

Physik Department E18

Performanz-Untersuchung von Silizium-Mikrostreifendetektoren im COMPASS Experiment am CERN

Autor: Max Raphael MYNTER, 03669401

Datum: 3. September 2018

Prüfer: Prof. Dr. Stephan PAUL

Betreuer: Christian DREISBACH

Abstract

This bachelor's thesis evaluates the performance of silicon microstrip detectors at CERN's COMPASS experiment. Therefore an efficiency study is conducted. During this process the time and position residuals between the measured hit and calculated track of a praticle and consequently the detectors resolutions are determined. Results yield efficiencies between 76, 3% and 98, 98%. They show strong dependence on the quality of the calibration. Faulty calibration results in noise data; omitted for efficiency calculation. The mean efficiencies of successful calibrated detectors are around 90%.

Additionally, a study of temperature data in non-cryogenic operation during 2018 is conducted. Results show strong dependence of the detector's temperature on the activity of read-out-electronics, placed on the detector modules. Deviations up to 30 °C from surrounding temperature are found.

Diese Bachelorarbeit unternimmt die Evaluation der Silizium-Mikrosstreifen-Detektoren im COMPASS Experiment am CERN.

Dazu werden anhand ausgewählter Zeitabschnitte in 2016 und 2017 Detektoreffizienzen bestimmt. Dabei erfolgt die Berechnung der Ort- und Zeitresiduen zwischen gemessenem Teilcheneinschlag und berechneter Teilchentrajektorie der genutzten Detektorstationen. Aus diesen Werten werden Auflösungen bestimmt. Es werden, bei sinnvoller Kalibration, Effizienzen zwischen 76,3% und 98,98% gefunden. Ungenaue Zeitkalibrationen resultieren in fehlerhaften Daten. Mittelwerte der Effizienzen liegen bei etwa 90%.

Weiter wird das Temperaturverhalten der nicht-kryogenen Siliziumdetektoren im Jahr 2018 untersucht. Dabei stellt diese Arbeit fest, dass die Temperatur der Detektoren maßgeblich durch die Aktivität der Ausleseelektronik auf dem Detektormodul bestimmt ist. Die Temperaturabweichungen von der Umgebungstemperatur betragen bis zu 30 °C.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung		
2	COMPASS Experiment 2		
3	Silizium-Streifendetektoren 3.1 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie 3.2 Das COMPASS Siliziumdetektormodul 3.3 Messprozess: Elektronik und Auslesekette 3.4 Datenrekonstruktion	6 6 8 11 14	
4	Event-Rekonstruktion von COMPASS Daten 4.1 CORAL	21 21 22 23	
5	Performanzstudie: 2016 und 2017 5.1 Zeitauflösung . </td <td> 24 24 32 38 48 </td>	 24 24 32 38 48 	
6	Proton-Radius-Testmessung6.1Theoretische Problemstellung6.2Experimentelle Herangehensweise im COMPASS Experimentvorschlag6.3Auswertungsmethoden6.4Ergebnisse	49 49 51 53 60	
7	Zusammenfassung und Ausblick	67	
\mathbf{A}	Eigenleistung dieser Arbeit	Ι	
в	Literaturverzeichnis	II	
С	Theoretische Vertiefung: Vom Halbleiter zur Detektorelektrode C.1 Grundlagen zu Halbleitern C.2 Funktionsweise einer Halbleiterdetektorelektrode	VI VI XVII	
D	Graphen X	XII	
\mathbf{E}	Versicherung über die Eigenständige Anfertigung dieser Arbeit XX	XII	

Abbildungsverzeichnis

1	CERN Beschleunigergelände	2
2	M2 Beamline	3
3	COMPASS Aufbau	5
4	Ionisations energieverlust beim Materiedurchgang geladener Teilchen	7
5	Querschnitt der COMPASS Silizium-Wafer	9
6	Streifengeometrie der Silizium-Streifendetektoren im COMPASS Experiment	10
7	COMPASS Silizium-Streifendetektormodul	11
8	Datenauslesekette COMPASS Siliziumdetektoren	13
9	Koordinatensystem Pulsformberechnung eines Halbleiterdetektors	15
10	Zeitresiduum SI03V, 276401 \ldots	25
11	Zeitresiduum SI03V, 270168	26
12	Zeitresiduenstreuung 2016	27
13	Zeitresiduen 2017	29
14	Vergleich Zeitresiduenstreuung	31
15	Ortsresiduum	32
16	Ortsauflösungen 2016	34
17	Ortsauflösungen 2017	35
18	Vergleich Positionsresiduenstreuung	36
19	Effizienzenkonvergenz	39
20	Räumliche Effizienzen SI03U	42
21	Effizienzen 2016	43
22	Räumliche Effizienzverteilung SI01Y, 274050	44
23	Effizienzen 2017	46
24	Vergleich Positionsresiduenstreuung	47
25	Aufbau der TPC Testmessung	52
26	Widerstandsverlauf mit der Temperatur beim PT100	54
27	Umgebungstemperatur und SI01U ohne Korrektur	57
28	Umgebungstemperatur	58
29	Temperaturkorrektur	59
30	Temperaturkorrektur aller Detektoren	60
31	Temperaturdifferenz aller Detektoren über die Strahlzeit	61
32	Temperaturdifferenz SI03U über die Strahlzeit	62
33	Temperaturpeak und Stromfluss bei Einschalten der APVs	63
34	Detektortemperaturabweichung bei Ein- und Ausschalten der Datennahme	64
35	Strom und Spannungsabhängigkeit der Detektortemperatur	65
36	Temperatur- und Stromstärkenverlauf bei Abschaltung der Ausleseelektronik	66
37	Bandstruktur n-dotierter Halbleiter	IX
38	pn-Übergang	XI

39	Strom-Spannungscharakteristik eines pn-Kontakts	XVI
40	pn-Übergangbasierte Halbleiterdiode	XVIII
41	Strahlungsreichweite in Silizium	XXI
42	Beispielhaft die Zeitresiduen der Detektoren im Run 276401	XXIII
43	Beispielhaft die Ortsresiduen der Detektoren im Run 276401 $\ldots\ldots\ldots\ldots$	XXIV
44	Effizienz der Detektoren im Run 270168	XXV
45	Effizienz der Detektoren im Run 274050	XXVI
46	Effizienz der Detektoren im Run 276401	XXVII
47	Effizienz der Detektoren im Run 278516	XXVIII
48	Effizienz der Detektoren im Run 280034	XXIX
49	Effizienz der Detektoren im Run 281717	XXX
50	Temperaturverlauf aller Detektoren einzeln über die Strahlzeit	XXXI

Tabellenverzeichnis

1	Zeitresiduenstreuung 2016	28
2	Zeitresiduenstreuung 2017	30
3	Zeitresiduenstreuung T-Test	31
4	Ortsresiduenstreuung 2016	33
5	Ortsresiduenstreuung 2017	36
6	Positionsresiduenstreuung T-Test	37
7	Effizienzen 2016	45
8	Effizienzen 2017	46
9	Effizienzen T-Test	47
10	Beweglichkeit von Ladungsträgern im Halbleiter	Х
11	Paarproduktionsenergien und Bandlücken von Halbleitern	ΧX

Abkürzungsverzeichnis

ADC Analog to Digital Converter
$APV25$ Analog Pipeline Voltage, 25 μm
ASIC Application Specific Integrated Circuit
BMS Beam Momentum Station
CERN Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CMS Compact Myon Solenoid
COMPASS COmmon Myon Apparatus for Structure And Spectroscopy
CORAL COMPASS Reconstruction and Analysis Software
DAQ Data AQuisition
DESY Deutsches Elektronen-Synchroton
DST Data Summary Tree
FIFO First In First Out
FPGA Field Programmable Gate Array
GeSiCA GEM and Silicon Control and Acquisition
HERA-B Hadron-Elektron-Ringanlage-B
LAS Large-Angle Spectrometer
LHC Large Hadron Collider
PCB Printed Circuit Board
PHAST PHysics Analysis Software Tools
PT100 Platin - 100 Ω Widerstand
RMS Root Mean Squared
SAS Small-Angle Spectrometer
SciFi Scintillating Fiber
SGADC Silicon and GEM Analog to Digital Converter

SM Spektrometer Magnet

- ${\bf SPS} \quad {\rm Super \ Proton \ Synchroton}$
- \mathbf{TCS} Trigger Control System
- ${\bf TPC}~$ Time Projection Chamber

1 Einleitung

In dieser Arbeit wird die Performanz der Silizium-Mikrostreifendetektoren im COmmon Myon Apparatus for Structure And Spectroscopy (COMPASS) am Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) untersucht. Dabei gliedert sich diese Arbeit in zwei Teile: Einerseits werden Orts- und Zeitresiduen bestimmt und daraus dann die Effizienz der jeweiligen Detektoren ermittelt. Dies geschieht anhand von Daten aus 2016 und 2017. Andererseits wird anhand von Daten aus einer Testmessung für das Protonenradiusexperiment in 2018 das Temperaturverhalten der Detektoren untersucht.

Einleitend wird im ersten Teil dieser Arbeit der COMPASS Aufbau beschrieben. Darauf folgt eine Erklärung der Funktionsweise der Silizium-Streifendetektoren im Experiment. Im Anhang findet sich eine detaillierte Beschreibung der für die Detektorfunktion maßgeblichen physikalischen Phänomene.

Auf die Detektorfunktionsweise folgend, wird auf die Auslesekette sowie die Datenrekonstruktion direkt am Detektor eingegangen. Anschließend werden die Event-Rekonstruktion und mögliche Herangehensweisen an die Analyse diskutiert. An dieser Stelle wird dann die Effizienzanalyse durchgeführt.

In einem zweiten Teil werden die Temperaturdaten der Detektoren ausgewertet. Die Daten wurden während einer proof-of-concept-Testmessung aufgenommen, in der Versucht wurde das Target auch als Detektor zu nutzen. Dazu werden zunächst die Grundlagen des "Proton Radius Puzzles" besprochen, für das die Testmessung durchgeführt wurde. Dann wird ihr Aufbau beschrieben. Daraufhin folgt die Analyse und Diskussion der Ergebnisse der Temperaturdaten



Abbildung 1: Die Beschleuniger auf dem CERN-Gelände. Das COMPASS Experiment befindet sich in der *North Area* in der Mitte des LHC-Beschleunigerrings. Auf der Grafik sind neben den Umfängen der Beschleunigerringe auch ihre Baujahre angegeben [4].

2 COMPASS Experiment

Der COMPASS [1] ist ein experimenteller, fixed-target Aufbau auf dem Gelände des CERN im Grenzgebiet zwischen Frankreich und der Schweiz. Das COMPASS Experiment liegt dabei in der sogenannten *North Area* im französischen Teil (siehe Abbildung (1)). Das CERN ist eine internationale Organisation zur Grundlagenforschung und verfügt über die Infrastruktur, Hochenergieteilchenphysik durchzuführen [2].

Das COMPASS Experiment wird mit hochenergetischer Protonstrahlung aus dem Super Proton Synchroton (SPS) beliefert. Das SPS ist der zweitgrößte Ringbeschleuniger des CERN, nach dem Large Hadron Collider (LHC). Die primären Protonen mit einem Impuls von bis zu 400 GeV/c werden mit einer Intensität zwischen $2 \cdot 10^{12}$ bis $1, 5 \cdot 10^{13}$ Teilchen pro SPS-Zyklus für COMPASS am Anfang der M2-Beamline auf das primäre Target T6 geschossen. Üblicherweise ist T6 ein je nach gewünschter Intensität zwischen 40 mm und 500 mm langer Beryllium-Block. Dabei wird Beryllium genutzt, da es schwächer als andere Materialien streut [3]. Eine Abbildung der M2-Beamline findet sich in (2).

Der in COMPASS einlaufende Beam ist gepulst. Die einzelnen Pulse werden als *Spill* und der gesamte Zyklus, also Spill und die Zeit ohne Teilchenfluss als Superzyklus (*Super-Cycle*) bezeichnet . Aus jedem der 25 bis 60 Sekunden andauernden SPS-*Super-Cycles* werden 4,8 bis 9,6 Sekunden lang Teilchen auf das COMPASS Experiment geleitet [5].



Abbildung 2: Darstellung der M2-Beamline, die zum COMPASS Experiment führt. Am Anfang steht das Target T6. Es folgt der Hadron-Zerfallskanal, in dem auch eine Reihe von Dipol-, *BEND* und Quadrupolmagneten, Q, zur Fokussierung des Beams stehen. Die Dipolmagnete arbeiten horizontal (H) oder vertikal (V). Dann folgt der Hadron-Absorber, *ABS*. In der Folge wird der Beam weiter fokussiert. Das eigentliche COMPASS Experiment beginnt mit dem Beam Teleskop am COMPASS Target [6].

Dieser Zeitraum wird als *on-spill* bezeichnet; die verbleibende Zeit in einem *Super-Cycle* als *off-spill*.

Die Periodendauer des *Super-Cycles* und damit die Zeit *on-spill* für COMPASS ist Abhängig von den Anforderungen anderer an den SPS angeschlossener Experimente an den Strahl (*Beam*) [6]. In denn in dieser Arbeit untersuchten Zeiträumen betrug die Zeit *on-spill* 4,8 Sekunden.

Aus dem Durchgang der Protonen durch T6 entsteht ein sekundärer Hadronenstrahl. Diese zerfallen in einem folgenden, etwa 600 m langen Zerfallskanal teilweise schwach in Myonen. Noch vorhandene Hadronen werden für den Myon-Beam mit einem 9,9 m langen Beryllium Absorber, der im Strahl platziert ist, ausgefiltert. Jeder Spill führt dann etwa $2 \cdot 10^8$ Myonen in das COMPASS Experiment ein. Es können Impulse von 60 GeV/c bis 190 GeV/c realisiert werden [7].

Die Einstellung eines Hadronenstrahls is ebenfalls möglich. Dazu werden die Hadronabsorber aus dem Beam entfernt [8]. Ein Elektronenstrahl kann ebenfalls erzeugt werden. Dieser wird hauptsächlich zur Kalibrierung elektromagnetischer Kalorimeter genutzt [9]. In den in dieser Arbeit untersuchten Zeiträumen wurde der Myonenstrahl verwendet. Das eigentliche COMPASS Experiment lässt sich in drei Abschnitte aufteilen. Zunächst stehen in Strahlrichtung vor dem Target (*upstream*) Detektoren um den einfallenden Beam zu vermessen. Dann folgen in Strahlrichtung nach dem Target (*downstream*) das Large-Angle Spectrometer (LAS) und das Small-Angle Spectrometer (SAS). Im LAS können Teilchen mit kleinen Impulsen und großen Streuwinkeln detektiert werden. Im SAS hingegen werden Teilchen mit großen Impulsen und kleinen Streuwinkeln erfasst. Die Aufteilung in die zwei Stufen erlaubt eine gute Impulsrekonstruktion über einen großen Impulsbereich der Teilchen. Weiter erlaubt die fixed-target-Kinematik, dass nur der Bereich *downstream* in Beamrichtung mit Detektoren abgedeckt sein muss, um im Schwerpunktsystem eine 4π -Auflösung des Streuprozesses zu erhalten [10]. Teilchenimpulse des einfallenden Beams werden mittels der Beam Momentum Station (BMS) in der Beamline bestimmt.

Im Bereich *upstream* des Targets steht das Beam Teleskop. Es bestand in den Strahlzeiten 2016 und 2017 aus Scintillating Fiber (SciFi) und den Silizium-Mikrostreifendetektoren die in dieser Arbeit untersuch werden. Sie werden im folgenden Abschnitt 3 genauer diskutiert.

Das LAS ist um den ersten Spektrometer Magnet (SM), bezeichnet mit SM1 herum aufgebaut. Er arbeitet mit einem Feldintegral von 1,0 T m. Das SAS hingegen um den SM2. Dieser funktioniert mit einem Feldintegral von 4,4 T m [1] [11] . Der Aufbau des COM-PASS Experiments in 2016 und 2017 ist in (3) dargestellt.

In der Proton-Radius-Testmessung waren die Siliziumdetektoren *downstream* am Ende der Experimentierhalle aufgebaut (siehe Abschnitt 6).



Abbildung 3: Der Aufbau des COMPASS Experiments in 2016 und 2017. Upstream des flüssigen H₂-Targets befinden sich die in dieser Arbeit untersuchten Silizium-Mikrostreifendetektoren als Teil des Beam-Teleskops zur Positionsbestimmung des einlaufenden Strahls; rot markiert und mit SI01 bis 03 bezeichnet. Der Beam fällt von links ein. Alle Aufbauten befinden sich hintereinander und sind nur der Übersicht wegen zweizeilig dargestellt. Der Bereich *upstream* um das flüssig H₂-Target ist die Target-Area. Das LAS beginnt ab dem Magneten SM1, das SAS ab dem SM2 [12].

3 COMPASS Silizium-Streifendetektoren

In diesem Kapitel soll die Funktionsweise der COMPASS Silizium-Mikrostreifendetektoren erklärt werden. Dazu wird zunächst die Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie allgemein beschrieben. In diesem Kapitel wird der im COMPASS verwendete Aufbau im Detail behandelt.

Eine grundlegendere Einführung in die Funktionsweise von Halbleiterdetektoren allgemein bis hin zu Silizium-Streifendetektoren im Speziellen, findet sich im Anhang in Abschnitt C.

3.1 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Wenn ein Teilchen feste Materie durchläuft wird es von seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt und verliert zudem Energie in Stoßprozessen [13]. Die durch Ionisation der Stoßpartner dem Teilchen verlorengegangene Energie kann mit der Bethe-Bloch Formel für schwere, geladene Teilchen beschrieben werden [14]:

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{n(z \cdot e)^2}{\beta^2} \left(\frac{e}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\beta^2}{I \cdot (1-\beta^2)}\right) - \beta^2\right]$$
(3.1)

Dabei ist $\beta = \frac{v}{c}$ der Bruchteil der Lichtgeschwindigkeit des Teilchens sowie $z \cdot e$ die Ladung, n die Elektronendichte und I das mittlere Anregungspotential.

Das mittlere Anregungspotential ist dabei eine materialspezifische Konstante.

Für die im COMPASS Experiment auftretenden schweren Teilchen - etwa Pionen π , Myonen μ oder Protonen - dominiert der durch die Bethe-Bloch-Formel beschriebene Energieverlust durch inelastische Streuung an den Elektronen der Atome des Streumaterials. Man unterscheidet hier *weiche* und *harte* Kollisionen. Erstere sind die Anregung der Elektronen der Atome des durchquerten Materials in ein höheres Energieniveau, während harte Kollisionen das vollständige Ausschlagen der Elektronen aus dem Atom bedeuten; quantenmechanisch die Anregung ins Kontinuum der Vakuumenergie.

Insgesamt hängt die von einem geladenen Teilchen in fester Materie deponierte Energie von seiner Geschwindigkeit und der Ladung ab. Für kleine Geschwindigkeiten dominiert der Faktor $\frac{1}{\beta^2}$ in der Formel (3.1). Die deponierte Energie pro Durchflugstrecke fällt also $\propto \frac{1}{v^2}$. Für große Geschwindigkeiten steigt die Energieabgabe logarithmisch, da $-\frac{dE}{dx} \propto \ln\left(\frac{const.}{1-\beta^2}\right)$. Das Minimum des Energieverlustes liegt bei $\beta\gamma = \frac{p}{m_0c} \approx 4$. Man nennt solche Teilchen minimalionisierende Teilchen [13]. Dieser Zusammenhang ist graphisch für verschiedene schwere Ionen in Abbildung (4) aufgezeigt.

Die in dem Material deponierte Energie wird von Detektoren genutzt, um ein Signal zu erzeugen, welches dann digital ausgewertet wird.



Abbildung 4: Schematische Darstellung des mittleren Ionisationsenergieverlustes geladener Teilchen in Materie für H₂, C und Pb. Der dichtennormierte Energieverlust ist gegen $\beta \gamma = \frac{p}{m_0 c}$ doppeltlogarithmisch aufgetragen. Deutlich wird die größere Energiedisposition von leichteren Elementen. Das Minimum liegt bei $\beta \gamma \approx 4$ [13].

3.2 Das COMPASS Siliziumdetektormodul

Das COMPASS Siliziumdetektormodul wurde ursprünglich in Hamburg am Deutschen Elektronen-Synchroton (DESY) für die Hadron-Elektron-Ringanlage-B (HERA-B) hergestellt und sollte für die Untersuchung von *CP*-Verletzungen bei B-Meson Zerfällen genutzt werden [15]. Sie wurden dazu vm Halbleiterlabor des Max-Planck-Instituts in München entworfen und von der norwegischen Firma SINTEF in Oslo hergestellt [16].

Es besteht aus Streifen von in Sperrichtung geschalteten pn-Übergängen. Die Funktionsweise ist analog zum allgemeinen Aufbau einer Halbleiterdetektordiode, wie er im Anhang in Abschnitt C.2.1 besprochen wird.

Auf der einen Detektorseite sind in leicht n-dotiertes Bulkmaterial p-dotierungen in Streifenform eingelassen. Jeder Streifen ist dann eine eigene pn-Diode. Um den Ort eines Teilchendurchgangs durch die aktive Detektorfläche aufzulösen, muss die Isolation der einzelnen Streifen gewährleistet werden. Dies wird durch eine Oxidisolierschicht erreicht werden, die störende Ladungsflüsse an der Oberfläche des Bulks verhindert. Außerdem schützt die Oxidschicht vor Kontamination des Bulkmaterials.

Die signalauslesenden Metallkontakte liegen, von den p-dotierten Kanälen getrennt, auf der Oxidpassivierungsschicht auf. Die Kontaktstreifen koppeln kapazitiv an den pn-Übergang. Diese kapazitive Kopplung ist nötig, um den jährlichen Fluss von $3 \cdot 10^{14}$ Teilchen pro cm² standhalten zu können, da die Teilchenstrahlung hohe Sperrströme induziert. Durch die kapazitive Kopplung gelangt der induzierte Sperrstrom nicht in die Ausleseelektronik. Die Ladungswolke, die in der Detektordiode erzeugt wird, induziert im Leiterstreifen ein Signal, welches die Ausleseelektronik dann verstärkt. Als Isolationsmaterial wurde Siliziumdioxid, SIO₂, genutzt [17].

Die aktive Fläche eines COMPASS Silizium-Streifendetektors beträgt $4 \times 7 \text{ cm}^2$ bei einer Dicke von 280 µm; der Widerstand ist in der Größenordnung von 2 bis 3 k Ω cm. Allgemein wird in n-dotiertem Silizium mit $\rho \approx 2 \text{ k}\Omega$ cm als Bulkmaterial bei einer Dicke dieser Größenordnung mit einer Spannung von 160 V eine komplette Verarmung des Detektormaterials erreicht [18].

Weiter sind die im COMPASS genutzten Detektoren doppelseitig. Statt des einfachen ohmischen Kontakts wie bei einer einfachen Detektordiode (siehe Abschnitt C.2.1), befinden sich stark n^+ -dotierte Streifen im Bulkmaterial. Diese sind ebenfalls kapazitiv mit Leiterstreifen zur Auslese gekoppelt. Der Leiter ist ebenfalls vom pn-Kontakt isoliert. Dieser Aufbau ermöglicht die Datenerfassung auf auf der Rückseite des Bulkmaterials.

Um Kurzschlussstromfluss zwischen den n^+ -dotierten Streifen zu unterbinden, sind zusätzlich zwischen ihnen p-Gebiete, sogenannte p^+ -stops eingelassen. Ein Querschnitt des gesamten Wafer-Aufbaus ist in Abbildung (5) dargestellt.

