

Untersuchung des Ansprechverhaltens des CMS Binary Chips im Vergleich mit einem analogen Chip zur Signalerfassung an Siliziumstreifensensoren

Investigation of the response of the CMS Binary Chip compared to
an analog chip for silicon strip sensor signal acquisition

Bachelorarbeit

Julian Degen

An der Fakultät für Physik
Institut für Experimentelle Teilchenphysik (ETP)

| | |
|--------------------------|-------------------------|
| Erstgutachter: | Prof. Dr. Thomas Müller |
| Zweitgutachter: | Dr. Alexander Dierlamm |
| Betreuender Mitarbeiter: | Alexander Droll |

Karlsruhe, 13.05.2019

Ich versichere wahrheitsgemäß, die Arbeit selbstständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Abänderungen entnommen wurde.

Karlsruhe, 13.05.2019

.....
(**Julian Degen**)

Inhaltsverzeichnis

| | |
|-----------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 1. Einleitung | 1 |
| 2. Der Large Hadron Collider am CERN | 3 |
| 2.1. Der Large Hadron Collider | 3 |
| 2.2. Das CMS-Experiment | 4 |
| 2.3. Das Phase-2-Ausbauprogramm des Spurdetektors | 6 |
| 3. Teilchendetektoren aus Silizium | 9 |
| 3.1. Halbleiter und der pn-Übergang | 9 |
| 3.2. Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie | 11 |
| 3.3. Aufbau von Siliziumsensoren | 13 |
| 3.4. Analoge und binäre Signalverarbeitung | 14 |
| 3.5. Strahlenschäden und Annealing in Teilchendetektoren | 17 |
| 4. Experimenteller Aufbau und vorbereitende Messungen | 19 |
| 4.1. Untersuchte Sensoren | 19 |
| 4.2. Binäres Auslesesystem: 2CBC3-Station | 20 |
| 4.2.1. Offsetkalibration und Schwellenwert-Scan | 21 |
| 4.2.2. Rausch-Scan | 22 |
| 4.2.3. Latenz-Scan | 22 |
| 4.2.4. Testpuls-Kalibration | 25 |
| 4.2.5. ^{90}Sr -Signalrekonstruktion | 25 |
| 4.3. Analoges Auslesesystem: ALiBaVa-Station | 27 |
| 4.3.1. Pedestal und Rauschuntergrund | 28 |
| 4.3.2. Kalibration | 28 |
| 4.3.3. ^{90}Sr -Signalspektrum | 29 |
| 5. Durchgeführte Messungen und Auswertung der Daten | 31 |
| 5.1. Rekonstruktion des Signalspektrums | 31 |
| 5.1.1. Rekonstruktion des Seedsignals mit dem CBC | 31 |
| 5.1.2. Rekonstruktion des Seedsignals mit dem Beetle-Chip | 35 |
| 5.2. Vergleich der Messungen bei verschiedenen Sensordicken | 37 |
| 5.2.1. Abhängigkeit von der aktiven Sensordicke | 40 |
| 5.2.2. Schwellenwertabhängigkeit der detektierten Clustergrößen | 41 |
| 5.3. Vergleich der Messungen bei verschiedenen Strahlungsfluenzen | 42 |
| 5.3.1. Untersuchung des Annealingverhaltens | 46 |
| 5.4. Untersuchung des Rauschens an der 2CBC3-Station | 48 |
| 5.4.1. Einfluss der Sensorkapazität | 48 |
| 5.4.2. Einfluss des Leckstroms | 48 |
| 5.4.3. Common-Mode Rauschen | 50 |
| 6. Fazit und Ausblick | 53 |

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| Literaturverzeichnis | 55 |
| Anhang | 59 |
| A. Untersuchte Sensoren | 59 |
| B. Ergänzungen zu den Messungen an der 2CBC3-Station | 60 |
| C. Ergänzungen zu den Messungen an der ALiBaVa-Station | 63 |
| D. C-V-Kurven der untersuchten Sensoren | 64 |
| E. Abschätzung des Kollimatoreinflusses auf die generierte Ladungsmenge . . . | 66 |

Abbildungsverzeichnis

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 2.1. Beschleunigerkomplex des LHC | 4 |
| 2.2. Schematischer Ausschnitt des CMS-Detektors | 5 |
| 2.3. Konzept des p_T -Moduls | 7 |
| 2.4. Aufbau des 2S-Moduls | 7 |
| 3.1. Schematische Darstellung des pn-Übergangs | 10 |
| 3.2. Energieverlust von Myonen in Kupfer | 12 |
| 3.3. Landau-Verteilung | 12 |
| 3.4. Schematischer Querschnitt eines p-Typ Siliziumstreifensensors | 14 |
| 3.5. Aufbau eines Siliziumstreifensensors | 15 |
| 3.6. Clusterbildung durch Signalerzeugung an mehreren Streifen | 16 |
| 3.7. Strahlenschäden in einem zweidimensionalen Kristallgitter | 17 |
| 4.1. 2CBC3-Station | 20 |
| 4.2. Kanaluordnung an der 2CBC3-Station | 21 |
| 4.3. S-Kurven-Scan des FZ290-L-Sensors | 23 |
| 4.4. Pedestal und Rauschen des FZ290-L-Sensors | 23 |
| 4.5. Latenz-Scan des FZ290-L-Sensors | 24 |
| 4.6. Clustereffizienz in TDC-Bereichen des FZ290-L-Sensors | 25 |
| 4.7. Test-Puls-Kalibration des FZ290-L-Sensors | 26 |
| 4.8. Theoretische Erwartung des Signalspektrums | 27 |
| 4.9. ALiBaVa-Station | 28 |
| 4.10. Zeitverteilung des Clustersignals des FZ290-L-Sensors | 29 |
| 4.11. Zeitverteilung des mittleren Clustersignals des FZ290-L-Sensors | 30 |
| 4.12. Verteilung des Cluster- und Seedsignals des FZ290-L-Sensors | 30 |
| 5.1. Integriertes Signalspektrum des FZ240-L-Sensors beim CBC | 33 |
| 5.2. Signalspektrum des FZ240-L-Sensors beim CBC | 34 |
| 5.3. Integriertes Signalspektrum des FZ240-L-Sensors beim Beetle-Chip | 36 |
| 5.4. Signalspektrum des FZ240-L-Sensors beim Beetle-Chip | 36 |
| 5.5. Seedsignal der untersuchten L-Sensoren | 39 |
| 5.6. Schwellenwertabhängigkeit der Clustergröße des FZ240-L-Sensors | 42 |
| 5.7. Seedsignal der untersuchten K-Sensoren | 44 |
| 5.8. Integriertes Signalspektrum des FZ290-K-3e14-Sensors | 46 |
| 5.9. Annealingverhalten des Seedsignals des bestrahlten FZ290-K-3e14-Sensors | 47 |
| 5.10. Abhängigkeit des Rauschens von der Sensorkapazität | 49 |
| 5.11. Leckstromabhängigkeit der Streifenokkupanz durch Rauschtreffer | 50 |
| 5.12. Common-Mode Rauschen bei einer Messung des FZ240-L-Sensors | 51 |
| B.1. Trefferprofil des FZ240-L-Sensors beim CBC | 60 |
| B.2. Clusterprofil des FZ240-L-Sensors beim CBC | 61 |
| B.3. Schwellenwertabhängige Effizienzverteilung des FZ240-L-Sensors | 62 |
| B.4. Anwendung der Glättungsfunktion beim FZ240-L-Sensors | 62 |

| | |
|-------------------------------------------------------------------------------|----|
| C.5. Verteilung des Seedsignals des FZ290-K-3e14-Sensors beim Beetle-Chip . . | 63 |
| D.6. C-V-Kurven der L-Sensoren | 64 |
| D.7. C-V-Kurven der K-Sensoren | 65 |
| E.8. Einfluss des Kollimators auf die generierte Ladungsmenge | 66 |

Tabellenverzeichnis

| | |
|---------------------------------------------------------------------------------|----|
| 4.1. Eigenschaften der verwendeten Sensoren | 20 |
| 5.1. Testpuls-Kalibration der L-Sensoren | 37 |
| 5.2. Temperaturabhängigkeit der Signalrekonstruktion des FZ290-L-Sensors . . . | 38 |
| 5.3. Verhältnis des MPV für verschiedene aktive Dicken der L-Sensoren | 41 |
| 5.4. Testpuls-Kalibration der K-Sensoren | 43 |
| 5.5. Leckstromabhängigkeit des Rauschens an der 2CBC3-Station | 49 |
| A.1. Institutsinterne Bezeichnung der verwendeten Sensoren | 59 |

1. Einleitung

Die Beschreibung der Natur und ihrer zugrundeliegenden Gesetze ist das Ziel der physikalischen Grundlagenforschung. In der Teilchenphysik fasst das Standardmodell die aktuellen Erkenntnisse zusammen. Es beschreibt die bekannten Elementarteilchen und erklärt die Wechselwirkung zwischen diesen. Die Überprüfung einer solch komplexen Theorie und Suche nach bisher unbekannten Phänomenen erfordert immer präzisere Experimente.

Der *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN in Genf ist der weltweit leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger an dem die Ergebnisse von kontrollierten hochenergetischen Teilchenkollisionen analysiert werden. So wurde im Jahr 2012 am CMS- und ATLAS-Experiment das Higgs-Bosons entdeckt.

Trotz dieser Errungenschaften liefert das Standardmodell nicht Antworten auf alle ungeklärten Fragen der Teilchenphysik, wie zum Beispiel über die genaue Struktur der Dunklen Materie oder die nicht verschwindende Neutrinomasse. Diese Phänomene sind Indikatoren für eine Physik, die über das Standardmodell hinausgeht. Zur Detektion extrem seltener Prozesse wird die Leistungsfähigkeit des LHC bis 2026 durch ein Upgrade gesteigert werden, um mögliche Anzeichen für eine weiterführende Physik zu untersuchen. Dabei wird die instantane Luminosität des Hochluminositäts-LHC auf bis zu $7,5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erhöht.

Daraus resultieren neue Anforderungen an den CMS-Detektor, wie zum Beispiel eine verbesserte Strahlenhärte. Um trotz der erhöhten instantanen Luminosität weiterhin Daten nehmen zu können, wird unter anderem der Spurdetektor des CMS-Experiments vollständig ersetzt. Im äußeren Bereich des zukünftigen Spurdetektors kommen sogenannte 2S-Module zum Einsatz. Sie erlauben die Detektion von Teilchen mit hohem Transversalimpuls bereits auf Modulebene und tragen mit diesen Informationen zur ersten Triggerebene des CMS-Detektors bei. Der Auslesechip der 2S-Module ist der *CMS Binary Chip* (CBC). Er korreliert Treffer geladener Teilchen in zwei parallelen Sensorlagen, um deren Transversalimpuls abzuschätzen.

Ziel dieser Bachelorarbeit ist die Untersuchung des Ansprechverhaltens des binär arbeitenden CBC und der Vergleich der Signalerfassung an Siliziumstreifensensoren mit einem analogen Chip. Dazu wird das Signalspektrum aus den Daten der binären Analyse rekonstruiert und mit den Daten des analogen Chips verglichen. Die Messungen werden an verschiedenen Streifensensoren durchgeführt, die sich in ihrer Dicke und Strahlungsfluenz unterscheiden und zu den möglichen Sensortypen gehören, die für den Betrieb des Hochluminositäts-LHC in Frage kommen. Des Weiteren wird das Rauschen bei Messungen

mit dem CBC auf den Einfluss der Sensorkapazität, des Leckstroms und Common-Mode Rauschen untersucht.

Im Anschluss an einen kurzen Überblick über den LHC und das CMS-Experiment in Kapitel 2 wird in Kapitel 3 auf die grundlegende Funktionsweise von Teilchendetektoren aus Silizium eingegangen und die analoge und binäre Signalanalyse verglichen. Darauf folgend werden die verwendeten Streifensensoren und Messstationen in Kapitel 4 vorgestellt. Die Auswertung und Diskussion der Daten aus der Rekonstruktion der Signalspektren findet sich in Kapitel 5 wieder. Das abschließende Fazit zu den Messergebnissen und ein Ausblick auf mögliche zukünftige Messungen zur Verbesserung der durchgeführten Analysen befindet sich in Kapitel 6 .

2. Der Large Hadron Collider am CERN

In diesem Kapitel wird der **LHC** (*Large Hadron Collider*) der Europäischen Organisation für Kernforschung (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*), kurz **CERN**, vorgestellt. Dabei wird vor allem auf das **CMS**-Experiment (*Compact Muon Solenoid*) und das Phase-2-Ausbauprogramm des Spurdetektors für den **Hochluminositäts-LHC** eingegangen.

2.1. Der Large Hadron Collider

Der LHC am CERN ist mit 26,7 km Umfang der zurzeit größte Teilchenbeschleuniger der Welt. Er ist Teil eines Komplexes aus verschiedenen Linear- und Ringbeschleunigern, welche in Abbildung 2.1 gezeigt sind.

Im Beschleunigerkomplex werden Teilchenpakete in entgegengesetzter Richtung beschleunigt und dann an definierten Punkten zur Kollision gebracht. Die geladenen Teilchen werden mit supraleitenden Dipolmagneten, die ein Magnetfeld von bis zu 8 T erzeugen, auf den Kreisbahnen gehalten und durch Quadrupolmagnete fokkussiert. Die Beschleunigung findet in supraleitenden Hohlraumresonatoren statt. Bei der Kollision von Protonen wird dabei eine Schwerpunktsenergie von bis zu $\sqrt{s} = 13$ TeV erreicht. Der Teilchenstrahl ist in Pakete, sogenannte *bunches* unterteilt, die an den Kollisionspunkten in Zeitabständen von 25 ns kollidieren, was einer Kollisionsrate von 40 MHz entspricht. Die Kollision zweier Pakete wird als *bunch crossing* bezeichnet [EB08].

Es gibt insgesamt vier große Experimente, die sich an Kollisionspunkten entlang des LHC befinden. Das **CMS**- und das **ATLAS**-Experiment (*A Toroidal LHC Apparatus*) sind beide universell ausgelegte Detektoren, während sich das **LHCb**-Experiment (*LHC-beauty*) mit der Physik von B-Hadronen beschäftigt und am **ALICE**-Detektor (*A Large Ion Collider Experiment*) Schwerionenkollisionen untersucht werden [EB08]. Die Standorte der einzelnen Experimente sind in Abbildung 2.1 zu sehen.

Durch Messungen am CMS- und ATLAS-Experiment konnte 2012 das Higgs-Boson nachgewiesen werden, welches für die Erzeugung der Massen der Elementarteilchen im Standardmodell der Teilchenphysik verantwortlich ist [Col12a], [Col12b].

Jedoch gibt es noch einige ungeklärte Fragen in der Teilchenphysik. Man erhofft sich durch weitere Experimente Erkenntnisse über eine Physik, die über das Standardmodell hinausgeht. Dazu zählt zum Beispiel die Suche nach Supersymmetrie, Dunkler Materie oder Extradimensionen [EB08].

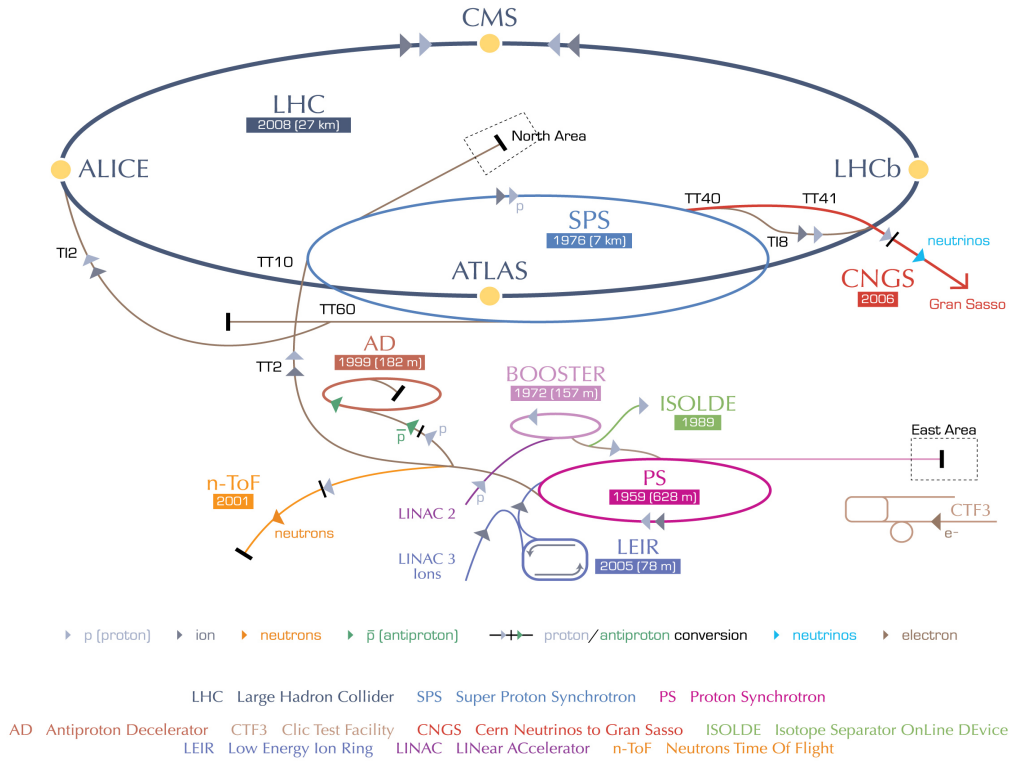


Abbildung 2.1.: Der LHC Beschleunigerkomplex. Nach Vorbeschleunigung der Protonen in den kleineren Beschleunigern LINAC2, Proton Synchrotron Booster (PS Booster), Proton Synchrotron (PS) und Super Proton Synchrotron (SPS) werden diese in den LHC eingespeist [Lef08].

Um seltene Prozesse zu untersuchen, ist es notwendig die Datenmenge und somit die Statistik zu erhöhen. Ein damit verknüpfter Parameter ist die instantane **Luminosität** L . Diese beschreibt die Anzahl der Teilchen, die pro Sekunde eine bestimmte Fläche durchqueren und ist für Collider definiert durch

$$L = \frac{fnN_1N_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}. \quad (2.1)$$

Hierbei bezeichnet f die Kollisionsfrequenz der Teilchenpakete, n die Anzahl der Teilchenpakete und N_1 bzw. N_2 die Anzahl der Teilchen in einem Paket des Strahls 1 bzw. 2. σ_x und σ_y stehen für die Breite der Strahlen in x- und y-Richtung unter der Annahme, dass beide Strahlen identische gaußverteilte Querprofile haben, die unabhängig von der Position entlang eines Teilchenpakets sind [ES11].

Während des 2. Laufs des LHC erreichte die instantane Luminosität Werte von bis zu $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [EB08].

2.2. Das CMS-Experiment

Der CMS-Detektor ist als Universaldetektor zur Untersuchung von Protonen- und Schwerionenkollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV konzipiert. Er ist 21,6 m lang, hat einen Durchmesser von 14,6 m und ist circa 14 000 t schwer [CER]. Ein schematischer Ausschnitt des Aufbaus des CMS-Detektors ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Im Folgenden wird der Aufbau des Detektors aus einzelnen Komponenten mit steigender Entfernung zum Interaktionspunkt beschrieben.

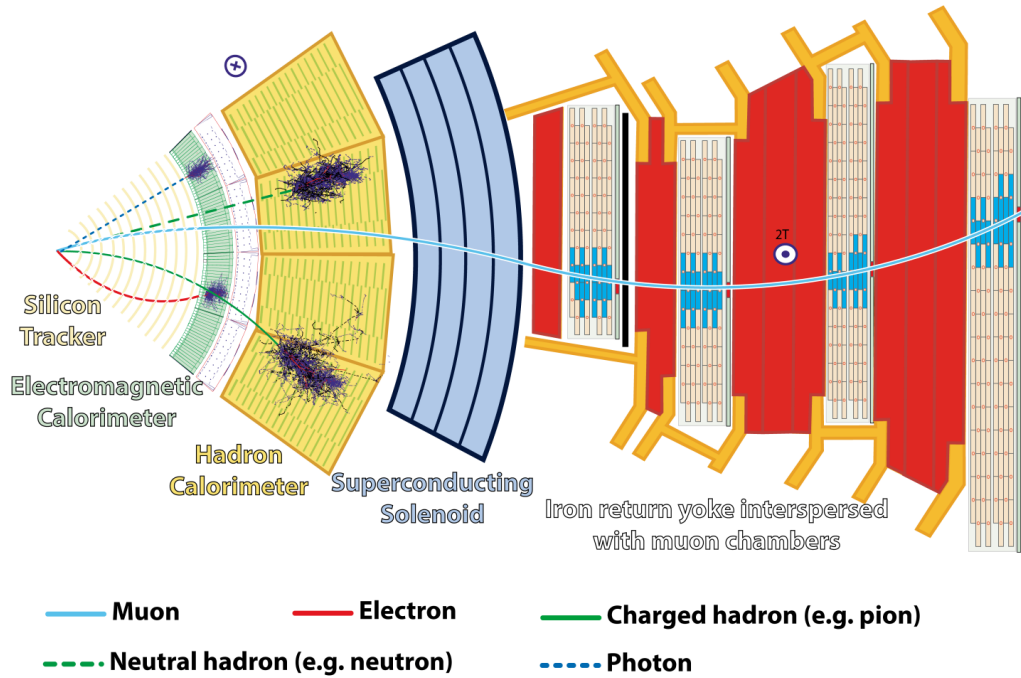


Abbildung 2.2.: Ausschnitt des CMS-Detektors. Im Silizium Spurdetektor wird die gekrümmte Spur geladener Teilchen aufgrund des Magnetfeldes des Solenoiden rekonstruiert. Die Energie elektromagnetischer und hadronischer Teilchen wird im Kalorimeter bestimmt. Myonen werden in den Myonenkammern detektiert [Bar16].

Unmittelbar um den Interaktionspunkt befindet sich der **Spurdetektor** zur Rekonstruktion von Teilchenbahnen. Bei der aktuell erreichten Luminosität entstehen etwa 1000 geladene Teilchen pro *bunch crossing*. Um die Bahn der vielen erzeugten Teilchen zu rekonstruieren, muss der Spurdetektor eine hohe Auflösung und geringe Auslastung der einzelnen Kanäle, genannt Okkupanz, vorweisen. Deshalb besteht er aus Pixeldetektoren, welche sich am nächsten zum Interaktionsbereich befinden, um die Auflösung des Wechselwirkungsvertices zu verbessern. Zudem ermöglicht die hohe Granularität von Pixeldetektoren, dass die Okkupanz im Bereich von 0,1% bleibt. Der Teilchenfluss nimmt mit steigender Entfernung zum Interaktionsbereich ab. Dementsprechend kann die Granularität von Pixel über zwei Stufen von Streifendetektoren mit steigender Entfernung zum Kollisionspunkt verringert werden. Im Bereich der Streifendetektoren liegt die Okkupanz im Bereich von 1%. Der gesamte Pixeldetektor besitzt ungefähr 66 Millionen Pixel auf einer Gesamtfläche von 1 m^2 , der Streifendetektor besitzt 9,6 Millionen Siliziumstreifen auf einer Fläche von circa 200 m^2 . Der Siliziumstreifendetektor wird bei einer Temperatur von $-20\text{ }^\circ\text{C}$ betrieben [C⁺06].

Im Anschluss an den Spurdetektor befindet sich das **elektromagnetische Kalorimeter**. Dieses besteht aus Blei-Wolframat-Szintillationskristallen, welche Teilchen wie zum Beispiel Elektronen oder Photonen absorbieren und deren Energie in Szintillationslicht umwandeln. Daraus kann die Energie der Teilchen bestimmt werden. Nach dem elektromagnetischen Kalorimeter schließt sich das **hadronische Kalorimeter** zur Energiebestimmung geladener und ungeladener Hadronen an. Spurdetektor und Kalorimeter befinden sich innerhalb eines zylinderförmigen, supraleitenden **Solenoiden**. Dieser erzeugt ein 4 T Magnetfeld, das geladene Teilchen auf gekrümmte Bahnen ablenkt und somit die Impulsmessung hochenergetischer Teilchen ermöglicht. Außerhalb des Solenoidmagneten

befindet sich ein Eisenjoch zur Rückführung des Magnetfelds. Dieses ist mit vier Lagen von **Myonendetektoren** ausgestattet [C⁺08].

Die Datenmengen, die aufgrund des komplexen Aufbaus, der Millionen von Auslesekanälen und einer Kollisionsfrequenz von 40 MHz entstehen, sind riesig. Deshalb ist ein effizientes **Auslese- und Auslösungssystem** nötig, um nur interessante Ereignisse abzuspeichern und so die enorme Rate auf etwa 100 gespeicherte Ereignisse pro Sekunde zu reduzieren. Das CMS-Datenerfassungssystem besteht aus dem sogenannten *Level-1-Trigger*, welcher Informationen der Kalorimeter und der Myonendetektoren nutzt. Im Anschluss erfolgt im *High-Level-Trigger* erneut eine Ereignisfilterung mithilfe der Daten aller Detektorkomponenten [C⁺08].

2.3. Das Phase-2-Ausbauprogramm des Spurdetektors

Zum Vorstoß in neue Energiebereiche und zur Untersuchung seltener Ereignisse wird die Leistungsfähigkeit des LHC bis 2026 durch ein umfangreiches Upgrade erhöht werden. Der **Hochluminositäts-LHC** wird Kollisionen bei einer gesteigerten Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ erzeugen. Für die instantane Luminosität werden Werte von $L = 5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bis hin zu Spitzenwerten von $L = 7,5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ angestrebt. Im Rahmen des Phase-2-Ausbauprogramms werden die einzelnen Komponenten des CMS-Experiments an diese neuen Begebenheiten angepasst. So wird auch der komplette Siliziumspurdetektor ersetzt.

Der neue Spurdetektor besteht aus dem *Inner Tracker* aus Pixelsensoren und dem *Outer Tracker* aus Streifen- und Makropixelsensoren. Er muss den Anforderungen während des Betriebs des Hochluminositäts-LHC gerecht werden. Aufgrund des erhöhten Teilchenflusses kommt es zu einer größeren Strahlenbelastung, weshalb die Sensoren und Ausleseelektronik besonders strahlungshart sein müssen. Der aufgerüstete Spurdetektor soll bis zur erwarteten integrierten Luminosität von 3000 fb^{-1} am Ende der Laufzeit des Hochluminositäts-LHC zuverlässig und effizient arbeiten. Die höhere Luminosität erfordert außerdem eine größere Granularität. Im *Outer Tracker* muss die Okkupanz um oder unter dem Prozentwert liegen, damit die Bahnen der Teilchen, die pro *bunch crossing* erzeugt werden, effizient rekonstruiert werden können [Col17].

Weiterhin erfordert die hohe Luminosität eine effektivere Selektion nach interessanten Ereignissen als bisher. Deshalb wird der Spurdetektor einen Beitrag zum *Level-1-Trigger* leisten, indem er nach Teilchen mit hohem Transversalimpuls p_T sucht.

Der Beitrag zum *Level-1-Trigger* bestimmt maßgeblich den Aufbau des *Outer Tracker*. Er besteht aus Modulen, welche Teilchen oberhalb eines bestimmten Transversalimpulsschwellenwertes identifizieren können. Diese Module werden als **p_T -Module** bezeichnet. Die Funktionsweise eines p_T -Moduls im Bezug auf die Identifikation von Teilchen mit hohen Transversalimpulsen ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Die Module umfassen zwei Lagen von Sensoren. Die Bahn eines geladenen Teilchens wird im Magnetfeld des Solenoiden gekrümmt. Der Krümmungsradius ist dabei abhängig vom Transversalimpuls des Teilchens. Teilchen mit hohem Transversalimpuls besitzen eine geringere Bahnkrümmung. Bei einem Teilchendurchgang wird die Position des Treffers der inneren Lage mit der der äußeren Lage verglichen. Liegt die Position des Treffers der äußeren Lage innerhalb eines definierten Fensters bezüglich der Trefferposition der inneren Lage, so ist das ein Hinweis auf ein Teilchen mit großem Transversalimpuls. In diesem Fall wird ein sogenanntes *stub*-Signal erzeugt und dem *Level-1-Trigger* werden Informationen über die Teilchenspur gesendet [Col17].

Um unterschiedliche Granularitäten im äußeren Spurdetektor und eine verbesserte Auflösung in der Bewegungsrichtung der kollidierenden Teilchenpakete umzusetzen, werden zwei

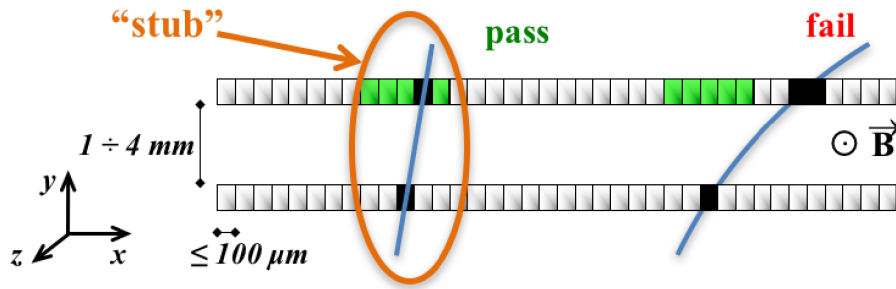


Abbildung 2.3.: Das Konzept des p_T -Moduls. Grün markiert ist das Korrelationsfenster der Trefferpositionen. Das Teilchenbahn links besitzt eine geringe Krümmung, sodass ein *stub* erzeugt wird. Die Bahnkrümmung des rechten Teilchens ist größer und der Transversalimpuls unterhalb des Schwellenwertes [Col17].

verschiedene p_T -Module verwendet. Die PS-Module, welche einen Makropixel- und einen Streifensensor enthalten, befinden sich im inneren Bereich des äußeren Spurdetektors. Im äußeren Bereich befinden sich die 2S-Module, welche zwei Streifensensoren enthalten.

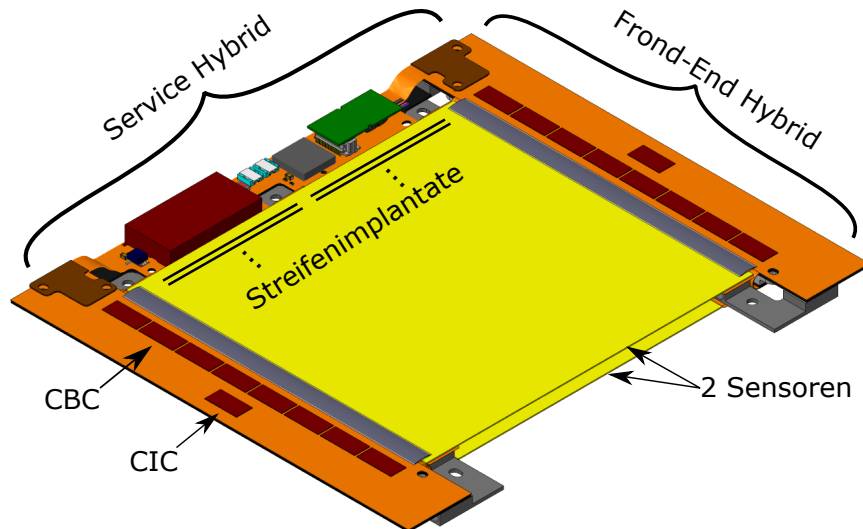


Abbildung 2.4.: Das 2S-Modul besteht aus zwei Sensoren mit jeweils 2032 Streifenimplantaten. Diese werden von zwei Front-End-Hybriden mit jeweils 8 CBC ausgelesen. Der Service Hybrid sorgt für die Stromversorgung und optische Verbindung zum Auslesesystem [CER18].

