrische Feld wieder über die Schwelle zur Erzeugung eines Funkens aus einer primären Ladung angewachsen ist. Die Leitfähigkeit der Anode muss daher $\rho \geq 10^9 \Omega\text{cm}$ sein. Neben der Photoionisation können die Photonen auch Elektronen an der Kathode durch den Photoeffekt freisetzen. Da die Absorption von Photonen mit niedrigen Energien in den meisten stabilen Gasen nur unzureichend ist, muss die Kathode eine möglichst hohe Ablösearbeit aufweisen (Kap. 3.2).

Die Zeitauflösung des Pestov-Zählers wird durch die Variation der Formationszeit der Townsend-Lawine bestimmt. Diese ist aufgrund des höheren elektrischen Feldes im Vergleich zu Parallelplatten-Proportionalzählern geringer. Der Einfluss der Elektronik ist reduziert, da keine Verstärkung notwendig ist. Der Pestov-Zähler erzeugt das Zeitsignal, wenn sich die Elektroden in einem Überschlag lokal entladen. Mögliche zusätzliche Faktoren für die Zeitauflösung sind die Zeitvariation des Übergangs der Townsend-Lawine in einen Funken und der Einfluss des Entstehungsortes des Funkens. Aufgrund der großen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Funken kann jedoch eine sehr gute Zeitauflösung erreicht werden (vgl. Abb. D.7).

Die durch die Kapazität der entladenen Fläche und den Widerstand der Anode gegebene Totzeit des Zählers von $\tau \approx 20 \text{ ms}$ ist nur auf den Ort der Entladung beschränkt. Ein zu großer Widerstand der Anode führt zu einer Verlängerung der

Totzeit, weshalb die Leitfähigkeit $\rho \leq 10^{10} \Omega\text{cm}$ sein soll. Der übrige Bereich des Zählers ist nach einem Überschlag weiterhin sensitiv, was in einer höheren Zählratenfestigkeit im Vergleich zu Funkenzählern resultiert. Die relativ lange Totzeit ist nur auf einen sehr kleinen Bereich beschränkt. Der Zähler eignet sich daher insbesondere für Experimente, bei denen mit relativ geringer Zählrate hohe Multiplizitäten auftreten. Szintillations-Detektoren haben im Vergleich dazu eine kurze Totzeit; pro Szintillator kann jedoch nur die Zeit eines Teilchens gemessen werden.

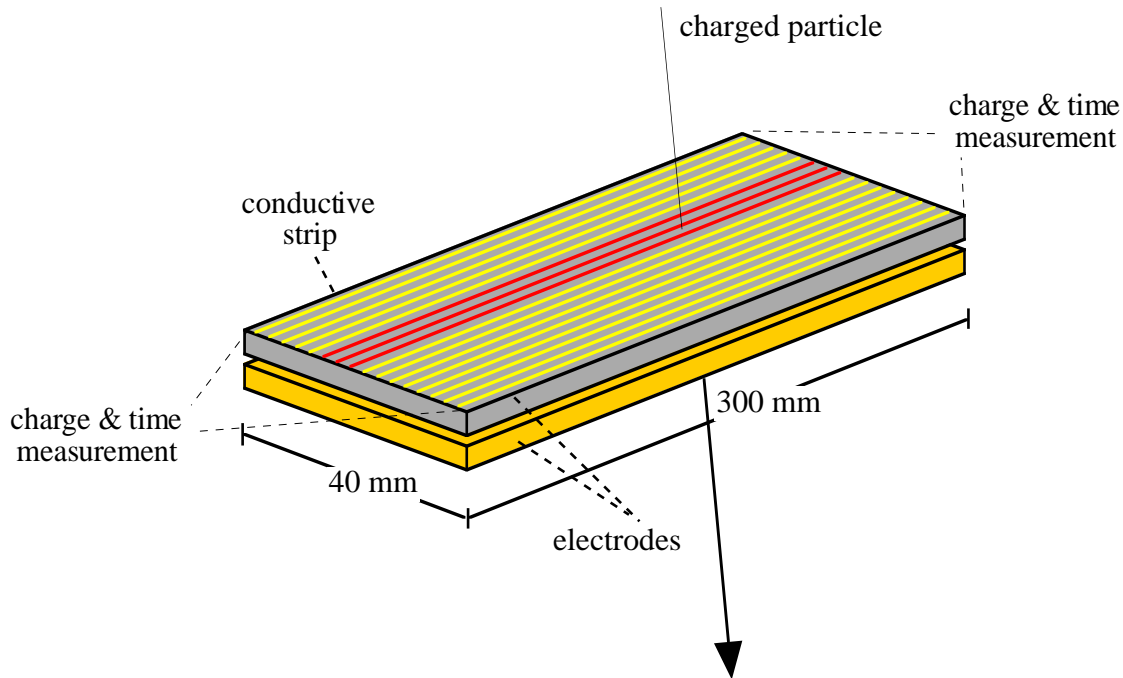


Abbildung 3.5 Die Signalauslese der Pestov-Zähler: Ein durch ein geladenes Teilchen ausgelöster Überschlag induziert Signale in den Streifen auf der Rückseite der Anode. An beiden Enden der Streifen wird die Zeit und die Ladung gemessen. Neben der Zeitmessung kann der Ort des Teilchendurchgangs durch die Zeitdifferenz an den Streifenenden und die Ladungsverteilung auf den Streifen bestimmt werden. Die Ladungsmessung an einem Streifenende wird zum Erzeugen eines Trigger-Signals genutzt.

Der Überschlag induziert ein Signal in die auf der Rückseite der Anode aufgedampften Streifen, das an beiden Enden ausgelesen wird (Abb. 3.5). Durch die Mittelwertbildung der beiden Signale wird die unterschiedliche Signallaufzeit bei verschiedenen Durchstoßpunkten der Teilchen ausgeglichen. Neben der Zeitmessung wird der Ort des Überschlags durch die Zeitdifferenz an den Streifenenden und die Ladungsverteilung auf den Streifen bestimmt. Darüber hinaus kann das Ladungssignal einer

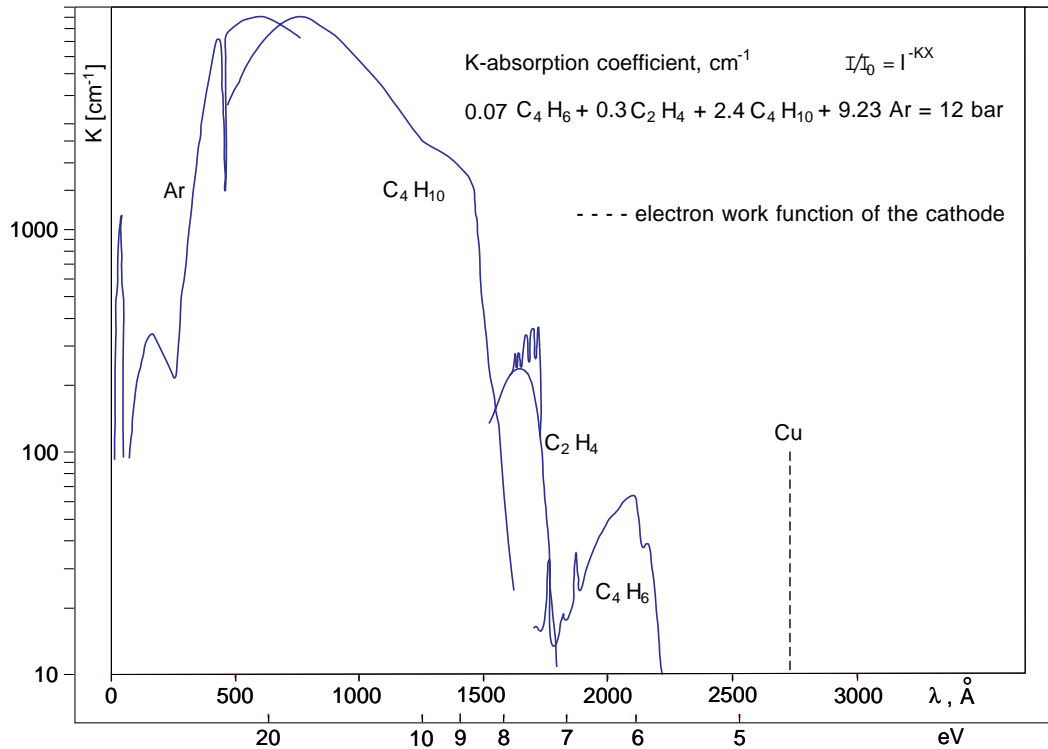


Abbildung 3.6 Das Absorptionsspektrum der eingesetzten vier-komponentigen Gasmischung. Während des Konditionierens der Zähler bildet sich ein Polymerfilm, der die Ablösearbeit an der Kathode erhöht und den Bereich mit nicht hinreichender Absorption verringert.

Seite zum Erzeugen eines Trigger-Signals verwendet werden.

3.2 Anforderungen an die Gasmischung

Die Gasmischung spielt eine entscheidende Rolle bei der Funktion der Pestov-Zähler. Unter ungünstigen Bedingungen können Photonen, die von einem primären Überschlag emittiert werden, an der Kathode Elektronen ablösen, die einen sekundären Überschlag auslösen. Die Photonenabsorption muss über den gesamten Wellenlängenbereich der emittierten Photonen oberhalb der Ablösearbeit der Kathode hinreichend groß sein. Das bisher und beim NA49-Experiment eingesetzte Zählgas besteht aus 4 Komponenten, 0.58% 1,3-Butadien (Divinyl) + 2.5% Ethen (Ethylen) + 20% Isobutan + Argon, dessen Mischungsverhältnis in Hinblick auf das Absorptionsverhalten optimiert wurde. Abb. 3.6 zeigt das Absorptionsspektrum dieser Gasmischung

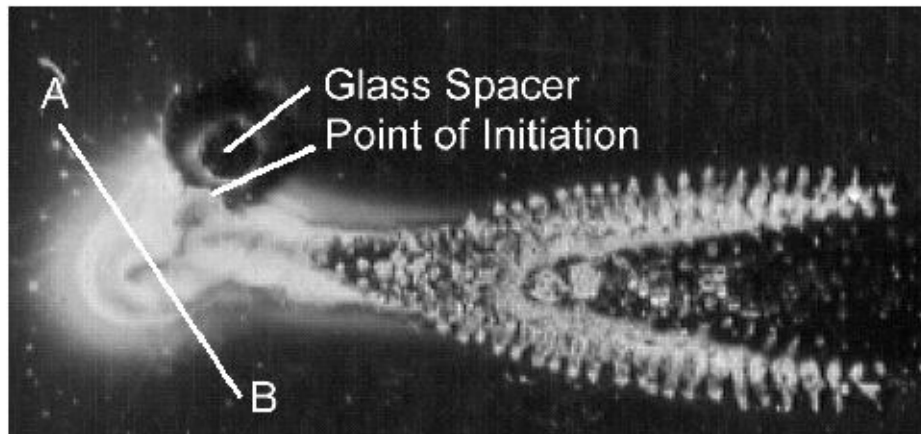


Abbildung 3.7 An einer Fehlstelle in der Nähe eines Abstandhalters bildet sich durch die ständigen Überschläge eine Polymerschicht. Die Form der Ablagerung ist durch den Gasfluss entstanden.

bei dem Betriebsdruck von 12 bar. Trotz Optimierung ist noch ein „Loch“ im Absorptionsspektrum oberhalb der Ablösearbeit der Kathode vorhanden. Alle bisher untersuchten Gase zeigen keine hinreichende Absorption in diesem Energiebereich. Um die Bildung von sekundären Entladungen zu reduzieren, werden die Zähler nach dem Zusammenbau mit einer γ -Quelle konditioniert. Dabei wird die Hochspannung schrittweise bis zum maximalen Wert erhöht. Nach 10^5 – 10^6 Überschlägen/cm² hat sich ein gleichmäßiger Polymerfilm auf der Kathode gebildet. Die erhöhte Ablösearbeit verhindert das Austreten von Elektronen aus der Kathode, was das Entstehen von sekundären Überschlägen unterdrückt. Neben diesem positiven Effekt führt die Polymerisation jedoch aufgrund des Maltereffektes [Mal36] zu einer Begrenzung der Lebensdauer auf $\sim 10^{10}$ Überschläge/cm² [Pes88]. Eine geringere Polymerisation könnte die Lebensdauer der Zähler weiter erhöhen, daher wurden alternative Gas-mischungen untersucht (Anhang C). Abb. 3.7 zeigt die Ablagerungen, die an einer Fehlstelle durch ständige Überschläge entstanden sind. Die Form der Ablagerung wird durch den Gasfluss verursacht. Die Zusammensetzung des Zähl-gases und die entstandenen Polymerisationsprodukte können mit einem Gaschromatographen untersucht werden (Anhang B).

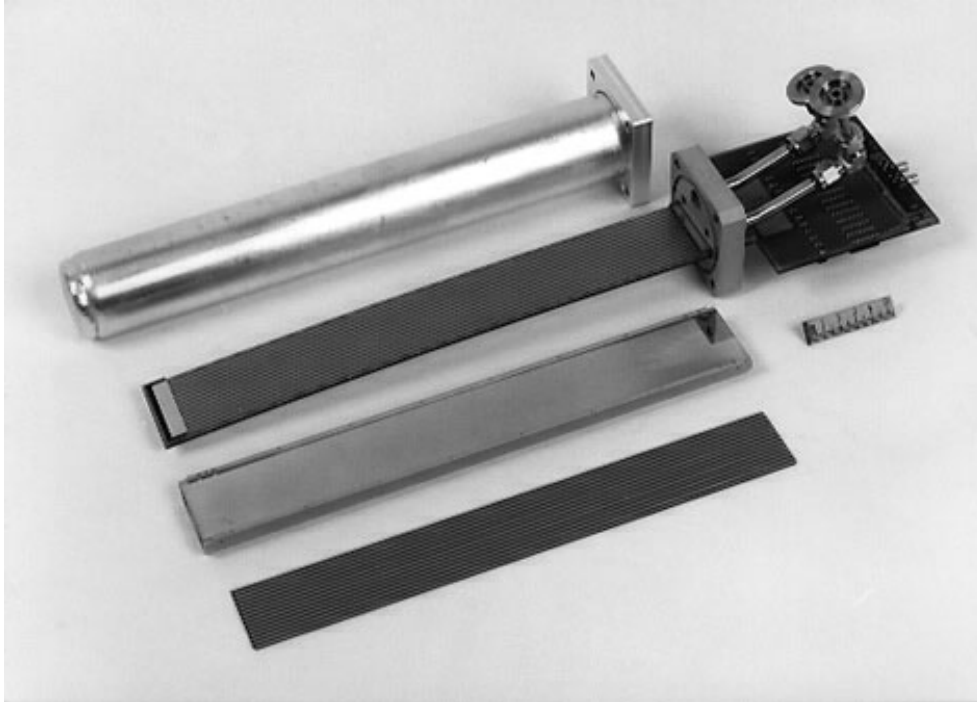


Abbildung 3.8 Die Bestandteile eines Pestov-Zählers: Im Vordergrund befindet sich die Anode aus halbleitendem Glas, dahinter die Kathode aus kupferbeschichtetem Glas im Kunststoffrahmen. Die Ausleseplatine ist in den Flansch eingeklebt, im Hintergrund ist das Aluminiumrohr zu erkennen.

3.3 Aufbau

Eines der Ziele des Forschungs- und Entwicklungsprogramms für Pestov-Zähler an der GSI ist die Weiterentwicklung der Detektoren, sodass sie mit industriell gefertigten Teilen in großen Stückzahlen produziert werden können.

Abb. 3.8 und Abb. A.2 zeigen ein Foto bzw. die technische Zeichnung eines Pestov-Zählers. Auf der Rückseite der Anode aus halbleitendem Glas sind 16 Auslestreifen aus Gold aufgedampft. Die Kathode besteht aus Floatglas mit einer gesputterten Kupferschicht. Alternativ wurden im NA49-Experiment auch Kathoden aus massivem Aluminium eingesetzt, deren Oberflächen mit Diamantwerkzeugen bearbeitet wurden. Die beiden Kathodenmaterialien zeigen bei den Detektoreigenschaften keine wesentlichen Unterschiede. Die maximale Spannung ist jedoch im Falle der massiven Aluminiumkathoden durch eine anwachsende Hintergrundrate aufgrund von Schadstellen limitiert. Diese werden durch Gaseinschlüsse bei der Herstellung und durch Spuren bei der Bearbeitung des Aluminiums verursacht. Zur Zeit werden Kathoden aus Floatglas untersucht, die mit Chrom und anschließend Aluminium beschichtet

wurden.

Anode und Kathode werden von einem Kunststoffrahmen getragen, durch den das Zählgas zwischen die Elektroden strömt. Auf die Anode wird eine achtlagige Platine gelegt, in der die Signale von beiden Enden der Streifen zu einer Seite geführt werden. Die 1 mm breiten Streifen sind in einem Raster von 2.54 mm angeordnet und haben einen Wellenwiderstand von 50Ω . Die Ausleseplatine ist in einen Flansch eingeklebt, der zusammen mit dem Aluminiumrohr das Gasvolumen des Zählers abschließt. Die Wandstärke des Rohres beträgt 1 mm, der Durchmesser 50 mm. Der Abstand von

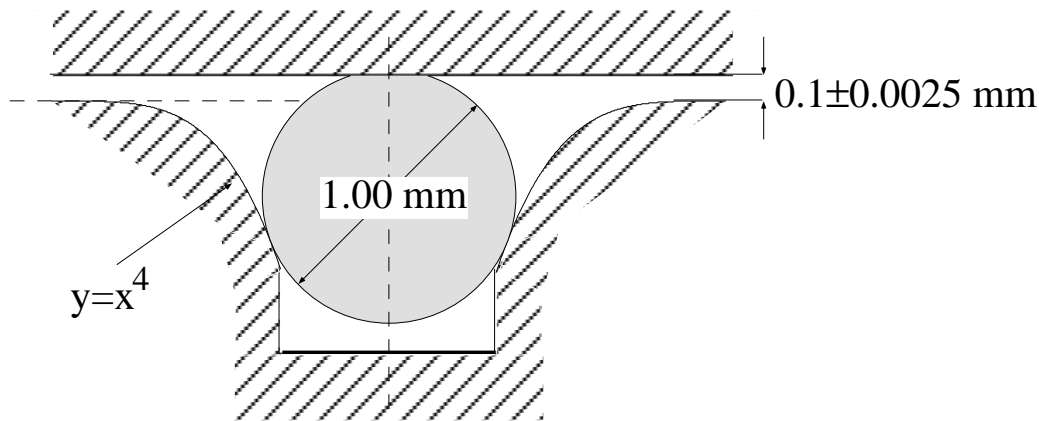


Abbildung 3.9 Schnitt durch einen Abstandhalter. Die Glaskugeln sind zwischen den Elektroden in Vertiefungen eingeklebt, deren Verlauf der Funktion $f(x) = x^4$ folgt, um eine Erhöhung des elektrischen Feldes zu vermeiden [Ste97].

$100 \pm 2.5 \mu\text{m}$ zwischen den Elektroden wird durch in die Anode eingeklebte Glaskugeln von einem Millimeter Durchmesser definiert (Abb. 3.9). Diese sind in einem Abstand von 22 mm in zwei Reihen angebracht, um ein zu starkes Durchbiegen aufgrund der elektrostatischen Kraft von 6.4 N/cm^2 zu verhindern. Die Kugeln sind in Vertiefungen mit abgerundeten Kanten eingeklebt. Sie folgen, wie auch die Kanten der Anoden, dem Verlauf der Funktion $f(x) = x^4$, um eine Erhöhung des elektrischen Feldes zu vermeiden [Ste97]. Die daraus resultierenden Entladungen würden zu einer erhöhten Hintergrundrate und durch Polymerisation zu einer Verkürzung der Lebensdauer des Detektors führen. Abb. 3.10 zeigt die Kanten von drei Anoden, die mit einem X-Y-Z-Tisch gemessen wurden. An den Verlauf ist eine Funktion der Form $f(x) = x^4$ angepasst. Die Form der Anodenkante entspricht zwar nicht genau dem vorgegebenen Verlauf, sie ist aber für einen stabilen Betrieb der Zähler ausreichend.

Die Anforderungen an die Oberflächenqualität der Elektroden ist hoch. Unebenheiten oder Verunreinigungen führen zu einer Erhöhung des elektrischen Feldes, wodurch Elektronen an der Kathode ausgelöst werden. Diese verursachen Überschläge,

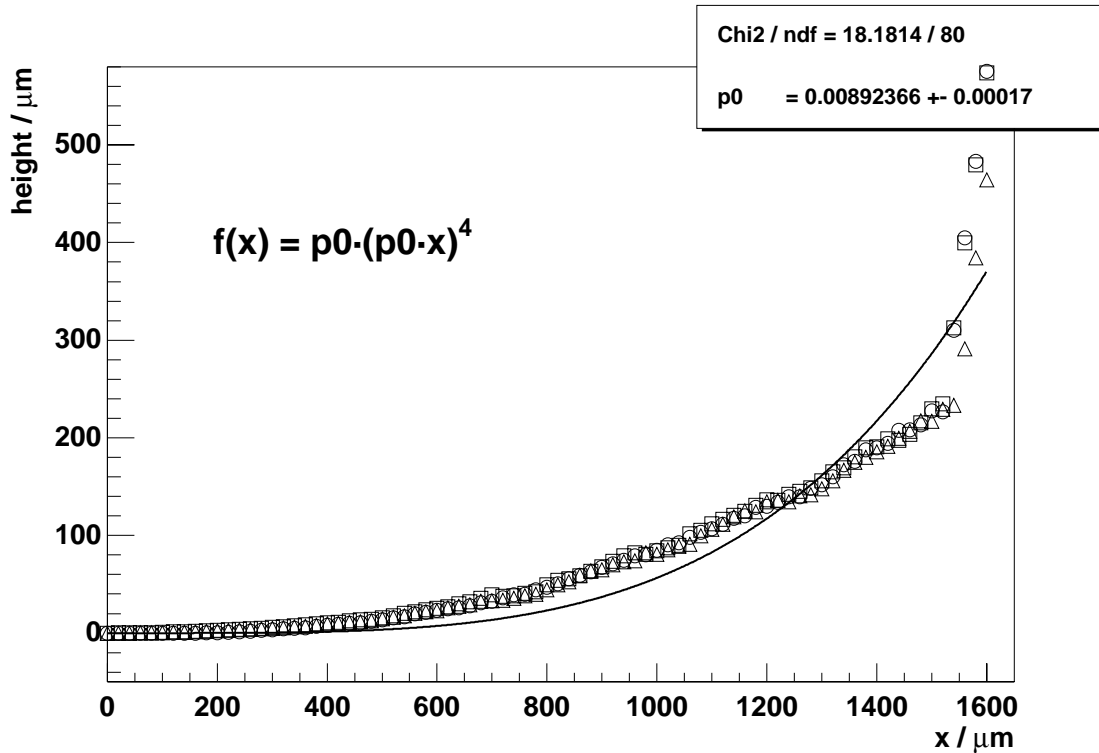


Abbildung 3.10 Der gemessene Verlauf der Kanten von drei Anoden mit einer angepassten Funktion der Form $f(x) = x^4$. Die Form der Kanten weicht von der Vorgabe ab, sie ist aber für einen stabilen Betrieb der Zähler ausreichend.

ohne dass ein Teilchen den Zähler durchquert. Die Einzelteile der Zähler werden daher in einem Ultraschallbad mit entionisiertem und anschließend zweifach destilliertem Wasser gereinigt und in einem Reinraum der Klasse 10 zusammengebaut. Die Gaszuleitungen zu den einzelnen Zählern sind mit Filtern einer Porengröße von $7 \mu\text{m}$ ausgestattet, um eine Verunreinigung während des Betriebes zu verhindern.

Die Qualität der Elektroden, der Reinigung und des Zusammenbaus kann anhand der Größe der Hintergrundzählrate beurteilt werden (vgl. Abb. D.2). Die Methoden zur Produktion und zum Zusammenbau der Einzelteile sind schon nahe an den Anforderungen einer Massenproduktion, die erreichte Qualität ist sehr gut.

Abb. 3.11 zeigt die Widerstandswerte von verschiedenen Glasschmelzen. Das für die Funktion der Pestov-Zähler benötigte halbleitende Glas mit einem Widerstand von 10^9 – $10^{10} \Omega\text{cm}$ kann von der Firma SCHOTT im industriellen Maßstab und reproduzierbar hergestellt werden. Die Leitfähigkeit dieses Glases, das speziell für den Einsatz in den Pestov-Zählern entwickelt wurde, wird durch das Verhältnis von Fe(II)- zu Fe(III)-Oxyd bestimmt.

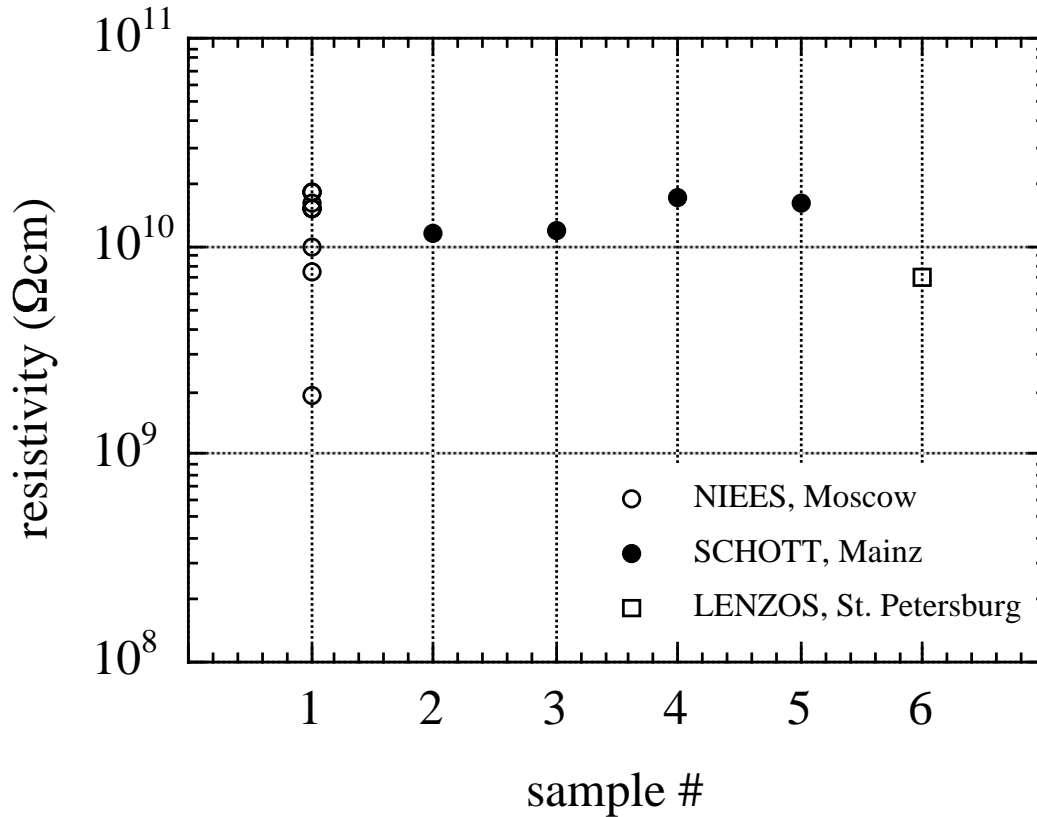


Abbildung 3.11 Die Widerstandswerte von industriellen Glasschmelzen von SCHOTT im Vergleich zu unter Laborbedingungen geschmolzenem Glas von NIEES [Bad96a].

Die Signalhöhe der Pestov-Zähler ist so groß, dass keine weitere Verstärkung nötig ist. Aufgrund der Variation der Signalhöhe und -form (vgl. Abb. D.1) wird der eigens für diesen Zähler entwickelte Zweischwellen-Diskriminator (**Double Threshold Discriminator**) zur Aufbereitung der Zeitsignale verwendet [Fro95]. Abb. 3.12 zeigt das schematische Blockschaltbild bzw. das Funktionsprinzip des Zweischwellen-Diskriminators. Wenn das Eingangssignal die Schwelle des ersten bzw. zweiten Komparators überschritten hat, werden Kondensatoren mit konstanten Stromquellen aufgeladen. Die negativen Spannungen fallen linear mit der Zeit ab. Das Zeitsignal, das beim Übereinstimmen der beiden Spannungen erzeugt wird, ist bei der richtigen Wahl der Steigungen (gegeben durch R und C) im idealisierten Fall unabhängig von der Höhe und der Anstiegszeit des Eingangssignals. Im Fall von realen Eingangssignalen wird die Schwankung des Zeitsignals aufgrund unterschiedlicher Signalhöhen minimiert. Im NA49-Experiment wurden diskret aufgebaute Zweischwellen-Diskriminatoren verwendet, für zukünftige Einsätze wurde an der GSI eine Chipversion

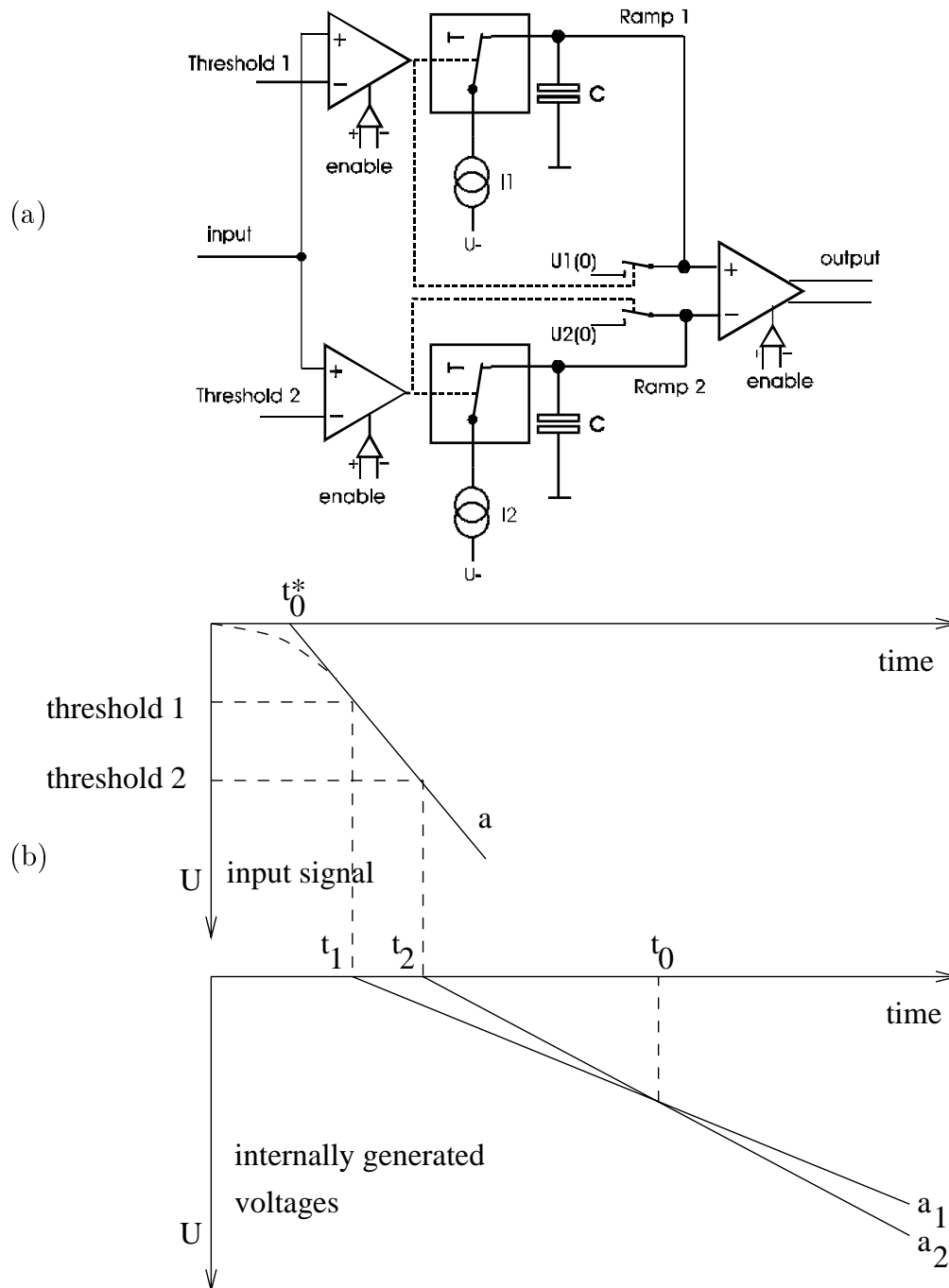


Abbildung 3.12 (a): Das schematische Blockschaltbild des Zweiswellen-Diskriminators (**D**ouble **T**hreshold **D**iscriminator) [Fro95]. (b): Die Funktionsweise: Das Eingangssignal startet zwei konstante Stromquellen, die Kondensatoren aufladen. Die Spannungen fallen linear mit der Zeit ab. Im idealisierten Fall ist bei geeigneter Wahl der Steigungen a_1 und a_2 und der Schwellen die Zeitdifferenz von t_0 und t_0^* unabhängig von der Steigung a und der Höhe des Eingangssignals.

entwickelt und erfolgreich am CERN PS getestet. In einer neuen Version sind vier Kanäle auf einem Chip zusammengefasst.

Die 16 Zweikanal-DTD-Karten sind auf die Ausleseplatine aufgesteckt. Dabei wurde darauf geachtet, dass die Signale von den beiden Enden eines Streifens nicht auf die gleiche DTD-Karte geführt werden, um ein Übersprechen der Signale zu vermeiden. Die Ladungssignale von der einen Seite aller Streifen werden in einem Addierer aufsummiert, um ein Trigger-Signal zu gewinnen. Die Ladungssignale von den anderen Enden der Streifen werden in einer QDC-Karte digitalisiert. Die NIM-Ausgangssignale der Diskriminatoren werden zu den TDC-Modulen weitergeleitet.

4 Der PesTOF-Detektor im NA49-Experiment

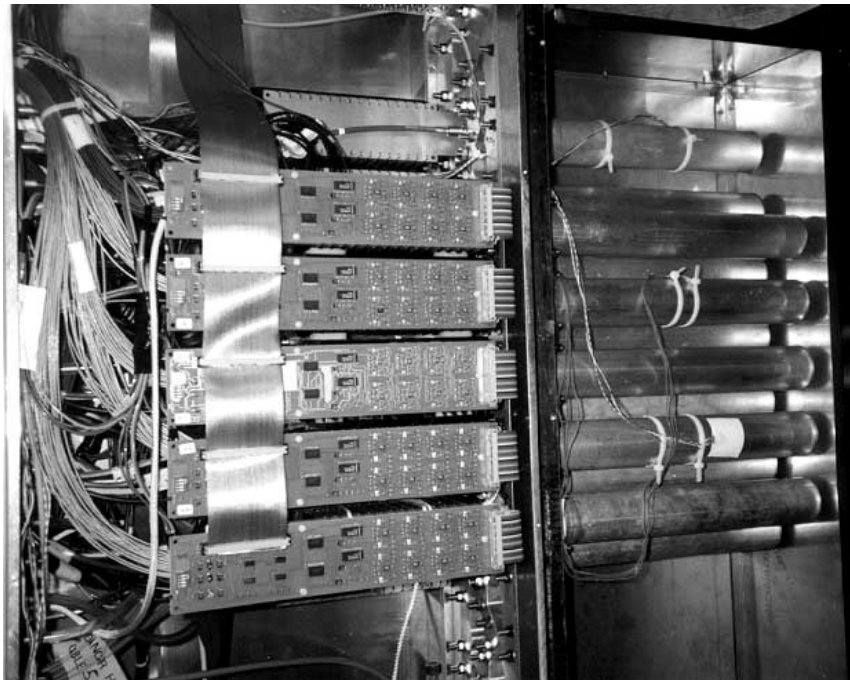


Abbildung 4.1 Der PesTOF-Detektor im Vertex-1 Magneten des NA49-Experiments. Rechts sind die Aluminiumröhren zu erkennen, in denen sich die Zähler befinden. Links sind die QDC-Karten sichtbar, dahinter befindet sich die übrige Elektronik.

Pestov-Zähler wurden zum ersten Mal in größerer Anzahl im NA49-Experiment eingesetzt. Der PesTOF-Detektor (**Pestov Time Of Flight**) der Protonenstrahlzeit im Herbst 1997 besteht aus zwölf Pestov-Zählern, die im Inneren des Vertex-1 Magneten eingebaut sind (Abb. 4.1 und 2.1). Der Detektor konnte stabil betrieben und die Detektor-Eigenschaften aus vorangegangenen Teststrahlzeiten reproduziert werden.

In Kap. 4.1 und 4.2 ist der Aufbau bzw. die Kalibration des PesTOF-Detektors erklärt. Kap. 4.4 und 4.5 beschreiben die Zeitauflösung bzw. die daraus resultierende Teilchentrennung.

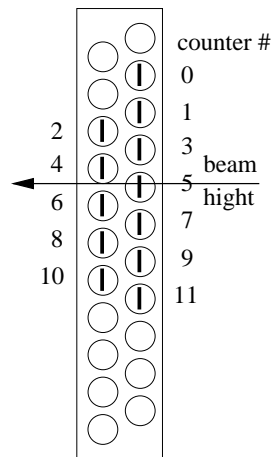


Abbildung 4.2 Schematische Anordnung der zwölf Zähler im Multiflansch. Zwei benachbarte Zähler aus unterschiedlichen Lagen überlappen sich, sodass die einzelnen Pestov-Zähler eine zusammenhängende Fläche überdecken.

