

Marc-Kevin Henker

› Signalamplitudenmessung durch Time-
over-Threshold (ToT) mit dem babyMOSS
MAPS-Detektor

2025



Signalamplitudenmessung durch Time-over-Threshold (ToT) mit dem babyMOSS MAPS-Detektor

BACHELORARBEIT

eingereicht an der

Universität Münster

Institut für Kernphysik

von

Marc-Kevin Henker

Oktober 2025

Erstprüfer:

Prof. Dr. Anton Andronic

Zweitprüfer:

Apl. Prof. Dr. Christian Klein-Bösing

Tag der Einreichung:

25. Oktober 2025

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden Signalamplitudenmessungen über die Time-over-Threshold (ToT) mit dem baby**MOSS** (**MO**onolithic **S**titched **S**ensor) Halbleiterdetektor, welcher ein Prototyp für die Erprobung einer zukünftigen Detektorgeneration zum Tracking im ALICE am LHC ist, durchgeführt. Ziel ist es, technische und methodische Charakteristiken des babyMOSS bei ToT-Messungen zu identifizieren und einzuordnen, um die Nutzbarkeit des Detektors für Energiemessungen zu verbessern.

Es wurde eine $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Quelle verwendet, um den charakteristischen $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Peak im Röntgenspektrum für die folgenden Analysen zu verwenden. In Hitmaps konnten defekte Pixel (Hotpixel) identifiziert und deren Daten herausgefiltert werden. Zudem wurden technische Unterstrukturen beobachtet. Es wurden Histogramme der gemessenen ToT betrachtet, mit denen die Position des $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Peaks auf der ToT-Skala ermittelt werden konnte. Dabei wurde festgestellt, dass die Regionen (trotz gleicher Messparameter) Varianzen von bis zu 30 % aufweisen, die eine individuelle Kalibrierung pro Region notwendig machen. Die gemessene ToT wurde Pixel-/Clusterweise als ToT-Heatmap aufgetragen. Dabei fanden sich Farbverläufe, die auf systematische Varianzen der Messwerte innerhalb der Regionen hinweisen. Zeilen- und spaltenweises arithmetisches Mitteln der Pixel/Cluster ermöglichte das Plotten der Farbverläufe als Kurven. Diese haben sich als charakteristisches Merkmal aller Regionen herausgestellt, und haben ihren Ursprung womöglich in bauartbedingten Merkmalen des Chips. Zuletzt fand eine rahmenweise Betrachtung der jeweiligen Pixel/Clustergröße statt. Dabei wird der arithmetische Mittelwert der Rahmen gegen die Entfernung vom Detektorrand aufgetragen, um Randeffekte sichtbar zu machen. Diese konnten in den ersten 5 Pixelreihen identifiziert werden.

Danksagung

Allen voran möchte ich meinen lieben Eltern, Hans-Gerd Henker und Agnes Henker, für die tausendfache Unterstützung auf meinem bisherigen Lebensweg danken, auf dem ich nun bei dieser Bachelorarbeit angekommen bin. Ihr habt mir mit Liebe und Hingabe in guten und auch in schwierigen Zeiten geholfen, und ich bin so unfassbar froh, bei euch jederzeit und bedingungslos mit offenen Armen empfangen zu werden.

Auch meinem kleinen Bruder, Daniel Henker, möchte ich hier für all die schönen, gemeinsamen Momente danken. Wir haben so viel Unsinn zusammen erlebt, und teilen auch noch die verrücktesten Hobbys. Wenn wir etwas zusammen unternehmen, kann ich einfach immer mal auf andere Gedanken kommen und ein bisschen abschalten.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner geliebten Partnerin und Lebensgefährtin Xenia Sieverding. Ich durfte dich ganz am Anfang dieses fordernden Studiums auf der Ersti-Fahrt kennenlernen. Die gemeinsame Zeit seitdem hat uns so toll zusammengeschweißt und ich genieße jeden einzigen Tag mit dir. Deine Aufgeschlossenheit und Begeisterung stecken mich immer wieder an und machen mich zu einem glücklicheren Menschen. Außerdem finde ich es großartig, wie mich deine ganze Familie so toll aufgenommen und unterstützt hat. Ich bin gespannt, wo uns unser Leben noch hinbringen wird, und freue mich darauf, es mit dir herauszufinden.

Des Weiteren möchte ich gerne meinen langjährigen Freunden, Steven Henning & Jane Henning, Alexander Krämer, Bernd Heßling, André Hörneman und Ike Berkner für die allzeit offenen Arme danken, in die ich auch, nach langen Phasen des Bundeswehrdienstes oder danach des Studiums, immer wieder so zurückkehren konnte, als wäre ich gestern zuletzt dagewesen. Es war mir zudem eine unfassbar große Ehre, die Hochzeit von Steven und Jane als Trauzeugen begleiten zu dürfen. Das war zweifellos einer der schönsten Tage meines Lebens.

Und ich möchte gerne Prof. Dr. Anton Andronic und Apl. Prof. Dr. Christian Klein-Bösing dafür danken, diese Bachelorarbeit in eurer Arbeitsgruppe schreiben zu dürfen. In diese durfte ich ja bereits vor dem Studium einmal hineinschnuppern, sodass es großartig war, dann zum sechsten Semester wirklich bei euch anfangen zu dürfen. Für all die schönen Diskussionen und die tolle Aufnahme in die Arbeitsgruppe möchte ich daher auch gerne allen Mitgliedern der AG herzlichst danken. Mein besonderer Dank gilt dabei den Kollegen aus meinem Büro für die lustige und niemals langweilige Arbeitsatmosphäre. Hervorheben möchte ich dabei Robert Jesse Kossmann, Alexander Terbeck, Tim Stellhorn und Lennart Halstenberg für die zahlreichen Hilfestellungen und zuletzt für das Probelesen dieser Bachelorarbeit. Ganz besonders von dir, Jesse, durfte ich viel über die Arbeit mit dem babyMOSS und der Datenverarbeitung lernen! Ich fühlte mich bei euch allen in guten Händen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretischer Hintergrund	3
2.1	Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit Materie	3
2.1.1	Geladene Teilchen	3
2.1.2	Photonen	5
2.2	Silizium-Detektoren	9
2.2.1	Halbleiter	9
2.2.2	Dotierung	11
2.2.3	pn-Übergang an Grenzflächen	12
2.2.4	Pixeldetektoren	14
2.2.5	Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS)	15
3	Der babyMOSS	17
4	Experimentelle Methoden	23
4.1	Energiemessung über Time-over-Threshold (ToT)	23
4.2	Experimenteller Aufbau	25
5	Ergebnisse und Diskussion	29
5.1	Hitmaps	29
5.2	ToT-Histogramme	33
5.3	ToT-Heatmaps	36
5.3.1	ToT-Analyse	40
5.3.2	Randeffekte	43
6	Schlussfolgerung und Ausblick	47
	Literatur	51
		<i>vii</i>

A	Anhang: Hitmaps	55
A.1	babyMOSS Chip 3_5	56
A.2	babyMOSS Chip 4_6	58
B	Anhang: ToT-Histogramme	61
B.1	babyMOSS Chip 3_5	63
B.2	babyMOSS Chip 4_6	66
C	Anhang: ToT-Heatmaps	69
C.1	babyMOSS Chip 3_5	70
C.2	babyMOSS Chip 4_6	72
D	Anhang: Fitqualität für ToT-Heatmaps	75
D.1	babyMOSS 3_5	76
D.2	babyMOSS 4_6	79
E	Anhang: Plots aus der Zeilen- und Spaltenweise Analyse der ToT-Heatmaps	81
E.1	babyMOSS 3_5	83
E.2	babyMOSS 4_6	86
F	Anhang: Plots aus der Rahmenweise Analyse der ToT-Heatmaps	89
F.1	babyMOSS 3_5	91
F.2	babyMOSS 4_6	94

Einleitung

Moderne Halbleiter-Pixeldetektoren spielen seit den 1990er Jahren in der Kern- und Teilchenphysik eine zunehmend wichtigere Rolle. Mit dem Monolithic Active Pixel Sensor (**MAPS**)-Design wird das gute Signal-zu-Rausch-Verhältnis von Halbleiterdetektoren mit den Vorteilen der integrierten Ausleseelektronik in jedem Pixel verbunden. Dadurch erreichen moderne MAPS hohe Ortsauflösungen, kurze Driftzeiten und über weitere Optimierungen eine gute Strahlenhärte [KW16]. In dieser Arbeit wird ein **babyMOSS** Siliziumdetektor untersucht, der eine Teileinheit des MONolithic STitched Sensor (**MOSS**) ist. Dieser wird beim Large Hadron Collider (**LHC**) in der Europäischen Organisation für Kernforschung (**CERN**) als Prototyp für eine zukünftige Detektorgeneration im Inner Tracking System (**ITS-3**) des A Large Ion Collider Experiment (**ALICE**) für das Tracking getestet [CER25a] [Col08] [Mus19].

Diese Arbeit beschäftigt sich dabei mit der Messung von Teilchenenergien mit dem babyMOSS mittels der Time-over-Threshold (ToT) Methode. Das Grundprinzip dabei ist die Bestimmung der energieabhängigen Länge digitaler Signale, die der Detektor bei einem Ereignis misst [OUS18]. Als Testquelle wurde eine $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Quelle genutzt, um über den charakteristischen Peak im Energiespektrum in Silizium Analysen durchführen zu können [KW16, S. 831]. Die zentrale Motivation der Untersuchungen ist es, diese Messmethode mit dem Detektor zu testen und dessen Verhalten über die gewonnenen Messdaten zu deuten. Erkenntnisse dieser Art könnten die Nutzbarkeit des babyMOSS für Energiemessungen verbessern und weitere Erfahrungen im Umgang mit der Messmethode bei diesem Detektortyp liefern.

Zunächst wird auf den **theoretischen Hintergrund** (Kapitel 2) eingegangen, in der die Grundlagen für das Verständnis der Funktionsweise von Halbleiterdetektoren erläutert werden. Dazu gehören die Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit Materie und die Grundlagen über Halbleiter und pn-Übergänge. Darüber hinaus wird auf die relevanten Bauformen von Pixeldetektoren und danach MAPS eingegangen.

Im nächsten Kapitel werden die technischen Aspekte des **babyMOSS** (Kapitel 3) erklärt. Dabei wird auf das modifizierte MAPS-Design des Detektors und das Front-End (die elektronische Signalverarbeitung in jedem Pixel) mit den relevanten, veränderbaren Parametern eingegangen.

Dann werden in den **Methoden** (Kapitel 4) die Time-over-Threshold-Messmethode und der experimentelle Aufbau erläutert.

Im Kapitel **Ergebnisse und Diskussion** (Kapitel 5) werden mit den Daten zunächst Hitmaps angefertigt, um Verunreinigungen, Defekte und die Ausrichtung der verwendeten Quelle visualisieren zu können. Danach werden Histogramme über das gemessene Röntgenspektrum der $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Quelle erstellt, in denen der resultierende $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Peak gefittet und dessen Position auf der ToT-Skala bestimmt werden kann. Im nächsten Schritt werden ToT-Heatmaps erstellt, bei denen Änderungen der Messwerte über die Detektorfläche sichtbar gemacht werden können. Dies geschieht durch das Fitten der aufgenommenen Spektren einzelner Pixel oder von Pixelclustern und der Darstellung als Heatmap dieser Messwerte. Um die ToT-Heatmap quantitativ betrachten zu können, werden von den Pixeln und Clustern dann zeilen- und spaltenweise die arithmetischen Mittelwerte berechnet. Damit können charakteristische Verläufe in den Messdaten sichtbar gemacht und analysiert werden. Im letzten Schritt werden dann statt zeilen- und spaltenweise Mittelwerte ganze Rahmen von Pixeln und Clustern in Abhängigkeit vom Abstand vom Detektorrand betrachtet, um eventuelle Randeffekte sichtbar machen zu können.

Theoretischer Hintergrund

2

In der theoretischen Einführung werden einige physikalische Grundkonzepte aufgegriffen, die für das vollständige Verständnis dieser Arbeit benötigt werden. Zurückgegriffen wird dabei insbesondere auf Informationen aus dem Fachbuch *Teilchendetektoren* [KW16].

Zunächst wird auf die Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit Materie eingegangen, um relevante Wechselwirkungsprozesse mit Festkörpern wie Halbleitermaterialien zu verstehen (vergleiche Abschnitt 2.1).

Anschließend wird in Abschnitt 2.2 erklärt, wie Halbleiterdetektoren funktionieren, um letztendlich die für diese Arbeit relevante Bauform eines Pixeldetektors zu verstehen.

2.1 Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit Materie

Um die Funktionsweise von Halbleiterdetektoren zu verstehen, ist ein Blick auf die grundsätzlichen Wechselwirkungsmechanismen von ionisierender Strahlung auf Materie notwendig. In diesem Kapitel wird die Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit Festkörpern betrachtet. Dabei geht es im Abschnitt 2.1.1 um geladene Teilchen und im Abschnitt 2.1.2 um Photonen.

2.1.1 Geladene Teilchen

Wenn geladene Teilchen Materie passieren, geben sie ihre kinetische Energie an das Material ab. Diese Energieabgabe erfolgt vor allem durch Wechselwirkung mit den Elektronen und Atomkernen des Materials und äußert sich durch Ionisation dieser Atome, einer Anregung der Kerne oder durch Bremsstrahlung.

Für die Beschreibung des Energieverlusts pro Weglänge $-(dE/dx)$ eines bewegten und geladenen Teilchens durch Materie dient die **Bethe-Bloch-Formel** [Nav24, S. 550], welche der Annahme zugrunde liegt, dass die Wechselwirkung durch inelastische Stöße beschreibbar ist:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{Z}{A} \rho \frac{z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} - \frac{C(\beta\gamma, I)}{Z} \right]. \quad (2.1)$$

Dabei ist $K \approx 0.307 \text{ MeV cm}^2/\text{mol}$ [Nav24, S. 549] eine Sammelkonstante, z und β die Ladungszahl und die Geschwindigkeit des Projektilteilchens, Z und A die Kernladungszahl und die Massenzahl der Kerne des passiert Materials, I die mittlere zur Ionisation notwendige Energie des Materials, T_{max} der maximale Energieübertrag auf ein Hüllenelektron bei einem zentralen Stoß, δ die Dichtekorrektur für hohe Energien und C/Z die Schalenkorrektur für kleine Werte von β .

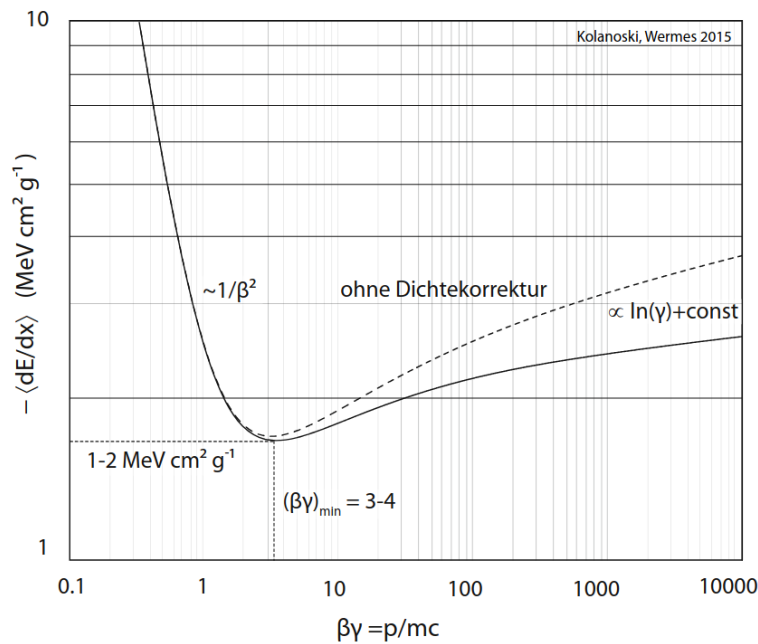


Abbildung 2.1: Verlauf des Energieverlusts geladener Teilchen in Abhängigkeit von $\beta\gamma$, beschrieben durch die Bethe-Bloch-Formel [KW16, S. 35].

Aus Abbildung 2.1 wird die Abhängigkeit des Energieverlustes von der Geschwindigkeit des Teilchens deutlich. Für kleiner werdende Geschwindigkeiten steigt der Energieverlust um den Faktor $1/\beta^2$. Bei mittleren Geschwindigkeiten wird für

$3 < \beta\gamma < 4$ das Minimum in den meisten Medien erreicht. Für höher werdende kinetische Energien steigt der Energieverlust aufgrund des relativistischen Anstiegs, beschrieben durch den logarithmischen Term in Gleichung (2.1), wieder an.

Die Bethe-Bloch-Formel in Form von Gleichung (2.1) gilt vorrangig für „schwere“ Teilchen, und muss für leichte Teilchen wie Elektronen oder Positronen modifiziert werden. Dies ist damit begründet, dass die Bremsstrahlung für leichte Teilchen einen wesentlichen Beitrag neben dem Energieverlust durch Ionisation liefert. Ab einer materialabhängigen kritischen Energie ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung größer und die Bethe-Bloch-Formel beschreibt somit nur noch einen Teil des Gesamtverlustes. Diese modifizierte Gleichung stellt dann den eingeschränkten Energieverlust dar, in dem nur der Beitrag von Energieüberträgen einer maximalen Energie von $T < T_{cut}$ berücksichtigt wird:

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{T < T_{cut}} = K \frac{Z}{A} \rho \frac{z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{cut}}{I^2} - \frac{\beta^2}{2} \left(1 + \frac{T_{cut}}{T_{max}} \right) - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right]. \quad (2.2)$$

Im Logarithmus-Term wird T_{max} durch T_{cut} ersetzt und der kinematische Term $\beta^2/2$ entsprechend angepasst. Durch die Beschränkung über T_{cut} geht der Energieverlust bei hohen Energien in ein Energieplateau über.

2.1.2 Photonen

Photonen wechselwirken im hier relevanten Energiebereich mit Materie primär durch drei Prozesse: Photoeffekt, Compton-Streuung und Paarbildung. Welcher dieser Prozesse überwiegt, hängt sowohl von der Energie des Photons als auch von der Ordnungszahl Z des durchquerten Materials ab. Abbildung 2.2 zeigt zur Verdeutlichung die verschiedenen Beiträge der unterschiedlichen Wechselwirkungen zum Gesamtwirkungsquerschnitt beispielsweise für Kohlenstoff und Blei. Die in dieser Arbeit verwendete $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Quelle emittiert Photonen im Röntgenbereich (vergleiche Abschnitt 4.2).

Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird ein Photon, welches Materie durchquert, vollständig absorbiert und seine Energie auf ein gebundenes Elektron des Materials übertragen, das

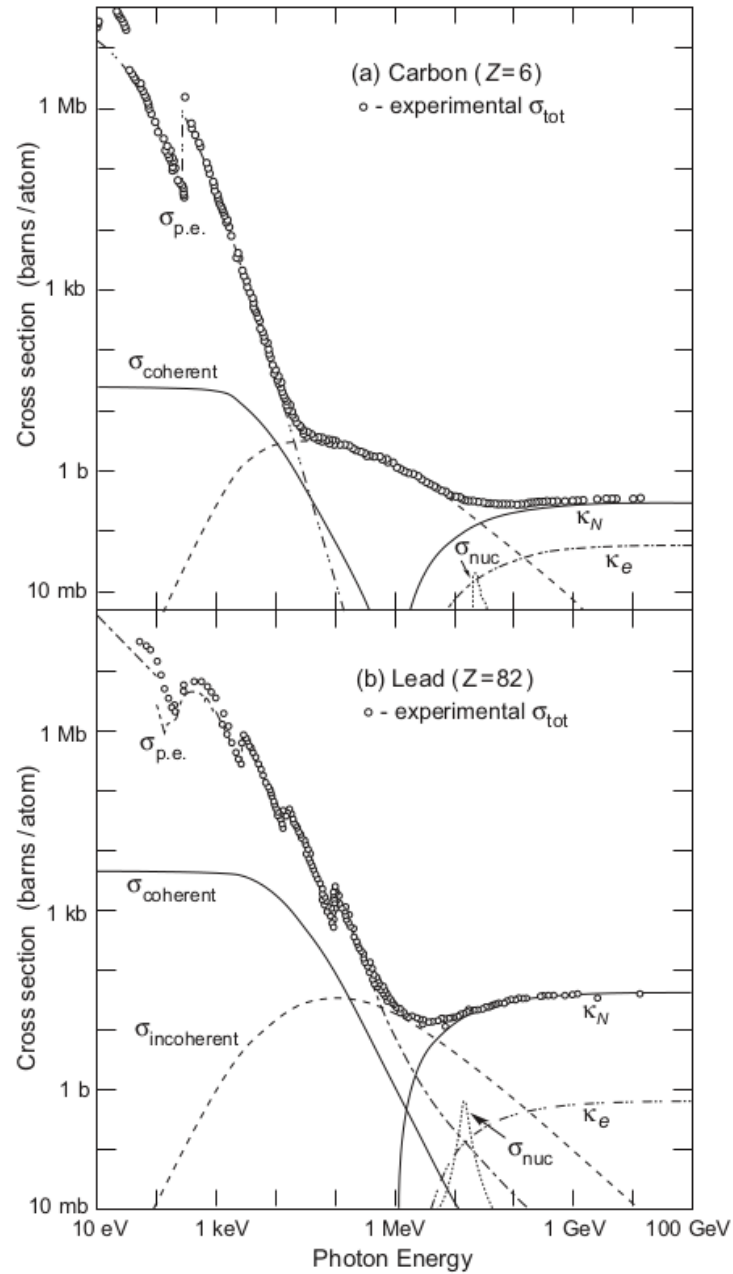
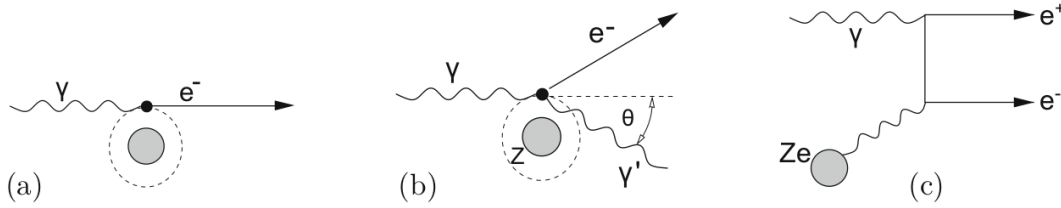


Abbildung 2.2: Verschiedene Beiträge zum Gesamtwirkungsquerschnitt von Photonen in Kohlenstoff und Blei. $\sigma_{p.e.}$ beschreibt hierbei den Verlauf für den Photoeffekt, σ_{coherent} die kohärente Rayleigh-Streuung, $\sigma_{\text{incoherent}}$ die inkohärente Compton-Streuung, K_e und K_N die Paarproduktion an Elektron und Kern sowie σ_{nuc} die Photon-Kern-Wechselwirkung. Zitiert nach [KW16, S. 77].



Kolanoski, Wermes 2015

Abbildung 2.3: Schematische Darstellung von a) Photoeffekt, b) Comptonstreuung, c) Paarbildung [KW16, S. 74].

daraufhin aus dem Atom herausgelöst wird. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 2.3 (a) zu finden. Die kinetische Energie des Photons E_γ muss dabei mindestens der Bindungsenergie E_B des Elektrons entsprechen. Die kinetische Energie E_{kin} des ausgestoßenen Elektrons ergibt sich zu:

$$E_{kin} = E_\gamma - E_B \quad (2.3)$$

Da sowohl die Energie als auch der Impuls erhalten bleibt, wird beim Photoeffekt nicht nur das Elektron durch das Photon angeregt, sondern ein Teil des Impulses auch vom zurückstoßenden Atomkern aufgenommen.

Bei der Betrachtung von Abb. 2.2 fällt auf, dass der Wirkungsquerschnitt σ_{tot} für gewisse Bereiche in bestimmten Abständen durch den photoelektrischen Effekt sprunghaft ansteigt. Hierbei werden mit steigenden kinetischen Energien des Photons neue Energieniveaus in den Atomschalen des Targetmaterials erreicht. Somit werden durch die höhere Energie mehr Interaktionsmöglichkeiten geschaffen, die zu einer höheren Absorptionswahrscheinlichkeit führen.

Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts $\sigma_{p.e.}$ ist stark von der Kernladungszahl Z abhängig und resultiert aus der Coulomb-Wechselwirkung von Photon, Kern und Elektron. Eine große Kernladungszahl resultiert in stärker gebundenen Elektronen und damit in einer höheren Übergangswahrscheinlichkeit. Für niedrige Photonenenergien $E_\gamma \ll m_e c^2$ gilt dabei $\sigma_{Ph} \propto Z^5 \cdot E_\gamma^{-3.5}$, weil die Photonen stärker mit den gebundenen Elektronen wechselwirken. Für hohe Photonenenergien $E_\gamma \gg m_e c^2$ gilt $\sigma_{Ph} \propto Z^5 \cdot E_\gamma^{-1}$, da Bindungseffekte hier vernachlässigbar werden.

Compton-Streuung

Mit der Compton-Streuung, oder auch Compton-Effekt, bezeichnet man die inelastische Streuung eines Photons an freien oder quasi-freien Elektronen, wobei ein Elektron als quasi-frei bezeichnet wird, wenn $E_\gamma \gg E_B$ erfüllt ist. Der Compton-Effekt ist in Abb. 2.3 (b) schematisch dargestellt. Es ist ersichtlich, dass das einfallende Photon durch die Wechselwirkung nicht seine komplette Energie, wie beim Photoeffekt, an das Elektron abgibt. Hier wird ein Photon emittiert, welches um einen Winkel θ_γ von der Achse des ursprünglichen Photons gestreut wurde.

Der Compton-Effekt ist für Photonenenergien um 1 MeV dominant, was in Abb. 2.2 für Kohlenstoff und Blei ersichtlich ist. Die Breite des hier insbesondere bei Kohlenstoff zu sehenden Plateaus, in dem der Compton-Effekt dominiert, ist abhängig von der Kernladungszahl Z . Mit zunehmenden Z verschiebt sich der Übergang zu anderen Wechselwirkungsmechanismen, wodurch das Compton - Plateau schmaler wird.

Die Energie E'_γ des gestreuten Photons ergibt sich aus der Kinematik in Abhängigkeit des Streuwinkels wie folgt:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta_\gamma)}. \quad (2.4)$$

Dabei bezeichnet $\epsilon = E_\gamma/m_e c^2$ das Verhältnis der Photonenenergie zur Ruheenergie der Elektronen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt pro Elektron $d\sigma_C/d\Omega_\gamma$ für den Compton-Effekt wird mittels der Klein-Nishina-Formel [KW16, S. 82] beschrieben:

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega_\gamma} = \frac{r_e^2}{2[1 + \epsilon(1 - \cos \theta_\gamma)]^2} \left(1 + \cos^2 \theta_\gamma + \frac{\epsilon^2(1 - \cos \theta_\gamma)^2}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta_\gamma)} \right). \quad (2.5)$$

Hierbei bezeichnet r_e den klassischen Elektronenradius. Der Wirkungsquerschnitt pro Atom ist proportional zu Z , da alle Hüllenelektronen unabhängig voneinander (inkohärent) zu diesem beitragen. Daraus folgt $\sigma_C^{Atom} = Z \cdot \sigma_C$ für Energien oberhalb der Bindungsenergie der Elektronen, wodurch diese dann als frei angesehen werden können.

