

Lebensdauer des Farbigen Protons
in der Myon-Proton-Streuung

E-665

INAUGURAL - DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Fakultät für Physik
der
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg i.Brsg.

vorgelegt von
Martin Erdmann
aus Braunschweig

März 1990

FERMILAB
LIBRARY

Dekan: Prof.Dr.Pohlmeyer

Leiter der Arbeit: Prof.Dr.Stier

Referent: Prof.Dr.Stier

Korreferent: Prof.Dr.Bamberger

Tag der Verkündung des Prüfungsergebnisses: 26.April 1990

Diese Dissertation ist
Brigitte Erdmann
gewidmet.

Abstract

Erdmann, Martin

Life Time of the Colored Proton in Muon-Proton-Scattering

With 490 *GeV* muon beam energy the experiment E665 at FNAL is currently the largest nucleon microscope. Physics aims of the experiment are 1.) nucleon structure functions, 2.) fragmentation processes, 3.) A-dependence of 1. and 2.

The topic of this thesis is the life time of a colored quark-gluon-object: the remnant of the target proton after a quark was kicked out in the scattering process. The method used to measure the life time is the energy change of the target proton.

Protons were identified with a large area time of flight detector, consisting of a reference counter and two scintillator hodoscopes. The detector was calibrated with minimum ionizing particles, a laser and a pulser system. An average time resolution of 225 *psec* was measured for single tracks using an electron calibration beam. The negative Feynman x distribution of protons is in agreement with the experiment EMC-NA9.

The proper time τ_0 , which the colored target remnant spends in a linear confinement potential, is related to the energy change of the target proton. Experimentally this time follows an exponential decay. Using E665 data from the first hydrogen run 1987/88 together with the confinement force of strength = 0.87 *GeV/fermi* and remnant mass = proton mass the average life time was $\tau_m = (3.5 \pm 1.0) \times 10^{-24}$ *sec*.

The meaning of τ_0 is at least a new possibility for data analysis: The exponential fit allows a specific statement about many data points. Consequences may be more exact tests of fragmentation models, also measurements on color neutralization in nuclear environment. The interpretation as life time of a colored object may be fundamental.

Inhaltsverzeichnis

1	Tiefinelastische Myon-Nukleon-Streuung im Experiment E665 am FNAL	5
2	E665 Flugzeit-Hodoskop	10
2.1	Technische Beschreibung des Flugzeit-Detektors	10
2.1.1	Geräte zur Flugzeitmessung	10
2.1.2	Lokaler Mikrocomputer zur Online Überwachung und Kalibration des Detektors	14
2.1.3	Eich- und Kontrollsysteme	18
2.2	Datendekodierung	18
2.2.1	Offline: Datendekodierung und interne Erkennung von Teilchendurchgängen durch die Szintillatoren	18
2.2.2	Offline-Überwachung während der Datennahme	19
2.3	Offline-Kalibration	19
2.3.1	Beschreibung der Kalibrations-Programme	22
2.3.2	ADC Pedestal und deren zeitliche Stabilität	22
2.3.3	Photoelektronen auf der ersten Photomultiplier Dynode	24
2.3.4	TDC: Konversion der TDC-Einheiten zu Sekunden und zeitliche Stabilität der TDCs	24
2.3.5	Zeitliche Stabilität der Photomultiplier	27
2.3.6	Photoelektronen für minimal ionisierende Teilchen	30
2.3.7	Pulshöhenkorrektur der Zeit, Lichtgeschwindigkeit im Szintillator und t_0 , die Synchronisation der Detektoruhren	30
2.3.8	Zeitauflösung aus der Zahl der Photoelektronen	35
2.3.9	Zeiteichung des Referenzzählers	38
2.4	Elektron-Kalibrationsstrahl	38
2.4.1	Einleitung	38
2.4.2	Demonstration der Zeitkorrekturen	45
2.4.3	Zeitauflösung der Zähler für einzelne Teilchen	45
2.4.4	Synchronisationstest der Detektor-Uhren	47
2.5	Teilchenidentifizierung mit dem Flugzeit-Detektor	49
2.5.1	Identifizierung mit einem Likelihood Verfahren	49
2.5.2	Simulation des Detektors	50
2.5.3	Teilchenspuren aus der Streamerkammer und der Identifizierungsprozeß	51
2.5.4	Likelihood-Schnitt zur Identifizierung von Protonen	53
3	Aspekte der im Photon-Nukleon-Schwerpunktsystem rückwärts gestreuten Protonen	58
3.1	Rückwärts gestreute Protonen	58
3.2	Wasserstoff-Daten und kinematische Schnitte	58

3.3	Monte Carlo Simulation des Experiments	59
3.4	Negative Feynman x_F von Protonen im Vergleich mit dem EMC Experiment NA9	59
4	Lebensdauer des farbigen Protons in der Myon-Proton-Streuung	64
4.1	Energieverlust des Targetnukleons und Eigenzeit in einem linearen Confinement Potential	64
4.2	Mittlere Lebensdauer des farbgeladenen Targetprotons	66
4.3	Bedeutung der Lebensdauer des farbgeladenen Protons und Ausblick . .	68
5	Zusammenfassung	72
A	Zebra Bank Strukturen für den Flugzeit-Detektor	76

Abbildungen

1.1	Tiefinelastische Myon-Nukleon-Streuung	5
1.2	E665 Myon Spektrometer an Fermilab	6
1.3	Tiefinelastisches Ereignis im Myon Spektrometer	7
2.1	Hodoskop-Flügel, Ost-Seite.	11
2.2	Triggerverschaltung für den Flugzeit-Detektor.	12
2.3	Referenzzähler	13
2.4	Elektronik des Flugzeit-Detektors im Computer-Netzwerk des Experiments.	15
2.5	Zugriff des Mikrocomputers auf CAMAC Module	16
2.6	Datentransport zum Host-Computer	17
2.7	Vertikale Positionen der Szintillationszähler	21
2.8	ADC Pedestal	23
2.9	ADC Spektren bei verschiedenen Laser Intensitäten	25
2.10	Zahl der Photoelektronen	26
2.11	TDC Mittelwerte von Pulsspektren in Abhängigkeit der Puls-Verzögerung.	27
2.12	Eichung der TDC Skalen	28
2.13	Zeitliche Stabilität der Photomultiplier	29
2.14	ADC Spektren für minimal ionisierende Teilchen	31
2.15	Photoelektronen für minimal ionisierende Teilchen	32
2.16	Lichtlaufzeit- und Pulshöhen-Korrektur	33
2.17	Pulshöhenabhängigkeiten für verschiedene Positionen auf dem Szintillator.	34
2.18	Lichtgeschwindigkeit im Szintillator	36
2.19	Gradienten der Pulshöhenkorrektur	37
2.20	Zeitauflösung in Abhängigkeit von der Zahl der Photoelektronen	37
2.21	Berechnung von Zeitauflösungen	39
2.22	Zeitauflösungen für minimal ionisierende Teilchen	40
2.23	Abschnitte zur Kalibration des Referenzzählers.	40
2.24	Zeitspektren im Referenzzähler	41
2.25	Korrektur der Lichtlaufzeiten im Referenzzähler	42
2.26	Kinematische Verteilungen im Elektronenstrahl	43
2.27	Elektronspur	44
2.28	Demonstration der Zeitkorrekturen	46
2.29	Zeitauflösung für Szintillationszähler aus Elektronendaten.	47
2.30	Genauigkeit der Elektron-Zeitmessung aus der Zahl der Photoelektronen	48
2.31	Mittelwerte der Elektronen-Zeitspektren für verschiedene Zähler.	48
2.32	Flugzeiten für verschiedene Teilchen	49
2.33	Vertikale Differenz der Trefferpositionen	52
2.34	Kinematik der Teilchenspuren	54
2.35	Inverse Fluggeschwindigkeit aufgetragen gegen den Impuls	55

2.36	Feinjustierung der Zeitkonstanten $t_{Eichung}$	56
2.37	Verhältnis der Likelihood-Werte $L_{K_{aon}}/L_{Proton}$	57
3.1	Kinematische Verteilungen für Wasserstoff Daten	60
3.2	x_F für Monte Carlo Protonen	62
3.3	Feynman x_F für Protonen der Wasserstoff-Periode	63
4.1	Lebensdauer des farbigen Targetrests gemessen mit Targetprotonen des LUND Monte Carlos.	67
4.2	Akzeptanz für die Lebensdauer des farbigen Targetrests.	68
4.3	Lebensdauer des farbigen Targetrests gemessen mit Targetprotonen aus der Wasserstoff-Periode. Die eingezeichneten Fehler sind die statistischen Fehler der Daten.	69
4.4	Fehler der gemittelten Fluggeschwindigkeit	70

1 Tiefinelastische Myon-Nukleon-Streuung im Experiment E665 am FNAL

Die Streuung von Punktteilchen an einem ausgedehnten Objekt ist ein langjährig bewährtes Konzept zum Mikroskopieren von Strukturen und Gesetzen der Molekül-, Atom- und Nukleonenwelt. Während sichtbares Licht und optische Geräte Zellstrukturen auflösen können, Elektronenmikroskope in die Größenordnungen der atomaren Strukturen vordringen, werden Experimente der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung zur Untersuchung der Struktur von Nukleonen und der Gesetze ihrer Konstituenten eingesetzt.

Das derzeit größte, funktionierende Nukleon-Mikroskop der Welt steht am Fermi National Accelerator Laboratory (USA) im Experiment E665 (Abb. 1.2, [ADA89]). Myonen mit Energien von im Mittelwert 490 GeV werden dort auf verschiedene Targets geschendet (Abb. 1.3).

Die Wahl von Myonen als Strahlteilchen beruht zum einen auf den günstigeren Strahlungseigenschaften des Myons im Vergleich zum Elektron durch die größere Masse. Zum anderen kann das gestreute Myon relativ einfach zwischen allen anderen Teilchenspuren eines tiefinelastischen Prozesses identifiziert werden: Ein Eisenabsorber am Ende des Spektrometers bildet ein Schild gegen Hadronen (und Elektronen), hinter dem sich nur das Myon zeigt. Die Differenz der Vierer-Impulse des einlaufenden (E, \vec{p}) und auslaufenden (E', \vec{p}') Myons definiert die Kinematik eines physikalischen Ereignisses (Abb. 1.1).

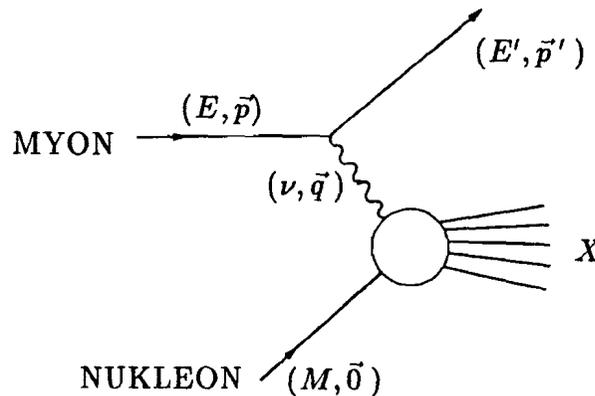


Abb. 1.1: Tiefinelastische Myon-Nukleon-Streuung

Die Energie des Photons wird mit ν bezeichnet und ist die Differenz der Energien des einlaufenden E und des gestreuten Myons E' :

$$\nu \equiv E - E' \quad (1.1)$$

Der normierte Energieübertrag wird mit y bezeichnet:

$$y \equiv \frac{\nu}{E} = \frac{E - E'}{E} \quad (1.2)$$

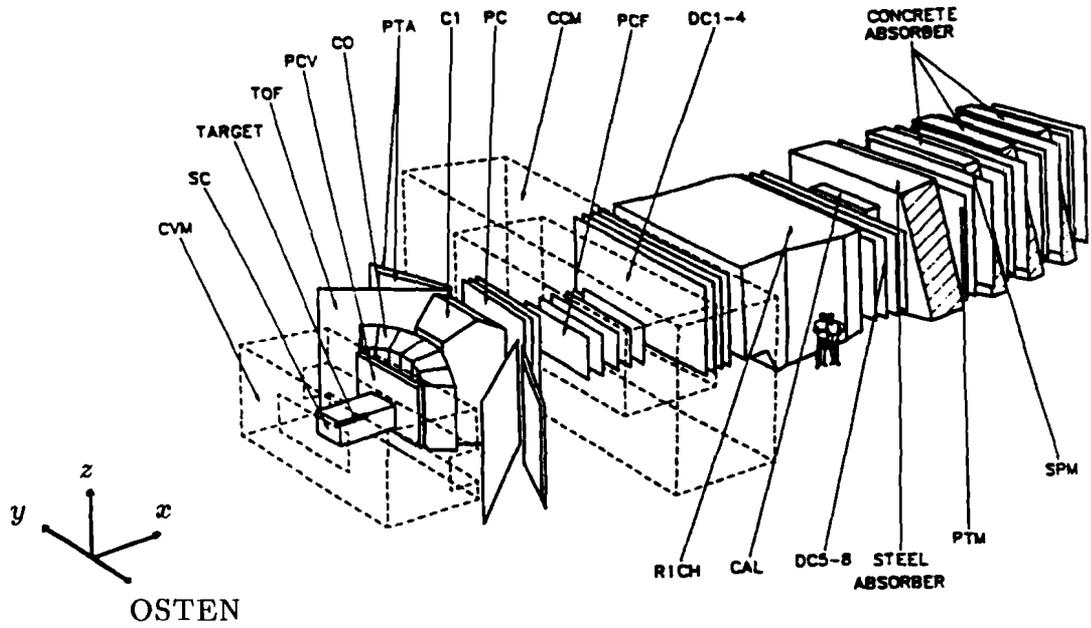
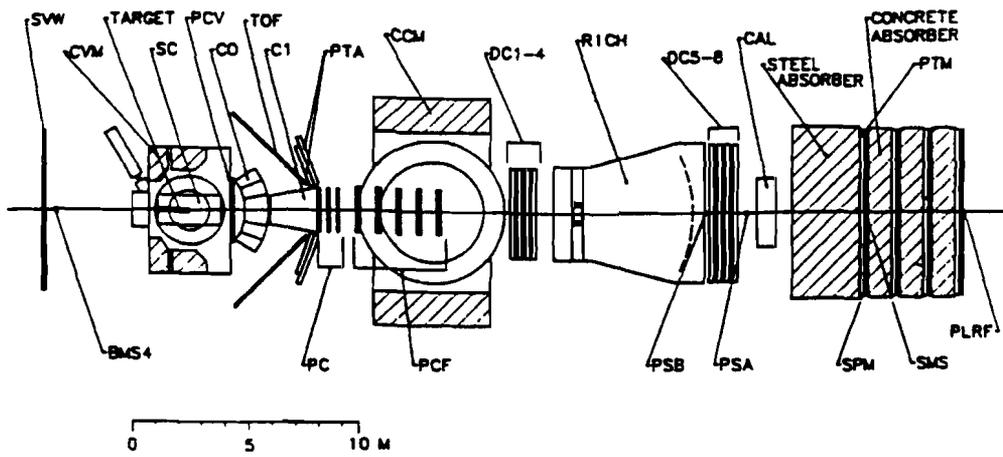


Abb. 1.2: E665 Myon Spektrometer an Fermilab

. SCRIFILM. DAT. RUN=5407. EVENT=49760. INDEX=1. FILM=97. FRAME=25. LAT. SC (PCN) . SC (ALL)
 27/06/89 23. 19. 21 Q2 = 0. 3832 NU = 390. 8936

FOR Y	FOR Z

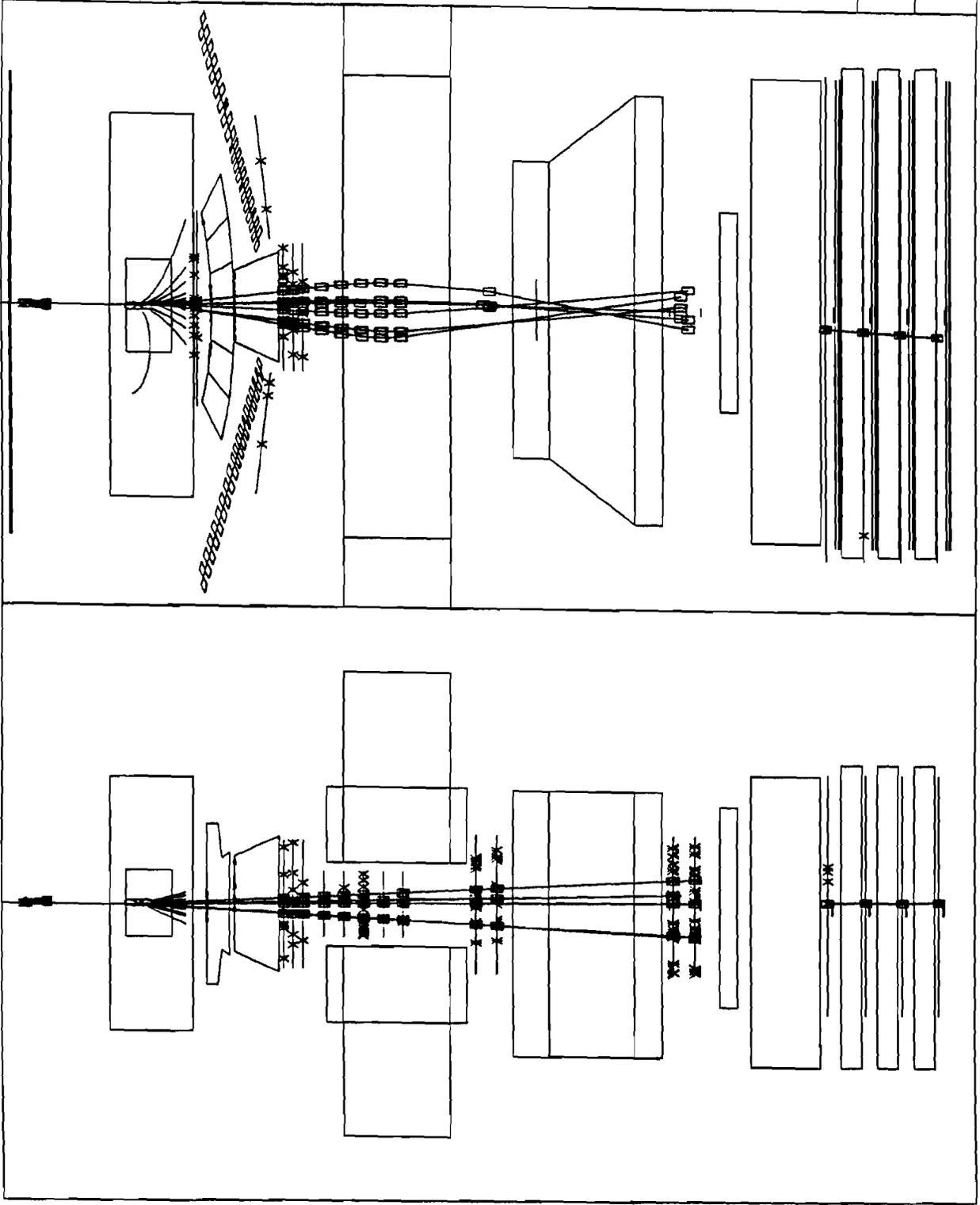


Abb. 1.3: Tiefinelastisches Ereignis im Myon Spektrometer

Das Quadrat des Vierer-Impulsübertrags $q = (\nu, \vec{q})$ durch das virtuelle Photon ist negativ:

$$q^2 = \nu^2 - \vec{q}^2 < 0 \quad (1.3)$$

Per Konvention wird die positive Größe $Q^2 \equiv -q^2$ eingeführt. Sie wird direkt aus dem Streuwinkel ϑ und den Vierer-Impulsen des Myons $(E, \vec{p}), (E', \vec{p}')$ berechnet:

$$Q^2 = -q^2 \quad (1.4)$$

$$= \left(\begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} E' \\ \vec{p}' \end{pmatrix} \right)^2 \quad (1.5)$$

$$\approx 4EE' \sin^2 \left(\frac{\vartheta}{2} \right) \quad (1.6)$$

Die Skalenvariable $x_{Bjorken} \equiv x_{Bj}$ kann als Impulsanteil des getroffenen Quarks am Proton interpretiert werden:

$$x_{Bj} \equiv \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (1.7)$$

M ist hier die Nukleonmasse.

Untersucht werden zum einen die Streuwinkel und Energieverluste der Myonen, die direkten Aufschluß über die Struktur der Nukleonen in Form der Strukturfunktionen F_1, F_2 geben:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_{Bj}dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{Q^4} \left(\frac{F_2}{x_{Bj}} \left(1 - y \left(1 + \frac{Mx_{Bj}}{2E} \right) \right) + F_1 y^2 \right) \quad (1.8)$$

Ziele des E665 Experiments sind Messungen der Verhältnisse von Strukturfunktionen verschieden schwerer Targets und Messungen bei bislang unerreicht kleinen x_{Bj} .

Zum anderen wird der hadronische Endzustand X in Abbildung 1.1 untersucht. Den Vorstellungen der Quantenchromodynamik QCD folgend wird er durch lokales Verletzen und anschließendes Wiedergewinnen der Farb-Neutralität beim Streuprozess am Nukleon gesteuert. Die Entstehung von Teilchen und ihre Orientierung in definierten Koordinatensystemen während des Fragmentationsprozesses geben Aufschlüsse über den Streuprozess selbst, über die Konstituenten des Nukleons und die Gesetze der QCD.

Für einen Teil dieser Studien stehen fünf Detektoren zur Identifizierung von Teilchen im E665 Spektrometer: Zwei Schwellen-Cerenkov-Zähler, ein Ring-Imaging-Cerenkov-Zähler, ein Flugzeit-Detektor und ein elektromagnetisches Kalorimeter. Mit diesen Detektoren ist eine fast lückenlose Identifizierung von Teilchen bis zu Impulsen von ca. 100 GeV möglich.

Wichtige Größe zur Untersuchung des hadronischen Endzustands ist die Schwerpunktsenergie des Photon-Nukleon-Systems. Die Mandelstam Energie Variable s errechnet sich mit dem ruhenden Targetnukleon und dem Vierer-Impulsübertrag des Photons aus:

$$s = \left(\begin{pmatrix} M \\ \vec{0} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \nu \\ \vec{q} \end{pmatrix} \right)^2 \quad (1.9)$$

$$= M^2 + 2M\nu - Q^2 \quad (1.10)$$

Die Schwerpunktsenergie ist die Wurzel aus s und wird mit W bezeichnet:

$$W \equiv \sqrt{s} \quad (1.11)$$

Für das E665 Experiment ist W zur Zeit maximal 33 GeV.

Konventionelle Koordinatensysteme für die Teilchen der Fragmentation werden mit der Richtung des Photons im Schwerpunktsystem des Photons und des Nukleons gebildet. Die longitudinale Bewegung eines Teilchens bezüglich der Photonachse wird häufig mit der Variablen $x_{Feynman} \equiv x_F$ gemessen. x_F ist definiert als der longitudinale Impuls p_l des Teilchens normiert auf den maximal möglichen, longitudinalen Impuls:

$$x_F \equiv \frac{p_l}{p_{l,max}} \quad (1.12)$$

Der maximale, longitudinale Impuls wird mit der halben Schwerpunktsenergie $W/2$ und der Teilchenmasse M berechnet:

$$x_F = \frac{p_l}{\sqrt{(W/2)^2 - M^2}} \quad (1.13)$$

Speziell für Targetnukleonen mit Anfangsenergie E_i und Endenergie E_f im Schwerpunktsystem gilt für Schwerpunktsenergien, die groß sind im Vergleich zum Transversalimpuls p_t und der Nukleonmasse:

$$|x_F| \approx \frac{E_f}{E_i} \quad \text{für } x_F < 0, \quad W^2 \gg 4(p_t^2 + M^2) \quad (1.14)$$

In dieser Arbeit wurden Protonen untersucht, die im Schwerpunktsystem gegen die Richtung des Photons laufen. Sämtliche Ergebnisse wurden mit den kinematischen Variablen des Myons, mit den Teilchenspuren der Streamer Kammer des Experiments und mit dem Flugzeit-Detektor erzielt.

Im Kapitel 2 werden der Flugzeit-Detektor und seine Kalibration ausführlich beschrieben. Es wird gezeigt, daß der Detektor auch in Details gut verstanden ist und Protonen fast ohne Untergrund identifiziert werden können.

In Kapitel 3 wird die negative Feynman x_F Verteilung von Protonen mit früheren Experimenten bei kleineren Schwerpunktsenergien verglichen.

Im Kapitel 4 wird ein Zusammenhang zwischen der Lebensdauer des farbgeladenen Targetrests und der Energieänderung des Targetnukleons beim tiefinelastischen Prozeß hergeleitet. Die mittlere Lebensdauer des farbgeladenen Quark-Gluon-Objekts wurde mit Targetprotonen bestimmt.

2 E665 Flugzeit-Hodoskop

2.1 Technische Beschreibung des Flugzeit-Detektors

2.1.1 Geräte zur Flugzeitmessung

Eine Vorläuferversion des Flugzeit-Detektors wurde bereits am CERN im EMC Experiment NA9 eingesetzt [ALB83]. Seine Komponenten wurden für den Einsatz am FNAL generalüberholt und getestet. Um die Kontrolle der Anlage und die Eichmöglichkeiten zu verbessern, wurde ein Mikrocomputer für den Detektor und ein Lasersystem neu eingeführt [ERD85] [ERD86]. Die Messung der Flugzeit von Teilchen wird über zwei Hodoskop-Flügel durchgeführt, die aus jeweils 38 Szintillatoren mit Lichtleitern und Photomultipliern an beiden Enden bestehen (Abb. 2.1). Szintillatormaterial ist NE110 mit - aus historischen Gründen - drei verschiedenen Geometrien $160 \times (10, 10, 15) \times (4, 1.5, 2) \text{ cm}^3$. Die Akzeptanz-Fläche jedes Flügels ist $4195 \times 160 \text{ cm}^2$, wobei 10% der Fläche durch Überlappen von Zählern zweifach abgedeckt ist. Als Photomultiplier für die 2 cm dicken Szintillatoren werden Valvo XP2020 verwendet, für alle anderen Valvo XP2230 und XP2252.

Photomultiplierpulse werden durch passive Teiler auf zwei Signalwege gesendet. Durch den einen werden über RG58 Verzögerungskabel Pulsladungen in LeCroy ADCs 2249 (Analog to Digital Converter) gemessen. Auf dem anderen Weg werden die Analogpulse durch Diskriminatoren LeCroy 621 in genormte NIM Rechteckpulse konvertiert. Die Diskriminatorschwellen wurden nach den Aspekten der Zeitauflösung [ERD85] und den kleinsten Pulsen auf 50 mV gesetzt. Jeweils zwei NIM Ausgangssignale eines Diskriminators werden zu ca. -1.5 Volt summiert und über etwa 100 m lange RG213 bzw. RG8 Kabel zu LeCroy TDCs 2228 (Time to Digital Converter) mit 100 nsec Auflösung geführt. Bei der Ankunft am TDC sind die Rechteck-Signale um ca. Faktor 2 gedämpft, aber groß genug, um die 0.6 Volt-Triggerschwelle der TDCs zu überschreiten.

Das Startsignal für die TDCs und das Zeitfenster für die ADCs wird vom Haupttrigger, dem Level 1 Trigger, geliefert. Die genaue, lokale Triggerverschaltung für den Flugzeit-Detektor ist in Abbildung 2.2 gezeigt.

Die Länge des ADC Zeitfensters wurde auf 110 nsec festgelegt. Hierbei wurden Pulslängen, Längendifferenzen von Kabeln und die Breiten des Flugzeit- und des Flugwegspektrums berücksichtigt.

Die Hochspannungen für die Photomultiplier werden von LeCroy Modulen 4032 und 4032A geliefert. Die Spannungen wurden so eingestellt, daß die Ladung eines Pulses für neben der Myon-Strahlführung fliegende, minimal ionisierende Teilchen ("Halo-Myonen") ca. 400 ADC Kanäle beträgt (1700-2600 Volt). Pulsamplituden, die direkt am Photomultiplier gemessen werden, sind dann etwa 1.2 Volt groß.

Die zeitliche Ungenauigkeit des Triggersignals liegt mit ca. 850 psec über der Zeitauflösung der Hodoskope. Direkt nach der ersten Proportionalammer- und Szintillatorstation im Strahlspektrometer steht deswegen ein Referenzzähler ("start counter") mit 175 psec Auflösung [WIL88]. Er besteht aus 5 Szintillatoren NE104 mit je zwei

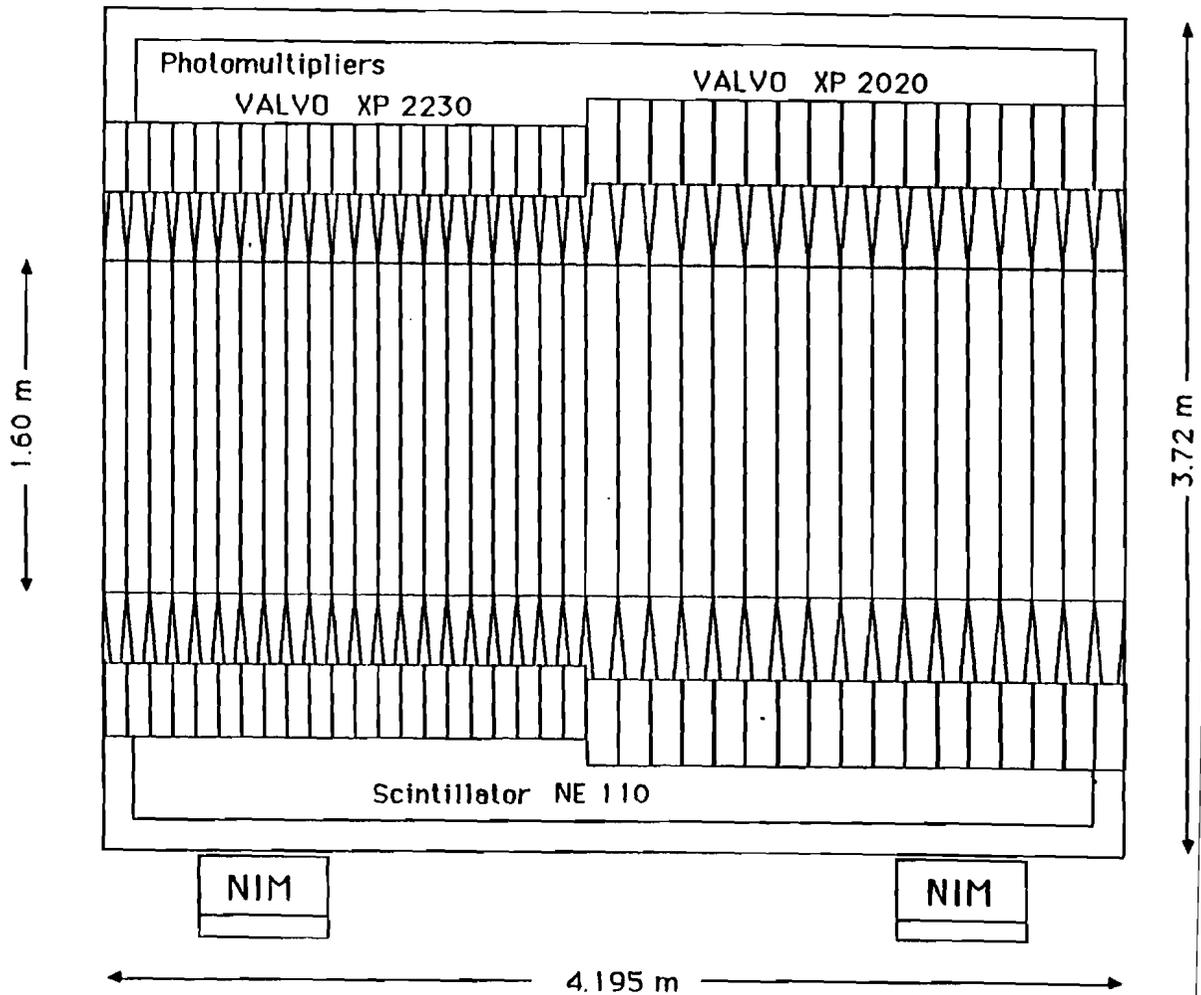
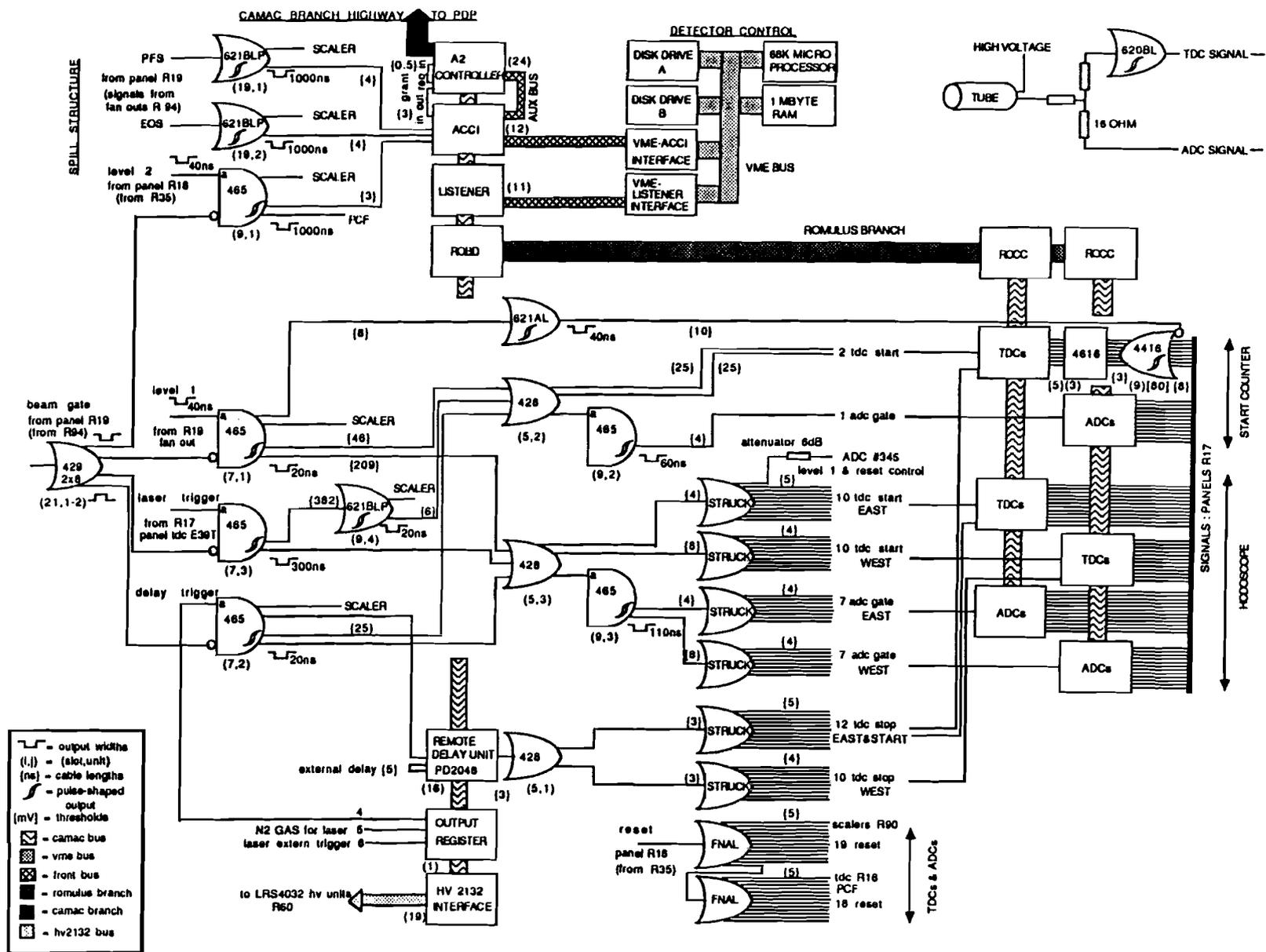


Abb. 2.1: Hodoskop-Flügel, Ost-Seite.