4.1 Aufbau

Die zwölf Pestov-Zähler befinden sich in einem gemeinsamen Flansch, durch den das Zählgas auf die einzelnen Detektoren verteilt wird. Abb. 4.2 zeigt schematisch die Anordnung der Zähler von der Strahlachse aus. In Abb. 4.1 ist in der Mitte des geöffneten Gehäuses aus 0.5 mm dickem Edelstahl der Multiflansch sichtbar, in dem die zwölf Zähler montiert sind. An den Rohren der Zähler sind Temperatursensoren zur Überwachung der Detektoren angebracht. Links sind fünf QDC-Karten sichtbar, die über einen Datenbus ausgelesen werden. Unter den QDC-Karten befindet sich die weitere Elektronik. Die Ausgangssignale der Diskriminatoren werden durch die links sichtbaren Kabel zu den TDC-Modulen außerhalb des Magneten geführt. Die Kühlung der Elektronik im Gehäuse des PesTOF-Detektors erfolgt mit einem Wasserkühlsystem, in dem das Wasser mit Unterdruck zirkuliert. Zwischen den Diskriminatorenpaletten befinden sich Kühlbleche, die die Wärme abführen.

Abb. 4.3 zeigt eine schematische Darstellung des Datenaufnahme-Systems des PesTOF-Detektors im NA49-Experiment. Die Ausgangssignale der Diskriminatoren werden in circa 30 Meter langen Kabeln verzögert und in LeCroy TDC-Modulen di-

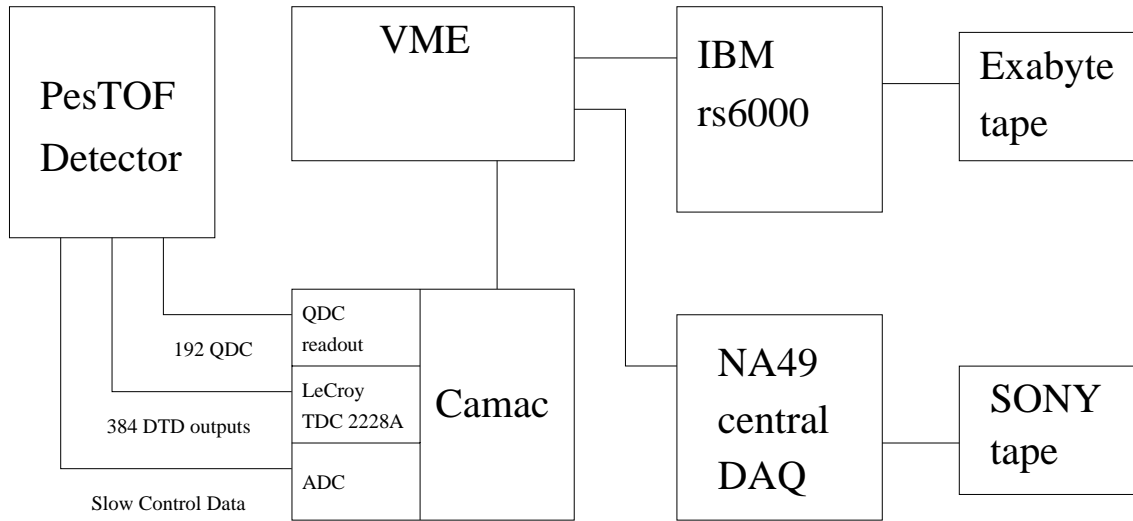


Abbildung 4.3 Schematische Darstellung des Datenaufnahme-Systems. Die Daten werden mit einem Camac-System ausgelesen und sowohl in dem NA49-Datenaufnahmesystem wie auch auf einem lokalen Rechner gespeichert.

digitalisiert. Die Auslese der TDC-Module und der QDC-Karten erfolgt in drei Camac-Überrahmen. Sie werden von einem FIC-Prozessor im VME-System über eine VIC-Bus Verbindung ausgelesen. Dieser stellt die Daten dem zentralen Datenaufnahmesystem zur Verfügung und sendet sie darüber hinaus über eine Ethernet-Verbindung an eine Workstation. Dieser Rechner wird zur Überwachung der Daten des PesTOF-Detektors und der Druck- und Temperaturdaten während des Betriebes verwendet. Außerdem werden die Daten des PesTOF-Detektors unabhängig von dem zentralen Datenaufnahmesystem gespeichert.

Abb. 4.4 zeigt die Anordnung der Detektoren, die zum Erzeugen des Trigger-Signals und zum Messen der Startzeit t_0 verwendet werden. Bei Protonen induzierten Reaktionen wird seit der Strahlzeit 1997 ein Zentralitätsdetektor verwendet (Abb. 4.4 CD). Dieser bestimmt die Multiplizität der in die rückwärtige Richtung emittierten Protonen. Neben weiteren Detektoren zur Strahldiagnose bestimmt dieser Detektor hauptsächlich den Trigger des NA49-Experiments bei Protonenstrahlzeiten. Zum Starten der TDC-Module ist der PesTOF-Detektor mit einem eigenen Trigger-System ausgerüstet. Abb. 4.5 zeigt das Trigger-Schema. Die TDC-Module werden durch eine Koinzidenz des Pestov-Selbsttriggers mit dem Startzähler S_1 und dem Szintillator PS_0 oder PS_1 gestartet. Dadurch wird erreicht, dass die Module nur von Teilchen aus einer Reaktion mit dem Protonenstrahl gestartet werden. Wenn innerhalb von 600 ns ein Trigger-Signal vom NA49-Experiment folgt, wird die Datenauslese gestartet, ansonsten werden die TDC-Module zurückgesetzt. Der PesTOF-Trigger kann auch als

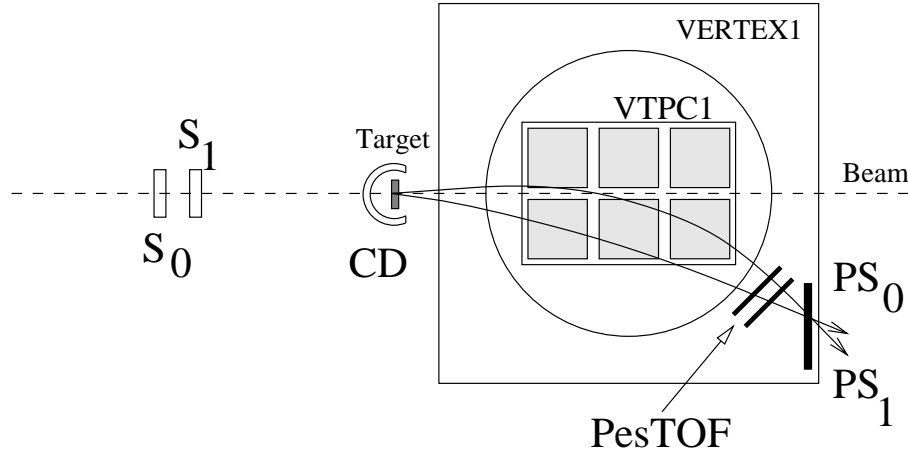


Abbildung 4.4 Der Zentralitätsdetektor CD misst die Multiplizität der rückwärtig emittierten Protonen, die Szintillations-Detektoren S_0 und S_1 werden zum Messen der Startzeit t_0 benutzt. Mit den Szintillations-Detektoren PS_0 und PS_1 wird ein PesTOF-Selbsttrigger erzeugt.

Datensatz	Energie	Ereignisse	Trigger	Treffer/Ereignis
1874, 1876, 1880	250 A·GeV	51410	$CD \geq 2$, PesTOF	1.45
1881	250 A·GeV	27200	$CD \geq 7$	0.30

Tabelle 4.1 Zusammenfassung der Daten mit dem PesTOF-Detektor in der Protonenstrahlzeit 1997. Als Targetmaterial wurde Blei verwendet.

zusätzliche Bedingung für den Trigger des NA49-Experiments genutzt werden, um die Anzahl der Ereignisse zu erhöhen, die ein Signal im PesTOF-Detektor erzeugen. Darüber hinaus können unabhängig vom NA49-Experiment Kalibrationsdaten aufgenommen werden.

Das Startsignal der TDC-Module ist nicht für eine gute Zeitaufösung optimiert, daher werden in der Datenaufnahme des PesTOF-Detektors auch die Zeitsignale der Szintillatoren S_0 und S_1 digitalisiert. Die Signale des PesTOF-Detektors sind durch ~ 30 m lange Kabel verzögert, auch die Signale der Startzähler werden entsprechend verzögert, sodass die Signale in das Konvertierungsintervall der TDC-Module fallen. Die Flugzeit wird aus der Differenz der digitalisierten Zeitsignale der Startzähler und des PesTOF-Detektors bestimmt (Abb. 4.6).

Tab. 4.1 fasst die Datensätze zusammen, die in der Protonenstrahlzeit 1997 im NA49-Experiment mit dem PesTOF-Detektor aufgenommen wurden.

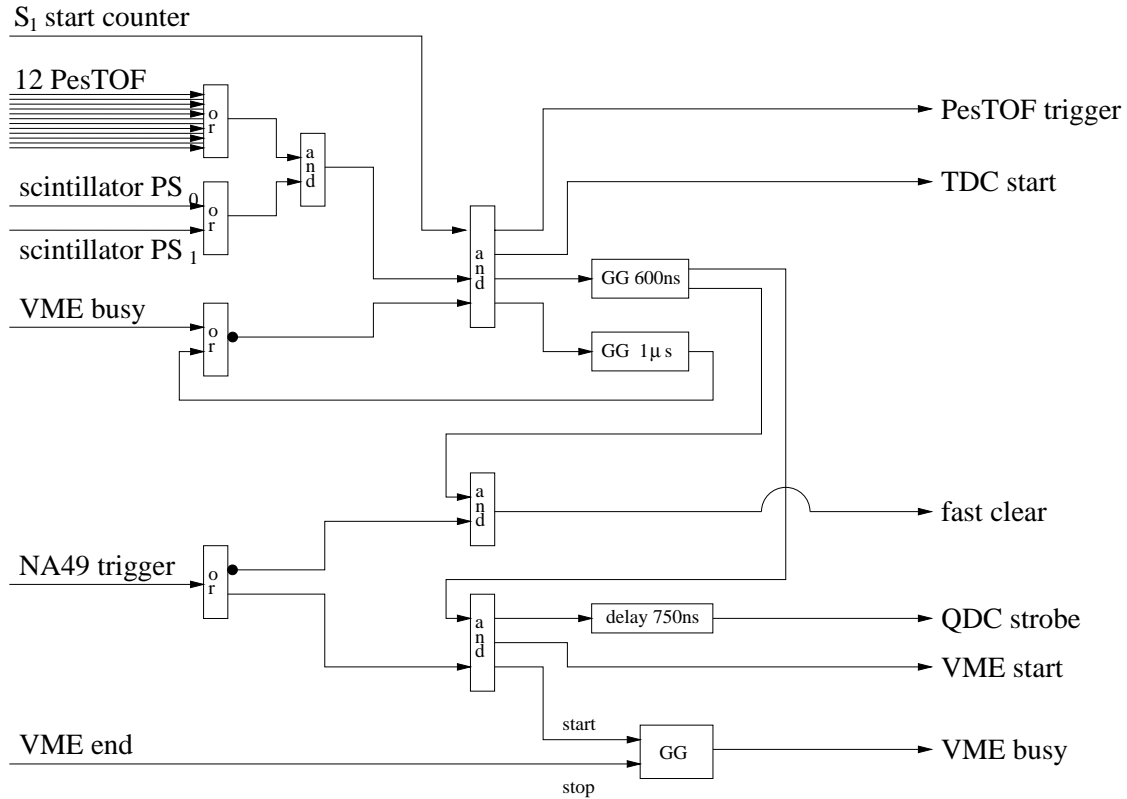


Abbildung 4.5 Der schematische Aufbau des Trigger-Systems des PesTOF-Detektors. Eine Koinzidenz des PesTOF-Detektors mit dem Startzähler S_1 und den Szintillatoren PS₀ oder PS₁ startet die TDC-Module. Nach einem Trigger-Signal des NA49-Experiments innerhalb von 600 ns wird die Auslese gestartet, ansonsten werden die TDC-Module zurückgesetzt.

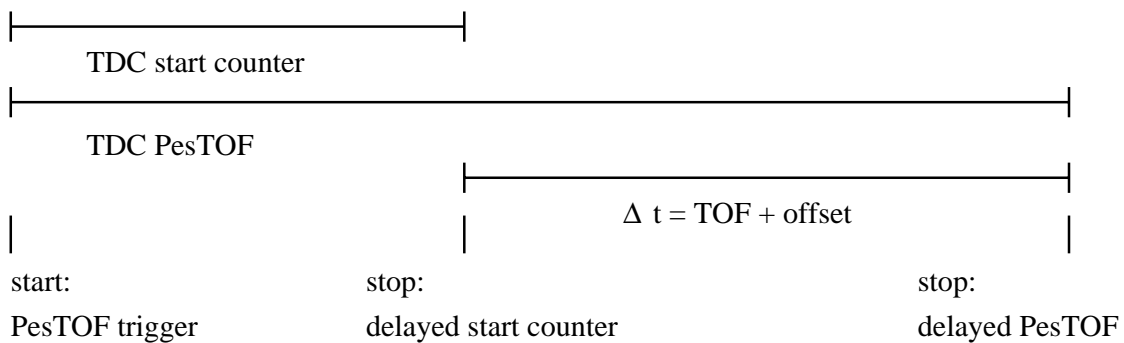


Abbildung 4.6 Die Zeitmessung wird durch den Selbsttrigger des PesTOF-Detektors gestartet. Die Flugzeit wird aus der Differenz der Zeitsignale des PesTOF-Detektors und der Startzähler bestimmt.

4.2 Detektor-Kalibrierung

Die 384 Zeitsignale des PesTOF-Detektors und die der zwei Startzähler werden in TDC-Modulen digitalisiert. Mit einem Pulsgenerator wird die Linearität der einzelnen Kanäle überprüft und die Länge der Zeitscheiben (*bin width*) bestimmt. Abb. 4.7 zeigt die Verteilung der Intervalllängen der einzelnen Kanäle.

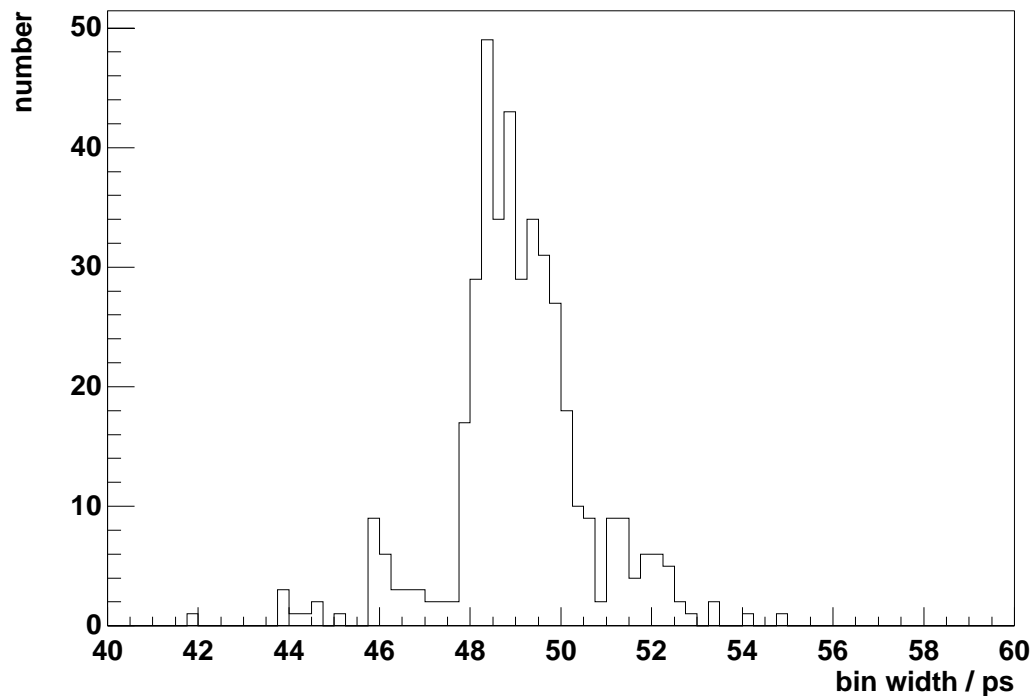


Abbildung 4.7 Die Verteilung der Längen der Zeitscheiben (*bin width*) der einzelnen Kanäle.

Die Zeitmessungen der einzelnen Kanäle des Pestov-Zählers beinhalten aufgrund unterschiedlicher Kabellängen einen individuellen Sockelwert. In bisherigen Teststrahlzeiten der Pestov-Zähler wurden diese unter Ausnutzung der Tatsache bestimmt, dass ein Treffer Signale in mehreren, benachbarten Streifen induziert. Dadurch kann der relative Zeitunterschied aufgrund verschiedener Kabellängen bestimmt werden. Für den PesTOF-Detektor im NA49-Experiment hat es sich jedoch als sinnvoll, weil genauer, erwiesen, die einzelnen Kanäle mit Hilfe der Information der TPC zu kalibrieren. Um diese Information nutzen zu können, werden die Spuren in der TPC bis zu dem Ort des PesTOF-Detektors extrapoliert. Für diese möglichen Orte werden die zugehörigen Ereignisse im PesTOF-Detektor mit Hilfe

der transversalen Ortsauflösung der Pestov-Zähler bestimmt. Aus den QDC-Signalen der einzelnen Streifen wird der Ort bestimmt. Abb. 4.8 zeigt die Ladungsverteilung auf den Streifen zweier Zähler in dem Ereignis Nr. 4748 (Run 1874). Im Zähler 2 (a) ist zur transversalen Ortsrekonstruktion eine Gaußfunktion angepasst, im Zähler 3 (b) die Summe zweier Gaußfunktionen. Den gefundenen Orten können Spuren in der TPC zugeordnet werden. Aufgrund der Überlappung der beiden Zähler erzeugt ein Teilchen das Signal im Zähler 2 und das linke im Zähler 3. Ein zweites Teilchen verursacht das rechte Signal im Zähler 3. Für alle Treffer kann die Flugzeit bestimmt werden.

Die 51410 Ereignisse der Datensätze 1874, 1876 und 1880 enthalten im Mittel 1.45 Treffer im PesTOF-Detektor, die rekonstruiert werden können. Im Durchschnitt zeigen 0.72 Spuren aus der TPC auf den PesTOF-Detektor. Von diesen Spuren können 96.9% einem Treffer in dem PesTOF-Detektor zugewiesen werden. Die hier gemessenen Werte stehen nicht im Widerspruch zu vorangegangenen Messungen der Effizienz (Kap. D.2). Die verwendeten Datensätze sind jedoch nicht geeignet die Effizienz der Pestov-Zähler zu messen, da die Zähler das Trigger-Signal mitbestimmen haben. Bei den 27200 Ereignissen des Datensatzes 1881 konnten nur 76.0% der Spuren einem Treffer im PesTOF-Detektor zugeordnet werden.

Die Zeitdifferenz zwischen der Startzeit und den Signalen in den einzelnen TDC-Modulen des PesTOF-Detektors ist gegeben durch:

$$t_{\text{TDC}} - t_{\text{Start}} = t_{\text{TOF}} + t_{\text{Propagation}}(x) + t_{\text{Offset}} \quad , \quad (4.1)$$

wobei $t_{\text{Propagation}}(x)$ die Zeit ist, in der sich das Signal vom Ort des Überschlags x bis zum Ende des Streifens ausbreitet. Die Flugzeit t_{TOF} ist gegeben durch:

$$t_{\text{TOF}} = \frac{s}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{mc}{p}\right)^2} \quad . \quad (4.2)$$

Unter der Annahme, dass der überwiegende Teil der Teilchen im PesTOF-Detektor Pionen sind, kann mit den Informationen der TPC (Impuls p und Wegstrecke s) und der Pionenmasse die Flugzeit t_{TOF}^π berechnet werden. Außerdem wird durch die TPC der Ort x des Teilchendurchgangs im PesTOF Detektor bestimmt. Zur Kalibrierung des Detektors werden für jeden Kanal die Parameter des Polynoms P_1 bestimmt, das sich aus Gleichung 4.1 ergibt:

$$t_{\text{TDC}} - t_{\text{Start}} - t_{\text{TOF}}^\pi = t_{\text{Propagation}}(x) + t_{\text{Offset}} = P_1(x; a_0, v) \quad . \quad (4.3)$$

Bei der Kalibrierung des Detektors hat es sich jedoch als sinnvoll erwiesen, anstelle eines Polynoms erster Ordnung mit einer konstanten Ausbreitungsgeschwindigkeit ein Polynom zweiter Ordnung zu verwenden:

$$t_{\text{TDC}} - t_{\text{Start}} - t_{\text{TOF}}^\pi = t_{\text{Propagation}}(x) + t_{\text{Offset}} = P_2(x; a_0, a_1, a_2) \quad . \quad (4.4)$$

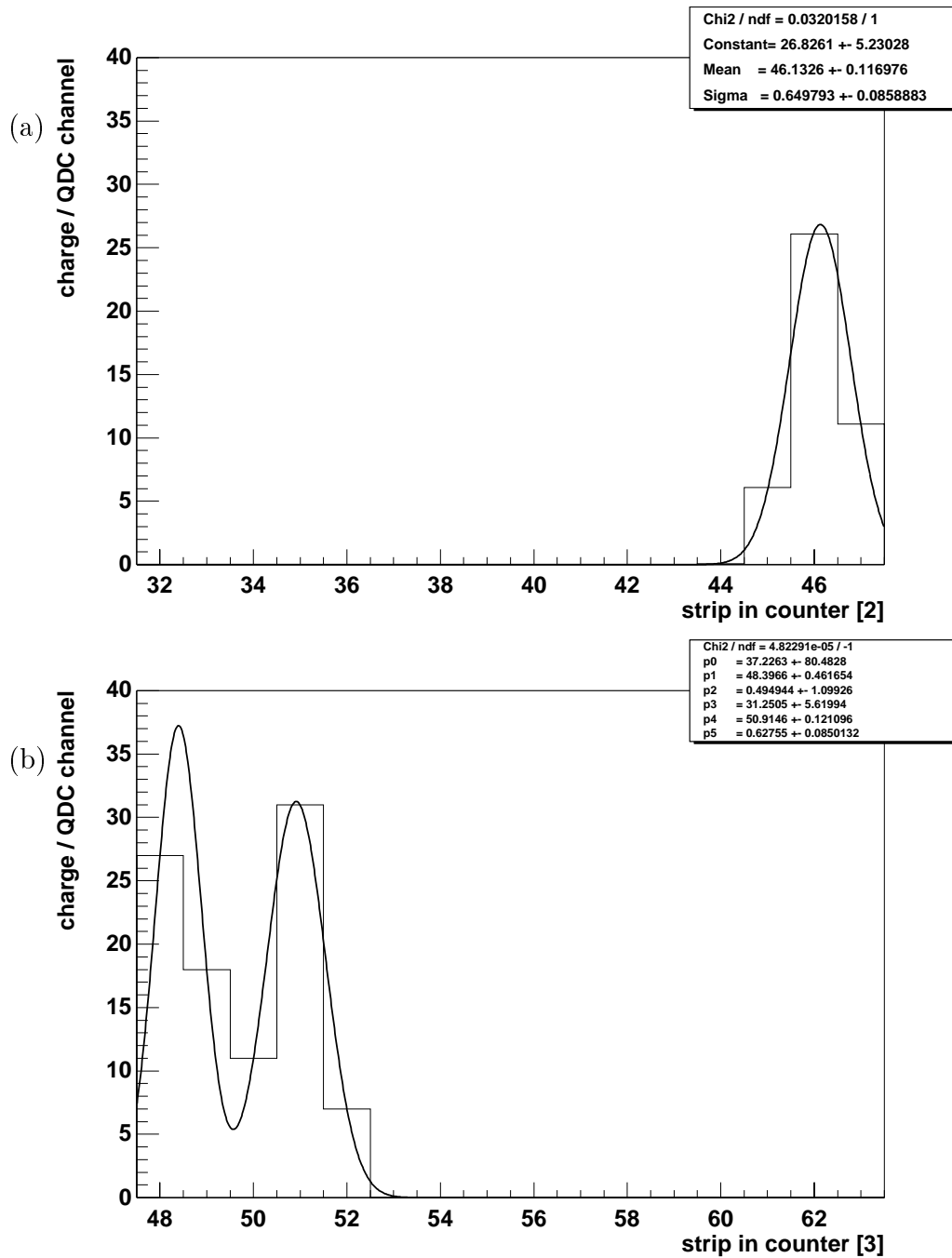


Abbildung 4.8 Die Ladungsverteilung auf den Streifen zweier Pestov-Zähler im Ereignis Nr. 4748. Im Zähler 2 (a) ist zur transversalen Ortsrekonstruktion eine Gaußfunktion angepasst, im Zähler 3 (b) eine doppelte Gaußfunktion. Der Treffer im Zähler zwei und der linke im Zähler 3 können einer Spur in der TPC zugeordnet werden, der rechte im Zähler 3 einer zweiten. Von allen Treffern wurde die Flugzeit gemessen.

Der Parameter a_2 beschreibt die Variation der Ausbreitungsgeschwindigkeit aufgrund von Abstandsvariationen der Elektroden des Pestov-Zählers, die von den nicht planen Ausleseplatinen hervorgerufen werden. Abb. 4.9(a-d) zeigt für die Streifen 24 und

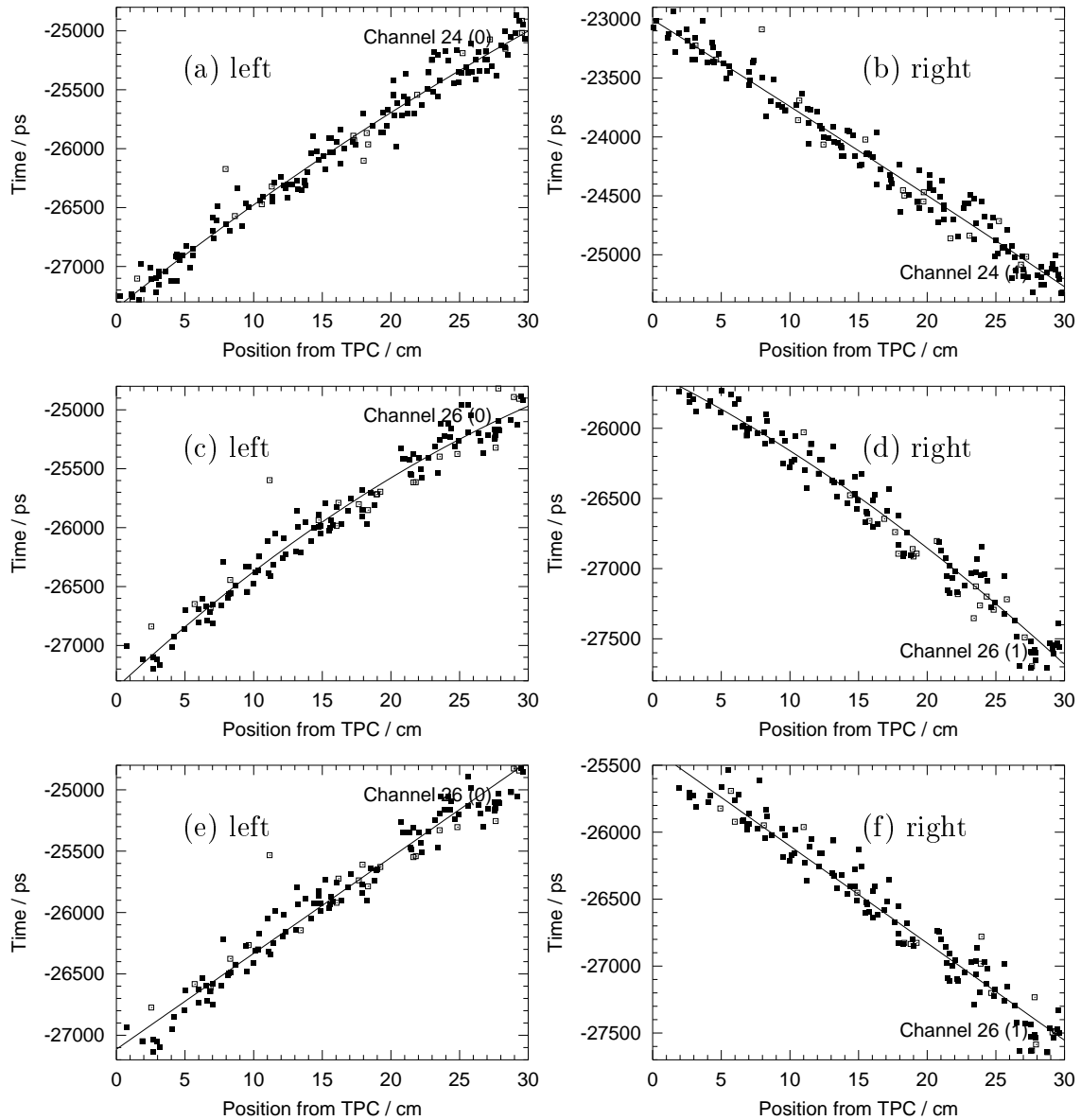


Abbildung 4.9 (a-d): Für zwei Streifen sind die Zeiten $t_{\text{TDC}} - t_{\text{Start}} - t_{\text{TOF}}^{\pi}$ jeweils für das rechte und linke Streifenende gegen den in der TPC gemessenen Ort aufgetragen. An die Verteilung ist ein Polynom zweiter Ordnung angepasst. (e+f) zeigen dazu im Vergleich die Verteilungen des zweiten Streifens mit einem angepassten Polynom erster Ordnung.

26 die Zeit $t_{\text{TDC}} - t_{\text{Start}} - t_{\text{TOF}}^{\pi}$ als Funktion des in der TPC bestimmten Ortes entlang der Streifen. An die Verteilung ist ein Polynom zweiter Ordnung angepasst. Im Vergleich dazu zeigen (e+f) die Verteilung der Zeiten auf dem Streifen 26 mit einem angepassten Polynom erster Ordnung.

Bei dem Anpassen eines Polynoms erster Ordnung beschreibt der Parameter v die Signalausbreitungsgeschwindigkeit entlang der Streifen. Durch diese Methode kann die Geschwindigkeit gemessen werden. Abb. 4.10 (a) zeigt die Verteilung der Geschwindigkeiten aller Streifen, (b) die Geschwindigkeit als Funktion der Streifennummer im Inneren der Pestov-Zähler. Die äußeren Streifen unterscheiden sich von den übrigen dadurch, dass sie auf der einen Seite keinen benachbarten Streifen haben und die Elektroden dort enden. Diese Variation des Dielektrikums und des Potentials im Vergleich zu den übrigen Streifen führt zu der Erhöhung der Signalausbreitungsgeschwindigkeit. Darüber hinaus ist das U-förmige Geschwindigkeitsprofil auf ein geringeres Spaltmaß im Bereich der mittleren Streifen aufgrund einer Verformung der Ausleseplatte zurückzuführen. Die Verteilung spiegelt sich auch in der Effizienzverteilung in Abhängigkeit vom Ort wider, die mit baugleichen Zählern am CERN PS gemessen wurde (Abb. D.4).

Für die weiteren Messungen wurde die Kalibrierung mit dem Polynom zweiter Ordnung verwendet. Die Parameter a_0 , a_1 und a_2 werden für die TDC-Kanäle beider Enden eines Streifens separat bestimmt, somit ergibt sich für jeden Streifen ein Satz von sechs Kalibrationskonstanten: a_{0l} , a_{0r} , a_{1l} , a_{1r} , a_{2l} und a_{2r} .

Für die Bestimmung der Zeit $t_{\text{TOF}} = t_{\text{PesTOF}}$ im PesTOF-Detektor wird der Mittelwert der Messungen an beiden Streifenenden zugrunde gelegt:

$$t_{\text{PesTOF}} = \frac{(t_l + t_r) - (a_{0l} + a_{0r}) - (a_{1l} + a_{1r}) \cdot x - (a_{2l} + a_{2r}) \cdot x^2}{2} - t_{\text{Start}} \quad . \quad (4.5)$$

Die Kalibration der Startzähler ist im Anhang E beschrieben. Die Auflösung des Startsignals t_{Start} beträgt:

$$\sigma_{\text{Start}} = 52.9 \text{ ps} \quad . \quad (4.6)$$

4.3 Detektoreigenschaften

Der PesTOF-Detektor im NA49-Experiment ist der erste Einsatz der Pestov-Zähler in einer solchen Experimentierumgebung. Eine Frage war daher die Zuverlässigkeit der Detektoren während der Strahlzeit. Abb. 4.11 zeigt die Ströme in den zwölf Zählern über den gesamten Zeitraum der Strahlzeit. Die Schwankungen und Absolutwerte waren in allen Zählern ausreichend gut für einen dauerhaften Betrieb.

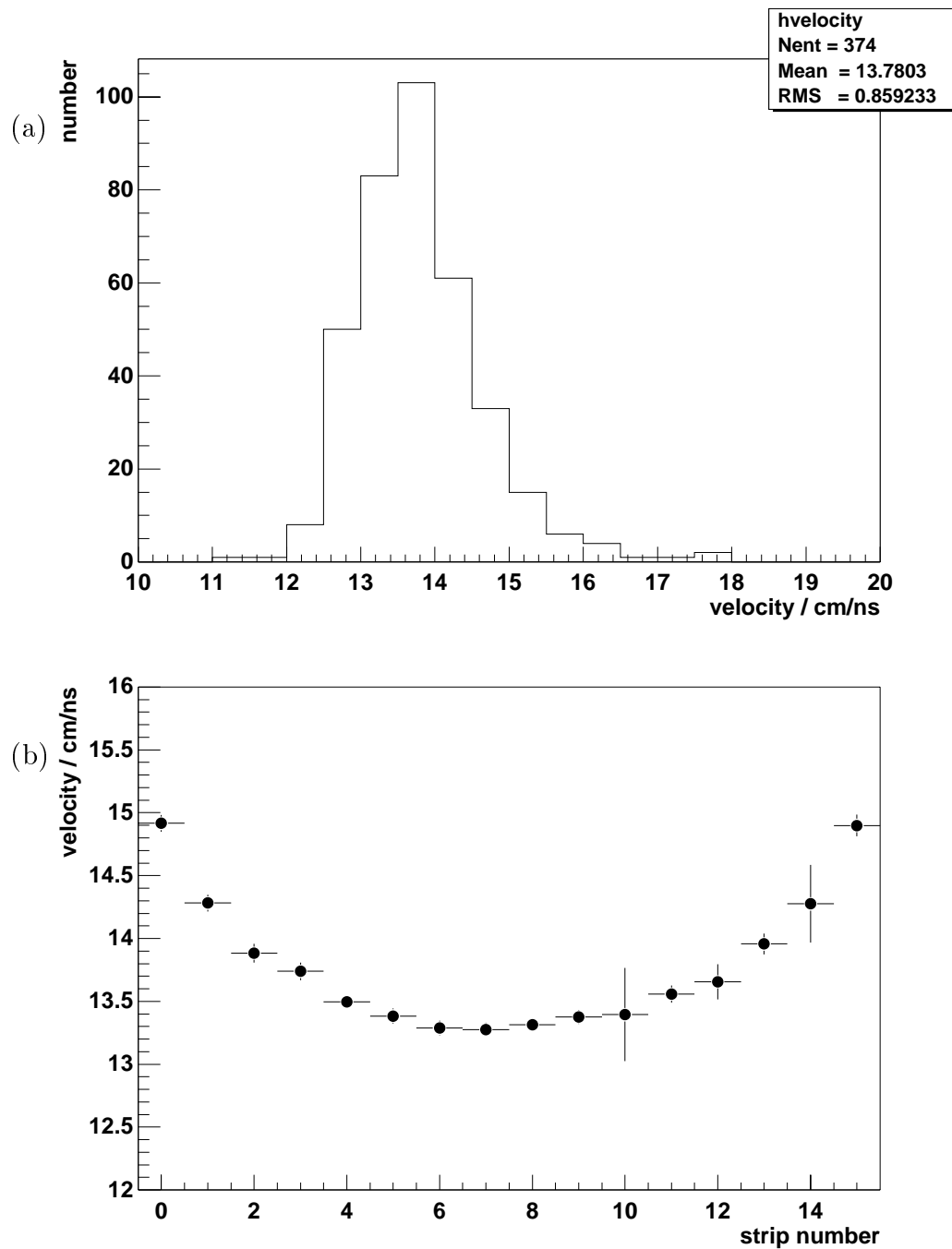


Abbildung 4.10 (a): Die Verteilung der Signalausbreitungsgeschwindigkeit auf den Streifen des PesTOF-Detektors. (b): Die Signalausbreitungsgeschwindigkeit als Funktion der Streifennummer in einem Pestov-Zähler.

