

Charakterisierung eines HV-MAPS für das P2-Experiment



von

Moritz Amadeus Lill

Matr.-Nr. 2771880

Bachelorarbeit in Physik
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
am 26. September 2025

1. Gutachter: Prof. Dr. Niklaus Berger
2. Gutachter: Prof. Dr. Frank Maas

Erklärung

gemäß § 18 Abs. 6 und § 15 Abs. 8 der Ordnung für die Prüfung im lehramtsbezogenen Bachelorstudiengang an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz (POLBA, ggf. POLBA-Dijon), bzw. § 18 Abs. 5 und § 15 Abs. 10 der Ordnung für die Prüfung im Masterstudiengang für das Lehramt an Gymnasien (POLMA, ggf. POLMA Dijon, iPOLMA-Dijon).

Hiermit erkläre ich, Moritz Lill (Matr.-Nr. 2771880), dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen oder Hilfsmittel gemäß den wissenschaftlichen Standards und Vorgaben des jeweiligen Faches benutzt habe. Mir ist bewusst, dass ein Täuschungsversuch oder ein Ordnungsverstoß vorliegt, wenn sich diese Erklärung als unwahr erweist. § 18 Absatz 3 und 4 der o. g. Ordnungen gilt in diesem Fall entsprechend.

Ort, Datum

Unterschrift

Auszug aus § 18 o. g. Ordnungen: Versäumnis, Rücktritt, Täuschung,
Ordnungsverstoß

(3) Versucht die Kandidatin oder der Kandidat das Ergebnis einer Prüfung durch Täuschung oder Benutzung nicht zugelassener Hilfsmittel zu beeinflussen, gilt die betreffende Prüfungsleistung als mit „nicht ausreichend“ (5,0) absolviert (...)

(4) Die Kandidatin oder der Kandidat kann innerhalb einer Frist von einem Monat verlangen, dass Entscheidungen nach Absatz 3 Satz 1 und 2 vom jeweils zuständigen Prüfungsausschuss überprüft werden. Belastende Entscheidungen sind der Kandidatin oder dem Kandidaten unverzüglich schriftlich mitzuteilen, zu begründen und mit einer Rechtsbehelfsbelehrung zu versehen. Der Kandidatin oder dem Kandidaten ist vor einer Entscheidung Gelegenheit zur Äußerung zu geben.

Zusammenfassung

Das P2-Experiment zielt darauf ab, den elektroschwachen Mischungswinkel bei niedrigen Impulsüberträgen mit bisher unerreichter Präzision zu messen. Die zuständige Detektortechnologie zur Messung des Impulsübertrages wird der P2Pix sein, ein Halbleiterchip basierend auf dem HV-MAPS-Konzept. Im Zuge dieser Arbeit ist ein Setup zur Charakterisierung eines HV-MAPS aufgebaut und der Vorgänger des P2Pix, der MuPix11, vermessen worden. Neben Daten zur Spannungsversorgung des Verstärkers sind räumliche Effekte über die Pixelmatrix hinweg studiert worden, wie Verzögerungen und Dauer des Signals sowie Wahrscheinlichkeiten von Bits der Zeitstempel. Außerdem ist das Tuning des MuPix11 mithilfe der Aufnahme von S-Kurven bei Bestrahlung mit einer Eisen-55 Quelle untersucht worden. Nach Bestätigung der Linearität wurde eine Sensorkonfiguration identifiziert, welche die Dispersion der *Thresholds* auf ein Drittel des vorherigen Wertes reduzierte und damit eine erheblich homogenere Antwort des Sensors erreichte.

Abstract

The P2 Experiment aims at measuring the electroweak mixing angle at low momentum transfer with unprecedented precision. P2Pix, a semiconductor chip based on the HV-MAPS principle, will be the corresponding detector technology to measure the momentum transfer. In the course of this thesis, an experimental environment was setup to characterize such HV-MAPS chips and measurements were carried out using the MuPix11, the predecessor of P2Pix. In addition to studying the voltage supply of the on-chip amplifier, spatial dependencies across the pixel matrix were investigated, such as signal delay and duration as well as the probabilities of timestamp bits. Moreover, the tuning of the MuPix11 was examined by measuring S-curves while the chip was exposed to radiation from an Iron-55 source. Once the linearity of the tuning was confirmed, a sensor configuration was identified that reduced the threshold dispersion to one-third of its original value, resulting in a significantly more uniform sensor response.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das P2-Experiment	2
2.1	Der elektroschwache Mischungswinkel	3
2.2	Messmethode	3
2.3	Trackingtechnologie	5
2.3.1	Halbleiterphysik	5
2.3.1.1	Dotierung	6
2.3.1.2	Der pn-Übergang	7
2.3.2	Interaktionen von Teilchen mit Materie	8
2.3.2.1	Energieverlust	9
2.3.2.2	Coulombvielfachstreuung	11
2.4	HV-MAPS	11
3	Setup	14
3.1	Mupix11	14
3.1.1	Ausleseelektronik	15
3.1.1.1	Analoge Zelle	15
3.1.1.2	Digitale Zelle	17
3.1.1.3	Auslese und state machine	19
3.1.2	Systematische Effekte der Übertragungsleitungen	20
3.1.2.1	Delay der Übertragungsleitungen	20
3.1.2.2	Crosstalk	20
3.2	Labora Aufbau	22
3.2.1	Insert und Motherboard	22
3.2.2	Oszilloskop	22
3.2.3	FPGA, DAQ und GUI	24
3.3	Messmethoden	24
3.3.1	Oszilloskop und Injektion	24
3.3.2	Messungen mit radioaktiven Quellen	25
3.3.2.1	Strontium	25
3.3.2.2	Eisen	25
4	Messergebnisse	26
4.1	Eichung der Injektionsspannung	26
4.2	VSSA-Regulator	26

Inhaltsverzeichnis

4.3	Delayscan	28
4.4	Scan der ToT	30
4.5	Bitscan der Timestamps	31
4.6	Tuning und S-Kurven	38
4.6.1	Histogramme der Mittelwerte	40
4.6.2	Räumliche Abhängigkeit	41
4.6.3	Linearität des Tunings	42
4.6.4	Reichweite des Tunings	47
4.6.5	Reduktion der Thresholddispersion	47
5	Zusammenfassung und Ausblick	51
6	Appendix	53
6.1	Tabellen und Abbildungen	53
6.1.1	Konfiguration des Sensors	53
6.1.2	Bitscan der Timestamps	54
6.1.3	Tuning und S-Kurven	57
6.1.3.1	100 μm	57
6.1.3.2	625 μm	62
6.2	Nutzung KI-Tools	66
6.3	Literaturverzeichnis	67

1 Einleitung

Das vollständigste Bild des Aufbaus unserer Welt wird momentan vom Standardmodell (SM) der Teilchenphysik vermittelt, das mit der Identifikation des Higgs-Teilchens durch den LHC 2012 sensationell bestätigt wurde. Allerdings weist das SM einige Ungereimtheiten auf, die bis heute nicht erklärt werden können. So können z. B. weder die Gravitation noch das Phänomen der Neutrinooszillation integriert werden. Die Unzulänglichkeiten des Standardmodells motivieren Messungen mit beständig wachsenden Anforderungen, die nur durch neue Technologien realisiert werden können. Dabei ist es entweder üblich, Experimente mit immer höheren Energien durchzuführen, die den Neubau oder die Aufrüstung von bestehenden Teilchenbeschleunigern erfordern, oder mit präziseren Messungen engere Grenzen für bestehende Vorhersagen zu erhalten. Die experimentelle Teilchenphysik ist deshalb Innovationstreiber für viele verschiedene Bereiche, insbesondere in Detektorhardware und -software.

Das P2-Experiment am Teilchenbeschleuniger MESA in Mainz ist ein solches Präzisionsexperiment, das die paritätsverletzende Streuung von Elektronen an Protonen vermisst. Wegen der sehr hohen Teilchenraten musste für den Detektor von P2 ein neuer Pixelchip entwickelt werden, der P2Pix. Er basiert auf dem HV-MAPS-Konzept, was ihm ermöglicht hohe Teilchenraten bei niedrigem Materialvolumen zu bewältigen. Der P2Pix ist eine Kombination der beiden Vorgängerchips Mupix11 und TelePix2, jeweils für das Mu3e-Experiment und Teststrahlzeiten am DESY II entwickelt. Eine Charakterisierung der Vorgängerchips sowie des P2Pix selbst stellt damit wertvolle Informationen für das Gelingen des P2-Experimentes und der Eignung des neuen Prototypen zur Verfügung.

Da der P2Pix aufgrund von Lieferverzögerungen erst zum Ende dieser Arbeit zur Verfügung stand, beschränkt sich die folgende Ausarbeitung auf relevante Aspekte des MuPix11, die Rückschlüsse auf das Verhalten des P2Pix ermöglichen.

2 Das P2-Experiment

Das P2-Experiment ist ein Präzisionstest des SM der Teilchenphysik. Ziel ist es, den elektroschwachen Mischungswinkel $\sin^2 \theta_W$ mit einer Genauigkeit von 0,15 % bei einem Impulsübertrag von $Q^2 = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$ zu messen [1]. Ähnliche Präzision ist bisher nur um die Z-Resonanz erreicht worden [2]. Durch Quantenkorrekturen ist der Mischungswinkel skalenabhängig, sodass Messungen für verschiedene Impulsüberträge dazu benutzt werden können, die theoretischen Voraussagen des SM zu überprüfen. Abbildung 2.1 zeigt dabei die verschiedenen bisher durchgeführten und geplanten Experimente. Sollte ein Experiment signifikant von der theoretischen Vorhersage abweichen, ist das als Hinweis auf neue Physik zu deuten. So könnte eine Abweichung bei P2 beispielsweise durch dunkle Z-Bosonen erklärt werden [1].

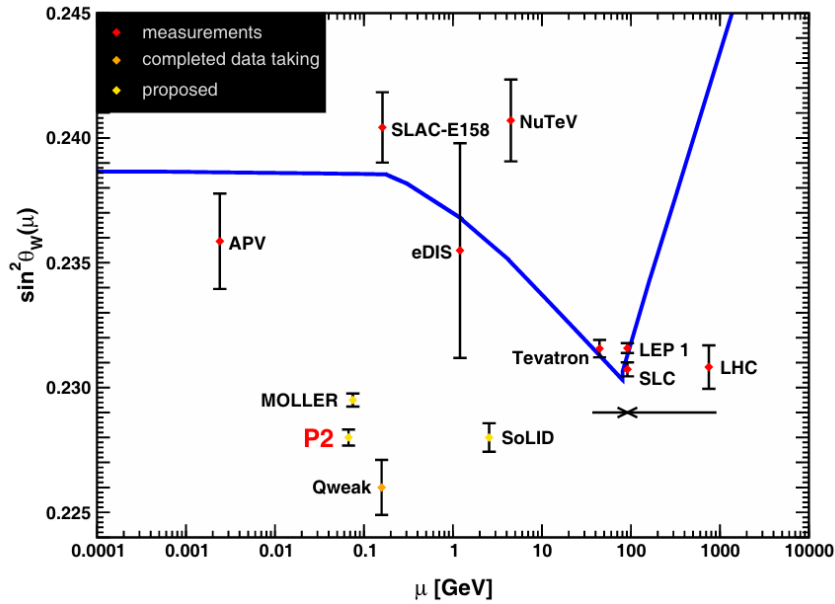


Abbildung 2.1: Abhängigkeit des elektroschwachen Mischungswinkels $\sin^2 \theta_W$ vom Impulsübertrag μ . Die blaue Kurve beschreibt die theoretische Vorhersage des SM. Geplante Experimente in gelb sind dabei an eine zufällige y-Position gesetzt worden. Abb. entnommen aus [1].

2.1 Der elektroschwache Mischungswinkel

Das SM beschreibt die Interaktion zwischen den Elementarteilchen mithilfe von drei Wechselwirkungen (WW): der schwachen, starken und elektromagnetischen WW. Diese werden durch Austauschteilchen zwischen den Wechselwirkungspartnern vermittelt. Für die schwache WW sind dies das Z^0 - sowie die $W^\pm$ -Bosonen, für die elektromagnetische WW das Photon γ . Es ist gelungen, die elektromagnetische und schwache zur elektroschwachen WW zu vereinen. Dabei werden die Austauschbosonen als Mischzustände von masselosen Bosonen W^0 , W^1 , W^2 und B^0 beschrieben [3]. Für γ und Z^0 gilt:

$$\begin{pmatrix} \gamma \\ Z^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^0 \\ W^0 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

mit dem elektroschwachen Mischungswinkel $\sin \theta_W$. Die Messung dieses Winkels ist daher gut zur Überprüfung des SM geeignet.

2.2 Messmethode

Der Mischungswinkel soll aus einer Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie A^{PV} bei einer Streuung von Elektronen an Protonen gewonnen werden. Da die Asymmetrie äußerst gering ist, erfordert das Experiment eine hohe Luminosität, die zu $\mathcal{L} = 2,38 \cdot 10^{39} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bestimmt worden ist. Dazu wird der in Mainz im Aufbau befindliche Beschleuniger MESA (*Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator*) genutzt. Er stellt für das Experiment einen Strahl longitudinal polarisierter Elektronen mit einer Strahlenergie $E_{beam} = 155 \text{ MeV}$ und einer Stromstärke von $I_{beam} = 150 \mu\text{A}$ zur Verfügung. Die Polarisierung der Elektronen wird dabei mit einer Frequenz von $\sim 1 \text{ kHz}$ verändert. Der Strahl trifft auf ein Ziel aus flüssigem Wasserstoff, an dem die Teilchen elastisch gestreut werden. In einem Winkel von 25° bis 45° werden die Elektronen durch einen solenoiden Magneten auf einen Cherenkov-Detektor gelenkt und dort nachgewiesen [1]. Auf ihrem Weg durchlaufen sie den *tracking detector*, der die Bahn der Teilchen rekonstruiert (s. Abb. 2.2). Sein Ziel besteht in der Messung des Impulsübertrages Q der Elektronen, die dort eingesetzte Pixeltechnologie wird der P2Pix sein.

Der Spin der Elektronen des P2-Experimentes wird laufend umgepolt. Damit wird ihre Helizität verändert. Die Helizität eines Teilchens ist definiert als [3]:

$$h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| \cdot |\vec{p}|} \quad (2.2)$$

mit dem Impuls $\vec{p}$ und dem Spin $\vec{s}$.

Relativistische Teilchen mit einer positiven bzw. negativen Helizität werden als

2 Das P2-Experiment

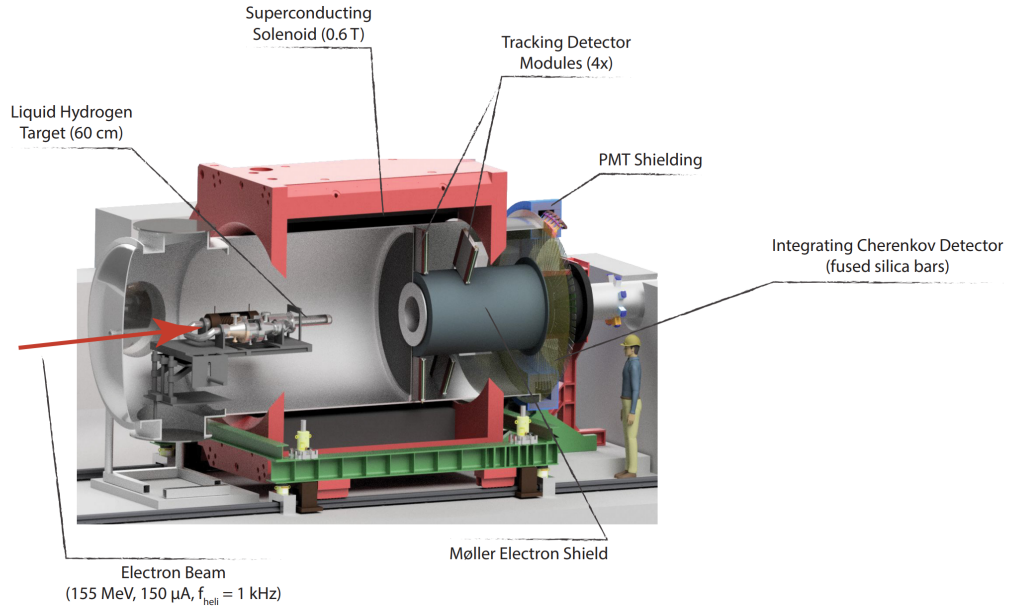


Abbildung 2.2: CAD-Modell des experimentellen Setups um das Wasserstofftarget.

rechtshändig bzw. linkshändig bezeichnet. Treffen die Elektronen auf das Wasserstofftarget, so interagieren sie via der elektromagnetischen und der schwachen WW (s. Abb. 2.3).

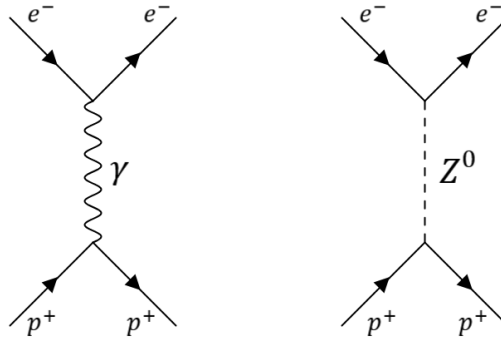


Abbildung 2.3: Elektron-Proton-Streuung über den Austausch eines Photons oder eines Z^0 -Bosons.

Das Photon koppelt dabei gleich stark an rechts- wie linkshändige Teilchen. Das Z^0 -Boson der schwachen WW hingegen koppelt bevorzugt an linkshändige Elektronen. Eine Veränderung der Helizität des Elektronenstrahls bringt daher eine Veränderung der Wirkungsquerschnitts σ mit sich. Diese Asymmetrie ist definiert als:

$$A^{PV} = \frac{d\sigma_{ep}^+ - d\sigma_{ep}^-}{d\sigma_{ep}^+ + d\sigma_{ep}^-} \quad (2.3)$$

2 Das P2-Experiment

mit $d\sigma_{ep}^{\pm}$ als differentiellem Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung von Elektronen der Helizität $\pm\frac{1}{2}$ an Protonen [1]. Aufgrund der Dominanz der elektromagnetischen WW ist der Unterschied sehr gering, die erwartete Asymmetrie liegt bei $A^{PV} = (-39,94 \pm 0,56)$ ppb. Aus der Asymmetrie lässt sich über folgende Formel die schwachen Ladung des Protons $Q_W(p)$ bestimmen:

$$A^{PV} = -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha_{em}\sqrt{2}}[Q_W(p) - F(E_i, Q^2)] , \quad (2.4)$$

wobei G_F die Fermi-Konstante und $F(E_i, Q^2)$ die Strukturkonstante des Protons bezeichnen. $Q_W(p)$ wiederum steht in Beziehung mit $\sin\theta_W$ über:

$$Q_W(p) = 1 - 4\sin^2\theta_W. \quad (2.5)$$

Bei niedrigen Impulsübertragen Q^2 wird A^{PV} dominiert vom Term $Q_W(p)$, weil der Formfaktor $F(E_i, Q^2)$ verschwindet. Dies motiviert die Durchführung des Experimentes bei kleinen Impulsüberträgen. Betrachtet man die Fehlerfortpflanzung von (2.5), so erkennt man, dass eine genaue Messung von $Q_W(p)$ eine sehr präzise Messung des Mischungswinkels zur Folge hat [1]:

$$\frac{\Delta\sin^2\theta_W}{\sin^2\theta_W} \approx 0,09 \cdot \frac{\Delta Q_W(p)}{Q_W(p)}. \quad (2.6)$$

2.3 Trackingtechnologie

Um den durchschnittlichen Impulsübertrag $\langle Q^2 \rangle$ der Elektronen zu bestimmen, muss ihre Bahn im Magnetfeld durch entsprechendes Tracking rekonstruiert werden. P2 erfordert durch die sehr hohen Teilchenraten und niedrigen Impulse einen schnellen, strahlungsfesten und dünnen Sensor für den Nachweis der Elektronen. Diese Bedingungen werden exzellent durch die *High Voltage Monolithic Active Pixel Sensors* (HV-MAPS) erfüllt. Im Folgenden soll das Konzept dieser Halbleitersensoren aus Silizium näher erläutert werden.

2.3.1 Halbleiterphysik

Festkörper lassen sich anhand ihrer Leitfähigkeit in Isolatoren, Halbleiter und Leiter einteilen. Der Einteilung liegt das Bändermodell zugrunde, das sich mit den Energieniveaus der Ladungsträger beschäftigt. Typisch für Festkörper ist ihre Gitterstruktur. Im Festkörper werden die einzelnen Niveaus durch die Nähe und periodische Anordnung der Nachbaratome zu sogenannten Bändern aufgespalten, die durch eine Bandlücke getrennt sind. Innerhalb der Bänder liegen die verschiedenen Niveaus so dicht, dass Übergänge sehr leicht möglich sind. Die Leitungseigenschaften

2 Das P2-Experiment

hängen damit von der Besetzung und Lage der Bänder ab. Ein volles Band kann nicht zur Leitung beitragen, sondern nur partiell gefüllte Bänder [4]. Die erlaubten Energieniveaus werden vom niedrigsten Niveau an aufgefüllt. Dabei bezeichnet die Fermi-Energie E_f das Energielevel, bei dem die Wahrscheinlichkeit ein Niveau zu besetzen 50 % beträgt. Die beiden höchsten Bänder werden Leitungsband und Valenzband genannt. Werden Elektronen in das Leitungsband angeregt, so stehen sie zur Stromleitung zur Verfügung (Elektronenleitung). Dabei hinterlassen sie ein Loch im Valenzband, das von einem benachbarten Elektronen besetzt werden kann. Dieses kreiert wiederum ein Loch, man spricht von Löcherleitung [4].

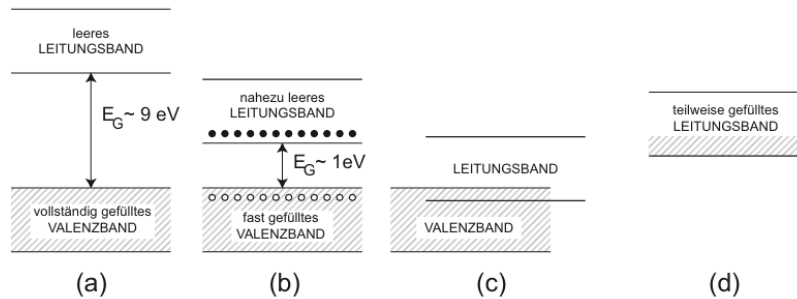


Abbildung 2.4: Bänderstruktur von Isolatoren (a), Halbleitern (b) und Leitern (c)/(d). Entn. aus [4].

Bei Isolatoren ist das Valenzband voll besetzt und die Bandlücke so groß, dass über thermische Anregung nahezu keine Elektronen ins Leitungsband übergehen können. Bei Leitern hingegen überlappen das Leitungsband und das Valenzband, sodass immer Elektronenleitung möglich ist. Halbleiter sind zwischen den beiden Fällen einzuordnen. Die Fermi-Energie E_f liegt genau zwischen den Bändern und ihre Bandlücke ist so klein, dass durch thermische Anregung Elektronen-Loch-Paare erzeugt werden können, die dann zur Stromleitung zur Verfügung stehen. Für den in P2 verwendeten Halbleiter Silizium beträgt $E_G = 1,12 \text{ eV}$ bei Raumtemperatur [4].

2.3.1.1 Dotierung

Liegt ein Halbleiter aus reinem Silizium vor, so ist die Ladungsträgerdichte für Löcher und Elektronen gleich groß:

$$n = p = n_i. \quad (2.7)$$

Es ist allerdings möglich, die Leitfähigkeit von Halbleitern zu erhöhen, indem man einen kleinen Teil der Atome in der Gitterstruktur durch Fremdatome ersetzt.

Eine sogenannte n-Dotierung liegt vor, wenn statt Silizium mit vier Valenzelektronen ein Element mit fünf Valenzelektronen eingebracht wird, wie z. B. Phosphor. Diese Atome nennt man Donatoren. Durch sie steht ein zusätzliches Elektron zur Verfügung, welches leicht ins Leitungsband angeregt werden kann. Die Bandlücke ist

2 Das P2-Experiment

so klein, dass bei Raumtemperatur die meisten Donatoren ionisiert sind. Es liegt ein Überschuss von einigen Größenordnungen an Elektronen vor, die nun hauptsächlich zum Ladungstransport beitragen. Bei n-dotierten Halbleitern bezeichnet man Elektronen auch als Majoritätsladungsträger und Löcher als Minoritätsladungsträger.

Bringt man dagegen Fremdatome mit drei Valenzelektronen in die Gitterstruktur ein (etwa Aluminium), so spricht man von p-Dotierung. Diese Atome nennt man Akzeptoren. Das Niveau des Akzeptors liegt nur leicht über dem Valenzband, sodass Elektronen leicht die Lücke in der Gitterstruktur füllen können und ein Loch zurücklassen. So entsteht ein Überschuss von Löchern. Nun sind die Löcher die Majoritätsladungsträger und Elektronen die Minoritätsladungsträger.