Auf der p-dotierten Detektorseite sind 1024 Streifen im Abstand von 51, 7 μ m eingelassen; auf der n-dotierten Seite 1280 im Abstand von 54, 6 μ m. Die Streifen auf der n- und p-



Abbildung 5: Dargestellt sind zwei Querschnitte der COMPASS Silizium-Wafer. Dabei sind die linke und die rechte Abbildung um 90° in der Betrachtungsebene verdreht. Auf der n-dotierten Seite verhindern p-stop Gebiete zwischen den einzelnen Detektorstreifen den Fluss ungewollter Ströme. Auf der p-dotierten Seite ist das nicht nötig. Die pn-Übergänge koppeln, abgetrennt durch eine SIO₂-Isolierschicht, kapazitiv an die Aluminiumauslese-drähte [16].

dotierten Seite stehen orthogonal aufeinander. Durch das Signal von Streifen auf Vorderund Rückseite eines Silizium-Wafers kann der Inzidenzort eines auftreffenden Teilchens bestimmt werden.

Je zwei solcher Silizium-Wafer sind auf der Vorder- und Rückseite in der Mitte zwischen zwei L-förmigen Printed Circuit Boards (PCBs) mit Siliziumkleber angebracht, sodass sich kein Material der PCBs im Beam befindet. Dabei zeigen die p-dotierten Seiten nach außen.

Eine Detektorstation hat vier Detektorebenen, die je die Projektion der durchgehenden Teilchentrajektorie auf eine Achse bestimmen können. Die Ebenen werden (*downstream*) mit U, V, X und Y bezeichnet.

Die Streifen laufen zudem nicht orthogonal zu den Rändern der aktiven Fläche, sondern sind in unterschiedliche Richtungen um je 2,5° gedreht, sodass zwischen den V, Y, pdotierten, beziehungsweise den U, X, n-dotierten Seiten insgesamt ein Winkel von 5° ist. So können bei Doppelinzidenzen zur gleichen Zeit die Durchtrittsorte bestimmt werden. Wären die Streifen nicht gegeneinander verdreht, wären vier Durchtrittspunkte für zwei zeitgleich den Detektor durchlaufende Teilchen möglich. In der genutzten Konfiguration gibt es hingegen zwei eindeutige Inzidenzorte. Diese Streifengeometrie ist in Abbildung (6) dargestellt.

Die Spannung zur Erzeugung der Veramungszone im Detektor wird über die PCBs angelegt. Um die zur Verarmung notwendigen Spannungen zu realisieren ist ein kontrolliertes Absenken der Spannung auf der aktiven Detektorfläche hin zum nicht-verarmten Rand notwendig. Dies wird mit einer Struktur aus 10 p^+ -dotierten *Guard-Ringen* (vergleiche Abschnitt C.2.1) erreicht. Bei gekühlten Detektoren (200 K) reichen Spannungen ab 90 V, um den kompletten Siliziumkristall zu verarmen. Bei ungekühlten Detektoren sind 160 V



Abbildung 6: Schematische Darstellung der Streifengeometrie der Siliziumdetektoren [16].

ausreichend [16].

Die direkte Datenausleseelektronik in Form von Analog Pipeline Voltage, 25 µm (APV25) Datenauslesechips [19] [20] (siehe Abschnitt 3.3) ist ebenfalls auf den PCBs angebracht. Jeder APV hat 128 Auslesekanäle. Folglich sind für die Auslese der 1280 Streifen auf der n-dotierten, respektive 1024 auf der p-dotierten Seite zehn, beziehungsweise acht, Chips nötig.

Auf jedem Detektormodul ist zudem ein Platin - 100 Ω Widerstand (PT100) als Widerstandstemperatursensor auf dem PCB angebracht. Für eine genauere Diskussion, siehe Abschnitt 6.3.1.

Der besprochene Aufbau ist in Abbildung (7) dargestellt.

Während der Datennahme in 2016 und 2017 wurden die Detektoren mit flüssigem N_2 gekühlt.



Abbildung 7: Das COMPASS Silizium-Streifendetektormodul [16].

3.3 Messprozess: Elektronik und Auslesekette

Die analogen Messwerte der COMPASS Siliziumdetektoren werden zunächst in den APV25 Chips gespeichert. Die APVs sind über Repeaterkarten mit der weiteren Datenauslese verbunden. Über diese Repeater werden die Signale des Detektors und der PT100 Sensoren übertragen. Weiter wird die zur Datenauslese notwendige Spannung von $\pm 3, 3$ V über die Repeaterkarte an die APVs angelegt und das Zeit- und Triggersignal angebunden. Die Daten werden dann in Analog to Digital Converter (ADC) Einheiten digitalisiert und um den Detektoroffset und Rauschen korrigiert. Die resultierenden Werte werden dann in das GEM and Silicon Control and Acquisition (GeSiCA) Modul weitergeleitet, welches die Daten schlussendlich an die COMPASS Data AQuisition (DAQ) weiterleitet [16]. Die einzelnen Elemente der Auslesekette werden folgend im Detail besprochen. Eine Darstellung der Datenauslesekette findet sich in Abbildung (8).

Die APV-Auslesechips. Die APV25 Auslesechips sind analogue pipeline Application Specific Integrated Circuits (ASICs) die ursprünglich im Compact Myon Solenoid (CMS) am CERN für die Auslese der dortigen Silizium-Mikrostreifendetektoren entwickelt wurden [19] [20] [21]. Inzwischen werden sie jedoch auch umfassend im COMPASS genutzt [8]. Jeder APV kann 128 Kanäle auslesen. Dabei können die APVs mit einer Taktfrequenz von 20 MHz oder 40 MHz betrieben werden. Im COMPASS Experiment werden die Daten jedes Streifens werden mit einer Schreibrate von 20 MHz in die 192-Einträge tiefen Pipeline der APVs geschrieben [22]. Das ist die Referenztaktfrequenz vom Trigger Control System (TCS). Das TCS dient der Synchronisation der Datennahme im COMPASS Experiment.

Dabei werden die APVs im Multimode betrieben. Das bedeutet es werden für ein Triggersignal drei Amplituden gespeichert. Das ist für die in Abschnitt 3.4.2 beschriebene Zeitrekonstruktion notwendig. Von den 192 Speicherplätzen eines APVs werden 160 als Ringbuffer genutzt. Die restlichen 32 speichern die Events, für die ein Triggersignal gesetzt wurde, nach dem First In First Out (FIFO) Prinzip.

Folglich ist die maximale Latenz der Auslese des Ringbuffers zum Triggersignal bei etwa 4 μs [16].

Repeater. Die Repeaterkarte ist mit kurzen Flachbandkabeln an die APVs auf den PCBs angeschlossen und bildet die Schnittstelle zwischen dem inneren der Kryostaten und der Umgebung. Die Repeaterkarte legt eine Spannung von $\pm 3,3$ V an die APVs an. Weiter wird das Triggersignal und die Taktrate über die Repeaterkarte in die APVs gespeist. Auch die Temperaturauslese läuft über die Repeaterkarte. Die Weiterbehandlung der Temperaturdaten ist im weiteren Verlauf aber von den Detektordaten getrennt und läuft nicht über die ADCs weiter.

ADC. Die Repeaterkarte ist über ein weiteres Flachbandkabel an die ADC-Karten angeschlossen. Diese werden zur Unterscheidung als Silicon and GEM Analog to Digital Converter (SGADC) bezeichnet. Eine SGADC kann Daten aus bis zu 12 APVs verarbeiten, weshalb für jede Detektorfläche (U, V, X, Y) eine SGADC genutzt wird.

In der SGADC wird die Datenverarbeitung mittels zweier Field Programmable Gate Array (FPGA) vollzogen. Dabei wird durch einen *zero supression* gennannten Algorithmus die Datenrate reduziert, indem Signale von Streifen, die nur Rauschen enthalten gelöscht werden.

Im Detail wird durch den Algorithmus von jedem Channelsignal die Nullpunkt Basislinie, genannt *Pedestal*, subtrahiert. Diese *Pedestals* sind individuell für jeden Channel auf den Chips gespeichert, werden in einer eigenen Kalibrationsphase gemessen. Sie können folglich als die durchschnittliche Detektoramplitude ohne Eingangssignal verstanden und als Nullpunkt gesetzt werden. Danach wird die *Common Mode Correction* durchgeführt; eine Korrektur für simultane Fluktuation der Stromstärke aller Channels eines APV-Chips, die beispielsweise aus Stromversorgungsschwankungen der APVs herrühren können [23].

Nach Subtraktion des *Pedestals* sowie der *Common Mode Correction* wird das übriggebliebene Signal mit einem Grenzwert abgeglichen, der von dem Rauschen jedes Channels abhängt. Dieses Rauschen wird zusammen mit den *Pedestals* aufgenommen. Schlussendlich werden nur Signale, die nach den eben besprochenen Korrekturen deutlich über einem bestimmten Grenzwert liegen, über optische Glasfasern zur Weiterverarbeitung an das GeSiCA Modul gesendet.



Abbildung 8: Die Datenauslesekette der COMPASS Silizium Detektoren. Aus [16].

GeSiCA. Das GeSiCA Modul dient als Backend der Datennahme und leitet die TCS Taktrate sowie das Triggersignal an die vorgelagerte Ausleseelektronik weiter. Außerdem wird der Datenstrom von bis zu vier ADC-Karten im GeSiCA zu einem zusammengeführt. Ferner wird eine TCS-Kopfzeile zu den Daten hinzugefügt, die die Runnummer und Spillnummer in dem Run enthält.

Die Runnummer ist eine fortlaufend, eindeutig vergebene Bezeichnung für den Zeitraum ununterbrochener Datennahme. Mit jedem Einschalten der Auslese beginnt ein neuer Run.

Da die GeSiCA Module über Glasfaser an die ADCs angeschlossen sind, sind sie elektrisch von den Silizium-Detektoren isoliert. Das ist nötig, um die Potentialdifferenz zur Verarmung der Detektorflächen zwischen den an ein GeSiCA Modul angeschlossenen Detektoren aufrecht zu erhalten [8].

Die GeSiCA Module leiten die ausgesteuerten Daten letztendlich an die COMPASS DAQ weiter.

3.4 Datenrekonstruktion

In diesem Abschnitt wird die Datenrekonstruktion der COMPASS Silizium-Detektoren behandelt. Dafür wird aus den Rohdaten die Zeit- und Ortsinformation extrahiert. Zunächst wird die theoretische Grundlage der Pulsform und Anstiegszeit in einem Halbleiterdetektor besprochen.

3.4.1 Pulsform und Anstiegszeit

Die Rekonstruktion der Zeitinformation wird aus dem Verhalten der Amplitude bestimmt. Dieses Verhalten wird nun diskutiert.

Aufgrund der unterschiedlichen Zeit, die Elektron und Loch nach der Erzeugung in der Verarmungszone eines pn-Übergangs in Abhängigkeit des Erzeugungsorts brauchen, kann auch die Pulsform und Anstiegszeit im Detektor unterschiedlich sein [18].

Um die an den Detektorelektroden deponierte Ladung zu berechnen, nutzt man den Ansatz

$$\mathrm{d}Q = \frac{q}{d}\mathrm{d}x\tag{3.2}$$

für Bewegung der Ladung q um dx, mit d dem Abstand beider Elektroden. Zwar ist die Gleichung (3.2) für Vakuum zwischen den Elektroden hergeleitet, nach [24] aber auch bei Anwesenheit von Raumladungen gültig.

Betrachten wir nun eine Halbleiterdiode auf Basis eines pn-Übergangs mit einem pdotierten Bulk, in den an einer Seite eine starke n-Dotierung eingelassen wurde. In Abschnitt C.2.1 im Anhang ist dargestellt, dass die Verarmungszone weit in das Material hineinreicht. Wir können Gleichung (C.20) unter Verschiebung des Ursprungs deshalb nähern als

$$E = -\frac{eN_P}{\varepsilon_0\varepsilon_r}x \ . \tag{3.3}$$

Dabei ist der Nullpunkt wie in Abbildung (9) dargestellt gesetzt. Substituieren wir die Leitfähigkeit¹ $\sigma = e N_D \mu_e$ in Gleichung (3.3) folgt

$$E = -\frac{x\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon_r} \tag{3.4}$$

$$= -\frac{x}{\mu_h \tau} \tag{3.5}$$

mit $\tau = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{\sigma} = \rho \varepsilon_0 \varepsilon_r$. Dabei ist τ die Relaxationszeit oder Stoßzeit, σ die Leitfähigkeit und ρ der Widerstand.

Betrachten wir nun die Elektron-Loch-Paarerzeugung am Punkt x in der Verarmungszone des pn-Übergangs. Das Elektron driftet, aufgrund der Anziehung durch positiv geladene Ionenrümpfe, zur Raumladungszone des n^+ -dotierten Halbleiterkristalls. Das Loch hingegen driftet zur Elektrode an der p-dotierten Seite des pn-Übergangs. Betrachten wir die

¹Vergleiche Gleichung (C.14).



Abbildung 9: Das Koordinatensystem des pn-Übergangs sowie der Pulsform des in Abschnitt 3.4.1 besprochenen Beispiels [18].

Definition der Beweglichkeit² $v_{\text{Drift},e} = \mu \cdot E$ für Elektronen, folgt unter Benutzung von Gleichung (3.5), dass

$$v = \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = -\mu_e E = \frac{\mu_e}{\mu_h} \frac{x}{\tau} \ . \tag{3.6}$$

Unter der Annahme, dass die Mobilitäten von Elektron und Loch μ_e und μ_h unabhängig von der Feldstärke sind, folgt aus dieser Differentialgleichung die Lösung für die Zeitabhängigkeit des Elektronortes

$$x(t) = x_0 e^{\frac{\mu_e t}{\mu_h \tau}} . (3.7)$$

Damit ist die Zeit, die das Elektron benötigt, um die Elektrode an x = d zu erreichen:

$$t_d = \tau \frac{\mu_h}{\mu_e} \ln\left(\frac{d}{x_0}\right) \ . \tag{3.8}$$

Dabei ist d die längst mögliche gerade Strecke, die das Elektron in der Diode in Feldrichtung wandern kann.

Mit den Gleichungen (3.2) und (3.6) folgt nun für die an der n-Elektrode induzierte Ladung in Abhängigkeit der Zeit $t \le t_d$

$$Q_e(t) = -\frac{e}{d} \int_0^t \mathrm{d}x \tag{3.9}$$

$$= -\frac{e}{d} \int_0^t \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t'} \mathrm{d}t' \tag{3.10}$$

$$= \frac{e}{d} x_0 \left(1 - e^{\frac{\mu e t}{\mu_h \tau}} \right) . \tag{3.11}$$

²Vergleiche Gleichung (C.10).

Mit einer analogen Betrachtung folgt für das Loch, mit der Beweglichkeit für Löcher³ $v_{\text{Drift},h} = \mu_h \cdot E$ und Gleichung (3.5)

$$v_h = \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = \mu_h E = -\frac{x}{\tau} \ . \tag{3.12}$$

Gelöst wird diese Differentialgleichung mit

$$x_h(t) = x_{0,h} e^{-\frac{t}{\tau}}$$
(3.13)

Das Ergebnis in Gleichung (3.13) bildet die Zeitabhängigkeit des Aufenthaltsorts des Lochs im pn-Übergang ab. Da der Lochstrom exponentiell $\propto e^{-t \cdot const.}$ abklingt [25], divergiert die Zeit, in der das Loch auf die Elektrode treffen kann, während beim Elektron eine obere Grenze für die Zeit mit $t = t_D$ gegeben ist. Es folgt also

$$Q_h(t) = -\frac{e}{d} x_0 \int_0^\infty \frac{dt}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} = -\frac{e}{d} x_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) .$$
(3.14)

Die gemessene Pulsform ist nun als Summe der Gleichungen (3.11) und (3.14) gegeben; folglich

$$Q_{\rm tot}(t) = Q_e(t) + Q_h(t)$$
 (3.15)

Eine graphische Darstellung von $Q_{tot}(t), Q_e(t)$ und $Q_h(t)$ findet sich in Abbildung (9). Insgesamt wird die Ladung -e pro erzeugtem Elektron-Loch-Paar an den Elektroden gesammelt.

In den Gleichungen (3.11) und (3.14) kann gesehen werden, dass der Parameter τ , die Stoßzeit, maßgebend für die Anstiegszeit des Signals ist. Geringere Stoßzeiten verlangsamen den Prozess der Ladungsansammlung an den Elektroden, da die wandernden Elektronen und Löcher öfter abgelenkt und abgebremst werden. In Silizium ist τ abschätzbar durch $\tau = \rho \cdot 10^{-12}$ s. Mit einem Widerstandswert von $\rho = 1$ k Ω cm ist τ in der Größenordnung von Mikrosekunden.

Für ein minimalionisierendes Inzidenzteilchen ist nach Gleichung (3.1) die pro Strecke im Detektormaterial deponierte Energie, abschätzbar durch $-\frac{dE}{dx} \approx \frac{39 \text{ keV}}{100 \text{ µm}}$. Mit den Zahlenwerten aus Tabelle (11) folgt, dass etwa 100 Elektron-Loch-Paare pro µm im Siliziumkristall erzeugt werden. Wir erwarten also ein Detektorsignal in einer Höhe von 30.000 Paaren [18]. Da jedes Elektron-Loch-Paar die Ladung -e auf den Detektorelektroden deponiert⁴, trägt insgesamt eine Ladung von 4, 82 fC zum Detektorsignal bei.

Der zeitliche Verlauf dieser Amplitude wird genutzt um aus konsekutiv erhobenen Werten der induzierten Ladung den Einschlagszeitpunkt zu bestimmen.

³Vergleiche Gleichung (C.10).

⁴Vergleiche Abschnitt 3.4.1.

3.4.2 Zeitrekonstruktion

In diesem Abschnitt wird das Vorgehen der Zeitrekonstruktion für die COMPASS Siliziumdetektoren besprochen. Die Diskussion stammt, sofern nicht anders angegeben aus [8]. Wie in Abschnitt 3.3 besprochen, werden in den APVs durch das Triggersignal gemessene Signale für die Auslese markiert. Die Latenz wird so korrigiert, dass die gesampelten Amplituden die aufsteigende Flanke des Pulsanstiegs (siehe Abbildung 9) durch das Triggersignal erhoben werden. Dabei kann die Latenz nur in Vielfachen der APV-Taktfrequenz Δ korrigiert werden.⁵

Durch die Auswertung dreier konsekutiver Samples⁶ kann durch die Analyse der Pulsform die Zeitauflösung in die Größenordnung von Nanosekunden verbessert werden. Diese drei Samples werden durch a_i , (i = 0, 1, 2) bezeichnet. Es gilt:

$$a_0 = A(t - 2\Delta) \tag{3.16}$$

$$a_1 = A(t - \Delta) \tag{3.17}$$

$$a_2 = A(t)$$
 . (3.18)

Dabei bezeichnet A(t) die Amplitude des entsprechenden Kanals zur Zeit t. Dabei ist A(t) abhängig von der durch das Inzidenzteilchen entsprechend Gleichung (3.1) deponierten Energie.

Durch Normalisierung zweier gespeicherter Amplitudensignale durch das dritte verschwindet die Abhängigkeit von der absoluten Amplitude. Da die Amplitude nach Annahme in einen zeitab- und einen zeitunabhängigen Faktor faktorisiert, sind die normalisierten Werte zeitunabhängig. Die Verhältnisse sind definiert als:

$$r_0 = \frac{a_0}{a_2} \tag{3.19}$$

$$r_1 = \frac{a_1}{a_2} \ . \tag{3.20}$$

Diese Funktionen r_0 und r_1 sind von dem Offset der Taktfrequenz zur Triggerzeit, genannt *TCS Phase*, abhängig. Sie ist definiert als:

$$t_{\rm TCS \ Phase} = t_{\rm TCS \ Takt} - t_{\rm trigger} \tag{3.21}$$

 $^{^5\}mathrm{Für}$ die Taktfrequenz, siehe Abschnitt 3.3.

⁶Diese drei Samples werden alle infolge des Triggersignals zur Auslese markiert, wenn die APVs im entsprechend konfigurierten *Multi-Mode* betrieben werden.

Die Zeitabhängigkeit der Funktionen r_0 und r_1 kann nach [26] folgendermaßen parametrisiert werden:

$$r(t) = r_0 \exp\left(-\exp\left(-s(t')\right)\right)$$
(3.22)

mit
$$s(t') = \frac{a+c}{2} \cdot t' + \frac{a-c}{2} \left(\sqrt{t'^2 + b^2} - |b| \right) + d$$
 (3.23)

und
$$t' = t - t_0$$
 (3.24)

(3.25)

Die Parameter dieser Funktion müssen am Anfang der Strahlzeit experimentell bestimmt werden.

Aus r_0 und r_1 wird dann der Zeitpunkt des Teilchendurchgangs für den Streifen bestimmt. Da die Gleichung (3.22) analytisch ist, kann sie invertiert werden. Es folgt:

$$t(r) = t_0 + s^{-1} \left(-\log\left(-\log\left(\frac{r}{r_0}\right)\right) \right)$$
(3.26)

mit
$$s^{-1}(x) = \frac{1}{2ac} \left((a+c) \cdot f(x) - (a-c) \cdot \sqrt{f(x)^2 + acb^2} \right)$$
 (3.27)

und
$$f(x) = x - d + \frac{|b|}{2} \cdot (a - c)$$
. (3.28)

Der Wert t des Durchgangszeitpunkts wird nun als fehlergewichtete Summe der t_i bestimmt. Die Fehler σ_{t_i} werden durch die Fehler σ_{r_i} bestimmt. Diese sind durch die Amplitudenfehler σ_{a_i} aus den *pedestal*-runs⁷ bekannt. Es ist

$$\sigma_{r_i} = \frac{a_i}{a_2} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{a_i}}{a_i}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{a_i}}{a_2}\right)^2} = \frac{\sigma_{a_i}}{a_2^2} \sqrt{a_i^2 + a_2^2}, \ i \in \{0, 1\} \ . \tag{3.29}$$

Wegen der starken Krümmung werden die Fehler σ_{t_i} in $\sigma_{t_i}^+$ und $\sigma_{t_i}^-$ als oberen und unteren Fehler aufgeteilt. Es gilt:

$$\sigma_{t_i}^+ = t_i(r) - t_i(r + \sigma_{r_i}) \text{ und } \sigma_{t_i}^- = t_i(r\sigma_{r_i}) - t_i(r)$$
 (3.30)

Der Durchgangszeitpunkt des Teilchens ergibt sich nun zu

$$t = \frac{t_1 \sigma_0^2 + t_0 \sigma_1^2}{\sigma_0^2 + \sigma_1^2} .$$
(3.31)

⁷Siehe Abschnitt 3.3.

Dabei sind die Fehler σ_0 und σ_1 gegeben als

$$\sigma_0 = \begin{cases} \sigma_{t_0}^+ & t_0 < t_1 \\ \sigma_{t_0}^- & \text{sonst} \end{cases}$$
(3.32)

$$\sigma_0 = \begin{cases} \sigma_{t_1}^- & t_0 < t_1 \\ \sigma_{t_0}^+ & \text{sonst} \end{cases}$$
(3.33)

Dieses Vorgehen ist bestimmt die Qualität der später durchgeführten, zeitlichen Korrelation von Hits und Tracks.

3.4.3 Clusterrekonstruktion

Der zur Rekonstruktion des Durchgangsortes eines Teilchens durch die COMPASS Silizium-Streifendetektoren genutzte Algorithmus heißt *MATE Clustering* [8] und basiert auf dem *Cinderella Clustering* [27].

Zunächst werden im *Cinderella Clustering* benachbarte Streifen mit Signalen über dem Rauschen zu sogenannten Regionen zusammengefasst. Diese Regionen sind Kandidaten für Cluster. In jedem Event gibt es üblicherweise mehrere Cluster pro Detektor. Ein Event ist die Gesamtheit der Daten die infolge eines Triggersignals aufgenommen wurde [8].

Dieses Vorgehen ist fehleranfällig, da Kanäle mit hohem Rauschen mit Signalen realer Teilchendurchgänge zusammengefasst werden können, was zu einer Verschiebung der Positionsinformation gegenüber dem Durchtrittsort führt. Außerdem können mehrere rauschende Detektorstreifen zu einem Clusterkandidaten zusammengefasst werden, ohne eine real passierende Teilchentrajektorie.