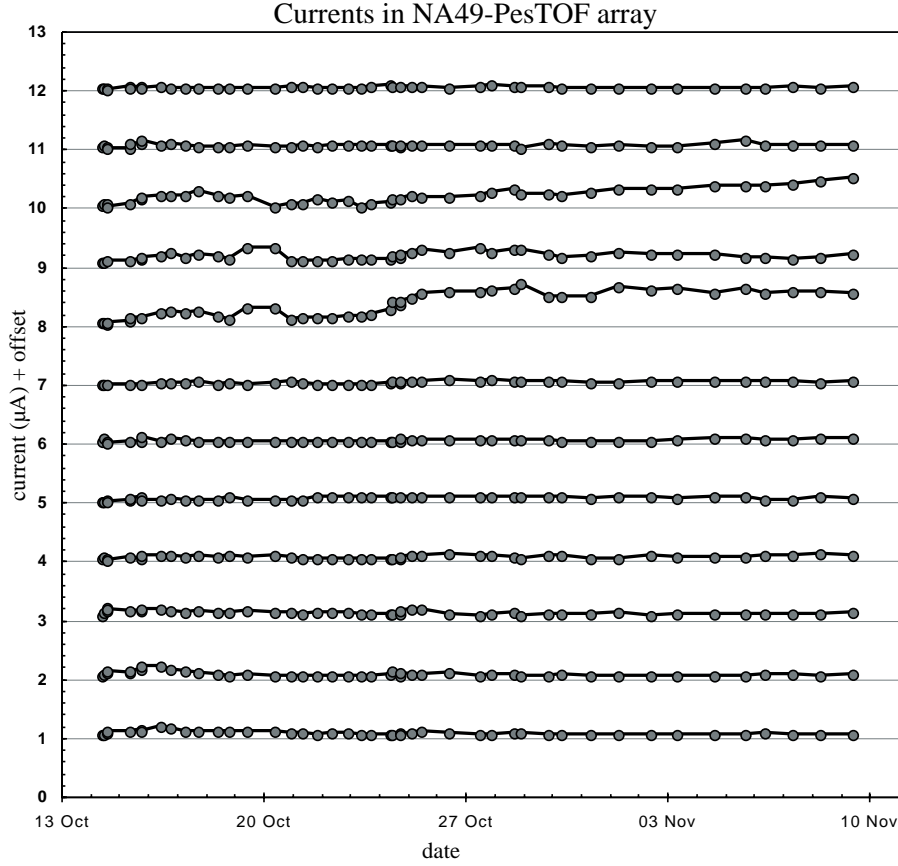


Abbildung 4.11 Die Ströme in den zwölf Zählern (mit Sockelwerten) über den gesamten Zeitraum der Strahlzeit.

Ein Vorteil der Pestov-Zähler ist die für einen Flugzeitdetektor sehr gute Ortsauflösung (Anhang D). Dadurch ist es möglich, auch bei größeren Multiplizitäten die Spuren richtig zuzuordnen. Für die Erzeugung von Kalibrationsdaten konnte nun die Ortsauflösung transversal zu den Streifen genutzt werden. Nach der Kalibration der TDC-Kanäle ist es auch möglich, den Ort in longitudinaler Richtung zu bestimmen. Der Ort errechnet sich mit den sechs Parametern der Kalibration zu:

$$x_{1/2} = \frac{a_{1l} - a_{1r} \pm \sqrt{(a_{1l} - a_{1r})^2 - 4(t_l - a_{0l} - t_r + a_{0r})(a_{2r} - a_{2l})}}{2(a_{2r} - a_{2l})} . \quad (4.7)$$

Da der Ort nicht eindeutig durch diese Relation bestimmt ist, wird die Lösung verwendet, die innerhalb des Detektors liegt. Das Zuordnen der extrapolierten TPC-Spuren zu den Treffern in den zwei Ebenen des PestOF-Detektors wird in zwei Dimensionen durchgeführt.

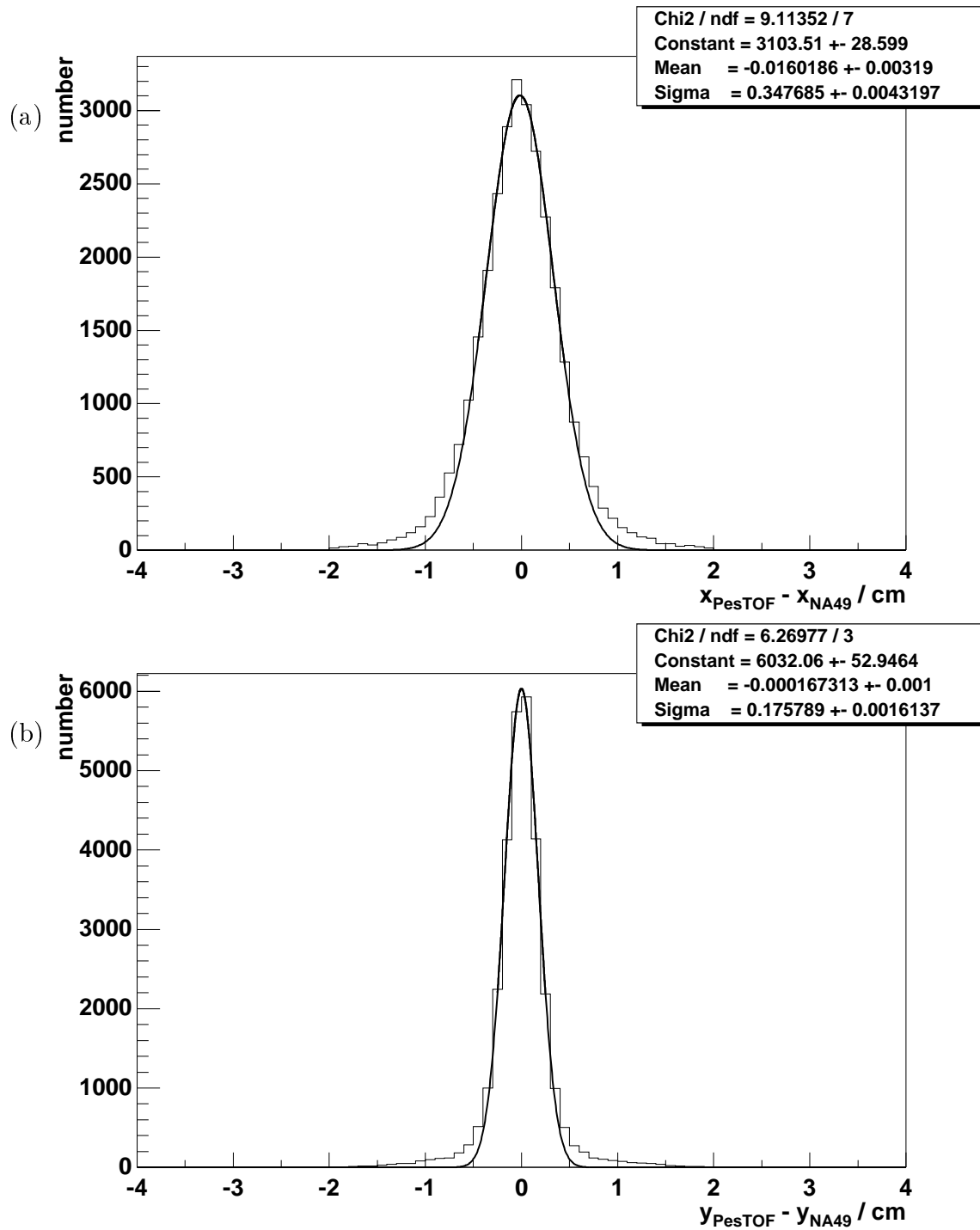


Abbildung 4.12 Die Differenz der longitudinalen (a) und transversalen (b) Ortsmessung im PesTOF-Detektor mit der Position der extrapolierten Spuren der TPC.

Flugzeitmessung	σ_{TOF}	94.31 ± 0.86 ps
PesTOF	σ_{PesTOF}	78.08 ± 0.86 ps
PesTOF _{intrinsisch}	$\sigma_{\text{PesTOF}_{\text{int}}}$	73.76 ± 0.86 ps

Tabelle 4.2 Die gaußförmige Auflösung des gesamten PesTOF-Detektors bei einer Hochspannung von $U/U_0 = 1.5$. Die Auflösung wurde aus der Zeitverteilung der negativen Teilchen errechnet, wobei die Elektronen durch die Messung der spezifischen Ionisation ausselektiert wurden.

Abb. 4.12 zeigt die Differenzen der Ortsbestimmung im PesTOF-Detektor und der extrapolierten TPC-Spuren der zugeordneten Treffer (a) in longitudinaler und (b) transversaler Richtung zu den Auslestreifen. Die Gaußkurven sind an die zentralen Bereiche der Verteilungen angepasst. Das Ergebnis ist schlechter als aus dem Zusammenwirken der Auflösungen der TPC und des Pestov-Zählers zu erwarten wäre. Gründe hierfür können Vielfachstreuungen in der Luft und Probleme beim Extrapolieren der Spuren sein. Auch der nicht gaußförmige Anteil in den Verteilungen deutet auf eine weitere Quelle für die Verbreiterung der Verteilung der Ortsdifferenzen hin.

4.4 Zeitauflösung

Die Zeitauflösung des PesTOF-Detektors kann aus der Zeitdifferenz der Gl. 4.1 bestimmt werden:

$$\Delta t = t_{\text{PesTOF}} - t_{\text{TOF}}^{\pi} = t_{\text{TDC}} - t_{\text{Start}} - t_{\text{Propagation}}(x) - t_{\text{Offset}} - t_{\text{TOF}}^{\pi} \quad . \quad (4.8)$$

Dabei zeigt sich, dass sich die Zeitauflösung der Pestov-Zähler aus einem symmetrischen gaußförmigen und einem asymmetrischen nicht gaußförmigen Anteil zusammensetzt. Für den Einsatz von Flugzeitdetektoren zur Teilchenbestimmung ist die Gesamtauflösung des Detektors die entscheidende Größe.

Die in Abb. 4.13 gemessene gaußförmige Auflösung setzt sich aus der intrinsischen Auflösung des PesTOF-Detektors und der Auflösung der Elektronik und der Startzähler zusammen:

$$\sigma_{t_{\text{PesTOF}} - t_{\text{TOF}}^{\pi}} = \sqrt{\sigma_{\text{PesTOF}}^2 + \sigma_{\text{Start}}^2} = \sqrt{\sigma_{\text{PesTOF}_{\text{int}}}^2 + \sigma_{\text{Electronic}}^2 + \sigma_{\text{Start}}^2} \quad . \quad (4.9)$$

Tabelle 4.2 fasst die Auflösung der Zeitmessung zusammen. Die Auflösung eines TOF-Detektors beschreibt den Fehler der Zeitmessung. Der statistische Fehler der Auflösung ergibt sich aus dem Fehler der angepassten Gaußfunktion. Mögliche systematische Fehler bei der verwendeten Methode resultieren in einer Verschlechterung

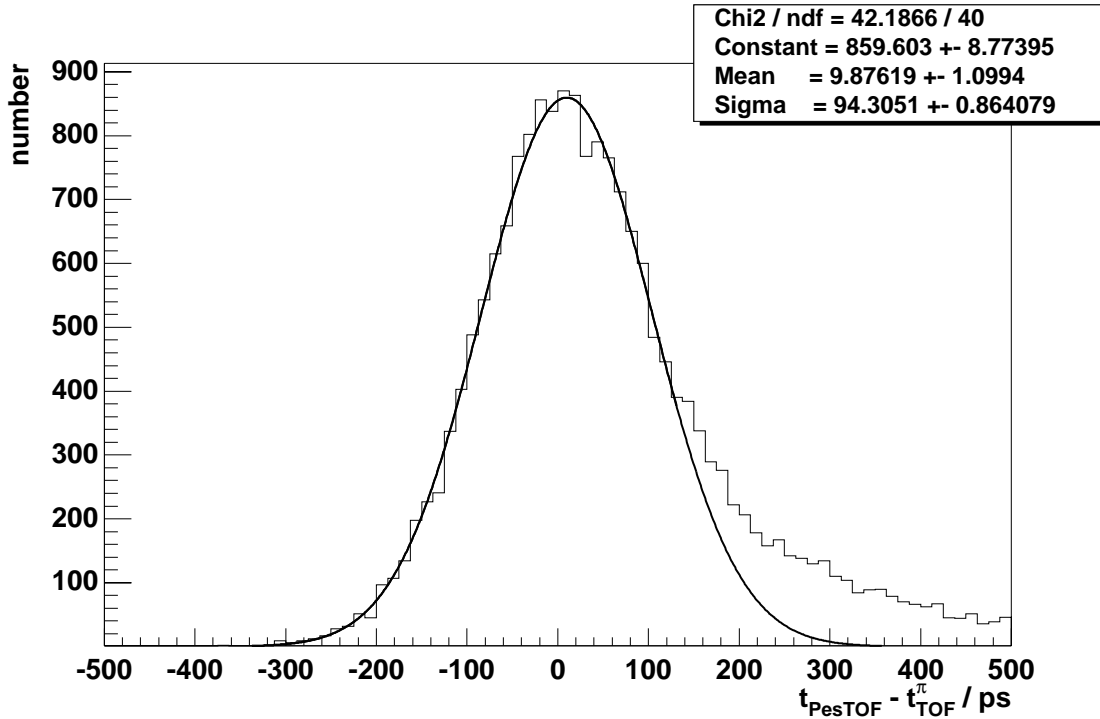


Abbildung 4.13 Die Differenz der Flugzeitmessung der negativen Teilchen im kalibrierten PesTOF-Detektor mit der aus der TPC-Messung errechneten Flugzeit für Pionen. Die Elektronen wurden durch die Messung der spezifischen Ionisation aussortiert. An den zentralen Bereich der Verteilung ist eine Gaußfunktion angepasst.

der gemessenen Auflösung, da Variationen zu einer Verbreiterung der Verteilung nach Gl. 4.8 führen. Die Auflösung des PesTOF-Detektors stimmt mit Messungen aus vorangegangenen Teststrahlzeiten überein. Hervorzuheben ist, dass die Auflösung für den gesamten PesTOF-Detektor, bestehend aus zwölf einzelnen Zählern, bestimmt wurde. In Abb. 4.14 ist die Streifenabhängigkeit der Auflösung dargestellt. In der Auflösung ist eine U-förmige Abhängigkeit zu erkennen, die auf einen in der Mitte verringerten Abstand zwischen den Elektroden zurückzuführen ist (vgl. Anhang D).

Der in Abb. 4.13 sichtbare nicht gaußförmige Anteil der Zeitauflösung wird durch Mechanismen hervorgerufen, die das Erzeugen des Zeitsignals verzögern (Anhang F). In Tabelle 4.3 sind die Werte des „Tails“ mit ihren statistischen Fehlern zusammengefasst. Der gemessene „Tail“ beeinträchtigt das Teilchenidentifizierungsvermögen des PesTOF-Detektors (Kap. 4.5).

Die Häufigkeit der verzögerten Entstehung eines Funkens wird von der Geometrie des Zählers und dem Zählgas beeinflusst. Neuere Untersuchungen (Tab. 4.4,

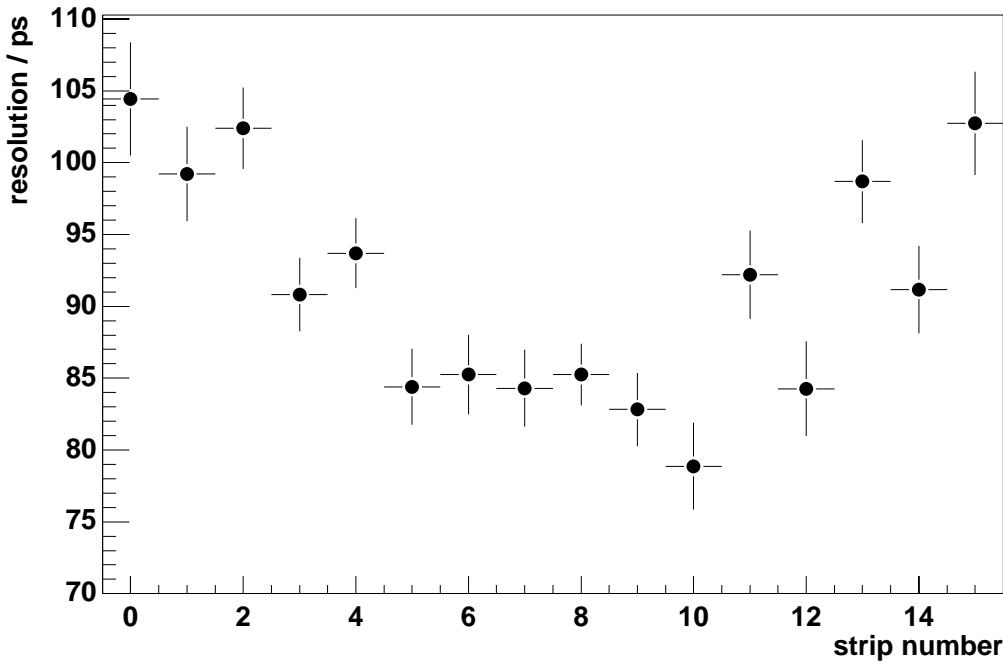


Abbildung 4.14 Die gaußförmige Auflösung als Funktion der Streifennummer im Inneren der Pestov-Zähler.

Abb. 4.15, [Her98]) haben gezeigt, dass Neon als Hauptgaskomponente zu einer deutlichen Reduktion des „Tails“ führt. Die Messungen wurden mit minimal ionisierenden Teilchen und zwei kleinen Szintillations-Referenzzählern mit sehr guten Zeitauflösungen durchgeführt. Die Messung mit Argon (gefüllte Kreise) stimmt mit den Ergebnissen dieser Arbeit (Sterne) überein. Um einen größeren Zwischenraum zwischen den Anoden zu simulieren, wurden die Zähler gedreht, sodass die minimal ionisierenden Teilchen den Zähler unter einem Winkel von 45° durchqueren. Auch hier zeigt sich eine deutliche Reduktion des „Tails“. Die Messungen veranschaulichen, dass das

Auflösung	„Tail _{abs} “	„Tail _{rel} “
83.8 ± 0.8 ps	$4.95 \pm 0.15\%$	$15.81 \pm 0.42\%$

Tabelle 4.3 Die Auflösung und die Größe des „Tails“ mit den statistischen Fehler des gesamten Detektors. Die Hochspannung beträgt $U/U_0 = 1.5$. Etwa ein Fünftel des gemessenen „Tails“ wird bei der verwendeten Methode durch schwerere Teilchen als Pionen erzeugt. Der übrige „Tail“ wird durch eine verzögerte Funkenentstehung in den Zählern verursacht (Anhang F).

	Hochspannung U/U_0	„Tail _{abs} “	„Tail _{rel} “
Argon	1.5	$2.90 \pm 0.10\%$	$12.23 \pm 0.22\%$
Neon	1.8	$0.42 \pm 0.08\%$	$6.27 \pm 0.64\%$
Argon 45°	1.5	$0.85 \pm 0.25\%$	$5.6 \pm 1.5\%$
Neon 45°	1.8	$0.24 \pm 0.01\%$	$4.93 \pm 0.14\%$

Tabelle 4.4 Die in einer Teststrahlzeit an der GSI gemessene Auflösung und die Größe des „Tails“ eines Pestov-Zählers. Neben Argon wurde auch Neon als Hauptkomponente des Zählgases verwendet und der Zähler unter einem Winkel von 45° zum Teilchenstrahl untersucht. Eine deutliche Reduktion des „Tails“ ist zu erkennen [Her98].

Problem der nicht gaußförmigen Anteile in der Zeitauflösung durch ein Zählgas mit Neon und durch Optimierung der Geometrie des Zählers deutlich reduziert werden kann.

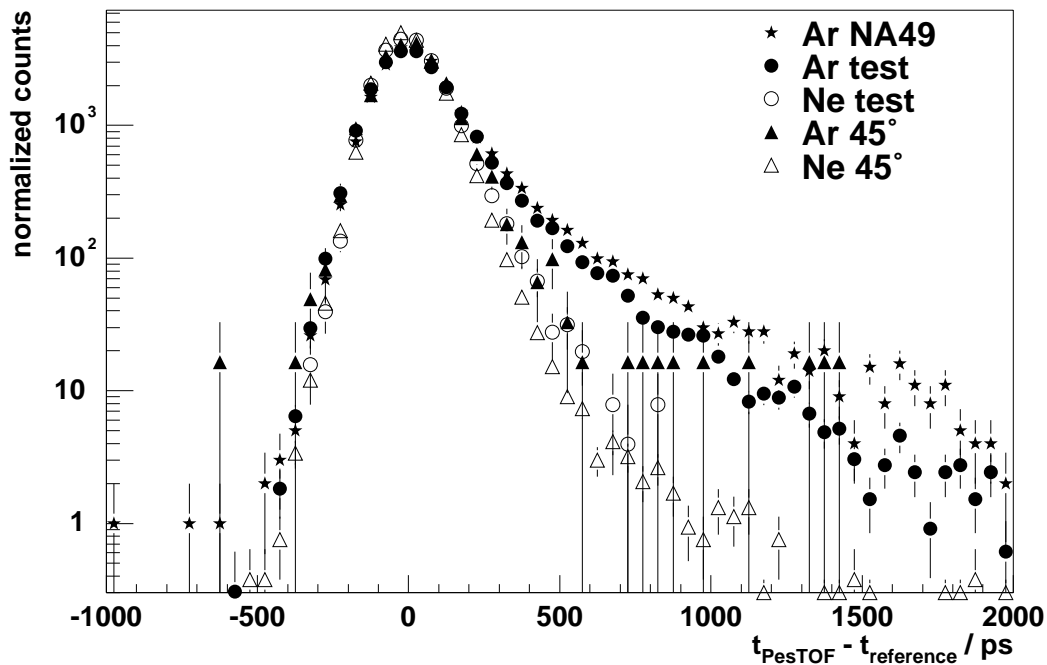


Abbildung 4.15 Die Ergebnisse dieser Arbeit (Sterne) im Vergleich zu Messungen im Teststrahl (Kreise). Messungen mit Neon als Hauptgaskomponente zeigen einen deutlich reduzierten nicht symmetrischen Anteil der Auflösung. Auch das Kippen um 45° (Dreiecke) und damit eine Vergrößerung der Wegstrecke, die von dem Teilchen zwischen den Elektroden zurückgelegt wird, reduziert den „Tail“ [Her98].

4.5 Teilchenidentifizierungsvermögen

Mit der Flugzeit steht eine vierte unabhängige Messung der Teilchen neben dem Impuls, der Wegstrecke und der spezifischen Ionisation zur Verfügung.

Die Flugzeitdifferenz von zwei unterschiedlich schweren Teilchen bei gleichem Impuls berechnet sich zu:

$$\Delta t_{ab} = \frac{l}{c} \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{m_a^2 c^2}{p^2}} - \sqrt{1 + \frac{m_b^2 c^2}{p^2}} \right) . \quad (4.10)$$

Abb. 4.16 zeigt die berechnete Differenz für verschiedene Teilchenpaare bei der für den PesTOF-Detektor durchschnittlichen Flugstrecke von vier Metern. Um die ver-

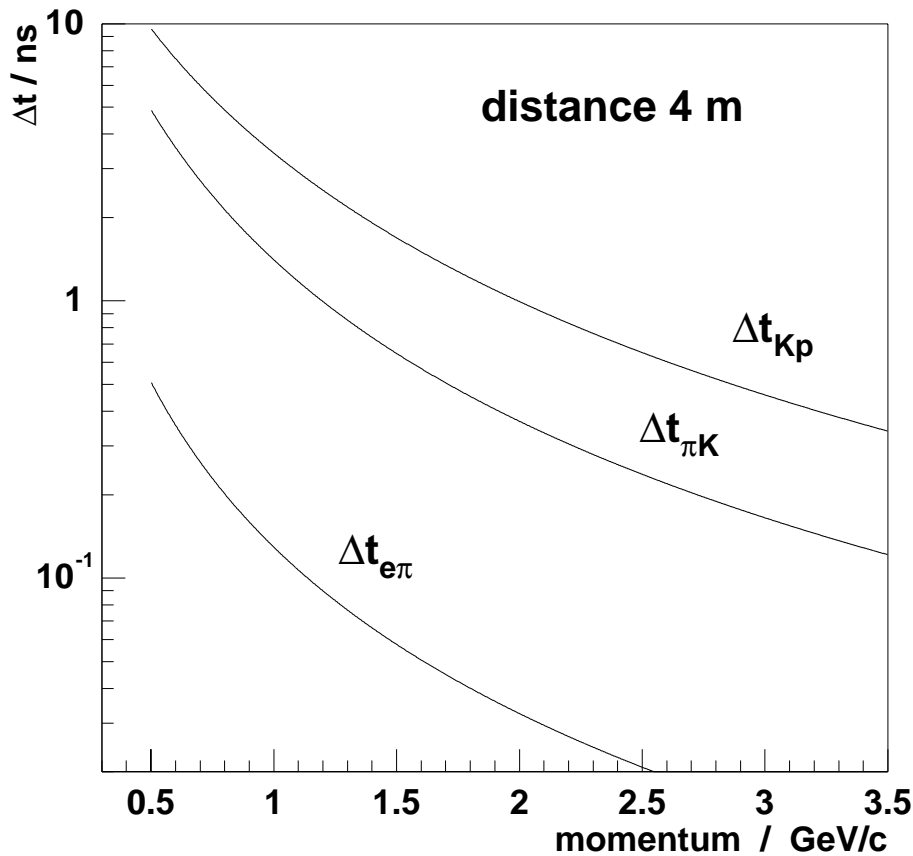


Abbildung 4.16 Die berechnete Flugzeitdifferenz von verschiedenen Teilchenpaaren bei einer Flugstrecke von 4 m in Abhängigkeit vom Impuls.

schiedenen Teilchensorten trennen zu können, sollte die Differenz der Flugzeit größer als die 3–4fache Detektorauflösung sein.

Mithilfe der Flugzeitmessung kann die Geschwindigkeit oder die Masse der Teilchen bestimmt werden. Mit beiden Größen können die Teilchensorten getrennt werden. Die Geschwindigkeit ist abhängig vom Impuls, die Breite ihrer Verteilung hängt jedoch nur von der Zeitauflösung ab:

$$\frac{1}{\beta} = \frac{c}{s} \cdot t \quad , \quad (4.11)$$

$$\sigma_{1/\beta} = \frac{c}{s} \cdot \sigma_t \quad . \quad (4.12)$$

Bei der Berechnung der Masse ist nur die Breite der Verteilung von dem Impuls abhängig:

$$(m_0c^2)^2 = (pc)^2 \cdot \left(\left(\frac{ct}{s} \right)^2 - 1 \right) \quad , \quad (4.13)$$

$$\sigma_{(m_0c^2)^2}^2 = \sigma_{(pc)^2}^2 \cdot \left(\left(\frac{ct}{s} \right)^2 - 1 \right)^2 + \sigma_{(ct/s)^2}^2 (pc)^4 \quad . \quad (4.14)$$

Die Verwendung des Massenquadrates hat den Vorteil, dass auch negative Werte aufgrund der Messungenauigkeiten dargestellt werden können. Darüber hinaus ist die Breite unabhängig von der Masse, was die Teilchenseparation erleichtert.

4.5.1 Ergebnisse

In Abb. 4.17 ist das gemessene Massenquadrat als Funktion des Impulses aufgetragen. Oberhalb von ~ 1.5 GeV/c vermischen sich die Punkte der Pionen und Kaonen, die Teilchenseparation ist durch die Detektorauflösung begrenzt. In der Verteilung der gemessenen reziproken Geschwindigkeiten $1/\beta = c/v$ in Abhängigkeit des Impulses sind die theoretischen Linien für verschiedene Teilchensorten eingezeichnet. Bei entsprechender gaußförmiger Zeitauflösung ohne „Tail“ sollte eine Trennung von Kaonen und Pionen bei der gegebenen Detektoranordnung bis ~ 3 GeV/c möglich sein.

Abb. 4.18 (a) zeigt die Impulsverteilung der im PesTOF-Detektor nachgewiesenen Teilchen. Die gestrichelte Linie bei 1.5 GeV/c deutet die Grenze an, bis zu der die Teilchen identifiziert werden können. Etwa 27.7% der Treffer im PesTOF-Detektor liegen unterhalb dieser Grenze. In Abb. 4.18 (b) ist die spezifische Ionisation der

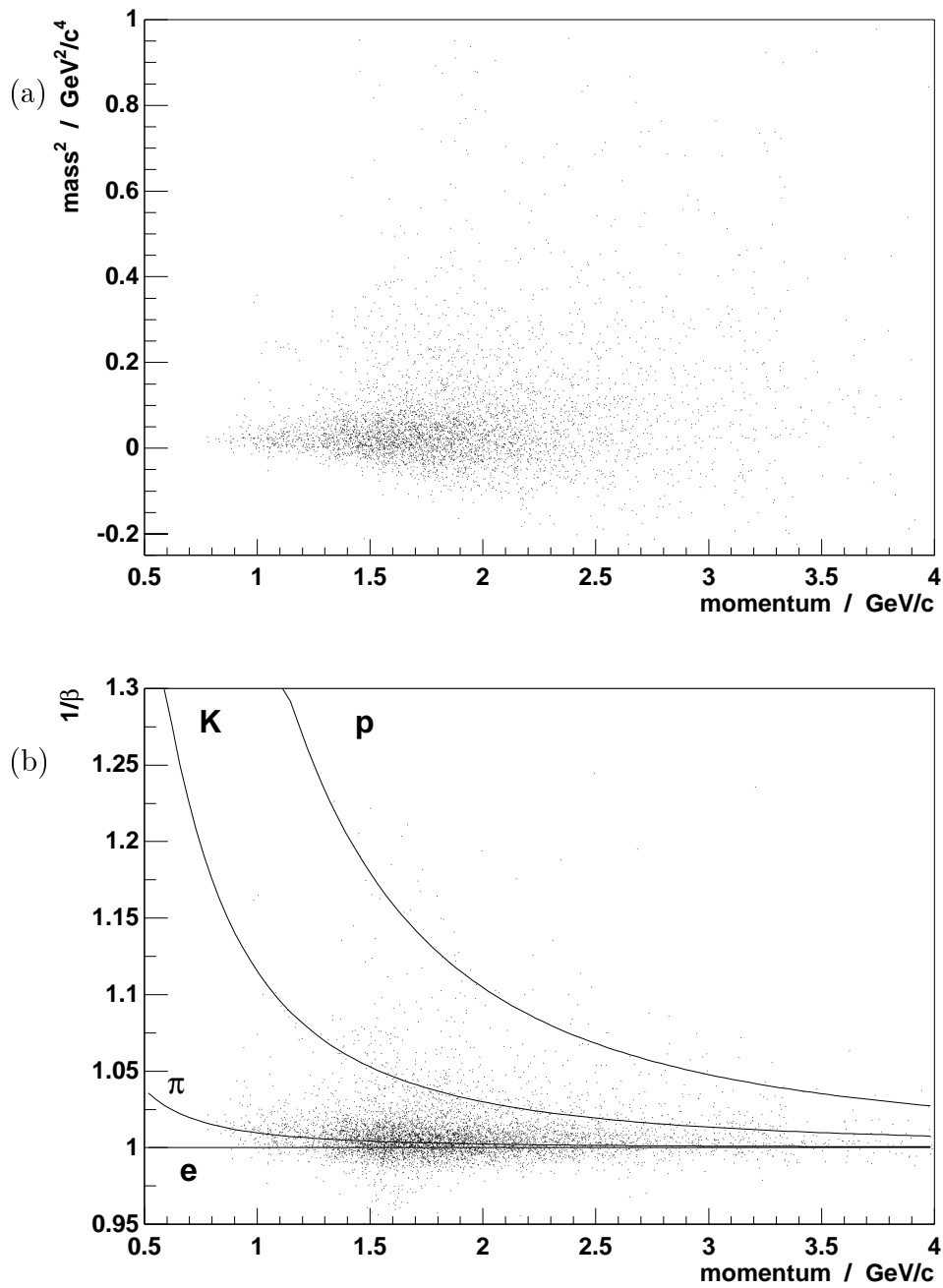


Abbildung 4.17 (a) Das gemessene Massenquadrat als Funktion des Impulses. Ab einem Impuls von $p \simeq 1.5$ GeV/c können die Teilchenspezies nicht mehr getrennt werden. (b) Die gemessene reziproke Geschwindigkeit $1/\beta = c/v$ in Abhängigkeit des Impulses mit den Linien der theoretischen Werte.

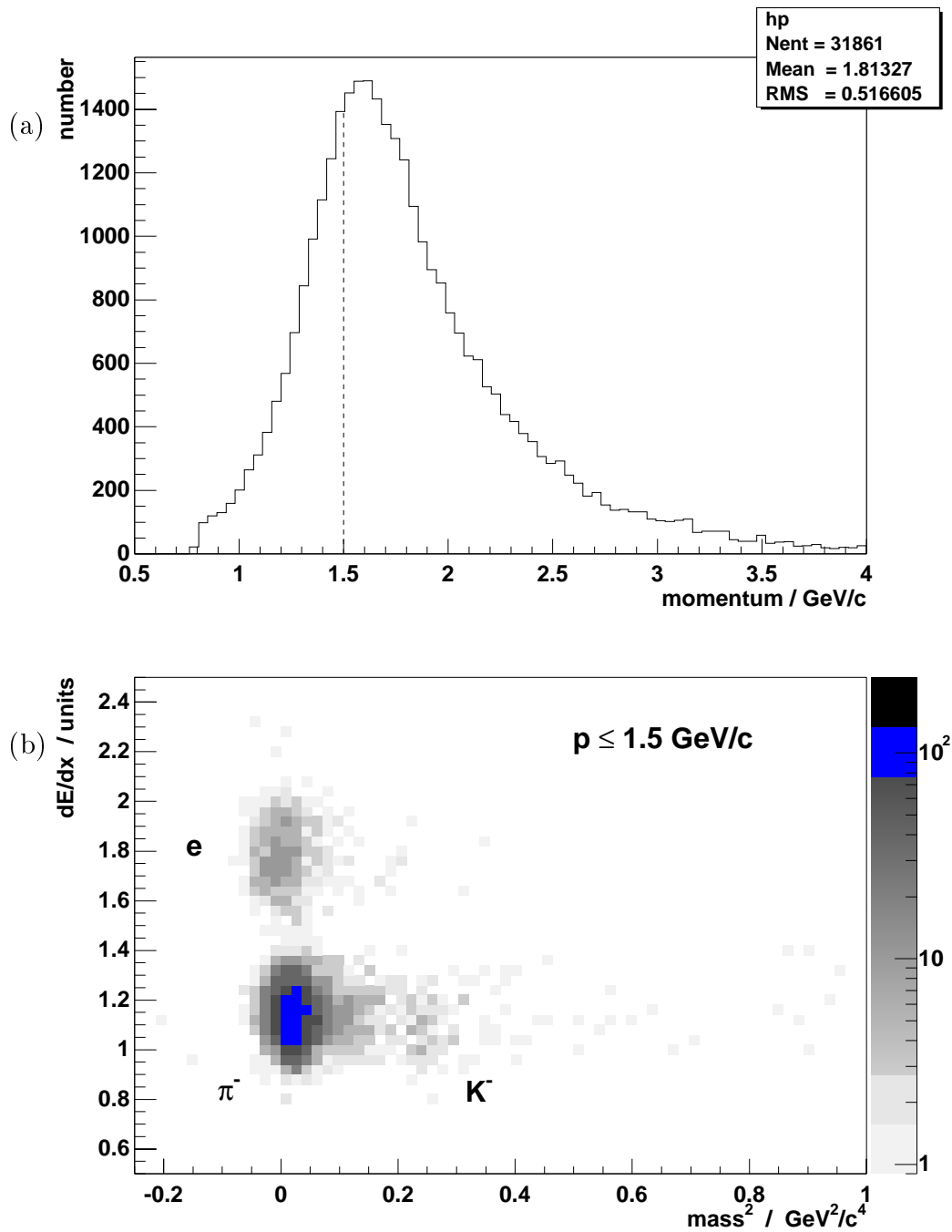


Abbildung 4.18 (a) Die Impulsverteilung der im PesTOF-Detektor nachgewiesenen Teilchen. Bis zu einem Impuls von $p \simeq 1.5$ GeV/c können die Teilchen identifiziert werden. (b) Die negativen Teilchen mit Impulsen $p \leq 1.5$ GeV/c können anhand ihrer spezifischen Ionisation und ihres aus der Flugzeit berechneten Massenquadrats getrennt werden.