Beide Fälle erhöhen die Ladungsträgerkonzentration und konsequenterweise die Leitfähigkeit des Halbleiters.

2.3.1.2 Der pn-Übergang

Halbleiterdetektoren beruhen auf Dioden, die einen pn-Übergang darstellen. Bringt man p- und n-dotierte Halbleiter in Kontakt, so liegt auf der einen Seite eine Mehrzahl Elektronen und auf der anderen Seite eine Mehrzahl Löcher als Ladungsträger vor. Dies erzeugt einen Diffusionsstrom der Majoritätsladungsträger in die gegenüberliegende Dotierung. An der Grenzschicht rekombinieren Elektronen und Löcher und es entsteht eine Schicht ohne freie Ladungsträger, die Verarmungszone. Durch die Ionisierung der Donatoren oder Akzeptoren ist diese Zone elektrisch geladen. Ein elektrisches Feld bildet sich aus, welches einen Driftstrom I_{drift} erzeugt, der dem Diffusionsstrom I_{diff} entgegenwirkt. Die sich ausbildende Diffusionsspannung U_{bi} (*built-in voltage*) liegt für Silizium bei etwa 0,6 V. Abbildung 2.5 stellt die Vorgänge graphisch dar. Die Dicke der Verarmungszone lässt sich bei einer stark asymmetrischen Dotierung $n_A \ll n_D$, wie es für die Pixel in P2 vorliegt, folgendermaßen berechnen:

$$d \approx \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e} U_{bi} \frac{1}{n_A}} \quad (2.8)$$

mit der Donatordichte n_D , der Elementarladung e , der Vakuumpermittivität ϵ_0 und der relativen Permittivität von Silizium ϵ [4].

Legt man nun eine externe Spannung V an die Diode an, ist das System nicht mehr im thermischen Gleichgewicht. Ist die Spannung an der n-Seite negativ gegenüber der p-Seite, verringert sie U_{bi} und verkleinert die Verarmungszone. Ist $|V| > |U_{bi}|$, kann ein Strom fließen. Die Diode ist in Durchlassrichtung gepolt.

Liegt die umgekehrte Polung vor, so wird U_{bi} verstärkt und die Verarmungszone wächst. Es kann nur ein minimaler Strom fließen, der durch die Minoritätsträger verursacht wird. Die Diode ist in Sperrrichtung gepolt.

2 Das P2-Experiment

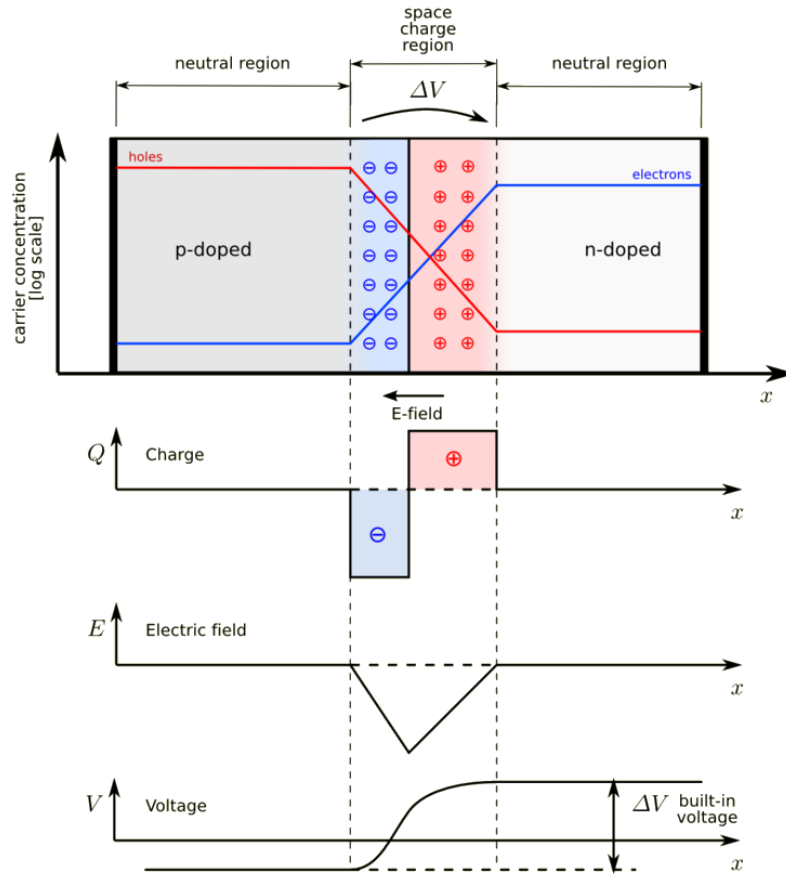


Abbildung 2.5: Verhalten an der Grenzfläche. Entn. aus [5].

Die Formel für die Verarmungszone verändert sich zu:

$$d \approx \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e}(U_{bi} - V)\frac{1}{n_D}}, \quad (2.9)$$

wobei positive Vorzeichen für die Spannungen in Durchlassrichtung definiert sind.

2.3.2 Interaktionen von Teilchen mit Materie

Ein Teilchen kann nur durch seine Interaktion mit Materie detektiert werden. Beim Durchqueren eines Materials deponiert das Teilchen Energie im Material. Gleichzeitig wird es durch Coulombvielfachstreuung von seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt. Aufgrund der großen Anzahl an Elementarteilchen können diese Prozesse nur stochastisch verstanden werden. In Silizium werden durch den Energieverlust Elektronen-Loch-Paare erzeugt, die man mithilfe eines pn-Übergangs detektieren kann, um die

2 Das P2-Experiment

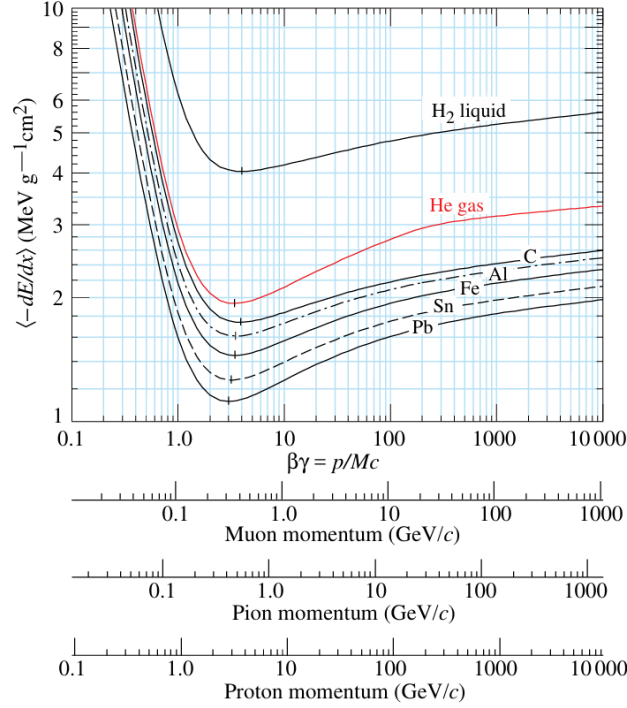


Abbildung 2.6: Mittlerer Energieverlust in verschiedenen Medien. Entn. aus [6].

Flugbahn des Teilchens zu bestimmen.

2.3.2.1 Energieverlust

Schwere geladene Teilchen verlieren hauptsächlich durch zwei Prozesse Energie: Ionisation von Atomen bzw. Anregung der Valenzelektronen und Bremsstrahlung. Ionisierung oder Anregung wird durch die Interaktion mit der Elektronenhülle hervorgerufen und kann daher unter Vernachlässigung der Richtungsänderung betrachtet werden. Der mittlere Energieverlust pro Weglänge wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [6]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]. \quad (2.10)$$

Dabei entspricht $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ mit der Avogradokonstante N_A , z der Ladungszahl des eintreffenden Teilchens, β seiner Geschwindigkeit als Anteil der Lichtgeschwindigkeit c , $\gamma^2 = \frac{1}{1-\beta^2}$, Z der Ordnungszahl des Absorbers, A der Atommasse des Absorbers, W_{max} der in einem Stoß maximal übertragbaren Energie an ein Elektron, I der mittleren Anregungsenergie und $\delta(\beta\gamma)$ der Dichtekorrektur.

2 Das P2-Experiment

Die Formel liefert die in Abb. 2.6 dargestellte Verteilung. Für $\beta\gamma = 3,0 - 3,5$ ergibt sich ein Minimum. Teilchen mit dieser Geschwindigkeit bezeichnet man als MIPs (*minimal ionizing particles*), da sie den geringsten mittleren Energieverlust pro Wegstrecke durch Ionisation oder Anregung aufweisen. Der Anstieg bei großen $\beta\gamma$ ist auf relativistische Effekte zurückzuführen, die das Feld des Teilchens verändern. Der starke Anstieg hin zu kleineren Energien wird durch eine höhere Wechselwirkungszeit und konsequenterweise einen höheren Impulsübertrag erklärt [4].

Die Bethe-Bloch-Formel muss für die deutlich leichteren Elektronen in P2 aufgrund von Effekten der Kinematik, des Spins und der Ununterscheidbarkeit von den Elektronen im Medium zur Berger-Seltzer-Formel modifiziert werden [7]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \rho \frac{0,153536}{\beta^2} \frac{Z}{A} \cdot (B_0(T) - 2 \ln \left(\frac{I}{m_e c^2} \right) - \delta) . \quad (2.11)$$

Hierbei sind ρ die Dichte des Mediums, A die Massenzahl, Z die Kernladungszahl, δ die Dichtekorrektur und $B_0(T)$ die von der kinetischen Energie abhängige Stoppkraft. Abb. 2.7 stellt den Energieverlust abhängig vom Impuls P dar.

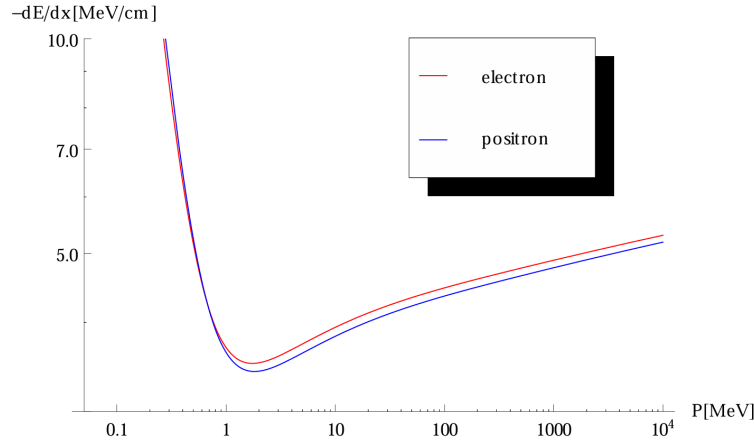


Abbildung 2.7: Mittlerer Energieverlust für Elektronen und Positronen in Silizium. Entn. aus [8] mit Daten von [7]. Die Abweichung ergibt sich aufgrund der Unterscheidbarkeit von Positronen und Valenzelektronen.

Neben der Ionisierung oder Anregung von Teilchen ist auch die Bremsstrahlung für den Energieverlust in Medien von Bedeutung. Diese wird vornehmlich durch Coulombstreuung mit dem Kern hervorgerufen. Da für die Abstrahlungsleistung gilt $\frac{dW}{dt} \sim \frac{E}{m^2}$, ist sie für Elektronen schon ab niedrigen Energien sehr relevant [4]. Man definiert hierbei die Strahlungslänge X_0 , welche angibt, nach welcher Wegstrecke ein Elektron aufgrund von Bremsstrahlung nur noch $\frac{1}{e}$ seiner Energie besitzt:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} = -\frac{E}{X_0} . \quad (2.12)$$

2 Das P2-Experiment

Für experimentelle Zwecke ist X_0 folgendermaßen zu erhalten:

$$X_0 = \frac{1}{\rho} \frac{716,408 \text{ g cm}^{-2} \cdot A}{Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)} . \quad (2.13)$$

2.3.2.2 Coulombvielfachstreuung

Für die Coulombstreuung am Kern kann der Streuwinkel der Elektronen nicht mehr vernachlässigt werden. Die sehr kleinen Ablenkungen führen in Summe zu einem großen Streuwinkel (Abb. 2.8). Die Verteilung des Streuwinkels kann dabei als Gaußverteilung genähert werden. Das quadratische Mittel ergibt sich zu [6]:

$$\theta_0 = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0,038 \ln\left(\frac{x z^2}{X_0 \beta^2}\right) \right] \quad (2.14)$$

mit der Ladung des Teilchens z und dem Impuls p .

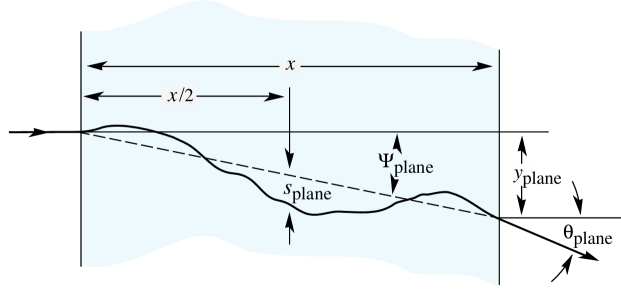


Abbildung 2.8: Coulombvielfachstreuung mit $\theta_{plane}^{rms} = \theta_0$. Entn. aus [6].

Da die Impulse der Elektronen im P2-Experiment mit 155 MeV niedrig sind, ist die Coulombvielfachstreuung der bestimmende Faktor für die Impulsauflösung [1]. Deshalb ist es essentiell, das Materialbudget im Detektor so niedrig wie möglich zu halten. Die HV-MAPS-Technologie ist dafür exzellent geeignet, da diese es erlaubt, die Pixelchips bis auf Dicken von 50 μm zu dünnen.

2.4 HV-MAPS

Trifft ein Elektron auf einen Halbleiter, so interagiert es mit dem Material wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben. Dabei regt es die Valenzelektronen des Halbleiters an, die ins Leitungsband übergehen und ein Loch zurücklassen, es werden also Elektronen-Loch-Paare erzeugt. Findet dieser Prozess innerhalb der Verarmungszone einer Diode statt, so ist das erzeugte Paar einem elektrischen Feld ausgesetzt. Die

2 Das P2-Experiment

freien Ladungsträger werden dadurch separiert und driften zum entsprechenden Pol. Dort können sie zum Beispiel von einem Transistor aufgenommen und mithilfe von elektrischen Schaltungen verstärkt werden. Setzt man nun mehrere Dioden nebeneinander in eine Matrix, so kann der Schnittpunkt der Teilchentrajektorie mit der Matrix anhand der erzeugten Elektron-Loch-Paare bestimmt werden.

In der Vergangenheit wurden solche Halbleiterdetektoren oft mit hybriden Pixelsensoren umgesetzt. Bei ihnen wird das Signal an der Diode von einem externen Chip ausgelesen, der auf die Diode gebondet ist. Folglich besitzen hybride Pixelsensoren eine hohe Materialdicke, was sie für den Einsatz in P2 disqualifiziert. Daneben existiert auch das MAPS-Konzept (*Monolithic Active Pixel Sensors*). Es zeichnet sich dadurch aus, dass sowohl Ausleseelektronik als auch Sensor in einer Einheit integriert sind (*monolithic*). Die Produktion solcher Sensoren ist aufgrund der Nutzung der kommerziellen CMOS-Technologie sehr günstig. Die Diode erzeugt durch niedrige Spannungen allerdings nur eine kleine Verarmungszone. Werden dort Elektronen-Loch-Paare erzeugt, so werden sie aufgrund des schwachen elektrischen Feldes nicht durch Drift, sondern vorwiegend durch Diffusion zu den Elektroden gebracht. Die Zeitauflösung ist damit im Bereich von μs limitiert, was für Experimente mit hohen Teilchenraten nicht ausreicht [9].

Deshalb entwickelte I. Perić für Experimente mit niedrigen Impulsen und hohen Teilchenraten eine spezielle Version eines solchen Pixelsensors, die monolithischen aktiven Hochspannungspixelsensoren (*High-Voltage Monolithic Active Pixel Sensors*) [10, 11]. Sie basieren ebenfalls auf der kommerziellen CMOS-Technologie, allerdings erlaubt ihre Konstruktion das Anlegen einer Hochspannung von bis zu 120 V. Die Ladungssammlung findet nicht per Diffusion, sondern per Drift statt und erhöht so die Zeitauflösung bis in den Bereich von ns.

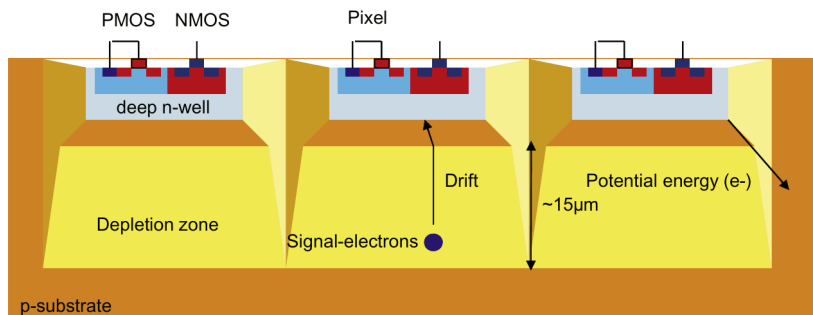


Abbildung 2.9: Schematik eines HV-MAPS mit Verarmungszone und Transistor. Entn. aus [11].

Realisiert wird die Diode durch eine tiefe n-dotierte Wanne in einem p-dotierten Substrat. Auf dem n-dotierten Material werden NMOS- und PMOS-Transistoren angebracht, die abhängig von den registrierten Ladungsträgern ein Signal erzeugen. Sie werden durch die große n-dotierte Wanne von der Hochspannung abgeschirmt und

2 Das P2-Experiment

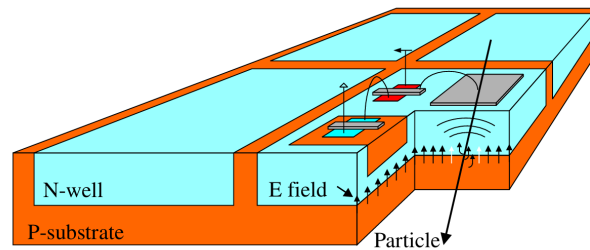


Abbildung 2.10: 3D-Modell eines HV-MAPS. Entn. aus [10].

können mit niedrigen Versorgungsspannungen betrieben werden. Man nennt dieses Konzept auch *floating logic*. Die Größe der Verarmungszone kann je nach angelegter Hochspannung verändert und überschüssiges Material abgetragen werden. Daher kann für HV-MAPS eine Dicke von bis zu 50 μm realisiert werden, die Coulombvielfachstreuung erheblich reduziert. Aufgrund der Tatsache, dass die Transistoren verschiedener Pixel in unterschiedlichen n-Wannen angebracht sind, ist der Einfluss von nebeneinanderliegenden Pixeln im Vergleich zu anderen Pixelsensormodellen reduziert [9]. Insgesamt liefert die HV-MAPS-Technologie einen sehr dünnen, zeitlich hochauflösenden Pixelsensor, der für die Herausforderungen des P2-Experimentes geeignet ist.

3 Setup

Aufgrund der erwähnten Lieferengpässe des P2Pix wurden erst relevante Eigenschaften des MuPix11 charakterisiert. Der MuPix11 wurde für das Mu3e-Experiment entwickelt und beruht ebenfalls auf dem HV-MAPS-Konzept [12]. Er ist zusammen mit dem TelePix2, einem Chip, der für Teststrahlzeiten am DESY II designed wurde [13], der Vorläufer des P2Pix. Viele der aufgenommenen Daten geben deshalb ebenfalls Auskunft über die zu erwartende Performance des P2Pix.

Pixelgröße [μm^2]	80×80
Sensorgröße [mm^2]	$20,66 \times 23,18$
aktive Fläche [mm^2]	$20,48 \times 20$
Spalten $\times$ Zeilen	256×250
LVDS Links	$3 + 1$
maximale Bandbreite [Gbit/s]	$3 \times 1,25$

Tabelle 3.1: Spezifikationen des MuPix11.

3.1 Mupix11

Der MuPix11 ist der finale Chip in einer Reihe von Prototypen und erfüllt mittlerweile alle Anforderungen des Mu3e-Experimentes. Seine Eigenschaften sind in Tabelle 3.1 verzeichnet. Er besteht zum einen aus einer aktiven Pixelmatrix mit 256 Spalten und 250 Reihen, die in drei Untermatrizen mit ihren jeweils eigenen Datenlinks aufgeteilt ist (s. Abb. 3.1). In der Peripherie ist pro Untermatrix eine *state machine* verortet, welche die Pixelhits digitalisiert und ausliest. Für jeden Pixel in der Matrix gibt es dabei eine korrespondierende Einheit in der Peripherie. Für die Diode ist ein $200\,\Omega\,\text{cm}$ Silikonsubstrat verwendet worden, das zwischen $200\,\Omega\,\text{cm}$ und $400\,\Omega\,\text{cm}$ variieren kann, vorherige Messungen ergaben $\sim 289\,\Omega\,\text{cm}$ [14]. Der in dieser Arbeit verwendete Chip ist $100\,\mu\text{m}$ dick.

3 Setup

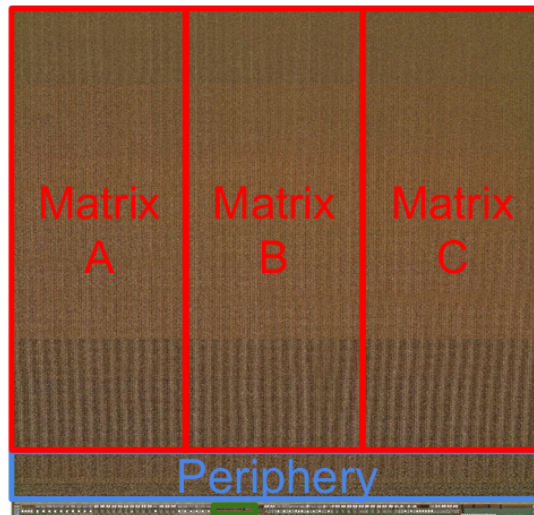


Abbildung 3.1: Matrixlayout des MuPix11. Entn. aus [15].

3.1.1 Ausleseelektronik

Die Signalerzeugung des MuPix11 lässt sich in drei Schritte unterteilen, wie in Abb. 3.2 zu sehen ist. Als erstes wird ein analoges Signal generiert, welches dann in der Peripherie digitalisiert und am Ende über die *state machine* ausgelesen wird.

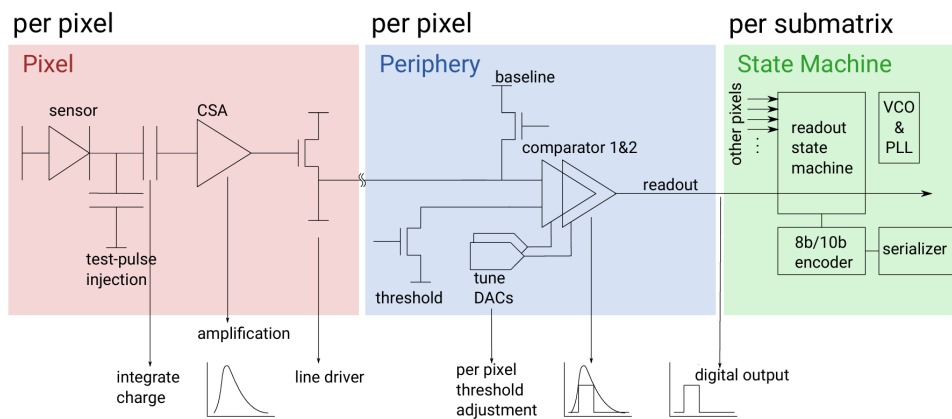


Abbildung 3.2: Signalerzeugung beim MuPix11. Entn. aus [9].

3.1.1.1 Analoge Zelle

In der analogen Zelle sammelt zuerst eine *feedback capacity* die von einem Teilchen in der Verarmungszone erzeugten Elektronen-Loch-Paare. Ein ladungssensitiver

3 Setup

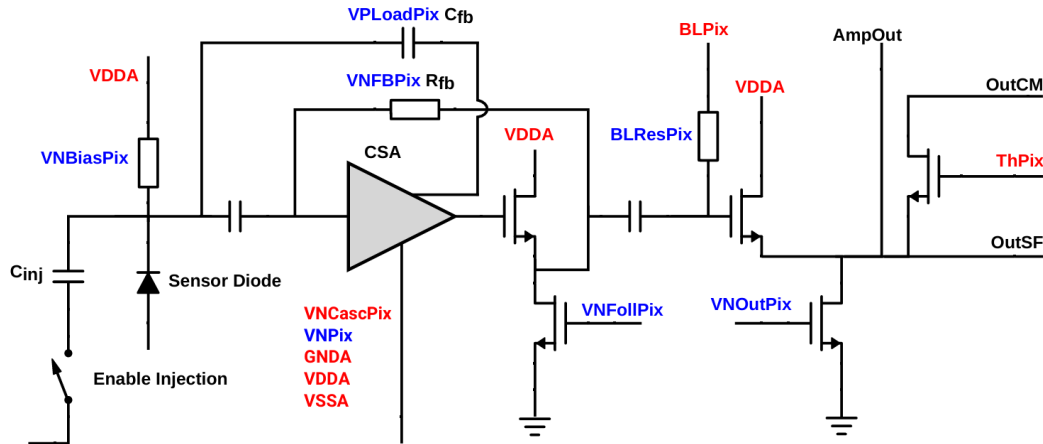


Abbildung 3.3: Die Elektronik der analogen Zelle. Entn. aus [16].

