

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Bachelorarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

David Maximilian Immig

geboren in Preetz

2016



Charakterisierung des VCO, der PLL und der  
Pulsform des MuPix7 in Abhängigkeit der  
Umgebungstemperatur

Die Bachelorarbeit wurde von

David Maximilian Immig

ausgeführt am

Physikalischen Institut

unter der Betreuung von

Prof. Dr. André Schöning



**Zusammenfassung:** Das Mu3e-Experiment wird nach dem leptonfamilienzahlverletzenden Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  suchen, der im Standardmodell mit einem Verzweigungs-verhältnis von  $< 10^{-54}$  stark unterdrückt ist. Es wird beabsichtigt, den Zerfall mit einer Sensitivität von 1 in  $10^{16}$  Myonenzerfällen zu messen. Ein beobachtetes Signal wäre ein eindeutiger Hinweis auf neue Physik.

Die Myonen werden an einem Target gestoppt und zerfallen in Ruhe, was den maximalen Impuls der Zerfallsteilchen auf etwa  $53 \text{ MeV}/c$  limitiert. Um Coulomb-Vielfachstreuung zu reduzieren, wird ein dünner Pixeldetektor benötigt. Da hohe Impuls- und Vertexauflösung zur Reduzierung von Untergrund erforderlich sind, basiert der Detektor auf hochspannungsbetriebenen monolithischen aktiven Pixelsensoren (HV-MAPS). Die dünne Verarmungszone dient als aktives Detektionsvolumen, bietet schnelle, driftbasierte Ladungssammlung und erlaubt das Dünnen auf  $50 \mu\text{m}$ . Der Chip wird in einem Temperaturbereich zwischen  $0^\circ\text{C}$  und  $70^\circ\text{C}$  betrieben.

Der aktuelle Prototyp ist der MuPix7 mit integrierter, null-unterdrückender Ausleseelektronik in der Peripherie. Die Ausleselogik benötigt ein Taktsignal (Clock), welches mittels eines spannungsgesteuerten Oszillators (VCO) und einer Phasenregelschleife (PLL) erzeugt wird und phasenstabil zu einer externen Referenzfrequenz ist. Diese Elemente erzeugen einen Takt von  $625 \text{ MHz}$ , welcher eine serielle Datenrate von  $1.25 \text{ GBit/s}$  erlaubt.

Diese Arbeit beschreibt die Charakterisierung des VCO und der PLL und die Optimierung der Einstellungen für unterschiedliche Umgebungstemperaturen. Als Maß für die Phasensynchronisation wird dafür der Jitter der VCO-Clock gemessen, der bei optimierten Einstellungen unter  $100 \text{ ps}$  beträgt. Des Weiteren werden die Änderung der Signalpulsform durch den Einfluss der Umgebungstemperatur sowie mögliche Gründe für diesen Effekt analysiert. Es wird gezeigt, dass alle untersuchten Komponenten des MuPix7 im Temperaturbereich zwischen  $-20^\circ\text{C}$  und  $80^\circ\text{C}$  betrieben werden können.

**Abstract:** The Mu3e Experiment will search for the lepton flavour violating decay  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ , which is heavily suppressed in the Standard Model with a branching ratio  $< 10^{-54}$ . The objective is to measure the decay with a sensitivity of 1 in  $10^{16}$  muon decays. Any observed signal would be a clear sign for new physics.

The muons decay on a target at rest, which limits the maximum momentum of the decay particles to about  $53 \text{ MeV}/c$ . In order to reduce multiple Coulomb scattering, a thin pixel tracking detector is needed. As high momentum and vertex resolution are required for background suppression, the detector is based on High Voltage-Monolithic Active Pixel Sensors (HV-MAPS). The thin depletion zone of the pixels serves as detection volume, provides fast, drift based charge collection and allows for thinning to  $50 \mu\text{m}$ . The chip will be operated in a temperature range between  $0^\circ\text{C}$  and  $70^\circ\text{C}$ .

The MuPix7 is the current prototype with full integrated and zero-suppressed readout in the periphery. The readout logic needs a clock, which is generated by a voltage controlled oscillator (VCO) and a phase-locked-loop (PLL) and has a stable phase with respect to an external reference clock signal. These elements generate a clock of  $625 \text{ MHz}$ , which allows for a serial data rate of  $1.25 \text{ GBit/s}$ .

The thesis describes the characterisation of the VCO and PLL and optimization for different operation temperatures. The jitter of the VCO clock is a measure for the synchronisation of the phase, for optimized settings it is determined to below  $100 \text{ ps}$ . Furthermore, the change of the signal pulse shape caused by the ambient temperature as well as potential causes of this effect are analyzed. It is shown that all examined components of the MuPix7 can be operated in a temperature range between  $-20^\circ\text{C}$  and  $80^\circ\text{C}$ .



# Inhaltsverzeichnis

<b>I</b>	<b>Einleitung</b>	<b>11</b>
<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>13</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>15</b>
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	15
2.2	Leptonenzahlverletzung . . . . .	17
2.3	Neutrinooszillation . . . . .	17
2.4	Myonenzerfall . . . . .	19
2.4.1	Im erweiterten Standardmodell . . . . .	19
2.4.2	Außerhalb des Standardmodells . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Das Mu3e Experiment</b>	<b>21</b>
3.1	Die experimentelle Situation . . . . .	21
3.2	Der Signalzerfall . . . . .	22
3.3	Der Untergrund . . . . .	23
3.4	Der Mu3e Detektor . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Interaktion mit Materie</b>	<b>27</b>
4.1	Wechselwirkung von Teilchen mit Materie . . . . .	27
4.1.1	Photonen . . . . .	27
4.1.2	Schwere geladene Teilchen . . . . .	28
4.1.3	Elektronen und Positronen . . . . .	29
4.2	Mehrfachstreuung . . . . .	31
<b>5</b>	<b>Halbleiterphysik</b>	<b>33</b>
5.1	Elektrische Leitfähigkeit . . . . .	33
5.2	Halbleiter . . . . .	35
5.2.1	Intrinsische Halbleiter . . . . .	35
5.2.2	Extrinsische Halbleiter . . . . .	35
5.3	Der pn-Übergang als Halbleiterdetektor . . . . .	36
5.3.1	pn-Grenzschicht unter externer Spannung . . . . .	37
5.3.2	Diodenkennlinie . . . . .	38
5.3.3	Teilchennachweis . . . . .	39
5.4	Der MOSFET . . . . .	40
5.5	Motivation für Temperaturmessungen . . . . .	41

<b>6 Halbleiterpixeldetektoren</b>	<b>43</b>
6.1 MAPS-Pixeldetektoren . . . . .	43
6.2 Das HV-MAPS Konzept . . . . .	43
6.2.1 Die MuPix Prototypen . . . . .	44
<b>II Aufbau</b>	<b>45</b>
<b>7 MuPix7</b>	<b>47</b>
7.1 Der MuPix7 . . . . .	47
7.1.1 Chip Design . . . . .	48
7.1.2 Signalformung . . . . .	51
7.1.3 State Machine . . . . .	52
7.1.4 VCO und PLL . . . . .	55
<b>8 Test-Aufbau</b>	<b>59</b>
8.1 Der Charakterisierungsaufbau . . . . .	59
8.1.1 Das PCB . . . . .	60
8.1.2 Das FPGA Interface . . . . .	61
8.2 Die grafische Benutzeroberfläche . . . . .	62
8.3 Der Klimaschrank . . . . .	65
<b>III Messungen</b>	<b>67</b>
<b>9 Messmethoden</b>	<b>69</b>
9.1 Signalquellen . . . . .	69
9.1.1 Injektion . . . . .	69
9.1.2 Fe-55 Quelle . . . . .	69
9.2 Die Messgrößen . . . . .	69
9.2.1 Jitter . . . . .	69
9.2.2 Low Voltage . . . . .	70
9.2.3 Hitbus . . . . .	70
9.2.4 Time-over-Threshold . . . . .	70
9.2.5 Digitale Hit-Information . . . . .	70
9.2.6 Latenz . . . . .	71
9.3 Messdurchführung . . . . .	71
9.3.1 Jittermessung . . . . .	71
9.3.2 ToT Histogramm . . . . .	72
9.3.3 Pulsrekonstruktion . . . . .	72
9.4 Threshold Tuning . . . . .	74

<b>10 Charakterisierung des VCO und der PLL</b>	<b>77</b>
10.1 Frequenzmessung . . . . .	77
10.1.1 Frequenzmessung bei konstanter Raumtemperatur . . . . .	77
10.1.2 Temperaturabhängigkeit der Frequenz . . . . .	80
10.2 Jittermessung . . . . .	83
10.2.1 Temperaturabhängigkeit des Jitters . . . . .	85
10.2.2 Messungen mit verschiedenen Referenzfrequenzen . . . . .	86
10.3 Variationen zwischen verschiedenen Chips . . . . .	87
<b>11 Messung der Signalpulsform</b>	<b>89</b>
11.1 Untersuchung der Signalquellen . . . . .	89
11.2 Rekonstruktion der Pulsform . . . . .	90
11.2.1 Temperaturabhängigkeit der Signalpulsform . . . . .	91
11.2.2 Pulsformabhängigkeit von BLRes2 . . . . .	93
11.3 Temperaturabhängigkeit des analogen Signalpulsmaximums, des Rauschens und des SNR . . . . .	95
<b>IV Diskussion</b>	<b>99</b>
<b>12 Zusammenfassung und Diskussion</b>	<b>101</b>
12.1 Ausblick . . . . .	103
<b>V Appendix</b>	<b>105</b>
<b>13 Appendix</b>	<b>107</b>
13.1 Trägersockelsteckverbindungen . . . . .	107
13.2 Testbeam-Einstellungen . . . . .	108
13.3 Zusätzliche Graphen . . . . .	109
13.3.1 Temperaturabhängigkeit des Jitters (VNVCO und VPPump) . . . . .	109
13.3.2 TDAC-Verteilungen und TDAC-MAPS . . . . .	110
13.3.3 S-Kurven . . . . .	112
<b>14 Literaturverzeichnis</b>	<b>113</b>
14.1 Abbildungsverzeichnis . . . . .	118
14.2 Tabellenverzeichnis . . . . .	121
14.3 Abkürzungsverzeichnis . . . . .	122



# Teil I

## Einleitung



# 1 Einleitung

Das **Standardmodell** der Teilchenphysik (**SM**) ist eine Quantenfeldtheorie, die sich in der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts etablierte und seitdem erweitert wird. Das SM beschreibt die heute bekannten Elementarteilchen, sowie ihre Wechselwirkungen untereinander. Obwohl sich das SM in den letzten Jahrzehnten als sehr erfolgreich erwies, existieren immer noch einige ungeklärte Phänomene. Zum Beispiel werden die Massen von Neutrinos oder die Natur der Gravitation vom SM nicht beschrieben.

Hypothesen jenseits des SM können auf zwei verschiedenen Wegen getestet werden. Beim direkten Ansatz wird nach neuen Teilchen oder Prozessen gesucht. Diese Suche findet in hohen Energiebereichen statt und bedingt eine starke Anhebung der Schwerpunktsenergie bei Teilchenkollisionen, wie an großen Beschleunigern wie z.B. dem LHC. Beim indirekten Ansatz werden Messungen von Verzweigungsverhältnissen (**BR**, **branching ratio**) eines Zerfalls mit hoher Präzision durchgeführt. Unbekannte Teilchen oder Prozesse können Signaturen erzeugen, die signifikante Abweichungen von der Vorhersage des SM aufweisen. Für die benötigte Präzision dieser Messungen muss eine hohe Anzahl von Zerfällen beobachtet werden. Aus diesem Grund werden hohe Teilchenraten sowie präzise Detektoren benötigt.

Das Mu3e-Experiment verfolgt den indirekten Ansatz und hat sich zur Aufgabe gemacht, den leptonfamilienzahlverletzenden Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  zu suchen. Ziel ist es den Zerfall mit einer Sensitivität von 1 in  $10^{16}$  Myonenzerfällen bei einem Erwartungsbereich von 90 % [1] zu messen.

Um das angestrebte Limit in absehbarer Zeitspanne zu erreichen, müssen  $\mathcal{O}(10^9)$  Myonenzerfälle pro Sekunde beobachtet werden. Hierfür soll der Myonenstrahl vom **High Intensity Proton Accelerator (HIPA)** am **Paul Scherrer Institut (PSI)** in der Schweiz genutzt werden. Die Myonen werden an einem Target gestoppt und zerfallen in Ruhe. Dadurch ist der Impuls der entstehenden Elektronen und Positronen auf maximal die halbe Myonenmasse ( $\sim 53 \text{ MeV}/c$ ) beschränkt. Bei diesen Impulsen dominiert die Coulomb-Vielfachstreuung die Impuls- und Ortsauflösung. Daher muss die Materialstärke im Detektor möglichst gering gehalten werden.

Der Detektor ist in zylindrischer Form entlang der Strahlachse aus Lagen dünner Siliziumsensoren aufgebaut und wird mittels einer selbsttragenden Kapton<sup>®</sup>-Struktur gestützt. Zusätzlich werden szintillierende Fasern und Kacheln genutzt, um präzise Zeitinformationen zu liefern. Zur Messung des Impulses der Teilchen wird der Detektor in einem Magnetfeld betrieben.

Die Spuren der Teilchen werden in einem Magnetfeld von 1 T gekrümmt und die Teilchen passieren den Detektor erneut. Aus diesem Grund sind strahlauf- und abwärts des Targets weitere Module aus Siliziumsensoren und szintillierenden Kacheln

platziert. Diese liefern präzise Zeit- und Impulsinformationen.

Die Siliziumsensoren basieren auf der Technologie der hochspannungsbetriebenen monolithischen aktiven Pixelsensoren. Sie kombiniert die Technik von monolithischen aktiven Pixelsensoren, bei der Sensor und Auslese in einem Chip implementiert sind, mit der schnellen Ladungssammlung einer durch Hochspannung verarmten Diode. Aufgrund der etwa  $10\ \mu\text{m}$  dünnen Verarmungszone kann der Chip auf bis zu  $50\ \mu\text{m}$  gedünnt werden. Die Chips werden in einem standardisierten kommerziellen CMOS-Prozess hergestellt, wodurch die Produktionskosten im Vergleich zu hybriden Pixelsensoren klein gehalten werden können.

Der aktuelle Prototyp ist der MuPix7, bei dem zum ersten Mal die komplette Auslese im Chip integriert ist. Im Rahmen dieser Arbeit werden Messungen zur Charakterisierung des aktuellen Prototypen für Mu3e durchgeführt. Sie ist in vier Teile gegliedert.

Im ersten Teil werden die theoretischen Grundlagen, sowie das Mu3e-Experiment vorgestellt. Zudem wird auf die Wechselwirkung von Teilchen mit Materie eingegangen, welche die Grundlage für deren Detektion ist. Darüber hinaus wird die Physik von Halbleitern zum Verständnis des folgenden Kapitels über Halbleiterpixeldetektoren behandelt.

Im zweiten Teil wird der MuPix7 und der genutzte Messaufbau vorgestellt. Erforderlich ist ein Taktsignal, welches mittels eines Schaltkreises aus spannungsgesteuertem Oszillator und einer Phasenregelschleife erzeugt und auf eine gewünschte extern angelegte Frequenz synchronisiert wird.

Im dritten Teil werden die Messgrößen und Methoden vorgestellt. Da der Siliziumdetektor von Mu3e in einem Temperaturbereich zwischen  $0\ \text{°C}$  und  $70\ \text{°C}$  betrieben wird, musste nach einem optimierten Arbeitspunkt für den Schaltkreis der Takterzeugung bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen gesucht werden. Des Weiteren wird die Änderung der Pulsform in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur und mögliche Gründe für diesen Effekt analysiert.

Im vierten Teil werden die Ergebnisse noch zusammengefasst und diskutiert. Zudem wird ein Ausblick gegeben und diskutiert, wie einige der auftretenden Effekte noch detaillierter untersucht werden können.

## 2 Theorie

### 2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das SM ist eine Quantenfeldtheorie und umfasst die elektroschwache Theorie und die Quantenchromodynamik. Zusammen mit den Fermionen (Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen) den Eichbosonen (ganzzahliger Spin) und dem Higgs-Boson bilden sie die elementaren Teilchen.

Drei Generationen  
der Materie (Fermionen)

	I	II	III		
Masse	2,3 MeV	1,275 GeV	173,07 GeV	0	125,9 GeV
Ladung	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
Name	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b><math>\gamma</math></b> Photon	<b>H</b> Higgs Boson
Quarks	4,8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>d</b> down	95 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>s</b> strange	4,18 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>b</b> bottom	0 0 1 <b>g</b> Gluon	
	< 2 eV 0 $\frac{1}{2}$ <b><math>\nu_e</math></b> Elektron- Neutrino	< 0,19 MeV 0 $\frac{1}{2}$ <b><math>\nu_\mu</math></b> Myon- Neutrino	< 18,2 MeV 0 $\frac{1}{2}$ <b><math>\nu_\tau</math></b> Tau- Neutrino	91,2 GeV 0 1 <b><math>Z^0</math></b> Z Boson	
	0,511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ <b>e</b> Elektron	105,7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ <b><math>\mu</math></b> Myon	1,777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ <b><math>\tau</math></b> Tau	80,4 GeV $\pm 1$ 1 <b><math>W^\pm</math></b> W Boson	Eichbosonen
Leptonen					

Abbildung 2.1: Die Elementarteilchen des Standardmodells der Teilchenphysik [2].

Ausgenommen von der Gravitation umfasst das SM die drei fundamentalen Wechselwirkungen (siehe Tab. 2.1). Jede dieser Kräfte wird durch die jeweiligen Austauschteilchen vermittelt, die zugleich auch die Reichweite der **W**echsel**w**irkungen (**WW**) festlegen. Nur die elektromagnetische WW hat durch das masselose Photon eine unendliche Reichweite. Da die Gluonen untereinander wechselwirken können, ist ihre Reichweite beschränkt. Bei der schwachen WW wirkt sich die hohe Masse

der W- & Z-Bosonen auf die Reichweite, die auf  $10^{-3}$  fm [3] limitiert ist, aus. Es gelten verschiedene Erhaltungssätze für die Wechselwirkungen. Die Energie, der Impuls, der Drehimpuls, die Ladung, die Farbladung, die Baryonenzahl und die Leptonenzahl müssen für jede der drei WW erhalten bleiben. Zudem ist in der starken WW der Betrag des Isospins erhalten. Es kommt jedoch auch zu Verletzungen von Erhaltungsgrößen wie bei der Ladungskonjugation (C), der Parität (P) und deren Kombination CP. Diese sind in der schwachen WW nicht erhalten. Zudem kann es bei der schwachen WW zu Umwandlungen von Quarks in Quarks mit einem anderen Flavour kommen.

Wechselwirkung	Kopplung	Austauschteilchen	Symbol
stark	Farbladung	8 Gluonen	$g$
elektromagnetisch	elektrische Ladung	Photon	$\gamma$
schwach	schwache Ladung	Z- & W-Boson	$Z^0, W^\pm$

Tabelle 2.1: Wechselwirkungskräfte im SM.

Zu jedem der 12 elementaren Fermionen gibt es ein entsprechendes Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung, Farbe (nur Quarks tragen Farbladung) und dritten Komponente des schwachen Isospins. Die Quarks und Leptonen können in drei Familien mit ansteigender Masse angeordnet werden (siehe Tab. 2.2).

	Familie		
	1.	2.	3.
Quarks	$u$	$c$	$t$
	$d$	$s$	$b$
Leptonen	$e$	$\mu$	$\tau$
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$

Tabelle 2.2: Die drei Familien der elementaren Fermionen.

Die Quarks können zwei Typen unterteilt werden, den Up-Typ und den Down-Typ Quarks. Die Up-Typ Quarks mit Ladungszahl  $\frac{2}{3}$  und die Down-Typ Quarks mit Ladungszahl  $-\frac{1}{3}$  setzen sich zu den Baryonen (3 Quarks) und den Mesonen (Quark-Antiquark-Paar) zusammen. Die Quarks können ihren Flavour wechseln, bevorzugen jedoch Übergänge innerhalb ihrer Generation. Die Übergänge zwischen den Generationen sind unterdrückt, bei der ersten zur zweiten Generation um eine Größenordnung und zur dritten um zwei Größenordnungen.

Zu den Leptonen gehören drei elektrisch geladenen Teilchen: das Elektron ( $e$ ), das

Myon ( $\mu$ ) und das Tauon ( $\tau$ ), sowie drei ungeladenen Teilchen: Elektron-Neutrino ( $\nu_e$ ), Myon-Neutrino ( $\nu_\mu$ ) und Tau-Neutrino ( $\nu_\tau$ ).

Zwar ist im SM vorausgesagt, dass Neutrinos masselos sind, dennoch wurde durch die Observation der Neutrinooszillation (siehe 2.3) gezeigt, dass mindestens zwei Masse besitzen.

Den letzte Baustein des SM bildet das Higgs-Boson. Es ist ein neutrales Spin-0-Teilchen, welches an andere Elementarteilchen koppelt, um ihnen Masse zu verleihen. Zuständig dafür ist die Interaktion der Teilchen mit dem Higgs-Feld.

## 2.2 Leptonenzahlverletzung

Wie schon in Abs. 2.1 erwähnt ist die Leptonenzahl  $L$  eine Erhaltungsgröße. Zudem muss an jedem Vertex die Zahl der Leptonen abzüglich der Antileptonen innerhalb einer Familie unverändert bleiben (siehe Gleichung 2.1).

$$L_l = \sum_l N(l) - N(\bar{l}) = \text{const.} \quad (2.1)$$

$L_l$  ( $l = e, \mu, \tau$ ) sind die Leptonenfamilienzahlen, mit denen sich die Leptonenzahl (Gleichung 2.2) berechnen lässt, die abermals vor und nach dem Zerfall dieselbe sein muss.

$$L = L_e + L_\mu + L_\tau \quad (2.2)$$

Jedoch kann eine Leptonfamilienzahlverletzung (**LFV**, lepton flavour violation) eintreten mittels Leptonenzahlmischung.

## 2.3 Neutrinooszillation

Um das Konzept der Neutrinooszillation zu vereinfachen, geht man davon aus, dass es nur zwei Generationen von Leptonen gibt, deren Flavour-Zustände wie folgt beschrieben werden können [3]:

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Die Zustände  $|\nu_i\rangle$  besitzen wohldefinierte Massen und setzen sich über die Mischungsmatrix und dem Mischungswinkel  $\theta$  zu den Flavour-Zuständen zusammen. Die zweite Annahme, die getroffen werden muss, ist, dass Neutrinos Masse besitzen. Somit ergibt sich für die Zustände über die Zeitentwicklung die Wellenfunktion für das Elektron-Neutrino [3]:

$$|\nu_e\rangle = \cos(\theta)e^{-i\frac{E\nu_1 t}{\hbar}}|\nu_1\rangle + \sin(\theta)e^{-i\frac{E\nu_2 t}{\hbar}}|\nu_2\rangle \quad (2.4)$$

Mit der Approximation für hoch-relativistische Teilchen  $E_{\nu_i} \approx pc \left(1 + \frac{1}{2} \frac{m_{\nu_i}^2 c^4}{p^2 c^2}\right)$ , kann die Wahrscheinlichkeit ein Elektron-Neutrino nach der Zeit  $t$  zu beobachten, wie folgt beschrieben werden [3]:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = |\langle \nu_e(t) | \nu_e \rangle|^2 = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \left( \frac{1}{4} \frac{\Delta m_{21}^2 c^4 L}{\hbar c pc} \right). \quad (2.5)$$

Dabei ist  $\Delta m_{21}^2 = m_{\nu_2}^2 - m_{\nu_1}^2$  die Differenz der Quadrate der Massen und  $L = ct$  die zurückgelegte Strecke in der Zeitspanne  $t$  zwischen Erzeugung und Nachweis des Neutrinos. Nun lässt sich die Übergangswahrscheinlichkeit eines Elektron-Neutrino zu einem Myon-Neutrino, wie folgt beschreiben [3]:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = 1 - P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}. \quad (2.6)$$

Im Fall, dass Neutrinos keine Masse besitzen, ergäbe sich für die Übergangswahrscheinlichkeiten  $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1$  und  $P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = 0$ . Besitzen sie jedoch Masse, ergibt sich eine Oszillation der Übergangswahrscheinlichkeit (siehe Abb. 2.2).

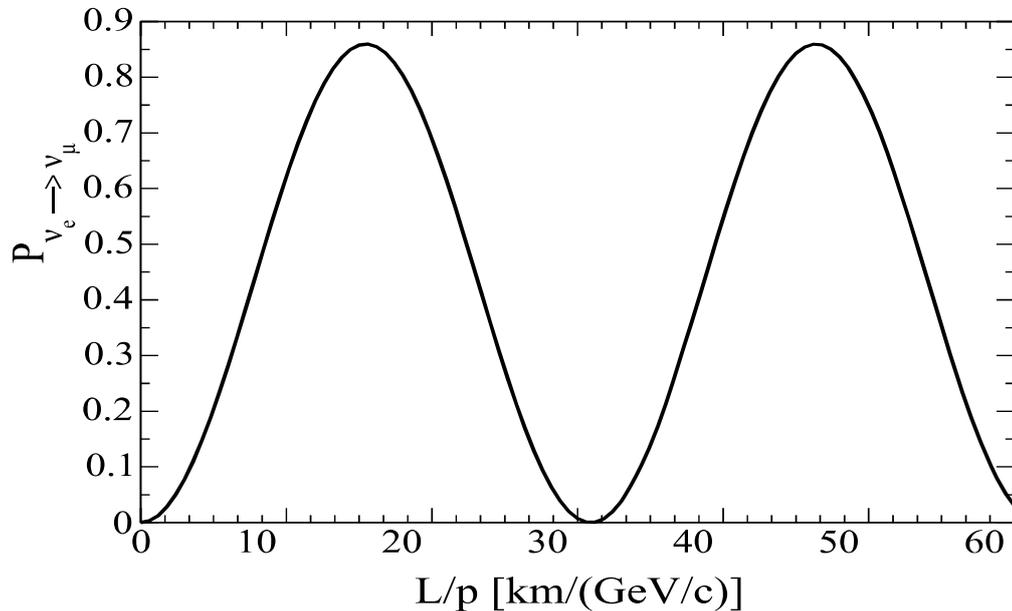


Abbildung 2.2: Oszillationskurve der Übergangswahrscheinlichkeit von Elektron-Neutrinos in Myon-Neutrinos mit den Parametern  $\theta = 34^\circ$  und  $\Delta m_{21}^2 = 8 \cdot 10^{-5} \text{eV}^2/c^4$  [3].

## 2.4 Myonenzerfall

### 2.4.1 Im erweiterten Standardmodell

Die Leptonenfamilienzahl ist im SM eine Erhaltungsgröße, die dazu führt, dass der Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  verboten ist. Ergänzt man das SM um Leptonenzahlmischung, kann der in Abb. 2.3 skizzierte Zerfall möglich sein. Der vorherrschende Zerfall, induziert allein durch Neutrino-Mischung im Loop-Diagramm, ist stark unterdrückt. Mit dem Massenverhältnis  $(\frac{\Delta m_\nu^2}{m_W^2})^2$  skaliert dieses zu einem BR  $< 10^{-54}$ . Dementsprechend ist dieses kein beobachtbarer Zerfall und eine Observation wäre ein eindeutiger Hinweis auf neue Physik.

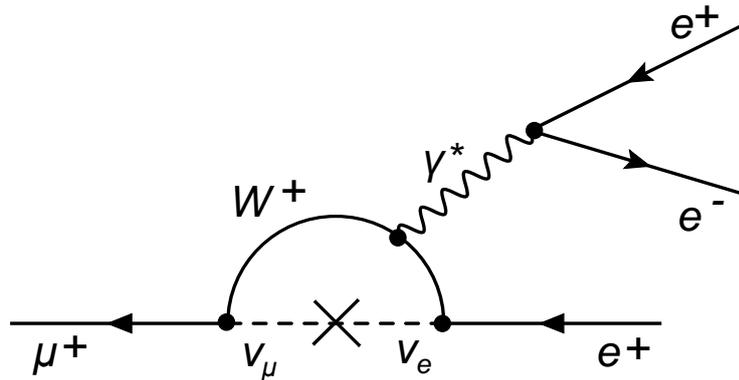
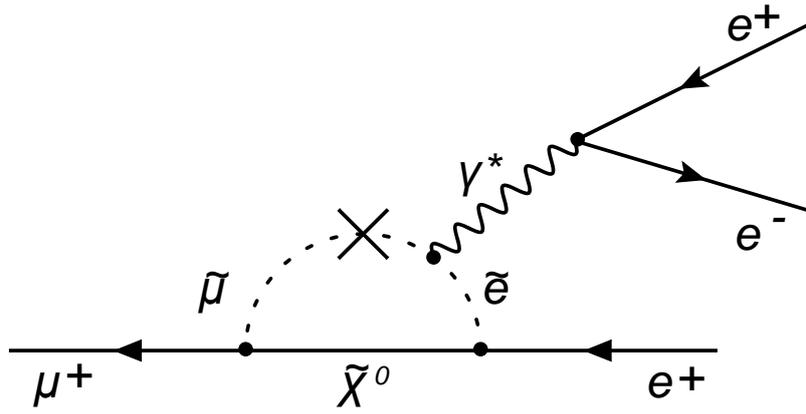


Abbildung 2.3: Loop-Diagramm des Zerfalls  $\mu \rightarrow e^+e^-e^+$ .

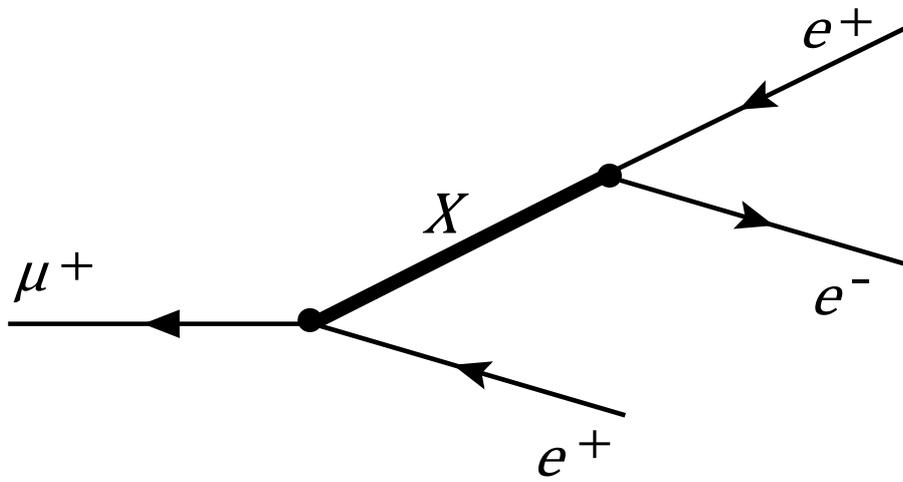
### 2.4.2 Außerhalb des Standardmodells

Im Gegensatz zum SM gestatten andere Modelle den Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  mit einem größeren BR, da sie LFV mit einschließen.

Eine Möglichkeit wären **supersymmetrische (SUSY)** Theorien, welche den Zerfall um ein SUSY-Teilchen in der Schleife erweitern (Abb. 2.4(a)). Da bisher noch kein entsprechendes Teilchen bei der direkten Suche entdeckt wurde, muss der mögliche Massenbereich in höheren Skalen liegen. Eine weitere Option wäre der Zerfall über ein noch unbekanntes Teilchen auf Tree-level, welches an Myonen und Elektronen koppelt (Abb. 2.4(b)).



(a) SUSY Zerfall.



(b) Tree-level Zerfall.

Abbildung 2.4: Der Zerfall  $\mu \rightarrow e^+e^-e^+$  außerhalb des SM.

# 3 Das Mu3e Experiment

Das Ziel des Mu3e Experiments ist es, den Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  zu messen. Um eine Sensitivität von 1 in  $10^{16}$  Zerfällen in einer angemessenen Zeit zu erreichen, müssen bis zu  $2 \cdot 10^9$  Myonenzerfälle pro Sekunde beobachtet werden.

In diesem Kapitel wird die experimentelle Situation, sowie das Konzept des Experimentes und das Design des Mu3e-Detektors erläutert.

## 3.1 Die experimentelle Situation

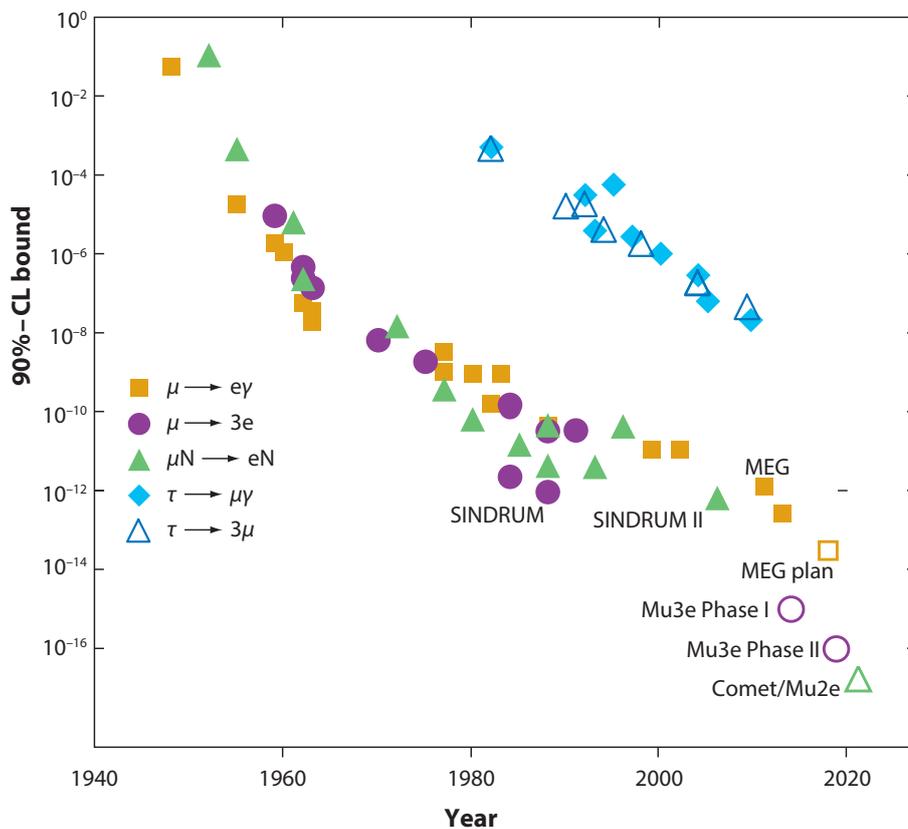


Abbildung 3.1: Gemessene und geplante Limits für LFV Zerfälle [4].

### SINDRUM

Das SINDRUM Experiment suchte zwischen 1983 und 1986 am PSI nach dem Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ . Es wurde jedoch kein Signaleignis beobachtet. Das obere Limit für

das BR wurde auf  $< 10^{-12}$  bei 90 % Erwartungsbereich (**CL**, confidence level) bestimmt [5].

Es wurden Myonen mit einem Impuls von 28 MeV/c an einem Doppelkegeltarget gestoppt. Der Detektor befand sich in einem 0.33 T starken Magnetfeld und bestand aus fünf Drahtkammerlagen (**MWPC**, **m**ulti-**w**ire **p**roportional **c**hamber), die als Propotionalzähler betrieben wurden, und einem Hodoskop als Triggerelement.

Der primäre Untergrund durch innere Konversion  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$  wurde mit einem Verzweungsverhältnis von  $5 \cdot 10^{-14}$  angenommen. Die experimentellen Ergebnisse waren statistisch limitiert durch die Anzahl beobachteter Myonenzerfälle.

## MEG

Das MEG Experiment sucht seit 2008 nach dem Zerfall  $\mu \rightarrow e\gamma$ . Der Detektor besteht aus einer Driftkammer zur Detektion von Positronen und einen Kalorimeter gefüllt mit flüssigem Xenon zur Observation von Photonen [6].

In der ersten Laufzeit wurden  $10^{14}$  Myonen gestoppt, was in einem BR von  $< 2.8 \cdot 10^{-11}$  bei 90 % CL resultierte. Durch Verbesserungen konnte das Limit auf  $< 5.7 \cdot 10^{-13}$  bei 90 % CL gesetzt werden [7]. Mit einem weiteren Upgrade wird nun eine Sensitivität von etwa  $10^{-13}$  angezielt. Jedoch ist MEG im Gegensatz zu Mu3e nicht sensitiv zu Tree-level Beiträgen.

## Konversions Experimente

Eine weitere Möglichkeit bietet die Suche nach der Konversion  $\mu \rightarrow e$  im Coulombfeld eines Atomkerns. Der Vorteil, den dieser Übergang mit sich bringt, ist eine klare Signatur von monochromatischen Elektronen. Die Energie dieser Elektronen liegt dabei außerhalb des Energiebereichs von Michel-Zerfallselektronen.

Das momentane Limit ist durch das Experiment SINDRUM II gesetzt. Dieses Experiment untersucht die Konversion an einem Gold-Target  $\mu Au \rightarrow e Au$  und erzielt ein oberes Limit für das BR von  $< 7 \cdot 10^{-13}$  [8].

Weitere Experimente sind am Fermilab mit Mu2e und am J-PARC mit DeeMe, PRISM und COMET geplant. Sie zielen auf ein BR zwischen  $< 10^{-14}$  und  $< 10^{-16}$  ab.

## 3.2 Der Signalzerfall

Das zu observierende Signal (Abb. 3.2) des Zerfallsprozesses  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  zeichnet sich dadurch aus, dass die Zerfallsteilchen von einem gemeinsamen Vertex stammen und koinzident sind. Aus der Impulserhaltung ergibt sich, dass die Summe der Impulsvektoren null ergibt:

$$|\vec{p}_{tot}| = \left| \sum_{i=1}^3 \vec{p}_i \right| = 0 \quad (3.1)$$

Des Weiteren ergibt sich für die Gesamtenergie der Zerfallsteilchen:

$$E_{tot} = \left| \sum_{i=1}^3 E_i \right| = m_\mu \cdot c^2 \quad (3.2)$$

Infolgedessen liegt die maximale Energie eines Zerfallsteilchens bei der Hälfte der Myonenmasse  $\sim 53 \text{ MeV}$ . Die vorhergehenden Relationen werden genutzt, um das Signal von den Untergrundprozessen zu separieren.