Die nach dem Vorgehen aus Abschnitt 3.4.2 bestimmten Zeitinformationen werden genutzt, um solche ungewünschten Signale auszuschließen. Dazu wird für jede Region überprüft, ob die Zeitinformation unter Fehlerberücksichtigung nach

$$Y = \frac{|t_2 - t_1|}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} < Y_{\text{cutoff}}$$
(3.34)

konsistent ist. Im *MATE Clustering* wird dieses Vorgehen auch für die orthogonalen Streifen auf der anderen erweitert durchgeführt und die Daten aggregiert. Y_{cutoff} bestimmt also das Verhalten des *MATE Clusterings* maßgeblich.

Die Clusterfindung ist nicht auf eine bestimmte Anzahl an Streifen limitiert. Vielmehr werden iterativ weitere Streifen mit Signalen über dem Rauschen hinzugefügt, bis die Bedingung (3.34) verletzt wird. In den meisten Fällen besteht ein Clusterkandidat jedoch aus ein oder zwei Streifen [8].

Für die bestimmten Cluster muss nun die korrespondierende Durchgangsposition der Teilchentrajektorie bestimmt werden. Das ist eindeutig, wenn nur ein Streifen zu dem Cluster beiträgt. Bei mehreren beitragenden Streifen wird die *Center-of-Gravity*-Methode angewandt, bei der die Position X_i des Streifens *i* mit der bestimmten Amplitude gewichtet wird. Die Position ergibt sich als

$$X_{CoG} = \frac{\sum_{i} a_{2,i} X_i}{\sum_{i} a_{2,i}} .$$
(3.35)

Für Cluster aus zwei Streifen muss insbesondere die Nichtlinearität der Ladungsverteilung auf die Streifen mit dem Abstand von Streifen zu Teilchendurchgangsort, berücksichtigt werden. Diese Korrektur kann empirisch bestimmt werden und wird in der Softwarerekonstruktion der Trajektorien, die im Abschnitt 4.1 besprochen wird, angewandt.

4 Event-Rekonstruktion von COMPASS Daten

Dieser Abschnitt beschreibt die Verarbeitung der aufgenommenen Daten des COMPASS Experiments. Nach der Aufnahme der Rohdaten werden diese in der Software CORAL rekonstruiert. Dabei sind die Daten schon zu *Events* zusammengefasst. Das sind die Daten, die infolge eines Triggersignals aufgenommen wurden. Aus den gemessenen Teilchendurchgänge durch Detektoren, *Hits*, eines Events werden Trajektorien, *Tracks*, ermittelt. Die Analyse der Tracks und weiterer Eventinformationen findet dann mittels der Software PHAST statt. Aus diesen Daten können schlussendlich mittels dem Programm ROOT statistische Analysen sowie Anpassungsfunktionen und ähnliches erzeugt werden. Die Funktionsweise dieser Software wird nun besprochen. Die Informationen stammen, sofern nicht anders angegeben aus [8].

4.1 CORAL

Die auf C++ basierende COMPASS Reconstruction and Analysis Software (CORAL), dient der Rekonstruktion der COMPASS Daten für die späteren Analysen. Die Rohdaten sind nach Events strukturiert. Jedes Event enthält in diesem Schritt noch alle Detektorinformationen, etwa die Signalamplitude und die signalgebenden aktiven Detektorflächen (bei den Silizium-Detektoren in COMPASS die Drähte). In der Aufbereitung werden dann Trajektorien und Interaktionspunkte berechnet. Die Aufbereitung funktioniert Event für Event. Die einzelnen Schritte in der Datenrekonstruktion sind im Folgenden diskutiert:

Decoding. Die erste Phase der Datenaufbereitung ist das Decoding. Dabei werden aus den digitalisierten Detektorinformationen die Werte für Amplitude und ihren zeitlichen Verlauf der getroffenen Drähte und/oder Pixel extrahiert.

Clustering. Alle Informationen, die in einer Dektektorebene in einem Event aufgenommen werden, werden in *Clustern* organisiert. Das bedeutet, dass raumzeitlich nahe Signale, die wahrscheinlich von demselben Teilchendurchgang stammen, zu einem Hit zusammengefasst werden. Cluster enthalten folglich die ein- oder zweidimensionalen Orts-, Zeitinformationen einer Detektorebene für einen Teilchendurchgang. Das genaue Vorgehen des Clustering ist in Abschnitt 3.4.3 diskutiert.

Tracking. Aus den Hits eines Events in den einzelnen Detektoren wird eine Trajektorien, genannt Track, ermittelt. Dazu wird das COMPASS Experiment in Bereiche unterteilt, zwischen denen die Näherung der Trajektorie als Gerade plausibel ist. Zonengrenzen sind durch die Spektrometermagnete SM1 und SM2 sowie Target und Hadronabsorber definiert. Das ist folgendermaßen motiviert: Beim Durchgang durch die Magneten wird die Bahn geladener Teilchen abgelenkt. Beim Durchgang durch das Target oder die Hadronabsorber ist aufgrund der großen Menge an Material im Strahl die Wahrscheinlichkeit für (multiple) Streuung höher.

Für alle Hits eines Events in einer Zone wird nun die zugehörige Trajektorie bestimmt. Diese trifft nach der Annahme linearer Tracks in einer Zone alle Detektorflächen im gleichen Winkel. Dieser Schritt wird *Pattern-Recognition* genannt. Dabei wird iterativ vorgegangen. Zwei Detektorflächen dienen als Pivots; willkürliche Startpunkte für die Trackrekonstruktion. Dann wird aus der extrapolierten Gerade zwischen den Hits der Pivots ermittelt, wo die anderen Detektoren einer Zone Hits haben müssten, wenn die Pivothits tatsächlich von einer realen Teilchentrajektorie stammen. Dies wird für alle Pivotdetektorkombinationen wiederholt. Die beste Trajektorie, mit der geringsten Gesamtabweichung von allen zur Berechnung beitragenden Hits, wird schließlich als die tatsächliche Teilchentrajektorie akzeptiert.

Der Wertebereich, in dem ein Hit als noch auf der Trajektorie liegend betrachtet wird, wird *Route Width* genannt und beträgt für gewöhnlich $\pm 2\sigma$ mit σ der Ortsauflösung der entsprechenden Detektoren. Manchmal wird aber auch das physische Auflösungslimit, etwa der Streifen- oder Pixelabstand als Grundlage für den Akzeptanzradius herangezogen. In dieser Arbeit wird jedoch $\pm 2\sigma$ verwendet. Das wird im Abschnitt 5 begründet. Dieses Vorgehen ist im Kontext der Effizienzanalyse von besonderer Bedeutung, da die Effizienz mittels des Abstandes von Track zu Hit bestimmt wird.

Ergebnis des Trackings sind die optimalen Trackparameter sowie die Fehlermatrix. Da viele Detektoren zur Ermittlung des Tracks beitragen sind dessen Fehler oftmals kleiner als die eigentliche Detektorauflösung.⁸

Daten-Output. Die rekonstruierten Vertex- und Trackinformationen werden in einem sogenannten *Data Summary Tree (DST)* gespeichert. Das ist eine einem ROOT-Tree ⁹ [28] ähnliche Datenstruktur. Die Rohinformationen und Cluster sind in den üblicherweise genutzten mini-DSTs (.mDST) nicht enthalten, da sie für gewöhnliche Analysen nicht benötigt werden. Ist das doch der Fall - etwa für Detektorstudien - kann das zusätzliche Abspeichern der Rohdaten mit den Datentypen MegaDST (Speichern der Cluster) oder GigaDST (Speichern der primären Detektordigitaldaten) erreicht werden.

4.2 PHAST

Die PHysics Analysis Software Tools (PHAST) Software [29] ist ein C++ basiertes Programm, welches den CORAL Output, die .mDST Daten, verarbeiten kann. Dabei wird die Eventstruktur der CORAL Daten beibehalten. Ein Event ist die Hauptstruktur, über die dann zugehörige Trajektorien, Zeitinformationen und Vertices abgerufen werden können. Dabei wird die spezifische Analyse durch die Einbindung sogenannter Userevents realisiert. Diese Userevents sind C++-Skripte, in denen mit Methoden aus PHAST oder

 $^{^{8}}$ Anmerkung: Trotzdem stellt die Detektorauflösung eine untere Grenze für die Genauigkeit, mit der die Effizienzen in Abschnitt 5 ermittelt werden können, dar.

⁹Siehe unten Abschnitt 4.3.

Standard C++-Libraries auf die Daten in der .mDST-Datei zugegriffen werden kann. Mit diesen Daten kann dann gerechnet werden. Außerdem ist das sukzessive Einführen von Datenpunkten in ROOT-Dateien (siehe unten 4.3) möglich. So können etwa Histogramme erzeugt werden.

Dieses Userevent wird für jedes Event im analysierten Datensatz einzeln aufgerufen. Dazu gibt es ein zusätzliches *Job-End*-Userevent, welches aufgerufen wird, nachdem alle Events einer .mDST-Datei analysiert wurden.

4.3 ROOT

ROOT [28] ist ein objekt-orientiertes und C++ basiertes Datenanalyseframework, das auf die Bedürfnisse in der Analyse von Hochenergiephysikexperimenten zugeschnitten ist. Es wird am CERN seit 1995 entwickelt und kuratiert. Dabei bietet ROOT mathematische Werkzeuge, Fitting-Algorithmen und Datenstrukturen für große Datenmengen.

5 Performanzstudie: 2016 und 2017

In diesem Abschnitt werden die Siliziumdetektoren im COMPASS Experiment auf ihre Performanz untersucht. Dazu werden zuerst die Orts- und die Zeitauflösung bestimmt. In einem weiteren Schritt für jeden Detektor Effizienzen berechnet.

Dafür werden Daten aus ausgewählten Runs der Jahre 2016 (270168, 274050, 276401) und 2017 (278516, 280034, 281717) genutzt. Ein Run bezeichnet einen Zeitraum ununterbrochener Datennahme. Die Runnummern werden fortlaufend und eindeutig vergeben. Die ausgewählten Runs stammen jeweils aus dem Anfang, der Mitte und dem Ende der Strahlzeit eines Jahres.

In den einzelnen Analyseschritten werden die Daten mehrerer Siliziumdetektoren ausgewertet. Dabei sind die Stationen in Strahlrichtung durchnummeriert mit SI*. Da in 2016 und 2017 je drei Stationen aufgebaut waren, lauten die Stationsbezeichnungen SI01 bis SI03. Weiter ist an jeder Station auf der Vorder- und Rückseite ein Detektor angebracht, so das insgesamt vier Detektorflächen in einer Station verbaut sind. Die Detektorflächen sind in Strahlrichtung mit U, V, X und Y bezeichnet. Es werden folglich die Detektoren SI01U bis SI03Y im Jahr 2016 und 2017 untersucht. Zwischen den Datennahmen in 2016 und 2017 wurde die Detektorposition nicht verändert. Die Bezeichnungen beziehen sich also in beiden Jahren auf denselben Detektor.¹⁰

Die Auswertungen basieren auf den Ergebnissen von PHAST-Analysen. Das genaue Vorgehen für Zeit- und Ortsresiduen sowie Effizienzen wird im jeweiligen Abschnitt diskutiert. Die Histogramm-Plots wurden alle mit ROOT (siehe Abschnitt 4.3) [28] erstellt. Die anderen Grafiken wurden mithilfe der Matplotlib [30] erstellt. Die Datenanalyse selbst hat mit den Python Packages Pandas [31] und SciPy [32] genutzt.

5.1 Zeitauflösung

Methodik. Für die Bestimmung der Zeitauflösung wurde folgendermaßen vorgegangen: Die mit CORAL (siehe Abschnitt 4.1) erzeugten .mDST-Dateien wurden mit einem PHAST-Userevent ausgewertet. Durch dieses Userevent¹¹ wurden die Residuen zwischen der Zeit des rekonstruierten Hits und jener des rekonstruierten Tracks berechnet. Ein typischer Verlauf dieses Residuums am Detektor ist in Abbildung (10) dargestellt.¹²

Für die aus dem Userevent gewonnenen Histogramme wurden einzeln mit ROOT eine Gauss-Anpassungskurve der Form

$$f(p) = C \cdot e^{\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{p-\mu}{\sigma}\right)^2\right)}$$
(5.1)

¹⁰Dies ist für das Jahr 2018 nicht mehr der Fall. Die Detektorstationen wurden umgebaut. Detektoren gleicher Bezeichnung sind nicht zwangsläufig dieselben.

¹¹Für die Erklärung von Userevents, siehe Abschnitt 4.2.

 $^{^{12}\}mathrm{Die}$ restlichen Histogramme zu den Zeitresiduen des Runs 276401 finden sich im Anhang in D.



Abbildung 10: Zeitresiduum des Detektors SI03V im Run 276401.

berechnet. Theoretisch begründen lässt sich die Verwendung der Normalverteilung aus dem Zentralen Grenzwertsatz der Wahrscheinlichkeitsrechnung, der besagt, dass die Summe unabhängiger, identisch verteilter Zufallsvariablen normalverteilt ist [33]. Wir nehmen das Zeitresiduum zwischen Track und Hit als zufällig an. Weiter sind die diskreten Teilchen die zu anderen Zeiten den Detektor passieren unabhängig. Die Größe des Residuums sollte also normalverteilt sein. Das wird durch die Empirie bestätigt: Man erkennt optisch, dass die Gauss-Kurve den Verlauf der Residuen gut wiedergibt. Das große $\chi^2 = 11, 13$ wird durch eine Verzerrung der Anpassungskurve durch Untergrundrauschen verursacht. Die Gauss-Anpassung wurde nach den Parametern C, μ und σ optimiert. Dabei ist C die Amplitude, also die Anzahl der erwarteten Zeitresiduen der Größe p.¹³ Der Parameter μ ist als Mittelwert die zu erwartende Residuumsgröße; σ die Standardabweichung.

Die Standardabweichung des Zeitresiduums in Abbildung (10) beträgt $\sigma_t = 2,15$ ns. Das liegt im erwarteten Bereich. In früheren Messungen im Jahr 2009 wurden für die Siliziumdetektoren des COMPASS Experiments σ_t -Werte zwischen 1,22 ns und 2,5 ns bestimmt [8] [9].¹⁴

Da bei einer gaussverteilten Messgröße - also einer der Form (5.1) - etwa 99,73% aller Werte im Bereich $\mu \pm 3\sigma$ liegen, bezeichnen wir 3σ als die Zeitauflösung des Detektors.¹⁵ Mit dem σ_t aus Abbildung (10) folgt für die Zeitauflösung $\Delta t = 3\sigma_t = 6,45$ ns.

¹³Diese Anpassungskurve wurde sowohl für die Zeit- als auch für die Ortsresiduen verwendet. Deshalb trägt σ in (5.1) kein Subskript. Im Text wird mit σ_t die Standardabweichung der Zeitresiduen, mit σ_x die der Ortsresiduen gemeint.

 $^{^{14}}$ [8], [9] nutzen in ihrer Arbeit den Root Mean Squared (RMS) anstatt σ aus der Gauss-Anpassung als Auflösung. Die in diesem Abschnitt wiedergegebenen Werte sind jedoch die σ Werte aus den zitierten Arbeiten.

 $^{^{15}\}mathrm{F\ddot{u}r}$ eine weitere Begründung dieser Wahl, siehe Abschnitt 5.3.



Abbildung 11: Zeitresiduum des Detektors SI03V im Run 270168. aufgrund der fehlerhaften Zeitkalibration ist keine Systematik in den Daten erkennbar.

Zeitresiduen in 2016. Die in der Analyse der Runs in 2016 bestimmten Standardabweichungen der Zeitresiduen sind in Abbildung (12) dargestellt. Dabei fallen die Ergebnisse des Runs 270168 (12(a)) ins Auge. Hier sind die σ_t Werte der SI03-Detektoren deutlich größer als die der anderen. Die Datenpunkte liegen im Bereich zwischen 22,11 ns und 32,23 ns, während die Werte für σ der anderen Detektoren nicht größer als 2,19 ns sind. Ebenfalls sind die Fehler (der Anpassung (5.1)) für die SI03-Detektoren deutlich größer: Zwischen 5,55 ns und 14,77 ns. Damit sind die Fehler eine Größenordnung größer als die Werte selbst. Die Fehler des σ_t der anderen Detektoren im Run 270168 sind kleiner als 0,02 ns.

Der Grund für diese große Streuung liegt in einer fehlerhaft angenommenen Laufzeit des Triggersignals zum Detektor. Durch Austausch einer Signal-Fiber wurde die Latenz des Triggersignals verändert. Die Hits die die SI03 Detektoren für ein Event aufgenommen haben stammen also nicht aus den denselben physikalischen Prozessen die die restlichen Detektoren aufgenommen haben. Folglich sind die Zeitresiduen nicht normalverteilt. Das in Abschnitt 3.4.2 dargestellte Verfahren für die Zeitauflösung funktioniert nicht mehr. Abbildung 11 ist ein Plot der Zeitresiduen eines fehlkalibrierten Detektors.

Vernachlässigt man das σ_t der SI03-Detektoren, so erkennt man, dass σ_t der restlichen Detektoren im Run 270168 zwischen 1,38 ns und 1,94 ns liegt. Das ist in Abbildung (12(b)) dargestellt.

Die weiteren Runs aus 2016 mit den Nummern 274050 und 276401 finden sich in (12(c)) und (12(d)). Im Run 274050 befindet sich σ_t zwischen 1, 40 ns und 2, 60 ns. Im Run 276401



Abbildung 12: Dargestellt sind die für die Runs aus dem Jahr 2016 bestimmten Streuungen der Zeitresiduen. Dabei gab es in dem Run 270168 (12(a)) ein Problem mit der Zeitkalibration der SI03-Detektoren. Deshalb sind in (12(b)) die Ergebnisse unter Ausschluss der fehlkalibrierten Detektoren dargestellt. Die rote Line ist der Mittelwert der Standardabweichungen der Zeitresiduen aller Detektoren aus dem jeweiligen Run. Der Bereich \pm einer Standardabweichung ist schraffiert dargestellt. Die Fehler der Zeitresiduen sind für bessere Sichtbarkeit mit dem Faktor 3 skaliert. Die dargestellten numerischen Werte finden sich in Tabelle (1).

Detektor		Run	
	270168	274050	276401
		$\sigma_t \; [\mathrm{ns}]$	
SI01U	$1,50{\pm}0,01$	$1,52{\pm}0,01$	$1,66{\pm}0,01$
SI01V	$1,76{\pm}0,01$	$1,79{\pm}0,01$	$2,12{\pm}0,01$
SI01X	$1,\!38{\pm}0,\!01$	$1,40{\pm}0,00$	$1,\!49{\pm}0,\!00$
SI01Y	$1,72{\pm}0,01$	$1,76{\pm}0,01$	$2,\!44{\pm}0,\!01$
SI02U	$1,80{\pm}0,01$	$1,78{\pm}0,01$	$1,90{\pm}0,01$
SI02V	$2,\!19{\pm}0,\!01$	$2,22{\pm}0,01$	$2,\!38{\pm}0,\!01$
SI02X	$1,66{\pm}0,01$	$1,\!68{\pm}0,\!01$	$1,79{\pm}0,01$
SI02Y	$1,94{\pm}0,01$	$1,95{\pm}0,01$	$2,\!30{\pm}0,\!01$
SI03U	$29,31{\pm}11,39$	$1,\!67{\pm}0,\!01$	$1,88{\pm}0,01$
SI03V	$32,23{\pm}14,77$	$1,90{\pm}0,01$	$2,\!15{\pm}0,\!01$
SI03X	$30,92{\pm}13,58$	$2,\!60{\pm}0,\!02$	$2,81{\pm}0,02$
SI03Y	$22,11\pm 5,55$	$2,02{\pm}0,01$	$2,23{\pm}0,01$

Tabelle 1: Die Streuung der Zeitresiduen aller Detektoren in den untersuchten Runs aus 2016

zwischen 1,49 ns und 2,81 ns. Es fällt auf, dass jeweils der Detektor SI01X die kleinste und der Detektor SI03X das größte Streuung der Residuen aufweisen. Das kann an einem kleinen, beziehungsweise großen Detektorspezifischen Offset der Zeitmessung in Bezug auf das Triggersignal liegen.

Insgesamt finden wir die folgenden Mittelwerte für die Streuung der Zeitresiduen über alle Detektoren in den Runs: $10,71 \pm 13,45$ ns im Run 270168, beziehungsweise $1,74 \pm 0,25$ ns unter Ausschluss der SI03-Detektoren. In den Runs 274050 und 276401 liegen die Mittelwerte der Residuen bei $1,86 \pm 0,32$ ns und $2,10 \pm 0,37$ ns. Vernachlässigt man also die Fehlkalibrierten Detektoren in 270168 liegen die Zeitresiduen im selben Bereich wie in den erfolgreich kalibrierten Runs. Man kann daraus folgern, dass sich die Fehlkalibration nicht maßgeblich auf die Qualität der Zeitauflösung der anderen Detektoren auswirkt. Nach unserer Definition der Auflösung als $\Delta t = 3\sigma_t$ liegen die Zeitauflösungen im Mittel

im selben Wertebereich wie 2009 [8] [9].

Die Werte für σ aus den untersuchten Runs in 2016 sind in der Tabelle (1) angegeben.

Zeitresiduen in 2017. In 2017 gibt sich für die Streuung der Zeitresiduen ein ähnliches Bild wie 2016. Die Ergebnisse der Zeitresiduenauswertung sind in Abbildung (13) dargestellt. Insgesamt liegen die Werte für die σ_t der Zeitresiduen in 2017 zwischen 1, 32 ns und 2, 23 ns. Die Mittelwerte über die Detektoren liegen in den einzelnen Runs für 278516 bei 1, 72 ± 0, 23 ns, für 280034 bei 1, 89 ± 0, 29 ns und für 281717 bei 1, 80 ± 0, 25 ns. Die mittlere Auflösung liegen folglich, wie auch 2016, im selben Bereich wie 2009 [8] [9] . Eine Auflistung der numerischen Werte findet sich in Tabelle (2).


Abbildung 13: Dargestellt sind die für die Runs aus dem Jahr 2017 bestimmten Standardabweichungen der Zeitresiduen, σ_t . Die rote Line ist der Mittelwert der Standardabweichungen der Zeitresiduen aller Detektoren aus dem jeweiligen Run. Der Bereich \pm einer Standardabweichung ist schraffiert dargestellt. Die Fehler der Zeitresiduen sind für bessere Sichtbarkeit mit dem Faktor 3 skaliert. Die dargestellten numerischen Werte finden sich in Tabelle (2).

Detektor		Run	
	278516	280034	281717
		$\sigma_t \; [\mathrm{ns}]$	
SI01U	$1,55\pm0,01$	$1,62{\pm}0,01$	$1,59{\pm}0,01$
SI01V	$1,76{\pm}0,01$	$1,97{\pm}0,01$	$1,\!89{\pm}0,\!01$
SI01X	$1,32{\pm}0,01$	$1,\!38{\pm}0,\!01$	$1,\!34{\pm}0,\!01$
SI01Y	$1,70{\pm}0,01$	$2,\!13{\pm}0,\!01$	$2,00{\pm}0,01$
SI02U	$1,\!63{\pm}0,\!01$	$2,04{\pm}0,01$	$1,77{\pm}0,01$
SI02V	$1,99{\pm}0,01$	$2,11{\pm}0,01$	$2,01{\pm}0,01$
SI02X	$1,\!63{\pm}0,\!01$	$1,71{\pm}0,01$	$1,\!67{\pm}0,\!01$
SI02Y	$2,06{\pm}0,01$	$2,29{\pm}0,01$	$2,16{\pm}0,01$
SI03U	$1,59{\pm}0,01$	$1,\!66{\pm}0,\!01$	$1,\!62{\pm}0,\!01$
SI03V	$1,84{\pm}0,01$	$1,98{\pm}0,01$	$1,86{\pm}0,01$
SI03X	$1,54{\pm}0,01$	$1,\!62{\pm}0,\!01$	$1,55{\pm}0,01$
SI03Y	$2,07{\pm}0,01$	$2,23{\pm}0,01$	$2,14{\pm}0,01$

Tabelle 2: Die Streuung der Zeitresiduen aller Detektoren in den untersuchten Runs aus 2017

Vergleich. In Abbildung (14) ist die Entwicklung der Zeitresiduenstreuung für die Verschiedenen Runs in (a) dargestellt. Dabei fällt auf, dass die Streuung der Zeitresiduen aller Detektoren denselben Verlauf hat. Alle haben einen maximalen Wert im Run 276401 und einen minimalen im Run 278516.