Verstärker (im Folgenden CSA, *charge sensitive amplifier*) verstärkt das Signal und produziert einen Spannungsausgang, der proportional zur gesammelten Ladung ist. Gleichzeitig wird der Schaltkreis konstant entladen, sodass der Spannungspuls eine linear fallende Flanke aufweist. Damit besteht ein linearer Zusammenhang zwischen Pulshöhe und Pulsbreite des Signals. Das Resultat dieser Linearitäten ist, dass allein über die Pulsbreite auf die gesammelte Ladung und damit auf die im Material deponierte Energie geschlossen werden kann und nicht über Pulse integriert werden muss. Der Output des CSA wird anschließend kapazitiv an die Baseline des Pixels gekoppelt, was einen Hochpass-Filter darstellt. Dann wird der Puls über einen *Source-Follower*, der die Kapazität der Leitung überwinden kann, zur digitalen Zelle getrieben.

Es ist ebenfalls möglich, über die Aufladung der Kapazität C_{inj} eine bestimmte Ladung in einen Pixel zu injizieren und damit ein eintreffendes Teilchen zu simulieren. Dies ist nützlich, um die Pixelelektronik separat von der eigentlichen Ladungssammlung zu testen. Dabei kann eine beliebig große Anzahl von Pixeln verwendet werden. Bei Auswahl eines Pixels erfolgt jedoch stets auch eine Injektion in den benachbarten Pixel derselben Doppelspalte.

Die in Abb. 3.3 blau beschrifteten Größen können als DACs (*digital-to-analog converters*) extern variiert werden, um die Funktionalität des Schaltkreises und die Pulsform zu verändern. In Tabelle 3.2 finden sich weitere Informationen zu ihrer Funktionsweise im Schaltkreis.

Die Spannung VDDA wird extern an den Chip angelegt und beträgt im Regelfall 1,8 V. Die für den Verstärker benötigte Spannung VSSA (normalerweise 1,0 V - 1,2 V) wird beim MuPix11 auf dem Chip selbst erzeugt und kann durch den DAC vss_ref angepasst werden. Dies funktioniert über einen linearen Längsregler (s. Abb. 3.4). Die Referenzspannung wird über den DAC vss_ref eingestellt und permanent mit VSSA am Komparator verglichen. Ist VSSA zu klein, so wird die Gatespannung des Transistors erhöht und damit die Stromstärke im Schaltkreis. Entsprechend wird die Spannung,

3 Setup

DAC	Funktion
VNBiasPix	Vorspannungswiderstand der Diode
VNPix	Stromquelle des CSA
VNFBPix	resistive Rückkopplung des CSA
VPLoadPix	kapazitive Rückkopplung des CSA und Verstärkerlast
VNFollPix	Stromquelle der Rückkopplung
BLResPix	Widerstand, um zur Basislinie BLPix zurückzukehren
VNOutPix	Stromquelle für die Signalübertragung

Tabelle 3.2: DACs der analogen Zelle.

welche über den Lastwiderstand abfällt, größer und VSSA erhöht sich. Genau das Gegenteil passiert, wenn VSSA größer als vss_ref ist, sodass sich ein Gleichgewicht einstellt, in dem $VSSA \approx vss_ref$.

Da der entsprechende Strom ebenfalls durch den Transistor fließt, entsteht dort eine Verlustleistung, die in Wärme umgewandelt wird. Sie lässt sich folgendermaßen berechnen:

$$P_{loss} = (V_{supply} - VSSA) \cdot I_{VSSA}. \quad (3.1)$$

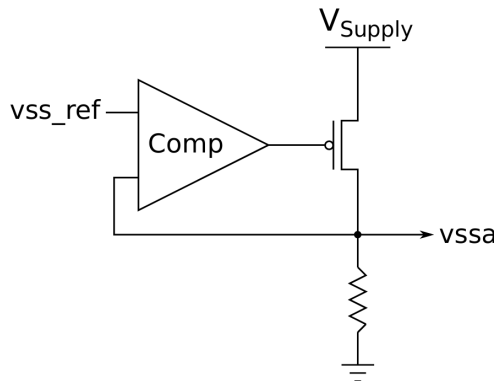


Abbildung 3.4: Der Schaltkreis zur Generierung von VSSA. Entn. aus [9].

3.1.1.2 Digitale Zelle

Der Puls der analogen Zelle wird zuerst kapazitiv an die neue Basislinie BLDig gekoppelt und dann mithilfe eines Komparators mit einem festgesetzten Schwellenwert verglichen. Übersteigt der Puls den festgesetzten Wert, so erzeugt der Komparator eine logische 1. Daraus wird dann ein logisches Signal erzeugt, dessen unteres Niveau der logischen 1 und dessen oberes Niveau der logischen 0 entspricht. Ein RAM speichert den Zeitpunkt, an dem das Signal erstmals über dem Schwellenwert lag, als

3 Setup

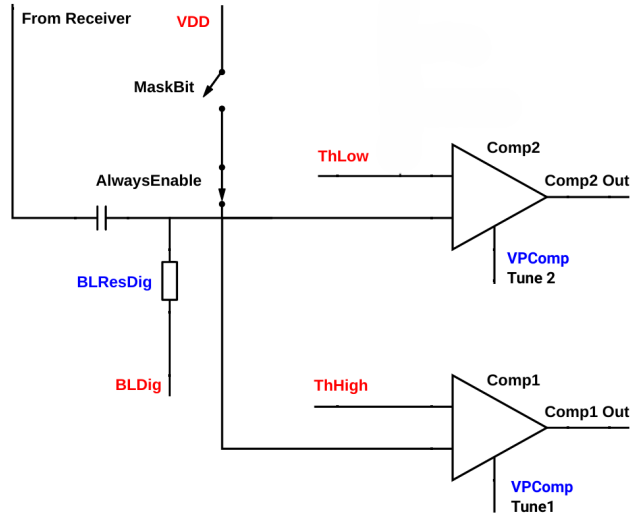


Abbildung 3.5: Elektronik der digitalen Zelle. Entn. aus [16] und bearbeitet.

ToA (*Time of Arrival*) mit 11 Bit und einem Binning von 8 ns. Der Zeitpunkt, an dem der Puls wieder unter die Schwelle fällt, wird mit 5 Bit und einem Binning von 128 ns als TS2 gespeichert. Die Zeitspanne, in der das analoge Signal insgesamt über dem Schwellenwert liegt, wird als ToT (*Time-over-Threshold*) bezeichnet und kann entsprechend als Differenz des ToA und TS2 errechnet werden.

Wie man in Abb. 3.6 erkennt, braucht der analoge Puls aufgrund seiner endlichen Steigung eine kleine Zeitspanne bis er den Schwellenwert überschreitet. Diese Verzögerung nennt man *timewalk*. Sie ist für große Pulse mit steilen steigenden Flanken klein, kann jedoch für kleine Pulse so groß werden, dass sie die Zeitauflösung des Pixels merklich verschlechtert. Da diese Verzögerung im Wesentlichen von der Höhe des Pulses abhängt und dieser linear mit der Pulsbreite zusammenhängt, lassen sich *timewalk*-Effekte mit der ToT-Information korrigieren. Dazu zieht man den durchschnittlichen *Delay* eines ToT-Slices vom unkorrigierten *Delay* ab und kann so wieder konsistente Timing-Informationen erlangen.

Für den MuPix11 gibt es zwei mögliche Betriebsmodi, je nachdem ob nur einer oder beide der verbauten Komparatoren benutzt werden. Verwendet man beide Komparatoren, so ist es möglich, den unteren Schwellenwert (ThLow) nah ans Rauschen und den oberen Schwellenwert (ThHigh) auf ein rauschfreies Niveau zu legen. ThLow erzeugt ToA und ThHigh die Hitinformation sowie TS2. Auf diese Weise kann eine ToA gewonnen werden, welche weniger stark von *timewalk* beeinträchtigt ist und gleichzeitig vermieden werden, falsche Hits aus dem Rauschen zu akzeptieren. Dabei gehört ThHigh zum Comp1 und ThLow zu Comp2.

Da in der Vergangenheit Fehler beim Auslesen der Zeitinformation aufgetreten sind, ist das Prinzip des ToT-Cap entwickelt worden. Hierbei wird nach dem Registrieren

3 Setup

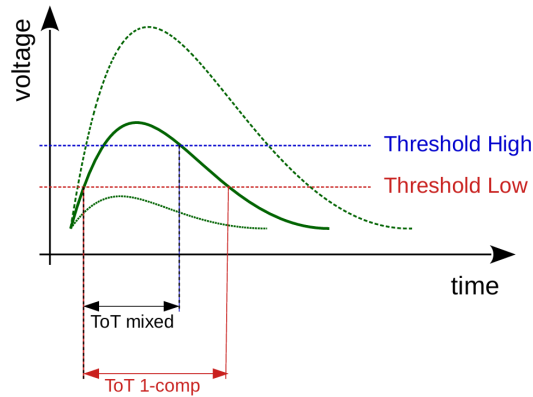


Abbildung 3.6: analoger Puls und Timewalk. Entn. aus [9].

eines Hits das Auslesen von ToA und TS2 blockiert und eine Kapazität mit einem konstanten Strom aufgeladen. Überschreitet die Spannung eine Schwelle, wird die Auslese wieder aktiviert. Falls zu diesem Zeitpunkt TS2 noch nicht gesetzt worden ist, so wird er automatisch erzeugt und die Hitinformation gesendet, sodass keine längeren ToTs gemessen werden können.

Um Produktionsunterschiede auszugleichen, besitzt jede digitale Zelle ein RAM mit 7 Bit. Das Verhalten des Komparators kann bei gleichem Schwellenwert von Zelle zu Zelle etwas variieren. Deswegen können die global gesetzten Schwellenwerte mithilfe von den sogenannten TDACs (*Tuning-DACs*) individuell angepasst werden, ThHigh und ThLow jeweils mit 3 Bits. Möchte man den Pixel komplett deaktivieren, ist dies mit dem letzten Bit möglich (*masking*).

3.1.1.3 Auslese und state machine

Die *state machine* kann über vier 1,25 Gbit/s LVDS-Links Daten aus dem Sensor senden. Dabei korrespondieren die ersten drei Links zu den jeweiligen Submatrizen A, B und C. Der letzte Link D kann wahlweise eine Submatrix oder im Multiplexmodus alle Matrizen abwechselnd auslesen. In jedem Zyklus kann nur ein Hit pro Doppelspalte ausgelesen werden, zusätzlich auftretende Hits werden in nachfolgenden Zyklen ausgelesen [17].

Die Daten der LVDS-Links sind 8 Bit/10 Bit codiert. Dabei werden Oktette mit 10 Bit-Codewörtern übertragen. Diese Art des Codes besitzt viele Vorteile. Zum einen ist es gleich wahrscheinlich, 1 und 0 zu senden, sodass ein Gleichspannungsausgleich vorliegt. Außerdem kann durch Komma Wörter, die nicht für die Übertragung von Daten benötigt werden, eine leichte Rückgewinnung der Datengrenzen erfolgen. Zuletzt ermöglicht die Codierung auch das Erkennen von fehlerhaften Bitflips mit einer Wahrscheinlichkeit von 75 %.

Die Uhr auf dem MuPix11 wird von einem spannungsgesteuerten Oszillator mit einer

3 Setup

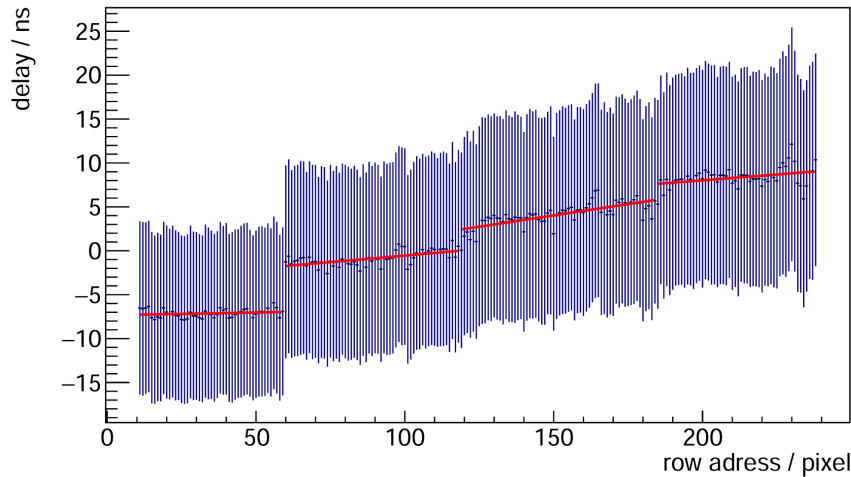


Abbildung 3.7: Delay des MuPix10 abhängig von der Reihenummer, gewonnen mit einer Sr90-Quelle. Die vier Sektoren sind klar zu erkennen. Entn. aus [17].

Frequenz von 625 MHz erzeugt, die mit einem *clock divider* je nach Anforderung für verschiedene Bereiche des Chips angepasst werden kann. Zur Synchronisierung der Uhr wird diese durch fünf geteilt und mit einer externen Uhr mit einer Frequenz von 125 MHz verglichen.

3.1.2 Systematische Effekte der Übertragungsleitungen

3.1.2.1 Delay der Übertragungsleitungen

Im MuPix11 gibt es lange Übertragungsleitungen, auf denen das analoge Signal zur Peripherie geschickt wird. Im Herstellungsprozess von TSI standen dafür zwei Metallschichten zur Verfügung. Durch die Dichte der Leitungen bilden sich dabei parasitäre Kapazitäten aus, die Verzögerungen der Signale verursachen. Diese hängen mit der Länge der Leitungen zusammen und können in unterschiedliche Sektoren unterteilt werden. Der MuPix10 besaß vier Sektoren, die jeweils aus etwa 60 Reihen bestanden [17]. In diesen Sektoren war die Leitungslänge und damit auch der *Delay* weitgehend konstant, s. Abb. 3.7. Im MuPix11 sind sechs Sektoren dieser Art vorhanden. Fünf der Sektoren sind im Rahmen einer *Delay*-Messung in dieser Arbeit bestätigt worden.

3.1.2.2 Crosstalk

Die parasitären Kapazitäten zwischen den Leitungen resultieren nicht nur in Verzögerungen, sondern führen auch dazu, dass insbesondere große analoge Signale in benachbarten Leitungen einen schwächeren Puls induzieren. Übersteigt dieser

3 Setup

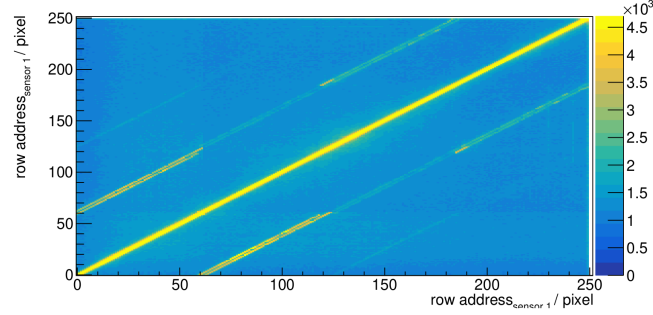


Abbildung 3.8: Selbstkorrelation der Reihe in einem Auslesezyklus. Entn. aus [9].

Puls den Schwellenwert des Komparators, so wird ein falscher Hit registriert. Dies bezeichnet man als *crosstalk*. Bestimmte Vorgänger des MuPix11 hatten durch die hohe Leitungsdichte erhebliche Probleme mit *crosstalk*, sodass eine spezielle Routingstrategie entwickelt wurde, um diese Pulse zu identifizieren und zu minimieren [9].

Vor der Optimierung verliefen die Leitungen von benachbarten Pixeln nebeneinander zur Peripherie. Dies machte die Unterscheidung von Phänomenen wie *charge sharing* von *crosstalk* sehr schwierig. Seit dem MuPix10 wurde ein Muster in der Leitungsarchitektur verwendet, bei der benachbarte Leitungen zu unterschiedlichen Sektoren in der Pixelmatrix gehören. So kann *crosstalk* leicht aus den Daten entfernt werden. Dazu plottet man die Selbstkorrelation der Reihen des Chips in einem Auslesezyklus (s. Abb. 3.8). Die Hauptdiagonale stellt die Hits dar, welche von einem Teilchen verursacht wurden. Die Nebendiagonalen spiegeln dann *crosstalk* in den anderen Sektoren wider.

Als weitere Maßnahme wurde die parallele Führung benachbarter Leitungen auf ein Viertel der gesamten Leitungslänge beschränkt (s. Abb. 3.9). Dadurch sank die parasitäre Kapazität der Leitungen stark und die Amplitude der *crosstalk*-Hits konnte auf 5 % der ursprünglichen Amplitude begrenzt werden [18]. Diese Reduzierung ließ nur noch wenige solcher Hits über die Komparatorschwelle steigen. Beide Maßnahmen zusammen verminderten die *crosstalk*-Wahrscheinlichkeit des MuPix10 auf 2,5 % [9].

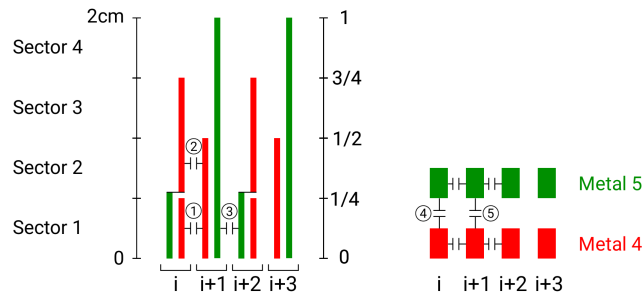


Abbildung 3.9: Die Leitungsarchitektur des MuPix11. Links die Sicht von oben, grüne und rote Leitungen sind zur besseren Sichtbarkeit nebeneinander dargestellt. Rechts der Querschnitt. Entn. aus [9].

3 Setup

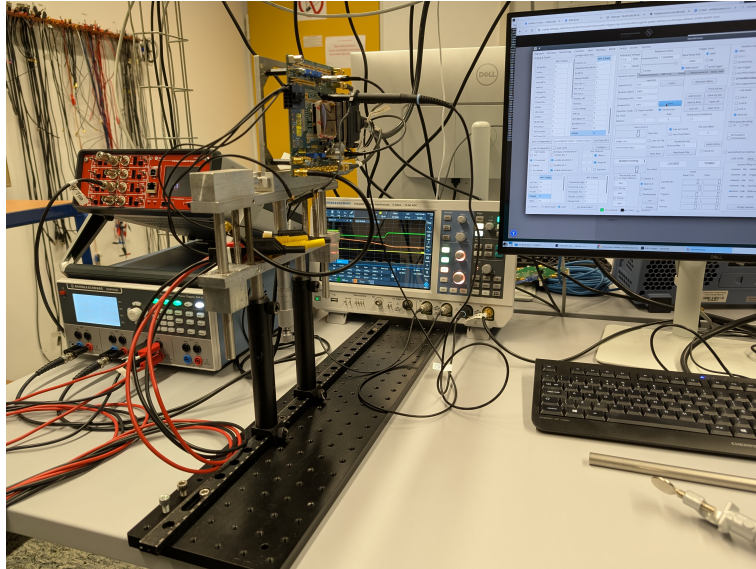


Abbildung 3.10: Zentraler Aufbau mit Motherboard, Netzteilen, Oszilloskop und GUI.

3.2 Laboraufbau

3.2.1 Insert und Motherboard

Der Chip ist zur Verwendung auf ein PCB-Insert (*printed circuit board*) gebondet, welches ihn mit den nötigen Spannungen versorgt und es möglich macht, Kontrollspannungen sowie bestimmte Signale abzugreifen. Die Spannungen VDDA und VDDD werden mit einem HMP4040 von Rohde & Schwarz direkt an das Insert angelegt und betragen standardmäßig 1,8 V. VSSA, zuständig für den Verstärkerstromkreis, wird auf dem Chip selbst über den Regulator vss_ref generiert.

Das Insert ist über einen Randstecker mit einem Motherboard-PCB verbunden, auf dem die Uhren und die restlichen Versorgungsspannungen generiert werden. Zu dessen Versorgung werden zwei SMA-Kabel mit 5 V an das Motherboard angelegt. Die zum Betrieb des Sensors benötigte Hochspannung wird von einem CAEN DT8031M erzeugt und ebenfalls über ein SMA-Kabel am Motherboard angelegt. Als Standardwert ist dabei -80 V gewählt worden. Das Motherboard besitzt zwei LEMO-Ausgänge, an denen *Injection* und Hitbus abgegriffen und an ein Oszilloskop geleitet werden können.

3.2.2 Oszilloskop

In dieser Arbeit wird ein RTA4004 von Rohde & Schwarz verwendet. Bis zu drei Signale werden im Folgenden vermessen werden: *Injection*, Hitbus und AmpOut. Bei der *Injection* handelt es sich, wie schon in Abschnitt 3.1.1.1 beschrieben, um die

3 Setup

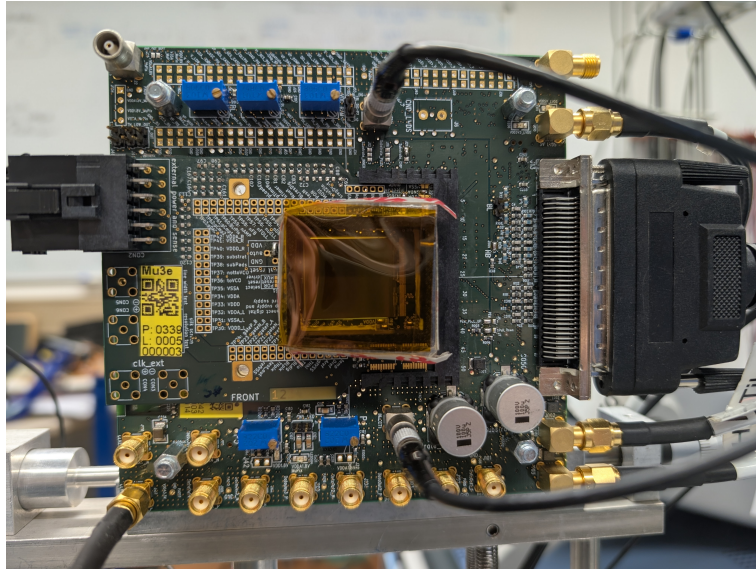


Abbildung 3.11: Chip, Insert und Motherboard.

Simulation von eintreffenden Teilchen durch das Auf- und Entladen einer Kapazität im Schaltkreis. AmpOut entspricht dem analogen Signal des Pixels und ermöglicht eine exakte Charakterisierung der Pulsform. Der Hitbus stellt das digitalisierte Signal dar, welches vom Komparator abhängig vom Schwellenwert erzeugt wird. Er ist als das logische ODER der Komparatoren einer Doppelspalte implementiert. Die Eingänge von *Injection* und AmpOut sind jeweils mit $1\text{ M}\Omega$, der Hitbus mit $50\text{ }\Omega$ terminiert.

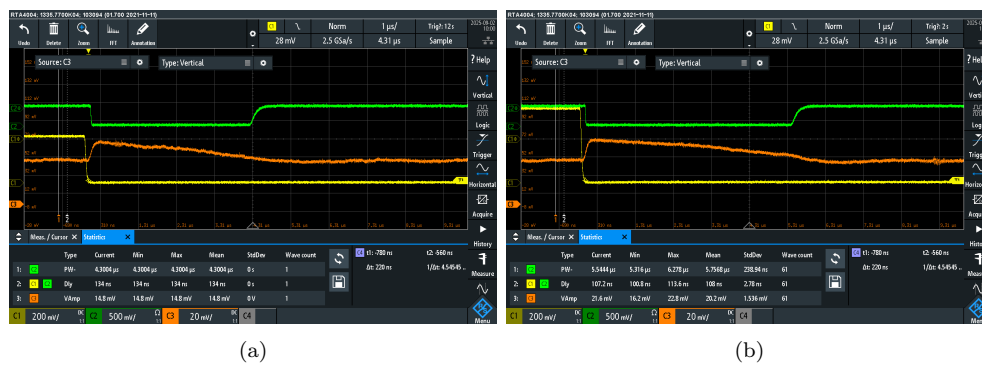


Abbildung 3.12: Signale des Oszilloskops mit unterschiedlichen Injektionsspannungen. *Injection* in gelb, Hitbus in grün und AmpOut in orange.

