

Bachelorarbeit

Ladungserzeugung mittels Laser und Ladungssammlung in einem Silizium-Pixeldetektor

Charge generation with a laser and charge collection in a silicon pixel detector

angefertigt von

Maxim Tschernajew

aus Semipalatinsk, Kasachstan

am II. Physikalischen Institut

Arbeitsnummer: II.Physik-UniGö-BSc-2012/09

Bearbeitungszeit: 23. April 2012 bis 30. Juli 2012

Erstgutachter/in: Priv.Doz. Dr. Jörn Große-Knetter

Zweitgutachter/in: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Timewalk des FE-I4, des Detektorchips für die IBL-Erweiterung am ATLAS Pixeldetektor, untersucht. Dieses Phänomen erschwert die Analyse von Kollisionsereignissen und ist abhängig von der deponierten Ladung im Sensor. Um diese Abhängigkeit messbar zu machen, wird eine Verzögerungselektronik entwickelt, welche das für die Ladungserzeugung verantwortliche Signal unabhängig vom Auslesesystem gezielt verzögert. Die Ansteuerung für diese Elektronik wird in das bereits vorhandene Auslesesystem und -programm integriert. Schließlich wird die Abhängigkeit des Timewalks von der Ladung ermittelt.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Überblick	1
1.2. CERN, LHC und ATLAS	1
2. Der Detektorchip / Die Ausleseelektronik	3
2.1. Ladungsinjektion im Siliziumsensor	3
2.2. Signalverarbeitung und Digitalisierung	6
2.3. Timewalk	7
2.4. Auslesesystem	8
3. Die Laserstation	11
4. Verzögerungselektronik	15
4.1. Verzögerungsgenerator AD9500	16
4.2. Schaltung der Verzögerungselektronik	19
4.3. ECL zu TTL Wandler	24
4.4. Zeitkonstanten der Elektronik	25
5. Ansteuerung der Verzögerungselektronik mit dem USBPix-System	29
6. Messung des Timewalk	31
6.1. Kalibrierung	31
6.2. Messmethode und Ermittlung des Timewalk	33
6.3. Auswertung	36
7. Zusammenfassung	43
A. Anhang	45
A.1. Verzögerungselektronik	45
A.2. Messergebnisse einzelner Timewalk-Messungen	46

Nomenklatur

Symbol	Bedeutung/Ausschreibung	Einheit
v	Geschwindigkeit	m/s
c	Lichtgeschwindigkeit	m/s
β	$\frac{v}{c}$	
γ	$(1 - \beta)^{-\frac{1}{2}}$	
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire	
LHC	Large Hadron Collider	
IBL	Insertable B-Layer	
TRT	Transition Radiation Tracker	
SCT	Silicon Microstrip Tracker	
BCU	Bunch Crossing Unit	25 ns
MIP	Minimal Ionising Particle	
ToT	Time over Threshold	
FE	Front-End	
DAC	Digital to Analog Converter	

1. Einleitung

1.1. Überblick

Diese Bachelorarbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung von FE-I4 Detektorchips im Hinblick auf die Ermittlung des Timewalk, einer zeitlichen Divergenz in der Digitalisierung der Ausgangssignale. Das Kapitel 1 gibt einen kurzen Überblick über CERN, LHC und ATLAS, während Kapitel 2 den Aufbau und die Funktion der Detektor- und Ausleseelektronik sowie das Phänomen des Timewalk beschreibt. In Kapitel 3 wird die Laserstation erläutert, die für das Erzeugen der Ladung im Sensor benötigt wird und in Kapitel 4 die entwickelte Verzögerungselektronik, die der Messung des Timewalk dient. Kapitel 5 beschreibt die Ansteuerung dieser Elektronik und schließlich wird in Kapitel 6 der Timewalk in Abhängigkeit der erzeugten Ladung vermessen.

1.2. CERN, LHC und ATLAS

Das CERN in Genf, in der Schweiz, ist das größte Teilchenforschungszentrum der Welt und beschäftigt sich mit aktuellen Themen der Grundlagenforschung im Bereich der Kern- und Teilchenphysik. Mithilfe von Teilchenbeschleunigern werden hauptsächlich der Aufbau und die Eigenschaften der Materie untersucht.

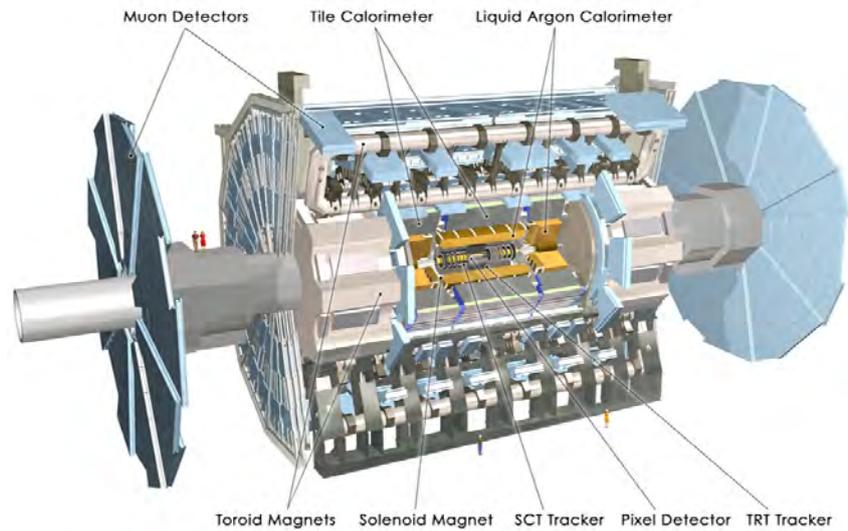
Der größte und energiereichste Teilchenbeschleuniger weltweit ist der Large Hadron Collider LHC am CERN. Er ist ein Proton-Proton-Speicherring mit einer maximalen Schwerpunktsenergie von aktuell 7 TeV. Derzeit wird am LHC als Schwerpunkt die Higgs-Forschung betrieben.

Eines der vier Hauptexperimente am LHC ist der ATLAS Teilchendetektor. Mit einer Höhe von 25 m und einer Länge von 44 m [1] ist er der größte Detektor am CERN. Sein schematischer Aufbau ist in Abb. 1.1(a) dargestellt. Außen befindet sich das Myonen-Spektrometer zur Spurrekonstruktion der Myonenbahnen. Weiter innen ist das hadronische Kalorimeter, gefolgt vom elektromagnetischen. Am nächsten am Strahlrohr ist der innere Detektor. Er besteht aus drei Schichten, dem äußeren Übergangsstrahlungsdetektor (TRT), dem Silizium-Streifen-Detektor (SCT) in der Mitte und dem inneren Pixeldetek-

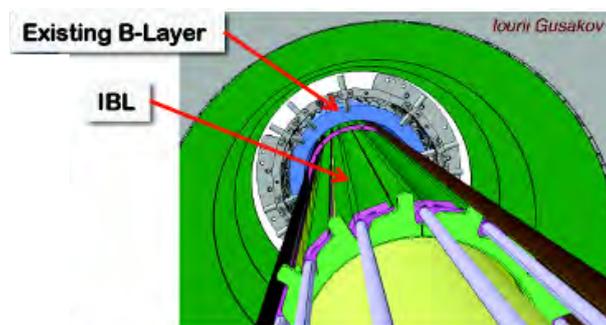
1. Einleitung

tor. Letzterer besteht aus drei Lagen von Pixel-Detektormodulen.

Im Rahmen der Abschaltung der Beschleunigeranlage im Jahr 2013 ist eine Erweiterung des ATLAS Pixeldetektors um eine weitere Pixellage vorgesehen. Diese wird sich zwischen den momentanen drei Lagen Pixelmodule und dem Strahlrohr befinden (Insertable B-Layer, IBL [2]), wie in Abb. 1.1(b) dargestellt. Die unmittelbare Nähe zum Strahlrohr verspricht eine höhere Genauigkeit der Spurrekonstruktion, stellt jedoch hohe Anforderungen an das Material und die Technik. So sind die neuen Module einer erhöhten Strahlendosis und Teilchenflussdichte ausgesetzt, was besondere Strahlenhärte erfordert. Diesen und weiteren Ansprüchen sollen die Detektormodule der vierten Generation genügen.



(a)



(b)

Abb. 1.1.: Schema des ATLAS Teilchendetektors (a) und der IBL-Erweiterung (b).

2. Der Detektorchip / Die Ausleseelektronik

Für das Orten der Teilchen und ihre Spurrekonstruktion werden am ATLAS Pixel-detektor Silizium-Pixelmodule eingesetzt. Die vierte Generation solcher Detektorchips, die sogenannten Front End I4 Module (Abb. 2.1), werden im Rahmen der IBL-Erweiterung nahe am Strahlrohr verbaut. Da sich diese Bachelorarbeit eng mit diesen Pixelmodulen und ihrer Ausleseelektronik befasst, ist es wichtig, ihren Aufbau, ihre Funktionsweise sowie die Datenauslese und -verarbeitung zu verstehen.

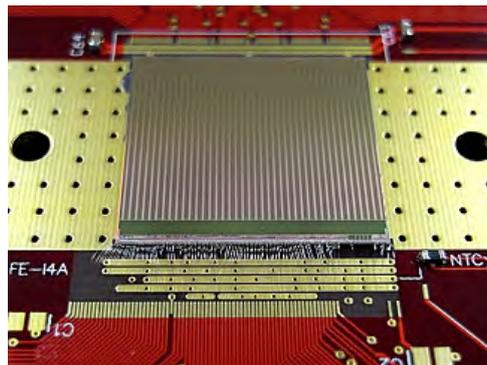


Abb. 2.1.: Das Detekormodul der vierten Generation FE-I4.

2.1. Ladungsinjektion im Siliziumsensor

Der Sensor besteht aus einer Siliziumplatte, die beim FE-I4 ungefähr $20,0 \times 18,6 \text{ mm}^2$ groß ist [3]. Die Anode auf der Unterseite des Sensors ist eine durchgehende Fläche, die als stabile Grundschicht und zum Abführen der Elektronen aus dem Silizium dient. Die Kathode auf der Oberseite dagegen ist pixeliert, also in feine Bereiche unterteilt, sodass ein Teilchentreffer örtlich auf einen oder mehrere Pixel genau bestimmt werden kann. Der typische Pixel hat eine Größe von $50 \times 400 \text{ }\mu\text{m}^2$ und eine Sensordicke von $250 \text{ }\mu\text{m}$. Im Grundkonzept gleicht der Sensor einer Halbleiterdiode. An ihn wird eine hohe Depletionsspannung von 100 bis 600 V [4] in Sperrrichtung angelegt, welche die

2. Der Detektorchip / Die Ausleseelektronik

Verarmungs-/Raumladungszone über die gesamte Materialdicke erstreckt. Damit werden alle freien Ladungsträger entfernt. Der aufgrund der hohen Spannung auftretende dauerhafte Leckstrom befindet sich im μA -Bereich und ist damit tolerierbar [4].

Trifft ein geladenes Teilchen oder ein Photon einen Pixel, wird die Materie ionisiert, das heißt im Silizium bilden sich Elektron-Loch-Paare. Da sie sich in einem hohen elektrischen Feld befinden, rekombinieren sie nicht, sondern fließen zur Kathode beziehungsweise Anode des jeweiligen Pixels ab, wie in Abb. 2.2 dargestellt wird. Die Bewegung dieser Elementarladungen erzeugt einen Strompuls, der mithilfe des Shockley-Ramo Theorems die erzeugte Ladung des Propagators liefert [5] und die betroffene Pixelelektrode gibt Auskunft über die Ortskoordinaten des Teilchentreffers.

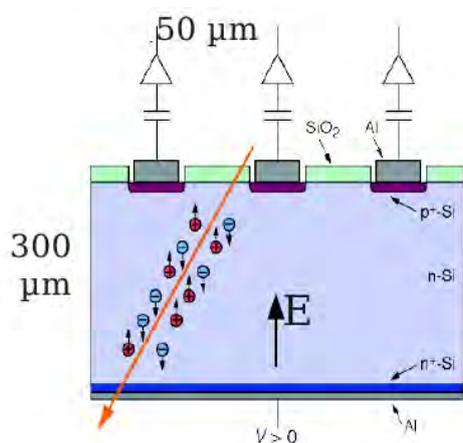


Abb. 2.2.: Ein durchfliegendes geladenes Teilchen erzeugt Elektron-Loch-Paare im Sensor [6].

Das Shockley-Ramo Theorem stellt den augenblicklichen Strom an einer gegebenen Elektrode in Abhängigkeit des angelegten elektrischen Feldes sowie der Momentangeschwindigkeit der bewegten Ladung dar:

$$I = E_w q v$$

Dabei ist I die momentane Stromstärke, E_w das in Bewegungsrichtung der Ladung wirkende elektrische Feld, q die Ladung und v ihre Momentangeschwindigkeit. Das Theorem gilt allerdings nur für eine konstante Spannung an der Elektrode. Das elektrische Feld ist aufgrund der definierten Hochspannung und der Pixelgeometrie bekannt, sowie auch die konstante Geschwindigkeit der Ladungen darin bei der Bewegung durch Silizium. Somit lässt sich anhand des Strompulses der zeitliche Verlauf der gesammelten Ladung an der Elektrode berechnen.

Mithilfe der deponierten Ladung kann der Energieverlust des Teilchens durch Ionisation

pro Wegstrecke bestimmt werden. Dieser wiederum erlaubt direkte Rückschlüsse auf die Energie des propagierenden Teilchens durch das Bethe-Bloch-Theorem:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \cdot \ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right)$$

Formelzeichen	Bedeutung
v	Geschwindigkeit des Teilchens
N_a	Avogadrokonstante
r_e	Elektronradius
m_e	Elektronmasse
ρ	Dichte des ionisierten Materials
I	Durchschnittliches effektives Ionisationspotenzial, $\approx 173\text{eV}$
A	Massenzahl des ionisierten Materials
Z	Ordnungszahl des ionisierenden Materials
z	Ladung des propagierenden Teilchens in Elektronenladungen
β	v/c , Geschwindigkeit in Einheiten von c
γ	$1/\sqrt{1-\beta^2}$
δ	Dichtekorrekturenfaktor (bei hohen Energien)
C	Schalenkorrekturfaktor (da Elektronen nicht fest auf Energieschalen sind)
W_{\max}	$2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$, Maximaler Energieübertrag einer einzelnen Teilchenkollision

Tab. 2.1.: Legende für Bethe-Bloch-Formel

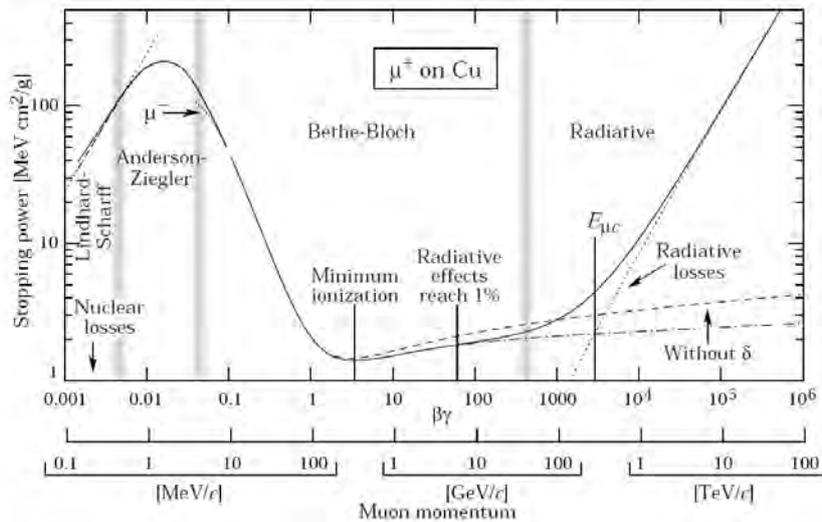


Abb. 2.3.: Darstellung der Bethe-Bloch-Formel am Beispiel von Myonen im Kupfer. Die Abbildung zeigt die Ionisationsverluste der Teilchen in Abhängigkeit von ihrer Energie, ab $\beta\gamma$ -Werten von circa 1000 überwiegt jedoch der Energieverlust durch Bremsstrahlung. [7].

2. Der Detektorchip / Die Ausleseelektronik

Dieses zeigt die Ionisationsenergie in Abhängigkeit der Bewegungsenergie des Teilchens. Es gilt allerdings nur für schwere geladene Teilchen, für Elektronen zum Beispiel überwiegt der Energieverlust durch Bremsstrahlung.

Der Detektor soll auch die am wenigsten ionisierenden Teilchen erkennen können. Daher wird meist nur mit diesen sogenannten minimal ionising particles (MIP) gerechnet. Im Graphen in Abb. 2.3 entspricht das $\beta\gamma$ -Werten ab 3,5. Die Ladung, die ein MIP in 250 μm Silizium erzeugt, entspricht etwa 19300 Elektron-Loch-Paaren [8]. Der Pixelchip muss also empfindlich genug sein, um auch kleinere Ladungen präzise zu erkennen, aber das Rauschen trotzdem herausfiltern.

2.2. Signalverarbeitung und Digitalisierung

Die Detektorchips sind Hybridchips, das heißt der Siliziumsensor und der Auslesechip werden zwar getrennt hergestellt, sind aber im Aufbau direkt miteinander verbunden, jeder Pixel einzeln (siehe Abb. 2.4). Zur Digitalisierung kommt das Ladungssignal vom Sensor über Löt­kügelchen auf den sogenannten Front End Auslesechip. Das Signal wird auf einen Kondensator C_f geladen, der parallel zu einem Verstärker A geschaltet ist (siehe Abb. 2.5(a)). Somit baut sich am Verstärker eine ladungsabhängige Spannung auf, die proportional verstärkt wird, bis die Ladung vollständig gesammelt ist. Damit aber kein Dauersignal entsteht, muss der Kondensator C_f wieder entladen werden. Hier wird dazu eine Konstantstromquelle U_{off} verwendet, die ebenfalls zu C_f und A parallel geschaltet ist. Das heißt, die Spannung flacht linear zeitabhängig wieder ab, das entstandene Spannungssignal kann man im Schema 2.5(b) bei "ampl. out" sehen.