Abb. 2.2: Triggererschaltung für den Flugzeit-Detektor.



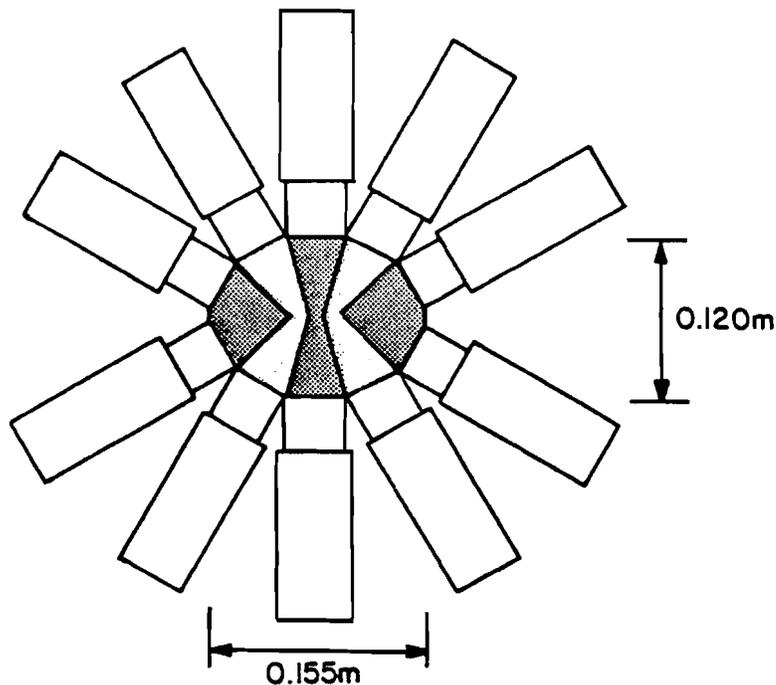


Abb. 2.3: Referenzzähler

Photomultipliern XP2252 (Abb. 2.3). Pulse der Photomultiplier werden wie bei den Hodoskopen auf TDCs und ADCs geführt. TDC Signale werden am Ende der Verzögerungskabel durch einen zweiten Diskriminator mit Veto-Einrichtung geleitet. Das Veto-signal wird vom Level 1 Trigger gesteuert und verhindert verfrühte TDC-Stoppssignale von Strahlmyonen, die vor einem Ereignis die Zähler durchfliegen (Abb. 2.2).

Durch Differenzbildung der Stoppzeit im Hodoskop minus der im Referenzzähler wird die Zeitunsicherheit des Level 1 Triggers eliminiert:

$$(t_{\text{Hodoskop}} - t_{\text{Trigger}}) - (t_{\text{Referenzzähler}} - t_{\text{Trigger}}) = t_{\text{Hodoskop}} - t_{\text{Referenzzähler}} \quad (2.1)$$

Um die Flugzeit t eines Teilchens vom primären Vertex zum Hodoskop zu erhalten, wird von der Zeitdifferenz zwischen Hodoskop und Referenzzähler die Flugzeit des einlaufenden Myons zum Vertex subtrahiert. Die Konstante t_{Eichung} gibt die absolute Zeiteichung zwischen Hodoskop und Referenzzähler:

$$t = t_{\text{Hodoskop}} - t_{\text{Referenzzähler}} - t_{\text{Myon zum Vertex}} + t_{\text{Eichung}} \quad (2.2)$$

TDCs und ADCs sind in zwei CAMAC Crates angeordnet. Ein drittes CAMAC Crate enthält Module zur Kalibration und Überwachung des Flugzeit-Detektors (Abb. 2.4). Alle TDC und ADC Datenworte werden im Read-Only-Branch "Romulus" [CAM86] in einem "Read Only Branch Driver" Modul (ROBD) im dritten CAMAC Crate des Detektors gesammelt. Die Crate Controller in den beiden TDC, ADC Crates

werden mit "Read Only Crate Controller" (ROCC) bezeichnet. Während der Meßperiode werden die Daten des Detektors von einem der PDP Online-Computer (Bison 65) über den Jorway A2 Controller des dritten Crates ausgelesen. Die Datenworte aller Detektoren des Spektrometers werden von drei PDPs und einem Fastbussystem parallel eingelesen und dann auf einer Mikrovax gesammelt. Auf der Mikrovax werden die Daten in eine feste Ereignisstruktur geschrieben und dann auf Magnetband gespeichert.

2.1.2 Lokaler Mikrocomputer zur Online Überwachung und Kalibration des Detektors

Durch die Einführung eines lokalen Computers wurde ein eigenständiges Detektorsystem geschaffen. Es wurde der E3 Computer von Eltec gewählt mit 12.5 MHz Takt und VME genormten Anschlüssen. Zentraler Baustein ist der 68k Mikrocomputer von Motorola. Zwei Disketten-Laufwerke und 1.5 Mbyte Memory stehen zur Verfügung. Programmiersprachen sind C und Maschinensprache [ERD87]. Die wesentlichen Bestandteile des Online Programms sind Interrupt-Serviceroutinen, automatische Kontroll- und Kalibrationsroutinen und Routinen zur interaktiven Kontrolle des Detektors über das lokale Terminal.

Ein CAMAC "Auxiliary Crate Controller Interface" (ACCI,[SCH83]) in Verbindung mit einem Interface zum VME System [SEI85] für diesen ACCI ermöglicht den Zugriff des Mikrocomputers auf CAMAC (Abb. 2.5). Der Zugriff ist dem Jorway A2 Controller des Haupt-CAMAC Crates, und damit dem Online Computer PDP, untergeordnet.

Der ACCI bietet drei Interrupt Eingänge, die auf verschiedene Interruptadressen im E3 Computer geleitet werden. Über die Interrupts wird der Mikrocomputer mit dem Ablauf des Experiments synchronisiert. Zwei der Interrupts dienen zur Signalisierung von Beginn und Ende der 20 Sekunden dauernden Strahlperiode ("Spill"). Der dritte Interrupt ist für den Level 2 Trigger des Experiments, der die Auslese eines Ereignisses durch die Online-Computer PDP anzeigt.

Für die Kontrolle der Daten, die von der PDP gelesen werden, wurde ein CAMAC LISTENER Modul entwickelt [SEI85]. Simultan mit dem Lesen der Daten durch die PDP wird ein "First In First Out" Memory Baustein (FIFO) gefüllt. Dieses Memory wird vom Mikrocomputer über ein eigenes VME Interface gelesen (Abb. 2.6a).

Pro 20 Sekunden Spillzeit werden alle TDC und ADC Daten der ersten 80 Ereignisse temporär gespeichert. Einige Datenworte, z.B. die Kontrolle, ob ein Signal vom Level 1 Trigger für ein Ereignis vorlag, werden für alle ca. 800 Ereignisse des Spills aufbewahrt. Während der 30 Sekunden dauernden Strahlpause ("Interspill Periode") werden diese Daten vom Mikrocomputer ausgewertet. Messages und Histogramme zeigen am lokalen Schirm die Funktionstüchtigkeit und etwaige Probleme an. Ernsthafte Fehler werden an die Kontrollschirme der Schicht des Experiments weitergegeben.

Während der Interspill Periode hat der Mikrocomputer Zugriff auf sämtliche Kalibrationsgeräte und Daten des Detektors (Abb. 2.5). Ergebnisse dieser Kalibrationen werden in Form von Mittelwerten, Standardabweichungen und Halbwertsbreiten von Spektren, und in Form von Messages gespeichert. Am Ende jedes Spills wird von der

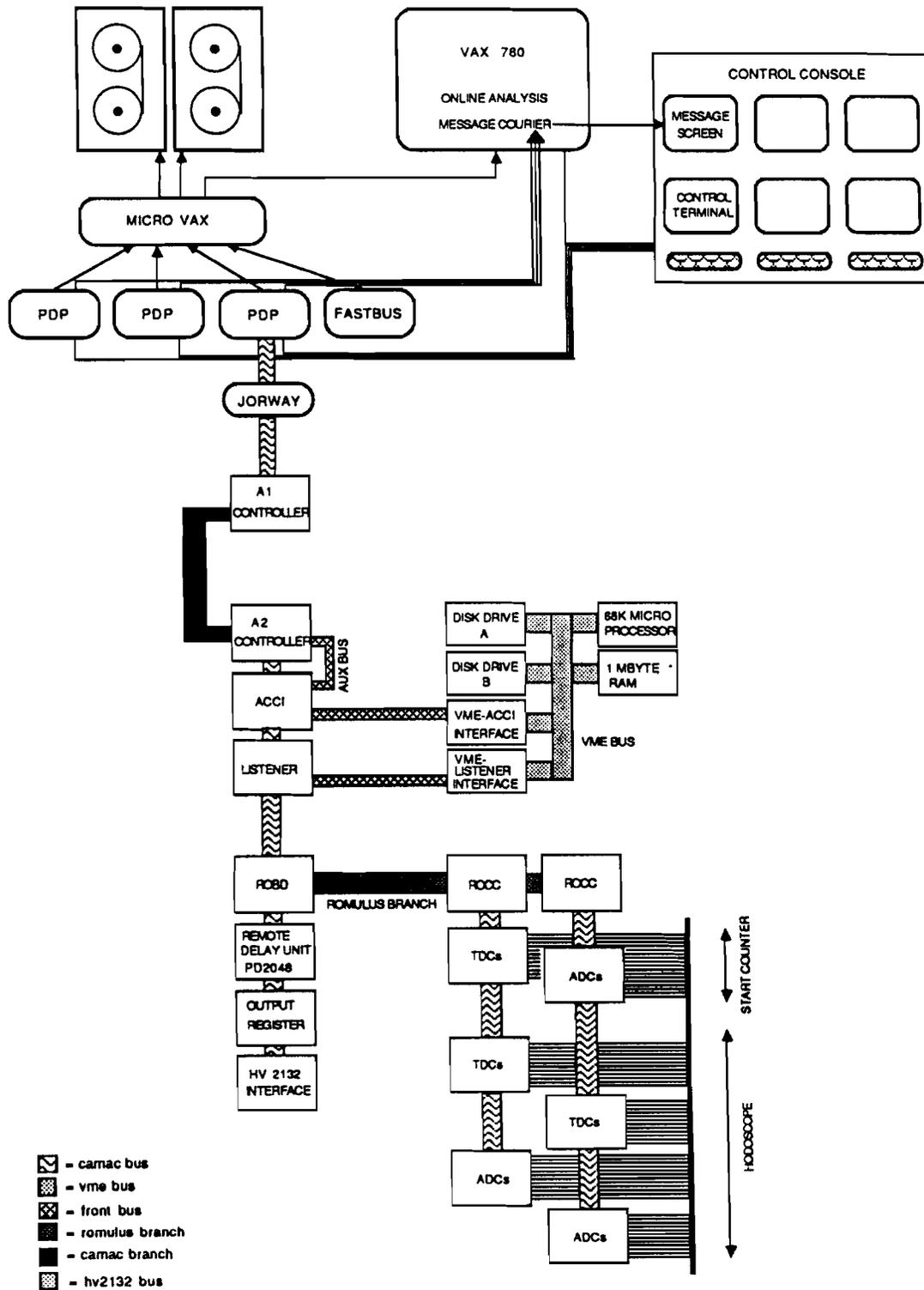
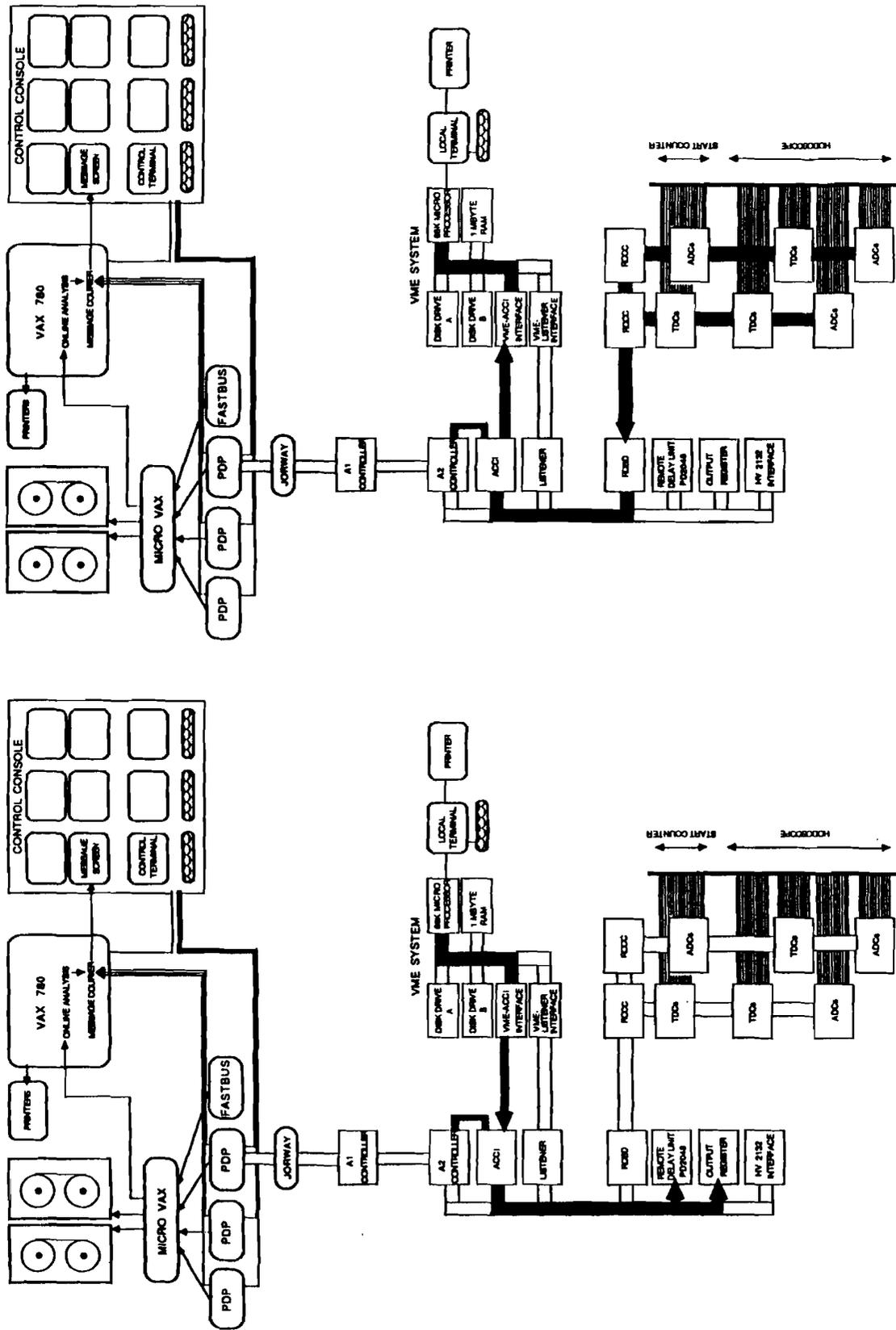


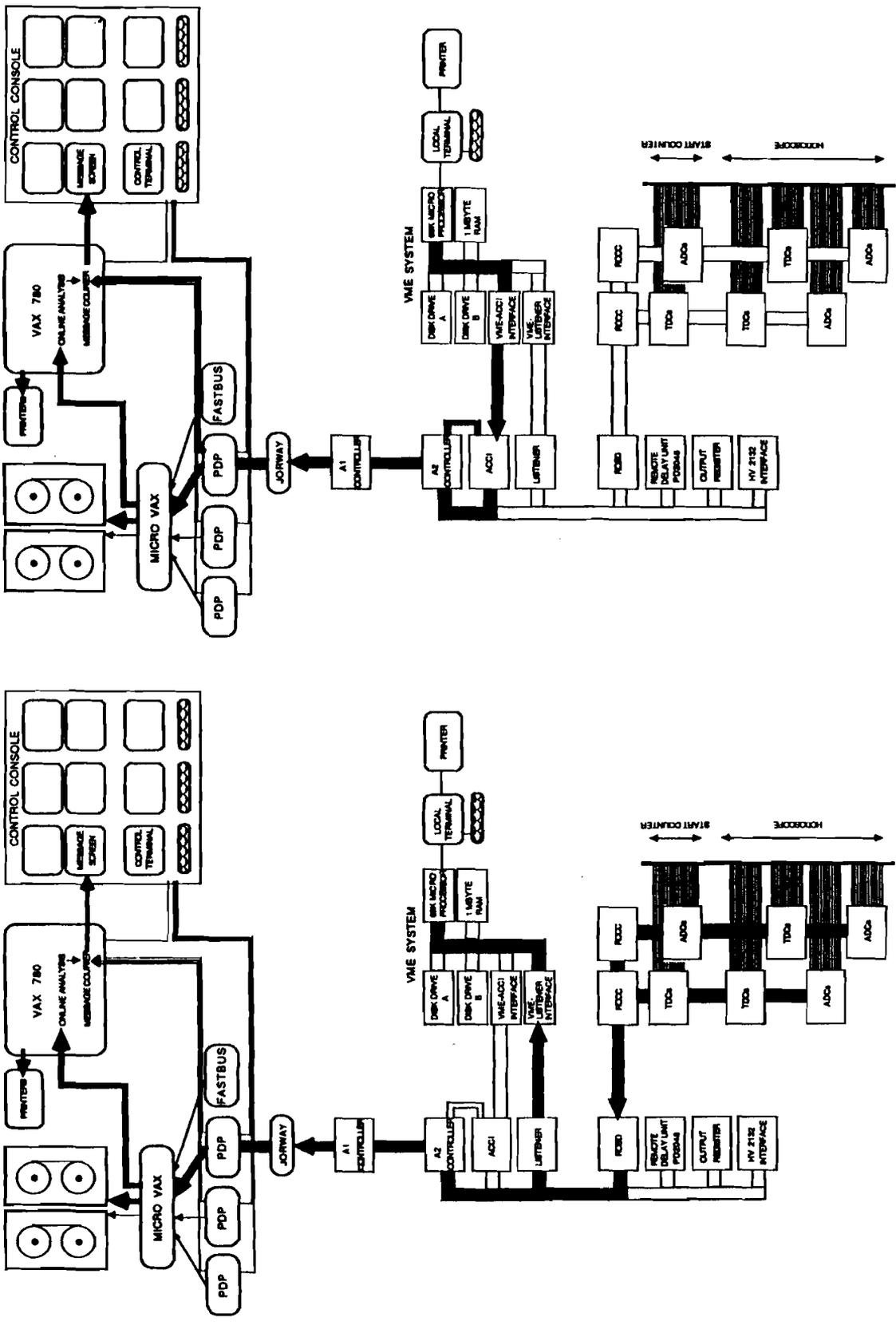
Abb. 2.4: Elektronik des Flugzeit-Detektors im Computer-Netzwerk des Experiments.



b)

a)

Abb. 2.5: Zugriff des Mikrocomputers auf CAMAC Module: a.) Kalibrationsbefehl, b.) Datenauslese.



b)

a)

Abb. 2.6: Datentransport zum Host-Computer: a.) Datenauslese durch die PDP und Mithören des Mikrocomputers über den LISTENER. b.) Resultate des Mikrocomputers werden am Ende eines Spills von der PDP gelesen.

PDP überprüft, ob Interspilldaten des Mikrocomputers vorliegen [ERD87]. Falls ja, wird vom Mikrocomputer aus ein FIFO im ACCI beschrieben, das von der PDP gelesen wird (Abb. 2.6b). Ist ein Interspill-Datensatz vollständig, wird er auf Magnetband gespeichert. Messages werden ebenfalls über das FIFO des ACCIs übertragen und in das Messagesystem des Experiments weitergeleitet. Messages werden sowohl auf Bildschirme als auch in Kontrolldateien zur späteren Einsicht geschrieben.

Zum Einstellen des Detektors vor einer längeren Meßperiode kann der Mikrocomputer bedingt durch die Interruptfähigkeiten und den CAMAC Zugriff alle Funktionen der PDP übernehmen. Die Eigenständigkeit des Detektorsystems im Experiment erwies sich sowohl während des E665 Testruns 1985, als auch zur Vorbereitung der Meßperiode 1987/88 als vorteilhaft.

2.1.3 Eich- und Kontrollsysteme

Die Kontrolle der Hochspannungsgeräte wird mit dem LeCroy CAMAC Modul 2132 durchgeführt. Während der Meßperiode 1987/88 wurden alle Hochspannungen vom Mikrocomputer stündlich gelesen und mit den Sollwerten verglichen.

Für die Eichung der TDCs wird ein elektronisches Start-Stopp-Pulsersystem mit verschiedenen Verzögerungen verwendet. Pulse werden über ein CAMAC Output Register vom Mikrocomputer erzeugt. Als Verzögerungsmodul dient das CAMAC Modul SEN PD2048. In ihm werden verschiedene Kabellängen über Relais geschaltet. Start- und Stoppuls sind bis auf die Verzögerung identisch.

Für die Zeiteichung des Gesamtdetektors wurde ein Kalibrationsystem aus einem Stickstoff-Laser und optischen Fasern entwickelt, die für ultraviolettes Licht durchlässig sind [ERD85]. Die Hauptmerkmale des Systems sind die simultane Beleuchtung der Hodoskopzähler und die variable Beleuchtungsstärke zur Synchronisation der Uhren und Bestimmung der Zeitkorrekturen (s.u.).

2.2 Datendekodierung

2.2.1 Offline: Datendekodierung und interne Erkennung von Teilchendurchgängen durch die Szintillatoren

Die Rohdaten des Flugzeit-Detektors bestehen aus 362 Datenworten von TDCs, ADCs und Markerworten von den Kontroll-Modulen des Romulus Branches. Die Gesamtzahl der Datenworte, die Markerworte, sowie das Trigger-Kontrollwort, ob ein Signal für das ADC-Zeitfenster und ein TDC-Startsignal vorhanden waren, werden für jedes Ereignis überprüft. Programmiersprache der E665-Offline Software ist Patchy-Fortran 77. Flußdiagramme für alle Programme des Flugzeit-Detektors befinden sich in einer internen E665-Veröffentlichung [ERD89]. Die TDC- und ADC-Rohdaten werden in Form von sogenannten LDEC Banken neu geordnet. Diese Banken sind eindimensionale Felder, die während der Programmausführung gebucht und gelöscht werden können. Die Verwaltung dieses dynamischen Speichers wird vom Programmpaket ZEBRA durchgeführt.

Beschreiben und Lesen von Banken geschieht mit Hilfe von Zeigern, die z.B. den Namen LDEC tragen.

In der E665 Software wurden für den Referenzzähler 5 Detektorebenen definiert, für die Hodoskopzähler 3 für jeden Flügel. Kriterium für eine neue Ebene war Lage und Geometrie der Zähler. Für spezielle Laserdatenworte und die gesonderten Kalibrationszähler wurde eine eigene Ebene reserviert. Die Kalibrationszähler des Detektors wurden während der Datenperiode 1987/88 nur zu Testzwecken, aber noch nicht zur Eichung eingesetzt.

Insgesamt besitzt der Flugzeit-Detektor in der Software 12 Ebenen. Jede Ebene hat eine eigene LDEC Bank, die die ADC- und TDC-Daten der Ebenen - geordnet nach E665-Konvention - enthält [OFF89]. Die Bankstruktur ist im Anhang beschrieben.

Nach der Neuordnung werden die Daten in einem ersten Schritt analysiert. Im Translationsschritt werden getroffene Zähler in einer LCOR Bank registriert. "Getroffen" ist definiert durch: mindestens ein Photomultiplier eines Zählers hat einen ADC Wert oberhalb der Schranke ADC Pedestal + 30 Kanäle, oder mindestens ein Multiplier hat einen TDC Wert kleiner als Überlauf = 1024 Kanäle (≈ 100 nsec).

Der Kopf der LCOR Bank enthält die Gesamtzahl der getroffenen Zähler, die Zahl der getroffenen Referenzzähler, Ostflügelzähler, Westflügelzähler, Kalibrationszähler, und das Trigger-Kontrollwort. Für ein gültiges Level 1 Triggersignal ist das Kontrollwort = 1 [ERD88].

Informationen der LCOR Bank pro getroffenem Zähler sind Zeitmessungen, Pulsintegrale und die Raumposition. Die Positionskoordinaten werden im globalen E665 Koordinatensystem gegeben. Das globale System ist definiert durch Rechtshändigkeit, x liegt in Strahlrichtung und die z-Koordinate zeigt vertikal nach oben. Koordinatensprung ist der zweite Spektrometernagnet CCM. Zusätzlich wird für jeden getroffenen Zähler ein Qualitätswort gebildet. Siebzehn Bits beschreiben, ob TDC und ADC Werte, die Summen und Differenzen des oberen und unteren Photomultipliers innerhalb von Standardwerten liegen. Die Struktur der LCOR Bank ist im Anhang gezeigt.

2.2.2 Offline-Überwachung während der Datennahme

Während der Meßperiode wurde alle zwei Stunden ein Rohdatenband auf einer Mikrovax offline überprüft. Diese Prozedur wird mit "data validation" bezeichnet. Häufigkeiten der getroffenen Photomultiplier, TDC- und ADC-Histogramme für alle Photomultiplier waren der Schicht des Experiments zur schnellen Kontrolle der Funktionstüchtigkeit des Detektors verfügbar.

2.3 Offline-Kalibration

Die Positionen der Detektoren wurden von der geodätischen Abteilung des FNAL vermessen. Die Positionsdaten für die Hodoskop-Flügel wurden mit Hilfe eines Programms in die geometrischen Variablen von E665 transformiert. Die vertikalen Nullpositionen der einzelnen Szintillationszähler werden durch die Halterungen der optischen Fasern

des Lasers definiert. Die Nullagen wurden im Abstand von einem Jahr vermessen und sind mit $\Delta z = 3.8 \text{ mm}$ oder äquivalent $\Delta t = 23 \text{ psec}$ sehr genau bestimmt (Abb. 2.7). Die Position des Referenzzählers im Strahl wurde mit Strahlmyonen genau eingemessen. Geometrische Konstanten werden in E665 als Level 1 Konstanten bezeichnet.

Die detailliertere Kalibration des Flugzeit-Detektors wurde mit Strahlmyonen, mit Halo-Myonen, und mit dem Pulser- und dem Lasersystem durchgeführt. Für jeden Photomultiplier sind 8 Eichparameter vorgesehen, für jeden Szintillationszähler (2 Multiplier) noch einmal 2 Parameter. Konstanten sind

- ADC-Pedestal
- Konversionsfaktor des ADC-Wertes zu der Zahl der Photoelektronen
- ADC für senkrecht in den Szintillator einfallende, minimal ionisierende Teilchen
- Zeitkonstante t_0 , die Synchronisierung der Zähleruhren
- Konversionsfaktor von TDC-Einheiten zu Sekunden
- Gradient der Pulshöhenkorrektur
- minimal mögliche Zeitauflösung für unendlich viele Photonen auf der ersten Dynode
- Gradient zur Berechnung der Vorhersage der Zeitauflösung aus dem ADC Wert
- Lichtgeschwindigkeit im Szintillator
- Lichtdämpfung im Szintillator

Diese Konstanten werden Level 2 Konstanten genannt.

Weitere Konstanten werden als Level 3 Konstanten bezeichnet:

- Die absolute Zeiteichung zwischen Flügelzählern und Referenzzähler
- Zeitunsicherheiten (Trigger, etc.)
- Toleranzen in der Assoziierung der Streamerkammerspuren mit den Zählern des Flugzeit-Detektors
- x-Koordinate (entlang des Myonstrahls) von der aus die Fluglänge des Myons berechnet wird
- Polynom-Zeitkorrekturen für den Referenzzähler in Abhängigkeit der vertikalen Positionen der Teilchendurchgänge.