3 Setup

3.2.3 FPGA, DAQ und GUI

Die Daten des Sensors werden vom Motherboard über ein SCSI-Kabel und eine Adapterkarte an ein FPGA im Labor-PC gesendet. Dort findet die Auslese der Daten mithilfe eines für die MuPix designten Datenerfassungssystems (DAQ) statt. Das DAQ speichert die Daten in *time frames*, die den Auslesezyklen entsprechen. Da immer nur ein Hit pro Doppelspalte in einem Zyklus ausgelesen werden kann, werden solange alle Hits in einem *time frame* gespeichert, bis ein leerer Auslesezyklus auftritt. So kann verhindert werden, dass Hits, die gleichzeitig in einer Spalte auftreten, in separaten *time frames* gespeichert werden. Das DAQ reagiert auch auf das Phänomen des *charge sharings*. Ein Teilchen kann auf seinem Weg durch die Pixelmatrix mehrere nebeneinanderliegende Pixel aktivieren. Im DAQ werden deshalb angrenzende Hits im selben *time frame* in ein Cluster mit der Zeitinformation des frühesten Hits zusammengefasst [17].

Die Konfiguration und Bedienung des Sensors erfolgt über ein GUI (*graphical user interface*) am PC. Es können insbesondere alle DACs individuell eingestellt werden. Auch ist es möglich, einzelne Pixel zu maskieren oder eine Injektion für sie zu aktivieren. Im Bereich des Monitoring stehen umfassende Graphen zur Verfügung, wie Hitmaps, Timestampbit- oder ToT-Verteilungen.

3.3 Messmethoden

3.3.1 Oszilloskop und Injektion

Für die Messungen mit einer Injektion werden die Daten von der Software des Oszilloskops ausgewertet. Alle Messwerte sind dabei Mittelwerte mit den entsprechenden Standardfehlern, die sich aus der Standardabweichung ableiten lassen. Es wurden immer 500 Wellenformen aufgenommen, um einen Kompromiss aus schnell durchzuführender Messung und statistischer Genauigkeit zu finden. Um Hits aus dem Rauschen zu vermeiden, wurde der Trigger auf die fallende Flanke der Injektion eingestellt. Da eine Injektion in eine größere Gruppe von Pixeln zur Bildung einer hohen Kapazität führt, die unerwünschte Effekte für die Signalerzeugung und -übertragung verursacht, ist die Messung mit dem Oszilloskop nur für einzelne Pixel durchgeführt worden. Diese Art der Auswertung ist deshalb optimal zur Studierung von Effekten auf einzelne Pixel geeignet, während große Scans über die Matrix zeitaufwändiger sind. Für die Messungen in dieser Arbeit sind nur die folgenden beiden Messvariablen entscheidend.

Pulsbreite

Misst die Breite einer Wellenform. Hitbus und *Injection* sind jeweils *active low* Signale, schlagen also beim Auftreten eines Signals nach unten aus. Die Messung beginnt

3 Setup

entsprechend beim 50 %-Niveau der fallenden Flanke und endet beim 50 %-Niveau der steigenden Flanke. Beim Hitbus korrespondiert die Pulsbreite zur ToT des Signals.

Delay

Misst die Verzögerung zwischen zwei Flanken aufeinanderfolgender Signale, in diesem Fall die fallenden Flanken von *Injection* und Hitbus. Es werden jeweils die 50 %-Niveaus der Wellenformen verglichen.

3.3.2 Messungen mit radioaktiven Quellen

Als Teilchenquellen stehen zwei Arten von radioaktiven Quellen zur Verfügung, eine Sr90-Quelle und eine Fe55-Quelle. Diese werden mit einer Klemme direkt über dem Insert befestigt, sodass sie möglichst gleichmäßig auf den Chip gerichtet sind. Die Auswertung der Hit- und Timinginformation übernimmt das DAQ.

3.3.2.1 Strontium

Strontium-90 zerfällt zuerst über β^- -Zerfall in Yttrium-90 mit einer Energie von 0,546 MeV, die sich auf das Elektron, Antineutrino und Y90 aufteilt. Die Halbwertszeit beträgt dabei 28,91 a. Y90 wiederum zerfällt ebenfalls über β^- -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 64,05 h und einer Energie von 2,275 MeV in das stabile Zirkonium-90 [19].

3.3.2.2 Eisen

Eisen-55 zerfällt per Elektroneneinfang in Mangan-55 mit einer Halbwertszeit von 2,756 a [19]. Nach dem Zerfall füllt ein Elektron aus der äußeren Schale den Platz des eingefangenen Elektrons und verliert dabei Energie. In 60 % der Fälle wird dabei ein Auger-Elektron mit 5,19 keV emittiert. Dieses Elektron ist allerdings so niederenergetisch, dass es die Quelle kaum verlassen kann. Im Gegensatz dazu kann mit einer Wahrscheinlichkeit von 16,2 % ein Photon der $K_{\alpha 1}$ -Linie und von 8,2 % ein Photon der $K_{\alpha 2}$ -Linie emittiert werden. Diese können mit einer Energie von 5,89875 keV und 5,88765 keV die Quelle verlassen und detektiert werden. Ihre Energien liegen so dicht beieinander, dass sie für diese Arbeit als monochromatische 5,9 keV-Linie betrachtet werden. Die K_{β} -Linie ist mit einer Wahrscheinlichkeit von 2,85 % gegenüber der K_{α} -Linie zu vernachlässigen [20]. Entsprechend kann Fe55 im Folgenden als monochromatische 5,9 keV-Photonenquelle behandelt werden, die sich zu einer Kalibrierung des Sensors eignet.

4 Messergebnisse

4.1 Eichung der Injektionsspannung

Die Injektion dient dazu, eintreffende Teilchen zu simulieren. Um Vergleichbarkeit zu späteren Messungen mit radioaktiven Quellen zu ermöglichen, muss die Spannung, die dabei eingestellt wird, mit einer Ladungsmenge in Verbindung gesetzt werden. Dazu wird zuerst für einen Pixel, in diesem Fall 100/30 (Spalte/Reihe), die ToT des Hitbus für verschiedene Spannungen der Injektion aufgenommen. Anschließend bestrahlt man denselben Pixel mit der Fe55-Quelle. Da man diese als monochromatische 5,9 keV-Photonenquelle annähern kann, sollte ein klarer Peak in der ToT-Verteilung vorliegen. Diese Werte vergleicht man mit den Werten aus dem Injektionsscan und kommt so auf eine bestimmte Spannung. Die korrespondierende Ladung erhält man aus den folgenden Überlegungen. Das Photon aus der Quelle deponiert seine gesamte Energie im Chip. Die durchschnittliche Energie, die zur Erzeugung eines Elektronen-Loch-Paares in Silikon nötig ist, beträgt 3,66 eV [21]. Durchschnittlich werden daher ca. 1600 Elektronen-Loch-Paare erzeugt, was einer Ladung von $Q = 1600e^-$ entspricht.

Das Ergebnis des Injektionsscans ist in Abb. 4.1 zu sehen. Der Durchschnittswert der ToT bei Bestrahlung mit der Fe55-Quelle beträgt $(1,847 \pm 0,029) \mu\text{s}$. Zum Berechnen dieses Wertes wurde der Hitbus für die Spalten 100 und 101 mit der Fe55-Quelle mit dem Oszilloskop vermessen. Auf ein Tuning wurde verzichtet, da sich dadurch die ToT-Information des Hitbus asymmetrisch zwischen Bestrahlung und Injektion verändert. Anschließend ist eine Rauschmessung ohne Probe vorgenommen worden. Die Messwerte der Eisenquelle wurden so bereinigt, dass nur Werte zwei Standardabweichungen über dem Mittelwert des Rauschens ausgewertet wurden. Eine ToT von $1,847 \mu\text{s}$ entspricht einer Injektionsspannung von ca. 225 mV. Damit ist das Verhältnis von Injektionsspannung zu Ladung für diesen Pixel bekannt und kann in Zukunft als grober Richtwert genommen werden. Dieses Ergebnis ist allerdings nicht sehr belastbar, da es erhebliche Schwankungen in der ToT zwischen Pixeln geben kann, die u.a. auf Produktionsunterschiede in den Komparatoren zurückzuführen sind.

4.2 VSSA-Regulator

Wie in Kapitel 3.1.1.1 beschrieben, wird die Spannung für den Verstärkerstromkreis nicht von außen angelegt, sondern intern erzeugt. Der Referenzwert kann dabei mit

4 Messergebnisse

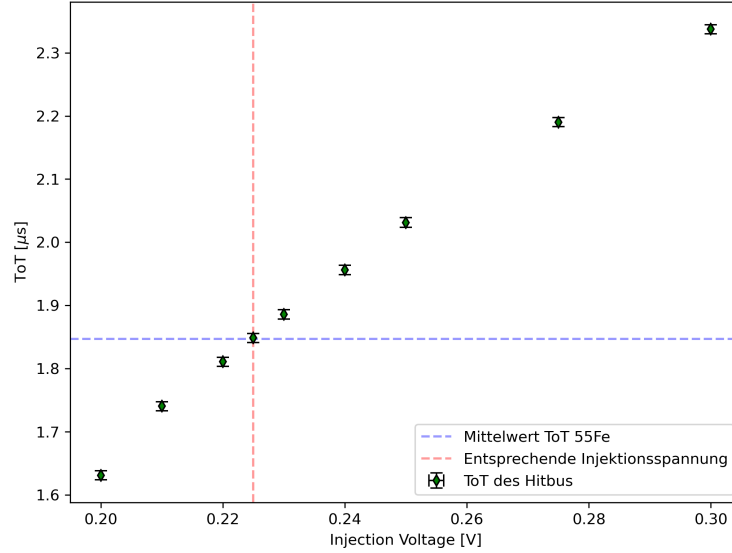


Abbildung 4.1: ToT des Hitbus abhängig von der Injektionsspannung.

dem DAC `vss_ref` gesetzt werden.

Ein Scan über die volle Breite des Regulators ergibt die in Abb. 4.2 dargestellte Verteilung. Die Spannung `VSSA` ist dabei am Insert abgegriffen und mit einem Multimeter gemessen worden. Die Stromstärke wurde mit dem Netzgerät gemessen, welches die Versorgungsspannung für das Insert zur Verfügung stellte.

`VSSA` besitzt, wie erwartet, einen linearen Zusammenhang mit dem DAC, allerdings nur bis ca. 1,4 V. Danach führt eine Erhöhung von `vss_ref` nicht mehr zu einer höheren Spannung. Im Gegensatz dazu kann man die Stromstärke als S-Funktion auffassen. Der steile Anstieg im Mittelteil der Kurve repräsentiert das Anschalten des Verstärkers. Ab einer Spannung von 0,9 V ist daher anzunehmen, dass der Verstärker voll operationstüchtig ist. Der Standardwert für `vss_ref` beträgt Ax9 bzw. 169. Der entsprechende `VSSA`-Wert liegt mit 1,15 V im anvisierten Bereich von 1,0 V bis 1,2 V und die Einstellung kann daher problemlos beibehalten werden. Eine Senkung der Spannung z. B. in den Bereich von 0,95 V würde kaum in einer Stromersparnis resultieren und bietet deshalb keinerlei Vorteile. Zudem birgt es das Risiko, durch Spannungsabfälle auf der Matrix nicht mehr alle Pixel korrekt zu versorgen. Das Verhalten des Regulators entspricht damit dem Verhalten vorheriger Modelle, wie dem MuPix10, erreicht allerdings seinen Arbeitspunkt etwas früher (für die entsprechende Messung zum MuPix10, s. [9]).

4 Messergebnisse

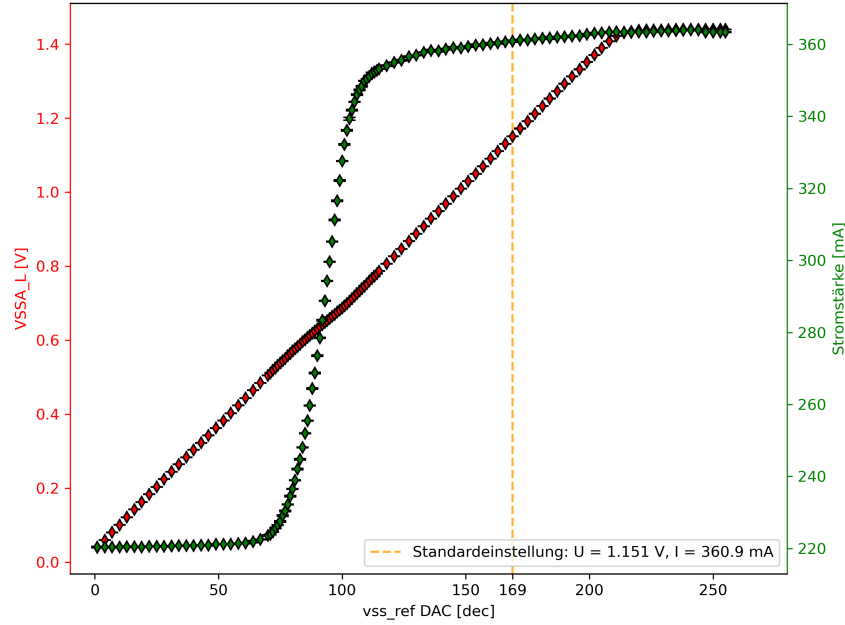


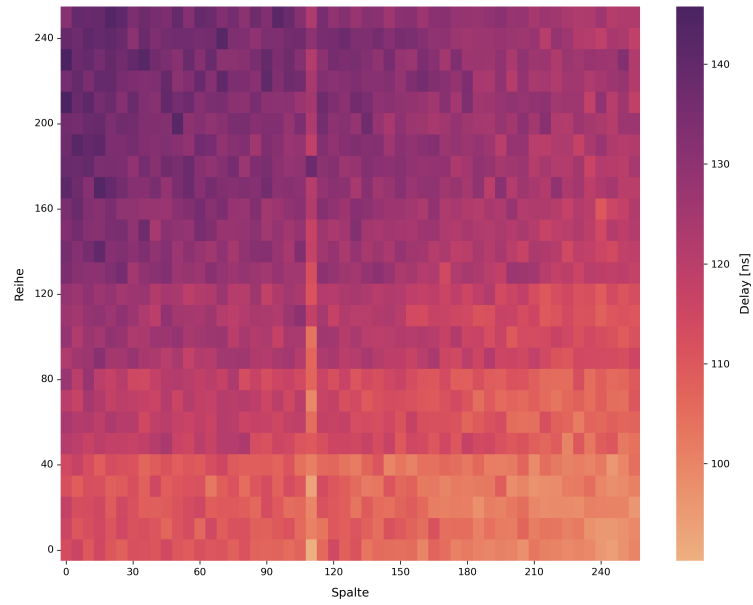
Abbildung 4.2: Scan von VSSA und der Versorgungsstromstärke abhängig vom Regulator DAC.

4.3 Delayscan

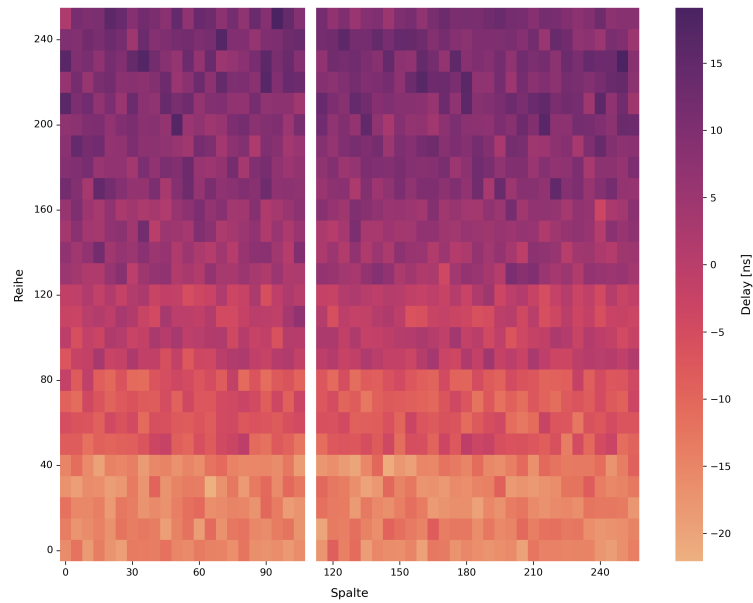
Um weitere Informationen über die Injektion und die Antwort der Pixel abhängig von ihrer Position in der Pixelmatrix zu erhalten, ist ein *Delayscan* über die Matrix ausgeführt worden. Dabei wurde in jeden Pixel eine Injektion von 0,6 V, also etwa $4266e^-$, vorgenommen. Die Verzögerung zwischen Injektion und Hitbus ist mit dem Oszilloskop für jede fünfte Spalte und zehnte Reihe aufgenommen worden. Fig. 4.3a stellt die resultierende Verteilung dar. Spalte 110 war bei der Aufnahme der Daten sehr rauschbehaftet, sodass dort durchgehend sehr niedrige Werte verzeichnet wurden.

Im Rest der Pixelmatrix ist ein Muster zu erkennen, das sehr dem Verhalten des MuPix10 ähnelt [17]. Der Maximalwert beträgt $(143,3812 \pm 0,1419)$ ns und der Minimalwert $(94,0612 \pm 0,1548)$ ns (ohne Spalte 110), es liegt also eine Bandbreite von 49,32 ns vor. Unten rechts in der Matrix tritt dabei der niedrigste *Delay* auf. Er nimmt entsprechend der Erwartung mit steigender Reihennummer zu, allerdings auch mit fallender Spaltennummer. Dies bestätigt die Vermutung nach einem spaltenabhängigen *Delay* bei Injektionen. Da die Injektion vom Oszilloskop nicht auf dem Insert, sondern am Motherboard PCB abgegriffen wird, kann er durch die Übertragungsleitungen bis zum Motherboard erklärt werden. Diese sind am kürzesten in der unteren rechten Ecke des Pixelmatrix, wo auch der niedrigste *Delay* auftritt. Korrigiert man diesen *Delay* mit dem Durchschnittswert jeder Spalte, so sind einzelne Sektoren abhängig von der Reihennummer zu erkennen. Durch das neue Leitungsschema des MuPix11 weichen sie

4 Messergebnisse



(a) Unkorrigiert.



(b) Korrigiert mit dem Durchschnittsdelay jeder Spalte, Spalte 110 ist maskiert.

Abbildung 4.3: Verzögerung zwischen Injektion und Hitbus über die Pixelmatrix.

4 Messergebnisse

von den beim MuPix10 erkennbaren vier Sektoren ab. Eine bessere Einteilung für den Mupix11 ist in Tab. 4.1 vermerkt. Danach sollten bei einer Injektion 40 Reihen in einen Sektor gepackt werden. Bei Reihe 200 ist jedoch keine klar erkennbare Steigerung des *Delays* mehr erkennbar, sodass der sechste Sektor nicht verifiziert werden kann. Leider stand im Rahmen dieser Arbeit kein Szintillator zur Verfügung, der eine Analyse des *Delays* mit einer radioaktiven Quelle ermöglicht hätte. Diese hätte eventuell auch den sechsten Sektor erkennen lassen. In der Vergangenheit ist schon angemerkt worden, dass auch reihenabhängige Verzögerungen durch die Injektion entstehen, welche u. U. die Unterschiede zwischen Sektor 5 und 6 unkenntlich machen [17].

Sektor	Reihennummer
1	0-40
2	40-80
3	80-120
4	120-160
5	160-249

Tabelle 4.1: Vorschlag von Sektoren für den MuPix11 aufgrund der Injektionsmessung.

4.4 Scan der ToT

Im Rahmen der Messung des vorigen Kapitels ist neben der Verzögerung auch die ToT der einzelnen Pixel aufgenommen worden. Die entsprechende Verteilung ist in Abb. 4.4 zu sehen. Wären nur die Produktionsabweichungen der Komparatoren für Unterschiede in der ToT verantwortlich, sollten keine Abhängigkeiten von der Position in der Matrix vorliegen. In der Tat liegt jedoch ein Zusammenhang der ToT mit steigender Reihennummer vor (s. Abb. 4.5b). Eine Erklärung für diese Verteilung könnten die Spannungsabfälle über die Pixelmatrix sein, insbesondere da der Chip zu diesem Zeitpunkt mit 1,8 V betrieben wurde und somit keine erhöhte Spannung zur Kompensation der Abfälle anlag. Demnach würde dann eine verminderte Spannung eine erhöhte ToT zur Folge haben. Eine Wiederholung der Messung mit 1,9 V konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden. Die große Spannweite der ToT zeigt auf, dass die Injektionseichung aus Kap. 4.1 nur einen groben Richtwert geben kann, da die ToT-Information extrem pixelabhängig ist. Nichtsdestotrotz kann sie innerhalb einer Arbeit als Orientierung gelten.

4 Messergebnisse

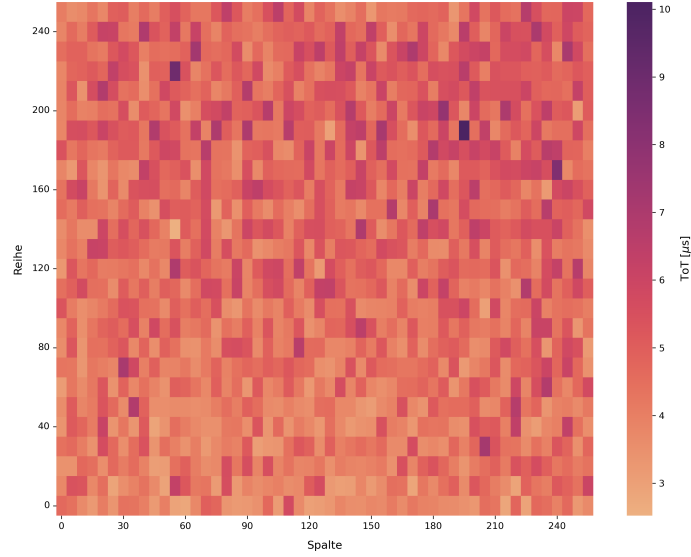


Abbildung 4.4: ToT über die Pixelmatrix.

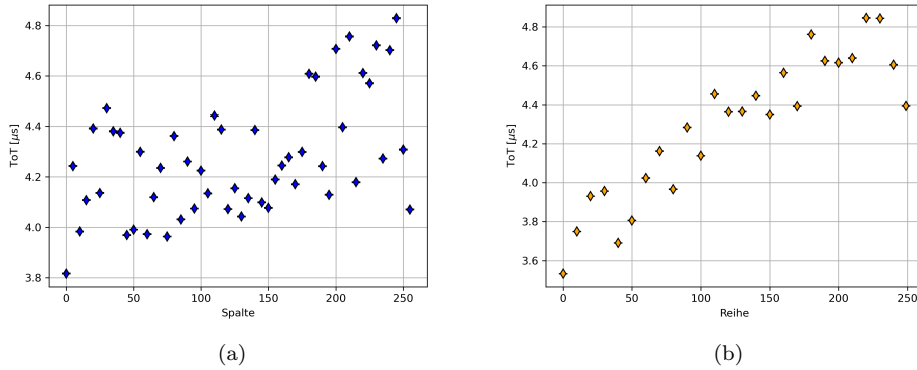


Abbildung 4.5: Abhängigkeit der ToT von der (a) Spalte oder (b) Reihe. Aufgetragen sind jeweils Durchschnittswerte mit ihren statistischen Fehlern.