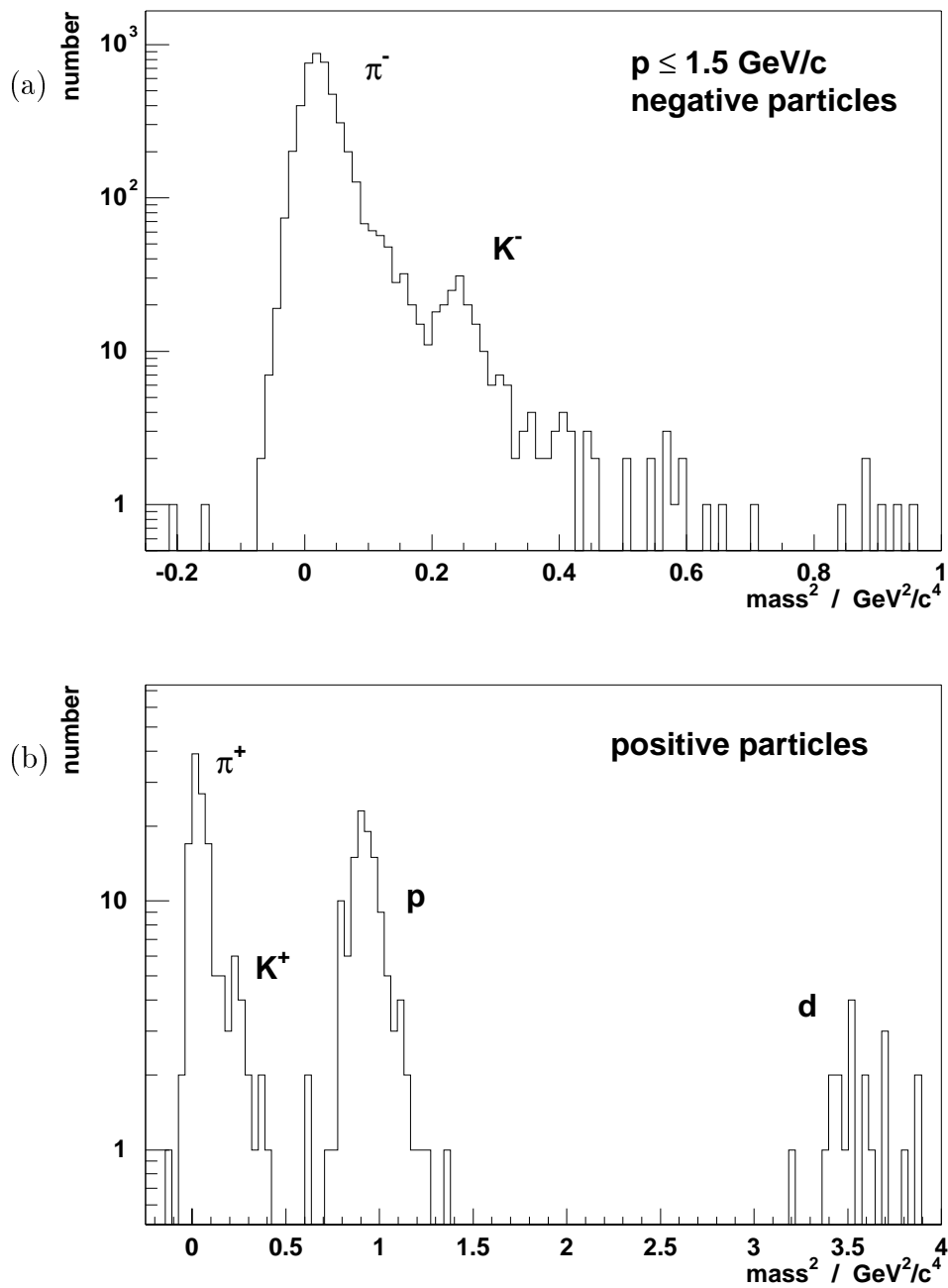


Abbildung 4.19 (a) Die aus der Flugzeit errechnete Verteilung des Massenquadrats von negativen Teilchen mit Impulsen $p \leq 1.5 \text{ GeV}/c$. (b) Die Verteilung des Massenquadrats der positiven Teilchen.

Teilchenspuren gegen das berechnete Massenquadrat für alle negativen Teilchen mit einem Impuls unterhalb von 1.5 GeV/c aufgetragen. Die Elektronen können von den übrigen Teilchen mithilfe des spezifischen Energieverlustes getrennt werden, die Separation der Kaonen von den Pionen kann nur durch die Flugzeitmessung erfolgen.

Abb. 4.19 (a) zeigt die aus der Flugzeit gewonnene Verteilung des Massenquadrats für negative Teilchen mit einem Impuls unterhalb von 1.5 GeV/c. Die Elektronen können durch ihre spezifische Ionisation identifiziert werden und sind in der Verteilung unterdrückt. In diesem Bereich ist das Signal der Kaonen deutlich sichtbar, der PesTOF-Detektor ermöglicht ihre Identifizierung. In Abb. 4.19 (b) ist die Verteilung der Massenquadrate der positiven Teilchen aufgetragen. Die Positronen sind anhand ihrer spezifischen Ionisation in der Darstellung unterdrückt.

4.5.2 Vergleich mit Simulationen

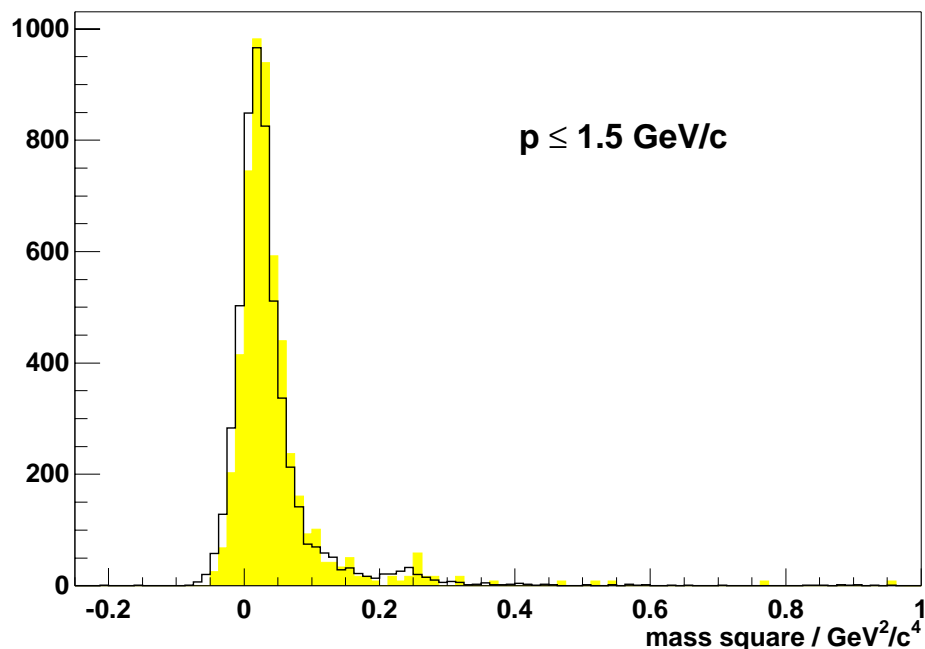


Abbildung 4.20 Die gemessene Verteilung des Massenquadrats (Linie) im Vergleich mit der simulierten Verteilung aus dem VENUS- und GEANT-Programm (grau gefüllt). Die Zeitauflösung der Simulation beruht auf der gemessenen Zeitauflösung.

In Abb. 4.20 ist das Ergebnis der Messung des Massenquadrates im PesTOF-Detektor

(durchgezogene Linie) mit simulierten Daten verglichen. Dazu wurden Ereignisse mithilfe des VENUS-Modells erzeugt [Wer89] und mit dem GEANT-Programm [Bru87] durch das modellierte NA49-Experiment verfolgt. Es wurden nur Teilchen mit Impulsen unter $1.5 \text{ GeV}/c$ berücksichtigt. Das Ansprechverhalten des PesTOF-Detektors wurde mit der Parameterisierung der Zeitauflösung mit nicht gaußförmigen Anteilen (vgl. Abb. F.7) simuliert. Für die Auflösung der TPC wurden die Parameterisierungen der Impulsauflösung aus Kap. 2.2 verwendet. Es wurden nur Spuren berücksichtigt, die von dem Hauptvertex stammen und in dem GEANT-Programm mindestens zehn Spurpunkte in der Vertex-1 TPC erzeugen. Das Ergebnis der auf die Anzahl der im NA49-Experiment gemessenen Teilchen normierten Simulation ist grau dargestellt. Die Messungen stimmen mit den Simulationen im Rahmen der statistischen Fehler überein.

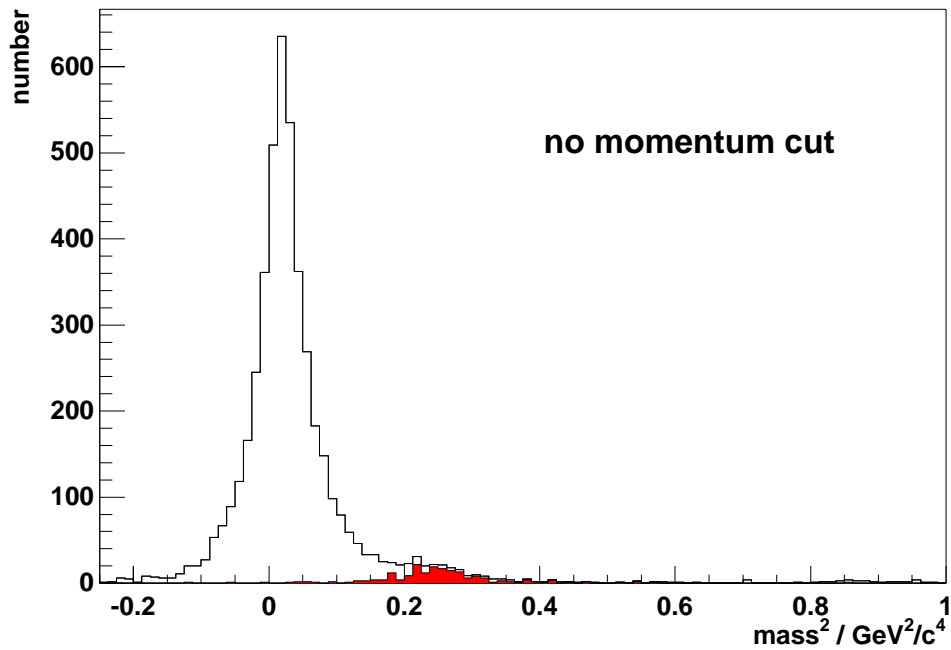


Abbildung 4.21 Die Verteilung des Massenquadrats der Simulation. Die Zeitauflösung des PesTOF-Detektors ist mit der Parameterisierung der Messung mit Neon simuliert (vgl. Abb. 4.15). Der Impulsbereich ist nicht beschränkt. Die Kaonen sind grau markiert.

In Abb. 4.21 ist die Verteilung des Massenquadrates einer Simulation dargestellt. Die Zeitauflösung des Pestov-Zählers mit Neon als Zählgas unter einem Winkel von 45° wird zur Parameterisierung des Ansprechverhaltens des PesTOF-Detektors ver-

wendet (vgl. Abb. 4.15). Die Kaonen sind grau markiert. In der Verteilung sind die Massenquadrate aller Teilchen unabhängig von ihren Impulsen eingetragen.

Die Simulation mit der Parameterisierung der gemessenen Zeitauflösung zeigt eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Die Simulation mit der in Teststrahlzeiten mit Neon gemessenen Zeitauflösung zeigt, dass mithilfe des PesTOF-Detektors mit Neon als Zählgas die meisten Kaonen auch mit größeren Impulsen in dem geometrischen Akzeptanzbereich identifiziert werden können.

5 Teilchenidentifikation in Proton-Blei-Reaktionen

5.1 Akzeptanzbereich

Der geometrische Nachweisbereich wurde mit dem GEANT-Programm untersucht. Es wurden eine große Anzahl von Pionen, Kaonen und Antiprotonen mit einer flachen Verteilung im y - p_t -Phasenraum simuliert. Die Verteilung der Teilchen, die den PesTOF-Detektor getroffen haben und mindestens zehn Punkte in der Vertex-1 TPC erzeugt haben, ist auf die Ausgangsverteilung normiert (Abb.5.1). In die Verteilungen sind Linien mit gleichen Impulsen eingezeichnet. Die gestrichelte Linie beschreibt die Einschränkung der Teilchentrennung aufgrund des nichtgaußförmigen Anteils der Zeitauflösung auf Impulse $p \leq 1.5$ GeV/c. Der Bereich des Transversalimpulses ist dadurch stark eingeschränkt. Im Vergleich dazu zeigt die Linie bei $p = 3$ GeV/c den Bereich an, in dem $\sim 96\%$ der Teilchen liegen und die mit der Zeitauflösung mit Neon als Zählgas getrennt werden könnten (vgl. Abb. 4.18 und 4.21). In Anhang G ist der Akzeptanzbereich der x_F - p_t -Darstellung abgebildet.

5.2 Verteilungen der identifizierten Mesonen

Die y - p_t -Verteilungen der gemessenen und anhand der Flugzeit identifizierten K^- - und π^- -Mesonen sind in Anhang G dargestellt. Die Verteilungen sind auf den geometrischen Nachweisbereich korrigiert. In der Verteilung der gemessenen Kaonen können falsch identifizierte Pionen enthalten sein. Ihr Anteil kann an der gemessenen Verteilung des Massenquadrats (Abb. 4.19) abgeschätzt werden. Etwa 19% der als Kaonen identifizierten Teilchen sind Pionen. In Tab. 5.1 ist die Anzahl der identifizierten und korrigierten Teilchen zusammengefasst. Der Fehlerbereich der Kaonenmessung wird durch die Statistik bestimmt. Die Abschätzung der Anzahl der Pionen, die als Kaonen

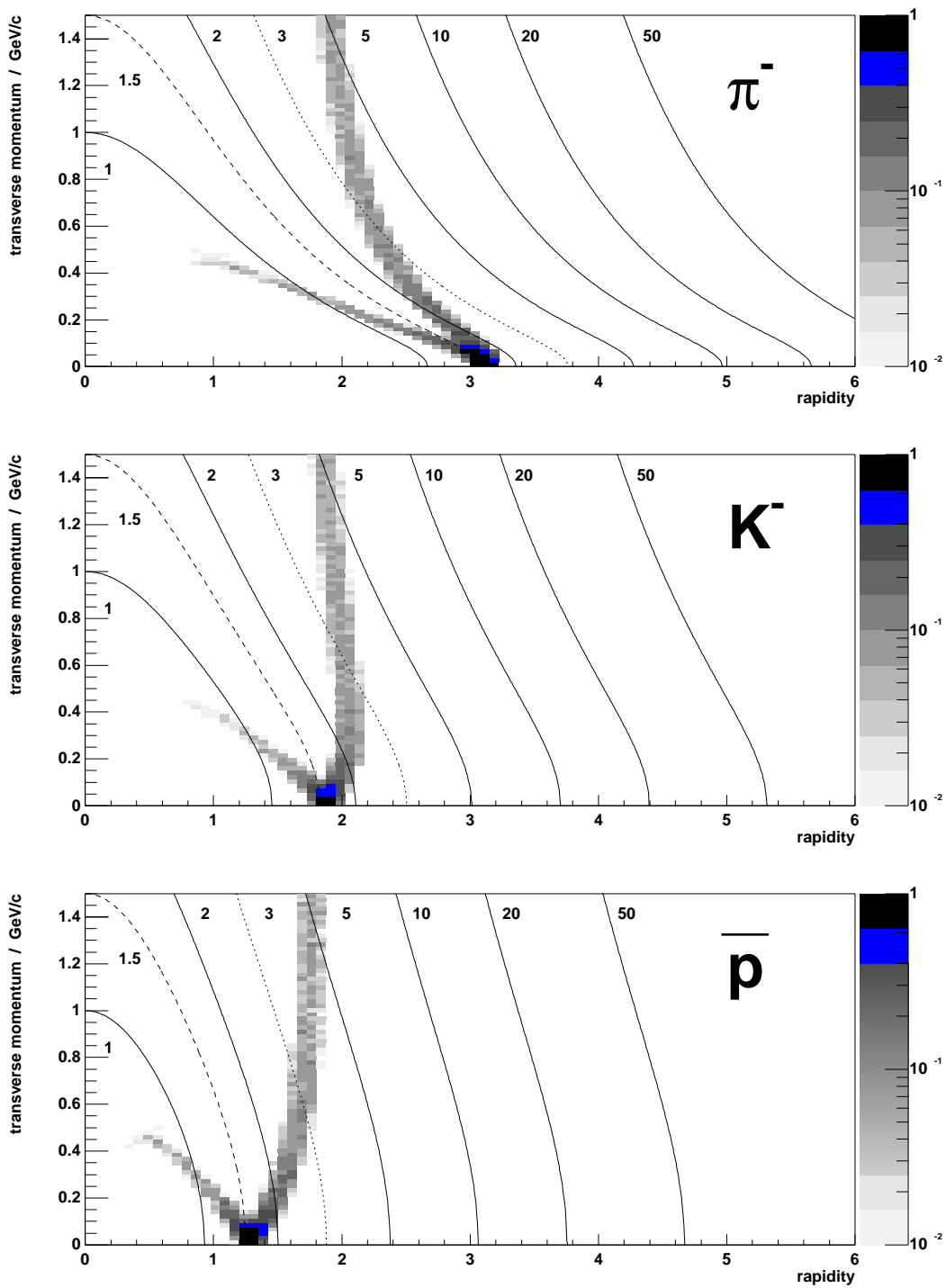


Abbildung 5.1 Der geometrische Akzeptanzbereich des PesTOF-Detektors. Eingezeichnet sind die Linien mit gleichen Impulsen. Die Linie bei $p = 1.5$ GeV/c zeigt die Begrenzung der untersuchten Daten.

	gemessen	korrigiert auf falsch identifizierte Pionen	Akzeptanz korrigiert
π^-	5035 ± 71		$(4.07 \pm 0.10) \cdot 10^4$
K^-	144 ± 12	116 ± 17	$(1.30 \pm 0.22) \cdot 10^3$

Tabelle 5.1 Die Anzahl der nachgewiesenen π^- - und K^- -Mesonen mit Impulsen $p \leq 1.5$ GeV/c in den ~ 50000 Ereignissen der Datensätze 1874, 1876 und 1880 (Abb. G.2).

	Messung	Venus
K^-/π^- -Verhältnis	$3.18 \pm 0.54\%$	$2.14 \pm 0.23\%$

Tabelle 5.2 Das gemessene K^-/π^- -Verhältnisse im Vergleich zu dem Ergebnis einer Simulation mit dem VENUS- und GEANT-Programm. Das Ergebnis der Messung kann innerhalb des Fehlerbereichs durch die Simulation reproduziert werden.

identifiziert werden, trägt aufgrund ihrer Unsicherheit zu einer weiteren Verbreiterung des Fehlerbereichs der Kaonen bei.

In Tab.5.2 ist das gemessene K^-/π^- -Verhältnis dem einer Simulation mit dem VENUS- und GEANT-Programm gegenübergestellt. Die Simulation wurde in dem gleichen Impuls- und Akzeptanzbereich wie die Messung durchgeführt. Die Messung zeigt ein höheres K^-/π^- -Verhältnis, der Wert der Messung liegt ca. zwei Standardabweichungen über dem der Simulation. Der angegebene Fehlerbereich der Messung ergibt sich aus der Statistik der Messung und der Ungenauigkeit der Abschätzung des Anteils der Pionen im Kaonen-Signal. Eine mögliche Quelle für die Abweichung kann die Zentralitätsselektion der Ereignisse sein, da der Trigger der Messung außer vom Zentralitätsdetektor auch vom PesTOF-Detektor beeinflusst wurde. Dem Ergebnis der Messung liegen nur die identifizierten Teilchen in dem schmalen Band der y - p_t -Verteilung im Bereich mit Impulsen von $p \leq 1.5$ GeV/c zugrunde, was zu zusätzlichen systematischen Fehlern führen kann. Durch zukünftige Messungen mit besserer Statistik und einem größeren Impuls- und Akzeptanzbereich kann der Fehlerbereich eingeschränkt und die Aussagekraft der Messung erhöht werden.

Abb. 5.2 zeigt die p_t -Verteilungen identifizierter Kaonen und Pionen. Die Verteilungen sind auf den geometrischen Akzeptanzbereich korrigiert. Unter der Annahme, dass die Pionen in dem Kaonensignal gleichmäßig verteilt sind, wurde die Anzahl der Kaonen in allen Bereichen um 19% reduziert. Die gestrichelten Linien zeigen zum Vergleich die Verteilungen der Simulationen mit dem VENUS-Modell. Die Verteilung der Pionen der Simulation ist auf die Anzahl der identifizierten und korrigierten

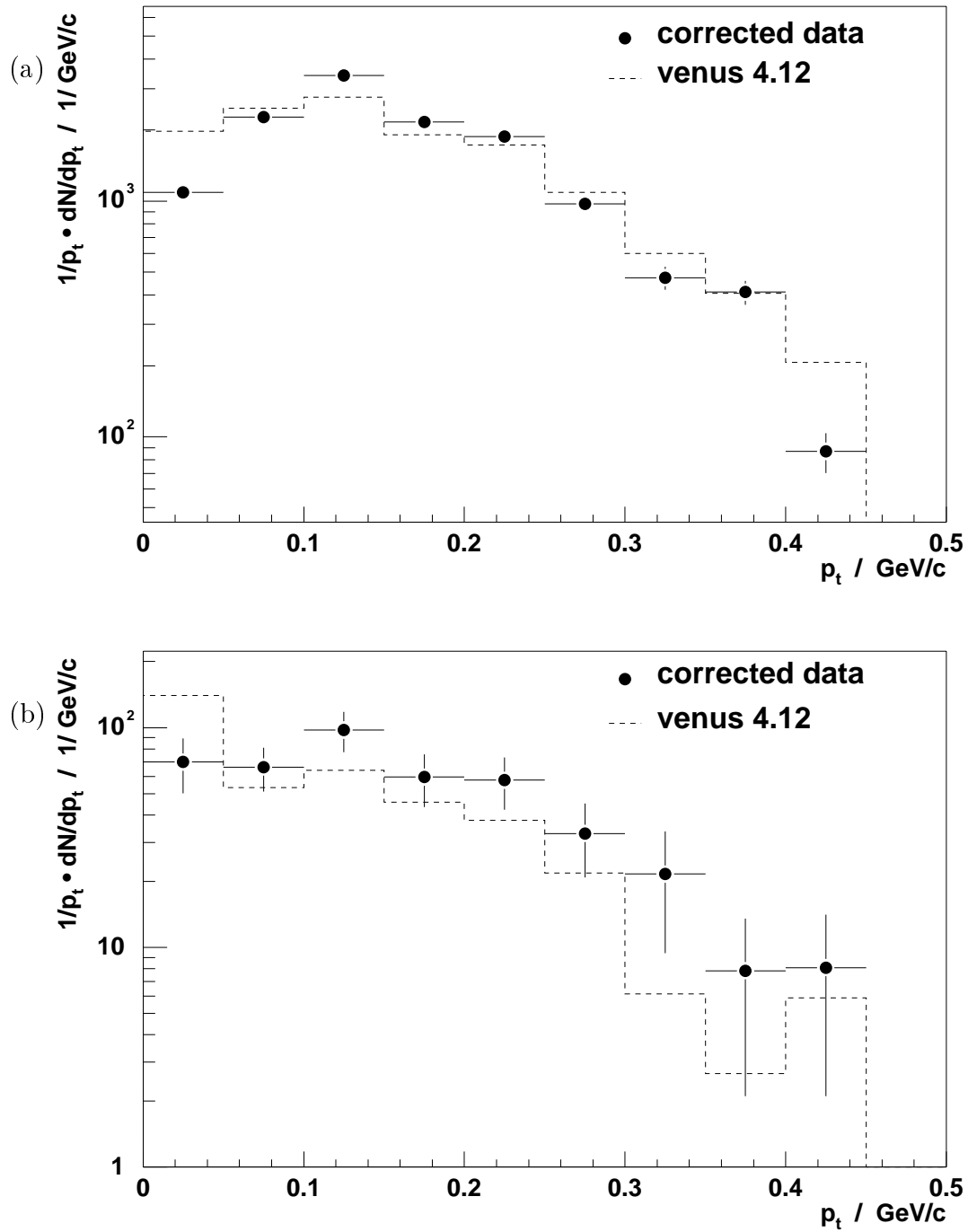


Abbildung 5.2 Die gemessenen und korrigierten p_t -Verteilungen der (a) π^- - und (b) K^- -Mesonen.

Pionen normiert. Dies ist erforderlich, da der Trigger der Messung von dem PesTOF-Detektor beeinflusst wurde. Die Verteilung der Kaonen der Simulation wurde mit dem Normierungsfaktor der Pionenmessung skaliert. Der Verlauf der gemessenen Verteilungen stimmt mit dem der Simulation überein.

Abb. 5.3 zeigt die gemessenen und korrigierten m_t -Spektren der π^- - und K^- -Mesonen. An die Spektren sind Funktionen der Form:

$$\frac{dN}{dm_t} \propto m_t \cdot e^{-\frac{m_t}{T}} \quad (5.1)$$

angepasst. Die gestrichelten Linien zeigen die normierten Ergebnisse der Simulation mit dem VENUS-Modell.

Sowohl die p_t -Verteilungen wie auch die m_t -Spektren wurden aus allen gemessenen und identifizierten negativen Teilchen erstellt. Aufgrund der Beschränkung auf Impulse $p \leq 1.5$ GeV/c sind die Verteilungen nicht in einem Rapiditätsintervall mit vollständiger Akzeptanz über den gesamten p_t -Bereich gemessen. In die Verteilungen sind die geometrischen Nachweisbereiche gefaltet. Insbesondere der inverse Steigungsparameter T kann daher nicht mit anderen Messungen verglichen werden, da seine Größe von dem kinematischen Bereich der Messung beeinflusst wird.

Mit Verbesserungen in der Auflösung und einer größeren Anzahl von Zählern (vgl. Kap. 6.1.1) wird es möglich sein, p_t - und m_t -Verteilungen in geeigneteren Rapiditätsintervallen zu messen. Es wird mit dem PesTOF-Detektor möglich sein, die Multiplizität von seltsamen Teilchen in dem kinematischen Bereich kleiner Rapiditäten zu messen.

Interessante Fragestellungen sind die Multiplizität der K -Mesonen und das K/π -Verhältnis in dem erweiterten Akzeptanzbereich. Insbesondere die Untersuchung von nicht symmetrischen Stoßsystemen kann ein Beitrag zur systematischen Untersuchung der Produktion von seltsamen Teilchen in verschiedenen kinematischen Bereichen und Stoßsystemen leisten. In Kern-Kern-Reaktionen wurde eine im Vergleich zu Proton-Proton-Reaktionen erhöhte Produktion von seltsamen Teilchen beobachtet (z.B.: [Bia92, Top95, Gaź96]). Systematische Untersuchungen verschiedener Reaktionssysteme und -energien sollen zeigen, ob dieses Verhalten durch eine Quark-Gluon-Plasma verursacht wird oder durch Prozesse, die auch in Proton-Proton-Reaktionen ablaufen.

In symmetrischen Stoßsystemen kann mit dem PesTOF-Detektor eine zweite, unabhängige Messung der K -Mesonen unterhalb der Rapidität des Schwerpunktsystems durchgeführt werden. Der Vergleich mit Messungen der Flugzeitwände des NA49-Experiments, die Teilchen oberhalb der mittleren Rapidität identifizieren, kann die Aussagekraft der Messung erhöhen.

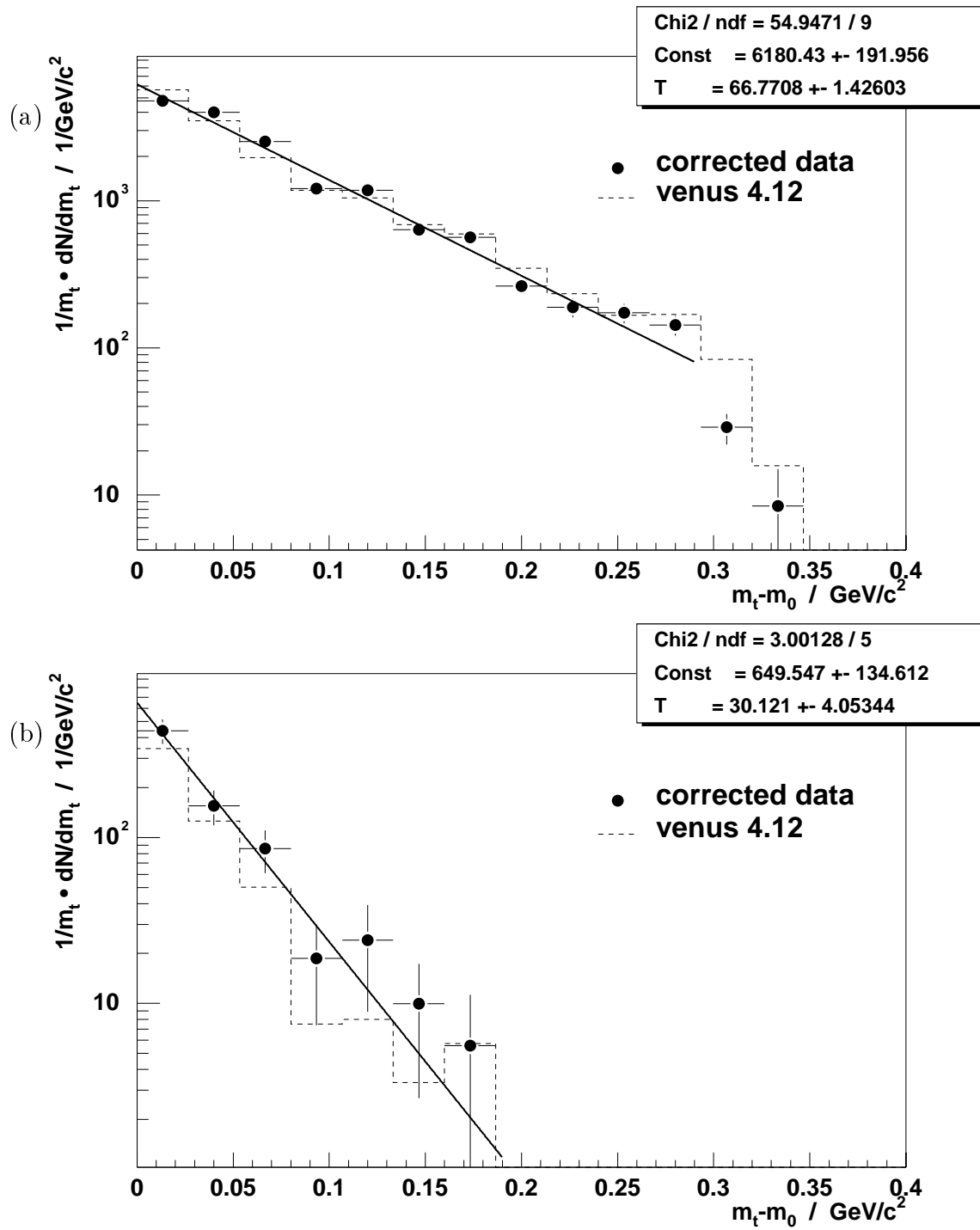


Abbildung 5.3 Die gemessenen und korrigierten m_t -Verteilungen der (a) π^- - und (b) K^- -Mesonen. An die Verteilungen sind Exponentialfunktionen angepasst.

6 Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zukünftige Einsatzmöglichkeiten der Pestov-Zähler

6.1.1 PesTOF in NA49

Es ist geplant, den PesTOF-Detektor im NA49-Experiment weiter auszubauen. Bis zu 80 Zähler sollen auf beiden Seiten des Strahls symmetrisch im Vertex-1 Magneten angebracht werden. Durch die symmetrische Anordnung wird es möglich sein, Φ -Mesonen anhand ihres Zerfalls in K^+ - und K^- -Mesonen zu identifizieren. In Anhang G ist der geometrische Akzeptanzbereich des gesamten Detektors dargestellt.

Abb. 6.1 zeigt die Verteilung des Massenquadrats einer Simulation mit dem VENUS- und GEANT-Programm für Blei-Blei-Reaktionen bei 158 A·GeV. Die Auflösung des PesTOF-Detektors wurde mit der Parameterisierung der Messung mit Neon als Zählgas simuliert (Abb. 4.15). An die Verteilung ist die Summe dreier Gaußfunktionen angepasst. An das Signal der Pionen ist die Summe zweier Gaußfunktionen angepasst, da in die Verteilung des Massenquadrats die Impulsverteilung gefaltet ist. Die Breite der Gaußfunktion an dem Signal der Pionen (Parameter p5) und der Kaonen (Parameter p8) führt zu einer Separation der π - und K -Mesonen mit $\sim 3.1 \sigma_{m^2}$. Mit der in Teststrahlzeiten mit Neon als Zählgas erreichten Auflösung wird es möglich sein, den Großteil aller Kaonen in dem geometrischen Akzeptanzbereich zu identifizieren.

Nach erfolgreichen Tests im Herbst 1998 ist für 1999 erstmalig ein Bleistrahl mit einer Energie von 40 A·GeV am CERN SPS geplant. Das NA49-Experiment soll dabei mit einem auf ein Viertel reduzierten magnetischen Feld betrieben werden. In Anhang G ist der geometrische Akzeptanzbereich des PesTOF-Detektors mit erniedrigtem magnetischen Feld für den geplanten Ausbau mit 80 Zählern abgebildet. Vor-

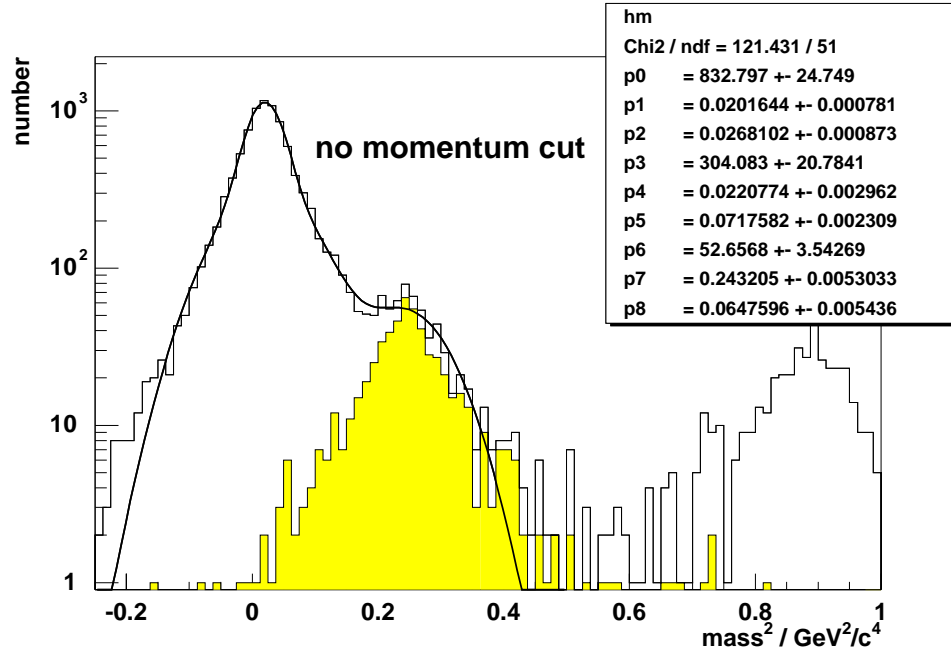


Abbildung 6.1 Die Verteilung des Massenquadrats in der Simulation von Blei-Blei-Reaktionen bei 158 A·GeV. Anhand der Parameter p5 und p8 der angepassten Gaußfunktion lässt sich eine Trennung der π^- - und K -Mesonen mit $\sim 3.1\sigma_{m^2}$ erwarten.

teilhaft für die Identifikation der Teilchen sind die reduzierten Impulse im Vergleich zu dem vollen magnetischen Feld. Nachteilig ist die Form des Akzeptanzbereichs, die jedoch durch mehrere Messungen mit unterschiedlichen magnetischen Feldern verbessert werden könnte.

6.1.2 PestOF in ALICE

In der Planung des LHC-Experiments ALICE [ALI95] war der Pestov-Zähler eine Option für die Flugzeitmessung. Eine $\sim 150 \text{ m}^2$ große Fläche sollte mit 120 cm langen Pestov-Zählern abgedeckt werden, die in einem gemeinsamen Flansch zu Modulen zusammengefasst sind. Die Module sollten ringförmig im Inneren des L3-Magneten angeordnet werden (Abb. 6.2). Zur Zeit wird jedoch aus Kostengründen der Einsatz von Parallelplatten-Zählern zur Flugzeitmessung im ALICE Experiment als wahrscheinlichste Option angesehen.

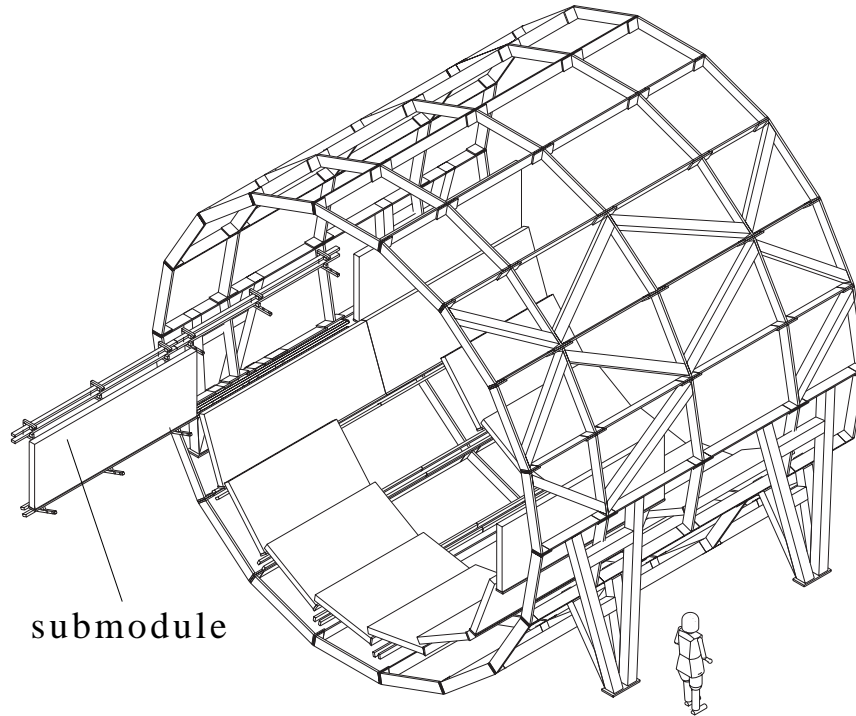


Abbildung 6.2 Die geplante Anordnung der Pestov-Zähler im ALICE Experiment. Die Module aus 120 cm langen Zähler überdecken eine Fläche von $\sim 150 \text{ m}^2$.