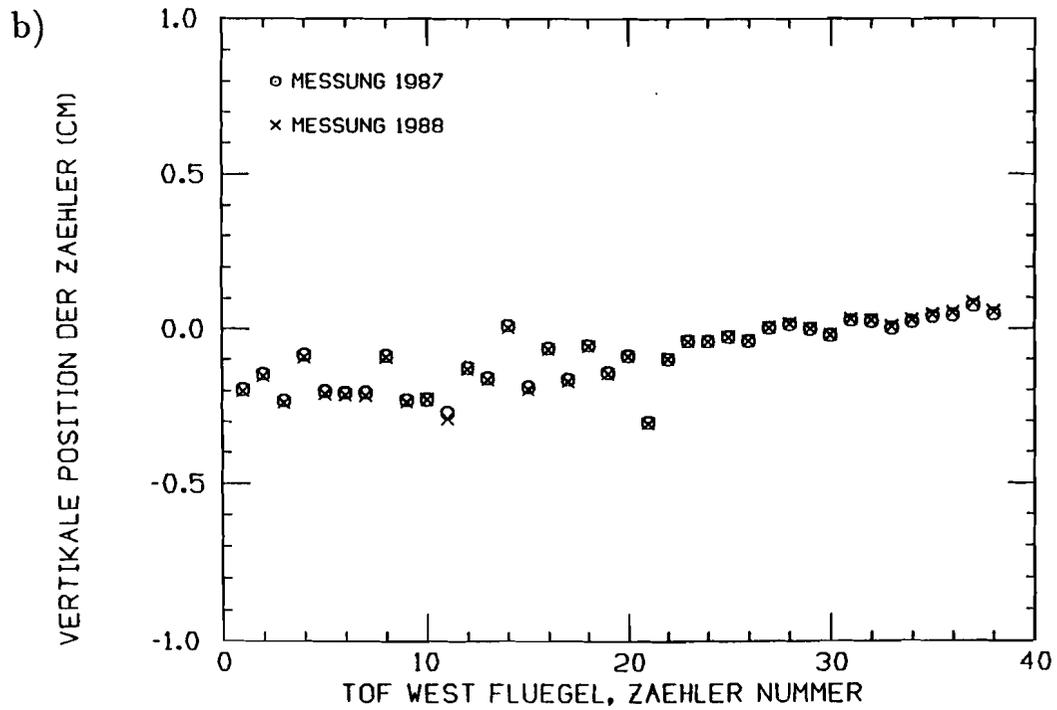
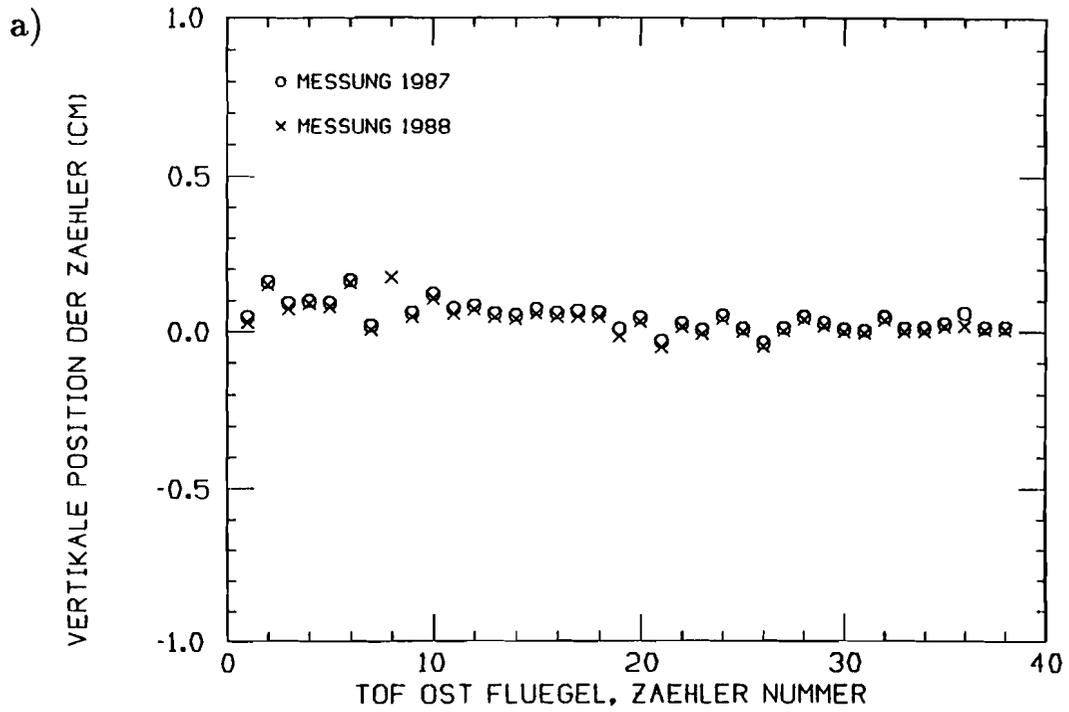


Abb. 2.7: Vertikale Positionen der Szintillationszähler o 1987, x 1988 : a.) Ostflügel, b.) Westflügel.

2.3.1 Beschreibung der Kalibrations-Programme

Es gibt zwei Programmgruppen zur Kalibration des Flugzeit-Detektors. Die eine verwendet die Daten aus den Interspill-Ereignissen: Hochspannungsüberprüfung, Laser und Pulsystem. Die andere Kategorie sind Kalibrationen mit Teilchen, Halo-Myonen, Startzähler-Zeitkorrekturen und Elektron-Kalibration.

Interspill-Ereignisse werden in drei Schritten bearbeitet. Zuerst werden alle erhältlichen Daten unter verschiedenen Aspekten ausgewertet und in Form von Histogrammen gespeichert. Für diesen sogenannten "Produktionsschritt" wird ein Protokollfile geschrieben. Die Histogramme geben schnellen Aufschluß über die Qualität der Datensätze. Im "Reduktionsschritt" werden die Histogrammfiles wieder eingelesen und die zeitliche Entwicklung der Resultate des Produktionsschrittes untersucht. Die zeitlichen Änderungen werden in Form von Mittelwerten und Standardabweichungen wiederum in Histogrammfiles gespeichert. Im letzten Schritt werden die Endresultate in Konstantenfiles, Level 2 Konstanten, geschrieben. Diese Konstanten werden bei der Teilchenidentifizierung verwendet.

Im Produktionsschritt werden die Interspill-Ereignisse in der gleichen Form wie Ereignisse der Datennahme dekodiert. Die Gesamtzahl der Datenworte, Markerworte und spezielle Interspill-Informationsworte werden überprüft, Rohdaten in LDEC Banken geordnet und der Ereignistyp interpretiert. Für Pulser- und Laserereignisse werden jeweils Sätze von drei Ereignissen erwartet: Alle Mittelwerte, alle Standardabweichungen und alle Halbwertsbreiten der Spektren, die ursprünglich auf dem Mikrocomputer erzeugt wurden. Nur dann, wenn ein Satz vollständig ist, wird er weiter bearbeitet. Im nächsten Schritt werden die statistischen Ergebnisse überprüft und widersprüchliche oder nicht benutzbare Resultate einzelner TDCs oder ADCs eliminiert. TDC Halbwertsbreiten müssen größer sein als die Standardabweichungen, sind sie es nicht, so gibt dieses Kriterium einen Hinweis auf zufällige Einträge in den Originalhistogrammen fern vom Mittelwert. ADC Mittelwerte müssen drei Standardabweichungen vor dem oberen Ende der Skala liegen, um akzeptiert zu werden.

Anschließend an die Verifizierung der Daten werden die Datensätze unter verschiedenen Gesichtspunkten bearbeitet. Fünf der Optionen sind wesentlich für die Erzeugung der Level 2 Konstanten. Produktionsschritt, Reduktionsschritt, die Erzeugung eines neuen Konstantenfiles und die Aktivierung der verschiedenen Optionen werden durch ein gemeinsames Kontrollfile geschaltet.

2.3.2 ADC Pedestal und deren zeitliche Stabilität

ADC Pedestal und deren zeitliche Stabilität wurden mit dem Pulsystem bestimmt. Hierzu wurden Spektren mit 100 Pedestalereignissen erzeugt und statistisch ausgewertet. Die Pedestal liegen bei etwa 25 ADC Kanäle von insgesamt 1023 zur Verfügung stehenden Kanälen (Abb. 2.8). Die Mittelwerte der Spektren wurden über mehrere Wochen beobachtet. Als Pedestal wurde der gemittelte Mittelwert der Pedestalspektren von dieser Periode genommen. Schwankungen der Mittelwerte sind 0.5 ADC Kanäle

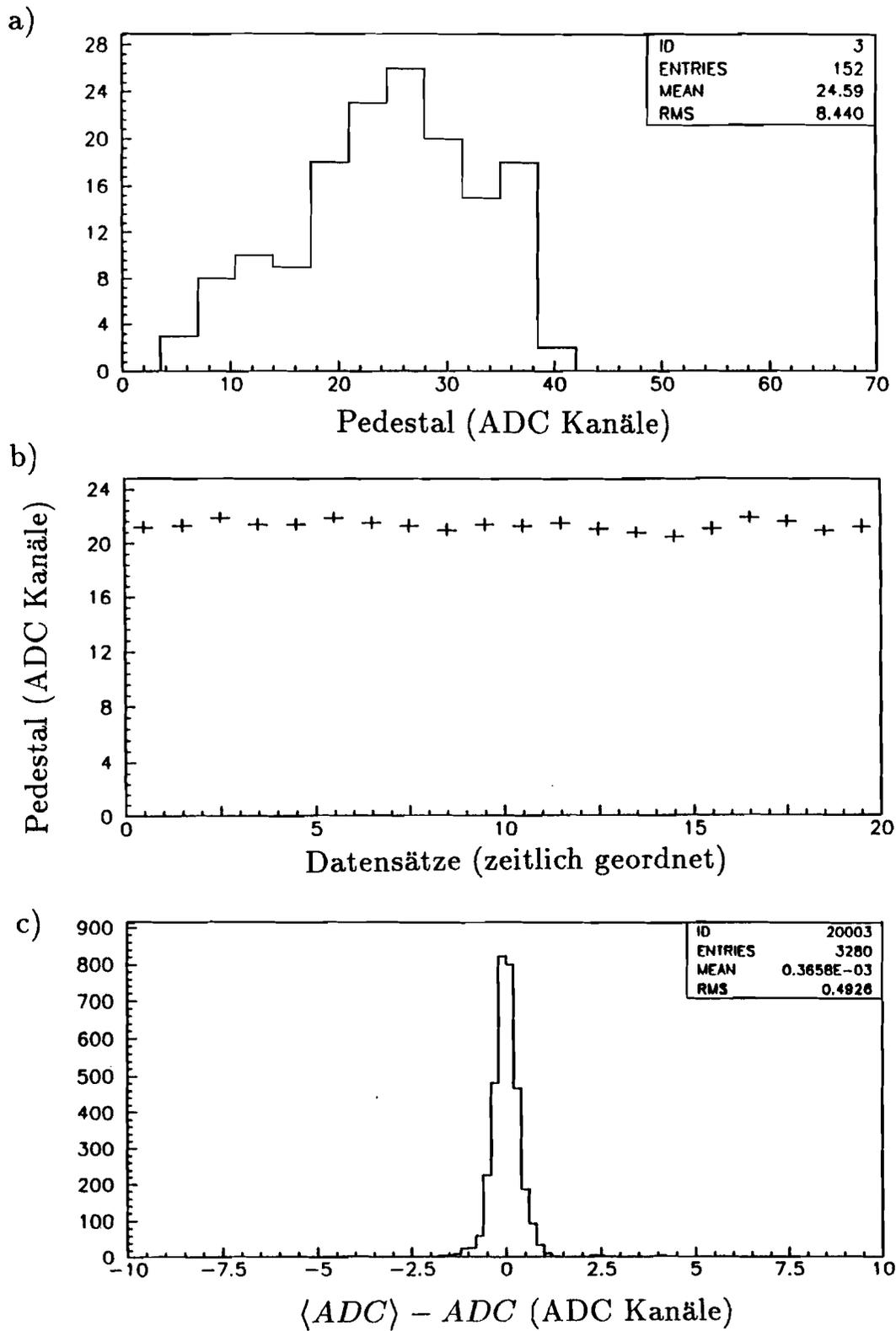


Abb. 2.8: ADC Pedestal: a.) Pedestal Werte aller ADCs, b.) Mittelwert eines einzelnen Pedestal Spektrums während einer Woche, c.) Abweichungen der Einzelmessungen vom jeweils mittleren Pedestal für alle ADCs.

und damit vernachlässigbar klein für die Pulshöhenkorrektur der Zeitmessung (s.u.).

2.3.3 Photoelektronen auf der ersten Photomultiplier Dynode

Die Zahl der Photoelektronen, die von der Kathode zur ersten Dynode des Photomultipliers gelangen, kann bei genügend hoher Photonstatistik durch das quadrierte Verhältnis Mittelwert zu Standardabweichung eines ADC Spektrums abgeschätzt werden [PIE73]:

$$N = \left(\frac{\langle ADC \rangle}{\sigma_{ADC}} \right)^2 \quad (2.3)$$

Die Zahl dieser Photoelektronen ist aber auch proportional zum ADC Inhalt, da die Multiplier als lineare Verstärker betrieben werden und die ADCs lineare Skalen besitzen:

$$N = g \times ADC \quad (2.4)$$

Durch Subtraktion dieser beiden Gleichungen wird N eliminiert. Der inverse Proportionalitätsfaktor g^{-1} wird dann aus einem Geradenfit der quadrierten Standardabweichung aufgetragen gegen den Mittelwert bestimmt:

$$\sigma_{ADC}^2 = g^{-1} \langle ADC \rangle \quad (2.5)$$

Mit Hilfe des Lasers wurden bei verschiedenen Lichtintensitäten ADC Spektren erzeugt und Mittelwerte und Standardabweichungen berechnet (Abb. 2.9). Die Proportionalitätsfaktoren g wurden für alle Hodoskop-Multiplier aus Mittelung über Messungen bestimmt, die über einige Wochen genommen wurden. Ihre Genauigkeiten betragen 4% (Abb. 2.10). Als grobe Regel ergibt der ADC Wert dividiert durch 6 die Zahl der Photoelektronen.

2.3.4 TDC: Konversion der TDC-Einheiten zu Sekunden und zeitliche Stabilität der TDCs

Mit dem Pulsersystem wurden alle halbe Stunde Zeitspektren mit 100 Ereignissen in den TDCs erzeugt. Vor einer solchen Messung wurde die Zeitverzögerung zwischen Start- und Stoppuls um 5 nsec verändert. Mittelwerte, Standardabweichungen und Halbwertsbreiten der Spektren wurden für die Offline Analyse auf Band geschrieben. Die Mittelwerte von sieben dieser Messungen wurden gegen die jeweilige Zeitverzögerung aufgetragen und durch eine Gerade gefittet (Abb. 2.11):

$$TDC = \xi^{-1} \times t_{\text{Verzögerung}} + b \quad (2.6)$$

Der nichtlineare Bereich der TDCs kurz nach dem Start (bis ca. 100 Kanäle) wurde sowohl bei der Kalibration als auch bei der Datennahme nicht verwendet. Die inverse Steigung der Geraden ξ ist der Umrechnungsfaktor von TDC Einheiten in Sekunden. Abweichungen von der Herstellerangabe 100 psec pro TDC Kanal betragen bis zu 13% (Abb. 2.12). Die Korrektur des Designwertes kann mehrere hundert Pikosekunden Un-

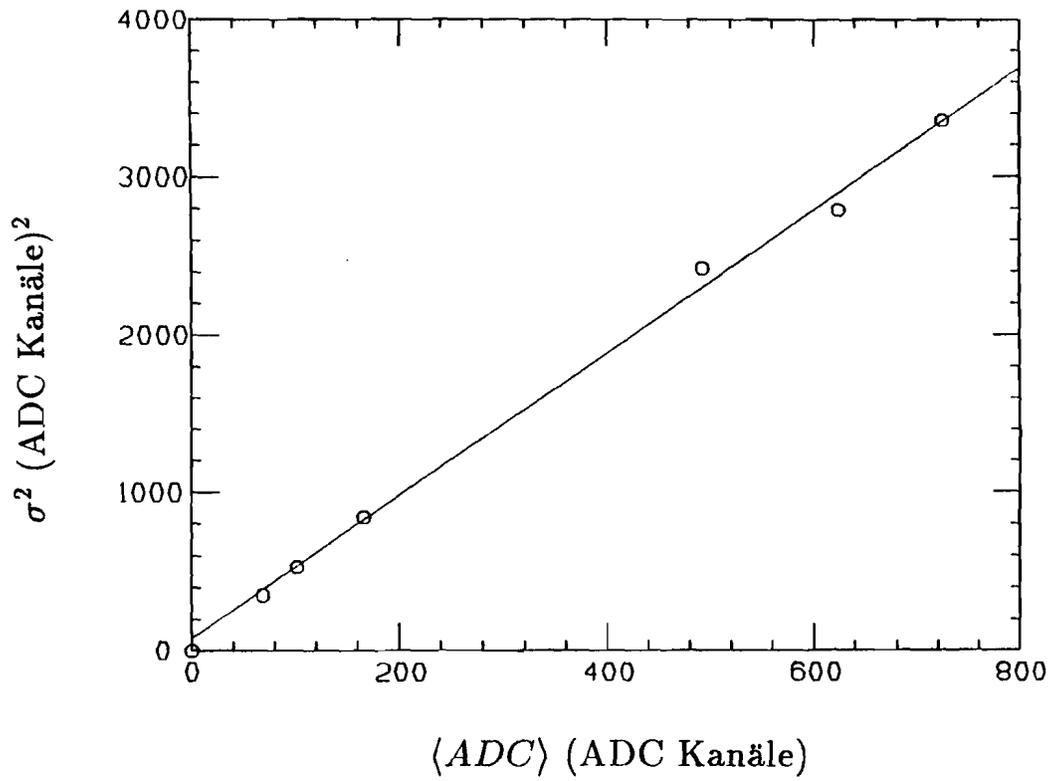


Abb. 2.9: ADC Spektren bei verschiedenen Laser Intensitäten: Quadrierte Standardabweichungen aufgetragen gegen die Mittelwerte.

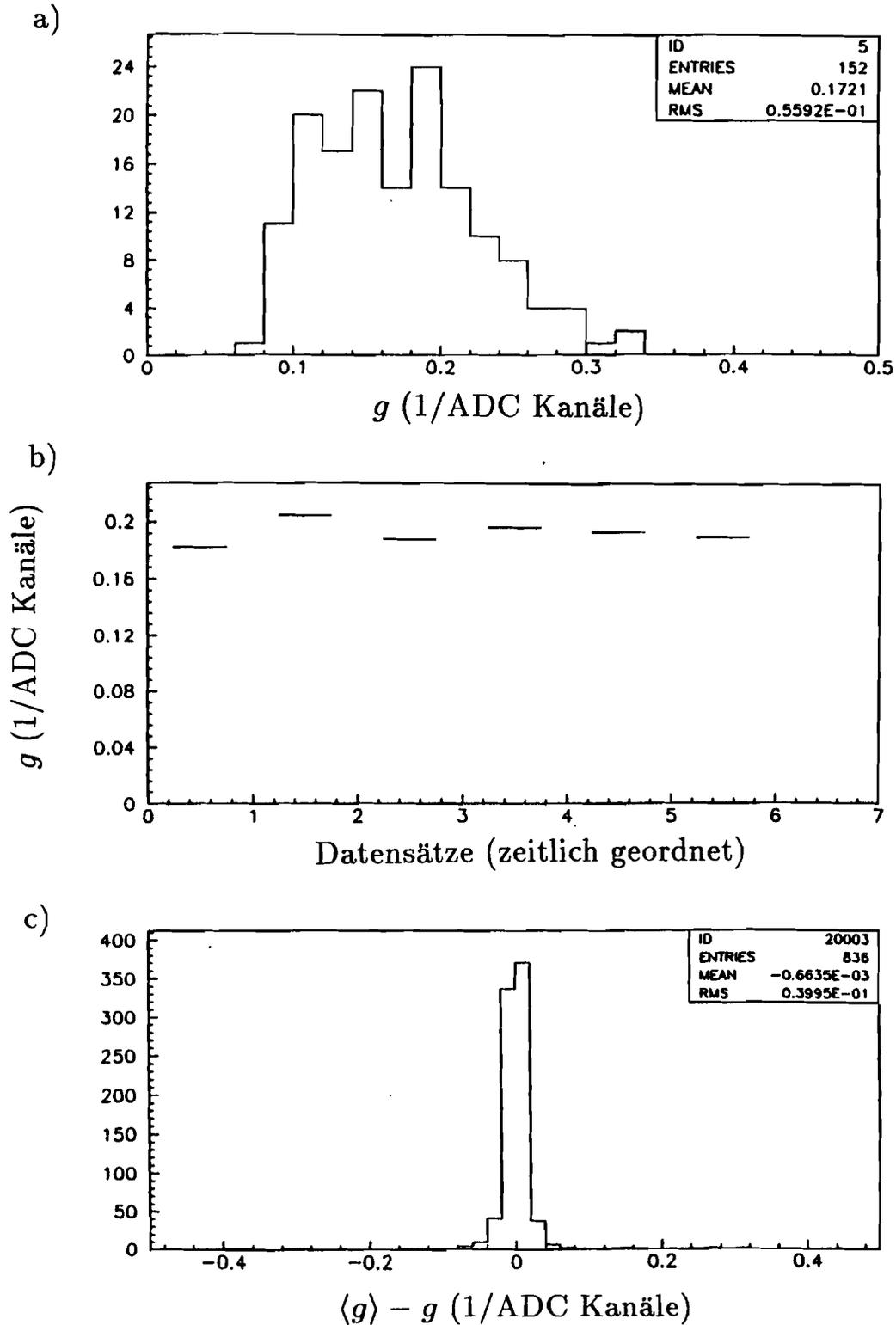


Abb. 2.10: Zahl der Photoelektronen: a.) Konversionsfaktoren g aller ADCs zur Zahl der Photoelektronen, die von der Photomultiplierkathode zur ersten Dynode gelangen, b.) Konversionsfaktor für einen einzelnen ADC gemessen über mehrere Wochen, c.) Abweichungen vom jeweils mittleren Konversionsfaktor für alle ADCs.

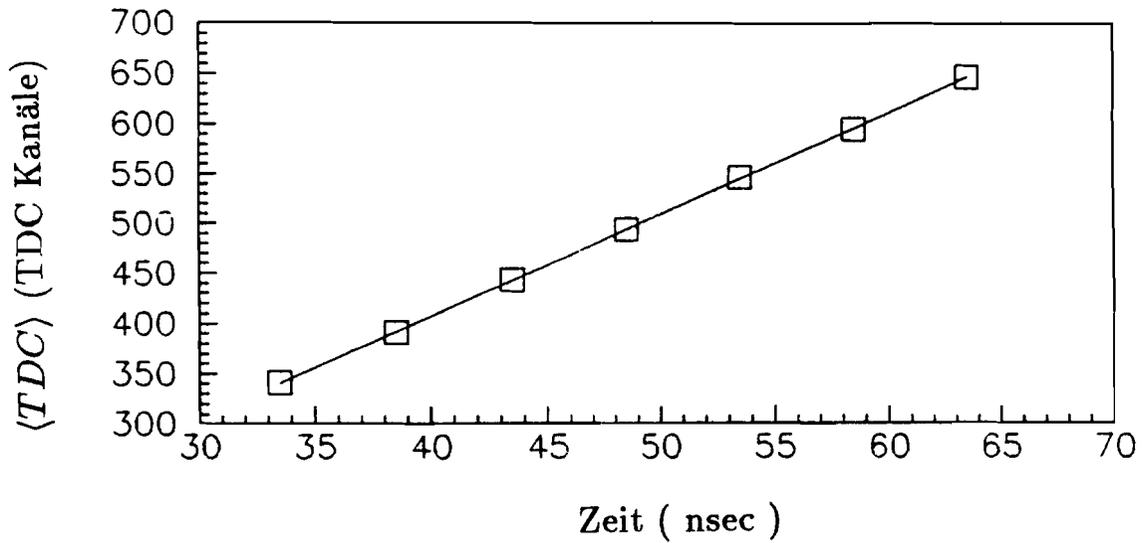


Abb. 2.11: TDC Mittelwerte von Pulserspektren in Abhängigkeit der Puls-Verzögerung.

terschied in der Zeitmessung bewirken und ist deswegen für die Teilchenidentifizierung von Bedeutung. Die Geradensteigungen wurden über mehrere Wochen wiederholt gemessen. Die Abweichungen vom jeweiligen Steigungsmittelwert aus den Messungen wurden für alle TDCs gemeinsam histogrammiert. Die Genauigkeit beschrieben durch die Standardabweichung dieser Verteilung beträgt 0.15 psec pro TDC Kanal (ca. 1.5 promille). Fehler durch Schwankungen in der elektronischen Zeitmessung sind deswegen vernachlässigbar klein gegen diejenigen der Photonstatistik (s.u.).

2.3.5 Zeitliche Stabilität der Photomultiplier

Die Stabilität der Photomultiplier wurde durch stündliche Lasermessungen überprüft. TDC Spektren wurden bei hoher Lichtintensität mit 800 Laserblitzen erzeugt. Bei dieser hohen Photonstatistik haben die Spektren Standardabweichungen von ca. 100 psec. Die statistischen Fehler der Mittelwerte sind dann wenige Pikosekunden klein:

$$\sigma_{\text{Zeit-Mittelwert}} = \frac{\sigma_{\text{Zeit-Spektrum}}}{\sqrt{N_{\text{Laserblitze}}}} \approx \frac{100 \text{ psec}}{\sqrt{800}} \approx 4 \text{ psec} \quad (2.7)$$

Um zeitliche Änderungen durch Schwankungen der Laserintensität auszuschließen, wurden die Zeit-Mittelwerte t_i der einzelnen Photomultiplier relativ zu ihren Nachbarn beobachtet. Als Maß für die Stabilität des i -ten Photomultipliers wurde die Zeitdifferenz zwischen t_i und dem Mittelwert aller Nachbarphotomultiplier beobachtet:

$$t_i' = t_i - \frac{\sum t_j}{N_{\text{Photomultiplier}}} \quad (2.8)$$

Die Schwankungen von t_i' gemessen über mehrere Wochen sind in der Größenordnung von 25 psec (Abb. 2.13). Das gesamte Detektorsystem war während der Meßperiode

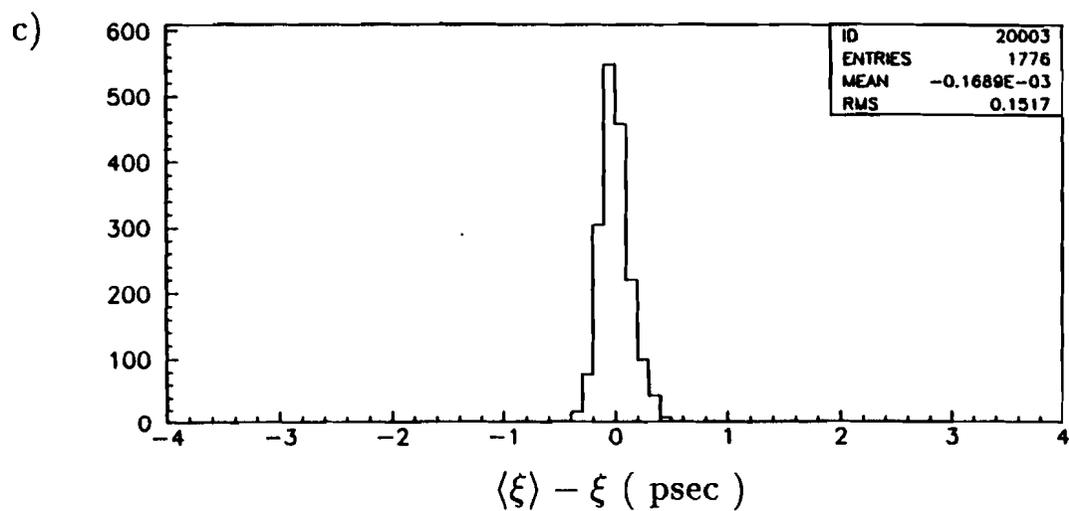
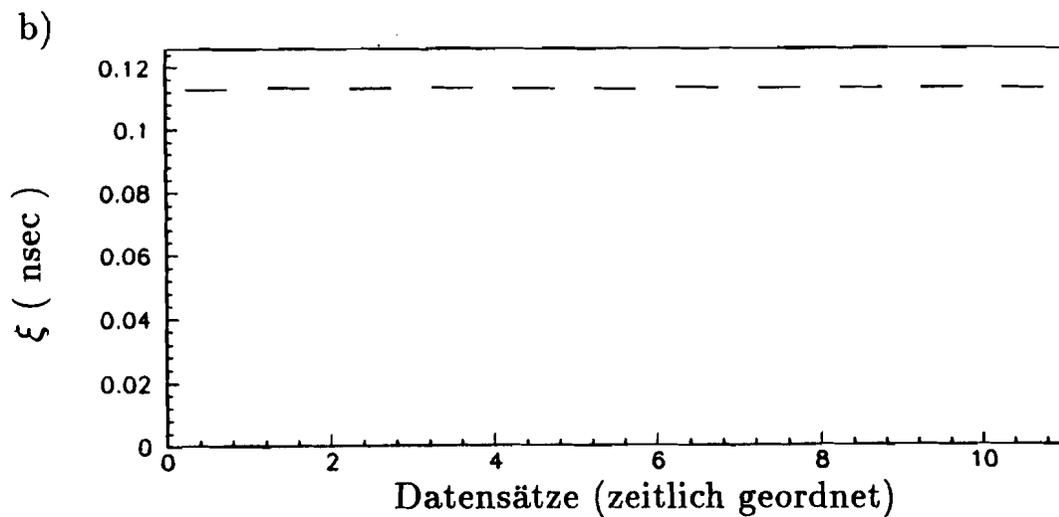
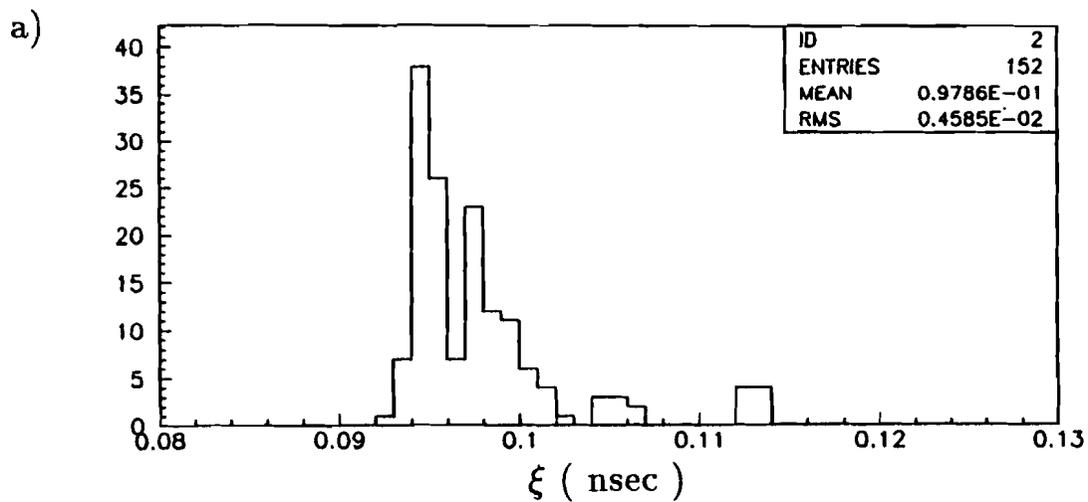


Abb. 2.12: Eichung der TDC Skalen: a.) Konversionsfaktoren ξ aller TDCs zu Nanosekunden, b.) Konversionsfaktor eines einzelnen TDC's gemessen über mehrere Wochen, c.) Abweichungen vom jeweils mittleren Konversionsfaktor für alle TDCs.