4.5 Bitscan der Timestamps

Die Zeitmarken ToA und TS2 werden in der MuPix-Architektur in Gray-Code repräsentiert. Gray-Code ist eine spezielle Art der Codierung, bei der immer nur ein Bit verändert werden muss, um von einer bestimmten Zahl zur nächsten zu gelangen. Dies beugt Ambiguitäten vor, die beim Verändern von mehreren Bits auftreten können, da

4 Messergebnisse

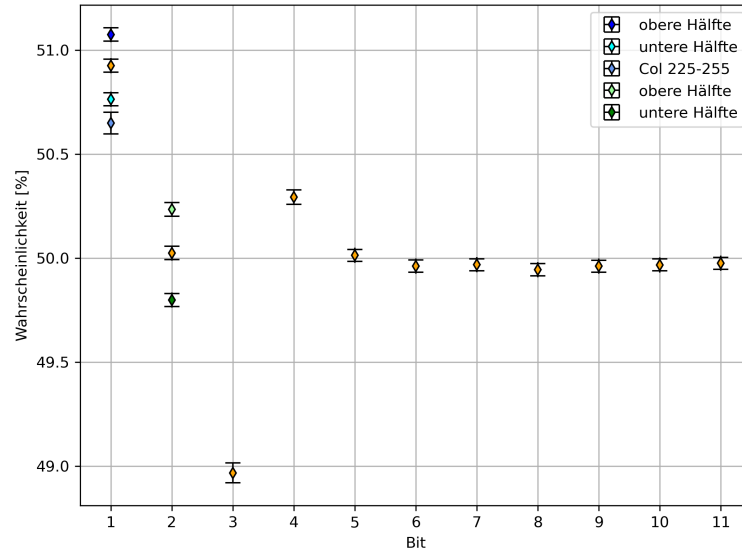


Abbildung 4.6: Durchschnittswahrscheinlichkeiten der Timestampbits 1 zu sein. Die Fehler setzen sich aus einem konstanten, maximalen systematischen Auswertungsfehler von 0,028 % und dem statistischen Standardfehler zusammen. Durchschnittswahrscheinlichkeiten der gesamten Pixelmatrix jeweils in Orange.

die jeweiligen Wechsel der Bits oftmals nicht perfekt gleichzeitig geschehen können. Bestrahlt man den Chip über eine ausreichend lange Zeit, so sollte jedes einzelne Graybit eine 50 %-Chance haben 1 zu sein. In der Vergangenheit wurde jedoch entdeckt, dass dies nicht der Fall war. Um zu untersuchen, ob diese Abweichungen eine Spalten- oder Reihenabhängigkeit besitzen, ist ein rudimentärer Scan der Matrix unter Bestrahlung mit der Sr90-Quelle vorgenommen worden. Dabei sind immer Werte für Pakete von 25 Spalten und 10 Reihen aufgenommen worden mit ca. 360 000 bis 370 000 Hits pro Paket. In Ermangelung einer Alternative wurden die Daten dabei graphisch aus entsprechenden Diagrammen des GUI erhoben. Der dazugehörige systematische Fehler wurde sorgfältig abgeschätzt und in die Auswertung der Daten integriert. Die resultierenden Durchschnittswahrscheinlichkeiten sind in Abb. 4.6 zu sehen. Vor allem Bit 1 und Bit 4 sind deutlich über der 50 %-Marke, während Bit 3 deutlich darunter liegt. Die restlichen Bits liegen im Rahmen der Fehler entweder sehr nah an oder auf der 50 %-Marke, wobei Bit 2 und 4 leicht über und Bit 6 bis 11 durchgehend leicht unter der Marke verortet sind. Eine Tabelle mit den Wahrscheinlichkeiten ist im Appendix zu finden (Tab. 6.2).

Betrachtet man nun die Verteilung der Bits über die Pixelmatrix hinweg, so fällt auf, dass bei einzelnen Bits eine geringe Reihen- oder Spaltenabhängigkeit erkennbar ist. Bit 1 und 2 besitzen in der oberen Hälfte eine etwas höhere Wahrscheinlichkeit 1

4 Messergebnisse

zu sein als in der unteren Hälfte der Matrix (s. Abb. 4.7 und 4.8). Für Bit 1 sind dies $(50,763 \pm 0,031) \%$ in Reihen 0 bis 119 und $(51,075 \pm 0,032) \%$ in Reihen 120 bis 249. Für Bit 2 betragen die Zahlen für die untere Hälfte $(49,798 \pm 0,031) \%$ und für die obere Hälfte $(50,234 \pm 0,032) \%$. Zudem ist bei Bit 1 die Wahrscheinlichkeit in der rechten Randspalte der Matrix bedeutend geringer als im Rest der Matrix, nur $(50,649 \pm 0,052) \%$. Normalerweise können Randeffekte der Pixelmatrix durch *charge sharing* erklärt werden. Allerdings scheidet hier dieser Ansatz aus, da die Anomalie nur einseitig auftritt. Eine Möglichkeit wäre, dass die Hitrate eine Rolle spielt, da die Quelle leicht nach links ausgerichtet war und deshalb weniger stark auf den rechten Rand der Matrix strahlte.

Bei Bit 3 ist die Wahrscheinlichkeit am höchsten in der rechten unteren Ecke und nimmt nach oben links hin ab, bei Bit 4 ist es genau umgekehrt, wenn auch erheblich schwächer. Der Rest der Bits ist allerdings gleichmäßig über die Matrix verteilt (s. Abb. 4.11). Die relative Homogenität der letzten Bits ist wichtig, da Bit 1 das *least significant bit* und Bit 11 das *most significant bit* ist. Die Abweichungen der ersten 4 Bits sind deshalb nicht so bedeutend wie die der letzten Bits.

Insgesamt kann also nicht generell von einer Abhängigkeit von Reihen- und Spaltennummern ausgegangen werden. Warum die Bits nicht uniform verteilt sind, ist weiterhin unklar. Bestimmte Regionen fallen durch extreme Werte vor allem beim Scan von Bit 3 und 4 auf (s. Abb. 4.9 und 4.10). Sie bestehen aus den Pixeln 25-49/50-69, 100-124/60-69, 125-149/180-189 und 200-224/30-39. Allen ist gemein, dass in dieser Region ein extrem rauschbehafteter Pixel die Restlichen um ein Vielfaches an Aktivität übertroffen hat, s. Abb. 4.12. Eine Hypothese ist daher, dass das Maß der Aktivität eines Pixels die Verteilung der Bits 3 und 4 beeinflusst, und zwar so, dass bei einer erhöhten Aktivität die Abweichungen von 50 % jeweils verstärkt werden.

Zur Überprüfung dieser Hypothese wurde eine erneute Messung der oben genannten vier Regionen mit Maskierung der besonders aktiven Pixel durchgeführt. Abb. 4.13 zeigt das Ergebnis. Es ist klar zu erkennen, dass die Maskierung die Abweichung von Bit 3 und 4 stark reduziert hat und somit die Hypothese bestätigt wird. Pixel, die weit über dem normalen Aktivitätsniveau liegen, beeinflussen demnach insbesondere die Wahrscheinlichkeiten von Bit 3 und 4.

4 Messergebnisse

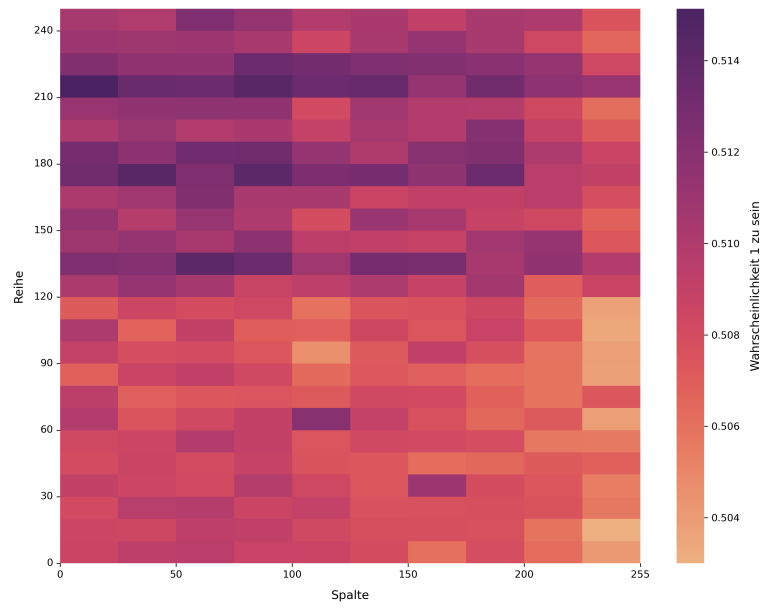


Abbildung 4.7: Wahrscheinlichkeit für Bit 1.

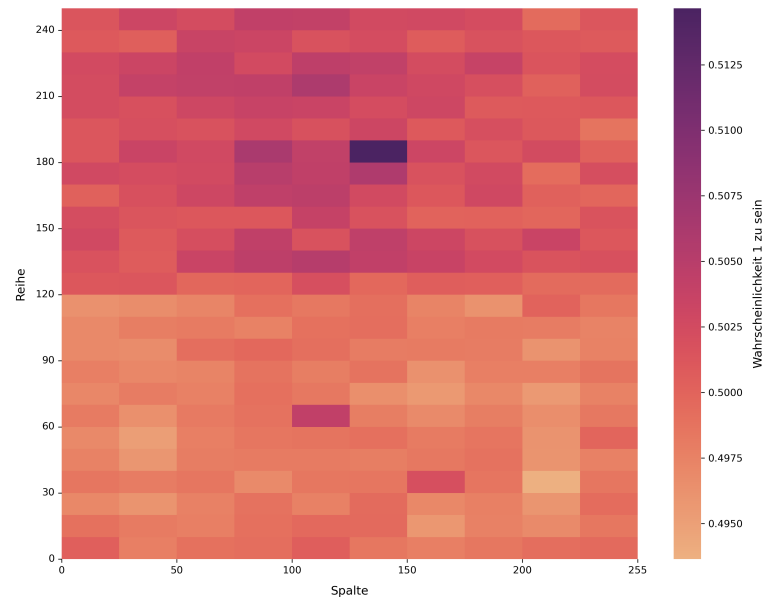


Abbildung 4.8: Wahrscheinlichkeit für Bit 2.

4 Messergebnisse

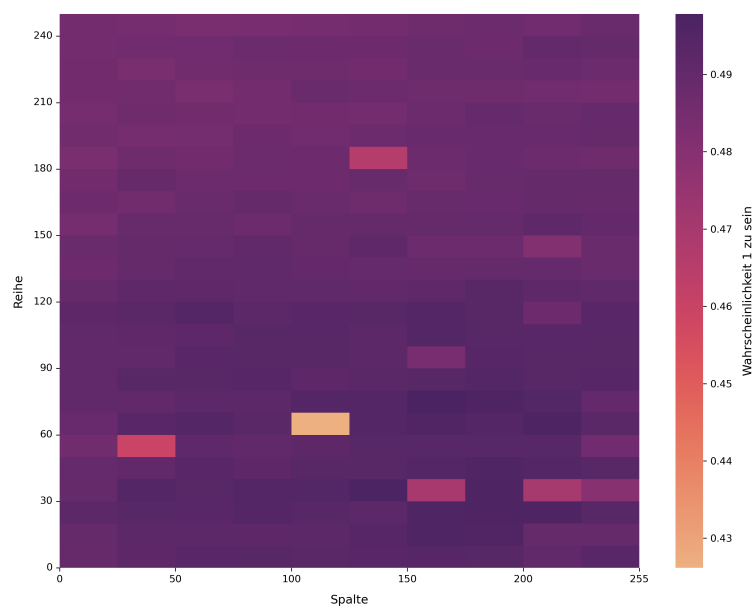


Abbildung 4.9: Wahrscheinlichkeit für Bit 3.

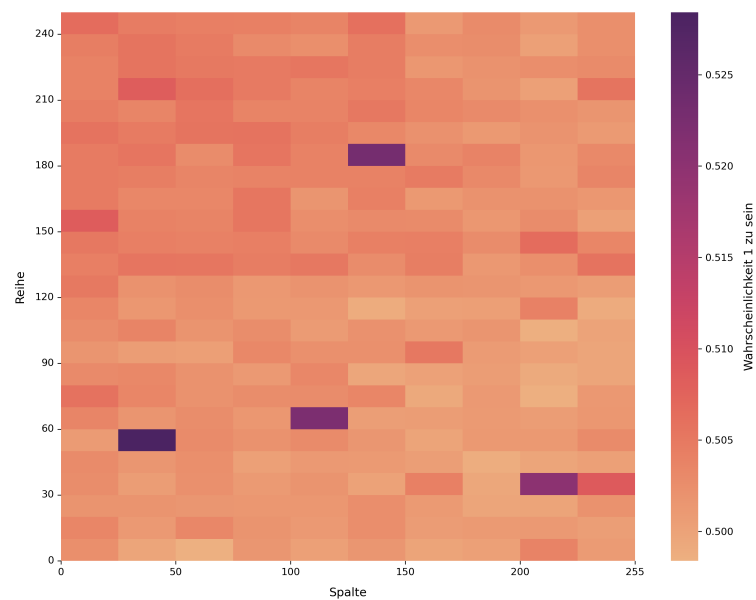


Abbildung 4.10: Wahrscheinlichkeit für Bit 4.

4 Messergebnisse

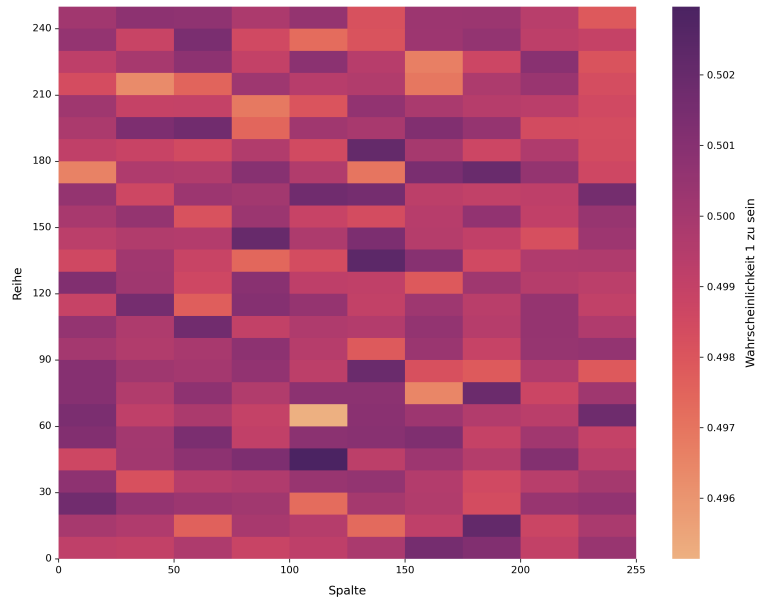


Abbildung 4.11: Wahrscheinlichkeit für Bit 7, stellvertretend für die restlichen Bits, die alle ähnliche Verteilungen aufweisen.

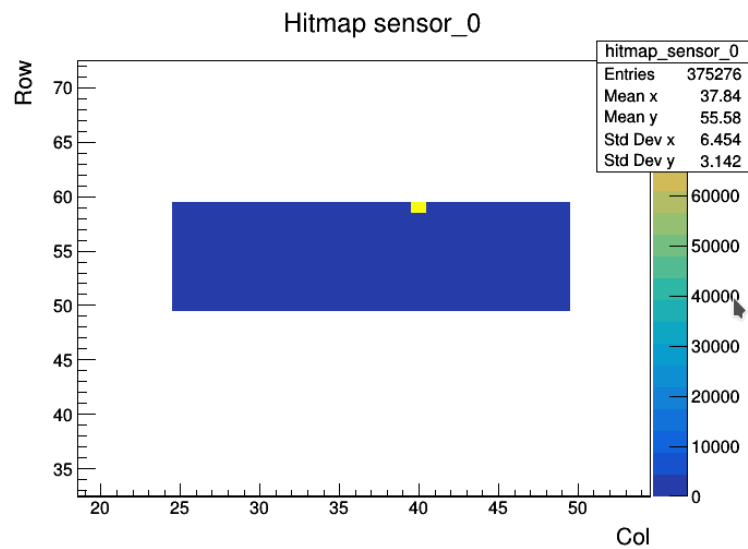
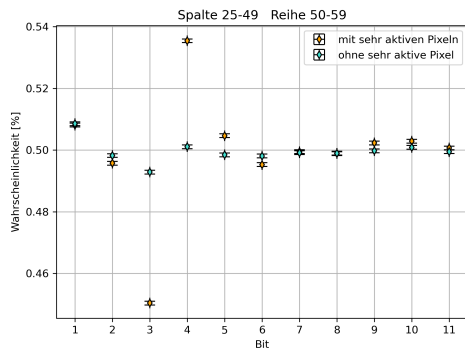
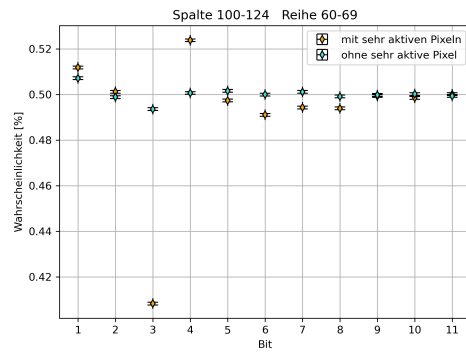


Abbildung 4.12: Die Hitmap des Sensors, zugehörig zur Region 25-49/50-59. Ein Pixel ist bedeutend aktiver als der Rest.

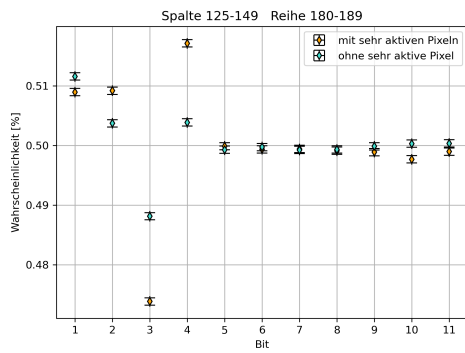
4 Messergebnisse



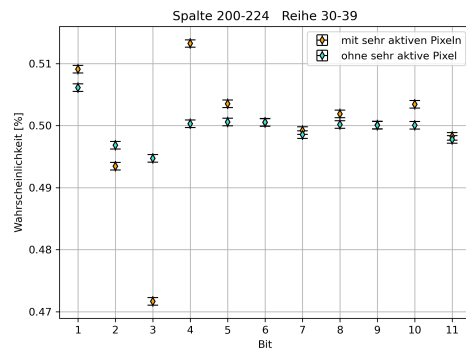
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 4.13: Wahrscheinlichkeiten mit und ohne sehr aktive Pixel. In (a) sind drei Pixel maskiert, in (b) bis (d) nur ein Pixel.

4 Messergebnisse

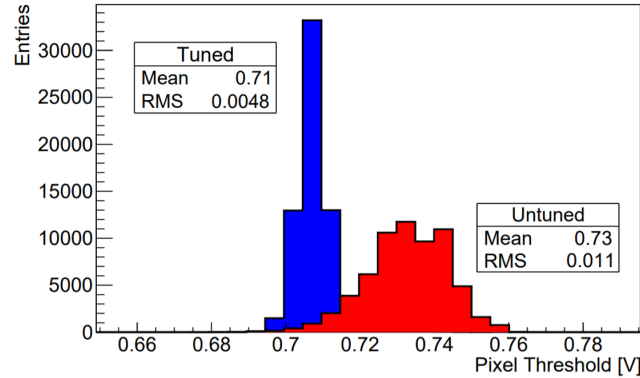


Abbildung 4.14: Streuung der Mittelwerte der S-Kurven vor und nach Tuning mit dem MuPix10. Entn. aus [22].

4.6 Tuning und S-Kurven

In Abschnitt 3.1.1.2 ist schon auf die Möglichkeit eines Tunings der einzelnen Pixel hingewiesen worden. Die relevanten DACs sind dabei VPDAC, TDAC1 und TDAC2. Für die beiden TDACs sind jeweils Stufen von 0 bis 7 verfügbar, VPDAC besitzt eine Variationsbreite von 0 bis $3 \times F$. Erhöht man TDAC1 bzw. TDAC2, so wird der Abstand zwischen der *Baseline* des Signals und Threshold High bzw. Low vergrößert. Dies kann zum Beispiel benutzt werden, um Pixel, die besonders nah am Rauschen liegen, unempfindlicher zu machen. Die Stärke dieser Verschiebung wird von VPDAC festgelegt, indem die Stufe des TDACs mit dem Wert von VPDAC multipliziert wird. Wählt man 0 für VPDAC, kann entsprechend kein Tuning stattfinden.

Führt man eine Injektion in einen Pixel für verschiedene *Thresholds* durch und trägt die registrierten Hits gegenüber dem *Threshold* auf, so erhält man eine sogenannte S-Kurve. Lägen keine produktionsinduzierten Unterschiede vor, hätte diese Kurve für alle Pixel (zumindest ohne Randpixel) denselben Mittelwert. Durch die Variationen entsteht allerdings eine Normalverteilung beim Auftragen aller Mittelwerte. Die Streuung stellt ein Maß der Dispersion der *Thresholds* dar. Für den MuPix10 ist durch Tuning mit Injektion diese Dispersion erheblich reduziert worden [22].

Im Folgenden soll die Linearität und der mögliche Bereich des Tunings für den MuPix11 untersucht werden. Dabei wird allerdings nicht mit Injektionen gearbeitet, sondern mit einer Fe55-Quelle. Die monochromatische Strahlung von Eisen und die damit einhergehende einheitliche Pulsgröße resultiert in ähnlichem Verhalten beim Erhöhen des Abstandes zwischen *Baseline* und *Threshold* wie bei Injektion. Zur Analyse von S-Kurven für radioaktive Quellen ist sehr nützliche Software entwickelt worden, die u. a. in der MuPix-Architektur eingesetzt werden kann [23] [24]. Die Verwendung von Eisen hat mehrere Vorteile gegenüber der Injektion. Zuerst ist die Messung bedeutend schneller, da Daten aus der gesamten Matrix genommen werden können. Bei Injektionen können maximal 400 Pixel gleichzeitig verwendet werden, da sich die Kapazität

4 Messergebnisse

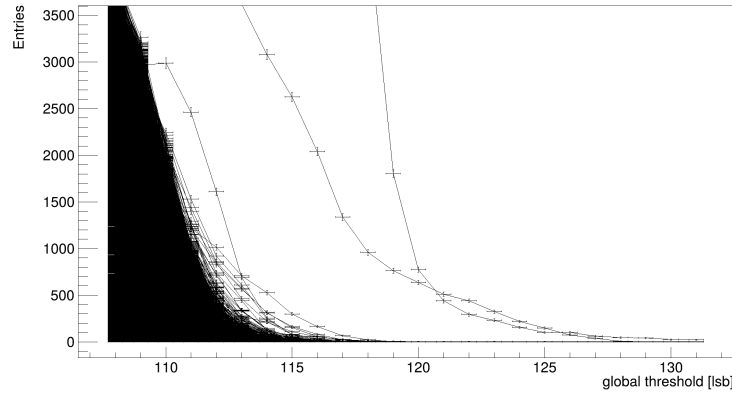


Abbildung 4.15: Die vom Fitprogramm aufgrund der nur unzureichend aufgenommenen S-Kurven abgelehnten Daten für TDAC=7.

der verschiedenen Pixeln addiert. Bei noch höherer Anzahl entstehen so unerwünscht hohe Zeitkonstanten für Auf- und Entladung. Eine Messung der Matrix müsste sich also aus 160 Einzelmessungen zusammensetzen. Außerdem entkoppelt man die Messung von den individuellen Werten der einzelnen Injektionskapazitäten in jedem Pixel, die ebenfalls leicht variieren können. Zuletzt können aus den Daten leicht noch andere Informationen gewonnen werden, zum Beispiel zu räumlichen Effekten auf der Pixelmatrix, zu *charge sharing* oder Randpixeln. Da eine solche Analyse für den Mupix11 noch nie in Angriff genommen wurde, soll es primär um einen Machbarkeitsnachweis gehen.

Für die Messung wurde die Standardkonfiguration dieser Arbeit mit den Abweichungen $VPDAC = 0xA$, $VPVCO = 0xC$ und $VNVCO = 0xD$ verwendet. Pro *Threshold* wurde 90 s gemessen. Die Versorgungsspannung betrug 1,9 V, die Hochspannung -40 V. Schon beim Aufnahmeprozess der Daten wurde klar, dass die Tuningstärke zwischen den Pixeln erheblich variierte. So hatte man Schwierigkeiten, bei niedrigeren *Thresholds* eine stabile Konfiguration für den Sensor zu erhalten. Stattdessen bekam man unter einem bestimmten Wert 8 Bit/10 Bit-Fehler, da manche Pixel schwächer getuned und damit viel aktiver waren als der Rest der Matrix. Dementsprechend konnte für höhere TDAC-Stufen für viele Pixel nicht die gesamte S-Kurve aufgenommen werden, da nicht zu den erforderlichen niedrigen *Thresholds* gegangen werden konnte (s. Abb. 4.15).

Trotzdem gelang es für alle TDAC-Stufen die Daten nach einer Bereinigung erfolgreich zu fitten. Die Superposition aller S-Kurven einer TDAC-Stufe kann in Abb. 4.16 betrachtet werden. Man erkennt die starke Konzentration der Kurven im Bereich des Anstiegs, die dann im Plateau allerdings weiter auseinander laufen. Dies ist auf *charge sharing* zurückzuführen. Der Fit nimmt zwar *charge sharing* mit in sein Modell auf, kann allerdings insbesondere das Verhalten der Randpixel noch nicht optimal abbilden, weshalb dort eine stärkere konstante Steigung im Endteil vorliegt.

4 Messergebnisse

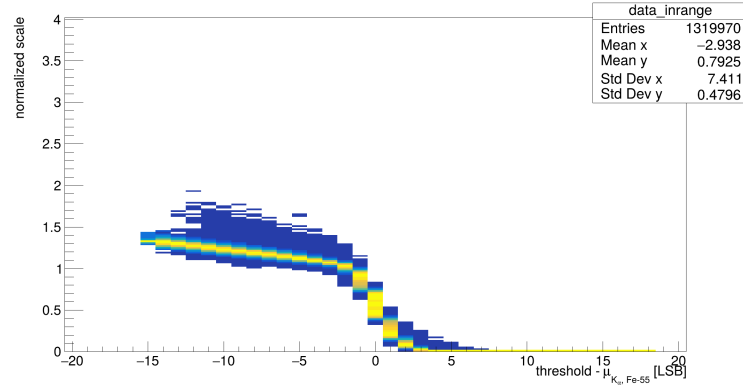


Abbildung 4.16: Superposition aller S-Kurven des Chips, TDAC=3.