6.1.3 PesTOF in 4π

An dem GSI-Experiment 4π ist eine Erweiterung des Flugzeit-Detektors mit Pestov-Zählern geplant [Her98]. Ein Array von Flugzeit-Detektoren soll den Winkel $35^\circ \leq \Theta_{\text{Lab}} \leq 65^\circ$ abdecken, um in diesem Bereich Kaonen bis zu einem Maximalimpuls von $p = 1 \text{ GeV}/c$ zu identifizieren. Die Anforderungen dafür sind eine effektive Zeitauflösung von $\sigma_{\text{TOF}} \leq 100 \text{ ps}$ und einer Granularität von ~ 700 Zellen bei einer Fläche von $\sim 6.5 \text{ m}^2$. Diesen Anforderungen unter Berücksichtigung der Kosten kann nur der Pestov-Zähler gerecht werden. Es sollen ca. 180 Pestov-Zähler mit einer Länge von 90 cm in den 4π -Detektor eingebaut werden. Abb. 6.3 zeigt das mit einem Pestov-Zähler im 4π -Experiment gemessene Massenspektrum in Gold-Gold-Reaktionen bei 1.49 A·GeV.

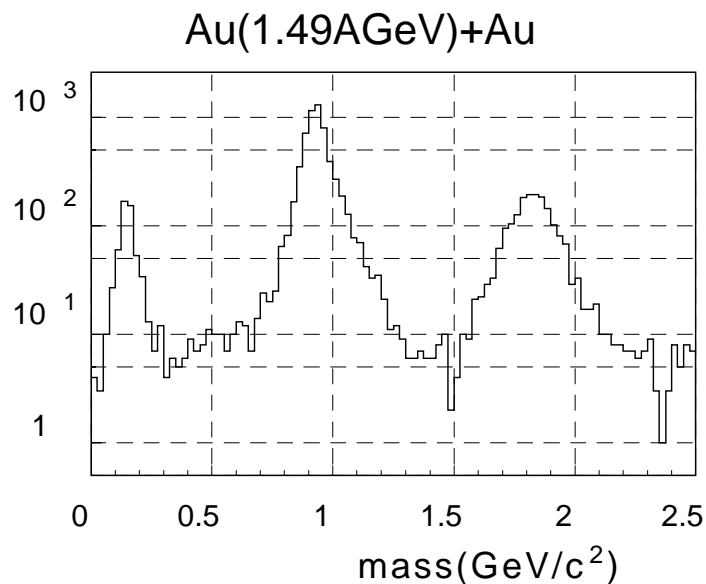


Abbildung 6.3 Das Massenspektrum aus einem Detektortest im 4π -Experiment bei Gold-Gold-Reaktionen mit einer Strahlenergie von $1.49 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ [Pes98].

6.2 Zusammenfassung

Der Pestov-Zähler wurde seit 1971 ständig weiterentwickelt. In einem frühen Einsatz im Experiment konnte die Einsatzfähigkeit des Detektors unter Beweis gestellt werden. In der anschließenden Forschungs- und Entwicklungsphase konnten viele Erkenntnisse über die Physik der Zähler gesammelt werden. Zur Klärung der verbliebenen offenen Fragestellungen der Funken/Überschlags-Zähler soll auch diese Arbeit beitragen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden systematische Untersuchungen von alternativen Gasmischungen in Hinblick auf die Lokalisierung des Überschlags durchgeführt. Gasmischungen auf der Basis von Dimethylether (DME) stellen eine potentielle Alternative dar. Hierbei sind Kathoden mit AlN-Beschichtungen eine Möglichkeit. Alternativ soll in Zukunft auch der Einsatz von Wolfram-Kathoden untersucht werden. Eine direkte Weiterentwicklung des bisher verwendeten Konzepts der Gasmischung ist durch den Austausch von Butadien mit Isopren möglich.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf dem Einsatz des PesTOF-Detektors im NA49-Experiment in der Protonenstrahlzeit 1997. Der Detektor, bestehend aus zwölf einzelnen Zählern, konnte über den gesamten Zeitraum stabil und zuverlässig betrieben werden. In der Bleistrahlzeit 1998 wurden sieben Pestov-Zähler im NA49-Experiment eingesetzt. Erste Analysen zeigen, dass die Zähler auch mit den großen

Multiplizitäten in Blei-Blei-Reaktionen problemlos betrieben werden können.

Die Analyse der Strahlzeit 1997 konnte die Detektoreigenschaften des Forschungs- und Entwicklungsprogramms reproduzieren. Der gemessene gaußförmige Anteil der Zeitauflösung stimmt mit den vorangegangenen Messungen überein. Die Zähler wurden mit einer Überspannung $U/U_0 = 1.5$ betrieben. Durch eine höhere Spannung (maximal $U/U_0 = 2$) kann die Zeitauflösung weiter verbessert werden, wenn die experimentellen Vorgaben dies erfordern. Bei der Analyse der Zeitauflösung des Detektors wurde ein nicht gaußförmiger Anteil in der Zeitauflösung gefunden, dessen Ursprung in der Funkenbildung im Zähler liegt. Neuere Untersuchungen mit anderen Zählgasen und Zählgeometrien haben gezeigt, dass der Anteil der verzögerten Signale deutlich reduziert werden kann.

Für den Einsatz des Detektors im Vertex-1 Magneten des NA49-Experimentes ist die Unempfindlichkeit gegenüber dem magnetischen Feld eine Voraussetzung. Von Vorteil ist auch die gute Ortsauflösung des Detektors, die auch bei hohen Multiplizitäten ein korrektes Zuordnen der Spuren zu den Treffern im Pestov-Detektor ermöglicht.

Der kinematische Bereich, in dem die p_t -Verteilungen und m_t -Spektren der identifizierten Kaonen und Pionen gemessen wurden, ist stark von dem „Tail“ in der Zeitauflösung eingeschränkt. Der Fehlerbereich der Kaonen-Messung wird durch die Statistik und die Pionen im Kaonen-Signal bestimmt. Der Verlauf der p_t - und m_t -Verteilungen kann innerhalb der Fehlergrenzen durch Simulationen mit dem VENUS-Modell und dem GEANT-Programm reproduziert werden. Mit der möglichen Verbesserung der Zeitauflösung und einer größeren Anzahl von Zähler wird der Impuls- und Akzeptanzbereich, in dem Teilchen identifiziert werden können, deutlich vergrößert. Die Messungen dieser Arbeit geben einen Ausblick darauf, dass es in Zukunft möglich sein wird, relevante physikalische Größen mit dem Pestov-Detektor im NA49-Experiment zu messen. Insbesondere in nicht symmetrischen Reaktionssystemen ist der Einsatz von Flugzeitdetektoren in dem rückwärtigen kinematischen Bereich der Reaktion interessant.

In der Entwicklung der Pestov-Zähler wurden bisher die notwendigen konstruktiven und technischen Grundlagen geschaffen, um die Zähler reproduzierbar mit guten Eigenschaften herzustellen. Die Forschungs- und Entwicklungsschwerpunkte nach der Strahlzeit 1997 sind die Reduktion des nicht gaußförmigen Anteils in der Zeitauflösung und die konstruktive Anpassung der Pestov-Zähler an das 4π -Experiment.

Mit den in dieser Arbeit gefundenen positiven Eigenschaften und den sich abzeichnenden Modifikationen am Zählgas und Zähler ist der Pestov-Zähler ein interessanter Detektor für zukünftige Experimente.

A Aufbau des Gassystems

Abb. A.1 zeigt den schematischen Aufbau des Gassystems, das im GSI Detektorlabor, in Teststrahlzeiten am CERN PS und im NA49-Experiment eingesetzt wurde. Das Gassystem ist unterteilt in den Mischungsteil und den Komprimierungs- und Zirkulationsteil. Alle Abläufe sind durch eine SIEMENS S5 SPS Steuereinheit automatisiert. Das Gassystem wird für folgende Aufgaben eingesetzt:

- **Mischen der Gaskomponenten**

Die vier Gaskomponenten werden bei Normaldruck gemischt. Dabei wird der Gasfluss der vier Gaskomponenten in den Flussmetern (NRV1-4) kontrolliert.

- **Komprimieren**

Die Gasmischung wird mit der Pumpe M1 auf 6.5 bar und anschließend in M2 auf den Enddruck von 14.5 bar komprimiert.

- **Druckregelung**

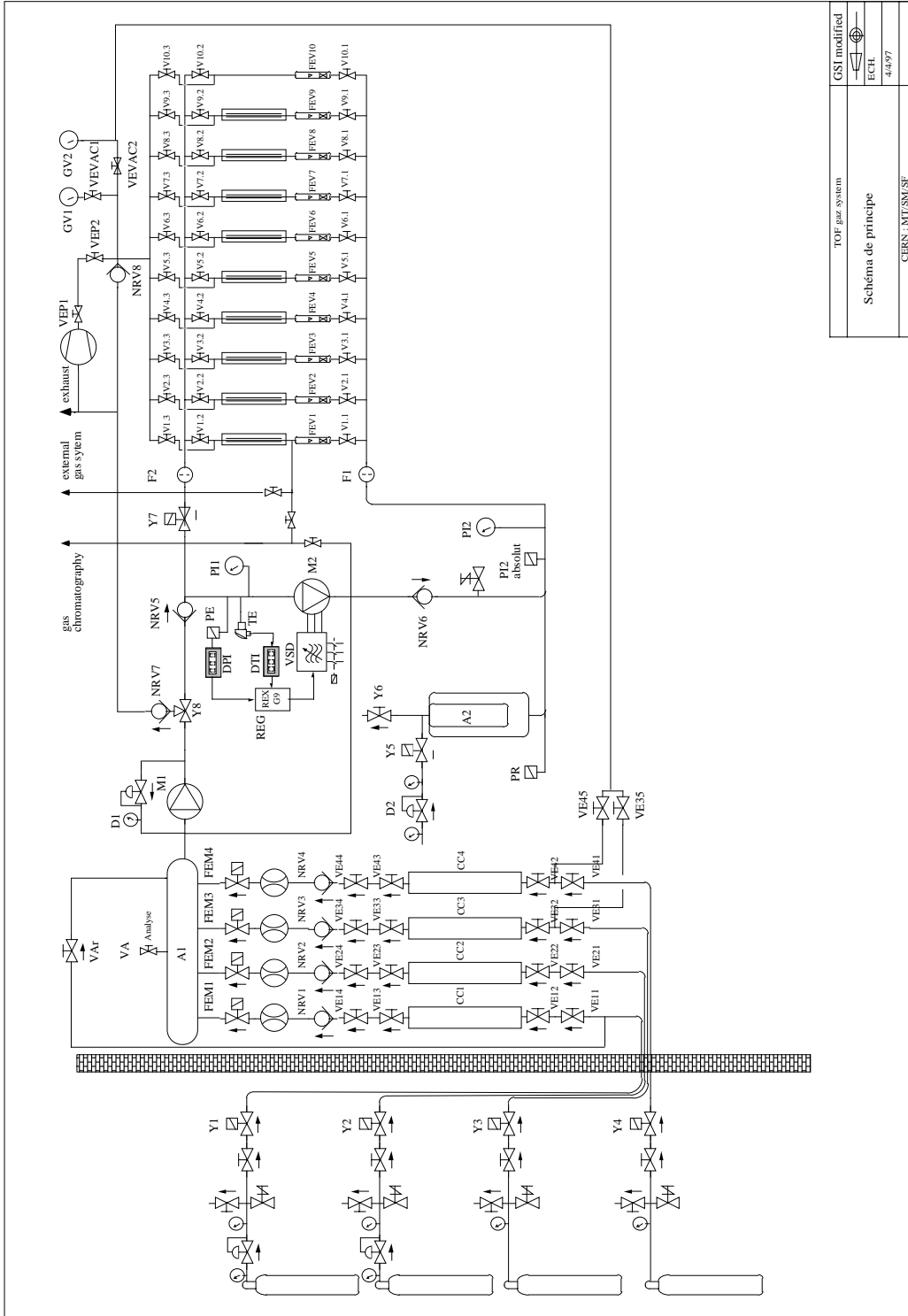
Die Zeitcharakteristik der Pestov-Zähler hängt von der Gasdichte $\rho = p/T$ ab. Daher wird der Druck in den Zählern in Abhängigkeit von der Gastemperatur so geregelt, dass die Gasdichte konstant bleibt. Die Temperatur- und Drucksensoren (TE, PE) liefern die Messwerte zum Steuern der Pumpe M2.

- **Zirkulieren des Zählgases**

Das Zählgas wird in den Zählern zirkuliert, um die in den Überschlägen entstandenen Polymere abzutransportieren. Der Gasfluss wird in den Flussmetern (FEV1-10) geregelt.

- **Kompensieren von Gasverlusten**

Durch undichte Stellen auftretende Druckverluste werden durch das Gassystem ausgeglichen. Als Ausgleichsvolumen wird die 50 Liter Gasflasche A2 eingesetzt.



TOF gas system	GSI modified
Schéma de principe	ECH
	4.4.97
	CERN : MT/SM/SF

Abbildung A.1 Der schematische Aufbau des Gassystems. In dem Gassystem wird das Zählgas gemischt, komprimiert und zirkuliert.

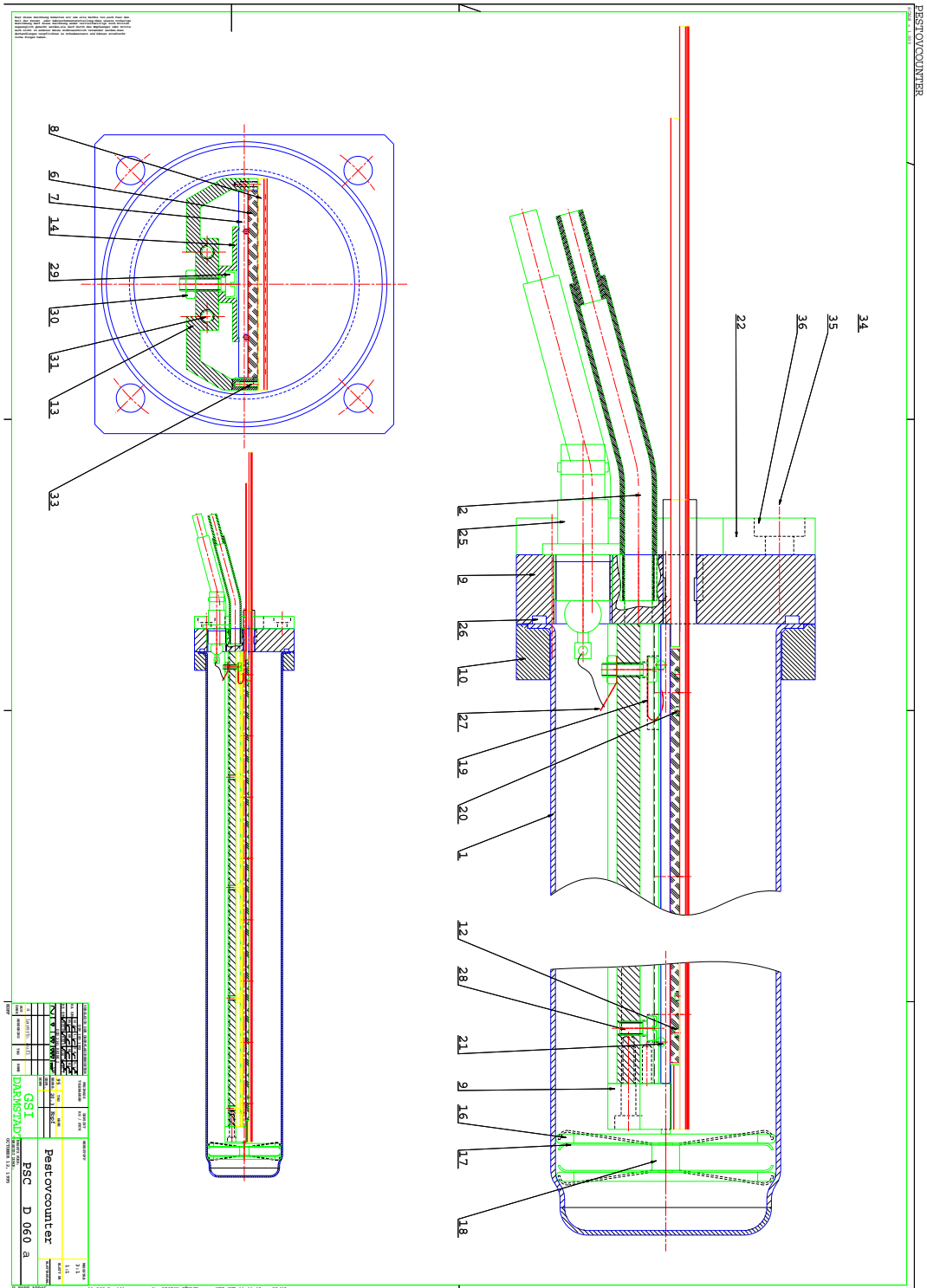


Abbildung A.2 Die technische Zeichnung der Pestov-Zähler

B Überwachung der Gasqualität

Die Gasmischung hat einen großen Einfluss auf die Funktion der Pestov-Zähler. Daher wurden an der GSI Untersuchungen der Gasqualität mithilfe eines Gaschromatographen durchgeführt [Wör97]. Abb. B.1 zeigt den schematischen Aufbau des Gaschromatographen.

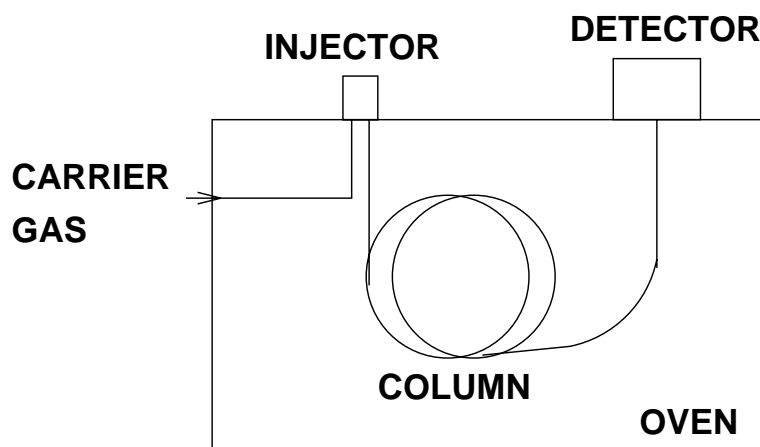


Abbildung B.1 Schematischer Aufbau des Gaschromatographen. Durch die 30 m lange Kapillare strömt ein Trärgas, in das die zu untersuchende Probe injiziert wird. Organische Substanzen werden im Flammen-Ionisations-Detektor (FID) nachgewiesen und anhand ihrer unterschiedlichen Retentionszeit identifiziert.

matographs. Die 30 m lange Kapillare mit einem Durchmesser von 0.53 mm befindet sich in einem temperaturgeregelten Ofen. Durch sie strömt mit konstantem Fluss Helium als Trärgas. Die zu untersuchende Probe wird in die Kapillare injiziert. Die Komponenten der Gasprobe werden am Ende der Kapillare durch einen Flammen-Ionisations-Detektor (FID) nachgewiesen. In diesem wird das Gas aus der Kapillare in eine Wasserstoffflamme geleitet und der Ionenstrom in der Flamme gemessen. Der FID ist sensitiv auf organische Substanzen, nicht jedoch auf z.B. Argon, Wasser,

Sauerstoff oder Stickstoff. Die Gaskomponenten können durch ihre unterschiedliche Retentionszeit identifiziert werden. Das Integral unter dem Signal ist proportional zu der Konzentration in der Probe. In Abb. B.2 ist das Resultat der Gaschromatographie für das Gas nach siebentägigem Betrieb eines Pestov-Zählers aufgetragen. Sichtbar sind neben den drei in dem FID nachweisbaren Gaskomponenten des Zählgases auch Spuren von anderen Gasen, die in einer frischen Gasmischung nicht enthalten sind. Sie entstehen während des Betriebs des Zählers in den Überschlägen. Das Messergebnis kann in drei Regionen aufgeteilt werden:

- (a) Die leichten Kohlenwasserstoffe bis zum Isobutan.
- (b) Die Signale der Gase mit mittlerer Masse.
- (c) Die großen Massen oberhalb des 1,3-Butadiens.

Die Spurengase in (a) + (b) werden durch kracken der Gaskomponenten und die Gase in (c) durch Polymerisation erzeugt. In der Messung in Abb. B.2 beträgt die Konzentration von Propan 24 ppm, von Ethan 17 ppm, von den Gasen mit mittleren Massen 57 ppm und von den Gasen mit großen Massen 8 ppm.

Durch die Gaschromatographie konnte die Funktion des Gassystems optimiert und die Qualität des Zählgases bei einem Betrieb der Zähler über einen Zeitraum von mehreren Wochen mit einer Gasfüllung sichergestellt werden.

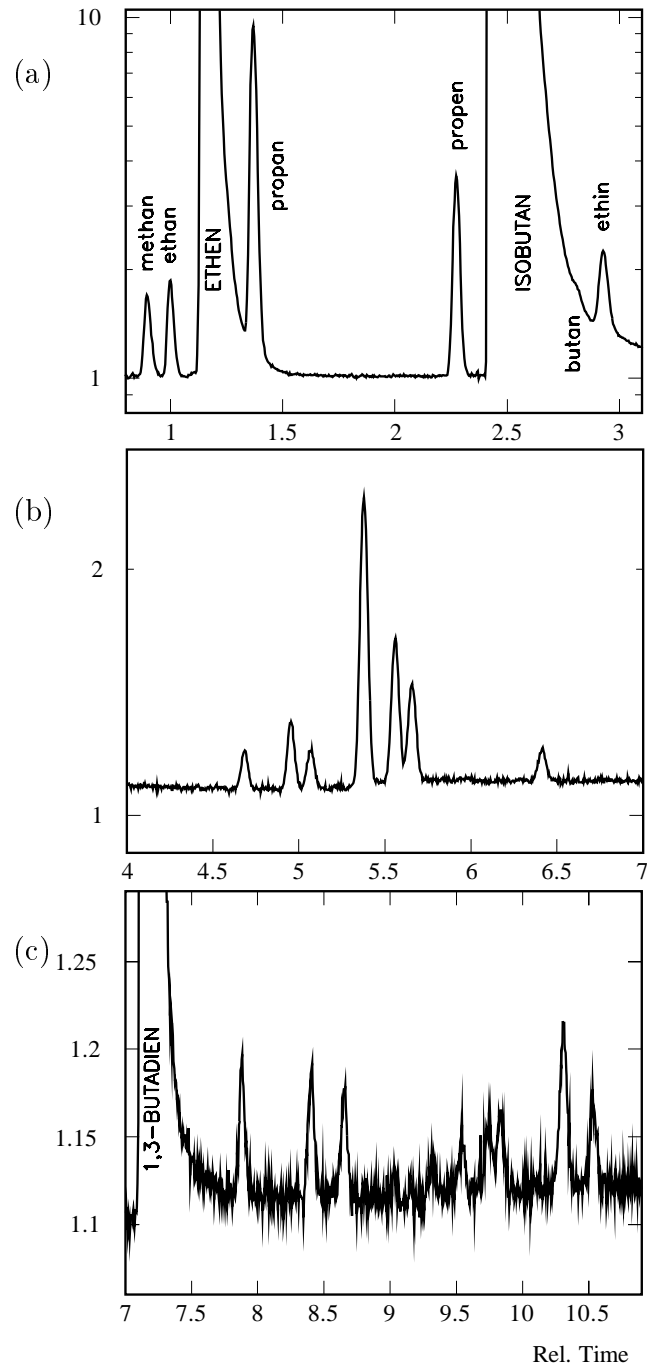


Abbildung B.2 Ergebnis der Gaschromatographie nach siebentägigem Betrieb eines Pestov-Zählers: (a) Die leichten Kohlenwasserstoffe bis zum Isobutan. (b) Die Signale der Gase mit mittlerer Masse. (c) Die großen Massen oberhalb des 1,3-Butadiens. Neben den drei durch den Gaschromatographen nachweisbaren Komponenten des Zählgases sind Spuren von Substanzen erkennbar, die durch den Betrieb des Zählers entstanden sind [Wör97].

C Mögliche Weiterentwicklung der Gasmischung

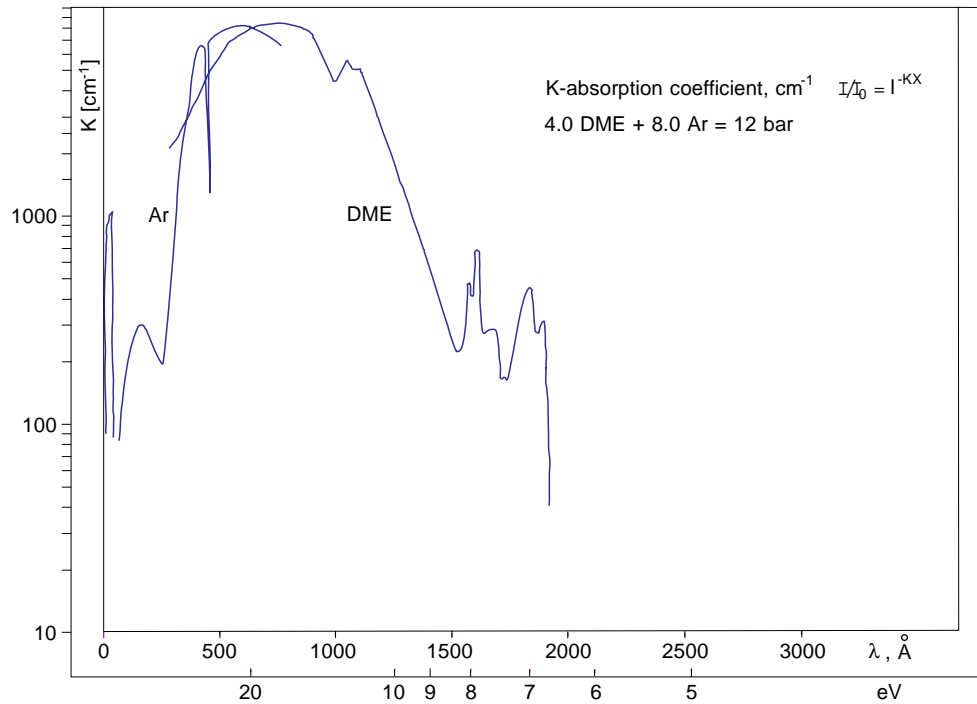


Abbildung C.1 Absorptionsspektrum einer möglichen Gasmischung mit DME. DME verursacht nur wenig Polymerisation, was zu einer längeren Lebensdauer führt. Da die Ablösearbeit der Kathode nicht durch Polymerisation erhöht wird, kann nur eine Kathode mit hoher Ablösearbeit (AlN) verwendet werden.

Eine mögliche Weiterentwicklung der Gasmischung ist die Kombination von einem Gas mit geringer Polymerisation und einem Kathodenmaterial mit höherer Ablösearbeit. Gasmischungen mit Dimethylether (DME) haben sich bei dem Ein-

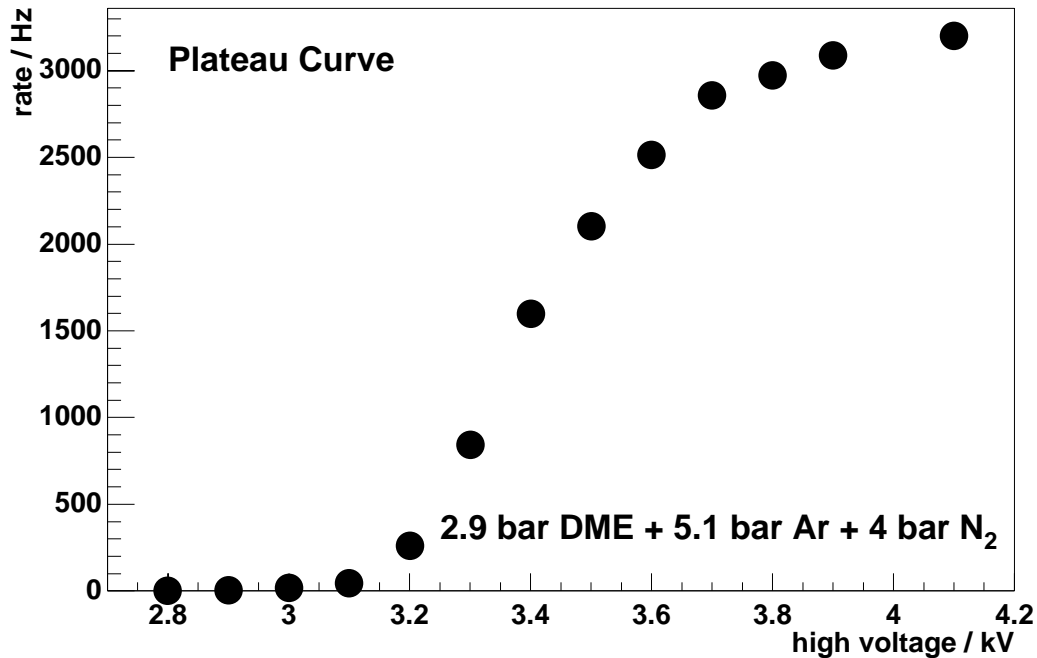


Abbildung C.2 Die Zählrate als Funktion der Hochspannung. Die Schwellenspannung für diese Gasmischung liegt bei ~ 3.4 kV.

satz in Mikrostreifen-Gas-Detektoren (*MSGC*) als sehr stabil herausgestellt [Alu94]. Abb. C.1 zeigt das Absorptionsspektrum einer möglichen Gasmischung mit DME, die untere Grenze des Absorptionsspektrums von DME liegt bei 6.7 eV. Ein ideales Material für die Oberfläche der Kathode wäre Aluminiumnitrid (AlN) mit einer Ablösearbeit von 8.7 eV [Pas97]. Undotierte Aluminiumnitrid-Einkristalle haben jedoch eine Leitfähigkeit von $\rho \simeq 10^{11}-10^{13} \Omega\text{cm}$, was zu einer zu starken Limitierung der Zählrate führt. Ein Ausweg wären p-dotierte (Al_2OC) ALN-Einkristalle mit einer Leitfähigkeit von $\rho \simeq 10^3-10^5 \Omega\text{cm}$ [Lan82].

Eine notwendige Voraussetzung für eine neue Gasmischung besteht darin, dass der Überschlag auf den Ort des primären Funkens beschränkt bleibt. Die Lokalisation kann anhand der Ladungsverteilung gemessen werden. Jeder sekundäre Überschlag erhöht die Ladung, mit zunehmender Lokalisation wird die Ladungsverteilung schmaler, da die Ereignisse mit höheren Ladungen seltener werden. Für eine erste Untersuchung der Lokalisation wurde eine Aluminium-Kathode und eine Gasmischung mit Argon, DME und Stickstoff eingesetzt. Durch den Betrieb mit einer γ -Quelle soll in den Funken an der Kathode Aluminiumnitrid gebildet werden. Abb. C.2 zeigt die Zählrate als Funktion der Hochspannung. Die Schwellenspannung für diese

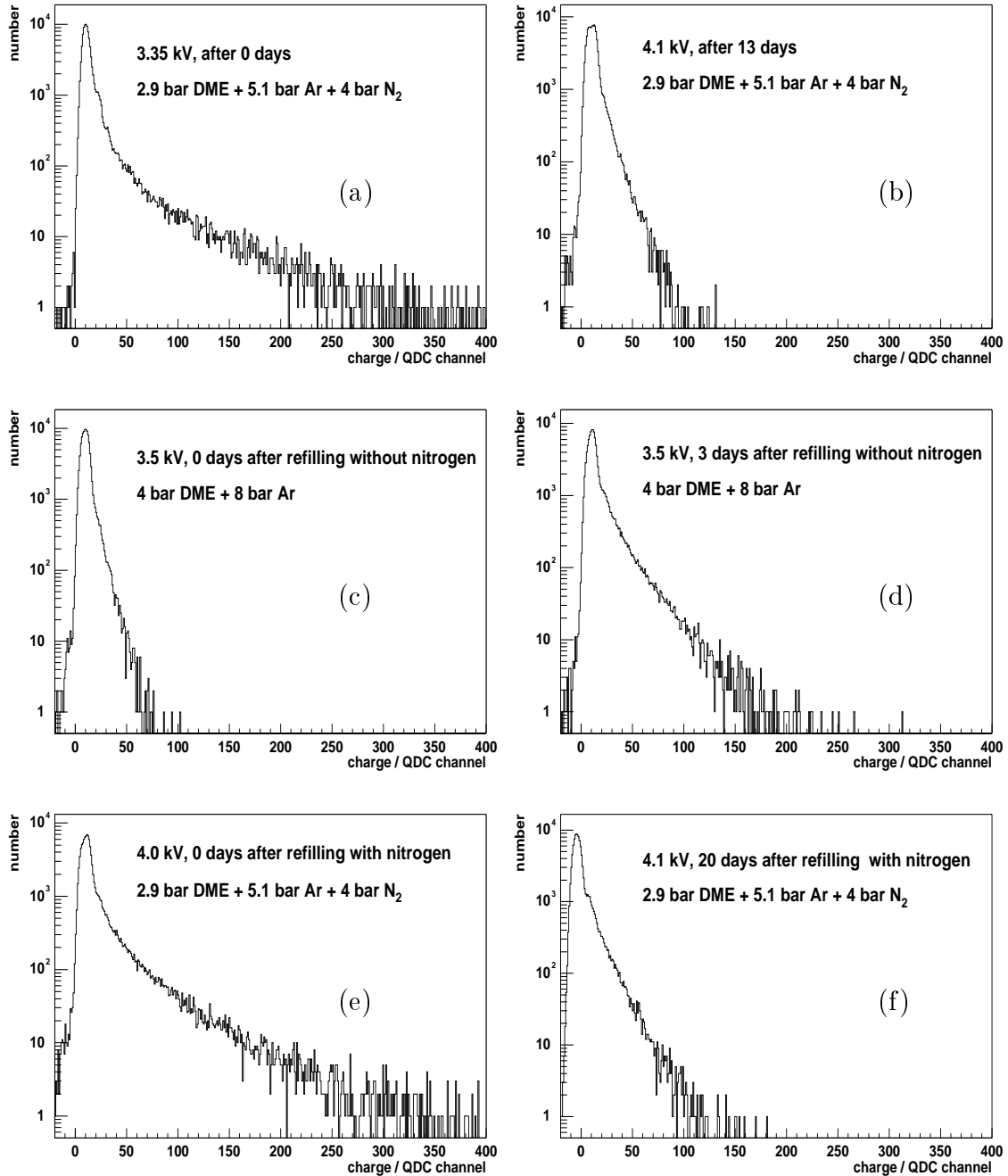


Abbildung C.3 Ladungsverteilungen eines Zählers mit einer Aluminium Kathode und Gasgemischungen mit DME und N_2 (a+b), (e+f). Während des Betriebs erhöht sich die Ablösearbeit durch die Bildung von Aluminiumnitrid auf der Kathode, die Entladung in dem Zähler ist lokalisiert. Im Betrieb mit einer Gasgemischung ohne N_2 wird die anfängliche Lokalisation zerstört (c+d). Durch Zugabe von Stickstoff in der Gasgemischung wird die Lokalisierung wieder hergestellt (e+f).

Gasmischung liegt bei ~ 3.4 kV.

Abb. C.3 (a) zeigt das Ladungsspektrum zu Beginn und (b) nach 13 Tagen. Deutlich ist die Lokalisierung zu erkennen. Dies wird mit einer Mischung aus Argon und DME allein nicht erreicht. Anschließend wurde der Zähler mit einer Gasmischung ohne Stickstoff betrieben (Abb. C.3 c+d). Es kommt zu einer Delokalisierung. Darauf wurde der Zähler wieder mit der ursprünglichen Gasmischung mit Stickstoff betrieben (Abb. C.3 e+f). Die Lokalisation wurde wieder erreicht. Das Konditionieren mit dieser Gasmischung unterscheidet sich von dem mit der polymerisierenden Gasmischung, da für die Verbesserung der Lokalisation keine Polymerschicht, sondern die erhöhte Ablösearbeit der Kathode durch Bildung von Aluminiumnitrid verantwortlich ist.

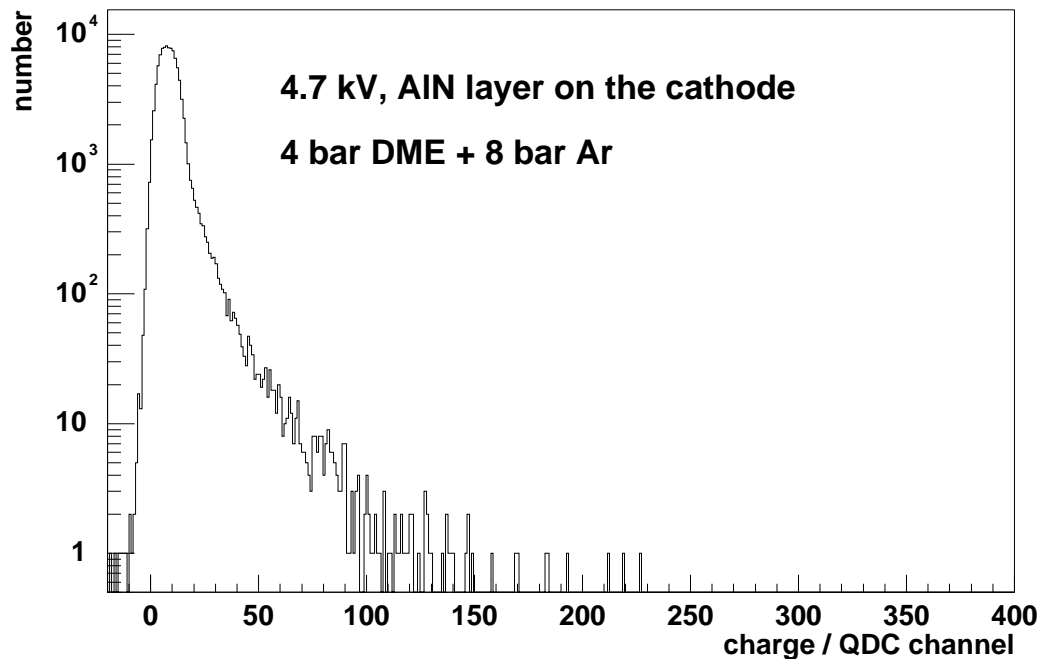


Abbildung C.4 Ladungsverteilung eines Zählers mit einer Aluminiumnitrid-Schicht auf der Kathode und einer Gasmischung ohne Stickstoff. Ohne Stickstoff in der Gasmischung konnte die Lokalisation erreicht werden, was bei einer Kathode aus Aluminium nicht möglich ist.