Im Folgenden wird ausschließlich auf das **2S-Modul** genauer eingegangen. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Die Detektion der Teilchen erfolgt in zwei parallel ausgerichteten Sensoren, die beide jeweils 2032 Streifen mit einer Länge von circa 5 cm enthalten. Auf einem Sensor sind die Streifen in zwei Reihen angeordnet. Der Streifenabstand beträgt $90 \mu\text{m}$. Zwischen den beiden Lagen befinden sich Abstandshalter aus kohlefaserverstärktem Aluminium. Die räumliche Korrelation von Treffern in beiden Sensorlagen impliziert eine gemeinsame Signalerfassung der unteren und oberen Lage. Dies ermöglicht der **CMS Binary Chip**, kurz CBC, der Auslesechip des 2S-Moduls. Dieser liest 254 Streifen aus, davon je 127 in einer Lage. Das 2S-Modul benötigt damit zur Auslese aller Streifen 16 CBC. Diese sind in zwei Gruppen angeordnet, welche jeweils eine Streifenreihe auslesen. Diese beiden Hälften sind unabhängig voneinander an zwei Front-End-Hybride angeschlossen. Jeder der beiden Front-End-Hybride ist somit mit acht CBC

und dem Concentrator-Integrated-Circuit-Chip (CIC) verbunden. Dieser dient der Aggregation und Serialisierung der Daten der Auslesechips. Außerdem verteilt er die Takt-, Trigger- und Steuersignale an die einzelnen CBC. Die Elektronik zur Stromversorgung der beiden Front-End-Hybride und eine optische Verbindung zum Auslesesystem wird von einem Service-Hybriden bereitgestellt [Col17].

Auf die Auswirkung der binären Signalprozessierung des CBC wird in Kapitel 3.4 genauer eingegangen. Die Untersuchung dieser ist ein wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit.

3. Teilchendetektoren aus Silizium

Dieses Kapitel befasst sich mit den Eigenschaften von Halbleitern. Insbesondere wird auf die Dotierung und den pn-Übergang als elementarste Bausteine für jeden Halbleiterdetektor eingegangen. Außerdem wird die Erzeugung eines Signals durch die Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie beschrieben. Weiterhin wird auf den Aufbau von Siliziumteilchendetektoren, die analoge und binäre Signalanalyse und die erwarteten Veränderungen aufgrund von Strahlenschäden und Annealing eingegangen.

3.1. Halbleiter und der pn-Übergang

Durch die periodische Anordnung der Atome in Festkörperkristallen überlappen die Wellenfunktionen der Elektronen der einzelnen Atome. Es bilden sich **Bänder von Energieniveaus**, die die Elektronen einnehmen können. Am absoluten Temperaturnullpunkt sind die Bänder bis zur Fermienergie besetzt. Das höchste vollständig mit Elektronen besetzte Energieband wird dabei als Valenzband, das nächst höhere als Leitungsband bezeichnet.

Man unterscheidet Materialien bezüglich ihrer elektrischen Leitfähigkeit anhand der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband. Metalle haben auch am absoluten Temperaturnullpunkt ein teilweise besetztes Leitungsband und sind somit elektrisch leitend. Isolatoren besitzen eine große Bandlücke und ein leeres Leitungsband und sind somit Nichtleiter. **Halbleiter** besitzen eine kleinere Bandlücke, am absoluten Temperaturnullpunkt ist das Leitungsband jedoch wie bei Isolatoren unbesetzt. Mit steigender Temperatur können Elektronen durch thermische Anregung Energieniveaus im Leitungsband besetzen. Dadurch entstehen unbesetzte Energieniveaus im Valenzband. Diese freien Stellen wirken wie positive Löcher. Beim Anlegen einer Spannung können sich die Elektronen des Leitungsbandes frei bewegen und Elektronen des Valenzbandes driften zu den Löchern, was effektiv zu einer Löcherleitung führt. Diese beiden Effekte tragen zum Ladungstransport bei und sind für die mit der Temperatur steigende elektrische Leitfähigkeit von Halbleitern verantwortlich [Dem16].

Die elektrische Leitfähigkeit von reinen Halbleitern wird als intrinsische Leitfähigkeit bezeichnet. Durch den gezielten Einbau von wenigen Fremdatomen in das Kristallgitter entstehen **dotierte Halbleiter**. Die Fremdatome erzeugen zusätzliche Energieniveaus zwischen Valenz- und Leitungsband. Bei einer n-Dotierung werden fünfwertige Atome wie zum Beispiel Phosphor verwendet. Diese wirken als Elektronendonatoren. Da nur vier Elektronen für die kovalenten Gitterbindungen benötigt werden, ist das letzte Valenzelektron des

Atome nur schwach an den Atomkern gebunden. Es ist über viele Gitteratome delokalisiert und benötigt wenig Energie für den Übergang ins Leitungsband. Die Energieniveaus des Donatoren liegen knapp unterhalb der Leitungsbandunterkante, was zu einer erhöhten Elektronenleitung führt. Äquivalent dazu können durch p-Dotierung mit dreiwertigen Atomen wie zum Beispiel Bor, die als Elektronenakzeptoren wirken, Stellen mit fehlendem Bindungselektron im Kristallgitter erzeugt werden. Die Energieniveaus der Akzeptoren liegen knapp oberhalb der Valenzbandoberkante, wodurch die Löcherleitung erhöht wird. Dotierte Halbleiter weisen somit eine höhere elektrische Leitfähigkeit als undotierte Halbleiter auf.

Durch den Kontakt eines p- und eines n-dotierten Halbleiters entsteht ein **pn-Übergang**. Die unterschiedlichen Konzentrationen an beweglichen Elektronen im Leitungsband und beweglichen Löchern im Valenzband führen zur Diffusion von Elektronen aus dem n-dotierten Teil in den p-dotierten Teil. Dort rekombinieren sie mit den Löchern. Der umgekehrte Vorgang läuft für die Löcher des p-dotierten Teils ab. Durch die Diffusion fehlen im n-dotierten/p-dotierten Teil nun Elektronen/Löcher, wodurch sich eine positive/negative Raumladung ausbildet. Das entstehende elektrische Feld wirkt der Diffusion entgegen bis sich ein Gleichgewicht einstellt. So entsteht im pn-Kontaktbereich eine Verarmungszone ohne freie Ladungsträger. Dieser Vorgang ist schematisch in Abbildung 3.1 dargestellt.

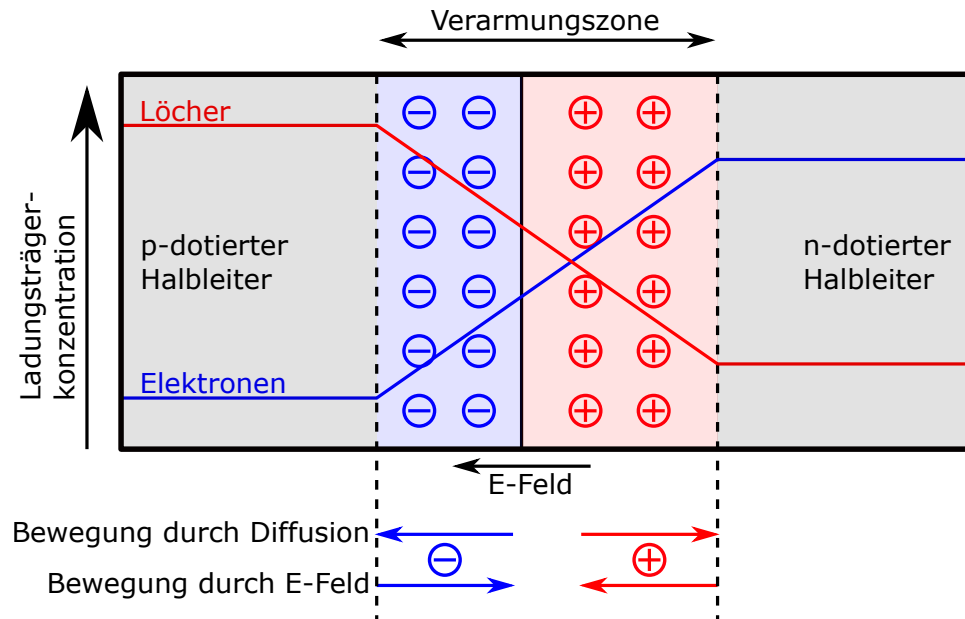


Abbildung 3.1.: Kontakt eines p-dotierten und n-dotierten Halbleiters. Aufgrund des Konzentrationsgradienten der Ladungsträger kommt es zu Diffusion dieser. Es entsteht eine Raumladungszone, deren elektrisches Feld die Diffusion ausgleicht.

Durch Anlegen einer externen Spannung wird das Gleichgewicht zwischen Diffusion und elektrischem Feld gestört. Wird das positive Potential an den p-dotierten Teil angelegt, so wird die Verarmungszone verkleinert und der Übergang wird in Durchlassrichtung betrieben. Wird das negative Potential an den p-dotierten Halbleiter angelegt, so wird der pn-Übergang in Sperrrichtung betrieben. Das elektrische Feld der Verarmungszone wird verstärkt und diese vergrößert sich [Dem16].

Es fließt lediglich ein sehr geringer Leckstrom I_{Leck} . Aufgrund von thermischer Anregung kommt es zur Elektron-Loch-Paar Erzeugung in der Verarmungszone. Der Leckstrom ist

abhängig vom Volumen der Verarmungszone. Für die Breite w der Verarmungszone gilt die Proportionalität $w \propto \sqrt{U}$ zur angelegten Spannung U . Der Querschnitt der Verarmungszone bleibt konstant und es ergibt sich die Abhängigkeit $I_{\text{Leck}} \propto \sqrt{U}$. Des Weiteren ist der Leckstrom aufgrund der Abhängigkeit von der thermischen Anregung stark temperaturabhängig [KW16].

3.2. Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie

Um Teilchen in einem Halbleiterdetektor zu detektieren, ist das Verständnis deren Wechselwirkung mit Materie von zentraler Bedeutung. Zu unterscheiden ist die Wechselwirkung neutraler und geladener Teilchen mit Materie. In diesem Abschnitt wird ausschließlich die Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie behandelt.

Geladene Teilchen können durch Energieabgabe an das Sensormaterial eines Siliziumdetektors registriert werden. Schwere geladene Teilchen führen beim Durchqueren von Materie inelastische Stöße mit den Hüllenelektronen der Atome aus. Dadurch kommt es zu Anregungs- und Ionisationsprozessen.

Der mittlere Energieverlust pro Wegeinheit $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle$ schwerer geladener Teilchen durch Ionisation und Anregung wird durch die **Bethe-Bloch-Formel** beschrieben:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{n z^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \text{ mit } \beta = \frac{v}{c}. \quad (3.1)$$

Hierbei bezeichnet m_e die Elektronenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit, n die Elektronendichte des Materials, I die mittlere Anregungsenergie des Materials, ϵ_0 die Permittivität des Vakuums sowie $z \cdot e$ und v die Ladung und momentane Geschwindigkeit des eindringenden Teilchens [P⁺14].

Der Gültigkeitsbereich der Bethe-Bloch-Formel in Abhängigkeit von $\beta\gamma$ des eindringenden Teilchens ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Ionisationsverluste sind für Teilchen mit $\beta\gamma \approx 4$ minimal. Solche Teilchen werden als **minimal ionisierende Teilchen** (*minimal ionising particles*), kurz MIP, bezeichnet. Für MIP ist der Energieverlust weitgehend unabhängig vom durchdrungenen Material. Er beträgt normiert auf die Materialdichte $\left\langle \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right\rangle \approx 2 \frac{\text{MeVcm}^2}{\text{g}}$ [P⁺14].

Für Elektronen gilt die Bethe-Bloch-Formel nicht. Zum einen liegt dies an der Ununterscheidbarkeit der einfallenden Elektronen mit denen der Atomhüllen des durchdrungenen Materials. Zum anderen spielt aufgrund der geringen Elektronenmasse Bremsstrahlung eine wichtige Rolle. Somit dominiert je nach Energie elastische Streuung mit Hüllenelektronen oder Bremsstrahlung, also die Energieabstrahlung durch Ablenkung in den elektrischen Feldern der Atomkerne. Trotzdem können zur Simulation von MIP Elektronen verwendet werden, die von einer ⁹⁰Sr-Quelle emittiert werden, da ihre Energiedeposition in etwa der von MIP entspricht [B⁺17].

Für schwere geladene Teilchen wird durch die Bethe-Bloch-Formel nur der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke beschrieben. Da sich der gesamte Energieverlust aus vielen einzelnen Ionisations- und Anregungsprozessen beim Durchdringen des Materials zusammensetzt, ist dieser ein statistischer Prozess und unterliegt somit Fluktuationen. Zum einen gibt es Fluktuationen in der Anzahl der Wechselwirkungsprozesse. Zum anderen fluktuiert der Energieübertrag in jedem einzelnen Wechselwirkungsprozess. Der minimale Übertrag ist durch die minimale Anregungsenergie gegeben. Es kommt ebenfalls zu zentralen Stößen mit Elektronen der Atomhüllen, durch die freie Elektronen mit hoher kinetischer Energie

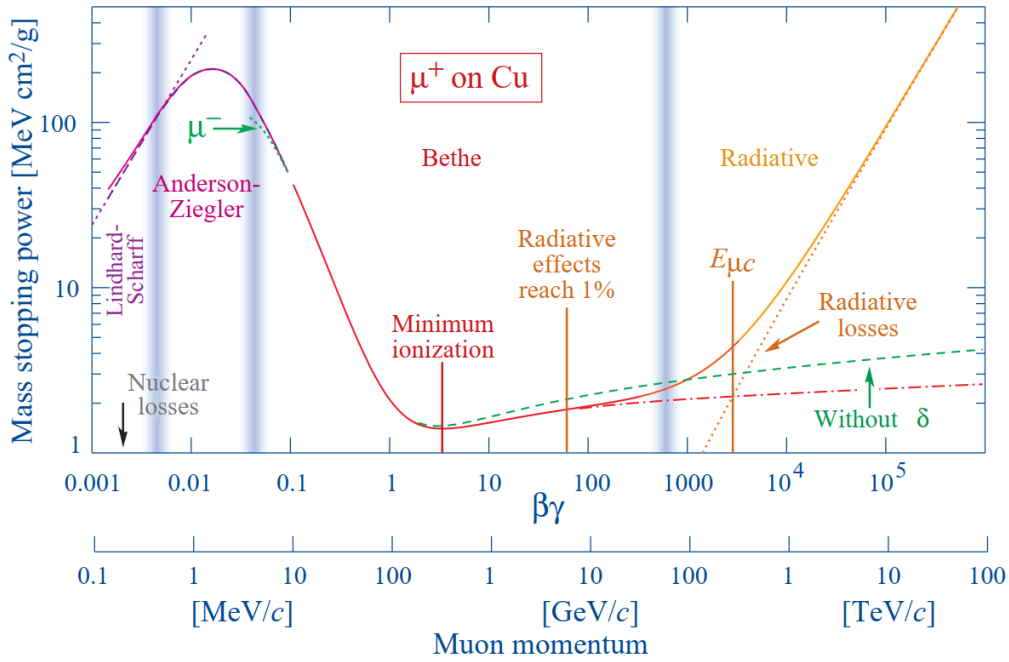


Abbildung 3.2.: Der Gültigkeitsbereich der Bethe-Bloch-Formel von $0,1 \leq \beta\gamma \leq 1000$ dargestellt anhand des Energieverlusts von Myonen μ^+ in Kupfer [eaPDG08].

entstehen. Diese sogenannten Delta-Elektronen können ihrerseits nochmals mit dem Material wechselwirken und stellen damit Sekundärstrahlung dar. Die gesamten Energiefluktuationen werden durch die **Landau-Verteilung** beschrieben, welche in Abbildung 3.3 gezeigt ist.

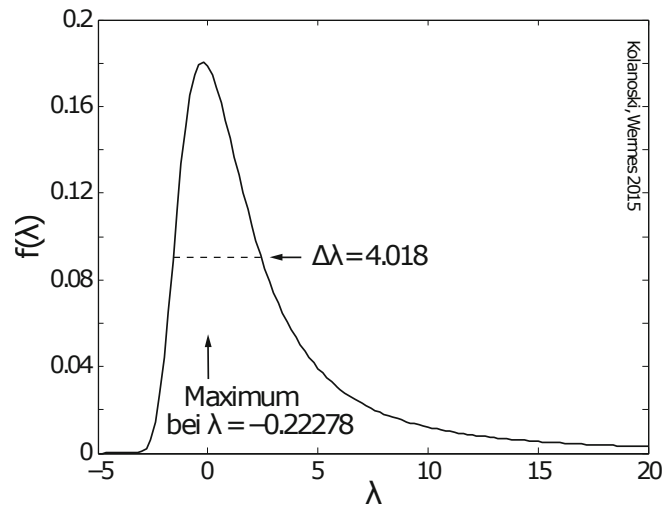


Abbildung 3.3.: Die Landauverteilung in ihrer Standardform [KW16].

Die Verteilung besitzt einen gaußförmigen Anteil für viele Wechselwirkungsprozesse mit geringem Energieübertrag, ist jedoch insgesamt asymmetrisch. Durch Delta-Elektronen besitzt sie Ausläufer bis zu hohen Energieverlustwerten. Deshalb unterscheiden sich das Maximum und der Mittelwert der Verteilung. Der **wahrscheinlichste Energieverlust MPV** (*most probable value*) liegt links vom Mittelwert. Der Abstand des MPV vom Mittel-

wert ist abhängig von der Breite der Verteilung, welche sich zum Beispiel durch Variation der Materialdicke verändern kann [KW16].

Bei einer Signalmessung in einem Siliziumsensor kommen zu den einzelnen Messwerten, die einer Landauverteilung folgen, jeweils noch statistische Fluktuation aufgrund von Rauschquellen hinzu. Aus diesem Grund wird zur Beschreibung der Energieverlustfluktuationen in Siliziumsensoren eine gefaltete Landau-Gauß-Verteilung verwendet.

Jeder Detektor sollte zur Detektion von MIP in der Lage sein, weshalb sein Rauschen deutlich unterhalb der von MIP erzeugten Signale liegen muss. In Silizium beträgt der durchschnittliche Energieverlust eines MIP etwa $390 \text{ eV}\mu\text{m}^{-1}$. Die im Mittel benötigte Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares liegt bei $3,6 \text{ eV}$, sodass ein MIP circa 108 Elektron-Loch-Paare pro Mikrometer erzeugt. Der MPV liegt um ungefähr 30% unterhalb des Mittelwertes. Somit ergibt sich für den MPV ein Wert von 76 Elektron-Loch-Paaren pro Mikrometer [Har17].

3.3. Aufbau von Siliziumsensoren

Auf der Basis des pn-Übergangs können Halbleiterdetektoren zur Detektion geladener Teilchen realisiert werden. Während einem Teilchendurchgang kommt es wie in Kapitel 3.2 beschrieben zur Energieabgabe an das Sensormaterial, wodurch im pn-Übergang Elektron-Loch-Paare entstehen. Damit die erzeugten Ladungsträger nicht in thermisch angeregten Elektron-Loch-Paaren untergehen, muss der pn-Übergang bei voller Depletion betrieben werden. In diesem Fall erstreckt sich die Verarmungszone über den gesamten Sensor und die bei einem Teilchendurchgang erzeugten Ladungsträger können detektiert werden. Die Elektronen/Löcher driften zur positiven/negativen Elektrode und erzeugen so ein messbares Signal. Bei angelegten Spannungen kleiner als die Depletionsspannung erstreckt sich die Verarmungszone nicht über den gesamten pn-Übergang. Außerhalb dieser kommt es zur Rekombination der erzeugten Ladungsträger, wodurch das gemessene Signal kleiner wird. Die **Depletionsspannung** $U_{\text{Dep.}}$ eines Sensors berechnet sich als

$$U_{\text{Dep.}} = \frac{eD^2|N_{\text{eff}}|}{2\epsilon_0\epsilon_{\text{Si}}} = \frac{D^2}{2\epsilon_0\epsilon_{\text{Si}}\mu\rho}, \quad (3.2)$$

wobei D die Sensordicke, ϵ_0 die Permittivität des Vakuums und ϵ_{Si} die relative Permittivität von Silizium bezeichnen. e steht für den Betrag der Elektronenladung und $|N_{\text{eff}}|$ für den Betrag der effektiven Dotierungskonzentration, die die Differenz von Donator- und Akzeptoranzahl bezeichnet. μ steht für die Mobilität der Elektronen und ρ für den spezifischen Widerstand [Har17].

Um eine **ortsempfindliche Auslese** zu realisieren, muss eine Elektrode in kleinere Elemente wie Streifen oder Pixel aufgeteilt werden. Da die erzeugten Ladungsträger eine räumlich lokalisierte Ladungswolke bilden, wird nur an bestimmten Streifen oder Pixeln ein Signal erzeugt. So ist der Ort des Teilchendurchgangs lokalisierbar. Deshalb wird zur Verwendung als Detektoren Silizium mit segmentierter Dotierung verwendet. Als Grundlage dient in der Regel p-dotiertes Material von $200 \mu\text{m}$ bis $300 \mu\text{m}$ Dicke mit n-dotierten Streifenimplantaten. Die Streifen sind typischerweise in einem Abstand von $50 \mu\text{m}$ bis $100 \mu\text{m}$ angeordnet [KW16]. Diese Sensoren werden als p-Typ Sensoren bezeichnet. Ein schematischer Querschnitt durch einen p-Typ Streifensensor ist in Abbildung 3.4 gezeigt. Das p-dotierte Grundmaterial wird auch *p-bulk* genannt.

Zusätzlich zur Implantation von Streifen werden weitere Modifikationen vorgenommen. Auf der gegenüberliegenden Seite der n-dotierten Streifen befindet sich eine stark p-dotierte Schicht, bezeichnet mit p^{++} . Diese hat eine höhere Dotierungskonzentration als der *p-bulk*

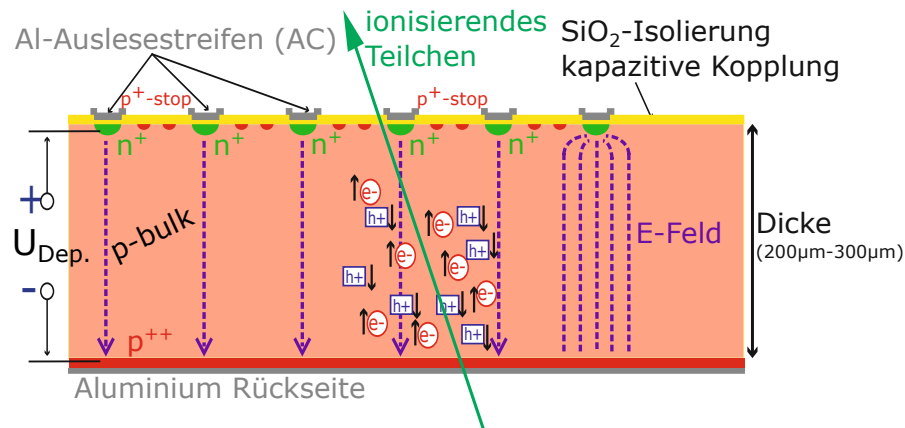


Abbildung 3.4.: Beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch den Siliziumsensor werden Elektron-Loch-Paare erzeugt. Diese bewegen sich aufgrund des elektrischen Feldes zu den Elektroden [Har17].

und somit einen geringeren spezifischen Widerstand, wodurch eine ohmsche Verbindung zum metallischen Aluminiumkontakt gewährleistet wird. Auf der mit Streifen strukturierten Seite befindet sich zwischen den Streifen und den zur Auslese verwendeten Aluminiumelementen eine Schicht aus SiO_2 . Zum einen dient die Schicht als Endpassivierung, um den Sensor vor der Umgebung zu schützen. Zum anderen dient diese als Koppelkondensator zu den Aluminiumelementen, an die die Auslesechips angeschlossen sind. Durch die kapazitive Kopplung (AC-Kopplung) wird verhindert, dass der Detektorleckstrom in die Ausleseelektronik eindringt.

Die **Spannungsversorgung** erfolgt auf der Seite ohne Streifenimplantate durch einen einzelnen Kontakt an der Aluminiumschicht. Auf der Seite der Streifenimplantate müssen die einzelnen Elektroden ebenfalls auf einem definierten Potential liegen. Dazu wird ein *bias ring* verwendet, der um den gesamten aktiven Bereich des Sensors läuft. Dieser wird meist auf Erdpotential gelegt. Die Verbindung vom *bias ring* mit den einzelnen n-dotierten Implantaten erfolgt über Polysiliziumwiderstände, die auf die SiO_2 -Schicht aufgebracht werden. Um einen Potentialanstieg ohne Feldspitzen vom *bias ring* zur Peripherie zu gewährleisten, wird um den *bias ring* ein weiterer Schutzring, der *guard ring*, implementiert [Har17]. Diese Anordnung ist in Abbildung 3.5 schematisch gezeigt.

3.4. Analoge und binäre Signalverarbeitung

Das beim Teilchendurchgang durch einen Siliziumsensor erzeugte elektrische Signal wird durch AC-Kopplung an den Aluminiumstreifen ausgelesen. Die einzelnen Streifen sind durch Ultraschallschweißverbindungen, sogenannte *wire bonds*, mit den Chipeingängen verbunden. Das eingehende Signal wird in verschiedenen Stufen weiterverarbeitet. Zunächst wird das Signal in einem Vorverstärker verstärkt, damit die teilweise sehr kleinen Signale im Femto-Coulomb- und Mikro-Volt-Bereich ausgelesen werden können. Im Anschluss findet eine Pulsformung statt. Hier wird ein Puls erzeugt, der nach endlicher Zeit wieder zum Nullwert zurückkehrt, indem das Rauschen durch Frequenzfilter verkleinert wurde. Das erzeugte Signal ist dann in Pulshöhe und im zeitlichen Integral proportional zur im Sensor erzeugten Energiemenge. Diese ersten Schritte der Datenauslese werden oft durch anwendungsspezifische integrierte Schaltungen (ASIC) realisiert.

Im Fall einer analogen Signalverarbeitung wird der erzeugte Signalstrom eines Auslesekanals integriert und die Ladungsmenge analog gespeichert. Im Fall einer binären Signalver-

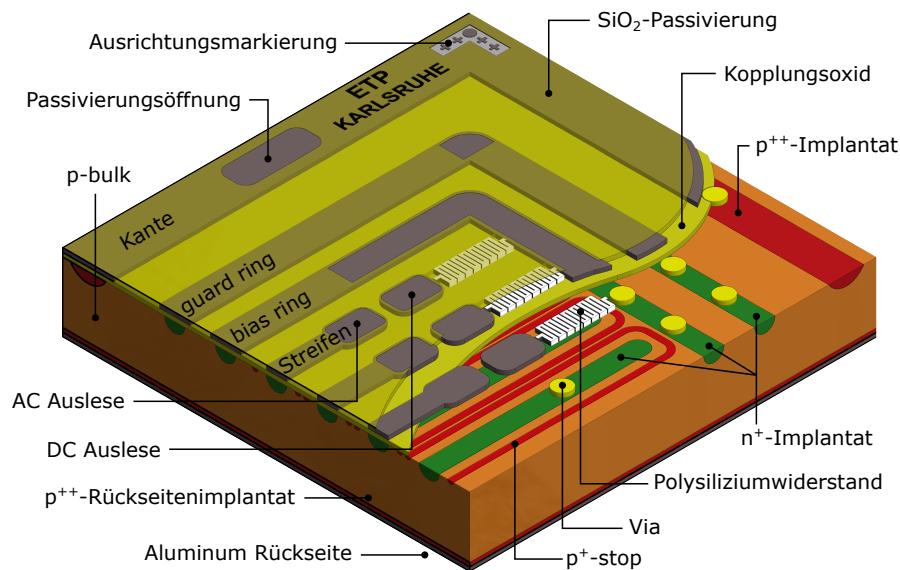


Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung eines Siliziumstreifensensors mit all seinen Komponenten [Sch19].

arbeitung vergleicht ein Diskriminator den aufgrund des Signals erzeugten Spannungspuls mit einer Referenzspannung. Beim Überschreiten des **Schwellenwertes** (*threshold*) wird ein digitales Signal einer vorgegebenen Breite erzeugt. Dieses führt dann zur Abspeicherung eines Treffers. Ist das Signal kleiner als der Schwellenwert, so wird es als kein Treffer angesehen. Der Schwellenwert sollte dabei so gewählt werden, dass zwischen Signalen, die durch ein den Sensor durchdringendes Teilchen erzeugt werden, und Rauschtreffern aufgrund von elektronischen Fluktuationen unterschieden werden kann. Dazu sollte er oberhalb der Rauschsignale, aber unterhalb der Teilchensignale liegen [KW16].

Im Folgenden wird auf die Besonderheiten und Unterschiede zwischen binärer und analoger Signalverarbeitung eingegangen. Dabei spielen sogenannte Signalcluster eine entscheidende Rolle. Durch schräg einfallende Teilchen oder Teilchen, die den Sensor zwischen zwei Streifen passieren, kann auf mehreren Streifen ein Signal erzeugt werden. Das Gesamtsignal teilt sich zu einem Cluster auf. Der Streifen mit dem höchsten gemessenen Signal wird dabei als Seed-Streifen bezeichnet. Abbildung 3.6 zeigt verschiedene Möglichkeiten der Clusterbildung aufgrund von Teilchendurchgängen unterschiedlicher Richtung. Dadurch wird die Ortsauflösung des Sensors beeinflusst.

Im Fall einer **binären Signalverarbeitung** wird in jedem Streifen, in dem das Signal den Schwellenwert übertrifft, ein Treffer ausgelöst. Die Position der Ladungserzeugung und somit des Teilchendurchgangs kann dann als Mittelwert dieser Streifenpositionen abgeschätzt werden. Als Nachteil der binären Signalverarbeitung kann die gesamte Ladungsmenge nicht genau rekonstruiert werden. Zum einen kann das erzeugte Signal durch Ladungsteilung auf mehrere Streifen kleiner als der Schwellenwert sein und somit nicht mehr registriert werden. Zum anderen ist aufgrund eines Treffers nur bekannt, dass das Signal in diesem Streifen mindestens die Schwellenwertgröße besitzt. Die korrekte Größe ist unbekannt und somit wird das Signal tendenziell unterschätzt. Als ein die Signalgröße widerspiegelnder Wert kann somit nur der Schwellenwert angegeben werden. Daher wird bei einer binären Signalanalyse nur das Seedsignal und nicht das Clustersignal gemessen. Als Vorteil der binären Signalverarbeitung ist jedoch die geringe Datenmenge, die vom Detektor zum Datennahmeboard gesendet werden muss, zu nennen. Es muss lediglich gespeichert werden, in welchem Streifen ein Treffer oder kein Treffer registriert wurde und

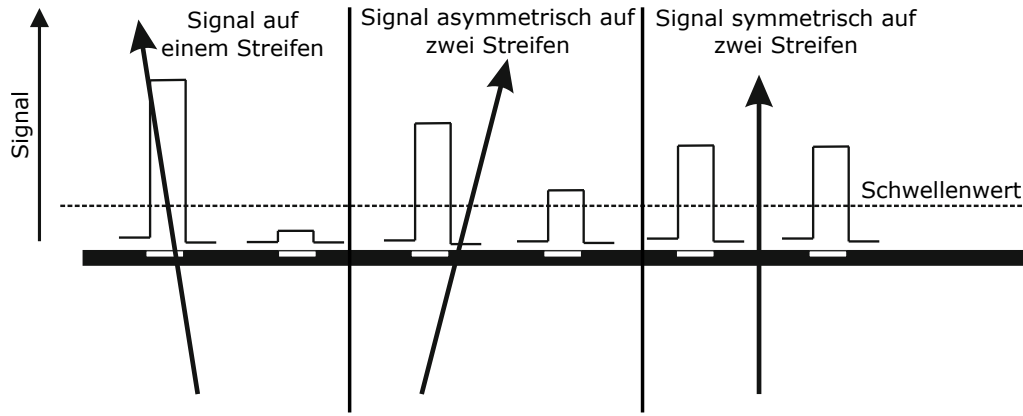


Abbildung 3.6.: Abhängig von Ort und Richtung des Teilchendurchgangs können auf mehreren Streifen Signale erzeugt werden. Diese können sich gleichmäßig, aber auch asymmetrisch über die Streifen verteilen [Har17].

nicht die Signalthöhe in den einzelnen Streifen. Dies ist vor allem bei großen Datenmengen wie im Spurdetektor des CMS-Experiments von Relevanz.