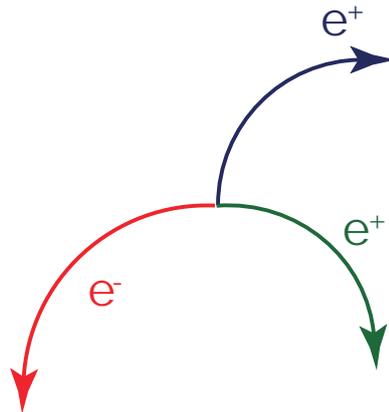


Abbildung 3.2: Signal Topologie.

### 3.3 Der Untergrund

Die unerwünschten Untergrundprozesse, die bei der Suche nach  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  auftreten, teilen sich in zwei Kategorien auf: der irreduzible Untergrund in Form von radiativen Zerfällen mit innerer Konversion und zufällige Untergrundprozesse.

#### Innere Konversion

Der radiative Zerfall mit innerer Konversion  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$  (Abb. 3.3(a)) ist wie das Zerfallssignal (siehe Abs. 3.2) durch einen gemeinsamen Vertex der Zerfallsteilchen und der damit verbundenen Koinzidenz charakterisiert. Im Gegensatz zum Zerfallssignal addieren sich hier die Impulsvektoren der Elektronen in der Regel nicht zu null.

$$\left| \sum \vec{p}_i \right| \neq 0 \quad (3.3)$$

Die Gesamtenergie des Zerfalls summiert sich nicht zur Myonenmasse, da der Beitrag der Neutrinos fehlt. Die Abbildung 3.3(b) zeigt die Integrierte Differentielle BR bis zu einem bestimmten Beitrag der fehlenden Energie  $m_\mu - E_{tot}$  geladener Teilchen. Diese entspricht etwa der Energieauflösung des Gesamtsystems für drei

Elektronen. Diese integrierte BR von  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$  sollte unterhalb des angezielte Limits von Mu3e liegen, daher wird eine Energieauflösung besser als 1 MeV benötigt [1].

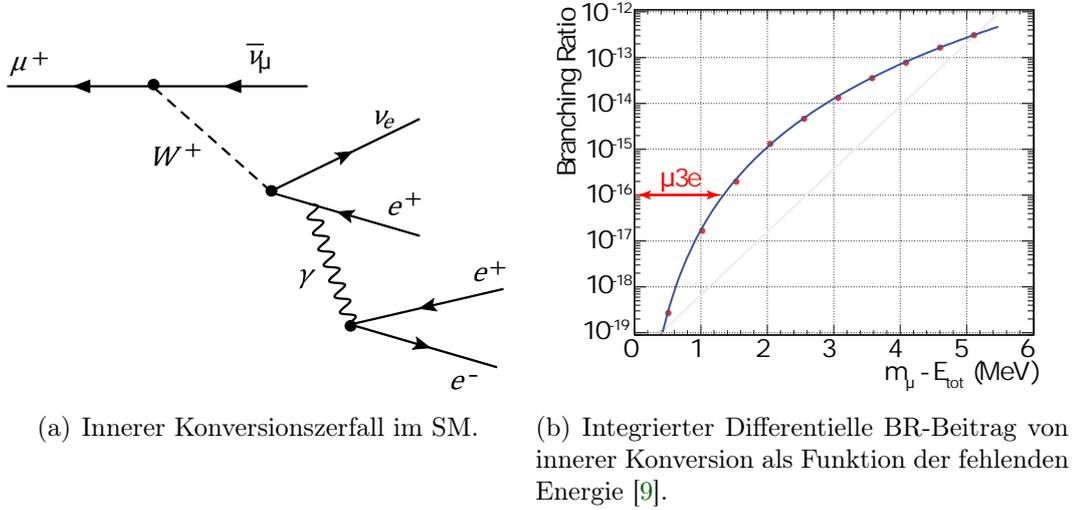


Abbildung 3.3: Innere Konversion.

### Zufälliger Untergrund

Darüber hinaus kann es zu zufälligen Untergrundprozessen (siehe Abb. 3.4) kommen, die dem Signalzerfall (Abb. 3.2) sehr ähneln, da sie im Rahmen der Vertexauflösung nicht unterscheidbar sind. Die Topologie des zufälligen Untergrunds zeigt drei Vertices, die nicht koinzident auftreten. Solche Topologien tragen aufgrund der hohen Myonenrate einen signifikanten Anteil zum Untergrund bei. Um das Zerfallssignal davon zu entkoppeln, werden hohe Vertex- und Zeitauflösung benötigt.

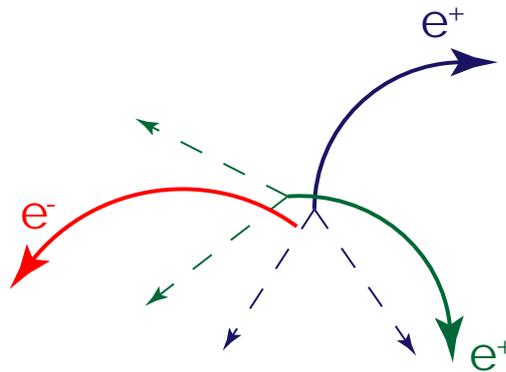


Abbildung 3.4: Topologie des zufälligen Zerfalls.

### 3.4 Der Mu3e Detektor

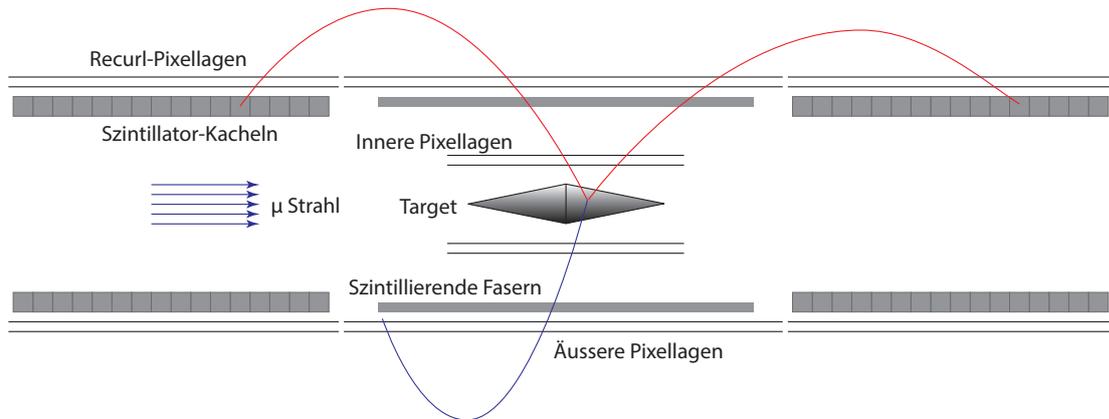


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau des Mu3e Detektors.

Beim Mu3e-Experiment sollen Myonen mit einer Rate von  $2 \cdot 10^9$  Teilchen pro Sekunde an einem Mylar<sup>®</sup>-Target in Doppelkegelform gestoppt werden. Der Detektor wird eine zylindrische Form besitzen, bestehend aus vier Lagen von Pixelsensoren, angeordnet in zwei innere und zwei äußere Lagen. Diese werden von einer stützenden Kapton<sup>®</sup>-Struktur getragen. Szintillierende Fasern bieten erhöhte Zeitauflösung und reduzieren die Kombinatorik bei der Rekonstruktion. Der Detektor befindet sich innerhalb eines homogenen Magnetfeldes von 1 T, welches durch einen Solenoidmagneten erzeugt wird. Das Magnetfeld krümmt die Spur der geladenen Zerfallsteilchen, welche rekonstruiert werden kann und auf den Impuls der Teilchen schließen lässt. Außerdem erlaubt es, so zwischen Elektronen und Positronen zu differenzieren. Das Magnetfeld krümmt die Teilchenspur soweit, dass die Teilchen wieder in den Detektor eindringen können. Recurl-Pixellagen und szintillierende Kacheln, die in Strahlrichtung vor und hinter dem Target angebracht sind, führen zu einer Verbesserung der Impuls- und Zeitauflösung.

Zur Kühlung des Detektors wurde ein kontinuierlicher Fluss aus gasförmigen Helium gewählt, um den Beitrag des Mediums durch Coulomb-Vielfachstreuung zu minimieren. Die gesamte effektive Strahlungslänge pro Lage wird bei  $\approx 0.1\%$  liegen.

Das Experiment wird am PSI durchgeführt (siehe Abb. 3.6). Da derzeit kein Myonenstrahl mit der erforderlichen Rate existiert, wird das Experiment in zwei Phasen geteilt. In Phase I wird der Detektor am  $\pi E5$ -Strahlrohr des HIPA platziert. 580 MeV/c Protonen interagieren mit dem Kohlenstoff-Target und produzieren vor allem Pionen. Diese werden teilweise im Target gestoppt und zerfallen in 28 MeV/c Myonen.

Für die Phase II wird zurzeit eine Verbesserung in Form eines **High Intensity Muon Beam (HIMB)** diskutiert.



Abbildung 3.6: PSI-Beschleuniger mit dem  $\pi$ E5-Strahlverlauf.

## 4 Interaktion mit Materie

Für das Mu3e-Experiment wird ein Detektorkonzept benötigt, welches die Interaktion mit Materie minimiert. Aufgrund guter Orts- und Zeitauflösung sowie der Möglichkeit hohe Raten zu verarbeiten, wird ein pixelierter Halbleiterdetektor anderen vorgezogen. Heutige Technologien erlauben es, die Sensoren zu dünnen und zudem zu moderaten Preisen zu produzieren.

Dieses Kapitel beschreibt die Interaktion von Teilchen mit Materie und zeigt die Relevanz dünner Pixelsensoren für das Mu3e-Experiment.

### 4.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

Interaktion von Teilchen mit Materie wird zur Teilchendetektion benötigt. Die Interaktion hat eine große Abhängigkeit vom Streumaterial und den Eigenschaften des gestreuten Teilchens. So wirkt sich die Ladungszahl des Teilchens  $z$  auf die Stärke der elektromagnetischen Interaktion und die Masse auf kinematische Effekte wie Bremsstrahlung aus. In den folgenden Abschnitten werden diese Effekte besprochen. Da im Mu3e Experiment nur Elektronen gemessen werden, können Wechselwirkungen von Hadronen mit Materie vernachlässigt werden.

#### 4.1.1 Photonen

Bei der WW von Photonen mit Materie gibt es drei dominante Effekte: den photoelektrische Effekt, den Compton-Effekt und die Paarbildung.

Beim Photoeffekt löst sich ein Elektron aus der inneren Schale eines Atoms durch Absorption des Photons. Die entstandene Lücke wird durch eine Elektron aus einer höheren Schale gefüllt und die frei werdende Energie wird in Form eines weiteren Photons oder eines Auger-Elektrons emittiert.

Beim Compton-Effekt kommt es zur elastischen Streuung eines Photons an einem Hüllenelektron. Das Photon gibt einen Teil seines Impulses an das quasi-freie Elektron ab, wodurch seine Wellenlänge zunimmt.

Bei der Paarbildung konvertiert das Photon im Coulombfeld eines Teilchens in ein Elektron-Positron-Paar. Dabei wird die gesamte Energie des Photons in die Ruhemasse des Teilchenpaares sowie kinetische Energie umgewandelt.

Die Abbildung 4.1 zeigt die Energiebereiche, in denen die Photonenprozesse dominieren. Dies ist abhängig von der Energie des einfallenden Photons und der Kernladungszahl  $Z$  des Materials, mit dem das Photon interagiert.

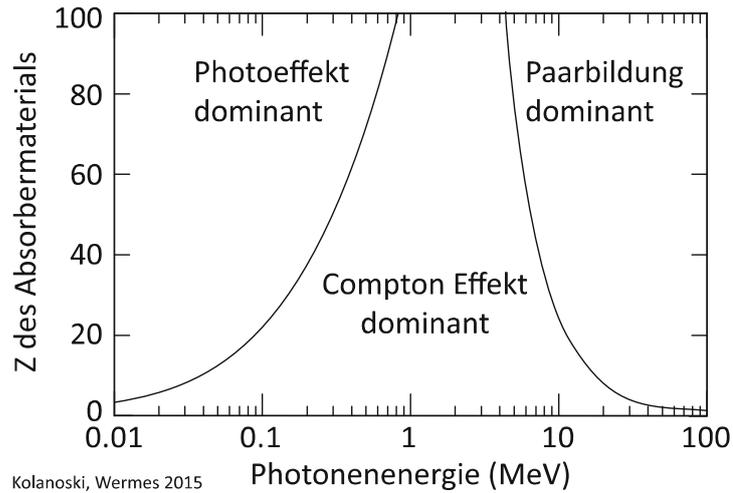


Abbildung 4.1: Darstellung der Energiebereiche, in denen die verschiedenen Photonprozesse dominieren [10].

#### 4.1.2 Schwere geladene Teilchen

Für "schwere" Teilchen mit einer Masse  $m_0 \geq 100 \text{ MeV}$  liegt der Hauptenergieverlust beim Durchgang durch Materie in der Ionisation. Der Energieverlust pro Weglänge  $dE/dx$  im Material ist durch die Bethe-Bloch-Formel (4.1) beschrieben [11].

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[ \log \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right], \quad (4.1)$$

mit:

- $\beta = \frac{v}{c}$
- $c$ : Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
- $v$ : Geschwindigkeit des Teilchens
- $e$ : Elementarladung
- $\epsilon_0$ : Elektrische Feldkonstante
- $z$ : Ladungszahl des Teilchen
- $n$ : Elektronendichte des Materials
- $I$ : mittleres Anregungspotential des Materials
- $m_e$ : Ruhemasse des Elektrons

Abb. 4.2 zeigt den Verlauf der Formel für unterschiedliche Materialien. Das Minimum des Energieverlustes aller Materialien liegt bei  $\beta\gamma \approx 3$ . Für kleinere Impulse spielt die  $\beta^{-2}$ -Abhängigkeit eine Rolle. Die Teilchen haben mehr Zeit mit dem Material zu interagieren, woraus ein größerer Energieverlust resultiert. Für höhere Impulse ergibt sich ein logarithmischer Anstieg des Energieverlustes, der aus der relativistischen Verdichtung des transversalen Feldes resultiert.

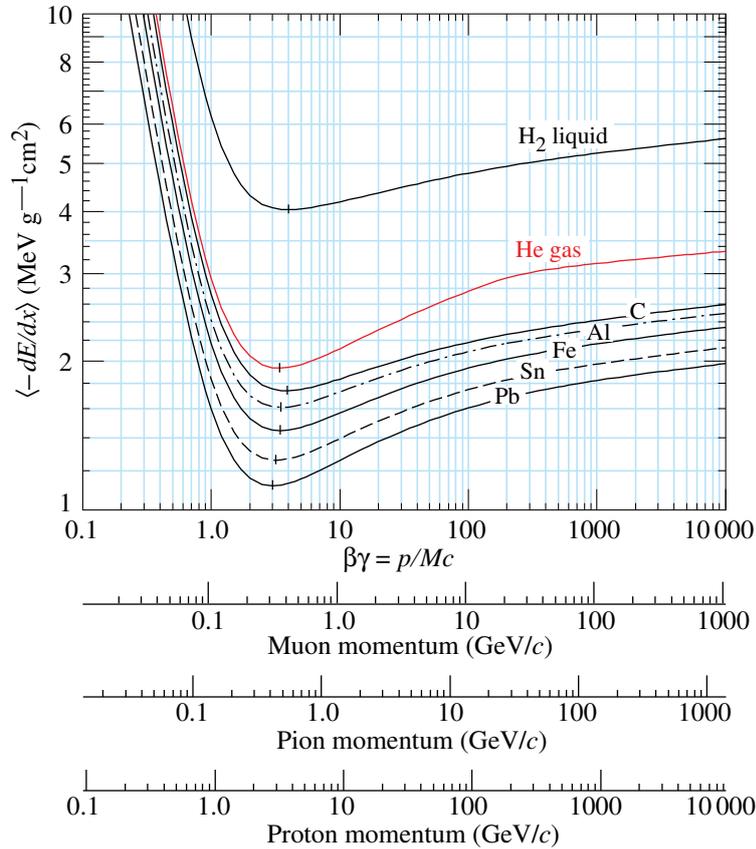


Abbildung 4.2: Mittlerer Energieverlust schwerer Teilchen beschrieben durch die Bethe-Bloch-Formel für unterschiedliche Materialien [11].

### 4.1.3 Elektronen und Positronen

Der Hauptenergieverlust von Elektronen und Positronen in Materie wird durch Ionisation und Bremsstrahlung verursacht. Der Energieverlust durch Ionisation wird durch die Berger-Seltzer-Formel beschrieben [12]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \rho \frac{0.153536 Z}{\beta^2 A} \cdot \left( B_0(T) - 2 \log\left(\frac{I}{m_e c^2}\right) - \delta \right), \quad (4.2)$$

mit:

- $B_0(T)$ : impulsabhängiges Bremsvermögen des Materials
- $\delta$ : Dichtekorrektur
- $I$ : mittleres Anregungspotential des Materials
- $\frac{Z}{A}$ : Verhältnis von Protonen zu Nukleonen im Material
- $\rho$ : Materialdichte

Der durchschnittliche Energieverlust für Elektronen und Positronen in Silizium kann in Abb. 4.3 eingesehen werden. Der Unterschied zwischen den Positronen und Elektronen im Energieverlust ergibt sich aus der Ununterscheidbarkeit zwischen den einfallenden Elektronen und den Elektronen im Material.

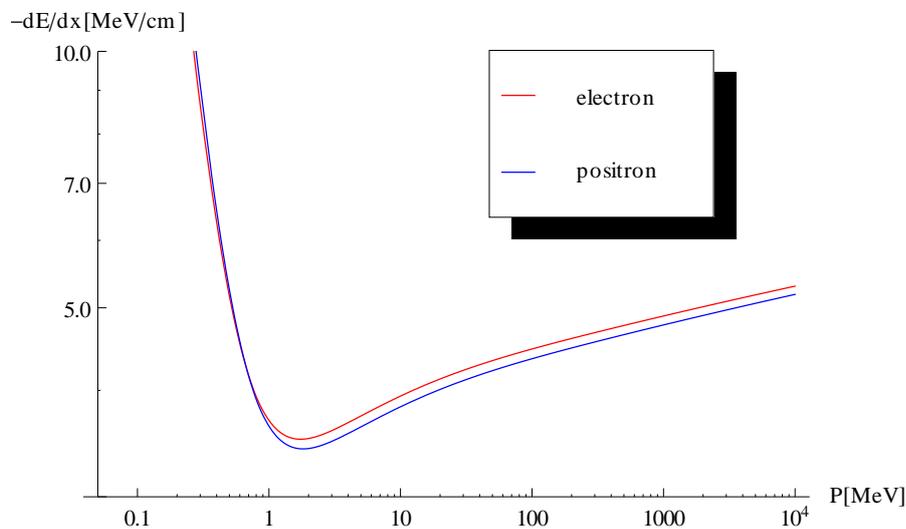


Abbildung 4.3: Mittlere Energieverlust von Elektronen und Positronen durch Ionisation in Silizium [13] mit Daten aus [12].

Der Energieverlust durch Bremsstrahlung für hochrelativistische Teilchen ( $\beta \lesssim 1$ ) [14] ist abhängig von der Energie der einfallenden Teilchen  $E$  und der Strahlungslänge  $X_0$ :

$$-\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0}. \quad (4.3)$$

Dabei ist die Strahlungslänge des Materials bestimmt durch die Kernladungszahl  $Z$  und der Massenzahl  $A$ . Sie kann durch die Näherungsformel 4.4 bestimmt werden.

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ g/cm}^2 \cdot A}{Z(Z+1) \cdot \log(287/\sqrt{Z})}. \quad (4.4)$$

## 4.2 Mehrfachstreuung

Teilchen streuen in der Regel nicht nur einmal in einem Material sondern mehrfach mit kleinen Streuwinkeln, siehe Abb. 4.4. Die Mehrfachstreuung wird durch die Interaktion mit dem Coulombfeld der Nukleonen hervorgerufen und kann mit gaußscher Winkelverteilung angenähert werden [11]:

$$\Theta_{rms} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[ 1 + 0.038 \log\left(\frac{x}{X_0}\right) \right]. \quad (4.5)$$

Die geringen Impulse, von maximal der halben Myonenmasse  $\sim 53 \text{ MeV}/c$ , sorgen für eine weite Verteilung der Streuwinkel. Daher muss für das Mu3e-Experiment der Detektor so dünn wie möglich sein, um die Effekte der Streuung auf ein akzeptables Niveau zu reduzieren. Um dies zu realisieren, muss die effektive Strahlungslänge  $\frac{x}{X_0}$  so klein wie möglich gehalten werden. Deswegen besteht eine hohe Relevanz bezüglich des genutzten Materials, um die Strahlungslänge  $X_0$  maximal und die Materialstärke  $x$  minimal zu halten.

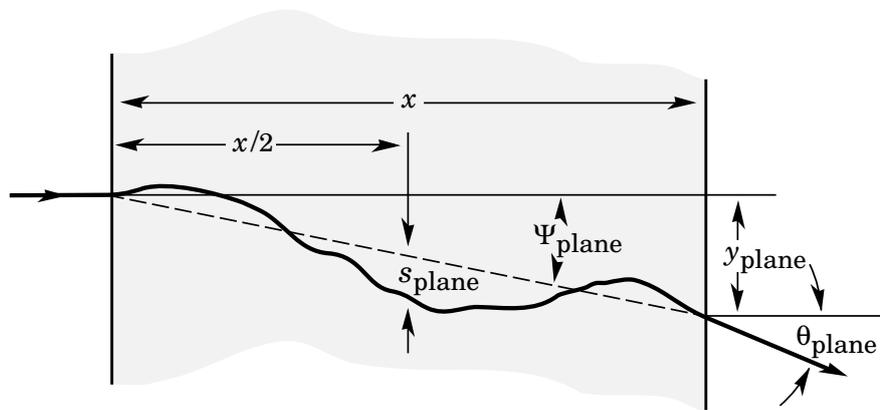


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Mehrfachstreuung eines Teilchens im Material [11].



## 5 Halbleiterphysik

Für den Nachweis von Teilchen und Strahlung (Röntgen- oder Gammastrahlung) werden Halbleiter zum Bau von Detektoren genutzt. Als Halbleitermaterialien dienen Silizium (Si), Germanium (Ge), Galliumarsenid (GaAs) und Cadmiumtellurid (CdTe). Die letzteren Beiden sind aufgrund ihrer hohen Ordnungszahl, die zu guten Absorptionseigenschaften führen, für den Nachweis von Röntgenstrahlung geeignet. Für Halbleiterpixeldetektoren, wie sie in dieser Arbeit besprochen werden, wird meist Silizium benutzt, dessen Eigenschaften in Tabelle 5.1 aufgelistet sind.

Eigenschaft		Wert	Einheit
Ordnungszahl	$Z$	14	
Atommasse		28.09	u
Dichte	$\rho$	2.33	$g/cm^3$
Kristallstruktur		Diamant	
Atomdichte		5.02	$cm^{-3}$
intrinsische Ladungsträgerdichte	$n_i$	$1.5 \times 10^{10}$	$1/cm^3$
Dielektrizitätszahl	$\epsilon$	11.9	
		bei 300K	
Bandlücke	indirekt	1.12	eV
	direkt	3.4	eV
mittlere Erzeugungsenergie für Elektron-Loch-Paar	$\omega$	3.66	eV
Fano Faktor	F	0.115	
Mobilität	$\mu_n$	1450	$cm^2/Vs$
	$\mu_p$	500	$cm^2/Vs$

Tabelle 5.1: Eigenschaften von Silizium [15, 16, 17, 18, 19, 20].

### 5.1 Elektrische Leitfähigkeit

Die Energieniveaus eines einzelnen Atoms treten in diskreter Form auf. Jedoch befinden sich die Atome im Gitter eines Festkörperkristalls nah beieinander. Über elektrostatische Wechselwirkung werden die Energieniveaus nun aufgespalten. Durch die Vielzahl an Atomen ist die Anzahl der erlaubten Energieniveaus erhöht und es bilden sich Energiebänder.

Bei einer Temperatur von 0 K befinden sich alle Elektronen im sogenannten Valenzband ( $E_V$ ). Dieses ist durch eine Bandlücke ( $E_G$ ) vom obersten Band, dem

Leitungsband ( $E_L$ ), getrennt.

Steigt die Temperatur an, können Elektronen durch thermische Anregung vom Valenzband ins Leitungsband gelangen. Der Unterschied zwischen elektrischen Leitfähigkeit von Materialien entsteht durch die Größe der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband sowie der Fermi-Energie ( $E_F$ ). Die Fermi-Energie ist der Energiemittelwert zwischen dem Elektron höchster Energie und dem unbesetzten Platz niedrigster Energie. Sie beschreibt das Energieniveau bis zu dem die Energiebänder bei  $T = 0\text{ K}$  gefüllt sind.

Festkörper können hinsichtlich ihrer elektrischen Leitfähigkeit in drei Gruppen eingeteilt werden: in Leiter, Halbleiter und Isolatoren (siehe Abb. 5.1):

**Leiter:** Entweder überschneiden sich die Energiebänder oder das Leitungsband ist teilweise gefüllt. Elektronen können unter Einfluss von geringer Anregungsenergie auf höhere Energieniveaus gelangen. Dies sorgt für eine große Leitfähigkeit

**Halbleiter:** Sie haben eine kleine Bandlücke. Die Elektronen des Valenzbands können durch thermische Anregung ins Leitungsband aufsteigen.

**Isolator:** Sie haben eine große Bandlücke von einigen eV. Die Schmelztemperatur des Materials wird erreicht, bevor ein relevanter Anteil der Elektronen ins Leitungsband gelangen können. Isolatoren weisen damit eine sehr geringe elektrische Leitfähigkeit auf.

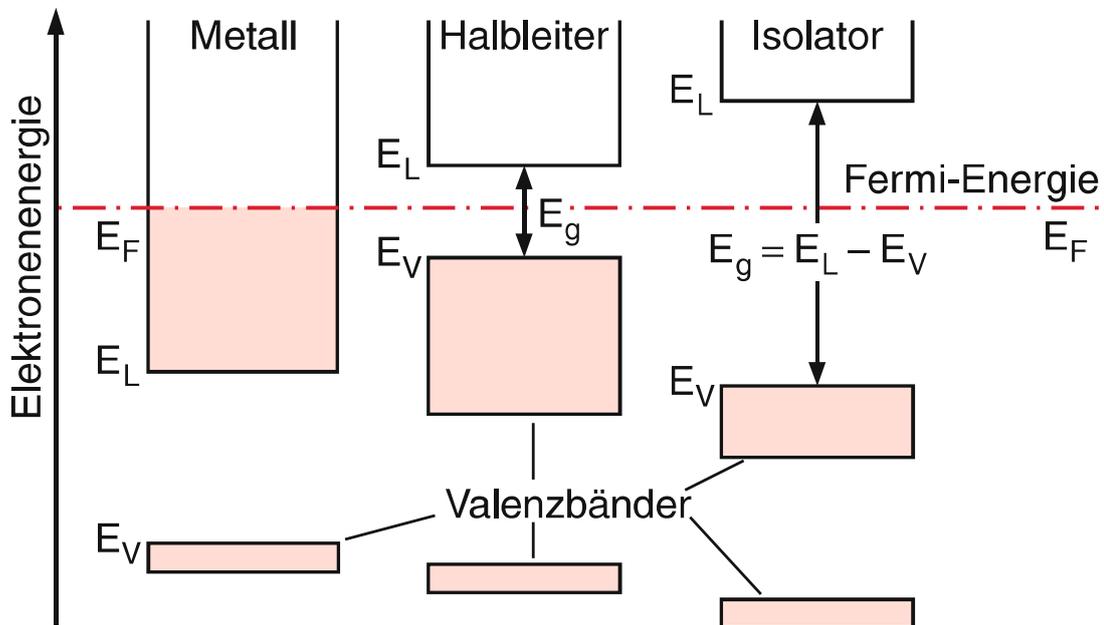


Abbildung 5.1: Bandschemata von Leiter, Halbleiter und Isolator [21].

## 5.2 Halbleiter

### 5.2.1 Intrinsische Halbleiter

Die Leitung in intrinsischen Halbleitern entsteht durch Elektronen im Minimum des Leitungsbandes und sogenannten "Löchern" im Maximum des Valenzbandes. Mittels thermischer Anregung gelangen Elektronen des Valenzbandes ins Leitungsband und hinterlassen Löcher. Diese Löcher können wiederum durch Elektronen eines Bands gefüllt werden und es entstehen ein neues Loch. Zudem können angeregte Elektronen von einem Loch absorbiert werden und somit ins Valenzband gelangen. Diesen Prozess bezeichnet man als Rekombination. Der gesamte Vorgang verhält sich wie die Bewegung einer positiven Ladung im Valenzband des Festkörpers, wobei thermische Anregung und Rekombination der Fermi-Dirac-Statistik unterliegen.

### 5.2.2 Extrinsische Halbleiter

Von extrinsischen oder dotierten Halbleitern spricht man, wenn einem Halbleiter Fremdatomen hinzugefügt werden, die dessen Leitungseigenschaften verändern. Dabei wird die Anzahl der zur Verfügung stehenden Ladungsträger erhöht oder verringert. Der Halbleiter bleibt bei der Dotierung elektrisch neutral. Die erhöhte Dichte der einen Ladungsträgerart führt durch Rekombination zur Reduzierung der anderen. Es gibt die Möglichkeit der n- oder p-Dotierung:

**p-Dotierung:** Einem 4-wertigen Halbleitermaterial werden Akzeptoren in Form von 3-wertigen Elementen (Bor, Gallium, Indium) beigefügt. Die Anzahl der Elektronen der äußeren Schale nimmt ab, wodurch die Löcher zu den Majoritätenladungsträger werden.

**n-Dotierung:** Einem 4-wertigen Halbleitermaterial werden Donatoren in Form von 5-wertigen Elementen (Phosphor, Arsen, Antimon) beigefügt. Die Anzahl der Elektronen der äußeren Schale nimmt zu, wodurch die Elektronen zu den Majoritätenladungsträger werden.

In der Abbildung 5.2 werden die Auswirkungen der beiden Dotierungsarten auf die Bandstruktur dargestellt. Mittels der Dotierungsatome werden zusätzliche, erlaubte Energieniveaus erschaffen und dadurch die Lage der Fermi-Energie verschoben. Die neuen Energieniveaus sind bei Zimmertemperatur ( $\sim 300\text{ K}$ ) entweder für Akzeptoren gefüllt oder für Donatoren leer. Die zusätzlichen Löcher-/Elektronenkonzentrationen tragen obendrein zur Leitfähigkeit bei.

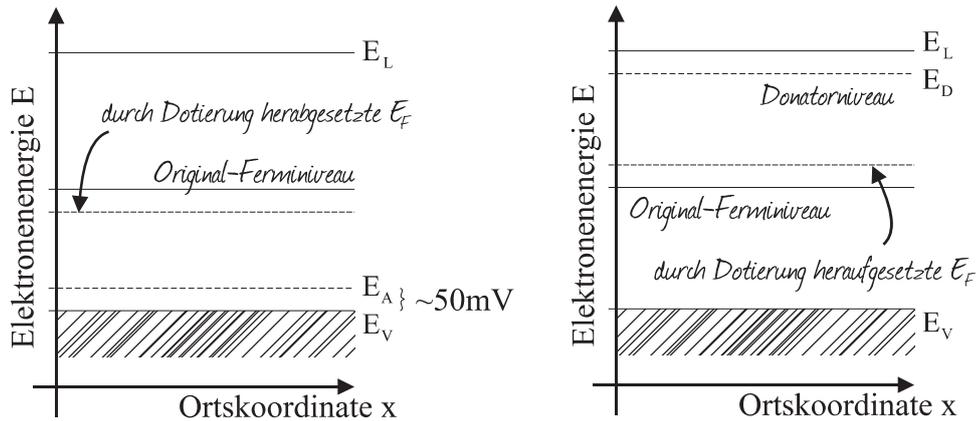


Abbildung 5.2: Änderung der Bandstruktur durch Dotierung: p-Dotierung (links), n-Dotierung (rechts) [22].

### 5.3 Der pn-Übergang als Halbleiterdetektor

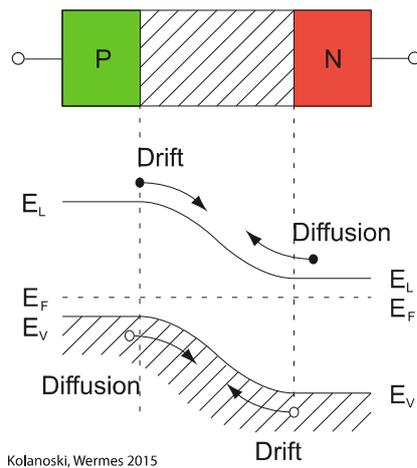


Abbildung 5.3: Drift und Diffusionsstrom an einer pn-Grenzschicht [10].

Besteht Kontakt zwischen p- und n-dotiertem Halbleitermaterial, so wird dies als pn-Übergang bezeichnet. Dieser ist in Abbildung 5.3 aufgezeigt und kann als Diode angesehen werden. Ein starkes Konzentrationsgefälle der Ladungsträgerarten an den Grenzflächen führt zu einem Diffusionsstrom  $I_{diff}$ . Dabei diffundieren Elektronen aus dem n-dotierten Teil des Halbleiters in den p-dotierten Teil. Auf Grund der Rekombination der Ladungsträger an der Grenzschicht bildet sich eine ladungsträgerfreie Zone, Verarmungszone genannt. Es bildet sich ein intrinsisches elektrisches Feld  $E$ , welches einen Driftstrom  $I_{drift}$  erzeugt. Dieser fließt in entgegengesetzter

Richtung zu  $I_{diff}$ . Ohne externe Spannung sind Driftstrom und Diffusionsstrom im thermischen Gleichgewicht. Es entsteht eine Diffusionsspannung  $U_{bi}$  [10]:

$$U_{bi} = U_T \cdot \ln \left( \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \right) \quad (5.1)$$

Die Diffusionsspannung ist abhängig von der thermischen Spannung  $U_T = \frac{kT}{e}$  ( $k$ : Boltzmannkonstante), den Dotierungskonzentrationen  $N_A$  und  $N_D$ , sowie der intrinsischen Ladungsträgerdichte des Halbleitermaterials  $n_i$ .

Mit dem elektrischen Feld  $E = \frac{dU}{dx}$  ergibt sich so für die Poissongleichung dieses Systems:

$$\frac{d^2U(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0\epsilon} \quad (5.2)$$

Mit der Ladungsdichte  $\rho_0$ , der Permittivität im Vakuum  $\epsilon_0$  und der relativen Permittivität  $\epsilon$ . Die Lösung von 5.2 führt zu einer Formel zur Bestimmung der Dicke der Verarmungszone [10]:

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon \cdot U_{bi}}{e} \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D}} \quad (5.3)$$

### 5.3.1 pn-Grenzschicht unter externer Spannung

Bringt man das System aus seinem thermischen Gleichgewicht, indem man eine externe Spannung  $U_{ext}$  an der Diode anlegt, ändert sich die Dicke der Verarmungszone. Die Dicke ist dabei abhängig von der Größe und Polung der externen Spannung. Die Abbildung 5.4 zeigt die Änderung der Verarmungszone für externe Spannungen verschiedener Polung relativ zum thermischen Gleichgewicht.

- **Durchlassrichtung:**  $U_{ext} > 0$   
Der Driftstrom reduziert sich im Vergleich zum Diffusionsstrom und die breite der Verarmungszone nimmt ab.
- **Sperrrichtung:**  $U_{ext} < 0$   
Die Diffusionsspannung steigt an und der Diffusionsstrom nimmt ab. Die Breite der Verarmungszone nimmt zu.

Die Breite der Verarmungszone lässt sich nun berechnen durch die Erweiterung der Gleichung 5.3. Indem man  $U_{bi}$  durch  $U_{bi} - U_{ext}$  ersetzt, ergibt sich [10]:

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon \cdot (U_{bi} - U_{ext})}{e} \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D}} \quad (5.4)$$

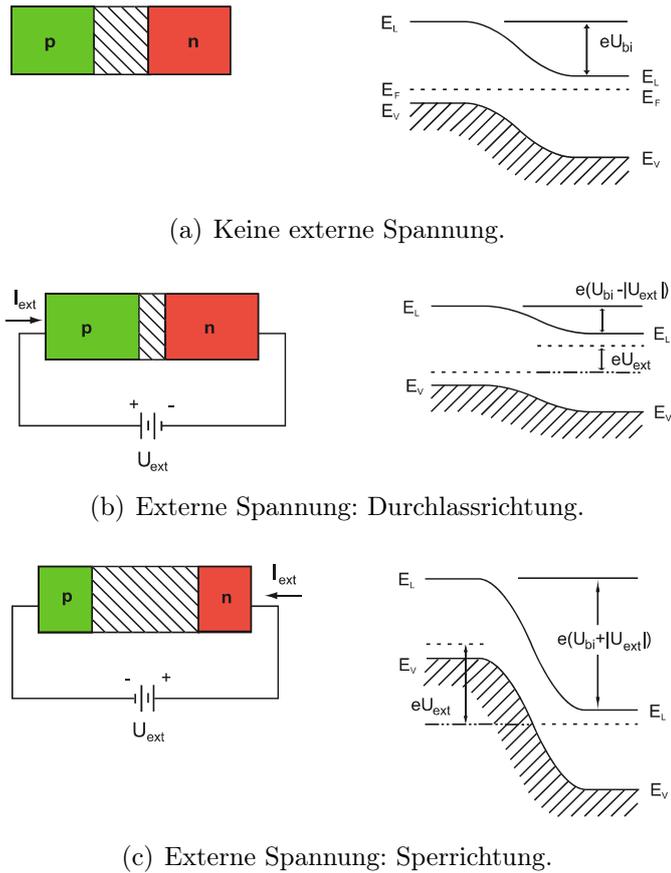


Abbildung 5.4: Diode mit und ohne externe Spannung [10].