Abb. C.4 zeigt das Ladungsspektrum eines Zählers mit einer Kathode aus Aluminium, auf die eine dünne Schicht Aluminiumnitrid aufgebracht wurde. Mit einer Gasmischung aus Argon und DME konnte zu Beginn der Messung eine Lokalisation der Entladung erreicht werden. Die Beschichtung war jedoch zu dick und ungleichmäßig,

um den Zähler dauerhaft betreiben zu können.

Eine Gasmischung mit DME in Kombination mit Aluminiumnitrid ist eine vielversprechende Alternative zu der bisherigen Gaskomposition mit höherer Polymerisation. Jedoch müssen unter anderem noch die Zeitauflösung und das Langzeitverhalten untersucht werden, bevor diese neue Technologie der Pestov-Zähler eingesetzt werden kann.

Da 1,3-Butadien krebserregend ist, wurde außerdem auch nach einer Substitution für dieses Gas gesucht. Als Alternative zu 1,3-Butadien wurde Isopren gefunden [Fra98].

D Eigenschaften der Pestov-Zähler

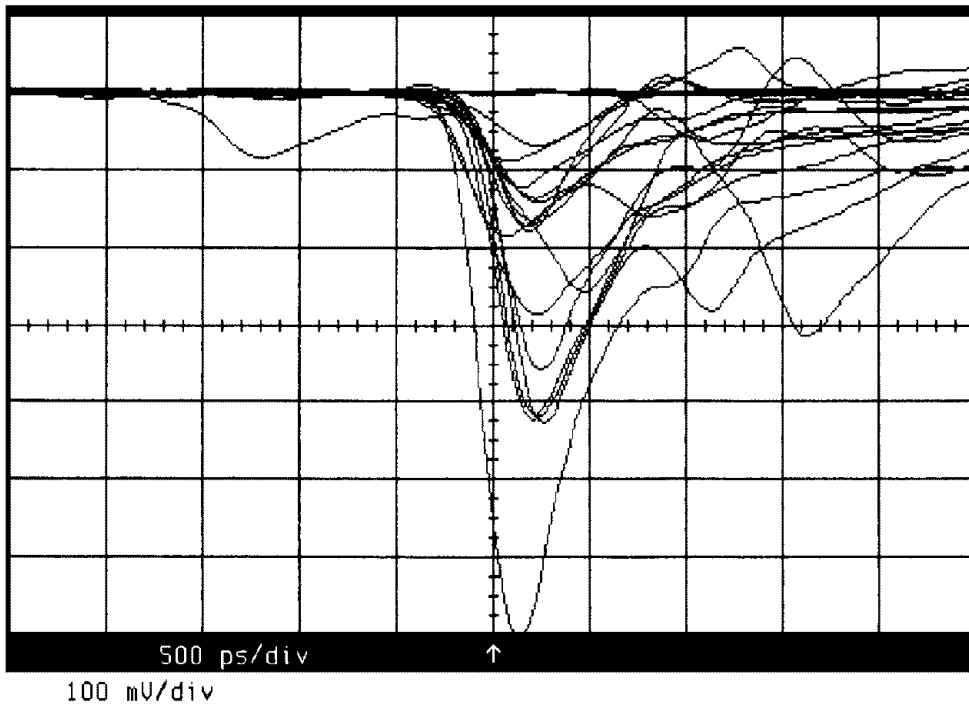


Abbildung D.1 Die Signale eines Streifens aufgenommen mit einem Oszilloskop. Als Trigger wurde das Signal eines benachbarten Streifens verwendet. Die Nachpulse einiger Signale werden durch sekundäre Überschläge verursacht.

Neben der Weiterentwicklung der Zähler und Elektronik wurde in dem Forschungs- und Entwicklungsprogramm im Rahmen der PesTOF-Kollaboration an der GSI insbesondere das Langzeitverhalten sowie die Orts- und Zeitauflösung der Pestov-Zähler untersucht.

D.1 Signalform

Abb. D.1 zeigt die Signale eines Pestov-Zählers aufgenommen mit einem 400 MHz-Oszilloskop. Die Anstiegszeit der Signale in der Messung wird durch das Oszilloskop bestimmt. Es sind mehrere Signale eines Streifens dargestellt, das Oszilloskop wurde mit den Signalen eines benachbarten Streifens getriggert. Die Nachpulse einiger Signale werden durch sekundäre Überschlüge verursacht. Sie beeinträchtigen die Zeitauflösung nicht, da der Signalanstieg zum Erzeugen des Zeitsignals benutzt wird. Die Signalhöhe erfordert keine weitere Verstärkung, die Variation der Signalhöhe und -form stellt jedoch besondere Anforderungen an die Diskriminatoren.

D.2 Ansprechverhalten der Zähler

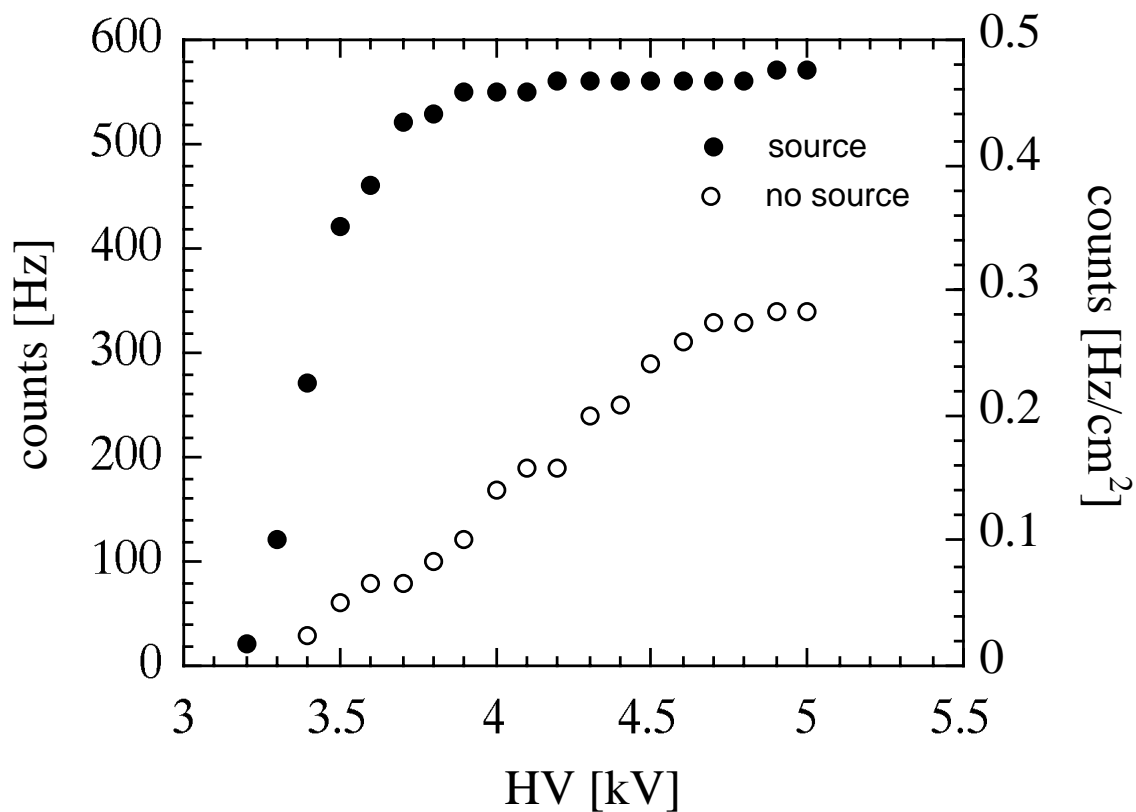


Abbildung D.2 Die Zählrate in Abhängigkeit von der Hochspannung für einen typischen Zähler mit und ohne eine γ -Quelle [Bad96a].

Gas	Z	A	ρ mg/cm ³	I_0 eV	dE/dx MeV/gcm ⁻²	dE/dX keV/cm	n 1/cm	n_{Pestov}	$P_{\geq 1}$ %
He	2	4	.166	24.6	1.94	0.32	5.9	0.71	50
Ne	10	20.2	.839	21.6	1.68	1.41	12	1.4	75
Ar	18	39.9	1.66	15.8	1.47	2.44	29.4	3.53	97
Kr	36	83.8	3.49	14.0	1.32	4.60	22	2.6	93
Xe	54	131.3	5.49	12.1	1.23	6.76	44	5.3	99.5

Tabelle D.1 Der durchschnittliche Energieverlust minimal ionisierender Teilchen in verschiedenen Edelgasen [Pei84]. n ist die Anzahl der erzeugten Ladungs-Cluster pro Zentimeter und n_{Pestov} die Anzahl der Ladungs-Cluster bei einem Druck von 12 bar auf der Strecke von 100 μm zwischen den Elektroden des Pestov-Zählers. Die gemessenen Werte für Krypton stehen im Widerspruch zu der erwarteten Systematik und müssen daher hinterfragt werden.

Abb. D.2 zeigt die Zählrate eines typischen Pestov-Zählers in Abhängigkeit der Hochspannung mit und ohne eine ^{60}Co -Quelle. Die Rate der kosmischen Höhenstrahlung beträgt $\sim 0.03 \text{ Hz/cm}^2$. Im Vergleich dazu ist die Hintergrundrate des Detektors ohne Quelle nur um das zehnfache erhöht. Das Ansprechen des Detektors als Funktion der Spannung zeigt ein Plateau oberhalb von einer Schwellenspannung U_0 . Diese ist abhängig von der Geometrie und dem verwendeten Zählgas und liegt für die Standardgasmischung bei $U_0 \simeq 3 \text{ kV}$.

Der Energieverlust in dem Gaszwischenraum von 100 μm erfolgt durch mehrere voneinander unabhängigen Interaktionen der Teilchen mit den Gasatomen bzw. Molekülen. Aufgrund ihrer kleinen Anzahl folgt die Verteilung der Ladungs-Cluster der Poissonstatistik. Ist n die durchschnittliche Anzahl von freigesetzten Elektronen (Ladungs-Clustern), so gilt für die Wahrscheinlichkeit P in einem Ereignis k Elektronen-Cluster freizusetzen:

$$P_k^n = \frac{n^k}{k!} e^{-n} \quad . \quad (\text{D.1})$$

Daraus folgt für die Wahrscheinlichkeit $P_{\geq 1}$, dass mindestens ein Ladungs-Cluster erzeugt wird:

$$P_{\geq 1} = 1 - P_0^n = 1 - e^{-n} \quad . \quad (\text{D.2})$$

Die Zähler werden bei einem Absolutdruck von 12 bar betrieben, um die Anzahl der zwischen den Elektroden erzeugten Ladungs-Cluster zu erhöhen. Ein minimal ionisierendes Teilchen löst daher mit hoher Wahrscheinlichkeit einen Überschlag aus. Die Anzahl der freigesetzten primären Ladungs-Cluster und die daraus errechneten Wahrscheinlichkeiten $P_{\geq 1}$ für verschiedene Edelgase als Hauptgaskomponente sind in Tabelle D.1 zusammengefasst.

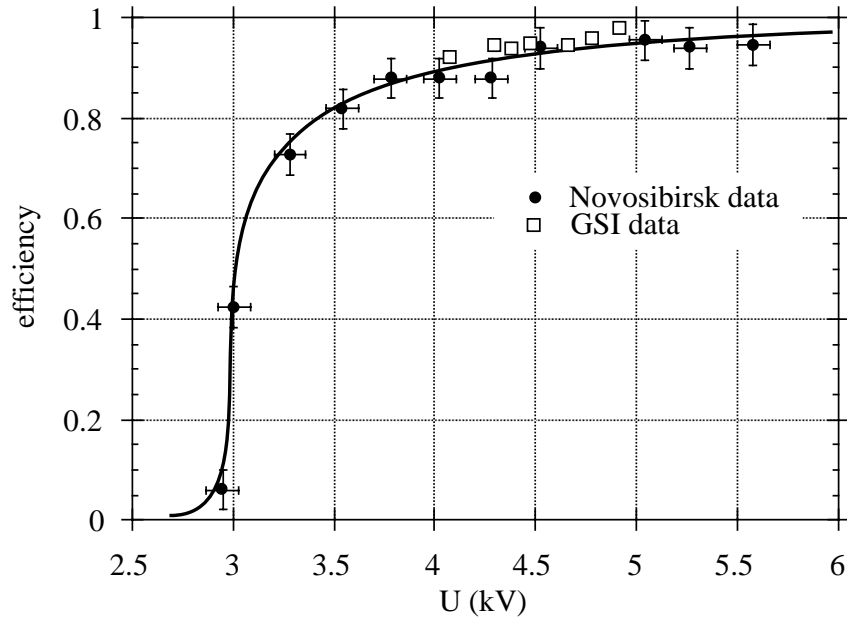


Abbildung D.3 Die Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Hochspannung. Oberhalb der Schwellenspannung beträgt die Effizienz $\sim 95\%$ [Bad96a].

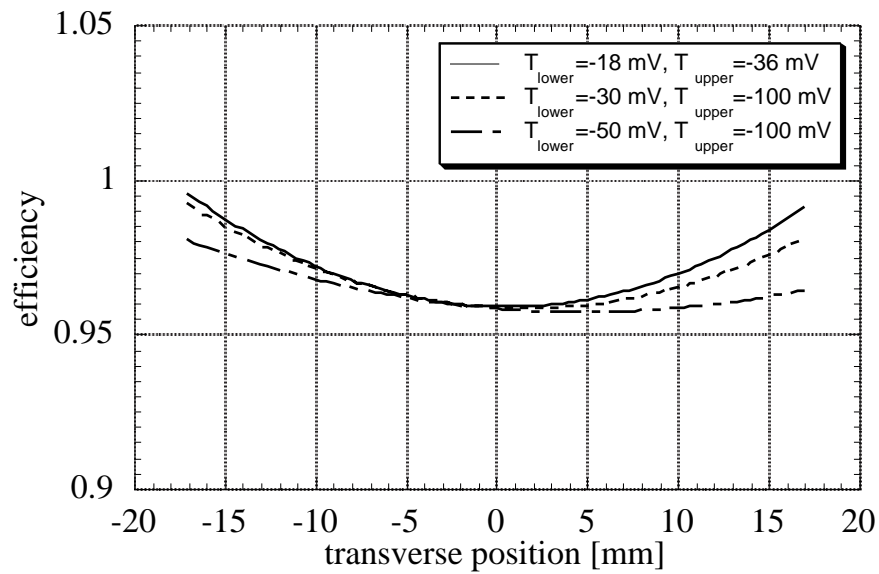


Abbildung D.4 Die Effizienz der Pestov-Zähler als Funktion des transversalen Ortes gemessen am CERN PS. Die verringerte Effizienz in der Mitte der Zähler ist auf einen verkleinerten Abstand der Elektroden aufgrund einer durchgebogenen Ausleseplatte zurückzuführen [Pes98].

Die Effizienz der Zähler hängt außer von der Anzahl der primären Elektronen auch von der Geometrie und der Gasverstärkung des Zählers ab. In [Bel35, Bag57] ist ein Ausdruck für die Effizienz in Abhängigkeit von der Geometrie und des ersten Townsend-Koeffizienten α , der von dem elektrischen Feld und der Gasmischung abhängt, abgeleitet:

$$\eta = 1 - \exp \left\{ E_i[-N_{\text{cr}} \exp(-\alpha d)] \cdot \frac{n_0}{\alpha d} \right\} \quad , \quad (\text{D.3})$$

$N_{\text{cr}} \approx 10^8$ ist die Anzahl der Elektronen beim Erreichen des Kriteriums von Reather und $E_i[x]$ eine Integralfunktion. Die Voraussagen über die Effizienz aus der Theorie der Funken und Gasentladung stimmen mit den Untersuchungen der Pestov-Zähler überein [Lap75].

Abb. D.3 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit mit der Standardgasmischung als Funktion der Hochspannung. Die maximal erreichte Effizienz liegt bei 95%.

Abb. D.4 zeigt die Effizienz als Funktion des transversalen Ortes im Inneren eines Pestov-Zählers. Die U-förmige Verteilung ist die Folge eines geringeren Abstandes der Elektroden in der Mitte des Zählers aufgrund einer Verformung der Ausleseplatte. Zwischenzeitlich wurde die Konstruktion so geändert, dass nur noch im Bereich der Abstandshalter eine zusätzliche Kraft auf die Elektroden ausgeübt wird. Bei den im NA49-Experiment eingesetzten Zähler waren die Elektroden jedoch noch leicht verformt.

D.3 Ortsauflösung

Ein Überschlag induziert im Mittel ein Signal in 3.4 Streifen. Abb. D.5 zeigt die Verteilung der Multiplizitäten. Aufgrund der Signalverteilung auf die einzelnen Streifen ist es möglich, den Ort der Entladung in transversaler Richtung durch die Ladungsverteilung auf die Streifen zu bestimmen. Abb. D.6 (a) zeigt die transversale Ortsmessung mit zwei Pestov-Zählern mit einer Auflösung von $\sigma \approx 320 \mu\text{m}$.

Die Position in longitudinaler Richtung kann durch die Laufzeitdifferenz bestimmt werden. Die bestmögliche Auflösung dieser Messung ist durch die Länge des Konvertierungsintervalls der TDC-Module von 50 ps bei einer Signalausbreitungsgeschwindigkeit von $\sim 13.8 \text{ cm/ns}$ auf $\sim 2 \text{ mm}$ begrenzt. Abb. D.6 (b) zeigt die longitudinale Ortsmessung mit einer Auflösung von $\sigma \approx 2.5 \text{ mm}$.

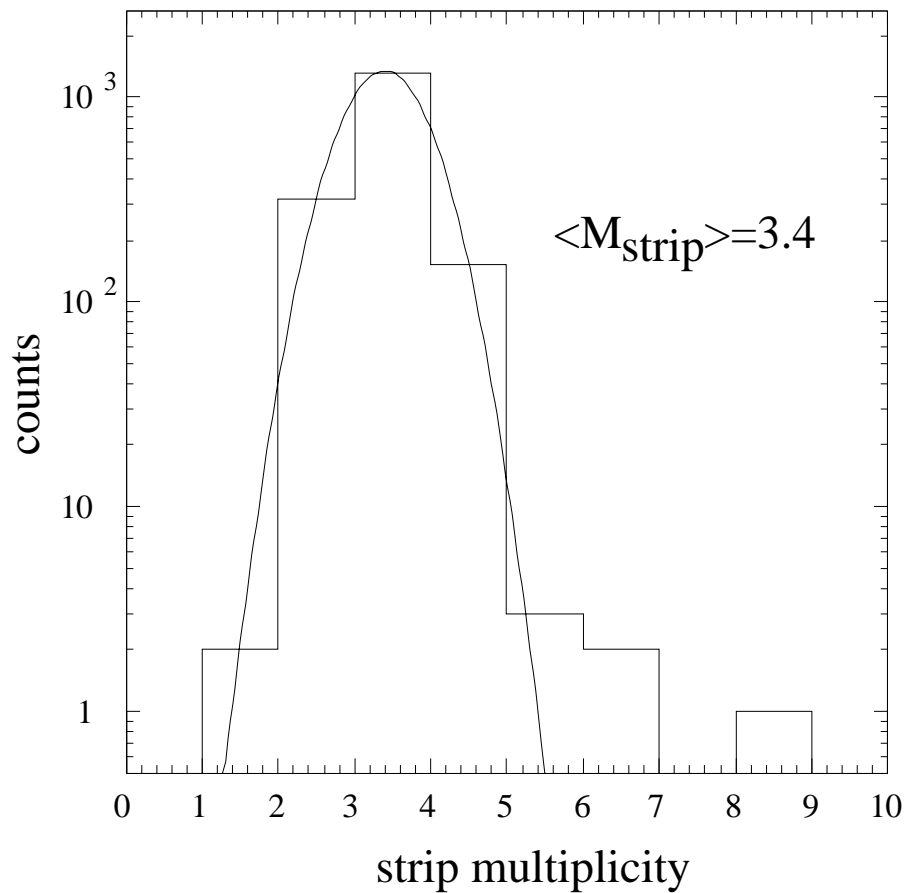


Abbildung D.5 Die Anzahl der Streifen, in die durch einen Überschlag ein Signal induziert wird [Bad96b].

D.4 Zeitauflösung

Die Zeitauflösung des Pestov-Zählers ist außer von der Gasmischung und der Geometrie des Zählers vom Verhältnis U/U_0 der angelegten Hochspannung zur Schwellenspannung abhängig. Mit wachsender Feldstärke im Inneren des Zählers sinkt die Zeitvariation der Funkenentstehung, was zur Verbesserung der Zeitauflösung der Zähler führt. Die maximal mögliche Überspannung ist durch die Nachpulse der Signale auf $U/U_0 \simeq 2$ limitiert. Höheren Feldstärken führen dazu, dass die Entladung nicht mehr auf den Ort des Teilchendurchgangs lokalisiert bzw. das „Löschen“ der Funken nicht mehr ausreichend ist. Abb. D.7 zeigt die mit zwei Pestov-Zählern bestimmte Zeitauflösung in Abhängigkeit der Spannung.

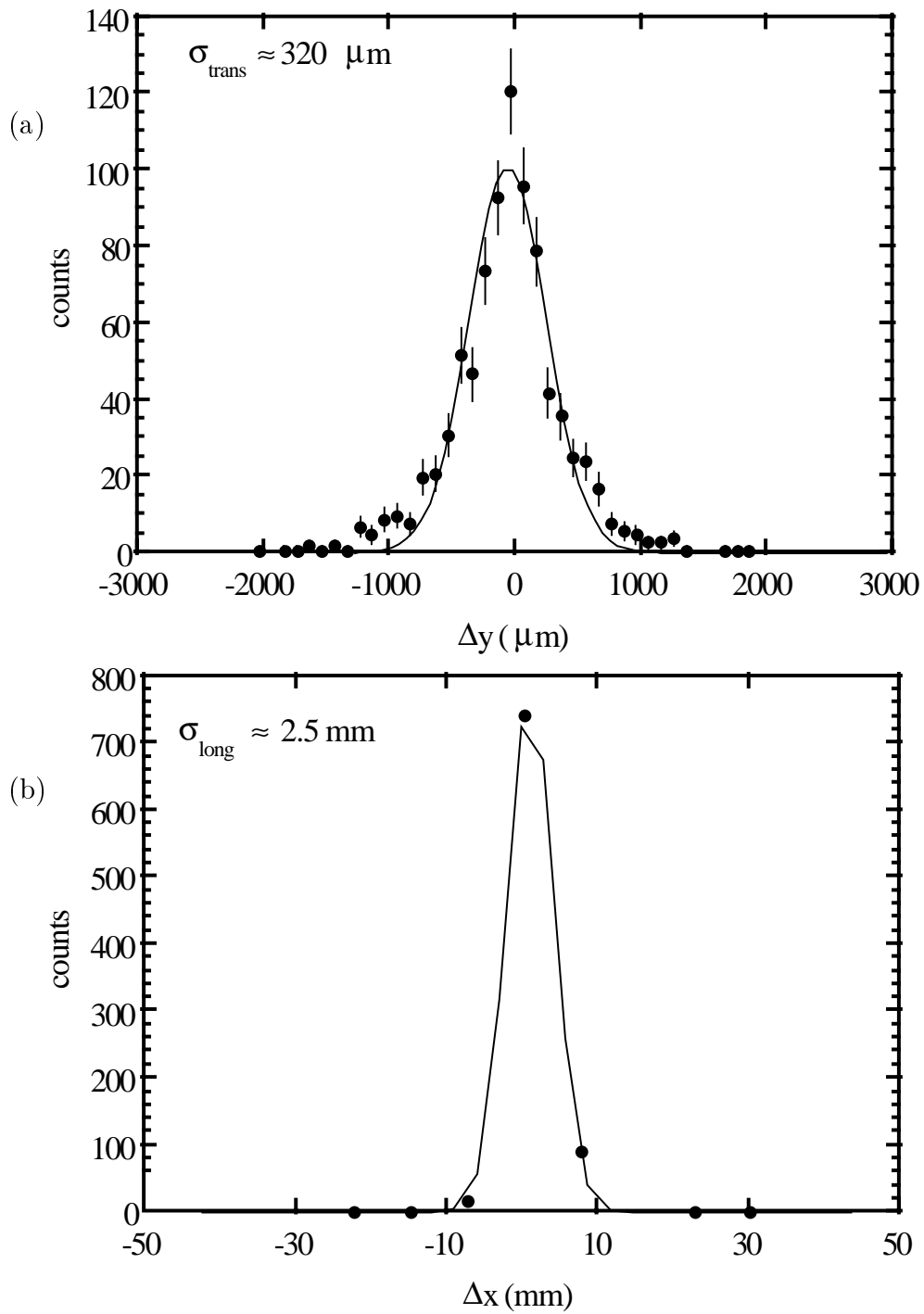


Abbildung D.6 Die transversale (a) und longitudinale (b) Ortsauflösung gemessen mit zwei Pestov-Zählern [Bad96b].

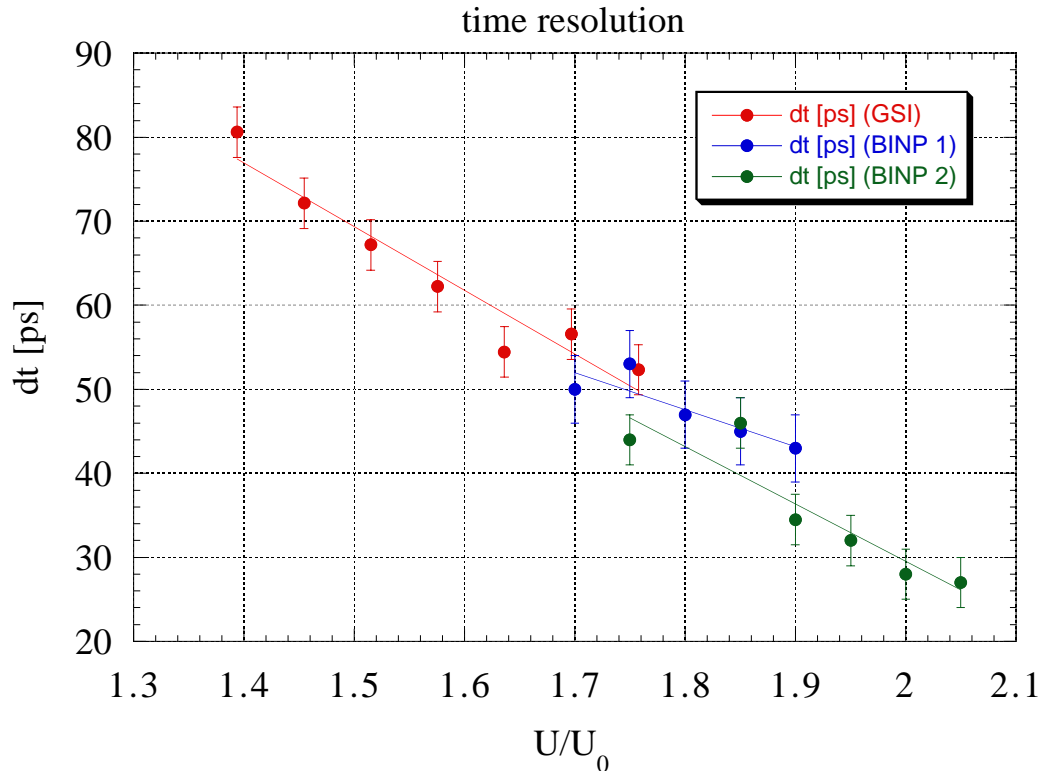


Abbildung D.7 Die Zeitauflösung der Pestov-Zähler als Funktion der Hochspannung U/U_0 [Sch98].

D.5 Langzeitverhalten

Die Polymerisation des Zählgasen begrenzt die Lebensdauer der Pestov-Zähler auf maximal $\sim 10^{10}$ Überschlüge/cm² [Pes88]. Das Langzeitverhalten der Pestov-Zähler wurde mit einer ⁶⁰Co-Quelle untersucht. Dabei wurde der Strom gemessen, dessen Größe proportional zu der Zählrate ist, die sich aus der konstanten Zählrate der γ -Quelle und der Hintergrundrate zusammensetzt. Die Zähler wurden mit einer Zählrate von ~ 10 Hz/cm² betrieben (entspricht der erwarteten Zählrate im LHC-ALICE-Experiment). Abb. D.8 zeigt die Ströme der im Langzeittest eingesetzten Zähler über den gesamten Zeitraum. Die Erhöhung des Stroms nach 40 Tagen (Abb. D.8 (a)) wurde von Kohlenstoffstaub aus der Zirkulationspumpe verursacht. Nach Austausch der Pumpe konnten die Detektoren stabil weiterbetrieben werden. Die Zähler konnten über den gesamten Zeitraum von 270 Tagen, der $\sim 2.3\%$ ihrer maximalen Lebensdauer entspricht, stabil betrieben werden. Dieser Zeitraum entspricht der erwarteten Gesamtzählrate bei einem 10-jährigen Betrieb des ALICE-Experiments.

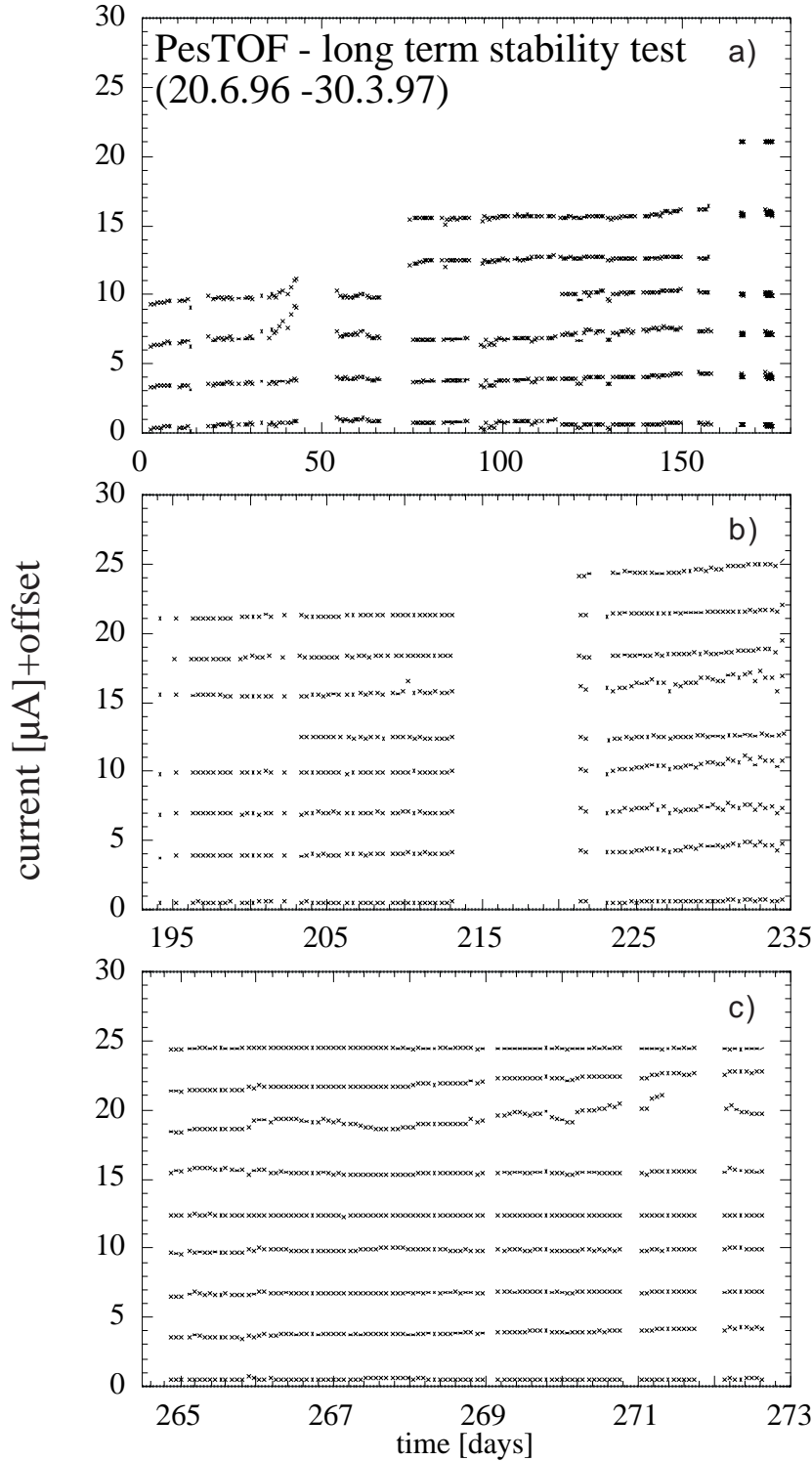


Abbildung D.8 Die Ströme der Zähler im Langzeittest über einen Zeitraum von 270 Tagen [Pes98].

E Kalibration der Startzähler

In dem NA49-Experiment wurden zwei Szintillations-Detektoren zum Erzeugen des Startsignals für den PesTOF-Detektor verwendet. In Tabelle E.1 sind deren Daten zusammengefasst. Die Signale der Startdetektoren werden in Diskriminatoren geleitet. Die Signalhöhe wird darüber hinaus in ADC-Modulen digitalisiert. Abb. E.1 zeigt die relative Lage der Zeitdifferenz nach Gl. 4.8, die mit einem Startzähler bestimmt wurde, in Abhängigkeit von der Signalhöhe in dem Startzähler. Das Zeitsignal des Zählers S_0 wurde in einem Constant-Fraction-Diskriminator erzeugt, es ist keine weitere Korrektur auf die Signalhöhe erforderlich. Das Zeitsignal des Leading-Edge-Diskriminatoren vom Zähler S_1 wird auf die Signalhöhe korrigiert, die Korrektur oberhalb von 50 ADC Kanälen folgt der Funktion:

$$f(q) = \frac{a}{\sqrt{q-b}} + c \quad . \quad (\text{E.1})$$

Abb. E.2 zeigt die Zeitdifferenz der beiden Startdetektoren, die Breite der Verteilung beträgt:

$$\sigma_{S_0-S_1} = 105.8 \text{ ps} \quad . \quad (\text{E.2})$$

Name	Position	Dimension	Photomultiplier
	x, y, z		
S_0	-39710,0,0 mm	$50 \times 40 \times 5 \text{ mm}^3$	XP2020
S_1	-39460,0,0 mm	$50 \times 30 \times 5 \text{ mm}^3$	XP2020

Tabelle E.1 Die Daten der Szintillations-Detektoren, die zum Erzeugen des Startsignals verwendet werden. Die Position ist in dem Koordinatensystem des NA49-Experiments angegeben.

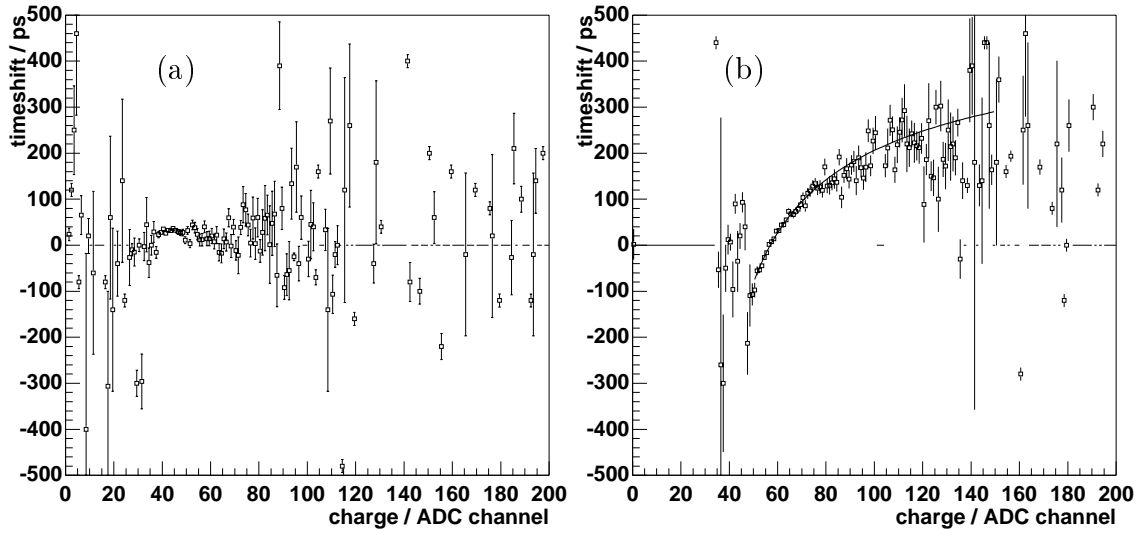


Abbildung E.1 Die relative Lage der Zeitdifferenz nach Gl. 4.8, die mit einem Startzähler bestimmt wurde, in Abhängigkeit von der Signalhöhe in dem Startzähler (a) S_0 und (b) S_1 .