Eine wichtige Eigenschaft eines Spurdetektors ist die Ortsauflösung. Generell sollte für eine binäre Analyse die Ausdehnung der Ladungswolke schmal im Vergleich zum Streifenabstand sein, damit einer Ladungsaufteilung auf mehrere Streifen entgegengewirkt wird. Die Positionsauflösung σ_x für den Fall, dass das Signal schmäler als der Streifenabstand ist, berechnet sich als

$$\sigma_x = \frac{a}{\sqrt{12}}, \quad (3.3)$$

wobei a den Streifenabstand von Streifenmittelpunkt zu Streifenmittelpunkt bezeichnet [KW16]. Für Detektoren mit Streifenabständen von $90 \mu\text{m}$ ergibt sich somit eine erreichbare Ortsauflösung von $26 \mu\text{m}$. Weitere Einflüsse auf die Ortsauflösung sind die Clustergröße und das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis.

Die **analoge Signalverarbeitung** besitzt den Vorteil, dass die Ladungsmengen auf den einzelnen Streifen bekannt sind. Somit kann durch eine gewichtete Mittlung der Ort der Entstehung der Ladungswolke berechnet werden. Außerdem lässt sich durch Addition aller zum Cluster gehörenden Signalwerte die gesamte erzeugte Ladung direkt berechnen. Nachteilig an dieser Methode ist die größere Datenmenge, die vom Detektor zum Datenahmeboard gesendet werden muss.

Die Ortsauflösung bei analoger Signalverarbeitung hängt ebenfalls von der Anzahl getroffener Streifen und dem Signal-zu-Rauschen-Verhältnis ab. Werden nur wenige Elektroden getroffen, so nähert sich die Auflösung der binären Analyse. Werden viele Streifen getroffen, so ist die Ladungsteilung größer und die Signalanteile liegen näher am Rauschen. Im Fall von breiten Ladungswolken und somit vielen getroffenen Streifen ergibt sich für ein typisches Signal-zu-Rauschen-Verhältnis von 10 eine Ortsauflösung von $\sigma_x \approx 0.08a$ [KW16]. Dies ist besser als der zuvor für die binäre Analyse im Grenzfalle von schmalen Signalen errechnete Wert von $\sigma_x = \frac{a}{\sqrt{12}} = 0.29a$.

3.5. Strahlenschäden und Annealing in Teilchendetektoren

Die Eigenschaften von Siliziumsensoren verändern sich in einer Umgebung hoher Strahlenbelastung, da die Energiedeposition der Teilchen beim Durchgang durch den Sensor Beschädigungen des Kristallgitters verursachen.

Das Verhalten des Leckstroms und der Depletionsspannung wird vor allem durch **Volumenschädigungen** des Siliziumkristallgitters des *bulks* beeinflusst. Die durchdringenden Teilchen führen elektromagnetische Wechselwirkungen mit den Siliziumatomen aus, wodurch es zur Bildung verschiedener Fehlstellen kommen kann. Zum einen kann sich die Position von Siliziumatomen des Gitter verändern. Gitteratome können aus der Gitterstruktur herausgelöst werden, was eine Leerstelle zur Folge hat. Diese Siliziumatome können sich dann auf Zwischengitterplätzen positionieren. Zum anderen können sich auch Fremdatome ins Kristallgitter einlagern. Diese können auf Zwischengitterplätzen liegen, aber auch den regulären Gitterplatz eines Siliziumatoms einnehmen. Diese Defektmöglichkeiten sind in Abbildung 3.7 dargestellt.

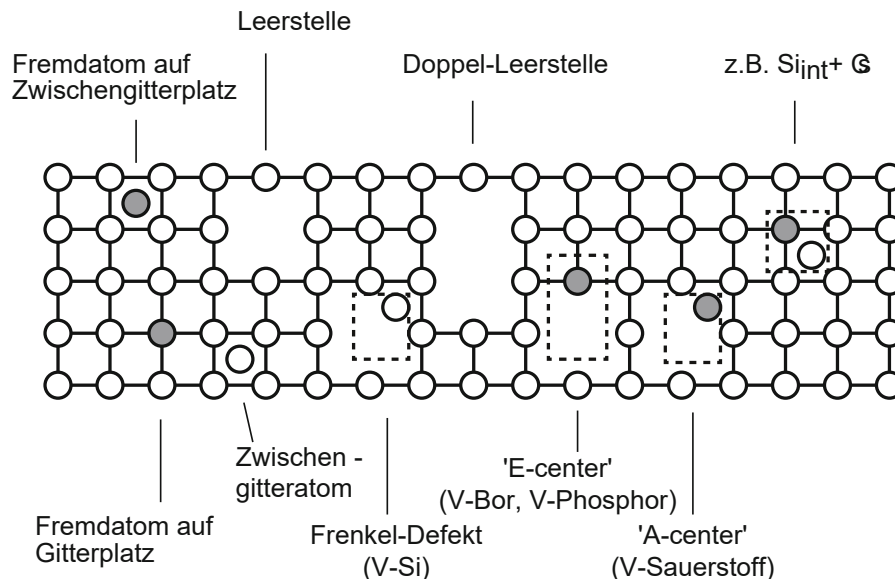


Abbildung 3.7.: Strahlenschäden eines zweidimensionalen Kristallgitters. Dargestellt sind verschiedene Möglichkeiten der Bildung von Fehlstellen [KW16].

Mithilfe der **NIEL-Hypothese** (*non ionizing energy loss*) können die Strahlenschädigungen des *bulks* durch verschiedene Teilchen unterschiedlicher Energien klassifiziert werden. Die Hypothese besagt, dass die Energieübertragung an den Kristall dominant nicht-ionisierend ist, sondern durch Stöße mit den Gitteratomen stattfindet. Die Auswirkungen hängen nur von der bei den Kollisionen übertragenen Energie ab, sind jedoch unabhängig von der Teilchenenergie und dem Teilchentyp. Dadurch lassen sich Strahlenschäden unterschiedlicher Teilchen und verschiedener Teilchenenergien anhand des zeitlich integrierten Teilchenflusses, der Fluenz Φ , vergleichen. Als Standard wird die 1 MeV-Neutronen-Äquivalenzfluenz pro Quadratcentimeter ($n_{eq}cm^{-2}$) verwendet. Bei einer gegebenen Äquivalenzfluenz sind die Strahlenschäden somit mit denen durch die gegebene Anzahl an Neutronen einer Energie von 1 MeV auf einer Fläche von $1 cm^2$ gleichzusetzen [Har17].

Die Strahlenschäden haben unmittelbare Auswirkung auf die Eigenschaften des Sensors. Aufgrund der Kristalldefekte entstehen neue Energieniveaus in der Mitte der Bandlücke, welche die Generierung von Elektron-Loch-Paaren vereinfachen. Somit wird die Konzen-

tration an freien Ladungsträgern erhöht. Dies führt zu einem erhöhten **Leckstrom** und Rauschen des Sensors.

Außerdem verändert sich die **Depletionsspannung** des Sensors. Aufgrund von geladenen Defekten des Kristallgitters ändert sich die effektive Dotierungskonzentration und damit die zur vollständigen Depletion des Sensors nötige Spannung. Bei hohen Fluenzen steigt die Depletionsspannung stark an.

Des Weiteren entstehen durch Strahlenschäden sogenannte **Einfangzentren**. Die beim Teilchendurchgang erzeugten Elektronen und Löcher können von Fehlstellen eingefangen werden, was zu einer Verringerung des detektierten elektrischen Signals führt [KW16].

Die entstandenen Defekte sind bei Temperaturen größer als 150 K mobil, was zu einer stark temperaturabhängigen Defektdiffusion führt [Har17]. Dieser Effekt wird als **Annealing** bezeichnet. Es kann zur Rekombination von Siliziumatomen auf Zwischengitterplätzen mit Leerstellen kommen oder zur Kombination komplexer Defekte. Deshalb ändert sich während dem Annealingprozess die effektive Dotierungskonzentration und damit auch gemäß Gleichung (3.2) die Depletionsspannung. Es muss zwischen *beneficial annealing* und *reverse annealing* unterschieden werden. *Beneficial annealing* beschreibt die Ausheilung von Defekten im Kristallgitter. Dies hat eine sinkende effektive Dotierungskonzentration und damit auch sinkende Depletionsspannung zur Folge. Befindet sich ein Siliziumsensor mit Strahlenschäden jedoch zu lange in einer Umgebung höherer Temperatur, so kommt es im Anschluss an das *beneficial annealing* zum *reverse annealing*. Defekte, die vorher inaktiv waren, zerfallen nun zum Beispiel in elektrisch aktive Störstellen. Die effektive Dotierungskonzentration und damit auch die Depletionsspannung steigen wieder an, was ein nachteiliges Verhalten darstellt [KW16].

Annealing hat ebenfalls eine Auswirkung auf das Leckstromverhalten eines Sensors. Dieser sinkt kontinuierlich mit steigender Annealingdauer, was somit immer ein vorteilhaftes Verhalten ist.

Im CMS-Detektor können die Wartungsperioden zum Annealing genutzt werden, um die vorteilhaften Effekte des *beneficial annealing* umzusetzen. Zur Verhinderung von sonstigen Annealingeffekten und um den Leckstrom unter Kontrolle zu halten, werden die Detektoren im Betrieb auf eine Temperatur von $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ gekühlt [Har17].

4. Experimenteller Aufbau und vorbereitende Messungen

Das folgende Kapitel stellt die experimentellen Messaufbauten sowie die einzelnen Analysen, die an den Messstationen durchgeführt werden, vor. Die binäre Signalverarbeitung wird mit dem CBC an der 2CBC3-Station durchgeführt. Als analog arbeitender Chip wird der Beetle-Chip der ALiBaVa-Station verwendet. Des Weiteren werden die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Sensoren vorgestellt.

4.1. Untersuchte Sensoren

Neben den Sensoren für das 2S-Modul werden vom Hersteller *Hamamatsu Photonics K.K.* ebenfalls verschiedene kleinere Teststrukturen auf den Rändern der runden *wafer* hergestellt. Im Rahmen dieser Arbeit werden Siliziumstreifensensoren mit verschiedener Streifenanzahl und Streifenlänge untersucht. Außerdem wird der Einfluss der aktiven Sensordicke, die die Dicke des p-Typ Sensormaterials bezeichnet, analysiert. Dazu werden zwei verschiedene aktive Dicken verglichen, die für die Nutzung im Spurdetektor des Hochluminositäts-LHC in Frage kommen. Des Weiteren wird auf den Unterschied eines unbestrahlten zu einem bestrahlten Sensor eingegangen. Im äußeren Bereich des *Outer Tracker* und damit an der späteren Position der 2S-Module wird am Ende der Laufzeit des Hochluminositäts-LHC eine maximale Fluenz von $\Phi = 3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$ erwartet [Col17]. Dementsprechend wird ein Sensor dieser Bestrahlungsstärke untersucht. Die Fluenz setzt sich dabei aus $\Phi = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$ durch Neutronenbestrahlung in einem Reaktor in Ljubljana [Lju] und $\Phi = 0,5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$ durch Protonenbestrahlung auf dem KIT Campus Nord mit einem Zyklotron der ZAG Zyklotron AG zusammen [ETP], [ZAG]. In Tabelle 4.1 sind alle verwendeten Sensoren mit ihren jeweiligen Eigenschaften aufgelistet. Die Abkürzung FZ kennzeichnet hierbei das sogenannte *Float Zone* Herstellungsverfahren des verwendeten Siliziums. Der Index L bzw. K unterscheidet die untersuchten Streifenlängen (lang, kurz). Die Zuordnung der Sensornamen zu den internen Bezeichnungen am ETP befindet sich im Anhang A.

Die in den folgenden beiden Unterkapiteln vorgestellten exemplarischen Ergebnisse der vorbereitenden Messungen stammen alle von Untersuchungen des FZ290-L-Sensors.

Tabelle 4.1.: Eigenschaften der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Siliziumstreifensensoren.

| Sensorname | FZ290-L | FZ240-L | FZ290-K | FZ290-K-3e14 |
|--------------------------------------------------------|---------|---------|---------|-------------------|
| Streifenlänge (cm) | 4,8 | 4,8 | 2 | 2 |
| Streifenanzahl | 127 | 127 | 64 | 64 |
| Streifenabstand (μm) | 90 | 90 | 90 | 90 |
| aktive Dicke (μm) | 290 | 240 | 290 | 290 |
| Fluenz Φ ($n_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$) | 0 | 0 | 0 | $3 \cdot 10^{14}$ |

4.2. Binäres Auslesesystem: 2CBC3-Station

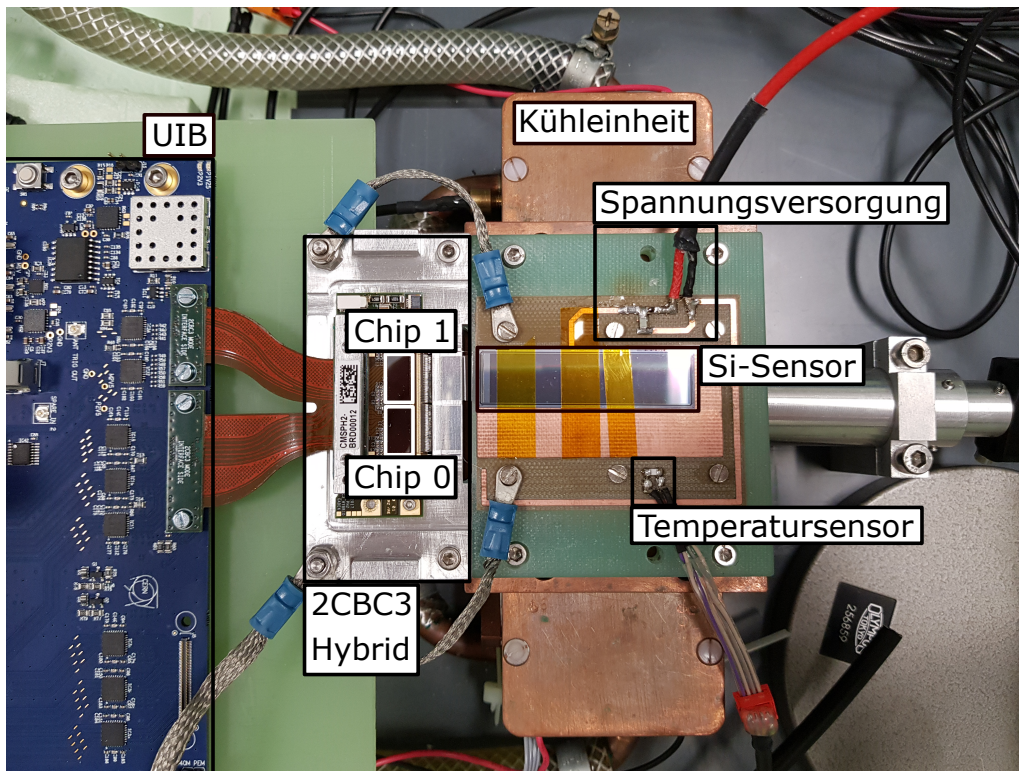


Abbildung 4.1.: Aufbau der 2CBC3-Station. Sie besteht aus einem Sensor mit Spannungsversorgung, dem 2CBC3-Hybriden und dem UIB. Unterhalb des Moduls zwischen den Kühlblöcken befindet sich ein Szintillator.

Die 2CBC3-Station verwendet zur Signalverarbeitung den binär arbeitenden CBC. Ein Ausschnitt dieser Station ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Der zu untersuchende Sensor ist an einen Pitch-Adapter gebondet, der genügend Platz für die Bondfüße für mehrmaliges Bonden zur Verfügung stellt. Der Pitch-Adapter wiederum ist mit den analogen Eingängen des CBC verbunden. Das im Sensor erzeugte Signal wird dabei kapazitiv eingekoppelt, um die Elektronik des Auslesechips vor dem Leckstrom des Sensors zu schützen. Der Sensor ist an eine Hochspannungsversorgung mit einer Betriebsspannung von circa 300 V in Sperrrichtung angeschlossen. Da bei den Messungen stets nur in der oberen Lage ein Sensor mit dem CBC verbunden ist, werden keine Untersuchungen bezüglich der Stublogik vorgenommen. Somit ist am CBC auch nur jeder zweite Kanal mit einem Sensor verbunden. Eine schematische Darstellung des Bondschemas ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Die Kanäle

ungerader Nummerierung sind der oberen Lage zugeordnet und bezeichnen die Kanäle an die ein Streifen gebondet ist. Die Kanäle der unteren Lage mit gerader Nummerierung sind ungebondet. Auf dem verwendeten Front-End-Hybriden befinden sich zwei CBC. Der Front-End-Hybrid wiederum ist mit dem *Universal Interface Board* (UIB) verbunden. Dieses sorgt für die Stromversorgung des Hybriden und leitet die gemessenen Daten an das Ausleseboard FC7 weiter [T⁺]. Da kein untersuchter Sensor mehr Streifen als Eingänge eines CBC besitzt, werden die Sensoren grundsätzlich nur an einen Chip des Front-End-Hybriden gebondet. Die Messdaten des anderen Chips werden in dieser Arbeit nicht weiter untersucht.

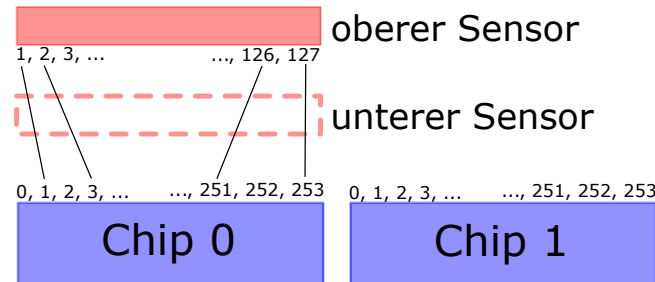


Abbildung 4.2.: Kanalzuordnung an der 2CBC3-Station. Da nur ein Sensor in der oberen Lage untersucht wird, sind am CBC die Kanäle ungerader Nummerierung mit einem Streifen verbunden.

Die Sensoren befinden sich auf einer Leiterplatte, welche die Sensorrückseite mit Spannung versorgt. Diese wiederum ist auf einer Kupferbrücke befestigt, die über Peltierelemente an eine Vorkühlung (6 °C) gekoppelt ist. Über einen Temperatursensor wird die Temperatur am Sensor ermittelt. Durch eine PID-Regelung der Peltierspannung kann die Temperatur am Sensor in dem für diese Arbeit wichtigen Bereich von −20 °C bis 20 °C variiert werden. Um den Teilchendurchgang durch einen Sensor zu untersuchen, wird eine ⁹⁰Sr-Quelle in einem Quellenhalter mit Kollimator über dem Sensor platziert. Damit die Signale der emittierten Elektronen im richtigen Moment ausgelesen werden, befindet sich unterhalb des Moduls ein Szintillator, der ein Triggersignal erzeugt. Alle bisher beschriebenen Komponenten befinden sich in einer verschließbaren Aluminiumbox. Diese dient zum Schutz vor Lichteinfall auf den Sensor. Außerdem strömt Trockenluft in die Box, um die Luftfeuchtigkeit zu kontrollieren und die Bildung von Kondenswasser auf dem Sensor und der Kühlbrücke zu verhindern.

Die Daten des UIB und die Triggersignale laufen außerhalb der Aluminiumbox im FC7 zusammen. Dieses wiederum ist via Ethernet mit einem Computer verbunden. Zur Kommunikation mit der Messstation und Auswertung der Daten wird das Software-Paket *Phase 2 Acquisition and Control Framework* (Ph2_ACF) verwendet [Ph2].

Die Vorbereitungen und Messmethoden zur Untersuchung eines Signalspektrums mit der 2CBC3-Station werden im Folgenden vorgestellt.

4.2.1. Offsetkalibration und Schwellenwert-Scan

Bevor Signale, die von einem Teilchendurchgang durch den Sensor stammen, detektiert werden können, muss das Rauschen jedes Sensorkanals charakterisiert werden. Dazu wird der Chip mit angebondetem Sensor bei zufälligen Triggern ausgelesen. Aufgrund des elektrischen Rauschens werden abhängig vom eingestellten Schwellenwert Signale auch ohne Teilchendurchgang detektiert. Die Rauschsignale besitzen eine mittlere Signalthöhe mit gaußverteilten Schwankungen. Der Mittelwert wird als Pedestal und die Standardabweichung als Maß für die Signalfuktuationen als Rauschen definiert.

Der CBC misst Signale in den einzelnen Kanälen in der chipinternen Einheit V_{Cth} . Dieser Wert legt die Referenzspannung des für eine binäre Auslese notwendigen Diskriminators fest (Kapitel 3.4). Dabei ist zu beachten, dass ein hoher V_{Cth} -Wert einem kleinen Schwellenwert und ein niedriger V_{Cth} -Wert einem hohen Schwellenwert entspricht.

Da der CBC eine binäre Datenanalyse durchführt, geht die Information über die exakte Höhe des Signals verloren. Es wird lediglich festgestellt, ob der Schwellenwert überschritten wird oder nicht. Somit ist es nicht möglich das gaußverteilte elektrische Rauschen in Absolutwerten direkt zu messen. Es lässt sich jedoch durch Variation des Schwellenwertes ein sogenannter Schwellenwert-Scan durchführen. Dieser misst die Okkupanz in jedem Kanal in Abhängigkeit des Schwellenwertes. So wird das integrierte Rauschspektrum bestimmt. Die Okkupanz ist als Anzahl der Treffer über der Anzahl der aufgenommenen Ereignisse definiert. Bei Erniedrigung des Schwellenwertes beginnen die Rauschsignale ab einem bestimmten Schwellenwert Treffer zu erzeugen. Die Okkupanz steigt kontinuierlich an bis sie den Wert 1 erreicht hat und der Kanal durchgehend durch Rauschsignale Treffer detektiert. In dieser Form der Rauschuntersuchung stellt der Punkt, an dem die Okkupanz 50% beträgt, den Pedestal und die Breite der sogenannten S-Kurve das Rauschen des Kanals dar.

Der Pedestal dient als Bezugspunkt zur Berechnung der späteren Signalhöhen. Damit dieser für alle Kanäle bei einem gemeinsamen Schwellenwert liegt, muss das Ansprechverhalten der Kanäle angepasst werden. Dazu wird einem Signal in jedem Kanal ein Offset-Wert hinzugefügt, sodass der Pedestal aller Kanäle beim gleichen Schwellenwert liegt. Dies wird in der Offsetkalibration durchgeführt.

4.2.2. Rausch-Scan

Im Rausch-Scan wird das Rauschen als Breite der S-Kurve und der Pedestal für jeden einzelnen Kanal bestimmt. Dazu wird ein Schwellenwert-Scan durchgeführt und die gemessenen Daten werden an die folgende Fehlerfunktion $f(x)$ angepasst:

$$f(x) = \frac{1}{2} \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{x - P}{\sqrt{2}\sigma}\right) + \frac{1}{2}. \quad (4.1)$$

Die Funktion $\operatorname{erf}(x)$ bezeichnet die gaußsche Fehlerfunktion und $f(x)$ beschreibt eine integrierte Gaußfunktion. P steht für den Pedestal und σ für die Breite der Funktion und damit das Rauschen.

Das Ergebnis eines Rausch-Scans ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Der Pedestal aller Kanäle liegt bei ungefähr $589 V_{\text{Cth}}$. Die Kanäle, die mit einem Sensor verbunden sind, zeigen sich durch größere Schwankungen und besitzen damit ein höheres Rauschen. Ein Histogramm des Pedestals und der Rauschwerte aller Kanäle ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Der Pedestal liegt bei $(589, 3 \pm 1, 01) V_{\text{Cth}}$. Das Rauschen der ungebundenen Kanäle im Bereich von $2 V_{\text{Cth}}$ bis $3 V_{\text{Cth}}$ ist von dem der gebundenen Kanäle im Bereich von $5 V_{\text{Cth}}$ bis $8 V_{\text{Cth}}$ deutlich zu unterscheiden.

4.2.3. Latenz-Scan

Zur Messung des Signalspektrums einer ^{90}Sr -Quelle werden die von der Quelle emittierten Elektronen von einem unter dem Sensor befindlichen Szintillator detektiert. Dieser erzeugt ein elektrisches Signal, welches an das Ausleseboard FC7 weitergeleitet wird. Der CBC nimmt währenddessen kontinuierlich Daten auf und speichert diese bis zu $12,8 \mu\text{s}$ [Pry17]. Die Zeitdifferenz im Datenstrom des CBC zwischen den Daten, die das erzeugte Signal aufgrund des Teilchendurchgangs im Sensor beinhalten, und dem Zeitpunkt der Ankunft

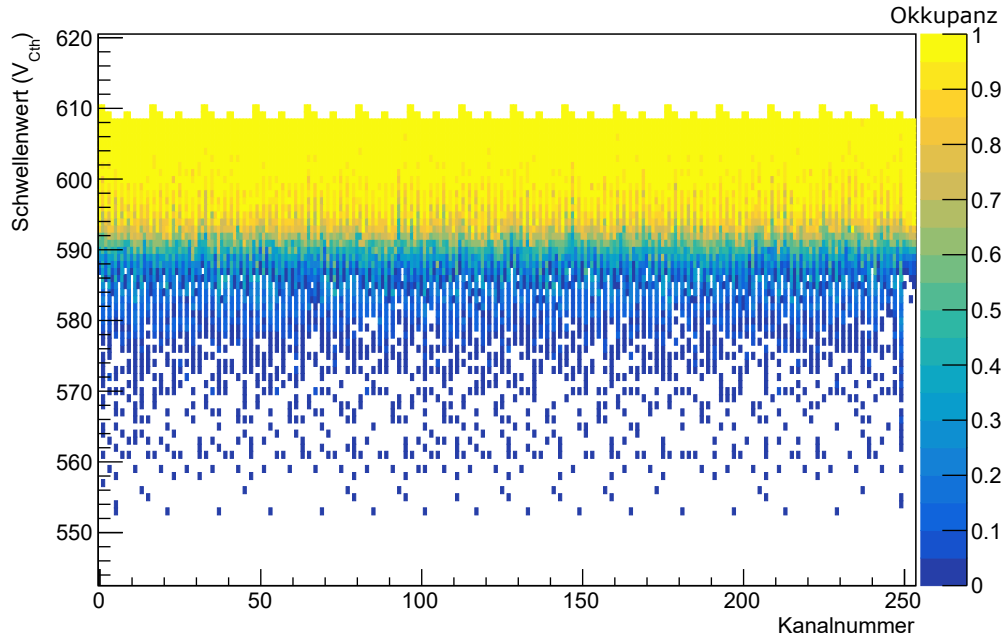


Abbildung 4.3.: Die S-Kurven aller Kanäle des Chip 0. Mit sinkendem Schwellenwert (steigendem V_{Cth} -Wert) steigt die Okkupanz beginnend bei $550 V_{Cth}$. Der Pedestal liegt für alle Kanäle bei circa $589 V_{Cth}$. Im Anschluss nähert sich die Okkupanz dem Wert 1.

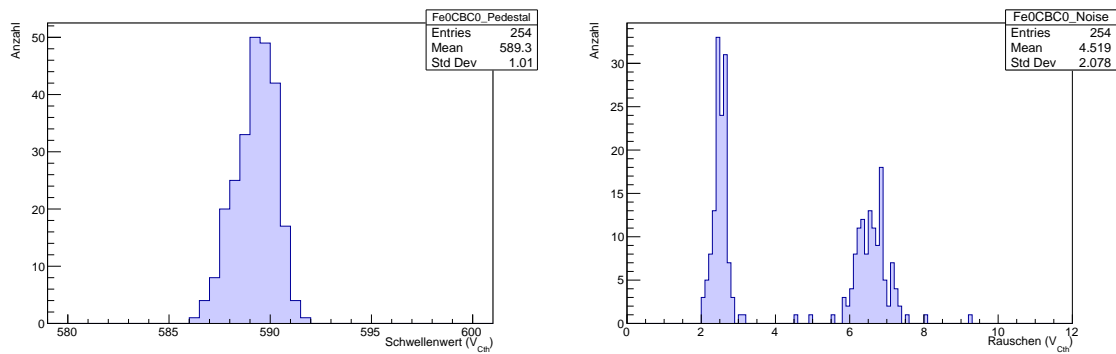


Abbildung 4.4.: Histogramm der Pedestalwerte (links) und des Rauschens (rechts) aller Kanäle. Der gemittelte Pedestal liegt bei $(589,3 \pm 1,01) V_{Cth}$. Das Rauschen der Kanäle mit angebondetem Sensor ist größer als das der Kanäle ohne Verbindung zu einem Sensor.

des Triggersignals wird als Latenz bezeichnet. Diese muss bei Ankunft des Triggersignals bekannt sein, damit die Chipdaten zum richtigen Zeitpunkt ausgelesen werden. Die Latenz ist abhängig von mehreren Faktoren, wie zum Beispiel der Geometrie des Aufbaus oder der Kabellängen.

Zur Ermittlung der richtigen Latenz wird während sich eine Quelle über dem Sensor befindet ein vordefiniertes Fenster an Latenzzeiten abgetastet. Dazu werden pro Latenzzeit 500 Triggersignale untersucht. Wenn der Chip zur richtigen Latenzzeit ausgelesen wird, sollte die Anzahl der Treffer deutlich größer als rauschbedingte Treffer zu falschen Latenzzeiten sein. Dieses Verhalten ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Die Latenz lässt sich mithilfe des `Ph2_ACF` in Schritten von 25 ns anpassen, was einem sogenannten *clock cycle* entspricht. Bei einer Latenz von 64 *clock cycles* ist die deutliche Erhöhung verglichen mit den Rauschtreffern der restlichen Latenzzeiten erkennbar. Bei Ankunft der Triggersignale des Szintillators muss der Datenstrom des CBC somit mit eben dieser Latenzzeit ausgelesen werden.

