Untersuchung der Wechselwirkungsraten einzelner Protonenbunche mit dem HERA-*B* Drahttarget

Diplomarbeit
am Lehrstuhl Experimentelle Physik V
der Universität Dortmund

vorgelegt von
Georg Baki
am 11. April 2000

Die menschliche Wissenschaft gleicht einer Kugel, die ununterbrochen wächst.
In dem Maß wie ihr Umfang zunimmt, wächst auch die Zahl
ihrer Berührungspunkte mit dem Unbekannten.

Blaise Pascal

Diese Arbeit ist meinen Eltern Mirjana (†) und Georg Baki gewidmet.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

In der Physik ergänzen sich Theorie und Experiment dadurch, daß neue Entdeckungen zur Entwicklung neuer bzw. erweiterter Theorien führen, deren Aussagen durch neue Experimente überprüft werden müssen. Ein Beispiel ist die $\mathcal{CP}$-Symmetrie, bei der es sich um eine Kombination der Parität $\mathcal{P}$ und der Teilchen-Antiteilchen-Symmetrie $\mathcal{C}$ handelt. In ersten Beobachtungen von Prozessen der schwachen Wechselwirkung waren die einzelnen Symmetrien verletzt [1] [2]. Eine Reihe führender Theoretiker (Lee+Yang, Landau) postulierte daraufhin, daß die $\mathcal{CP}$-Symmetrie erhalten sei. 1964 wurde jedoch im K^0-System eine schwache $\mathcal{CP}$-Verletzung beobachtet [3]. In der Theorie ist sie in der Wolfenstein-Parametrisierung der unitären 3×3 Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) in Form einer imaginären Phase enthalten. Diese Matrix des Standardmodells der Elementarteilchenphysik beschreibt die Übergänge zwischen den Quarksorten bei drei Quarkgenerationen [1] [2]. $\mathcal{CP}$-Verletzung könnte auch das beobachtete Ungleichgewicht von Materie und Antimaterie im Universum, das im Anfangszustand als symmetrisch angenommen wird, erklären.

Das Ziel des HERA-B Experiments sowie der Experimente LHC-B, Babar, Belle und CDF ist es, die Stärke der $\mathcal{CP}$-Verletzung im B-Mesonen-System zu messen.

Das Prinzip des HERA-B Experiments

Das HERA-B-Experiment wird zur Zeit am HERA[1] Speicherring des Deutschen Elektronen Synchrotrons (DESY) in Hamburg aufgebaut. Hier werden mit Hilfe von festen Drahttargets, die an den Protonenstrahl von HERA gefahren werden, in inelastischen Proton-Nukleon-Reaktionen die benötigten B-Mesonen erzeugt:

$$\begin{aligned} pN &\longrightarrow b\bar{b} + X \longrightarrow B^0 + \bar{B} + Y \\ pN &\longrightarrow b\bar{b} + X \longrightarrow \bar{B}^0 + B + Y. \end{aligned} \tag{1}$$

Dabei sind X und Y der hadronische Rest der Reaktion und B, $\bar{B}$ beliebige B-Mesonen. Im HERA-B Detektor werden die Spuren der Zerfallsprodukte rekonstruiert und die Teilchen identifiziert. Hauptziel des Experiments ist es, den Zerfallskanal

$$B^0/\bar{B}^0 \to J/\psi K_S^0 \to l^+l^-\pi^+\pi^-, \tag{2}$$

den sogenannten „goldenen Zerfall“ nachzuweisen und seine Eigenschaften zu untersuchen. Durch die leptonischen Endzustände des J/ψ-Mesons kann dieser Zerfall gut von den hadronischen Wechselwirkungen unterschieden werden [18].

Da sowohl B^0 als auch $\bar{B}^0$ in denselben $\mathcal{CP}$-Eigenzustand $J/\psi K_S^0$ zerfallen, läßt sich aus dem Unterschied ihrer Zerfallsraten die Stärke der $\mathcal{CP}$-Verletzung bestimmen. Die Asymmetrie in den Zerfallsraten $n(t)$ für B^0 und $\bar{n}(t)$ für $\bar{B}^0$, die flugzeitabhängig sind, lautet:

$$A(t) = \frac{n(t) - \bar{n}(t)}{n(t) + \bar{n}(t)} = \sin xt \cdot \sin 2\beta. \tag{3}$$

---

[1] **H**adronen **E**lektronen **R**ing **A**nlage

Die Größe x ist der Mischungsparameter zwischen den B^0- und $\bar{B}^0$-Mesonen [4]. Der Winkel β ist mit der imaginären Phase der CKM-Matrix korreliert und beschreibt dadurch die Stärke der $\mathcal{CP}$-Verletzung. Um zu bestimmen, ob ein B^0 oder $\bar{B}^0$ im Anfangszustand vorlag, wird ermittelt, aus welchen Quarks das zweite B-Meson des Wechselwirkungsprozeß aufgebaut ist. Dies kann aus den Leptonen gefolgert werden, in die das zweite B-Meson zerfällt. Die Bestimmung des Anfangszustands wird als tagging bezeichnet.
Mit der Produktionswahrscheinlichkeit der B-Mesonen von 10^{-6}, dem Verzweigungsverhältnis von $7.5 \cdot 10^{-4}$ für den goldenen Zerfall und der Trigger- und Rekonstruktionseffizienz des HERA-B-Detektors von 0.1 ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit den goldenen Zerfall zu finden von $3 \cdot 10^{-12}$. Für eine statistisch signifikante Messung der $\mathcal{CP}$-Verletzung sind $\mathcal{O}(1000)$ rekonstruierte Fälle erforderlich. Um diese zu erhalten, müssen $4 \cdot 10^{14}$ inelastische Wechselwirkungen erzeugt werden. Bei einer Betriebszeit von 10^7 Sekunden pro Jahr folgt daraus, daß der Drahttargetbetrieb bei 40 MHz stattfinden muß, um in einem Jahr die benötigte Statistik zu erreichen. Mit einer effektiven Vorbeiflugfrequenz der Bunche von 8.5 MHz ergeben sich 5 Wechselwirkungen mit den Drahttargets pro Bunch.

Ziele der Arbeit

Die Wechselwirkungsrate hängt sowohl von der Entfernung der Drahttargets zum Strahlkern als auch vom Füllschema der Protonen im Speicherring ab. Dieser enthält kurze Protonenpakete, sogenannte Bunche, die nominell einen zeitlichen Abstand von 96 ns haben. Die Spurrekonstruktion und der Trigger des HERA-B-Experiments sind auf Wechselwirkungen innerhalb eines kurzen Zeitintervalls mit dem zeitlichen Abstand von 96 ns ausgerichtet. Es ist wichtig zu untersuchen, wie die zeitliche Struktur der Wechselwirkungen der Protonen mit den HERA-B Drahttargets aussieht.
Aus Messungen ist bereits bekannt, daß es Protonen gibt, die sich außerhalb der Bunche im Speicherring frei bewegen, sogenannte Coasting Beam Protonen [5]. Zusätzlich dazu ergibt sich aus dem Injektionsprozeß der Protonen und dem HERA-Hochfrequenzsystem, mit dessen Hilfe die Protonen beschleunigt und zu kurzen Bunchen komprimiert werden, eine für den HERA-Protonenring typische longitudinale Bunchstruktur. Darin treten neben den Bunchen mit 96 ns Abstand, den sogenannten Hauptbunchen, weitere Bunche mit 4.8 ns Abstand auf. Diese werden als Seitenbunche bezeichnet. Wechselwirkungen des Drahttargets mit den Protonen dieser Seitenbunche finden daher zeitversetzt zum Zeitsignal des Hauptbunchdurchgangs, das von HERA geliefert wird, statt. Da das Triggersystem und die Spurrekonstruktion dieses Zeitsignal nutzen, erfassen sie die Seitenbunchwechselwirkung gar nicht oder falsch und verlieren dadurch an Effizienz.
Das Ziel dieser Arbeit ist es, die zeitliche Wechselwirkungsstruktur der Haupt- und Seitenbunche mit dem HERA-B Drahttarget mit Hilfe von Szintillationszählern genauer zu untersuchen. Dazu werden die Ratenbeiträge der Seitenbunche ermittelt und dessen zeitliche Entwicklung betrachtet. Zusätzlich kann der experimentelle Aufbau verwendet werden, um zeitliche Struktur der Untergrundwechselwirkung zu untersuchen.
Die Arbeit ist wie folgt gegliedert. In Kapitel 1 wird der HERA-Speicherring mit seinem Beschleuniger- und Hochfrequenzsystem sowie der HERA-B Detektor vorgestellt. Dabei wird erläutert, wie die Bunchstruktur entsteht und welchen Einfluß sie auf die Spurrekonstruktion und den Trigger hat. Kapitel 2 behandelt das HERA-B Drahttarget-System. Dazu werden Anforderungen und Prinzip des Drahttargets dargestellt sowie die Zähler und die Elektronik beschrieben. Die Elektronik beinhaltet die in dieser Arbeit verwendete Meßapparatur, deren Leistungsfähigkeit zur Untersuchung der Wechselwirkungen durch die Bunchstruktur in Kapitel 3 behandelt wird. In Kapitel 4 werden die Ratenbeiträge der Haupt- und Seitenbunche und deren zeitlicher Entwicklung untersucht. Außerdem

wird die zeitliche Breite der Wechselwirkungsverteilung bestimmt und überprüft, ob sie im zeitlichen Verlauf verändert. In Kapitel 5 wird die zeitliche Struktur der gemessenen Wechselwirkungen mit den Coasting Beam Protonen diskutiert. In Kapitel 6 schließt sich die Untersuchung des protoneninduzierten und positroneninduzierten Untergrunds an. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und dem Ausblick in Kapitel 7.

Kapitel 1

HERA und HERA-B

Das HERA-B Experiment befindet sich am HERA Speicherring am DESY in Hamburg im Aufbau. In diesem Kapitel werden der HERA Speicherring und das HERA-B Experiment vorgestellt. Der Schwerpunkt liegt dabei in der Beschreibung des Hochfrequenzsystems und der daraus resultierenden typischen longitudinalen Bunchstruktur der Protonen bei HERA und den Auswirkungen auf das HERA-B Experiment. Diese motivieren die Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden.

1.1 Der Speicherring HERA

Der Ringbeschleuniger HERA hat zwei getrennte Ringe. Einen für Protonen und einen für Elektronen bzw. Positronen. In Abbildung 1.1 ist der Speicherring mit seinen Vorbeschleunigern gezeigt. In den Experimentierhallen Nord und Süd werden Elektronenstrahl und Protonenstrahl für die Experimente H1 [6] und ZEUS [7] zur Kollision gebracht. Diese untersuchen tiefinelastische ep-Wechselwirkungen bei Schwerpunktsenergien von etwa 300 GeV. In der Experimentierhalle Ost wird das HERMES-Experiment [8] durchgeführt, das nur den Elektronen- bzw. Positronenstrahl verwendet. Dieses Experiment untersucht die Spinstruktur von Protonen und Neutronen und nutzt hierzu hierzu longitudinal spinpolarisierte Elektronen des Elektronenrings, die auf ein polarisiertes Gastarget treffen. Das HERA-B Experiment [19] befindet sich in der Halle West.

1.1.1 Die Speicherringe

Der **Protonenring** ist für 220 Protonenpakete, die im weiteren Verlauf der Arbeit als Protonen-Bunche bezeichnet werden, ausgelegt. Bedingt durch den Injektionsprozeß und um ein sicheres Entfernen des Strahls aus dem Ring zu gewährleisten, sind nur 180 Protonen-Bunche gefüllt.
Sowohl der Protonenring als auch der Elektronenring können Teilchen nur in einem bestimmten Energiebereich auf ihrer Sollbahn halten. Sie werden daher in Vorbeschleunigern auf die notwendige Energie gebracht.
Im folgenden Abschnitt wird der Injektionsprozeß und das HERA Hochfrequenz(HF)-System für die Protonen beschrieben. Mit Hilfe dieses HF-Systems aus 52 MHz und 208 MHz werden die Protonen im Speicherring auf eine Endenergie von 920 GeV gebracht. Aus dem Injektions- und Beschleunigungsprozeß ergibt sich die longitudinale Bunchstruktur der Protonen im Speicherring. Wie sich diese Struktur im HERA-B Experiment bemerkbar macht, wird im Rahmen dieser Arbeit untersucht.
An bestimmten Stellen des Protonenrings befinden sich bewegliche Aperturgrenzen[1], so-

---

[1] Apertur: Begrenzung, an der gespeicherte Teilchen verlorengehen.

Abbildung 1.1: Der HERA Speicherring und seine Vorbeschleuniger.

genannte *Kollimatoren*, mit denen der optimale Strahlbetrieb nachgeregelt werden kann. So sind die Kollimatoren z.B. in der Lage, weiter außen fliegende Teichen, die Untergrund erzeugen können, durch Verengen der Apertur zu entfernen. Engen die Kollimatoren den Strahl mehr ein, so ist um den Strahlkern der Halo[2], der weit außenliegende Bereich des Strahls, weniger ausgeprägt.

Im **Elektronenring** werden 189 Bunche gefüllt, von denen 15 Pilotenbunche sind, die mit keinem Protonenbunch kollidieren. Die Elektronen-Bunche sind etwa 1 ns lang. Im Jahr 1999 wurde HERA hauptsächlich mit Positronen gefüllt. Mit ihnen sind höhere Strahlströme und Strahllebensdauern erreichbar. Für gewöhnlich hat der Positronenstrom zu Beginn eine Stärke von 30 bis 40 mA. Nach einer Betriebszeit von 10 bis 15 Stunden sinkt sie auf etwa 10 mA ab. Die Lebensdauer des Positronenstrahls bestimmt den Zeitpunkt, wann der Speicherring neu gefüllt werden muß.

Der Positronenstrahl wird vom HERA-B Experiment nicht genutzt. Er passiert in seinem Strahlrohr, das mitten durch den HERA-B Detektor verläuft, ungehindert das Experiment.

1.1.2 Der Injektionsprozeß und das HERA HF-System

In einem Linearbeschleuniger (LINAC III) werden negative Wasserstoffionen auf eine Energie von 50 MeV beschleunigt. Nachdem die Elektronen an einer dünnen Folien abgestreift und die Protonen zu Paketen mit 96 ns Abstand komprimiert wurden, gelangen sie in den Vorbeschleuniger DESY III. Dieser kann 10 Protonenpakete aufnehmen und bringt diese auf eine Energie von 7.5 GeV. Insgesamt sechs solcher Füllungen werden in den Speicherring PETRA eingeschossen. Diese 60 Bunche, im folgenden auch als Züge bezeichnet, werden hier mit einem 52 MHz System auf 39 GeV beschleunigt und anschließend in HERA injiziert. Auf diese Weise wird HERA mit 180 Protonenbunchen (d.h. drei PETRA-Zügen) gefüllt, von denen sechs Bunche keinen e^+-Kollisionspartner aufweisen und daher als Pilotbunche bezeichnet werden. Abbildung 1.2 zeigt das Füllschema der Protonen.

Sind alle 180 Protonenbunche im HERA Speicherring gefüllt, werden sie mit Hilfe des HF-System aus 52 MHz und 208 MHz weiter beschleunigt. Zu Beginn der Beschleunigung bis

---

[2] besteht aus nicht mehr stabil umlaufenden Protonen

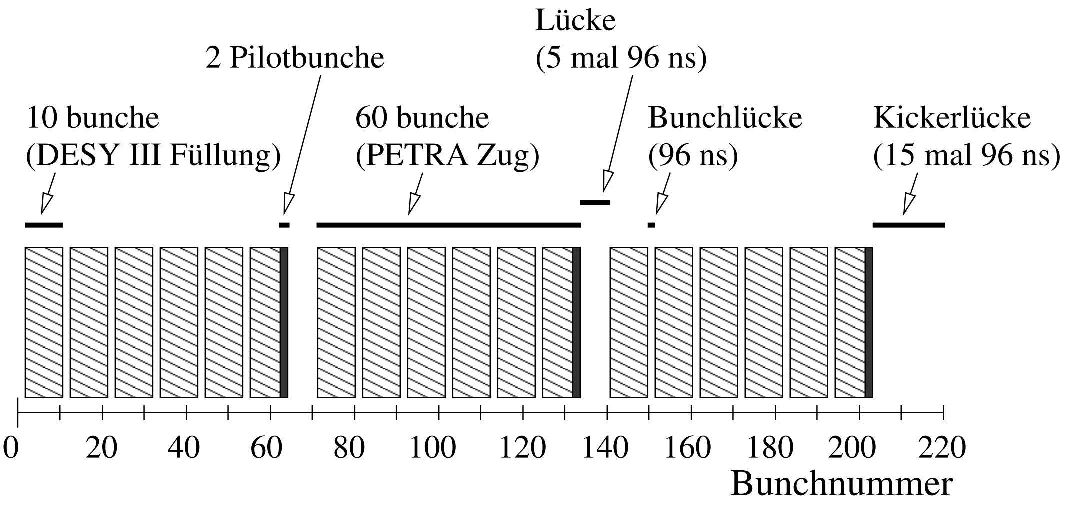


Abbildung 1.2: Das Protonenfüllschema im Speicherring.

ca. 350 GeV werden beide Frequenzen an die Umlaufgeschwindigkeit der Protonen angepaßt. Zum Ende der Beschleunigung werden die Phasen beider Frequenzen so eingestellt, daß sich entgegenlaufende Protonenbunche und Positronenbunche im Mittelpunkt der vier Experimentierhallen treffen. Dies wird von den beiden Kollisionsexperimenten benötigt. Ist der normale Betrieb erreicht, ändert sich an den Frequenzen nichts mehr.

So lange die Protonen nach HERA injiziert werden, sind die Amplituden der Hochfrequenzfelder so eingestellt, daß nur das 52 MHz System wirkt. Abbildung 1.3 (a) zeigt in gestrichelter Linie das zeitabhängige Potential, das sich in den Cavities[3] durch die darin befindlichen HF-Felder ergibt.

Anschließend wird die Beschleunigung bis ca. 300 GeV im wesentlichen mit diesem System durchgeführt. In dieser Phase wird die Amplitude des 208 MHz Systems nur geringfügig erhöht. Danach übernimmt dieses System zunehmend die Beschleunigung. Die Amplitude der 52 MHz Frequenz wird langsam reduziert und die Amplitude der 208 MHz Frequenz deutlich erhöht. Von 600–920 GeV erreicht die Leistung dieses Systems die Maximalwerte. Die Amplitude der 52 MHz Frequenz sinkt derweil unter ihren Anfangswert. In Abbildung 1.3 (a) ist das zeitabhängige Potential, das sich aus der Summe beider Frequenzen bei der Endenergie ergibt, mit durchgezogener Linie dargestellt.Mit dem Übergang von breiten Potentialminima zu schmalen Potentialminima großer Amplitude werden die Bunche verkürzt. Sie befinden sich in den Potentialminima größter Amplitude.

Durch die breiten Potentialminima des 52 MHz Systems zu Beginn der Beschleunigung können die Bunche so lang sein, daß beim Komprimieren der vordere und hintere Teil des Bunches abgetrennt und in die angrenzenden Potentialminima kleinerer Amplitude verteilt werden (siehe Abbildung 1.3 (a)). Mit der sogenannten Bunchrotation wird daher versucht, in HERA einen möglichst kurzen Bunch zu injizieren. Dazu wird die beschleunigungfreie Injektionsstrecke zwischen PETRA und HERA genutzt. Kurz vor der Injektion nach HERA wird bei PETRA die Potentialamplitude zunächst stark verkleinert. Anschließend wird die Phase der Frequenz langsam so weit verschoben, daß der breite Protonenbunch nicht mehr im Potentialminimum liegt sondern auf dessen negativen Steigung. Dann wir die Amplitude sehr schnell vergrößert und die Bunche kurz darauf nach HERA injiziert. Die Potentialunterschiede der Protonen auf der negativen Steigung entspricht in der beschleunigungsfreien Injektionsstrecke einem Geschwindigkeitsunterschied und bewirkt eine

---

[3] engl. für Hohlraumresonator

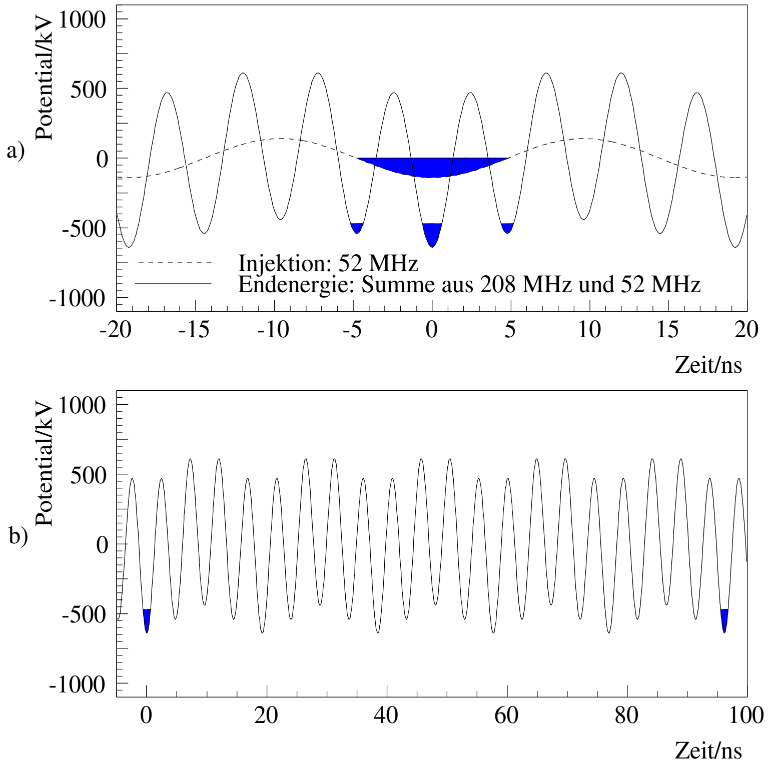


Abbildung 1.3: Die Potentialstruktur im Speicherring gegen die Zeit, die durch das HF-System mit den überlagerten Frequenzen 52 MHz und 208 MHz zustande kommt.

Komprimierung der Bunche. Durch dieses Verfahren wird erreicht, daß möglichst wenig Protonen in die angrenzenden Potentialminima gelangen. Da dieses Verfahren manuell gesteuert wird, werden beim Komprimieren in der HERA Beschleunigungsphase von Betrieb zu Betrieb unterschiedlich viele Protonen vom Bunch abgetrennt [10].

1.1.3 Die longitudinale Bunchstruktur

Ein aus PETRA injizierter und in HERA komprimierter Bunch im Potentialminimum maximaler Amplitude wird als Hauptbunch bezeichnet. Abgetrennte Teile des injizierten Bunches, die in den angrenzenden Potentialminima zu Bunchen mit geringerer Protonenanzahl komprimiert werden, nennt man Seitenbunche. Aus Abbildung 1.3 (a) geht hervor, daß deren Potentiale einen zeitlichen Abstand von 4.8 ns haben. Abbildung 1.3 (b) zeigt für einen größeren Zeitbereich, daß Potentialminima maximaler Amplitude in einem zeitlichen Abstand von 19.2 ns auftreten. Durch die 96 ns Abstände zwischen den injizierten Bunchen einer DESY III Füllung befindet sich ein Hauptbunch in jedem fünften dieser Potentialminima.

Die theoretische Bunchcrossingrate f_{th}, die angibt, wie viele Bunche mit 96 ns Abstand einen festen Ort pro Sekunde passieren, beträgt $f_{th} = 10.417\,\text{MHz}$. Die mittlere Bunchcrossingrate

$$f_{bx} = \frac{\text{Anzahl gefüllte Protonenbunche}}{\text{Anzahl max. Protonenbunche}} \cdot f_{th} = \frac{180}{220} \cdot 10.417\,\text{MHz} = 8.523\,\text{MHz} \qquad (1.1)$$

folgt aus der Tatsache, daß der Speicherring nur mit 180 Bunchen gefüllt ist.

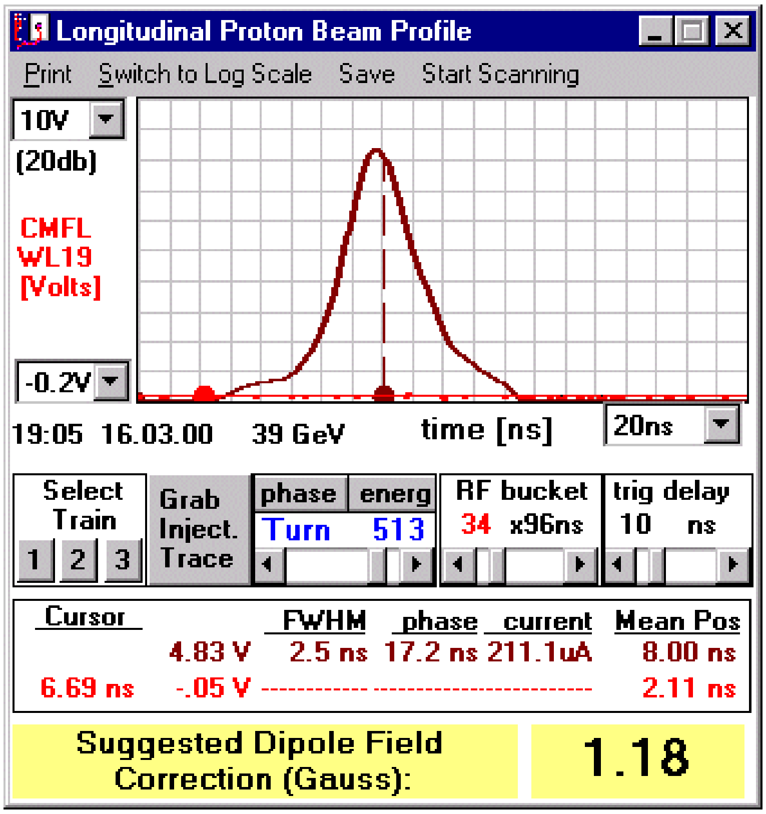
Für einen Umlauf im Speicherring benötigen die Bunche eine Zeit von $t_{Umlauf} = 220 \cdot 96\,\text{ns} = 21.12\,\mu\text{s}$. Daraus ergibt sich eine Umlauffrequenz von $f_{Umlauf} = 47.35\,\text{kHz}$.

Bunch-Clock

Synchron mit dem Durchgang der Bunche am Experiment liefert HERA ein Triggersignal. Dieses Signal wird aus der Hochfrequenz des Beschleunigermoduls abgeleitet und über kompensierte Leitungen den einzelnen Experimenten am HERA Speicherring zur Verfügung gestellt. Mit dem BTM[4] kann ein Triggersignal auf Bunchpositionen mit Intervallen von 24 ns generiert werden. Das Signal, das den Durchgang des ersten Bunches anzeigt wird als 1.BX-Signal bezeichnet. Innerhalb eines normalen Speicherbetriebs wird dieses Signal mit einer Genauigkeit von ± 200 ps erzeugt. Über einen längeren Zeitraum wird eine Genauigkeit von ± 600 ps [11] erreicht.

1.1.4 Die HERA Daten

Der Lopez-Monitor



10V (20db)

-0.2V

19:05 16.03.00 39 GeV

20ns

Turn 513

34 x96ns

10 ns

Cursor		FWHM	phase	current	Mean Pos
	4.83 V	2.5 ns	17.2 ns	211.1uA	8.00 ns
6.69 ns	-.05 V	----------	----------	----------	2.11 ns

Suggested Dipole Field Correction (Gauss): 1.18

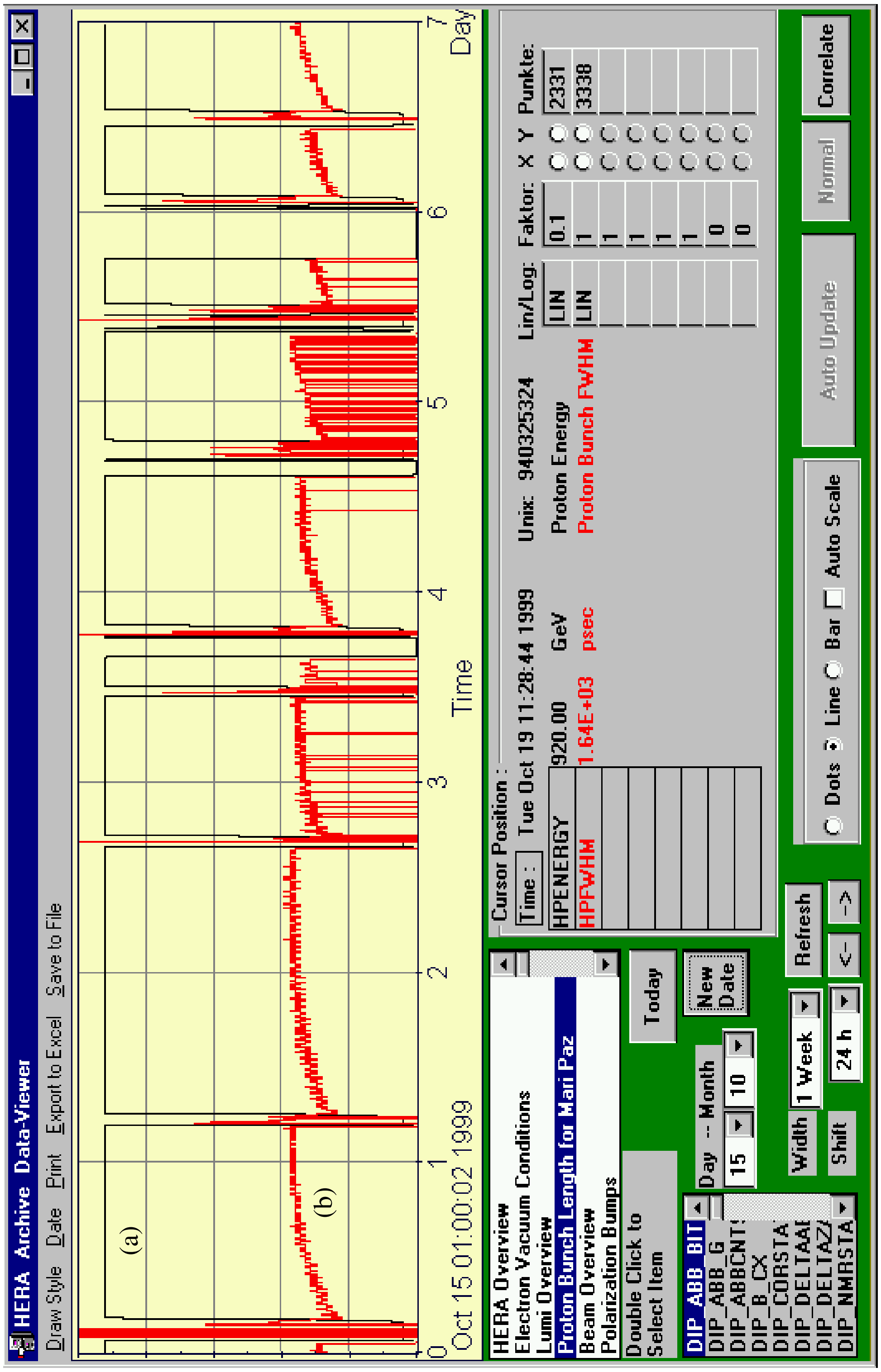
Abbildung 1.4: Ergebnis einer HERA Lopez-Monitor Messung.

Die in Abschnitt 1.1.3 beschriebene longitudinale Bunchstruktur mit Haupt- und Seitenbunchen wird sowohl von HERA als auch von den Kollisionsexperimenten H1 und ZEUS gemessen. Dazu wird der Lopez-Monitor verwendet, der das longitudinale Protonenstrahlprofil aufzeigt. In Abbildung 1.4 ist das Ergebnis so einer Messung dargestellt. Sie wurde am 16.03.2000 während der Injektionsphase durchgeführt. Die longitudinal nach vorn und hinten reichenden Ausläufer des Bunches sind deutlich zu erkennen.

---

[4] Bunch Trigger Modul

Die longitudinale Bunchlänge



Cursor Position :
Time : Tue Oct 19 11:28:44 1999 Unix: 940325324

Item	Value	Unit	Name	Lin/Log	Faktor	Punkte
HPENERGY	920.00	GeV	Proton Energy	LIN	0.1	2331
HPFWHM	1.64E+03	psec	Proton Bunch FWHM	LIN	1	3338

Abbildung 1.5: Darstellung des FWHM der Bunche mit dem HERA Archive Data-Viewer. Die Daten sind vom 15.10.199 bis 21.10.1999. Kurve (a) gibt die Protonenenergie und Kurve (b) das FWHM an. Während des normalen Speicherbetriebs ist eine Zunahme der longitudinalen Bunchbreite zu erkennen.

Neben der Messung des longitudinalen Bunchprofils kontrolliert HERA während des gesamten Betriebs auch die Bunchlänge. Die Daten werden gesammelt und stehen im HERA-Archive den einzelnen Experimenten zur Verfügung. Sie können mit einem speziellen Programm, dem Data-Viewer, als Diagramm dargestellt und zur weiteren Analyse in geeignete Dateiformate umgewandelt werden. Der HERA-Archive Data-Viewer in Abbildung 1.5 gibt den Zeitraum von 15.10.1999 bis 21.10.1999 wieder. Kurve (a) gibt bei einer Skalierung der Ordinate von 200 GeV pro Bin einen Energiewert der Protonen von 920 GeV an. Für den angezeigten Zeitraum sind neun Protonenfüllungen zu erkennen. Die zweite Kurve zeigt die Breite (FWHM[5]) der Bunche an. In der gewählten Darstellung entspricht einem Bin eine Nanosekunde. Es ist zu erkennen, daß während des normalen Betriebs des Speicherrings die Bunche longitudinal breiter werden. Die Werte ändern sich typischerweise von 1.2 ns auf 1.8 ns.
Im Rahmen dieser Arbeit wird untersucht, ob eine Zunahme der Bunchbreite im zeitlichen Verhalten der HERA-B-Wechselwirkung festzustellen ist.

1.1.5 Der Coasting Beam

Neben Wechselwirkungen mit bunchkorrelierten Protonen wurden auch Wechselwirkungen beobachtet, die auf nicht-bunchkorrelierte Protonen zurückzuführen sind [5]. Diese Protonen sind kontinuierlich im Protonenspeicherring verteilt. Dies kann mit Hilfe einer Darstellung des longitundinalen Phasenraums in Abbildung 1.6 verdeutlicht werden. Die relative Impulsabweichung der Protonen, die ihrer relativen Energieabweichung entspricht, ist gegen die Phase aufgetragen. Die Phase entspricht der zeitlichen Abweichung der Protonen. Die geschlossenen Bahnen im Phasenraum geben die longitudinale Synchrotronschwingung der Protonen im Speicherring wieder. Durch diese Synchrotonschwingung ist eine stabile Bewegung der Protonen im Speicherring möglich. Die Grenze zwischen einer stabilen und instabilen Bewegung wird als Separatrix bezeichnet. Durch das Hochfrequenzsystem von HERA ergibt sich eine sogenannte äußere Separatrix, die drei sogenannte innere Separatrixe umschließt. Bei großen relativen Energieabweichungen liegen die Protonen außerhalb der äußeren Separatrix im Phasenraum. Sie werden dann nicht mehr vom HERA Hochfrequenzsystem fokussiert und bewegen sich frei im Speicherring. Solche Protonen werden als Coasting Beam Protonen bezeichnet. Bei HERA entspricht eine relative Energieabweichung der Protonen von $\frac{\Delta E}{E} > (2...3) \cdot 10^{-4}$ der äußeren Separatrix. Üblicherweise werden bei HERA negative Energieabweichungen gemessen. Die Coasting Beam Protonen haben in der HERA-B-Wechselwirkungsrate einen signifikanten Beitrag. Dieser hängt vom gewählten Drahttarget und den HERA-Betriebsbedingungen ab. Die Mechanismen zur Entstehung des Coasting Beams sind noch nicht ganz verstanden.
Die Dispersion D_x an der Position des Drahttargets ist ≈ -0.5 m. Bei Energieabweichungen der Protonen läßt sich mit Hilfe der Dispersion die transversale Strahlablage des Protonenstrahls im Speicherring berechnen. Mit einer negativen Energieabweichung und der negativen Dispersion folgt mit

$$\Delta x = D_x \frac{\Delta E}{E} > 0 \tag{1.2}$$

eine positive Strahlablage Δx. Durch die positive Strahlablage sind die Coasting Beam Protonen in transversaler Richtung asymmetrisch verteilt und treten bevorzugt im Bereich der äußeren Drahttargets auf. Der Wechselwirkungsanteil liegt hier bei etwa 40 %. Bei den anderen Drahtorientierungen hat der Coasting Beam folgende Wechselwirkungsanteile: etwa 25 % mit einem oberen, etwa 15 % mit einem unteren, etwa 8 % mit einem inneren Draht [9].

---

[5] **F**ull **W**idth **H**alf **M**aximum engl für 'Volle Halbwertsbreite'

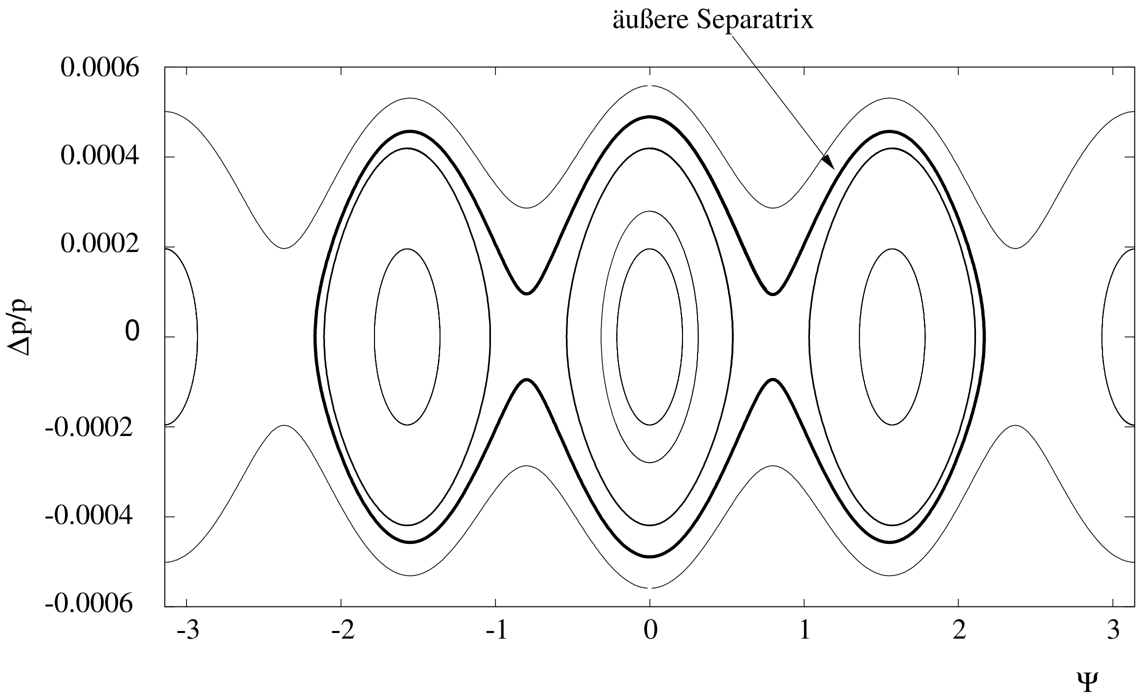


Abbildung 1.6: Der resultierende longitudinale Phasenraum für ein System mit zwei Hochfrequenzen. Neben der Separatrix des Haupt- und der Seitenbunche gibt es eine äußere Separatrix, die den Phasenbereich des Hauptbunches und der angrenzenden Seitenbunche einschließt [12].

1.2 Der HERA-B Detektor

Abbildung 1.7 zeigt im Querschnitt den HERA-B Detektor. Dieser ist als Vorwärtsspektrometer mit festem Drahttarget konstruiert. Dadurch liegen die Detektorkomponenten hinter dem Drahttarget, in Flugrichtung der Protonen und des Großteils der Reaktionsteilchen der inelastischen Wechselwirkung. Durch die geometrische Akzeptanz, die horizontal 220 mrad und vertikal 150 mrad beträgt, liegen etwa 90 % aller Teilchenspuren im geometrischen Akzeptanzbereich des Detektors [18]. Dieser ist darauf optimiert aus einer hohen Wechselwirkungsrate, die eine große Spurdichte und Strahlenbelastung bedingt, den „goldenen Zerfall“ mit hoher Effizienz zu erkennen. Die Detektorkomponenten lassen sich hierzu in die Bereiche Teilchenidentifikation und Spurrekonstruktion einteilen. Letzteres kann durch das Auftreten von Wechselwirkungen, die durch Seitenbunche verursacht werden, beeinträchtigt werden. Darauf wird, nach einer kurzen Einführung in das HERA-B Koordinatensystem, im folgenden Abschnitt kurz eingegangen. Abschließend wird gezeigt, wie Wechselwirkungen mit den Seitenbunchen auch Einfluß auf den Trigger haben.