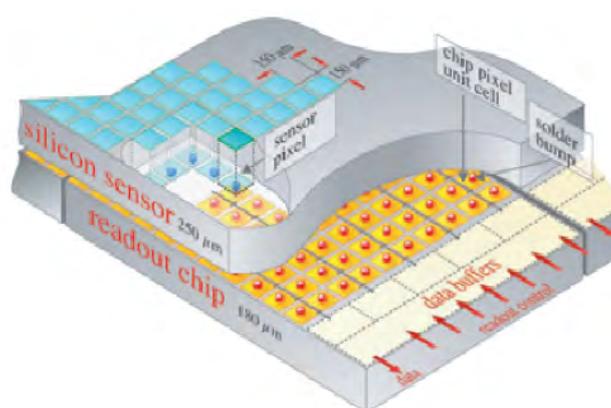
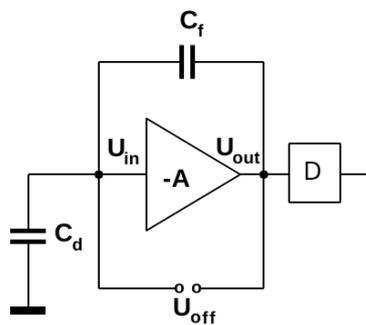
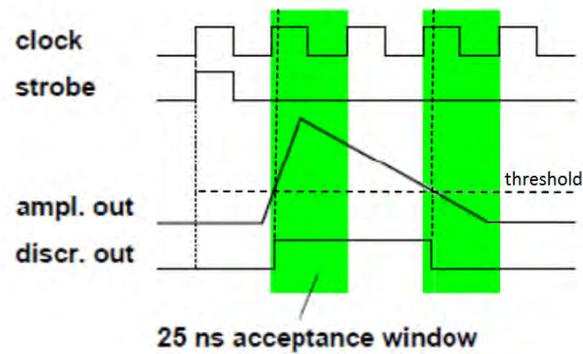


Abb. 2.4.: Querschnitt durch einen Sensor; sichtbar sind die Siliziumpixel, der Front End Auslesechip sowie die Löt­kügelchen dazwischen [6].

Die eigentliche Digitalisierung geschieht im nun folgenden Diskriminator. Dieser hat



(a) Schaltskizze für die Ladungsaufnahme, wobei C_d als Ersatz für den Siliziumpixel steht, A den Verstärker, D den Diskriminator und U_{off} eine Konstantstromquelle bezeichnet.



(b) Darstellung der Signalabläufe über die Zeit, wobei mit "strobe" ein Auslösersignal injiziert wird. Das "clock" Signal bezeichnet den Systemtakt und ist eine laufende zeitliche Referenz für alle Signale, in Einheiten von 25 ns.

Abb. 2.5.: Schaltskizze und Signalschema der Digitalisierung.

eine einstellbare Spannungsschwelle (threshold), oberhalb derer er ein logisches HIGH ausgibt, anderenfalls ein logisches LOW. Das bedeutet, je höher die ursprünglich erzeugte Ladung, desto länger bleibt die Verstärkerspannung über der Schwelle, desto länger ist das Ausgangssignal des Diskriminators. Aus der Länge des Signals lässt sich somit direkt die Energie des Teilchens bestimmen. Das Signal heißt time over threshold, ToT und entspricht im Schema 2.5(b) "discr. out".

2.3. Timewalk

Generell kann man anhand des ToT-Startzeitpunktes das Signal auch dem Zeitpunkt des Teilchentreffers zuordnen, da die Signallaufzeit im System bekannt ist. Jedoch tritt dabei ein Problem auf. Je höher die in den Sensor injizierte oder deponierte Ladung, desto steiler ist die Anstiegsflanke der Verstärkerspannung, desto eher löst der Diskriminator aus. Das heißt kleinere Ladungen werden später registriert als größere, es kommt zum sogenannten Timewalk (siehe Abb. 2.6). Diese zeitliche Verschiebung ist eine Variable, ist sie unbekannt so kann man den Zeitpunkt des Teilchentreffers nicht mehr genau bestimmen. Unter Umständen kann dadurch ein durchquerendes Teilchen einem falschen Ereignis zugeordnet werden, siehe dazu den Abschnitt 2.4. Passiert das, so kommt es zu Problemen in der Analyse der Ereignisse.

Daher ist die Untersuchung und Messung des Timewalks in Abhängigkeit der injizierten

2. Der Detektorchip / Die Ausleseelektronik

Ladung das Ziel dieser Bachelorarbeit.

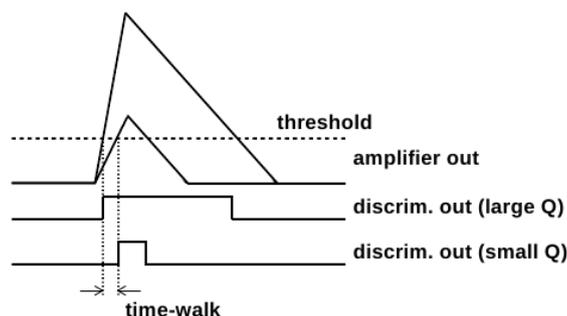


Abb. 2.6.: Explizite Darstellung des Timewalk, sichtbar aufgrund unterschiedlich hoher Ladungen und der daraus resultierenden Anstiegsunterschiede der Flanken.

2.4. Auslesesystem

Das ToT-Signal des Diskriminators wird zum Auslesesystem weitergeleitet. Dort wird es in 25 ns Einheiten aufgelöst. Das sind die Einheiten des Takts, denen alle Systemvorgänge in der Ausleseelektronik unterliegen. Sie sind so gewählt, weil am LHC im Betrieb die Teilchenpakete höchstens einmal pro 25 ns miteinander kollidieren. Die Ereignisse werden also jeweils einem Takt zugeordnet.

Bei der Auflösung des ToT-Signals wird dem Takt, in dem das Signal startet beziehungsweise endet ein Start- beziehungsweise Endzeitstempel zugeordnet (Abb. 2.5(b)). Die Dauer des Signals in 25 ns Einheiten gibt Auskunft über die erzeugte oder deponierte Ladung im Sensor und der Startzeitstempel über das Ereignis, bei dem der Teilchentreffer stattfand. Wenn also durch den Timewalk die Startzeit des ToT-Signals bereits in das nächste 25 ns Zeitfenster fällt, so kann das Teilchen dem folgenden Ereignis zugeordnet werden und beide Ereignisse verfälschen.

In Abb. 2.7 ist das im Labor verwendete Auslesesystem USBPix dargestellt. Es ist ein universelles System und kann durch entsprechende Adapterkarten verschiedene Generationen von Front End Chips betreiben. Der Hauptbestandteil ist das Multi-IO Board, das die Kernelektronik, Triggerein- und -ausgänge sowie eine LAN- und USB-Schnittstelle enthält, welche die Platine unter anderem mit Strom versorgt. Die Adapterkarte kann direkt an das Multi-IO Board angeschlossen werden, sie hat eine eigene Stromversorgung und ist über ein Flachbandkabel mit der Single Chip Karte verbunden. Diese enthält hauptsächlich den Front End Chip, auf dem sich der Siliziumsensor befindet.

Bis zu zwei Detektorchips gleichzeitig können vermessen und vielfältig konfiguriert werden. Über die USB-Schnittstelle können mithilfe des Programms STControl die Daten am

Computer dargestellt und das System gesteuert werden. Das USBPix System wird nur zu Forschungszwecken im Labor genutzt, es wird nicht am LHC selbst verwendet.

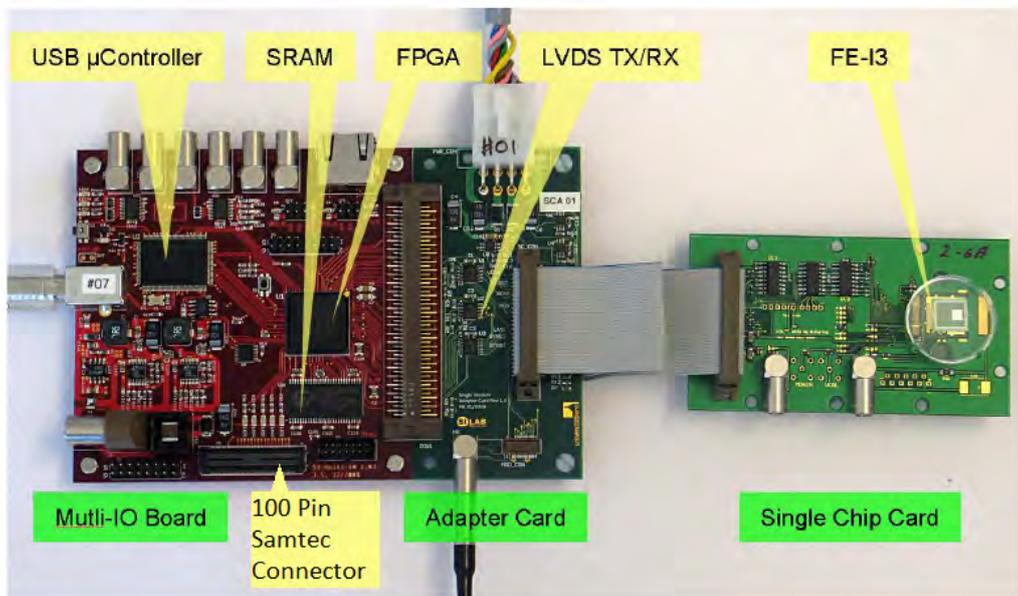


Abb. 2.7.: USBPix Platine, verbunden mit einem FE-I3 Chip über eine Adapterkarte.

3. Die Laserstation

Um die Detektorelektronik untersuchen zu können, müssen im Siliziumsensor Ladungen erzeugt werden. Ein Laser eignet sich hervorragend für diese Zwecke, da er zeitlich und örtlich präzise wohldefinierte Ladungen im Silizium deponieren kann. Dazu wird eine Laserstation verwendet, die für diesen Zweck spezialisiert wurde.

Sie beinhaltet zwei Diodenlaser, einen mit einer Wellenlänge von 671 nm im roten und einen mit 1060 nm infraroten Bereich. Der rote Laserstrahl dringt lediglich 4 μm tief in das Material ein und erzeugt die gesamte Ladung somit nur an der Oberfläche. Der infrarote Strahl deponiert 55% seiner Gesamtenergie über die gesamte Materialdicke von 250 μm , während 33% reflektiert und 12% transmittiert werden [8].

Der schematische Aufbau der Laserapparatur ist in Abb. 3.1 dargestellt. Der rote Laser hat 500 mW Leistung, der infrarote 700 mW. Um diese Leistung genau dosieren zu können, ohne die Stromstärke der Diodenlaser und somit die Wellenlänge des Lichtes zu beeinflussen, wird ein Abschwächer gebraucht. Dieser ist links oben im Schema zu sehen und wird mit einer sehr einfachen und präzisen Methode verwirklicht. Er ist direkt zwischen den Glasfaserkabeln angebracht, die den Strahl vom Laser in die optische Apparatur leiten. Das Licht wird dabei aufgefächert und kollimiert, sodass ein breiter Strahl erzeugt wird. Dieser kann nun mittels einer verstellbaren Schraube teilweise blockiert werden und wird schließlich wieder in das Glasfaserkabel fokussiert. Im eigentlichen optischen Apparat wird der Strahl mithilfe des Kollimators aus zwei verstellbaren Linsen wieder kollimiert und fokussiert. Er wird in einem Strahlteilerwürfel eins zu eins geteilt; ein Teil geht zur Photodiode, der andere in das Mikroskop. Die Einstellung des Kollimators ist sehr wichtig, damit der Strahl, wie im unteren Teil des Schemas dargestellt, durch die Tubus- und Objektivlinse des Mikroskops genau auf den Sensor fokussiert wird und keine Intensitätsverluste an den Mikroskopwänden erleidet. Das heißt die Brennweite des Kollimators muss dieselbe sein wie die des Mikroskops. Der zu testende Sensor ist entweder durch die CCD-Kamera oberhalb des Strahlteilerwürfels oder durch das Okular des Mikroskops sichtbar. Letzteres ist durch einen speziellen Schalter gesichert, sodass man bei eingeschaltetem Laser nicht durchschauen kann.

Der Sensor kann auf der Objekthalterung angebracht werden und wird per Vakuum-

3. Die Laserstation

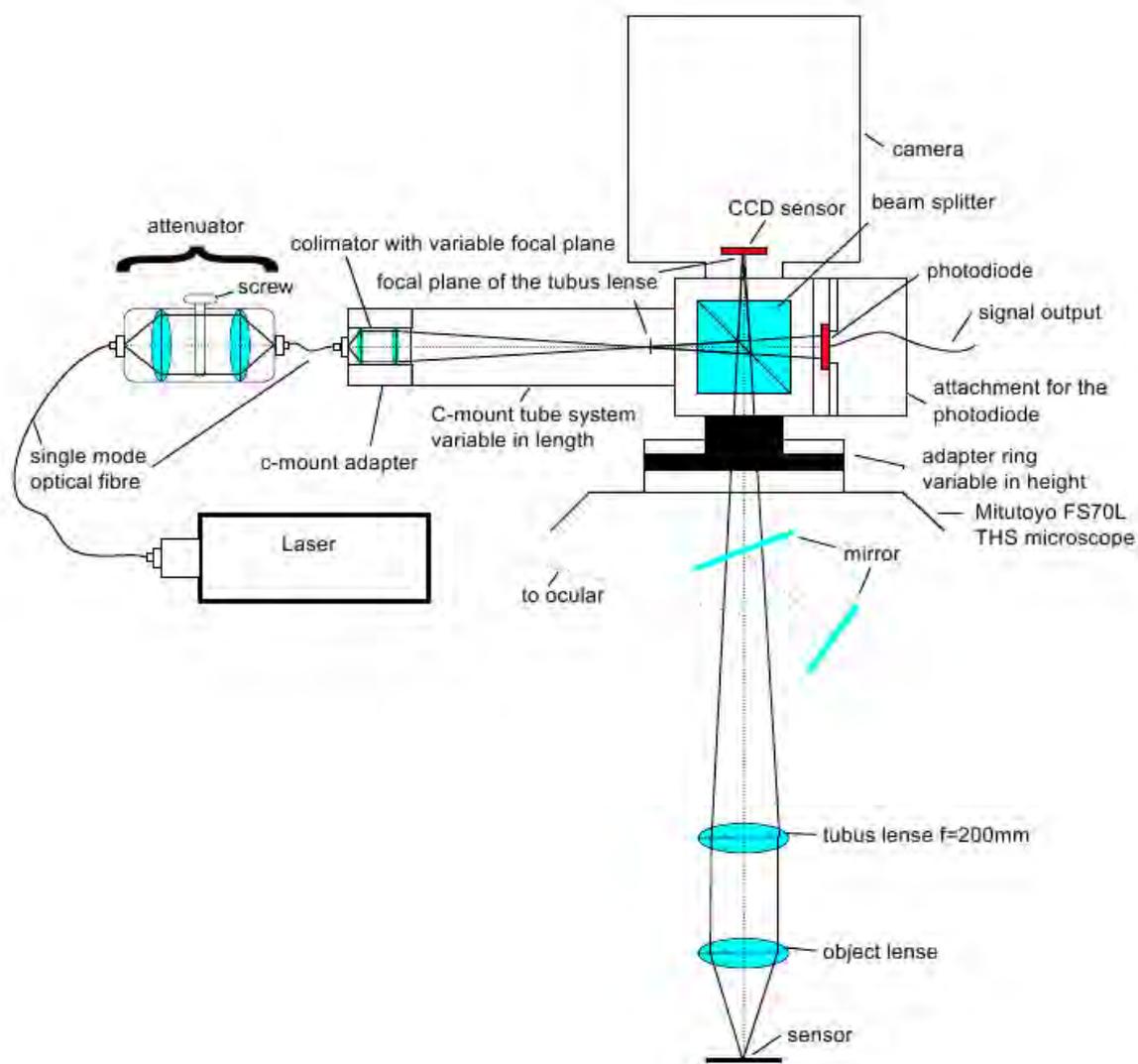


Abb. 3.1.: Die Laserstation im schematischen Aufbau.

pads fixiert. Die Objekthalterung ist in allen drei Raumrichtungen beweglich und besitzt ein thermisches System, das Temperaturen von -55°C bis 160°C ermöglicht.

Die Laser sind gepulst. Sie können mit Frequenzen von 10 Hz bis zu 1 MHz aus der laserinternen Ansteuerung betrieben werden, es gibt allerdings auch einen Triggereingang, von dem aus gezielt Laserpulse durch externe Signale ausgelöst werden können.

Die Spitzenleistung beziehungsweise die Intensität jedes Laserpulses ist abhängig von der Frequenz. Daher muss für jede verwendete Frequenz die gewünschte Pulsintensität mittels der internen Leistungsregelung eingestellt werden. Die Photodiode erlaubt eine Echtzeitmessung der Laserintensität, da sie genauso stark bestrahlt wird wie der Sensor. Sie hat eine Ausgangsspannung von 1 mV bis hin zur Aussteuerungsgrenze von 15 V. Das Spannungssignal ist proportional zur Laserintensität, so muss es lediglich auf die Intensität

des Lichtes geeicht werden. Dabei ist zu beachten, dass die Photodiode unterschiedlich auf die beiden Wellenlängen anspricht, sowie dass die Laserintensität selbst frequenzabhängig ist. Allerdings gibt die Diode nur die durchschnittliche empfangene Intensität wieder, das heißt bei konstanter Pulsspitzenleistung ändert sich die Ausgangsspannung um den selben Faktor wie die Frequenz. Das grenzt die verwendbare Lichtleistungs- und Frequenzbandbreite nach oben und unten ein. Hohe Intensitäten setzen eine niedrige Frequenz voraus und umgekehrt, weil die Ausgangsspannung der Diode sonst unmessbar klein wird oder ausgesteuert ist.

4. Verzögerungselektronik

Das Ziel dieser Bachelorarbeit ist es, den Timewalk eines Detektorchips untersuchen zu können. Damit das möglich ist, muss der zum Laser eingehende Triggerpuls unabhängig vom USBPix-System gezielt verzögert werden (siehe Abb. 4.1). Das ist nötig, um den Laserpuls vom Taktsignal des Auslesesystems zu entkoppeln.