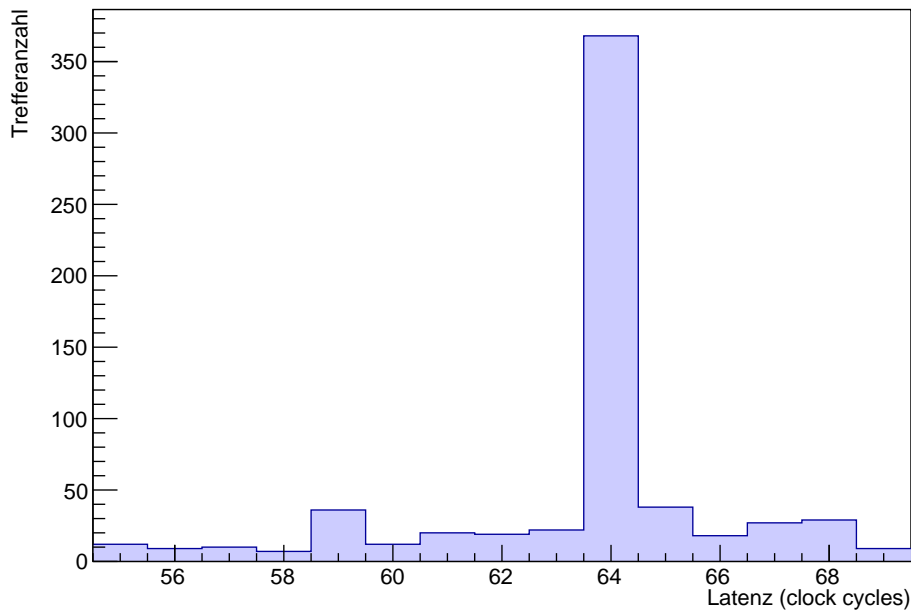


Abbildung 4.5.: Der Latenz-Scan zeigt eine deutliche Erhöhung der Trefferanzahl bei einer Latenz von 64 *clock cycles* aufgrund der erzeugten Signale durch detektierte Elektronen. Die Treffer in den restlichen *clock cycles* sind rauschbedingt.

Die Ankunft des Triggersignals am Ausleseboard FC7 wird durch dessen Firmware nochmal in acht TDC-Bereiche unterteilt. Somit kann die Ankunft des Triggersignals auf 3,125 ns genau bestimmt werden. Durch Anpassen der Kabellänge zwischen Szintillator und FC7 lässt sich die Latenz in der Größenordnung der TDC-Bereiche variieren. Die Ankunftszeiten der Triggersignale verteilen sich zeitlich über mehrere TDC-Bereiche. Die effizientesten TDC-Bereiche sollten bei einer Messung immer innerhalb eines *clock cycles* liegen. Dies ist in Abbildung 4.6 verdeutlicht. Eine höhere Latenz entspricht einer früheren Datennahme, sodass die Zeitachse invers zur Latenz läuft. Das Verhältnis der Clusteranzahl in einem TDC-Bereich über der Anzahl der Triggersignale in diesem TDC-Bereich, welches die Clustereffizienz darstellt, steigt bei einer Latenz von 65 *clock cycles* an. Bei 64 *clock cycles* ist die Datenauslese am effizientesten und bei später eintreffenden Signalen im 63. *clock*

cycle sinkt die Clustereffizienz wieder. Die Absolutwerte der Clustereffizienz sind vom gewählten Schwellenwert abhängig. Bei der gezeigten Messung liegt dieser bei $540 V_{Cth}$.

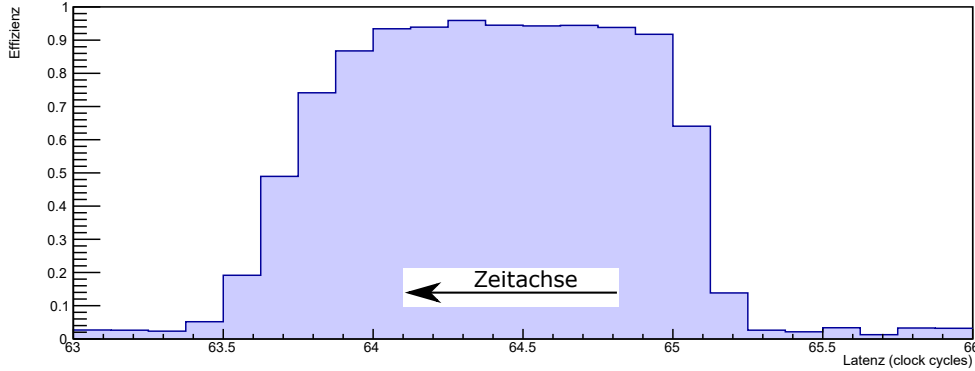


Abbildung 4.6.: Die Clustereffizienz steigt bei einer Latenz von 65 *clock cycles* an. Im 64. *clock cycle* liegt das Maximum und bei einer Latenz von 63 *clock cycles* sinkt die Clustereffizienz wieder. Der Schwellenwert liegt bei $540 V_{Cth}$.

4.2.4. Testpuls-Kalibration

Zur Angabe der Signalwerte in Elektronen muss der Umrechnungsfaktor von V_{Cth} in Elektronen bestimmt werden. Dieser kann zwischen verschiedenen Chips variieren. Zur Bestimmung sind die Kanäle des CBC in acht Testgruppen unterteilt. Jede dieser Testgruppen besitzt einen Kondensator mit bekannter Kapazität, der entladen werden kann. So werden Testpulse mit bekannter Elektronenanzahl generiert. Da der CBC keine absoluten Signalthöhen messen kann, wird synchron mit der Injektion der Testpulse ein Schwellenwert-Scan durchgeführt. Die konstante Amplitude der Testpulse und synchrone Datennahme haben eine effektive Verschiebung der S-Kurven zur Folge. Durch eine schrittweise Steigerung der Ladungsmenge der Testpulse entfernt sich der gemessene Pedestal immer weiter vom ursprünglichen Wert ohne Testpulsinjektion. Da die chipinterne Einheit V_{Cth} linear skaliert, wird eine lineare Regression an die Messwerte für den Pedestal in Abhängigkeit der Testpulsgröße durchgeführt. Der Umrechnungsfaktor von V_{Cth} in Elektronen eines Kanals ergibt sich aus der inversen Steigung der Regressionsgeraden. Für die folgenden Messungen wird der mittlere Umrechnungsfaktor aller gebondeten Kanäle verwendet. Die Kapazität der Kondensatoren kann aufgrund von Variationen im Produktionsprozess nur mit einer Genauigkeit von 25% angegeben werden [Pry17]. Somit können die Umrechnungsfaktoren von Chip zu Chip stark variieren. Diese systematische Unsicherheit muss für die folgenden Messungen beachtet werden.

Die Abhängigkeit der gemessenen Pedestalwerte von der Testpulsgröße ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Der Verlauf ist bis zu einer Testpulsamplitude von circa $45\,000 e^-$ linear. Danach kommt es zu Saturierungseffekten. Für die Bestimmung der Umrechnungsfaktoren wird nur der lineare Bereich betrachtet. Dieser Bereich deckt auch das erwartete Signalspektrum der untersuchten Sensoren fast komplett ab.

4.2.5. ^{90}Sr -Signalrekonstruktion

Zur Charakterisierung des Antwortverhaltens des CBC wird nach erfolgreicher Offsetkalibration, Rausch- und Latenz-Messung und Testpuls-Kalibration ein Schwellenwert-Scan bei der Datennahme mit ^{90}Sr -Quelle durchgeführt. Außerdem wird mit dieser Messung das Signalspektrum von Elektronen einer ^{90}Sr -Quelle rekonstruiert.

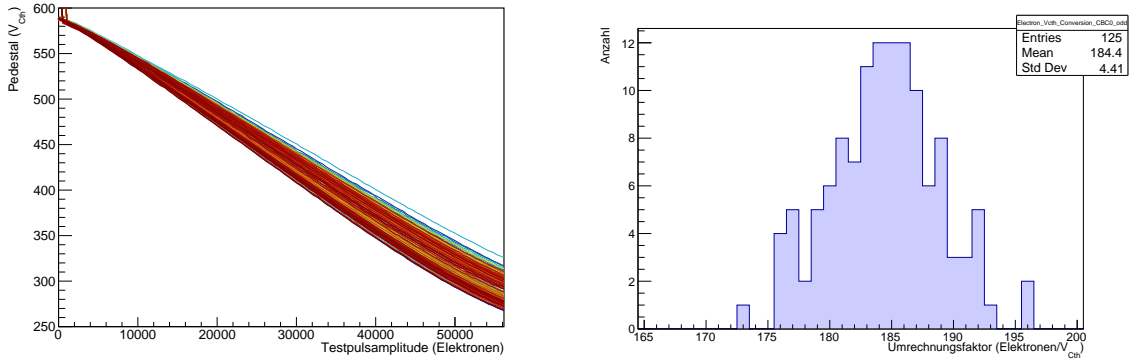


Abbildung 4.7.: Mit steigender Testpulsamplitude nimmt der Pedestal immer kleinere V_{Cth} -Werte an. Aus der Steigung im linearen Bereich (links) lässt sich der Umrechnungsfaktor von V_{Cth} in Elektronen bestimmen. Verwendet wird der Mittelwert der Umrechnungsfaktoren aller gebundenen Kanäle (rechts).

Vor jedem Schwellenwert-Scan werden die Kanäle, die beim vorangegangenen Rausch-Scan ein deutlich erhöhtes Rauschen aufgewiesen haben, maskiert und von der Analyse ausgeschlossen. So wird einer Verfälschung der Daten durch rauschende Kanäle entgegengewirkt. Außerdem werden Kanäle mit fehlender *wire bond* Verbindung maskiert. Diese fallen durch ein im Vergleich zu den gebundenen Kanälen verringertes Rauschen auf.

Zur Messung des Signalspektrums der ^{90}Sr -Quelle wird die Quelle mithilfe eines Quellenhalter mit einem Kollimator von 3 mm Durchmesser über dem Sensor platziert. Durch einen Szintillator unterhalb der Sensoren werden die von der ^{90}Sr -Quelle emittierten Elektronen getriggert. Der CBC unterscheidet als binärer Auslesechip nur zwischen Signalen unterhalb oder oberhalb des definierten Schwellenwertes. Durch Variation des Schwellenwertes lässt sich somit das integrierte Spektrum messen. Dazu werden für jeden Schwellenwert 100 000 Triggersignale ausgewertet und der Schwellenwert von 300 V_{Cth} bis 600 V_{Cth} in Schritten von einem V_{Cth} gesenkt. Mit dem verwendeten Kollimator ergibt sich eine Triggerrate von ungefähr 1,5 kHz. Somit beansprucht die Messung pro Schwellenwert circa 67s und der gesamte Scan dauert ungefähr 5,5 Stunden.

Wie in Kapitel 3.2 beschrieben, folgen die im Sensor erzeugten Signale einer Landau-Gauß-Verteilung. Somit sollte das aufgenommene Spektrum einer integrierten Landau-Gauß-Verteilung folgen. Der theoretische Verlauf einer Landau-Gauß-Verteilung mit MPV bei 18 000 e^- und gaußförmigem Rauschen um den Pedestal von 1000 e^- ist in Abbildung 4.8 gezeigt. Ebenfalls ist die integrierte Verteilung und damit das erwartete Ergebnis eines Schwellenwert-Scans bei der Datennahme mit ^{90}Sr -Quelle dargestellt. Die Clusteranzahl steigt mit sinkendem Schwellenwert zunächst aufgrund von Signalen der energiereichen Ausläufer der Landau-Verteilung an. Mit weiter sinkendem Schwellenwert erzeugen auch Teilchendurchgänge, die weniger Energie im Sensor deponieren, einen Cluster. Somit steigt die Clusteranzahl mit sinkendem Schwellenwert stetig an. Im Anschluss kommt es zu einer Saturierung der Clusteranzahl, da der Schwellenwert tief genug ist, um das gesamte landau-gaußförmige Energiespektrum zu detektieren. Bei weiter sinkendem Schwellenwert kommt es zu einem erneuten starken Anstieg der Clusteranzahl aufgrund des zuvor bestimmten Rauschens des Sensors und der Chipelektronik. Im Idealfall sollte die Saturierung erkennbar sein und der Einfluss des Rauschens erst im Anschluss beginnen. Aus dem Vergleich der Anzahl an entstandenen Clustern mit der Anzahl an Triggersignalen des Szintillators

lassen sich Aussagen über die Effizienz und den Einfluss des Rauschens auf den CBC machen.

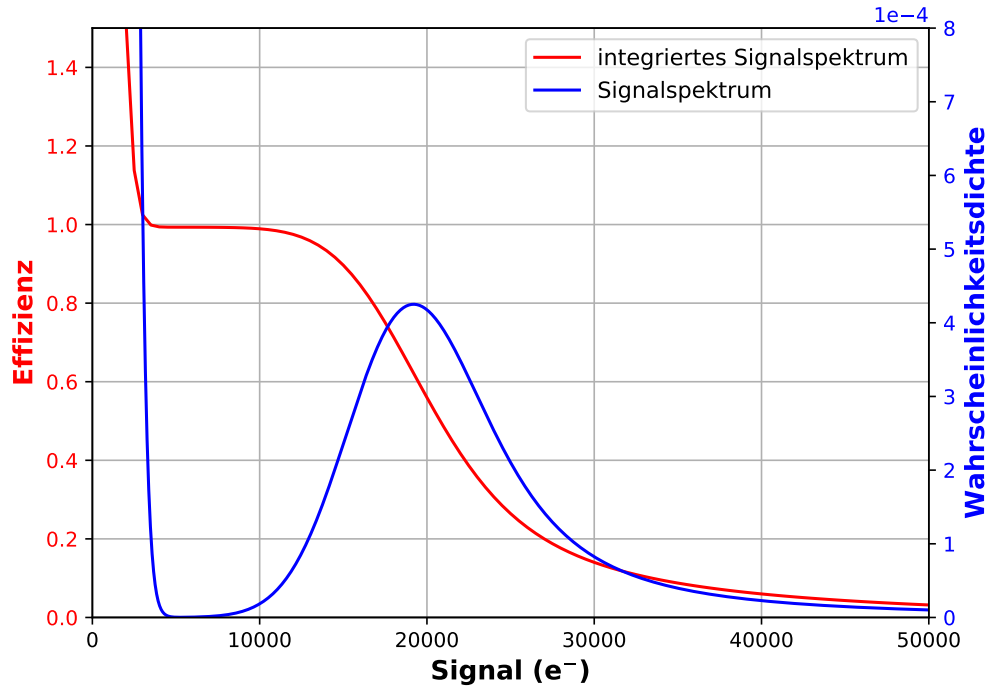


Abbildung 4.8.: Beispiel einer Landau-Gauß-Verteilung mit MPV bei $18\,000\,e^-$ und gaußförmigem Rauschen um den Pedestal von $1000\,e^-$. Die integrierte Verteilung stellt das erwartete Ergebnis eines Schwellenwert-Scans dar. Die Effizienz steigt mit sinkendem Schwellenwert stetig an bis es zu einer Sätturierung kommt. An diesem Punkt werden Teilchen mit Energien des gesamten landau-gaußförmigen Energiespektrums detektiert. Ein weiter sinkenden Schwellenwert führt zu einem erneuten starken Anstieg aufgrund des Rauschens.

4.3. Analoges Auslesesystem: ALiBaVa-Station

Die ALiBaVa-Station (*A Liverpool Barcelona Valencia Readout System*) verwendet den analogen Beetle-Chip zur Datenauslese. Der grundsätzliche Aufbau ähnelt dem der 2CBC3-Station. Ein Sensor ist über *wire bonds* mit einem Pitch-Adapter verbunden. Dieser ist mit dem Beetle-Chip verbunden, der die Signale kapazitiv ausliest. Der Sensor ist ebenfalls an eine externe Spannungsversorgung angeschlossen. Auf dem verwendeten *Daughterboard* befinden sich zwei Beetle-Chips. Wie beim CBC besitzt kein verwendeter Sensor mehr Streifen als Kanäle des Beetle-Chips, sodass in dieser Arbeit nur die Messdaten eines Chips verwendet werden. Abbildung 4.9 zeigt das *Daughterboard* der ALiBaVa-Station.

Durch eine Peltierkühlung kann die Temperatur am Sensor, welche mithilfe eines Temperatursensors ermittelt wird, zwischen $-20\,^{\circ}\text{C}$ und $80\,^{\circ}\text{C}$ eingestellt werden. Mithilfe eines beweglichen Quellenhalters mit einer ^{90}Sr -Quelle wird äquivalent zur 2CBC3-Station die Signaldeposition in einen Sensor untersucht. Unterhalb des Moduls befindet sich ein Szintillator, der Triggersignale bei Messungen mit der externen ^{90}Sr -Quelle erzeugt. Diese Komponenten sind zum Schutz vor Lichteinfall in einer verschließbaren Aluminiumbox untergebracht. Des Weiteren wird durch eine Trockenluftzufuhr die Luftfeuchtigkeit im Inneren der Box unter Kontrolle gehalten, sodass kein Kondenswasser entsteht.

Auf dem sich außerhalb der Box befindenden *Motherboard* laufen die Triggersignale und die Daten des *Daughterboards* zusammen. Das *Motherboard* ist mit einem Computer verbunden auf dem die Auslese-, Steuerungs- und Analysesoftware läuft.

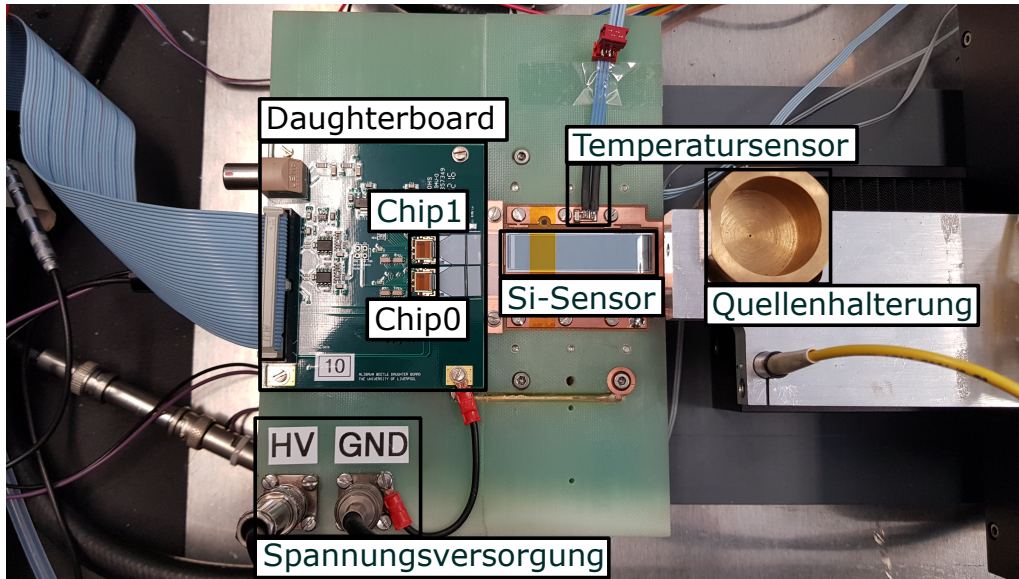


Abbildung 4.9.: Aufbau der ALiBaVa-Station. Der Sensor ist über den Pitch-Adapter mit dem Beetle-Chip verbunden. Per Flachbandkabel werden die Daten vom *Daughterboard* ans *Motherboard* übermittelt. Unterhalb des Moduls befindet sich ein Szintillator.

4.3.1. Pedestal und Rauschuntergrund

Einer Messung des Signalspektrums geht die Bestimmung des Rauschuntergrundes voraus. Der Beetle-Chip misst Signale in den einzelnen Kanälen in der chipinternen Einheit ADC. Im Gegensatz zum binär arbeitenden CBC kann der analog arbeitende Beetle-Chip absolute Signalhöhen messen.

Um einen Signalwert in ADC zu berechnen, muss der Pedestal als Bezugspunkt verwendet werden. Aufgrund der analogen Datenauslese ist es möglich, den gaußförmigen Rauschuntergrund mit Mittelwert als Pedestal und Standardabweichung als Rauschen direkt zu messen. Dazu wird der Chip mit angebondetem Sensor bei zufälligen Triggern ausgelesen. Der Pedestal eines Kanals ergibt sich als Mittelwert der gemessenen Rauschsignale in diesem Kanal.

Zusätzlich dazu wird noch eine Common-Mode Rauschkorrektur durchgeführt. Common-Mode bezeichnet Rauschen, dass alle Streifen gleichzeitig auf die gleiche Art und Weise beeinflusst. Dies hat eine Verschiebung des Pedestals zur Folge. Bei analoger Signalanalyse ist es möglich Common-Mode Rauschen zu korrigieren, indem bei jedem Event eine Pedestalkorrektur durchgeführt wird. Die Schwankung der korrigierten Pedestalwerte eines Kanals, gegeben durch die Standardabweichung, bestimmt das Rauschen eines Kanals.

Wie an der 2CBC3-Station werden bei der Messung des Signalspektrums zu stark rauschende Kanäle von der Analyse ausgeschlossen.

4.3.2. Kalibration

Um Signalwerte in Elektronen angeben zu können, muss der Umrechnungsfaktor von ADC in Elektronen bestimmt werden. Dazu generiert die Entladung eines Kondensator mit

bekannter Kapazität Testpulse einer bekannten Elektronenanzahl. Aus dem erzeugten, absolut messbaren Signalwert in ADC lässt sich der Umrechnungsfaktor direkt bestimmen und es ist im Gegensatz zur binären Signalanalyse kein Schwellenwert-Scan notwendig. Wie beim CBC können die Umrechnungsfaktoren aufgrund der Unsicherheit auf die Kapazität von Chip zu Chip um bis zu 20% variieren [Lö06].

4.3.3. ^{90}Sr -Signalspektrum

Nach erfolgreicher Bestimmung des Pedestals eines jeden Kanals und der Kalibration wird das Signalspektrum des Sensors mithilfe einer ^{90}Sr -Quelle vermessen. Dabei wird ein Kollimator mit einem Durchmesser von 0,8 mm verwendet. Die emittierten Elektronen durchdringen den Sensor und werden im Anschluss im unter dem Sensor platzierten Szintillator registriert. Zur Signalrekonstruktion werden 100 000 Trigger mit dem Beetle-Chip ausgelesen und analysiert.

Der in einem Streifen gemessene Signalwert berechnet sich als Differenz des im Kanal erzeugten Signals und dem zuvor bestimmten Pedestal. Wie in Kapitel 3.4 beschrieben, kann ein Signale auf mehreren benachbarten Streifen detektiert werden und es entsteht ein Cluster. Für die Analyse werden nur Signale verwendet, die eindeutig vom Rauschen unterscheidbar sind. Der Streifen mit dem höchsten gemessenen Signal wird als Seed-Streifen bezeichnet. Das Seedsignal muss mindestens die vierfache Größe des Rauschuntergrundes aufweisen. Die erzeugten Signale in benachbarten Streifen müssen mindestens die doppelte Größe des Rauschuntergrundes aufweisen, um zum Clustersignal gezählt zu werden. Durch eine Messung der zeitlichen Verteilung des Clustersignals wird die Pulsform rekonstruiert. Diese Verteilung ist in Abbildung 4.10 gezeigt.

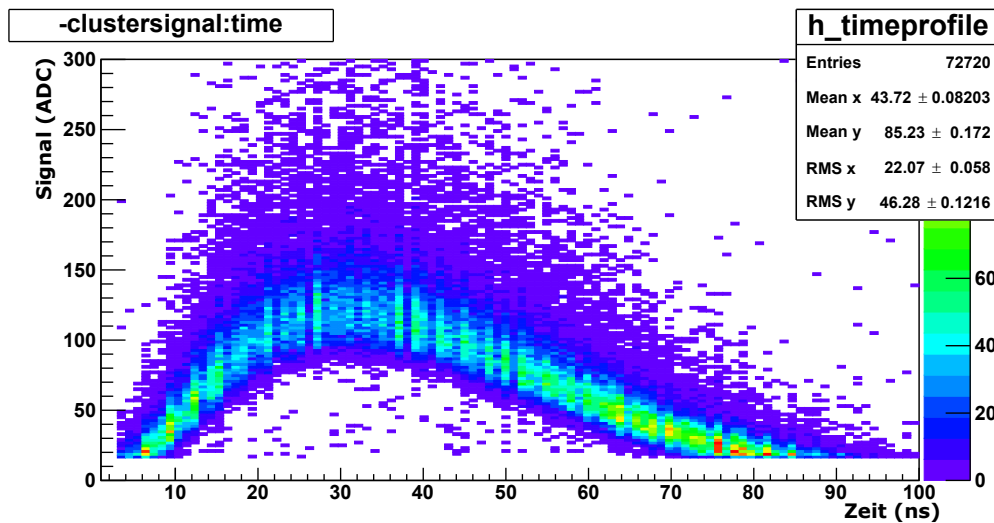


Abbildung 4.10.: Zeitliche Verteilung des Clustersignals an der ALiBaVa-Station. Die Farbe kennzeichnet die Häufigkeit der gemessenen Signalwerte zu einem bestimmten Zeitpunkt.

Um das gesamte Signalspektrum abbilden zu können, werden nur Signale des Zeitintervalls mit maximaler Amplitude für die Analyse verwendet. Dazu wird der im Mittel erzeugte Signalwert zeitlich aufgelöst. Um das Maximum dieser Verteilung wird ein festes Zeitfenster der weiter analysierten Signale definiert. Dieses Vorgehen ist in Abbildung 4.11 dargestellt.

Die sich mit dieser Analyse ergebende Signalverteilung ist in Abbildung 4.12 gezeigt. Die Verteilung des Clustersignals folgt entsprechend der Theorie einer gefalteten Landau-Gauß-Verteilung. An die Verteilung des Seedsignals wird ebenfalls eine gefaltete Landau-

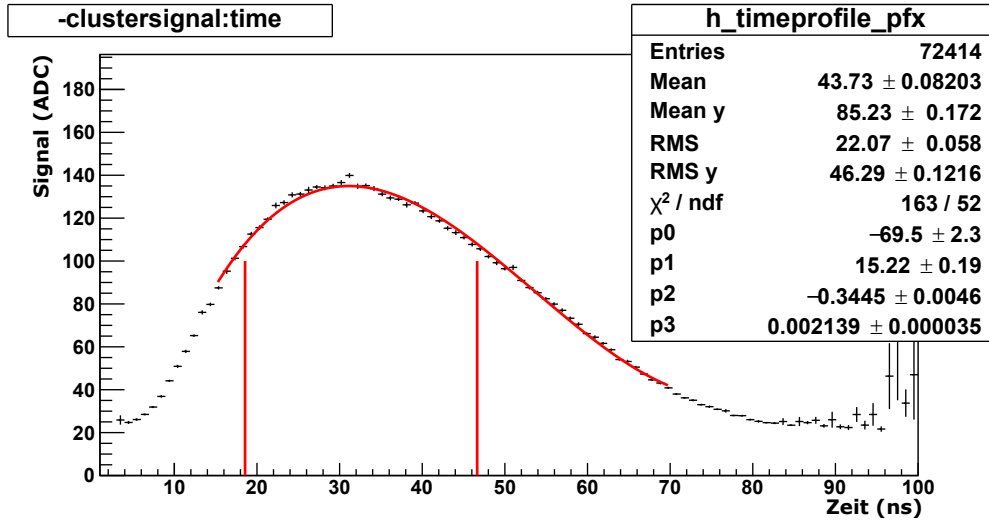


Abbildung 4.11.: Zeitliche Verteilung des mittleren Clustersignals an der ALiBaVa-Station. Um das Maximum der Verteilung wird ein zeitliches Fenster definiert, innerhalb dessen die weiter zu analysierenden Daten liegen.

Gauß-Funktion gefittet, obwohl diese Annahme eigentlich nur für das Clustersignal gilt. Es werden Werte für den MPV, die Breite der Landau-Verteilung und die Breite der Gauß-Verteilung ausgegeben. Die Faltung besitzt einen landauförmigen und einen gaußförmigen Anteil. Der gefittete Wert des MPV bezieht sich ausschließlich auf die Landau-Verteilung und liegt somit nicht exakt im Maximum der Fitfunktion, da diese einen gaußförmigen Anteil besitzt. Außerdem liegt der MPV des Seedsignals stets unterhalb des MPV des Clustersignals, da bei ersterem nur die Ladungsmenge des Streifens mit dem höchsten Signal und nicht des gesamten Clusters betrachtet wird.

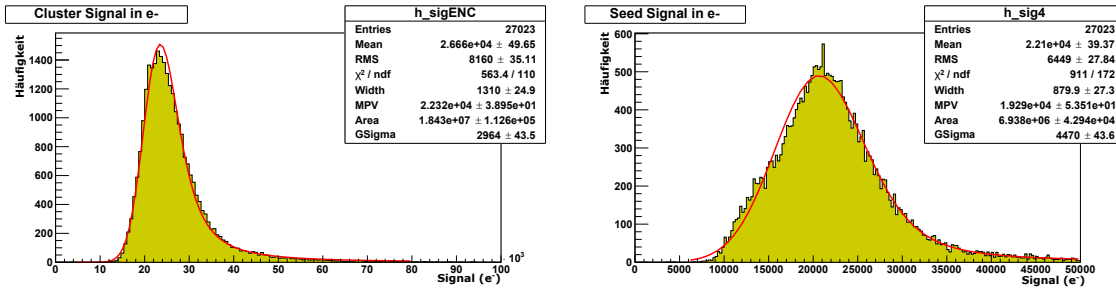


Abbildung 4.12.: Verteilung des Clustersignals (links) und des Seedsignals (rechts). An die Histogramme wird eine gefaltete Landau-Gauß-Funktion (rot) gefittet. Die Fitparameter sind den jeweiligen Legenden zu entnehmen.

Unter der Annahme, dass unterhalb von einem Drittel des Signalwertes des MPV keine Signale mehr entstehen, kann das Signalspektrum nur bis zu diesem Wert betrachtet werden. Um ausgehend von diesem Wert eine effiziente Signalanalyse ohne Beeinflussung durch Rauschen zu gewährleisten, gilt die Faustregel:

$$\frac{MPV}{3} \geq 4 \cdot \sigma_{\text{Rauschen}}. \quad (4.2)$$

Ein Drittel des wahrscheinlichsten Signalwertes MPV sollte mindestens die vierfache Größe des Rauschens σ_{Rauschen} aufweisen.

5. Durchgeführte Messungen und Auswertung der Daten

Dieses Kapitel befasst sich mit den Messungen, die für die Untersuchung des Ansprechverhaltens des CBC im Vergleich zum Beetle-Chip durchgeführt werden. Dazu werden an der 2CBC3-Station getriggerte Ereignisse einer ^{90}Sr -Quelle aufgenommen, während der Schwellenwert variiert wird. An der ALiBaVa-Station wird das ^{90}Sr -Signalspektrum der jeweiligen Sensoren ebenfalls gemessen. Mit diesen Daten wird eine binäre Signalverarbeitung durchgeführt, sodass die Daten des CBC mit denen des Beetle-Chips vergleichbar sind. Die Messungen werden mit den in Kapitel 4 vorgestellten Sensoren durchgeführt. Zusätzlich dazu wird das Rauschen an der 2CBC3-Station genauer untersucht.

5.1. Rekonstruktion des Signalspektrums

Mithilfe des binär arbeitenden CBC ist es möglich, das integrierte Signalspektrum eines Sensors aufzunehmen. Durch Ableitung dieses Spektrums ergibt sich das Signalspektrum der Seedsignale, welches beim Beetle-Chip direkt bestimmt wird. Zusätzlich entsteht durch die Simulation einer binären Datenanalyse bei den gemessenen Daten des Beetle-Chips ebenfalls das integrierte Signalspektrum. Dieses wird auf gleiche Weise wie die Daten des CBC analysiert, um das Seedsignal der quasi binären Daten zu erhalten. Dieses Vorgehen wird im folgenden für den CBC und den Beetle-Chip exemplarisch an den Daten einer Messung des Signalspektrums des FZ240-L-Sensor bei einer Spannung von 300 V bei 20 °C beschrieben.