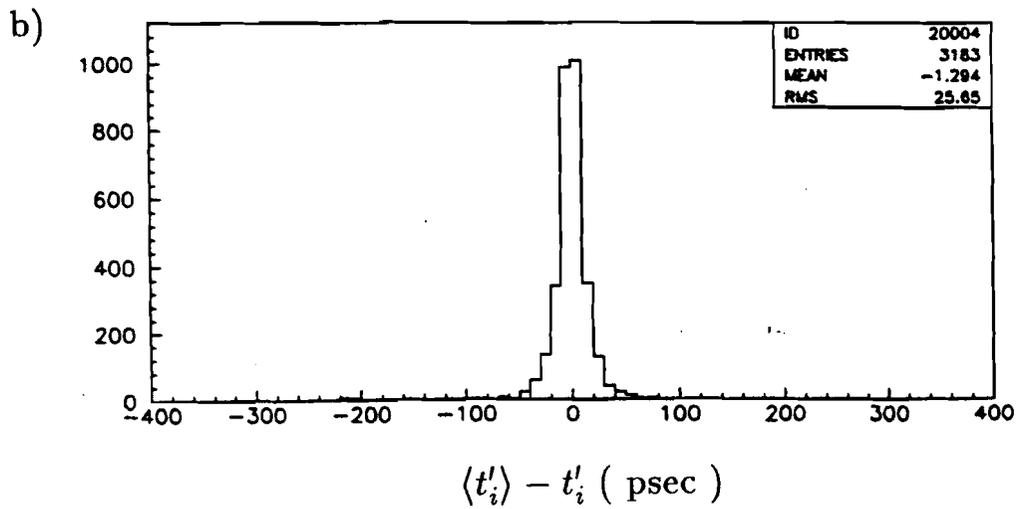
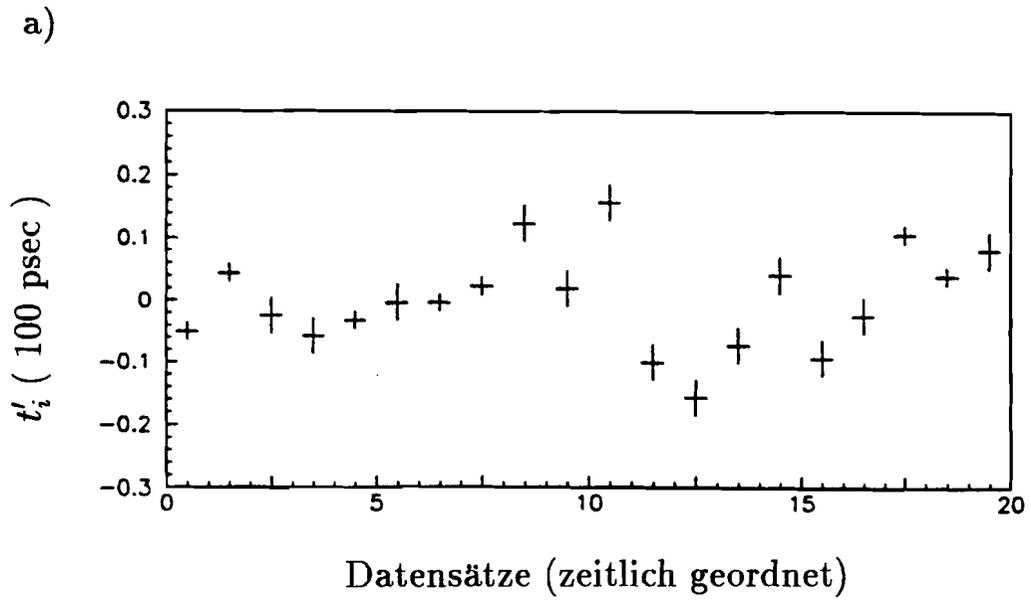


Abb. 2.13: Zeitliche Stabilität der Photomultiplier: a.) Zeitliche Schwankungen eines einzelnen Photomultipliers relativ zu den Nachbarn, b.) Abweichungen der Größe t'_i von ihrem Mittelwert gemessen über mehrere Wochen für alle Photomultiplier.

1987/88 sehr stabil.

2.3.6 Photoelektronen für minimal ionisierende Teilchen

ADC Werte für minimal ionisierende Teilchen wurden mit Halo-Myonen gemessen. Da es für diejenigen Myonen, die durch den Flugzeitdetektor fliegen, keine Spurrekonstruktion im Vertexspektrometer gibt, wurden ADC Spektren mit verschiedenen Zusatzbedingungen erzeugt, um sinnvolle ADC-Mittelwerte zu erhalten. Alle diese Histogramme erfordern mindestens einen ADC Wert oberhalb der Pedestal + 30 ADC Kanäle. Pro Target wurden 100.000 Ereignisse des Halo-Triggers ausgewertet.

Für jeden Photomultiplier wurden histogrammiert (Abb. 2.14):

1. Das ADC Spektrum,
2. ADC Spektrum, wenn gleichzeitig der TDC angesprochen hat,
3. ADC Spektrum mit Schnitt auf die Mitte des Szintillators durch die Zeitdifferenz des oberen und unteren Photomultipliers:

$$\frac{1}{2} |t_{oben} - t_{unten}| c_{Szintillator} < s_{Mittelbereich} = 20 \text{ cm} \quad (2.9)$$

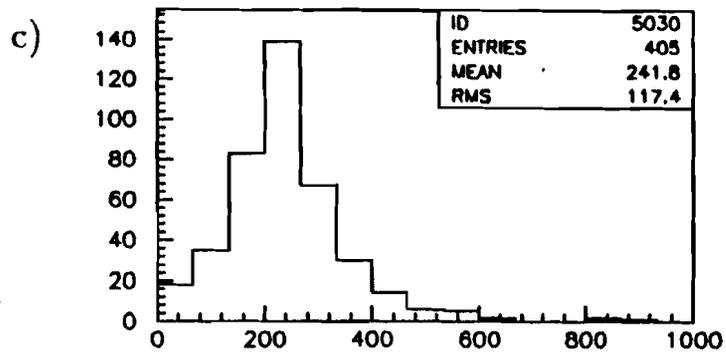
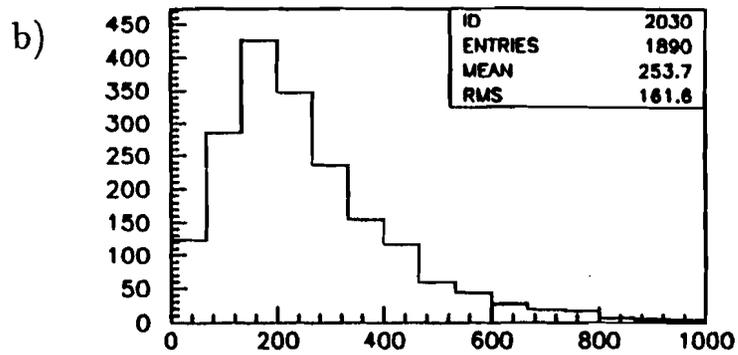
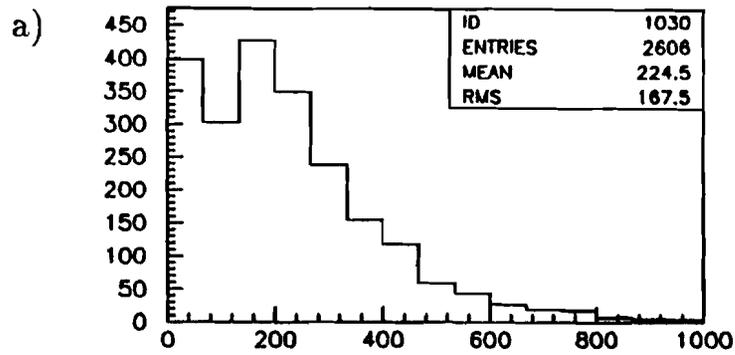
Dabei sind t_{oben} und t_{unten} korrigierte Zeitwerte: $t_{oben} = \xi_{oben} \times TDC_{oben} - t_{0,oben}$, etc.

Qualitativ sehen die ADC Spektren mit dem Schnitt auf die Mitte des Szintillators am besten aus. Die ADC Spektren mit TDC Bedingung haben akzeptable Formen und wurden zur Mittelwertbildung genommen, da unter diesem Kriterium in allen ADCs genügend Einträge vorhanden waren. Die ADC-Mittelwerte der Hodoskop-Photomultiplier wurden um den Cosinus des Positionswinkels der Flügel reduziert, um ADC Werte für minimal ionisierende, normal auf den Szintillator auftreffende Teilchen zu erhalten.

Mit Hilfe des ADC-Konversionsfaktors wurde die Zahl der Photoelektronen für diese Teilchen berechnet. Sie liegen für die verschiedenen Photomultiplier zwischen 12 und 90 (Abb. 2.15). Die Aufteilung des Histogramms in die verschiedenen Szintillatordicken zeigt, daß die 1.5 und 4 cm dicken Szintillatoren mit XP2230 und XP2252 Photomultipliern fast zweifach stärkere Photoelektronenzahlen aufweisen als die 2 cm dicken mit XP2020. Der Gewinn an Photonen durch dickeres Szintillatormaterial wird vermutlich durch die stark verschiedene Qualität der Lichtleiter und Photomultiplier ausgeglichen. Die Unterschiede in den Photoelektronenzahlen wirken sich auf die Vorhersage der Zeitauflösungen der individuellen Photomultiplier aus (s.u.).

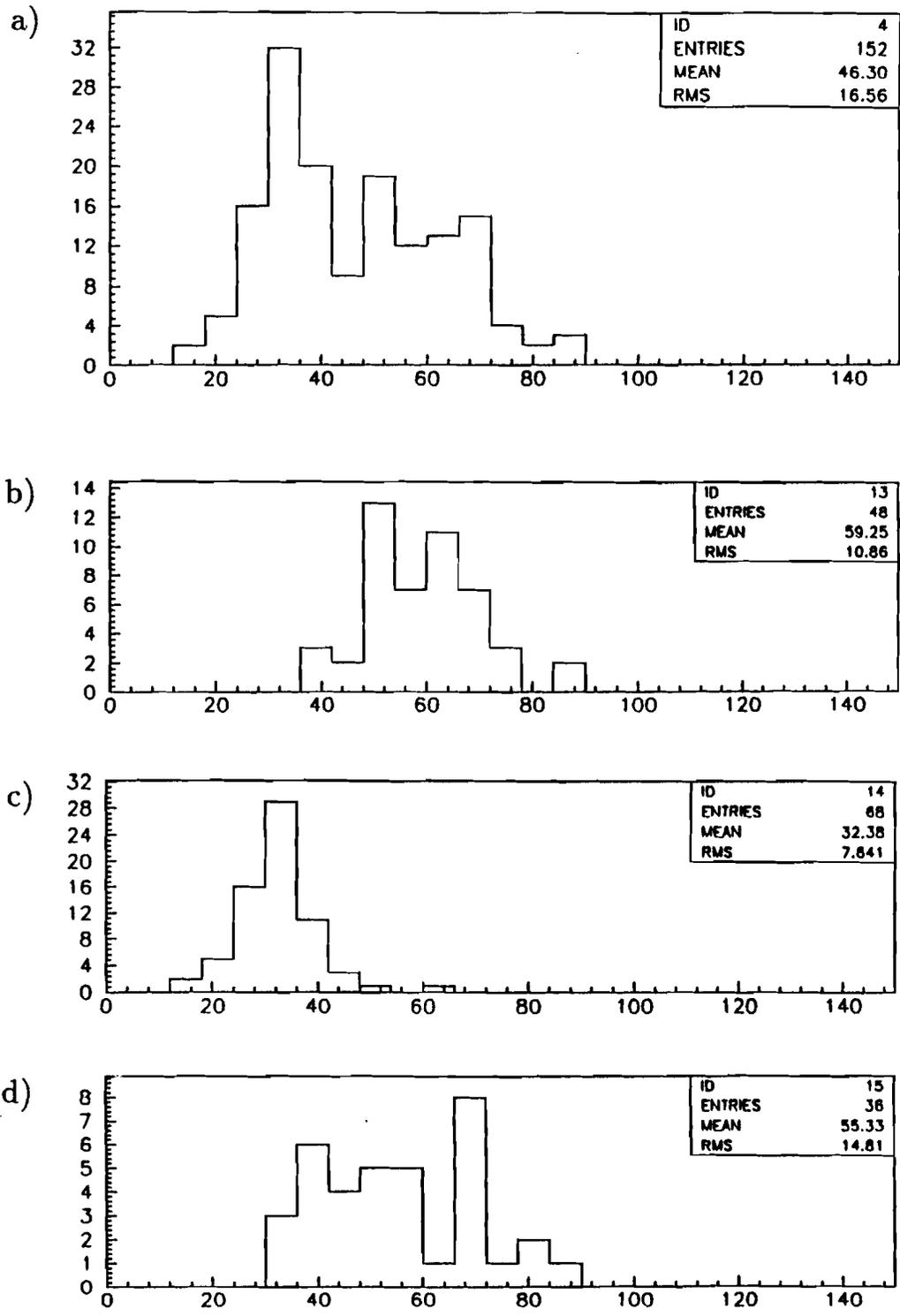
2.3.7 Pulshöhenkorrektur der Zeit, Lichtgeschwindigkeit im Szintillator und t_0 , die Synchronisation der Detektoruhren

Zwei systematische Effekte verändern die Zeitmessungen in den Szintillationszählern und müssen korrigiert werden: Der erste Effekt wird durch verschiedene Lichtlaufzeiten



ADC (ADC Kanäle)

Abb. 2.14: ADC Spektren für minimal ionisierende Teilchen: a.) ADC Spektrum, b.) mit TDC Bedingung, c.) mit Schnitt auf den Mittelbereich des Zählers.



Photoelektronen

Abb. 2.15: Photoelektronen für minimal ionisierende Teilchen: a.) für alle Photomultiplier, b.) in den 1.5 cm dicken Zählern, c.) in den 2 cm dicken Zählern, d.) in den 4 cm dicken Zählern.

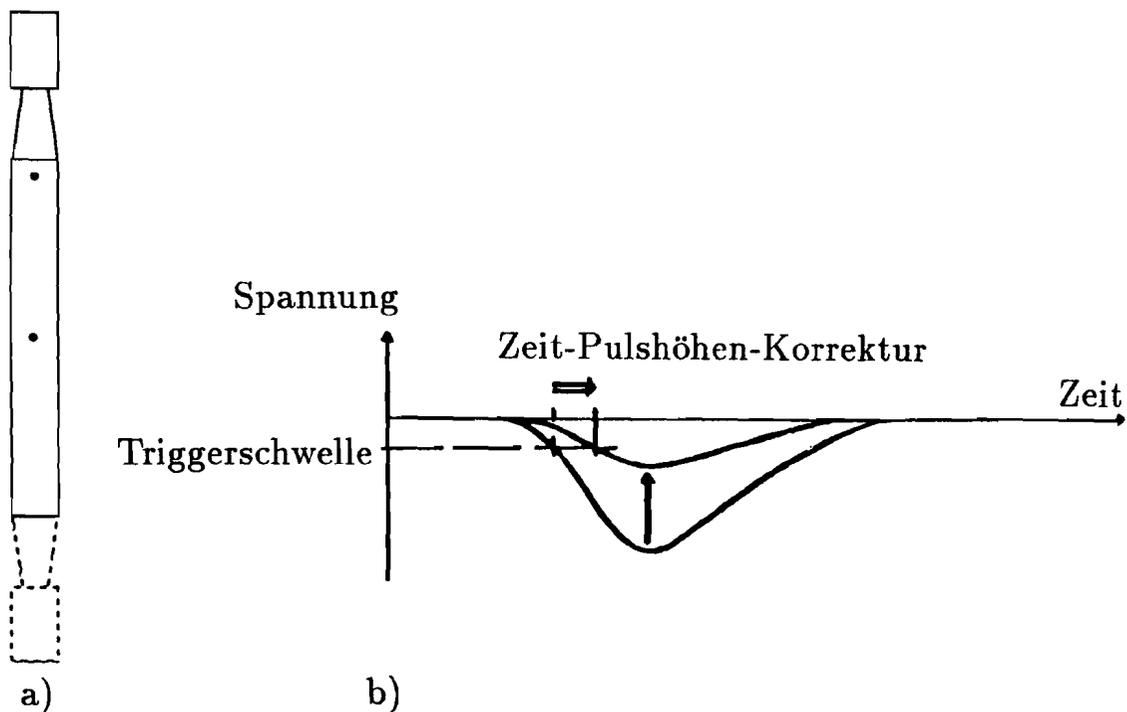


Abb. 2.16: Lichtlaufzeit- und Pulshöhen-Korrektur: a.) Lichtlaufzeiten im Szintillator sind abhängig von der Position des Teilchendurchgangs, b.) Grosse Photomultiplierpulse überschneiden die Diskriminatorschwelle eher als kleine Pulse und geben daher frühere Stoppzeiten.

im Szintillator verursacht, da die Teilchen Zähler an verschiedenen Positionen durchlaufen können (Abb. 2.16a). Hierbei ist nur die Zeitabhängigkeit entlang des Szintillators von meßbarer Bedeutung (E665: z-Koordinate). Der zweite Effekt entsteht durch die Verwendung von Diskriminatoren mit konstanter Triggerschwelle: Große Photomultiplierpulse überschreiten die Schwelle früher als kleine Pulse und lösen damit frühere Stoppzeiten in den TDCs aus (Abb. 2.16b). Pulsintegrale der verwendeten Photomultiplier, die im ADC gemessen werden, und Pulsamplitude sind im normalen Arbeitsbereich einander proportional, und können deswegen synonym verwendet werden [ERD85].

Die Stoppzeitverschiebung in Abhängigkeit vom Pulsintegral wurde bereits 1976 [BRA76] mit Elektronen gemessen und in der Form

$$t = \frac{a}{\sqrt{ADC}} + b \quad (2.10)$$

parametrisiert. Mit dem Laser und verschiedenen Einkopplungspositionen für die Lichtfasern entlang der Szintillatoren wurde dieselbe Parametrisierung der Stoppzeitverschiebung erfolgreich verwendet. Jeder Szintillator hat zwei Faserhalterungen; drei Zähler, je einer der drei verschiedenen Szintillatorgeometrien, sind mit sieben Faserhalterungen versehen. In Abbildung 2.17 ist die Messung an einem der Zähler mit vielen Halterungen gezeigt. Die Geraden sind Ein-Parameterfits bezüglich des Geradenabschnitts b mit konstant gehaltener Steigung a . Die Geradensteigung a wurde aus vielen Messungen

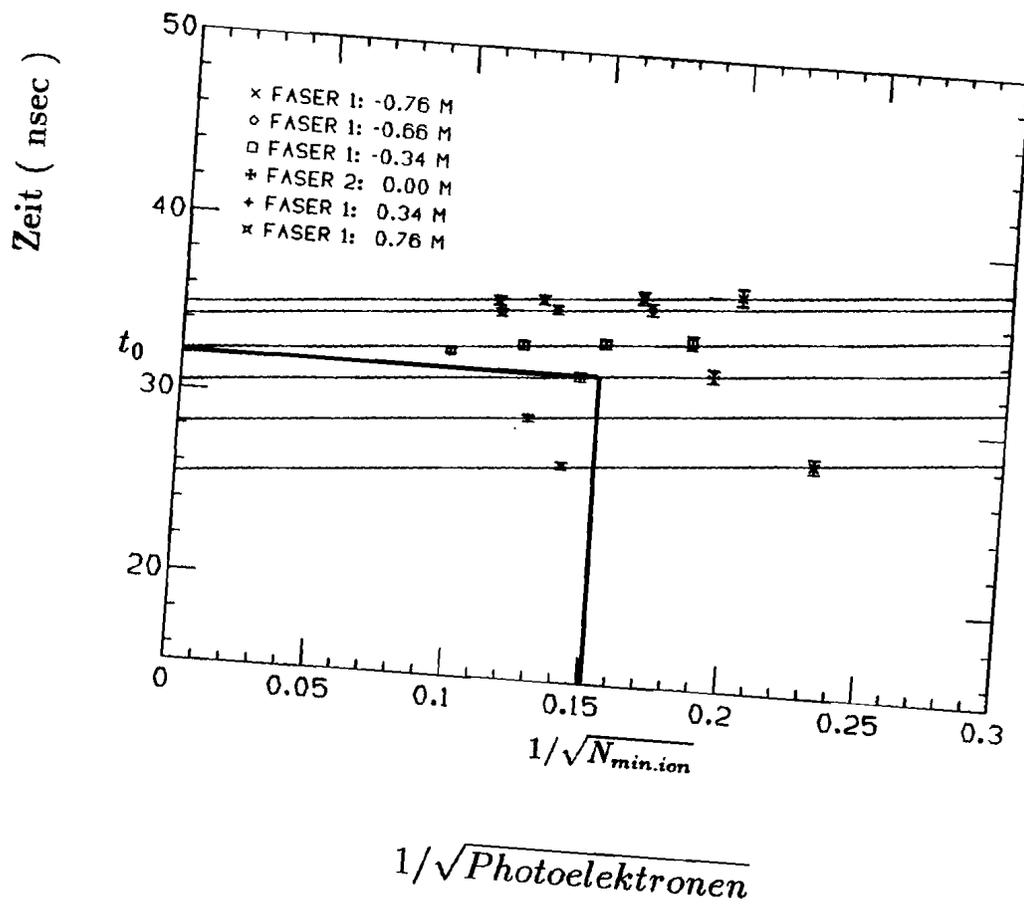


Abb. 2.17: Pulshöhenabhängigkeiten für verschiedene Positionen auf dem Szintillator.

in der Mittelposition des Szintillators während der Wasserstoff-Periode bestimmt. Anstelle der ADC Skala wurde hier die Zahl der Photoelektronen verwendet, die wegen der Unabhängigkeit von Verstärkungen und Kabeldämpfungen eine allgemein verständliche Größe ist.

Aus den Differenzen der Geradenabschnitte b läßt sich die Lichtgeschwindigkeit im Szintillator direkt ablesen (Abb. 2.18). Sie ist linear und im Mittelwert über alle Zähler

$$c_{\text{Szintillator}} = 16.22 \pm 0.39 \text{ cm/nsec}$$

Dieses mit dem Laser erzielte Ergebnis stimmt mit dem Resultat der Elektronmessung $16.20 \pm 0.25 \text{ cm/nsec}$ [BRA76] überein.

Auf der zweidimensionalen Zeit-Korrekturfläche in Abbildung 2.17 wird ein "Nullpunkt" ausgewählt, bei dem die Zeitmessung nicht korrigiert wird. Als Nullpunkt wurde die Zahl der Photoelektronen gewählt, die bei dem senkrechten Durchtritt eines minimal ionisierenden Teilchens durch die Mitte des Szintillators auf der Photokathode ausgelöst wird und auf die erste Dynode gelangt. Dieser mit Laser und Myonen erzeugte Nullpunkt

$$(N_{\text{min.ion}}, t_0) \quad (2.11)$$

bildet die Synchronisierung aller Hodoskop-Zähler zueinander. Die Qualität der Synchronisierung wird im Kapitel über den Elektron-Positron-Kalibrationstrahl diskutiert.

Die Gradienten der Pulshöhenkorrektur aller Photomultiplier liegen zwischen 5 und 20 nsec pro Differenz der Wurzeln aus den inversen Photoelektronenzahlen des minimal ionisierenden Teilchens und des aktuell gemessenen Teilchens (Abb. 2.19):

$$t_{\text{Pulshöhe}} = a \left(\frac{1}{\sqrt{N_{\text{min.ion.}}}} - \frac{1}{\sqrt{N}} \right) \quad (2.12)$$

2.3.8 Zeitauflösung aus der Zahl der Photoelektronen

Die Genauigkeit der Zeitmessung hängt von der Zahl der Photoelektronen N ab, die auf die erste Dynode eines Photomultipliers gelangen. Die Zeitauflösung wird mit der inversen Wurzel aus der Zahl der Photoelektronen verbessert [PIE73]. Zusätzlich ist die Auflösung abhängig von der Steigung, mit der der Photomultiplierpuls die Diskriminatorschwelle durchschneidet [ERD85]. Empirisch summieren sich beide Effekte zu einer Abhängigkeit der Zeitauflösung von der inversen Photoelektronenzahl.

Die Lasermessung an einem Zähler mit vielen Einkopplungspositionen für optische Fasern zeigt zwei Effekte (Abb. 2.20): Zum einen ist bei konstanter Position die Parametrisierung der Zeitauflösung mit der inversen Photoelektronenzahl mit den Lasermessungen verträglich:

$$\sigma_{\text{Zeit}}(N) = \sigma_0 + \frac{\sigma_1}{N} \quad (2.13)$$

Die Gerade in Abbildung 2.20 entstand durch wiederholte Messungen in der Mittelposition des Szintillators während der Wasserstoff-Periode. Zum anderen wird die Zeitauflösung besser, wenn die Faserposition näher am Photomultiplier ist. Im Teilchenprozessor wird nur die Gerade der Mittelposition zur Bestimmung der Zeitauflösung benutzt.

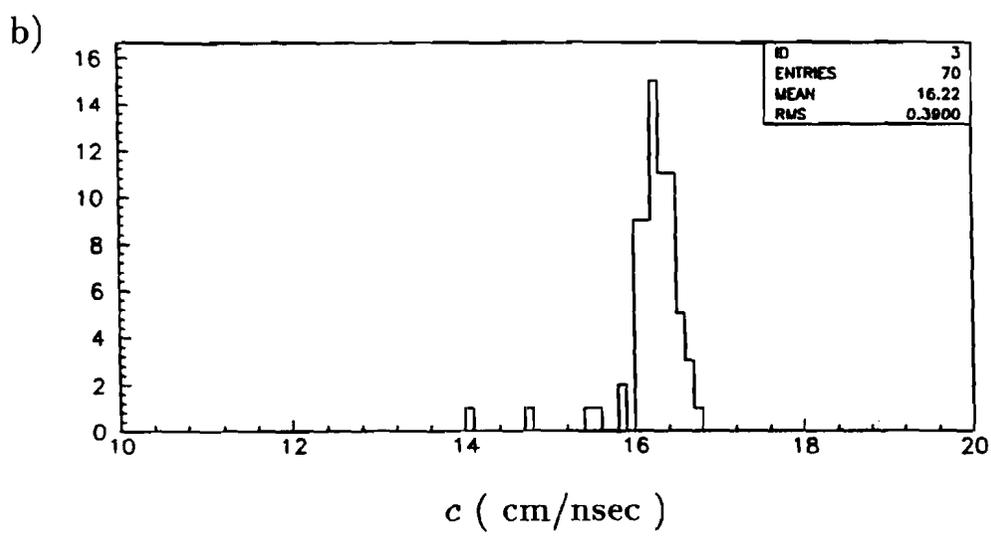
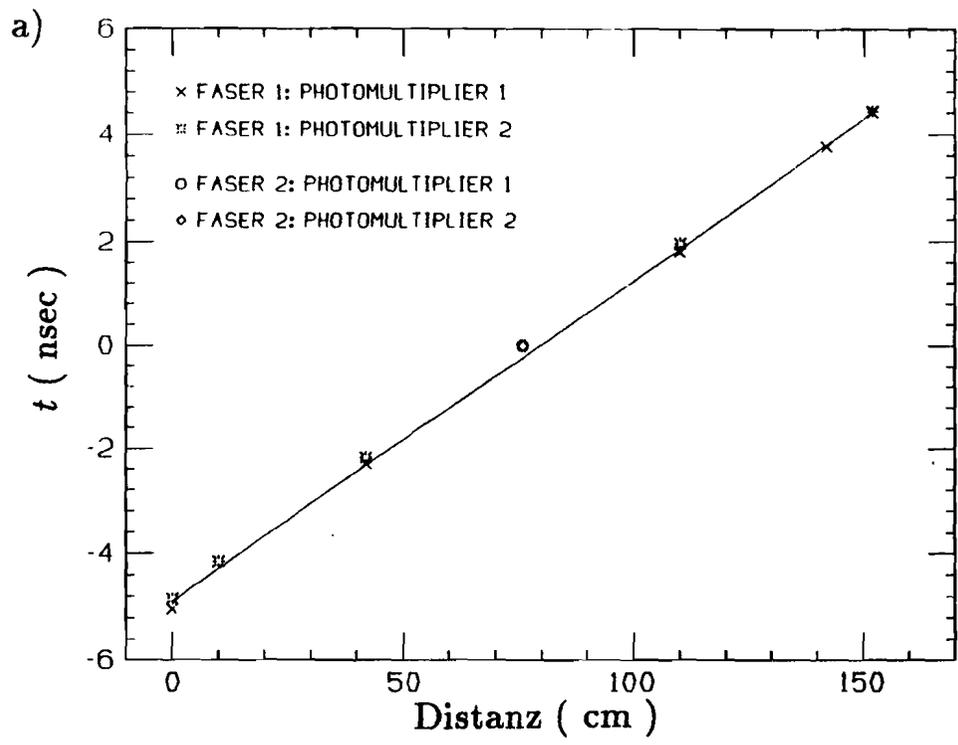


Abb. 2.18: Lichtgeschwindigkeit im Szintillator: a.) einzelner Zähler, b.) alle Zähler.

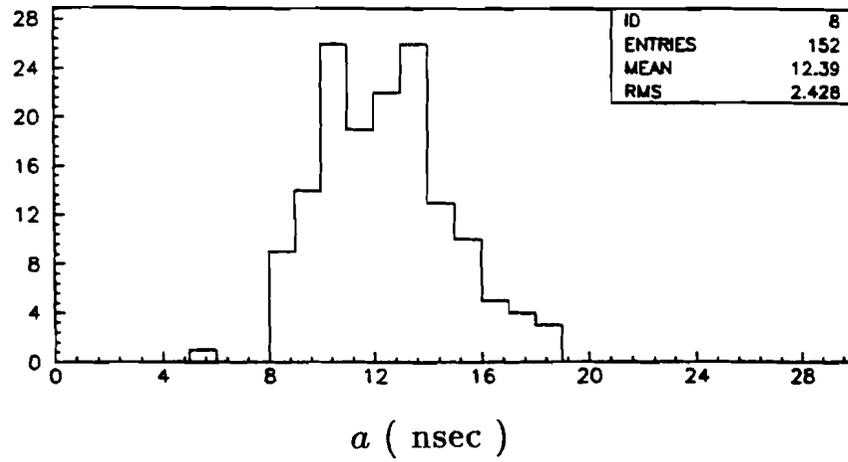


Abb. 2.19: Gradienten der Pulshöhenkorrektur für alle Photomultiplier

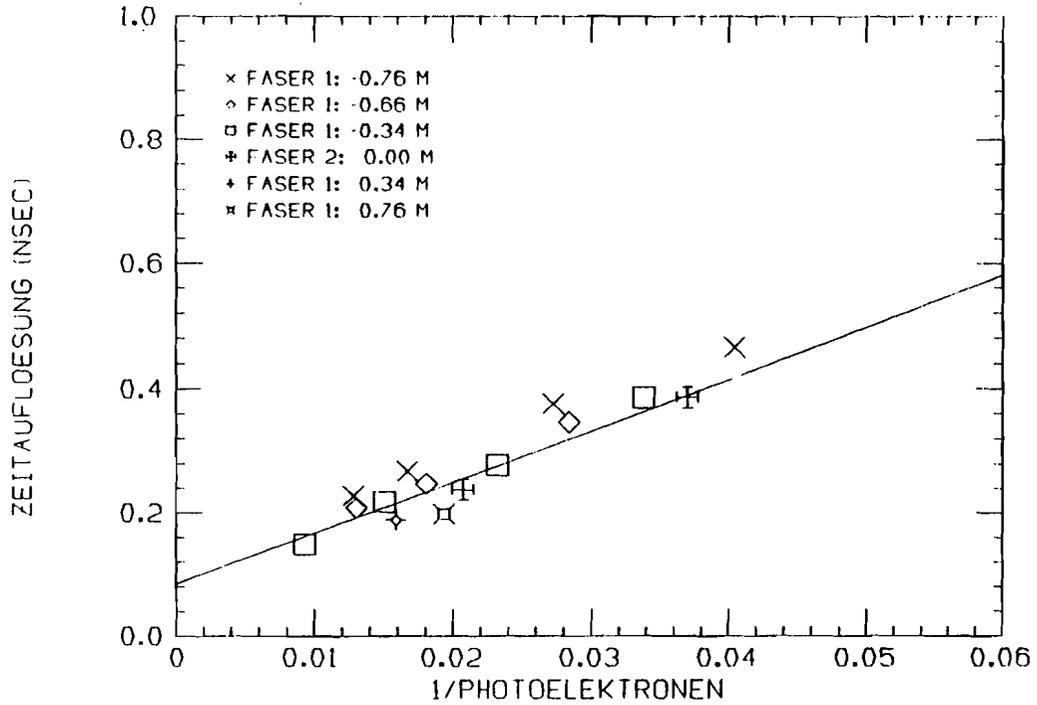


Abb. 2.20: Zeitaufösung in Abhängigkeit von der Zahl der Photoelektronen. Die Gerade wurde aus vielen Messungen in der Mittelposition des Szintillators während der Wasserstoff-Periode 1988 bestimmt.

Bei der Verwendung des oberen und unteren Photomultipliers gleichen sich die positionsabhängigen Verbesserungen bzw. Verschlechterungen der Auflösung näherungsweise aus.