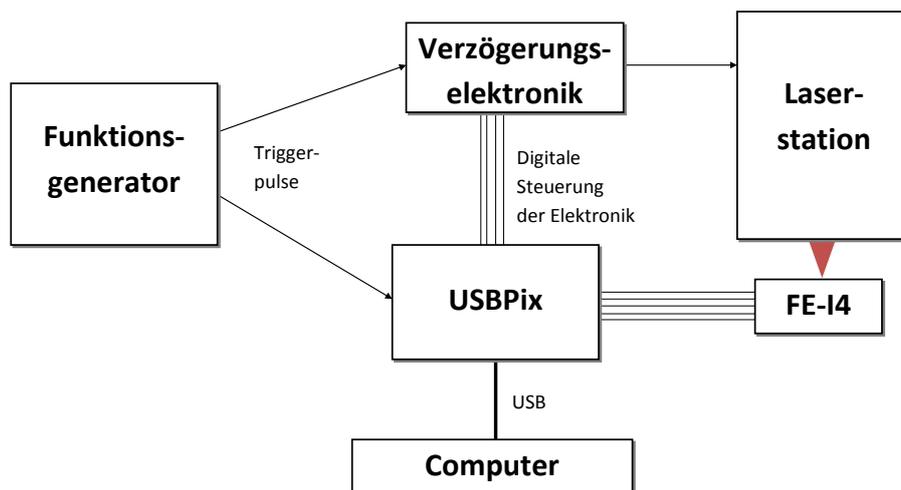


Abb. 4.1.: Das Blockschaltbild des Messaufbaus.

Geht ein ToT-Signal vom Diskriminator in das Auslesesystem ein, so wird es in den Einheiten des Takts, also einer Genauigkeit von 25 ns, ausgewertet (siehe auch Abb. 2.5(b)). Fallen aber die ToT-Signale zweier unterschiedlicher Ladungen, zwischen denen ein Timewalk entsteht, in das selbe 25 ns Zeitfenster, so erzeugen sie den gleichen Startzeitstempel und der Timewalk wird nicht sichtbar. Triggert man den Laser also direkt parallel vom USBPix-System, so fällt dasselbe erzeugte Ladungssignal des Detektorchips hinsichtlich des Triggerzeitpunktes immer in dieselbe Takteinheit der Auslese. Daher muss man das Triggersignal für den Laser gezielt so lange verzögern, bis die Startzeit des ToT-Signals

4. Verzögerungselektronik

bei gleicher Ladung ins nächste Taktintervall fällt, das 25 ns später kommt. Diesen Zeitpunkt und die wohl definierte Verzögerungszeit kann man dazu nutzen, um den Timewalk unterschiedlicher Ladungen präzise zu bestimmen. Dadurch kann eine Abhängigkeit des Timewalks von der Ladung gefunden werden, um so den Zeitpunkt des Teilchentreffers möglichst genau zu rekonstruieren.

Für diesen Zweck wird eine unabhängige Verzögerungselektronik hergestellt, die flexibel in die Triggerleitung zwischengeschaltet werden kann.

4.1. Verzögerungsgenerator AD9500

Der Kern dieser Elektronik ist ein digitaler Verzögerungsgenerator, der AD9500 von Analog Devices [9] (siehe Abb. 4.2).

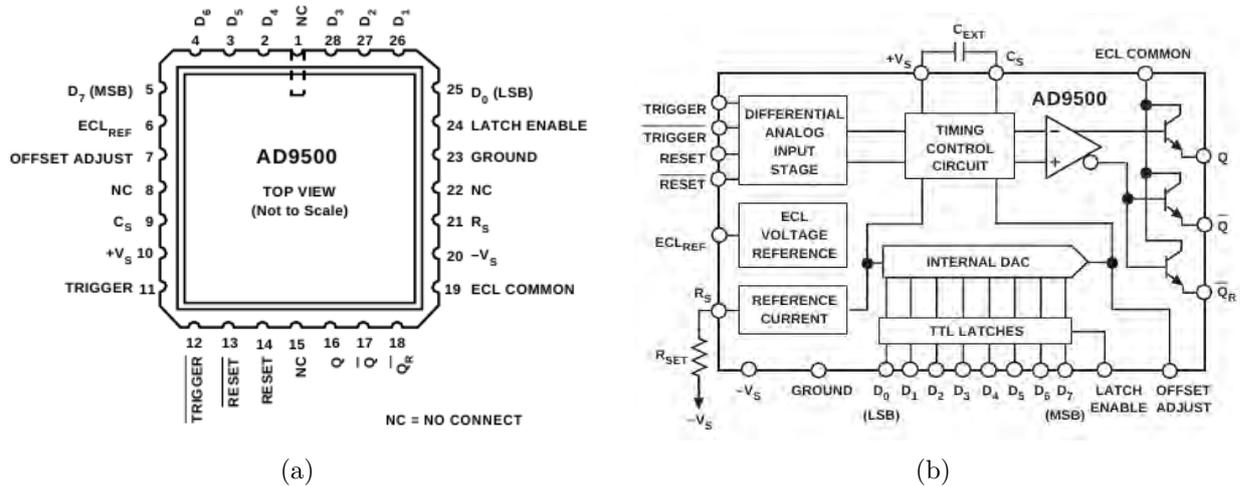


Abb. 4.2.: Skizze (a) und Blockschaltbild (b) des AD9500.

Den Hauptbestandteil dieses integrierten Schaltkreises bildet ein Sägezahngenerator mit nur einer Flanke. Kommt am Chip ein Triggersignal an, so wird ein interner Kondensator einer Kapazität von 10 pF aufgeladen. Seine Spannung wird mittels eines Komparators kontinuierlich mit einer Schwellenspannung verglichen. Diese Schwelle wird vor der Benutzung eingestellt, das geschieht digital über die Pins D₀ bis D₇ mit jeweils einem Bit Informationen und wird über einen internen Digital-zu-Analog-Wandler (DAC) auf den Chip übertragen. Überschreitet die Kondensatorspannung die Schwelle, so schlägt das Ausgangssignal des Komparators um, sein Signal dient als Ausgangssignal für den gesamten Chip (siehe Abb. 4.3).

Die Zeit, die beim Aufladen des internen Kondensators bis zur Schwellenspannung vergeht, ist die totale Verzögerungszeit Δt . Jedoch ist die minimal einstellbare Verzögerung

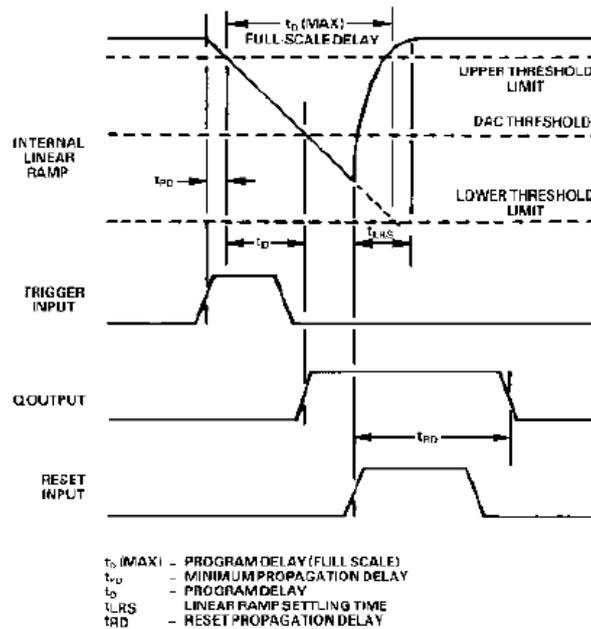


Abb. 4.3.: Diagramm zur Darstellung der Signalverzögerung im AD9500 [9].

nicht Null, das heißt Δt setzt sich zusammen aus der minimalen Propagationszeit t_{PD} und der programmierten Verzögerung t_D (siehe Abb. 4.3). Die Zeit t_{PD} beträgt $(6,4 \pm 1,0)$ ns, abhängig davon, ob und wieviel Strom auf den OFFSET ADJUST Pin eingespeist wird - schwacher Strom von maximal 4 mA in den Pin hinein bewirkt eine Verkürzung dieser Zeit und schwacher Strom heraus eine Verlängerung. Die maximale programmierte Verzögerungsbandbreite $t_D(MAX)$ beträgt in der Grundeinstellung 2,5 ns, ist jedoch durch den Anschluss einer externen Kapazität C_{EXT} von bis zu 0,1 μ F zwischen den Pins C_S und $+V_S$, parallel zum internen Kondensator, verlängerbar. Das rührt daher, dass eine größere Kapazität länger braucht, um aufgeladen zu werden. Ebenso kann die maximale Spanne durch einen Widerstand R_{EXT} zwischen 250 Ω und 50 k Ω ausgedehnt werden, der zwischen R_S und $-V_S$ angeschlossen wird. Dieser verringert den internen Referenzstrom und flacht damit den Anstieg der Kurve in Abb. 4.3 ab. Abb. 4.4 zeigt $t_D(MAX)$ in Abhängigkeit vom eingesetzten externen Widerstand für verschiedene externe Kondensatoren.

Die Verzögerungszeiten stellt der DAC ein, indem er die maximal programmierbare Verzögerungszeit durch 256 teilt und mit einem Wert (SET) zwischen 0 und 255 multipliziert. Dieser Wert ist derjenige, den man digital einstellen kann. Das bedeutet, man wählt, wieviele Anteile der maximalen Zeit verstreichen sollen. Das heißt ebenfalls, dass die Größe der wählbaren Zeitintervalle mit $t_D(MAX)$ steigt, die Auflösung also sinkt. Belässt man also die Grundeinstellung mit $t_D(MAX)$ von 2,5 ns, so ergibt sich eine Auflösung von

4. Verzögerungselektronik

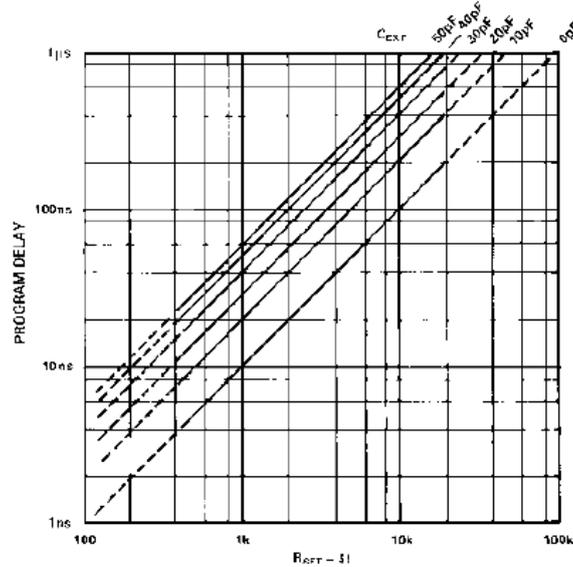


Abb. 4.4.: Die Verzögerung in Abhängigkeit des externen Widerstands bei verschiedenen Kapazitäten.

10 ps.

So errechnet sich also die gesamte Verzögerungszeit zu:

$$\Delta t = t_{PD} + \frac{SET}{255} \cdot R_{EXT} \cdot (C_{EXT} + 10 \text{ pF}) \quad (4.1)$$

Insgesamt kann die Verzögerung auf über 1 ms ausgedehnt werden. Jedoch ist eine Verzögerung viel größer als 25 ns in dieser Anwendung nicht sinnvoll, da das Taktsignal der Ausleseelektronik in Einheiten von 25 ns betrieben wird, wie in Abschnitt 2.4 erklärt.

Ein Nachteil dieses integrierten Schaltkreises ist, dass er das eingehende Triggersignal nach der Verzögerung nicht in der selben Länge herausgibt. Kommt ein Signal als logisches HIGH einer bestimmten Zeit an, so folgt nach der Verzögerung ein kontinuierliches HIGH am Ausgang. Damit es endet, sprich zum logischen LOW wird, muss es zurückgesetzt werden. Das geschieht, wenn am RESET ein logisches HIGH und gleichzeitig ein logisches LOW am $\overline{\text{RESET}}$ angelegt wird. Dabei ist zu beachten, dass der Ausgang daraufhin nicht sofort umschaltet, sondern erst nach der Zeit t_{RD} (reset propagation delay) von circa 6 ns. Wenn man also das Ausgangssignal von Q und das Komplement davon \overline{Q} zum Zurücksetzen benutzt, so hat man ein Signal der Länge von t_{RD} . Wird ein R-C Ladungs-/Entladungsnetzwerk dazwischengeschaltet, so kann man das Signal für das Zurücksetzen durch das Laden und Entladen eines Kondensators über einen Widerstand verzögern und damit die Pulslänge entsprechend vergrößern. Ebenso kann man dafür auch den Ausgang \overline{Q}_R benutzen, um die anderen beiden nicht zu belasten.

Dieser Schaltkreis ist in ECL-Logik¹ aufgebaut. Diese hat zwar eine hohe Verlustleistung, dafür aber im Vergleich mit zum Beispiel TTL² oder CMOS³ die schnellsten Verarbeitungszeiten, was in dieser Anwendung entscheidend ist. Außerdem ist ECL hervorragend geeignet für die differenzielle Signalübertragung. Hierbei wird, statt eines einfachen Spannungssignals über eine Leitung, zusätzlich gleichzeitig noch ein komplementäres Signal über eine weitere Leitung übertragen. Beide Leitungen müssen dabei örtlich sehr nah beieinander liegen. Kommen die Signale beim Empfänger an, wird über einen Differenzverstärker das Komplement vom Signal abgezogen, sodass sich alle eventuellen Störungen aufheben, da sie sich gleichmäßig auf beide Leitungen ausgewirkt haben mussten. So erhält man ein möglichst reines Signal mit doppelter Ausgangsamplitude. Aus diesem Grund hat der AD9500 auch jeweils zwei Trigger- und Reseteingänge ($\overline{\text{TRIGGER}}/\overline{\text{TRIGGER}}$, $\overline{\text{RESET}}/\overline{\text{RESET}}$) und Ausgänge (Q/\overline{Q}), jeweils einen für das Signal und das Komplement davon. Will man nur einen der jeweils zwei Eingänge benutzen, so muss man auf sein Komplement den ECL-Referenzpegel von -1,3 V anlegen, dazu dient der Pin ECL_{REF} .

4.2. Schaltung der Verzögerungselektronik

Der folgende Abschnitt bezieht sich auf den Schaltplan in Abb. 4.10.

Dass auch der Eingangsimpuls in ECL-Leveln erfolgen muss, schränkt die Vielseitigkeit der Verwendung ein, da diese Level nicht üblich sind und selten von anderen Geräten unterstützt werden. Daher wird der Eingang auf TTL-Pegel und außerdem auf ein einfaches Eingangssignal umgebaut, da der Triggerpuls nicht differenziell abgegeben wird. Dazu wird an den $\overline{\text{TRIGGER}}$ ein Spannungsteiler angeschlossen. Der $\overline{\text{TRIGGER}}$ dient dem TRIGGER als Referenz, somit stellt die dort angelegte Spannung eine Triggerschwelle dar. Diese Spannung und damit die Empfindlichkeit des TRIGGER-Eingangs lässt sich mittels Potentiometer P1 zwischen 0 V und 2,5 V frei einstellen. So lassen sich Rauschen und ungewollte Signalbildung vermeiden. Die maximale Einstellung führt dazu, dass Eingangsimpulse von bis zu 3,4 V Amplitude nicht angenommen werden. Die eingestellte Schwellenspannung ist also nicht identisch mit dem Mindesthub der Eingangsimpulse, was auch an Abb. 4.5 zu sehen ist.

Die Triggerschwelle sollte mindestens 1 V unterhalb der Signalhöhe liegen, weil sonst eine zusätzliche Verzögerung des Ausgangspulses von bis zu 6 ns entsteht. Der Grund ist, dass durch die fast gleich großen Spannungen des eingehenden und komplementären Signals nach dem internen Differenzieren der beiden Eingänge ein sehr kleines Signal

¹Emitter-Coupled Logic, HIGH > -0,9 V; LOW < -1,7 V; REF = -1,3 V

²Transistor-Transistor-Logic, HIGH > 2,0 V; LOW < 0,8 V; REF = 1,4 V

³Complementary Metal Oxide Semiconductor, HIGH > 2,4 V; LOW < 0,4 V; REF = 1,4 V

4. Verzögerungselektronik

entsteht. Dieses muss nun, um vom Komparator erkannt zu werden, über 0V groß sein. Ist es aber gerade an der Schwelle dazu, so wird nur der Peak dieses Signals erkannt, der natürlich zeitlich gesehen weiter hinten liegt als seine steigende Flanke. Da der Peakbereich den flachsten Anstieg aufweist and damit zeitlich am meisten ausgedehnt ist, ist dort der Effekt besonders groß.

Natürlich kommt das nicht nur am Peak vor, sondern auch an der Flanke, denn sie ist nicht unendlich steil. Das heißt, je kleiner die Triggerschwelle eingestellt wird, desto größer ist das interne Signal nach dem Differenzieren, desto steiler ist seine Flanke. Es wird also umso eher vom Komparator erkannt. Das bedeutet, die einstellbare Schwellenspannung hat leichte Auswirkungen auf die Gesamtverzögerung. Bei einem einkommenden Eingangssignal von 4,0 V Amplitude sind es bei einer Triggerschwelle von 2,5 V verglichen mit 0 V ($3,73 \pm 0,20$) ns. Bei einer ausreichenden Schwellenspannung von 1 V kommt der Ausgangspuls ($2,37 \pm 0,20$) ns später als bei 0 V (siehe Abb. 4.5). Das Verhalten ist aufgrund des unkonstanten Flankenanstieges nahe 0 V nicht linear.

Ab circa 0,5 V Schwellenspannung bis zu 1 V unter der Eingangshöhe ist es aber annähernd linear. In Abb. 4.5 ist außerdem sichtbar, dass die zusätzliche Verzögerung auch von der Eingangshöhe abhängig ist. Je kleiner sie ist, desto größer ist tendenziell die Verzögerung. Das liegt ebenfalls daran, dass die Flanke eines kleineren Eingangssignals flacher ist als die eines größeren. Man sollte also während einer Messung weder die Amplitude der Eingangspulse noch die Triggerschwelle verändern.