Mit den Parametern der Kalibration kann die Zeitauflösung des PesTOF-Detektors mit einem Startzähler aus Gl. 4.8 bestimmt werden:

$$\sigma_{\text{PesTOF}+S_{0/1}} = \sqrt{\sigma_{\text{PesTOF}}^2 + \sigma_{S_{0/1}}^2} \quad . \quad (\text{E.3})$$

Die Auflösungen $\sigma_{\text{PesTOF}+S_{0/1}}$ der beiden Startdetektoren sind nach der Korrektur der Signale von S_1 mit 121.5 ps bzw. 121.4 ps sehr ähnlich. Die Auflösung eines Startdetektors beträgt:

$$\sigma_{S_{0/1}} = \frac{\sigma_{S_0-S_1}}{\sqrt{2}} = 74.8 \text{ ps} \quad . \quad (\text{E.4})$$

Die Auflösung des Startsignals t_{Start} , des Mittelwert der Zeitmessungen von S_0 und S_1 , beträgt:

$$\sigma_{\text{Start}} = \frac{\sigma_{S_0/S_1}}{\sqrt{2}} = 52.9 \text{ ps} \quad . \quad (\text{E.5})$$

Die Differenz der Zeitmessung an beiden Enden der Streifen ist unabhängig von der intrinsischen Auflösung des Zählers und der Startzähler. Aus der Breite $\sigma_{t_{\text{left-right}}}$ der Verteilung der Zeitdifferenz (Abb. E.3) folgt für die Auflösung σ_{Channel} der Elektronik eines Kanals:

$$\sigma_{\text{Channel}} = \frac{\sigma_{t_{\text{left-right}}}}{\sqrt{2}} = 36.1 \text{ ps} \quad . \quad (\text{E.6})$$

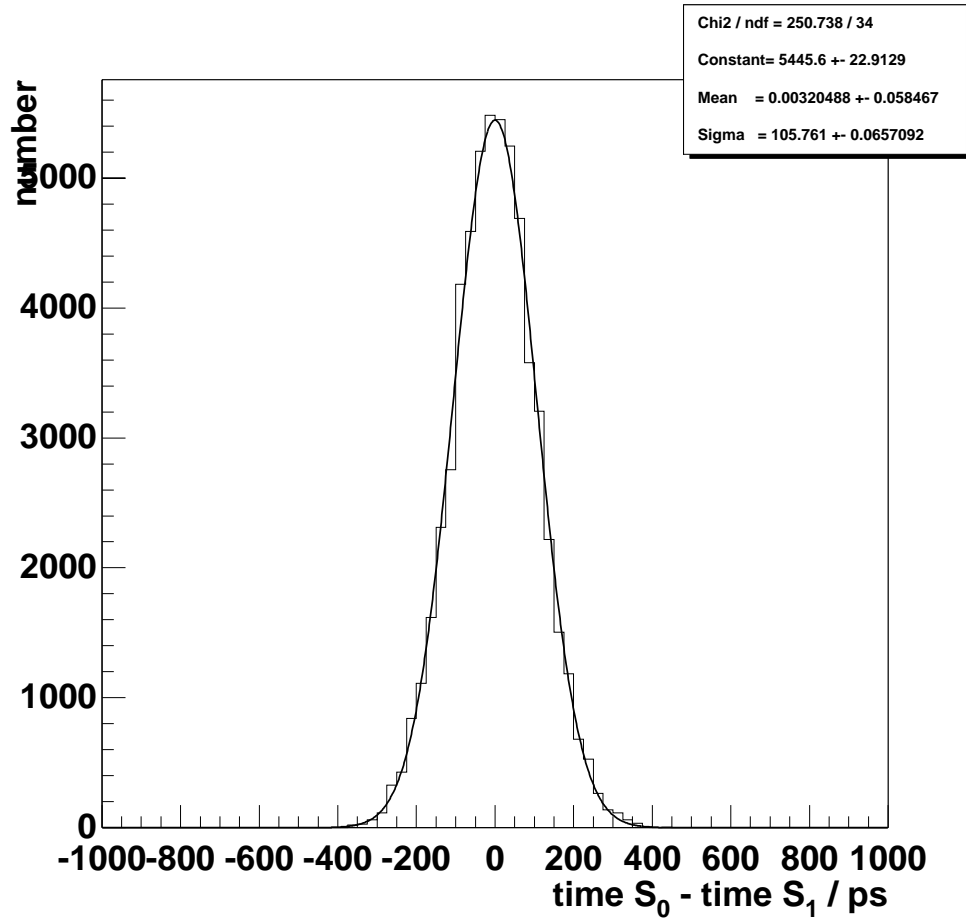


Abbildung E.2 Die Zeitdifferenz der Startzähler S_0 und S_1 . Die Breite der Verteilung beträgt $\sigma_{S_0-S_1} = 105.8$ ps.

Die Flugzeit wird aus dem Mittelwert der beiden Zeitsignale eines Streifens bestimmt. Der Einfluss der Auflösung $\sigma_{\text{Electronic}}$ der Elektronik auf die Zeitmessung beträgt daher:

$$\sigma_{\text{Electronic}} = \frac{\sigma_{t_{\text{Channel}}}}{\sqrt{2}} = 25.6 \text{ ps} \quad . \quad (\text{E.7})$$

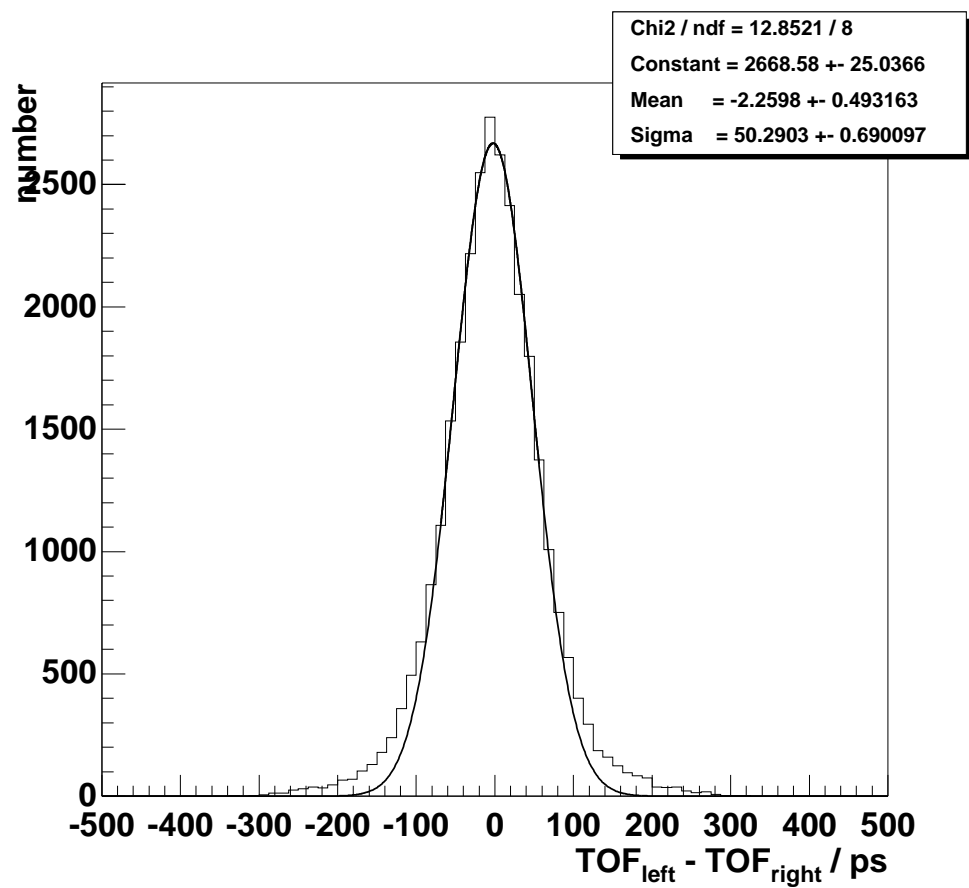


Abbildung E.3 Die Verteilung der Differenz der Zeitmessungen beider Streifenenden. Die Breite spiegelt die Auflösung der Elektronik wider.

F Nicht gaußförmige Zeitauflösung

F.1 Messung des „Tails“

Der nicht gaußförmige Anteil der Zeitauflösung kann durch verschiedene Größen an der Verteilung der Zeitdifferenz zwischen der Flugzeitmessung und der Messung in der TPC beschrieben werden (Gl. 4.8):

1. Der relative „Tail“ (tail_{rel}) wird aus der Differenz der Verteilung mit einer im zentralen Bereich angepassten Gaußverteilung bestimmt:

$$\text{tail}_{\text{rel}} = \frac{n_{\text{all}} - n_{\text{Gauß}}}{n_{\text{all}}} . \quad (\text{F.1})$$

2. Als absoluter „Tail“ (tail_{abs}) wird das Verhältnis der Einträge oberhalb von 500 ps mit der Gesamtzahl der Einträge bezeichnet:

$$\text{tail}_{\text{abs}} = \frac{n_{>500 \text{ ps}}}{n_{\text{all}}} . \quad (\text{F.2})$$

Teilchen mit einer größeren Masse als Pionen können ein Zeitsignal erzeugen, das in dem Ausläufer (*tail*) der Verteilung liegt. Der Nachteil der Definition des relativen „Tails“ ist, dass die Messungen der Auflösung und des „Tails“ nicht voneinander unabhängig sind. Der absolute „Tail“ ist unabhängig von der Auflösung, falls sie so klein ist, dass nur eine geringe Anzahl von Einträgen der gaußförmigen Verteilung oberhalb von 500 ps liegen. Beträgt die gaußförmige Auflösung beispielsweise $500/3 = 167$ ps, so liegen 0.5% der Einträge oberhalb von 500 ps auf einer Seite der Verteilung. Abb. F.1 zeigt die Verteilungen nach Gl. 4.8 für den gesamten Detektor mit den Werten des relativen und absoluten „Tails“.

Die Verteilung des „Tails“ als Funktion der Streifen (Abb. F.2) zeigt eine U-Form, die auf die geringere Distanz zwischen den Elektroden im Bereich der mittleren Streifen zurückzuführen ist.

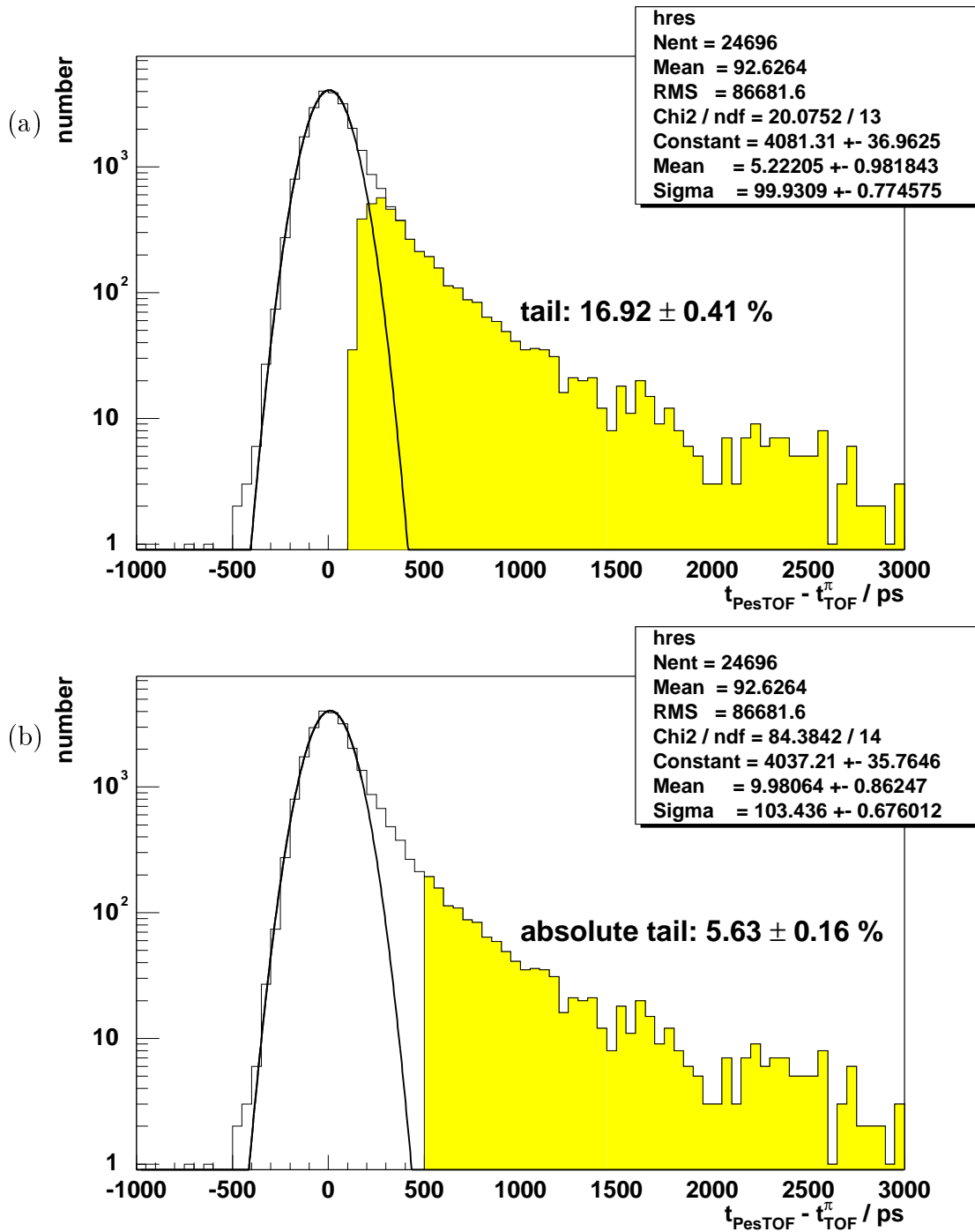


Abbildung F.1 Die Verteilung der Differenz der Flugzeitmessung aller Streifen des PesTOF-Detektor mit der aus den TPC-Informationen errechneten Flugzeit für Pionen. Der relative „Tail“ (a) beträgt 16.9% und der absolute „Tail“ (b) 5.6%.

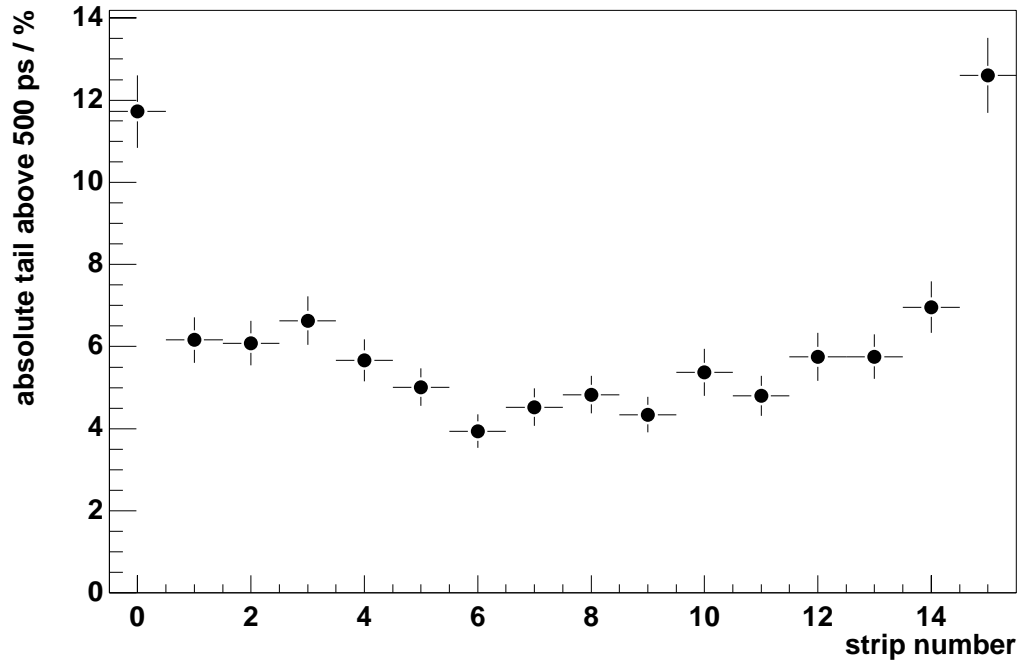


Abbildung F.2 Der absolute „Tail“ als Funktion der Streifennummer im Inneren der Pestov-Zähler.

Tabelle F.1 fasst die Werte des „Tails“ mit ihren statistischen Fehlern für verschiedene Bereiche des Detektors zusammen.

F.2 Untersuchung der Ursachen des „Tails“

Mögliche Quellen für den nicht gaußförmigen Anteil in der Auflösung sind:

- **Totzeiteffekte**

Bei zu hohen Zählraten kommt es zu verspäteten Signalen, wenn ein Teilchen in einem Bereich einen Überschlag initiiert, in dem eine vorangegangene Entladung zu einer Reduktion des elektrischen Feldes geführt hat. In dem NA49-Experiment war die Zählrate mit 1 Hz/cm^2 jedoch hinreichend klein. Spätere Messungen mit höheren Raten haben keine Verschlechterung des „Tails“ gezeigt, woraus zu schließen ist, dass die Zählrate in dem vorliegenden Fall keinen Einfluss hat.

	Auflösung	„Tail _{abs} “	„Tail _{rel} “
Alle Streifen	84.8 ± 0.8 ps	$5.63 \pm 0.16\%$	$16.92 \pm 0.41\%$
Alle ohne Randstreifen	83.7 ± 0.8 ps	$4.92 \pm 0.15\%$	$16.13 \pm 0.43\%$
Randstreifen	94.3 ± 3.0 ps	$11.93 \pm 0.73\%$	$23.5 \pm 1.4\%$
Einzeltreffer	83.5 ± 0.8 ps	$5.14 \pm 0.16\%$	$16.43 \pm 0.43\%$
Doppeltreffer	94.3 ± 2.6 ps	$9.33 \pm 0.59\%$	$20.8 \pm 1.3\%$
Mittelwert der Doppeltreffer	82.0 ± 3.8 ps	$8.29 \pm 0.79\%$	$24.2 \pm 2.0\%$
Doppeltreffer + Doppelinfo.	86.5 ± 3.3 ps	$2.07 \pm 0.38\%$	$7.1 \pm 1.7\%$
Alle + Doppelinformation	83.8 ± 0.8 ps	$4.95 \pm 0.15\%$	$15.81 \pm 0.42\%$

Tabelle F.1 Die Auflösung und der absolute und relative „Tail“ mit den statistischen Fehlern für verschiedene Bereiche des Detektors. Die Hochspannung beträgt $U/U_0 = 1.5$.

- **Effekte der Elektronik**

Die Signale, die an beiden Enden der Streifen in den Diskriminatoren zum Erzeugen der Zeitsignale verwendet werden, haben ihren Ursprung in einer lokalisierten Entladung. Die Differenz der Zeitsignale an den beiden Enden der Streifen wird daher von der Elektronik bestimmt (Abb. E.3). Der nicht gaußförmige Anteil ist zu gering, um den „Tail“ im Zeitspektrum zu erklären. Es werden nur TPC-Spuren Treffer in dem PesTOF-Detektor zugeordnet, deren räumliche Abweichung nicht größer als 2 cm ist. Wenn das Signal an einem Streifenende durch die Elektronik verzögert würde, kann es bei erfolgter Zuordnung maximal um 300 ps verzögert sein. Da die Zeit aus dem Mittelwert der Zeitmessung an beiden Streifenenden berechnet wird, beträgt die Verzögerung der Zeitmessung aufgrund der Elektronik maximal 150 ps.

- **Einfluss der Abstandhalter**

Im Bereich der Abstandhalter zwischen den Elektroden kann es durch Corona-Ströme zu einer Reduktion des elektrischen Feldes kommen, was zu einer Verzögerung des Überschlags im Vergleich zu dem restlichen Detektor führt. Die Abstandhalter liegen im Bereich der Streifen Nr. 3 und Nr. 12. Abb. F.2 zeigt keine signifikante Erhöhung des „Tails“ in diesen Streifen.

- **Randeffekte**

In dem Bereich der äußeren Streifen ist das elektrische Feld reduziert, die Auflösung ist ~ 10.6 ps schlechter und der „Tail“ auf das 2.42 bzw. 1.46fache erhöht (Tab. F.1, Abb. F.2).

- **Einfluss von schweren Teilchen**

Die meisten detektierten Teilchen sind Pionen. In der Zeitverteilung (Gleichung 4.8) liegen die Signale der Kaonen im Bereich des „Tails“. Der Einfluss der schweren Teilchen, der Auflösung der TPC und des Zuordnens der Spuren kann an den Ereignissen abgelesen werden, bei denen ein Teilchen ein Signal in beiden Lagen des PesTOF-Detektors erzeugt (vgl. Abb. F.5).

- **Einfluss der TPC-Auflösung**

Die Flugzeit für Pionen wird aus der Impuls- und Wegstreckenmessung der TPC berechnet. Fehler in dieser Messung führen jedoch zu einer symmetrischen Verbreiterung der gaußförmigen Auflösung nach Gl. 4.8.

- **Fehler beim Zuordnen**

Wird die TPC-Information eines Teilchens mit der Zeitmessung eines anderen Teilchen für die Verteilung nach Gl. 4.8 verwendet, so wird die Verteilung zu beiden Seiten hin verbreitert. Die Multiplizität in Proton-Blei-Reaktionen ist jedoch gering und die räumliche Auflösung der TPC und des PesTOF-Detektors so gut, dass die Wahrscheinlichkeit für ein falsches Zuordnen zu gering ist, um den „Tail“ zu erklären.

- **Verzögerte Funkenentstehung (*plasma delay*).**

Der Großteil des nicht gaußförmigen Anteils der Zeitauflösung kann nicht durch die oben aufgeführten Mechanismen erklärt werden. Die Ursache liegt daher in der Verzögerung der Entwicklung des Funkens und der Entladung nach dem Durchgang eines Teilchens durch den Zähler.

Die Verzögerung der Entladung kann bei dem Durchgang von Teilchen auftreten, die nur in der Nähe der Anode primäre Ladungen erzeugen (Abb. F.3). Es entsteht eine Townsend-Lawine, die bis zur Anode wächst, ohne jedoch einen Funken auszulösen. Die Signalthöhe dieser Ladungswolke ist kleiner als die einer Entladung, sie liegt unterhalb der Triggerschwelle. Ein Photon aus der Lawine kann jedoch an der Kathode ein Elektron ablösen, das eine weitere Townsend-Lawine auslöst, die in einer Entladung resultiert. Das Zeitsignal in den Diskriminatoren wird erzeugt, wenn der Überschlag von der zweiten Townsend-Lawine ausgelöst wurde. Das Signal ist im Vergleich zu den übrigen Signalen um die Formationszeit einer Townsend-Lawine verzögert. Die Formationszeit hängt von der Gasmischung und der elektrischen Feldstärke ab, sie liegt bei den verwendeten Zählern im Bereich von ~ 500 ps. In Abb. F.4 ist eine Zeitverteilung skizziert, die sich aus einer nicht verzögerten und einer verzögerten Zeitverteilung zusammensetzt. Die Verteilung zeigt einen asymmetrischen, nicht gaußförmigen Anteil.

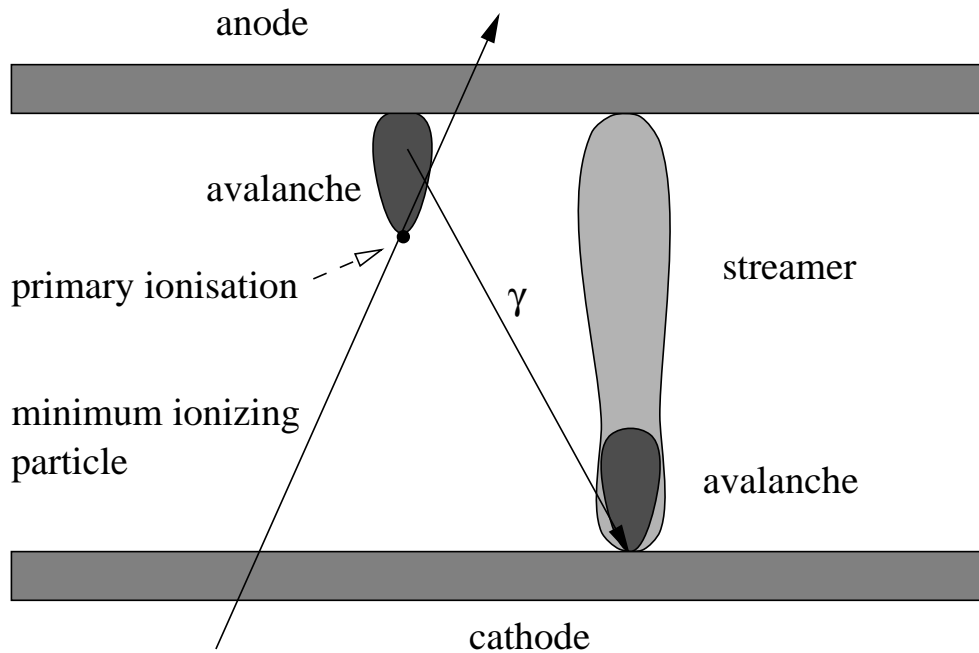


Abbildung F.3 Eine primäre Ladung in der Nähe der Anode kann eine Townsend-Lawine auslösen, die in keinen Funken übergeht. Ein Photon aus der Lawine kann jedoch an der Kathode ein weiteres Elektron ablösen, sodass es nach einer der Bildung einer weiteren Townsend-Lawine zu einem Überschlag kommt. In diesem Fall ist das Signal verzögert, da zwei Formationszeiten von ~ 500 ps zum Ausbilden einer Townsend-Lawine benötigt werden.

An den Treffern, die in beiden Lagen des PesTOF-Detektors ein Signal erzeugen, wird die Ursache für den nicht gaußförmigen Anteil der Zeitauflösung deutlich. In Abb. F.5 sind die Verteilungen (Gl. 4.8) der beiden Lagen gegeneinander aufgetragen. Die Linien beschreiben die maximale Abweichung der beiden Zeitmessungen von 250 bzw. 500 ps. Die meisten verzögerten Signale sind nicht korreliert. Der Einfluss der schweren Teilchen ist gering im Vergleich zur verzögerten Funkenentstehung im Zähler.

Da sich die einzelnen Zähler des PesTOF-Detektors nur geringfügig überlappen, liegen die Doppeltreffer überwiegend auf den Randstreifen, deren Auflösung schlechter und der „Tail“ größer ist im Vergleich zu den inneren Streifen. Die doppelte Zeitmessung in den zwei Zählern kann genutzt werden, um sowohl die Auflösung als auch das „Tailverhalten“ zu verbessern. Ist die Differenz der beiden Zeitmessungen nach Gl. 4.8 kleiner als ein vorgegebener Maximalwert, so wird der Mittelwert der Zeitmessungen genommen. Wenn die Differenz größer ist als der Maximalwert, wird der kleinere Wert für die weitere Analyse verwendet, weil das Signal im anderen Zähler verzögert ist. Ein guter Grenzwert liegt bei 250 ps, was etwa der dreifachen

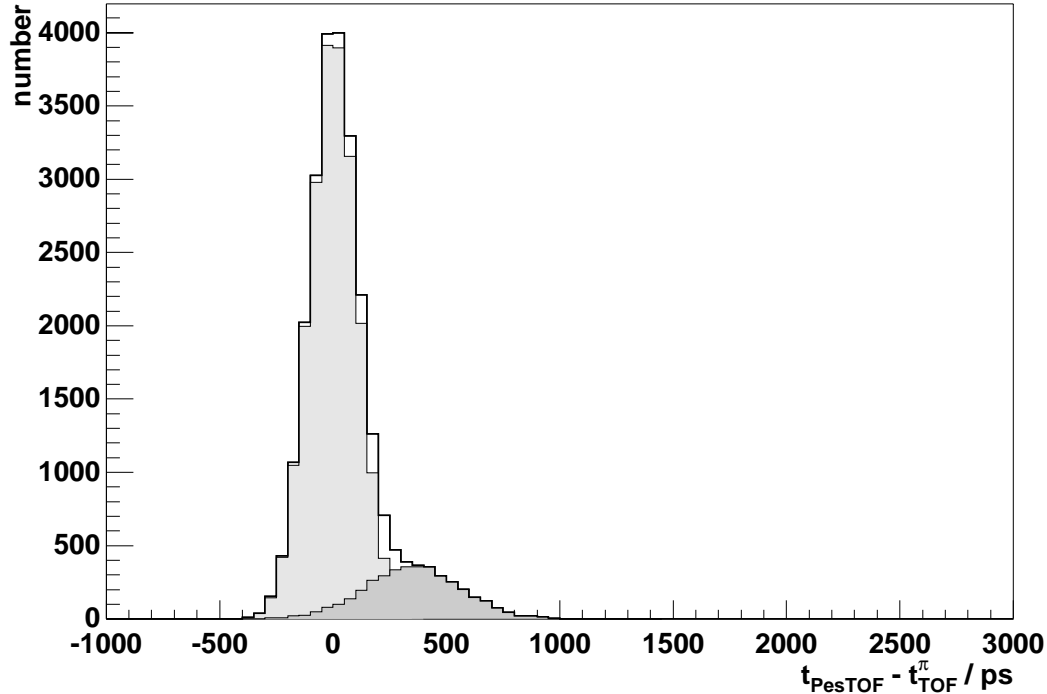


Abbildung F.4 Ein Mechanismus wie in Abb. F.3 beschrieben verzögert einen Teil der Signale. Die Summe einer nicht verzögerten und einer verzögerten Gaußverteilung ergibt eine asymmetrische Verteilung.

Auflösung des PesTOF-Detektors von ~ 78 ps entspricht. Für die Selektion wird die Differenz der Zeitsignale der beiden Zähler mit der von der TPC bestimmten Flugzeit für Pionen verwendet (Gl. 4.8), um auch die Wegunterschiede zwischen den 6.6 cm entfernten Lagen des Detektors zu berücksichtigen. Im Fall von schwereren Teilchen kommt es jedoch bei der Annahme der Pionenmasse durch die unterschiedliche Geschwindigkeiten bei gleichem Impuls zu Fehlern in der Berechnung der Flugzeit für die Strecke zwischen den Zählern. Abb. F.6 zeigt die Differenz in der Flugzeit für verschiedene Teilchen zu der berechneten Flugzeit unter Annahme der Pionenmasse. Der maximale Fehler von Protonen mit niedrigen Impulsen überschreitet nicht den maximalen Wert von 250 ps, dadurch ist sichergestellt, dass die Zeitsignale von Protonen genauso behandelt werden wie die der anderen Teilchen.

Die Messergebnisse werden mit nichtkorrelierten, simulierten Verteilungen verglichen, um den Anteil des korrelierten „Tails“ in den beiden Lagen des Detektors zu bestimmen. Die „Monte Carlo“-Daten sind an die gemessenen Verteilungen in den einzelnen Zählern angepasst (Abb. F.7 (a)). Der Anteil der korrelierten Ereignis-

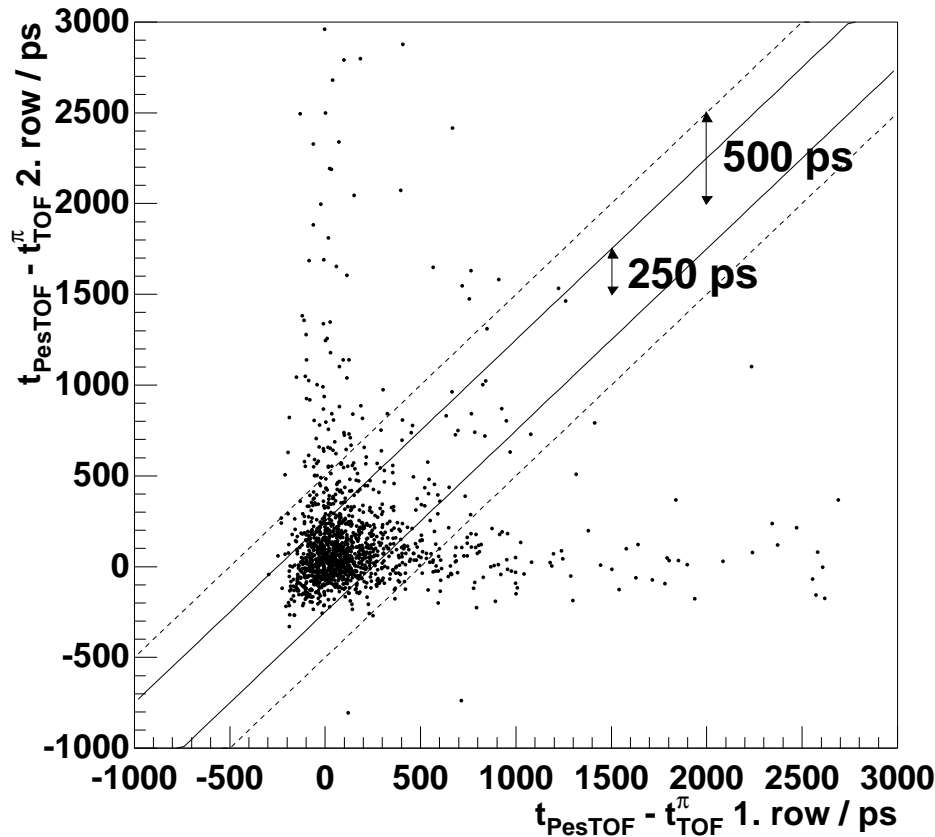


Abbildung F.5 Die Verteilungen nach Gl. 4.8 der Treffer in beiden Lagen. Die Linien beschreiben die maximale Abweichung der beiden Zeitmessungen von 250 bzw. 500 ps. Die meisten verzögerten Signale sind nicht korreliert.

nisse aufgrund der schwereren Teilchen wird abgeschätzt, indem der Maximalwert der beschriebenen Methode zur Aufbereitung der Doppelinformation variiert wird. Der Maximalwert wird auf Null reduziert, sodass der kleinere der beiden Wert nach Gl. 4.8 verwendet wird. Der verbleibende „Tail“ in der Verteilung ist der korrelierte Anteil des „Tails“. In Abb. F.7 (b) ist der absolute „Tail“ der Messung und der „Monte Carlo“-Daten als Funktion des Grenzwertes dargestellt. Wenn der kleinere Wert in der Zeitmessung verwendet wird, so liegen im Fall der Messung $\sim 2\%$ der Werte nach Gl. 4.8 oberhalb von 500 ps, im Fall der nicht korrelierten „Monte Carlo“-Daten jedoch nur $\sim 1\%$. Anhand dieser Simulation kann man abschätzen, dass $\sim 1\%$ der Einträge nach Gl. 4.8 oberhalb von 500 ps auf schwerere Teilchen zurückzuführen sind (entspricht $\sim 20\%$ des gemessenen nicht gaußförmigen Anteils). Die verbleibenden $\sim 4\%$ sind auf die verzögerte Entstehung eines Funkens zurückzuführen.

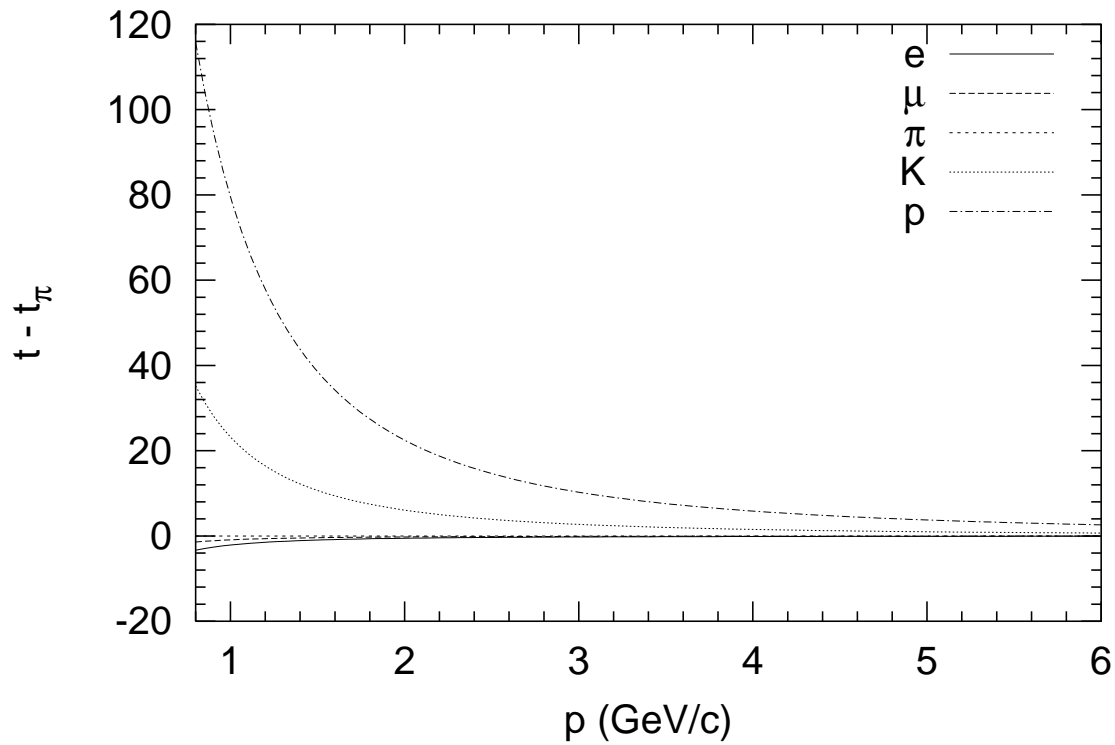


Abbildung F.6 Die Differenz der Flugzeit verschiedener Teilchen mit der Flugzeit von Pionen mit gleichen Impulsen auf der Strecke von 6.6 cm zwischen den beiden Lagen des Detektors. Die maximale Differenz für die im Detektor gemessenen Impulse liegt auch für Protonen unter 120 ps.