1.2.1 Das HERA-B Koordinatensystem

Das rechtshändige HERA-B Koordinatensystem ist am Protonenstrahlrohr ausgerichtet. Die z-Achse verläuft entlang der Flugrichtung der Protonen. Die x-Achse liegt horizontal und ist nach der Innenseite des HERA Speicherrings gerichtet. Die y-Achse verläuft vertikal und zeigt nach oben. Die Sollstrahlposition der Protonen dient als horizontaler und vertikaler Ursprung. Die z-Achse ergibt sich aus der Position des Magneten, dessen Mittelpunkt bei $z = 4500$ mm liegt. Dadurch liegen die Drahttargets etwa im Koordina-

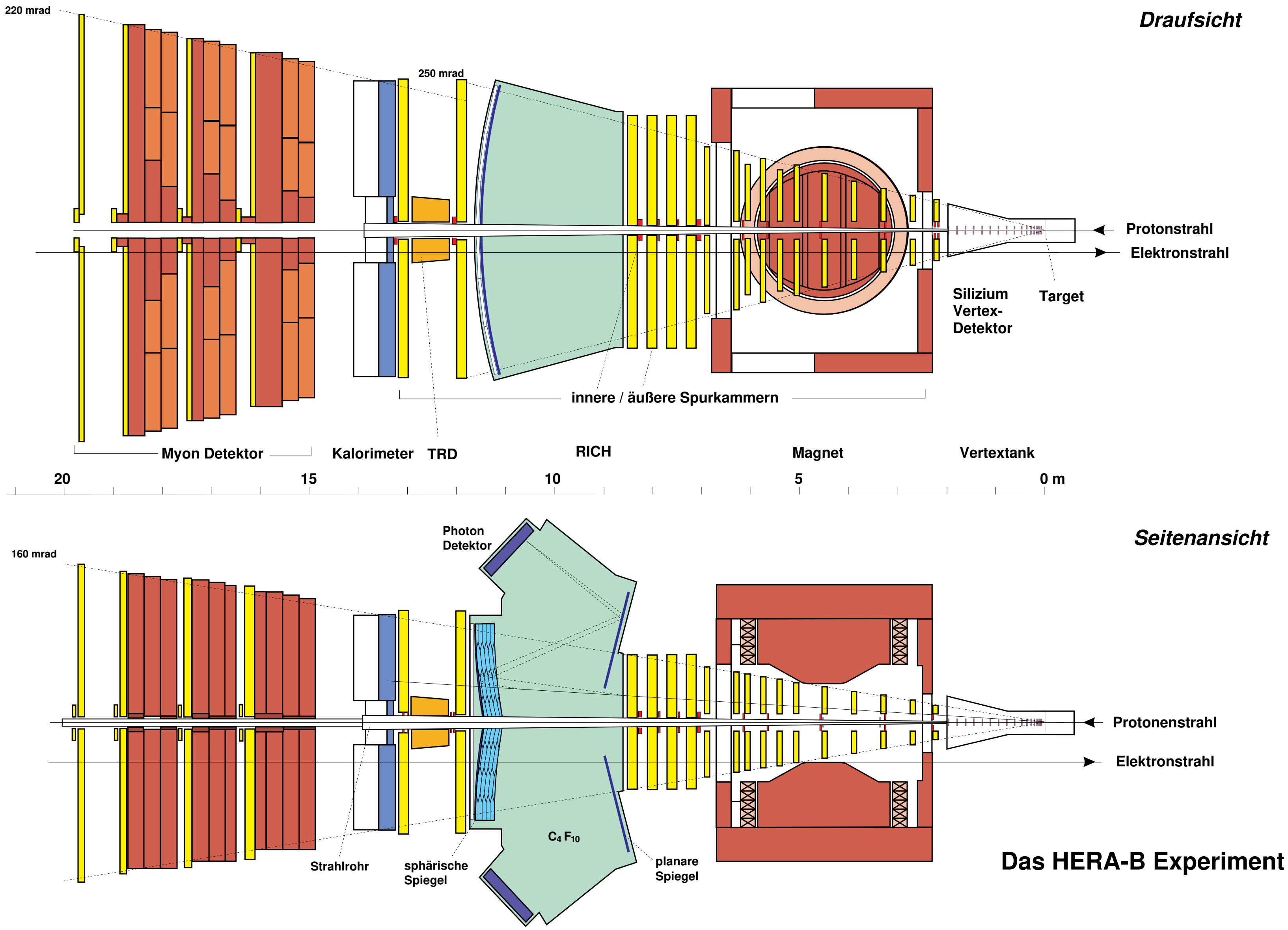


Abbildung 1.7: Übersichtsbild des HERA-B Detektors.

tenursprung.

Gegenüber dem HERA Koordinatensystem, das sich am Elektronenstrahl orientiert, ist das HERA-*B* Koordinatensystem in z um 9000 mm versetzt. Dadurch liegen im HERA Koordinatensystem die Drahttargets bei etwa −9000 mm. Für die horizontale Achse gilt zudem: $x_{HERA} = -x_{HERA-B}$.

1.2.2 Spurrekonstruktion

Die Spurrekonstruktion wird mit Hilfe von drei Komponenten des HERA-*B* Detektors durchgeführt: Dem Vertexdetektor, dem inneren und äußeren Spurkammersystem.

Der **Vertexdetektor** ist die erste Komponente nach dem Drahttarget. Von den insgesamt acht Lagen befinden sich sieben mit dem Drahttarget in einem Vakuumtank. Die Lagen bestehen aus Siliziummikrostreifenzählern, die in vier Quadranten um den Protonenstrahl innerhalb eines Sekundärvakuums angeordnet sind. Das System hat eine Auflösung von 20–30 μm in radialer und 500 μm in longitudinaler Richtung. [19].

Die Auslese des Vertexdetektors erfolgt mit einem gesondert entwickelten Baustein, dem HELIX-Baustein 128-2.2. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch die Siliziummikrostreifenzähler wird eine Ladungsmenge freigesetzt die am HELIX als Puls von 90 ns Dauer anliegt. Über einen Vorverstärker und Pulsformer gelangt das Signal in die Pipeline des HELIX, einer Anordnung von Kondensatoren. Hier wird die Ladung für einen festen Zeitraum einer Bunchperiode gesammelt. Die anliegende Spannung wird im Fall der Auslese digitalisiert und gespeichert. Da der Beginn der Ladungsmessung immer der gleiche ist, macht sich ein geladenes Teilchen aus einer Seitenbunchwechselwirkung durch einen deutlich abweichenden Wert dieser Spannung bemerkbar [20]. Dies bereitet in der Analyse derzeit keine Probleme [26].

Das **innere Spurkammersystem** ist mit einem **Micro-Strip Gas Chamber**[6] (MSGC) -System realisiert. In einem Abstand von etwa 5 cm vom Protonenstrahl beginnen die zehn Ebenen dieses Systems. Eine Auflösung von $\sigma \approx 85\,\mu$m wird mit diesem System erreicht [19]. Zur Auslese des MSGC-Systems wird wie beim Vertexdetektor der HELIX-Baustein 128-2.2 verwendet.

Das **äußere Spurkammersystem** besteht aus fünfzehn Ebenen planarer Honigwaben-Driftzellen, von denen sich sieben innerhalb des Magneten befinden. Abbildung 1.8 zeigt eine Doppellage von Honigwaben-Driftzellen mit dem Anodendraht in der Mitte jeder Driftzellen. Die Lagen haben Größen von 0.8 m × 1.2 m bis 4.5 m × 6 m. Damit läßt sich eine Ortsauflösung von $\sigma \approx 200\,\mu$m erreichen [19].

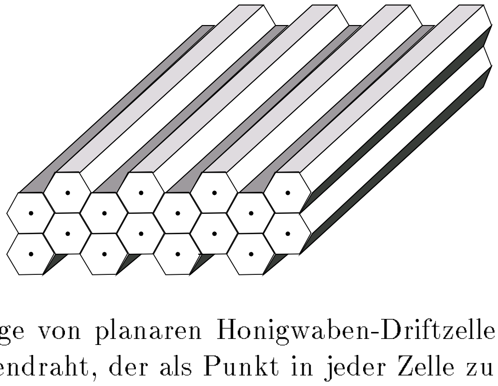
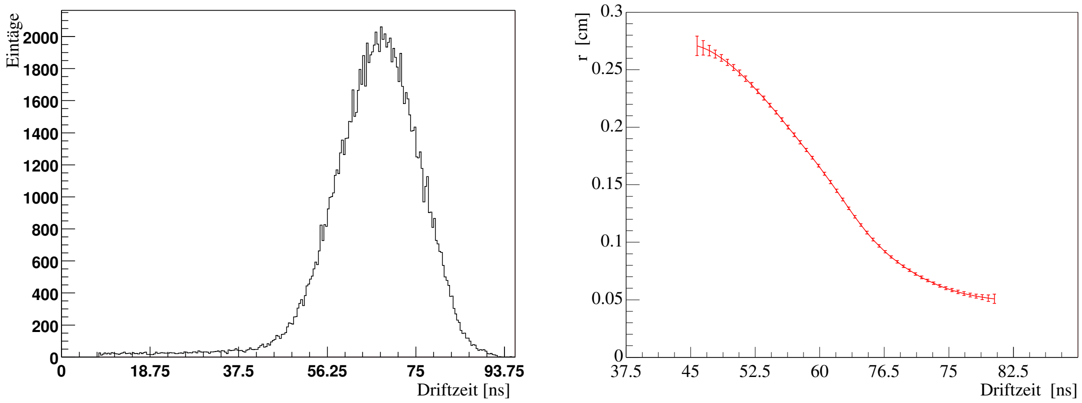


Abbildung 1.8: Doppellage von planaren Honigwaben-Driftzellen. Durch die Mitte jeder Driftzelle geht der Anodendraht, der als Punkt in jeder Zelle zu erkennen ist [21]

---

[6] engl. Gas-Mikrostreifen-Kammern



(a)

(b)

Abbildung 1.9: (a) Spektrum einer gemessenen Driftzeit bei der die Bunch-Clock als Stoppsignal diente [22]. (b) Die Orts (r) - Driftzeit-Beziehung, die sich aus einem Driftzeitspektrum ergibt [22].

Die geladenen Teilchen fliegen senkrecht zu der Lagenebene und erzeugen im Gas der Driftkammern, einem $\mathrm{Ar} - \mathrm{CH_4} - \mathrm{CF_4}$ – Gemisch, eine Ionisationspur. Die Zeit, die die Elektronen von diesem Ionisationscluster zum Anodendraht benötigt, ist die Driftzeit. Die Driftzeit ergibt sich in erster Näherung aus der Differenz der Wechselwirkungszeit am Drahttarget und der Ankunftszeit am Draht. In der Praxis wird das Signal des Drahtes als Startsignal einer Zeitmessung verwendet. Als Stoppsignal dient das von der HERA Bunch-Clock generierte Signal. Abbildung 1.9 (a) zeigt das daraus resultierende Diagramm, in dem die Einträge gegen die Zeit aufgetragen sind. Auf der Abszisse ergibt sich ein Zeitintervall von 96 ns. Teilchen, die in der Nähe des Drahtes geflogen sind, lösen die Zeitmessung entsprechend früh aus und sind als Einträge im rechten Teil des Diagramms zu erkennen. Über die Orts-Driftzeit-Beziehung wird ein räumlicher Abstand bestimmt. In Abbildung 1.9 (b) ist so eine Orts-Driftzeitbeziehung dargestellt, die sich aus einem Driftzeitspektrum ergibt.

Findet dagegen eine Wechselwirkung mit einem Seitenbunch statt, gibt die Bunch-Clock nicht die richtige Wechselwirkungszeit wider. Dadurch ergibt sich eine falsche Driftzeit, die zu einem falschen räumlichen Abstand führt. Die Folge ist eine schlechtere Auflösung. Zur Abschätzung der Größenordnung dieses Beitrags wird eine konstante Driftgeschwindigkeit im Gas von $v \approx 100\,\mu\mathrm{m/ns}$ angenommen. Ist die Driftzeit z.B. durch den ersten Seitenbunch um 5 ns verfälscht folgt mit einer einfachen Orts-Driftzeit-Relation für den Fehler des räumlichen Abstands [23]:

$$r = v \cdot t_{Drift} = 1000\,\frac{\mu\mathrm{m}}{\mathrm{ns}} \cdot 5\,\mathrm{ns} = 500\,\mu\mathrm{m} \qquad (1.3)$$

Damit wird die Auflösung des äußeren Spurkammersystems deutlich verschlechtert. Eine Untersuchung über die Beiträge der Seitenbunche in der HERA-B Wechselwirkungsrate und deren zeitlicher Entwicklung ist daher von Interesse.

1.2.3 Der Triggerprozeß

Der Triggerprozeß teilt sich in eine Pretriggerstufe und vier Triggerstufen auf. Sie sollen aus einer Ereignisrate von 10 MHz nach dem goldene Zerfall suchen. Dabei reduziert sich die

Datenrate von Stufe zu Stufe bis auf 20 Hz. Dadurch steht jeder Stufe mehr Rechenzeit zur Verfügung. Damit können immer mehr Kriterien in den Entscheidungsprozeß einfließen, welches Ereignis in die nächst höhere Stufe gelangen soll. Dadurch werden von Stufe zu Stufe mehr Daten aus den Detektorkomponenten ausgewertet.

Die Pretrigger des Myondetektors und des ECAL suchen nach Leptonkandidaten des goldenen Zerfalls, um den Triggerprozeß zu starten. Gleichzeitig soll mit dem High-p_T Pretrigger auch auf hadronische B-Zerfälle reagiert werden können. Mit der ersten Triggerstufe wird eine vorläufige Spurrekonstruktion mit den Kandidaten der Pretriggerstufen und einigen ausgewählten Lagen der äußeren und inneren Spurkammern durchgeführt. Da zu diesem Zeitpunkt die Driftzeitinformation der äußeren Spurkammern noch nicht vorliegen, erhält dieses System lediglich die Information, welche der Driftkammern angesprochen hat.Aus der Information der Ladung und des Impuls der Teilchen, die aus vorläufigen Spurrekonstruktion gewonnen werden, kann ermittelt werden, ob die Leptonen entgegengesetzt geladen sind und die invariante Masse etwa der des J/Ψ-Teilchens entspricht. Dann wird dieses Ereignis an die nächste Stufe weitergegeben.

In der zweiten Triggerstufe wird in einer Zeit von 10–50 ms pro Ereignis eine genauere Spurrekonstruktion durchgeführt. Neben den Informationen aller Auslesestreifen des inneren Spurkammersystems werden die Driftzeiten der äußeren Spurkammern verwendet. Die Spuren werden durch den Spektrometermagneten in den Vertexdetektor projiziert. Als Kriterium für den Übergang in die nächste Triggerstufe wird gefordert, daß die Spur in einem sekundären Vertex beginnen muß. Dies ist ein Hinweis für einen B-Zerfall.

Die dritte Stufe nutzt alle Daten und führt hier eine Teilchenidentifikation durch. Gleichzeitig werden alle im Ereignis aufgezeichneten Spuren rekonstruiert, während in der zweiten Triggerstufe nur die Spuren aus der ersten Triggerstufe präziser rekonstruiert wurden. Driftzeitdaten der äußeren Spurkammer gehen hier ebenfalls ein. Die Ereignisrate wird in dieser Triggerstufe um einen Faktor 10 reduziert.

In der vierten Triggerstufe werden nach einer vollständigen Rekonstruktion die Ereignisse klassifiziert und noch einmal selektiert. Die Rekonstruktionszeit beträgt etwa vier Sekunden. Mit einer Ausgangsrate von 20 Hz werden dann die Daten einem zentralen Rechner zur Archivierung zugeführt.

Der Einfluß einer falschen Dritzeit, die sich durch geladenen Teilchen einer Seitenbunchwechselwirkung ergibt, beginnt demnach mit der Verwendung der Driftzeitdaten ab der zweiten Triggerstufe.

Kapitel 2

Das HERA-B Drahttarget-System

Um die gewünschte Zahl an Wechselwirkungen für das HERA-B Experiment zu erzeugen wird ein Drahttarget verwendet, das an den Rand des HERA Protonenstrahls bewegt wird. In dem Target werden durch inelastische Proton-Nukleon-Reaktionen unter anderem die zur Untersuchung der CP-Verletzung benötigten B-Mesonen produziert. Dieses Kapitel beschreibt die Funktionsweise des Drahttargets. Dazu werden zunächst die Anforderungen an das Drahttarget zusammengestellt. Anschließend wird das physikalische Prinzip erläutert, mit dem diese Anforderungen erfüllt werden sollen. Die mechanische Realisierung des Targets wird danach kurz gezeigt. Es folgt die Beschreibung der Szintillationszähler, mit denen die Daten zur Steuerung des Drahttarget-Systems gewonnen werden. Anschließend wird die Verarbeitung der Datenpulse in der Elektronik beschrieben. Wie mit diesen Daten die Wechselwirkungsrate bestimmt wird, wird abschließend in diesem Kapitel erklärt.

2.1 Die Anforderungen an das Drahttarget

Im folgenden werden die Anforderungen für den Betrieb des Drahttargets zusammengestellt:

- Um den Detektor mit der gegebenen Effizienz des Triggers und der Spurrekonstruktion zu nutzen soll die Wechselwirkungsrate bei 40 MHz liegen. Dies entspricht etwa 5 Wechselwirkungen pro Bunchcrossing[1]. Um innerhalb eines Jahres $\mathcal{O}(1000)$ Ereignisse für eine signifikanten Messung der CP-Verletzung zu erhalten, wird eine Betriebszeit von 10^7 Sekunden im Jahr benötigt.

- Eine langfristige Ratenfluktuation von $\leq 10\,\%$ wird angestrebt, da sonst die Effizienz verschlechtert wird. Ist die Rate zu hoch, können die vielen Spuren nicht rekonstruiert werden. Bei einer geringeren Rate wird die notwendige Statistik nicht erreicht.

- Durch das Protonenfüllschema müssen alle 96 ns Wechselwirkungen auftreten. Sie dürfen nur innerhalb eines Zeitfensters von etwa einer Nanosekunde liegen. Ist dies nicht der Fall, werden Ereignisse vom Trigger nicht mehr erfaßt bzw. die Spurrekonstruktion verfälscht.

- Jeder Bunch sollte möglichst gleich stark zur Wechselwirkungsrate beitragen

---

[1] engl. für 'Vorbeiflug eines Protonenbunches

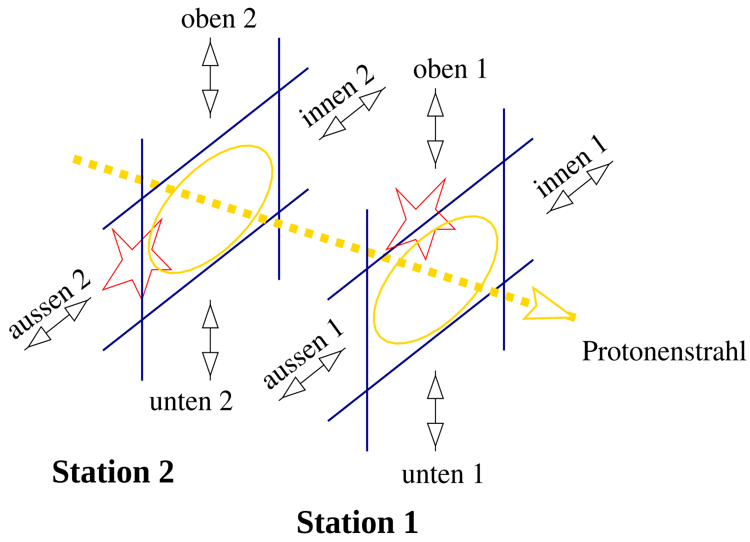


Abbildung 2.1: Die Anordnung der Drähte um den Protonenstrahl mit ihren Bezeichnungen. Die Pfeile illustrieren die transversal mögliche Bewegung der einzelnen Drähte.

- Der Einsatz der HERA-*B* Targets darf den Betrieb des Speicherrings und die anderen HERA-Experimente nicht wesentlich beeinflussen.
- Ein Wert von über 50 % der Targeteffizienz ϵ_T, das Verhältnis der Anzahl der zur Wechselwirkung gebrachten Protonen zu der Anzahl der dem Strahl verlorengegangenen Protonen, wird angestrebt, damit die Strahllebensdauer der Protonen nicht unnötig stark vermindert wird. Beispiel: Bei 36 MHz nimmt der Strom in einer Stunde um 1 mA ab.
- Um die Rekonstruktion der primären Zerfallsorte zu erleichtern, müssen gleichzeitig auftretende Wechselwirkungen räumlich möglichst weit auseinanderliegen.

2.2 Das Prinzip des Drahttargets

Bei dem Target des HERA-B Experiments handelt es sich, wie in Abbildung 2.1 gezeigt, um eine Anordnung von acht Drähten. Diese sind auf zwei Stationen verteilt, die mit jeweils vier Drähten den Protonenstrahl umschließen. Sie können einzeln transversal zum Strahl bewegt werden. Dadurch kann die notigwendige gleichmäßige Verteilung der Wechselwirkungen über alle eingesetzten Drähte erreicht werden. Die innerhalb des HERA-Speicherrings liegenden Drähte werden als *innen* bezeichnet. Entsprechend ergeben sich dann *außen*-, *oben*- und *unten*-Drähte mit der Nummer der Stationen. Diese sind entgegengesetzt zur Protonenstrahlrichtung durchnumeriert. Die Targetdrähte kommen meist im Bereich von 4 bis 6 Strahl-σ zum Einsatz, wobei ein Strahl-σ typischerweise 400 μm entspricht. Der Arbeitspunkt hängt dabei von den Kollimatorabständen ab. Sind die Kollimatoren näher am Strahl, müssen auch die Drähte näher an den Strahl gefahren werden, um die gewünschte Wechselwirkungrate zu erreichen. Die Reaktionen sollen dabei vorwiegend im Halo stattfinden. Abbildung 2.2 (links) verdeutlicht, wie dieser Bereich des Phasenraums ständig mit nachdriftenden Protonen gefüllt wird. Mit Pfeilen wird die Bewegung dieser Protonen dargestellt, die im Halo nicht mehr zur ep-Luminosität beitragen. Diese natürliche Diffusion reicht jedoch nicht zur gewünschten Ratenerzeugung aus. Sie gestattet dem Strahl eine natürliche Lebensdauer τ_{nat} von typischerweise 1000 Stunden

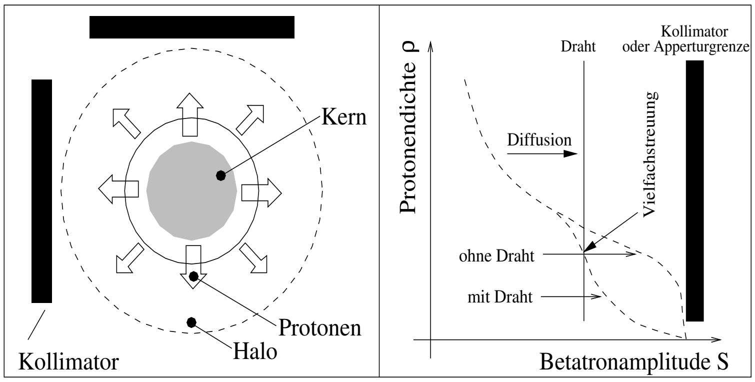


Abbildung 2.2: Links: Diffusion der Protonen aus dem Kern in den Halo. Die Kollimatorbacken repräsentieren die Aperturgrenzen. Rechts: Die Protonendichte ρ in Abhängigkeit von der Betatronamplitude S mit und ohne Drahtbetrieb [30].

ohne Targetbetrieb mit einem typischen Protonenstrom von $I_p \approx 80\ mA$. Bei einer Umlauffrequenz von $f_{Umlauf} \approx 47.35\ kHz$ ergibt sich eine natürliche Verlustrate von

$$R_{Verlust} = \frac{I_p}{e} \frac{1}{\tau_{nat}} \frac{1}{f_{Umlauf}} \approx 2.9\ MHz. \tag{2.1}$$

Wenn diese Teilchen nicht mit dem Draht wechselwirken, gehen sie an der Aperturgrenze verloren. Der rechte Teil von Abbildung 2.2 zeigt nun die Protonendichte in Abhängigkeit von der Betatronamplitude S. Ist der Draht am Protonenstrahl, so ist eine deutliche Abnahme der Protonendichte im Drahtbereich zu erkennen. Diese erreicht erst an der Aperturgrenze den Wert Null. Dies bedeutet, daß nicht jedes herausdiffundierende Proton mit dem Draht inelastisch wechselwirkt. Dieser Umstand kann mit Hilfe der Targeteffizienz ϵ_T beschrieben werden. Sie ist als Wahrscheinlichkeit definiert, daß ein Proton mit dem Draht wechselwirkt und somit nicht an der Aperturgrenze verloren geht. Die Targeteffizienz ergibt sich aus dem Verhältnis der Wechselwirkungsrate R_{WW} mit der Protonenverlustrate $R_{Verlust}$:

$$\epsilon_T = \frac{R_{WW}}{R_{Verlust}}. \tag{2.2}$$

Eine genaue Betrachtung der Abhängigkeiten der Targeteffizienz findet sich in [14]. Wählt man eine realistische Targeteffizienz von $\epsilon \approx 0.6$ wird eine Verlustrate von

$$R_{Verlust} = \frac{R_{WW}}{\epsilon_T} \approx 67\ MHz \tag{2.3}$$

benötigt, um die nominal angestrebte Wechselwirkungsrate von $R_{WW} = 40\ MHz$ zu erreichen. Mit Gleichung 2.1 ergibt sich für die Lebensdauer τ_{target}:

$$\tau_{target} = \frac{I_p}{e} \frac{1}{R_{Verlust}} \frac{1}{f_{Umlauf}} \approx 42\ h, \tag{2.4}$$

Dies bedeutet eine deutliche Verminderung der Strahllebensdauer durch das Drahttarget. Da die natürliche Verlustrate nicht ausreicht, werden für die Wechselwirkungsrate zusätzlich Protonen aus dem Strahl „herausgekratzt“.

Sind die Kollimatoren zu nah an den Strahl herangefahren, steigt die Wahrscheinlichkeit, daß Wechselwirkungen auf den Kollimatoren stattfinden. Dadurch verringert sich die Wahrscheinlichkeit für Wechselwirkungen auf dem Target.

2.3 Der Aufbau des Drahttarget-Systems

In diesem Abschnitt wird die mechanische Umsetzung des Drahttargetprinzips gezeigt. Desweiteren wird zusammengestellt, welche Drähte im Jahr 1999 verwendet wurden.

2.3.1 Die Mechanik

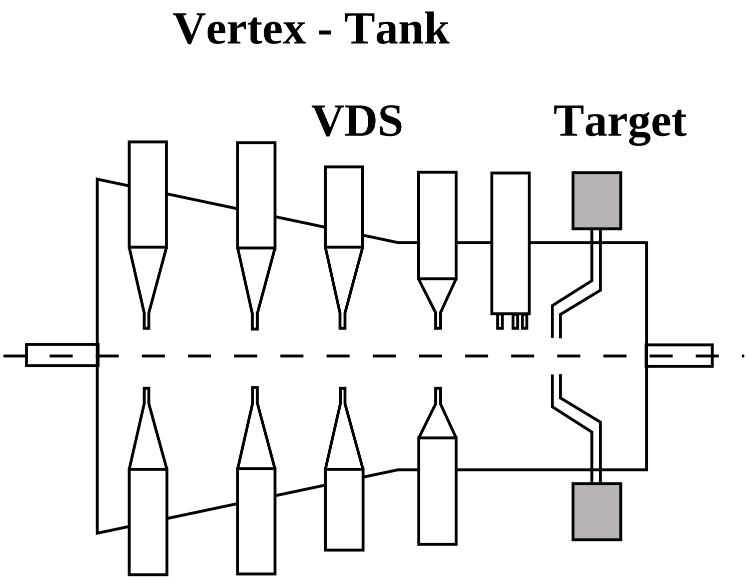


Abbildung 2.3: Der Vertextank mit den Vertex-Komponenten des Vertex Detektor Systems (VDS) und der Targetanordnung. Ansicht von oben[24].

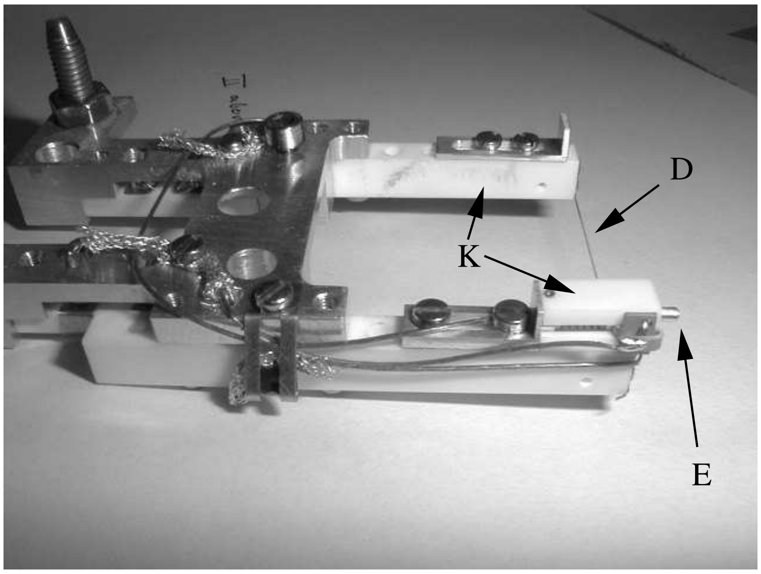


Abbildung 2.4: Die Keramikgabel K mit dem eingespannten Drahttarget D. Der Endschalter E verhindert die Kollision zweier gegenüberliegender Drähte.

Wie in Abbildung 2.3 zu erkennen ist, befinden sich die Targetdrähte zusammen mit dem

Vertex-System in dessen Vakuumtank. Die Drähte haben einem Abstand von $\Delta z = 40\,mm$. Die Mechanik der Drähte ist außerhalb des Tanks angebracht. Sie ist für die Drähte einer Strahlseite, also *oben*, *unten*, *innen* und *außen*, entsprechend zusammengefaßt. Durch den Platzbedarf der am Tank befestigten Komponenten ist das 450 mm lange Rohr, das die Mechanik mit den Targetdrähten verbindet, gebogen, um diese möglichst nahe an das Vertexdetektor-System heranzubringen. Die senkrechte Bewegung zum Strahl wird durch einen Schrittmotor realisiert.
Wie Abbildung 2.4 zeigt, ist der Draht D über eine Keramikgabel K gespannt. Um eine Kollision zweier gegenüberliegender Drähte zu verhindern, ist am Ende der Targetgabel ein Endschalter E befestigt. Wenn die gegenüberliegende Targetgabel berührt wird, stoppt der Schrittmotor die Bewegung in Richtung Strahl. Eine ausführliche Darstellung der Mechanik ist in [17] zu finden.

2.3.2 Die Drahtmaterialien

Dünne Folien aus Reinmetallen[2] wurden genutzt, um die Drähte herzustellen. Dazu wurden aus der Folie schmale Streifen herausgeschnitten. Diese sollen einerseits in longitudinaler und transversaler Richtung genügend Ausdehnung besitzen, um eine hohe Targeteffizienz zu erreichen. Andererseits dürfen diese Abmessungen nicht zu groß sein, um das Ortsauflösungsvermögen des Vertexdetektors nicht zu überschreiten. Mit der richtigen Ausdehnung wird erreicht, daß die physikalisch interessierende Zerfallslänge des B-Mesons möglichst genau gemessen werden kann. Die Targetposition liefert den Erzeugungspunkt, der Vertexdetektor ermittelt den Ort des Zerfalls. Die Ausdehnung der Drähte limitiert sich demnach in transversaler Richtung auf 50 μm und 500 μm in longitudinaler Richtung. Die für die beiden Runperioden im Jahr 1999 eingesetzten Materialien und dem Winkel, den sie mit der Keramikgabel bilden, sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt.

2.4 Die Szintillationszähler

Im Jahr 1999 wurden Szintillationszähler als sogenannte Hodoskopzähler und Vetozähler eingesetzt. Die Abbildung 2.5 gibt einen Überblick über diese Szintillatoren und deren Positionen in der zweiten Hälfte des Jahres 1999. Sowohl die Hodoskope als auch die Vetozähler bestehen aus dem Szintillatormaterial SCSN38 und haben die Abmessung 96 $mm \times 90\ mm \times 5\ mm$ (Abbildung 3.16). Sie sind jeweils paarweise hintereinander angeordnet, um das Rauschen durch Koinzidenzmessungen unterdrücken zu können.

2.4.1 Hodoskopzähler

Bei den vier Hodoskopzählerpaaren beträgt der Abstand in z-Richtung 60 mm. Die Zähler dienen zur Bestimmung der Wechselwirkungrate und zur Steuerung der Targetdrähte. Bis zum Shut-Down im Sommer 1999 befanden sie sich am Halterahmen des ECAL. Aus Platzgründen sind sie nun am Austrittsfenster des RICH montiert. Sie bilden mit der x-y-Ebene einem Winkel von $\phi = 10°$ (sieher Abbildung 2.5 (a)). Die Mitte der Zähler befinden sich an den Positionen $x = \pm 2282\,mm$, $y = 755\,mm$ sowie $y = 1465\,mm$ und $z = 11700\,mm$. Sie decken die untere Hälfte der x-y-Ebene ab. Vom Wechselwirkungspunkt am Draht aus betrachtet werden die Zählerpaare beim rechten oberen Paar beginnend im Uhrzeigersinn durchnumeriert. Durch ihre Abmessung ergibt sich mit der resultierenden Entfernung der Zähler zu diesem Punkt eine kleine Akzeptanz. Diese wird in Kapitel 2.6 näher betrachtet.

---

[2] Die Folien wurden von der Firma Goodfellow bezogen

Zeitraum	Draht	Material	Ausdehnung in z [μm]	Dicke [μm]	Querschnitt	Winkel
Januar bis Ende Mai	oben 1	Aluminium	500	50	rechteckig	90°
	unten 1	Titan	500	50	rechteckig	90°
	innen 1	Aluminium	500	50	rechteckig	90°
	außen 1	Aluminium	500	50	rechteckig	90°
	oben 2	Eisen	500	50	rechteckig	45°
	unten 2	Aluminium	500	50	rechteckig	45°
	innen 2	Kohlenstoff	500	50	Bündel	90°
	außen 2	Titan	500	50	rechteckig	90°
Juli bis Dezember	oben 1	Titan	500	50	rechteckig	90°
	unten 1	Titan	500	50	rechteckig	90°
	innen 1	Titan	500	50	rechteckig	90°
	außen 1	Titan	500	50	rechteckig	90°
	oben 2	Aluminium	500	50	rechteckig	90°
	unten 2	Wolfram	500	50	rechteckig	90°
	innen 2	Kohlenstoff	1000	50	rechteckig	90°
	außen 2	Titan	125	125	rund	90°

Tabelle 2.1: Die im Jahr 1999 verwendeten Targetmaterialien. Im ersten Quartal des Jahres bildeten zwei Drähte mit der Keramikgabel einen Winkel von 90°. Abbildung 2.1 zeigt die Anordnung für den Zeitraum von Juli bis Dezember.

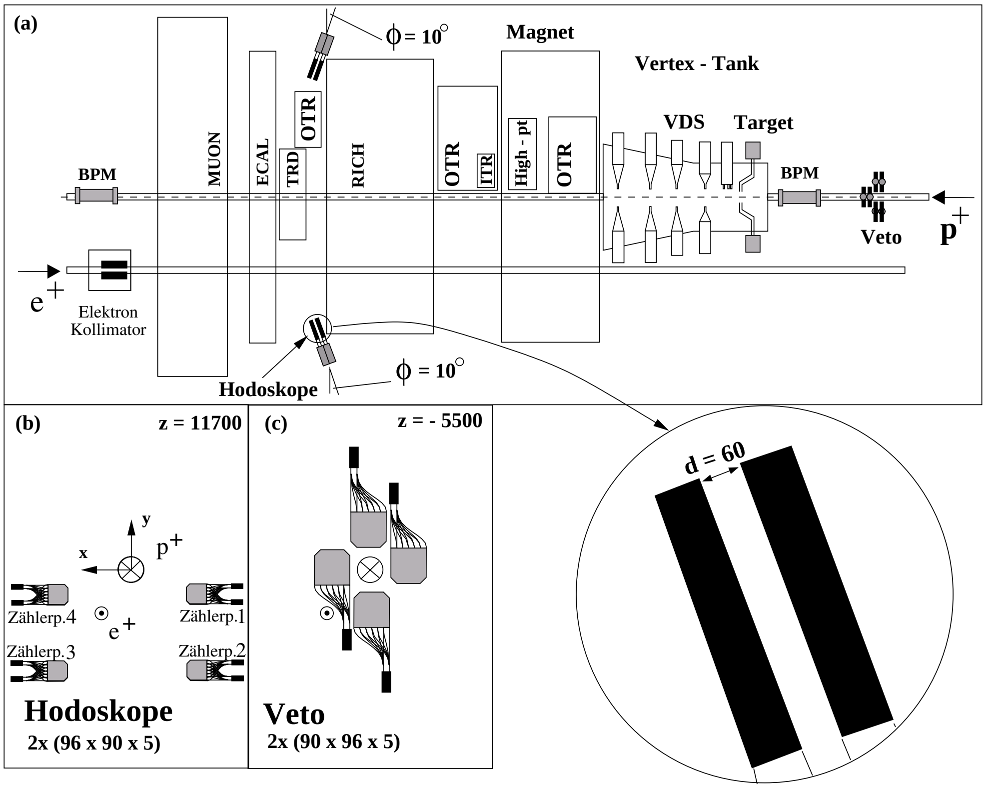


Abbildung 2.5: Überblick über die Szintillationszähler der Targetgruppe im HERA-B Experiment [24]. (a) Ansicht von oben. Ansicht der Hodoskopzähler (b) und Vetozähler (c) in Protonenflugrichtung.

Die Zähler sind mit einem 50 m langen Koaxialkabel mit der Elektronikhütte außerhalb der Strahlungsabschirmung der HERA-B Experiments verbunden.

2.4.2 Vetozähler

Die Vetozähler dienen zur Messung des Untergrundes und befinden sich im Tunnel des HERA-Rings an der Position $z = -5500\ mm$. Diese Entfernung reicht aus, um zurückgestreute Teilchen aus der Wechselwirkung des Drahtes mit dem Protonenstrahl nicht mitzumessen. Die Zähler sind direkt an den vier Seiten des Strahlrohrs parallel zur x-y-Ebene montiert.
Eine Kabelstrecke von 62 m führt von den Vetozählern zur Elektronikhütte.

2.5 Die Elektronik

In diesem Kapitel wird die Elektronik zur Datennahme des Targetsystems beschrieben. Es wird diskutiert, wie der Datenpuls am Zähler erzeugt und anschließend in der Elektronikanordnung verarbeitet wird. Im nächsten Schritt wird die Triggerlogik diskutiert, die die ADC- und TDC-Module steuert. Diese werden anschließend vorgestellt.

2.5.1 Die Pulserzeugung am Zähler

Durch die deponierte Energie der durchfliegenden Teilchen werden in den Szintillatoren Photonen erzeugt. Die Intensität ist proportional zur deponierten Energie. Über Lichtlei-

ter werden die Photonen zu einem Photomultiplier[3] geführt. Sie wandeln das Lichtsignal in einen Spannungspuls um. Dabei ist die Spannung proportional zur Intensität. Durch die kleine Akzeptanz der verwendeten Zähler von etwa 0.3 %, wird verhindert, daß die Photomultiplier in Sättigung gehen. So ist ein stabiler Betrieb bei Raten bis zu etwa 1 GHz gewährleistet.
Das entstandene Signal gelangt über die Koaxialkabel in die Elektronikhütte.

2.5.2 Die Pulsverabeitung

Abbildung 2.6 gibt einen Überblick der Verarbeitung des Pulses in der Elektronik. Das analoge Signal wird zunächst verstärkt. Durch eine Verzweigung gelangt es anschließend zum einen als direktes Meßsignal in das ADC, zum anderen wird es im Diskriminator digitalisiert. Die so verarbeiteten Pulse der einzelnen Hodoskope werden sowohl direkt als Meßsignal in die TDCs gegeben als auch logisch verknüpft. Dabei entstehen die Koinzidenzsignale H1 bis H4 der Zählerpaare durch eine UND Kombination. Diese ergeben in einer folgenden ODER-Verknüpfung das F1-Signal. Jedes dieser Logiksignale gelangt als Meßsignal in die TDCs. Diese befinden sich zusammen mit den ADCs in einer CAMAC-Bussystemanordnung. Das F1-Signal wird außerdem in Zählermodule gegeben, um die Wechselwirkungsrate zu ermitteln.
Entsprechend den Hodoskopsignalen werden auch bei den Vetozählern UND-verknüpfte Signale der hintereinanderliegenden Zähler als Koinzidenzsignale gebildet. Diese werden ebenfalls ODER-verknüpft und ergeben das sogenannte VETO-Signal.

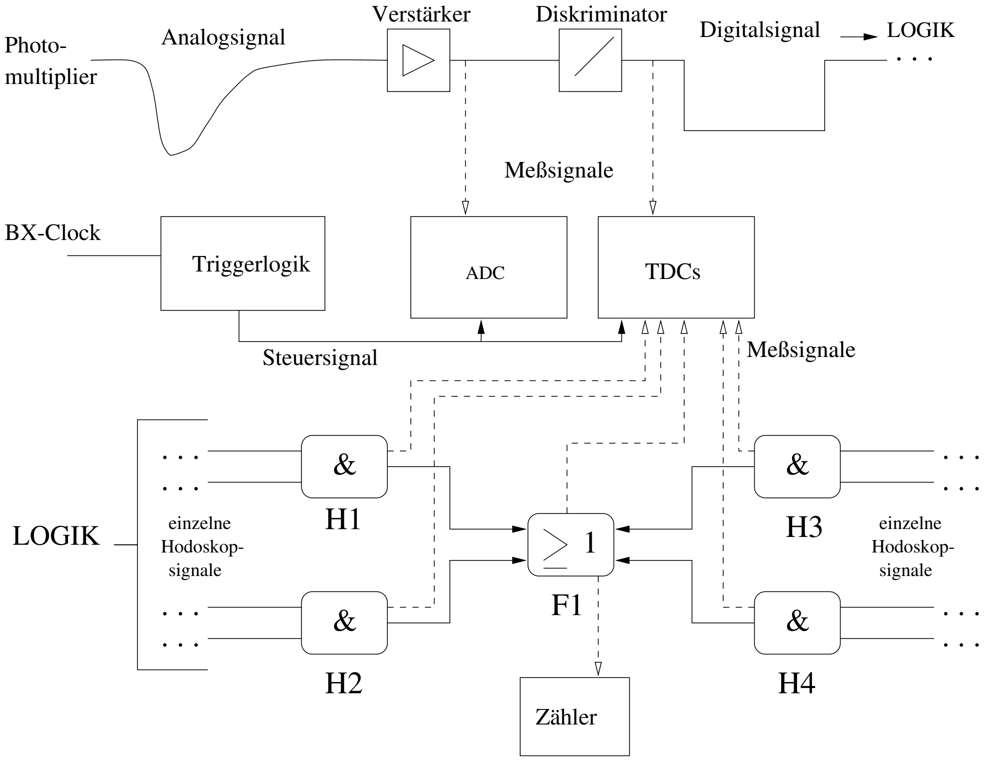


Abbildung 2.6: Überblick über den Weg des Pulses in der Elektronik. Die Verknüpfung im Logik-Teil ist für die Hodoskope abgebildet.