Die Datenübertragung geschieht über 4 LEMO-Anschlüsse, einen als Eingang, zwei als differentieller ECL-Ausgang und einer als TTL-Ausgang (siehe Abschnitt 4.3). Über einen zehnfachen Pinstecker wird sowohl die digitale 8 Bit Information eingespeist als auch die Spannungsversorgung mit 5,0 V und -5,2 V. Da die ECL-Ausgänge über 50Ω an -2 V angeschlossen werden müssen, wird dieses Potential aus der Betriebsspannung von -5,2 V erzeugt. Das wird mit einem Spannungsteiler verwirklicht. Normalerweise ist ein Spannungsteiler aus mindestens zwei Widerständen aufgebaut, dieser jedoch besteht aus dem Widerstand R1 und statt einem weiteren Widerstand der Zener-Siliziumdiode D1. Über dieser Diode fallen 3,2 V ab, sodass -2 V zum Abgreifen übrig bleiben. Hier wird eine Diode verwendet, weil sie aufgrund ihrer exponentiell verlaufenden U-I-Kennlinie eine hohe Spannungs Konstanz aufweist, im Gegensatz zu der linearen U-I-Kennlinie eines Widerstands [10]. So führen Stromschwankungen der Versorgung nur zu kaum messbaren Spannungsschwankungen der -2 V. Dieses Potential wurde außerdem durch die Entstörkondensatoren C8 und C9 auch gegen Spannungsschwankungen der Versorgung gesichert.

Die Erdung erfolgt über die Massefläche, das heißt alle unbenutzten Flächen auf beiden Seiten der Platine sind geerdet. Dadurch kann jedes Bauteil bei Bedarf unmittelbar

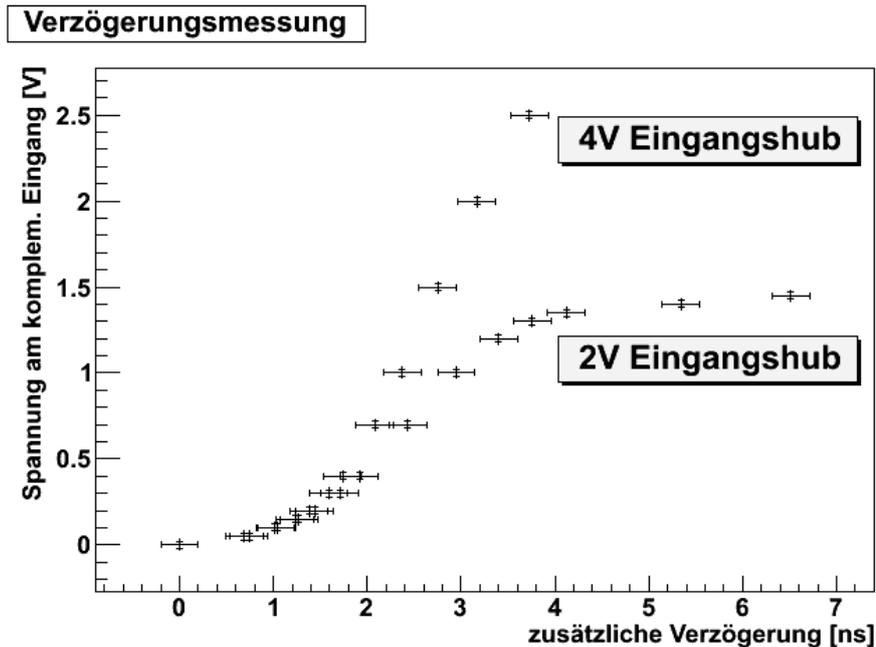


Abb. 4.5.: Dargestellt ist die Abhängigkeit der zusätzlich auftretenden Verzögerung von der am TRIGGER angelegten Spannung. Beim Spannungshub der Eingangspulse von 4 V ist lediglich der Bereich bis circa 0,5 V nicht linear. Bei dem Spannungshub von 2 V jedoch auch der Bereich ab circa 1 V Spannungsschwelle, zudem ist hierbei auch der lineare Bereich zwischen 0,5 V und 1 V flacher. Außerdem ist hier auch eine Sättigung sichtbar, die das vollständige Herausfiltern des Eingangspulses darstellt.

an Masse angeschlossen werden, ohne Leiterbahnen zu verlegen. So ist auch der Verzögerungsgenerator selbst auf kürzestem Wege geerdet, was von elementarer Bedeutung für seine Störungsfreiheit ist. Durch seine enorm schnellen Schalt- und Anstiegszeiten von 2,0 ns sowie kürzeste Auflösungen von bis zu 10 ps [9] ist er sehr empfindlich gegen alle Arten von intern und extern auftretenden Schwingungen, die sich durch das ganze Signalnetzwerk fortpflanzen können. Das ist auch der Grund, warum der Chip ohne Sockel direkt über eine möglichst große Äquipotentialfläche als Massefläche platziert ist, auf der möglichst keine Leiterbahnen verlaufen und sie somit Störfelder bestmöglich absorbieren kann. Daher befinden sich fast alle Leiterbahnen auf der unteren Ebene der Platine, von der oberen Ebene werden sie auf kürzest möglichem Wege über Durchkontaktierungen abgeführt (siehe Abb. 4.6). In zwei Ausnahmefällen war es jedoch nicht ohne Brückenbildung zu verwirklichen, wie man in Abb. A.1(a) im Anhang sehen kann. Zur äußeren Abschirmung wurde die gesamte Elektronik in einem Metallgehäuse untergebracht, das keinen galvanischen Kontakt zur Massefläche hat (siehe Abb. A.1(b) im Anhang).

Zur weiteren Störungssicherung sind auch hier Entstörkondensatoren so dicht wie mög-

4. Verzögerungselektronik

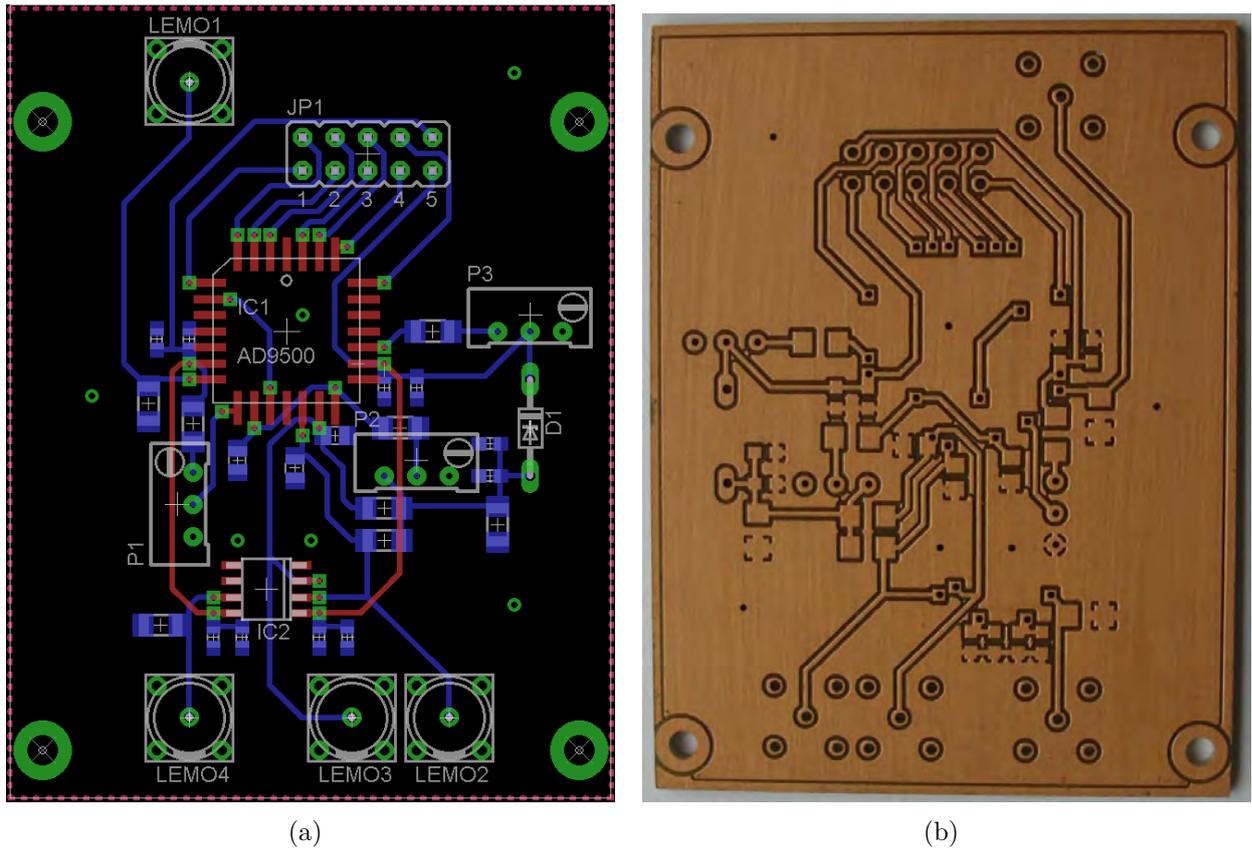


Abb. 4.6.: Boardlayout der Platine (a) mit oberer Ebene in rot und unterer in blau, sowie die fertige Platine (b). In Abbildung (b) ist die Ansicht auf der Rückseite gewählt, dort verlaufen die meisten Leiterbahnen.

lich an den Versorgungspins der integrierten Schaltkreise angebracht, die jegliche Schwankungen und Pulse in der Versorgung zur Erdung abführen sollen. Dazu wird eine Kombination aus jeweils einer Kapazität von 100 nF und 10 nF verwendet; Erstere als Stützkondensator für niederfrequenterer Stromschwankungen und Letztere als Entkopplungskondensator für hochfrequente Spannungsspitzen. Es werden Keramikkondensatoren verwendet, weil sie besonders impulsfest sind und eine sehr niedrige Induktivität aufweisen. Auch die Ausgänge selbst verfügen über Pads, auf denen zur Kurvenglättung optional die Kondensatoren C2 und C3 angelötet werden können. Jedoch hat es sich in dieser Anwendung nicht als nötig erwiesen, zumal das die Flankensteilheit des Ausgangsimpulses erniedrigt.

Da der $\overline{\text{TRIGGER}}$ bereits belegt ist, musste nur der RESET mit dem Pin ECL_{REF} verbunden werden, damit an diesem dauerhaft -1,3 V anliegen. An den $\overline{\text{RESET}}$ wird das Ausgangssignal von \overline{Q}_R über das bereits vorher erwähnte Ladungs-/Entladungsnetzwerk

weitergeleitet. Dieses bestimmt die Länge des Ausgangspulses, die der Gleichung [9]

$$\text{Pulsewidth} = t_{RD} + 0,54 \cdot R_D \cdot C_D$$

entspricht. Hierbei ist C_D der Kondensator C1 und R_D die Reihenschaltung vom Widerstand R5 und dem Potentiometer P2, die einen Abschluss an -2 V bildet, wie im Schaltplan in Abb. 4.10 zu sehen ist. Durch das Potentiometer ist die Ausgangspulslänge im Bereich von $(94,8 \pm 0,5)$ ns bis (195 ± 1) ns einstellbar. Bei der Timewalk-Messung spielt dieser Parameter allerdings keine Rolle, da der Laser auch auf die kürzeste einstellbare Pulslänge reagieren kann und die Periodendauern der Triggerpulse bei Größenordnungen von 10^4 Hz Betriebsfrequenz deutlich größer sind als die maximale Pulslänge. Wie Abb. 4.7 zeigt, hat die Pulslänge keinerlei Einfluss auf die Verzögerungszeiten.

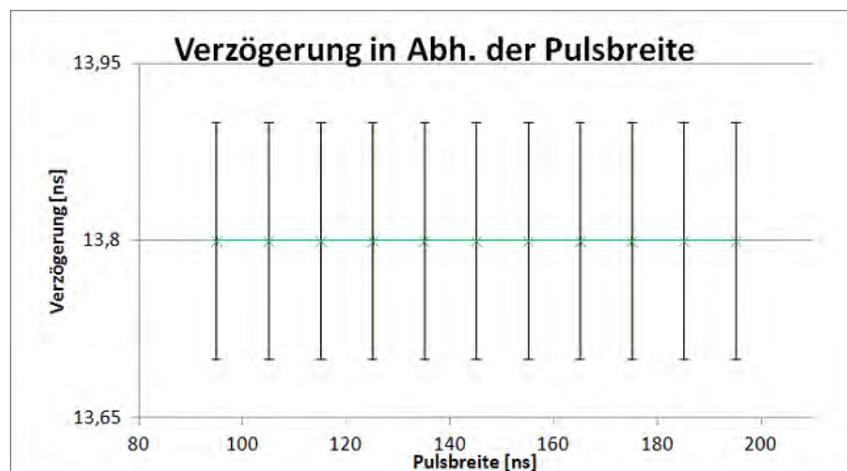


Abb. 4.7.: Die Verzögerungszeit der Elektronik bei einer Bandbreite von 30 ns, einer Triggerschwelle von 1 V und verschiedenen Pulsbreiten innerhalb des einstellbaren Bereiches. Die Verzögerung zeigt keine Abhängigkeit zur Ausgangspulsbreite.

Den dritten einstellbaren Parameter bildet die maximale Verzögerungszeit $t_D(MAX)$. Sie ist über das Potentiometer P3 in Reihenschaltung zum Widerstand R6 einstellbar, das entspricht der Variable R_{EXT} in Gleichung (4.1). Eine externe Kapazität C_{EXT} wurde nicht angeschlossen, der Pin C_S liegt also frei. Das hat den Grund, dass mit steigender Kapazität die Linearität des internen Spannungsabfalls zunehmend verloren geht. Daher ist $t_D(MAX)$ nur über R2 und R6 bestimmt und kann mit dem Potentiometer um maximal $(81,6 \pm 0,5)$ ns erhöht werden. In den Graphen in Abb. 4.8 ist die Gesamtverzögerung in Abhängigkeit des digitalen Eingangs für verschiedene Triggerschwellen und maximale Verzögerungsbandbreiten zu sehen. Die Diagramme zeigen die lineare Abhängigkeit der Verzögerung von der digitalen Zahl, sodass eine Umrechnung problemlos und

4. Verzögerungselektronik

genau möglich ist. Außerdem wird deutlich, dass die einstellbare Triggerschwelle tatsächlich einen konstanten zusätzlichen Verzug bewirkt, ohne die Bandbreite zu verändern, da die Graphen jeweils parallel zueinander verlaufen.

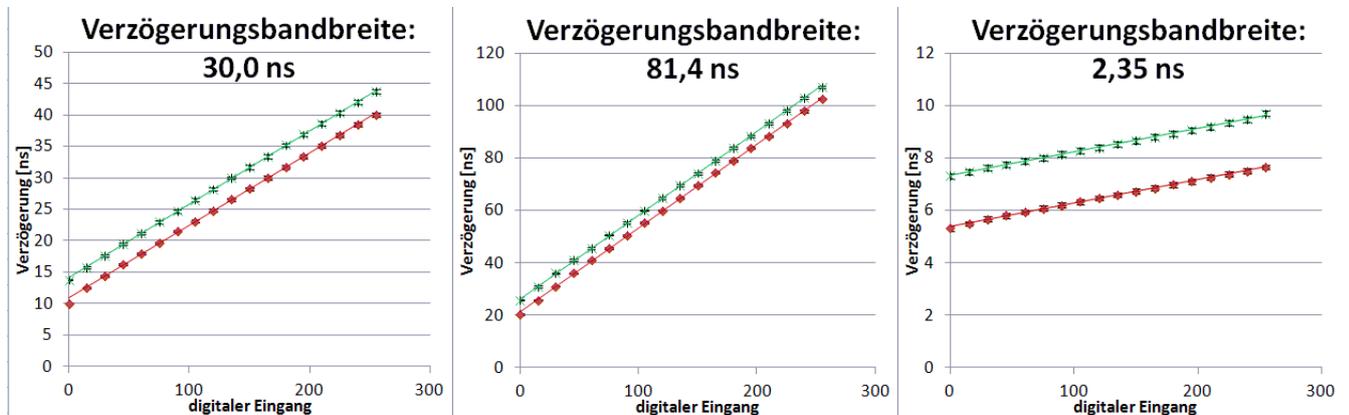


Abb. 4.8.: Dargestellt sind die linearen Abhängigkeiten der Gesamtverzögerung vom digitalen Eingang des AD9500. Hierbei wird eine eingestellte Maximalverzögerung jeweils bei einer Triggerschwelle von 0 V (rot, Raute) und 0,5 V (grün, Kreuz) verglichen. Die Fehler sind gegenüber der Skala sehr klein und daher teilweise nicht sichtbar.

4.3. ECL zu TTL Wandler

Der Ausgang des Verzögerungsgenerators erfolgt differenziell auf ECL-Pegeln. Neben den Kompatibilitätsproblemen zu möglichen Empfängern führt das aber zu einem weiteren Problem. Die Ausgänge der Verzögerungselektronik liegen ECL-typisch mit 50Ω an -2 V , die meisten Geräte aber sind an ihren Eingängen mit 50Ω an Masse abgeschlossen. Verwendet man einen solchen Empfänger, so fließt ein Strom von der Masse an -2 V über 100Ω . Das verändert allerdings die Ausgangspegel enorm, so befindet sich in dem Fall der LOW-Pegel bei $-0,9 \text{ V}$ und der HIGH-Pegel bei $-0,7 \text{ V}$. Das heißt, die Ausgangspulse haben einen Hub von gerade einmal 200 mV bei einem nicht standardisierten Ausgangslevel (siehe Abb. 4.9(b)). Das Problem ließe sich mindern, wenn man den Eingang des Empfängergerätes auf einen Abschluss von $1 \text{ M}\Omega$ umschalten kann, jedoch treten durch den ungleichen Abschluss Reflexionen an den Leitungsenden auf, die Schwingungen in die Signale hineinbringen und sie unsauber aussehen lassen (siehe Abb. 4.9(a)). Darüber hinaus verfügt nicht jedes Gerät über eine solche Option. Daher ist zu der Verzögerungsschaltung ein optional wählbarer ECL-zu-TTL-Wandler hinzugefügt worden (siehe Abb. 4.10, unterer Bereich), der MC100ELT25 von ON Semiconductors [11]. Dieser nutzt das differentielle Ausgangssignal des AD9500 und wandelt es in ein einfaches TTL-Signal um.