### 5.3.2 Diodenkennlinie

Für die Strom-Spannungs-Charakteristika der Diode wird angenommen, dass nur die Eigenschaften der Verarmungszone den Strom bestimmen. Das exponentielle Verhalten des Stroms in Abhängigkeit der externen Spannung ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Der Stromverlauf wird durch die Schottky-Gleichung (in idealer Form) beschrieben [10]:

$$I = I_S \cdot \left( e^{\frac{U_{ext}}{U_T}} - 1 \right) \quad (5.5)$$

Hierbei steht  $I_S$  für den Sättigungssperrstrom. Die gestrichelte Kurve stellt den Stromverlauf nach der Durchbruchspannung, der Spannung bei dem der Strom steil ansteigt bis zur thermischen Annihilation, dar.

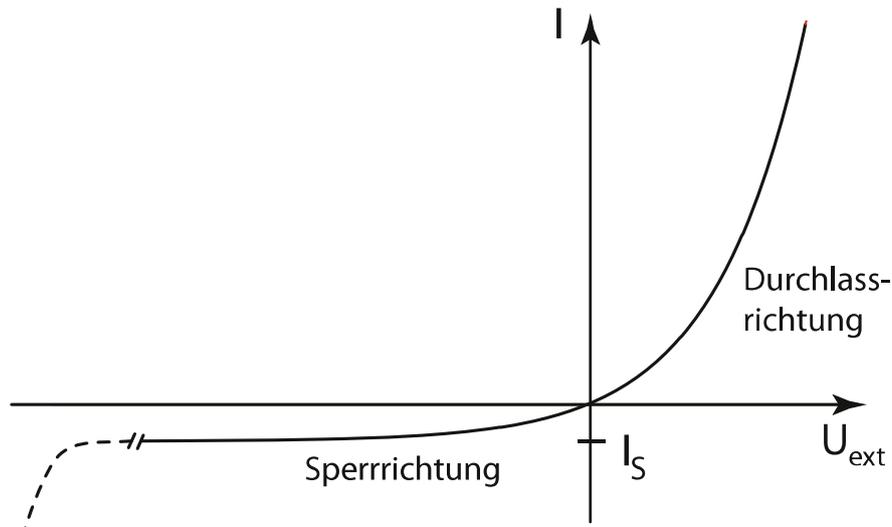


Abbildung 5.5: Ideale Kennlinie der Schottky-Gleichung. Die gestrichelte Linie kennzeichnet den Durchbruch bei hohen negativen Spannungen [10].

### 5.3.3 Teilchennachweis

Beim Durchgang von geladenen Teilchen im pn Übergang des Halbleiters kommt es zur Interaktion mit der Materie (siehe Kapitel 4) und damit zu Energieverlusten. Die frei werdende Energie wird im Halbleiter deponiert und erzeugt Elektron-Loch-Paare. Photonen mit geringer Energie werden mittels des photoelektrischen Effekts absorbiert und erzeugen ein freies Elektron. Elektronen mit ausreichender Energie erzeugen sekundäre Elektron-Loch-Paare und bilden eine Ladungswolke.

Die Ladungssammlung geschieht durch Drift und Diffusion. Hierbei ist die Diffusion gegenüber der Driftkomponente vernachlässigbar. Im elektrischen Feld des Halbleitersubstrats werden die Ladungsträger getrennt und driften anschließend zu den Elektroden. Das dadurch hervorgerufene Influenzsignal variiert in Form und Größe abhängig von der deponierten Ladungsmenge und der Driftgeschwindigkeit. Die Driftgeschwindigkeit ergibt sich nach dem Drude-Modell [10] und ist abhängig von der Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$  und der Stärke des elektrischen Feldes  $E$ :

$$\nu_D = \mu \cdot E. \quad (5.6)$$

Die maximale Zeit, die die Ladungsträger benötigen, um die Verarmungszone zu durchqueren, variiert mit der Dicke  $d$  der Verarmungszone und kann folgendermaßen berechnet werden:

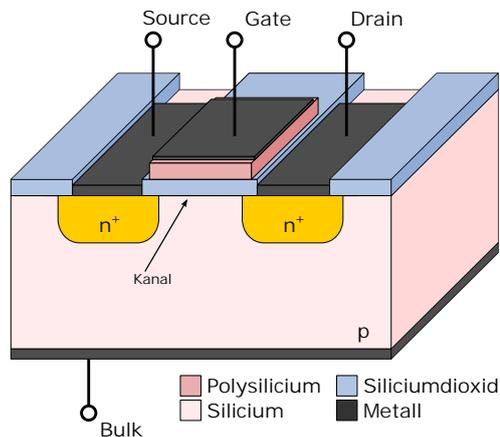
$$t = \frac{d}{\nu_D} = \frac{d}{\mu \cdot E(x)}. \quad (5.7)$$

## 5.4 Der MOSFET

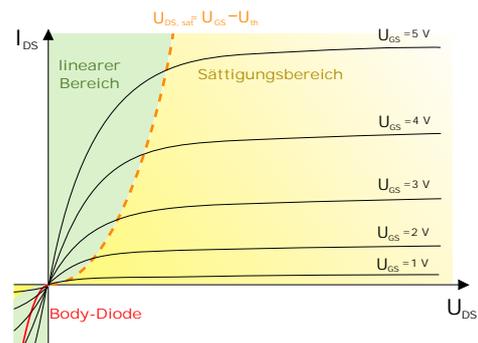
Der Transistor ist ein Halbleiter-Schaltungselement zum Steuern von elektrischen Spannungen und Strömen. Der Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor (**MOSFET**, **metal-oxide-semiconductor field-effect transistor**) gehört zu den Feldeffekttransistoren mit isoliertem Gate und ist ein spannungsgesteuertes Schaltungselement. Es gibt zwei Typen von MOSFETs, NMOS und PMOS, die sich jeweils in zwei weitere Varianten unterteilen, den Verarmungs- und Anreicherungstyp. In integrierten Digitalschaltungen werden NMOS und PMOS gemeinsam, in einem **Complementary MOS (CMOS)** zusammengesetzt.

Die Abbildung 5.6(a) zeigt den Aufbau eines NMOS-Transistors. In einem p-dotierten Substrat werden zwei n-dotierte Bereiche implementiert, welche die Drain- und Source-Bereiche des MOSFET bilden. Zwischen den dotierten Bereichen liegt der Kanal, über dem die Gate-Elektrode angebracht ist. Wobei Kanal und Elektrode durch einen Isolator getrennt sind.

Der MOSFET wirkt wie ein spannungsgesteuerter Widerstand. Indem eine Steuerspannung zwischen Gate- und Source-Elektrode ( $U_{GS}$ ) angelegt wird, lässt sich der Stromfluss zwischen Drain und Source ( $I_{DS}$ ) beeinflussen. Die Abbildung 5.6(b) zeigt exemplarisch das Ausgangskennlinienfeld eines NMOS-Transistors vom Anreicherungstyp im Bereich  $U_{GS} > U_{th}$  (Schwellspannung). Der Transistor ist temperaturabhängig. Diese führt bei Temperaturerhöhung mit fixierter Gate-Spannung  $U_{GS}$  zu einem Anstieg des Stromflusses  $I_{DS}$ .



(a) Aufbau eines NMOS-Transistors [23].



(b) Beispiel für das Ausgangskennlinienfeld eines NMOS vom Anreicherungstyp ( $U_{GS} > U_{th}$ ) [24].

Abbildung 5.6: MOSFET.

## 5.5 Motivation für Temperaturmessungen

Bei CMOS-Schaltungen kommt es zur Leistungsaufnahme beim Schalten. Ein Teil des Energieverbrauchs wird in Form von Wärme abgestrahlt. Die Funktionen der Komponenten des Pixelsensors sollen für eine Temperatur von bis zu 70 °C ausgelegt sein, was jedoch zu überprüfen ist. Aus diesem Grund muss die Flächenleistungsdichte geeignet gewählt werden, um die Wärmeentwicklung zu begrenzen.

Abbildung 5.7 stellt eine Simulation für die Mu3e-Detektorgeometrie dar. Die Kühlung wird mit 0 °C kaltem, gasförmigen Helium durchgeführt. Für die Flächenleistungsdichte ist ein Wert von  $400 \text{ mW cm}^{-2}$  gewählt worden, was gleichzeitig auch dem Maximum der zur Verfügung stehenden Kühlleistung entspricht.

Aus der Simulation ergibt sich ein Arbeitsbereich für die Temperatur zwischen 0 °C und 54 °C [48].

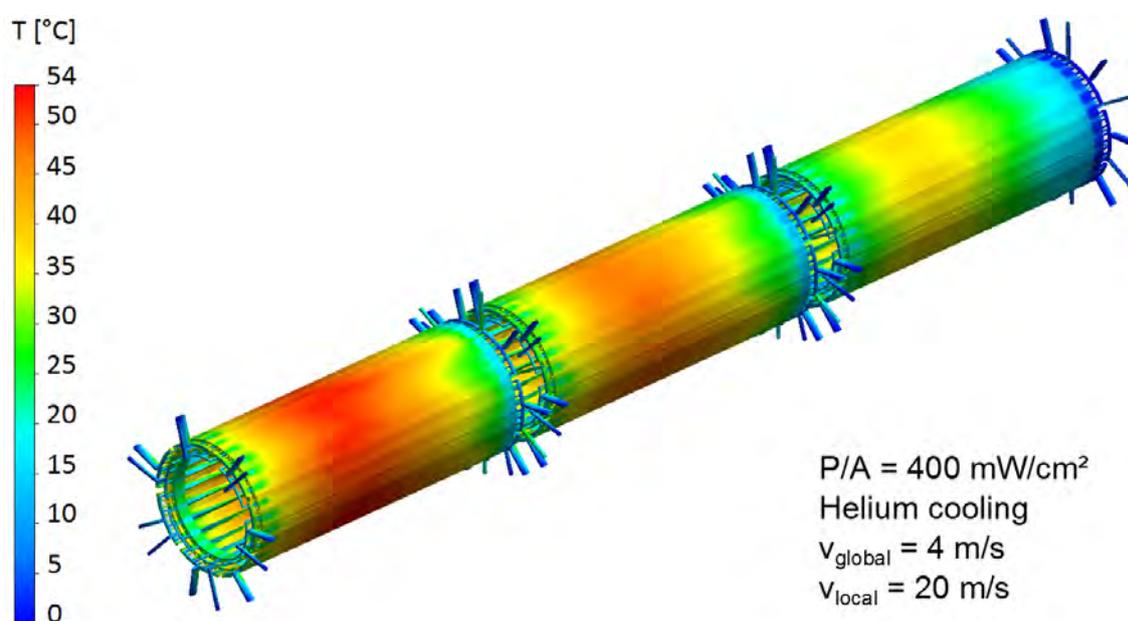


Abbildung 5.7: Simulation der Kühlung der Detektorgeometrie [48].



## 6 Halbleiterpixeldetektoren

Halbleiterpixeldetektoren werden heutzutage üblicherweise bei Teilchenphysikexperimenten wie z.B. am LHC bei den Experimenten ALICE, ATLAS, LHCb und CMS benutzt. Die Vorzüge bestehen in der hohen Granularität und der zweidimensionalen Auflösung. Hybride Sensoren werden über zusätzliche Auslesechips (Front-End-Chips) ausgelesen, welche über Mikrolötverbindungen (bump bonds) mit dem Sensor verbunden sind. Diese Pixelsensoren bringen den Nachteil hoher Materialstärke mit sich und somit erhöhte Coulomb-Vielfachstreuung. Sie erfüllen damit nicht die gestellten Anforderungen an das Mu3e-Experiment. Aus diesem Grund wird beim Mu3e-Experiment die HV-MAPS Technologie verwendet. Diese Technologie ermöglicht die schnelle Ladungssammlung eines Sensors und die Integration der Ausleseelektronik auf einem Chip. Dadurch lässt sich ein Pixelsensor mit geringer Materialstärke herstellen.

### 6.1 MAPS-Pixeldetektoren

Monolithischen aktiven Pixelsensoren (**MAPS**, **monolithic active pixel sensor**) vereinen kommerzielle CMOS-Elektronik mit der Ladungssammlung eines Sensors in einer Einheit. Bei MAPS wird nahezu das gesamte Pixelvolumen, abgesehen vom Digitalteil, zur Detektion benutzt, was einen Füllfaktor von  $\sim 100\%$  ergibt.

MAPS werden in einem lithographischen Verfahren, angewandt auf einen Silizium- oder Germaniumwafer, hergestellt. Auf einem Substrat wird eine epitaxiale Siliziumschicht (epi-Schicht) kreiert, deren Dotierungsprofil und Leitungstyp kontrolliert werden kann. Die gesamte Schaltungselektronik wird in der epi-Schicht implementiert. Somit ist die Ausleseelektronik auf der Oberfläche der Pixel integriert. Beim Durchgang von geladenen Teilchen ist die sammelbare Ladung sehr gering aufgrund der kleinen oder nicht vorhandenen Verarmungszone. Ist keine verarmte Zone vorhanden, wird die Ladung per Diffusion gesammelt. Diffusion ist gegenüber Drift langsam, unvollständig und produziert ein kleineres Signal.

### 6.2 Das HV-MAPS Konzept

Das Konzept der hochspannungsbetriebenen monolithischen aktiven Pixelsensoren (HV-MAPS) wurde erstmals 2007 von Ivan Perić [25] vorgeschlagen. Es verbindet das MAPS-Konzept mit der schnellen Ladungssammlung einer verarmten Diode.

Die Dioden sind als tiefe n-Wannen in einem p-dotierten Silizium-Substrat implementiert. Die Abbildung 6.1 zeigt das Konzept, bei dem in der n-Wanne die Pixel-

elektronik implementiert ist. Der pn-Übergang als Diode wird in Sperrrichtung betrieben. Die angelegte externe Hochspannung (**HV**, high voltage) kann bis zu einem Wert von  $-93\text{ V}$  [13] betrieben werden, der die Durchbruchspannung beschreibt. Der Arbeitspunkt liegt bei  $-85\text{ V}$  und bestimmt somit die Dicke der Verarmungszone, welche  $\approx 10\text{-}20\text{ }\mu\text{m}$  beträgt. Diese wird als Detektionsvolumen genutzt und erlaubt es aufgrund der geringen Dicke den Chip auf bis zu  $\approx 50\text{ }\mu\text{m}$  zu dünnen. Passiert ein geladenes Teilchen den Chip, entstehen entlang seiner Spur Elektron-Loch-Paare. Die entstehenden Ladungsträger werden anschließend schnell via Drift gesammelt.

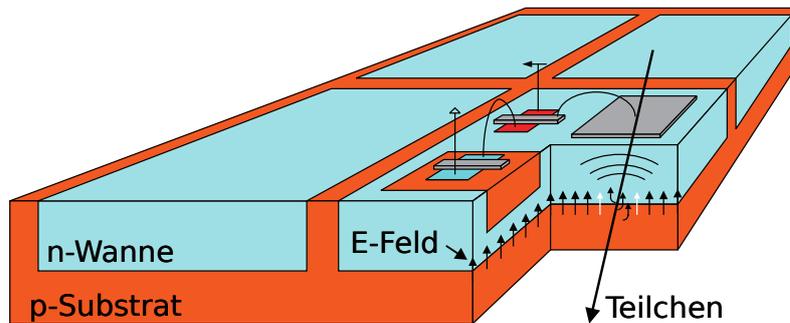


Abbildung 6.1: Konzept der HV-MAPS [25] (bearbeitet).

### 6.2.1 Die MuPix Prototypen

Die MuPix sind eine Reihe von Prototypen der HV-MAPS Versionen für das Mu3e-Experiment. Die Tabelle 6.1 bietet eine Übersicht über die verschiedenen Prototypen und deren grundlegenden Neuerungen. Alle Prototypen weisen eine ähnliche Struktur des Aufbaus auf. Im Pixel ist ein Vorverstärker integriert und in der Peripherie werden detektierte Signale mittels eines Komparators diskriminiert und digitalisiert. Die ersten beiden Chips, MuPix1&2, dienten zum prinzipiellen Nachweis der Realisierbarkeit dieser Technik. In den weiteren Iterationen wurden die digitale Verarbeitung des analogen Signals des Pixels weiterentwickelt, sowie die null-unterdrückende Auslese in der Peripherie integriert. Mit dem MuPix6 wurde erstmals eine zusätzliche zweite Verstärkerstufe in der Peripherie eingeführt. Der MuPix7 ist der aktuelle Prototyp, in dem fast alle vorgesehenen Komponenten implementiert wurden.

Prototyp	Pixelmatrix	Pixelgröße	Novum	Jahr
MuPix1&2	42x36	39x30 $\mu\text{m}^2$	Proof of Principle	2011,2012
MuPix3	40x32	92x80 $\mu\text{m}^2$	Digitale Auslese	2013
MuPix4	40x32	92x80 $\mu\text{m}^2$	Digitale Auslese	2013
MuPix6	40x32	103x80 $\mu\text{m}^2$	2. Verstärker	2014
MuPix7	40x32	103x80 $\mu\text{m}^2$	gesamte Integration	2014

Tabelle 6.1: Übersicht der MuPix Prototypen.

# Teil II

## Aufbau



# 7 MuPix7

## 7.1 Der MuPix7

Der MuPix7 ist der aktuelle HV-MAPS Prototyp mit integrierter Null-unterdrückter Ausleseelektronik und einem schnellen seriellen Ausgang in der Peripherie. Der Aufbau des Chips ist in Abbildung 7.1 zu sehen. Die Fläche des Sensor beträgt  $\sim 3.2 \times 3.2 \text{ mm}^2$ . Der Chip besteht aus einer Pixelmatrix von  $32 \times 40$  Pixel und der Peripherie am unteren Rand. Jedes Pixel hat eine Größe von  $\sim 103 \times 80 \mu\text{m}^2$  und besteht aus  $3 \times 3$  Dioden. Die Dioden werden von tiefen n-Wannen innerhalb eines p-dotierten Substrats gebildet. Die zentrale Diode der Pixelstruktur beinhaltet die analoge Pixelelektronik, bestehend aus einem ladungssensitiven Verstärker (**CSA**, **charge sensitive amplifier**) und einem Quellen-Folger (**SF**, **source-follower**). Der SF treibt die Signalpulse des Pixels zu seinem Pendant in der Peripherie. Die Peripherie beinhaltet eine zweite Verstärkerstufe und einen Komparator, der die analogen Pulse in digitale Signale umwandelt. Der MuPix7 beinhaltet als erster HV-MAPS Prototyp einen Zustandsautomaten (State Machine) und erzeugt seine eigenen Zeitstempel (Timestamps). Zur Steuerung der Auslesefrequenz und zur Generierung der Timestamps wird ein Regelkreis aus einem spannungsgesteuerten Oszillator (**VCO**, **voltage controlled oscillator**) und einer Phasenregelschleife (**PLL** **phase-locked-loop**) genutzt. Gesteuert werden die Komponenten in der Pixelelektronik und der Peripherie über Digital-Analog Wandler (**DAC**, **digital-to-analog converter**) und über Kontrollwerte, die mit Hilfe eines Schieberegisters gesetzt werden können.

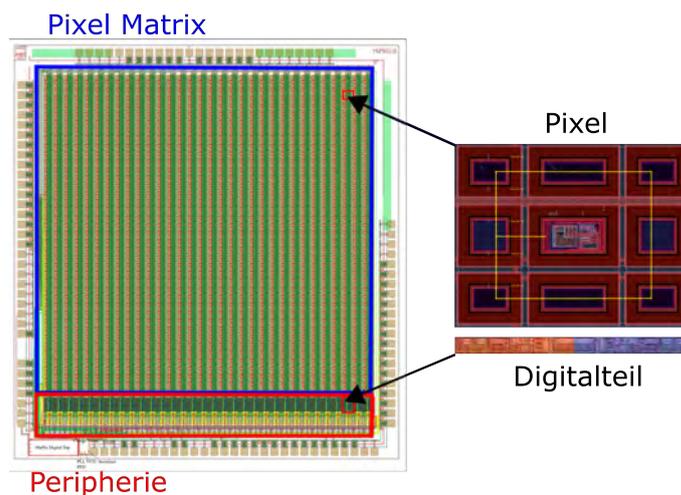


Abbildung 7.1: MuPix7 Pixel Layout exportiert aus Cadence<sup>®</sup>.

## 7.1.1 Chip Design

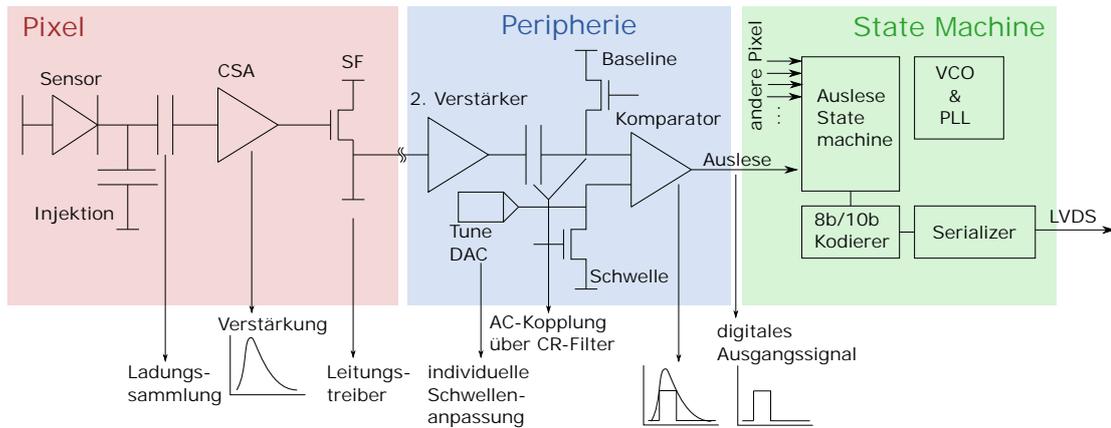


Abbildung 7.2: Zeichnung des Pixels, der Peripherie und der State Machine, sowie deren Effekt auf den Puls [26] (bearbeitet).

Die Abbildung 7.2 zeigt eine schematische Zeichnung der im Chip verbauten Elektronik. Trifft ein geladenes Teilchen einen Pixel, wird die erzeugte elektrische Ladung in der Diode auf einer Kapazität gesammelt. Zusätzlich besteht die Option einer Ladungsinjektion zur Erzeugung eines Signals, erklärt in Abschnitt 9.1.1. Darauf folgend wird das Signal durch die erste Verstärkerstufe, dem CSA, verstärkt. Das verstärkte Signal wird anschließend vom SF in die Peripherie getrieben. Tabelle 7.1 zeigt eine Auflistung der Biasspannungen der Pixellogik. VN steuert die Stromquelle des CSA, während VNLoad und VPCasc die Verstärkung steuern. VNFB ist für das lineare Feedback zuständig. Die Treibstärke des SF ist gesteuert durch VNFOll.

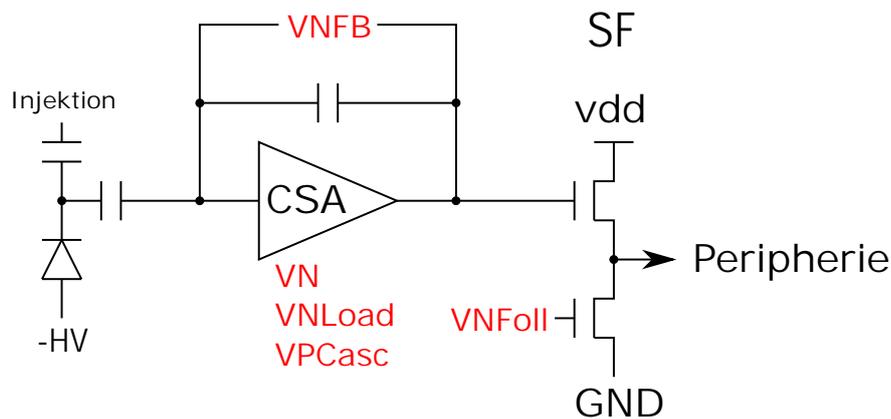


Abbildung 7.3: Vereinfachte Zeichnung der Logik im Pixel [13] (bearbeitet.)

Biasspannung	Ursprung	Schaltungspart	Funktion	Effekt
VN	DAC	CSA	Stromquelle	Ein-/Aus-Schalter steuert Stromfluss
VNLoad	DAC	CSA	Spannungsteiler	adjustiert Verstärkung
VPCasc	Intern	CSA		
VNFB	DAC	CSA	Widerstand	lineares CSA Feedback
VNFoll	DAC	SF	Leistungstreiber	SF-Ausgang Spannungs-kontrolle

Tabelle 7.1: Aufzählung der Biasspannungen der Pixellogik [13] (bearbeitet).

Die Elektronik der Peripherie ist in Abbildung 7.4 und die zugehörigen Biasspannungen sind in Tabelle 7.2 dargestellt. Hier verstärkt und invertiert eine zusätzliche zweite Verstärkerstufe das Signal. Die Funktionen der Biasspannungen sind identisch zu denen des CSA, jedoch können beide unabhängig voneinander gesteuert werden. Der Ausgang des zweiten Verstärker ist kapazitiv an die Grundlinie (**BL**, **baseline**) gekoppelt. Die BL wird durch das verstärkte Signal moduliert und ist die Eingangsspannung des Komparators. Die Baseline-Wiederherstellung (BLRes2) verhält sich wie ein Widerstand und steuert die Geschwindigkeit, mit der das modulierte Baselinesignal wieder an ein externes Level (Referenzlevel) angepasst wird.

Der Komparator vergleicht die BL mit einer Schwellenspannung (THR). Ist der Wert der BL kleiner als die Schwelle wird ein normierter digitaler Puls erstellt. Die Länge dieses Pulses ist proportional zur Zeit, in der die BL niedriger als die Schwelle ist. Diese Zeit wird als **Time-over-Threshold**<sup>1</sup> (**ToT**) bezeichnet. Die Schwelle kann für jedes Pixel über einen 4 bit Tune DAC (TDAC) angepasst werden. Dies erlaubt es, Variationen von Pixel zu Pixel, entstanden durch den Produktionsprozess, zu kompensieren. Der maximale Tuning-Strom wird durch VPDAC bestimmt, welcher die Stromquelle der TDACs steuert.

Erzeugt der Komparator ein Ausgangssignal, so wird dieses von einem Flankendetektor registriert und in einen kurzen digitalen Puls umgewandelt.

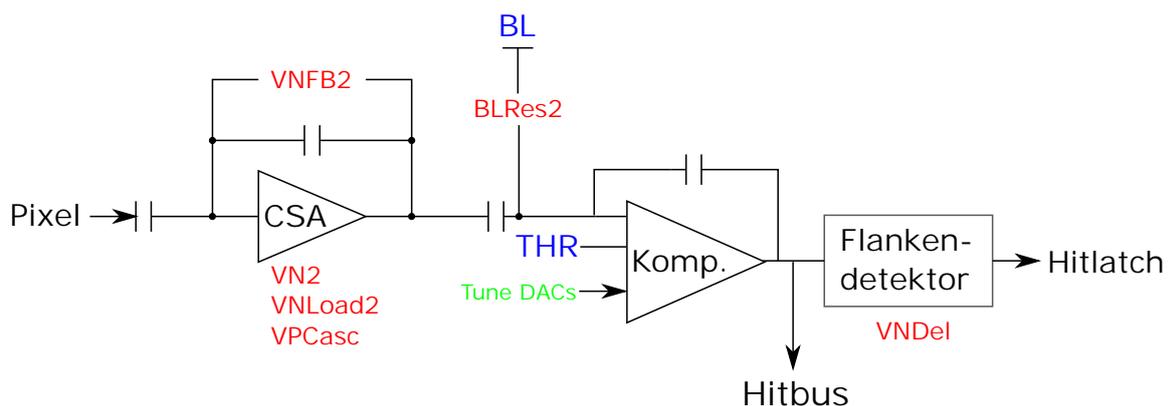


Abbildung 7.4: Komparator Elektronik und Biasspannungen [13] (bearbeitet).

<sup>1</sup>genau genommen Time-under-Threshold, jedoch aus historischer Sicht so belassen

Biasspannung	Ursprung	Schaltungspart	Funktion	Effekt
VN2	DAC	Amp2	Stromquelle	Ein-/Aus-Schalter steuert Stromfluss
VNLoad2	DAC	Amp2	Spannungsteiler	adjustiert Verstärkung
VPCasc	Intern	Amp2		
VNFB2	DAC	Amp2	Widerstand	lineares CSA Feedback
VPComp	DAC	Komparator	Stromquelle	Strom- & Geschwindigkeitskontrolle Ein-/Aus-Schalter
BL	Extern	Komparator	Baseline	Spannungsoffset des Signals Komparatorinput
THR	Extern	Komparator	Threshold	Komparatorreferenz
BLRes2	DAC	Komparator	Widerstand	Pulsformung
VPDAC	DAC	Komparator		Tuning
VNDel	DAC	Flankendetektor		Verzögerung

Tabelle 7.2: Aufzählung der Biasspannungen der Peripherie [13] (bearbeitet).

Die Ausgangssignale aller Pixel werden anschließend von der State Maschine verarbeitet.

Der VCO und die PLL erzeugen eine konstante Frequenz von 625 MHz. Mit dem Zehntel dieser Frequenz werden unter anderem die Timestamps generiert. Die Daten werden kodiert und vom Serializer auf die fallenden und steigenden Flanken des VCO Taktsignals mit einer Datenrate von 1.25 GBit/s übertragen.

Die Daten werden via **Low Voltage Differential Signaling (LVDS)** Signale an ein **Field Programmable Gate Array (FPGA)** [35] übertragen .

## 7.1.2 Signalformung

Die Signalformung beschreibt die Entwicklung der Pulsform und ist in Abbildung 7.5 gezeigt. Eine genaue Untersuchung der Pulsformung älterer Prototypen kann in den Thesen [13, 27, 28, 29, 30, 31] eingesehen werden.

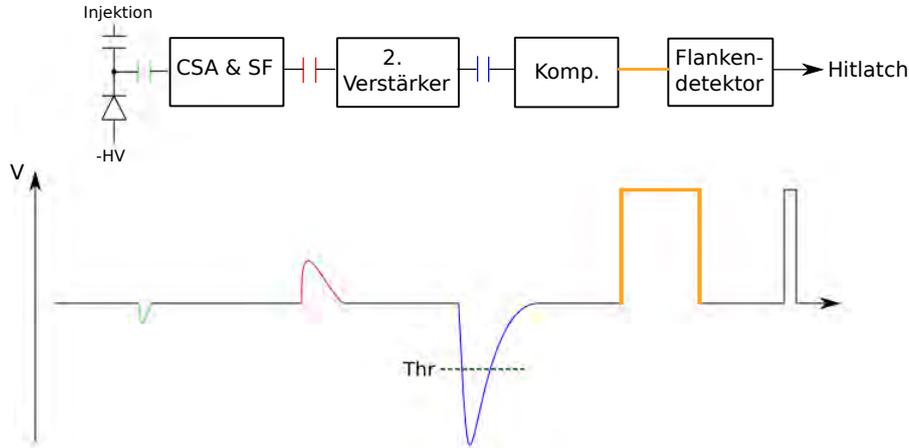


Abbildung 7.5: Signalformung von Diode bis zum Hitlatch [13] (bearbeitet).

Die unipolare Pulsformung kann durch ein Hochpass-Tiefpass-Kombination beschrieben werden. Die folgenden Formeln sind aus [16] abgeleitet. Für das Eingangssignal der Detektorelektrode des CSA wird näherungsweise eine Rechteckfunktion angenommen (Formel 7.1).

$$U(t)_{Elektrode} = \begin{cases} 1 & \forall t \in (0, a) \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (7.1)$$

Aus der Faltung ( $\star$ ) der Funktionen von Hochpass-, Tiefpassfilter und des CSA ergibt sich der resultierende Puls:

$$U_{final}(t) = U_{Elektrode}(t) \star U_{CR}(t) \star U_{RC}(t) \quad (7.2)$$

Die Lösung für den Hochpassfilter mit der Zeitkonstante für den Signalfankenanstieg  $\tau_{diff} = C_{diff}R_{diff}$  ist:

$$U_{CR}(t) = U_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{diff}}}. \quad (7.3)$$

Die Lösung für den Tiefpassfilter mit der Zeitkonstante für den Signalfankenabfall  $\tau_{int} = R_{int}C_{int}$  ist:

$$U_{RC}(t) = U_0 \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau_{int}}}). \quad (7.4)$$

Es ergeben sich zwei Lösungen für den gefalteten Puls abhängig von den Zeitkonstanten der Filter:

$$U_{Puls}(t) = \begin{cases} U_0 \cdot \frac{\tau_{int}}{\tau_{int} - \tau_{diff}} \cdot (e^{-\frac{t}{\tau_{int}}} - e^{-\frac{t}{\tau_{diff}}}) & \tau_{int} > \tau_{diff} \\ U_0 \cdot \frac{t}{\tau} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} & \tau_{int} = \tau_{diff} = \tau \end{cases} \quad (7.5)$$

Die Pulsformänderung für verschiedene Zeitkonstanten kann in Abbildung 7.6 eingesehen werden.

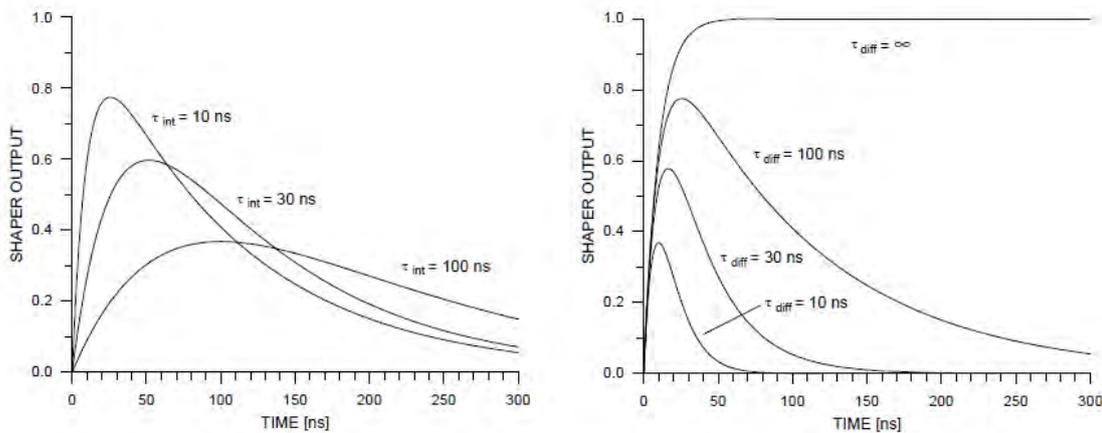


Abbildung 7.6: Pulsformen für verschiedene Zeitkonstanten. Linke Abbildung:  $\tau_{diff} = 100$  ns. Rechte Abbildung:  $\tau_{int} = 10$  ns [16].

### 7.1.3 State Machine

Die State Machine regelt den Ausleseablauf des MuPix7, der in Abbildung 7.7 zu sehen ist. Am Ausgang des **SyncState** überprüft die State Maschine das **send-counter** Signal. Ist dieses an, geht die State Machine in den Zählermodus über. Ist es aus, wird die Auslese gestartet und durchläuft kontinuierlich die verschiedenen Auslesezustände:

- **StatePD1:** Das **Pulldown** Signal ist an und initialisiert die Spaltenbusse. Der Binärzähler und der Zeitstempel werden in die Daten kopiert.
- **StatePD2:** Das **Pulldown** Signal ist aus.
- **StateLdCol1:** Das **LdCol** Signal schiebt einen Hit pro Spalte in die Spalten-Peripherie.
- **StateLdCol2:** Das **LdCol** Signal ist aus.

- **StateLdPix1**: Das **LdPix** Signal registriert Hits. Wenn Hits in der Spalten-Peripherie geladen sind, gehe direkt in den nächsten Zustand, sonst warte auf Hits oder auf den **slowdownend** Zyklus.
- **StateLdPix2**: Das **LdPix** Signal ist aus. Gibt es Hits (**Priout** ist an), gehe in den nächsten Zustand, sonst wiederhole **StatePD1**.
- **StateRdCol1**: Das **RdCol** Signal ist an. Daten werden gesampelt und in die Auslese geschrieben.
- **StateRdCol2**: Das **RdCol** Signal ist aus. Sind noch Hits übrig und es wurden in diesem Zyklus weniger Hits aufgenommen als die mögliche Anzahl **maxycycend**, gehe zurück in den Zustand **StateRdCol1**, sonst gehe in den Zustand **StatePd1**.