---

[3] Typ XP011/03 der Firma VALVO

Im folgenden Abschnitt wird die Triggerlogik beschrieben, die zur Steuerung der ADCs und TDCs nötig ist.

2.5.3 Die Triggerelektronik

Abbildung 2.7 zeigt die verwendete Schaltung der Triggerlogik. Sie sorgt dafür, daß der Prozeß der Datenauslese aus den ADCs und TDCs gestartet wird. Dafür muß das Meßsystem der ADCs und TDCs bereit sein. Dies wird durch das sogenannte Ready-Signal angezeigt. Es entsteht, wenn das entsprechende Flip-Flop durch das CAMAC-Inhibit-Signal gesetzt ist und das 1.BX-Signal vorliegt. Die letzte Auslese der ADCs und TDCs ist dann beendet und eine neue kann begonnen werden. Diese soll aber nur dann durchgeführt werden, wenn ein Hodoskopzählerpaar während des Durchgangs der ersten beiden Bunche ein Teilchen gemessen hat. Dann fallen F1-Signal und 1.BX-Signal, dessen Länge von 200 ns die Zeit für den Durchgang zweier Bunche abdeckt, zusammen.

Der Meßprozeß der ADCs und TDCs muß demnach vorher gestartet werden. Der Zeitpunkt dafür wird mit Hilfe des 1.BX-Signals vorgegeben. Es wird so stark verzögert, daß ein Puls entsteht kurz bevor der erste Hauptbunch nach einem Umlauf den Draht wieder erreicht. Es wird als 0.BX-Signal bezeichnet. Fällt dieses Signal mit dem Ready-Signal zusammen, wird für die TDCs ein gemeinsames Startsignal erzeugt. An den ADCs wird für die Dauer der Messung ein ebenfalls in der Triggerlogik erzeugtes Gatesignal angelegt. Die Meßzeit wird durch dieses Signal auf 100 ns festgelegt und dadurch nur auf den ersten Bunchdurchgang angesetzt.

Fehlt zur Auslese das F1-Signal, sendet die Triggerlogik einen Puls an die ADCs und TDCs, um deren Inhalt zu löschen. Ansonsten schickt sie den sogenannten G1-Puls an den CAMAC-Prozessor, der zuvor das CAMAC-Inhibit-Signal gesendet hat. Damit wurde die Beendigung der letzten Auslese angezeigt. Durch parallel laufende Prozesse kann es jedoch sein, daß der CAMAC-Prozessor die Ausleseroutine noch nicht verlassen hat. Dann würde der G1-Puls keine neue Auslese starten können. Ohne diese Auslese gibt es kein anschließendes Ready-Signal und die gesamte Datennahme wäre unterbrochen. Um dies zu verhindern, sendet das CAMAC-System so lange ein $\overline{\text{LAM}}$-Signal[4], bis die Ausleseroutine beendet ist. So lange dieses Signal aktiv ist, wird ein zeitlich verzögerter G1-Puls immer wieder neu gesetzt.

Die eingestellte Verzögerung zur Wiederholung des G1-Pulses bestimmt die Auslesefrequenz. Diese kann variiert werden. Die ADCs und TDCs wurden vorwiegend mit 2 Hertz ausgelesen.

Abbildung 2.8 gibt zum Überblick den zeitlichen Verlauf der Pulse in der Triggerlogik.

2.5.4 Die ADC-Module

Mit einem ADC[5] werden analoge Signale in digitale Signale umgewandelt. Die Amplitude ist proportional zur deponierten Energie in den Szintillatoren. Während das Gatesignal der Triggerlogik anliegt, wird die Ladung dieses Signals aufintegriert und als digitaler Wert gespeichert.

Das CAMAC Modell 2249 des Unternehmens LeCroy Research Systems Corp. kommt hier zum Einsatz. Es besitzt 12 unabhängige ADC-Kanäle. Jedes ADC-Kanal unterstützt eine 10-Bit-Umwandlung für eine 0.1 % -Auflösung über 1024-Kanäle.

Die Tabelle 2.2 gibt einen Überblick über die angelegten Signale in den verwendeten ADC-Modulen.

---

[4] **L**ook **A**t **M**e engl. für 'Schau auf mich'

[5] **A**nalog-to-**D**igital **C**onverter

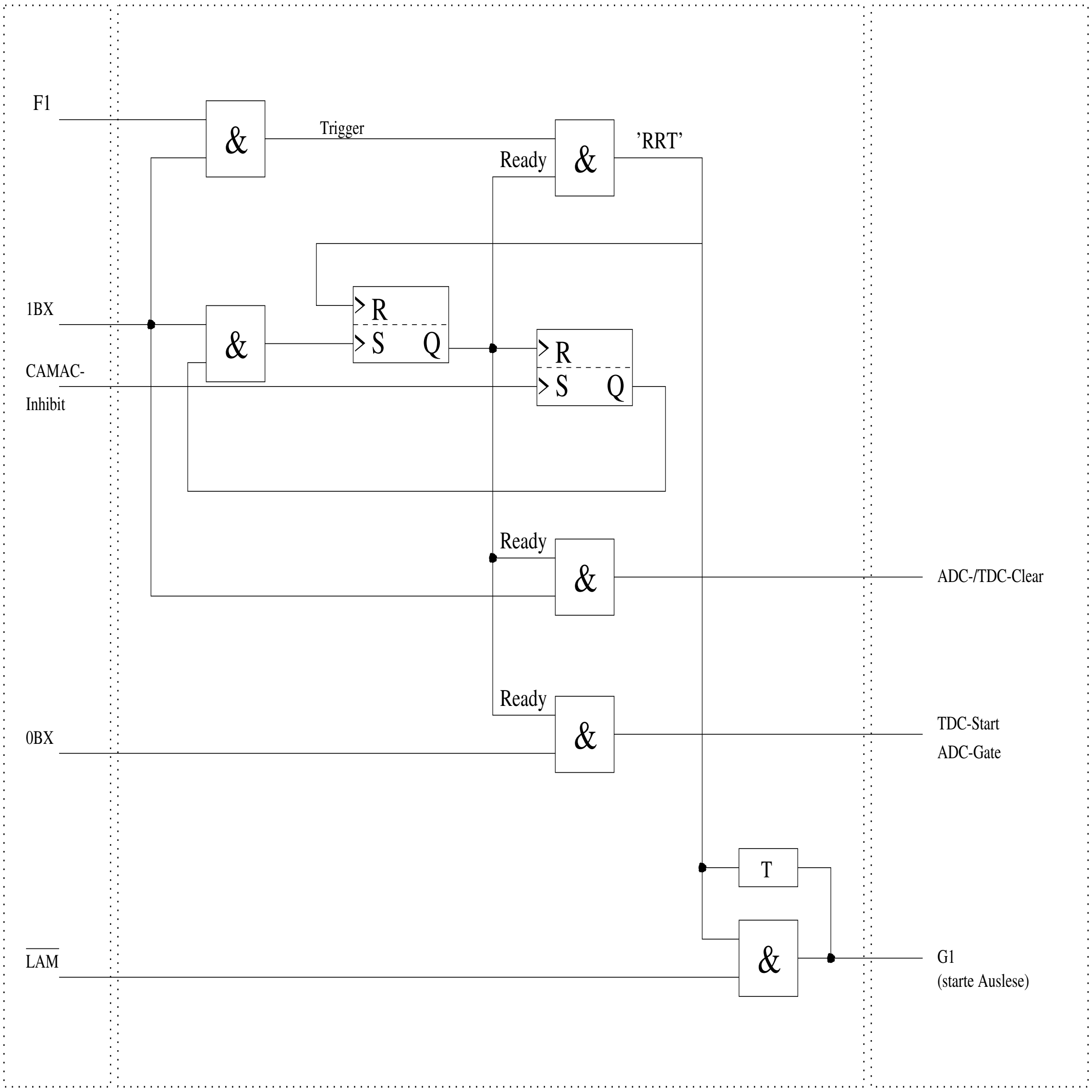


Abbildung 2.7: Die Triggerlogik zur Auslese der ADC- und TDC-Module

2.5.5 Die TDC-Module

Ein TDC[6] ist eine Schaltanordnung, die Zeitinformationen in digitale Werte umwandelt. Diese Information ist die Flugzeit der Wechselwirkungsteilchen. Kurz bevor der erste Hauptbunch die Targetdrähte erreicht, gibt die Triggerlogik, wie im letzten Abschnitt beschrieben, das Startsignal zur Zeitmessung. Das TDC stoppt, wenn ein digitales Meßsignal es erreicht.

Bei dem verwendeten CAMAC Modell 2228A handelt es sich wieder um ein Produkt des Unternehmens LeCroy Research Systems Corp.. Auf dem Modul befinden sich acht unabhängige TDCs. Sie wandeln die gemessene Zeit in 11–Bit–Digitalwerte um. Das entspricht 2048 Meßkanälen. Für sie ist eine zeitliche Auflösung von 50, 100 oder 250 ps einstellbar.

Die Tabelle 2.3 gibt eine Liste der Signale in den verwendeten TDC-Module. Für die hier

---

[6] **T**ime-to-**D**igital **C**onverter

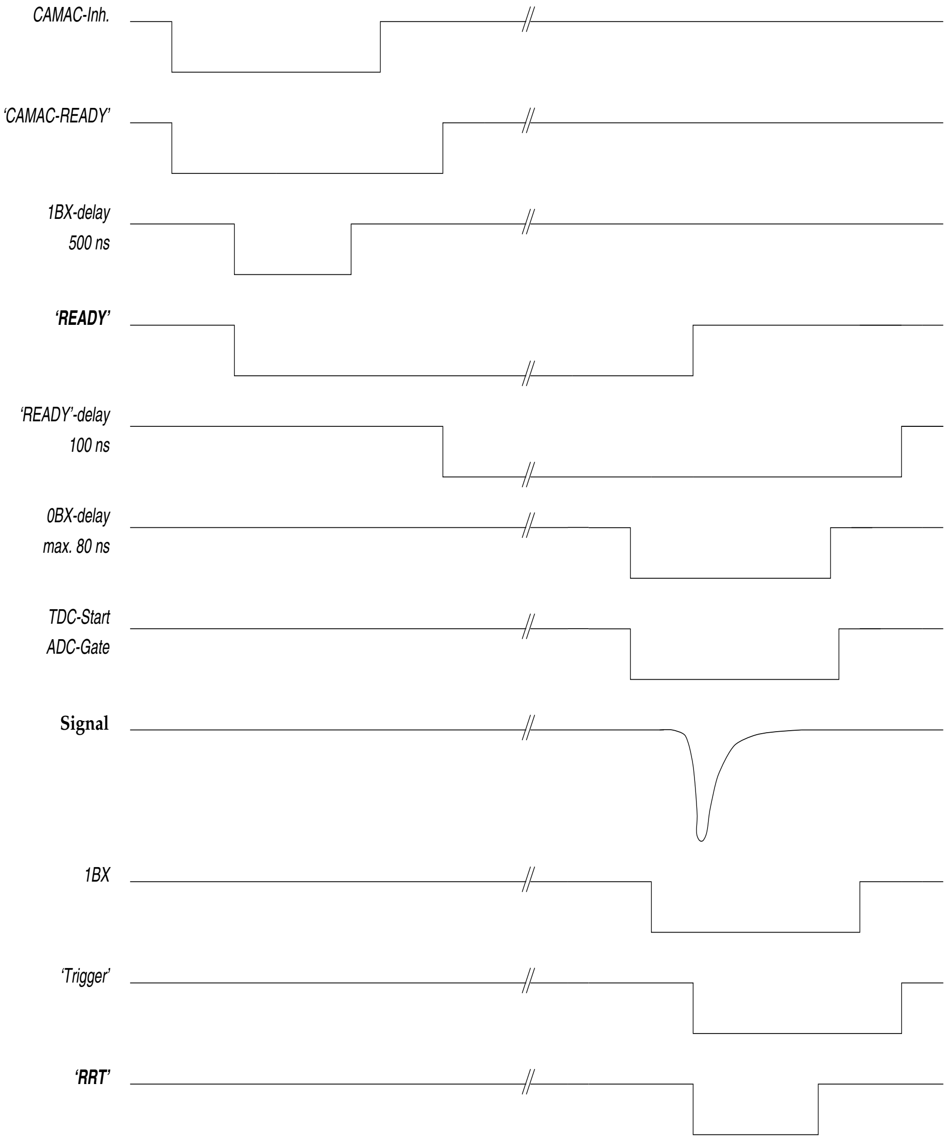


Abbildung 2.8: Zeitschema der Pulse in der Triggerlogik

vorgestellte Untersuchung wurde stets eine Auflösung von 100 ps verwendet.

2.6 Die Wechselwirkungsrate

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Ermittlung der Wechselswirkungsrate der Targetdrähte. Sie muß bekannt sein, um die Targetdrähte zu steuern und um die gewünschte Wechselwirkungsrate konstant zu halten. Außerdem wird sie zur Untersuchung des Protonenstrahls, zur Optimierung der Targetoperationen sowie zur Bestimmung der Luminosität verwendet. In den folgenden Unterabschnitten wird beschrieben, wie die Wechselwirkungsrate sowohl für alle Drähte zusammen als auch für jeden einzelnen Draht bestimmt wird.

	Hodoskopsignale	Vetozählersignale
ADC	Modul Nr. 1	Modul Nr. 2
1	vorne 1	vorne 1
2	hinten 1	hinten 1
3	vorne 2	vorne 2
4	hinten 2	hinten 2
5	vorne 3	vorne 3
6	hinten 3	hinten 3
7	vorne 4	vorne 4
8	hinten 4	hinten 4
9–12	—	—

Tabelle 2.2: Liste der Signale in den verwendeten ADC-Modulen.

	Logiksignale	einzelne Hodoskopsignale	einzelne Vetozählersignale
TDC	Modul Nr. 1	Modul Nr. 2	Modul Nr. 3
1	H1	vorne 1	vorne 1
2	H2	hinten 1	hinten 1
3	H3	vorne 2	vorne 2
4	H4	hinten 2	hinten 2
5	—	vorne 3	vorne 3
6	—	hinten 3	hinten 3
7	—	vorne 4	vorne 4
8	F1	hinten 4	hinten 4

Tabelle 2.3: Liste der Signale in den verwendeten TDC-Modulen.

2.6.1 Die Bestimmung der Wechselwirkungsrate

Um die Wechselwirkungsrate des Drahttargets mit dem Protonenstrahl zu erhalten, muß die durch die Hodoskopzähler ermittelte gemessene Rate $\mathrm{R_{gem}}$ zur eigentlichen Wechselwirkungrate umgerechnet werden. Der Grund hierfür liegt in der Akzeptanz a der Szintillationszähler. Diese ist so klein, daß für die nominelle Wechselwirkungsrate von 40 MHz keine Sättigung auftritt. Andererseits ist sie so groß, daß mehr als ein Teilchen durch die Detektorfläche gelangen kann. Das entstehende Signal gibt also nur an, daß mindestens ein Teilchen durchgeflogen ist. Eine höhere Auflösung ist nicht möglich. Damit entspricht die maximal meßbare Rate der Bunchcrossingrate $\mathrm{R_{bx}}$=8,52MHz. Die zufälligen Wechselwirkungen der Protonen mit den Drahttargets sind poissonverteilt:

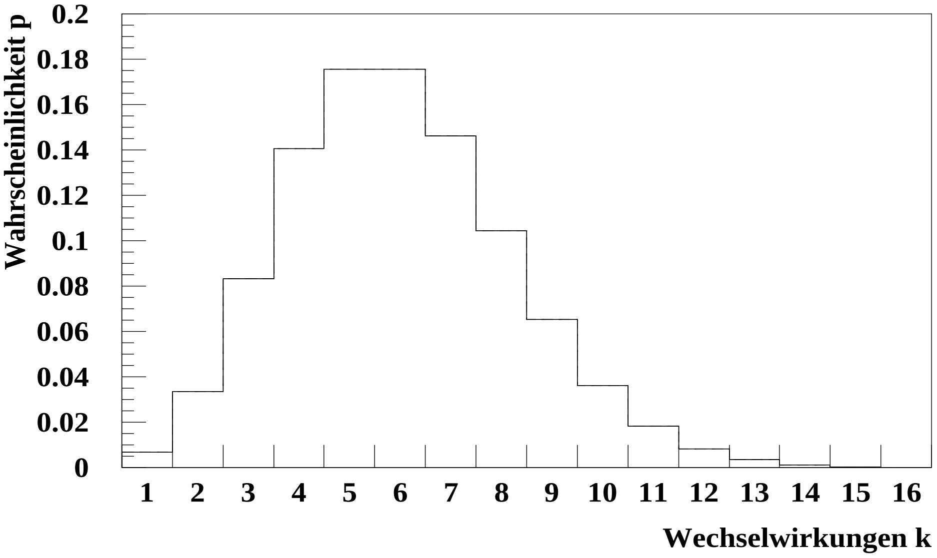


Abbildung 2.9: Poissonverteilung für einen Mittelwert von $\lambda = 5$ Wechselwirkungen pro Bunchcrossing

$$p_\lambda(k) = \frac{\lambda^k}{k!}e^{-\lambda}. \tag{2.5}$$

Diese Formel gibt die Wahrscheinlichkeit p_λ für k Wechselwirkungen bei einer mittleren Anzahl von λ Wechselwirkungen an. Für den Fall, daß keine Wechselwirkung stattfindet ergibt sich unter der Berücksichtigung der Akzeptanz a die Wahrscheinlichkeit $P_0(k \geq 0)$ [31]:

$$P_0 = e^{-a\lambda}. \tag{2.6}$$

Für die Nachweiswahrscheinlichkeit für mindestens eine Wechselwirkung $\mathrm{P_{\geq 1}}$ ergibt sich mit der gemessen Rate $\mathrm{R_{gem}}$ und der Bunchcrossingrate $\mathrm{R_{bx}}$

$$P_{\geq 1} = \frac{R_{gem}}{R_{bx}} < 1. \tag{2.7}$$

Mit

$$P_0 = 1 - P_{\geq 1} \tag{2.8}$$

folgt nach Einsetzen für die gemessene Wechselwirkungsrate $\mathrm{R_{gem}}$

$$R_{gem} = R_{bx}\left(1 - e^{-a\lambda}\right) \tag{2.9}$$

und daraus

$$\lambda = -\frac{1}{a}\ln\left(1 - \frac{R_{gem}}{R_{bx}}\right). \tag{2.10}$$

Da hier

$$a\lambda \ll 1 \tag{2.11}$$

wegen kleiner Akzeptanzen gilt, ergibt sich

$$\begin{aligned} R_{gem} &= R_{bx}a\lambda \\ &= R_{WW}a \end{aligned} \tag{2.12}$$

Für diesen Fall ist die gemessene Rate direkt proportional zur Wechselwirkungsrate.

Die Bestimmung der Akzeptanz

Um von der gemessenen Wechselwirkungsrate auf die tatsächliche Anzahl der Wechselwirkungen zu kommen, wird, wie im vorherigen Abschnitt bereits erläutert, die Akzeptanz der Hodoskopzähler benötigt. Diese wird typischerweise mit einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Für kleine Akzeptanzen, wie sie bei den Hodoskopen gegeben ist, ist der Fehler des ermittelten Wertes jedoch groß, da wenig simulierte Spuren durch die Zähler gehen. Außerdem ist der statistische Fehler größer als bei Zählern mit großer Akzeptanz. Deshalb wird der Akzeptanzwert eines Zählers mit kleiner Akzeptanz mit Hilfe des Akzeptanzwertes eines Zählers mit großer Akzeptanz, der mit weniger Fehlern und Unsicherheiten aus der Simulation gewonnen wird, bestimmt.

Im Bereich kleiner Raten, wenn bei den Zählern mit großer und kleiner Akzeptanz noch keine Sättigung vorliegt, ist folgende Relation anwendbar:

$$\frac{R_{gem,1}}{R_{gem,2}} = \frac{a_1}{a_2}. \tag{2.13}$$

Hier ist R_1 die Rate und a_1 die Akzeptanz des Zählers großer Akzeptanz und R_2 und a_2 entsprechend vom Zähler mit der zu ermittelnden Akzeptanz.

Im Jahr 1999 wurde die Akzeptanz mit Hilfe der Zähler des ECAL bestimmt. Da die Hodoskope relativ nahe vor dem ECAL liegen, sind die Simulationsbedingungen in Bezug auf Materialmenge und Magnetfeld zwischen Zähler und Wechselwirkungspunkt nahezu gleich. Die Akzeptanzwerte des ECAL können mit 10% Unsicherheit bestimmt werden. Für die F1-Rate lag die Akzeptanz in der zweiten Hälfte des Jahres 1999 bei $(1.2 \pm 0.1)\%$ [27].

2.6.2 Messung des Ratenbeitrags einzelner Drähte

Wenn mehrere Drähte gleichzeitig betrieben werden, ist es wichtig, daß diese möglichst gleichmäßig zur Wechselwirkungsrate beitragen. Um dies zu erreichen, ist eine Messung der Anteils der einzelnen Drähte zur Wechselwirkungsrate erforderlich. Durch die Wechselwirkung mit dem Protonenstrahl werden aus den Drähten sogenannte Delta-Elektronen herausgeschlagen. Der Strom, der zum Ladungsausgleich in den Drähten fließt, wird mit Hilfe von Ladungsintegratoren gemessen. Die Frequenz des Ausgangssignals ist proportional zum Strom und damit der Wechselwirkungsrate. Die Frequenz wurde von 20 Hz auf

10 kHz pro MHz Wechselwirkungsrate verbessert. Das System funktioniert und läuft stabil, so daß mit dessen Hilfe der Draht mit dem geringsten Anteil an der Wechselwirkungsrate ermittelt werden kann. Dieser wird dann näher zum Strahl hinbewegt.

Kapitel 3

Leistungsfähigkeit der Meßapparatur

Die in der Elektronik des Drahttargetsystems (Kapitel 2.5) beschriebenen ADC- und TDC-Module bilden die Meßapparatur zur Untersuchung des zeitlichen Verhaltens der Bunche. In diesem Kapitel wird die Leistungsfähigkeit des TDC-Systems untersucht, um festzustellen, ob es zur Messung der longitudinalen Bunchstruktur verwendet werden kann. Dazu werden zunächst die Eigenschaften der TDCs untersucht. Anschließend werden typische TDC- und ADC- Spektren realer Daten gezeigt und beschrieben. An ihnen werden Einflüsse der Elektronik und Triggerlogik aufgezeigt, sowie das zeitliche Verhalten der Meßanordnung und die resultierende Verteilungsbreite der Wechselwirkungssignale überprüft.

3.1 Die Eigenschaften der TDCs

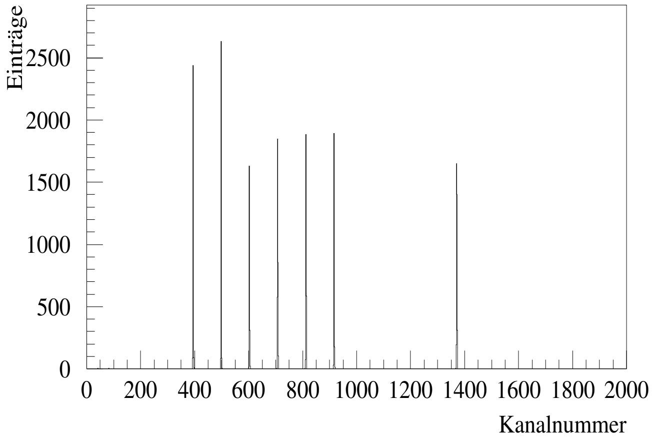


Abbildung 3.1: TDC-Spektrum der einzelnen zeitverzögerten Pulse

In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften der TDCs untersucht. Mit Hilfe einer Linearitätsmessung wird sowohl überprüft, ob sich die Meßzeit linear in den Kanälen fortpflanzt,

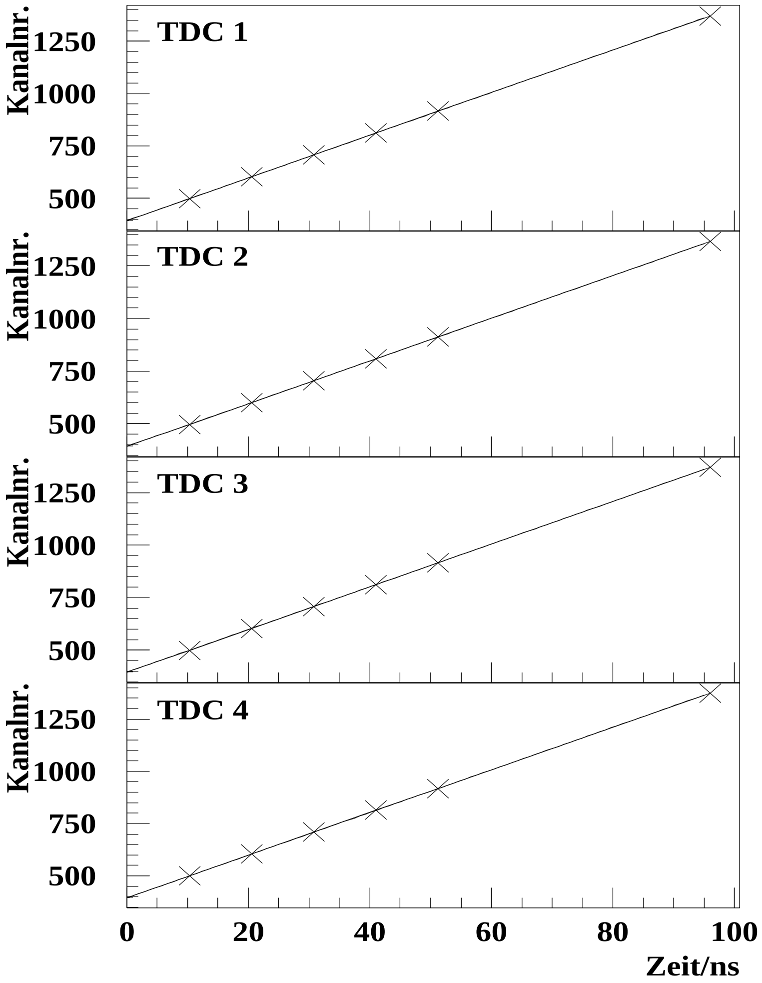


Abbildung 3.2: Linearitätsmessung der ersten vier TDCs des ersten Moduls. An die Daten wurde eine Gerade angepaßt. Das lineare Verhalten der TDCs ist deutlich zu erkennen.

als auch eine Kalibration der TDCs vorgenommen und ihre Auflösung ermittelt.
Bei der Messung werden Signale definierter Breite und mit definierten zeitlichen Abständen auf die TDCs gegeben. Die Abbildung 3.1 zeigt ein so entstandenes TDC-Bild. Hier wurde das HERA-Bunchclocksignal verwendet, welches einen zeitlichen Abstand von $(24 \pm 0.2)\, ns$aufweist. Um noch kleinere Zeitabstände zu erhalten, wurde das Bunchclocksignal über zusätzliche Verzögerungsleitungen auf die TDCs gegeben. Dadurch kann das Signal um etwa 5 ns pro Meter Kabel verzögert werden. Für die Messungen waren Zeitabstände von 10 ns nötig. Mit Hilfe eines Oszilloskops wurden die erreichten Verzögerungen ermittelt und der Fehler auf jeweils $\pm 1\, ns$ abgeschätzt.

TDC	Modul 1 [ps/Kanal]	Modul 2 [ps/Kanal]	Modul 3 [ps/Kanal]
1	98.14 ± 0.12	98.81 ± 0.13	98.72 ± 0.11
2	98.43 ± 0.12	98.52 ± 0.12	99.11 ± 0.13
3	98.43 ± 0.12	99.01 ± 0.13	98.72 ± 0.13
4	97.94 ± 0.12	98.91 ± 0.13	98.62 ± 0.12
5	97.84 ± 0.08	99.01 ± 0.10	98.52 ± 0.10
6	99.90 ± 0.13	98.71 ± 0.07	97.84 ± 0.12
7	98.91 ± 0.13	95.33 ± 0.12	98.81 ± 0.13
8	98.33 ± 0.12	98.81 ± 0.13	99.50 ± 0.09

Tabelle 3.1: Kalibration der einzelnen TDCs, der Module 1 bis 3

3.1.1 Die Linearität der TDCs

Die Position der jeweils sieben verwendeten Pulssignale im TDC wurden mit einem Fehler von ± 1 Kanal abgelesen. Verhalten sich die vorgegebenen Zeitdifferenzen und die gemessenen Zeitendifferenzen linear zueinander, ergeben diese Meßpunkte, wenn die Kanalnummer gegen die Zeit in einem Diagramm aufgetragen wird, eine Gerade. In Abbildung 3.2 sind für die ersten vier TDCs des ersten Moduls die Meßergebnisse dargestellt. An alle Meßpunkte wurde eine Gerade angepaßt. Die Fehler der Meßwerte sind bezogen auf die Skala der Achsen sehr klein. Da alle Punkte im Rahmen der Meßfehler auf der Ausgleichsgerade liegen, bestätigt die Messung, daß sich die TDCs linear verhalten.
Für die anderen TDCs ergeben sich gleiche Diagramme wie in Abbildung 3.2. Auch hier liegen die Punkte auf der eingezeichneten Ausgleichsgerade. Die TDCs setzen damit die gemessene Zeit linear in Einträge der Meßkanäle um.

3.1.2 Die Kalibration

Mit Hilfe der Ausgleichsgeraden der Linearitätsmessung können nun die TDCs kalibriert werden. Der Kehrwert der Steigung liefert die Zeitauflösung des TDCs. Tabelle 3.1 zeigt die erhaltenen Werte für die verwendeten Module. Man erkennt, daß die zeitliche Auflösung der TDCs um etwa 1 % von der eingestellte Zeit von 100 ps abweicht. Für die Betrachtungen im weiteren Verlauf der Arbeit ist die diese Abweichung vernachlässigbar. Daher wird der gerundete Wert von 100 ps = 0.1 ns benutzt, der die Umrechnung der gemessenen Zeiten einfacher macht.
In einem späteren Abschnitt wird mit Hilfe der Meßdaten überprüft, wie sich die zeitliche Auflösung der TDCs über eine Meßzeit von mehreren Wochen verhält.

3.1.3 Die Auflösung

Abschließend läßt sich mit Hilfe der Linearitätsmessung die Stabilität und damit die Auflösung der TDCs untersuchen, die die Genauigkeit der Meßapparatur wiedergibt. Abbildung 3.3 zeigt aus der Linearitätsmessung die Einträge für eine Zeit, die sich nach Kapitel 1.1.3 mit einer Genauigkeit von 0.2 ns aus der Differenz zweier Bunch-Clock-Signale

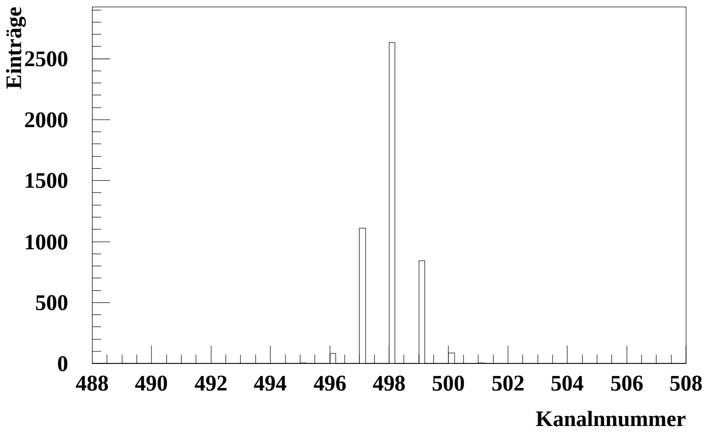


Abbildung 3.3: Zeitaufgelöstes Bunchclocksignal im TDC. Jede Kanalnummer entspricht einem Zeitintervall von 100 ps.

ergibt. Es ist zu erkennen, daß die Einträge dieses Signals im wesentlichen in drei TDC-Kanäle liegen. Daraus ergibt sich ein RMS von etwa 80 ps. Da dieser Wert kleiner ist, als der Wert, der sich aus der Kalibration ergibt, ist der Fehler, der sich aus der Auflösung der TDCs ergibt, klein. Er wird daher nicht weiter untersucht.

3.2 Die verwendeten Daten

Die Daten, die für den Großteil der Untersuchungen dieser Arbeit verwendet wurden, sind in der Tabelle 3.2 aufgelistet. Für Beobachtungen des Coasting Beam in den TDCs wurden Daten aus einer Messung am 01.09.1999 verwendet, in der der Draht *außen 1* für 1.4 h bei etwa 0.8 MHz betrieben wurde.
Im Kapitel 6 zur Untersuchung des Untergrunds werden für die Betrachtung des protoneninduzierten Untergrund Daten aus einer Injektionsphase am 01.09.1999 eingesetzt, in der für etwa drei Stunden nur Protonen im HERA Speicherring gefüllt war. Schließlich wurden zur Untersuchung des positroneninduzierten Untergrunds Daten benutzt, die aus einer siebenstündigen Messung eines reinen Positronenbetriebs am 01.10.1999 erhalten wurden.

3.3 Das TDC- Spektrum

In der Abbildung 3.4 ist ein typisches TDC-Spektrum eines Hodoskopzählers zu sehen. Die Anzahl der Einträge sind logarithmisch gegen die Zeit aufgetragen. Im Spektrum ist deutlich eine Verteilung von Wechselwirkungen zu erkennen, die zwei ausgeprägte Anteile mit Maxima bei Kanal 130 und 1100 haben. Da in diesem Fall die Modulauslese auf das 1.BX-Signal eingestellt war, gehören die Maxima zu den Wechselwirkungen der ersten beiden Bunche. Im Kanal 2000 ist im Ansatz der Wechselwirkungsbereich des dritten Bunches zu erkennen. Der Abstand zwischen den ersten beiden Maxima liegt bei 970 Kanälen. Dies entspricht ungefähr einem zeitlichen Abstand von 96 ns, den die Bunche im Speicherring haben. Die kleinere Amplitude des zweiten Maximums kommt durch den Einfluß der

Nummer der Messung	Datum	mittlere WW-Rate [MHz]	Dauer [h]	Draht
81	26./27.9.99	3.36	10	innen 2
82	27./28.9.99	3.36	13.5	innen 1
83	28./29.9.99	8.4	11.5	innen 2
84	29./30.9.99	3.36	11.2	innen 2
85	30.9.99	3.36	8.4	innen 2
87	2.10.99	3.36	2.2	innen 2
88	4.10.99	3.36	3.8	innen 2
90	10.10.99	4.2	7.6	unten 1
91	10./11.10.99	2.25	7.5	innen 2
92	11./12.10.99	3.36	8	innen 2
93	14.10.99	2.52	7	innen 2
94	15.10.99	3.36	4.2	innen 2
95	15./16.10.99	3.36	6.8	innen 2
96	16.10.99	3.36	11	innen 2
98	17.10.99	3.36	7	innen 2

Tabelle 3.2: Zusammenstellung der verwendeten Runs und ihre Dauer. Zusätzlich ist aufgeführt, welche Zeitperiode am Anfang und Ende des Runs für die Untersuchung berücksichtigt wurde.

Triggerlogik zustande: Da auf den ersten Bunch getriggert wird, werden erst dann für ein Zählerpaar Wechselwirkungen mit dem zweiten Bunch gemessen, wenn gleichzeitig bei einem der anderen Zählerpaare eine Wechselwirkung mit dem ersten Bunch gemessen wird. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist durch die Poissonverteilung gegeben. Gleichzeitig muß in einem anderen Zählerpaar ein Signal gemessen worden sein, um die Auslese der Daten zu starten.

In der Wechselwirkungsverteilung der ersten beiden Bunche sind bereits weitere Maxima zu erkennen, die den Seitenbunchen zugeordnet werden können und im Rahmen dieser Arbeit genauer untersucht werden. Außerdem sind Einträge der Wechselwirkungen mit den Protonen des Coasting Beam im Bereich von 60 ns bis 100 ns sowie zwischen 160 ns und 200 ns zu erkennen.

Schließlich sind im Kanal des TDC-Spektrums für den Zeitpunkt Null sowie im Kanal bei 4080 jeweils viele Einträge. Dies wird nun im folgenden genauer erklärt.

Null- und Überlaufeinträge

Um mit der Zeitmessung zu beginnen, benötigen die TDCs nach Kapitel 2.5.3 das Startsignal der Triggerlogik. Wenn dieses genau dann die TDCs eines Zählerpaares erreicht, während ein 40 ns langes Meßsignal anliegt, wird die Zeitmessung gleichzeitig gestartet und gestoppt. Dadurch erhalten diese TDCs einen Eintrag im nullten Meßkanal. Durch

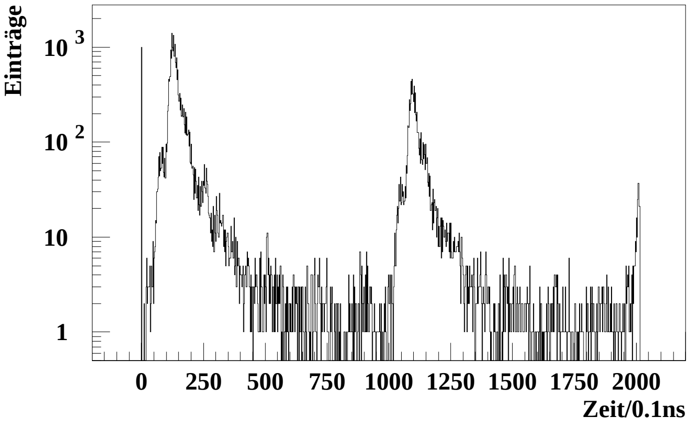


Abbildung 3.4: Typisches TDC-Spektrum eines Hodoskopzählers.

die definierte Länge des entstandenen F1-Signals fällt dieses mit dem 1.BX-Signal zusammen und startet die Datenauslese. Das obere Diagramm in Abbildung 3.5 zeigt den entsprechenden Zeitbereich eines TDC-Spektrums. Weil die TDCs für jeden Durchgang

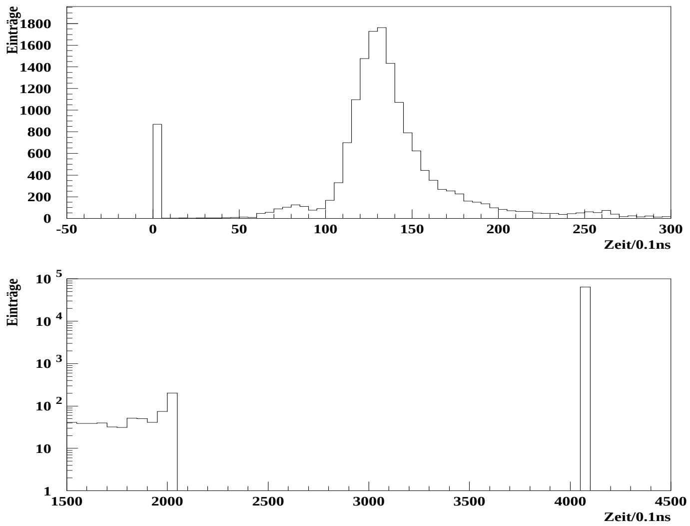


Abbildung 3.5: Das obere Bild zeigt die Null-, das untere die Überlaufeinträge in einem TDC-Spektrum.

des ersten Bunches gestartet werden, tritt auch der Fall ein, daß ein TDC nicht innerhalb seines Meßbereichs von 2048 Kanälen durch ein Signal gestoppt wird. Diese Messung wird dann in einen gesonderten Kanal eingetragen, der bei 4080 liegt. Werden im Fall der Koinzidenz eines anderen Zählerpaares die Daten ausgelesen, befinden sich auch diese Einträge

im Spektrum des TDCs. Dies ist im unteren Diagramm in Abbildung 3.5 sichtbar. Die hohe Anzahl der Einträge zeigt, um wie viel wahrscheinlicher dieser Fall im Vergleich zum Nulleintrag ist.
Werden diese Einträge mitgezählt, haben alle TDCs in einer Messung wie erwartet die gleichen Gesamteinträge.

3.4 Das ADC-Spektrum

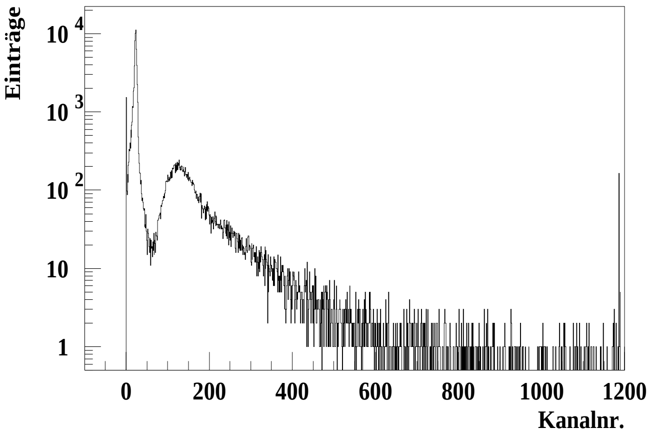


Abbildung 3.6: Typisches ADC-Spektrum eines Hodoskopzählers.