Die bestmögliche Zeitauflösung ergibt sich durch Extrapolation zu unendlich vielen Photoelektronen. Sie ist im Mittel 100 psec (Abb. 2.21). Der Gradient der Parametrisierung liegt für alle Photomultiplier zwischen 5 und 17 nsec pro Photoelektron. Die Berechnung der Zeitauflösung für minimal ionisierende Teilchen ergibt Werte zwischen 200 und 520 psec pro Photomultiplier, im Mittel 309 psec. Eine Aufteilung in die verschiedenen Szintillatorgeometrien zeigt, daß die Zähler mit der höheren Photoelektronenzahl erwartungsgemäß bessere Voraussagen für die Zeitaufösungen haben. Die 1.5 (4) cm dicken Szintillatoren haben im Mittel 274 (293) psec als Auflösung für ein minimal ionisierendes Teilchen, während die 2 cm dicken 341 psec als Vorhersage durch die Lasermessung erhalten (Abb. 2.22).

2.3.9 Zeiteichung des Referenzzählers

Der Referenzzähler und seine Geometrie sind in einer Diplomarbeit genauer beschrieben ([WIL88], Abb. 2.3). Die doppelten Dreiecksformen erfordern eine nichtlineare Zeitkorrektur bezüglich der vertikalen Koordinate z . Die Zähler wurden in der z Richtung in 1 cm große Abschnitte geteilt (Abb. 2.23). In jedem Abschnitt wurde ein Zeitspektrum mit Strahlmyonen erzeugt. Die Zeitmessungen wurden mit der Pulshöheninformation korrigiert (Abb. 2.24). Die gaußisch berechneten Zeitmittelwerte der Spektren wurden durch Polynome gefittet (Abb. 2.25). Diese Polynome werden zur Korrektur der Lichtlaufzeiten in den Szintillatoren des Referenzzählers verwendet. Die Mittelwerte der Spektren in Abschnitt $z = 0$ gaben für die einzelnen Photomultiplier die Synchronisationskonstanten t_0 für den Referenzzähler.

2.4 Elektron-Kalibrationsstrahl

2.4.1 Einleitung

Für die Kalibration der teilchenidentifizierenden Detektoren wurde in einer Periode eine Messung mit Elektronen bzw. Positronen durchgeführt (November 1987). Mit diesen Daten konnten für einige Szintillationszähler des Flugzeit-Detektors die Ergebnisse der Kalibration überprüft und die Zeitauflösung des Detektors gemessen werden.

In der Myon-Strahlführung wurden Teilchen vom primären Protontarget mit Energien von 2 bis 150 GeV ausgewählt. Elektronen (Positronen) vom Target oder aus Zerfällen mit Energien zwischen 2 und 7 GeV erreichten die Akzeptanz des Flugzeit-Detektors (Abb. 2.26). Mögliche Pion-, Kaon- oder Protonanteile im Strahl konnten im Flugzeitspektrum nicht nachgewiesen werden. Die "wahren" Flugzeiten der Teilchen wurden deswegen aus der Flugstrecke l und der Lichtgeschwindigkeit c berechnet und mit der Zeitmessung des Detektors verglichen:

$$t_{Test} = t_{wahr} - t_{Flugzeit-Detektor} \quad (2.14)$$

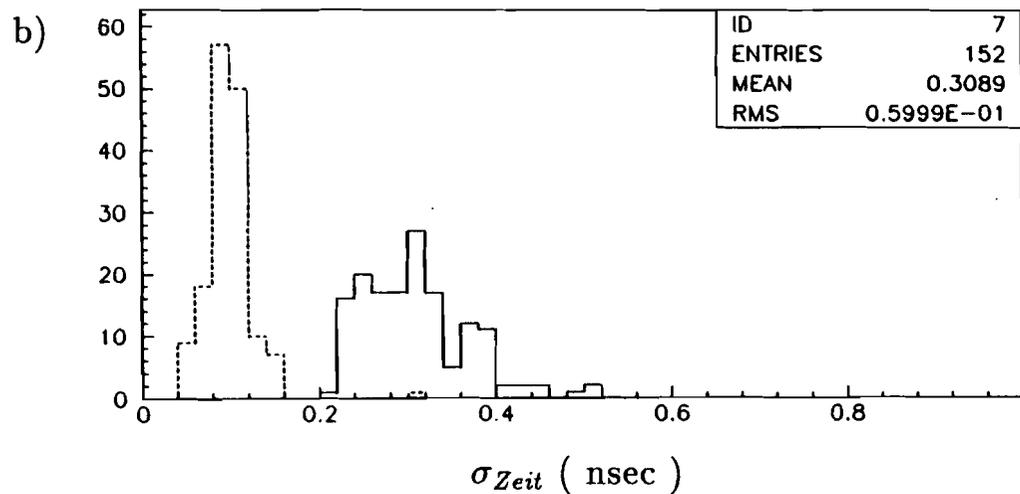
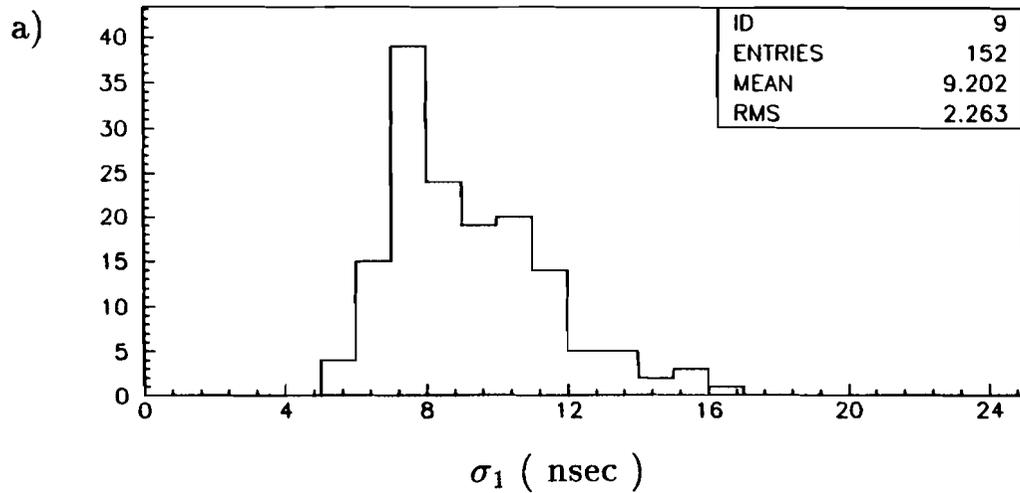


Abb. 2.21: Berechnung von Zeitaufösungen: a.) Gradient zur Bestimmung der Zeitaufösung durch die Zahl der Photoelektronen, b.) Zeitaufösung bei ∞ vielen Photoelektronen (gestrichelte Linie) und bei minimal ionisierenden Teilchen (durchgezogene Linie).

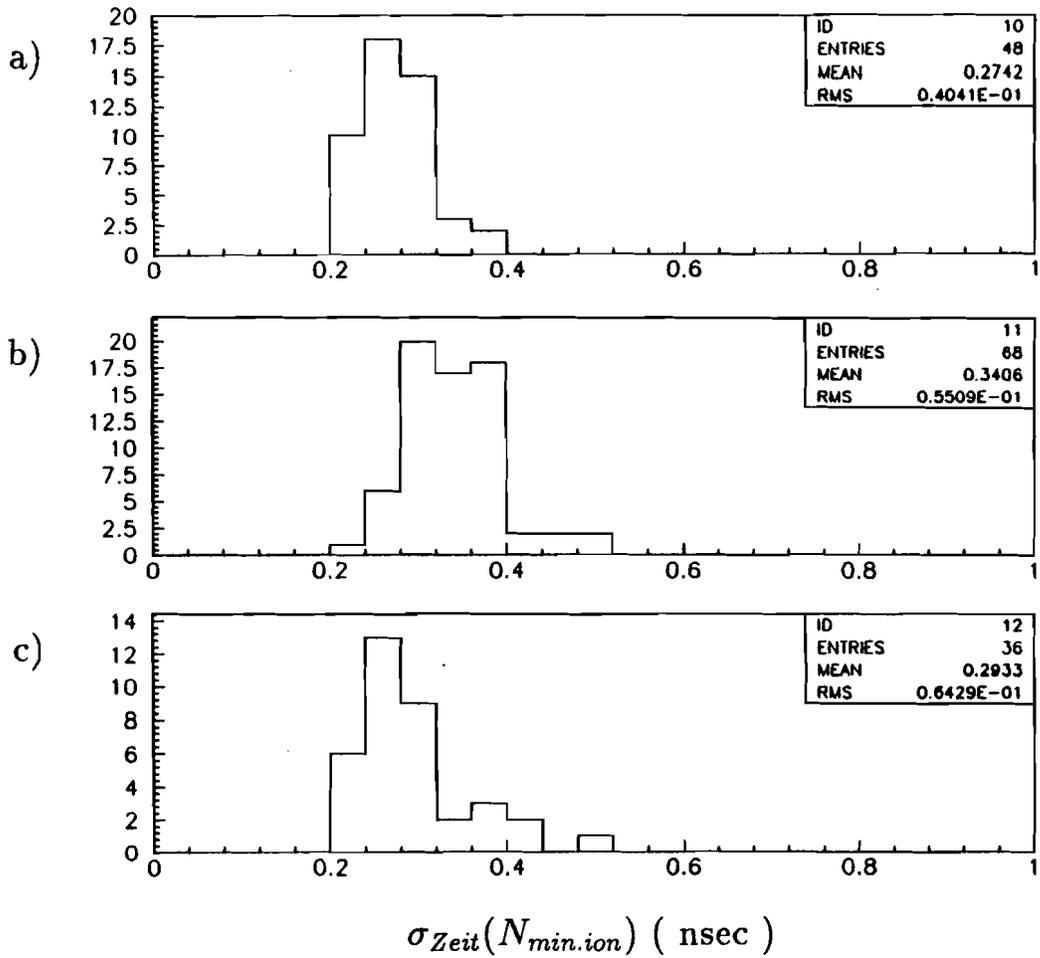


Abb. 2.22: Zeitaufösungen für minimal ionisierende Teilchen aus der Photoelektronenzahl N : a.) 1.5 cm dicke Szintillatoren, b.) 2 cm dicke Szintillatoren, c.) 4 cm dicke Szintillatoren.

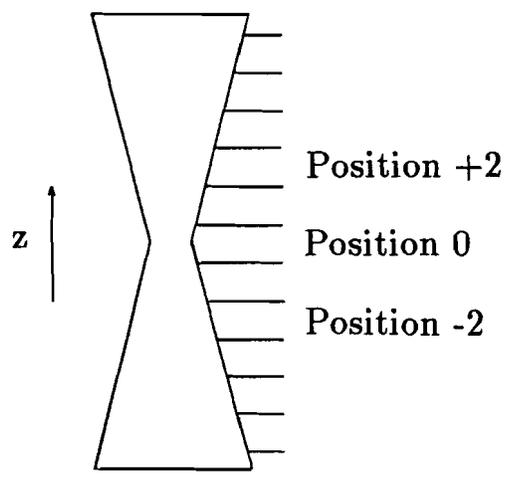


Abb. 2.23: Abschnitte zur Kalibration des Referenzzählers.

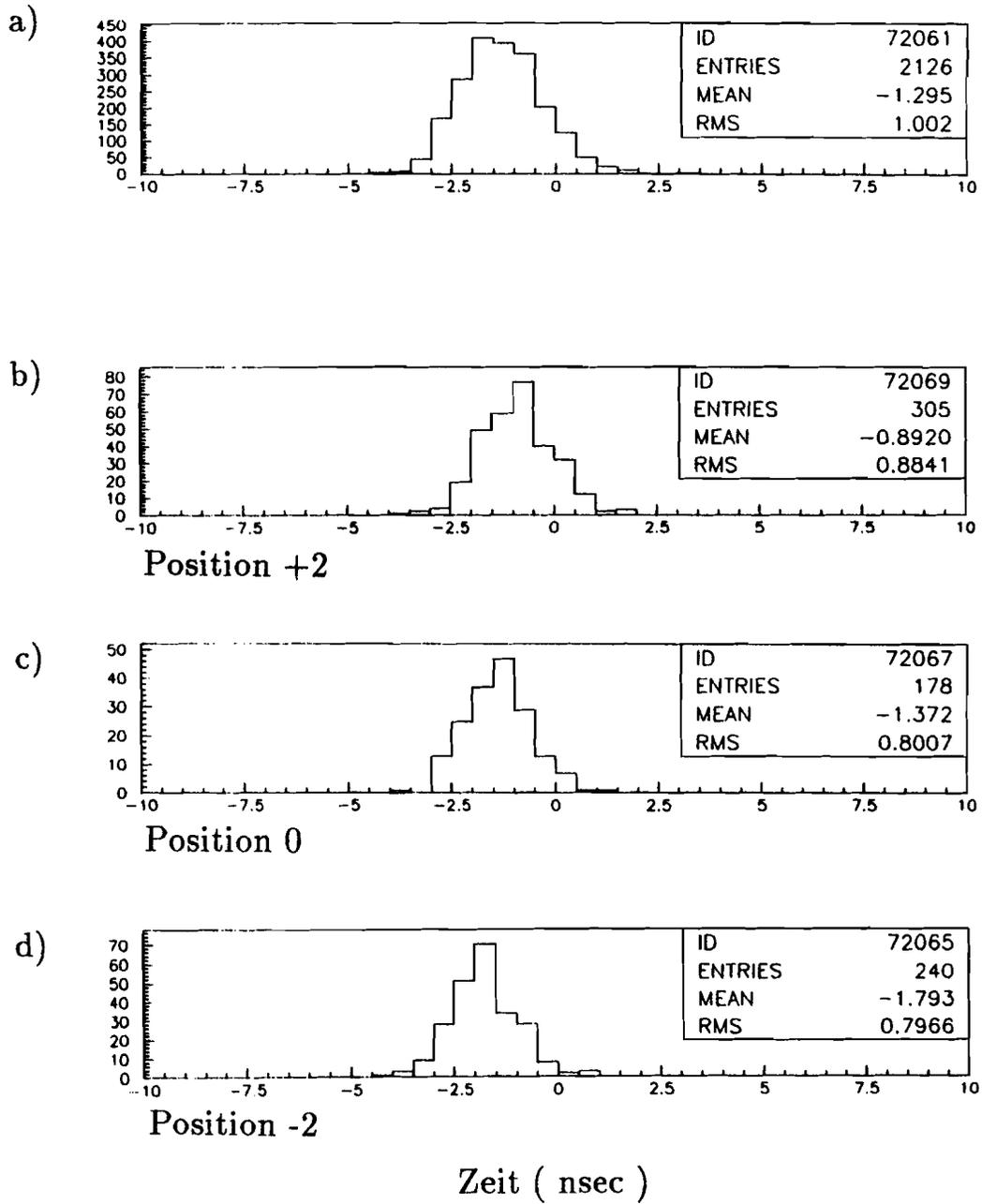


Abb. 2.24: Zeitspektren im Referenzzähler: a.) Zeitspektrum eines Photomultipliers, b.), c.), d.) Zeitspektren in verschiedenen, 1 cm breiten Abschnitten entlang des Szintillators.

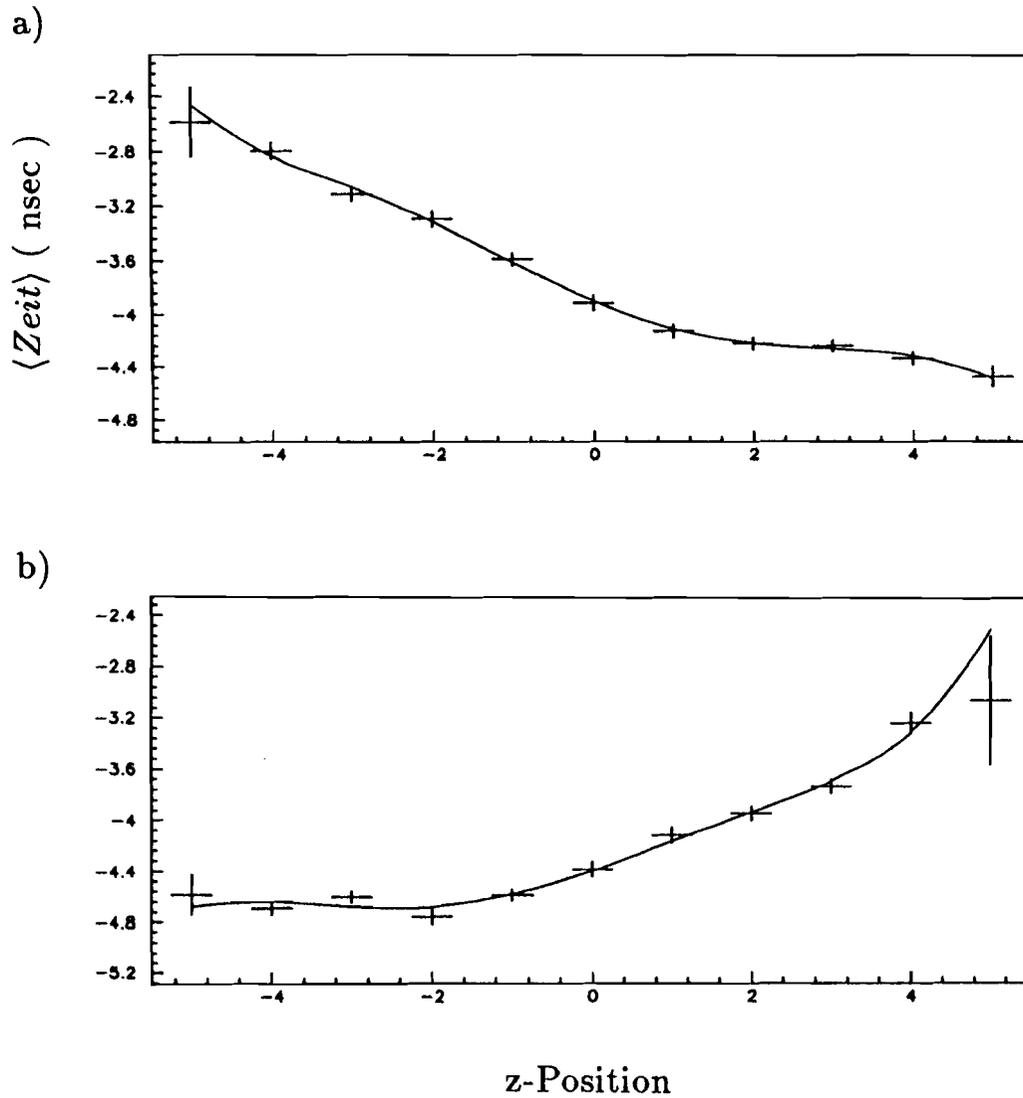


Abb. 2.25: Korrektur der Lichtlaufzeiten im Referenzzähler. Mittelwerte der Zeitspektren in den Abschnitten des mittleren Szintillators und Polynomfits: a.) oberer Photomultiplier, b.) unterer Photomultiplier.

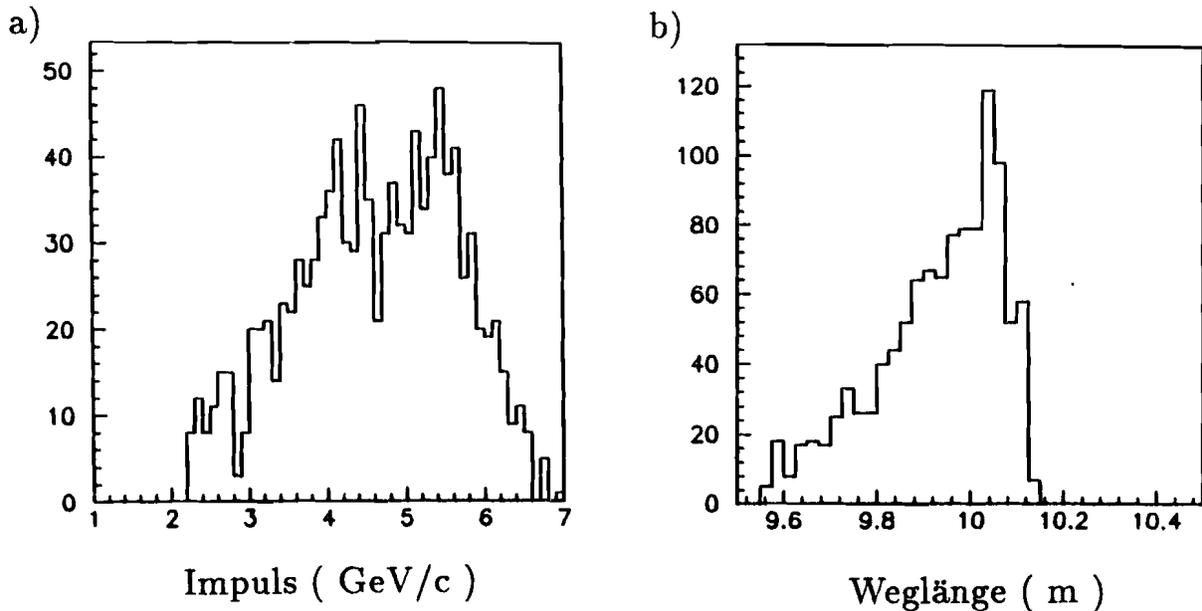


Abb. 2.26: Kinematische Verteilungen im Elektronenstrahl: a.) Impulsverteilung akzeptierter Elektronen, b.) Flugweg von der vierten Strahlstation zum Flugzeit-Hodoskop.

$$= \frac{l}{c} - (t_{\text{Hodoskopzähler}} - t_{\text{Referenzzähler}} + t_{\text{Eichung}}) \quad (2.15)$$

t_{Eichung} bedeutet hier lediglich eine Verschiebung des Zeitspektrums. Die Mittelwerte und die Standardabweichungen der Zeitverteilungen von t_{Test} geben Aufschluß über die Qualität der Synchronisierung der Zähler und die Zeitauflösung des Flugzeit-Detektors (s.u.).

Die Impulse der Elektronen (Positronen) wurden im Strahl-Spektrometer von den ersten drei Stationen gemessen. Der Ablenkmagnet befindet sich zwischen der zweiten und dritten Station. Zwischen der dritten und vierten Station stand ein zusätzlicher Magnet ("Sweeping Magnet"), der eine leichte, vertikale Ablenkung des Strahls bewirkte. Messungen wurden bei verschiedenen Einstellungen dieses Magnetes durchgeführt.

Ausgangspunkt für die Rekonstruktion einer Teilchenspur war eine einzelne Spur im Strahlspektrometer mit Impuls unterhalb 10 GeV/c und eine einzelne Spur im Vertex-Spektrometer in den Detektoren PCV-TOF-PTA (Abb. 2.27). Die Strahlspur wurde durch den Sweeping-Magnet und den Cern Vertex Magneten über ca. 30 m extrapoliert. Dieser Extrapolationsvorgang wurde solange mit verbessertem Impuls wiederholt, bis die beiden Spurstücke an der PCV übereinstimmten.

Die Flugstrecken der Teilchen im Strahl-Spektrometer sind bei der ca. 3 mrad Magnetfeld-Ablenkung über 60 m praktisch gleich. Von der vierten Strahlstation bis zu den Hodoskop-Flügeln unterscheiden sie sich um bis zu 60 cm (Abb. 2.26). Die Genauigkeit der Weglängenmessung ist durch die lange, stützenlose Flugstrecke und mögliche

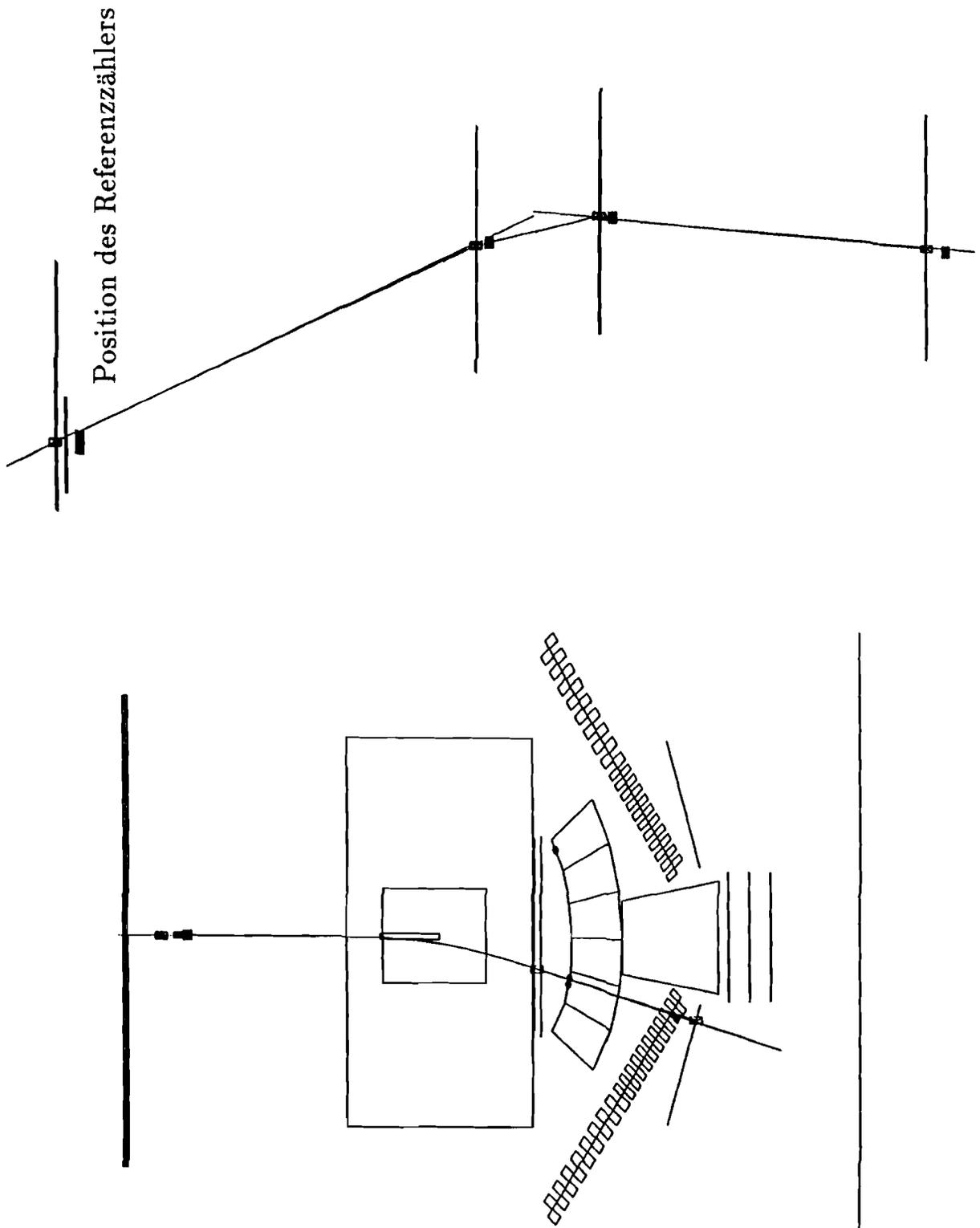


Abb. 2.27: Elektronspur im Strahlspektrometer und Fortsetzung der Spur in das Verticespektrometer.

Vielfachstreuung am Target oder der Streamer Kammer begrenzt. Kombinierte Datensätze mit verschiedenen Einstellungen des Sweeping Magneten hatten zeitliche Mittelwerte, die sich bis zu 300 psec unterschieden. Die Verwendung von Datensätzen mit einzelnen Einstellungen des Magneten beseitigten diese Zeitdifferenzen, bedeuteten aber geringe Statistik für die Einzelspektren der Zähler.

2.4.2 Demonstration der Zeitkorrekturen

Der Einfluß verschiedener Zeitkorrekturen auf die Zeitauflösung des Flugzeit-Detektors kann mit dem Kalibrationsstrahl schrittweise demonstriert werden.

Die einfachste Zeitmessung ist die Bildung des Zeit-Mittelwerts aus dem oberen und unteren Photomultiplier (Abb. 2.28). t_{oben} und t_{unten} bezeichnen die synchronisierten Zeitmessungen in Sekunden: $t_{oben} = \xi_{oben} \times TDC_{oben} - t_{0,oben}$, etc. Die Korrekturen der Lichtlaufzeit im Szintillator, z-Koordinate dividiert durch die Lichtgeschwindigkeit, heben sich bei der Mittelung gegenseitig auf:

$$t_1 = \frac{1}{2} \left(\left(t_{oben} + \frac{z}{c_{Szint.}} \right) + \left(t_{unten} - \frac{z}{c_{Szint.}} \right) \right) = \frac{1}{2} (t_{oben} + t_{unten}) \quad (2.16)$$

Im nächsten Schritt wird die Zeitmessung des Referenzzählers subtrahiert, um die Zeitunsicherheit des Triggersignals zu eliminieren. Die Zeitmessung des Referenzzählers wurde dafür bereits vollständig korrigiert:

$$t_2 = t_1 - t_{Referenzzähler} \quad (2.17)$$

Im dritten Schritt wird die Pulshöhen-Korrektur der Zeitmessung nach Gleichung 2.12 durchgeführt:

$$t_3 = \frac{1}{2} \left((t_{oben} + t_{Pulshöhe,oben}) + (t_{unten} + t_{Pulshöhe,unten}) \right) - t_{Referenzzähler} \quad (2.18)$$

Im vierten Schritt wird die Fluglänge bezüglich einer konstanten Weglänge l_0 korrigiert :

$$t_4 = t_3 + \frac{l - l_0}{c} \quad (2.19)$$

Die Fluglänge ist für einzelne Zähler fast konstant. Die vierte Korrektur wird deswegen erst bei einer Histogrammfolge deutlich, die alle Zähler gemeinsam zeigt (Abb. 2.28).

2.4.3 Zeitauflösung der Zähler für einzelne Teilchen

Die Zeitauflösungen der Zähler für einzelne Teilchen ergeben sich aus den Standardabweichungen der Zeitspektren für die Testgröße t_{Test} in Gleichung 2.15. Zur Bestimmung der Flugzeit $t_{Flugzeit-Detektor}$ wurden sämtliche Zeitkorrekturen verwendet (t_4 , Gleichung 2.19). Die Zeitauflösung für eine Elektronspur vom Referenzzähler zu einem Hodoskopzähler wurde durch gewichtete Mittelung über Zähler mit genügend Statistik bestimmt (Abb. 2.29):

$$\langle \sigma_{zeit}(Elektron) \rangle = 225 \text{ psec} \quad (2.20)$$

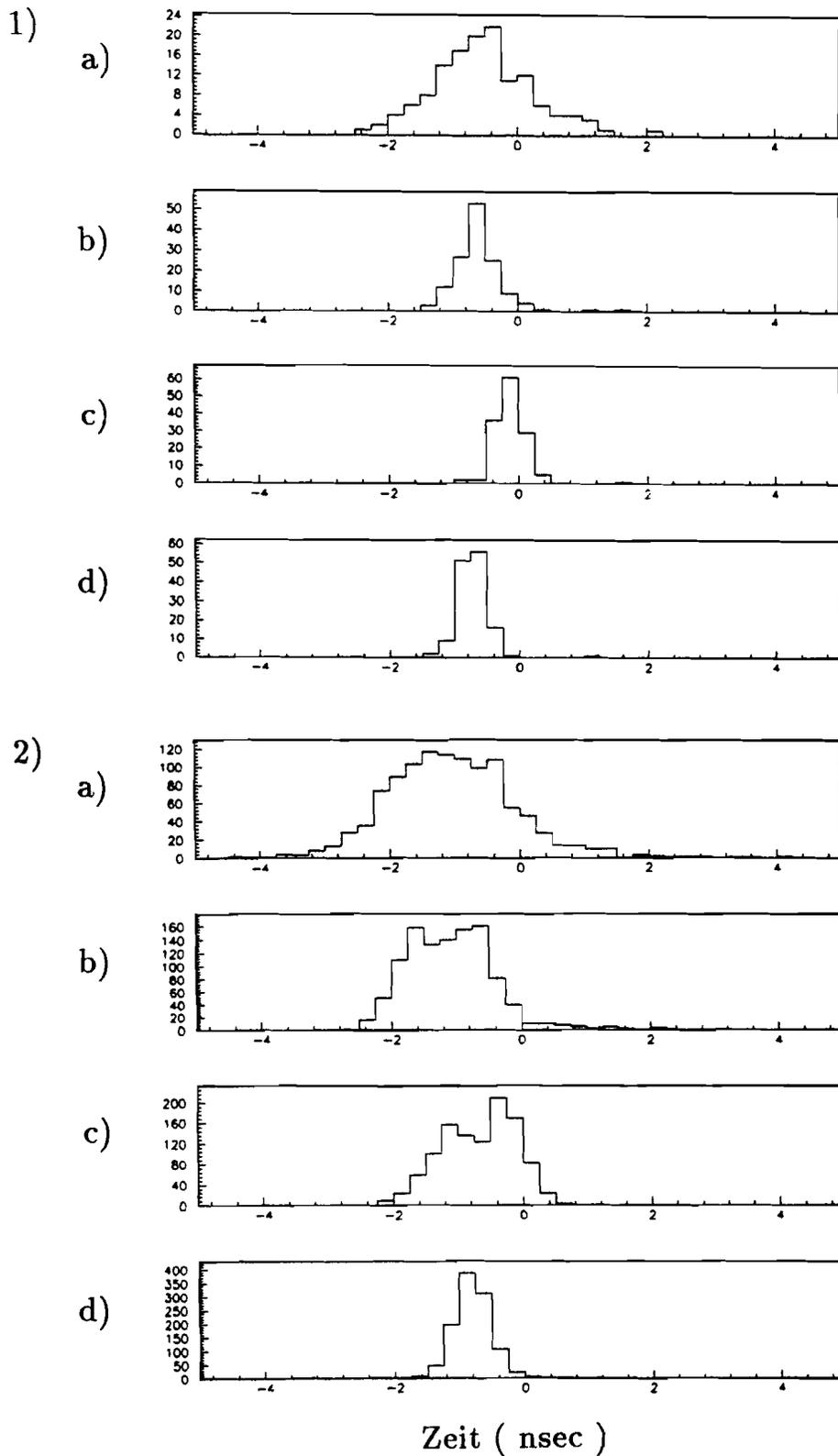


Abb. 2.28: Demonstration der Zeitkorrekturen: Schrittweise verbesserte Zeitspektren aus Elektronendaten 1.) für einen, 2.) für alle Hodoskop-Zähler: a.) Zeit-Mittelwert aus dem oberen und unteren Hodoskop-Photomultiplier, b.) abzüglich der Zeitmessung des Referenzzählers, c.) Pulshöhenkorrektur für die Hodoskop-Photomultiplier, d.) Weglängenkorrektur.