Ein Zyklus der State Machine ergibt zwei 8 bit Wörter am Kodierer oder 20 Bits am seriellen Ausgang. Der Auslesezyklus kann verlangsamt werden, indem man den Registerwert **timerend** erhöht. Dies führt dazu, dass jeder Zustand für **timerend**+1 Zyklen aktiv ist. [32]

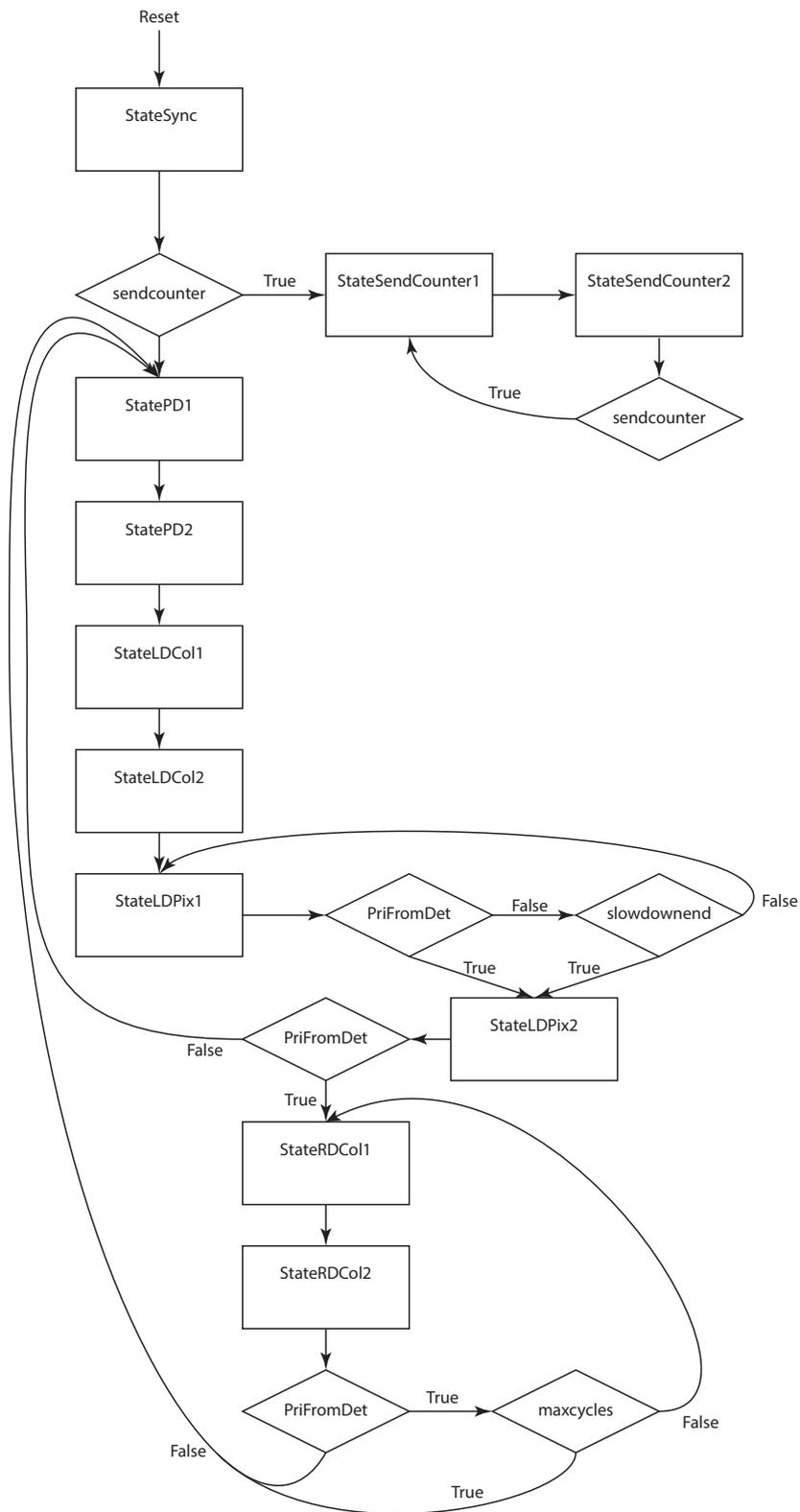


Abbildung 7.7: MuPix7 State Machine [32].

## 7.1.4 VCO und PLL

Eine PLL beschreibt aus konventioneller Sicht die elektrische Schaltung aus einem Phasen-diskriminator (**PD**), einer Ladungspumpe (ChargePump) und eines VCO. Die Abbildung 7.8 stellt diese Schaltung dar. Im Weiteren wird sich die PLL auf den PD beziehen.

Der VCO erzeugt das Taktsignal (Clock), deren Oszillationsfrequenz mittels der Biasspannungen VPVCO und TOVCO gesteuert wird. Der PD synchronisiert die Phase der VCO Clock über ein Korrektursignal auf die Phase einer Referenzfrequenz. Das Korrektursignal wird durch die ChargePump in eine Gleichspannung umgewandelt. Das extern produzierte Referenzsignal von 125 MHz führt zu einer VCO Frequenz von 625 MHz. Diese Frequenz kann mit dem Divider über SelSlow halbiert werden. Der Serializer schickt Bits auf die steigende und fallende Flanke der Clock, was zu einer Rate von 1.25 GBit/s führt. Des Weiteren wird die durch 10 geteilte Frequenz zur Generierung von Timestamps und für die Auslese (Readout) benötigt.

In dieser Arbeit wird das Verhalten von VCO und PLL detailliert untersucht, welche im folgenden präziser erläutert werden.

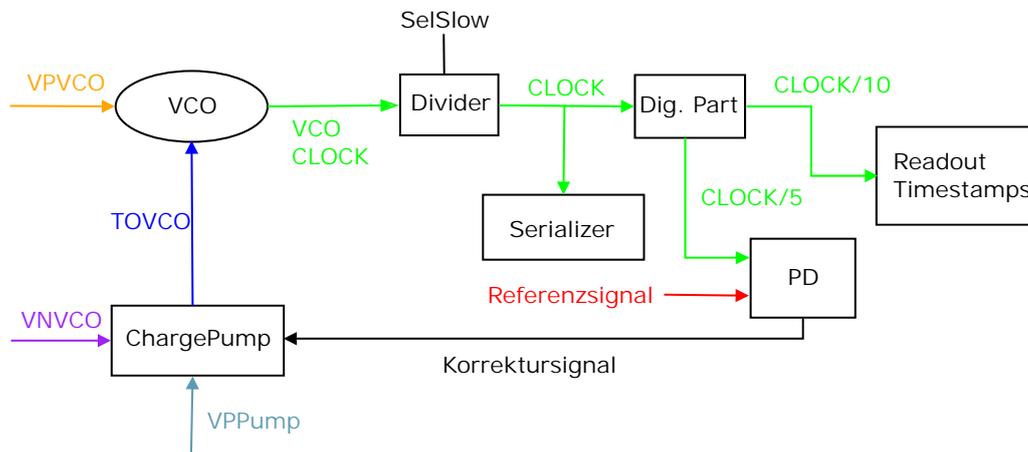


Abbildung 7.8: Clock-Erzeugung auf dem MuPix7 mit einer PLL.

### VCO

Das Prinzip des VCO ist in Abbildung 7.9 gezeigt. Der VCO besteht aus einer Kette mit einer ungeraden Anzahl von Invertern. Der letzte Inverter ist mit dem ersten verbunden. Liegt am Eingang des Schaltkreises ein logisches Signal an, wird dieses an jedem Inverter invertiert. Die Schaltgeschwindigkeit führt zu einer Zeitverzögerung zwischen den einzelnen Invertern, dem Delay. Durch die Feedbackschleife wird nach einem Durchgang das invertierte Anfangssignal angelegt. Es entsteht eine stabile Oszillation mit einer Frequenz, die antiproportional zum Delay  $t$  und der Anzahl der Inverter  $n$  ist.

$$f \propto \frac{1}{t \cdot n} \quad (7.6)$$

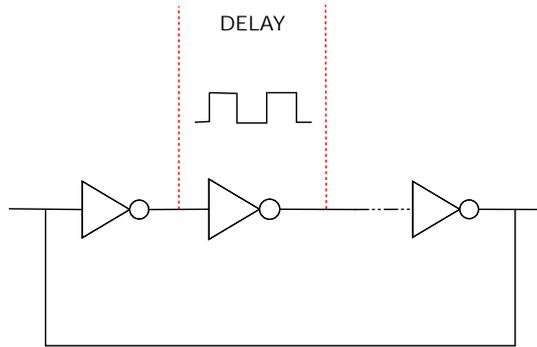


Abbildung 7.9: Prinzipsschema VCO.

Abbildung 7.10 zeigt den Schaltplan eines Inverters. Die Oszillationsfrequenz wird über die Biasströme VPVCO und TOVCO gesteuert. Erhöhen sich die Werte von VPVCO und TOVCO fließt ein höherer Strom. Die Schaltung kann schneller zwischen den logischen Signalen 0 und 1 wechseln und es kommt zu einem kürzeren Delay. Folglich steigt die Oszillationsfrequenz des VCO an.

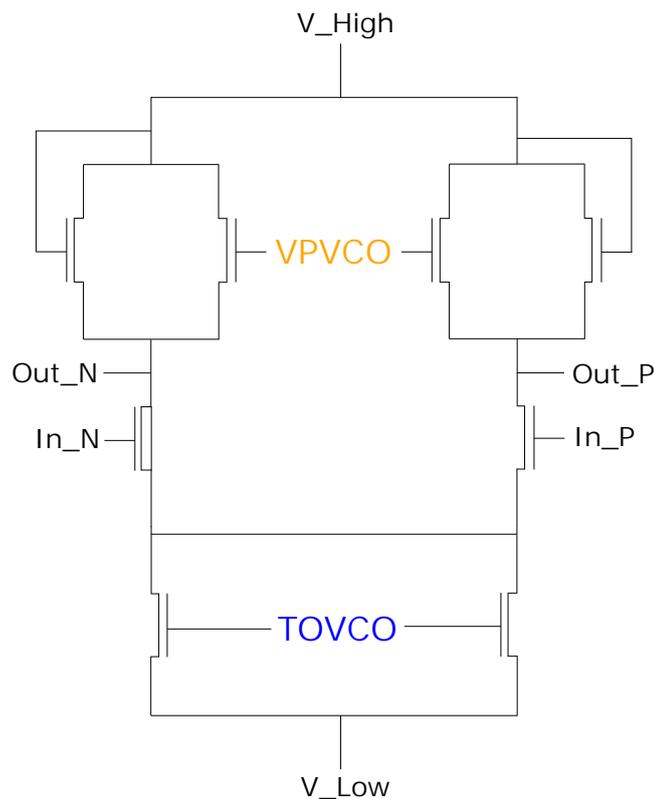


Abbildung 7.10: Schaltplan VCO-Inverter.

## ChargePump und PD

Die ChargePump erzeugt die VCO Biasspannung TOVCO und bestimmt über VP-Pump die Geschwindigkeit, in der das Korrektursignal verarbeitet wird. Damit ist VPPump die Versorgungsspannung für die Phasensynchronisation, die durch das Korrektursignal gesteuert wird. VNVCO legt die Basisspannung für die Charge-Pump fest. Im Falle einer ausgeschalteten PLL wird die Spannung TOVCO durch VNVCO festgelegt.

Das Prinzipsschema der PD ist in Abbildung 7.11 aufgezeigt. Sie vergleicht die Phase zweier Eingangssignale und generiert das Korrektursignal, wenn diese außer Phase sind. Das anzuleichende Eingangssignal ist die VCO Clock (VCO\_CLK).

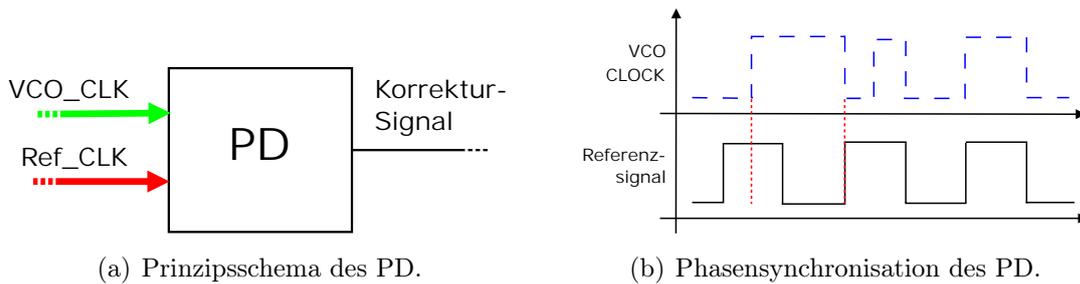


Abbildung 7.11: Phasendiskriminator.



## 8 Test-Aufbau

### 8.1 Der Charakterisierungsaufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Sensortestaufbau, genannt "Single Setup", dargestellt in Abbildung 8.1, als Grundgerüst der folgenden Messungen verwendet. Der Aufbau ist geeignet, die Charakteristika von MuPix Prototypen zu untersuchen. Ein Platine (**PCB**, **printed circuit board**) [33] beherbergt den Chip und stellt die Verbindungen für die Ein- und Ausgänge zur Verfügung. Die Versorgungsspannungen für das PCB und die HV liefern zwei Netzgeräte [34, 34]. Das PCB fungiert als Schnittstelle zwischen dem Chip und einem FPGA. Das FPGA steckt in einem der **Peripheral Component Interconnect Express (PCI-E)** Steckplätze des Computers und dient zur Auslese und Steuerung des Chips und des PCBs. Zwei unterschiedliche Adapterkarten sind über **High Speed Mezzanine Card (HSMC)** Steckplätze an dem FPGA montiert. Sie verbinden das PCB über **Small Computer System Interface II (SCSI)** Kabel mit dem FPGA. Die "Control"-Adapterkarte [36] wird zur Datenauslese und Steuerung und die "Data"-Adapterkarte [37] zur Aufnahme von Hitbus (siehe Abs. 9.2.3) Signalen des MuPix7 benötigt. Die "Data"-Adapterkarte kann zudem dazu benutzt werden, den MuPix7 auf dieselbe Art wie den MuPix6 auszulesen.

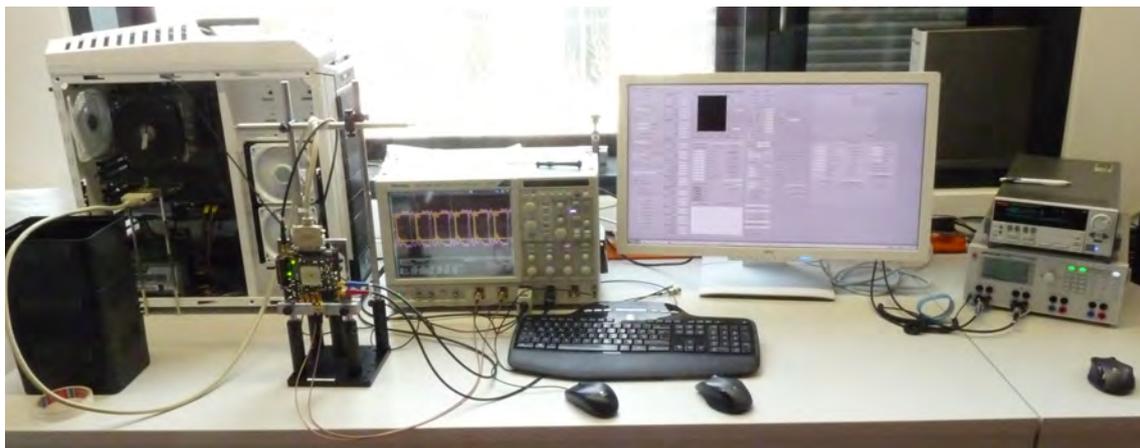


Abbildung 8.1: Single Setup. Von links nach rechts: Computer mit FPGA, MuPix7 PCB in einer maßgeschneiderten Halterung, Oszilloskop, Spannungsversorgungen (oben: KEITHLEY, unten: HAMEG).

### 8.1.1 Das PCB

Das PCB (siehe Abb. 8.2) wurde von Dirk Wiedner speziell für den MuPix7 entworfen [38]. In der Mitte des PCB befindet sich der MuPix7 Prototyp. Aufgeklebt auf dem nichtleitenden PCB-Substrat, ist der MuPix über Bonddrähte mit der Platine verbunden.

Für die Spannungsversorgungen sind drei SubMiniature version A (SMA) Steckverbindungen vorgesehen. Die angelegte Hochspannung wird durch den Chip limitiert, der bis zu einer Durchbruchsspannung von etwa  $-93\text{ V}$  [13] betrieben werden kann, wobei der Arbeitspunkt meist bei  $-85\text{ V}$  liegt. Für die LVDS-Konverter ist eine Spannung von  $5\text{ V}$  angelegt. Nicht differentielle Signale werden in LVDS Signale umgewandelt, die stabil über große Strecken übertragen werden können. Die niedrige Spannung (LV, low voltage) wird auf der Platine in  $3.3\text{ V}$ ,  $1.8\text{ V}$  und  $1.5\text{ V}$  konvertiert. Sie bilden die Spannungsversorgungen für den Chip und die externen Biasspannungen. Die  $3.3\text{ V}$  wird als Spannungsquelle für den externen Threshold und die Injektionsspannungen benutzt.

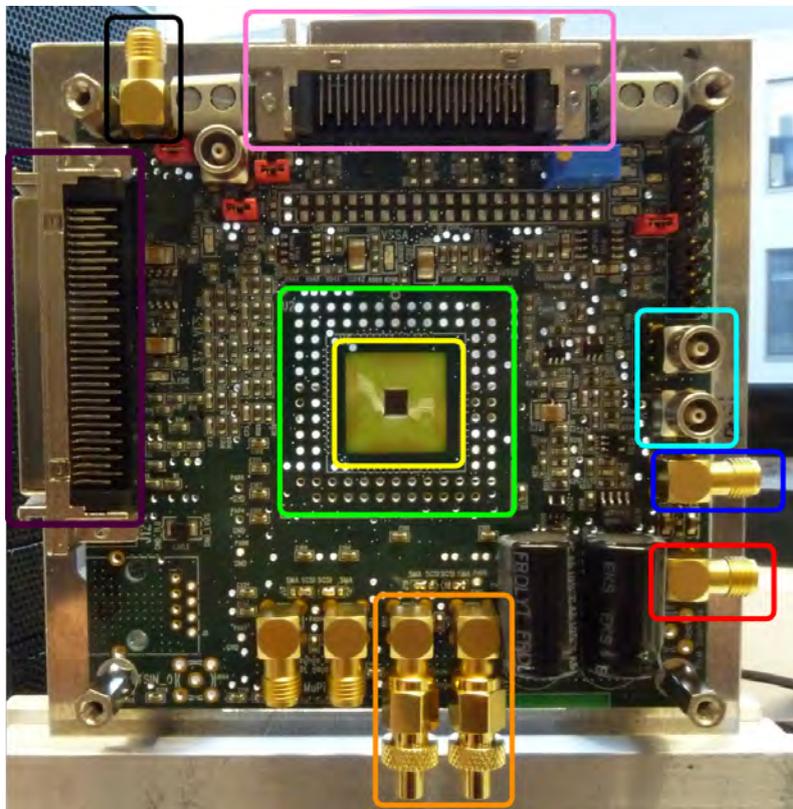


Abbildung 8.2: MuPix7 PCB. **Blau:** SMA LV. **Rot:** SMA HV. **Schwarz:** SMA LVDS. **Gelb:** MuPix7 Chip. **Hellgrün:** Trägersockelsteckverbindungen/Testpunkte. **Pink:** SCSI Verbindung. **Orange:** Differentieller Clock-Ausgang, Clock\_P (links) und Clock\_N (rechts). **Hellblau:** Injektion 1 (oben) und 2 (unten). **Lila:** Hitbus und externe Auslese.

## 8.1.2 Das FPGA Interface

Das FPGA besteht aus tausenden Logikeinheiten, die zu programmierbaren Logikschaltern verbunden sind. Da heutzutage immer komplexere Logikschaltungen benötigt werden, ersetzt das FPGA, aufgrund schnellerer und günstigerer Entwicklung einzelner Module, den **Application Specified Integrated Circuits (ASIC)**-Chip. Im Gegensatz zum ASIC besitzt ein FPGA eine hohe Flexibilität und zeitliche Effizienz in der Programmierung und der Suche nach Fehlern. Damit ist das FPGA optimal zum Testen geeignet.

In diesem Aufbau kam ein Stratix IV Entwicklungssystem [35] zum Einsatz, das das PCB, sowie den MuPix7, steuern und auslesen kann. Über eine eigens entwickelte Firmware, einer Software für den FPGA, könne die Daten konfiguriert und über ein Register ausgelesen werden. Zur Kommunikation wurde ein Treiber [39] entwickelt, der die Register und den Speicher in den **Random Access Memory (RAM)** des Computer überträgt.

Die Firmware besitzt zu dem die folgende Funktionen:

**PCB DACs:** Generierung der DAC-Werte für den Threshold und die Injektion.

**Chip Schieberegister:** Bedient das Schieberegister und lädt sie in die RAM-Zellen zur Steuerung der Chip-DAC-Werte.

**Hitbus:** Der Hitbus wird mit 500 MHz abgetastet. Dies liefert Informationen über Latenz und ToT, die intern in Histogramme mit 8 ns Bin-Größe gefüllt werden.

Das FPGA liefert dem Chip eine veränderbare Frequenz von 125 MHz, die als Referenzsignal für die PLL dient. Damit synchronisiert sich der Regelkreis aus VCO und PLL auf eine Frequenz von 625 MHz, wobei ein Zehntel der Frequenz zur Generierung der Timestamps und zum Betrieb der State Machine genutzt wird. Die Daten des MuPix werden mit einer Rate von 1.25 GBit/s vom FPGA empfangen und verarbeitet.

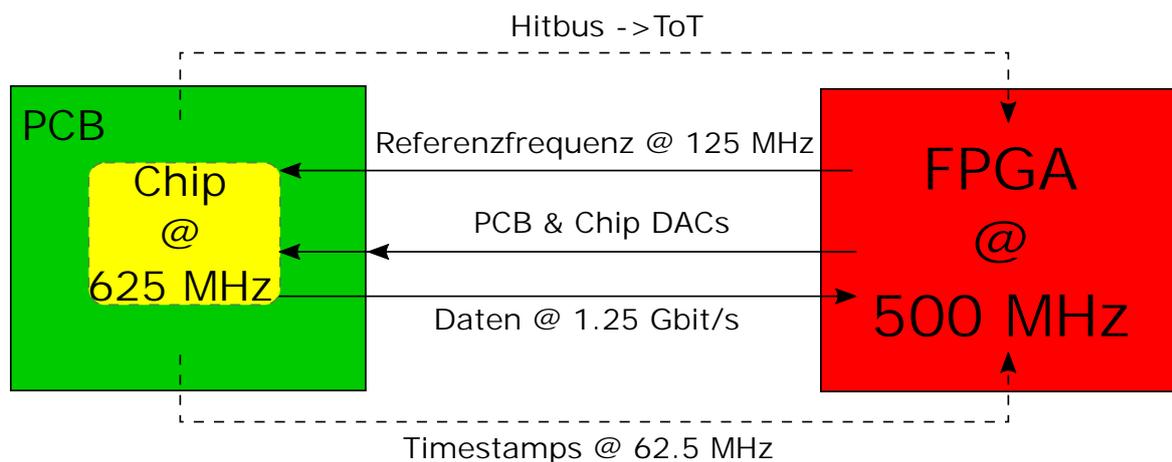


Abbildung 8.3: FPGA.

## 8.2 Die grafische Benutzeroberfläche

Die grafische Benutzeroberfläche (**GUI**, graphical user interface) erlaubt die Konfiguration des FPGAs und des MuPix. Das Framework basiert auf der MuPix Software [13, 40] und ist in C++ verfasst worden. Der Aufbau der GUI lässt sich in Abb. 8.4 einsehen. Die kolorierten Bereiche werden nachfolgend detaillierter erläutert.

### **Dunkelgrün: Zusätzliche Fenster**

Die Reiter an der linken oberen Seite der GUI sind für die Einsicht des FPGA Speichers und der Register. Der Reiter Online Monitor öffnet ein Fenster, das unterschiedliche Korrelationsgraphen zwischen Treffern und Triggern beinhaltet. Über diese Graphen können Probleme der Ausrichtung in Zeit und Raum und in der Datenaufnahme erkannt werden.

### **Orange: PCB DAC Kontrolle**

Unter Threshold und Injektion lassen sich die Werte der Schwellen und Injektionsspannungen steuern. Die Werte werden in Volt angegeben und in die zugehörigen DAC-Werte umgewandelt.

Unter Hitbus kann ein bestimmten Pixel ausgewählt, indem durch die Pixelmap navigiert wird.

Unter Threshold gibt es mehrere Methoden, um die TDACs zu setzen. Ein automatische Routine führt das sogenannte Threshold-Tuning (Siehe Abs. 9.4) durch.

### **Dunkelblau: Aktiver Pixel**

Im diesem Fenster ist ein Ausgabefenster für diverse Informationen der GUI, unter anderem die Position des ausgewählten Pixels in Bezug der jeweiligen Reihe und Spalte.

### **Schwarz: Chip DAC Kontrolle**

Hier kann die Konfiguration der DACs vorgenommen werden, die ins Schieberegister des Chips geschrieben werden. Diese sind üblicherweise 6 bit DACs und können somit im Bereich zwischen 0x0 und 0x3F gesetzt werden.

### **Hellgrün: Histogramme**

Darstellung der Karten (Maps) und Histogramme der derzeitigen Messung. Die Pixelmap stellt die Anzahl ausgelöster Treffer in einer farbigen Skala dar. Es stehen Histogramme der TDAC- und ToT-Verteilung sowie noch Weitere zur Verfügung.

### **Hellblau: Testbeam Kontrolle**

Es enthält die Tasten zur Konfiguration und zum Start/Stop einer Messung. Anzeigt werden die Status der verschiedenen Ringspeicher als auch die Rate und Gesamtzahl des derzeitigen Durchlaufs. Üblicherweise verwendet bei Teststrahlmessungen (Testbeam measurements).

### **Rot: Referenzsignal**

Das Referenzsignal für die PLL kann über einen Schieberegler gesteuert werden. Es ist möglich die Frequenz zwischen 0 MHz und 250 MHz in Schritten von 5 MHz zu variieren.

### **Magenta: Messung**

Das Fenster für Messungen kann dazu benutzt werden, um Schwellenscans (siehe Abs. 9.3.3) durchzuführen. Die einzustellenden Parameter sind das Maximum und Minimum der Schwellenspannung sowie die Schrittgröße und die Zeit eines Auslesezyklus. Die Angabe der Spannungswerte ist in Volt und der Zeit in ms.

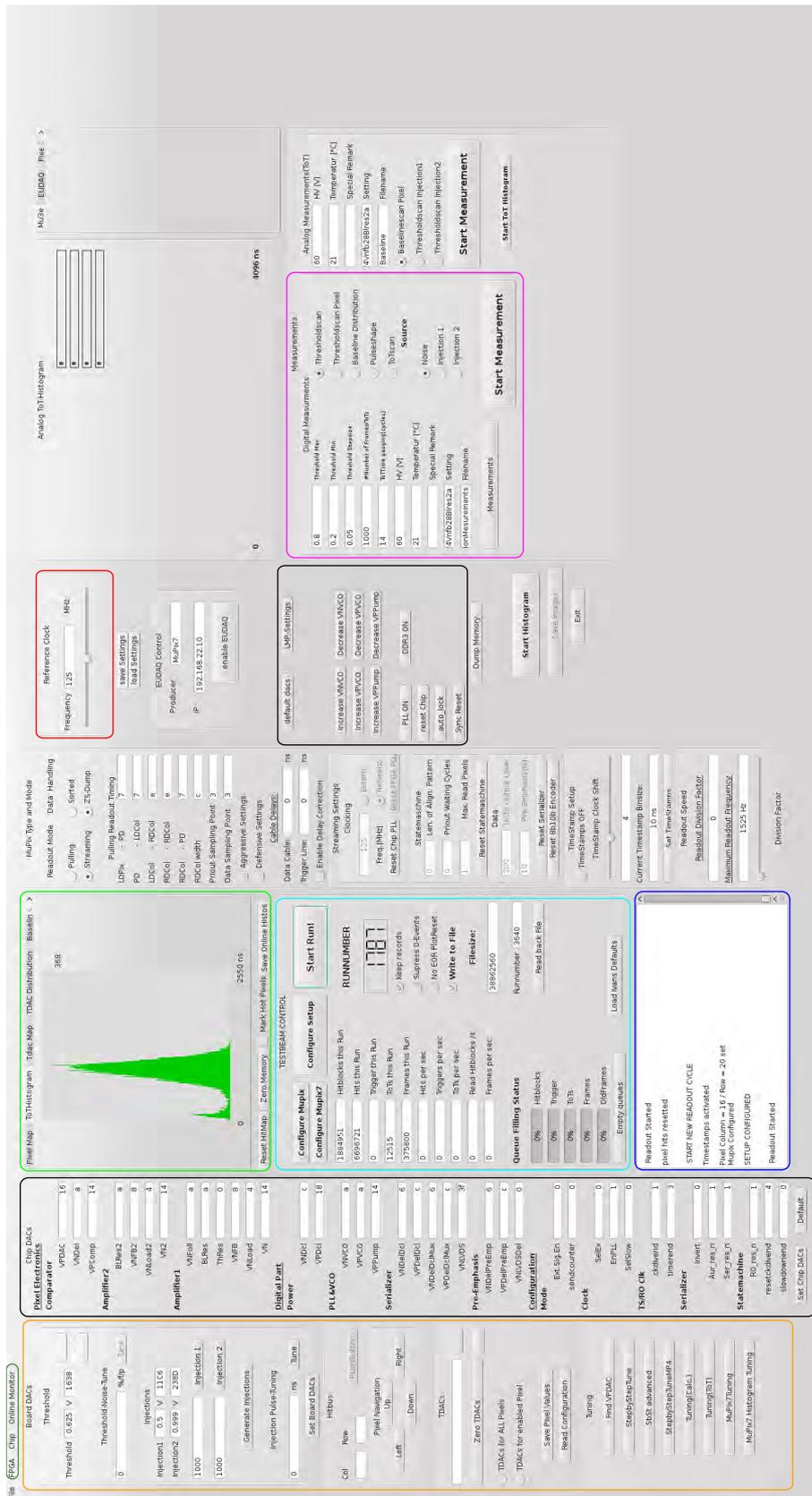


Abbildung 8.4: Grafische Benutzeroberfläche der MuPix Software, farbige Markierungen in Abs. 8.2.

## 8.3 Der Klimaschrank

Mit Hilfe eines Klimaschranks kann die Umgebungstemperatur des MuPix PCB auf eine gewünschte Temperatur eingestellt werden. Der Schrank kann näherungsweise als Faradayscher Käfig angenommen werden und schirmt so von äußeren Einflüssen ab. Um das PCB von systematischen Einflüssen des Klimaschranks zu entkoppeln, wurde das PCB samt Halterung auf einem Keramikteller, der als elektrischer Isolator dient platziert,. Abbildung 8.5 zeigt den Aufbau innerhalb des Klimaschranks. Die benötigte Verkabelung wird über eine kleine Öffnung an der oberen Seite des Schranks nach außen geführt. Gesteuert wird die Temperatur über ein LabView-Programm eines extern angeschlossenen Computers. Das Programm bietet die Möglichkeit die gewünschte Temperatur, den Intervall der Temperaturüberprüfungen sowie einen Tauschutz einzustellen. Letzter wird für Messungen bei niedrigen Temperaturen benötigt. Ebenfalls gibt das Programm die aktuelle Temperatur im Schrank aus. Als Referenz für den eingebauten Temperaturmesser wurde ein Pt-100 Messgerät [41] verwendet, der die Temperaturanzeige des Klimaschranks verifizierte.

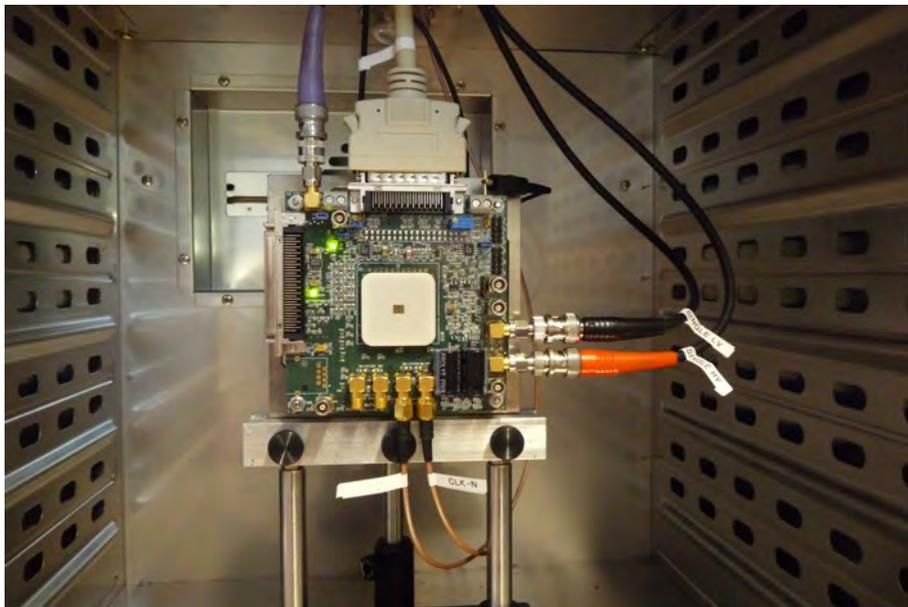


Abbildung 8.5: MuPix7 PCB im Klimaschrank.



# Teil III

## Messungen



## 9 Messmethoden

### 9.1 Signalquellen

Zur Untersuchung der Signalpulsform werden zwei Quellen verwendet, eine Ladungsinjektion und eine Fe-55 Quelle. Jedoch kann nur mit der Injektion die Latenz gemessen werden, womit sie die einzig verfügbare Quelle ist, um die gesamte Signalpulsform zu rekonstruieren.

#### 9.1.1 Injektion

Mit Hilfe eines vom PCB bereitgestellten Spannungspulses lassen sich über eine Kapazität Ladungen an den Pixelelektroden erzeugen. Es entsteht ein Signalpuls, der aufgrund von Prozessvariationen der Pixelkapazität [42] von Pixel zu Pixel variiert. Dieser Vorgang wird als Injektion bezeichnet und kann für detaillierte Messungen der analogen Eigenschaften der Pixel genutzt werden. Die Messungen in dieser Bachelorarbeit wurden mit einer Injektionsspannung von 0.5 V bei einer Rate von 20 Hz durchgeführt.

#### 9.1.2 Fe-55 Quelle

Eisen-55 (Fe-55) zerfällt zu Mangan-55 (Mn-55) über Elektroneneinfang. Das absorbierte Elektron wird durch ein Elektron aus einer höheren Schale ersetzt und emittiert dabei ein Photon ( $\gamma$ ) oder ein Auger-Elektron. Das Auger-Elektron ist jedoch vernachlässigbar, da es die Probe nicht verlässt. Die Energieemission des  $\gamma$  erfolgt hauptsächlich über die  $K_{\alpha}$ -Linie mit einer Energie von 5.9 keV.

Trifft das emittierte Photon auf den MuPix, konvertiert es via photoelektrischen Effekt in ein Elektron selber Energie und erzeugt entlang seiner Spur Elektron-Loch-Paare im Material. Die mittlere freie Weglänge des Elektrons beträgt  $\sim 1 \mu\text{m}$  [15].

## 9.2 Die Messgrößen

### 9.2.1 Jitter

Der in dieser Arbeit gemessene Jitter, auch "zufälliger Jitter" (**RJ**, **R**andom **J**itter) genannt, ist eine Latenzfluktuation zwischen der VCO Clock und dem Referenzsignal. In erster Linie wird sie durch thermisches Rauschen in elektrischen Schaltungen

verursacht, das einer Gaußverteilung folgt. Zudem spielen Kombinationseffekte vieler unkorrelierter Rauschquellen eine Rolle. Aufgrund des zentralen Grenzwertsatzes nähern sich deren Verteilungen auch der Gaußverteilung an.

Der Jitter selbst wird durch die Standardabweichung der Gaußverteilung quantifiziert und soll für den MuPix7 Chip mit geeigneten DAC-Einstellungen des VCO minimiert werden. [43]

## 9.2.2 Low Voltage

Die LV steht ebenso für den Versorgungsstrom für das PCB und den Chip (siehe Abs. 8.1.1). Geliefert wird der Strom von einem HAMEG [44], von dem die Werte abgelesen werden können. Mittels der LV kann der Leistungsverbrauch des Chips abgeschätzt werden, wobei möglichst geringe Werte angestrebt werden.

## 9.2.3 Hitbus

Das Hitbus-Signal ist das Ausgangssignal eines ausgewählten Komparators und kann mittels eines Oszilloskops aufgenommen werden. Mit seiner Hilfe kann das analoge Verhalten eines Pixel untersucht und die Pulsform rekonstruiert werden (siehe Abs. 9.3.3). Das Hitbus-Signal eines ausgewählten Pixels kann mittels eines passiven Tastkopf [45] am Testpunkt des MuPix Test-PCB abgegriffen werden (siehe Abb. 13.1).

## 9.2.4 Time-over-Threshold

Time-over-Threshold, kurz ToT, ist das Zeitintervall, in dem der Puls über einem Schwellenwert liegt. Damit beschreibt die ToT die Zeitdifferenz zwischen der steigenden und fallenden Flanke eines Pulses und charakterisiert damit dessen Breite zu einer definierten Schwelle.

Da die injizierte Ladung variiert und Rauschen das Signal verschmiert, fluktuiert die ToT. Deshalb wird die ToT über eine gewählte Anzahl von Events gemittelt, wobei der Mittelwert und die Standardabweichung aufgenommen werden. Es kann jeweils nur die ToT eines Pixels bestimmt werden.

## 9.2.5 Digitale Hit-Information

Die gesamte Pixelmatrix kann digital ausgelesen werden, es sei denn deren Threshold ist größer als die Baseline. In diesem Fall registriert der Komparator keine Signale. Aufgrund der Digitalisierung ist die Hit-Information boolescher Natur. Sie beinhaltet die Information, ob ein Pixel ausgelöst wurde oder nicht. Die serielle digitale Auslese der Pixel ermöglicht schnelle und effiziente Threshold-Tunings (siehe Abs. 9.4) und Schwellenscans (siehe Abs. 9.3.3) aller Pixel. Zudem liefert die Auslese Timestamps, die jedoch für die Messungen nicht verwendet wurden.

## 9.2.6 Latenz

Die Latenz beschreibt die Zeitdifferenz zwischen einem Ereignis und einer ausgelösten Reaktion. Als Signalquelle für das Ereignis steht die Injektion (siehe Abs. 9.1.1) zur Verfügung. Die Reaktion darauf wird durch die Komparatorantwort geliefert.