In (b) findet sich für jeden Run der Mittelwert der Zeitresiduenstreuung für alle Detektoren. Es ist derselbe Verlauf zu erkennen.

Der korrelierte Verlauf der Zeitresiduenstreuung führt zu folgendem Schluss: Die Zeitauflösung der Detektoren sind folglich von Parametern abhängig, die alle Detektoren gleichermaßen betrifft.

Die Zeitresiduenstreuung zwischen den Runs der beiden Jahre hat (unter Ausschluss von 270168), ausgenommen die Detektoren SI02V und SI03X, allerdings keinen auf 5%-Niveau statistisch signifikanten Unterschied. Das liegt an einer Verbesserung der Zeitauflösung fürSI02V und SI03X zwischen 2016 und 2017, wobei die Ursache für das die größere Streuung des Zeitresiduum in 2016 unklar ist.

Die Unterschiede zwischen den Jahren wurden anhand der Resultate eines t-Tests ermittelt [34]. Das ist in Tabelle dargestellt. p-Werte kleiner 0,05 bedeuten mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 5% das die Unterschiede Zeitresiduenstreuung der beiden Jahre nicht zufällig ist.



(a) Zeitresiduenstreuung einzelner Detektoren

(b) Runmittelwerte der Zeitresiduenstreuung

Abbildung 14: Die Entwicklung der Zeitresiduenstreuung für die untersuchten Runs unter Ausschluss des fehlkalibrierten Runs 270168. Die vertikale Linie trennt die Jahre 2016 und 2017. Die Fehler sind mit dem Faktor 5 skaliert.

Detektor	t	p
SI01U	$0,\!04$	$0,\!97$
SI01V	$0,\!55$	$0,\!62$
SI01X	2,36	$0,\!10$
SI01Y	0,52	$0,\!64$
SI02U	$0,\!18$	$0,\!87$
SI02V	$3,\!43$	$0,\!04$
SI02X	1,31	$0,\!28$
SI02Y	-0,26	$0,\!82$
SI03U	$1,\!87$	$0,\!16$
SI03V	1,24	$0,\!30$
SI03X	$13,\!52$	0,01
SI03Y	-0,21	$0,\!85$
Mittelwerte	1,57	0,21

Tabelle 3: t- und p-Werte eines t-Test zum Vergleich der Zeitresiduenstreuung der Detektoren und im Mittel. Es zeigen sich keine statistisch signifikanten Unterschiede. Run 270168 wurde nicht berücksichtigt.



Abbildung 15: Ortsresiduum des Detektors SI02Y im Run 274050.

5.2 Ortsauflösung

Methodik. Das Vorgehen zur Bestimmung der Streuung der Ortsresiduen ist analog zum Vorgehen bei der Bestimmung der Zeitresiduen. Die .mDST Dateien aus CORAL wurden in PHAST mit einem Userevent analysiert. Dabei wurde für jeden Detektor das Residuum zwischen dem in CORAL rekonstruierten Track und dem Hit der zur Trackrekonstruktion beigetragen hat, berechnet. Diese Residuen wurden in Histogrammen gespeichert. Eine Gaussanpassung der Form (5.1) liefert eine Standardabweichung σ . Als Ortsauflösung gilt in der Folge der Wert 3σ , da 99,73% aller Werte einer gaussverteilten Messgröße im Bereich um $\mu \pm 3\sigma$ liegen. Zwei Signale die weiter als 3σ voneinander entfernt sind stammen also mit einer Wahrscheinlichkeit > 99,73% von unterschiedlichen Ereignissen.

Ein beispielhaftes Histogramm der Ortsresiduen ist in Abbildung (15) zu sehen.¹⁶ Dabei beträgt die Standardabweichung $\sigma = 1,02 \ \mu m.^{17}$ Es folgt also eine Ortsauflösung von $3 \cdot \sigma_x = 3,06 \ \mu m$. Das ist ein guter Wert leicht unterhalb des erwarteten Bereichs. In früheren Analysen im Jahr 2009 wurden Werte im Bereich von 3,3 μm bis 12,0 μm [8] [9] gefunden.¹⁸

¹⁶Die Ortsresiduen der restlichen Detektoren in diesem Run findet sich im Anhang in Abschnitt D.

¹⁷Für einen Run lagen mehrere .mDST-Dateien vor. Die resultierenden Anpassungsparameter wurden zur weiteren Analyse zusammengeführt. Deshalb weichen die Werte der Abbildung (15) leicht von denen der Tabelle (4) ab.

¹⁸In den zitierten Arbeiten wurde die RMS als Ortsauflösung verwendet. Da, anders als bei der Berechnung der Zeitresiduen, keine σ -Werte in den entsprechenden Arbeiten angegeben waren, wurden die Ergebnisse hier mit den Größen auf Grundlage des RMS verglichen.

Detektor	Run		
	270168	274050	276401
		$\sigma_x \; [\mu \mathrm{m}]$	
SI01U	$8,36{\pm}0,04$	$8,86{\pm}0,03$	$7,80{\pm}0,03$
SI01V	$5,94{\pm}0,03$	$5,97{\pm}0,03$	$6,07{\pm}0,02$
SI01X	$9,63{\pm}0,04$	$9,14{\pm}0,03$	$8,77{\pm}0,03$
SI01Y	$4,70{\pm}0,03$	$5,81{\pm}0,03$	$5,\!39{\pm}0,\!02$
SI02U	$8,55 \pm 0,04$	$5,69{\pm}0,02$	$5,89{\pm}0,02$
SI02V	$6,02{\pm}0,03$	$4,74{\pm}0,02$	$4,94{\pm}0,02$
SI02X	$8,81{\pm}0,05$	$6,45{\pm}0,02$	$6,11{\pm}0,02$
SI02Y	$5,50{\pm}0,03$	$4,88{\pm}0,02$	$5,10{\pm}0,02$
SI03U	$42,87{\pm}17,88$	$8,44{\pm}0,03$	$8,39{\pm}0,03$
SI03V	$36,47{\pm}14,78$	$4,82{\pm}0,03$	$4,\!68{\pm}0,\!03$
SI03X	$54,16{\pm}53,20$	$8,40{\pm}0,04$	$8,31{\pm}0,04$
SI03Y	$36,\!31{\pm}13,\!19$	$6,37{\pm}0,03$	$5,53{\pm}0,03$

Tabelle 4: Streuung der Ortsresiduen aller Detektoren der untersuchten Runs in 2016.

Ortsresiduen in 2016. Die Ergebnisse für die Ortsresiduen sind in Abbildung (16) dargestellt. Wieder fallen im Run 270168, Abbildung (16(a)), die Werte der SI03-Detektoren auf. Das ist mit der Fehlerhaften Zeitkalibration der entsprechenden Detektoren zu erklären, die in Abschnitt 5.1 besprochen wurde.

Insgesamt liegen die Mittelwerte der σ_x der Ortsresiduen im Run 270168 bei 18,94 ± 17,97 µm beziehungsweise bei 7,17 ± 1,84 µm unter Ausschluss der fehlkalibrierten Detektoren. In den Runs 274050 und 276401 liegen die Mittelwerte der Standardabweichung der Ortsresiduen, σ_x , über alle Siliziumdetektoren bei 6,63±1,64 µm und 6,42±1,48 µm. Die einzelnen Werte liegen zwischen 4,68 µm und 8,77 µm (beziehungsweise 54,16 µm unter Berücksichtigung der SI03-Detektoren). Die Zahlenwerte finden sich in Tabelle (4). Die Ortsauflösungen $\Delta x = 3 \cdot \sigma_x$ befinden sich für die erfolgreich kalibrierten Detektoren folglich innerhalb der Spanne der früheren Messungen aus dem Jahr 2009 bei denen $3\sigma_t$ Werte zwischen 3,3 µm und 15 µm [8] [9] angegeben werden.

Ortsresiduen in 2017. Die Ortsauflösung der Datennahme in 2017 ist im Vergleich zu jener 2016 schlechter. Sie ist in Abbildung (17) dargestellt. Zahlenwerte finden sich in Tabelle (5).

Die Mittelwerte der Ortsresiduenstandardabweichung der untersuchten Runs liegen für den Run 278516 bei $8, 81\pm 2, 17 \mu m$, für den Run 280034 bei $9, 60\pm 2, 42 \mu m$ und für 281717 bei $9, 09\pm 2, 20 \mu m$. Die einzelnen Werte liegen im Bereich von $5, 93 \mu m$ und $11, 86 \mu m$. Sie sind also deutlich größer als 2016. Das liegt an einem bereits fertiggestellten Alignment der Detektoren im früheren Jahr. Alignment bezeichnet das virtuelle verschieben der Detektorposition in einer Software nach dem Aufbau der Detektorstationen. Dazu werden die Referenzsysteme aller Detektoren so angepasst, dass ein bekannter Kalibrationsstrahl



Abbildung 16: Dargestellt sind die für die Siliziumdetektoren in Runs des Jahres 2016 bestimmten σ_x der Residuen. Dabei gab es in dem Run 270168 (16(a)) eine Fehlkalibration der Zeit in Bezug auf das Triggersignal. Das führt zu den großen Ortsresiduen der betroffenen Detektoren. In (16(b)) sind die σ_x ohne die Detektoren der SI03 Station aufgezeigt. Die rote Linie ist der Mittelwert μ der Standardabweichung der Ortsresiduen. Der rot schraffierte Bereich beschreibt die Streuung um eine Standardabweichung der σ_x um μ . Die Fehlerbalken der berechneten σ_x sind zur besseren Sichtbarkeit mit dem Faktor 5 skaliert.



Abbildung 17: Dargestellt sind die für die Siliziumdetektoren in Runs des Jahres 2017 bestimmten Residuen. Die rote Linie ist der Mittelwert μ der Standardabweichung der Ortsresiduen. Der rot schraffierte Bereich beschreibt die Streuung um eine Standardabweichung der σ_x um μ . Die Fehlerbalken der berechneten σ_x sind zur besseren Sichtbarkeit mit dem Faktor 5 skaliert.

bei jedem Detektor den selben Ort in der Ebene orthogonal zum Strahl trifft. Das ist für die Trackrekonstruktion in CORAL wichtig, die in den einzelnen Sektoren des COMPASS Experiments von einer geraden Trajektorie ausgeht. Aus dem vorläufigen Alignment in 2017 resultieren deshalb die größeren Streuungen der Ortsresiduen.

Weiter ist erkennbar, dass die Ortsresiduenstreuung der SI02-Detektoren kleiner ist, als die der Stationen SI01 und SI03. Die Kalibrierung war hier genauer.

Die σ_x liegen allerdings noch in der Spanne der von [9] angegebenen Werte, sind aber teilweise größer als die von [8] gefundenen.

Vergleich. Im Gegensatz zu den Zeitresiduen zeigen die Positionsresiduen deutliche Unterschiede zwischen den Jahren 2016 und 2017. Die Irrtumswahrscheinlichkeiten liegen zumeist unter 1%, bis auf SI02X unter 5%. Das liegt an dem schon angesprochenen, besseren Alignment in 2016. Das aus 2017 ist bis jetzt nur vorläufig.

Warum der Detektor SI02X keine signifikante Veränderung zeigt ist unklar.

Kurz vor Ende des Bearbeitungszeitraums dieser Arbeit wurde eine erste Analyse der

Detektor		Run	
	278516	280034	281717
		$\sigma_x \; [\mu \mathrm{m}]$	
SI01U	$11,27{\pm}0,04$	$11,86 \pm 0,04$	$11,66\pm0,04$
SI01V	$9,\!68{\pm}0,\!04$	$11,\!84{\pm}0,\!04$	$10,12{\pm}0,04$
SI01X	$11,\!45{\pm}0,\!04$	$11,\!84{\pm}0,\!04$	$11,\!58{\pm}0,\!04$
SI01Y	$9,40{\pm}0,04$	$11,\!67{\pm}0,\!04$	$10,01{\pm}0,04$
SI02U	$6,06{\pm}0,03$	$6,35{\pm}0,03$	$6,24{\pm}0,03$
SI02V	$5,93{\pm}0,03$	$6,\!41{\pm}0,\!03$	$6,26{\pm}0,03$
SI02X	$6,\!33{\pm}0,\!03$	$6,56{\pm}0,03$	$6,\!48{\pm}0,\!03$
SI02Y	$5,95{\pm}0,03$	$6,33{\pm}0,03$	$6,\!15{\pm}0,\!03$
SI03U	$10,50{\pm}0,04$	$10,86{\pm}0,04$	$10,\!62{\pm}0,\!04$
SI03V	$9,66{\pm}0,04$	$10,\!48{\pm}0,\!04$	$9,95{\pm}0,04$
SI03X	$10,\!81{\pm}0,\!04$	$10,99{\pm}0,04$	$11,02{\pm}0,04$
SI03Y	$8,69{\pm}0,03$	$10,01{\pm}0,04$	$8,97{\pm}0,03$

Tabelle 5: Die Streuung der Ortsresiduen aller Detektoren der untersuchten Runs in 2017.



(a) Positionsresiduenstreuung einzelner Detektoren



(b) Runmittelwerte der Positionsresiduenstreuung

Abbildung 18: Die Postitionsresiduenstreuung aller Detektoren ist in (a) zu sehen. Die Mittelwerte der Positionsresiduenstreuung in (b). Deutlich ist die kleinere Streuung in 2016 aufgrund des besseren Alignment. Die vertikale Linie trennt die Jahre 2016 und 2017. Die Fehler sind mit dem Faktor 5 skaliert.

Detektor	t	p
SI01U	$-7,\!174$	0,006
SI01V	$-5,\!315$	0,013
SI01X	$-13,\!228$	0,001
SI01Y	-5,339	0,013
SI02U	-3,198	0,049
SI02V	-6,985	0,006
SI02X	-1,158	0,331
SI02Y	-7,044	0,006
SI03U	-16,224	0,001
SI03V	$-16,\!858$	0,001
SI03X	$-27,\!419$	0,001
SI03Y	-5,402	$0,\!012$
Mittelwerte	-8,54	0,003

Tabelle 6: t- und p-Werte eines t-Test zum Vergleich der Positionsresiduenstreuung der Detektoren und im Mittel. Der Run 270168 wurde ausgeschlossen Es zeigen sich deutliche, statistisch signifikanten Unterschiede. Diese sind durch das bessere Alignment im Jahr 2016 zu erklären.

Ortsresiduen der Strahlzeit in 2018 von [22] fertiggestellt. Dabei ist die Analyse noch nicht fertiggestellt und die Ergebnisse folglich noch unter Vorbehalt.

Die Ortsresiduen der einzelnen Detektoren liegen im Bereich zwischen 1,55 µm und 6,9 µm. Sie liegen im Mittel aller Detektoren um $3,89 \pm 1,26$ nm, was einer mittleren Ortsauflösung von $11,68 \pm 3,78$ nm entspricht. Das ist ein Wert über dem Bereich der gekühlten Stationen im Jahr 2009 [8].

5.3 Effizienz

Für geladene Teilchen ist die intrinsische Messeffizienz von Halbleiterdetektoren nahe 100%. Nur wenige Teilchen gelangen durch die dicht gepackten Halbleiterkristalle, ohne im aktiven Volumen des Detektors ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen. Das führt jedoch auch zu viel Rauschen; beispielsweise durch den Durchgang kosmischer Strahlung oder durch Temperaturanregungen.

Die extrinsische Effizienz - diejenige unter Einbezug der Signalauswertung - hängt folglich maßgeblich davon ab, wie gut die Ortsbestimmung der Teilcheninzidenz funktioniert, ob sie vom Rauschen unterschieden werden kann und mit welcher Genauigkeit die Trackberechnung funktioniert.

Methodik. Anders als bei der Berechnung der Orts- und Zeitresiduen wurden zur Bestimmung der Effizienzen die Daten bereits in CORAL vorbehandelt. Zu jedem in den oberen Abschnitten besprochenen Runs wurden paarweise (U, V oder X, Y für SI01 bis SI03) Detektorebenen ausgeschlossen. Die resultierenden .mDST-Dateien enthalten rekonstruierte Tracks zu denen Hits in den ausgeschlossenen Detektoren nicht beigetragen haben.

Unterlässt man das Ausschließen des Untersuchten Detektors aus der Rekonstruktion der Track und geht ansonsten analog zu dieser Arbeit vor, werden Pseudoeffizienzen bestimmt. Diese Pseudoeffizienzen überschätzen die Effizienz, da der untersuchte Hit Teil der Trackanpassung ist. Das war das Vorgehen der Arbeit von [9], weshalb in diesem Abschnitt aus sie nicht weiter eingegangen wird.

Zur Berechnung der Effizienzen wurde in einem PHAST-Userevent für jedes aufgenommene Event die aus der Rekonstruktion ausgeschlossenen Detektorebene betrachtet. Zunächst wurden diejenigen Tracks aus der Analyse ausgeschlossen, bei denen nicht sicher gesagt werden kann, ob sie die aktive Detektorfläche tatsächlich passiert haben. Das bedeutet einerseits die Vernachlässigung von Tracks, deren Trajektorie von der Strahlrichtung so stark divergiert, dass sie nicht mehr die aktive Detektorfläche treffen. Andererseits wurden Tracks ausgeschlossen, deren erster gemessener Hit in einem Detektor hinter dem untersuchten, oder deren letzter Hit in einem Detektor vor dem untersuchten, gemessen wurde.

Ist das Residuum zwischen Track und dem Hit, der dem Track am nächsten ist kleiner als die Ortsauflösung, so wird der Hit als gefunden betrachtet. Jeder extrapolierte Track stellt außerdem einen erwarteten Hit dar. Eine Fehlerquelle ist die Möglichkeit, dass der dem Track am nächsten liegende Hit nicht von der Teilchentrajektorie stammt, die der Track nachbildet und dass der zugehörige Hit weiter als die Ortsauflösung vom berechneten Track entfernt ist, oder gar nicht gemessen wurde.

Dieses Phänomen ist in Abbildung (19) dargestellt. Am Beispiel der Detektoren SI01X und SI01Y wird deutlich, dass die Effizienz der Detektoren mit dem Akzeptanzradius (*Route*



Abbildung 19: Diese Abbildung zeigt die für die Detektoren SI01X und SI01U bestimmten Effizienzen in Abhängigkeit des vervielfachenden Faktors der Streuung der Ortsresiduen σ_x . Das Produkt aus Faktor und σ_x wird als Akzeptanzradius eines vorhergesagten Hits als gefunden angenommen. Dabei führen die hohen Strahlintensitäten zu Rauschen im Detektor; zu dem untersuchten Vorgang unkorrelierte Hits werden gemessen. Liegen diese unkorrelierten Hits innerhalb des Akzeptanzradius, so wird der Hit falsch-positiv als gefunden gewertet. So kommen perfekte Effizienzen (rot gestrichelte Linie) zustande, wenn der Faktor nur groß genug gewählt wird. In dieser Arbeit wurde sich für die Definition von $3 \cdot \sigma$ als Auflösung entschieden. Das bedeutet für die Detektoren SI01X und SI01Y eine Effizienz von 96,09%, beziehungsweise 98,06%.

Width) in dem der Hit als gefunden akzeptiert wird steigt und für große Akzeptanzradien gegen 100% konvergiert. Die hohen Strahlintensitäten (und damit die Teilchenanzahl) im COMPASS Experiment führen dazu, dass zu jedem Zeitpunkt, bei eingeschaltetem Strahl, die Wahrscheinlichkeit eines Teilchendurchganges durch die aktive Detektorfläche nicht vernachlässigbar ist. Je größer der Akzeptanzradius, desto wahrscheinlicher ist es einen solchen, zum gesuchten Teilchendurchgang unkorrelierten, Hit zu finden. Konsequenterweise müsste die Effizienz um diese, zum Akzeptanzradius proportionale Wahrscheinlichkeit eines falsch-positiven Befundes korrigiert werden. Das wurde in dieser Untersuchung aus Zeitgründen jedoch nicht umgesetzt und bildet einen Anknüpfungspunkt für zukünftige Arbeiten.

Für die Analyse bietet es sich an, den Akzeptanzradius gleich der Ortsauflösung zu wählen. Die Ortsauflösung sollte proportional zu der Streuung der Residuengröße zwischen vorhergesagtem und gemessenem Ort der Teilchenpassage sein und wurde in den vorangegangenen Abschnitten bereits als $3 \cdot \sigma_{x,t}$ definiert. Das hat einerseits den (bereits oben in Abschnitt 5.1 angesprochenen) Hintergrund, dass sich rund 99,73% aller unverzerrten Messwerte einer normalverteilten Größe im Bereich $\mu \pm 3\sigma_{x,t}$ um den Mittelwert der Größe μ befinden. Andererseits ist diese Wahl mit der Abbildung (19) begründet. Hier setzt ab etwa dem Faktor 3-mal die Standardabweichung ein Abflachen der Effizienzzunahme mit der Skalierung von σ_x für die Ortsauflösung ein. Der $3 \cdot \sigma$ Wert ist in der Abbildung (19) durch die grüne, gestrichpunktete Linie angezeigt. Der letztlich ausschlaggebende Grund für die Wahl von $3 \cdot \sigma_{x,t}$ als Auflösung und damit Akzeptanzradius in der Effizienzbestimmung, ist die Konsistenz mit der Arbeit von [8].¹⁹

Es ist jedoch weiter anzumerken, dass eine größere Streuung der Ortsresiduen nicht zwangsläufig in einer besseren Effizienz resultiert. Eine große Streuung der Ortsresiduen ist durch eine geringere bedingt durch Ineffizienzen des Detektors in Bezug auf die Trajektorienbestimmung. Es liegen gegenläufige Effekte vor. Einerseits resultieren Ineffizienzen im Detektor in einer gröberen Auflösung und einem weiteren Akzeptanzradius. Die Schätzung des Tracks ist schlechter. Andererseits führt eben diese Vergrößerung des Akzeptanzradius zu einer (Pseudo-)Verbesserung der Effizienz durch falsch-positiv gefundene Hits. Da wie eben argumentiert der Beitrag falsch-positiv gemessener Hits zur Effizienz klein gegenüber dem tatsächlichen finden eines korrelierten Ereignisses ist, wird dennoch eine schlechtere Effizienz für Detektoren mit größerer Streuung der Ortsresiduen erwartet. Die Effizienz bestimmt sich letztendlich aus dem Verhältnis der gefundenen zu den erwarteten Hits:

$$\eta = \frac{n_{\text{gefunden}}}{n_{\text{erwartet}}} \ . \tag{5.2}$$

Für die Werte der Ortsauflösung wurden für jeden Run die in Abschnitt 5.2 berechneten Residuen als Grundlage genommen. Dieses Vorgehen bezieht die Effizienz relativ auf die Detektorgenauigkeit. Das muss berücksichtigt werden, da besonders grobe Auflösungen²⁰ zu größeren Akzeptanzradien führen. Dieser Effekt muss bei der Interpretation der Daten berücksichtigt werden. Das Vorgehen der detektorresiduenspezifischen Berechnung der Effizienz hat gegenüber dem willkürliche festsetzen einer Auflösung den Vorteil, dass die berechnete Effizienz detektorspezifisch ist und nicht spezifisch zu einer willkürlich festgesetzten Auflösung.