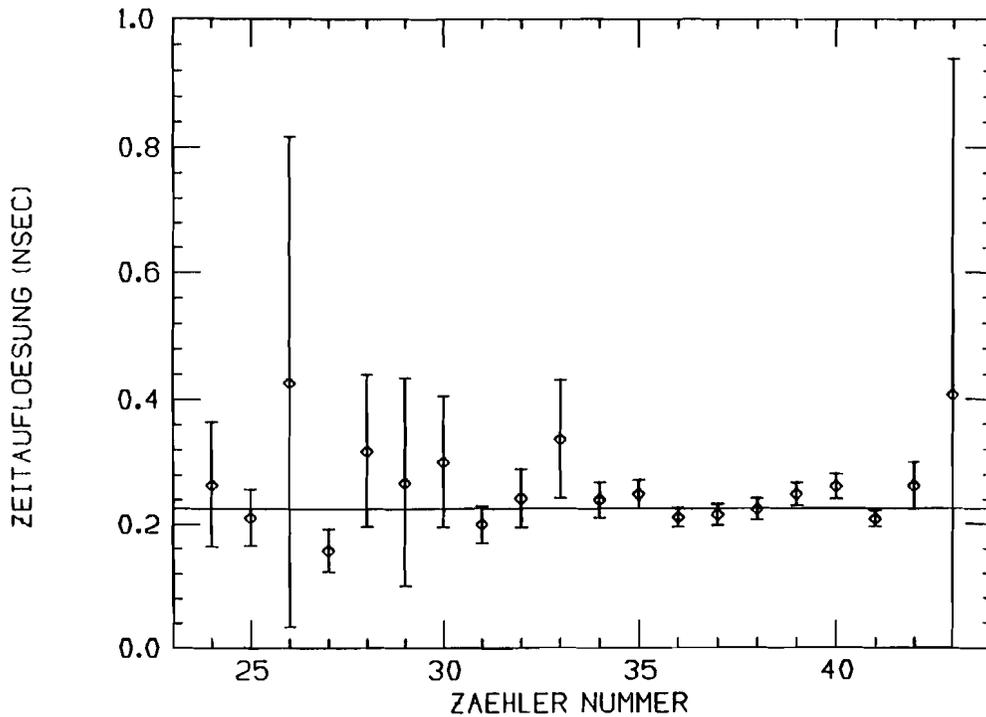


Abb. 2.29: Zeitauflösung für Szintillationszähler aus Elektronendaten.

Die Vorhersage der Zeitauflösung aus der Zahl der Photoelektronen N ist in Abbildung 2.30 für alle getroffenen Hodoskop-Photomultiplier gezeigt. Die durchschnittliche Auflösung von 220 psec zusammen mit der Zeitauflösung des Referenzzählers 175 psec ergibt $\sigma_{Zeit}(N) = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{220^2 + 175^2} \approx 200 \text{ psec}$. Die Zeitauflösung läßt sich daher mit guter Genauigkeit aus der Zahl der Photoelektronen abschätzen.

2.4.4 Synchronisationstest der Detektor-Uhren

Für die Synchronisierung der Zähler-Uhren werden die Zahl der Pikosekunden pro TDC Kanal, und ein Referenzpunkt auf den Sekunden-Skalen benötigt. Die Umrechnung der TDCs in Sekunden wurde mit dem Pulser-System bestimmt (s.o.). Die Zeit-Korrekturflächen in Abhängigkeit der Photomultiplier-Pulsamplituden und der vertikalen Koordinate z wurden mit dem Laser erzeugt und sind durch die gleichlangen, optischen Fasern für alle Photomultiplier synchron (s.o.). Als Nullpunkt, oder Referenzpunkt für diese Korrekturflächen wurden die $z = \text{Nullebene}$ und die ADC Signale für minimal ionisierende Teilchen gewählt (s.o.).

Die Mittelwerte der Elektron-Zeitspektren von t_{Test} in Gleichung 2.15 für Hodoskop-Zähler mit ausreichender Statistik sind in Abbildung 2.31 gezeigt. Die Zeitwerte wurden mit allen Korrekturen anhand von t_4 in Gleichung 2.19 berechnet. Die Qualität der Synchronisierung der Szintillationszähler ist eine Standardabweichung der mittleren

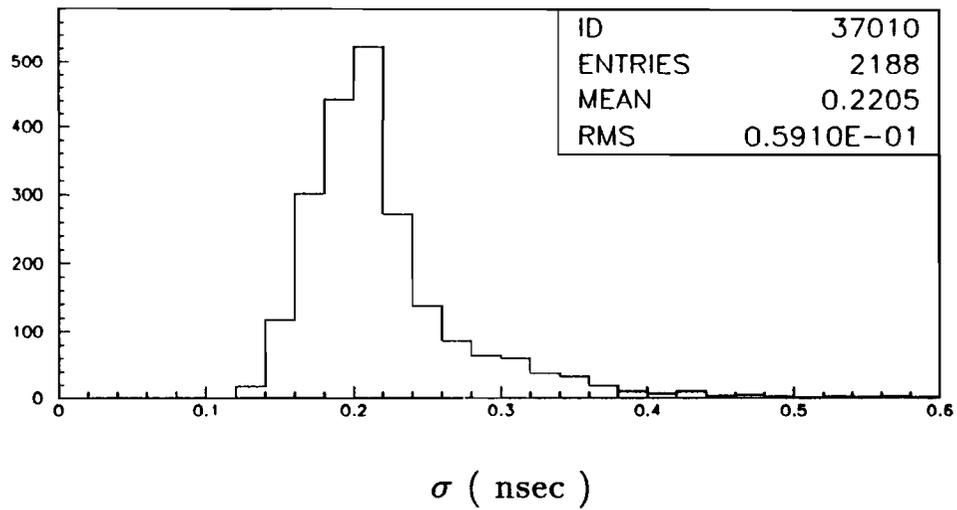


Abb. 2.30: Genauigkeit der Elektron-Zeitmessung aus der Zahl der Photoelektronen für einzelne Photomultiplier des Flugzeit-Detektors.

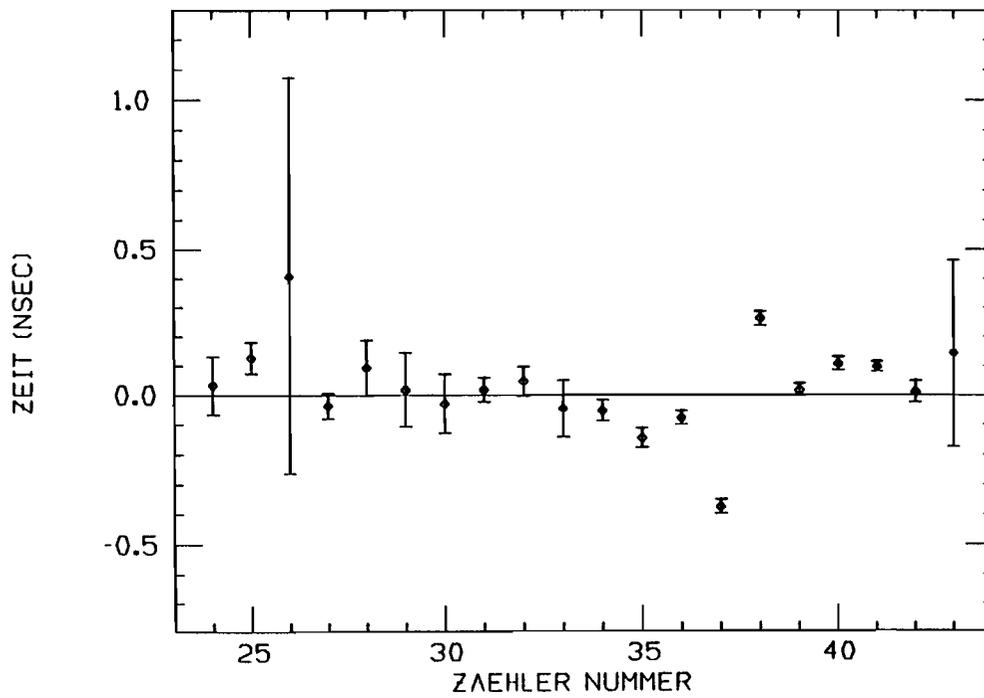


Abb. 2.31: Mittelwerte der Elektronen-Zeitspektren für verschiedene Zähler.

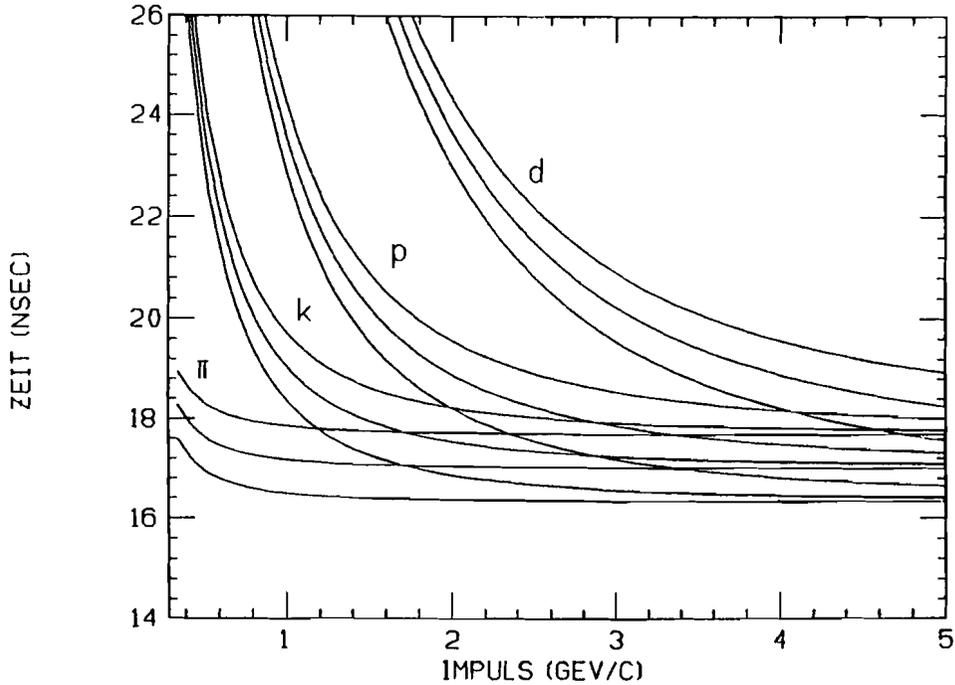


Abb. 2.32: Flugzeiten für verschiedene Teilchen bei 5.1 m Flugweg aufgetragen gegen den Impuls. Die Linien zeigen den Bereich von 3 Standardabweichungen an ($1\sigma = 225\text{psec}$).

Zeitauflösung.

2.5 Teilchenidentifizierung mit dem Flugzeit-Detektor

2.5.1 Identifizierung mit einem Likelihood Verfahren

Aus der Definitionsgleichung für den Impuls

$$p = mc\beta \quad (2.21)$$

folgt, daß Teilchen mit gleichem Impuls aber verschiedener Masse verschieden schnell fliegen (Abb. 2.32). Mit m ist hier die relativistische Masse des Teilchens bezeichnet, mit β die auf die Lichtgeschwindigkeit c normierte Geschwindigkeit. Die Ruhemasse m_0 ergibt sich nach der Relativitätstheorie und der Definitionsgleichung 2.21 zu

$$m_0 = m\sqrt{1 - \beta^2} = \frac{p}{c}\sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1} \quad (2.22)$$

Die Geschwindigkeit β wird aus der Flugstrecke l vom Wechselwirkungspunkt zum Flugzeitdetektor und der dazugehörigen Flugzeitmessung t berechnet,

$$\beta = \frac{l}{ct} \quad (2.23)$$

Der Impuls p errechnet sich aus dem Krümmungsradius ρ der Teilchenspur im Magnetfeld B und der Elementarladung e durch

$$p = eB\rho \quad (2.24)$$

Der Impulsfehler beträgt bei Streamerkammerspuren $\frac{\Delta p}{p} \approx 1\%$ (p in GeV/c), ist also im Akzeptanzbereich des Flugzeitdetektors (0.3 - 8 GeV/c) wenige Prozente groß. Der Fehler der Weglänge ist weniger als $\frac{\Delta l}{l} < 1\%$. Bei ca. 17 nsec Flugzeit für ein Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit und der Zeitauflösung 225 psec ist der Flugzeitfehler etwa $\frac{\Delta t}{t} \approx 1\%$.

Anstelle einer Teilchenidentifizierung auf der Basis von Ruhmassen wird für die Identifizierung ein Likelihoodverfahren auf der Basis der Zeitmessung durchgeführt. Hintergrund für diese Entscheidung ist, daß die typischen Teilchen der Fragmentierung, die ca. 5 m bei Impulsen von wenigen GeV/c fliegen können, bekannt sind. Hierzu zählen Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen, Protonen und Deuteronen. Die kontinuierliche Variable Ruhmasse wird durch diese wenigen, diskreten Massenhypothesen ersetzt. Die Gleichung für die Ruhmasse 2.22 wird als Zeit-Hypothesengleichung umformuliert

$$t_{Hypothese} = \frac{l}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{m_{Hypothese}}{p} \right)^2} \quad (2.25)$$

und mit der gemessenen Flugzeit t_{Daten} verglichen.

Da die Flugzeitmessung endliche Genauigkeit hat, ist es unwahrscheinlich, daß die gemessene Zeit mit der Zeit-Hypothese des richtigen Teilchens exakt übereinstimmt. Vielmehr ist die gemessene Zeit, könnte man dieselbe Messung beliebig oft wiederholen, ein Datenpunkt einer Gaußverteilung mit Mittelwert $t_{Hypothese}$ und der Zeitauflösung $\sigma_{Zeitmessung}$ des Detektors als Standardabweichung.

Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß die Zeitmessung der Gaußverteilung einer bestimmten Zeit-Hypothese und damit Teilchen-Hypothese angehört, ist der Funktionswert f , den die Zeitmessung in der Gaußkurve hat [HAA82].

$$f(t_{Daten}) = \exp \left(- \frac{(t_{Daten} - t_{Hypothese})^2}{2\sigma_{Zeitmessung}^2} \right) \quad (2.26)$$

Die Hypothese mit dem größten Funktionswert besitzt die größte Wahrscheinlichkeit, mit der wahren Teilchensorte identisch zu sein. In Analogie zum Maximum Likelihood Verfahren werden die Funktionswerte auch mit "Likelihood" bezeichnet. Mögliche falsche Identifizierungen werden mit Monte Carlo Simulation studiert und durch Likelihood-Schnitte unterdrückt (s.u.).

2.5.2 Simulation des Detektors

Aufgabe der Simulation des Detektors ist die Erzeugung von TDC und ADC Daten, die den Rohdaten des Detektors ähnlich sind. Eingabe für die Simulation sind Monte Carlo

Daten, in denen die Spurparameter der Teilchen, ihre Massen, Impulse und Weglängen zum Flugzeit-Detektor bekannt sind.

Die Monte Carlo Daten sollen dieselben Entscheidungsprozeduren durchlaufen wie die Rohdaten. Als gemeinsamer Ausgangspunkt für beide Datentypen wurden die LDEC Banken gewählt. LDEC Banken sind die originalen Rohdaten neu geordnet durch den Dekoder nach den Konventionen des Experiments [OFF89]. Entscheidungsprozesse über die Daten, d.h. z.B. Entscheidungen ob Zähler getroffen wurden oder nicht, werden in der Analyse nach den LDEC Banken durchgeführt.

Die Produktion von Monte Carlo LDEC Banken geschieht in mehreren Schritten. Zunächst werden alle LDEC-Banken gebucht und mit ADC Pedestal Werten und TDC Überlaufwerten gefüllt. Untergrundeffekte können hiernach in die LDEC Banken adiert werden.

Im folgenden Schritt werden die Teilchenspuren bearbeitet, die durch die Akzeptanz des Flugzeit-Detektors laufen. Mehrere Detektoren sind einer "key plane" zugeordnet, das ist eine virtuelle Ebene, die möglichst nahe an Gruppen von physikalischen Detektorebenen lokalisiert ist. Für jede key plane gibt es eine Bank, die die Koordinaten der Schnitte der Teilchenspuren mit der Ebene, sowie die Richtungsvektoren der Spuren enthält. Diese Banken heißen LKEY für Daten und MKEY für Monte Carlo Daten.

Jede Teilchenspur, die durch den Flugzeit-Detektor läuft, wird in einer temporären Bank LTMP(1) registriert. Die Struktur dieser temporären Bank ist im Anhang gezeigt. Die Spurinformation wird mit der Position der Zähler verglichen. Unter Verwendung der temporären Bank werden die Teilchen-Flugzeiten mit Korrekturen versehen und in TDC Einheiten umgerechnet. Die Zeitkorrekturen werden im folgenden Kapitel beschrieben. TDC und ADC Werte von Zählern, die von Monte Carlo Spuren getroffen wurden, werden in die vorgefüllten LDEC Banken eingetragen. Danach durchlaufen die Monte Carlo erzeugten LDEC Banken dieselbe Analyse wie die über den Dekoder aus Rohdaten erzeugten LDEC Banken.

2.5.3 Teilchenspuren aus der Streamerkammer und der Identifizierungsprozeß

Teilchenspuren, die in der Streamerkammer gemessen wurden, werden durch das Magnetfeld zu den "key planes" des Flugzeit-Detektors verfolgt und die dortigen Spurparameter in die LKEY Banken eingetragen. Danach werden alle Teilchen, die in den LKEY Banken vorkommen, in einer temporären Bank LTMP(2) registriert, die dieselbe Struktur hat wie die der Simulation des Detektors (siehe Anhang). Der Positionsvergleich der Teilchendurchgänge mit den Zählerpositionen bildet die *externe* Vorhersage für einen Treffer.

Die TDC und ADC Daten des Flugzeit-Detektors werden so untersucht, wie im Kapitel über die Datendekodierung und *interne* Erkennung von Teilchendurchgängen durch die Szintillatoren beschrieben ist. Getroffene Zähler werden dabei in einer LCOR Bank registriert.

Anschließend werden die extern vorhergesagten, getroffenen Zähler der temporären

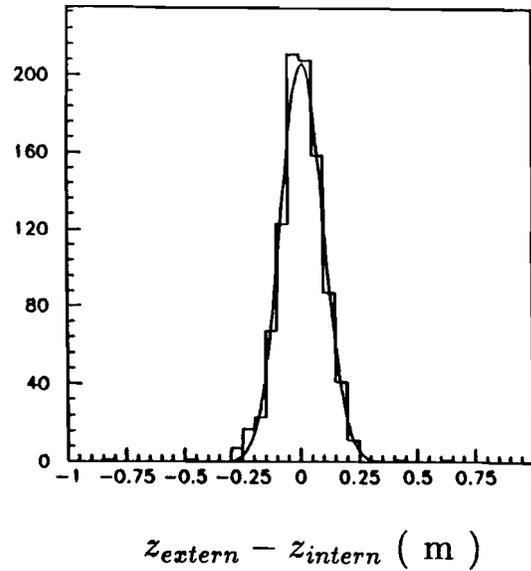


Abb. 2.33: Vertikale Differenz der Trefferpositionen zwischen der Spurvorsage der Streamer Kammer und der internen Positionsmessung des Flugzeit-Detektors.

Bank LTMP(2) mit den Zählern der LCOR Bank verglichen. Für eine erfolgreiche Assoziierung einer Spur mit einem Zähler und der Verwendung der gemessenen Zeiten müssen mehrere Bedingungen erfüllt sein:

- Die Zählernummern von LTMP(2) und LCOR Banken stimmen überein.
- Die intern durch Zeitdifferenz des oberen und unteren Photomultipliers bestimmte vertikale Koordinate $z = \frac{1}{2}(t_{\text{unten}} - t_{\text{oben}}) \times c_{S\text{zint.}}$ muß mit der externen Spurkoordinate innerhalb von drei Standardabweichungen übereinstimmen ($3 \times 9 \text{ cm}$, Abb. 2.33).
- Der Zähler darf nicht mehr als eine Spurvorsage aufweisen.

Die Zeitinformationen zu einer Spur werden für jeden Photomultiplier einzeln korrigiert und dann zur Flugzeitmessung t_{Flugzeit} zusammengefaßt. Die Pulshöhenkorrekturen werden mit den ADC Werten nach Gleichung 2.12 durchgeführt und die interne Lichtlaufzeit aus der z-Koordinate der Spurvorsage korrigiert:

$$\begin{aligned}
 t_{\text{Flugzeit}} &= \frac{1}{m} \sum_{\text{m Flügelzähler}} \left(\xi^{(j)} \times TDC^{(j)} - t_0^{(j)} + t_{\text{Pulshöhe}}^{(j)} \pm \frac{z^{(j)}}{c} \right) \\
 &- \frac{1}{n} \sum_{\text{n Referenzzähler}} \left(\xi^{(i)} \times TDC^{(i)} - t_0^{(i)} + t_{\text{Pulshöhe}}^{(i)} + t_{\text{Polynom}}(z^{(i)}) \right) \\
 &+ t_{\text{Eichung}} - t_{\text{Myon zum Vertex}} \quad (2.27)
 \end{aligned}$$

Der Fehler der Flugzeitmessung wird mit dem ADC-Wert bzw. den Zahlen der Photo-

elektronen N nach Gleichung 2.13 berechnet:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{Flugzeit}}^2 &= \frac{1}{m} \sum_m \text{Flügelzähler} \left(\sigma_0^{(j)} + \frac{\sigma_1^{(j)}}{N^{(j)}} \right)^2 \\ &+ \frac{1}{n} \sum_n \text{Referenzzähler} \left(\sigma_0^{(i)} + \frac{\sigma_1^{(i)}}{N^{(i)}} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.28)$$

Der kombinierte Zeitwert und sein Fehler werden in die temporäre Bank LTMP(2) eingetragen. Impulse, Fluglängen, -zeiten, und -geschwindigkeiten sind in Abbildung 2.34 gezeigt. Die langen Flugwege in der Weglängenverteilung können durch Teilchen entstehen, die das Target unter großem Winkel zur Strahlachse verlassen und deren Flugrichtung im Magnetfeld von Osten (Westen) nach Westen (Osten) gedreht wird (Abb. 1.2). In Abbildung 2.35 wurden die inversen Fluggeschwindigkeiten gegen die Teilchenimpulse aufgetragen:

$$\frac{1}{\beta} = \sqrt{1 + \left(\frac{m_0}{p} \right)^2} \quad (2.29)$$

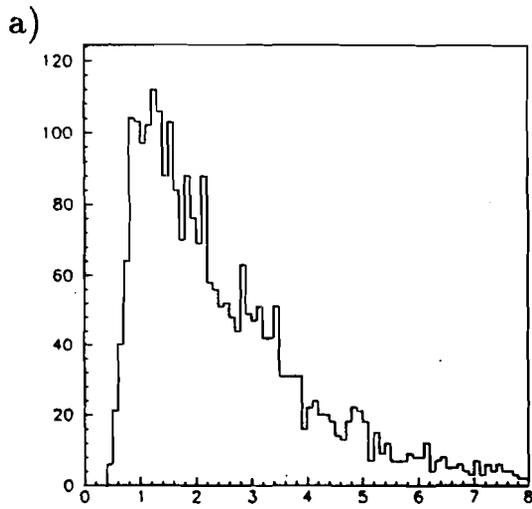
Die langsamen Protonen sind deutlich separiert von den anderen Teilchen. Einige Datenpunkte könnten Kandidaten für Deuteronen sein (vgl.[DRY90]). Die absolute Zeiteichung t_{Eichung} zwischen Referenzzähler und Hodoskop wurde mit $\beta = 1$ - Teilchen feinjustiert (Abb. 2.36).

Im letzten Schritt des Teilchen-Prozessors werden für alle Spuren die Likelihood Werte für die verschiedenen Teilchenhypothesen gebildet. Sie sind die Funktionswerte der gemessenen Zeit in Gaußkurven, die die verschiedenen Zeit-Hypothesen als Mittelwerte haben, und den Fehler der Zeitmessung als Standardabweichung (Gleichung 2.26). Diese Funktionswerte werden in LSTI Banken geschrieben. Für jede Teilchenspur gibt es eine solche Identifizierungs-Bank. Von allen Detektoren mit Fähigkeit zur Teilchenidentifizierung (Cerenkovzähler, elektromagnetisches Kalorimeter, Flugzeit-Detektor) sollen hier für jede Hypothese Likelihood-Werte eingetragen werden. Die Likelihoodwerte aller Detektoren werden von einem übergeordneten Prozessor "Match" durch einfache Multiplikation zusammengefaßt. Das kombinierte Ergebnis ist eine gemeinsame Erklärung über die Teilchenidentität und wird ebenfalls in die LSTI Bank geschrieben.

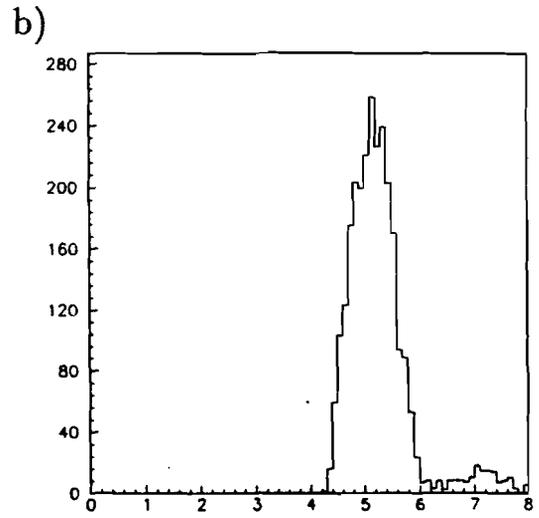
In dieser Arbeit wurden ausschließlich die Ergebnisse des Flugzeit-Detektors verwendet. Protonen, die im Schwerpunktssystem des Photons und Nukleons gegen die Photonrichtung fliegen, werden im wesentlichen in seinem Akzeptanzbereich identifiziert.

2.5.4 Likelihood-Schnitt zur Identifizierung von Protonen

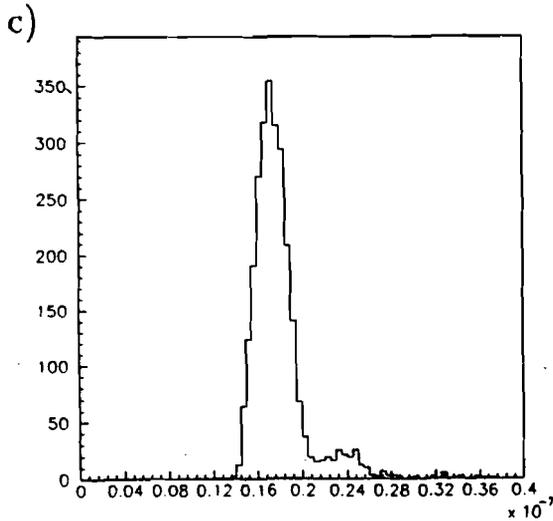
Die Entscheidungskraft der Maximum Likelihood Methode auf der Basis der Zeit-Hypothesen und Zeitmessungen ist limitiert für größere Teilchen-Impulse (Abb. 2.32). Bei kleinen Impulsen sind die Flugzeitverteilungen der Teilchen-Hypothesen gut voneinander separiert, d.h. die Funktionswerte der Zeitmessung, oder die Likelihood-Werte,



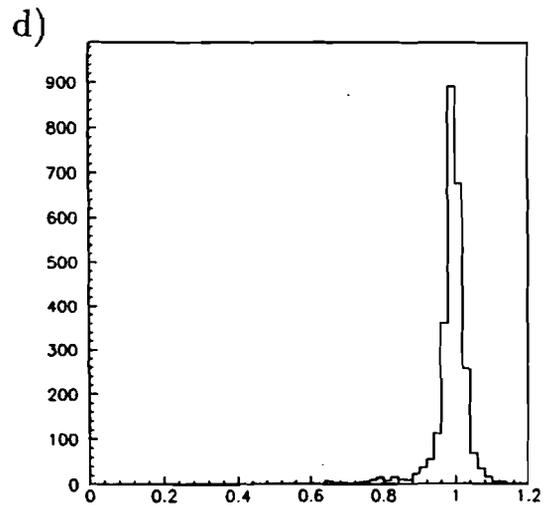
Impuls (GeV/c)



Weglänge (m)



Flugzeit (sec)



β

Abb. 2.34: Kinematik der Teilchenspuren aus Wasserstoff-Daten: a.) Impulsspektrum, b.) Flugwegspektrum, c.) Flugzeitspektrum, d.) $\beta = l/ct$ Spektrum.

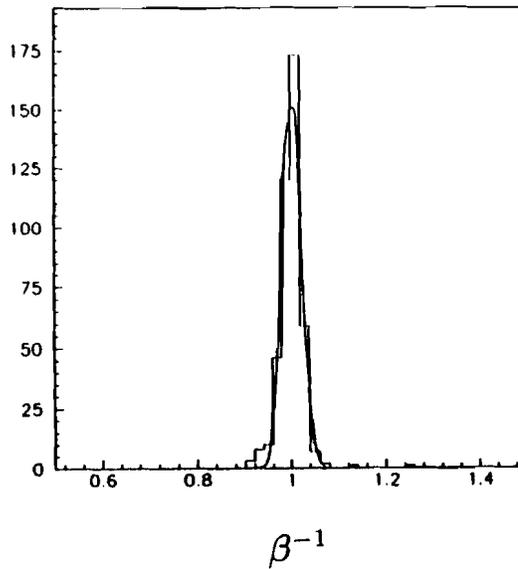


Abb. 2.36: Feinjustierung der Zeitkonstanten $t_{Eichung}$ mit Hilfe von lichtschnellen Teilchen $p > 4\text{GeV}/c$ in den Wasserstoff-Daten.

sind sehr verschieden für die einzelnen Hypothesen. Bei großen Impulsen fliegen die Teilchen fast gleich schnell, d.h. die Gaußkurven der Teilchen-Hypothesen überschneiden sich. Likelihood-Werte sind dann für alle Hypothesen fast gleich groß, die Teilchenseparation damit unmöglich.