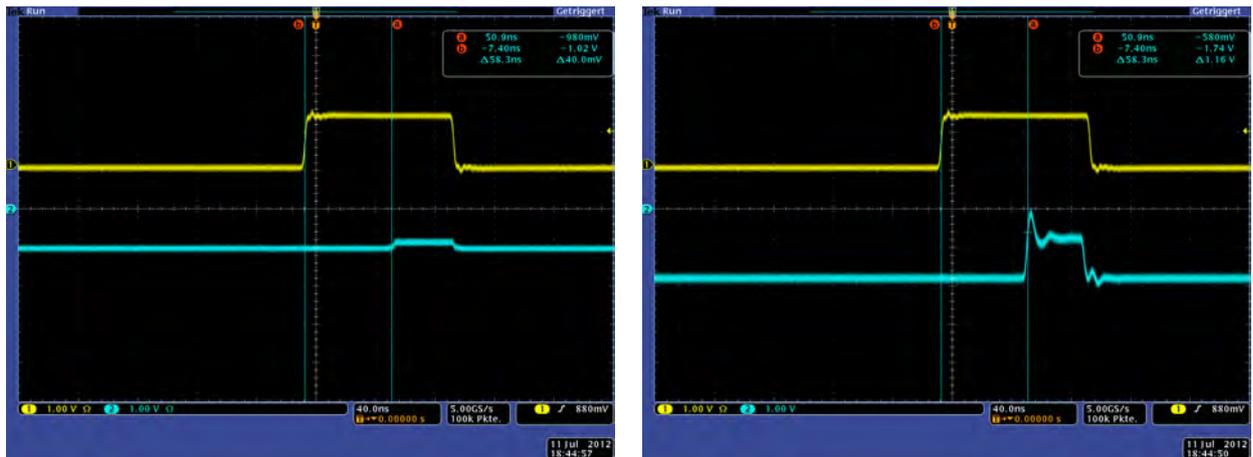
(a) Abschluss mit 50Ω an Masse.(b) Abschluss mit $1 \text{ M}\Omega$ an Masse.

Abb. 4.9.: Verschiedene Ausgangsspannungen am ECL-Ausgang der Verzögerungselektronik, bedingt durch verschiedene Abschlüsse des Eingangs vom Zielgerät. Beim Abschluss mit $1 \text{ M}\Omega$ entsprechen die Spannungspegel von HIGH und LOW zwar dem ECL-Standard, jedoch sind durch den ungleichen Abschluss der Kabelenden Reflexionstörungen im Signal. Beim Abschluss mit 50Ω sieht der Ausgangspuls sauber aus, hat aber keine standardisierten Pegel und einen sehr kleinen Hub von circa 200 mV .

Dazu werden die Ausgänge Q und \bar{Q} zusätzlich auf seinen differentiellen Eingang geführt. Der Wandler nutzt die gleiche Spannungsversorgung wie der AD9500 (5 V , $-5,2 \text{ V}$, GND). So wird sie auch für diesen internen Schaltkreis genutzt und ebenfalls parallel mit Entstörkondensatoren gesichert. Der Ausgang ist mit 500Ω abgeschlossen, damit dort auch ohne Inbetriebnahme ein definierter Zustand vorliegt, aber im Betrieb wenig Strom zur Masse abfließt. Er wird neben den differentiellen ECL-Ausgängen auf einen zusätzlichen LEMO-Anschluss abgeführt. So kann man bei Bedarf ein einfaches oder differenzielles ECL-Signal, oder ein einfaches TTL-Signal abgreifen. Auf einen Schalter, der sich zwischen ECL- und TTL-Pegeln umschalten lässt, um einen Anschluss weniger zu verbauen, wurde verzichtet. Er könnte Prellungen im Schaltkreis und damit unerwünschte Signalreflexionen verursachen.

4.4. Zeitkonstanten der Elektronik

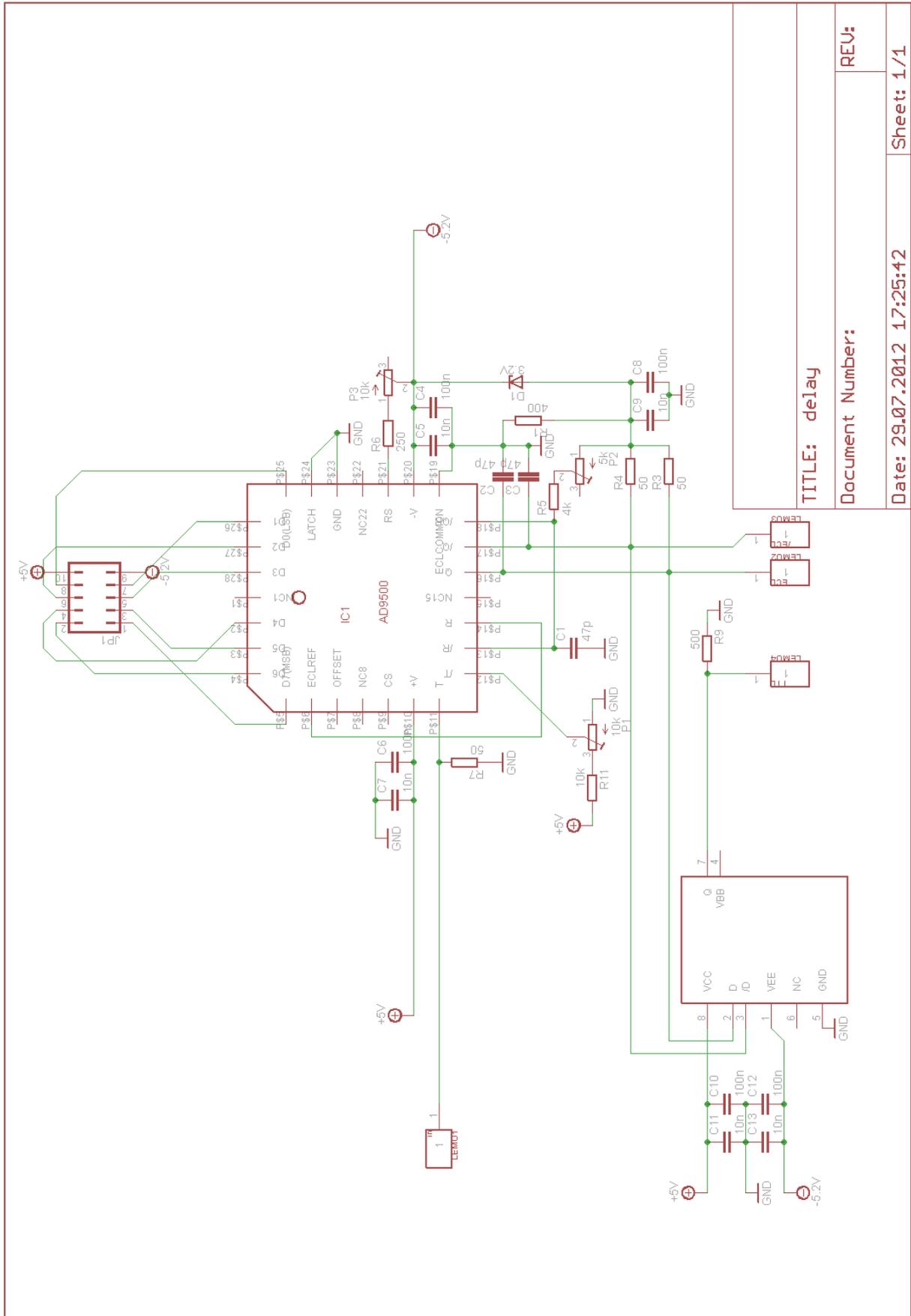
Da die Gesamtverzögerung nicht nur vom AD9500 abhängt, sondern von der gesamten eingesetzten Elektronik, muss sie explizit gemessen werden, um sie in spätere Rechnungen einbeziehen zu können. Dazu wird von einem Funktionsgenerator ein Triggersignal erzeugt, das über exakt die selbe Kabellänge sowohl durch die Verzögerungselektronik als

4. Verzögerungselektronik

auch direkt zum Oszilloskop geführt wird. Somit ist es möglich, ausschließlich die Gesamtverzögerung der Elektronik direkt zu messen. Dabei wird jeweils die Mitte der steigenden Flanke der Signale als Referenz benutzt. Sie hat den steilsten Anstieg der Flanke und somit die kleinste zeitliche Ungenauigkeit pro Spannungsdifferenz. Die Messung wird mit einer Triggerschwellenspannung von 0 V durchgeführt, also ohne zusätzliche Verzögerung.

Beim Abgreifen des Signals aus den ECL-Ausgängen ergibt sich bei minimaler Einstellung von $t_D(MAX)$ eine Gesamtverzögerung von $(5,32 \pm 0,10)$ ns bis $(7,65 \pm 0,10)$ ns, abhängig vom digitalen Eingang. Teilt man die Differenz dieser Zeiten durch 256, so ergibt sich eine minimale Auflösung der Verzögerungsschritte von $(9,1 \pm 0,4)$ ps. Bei maximaler Einstellung von $t_D(MAX)$ entsteht ein Verzug von $(20,4 \pm 0,20)$ ns bis $(102,5 \pm 0,5)$ ns bei einer Auflösung von $(0,32 \pm 0,02)$ ns. Die angegebene Laufzeitschwankung des AD9500 beträgt 10 ps [9] und konnte nicht überprüft werden, da der Funktionsgenerator selbst eine Pulstaktschwankung von circa 0,1 ns aufweist. Mit diesem Anteil trägt er zu den Messfehlern der Zeitmessungen bei.

Greift man das Signal beim TTL-Ausgang ab, so braucht es zusätzlich $(1,65 \pm 0,20)$ ns länger, weil der ECL-zu-TTL-Wandler eine eigene Durchlaufzeit hat. Da er eine Laufzeitschwankung von 10 ps [11] aufweist, erhöht sich die gesamte Laufzeitschwankung des Systems auf etwa 20 ps, wenn der TTL-Ausgang benutzt wird. Diese Werte befinden sich in den Größenordnungen des Verzögerungsgenerators selbst, was den Einsatz des Wandlers legitimiert.



TITLE: delay	
Document Number:	REV: 1
Date: 29.07.2012 17:25:42	Sheet: 1/1

Abb. 4.10.: Schaltplan der Verzögerungselektronik.

5. Ansteuerung der Verzögerungselektronik mit dem USBPix-System

Die Verzögerungselektronik wird im Betrieb über den digitalen 8 Bit Eingang gesteuert. Vor der Benutzung werden gemäß der Beschreibung in Abschnitt 4.2 die analogen Parameter über die Potentiometer der Elektronik eingestellt. Optimalerweise muss für die Messung des Timewalks die gesamte Verzögerungsbandbreite durchgemessen werden. Nun wäre es möglich, alle 256 Verzögerungseinheiten per Hand durchzuschalten, das ist jedoch enorm zeitaufwändig. Um den Vorgang zu automatisieren, wurde das bereits vorhandene Programm STControl verwendet [12], sichtbar in Abb. 5.1. Es dient zur Datenauslese und Steuerung des USBPix-Systems. Da es per USB-Schnittstelle mit dem USBPix-System kommuniziert, wird die USBPix-Platine benutzt, um das 8 Bit Signal vom Computer an die Verzögerungselektronik weiterzuleiten.

Um das zu ermöglichen, wurde seitens des Programms eine neue 8 Bit große Scanvariable, `8BIT_DELAY`, erstellt. Beim Scanvorgang wird die Variable an den USBPixController übergeben, welcher die Daten an den FPGA auf dem MultiIO-Board sendet. Dieser gibt die 8 Bit Zahl über acht ausgewählte Pins heraus, sodass die Information mit einem Bit pro Pin abgegriffen werden kann. Dafür wird hierbei die Steckerbuchse P8, der 100 Pin Samtec Connector (siehe Abb. 2.7), verwendet. Der 100-Pin Anschluss wurde ehemals zur Fehlersuche bei der Entwicklung des Boards benutzt, jetzt dienen acht der Pins der Ansteuerung der Verzögerungselektronik. Dafür wurde dementsprechend ein Stecker gebaut, der die Verbindung von MultiIO-Board und Elektronik ermöglicht (siehe Abb. A.2 im Anhang).

Die Bedienung erfolgt über das Programm STControl. Im PixScan-Modus (siehe Abb. 5.1) muss der besagte Scanparameter `8BIT_DELAY` in einer beliebigen Schleife ausgewählt und aktiv geschaltet werden. Nun können Start- und Endwert sowie die Anzahl der Zwischenschritte eingegeben werden. Wird der Scan gestartet, so werden alle Zwischenschritte vom Anfangs- bis zum Endwert automatisch nacheinander durchgeschaltet.

5. Ansteuerung der Verzögerungselektronik mit dem USBPix-System

Dabei sind nur ganze Zahlen von 0 bis 255 möglich. Endet der Scan, so wird weiterhin der zuletzt geschaltete Wert ausgegeben, bis ein neuer Scan mit aktiver Variable 8BIT_DELAY beginnt. Dadurch kann die Verzögerungselektronik ohne weitere Bedienung des Programms auf einem festen Wert eingestellt bleiben.

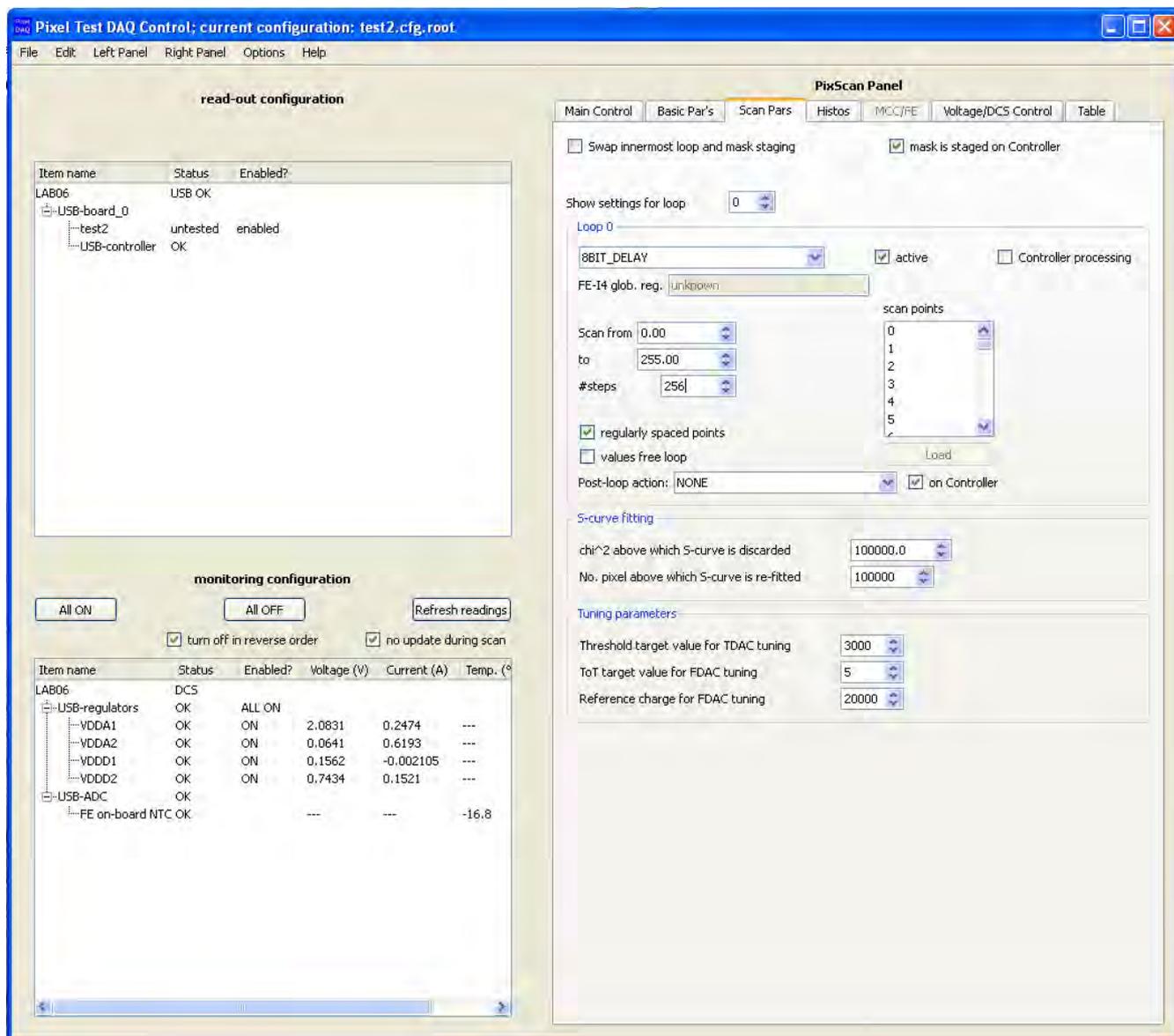


Abb. 5.1.: Programm zur Steuerung des USBPix-Systems, STControl. Offen sind auf dem linken Panel die Auslesekonfiguration und auf dem rechten das PixScan Panel.

6. Messung des Timewalk

Gemessen wird der Timewalk in Abhängigkeit der vom Laser in den Siliziumsensor injizierten Ladung bei fester Triggerschwelle des Diskriminators. Je kleiner die Ladung, desto später feuert der Diskriminator in der Digitalisierung des Sensorsignals, desto später kommt das dadurch erzeugte ToT-Signal beim Auslesesystem USBPix an. Dort fällt es in die 25 ns Zeitfenster des Systemtakts. Ziel ist es, eines dieser Zeitfenster hinsichtlich des Triggersignals als Referenz für alle untersuchten Ladungen zu nehmen, und durch gezielte Verzögerung der Laserpulse den Startzeitpunkt des ToT-Signals in dieses Fenster zu bringen. Die dafür jeweils gebrauchte Verzögerungszeit spiegelt den relativen Timewalk zwischen den Ladungen wider.

Da die Ladung vom Auslesesystem in ToT-Einheiten ausgegeben wird, die der Länge des ToT-Signals in Takteinheiten entsprechen, muss sie erst in die Anzahl Elektronen umgerechnet werden. Weil die ToT-Signale des FE-I3 besser aufgelöst sind, als beim FE-I4, ist für eine genaue Messung eine Kalibrierung mittels des FE-I3 Chips erforderlich.

6.1. Kalibrierung

Die im Sensor erzeugte Ladung ist proportional zu der Intensität der Laserpulse. Diese wiederum ist bei konstanter Frequenz der Pulse proportional zu der Ausgangsspannung der bestrahlten Fotodiode. Wurde die erzeugte Ladung also in Abhängigkeit der Frequenz und der Spannung vermessen, so kann aus gegebener Frequenz und Diodenspannung die Ladung in Elektronen berechnet werden. Da die Empfindlichkeit der Fotodiode von äußeren Bedingungen wie Temperatur, Luftfeuchtigkeit und weiteren abhängt, muss die Kalibrierung zeitnah zu der eigentlichen Messung geschehen.