Paarbildung

Paarbildung kann auftreten, wenn für die Photonenenergie gilt: $E_\gamma > 2m_e c^2$. Dabei wird das Photon im Coulomb-Feld einer Ladung in ein Elektron-Positron-Paar umgewandelt, was in Abbildung 2.3 (c) schematisch dargestellt ist.

Der Anteil der Photonenenergie, der über die Ruheenergie hinausgeht, wird überwiegend in Form von kinetischer Energie auf das Elektron und Positron verteilt. Ein Teil der Energie geht, aus Gründen der Impulserhaltung, als Rückstoßenergie auf das Streuzentrum über.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist proportional zu Z^2 , wie es aus Abb. 2.2 deutlich wird.

2.2 Silizium-Detektoren

Diese Arbeit beschäftigt sich mit einem Halbleiter-Pixeldetektor aus Silizium in der Bauweise eines **Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS)**. Solche Detektoren werden in der Kern- und Teilchenphysik häufig, wie z.B. bei **ALICE (A Large Ion Collider Experiment)** [Col08] für eine präzise Vertex-Detektion und Spurverfolgung verwendet. Diese Art von Detektoren hat eine hohe Ortsauflösung (im Fall des babyMOSS zum Beispiel $4.5 \mu\text{m}$ [Abd25, S. 23]), eine kompakte Bauweise und sind, im Vergleich mit anderen Detektortypen, unempfindlicher gegenüber Strahlenschäden. Im folgenden Abschnitt findet sich eine grundlegende Einführung in die Thematik und Funktionsweise solcher Detektoren.

2.2.1 Halbleiter

Für ein genaueres Verständnis von Silizium-Detektoren ist es erforderlich, die Grundlagen der Eigenschaften von Halbleiter-Materialien zu verstehen. Festkörper lassen sich allgemein in Leiter, Halbleiter und Isolatoren kategorisieren. Diese unterscheiden sich, wie in Abb. 2.4 dargestellt, in der Größe ihrer Bandlücke, welche unter anderem vom Gitterabstand des Materials abhängt. Das Valenzband ist dabei das höchste von Elektronen besetzte Energieniveau im Grundzustand, während das unbesetzte Leitungsband aus den Energieniveaus besteht, die bei ausreichender Energie den Ladungstransport ermöglichen. Dadurch beeinflussen Temperatur und

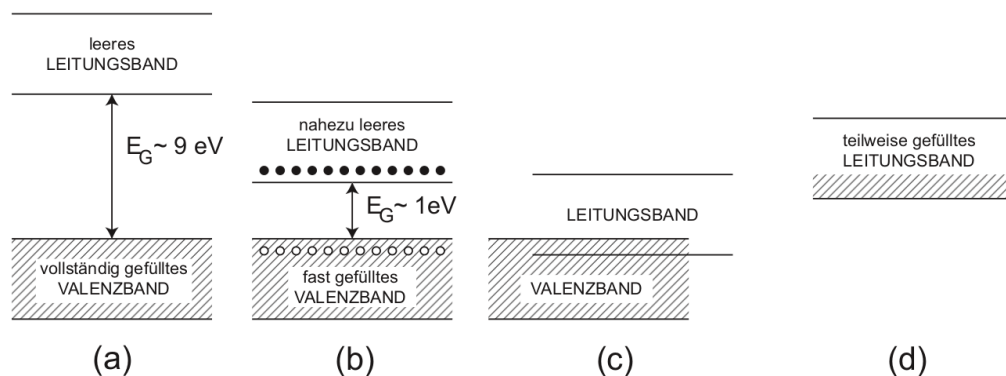


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Bandlücken von Leiter, Halbleitern und Isolatoren. a) Isolator, b) Halbleiter, c) und d) Leiter [KW16, S. 278].

Druck durch die Änderung der Ionisationsenergien die Leitfähigkeit. Die Materialien werden hierbei so beschrieben, dass angenommen wird, dass diese sich in ihrer Kristallstruktur befinden.

In **Isolatoren** bilden die Valenzelektronen starke Bindungen zwischen benachbarten Atomen aus. Sie befinden sich nicht in freien Zuständen und tragen daher auch nicht zur Leitung bei. Unter Einhaltung des Pauli-Prinzips sind alle Zustände im Valenzband voll besetzt, während jene im Leitungsband leer sind. Die Bandlücke ist hier typischerweise sehr groß ($> 9 \text{ eV}$), wodurch ein Anheben eines Elektron vom Valenz- ins Leitungsband durch thermische Anregung sehr unwahrscheinlich ist. Daher ist ein technisch nutzbarer Stromfluss hier nicht möglich.

Bei **Leitern** liegt ein teilweise gefülltes Leitungsband oder eine Überlappung von Valenz- und Leitungsband vor. Eine Bandlücke existiert hier nicht ($\rightarrow 0 \text{ eV}$), wodurch Übergänge der Elektronen von Valenz- in Leitungsband ohne äußere Einflüsse möglich sind. Bei Raumtemperatur ist das Leitungsband somit hinreichend besetzt. Für einen Stromfluss ist daher nur ein minimaler Energieaufwand notwendig.

Halbleiter-Materialien zeichnen sich dadurch aus, dass ihre Bandlücke - aufgrund der weniger starken Bindungen der Elektronen mit den Nachbaratomen - im Vergleich zu den Isolatoren deutlich kleiner ist ($\approx 1 \text{ eV}$). Hierdurch sind Übergänge der Elektronen durch thermische Anregung und externe elektrische Felder möglich, wodurch elektrischer Strom durch das Material ermöglicht wird.

Die Leitfähigkeit von intrinsischen Halbleitermaterial im Grundzustand ist gering, was sich in nur geringen thermischen Rauschen äußert. Ein Halbleiterdetektor hat

daher eine hohe Empfindlichkeit für Signale, was in einem hohen Signal-zu-Rausch Verhältnis resultiert. Dieses Verhältnis wird für höher werdende Temperaturen allerdings durch die zunehmende thermische Anregung kleiner.

Die im Detektorbetrieb beobachtbaren Signale (das Rauschen ausgenommen) werden durch einfallende ionisierende Strahlung erzeugt, indem diese die gebundenen Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband anregen.

2.2.2 Dotierung

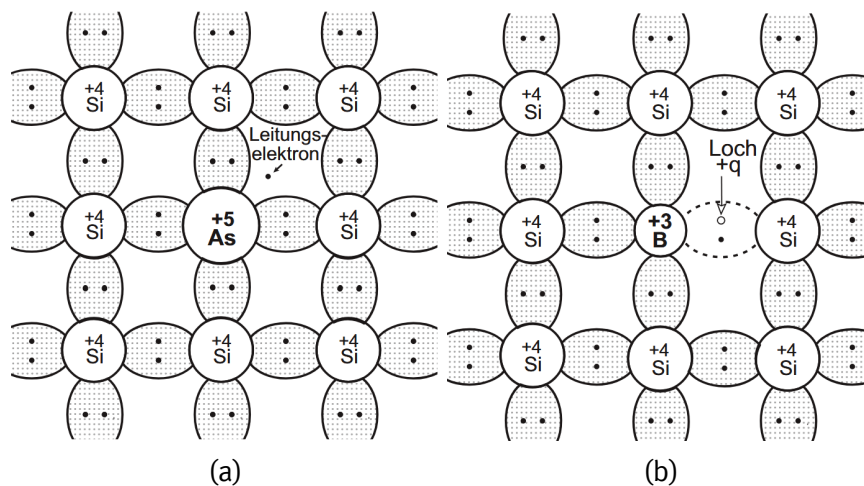


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung von dotierten Halbleitermaterialien hinsichtlich ihrer Bindungsverhältnisse. a) zeigt dabei n-dotiertes und b) zeigt p-dotiertes Silizium. Zitiert nach [KW16, S. 286].

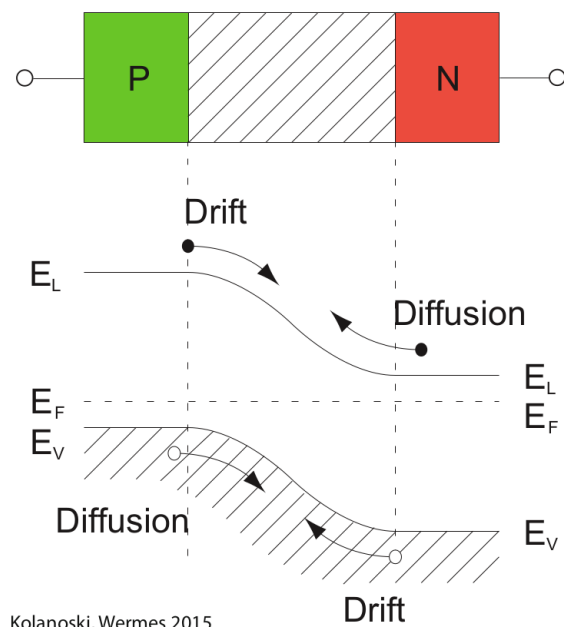
Um die Eigenschaften von Halbleitermaterialien bezüglich ihrer Leitfähigkeit zu beeinflussen, können diese dotiert werden. Dabei werden Fremdatome in den Halbleiterkristall eingebracht, wodurch im resultierenden Material ein Überschuss an Leitungselektronen oder Löchern erzeugt wird, wobei das Material weiterhin elektrisch neutral bleibt. Dies ist in Abb. 2.5 anhand von Silizium, welches jeweils einmal mit Arsen- und mit Boratomen dotiert wurde, schematisch dargestellt. Dotierte Halbleiter werden auch extrinsische Halbleiter genannt. Üblicherweise werden für die Dotierung, wie auch in Abb. 2.5 für Silizium der Fall, Atome aus der dritten oder der fünften Hauptgruppe genutzt. In der Bandstruktur des Materials entstehen bei der negativen (n-) Dotierung zusätzliche Energieniveaus an der unteren Energiekante des Leitungsbandes (Donatorniveaus). Bei der positiven (p-) Dotierung hingegen entstehen zusätzliche Energieniveaus (Akzeptorniveaus) nahe oberhalb der

Valenzbandkante. Das höchste mit Elektronen besetzte Energieniveau bei $T = 0\text{ K}$ in Festkörpern wird **Fermi-Niveau** genannt und rückt bei einer n-Dotierung näher ans Leitungsband, während es bei einer p-Dotierung näher ans Valenzband rückt.

2.2.3 pn-Übergang an Grenzflächen

Der pn-Übergang bezeichnet die Zone, die entsteht, wenn p- und n-dotierte Halbleitermaterialien miteinander in Kontakt gebracht werden. Diese wird auch Raumladungszone oder ladungsträgerfreie Zone genannt. Insgesamt wird das Gesamtbau-
teil als **Diode** bezeichnet, und beschreibt im folgenden einen Halbleiterdetektor.

In dieser Grenzzone diffundieren die überschüssigen Elektronen des n-dotierten Halbleiters in das p-dotierte Material, wobei die dort vorhandenen Löcher mit den diffundierten Elektronen rekombinieren. Die Raumladungszone wird dabei von ionisierten Atomrümpfen bestimmt und ist nicht elektrisch neutral. Dieses Verhalten wird in Abb. 2.6 schematisch dargestellt, wobei E_L und E_V die Energieniveaus von Leitungs- und Valenzband beschreiben und E_F die Fermienergie darstellt. Letztere bleibt in der Grenzsicht auf demselben Niveau, während die Bänder sich durch die vorhandenen Zustände anpassen.



Kolanoski, Wermes 2015

Abbildung 2.6: Schematische Darstellung einer Diode [KW16, S. 290].

Infolge der Ladungstrennung entsteht in der Raumladungszone ein elektrisches Feld, was im Folgenden das aktive Detektorvolumen des Halbleiterdetektors darstellt. Ist keine äußere Spannung angelegt, hängt ihre Größe im thermischen Gleichgewicht lediglich von der Stärke der Dotierung ab. Elektron-Loch-Paare, welche durch ionisierende Strahlung erzeugt werden, werden in der Raumladungszone durch das elektrische Feld getrennt und würden ohne dieses schnell rekombinieren. Dabei

sammeln sich die Elektronen an der n-dotierten Seite und die Löcher an der p-dotierten Seite. Diese Signale können mit geeigneter Elektronik gemessen und ausgewertet werden und werden im Folgenden als „Ereignisse“ bezeichnet.

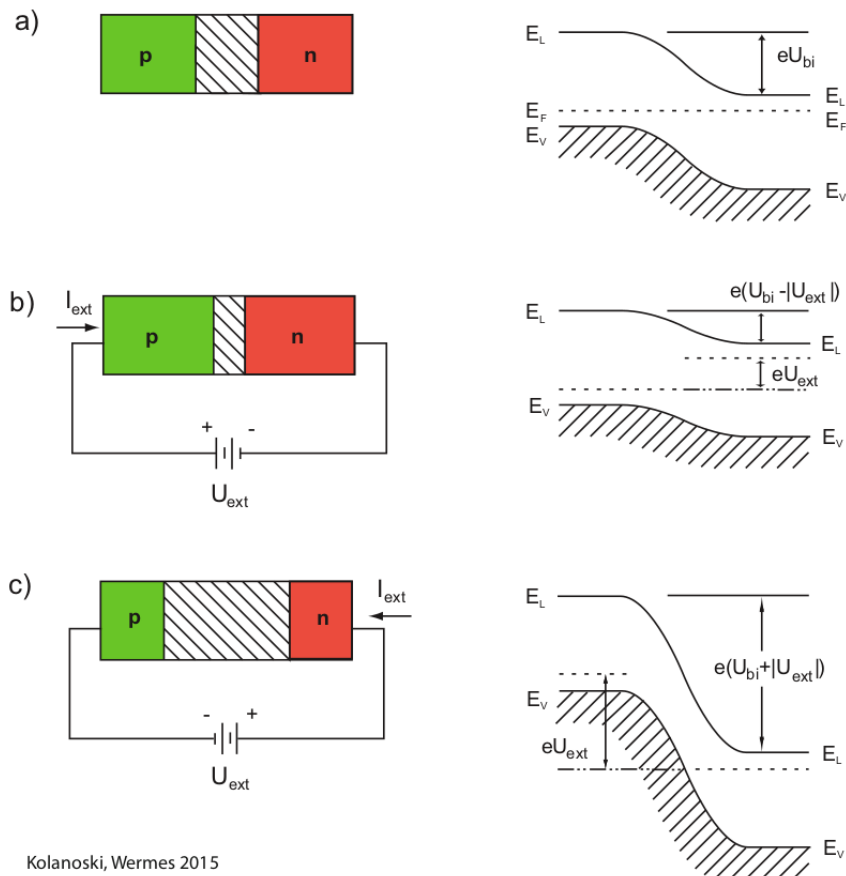


Abbildung 2.7: Die Abhängigkeit der Raumladungszone vom Vorzeichen einer externen Spannung wird dargestellt. Eine größere Raumladungszone wie in (c) stellt ein größeres Detektorvolumen dar [KW16, S. 295].

In der praktischen Anwendung ist diese intrinsische Raumladungszone oft zu klein, um ein effektives Detektorvolumen darzustellen. Daher wird, wie in Abb. 2.7 (c) zu sehen, eine externe Spannung an den pn-Übergang angelegt um die Raumladungszone zu vergrößern. Diese externe Spannung wird mit einem positiven Potenzial am n-dotierten Teil angelegt, der Detektor wird also als eine Diode in Sperrrichtung betrieben. Die Größe der resultierenden Raumladungszone ist abhängig von der angelegten Spannung und nicht im thermischen Gleichgewicht, da die äußere Spannung das Gleichgewicht zwischen Drift- und Diffusionsströmen stört.

2.2.4 Pixeldetektoren

Pixeldetektoren zeichnen sich meist durch eine sehr dünne Bauweise von unter $300\text{ }\mu\text{m}$ aus und sind mit einer typischen Zeitspanne von bis zu 6 ns , in der die Ladungsträger die Raumladungszone durchqueren, im Vergleich zu anderen Detektortypen sehr schnell [KW16, S. 315].

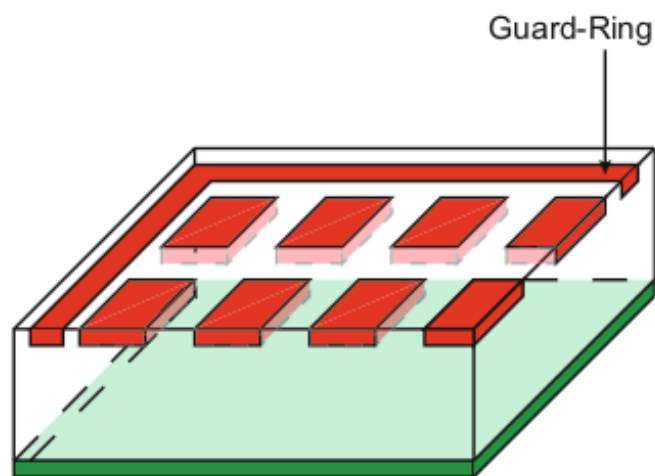


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung eines Pixel-Halbleiterdetektors mit Guard-Ring [KW16, S. 319].

Während das zugrunde liegende Prinzip der Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren bei Halbleiterdetektoren im Wesentlichen gleich bleibt, gibt es verschiedene geometrische Ansätze bei der Signalauslese, die in unterschiedliche Bauweisen resultieren. In dieser Arbeit wird dabei ein Pixeldetektor verwendet. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 2.8 gezeigt. Das Halbleitermaterial wird dabei so bearbeitet, dass der p-dotierte Kontakt keine durchgehende Schicht ist, sondern in Form von Pads (Pixel) angeordnet ist. Es entstehen also, wie auf dem Bild zu erkennen, viele einzelne pn-Übergänge auf demselben Material. Durchquert ein geladenes Teilchen den Detektor an einem beliebigen Ort, wird das entstandene Signal an dem Pixel um diesen Ort herum registriert. Durch diese Bauform kann eine hohe Ortsauflösung des Detektors erreicht werden. Hierbei gibt es eine Ladungsteilung zu berücksichtigen, wodurch die Ladungsträger nicht zwangsläufig alle zum selben Pixel durch die Raumladungszone wandern. Daher kann dasselbe Ereignis an mehreren Pixeln gleichzeitig gemessen werden und durch Extrapolation die Ortsauflösung

verbessert werden. Dabei wird die Position des Ereignisses aus den Nachbarpixel-Signalen rechnerisch bestimmt. Der Schutzring (Guard-Ring) umgibt die aktive Detektorfläche und fängt Oberflächenströme (insbesondere durch die Schnittkante) am Rand des Detektors ab. Er verbessert damit das Rauschverhalten der Diode [KW16, S. 319].

2.2.5 Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS)

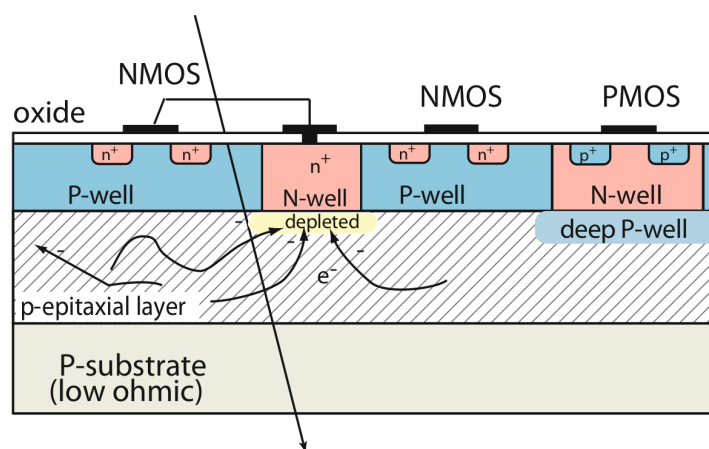


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung eines Pixels von einem MAPS [KW16, S. 355].

Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) vereinen die Ladungssammlung des Sensors mit kommerzieller Complementary Metal Oxide Semiconductor (CMOS) Elektronik innerhalb eines Pixels. Für CMOS ist charakteristisch, dass nMOS- und pMOS-Transistoren (MOSFETs) gemeinsam auf Siliziumwafern gefertigt werden. Diese werden technisch durch p- und n-Wannen (Wells) innerhalb einer gezielt dotierten epitaxialen Siliziumschicht realisiert, die auf dem eigentlichen Wafer aufgewachsen ist. Die kommerziell verfügbare Technologie hat in der Teilchenphysik Vorteile hinsichtlich der Fertigungskosten und der Realisierung kleinerer Pixelgrößen zur Verbesserung der Ortsauflösung [KW16, 354f].

Der Aufbau eines MAPS ist in Abb. 2.9 dargestellt. Das p-Substrat ist der eigentliche Wafer und dient als leitfähiges Fundament. Auf dieses wird die epitaxiale Schicht aufgewachsen, in der die Ladungssammlung durch Diffusion der Elektronen aus dem Ereignis erfolgt. Darüber befinden sich die Wells. Die p-Wells beinhalten die

nMOS-Transistoren für die Ausleseschaltung. Am n-Well bildet sich durch die Bildung eines pn-Übergangs eine Raumladungszone aus, welche die Elektronen, die durch das Material diffundieren, durch das elektrische Feld einsammelt (Drift). Andere Pixel würden unabgeschirmt eine Konkurrenz durch das Entstehen weiterer Raumladungszonen darstellen, und werden hier bei der Realisierung des pMOS-Transistors durch tiefe p-Wells abgeschirmt.

Die separat einstellbaren Transistoren bilden den Kern der Ausleseelektronik (hier: 3-Transistor-Ausleseschema). Die wichtigsten Funktionen sind dabei zum einen der Zeilenauswahl-(select)-Transistor, der Signalausgang (hier unverstärkt) und der Lösch-eingang (Reset). Die weitere Signalprozessierung erfolgt außerhalb der aktiven Pixelfläche.

Der babyMOSS

Beim in dieser Arbeit untersuchten baby**MOSS** (**MO**nlithic **S**titched **S**ensor) handelt es sich um einen Halbleiterdetektor in der Bauform eines MAPS (vergleiche Abschnitt 2.2.5).

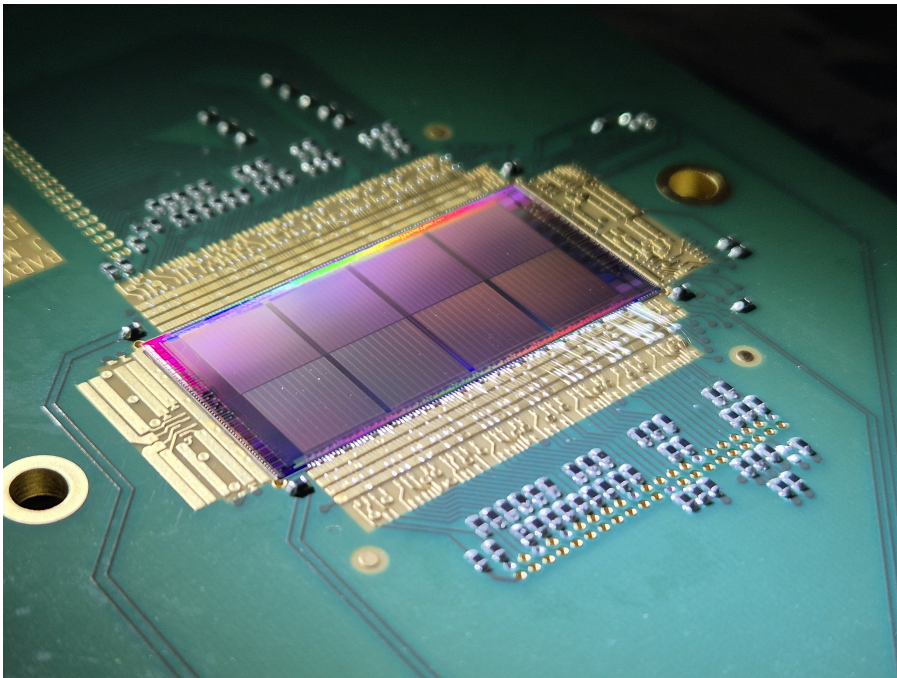


Abbildung 3.1: babyMOSS-Chip W03E7 zur Veranschaulichung. Gut sichtbar sind die 8 Regionen in der Mitte. Umliegend befindet sich die Ausleseelektronik mit den Wirebonds (goldfarben). Die Endcaps (links und rechts) sind bei diesem Chip nicht mit Wirebonds verbunden.

Im Rahmen des geplanten „Long Shutdown 3“ des LHC ab 2026 wird für das Experiment **ALICE** (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment) am **L**arge **H**adron **C**ollider (**LHC**) in der Europäischen Organisation für Kernforschung (**CERN**) voraussichtlich das **ITS-3** (**I**nnner **T**racking **S**ystem) als Upgrade installiert. Im Rahmen der technischen Weiterentwicklung soll ein neuer Typ von Halbleiterdetektor für das innere Tracking mit einer 65 nm-Technologie zum Einsatz kommen. Diese Zahl steht für die Größe

der kleinsten Strukturen (Transistoren und Leitungen) auf dem Siliziumwafer nach der CMOS-Technologie. Als Prototyp steht zur technischen Erprobung der **MOSS** zur Verfügung. Eine Besonderheit ist das hierbei angewandte „stitching“, bei dem ein MOSS-Chip aus insgesamt 10 kleineren Detektoreinheiten besteht, und sich die externe Ausleseelektronik teilt. Ebenfalls besonders ist der Plan, den Detektor so zu entwerfen, dass die aktive Detektorfläche nach dem stitching horizontal verbogen werden kann, ohne nennenswerte Einbußen bei der Detektoreffizienz hinnehmen zu müssen. Das Ziel ist somit die Verwendung eines zweidimensional zusammengeführten Sensorkomplexes, der um den Interaktionspunkt gebogen werden kann [Col08] [CER25a] [Mus19].

Der babyMOSS ist eine einzelne, eigenständige Detektoreinheit des MOSS, die der Erprobung und Charakterisierung des Sensors dient. Ein Foto einer solchen Einheit ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Er setzt sich aus insgesamt 8 quadratischen Regionen zusammen, welche einzeln ansteuerbar und in Top (TB) und Bottom (BB) Regionen aufgeteilt sind. Dabei stellen eine TB- und eine BB-Region zusammen eine **RSU (Repeating Sensor Unit)** dar. Diese stellen die aktive Messfläche dar. Die aktive Detektorfläche des babyMOSS ist etwa 14x30 mm groß [Stu25].