Abbildung 3.6 zeigt ein typisches ADC-Spektrum. Ein sehr stark ausgeprägtes Maximum bei Kanalnummer 25 fällt besonders auf. Diese Einträge sind Untergrundsignale, die vom elektronischen Rauschen der Apparatur herrühren. Sie werden aus den ADCs eines Zählerpaares mitausgelesen, wenn in einem der anderen drei Zählerpaare eine Koinzidenzmessung stattgefunden hat.
Das Maximum der Verteilung liegt bei Kanal 150. Es wird auch MIP[1]-Peak genannt.
Die Verteilung des Untergrunds und die Landau-Verteilung überlappen im Minimum der Gesamtverteilung.

Überlauf- und Nulleinträge

Übersteigt die im Szintillator deponierte Energie den Meßbereich des ADCs, setzt dieser einen Eintrag in den letzten Kanal. In Abbildung 3.6 sind in diesem Kanal deshalb mehr Einträge zu sehen, als in diesem Bereich nach der Landau-Verteilung zu erwarten wäre.
Die Nulleinträge im ADC-Spektrum kommen auf verschiedene Weise zustande. Mehr als die Hälfte haben einen vergleichbaren Ursprung wie die Nulleinträge im TDC-Spektrum. Sie entstehen, wenn ein Meßsignal bereits beim Anlegen des Gatesignals wieder abgeklungen ist. Durch die 40 ns langen digitalen Signale kommt es zum entsprechenden Nulleintrag im TDC und zur Datenauslese. Der Rest der Nulleinträge entsteht durch das elektronische

---

[1] **M**inimal **I**onizing **P**article, engl. für 'Minimal ionisierendes Teilchen'

Rauschen. Der nullte Kanal ist die untere Grenze für die Verteilung dieser Signale um ihr Maximum.

3.5 Einfluß der Diskriminatorschwelle

In diesem Abschnitt wird untersucht, welchen Einfluß die Diskriminatorschwelle auf die Daten hat bzw. welche Abhängigkeiten mit ihr in Zusammenhang stehen. Abbildung 3.7 zeigt anschaulich, wie die verstärkten analogen Pulse im Diskriminator digitalisiert werden. Wenn ein Schwellenwert überschritten wird, gibt das Modul ein Spannungssignal definierter Amplitude und Länge aus. Welchen Einfluß dieser Schwellenwert auf das elektronische Rauschen hat, wird in Unterabschnitt 3.5.1 gezeigt. Gleichzeitig ist in Abbildung 3.7 dargestellt, daß die Diskriminatorschwelle von einem Puls größerer Amplitude früher überschritten wird als von einem Puls kleinerer Amplitude. Die Zeitmessung mit den digitalen Signalen im TDC ist demnach mit den gemessenen ADC-Werten aus der Pulsamplitude korreliert. Diese Tatsache hat einen entscheidenden Einfluß auf den systematischen Fehler der Meßapparatur und wird im Unterabschnitt 3.5.2 genauer untersucht.

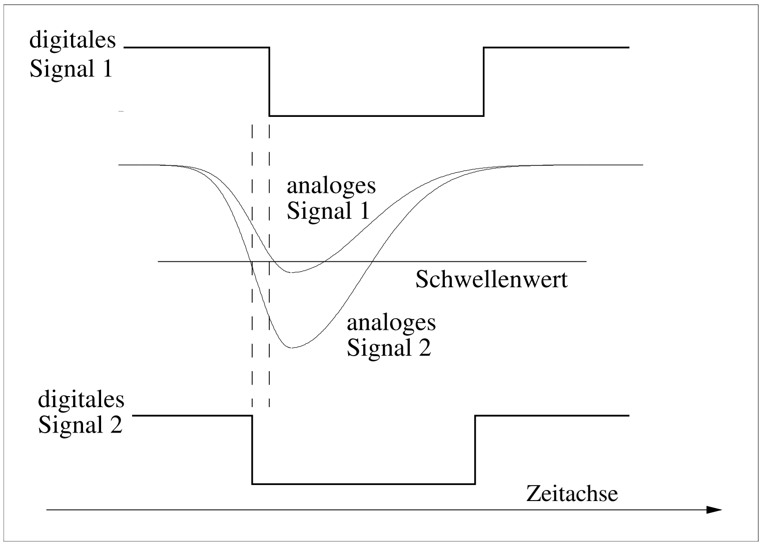


Abbildung 3.7: Anschauliche Darstellung zur Digitalisierung analoger Signale und ihre zeitliche Abhängigkeit.

3.5.1 Einfluß auf elektronisches Rauschen

Die analogen Zählersignale aus dem Verstärker werden von den ADCs direkt gemessen. Wie in Kapitel 2.5 beschrieben wurde, wird die Auslese dieser Daten durch die Triggerlogik gesteuert. In einer Messung war diese so eingestellt, daß die Daten nur ausgelesen wurden, wenn das digitale Meßsignal eines bestimmten Zählers vorlag. Abbildung 3.8 zeigt für verschiedene Diskriminatorschwellen die Anzahl der Wechselwirkungen, die auf die Fläche unterhalb der Wechselwirkungskurve normiert ist, gegen die Kanalnummer des ADCs. Der jeweils eingestellte Wert der Diskriminatorschwelle ist in den Diagrammen angegeben. Zu erkennen ist, daß mit zunehmendem Wert der Diskriminatorschwelle die Meßwerte in den unteren ADC-Kanälen verschwinden. Im letzten Diagramm ist dadurch kein Untergrund mehr zu erkennen. Wie hoch die Schwelle gewählt werden muß, um das elektronische Rauschen möglichst vollständig abzuschneiden, hängt einerseits davon ab, wie stark die Szintil-

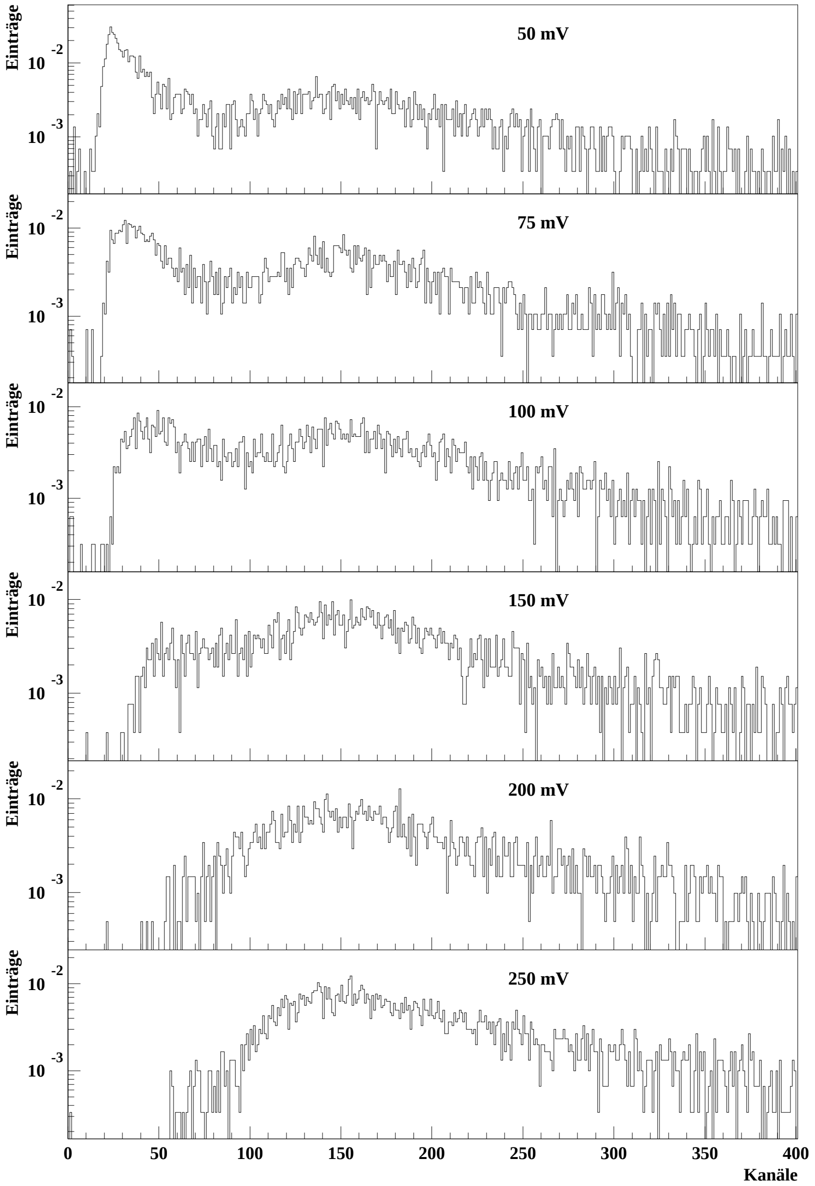


Abbildung 3.8: Darstellung der Anzahl an Wechselwirkungen, die auf die Fläche unterhalb der Wechselwirkungskurve normiert ist, gegen die Kanalnummer des ADCs. Die Diagramme hängen von der eingestellten Diskriminatorschwelle ab. Der entsprechende Wert ist im Diagramm in mV angegeben.

latorsignale durch die Hochspannung am Photomultiplier verstärkt wurden. Andererseits überlagern sich die Verteilungen des Untergrunds und des Meßsignals im Minimum. Dadurch läßt sich kein genauer Schwellenwert angeben, um den Untergrund aus der Messung auszuschließen. Ist der Schwellenwert zu klein, reicht der Meßbereich weit in den Bereich der Untergrundverteilung rein. Im entgegengesetzten Fall werden Meßsignale weggeschnitten. Das Ziel, möglichst viel elektronisches Rauschen und möglichst wenig Meßsignale zu unterdrücken, wird mit Hilfe der Koinzidenz erreicht. Darauf wird in Abschnitt 3.6.1 eingegangen.

3.5.2 Korrelation zwischen TDC- und ADC-Meßwerten

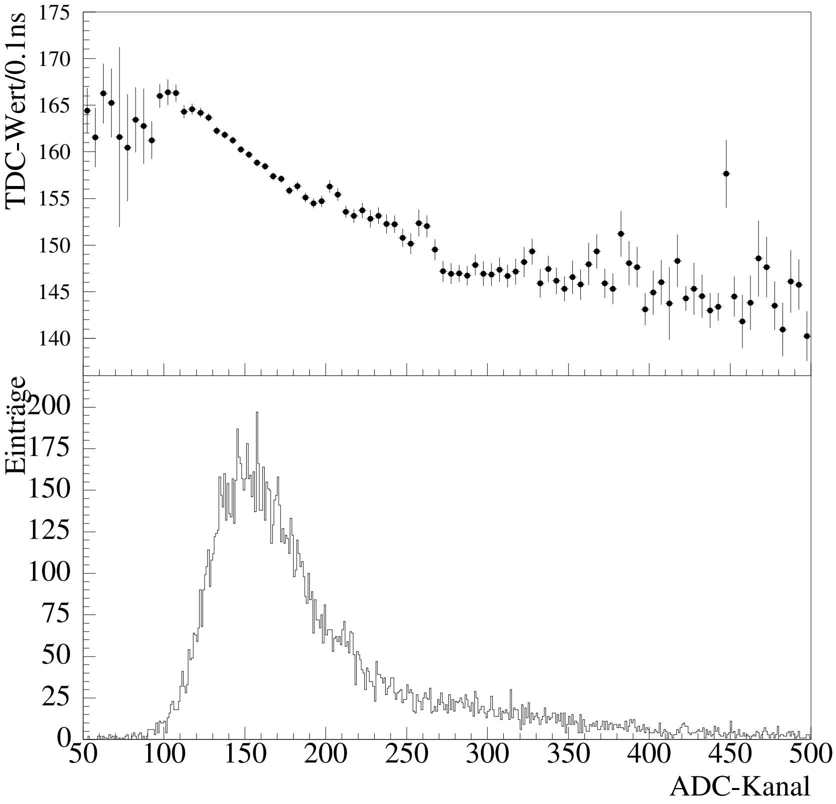


Abbildung 3.9: Im oberen Diagramm sind die TDC-Werte gegen die ADC-Werte aufgetragen. Die Verteilung der ADC-Werte ist im unteren Diagramm dargestellt.

Um die Abhängigkeit des Digitalisierungszeitpunktes von der Amplitude des Detektorpulses zu untersuchen, werden die einzelnen Meßwerte aus TDC- und ADC-Spektren gegeneinander aufgetragen. Das untere Diagramm in Abbildung 3.9 zeigt das gemessene ADC-Spektrum eines Hodoskopzählers ohne Untergrund. Im oberen Diagramm sind die dazugehörigen TDC-Werte des Hodoskopzählers gegen die ADC-Kanäle mit ihren zugehörigen Fehlern aufgetragen. Die TDC-Werte sind über einen Bereich von jeweils fünf ADC-Kanälen gemittelt. Der entsprechende ADC-Kanal ist der mittlere Wert dieses Bereichs. Der Fehler des ADC-Kanals ergibt sich durch den verwendeten Kanalbereich. Beim TDC-Wert folgt der Fehler aus der Statistik. Da die Fehler in Bereichen weniger Einträge sehr groß werden, ist für die Korrelationsbetrachtung nur der Bereich von ADC-Kanal 100 bis 350 relevant. Der Kurvenverlauf im oberen Diagramm entspricht der Erwartung aus Abbildung 3.7 und zeigt annähernd das bereits bekannte Proportionalitätsverhalten [13]:

$$t \sim \frac{1}{\sqrt{ADC - Wert}}. \tag{3.1}$$

Daher ist große ADC-Werte eine Sättigung zu erwarten, die im dargestellten Wertebereich noch nicht zu erkennen ist.

Insgesamt variiert der TDC-Wert um $\approx 2\,ns$ von ADC-Kanal 100 bis 350.

Um daraus einen systematischen Fehler für die Meßapparatur zu erhalten, muß die Verteilung der ADC-Werte berücksichtigt werden. Aus dem unteren Diagramm in Abbildung 3.9

ist klar zu erkennen, daß die Landau-Verteilung ein Maximum bei Kanal 150 hat. Dadurch treten die entsprechend dazugehörigen TDC-Werte in diesem Bereich häufiger auf, als in den anderen Bereichen der Verteilung. Die Abbildung 3.10 zeigt nun den variierenden TDC-Wertebereich mit der dazugehörigen Häufigkeit. Der RMS-Wert, der daraus erhalten wird entspricht dem Teil des systematischen Fehlers, der sich aus der Korrelation von TDC- und ADC-Wert ergibt. Er liegt bei $\sigma_{Kor} \approx 0.4\,ns$.
Im Prinzip kann dieser Korrelationsfehler korrigiert werden. Da, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, dieser Fehler nicht dominiert und wurde im Rahmen dieser Arbeit auf die Korrektur verzichtet, die keine wesentliche Verbesserung erzielt hätte.

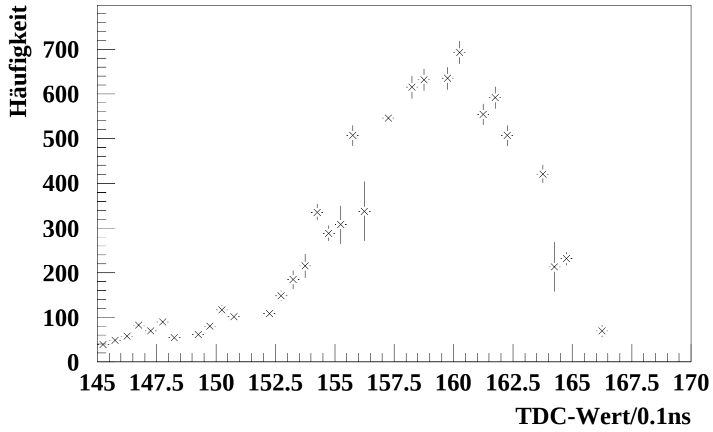


Abbildung 3.10: Darstellung der Häufigkeit des variierenden TDC-Wertebereich.

3.6 Untersuchung der Eigenschaften der Koinzidenz

3.6.1 Unterdrückung des elektronischen Rauschens

Die Diskriminatorschwelle wird so gewählt, daß Rauschsignale gut unterdrückt und Signale wenig abgeschnitten werden. Die verbliebenen Rauschsignale treten dann für die einzelnen Zähler unabhängig voneinander auf; sie sind zeitlich nicht korreliert. Dagegen sind die Signale, die durch ein geladenes Teilchen in zwei hintereinanderliegende Zähler entstehen zeitgleich und somit korreliert. Durch die Koinzidenzbedingung in der Triggerlogik werden die verbliebenen Rauschsignale herausgefiltert. Aus Abschnitt 2.5.3 ist bekannt, daß Daten auf vier Zählerpaaren gewonnen werden, deren Auslese beginnt, wenn es in einem Zählerpaar eine Koinzidenz gab. Die anderen Zähler haben in diesem Fall entweder nichts oder im Bereich des zweiten Bunches gemessen. Dadurch gibt es nach Abschnitt 3.3 im jeweiligen TDC einen Eintrag oberhalb von Kanal 2000. Durch das 100 ns-Gate beim ADC kann dieser nur für den Bereich des ersten Bunches Signale verwerten. Da diese direkt vom Verstärker kommen, wird hier Untergrund gemessen und mit ausgelesen. Dieses Verhalten ist in Abbildung 3.11 verdeutlicht; die gestrichelte Linie zeigt das bekannte Spektrum aus Abbildung 3.6. Das ADC-Spektrum ohne Untergrund folgt aus den Daten des ersten Bunchbereichs und ist mit durchgezogener Linie dargestellt.

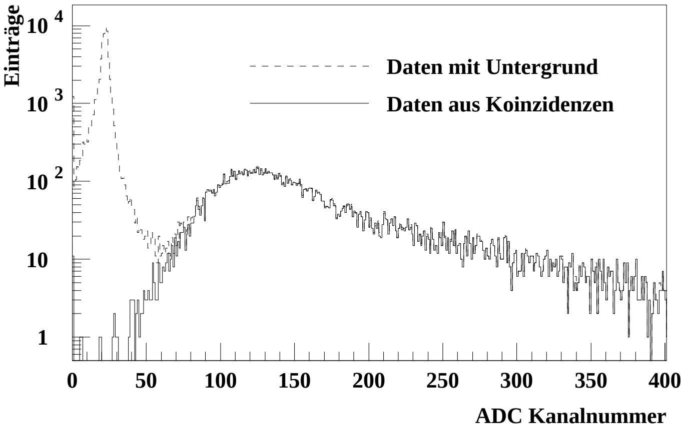


Abbildung 3.11: Das Spektrum mit gestrichelten Linien folgt direkt aus den ausgelesenen Daten. Das Spektrum mit der durchgezogenen Linie ergibt sich, wenn gefordert wird, daß nur Daten aus dem ersten Bunchbereich berücksichtigt werden, die ausschließlich aus Koinzidenzmessungen kommen.

3.6.2 Qualität der erzielten Koinzidenz

Im letzten Abschnitt wurde beschrieben, daß die Koinzidenzen für die Datennahme und Ratenbestimmung wichtig sind. Um die Korrelation der Koinzidenz aus einem Zählerpaar zu überprüfen, werden in einem Diagramm die TDC-Werte der Zähler eines Zählerpaares gegeneinander aufgetragen. Abbildung 3.12 zeigt ein solches Diagramm für das vierte Zählerpaar. Wie zu erkennen ist, liegen die meisten Punkte auf einer Geraden, die der 1:1 Korrelation der TDC Werte entspricht. Die Häufigkeit der Punkte spiegelt die longitudinale Verteilung der Protonen im Speicherring wider. Die Punkte bei Kanal 150 auf der x-Achse können mit dem ersten Hauptbunch identifiziert werden.

Um die Qualität der Koinzidenz zu beurteilen wird die Anzahl der Einträge auf eine Ebene senkrecht zur Geraden projiziert. Dafür wird die Differenz der TDC-Werte der einzelnen Zähler zu jedem Zeitpunkt ermittelt. Aus dem sogenannten Residuum wird dadurch die Strahlbreite herausgefiltert. Abbildung 3.13 zeigt die Projektion für die Daten aus Abbildung 3.12. Sie ähnelt einer Gaußkurve. Ihr Mittelpunkt liegt bei etwa $-2\,\mathrm{ns}$. Sie weicht vom erwarteten Wert etwa $0.2\,\mathrm{ns}$ für die Flugzeit der Teilchen zwischen den Zählern eines Zählerpaares ab. Das ist durch unterschiedliche Signallaufzeiten in den Kabeln gegeben, die nicht vollständig kompensiert werden.

Folgende Faktoren tragen zur Breite der Verteilung bei:

- Unterschiede im zeitlichen Auftreffen der geladenen Teilchen auf die Zähler. Da angenommen werden kann, daß die Teilchen eine konstante Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit haben, ist dieser Beitrag sehr klein.
- Unterschiedlichen Reaktionszeiten der Zähler und der Elektronik. Die Korrelation von TDC- und ADC-Werten (Kapitel 3.5.2) verbreitern die Verteilung.
- Auflösung und Systematik der einzelnen Zähler.

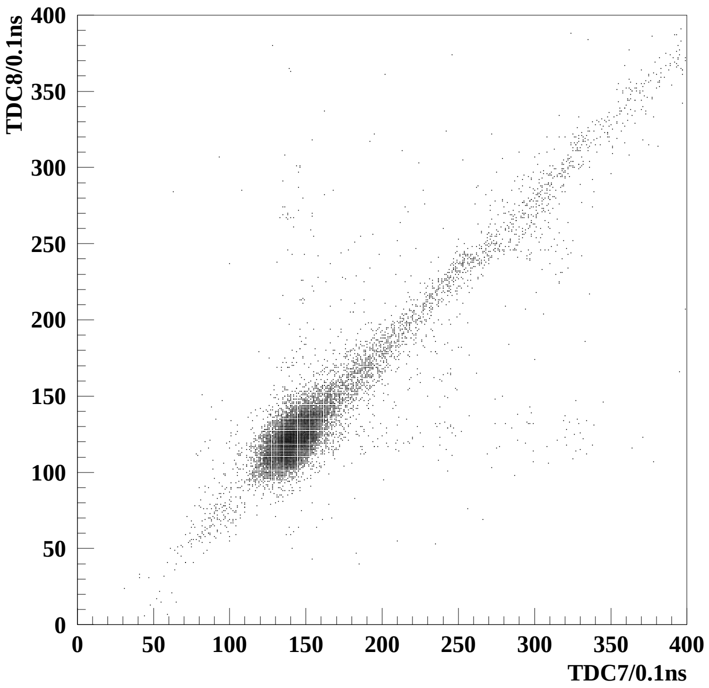


Abbildung 3.12: Im Diagramm sind die TDC-Werte der koinzidierenden Zähler des vierten Zählerpaares gegeneinander aufgetragen. Die Werte auf der x-Achse gehören zum Zähler, der den Wechselwirkungsteilchen zugewandt ist. Der andere Zähler liegt direkt dahinter.

Die Breite ist ein Maß für die Qualität der einzelnen Zähler. Die Gesamtbreite ergibt sich aus $\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2$, so daß für die einzelnen Zähler gilt: $\sigma_1 = \sigma_2 = \frac{\sigma}{\sqrt{2}}$. Für die Auflösung der Zähler des vierten Zählerpaares ergibt sich $\sigma_{Z\ddot{a}hler} \approx \frac{1.2\,\mathrm{ns}}{\sqrt{2}} \approx 0.9\,\mathrm{ns}$. Dieser Wert ist groß gegenüber $\sigma_{Kor} \approx 0.4\,\mathrm{ns}$, so daß eine Korrektur von σ_{Kor} die Gesamtauflösung nicht wesentlich verbessern würde.
Im folgenden werden auch die anderen Zähler im Bezug auf die Koinzidenz untersucht.

Koinzidenz des dritten Zählerpaares

Abbildung 3.14 zeigt das Residuen des dritten Zählerpaares. Ihre Verteilung gleicht ebenfalls einer Gaußform. Das Maximum liegt bei etwa 0.7 ns. Dieser Wert für die Flugzeit zwischen den koinzidierenden Zählern liegt ebenfalls innerhalb der erwarteten Abweichung. Aus der Verteilung folgt $\sigma_{Z\ddot{a}hler} \approx \frac{1.4\,\mathrm{ns}}{\sqrt{2}} \approx 1\,\mathrm{ns}$.

Koinzidenz des ersten Zählerpaares

Für die Untersuchung der Koinzidenz des ersten Zählerpaares sind die TDC-Werte der einzelnen Zähler im linken Diagramm der Abbildung 3.15 gegeneinander aufgetragen. Auffällig ist, daß im Vergleich zum vierten Zählerpaar neben der erwarteten Koinzidenzgeraden im Bereich des Hauptbunches zusätzliche Strukturen auftreten.

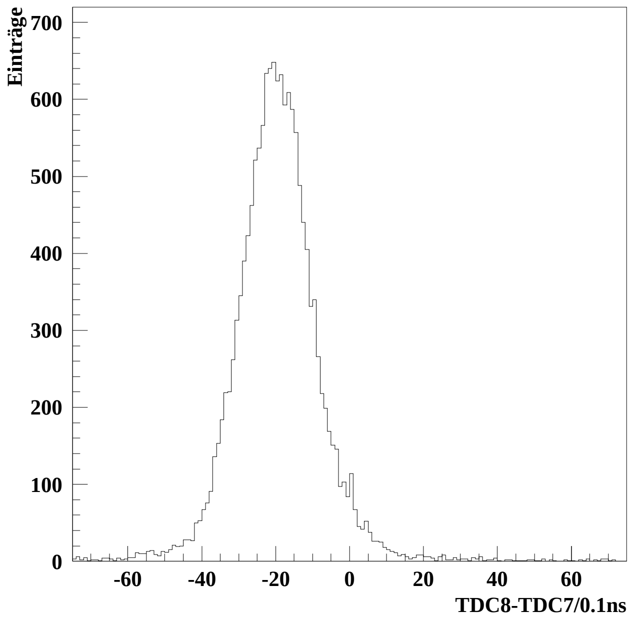


Abbildung 3.13: Die Verteilung der Differenz der einzelnen TDC-Werte des vierten Zählerpaares.

Sie zeigen sich deutlich bei der Bildung des Residuums im rechten Diagramm der Abbildung 3.15. Es treten vier starke und zwei schwache Maxima auf. Diese haben einen mittleren Abstand von etwa 1.4 ns. Ihr Auftreten ist ein deutliches Zeichen für auftretende Reflektionen [16]. Abbildung 3.16 zeigt einen Szintillationszähler mit Lichtleiter. Die im Szintillator erzeugten Photonen werden über eine Strecke von zwei Lichtleitern zum Photomultiplier geführt. Auf dieser Strecke gelangen die Photonen erst über die Grenzfäche vom Szintillator und erstem Lichtleiter, dann über die Grenzfläche vom ersten zum zweiten Lichtleiter und schließlich über die Kontaktfläche vom zweiten Lichtleiter in den Photomultiplier. Sollten durch mechanische Einwirkungen bei der Montage die Kontaktflächen nicht mehr direkt anliegen, kann es durch unterschiedliche Brechungsindizes an den Übergangsstellen zu Reflektionen der Photonen kommen. Würden aus diesem Grund zum Beispiel die Photonen an der Grenzfläche vom ersten zum zweiten Lichtleiter und anschließen wieder an der Grenzfläche zum Szintillator reflektiert werden, hätten die Photonen eine zusätzliche Strecke von etwa 0.5 m zurückgelegt. Dies würde eine Zeitverzögerung von etwa 1.6 ns ergeben. Sie liegt etwa in der gleichen Größenordnung der Abstände der Maxima im Residuum. Vom mittleren Maximum aus gesehen entstehen die zusätzlichen Maxima auf der rechten Seite durch Reflexionen im hinteren Zähler, die auf der anderen Seite durch den vorderen Zähler. Die Anzahl der Maxima gibt an, wie häufig das Licht zurückreflektiert worden ist. Es wird nur dann gemessen, wenn zuvor kein Lichtsignal zum Photomultiplier gelangen konnte. Die Wahrscheinlichkeit für jedes weitere Maxima nimmt dadurch weiter ab. Da die unausgeglichenen Berührungspunkte an der Kontaktfläche bei den Zählern unterschiedlich ist, sind die Amplituden der zusätzlichen Maxima auf beiden Seiten unsymmetrisch.

In dieser Arbeit wird diese Problematik nicht weiter verfolgt, da die Zähler fest eingebaut und schwer zugänglich sind. Außerdem sind sie ständig in Betrieb. Eine genauere Unter-

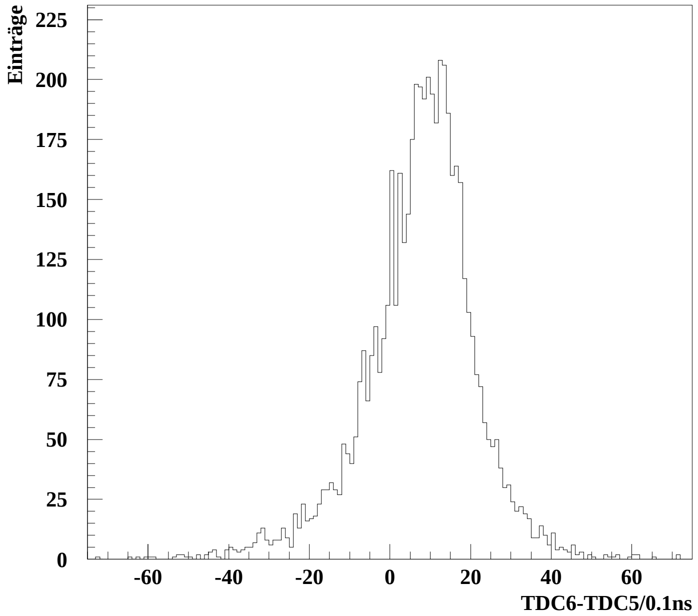


Abbildung 3.14: Die Verteilung der Differenz der einzelnen TDC-Werte des dritten Zählerpaares.

suchung ist daher erst am Ende des Meßbetriebs möglich. Zudem sind auch Reflektionen an Kabelenden, obwohl sie weitgehend überprüft sind, nicht ganz auszuschließen.
Der Mittelpunkt des größten Maximums liegt bei etwa 2.5 ns und entspricht der Flugzeit der Teilchen zwischen den Zählern eines Zählerpaares. Dieser Wert liegt wieder innerhalb der erwarteten Abweichung.
Durch die Struktur dieses Residuums wächst der Wert des RMS auf $\approx 1.7\,ns$ an. Dieser ist damit noch größer als bei den zuvor betrachteten Zählerpaaren. Das gilt dann auch für die Ungenauigkeit der Koinzidenz. Wenn die Hypothese der Lichtreflektion zutrifft, kann man den Koinzidenzbereich ohne Verfälschung der Daten auf das mittlere Maximum beschränken. Auf diese Weise wird die Abweichung von der mittleren Flugzeit von $t_{Flug} \approx 2.5\,ns$ auf maximal $\Delta t_{Flug} = \pm\, 0.6\,ns$ zugelassen. Dann liegt die zeitliche Abweichung des Koinzidenzsignals bei $RMS_{Schnitt} \approx 0.3\,ns$. Daraus folgt, daß ein optimaler Zähleraufbau mit eventuell $\sigma \approx 0.3$ ns erreichbar ist. Für den einzelnen Zähler gilt dann $\sigma_{Koinz} \approx 0.2\,\mathrm{ns} < \sigma_{Kor} \approx 0.4\,\mathrm{ns}$ und eine Korrektur der TDC-ADC-Korrelation wäre sinnvoll.

Koinzidenz des zweiten Zählerpaares

In Abbildung 3.17 ist das Residuum des zweiten Zählerpaares dargestellt. Dieses zeigt das gleiche Verhalten wie das erste Zählerpaar. Neben einem ausgeprägten Maximum in der Mitte gibt es weitere Maxima im Abstand von jeweils $\approx 1.4\,ns$. Diese sind im Vergleich zum ersten Zählerpaar nicht so hoch und zahlreich. Die Kontaktfläche scheint hier weniger schlecht zu sein. Es fällt auf, daß das mittlere Maximum im oberen Bereich sehr schmal ist und nach unten hin breiter wird. Die Abweichung von der erwarteten Flugzeit ist hier besonders klein.

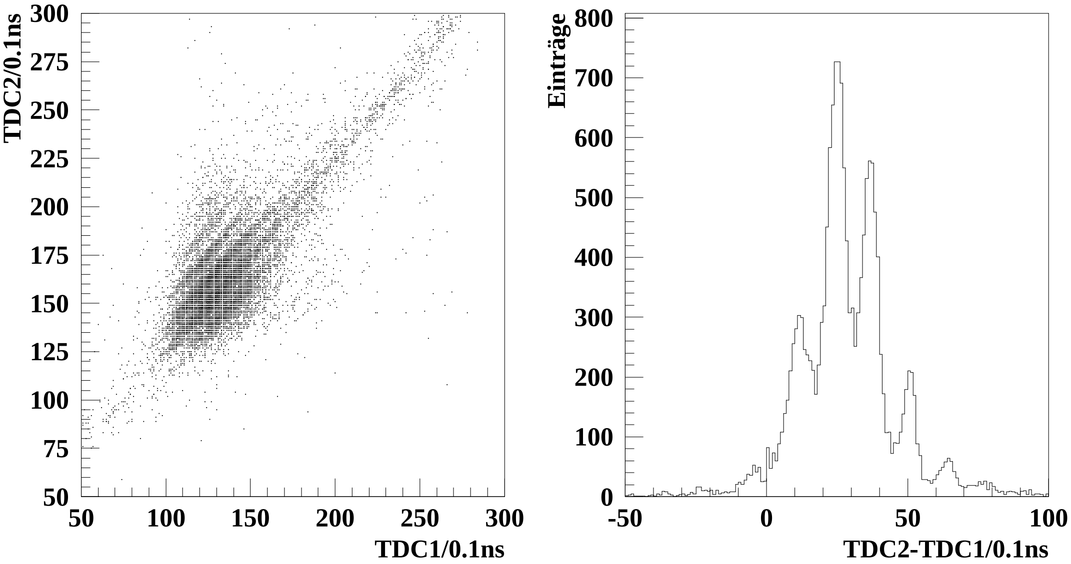


Abbildung 3.15: Diagrammes des ersten Zählerpaares. Links: Die TDC-Werte des hinteren Zählers (Nr.2) sind gegen die TDC-Werte des vorderen Zählers (Nr.1) aufgetragen. Rechts: Die Verteilung der Differenz dieser TDC-Werte zu jedem Zeitpunkt.

Durch die Verteilung ergibt sich ein RMS von 1.2 ns. Auch hier könnten die Daten ohne Verfälschungen auf den Bereich $\Delta t_{Schnitt} = \pm 0.8\,ns$ um das Hauptmaximum eingeschränkt werden. Dann ergibt sich $RMS_{Schnitt} \approx 0.4\,ns$. Damit verbessert sich die Breite der Koinzidenzen bei den ersten beiden Zählerpaaren um einen Faktor 5 bzw. 3. Damit liegen die Werte im optimalen Bereich. Bei den anderen beiden Zählerpaaren treten solche Strukturen nicht auf. Folgende Schlußfolgerungen sind abschließend möglich:

- Die Breite wird wahrscheinlich durch systematische Effekte im Zähler bestimmt
- Bessere Zähler könnten eventuell helfen.
- Einfluß auf Koinzidenzen ist unklar.

Für die Untersuchungen in dieser Arbeit werden die Daten mit der zugrundeliegenden Auflösung der einzelnen Zähler genutzt.

3.7 Die Bunchposition

Die gemessene Bunchposition im TDC-Spektrum hängt sowohl von der verwendeten Meßapparatur als auch vom HERA-Bunch-Clock-Signal ab, das von der Meßapparatur genutzt wird. In diesem Abschnitt wird untersucht, ob die Bunchposition sowohl während einer Messung als auch über mehrere Messungen stabil bleibt. Damit wird dann untersucht, ob sowohl die Meßapparatur stabil ist als auch die Bunch-Clock synchron mit dem Bunch läuft. Aus dem bekannten Abstand der beiden Bunche im TDC-Spektrum wird abschließend überprüft, ob sich die Zeitauflösung der TDCs von Messung zu Messung ändert.

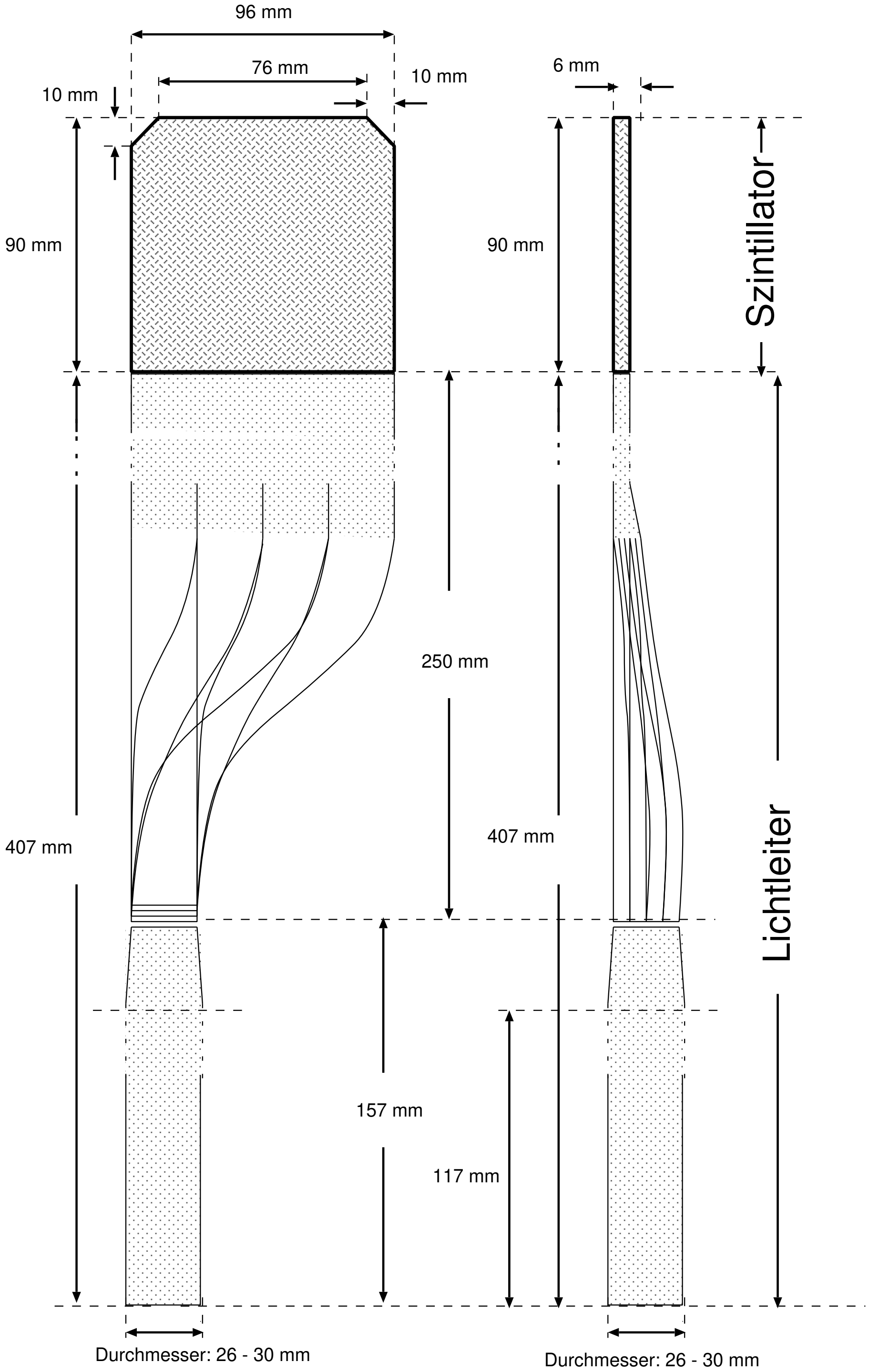


Abbildung 3.16: Darstellung eines Szintillators mit Lichtleiter.

3.7.1 Stabilität während einer Messung

Um die Stabilität der Bunchposition während eines Drahttargetbetriebs zu überprüfen, wird die Messung 82 betrachtet, in der 13.5 h lang Daten einer Füllung genommen wurden. Dazu werden erst Daten der einzelnen Zähler und anschließend die Koinzidenzsignale untersucht.

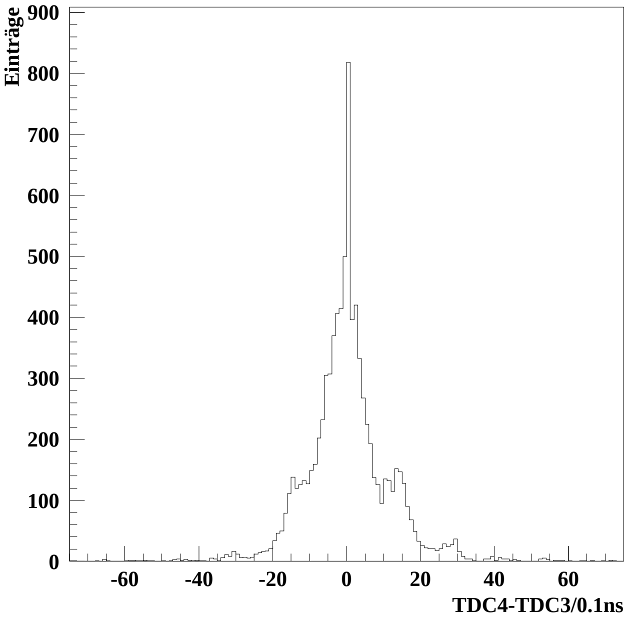


Abbildung 3.17: Die Verteilung der Differenz der einzelnen TDC-Werte des zweiten Zählerpaares zu jedem Zeitpunkt.