## 9.3 Messdurchführung

### 9.3.1 Jittermessung

Zur Durchführung der Jittermessung wurde die Histogrammfunktion des Oszilloskops [46] genutzt und die Standardabweichung gemessen. Abbildung 9.1 zeigt ein Beispiel für eine derartige Messung. Das orangefarbene Diagramm stellt die Differenz des positiven und negativen Clock Signals des VCO, Clock\_P und Clock\_N, dar. Das messbare Ausgangssignal entspricht einem Zehntel der VCO Frequenz. Die magentafarbene Kurve zeigt die Referenzfrequenz, auf deren steigende und fallende Flanke getriggert wird. Das Referenzsignal wird über einen Differentialtastkopf [47] entweder an den Testpunkten des PCB oder bevorzugt am FPGA über die "Control"-Adapterkarte [36] abgegriffen. Das viereckige, türkisfarbene Fenster stellt den Messbereich des Jitters, der an den steigenden und fallenden Flanken der VCO Clock gemessen wird, dar. Die braun farbige Verteilung im rot umrandeten Kasten am oberen Rand der Abbildung ist die zugehörige Messverteilung des Jitters. Mit ihrer Hilfe werden der Mittelwert und die Standardabweichung über eine gewählte Anzahl an Events berechnet.



Abbildung 9.1: Oszilloskopbild der VCO Clock zur Messung des Jitters.

### 9.3.2 ToT Histogramm

Die Histogrammfunktion des FPGAs liefert Zeitinformationen mehrerer ToTs eines Pixel. Aus den gewonnenen ToT-Spektren berechnet sich das arithmetische Mittel und die Breite der ToT-Verteilungen. An das ToT-Spektrum wird eine Gaußverteilung gefittet.

### 9.3.3 Pulsrekonstruktion

#### Pulsformvermessung

Die Pulsform kann mit Hilfe des Hitbussignals extrahiert werden. Durch Messung der Latenz und ToT für unterschiedliche Schwellenwerte relativ zu einem gepulsten und stetigen Signal der Injektion, kann das Komparatorsignal schrittweise abgetastet werden. Da die Pulse des MuPix7 durch die zweite Verstärkerstufe invertiert werden, sind sie negativ. Aus diesem Grund wird der Schwellenwert von der Baseline aus reduziert bis kein Hitbus-Signal mehr detektiert wird. Die Latenz ergibt sich aus der Zeitdifferenz zwischen den fallenden Flanken der Injektionpulse und dem Hitbus-Signal. Die ToT wird durch die Breite des Pulses bestimmt. Beide Werte werden mittels eines Oszilloskops aufgenommen.

Rauschen führt zu Fluktuationen in den Signalfanken. Aus diesem Grund werden für jeden Schwellenwert mehrere Events aufgenommen, aus denen der Mittelwert und die Standardabweichung gebildet werden. Des Weiteren führt das Rauschen auch zu einer Verschmierung der Pulshöhe. Dadurch wird eine Messung des Signalmaximums mit dieser Messmethode unmöglich.

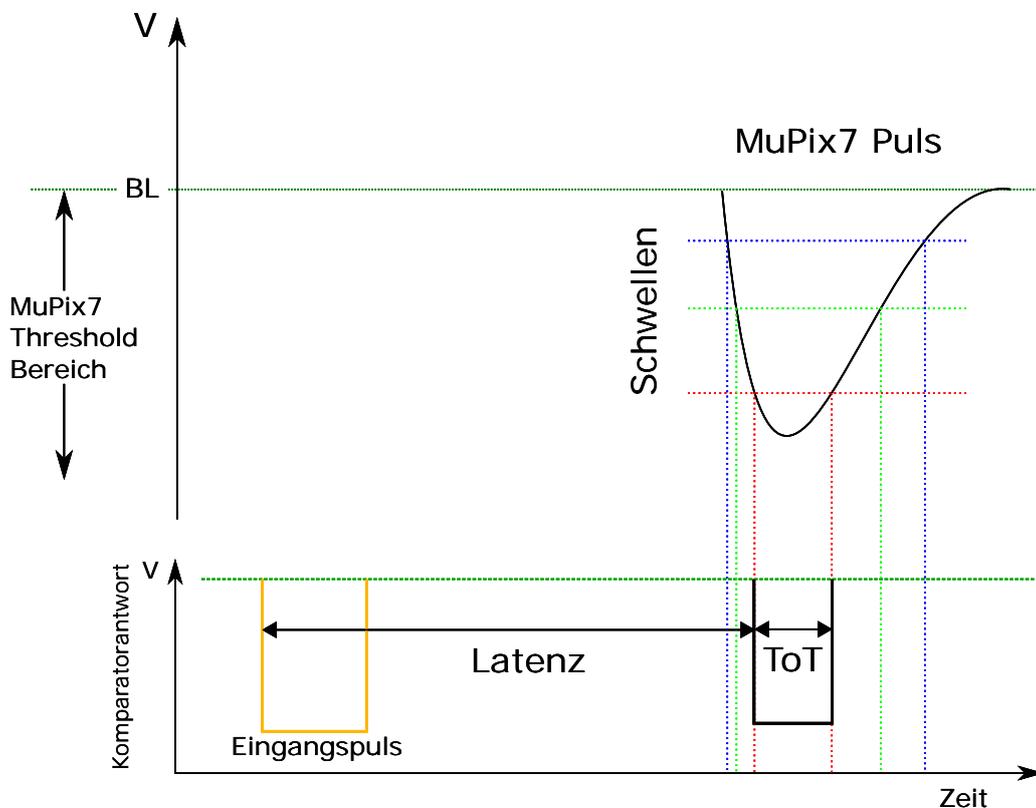


Abbildung 9.2: Pulsformmessung.

## Schwellenscan

Der Schwellenscan (Thresholdscan) bezeichnet eine Messmethode die eine Signalstärke bei verschiedenen Schwellenwerten (Threshold) durchscant und Information über das Signals liefert. Diese Messmethode wird digital durchgeführt und liefert unter anderem die Position der Signalpulsmaxima.

Bei dieser Methode werden die digitalen Hit-Information (siehe Abs. 9.2.5) aller Pixel aufgenommen. In einem festen Zeitintervall wird die Anzahl der Pixel-Hits bei einer eingestellten Schwellen gezählt.

Diese Messung ist von Natur aus ein Zählexperiment und kann mittels Injektion-Signalen durchgeführt werden. Dies erlaubt es, die Anzahl der Hits mit der Anzahl der Injektionspulse zu vergleichen. Die Komparatorantwort eines idealen Pixels ohne Rauschen würde durch eine Stufenfunktion beschrieben werden (siehe Abb. 9.3(a)). Die Stufe der Funktion wäre bei der Höhe der Eingangspulse. Das Rauschen realer Pixel führt zu einer Verschmierung der Stufenfunktion, beschrieben durch eine S-Kurve (siehe Abb. 9.3(b)).

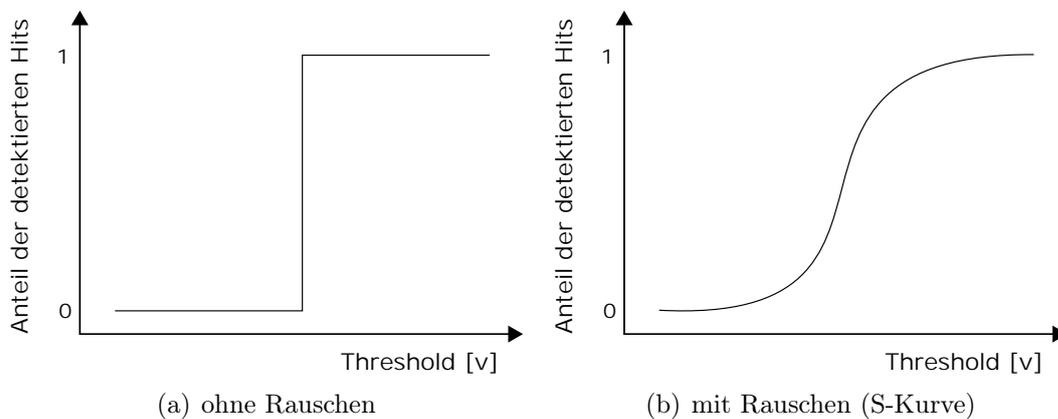


Abbildung 9.3: Beispiele für die Komparatorantwort eines idealen und realen Pixels.

Diese S-Kurve kann durch die kumulative Verteilung einer Normalverteilung beschrieben werden. Die Fitfunktion (Formel 9.1) beschreibt diese S-Kurve.

$$f(x) = \frac{1}{2} \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{x - \mu}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right) \quad (9.1)$$

Dabei kann  $\mu$  als die Position des Signalpulsmaximums interpretiert werden und  $\sigma$ , die Standardabweichung der Normalverteilung, ist ein Maß für das Rauschen. Da die Messung digital durchgeführt wird, ist die Anzahl der Hits auf Grund der Anzahl der ausgewerteten Frames beschränkt. So kann jeder Auslesezyklus als ein Bernoulli Experiment interpretiert werden, bei dem ein Pixel-Hit detektiert wird oder nicht. Für eine große Anzahl an Frames  $n$  approximiert der gemessene Wert zum Erwartungswert ( $k \approx \mu = np$ ) der Binomialverteilung. Daraus lässt sich die

Trefferwahrscheinlichkeit  $p = k/\mu$  berechnen. Mit Hilfe der Standardabweichung der Binomialverteilung berechnet sich der Fehler der Messpunkte:

$$\sigma = \sqrt{np(1-p)} = \sqrt{k(1-k/n)} \quad (9.2)$$

Mit den gewonnenen Werten von  $\mu$  und des  $\sigma$  kann das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (**SNR**, **S**ignal-**t**o-**N**oise-**R**atio) berechnet werden, wobei  $b$  den Baseline-Wert darstellt.

$$SNR = \frac{|\mu - b|}{\sigma} \quad (9.3)$$

## 9.4 Threshold Tuning

Beim Threshold Tuning wird die Schwelle für jedes Pixel individuell via TDACs justiert, um Prozessvariationen auszugleichen. Die maximale Änderung wird dabei durch VPDAC begrenzt, der den Strom der Pixel-internen 4 bit TDACs limitiert. Die Herausforderung hierbei ist, den geeigneten Wert für VPDAC zu finden, bei dem alle Pixel getuned sind, jedoch der Stromverbrauch, der mit dem Tunesystem einhergeht, nicht zu groß wird. Optimal getuned ist der Chip, wenn die TDAC-Verteilung eine gaußsche Verteilung annimmt. Messungen zur Linearität zwischen VPDAC und TDACs wurden in den Arbeiten [13] und [30] unternommen.

Beim Rausch-Tuning wird der Schwellenwert so angepasst, dass alle Pixel eine vordefinierte Rauschrate bei einem gemeinsamen Threshold erreichen. Dadurch reagieren die Pixel gleichmäßiger auf ein Signal.

Beim Tuning werden folgende Schritte durchgeführt (siehe Abb. 9.4):

1. Wähle das Limit der Rauschrate und setze für alle Pixel TDAC = 0
2. Erhöhe den Schwellenwert bis die Rauschrate größer als das Limit ist
3. Setze TDAC aufs Maximum (= 15) oder erhöhe VPDAC um 1, wenn TDAC = 15
4. Wiederhole die Schritte 2 und 3 bis alle Pixel bei TDAC = 15 sind
5. Setze nun alle TDACS = 0 und setze VPDAC auf den VPDAC am Ende der Prozedur
6. Erhöhe nur abermals den Schwellenwert bis zum Endschwellenwert
7. Erhöhe dabei jedes mal den TDAC-Wert der Pixel, wenn die Rauschrate größer als das Limit ist

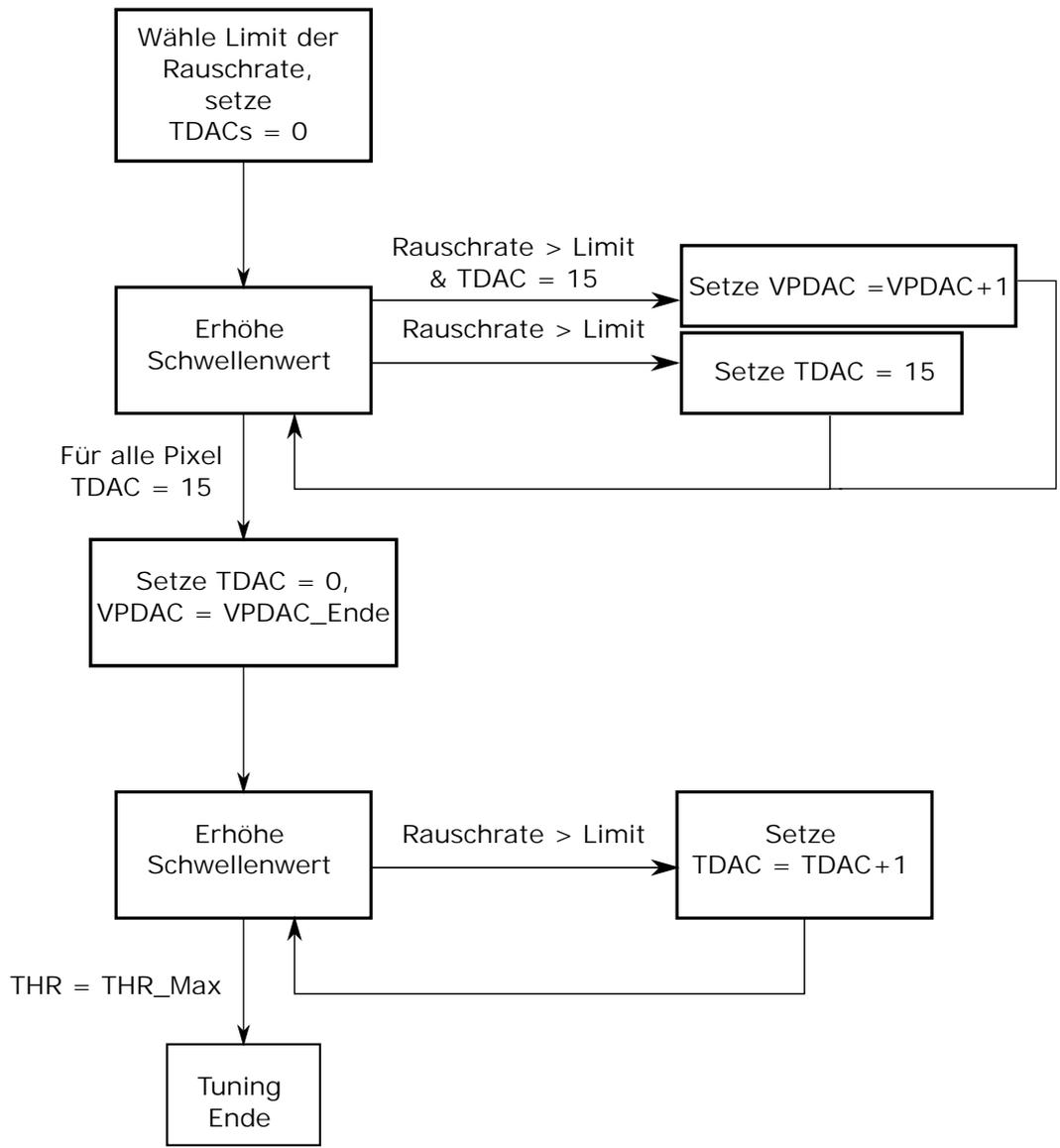


Abbildung 9.4: Tuning-Methode.



# 10 Charakterisierung des VCO und der PLL

In diesem Kapitel wird der Schaltkreis aus VCO und PLL (Siehe Abb. 7.8) charakterisiert. Aktiviert wird die PLL über den DAC-Wert  $EnPLL$ . So kann das Frequenzverhalten des VCO mit eingeschalteter bzw. ausgeschalteter PLL aufgenommen werden. Des Weiteren wurde die Genauigkeit der Phasensynchronisation der Chip Clock zum Referenzsignal untersucht, die durch den Jitter beschrieben wird.

Als Startarbeitspunkt wurden die Testbeam-Einstellungen für die DAC-Werte (siehe Tab. 13.1) herangenommen. In den folgenden Kapiteln werden DAC-Werte im Fließtext als Dezimalzahlen dargestellt. Für VCO und PLL liegen diese funktionalen Einstellungen bei  $VNVCO = 10$ ,  $VPVCO = 10$  und  $VPPump = 20$ . Das Referenzsignal der PLL beträgt 125 MHz.

Um das Verhalten bei verschiedenen Temperaturen zu analysieren, wurden Messungen mit einer Umgebungstemperatur zwischen  $-20\text{ °C}$  und  $80\text{ °C}$  durchgeführt.

Ziel dieser Messungen ist es, einen optimierten Arbeitspunkt mit minimierten Jitter zu finden, der durch  $VNVCO$ ,  $VPVCO$  und  $VPPump$  definiert wird.

## 10.1 Frequenzmessung

Die Frequenzmessungen wurden mittels eines Oszilloskops aufgenommen, indem man das negative Signal ( $Clock\_N$ ) vom positiven Signal ( $Clock\_P$ ) des VCO subtrahiert. Um ausreichend Statistik zu aufzunehmen, wurden jeweils Messungen von ca. 2000 Events beobachtet, aus denen sich der Mittelwert und die Standardabweichung berechnen.

### 10.1.1 Frequenzmessung bei konstanter Raumtemperatur

#### Mit ausgeschalteter PLL

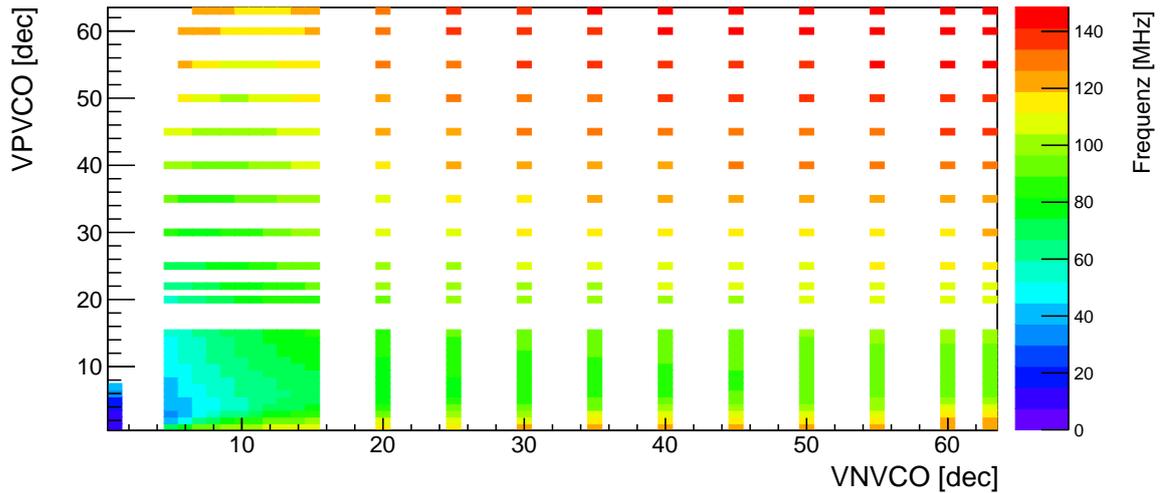
Um den VCO zu charakterisieren, wurden Frequenzmessungen mit variierenden DAC-Werten von  $VNVCO$ ,  $VPVCO$  und  $VPPump$  aufgenommen. Dafür wurde die PLL abgeschaltet und auf das positive Signal der VCO Clock getriggert.

Abbildung 10.1(a) zeigt den Verlauf der Frequenz für  $VNVCO$  und  $VPVCO$  für den fixen Wert von  $VPPump = 20$ . Detaillierter untersucht wurde ein Bereich um die Testbeam-Werte herum. Anschließend wurde die Schrittgröße von  $VNVCO$  und  $VPVCO$  auf 5 erweitert. Das Histogramm bestätigt die Annahme, dass für steigende Werte auch die Frequenz ansteigt. Nur für kleine Werte von  $VNVCO$  oder  $VPVCO$  ergibt sich ein abweichendes Verhalten. Die Frequenzwerte sind höher als die nachfolgenden, da die Steuerungselemente den Strom nicht mehr regulieren können. Das Verhalten des VCO wird nicht mehr primär durch  $VNVCO$  und  $VPVCO$  gesteuert,

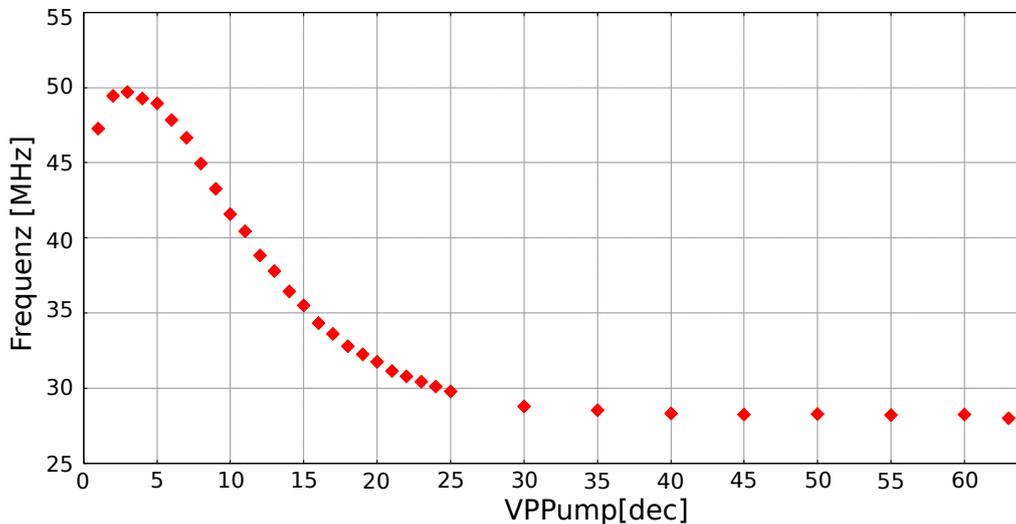
sondern andere Effekte dominieren.

Abbildung 10.1(b) zeigt den Verlauf der Frequenz für VPPump bei feste Werte von VNVCO ( $= 10$ ) und VPVCO ( $= 5$ ). Der Bereich für VPPump zwischen 1 und 25, ist in Einzelschritten vermessen worden. Anschließend wurde die Schrittgröße abermals auf 5 erhöht. Die Frequenz startet bei einem hohen Frequenzwert, steigt zunächst an und fällt anschließend ab und nähert sich asymptotisch einem festen Wert an.

Für kleine VPVCO-Werte konnten keine Frequenzwerte aufgenommen werden, da keine stabile Frequenz entstand.



(a) VPPump = 20 [dec], Chip 7713.



(b) VNVCO = 10 [dec], VPVCO = 5 [dec], Chip 7707. Die Fehler der Messpunkte sind zu klein, als dass sie im aufgetragenen Skalenbereich sichtbar wären.

Abbildung 10.1: Abhängigkeit der Frequenz von den Biasströmen VNVCO, VPVCO und VPPump mit ausgeschalteter PLL.

## Mit eingeschalteter PLL

Die identische Messung wie mit ausgeschalteter PLL wurde mit eingeschalteter PLL durchgeführt. Getriggert wurde dabei auf die steigende und fallende Flanke des Referenzsignals.

Abbildung 10.2 zeigt den Frequenzverlauf mit eingeschalteter PLL für variierende VNVCO und VPVCO Werte und Abbildung 10.3 zeigt den Frequenzverlauf mit eingeschalteter PLL für VPPump. Bei allen gemessenen Werten kam es zu keiner signifikanten Abweichung von den 62.5 MHz. Die Clock ist demnach stabil für VNVCO und VPPump im Bereich von 1 bis 63 und für VPVCO von 1 bis 22. Anzumerken ist, dass für ein Referenzsignal von 125 MHz es zu keiner Phasensynchronisation kommt, wenn VPVCO größer als 22 ist. Auch bei VNVCO gibt es eine Einschränkung, da es nur durch schrittweise Erhöhung des DAC-Wertes ab einem Wert von 30 zu einer Phasensynchronisation kommt. Die Phasensynchronisation der PLL ähnelt dem Verhalten eines PID-Reglers. Ist die durchzuführende Korrektur zu groß, kommt es zu einer Überschwingung, die an den Grenzbereich der zur Verfügung stehenden Spannung stößt. Der Zustand wird metastabil und es kann keine Phasensynchronisation stattfinden. Wird nun jedoch schrittweise von 30 erhöht, kann die Phasensynchronisation stabilisiert werden, da das erhöhte Überschwingen unterbleibt und damit nicht an den Grenzbereich der Spannung gelangt.

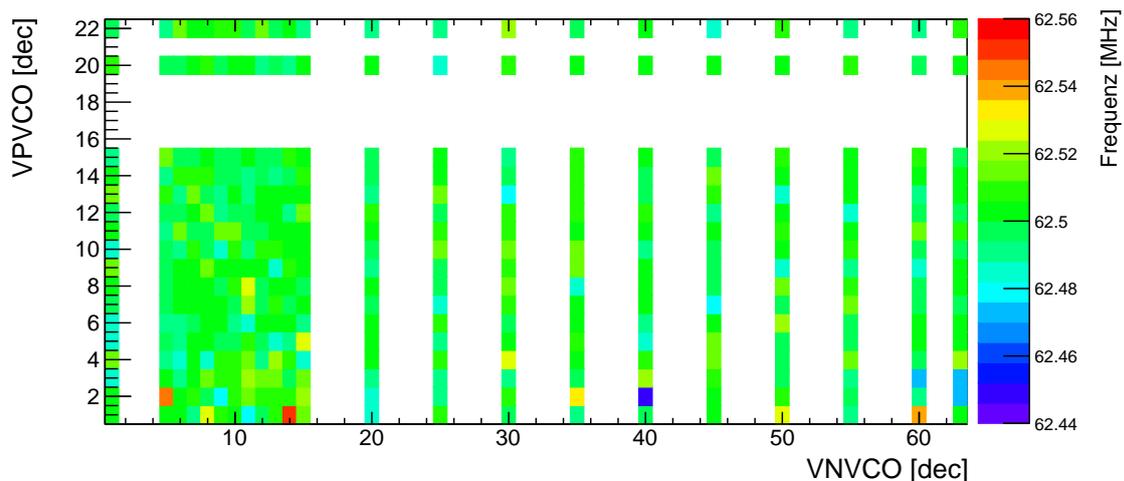


Abbildung 10.2: Abhängigkeit der Frequenz von den Biasströmen VNVCO und VPVCO mit eingeschalteter PLL (VPPump = 20 [dec], Chip 7713).

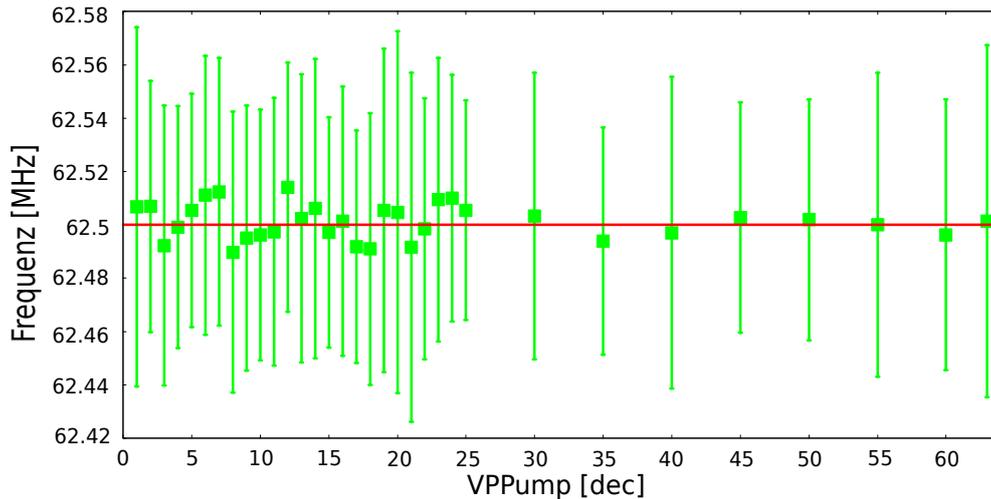


Abbildung 10.3: Abhängigkeit der Frequenz von dem Biasstrom VPPump mit eingeschalteter PLL (VNVCO = 10 [dec], VPVCO = 5 [dec], Chip 7707).

## 10.1.2 Temperaturabhängigkeit der Frequenz

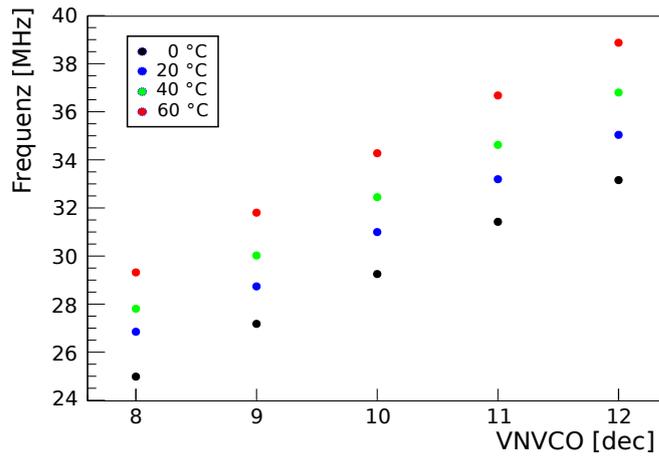
### Mit ausgeschalteter PLL

Die Graphen in Abbildung 10.4 zeigen den Einfluss der Umgebungstemperatur auf das Frequenzverhalten mit ausgeschalteter PLL für die Werte VNVCO, VPVCO und VPPump. Die Messung erfolgt unter Variation von nur jeweils einem der Werte, während die beiden anderen konstant bleiben. Gemessen wurde die Frequenz bei gleichen DAC-Einstellungen im Temperaturbereich zwischen 0 °C und 60 °C in Schritten von 20 °C.

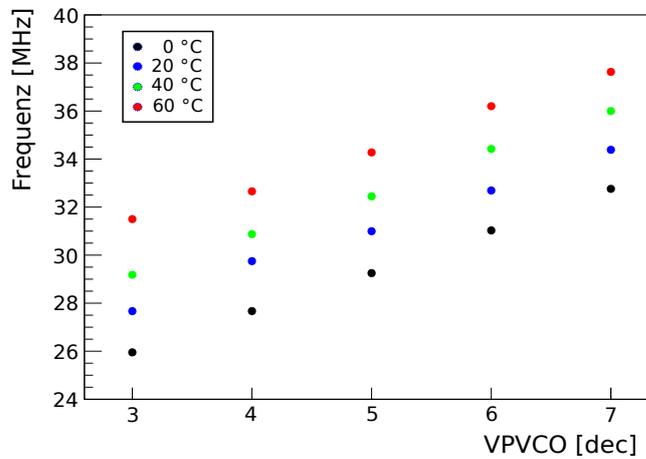
Die Abbildungen 10.4(a) zeigt ein lineares Verhalten zwischen VNVCO und der Frequenz. Die Frequenz erhöht sich äquivalent mit steigenden Temperaturen. Für einen Temperaturschritt von 20 °C verschiebt sich die Frequenz etwa um einen DAC-Wert-Äquivalent nach oben. Für die VPVCO, dargestellt in Abbildung 10.4(b), ist ein ähnliches lineares Verhalten zwischen VPVCO und der Frequenz zu messen. Die gemessene Frequenzkurve für VPPump verschiebt sich mit erhöhter Temperatur konstant zu höheren Frequenzwerten, siehe dazu Abbildung 10.4(c). Der Graph verschiebt sich im Plateaubereich nicht wie bei den beiden vorherigen Messungen zu höheren DAC-Werten. Daraus lässt sich schließen, dass der Einfluss der Temperatur auf VPPump minimal ist.

### Mit eingeschalteter PLL

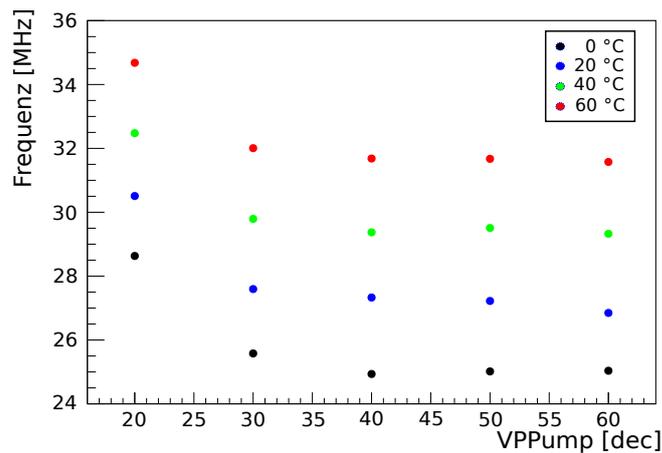
Die Graphen in Abbildung 10.5 zeigen den Frequenzverlauf mit aktiver PLL bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen für jeweils VNVCO, VPVCO und VPPump. Die Werte werden jeweils einzeln variiert, während die anderen konstant bleiben. Für alle Temperaturen bleibt die synchronisierte Frequenz von 62.5 MHz stabil und zeigt keine signifikanten Abweichungen.



(a) VNVCO (VPVCO = 5 [dec], VPPump = 20 [dec], Chip 7707).

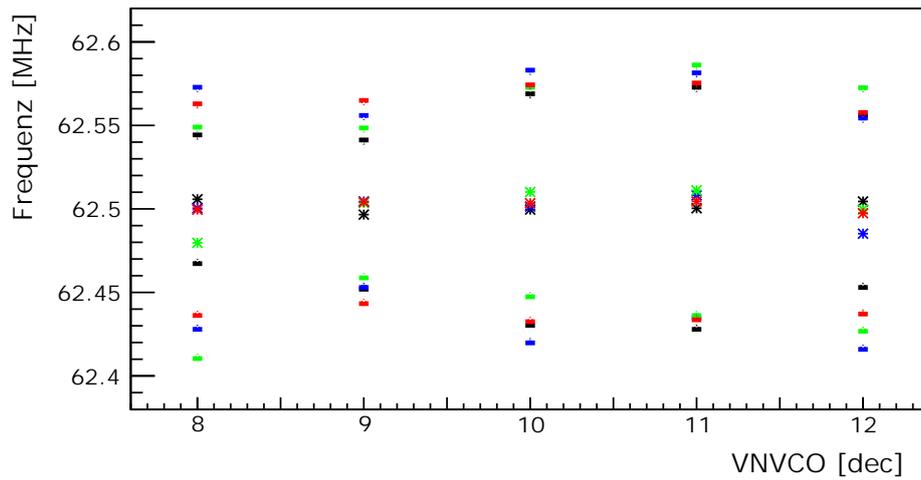


(b) VPVCO (VNVCO = 10 [dec], VPPump = 20 [dec], Chip 7707).

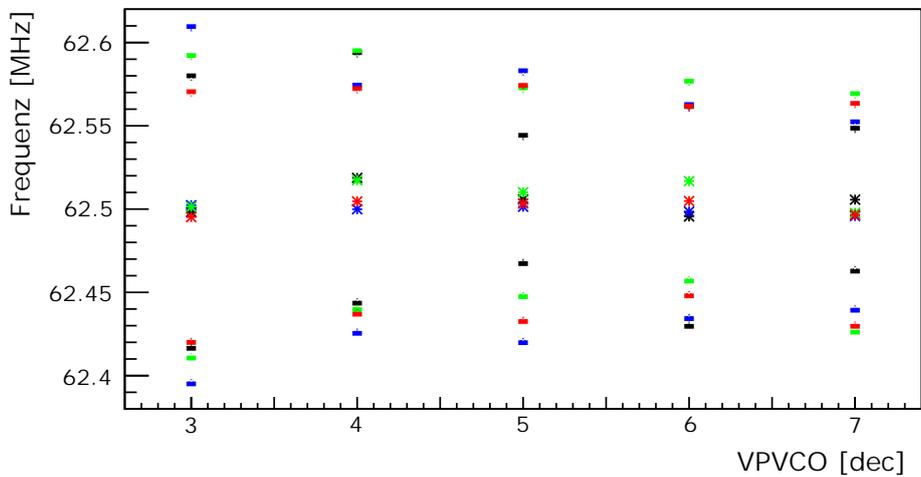


(c) VPPump (VNVCO = 10 [dec], VPVCO = 5 [dec], Chip 7715).

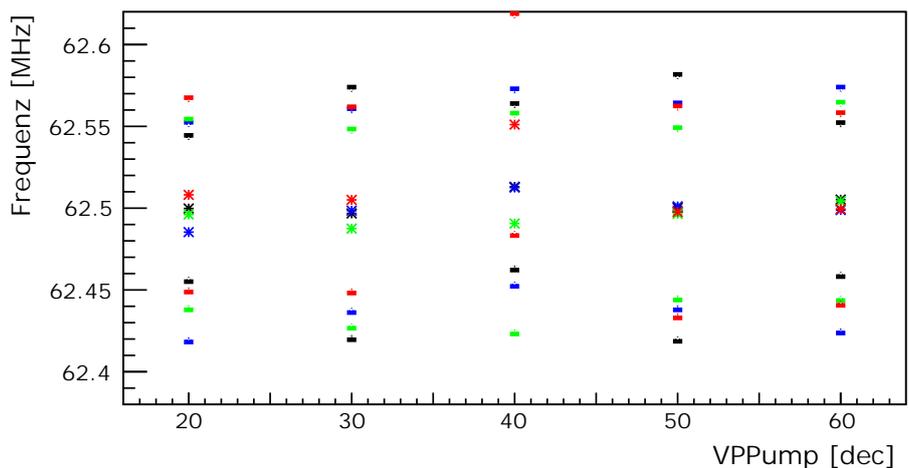
Abbildung 10.4: Abhängigkeit der Frequenz von den Biasströmen für verschiedene Umgebungstemperaturen mit ausgeschalteter PLL. Die Fehler der Messpunkte sind zu klein, als dass sie im aufgetragenen Skalenbereich sichtbar wären.



(a) VNVCO (VPVCO = 5 [dec], VPPump = 20 [dec], Chip 7707).