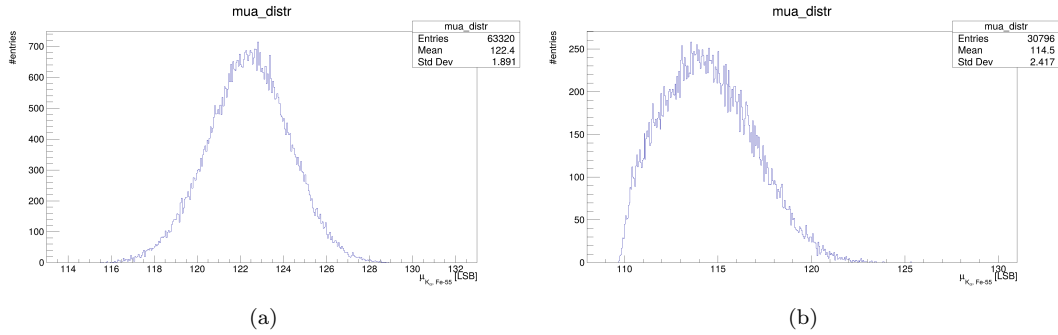


Abbildung 4.17: Histogramm von μ_α mit (a) TDAC=2 und (b) TDAC=7. In (b) ist deutlich die Asymmetrie der Verteilung zu erkennen.

4.6.1 Histogramme der Mittelwerte

Die Mittelwerte der S-Kurven werden mit μ_α (für die K_α -Linie von Eisen) bezeichnet. Für jede TDAC-Stufe kann die Verteilung der μ_α mit einem Histogramm dargestellt werden. Durch die verschiedenen Tuningstärken entspricht diese Verteilung einer Gauß-Kurve. Je weiter man dabei tuned, desto höher wird die Standardabweichung der Kurve. Erreicht man jedoch TDAC 6 und 7, so spiegeln sich die Probleme mit 8 Bit/10 Bit-Fehlern in den Histogrammen wider. Die linke Seite der Gauß-Verteilung enthält dann weniger Werte als erwartet, da der *Threshold* nicht weit genug gesenkt werden konnte, gut zu erkennen in Abb. 4.17b.

Sehr ungewöhnlich sieht allerdings das Histogramm von TDAC-Stufe 6 aus. In Abb. 4.18 ist ein kleiner sekundärer Peak auf der linken Seite der Verteilung zu erkennen. Warum es dazu kam, ist nicht genau geklärt. Allerdings fiel im Rahmen des Filterns der Daten eine γ -Verteilung auf, deren Peak sich sehr nah am Noisepeak bei Null befand. Die γ -Verteilung beschreibt dabei den Anteil an Hits, der nicht die gesamte Ladung sammelt, egal ob durch *charge sharing* oder Diffusion. Es ist möglich den sekundären Peak aus den Daten herauszufiltern, allerdings verliert man dabei eine

4 Messergebnisse

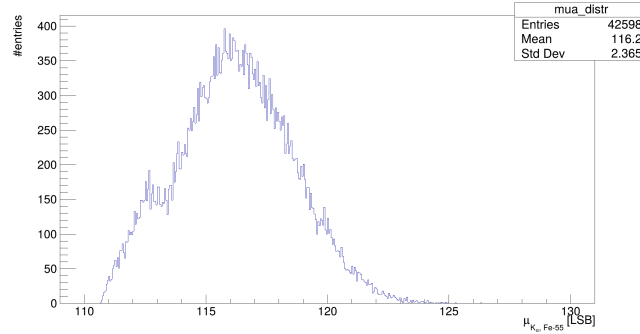


Abbildung 4.18: Histogramm für TDAC=6. Der Peak auf der linken Flanke der Gauß-Verteilung ist deutlich zu erkennen.

erhebliche Menge der Daten, sodass im Folgenden darauf verzichtet wurde.

4.6.2 Räumliche Abhängigkeit

Die Verteilung von μ_α über die Pixelmatrix bestätigt das in Abschnitt 4.3 gefundene Delaymuster. Abb. 4.19 zeigt die Abhängigkeit von der Reihennummer, die fünf klare Sektoren erkennen lässt. Die Grenzen lassen sich wie in Tab. 4.2 bestimmen. Es muss beachtet werden, dass diese zwischen geraden und ungeraden Reihen leicht abweichen können. Auch hier ist der sechste Sektor des Chips nicht zu erkennen. Da die Messung sowohl eine höhere Statistik als auch eine genauere Auflösung bezüglich der Pixelmatrix im Vergleich zum Injektionsscan aufweist, ist sie dem vorherigen Vorschlag vorzuziehen. Der Grund dafür, dass μ_α die Sektoren abbildet, lässt sich in der Signalreduktion finden. Längere Signalleitungen bedeuten größere Kapazitäten und damit auch eine stärkere Signalreduktion, die entsprechend die S-Kurven zu niedrigeren *Thresholds* verschiebt.

Sektor	Reihennummer
1	0 - 40
2	41 - 82
3	83 - 124
4	125 - 165 / 126 - 168
5	167 - 249 / 170 - 248

Tabelle 4.2: Sektoren des Chips aufgrund der Verteilung von μ_α . Falls abweichend, links ungerade und rechts gerade Reihennummern.

4 Messergebnisse

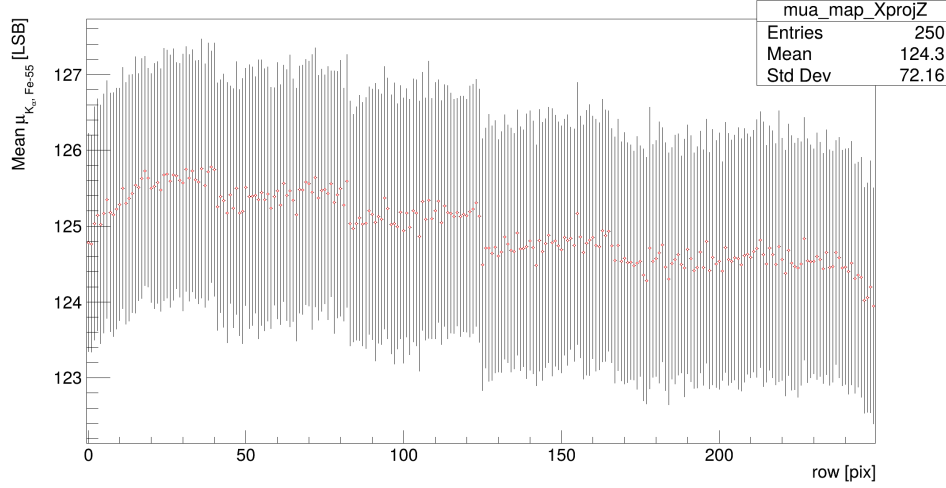


Abbildung 4.19: Abhängigkeit von μ_α von der Reihenummer für TDAC=0. Aufgetragen sind jeweils Durchschnittswerte mit entsprechenden Fehlern aus dem Fit.

4.6.3 Linearität des Tunings

Um die Linearität des Tunings zu testen, wurde μ_α für die verschiedenen TDAC-Stufen gefittet. Für jeden Pixel wurden die entsprechenden gefilterten μ_α verwendet. Dies führt dazu, dass ein Teil der Pixel nicht die vollen acht Datenpunkte aufwies, das Histogramm der Freiheitsgrade ist in Abb. 4.20 zu sehen. Messwerte und y-Fehler sind dem Programm Scurve entnommen. Der x-Fehler für die TDAC-Werte ist ein konstanter Digitalisierungsfehler. Da keine Aussagen über die Verteilung innerhalb des Bins gemacht werden können, ist als konservativste Schätzung eine Gleichverteilung angenommen worden. Der daraus resultierende Fehler errechnet sich zu:

$$x_{err} = \frac{\text{Breite des Bins}}{\sqrt{12}} = \frac{1}{\sqrt{12}}. \quad (4.1)$$

Unmittelbar nach dem Fitten fiel auf, dass innerhalb der einzelnen Pixel erhebliche Nichtlinearitäten im Tuningprozess vorlagen. Während die ersten sechs Messwerte oft einen guten linearen Zusammenhang zeigten, war das Tuning von TDAC 5 auf 6 und 6 auf 7 erheblich stärker als zuvor. Falls aufgrund des Datenfilters nicht für alle TDAC-Stufen Werte zur Verfügung standen, war trotzdem oft der letzte Schritt am stärksten. Zwei Beispiele dafür sind in Abb. 4.21 und 4.22 zu sehen.

Die Fitparameter für alle Pixel sind in den Histogrammen 4.23a und 4.23b abgebildet. Steigung und y-Achsenabschnitt besitzen die Mittelwerte $-1,725$ und $125,717$, μ_α nimmt also pro TDAC-Stufe durchschnittlich um $1,725$ Threshold-DAC-Werte ab. Die Werte sind dabei normalverteilt, was die Qualität des linearen Fits untermauert. Die χ^2_{red} -Verteilung sieht allerdings mit einem Mittelwert von $1,614$ weniger vielversprechend aus (Abb. 4.23c). Anstatt einen Peak beim Mittelwert der Verteilung zu

4 Messergebnisse

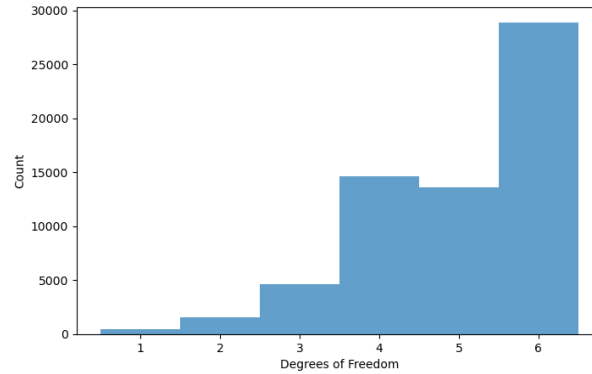


Abbildung 4.20: Histogramm der Freiheitsgrade des linearen Fits.

haben, sind die Werte auf einen größeren Peak links und einen kleineren rechts der 1 aufgeteilt. Um die Qualität des Fits weiter zu untersuchen, ist deshalb eine globale Pull-Verteilung aller Messwerte berechnet worden. Das Ergebnis ist in Abb. 4.24 zu sehen. Mittelwert und Standardabweichung sind mit 0 und 1,12 eine weitere Unterstützung des linearen Fits. Allerdings weist das Histogramm bei ca. $-1,9$ einen zweiten Peak auf, der bei einer guten Eignung des Modells nicht existieren sollte. Dieser Peak kommt vermutlich von den konstant negativen Abweichungen der letzten beiden Messpunkte, die eben nicht dieselbe Steigung wie der Rest der Werte aufweisen.

Da die Pullverteilung Zweifel bezüglich des linearen Fits aufgeworfen hatte, sind alle Daten nochmals mit einem exponentiellen Modell gefittet worden. Das resultierende Histogramm für χ_{red}^2 zeigt eine deutlich bessere Form, allerdings ist der Mittelwert mit 0,291 viel zu gering (s. Abb. 4.25b). Dies kann entweder eine Überschätzung der Fehler oder *overfitting* widerspiegeln. Dazu ist der in Abb. 4.25a zu sehende Vorfaktor des Exponenten mit 0,147 sehr klein. Bei so einem kleinen Koeffizienten kann leicht auch lineares Verhalten mit der Exponentialfunktion gefittet werden, da deren Krümmung verschwindend gering ist. Dies führt zu der Tatsache, dass der exponentielle Fit im Wesentlichen nur ein kleineres χ_{red}^2 besitzt, da der lineare Fall durch den extrem geringen Faktor im Exponenten enthalten ist. So können sowohl lineare als auch exponentielle Kurven berücksichtigt werden. Aus diesen Gründen ist sich trotz der Nichtlinearitäten für das lineare und gegen das exponentielle Modell entschieden worden. Es ist wichtig, dass die Tuningstärke bei den letzten Tuningstufen zunimmt, jedoch ist sie vorher bis zu einem gewissen TDAC-Wert konstant und kompliziertere Unregelmäßigkeiten wie in Abb. 4.21 können auch durch exponentielle Modelle nicht erklärt werden.

4 Messergebnisse

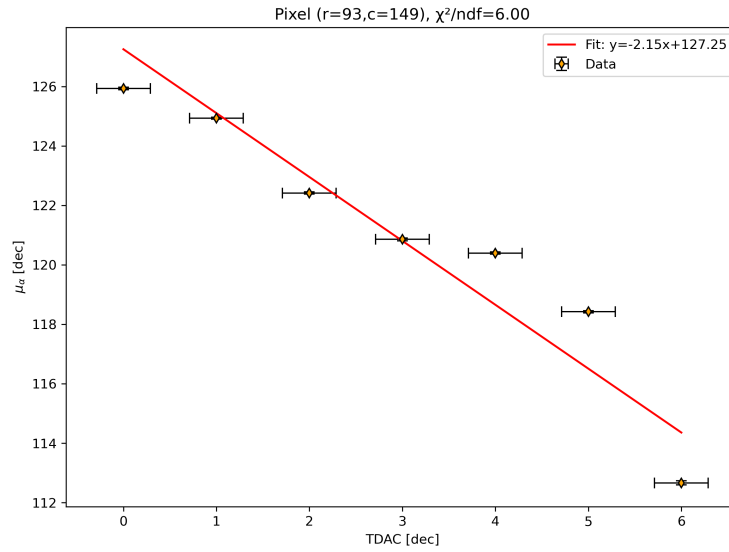


Abbildung 4.21: Beispielfit von μ_α mit $\chi_{red}^2 = 6$.

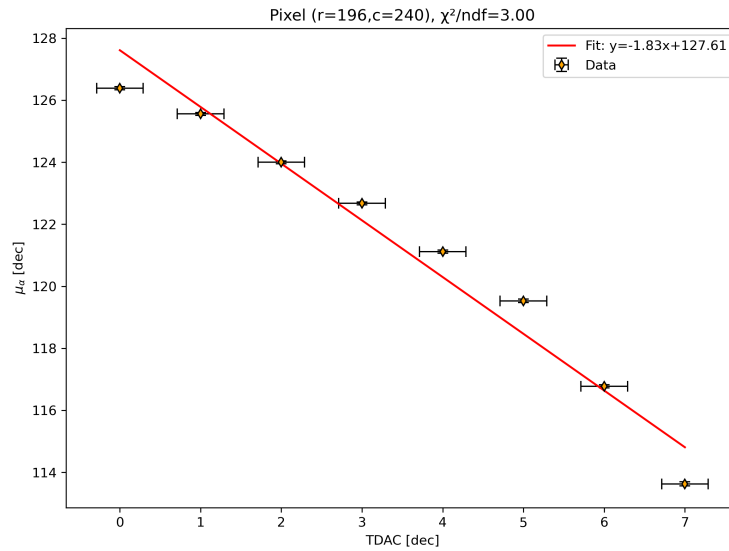


Abbildung 4.22: Beispielfit von μ_α mit $\chi_{red}^2 = 3$

4 Messergebnisse

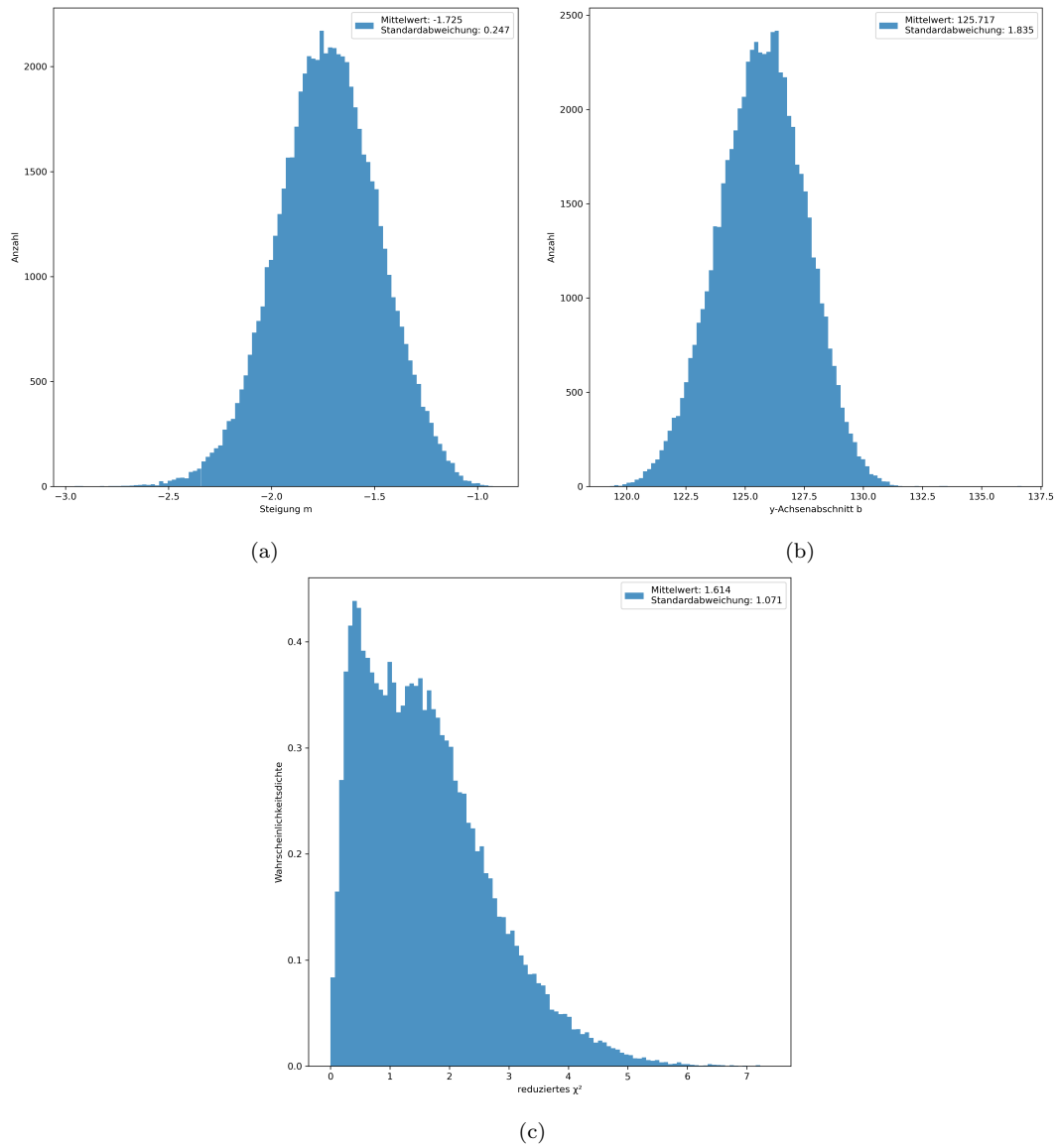


Abbildung 4.23: Histogramm von (a) Steigung, (b) y-Achsenabschnitt und (c) χ^2_{red} des linearen Fits.

4 Messergebnisse

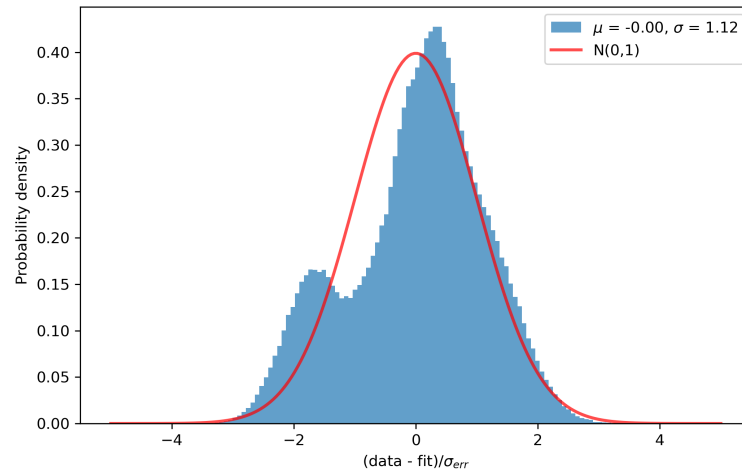


Abbildung 4.24: Pullverteilung des linearen Fits, als Vergleich das Optimum in Rot eingezeichnet.

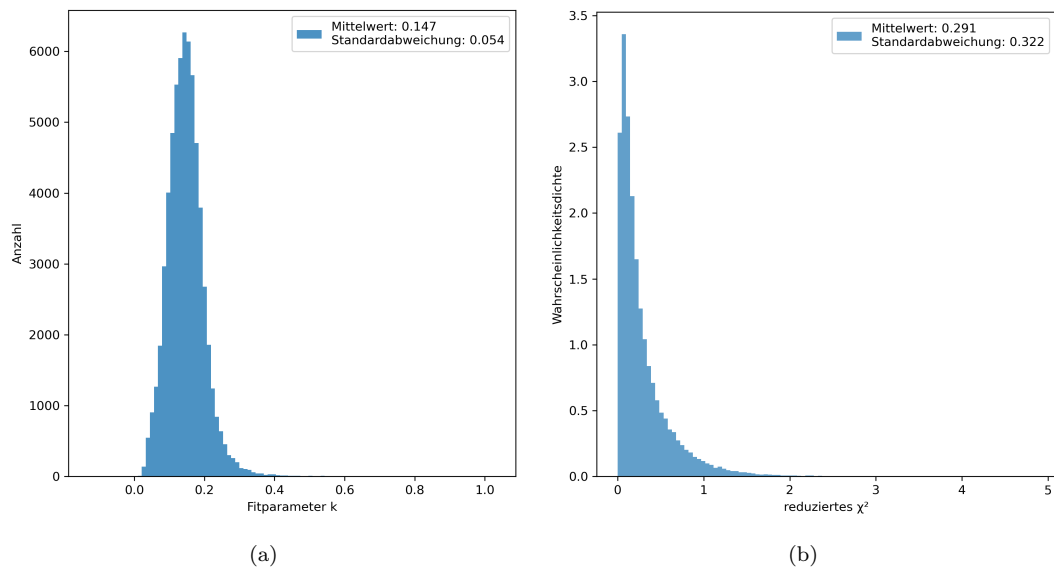


Abbildung 4.25: Histogramm von (a) k und (b) χ^2_{red} des exponentiellen Fitmodells $A \cdot e^{kx} + C$.

4 Messergebnisse

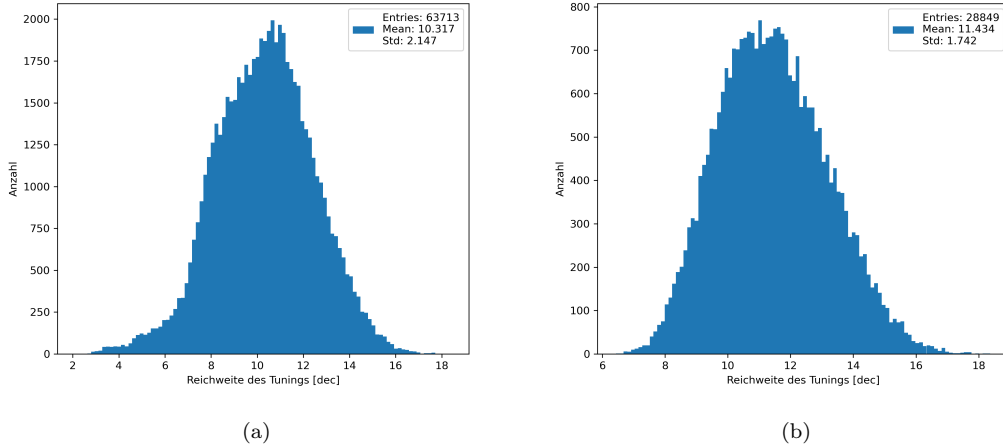


Abbildung 4.26: Histogramm der Tuningreichweite, (a) alle Pixel und (b) Pixel mit 8 Datenpunkten.

4.6.4 Reichweite des Tunings

Wie schon vorher angerissen, ist VPDAC ein Maß für die Reichweite des Tunings und betrug $0xA$. Nach Auslesen der μ_α lässt sich dieser DAC-Wert in eine Tuningreichweite umrechnen. Das Problem hierbei ist die unterschiedliche Anzahl an Datenpunkten pro Pixel, die durch das Fitting und das Bereinigen der Daten entstanden ist. Für einige Pixel liegen für die letzten TDAC-Stufen keine Werte vor. Diese Ungleichheiten verfälschen entsprechend das Ergebnis. Nur Pixel zu betrachten, die die volle Anzahl an Datenpunkten aufweisen, ist auch keine optimale Lösung, da dort nur Pixel mit einer schwachen bis normalen Tuningstärke enthalten sind. Nichtsdestotrotz ist es die beste verfügbare Option und liefert eine untere Schranke für zukünftige Messungen. Folgt man diesem Ansatz, so erhält man einen Mittelwert von 11,434 (s. Abb. 4.26b). Ein Tuning mit $VPDAC=0xA$ eröffnet also die Möglichkeit μ_α abhängig von der TDAC-Stufe um bis zu 11,434 DAC-Werte zu verschieben.