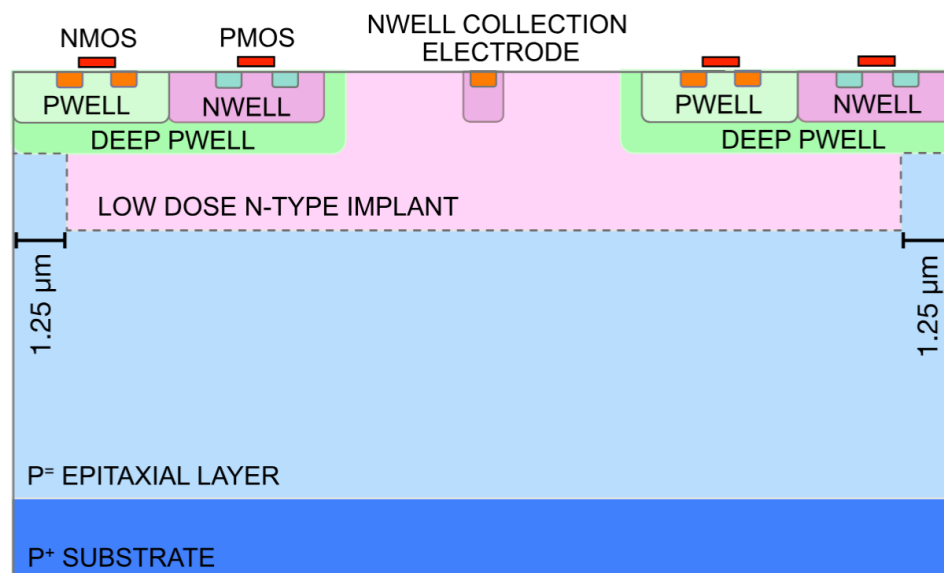


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Querschnitts durch einen Pixel einer DPTS. Die Bauweise der Pixel von DPTS und babyMOSS sind im wesentlichen gleich [Agl23, S. 2].

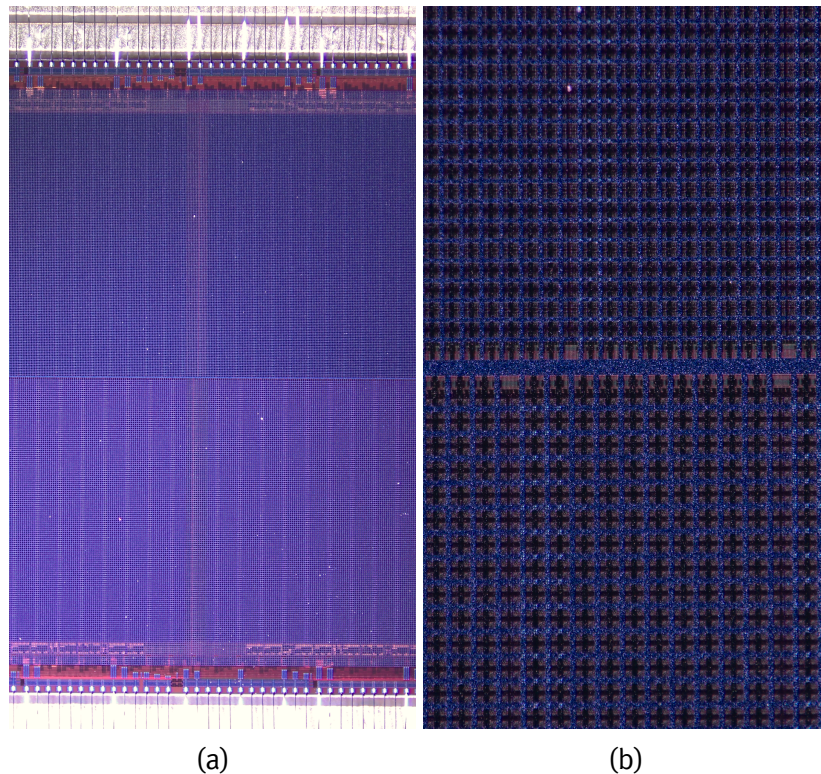


Abbildung 3.3: Mikroskopaufnahmen (ohne Maßstab) der Pixelstrukturen von babyMOSS Chip W03E7 bei unterschiedlicher Vergrößerung zu Veranschaulichung. In (a) sind oben und unten die Wirebonds zu sehen. (b) zeigt eine Detailaufnahme des Übergangs von BB- zu TB-Regionen. In beiden Bildern sind in der oberen Hälfte die kleinere Struktur der BB-Regionen zu sehen und unten die größere der TB-Regionen.

Das Pixel-Design des babyMOSS entspricht im Wesentlichen dem der Digital Pixel Test Structure (**DPTS**), welche ein vorangegangener Prototyp eines MAPS zum charakterisieren solcher Pixelstrukturen ist. Es ist in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt. Im direkten Vergleich mit Abbildung 2.9 aus Abschnitt 2.2.5 fällt auf, dass der n-Well beim babyMOSS größer ist und weiter in die epitaxiale Schicht eingefasst ist. Dadurch bildet sich an der größeren Grenzfläche zur p-dotierten epitaxialen Schicht eine größere Raumladungszone. In der Raumladungszone ist der Drift der Elektronen dominant gegenüber der Diffusion, was sich darin auswirkt, dass ein Detektor dieser Bauart eine effektivere Ladungssammlung, eine schnellere Signalerfassung und eine bessere Strahlungsbeständigkeit aufweist. Das liegt daran, dass das

elektrische Feld der Raumladungszone die Elektronen gezielt zur Sammelelektrode beschleunigt und weniger Zeit für Rekombinationsprozesse, zum Beispiel an strahlengeschädigten Bereichen im Halbleitermaterial, verbleibt. Die zusätzlichen tiefen p-Wells dienen der Abschirmung der Transistoren vom vergrößerten n-Well. Die $1.25\ \mu\text{m}$ breiten Lücken am Pixelrand unter den tiefen p-Wells dienen der Erzeugung einer Raumladungszone zwischen der Pixel, um die Ladungssammlung zu beschleunigen und um die Ladungsteilung zwischen den Pixeln zu minimieren [Vil24].

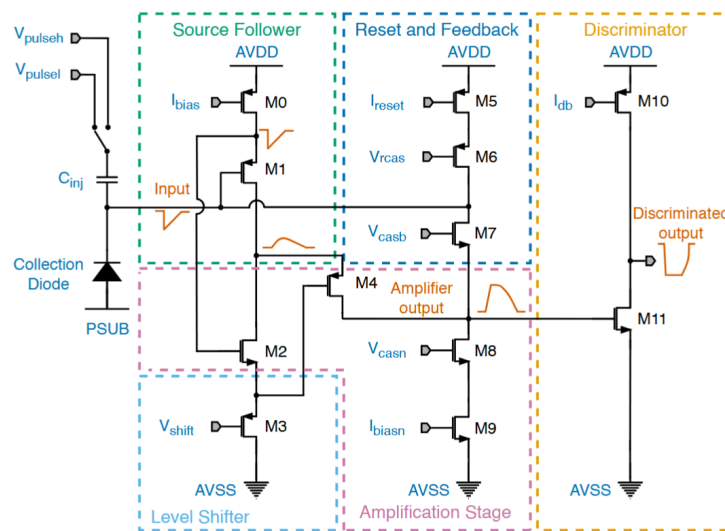


Abbildung 3.4: Vereinfachte schematische Darstellung des Front-End eines Pixels im MOSS. In dieser Arbeit wurden der IRESET und die VCASB genutzt [Abd25].

Die Regionen TB und BB des babyMOSS unterscheiden sich durch die Anzahl der Pixel und in ihrer Architektur. Die TB-Regionen bestehen aus jeweils 256×256 Pixel mit einer Pixelgröße von $22.5\ \mu\text{m}$ und die BB-Regionen aus 320×320 Pixeln mit einer Pixelgröße von $18\ \mu\text{m}$. Der Unterschied der TB- und BB-Regionen ist dabei unter dem Mikroskop in Abbildung 3.3 erkennbar. Die Regionen innerhalb ihrer TB- oder BB-Einheit unterscheiden sich zusätzlich in Transistorgrößen, Strom- und Spannungssteuerung, Verstärker Schaltungen, Threshold- oder Feedbackschaltungen und ihrer digitalen Logik. Jede Region ist ein Testfeld für eine bestimmte Pixelarchitektur. Dies ist darin begründet, dass es sich beim MOSS um einen Prototypen handelt, um verschiedene Architekturansätze in der Praxis testen zu können. Ein vereinfachtes

Schema des Front-Ends, der elektronischen Signalverarbeitung in jedem Pixel eines MOSS, findet sich in Abbildung 3.4.

In dieser Arbeit wird zur Vereinfachung ausschließlich mit dem **IRESET** und der Voltage of the CAScode Bias (**VCASB**) im Front-End des Detektors gemäß Abbildung 3.4 gearbeitet. Der IRESET ist dabei der Strom zum Zurücksetzen des Pixels nach einem Ereignis. Ein höherer IRESET resultiert in kürzeren Signalen, da die Amplitude hier schneller wieder abfällt. Die VCASB ist eine Spannung, die die Empfindlichkeit des Eingangsverstärker so steuert, dass höhere Werte die Verstärkung (Gain) verringert. Sie legt also fest, in welchem Ausmaß die abgenommene Spannung verstärkt wird. Für IRESET und VCASB werden qualitativ solche Werte ausgewählt, mit denen sich das Spektrum der verwendeten Quelle qualitativ gut darstellen lässt, um hinreichend gute Aussagen über das Verhalten des Detektors zu erhalten [Agl23]. Für eine Feinabstimmung hinsichtlich des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses bietet es sich an, IRESET und VCASB für jede Region einzeln anzupassen. Dies begründet sich durch die im vorherigen Absatz erwähnten Unterschiede in der Architektur der einzelnen Regionen. Die Parameter werden in DAC-Einheiten angegeben (digitale Stellwerte) und besitzen somit keine direkte physikalische Einheit. Im Folgenden werden die Parameter daher einheitenlos angegeben [Abd25, S. 9].

Experimentelle Methoden

4

In diesem Kapitel wird zunächst auf die allgemeine Methodik der durchgeführten Time-over-Threshold (ToT) Messungen eingegangen (Abschnitt 4.1) und dann der experimentelle Aufbau mit der verwendeten Hardware näher erläutert (Abschnitt 4.2). Für sämtliche Messungen wurde eine $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Quelle verwendet, um die ToT anhand des aus dieser Quelle resultierenden Peaks zu untersuchen.

4.1 Energiemessung über Time-over-Threshold (ToT)

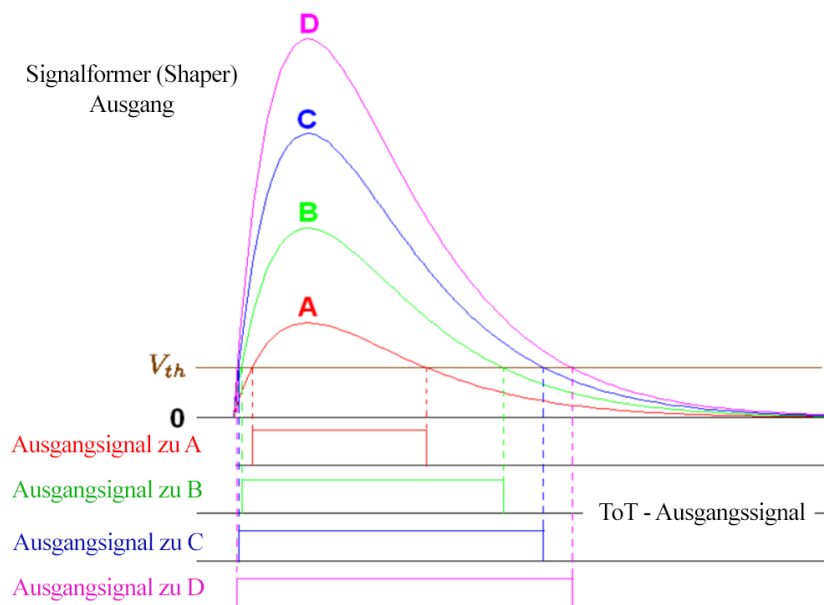


Abbildung 4.1: Der Zusammenhang von Time-over-Threshold (ToT) zur Amplitude eines Signals (hier aus einem Shaper). Ein eingehendes Signal überschreitet einen festgelegten Threshold V_{th} . Es wird die Zeit gemessen, wie lange der Threshold überschritten wurde (übersetzt [OUS18]).

Der babyMOSS ist ein Prototyp in der Entwicklung des ALICE ITS-3 Upgrades, dessen Aufgabe primär die Vertex-Rekonstruktion und Tracking ist. Energiemessungen können dennoch über die Messung der Time-Over-Threshold (ToT) durchgeführt werden. Das Grundprinzip einer solchen Messung ist die Bestimmung der energieabhängigen Länge von digitalen Signalen, die der Detektor bei einem Ereignis misst. Wie die ToT aus der Amplitude A eines Signals zu interpretieren ist, wird aus Abbildung 4.1 deutlich. Dabei wird ein Schwellenwert (Threshold) definiert, ab dem das Signal registriert wird. Der Wert der ToT hängt dabei von der Länge ab, in der die Amplitude des Signals über den Threshold verbleibt. Diese Methode ist auf verschiedene Detektortypen anwendbar.

Im Falle des babyMOSS ist diese Amplitude auf das nach einem Ereignis anliegende Signal an der Sammelelektrode zurückzuführen und resultiert aus der dort gemessenen Ladung. In Halbleiterdetektoren bewirkt eine Interaktion mit einem Teilchen höherer Energie auch eine höhere Amplitude und somit auch eine höhere ToT. Mit einer geeigneten Signalverarbeitung wird damit eine Umrechnung von ToT in Energieeinheiten möglich [OUS18]. Eine Kalibrierung kann beispielsweise über mindestens 2 bekannte Peaks einer Quelle erfolgen. Die ermittelten Peakpositionen werden dann gegen die bekannten Peakenergien aufgetragen. Wird eine Gerade durch die beiden Punkte gezogen, kann ToT mit der Steigung und dem Offset der Geradengleichung in Energie umgerechnet werden.

Zur Messung der ToT steht über interne Verzeichnisse des CERN [CER25b] Software zum Durchführen und Analysieren der ToT-Scans zur Verfügung. Mit diesen kann jeweils nur eine Region (wahlweise TB oder BB) für einen ToT-Scan verwendet werden. Es stehen zwei Arten von ToT-Scans zur Verfügung: Der *Source ToT Scan* und der *Source ToT Stuck Scan*. Der *Source ToT Scan* misst die ToT in Mikrosekunden, während der *Source ToT Stuck Scan* in [RO(ReadOut)-cycles] misst. Die RO-cycles stellen Taktzyklen in der Ausleseelektronik des Detektors dar, die während der Zeit gezählt werden, in der das Signal den Threshold überschreitet. Die Länge dieser Zyklen hängt dabei vom vorliegenden Front-End ab. In dieser Arbeit wird ausschließlich mit dem *Source ToT Stuck Scan* gearbeitet, weswegen die ToT-Werte im Folgenden mit ROcycles angegeben wird.

4.2 Experimenteller Aufbau

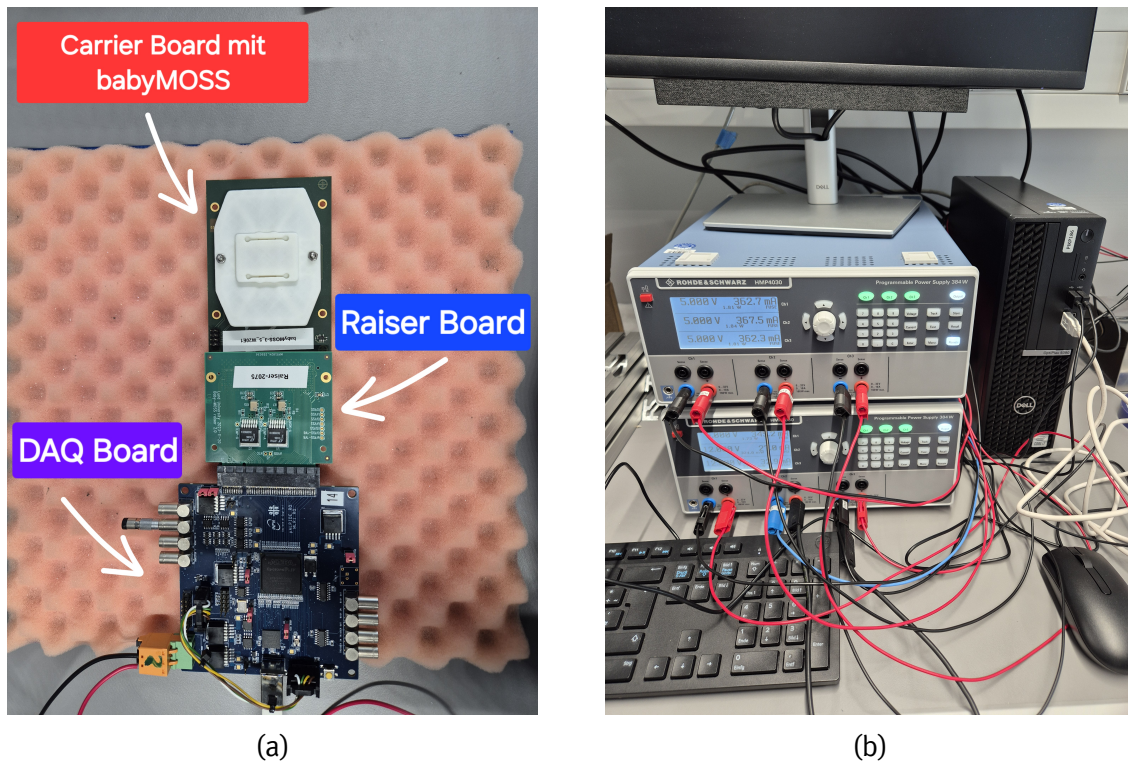


Abbildung 4.2: Der in dieser Arbeit verwendete experimentelle Aufbau. (a) zeigt das Testsystem für den babyMOSS mit dem Carrier Board, dem Raiser Board und dem DAQ Board. In (b) sind zentral 2 HMP4030 Stromversorgungseinheiten und rechts der Labor-Computer zu sehen. Für den Betrieb eines Testsystems wird nur 1 Kanal eines HMP4030 benötigt.

Der experimentelle Aufbau für die Testmessungen ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Das Testsystem für den babyMOSS setzt sich dabei aus 3 Komponenten zusammen: Das **Carrier Board** ist die mechanische Aufnahme für den Chip und mit den Bondpads (den Anschlüssen für die Wirebonds), sowie den elektrischen Leitungen für Datentransfer und Stromversorgung ausgestattet. Zusätzlich befindet sich eine Schutzabdeckung über den eigentlichen Chip, um diesen vor Verunreinigung und mechanischen Einflüssen zu schützen. Das **DAQ (Data Acquisition) Board** steuert den Detektor, empfängt und formatiert die gewonnenen Daten und schickt sie an den angeschlossenen Computer. Das **Raiser Board** verbindet die Versorgungs- und Datenleitungen des Carrier Boards mit dem DAQ Board, damit dasselbe DAQ Board so mit verschiedenen Raiser Boards für unterschiedliche Testsysteme verwendet

werden kann. Die Stromversorgung des Systems wird durch ein *HMP4030* des Herstellers „Rohde & Schwarz“ realisiert.

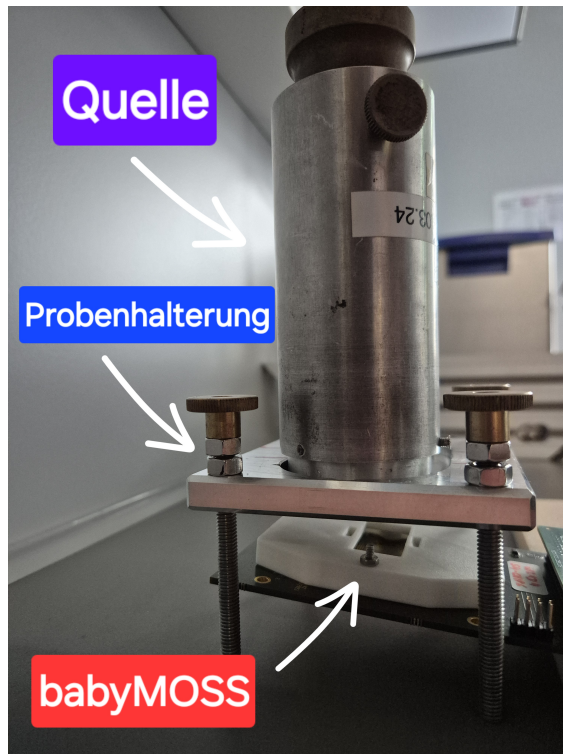


Abbildung 4.3: Der experimentelle Aufbau mit $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Quelle. Die Probenhalterung ermöglicht eine ungefähre Ausrichtung der Quelle von oben auf einzelne Regionen des babyMOSS. Während der Messungen wurde das hier gezeigte Testsystem mitsamt der Quelle vom Umgebungslicht abgeschirmt.

Die für die Messung verwendete $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Quelle ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Im Röntgenspektrum von $^{55}_{26}\text{Fe}$ findet sich bei den Messungen mit dem babyMOSS ein charakteristischer Peak, der für die Analysen verwendet wird. Dieser Peak setzt sich vor allem aus dem Mn-K α -Peak bei 5.90 keV und dem Mn-K β -Peak bei 6.49 keV zusammen [KW16, S. 831]. Die Auflösung der ToT-Messungen lässt eine Unterscheidung der Peaks allerdings nicht zuverlässig zu (vergleiche Abschnitt 5.2, Abbildung 5.4).

Nach der Montage aller Komponenten wird mit der vom CERN bereitgestellten Software zunächst das DAQ Board auf den Betrieb mit dem babyMOSS programmiert. Die Quelle wird mit dem Probenhalter grob in die gewünschte Position über die zu messende Region gebracht, wie es in Abbildung 4.3 zu sehen ist. Danach wird

der gesamte Messaufbau vom Umgebungslicht abgeschirmt (zum Beispiel mit einer lichtundurchlässigen Folie), da das Umgebungslicht ansonsten ebenfalls als Untergrundrauschen in der Messung auftauchen würde.

Die Messungen wurden teilweise an unterschiedenen Örtlichkeiten mit unterschiedlichen Bedingungen durchgeführt. Dabei wurden insbesondere die längeren Messungen von babyMOSS 3_5 der Regionen TB0x8 in einer nicht klimatisierten Halle aufgenommen, wodurch Temperaturschwankungen prinzipiell möglich waren. Die Spektren von babyMOSS 4_6 wurden ausschließlich in einer klimatisierten Umgebung gemessen.

Ergebnisse und Diskussion

5

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse dieser Arbeit dargestellt und diskutiert. In Abschnitt 5.1 werden zunächst Hitmaps betrachtet, um Verunreinigungen, Defekte und die Ausrichtung der Quelle visualisieren zu können. Danach werden im Abschnitt 5.2 die gemessenen Röntgenspektren näher betrachtet. Abschnitt 5.3 behandelt die ToT-Heatmaps zur Visualisierung einer Änderung der ToT über die Detektorfläche. In den Abschnitten 5.3.1 und 5.3.2 wird eine genauere Analyse über die Änderung der ToT vorgenommen.

Gemessen wurde mit den babyMOSS-Chips 3_5_W20E1 und 4_6_W21D4, wobei Chip 3_5_W20E1 für detailliertere Untersuchungen mit mehr Statistik verwendet wurde. Im Folgenden werden die babyMOSS nur mit Chip 3_5 und Chip 4_6 bezeichnet. Die Bezeichnung der Regionen der babyMOSS ist in dieser Arbeit in ihrer Hexadezimalzahl. Dabei gibt es für jede TB und BB Reihe die Regionen 0x1, 0x2, 0x4 und 0x8, was für die Regionen 0 bis 3 steht. Bei Chip 3_5 war zum Zeitpunkt dieser Arbeit die Region TB0x4 defekt, weshalb für diese Region in dieser Arbeit keine Messergebnisse vorhanden sind.

5.1 Hitmaps

Anhand der Hitmaps kann eine qualitative Einschätzung über das Verhalten verschiedener Regionen getroffen werden. Dadurch werden unter anderem Verunreinigungen durch Staub, defekte Pixel und die Ausrichtung der Probe gut ersichtlich.

Die in diesem Abschnitt betrachtete Hitmap wurde durch eine Messung von Region TB0x8 auf babyMOSS Chip 3_5 mit einer Messzeit von etwa 68 h erstellt und dient zur Veranschaulichung stellvertretend für alle erstellten Hitmaps. Bei qualitativer Betrachtung von Abbildung 5.1 fällt auf, dass vereinzelt Pixel mit vergleichbar hoher Aktivität auftreten. Im Plot ist ein weißer Punkt mit etwa $4 \cdot 10^5$ gemessenen

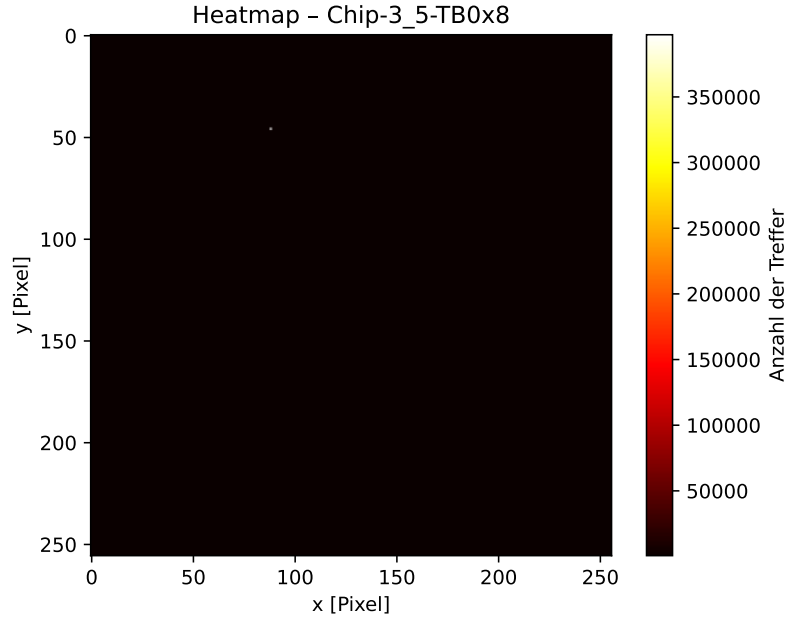


Abbildung 5.1: Hitmap einer TB-Region bei einer Messzeit von etwa 68 h. Die Daten sind ungefiltert und zeigen links oben einen defekten Pixel (Hotpixel), der dauerhaft Signale ausgibt. Ein weiterer, schwächerer Hotpixel befindet sich etwa 50 Pixel weiter rechts vom klar erkennbaren.