Um Mißidentifizierungen durch die Maximum Likelihood Methode gering zu halten, wurden Zusatzkriterien eingeführt und mit Monte Carlo studiert. Gewählt wurden Verhältnisse des Maximum Likelihood-Wertes L_m mit den beiden Nachbar-Hypothesen, die schneller bzw. langsamer als die Maximum Likelihood Hypothese fliegen:

$$\frac{L_{m+1}}{L_m}, \frac{L_{m-1}}{L_m} \quad (2.30)$$

Mit Monte Carlo wurden richtige Entscheidungen der Maximum Likelihood Methode selektiert und die Likelihood-Verhältnisse histogrammiert. Aus dem Vergleich mit den Likelihood-Verhältnissen von mißidentifizierten Teilchen ergaben sich Schnittwerte für die verschiedenen Hypothesen.

Die Impulsverteilung in der Akzeptanz des Flugzeit-Detektors liegt relativ hoch für Teilchen-Identifizierung durch Flugzeitmessung. Elektronen, Myonen und Pionen fliegen paraktisch immer gleich schnell und können nicht separiert werden. Kaonen können mit starkem Untergrund identifiziert werden. Die Entscheidung des Maximum Likelihood Verfahrens für die Proton Hypothese wird akzeptiert, falls für das Verhältnis mit dem Kaon-Likelihood-Wert gilt (Abb. 2.37):

$$\frac{L_{Kaon}}{L_{Proton}} < 0.1 \quad (2.31)$$

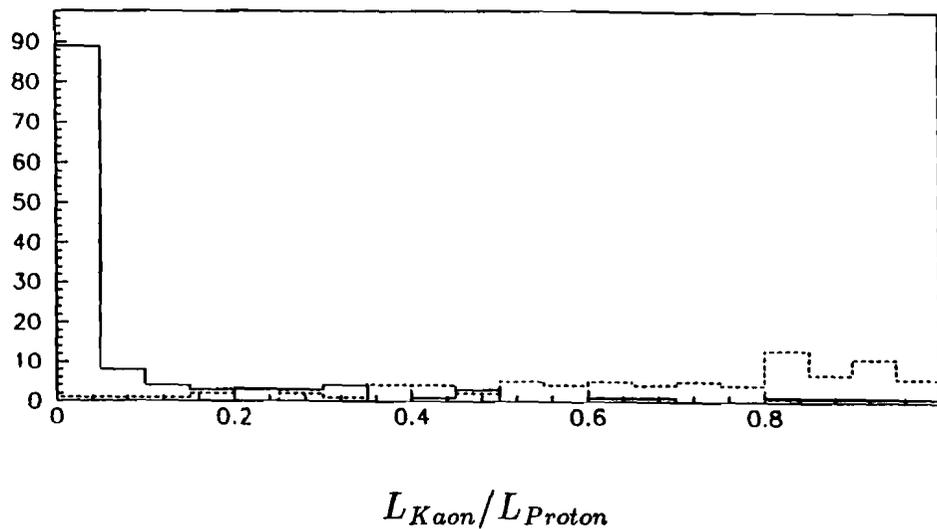


Abb. 2.37: Verhältnis der Likelihood-Werte L_{Kaon}/L_{Proton} falls die Entscheidung des Identifizierungsprogramms für ein Proton richtig war (durchgezogene Linie), falsch war (gestrichelte Linie).

Mit diesem Schnitt haben die Protonen Laborimpulse bis ca. 2 GeV/c. Im Rahmen der Statistik, die für die Protonanalyse der folgenden Kapitel zur Verfügung stand, ist der Untergrund durch Mißidentifizierungen praktisch vernachlässigbar.

3 Aspekte der im Photon-Nukleon-Schwerpunkt-system rückwärts gestreuten Protonen

3.1 Rückwärts gestreute Protonen

Nach den Strukturfunktionsmessungen ist der dominante, tiefinelastische Streuprozess bei großen $x_{Bj} > 0.3$ die Streuung des virtuellen Photons an einem einzelnen Valenzquark des Targetnukleons. Die Strukturfunktionen für Seequarks und Gluonen sind in diesem Bereich klein gegen die der Valenzquarks, siehe z.B. [DIE86]. Im Schwerpunktsystem fliegt das getroffene Valenzquark in der Richtung des Photons, in die Vorwärts-Hemisphäre. Das übrig gebliebene Diquark qq erhält die Richtung des einlaufenden Nukleons und fliegt in die Rückwärts-Hemisphäre. Wegen der Erhaltung der Baryonzahl ist es wahrscheinlich, daß das farbgeladene Diquark seinen farbneutralen Zustand durch die Bildung eines Protons, Neutrons oder Lambdas sucht. Bei kleinen $x_{Bj} < 0.3$ steigt die Wahrscheinlichkeit für Streuungen an Seequarks und Gluonen. Wird dem Targetnukleon ein Seequark herausgeschossen, ist der Targetrest ein farbgeladenes Vier-Quark-Objekt $qqqq$, das die drei Valenzquarks des ursprünglichen Nukleons enthält. Genau wie das Diquark geht es vorzugsweise in ein Baryon über und fliegt in die Richtung der Rückwärts-Hemisphäre. Die Wahrscheinlichkeit ω , in einem Ereignis in der Rückwärts-Hemisphäre ein Proton zu finden, ist verhältnismäßig groß: $\omega \approx 50\%$.

Außer den Protonen, die aus dem Rest des Targetnukleons entstehen, können Protonen auch aus dem Vakuum erzeugt werden. Wegen der Erhaltung der Baryonzahl muß mit einem solchen Proton gleichzeitig ein Antibaryon produziert werden, vorzugsweise ein Antiproton oder ein Antineutron. Umgekehrt gesagt bringen etwa jedes zweite Antiproton und jedes zweite Antineutron ein Proton aus dem Vakuum mit. Antineutronen und Antiprotonen treten ungefähr gleichhäufig auf, so daß als Abschätzung für die Zahl der Vakuum-produzierten Protonen die Zahl der Antiprotonen genommen werden kann. Für negative Feynman $x_F < -0.25$ ist diese Vakuumproduktion sehr klein (z.B. [ARN87B]).

3.2 Wasserstoff-Daten und kinematische Schnitte

In dieser Arbeit wurden ausschließlich Ereignisse mit Streamerkammer-Information der Wasserstoff-Periode 1987/88 verwendet. Diese Daten wurden mit einem speziellen Trigger genommen, der neben einer Koinzidenz zwischen Szintillatoren hinter dem Eisenabsorber (Large Angle Trigger) einen Treffer in den Proportionalkammern PCN außerhalb ihres geometrischen Zentrums erforderte (siehe [ADA89]). Die Filme mit den Nummern 86, 88, 89, 90, 95, 96, 97, 99, 100 wurden zwischen Ende 1987 und Ende 1989 in München und am Fermilab vermessen. Die Spurinformatoren der Streamerkammer-Messungen wurden mit den elektronischen Daten zusammen auf Magnetbänder geschrieben. Mit dem Programm "PTMV" (Pattern recognition version 67, Track fitting version 23, muon Match version 10, Vertex finding version 30) wurde die gesamte kinematische Rekon-

struktions der Ereignisse durchgeführt. Verteilungen der Schwerpunktsenergie W und die $Q^2 - y$ Ebene sind in Abbildung 3.1 gezeigt.

Zur Sicherung der Qualität der Daten wurden folgende Schnitte eingeführt:

- Der rekonstruierte, primäre Vertex muß im Target liegen.
- Die Obergrenze für den normierten Energieübertrag

$$y < 0.9 \quad (3.1)$$

schließt Bereiche großer Strahlungskorrekturen aus.

Nach diesen kinematischen Schnitten blieben 2153 Ereignisse übrig. In diesen Ereignissen wurden mit dem Flugzeit-Detektor 146 Protonen identifiziert. Als kondensierte Physik-Information wurden NTUPLEs des CERN HBOOK4 Programms geschrieben. Sämtliche Ergebnisse der Protonanalyse wurden interaktiv mit dem CERN Programm "Physics Analysis Workstation" (PAW) durch Auswertung der NTUPLEs erzielt.

3.3 Monte Carlo Simulation des Experiments

Das gesamte Experiment wurde mit Hilfe der Monte Carlo Methode simuliert. Mit Monte Carlo Daten werden Analyseprozeduren getestet, Akzeptanzen berechnet und Schnitte festgelegt. Als Ereignisgenerator wurde das LUND Monte Carlo Version 4.4 verwendet. Die Simulation bestand aus mehreren Schritten: Teilchen eines Ereignisses werden nach der LUND-String Methode [AND79] generiert und durch das Spektrometer verfolgt. Dabei werden Spuren in MSTF Spur-Banken registriert und Schnitte der Spuren mit den "key planes" (vgl. S. 51) in MKEY Banken eingetragen. Im zweiten Schritt werden die MKEY Banken ausgewertet und angesprochene Drähte der Proportional- und Driftkammern berechnet. Hierbei werden Efficiencies der Kammern und defekte oder heiße Drähte mit berücksichtigt. Diese Daten werden mit "short chain monte carlo" bezeichnet. Im nächsten Schritt werden die Ereignisse mit dem Programm PTMV (s.o.) rekonstruiert. Diese Daten werden mit "long chain monte carlo" bezeichnet und stehen z.B. für die Simulation des Flugzeit-Detektors zur Verfügung.

3.4 Negative Feynman x_F von Protonen im Vergleich mit dem EMC Experiment NA9

Die x_F Akzeptanz des Flugzeit-Detektors für Protonen wurde mit Hilfe des LUND Monte Carlos berechnet. In Abbildung 3.2 sind folgende x_F Spektren für Protonen gezeigt, die nach Gleichung 1.13 berechnet wurden: Die höchste Kurve enthält alle Protonen, die vom primären Vertex stammen. Die mittlere Kurve erfordert, daß diese Protonen durch die geometrische Akzeptanz des Flugzeit-Detektors fliegen. Die unterste, durchgezogene Kurve sind diejenigen Protonen, die vom Teilchenprozessor als Protonen identifiziert wurden.

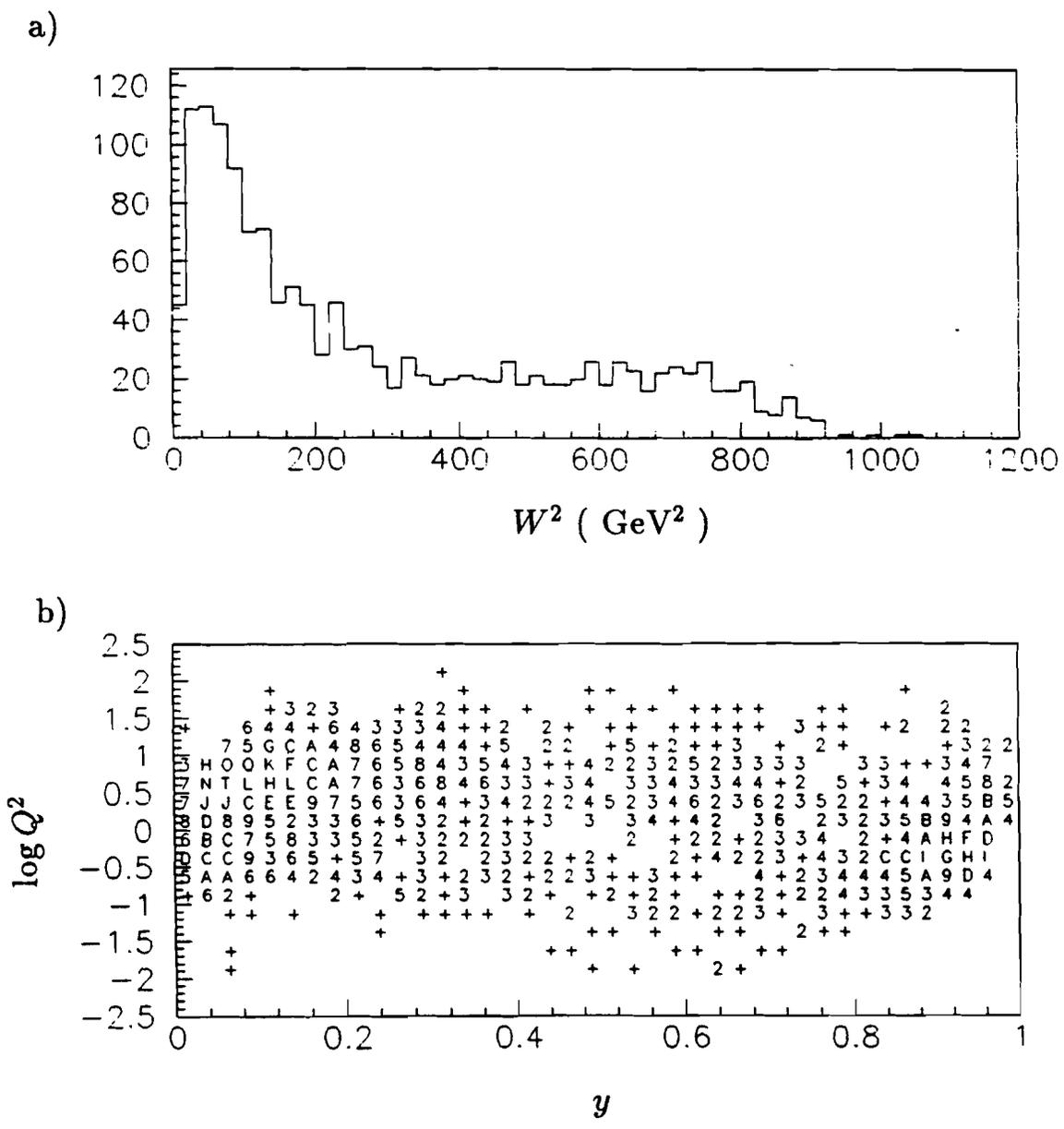


Abb. 3.1: Kinematische Verteilungen für Wasserstoff Daten: a.) W^2 Verteilung, b.) Q^2 in Einheiten von GeV^2/c^2 aufgetragen gegen y .

Mit größer werdendem x_F steigen auch die Laborimpulse der Protonen und gleichzeitig die Schwierigkeit der Teilchenseparation durch Flugzeit-Messung. Das Absinken der identifizierbaren Protonen bei größeren x_F wird damit verständlich.

Die x_F Akzeptanz A für Protonen ergibt sich aus dem Verhältnis der identifizierten N_{id} zu der wahren Zahl der Protonen N_{wahr} : $A = N_{id}/N_{wahr}$ (Abb. 3.2). Die Akzeptanzkurve wurde mit dem HSMOOF Algorithmus (HBOOK) geglättet. Die statistischen Fehler der Akzeptanzkorrektur wurden unter der Annahme berechnet, daß die identifizierten Protonen in jedem Histogrammbin binomialverteilt sind. Die Akzeptanzfehler ergeben sich dann aus $\sigma^2(A) = A(1 - A)/N_{wahr}$ und liegen wegen der relativ geringen Zahl der Monte Carlo Ereignisse zwischen 20 und 55%. Die Akzeptanzkurve des EMC Experiments ist ähnlich in dem vom Flugzeit-Detektor überdeckten Bereich [ARN87B].

In Abbildung 3.3 ist die Akzeptanz-korrigierte x_F Verteilung für Protonen gezeigt. Die Fehlerbalken sind die statistischen Fehler der Daten. Im Rahmen der statistischen Fehler stimmt die Vorhersage des LUND Modells mit den Datenpunkten überein. Die Daten unterscheiden sich nicht von denen des EMC Experiments NA9 bei 280 GeV [ARN87B]. Anzumerken ist, daß die NA9 Verteilung für $x_F < -0.6$ durch einen Schnitt auf Laborimpulse $p > 0.6 \text{ GeV}/c$ absinkt. Ältere Experimente mit Strahlenergien bei ca. 10 GeV zeigen den invarianten Streuquerschnitt in Abhängigkeit von x_F der Protonen. Diese Verteilungen haben ähnliche Form, wie die hier gezeigten [ALD72], [AHR74],[BEB74],[BEB75],[BEB77].

Die Tatsache, daß sich die Form der negativen Feynman x_F Verteilung für Protonen bei Schwerpunktsenergien zwischen 3-30 GeV nicht ändert, heißt, daß x_F eine gute Energie-Skalenvariable ist ("Feynman scaling").

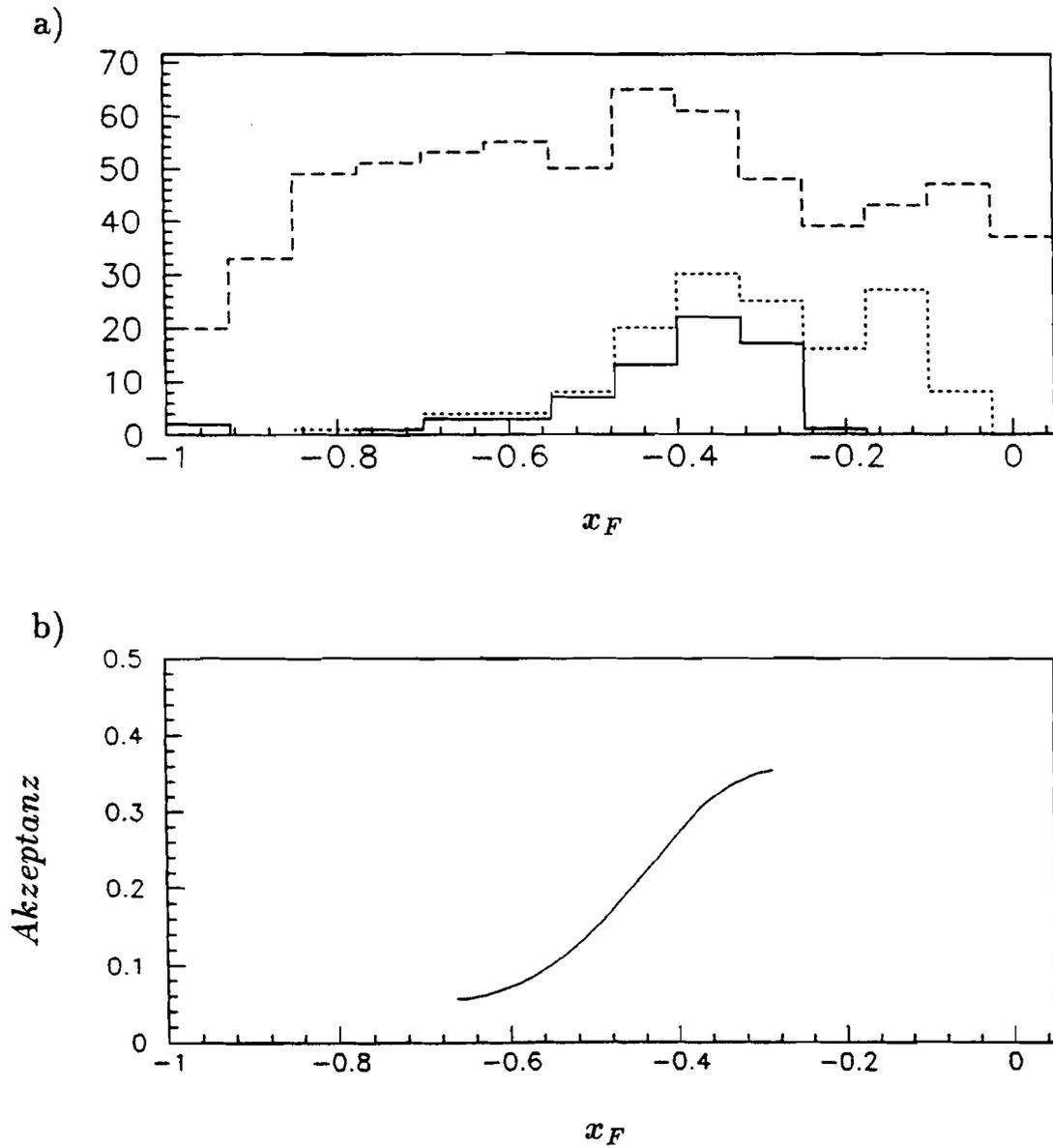


Abb. 3.2: x_F für Monte Carlo Protonen: a.) alle Protonen (gestrichelte Linie), Protonen in der geometrischen Akzeptanz des Flugzeit-Detektors (gepunktete Linie), und Protonen, die identifiziert werden konnten (durchgezogene Linie). b.) x_F Akzeptanz: identifizierte dividiert durch die wahre Zahl der Protonen.

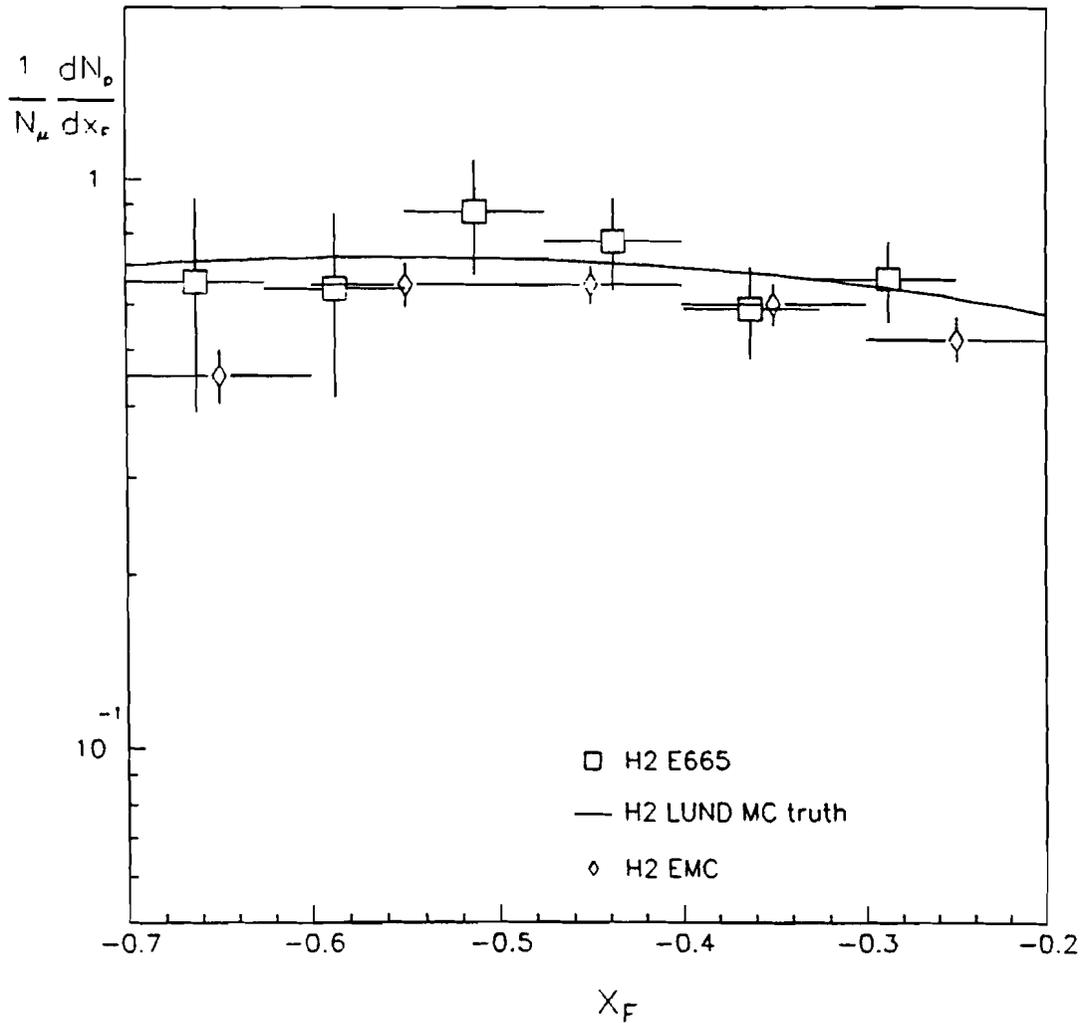


Abb. 3.3: Feynman x_F für Protonen der Wasserstoff-Periode und LUND Monte Carlo Kurve bei einer Strahlenergie von 490 GeV. Die eingezeichneten Fehler sind die statistischen Fehler der Daten. EMC Datenpunkte bei 280 GeV sind zum Vergleich mit eingezeichnet.

4 Lebensdauer des farbigen Protons in der Myon-Proton-Streuung

4.1 Energieverlust des Targetnukleons und Eigenzeit in einem linearen Confinement Potential

Der Hauptaspekt des vorigen Kapitels war das Verhältnis Protonenergie im Endzustand zur Prozeßenergie W : Feynman x_F . Die Unabhängigkeit der Proton x_F Verteilung von W bestätigte das Feynman scaling. In diesem Kapitel wird der Energieverlust

$$E_v \equiv E_i - E_f \quad (4.1)$$

untersucht, den das Targetnukleon erfährt. Auch der Energieverlust skaliert mit W :

$$x_F \approx \frac{E_f}{E_i} = 1 - \frac{E_v}{W/2} \quad (4.2)$$

Das Proton verliert im Schwerpunktsystem häufig etwa die Hälfte seiner Anfangsenergie E_i . Wegen der Größenordnung des Verlusts liegt die Vermutung eines Effekts der starken Wechselwirkung nahe.

Nach den Vorstellungen der QCD besitzt das Parton, das von dem virtuellen Photon getroffen wurde, Farbladung. Durch Entfernen einer Farbe aus einem farbneutralen System, wird auch das übrigbleibende System farbig. Der Separation farbgeladener Objekte wirkt ein attraktives Feld, das "Confinement" Feld, entgegen. Der farbige Targetrest verliert dann in diesem attraktiven Feld Energie, bis er Farbneutralität erlangt und die Wechselwirkungszone frei verlassen kann. Eine exakte Beschreibung dieses relativistischen Vorgangs durch die QCD selbst gibt es noch nicht. Statt dessen soll hier ein halbklassisches Bild mit einem linearen Confinement-Potential V mit Konstante κ verwendet werden, das z.B. die LUND Gruppe mit Erfolg verwendet hat [AND79]:

$$V = \kappa r \quad (4.3)$$

Wir argumentieren also im folgenden unter der Annahme, daß der Energieverlust des Targetnukleons dadurch zustande kommt, daß das übriggebliebene Stück des getroffenen Nukleons für die Schwerpunktszeit t_0 in einem linearen Potential gebremst wird:

$$E_v = \int_0^{r_0} \kappa dr \quad (4.4)$$

$$= \int_0^{t_0} \kappa c \beta(t) dt \quad (4.5)$$

Für genügend große Schwerpunktsenergien des Targetteilchens ist $\beta \approx 1$ und ändert sich während des Prozesses kaum. Wir definieren deswegen ein mittleres $\bar{\beta}$ aus der Anfangs- und Endenergie des Nukleons:

$$\bar{\beta} \equiv \frac{1}{2} (\beta_{min} + \beta_{max}) \quad (4.6)$$

Der Energieverlust ist dann näherungsweise proportional zur Schwerpunktszeit:

$$E_v = \kappa c \bar{\beta} t_0 \quad (4.7)$$

Für die Berechnung der Eigenzeit des Targetrests wird der Lorentz-Faktor γ benötigt:

$$\gamma = \frac{E_i - E_v}{Mc^2} \quad (4.8)$$

M bezeichnet die Masse des Targetrests. Die Eigenzeit τ_0 , die der Targetrest im Farbfeld verbringt, kann mit den Gleichungen 4.7 und 4.8 durch den Energieverlust des Targetnukleons experimentell direkt gemessen werden:

$$\tau_0 = \frac{t_0}{\gamma} \quad (4.9)$$

$$= \frac{Mc}{\kappa \bar{\beta}} \frac{E_v}{E_i - E_v} \quad (4.10)$$

oder

$$\tau_0 = \frac{Mc}{\kappa \bar{\beta}} \left(\frac{E_i}{E_f} - 1 \right) \quad (4.11)$$

Mit dieser Meßformel erhält man folgende, interessante Ergebnisse:

- a) Die Eigenzeiten des Abbremsvorgangs für LUND Monte Carlo erzeugte Targetprotonen folgen einer exponentiellen Zerfallskurve, aus der sich die mittlere Lebensdauer bestimmen läßt. Dasselbe gilt für die Akzeptanz-korrigierten Protonen in den Daten (s.u.).
- b) Für Schwerpunktsenergien $W^2 \gg 4(p_t^2 + M^2)$ kann man die Eigenzeit τ_0 mit Gleichung 1.14 durch x_F ausdrücken:

$$\tau_0 \approx \frac{Mc}{\kappa \bar{\beta}} \left(\frac{1}{|x_F|} - 1 \right) \quad \text{für } x_F < 0, \quad W^2 \gg 4(p_t^2 + M^2) \quad (4.12)$$

Da x_F für Targetprotonen Energie-Skalenvariable ist, ist die mittlere Eigenzeit des Abbremsvorgangs zumindest näherungsweise unabhängig von der Prozeßenergie.

Setzt man für $\kappa = 0.87 \text{ GeV}/\text{fermi}$, wie es im linearen Teil des Charmonium Potentials verwendet wird [BEC83], und für M die Protonmasse, so ergibt sich eine mittlere Lebensdauer von $\tau_m = 3.5 \times 10^{-24} \text{ sec}$ (s.u.). Die Größenordnung wird im wesentlichen von der Konstanten κ des Potentials und der Lichtgeschwindigkeit bestimmt und liegt im Bereich starker Zerfälle: Z.B. hat das Δ^{++} eine Lebensdauer von $\tau_{\Delta^{++}} = 5.9 \times 10^{-24} \text{ sec}$.

Die Strecke r_0 , die der Targetrest im Schwerpunktssystem zurückgelegt, wird nach Gleichung 4.4 berechnet.

$$r_0 = \frac{E_v}{\kappa} \quad (4.13)$$

Für Schwerpunktsenergien bis $W \leq 30 \text{ GeV}$ ist sie maximal

$$r_0 \leq 12 \text{ fermi} \quad (4.14)$$

Die zusätzliche Einführung eines farbigen Coulomb-Terms in das Potential in Gleichung 4.3, mit dem im nicht-relativistischen Fall z.B. das Charmonium erfolgreich berechnet wird, würde das Ergebnis 4.14 kaum ändern. Der zusätzliche Potentialterm beschreibt den Austausch eines Gluons zwischen drei Quarks bzw. einem Quark-Antiquark-Paar [BEC83], und ist lediglich für Abstände in der Größenordnung des Nukleonradius' $r_N \approx 0.4 \text{ fermi}$ von Bedeutung.

4.2 Mittlere Lebensdauer des farbgeladenen Targetprotons

In Abbildung 4.1 ist die Lebensdauer des Targetrests aus Gleichung 4.11 mit Protonen des LUND Monte Carlos gezeigt. Die Verteilung folgt empirisch einer exponentiellen Zerfallskurve. Die Kurve ist der Fit:

$$N_{\text{Protonen}} = N \times \exp(\tau_0/\tau_m) \quad (4.15)$$

Eine x_F Skala befindet sich an der Oberkante des Histogramms. Gegenüber der τ_0 Skala ist die x_F Skala für x_F gegen 0 gedehnt, die Orientierung der Meßpunkte bleibt erhalten. Die Einheiten für τ_0 wurden durch $\kappa = 0.87 \text{ GeV/fermi}$ und durch $M = \text{Protonmasse}$ festgelegt. Die folgenden Korrekturen für Protonen der Monte Carlo Verteilung wurden durchgeführt, um Targetprotonen zu separieren:

1. Nur Protonen, die vom Primärvertex kommen, sind zugelassen.
2. Die obere Schranke $x_F < -0.25$ schließt den zentralen Bereich mit starkem Anteil Vakuum-produzierter Protonen aus.
3. Unterhalb von $x_F < -0.25$ wurde der Protonanteil aus der Vakuumproduktion durch Subtraktion der Antiprotonverteilung für τ_0 von der Protonverteilung näherungsweise eliminiert (vgl. Kapitel "Rückwärts gestreute Protonen").

Die Akzeptanz des Flugzeit-Detektors für τ_0 wurde mit der vollständigen Simulation des Experiments (long chain monte carlo) berechnet. Die Akzeptanzkurve wurde mit dem HSMOOF Algorithmus (HBOOK) geglättet (Abbildung 4.2).