Einzelne Zähler

Für den vorderen Zähler des vierten Zählerpaares ist in Abbildung 3.18 die Position des ersten Bunches im TDC-Kanal aufgetragen. Die Werte werden gewonnen, indem die Mittelwerte der Wechselwirkungsverteilung für eine Meßzeit von jeweils 13.5 min ermittelt werden. Dadurch ergibt sich der Fehler für die Bunchposition durch die Statistik. Das Diagramm zeigt, daß sich die Position des Bunches über den gesamten Zeitraum nur sehr wenig ändert. Die Position des Bunches variiert innerhalb von vier Kanälen. Das bedeutet, daß der maximale Zeitunterschied für den Durchgang des Bunches bei $\Delta t_{Durchgang} \approx 0.4\, ns$ liegt. Damit ist die Stabilität des Bunches und des Meßsystems gegeben.
Insgesamt bestätigen auch die anderen Zähler, daß die Bunchposition während der Messung stabil bleibt.

Koinzidenzsignal

Da sich die Koinzidenzsignale aus den Signalen der entsprechenden einzelnen Zählersignale ergeben, sollte sich das im letzten Unterabschnitt erhaltene Verhalten auch in diesen wiederfinden. Zum Vergleich zeigt Abbildung 3.19 die Bunchposition, die sich aus den Daten des Koinzidenzsignals des vierten Zählerpaares, dem H4-Signal, ergibt. Die Werte mit den dazugehörigen Fehlern wurden auf dieselbe Weise erhalten wie in Abbildung 3.18. Die Werte im Diagramm zeigen auch hier, daß die Bunchposition nur relativ wenig variiert. Die Position des Bunches bleibt innerhalb von drei Kanälen stabil. Dies entspricht einem Zeitraum von $\Delta t_{Durchgang} \approx 0.3\, ns$.
Auch die anderen Koinzidenzsignale zeigen Schwankungen dieser Größenordnung.

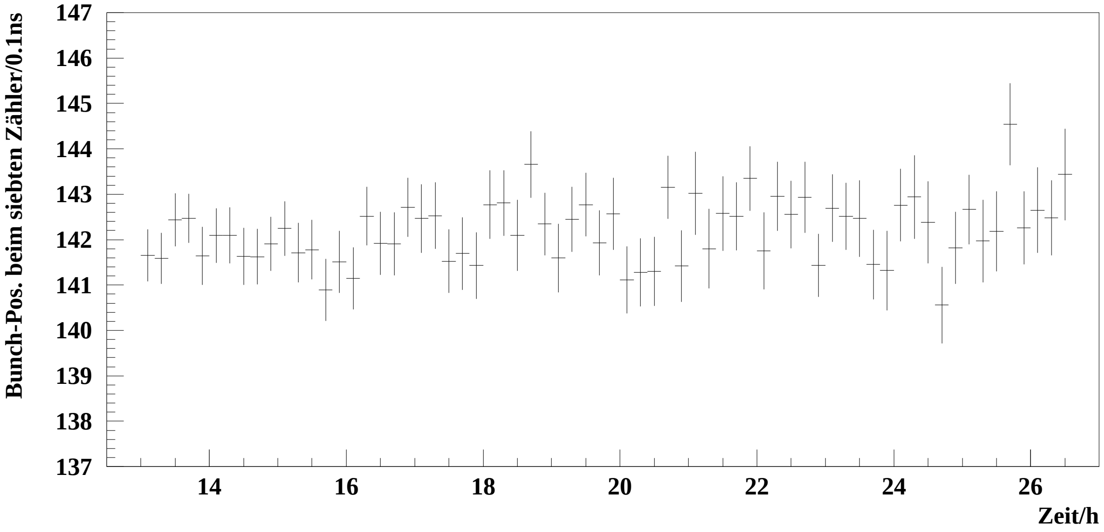


Abbildung 3.18: Die mit dem vorderen Zähler (Nr. 7) des vierten Zählerpaares ermittelte Bunchposition in 0.1 ns der Messung ist gegen die Zeit aufgetragen.

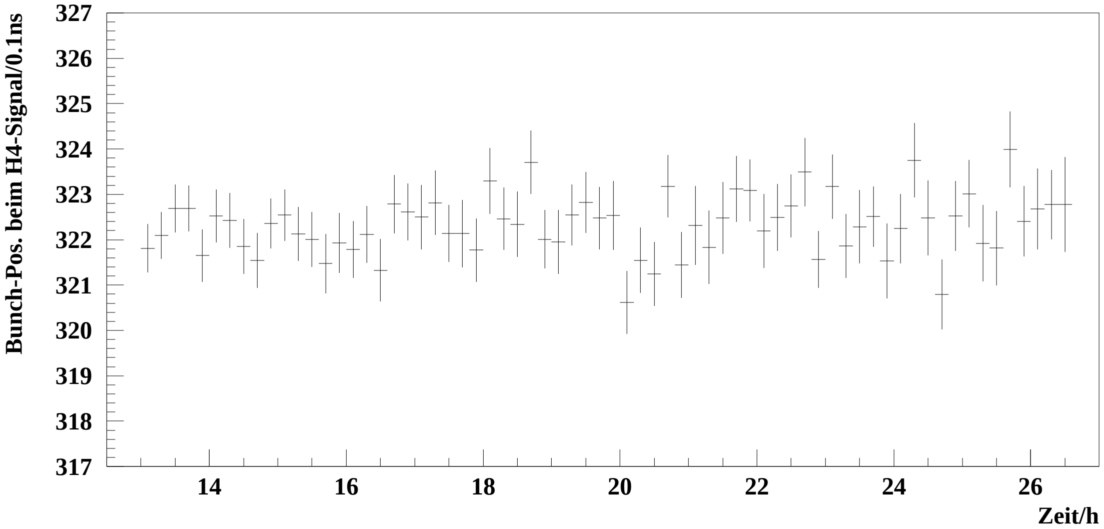


Abbildung 3.19: Die mit dem H4-Signal ermittelte Bunchposition in 0.1 ns der Messung 82 ist gegen die Zeit aufgetragen.

3.7.2 Stabilität über mehrere Messungen

In Abbildung 3.20 ist die Position des Bunches, die mit dem Koinzidenzsignal des ersten Zählerpaares, dem H1-Signal, ermittelt wurde, gegen die Nummer der Messung aufgetra-

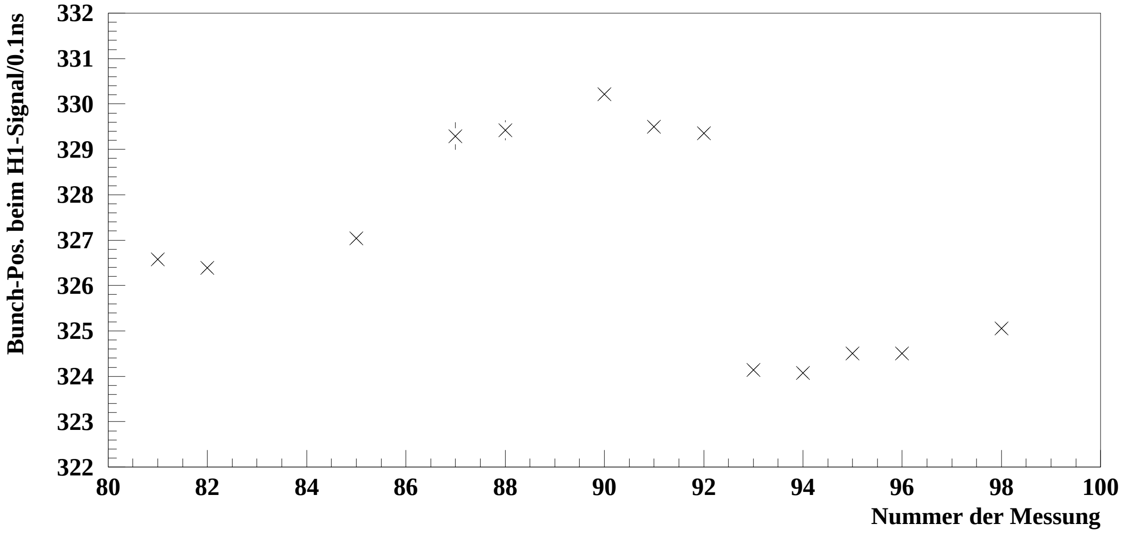


Abbildung 3.20: Die mit dem H1-Signal ermittelte Bunchposition in 0.1ns ist gegen die Nummer der Messung aufgetragen.

gen. Die Fehler der Position ergeben sich wieder aus der Statistik. Da jeweils Wechselwirkungen die gesamte Zeit einer Messung berücksichtigt werden, ergeben sich durch die hohe Anzahl der Einträge entsprechend kleine Fehler. Die Position des Bunches folgt wieder aus der Mittelung der einzelnen Einträge.Das Diagramm zeigt, daß sich die Position des Bunches relativ zur Bunchclock von Messung zu Messung nur wenig ändert. Lediglich ein Sprung von $\Delta t \approx 0.5\,ns$ nach Messung 92 fällt auf. Ein ähnliches Verhalten bezüglich des Sprungs wird auch bei den anderen Zählerpaaren beobachtet. Die Lage des Maximums hängt von der Form der Verteilung und der zeitlichen Lage der Bunch-Clock ab. Bei der Bunch-Clock können von Messung zu Messung Sprünge von $<$ 1 ns auftreten und auch beobachtet werden.

Zeitverschiebung der Koinzidenzsignale

Durch die Bunchpositionen, die mit Hilfe der Koinzidenzsignale H1 bis H4 ermittelt werden, wird nun gezeigt, mit welcher zeitlicher Differenz die Koinzidenzsignale durchschnittlich erzeugt werden. Über mehrere Messungen gemittelt, kommen die Signale für den Bunch nach folgenden Zeiten an: H1 = $(32.69 \pm 0.06)\,ns$, H2 = $(33.39 \pm 0.07)\,ns$, H3 = $(33.24 \pm 0.07)\,ns$ und H4 = $(32.17 \pm 0.07)\,ns$. Damit liefert die Meßapparatur für einen Bunch Koinzidenzsignale, die innerhalb eines Zeitraums von $\Delta t \approx 1.2\,ns$ liegen. Das zeigt, daß die Kabellängen der einzelnen Zähler für die Signallaufzeiten relativ gut angepaßt sind. Die Auswirkung, die sich aus der verbleibenden Differenz auf die Breite des F1-Signals ergibt, wird in Abschnitt 3.8 gezeigt.

3.7.3 Stabilität der Zeitauflösung der TDCs

Aus der Stabilität der Bunchposition, die im letzten Unterabschnitt mit Hilfe der Wechselwirkungssignale gezeigt wurde, folgt gleichzeitig die Linearität der TDCs. Sie soll nun

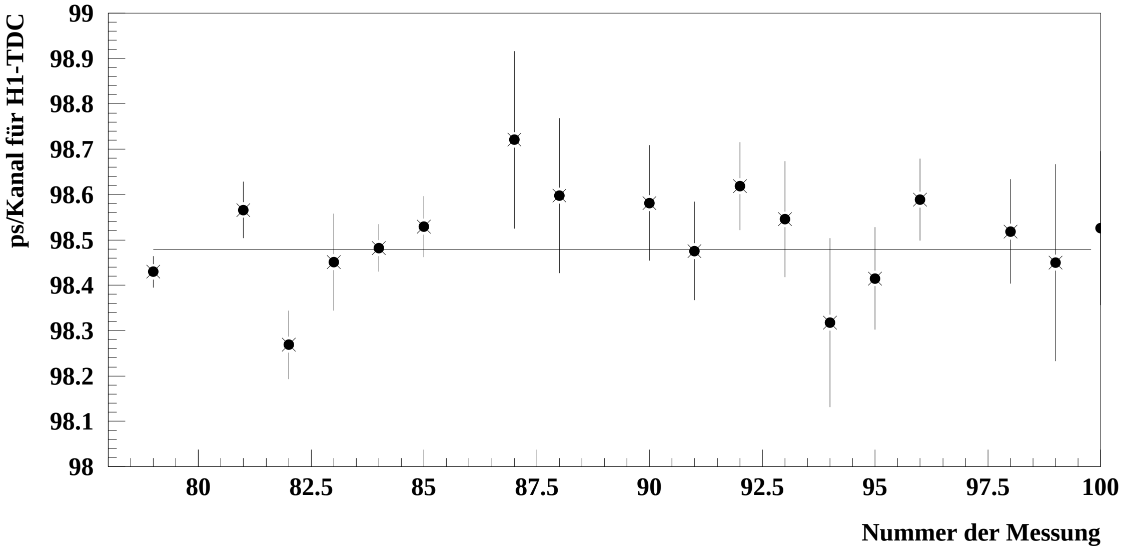


Abbildung 3.21: Die Auflösung des TDCs, die aus dem Abstand der beiden Bunche für das H1-Signal ermittelt wurde, ist gegen die Nummer der Messung aufgetragen. Die Werte schwanken um einen konstanten Wert, der mit Hilfe einer Ausgleichsrechnung ermittelt und als Gerade eingezeichnet wurde.

gezielt überprüft werden. Dazu nutzt man aus, daß sich das Zeitfenster für die TDC-Messungen über einen Bereich von zwei Bunchen erstreckt. Aus Kapitel 1 ist bekannt, daß der Abstand zwischen den Bunchen 96 ns beträgt. Aus den Abstandswerten, die sich aus den TDC-Messungen ergeben, läßt sich dann die zeitliche Auflösung der TDCs ermitteln. Für mehrere Messungen ist in Abbildung 3.21 die Auflösung des TDCs, die aus dem Abstand der beiden Bunche für das H1-Signal ermittelt wurde, gegen die Nummer der Messung aufgetragen. Die Fehler folgen aus der Statistik und der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung. Im Diagramm ist zu erkennen, daß die Auflösung des TDCs über mehrere Messung hinweg relativ konstant bleibt. Die Werte schwanken um einen konstanten Wert, der mit Hilfe einer Ausgleichsrechnung ermittelt wurde. Der resultierende Wert von $\Delta t_{Kanal} = (98.48 \pm 0.02)$ ps ist als Gerade im Diagramm eingezeichnet. Der TDC läuft somit über die Zeit relativ stabil mit nahezu gleicher Auflösung. Das Ergebnis für die Untersuchung des TDC für das H1-Signal zeigt Abbildung 3.22. Im Diagramm ist zu sehen, daß auch dieses TDC stabil über die Zeit läuft. Der Wert der Ausgleichsrechnung von $\Delta t_{Kanal} = (98.32 \pm 0.01)$ ps ist wieder im Diagramm eingezeichnet.
Diese zwei Beispiele liefern neben der Stabilität der TDCs die gleiche zeitliche Auflösung wie die Linearitätsmessung in Abschnitt 3.1.

3.8 Die Verteilungsbreite der Wechselwirkungssignale

3.8.1 Beschreibung der Verteilungsbreite

Sowohl die longitudinale und transversale Verteilung der Protonen in den Bunchen des HERA-Speicherrings als auch die TDC-Meßwerte ergeben eine für unabhängige Messungen

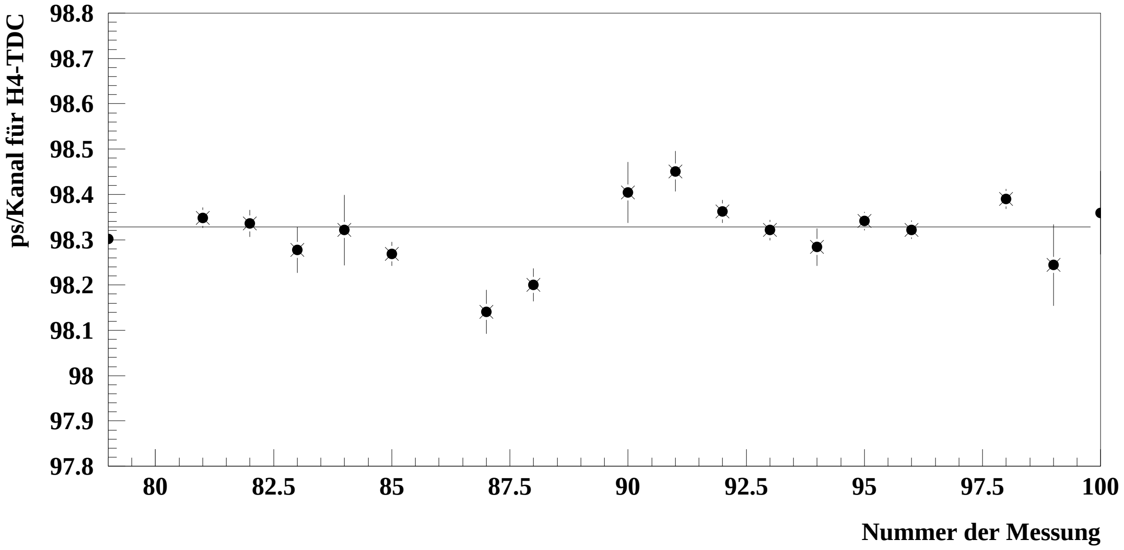


Abbildung 3.22: Die Auflösung des TDCs, die aus dem Abstand der beiden Bunche für das H4-Signal ermittelt wurde, ist gegen die Nummer der Messung aufgetragen. Die Werte schwanken um einen konstanten Wert, der mit Hilfe einer Ausgleichsrechnung ermittelt und als Gerade eingezeichnet wurde.

typische Gaußkurve. Die in Abbildung 3.23 dargestellte Gaußverteilung wird durch

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \tag{3.2}$$

mit $\mu = 0$ und $\sigma = 1$ beschrieben. Die Größe σ, die Standardabweichung bzw. RMS[2], beschreibt die Breite der Verteilung. Sie ist in Abbildung 3.23 zur Verdeutlichung eingezeichnet. Innerhalb von $\mu \pm \sigma$ liegen $\approx 68\,\%$ der Werte der Verteilung.
Eine andere Konvention zur Beschreibung einer Verteilung ist das FWHM[3]. Dieser Wert gibt an, wie groß die Breite der Verteilung auf halber Höhe des Maximums ist (siehe Abbildung 3.23). Der Wert ergibt sich über

$$\frac{1}{2} = e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \tag{3.3}$$

zu

$$FWHM = 2\,\sigma\sqrt{2 \cdot ln2} \approx 2.335\,\sigma. \tag{3.4}$$

Damit sind die Werte der verschiedenartigen Angaben miteinander vergleichbar.

3.8.2 Breite der einzelnen Zählersignale

In diesem Unterabschnitt wird untersucht, welche Breiten die TDC-Verteilungen der einzelnen Zähler haben. Dazu werden Daten aus mehreren Messungen berücksichtigt. Abbildung 3.24 zeigt die RMS-Werte der ersten beiden Zähler für einen Zeitbereich von ±2.4 ns

---

[2] **R**oot **M**ean **S**quare engl. für 'Wurzel aus der mittlere quadratische Abweichung'

[3] **F**ull **W**idth **H**alf **M**aximum engl. für 'Volle Breite auf halber Höhe'

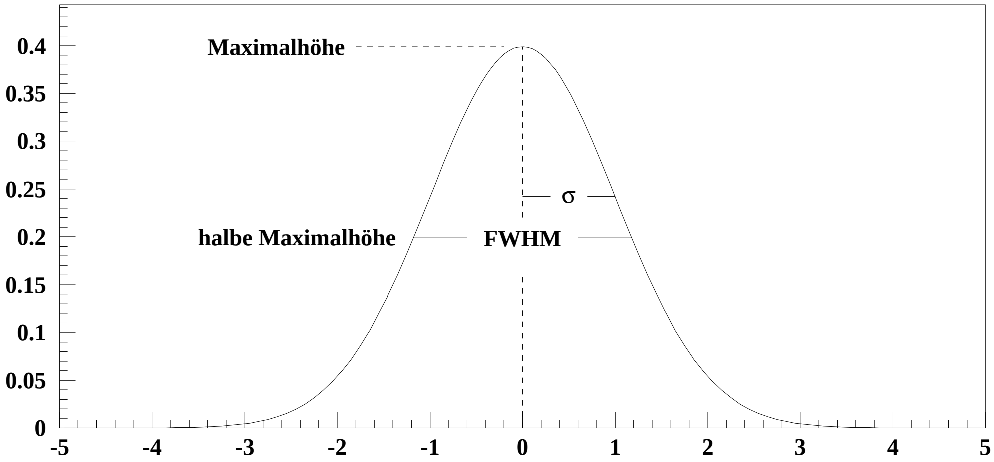


Abbildung 3.23: Darstellung der standardisierten Gauß-Verteilung mit $\mu = 0$ und $\sigma = 1$.

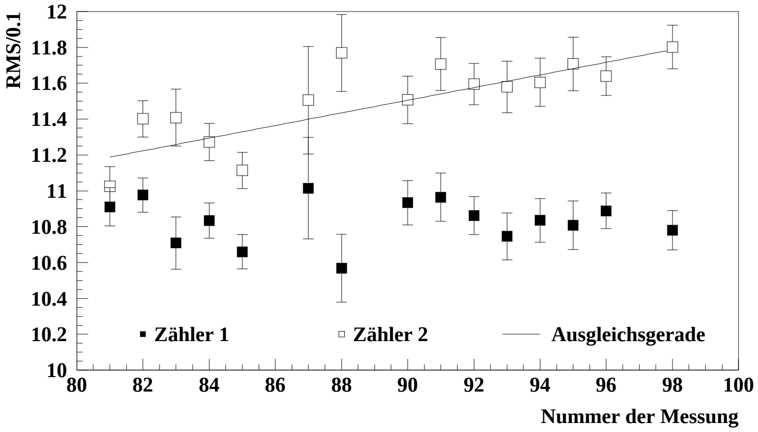


Abbildung 3.24: RMS-Werte der ersten beiden Zähler für einen Zeitbereich von ± 2.4 ns um den Mittelwert.

um den Mittelwert. Darin wird deutlich, daß die Breite für die einzelnen Zähler nicht gleich ist. Die Werte für den ersten Zähler liegen für jede Messung unterhalb des Wertes für den zweiten Zähler. Bei diesem fällt auf, daß von Messung zu Messung der RMS-Wert zunimmt. Eine entsprechende Ausgleichsgerade ist im Diagramm eingezeichnet. Die Werte des ersten Zählers variieren dagegen um einen konstanten Wert. Die Zunahme beim zweiten Zähler könnte eine Alterungserscheinung sein. Ob sich dieses Verhalten in weiteren Messungen bestätigt bzw. fortsetzt, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr untersucht worden.

Ein weiterer zeitlicher Effekt ist nur noch beim siebten Zählersignal aufgefallen. Abbildung 3.25 zeigt die RMS-Werte dieses Zählersignals zusammen mit den Werten des Signals vom achten Zähler. Es wird deutlich, daß die RMS-Werte des siebten Zählers in zwei ver-

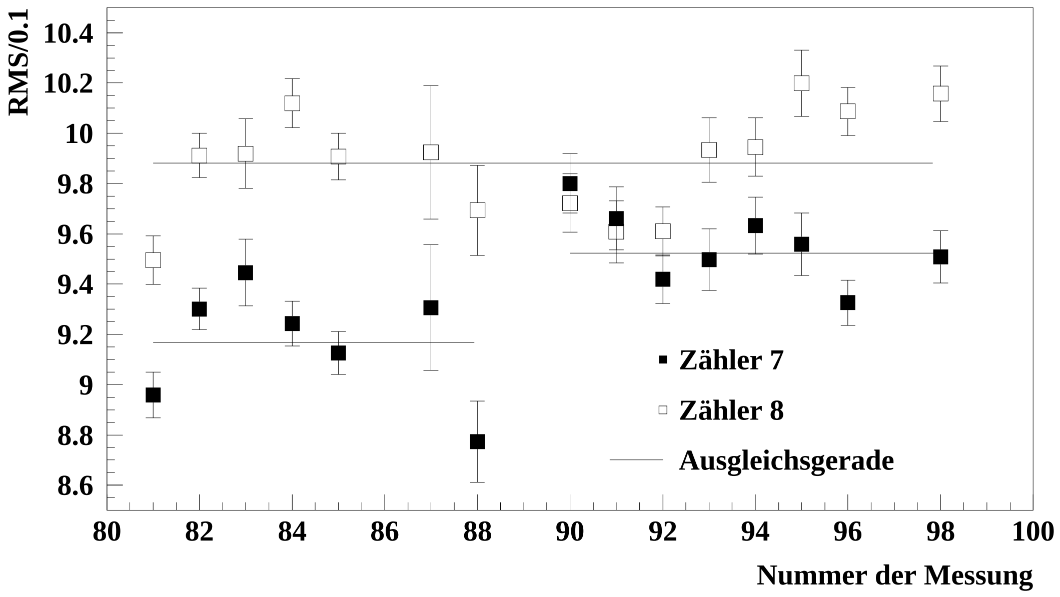


Abbildung 3.25: RMS-Werte des siebten und achten Zählers für den Zeitbereich von ± 2.4 ns um den Mittelwert.

schiedene Gruppen unterteilt werden können.Eine Ausgleichsrechnung ergibt daraus zwei unterschiedliche konstante Werte. Diese sind durch entsprechende Geraden veranschaulicht. Die Signale des achten Zählers haben im Vergleich zu denen des siebten Zählers eine noch größere Breite.
Für die anderen Zählersignale wurde das gleiche zeitliche Verhalten wie bei den Signalen des ersten und achten Zählers festgestellt.
In Tabelle 3.3 sind die gemittelten RMS-Werte zusammengefaßt.

	Zähler-paar 1	Zähler-paar 2	Zähler-paar 3	Zähler-paar 4
	RMS [0.1ns]	RMS [0.1ns]	RMS [0.1ns]	RMS [0.1ns]
vorderer Zähler	10.83 ± 0.12	10.21 ± 0.19	11.93 ± 0.19	9.37 ± 0.26
hinterer Zähler	11.51 ± 0.22	11.15 ± 0.23	10.90 ± 0.20	9.88 ± 0.20

Tabelle 3.3: Die gemittelten RMS-Werte.

3.8.3 Breite der Koinzidenzsignale

In diesem Abschnitt wird überprüft, ob die RMS-Werte der Koinzidenzsignale größer sind, als die der zugrundeliegenden Einzelsignale. Da die Signale der einzelnen Zähler in einem weiteren Elektronikmodul verarbeitet werden, ist nicht ausgeschlossen, daß das entstehende Koinzidenzsignal eine breitere Verteilung hat. In Abbildung 3.26 sind die RMS-Werte des zweiten Zählerpaarsignals gegen die Nummer der Messung aufgetragen. Zum Vergleich sind die Werte der Einzelzählersignale mit eingezeichnet. Es ist deutlich zu erkennen, daß

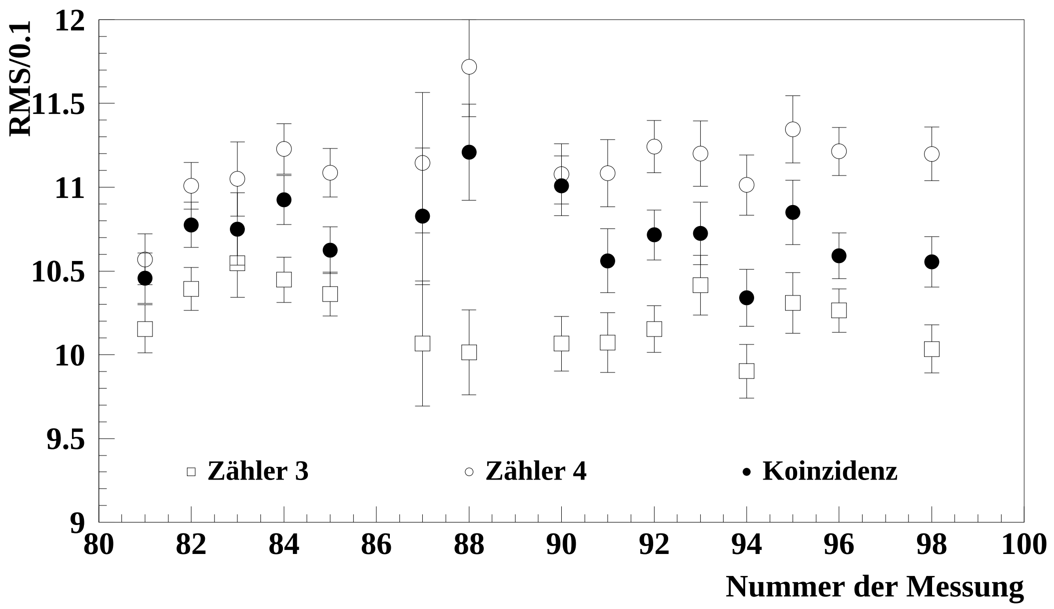


Abbildung 3.26: RMS-Werte des dritten und vierten Zählers für den Zeitbereich von ± 2.4 ns um den Mittelwert.

das Koinzidenzsignal nicht breiter ist, als das breiteste Einzelsignal. Außerdem zeigt es keine zeitliche Abhängigkeit.

Das Koinzidenzsignal des dritten Zählerpaares zeigt das gleiche Verhalten. Für die anderen beiden Zählerpaare folgt das Koinzidenzsignal dem zeitlich veränderten Einzelsignal.

	Zähler-paar 1	Zähler-paar 2	Zähler-paar 3	Zähler-paar 4
	RMS [0.1ns]	RMS [0.1ns]	RMS [0.1ns]	RMS [0.1ns]
Koinzidenzsignal	11.53 ± 0.23	10.73 ± 0.21	11.25 ± 0.27	9.34 ± 0.24

Tabelle 3.4: Die gemittelten RMS-Werte.

Das F1-Signal

Aus Kapitel 2.5 ist bekannt, daß das F1-Signal in der Logik durch eine ODER-Verknüpfung der Koinzidenzsignale gebildet wird. In Abschnitt 3.7.2 wurde gezeigt, daß diese im Mittel eine zeitliche Differenz haben. Wegen der kleinen Akzeptanz der Zähler treten sie in einem Bunchcrossing praktisch nie gleichzeitig auf, so daß die Überlagerung dieser Signale ein F1-Spektrum ergibt, daß breiter ist, als die Spektren der einzelnen Koinzidenzsignale. Abbildung 3.27 verdeutlicht dies. Für eine exemplarische Messung sind die Einträge der verschiedenen Signalarten, die auf die Gesamtzahl der Einträge normiert sind, gegen die Zeit in 0.1 ns aufgetragen. Bei der Darstellung im Diagramm wurden für die Koinzidenzsignale einheitlich gestrichelte Linien verwendet. Das resultierende Spektrum des F1-Signals wurde mit einer durchgehenden Linie eingetragen. Es ist zu erkennen, wie die Breite des Maximums nach der oben beschriebenen Erwartung durch die Positionen der

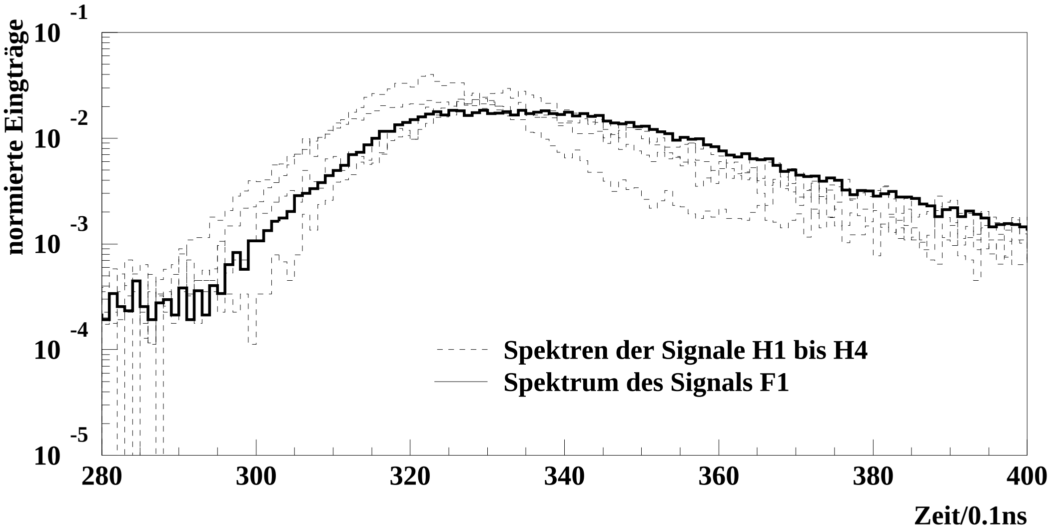


Abbildung 3.27: Darstellung der Spektren im Hauptbunchbereich für die Signale H1 bis H4 und F1.

Koinzidenzsignale zunimmt. Im Vergleich zu den einzelnen Werten $RMS_{H1} = 1.14\,ns$, $RMS_{H2} = 1.08\,ns$, $RMS_{H3} = 1.13\,ns$ und $RMS_{0.93}\,ns$ beträgt sie für das F1-Signal $RMS_{F1} = 0.93\,ns$. Der Fehler liegt hier jeweils bei $\Delta_{RMS} = \pm\,0.01\,ns$. Diese Werte wurden für einen engen Zeitbereich von $\approx 4.8\,ns$ ermittelt. Diese Einschränkung wird durch die Betrachtungen der Seitenbunche im Kapitel 4 plausibel.

3.9 Zusammenfassung

Zur gemessenen Breite der Verteilung in den TDC-Spektren tragen folgende Faktoren unterschiedlich stark bei:

- die zeitliche Auflösung der TDCs von ≤ 0.1 ns (siehe Abschnitt 3.1), die die Anforderungen erfüllt, die zeitliche Verteilung der Protonenwechselwirkungen im Target genügend genau zu messen
- die longitudinale Verteilung der Protonen im jeweiligen Bunch des HERA-Speicherrings mit einer Breite von $\sigma_{Bunch} \approx 0.6\,ns$
- die Verteilung der Ansprechzeiten der Elektronik von ≈ 0.4 ns in Abhängigkeit von der Signalamplitude (siehe Abschnitt 3.5.2), die im Prinzip korrigierbar ist
- die Auflösung der Szintillationszähler von ≈ 1 ns, in die die Zeit zur Umwandelung der deponierten Energie der Teilchen in Photonen, die Reflektionen der Photonen sowie die Auflösung und Ansprechzeiten der Elektronik einfließen(siehe Kapitel 3.6.2);

Die Gesamtverteilung im TDC folgt schließlich aus der Faltung der einzelnen Verteilungen. Das Ergebnis ist eine Gauß-Verteilung. Die Breite der Verteilung im TDC-Spektrum ergibt sich dann aus der folgenden Formel:

$$\sigma^2_{Messung} = \sigma^2_{TDC} + \sigma^2_{Bunch} + \sigma^2_{Zähler/Elektronik} \tag{3.5}$$

Aus den oben angegebenen Werten der zur gemessen Breite beitragenden Faktoren folgt, daß die Auflösung der Szintillatoren das Ergebnis der Messung am meisten bestimmen. Die gemessenen Breiten in Tabelle 3.3 und Tabelle 3.4 liegen deutlich über der longitudinalen Breite der Protonenverteilung im Speicherring. Die Frage, wieweit Änderungen dieser Breite, die sich im Laufe eines Protonenfüllung ergibt, mit der Meßapparatur beobachtet werden kann, wird in Kapitel 4.5 diskutiert. Aus den tabellierten Werten geht hervor, daß eine Auflösung der Bunchstruktur mit Haupt- und Seitenbunche möglich ist.

Kapitel 4

Untersuchung der longitudinalen Bunchstruktur

In Kapitel 1 wurde das Hochfrequenzsystem von HERA und die daraus resultierende Bunchstruktur beschrieben. In diesem Kapitel wird untersucht, wie sich diese Struktur im zeitlichen Verhalten in der HERA-B Wechselwirkungsrate widerspiegelt. Es ist von Interesse, ob die Seitenbunche mit zur Wechselwirkung beitragen, und wie sich die Beiträge im zeitliche Verlauf entwickeln. Außerdem stellt sich die Frage, wie die Breite des Hauptbunches daraufhin aussieht.
Um diese Fragen zu klären, werden dieselben Daten genutzt, die schon in Kapitel 3.2 verwendet wurden. Da in diesen Daten die Wechselwirkung überwiegend mit dem Draht *innen 2* realisiert wurde, stört der existierende Coasting Beam Anteil praktisch nicht. Dies ermöglicht eine unbeeinflußte Untersuchung der longitudinalen Bunchstruktur.

4.1 Der erste Hauptbunch mit den Seitenbunchen

Aus Kapitel 1 ist bekannt, daß die longitudinale Struktur mit den Haupt- und Seitenbunchen, die sich aus dem HF-System von HERA ergibt, unter anderem mit Hilfe des Lopez-Monitors sowohl bei HERA, als auch bei den Kollisionsexperimenten H1 und Zeus zu sehen ist. Ein weiteres Beispiel sind TDC-Messungen bei H1 [15], die Haupt- und Seitenbunche aufwiesen. In diesem Abschnitt wird gezeigt, daß auch beim HERA-B-Experiment diese Struktur gemessen wird.
Abbildung 4.1 zeigt das TDC-Spektrum vom ersten Hauptbunch für das Koinzidenzsignal des vierten Hodoskopzählerpaares (Abbildung 2.5 (b)) aus der Messung 84. Die Wechselwirkungsrate lag während der Zeit des Targetbetriebs von etwa 13.5 Stunden bei 4 MHz. In der Abbildung 4.1 ist ein Maximum bei 32.3 ns zu erkennen. Neben diesen Einträgen, die mit dem ersten Hauptbunch identifiziert werden können, sind weitere Anteile zur Wechselwirkung gemessen worden, die zeitlich davor und dahinter liegen. Für die Seitenbunche in der Umgebung des Hauptbunches ergaben sich Potentialtiefen in Abständen von $\approx 4.78\,ns$.
Die deutlich erkennbaren Maxima, die den Hauptbunch unmittelbar umschließen, haben zu ihm ungefähr den zeitlichwen Abstand, der dem der Seitenbunche entspricht. Auf Grund dessen und der zeitlichen Ausdehnung der Wechselwirkungen wurde eine Verteilungsfunktion angepaßt, die aus sechs überlagerten Gaußkurven besteht. Die Abbildung 4.1 zeigt das Ergebnis der Anpassung in Form der durchgezogenen Kurve. Da die Zählerauflösung für alle Bunche gleich ist, wurde für die Standardabweichung σ von jeder Gaußkurve der selbe Wert gewählt. Neben diesem Wert liefert die angepaßte Kurve auch die Amplituden und Mittelwerte der einzelnen Gaußkurven. Diese Mittelwerte geben die zeitliche Positi-

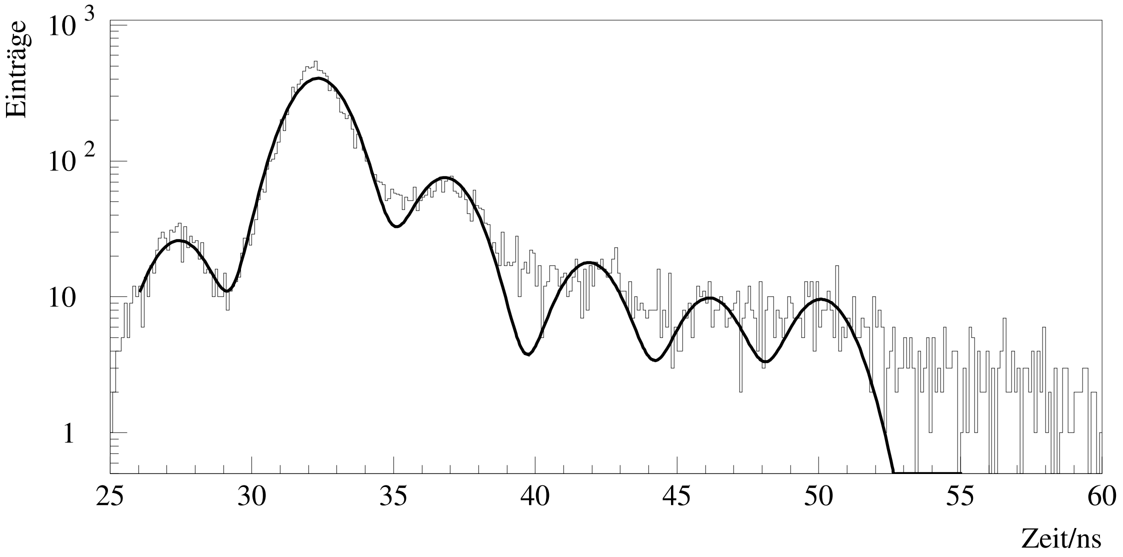


Abbildung 4.1: TDC-Spektrum des Koinzidenzsignals vom vierten Zählerpaar. Haupt- und Seitenbunche sind durch eine angepaßte Verteilungsfunktion von sechs Gaußkurven verdeutlicht.

on des entsprechenden Bunches wieder. Dabei wurden für den Hauptbunch eine absolute Position und für die Seitenbunche relative Positionen zum Hauptbunch bestimmt.
Das Ergebnis ist eine Verteilungsfunktion, in der der vorn liegende Seitenbunch und die vier nachfolgenden Seitenbunche deutlich zu erkennen sind. Für die Einträge von Wechslewirkungen in den Minima der Verteilungsfunktion gibt es zwei Gründe. Zum einen ist auch kleiner Wechselwirkungsanteil von Coasting Beam Protonen vorhanden, der in diesem Kapitel vernachlässigt und erst im Kapitel 5.3 berücksichtigt wird. Zum anderen ergeben sich an den Berührungspunkten von Separatrixen im Phasenraum erhöhte Aufenthaltswahrscheinlichkeiten für die Protonen.
Für die Abstände der Seitenbunche ergibt sich ein Mittelwert von $\overline{\Delta t} = 4.5\,ns$. Der Fehler liegt bei $\sigma_{\overline{\Delta t}} = \pm\,0.3\,ns$. Weitere Seitenbunche sind auf Grund der geringen Statistik für diesen Bereich nicht zu ermitteln.
Aus der Analyse folgt demnach, daß Seitenbunche auch in einem transversalen Abstand von 3–5 σ vom Strahlzentrum vorkommen. Gleichzeitig wird gezeigt, daß meßbare Wechselwirkungen dieser Seitenbunche mit dem Drahttarget stattfinden. Diese stellen ein Problem für die Rekonstruktion der erzeugten Spuren im Detektor dar. Wie aus Kapitel 1.2.2 bekannt ist, werden Wechselwirkungen mit Protonen der Seitenbunche in den Driftzellen der äußeren Spurkammern mit einer falschen Driftzeit gemessen. Sie führen zu einer falschen Ortsbestimmung und verschlechtern dadurch die Auflösung dieses Systems.
Entscheidend ist demnach die Anzahl gemessener Seitenbunche. Nach der Verteilungsfunktion in Abbildung 4.1 haben der vorn liegende und der nachfolgende Seitenbunch Amplituden, die $(6.4 \pm 0.3)\,\%$ und $(18.6 \pm 0.5)\,\%$ des Hauptbunches entsprechen. Abbildung 4.2 zeigt die Abnahme vom Hauptbunch zu den zwei folgenden Seitenbunchen, deren Amplitude gegen die Zeit vom Hauptbunch aus aufgetragen ist. Die Fehler sind bezogen auf die Skala der Achsen sehr klein. Die angepaßte Kurve, die mit eingezeichnet

ist, zeigt eine exponentielle Abnahme der Amplitudenwerte. So ein Verhältnis wird auch erwartet, da einerseits die abgetrennten Teile des injizierten Bunches eine exponentiell ähnliche Dichteverteilung aufweisen. Andererseits weist auch die Auffüllung der Seitenbunche exponentielles Verhalten auf.