5.1.1. Rekonstruktion des Seedsignals mit dem CBC

Bei einem Schwellenwert-Scan bei der Datennahme mit ^{90}Sr -Quelle werden die Daten für jeden gemessenen Schwellenwert ausgewertet. Im Trefferprofil ist die Anzahl der Treffer für jeden Streifen aufgetragen. Da die Quelle auf den untersuchten Sensor gerichtet ist, ergibt sich zusätzlich zum Rauschen ein gaußförmiges Trefferprofil der detektierten Elektronen. Abhängig vom Schwellenwert unterscheiden sich der Einfluss des Rauschens und die Trefferanzahl des gaußförmigen Profils der Elektronen. Wird ein Treffer in mehreren benachbarten Streifen detektiert, so werden diese Treffer zu einem Cluster zusammengefasst. So wird für jeden Schwellenwert ebenfalls das Clusterprofil bestimmt, welches ein Histogramm der Positionen der Clusterzentren darstellt. Das Bild eines Trefferprofils im

Vergleich zum Clusterprofil beim gleichen exemplarischen Schwellenwert von $12\,765\,e^-$ ist im Anhang B in Abbildung B.1 und Abbildung B.2 gezeigt.

Das integrierte Signalspektrum ergibt sich, indem die Effizienz über dem Signalwert aufgetragen wird. Zur Berechnung der Effizienz wird zunächst die Anzahl der Cluster pro TDC-Bereich in allen bei der Messung betrachteten Streifen durch die Anzahl der Trigger pro TDC-Bereich geteilt. Für die weitere Auswertung werden im Anschluss nur die Daten der drei effizientesten TDC-Bereiche verwendet. Aus diesem Grund wird die Kabellänge beim in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Latenz-Scan so angepasst, dass das Maximum der Effizienzverteilung in einem *clock cycle* liegt (Abbildung 4.6). Die Entwicklung der Effizienzverteilung in Abhängigkeit des Schwellenwerts ist im Anhang B in Abbildung B.3 gezeigt. Es zeigt sich, dass sich das Maximum dieser Verteilung unabhängig vom Schwellenwert innerhalb eines *clock cycles* befindet.

Zur Bestimmung der Treffereffizienz wird die Gesamtzahl der Treffer in diesen drei TDC-Bereichen durch die Gesamtzahl der Trigger dieser drei TDC-Bereiche dividiert. Analog ergibt sich die Clustereffizienz als Quotient aus Clusteranzahl und Triggeranzahl in den drei effizientesten TDC-Bereichen. Dabei wird gemäß der Poissonverteilung ein Fehler von \sqrt{N} auf die Anzahl N angenommen. Der Fehler des jeweiligen Quotienten ergibt sich mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung. Des Weiteren wird der eingestellte Schwellenwert in einen Signalwert S umgerechnet. Dazu wird die Differenz von Pedestal P_{CBC} und Schwellenwert T_{CBC} mit dem in der Testpuls-Kalibration berechneten Umrechnungsfaktor C_{CBC} von V_{Cth} in Elektronen multipliziert:

$$S = C_{CBC} \cdot (P_{CBC} - T_{CBC}). \quad (5.1)$$

Mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung ergibt sich der Gesamtfehler auf den Signalwert aus der Standardabweichung des gemittelten Umrechnungsfaktors und der Standardabweichung des gemittelten Pedestals.

In Abbildung 5.1 ist das integrierte Signalspektrum des CBC gezeigt. Neben der Abhängigkeit der Clustereffizienz vom Schwellenwert ist ebenfalls die Treffereffizienz in den drei effizientesten TDC-Bereichen aufgetragen. Außerdem ist der Schwellenwert-Scan ohne Quelle wiederholt worden, sodass der Einfluss des Rauschens untersucht werden kann. Die Rausch-Treffereffizienz und Rausch-Clustereffizienz in Abhängigkeit des Schwellenwertes sind ebenfalls dargestellt.

Es ist eine deutliche Abweichung vom in Abbildung 4.8 gezeigten theoretischen Verlauf, der eine Saturierung vor Eintritt des Rauschens zeigt, erkennbar. Der Anstieg der Trefferanzahl verringert sich im Bereich von $15\,000\,e^-$ bis $10\,000\,e^-$ nur minimal. Die Abflachung ist für die Clusteranzahl wesentlich deutlicher zu erkennen. Es kann jedoch keine Detektionseffizienz abgelesen werden, da es zu keiner erkennbaren Saturierung kommt und der Wert 1 schon bei einem Schwellenwert von ungefähr $10\,000\,e^-$ überschritten wird. Dies ist dem Einfluss des Rauschens geschuldet, denn die Rausch-Treffer- und Rausch-Clustereffizienz verzeichnen ab diesem Schwellenwert einen Anstieg. Auffällig ist jedoch, dass die gemessene Rausch-Treffer- und Rausch-Clustereffizienz nicht im gleichen Maß ansteigen wie die Treffer- und Clustereffizienz bei der Datennahme mit ^{90}Sr -Quelle den Wert 1 überschreiten. Dies lässt auf einen zusätzlichen Einfluss auf das Rauschen durch die externe Triggerverarbeitung mithilfe des Szintillators schließen. Beim Schwellenwert-Scan ohne ^{90}Sr -Quelle ist der Szintillator ausgeschaltet und stellt somit neben der Quelle den einzigen Unterschied zwischen den Messungen mit und ohne Quelle dar.

Zur Ableitung des Signalspektrums wird aufgrund der starken Beeinflussung durch Rauschen nicht die Clustereffizienz, sondern die Anzahl der Trigger mit Treffer über der Anzahl

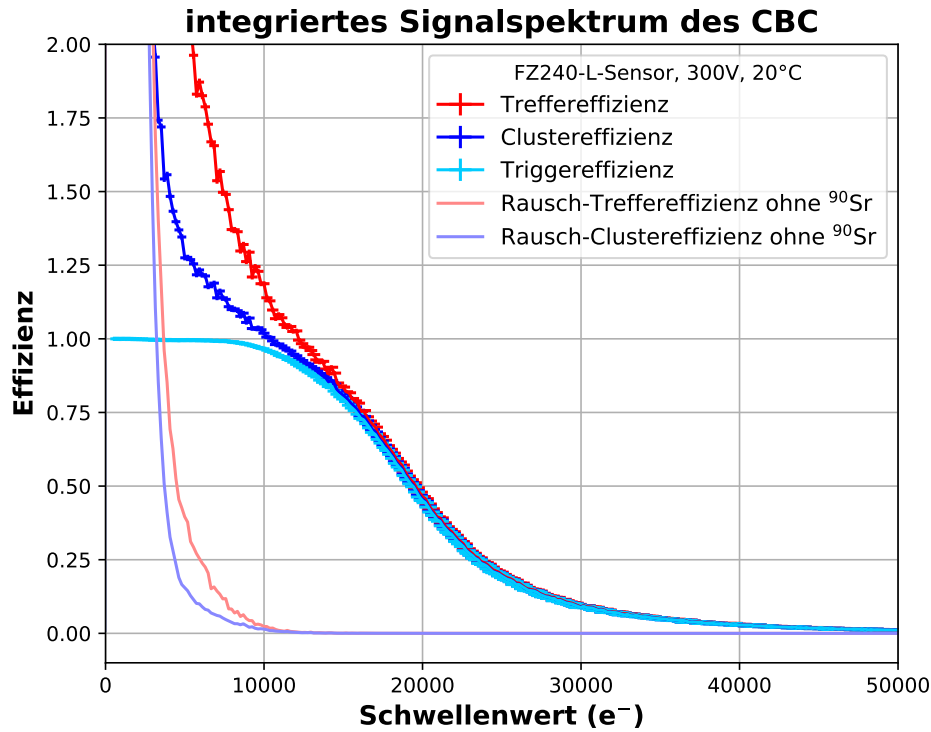


Abbildung 5.1.: Im Verlauf der Treffer- und Clustereffizienz ist durch den Einfluss des Rauschens keine Saturierung erkennbar. Der Schwellenwert-Scan ohne ^{90}Sr -Quelle bestätigt dies, da Rausch-Treffer und Rausch-Cluster bereits ab Signalwerten von 10 000 e^- stark ansteigen. Zur Ableitung des integrierten Spektrums wird deshalb die Triggereffizienz verwendet, da dies eine effektive Rauschunterdrückung zur Folge hat.

der Trigger (Triggereffizienz) verwendet. Diese Kurve ist ebenfalls in Abbildung 5.1 gezeigt. Zur Darstellung der Gemeinsamkeiten und Unterschiede der Cluster- und Triggereffizienz werden zwei Szenarien beschrieben.

Das erste Szenario ist die Signalerzeugung aufgrund eines den Sensor durchdringenden Elektrons. Falls das generierte Signal den Schwellenwert übersteigt, werden ein Cluster und ein oder mehrere benachbarte Treffer detektiert. Somit liegt aufgrund des Clusters auch ein Trigger mit Treffer vor. Falls das generierte Signal den Schwellenwert nicht übersteigt, wird kein Treffer und kein Cluster detektiert. Ohne Rauschtreffer liegt ein Trigger ohne Treffer vor. Dies erklärt den äquivalenten Verlauf der Cluster- und Triggereffizienz bis zum Eintritt des Rauschens. Ab diesem Punkt können zusätzlich zum Cluster aufgrund des erzeugten Signals des Elektrons noch ein oder mehrere Rauschcluster erzeugt werden. Diese werden in der Clustereffizienz alle einzeln beachtet. Somit fließen auch Rauschcluster in die Clustereffizienz ein, weshalb diese den Wert 1 übersteigen kann. Die Triggereffizienz nähert sich dem Wert 1 jedoch nur an. Unabhängig von der Beeinflussung durch Rauschen liegt aufgrund des vom Elektron generierten Signals ein Trigger mit Treffer vor. Somit bleibt die Triggereffizienz für diesen Fall unabhängig von Rauschclustern.

Das zweite Szenario ist die Erzeugung von ausschließlich Rauschclustern für einen Trigger. Diese werden in der Clustereffizienz erneut alle einzeln beachtet. Unabhängig von der Anzahl an Rauschclustern liegt jedoch nur ein einziger Trigger mit Treffer vor. Somit

beeinflusst das Rauschen für diesen Fall zwar die Triggereffizienz, jedoch in schwächerem Maß als bei der Clustereffizienz.

Die Betrachtung der Triggereffizienz führt somit insgesamt zu einer effektiven Unterdrückung des Rauschens. Aufgrund des fokussierten Elektronenstrahls auf den Testsensor ist ebenfalls zu erwarten, dass die Triggereffizienz im hohen 90%-Bereich liegen sollte, da geometrisch betrachtet alle Elektronen der ^{90}Sr -Quelle die Sensoren durchdringen müssen, bevor sie auf den Szintillator treffen.

Zur Unterdrückung von Schwankungen zwischen einzelnen Schwellenwerten, die sich in der Ableitung stark bemerkbar machen würden, wird eine Glättungsfunktion an die Daten der Triggereffizienz angepasst. Dazu wird die Funktion *UnivariateSpline* des Programmpakets *SciPy* für *Python* verwendet [Com19]. Die Vorgehensweise ist exemplarisch im Anhang B in Abbildung B.4 gezeigt. Durch Ableitung der Glättungsfunktion ergibt sich das Signalspektrum des jeweils untersuchten Sensors. Dies ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Unter der Annahme eines landau-gaußförmigen Verlaufs wird im Bereich ohne Rauscheinfluss eine gefaltete Landau-Gauß-Funktion an die Daten angepasst (Landau-Gauß-Fit). Das minimale Signal, das für den Fit beachtet wird, liegt in diesem Fall bei $14\,500\text{ e}^-$. Für kleinere Signalwerte ist die Ableitung der Glättungsfunktion durch den Rauscheinfluss nicht mehr mit einer Landau-Gauß-Funktion beschreibbar. Für die weitere Auswertung wird der MPV verwendet, der sich als Parameter der Fitfunktion ergibt. Für die gezeigten Daten liegt dieser bei $(17366 \pm 413)\text{ e}^-$.

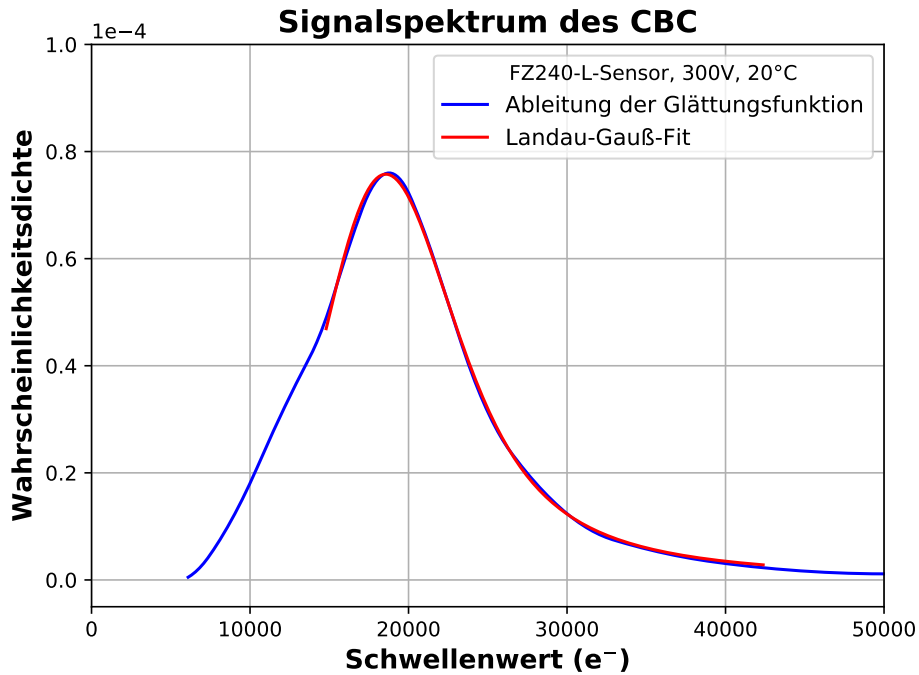


Abbildung 5.2.: Die Ableitung der Glättungsfunktion ergibt das Signalspektrum des Sensors. Im Bereich ohne Rauscheinfluss wird ein Landau-Gauß-Fit an die Daten durchgeführt. Außerhalb dieses Bereichs ist die Ableitung der Glättungsfunktion nicht mehr landau-gaußförmig. Der MPV ergibt sich als Fitparameter und liegt in diesem Fall bei $(17366 \pm 413)\text{ e}^-$.

Der Verlauf des integrierten Signalspektrums zeigt nicht nur für die exemplarisch gezeigten Daten eine große Beeinflussung durch das Rauschen. Dies ist bei jeder einzelnen durchgeführten Messung festzustellen. Somit kann für keine Messung des Signalspektrums eines

Sensors die Detektionseffizienz des CBC im Bereich einer theoretischen Sätturierung bestimmt werden. Der Verlauf der Ableitung der Glättungsfunktion ist ebenfalls bei allen Messungen nur für Signalwerte oberhalb des Rauschens landau-gaußförmig. Der signifikanteste Unterschied im Signalspektrum der untersuchten Sensoren, der ebenfalls die Sensoreigenschaften (aktive Dicke, Strahlungsfluenz) widerspiegelt, ist stets im MPV zu erkennen. Aufgrund des starken Rauscheinflusses an der 2CBC3-Station wird dieser im Rahmen dieser Arbeit in Kapitel 5.4 noch genauer untersucht, denn um einen effizienten Betrieb im Spurdetektor des Hochluminositäts-LHC zu gewährleisten, muss der Rauscheinfluss bei Messungen mit dem CBC verringert werden.

5.1.2. Rekonstruktion des Seedsignals mit dem Beetle-Chip

Der analog arbeitende Beetle-Chip misst die absoluten Signalamplituden der im Sensor erzeugten Signale. So kann das Signalspektrum der Cluster- und Seedsignale wie in Kapitel 4.3.3 gezeigt direkt histogrammiert werden. Zusätzlich dazu wird mit den gemessenen Daten eine binäre Signalverarbeitung durch Anlegen eines künstlichen Schwellenwertes simuliert. Verwendet werden dazu die Daten der erzeugten Clustersignale, die von der Analyse der Rohdaten als *ROOT-Tree* abgespeichert werden. Da beim Beetle-Chip das Rauschen direkt bestimmt und eine Common-Mode Rauschkorrektur durchgeführt wird (Kapitel 4.3.1), befinden sich in den in diesem Fall untersuchten Daten nur Clustersignale, die von detektierten Elektronen der ^{90}Sr -Quelle erzeugt werden. Somit lässt sich anhand dieser Daten der Einfluss des Rauschens nicht untersuchen.

Äquivalent zur analogen Signalverarbeitung des Beetle-Chips werden nur die Signale für die weitere Analyse betrachtet, die innerhalb des in Kapitel 4.3.3 beschriebenen Zeitfensters liegen. Zur Simulation der binären Signalverarbeitung werden die einzelnen Signale des Datensatzes im Anschluss mit einem virtuellen Schwellenwert verglichen. Liegt das erzeugte Signal eines Streifens über dem Schwellenwert, so wird es als Treffer gewertet. Benachbarte Treffer werden dabei zu einem einzigen Cluster zusammengefasst. Somit wird eine zur binären Signalanalyse des CBC äquivalente Signalverarbeitung durchgeführt. Durch Variation des Schwellenwertes ergibt sich wie beim CBC das integrierte Signalspektrum. Dazu wird die Clusteranzahl bei einem Schwellenwert durch die Anzahl der insgesamt analog gemessenen Cluster dividiert und über dem Schwellenwert aufgetragen. Auf die Anzahl N wird dabei gemäß der Poissonverteilung ein Fehler von \sqrt{N} angenommen und der Fehler des Quotienten mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet. Aus dem Schwellenwert T_{Beetle} ergibt sich mittels Multiplikation mit dem in der Kalibration bestimmten Umrechnungsfaktor C_{Beetle} von ADC in Elektronen der Signalwert S :

$$S = C_{\text{Beetle}} \cdot T_{\text{Beetle}}. \quad (5.2)$$

Der Fehler auf diesen Wert berechnet sich mittels Fehlerfortpflanzung aus der Standardabweichung des gemittelten Umrechnungsfaktors.

Abbildung 5.3 zeigt das mittels binärer Analyse erzeugte integrierte Signalspektrum des Beetle-Chips. Da alle Schwellenwerte an den gleichen analogen Datensatz angelegt werden, steigt die Effizienz mit sinkendem Schwellenwert kontinuierlich gemäß einer integrierten Landau-Gauß-Verteilung an ohne statistische Fluktuationen aufzuweisen. Da keine Rauschcluster und Ereignisse ohne Treffer im Datensatz enthalten sind, nähert sich die Effizienz mit sinkendem Schwellenwert dem Wert 1, übertrifft diesen jedoch nie. Äquivalent zur Rekonstruktion des Signalspektrums beim CBC wird eine Glättungsfunktion an die Datenpunkte angepasst.

Die Ableitung der Glättungsfunktion ergibt das Spektrum der Seedsignale des untersuchten Sensors. Dies ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Um einen mit dem Spektrum des CBC

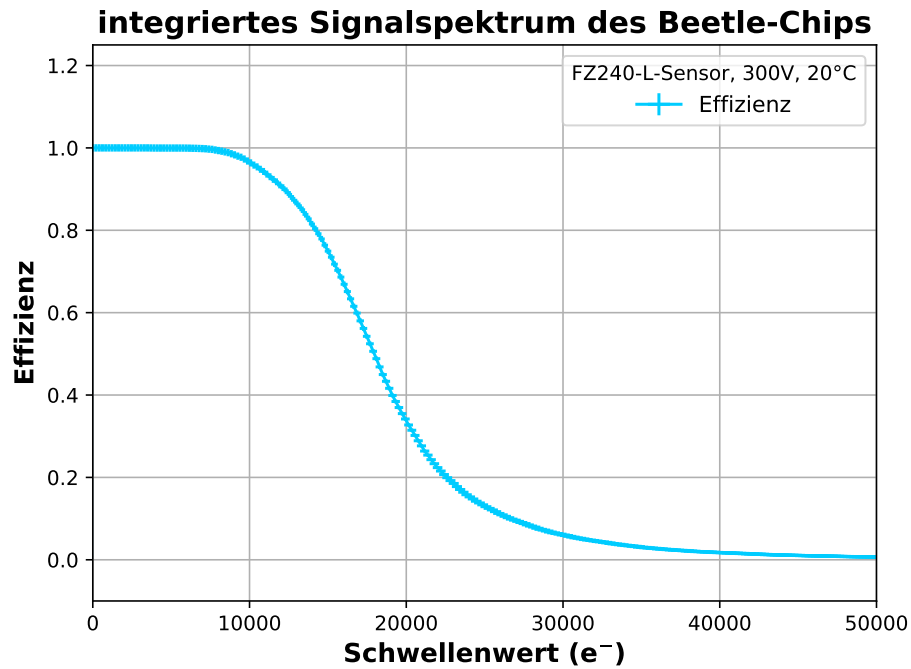


Abbildung 5.3.: Das mittels binärer Analyse erzeugte integrierte Signalspektrum am Beetle-Chips. Die Effizienz steigt mit sinkendem Schwellenwert kontinuierlich an und saturiert ab einem Schwellenwert von ungefähr $8000 e^-$. Die Daten enthalten keine Rauschcluster.

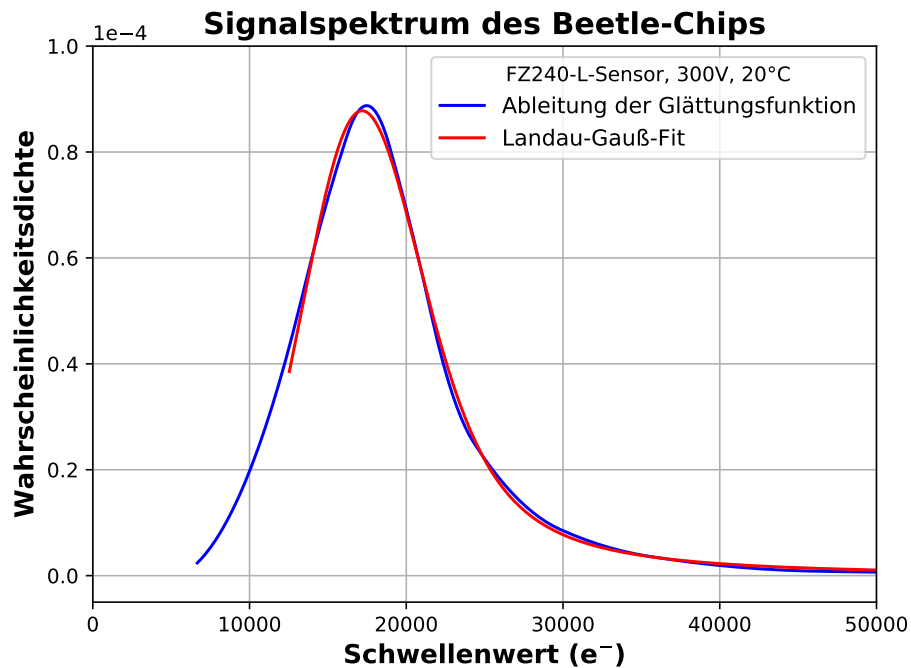


Abbildung 5.4.: Die Ableitung der Glättungsfunktion ergibt das Spektrum der Seedsignale des Sensors. An die Daten wird eine Landau-Gauß-Funktion angepasst. Der MPV ergibt sich als Fitparameter und liegt bei dieser Messung bei $(16032 \pm 223) e^-$.

vergleichbaren Wert zu erhalten, wird ein Landau-Gauß-Fit an die Ableitung durchgeführt. Der sich als Fitparameter ergebende MPV liegt für das gezeigte Spektrum bei $(16032 \pm 223) e^-$. Der MPV des Seedsignals in analoger Datenanalyse liegt für diese Messung bei $(15660 \pm 42) e^-$.

In den folgenden Kapiteln wird unter anderem untersucht, ob der MPV der binären Analyse konsistent mit den Ergebnissen der analogen Signalverarbeitung ist.

5.2. Vergleich der Messungen bei verschiedenen Sensordicken

Die in Kapitel 5.1 beschriebene Analyse wird für alle in Kapitel 4.1 vorgestellten Sensoren durchgeführt. Die untersuchten L-Sensoren sind beide unbestrahlt, besitzen eine Streifenlänge von 4,8 cm und unterscheiden sich in ihrer aktiven Dicke, die einmal 290 μm und einmal 240 μm beträgt. Dementsprechend liegt ein Unterschied der im Mittel im Sensor deponierten Energiemenge vor, da diese wie in Kapitel 3.2 beschrieben mit der Wegstrecke im von einem Teilchen durchdrungenen Material skaliert. Daher sollten die Signalspektren und auch deren MPV bei voll depletierten Sensoren verschoben zueinander sein. Mit der in Kapitel 3.2 beschriebenen Erwartung für den MPV von 76 Elektron-Loch-Paaren pro Mikrometer eines MIP ergeben sich für das Clustersignal für die untersuchten aktiven Dicken folgende Werte:

- 240 μm : $18\,240 e^-$,
- 290 μm : $22\,040 e^-$.

Bei einer binären Signalverarbeitung wird jedoch zum einen nur das Seedsignal und zum anderen nicht die exakte Signalamplitude, sondern nur der Schwellenwert als Mindestwert erfasst. Deshalb sollten die mittels der Analyse errechneten Werte des MPV in jedem Fall unterhalb dieser Abschätzung liegen.

Die Anforderungen bei Verwendung der Sensoren im äußeren Spurdetektor führen jedoch auch zu einer unteren Grenze für den MPV. Diese kann mithilfe der in Kapitel 4.3.3 vorgestellten Faustregel berechnet werden. Im *Technical Design Report* für das Phase-2-Ausbauprogramm des Spurdetektors ist als Ziel für das Rauschen des CBC ein Wert von $1000 e^-$ angegeben [Col17]. Somit ergibt sich mithilfe von Gleichung (4.2) ein Mindestwert von $12\,000 e^-$ für den MPV des Seedsignals.

Um die Schwellenwerte in Elektronen angeben zu können, wird für beide L-Sensoren an der 2CBC3-Station eine Testpuls-Kalibration durchgeführt. Dabei haben sich die in Tabelle 5.1 angegebenen Umrechnungsfaktoren ergeben. Bei Messungen mit dem Beetle-Chip wird der Umrechnungsfaktor vor jeder einzelnen Messung des Signalspektrums durch Kalibration bestimmt. Er liegt für die untersuchten L-Sensoren bei ungefähr $210 e^-/\text{ADC}$.

Tabelle 5.1.: Umrechnungsfaktoren von V_{Cth} in Elektronen für die untersuchten L-Sensoren

| Sensor | Umrechnungsfaktor (e^-/V_{Cth}) |
|---------|--------------------------------------------|
| FZ290-L | 184 ± 4 |
| FZ240-L | 185 ± 4 |

Neben der Testpuls-Kalibration wird vor der Messung der Signalspektren der L-Sensoren das Rauschen an der 2CBC3-Station bestimmt. Dieses liegt bei einer Temperatur von 20°C für alle während der Messung nicht maskierten Kanäle im Bereich von $1200 e^-$ bis

1700 e^- . Es zeigt sich, dass eine angelegte Spannung an der Peltier-Temperaturkontrolle zu einer Erhöhung des Rauschens führt. Bei 20°C beträgt die Spannung circa 4 V und das mittlere Rauschen liegt bei 1300 e^- . Um die Temperatur auf -20°C konstant zu halten, wird eine deutlich höhere Spannung benötigt. Diese beträgt ungefähr 11 V . Der Mittelwert des Rauschens aller Kanäle erhöht sich dadurch auf circa 1600 e^- .

Um den Einfluss der Temperatur und damit den des zusätzlichen Rauschens aufgrund der Peltierelemente an der 2CBC3-Station zu untersuchen, wird das Signalspektrum des FZ290-L-Sensors bei der gleichen Hochspannung von 300 V bei 20°C , 0°C und -20°C gemessen. Die aus diesen Messungen bestimmten Werte für den MPV sind in Tabelle 5.2 aufgelistet. Die Werte stimmen im Fehlerbereich überein. Somit beeinflusst das Rauschen zwar die Saturierung im integrierten Spektrum, die grundsätzlich bei Messungen mit dem CBC nicht zu erkennen ist, der MPV bleibt jedoch unverändert.

Tabelle 5.2.: MPV des FZ290-L-Sensors bei 300 V in Abhängigkeit der Temperatur.

| Temperatur ($^\circ\text{C}$) | MPV (e^-) |
|---------------------------------|----------------------|
| 20 | 20853 ± 497 |
| 0 | 20967 ± 499 |
| -20 | 20778 ± 495 |

Zum Vergleich der Signalspektren von CBC und Beetle-Chip ist in Abbildung 5.5 der Verlauf des MPV in Abhängigkeit der an den Sensor angelegten Spannung für beide untersuchten aktiven Dicken gezeigt. Für den FZ290-L-Sensor ist ein Anstieg des MPV zwischen den Spannungswerten 200 V und 300 V erkennbar. Beim FZ240-L-Sensor gilt dies zwischen den Werten 170 V und 300 V . Dieses Verhalten ist darauf zurückzuführen, dass die Sensoren bei der niedrigeren Spannung nicht vollständig depletiert sind. Im Anhang D ist in Abbildung D.6 die Kapazität der Sensoren in Abhängigkeit der angelegten Spannung (C-V-Kurven) gezeigt. Diese Daten zeigen, dass die zur vollständigen Depletion nötige Spannung des Sensors mit $290\text{ }\mu\text{m}$ aktiver Dicke circa 300 V beträgt. Für den Sensor mit $240\text{ }\mu\text{m}$ aktiver Dicke liegt sie bei ungefähr 220 V . Somit erstreckt sich die Verarmungszone bei kleineren Spannungen als der Depletionsspannung nicht über den gesamten Sensor. Die erzeugte Ladungswolke wird durch Rekombination außerhalb der Verarmungszone verkleinert und die detektierten Signale somit ebenfalls. Dies erklärt den niedrigeren Wert des MPV bei unvollständiger Depletion der Sensoren. Außerdem bestätigen die Messungen das erwartete Verhalten des MPV für Spannungen größer als die Depletionsspannung. Da sich die Verarmungszone in diesem Fall immer über den gesamten Sensor erstreckt, verändert sich der MPV in Abhängigkeit der Spannung nicht mehr. Auf die Vergleichsmessung mit dem CBC bei 500 V beim Sensor mit einer aktiven Dicke von $240\text{ }\mu\text{m}$ wird aufgrund der Messdauer von circa $5,5$ Stunden und dem gezeigten erwarteten Verhalten beim Sensor mit $290\text{ }\mu\text{m}$ aktiver Dicke verzichtet. Insgesamt folgen die Messwerte bei einer separaten Betrachtung für jeden Sensor dem erwarteten Verlauf.

Bei Vergleich der Messwerte des CBC mit denen des Beetle-Chips ist jedoch eine systematische Abweichung festzustellen. Die Werte des MPV liegen beim CBC immer um 1250 e^- bis 1550 e^- über denen des Beetle-Chips. Dies ist auf mehrere Effekte zurückzuführen.