Ereignissen zu sehen, während die restlichen Pixel vergleichsweise nichts gemessen haben. Dieses Verhalten weist auf technische Defekte an diesen Pixeln hin, da bei einer Messung über die gesamte Region mit konstanter Strahlenintensität pro Fläche für einzelne Pixel keine erhöhte Aktivität zu erwarten ist. Beobachtet wurde dieses Phänomen ebenfalls bei anderen babyMOSS-Chips und auf anderen Regionen desselben Chips, wobei auch weitestgehend fehlerfreie Regionen aufgetreten sind. Die Daten dieser *Hotpixel* werden für die weitere Analyse herausgefiltert, und erscheinen auf den gefilterten Hitmaps als schwarze Punkte, wie in [Abbildung 5.2](#) ersichtlich ist. Für das Filtern wurde die **IQR-Regel** (InterQuartile Range) angewandt. Es werden die Ereignisse pro Pixel gezählt und zwei Grenzen P_{25} und P_{75} so definiert, dass 25 % aller Daten unter oder gleich P_{25} und 75 % der Daten unter oder gleich P_{75} liegen. Der Schwellwert P_{cut} berechnet sich damit unter Verwendung eines IQR-Faktors k wie folgt:

$$P_{cut} = P_{75} + k \cdot (P_{75} - P_{25}).$$

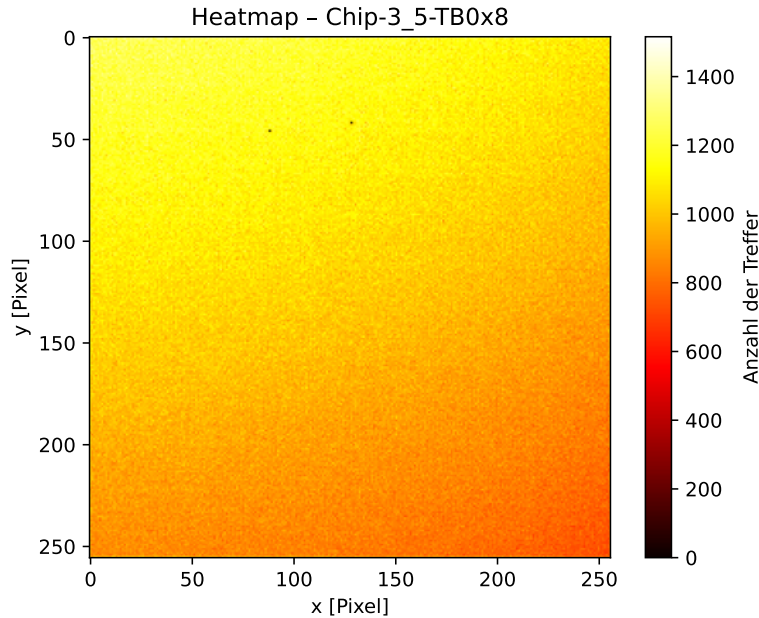


Abbildung 5.2: Hitmap einer TB-Region bei einer Messzeit von etwa 68 h. Die Daten zweier Hotpixel wurden gemäß der IQR-Regel entfernt. Der Farbverlauf begründet sich durch eine ungleichmäßige Bestrahlung der Region. Die Quelle stand in diesem Fall nach unten links versetzt.

In dieser Arbeit wurde für alle Messungen $k = 8$ gewählt, sodass der Filter nur die Daten vergleichsweise starker Hotpixel herausfiltert und die Daten ansonsten nicht verändert. Zusätzlich wird auch die Grenze $P_{99,9}$ gewählt und mit dem berechneten P_{cut} verglichen. Zur Anwendung kommt dabei nur die höhere der beiden Grenzen. Der Grund dafür ist, dass wenn die Region keine defekten Pixel besitzen würde, dennoch Datenpunkte innerhalb von normalen Schwankungen gelöscht werden würden. Bei weiterer Betrachtung von Abbildung 5.2 fällt der Farbverlauf der Hitmap auf. Dieser begründet sich dadurch, dass die $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Quelle nicht mittig über der Region, sondern mittig über dem Chip positioniert wurde. Die Region wurde daher nicht gleichmäßig bestrahlt, da es hier um eine Region am seitlichen Rand (TB0x8) handelt. Die Probe wurde bei diesen Messungen für jede Region neu ausgerichtet, damit eine möglichst gleichmäßige Bestrahlung der zu messenden Region stattfindet. Der vollständig intakte Chip 4_6 wurde, aus Gründen der Verfügbarkeit für weitere Arbeiten, pro Region mit kürzeren Messzeiten von etwa 2 h bis 3.5 h gemessen. Eine Ausnahme ist dabei die Region TB0x8, welche etwa 16 h gemessen wurde.

Die Messzeiten bei Chip 3_5 lagen zwischen etwa 20 h und 68 h. Bei diesem Chip wurde Region TB0x8 zweifach gemessen. Dabei wurde nach der in Abbildung 5.2 durchgeführten Messung zusätzlich eine weitere Messung für hohe Statistik über etwa 90 h mit zentrierter Probe durchgeführt.

Die entstandenen Hitmaps für Chip 3_5 sind im Anhang A in den Abbildungen A.1 (TB-Regionen) und A.2 (BB-Regionen) einsehbar. Beim Vergleich der beiden Messungen von Region TB0x8 (Abbildung A.1 (c) und (d)) fällt in (d) ein vergleichsweise kleiner Bereich oben rechts auf, in dem die Anzahl der Ereignisse herabgesetzt war. Dies könnte eine Verunreinigung (zum Beispiel Staub) auf der Detektoroberfläche sein, die bei der vorher durchgeführten Messung (c) nicht vorhanden war. Darüber hinaus kann besonders Messung (d) für präzise Aussagen über das Verhalten des Detektors für weitere Untersuchungen verwendet werden, da die Quelle gut auf die gesamte Region ausgerichtet war und eine hohe Statistik vorhanden ist.

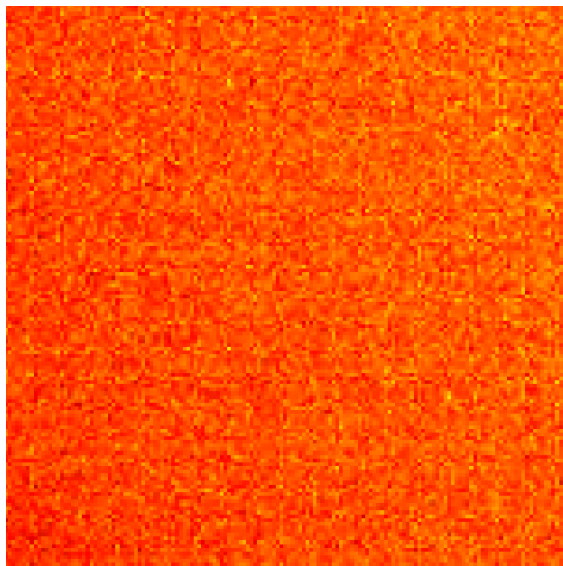


Abbildung 5.3: Vergrößerte Darstellung der Hitmap von babyMOSS 3_5, Region BB0x1 (vergleiche Abb. A.2 a) ohne Achsenbeschriftung zur Kenntlichmachung von quadratischen Unterstrukturen. Diese werden bei allen BB-Regionen beobachtet.

Die Hitmaps für Chip 4_6 sind ebenfalls im Anhang A zu finden. Dabei sind die der TB-Regionen in Abbildung A.3 und die der BB-Regionen in Abbildung A.4 zu finden. In Region BB0x1 bei etwa $x = 210$, $y = 75$ ist eine weitere Struktur sichtbar, die auf eine mit bloßem Auge sichtbare Verunreinigung zurückzuführen ist.

Der Vergleich der Hitmaps der unterschiedlichen Chips zeigt keine signifikanten Abweichungen voneinander, obwohl Chip 3_5 mit etwa zehnfach höherer Statistik gegenüber Chip 4_6 (Messzeit etwa 20 h gegenüber etwa 2 h) gemessen wurde.

Insbesondere bei den BB-Regionen beider Chips kann in den Hitmaps eine quadratische Unterstruktur beobachtet werden. Um dies zu zeigen, wurde die Hitmap von babyMOSS 3_5, Region BB0x1 (vgl. Abbildung A.2 a), vergrößert in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Strukturen sind etwa 10 px groß und erstrecken sich über die gesamte Region. Die Unterstrukturen weisen auf bauartbedingte Einflüsse für Messungen mit dieser Art von Detektor hin.

5.2 ToT-Histogramme

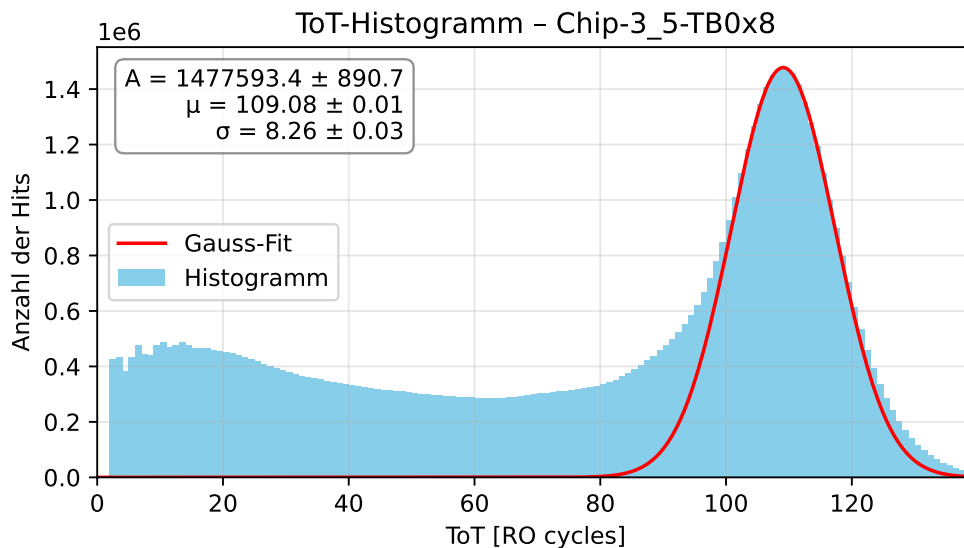


Abbildung 5.4: ToT-Histogramm einer $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Quelle bei einer Messzeit von etwa 48 Stunden. Der Peak wurde mit einer Gauss-Funktion gefittet um die mittlere Peakposition μ zu finden.

Die gemessene ToT wird als Histogramm geplottet und analysiert. Dabei entsteht ein für die jeweilige Quelle charakteristisches Spektrum mit Peaks an den Stellen der gemessenen Teilchenenergien (vergleiche Abschnitt 4). In dieser Arbeit wird aus Gründen der Vergleichbarkeit immer mit derselben $^{55}_{26}\text{Fe}$ Quelle gemessen.

Ein solches Spektrum ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Auf dieses wurde ein Gauss-Fit angewandt, bei dem der Fitbereich um den Hochpunkt bei allen Messungen auf

± 5 ROcycles eingestellt wurde. Die Fit-Funktion ist $f(x) = a \cdot \exp[-(x - \mu)^2/(2\sigma^2)]$, woraus sich die Position des Peaks μ auf der ToT-Skala mitsamt seiner Unsicherheit (über die Kovarianzmatrix) und der Standardabweichung σ ergibt. Diese kann gemäß Abschnitt 4.1 mittels einer geeigneten Kalibrierung in Energie umgerechnet werden. Die gemessenen Ereignisse im Bereich links vom Peak bei einer gemessenen ToT von etwa ≤ 85 ROcycles in der Abbildung werden qualitativ ausgewertet: Bei einem Wert von etwa 10 ROcycles bis 15 ROcycles ist eine, im Vergleich zum Hauptpeak, kleinere Häufung an Ereignissen zu sehen. Dieser stellt vermutlich das Untergrundrauschen (beispielsweise durch thermisches Rauschen und/oder Umgebungslicht) dar und wird in allen aufgenommenen Spektren beobachtet. Für diese Arbeit ist, bei einem unauffälligen Spektrum, lediglich die Position des Hauptpeaks interessant, weswegen das Röntgenspektrum darüber hinaus nicht weiter untersucht wird.

Zur ToT-Messung wurden verschiedene VCASB und IRESET Werte eingestellt (vgl. Abschnitt 3). Für die Auswahl der Werte wurde zunächst eine Testmessung durchgeführt. Das ToT-Histogramm dieser Testmessung wurde dann betrachtet und so bewertet, dass bestenfalls ein möglichst gut aufgelöster Hauptpeak der Quelle bei kleinem Rauschen links des Peaks vorhanden war. Für die TB-Regionen beider Chips wurde vorrangig mit den Werten VCASB = 6 und IRESET = 7 gemessen. Bei einigen BB-Regionen war diese Einstellung jedoch nicht praktikabel, da aufgrund hohen Rauschens teilweise kein verwendbares Spektrum mehr geplottet werden konnte oder keine Ereignisse registriert wurden. Bei Chip 4_6 wurden die BB-Regionen BB0x1 und BB0x2 mit VCASB = 6 und IRESET = 7 gemessen, wobei diese Einstellungen bei den Regionen BB0x4 und BB0x8 zu keinem auswertbaren Ergebnis führten. Daher wurden diese Regionen nach einigen Testmessungen mit VCASB = 2 und IRESET = 13 gemessen, um ein verwertbares Spektrum zu erstellen. Bei Chip 3_5 wurden zuletzt alle BB-Regionen einheitlich mit VCASB = 10 und IRESET = 10 gemessen.

Die ToT-Histogramme der Messungen an Chip 3_5 befinden sich im Anhang B in Abbildung B.1 für die TB-Regionen und in Abbildung B.2 für die BB-Regionen. Die ermittelten Peakpositionen μ sind in Tabelle 5.1 (TB-Regionen) und Tabelle 5.2 (BB-Regionen) einsehbar.

Tabelle 5.1: Peakpositionen des $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Peaks nach Messung durch die TB-Regionen der Chips aus den ToT-Histogrammen (Anhang B). Für TB0x8 von Chip 3_5 wurde der Messwert höherer Statistik angegeben.

TB	0x1	0x2	0x4	0x8
Chip	Peakposition in [RO cycles]			
3_5	82.77 ± 0.02	95.19 ± 0.01	-	108.70 ± 0.01
4_6	117.45 ± 0.03	98.05 ± 0.03	101.83 ± 0.02	95.90 ± 0.02

Tabelle 5.2: Peakpositionen des $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Peaks nach Messung durch die BB-Regionen der Chips aus den ToT-Histogrammen (Anhang B).

BB	0x1	0x2	0x4	0x8
Chip	Peakposition in [RO cycles]			
3_5	71.51 ± 0.01	76.86 ± 0.02	71.30 ± 0.02	83.15 ± 0.01
4_6	119.12 ± 0.03	118.11 ± 0.03	49.31 ± 0.04	56.92 ± 0.02

Aus den ermittelten Peakpositionen in den verschiedenen Regionen geht hervor, dass leichte Schwankungen auftreten können, auch wenn dieselben Parameter IRESET und VCASB genutzt wurden. Dies geht besonders aus den Messungen der TB-Regionen hervor, da hier immer dieselben Parameter $\text{VCASB} = 6$ und $\text{IRESET} = 7$ genutzt wurden. Ursächlich für die Abweichungen könnten die unterschiedliche Architektur der einzelnen Regionen (siehe Abschnitt 3) oder Fertigungsschwankungen in der Produktion sein. Umgebungsfaktoren wie Temperaturschwankungen oder Umgebungslicht können auch nicht gänzlich ausgeschlossen werden. Die Schwankungen der gemessenen ToT der Regionen untereinander betragen bei den hier untersuchten Chips bis zu etwa 30 % innerhalb eines Chips. Dies macht für konkrete Energiemessungen mit dem babyMOSS eine individuelle Kalibrierung für jede Region notwendig.

Die Region TB0x8 von Chip 3_5 wurde zweimal mit hinreichend hoher Statistik (etwa 68 h und 90 h) gemessen. Da beide Messungen im Folgenden häufiger erwähnt werden, wird die Messung über etwa 68 h als Messung 68, und die Messung über 90 h als Messung 90 benannt. Die ermittelten Peakpositionen liegen bei (109.08 ± 0.01) ROcycles für Messung 68 und (108.70 ± 0.01) ROcycles für Messung 90, womit sie außerhalb ihrer Unsicherheiten um etwa 0.35 % voneinander abweichen. Diese Abweichung könnte dadurch erklärt werden, dass beide Messungen in

einer nicht klimatisierten Halle stattgefunden haben, da Halbleiterdetektoren auf thermische Umgebungseinflüsse reagieren können (vergleiche Abschnitt 2.2.1). Um diesen Punkt auszuschließen, würde sich eine Vergleichsmessung in einer temperaturüberwachten Umgebung anbieten.

5.3 ToT-Heatmaps

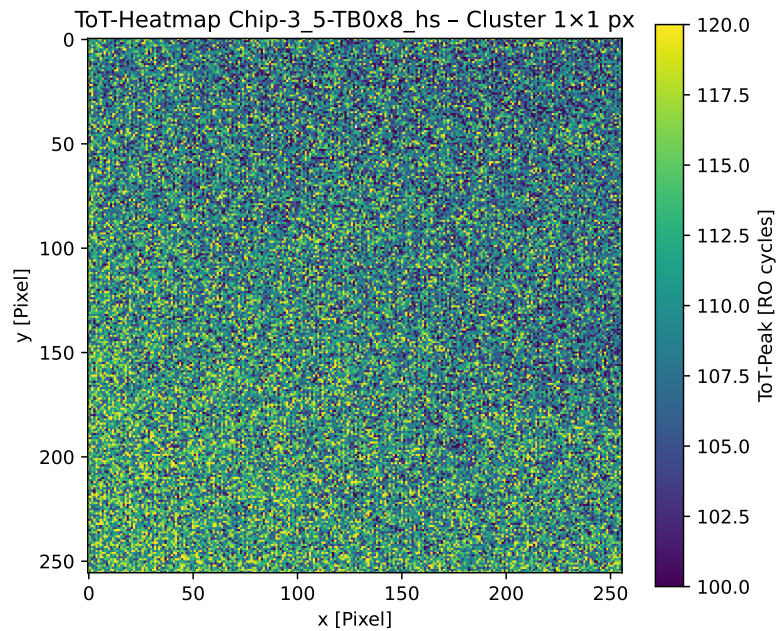


Abbildung 5.5: ToT-Heatmap von babyMOSS 3_5, Region TB0x8 mit etwa 90 h Messzeit bei einer $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Quelle. Jeder Pixel ist mit dem jeweiligen ToT-Wert des $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Peaks versehen und geplottet worden. Die Range der Heatmap beschränkt sich auf ToT-Werte zwischen 100 ROcycles bis 120 ROcycles.

Die Histogramme des vorangegangenen Abschnitts 5.2 setzen sich aus der gemessenen ToT in allen Pixeln der gemessenen Region zusammen. Bei Betrachtung der Daten jedes einzelnen Pixels kann auch für jeden Pixel ein eigenes Histogramm erstellt werden. Dies ermöglicht es, bei Verwendung einer bekannten Quelle wie der vorliegenden $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Quelle, den bekannten Peak wie schon im vorangegangenen Abschnitt zu fitten und die Peakposition μ in jedem einzelnen Pixel zu finden. Dies kann genutzt werden, um eine **ToT-Heatmap** darzustellen, in der die Pixel des Detektors auf systematische Strukturen, Abweichungen und Randeffekte untersucht werden. Die x - und y -Informationen werden hierbei mit der Information über die

Peakposition des jeweiligen Pixels besetzt und geplottet. Die Heatmaps selbst dienen dabei lediglich als qualitative Veranschaulichung, da Unsicherheiten auf die Peakpositionen in der Map nicht berücksichtigt werden.

Die ToT-Heatmap der 90 h Messung von babyMOSS Chip 3_5, Region TB0x8 ist in Abbildung 5.5 zu sehen. Um die Validität dieser Heatmap beurteilen zu können, ist eine qualitative Beurteilung der Fits in den Einzelspektren notwendig. Dazu werden bei jedem Programmdurchlauf acht zufällige Pixel ausgewertet, anhand derer eine solche Beurteilung möglich ist. Für die hier gezeigte Abbildung sind diese Fits im Anhang D in Abbildung D.1 zu sehen. Die hier verwendete Fitfunktion (Gauss) ist:

$$f(x) = a \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu}{\sigma}\right)^2\right) + b \quad (5.1)$$

Der Parameter b stellt hierbei den Untergrund dar. Die Qualität dieser Fits ist bei der Betrachtung von einzelnen Pixeln hinreichend gut, um die gezeigte Heatmap darstellen und bewerten zu können. Ein besseres Spektrum, und damit auch ein genauerer Fit über die Einzelpixel, ließe sich vor allem durch eine höhere Statistik erreichen. Die ToT-Heatmap selbst zeigt ein weitestgehend homogenes Verhalten der Region, in dem sich der gemessene $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Peak bei einer ToT von etwa 109 ROcycles auf den Pixeln befindet. Dies korreliert ungefähr mit der gemessenen Peakposition im ToT-Histogramm aus Tabelle 5.1 für diese Messung. Darüber hinaus ist zusätzlich ein leichter Farbverlauf zu erkennen, wobei in der unteren linken Ecke um $x \approx 0 \text{ px}$ und $y \approx 255 \text{ px}$ bei vielen Pixeln eine höhere ToT gemessen wird als in der oberen rechten Ecke um $x \approx 255 \text{ px}$ und $y \approx 0 \text{ px}$. Die ToT-Skala in Abbildung 5.5 wurde auf Werte zwischen 100 ROcycles bis 120 ROcycles begrenzt, um diese besser beurteilen zu können. Es gibt aber auch vereinzelte Pixel, die ToT-Werte von $\approx 0 \text{ ROcycles}$ und $\approx 180 \text{ ROcycles}$ gemessen haben. Die Auswirkungen dieser Pixel werden in dieser Arbeit als statistisch vernachlässigbar eingeschätzt und nicht weiter beachtet. Darüber hinaus sind in dieser ToT-Heatmap als einzige aller geplotteten ToT-Heatmaps quadratische Unterstrukturen erkennbar, da statistisch bedingt nur in dieser einzelne Pixel betrachtet werden konnten. Dies deckt sich mit den

Beobachtungen von Unterstrukturen in den Hitmaps der BB-Regionen (siehe Abschnitt 5.1). In [Abd25] findet sich womöglich die Erklärung darin, dass Unterstrukturen eine Verzögerung (Delay) der Signale durch unterschiedliche Kopplungen zwischen Signalpfaden verursachen.

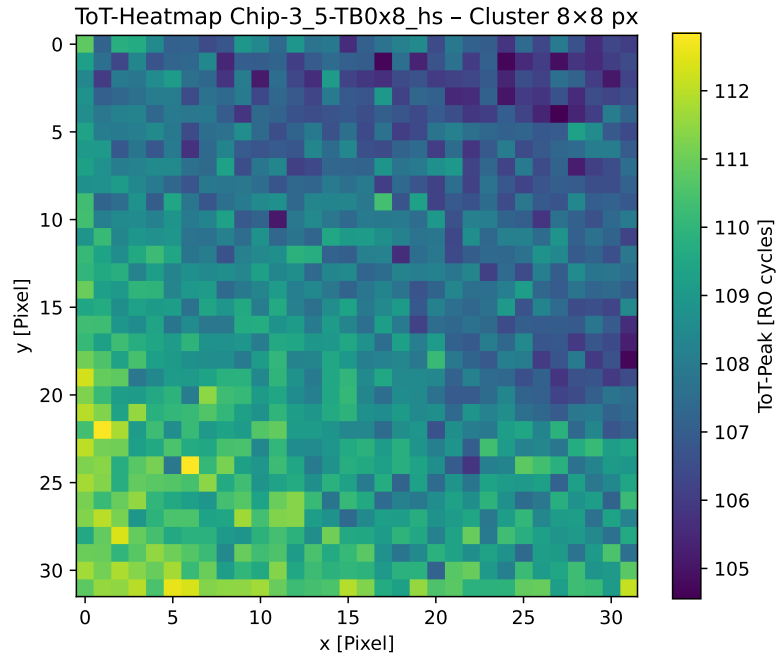


Abbildung 5.6: ToT-Heatmap von babyMOSS 3_5, Region TB0x8 mit etwa 90 h Messzeit bei einer $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Quelle. Es werden 8x8 Clustern von Pixel als Spektrum betrachtet und diese mit dem $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Peak versehen und als Heatmap geplottet.

Da alle weiteren Messungen mit weniger Messzeit durchgeführt wurden, ist eine Betrachtung der einzelnen Pixel aufgrund der Fitqualität nicht sinnvoll. Stattdessen werden Cluster aus mehreren Pixeln gebildet und deren Spektren betrachtet. Für dieselbe Messung wurde dies in Abbildung 5.6 durchgeführt. Die Qualität der Fits kann im Anhang D in Abbildung D.2 qualitativ bewertet werden. Hierbei fällt auf, dass der Parameter b aus Gleichung (5.1) für den Untergrund teilweise $b \approx 0$ Ereignisse mit hohen Unsicherheiten beträgt. Hier findet der Fit keinen konstanten Untergrund wodurch der Parameter schlecht bestimmt wird. Dies hat jedoch sichtbar wenig Einfluss auf die Peakposition μ und wird daher nicht weiter beachtet. Darüber hinaus ist zu beachten, dass die eingestellten Cluster die Anzahl der vorhandenen Pixel exakt teilen muss, da ansonsten unvollständige Cluster an den

Rändern entstehen würden, welche eine Darstellung und Bewertung der gewonnenen Daten erschweren würde. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden für alle Regionen beider Chips Cluster von 8x8 Pixel verwendet, da diese genug Datenpunkte zum Fitten der Spektren in den kürzesten Messungen von etwa 2 h bei Chip 4_6 liefern.

Beim Vergleich der entstandenen ToT-Heatmaps der Abbildungen 5.5 und 5.6 ist die Skalierung der ToT-Skala zu beachten. In der Heatmap der Einzelpixel sind die aus den Daten entfernten Hotpixel als weiße Punkte zu erkennen.

Die bereits angemarkten Daten aus den Pixeln mit sehr niedrigen ToT-Werten (um 0 ROcycles) und sehr hohen ToT-Werten (um 180 ROcycles) werden bei der Betrachtung von Clustern durch die Daten der benachbarten Pixel statistisch angeglichen. In Abbildung 5.6 ergibt sich ein Farbverlauf, der auf systematische Abweichungen bei der Messung der ToT hinweist. Die ToT-Heatmaps beider untersuchter baby-MOSS sind im Anhang C einsehbar. Dabei zeigen die Abbildungen C.1 (TB-Regionen) und C.2 (BB-Regionen) die ToT-Heatmaps von Chip 3_5. Die Abbildungen C.3 (TB-Regionen) und C.4 (BB-Regionen) zeigen die ToT-Heatmaps von Chip 4_6. Die qualitativ zu beobachtenden Farbverläufe treten bei allen in dieser Arbeit vermessenen Regionen beider Chips auf und begründen eine genauere Untersuchung dieser Systematik.