4.6.5 Reduktion der Thresholddispersion

Die Messung wurde allerdings nicht nur durchgeführt, um die Linearität des Tunings zu testen, sondern auch um in der Praxis eine möglichst uniforme Antwort des Chips zu erhalten. Das Ziel war dementsprechend, die Dispersion der *Thresholds* möglichst zu reduzieren. Dafür ist ein Algorithmus verwendet worden, der alle μ_α einliest und zwischen Minimum und Maximum ein Gitter aus möglichen Zielwerten erstellt. In einer Schleife wird für jeden Zielwert von jedem Pixel der am wenigsten abweichende Wert aus den acht TDAC-Stufen herausgesucht und gespeichert. Anschließend wird die globale Standardabweichung der so erstellten Verteilung für jeden Zielwert errechnet. Falls diese Standardabweichung kleiner als das bisherige Minimum ist, so wird

4 Messergebnisse

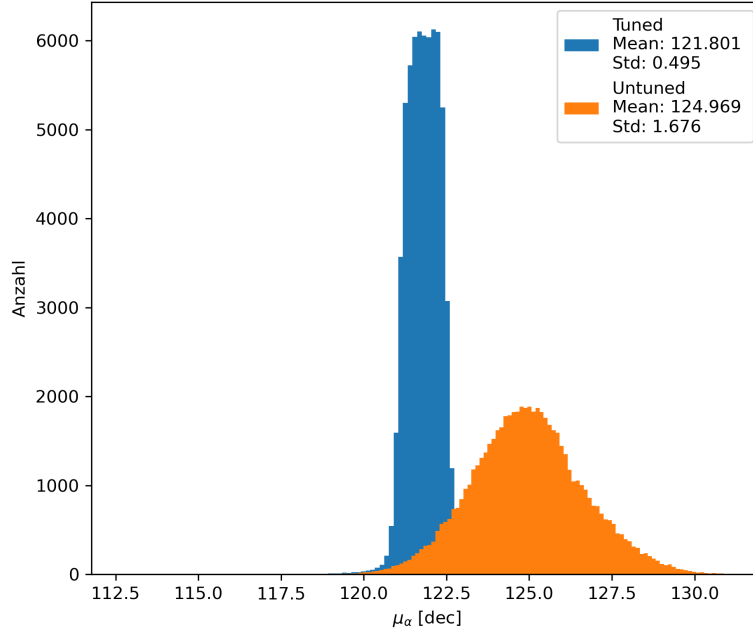


Abbildung 4.27: Verteilung der μ_α vor und nach dem Tuning im Vergleich.

der aktuelle Wert als neuer bester Zielwert festgelegt. Nachdem man alle Zielwerte durchlaufen hat, erhält man entsprechend den Zielwert, bei dem die zugeordneten Messwerte die kleinste Standardabweichung aufweisen.

Gleichsam können andere Kriterien außer der Standardabweichung im Algorithmus Anwendung finden. Um stabiler gegen Ausreißer zu sein, ist in die Optimierung noch die durchschnittliche absolute Abweichung vom Mittelwert (*MAD*) eingeflossen und folgende Formel als Kriterium benutzt worden:

$$Score = \alpha \cdot \sigma_{global} + \beta \cdot \frac{1}{N} \sum |x_i - \mu_x|, \quad (4.2)$$

in der x_i die einzelnen μ_α -Werte darstellt, μ_x deren Mittelwert und N deren Anzahl. α und β sind einstellbare Gewichte, die die Stärke der beiden Kriterien verschieben können.

Nach Durchführung des Programms mit $\alpha = 1$ und $\beta = 0,5$ erhält man die in Abb. 4.27 aufgeführte Verteilung. In Blau sind die getunten Werte für μ_α zu sehen, in Orange die ungetunten Werte (VPDAC = 0xA, TDAC = 0). Die Standardabweichung hat sich durch das Tuning gedrittelt, sodass die Prozedur als Erfolg angesehen werden kann. Selbstverständlich ist μ_α und damit die Sensitivität des Sensors kleiner geworden, da nur in diese Richtung getuned werden kann. Eine Aufschlüsselung in die einzelnen TDAC-Stufen ist in Abb. 4.28 aufgeführt. Wie zu erwarten war, werden Stufe 2

4 Messergebnisse

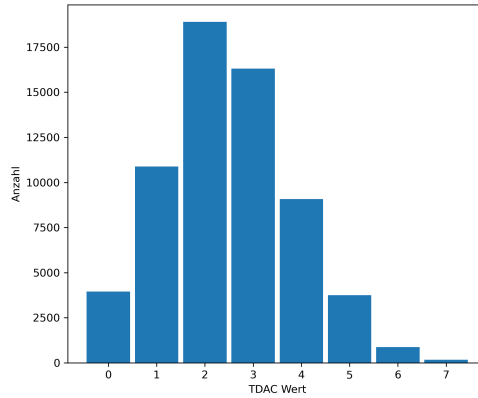


Abbildung 4.28: Häufigkeiten der gewählten TDAC-Stufen.

und 3 am häufigsten gewählt, aber für sehr empfindliche Pixel sind sogar Werte mit TDAC=7 verwendet worden. Für 71 Pixel konnte kein TDAC-Wert gefunden werden, da nach dem Bereinigen der Daten keine Werte mehr für sie vorlagen. Abschließend sieht die räumliche Verteilung sehr ähnlich zu Abb. 4.19 aus. Die Pixel mit niedrigem Reihenindex müssen demnach am meisten getuned werden, die Pixel des letzten Sektors aufgrund der Signalreduktion am wenigsten (s. Abb. 4.29).

Zur Prüfung der Berechnungen wurde die obige TDAC-Konfiguration in ein Tuning-file geschrieben. Pixel ohne einen TDAC-Wert wurden dabei maskiert. Anschließend erfolgte die Aufnahme einer S-Kurve ohne und einer S-Kurve mit Tuning. Die Daten wurden wie zuvor mit der Software PCDF und Scurve gefittet und bereinigt. Das Ergebnis in Abb. 4.30 bestätigt den Erfolg des Tunings. Bei der getunten S-Kurve konnte das Programm für 208 Pixel keine Kurve fitten, 71 dieser Pixel waren im Vorhinein schon maskiert worden. Die Bereinigung der Daten sortierte weitere 755 Pixel aus, sodass μ_α insgesamt für 63 037 Pixel erfolgreich ermittelt werden konnte. Damit funktionierte das Tuning für 98,495 % der Pixel. Der gewichtete Mittelwert 121,824 liegt nur minimal über dem errechneten Zielwert von 121,801, was auf die Bereinigung der Daten und das Miteinbeziehen der Fehler zurückzuführen sein könnte. Die Standardabweichung drittelte sich in etwa von 1,644 auf 0,487 und liegt sogar leicht unter dem zuvor errechneten Wert sowie unter einem halben Bin. Das Ergebnis zeigt folglich, dass die Aufnahme von S-Kurven mit Eisen-55 ein adäquates Mittel darstellt, um schnell ein genaues Tuning zu erarbeiten, das auf eine einheitliche Signalantwort abzielt.

4 Messergebnisse

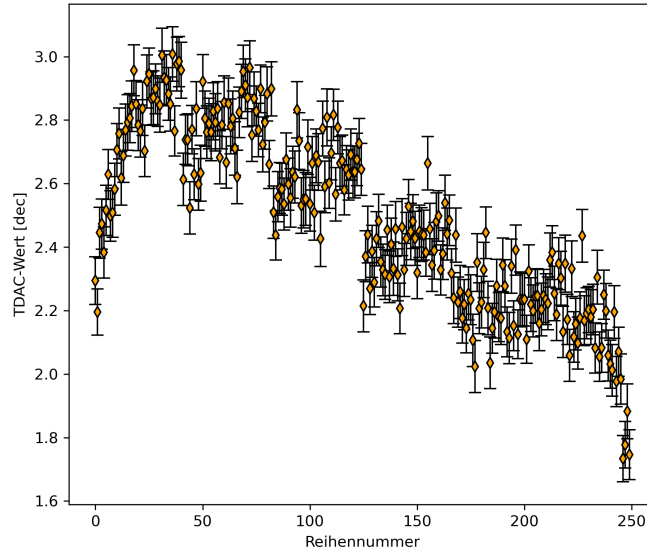


Abbildung 4.29: TDAC-Stufe abhängig von der Reihennummer. Aufgetragen sind Mittelwerte mit Standardfehler.

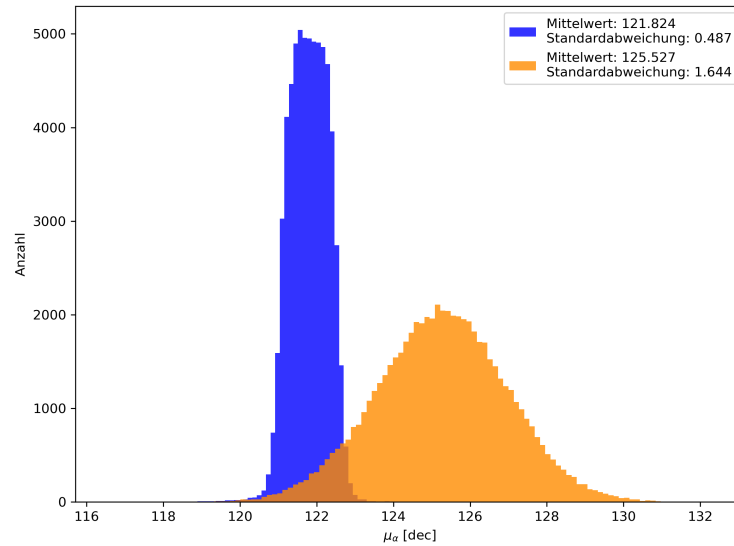


Abbildung 4.30: Histogramm der μ_α mit dem erarbeiteten Tuningfile in Blau und TDAC=0 in Orange. Mittelwerte und Standardabweichungen sind mit den Fitfehlern gewichtet worden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein funktionsfähiges Setup zur Charakterisierung von HV-MAPS aufgebaut, das zukünftig mit moderaten Anpassungen zum Testen des P2Pix verwendet werden kann. Dies ist besonders wichtig, da dadurch unerwartetes Verhalten des P2Pix eindeutig dem Chip selbst zugeordnet werden kann und nicht auf mögliche Mängel im Setup zurückzuführen ist.

Anschließend begannen diverse Untersuchungen zum MuPix11. Als erstes wurde eine grobe Eichung der Injektion vorgenommen, die im Rahmen der Thesis als Vergleich dienen kann. Es folgte die Vermessung des Regulators, der für die Stromversorgung des ladungssensitiven Verstärkers zuständig ist. Die Spannung verhielt sich linear und die Messdaten entsprachen exzellent den Erwartungen.

Als nächstes erfolgte ein *Delay*- und ToT-Scan der Pixelmatrix mit einer Injektion von 0,6 V. Im Laufe der Auswertung konnte sowohl der spaltenabhängige *Delay* der Injektionsleitungen als auch der durch das Leitungsschema verursachte reihenabhängige *Delay* nachgewiesen werden. Der reihenabhängige *Delay* der Injektion konnte aufgrund eines fehlenden Szintillators nicht weiter untersucht werden. Das veränderte Leitungsschema des MuPix11 spiegelte sich in den Daten wider, auch wenn der sechste Sektor nicht verifiziert werden konnte. In zukünftigen Untersuchungen wäre es interessant darauf zu achten, ob die Existenz des Sektors durch *Delay*- oder alternative Messungen in den Daten belegt werden kann, besonders da er auch in Abschnitt 4.6 nicht sichtbar wurde.

Der ToT-Scan zeigte am deutlichsten die erhebliche Variation der ToT über die Pixelmatrix hinweg. Die Hypothese, dass Spannungsabfälle für die höhere ToT im oberen Teil der Pixelmatrix verantwortlich sind, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mit einem erneuten Scan mit erhöhter Versorgungsspannung bestätigt werden.

Die letzte Messung, die sich primär den Abhängigkeiten der Pixelmatrix widmete, war die Untersuchung der Timestamp-Bits. Die Abweichungen von 50 % sind vor allem für Bit 1, 3 und 4 signifikant. Eine Abhängigkeit von der Matrix liegt bei Bit 1 bis Bit 4 vor. Eine abschließende Erklärung für dieses Verhalten konnte nicht gefunden werden, jedoch immerhin für die signifikanteren Bits Unregelmäßigkeiten ausgeschlossen werden. Eine stark erhöhte Aktivität von einzelnen Pixeln begünstigt dabei die Abweichungen von Bit 3 und 4.

Die abschließende Messung beschäftigte sich mit S-Kurven des Sensors bei Bestrahlung mit einer Eisen-55 Quelle. Nach Auswertung der Daten mit der bereitgestellten Software konnte für alle TDAC-Stufen eine zufriedenstellende Menge an S-Kurven gefittet werden. Die Linearität wurde eingehend untersucht und unter dem Hinweis auf einige Nichtlinearitäten insgesamt bestätigt. Eine erste untere Schranke für

5 Zusammenfassung und Ausblick

die Reichweite des Tunings mit $VPDAC=0xA$ wurde erarbeitet. Zuletzt wurden den einzelnen Pixeln entsprechende TDAC-Werte zugeordnet, welche die Dispersion des *Thresholds* deutlich reduzieren und demnach eine einheitlichere Sensitivität des Sensors ermöglichen. Eine Erprobung des Tunings bestätigte dessen Funktionalität ohne weitere Einschränkungen. Die Verwendung von S-Kurven kann damit zukünftig als nützliches Werkzeug für das Signaltuning des Sensors angesehen werden.

Ein wichtiger nächster Schritt im Tuningprozess wäre es, bei einer erneuten Messung sehr empfindliche Pixel zu tunen und anschließend mit dem Rest der Matrix den gleichen Scan des globalen *Thresholds* für verschiedene TDAC-Werte aufzunehmen. Dies würde es ermöglichen, den *Threshold* weit genug zu senken, sodass alle Pixel die gesamte S-Kurve durchlaufen und bisher unbekannte Daten liefern könnten. Eine Kombination der beiden Messungen würde aufgrund der Vollständigkeit entsprechend bessere Aussagen über Steigung und Reichweite des Tunings erlauben. Alternativ könnte man auch schon zwischen der Aufnahme der verschiedenen S-Kurven jeweils die besonders empfindlichen Pixel tunen, was ebenfalls bei höheren TDAC-Werten das Scannen niedrigerer *Thresholds* ermöglichen würde. Schlussendlich stellt sich die Frage, wie viele TDAC Messpunkte für ein zufriedenstellendes Signaltuning benötigt werden. Eine Reduzierung von Messpunkten würde den Tuningprozess erheblich beschleunigen und die Vorteile des Verfahrens weiter erhöhen.

6 Appendix

6.1 Tabellen und Abbildungen

6.1.1 Konfiguration des Sensors

DAC	Wert [hex]	DAC	Wert [hex]
BLResPix	0x6	VPVCO	1x6
VNPix	0xA	VNVCO	1x7
VNFBPix	0x5	VPDelDclMux	0xA
VNFollPix	0x5	VNDelDclMux	0xA
VPLoadPix	0x5	VPDelDcl	0xA
VNOutPix	0x8	VNDelDcl	0xA
VNDel	0xA	VPDelPreEmp	0xA
VPComp1	0x5	VnDelPreEmp	0xA
BLResDig	0x5	VPDcl	1xE
VPComp2	0x5	VNDcl	0xF
VPTimerDel	0xA	VNLVDS	0xF
VNTimerDel	0xA	VPPump	3xF
ref_Vss	Ax9	invert	0x1
Baseline	7x0	EnPLL	0x1
ThLow	7x5	ckdivend2	0xF
<i>ThHigh</i>	<i>7x7</i>	maxcycend	3xF
ThPix	7x7	EnSync_SC	0x1
BLPix	3xC	slowdownlDColEnd	0x7
		En2thre	0x1
		Aur_res_n	0x1
		Ser_res_n	0x1
		RO_res_n	0x1
		disable_HB	0x1
		BiasBlock_on	0x5
		<i>VNHB</i>	<i>1xE</i>
		<i>VPFoll</i>	<i>1xE</i>

Tabelle 6.1: Standardkonfiguration des Sensors in dieser Arbeit. Sie wird im System mit mp11.default_50um bezeichnet, Abweichungen sind kursiv geschrieben. DACs mit dem Wert 0 sind nicht aufgeführt. VNHB und VPFoll wurden für Messungen mit dem Oszilloskop von 0 auf den obigen Wert gesetzt.

6 Appendix

6.1.2 Bitscan der Timestamps

Bit	Wahrscheinlichkeit, 1 zu sein [%]
1	$50,926 \pm 0,015$
2	$50,025 \pm 0,017$
3	$48,967 \pm 0,038$
4	$50,293 \pm 0,021$
5	$50,013 \pm 0,008$
6	$49,962 \pm 0,008$
7	$49,968 \pm 0,008$
8	$49,945 \pm 0,008$
9	$49,961 \pm 0,008$
10	$49,967 \pm 0,007$
11	$49,975 \pm 0,008$

Tabelle 6.2: Durchschnittswahrscheinlichkeiten der Timestampbits mit jeweiligem statistischen Fehler. Alle Messwerte besitzen darüber hinaus noch einen systematischen Fehler von 0,028 %.

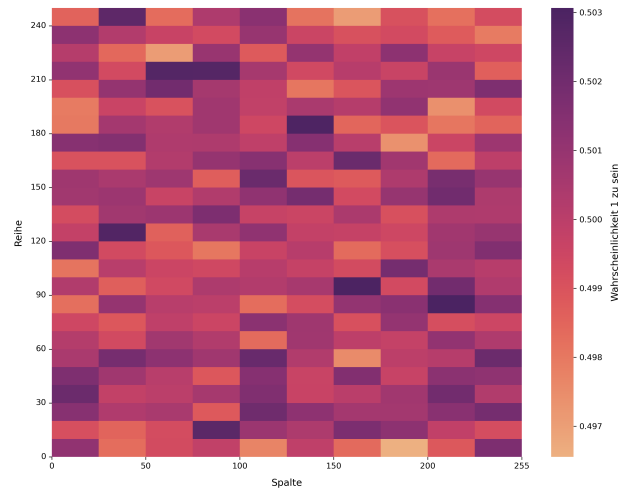


Abbildung 6.1: Heatmap für Bit 5.

6 Appendix

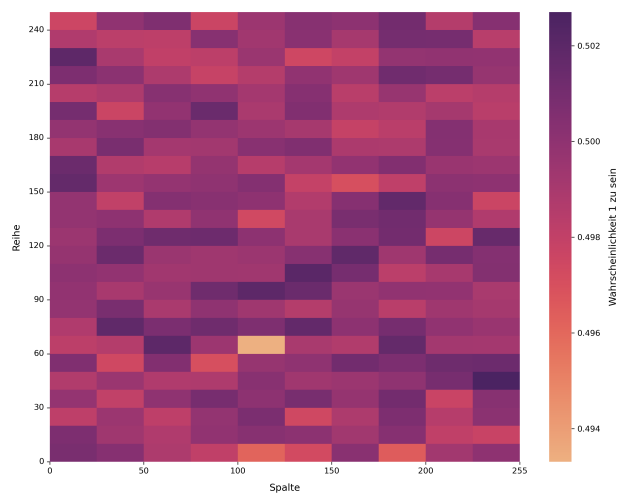


Abbildung 6.2: Heatmap für Bit 6.

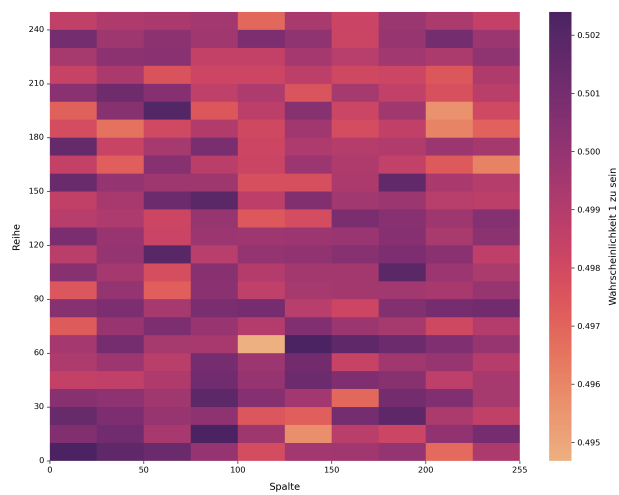


Abbildung 6.3: Heatmap für Bit 8.

6 Appendix

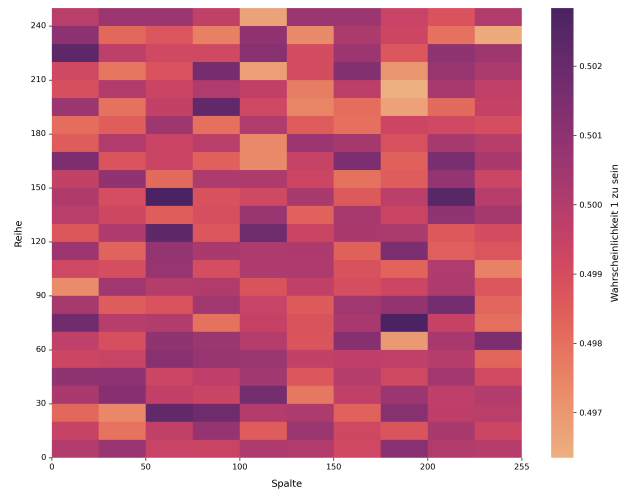


Abbildung 6.4: Heatmap für Bit 9.

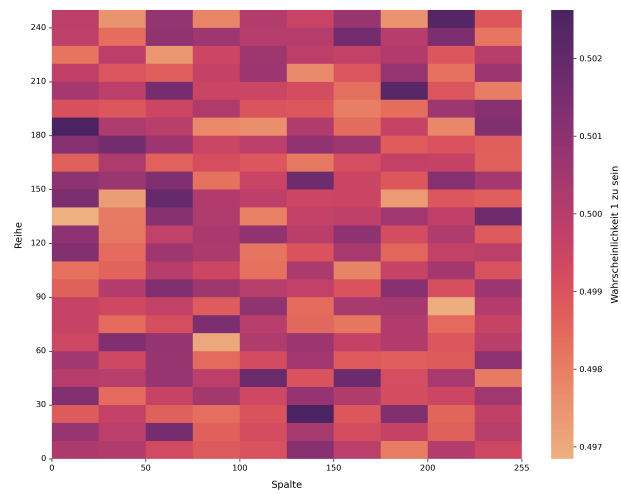


Abbildung 6.5: Heatmap für Bit 10.

6 Appendix

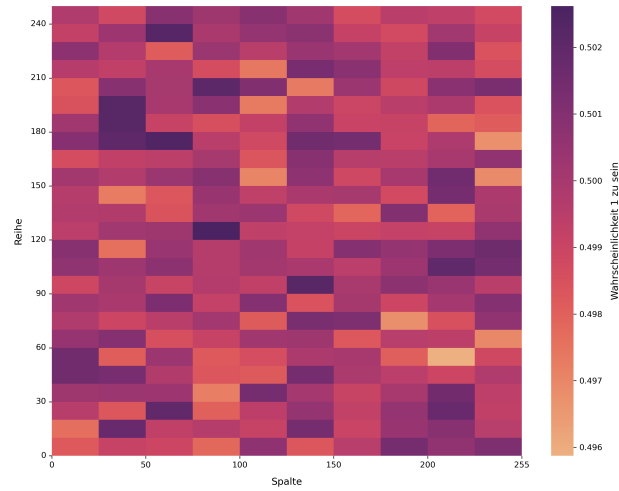


Abbildung 6.6: Heatmap für Bit 11.

6.1.3 Tuning und S-Kurven

Im Folgenden sind die restlichen S-Kurven und Histogramme dargestellt, die aufgrund von Platzgründen nicht in Abschnitt 4.6 aufgenommen wurden. Danach folgen in einem neuen Abschnitt noch Diagramme von einem $625\text{ }\mu\text{m}$ Sensor. Von ihm wurden als Kontrolle noch einige Daten aufgenommen, um sicherzustellen, dass die 8 Bit/10 Bit-Fehler keine Besonderheit des verwendeten Chips waren.