Die Signalwerte können aufgrund der in Kapitel 4.2.4 und Kapitel 4.3.2 beschriebenen Unsicherheiten auf die Umrechnungsfaktoren von V_{Cth} bzw. ADC in Elektronen nicht exakt angegeben werden. Da alle Messungen mit dem gleichen CBC an der 2CBC3-Station und dem gleichen Beetle-Chip an der ALiBaVa-Station durchgeführt werden, sollte diese systematische Abweichung den selben Einfluss auf die verschiedenen Messungen der L-Sensoren haben. Aus diesem Grund wird der zusätzliche Fehler aufgrund der Unsicherheit

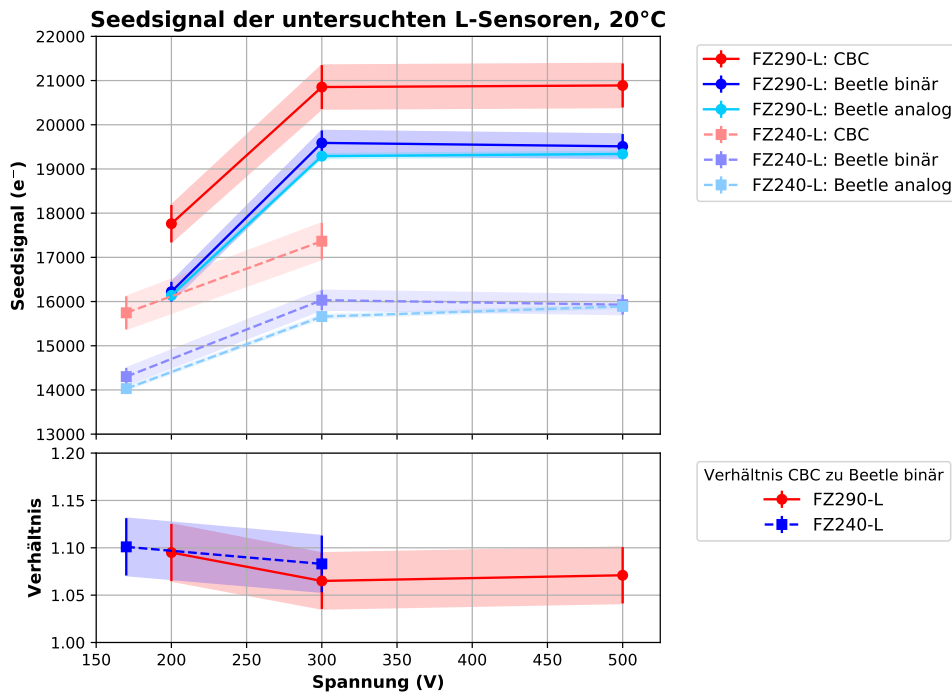


Abbildung 5.5.: Das Seedsignal der beiden untersuchten L-Sensoren steigt bis zur jeweiligen Depletionsspannung an und bleibt im Anschluss wie erwartet konstant. Die Abweichung der analogen und binären Signalanalyse des Beetle-Chips liegt innerhalb der Fehlertoleranzen. Der Vergleich der Messwerte des CBC mit denen des Beetle-Chips zeigt eine systematische Abweichung, die durch Unterschiede im experimentellen Aufbau (Unsicherheit der Umrechnungsfaktoren, Kollimator) und der Signalanalyse beider Chips (akzeptiertes Zeitfenster) erklärbar ist. Das Verhältnis des MPV des CBC zu dem des Beetle-Chips mit binärer Datenanalyse ist unabhängig von der aktiven Dicke des Sensors und der angelegten Spannung und im Rahmen der Fehlertoleranz konstant.

der Umrechnungsfaktoren nicht als statistischer Fehler in den in Abbildung 5.5 dargestellten Fehlerbalken beachtet.

Als weiterer Punkt für den Unterschied der Messwerte von CBC und Beetle-Chip ist die Verwendung verschiedener Kollimatoren zu nennen. Der an der 2CBC3-Station verwendete Kollimator mit 3 mm Durchmesser ermöglicht im Vergleich zum Kollimator mit 0,8 mm Durchmesser an der ALiBaVa-Station einen größeren Austrittswinkel der Elektronen. Daher gibt es mehr schräg einfallende Elektronen. Somit steigt der im Sensor zurückgelegte Weg und damit die erzeugte Ladungsmenge. Ein Rechnung zur Abschätzung dieses Effektes ist dem Anhang E zu entnehmen. Es zeigt sich, dass der Unterschied zwischen den verwendeten Kollimatoren zu einer maximalen Differenz der Signalwerte von circa $500 e^-$ führt. Somit kann der Einfluss dieses Effektes die systematische Abweichung nicht vollständig erklären.

Die Hauptursache für die systematische Abweichung zwischen den Messwerten des CBC und des Beetle-Chips liegt in denen zur Steigerung der Effizienz verwendeten Zeitfenstern. Wie in Kapitel 5.1.1 beschrieben, werden bei der Signalanalyse des CBC nur Daten der drei

effizientesten TDC-Bereiche verwendet. Somit wird ein Zeitfenster von 9,375 ns akzeptiert. Im Gegensatz dazu wird bei der implementierten analogen Signalanalyse des Beetle-Chips das in Kapitel 4.3.3 in Abbildung 4.11 exemplarisch gezeigte Zeitfenster um die maximale Signalamplitude akzeptiert. Dieses besitzt für alle Messungen eine Ausdehnung von 25 ns bis 28 ns. Somit wird ein Zeitintervall, in dem das mittlere Signal auf bis zu 70% des Maximums abgefallen ist, akzeptiert. Dies führt im Vergleich zum CBC zu einer Verringerung der Werte für den MPV beim Beetle-Chip und erklärt, warum die Messwerte des CBC stets oberhalb der des Beetle-Chips liegen. Zur Quantifizierung dieses Effekts wird das akzeptierte Zeitfenster der binären Analyse des Beetle-Chips für die Messung des FZ290-L-Sensors bei 300 V exemplarisch auf jeweils 5 ns vor und nach dem Maximalwert begrenzt. Dabei ist ein Anstieg des MPV von $(16032 \pm 223) e^-$ auf $(17324 \pm 241) e^-$ festzustellen. Der Wert für das kleinere akzeptierte Zeitfenster stimmt im Rahmen der Fehlertoleranz mit dem MPV beim CBC von $(17366 \pm 413) e^-$ überein. Zur direkten Gegenüberstellung der Analysemethodik von binärer und analoger Signalverarbeitung wird in der weiteren Auswertung beim Beetle-Chip mit binärer Signalanalyse durchgehend das Zeitfenster der implementierten analogen Signalanalyse verwendet. Bei einer Begrenzung des zeitlichen Akzeptanzfensters beider Analysemethoden beim Beetle-Chip auf 10 ns wäre die Verwendung der implementierten analogen Analyse nicht möglich gewesen. Dies war im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchführbar. Es ist erkennbar, dass die errechneten Werte des Beetle-Chips mit analoger und binärer Signalverarbeitung im Rahmen der Fehlertoleranz übereinstimmen. Dies zeigt, dass die in Kapitel 3.4 beschriebenen Unterschiede der beiden Analysemethoden keinen signifikanten Einfluss auf die Rekonstruierbarkeit des Signalspektrums und des MPV haben.

Die Abweichung von den Messwerten des Beetle-Chips zu denen des binär arbeitenden CBC ist somit durch durchgehend vorhandene Unterschiede im experimentellen Aufbau und der Signalanalyse beider Chips zu erklären. Zur Untersuchung der Unstimmigkeit wird für jeden Messpunkt, wie in Abbildung 5.5 erkennbar, zusätzlich das Verhältnis der Daten des CBC zu denen des Beetle-Chips in binärer Analyse betrachtet. Wie erwartet ist es unabhängig von der aktiven Dicke und der angelegten Spannung im Rahmen der Fehlertoleranz konstant.

Außerdem liegen die Werte des MPV bei voller Depletion des Sensors wie erwartet für beide aktiven Dicken unterhalb der zuvor berechneten theoretischen Werte für das Clustersignal. Auch liegen beide Messungen oberhalb der in den Spezifikationen für die Sensoren angegebenen Grenze von $12\,000 e^-$. Wird als Rauschen nicht der Zielwert von $1000 e^-$ verwendet, sondern der gemessene Wert von $1300 e^-$ bei 20°C , so ergibt sich nach Gleichung (4.2) ein Mindestwert von $15\,600 e^-$. Dieser Wert wird bei voller Depletion der Sensoren ebenfalls von beiden aktiven Dicken übertroffen.

Insgesamt entspricht das Verhalten des MPV sowohl beim CBC als auch beim Beetle-Chip den Erwartungen. Die systematische Verschiebung zwischen beiden Chips ist vor allem durch den Unterschied der in den jeweiligen Analysen der Chips akzeptierten Zeitfenster erklärbar. Somit ist der CBC als binär arbeitender Chip trotz Informationsverlust im Vergleich zur analogen Signalanalyse in der Lage, die Signale in unbestrahlten Siliziumstreifensensoren sowohl bei einer aktiven Dicke von $290\,\mu\text{m}$ als auch $240\,\mu\text{m}$ effizient zu detektieren.

5.2.1. Abhängigkeit von der aktiven Sensordicke

Als weitere Überprüfung des errechneten Werte für den MPV werden diese zwischen den beiden aktiven Dicken direkt verglichen. Der Vorteil besteht darin, dass sich ein Vergleichswert ergibt, der unabhängig von den beiden experimentellen Aufbauten ist. Die Anzahl an freien Ladungsträgern, die durch ein MIP in einem Sensor erzeugt werden, ist proportional

zur im Material zurückgelegten Strecke. Somit sollte das Verhältnis der Werte des MPV bei voller Depletion zwischen beiden untersuchten aktiven Dicken dem direkten Verhältnis von $290\text{ }\mu\text{m}$ zu $240\text{ }\mu\text{m}$ entsprechen. Die berechneten Verhältnisse sind in Tabelle 5.3 gezeigt. Als MPV wird jeweils der Mittelwert der Werte des MPV von allen bei voller Depletion durchgeführten Messungen verwendet. Sowohl das Verhältnis beim CBC als auch bei der binären Datenanalyse des Beetle-Chips stimmt jeweils im Rahmen der Fehlertoleranz mit dem theoretischen Wert überein. Für die analoge Datenanalyse gilt dies aufgrund der geringen Fehler der Werte des MPV nicht. Insgesamt zeigt dies jedoch, dass jeder Chip für sich die Erwartungen an das generierte Signal in einem Sensor widerspiegelt.

Tabelle 5.3.: Verhältnis des MPV bei voller Depletion für verschiedene aktive Dicken der L-Sensoren.

| Art der Analyse | Verhältnis |
|--------------------------|-------------------|
| Dickenverhältnis 290/240 | 1,208 |
| CBC | $1,202 \pm 0,032$ |
| Beetle binär | $1,214 \pm 0,015$ |
| Beetle analog | $1,218 \pm 0,003$ |

5.2.2. Schwellenwertabhängigkeit der detektierten Clustergrößen

Zur genaueren Analyse der durch detektierte Elektronen entstehenden Signale an der 2CBC3-Station werden die unterschiedlichen Größen der detektierten Cluster in Abhängigkeit des Schwellenwertes untersucht. Dazu wird exemplarisch die Messung des FZ240-L-Sensors bei einer angelegten Hochspannung von 300 V und einer Temperatur von $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ verwendet. Das im Folgenden beschriebene Verhalten ist jedoch für alle durchgeführten Messungen erkennbar.

Die von einem Treffer erzeugte Clustergröße ist abhängig vom Schwellenwert. Verteilt sich ein Signal auf mehrere Streifen, so steigt mit sinkendem Schwellenwert die detektierte Clustergröße. Dies erklärt sich dadurch, dass mit sinkendem Schwellenwert die Wahrscheinlichkeit, Treffer aufgrund von Ladungsteilung in benachbarten Streifen zu detektieren, steigt.

Abbildung 5.6 zeigt den Anteil der verschiedenen Clustergrößen an allen detektierten Clustern (ein bis vier Streifen und größere Cluster) in Abhängigkeit des Schwellenwertes. Wie erwartet dominieren für Schwellenwerte von mindestens $15\,000\text{ e}^-$ Cluster der Größe 1 mit einem Anteil von über 95%. Der restliche Anteil besteht fast ausschließlich aus Clustern der Größe 2 und der Anteil aller Cluster mit einer Größe von mindestens 3 Streifen liegt durchgehend unter 1%. Mit sinkendem Schwellenwert von $15\,000\text{ e}^-$ bis hin zu 3700 e^- nimmt der Anteil an Clustern der Größe 1 kontinuierlich ab. In diesem Bereich werden auch in benachbarten Streifen des Clusterzentrums Treffer detektiert. Der Großteil der durch detektierte Elektronen erzeugten Cluster, die eine Größe von mehr als einem Streifen aufweisen, besitzt dabei die Größe 2. Außerdem ist ein Anstieg des Anteils der Cluster mit Größe 3 erkennbar.

In der Kurve des Anteils der Cluster mit einer Größe von mindestens fünf Streifen ist ein Maximum bei einem Schwellenwert von 3700 e^- vorzufinden. Cluster dieser Größen entstehen durch Delta-Elektronen (Kapitel 3.2) oder Common-Mode-Rauschen. Auf letzteres wird in Kapitel 5.4.3 genauer eingegangen. Der bei niedrigeren Schwellenwerten als 3700 e^- erkennbare Anstieg der Clustergröße 1 ist auf einzelne Rauschtreffer zurückzuführen. Diese sind unkorreliert und werden zusätzlich zum durch ein Elektron erzeugten Cluster in anderen Streifen detektiert. Somit steigt der Anteil an Clustern der Größe 1 erneut an und

der Anteil der Clustergröße 2 sinkt wieder. Für Schwellenwerte kleiner als 1300 e^- ist die Anzahl erzeugter Rauschtreffer so groß, dass die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung von Rauschclustern mit einer Größe von mehr als einem Streifen ansteigt. Aus diesem Grund sinkt der Anteil an Clustern der Größe 1 erneut und der von Clustern der Größe 2 steigt an.

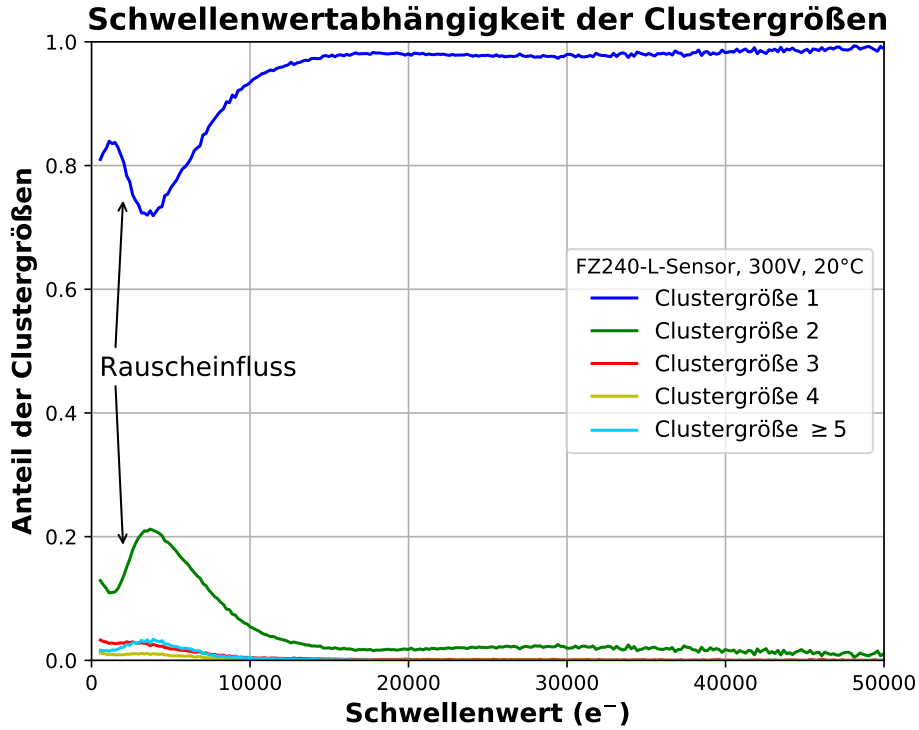


Abbildung 5.6.: Die Entwicklung der Clustergröße in Abhängigkeit des Schwellenwertes entspricht den Erwartungen. Oberhalb von $15\,000\text{ e}^-$ dominieren Cluster der Größe 1. Mit sinkendem Schwellenwert von $15\,000\text{ e}^-$ bis hin zu 3700 e^- steigt der Anteil der Cluster der Größe 2, da nun auch Signale in Nachbarstreifen des Streifens mit maximalem Signal Treffer erzeugen. Der Einfluss von unkorrelierten Rauschtreffern ist durch einen erneuten Anstieg des Anteils der Cluster mit Größe 1 für Schwellenwerte kleiner als 3700 e^- erkennbar.

Insgesamt entspricht die Verteilung der Clustergrößen somit dem erwarteten Verhalten. Der signifikante Anstieg von Rauschtreffern ab einem vergleichsweise hohen Schwellenwert von 3700 e^- zeigt erneut, dass Messungen an der 2CBC3-Station sehr stark von Rauschen beeinflusst werden. Dies muss bei der Nutzung des CBC im Spurdetektor des Hochluminositäts-LHC verbessert werden, damit er als binärer Chip die Anforderungen an eine effiziente Spurrekonstruktion erfüllt.

5.3. Vergleich der Messungen bei verschiedenen Strahlungsfluenzen

Neben den L-Sensoren werden ebenfalls K-Sensoren mit der in Kapitel 5.1 beschriebenen Analyse untersucht. Dabei werden zwei identische K-Sensoren mit einer aktiven Dicke von $290\text{ }\mu\text{m}$ und einer Streifenlänge von 2 cm verwendet. Der FZ290-K-3e14-Sensor wurde im

Gegensatz zum FZ290-K-Sensor mit einer Fluenz von $\Phi = 3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$ mit Neutronen ($\Phi = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$) und Protonen ($\Phi = 0,5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$) bestrahlt. Um den Leckstrom unter Kontrolle zu halten und unerwünschte Annealingeffekte zu verhindern, werden alle Messungen des bestrahlten Sensors bei einer Temperatur von -20°C durchgeführt. Aufgrund der in Kapitel 3.5 beschriebenen Strahlenschäden wird für den bestrahlten Sensor eine höhere Depletionsspannung erwartet. Außerdem sollte das Signalspektrum und auch dessen MPV aufgrund von Einfangzentren im Kristallgitter, die die detektierte Ladungsmenge verringern, zu niedrigeren Signalwerten als beim unbestrahlten Sensor verschoben sein. Somit ist für die Untersuchung des bestrahlten Sensors die in Kapitel 5.2 beschriebene untere Grenze von $12\,000 \text{ e}^-$, um eine effiziente Signalanalyse ohne Beeinflussung des Rauschens zu gewährleisten, von besonderer Bedeutung. Der Grenzwert sollte auch bei Sensoren mit den Strahlenschäden, die der Erwartung im äußeren Spurdetektor nach 10 Jahren Betrieb des Hochluminositäts-LHC entsprechen, übertroffen werden. So kann eine effiziente Signalanalyse über die gesamte Betriebsdauer des Spurdetektors sichergestellt werden.

Zur Angabe der Schwellenwerte in Elektronen wird äquivalent zu den L-Sensoren für beide K-Sensoren eine Testpuls-Kalibration an der 2CBC3-Station durchgeführt. Die resultierenden Umrechnungsfaktoren sind in Tabelle 5.4 aufgelistet. Die Faktoren liegen deutlich unterhalb der in Tabelle 5.1 angegebenen Werte für die L-Sensoren. Dies ist zum einen durch die Tatsache erklärbar, dass bei den Messungen der K-Sensoren ein anderer 2CBC3-Hybrid als bei den L-Sensoren und somit auch ein anderer Chip verwendet wird. Zum anderen übt auch der jeweils angebondete Sensor durch die zusätzliche Kapazität einen Einfluss auf die Testpulse zur Berechnung des Umrechnungsfaktors aus [Dro18]. Da die K-Sensoren eine kürzere Streifenlänge als die L-Sensoren aufweisen, ist deren Kapazität kleiner als die der L-Sensoren. Aus diesem Grund wird für jeden verwendeten Sensor eine Testpuls-Kalibration durchgeführt und der jeweils errechnete Wert des Umrechnungsfaktors in der Auswertung verwendet. Das gleiche Verhalten zeigt sich auch bei den vor jeder einzelnen Messung des Signalspektrums durchgeführten Kalibration an der ALiBaVa-Station. Der Umrechnungsfaktor liegt für die K-Sensoren bei ungefähr $190 \text{ e}^-/\text{ADC}$.

Tabelle 5.4.: Umrechnungsfaktoren von V_{Cth} in Elektronen für die untersuchten K-Sensoren

| Sensor | Umrechnungsfaktor ($\text{e}^-/V_{\text{Cth}}$) |
|--------------|---------------------------------------------------|
| FZ290-K | 169 ± 3 |
| FZ290-K-3e14 | 167 ± 3 |

Im Anschluss an die Testpuls-Kalibration wird das Rauschen an der 2CBC3-Station mit angebondetem K-Sensor bestimmt. Es liegt bei einer Temperatur von 20°C für alle während der Messung nicht maskierten Kanäle im Bereich von 850 e^- bis 1300 e^- . Somit ist das Rauschen im Vergleich zu den L-Sensoren erniedrigt. Dies ist durch die kleinere Kapazität zu erklären. Diese hat direkten Einfluss auf das Rauschverhalten, worauf in Kapitel 5.4 genauer eingegangen wird. Erneut zeigt sich eine Abhängigkeit von der angelegten Peltierspannung und der Anzahl der insgesamt im Labor aktiven Geräte. So schwankt der Mittelwert des Rauschens aller Kanäle je nach Messung zwischen 900 e^- und 1200 e^- .

Zur Untersuchung der Signalspektren von CBC und Beetle-Chip sind analog zur Vorgehensweise bei den L-Sensoren die Werte des MPV in Abhängigkeit der angelegten Spannung für beide untersuchten K-Sensoren in Abbildung 5.7 gezeigt.

Im Folgenden wird zuerst auf den unbestrahlten und im Anschluss auf den bestrahlten Sensor eingegangen. Der unbestrahlte Sensor besitzt eine Depletionsspannung von circa

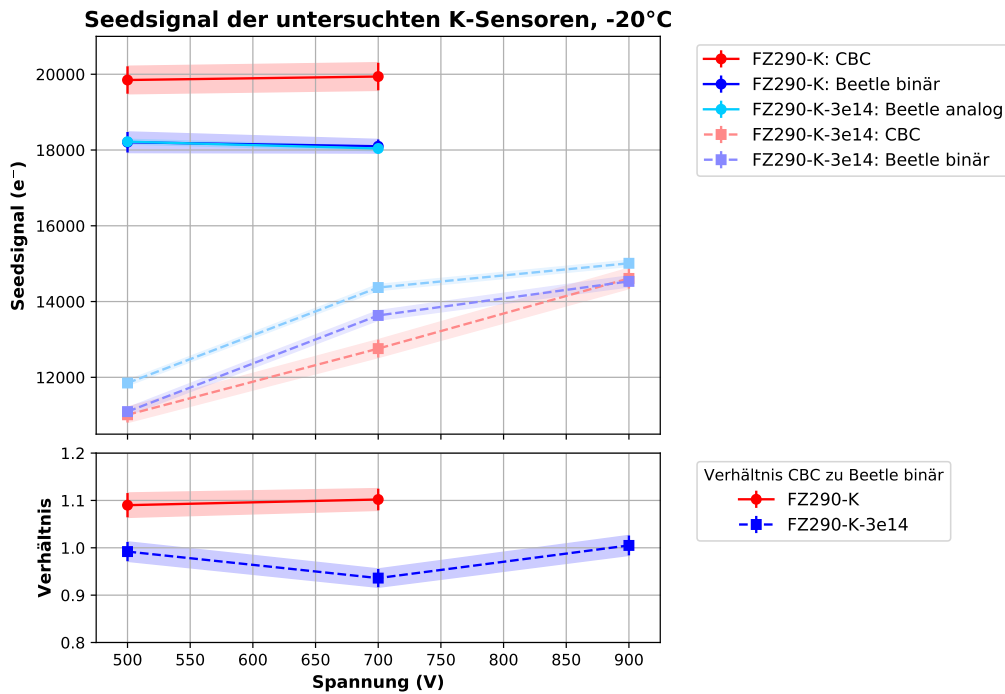


Abbildung 5.7.: Das Seedsignal der beiden untersuchten K-Sensoren unterscheidet sich aufgrund der Unterschiede der Sensorparameter eines unbestrahlten und eines bestrahlten Sensors. Durch eine erhöhte Depletionsspannung und Einfangzentren im Kristallgitter liegen die Signalwerte des bestrahlten Sensors unterhalb denen des unbestrahlten Sensors. Beim Beetle-Chip stimmen die Signalwerte des unbestrahlten Sensors unabhängig von der verwendeten Analyseverfahren überein. Der Vergleich der Messwerte des CBC mit denen des Beetle-Chips zeigt eine systematische Abweichung, die vor allem auf Unterschiede in der Signalanalyse beider Chips (akzeptiertes Zeitfenster) erklärbar ist. Diese Systematik ist beim bestrahlten Sensor nicht mehr erkennbar.

300 V. Dies ist der C-V-Messung im Anhang D in Abbildung D.7 zu entnehmen. Da die Spannung bei beiden Messungen oberhalb der Depletionsspannung liegt, verändert sich der MPV wie erwartet nicht. Die Absolutwerte liegen ungefähr $1000 e^-$ unterhalb der Seedsignale des FZ290-L-Sensors. Diese Werte sollten eigentlich aufgrund der identischen Sensordicke gleich sein. Da sowohl an der 2CBC3-Station ein anderer 2CBC3-Hybrid als auch an der ALiBaVa-Station ein anderes *Daughterboard* verwendet wird, unterscheiden sich die Chips der durchgeführten Messungen und eine mögliche Erklärung für die Abweichung ist durch die Unsicherheit der Umrechnungsfaktoren gegeben.

Wie bei den untersuchten L-Sensoren stimmen die Werte des Beetle-Chips mit analoger und binärer Datenanalyse überein. Es zeigt sich wieder eine systematische Abweichung von fast $2000 e^-$ zwischen den Messwerten des CBC und denen des Beetle-Chips. Als Grund ist erneut hauptsächlich der Unterschied in der Signalanalyse beider Chips (akzeptiertes Zeitfenster) zu nennen. Das Verhältnis zwischen den Werten des CBC und denen des Beetle-Chips mit binärer Signalanalyse bleibt konstant.

Auch die in den Spezifikationen für die Sensoren angegebene Grenze von $12\,000\,e^-$ wird deutlich überschritten. Ebenfalls wird der sich mit dem gemessenen Rauschen von bis zu $1200\,e^-$ anhand von Gleichung (4.2) ergebende Wert von $14\,400\,e^-$ übertroffen. Somit erfüllt der unbestrahlte FZ290-K-Sensor die Anforderungen.

Bei separater Betrachtung der verschiedenen Analysemöglichkeiten entspricht der Verlauf der Messwerte des bestrahlten FZ290-K-3e14-Sensors den Erwartungen. Aus der im Anhang D in Abbildung D.7 gezeigten C-V-Kurve ergibt sich eine aufgrund der Strahlenschäden erhöhte Depletionsspannung von 900 V. Somit steigen die Signalwerte mit der angelegten Spannung aufgrund der Vergrößerung der Verarmungszone an. Außerdem liegt auch der Signalwert bei 900 V über $3000\,e^-$ unterhalb des Seedsignals des unbestrahlten Sensors mit gleicher aktiver Dicke. Dies entspricht der erwarteten Verringerung des Signals aufgrund von Einfangzentren im Kristallgitter. Es ist eine Abweichung zwischen der analogen und der binären Signalanalyse des Beetle-Chips festzustellen. Außerdem ist das Verhältnis zwischen den Werten des MPV in Abhängigkeit der Spannung nicht mehr konstant und unterscheidet sich auch vom Verhältnis der Werte des MPV beim unbestrahlten Sensors. Eine mögliche Erklärung kann die Form des Signalspektrums des bestrahlten Sensors sein. Im Anhang C ist in Abbildung C.5 die Verteilung des mit dem Beetle-Chip analog gemessenen Seedsignals des bestrahlten Sensors bei einer Spannung von 900 V bei -20°C gezeigt. Die Verteilung weicht stärker von einer landau-gaußförmigen Verteilung ab und somit wird ein Vergleich der Signalspektren erschwert.

Die in den Spezifikationen für die Sensoren angegebene Grenze von $12\,000\,e^-$ wird nur für die Messwerte bei 700 V und 900 V überschritten. Die Sensoren im äußeren Spurdetektor des Hochluminositäts-LHC sollen bei einer Spannung von 600 V betrieben werden [Col17]. Eine Messung bei diesem Spannungswert wurde zwar nicht durchgeführt, jedoch ist aus dem Verlauf der Datenpunkte erkennbar, dass dieser Wert für eine effiziente Signalanalyse ausreicht.

Zum besseren Vergleich der Messungen des CBC mit der binären Signalanalyse des Beetle-Chips sind in Abbildung 5.8 die mit beiden Chips gemessenen integrierten Signalspektren gezeigt. Dazu wird die Messung des bestrahlten FZ290-K-3e14-Sensors bei einer Spannung von 900 V bei -20°C ausgewählt. Beide Kurven folgen mit einem steilen Effizienzanstieg im Bereich von $30\,000\,e^-$ bis $10\,000\,e^-$ und einer Annäherung an den Wert 1 für niedrige Schwellenwerte den grundsätzlichen Erwartungen. Im Bereich des starken Effizienzanstiegs ist eine systematische Verschiebung beider Kurven zu erkennen. Diese kann vermutlich auf die in den Analysen unterschiedlichen akzeptierten Zeitfenster und die Fehler der ermittelten Umrechnungsfaktoren zurückgeführt werden.