(b) VPVCO (VNVCO = 10 [dec], VPPump = 20 [dec], Chip 7707).



(c) VPPump (VNVCO = 10 [dec], VPVCO = 5 [dec], Chip 7715).

Abbildung 10.5: Abhängigkeit der Frequenz von den Biasströmen für verschiedene Umgebungstemperaturen mit eingeschalteter PLL. Dargestellt sind die Messpunkte als Sternsymbole mit ihren oberen und unteren Fehlergrenzen. Schwarz:  $T = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Blau:  $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Grün:  $T = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Rot:  $T = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

## 10.2 Jittermessung

In diesem Abschnitt wird die Genauigkeit der Phasensynchronisation untersucht, die durch den Jitter quantifiziert wird. Diesbezüglich wurde der Jitter der VCO Clock, wie in Abschnitt 9.3.1 beschrieben, gemessen. Das Ziel dieser Messung ist die Bestimmung eines optimierten Arbeitspunktes mit minimalem Jitter.

In Abbildung 10.6 ist der Jitter gegen VNVCO und VPVCO aufgetragen. Das Histogramm zeigt, dass die Höhe des Jitters von VPVCO dominiert wird. Für variierende Werte ist die Auswirkung von VNVCO nur marginal. Bei festem VPVCO fluktuiert der Jitterwert minimal. Daraus lässt sich schließen, dass TOVCO nun hauptsächlich durch das Korrektursignal geregelt wird. Wie schon in Abschnitt 10.1.1 beschrieben, ist der Bereich für die Phasensynchronisation eingeschränkt. Für VPVCO größer 22 kommt es zu keiner Synchronisation mit der Referenzfrequenz mehr. Ebenso für VNVCO größer 30 ist die Phasensynchronisation nur durch schrittweise Erhöhung des Wertes realisierbar.

Im Histogramm ist gezeigt, dass es bei  $VPVCO = 5$  zu einer "Rinne" aus lokalen Minima kommt mit einem Jitter kleiner als 100 ps. Der ursprüngliche Arbeitspunkt aus den Testbeam-Einstellungen (siehe Tab. 13.1) liegt in einem Plateau mit einem Jitter größer als 100 ps. Aus diesem Grund definiert  $VPVCO = 5$  einen neuen optimierten Arbeitspunkt für die VCO. Die Auswirkungen von VNVCO auf den Jitter und die Phasensynchronisation sind marginal und kann bei dem DAC-Wert von 10 belassen werden.

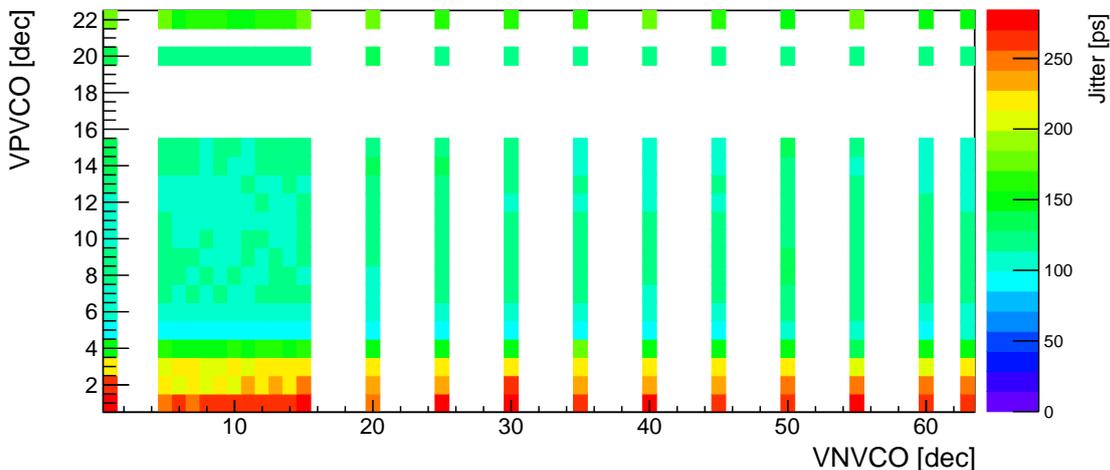
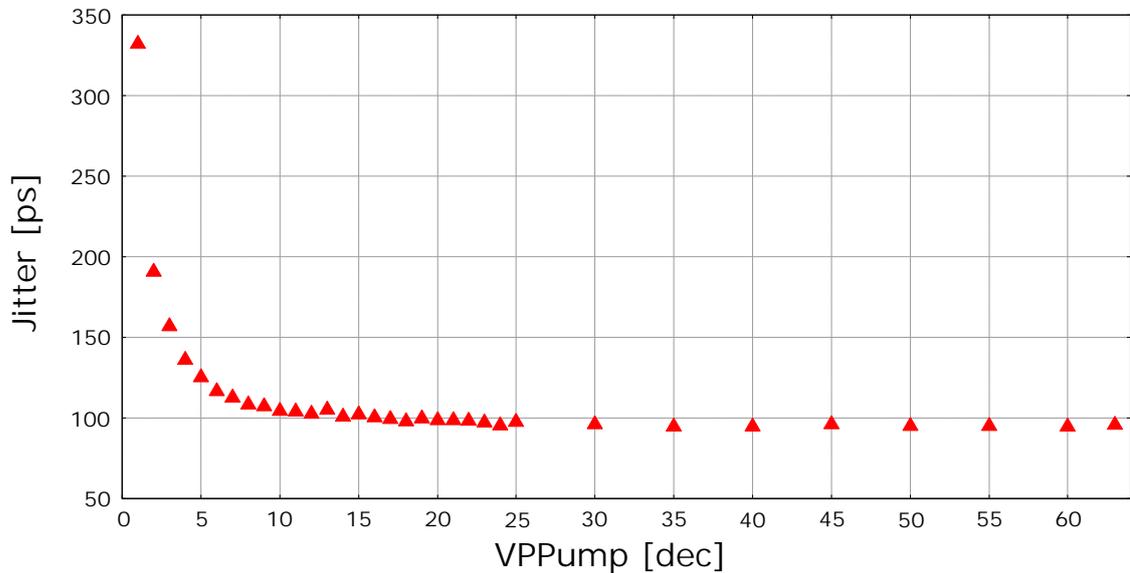


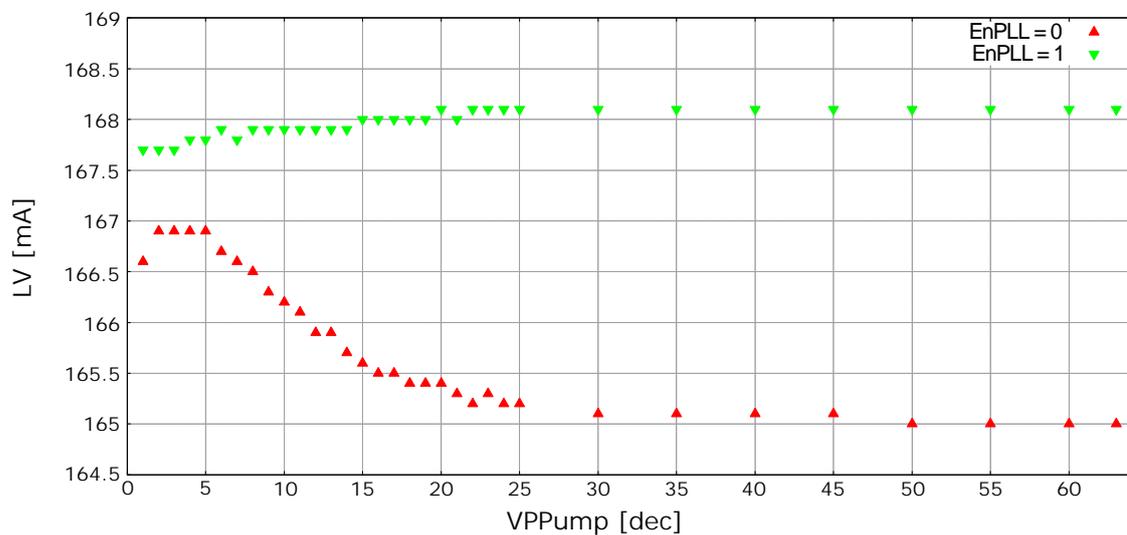
Abbildung 10.6: Jitter der VCO Clock in Abhängigkeit von VNVCO und VPVCO (Chip 7713).

Die Abbildung 10.7(a) stellt den Verlauf des Jitters gegen VPPump dar. Der Graph zeigt, wie sich der Jitter asymptotisch mit steigenden VPPump-Werten minimiert. Die Minimierung des Jitters bei höheren Werten von VPPump, ausgehend vom

Testbeam-Wert bei  $VPPump = 20$ , erweist sich nur marginal. Der Stromverbrauch der LV, dargestellt in Abbildung 10.7(b), steigt mit erhöhten  $VPPump$ -Werten nicht signifikant an. Somit können höhere Werte für  $VPPump$  gewählt werden, ohne dass der Leistungsverbrauch relevant ansteigt. Der daraus resultierende Arbeitspunkt für  $VPPump$ , kann im Bereich von 15 bis 63 variiert werden, ohne dass der Jitter über 100 ps ansteigt.



(a) Jitter der VCO Clock in Abhängigkeit von  $VPPump$ . Die Fehler der Messpunkte sind zu klein, als dass sie im aufgetragenen Skalenbereich sichtbar wären.



(b) LV mit eingeschalteter und mit ausgeschalteter ohne PLL in Abhängigkeit von  $VPPump$ .

Abbildung 10.7: Jitter- und Stromverhalten bei variierenden Werten von DAC-Einstellungen (Chip 7707).

## 10.2.1 Temperaturabhängigkeit des Jitters

Für die Untersuchung des Jitterverhaltens in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur wurde der Temperaturbereich auf  $-20\text{ °C}$  bis  $80\text{ °C}$  erweitert. Die Schritte für die Messtemperaturen liegen weiterhin bei  $20\text{ °C}$ . Untersucht wurde der Jitter für variierende Werte von VPVCO. Die Auswirkungen der Temperatur auf den Jitter bei jeweils variierenden Werten von VNVCO und VPPump sind im Appendix (siehe Abb. 13.2) einzusehen. Es ist eine Verschiebung zu höheren Jitterwerten der gesamten Messkurven bei erhöhter Temperatur zu beobachten. Zudem fluktuiert der Jitter für verschiedene VNVCO-Werte (siehe Abb. im Appendix).

Abbildung 10.8 beschreibt das Jitterverhalten im Bereich von 1 bis 10 für VPVCO bei den genannten Umgebungstemperaturen. Eine erhöhte Temperatur entspricht einem Anstieg von VPVCO. Somit verschiebt sich der Messpunkte des Jitter in Richtung des Plateaus. Dennoch bleibt der VPVCO-Wert 5 für den gesamten Temperaturgradienten von  $100\text{ °C}$  der optimale Arbeitspunkt für den VCO.

Bei den in Abschnitt 10.3 beschriebenen Messungen, liegt der Jitterwert desselben Chips bei Raumtemperatur unter  $90\text{ ps}$ . In der Messung in Abb. 10.8 liegt der Jitter jedoch bei etwa  $150\text{ ps}$ . Es kann von einem systematischen Einfluss des Klimaschranks ausgegangen werden, der zu einer konstanten Verschiebung der Messkurve führte.

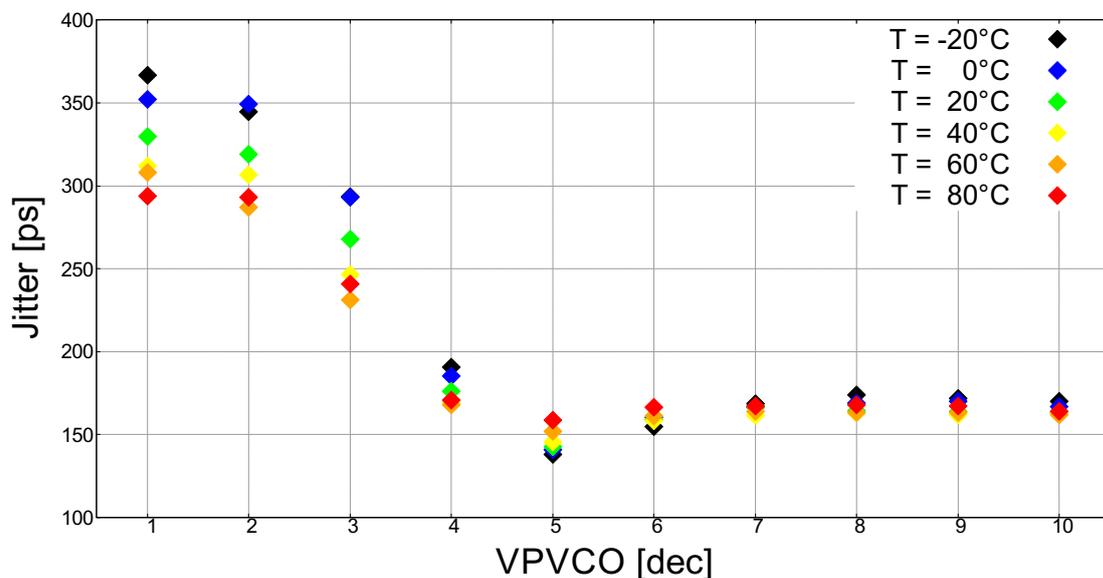


Abbildung 10.8: Jitter der VCO Clock in Abhängigkeit von VNVCO und VPVCO (VPPump = 20 [dec], Chip 7719). Die Fehler der Messpunkte sind zu klein als, dass sie im aufgetragenen Skalenbereich sichtbar wären.

## 10.2.2 Messungen mit verschiedenen Referenzfrequenzen

Die vorangegangenen Messungen wurden alle mit der gleichen Referenzfrequenz von 125 MHz durchgeführt. Da die Referenzfrequenz die Größe der Datenübertragungsrate bestimmt, ist es von Interesse, die Jitterwerte bei anderen Referenzfrequenzen zu erfassen und VPVCO-Werte zu ermitteln, die minimalen Jitter hervorbringen. Experimente wie PANDA [49] oder P2 [50] wollen ebenfalls die HV-MAPS Technologie verwenden, benötigen jedoch eine andere Übertragungsrate. Unter der Annahme, dass das Verhalten ähnlich bleibt, wurde für Referenzfrequenzen im Bereich von 60 MHz bis 250 MHz der Jitterpunkt aufgenommen. Es wurde gezielt nach den optimalen Arbeitspunkten des Jitters gesucht. Zur Referenz wurden zusätzliche die benachbarten Messpunkte aufgenommen.

In Abbildung 10.9 ist der Jitter gegen VPVCO aufgetragen für verschiedene Referenzfrequenzen zwischen 60 MHz und 140 MHz. Die Messung der optimalen Arbeitspunktes für VPVCO bei den verschiedenen Referenzfrequenzen zeigt eine kontinuierliche Verbesserung des Jitters bis zum Minimum bei 125 MHz und bei VPVCO = 5. Bei höheren Werten der Referenzfrequenz mit einhergehender Erhöhung von VPVCO steigt der Jitter wieder an.

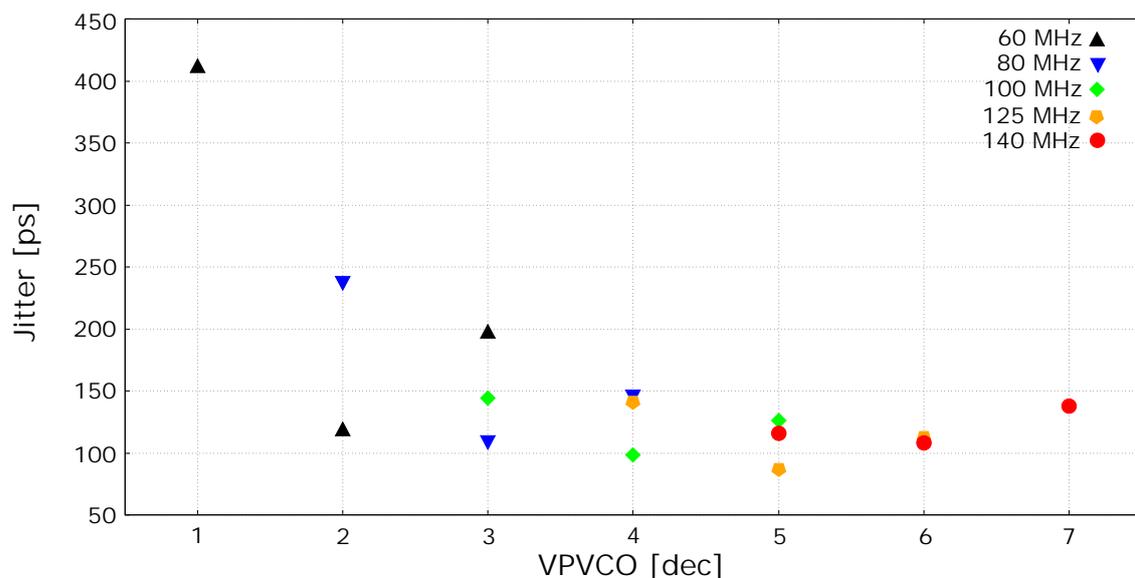


Abbildung 10.9: Jitter in Abhängigkeit von VPVCO im Referenzfrequenzbereich von 60 bis 140 MHz (Chip 7714). Die Fehler der Messpunkte sind zu klein, als dass sie im aufgetragenen Skalenbereich sichtbar wären.

Die Abbildung 10.10 zeigt die Jittermessung in Abhängigkeit von VPVCO für verschiedene Referenzfrequenzen zwischen 150 MHz und 250 MHz. Da bei diesen Messungen der optimale Arbeitspunkt für VPVCO nicht offensichtlich war, wurde der Messbereich für VPVCO erweitert. Der Bereich der Phasensynchronisation verschiebt sich mit der Referenzfrequenz und beginnt bei höheren Werten von VPVCO.

Im Gegensatz zu den ersten fünf Referenzfrequenzen ist der Jitter im optimalen Arbeitspunkt von 160 MHz bei etwa 100 ps am niedrigsten und steigt anschließend an. Bei 175 MHz und einem Jitter von ca. 160 ps im Optimum ist das Maximum und fällt danach ab.

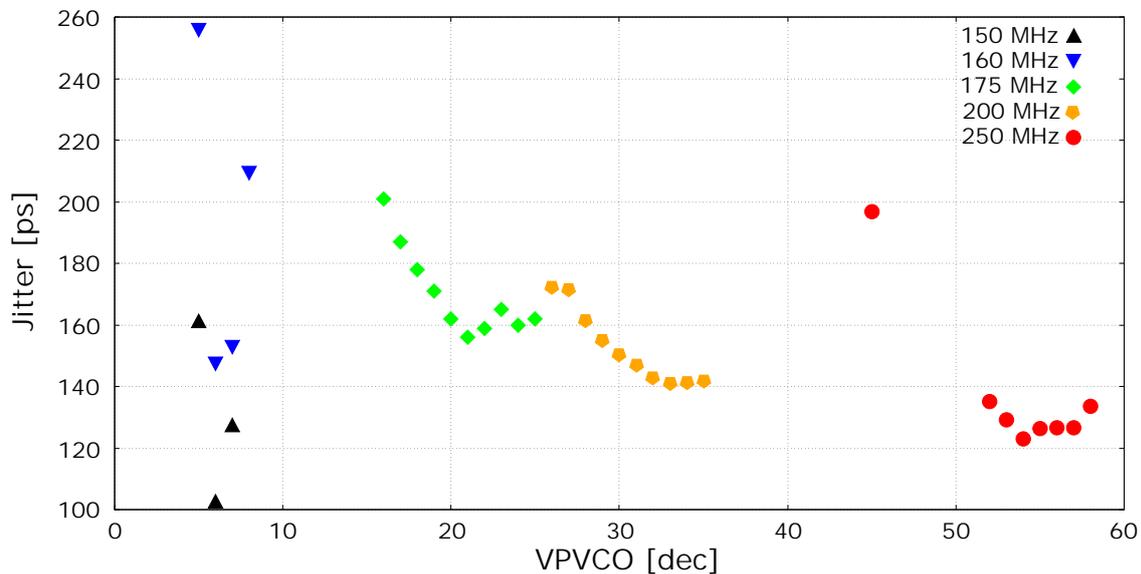


Abbildung 10.10: Jitter in Abhängigkeit von VPVCO im Referenzfrequenzbereich von 150 bis 250 MHz (Chip 7714). Die Fehler der Messpunkte sind zu klein, als dass sie im aufgetragenen Skalenbereich sichtbar wären.

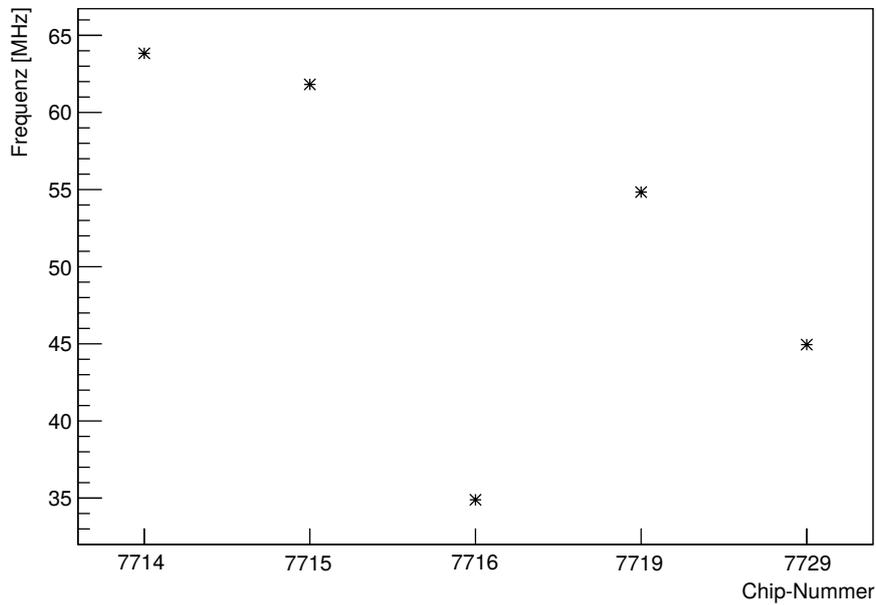
### 10.3 Variationen zwischen verschiedenen Chips

Vergleicht man die Graphen der Frequenzmessungen mit ausgeschalteter PLL in Abb. 10.1 miteinander, erkennt man Unterschiede in der Frequenz von knapp 30 MHz beim Arbeitspunkt VNVCO = 10, VPVCO = 5 und VPPump = 20. Diese Variationen können durch Abweichung im Produktionsprozess zustande gekommen sein. Die Abweichungen könnten durch unterschiedlich schnelle Transistoren hervorgerufen werden, was zu Abweichungen bei den VCO-Frequenzen bei gleichen DAC-Werten führt.

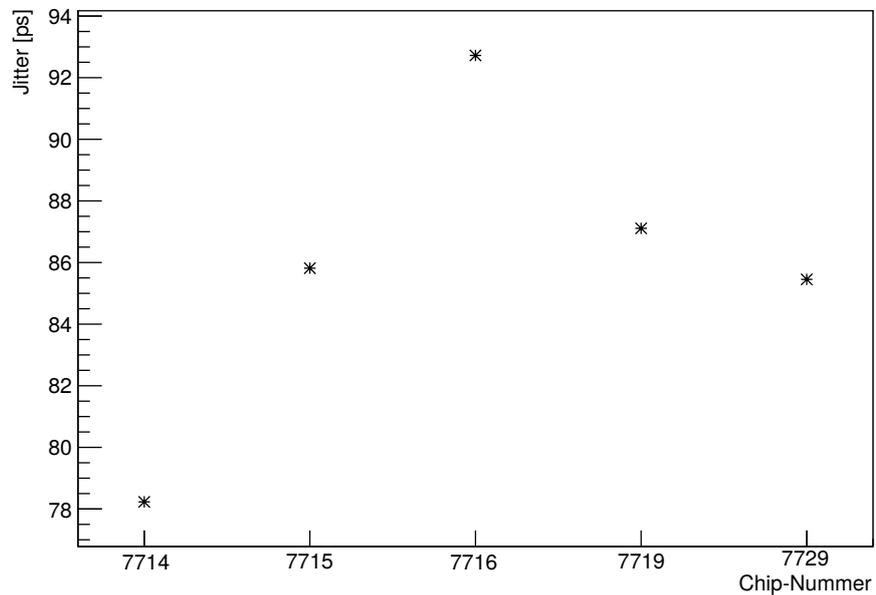
Da sich die Änderung der Frequenz von Chip zu Chip auf den Jitter auswirken kann, wurden Messungen der Frequenz mit ausgeschalteter PLL und des Jitter unterschiedlicher Chips durchgeführt.

Abbildung 10.11(a) zeigt, dass sich die Frequenz (mit ausgeschalteter PLL) bei gleichen DAC-Werten stark voneinander unterscheidet. Vergleicht man die beiden Abbildungen 10.11(a) und 10.11(b), erkennt man, dass kein exakt nachvollziehbarer Zusammenhang zwischen der Größe der Frequenz mit und dem Jitter besteht. Es sticht jedoch der Chip 7716 in beiden Graphen heraus. Sein Frequenzwert ist deutlich

kleiner als der der anderen Chips, was sich in einem größeren Jitterwert zeigt. Von der Annahme ausgehend, dass sich VNVCO nur marginal auf den Jitter auswirkt, könnte der optimale Arbeitspunkt dieses Chips für VPVCO von 5 abweichend sein.



(a) Frequenzmessung mit ausgeschalteter PLL.



(b) Jittermessung.

Abbildung 10.11: Variationsmessung verschiedener Chips (VNVCO = 10 [dec], VPVCO = 5 [dec], VPPump = 20 [dec]). Die Fehler der Messpunkte sind zu klein, als dass sie im aufgetragenen Skalenbereich sichtbar wären.

# 11 Messung der Signalpulsform

Die folgende Messungen wurden mit unterschiedlichen Chips unter der Verwendung zweier verschiedener Energieeinstellungen (Power-Settings) aufgenommen. Die **High-Power-Settings (HPS)** und die **Low-Medium-Power-Settings (LMPS)**, zu sehen in Tabelle 11.1, wirken sich auf Höhe und Form der Signalpulse aus. Die Auswertung wurde am Beispiel des zentralen Pixel (Spalte: 16, Reihe: 20) vorgenommen unter der Annahme, dass die untersuchten Charakteristika sich ähneln. Als Signalquelle wurde die Injektion verwendet (siehe Abs. 9.1.1).

DAC	High		Low-Medium	
	[hex]	[dec]	[hex]	[dec]
VN	3C	60	14	20
VNLoad	5	5	4	4
VNFB	A	10	8	8
VNFoll	10	16	A	10
VN2	3C	60	14	20
VNLoad2	5	5	4	4
VNFB2	A	10	8	8
VNComp	3C	60	14	20
VNDeI	A	10	A	10
BLRes	A	10	A	10
BLRes2	A	10	A	10

Tabelle 11.1: Low-Medium- & High-Power DAC-Einstellungen [51].

## 11.1 Untersuchung der Signalquellen

Abbildung 11.1 stellt die ToT-Spektren der Eisenquelle (rot) und der Injektion von 0.5 V (blau) dar. Das Histogramm der Eisenquelle folgt einer Gaußverteilung mit einem Anstieg in der Flanke für kleine ToT-Werte. Im Vergleich ist das Histogramm der Injektion dem der Eisenquelle ähnlich, jedoch ist das Maximum des Histogramms verschoben. Dies resultiert aus einem zu hoch gewählten Spannungswert für die Injektion. Dennoch stimmen die Breite der Verteilungen innerhalb ihrer Fehlergrenzen überein. Bei der ToT-Verteilung der Injektion kommt es noch zu einem kleine Peak bei kleinen ToTs. Dieser könnte durch Oszillationen im Analogteil des Pixels hervorgerufen sein. Verantwortlich dafür ist das Feedback des Komparators, der in diesem Fall den Hauptpuls moduliert. Das Maximum des Pulses verschmiert und an

den Flanken entstehen kleine Pulse. Diese Phänomen ist bereits genauer untersucht worden [30].

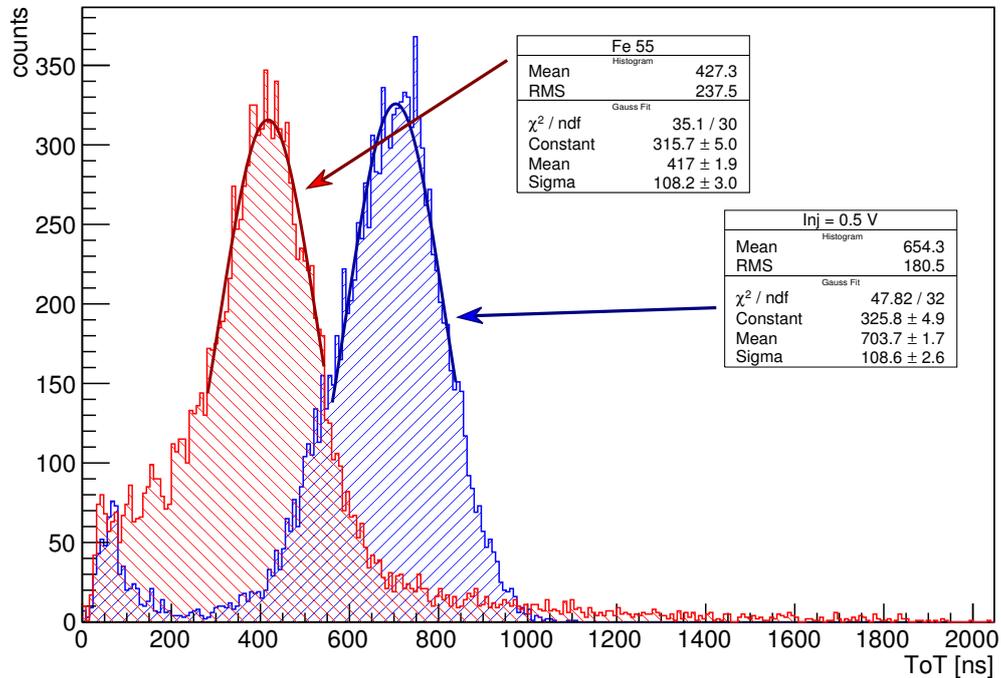


Abbildung 11.1: ToT-Spektrum von Fe-55 und der Injektion (LMPS, Threshold = 0.625 V).

## 11.2 Rekonstruktion der Pulsform

Die Abbildung 11.2 zeigt das Beispiel einer Rekonstruktion der Pulsform (siehe Unterabs. 9.3.3) bei Raumtemperatur. Aufgetragen ist die Latenz und die Addition aus Latenz und ToT gegen den jeweiligen Schwellenwert. Die fallende Flanke, beschrieben durch die Latenz, fällt stark ab, wohingegen die steigende Flanke, beschrieben durch Latenz+ToT, flacher ansteigt. Der resultierende Puls nimmt die Form eines Hochpass-Tiefpass-gefilterten Signals an.

Der Fehler der Latenz ist im Gegensatz zu dem der Latenz+ToT klein, da dieser durch den Fehler der ToT dominiert wird. Das Rauschen wirkt sich deutlich mehr auf Signalschwankungen der ToT aus. Für die nachfolgenden Messungen wurden Fehler für die Latenz und ToT aufgenommen, jedoch aus Darstellungsgründen nicht aufgetragen.

Wie erwartet, führt das Rauschen zu einer Verschmierung der Pulshöhe, die infolgedessen mit dieser Messmethode nicht bestimmt werden kann.

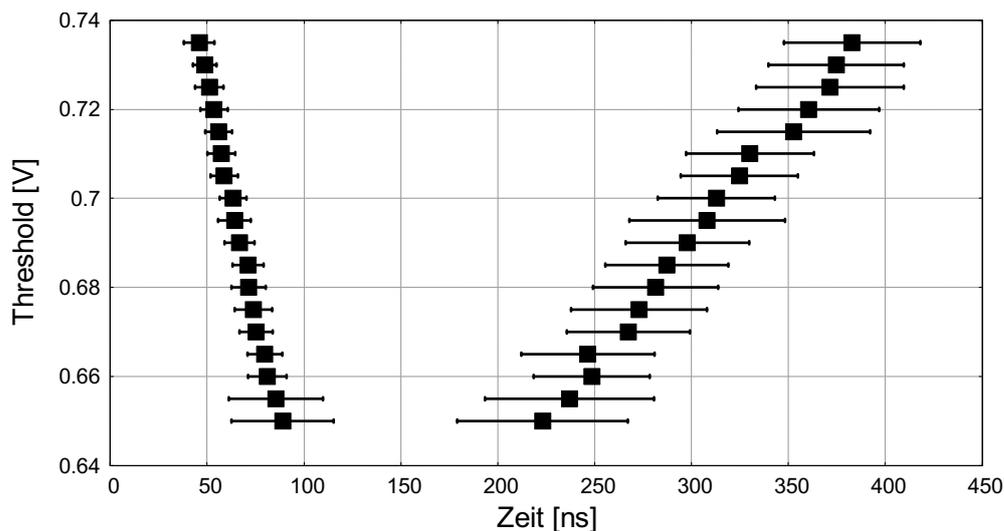


Abbildung 11.2: Rekonstruktion der Pulsform (HPS, Chip 7707). Signalquelle: Injektion = 0.5 V.

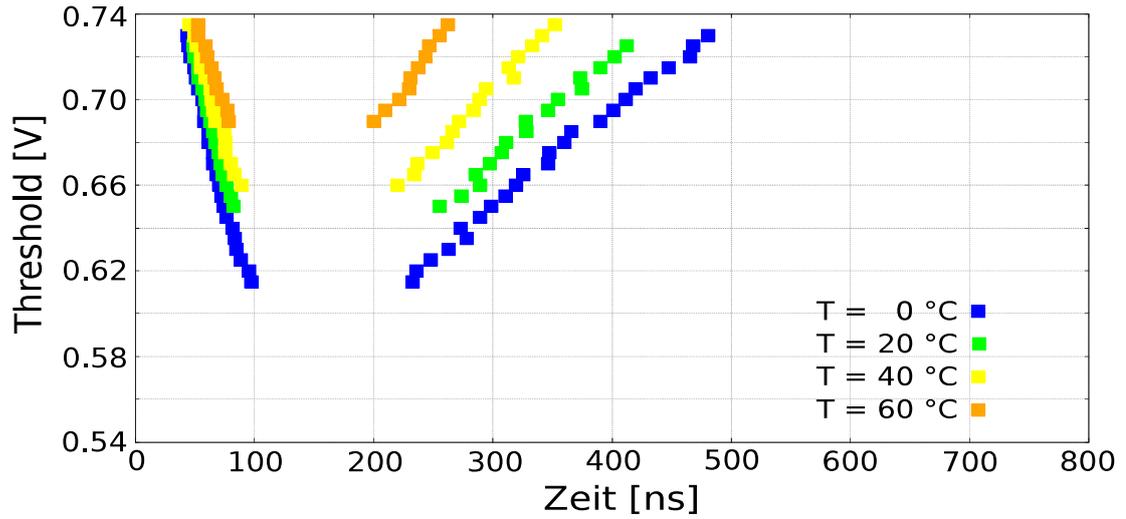
### 11.2.1 Temperaturabhängigkeit der Signalpulsform

Im Folgenden soll untersucht werden, wie sich die Pulsform in Abhängigkeit der Temperatur verändert und welche Ursache es dafür gibt. Die Abbildung 11.3 stellt die Änderungen der Pulsform bei zwei verschiedenen Power-Settings dar.

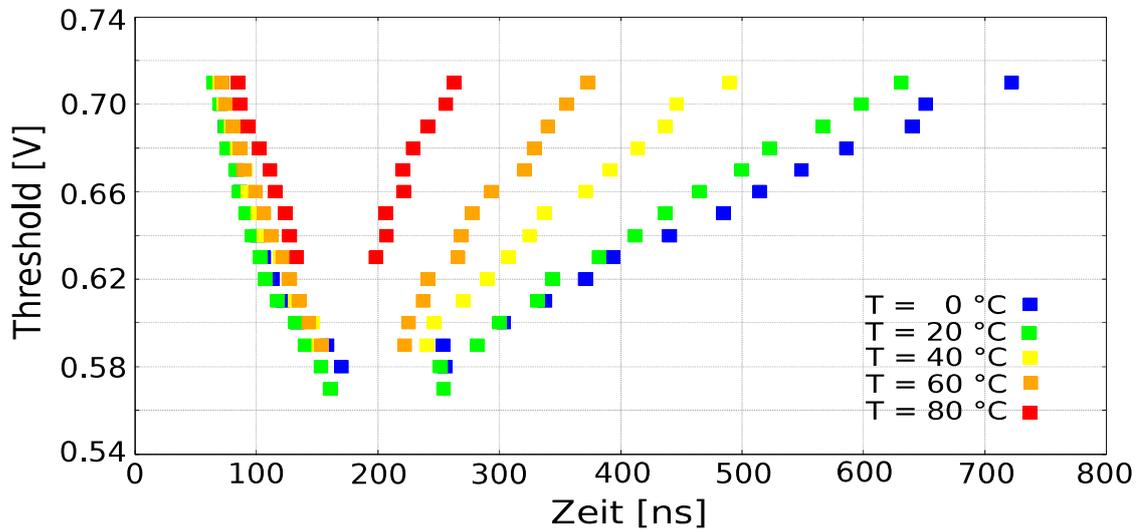
Die Abbildung 11.3(a) zeigt die Änderung der Pulsform bei HPS im Temperaturbereich von 0 °C bis 60 °C. Die Latenz wird relativ gering von der Temperatur beeinflusst und ihrer Werte steigen nur minimal an. Im Gegensatz dazu ist die ToT stark abhängig von der Temperatur. Sie reduziert sich mit steigenden Temperaturwerten. Ein ähnliches Verhalten ist auch für die Höhe der Pulse anzunehmen, da sich der zu messende Bereich des Thresholds mit der Temperatur verkleinert. Das Resultat ist eine Senkung des Pulses bei gleichbleibender Pulsform.