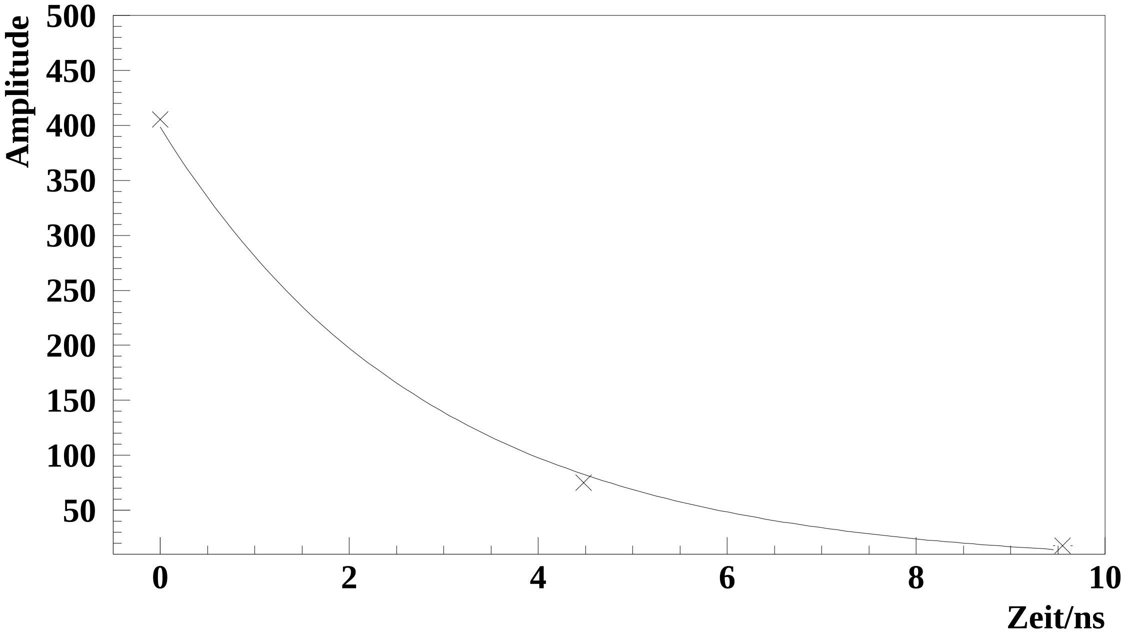


Abbildung 4.2: Die Amplitudenwerte aus der Verteilungsfunktion der Bunche sind gegen die Zeit vom Hauptbunch aus in ns aufgetragen. Durch die Punkte ist eine angepaßte Exponentialfunktion gelegt.

Im folgenden wird bestätigt, daß die Messung der Seitenbunche in den TDCs kein Einzelphänomen ist. Dies wird exemplarisch anhand eines weiteren Zählerpaarsignals und einer weiteren Messung gezeigt.

Seitenbunche in der Messung des ersten Zählerpaares

Abbildung 4.3 zeigt das TDC-Spektrum für das Koinzidenzsignal des ersten Zählerpaares aus Messung 84. Eine angepaßte Verteilungsfunktion ist wieder mit eingezeichnet worden. Sie ist nach dem gleichen Verfahren wie für Abbildung 4.1 ermittelt worden. Sie bestätigt, daß auch hier ein vorn liegender und vier nachfolgende Seitenbunche aus den Daten zu ermitteln sind. Für den zeitlich folgenden Bereich ist die Statistik wieder gering. Ein größeres σ für die Gaußkurven, entsprechend der Eigenschaften der Meßapparatur nach Kapitel 3.8, im Vergleich zum Signal des vierten Zählerpaares ist deutlich erkennbar.
Der gemittelte Abstand der Seitenbunche beträgt $\Delta t = (5.3 \pm 0.4)$ ns. In Abbildung 4.4 sind die Amplituden aus der Verteilungsfunktion für den Hauptbunch und die folgenden Seitenbunche gegen die Zeit vom Hauptbunch aus aufgetragen. Auch hier wird die Anordnung der Punkte gut durch eine angepaßte Exponentialfunktion beschrieben.

Seitenbunche in der Messung Nr. 90 des ersten Zählerpaares

In Abbildung 4.5 ist das TDC-Spektrum vom Koinzidenzsignal des ersten Zählerpaares für die Messung 90 zu sehen. Die eingezeichnete Verteilungsfunktion wurde erneut mit

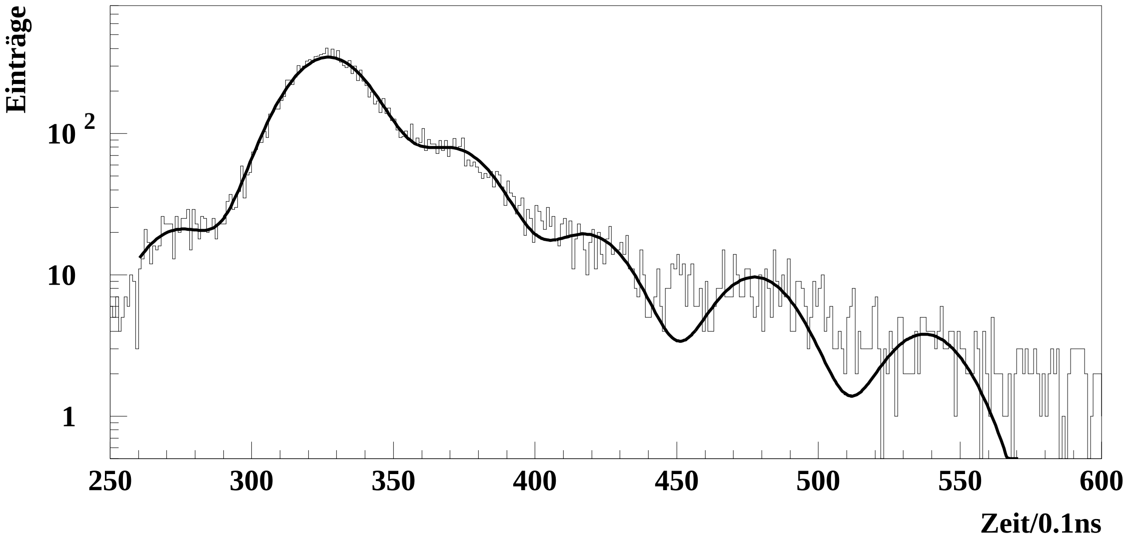


Abbildung 4.3: Die Seitenbunchstruktur mit der angepaßten Verteilungsfunktion von sechs Gaußkurven für das Koinzidenzsignal des ersten Zählerpaares aus der Messung 84.

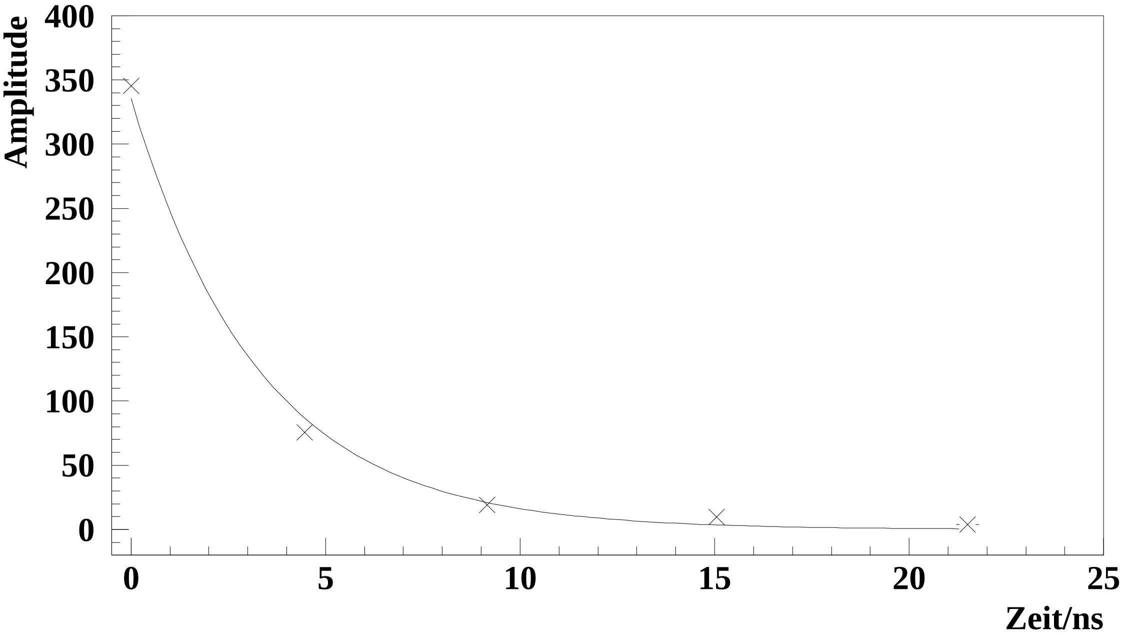


Abbildung 4.4: Die Amplitudenwerte aus der Verteilungsfunktion der Bunche sind gegen die Zeit vom Hauptbunch aus in ns aufgetragen. Durch die Punkte ist eine angepaßte Exponentialfunktion gelegt.

der oben beschriebenen Methode erhalten. Es sind wieder deutlich die Seitenbunche zu erkennen. Ihr mittlerer Abstand beträgt hier $\Delta t = (5.1 \pm 0.8)$ ns.

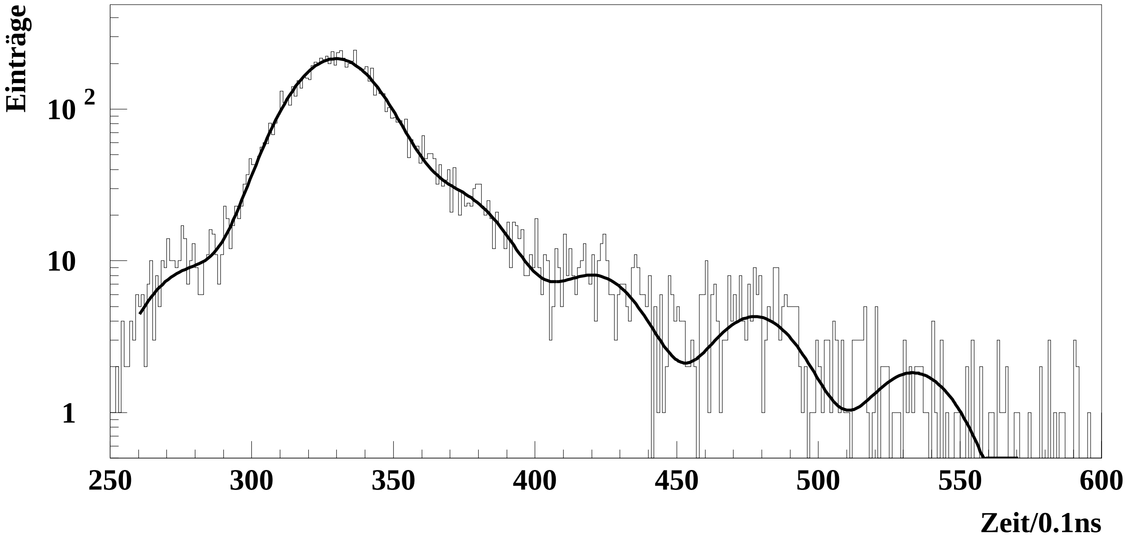


Abbildung 4.5: Die Seitenbunchstruktur mit der angepaßten Verteilungsfunktion von sechs Gaußkurven für das Koinzidenzsignal des ersten Zählerpaares aus der Messung 90.

4.2 Ratenbeiträge der einzelnen Bunche

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß es zumindest Seitenbunche in einem transversalen Bereich von 3–5 Strahl-σ vom Strahlzentrum gibt, deren Protonen zur Wechselwirkung des HERA-B Experiments beitragen. Dadurch verringert sich der Anteil des Hauptbunches an der Wechselwirkungsrate. Gleichzeitig erschweren auftretende Wechselwirkungen mit Protonen der Seitenbunche die Rekonstruktion der Spuren im Detektor. Daher ist es wichtig zu wissen, wie hoch die Beiträge der einzelnen Bunche an der Wechselwirkungsrate ist. Dies wird im folgenden für die Messungen aus Tabelle 3.2 untersucht. Gleichzeitig wird dadurch das Verhalten über einen längeren Zeitraum gezeigt.
In Abschnitt 4.1 wurde gezeigt, daß die Abstände der Seitenbunche im Rahmen der Fehler im Mittel bei $\overline{\Delta t} \approx 4.8\ ns$ liegen und dem erwarteten Wert aus der im Kapitel 1 dargestellten Beschleunigungsstruktur entsprechen. Damit läßt sich das TDC-Spektrum in Zeitbereiche dieser $\approx$ 4.8 ns für die einzelnen Bunche aufteilen. Die Mitte des Zeitbereichs für den ersten Hauptbunch ist der ermittelte Zeitpunkt seines Maximums. Daran grenzen die Zeitbereiche des vorn liegenden und der vier nachfolgenden Seitenbunche an. Die Ratenbeiträge ergeben sich aus dem prozentualen Anteil der Einträge in den einzelnen Bunchbereichen gegenüber einem Zeitintervall von 96 ns. Dieses Zeitintervall wurde im Spektrum zwischen den Zeitpunkten 10 ns und 106 ns gewählt und enthält die Zeitbereiche des Haupt- und der Seitenbunche.
In Abbildung 4.6 sind die Anteile von Haupt- und Seitenbunche an der Wechselwirkungsrate für das erste Zählerpaar gegen die Nummer der Messung aufgetragen. Für jedes Diagramm ist der dargestellte Skalierungsbereich der Ordinate gleich groß gewählt worden. Der jeweilige Bunchname steht im rechten Teil des Diagramms.

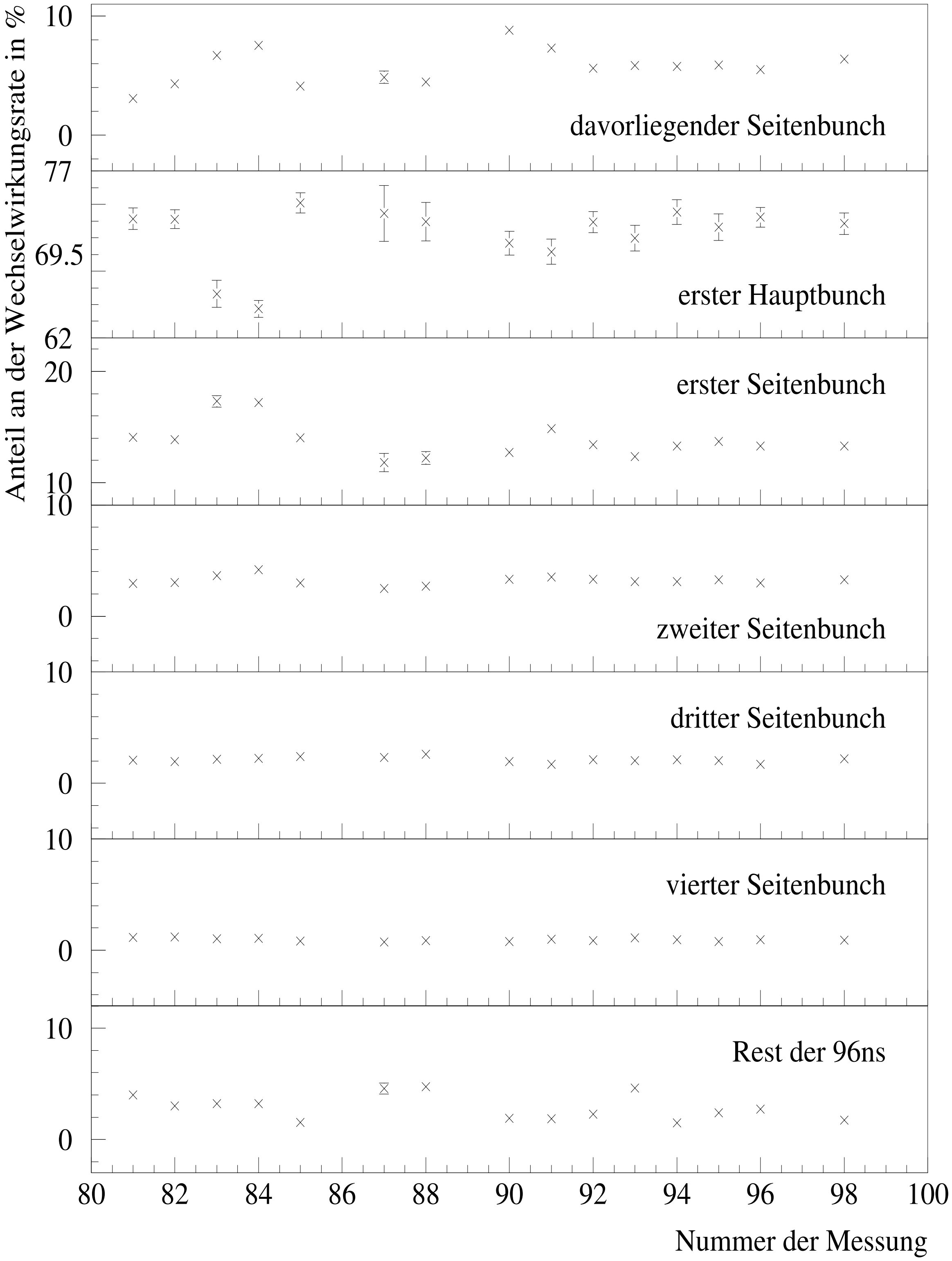


Abbildung 4.6: Vergleich über die Messungen zum Beitrag der Wechselwirkungsrate des Hauptbunches, der Seitenbunche und des Bereichs ohne Bunche für den 96 ns-Zeitraum.

Für den ersten Hauptbunch ist zu erkennen, daß die prozentualen Anteile an der Wechselwirkung unter 75 % liegen. Für die Messungen 83 und 84 fallen die besonders kleinen Werte auf. Der Grund liegt in den großen Anteilen des vorn liegenden und des ersten nachfolgenden Seitenbunches. Dadurch sinkt der Hauptbunchanteil bis auf 65 % ab, während der vorn liegende Seitenbunch 7.5 % und der erste nachfolgende Seitenbunch sogar 17 % erreicht.

Die Anteile des vorn liegenden Seitenbunchen liegt zwischen 0 % und 10 %, die des nachfolgenden Seitenbunches zwischen 10 % und 20 %. Die Beiträge beider Seitenbunche variieren um einen Mittelwert.

Für den zweiten, dritten und vierten Seitenbunch zeigt Abbildung 4.6 jeweils einen gleichbleibenden Anteil an der Wechselwirkungsrate.

Im wesentlichen wird das oben beschriebene Verhalten von allen Zählern gezeigt. Lediglich die Wechselwirkungsbeiträge von Haupt- und Seitenbunchen unterscheiden sich von Zähler zu Zähler. Die Abweichungen der Werte des ersten, zweiten und vierten Zählerpaares liegen innerhalb von 2σ. Die Werte des dritten Zählerpaares weichen davon signifikant ab. Dies könnte mit Untergrund zusammenhängen, der unterschiedlich stark transversal und longitudinal mit dem Strahl mitfliegt. In Kapitel 6.1 wird dieser Untergrund untersucht.

pre. Seitenbunch	(3.9 ± 2.5) %
Hauptbunch	(72.4 ± 5.4) %
1. Seitenbunch	(12.5 ± 3.1) %
2. Seitenbunch	(3.5 ± 0.7) %
3. Seitenbunch	(2.7 ± 0.4) %
4. Seitenbunch	(1.4 ± 0.4) %
Rest	(3.5 ± 2.1) %

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der über die verschiedenen Messungen gemittelten Bunchbeiträge.

Tabelle 4.1 gibt die über die verschiedenen Messungen und über die Zählerpaare gemittelten Bunchbeiträge. Aufgrund der Abweichungen der Werte für das dritte Zählerpaar sind diese werde nicht für die Mittelung berücksichtigt.

4.3 Zeitliche Entwicklung der Ratenbeiträge

Bisher wurde gezeigt, daß der Anteil des Hauptbunches zur Wechselwirkungsrate hauptsächlich durch die Ratenbeiträge des vorn liegenden und ersten nachfolgenden Seitenbunches reduziert wird. Gleichzeitig wurde deutlich, daß der Hauptbunch und die Seitenbunche annähernd gleichbleibende Werte von Messung zu Messung hatten. In diesem Abschnitt wird untersucht, ob auch innerhalb einzelner Messungen die Anteile der Seitenbunche stabil bleiben, oder ob im Laufe der Zeit die Beiträge der Seitenbunche zur Wechselwirkungsrate zu- oder abnehmen. An Tabelle 3.2 ist zu festzustellen, daß ein Großteil der Messungen über mehrere Stunden durchgeführt wurden. Dadurch konnten TDC-Spektren aus Daten der ersten und letzten zwei Stunden einer Messung erstellt werden. Damit ist insgesamt gewährleistet, daß für jede Messung möglichst viel Statistik zur Verfügung steht. Für die Messungen 87 und 88 war die Datennutzung nur für eine bzw. eineinhalb Stunden möglich.

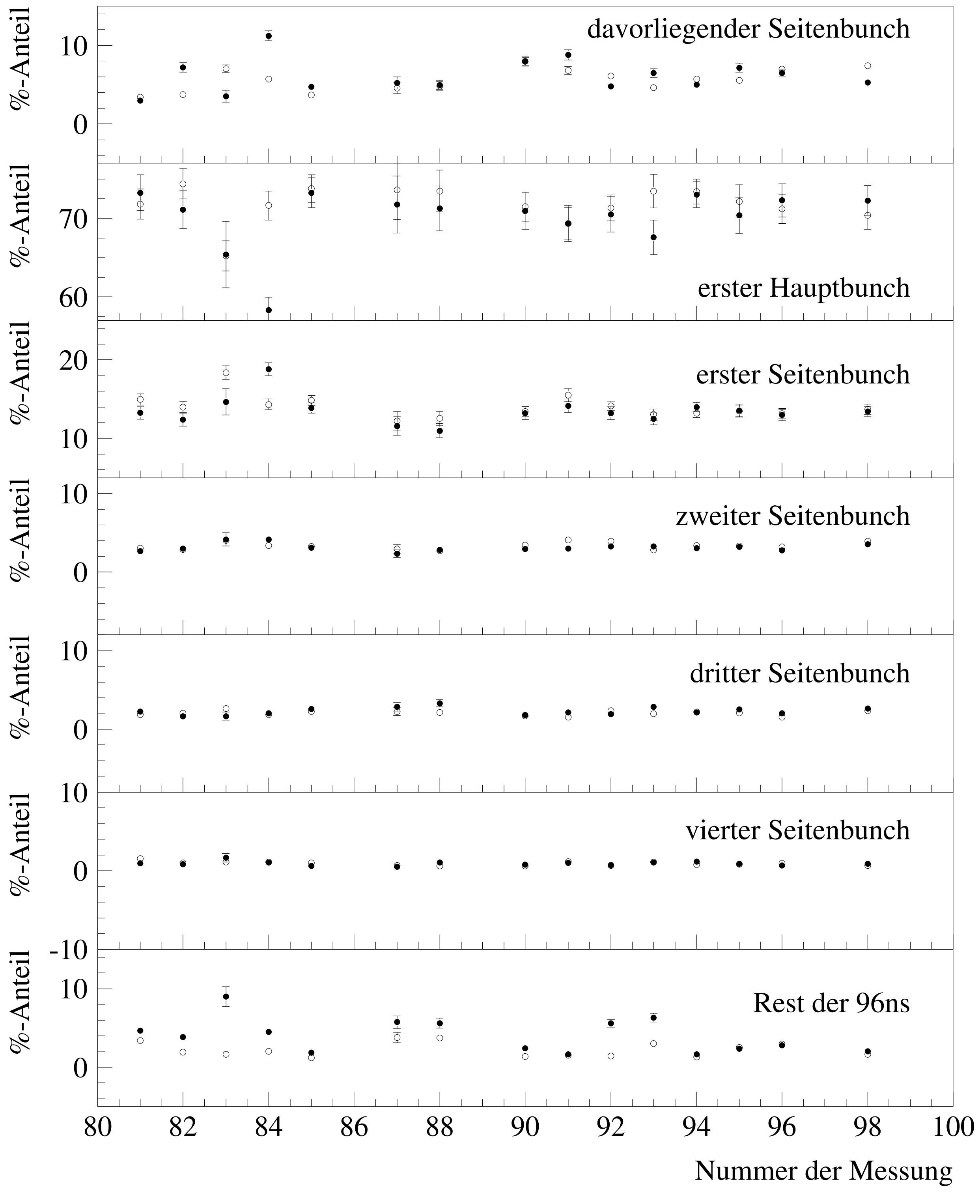


Abbildung 4.7: Ein Überblick der zeitlichen Entwicklung der Seitenbunche für die Runs 81 bis 98 des Jahres 1999. Die weißen Punkte ergeben sich aus den Daten zu Beginn, die schwarzen vom Ende der jeweiligen Messung.

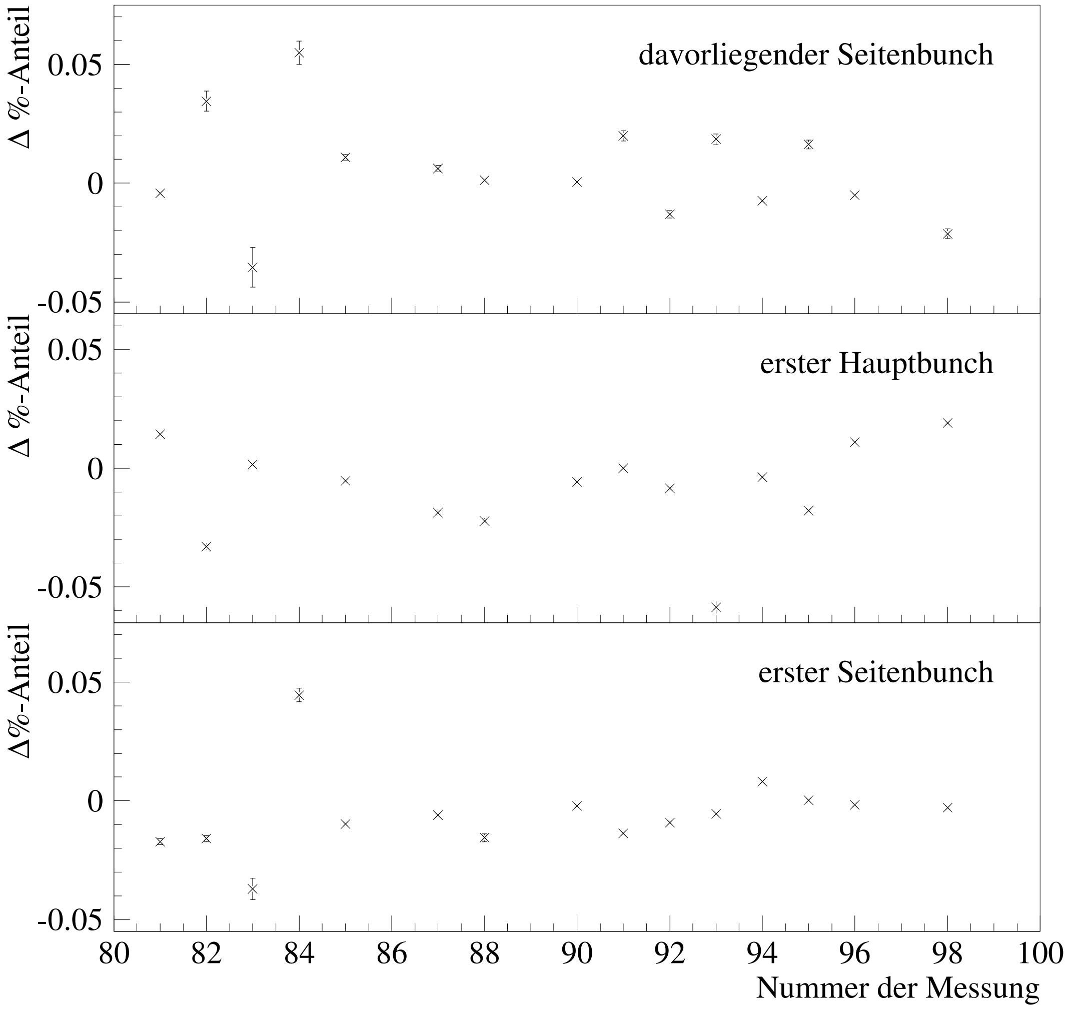


Abbildung 4.8: Differenz der prozentualen Anteile aus der zeitlichen Entwicklung für den ersten Hauptbunch und die ihn unmittelbar umschließenden Seitenbunche.

Die Ratenbeiträge wurden nach der Methode des Abschnitts 4.2 bestimmt, indem die Wechselwirkungseinträge in den entsprechenden Bunchbereichen des TDCs ermittelt und deren Anteil an der 96 ns Zeitintervall berechnet wurde.

In Abbildung 4.7 sind für das erste Hodoskopzählerpaar die prozentualen Anteile des Hauptbunches, der fünf Seitenbunche und den Rest der 96 ns Zeitintervall gegen die Nummer der Messung aufgetragen. Für jedes Diagramm ist der dargestellte Skalierungsbereich der Ordinate gleich groß gewählt worden. Die offenen Punkte sind die Werte für den Anfangszeitraum, die gefüllten diejenigen für den Endzeitraum.

Für den zweiten, dritten und vierten Seitenbunch fällt auf, daß sich der Wert des Anteils vom Anfang zum Ende jeder Messung nicht wesentlich ändert. Da die maximale Differenz 1.51 % beträgt, sind diese Seitenbunche besonders stabil.

Im Gegensatz dazu sind die Änderungen beim vorn liegenden und ersten folgenden Seitenbunch sowie beim Hauptbunch sichtbar größer. Die Prozentanteile nehmen hier sowohl zu als auch ab, was durch Abbildung 4.8 nochmal verdeutlicht wird. Hier ist die Differenz der Prozentwerte aus Abbildung 4.7 gegen die Nummer der Messung aufgetragen. Es wird

deutlich, daß die Werte überwiegend um den Nullpunkt schwanken. Das bedeutet, daß einerseits die Seitenbunche in erster Näherung stabil sind. Der auffällig abweichende Wert der Messung 84 für den ersten Seitenbunch kann nicht erklärt werden. Andererseits folgt auch für den Hauptbunch, daß sein Beitrag vom Anfang zum Ende einer Messung nahezu gleich bleibt. Dies wird überwiegend auch von den anderen Zählern gezeigt.
Im folgenden wird für zwei Messungen exemplarisch gezeigt, wie die Ab- und Zunahme der Seitenbunchbeiträge im TDC-Spektrum aussehen.

Zwei Beispiele

Da nur Daten für die ersten zwei und letzten zwei Stunden einer Messung verwendet werden, ergibt sich, wie bereits erwähnt, eine geringere Statistik. Auf Grund dessen werden nur angepaßte Verteilungsfunktionen für den Hauptbunch und die direkt anliegenden Seitenbunche ermittelt. Da sie von den Seitenbunchen die größten Ratenbeiträge haben beeinflussen sie am meisten die Rekonstruktion erzeugter Spuren im Detektor.
Als Beispiele werden die Messung 83 mit der größten Abnahme und die Messung 84 mit der größten Zunahme der Seitenbunchanteile gewählt. Im oberen Diagramm der Abbildung 4.9 sind die Einträge der Wechselwirkungen zum Anfang und im unteren Diagramm zum Ende der Messung 83 gegen die Zeit aufgetragen. Eine angepaßte Verteilungsfunktion von drei bzw. zwei überlagerten Gaußkurven verdeutlicht in beiden Fällen die Struktur der Bunche. Auch hier wurde wieder für jede Kurve dieselbe Standardabweichung gewählt. Als Ergebnis folgen jeweils die Positionen, die Amplituden und der Wert der Standardabweichung. Beim Vergleich der Diagramme ist zu erkennen, daß im Bereich des vorn liegenden Seitenbunches zum Ende der Messung praktisch keine Wechselwirkungen mehr auftreten. Für den nachfolgenden Seitenbunch ergibt sich aus den Amplitudenverhältnissen der an-

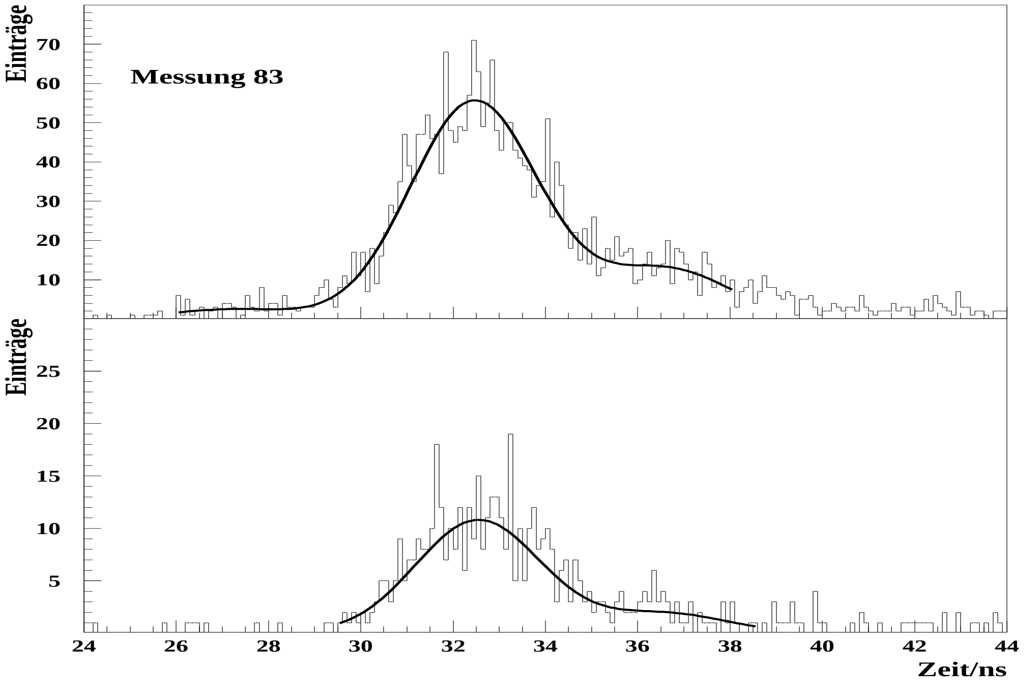


Abbildung 4.9: Im oberen Diagramm ist das Spektrum für die ersten beiden Stunden und im unteren Diagramm für die letzten beiden Stunden der Messung 83 dargestellt.

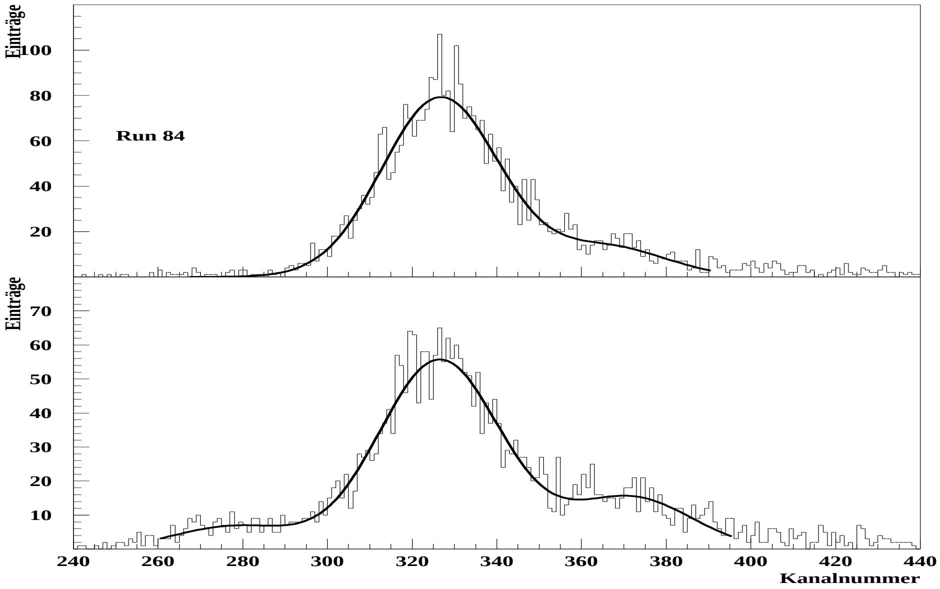


Abbildung 4.10: Im oberen Diagramm ist das Spektrum für die ersten beiden Stunden und im unteren Diagramm für die letzten beiden Stunden der Messung 84 dargestellt.

gepaßten Verteilungsfunktion, daß die Seitenbunchamplitude nur noch (17.6 ± 4.5) % des Hauptbunches statt (22.9 ± 1.8) % entspricht.

Abbildung 4.10 zeigt die entsprechenden Diagramme für die Messung 84. In diesem Fall gewinnen beide Seitenbunche während des Targetbetriebs an Einträgen. Eine angepaßte Kurve für drei überlagerte Gaußfunktionen ist wieder in den Spektren eingezeichnet. Bei beiden Seitenbunchen ist eine deutliche Zunahme an Einträgen vom Beginn zum Ende des Targetbetriebs zu erkennen. Aus den Werten der Verteilungskurve folgt, daß sich die Amplitudenanteile des vorn liegenden Seitenbunches bezogen auf den des Hauptbunches von (2 ± 0.4) % auf (12.2 ± 1.1) % erhöht. Für den nachfolgenden Seitenbunch ändert sich dieser Wert von (16.8 ± 1.4) % auf (27.4 ± 1.9) %.

Die zwei Beispiele bestätigen, daß es Fälle gibt, in denen Protonen im Laufe des Drahttargetbetriebs in die Seitenbunche gelangen und sich dadurch die Anzahl der Wechselwirkungen erhöht. So ein Auffüllprozeß ist zum Beispiel mit Coasting Beam möglich. Wenn kein Auffüllprozeß stattfindet, verringert sich durch die Wechselwirkungen der Protonen mit den Drahttargets ihre Anzahl in den Seitenbunchen und damit auch die Anzahl der Wechselwirkungen.

4.4 Die Ratenzusammensetzung bei den anderen Hauptbunchen

Die Aussagen, die in den letzten beiden Abschnitten gemacht wurden, bezogen sich auf Daten im Zeitintervall des ersten Hauptbunches der Protonenfüllung. Da in den Speicherring HERA insgesamt 180 Bunche injiziert werden, wird im folgenden untersucht, wie sich die Rate bei diesen aus den Wechselwirkungen des entsprechenden Hauptbunches und dessen Seitenbunchen zusammensetzt.