In der Triggereffizienz der Messung mit dem CBC zeigt sich ein schneller Anstieg von 0,95 auf 1 im Schwellenwertintervall von $2000\,e^-$ bis $1000\,e^-$. Dies ist durch den Kollimator mit einem Durchmesser von 3 mm und die aufgrund der kürzeren Streifenlänge und geringeren Streifenanzahl im Vergleich zu den L-Sensoren kleinere Sensorfläche zu erklären. Ein kleiner Teil der emittierten Elektronen trifft den Sensor nicht und erzeugt trotzdem ein Triggersignal im Szintillator. Dies führt zu einer Verringerung der Triggereffizienz, die sich bei dieser Messung dem Wert 0,95 annähert. Der Anstieg auf den Wert 1 kommt erst durch einen starken Rauscheinfluss zustande, da dann auch die Triggerereignisse ohne Teilchendurchgang im Sensor aufgrund von Rauschtreffern einen Trigger mit Treffer erzeugen. Äquivalent dazu ist bei einem Schwellenwert von $2500\,e^-$ ein sprunghafter Anstieg der Effizienz der Messung mit dem Beetle-Chip zu erkennen. Dies erklärt sich ebenfalls durch den Rauscheinfluss. Die analog gemessenen Verteilung des Seedsignals ist im Anhang C in Abbildung C.5 dargestellt. Obwohl das Seedsignal zur Weiterverwendung in der Analyse die vierfache Größe des Rauschuntergrundes aufweisen muss, zeigt sich der beginnende Einfluss von Rauschtreffern für Signalwerte im Bereich von $5000\,e^-$ bis $2800\,e^-$. Diese wer-

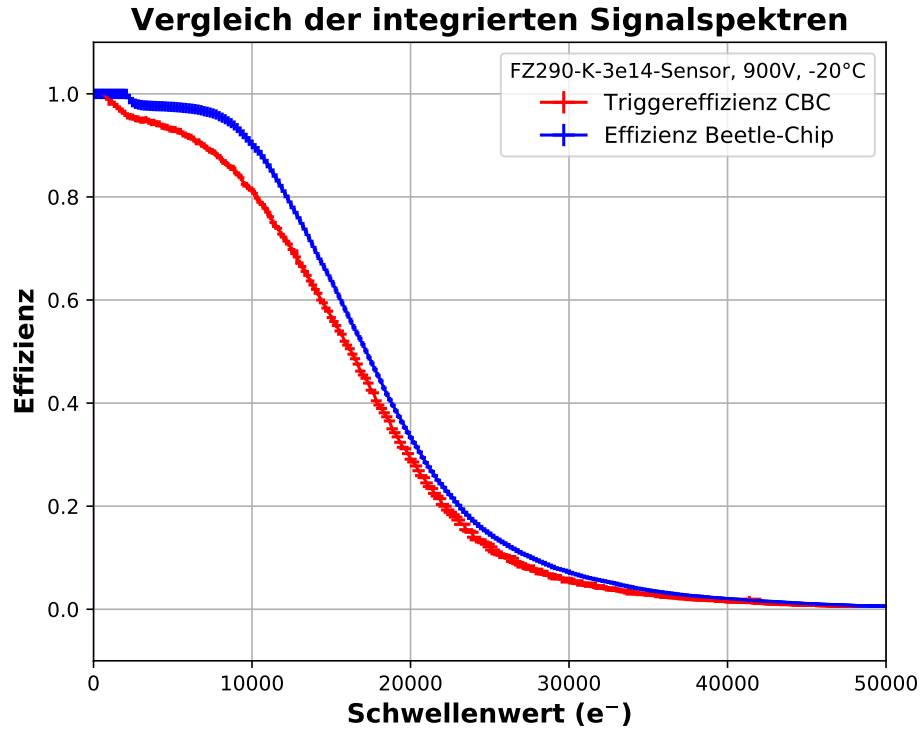


Abbildung 5.8.: Das integrierte Signalspektrum des FZ290-K-3e14-Sensors folgt sowohl beim CBC als auch beim Beetle-Chip den grundsätzlichen Erwartungen. Im Intervall von circa 30 000 e^- bis 10 000 e^- ist ein starker Effizienzanstieg aufgrund des Signalspektrum der von der ^{90}Sr -Quelle emittierten Elektronen zu erkennen. Aufgrund des Einfluss des Rauschens nähern sich beide Kurven erst unterhalb von 2500 e^- dem Wert 1.

den in der analogen Analyse und damit auch in der auf den analogen Daten aufbauenden binären Analyse beachtet. Daher steigt die Effizienz erst bei Schwellenwerten unterhalb dieser Signalwerte auf den Wert 1 an.

Der Verlauf der integrierten Signalspektren verdeutlicht somit im Gesamten, dass der Vergleich der binäre Signalanalyse des CBC und des Beetle-Chips im Rahmen der beschriebenen Unterschiede an beiden Messstationen zu konsistenten Ergebnissen führt.

Insgesamt entspricht das Verhalten des MPV bei beiden untersuchten K-Sensoren und das integrierte Signalspektrum des FZ290-K-3e14-Sensors sowohl beim CBC als auch beim Beetle-Chip den Erwartungen. Bei der Untersuchung des bestrahlten FZ290-K-3e14-Sensors ist ein Vergleich der Werte für den MPV nur bedingt möglich, wobei das Seedsignal bei ausreichender, an den Sensor angelegten Spannung erneut eine effiziente Signalanalyse ermöglicht. Somit wird der CBC laut diesen Messungen auch nach 10 Jahren Betrieb im Hochluminositäts-LHC trotz Strahlenschäden an den Sensoren eine den Anforderungen entsprechende Spurrekonstruktion ermöglichen.

5.3.1. Untersuchung des Annealingverhaltens

In einer weiteren Studie werden die Auswirkungen des *beneficial annealing* auf den mit einer Fluenz von $\Phi = 3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ bestrahlten FZ290-K-3e14-Sensor untersucht. Aufgrund der in Kapitel 3.5 beschriebenen Auswirkungen auf die Strahlenschäden bei Erwärmung eines Kristallgitters wird mit steigender Annealingdauer im Bereich des *beneficial*

annealings eine Verringerung des Leckstroms und Verschiebung des Signalspektrums zu höheren Signalwerten erwartet. Durch Erwärmung des Sensors auf 60 °C wird der Annealingprozess beschleunigt, sodass im Anschluss der Annealingeffekt bei Raumtemperatur mit einer Dauer von mehreren Wochen untersucht werden kann [Mol99]. Dazu wird der bestrahlte Sensor nach Messung des Signalspektrums an der 2CBC3-Station und der ALiBaVa-Station in letzterer mit drei Zwischenschritten insgesamt 150 min bei 60 °C erwärmt. Im Anschluss wird das Signalspektrum des Sensors erneut an der 2CBC3-Station untersucht. Um dabei den Leckstrom zu begrenzen und weiteres Annealing zu verhindern, werden die Messungen erneut bei –20 °C durchgeführt. Die an den Sensor angelegte Spannung beträgt 900 V.

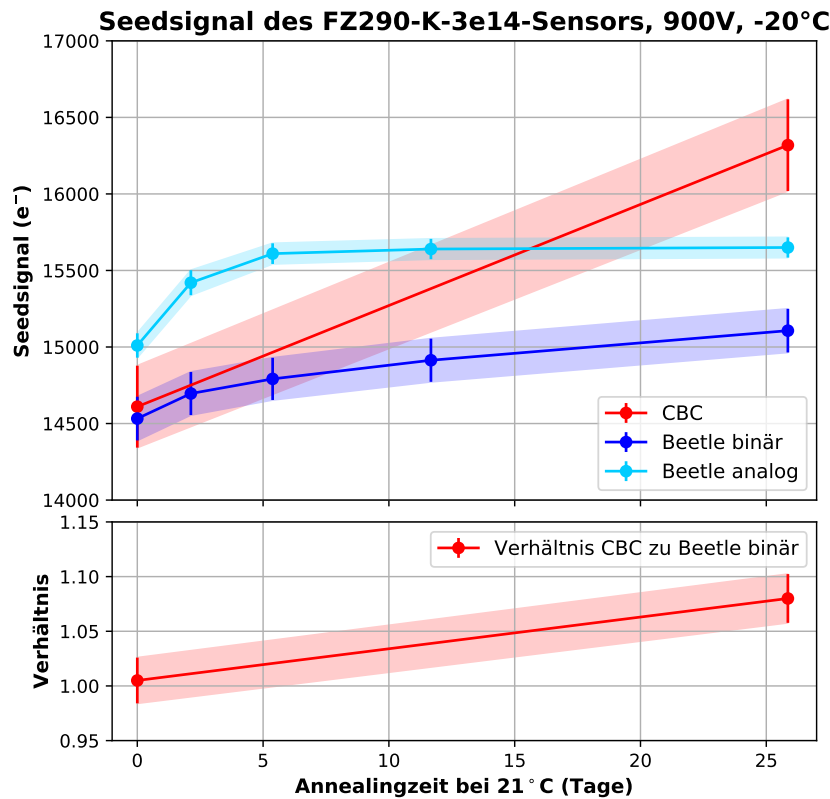


Abbildung 5.9.: Das Seedsignal vergrößert sich durch den Effekt des *beneficial annealing* sowohl beim CBC als auch beim Beetle-Chip mit analoger und binärer Datenanalyse.

Die Rausch-Scans zeigen wie erwartet keinen Unterschied aufgrund des Annealingeffektes. Die Entwicklung des MPV in Abhängigkeit der äquivalenten Annealingdauer bei 21 °C ist für den CBC und den Beetle-Chip mit den dortigen Zwischenschritten in Abbildung 5.9 gezeigt. Bei allen drei Analysemöglichkeiten ist die erwartete Erhöhung des Seedsignals zu erkennen. Der Beetle-Chip verzeichnet sowohl für die binäre als auch für die analoge Signalverarbeitung nach einer Annealingdauer von 25,9 Tagen einen Signalzuwachs von circa 600 e⁻. Der größte Zuwachs ist dabei im ersten Annealingschritt, der einer Zeitspanne von 2,1 Tagen bei 21 °C entspricht, zu erkennen. Die Erhöhung des Seedsignals beträgt bei den Messungen mit dem CBC 1700 e⁻. Daher ist das Verhältnis der Werte wie schon beim bestrahlten Sensor ohne Annealing nicht mehr konstant. Außerdem ist erneut

die zuvor beschriebene systematische Abweichung zwischen der analogen und der binären Signalanalyse des Beetle-Chips festzustellen.

Bei einer an den Sensor angelegten Spannung von 900 V wird der Mindestwert des MPV von $12\,000\,e^-$ bei einem Rauschen von $1000\,e^-$ für alle Analysemöglichkeiten überschritten.

Grundsätzlich zeigt der Verlauf des Seedsignals für jeden Chip das erwartete Verhalten aufgrund von *beneficial annealing*. So wird auch beim CBC als binär arbeitender Chip das durch Strahlenschäden verringerte detektierte Signal durch die Effekte des *beneficial annealing* vergrößert.

5.4. Untersuchung des Rauschens an der 2CBC3-Station

Aufgrund der während der Messungen der Signalspektren der Sensoren festgestellten hohen Sensitivität auf Rauschen der 2CBC3-Station wird dieses im Rahmen dieser Arbeit genauer untersucht. Dazu wird der Einfluss des angebondeten Sensors und damit der zusätzlichen Sensorkapazität, der Einfluss des Leckstroms und Common-Mode-Rauschen betrachtet.

5.4.1. Einfluss der Sensorkapazität

Um den Einfluss der Sensorkapazität zu untersuchen, wird das Ergebnis eines Rausch-Scans in den Kanälen mit angebondetem Sensor für den FZ290-L-Sensor und den FZ290-K-Sensor bei voller Depletion verglichen. Als Temperatur wird dabei 20°C gewählt, um den starken Einfluss der Peltierspannung auf das Rauschen zu unterdrücken. Zusätzlich dazu wird das gemessene Rauschen mit den Werten der Kanäle ohne angebondetem Sensor verglichen. Abbildung 5.10 fasst die gemessenen Rauschwerte zusammen. Eingetragen ist das Rauschen aller 127 Kanäle des CBC für den Fall ohne angebondeten Sensor, das Rauschen aller 127 Kanäle mit angebondetem FZ290-L-Sensor und das Rauschen der 64 Kanälen mit angebondetem FZ290-K-Sensor. Das Rauschen der Kanäle ohne Sensor liegt mit $(476 \pm 33)\,e^-$ deutlich unterhalb der Kanäle mit Sensor. Für die beiden Sensortypen ist ein sich in der jeweiligen Sensorkapazität widerspiegelnder Unterschied erkennbar. Aufgrund der größeren Streifenlänge und damit größeren Kapazität liegt das Rauschen des FZ290-L-Sensors mit $(1497 \pm 140)\,e^-$ deutlich oberhalb des Rauschens des FZ290-K-Sensors mit $(1060 \pm 89)\,e^-$.

Die 2S-Module enthalten Streifensensoren mit circa 5 cm Streifenlänge. Der im *Technical Design Report* für das Phase-2-Ausbauprogramm des Spurdetektors genannte Zielwert von $1000\,e^-$ für das Rauschen des CBC wird im Rahmen dieser Arbeit mit den untersuchten L-Sensoren vergleichbarer Streifenlänge immer deutlich übertroffen [Col17].

5.4.2. Einfluss des Leckstroms

Zur Untersuchung des Einflusses des Leckstroms auf das Rauschverhalten des CBC, wird für verschiedene Sensorleckströme sowohl ein Rausch-Scan als auch ein Schwellenwert-Scan mit hoher Statistik (100 000 Triggerereignisse pro Schwellenwert) ohne ^{90}Sr -Quelle durchgeführt. Verwendet wird der bestrahlte FZ290-K- $3e14$ -Sensor. Da der Leckstrom wie in Kapitel 3.1 beschrieben stark temperaturabhängig ist, wird die Temperatur von -20°C in mehreren Schritten auf 0°C erhöht, um verschieden hohe Leckströme zu erzeugen. Die dabei an den Sensor angelegte Spannung beträgt 900 V mit Ausnahme der Messung bei 0°C . Bei dieser Messung ist aufgrund des vom Netzteil maximal erlaubten Leckstroms eine maximale Spannung von 700 V möglich.

Die Temperatur-, Spannungs- und Streifenleckstromwerte der Messungen sind zusammen mit dem aus dem jeweiligen Rausch-Scan ermittelten Rauschen der Kanäle mit Verbindung zum Sensor in Tabelle 5.5 aufgelistet. Die einzelnen Messwerte stimmen im Rahmen der

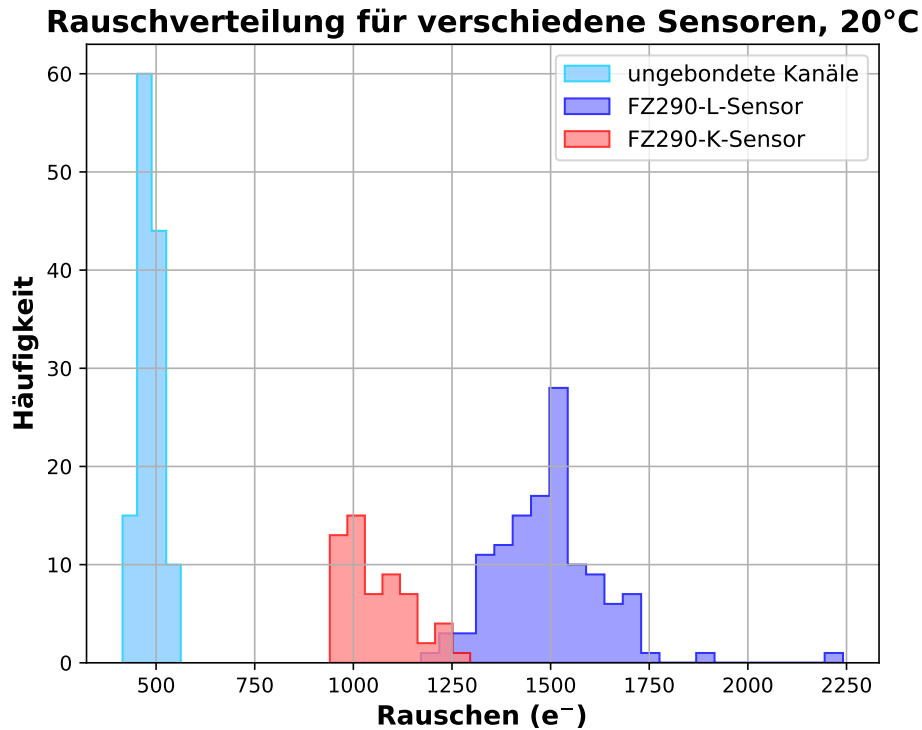


Abbildung 5.10.: Die Rauschverteilung aller Kanäle zeigt eine Abhängigkeit von der Kapazität des angebondeten Sensors. Kanäle ohne Verbindung zu einem Sensor haben ein Rauschen von $(476 \pm 33) e^-$, während die Kanäle mit Verbindung zu einem K- bzw. L-Sensor ein Rauschen von $(1060 \pm 89) e^-$ bzw. $(1497 \pm 140) e^-$ aufweisen.

Fehlertoleranz überein. Der größte Wert wird bei einer Temperatur von -20°C gemessen. Die Tatsache, dass das Rauschen für alle vier Messwerte im Rahmen der Fehler konstant ist, zeigt eine Unabhängigkeit vom im Sensor fließenden Leckstrom. Dieser erhöht sich von -20°C auf 0°C um mehr als den Faktor 9, wovon das Rauschen unbeeinflusst bleibt.

Tabelle 5.5.: Abhängigkeit des Rauschens an der 2CBC3-Station vom Streifenleckstrom.

| Temperatur ($^\circ\text{C}$) | Spannung (V) | Leckstrom (μA) | Rauschen (e^-) |
|---------------------------------|--------------|-----------------------------|--------------------|
| -20 | 900 | 0,17 | 956 ± 73 |
| -10 | 900 | 0,57 | 897 ± 61 |
| -5 | 900 | 1,03 | 924 ± 59 |
| 0 | 700 | 1,56 | 933 ± 55 |

Zur Überprüfung der Ergebnisse der Rausch-Scans werden zusätzlich an den vier Messpunkten Schwellenwert-Scans ohne ^{90}Sr -Quelle durchgeführt. Dabei wird die Streifenokkupanz in Abhängigkeit des Schwellenwertes untersucht. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 5.11 gezeigt. Erneut ist kein signifikanter Unterschied zwischen den verschiedenen Temperaturen und damit verschiedenen Streifenleckströmen zu erkennen.

Zum Vergleich der Daten mit den Ergebnissen der Rausch-Scans wird an die Messung bei -10°C eine S-Kurve angepasst, die ebenfalls in Abbildung 5.11 dargestellt ist. Da-

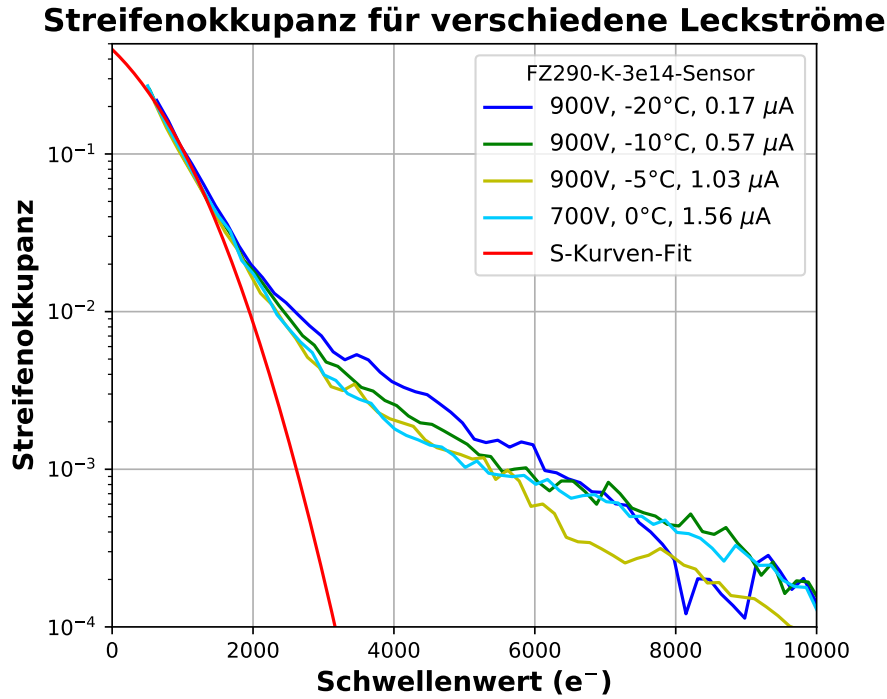


Abbildung 5.11.: Die Streifenokkupanz zeigt keine Abhängigkeit von der Temperatur und damit vom Streifenleckstrom. Aus der Anpassung einer S-Kurve an die Messdaten bei -10°C ergibt sich ein Rauschen von $(874 \pm 31) e^-$. Ab einem Schwellenwert von $1900 e^-$ liegt die gemessene Streifenokkupanz oberhalb der angepassten S-Kurve, was für einen zusätzlichen Rauscheinfluss an der 2CBC3-Station spricht.

bei ergeben sich als Fitparameter ein Pedestal von $(-86 \pm 33) e^-$ und ein Rauschen von $(874 \pm 31) e^-$. Die Abweichung des Pedestals vom Schwellenwert $0 e^-$ kann durch die Schwankungen zwischen den einzelnen Kanälen von ungefähr $100 e^-$ erklärt werden. In der Analyse wird stets der über alle Kanäle gemittelte Pedestal verwendet. Das ermittelte Rauschen stimmt im Rahmen der Fehlertoleranz mit dem Wert des Rausch-Scans von $(897 \pm 61) e^-$ überein. Trotzdem ist eine deutliche Abweichung der angepassten S-Kurve von der gemessenen Streifenokkupanz für Schwellenwerte größer als $1900 e^-$ zu erkennen. Die gemessenen Werte liegen oberhalb des gaußverteilten Rauschens. Dies spricht für einen zusätzlichen Rauscheinfluss bei den an der 2CBC3-Station durchgeführten Messungen.

Somit untermauert diese Messung das Ergebnis aus Tabelle 5.5, dass das Rauschen an der 2CBC3-Station unabhängig vom Leckstrom ist und vermutlich mit dem Aufbau der Station am Institut zusammenhängt. Ebenfalls dafür spricht die Tatsache, dass in vorangegangenen Prototypen schon kleineres Rauschen gemessen wurde [Dro18], [Kop18]. Daher sollte eine Verringerung des Rauschens bei Nutzung der 2S-Module im Spurdetektor des Hochluminositäts-LHC möglich sein.

5.4.3. Common-Mode Rauschen

Im Folgenden werden die bei der Messung der Signalspektren aufgetretenen Probleme durch Common-Mode Rauschen exemplarisch an der Messung des FZ240-L-Sensors bei einer Spannung von 300 V bei 20°C vorgestellt. Dieses Verhalten ist im Allgemeinen bei jedem durchgeführten Schwellenwert-Scan erkennbar.

Der Rausch-Scan liefert ein mittleres Rauschen von $(1573 \pm 173) e^-$ für die gebondeten Kanäle. Zur Untersuchung des Rauschens in Abhängigkeit des Schwellenwertes wird die Anzahl der Treffer pro Triggerereignis, welche in Abbildung 5.12 für zwei Schwellenwerte gezeigt ist, untersucht. Der Schwellenwert des linken Histogramms liegt mit $9065 e^-$ über 5,7 Standardabweichungen vom Pedestal entfernt. Diese Messung sollte somit bei gaußverteiltem Rauschen um den Pedestal mit einem theoretischen Anteil von weniger als $1 \cdot 10^{-7}$ quasi keinen Einfluss von unkorrelierten Rauschtreffern zeigen. Im rechten Histogramm wird mit $12025 e^-$ (7,6 Standardabweichungen) ungefähr der für die 2S-Module notwendige Mindestwert des MPV als Schwellenwert gewählt. Pro Schwellenwert werden 100 000 Triggerereignisse betrachtet.

Beide Histogramme verdeutlichen das Auftreten von Triggerereignissen mit einer großen Anzahl von Treffern bei hohen Schwellenwerten, die nicht mehr durch Signale detektierter Elektronen oder Delta-Elektronen erklärbar sind. Eine mögliche Erklärung dieser Ereignisse ist das Vorhandensein von Common-Mode Rauschen. Beim Schwellenwert von $9065 e^-$ treten 13 Triggerereignisse auf, bei denen alle 119 bei dieser Messung nicht maskierten Kanäle einen Treffer detektieren. Insgesamt weisen 0,59% aller Triggerereignisse mehr als fünf Treffer und 0,43% mehr als zehn Treffer pro Triggerereignis auf. Wie erwartet sinkt die Intensität des Common-Mode Rauschens mit steigendem Schwellenwert. Jedoch führt auch noch bei einem Schwellenwert von $12025 e^-$ die Beeinflussung durch korreliertes Rauschen aller Kanäle zu einem Anteil von 0,13% von Triggerereignissen mit mehr als fünf Treffern und 0,10% mit mehr als zehn Treffern.

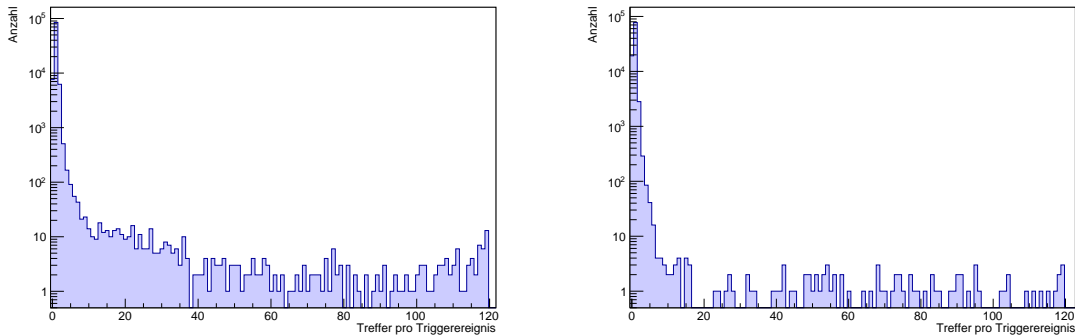


Abbildung 5.12.: Die Verteilung der Treffer pro Triggerereignis (100 000 Trigger) zeigt bei einem Schwellenwert von $9065 e^-$ (links) einen Anteil von 0,43% von Ereignissen mit mehr als zehn Treffern. Bei einem Schwellenwert von $12025 e^-$ (rechts) beträgt dieser Anteil 0,10%. Somit wird die starke Beeinflussung durch Common-Mode Rauschen auf die Messungen an der 2CBC3-Station deutlich.

Dies verdeutlicht die Problematik des Common-Mode Rauschens an der 2CBC3-Station, wodurch eine effiziente Signalanalyse auch bei Schwellenwerten mit genügend großer Entfernung zum gaußförmigen Rauschen erschwert wird. In den fertigen 2S-Modulen sollte daher der Einfluss durch Common-Mode Rauschen untersucht werden und falls dieses auftritt, nach Möglichkeiten zur Unterdrückung gesucht werden.

6. Fazit und Ausblick

Die um den Faktor fünf bis sieben erhöhte instantane Luminosität des Hochluminositäts-LHC führt zu neuen Anforderungen an den CMS-Detektor. Diese haben zur Folge, dass der Spurdetektor des CMS-Experiments vollständig ersetzt werden muss. Die sich im äußeren Bereich des zukünftigen Spurdetektors befindenden 2S-Module bestehen aus zwei parallelen Siliziumsensoren. Zur Detektion von Teilchen mit hohem Transversalimpuls werden vom *CMS Binary Chip* (CBC) Treffer in den zwei Sensorlagen räumlich korreliert. Die Detektion eines Treffers im binär arbeitenden CBC ist abhängig davon, ob das in dem mit dem jeweiligen Kanal verbundenen Streifen erzeugte Signal einen definierten Schwellenwert übertrifft oder nicht. Die binäre Signalanalyse führt im Vergleich zur analogen Signalverarbeitung, bei der die erzeugte Signalthöhe eines jeden Kanals gespeichert wird, zu einer Reduktion der Datenmenge. Jedoch hat die binäre Analyseverfahren auch einen Datenverlust zur Folge, da keine Informationen über exakte Signalthöhen bekannt sind.

In dieser Arbeit wurde das Ansprechverhalten des CBC im Bezug auf die Signalerfassung an Siliziumstreifensensoren untersucht und die Ergebnisse mit denen des analog arbeitenden Beetle-Chips verglichen. Dazu wurde sowohl mit dem CBC als auch mit dem Beetle-Chip das Signalspektrum einer ^{90}Sr -Quelle für verschiedene Siliziumstreifensensoren analysiert. Aus den binären Daten des CBC und den analogen Daten des Beetle-Chips wurde das Signalspektrum rekonstruiert und beim Beetle-Chip zusätzlich eine binäre Signalanalyse mit den analogen Daten durchgeführt. Bei den verwendeten Sensoren wurden zum einen für den Betrieb des Hochluminositäts-LHC in Frage kommende, aktive Sensordicken untersucht (240 μm , 290 μm). Zum anderen wurde der Unterschied zwischen einem unbestrahlten und bestrahlten Sensor analysiert. Dazu wurde die nach 10 Jahren Betrieb des Hochluminositäts-LHC erwartete Fluenz von $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ gewählt.

In den vorbereitenden Messungen zeigt sich eine starke Sensitivität auf Rauschen bei Signalanalysen mit dem CBC. Durch ein mittleres Kanalrauschen von bis zu 1600 e^- und zusätzliches Common-Mode Rauschen ist beim CBC keine klare Trennung des integrierten Signalspektrums der ^{90}Sr -Quelle und dem Einfluss des Rauschens erkennbar. Zur Untersuchung der Analyseverfahren wird das Signalspektrum und der wahrscheinlichste Signalwert (MPV) des CBC mit dem des Beetle-Chips in analoger und binärer Analyse verglichen.

Die Ergebnisse der Messungen an den beiden Sensoren mit unterschiedlicher aktiver Dicke spiegeln die Erwartungen wider, da das Signalspektrum bis zur Depletionsspannung und mit zunehmender Sensordicke zu höheren Signalwerten verschoben wird. Dabei stimmen

die Resultate des Beetle-Chips in analoger und binärer Analyse überein. Dies verdeutlicht, dass der Informationsverlust der binären Analyse keine signifikante Auswirkung auf die Rekonstruierbarkeit des Signalspektrums hat. Aufgrund von Abweichungen zwischen der Signalanalyse des CBC und der implementierten analogen Analyse des Beetle-Chip weichen die Messwerte des CBC systematisch von denen des Beetle-Chips ab. Trotzdem spiegeln auch die Messungen mit dem CBC die verschiedenen Sensoreigenschaften wider und alle Seedsignale liegen bei voller Depletion des Sensors oberhalb der im späteren Betrieb benötigten $12\,000\,e^-$. Somit ist der CBC als binär arbeitender Chip in der Lage, die Signale in unbestrahlten Siliziumstreifensensoren mit $240\,\mu\text{m}$ und $290\,\mu\text{m}$ aktiver Dicke effizient zu detektieren.

Der Vergleich eines unbestrahlten mit einem bestrahlten Sensor mit einer aktiven Dicke von $290\,\mu\text{m}$ zeigt ebenfalls sowohl beim CBC als auch beim Beetle-Chip die durch Strahlenschäden erwartete erhöhte Depletionsspannung und Verringerung des Seedsignals. Es wird deutlich, dass ab einer Betriebsspannung von $600\,\text{V}$ auch der bestrahlte Sensor genügend große Signale erzeugt, um effizient arbeiten zu können. Ebenfalls zeigen beide Chips unabhängig von der Analysemethode einen Signalzuwachs aufgrund von *beneficial annealing*. Ein sinnvoller Vergleich der Messergebnisse beider Chips ist durch Abweichungen in den Daten des bestrahlten Sensors jedoch nur bedingt möglich. Trotzdem zeigen die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse, dass die Kombination des CBC mit Sensoren mit $290\,\mu\text{m}$ Dicke auch nach 10 Jahren Betriebszeit des Hochluminositäts-LHC die Anforderungen noch erfüllt. Zudem verdeutlichen die Ergebnisse, dass die Erwartungen von Messungen mit analog arbeitenden Chips trotz unterschiedlicher Analysemethoden übertragbar auf binär arbeitende Chips sind.