Der Laserstrahl trifft auf die Rückseite des Sensors. Es wird die Laserdiode mit 671 nm Wellenlänge verwendet, sodass nur auf der Oberfläche des Sensors eine Ladung erzeugt wird [8]. Damit ist sichergestellt, dass sich die Ladungsträger immer durch die gesamte Dicke des Materials bewegen müssen und deren Laufzeit somit konstant für jede Ladung ist. Somit ist auch das ToT-Signal davon unabhängig. Es wird nur ein bestimmter Pixel bestrahlt und auch nur dieser ausgelesen, damit die durch Streulicht erzeugten kleineren

6. Messung des Timewalk

Ladungen in anderen Pixeln die Messung nicht verfälschen.

Natürlich wird nicht immer exakt die gleiche Ladung pro Laserpuls erzeugt und die Detektorelektronik arbeitet nicht immer mit der selben Genauigkeit, deswegen schwanken die ToT-Werte pro Laserintensität um einen Mittelwert und sind gaußverteilt, wie in Abb. 6.1 zu sehen ist. Trägt man nun den Mittelwert der gaußschen Fitfunktion mit ihrer Standardabweichung als Fehlerintervall über die Diodenspannung auf, so entsteht eine Abhängigkeit wie in Abb. 6.2. Beim FE-I3 gilt für die Umrechnung der Ladung von ToT-Einheiten x in die Anzahl Elektronen Q folgende Formel:

$$Q = 1,98 \cdot 10^{-3}[e] \cdot x^3 + 2,171[e] \cdot x^2 + 629,7[e] \cdot x + 1150[e]$$

Dabei sind die Vorfaktoren in der Polynomialfunktion jeweils empirisch ermittelte Werte. Wird diese Funktion nun auf die ToT-Werte angewendet, so entsteht für jede Pulsfrequenz eine Kalibrationskurve für die Abhängigkeit der erzeugten Ladung in Elektronen von der Ausgangsspannung der Fotodiode. In den Abb. 6.3 sind solche Kurven für die Frequenzen 10 kHz und 20 kHz dargestellt, bei denen der Timewalk gemessen wird. Zwar findet am LHC die Datenaufnahme bei bis zu 40 MHz statt, aber bei dem im Labor verwendeten Auslesesystem USBPix ist die Zuverlässigkeit bei Frequenzen von über 20 kHz nicht mehr gewährleistet.

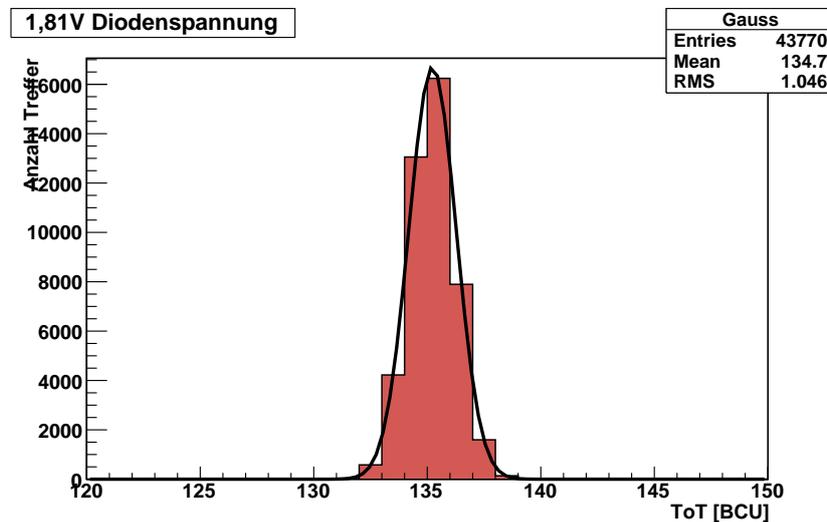


Abb. 6.1.: Histogramm mitsamt gaußscher Fitfunktion, das die Anzahl verschiedener eingegangener ToT-Werte bei 1,81 V Diodenspannung und 20 kHz Pulsfrequenz anzeigt. Insgesamt wurden dabei 43770 Ereignisse aufgezeichnet. Die Einheit BCU bedeutet "bunch crossing unit" und ist der minimale zeitliche Abstand von 25 ns zwischen den Kollisionen zweier Teilchenpakete.

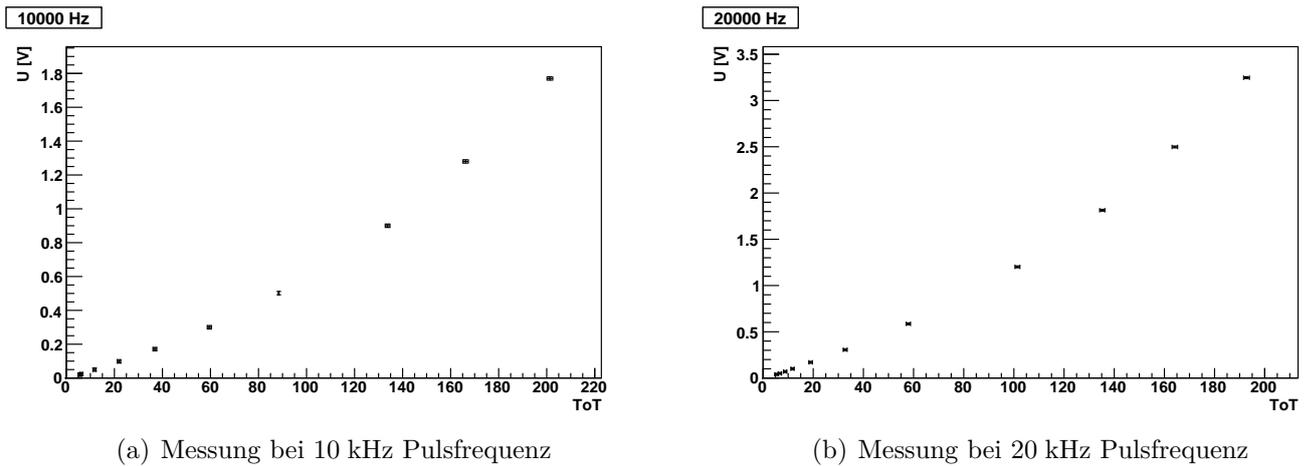


Abb. 6.2.: Dargestellt sind die Abhängigkeiten der beim FE-I3 erzeugten Ladungen in Einheiten des ToT von der Diodenspannung bei 10 kHz und bei 20 kHz Pulsfrequenz.

6.2. Messmethode und Ermittlung des Timewalk

Während bei der Kalibration der Laser aus der internen Ansteuerung betrieben werden und auch das USBPix-System sich selbst triggern kann, muss bei der Timewalk-Messung eine gemeinsame Triggerquelle dafür benutzt werden. Dadurch sind beide Systeme hinsichtlich der Triggerpulse synchronisiert. So sendet ein Frequenzgenerator die Triggersignale sowohl an das USBPix-System, als auch über die Verzögerungselektronik an den Laser. Der schematische Versuchsaufbau ist in Abb. 4.1 dargestellt. Es ist nur möglich, den relativen Timewalk verschiedener Ladungen zueinander zu bestimmen, daher ist die systeminterne sowie durch Leitungen verursachte Verzögerung der Pulse nicht von Bedeutung, solange sie konstant bleibt. Der Timewalk soll bei dem Detektorchip der vierten Generation untersucht werden, daher wird hier der FE-I4 eingesetzt.

Um den Timewalk zu messen, braucht man eine feste Triggerschwelle für den Diskriminator. Hier werden 3000 Elektronen gewählt. In der Praxis hat sich dieser Wert bewährt, weil er das Rauschen zuverlässig unterdrückt, die wahren Signale aber durchlässt. Die Verzögerungselektronik wurde auf eine Bandbreite von $(30,0 \pm 0,2)$ ns eingestellt, sodass eine ganze Takteinheit abgedeckt wird und noch ein Puffer von 5 ns bleibt. Damit liegt die Auflösung der Verzögerungsschritte bei $(0,12 \pm 0,01)$ ns. Die Triggerschwelle der Elektronik wird auf 0,5 V gestellt, sodass jegliches Rauschen der Triggerpulse unterdrückt wird und im Endeffekt die Ausgangsspannung der Fotodiode möglichst wenig schwankt.

Aus dem selben Grund wie bei der Kalibrierung darf auch hier nur ein Pixel des gesamten Sensors für die Messung benutzt werden. Um den am meisten bestrahlten Pixel zu

6. Messung des Timewalk

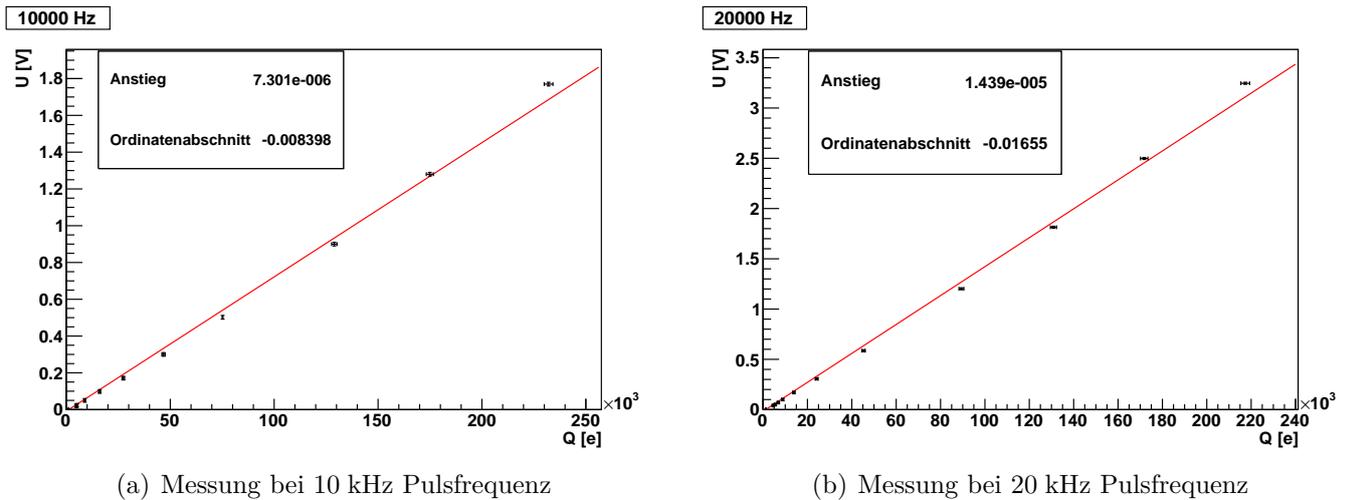


Abb. 6.3.: Dargestellt sind die Kalibrationskurven der beim FE-I3 erzeugten Ladungen in Elektronen von der Diodenspannung bei 10 kHz und bei 20 kHz Pulsfrequenz. Die Kalibration wurde direkt nach der Timewalk-Messung gemacht, um möglichst gleiche Betriebsbedingungen bei Messung und Kalibration zu gewährleisten.

finden, wird eine Rauschokkupanz-Messung durchgeführt. Normalerweise dient sie zum Entdecken rauschanfälliger Pixel und zum Testen, ob die gesetzte Triggerschwelle des Diskriminators über dem Rauschen liegt. Hier zeigt sie die Pixel, in denen die meisten Ladungen erzeugt werden, das Ergebnis ist in Abb. 6.4 zu sehen. Danach werden alle Pixel deaktiviert, außer dem mit der höchsten Okkupanz. Bei konstanter Laserintensität und Pulsfrequenz werden nun immer annähernd die gleichen Ladungen im Pixel erzeugt, sodass auch die Startzeitpunkte der erzeugten ToT-Signale relativ zum Triggerpuls annähernd gleich bleiben. So muss nur herausgefunden werden, in welches 25 ns Zeitfenster der Ausleseelektronik sie fallen. Dazu wird die Okkupanzmessung erneut durchgeführt und geschaut, bei welchem Zeitfenster relativ zum Triggerpuls die meisten Treffer zu sehen sind, also wieviel Zeit zwischen dem Triggern des USBPix-Systems und dem Eingang der ToT-Signale vergeht. Das Ergebnis ist im Histogramm in Abb. 6.5(a) zu sehen, es zeigt die Trefferanzahlen der betroffenen Takteinheiten nach dem Triggersignal. Hier zeigt das fünfte Zeitfenster die meisten Treffer, allerdings beginnt das Histogramm erst bei dem 36. Takt, es vergehen also 41 der 25 ns-Einheiten zwischen dem Eingehen der Triggerpulse und der ToT-Signale. So kann die Rauschokkupanz-Messung dazu verwendet werden, um den Timewalk zu messen, denn durch das Einstellen einer Verzögerung der Triggerpulse durch die Verzögerungselektronik verschiebt sich die Verteilung der Treffer in Richtung eines späteren Zeitfensters, also zum nächsten Balken im Histogramm. Die Trefferanzahl in der erstenen Takteinheit sinkt, während die Anzahl der nächsten steigt. Sind die beiden

Trefferzahlen gleich groß, so fällt jeweils die Hälfte der ToT-Werte in jedes der beiden Zeitfenster, das entspricht dem Übergang in die nächste Takteinheit und so bildet die dafür eingestellte Verzögerungszeit die Referenz zum relativen Timewalk (siehe Abb. 6.5).

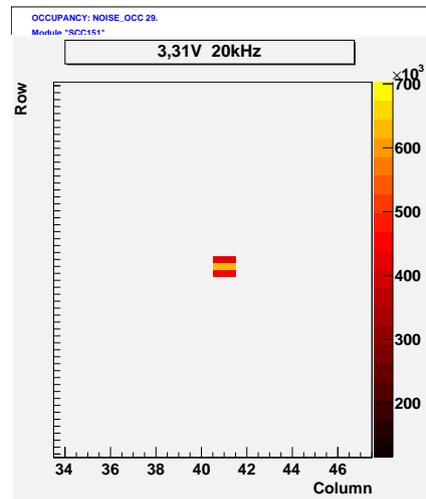
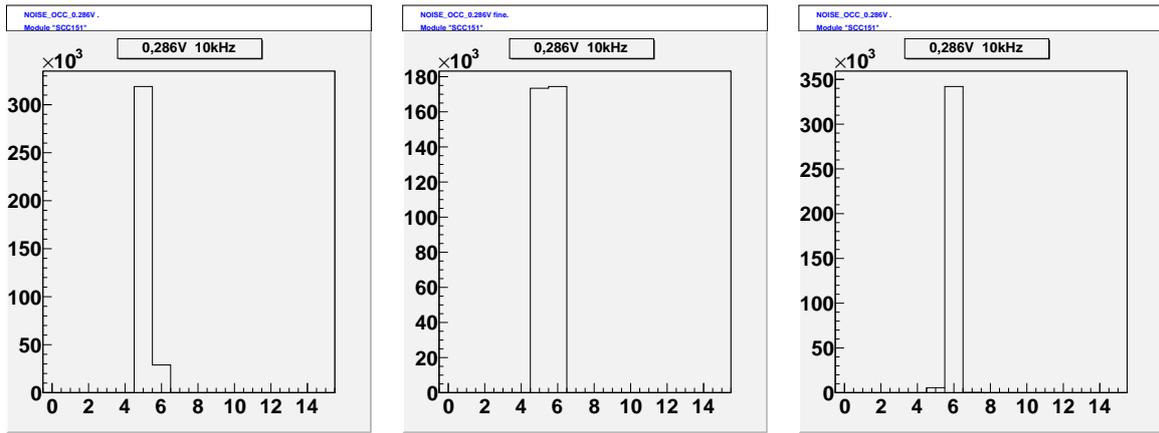


Abb. 6.4.: Ein Ergebnis der Okkupanzmessung zeigt die dreidimensionale Darstellung, die die Zeilen- und Spaltenkoordinaten der Pixel sowie die Anzahl ihrer aufgezzeichneten Treffer abbildet. Durch die möglichst starke Fokussierung des Laserstrahls auf dem Sensor werden nur drei Pixel getroffen. Aufgrund des gaußschen Intensitätsprofils des Strahls zeigt der mittlere Pixel erwartungsgemäß die höchste Okkupanz, dieser wird also für die Timewalk-Messung gewählt.

Je kleiner die Ladungen sind, desto spätere Zeitfenster treffen ihre ToT-Signale. Für das Bestimmen des relativen Timewalk muss eine 25 ns Takteinheit als Referenz für alle Ladungen genommen werden. Es wird die Takteinheit als Vergleichswert für alle Ladungen gewählt, in der selbst die kleinsten Ladungen nur durch eine eingestellte Verzögerung Treffer erzeugen. Die ToT-Startzeitpunkte der größten injizierbaren Ladungen treffen in ein Zeitfenster drei Takteinheiten eher, bis zum Referenz-Zeitfenster entspricht das einem Zeitversatz von 75 ns. Zieht man von diesem Wert die Verzögerungszeit ab, die zum Erreichen der Referenz-Takteinheit gebraucht wird, so erhält man den relativen Timewalk für jede Ladung.

Es wird eine Rauschokkupanzmessung mit einer Million Ereignissen, also erzeugten Ladungen, pro eingestellten Verzögerungsschritt durchgeführt. So fallen statistische Einzelabweichungen möglichst wenig ins Gewicht. Die Messung wird für verschiedene Laserintensitäten im einstellbaren Bereich durchgeführt, jeweils für die Pulsfrequenzen von 10 kHz und 20 kHz.

6. Messung des Timewalk



(a) Okkupanzmessung ohne Verzögerung. (b) Okkupanzmessung mit $(10,4 \pm 0,1)$ ns Verzögerung. (c) Okkupanzmessung mit $(22,9 \pm 0,2)$ ns Verzögerung.

Abb. 6.5.: Die Histogramme zeigen die Trefferanzahlen der Takteinheiten von einer Okkupanzmessung bei 0,286 V, 10 kHz und einer Million Ereignissen pro Verzögerungsschritt. Die Trefferverteilung ändert sich im Hinblick auf die eingestellte Verzögerung der Laserpulse. Verglichen mit Histogramm (a) sind bei (c) schon fast alle Treffer im nächsten Zeitfenster, während sie bei (b) auf beide Takteinheiten nahezu gleichverteilt sind. Dieser Zeitpunkt wird genutzt, um mithilfe der eingestellten Verzögerungszeit den relativen Timewalk zu ermitteln.