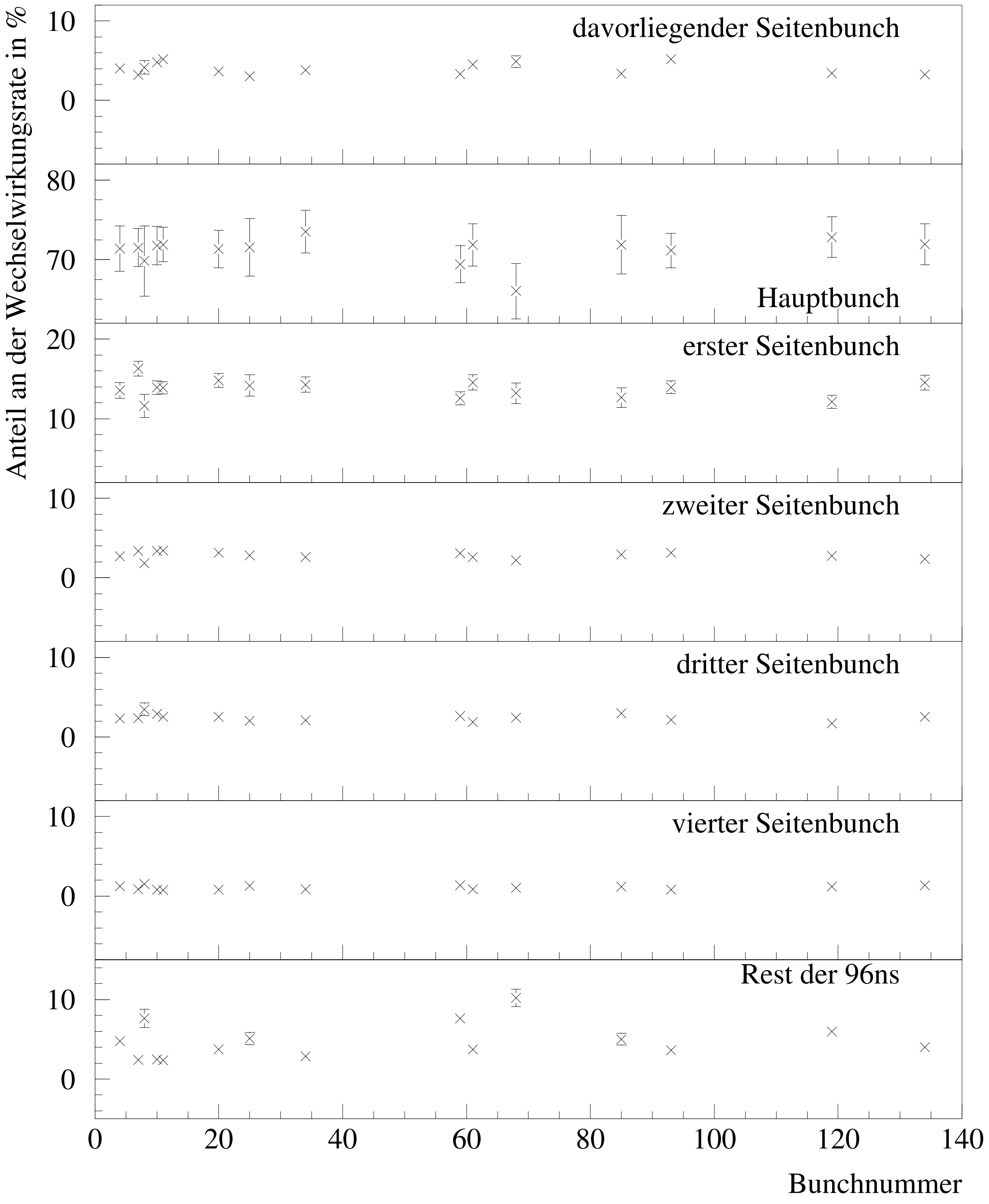


Abbildung 4.11: Vergleich über die Bunche zum Beitrag der Wechselwirkungsrate des Hauptbunches, der Seitenbunche und den Rest eines 96 ns-Zeitraums.

Dazu wird das 1.BX-Signal der Elektronik um ein Vielfaches von 24 ns verzögert, um die Datenauslese beim Durchgang eines der anderen Hauptbunche zu starten. Da die Meßapparatur die Datennahme für mehrere Hauptbunche gleichzeitig nicht ermöglicht, muß während eines Targetbetriebs die Apparatur immer wieder auf einen neuen Hauptbunch eingestellt werden. Mit einer erhöhten Datenauslese werden innerhalb von 2–4 Minuten Meßwerte zur Auswertung gesammelt.

Am 31.08.1999 wurde eine entsprechende Messung durchgeführt. Die Wechselwirkungen entstanden durch den Draht *innen 2* bei einer Rate von 4.2 MHz.

In der Abbildung 4.11 sind für das erste Hodoskopzählerpaar die prozentualen Ratenbeiträge der Hauptbunchen, ihrer Seitenbunche und des restlichen Zeitraums der 96 ns gegen die Bunchnummer aufgetragen. Für jedes Diagramm wurde ein gleich großer Skalierungsbereich der Ordinate gewählt.Die Ratenbeiträge wurden wie in den letzten Abschnitten mit Hilfe der gemessenen Einträge in den entsprechenden Bunchbereichen des TDCs ermittelt.

In der Abbildung ist zu erkennen, daß die Ratenbeiträge für die Hauptbunche bei rund 70 % liegen. Die einzelnen Werte weichen von diesem Wert nur geringfügig ab. Einzige Ausnahme bildet der Hauptbunch mit der Nummer 76, dessen Ratenbeitrag nur 66 % beträgt. In diesem Fall zeigt das Diagramm für die restliche Zeit der 96 ns einen erhöhten Beitrag. Der Grund dafür ist möglicherweise der eingeschaltete Kicker des Speicherrings HERA. Dieser regt den Coasting Beam an, so daß die Verteilung der Protonen in den Bunchlücken nicht mehr gleichmäßig ist.

Der Beitrag der Seitenbunche bleibt von Bunchnummer zu Bunchnummer nahezu gleich. Dabei sind die Änderungen beim zweiten, dritten und vierten Seitenbunch am geringsten. Nur geringfügig größere Schwankungen treten beim vorn liegenden und besonders beim ersten nachfolgenden Seitenbunch auf.

Entsprechende Diagramme für die anderen Zählerpaare zeigen auch, daß die einzelnen Seitenbunche von Hauptbunch zu Hauptbunch nahezu die gleichen Werte haben. Resultierende Abweichungen bei den Hauptbunchen sind wieder mit Beiträgen aus dem Restzeitbereich erklärbar. Die gemittelten Ratenbeiträge des ersten, zweiten und vierten Zählerpaares sind innerhalb von 2σ gleich. Beim dritten Zählerpaar treten für den Hauptbunch und den dritten Seitenbunch deutlich größere Abweichungen auf. Das könnte mit Untergrund zusammenhängen, der unterschiedlich stark transversal und longitudinal auftritt und in Kapitel 6.1 untersucht wird. Die gemittelten Bunchbeiträge des ersten, zweiten und vierten Zählerpaares ergeben Mittelwerte der Bunchbeiträge über die Zähler, die in Tabelle 4.2 aufgelistet sind. Wegen der Abweichungen des dritten Zählerpaares wurden dessen Meßergebnisse nicht berücksichtigt.

Ein Vergleich der Werte von Tabelle 4.1 und Tabelle 4.2 ergibt, daß die Werte innerhalb der Fehler gleich sind. Ein Seitenbunch trägt daher bei jedem Hauptbunch nahezu gleich stark zur Wechselwirkung bei. Es fällt auf, daß auch hier wieder die Werte des dritten Zählerpaares von den üblichen Werten besonders beim Hauptbunch, sowie beim dritten Hauptbunch und dem Restzeitbereich der 96 ns abweicht.

4.5 Die Bunchlänge als Funktion der Lebenszeit

In Kapitel 3.8.3 wurde im Rahmen der Charakterisierung des Meßsystems gezeigt, welche Breite der erste Hauptbunch in den verschiedenen Zählern hat. Aus den Werten in Tabelle 3.4 geht hervor, daß die Zähler eine unterschiedlich gute Auflösung haben, die weitestgehend von Messung zu Messung gleich blieb.

Da laut Kapitel 1.1.4 aus den HERA Daten hervorgeht, daß im Laufe der Zeit die Länge des Protonenbunches zunimmt, wird in diesem Abschnitt untersucht, ob dieses Verhalten

pre. Seitenbunch	(2.9 ± 1.2) %
Hauptbunch	(71.8 ± 3.9) %
1. Seitenbunch	(11.7 ± 2.2) %
2. Seitenbunch	(3.4 ± 0.9) %
3. Seitenbunch	(3.2 ± 0.8) %
4. Seitenbunch	(1.6 ± 0.6) %
Rest	(5.6 ± 4.9) %

Tabelle 4.2: Die über die verschiedenen Bunche und Zählerpaare gemittelten Ratenbeiträge der Messung vom 31.08.1999.

auch in den Daten der Hodoskopzähler beobachtet werden kann. Dies wird anhand der Messungen, die in Tabelle 3.2 aufgeführt sind, für den ersten Hauptbunch durchgeführt.
Wie in den Abschnitten zuvor werden Daten für die ersten und letzten beiden Stunden einer Messung ausgewertet. Für die Messungen 87 und 88 war dies nur für eine bzw. eineinhalb Stunden möglich. Die RMS-Werte, die sich aus den resultierenden TDC-Spektren für den ersten Hauptbunch ergeben sind in Abbildung 4.12 gegen die Nummer der Messung aufgetragen. Die weißen Kreise sind die Werte zu Beginn der jeweiligen Messung, die schwarzen zum Ende der jeweiligen Messung.
In allen Diagrammen ist deutlich zu erkennen, daß vom Anfang zum Ende der Messungen die RMS-Werte sowohl zu- als auch abnehmen. Dabei fällt die regelmäßige Zunahme für die Messungen 90 bis 93 des vierten Zählerpaares besonders auf. Um einen besseren Überblick zu erhalten, sind in Abbildung 4.13 die Differenzen der RMS-Werte gegen die Nummer der Messung aufgetragen. Die Fehler sind klein gegenüber der gewählten Achsenskalierung.
Für die ersten beiden Zählerpaare treten gleichermaßen viele positive als auch negative Änderungen der Breite auf. Dies trifft auch auf das vierte Zählerpaar zu, obwohl dieses über mehrere Messungen hintereinander eine Zunahme mißt. Demnach kann in diesen Zählerpaaren nicht festgestellt werden, daß die Zunahme der Bunchlänge von der Meßapparatur gesehen wird. Andererseits fällt im dritten Zählerpaar auf, daß die RMS-Zunahme überwiegt. Eine Verbreiterung der Bunchlänge ist hier aber allenfalls zu erahnen und nicht eindeutig belegbar. In erster Näherung bleibt die gemessene Bunchbreite gleich.

Vergleich mit den Breiten und Änderungen aus den HERA-Daten

Abbildung 4.14 zeigt die Breite des Bunches aus der HERA-Information gegen die Zeit aufgetragen. Gleichzeitig ist eingezeichnet, in welchem Zeitraum die Messung 82 stattgefunden hat. In Tabelle 3.2, die die verwendeten Messungen auflistet, ist sie diejenige mit der längsten Meßdauer von 13.5 h. In dieser Zeit ändert sich laut Abbildung 4.14 der RMS-Wert von (0.72 ± 0.01) ns für die ersten beiden Stunden auf (0.77 ± 0.01) ns für die letzten beiden Stunden. Als erstes fällt auf, daß das RMS aus der HERA-Information deutlich kleiner ist als die beste Breitenauflösung der in Kapitel 3 beschriebenen Meßapparatur von ≈ 0.9 ns. Sie erreicht die nötige Auflösung nicht. Dadurch ist die Meßapparatur ungeeignet die Bunchlänge und deren Änderung, die laut Abbildung 4.14 in Messung 82 ≈ 0.05 ns betrug, festzustellen.

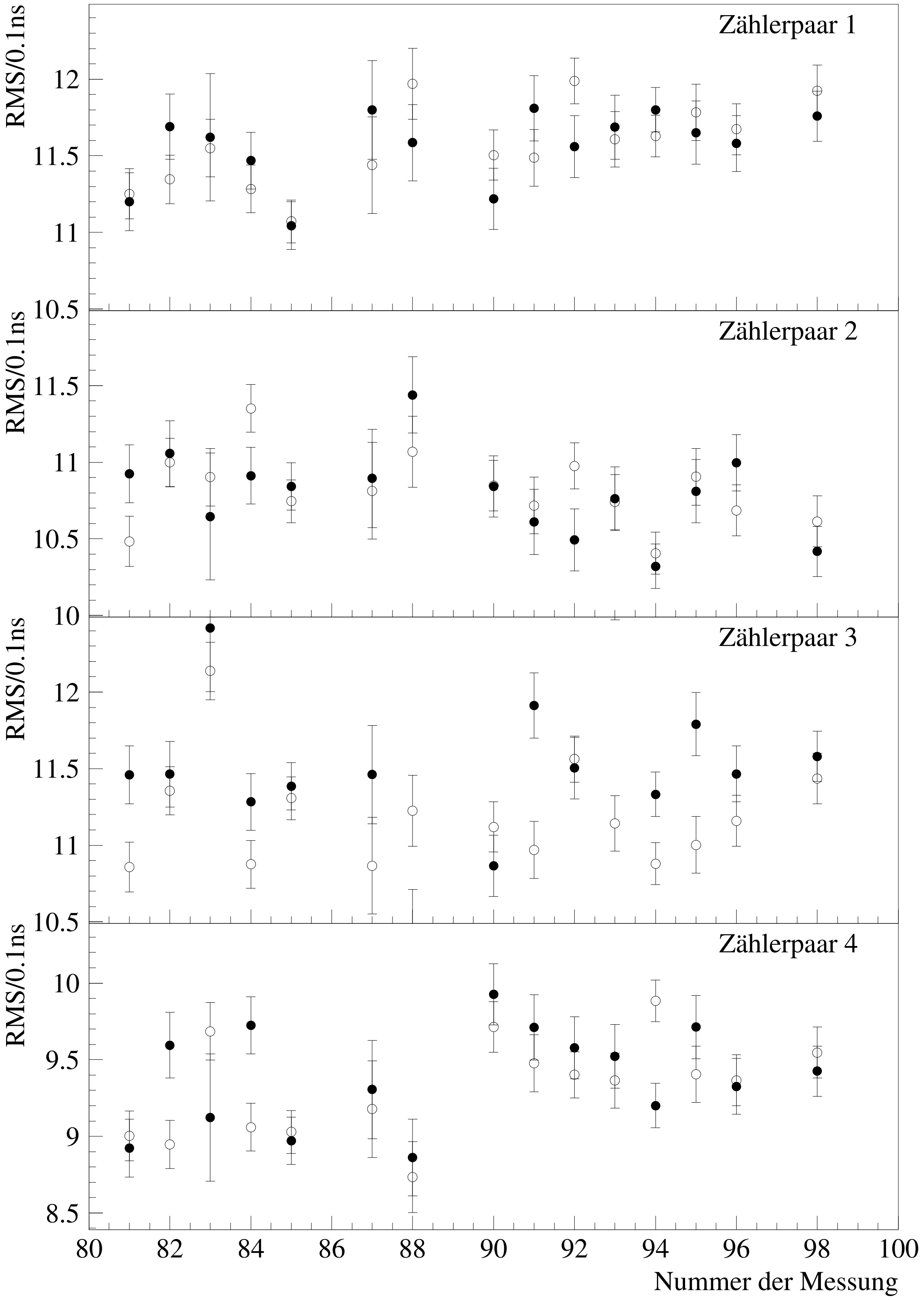


Abbildung 4.12: Die RMS-Werte vom ersten Hauptbunch sind gegen die Runnummer aufgetragen. Die weißen Punkte sind die Werte zu Beginn, die schwarzen vom Ende der jeweiligen Messung. Sie geben damit die zeitliche Entwicklung der Breite des Bunches wieder.

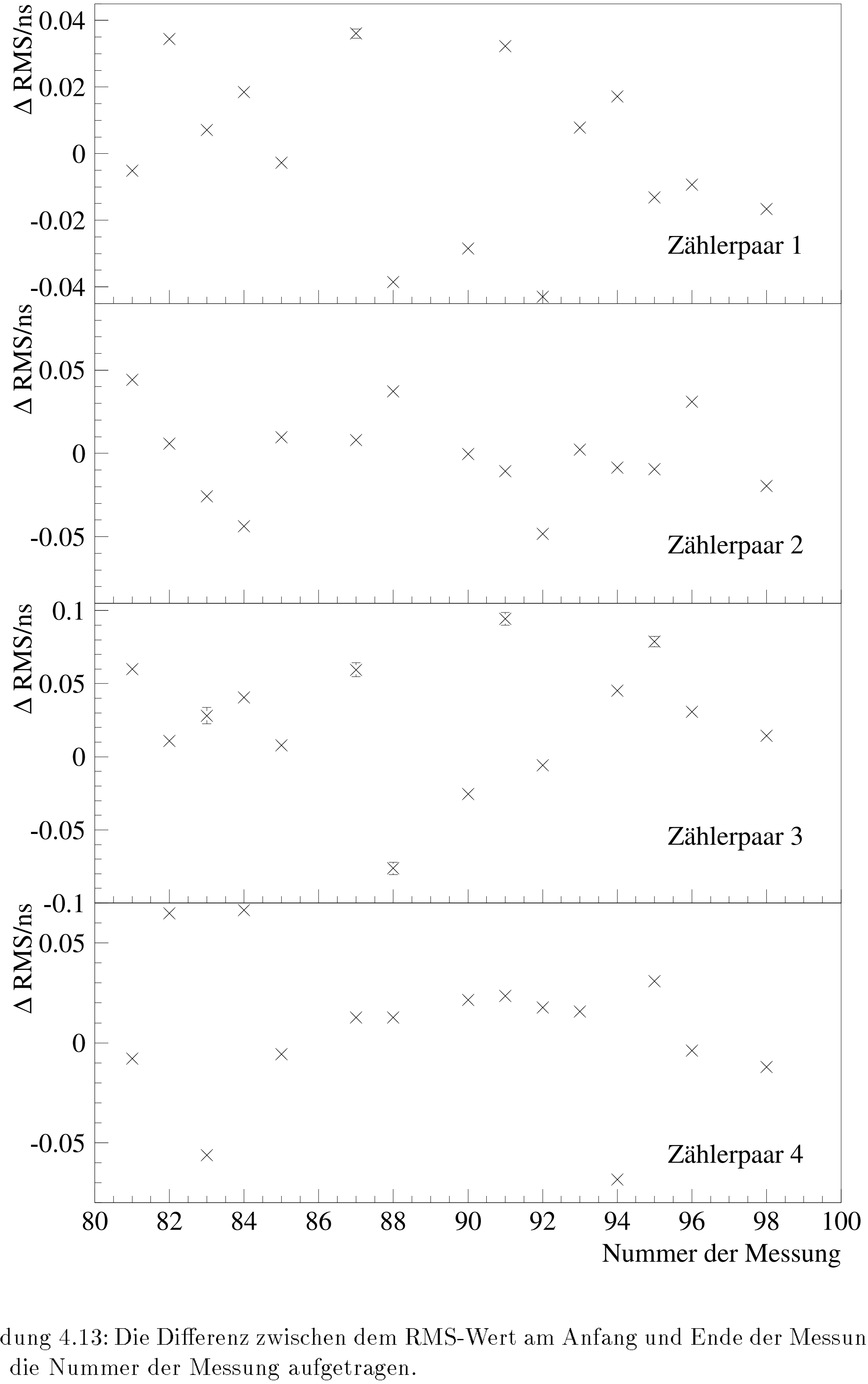


Abbildung 4.13: Die Differenz zwischen dem RMS-Wert am Anfang und Ende der Messung gegen die Nummer der Messung aufgetragen.

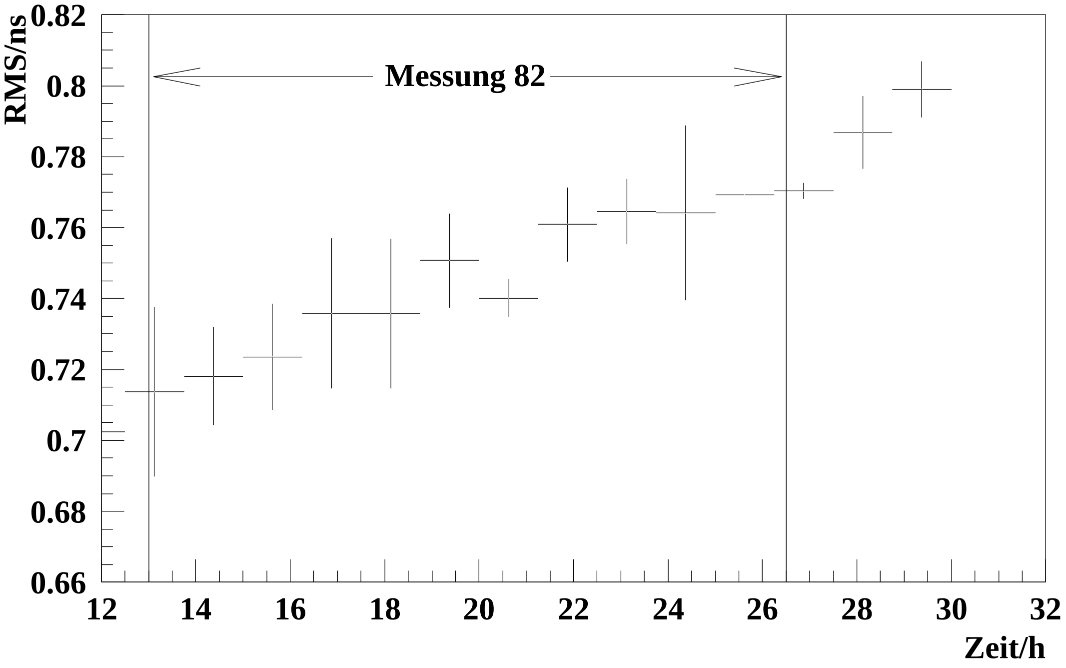


Abbildung 4.14: Die HERA-Information der Bunchbreite vom Speicherbetrieb des 27./28.09.1999 als RMS-Wert ist gegen die Zeit in Stunden aufgetragen.

4.6 Die 19.2 ns-Seitenbunche

Anhand Abbildung 1.3 ist bekannt, daß durch die überlagerten HF-Frequenzen im Beschleunigersystem des Speicherrings Potentialminima sowohl in 4.8 ns Abständen als auch in Intervallen von 19.2 ns auftreten. In den ersten Abschnitten dieses Kapitels wurde gezeigt, wie Seitenbunche der 4.8 ns Potentialabstände im HERA-B Experiment gemessen werden und welche Ratenbeiträge sie liefern. Abschließend folgt in diesem Abschnitt eine Untersuchung der Messung 81 in der Wechselwirkungen von Seitenbunchen mit 19.2 ns Abständen zu erkennen sind.

In oberen Diagramm der Abbildung 4.15 (a) ist die Wechselwirkungsrate und im unteren Diagramm die TDC-Zeit gegen die Zeit in Stunden aufgetragen. Aus dem oberen Diagramm geht hervor, daß das Drahttarget in den ersten eineinhalb Stunden bei einer Wechselwirkungsrate von nur 0.84 MHz betrieben wurde. Für diesen Zeitraum zeigt das untere Diagramm zusätzlich zu den Wechselwirkungen der Hauptbunche, die mit unausgefüllten Pfeilen gekennzeichnet sind, Wechselwirkungen mit Abständen von $\Delta t \approx 19$ ns. Sie sind mit schwarzen Pfeilen markiert.

In Abbildung 4.15 (b) sind für drei unterschiedliche Zeiträume der Messung 82 die Wechselwirkungseinträge gegen die TDC-Zeit aufgetragen. Die deutlich erkennbaren Maxima des zweiten, dritten und vierten 19.2 ns-Seitenbunches sind mit Pfeilen gekennzeichnet und liegen ungefähr bei 72 ns, 91 ns und 111 ns. Die Höhe dieser Maxima entsprechen im oberen Diagramm im Mittel (3.6 ± 0.89) % des ersten Hauptbunches. Dieses Verhältnis verringert sich zu Beginn des erhöhten Targetbetriebs auf durchschnittlich (0.68 ± 0.14) %. Zum Ende des Targetbetriebs sind sie nicht mehr zu erkennen. Werden aus den Höhen der Maxima die Wechselwirkungsraten ermittelt, so haben die Seitenbunche vor und zu Beginn des

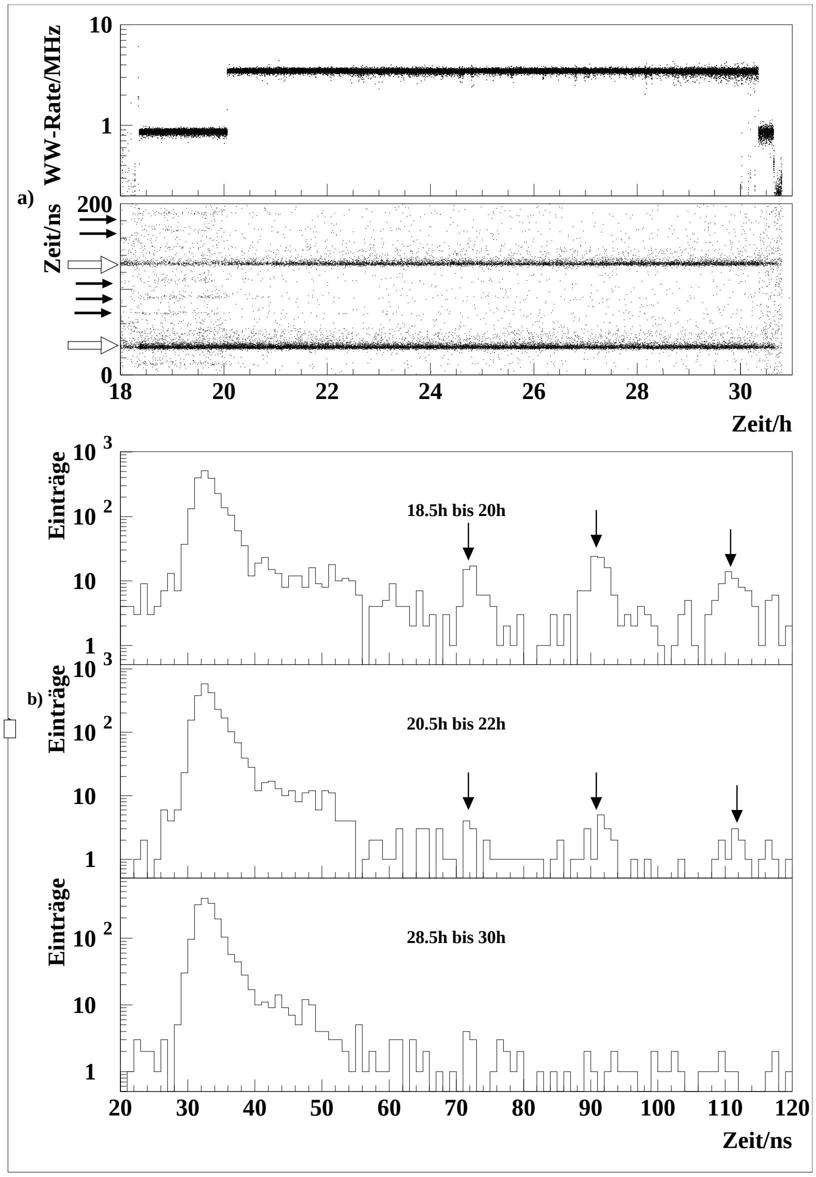


Abbildung 4.15: a) Sowohl die Wechselwirkungsrate im oberen Diagramm als auch die Kanalnummer des TDCs mit dem F1 Signals im unteren sind gegen die Zeit in Stunden aufgetragen. b) Für die drei in den Diagrammen stehenden Zeiten sind die F1-Einträge gegen die Kanalnummer aufgetragen.

erhöhten Targetbetriebs eine abgeschätzte Wechselwirkungsrate von (30.24 ± 7.48) kHz und (22.72 ± 4.62) kHz. Im Rahmen des Fehlers bleibt die Wechselwirkungsrate der Seitenbunche demnach nahezu gleich. Weil der Hauptbunch eine größere Wechselwirkungrate hat und in einem Bunchcrossing immer nur die erste Wechselwirkung gemessen wird, sind die Wechselwirkungseinträge der Seitenbunche in den Daten stark unterdrückt. Da die Statistik für diesen Bereich nicht ausreicht, kann hier keine Aussage darüber gemacht werden, ob die Seitenbunche im untersten Diagramm wegen der Unterdrückung nicht gemessen werden, oder ob sie im Laufe der Zeit an Protonen verlieren.
Es wurde festgestellt, daß mit erhöhter Gesamtwechselwirkungsrate die Wechselwirkungsrate der 19.2 ns-Seitenbunche gleich bleibt und die der Hauptbunche größer wird. Das

deutet darauf hin, daß die Seitenbunche transversal schmaler sind und eine geringere Protonendichte haben (Abbildung 4.16). Die Targetrate wird durch transversale Annäherung des Drahtes zum Protonenstrahl erhöht. Dadurch kann die transversale Struktur der Bunche bestimmt werden, die in Abhängigkeit ihrer transversalen Dichte zur Wechselwirkungsrate beitragen. In den vorliegenden Daten reicht die Statistik nur aus, um einen ersten Eindruck davon zu bekommen. Eine gezielte Datennahme für genauere Untersuchungen wäre hier nötig. Weil primär auf den ersten Hauptbunch getriggert wird, und das Drahttarget für gewöhnlich bei Raten größer als 3 MHz läuft, wird die Messung der 19.2 ns-Seitenbunche stark unterdrückt und tritt daher in den Spektren der TDC nicht signifikant auf.

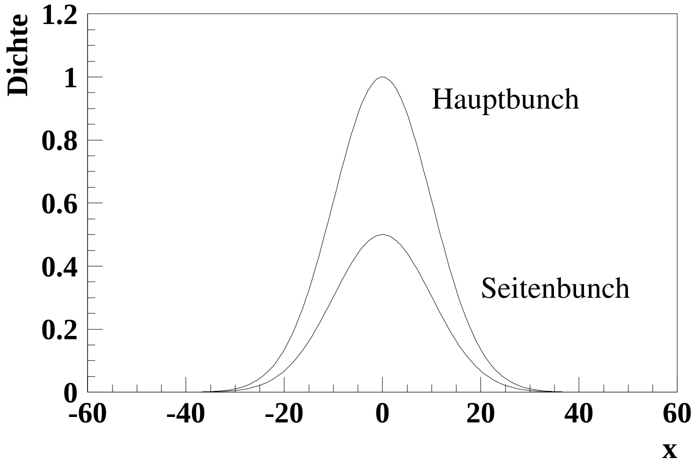


Abbildung 4.16: Dichteverteilung vom Haupt- und Seitenbunche als Funktion des transversalen Abstandes.

Kapitel 5

Der Coasting Beam

Aus Kapitel 1.1.5 ist bekannt, daß durch Energieverluste Protonen in der Lage sind, den Bereich eines Bunches zu verlassen. Dadurch können sie sich longitudinal frei im Speicherring bewegen. In diesem Kapitel wird gezeigt, wie diese Protonen im TDC-Spektrum nachgewiesen werden können. Anschließend wird der Anteil der Wechselwirkungen der Coasting Beam Protonen für den äußeren und inneren Draht ermittelt. Abschließend werden die Auswirkungen des Coasting Beam auf die Wechselwirkungsbeiträge des Hauptbunches und der Seitenbunche diskutiert.

5.1 Der Coasting Beam im TDC-Spektrum

Wie bereits in Kapitel 1.1.5 erwähnt, wurde in [5] gezeigt, daß Wechselwirkungen mit den Coasting Beam Protonen hauptsächlich mit dem äußeren und dem oberen Draht auftreten. In einer Messung mit erhöhter Auslesefrequenz am 01.09.1999 wurde für eine Zeit von $\approx$ 1.4 h die Wechselwirkung mit dem Draht *außen 1* erzeugt. Dabei lag die Wechselwirkungsrate bei nur $\approx$ 0.84 MHz. Demnach war das Drahttarget sehr weit vom Strahlkern entfernt. In diesem Bereich häufen sich nach Kapitel 1.1.5 die herausdiffundierten Protonen des Coasting Beam. Abbildung 5.1 zeigt das resultierende TDC-Spektrum für die verschiedenen Hodoskopzählerpaare. In den Diagrammen erkennt man die Wechselwirkungen mit den Protonen des Coasting Beam daran, daß sich über den gesamten dargestellten Zeitbereich von 96 ns erstrecken. Bei $\approx$33 ns liegt bei den Hodoskopzählerpaaren der erste Hauptbunch. In dem Bereich von $\approx$ 26 ns bis $\approx$ 44 ns können bei einigen Zählerpaaren die Seitenbunche identifiziert werden.

Für den restlichen Zeitraum ist in den Diagrammen eine weitgehend gleichmäßige Verteilung der Wechselwirkungen mit den Coasting Beam Protonen zu erkennen. Dies trifft besonders für das erste Zählerpaar zu. Eine Ausnahme dieser gleichmäßigen Verteilung fällt für den Bereich von $\approx$ 48 ns bis $\approx$ 62 ns für das dritte und vierte Zählerpaar auf. Die Ursache dafür liegt im Untergrund, der durch den Protonen- sowie den Positronenstrahl induziert wird. Dieser wird in Kapitel 6 behandelt. Da die Wechselwirkungsrate wie in der Messung in Kapitel 4.6 bei $\approx$ 0.84 MHz lag, ist ein geringer Anteil an Wechselwirkungen mit den Protonen der Seitenbunche mit 19.2 ns Abstand nicht ganz auszuschließen. Entsprechende Strukturen sind jedoch nicht eindeutig erkennbar.

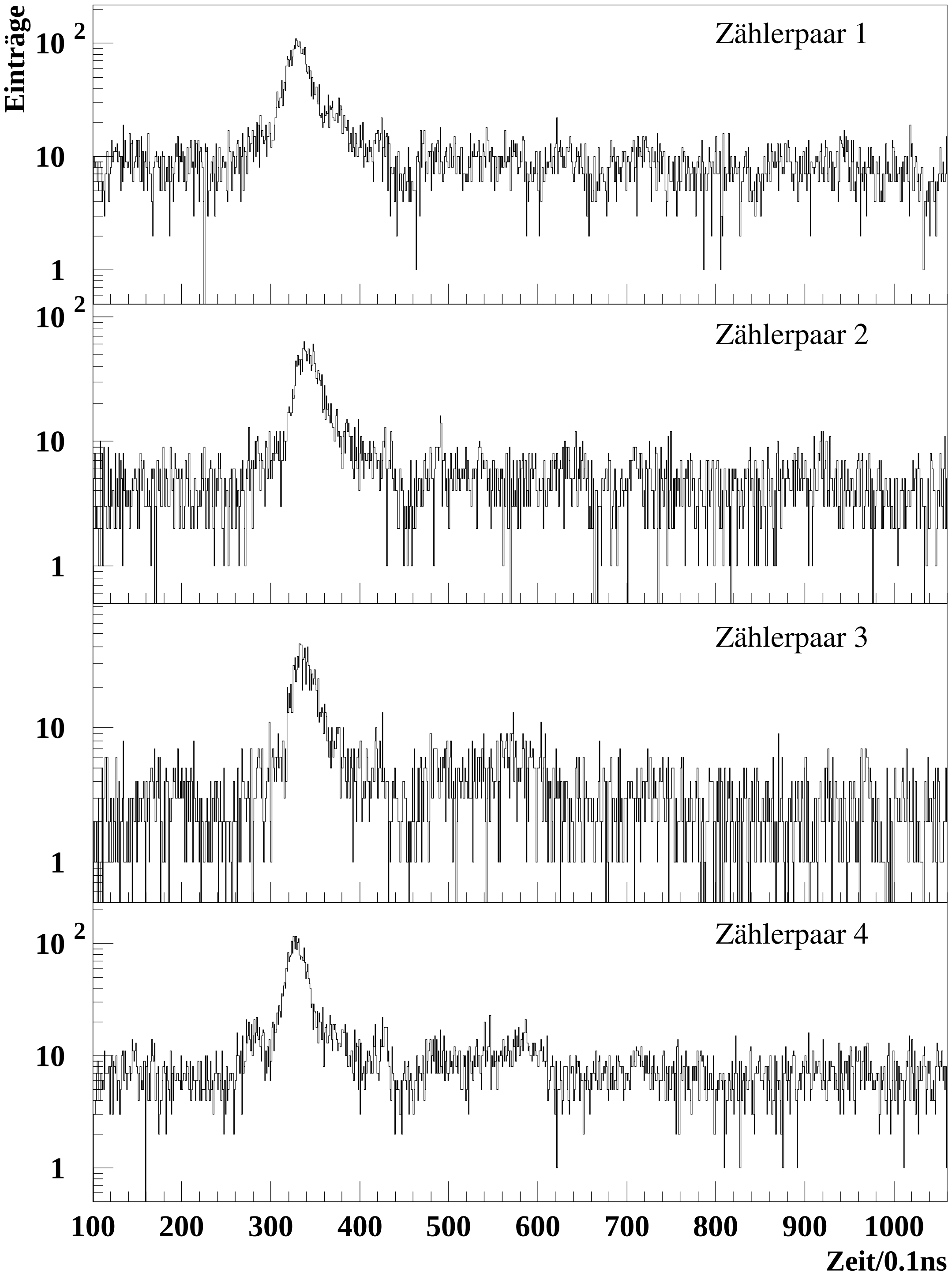


Abbildung 5.1: TDC-Spektren der vier Zählerpaare, für einen äußeren Draht bei $\approx$ 0.84 MHz. Die Wechselwirkungen mit Protonen des Coasting Beam erstrecken sich über den gesamten dargestellten Zeitbereich von 96 ns.

5.2 Der Anteil des Coasting Beam beim äußeren Drahttarget

Im folgenden wird abgeschätzt, wie hoch der Anteil der Coasting Beam Wechselwirkungen in Abbildung 5.1 ist. Die Rechnung wird exemplarisch für das erste und vierte Zählerpaar durchgeführt. Dazu wird das TDC-Spektrum in zwei Bereiche eingeteilt. Entsprechend dem Verfahren der vorherigen Kapitel schließt der erste Bereich die Zeitspanne ein, indem der Hauptbunch und die fünf Seitenbunche liegen. Der zweite Bereich ergibt sich dann aus dem restlichen Zeitbereich der 96 ns. Dieser enthält fast ausschließlich Einträge aus Wechselwirkungen des Drahttarget mit den Protonen des Coasting Beam (siehe Abschnitt 5.1. Einflüsse aus Untergrund und Seitenbunchwechselwirkungen werden in dieser Abschätzung vernachlässigt. Dann stellt dieser Bereich den durchschnittlichen Untergrund durch Coasting Beam Wechselwirkungen dar, der sich über den gesamten Zeitraum, einschließlich des Haupt- und Seitenbunchbereiches erstreckt. Als Ergebnis folgt, daß der Coasting Beam Anteil beim ersten Zählerpaar (69.2 ± 1) % und beim vierten Zählerpaar (70.3 ± 1) % beträgt.

Wird nun berücksichtigt, daß für den Detektor Wechselwirkungen, die nicht mit dem Hauptbunch korrelieren, uninteressant sind, ergibt sich für diese beim ersten Zählerpaar ein Anteil von (78 ± 1) % und beim vierten Zählerpaar ein Anteil von (76.6 ± 1.2) % an der gesamten Wechselwirkung.

Abschließend wird darauf hingewiesen, daß der nominale Targetbetrieb mit deutlich höheren Wechselwirkungsraten durchgeführt wird. In diesem Fall ist das Drahttarget näher am Strahl. Dadurch erhöht sich der Anteil bunchkorrelierter Wechselwirkungen. Die in diesem Abschnitt ermittelten Werte des Coasting Beam Anteils sind außerdem nur für äußere Drahtpositionen repräsentativ.

5.3 Der Anteil des Coasting Beam beim inneren Drahttarget

Bei der Untersuchung der longitudinalen Bunchstruktur im letzten Kapitel wurde wegen des Coasting Beam darauf Wert gelegt, Messungen zu verwenden, bei denen die Wechselwirkung mit einem inneren Drahttarget durchgeführt wurde. Der Anteil an Wechselwirkungen mit Protonen des Coasting ist dann besonders klein und wurde daher auch nicht weiter berücksichtigt.

Mit Hilfe der Methode des letzten Unterabschnitts wird im folgenden für das erste und vierte Zählerpaar exemplarisch der Coasting Beam Anteil in der Messung 84 bestimmt. Abbildung 5.2 zeigt die entsprechenden Spektren für die Zählerpaare aus dieser Messung. Die Einträge außerhalb des Bunchbereichs werden wieder Wechselwirkungen mit den Coasting Beam Protonen zugeordnet. Mit dem Mittelwert dieser Einträge wird der Anteil an den Bunchwechselwirkungen bestimmt. Daraus folgt für den gesamten Coasting Beam ein Anteil an der Gesamtwechselwirkung von (4.6 ± 0.2) % beim ersten Zählerpaar und von (5.3 ± 0.2) % beim vierten Zählerpaar. Zusammen mit den Protonenwechselwirkungen der Seitenbunche ergibt sich ein Anteil an Wechselwirkungen außerhalb des Hauptbunchbereichs von (35.6 ± 0.5) % beim ersten Zählerpaar und von (31.7 ± 0.5) % beim vierten Zählerpaar.