Aufgrund der während den Messungen mit dem CBC festgestellten starken Beeinflussung durch Rauschen wurde dieses im Rahmen dieser Arbeit genauer untersucht. In der Abhängigkeit der detektierten Clustergrößen vom Schwellenwert zeigt sich bei einer aktiven Sensordicke von $240\,\mu\text{m}$ ein signifikanter Einfluss durch unkorrelierte Rauschtreffer ab einem Schwellenwert von $3700\,e^-$. Ebenfalls wird der Zielwert für das mittlere Kanalrauschen der fertigen 2S-Module von $1000\,e^-$ für keine Messung mit Sensoren der entsprechenden Streifenlänge von circa $5\,\text{cm}$ erreicht. Dies ist nur bei Sensoren mit $2\,\text{cm}$ Streifenlänge und damit kleinerer Kapazität gegeben. Des Weiteren verdeutlichen die Ergebnisse, dass das gemessene Rauschen unabhängig vom im Sensor fließenden Leckstrom ist und wahrscheinlich mit dem Aufbau der verwendeten Messstation zusammenhängt. Zusätzlich zu unkorrelierten Rauschtreffern ist eine starke Beeinflussung der Messdaten durch Common-Mode Rauschen festzustellen. Dieses erzeugt auch bei Schwellenwerten mit genügend großer Entfernung zum unkorrelierten Rauschen Treffer, sodass eine effiziente Spurrekonstruktion erschwert wird. Daher sollten externe Einflüsse auf das Rauschen in den fertigen 2S-Modulen untersucht und gegebenenfalls unterdrückt werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der CBC als binär arbeitender Chip grundsätzlich die Anforderungen an eine effiziente Signalrekonstruktion im äußeren Spurdetektor des Hochluminositäts-LHC erfüllt. Die beschriebene Problematik bezüglich des Rauschens verdeutlicht jedoch, dass dessen Ursache genauer ergründet und der externe Einfluss auf das Rauschen unterdrückt werden sollte. Da bei vorangegangenen Prototypen schon kleineres Rauschen gemessen wurde, liegt die Vermutung nahe, dass es sich um eine von der Messstation abhängige Problematik handelt. In diesem Zuge ist zum Vergleich ebenfalls eine genauere Analyse der Rauschbeeinflussung bei Messungen mit dem analog arbeitenden Beetle-Chip interessant.

Literaturverzeichnis

- [B⁺17] M. Berger *et al.*: *Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions*, Jul 2017. Online: <https://www.nist.gov/pml/stopping-power-range-tables-electrons-protons-and-helium-ions> (besucht: 12.04.2019).
- [Bar16] D. Barney: *CMS Detector Slice*, Jan 2016. Online: <https://cds.cern.ch/record/2120661> (besucht: 06.03.2019).
- [C⁺06] CMS Collaboration *et al.*: *CMS Physics: Technical Design Report Volume 1: Detector Performance and Software*. Technical Design Report CMS. CERN, Feb 2006. Online: <https://cds.cern.ch/record/922757> (besucht: 13.02.2019).
- [C⁺08] CMS Collaboration *et al.*: *The CMS experiment at the CERN LHC*. Journal of Instrumentation, 03(08):S08004, Aug 2008. Online: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08004> (besucht: 13.02.2019).
- [CER] CERN: *Facts about CMS*. Online: https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/RetrieveFile?docid=4030&version=4&filename=CMSFactsheet_EN_Sept2013.pdf (besucht: 12.04.2019).
- [CER18] CERN: *Documentation on Tracker Upgrade*, Aug 2018. Online: <https://espace.cern.ch/Tracker-Upgrade/SitePages/Home.aspx> (besucht: 27.03.2019).
- [Col12a] CMS Collaboration: *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*. Phys. Lett. B, 716:30–61, 2012. Online: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581> (besucht: 13.02.2019).
- [Col12b] CMS Collaboration: *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*. Phys. Lett. B, 716:1–29, 2012. Online: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X> (besucht: 13.02.2019).
- [Col17] CMS Collaboration: *The Phase-2 Upgrade of the CMS Tracker: Technical Design Report*. Technischer Bericht, CERN, Jul 2017. Online: <https://cds.cern.ch/record/2272264> (besucht: 15.02.2019).
- [Com19] The SciPy Community: *SciPy v1.2.1 Reference Guide: scipy.interpolate.UnivariateSpline*, Feb 2019. Online: <https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.interpolate.UnivariateSpline.html> (besucht: 21.03.2019).
- [Dem16] W. Demtröder: *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 5. Auflage, 2016.

- [Dro18] A. Droll: *Characterization and Performance Study of Prototype Modules equipped with the CMS Binary Chip*. Masterarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, Jan 2018.
- [eaPDG08] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group): *Review of Particle Physics*. Phys. Rev. D, 98(03001), Jun 2008. Online: <http://pdg.lbl.gov/2018/reviews/rpp2018-rev-passage-particles-matter.pdf> (besucht: 03.04.2019).
- [EB08] L. Evans und P. Bryant: *LHC Machine*. Journal of Instrumentation, 3(08):S08001, Aug 2008. Online: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08001> (besucht: 13.02.2019).
- [ES11] D. A. Edwards und M. J. Syphers: *Accelerator physics of colliders*, Jul 2011. Online: <http://pdg.lbl.gov/2011/reviews/rpp2011-rev-accel-phys-colliders.pdf> (besucht: 15.02.2019).
- [ETP] *Institut für Experimentelle Teilchenphysik: Bestrahlungszentrum Karlsruhe*. Online: <https://www.etp.kit.edu/65.php> (besucht: 29.04.2019).
- [Har17] F. Hartmann: *Evolution of Silicon Sensor Technology in Particle Physics*, Band 275 der Reihe *Springer Tracts in Modern Physics*. Springer, Cham, 2. Auflage, 2017.
- [Kop18] R. Koppenhöfer: *Conception and validation of test stations to electrically qualify silicon strip modules for the CMS Phase II Upgrade*. Masterarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, Aug 2018.
- [KW16] H. Kolanoski und N. Wermes: *Teilchendetektoren: Grundlagen und Anwendungen*. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 1. Auflage, 2016.
- [Lö06] S. Löchner: *Development, Optimisation and Characterisation of a Radiation Hard Mixed-Signal Readout Chip for LHCb*. Dissertation, Ruprecht-Karls Universität, Heidelberg, Jul 2006. Online: <https://www.kip.uni-heidelberg.de/lhcb/Documentation.html> (besucht: 08.03.2019).
- [Lef08] C. Lefèvre: *The CERN accelerator complex. Complexe des accélérateurs du CERN*, Dez 2008. Online: <https://cds.cern.ch/record/1260465> (besucht: 27.02.2019).
- [Lju] *Institut Jožef Stefan, Ljubljana, Slowenien*. Online: <https://www.ijs.si/ijsw/JSI> (besucht: 29.04.2019).
- [Mol99] M. Moll: *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors: microscopic defects and macroscopic properties*. Dissertation, Universität Hamburg, 1999. Online: <https://cds.cern.ch/record/425274?ln=de> (besucht: 13.03.2019).
- [P⁺14] B. Povh et al.: *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 9. Auflage, 2014.
- [Ph2] *GitLab: Ph2_ACF*. Online: https://gitlab.cern.ch/cms_tk_ph2/Ph2_ACF (besucht: 29.04.2019).
- [Pry17] M. Prydderch: *CBC User Manual*. Sep 2017. Online: http://www.hep.ph.ic.ac.uk/~dmray/CBC_documentation/ (besucht: 08.03.2019).
- [Sch19] D. Schell: *Development of a Macro-Pixel sensor for the Phase-2 Upgrade of the CMS experiment*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, Apr 2019.
- [T⁺] FC7 Team et al.: *FC7 Project Home Page*. Online: <https://espace.cern.ch/project-FC7/SitePages/Home.aspx> (besucht: 29.04.2019).

- [ZAG] *ZAG Zyklotron AG*. Online: <http://www.zyklotron-ag.de/de/> (besucht: 29.04.2019).

Anhang

A. Untersuchte Sensoren

Tabelle A.1.: Zuordnung der verwendeten Sensoren zur internen Bezeichnung am ETP.

| Sensorname | interne Bezeichnung |
|-------------------|----------------------------|
| FZ290-L | FZ290_03_Baby |
| FZ240-L | FZ240_28_Baby |
| FZ290-K | FZ290_25_Irradiation |
| FZ290-K-3e14 | FZ290_19_Irradiation |

B. Ergänzungen zu den Messungen an der 2CBC3-Station

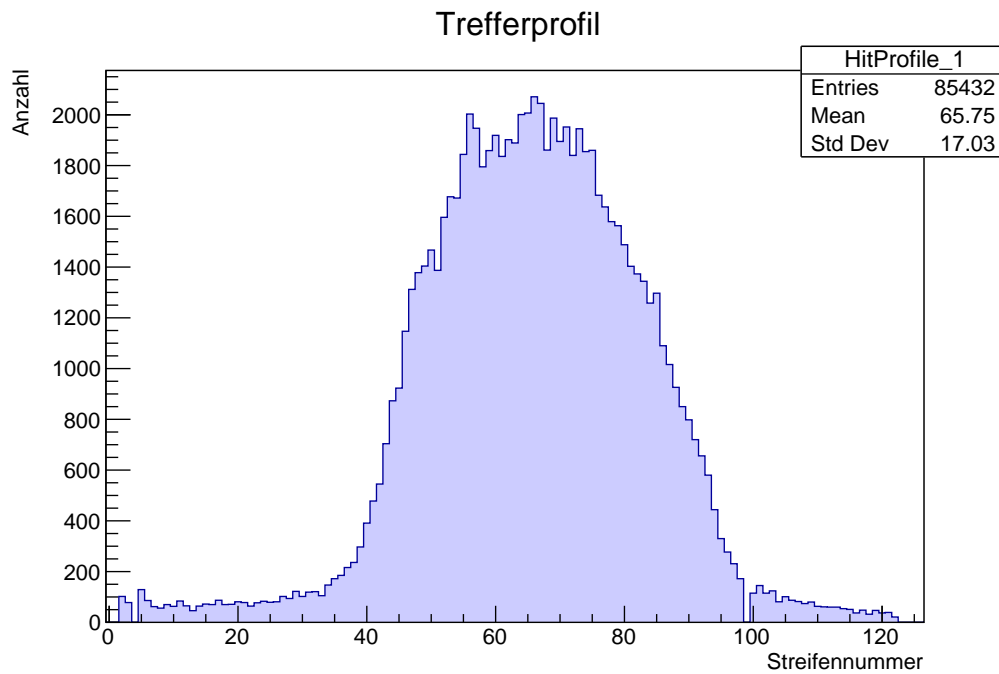


Abbildung B.1.: Dargestellt ist die Trefferanzahl in den Sensorstreifen bei einem Schwellenwert von $12\,765\,e^-$ und 100 000 Triggerereignissen bei einer Messung mit dem FZ240-L-Sensor bei einer Spannung von 300 V bei 20 °C. Zu erkennen ist das gaußförmige Trefferprofil aufgrund der von der ^{90}Sr -Quelle emittierten Elektronen. Da die generierte Ladungsmenge nicht für alle Teilchen den Schwellenwert übertrifft, liegt die insgesamt Trefferanzahl mit 85 432 unterhalb der Anzahl an Triggerereignissen.

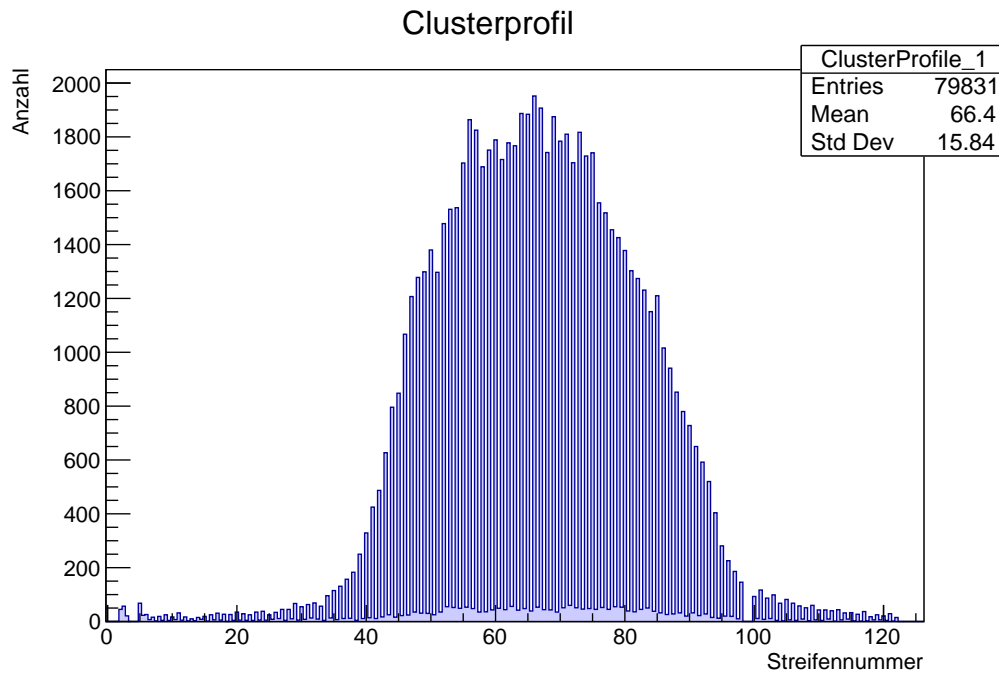


Abbildung B.2.: Dargestellt ist die Position der Clusterzentren in den Sensorstreifen bei einem Schwellenwert von $12\,765\,e^-$ und 100 000 Triggerereignissen bei einer Messung mit dem FZ240-L-Sensor bei einer Spannung von 300 V bei 20°C . Die Clusterzentren werden für Cluster mit einer Größe größer 1 durch Mittelung aller getroffenen Kanäle errechnet. Somit kommt es auch zu halbzahligen Clusterzentren. Da sich die Mehrzahl der Cluster jedoch nur über einen Streifen erstreckt, sind die meisten Einträge in den zu den ganzzahligen Streifennummern zugehörigen Säulen zu finden. Aufgrund des angelegten Schwellenwertes liegt die Gesamtzahl an Clustern mit 79 831 unterhalb der Anzahl an Triggerereignissen.

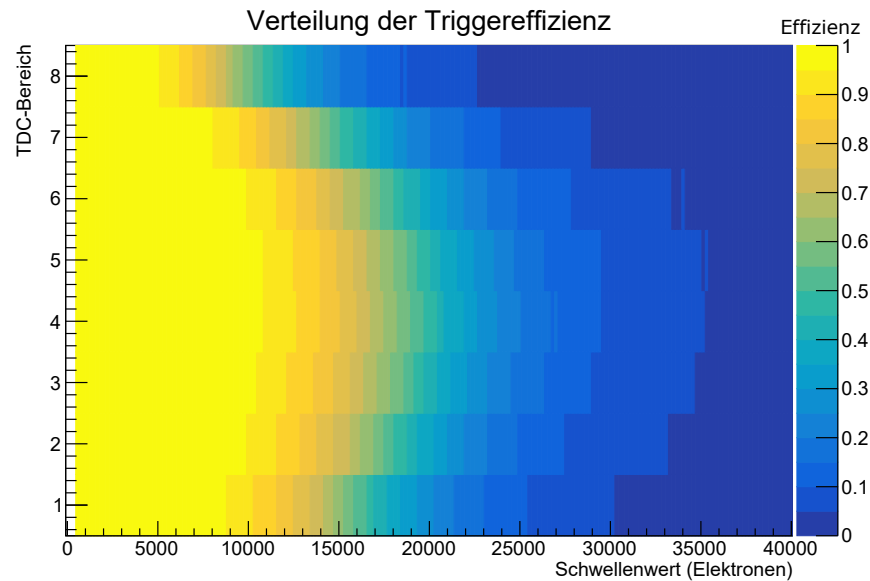


Abbildung B.3.: Die Effizienzverteilung in den acht TDC-Bereichen des 64. *clock cycles* in Abhängigkeit des Schwellenwertes. Mit sinkendem Schwellenwert nimmt die Effizienz für alle TDC-Bereiche wie erwartet zu. Das Maximum der Verteilung liegt unabhängig vom Schwellenwert durchgehend im 64. *clock cycle*.

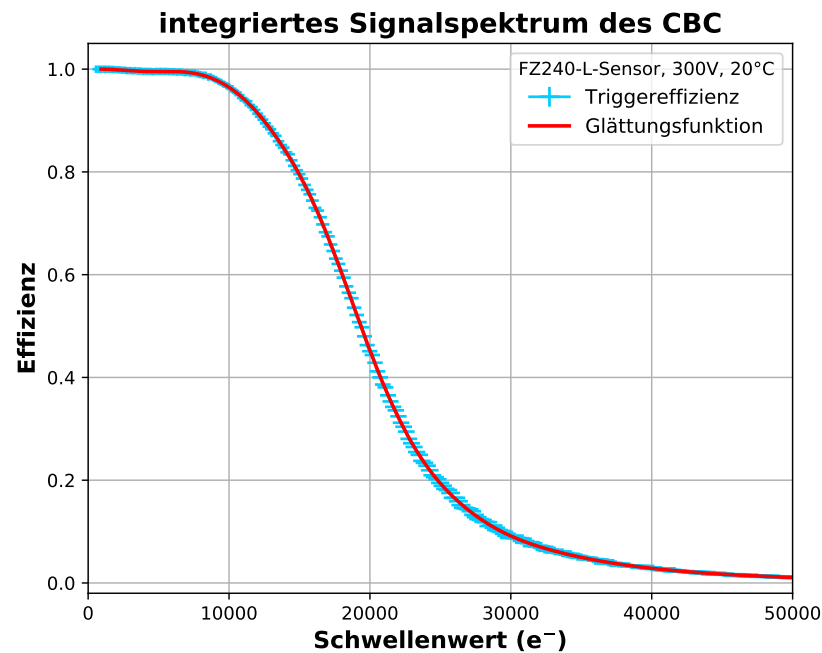


Abbildung B.4.: An die Messdaten der Triggereffizienz wird zur Unterdrückung von statistischen Schwankungen eine Glättungsfunktion angepasst. Diese folgt dem Verlauf der Datenpunkte innerhalb der Fehlertoleranz. Durch Ableiten der Glättungsfunktion entsteht das Signalspektrum des untersuchten Sensors.

C. Ergänzungen zu den Messungen an der ALiBaVa-Station

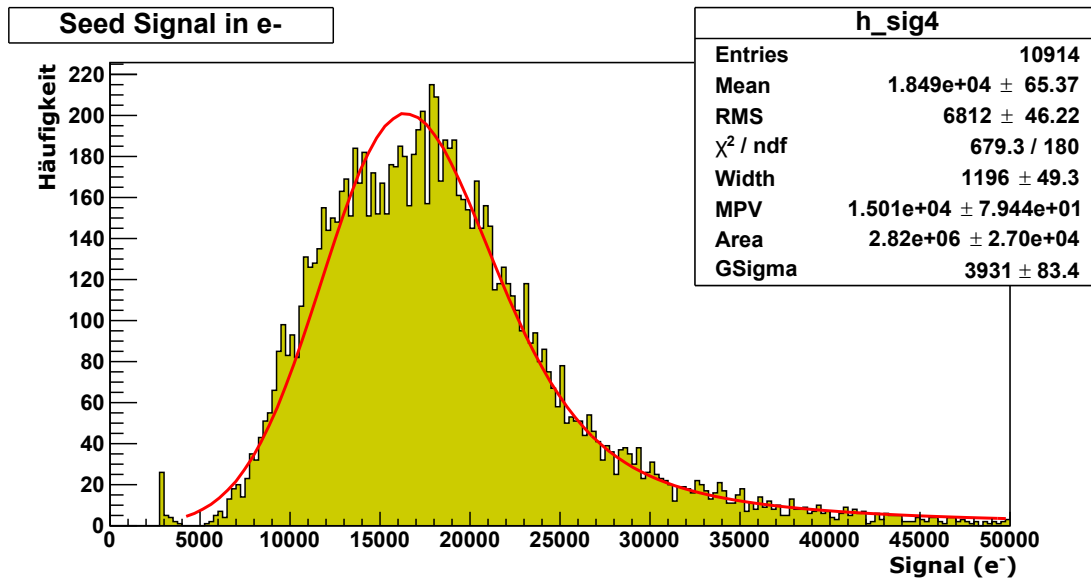


Abbildung C.5.: Verteilung des Seedsignals des FZ290-K-3e14-Sensors bei einer Spannung von 900 V bei -20°C . Im Bereich von $5000 e^-$ bis $2800 e^-$ ist der beginnende Einfluss des Rauschens zu erkennen. Außerdem zeigt die Verteilung deutliche Abweichungen vom Landau-Gauß-Fit.

D. C-V-Kurven der untersuchten Sensoren

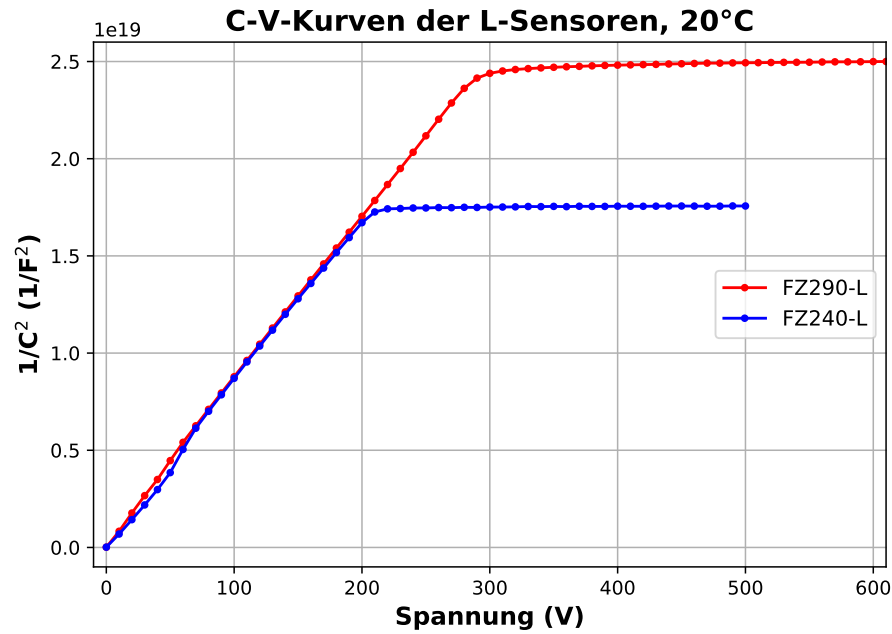


Abbildung D.6.: In der Abhängigkeit der quadrierten inversen Sensorkapazität von der angelegten Spannung ist ein Bereich mit linearem Anstieg der Kurve und ein Bereich mit konstantem Wert zu erkennen. Der Übergangspunkt kennzeichnet die Depletionsspannung des Sensors, da sich die Verarmungszone ab diesem Punkt über den gesamten Sensor erstreckt und sich nicht mehr vergrößern kann. Somit bleibt auch die Sensorkapazität für Spannungen oberhalb der Depletionsspannung konstant. Die Depletionsspannung liegt beim FZ290-L-Sensor bei circa 300 V und beim FZ240-L-Sensor bei ungefähr 220 V.

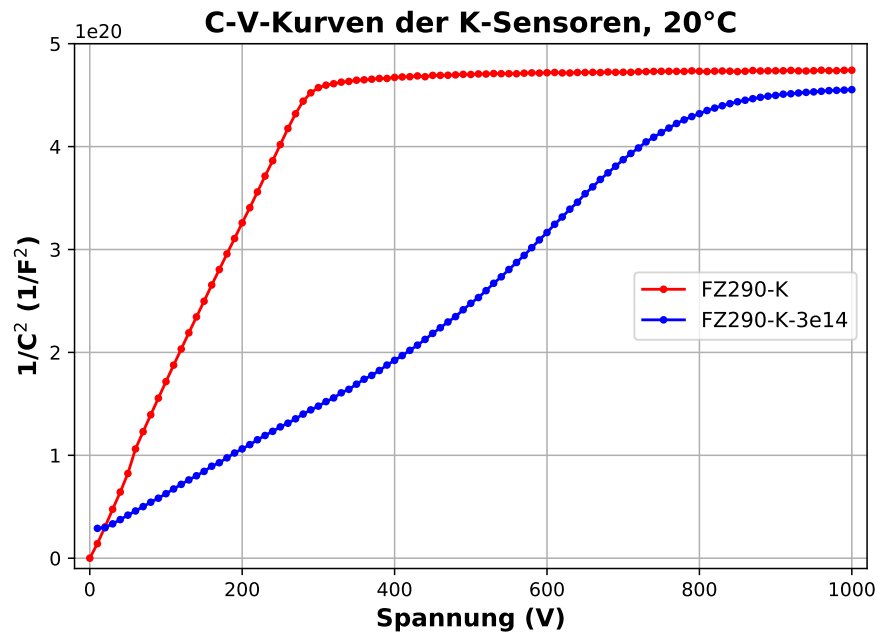


Abbildung D.7.: Anhand der C-V-Kurve des FZ290-K-Sensors mit einer aktiven Dicke von 290 μm ist eine Depletionsspannung von circa 300 V erkennbar. Für den bestrahlten FZ290-K-3e14-Sensor mit gleicher aktiver Dicke tritt die vollständige Depletion wie erwartet erst bei einer höheren Spannung von ungefähr 900 V ein.

E. Abschätzung des Kollimatoreinflusses auf die generierte Ladungsmenge

Um den Einfluss der Verwendung von Kollimatoren mit unterschiedlichem Durchmesser an der 2CBC3- und ALiBaVa-Station abzuschätzen, wird der aufgrund von schrägem Teilcheneinfall im Siliziumstreifensensor zurückgelegten Weg untersucht. Eine schematische Darstellung zu dieser Problemstellung ist in Abbildung E.8 gezeigt. Es wird vereinfachend angenommen, dass die Elektronen den Sensor entlang der Orientierung der n-dotierten Streifenimplantate durchdringen. Somit wird das gesamte Signal auf einem Streifen erzeugt und es kommt nicht zur Ladungsteilung über mehrere Streifen. Des Weiteren wird nur der maximale Winkel und damit das maximal erzeugte Signal berechnet, obwohl die Elektronen grundsätzlich unter allen möglichen Winkeln emittiert werden. Aus diesen Gründen sollte der Effekt im realen Sensor kleiner als mithilfe dieser Abschätzung berechnet sein. Der aktive Bereich der verwendeten ^{90}Sr -Quelle besitzt eine Öffnung mit einer Größe von circa $o = 1\text{ mm}$. Beide Kollimatoren haben mit $k = 8\text{ mm}$ die gleiche Dicke, unterscheiden sich jedoch in ihrem Durchmesser b . An der 2CBC3-Station beträgt dieser $b_{2\text{CBC}3} = 3\text{ mm}$ und an der ALiBaVa-Station $b_{\text{ALiBaVa}} = 0,8\text{ mm}$.

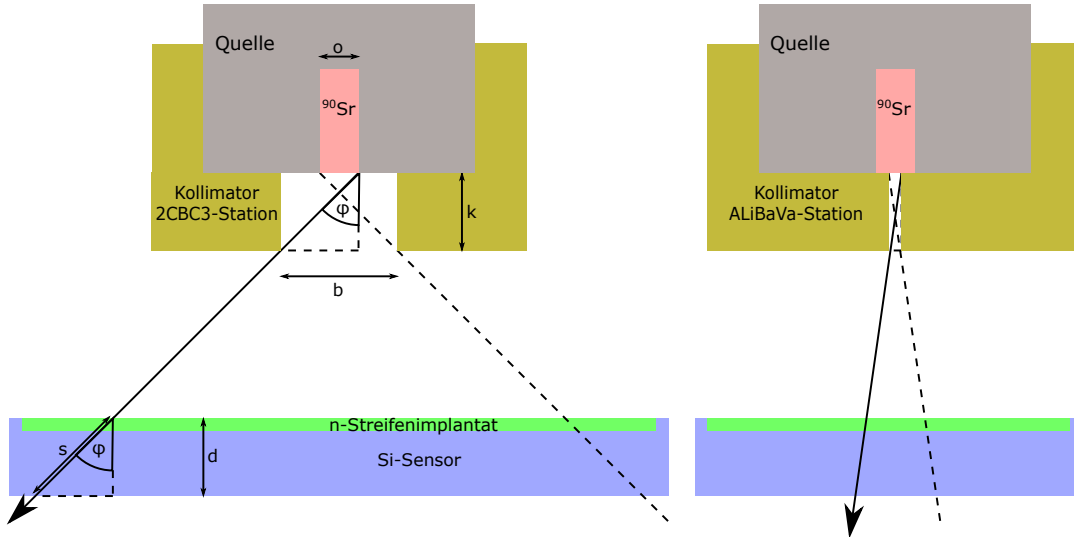


Abbildung E.8.: Die Skizze verdeutlicht, dass der maximale Winkel, unter dem vom aktiven Bereich der ^{90}Sr -Quelle emittierte Elektronen den Sensor durchdringen, abhängig vom verwendeten Kollimator ist.

Der maximal mögliche Austrittswinkel φ kann für beide Kollimatordurchmesser geometrisch bestimmt werden:

$$\varphi_{2\text{CBC}3} = \arctan\left(\frac{\frac{b}{2} + \frac{o}{2}}{k}\right),$$

$$\varphi_{\text{ALiBaVa}} = \arctan\left(\frac{b}{k}\right).$$

Der im Sensor von einem emittierten Teilchen maximal zurückgelegte Weg $s(\varphi)$ in Abhängigkeit des maximalen Austrittswinkels φ ist abhängig von der Sensordicke d und berechnet sich als

$$s(\varphi) = \frac{d}{\cos(\varphi)}. \quad (6.1)$$

Mit den genannten Werten der Variablen ergeben sich für einen Sensor der Dicke $d = 290 \mu\text{m}$ die folgenden maximalen Wegstrecken:

- $\bar{s}_{2\text{CBC3}} = 298,93 \mu\text{m}$,
- $\bar{s}_{\text{ALiBaVa}} = 291,45 \mu\text{m}$.

Dies entspricht einem Unterschied von 2,57%. Für einen Signalwert in der Größenordnung von $20\,000\,e^-$ entspricht die maximale Differenz aufgrund der verschiedenen verwendeten Kollimatoren somit ungefähr $500\,e^-$.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Bachelorarbeit und meines gesamten Bachelorstudiums beigetragen haben.

Bei Prof. Dr. Thomas Müller bedanke ich mich sowohl für die Möglichkeit meine Bachelorarbeit am Institut für Experimentelle Teilchenphysik anzufertigen, als auch für seine hilfreichen Anmerkungen.

Außerdem gilt mein Dank Dr. Alexander Dierlamm für die Übernahme der Zweitkorrektur. Des Weiteren danke ich ihm für seine geschätzten Hinweise, die Diskussion der Ergebnisse und das Einbringen von Verbesserungsvorschlägen.

Insbesondere bedanke ich mich ebenfalls bei meinem Betreuer Alexander Droll für die wertvolle Unterstützung und das umfassende Korrekturlesen. Er nimmt sich stets Zeit, um Fragen aller Art zu beantworten und Probleme zu beheben. Danke!

Weiterhin danke ich Andreas Nürnberg, Hans Jürgen Simonis, Marius Metzler, Jan-Ole Gosewisch, Roland Koppenhöfer, Daniel Schell, Stefan Maier, Marta Baselga, Claudius Zimmermann, Florian Wittig und Umut Elicabuk für die hilfreiche Unterstützung und die schöne Atmosphäre während meiner Zeit am ETP.

Auch für die technische Hilfe von Anita Weddigen, Tobias Barvich, Felix Bögelspacher, Pia Steck und Jens Weinbrecht vor allem beim Bonden und Umbauen des Setups sage ich herzlichen Dank.

Schlussendlich möchte ich mich bei meiner Familie und meinen Freunden für die Unterstützung während des gesamten Bachelorstudiums bedanken. Besonders gilt dies für meine Schwester Jacqueline Degen und vor allem für meine Eltern Sabine und Jürgen Degen. Sie stehen stets hinter all meinen Entscheidungen und ich bin mir sicher, dass sie mir auch weiterhin den Rücken stärken werden, vollkommen unabhängig davon, wie mein weiterer Weg verlaufen wird.