Für Chip 4_6 bieten sich die Cluster von 8x8 Pixeln als kleinste Clustergröße an, da die Qualität der Fits für kleinere Einstellungen als ungenügend bewertet wurde. Im Anhang D befinden sich in den Abbildungen D.3 (TB-Region) und D.4 (BB-Region) die entsprechenden beispielhaften Fits für die kürzesten Messungen und somit den wenigsten Datenpunkten.

5.3.1 ToT-Analyse

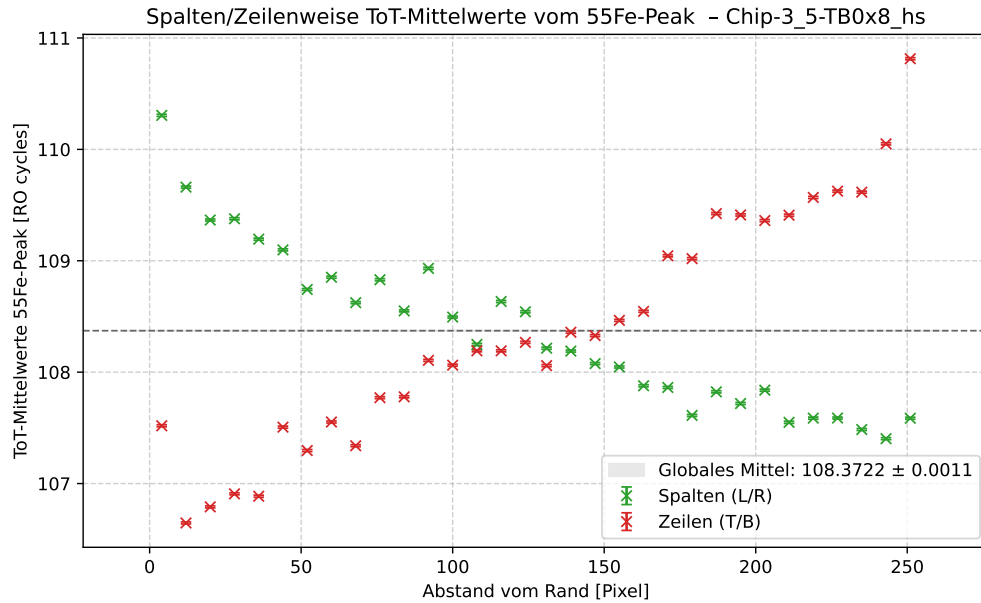


Abbildung 5.7: Der ToT-Wert des $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Peaks der 8x8 Cluster wird zeilen- und spaltenweise arithmetisch gemittelt und geplottet. Messung 90 von Region TB0x8 von babyMOSS Chip 3_5. Der Verlauf stellt den Gradienten der ToT über die Detektorfläche der Region dar. Der globale Mittelwert wird aus den arithmetischen Mittelwerten aller Cluster berechnet.

Für eine systematische Betrachtung der ToT-Heatmap bietet es sich an, die durch den Fit bestimmten $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Peakpositionen μ_i Zeilen- und Spaltenweise darzustellen. Hierzu wird der arithmetische Mittelwert aller Cluster einer Zeile oder einer Spalte gebildet und geplottet. Die Unsicherheiten werden wie folgt gemäß des „Guide to the expression of uncertainty in measurements“ [BIP] über die allgemeine Fehlerfortpflanzung berechnet. Der globale Mittelwert über die Region, geplottet als graue Linie, wird nach demselben Prinzip mitsamt seiner Unsicherheiten berechnet und dargestellt, wobei hierfür alle Cluster der Region berücksichtigt wurden. Die Unsicherheiten sind aufgrund der vorangegangenen Fitgenauigkeiten nach dieser Methode vernachlässigbar.

Der Plot für Messung 90 bei Chip 3_5, Region TB0x8 ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Es sind zwei Kurven zu erkennen, die jeweils den Verlauf der ToT-Mittelwerte zeilen-

und spaltenweise darstellt. Die Grafik verdeutlicht die in den ToT-Heatmaps sichtbaren Verläufe (vergleiche Abschnitt 5.3). Die Plots von allen untersuchten Regionen auf beiden Chips sind im Anhang E zu finden. Für alle gemessenen Regionen fallen charakteristische Verläufe auf. Für diese liegt aufgrund der weitestgehend gleichen Messbedingungen nahe, dass deren Ursprung in technischen Merkmalen des babyMOSS zu verordnen sind. Mögliche Ursachen könnten demnach spalten- und zeilenabhängige Analogstrukturen sein, die möglicherweise ebenfalls für die beobachtbaren Unterstrukturen in den Hitmaps (vergleiche Abschnitt 5.1) verantwortlich sind. Die globalen Mittelwerte der Regionen weichen von denen im Abschnitt 5.2 berechneten ToT-Wert des $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Peaks um weniger als 1.75 % ab. Dies lässt sich durch eine unterschiedliche Gewichtung in beiden Methoden erklären, wobei in Abschnitt 5.2 nach Ereignissen pro Pixel gewichtet wird, während hier, durch die Anwendung des arithmetischen Mittels, alle Pixel gleich gewichtet werden.

Die Plots von babyMOSS 3_5 sind in den Abbildungen E.1 (TB-Regionen) und E.2 (BB-Regionen) dargestellt. Bei Betrachtung der Spalten (grüne Messpunkte) in Abbildung E.1 (b) ist ein, im Vergleich zu den anderen Verläufen, stärker fluktuierender Verlauf zu beobachten. Dieser ist möglicherweise auf eine leichte Beschädigung dieses Chips zurückzuführen. Der Chip weist dadurch oberflächliche Abdrücke auf manchen Regionen und leicht verbogene Wirebonds auf. Diese Beschädigung fand erst nach den vergleichbar langen Messungen von Region TB0x8 statt, sodass diese Messungen von der Beschädigung nicht beeinflusst sein können. Alle restlichen Regionen wurden mit der vorhandenen Beschädigung charakterisiert. Die Abbildungen E.3 (TB-Regionen) und E.4 (BB-Regionen) zeigen die zeilen- und spaltenweise ToT-Analysen für babyMOSS 4_6. Trotz der vergleichbar geringen Messzeiten zu babyMOSS 3_5 konnten deutliche Verläufe mit geringen Unsicherheiten aufgenommen werden.

Im qualitativen Vergleich der bei beiden babyMOSS gemessenen Verläufe fällt auf, dass babyMOSS 3_5 teilweise deutlich unstetigere ToT-Verläufe aufweist als babyMOSS 4_6, was möglicherweise auf die bereits vermerkte Beschädigung zurückzuführen sei. Darüber hinaus zeigt sich, dass das Clustern der Regionen mit einer 8x8 Clustergröße eine hinreichend gute Wahl ist, da lange Messzeiten von über 2.5 h für eine valide Aussage somit nicht unbedingt notwendig sind. Des weiteren

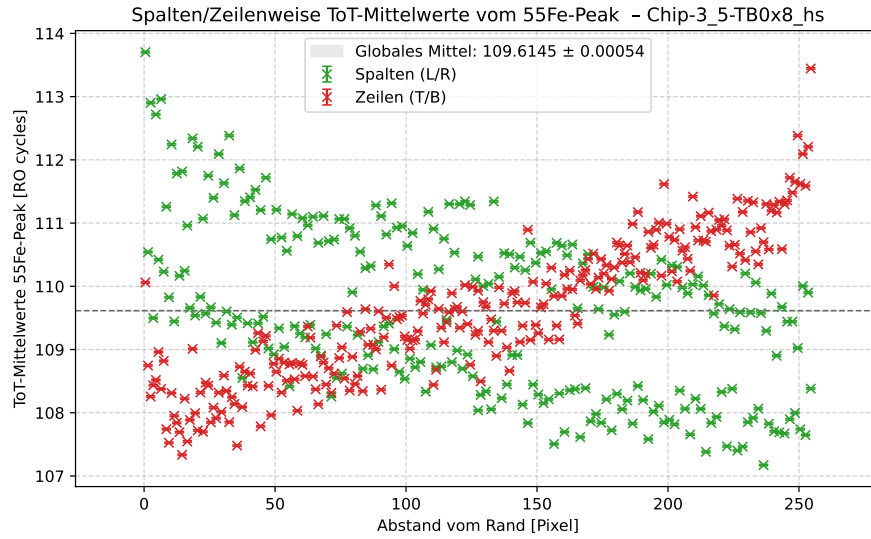


Abbildung 5.8: Der ToT-Wert des $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Peaks der einzelnen Pixel wird zeilen- und spaltenweise arithmetisch gemittelt und geplottet aus der etwa 90 h Messung von Region TB0x8 von babyMOSS Chip 3_5. Der Verlauf stellt den Gradienten der ToT über die Detektorfläche der Region dar. Der globale Mittelwert wird aus den arithmetischen Mittelwerten aller Cluster berechnet.

weist der jeweils erste und letzte Datenpunkt eines jeden Verlaufes in jeder Region einen deutlich erkennbaren Versatz zu einer höheren gemessenen ToT auf. Eine mögliche Erklärung wären Randeffekte, auf die im folgenden Abschnitt 5.3.2 näher eingegangen wird.

Die zeilen- und spaltenweise Auswertung der ToT über einzelne Pixel ist wegen der Fitqualität bei den gemessenen Spektren der Einzelpixel nur bei hohen Messzeiten sinnvoll (vergleiche Abschnitt 5.3). Daher wird dieser Plot in dieser Arbeit nur für babyMOSS 3_5, TB0x8 bei etwa 90 h Messzeit erstellt. Es fällt auf, dass die rot dargestellten Mittelwerte über die Einzelpixel-Zeilen dabei einen einzelnen Verlauf darstellen, während die grün dargestellten Einzelpixel-Spalten zwei klar erkennbar, parallel verlaufende Verläufe bilden. Auch hierfür liegt die Vermutung zugrunde, dass technische Strukturen innerhalb des Chips dafür verantwortlich sind. Eine weitere Untersuchung dessen wurde in dieser Arbeit jedoch nicht durchgeführt, da hierfür keine Vergleichsmessungen in anderen Regionen und babyMOSS Chips durchgeführt wurden.

Die Varianz der gemessenen ToT des $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Peaks liegt bei allen Regionen beider in dieser Arbeit gemessener babyMOSS unter 6 %, was dafür spricht, dass die Detektoren trotz der beobachteten Verläufe hinreichend gut für Energiemessungen geeignet sind.

5.3.2 Randeffekte

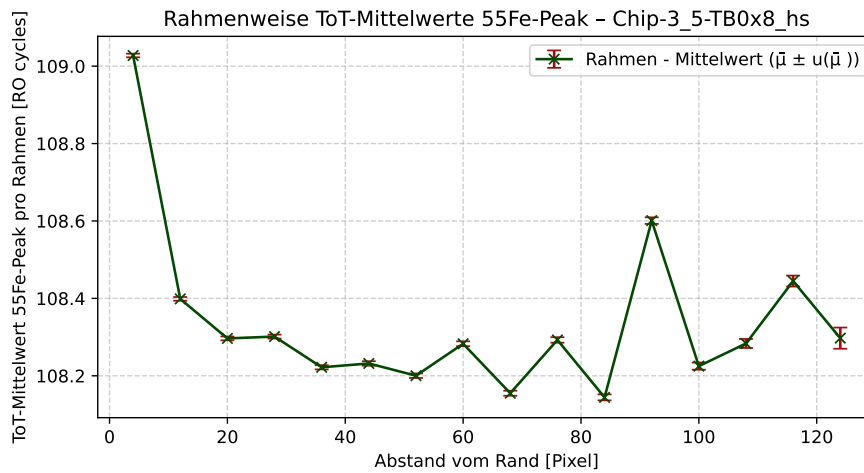


Abbildung 5.9: Der ToT-Wert des $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Peaks der 8x8 Cluster wird rahmenweise arithmetisch gemittelt und gegen den Abstand vom Detektorrand aufgetragen. Aus den Daten der etwa 90 h Messung von Region TB0x8 von babyMOSS Chip 3_5.

In allen Plots des vorangegangenen Abschnitts 5.3.1 bei der zeilen- und spaltenweisen Analyse des Verhaltens der Regionen bei ToT-Messungen fällt auf, dass die Pixel und Cluster direkt am Rand des Detektors zumeist eine höhere ToT messen, als es aus dem Verlauf der Kurve zu erwarten wäre. Dies legt die Vermutung nahe, dass systematische Effekte am Rand der Regionen zu beobachten sind. Um eine genauere Betrachtung und Analyse dieser zu ermöglichen, wird die Region in diesem Abschnitt nicht zeilen- und spaltenweise betrachtet. Stattdessen werden die Pixel und Cluster als quadratische Rahmen zusammengefasst. Auf diese Weise kann der ToT-Mittelwert $\bar{\mu}$ eines Rahmens als Funktion des Abstands vom Detektorrand dargestellt werden. Die Breite des Rahmens in Pixeln richtet sich nach der Größe der zuvor ausgewählten Clustergröße, wobei in dieser Arbeit somit hauptsächlich Rahmen einer Breite von 8 px betrachtet werden. Die Berechnung der jeweiligen Mittelwerte erfolgt analog zum Abschnitt 5.3.1.

In Abbildung 5.9 ist eine solche Grafik für Messung 90 der TB0x8-Region von babyMOSS 3_5 dargestellt. Der Verlauf der gemessenen ToT beginnt beim höchsten Mittelwert und fällt danach rapide ab, stabilisiert sich über die nächsten Cluster-rahmen bis zu einer ToT von etwa 60 ROcycles und geht danach in eine zunehmend streuende Struktur über. Die Messunsicherheiten werden größer, je weiter der Rand entfernt ist. Dies ist auf die kleiner werdende Statistik durch die kleinere Anzahl an Clustern zurückzuführen, da der betrachtete Rahmen zur Region-Mitte hin kleiner wird. Ein Randeffect drückt sich dadurch aus, dass Pixel am Detektorrand signifikant veränderte Messwerte gegenüber den weiteren Messwerten liefern. In der genannten Abbildung ist dies durch den erkennbar starken Anstieg der gemessenen ToT des ersten Messpunktes bei ungefähr 0 px erkennbar.

Die 8x8-Cluster-Plots aller Regionen sind im Anhang F zu finden. Dabei zeigen die Abbildungen F.1 (TB-Regionen) und F.2 (BB-Regionen) die Messergebnisse für babyMOSS 3_5, und die Abbildungen F.3 (TB-Regionen) und F.4 (BB-Regionen) die Messergebnisse für babyMOSS 4_6. Beim qualitativen Vergleich aller Plots fällt auf, dass der Verlauf der ToT zumeist vom Rand zur Mitte der Region hin kleiner wird. Nahe der Mitte werden zunehmend stärkere Fluktuationen beobachtet. Zudem finden sich vereinzelt höhere ToT-Mittelwerte im Verlauf der Kurve. Die Fluktuationen zur Mitte und vereinzelt höhere ToT-Mittelwerte werden in dieser Arbeit nicht weiter berücksichtigt. Es könnte sich dabei jedoch um weitere Charakteristika innerhalb der Regionen handeln, die bei Bedarf in weiteren Arbeiten untersucht werden könnten. Eine starke Evidenz für Randeffecte verspricht jedoch der bei allen Regionen zu beobachtende, erhöhte ToT-Mittelwert am Detektorrand. Dabei treten für die 8x8-Cluster Betrachtung Sprünge im ToT-Mittelwert vom ersten zum zweiten Messpunkt von typischerweise um 0.5 ROcycles auf. Am deutlichsten zeichnet sich dieser Effekt bei Messungen mit höherer Statistik ab, das heißt für alle Messungen der Regionen von babyMOSS 3_5 und bei Region TB0x8 von babyMOSS 4_6 in Abbildung F.3 (d).

In Abbildung 5.10 ist der aus der rahmenweisen Analyse entstandene Plot für die etwa 90 h lange Messung von babyMOSS 3_5, Region TB0x8 über die einzelnen Pixel dargestellt. Der bereits bei den 8x8-Clustern beobachtete Verlauf ist auch hier zu beobachten, wobei der Randeffect qualitativ noch schärfer heraussteicht. Dabei liegt der gemessene Sprung des ToT-Mittelwerts am Rand bei etwa 1 ROcycle. Der

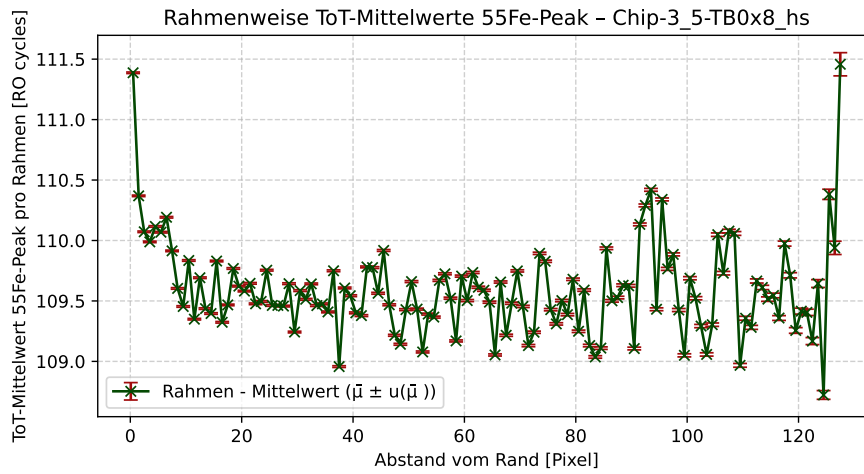


Abbildung 5.10: Der ToT-Wert des $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Peaks der Einzelpixel wird rahmenweise arithmetisch gemittelt und gegen den Abstand vom Detektorrand aufgetragen. Aus den Daten der etwa 90 h Messung von Region TB0x8 von babyMOSS Chip 3_5.

Plot zeigt somit, dass der beobachtete Randeffekt insbesondere die ersten Pixelreihen am Detektorrand betrifft. Bei der Betrachtung von Clustern wird der Sprung nachvollziehbar kleiner gemittelt. In der Mitte der Region erscheint ein weiterer Peak bei ≈ 125 px. Es ist zu beachten, dass bei dieser Betrachtung für die kleinsten Rahmen gilt, dass einzelne Pixel maßgeblich den ToT-Mittelwert pro Rahmen beeinflussen können. Hierbei handelt es sich daher vermutlich um eine statistische Fluktuation und wird in dieser Arbeit nicht weiter beachtet.

Pixeldetektoren besitzen bekannterweise einen Guard-Ring, der die aktive Detektorfläche umgibt und Oberflächenströme abfangen, und damit das Rauschverhalten des Detektors verbessern soll (vergleiche Abschnitt 2.2.4). Trotz des Guard-Rings können Randeffekte folglich dennoch nicht ganz ausgeschlossen werden, wobei die Kenntnis über den Umfang und der Stärke dieser Randeffekte womöglich eine effektivere Nutzung des verwendeten babyMOSS bei zukünftigen Messungen erlauben. Dabei könnten zugunsten der Energieauflösung beispielsweise die Daten der ersten 5 Pixelreihen unberücksichtigt bleiben.

Schlussfolgerung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die babyMOSS MAPS Detektoren und ITS-3 Prototypen (vgl. Abschnitt 3) *W20E1* und *W21D4* hinsichtlich ihres Verhaltens bei Energiemessungen über Time-over-Threshold (ToT) untersucht. Hierfür wurde eine $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Quelle eingesetzt, um über den bekannten Röntgenpeak im Gammaspektrum der Quelle eine Charakterisierung über Testmessungen an den babyMOSS-Detektoren durchzuführen. Der experimentelle Aufbau umfasst den Chip auf dem Carrier-Board, der mit einem Raiser-Board an ein DAQ-Board angeschlossen wird, was wiederum mit einem Computer und der Stromversorgung angeschlossen ist. Zur Messung wird die Quelle über den Detektor positioniert und vom Umgebungslicht abgeschirmt. Es kann gleichzeitig immer nur eine von 8 Regionen des Chips gemessen werden. Die kleinste Messdauer pro Region betrug ca. 2 h und die höchste ca. 90 h. Längere Messungen erlauben es, kleinere Pixelbereiche einer Region besser analysieren zu können, da hierfür ein Fit über den besagten Röntgenpeak vonnöten war.

Zunächst werden mit den Daten Hitmaps angefertigt, um Verunreinigungen, Defekte und die Ausrichtung der Quelle visualisieren zu können. Dabei wurden defekte Pixel (Hotpixel) gefunden, deren Daten infolgedessen herausgefiltert werden konnten. Bei den 4 BB-Regionen der Chips wurden zudem Unterstrukturen gefunden, die sich möglicherweise auf die Messungen auswirken. Zudem war zu sehen, dass die Probe nicht immer zentral über der gemessenen Region stand. Es konnte jedoch im Verlauf dieser Arbeit gezeigt werden, wodurch die ToT-Messungen nicht wesentlich beeinträchtigt und vernachlässigt werden kann.

Danach wurden ToT-Histogramme über die gesamte Region angefertigt, bei der für jede Region ein eigenes Gammaspektrum entstand. Anhand dessen ist eine qualitative Bewertung über das Signal-zu-Rausch-Verhältnis möglich. Dieses wird durch die Parameter IRESET und VCASB des Front-Ends maßgeblich beeinflusst, was in dieser Arbeit jedoch nur soweit qualitativ berücksichtigt wurde, als ein hinreichend auswertbares Gammaspektrum zu sehen war. Das entstandene Spektrum enthält dabei den typischen Peak einer $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Quelle, dessen Position per Gauss-Fit bestimmt

wurde. Es fiel auf, dass die so gewonnenen ToT-Werte sich trotz gleich eingestellter Parameter von Region zu Region unterscheiden. Die Varianz betrug dabei bis zu 30 %. Dies kann auf die unterschiedlichen Architekturen der Regionen auf den Chips zurückzuführen sein, aber auch auf produktionsbedingte Varianzen oder Umgebungsfaktoren. Im Falle einer Kalibrierung für ToT-Messungen müsste also jede Region einzeln berücksichtigt werden.

Des Weiteren wurden ToT-Heatmaps angefertigt, in denen lokale Veränderungen der gemessenen ToT durch die $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Quelle sichtbar gemacht werden können. Hierzu werden einzelne Pixel oder Cluster aus 8x8 Pixeln einzeln betrachtet, und deren ToT-Wert aus dem $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Peak bestimmt. Die resultierenden Heatmaps zeigen Farbverläufe, die auf systematische Abweichungen bei der Messung der ToT hinweisen. Zudem wurde in der einzigen ToT-Heatmap, in der Einzelpixel dargestellt wurden, solche Unterstrukturen wie zuvor bei den Hitmaps gefunden.

Darüber hinaus wurde die ToT zeilen- und spaltenweise analysiert, um eine quantitative Betrachtung der zuvor beobachteten Farbverläufe der ToT-Heatmap zu ermöglichen. Hierzu wurden die gefitteten Peaks der Pixel und Cluster zeilen- und spaltenweise gemittelt, um einen Verlauf über die gesamte gemessene Region darstellen zu können. Es fällt auf, dass beide jeweilige Kurven charakteristisch für die Regionen sind, und vermutlich auf technische Merkmale des babyMOSS zurückzuführen sind. Zudem wird am Detektorrand ein erkennbarer Sprung der gemessenen ToT zu höheren Werten beobachtet, der auf Randeffekte zurückzuführen sein könnte. Die Form der Kurven stützen insgesamt das Bild, dass möglicherweise Analogstrukturen in der aktiven Detektorfläche für Abweichungen bei ToT-Messungen verantwortlich sind.

Zuletzt wurden die möglichen Randeffekte näher untersucht. Hierzu wurden die Pixel und Cluster nicht mehr zeilen- und spaltenweise betrachtet, sondern in Pixel- und Clusterrahmen im Abstand vom Detektorrand betrachtet. Es zeigt sich, dass besonders die ersten 5 Pixelreihen, unter dem Einfluss möglicher Randeffekte, eine erkennbar höhere ToT (bis zu 1 ROcycle) gemessen haben als der Rest der Region.

Zusammenfassend kann gefolgert werden, dass der babyMOSS Detektor über die Time-over-Threshold reproduzierbare und zuverlässige Werte liefert. Im Ausblick auf weiterführende Arbeiten wäre es sicher interessant, die ToT-Messungen weiter

zu verfeinern. Ansätze dazu wären zum Einen eine Kalibration der einzelnen Regionen, um durch Glättung der Verläufe eine höhere Auflösung im resultierenden Gesamtspektrum zu erhalten. Des Weiteren könnte untersucht werden, inwiefern die beobachteten Randeffekte in der Datenverarbeitung die Spektren beeinflussen, und wie dieser Effekt für eine höhere Auflösung behandelt werden kann. Ebenfalls interessant wäre darauffolgend, wie sich ToT-Messungen mit dem babyMOSS bei Quellen anderer Photonenenergien und auch anderen Arten der ionisierenden Strahlung darstellen, wobei Kalibrierungen von ToT zu Energie erfolgen und getestet werden könnten.

Literatur

- [Abd25] Omar Abdelrahman u. a. *Characterisation of the first wafer-scale prototype for the ALICE ITS3 upgrade: the monolithic stitched sensor (MOSS)*. 2025. arXiv: 2510.11463 [physics.ins-det]. URL: <https://arxiv.org/abs/2510.11463>.
- [Agl23] Gianluca Aglieri Rinella u. a. “Digital pixel test structures implemented in a 65 nm CMOS process”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 1056 (2023), S. 168589. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168589>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890022300579X>.
- [BIP] BIPM u. a. *Evaluation of measurement data — Guide to the expression of uncertainty in measurement*. Joint Committee for Guides in Metrology, JCGM 100:2008. DOI: <https://doi.org/10.59161/JCGM100-2008E>.
- [CER25a] CERN. *The Large Hadron Collider*. 2025. URL: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>.
- [CER25b] CERN ALICE Collaboration. *MOSS Testing Software*. <https://gitlab.cern.ch/alice-its3-wp3/moss-testing>. Internes CERN GitLab Verzeichnis, zugriffsbeschränkt. 2025.
- [Col08] The ALICE Collaboration. “The ALICE experiment at the CERN LHC”. In: *JINST* 3 (2008). Also published by CERN Geneva in 2010, S08002. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002). URL: <https://cds.cern.ch/record/1129812>.
- [KW16] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren. Grundlagen und Anwendungen*. Springer, 2016. ISBN: 978-3-662-45349-0. DOI: [10.1007/978-3-662-45350-6](https://doi.org/10.1007/978-3-662-45350-6).