Wird der Coasting Beam Anteil für die Untersuchung der longitudinalen Bunchstruktur in Kapitel 4 berücksichtigt, ergeben sich bei den einzelnen Zählerpaaren geringere Ratenbeiträge von Haupt- und Seitenbunche. Diese Werte liegen überwiegend innerhalb der Fehler der Ratenbeiträge, bei denen Coasting Beam nicht berücksichtigt wurde. Wenn der

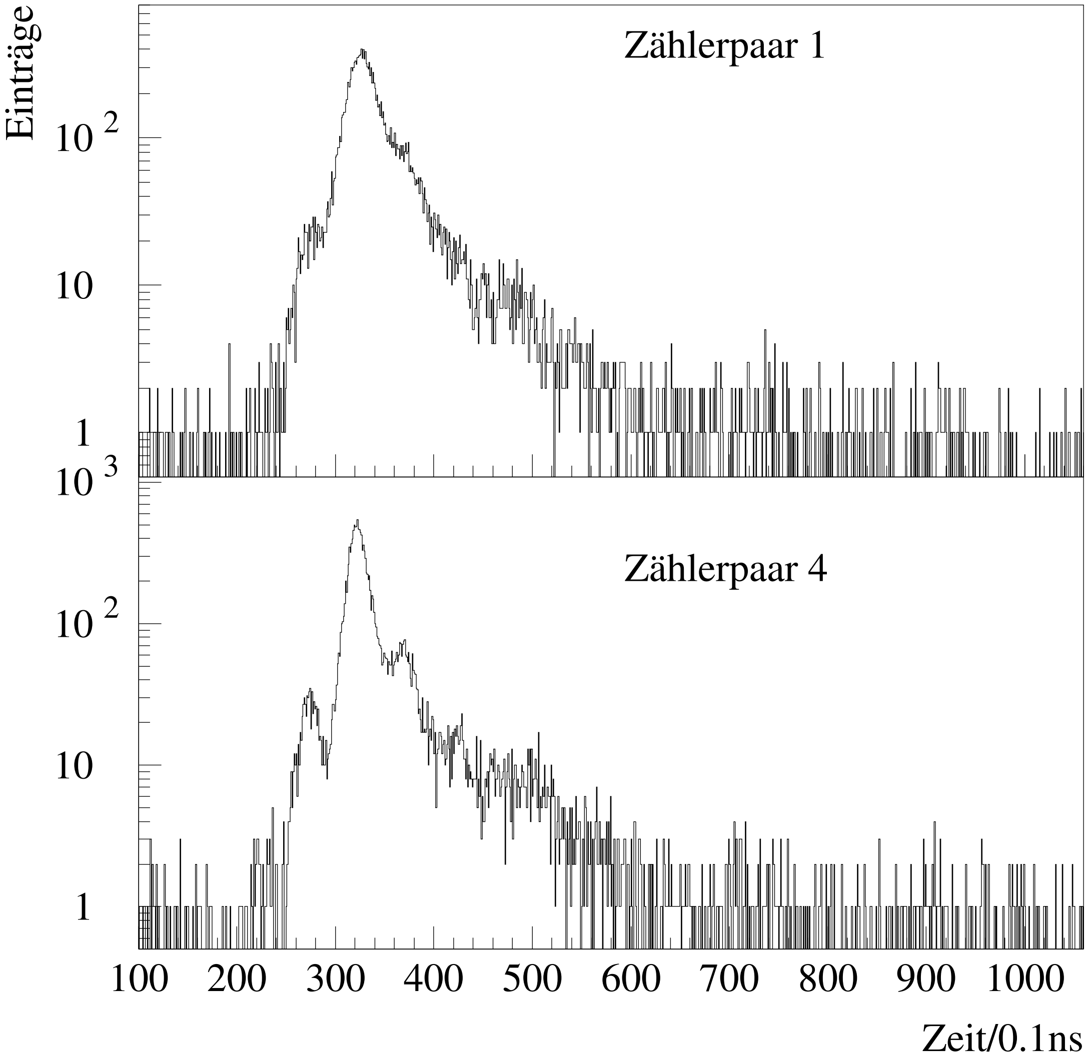


Abbildung 5.2: TDC-Spektren für das erste und vierte Zählerpaar für die Messung 84. Außerhalb des Bunchbereichs ist nur ein geringe Anzahl an Wechselwirkungen mit Protonen des Coasting Beam zu erkennen.

Coasting Beam auch bei der Betrachtung der zeitlichen Entwicklung der Ratenbeiträge berücksichtigt wird, bleiben die Seitenbunch weiterhin stabil. Die Resultate aus Kapitel 4 werden unter Berücksichtigung des Coasting Beam demnach nicht verändert.

Kapitel 6

Untersuchungen zum Untergrund

In diesem Kapitel wird sowohl der Einfluß des Protonenstrahls als auch von dem HERA-B Experiments nicht genutzten Positronenstrahls auf die TDC Daten untersucht. Abweichungen der Bunchbeiträge für die verschiedenen Zählerpaare erfordern eine Untersuchung zu protoneninduziertem Untergrund. In Abschnitt 6.2.1 wird für den positroneninduzierten Untergrund zunächst der zu erwartende Einfluß abgeschätzt und in Abschnitt 6.2.2 mit Meßergebnissen verglichen. Abgeschlossen wird der Abschnitt mit der Darstellung von Abhängigkeiten der Speicherringfüllung und der Drahtbewegung.

6.1 Protoneninduzierter Untergrund

Für die Dauer von drei Stunden wurden Daten während der Injektionsphase des Speicherrings regstriert. In dieser Zeit war kein Positronenstrahl im Speicherring vorhanden. Die TDC-Spektren, die sich aus dieser Messung ergeben, sind in Abbildung 6.1 dargestellt. In diesen ist bei $\approx 33\,\text{ns}$ der erste Hauptbunch zu sehen. Daran schließen sich Einträge im Bereich der nachfolgenden Seitenbunche an. Sie nehmen in den einzelnen Zählerpaaren unterschiedlich stark ab. Besonders auffällig ist die erhöhte Anzahl an Einträgen für das dritte Zählerpaar im Bereich des dritten Seitenbunches bei $\approx 48\,\text{ns}$. Die anderen Zählerpaare haben hier teilweise weniger Einträge. Diese Unterschiede deuten auf einen protoneninduzierten Untergrund hin, der ungleichmäßig in transversaler und longitudinaler Richtung verteilt ist.

6.2 Positroneninduzierter Untergrund

6.2.1 Abschätzung des Untergrunds

Abbildung 6.2 zeigt für die Abschätzung des Untergrunds schematisch die wichtigsten Komponenten, die sich in der Experimentierhalle befinden. Nach Kapitel 2.4 sind die Hodoskopzähler im HERA-B Koordinatensystem an der Position $z = 11700\,\text{mm}$ befestigt. Der miteingezeichnete Magnet steht bei $z = 5500\,\text{mm}$. Dessen Mittelpunkt dient hier als Bezugspunkt. Schließlich sind in der Abbildung 6.2 die beiden Strahlen des Speicherrings dargestellt.

Der Wechselwirkungspunkt der Protonen mit dem Drahttarget liegt außerhalb des dargestellten Bereichs bei $z = 0\,\text{mm}$. Die Teilchen, die bei der Wechselwirkung entstehen, fliegen unter einem sehr kleinen Winkel parallel zur Protonenflugrichtung. Dadurch ist die Verlängerung der zurückgelegten Strecke im Vergleich zur zurückgelegten Strecke des Protonenbunches vernachlässigbar. Da sowohl der Protonenbunch als auch die erzeugten Teilchen die gleiche Geschwindigkeit haben, ist ihre z-Position zu jedem Zeitpunkt gleich.

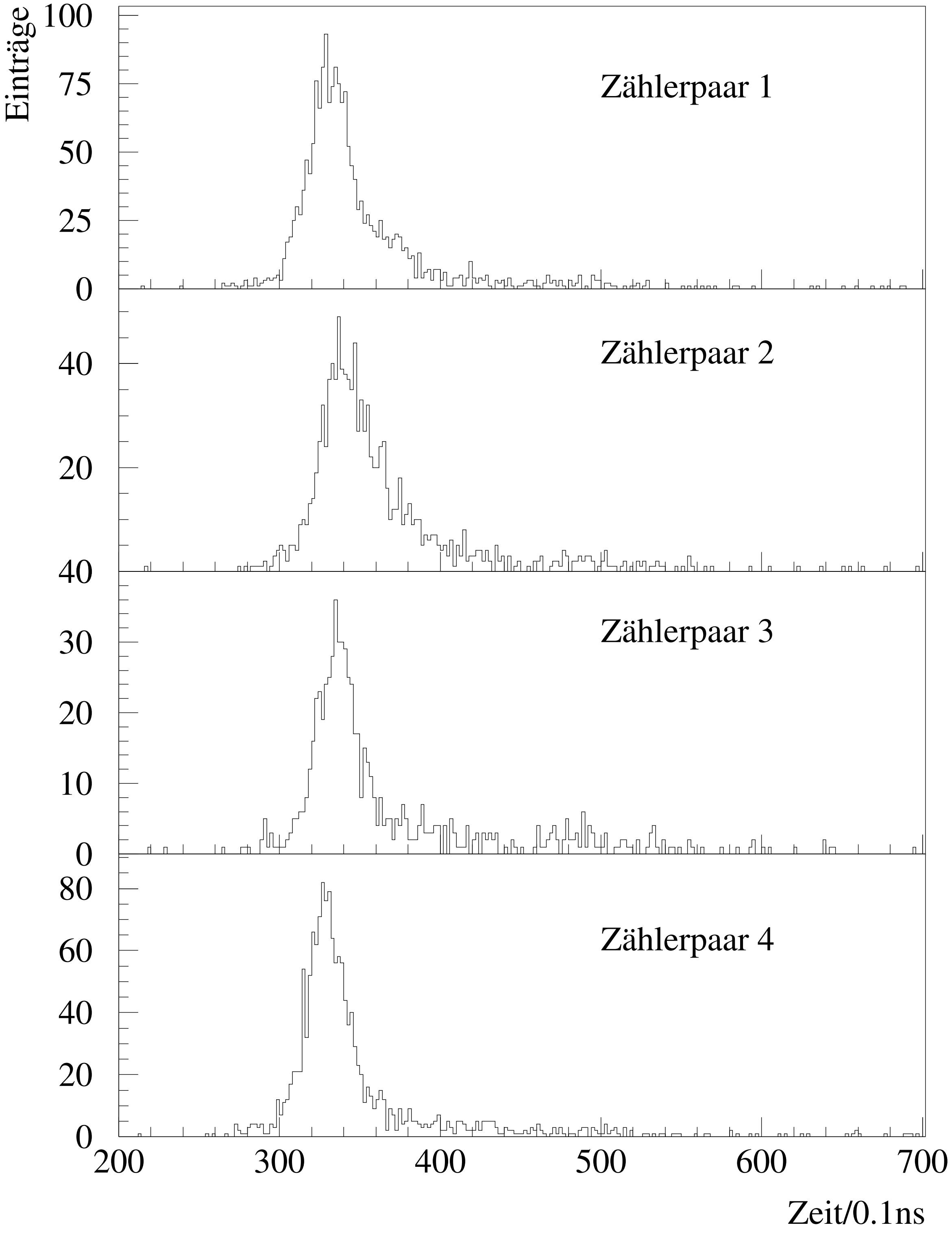


Abbildung 6.1: Die Diagramme zeigen die TDC-Spektren der vier Zählerpaare für die Dauer von drei Stunden während der Injektionsphase des Speicherings. Während dieser Zeit war kein Positronenstrahl vorhanden.

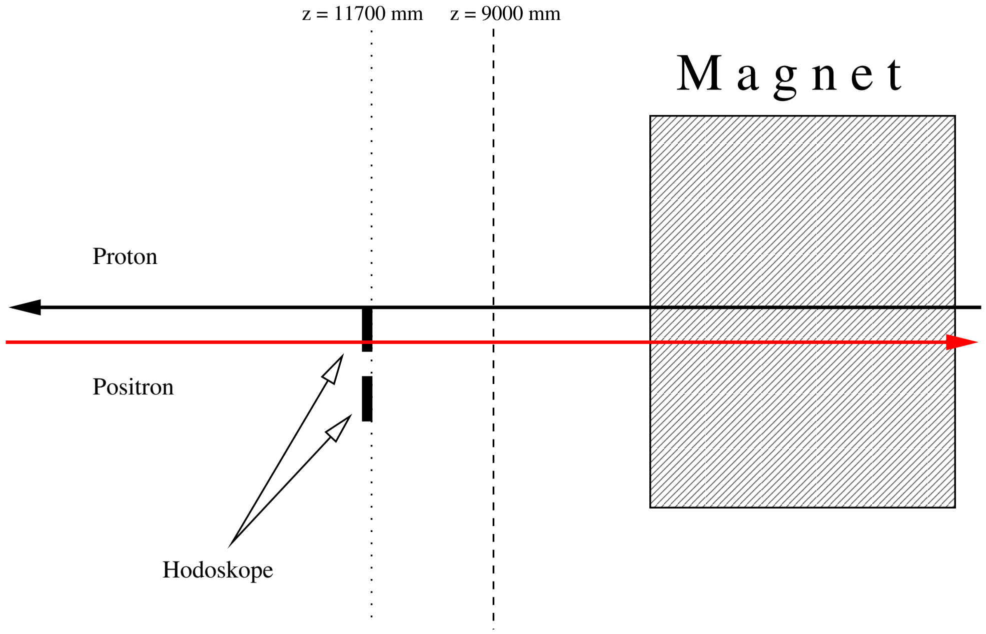


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung der wichtigsten Komponenten des Experiments für die Abschätzung des positroneninduzierten Untergrunds. Die Drahttargets sind bei $z = 0$.

Beim Positronenstrahl gilt ähnliches. Teilchen, die durch Wechselwirkung der Positronen mit der Apertur bzw. durch Strahlungsverluste der Positronen entstehen, fliegen parallel mit dem Positronenbunch mit.

Der Treffpunkt der so entgegenkommenden Teilchen liegt bei $z = (9000 \pm 200)$ mm. Dadurch passieren die mit dem Positronenbunch mitfliegenden Teilchen die Hodoskopzähler bereits (2700 ± 60) mm vor dem Treffpunkt. Zu diesem Zeitpunkt befinden sich der Protonenbunch und die Drahtwechselwirkungsteilchen auf der Höhe von $z = (5400 \pm 120)$ mm. Bei einer Fluggeschwindigkeit von $\approx\ 0.3\,\frac{m}{ns}$ erreichen diese die Hodoskopzähler $\Delta t = (18 \pm 0.4)$ ns später. Im TDC-Spektrum müßten demnach Untergrundeinträge mit diesem Zeitabstand vor den Hauptbunchwechselwirkungen liegen.

Bei $z \approx 6000$ mm erreicht der Positronenbunch den Magneten. Die mitfliegenden Teilchen wechselwirken mit dem Eisenjoch. Dabei streuen die entstandenen Teilchen in Richtung der Hodoskopzähler zurück. Der Abstand, den die Hodoskopzähler vom Magneten haben beträgt $\Delta z \approx 5700$ mm. Dadurch erreichen nach einer Zeit von $\Delta t \approx 38$ ns nach den ersten Untergrundeinträgen wieder Teilchen, die vom Positronenstrahl induziert sind die Hodoskopzähler. Im TDC-Spektrum sollten demnach zwei Untergrundmaxima mit diesem Zeitabstand zu sehen sein.

6.2.2 Die Meßdaten

Am 01.10.1999 wurde eine Messung von sieben Stunden durchgeführt, bei der nur Positronen im Speicherring gefüllt waren. Im oberen Diagramm der Abbildung 6.3 ist das resultierende TDC-Spektrum für das dritte Zählerpaar dargestellt. Das Spektrum darunter stammt aus der Messung 90 und dient nur zum Vergleich, an welcher Stelle die Einträge des Hauptbunches und der Seitenbunche liegen. Danach weißt das obere Diagramm, entsprechend der Abschätzung des letzten Unterabschnitts, Untergrundeinträge sowohl vor als auch nach dem Hauptbunchbereich auf. Diese haben eine annähernd gaußförmi-

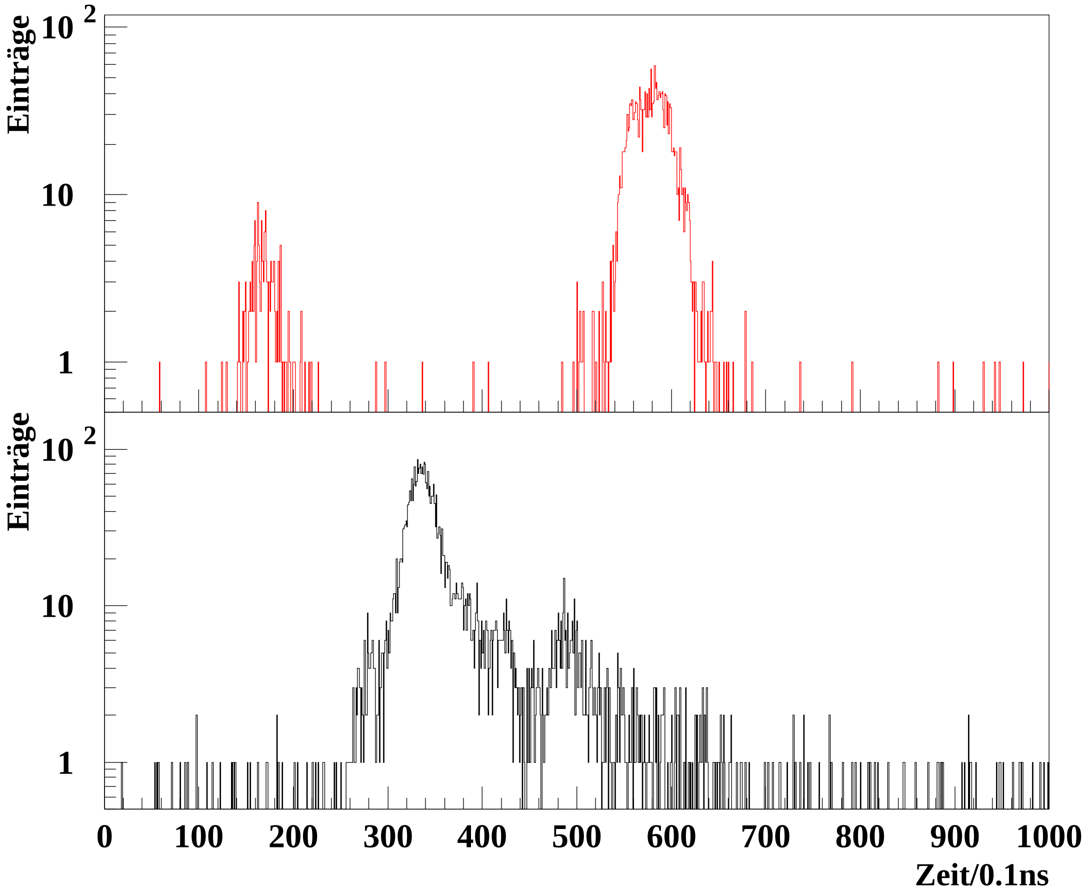


Abbildung 6.3: Das obere Diagramm zeigt die Einträge des dritten Zählerpaares als der Speicherring über mehrere Stunden nur mit Positronen gefüllt war. Zum Vergleich der Lage der Einträge im TDC ist im unteren Diagramm das Spektrum des dritten Zählerpaares aus der Messung 90 dargestellt.

ge Verteilung. Aus der Lage der Maxima folgt, daß der positroneninduzierte Untergrund (16.8 ± 1.6) ns vor dem Hauptbunch liegt. Der zweite positroneninduzierte Untergrund folgt dem ersten nach (40.9 ± 2.7) ns. Unter Berücksichtigung der Fehler entsprechen diese Werte der Abschätzung. Warum dieser Untergrund jedoch nicht im unteren Diagramm in Abbildung 6.3 zu sehen ist, wird im nächsten Abschnitt gezeigt.
Wird das Untergrunddiagramm des dritten Zählerpaares mit dem vierten Zählerpaar verglichen, werden auch hier die beiden Untergrundmaxima gesehen. Das erste Maximum ist im Verhältnis zum zweiten Maximum noch kleiner als beim dritten Zählerpaar. Aus Abbildung 2.5 ist bekannt, daß das vierte Zählerpaar sowohl unterhalb als auch weiter entfernt vom Positronenstrahlrohr liegt. Demnach scheinen die durch den Positronenstrahl induzierten Teilchen vornehmlich nach unten zu streuen.
Abbildung 6.4 zeigt schließlich das Ergebnis der Untergrundmessung für die ersten beiden Zählerpaare. Da die ersten beiden Zählerpaare wesentlich weiter vom Positronenstrahlrohr entfernt sind (siehe Abbildung 2.5), können sie den in der unmittelbaren Nähe des Positronenstrahlrohrs mitfliegenden Untergrundteilchen nicht messen. In Abbildung 6.3 ist

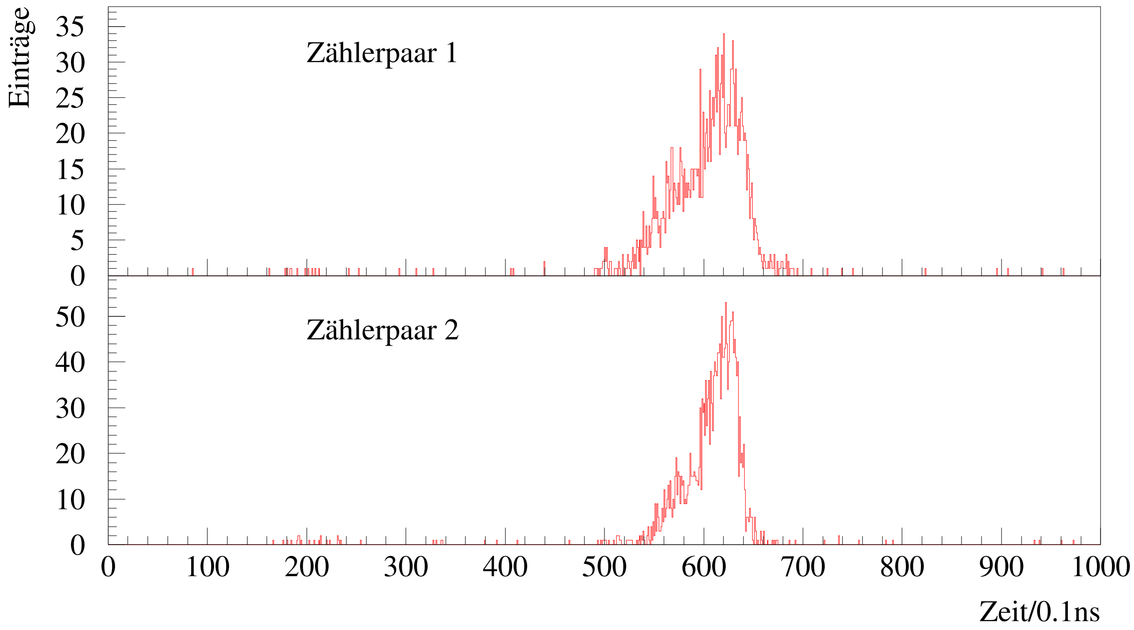


Abbildung 6.4: Das Diagramm zeigt die Einträge des ersten Zählerpaares als der Speicherring über mehrere Stunden nur mit Positronen gefüllt war.

daher jeweils nur der vom Magneten zurückgestreute Untergrund zu erkennen. Im Gegensatz zum dritten und vierten Zählerpaar haben die Verteilungskurven der ersten beiden Zählerpaare eine überwiegend geradlinig ansteigende Flanke. Der Hauptteil der Einträge konzentriert sich zwischen 60 ns und 64 ns. Es wurde nicht weiter untersucht, warum die Einträge derartige Verteilungskurven aufweisen, die sich außerdem für beide Zählerpaare leicht unterscheiden.

6.2.3 Die Abhängigkeiten

Um nochmals zu überprüfen, ob der Positronenstrahl wirklich der Ursprung des unerwarteten Untergrunds ist, werden Daten betrachtet, die während der Injektionsphase der beiden Strahlen gesammelt wurden. Als Beispiel dient der Füllprozeß am 01.09.1999.
In Abbildung 6.5 sind dazu drei Diagramme dargestellt. Die gemeinsame x–Achse hat als Einheit die Zeit in Stunden. Im obere Diagramm zeigt die Kurve (a) die Ströme des Protonenstrahls und die Kurve (b) die Ströme des Positronenstrahls. Außerdem ist die Lebensdauer der Positronen durch die Kurve (c) wiedergegeben. Im unteren Diagramm sind die Drahtpositionen aufgetragen. Es wurde nur der Draht *innen 2* verwendet. Im mittleren Diagramm sind die TDC-Werte der Koinzidenzsignale des dritten Zählerpaares gegen die Zeit in Stunden aufgetragen. Die Wechselwirkungen der ersten beiden Hauptbunche ergeben die beiden Linien im Diagramm, die mit weißen Pfeilen markiert sind. Die Einträge des positroneninduzierten Untergrunds sind in der Abbildung 6.5 mit schwarzen Pfeilen gekennzeichnet. Anhand der eingezeichneten Markierungslinien wird deutlich wie das Auftreten des Untergrunds mit dem Positronenstrahl korreliert. Es ist zu erkennen, daß erst ab einer bestimmten Stromstärke des Positronenstrahls der positroneninduzierte Untergrund auftritt. Sobald der Positronenstrahl während der Injektionsphase verlorengeht, verschwindet der Untergrund.

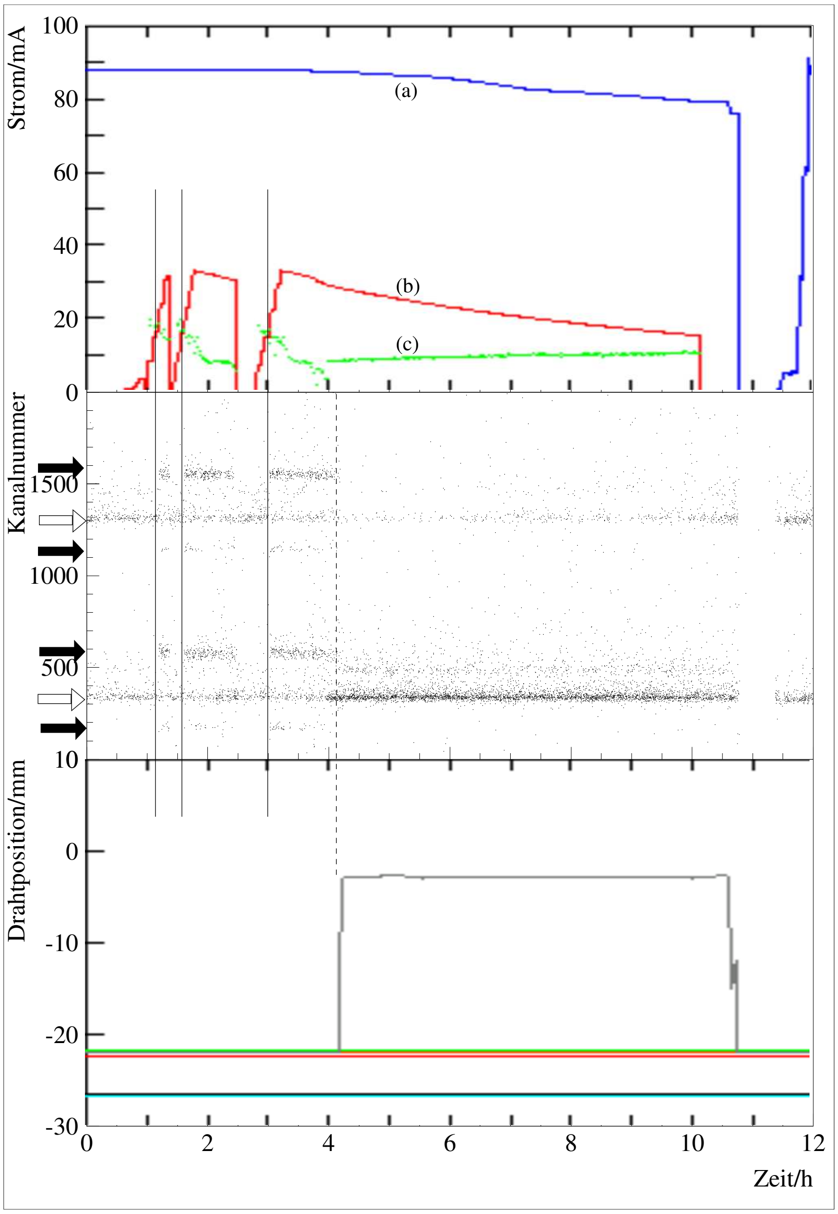


Abbildung 6.5: Sowohl die Ströme von Proton und Positron im oberen, so wie die Kanaleinträge im mittleren und die Drahtposition im unteren Diagramm sind gegen die Zeit aufgetragen.

Neben diesem korrelationsbedingten Verschwinden des Untergrunds zeigt die Abbildung 6.5, das der positroneninduzierte Untergrund von der Drahtposition abhängt. Anhand der gestrichelten Markierungslinie ist zu erkennen, daß sobald der Draht zum Targetbetrieb an den Protonenstrahl gefahren ist, der Untergrund in der TDC-Messung durch die hohe Zahl der erzeugten Drahtwechselwirkungen unterdrückt ist. Dadurch wird nochmal deutlich, daß auf den Bunch getriggert wird.
In dieser Messung wurde die Wechselwirkung auf eine Rate von $\approx 4.2\,$MHz gebracht. Es geht daher nicht eindeutig daraus hervor, ob positroneninduzierter Untergrund auch bei deutlich geringere Wechselwirkungsrate unterdrückt ist. Ein gewisser Untergrundanteil ist daher in Abbildung 5.1 für das Spektrum des dritten und vierten Zählerpaares nicht ganz

auszuschließen. Sie weisen leicht erhöhte Wechselwirkungseinträge bei $\approx 60\,\text{ns}$ auf. Warum jedoch für die ersten beiden Zählerpaare keine Erhöhung auftritt, kann hier nicht geklärt werden.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Es ist bekannt, daß bei der Injektion von Protonen in den HERA Speicherring nicht nur die Hauptbunche gefüllt werden, sondern vielmehr auch ein Teil der Protonen in Seitenbunche, die $n \times 4.8\,\mathrm{ns}(n = 1, 2, ...)$ vom Hauptbunch entfernt sind, gespeichert wird. Da sowohl die Spurrekonstruktion als auch der Trigger das HERA Bunch-Crossing Signal nutzt, wirken sich die Targetwechselwirkungen, die zeitlich außerhalb des Hauptbunches liegen, störend auf das Experiment aus. Die Effizienz wird dadurch erniedrigt und die Rekonstruktion beeinträchtigt.

Dies motivierte die Untersuchung, wie sich die Struktur der Haupt- und Seitenbunche in der Wechselwirkungsrate des HERA-B Experiments widerspiegelt. In diesem Zusammenhang interessierte auch, ob sich die von HERA gemessene Zunahme der Bunchlänge auf die zeitliche Entwicklung der Breite der Wechselwirkungsverteilung auswirkt.

Für die Untersuchungen wurde eine Meßapparatur mit TDC-Modulen verwendet. Die zeitliche Auflösung der Meßapparatur wird von der Breite der Protonenverteilung im Speicherring, der zeitlichen Auflösung der TDCs, der Korrelation von TDC- und ADC-Werten und der Auflösung der Szintillationszähler bestimmt. Mit einer zeitlichen Auflösung der TDCs von 0.1 ns genügten diese der Anforderung die Breite der Protonenverteilung von $\sigma_{Bunch} \approx 0.6\,ns$ zu bestimmen. In systematischen Untersuchungen wurde festgestellt, daß eine Zählerauflösung, die im Mittel bei ≈ 1 ns liegt, die Auflösung der Meßapparatur dominiert. Deshalb bringt die Korrektur eines systematischen Fehlers von ≈ 0.4 ns, der sich aus der TDC-ADC-Korrelation ergibt, keine wesentliche Verbesserung. Außerdem ergab die Analyse Hinweise darauf, daß entweder Reflektionen der Photonen an der Kontaktfläche der Lichtleiter zum Photomultiplier oder Reflektionen der Pulse am Kabelende auftreten. In Zukunft soll die Zähleranordnung durch neue Szintillationszähler mit besserer Auflösung ergänzt werden. Sie werden dann symmetrisch zu den bisherigen Zählern oberhalb des Protonenstrahlsrohrs befestigt.

In Messungen von Wechselwirkungen der inneren Drahttargets mit den Protonen des ersten Hauptbunches für die einzelnen Zählerpaare wurden unterschiedliche RMS-Werte, die im Mittel bei ≈ 1 ns lagen, erzielt. Mit dieser Auflösung war es nicht möglich, die Änderung der Breite des ersten Hauptbunches während einer Protonenfüllung, die etwa 0.05 ns beträgt, zu messen.

Die Meßapparatur ist in der Lage die Bunchstruktur von Haupt- und Seitenbunche gut aufzulösen. Sie wurde für die Wechselwirkungsverteilung des ersten Hauptbunches verwendet. Darin konnten neben dem Hauptbunch ein Seitenbunch vor und vier Seitenbunche hinter dem Hauptbunch identifiziert werden. Eine angepaßte Verteilungsfunktion für die Bunchstruktur hat dies verdeutlicht. Innerhalb eines Zeitraums von 96 ns ergab sich für den ersten Hauptbunch ein Ratenbeitrag von nur etwa 72 %. Der vordere Seitenbunch trug mit etwa 4 % und der hintere Seitenbunch mit etwa 13 % zur Wechselwirkungsrate bei. Bei der Betrachtung der zeitlichen Entwicklung innerhalb eines Drahttargetbetriebs wurde festgestellt, daß die Ratenbeiträge der Seitenbunche weitgehend stabil sind.

Zusätzlich zu den Ratenbeiträgen von Haupt- und Seitenbunche des ersten Hauptbunches, wurden diese Werte während einer Protonenfüllung auch für einige andere Hauptbunche gemessen. Der gemittelte Ratenbeitrag der Hauptbunche beträgt etwa 72 %. Der vordere Seitenbunch trug im Mittel mit etwa 3 % und der erste nachfolgende Seitenbunch im Mittel mit etwa 12 % bei den einzelnen Hauptbunchen zur Wechselwirkungsrate bei. Dieses Ergebnis stimmt gut mit den entsprechenden Werten des ersten Hauptbunches überein.

Mit der Auswertung der Daten konnte gezeigt werden, daß der kleine Anteil an Coasting Beam Wechselwirkungen die Resultate dieser Arbeit nicht beeinflußten. Durch die asymmetrische Verteilung des Coasting Beam sind die Resultate nicht ohne Überprüfung auf die anderen Drähte übertragbar. Da das HERA-B Experiment mit allen Drahttargets betrieben werden soll, ist es in Zukunft notwendig zu untersuchen, welche Beiträge Wechselwirkungen die Protonen der Seitenbunche mit den *oberen*, *unteren* und *äußeren* Drähten haben und wie deren zeitliche Entwicklung aussieht. Ein Beispiel eines TDC-Spektrums, das mit Hilfe von Wechselwirkungen eines äußeren Drahttargets gewonnen wurde, zeigte eine Wechselwirkungsverteilung in der zwischen den Hauptbunche praktisch keine Struktur festzustellen war.

In den Untersuchungen wurde neben der unterschiedlichen Auflösung der Szintillationszähler außerdem festgestellt, daß die Ratenbeiträge von Haupt- und Seitenbunche für die einzelnen Zählerpaare unterschiedlich waren. Dabei fielen die Werte eines Zählerpaares signifikant aus dem Rahmen der Fehler heraus. Eine mögliche Erklärung für die Unterschiede könnte eine asymmetrische longitudinale und transversale Verteilung des protoneninduzierten Untergrunds sein. In einer Messung ohne Drahttargetbetrieb und ohne Positronenstrahl wurde ein Hinweis darauf gefunden. Zusätzlich zum protoneninduzierten Untergrund wurde mit den Daten einer Messung, in der nur der Positronenstrahl im Speicherring war, festgestellt, daß positroneninduzierter Untergrund teilweise am Magneten des HERA-B Experiments in Richtung der HERA-B Detektorkomponenten zurückgestreut wurde. Es konnte gezeigt werden, daß dieser Untergrund durch das verwendete Triggersystem bei Drahttargetbetrieb stark unterdrückt ist.

Literaturverzeichnis

[1] F. Halzen, A. D. Martin: Quarks und Leptons, John Wiley & Sons, Inc., 1984

[2] B.Povh · K. Rith · C. Scholz · F. Zetsche: Teilchen und Kerne, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 3. Auflage 1995

[3] J.H. Christenson et al.: Phys. Rev. Let. 13 (1964), S. 138

[4] H. Albrecht et al., ARGUS Collaboration, Z. Phys. **C55** (1992) 357

[5] K. Ehret et al.: Observation of Coasting Beam at the HERA Proton-Ring, **DESY 00-018**

[6] H1 Kollaboration, *The H1 Detector at HERA*, **DESY 93-103**, Juli 1993

[7] Zeus Kollaboration, *The Zeus Detector*, Technical Proposal, **DESY-HERA-ZEUS-1**, März

[8] HERMES Kollaboration, *A Proposal to Measure the Spin dependant structure functions of the neutron and the proton at HERA*, **DESY-PRC 90-01**

[9] S. Spratte: Untersuchung des Coasting Beam am HERA-Protonenring mit dem HERA-B Target, Dissertation in Vorbereitung, Universität Dortmund (2000)

[10] Persönliche Mitteilung von Michael Bieler, Maschinenphysikgruppe.

[11] Persönliche Mitteilung von Hans-Thomas Duhme, Maschinengruppe für Strahlenkontrollen.

[12] Mari Paz Zorzano, Fokker-Planck Description of Stochastic Beam Dynamics, Vortrag HERA Seminar Februar 1999

[13] H.Hutter: Teststrahluntersuchungen an einem Spaghetti-Kalorimeter für den H1-Detektor, Diplomarbeit, Universität Dortmund, Februar 1995

[14] T. Jagla, Untersuchung der Target-Strahl Wechselwirkung im HERA-B Experiment, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1998)

[15] C. Wissing: Bestimmung der Charakteristika des Flugzeitsystems des H1-Detektors zur Messsung des Strahlungsuntergrunds, Diplomarbeit, Universität Dortmund, März 1998

[16] persönliche Mitteilung von Klaus Ehret.

[17] M. Funcke, Alignement der HERA-B Targetmechanik, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1999), nicht publiziert.

[18] Albrecht H. et al. : *The HERA-B Collaboration: An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton - Proposal*,**DESY-PRC 94/02 (1994)**

[19] Albrecht H. et al.: *HERA – B - An Experiment fo Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring - Design Report*,**DESY-PRC 95/01 (1995)**

[20] Knöpfle et al., The HELIX 128 Readout Chip Family for Silicon Microstrip Detectors and Microstrip Gaseous Chambers, Dokumentation

[21] Beam Tests of Honeycomb Drift Chambers, **Hera-B Note 98-060; Outer Tracker Note 98-012**

[22] Mit freundlicher Genehmigung zur Verfügung gestellt von Wouter Hulsbergen, Outer Tracker.

[23] persönliche Mitteilung von Christian Stegmann, Outer Tracker.

[24] Zur Verfügung gestellt von Martin Bräuer.

[25] Zur Verfügung gestellt von Michael Symalla.

[26] persönliche Mitteilung von Martin Bräuer.

[27] persönlich Mitteilung von Stefan Spratte.

[28] Vortrag von Prof. Dr. D. Wegener beim Targetgruppen Meeting Ende November 1999.

[29] M. Bräuer: Aufbau und Untersuchung der Eigenschaft des Targets für den HERA-*B* Detektor, Diplomarbeit, Universität Dortmund 1997

[30] M. Symalla: Vorbereitende Untersuchungen zur Bestimmung der Wechselwirkungraten und deren Zeitstruktur an einem Drahttarget mit Hilfe der Energieinformation des HERA-*B* elektromagnetischen Kalorimeters, Diplomarbeit, Universität Dortmund 1999

[31] S. Spratte: Untersuchung zu den Eigenschaften eines internen Drahttargets für das HERA-*B* Experiment, Diplomarbeit, Universität Dortmund 1996

[32] persönliche Mitteilung von Prof. Dr. D. Wegener

Danksagung

Zu allererst möchte ich meinen Eltern danken. Ohne ihre Unterstützung wäre das Physikstudium nicht möglich gewesen. Ihre Geduld und Liebe während der schweren Zeit des Studiums in Verbindung mit meinen Eigenarten ist bemerkenswert. Ich bedauere es sehr, daß nicht beide das Finale und den Abschluß des Studiums mit mir erleben und feiern können.

Ich danke den Freunden, Bekannten und Verwandten in der Heimat, die mir gezeigt haben, daß man auch in einer anderen Stadt nicht vergessen wird.

Herrn Prof. Dr. D. Wegener gebührt Dank, der mir die Arbeit in einer internationalen Kollaboration nahegelegt hat. Er ermöglichte mir die Untersuchung eines aktuellen und auch für mich persönlich sehr interessanten Problems.

Herrn Prof. Dr. T. Weis danke ich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Obwohl Dr. Klaus Ehret mit viel Arbeit eingespannt war, fand er immer Zeit, aktuelle Probleme und Fragestellungen, die im Rahmen dieser Arbeit auftraten, zu diskutieren und mir immer wieder den Blick für die richtige Richtung zu weisen. Ihm gebührt besonderer Dank für seine souveräne Betreuung, mit der er mir besonders bei der Anfertigung dieser Arbeit zur Seite stand.

In diesem Zusammenhang möchte ich Michael Funcke, Christopher Knierim und Michael Nörenberg danken, die mich mit Korrekturvorschlägen beschenkt haben. Mit Ihrer Hilfe konnten einige strukturelle, inhaltliche und sprachliche Mißtände meiner Arbeit beseitigt werden.

Besonderer Dank gebührt Michael Nörenberg nicht nur für die Durchsicht meiner Arbeit, sondern auch für die zahlreiche Zeit der außerphysikalischen Aktivitäten, der Geduld sich meine Probleme anzuhören sowie über diverse Dinge des alltäglichen Lebens zu diskutieren.

Allen Mitgliedern der Target-Gruppe danke ich für die gute Zusammenarbeit und eine schöne Zeit. Auch hier ging das Verhältnis der Beziehung teilweise über das eigentliche Maß eines Arbeitskollegen hinaus. Mit Nachdruck wurde ich von allen darauf hingewiesen, wie knapp die Zeit ist und zum Zusammenschreiben der Arbeit animiert. Unvergessen bleiben wohl die Stunden mit Michael Symalla in Halle West, in der wir uns die Arbeit mit einigen „Gospels“ verschönert haben.

Allen Kollegen außerhalb der Target-Gruppe sei hier kollektiv gedankt, die mir auf all meine Fragen hilfsbereit geantwortet und mit zum besseren Verständnis des Hochfrequenzsystems des HERA-Speicherrings sowie den Komponenten des HERA-B-Detektors beigetragen haben. Darunter fällt auch Martin Bräuer, der mir auf meinen begeisterten Ausbruch, „ Hier ist die Antwort auf Deine Frage!“ erwiderte: „ Welche Frage? Ich stelle viele Fragen, weil ich so wenig weiß!“.

An dieser Stelle entschuldige ich mich bei all denjenigen, die ich entweder vergessen oder nicht explizit erwähnt habe. Ich versuche das wieder gut zu machen.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft und Technologie unter Vertragsnummer 05 7Do 55P gefördert.