Die Effizienzen werden unter anderem in zweidimensionalen Histogrammen dargestellt. So wird die räumliche Effizienzverteilung auf der Detektorfläche darstellbar, defekte Streifen können erkannt werden.

Methodisch werden diese zweidimensionalen Histogramme über ein PHAST Userevent kreiert. Dazu wird ein Histogramm mit den X-Y-Koordinaten an der Z-Position des Detektors aus der Trackrekonstruktion gefüllt. Ein weiteres wird mit denselben Parametern gefüllt, solange der Hit innerhalb des Akzeptanzradius um den extrapolierten Track gefunden wird. Dabei werden die berechneten Trackparameter eingegeben um sicherzustellen,

¹⁹Die Arbeit [8] hat zwar das RMS als Ortsauflösung genutzt aber wie in dieser Arbeit σ_x als Grundlage für die Berechnung der Effizienzen herangezogen.

 $^{^{20}}$ wie die der falsch zeitkalibrierte Detektoren in Run 270168, siehe Abschnitt 5.1.

dass im nächsten Schritt, einer Division des zweiten durch das erste Histogramm, eine richtige Zuordnung des gefunden-nicht-gefunden-Status passiert.

Das aus der Division resultierende Histogramm hat in jedem Eintrag das Ergebnis der Division der beiden ursprünglichen Histogramme am selben Ort.

Detektoreffizienzen 2016. Bei den im Jahr 2016 untersuchten - und in Abbildung (21) dargestellten - Runs fällt als erstes der Run 270168 ins Auge. Hier sind die Effizienzen der Detektoren besonders schlecht, was an der in Abschnitt 5.1 besprochenen Problematik mit der Zeitkalibration liegt. Die Effizienzen der betroffenen SI03-Detektoren liegen unter 5,5%. Der Zeitoffset der SI03 Detektoren zum Triggersignal war so groß, dass die gemessenen Hits zu denen in den anderen Detektoren unkorreliert sind. Die gefundenen Hits sind folglich für das jeweilige Event nur Signalrauschen. Daher können die Effizienzewerte der Detektoren der SI03-Station im Run 270168 als Abschätzung für den Fehler dienen, der gemacht wird, indem nicht auf falsch-positiv gefundene Hits korrigiert wird. Die Zahlenwerte finden sich in Tabelle (7).

Es ist aber anzunehmen, dass, unter Vernachlässigung systematische Fehler wie etwa kaputte Streifen, die Wahrscheinlichkeit einen Hit aus dem Rauschen zur betrachteten Zeit zu finden proportional zu der Fläche ist, innerhalb derer ein Hit als gefunden akzeptiert wird. Die fehlerhafte Zeitnahme resultiert in deutlich weiter gestreuten Ortsresiduen, weshalb die bloße fehlerhafte Detektoreffizienz Fehler überschätzt. Eine bessere Abschätzung liefert das skalieren der Effizienz mit der Länge der durch die Standardabweichung der Ortsresiduen, σ_x , aufgespannten Gerade. Nutzt man konservativ das kleinste σ_x der fehlkalibrierten Detektoren (36,31 µm) mit einem großen σ_x erfolgreich kalibrierter Detektoren (8,81 µm) als Skalierung für die größte, falsch-positive Effizienz von 5,08%, folgt eine obere Grenze des Fehlers falsch-positiver Hits aus dem Untergrund von

$$\Delta \eta_{\text{ Falsch positiv}} = \frac{8,81 \,\mu\text{m}}{36,31 \,\mu\text{m}} \cdot 5,08\% = 1,29\% \ . \tag{5.3}$$

Der Akzeptanzradius geht dabei nur linear ein, da die Streifen einer Detektorseite nur die Projektion auf eine Achse messen.

Die Fehler der Vernachlässigung falsch-positiv gefundener Hits beträgt also kleiner $\frac{1}{4}$ der fehlkalibrierten Effizienzen der SI03-Detektoren aus dem Run 270168.

Das stellt nur eine sehr grobe Abschätzung dar und hat weiter nur eine begrenzte Aussagekraft, da die Effizienzen von dem gemessenen σ_x abhängen.

Allgemein bietet es sich an, die falsch-positiv-Effizienz für die verschiedenen Detektoren aus den bei eingeschaltetem Strahl zu einem Zeitpunkt gemessenen Hits in der gesamten Detektorfläche zu bestimmen. So kann Wahrscheinlichkeit einen unkorrelierten Hit zur Zeit dt in der Fläche $dx \cdot dy$ zu messen empirisch bestimmt werden. Das ist ein Anknüpfungspunkt für zukünftige Arbeiten.

Trotzdem liefert die eben vollzogene Abschätzung eine Größenordnung für den Fehler



(a) Detektor SI03U in 270168

(b) Detektor SI03U in 276401

Abbildung 20: In (a) ist die ortsaufgelöste Effizienz des Detektors SI03U im Run 270168 zu sehen. Da insgesamt nur sehr wenige Hits gefunden wurden, ist das Histogramm "löchrig" und die Effizienzen schlecht. In (b) ist zum Vergleich derselbe Detektor im Run 276401 mit einer Effizienz von 91, 37% zu sehen.

aus falsch-positiv gefundenen Hits. Er ist deutlich größer als die statistischen Fehler der Signifikanzbestimmung, allerdings auch deutlich kleiner als die Zahlenwerte der Effizienzen. Deshalb bietet die vorliegende Auswertung trotz der Vernachlässigung der Fehler falsch-positiv registrierter Hits eine gute Abschätzung der Detektor- und Auswertungsperformanz.

Die Effizienzen der anderen Detektoren im Run 270168 sind zum Teil ebenfalls deutlich verringert. Lediglich die Detektoren SI01X und SI01Y haben sehr gute Effizienzen. Das kann allerdings nicht dadurch erklärt werden, dass diese beiden Detektorebenen am häufigsten in der CORAL-Trackrekonstruktion als Pivot-Detektorebenen gedient haben. Die auf ihre Effizienz untersuchten Detektorebenen wurden jedes Mal von der Rekonstruktion ausgeschlossen. Ebenso sind die Ortsresiduen in derselben Größenordnung wie die der anderen richtig zeitkalibrierten Detektoren in Run 270168. So folgt der gute Wert ihrer Effizienz. Es ist aber festzuhalten, dass die Fehlkalibration der SI03-Detektoren die Effizienz der Trackbestimmung im Mittel für den ganzen Run deutlich senkt. Der Mittelwert der Effizienzen liegt bei 45,93%. Und es ist augenscheinlich klar, dass Das unterstreicht die Wichtigkeit genauer Kalibration für die Qualität der erhobenen Daten.

In Abbildung (20) sind Effizienzplots des SI03X Detektors aus dem fehlkalibrierten Run und eines weiteren zum Vergleich dargestellt. Diese Plots verdeutlichen die räumliche Effizienzverteilung. Man sieht beispielsweise in Abbildung (22) die räumliche Effizienzverteilung des Detektors SI01Y aus dem Run 274050. Diese beträgt insgesamt 95,70%. In der 2D-Darstellung fällt ein vertikaler Streifen verminderter Effizienz auf. Dieser rührt aus einem fehlerhaften Streifen her.Es finden sich für alle Detektoren aller Runs entsprechende Plots im Anhang in Abschnitt D.

Vernachlässigt man den Run 270168, liegen die Effizienzen zwischen 81,32% bei Detek-



Abbildung 21: Die Effizienz der untersuchten Runs im Jahr 2016. Die Fehlkalibration der Zeitnahme der SI03-Detektoren (siehe 21(a)) im Run 270168 führt zu schlechten Effizienzen der meisten Detektoren in diesem Run. Diejenigen der Stationen SI01X und SI01Y sind jedoch ungeklärter Weise sehr gut. Diejenigen Detektoren, deren Effizienzen sich im erwarteten Bereich befinden sind in Abbildung (21(b)) erneut aufgezeigt. Die rote, gestrichelte Linie ist der Mittelwert μ aller Effizienzen die zu den Datenpunkten im jeweiligen Plot beitragen. Der rot schraffierte Bereich ist die Streuung einer Standardabweichung um μ . Die Fehler sind zur besseren Übersicht mit dem Faktor 10 skaliert.



Abbildung 22: Räumliche Effizienzverteilung des Detektors SI01Y im Run 274050. Der vertikale Streifen geringer Effizienz lässt auf einen einzelnen fehlerhaften Streifen schließen.

tor SI03V im Run 276401 und 98,98% bei Detektor SI01X in Run 274050. Die mittleren Effizienzen liegen bei 92,03% in Run 274050 und 90,13% in 276401. Diese Werte sind kleiner als die in 2009 von [8] bestimmten Effizienzen, die über 98% liegen. Das kann mehrere Gründe haben: Einerseits spielt wieder die Kalibration der Detektoren eine Rolle. Wahrscheinlich sind auch Alterseffekte in den Detektoren. Der konstante Beschuss mit hochintensiven Teilchenstrahlen führ zu Defekten in der Siliziumkristallstruktur. Das verändert die Reaktion des pn-Übergangs auf Teilchendurchgänge. Weiter können ungewollte Leckströme auftreten, die Signale abseits des Teilchendurchgangs hervorrufen.

Detektoreffizienzen 2017. Die Effizienzen für das Jahr 2017 sind in Abbildung (23) dargestellt. Sie bewegen sich mit zwei Ausnahmen im Bereich von 83, 38% des Detektors SI01V im Run 281717 bis 97, 19% des Detektors SI01X im Run 278516. Die Detektoren SI01Y und SI01V im Run 280034 haben Effizienzen von 76, 03%, beziehungsweise 79, 06%. Diese Detektoren haben auch das im Fehlerbereich größte σ_x als Grundlage für die Effizienzberechnung. Allerdings sind diejenigen σ_x der Detektoren SI01U, SI01X in den beiden anderen Runs ähnlich groß, die jeweiligen Effizienzen jedoch im Bereich zwischen 90, 63% und 97, 19%, also deutlich besser. Da die Zeitkalibration für eine Detektorstation immer dieselbe ist, ist diese auch keine Erklärung für die Effizienzunterschiede. Ihre Ursache bleibt also letztendlich ungeklärt.

Insgesamt sind die Effizienzmittelwerte 2016 für den Run 278516 bei 90,13%, für den Run 280034 bei 88,39% und für den Run 281717 bei 91,09%. Die Effizienzen sind also innerhalb der Fehlerabschätzung durch falsch-positive Hits für alle Runs gleich und etwa

Detektor	Run		
	270168	274050	276401
		Effizienz [%]	
SI01U	$44,75\pm0,45$	$90,28{\pm}0,04$	82,67±0,10
SI01V	$82,24{\pm}0,14$	$91,\!01{\pm}0,\!07$	$89,00{\pm}0,18$
SI01X	$99,\!63{\pm}0,\!09$	$98,\!98{\pm}0,\!04$	$98,51{\pm}0,13$
SI01Y	$98,\!43{\pm}0,\!03$	$95,70{\pm}0,05$	$94,\!34{\pm}0,\!09$
SI02U	$34,03{\pm}0,12$	$94,\!36{\pm}0,\!01$	$93,\!39{\pm}0,\!00$
SI02V	$74,26{\pm}0,39$	$90,\!30{\pm}0,\!20$	$88,75 {\pm} 0,07$
SI02X	$31,79{\pm}0,19$	$95,\!65{\pm}0,\!04$	$94,\!18{\pm}0,\!10$
SI02Y	$72,\!38{\pm}0,\!59$	$90,86{\pm}0,07$	$89,\!66{\pm}0,\!07$
SI03U	$3,31{\pm}0,00$	$92,\!27{\pm}0,\!01$	$91,\!37{\pm}0,\!16$
SI03V	$3,\!44{\pm}0,\!02$	$83,\!43{\pm}0,\!05$	$81,\!32{\pm}0,\!05$
SI03X	$4,45{\pm}0,03$	$92,\!27{\pm}0,\!16$	$91,\!53{\pm}0,\!07$
SI03Y	$5,08{\pm}0,04$	$89,28{\pm}0,04$	$86,85 {\pm}0,06$

Tabelle 7: Die für die untersuchten Runs im Jahr 2016 bestimmten Effizienzen.

1% bis 2% schlechter als die Effizienzen 2016. Sie sind insgesamt auch etwa 6% bis 8% schlechter als die Vergleichswerte aus [8] von 2009. Die Zahlenwerte der Effizienzen finden sich in Tabelle (8).

Vergleich. Im Mittel unterscheiden sich die Effizienzen der beiden Runs zwischen den Jahren 2016 und 2017 nicht statistisch signifikant. Die Effizienzverläufe sind im Mittel und für alle Detektoren einzeln in Abbildung (24) dargestellt. Für den Detektor SI03V ist jedoch eine mit 5% Irrtumswahrscheinlichkeit statistisch signifikante Veränderung zwischen den Effizienzen beider Jahre eingetreten. Die Ursache ist unklar. Die Zahlenwerte finden sich in Tabelle (9).



Abbildung 23: Die Effizienz der untersuchten Runs im Jahr 2017. Die rote, gestrichelte Linie ist der Mittelwert μ aller Effizienzen die zu den Datenpunkten im jeweiligen Plot beitragen. Der rot schraffierte Bereich ist die Streuung einer Standardabweichung um μ . Die Fehler sind zur besseren Übersicht mit dem Faktor 10 skaliert.

Detektor	Run		
	278516	280034	281717
		Effizienz [%]	
SI01U	$91,06{\pm}0,01$	$89,52{\pm}0,25$	$90,\!63{\pm}0,\!47$
SI01V	$90,25{\pm}0,05$	$79,06{\pm}0,11$	$83,\!38{\pm}0,\!34$
SI01X	$97,\!19{\pm}0,\!13$	$95,\!14{\pm}0,\!03$	$96,73{\pm}0,02$
SI01Y	$93,\!23{\pm}0,\!08$	$76,\!30{\pm}0,\!33$	$87,\!81{\pm}0,\!04$
SI02U	$94,02{\pm}0,02$	$92,93{\pm}0,21$	$94,22{\pm}0,06$
SI02V	$92,\!12{\pm}0,\!10$	$89,85{\pm}0,06$	$91,\!36{\pm}0,\!06$
SI02X	$94,83{\pm}0,12$	$93,\!25{\pm}0,\!07$	$94,50{\pm}0,12$
SI02Y	$92,\!39{\pm}0,\!07$	$90,\!18{\pm}0,\!15$	$91,\!68{\pm}0,\!09$
SI03U	$92,12{\pm}0,04$	$90,76{\pm}0,00$	$91,\!27{\pm}0,\!25$
SI03V	$90,\!28{\pm}0,\!01$	$86,\!66{\pm}0,\!02$	$89,59{\pm}0,05$
SI03X	$92,\!35{\pm}0,\!42$	$91,\!87{\pm}0,\!15$	$92,\!43{\pm}0,\!28$
SI03Y	$86,86{\pm}0,54$	$85,21{\pm}0,02$	$89,50{\pm}0,22$

Tabelle 8: Die Effizienzen der im Jahr 2017 untersuchten Runs.



Abbildung 24: Der Effizienzverlauf aller Detektoren ist in (a) zu sehen. Die Mittelwerte der Effizienzen pro Run in (b). Der Run 270168 ist ausgeschlossen

Detektor	t	p
SI01U	-1,36	0,27
SI01V	$1,\!35$	$0,\!27$
SI01X	2,91	$0,\!06$
SI01Y	$1,\!43$	$0,\!25$
SI02U	$0,\!24$	$0,\!83$
SI02V	$-1,\!53$	$0,\!22$
SI02X	$0,\!88$	$0,\!44$
SI02Y	$-1,\!21$	$0,\!31$
SI03U	0,72	$0,\!52$
SI03V	-3,96	$0,\!03$
SI03X	-0,90	$0,\!43$
SI03Y	$0,\!47$	$0,\!67$
Mittelwerte	0,31	0,77

Tabelle 9: t- und p-Werte eines t-Test zum Vergleich der Effizienzenstreuung der Detektoren und im Mittel. Der Run 270168 wurde ausgeschlossen.

5.4 Diskussion

In diesem Abschnitt wurde die Performanz der kryogenen Silizium-Mikrostreifendetektoren in Runs der Jahre 2016 und 2017 besprochen. Dabei waren die Werte für Orts- und Zeitresiduen im selben Wertebereich wie die Messwerte aus Referenzarbeiten im Jahr 2009 [8] [9]. Die Effizienzen sind allerdings schlechter als die von [8] bestimmten Effizienzen oder die von [9] bestimmten Pseudoeffizienzen. Die Ursache hierfür ist nicht vollends geklärt. Eine mögliche Ursache ist jedoch die methodische Herangehensweise in dieser Arbeit. Scharfe Ortsresiduenverteilungen resultieren in engen Akzeptanzradien für die Effizienze

Scharfe Ortsresiduenverteilungen resultieren in engen Akzeptanzradien für die Effizienzbestimmung. Um einen fixen Fehler der Ortsauflösung zu bestimmen, bietet es sich unter Umständen an, die Effizienzen bezogen auf einen festgesetzten Akzeptanzradius zu berechnen. Dabei muss dann aber, je nach Größe des Akzeptanzradius, um die Wahrscheinlichkeit falsch-positiv gefundener Trajektoriendurchgänge durch den Detektor korrigiert werden.

Das bessere Alignment in 2016 resultiert in signifikant kleinerer Streuung der Positionsresiduen. Das sollte bei fixem Akzeptanzradius für gefundene Hits in einer höheren Effizienz resultieren.

Am Beispiel des Runs 270168 mit fehlerhafter Zeitkalibration, wurde weiter gezeigt, dass eine saubere Zeitkalibration notwendig ist. Ist das nicht gegeben, versagt die Zusammenführung von Ereignissen zu einem Event und der Detektor misst lediglich Rauschen.

6 Proton-Radius-Testmessung

6.1 Theoretische Problemstellung

Das Proton stellt als stabiles Baryon die Grundlage des atomaren Aufbaus von Materie. Deshalb ist die Frage nach der inneren Struktur von Protonen eine der grundlegendsten Fragen in der kernphysikalischen Grundlagenforschung.

Der Radius des Protons kann auf verschiedene Weisen bestimmt werden; einerseits spektroskopisch, andererseits mittels Streuexperimenten. Die als "Proton-Radius-Puzzle" bekannte Fragestellung befasst sich mit dem signifikant niedrigeren Wert des Protonenradius bei Spektroskopie mit myonischem H₂ im Vergleich zu Spektroskopie mit H₂ aus Protonen und Elektronen. Zur Untersuchung dieser Problemstellung gibt es einen Vorschlag für das COMPASS Experiment [35]. Dieser Vorschlag wird in Abschnitt 6.2 diskutiert.

Protonenradiusbestimmung mit Spektroskopie. Nach der Dirac-Theorie sollten das $2S_{1/2}$ und das $2P_{1/2}$ -Niveau eines Wasserstoffatoms energetisch entartet sein. Im Jahr 1947 messen Lamb und Retherford jedoch eine Aufspaltung dieser beiden Energieniveaus [36]. Das $2P_{1/2}$ -Niveau ist stärker an das Proton gebunden und liegt beim H-Atom etwa 1057 MHz unter dem $2S_{1/2}$ -Niveau. Dieser Effekt wird als Lamb-Shift bezeichnet. Qualitativ kann der Effekt mit der Reabsorbation von virtuellen Photonen durch das Atom erklärt werden. In den S-Zuständen ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons innerhalb des Kerns ungleich null, weshalb es Interaktionseffekte gibt, die für andere Orbitale nicht auftreten.

Allgemein zeigen die Abstände der Energieniveaus in einem Atom also Abweichungen von der Dirac-Theorie durch Effekte der endlichen Kerngröße [37]. Vermisst man nun H-Atome, so kann man aus der Verschiebung der gemessenen Übergangsenergien gegenüber den theoretischen den Radius des Kerns - des Protons - abschätzen. Es ergeben sich Werte von $r = 0,8768 \pm 0,0069$ fm [38].

Protonenradiusbestimmung mit Streuung. Alle Informationen über die Ladungsverteilung eines Objekts lassen sich in Streuexperimenten über den Formfaktor

$$F(\boldsymbol{q}) = \int e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{x}/\hbar} f(\boldsymbol{x}) \,\mathrm{d}^3 x \tag{6.1}$$

bestimmten [13]. Der Formfaktor ist unter bestimmten Annahmen (Bornnäherung, kein Rückstoß) die Fourier Transformation der mit der Bedingung

$$\int f(\boldsymbol{x}) \mathrm{d}^3 x = 1 \tag{6.2}$$

normierten Ladungsfunktion. q ist der Übertrag des relativistischen Viererimpulses im

Streuprozess.

In kugelsymmetrischen Systemen ist der Formfaktor nur vom Betrag des Impulsübertrags abhängig, was symbolisch mit der Schreibweise $F(q^2)$ ausgedrückt wird. Das Quadrat des Impulsübertrags kann aus dem Verhältnis des experimentell Gemessenen zum Mott-Wirkungsquerschnitt des Streuexperiments bestimmt werden.

Der Mott-Wirkungsquerschnitt ist der Wirkungsquerschnitt unter Einbezug von Spineffekten.

Man bestimmt nun die Ladungsverteilung durch Variation verschiedener Parametrisierungen von f(r), wobei man versucht eine Übereistimmung für das theoretische F(q) und das Experimentelle zu finden. Gelingt das hat man die Ladungsverteilung ermittelt, da die Fourier Transformation bijektiv ist.

Für einfache radiale Ladungsverteilungen lässt sich der Formfaktor analytisch berechnen. Einer weich abfallenden Ladungsverteilung entspricht ein glatter Verlauf des Formfaktors. Der Formfaktor fällt stärker mit q^2 ab, je ausgedehnter die Ladungsverteilung ist.

Generell gibt es für Streuung an scharf begrenzten Körpern deutliche Beugungsextrema. Die Periode des Auftretens der Extrema ist vom Radius abhängig, sodass man diesen mittels der Periode bestimmen kann. Der genaue Zusammenhang ist dabei abhängig von der Form der Ladungsverteilung.

Weiter kann man zur Radiusbestimmung folgendermaßen vorgehen: Entwickelt man $F(q^2)$ in eine Potenzreihe und bricht nach dem Dipolterm ab, folgt mit der Normierungsbedingung (6.2) für kleine q^2 :

$$\langle r^2 \rangle = -6\hbar \frac{\mathrm{d}F\left(\boldsymbol{q}^2\right)}{\mathrm{d}\boldsymbol{q}^2}\Big|_{\boldsymbol{q}^2=0}$$
 (6.3)

Der Formfaktor des Protons kann nun grob mit

$$F(\boldsymbol{q}^2) = \frac{1}{(1 + \frac{\boldsymbol{q}^2}{a^2})^2} \tag{6.4}$$

genähert werden. Dabei hat die durch Elektronenstreuung bestimmte Konstante a den Wert $a^2 = 0,71 \text{ GeV}^2/\text{c}^2$. Es folgt ein Wert für den Protonenradius von $r = \sqrt{\langle r^2 \rangle} = (0,879 \pm 0,011)$ fm [35]. Das ist in Übereinstimmung mit den in dem H-Spektroskopie gemessenen Wert.