Die Abbildung 11.3(b) stellt dieselbe Messung der Pulsform für LMPS dar. Der Messbereich der Temperatur wurde hier erweitert auf -20 °C bis 80 °C. Die Messung bei -20 °C wurde nicht aufgetragen, da nur jeweils drei Messpunkte für die Latenz und ToT aufgenommen werden konnten. Die untere Grenze des Temperaturarbeitsbereichs des passiven Tastkopfes [45] liegt bei -15 °C, weshalb dieser seine Funktion einstellte und keine weiteren Werte aufgenommen werden konnten. Zu jeder Messung bei einer anderen Temperatur wurde ein Rausch-Tuning durchgeführt, das keine Auswirkung auf die Pulsform hat, jedoch eine Verschiebung der Baseline verursacht und dadurch die Position der Pulshöhe beeinflusst.

Es ist ein ähnliches Verhalten durch die Temperatur zu beobachten wie in Abbildung 11.3(a). Die fallende Flanke verschiebt sich nur minimal zu höheren Zeitwerten. Jedoch steigt die steigende Flanke stärker an, wodurch die Pulsform schmaler wird. Auch die Pulshöhe sollte mit steigenden Temperaturen sinken, was in Abschnitt 11.3 untersucht wird.



(a) HPS, Chip 7707. Baseline = 0.8 V



(b) LMPS, Chip 7719. Die Position der Baseline ist durch das Rausch-Tuning und eventuell durch Temperatureinflüsse verschoben.

Abbildung 11.3: Abhängigkeit der Pulsform von der Umgebungstemperatur. Signalquelle: Injektion = 0.5 V.

## 11.2.2 Pulsformabhängigkeit von BLRes2

Die Abbildung 11.4 zeigt die Beschaltung des Komparators. Der Widerstand seiner Feedbackschleife bestimmt die ToT der Pulsform. Je schneller er sich entlädt, desto kleiner ist die Breite des Pulses. Die Geschwindigkeit der Entladung wird über den Transistor der Baseline determiniert. Dieser kann über den DAC-Wert BLRes2 reguliert werden. Mit erhöhten BLRes2-Werten reduziert sich die ToT, wie es auch bei den Temperaturmessungen der Pulsform (siehe Abs. 11.2.1) der Fall ist.

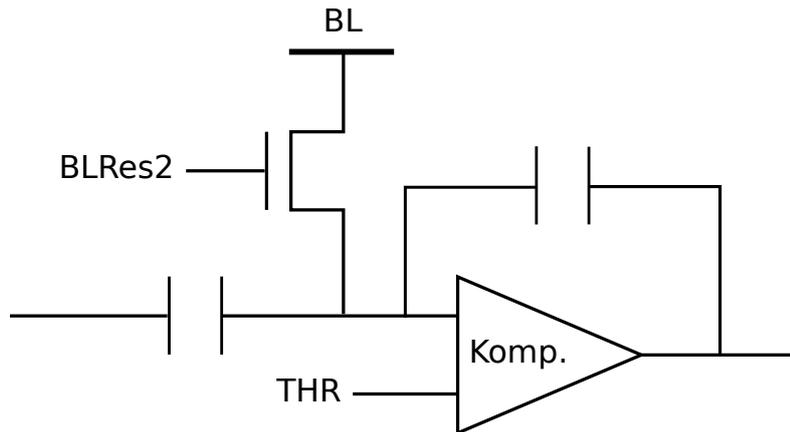


Abbildung 11.4: Beschaltung des Komparator.

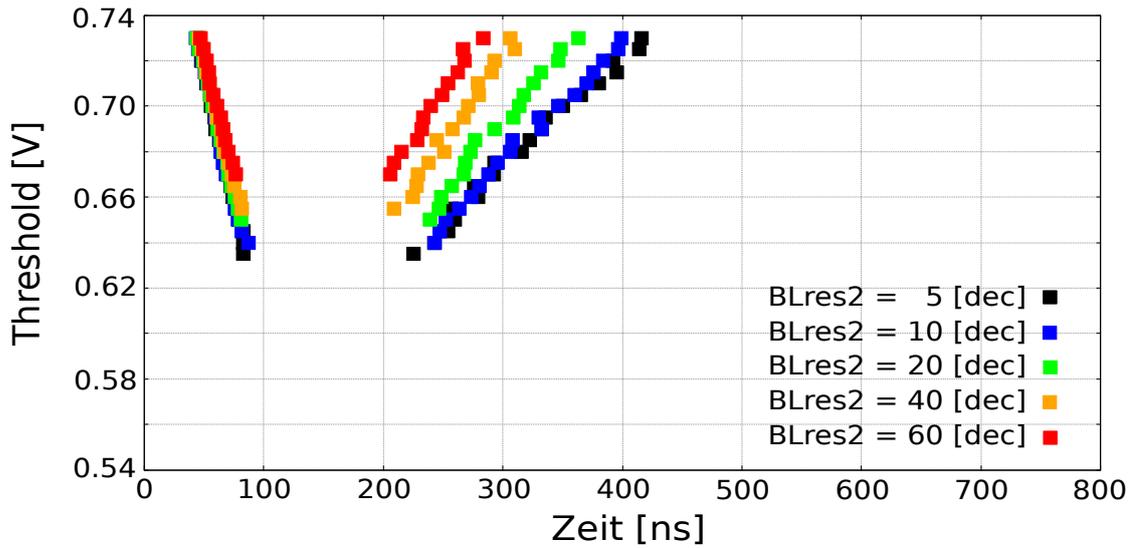
In Abbildung 11.5 sind die Pulsformen für unterschiedliche BLRes2-Werte aufgetragen. Die Messungen wurden bei HPS und LMPS durchgeführt, um sie mit den Temperaturmessungen vergleichen zu können.

Abbildung 11.5(a) zeigt die Pulsformänderung bei HPS für BLRes2-Werte zwischen 5 und 60. BLRes2 beeinflusst nur marginal die Latenz, wirkt sich jedoch signifikant auf die ToT aus. Diese reduziert sich äquivalent zu dem Verhalten wie bei den Temperaturmessungen. Auch die Signalpulshöhe minimiert sich mit steigenden BLRes2-Werten.

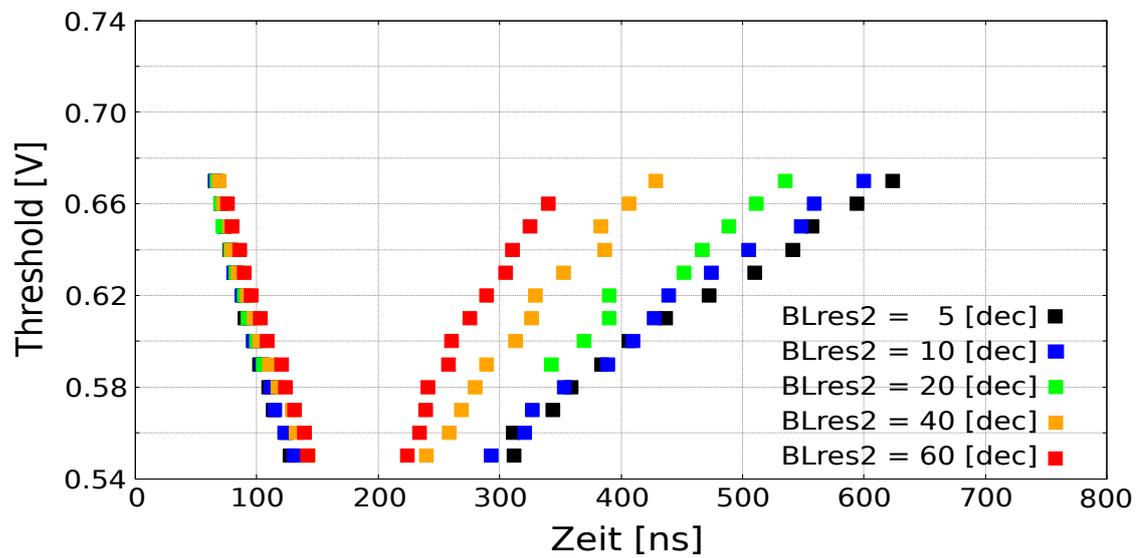
Dieselbe Messung für LMPS ist in Abbildung 11.5(b) einzusehen. Auch hier ist ein äquivalentes Verhalten zur Temperaturmessung zu beobachten. Jedoch kommt es nicht zur Abnahme der Signalpulshöhe.

Dennoch erklärt BLRes2 nur teilweise die Reduzierung der ToT-Werte und die Änderung der Pulshöhe, möglicherweise wirken sich noch Einflüsse der Feedbackschleifen der Verstärkerstufen auf die ToT aus.

Die beiden Messungen weisen BLRes2 als geeigneten Kandidaten für den Einfluss der Temperatur auf die Pulsform aus. Zudem ist BLRes2 prädestiniert diesen Temperatureinfluss zu kompensieren. Jedoch, um die Verformung von 20 °C zu 80 °C auszugleichen, sollte der dynamische Bereich des aktuellen Arbeitspunkt von BLRes2 zu klein sein. Die Wahl eines neuen Arbeitspunktes könnte dieses Problem lösen. Die Optimierung der DAC-Werte ist zur Zeit Gegenstand einer Masterarbeit [52].



(a) HPS, Chip 7714. Baseline = 0.8 V



(b) LMPS, Chip 7719. Baseline = 0.8 V

Abbildung 11.5: Abhängigkeit der Pulsform von BLRes2. Signalquelle: Injektion = 0.5 V.

## 11.3 Temperaturabhängigkeit des analogen Signalpulsmaximums, des Rauschens und des SNR

Um die Position des Signalpulsmaximums bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen zu bestimmen, wurden Schwellenscans (siehe Abs. 9.3.3) im Temperaturbereich zwischen  $-20^{\circ}\text{C}$  und  $80^{\circ}\text{C}$  in Schritten von  $20^{\circ}\text{C}$  durchgeführt. Zusätzlich liefern diese Messungen Informationen über das Rauschen und das SNR des Signals. Vor den Messungen wurde für jede Umgebungstemperatur ein Rausch-Tuning vorgenommen. Die zugehörigen Plots der TDAC-Verteilung (siehe Abb. 13.3) und der TDAC-Map (siehe Abb. 13.4) sind im Appendix dargestellt. Durch das Rausch-Tuning wird die Position der Baseline verschoben. Die neue Position der Baseline war nicht rekonstruierbar und führt dazu, dass der Messwert des SNR abgeschätzt werden muss.

Die Abbildung 11.6 zeigt den optimalen VPDAC-Wert jedes Rausch-Tunings für die jeweilige Umgebungstemperatur. VPDAC bestimmt die obere Grenze, die den Strom der Pixel-internen TDACs (siehe Abs. 9.4) limitiert. Erwartet wurde eine höherer Wert für VPDAC bei steigenden Temperaturwerten, da ein größeres Rauschen erwartet wird. Jedoch ist genau das Gegenteil für VPDAC der Fall, was vermuten lässt, dass der erwartete Anstieg des Strombereichs von thermischen Strömen im Tuning-Stromkreis kompensiert wird.

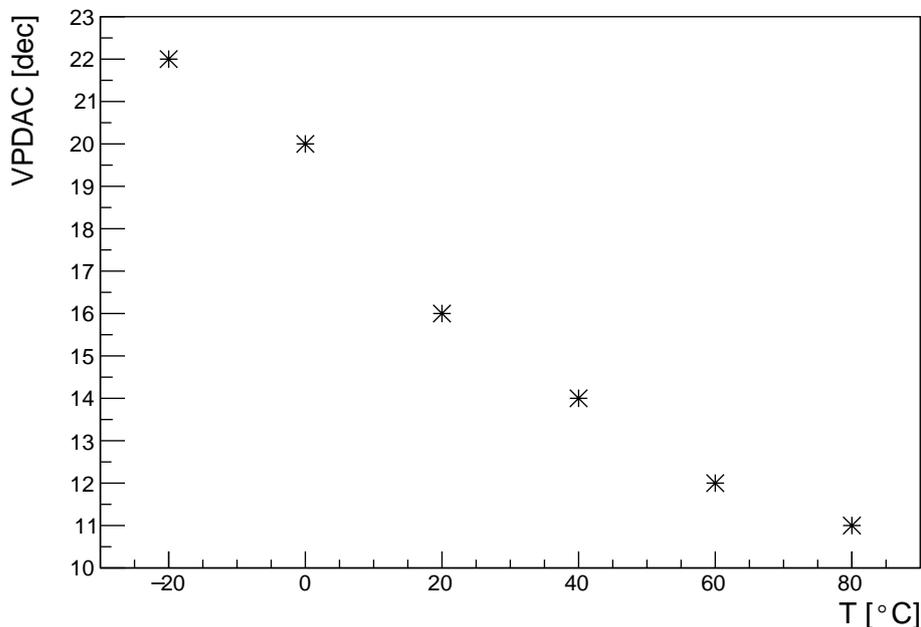


Abbildung 11.6: Optimierte VPDAC in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur (LMPS, Chip 7719).

Die Abbildung 11.7 stellt die Messergebnisse der Schwellenscans im Temperaturbereich zwischen  $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$  und  $80\text{ }^{\circ}\text{C}$  in Schritten von  $20\text{ }^{\circ}\text{C}$  dar. Die Messungen wurden mit LMPS durchgeführt.

Die farbigen Kurven in Abbildung 11.7 zeigen die Schwellenfunktionen (Formel 9.1), die an die Messwerte angepasst worden sind. Die S-Kurven verschieben sich mit steigenden Temperaturen in Richtung der Baseline. Des Weiteren fällt mit erhöhter Temperatur der Anstieg der S-Kurve flacher aus. Teils kam es zur Abnahme der detektierten Hitrate bei den Messkurven. Dies könnte durch fehlerhaftes Setzen der vor jedem Messzyklus neu gesetzten DAC-Werte hervorgerufen werden.

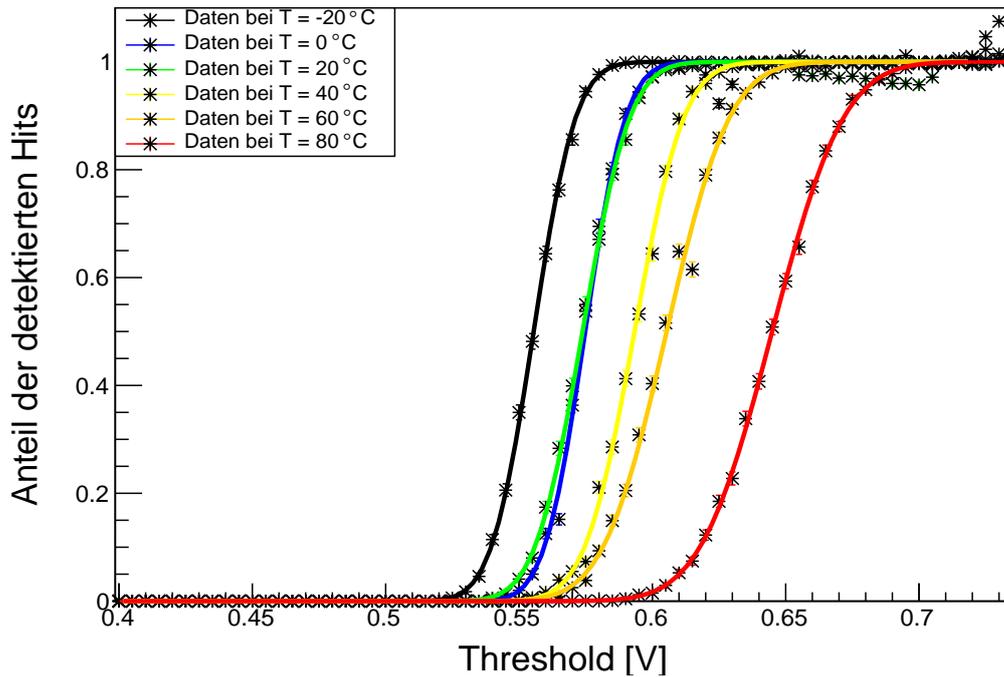


Abbildung 11.7: S-Kurve mit Fitfunktion für verschiedene Umgebungstemperaturen (LMPS, Chip 7719). Signalquelle: Injektion =  $0.5\text{ V}$ .

Die Fits der einzelnen S-Kurven, einzusehen in Abbildung 13.5 im Appendix, liefern Information über die Position des Signalpulsmaximums  $\mu$  und das Rauschen  $\sigma$  bei den jeweiligen Temperaturen.

Abbildung 11.8 stellt die Position des Signalpulsmaximums  $\mu$  in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur dar. Mit Hilfe der Baseline  $b$  lässt sich die relative Signalpulshöhe bestimmen, indem man  $\mu$  von  $b$  subtrahiert. Da die Mupix7-Pulse negativ sind, reflektiert ein kleinerer Wert von  $\mu$  eine größere Pulshöhe. Die Pulshöhe fällt demnach mit der Temperatur ab. Nur die Werte für  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  und  $20\text{ }^{\circ}\text{C}$  unterscheiden sich nur marginal, was jedoch durch die Verschiebung der Baseline zu höheren Spannungswerten durch Tuning bei den absoluten Werten zu einem größeren Unterschied

führen sollte. Zudem könnte die Temperatur einen zusätzlichen Einfluss auf die Position der Baseline haben.

Die Temperatur wirkt sich somit auf die Verstärkung der zwei Verstärkerstufen des MuPix7 aus, die durch die DAC-Werte (siehe Tab. 7.1 und 7.2) beeinflusst werden. Es könnte zu einer DAC-Wert-äquivalenten Verschiebung gekommen sein wie beim Schaltkreis aus VCO und PLL.

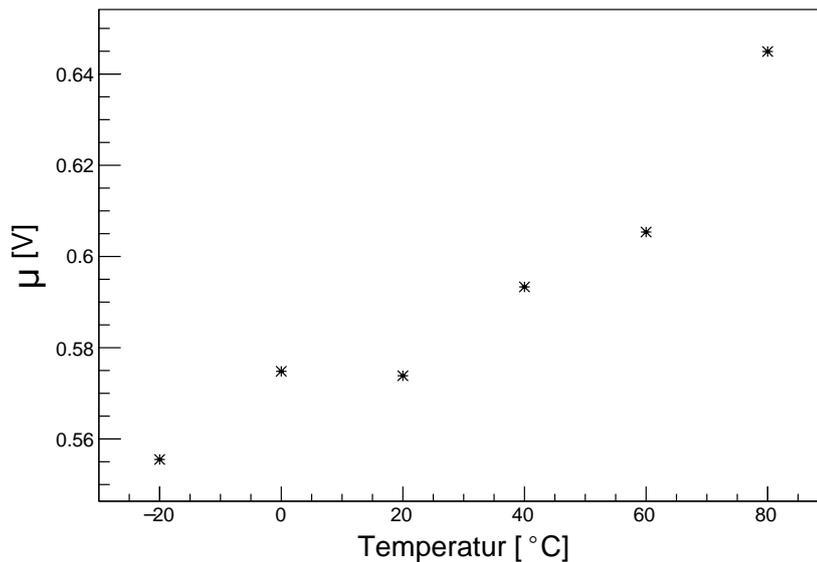


Abbildung 11.8: Position des Signalmaximums  $\mu$  in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur (LMPS, Chip 7719). Die Position der Baseline ist durch das Rausch-Tuning und eventuelle durch Temperatureinflüsse verschoben.

Die Abbildung 11.9 beschreibt die Zunahme des Rauschens  $\sigma$ , die Breite der S-Kurve, mit steigender Temperatur. Die annähernd exponentielle Zunahme des Rauschens weicht bei 0°C ab und stellt das Minimum des Graphen dar.

Der Verlauf der Messkurve zeigt einen exponentiellen Anstieg des Rauschens, der äquivalent zur Änderung des Leckstroms einer Diode mit der Temperatur ist (siehe Formel 11.1 [16]). Dies zeigt auch, dass das Rauschen höchstwahrscheinlich durch das Verhalten der Diode dominiert wird.

$$I \propto T^2 \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (11.1)$$

Die Abbildung 11.10 stellt den Verlauf des SNR gegenüber der Temperatur dar. Zwar fällt das SNR mit zunehmender Temperatur stark ab, da jedoch vor der Messung jeweils ein Rausch-Tuning vorgenommen wurde, sind diese Werte nicht absolut. Für die Baseline wurde ein Wert von 0.8 V angenommen, der dem Standardwert entspricht, sich jedoch mit dem Tuning verschiebt. Daraus resultiert ein systematischen

Fehler in der Berechnung des SNR, der sich bei erhöhten Werten der Baseline in höheren SNR-Werten zeigt.

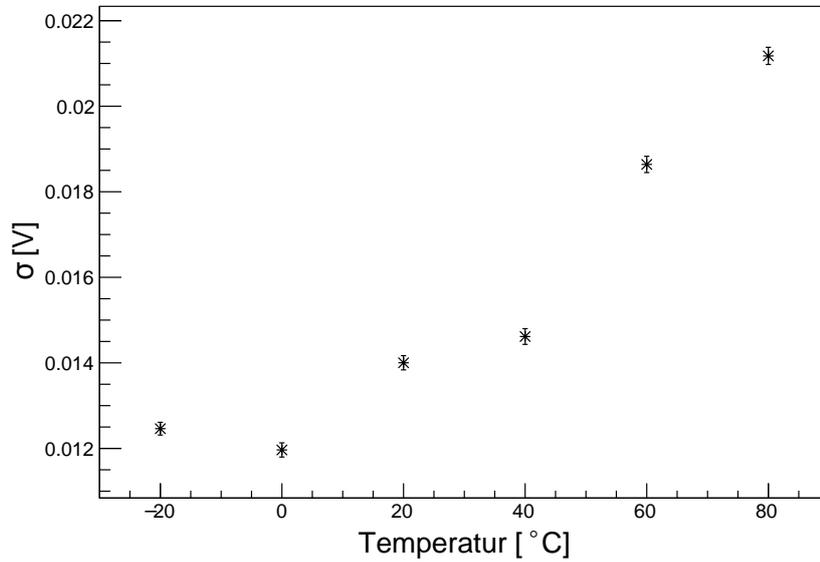


Abbildung 11.9: Rauschen  $\sigma$  Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur (LMPS, Chip 7719).

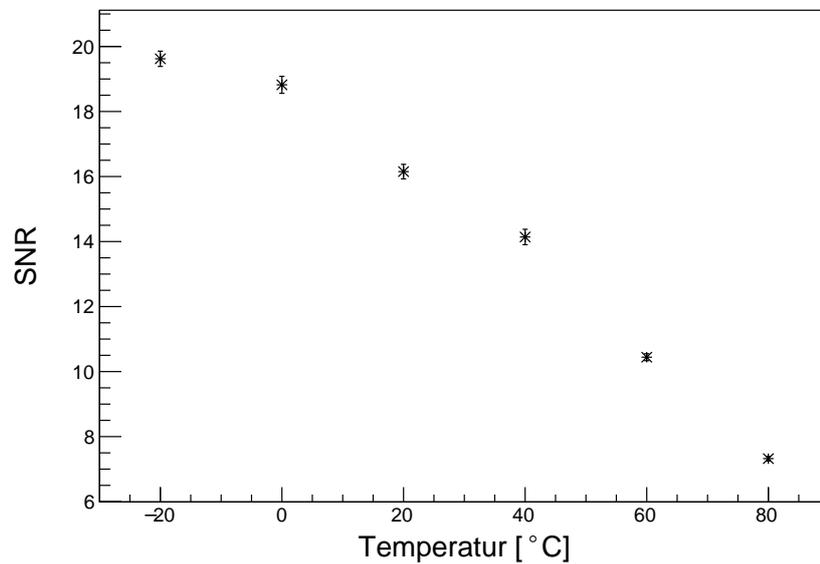


Abbildung 11.10: SNR in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur (LMPS, Chip 7719).

# Teil IV

## Diskussion



## 12 Zusammenfassung und Diskussion

Das Ziel des Mu3e-Experiments ist es, den leptonfamilienzahlverletzenden Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  mit einer Sensitivität von 1 in  $10^{16}$  Myonenzerfällen bei 90 % CL [1] zu messen. Damit strebt Mu3e eine um vier Größenordnungen erhöhte Präzision im Vergleich zum vorangegangenen Experiment SINDRUM [5] an. Da der Zerfall im SM mit einem BR  $< 10^{-54}$  stark unterdrückt und damit nicht beobachtbar ist, wäre ein observiertes Signal ein eindeutiger Hinweis auf neue Physik.

Um das angestrebte Ziel zu erreichen, wird ein Pixelspurdetektor aus vier Lagen von  $50\ \mu\text{m}$  dünnen Pixelsensoren benötigt. Die geringe Dicke der Sensoren dient der Minimierung der Coulomb-Vielfachstreuung, welche die Impuls- und Vertexpaßlösung stark beeinflusst. Für das Mu3e Experiment wurde die Technologie der HV-MAPS gewählt, die es ermöglicht, die Vorzüge der MAPS Technologie mit der schnellen Ladungssammlung einer durch Hochspannung verarmten Diode zu vereinen. Diese bildet sich durch tiefe n-Wannen in einem p-dotierten Substrat, wobei die integrierte Ausleseelektronik in der n-Wanne implementiert ist. Mit einer extern angelegten Hochspannung wird die Diode in Sperrrichtung betrieben und so entsteht eine etwa  $10\ \mu\text{m}$  dicke Verarmungszone, die als Detektionsvolumen dient. Aufgrund der dünnen Verarmungszone ist es möglich, den Chip in einem kommerziellen Prozess auf  $50\ \mu\text{m}$  zu dünnen.

Der aktuelle HV-MAPS Prototyp ist der MuPix7 mit integrierter Null-unterdrückter Ausleseelektronik und einem schnellen seriellen Ausgang in der Peripherie. Benötigt wird ein Taktsignal, welches mittels eines VCO erzeugt und auf ein externes Referenzsignal mit Hilfe einer PLL phasensynchronisiert wird. Gesteuert werden VCO und PLL über die drei Biasströme VNVCO, VPVCO und VPPump in Form von 6 bit DACs. VNVCO und VPVCO sind die Versorgungsspannungen des VCO und VPPump steuert die ChargePump der PLL. Die erzeugte Taktfrequenz wird für die Auslese benötigt und dient zur Erzeugung der Zeitstempel und dem Betrieb der Ausleselogik. Mit einem Referenzsignal von 125 MHz ergibt sich eine Übertragungsrate von 1.25 GBit/s für die Daten, die von einem FPGA weiterverarbeitet werden. Da der Mu3e-Siliziumdetektor in einem breiten Temperaturbereich von  $0\ ^\circ\text{C}$  bis  $70\ ^\circ\text{C}$  betrieben wird, war es das Ziel dieser Arbeit, einen optimalen Arbeitspunkt für die VCO und PLL bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen zu finden. Im ersten Schritt wurde das Frequenzverhalten des VCO mit eingeschalteter und ausgeschalteter PLL in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur charakterisiert. Dafür wurde der Messaufbau in einem Klimaschrank platziert, der eine genaue Einstellung der Temperatur erlaubt. Bei ausgeschalteter PLL zeigt sich eine Zunahme der Frequenz mit den ansteigenden Werten für VNVCO und VPVCO. Für VPPump fällt die Frequenz mit steigenden Werten ab und nähert sich asymptotisch einem konstanten

Wert an. Für steigende Temperaturwerte konnte jeweils eine konstante Verschiebung der Messkurven beobachtet werden. Bei eingeschalteter PLL ist die synchronisierte Frequenz bei allen Temperaturen und für alle untersuchten DAC-Werte von VNVCO, VPVCO und VPPump stabil und weist keine signifikante Abweichung auf.

Um die Genauigkeit der Phasensynchronisation zu bestimmen wurde der Jitter gemessen. Dieser wird durch VPVCO dominiert und zeigt eine geringe Abhängigkeit von VNVCO. Bei VPVCO = 5 wurde eine "Rinne" aus lokalen Minima gemessen, sodass dieser Wert den neuen Arbeitspunkt bestimmt. Für VPPump fällt der Jitter asymptotisch ab. Da der Stromverbrauch des Chips nicht signifikant ansteigt, kann VPPump im Bereich zwischen 15 und 63 betrieben werden. Der Einfluss der Umgebungstemperatur wird dominiert durch VPVCO. Es kommt zu einer Verschiebung der DAC-Werte zu höheren Werten mit steigender Temperatur. Dennoch ist der Jitter für VPVCO = 5 bei allen gemessenen Umgebungstemperaturen zwischen  $-20^{\circ}\text{C}$  und  $80^{\circ}\text{C}$  am kleinsten. So ergibt sich ein Arbeitspunkt für alle Temperaturen bei VNVCO = 10, VPVCO = 5 und VPPump = 20.

Des Weiteren wurden der Jitter bei unterschiedlichen Referenzfrequenzen zwischen 60 MHz und 250 MHz aufgenommen. Hierbei war zu beobachten, dass das Minimum des Jitters sich mit steigenden Frequenzen zu höheren VPVCO-Werten verschiebt. Es wurden Variationen zwischen verschiedenen Chips beobachtet, was Anlass zur Messung der Frequenz ohne PLL und des Jitters gab. Es wurden fünf Chips mit identischen Einstellungen vermessen, die jeweils eine andere Frequenz aufwiesen. Beobachtet wurde, dass bei großen Abweichungen von 62.5 MHz ein größerer Jitter gemessen wurde.

Im zweiten Teil der Messungen wurde die Änderung der Signalpulsform durch den Einfluss der Umgebungstemperatur untersucht. Als Signalquelle wurde ein Testpuls von 0.5 V gewählt, womit die Latenz und ToT für verschiedene Schwellenwerte aufgenommen wurden. Bei beiden untersuchten Energieeinstellungen kam es zu einem Anstieg der Latenzwerte und zur Reduzierung der ToT mit steigender Temperatur. Als Ursache konnte die Geschwindigkeit der Baseline-Wiederherstellung des Komparators ermittelt werden. Dieser wird über den DAC-Wert BLRes2 gesteuert und führt zu dem selben Effekt, wie der Einfluss der Temperatur. Dennoch ist der dynamische Bereich des aktuell gewählten Arbeitspunktes für BLRes2 zu klein, um diesen Effekt vollständig zu kompensieren.

Um die Pulsform vollständig zu rekonstruieren, wurde zudem die Höhe der Pulse mit einem Schwellenscan ermittelt. Da jedoch vor jeder Messung ein Rausch-Tuning durchgeführt wurde und sich dadurch die Position der Baseline verschob, sind die Messergebnisse keine absoluten Werte. Zu beobachten war eine Reduzierung der Pulshöhe und eine exponentielle Zunahme des Rauschen für erhöhte Temperatur. Die resultierenden Werte für das SNR nehmen somit mit steigender Temperatur ab. Da die Verschiebung der Baseline nicht rekonstruiert werden konnte, sollten weitere detailliertere Messungen durchgeführt werden, um den auftretenden Effekt zu verifizieren oder zu falsifizieren.

## 12.1 Ausblick

Aufgrund des begrenzten Zeitfensters, in dem der Klimaschrank zur Verfügung stand, konnten keine erneuten Schwellenscans ohne Rausch-Tuning durchgeführt werden. Da jedoch ein eindeutiger Effekt auf die S-Kurven (siehe Abb. 13.5) beobachtet wurde, sollte dieser in Zukunft genauer untersucht werden.

Zudem sollte die Auswirkung der Temperatur auf das Tuning (siehe Abb. 13.3 und 13.4) genauer untersucht werden. Die Ursache für den Einfluss der Temperatur auf VPDAC, die den Strom des Tunings limitiert, und eventuell auf die Tune DACs ist ungeklärt und könnte zu einem Problem bei der Separierung zwischen Signal und Rauschen führen.

Auch für die Änderung der Pulsform sollte ein optimaler Arbeitspunkt für BLRes2 gefunden werden, sodass der Reduzierung der Pulsbreite entgegengewirkt werden kann. Möglich wäre die Wahl eines neuen Arbeitspunktes, um den dynamischen Bereich zur Kompensation des Effekts zu erweitern. Jedoch kann BLRes2 die beobachteten Effekte nicht vollständig beschreiben, was auf den Einfluss weiterer Feedback-Ströme z.B. in den Verstärkern hinweist.

Die Optimierung der DAC-Werte ist Ziel einer aktuellen Masterarbeit [52].



# Teil V

## Appendix



# 13 Appendix

## 13.1 Trägersockelsteckverbindungen

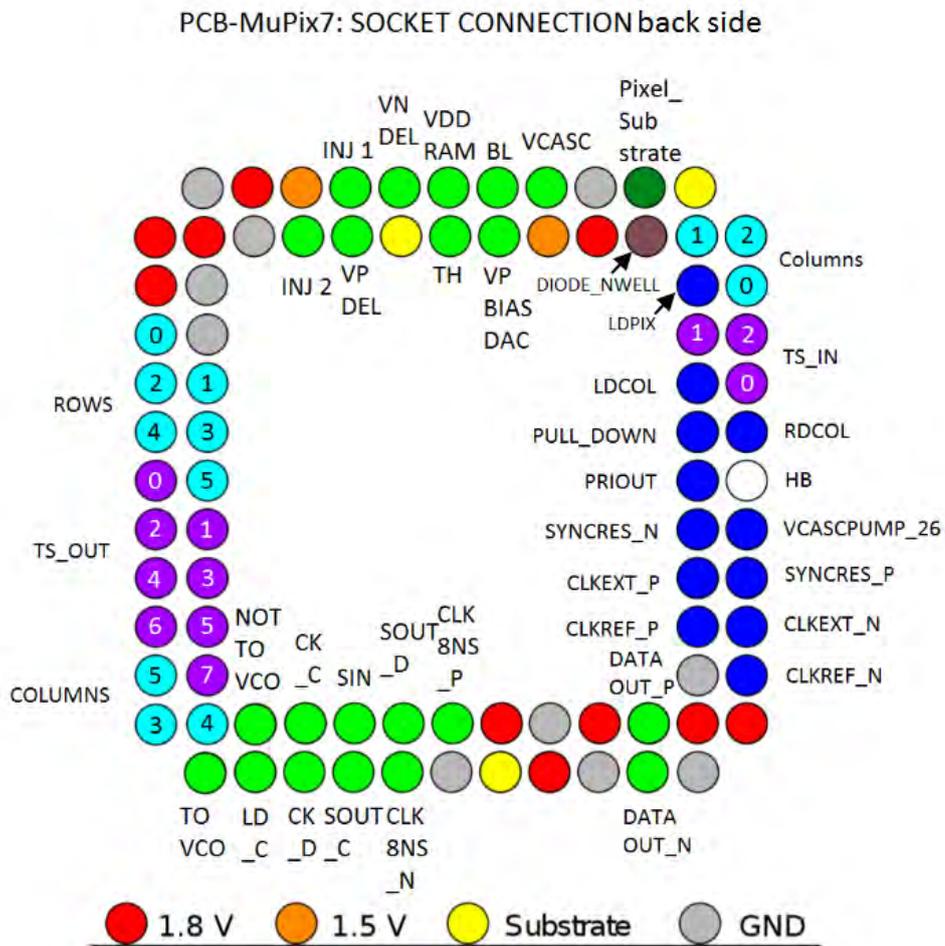


Abbildung 13.1: Trägersockelsteckverbindungen (Ansicht: Rückseite).