In Abbildung 4.3 ist die Akzeptanz-korrigierte Lebensdauer mit Protonen der Wasserstoff-Periode gezeigt. Die eingezeichneten Fehler sind die statistischen Fehler der Daten. Der systematische Fehler der Messung wird im Zusammenhang mit dem Fehler des exponentiellen Fits diskutiert (s.u.). Wegen der geringen Anzahl von Antiprotonen wurde von der Subtraktion der Antiprotonverteilung von der Protonverteilung abgesehen. Der Fehler durch die Mittelung der Geschwindigkeit β des Targetrests wurde durch einen Schnitt in der Schwerpunktsenergie auf unter 12 % gehalten (Abbildung 4.4):

$$W > 8 \text{ GeV} \quad (4.16)$$

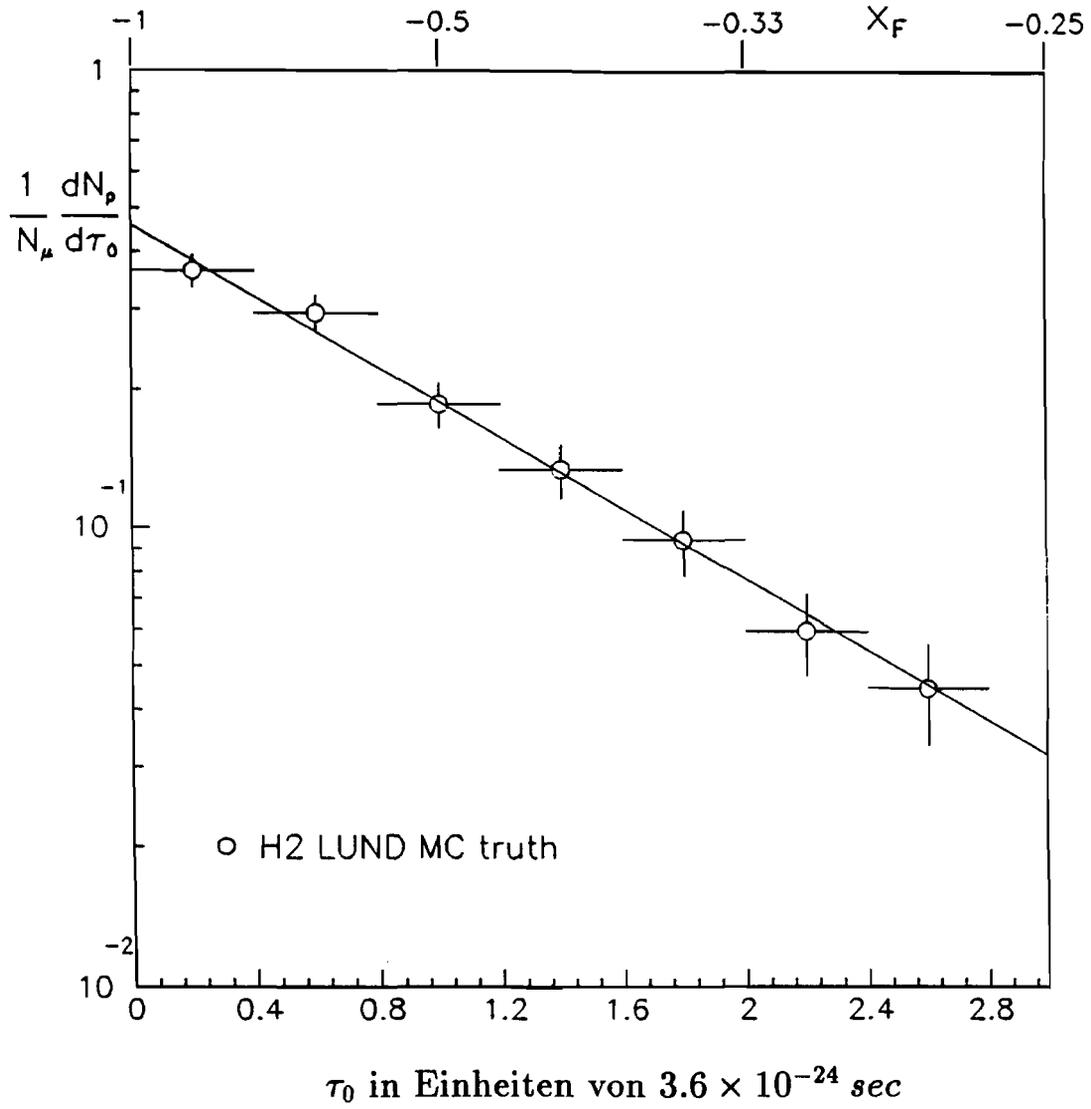


Abb. 4.1: Lebensdauer des farbigen Targetrests gemessen mit Targetprotonen des LUND Monte Carlos.

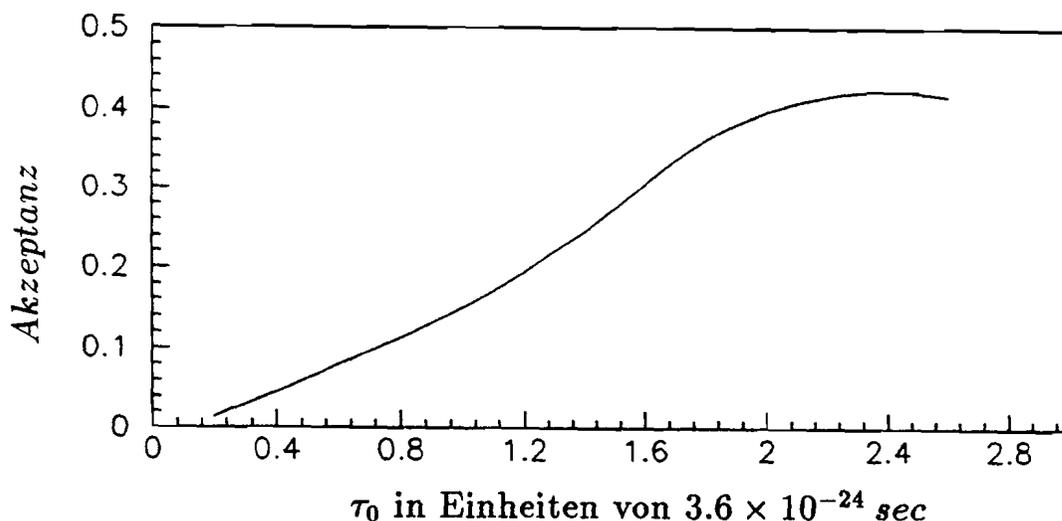


Abb. 4.2: Akzeptanz für die Lebensdauer des farbigen Targetrests.

Dieser Schnitt wurde in der Monte Carlo Verteilung Abbildung 4.1 ebenfalls berücksichtigt.

Die mittlere Lebensdauer ergibt sich aus dem exponentiellen Fit in Gleichung 4.15:

$$\tau_{m H_2} = (3.5 \pm 1.0) \times 10^{-24} \text{ sec} \quad (4.17)$$

$$\tau_{m MC} = (4.0 \pm 0.6) \times 10^{-24} \text{ sec} \quad (4.18)$$

Die Fehlerangabe wurde errechnet durch lineare Addition von

1. dem Fehler des Fits und
2. der Schwankung des Mittelwerts bei Veränderung der Akzeptanz, der Histogramm-Balkenbreite und der kinematischen Variablen.

Die mittlere Lebensdauer aus Daten und LUND Monte Carlo stimmen im Rahmen des Fehlers überein.

4.3 Bedeutung der Lebensdauer des farbgeladenen Protons und Ausblick

Die Bedeutung der Lebensdauer-Variablen τ_0 ist vom experimentellen Standpunkt zumindest eine Neuerung für die Analyse von Daten. Bislang wurden Verteilungen wie z.B. die x_F Verteilung für Protonen gezeigt und punktweise mit Modellvorhersagen verglichen. Die τ_0 Variable erlaubt durch den exponentiellen Fit eine gemeinsame Aussage über viele Datenpunkte. Fragmentationsmodelle können mit dieser Variablen exakter als bisher geprüft werden und Modellparameter genauer eingestellt werden.

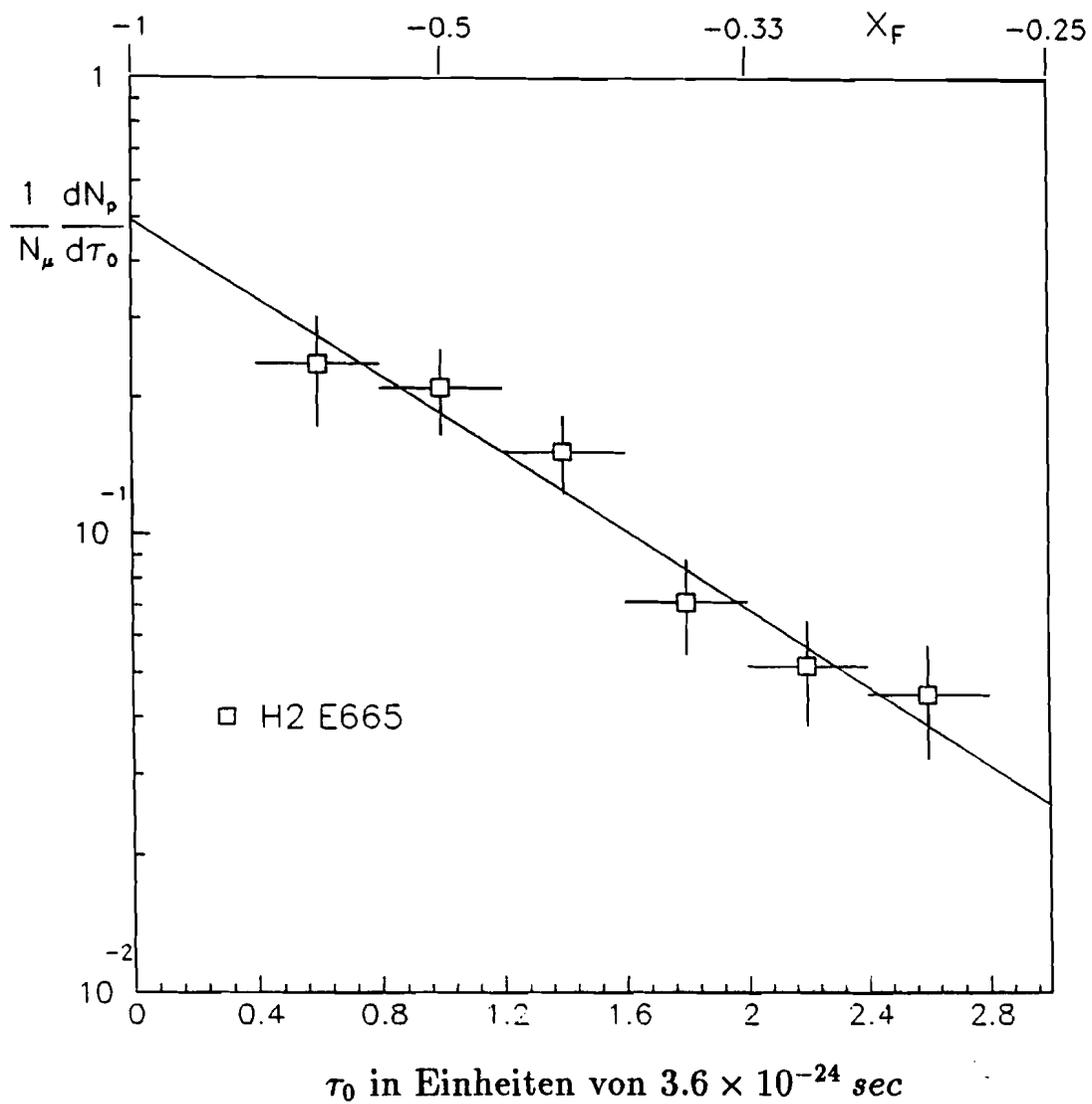


Abb. 4.3: Lebensdauer des farbigen Targetrests gemessen mit Targetprotonen aus der Wasserstoff-Periode. Die eingezeichneten Fehler sind die statistischen Fehler der Daten.

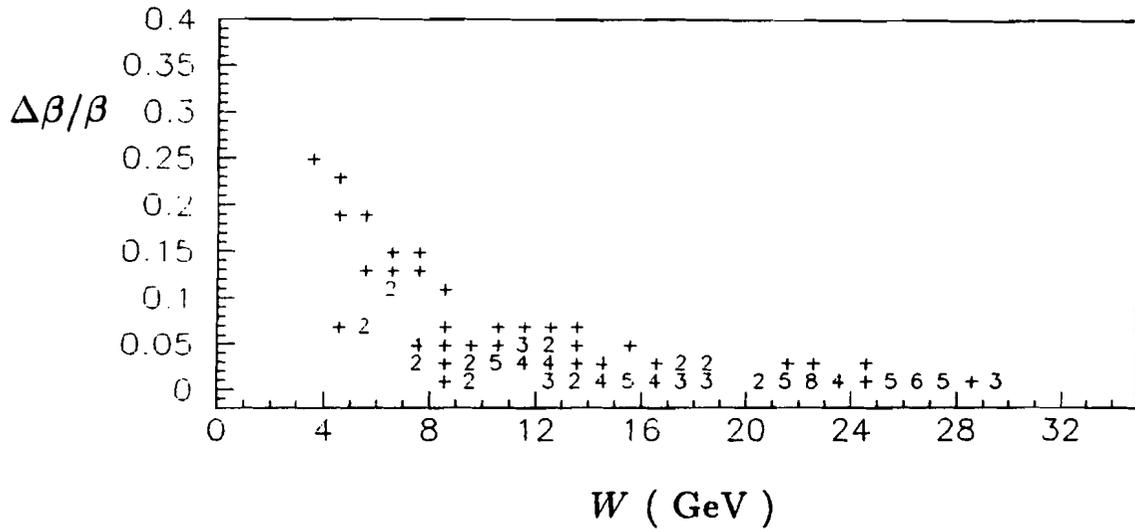


Abb. 4.4: Fehler der gemittelten Fluggeschwindigkeit $\bar{\beta}$ in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie W .

Als Targetteilchen können außer den in dieser Arbeit vorgestellten Protonen auch andere Baryonen verwendet werden, wie z.B. das Lambda. Zwar ist die Bildung eines Lambdas durch das schwerere strange Quark unterdrückt (z.B. [ARN87A]), aber andererseits kann es mit rein kinematischen Methoden identifiziert werden und könnte deswegen Experimenten in weiten Bereichen der Akzeptanz zur Verfügung stehen.

Die τ_0 Variable bietet Potential zur Beantwortung von Fragen zu A-Abhängigkeiten aus der Sicht der Fragmentation, wie z.B.: gibt es Farbaustausch des Targetrests im Umfeld von Nukleonen? Gemessen würde das durch eine schnellere Farbneutralisierung, d.h. kürzere Lebensdauer. In der Vorwärts-Hemisphäre werden Formierungszeiten von Hadronen im Zusammenhang mit A-Abhängigkeiten seit einigen Jahren untersucht. Dabei wird die Streuung der neugebildeten Hadronen an der Kernmaterie des getroffenen Nukleus' gemessen [BIA87]. Die Lebensdauerermethode kann diese Studien ergänzen.

Nimmt man an, daß die mittlere Lebensdauer eines farbigen Quark-Gluon-Objekts eine Naturkonstante ist, so lassen sich Veränderungen in Gleichung 4.11 entweder von M , der Masse des Targetrests, oder von der Farbkraft κ untersuchen. Aus Strukturformelmessungen kann man schließen, daß bei Streuungen an Valenzquarks der Targetrest ein qq und bei Seequarkstreuungen ein qqqq System ist. Unter der Voraussetzung konstanter Farbkraft könnten dann Verhältnisse von Quarkmassen mit der Lebensdauerermethode bestimmt werden. Umgekehrt könnten bei konstanter Masse des Targetrests (z.B. nur Seequarkstreuungen) Variationen der Farbkraft untersucht werden.

Falls der exponentielle Zerfall aus theoretischer Sicht fundamental ist, folgt die Feynman $|x_F| \approx E_f/E_i$ Verteilung für Targetprotonen mit der invertierten Gleichung 4.12 aus τ_0 .

Kurz vor dem Abschluß dieser Arbeit wurde dem Autor bekannt, daß in der Proton-Proton-Streuung der Rapiditätsverlust des Strahlprotons in den Zusammenhang konstanter Farbkraft und Lebensdauer des farbgeladenen Protons gebracht wurde [BUS90]. Die mittlere Lebensdauer dieser Messung stimmt ungefähr mit dem Wert der Myon-Proton-Streuung überein.

5 Zusammenfassung

Das Myon-Nukleon-Streuxperiment E665 am Fermi National Accelerator Laboratory (USA) ist mit der mittleren Myon-Energie 490 GeV das derzeit größte Nukleonmikroskop der Welt. Ziele des Experiments sind Untersuchungen über

- 1.) Strukturfunktionen des Nukleons,
- 2.) Fragmentationsprozesse und
- 3.) A-Abhängigkeiten von 1. und 2.

In dieser Arbeit wurde die Lebensdauer des farbgeladenen Quark-Gluon-Objekts bestimmt, das vom Targetproton übrig bleibt, nachdem ihm ein Quark herausgeschossen wurde. Methode zur Messung der Lebensdauer dieses farbigen Objekts ist die Energieänderung von Targetprotonen (s.u.).

Für die Identifizierung der Protonen stand ein großflächiger Flugzeit-Detektor der Universität Freiburg zur Verfügung, der aus einem Referenzzähler und zwei Szintillatorwänden besteht. Spuren wurden aus einer Streamerkammer, die das Target vollständig umgibt, zum Flugzeit-Detektor extrapoliert. Die kinematischen Variablen jedes Ereignisses wurden durch das gestreute Myon definiert.

Der Flugzeit-Detektor wurde mit minimal ionisierenden Teilchen und einem Laser- und einem Pulsystem kalibriert. Mit dem Pulsystem wurden die TDCs geeicht. Das Lasersystem diente der Synchronisierung der Zähler des Detektors, und der Bestimmung zweier Pulshöhen-abhängiger Effekte: der Pulshöhenkorrektur für die Zeitmessung und der Genauigkeit der Zeitmessung aus der Zahl der Photoelektronen, die die erste Dynode eines Photomultipliers erreichen. Die minimal ionisierenden Teilchen lieferten den Referenzwert für die Pulshöhenkorrektur. Zeitliche Schwankungen der Detektoranlage waren äußerst gering und lagen in der Größenordnung von 25 psec innerhalb der zwei-wöchigen Wasserstoff-Periode.

Mit Hilfe eines Elektron-Kalibrationsstrahls wurde die Zeitauflösung für eine einzelne Elektronspur vom Referenzzähler zu Zählern der Hodoskopflügel im Mittelwert zu $\langle \sigma \rangle = 225 \text{ psec}$ bestimmt. Als Qualität der Synchronisierung der Szintillationszähler wurde eine Standardabweichung der mittleren Zeitauflösung gemessen. Es wurde gezeigt, daß die Genauigkeit der Zeitmessung durch die Zahl der Photoelektronen abgeschätzt werden kann.

Protonen wurden durch ein Maximum Likelihood Verfahren identifiziert. Bei Laborimpulsen bis ca. 2 GeV/c gelang ihre Identifizierung fast ohne Untergrund.

Die negative Feynman x_F Verteilung von Protonen wurde mit Vorgänger-Experimenten verglichen. Sie stimmt im Rahmen der bisher analysierten Statistik mit den Daten des EMC NA9 Experiments überein.

Für die Bestimmung der Lebensdauer des farbgeladenen Targetrests wurde ein Zusammenhang zwischen der Energieänderung des Targetnukleons und der Eigenzeit τ_0

hergeleitet, die der Targetrest in einem linearen Confinement Potential mit Konstante κ verbringt:

$$\tau_0 = \frac{Mc}{\kappa \bar{\beta}} \left(\frac{E_i}{E_f} - 1 \right) \quad (5.1)$$

M ist die Masse des Targetrests, c die Lichtgeschwindigkeit. Im Schwerpunktsystem des virtuellen Photons und des Targetnukleons werden gemessen: $\bar{\beta}$ die mittlere Fluggeschwindigkeit des Targetnukleons, und seine Anfangs- und Endenergie E_i, E_f . Experimentell folgt τ_0 einem exponentiellen Zerfallsgesetz. Die mittlere Lebensdauer τ_m des farbigen Targetrests wurde aus der Wasserstoff-Periode der ersten Datennahme 1987/88 mit $\kappa = 0.87 \text{ GeV/fermi}$ und $M = \text{Protonmasse}$ zu

$$\tau_m = (3.5 \pm 1.0) \times 10^{-24} \text{ sec} \quad (5.2)$$

bestimmt. Die Fehlerangabe enthält den Fehler des exponentiellen Fits und die Ungenauigkeit des Mittelwerts durch systematische Einflüsse.

Die Bedeutung von τ_0 ist vom experimentellen Standpunkt zumindest die einer Neuerung für die Analyse von Daten, da durch den exponentiellen Fit eine spezifische Aussage über viele Datenpunkte getroffen werden kann. Mögliche Konsequenzen sind u.a. exakte Tests von Fragmentationsmodellen und Messungen zur Farbneutralisierung in der Umgebung von Kernmaterie. Die Interpretation als Lebensdauer eines farbgeladenen Quark-Gluon-Objekts könnte fundamentale Bedeutung haben.

Literaturverzeichnis

- [ADA89] A Spectrometer for Muon Scattering at the Tevatron, E665 Collaboration, M.R.Adams et al., Fermilab-Pub-89/200-E, (May-1989), submitted to NIM.
- [AHR74] Large-Angle Proton and Pion Production in Deep-Inelastic Electron Scattering, L.Ahrens et al.: Phys.Rev.D, Vol.9, No.7, p 1894-1917 (1974)
- [ALB83] The Vertex and Large Angle Detectors of a Spectrometer System for High Energy Muon Physics, J.P.Albanese et.al., NIM 212, p 111-124 (1983)
- [ALD72] Measurement of Inclusive Hadron Momentum Distributions in Deep Inelastic Electroproduction. J.C.Alder et.al., Nucl.Phys.B46, p 415-428 (1972)
- [AND79] A Semiclassical Model for Quark Jet Fragmentation, B.Anderson et al.: Z.Physik C, 1, 105-116 (1979)
- [ARN87A] Strangeness Production in Deep Inelastic Muon Nucleon Scattering at 280 GeV, Arneodo et.al. Zeitschrift für Physik C Particles and Fields 34, p 283-291 (1987).
- [ARN87B] Proton and Antiproton Production in Deep Inelastic Muon-Nucleon Scattering at 280 GeV, Arneodo et.al. Zeitschrift für Physik C Particles and Fields 35, p 433-441 (1987).
- [BEB74] Electroproduction of Protons in the Forward Direction, C.J.Bebek et al.: Phys.Rev.Lett. Vol.32, No.1, p 27-30 (1974)
- [BEB75] Inclusive Electroproduction of Forward Protons from Neutron and Proton Targets, C.J.Bebek et al.: Phys.Rev.Lett. Vol.34, No.17, p 1115-1118 (1975)
- [BEB77] Electroproduction of Forward Protons up to $Q^2 = 9.5 \text{ GeV}^2$, C.J.Bebek et al.: Phys.Rev.D, Vol.15, No.11, p 3077-3081 (1977)
- [BEC83] P.Becher et al.: Eichtheorien, Teubner Studienbücher, p 21, p 231, p 312 (1983)
- [BIA87] Lund Model and an Outside-Inside Aspect of the Inside-Outside Cascade, A.Bialas, M.Gyulassy, Nucl.Physics B291, p 793-812 (1987). Formation Zone of Hadrons and High Energy Nuclear Collisions, A.Bialas, E665 Internal Talk (May-1987)
- [BRA76] A Large Area Time-Of-Flight System with a Resolution of 0.5ns FWHM, W.Braunschweig et.al.,NIM 134 (1976) 261-266.
- [BUS90] Private communications with W.Busza, Feb.1990.

- [CAM86] CAMAC Read Only Branch Driver-ROBD Type 243, C.Jacobs et.al., Cern CAMAC Note 63-00 (Sept.1976), CAMAC Read Only Crate Controller-ROCC Type 244, C.Jacobs et.al., Cern CAMAC Note 64-00 (Sept.1976)
- [DIE86] Nucleon Structure Functions from Neutrino Scattering, M.Diemoz et.al., Physics Reports 130, Nos. 5,6 (1986) 293-380
- [DRY90] Erzeugung von Protonen und Deuteronen und Fragmentationsmodelle in der Myon-Nukleon-Streuung, T.Dreyer, PhD-Thesis Freiburg (1990)
- [ERD85] Laser-Zeiteichung von Szintillationszählern, M.Erdmann, Diplomarbeit, Freiburg (1985)
- [ERD86] A Brief Documentation for E665 about Freiburg's Time of Flight Detector, M.Erdmann, E665 Internal Report FR001 (28-Aug-1986)
- [ERD87] E665 TOF Online Programs, M.Erdmann, E665 Internal Report OL028 (27-Oct-1987). Contributions to the program of the microcomputer have been made by J.Haas, M.Erdmann, U.Seidler, T.Dreyer, M.Wilhelm.
- [ERD88] Tools for Exploring E665 Event Times with C0, C1, TOF Wings, and Checking the Level 1 Trigger Strobe, M.Erdmann, E665 Internal Report AN014 (22-Feb-1988)
- [ERD89] E665 Time of Flight Flow Charts, M.Erdmann, E665 Internal Report SW093 (18-Jun-1989)
- [HAA82] Trying Different Probabilistic Methods for Particle Identification, J.Haas, EMC Internal Talk (4-Feb-1982)
- [OFF89] Standard Banks, E665 internal documentation of the offline software (1989)
- [PIE73] Progress in Photo Multiplier Tubes for High Energy Physics Instrumentation, G.Pietri, Proc.Int.Conf.on Instrumentation for High Energy Physics, Frascati (1973)
- [SCH83] ACCI: Auxiliary Crate Controller Interface for 68 CAMICRO Systems H.v.d.Schmidt, Universität Bonn (24-Okt-1983), private Kommunikation
- [SEI85] Schaltpläne für VME-ACCI Interface und LISTENER System, U.Seidler, Universität Freiburg (1985,1987)
- [WIL88] Aufbau eines Startzählers für ein Flugzeithodoskop, M.Wilhelm, Diplomarbeit, Freiburg (1988)

A Zebra Bank Strukturen für den Flugzeit-Detektor

Struktur der LDEC Banken des Flugzeit-Detektors

1. Zahl der Latches (digitale Entscheidung, ob Puls vorhanden war) = 0
2. Zahl der ADCs $n = 2 \times$ Zahl der Zähler in der Ebene
3. ADC Zähler 1 oberer Photomultiplier
4. ADC Zähler 1 unterer Photomultiplier
5. ADC Zähler 2 oberer Photomultiplier
- ...
- n+2. Zahl der TDCs $n = 2 \times$ Zahl der Zähler in der Ebene
- n+3. TDC Zähler 1 oberer Photomultiplier
- n+... (Schema wie bei ADCs)

Struktur der LCOR Bank des Flugzeit-Detektors

Allgemeine Information

1. Gesamtzahl der getroffenen Zähler
2. Zahl der getroffenen Referenzzähler
3. Zahl der getroffenen Ostflügelzähler
4. Zahl der getroffenen Westflügelzähler
5. Zahl der getroffenen Kalibrationszähler
6. Trigger-Kontrollwort

Information pro getroffener Szintillationszähler

1. Detektor-Ebenennummer
2. Szintillatorknummer in der Ebene
3. Qualitätswort für den Teilchendurchgang
4. ADC minus Pedestal Wert des oberen Photomultipliers
5. ADC minus Pedestal Wert des unteren Photomultipliers
6. Zahl der Photoelektronen des oberen Photomultipliers
7. Zahl der Photoelektronen des unteren Photomultipliers
8. Zeitmessung (konvertierter TDC Wert minus t_0) des oberen Multipliers
9. Zeitmessung (konvertierter TDC Wert minus t_0) des unteren Multipliers
10. Zeitunsicherheit des oberen Photomultipliers
11. Zeitunsicherheit des unteren Photomultipliers
12. x Position des Zählers
13. Fehler der x-Position
14. y Position des Zählers
15. Fehler der y-Position
16. z Position des Treffers aus der Zeitdifferenz des oberen und unteren Photomultipliers
17. Fehler der z-Position.

Die Positionskoordinaten werden im globalen E665 Koordinatensystem gegeben. Die Kalibrationskonstante t_0 ist die Synchronisierung für die Photomultiplier bezogen auf minimal ionisierende Teilchen.

Struktur der LTMP Banken des Flugzeit-Detektors

Allgemeine Information

1. Gesamtzahl der Teilchenspuren durch den Flugzeit-Detektor
2. Zahl der Teilchenspuren durch den Referenzzähler
3. Zahl der Teilchenspuren durch den Ostflügelzähler
4. Zahl der Teilchenspuren durch den Westflügelzähler

Information pro Teilchenspur

1. Der Index der LKEY bzw. MKEY Bank
2. Der Index der Spur in der LKEY (MKEY) Bank
3. Die globale Spurnummer (Index der LSTE bzw. MSTE Spur-Bank)
4. MTRU Teilchennummer (Index in der zentralen Monte Carlo Bank mit der wahren Information), falls es sich um Monte Carlo Daten handelt
5. Massenindex des Teilchens nach E665 Konvention der Teilchenhypothesen (1 = *Elektron*, 2 = *Myon*, 3 = *Pion*, 4 = *Kaon*, 5 = *Proton*, 6 = *Deuteron*)
6. Masse des Teilchens
7. Inverser Impuls des Teilchens
8. Flugstrecke vom Vertex zum Flugzeit-Detektor
9. Flugzeit vom Vertex zum Flugzeit-Detektor
10. Fehler der Flugzeitmessung
11. z Koordinate des Treffers
12. $1/\cos$ des Auftreffwinkels
13. Zahl der geometrisch assoziierten Zähler
14. Detektor-Ebenennummer des ersten Zählers
15. Zählernummer des ersten Zählers
16. Detektor-Ebenennummer des zweiten Zählers
17. Zählernummer des zweiten Zählers
18. Detektor-Ebenennummer des dritten Zählers
19. Zählernummer des dritten Zählers
20. Flagge für diese Spur

gesetztes Bit	Information
keins	kein Fehler
1	keine Zeitinformation vom Referenzzähler
2	keine Zeitinformation für diese Spur
3	ungültige Weglängenmessung
4	Teilchen nicht vom primären Vertex
5	Spur-Assoziierung ungültig für 1.getroffenen Zähler
6	Spur-Assoziierung ungültig für 2.getroffenen Zähler
7	Spur-Assoziierung ungültig für 3.getroffenen Zähler
8	mehrere Treffer-Vorhersagen für 1.getroffenen Zähler
9	mehrere Treffer-Vorhersagen für 2.getroffenen Zähler
10	mehrere Treffer-Vorhersagen für 3.getroffenen Zähler
11	keine Standardabweichung für Zeitmessung
12	kein assoziierter Zähler für diese Spur
30	Probleme beim Prozessieren dieser Spur, wird gesetzt, falls Bit 1,2,3,4,11 oder 12 gesetzt ist oder die Spur nicht prozessiert wurde.

Lebenslauf:

- 6.2.1960 Geburt in Braunschweig als Sohn von Dr.rer.nat.Hans-Martin Erdmann und seiner Frau Brigitte Erdmann, geborene Mollat.
- 1966-70 Besuch der Paul-Gerhard Grundschule in Bonn.
- 1970-79 Besuch des Erzbischöflichen Gymnasiums in Bonn.
- 1979-82 Physik-Grundstudium an der Universität Köln einschließlich des Vordiploms.
- 1982-86 Physikstudium an der Universität Freiburg bis zum Diplom.
- 1986-90 Physik-Promotionsstudium an der Universität Freiburg mit dreijährigem Forschungsaufenthalt am Fermi National Accelerator Laboratory bei Chicago (USA).

Danksagung:

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof.Dr.Stier für die Überlassung des Themas danken, sowie für die Förderung meiner Arbeit und sein Interesse zu jedem Zeitpunkt ihres Werdens.

Allen tatkräftigen Kollegen des E665 Experiments sei für die Zusammenarbeit in der großen Gruppe gedankt, besonders erwähnen möchte ich Arnd Röser und Stefan Söldner-Rembold.

Thomas Dreyer unterstützte die physikalische Analyse durch viele Diskussionen. Mathias Wilhelm baute den Referenzzähler. Die Elektronik unterstand Ulrich Seidler und seiner Geduld. Besonderer Dank geht auch an David Northacker und an die Fermilab Support Gruppen: Geodäten, Transportspezialisten, Elektriker, Elektroniker, Beschleunigergruppe, an das Szintillatorlabor und die Computing-Operators für ihre Unterstützung.

Für die kritische Durchsicht des Manuskripts danke ich Dr.H.Braun und Dr.T.Dreyer.

Der Firma Schering AG danke ich für das von ihnen gewährte Promotions-Stipendium.