Protonenradiusbestimmung mit myonischem H_2 . Eine weitere Methode zur Messung des Protonenradius ist es den Lamb-Shift in myonischem Wasserstoff zu messen. Myonischer Wasserstoff ist das Analogon zu herkömmlichem H-Atom, bei dem aber das Elektron durch ein negativ geladenes Myon ausgetauscht wurde. Dieses ist etwa 206-mal so schwer wie das Elektron. Der Bohr'sche Radius ist um denselben Faktor kleiner. Die Effekte der endlichen Größe des Protons sind deshalb in myonischem Wasserstoff stärker. Die resultierende Energieverschiebung $2S_{1/2}^{F=1} - 2P_{3/2}^{F=2}$ kann abgeschätzt werden durch:

$$\Delta E = (209,9779 \pm 0,0049) \text{ meV} - 5,2262 \cdot r^2 \text{ meV} + 0,0347 \cdot r^3 \text{ meV} .$$
(6.5)

Dabei resultiert der erste Term in Gleichung (6.5) aus der Vakuumpolarisation. Aufgrund dieser Energieverschiebung sind die 2P-Zustände stärker gebunden als die 2S-Zustände. Wird mit dieser Energieverschiebung der Protonenradius ermittelt, ergibt sich der Wert: $r = (0,84184 \pm 0,00067)$ fm [38]. Dieser Wert liegt fünf Standardabweichungen unter dem mittels anderen Methoden bestimmten Werten. Es stellt sich also die Frage, weshalb das Proton in Bindung mit einem Myon einen anderen Radius hat.

6.2 Experimentelle Herangehensweise im COMPASS Experimentvorschlag

Um der vorstehenden Frage nach dem Aufkommen der Abhängigkeit des Protonenradius nachzugehen, wurden im COMPASS Experiment Versuche auf Basis von elastischer Myon-Proton-Streuung vorgeschlagen [35]. Um die gewünschte Genauigkeit zu erreichen, muss bei besonders kleinen Werten von q^2 gemessen werden. Weiter darf der Rückstoß nicht wie in Gleichung (6.1) vernachlässigt werden. Wegen der kleinen Impulse rückgestoßener Protonen, muss, um die Protonimpulse bestimmen zu können, das Target gleichzeitig das Detektorvolumen sein. Das kann mit einer Time Projection Chamber (TPC) realisiert werden, die mit reinem Wasserstoffgas gefüllt ist. Eine TPC misst Teilchentrajektorien durch Ionisation von Gasatomen in einem Testvolumen. In diesem Volumen wird eine Spannung angelegt, sodass die Elektronen zur Anode, und positiv geladene Ionen zur Kathode wandern. So kann die Trajektorie aufgelöst werden.

Diese in den Runs in 2018 soll getestet werden, wie das Tracking im Zusammenspiel von TPC und Siliziumdetektoren funktioniert.

Zur Vermessung der TPC wurde ein Aufbau *downstream* vom eigentlichen COMPASS Spektrometer aufgestellt. Die TPC befindet sich zwischen je vier Detektorstationen, je zwei *up*- und *downstream*. Der Testaufbau ist in Abbildung (25) dargestellt.

Ziel der Testmessung ist ein proof-of-concept der TPC als Detektor und Target in einem. Hier stellt sich besonders das Problem, dass die driftenden Elektronen in der TPC einen gewissen Weg zurücklegen müssen. Die Signale haben deshalb eine große Latenz. Die Herausforderung ist das Zusammenführen der TPC-Daten mit denen anderen Detektoren. Das betrifft sowohl die Frage mit welcher Latenz zum Triggersignal in der TPC aufgezeichnet werden muss, als auch die Frage, ob überhaupt, trotz der unterschiedlichen DAQs, Daten zu Events korreliert werden können. Weiter muss untersucht werden, ob aus den TPC Daten sinnvoll Track und insbesondere die Rückstöße getroffener Protonen rekonstruiert werden können, oder ob die hohe Intensität in dem Signal den Detektor blind macht [22].



(a) Schematischer Aufbau TPC Testmessung



(b) Foto TPC Testmessung

Abbildung 25: In (a) ist schematisch der Aufbau der TPC Testmessung aufgezeigt. In (b) ist ein Foto des Aufbaus. Zur Verfügung gestellt von [22].

Die Siliziumdetektoren sind in diesem Aufbau im Gegensatz zu vorangegangenen Jahren nicht mit flüssigem N₂ gekühlt. Lediglich gasförmiges N₂ wird zum Wärmeabtransport durch die Detektorstationen geleitet. Dieses Vorgehen wird einerseits aufgrund des einfachen Aufbaus gewählt. Andererseits wurden die Detektoren vor der kryogenen Kühlung auf 200 K mit flüssigem N₂ ab 2009 ebenfalls mit gasförmigem N₂ betrieben [8]. Dabei wird ein Auflösungs- und Effizienzverlust erwartet [5] [8]. Diese Genauigkeit ist aber für die reine proof-of-concept Messung keine Voraussetzung [22]. Dieser Aufbau wird

als Gelegenheit genutzt um das Temperaturverhalten der Detektoren zu untersuchen.

6.3 Auswertungsmethoden

Im Rahmen der Proton-Radius-Testmessung wurden Temperaturdaten an den Siliziumdetektorstationen erhoben, die im Gegensatz zu den Vorjahren ungekühlt waren. Das Temperaturverhalten ist interessant, weil die APVs je eine Leistung von 0,4 W erbringen; das entspricht 7 W pro Modul. Es resultiert eine entsprechende Hitzeentwicklung.

Zur Temperaturauslese war an jedem Detektor ein Sensor angebracht. Für die Rückseiten der jeweiligen Detektorflächen wurde keine eigene Temperatur erhoben, da einerseits die Temperatur aufgrund der geringen Dicke (280 µm) dieselbe Temperatur für die Zwecke dieser Arbeit in guter Näherung angenommen werden kann. Zwar ist der PT100-Sensor selbst nicht direkt auf der Detektorfläche (siehe Abbildung 7 Abschnitt 3), der dadurch entstehende Fehler ist also größer als derjenige, der aus dem Gleichsetzen der Temperatur von Vorder- und Rückseite resultiert.

In der Diskussion der Ergebnisse in diesem Abschnitt bezieht sich die Bezeichnung "SIO_U^{"21} auf die Detektorebenen U und V des jeweiligen Detektors. Die Bezeichnung "SIO_X"auf die Detektorebenen X und Y.

Die Temperaturdaten wurden in der Zeit vom 01.04.2018 bis 30.06.2018 während der Vorbereitungsmessung für das geplante Protonenradiusexperiment (PRM) aufgenommen. Die genaue Datenrate variierte sowohl zwischen den Detektoren als auch über den Messzeitraum stark; zwischen der Aufnahme eines minütlichen Datenpunkts bis zu einem alle 10 Minuten.

Die Strahlzeit der PRM-Testmessung lief vom 08.04. bis zum 15.05.2018. Deshalb werden die Daten nach Ende der Strahlzeit in dieser Ausarbeitung nicht behandelt. Diejenigen die vor Beginn der Strahlzeit liegen wurden zur Kalibration genutzt.

6.3.1 PT100

Als Temperatursensor wurden herkömmliche PT100-Sensoren genutzt, die bereits auf dem Detektormodul integriert waren (siehe Abschnitt 7). Dabei ist ein PT100 ein Widerstandsthermometer mit Platin als Sensormaterial, welches auf den Widerstand $R(T = 0 \text{ °C}) = 100 \Omega$ normiert ist.

Platin wird deshalb genutzt, da es chemisch beständig ist und vergleichsweise einfach form- und verarbeitbar ist. Deshalb sind Widerstandsthermometer auf platinbasis Standard in der industriellen Messtechnik. Weiter ist durch Normgebung (DIN EN 60751) eine gute Vergleichbarkeit zwischen verschiedenen Messwiderständen gegeben.²²

 $^{^{21}\}mathrm{Der}$ Unterstrich steht für die Detektor
stationen 1, 2, 3 und 4.

 $^{^{22}}$ In dieser Arbeit wurde dennoch um einen zur Umgebung bestimmten Offset korrigiert. Die Sensoren der verschiedenen Detektoren geben untereinander unterschiedliche und zur Umgebungstemperatur verschiedene Temperaturen aus, auch wenn sich die Detektoren im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung liegen.



Abbildung 26: Verlauf der Widerstandskennlinie des PT100 Temperatursensors und die Gerade die die Werte der Widerstandskennlinie zwischen 0 °C und 100 °C verbindet: $R(T) = 0,38 + 100 \Omega$. Der blau schraffierte Bereich ist ein 0,8% Fehler um die Widerstandskennlinie. Eine lineare Näherung ist stets in diesem Bereich.

Im Bereich 0 °C $\leq T \leq 850$ °C gilt als Widerstandskennlinie für die Temperatur des Messwiderstands das Polynom zweiten Grades:

$$R(T) = R_0 \cdot \left(1 + A \cdot T + BT^2\right) .$$
(6.6)

Im Bereich $-200 \text{ °C} \leq T \leq 0 \text{ °C}$ gilt das Polynom vierten Grades:

$$R(T) = R_0 \cdot \left(1 + A \cdot T + BT^2 + C \cdot (T - 100 \ ^\circ\text{C}) \cdot T^3 \right) . \tag{6.7}$$

Dabei sind die konstanten A, B und C leicht unterschiedlich in Abhängigkeit davon, welche Industrienorm verwendet wird. Sie befinden sich aber in der Größenordnung $A = 3,90 \cdot 10^{-3} \, {}^{\circ}\text{C}^{-1}, B = -5,78 \cdot 10^{-7} \, {}^{\circ}\text{C}^{-2}$ und $C = -4,18 \cdot 10^{-12} \, {}^{\circ}\text{C}^{-4}$ [39].

Allerdings ist der Widerstandsverlauf der Temperaturbereiche, die für diese Auswertung interessant sind, in guter Näherung linear. Das ist in Abbildung (26) gezeigt. Der Fehler durch eine lineare Näherung des Widerstandsverlaufs mit der Temperatur bleibt unter 0,8%.

6.3.2 Analysevorgehen

Die Daten der Temperatursensoren wurden im .csv-Format [40] gespeichert. CSV steht für Comma-Separated-Values oder Character-Separated-Values falls ein anderes Trennzei-

chen genutzt wird.

Für die Analyse in dieser Arbeit wurden das Python Package Pandas [31] zum Bearbeiten und Bereinigen der Daten sowie das Package Matplotlib [30] zum Darstellen der Plots genutzt .

6.3.3 Datenaufbereitung

In der Datenaufbereitung wurden die folgenden Schritte durchgeführt: Reskalierung der Messzeitpunkte, Kalibration und Reduktion der Umgebungseffekte.

Reskalierung der Messzeitpunkte. Die Daten der PT100-Sensoren wurden, wie Eingangs angesprochen, in unterschiedlichen, sich ändernden Intervallen erhoben. Deshalb haben die Temperaturmesswerte keinen gemeinsamen Zeitpunkt, was aber für die Kalibration und Analyse nötig ist. Um die Temperatur aller Stationen zur gleichen Zeiten zu ermitteln, wurde ein Datensatz generiert, der für jede volle Minute Temperaturwerte durch lineare Interpolation zwischen den gemessenen Datenpunkten im betrachteten Zeitraum besitzt. So ist sichergestellt, dass in jeder Zeitspanne gleichviele Temperaturdaten für alle Detektoren vorliegen. Außerdem wurden durch die minutengenaue Interpolation keine Information aus Perioden dichter Samplingrate vernichtet.

Dieses Vorgehen ist folgendermaßen gerechtfertigt: Der größte Abstand zwischen zwei gemessenen Temperaturwerten ist 2,52 °C. Werte dieser Größenordnung liegen aber zu Zeitpunkten in denen die Messelektronik angeschaltet oder heruntergefahren wurde, in denen man also rasche Temperaturveränderungen erwartet. Vernachlässigt man entsprechende Zeiträume, so ist die größte Temperaturdifferenz zweier konsekutiver Datenpunkte 1,02 °C. Es kann allgemein von einem stetigen Temperaturverlauf ohne steil ansteigende und wieder abfallende δ -Peaks zwischen zwei Messzeitpunkten ausgegangen werden. Deshalb ist der maximale Fehler bei linearer Interpolation auf eine minutengenaue Skala, zu Zeitpunkten an denen an der Ausleseelektronik nichts verändert wird, kleiner als 1 °C. Damit ist der Fehler kleiner als die nicht korrigierten Schwankungen der Temperatur durch den Tag-Nacht-Zyklus (siehe unten). Zu Zeiten in denen die Ausleseelektronik Einoder Ausgeschaltet wurde, ist der Fehler immer noch deutlich kleiner als der observierte Effekt. Die Genauigkeit der Interpolierten Temperaturen ist folglich für das Erkenntnisinteresse dieser Arbeit ausreichend und die saubere Periode des resultierenden Datensatzes verbessert die Qualität der folgenden Analyse.

Kalibration. Die Auslesesoftware erkennt die Temperatur durch den Widerstand im PT100 Sensor. Zwar sollen Industriestandards eigentlich eine Austauschbarkeit der Temperatursensoren ohne Neukalibration ermöglichen. Die unkalibrierten Temperaturmesswerte der verschiedenen Detektoren im COMPASS Experiment gaben aber untereinander und von der Umgebungstemperatur verschiedene Werte aus, auch wenn sie sich im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung befanden. Das mag einerseits daran liegen, dass auch die Kabel zu dem von der Software erkannten Widerstand beitragen oder andererseits die Widerstandskalibration nicht genau genug vollzogen wurde. Er beträgt möglicherweise nicht exakt 100 Ω bei 0 °C. Ein weiterer Grund kann sein, dass der konstante Beschuss der Detektoren mit hochenergetischen Teilchen in dem Platin Defekte erzeugen, die zu einer Widerstandsverschiebung im Vergleich zu vorangegangenen Jahren führen. Daher ist eine Kalibration der Messwerte nötig. Dafür muss nur der Offset bestimmt werden, da das Temperaturverhalten der PT100-Sensoren in guter Näherung linear ist (siehe Abschnitt 6.3.1).

Die Sensoren, die direkt an den Detektoren angebracht sind, wurden jedoch nicht in der Messkonfiguration kalibriert. Daher findet die Kalibration im Nachhinein mittels der ebenfalls erhobenen Umgebungstemperatur statt. Der Sensor, der die Umgebungstemperatur gemessen hat war in einem von den Siliziumdetektoren einige Meter entfernten Gestell angebracht. Der Abstand ist so klein, dass die in dem Gestell gemessene Temperatur als die Umgebungstemperatur der Detektoren angenommen werden kann.

Die gemessene Umgebungstemperatur zeigt keine Abhängigkeit davon, ob die Ausleseelektronik und oder der Teilchenstrahl eingeschaltet ist. Es gibt keine damit korrelierenden Temperaturausschläge in der Umgebungstemperatur. Das ist in Abbildung (27) dargestellt. Die rapiden Temperaturveränderungen der (noch unkalibrierten) des Detektors SI01U resultieren aus dem Aus- und Einschalten der APV-Auslesechips. Die Umgebungstemperatur steigt ebenfalls langsam an, was durch den Temperaturanstieg im Jahreszeitverlauf Richtung Sommer zu erklären ist. Die Oszillationen der beiden Temperaturkurven sind der Tag-Nacht-Zyklus.

Der Offset der Detektoren kann folglich mittels der Umgebungstemperatur berechnet werden. Dazu wird über dieselbe Tag-Nacht-Periode (24 Stunden) aller Detektoren der Mittelwert, \bar{T}_{Det} gebildet.²³ Dasselbe Vorgehen liefert den Mittelwert \bar{T}_{Umg} für die Umgebungstemperatur Für diese Auswertung wurde der 01.04. als Kalibrationszeitraum gewählt. Nun wird der Offset berechnet zu

$$T_{\text{Off, Det}} = \bar{T}_{\text{Det}} - \bar{T}_{\text{Umg}} .$$
(6.8)

Die zur Kalibration wird das jeweilige $T_{\text{Off, Det}}$ von den Detektortemperaturdaten abgezogen. Damit sind die Temperaturen zwischen den verschiedenen Detektoren vergleichbar.

Reduktion der Umgebungseffekte. Das Erkenntnissinteresse dieser Analyse ist die Temperaturreaktion der Siliziumdetektoren auf das Einschalten der Ausleseelektronik. Deshalb wird von jeder Detektortemperatur die Umgebungstemperatur zum gleichen Zeitpunkt abgezogen:

$$T'_{\text{Det},i} = T_{\text{Det},i} - T_{\text{Umg},i} .$$
(6.9)

²³Längere Kalibrationszeiträume haben die Genauigkeit nicht verbessert.



Abbildung 27: Die Umgebungstemperatur und die unkalibrierte Temperatur des Detektors SI01U im Analysezeitraum. Die in einem Gestell nahe der Detektoren gemessene Umgebungstemperatur ist unabhängig vom Status (Ein/Aus) der Detektoren. Sie nimmt langsam zu, da es im Messzeitraum Sommer wird. Die maximale Temperatur liegt bei 24,92 °C. Aussagen über die maximale SI01U-Temperatur können nicht gemacht werden, da der Temperatursensor nicht kalibriert ist. Ersichtlich ist aber, dass die Temperatur des SI01U-Detektors rapide steigt, wenn die Ausleseelektronik eingeschaltet wird. Ebenso fällt sie beim Abschalten. Das erklärt die starken Temperaturveränderungen des SI01U-Detektors. Die Oszillationen der beiden Kurven resultieren aus dem Tag-Nacht-Zyklus.



Abbildung 28: Der Verlauf der Umgebungstemperatur über die Strahlzeit. Die Temperatur nimmt über die Zeit hinweg zu, da es Sommer wird.

So wird die Zunahme der Umgebungstemperatur sowie die Temperaturschwankungen im Tag-Nacht-Zyklus entfernt. Diese Effekte sind in Abbildung (28) dargestellt. In der Abbildung wird deutlich, dass die Umgebungstemperatur über den Analysezeitraum im Mittel um bis zu 9 °C steigt. Sie trägt also maßgeblich zur Detektortemperatur bei, weshalb ihre Effekte nicht vernachlässigbar sind und korrigiert werden.

Das Resultat der Korrektur ist die Temperaturveränderung der Detektoren, normiert auf die Umgebungstemperatur. Dieses Vorgehen ist gerechtfertigt, da die Umgebungstemperatur - wie oben argumentiert - unabhängig vom Status der Detektoren ist.

Dieses Vorgehen soll nun noch einmal am Beispiel des Detektors SI01U illustriert und gerechtfertigt werden. Dass die Tag-acht Oszillationen von Umgebung und Detektor ähnlich sind, ist in Abbildung (29) in (a) ersichtlich. Auffällig ist hier die Verschiebung der Periode. Zudem ist die Amplitude der Temperaturschwankung im Tag-Nacht-Zyklus bei dem Detektor größer als in der Umgebung. Dieser Effekt ist beim Aufheizen über den Tag hinweg größer als beim Abkühlen in der Nacht.

Zieht man die Umgebungstemperatur von der Detektortemperatur ab, erhält man die Temperaturdifferenz des Detektors von der Umgebungstemperatur durch externe Effekte. Die Datenwerte sind um null zentriert. Das ist in (b) der Abbildung (29) ersichtlich. Im Vergleich der nicht-korrigierten SI01U-Temperatur in (a) und der korrigierten in (b) wird die Reduktion der Tag-Nacht-Temperaturoszillationen aufgrund der Datenbehandlung deutlich. Die Amplitude wird von 1,05 °C auf 0,60 °C fast halbiert.



(a) Umgebungstemperatur und die Detektortemperatur (nicht normiert) von SI01U im Tagesverlauf ohne Änderung des Detektorstatus. Deutlich ist die verzögerte Reaktion der SI01U Temperatur auf Änderung der Umgebungstemperatur bei größerer Amplitude. Das ist durch die höhere Wärmekapazität und -leitfähigkeit von Silizium im Vergleich zur Umgebung zu erklären.



(b) Die Tag-Nacht-Oszillation des SI01U Detektors mit Korrektur ist um null zentriert. Das Temperaturmaximum liegt bei 0,56 °C, das Minimum bei -0,63 °C, die Amplitude folglich bei 0,60 °C.

Abbildung 29: In (a) ist ersichtlich, dass bis auf eine Verschiebung und höhere Amplitude die Tag-Nacht-Temperaturoszillationen demselben Muster folgen. Der Amplitudenunterschied ist nachts kleiner als tagsüber. Die Korrektur der SI01U Temperatur um die Umgebungstemperatur führt in (b) zu der Zentrierung der Temperatur um null. Vergleicht man die unkorrigierten und korrigierten Temperaturwerte, wird deutlich, dass die Amplitude der Tag-Nacht-Schwankung reduziert ist. Aufgrund der leichten Perioden- Amplitudenunterschiede zwischen Detektor und Umgebung bleibt eine Restoszillation. Die Nichtumgebungseffekte auf die Detektortemperatur sind aufgrund der Zentrierung um null nun deutlicher ersichtlich. Die Amplitude der Tag-Nacht-Oszillation wurde etwa halbiert. Die Genauigkeit der Temperaturabweichungen von der Umgebung sind für die Zwecke dieser Analyse ausreichend.



(a) Die Umgebungstemperatur sowie die unkorrigierten Temperatur aller Siliziumdetektoren und die Umgebungstemperatur während eines Tag-Nacht-Zyklus.



(b) Die korrigierten Temperaturen aller Siliziumdetektoren in einem Tag-Nacht-Zyklus.

Abbildung 30: Die Korrektur der Temperaturmesswerte der Siliziumdetektoren hat auf alle Detektoren eine ähnliche Wirkung.

Dieses Vorgehen ist für alle Detektoren valide, da alle eine ähnliche Temperaturschwankung aufweisen. Das ist in Abbildung (30) zu sehen. In (a) ist die Absolute Temperatur aller Detektoren aufgezeigt. Es wird deutlich, dass sich die Detektoren alle ähnlich verhalten und ähnliche Abweichungen von der Schwankung der Umgebungstemperatur zeigen. Folglich hat auch die Korrektur um die Umgebungstemperatur ähnliche Effekte. Das Ergebnis der Temperaturkorrektur für den Tag der zur Kalibration genutzt wurde ist in (b) gezeigt.

6.4 Ergebnisse

6.4.1 Temperatur im Zeitverlauf über die Datennahme

Der Verlauf der durch die Ausleseelektronik verursachten Temperaturveränderung in den verschiedenen Detektoren ist in Abbildung (31) dargestellt. Er ist für alle Detektoren ähnlich. Deshalb ist für eine bessere Übersicht ist in Abbildung (32) nur der Temperaturverlauf des Detektors SI01U aufgezeichnet.

Ein erstes Mal wurden die APVs am 04.04. angeschaltet - dass ist der Peak I in den Abbildungen - dann erneut am 08.04. wobei sie dann noch einmal kurz heruntergefahren wurden, bevor die Datennahme dann durchgehend lief. Das erklärt die nächsten zwei, nahe beieinanderliegenden Temperaturerhöhungen - gekennzeichnet durch II. Am 15.05 wurde die Datennahme schließlich ausgeschaltet; die Temperaturdifferenz zur Umgebung fällt. Das ist mit III markiert. In der Abbildung ist eine deutliche Temperaturerhöhung sichtbar, wenn die Ausleseelektronik eingeschaltet ist. Die Temperaturveränderung der Detektoren wird maßgeblich durch den Strom beeinflusst, der durch die APVs fließt. Die Temperaturerhöhung beträgt zwischen 18 °C und 28 °C für die verschiedenen Detektoren. Graphen, in denen die Detektoren einzeln aufgezeigt sind, finden sich in Abbildung (50)



Abbildung 31: Der Temperaturverlauf während der Datennahme vom 01.04. bis 15.05.2018 für alle Siliziumdetektorstationen. Gut sichtbar sind die durch die Ausleseelektronik verursachten Temperaturerhöhungen. Die Oszillationen der Temperaturen sind Rauschen, dass bei der Datenkorrektur um die Umgebung nicht korrigiert werden konnte

im Anhang in Abschnitt D.

Mit Ausnahme der Detektoren SI01U und SI01X bleiben die Temperaturdifferenzen zur Umgebungstemperatur der Detektorstationen über die Zeit der Datennahme im Mittel konstant. Die Werte von SI01U und SI01X fallen im Zeitraum der Datennahme leicht. Gründe hierzu sind ungeklärt.