6.3. Auswertung

Durch die eingestellte Verzögerung werden die ToT-Startzeitpunkte von einem Zeitfenster nach und nach in das nächstfolgende verschoben. Wird das Verhältnis der Trefferzahl im jeweils ersten Zeitfenster zur Trefferzahl beider Fenster über die entsprechende Verzögerungszeit τ aufgetragen, so ergibt sich eine Fehlerfunktion wie in Abb. 6.6. Diese Funktion sieht wie folgt aus:

$$\frac{BCU1}{BCU1 + BCU2} = s \cdot \operatorname{Erfc} \left(\frac{m - \tau}{\sqrt{2}\sigma} \right) + 0,5$$

Mit dem Trefferverhältnis als Funktionswert, Erfc als Bezeichnung für die Fehlerfunktion [4], s als Skalierungsparameter, m als Übergangszeitpunkt und σ als Standardabweichung der Übergangsverteilung. Die Funktion wurde um 0,5 angehoben, sodass sie von 1 auf 0 fällt und nicht in den negativen Bereich geht. Die Fehlerfunktion sinkt im Verlauf der Verzögerung vom Wert 1 auf 0. Der Zeitwert τ , der dem Funktionswert 0,5 entspricht, ist der Übergangszeitpunkt zur nächsten Takteinheit und somit der Bezugsparameter zum Timewalk. Aus diesem Zeitpunkt wird die benötigte Verzögerungszeit zum Referenzzeit-

fenster bestimmt, die Differenz von 75 ns und dieser Zeit ergibt anschließend den relativen Timewalk der jeweiligen Ladung. Die Standardabweichung Sigma der Übergangsverteilung ist sein Fehlerintervall. Für jede erzeugte Ladung wurde also bei jeder Frequenz eine solche Fehlerfunktion erstellt, siehe Abschnitt A.2 im Anhang. Die gesamten Parameter aller erstellten Fitfunktionen sind in Tabelle 6.1 zu sehen.

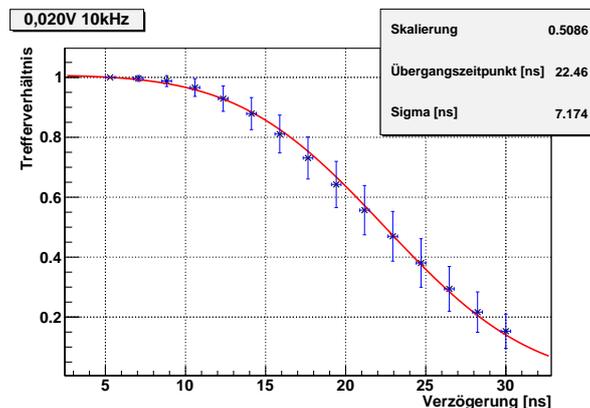


Abb. 6.6.: Eine Übergangsverteilung des Trefferanzahlverhältnisses von der ersten Takteinheit zu beiden betroffenen, aufgetragen über die Verzögerungszeit. Gefittet wurde mit einer Fehlerfunktion, die Fitparameter sind oben rechts im Bild zu sehen. Diese Verteilung spiegelt die Timewalkmessung bei 0,020 V Diodenspannung und 10 kHz Pulsfrequenz wider. Als Fehlerintervall ist die Standardabweichung Sigma der Fehlerfunktion gezeigt.

Um die Abhängigkeit des Timewalks von der Ladung theoretisch vorhersagen zu können, muss die dafür verantwortliche Signalform näher angeschaut werden. Da die Spannung des Kondensators C_f in Abb. 2.5(a) in bester Näherung linear bis zum Maximum ansteigt, bildet der Signalverlauf eine Dreiecksform wie in Abb. 6.7, zum Vergleich siehe auch Abb. 2.6. Dabei ist die Variable Q proportional zur injizierten Ladung und der Parameter Q_{thr} entspricht der Triggerschwelle des Diskriminators. Der Parameter t_{const} spiegelt die Zeit wider, die bis zur vollständigen Ladungssammlung im Kondensator vergeht. Diese Zeit kann als konstant angenommen werden, denn der lineare Anstieg der Spannung ist proportional zur Größe der Ladung. Schließlich ist die Variable $t(Q)$ für den Timewalk verantwortlich und der Parameter t_{ref} entspricht einer zeitlichen Referenzkonstante. Damit ist der relative Timewalk durch $t_{\text{ref}} - t(Q)$ gekennzeichnet. Mithilfe des Strahlensatzes am Dreieck kann die Variable $t(Q)$ durch Q ausgedrückt werden, so wird der relative Timewalk $T_{\text{rel}}(Q)$ durch folgende Formel beschrieben:

$$T_{\text{rel}}(Q) = t_{\text{ref}} - \frac{(Q - Q_{\text{thr}}) \cdot t_{\text{const}}}{Q} \quad (6.1)$$

6. Messung des Timewalk

Übergangsverzögerung [ns]	Sigma [ns]	Diodenspannung [V]	Pulsfrequenz [kHz]
21,49	5,92	0,019	10
22,46	7,17	0,020	10
26,61	8,75	0,023	10
43,41	9,67	0,030	10
54,45	9,65	0,054	10
60,43	13,01	0,286	10
55,94	10,39	1,83	10
21,60	5,99	0,038	20
22,42	7,75	0,042	20
25,40	8,38	0,045	20
40,54	9,19	0,058	20
53,18	10,55	0,099	20
59,04	10,83	2,07	20
56,47	10,43	3,31	20

Tab. 6.1.: Tabelle mit Messwerten und Fitparametern, aus denen der Timewalk und sein Fehler berechnet werden. Ist der Übergangzeitpunkt bereits bei einem Zeitfenster vor der Referenztakteinheit, so wird die entsprechende Anzahl Zeitfenster als Verzögerungszeit (25 ns / 50 ns) dazu addiert, um den Bezug zum Referenzzeitfenster zu gewährleisten. In der Tabelle ist dies bereits berücksichtigt.

Der minimale Timewalk ist durch den unteren Grenzwert $t_{\text{ref}} - t_{\text{const}}$ der Funktion bestimmt.

Durch das Auftragen der aus den Fehlerfunktionen gewonnenen relativen Timewalk-Werte und ihrer Fehlerintervalle über die aus der Diodenspannung und Pulsfrequenz errechnete Ladung ergeben sich die Abhängigkeiten wie in Abb. 6.8. Die Fitfunktion und ihre drei Parameter entsprechen der Gleichung (6.1). Da die Fitfunktion durch die drei Freiheitsgrade stark von den Ausgangswerten dieser Parameter abhängig ist, sind diese so gewählt, dass t_{const} bei beiden Pulsfrequenzen möglichst den gleichen Wert hat. Schließlich entspricht dieser Wert der konstanten Ladezeit des Kondensators, die von Ladung und Pulsfrequenz in bester Näherung unabhängig ist. Somit werden die Fitparameter möglichst genau bestimmt. Die Abweichung von 1,2 ns zwischen den beiden Werten ist die kleinst mögliche bei gleichen Ausgangsparametern.

Wie an Abb. 6.8 zu sehen ist, entspricht die Abhängigkeit des relativen Timewalks von der erzeugten Ladung den theoretischen Erwartungen. Ab einer Ladung von etwa 100.000 Elektronen ist der Timewalk sehr nahe am unteren Grenzwert. Das ist der Bereich, in dem die Triggerschwelle klein gegenüber der erzeugten Ladung ist, somit erreichen die Kondensatorspannungen in der Signalverarbeitung die Schwelle nahezu gleichzeitig. Bei

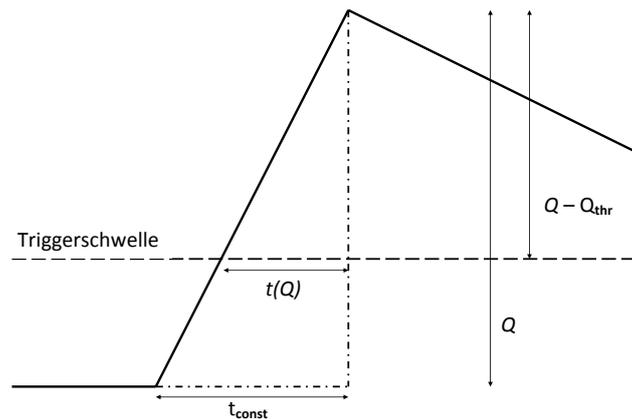


Abb. 6.7.: Skizze des Spannungssignals vom Sensor vor der Digitalisierung. Mittels Strahlensatz kann die für den Timewalk verantwortliche Variable $t(Q)$ durch Q ausgedrückt werden. So kann man das Verhalten des Timewalk in Abhängigkeit von der Ladung vorhersagen.

beiden Frequenzen scheinen die größten Ladungen sogar einen leicht höheren Timewalk zu haben als die nächst kleinere Ladung. Das spricht dafür, dass hier die Timewalk-Effekte verglichen mit den zeitlichen Schwankungen zu klein sind, um ausschlaggebend zu sein. Die relativen Timewalkwerte solch hoher Ladungen unterscheiden sich nur sehr wenig voneinander und schwanken lediglich innerhalb des Fehlerintervalls von durchschnittlich $\pm 8,7$ ns. Dieses Fehlerintervall entspricht der Standardabweichung der Übergangsverteilung der ToT-Signale von einer Takteinheit in die nächste. Verglichen mit der Größenordnung des maximalen Timewalks von etwa 40 ns zwischen der kleinsten und der größten Ladung ist das ein sehr großer Fehler. Die Verteilungen haben eine weite Übergangsbreite, welche eine Ungenauigkeit im System widerspiegelt. Diese liegt zum größten Teil beim USBPix-System, das mit einer Laufzeitschwankung von bis zu 4 ns [13] den dominierenden Anteil des Fehlerintervalls ausmacht. Der Detektorchip selbst generiert leicht unterschiedliche ToT-Signale bei gleicher Ladungsinjektion. Natürlich schwankt auch der Pulstakt vom Funktionsgenerator, des Lasers und auch der Verzögerungselektronik, was den restlichen Anteil des Fehlerintervalls ausmacht.

Der Parameter Q_{thr} der Funktion entspricht der Triggerschwelle des Diskriminators. Eingestellt wurde sie auf 3000 Elektronen, den Fitfunktionen zufolge liegt sie für beide Frequenzen bei ungefähr 2900 Elektronen. Angesichts des enormen Fehlerintervalls der Fitparameter (siehe Abb. 6.8), das auf den großen Fehler des Timewalk zurückzuführen ist, ist das zwar nicht sehr aussagekräftig, dennoch liegen die Werte nur 100 Elektronen unter dem erwarteten. Wichtig ist jedoch, dass sie nahezu gleich groß sind, denn die ein-

6. Messung des Timewalk

gestellte Schwelle ist unabhängig von der Pulsfrequenz. Dass sie unterhalb der Schwelle liegen, deutet auf einen leichten Versatz der Diodenspannung in den negativen Bereich, was auch an dem Ordinatenabschnitt der Kalibrationsfunktionen in Abb. 6.8 sichtbar ist. Die Diodenspannung wächst also erst ab einer bestimmten Intensität der Bestrahlung.

Die Differenz der beiden Parameter t_{ref} und t_{const} ergibt für 10 kHz 12,1 ns und für 20 kHz 13,8 ns. Leider ist auch hier die Genauigkeit der beiden Parameter mit einem Fehler von rund 53 ns sehr klein, wie in Abb. 6.8 zu sehen ist. Jedoch ist ihre Differenz davon nahezu unabhängig, denn sie entspricht dem Grenzwert der Fitfunktion für eine unendliche Ladung und damit dem konstanten minimalen Timewalk. Auch dieser muss unabhängig von der Pulsfrequenz sein. Zwar sind die beiden Werte nicht gleich groß, wie zu erwarten gewesen wäre, aber der Unterschied von 1,7 ns entspricht nur 8% Abweichung und ist damit tolerierbar. Zumal das durchschnittliche Fehlerintervall des Timewalks von 8,7 ns deutlich größer ist als diese Abweichung. Der Wert des minimalen Timewalks ist hier jedoch irrelevant und nur ein Bezugsparameter, da nur die relativen Unterschiede zwischen verschiedenen Ladungen von Interesse sind. Er stellt lediglich die Verzögerung dar, die selbst eine unendlich hohe Ladung gebraucht hätte, damit ihr ToT-Startzeitpunkt in das Referenzzeitfenster fällt.

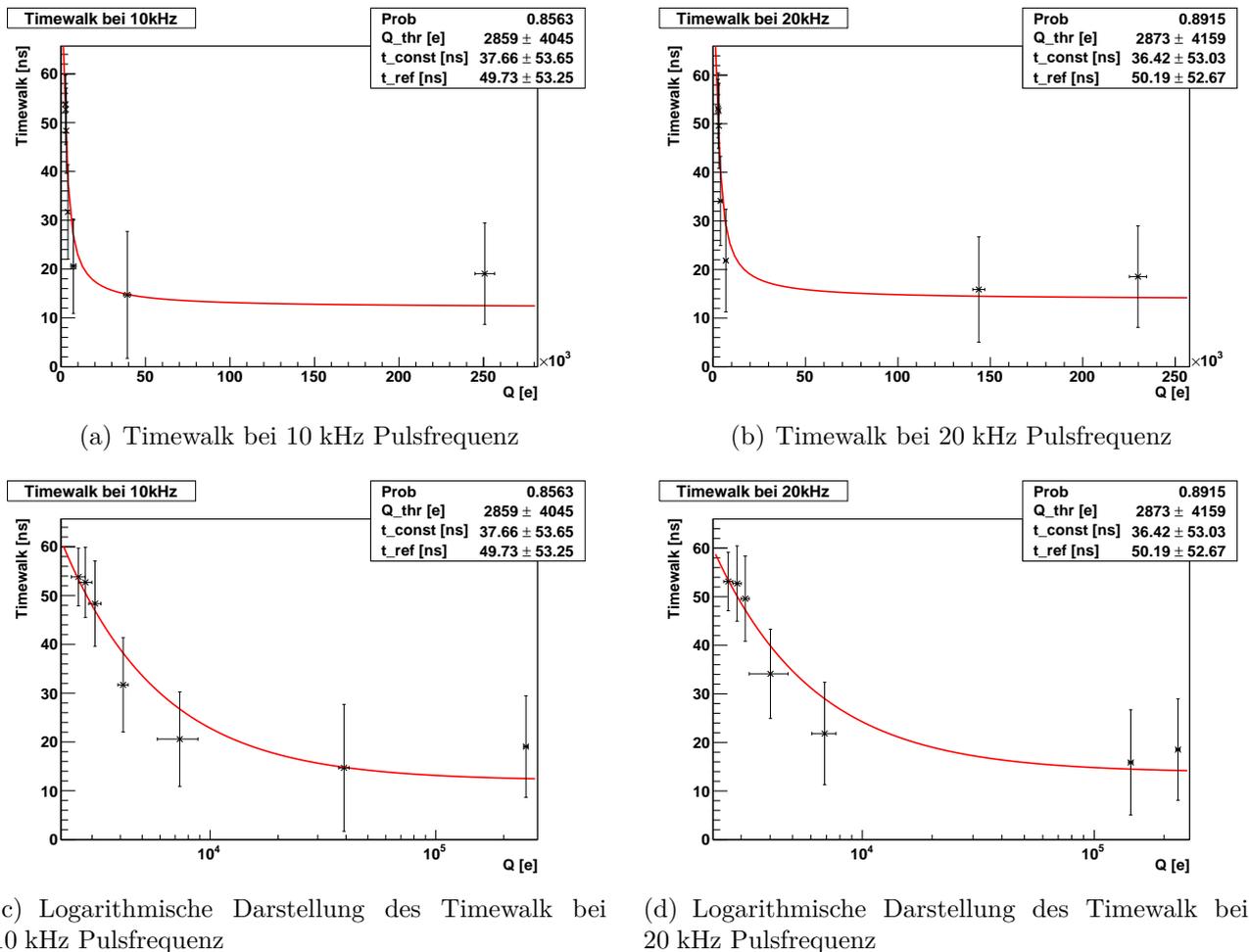


Abb. 6.8.: Dargestellt ist hier die Abhängigkeit des relativen Timewalk von der im Sensor erzeugten Ladung. Die Ladung in Elektronen wurde dabei mittels der Kalibrationskurven aus der Diodenspannung und Pulsfrequenz errechnet. Die linken Diagramme zeigen die Messung bei 10 kHz Pulsfrequenz und die rechten bei 20 kHz; die oberen Diagramme sind dezimal skaliert und die unteren einfach logarithmisch. Das große Fehlerintervall wird hauptsächlich durch die Laufzeitschwankungen des USBPix-Systems von bis zu 4 ns verursacht.

7. Zusammenfassung

Bei dieser Bachelorarbeit wurde eine Verzögerungselektronik entwickelt und konstruiert, die der Messung des Timewalk dient, ihre Steuerung wurde in ein bestehendes Programm implementiert und der relative Timewalk in Abhängigkeit der erzeugten Ladung wurde am FE-I4 Detektorchip gemessen.

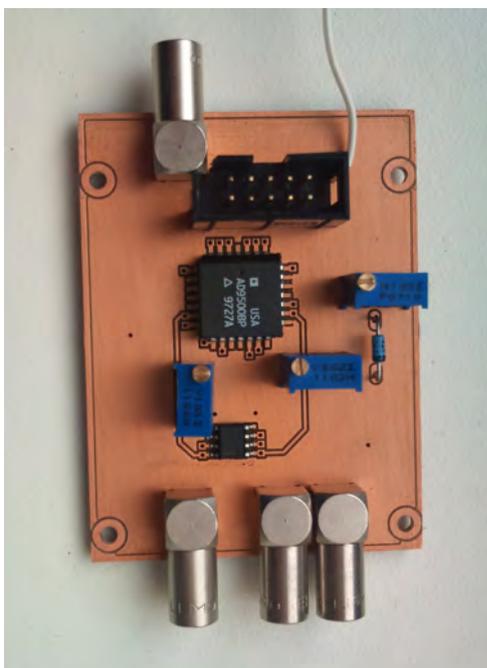
Die entwickelte Verzögerungselektronik hat bei der Timewalkmessung fehlerfrei, zuverlässig und präzise funktioniert. Die Laufzeitschwankungen, die sie aufweist, sind im Vergleich zur Ausleseelektronik drei Größenordnungen geringer, ihr Einsatz zeigt also durchaus vernachlässigbare Nachteile. Sie ist durch die vielfältigen Einstellmöglichkeiten und die Kompatibilität zu zwei verschiedenen Spannungsreferenzpegeln und Signalübertragungsarten außerdem auch für andere Zwecke vielseitig einsetzbar.