- [Mus19] Luciano Musa. *Letter of Intent for an ALICE ITS Upgrade in LS3*. Techn. Ber. Geneva: CERN, 2019. DOI: [10.17181/CERN-LHCC-2019-018](https://doi.org/10.17181/CERN-LHCC-2019-018). URL: <https://cds.cern.ch/record/2703140>.
- [Nav24] S. Navas u. a. “Review of particle physics”. In: *Phys. Rev. D* 110.3 (2024), S. 030001. DOI: [10.1103/PhysRevD.110.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.030001).
- [OUS18] Tadashi Orita, Mizuki Uenomachi und Kenji Shimazoe. *Development of Time-over-Threshold ASICs for Radiation Sensors*. Poster präsentiert auf dem International Workshop on Semiconductor Pixel Detectors. Available at https://indico.cern.ch/event/669866/contributions/3227838/attachments/1770723/2877198/Poster_ToTASIC_181204.pdf. Academia Sinica, Taipei, Taiwan: The University of Tokyo, Dez. 2018.
- [Stu25] Alessandro Sturniolo. *BabyMOSS stitched sensors: results of characterisation tests for ALICE ITS3 upgrade*. 2025. arXiv: [2510.01834](https://arxiv.org/abs/2510.01834) [physics.ins-det]. URL: <https://arxiv.org/abs/2510.01834>.
- [Vil24] Anna Villani. “Characterization results of MAPS digital prototypes for the ALICE ITS3”. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A* 1071 (2024), S. 170032. DOI: [10.1016/j.nima.2024.170032](https://doi.org/10.1016/j.nima.2024.170032). URL: <https://cds.cern.ch/record/2919272>.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, Marc-Kevin Henker, dass die vorliegende Arbeit über *Signalamplitudenmessung durch Time-over-Threshold (ToT) mit dem babyMOSS MAPS-Detektor* selbstständig von mir und ohne fremde Hilfe verfasst worden ist, dass keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken – auch elektronischen Medien – dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind. Mir ist bekannt, dass es sich bei einem Plagiat um eine Täuschung handelt, die gemäß der Prüfungsordnung sanktioniert werden kann.

Ich erkläre mich mit einem Abgleich der Arbeit mit anderen Texten zwecks Auffindung von Übereinstimmungen sowie mit einer zu diesem Zweck vorzunehmenden Speicherung der Arbeit in einer Datenbank einverstanden.

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit oder Teile daraus nicht anderweitig als Prüfungsarbeit eingereicht habe.

Münster, 25. Oktober 2025



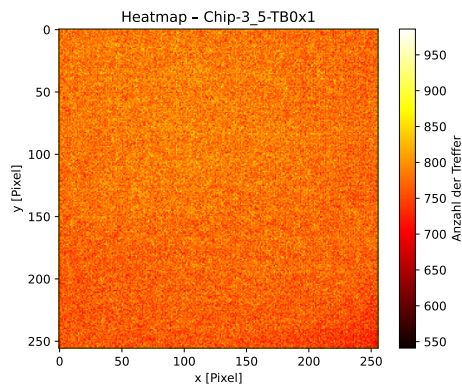
Marc-Kevin Henker

Anhang: Hitmaps

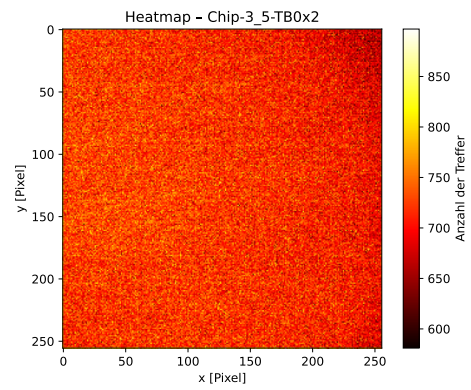


In diesem Teil des Anhangs befinden sich die Hitmaps der beiden gemessenen Chips.

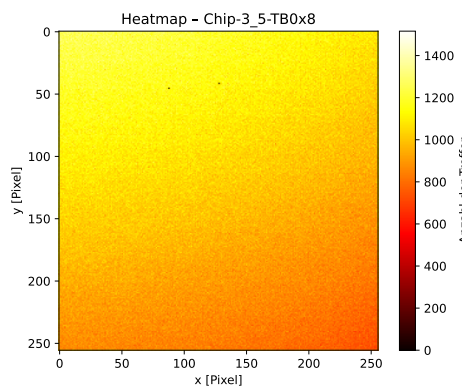
A.1 babyMOSS Chip 3_5



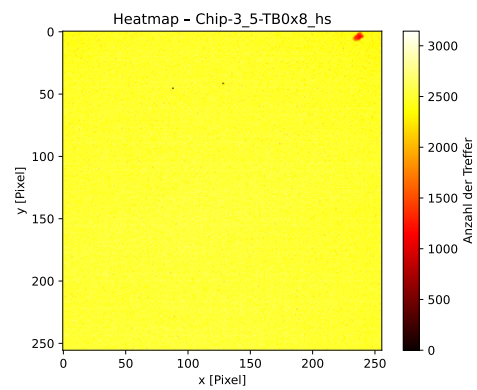
(a) Messzeit 25 h; IRESET 7; VCASB 6



(b) Messzeit 23 h; IRESET 7; VCASB 6

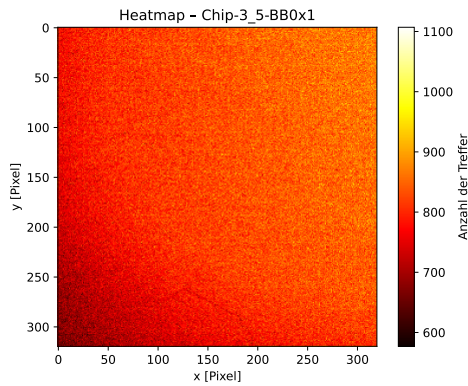


(c) Messzeit 68 h; IRESET 7; VCASB 6

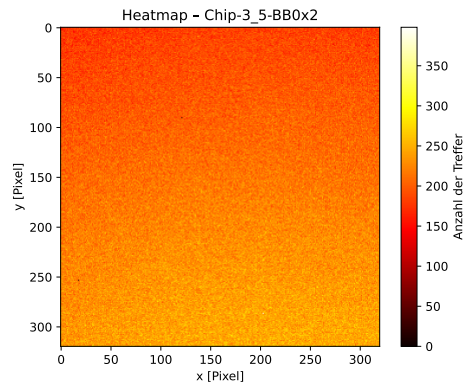


(d) Messzeit 90 h; IRESET 7; VCASB 6

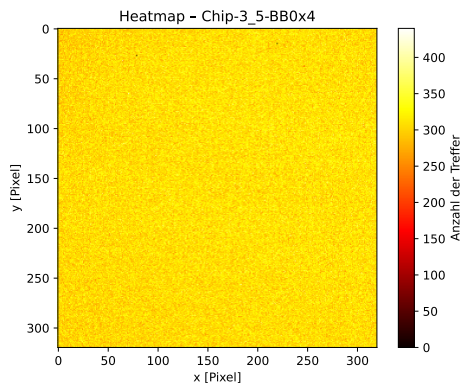
Abbildung A.1: Hitmaps der TB Regionen von babyMOSS 3_5. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben. (c) und (d) zeigen Region TB0x8 mit unterschiedlichen Messdauern und Ausrichtung der Quelle.



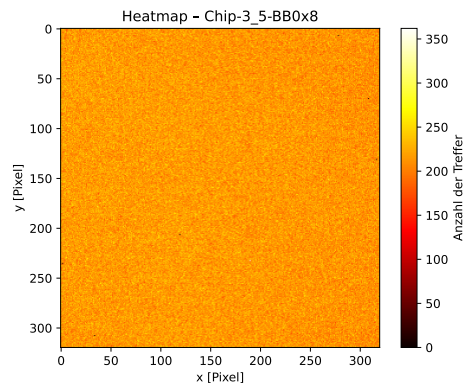
(a) Messzeit 43 h; IRESET 10; VCASB 10



(b) Messzeit 22 h; IRESET 10; VCASB 10



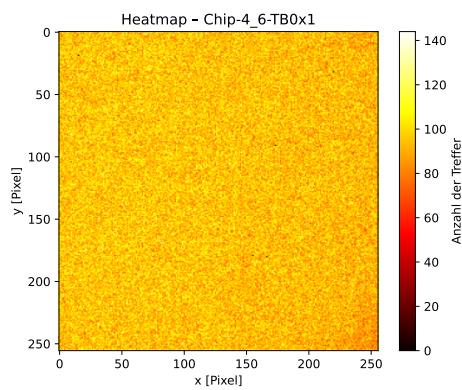
(c) Messzeit 27 h; IRESET 10; VCASB 10



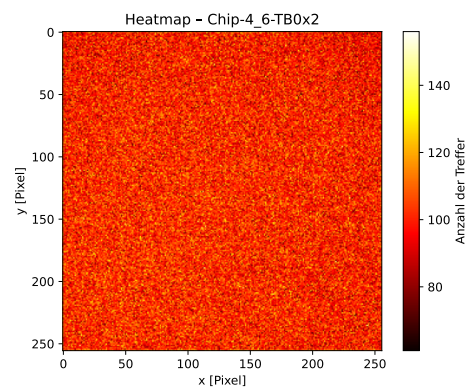
(d) Messzeit 20 h; IRESET 10; VCASB 10

Abbildung A.2: Hitmaps der BB Regionen von babyMOSS 3_5. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben.

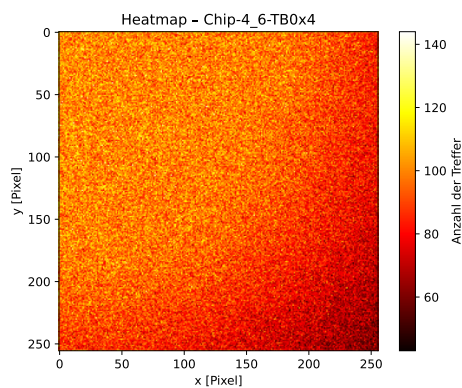
A.2 babyMOSS Chip 4_6



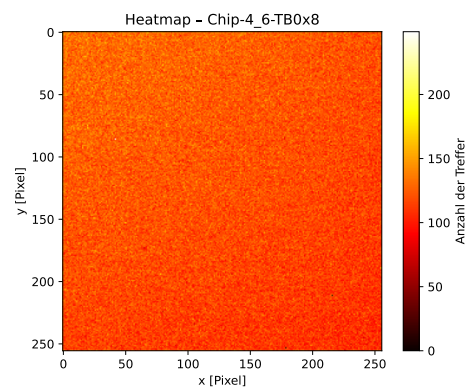
(a) Messzeit 2 h; IRESET 7; VCASB 6



(b) Messzeit 2 h; IRESET 7; VCASB 6

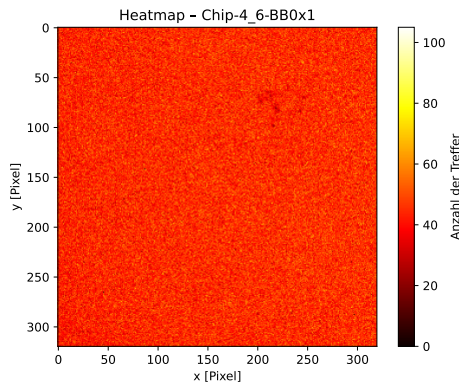


(c) Messzeit 2 h; IRESET 7; VCASB 6

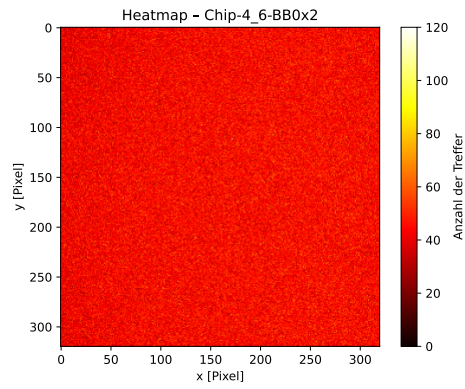


(d) Messzeit 16 h; IRESET 7; VCASB 6

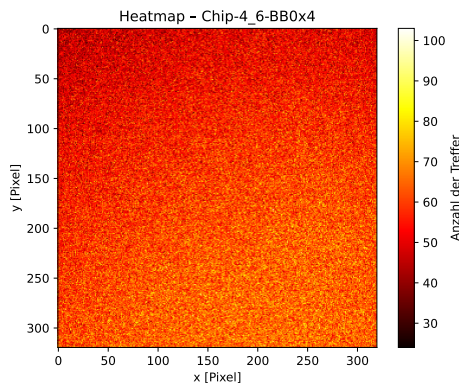
Abbildung A.3: Hitmaps der TB Regionen von babyMOSS 4_6. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben.



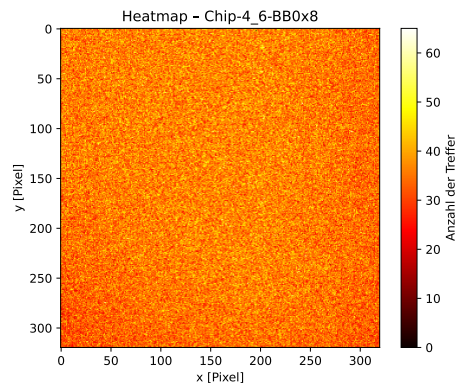
(a) Messzeit 2.5 h; IRESET 7; VCASB 6



(b) Messzeit 2.5 h; IRESET 7; VCASB 6



(c) Messzeit 3.5 h; IRESET 13; VCASB 2



(d) Messzeit 2.5 h; IRESET 13; VCASB 2

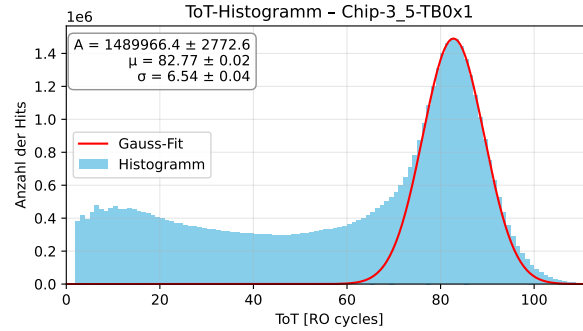
Abbildung A.4: Hitmaps der BB Regionen von babyMOSS 4_6. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben.

Anhang: ToT-Histogramme

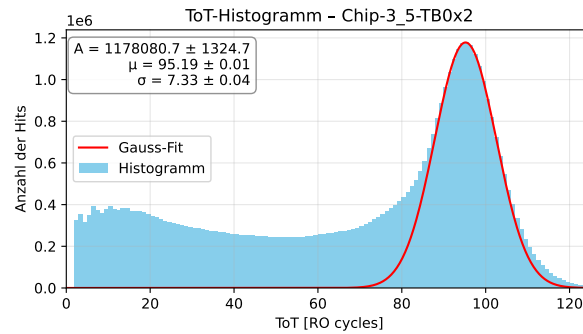
B

In diesem Teil des Anhangs befinden sich die ToT-Histogramme der beiden gemessenen Chips.

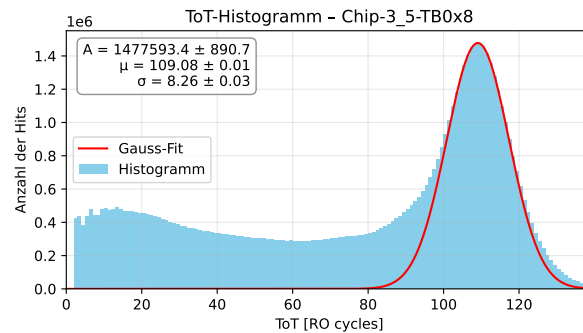
B.1 babyMOSS Chip 3_5



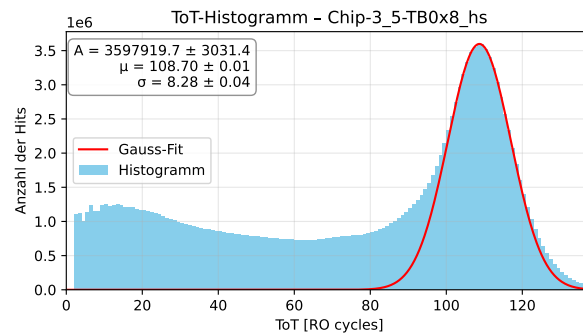
(a) Messzeit 25 h; IRESET 7; VCASB 6



(b) Messzeit 23 h; IRESET 7; VCASB 6

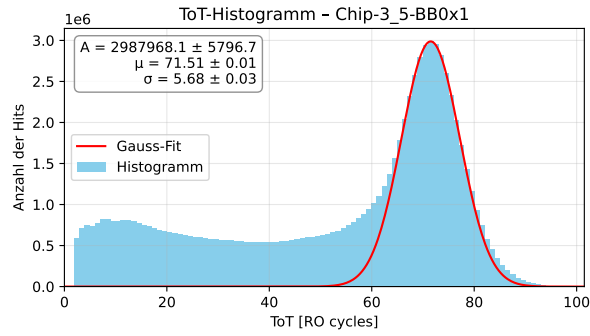


(c) Messzeit 68 h; IRESET 7; VCASB 6

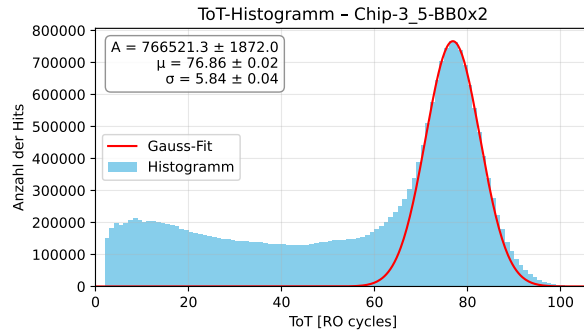


(d) Messzeit 90 h; IRESET 7; VCASB 6

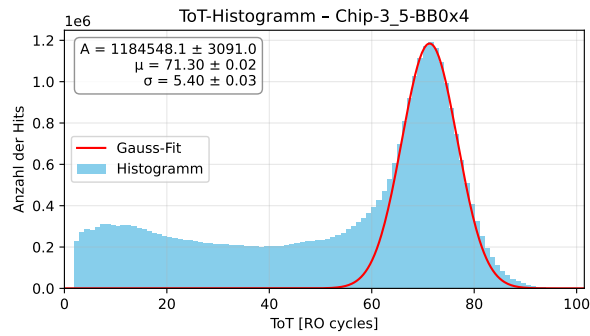
Abbildung B.1: ToT-Histogramme der TB Regionen von babyMOSS 3_5. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben. (c) und (d) zeigen Region TB0x8 mit unterschiedlichen Messdauern und Ausrichtung der Quelle.



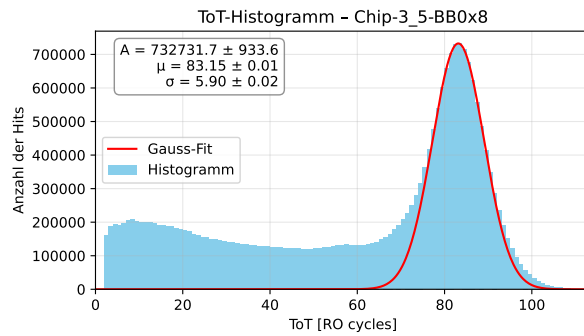
(a) Messzeit 43 h; IRESET 10; VCASB 10



(b) Messzeit 22 h; IRESET 10; VCASB 10



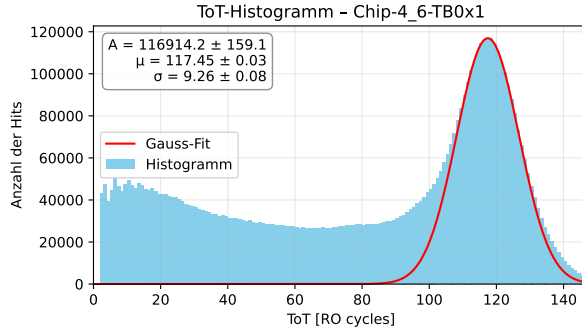
(c) Messzeit 27 h; IRESET 10; VCASB 10



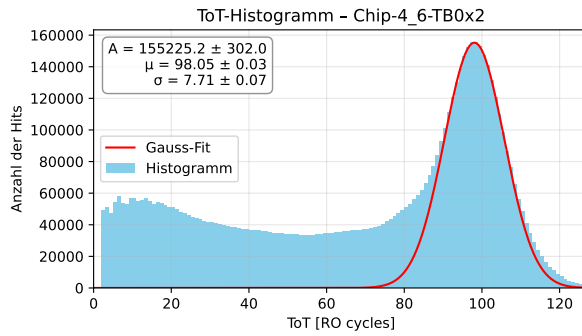
(d) Messzeit 20 h; IRESET 10; VCASB 10

Abbildung B.2: ToT-Histogramme der BB Regionen von babyMOSS 3_5. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben.

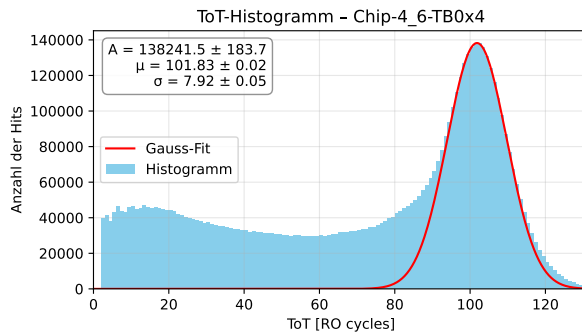
B.2 babyMOSS Chip 4_6



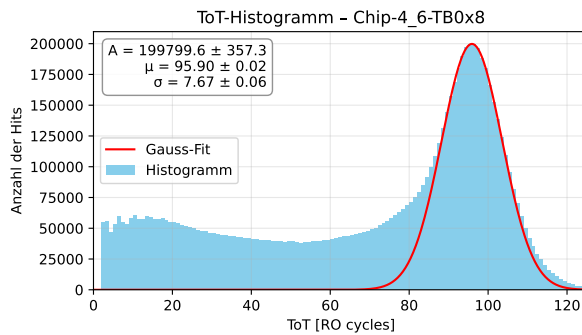
(a) Messzeit 2 h; IRESET 7; VCASB 6



(b) Messzeit 2 h; IRESET 7; VCASB 6

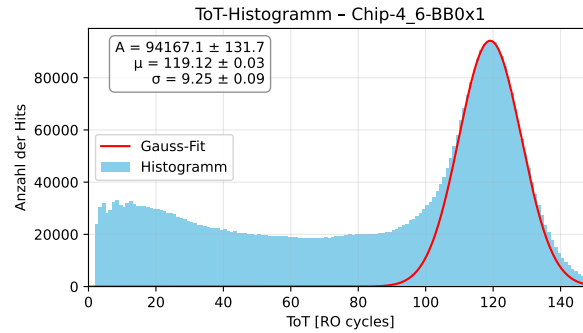


(c) Messzeit 2 h; IRESET 7; VCASB 6

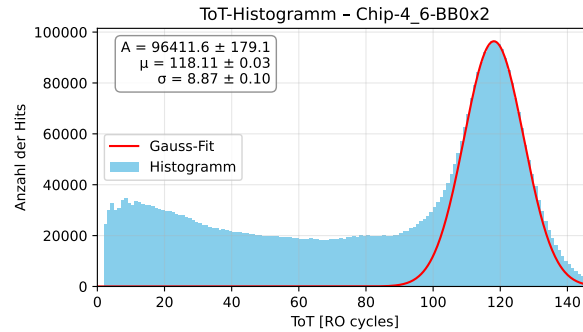


(d) Messzeit 16 h; IRESET 7; VCASB 6

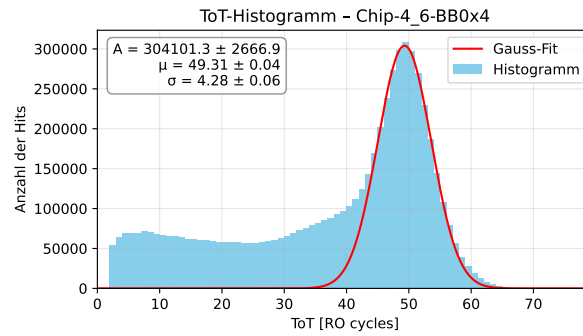
Abbildung B.3: ToT-Histogramme der TB Regionen von babyMOSS 4_6. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben.



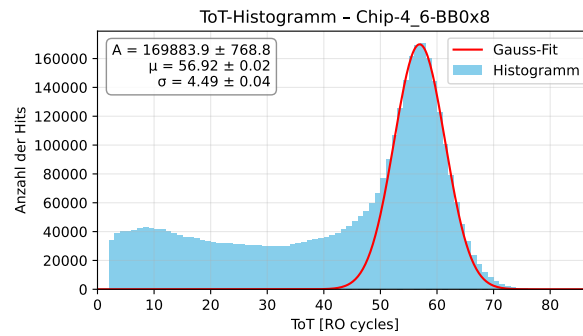
(a) Messzeit 2.5 h; IRESET 7; VCASB 6



(b) Messzeit 2.5 h; IRESET 7; VCASB 6



(c) Messzeit 3.5 h; IRESET 13; VCASB 2



(d) Messzeit 2.5 h; IRESET 13; VCASB 2

Abbildung B.4: ToT-Histogramme der BB Regionen von babyMOSS 4_6. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben.

Anhang: ToT-Heatmaps



In diesem Teil des Anhangs befinden sich die ToT-Heatmaps beider babyMOSS Chips.