6.1.3.1 $100\text{ }\mu\text{m}$

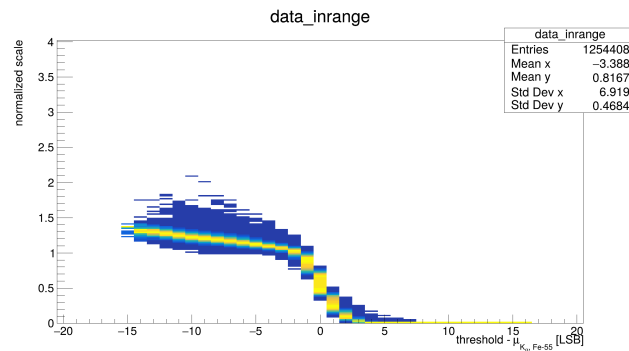


Abbildung 6.7: Superposition aller S-Kurven des Chips, TDAC=0.

6 Appendix

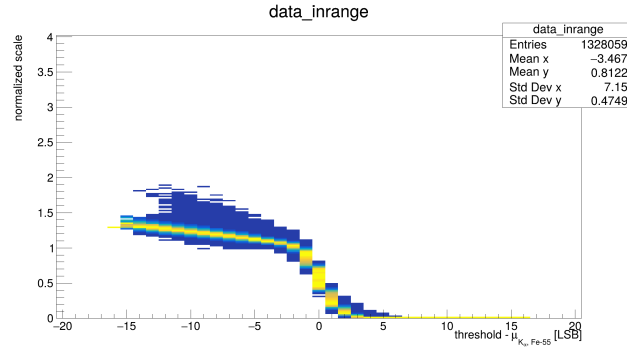


Abbildung 6.8: Superposition aller S-Kurven des Chips, TDAC=1.

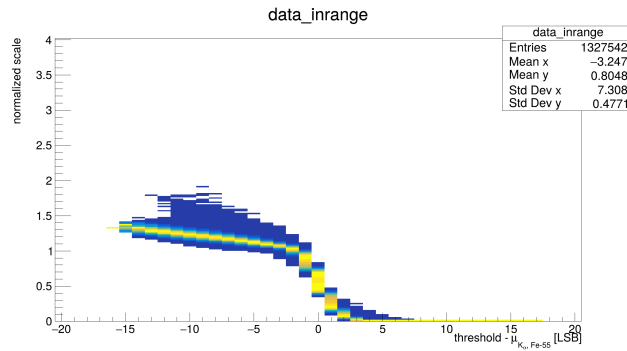


Abbildung 6.9: Superposition aller S-Kurven des Chips, TDAC=2.

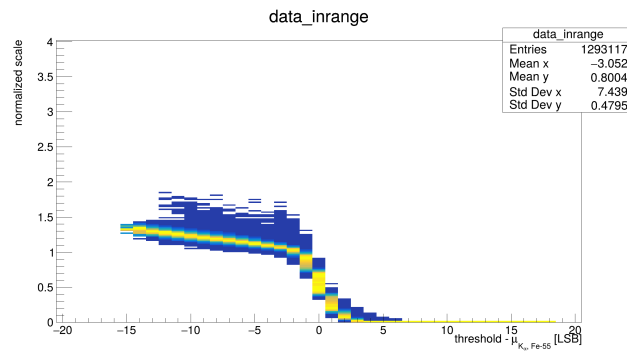


Abbildung 6.10: Superposition aller S-Kurven des Chips, TDAC=4.

6 Appendix

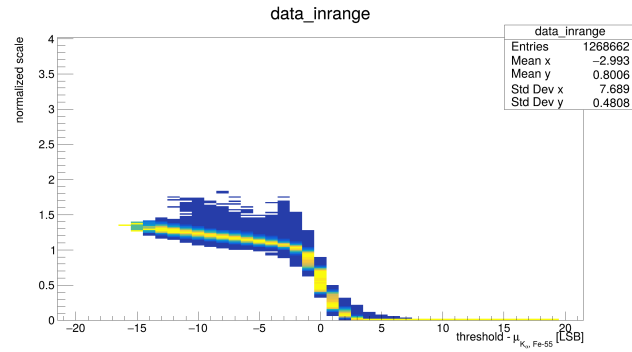


Abbildung 6.11: Superposition aller S-Kurven des Chips, TDAC=5.

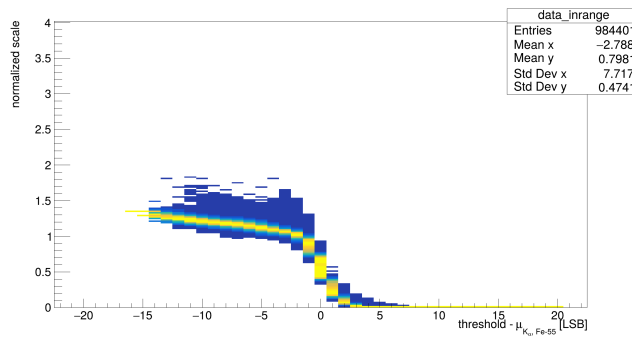


Abbildung 6.12: Superposition aller S-Kurven des Chips, TDAC=6.

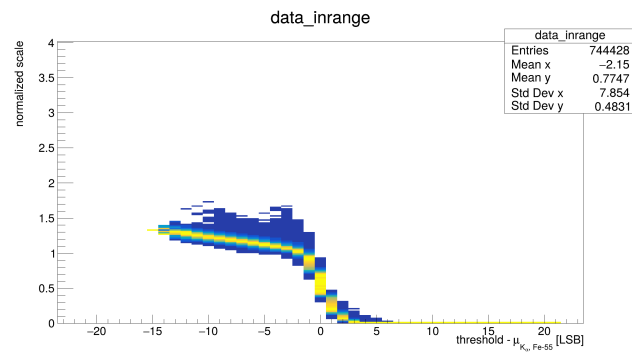


Abbildung 6.13: Superposition aller S-Kurven des Chips, TDAC=7.

6 Appendix

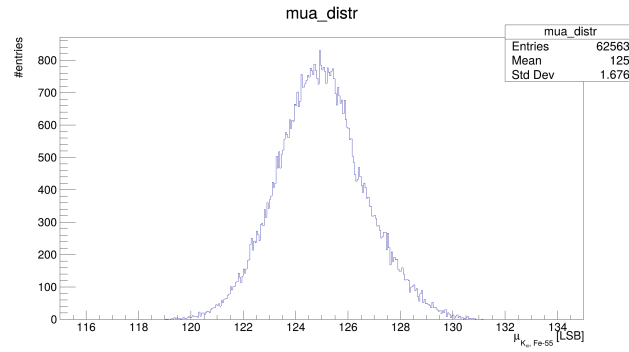


Abbildung 6.14: Histogramm von μ_α mit TDAC=0.

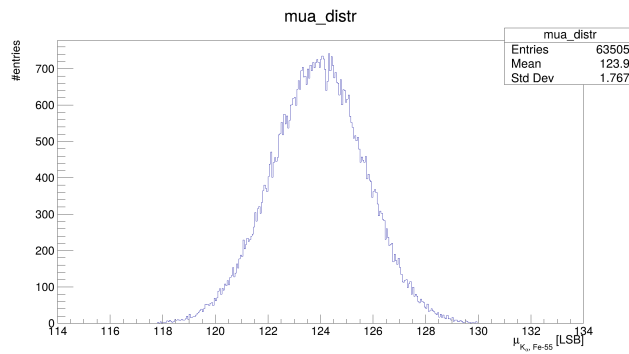


Abbildung 6.15: Histogramm von μ_α mit TDAC=1.

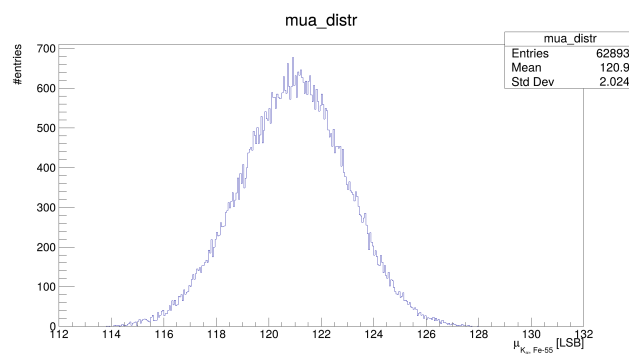


Abbildung 6.16: Histogramm von μ_α mit TDAC=3.

6 Appendix

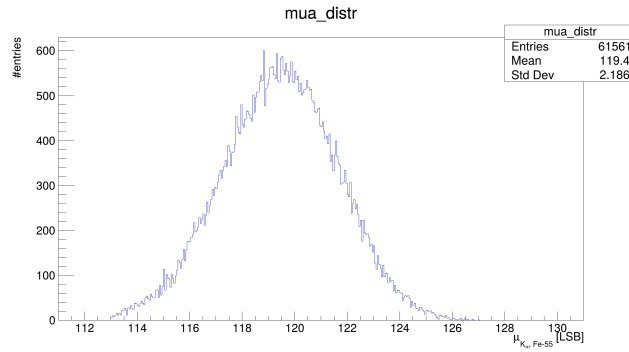


Abbildung 6.17: Histogramm von μ_α mit TDAC=4.

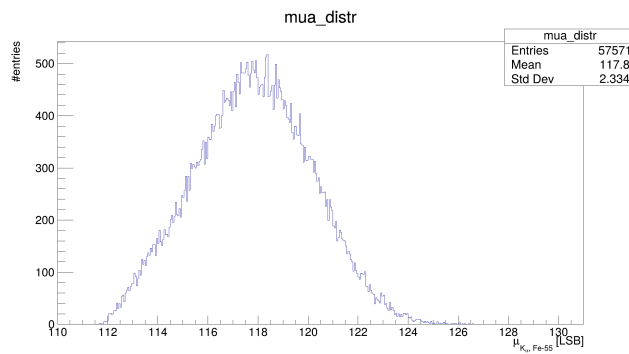


Abbildung 6.18: Histogramm von μ_α mit TDAC=5.

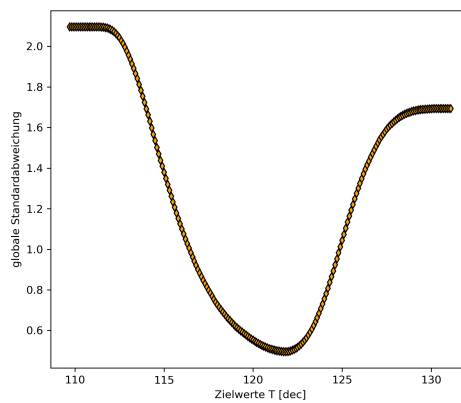


Abbildung 6.19: Um eine bessere Intuition für den Tuningalgorithmus zu erhalten, hier die Abhängigkeit der Standardabweichung vom ausgewählten Zielwert T. Man erkennt eine deutliche Senke in der Mitte der Verteilung, die ihr Minimum bei 121,801 DAC-Werten aufweist und damit die Funktionsweise des Algorithmus unterstreicht.

6 Appendix

6.1.3.2 625 μm

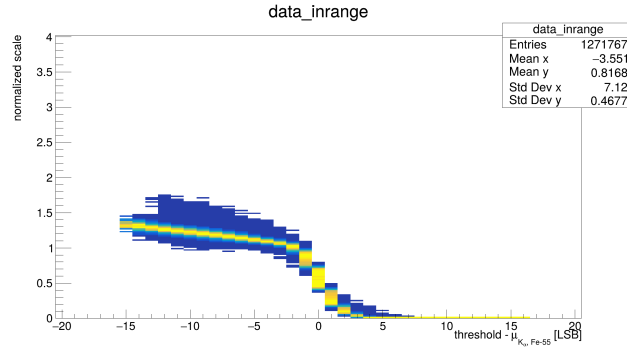


Abbildung 6.20: Superposition aller S-Kurven eines 625 μm Mupix11, TDAC=0.

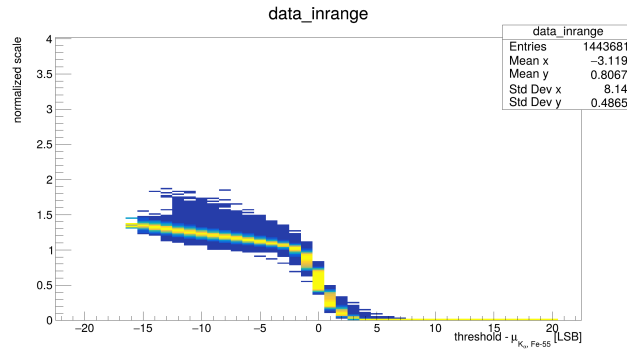


Abbildung 6.21: Superposition aller S-Kurven eines 625 μm Mupix11, TDAC=3.

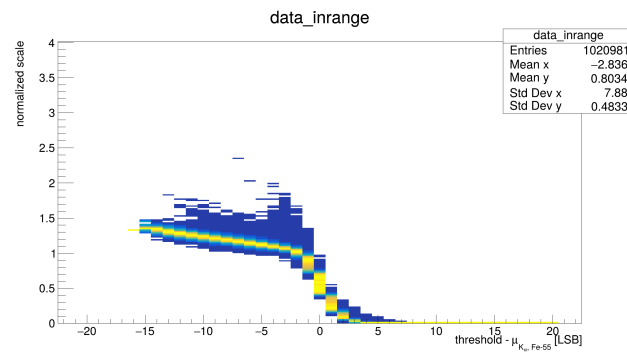


Abbildung 6.22: Superposition aller S-Kurven eines 625 μm Mupix11, TDAC=7.

6 Appendix

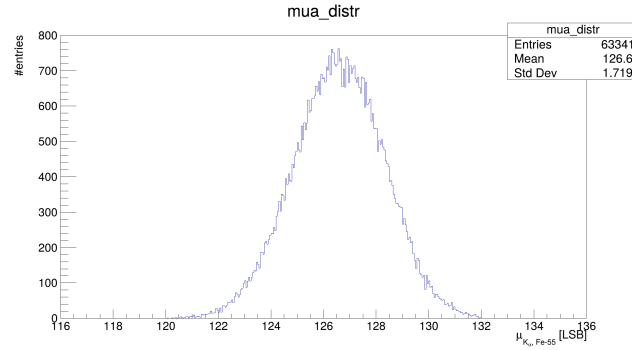


Abbildung 6.23: Histogramm von μ_α eines 625 μm Mupix11 mit TDAC=0.

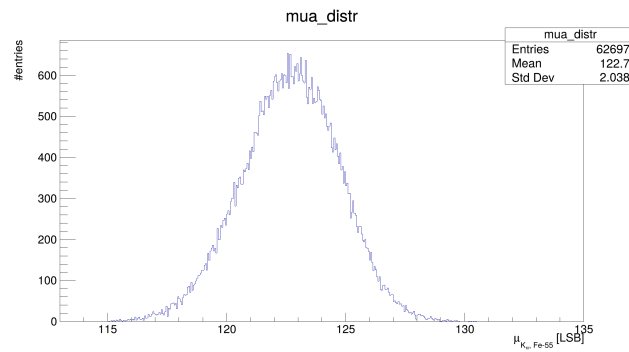


Abbildung 6.24: Histogramm von μ_α eines 625 μm Mupix11 mit TDAC=3.

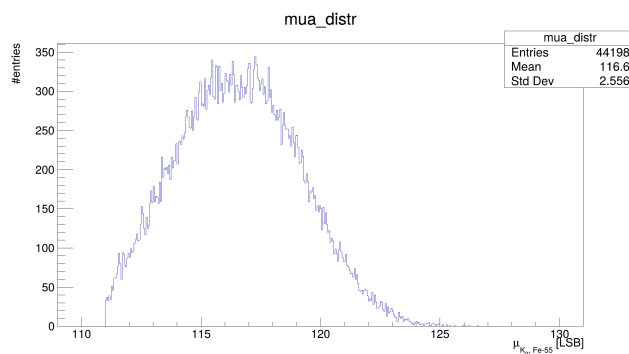


Abbildung 6.25: Histogramm von μ_α eines 625 μm Mupix11 mit TDAC=7.

Trotz der geringen Anzahl von drei Messpunkten wurde auch für diesen Chip ein linearer Fit durchgeführt. Dabei ist sehr interessant, dass trotz identischer Tuningstärke VPDAC=0xA die Steigung mehr als dreimal so groß ist wie beim 100 μm Chip. Da die Dicke für diese Art von Tuning mit Eisen keine Rolle spielen sollte, ist der Befund sehr erstaunlich und zeigt erhebliche Variationen des Tunings von Chip zu Chip.

6 Appendix

Eine grobe Studie des Stromverbrauches in Abhängigkeit von VPDAC zeigt keine so großen Asymmetrien, dass die abweichende Tuningstärke damit erklärt werden könnte (s. Abb. 6.29).

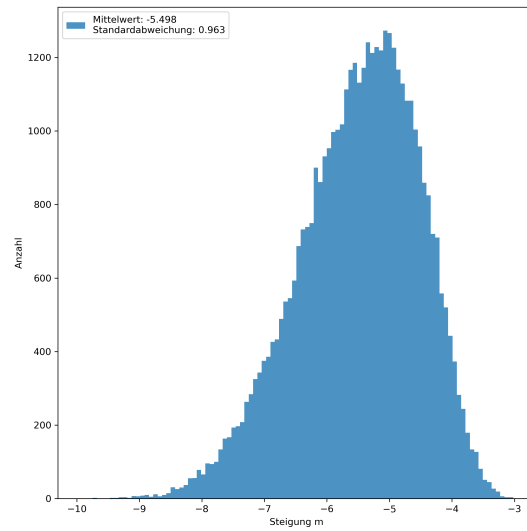


Abbildung 6.26: Histogramm der Steigung nach linearem Fit der Daten des 625 µm-Chips.

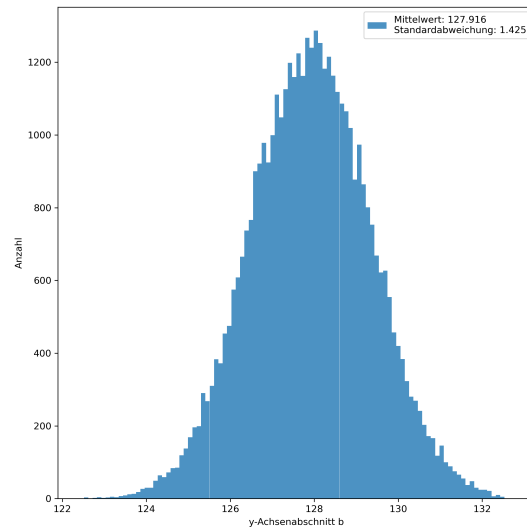


Abbildung 6.27: Histogramm des y-Achsenabschnitts nach linearem Fit der Daten des 625 µm-Chips.

6 Appendix

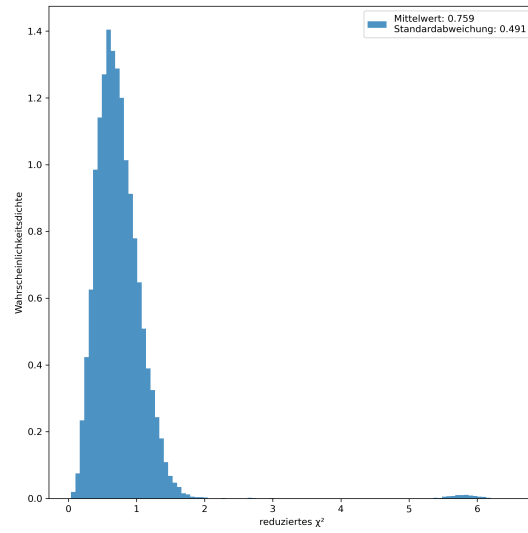


Abbildung 6.28: Histogramm des χ_{red}^2 nach linearem Fit der Daten des 625 µm-Chips.

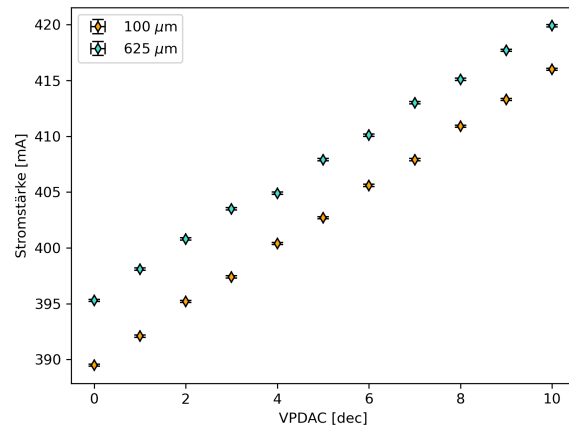


Abbildung 6.29: Stromverbrauch der beiden Chips in Abhängigkeit von VPDAC. Die Steigungen unterscheiden sich nicht stark zwischen den beiden Chips.

6.2 Nutzung KI-Tools

KI-Tool	Genutzt für	Warum	Wann bzw. Wo
ChatGPT	Vorschläge für und Debugging des Fit- und Plotprogramms	unzureichende Codingfähigkeiten	Abschnitt 4.6
ChatGPT	Erklärungen zu Konzepten	fehlendes Verständnis	im gesamten Bereich der Arbeit

6.3 Literaturverzeichnis

- [1] D. Becker et al. „The P2 experiment“. In: *The European Physical Journal A* 54.208 (2018). DOI: 10.1140/epja/i2018-12611-6.
- [2] S. Schael et al. „Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance“. In: *Physics Reports* 427.5–6 (2006), S. 257–454. DOI: 10.1016/j.physrep.2005.12.006.
- [3] B. Povh et al. *Teilchen und Kerne*. Springer Spektrum Berlin/Heidelberg, 2014.
- [4] H. Kolanoski und N. Wermes. *Teilchendetektoren*. Springer Spektrum Berlin/Heidelberg, 2016. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-662-45350-6>.
- [5] Wikimedia Commons. *Pn-junction-equilibrium-graphs*. [aufgerufen am 6.6.2025]. 2020. URL: <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Pn-junction-equilibrium-graphs.png&oldid=451423606>.
- [6] P. Zyla et al. „Review of Particle Physics“. In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* (Aug. 2020). DOI: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104>.
- [7] S. Seltzer und M. Berger. „Improved procedure for calculating the collision stopping power of elements and compounds for electrons and positrons“. In: *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes* 35.7 (1984), S. 665–676. DOI: [https://doi.org/10.1016/0020-708X\(84\)90113-3](https://doi.org/10.1016/0020-708X(84)90113-3).
- [8] H. Augustin. „Characterization of a novel HV-MAPS Sensor with two Amplification Stages and first examination of thinned MuPix Sensors“. Masterarbeit. Universität Heidelberg, 2014.
- [9] H. Augustin. „Development of a novel slow control interface and suppression of signal line crosstalk enabling HV-MAPS as sensor technology for Mu3e“. Dissertation. Universität Heidelberg, 2021.
- [10] I. Perić. „A novel monolithic pixelated particle detector implemented in high-voltage CMOS technology“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 582.3 (2007), S. 876–885. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.07.115>.
- [11] I. Perić et al. „High-voltage pixel detectors in commercial CMOS technologies for ATLAS, CLIC and Mu3e experiments“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 731 (2013), S. 131–136. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.05.006>.
- [12] K. Arndt et al. „Technical design of the phase I Mu3e experiment“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 1014 (Aug. 2021). DOI: 10.1016/j.nima.2021.165679.

6 Appendix

- [13] L. Huth et al. „TelePix2: Full scale fast region of interest trigger and timing for the EUDET-style telescopes at the DESY II test beam facility“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 1080.170720 (2025). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2025.170720>.
- [14] A. Fuchs. „Development of a Quality Control Procedure for MuPix11 Pixel Sensors for the Mu3e Vertex Detector.“ Bachelorarbeit. Universität Heidelberg, 2023.
- [15] F. Schlötzer. „Temperature sensitivity study and verification of the MuPix11 fast differential data links for the Mu3e experiment.“ Bachelorarbeit. Universität Heidelberg, 2024.
- [16] J. Hammerich. „Analog Characterization and Time Resolution of a large scale HV-MAPS Prototype“. Masterarbeit. Universität Heidelberg, 2018.
- [17] F. Frauen. „Characterisation of the time resolution of the MuPix10 pixel sensor“. Bachelorarbeit. Universität Heidelberg, 2021.
- [18] H. Augustin et al. *MuPix10: First Results from the Final Design*. 2020. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2012.05868>.
- [19] National Nuclear Data Center. *NuDat 3.0 Database*. [aufgerufen am 28.8.2025]. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>.
- [20] Wikipedia contributors. *Iron-55*. [aufgerufen am 28.8.2025]. 2025. URL: <https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Iron-55&oldid=1307172220>.
- [21] B. Lowe und R. 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“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 576.2 (2007), S. 367–370. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.03.020>.
- [22] M. Menzel. „Calibration of the MuPix10 Pixel Sensor for the Mu3e Experiment“. Bachelorarbeit. Universität Heidelberg, 2020.
- [23] D. Immig. *Probability / Cumulative Density Distribution Function (PCDF)*. Version v0.11.00. This framework is in development and therefore set private, contact the author for access. 12. Sep. 2025. URL: <https://github.com/daimmig/PCDF>.
- [24] D. Immig. *Scurve*. Version v0.10.01. This framework is in development and therefore set private, contact the author for access. 12. Sep. 2025. URL: <https://github.com/daimmig/Scurve>.