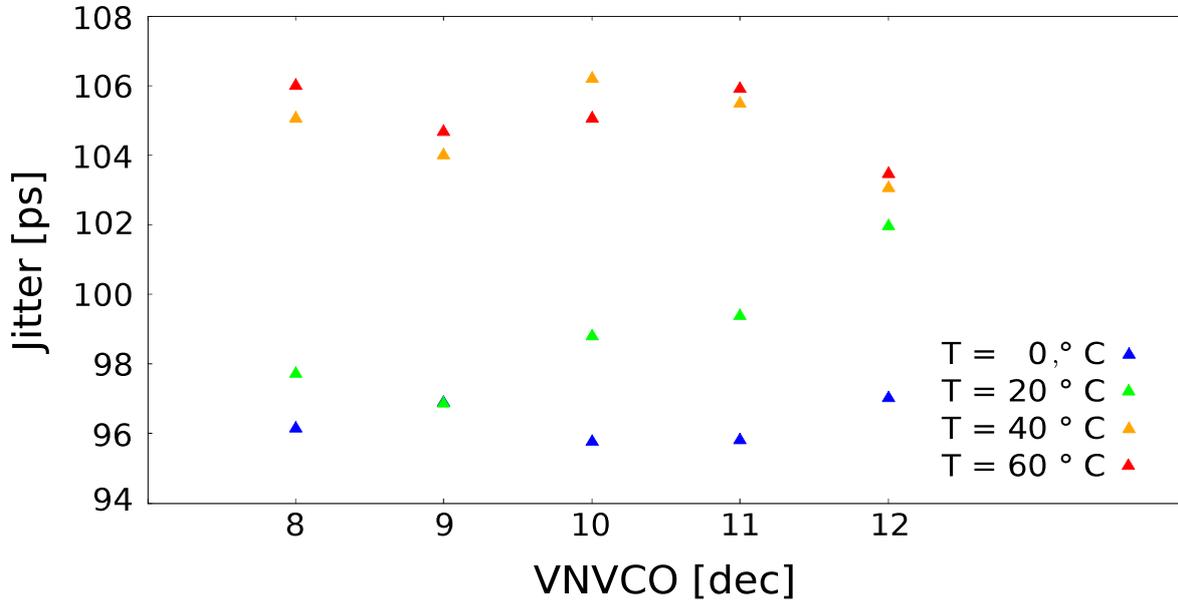
## 13.2 Testbeam-Einstellungen

DAC	[hex]	[dec]
VPDAC	16	22
VNDel	A	10
VPComp	3C	60
BLRes2	A	10
VNFB2	A	10
VNLoad2	5	5
VN2	3C	60
VNFoll	10	16
BLRes	A	10
ThRes	0	0
VNFB	A	10
VNLoad	5	5
VN	3C	60
VNDcl	C	12
VPDcl	18	24
VNVCO	A	10
VPVCO	A	10
VPPump	14	20
VNDelDcl	6	6
VPDelDcl	C	12
VNDelDclMax	6	6
VNDelDclMax	C	12
VNLVDS	3F	63
VNDelPreEmp	6	6
VPDelPreEmp	C	12
VNLVDSDel	0	0
Ext. Sig. En	0	0
sendcounter	0	0
SelEx	0	0
EnPLL	1	1
SelSlow	0	0
ckdivend	1	1
timerend	3	3
invert	0	0
Aur_res_n	1	1
Ser_res_n	1	1
Ro_res_n	1	1
threshold	1AE0	0.756
reset ckdivend	4	4
slowdownend	0	0
maxcyc end	1	1

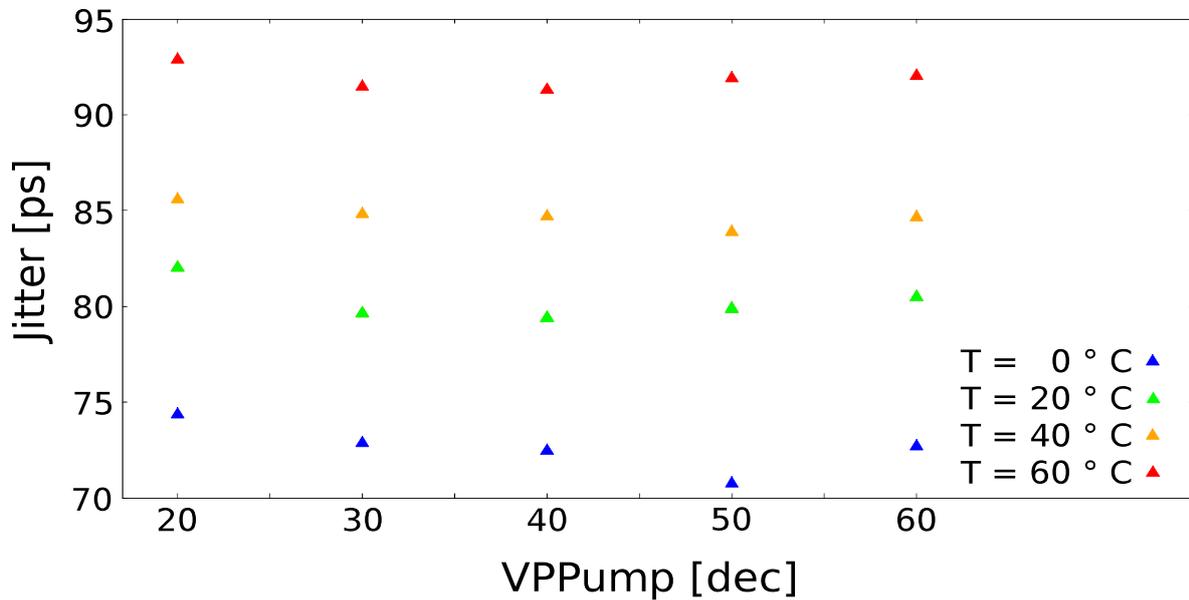
Tabelle 13.1: Testbeam-Einstellungen [51].

## 13.3 Zusätzliche Graphen

### 13.3.1 Temperaturabhängigkeit des Jitters (VNVCO und VPPump)



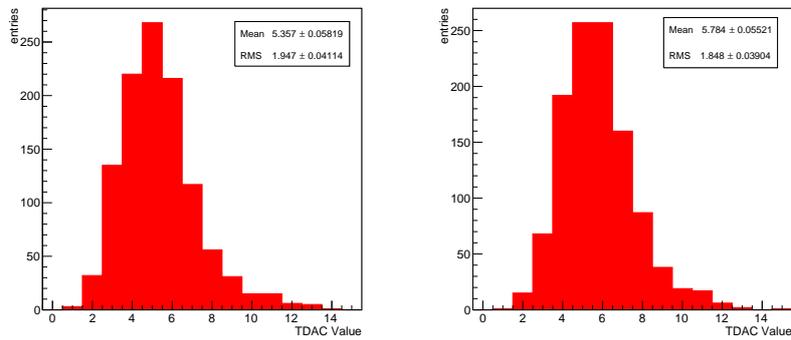
(a) VNVCO (VPVCO = 5 [dec], VPPump = 20 [dec], Chip 7707).



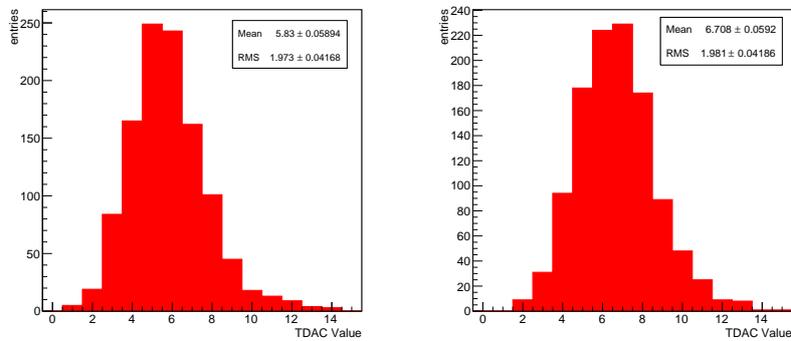
(b) VPPump (VNVCO = 10 [dec], VPVCO = 5 [dec], Chip 7715).

Abbildung 13.2: Jitter in Abhängigkeit der Biasströme VNVCO und VPVCO bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen. Die Fehler der Messpunkte sind zu klein, als dass sie im aufgetragenen Skalenbereich sichtbar wären.

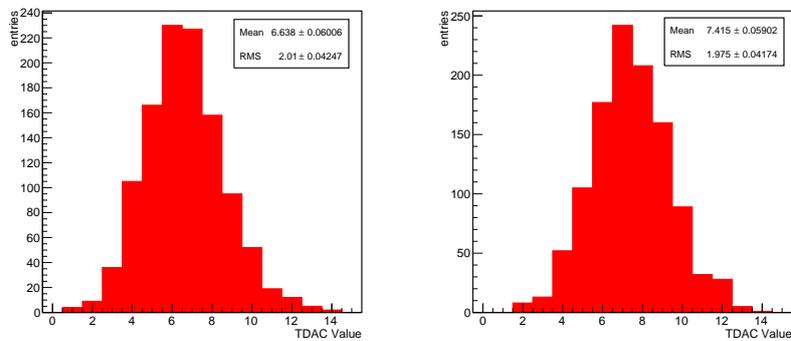
### 13.3.2 TDAC-Verteilungen und TDAC-MAPS



(a)  $T = -20^\circ\text{C}$ ,  $\text{VPDAC} = 22$  [dec]. (b)  $T = 0^\circ\text{C}$ ,  $\text{VPDAC} = 20$  [dec].

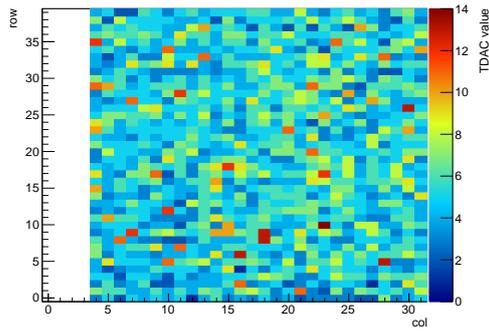


(c)  $T = 20^\circ\text{C}$ ,  $\text{VPDAC} = 16$  [dec]. (d)  $T = 50^\circ\text{C}$ ,  $\text{VPDAC} = 14$  [dec].

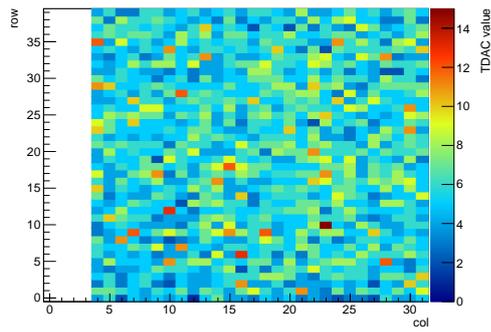


(e)  $T = 60^\circ\text{C}$ ,  $\text{VPDAC} = 12$  [dec]. (f)  $T = 80^\circ\text{C}$ ,  $\text{VPDAC} = 11$  [dec].

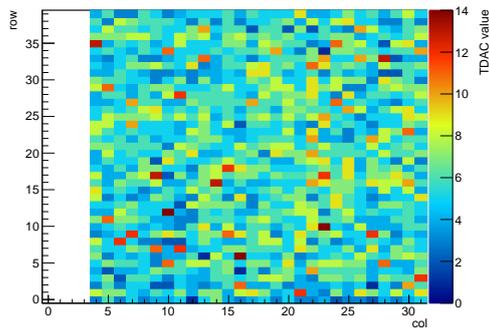
Abbildung 13.3: TDAC Verteilungen unterschiedlicher Umgebungstemperaturen (Chip 7719, LMPS).



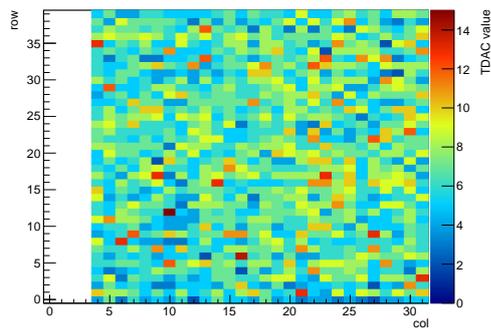
(a)  $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $\text{VPDAC} = 22$  [dec].



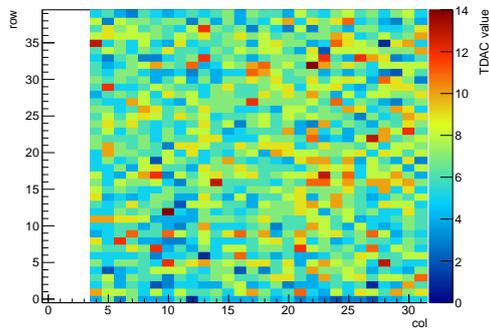
(b)  $T = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $\text{VPDAC} = 20$  [dec].



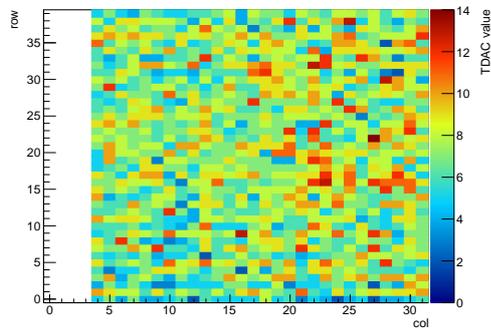
(c)  $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $\text{VPDAC} = 16$  [dec].



(d)  $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $\text{VPDAC} = 14$  [dec].



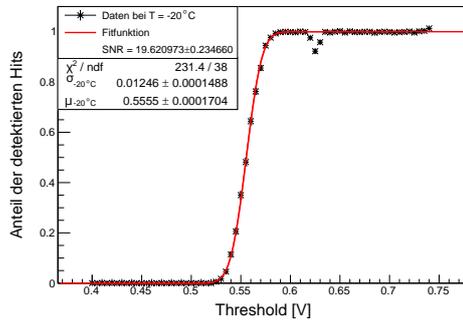
(e)  $T = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $\text{VPDAC} = 12$  [dec].



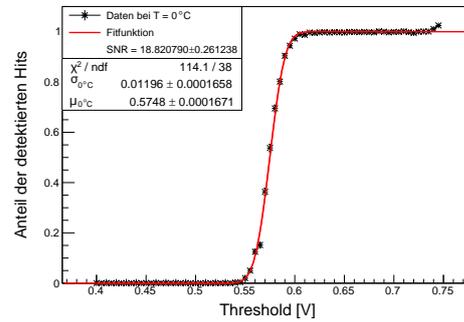
(f)  $T = 80\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $\text{VPDAC} = 11$  [dec].

Abbildung 13.4: TDAC-MAP unterschiedlicher Umgebungstemperaturen (Chip 7719, LMPS).

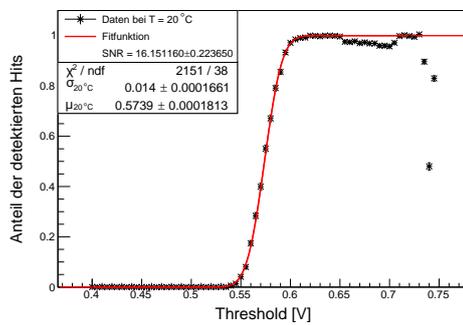
### 13.3.3 S-Kurven



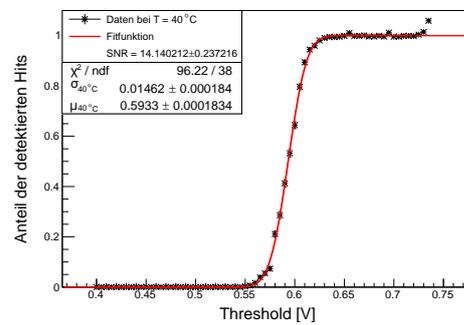
(a)  $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$ .



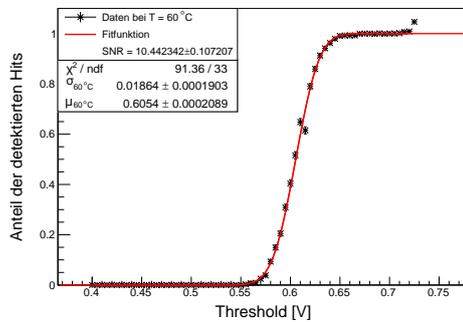
(b)  $T = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$ .



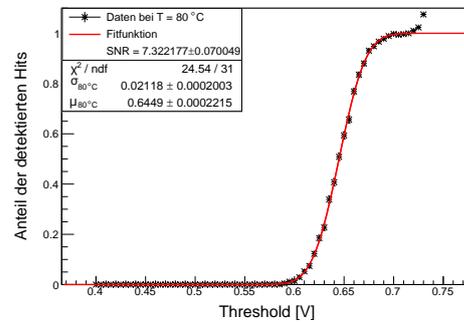
(c)  $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ .



(d)  $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ .



(e)  $T = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$ .



(f)  $T = 80\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Abbildung 13.5: S-Kurven mit Fitfunktion für verschiedene Umgebungstemperaturen (Chip 7719, LMPS).

## 14 Literaturverzeichnis

- [1] A. BLONDEL *et al.* *Research Proposal for an Experiment to Search for the Decay  $\mu \rightarrow eee$* . *ArXiv e-prints*, **2013**. [1301.6113](#).
- [2] WIKIMEDIA COMMONS. *Standard Model of Elementary Particles*, **2010**. [Online; accessed 16-März-2016], URL: [https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/1/1c/Standard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles-de.svg](https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/1/1c/Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg).
- [3] C. SCHOLZ F. ZETSCH UND W. RODEJOHANN B. POVH, K. RITH. *Teilchen und Kerne*. Springer Spektrum, **2014**. ISBN: 978-3-642-37821-8.
- [4] W. J. MARCIANO, T. MORI and J. M. RONEY. *Charged Lepton Flavor Violation Experiments*. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, **58**: pp. 315–341, **2008**. doi: 10.1146/annurev.nucl.58.110707.171126.
- [5] U. BELLGARDT *et al.* (SINDRUM Collaboration). *Search for the Decay  $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$* . *Nucl.Phys.*, **B299**: p. 1, **1988**. doi:10.1016/0550-3213(88)90462-2.
- [6] L.M. BRARKOV *et al.* *Search for  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  down to  $10^{-14}$  branching ratio*. *Research Proposal to PSI*, **1999**.
- [7] J. ADAM *et al.* (MEG Collaboration). *New Constraint on the Existence of the  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  Decay*. *Phys. Rev. Lett.*, **110**: p. 201801, **May 2013**. doi: 10.1103/PhysRevLett.110.201801.
- [8] J. KAULARD *et al.* (SINDRUM II Collaboration). *Improved limit on the branching ratio of  $\mu^- \rightarrow e^+$  conversion on titanium*. *Phys.Lett.*, **B422**: pp. 334–338, **1998**. doi:10.1016/S0370-2693(97)01423-8.
- [9] R. M. DJILKIBAEV and R. V. KONOPLICH. *Rare Muon Decay  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$* . *Phys.Rev.*, **D79**: p. 073004, **2009**. doi:10.1103/PhysRevD.79.073004. [0812.1355](#).
- [10] HERMANN KOLANSKI UND NORBERT WERMES. *Teilchendetektoren*. Springer Spektrum, **2016**. ISBN: 978-3-662-45349-0.
- [11] K.A. OLIVE ET AL. (PARTICLE DATA GROUP). *The Review of Particle Physics*. *Chin. Phys. C*, **38**, 090001 (2014)., **2014**.

- [12] STEPHEN M. SELTZER and MARTIN J. BERGER. *Improved procedure for calculating the collision stopping power of elements and compounds for electrons and positrons. The International Journal of Applied Radiation and Isotopes*, **35**, 7, **1984**. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0020708X84901133>.
- [13] HEIKO CHRISTIAN AUGUSTIN. *Characterization of a novel HV-MAPS Sensor with two Amplification Stages and first examination of thinned MuPix Sensors*, **2014**. Mastertarbeit, Universität Heidelberg, Physikalisches Institut.
- [14] WILLIAM R. LEO. *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer, **1987**. ISBN: 3-540-17386-2 ; 0-387-17386-2 ; 978-0-387-17386-3 ; 978-3-540-17386-1.
- [15] J.C. ASHLEY. *Energy loss rate and inelastic mean free path of low-energy electrons and positrons in condensed matter. Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, **50**, 2: pp. 323 – 334, **1990**. ISSN: 0368-2048. doi:[http://dx.doi.org/10.1016/0368-2048\(90\)87075-Y](http://dx.doi.org/10.1016/0368-2048(90)87075-Y). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/036820489087075Y>.
- [16] HELMUTH SPIELER. *Semiconductor detector systems*. Series on semiconductor science and technology ; 12 ; Oxford science publications ; Series on semiconductor science and technology. Oxford Univ. Press, Oxford [u.a.], **2008**, repr. edition. ISBN: 978-0-19-852784-8.
- [17] B.G. LOWE and R.A. SAREEN. *A measurement of the electron-hole pair creation energy and the Fano factor in silicon for 5.9keV X-rays and their temperature dependence in the range 80-270K. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **576**: pp. 367 – 370, **2007**. ISSN: 0168-9002. doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2007.03.020>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020700527X>.
- [18] MARTIN A. GREEN. *Intrinsic concentration, effective densities of states, and effective mass in silicon. Journal of Applied Physics*, **67**, 6: pp. 2944–2954, **1990**. doi:<http://dx.doi.org/10.1063/1.345414>. URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/67/6/10.1063/1.345414>.
- [19] H. PHILIPP and E. TAFT. *Optical Constants of Silicon in the Region 1 to 10 ev. Phys. Rev.*, **120**: pp. 37–38, **Oct 1960**. doi:10.1103/PhysRev.120.37. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.120.37>.
- [20] F. SCHOLZE, H. HENNEKEN *et al.* *Determination of the electron-hole pair creation energy for semiconductors from the spectral responsivity of photodiodes. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **439**, 2-3: pp. 208 – 215, **2000**. ISSN: 0168-9002. doi:<http://dx.doi.org/10.1016/>

- S0168-9002(99)00937-7. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900299009377>.
- [21] WOLFGANG DEMTRÖDER. *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer Spektrum, **2010**. ISBN: 978-3-642-03910-2.
- [22] ANDREAS HARTEL JOHANNES SCHEMMELE. *Elektronik für Physiker*, **2014**. Vorlesungs-Skript.
- [23] WIKIMEDIA COMMONS. *Prinzipieller Aufbau eines n-Kanal-MOSFETs im Querschnitt*, **2016**. [Online; Zugriff 01-Mai-2016], URL: [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:N-Kanal-MOSFET\\_%28Schema%29.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:N-Kanal-MOSFET_%28Schema%29.svg).
- [24] WIKIMEDIA COMMONS. *Ausgangskennlinie eines n-Kanal-MOSFETs*, **2016**. [Online; Zugriff 01-Mai-2016], URL: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:MOSFET-Kennlinie.svg?uselang=de>.
- [25] IVAN PERIĆ. *A novel monolithic pixelated particle detector implemented in high-voltage CMOS technology*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **582**, 3: pp. 876 – 885, **2007**. ISSN: 0168-9002. doi: 10.1016/j.nima.2007.07.115.
- [26] ANN-KATHRIN PERREVOORT. *Talk DPG 2016*.
- [27] ANN-KATHRIN PERREVOORT. *Characterisation of High Voltage Monolithic Active Pixel Sensors for the Mu3e Experiment*, **2012**. Masterarbeit, Universität Heidelberg, Physikalisches Institut.
- [28] HEIKO CHRISTIAN AUGUSTIN. *Charakterisierung von HV-MAPS*, **2012**. Bachelorarbeit, Universität Heidelberg, Physikalisches Institut.
- [29] FABIAN ALEXANDER FÖRSTER. *HV-MAPS Readout and Direct Memory Access for the Mu3e Experiment*, **2014**. Masterarbeit, Universität Heidelberg, Physikalisches Institut.
- [30] JAN PATRICK HAMMERICH. *Studies of HV-MAPS - Analog Performance*, **2015**. Bachelorarbeit, Universität Heidelberg, Physikalisches Institut.
- [31] R. PHILIPP. *Characterisation of High Voltage Monolithic Active Pixel Sensors for the Mu3e Experiment*, **2014**. Masterarbeit, Universität Heidelberg, Physikalisches Institut.
- [32] IVAN PERIC UND NIKLAUS BERGER. *MuPix7 Data Format*. [Online; zugegriffen 14-April-2016], URL: <http://www.physi.uni-heidelberg.de/Forschung/he/mu3e/wiki/images/0/09/Mupix7DataFormat.pdf>.

- [33] DIRK WIEDNER. *MuPix7 Test Board V0*. URL: <http://www.physi.uni-heidelberg.de/Forschung/he/mu3e/wiki/images/7/77/MuPix7TestBoardV0-3.pdf>.
- [34] KEITHLEY INSTRUMENTS INC. *High Voltage power supply series 2600 B*. URL: <https://www.keithley.de/products/dcac/currentvoltage/2600B/?path=2604B/Documents#4>.
- [35] ALTERA CORPORATION. *Stratix IV Device Handbook, Volume 1, September 2012*. URL: [http://www.altera.com/literature/hb/stratix-iv/stratix4\\_handbook.pdf](http://www.altera.com/literature/hb/stratix-iv/stratix4_handbook.pdf).
- [36] DIRK WIEDNER. *HSMC SCSI Control Adapter*. URL: [http://www.physi.uni-heidelberg.de/Forschung/he/mu3e/wiki/images/b/b0/HSMC\\_SCSI\\_Control\\_V1-2\\_PIN.pdf](http://www.physi.uni-heidelberg.de/Forschung/he/mu3e/wiki/images/b/b0/HSMC_SCSI_Control_V1-2_PIN.pdf).
- [37] DIRK WIEDNER. *HSMC SCSI 68 Data Adapter*. URL: [http://www.physi.uni-heidelberg.de/Forschung/he/mu3e/wiki/images/9/9e/HSMC\\_SCSI\\_68\\_Data.pdf](http://www.physi.uni-heidelberg.de/Forschung/he/mu3e/wiki/images/9/9e/HSMC_SCSI_68_Data.pdf).
- [38] DIRK WIEDNER. *PCB Design*. Private Kommunikation.
- [39] M. KIEHN. *FPGA driver*. Private Communication.
- [40] LENNART HUTH. *Development of Tracking Telescope for Low Momentum Particles and High Rates consisting of HV-MAPS*, 2014. Masterarbeit, Universität Heidelberg, Physikalisches Institut.
- [41] DOSTMANN ELECTRONIC. *Precision Measuring Instrument - P600 series*. URL: <http://www.dostmann-electronic.de/docs/48.pdf>.
- [42] AMS. *AMS 0.18 $\mu$ m HV-CMOS Process Parameters*.
- [43] TEKTRONIX. *Understanding and Characterizing Timing Jitter*. [Online; zugegriffen 05-April-2016], URL: [http://info.tek.com/rs/tektronix/images/55W\\_16146\\_5\\_MR\\_Letter.pdf](http://info.tek.com/rs/tektronix/images/55W_16146_5_MR_Letter.pdf).
- [44] HAMEG INSTRUMENTS. *Power supply HMP 4030 HMP 4040*, April 2012. URL: [http://www.hameg.com/typo3conf/ext/hm\\_downloads/pi1/download.php?uid=3539](http://www.hameg.com/typo3conf/ext/hm_downloads/pi1/download.php?uid=3539).
- [45] TEKTRONIX. *Passive 500-MHz-Tastköpfe*. Datenblatt, URL: [http://de.tek.com/sites/tek.com/files/media/media/resources/P6139B-P5050B-Datasheet-DE-DE\\_51G-26150-1.pdf](http://de.tek.com/sites/tek.com/files/media/media/resources/P6139B-P5050B-Datasheet-DE-DE_51G-26150-1.pdf).
- [46] TEKTRONIX. *Digital-Phosphor-Oszilloskope*. Datenblatt, URL: <http://de.tek.com/sites/tek.com/files/media/media/resources/DP07000C-Digital-Phosphor-Oscilloscope-Datasheet-DE-DE.pdf>.

- [47] TEKTRONIX. *Differentialtastköpfe*. Datenblatt, URL: <http://de.tek.com/sites/tek.com/files/media/media/resources/TDP1500-TDP3500-Differential-Probe-Datasheet-DE-DE.pdf>.
- [48] YANWING NG. *Finite Element Analysis of the Cooling System for the Mu3e Experiment*, **2015**. Ist im Rahmen der Masterarbeit entstanden, Universität Heidelberg, Physikalisches Institut.
- [49] T. WEBER. *High-Voltage Active Pixel Sensors for the PANDA Luminosity Detector and Search for the Decay  $Y(4260) \rightarrow \eta_c \eta \pi^+ \pi^-$  at BESIII*. Ph.D thesis, Mainz University (In preparation).
- [50] ET AL. N. BERGER. *Measuring the weak mixing angle with the P2 Experiment at MESA*. in: 10th International Workshop on e+e- collisions from Phi to Psi (PHIPSI15), Hefei, Anhui, China, **September 23-26 2015**. [Http://arxiv.org/abs/1511.03934](http://arxiv.org/abs/1511.03934), URL: <http://inspirehep.net/record/1404157/files/arXiv:1511.03934.pdf>.
- [51] HEIKO CHRISTIAN AUGUSTIN. *DAC Werte*. Private Kommunikation.
- [52] RENE HAGDORN. *T.B.A.* Masterarbeit in Vorbereitung, Universität Heidelberg, Physikalisches Institut.

## 14.1 Abbildungsverzeichnis

2.1	Die Elementarteilchen des Standardmodells der Teilchenphysik . . . . .	15
2.2	Oszillationskurve der Übergangswahrscheinlichkeit von Elektron-Neutrinos in Myon-Neutrinos . . . . .	18
2.3	Loop-Diagramm des Zerfalls $\mu \rightarrow e^+e^-e^+$ . . . . .	19
2.4	Der Zerfall $\mu \rightarrow e^+e^-e^+$ außerhalb des SM. . . . .	20
3.1	Gemessene und geplante Limits für LFV Zerfälle. . . . .	21
3.2	Signal Topologie. . . . .	23
3.3	Innere Konversion. . . . .	24
3.4	Topologie des zufälligen Zerfalls. . . . .	24
3.5	Schematischer Aufbau des Mu3e Detektors. . . . .	25
3.6	PSI-Beschleuniger mit dem $\pi$ E5-Strahlverlauf. . . . .	26
4.1	Darstellung der Energiebereiche, in denen die verschiedenen Photo- nenprozesse dominieren. . . . .	28
4.2	Mittlerer Energieverlust schwerer Teilchen beschrieben durch die Bethe- Bloch-Formel für unterschiedliche Materialien. . . . .	29
4.3	Mittlere Energieverlust von Elektronen und Positronen durch Ionisa- tion in Silizium . . . . .	30
4.4	Schematische Darstellung der Mehrfachstreuung eines Teilchens im Material. . . . .	31
5.1	Bandschemata von Leiter, Halbleiter und Isolator. . . . .	34
5.2	Änderung der Bandstruktur durch Dotierung. . . . .	36
5.3	Drift und Diffusionsstrom an einer pn-Grenzschicht. . . . .	36
5.4	Diode mit und ohne externe Spannung. . . . .	38
5.5	Ideale Kennlinie der Schottky-Gleichung. . . . .	39
5.6	MOSFET. . . . .	40
5.7	Simulation der Kühlung der Detektorgeometrie. . . . .	41
6.1	Konzept der HV-MAPS. . . . .	44
7.1	MuPix7 Pixel Layout. . . . .	47
7.2	Zeichnung des Pixels, der Peripherie und der State Machine. . . . .	48
7.3	Vereinfachte Zeichnung der Logik im Pixel. . . . .	48
7.4	Komparator Elektronik und Biasspannungen. . . . .	49
7.5	Signalformung von Diode bis zum Hitlatch. . . . .	51
7.6	Pulsformen für verschiedene Zeitkonstanten. . . . .	52
7.7	MuPix7 State Machine. . . . .	54
7.8	Clock-Erzeugung auf dem MuPix7 mit einer PLL. . . . .	55
7.9	Prinzipsschema VCO. . . . .	56
7.10	Schaltplan VCO-Inverter. . . . .	56
7.11	Phasendiskriminator. . . . .	57

8.1	Single Setup. . . . .	59
8.2	MuPix7 PCB . . . . .	60
8.3	FPGA. . . . .	61
8.4	Grafische Benutzeroberfläche der MuPix Software. . . . .	64
8.5	MuPix7 PCB im Klimaschrank. . . . .	65
9.1	Oszilloskopbild der VCO Clock . . . . .	71
9.2	Pulsformmessung. . . . .	72
9.3	Beispiele für die Komparatorantwort eines idealen und realen Pixels. . . . .	73
9.4	Tuning-Methode. . . . .	75
10.1	Abhängigkeit der Frequenz von den Biasströmen VNVCO, VPVCO und VPPump mit ausgeschalteter PLL. . . . .	78
10.2	Frequenz in Abhängigkeit von VNVCO und VPVCO mit eingeschalteter PLL. . . . .	79
10.3	Frequenz in Abhängigkeit von VPPump mit eingeschalteter PLL. . . . .	80
10.4	Abhängigkeit der Frequenz von den Biasströmen für verschiedene Umgebungstemperaturen mit ausgeschalteter PLL. . . . .	81
10.5	Abhängigkeit der Frequenz von den Biasströmen für verschiedene Umgebungstemperaturen mit eingeschalteter PLL. . . . .	82
10.6	Jitter der VCO Clock in Abhängigkeit von VNVCO und VPVCO. . . . .	83
10.7	Jitter- und Stromverhalten bei variierenden Werten der DAC-Einstellungen . . . . .	84
10.8	Jitter der VCO Clock in Abhängigkeit von VNVCO und VPVCO. . . . .	85
10.9	Jitter in Abhängigkeit von VPVCO im Referenzfrequenzbereich von 60 bis 140 MHz. . . . .	86
10.10	Jitter in Abhängigkeit von VPVCO im Referenzfrequenzbereich von 150 bis 250 MHz. . . . .	87
10.11	Variationsmessung verschiedener Chips. . . . .	88
11.1	ToT-Spektrum von Fe-55 und der Injektion. . . . .	90
11.2	Rekonstruktion der Pulsform. . . . .	91
11.3	Abhängigkeit der Pulsform von der Umgebungstemperatur. Signalquelle: Injektion = 0.5 V. . . . .	92
11.4	Beschaltung des Komparator. . . . .	93
11.5	Abhängigkeit der Pulsform von BLRes2. Signalquelle: Injektion = 0.5 V. . . . .	94
11.6	Optimierte VPDAC in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur. . . . .	95
11.7	S-Kurve mit Fitfunktion für verschiedene Umgebungstemperaturen. . . . .	96
11.8	Position des Signalmaximums $\mu$ in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur. . . . .	97
11.9	Rauschen $\sigma$ Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur. . . . .	98
11.10	SNR in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur. . . . .	98
13.1	Trägersockelsteckverbindungen. . . . .	107

13.2	Jitter in Abhängigkeit der Biasströme VNVCO und VPVCO bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen. Die Fehler der Messpunkte sind zu klein, als dass sie im aufgetragenen Skalenbereich sichtbar wären. . . . .	109
13.3	TDAC Verteilungen unterschiedlicher Umgebungstemperaturen. . . . .	110
13.4	TDAC-MAP unterschiedlicher Umgebungstemperaturen. . . . .	111
13.5	S-Kurven mit Fitfunktion für verschiedene Umgebungstemperaturen.	112

## 14.2 Tabellenverzeichnis

2.1	Wechselwirkungskräfte im SM. . . . .	16
2.2	Die drei Familien der elementaren Fermionen. . . . .	16
5.1	Eigenschaften von Silizium. . . . .	33
6.1	Übersicht der MuPix Prototypen. . . . .	44
7.1	Aufzählung der Biasspannungen der Pixellogik. . . . .	49
7.2	Aufzählung der Biasspannungen. . . . .	50
11.1	Low-Medium- & High-Power DAC-Einstellungen. . . . .	89
13.1	Testbeam-Einstellungen. . . . .	108

## 14.3 Abkürzungsverzeichnis

<b>ASIC</b>	Application Specified Integrated Circuit
<b>BL</b>	Baseline, Grundlinie
<b>BR</b>	Branching Ratio, Verzweigungsverhältnis
<b>CL</b>	confidence level, Erwartungsbereich
<b>CMOS</b>	Complementary metal-oxide-semiconductor, sich ergänzender Metall-Oxid-Halbleiter
<b>CSA</b>	charge sensitive amplifier, ladungssensitiver Verstärker
<b>DAC</b>	digital-to-analog converter, Digital-Analog Wandler
<b>FPGA</b>	Field Programmable Gate Array
<b>Gui</b>	graphical user interface, graphische Benutzeroberfläche
<b>HIMB</b>	High Intensity Muon Beam
<b>HIPA</b>	High Intensity Proton Accelerator
<b>HPS</b>	High-Power-Settings
<b>HSMC</b>	High Speed Mezzanine Card
<b>HV</b>	high voltage, Hochspannung
<b>HV-MAPS</b>	High-Voltage Monolithic Active Pixel Sensor, hochspannungsbetriebene monolithisch aktive Pixelsensoren

<b>LFV</b>	lepton flavour violation, Leptonenzahlverletzung
<b>LV</b>	Low Voltage, Niederspannung
<b>LVDS</b>	Low Voltage Differential Signaling
<b>MAPS</b>	Monolithic Active Pixel Sensor, monolithisch aktive Pixelsensoren
<b>MOSFET</b>	metal-oxide-semiconductor field-effect transistor, Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor
<b>PCB</b>	printed circuit board, Platine
<b>PCI-E</b>	Peripheral Component Interconnect Express
<b>PD</b>	Phasendiskriminator
<b>PLL</b>	phase-locked-loop, Phasenregelschleife
<b>PSI</b>	Paul Scherrer Institut
<b>RAM</b>	Random Access Memory
<b>RJ</b>	Random Jitter
<b>SCSI</b>	Small Computer System Interface
<b>SF</b>	Source-Folger
<b>SM</b>	Standardmodell der Teilchenphysik
<b>SMA</b>	SubMiniature version A
<b>SNR</b>	Signal-to-Noise Ratio, Signal-zu-Rausch Verhältnis
<b>SUSY</b>	Supersymmetrie
<b>TDAC</b>	Tune DAC
<b>ToT</b>	Time-over-Threshold

<b>VCO</b>	voltage controlled oscillator, spannungsgetriebener Oszillator
<b>WMPC</b>	multi-wire-proportional-chamber, Drahtkammer als Proportionalzähler
<b>WW</b>	Wechselwirkung

# Danksagung

Zum Ende meiner Arbeit würde ich gern noch allen danken, die mich tatkräftig unterstützt und mir geholfen haben diesen Weg so weit zu beschreiten.

An erster Stelle möchte Prof. Dr. André Schöning danken, dass Sie mir die Möglichkeit gegeben haben, für das Mu3e-Experiment zu arbeiten. Zudem möchte ich mich bei Prof. Dr. Norbert Herrmann bedanken, dass er sich bereit erklärt hat mein zweit Prüfer zu sein und sich die Mühe gemacht hat meine Arbeit zu lesen.

Außerdem möchte ich der gesamten Mu3e-Gruppe für die lehrreiche und tolle Zeit danken, insbesondere bei:

- Heiko Augustin, der mir nahezu alles beigebracht hat, was ich über den MuPix weiß und sich immer Zeit genommen hat alle meine Fragen zu beantworten
- Lennart Huth, für die konstruktiven Kritiken und Entwicklung neuer Ideen
- Sebastian Dittmeier, für die vielen Unterstützungen im Labor und bei meiner Arbeit
- Dr. Dirk Wiedner, für seine Unterstützung und konstruktiven Anekdoten
- Jan Hammerich, der mich in dieser Zeit ertragen hat und dennoch einem immer hilfsbereit zur Seite stand

Außerdem muss ich meine Mitbewohnern Lukas Witola und Tessa Schiefer hoch anrechnen, dass sie mich in dieser teils stressigen Zeit ertragen haben und mir in dieser Zeit immer hilfsbereit beiseite standen. Weiterhin möchte ich Niko Hirn und Max, Lisa und Hanna Rummler danken, die mein Leben geprägt haben. Ohne euch alle wäre ich nicht diesen Weg gegangen den ich beschreitet habe.

Meinem ehemaligen Physiklehrer Christoph Anthony möchte ich danken, da er mein Interesse speziell für die Physik geweckt hat und ohne den ich nicht dieses spannende Studium angefangen hätte.

Nicht zuletzt möchte ich von ganzem Herzen meiner Familie, besonders meinen Eltern, danken. Ohne sie wäre ich nicht so weit gekommen und wäre nicht der, der ich heute bin. Sie haben mir zu jeder Zeit den Rücken gestärkt.



Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den (Datum) .....