C.1 babyMOSS Chip 3_5

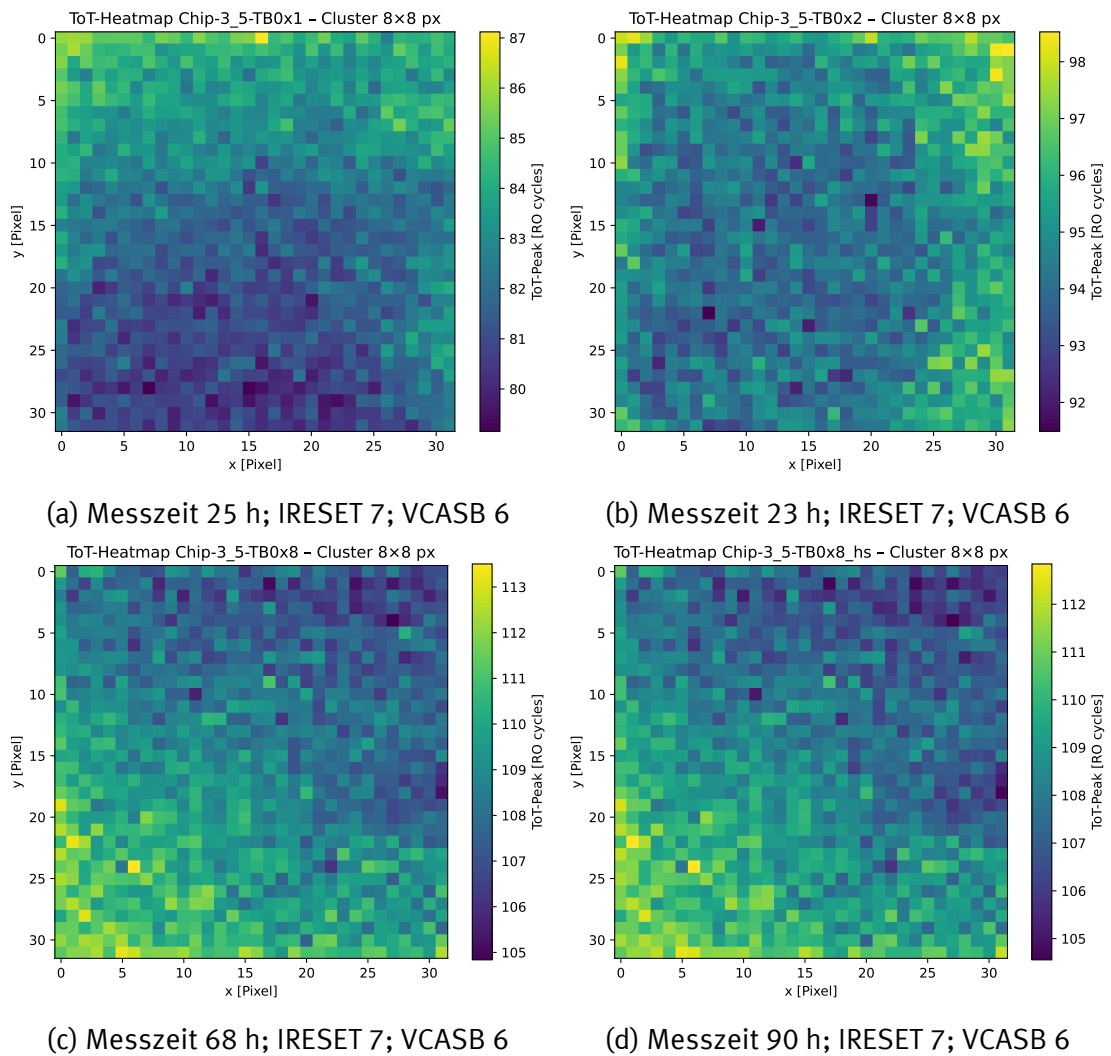


Abbildung C.1: ToT-Heatmaps der TB Regionen von babyMOSS 3_5. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben. (c) und (d) zeigen Region TB0x8 mit unterschiedlichen Messdauern und Ausrichtung der Quelle.

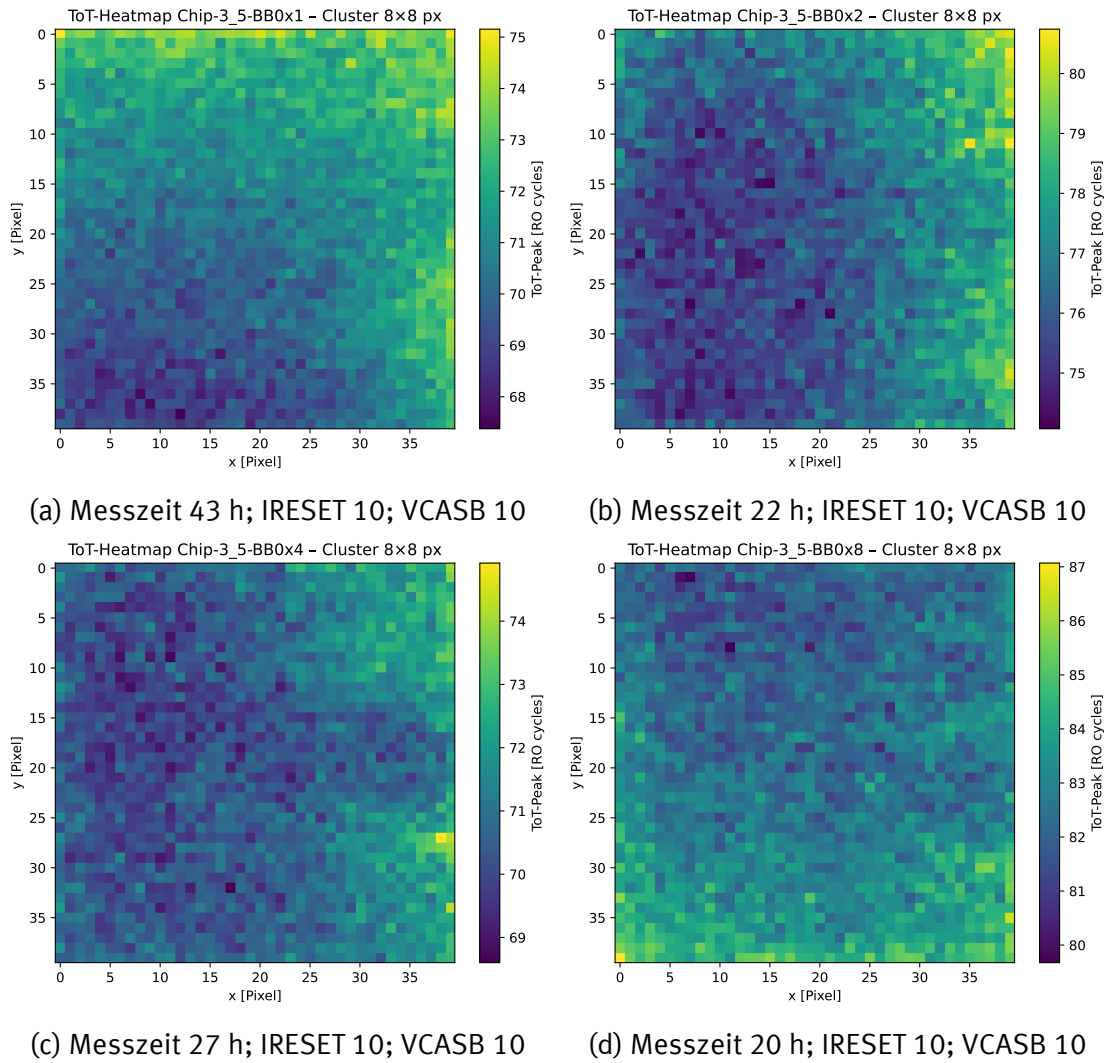


Abbildung C.2: ToT-Heatmaps der BB Regionen von babyMOSS 3_5. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben.

C.2 babyMOSS Chip 4_6

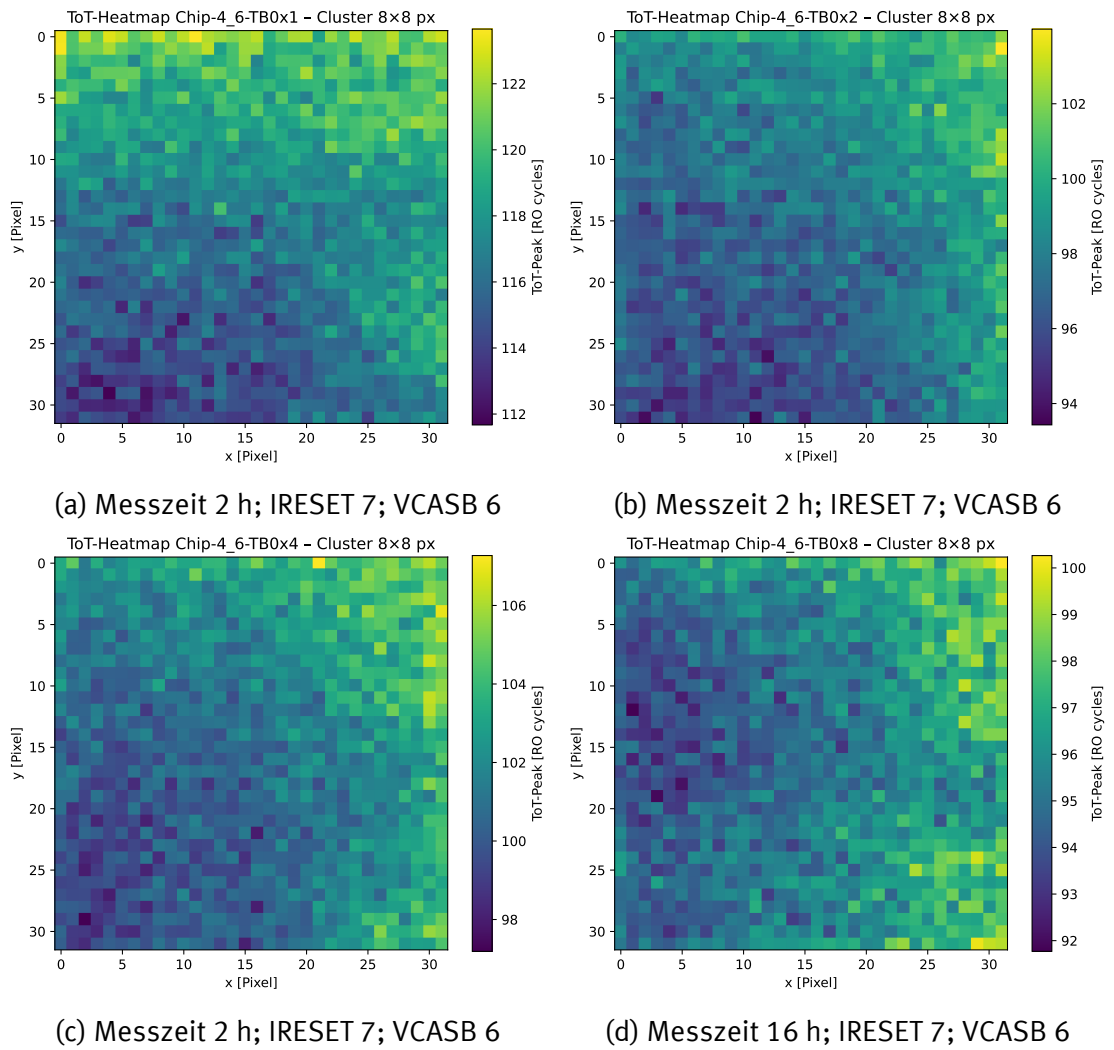


Abbildung C.3: ToT-Heatmaps der TB Regionen von babyMOSS 4_6. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben.

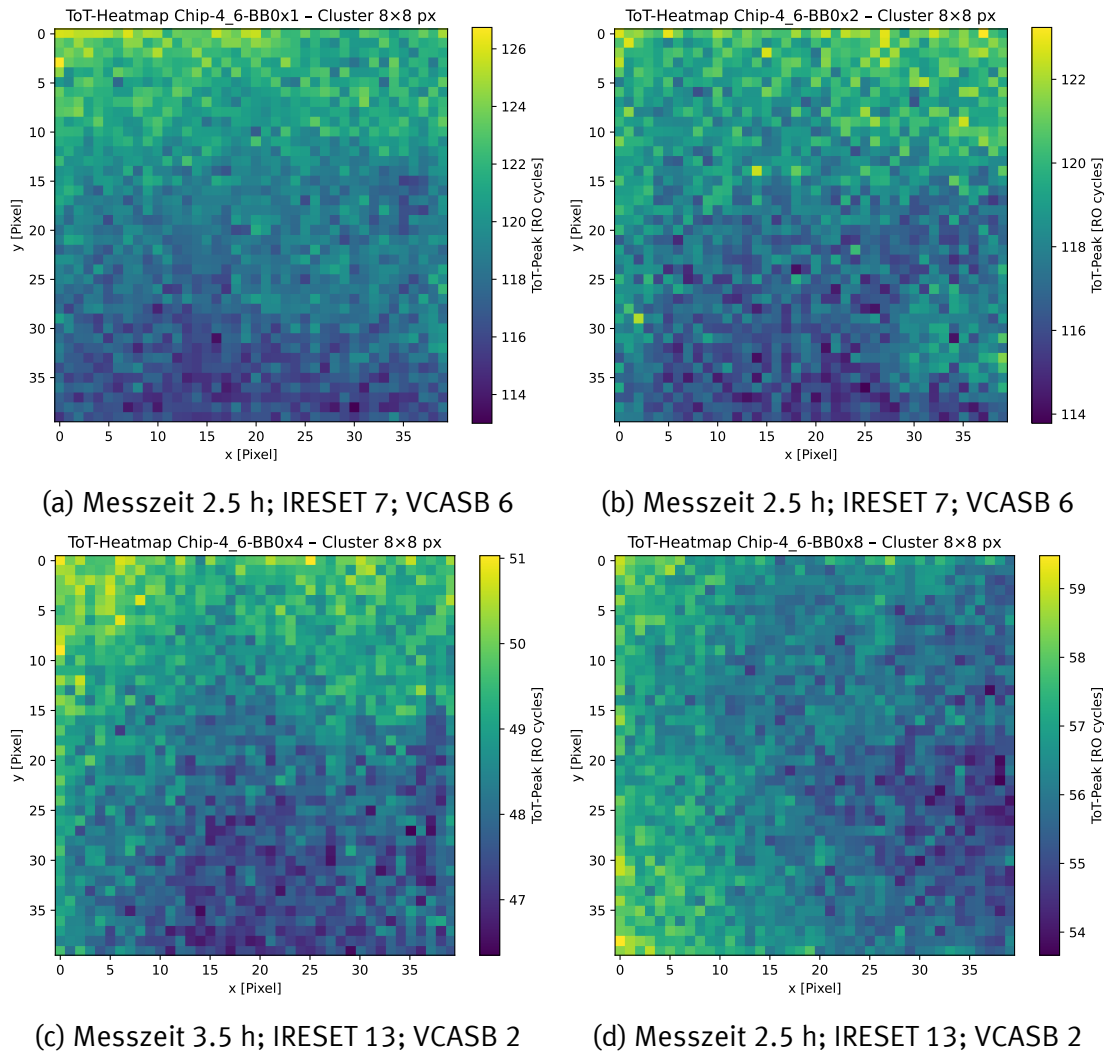


Abbildung C.4: ToT-Heatmaps der BB Regionen von babyMOSS 4_6. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben.

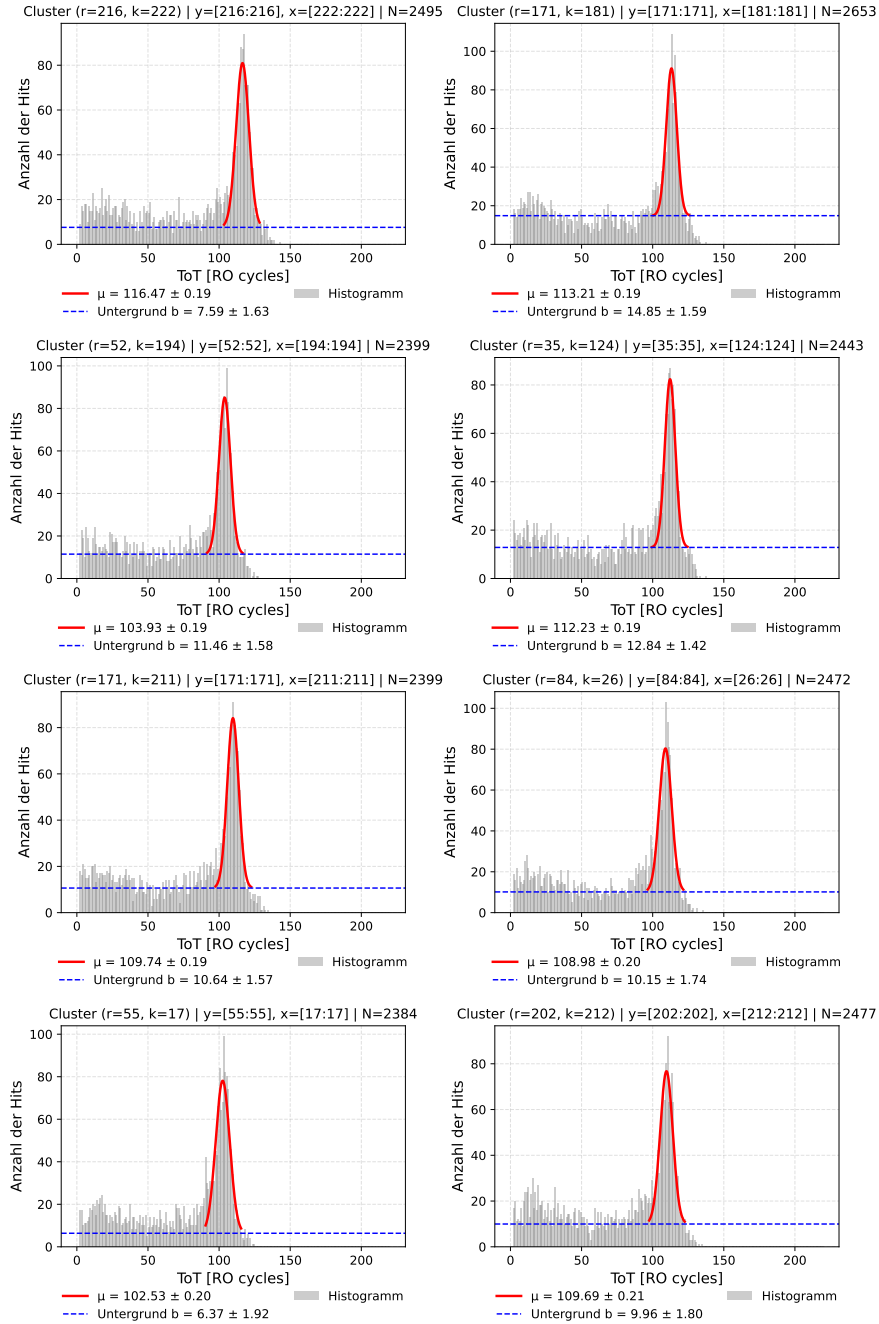
Anhang: Fitqualität für ToT-Heatmaps



In diesem Teil des Anhangs befinden sich die Beispielspektren zur qualitativen Bewertung der Validität der ToT-Histogramme der beiden gemessenen Chips.

D.1 babyMOSS 3_5

Beispielhafte ToT-Fits - Chip-3_5-TB0x8_hs (Cluster 1x1)

Abbildung D.1: Zufällig ausgewählte Beispielspektren der ToT-Heatmap von babyMOSS 3_5 Region **TB0x8** bei einer Messzeit von etwa 90 h.

Beispielhafte ToT-Fits - Chip-3_5-TB0x8_hs (Cluster 8x8)

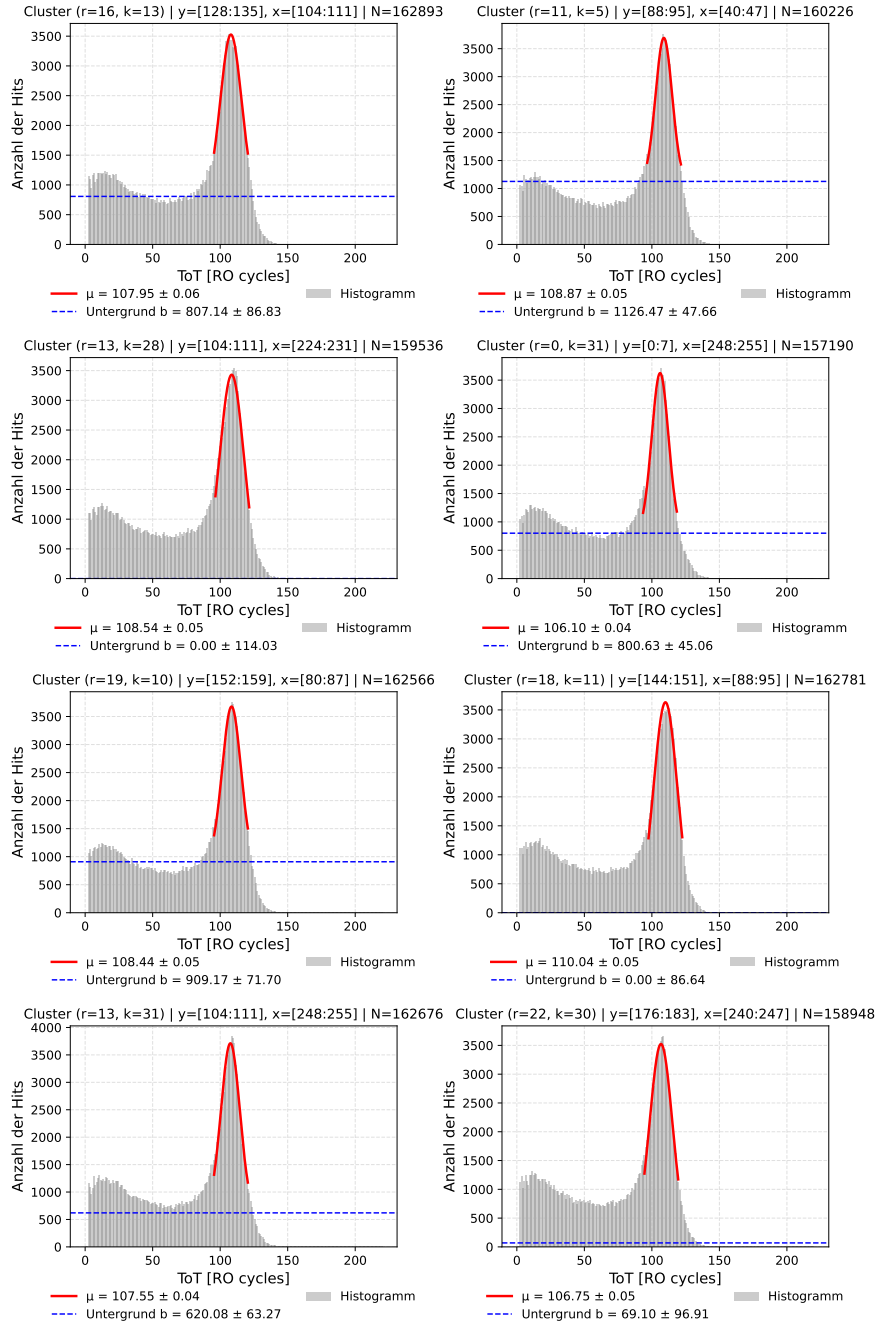


Abbildung D.2: Zufällig ausgewählte Beispielspektren der ToT-Heatmap von baby-MOSS 3_5 Region **TB0x8** bei einer Messzeit von etwa 90 h. Die Pixel wurden in 8x8 Clustern zusammengefasst und deren Spektren dargestellt und gefittet.

D.2 babyMOSS 4_6

Beispielhafte ToT-Fits - Chip-4_TB0x1 (Cluster 8x8)

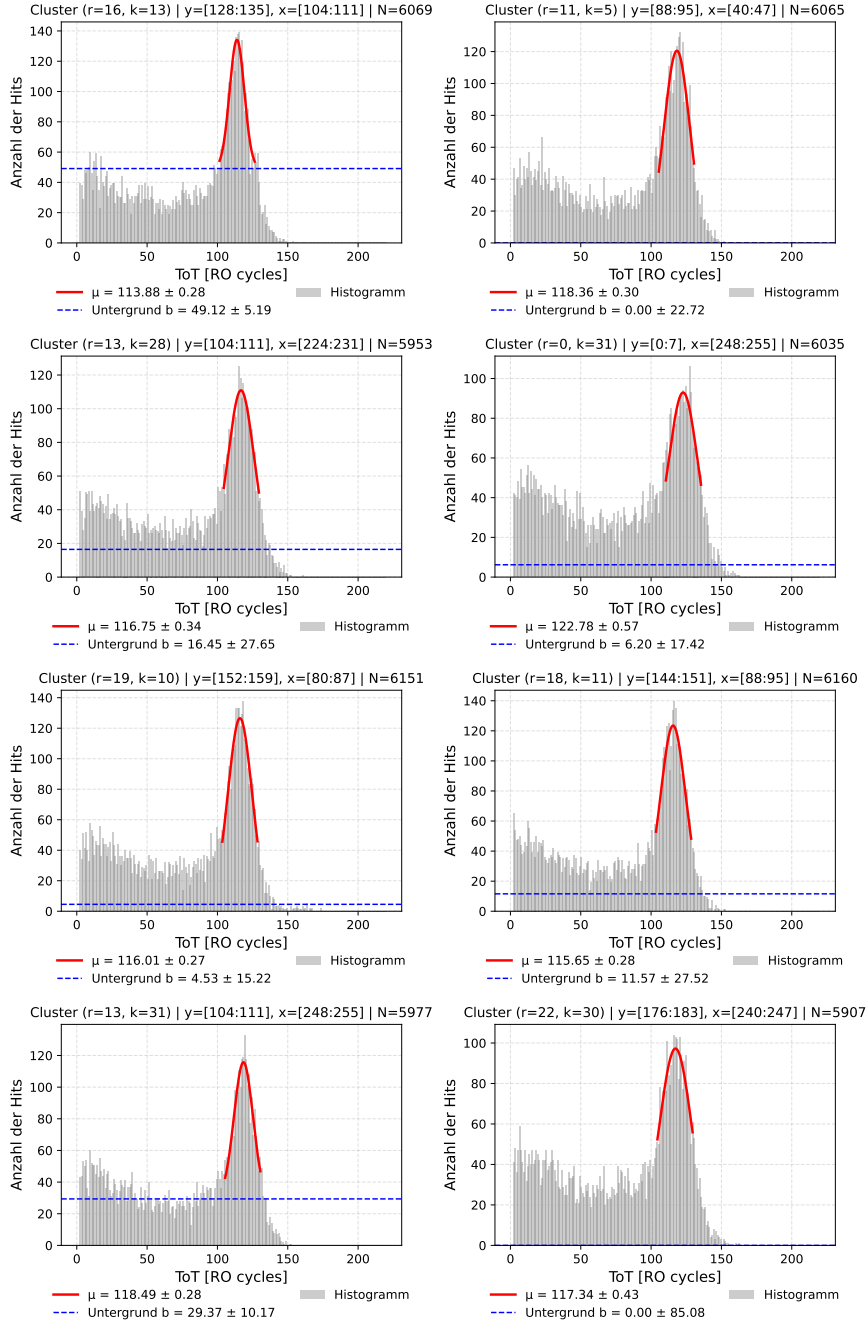


Abbildung D.3: Zufällig ausgewählte Beispielspektren der ToT-Heatmap von babyMOSS 4_6 Region **TB0x1** bei einer Messzeit von etwa 2 h. Die Pixel wurden in 8x8 Clustern zusammengefasst und deren Spektren dargestellt und gefittet.