In der Abbildung (31) und (32) fallen kurzzeitige Ausschläge der Temperaturdifferenz nach unten auf. Das liegt am Strom, der durch die APV Module fließt und manchmal kurzzeitig variiert.



Abbildung 32: Der Temperaturverlauf während der Datennahme vom 01.04. bis 15.05.2018 für SI01U. Gut sichtbar sind die durch den Beam verursachten Temperaturerhöhungen.





Abbildung 33: Temperaturabweichung (a) von der Umgebungstemperatur aller Siliziumdetektoren und der durch die APVs fließende Strom (b) am 04.04.2018. An diesem Tag wurde die Ausleseelektronik zu Testzwecken von 11:30 bis 17:30 hochgefahren.

6.4.2 Temperaturverhalten beim Ein und Ausschalten der Ausleseelektronik

Betrachten wir nun das Temperaturverhalten beim Hochfahren der Ausleseelektronik genauer. Dazu betrachten wir zuerst das erste, testweise Anschalten der APVs am 04.04.2018 genauer. Der Temperaturverlauf ist in Abbildung (33(a)) dargestellt. Für bessere Übersicht ist der Verlauf des Detektors SI04U in (34) aufgezeigt.

Wir sehen ab dem Einschalten der APVs um etwa 11:30 Uhr einen rapiden Anstieg der Temperatur; markiert mit I. Dabei resultiert der Anstieg bis zur ersten Schulter alleine aus dem Anschalten. Der folgende Anstieg resultiert aus der Datennahme der APVs nach Aufspielen der Firmware (II). Der weitere Anstieg und dann konstante Wert folgt aus der arbeitenden Auslese (III). Die Temperatur fällt bei Auslesestopp wieder (IV). Die langsam Abfallende Schulter der Temperatur (V) resultiert aus dem Reset der APVs. Die Temperaturausschläge (VI, VII) resultieren vermutlich aus Stromschwankungen, deren Ursache ungeklärt ist.

Die höchste Temperatur während der Datennahme (III) ist allerdings für einige Detektoren höher als für andere. Während durch den Beginn des Beams und der Datennahme die Temperatur der Stationen SI02U und SI02X um etwa 26 °C, die der Stationen SI03X, SI03U, SI04X und SI04U um etwa 24 °C steigt, steigt die Temperatur der Station SI01U nur um etwa 17,5 °C und diejenige der Station SI01X nur um 14 °C.

Der letztendliche Grund dafür ist unklar, es gibt aber folgende Ansätze: Die Detektoren wurden allerdings mit nicht-kryogenem N_2 gekühlt, das auf die Detektorfläche geleitet wurde. Dieses Gas läuft durch die Experimentierhalle, bevor es den Detektor erreicht. Unter Umständen war das Gas, welches durch den Detektor SI02 geleitet wurde wärmer. Weiter war das Gehäuse der Detektoren SI03 und SI04 kleiner als das der Detektoren SI01 und SI02. Das kann darin resultieren, dass die Abwärme weniger gut an die Umgebung abgegeben werden kann.



Abbildung 34: Temperaturabweichung von der Umgebungstemperatur aller Siliziumdetektoren am 04.04.2018. An diesem Tag wurde die Ausleseelektronik zu Testzwecken von 11:30 bis 17:30 hochgefahren.

Weiter fallen bei den Daten aller Detektoren kurzzeitige Ausschläge der Temperaturdifferenz zur Umgebung nach unten auf. Diese sind besonders deutlich bei den Detektoren SI01U und SI01X in Abbildung (33(a)) erkennbar, aber auch in Abbildung (34).

Der Effekt liegt, wie oben erläutert, darin begründet, dass die Temperatur der Siliziumdetektorstationen stark vom Strom abhängig ist. Deshalb ist ab dem Aufspielen der Firmware, wenn die APVs aktiv Daten verarbeiten eine deutliche Temperaturerhöhung sichtbar. Die an der aktiven Detektorfläche anliegende Spannung hat hingegen keine Auswirkungen, sie ist immer konstant, während die Temperatur variiert. Das ist in Abbildung (35) zu sehen. In (35(a)) ist die Temperaturdifferenz zur Umgebung der Station SI01U zusammen mit der angelegten Spannung aufgetragen. In (35(b)) ist sie zusammen mit dem fließenden Strom dargestellt. Die Spannung ändert sich im dargestellten Zeitraum zweimal. Sie steigt beim Laden um 11:30 Uhr und beim Entladen um 17:30 Uhr. Die Variationen der Temperatur finden auch außerhalb dieser zwei Zeitpunkte statt. Die Spannung, die an dem Detektor anliegt hat also keinen Einfluss auf seine Temperatur.

Anders ist das bei dem Strom. Hier ist eine deutliche Korrelation des Stromflusses und der Temperatur zu beobachten. Kleine Variationen in der Stromstärke resultieren in einer schnellen Anpassung der Detektortemperatur. Dabei resultieren hohe Ströme in höheren Temperaturen. Solche Schwankungen der Stromstärke erklären auch die kurzzeitigen Ausschläge zu einer niedrigeren Temperatur aller Detektoren in den Abbildungen (31) und (32).

Das begründet auch, weshalb die Ausschläge der unterschiedlichen Stationen anders verteilt sind. In Abbildung (33(a)) ist um etwa 15:00 Uhr eine Temperaturveränderung er-


(a) SI01U Temperaturdifferenz zur Umgebung und die anliegende Spannung.



(b) SI01U Temperaturdifferenz zur Umgebung und der fließende Strom.

Abbildung 35: Die Temperaturdifferenz zur Umgebungstemperatut der Siliziumdetektoren ist nicht von der angelegten Spannung abhängig. Sie zeigt aber eine starke Abhängigkeit von dem fließenden Strom. Kurze Stromeinbrüche resultieren in einem schnellen Temperaturabfall um mehrere °C.

sichtlich, die aus dem neu laden der Firmware und damit der Unterbrechung der Datennahme bei nur einem Detektor ersichtlich.

In Abbildung (33(b)) ist der Strom, der durch die einzelnen Detektoren fließt, für denselben Zeitraum wie die Temperaturabweichung von der Umgebungstemperatur in Abbildung (33(a)) aufgezeigt. Im Vergleich wird die Korrelation beider Größen ebenfalls deutlich.

Mit dem Abschalten der Ausleseelektronik um 17:30 fällt die Temperaturabweichung von der Umgebungstemperatur für alle Stationen wieder rapide auf null.

Betrachten wir nun den Temperaturverlauf am 15.05.2018. An diesem Datum wurde die Datennahme nach Dauerbetrieb während der laufenden Strahlzeit abgestellt. Der Temperaturverlauf ist in Abbildung (36(a)) dargestellt. Der Detektor SI02U ist zu diesem Zeitpunkt bereits abgeschaltet, da er während der Strahlzeit kaputtgegangen ist. Er wird deshalb im Folgenden nicht weiter beachtet.

Es fällt auf, dass die Temperatur aller Detektoren während der Datennahme konstant ist. Mit dem Abschalten der Datennahme um 15:30 Uhr fällt die Temperaturabweichung von der Umgebungstemperatur aller Detektoren ebenfalls in kurzer Zeit null. Außerdem fallen die schon oben gefundenen Unterschiede der Temperatur der verschiedenen Siliziumdetektoren auf. Während die Auslese noch angeschaltet ist, sieht man mehrere kleine Ausreißer der Temperatur nach oben, die gleichzeitig bei allen Detektoren auftreten und eine ähnliche Höhe in der Größenordnung von 1 °C haben. Diese sind durch eine Variation der Stromstärke bedingt, wie aus Abbildung (36(b)) hervorgeht.



(a) Temperaturabweichung von der Umgebungstemperatur

(b) Stromstärke in der Ausleseelektronik

Abbildung 36: Temperaturabweichung von der Umgebungstemperatur aller Siliziumdetektoren ((a)) und Stromstärke ((b)) am 15.05.2018. An diesem Tag wurde der Beam und die Ausleseelektronik um 15:30 Uhr nach Dauerbetrieb während de Datennahmezeitraum heruntergefahren.

Es wird deutlich, dass die Stromstärke für die Temperaturveränderung ursächlich ist. Einzig der kleine Temperaturpeak vor dem Abfall infolge der Abschaltung ist unerklärt.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Die Auswertung dieser Arbeit war zweigeteilt. In einem ersten Schritt wurden die Zeitund Ortsresiduen sowie die Effizienzen der COMPASS Silizium-Mikrostreifendetektoren für Runs aus den Jahren 2016 und 2017 ermittelt. In einem zweiten Schritt wurde das Temperaturverhalten der Detektoren im ungekühlten Zustand 2018 analysiert.

Die Streuung der Zeit- und Ortsresiduen bewegte sich im selben Bereich wie die Referenzwerte aus früheren Runs. Die Effizienzen waren jedoch schlechter. Das kann auch an der in dieser Arbeit gewählten Herangehensweise liegen. Die Effizienzen wurden dynamisch berechnet, wobei für jeden Detektor im jeweiligen Run die ermittelte Streuung des Ortsresiduum als Referenz für den Akzeptanzradius genommen wurde. Das führt bei geringer Streuung zu einer Verkleinerung des Akzeptanzradius, was einen gegenläufigen Effekt hat. Das Vorgehen dieser Arbeit ist bewusst gewählt worden, um eine intrinsische Effizienz für jeden Detektor zu bestimmen. Im Hinblick auf die Präzisionsanforderungen einer Protonenradiusmessung ist aber unter Umständen eine absolute und so vergleichbarere Effizienz nützlicher. Dann sollte die Analyse mit vorher festgesetzten Akzeptanzradien wiederholt werden.

Im Zuge der Analyse wurde klar, dass eine Fehlkalibration der Zeitnahme nicht nur zu unbrauchbaren Daten im betroffenen Detektor führt, sondern auch die Effizienz der anderen Detektoren mindert. Die unkorrelierten Hits in den Fehlkalibrierten Detektoren mindern die Qualität der in CORAL durchgeführten Trackanpassungen und führen im ungünstigsten Fall zu falschen Trajektorien.

Weiter wurde anhand des Vergleichs der Ortsresiduenstreuung zwischen den Runs in 2016 und denjenigen in 2017 mit vorläufigem Alignment klar, dass ein sorgfältiges Alignment die Streuung des Ortsresiduum stark verringert. Die Residuenstreuung war rund $\frac{2}{3}$ stärker. Daher sollte bei spezifischen Präzisionsanforderungen entsprechende Sorgfalt für das Alignment aufgebracht werden.

Die Auswertung der Temperaturdaten der Detektorstationen in 2018 hat gezeigt, dass die Detektoren im Vergleich zur Umgebung bis zu 30 °C wärmer sind, was absoluten Temperaturen um 55 °C entspricht. Dabei leistet die kontinuierliche Auslese der APVs den hauptsächlichen Beitrag zur Temperaturerhöhung. Diese verhält sich direkt analog zum fließenden Strom.

Anknüpfungspunkte an diese Arbeit ist die experimentelle Analyse der COMPASS Silizium-Streifendetektoren. Dabei können gezielte Experimente in denen lediglich ein Parameter variiert wird, helfen, zu verstehen, wie sich der jeweilige Parameter auf die Auflösung, das Verhältnis von Signal zu Rauschen und letztlich die Effizienzen auswirkt.

Beispielsweise könnte die Detektortemperatur mit den Effizienzen korreliert werden. Indem man durchschnittliche Effizienzen mit durchschnittlichen Temperaturen in einem Zeitraum vergleicht, lässt sich feststellen, welchen Einfluss das proportional der temperatur stärkere Rauschen auf die Effizienz hat.

A Eigenleistung dieser Arbeit

Diese Arbeit ist am Lehrstuhl von Prof. Dr. Paul, E18, des Physik-Departments der Technischen Universität München entstanden. Sie befasst sich mit der Effizienz der Arbeitsweise von Silizium-Mikrostreifendetektoren am COMPASS Experiment am CERN.

Dabei sind mir die Daten der Jahre 2016 und 2017 auf deren Grundlage die Effizienzen berechnet wurden als .mDST-Dateien zur Verfügung gestellt worden. Einzelne Detektoren wurden wo nötig (Effizienzberechnung) im Vorhinein in CORAL von Christian Dreisbach aus dem Tracking ausgeschlossen.

Meine Leistung ist die Konzeption und Durchführung der Analyse dieser Daten, die über PHAST Userevents durchgeführt wurde sowie deren Nachbehandlung in ROOT. So habe ich Ortsauflösungen, Zeitauflösungen und Effizienzen für die ausgewählten Runs bestimmen können. Bei auftretenden Problemen wurde ich von meinem Betreuer unterstützt.

Für die Protonenradiustestmessung im Jahr 2018 bin ich im März 2018 für mehrere Tage am CERN gewesen und habe Christian Dreisbach beim Aufbau der Silizium-Streifendetektoren unterstützt. Dabei habe ich die Temperaturauslese an den Detektorstationen angebracht und an die Auslesestationen angeschlossen.

Die Analyse der Temperaturdaten habe ich eigenständig durchgeführt. Die Daten zur Strom und Spannung an den APVs wurden mir von Christian Dreisbach zur Verfügung gestellt, wobei ich die Analyse eigenverantwortlich durchgeführt habe.

Die Literaturrecherche, die die theoretische Grundlage dieser Arbeit bilden, habe ich weitestgehend eigenständig durchgeführt. Einzelne Dokumente (etwa der "Letter of Intent"für das COMPASS Experiment ab 2020) wurden mir allerdings zur Verfügung gestellt.

Die Grafiken in dieser Arbeit habe ich selbständig mit ROOT oder in Python erstellt. An Stellen an denen ich Grafiken aus anderen Quellen übernommen habe, ist dies kenntlich gemacht.

Weiter habe ich den Textkörper dieser Arbeit selbst verfasst. Stellen, an denen ich Gedanken Anderer wiedergebe sind gekennzeichnet und Ihre Urheber im Literaturverzeichnis angegeben.

B Literaturverzeichnis

Literatur

- P. Abbon *et al.*, "The COMPASS experiment at CERN," *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A577, pp. 455–518, 2007.
- [2] CERN, "CERN." www.compass.cern.ch/compass/run/run2017/setup.html, August 2018.
- [3] Development of Beryllium Vacuum Chamber Technology for the LHC, Dezember 2011.
- [4] CERN, "CERN-Beschleunigergelände." http://cdsweb.cern.ch/record/1260465, August 2018.
- [5] S. Grabmüller, Cryogenic Silicon Detectors and Analysis of Primakoff Contributions to the Reaction $\pi^- - Pb \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+Pb$ at COMPASS. PhD thesis, Technische Universität München, 2012.
- [6] P. Abbon et al., "The COMPASS setup for physics with hadron beams," Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A, vol. 779, no. C, pp. 69–115, 2015.
- [7] L. Gatignon, "M2 user guide." http://sba.web.cern.ch/sba/BeamsAndAreas/M2/ M2-UserGuide2008.pdf, Februar 2008.
- [8] M. Leeb, "Optimization of the clustering and tracking algorithms of the silicon microstrip detectors for the COMPASS experiment," Master's thesis, Technische Universität München, 2011.
- [9] P. Zimmerer, "Performance of cryogenic silicon microstrip detectors at the COMPASS experiment," Master's thesis, Technische Universität München, 2011.
- [10] M. C. Wilfert, Investigation of the Spin Structure of the Nucleon at the COMPASS Experiment. PhD thesis, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, März 2017.
- [11] M. Peskova, Study of azimuthal asymmetries in COMPASS Drell-Yan data. PhD thesis, Univerzita Karlova, Prag, 2017.
- [12] COMPASS, "COMPASS detector setup 2017." www.cern.ch, August 2018.
- [13] B. Povh, Teilchen und Kerne : eine Einführung in die physikalischen Konzepte. Springer-Verlag, 9. aufl. ed., 2014.
- [14] H. A. Bethe, Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. Leipzig: Barth, 1930.

- [15] I. Abt et al., Double sided microstrip detectors for the high radiation environment in the HERA-B experiment. München: Max-Planck-Inst. für Physik, 1999.
- [16] A. M. E. Dinkelbach, Precision Tracking and Electromagnetic Calorimetry Towards a Measurement of the Pion Polarisabilities at COMPASS. PhD thesis, Technische Universität München, 2010.
- [17] R. M. Wagner, "Diplomarbeit CERN-thesis-2001-030," Master's thesis, Technnische Universität München, 2001.
- [18] W. R. Leo, Techniques for nuclear and particle physics experiments a how-to approach. Berlin: Springer-Verlag, 1994.
- [19] L. L. Jones *et al.*, "The APV25 deep submicron readout chip for CMS detectors," tech. rep., CERN, 1999.
- [20] M. Raymond, L. Jones, et al., "The APV25 0.25 $\mu \rm{m}$ CMOS readout chip for the CMS tracker," 02 2000.
- [21] L. L. Jones, "APV25-S1 user guideversion 2.2." https://cds.cern.ch/record/ 1069892/files/cer-002725643.pdf, September 2001.
- [22] C. Dreisbach, "Private Korrespondenz." Unveröffentlicht, 2018.
- [23] B. Grube, A Trigger System for COMPASS and A Measurement of the Transverse Polarization of Λ and Ξ Hyperons from Quasi-Real Photo- Production. PhD thesis, Technische Universität München, März 2006.
- [24] A. Quaranta, G. Casadei, M. Martini, O. Giampiero, and G. Zanarini, "On the information available from the rise-time of the charge pulse supplied by semiconductor particle detectors," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 35, pp. 93–99, 07 1965.
- [25] E. Kowalski, Nuclear electronics. Berlin; New York: Springer-Verlag, 1970.
- [26] H. Angerer, M. Becker, R. De Masi, A. M. Dinkelbach, J. Friedrich, S. Gerassimov, B. Grube, B. Ketzer, I. Konorov, R. Kuhn, T. Nagel, and S. Paul, "The silicon vertex detector of compass with sub-ns time resolution," August 2005.
- [27] T. Nagel, "Cinderella: an online filter for the COMPASS experiment," Master's thesis, Technische Universität München, Januar 2005.
- [28] R. Brun and F. Rademakers, "ROOT an object oriented data analysis framework," in AIHENP'96 Workshop, Lausanne, vol. 389, pp. 81–86, 1996.
- [29] S. Gerassimov, "PHysics Analysis Software Tools." http://ges.home.cern.ch/ges/ phast/, Dezember 2017.

- [30] J. D. Hunter, "Matplotlib: A 2D graphics environment," Computing in Science & Engineering, vol. 9, no. 3, pp. 90–95, 2007.
- [31] W. McKinney, "Data structures for statistical computing in python," in *Proceedings* of the 9th Python in Science Conference (S. van der Walt and J. Millman, eds.), pp. 51 – 56, 2010.
- [32] E. Jones, T. Oliphant, P. Peterson, *et al.*, "SciPy: Open source scientific tools for Python," 2001.
- [33] J. A. Rice, Mathematical Statistics and Data Analysis. No. S. 3 in Advanced series, Cengage Learning, 2007.
- [34] L. Fahrmeir, Statistik der Weg zur Datenanalyse. Springer-Lehrbuch, Springer Berlin, 2016.
- [35] COMPASS, "Letter of intent: Fixed-target experiment at M2 beamline beyond 2020." http://wwwcompass.cern.ch/compass/proposal/loi/loi2017_ line_numbers.pdf, März 2018.
- [36] W. E. Lamb and R. C. Retherford, "Fine Structure of the Hydrogen Atom by a Microwave Method," *Physical Review*, vol. 72, pp. 241–243, Aug. 1947.
- [37] H. A. Bethe, Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms. Springer-Verlag, 1977.
- [38] R. Pohl et al., "The size of the proton," Nature, vol. 466, no. 7303, 2010.
- [39] F. Bernhard, Technische Temperaturmessung Physikalische und messtechnische Grundlagen, Sensoren und Meflverfahren, Meflfehler und Kalibrierung. Berlin: Springer Berlin, 2013.
- [40] Y. Shafranovich, "Common format and MIME type for comma-separated values (csv) files," RFC 4180, RFC Editor, Oktober 2005. http://www.rfc-editor.org/rfc/ rfc4180.txt.
- [41] K. Kopitzki and P. Herzog, *Einführung in die Festkörperphysik*. Stuttgart [u.a.]: Teubner, 5., durchges. aufl. ed., 2004.
- [42] R. Gross and J. Marx, *Festkörperphysik*. De Gruyter, 3. auflage. ed., 2018.
- [43] C. Kittel and S. Hunklinger, *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 14., überarb. und erw. aufl. ed., 2006.
- [44] H. Spieler, Semiconductor Detector Systems. Series on Semiconductor Science and Technology, OUP Oxford, 2005.

- [45] R. C. Alig and S. Bloom, "Electron-hole-pair creation energies in semiconductors," *Phys. Rev. Lett. Physical Review Letters*, vol. 35, no. 22, pp. 1522–1525, 1975.
- [46] K. Horn and M. Scheffler, *Electronic structure. volume 2.* Amsterdam: Elsevier Science and Technology, 2014.
- [47] W. Bludau, A. Onton, and W. Heinke, "Temperature dependence of the band gap of silicon," *Journal of Applied Physics*, vol. 45, no. 4, pp. 1846–1848, 1974.
- [48] D. J. Skyrme, "The passage of charged particles through silicon," Nuclear Instruments and Methods, vol. 57, pp. 61–73, 1967.

C Theoretische Vertiefung: Vom Halbleiter zur Detektorelektrode

Nachdem in den 1950er Jahren mit der Entwicklung von Halbleiterdetektoren begonnen wurde, sind diese seit Beginn der 1960er in Kernphysikexperimenten weit verbreitet. Sie werden unter anderem zur Detektion geladener Teilchen sowie Gammaspektroskopie verwendet. Außerdem werden sie genutzt um hochauflösende Trajektorienrekonstruktion von Teilchenbahnen zu erreichen [18]. Die Funktionsweise kann analog zur Gaskammern, in denen die Spurrekonstruktion über die Ionisation von Gasatomen stattfindet, verstanden werden. Statt der Ionisation von Gasatomen werden allerdings im Halbleitermaterial Elektron-Loch-Paare erzeugt die durch ein elektrisches Feld abgesaugt werden.

C.1 Grundlagen zu Halbleitern

Beginnen wir an dieser Stelle mit dem Grundlegenden Konzept eines Halbleiters: Materialien können nach ihrer Leitfähigkeit kategorisiert werden. Dabei unterscheidet man Leiter, Halbleiter und Isolatoren. Stoffe können nur leiten, wenn die Energieniveaus des Materials, sogenannte Bänder, nicht voll besetzt sind. In vollbesetzten Bändern gibt es keine energetisch erreichbare freie Zustände; Ladungsträger sind deshalb wegen des Pauli-Prinzips nicht in der Lage ihre Geschwindigkeit oder deren Richtung zu ändern (was einem Zustandswechsel in bereits besetzte Zustände gleichkommen würde). In Isolatoren sind folglich alle Zustände in einem Energieband besetzt und die Bandlücke zum nächsthöheren ist so groß, dass sie durch thermische Anregung (bei normalen Temperaturen) nicht überwunden werden kann. Bei Leitern wiederum ist das energetisch höchstliegende Band nicht voll besetzt, es sind also mit sehr geringen Energien andere Zustände für die Ladungsträger erreichbar, da keine Bandlücke überwunden werden muss.

Halbleiter hingegen sind dadurch charakterisiert, dass bereits bei erreichbaren Temperaturen eine Anregung von Ladungsträgern aus dem vollbesetzten Valenzband in das energetisch höher liegende, leere Leitungsband erfolgen, die bestehende Bandlücke bei normalen Temperaturen also überwunden werden kann. Dies ermöglicht in der Folge Leitung von Strom und Wärme [41].