Die Ansteuerung der Elektronik erfolgt unkompliziert und nahezu völlig automatisiert durch das Programm STControl, das für die Analyse und Steuerung des USBPix-Auslesesystems verwendet wird. Sie ist dadurch in Verbindung mit anderen Funktionen des Systems problemlos einsetzbar. Zudem sind für die Ansteuerung der Verzögerungselektronik keinerlei zusätzliche Geräte und Programme notwendig, außer die bereits vorhandenen.

Die Messung des relativen Timewalk in Abhängigkeit der im Sensor erzeugten Ladung bestätigte die theoretischen Erwartungen. Leider beträgt jedoch das Fehlerintervall mit durchschnittlich 8,7 ns mehr als 20% des maximalen Timewalks zwischen der größten und der kleinsten Ladung. Daher sind die Fitfunktion und ihre Parameter, die den Versuchsaufbau charakterisieren, ebenso stark fehlerbehaftet. Eine exaktere Messung wäre deswegen wünschenswert, aber dafür ist vor allem ein zeitlich präziseres Auslesesystem als das im Labor verwendete USBPix-System notwendig.

A. Anhang

A.1. Verzögerungselektronik



(a)



(b)

Abb. A.1.: Die aufgebaute Verzögerungselektronik ohne Metallgehäuse (a) und mit (b). In (a) sind die beiden Leiterbahnen zu sehen, die auf der oberen Ebene der Platine gelegt sind, da sie auf der unteren Ebene unweigerlich zu Überschneidungen geführt hätten. Das weiße Kabel kann für eine externe Erdung verwendet werden. Es ist aber nicht zwingend notwendig, wenn die Interaktionsgeräte per LEMO-Anschluss verbunden sind und dessen Abschirmung geerdet ist, damit besteht ebenfalls ein Anschluss an Masse.



Abb. A.2.: Stecker, der die Verbindung zwischen dem USBPix-System und der Verzögerungselektronik ermöglicht. Die beiden offenen Kabelenden dienen zur Spannungsversorgung der Verzögerungselektronik.

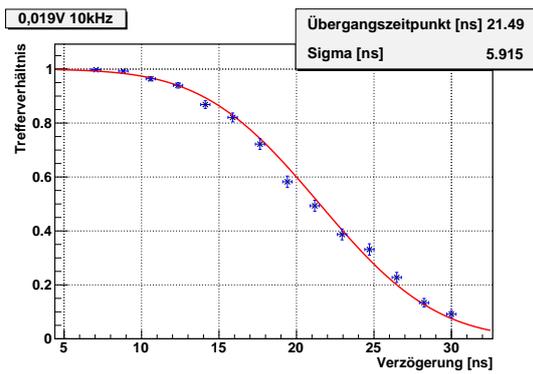
A.2. Messergebnisse einzelner Timewalk-Messungen

In diesem Abschnitt befinden sich die Darstellungen der Timewalk-Messungen einzelner Spannungen als Referenz zu den Ladungen. Dabei ist die Verzögerung der Zeitverzug, der durch die Verzögerungselektronik eingestellt wurde. Das Trefferverhältnis bezeichnet das Verhältnis der Trefferzahl des ersten Zeitfensters zur Trefferzahl beider betroffener Zeitfenster:

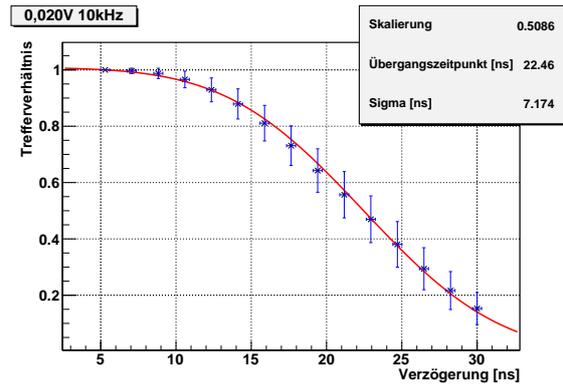
$$\text{Trefferverhältnis} = \frac{\text{BCU1}}{\text{BCU1} + \text{BCU2}}$$

Manche Fehlerfunktionen beginnen nicht bei 1 oder enden nicht bei 0. Das sind die Fälle, in denen der Übergang von einer in die nächste Takteinheit nicht in der Mitte der Verzögerungsbandbreite lag.

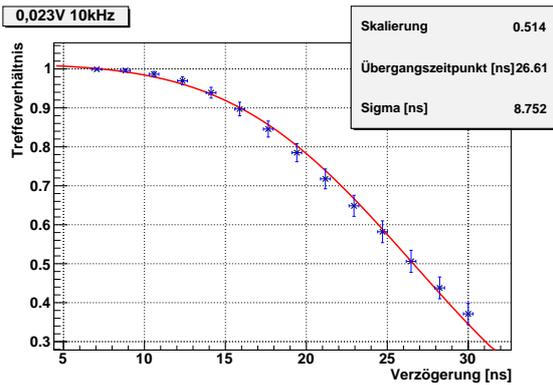
A.2. Messergebnisse einzelner Timewalk-Messungen



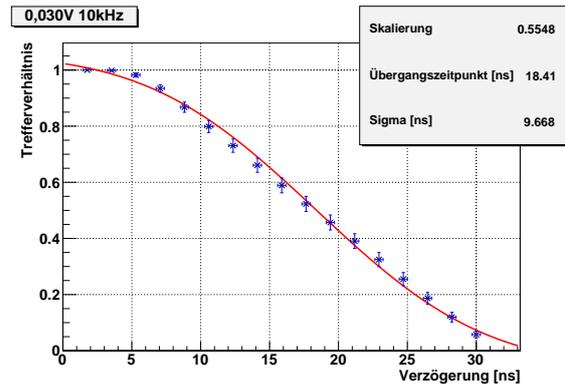
(a) Übergangsvorteilung bei 0,019V und 10 kHz Pulsfrequenz. Die Werte schwanken mehr als bei anderen Darstellungen, das liegt daran, dass nur insgesamt 550 der einen Million Ereignisse aufgezeichnet wurden. Die Ladung liegt hier also deutlich unter der Triggerschwelle. Der erste Parameter der Fitfunktion ist hier auf 0,5 fixiert und wird daher nicht angezeigt.



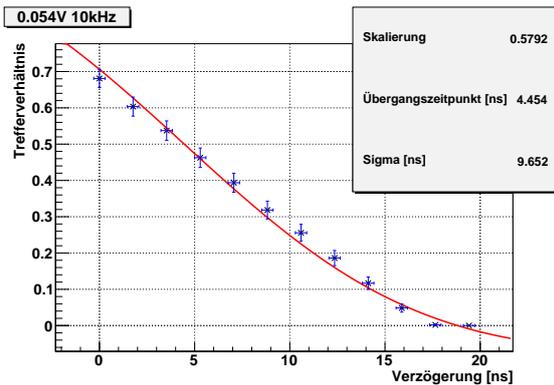
(b) Übergangsvorteilung bei 0,020V und 10 kHz Pulsfrequenz. Auch hier ist die Ladung noch unter der Triggerschwelle, denn es wurden nur 40.000 der einen Million Ereignisse aufgezeichnet.



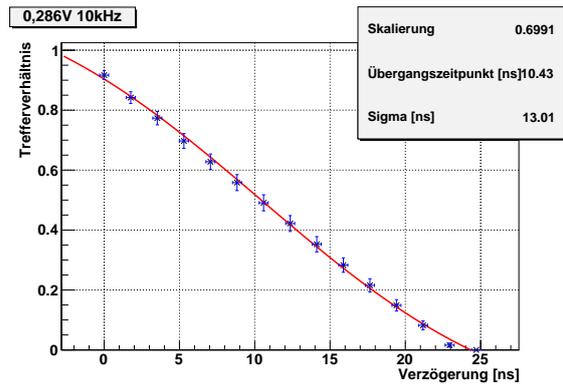
(c) Übergangsvorteilung bei 0,023V und 10 kHz Pulsfrequenz



(d) Übergangsvorteilung bei 0,030V und 10 kHz Pulsfrequenz

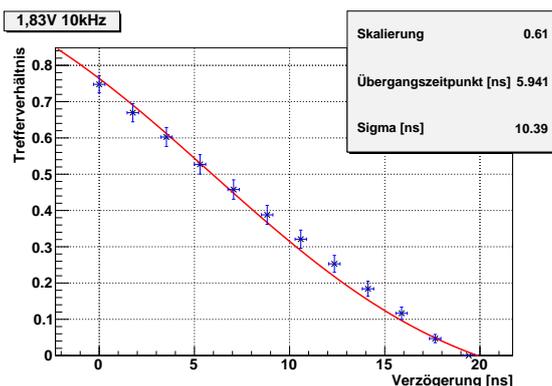


(e) Übergangsvorteilung bei 0,054V und 10 kHz Pulsfrequenz



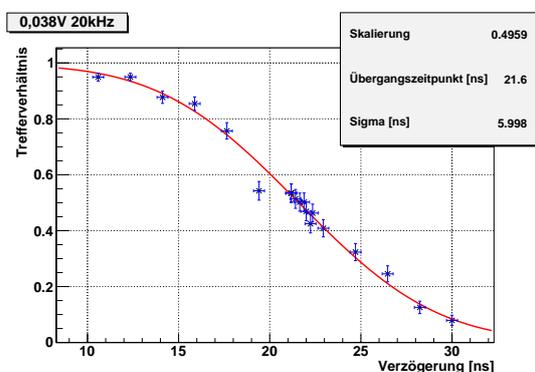
(f) Übergangsvorteilung bei 0,286V und 10 kHz Pulsfrequenz

Abb. A.3.: Timewalkmessungen bei 10 kHz Pulsfrequenz.

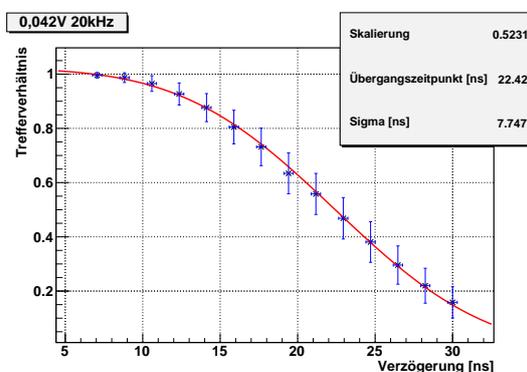


(a) Übergangsverteilung bei 1,83V und 10 kHz Pulsfrequenz

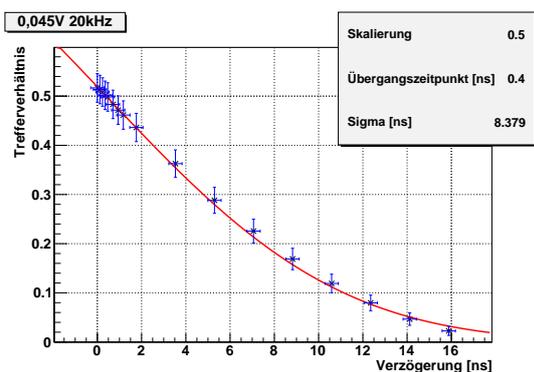
Abb. A.4.: Timewalkmessung bei 10 kHz Pulsfrequenz.



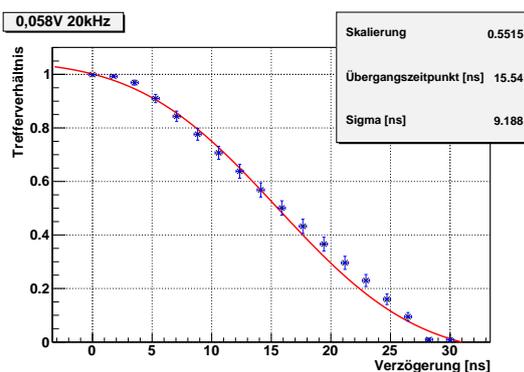
(a) Übergangsverteilung bei 0,038V und 20 kHz Pulsfrequenz. Die Werte schwanken mehr als bei anderen Darstellungen, das liegt daran, dass nur insgesamt 300 der einen Million Ereignisse aufgezeichnet wurden. Die Ladung liegt hier also deutlich unter der Triggerschwelle.



(b) Übergangsverteilung bei 0,042V und 20 kHz Pulsfrequenz. Auch hier ist die Ladung noch unter der Triggerschwelle, denn es wurden nur 30.000 der einen Million Ereignisse aufgezeichnet.



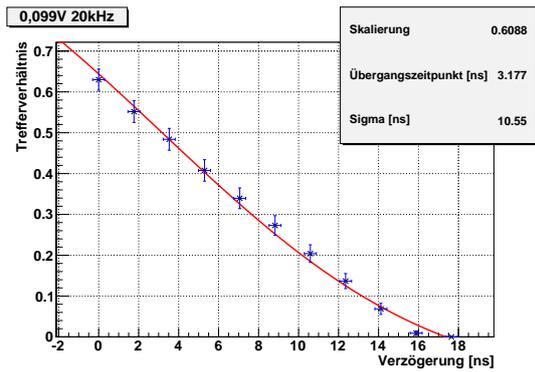
(c) Übergangsverteilung bei 0,045V und 20 kHz Pulsfrequenz



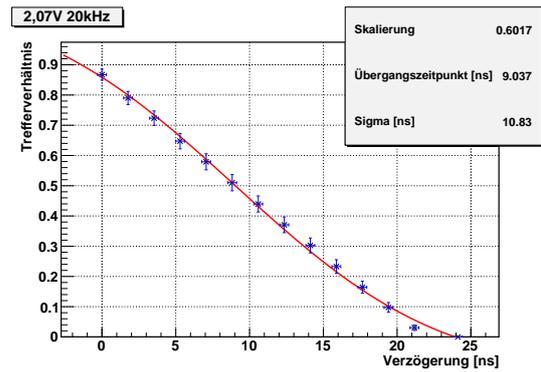
(d) Übergangsverteilung bei 0,058V und 20 kHz Pulsfrequenz

Abb. A.5.: Timewalkmessungen bei 20 kHz Pulsfrequenz.

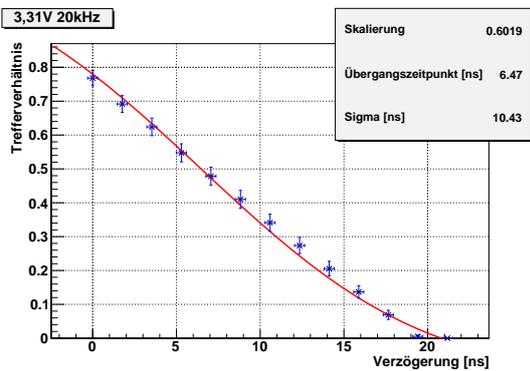
A.2. Messergebnisse einzelner Timewalk-Messungen



(a) Übergangsverteilung bei 0,099V und 20 kHz Pulsfrequenz



(b) Übergangsverteilung bei 2,07V und 20 kHz Pulsfrequenz



(c) Übergangsverteilung bei 3,31V und 20 kHz Pulsfrequenz

Abb. A.6.: Timewalkmessungen bei 20 kHz Pulsfrequenz.

Literaturverzeichnis

- [1] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation **3(08)**, :S8003 (2008)
- [2] Capeans et al, *ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report*, Technical Report CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-019, CERN, Geneva (2010)
- [3] M. Karagounis et al, *Development of the ATLAS FE-I4 pixel readout IC for b-layer Upgrade and Super-LHC*, Publikation Universität Bonn (2008)
- [4] J. Große-Knetter, *Vertex Measurement at a Hadron Collider*, Habilitation Universität Bonn (2008)
- [5] S. Ramo, *Currents Induced by Electron Motion*, Proceedings of the IRE **27(9)**, 584 (1939)
- [6] D. Pitzl, *LHC Detectors*, Introduction to Terascale Physics, DESY (2012)
- [7] The Particle Data Group, K. Nakamura et al, *Review of Particle Physics*, J. Phys. G 37 **075021** (2010 and 2011 partial update for the 2012 edition)
- [8] M. Pfaff, *Dynamic efficiency measurements for irradiated ATLAS Pixel single chip modules*, Diplomarbeit, Georg-August-Universität Göttingen (2011)
- [9] Analog Instruments, *Digital Programmable Delay Generator AD9500*, Datasheet (1999)
- [10] T. Tille, D. Schmitt-Landsiedel, *Mikroelektronik*, Springer Verlag (2005)
- [11] ON Semiconductors, *-5V Differential ECL to TTL Translator*, Datasheet (2008)
- [12] J. Große-Knetter, *STcontrol User Guide*, Manual (2011)
- [13] J. Weingarten, private Kommunikation

Danksagung

Ich möchte insbesondere meinem Betreuer Lars Graber danken, der sehr viel Geduld mit mir und meiner chaotischen Art hatte. Er gab mir stets einen roten Faden durch das Projekt und hatte den Überblick im Gegensatz zu mir nie verloren, seine Ratschläge haben mir oft viel Ärger erspart.

Desweiteren möchte ich dem ebenfalls geduldigen Volker Ebrecht danken, in dessen Elektronikwerkstatt ich neben dem Labor wohl die meiste Zeit meiner Arbeit verbracht habe. Dort habe ich viele wichtige und praktische Dinge gelernt, die ich sowohl für meine Arbeit als auch meine Fähigkeiten als sehr förderlich einschätze.

Natürlich danke ich auch meinem hilfsbereiten Supervisor Jörn Große-Knetter, der auf jede Frage eine Antwort hatte und auf jedes Problem eine Lösung.

Nicht zuletzt danke ich auch Malte Backhaus, ohne den ich den Firmwareteil meiner Arbeit nicht gepackt hätte. Er half mir jederzeit, und das obwohl Malte als "Außenstehender" von der Uni Bonn gar nichts mit meiner Arbeit zu tun hatte.

Erklärung

nach §13(8) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 30. Juli 2013

(Maxim Tschernajew)