Beispielhafte ToT-Fits - Chip_4_6-BB0x1 (Cluster 8x8)

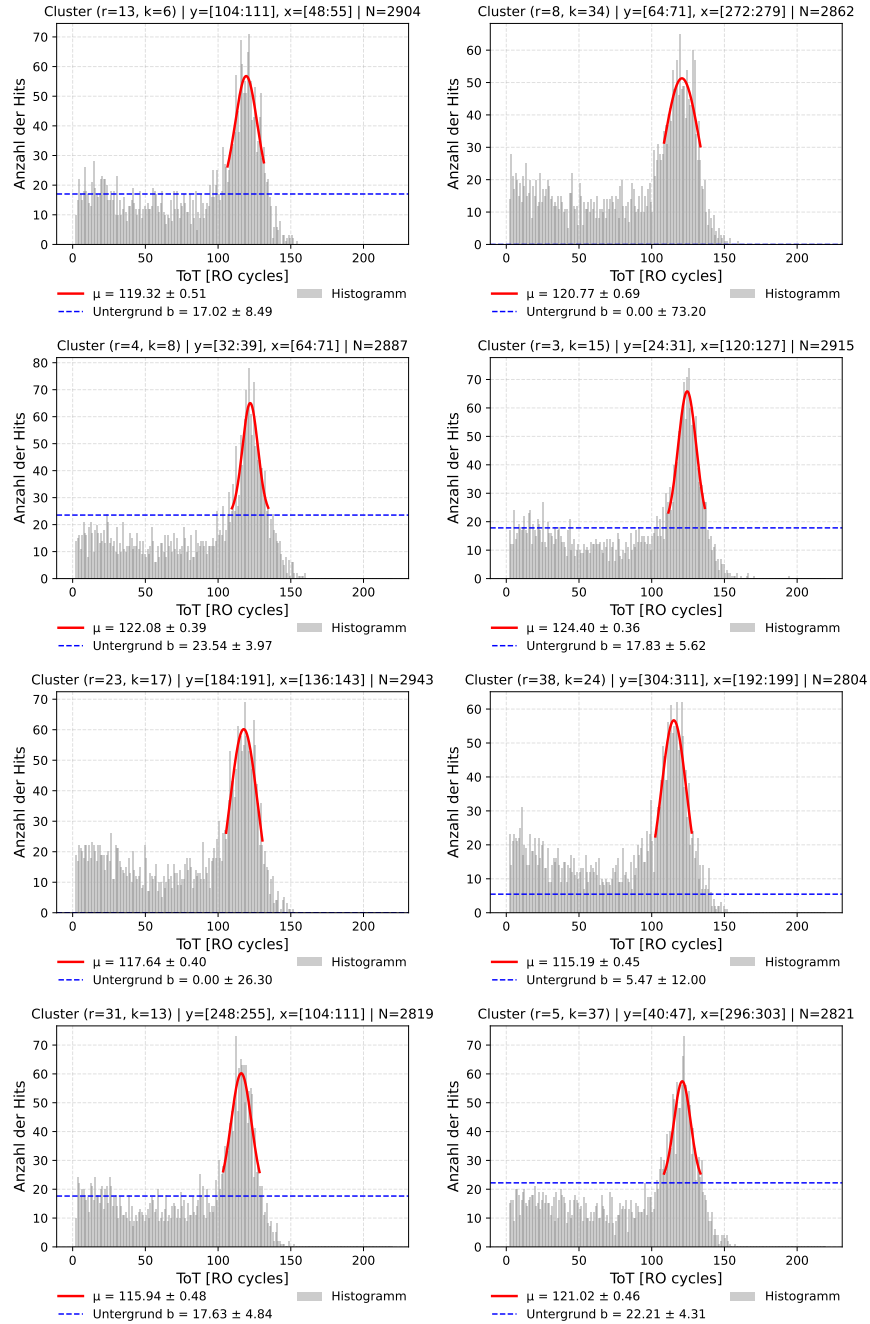


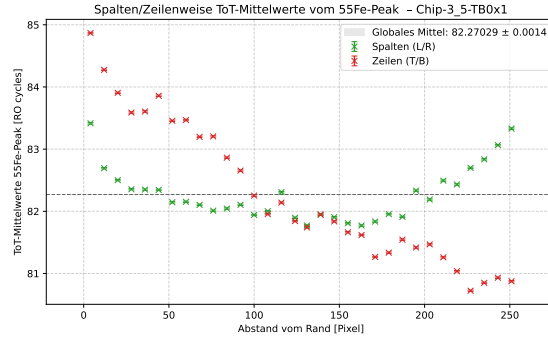
Abbildung D.4: Zufällig ausgewählte Beispielspektren der ToT-Heatmap von baby-MOSS 4_6 Region **BB0x1** bei einer Messzeit von etwa 2.5 h. Die Pixel wurden in 8x8 Clustern zusammengefasst und deren Spektren dargestellt und gefittet.

Anhang: Plots aus der Zeilen- und Spaltenweise Analyse der ToT-Heatmaps

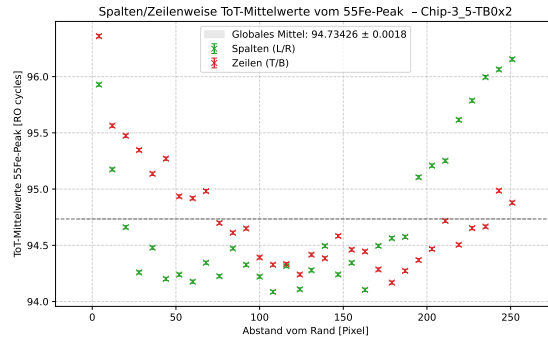


In diesem Teil des Anhangs befinden sich die Plots zur ToT-Analyse, in der die Cluster der vorangegangenen ToT-Heatmaps als Mittelwerten von Zeilen und Spalten dargestellt werden.

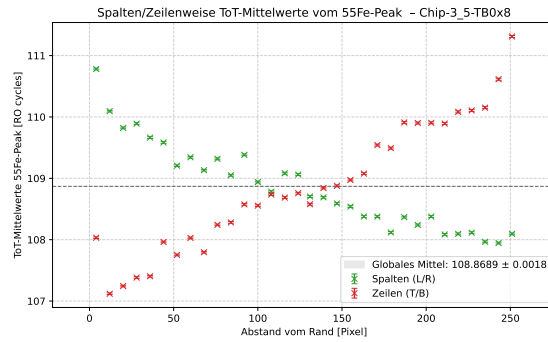
E.1 babyMOSS 3_5



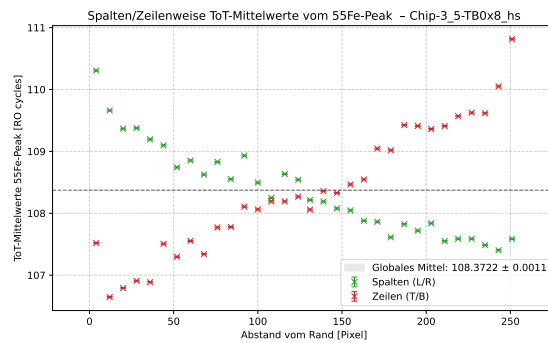
(a) Messzeit 25 h; IRESET 7; VCASB 6



(b) Messzeit 23 h; IRESET 7; VCASB 6



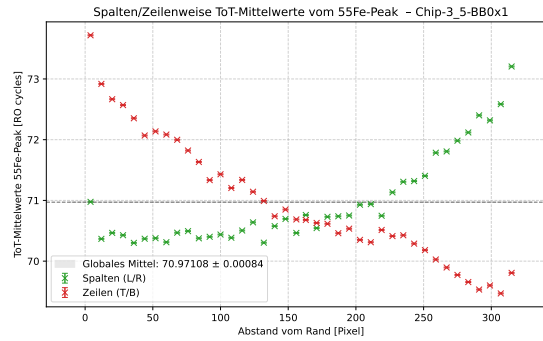
(c) Messzeit 68 h; IRESET 7; VCASB 6



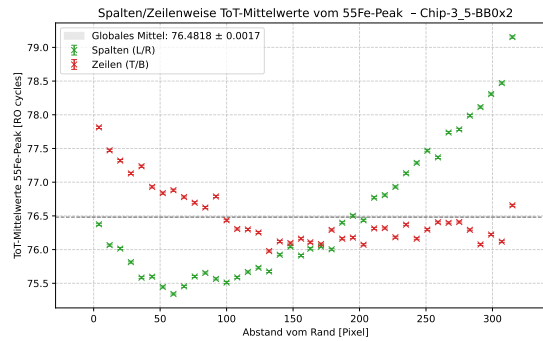
(d) Messzeit 90 h; IRESET 7; VCASB 6

Abbildung E.1: Zeilen- und spaltenweise ToT-Analyse der Cluster-Mittelwerte der TB Regionen von babyMOSS 3_5. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben. (c) und (d) zeigen Region TB0x8 mit unterschiedlichen Messdauern und Ausrichtung der Quelle.

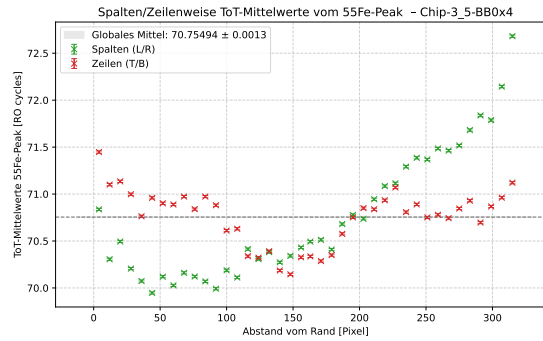
E Anhang: Plots aus der Zeilen- und Spaltenweise Analyse der ToT-Heatmaps 84



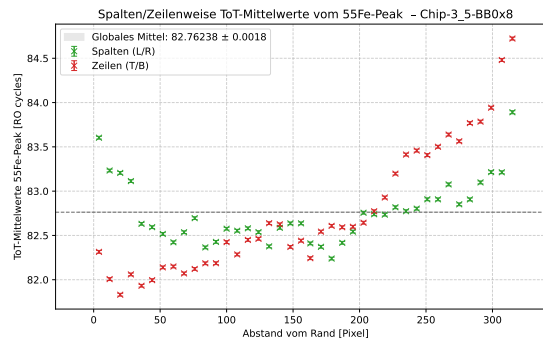
(a) Messzeit 43 h; IRESET 10; VCASB 10



(b) Messzeit 22 h; IRESET 10; VCASB 10



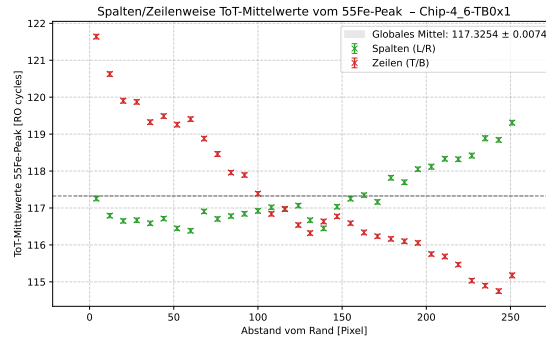
(c) Messzeit 27 h; IRESET 10; VCASB 10



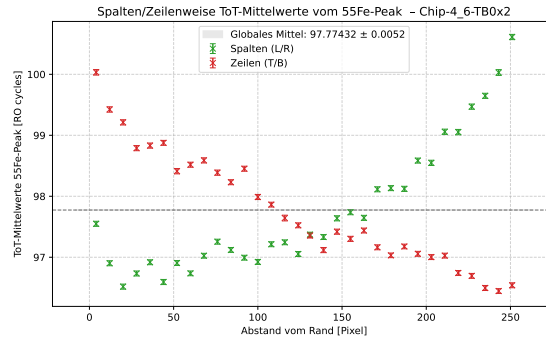
(d) Messzeit 20 h; IRESET 10; VCASB 10

Abbildung E.2: Zeilen- und spaltenweise ToT-Analyse der Cluster-Mittelwerte der BB Regionen von babyMOSS 3_5. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben.

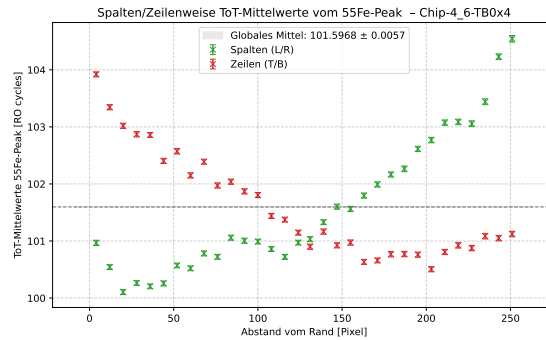
E.2 babyMOSS 4_6



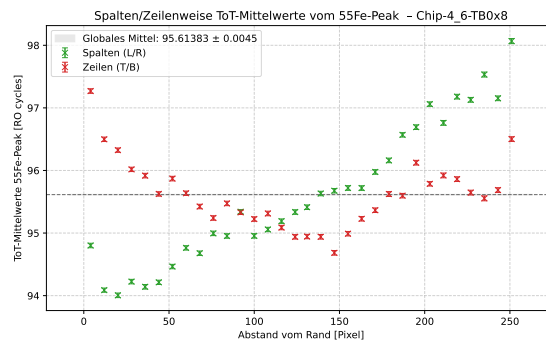
(a) Messzeit 2 h; IRESET 7; VCASB 6



(b) Messzeit 2 h; IRESET 7; VCASB 6

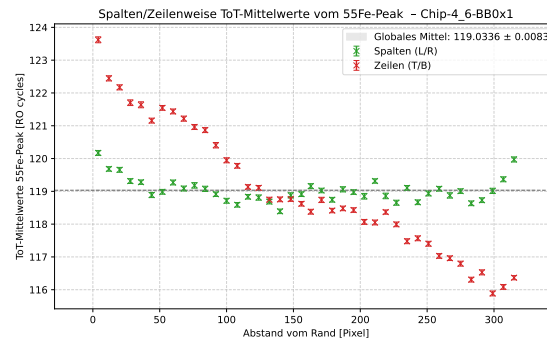


(c) Messzeit 2 h; IRESET 7; VCASB 6

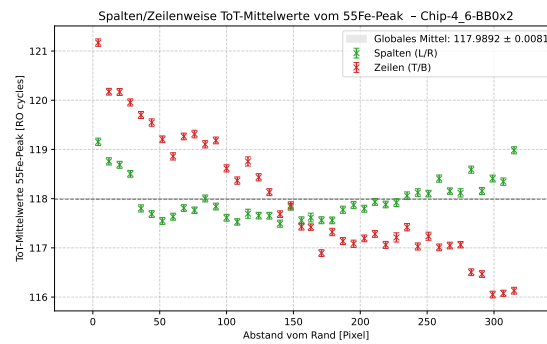


(d) Messzeit 16 h; IRESET 7; VCASB 6

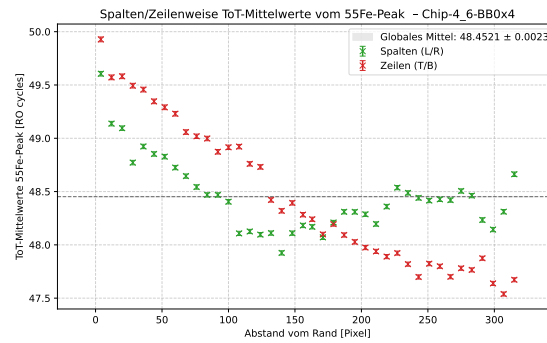
Abbildung E.3: Zeilen- und spaltenweise ToT-Analyse der Cluster-Mittelwerte der TB Regionen von babyMOSS 4_6. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben.



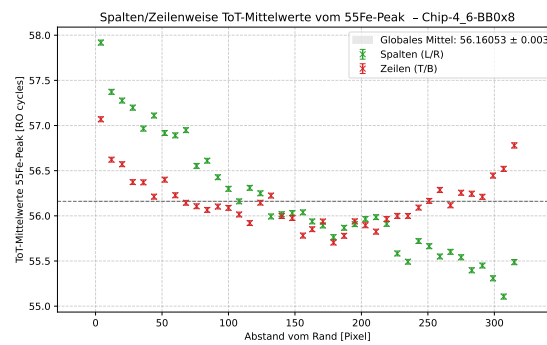
(a) Messzeit 2.5 h; IRESET 7; VCASB 6



(b) Messzeit 2.5 h; IRESET 7; VCASB 6



(c) Messzeit 3.5 h; IRESET 13; VCASB 2



(d) Messzeit 2.5 h; IRESET 13; VCASB 2

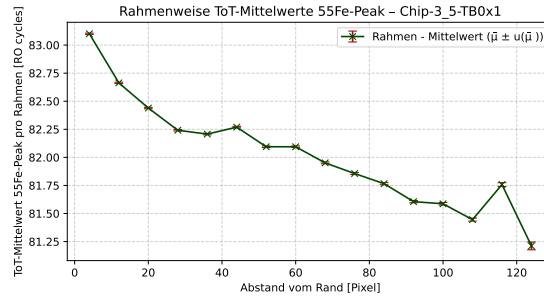
Abbildung E.4: Zeilen- und spaltenweise ToT-Analyse der Cluster-Mittelwerte der BB Regionen von babyMOSS 4_6. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben.

Anhang: Plots aus der Rahmenweise Analyse der ToT-Heatmaps

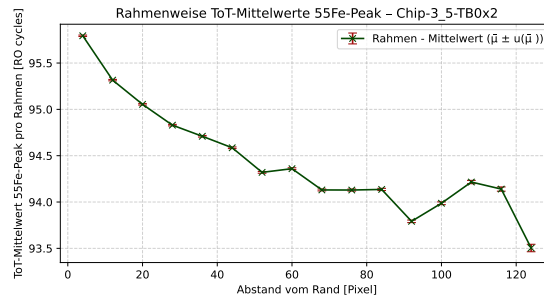


In diesem Teil des Anhangs befinden sich die Plots zur ToT-Analyse, in der die Cluster der vorangegangenen ToT-Heatmaps als Mittelwerte von Rahmen gegenüber der Entfernung vom Detektorrand dargestellt sind.

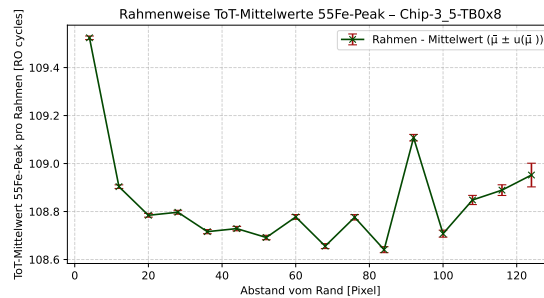
F.1 babyMOSS 3_5



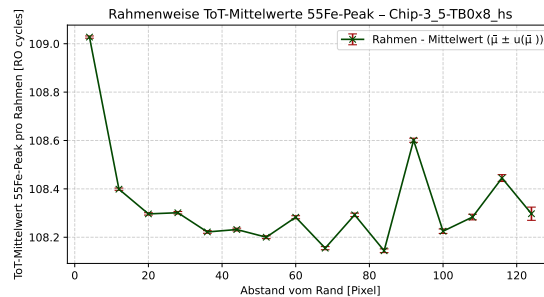
(a) Messzeit 25 h; IRESET 7; VCASB 6



(b) Messzeit 23 h; IRESET 7; VCASB 6

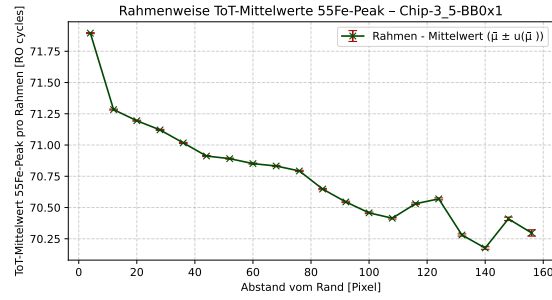


(c) Messzeit 68 h; IRESET 7; VCASB 6

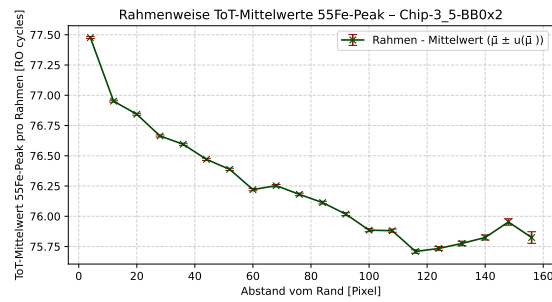


(d) Messzeit 90 h; IRESET 7; VCASB 6

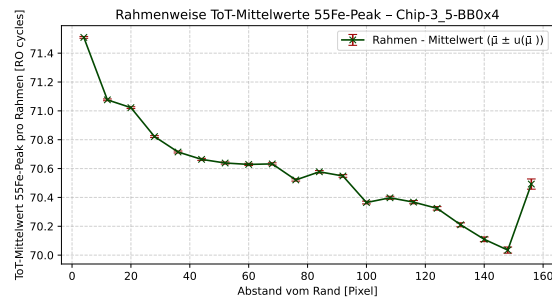
Abbildung F.1: Rahmenweise ToT-Analyse der Cluster-Mittelwerte der TB Regionen von babyMOSS 3_5. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben. (c) und (d) zeigen Region TB0x8 mit unterschiedlichen Messdauern und Ausrichtung der Quelle.



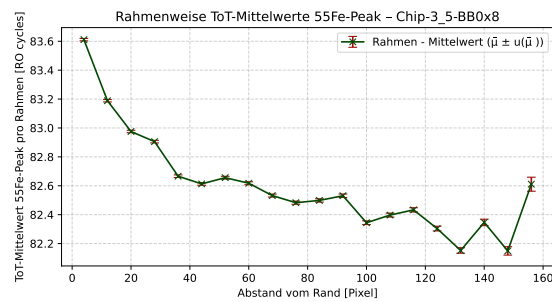
(a) Messzeit 43 h; IRESET 10; VCASB 10



(b) Messzeit 22 h; IRESET 10; VCASB 10



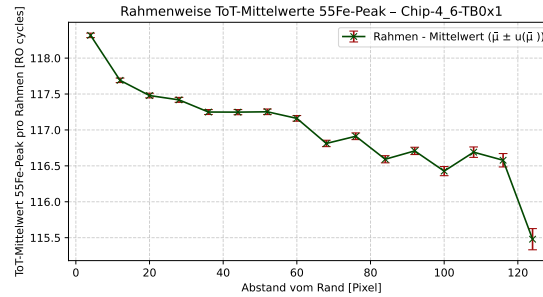
(c) Messzeit 27 h; IRESET 10; VCASB 10



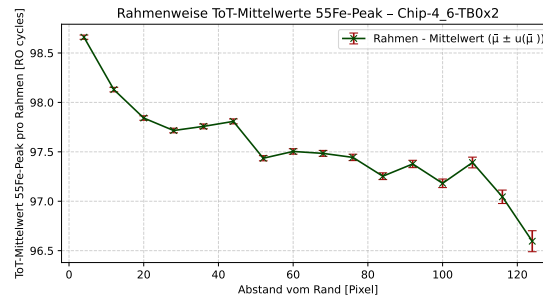
(d) Messzeit 20 h; IRESET 10; VCASB 10

Abbildung F.2: Rahmenweise ToT-Analyse der Cluster-Mittelwerte der BB Regionen von babyMOSS 3_5. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben.

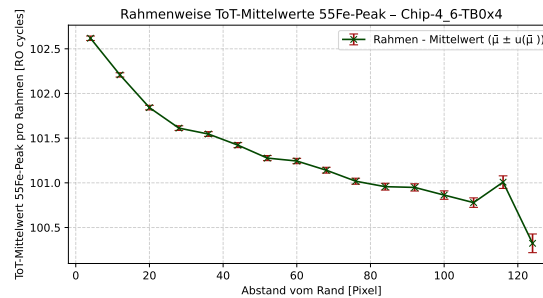
F.2 babyMOSS 4_6



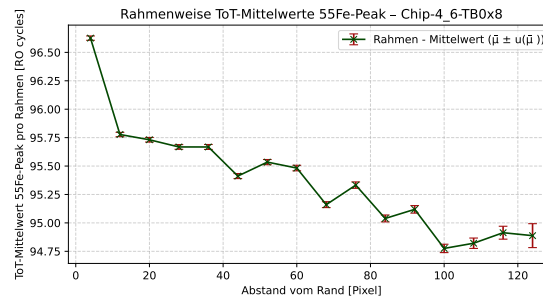
(a) Messzeit 2 h; IRESET 7; VCASB 6



(b) Messzeit 2 h; IRESET 7; VCASB 6

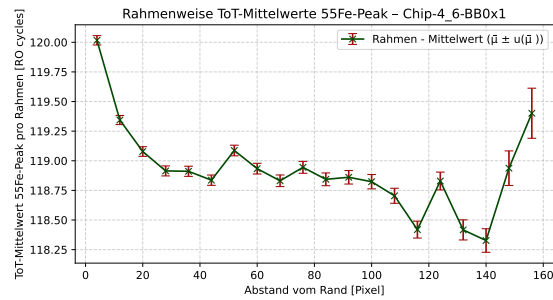


(c) Messzeit 2 h; IRESET 7; VCASB 6

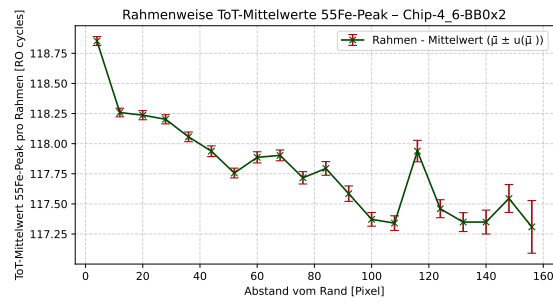


(d) Messzeit 16 h; IRESET 7; VCASB 6

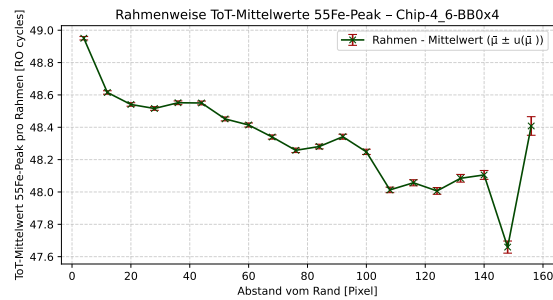
Abbildung F.3: Rahmenweise ToT-Analyse der Cluster-Mittelwerte der TB Regionen von babyMOSS 4_6. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben.



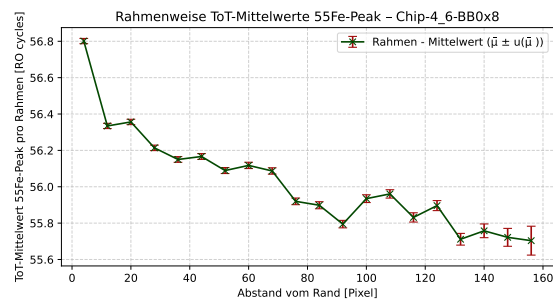
(a) Messzeit 2.5 h; IRESET 7; VCASB 6



(b) Messzeit 2.5 h; IRESET 7; VCASB 6



(c) Messzeit 3.5 h; IRESET 13; VCASB 2



(d) Messzeit 2.5 h; IRESET 13; VCASB 2

Abbildung F.4: Rahmenweise ToT-Analyse der Cluster-Mittelwerte der BB Regionen von babyMOSS 4_6. Die Messzeiten sind ungefähre Angaben.