Das Teilchenidentifizierungsvermögen des PesTOF-Detektors wird von dem gemessenen „Tail“ beeinträchtigt (Kap. 4.5).

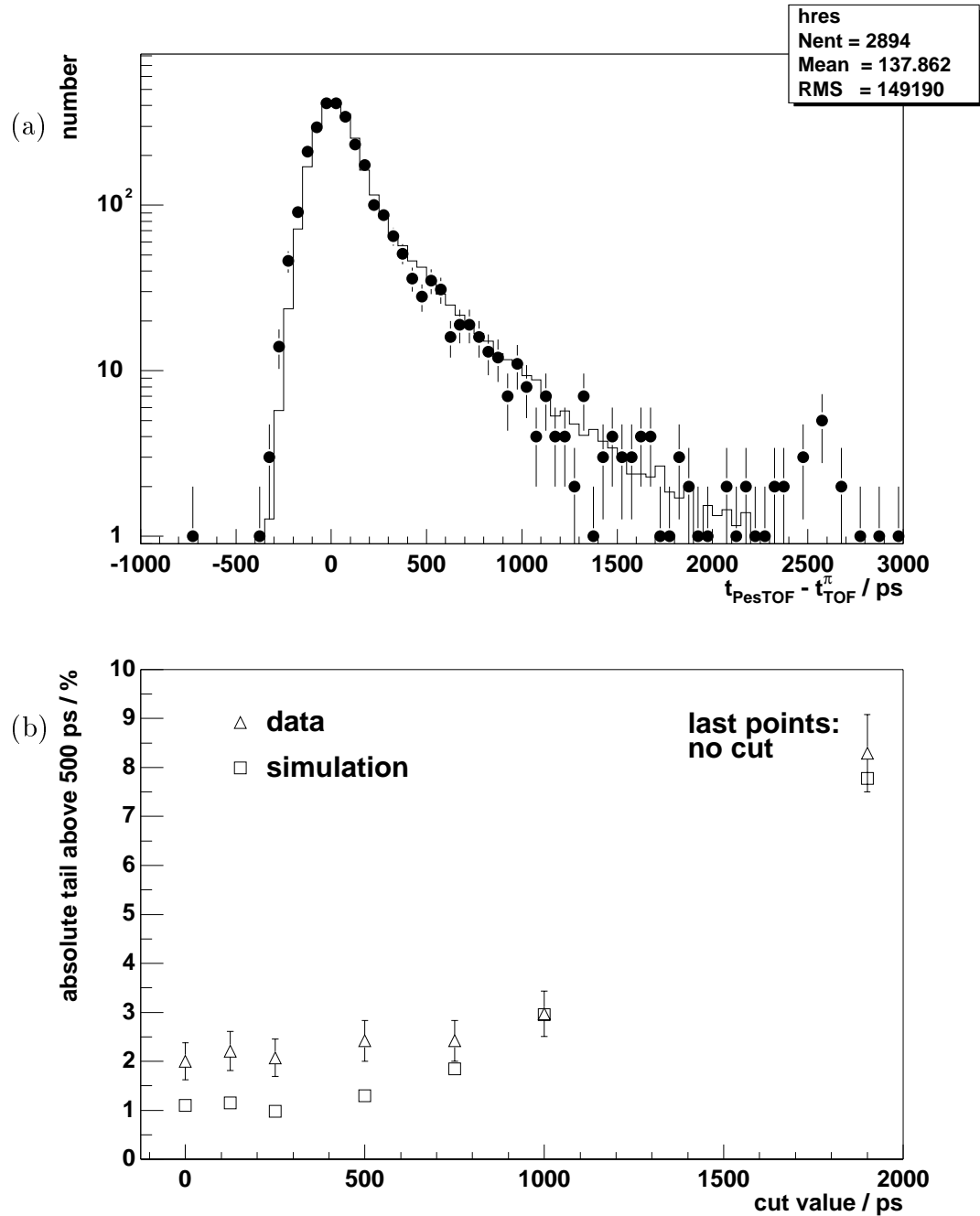


Abbildung F.7 (a) Die gemessene Verteilung (Kreise) in den einzelnen Zählern. Die „Monte Carlo“-Daten sind an die Verteilungen in den einzelnen Zählern angepasst und nicht korreliert. (b) Der absolute „Tail“ der Messung und der „Monte Carlo“-Daten als Funktion des Grenzwertes, bei dem der Mittelwert gebildet wird. Die Messung enthält bei niedrigen Grenzwerten etwa zwei Prozent absoluten „Tail“ im Vergleich zu einem Prozent im Fall der nichtkorrelierten „Monte Carlo“-Daten. Die Differenz ist auf den Einfluss der schweren Teilchen zurückzuführen.

G Geometrischer Akzeptanzbereich

Für die Beschreibung der Kinematik werden neben den kartesischen Impulskomponenten der Transversalimpuls p_t , die Rapidität y und der Azimuthwinkel ϕ verwendet. Auch sie beschreiben die Kinematik eines Teilchens vollständig. Der Transversalimpuls entspricht der Größe der Impulskomponente senkrecht zur Strahlachse:

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad . \quad (\text{G.1})$$

Die Rapidität beschreibt den longitudinalen Impulsanteil:

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

Die Lorentz-invariante Rapidität stellt im nichtrelativistischen Fall die Geschwindigkeit dar. Der Azimuthwinkel bildet die dritte unabhängige kinematische Größe:

$$\phi = \arctan \left(\frac{p_y}{p_x} \right) \quad . \quad (\text{G.3})$$

Eine weitere wichtige Größe zum Beschreiben der Reaktionen ist die transversale Masse:

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2} \quad . \quad (\text{G.4})$$

Neben der Rapidität y ist die Feynman Variable x_F eine weitere Möglichkeit zur vollständigen Beschreibung der Reaktionskinematik, die insbesondere in der Hochenergiephysik und bei Protonen induzierten Reaktionen verwendet wird:

$$x_F = \frac{p_z}{p_z(\text{max})} \quad . \quad (\text{G.5})$$

Im Fall von Proton induzierten Reaktionen kann x_F durch

$$x_F = \frac{p_z/\beta - E}{m_{\text{Proton}}} \quad . \quad (\text{G.6})$$

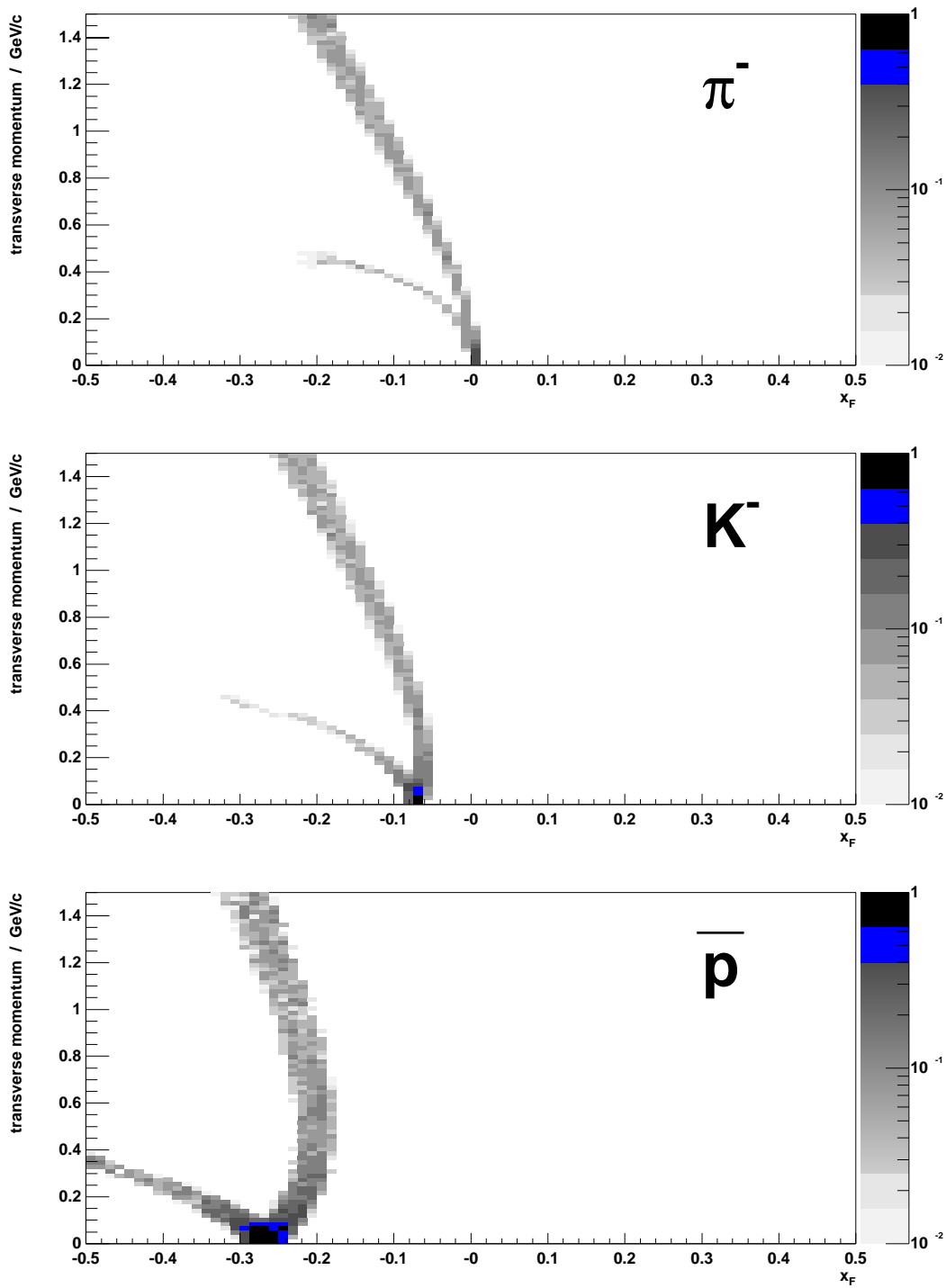


Abbildung G.1 Der geometrische Akzeptanzbereich des PesTOF-Detektors der Protonen-Strahlzeit 1997 in der x_F - p_t -Darstellung.

berechnet werden, wobei β die Geschwindigkeit des Strahl-Protons darstellt.

Der geometrische Nachweisbereich wurde mit dem GEANT-Programm untersucht. Der Akzeptanzbereich in der y - p_t -Darstellung ist in Kap. 5 abgebildet. Abb. G.1 zeigt den geometrischen Nachweisbereich der Protonenstrahlzeit 1997 in der x_F - p_t -Darstellung.

G.1 Gemessene Verteilungen

Abb. G.2 zeigt die gemessenen und mit der geometrischen Akzeptanz korrigierten Verteilungen der π^- - und K^- -Mesonen. Um die Teilchenseparierung zu ermöglichen, wurden nur Teilchen mit Impulsen von $p \leq 1.5$ GeV/c berücksichtigt. Diese Einschränkung aufgrund der nicht gaußförmigen Auflösung kann durch andere Gasmischungen im Pestov-Zähler aufgehoben werden.

Abb. G.3 zeigt die gemessenen und korrigierten Verteilungen der Mesonen in der x_F - p_t -Darstellung.

G.2 Akzeptanz in zukünftigen Anordnungen

Abb. G.4 zeigt den geometrischen Akzeptanzbereich des gesamten PesTOF-Detektors in dem geplanten Ausbau mit 80 Zählern.

In Abb. G.5 ist der geometrische Akzeptanzbereich des PesTOF-Detektors bei dem geplanten Ausbau mit 80 Zählern und einem auf ein Viertel reduzierten magnetischen Feld abgebildet. Mit dieser Konfiguration des NA49-Experimentes sollen Blei-Blei-Reaktionen bei 40 A·GeV gemessen werden.

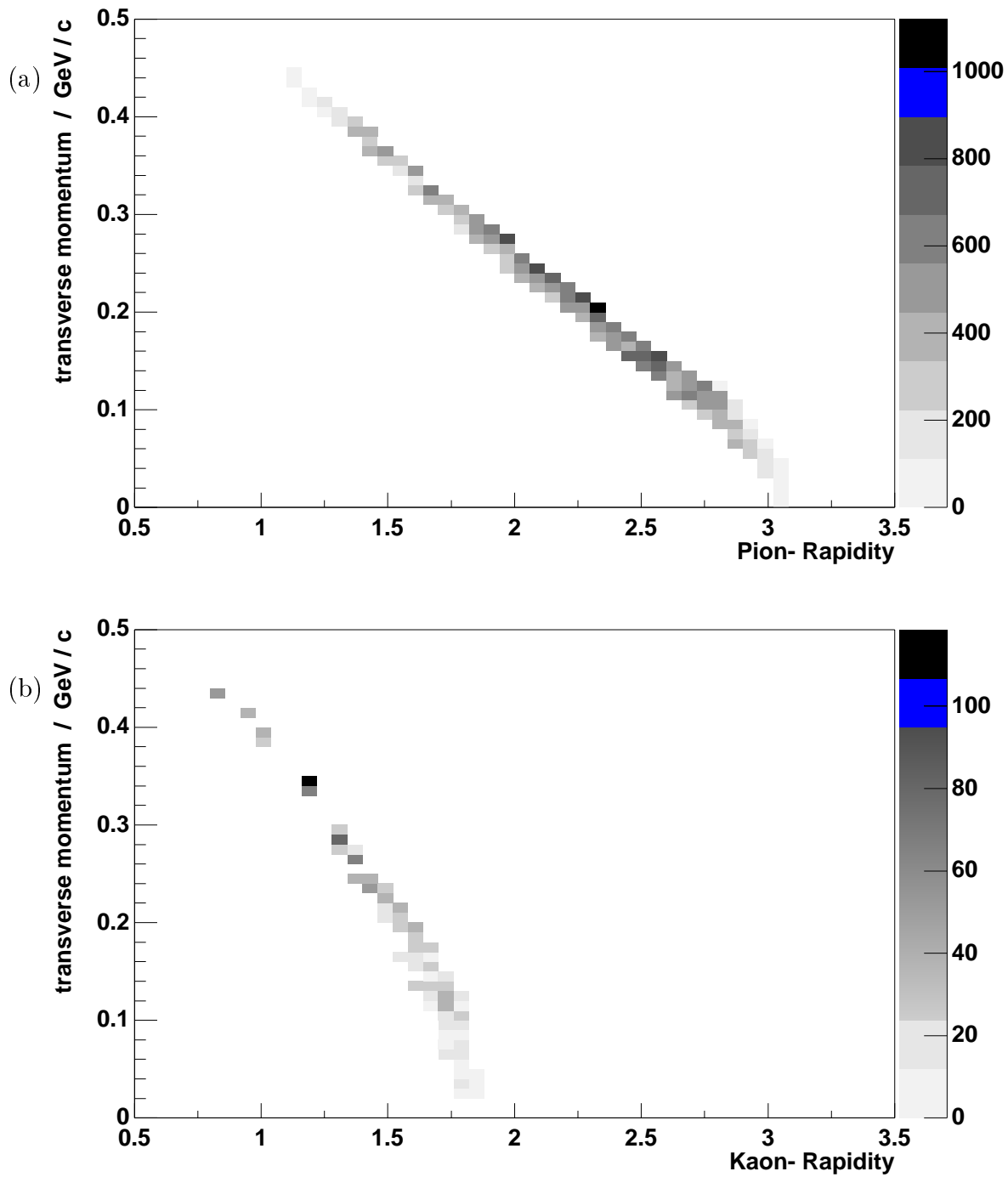


Abbildung G.2 Die gemessenen und mit der geometrischen Akzeptanz korrigierten y - p_t -Verteilungen der (a) π^- - und (b) K^- -Mesonen.

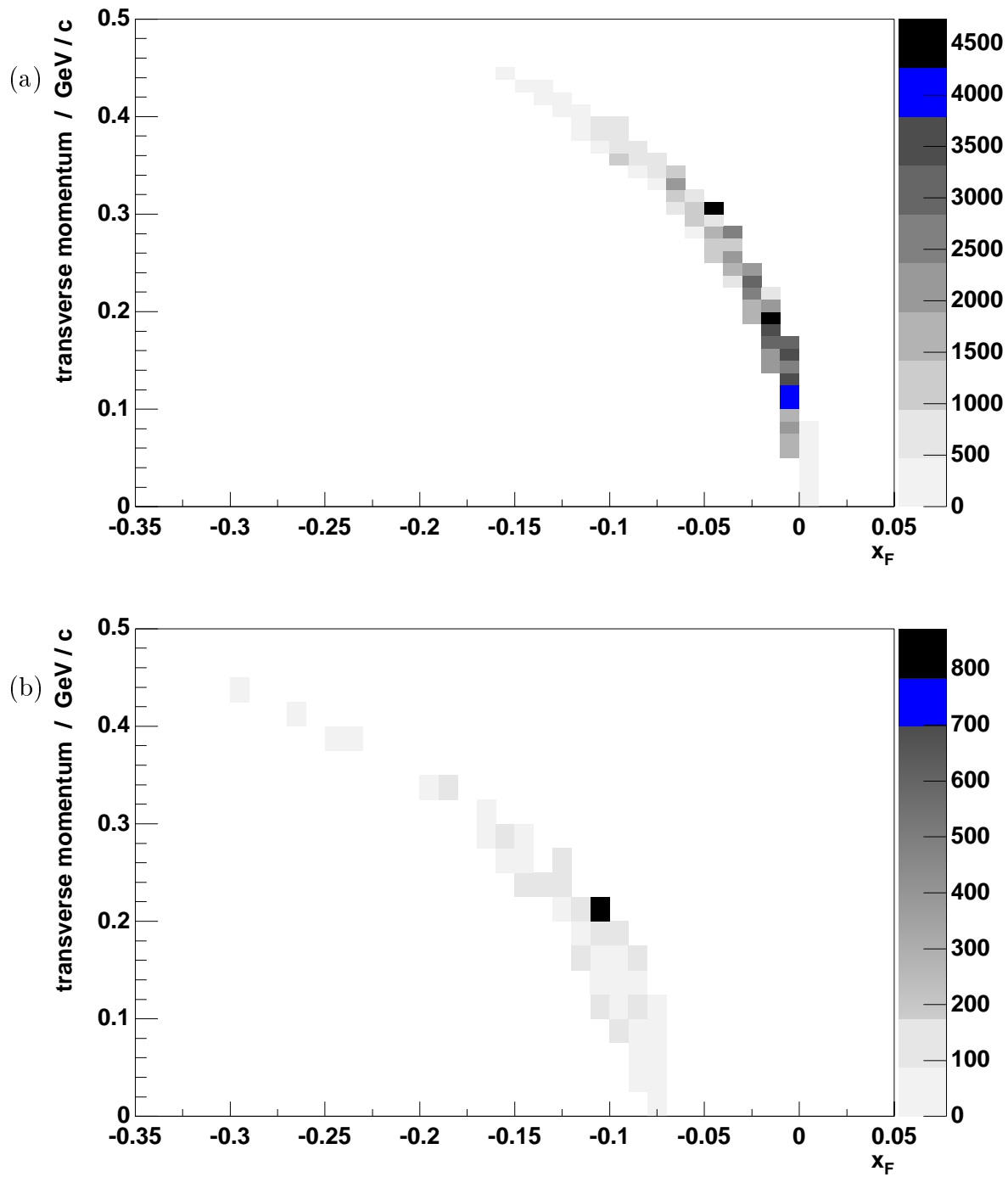


Abbildung G.3 Die gemessenen und mit der geometrischen Akzeptanz korrigierten x_F - p_t -Verteilungen der (a) π^- - und (b) K^- -Mesonen.

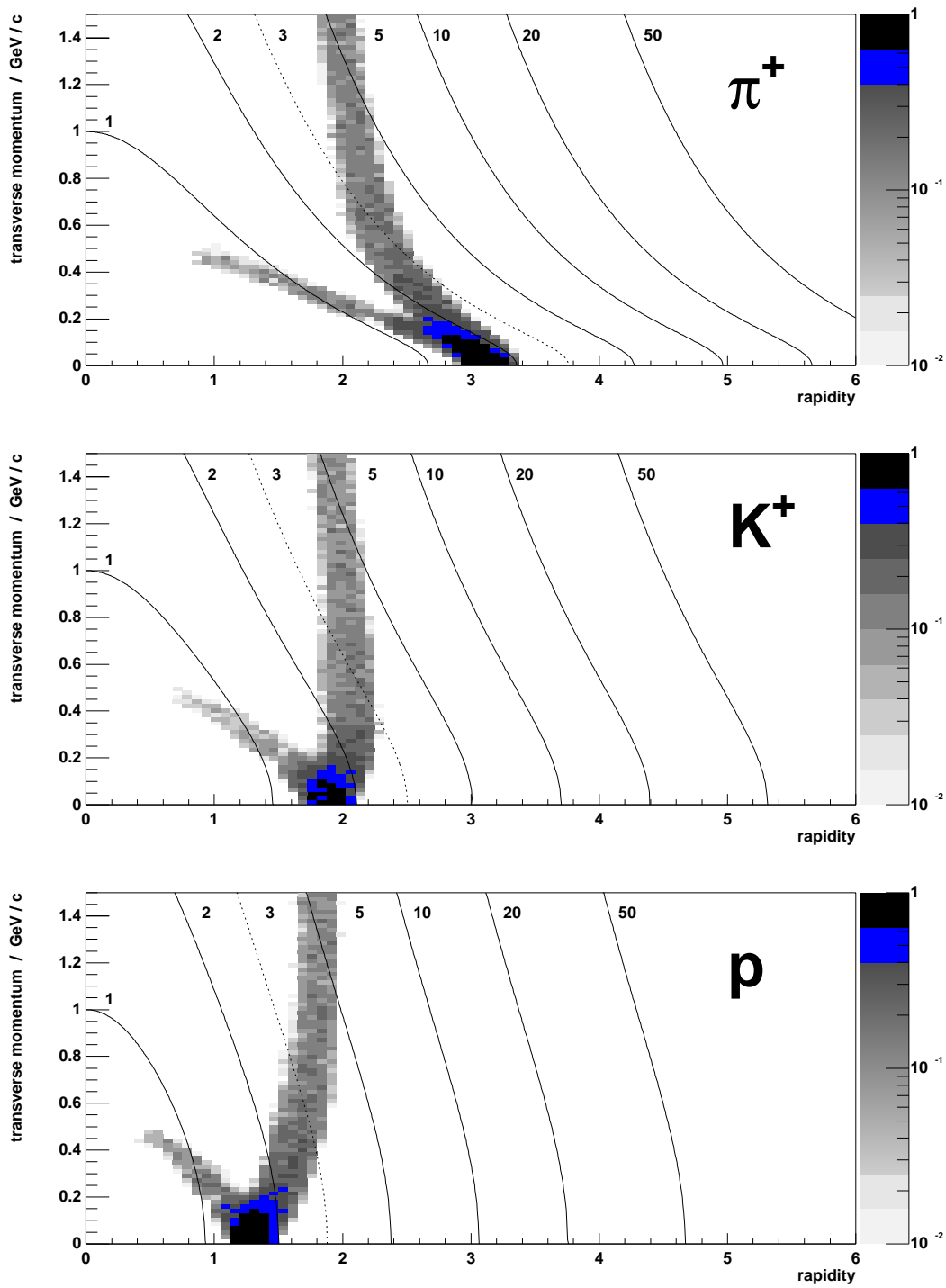


Abbildung G.4 Der geometrische Akzeptanzbereich des PestOF-Detektors bei dem geplanten Einsatz von 80 Pestov-Zählern.

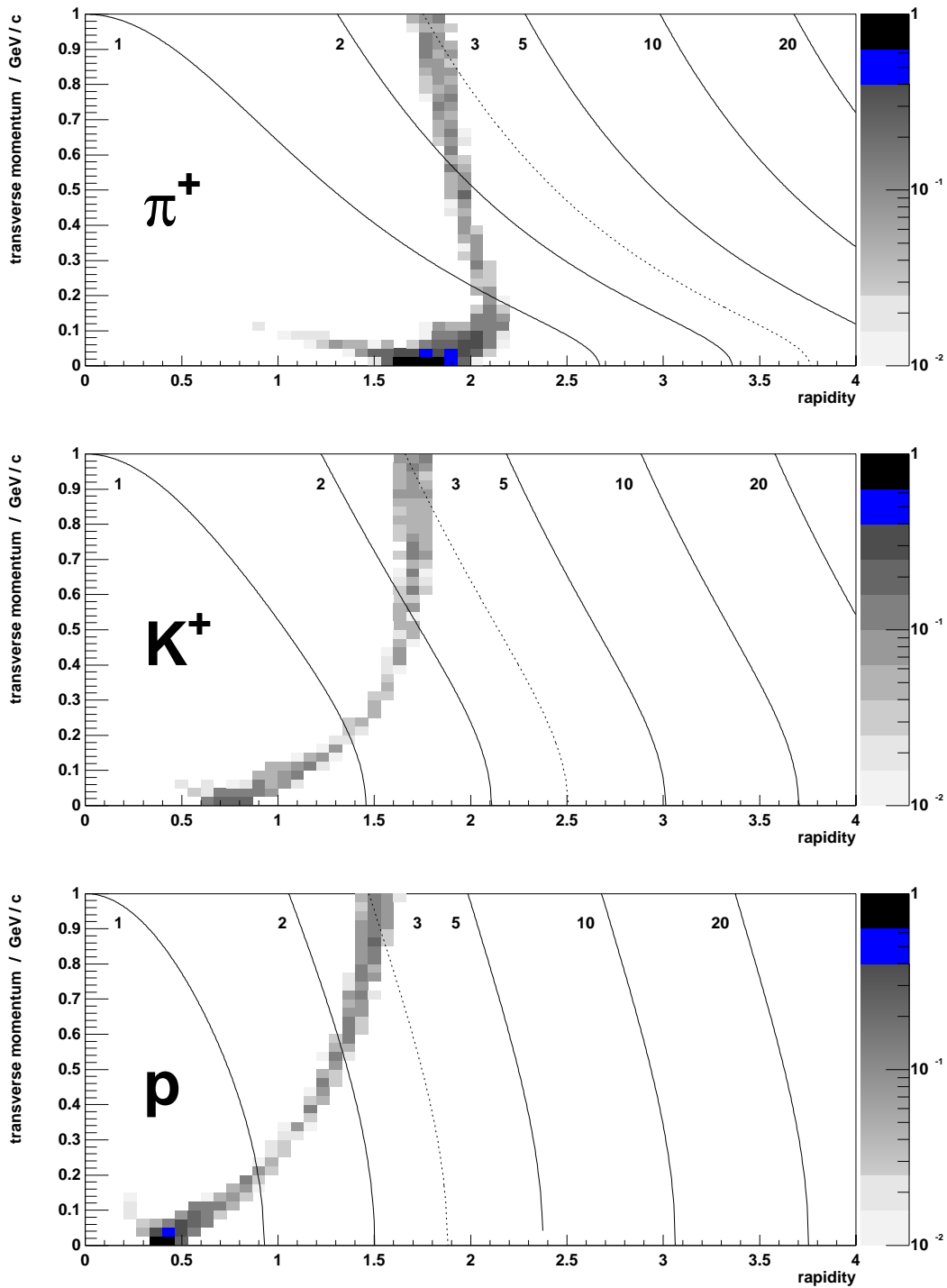


Abbildung G.5 Die geometrische Akzeptanz im Fall des reduzierten Magnetfeldes für Strahlenergien von 40 A·GeV.

Literaturverzeichnis

- [ALI95] ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71 (1995) 58-64.
- [Alu94] L. Alunni *et al.*, Performance of MSGC on electronically and ionically conductive substrata in various operational conditions, Nucl. Instr. and Meth. **A348** (1994) 344-350.
- [Atw83] W.B. Atwood *et al.*, A test of planar spark counters at the PEP storage ring, Nucl. Instr. and Meth. **206** (1983) 99-106.
- [Bad96a] E. Badura *et al.*, Status of the Pestov spark counter development for the ALICE experiment, Nucl. Instr. and Meth. **A379** (1996) 468-471.
- [Bad96b] E. Badura *et al.*, Pestov spark counter prototype development for the CERN-LHC ALICE experiment, Nucl. Instr. and Meth. **A372** (1996) 352-358.
- [Bag57] E. Bagge, O.C. Allkofer, Atomkern Energie **2** (1957), 7.
- [Bel35] F. Bella, C. Franzinetti, Nuovo Cimento **10** (1935), 1461.
- [Bia92] H. Bialkowska, M. Gaździcki, W. Retyk, E. Skrzypczak, Strangeness enhancement and strangeness suppression in nuclear collisions at 200 GeV/N , Z. Phys. **C55** (1992) 491-495.
- [Bro66] S.C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics*, MIT Press, Cambridge, Mass. (1966).
- [Bru87] R. Brun *et al.*, CERN-DD/EE/84-1, Sept. 87
- [Dav69] V.A. Davidenko, B.A. Dolgosheim, S.V. Semenov, The conditions of registration of particle tracks in a streamer chamber, Nucl. Instr. and Meth. **75** (1969) 277.
- [Eck96] F. Eckhardt, Dissertation, Universität Marburg (1996).

- [Eva69] C.J. Evans, The development of inclined sparks in a track-following spark chamber, Nucl. Instr. and Meth. **69** (1969) 61-69.
- [Fra98] U. Frankenfeld *et al.*, Investigation of new gas mixtures for the Pestov Counter, GSI-Preprint 98-22, April 1998.
- [Fro91] A.R. Frolov, Yu.N. Pestov and V.V. Primachek, Position resolution of the spark counter with a localized discharge, Nucl. Instr. and Meth. **A307** (1991) 497-503.
- [Fro95] A.R. Frolov, T.V. Osloпова, and Yu.N. Pestov, Double threshold discriminator for timing measurements, Nucl. Inst. Meth. **A356** (1995) 447-451.
- [Gaź96] M. Gaździcki, D. Röhrich, Strangeness in nuclear collisions, Z. Phys. **C71** (1996) 55-63.
- [Got87] S. Gottlieb *et al.*, Chiral-symmetry breaking in lattice QCD with two and four fermion flavors, Phys. Rev. **D35** (1987) 3972.
- [Gre87] W. Greiner und H. Stöcker (Hrsg.), The Nuclear Equation of State **A** (1987) The HISS TPC 187-195, Plenum Press, New York.
- [Gün93] J. Günther, Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main (1993).
- [Hag83] R. Hagedorn, Riv. Nuovo Cimento, **6** (1983).
- [Her98] N. Herrmann *et al.*, FOPI upgrade proposal, Dec. 1998.
- [Küh95] A. Kühmichel, New developments in high precision, high particle density tracking with time projection chambers, Nucl. Instr. and Meth. **A360** (1995) 52-56.
- [Kle92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner, Stuttgart (1992).
- [Lan44] L. Landau, Journal of Physics **8**, (1944) 201-205.
- [Lan82] Landolt-Bornstein, *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, vol III/17A, Springer, Heidelberg (1982) 157-161.
- [Lap75] V.D. Laptev, Yu.N. Pestov, Pribory i Tekhnika Eksperimenta No. **6** (1975) 41-42.
- [Las98] B. Lasiuk for the NA49 Collaboration, Particle identification in the NA49 TPCs, Nucl. Instr. and Meth. **A409** (1998) 402.

- [Liv37] M.S. Livingstone and H.A. Bethe, Rev. of Modern Phys. 9 (1937).
- [Loh91] T. Lohse, W. Witzeling, The Time Projection Chamber, ALEPH 91-156 (1991).
- [Loz69] E.D. Lozanskii and O.B. Firsov, Sov. Phys.-J.E.T.P **29** (1969) 267.
- [Ma82] C.M. Ma *et al.*, MIT Technical reports 129 and 130 (1982).
- [Mal36] L. Malter, Phys. Rev. 50 (1936) 48.
- [Mar78] J.N. Marx und D.R. Nygren, The Time Projektion Chamber, Physics Today **31** (Oct. 1978) 46.
- [Moy55] J.E. Moyal, Phil. Mag. **46**, (1955) 263.
- [Mül85] B. Müller, The Physics of the Quark-Gluon-Plasma, Lecture Note in Physics **255**, Springer, Berlin (1985).
- [Par71] V.V. Parchomchuck, Yu.N Pestov and N.V. Petrovykh, A spark counter with large area, Nucl. Instr. and Meth. **93** (1971) 269-270.
- [Pas97] J. Pastrnak and A.N. Trukhin, Czech. J. Phys. **B27** (1997).
- [Per87] D.H. Perkins, *Introduction to high energy physics*, Addison-Wesley (1987).
- [Pei84] A. Peisert and F. Sauli, Drift and diffusion of elektrons in gases, CERN Report 84-08 (1984).
- [Pes82] Yu.N Pestov, Status and future developments of spark counters with a localized discharge, Nucl. Instr. and Meth. **196** (1982) 45-47.
- [Pes88] Yu.N Pestov, The status of spark counters whith a localized discharge, Nucl. Instr. and Meth. **A265** (1988) 150-156.
- [Pes91] Yu.N Pestov, Proc. 4th San Miniato Topical Seminar, World Scientific, 1991, 156.
- [Pes98] PesTOF Collaboration, Status and prospects of the Pestov spark counter development for the CERN-LHC Experiment ALICE, GSI-Preprint 98-14, März 1998.
- [Rea39] H. Reather, Z. Physik **112** (1939) 464.
- [Rea64] H. Reather, Electron Avalanches and Breakdown in Gases, London, 1964

- [Ric74] P. Rice-Evans, Spark, Streamer, Proportional and Drift Chamber, London, 1974.
- [Rud72] N.S. Rudenko and V.I. Smetanin, Sov. Phys.-J.E.T.P **34** (1972) 76.
- [San97] H. Sann, Position sensitive detectors in heavy ion physics at GSI. Nucl. Instr. and Meth. **A392** (1997) 433-446.
- [Sau77] F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN Report 77-09 (1977).
- [Sau88] F. Sauli, The time projection chamber for heavy-ion collisions: trends and perspectives, Z. Phys. **C38** (1988) 339-352.
- [Sch86] B. Schmidt, Dissertation, Universität Heidelberg (1986).
- [Sch93] H.R. Schmidt, J. Schukraft, J. Phys. G Nucl. Part. Phys. **19** (1993) 1705-1795.
- [Sch98] H.R. Schmidt, Pestov Spark Counters: Work Principle and Applications, Proc. 6th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, Como, 5.-9. Oct. 1998.
- [Ste97] P. Steinhäuser *et al.*, Simulation of the electromagnetic properties of the Pestov spark counter, Nucl. Instr. and Meth. **A390** (1997) 86-94.
- [Top95] V. Topor Pop *et al.*, Strangeness enhancement in p + A and S + A interactions at energies near 200 A GeV, Phys. Rev. **C52** (1995) 1618-1629.
- [Vas78] I.B. Vasserman *et al.*, Jadernaja Fisica **28** (1978) 968 [Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 496].
- [Vas80] I.B. Vasserman *et al.*, Jadernaja Fisica **33** (1980) 709 [Sov. J. Nucl. Phys. **33** (1981) 368].
- [Wör97] A. Wörner *et al.*, Status of the gas system for a PesTOF counter array, internal writeup, Sept. 1997.
- [Wen98] S. Wenig for the NA49 Collaboration, Performance of the large scale TPC system in the CERN heavy ion experiment NA49, Nucl. Instr. and Meth. **A409** (1998) 100.
- [Wer89] K. Werner, Baryon production in the Central Region of Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions, Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 2460.

Danksagung

Für die Betreuung und das Ermöglichen dieser Arbeit möchte ich Prof. Dr. Ulrich Lynen danken.

Mein Dank gilt Prof. Dr. Reinhard Stock für seinen Enthusiasmus und die Freude an der Physik, die mein Interesse für das Gebiet der Schwerionenphysik geweckt hat.

Prof. Dr. Yuri N. Pestov möchte ich für die vielen konstruktiven Diskussionen danken, die mein Verständnis und diese Arbeit vorangebracht haben.

Dr. habil. Hans Rudolf Schmidt danke ich für die tatkräftige Unterstützung bei allen anstehenden Problemen.

Ein besonderer Dank gilt Dr. Hans Sann, der mein Interesse an den experimentellen Aspekten der Physik noch verstärkt hat.

Dr. Ferenc Siklér danke ich für die nette, humorvolle und konstruktive Zusammenarbeit.

Diese Arbeit ist im Rahmen der PesTOF-Kollaboration und der NA49-Kollaboration entstanden. Mein Dank geht an alle Mitglieder, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Für die nette Atmosphäre an der GSI, am IKF und bei den Strahlzeiten am CERN möchte ich mich herzlich bei Christina Markert, Anja Billmeier, Dr. Barry Schreiber, Jörg Hehner, Clemens Adler, Jens Berger, Dr. Christoph Blume, Dr. Peter Beckerle und Markus Oldenburg bedanken.

Allen Helfern, insbesondere in Fragen bezüglich der neuen Rechtschreibung, möchte ich sehr danken.

Schließlich möchte ich mich besonders bei meinen Eltern und bei Heike Moosmann für ihre Unterstützung bedanken.

Lebenslauf

von Ulrich Frankenfeld

	geboren am 20.7.1969 in Gelnhausen
1975-1979	Besuch der Phillip-Reis-Schule in Gelnhausen
1979-1988	Besuch der Grimmelshausenschule in Gelnhausen
Juni 1988	Allgemeinen Hochschulreife
1988-1990	Zivildienst im Kreiskrankenhaus Gelnhausen
1990	Aufnahme des Physikstudiums an der Bayrischen Julius-Maximilians-Universität in Würzburg
1991	Fortsetzung des Physikstudiums an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main
Februar 1993	Diplomvorprüfung
1994-1996	Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Juni 1996	Diplomprüfung
September 1996	Beginn der Promotion
seit 1996	Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt
Oktober 1999	Promotion an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main