Die Ladungsträgerkonzentration von Halbleitern ist also abhängig von der Umgebungstemperatur, da bei höheren Temperaturen entsprechend mehr Ladungsträger thermisch aus dem Valenz- in das Leitungsband angeregt werden. Zusätzlich wirken die hinterlassenen Fehlstellen - Löcher - im Valenzband auch als Ladungsträger umgekehrten Ladungsvorzeichens. Die Konzentrationen der Ladungsträger können zu folgenden Größen berechnet werden [42]:

$$n = 2 \left(\frac{m_e^* k_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_c - \mu}{k_B T}}$$
(C.1)

$$p = 2\left(\frac{m_p^* k_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\mu - E_v}{k_B T}}.$$
 (C.2)

Dabei beschreibt n die Ladungsträgerkonzentration der Elektronen im Leitungsband und p diejenige der Löcher im Valenzband. m_e^* respektive m_p^* sind die Effektiven Massen der Elektronen oder Löcher, die die Bandkrümmung für das kinematische Verhalten berücksichtigen. Die Effektive Masse m_{ij}^* ist definiert über den Zusammenhang

$$\frac{1}{m_{ij}^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k_i \partial k_j} . \tag{C.3}$$

Sie berücksichtigt also die Effekte des periodischen Potentials in einem Kristallgitter, sodass die dem zweiten Newton'schen Gesetz der klassischen Mechanik, $\vec{F} = m\vec{a}$, analoge Beziehung

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{1}{m^*}\vec{F} \tag{C.4}$$

gilt.

Zurück zu den Größen in den Gleichungen (C.1) und (C.2). E_c und E_v sind die Energien der Unterkante des Leitungsbandes beziehungsweise der Oberkante des Valenzbandes. μ ist das chemische Potential und kann als diejenige Energie verstanden werden, die aufgewendet werden muss um dem System ein zusätzliches Teilchen hinzuzufügen. Im Grenzfall tiefer Temperaturen $T \to 0$ gilt $\mu \to E_F$. Dies ist die Fermi-Energie, also diejenige Energie bei der für die Fermi-Funktion

$$f(E,T) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1},$$
 (C.5)

die die Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustände fermionischer Systeme beschreibt, am absoluten Temperaturnullpunkt T = 0 K gilt:

$$f(E, T=0) = 1 \text{ für } E \le E_F \tag{C.6}$$

$$f(E, T = 0) = 0$$
 für $E > E_F$. (C.7)

Die Fermi-Energie ist also die Energie des höchstliegenden, besetzten Zustands eines Systems am Temperaturnullpunkt. Für Temperaturen größer null ist die Fermienergie definitionsgemäß diejenige Energie bei der die Besetzungswahrscheinlichkeit für einen Zustand des Systems gerade $\frac{1}{2}$ beträgt.

Das chemische Potential ist also augenscheinlich abhängig von der Temperatur und weiteren Parametern. Da bei intrinsischen Halbleitern - also solchen ohne Fremdatome im Kristallgitter - der Zusammenhang p = n gilt, kann μ mit den Gleichungen (C.1) und (C.2) berechnet werden zu

$$\mu = E_v + \frac{1}{2}E_g + \frac{3}{4}k_B T \ln\left(\frac{m_p^*}{m_e^*}\right).$$
 (C.8)

Dabei ist E_g die Bandlücke, also der energetische Abstand zwischen Valenzbandober- und Leitungsbandunterkante.

Nun kann man aber auch Störstellen in einen Halbleiterkristall einbringen. Man spricht von *Dotieren*. Werden etwa in einen Siliziumkristall (vierte Hauptgruppe) Atome aus der fünften Hauptgruppe - beispielsweise Phosphor, Arsen oder Antimon - eingesetzt, so werden nur vier der fünf Atome für die kovalente Bindung im Wirtsgitter gebraucht. Das übrige Elektron ist zwar ebenfalls gebunden, kann aber, da es keinen Bindungspartner im Kristall hat, unter geringem Enerigieaufwand in das Leitungsband gehoben werden. Es wurde also ein knapp unter der Leitungsbandunterkante liegendes Donatorniveau eingeführt. Die Bandlücke von Silizium liegt bei $E_g^{Si} = 1,17$ eV [42], die Ionisierungsenergie des Donatoratoms kann über eine Analogie zur Bindungsenergie des Wasserstoffatoms $E_H^{n=1} = 13,6$ eV abgeschätzt werden, wobei die Elektronmasse durch die Effektive ersetzt sowie die relative Permitivität von Silizium $\varepsilon_r = 11,7$ berücksichtigt werden muss. Es folgt für die Ionisierungsenergie des Donatorniveau

$$E_{d}^{n=1} = \frac{m_{e}^{*}e^{4}}{2\left(4\pi\varepsilon_{0}\varepsilon_{r}\hbar\right)^{2}} = \frac{m_{e}^{*}}{m_{e}\varepsilon_{r}^{2}} \cdot E_{H}^{n=1}$$
(C.9)

Das gibt für eine Phosphordotierung in Silizium $E_d = 45$ meV. Der Abstand der Donatorniveaus von der Leitungsbandunterkante ist also nur rund $\frac{1}{26}$ der intrinsischen Bandlücke. Da $k_B T$ bei Raumtemperatur etwa 25 meV, beträgt, also in derselben Größenordnung liegt, ist eine Ionisation deutlich wahrscheinlicher als bei reinem, undotiertem Silizium, welches sich bei Raumtemperatur weitgehend wie ein Isolator verhält. Die Unterschiede in der Anregungsenergie werden in Abbildung (37) deutlich.

Neben Atomen aus der fünften Hauptgruppe mit einem Elektron mehr pro Atom als im Wirtsgitter, kann eine Dotierung auch mit Atomen aus der dritten Hauptgruppe geschehen. Es entstehen Bindungslücken welche sich, durch Elektronaufnahme, als Löcher vom Fremdatom trennen lassen. Man spricht von in den Kristall eingebrachten Akzeptorniveaus. Akzeptorniveaus können äquivalent zu den eben besprochenen Donatorniveaus behandelt werden. Die Elektronen aus dem Valenzband können in die Akzeptorniveaus angeregt werden und so Bewegungsfreiheit für die Ladungsträger schaffen [41]. Dies ist in Abbildung (37) ebenfalls ersichtlich.

Da die Elektronen aus den Donatorniveaus in die Löcher der Akzeptorniveaus gelangen

können ist nur dann eine Störstellenleitung beobachtbar, wenn ungleichviele Donator- wie Akzeptorniveaus eingebracht wurden. Man spricht bei einer Überhand der Donatorniveaus von einem *n*-Halbleiter, bei einer Überhand der Akzeptorniveaus von einem *p*-Halbleiter. Da die Dotierungsstärke im Herstellungsprozess einstellbar ist, kann die Leitfähigkeit und damit wichtige Materialeigenschaften des Halbleiters über ein weiten Wertebereich variiert werden [42].



Abbildung 37: Schematische Darstellung einer n-Dotierung im Halbleiter und der resultierenden Bandstruktur [42].

C.1.1 Strom im Halbleiter

Die elektrische Leitfähigkeit in einem Halbleiterkristall ist durch die Summe der Beiträge von Elektronen und Löchern gegeben. Dabei sind nicht nur die Konzentrationen n und p der Elektronen beziehungsweise Löcher, die durch die Gleichungen (C.1) und (C.2) beschrieben sind, maßgeblich, sondern auch die Beweglichkeiten der Ladungsträger. Die Beweglichkeit ist so definiert, dass sie dem Betrag der jeweiligen Driftgeschwindigkeit in einem elektrischen Feld der Feldstärke eins entspricht:

$$\mu = \frac{|\vec{v}|}{E} . \tag{C.10}$$

Nach dieser Definition ist die Beweglichkeit sowohl für Elektronen μ_e als auch für Löcher μ_h positiv. Da die Driftgeschwindigkeit einer Ladung zu

$$\vec{v} = \frac{q\tau \vec{E}}{m} \tag{C.11}$$

Kristall	Elektronen	Löcher
Silizium	1350	480
Germanium	3600	1800

Tabelle 10: Beweglichkeiten von Ladungsträgern bei Zimmertemperatur in $\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ [43].

berechnet werden kann [43], gilt

$$\mu_e = \frac{e\tau_e}{m_e} \tag{C.12}$$

$$\mu_h = \frac{e\tau_h}{m_h} \tag{C.13}$$

für die Beweglichkeiten. Dabei sind die m die effektiven Massen und τ die Stoßzeiten. Es folgt insgesamt für die Leitfähigkeit σ , respektive den Widerstand ρ

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = (ne\mu_e + pe\mu_h) \quad . \tag{C.14}$$

Typische Werte für die Beweglichkeiten sind in Tabelle (10) dargestellt. Im Bereich der Eigenleitung dominiert das exponentielle Verhalten der Konzentrationen n und p den Verlauf von σ . Im Bereich der Störstellenleitung wird σ durch die Anzahl ionisierter Störstellen bestimmt.

Der Strom berechnet sich nun zu

$$\vec{I} = \sigma \vec{E} . \tag{C.15}$$

C.1.2 Der p-n-Übergang

Wir betrachten nun die physikalischen Effekte, die Auftreten, wenn die Konzentration der Donator- und Akzeptorniveaus Ortsabhängig ist. An der Grenzschicht eines solchen *pn*-*Übergangs* sind zwei Eigenschaften maßgeblich: Der *Diffusionsstrom* und der *Driftstrom*. Der Diffusionsstrom ist der Strom der infolge des Konzentrationsgradienten (also des Überschusses an Elektronen im n-dotierten, respektive der Löcher im p-dotierten Gebiet) zwischen den beiden Halbleitertypen. So hat die statistische gleichverteilte Diffusion wegen des Überschusses der Majoritätsladungsträger eine zeitlich gemittelte Vorzugsrichtung. Es fließen also Elektronen in das p-Gebiet sowie Löcher in das n-Gebiet und rekombinieren dort. Dabei bleiben elektrisch neutrale Atome zurück. Im Diffusionsprozess hinterlassen die abwandernden Majoritätsladungsträger geladene Ionenrümpfe entgegengesetzten Ladungsvorzeichens in den beiden Dotierungstypen. Es entsteht so ein elektrischer Potentialgradient - die *Sperrspannung* - der eine Kraft auf die Ladungsträger entgegen dem Diffusionsstrom ausübt. Die Minoritätsladungsträger werden von dieser Spannung wieder in ihr Ursprungsgebiet zurückgezogen. Im thermischen Gleichgewicht gilt:

$$I_{\text{Diffusion}} = I_{\text{Drift}} \ . \tag{C.16}$$

Es findet also im Gleichgewicht kein Netto-Ladungsträger- beziehungsweise Stromfluss zwischen p- und n-Gebieten statt.

In Bezug auf eine Betrachtung der Energieniveaus im Halbleitermaterial kann das folgendermaßen verstanden werden: Es gilt eine Stetigkeitsbedingung für das chemische Potential μ , da es definitionsgemäß für das gesamte System den gleichen Wert annimmt. Das chemische Potential liegt aber in isolierten p- und n-dotierten Halbleitern (des gleichen Materials) wegen der unterschiedlichen Dotierung bei verschiedenen Energien. Die Abstände zu Leitungs- und Valenzband sind folglich in den beiden Dotierungstypen andere, weshalb es zu einer Bandverbiegung im Bereich des pn-Übergangs kommt. Dieser Effekt kann nachvollzogen werde, da in relevanten Temperaturbereichen das chemische Potential nach Gleichung (C.8) gegeben, aber im n-dotierten Bereich E_v durch die Gleichung (C.9) abzuschätzen ist. μ liegt also zwischen Donatorniveau und Leitungsband. Analog gilt für p-dotierte Gebiete, dass E_g durch den energetischen Abstand von $E_v^{\text{intrinsisch}}$ und der Bindungsenergie durch Gleichung (C.9) abzuschätzen ist. Das chemische Potential liegt hier also zwischen Valenzband und Akzeptorniveau. Der Energetische Abstand zwischen den Valenz- beziehungsweise Leitungsbändern in n- und p-Gebiet ist gerade die durch den Diffusionsstrom verursachte Potentialdifferenz. In Abbildung (38) ist diese Bandverbiegung aufgezeigt.



Abbildung 38: (a) p- und n-Bänderschema in Trennung.(b) p- und n-Bänderschema in Kontakt, im thermischen Gleichgewicht; ein pn-Übergang. (c) Verlauf der Raumladungszone. (d) Qualitativer Verlauf von Donator und Akzeptorkonzentration [42].

C.1.3 Die Verarmungszone

Man nennt die Zone eines pn-Kontaktes in dem die abgewanderten Minoritätsladungsträger mit den Ionenrümpfen rekombiniert sind die *Verarmungszone*. Man kann ihre Breite mit dem Schottky-Modell berechnen. In diesem Modell nimmt man eine abrupte Änderung der Ladungsträgerkonzentration an, um die Poisson-Gleichung

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial^2 x} = -\frac{\rho\left(x\right)}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \tag{C.17}$$

zur Bestimmung des Potentials zu Lösen [18] [42]. Das wird an dieser Stelle für den eindimensionalen Fall exemplarisch Nachvollzogen.

Mit den Ladungsträgerkonzentrationen N_D und N_P für Elektronen und Löchern wird die Ladungsdichte $\rho(x)$ folgendermaßen approximiert:

$$\rho(x) = \begin{cases}
eN_D & \text{für } 0 < x < x_n \\
-eN_P & \text{für } -x_p < x < 0 \\
0 & \text{sonst.}
\end{cases}$$
(C.18)

Dabei ist e die Elementarladung. Da insgesamt Ladungserhaltung gilt folgt

$$N_P x_p = N_D x_n . (C.19)$$

Nach Integration erhält man mit den Randbedingungen $\frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0$ an $x = x_n, -x_p$, das elektrische Feld E:

$$E = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \left(x - x_n \right) & \text{für } 0 < x < x_n \\ \frac{eN_P}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \left(x + x_p \right) & \text{für } - x_p < x < 0 \end{cases}.$$
(C.20)

Integriert man das elektrische Feld nun ein weiteres Mal, erhält man die folgende Lösung für das Potential:

$$\Phi(x) = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_r} \left(\frac{x^2}{2} - x_n x\right) + C & \text{für } 0 < x < x_n \\ \frac{eN_P}{\varepsilon_0\varepsilon_r} \left(\frac{x^2}{2} + x_p x\right) + C' & \text{für } - x_p < x < 0 \end{cases},$$
(C.21)

wobei bei x = 0eine Stetigkeitsbedingung gilt; also C = C'. Es folgt also für das Potential Φ_n am Kontaktpunkt $x = x_n$, dass

$$\Phi_n = -\frac{eN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_r}x_n^2 + C \tag{C.22}$$

und für $x = -x_p$ mit $\Phi_p = 0$ (setzen des Nullpunktes der Energie, die nur bis auf eine Konstante eindeutig bestimmt ist)

$$\Phi_p = 0 = -\frac{eN_P}{2\varepsilon_0\varepsilon_r}x_P^2 + C . \qquad (C.23)$$

Durch Substitution von C folgt dann

$$\Phi_0 := \Phi_n = \frac{e}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} \left(N_D x_n^2 + N_P x_p^2 \right).$$
 (C.24)

Wegen Bedingung (C.19) können wir dies umschreiben zu

$$\Phi_0 = \frac{e}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} \left(1 + \frac{N_P}{N_D}\right) N_P x_P^2 = \frac{e}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} \left(1 + \frac{N_D}{N_P}\right) N_D x_n^2 \tag{C.25}$$

und erhalten letztendlich die längen der Raumladungszonen

$$x_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r\Phi_0}{eN_D\left(1 + \frac{N_D}{N_P}\right)}} \tag{C.26}$$

$$x_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r\Phi_0}{eN_P\left(1+\frac{N_P}{N_D}\right)}} . \tag{C.27}$$

Es folgt so für die Länge der Gesamten Verarmungszone

$$d = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r\Phi_0}{e} \cdot \frac{(N_P + N_D)}{N_P N_D}} .$$
(C.28)

C.1.4 Kapazität eines pn-Übergangs

Da der funktionelle Aufbau eines pn-Übergangs mit zwei Ladungspolen, getrennt durch die elektrisch neutrale Verarmungszone, einem Kondensator mit Dielektrikum gleicht, kann für den pn-Übergang eine Kapazität berechnet werden. Diese Kapazität C hat Auswirkungen auf das Rauschen, wenn der pn-Übergang als Detektor genutzt wird, wie wir in Abschnitt C.2.3 sehen werden. Für die Kapazität eines Flächenkondensator gilt

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{A}{d} , \qquad (C.29)$$

wobei angewandt auf den pn-Übergang A die Seitenfläche der Verarmungszone ist und d ihre Breite.

In einem n-dotierten Siliziumkristall ist $N_D \gg N_P$ und so kann Gleichung (C.28) genähert werden als

$$d \cong x_p \cong \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_r \Phi_0}{eN_P}} \tag{C.30}$$

Mit der Definition von Leitfähigkeit (und reziprok dem Widerstand)

$$\sigma = eN\mu = \frac{1}{\rho} , \qquad (C.31)$$

wobei σ die Leitfähigkeit, ρ der Widerstand, e die Elementarladung, N die Ladungsträgerkonzentration und μ deren Beweglichkeit ist, kann Gleichung (C.30) als

$$d \cong \sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_r \rho_P \mu_h \Phi_0} \tag{C.32}$$

geschrieben werden. Dabei sind ρ_P und μ_h der Widerstand respektive die Beweglichkeit der Löcher im Halbleiterkristall. Gilt in einem p-dotiertem Kristall $N_P \gg N_D$ so folgt mit analogen Überlegungen

$$d \cong \sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_r \rho_D \mu_e \Phi_0} \tag{C.33}$$

Als Zahlenwerte folgen für Silizium

$$d \approx \begin{cases} 0, 53 \cdot \sqrt{\rho_n \Phi_0} \ \mu m & \text{n-Dotient} \\ 0, 32 \cdot \sqrt{\rho_P \Phi_0} \ \mu m & \text{p-Dotient} \end{cases}$$
(C.34)

Dabei ist ρ in den Einheiten Ω cm und Φ_0 in Volt, V. Für typische Werte von $\rho \approx 20.000 \ \Omega$ cm folgt für n-dotiertes Silizium mit $\Phi_0 = 1$ V eine Größe der Verarmungszone von etwa $d = 75 \ \mu m$ [18].

C.1.5 Der pn-Übergang mit angelegter Spannung

Ist eine äußere Spannung angelegt, verändert sich die Breite der Verarmungszone um den Faktor $\sqrt{1 - U/\Phi_0}$ wobei U die angelegte Spannung und Φ_0 diejenige zwischen den Rändern der Raumladungszone des pn-Übergangs ist. Insgesamt gilt folglich

$$x_n = x_n (U = 0) \cdot \sqrt{1 - \frac{U}{\Phi_0}}$$
 (C.35)

$$x_p = x_p (U = 0) \cdot \sqrt{1 - \frac{U}{\Phi_0}}$$
 (C.36)

Der Strom I_{pn} der durch eine pn-Übergang fließt, kann mit der folgenden Gleichung beschrieben werden [42]:

$$I_{pn} = I_s \left(e^{\frac{eU}{k_B T}} - 1 \right). \tag{C.37}$$

Dabei ist I_s der Sättigungs- oder Sperrstrom. Das ist der Reststrom, der durch die Verarmungszone bei Schaltung des pn-Übergangs in Sperrrichtung fließt. Die Schaltungsrichtungen werden weiter unten eingeführt.

Der Sperrstrom hat mehrere Ursachen: Erstens, die thermische Anregung von Elektronen aus dem Donatorniveau in das Leitungsband oder aus dem Valenzband in das Akzeptorniveau, also der Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in der Verarmungszone. Dieser Effekt ist abhängig von der Dotierungsstärke, aber typischerweise in der Größenordnung $\frac{\mu A}{cm^2}$. Zweitens, die Diffusion der Minoritätsladungsträger durch den pn-Übergang. Dieser Effekt ist deutlich kleiner und in der Größenordnung $\frac{nA}{cm^2}$. Drittens, zu oder Abfluss von Ladungen durch Oberflächenkanäle. Die Stärke dieses Stromes ist abhängig von vielen Parametern, etwa der Reinheit des Kristalls. Eine Isolierung des pn-Übergangs ist deshalb für ein sauberes Signal notwendig, da der Sperrstrom eine Ursache für Rauschen im Detektorsignal ist. Außerdem setzt er eine untere Grenze für die kleinste Signalamplitude, die noch aufgelöst werden kann. In einem isolierten pn-Übergang ist der Sperrstrom dann proportional zu der Wurzel der Sperrspannung [18], es gilt also $I_s \propto \sqrt{\Phi_n}$.

Wir sehen anhand der Gleichung (C.37), dass der Strom abhängig von der Polung der Spannung ist - der exponentielle Term in Gleichung (C.37) wächst rasant oder verschwindet in Abhängigkeit des Vorzeichens von U.

Dieser Effekt wird inhaltlich durch die eben beschriebene Abhängigkeit der Breite der Verarmungszone von der angelegten Spannung erklärt. Sie wird größer oder kleiner, je nach dem ob die Majoritätsladungsträger durch die Spannung in die Verarmungszone gezogen , oder aus ihr hinaus gedrückt werden. Bei großer negativer Spannung ist $I_{pn} \approx -I_s$. Die Diode ist in Sperrrichtung gepolt. Bei großer positiver Spannung ist $I_{pn} \propto e^{eU/kT}$. Die Diode ist in Durchlassrichtung geschaltet. Eine Schaltung in Sperrrichtung entspricht dem negativen Pol an der p-dotierten Seite des pn-Übergangs. Die Elektronen und Löcher werden durch die äußere Spannung abgesaugt und die Verarmungszone wird vergrößert. Das geschieht solange bis die Spannung ausreicht um Elektronen aus dem Atom herauszulösen sowie ausgeschlagene Elektronen ausreichend zu beschleunigen, sodass diese weitere Elektron-Loch-Paare in Stößen erzeugen. Deshalb steigt der Strom ab Erreichen dieser Durchbruchspannung schlagartig an. Bei Schaltung in Durchlassrichtung hingegen wird die Verarmungszone kleiner, da die Ladungsträger hineingedrückt werden. Es findet zwar eine Rekombination von Elektronen und Löchern statt, die Ladungsträger werden jedoch aus den entsprechenden Majoritätsgebieten ständig ersetzt. Es fließt ein der Spannung exponentiell-proportionaler Strom. Der Verlauf der Stromstärke in Abhängigkeit der angelegten Spannung-(srichtung) findet sich in Abbildung (39).



Abbildung 39: Strom-Spannungscharakteristik eines pn-Kontakts. Der maximale Strom in Sperrrichtung ist durch die Summe der Generationsströme von Elektronen und Löchern gegeben [42].

C.2 Funktionsweise einer Halbleiterdetektorelektrode

An dieser Stelle wird nun besprochen, wie ein pn-Halbleiter-Übergang als Detektor nutzbar gemacht werden kann. Dazu wird zunächst der funktionelle Aufbau besprochen. Danach wird auf die spezifischen Eigenschaften einer halbleiterbasierten Detektordiode eingegangen; so wird die erwartete Energie pro Elektron-Loch-Paar berechnet, das Signalverhalten mit der Energie des Inzidenzteilchens besprochen und auf die Sensitivität und intrinsische Effizienz der Detektoren eingegangen. Außerdem wird die gemessene Form eines Signalpulses sowie seine Anstiegszeit berechnet.

Der pn-Übergang kann prinzipiell in seinem unbehandelten Aufbau als Detektor genutzt werden, da ein auf die Verarmungszone treffendes Teilchen, welches ein Elektron vom Atom löst, folglich in das Leitungsband hebt, ein Elektron-Loch-Paar also Ladungsträger freisetzt, die nun einen messbaren Strom erzeugen. Allerdings führt dieses Vorgehen zu viel Rauschen in dem Signal, da beispielsweise auch thermische Anregungen passieren und die Spannung durch die Raumladungszonen im pn-Übergang zu schwach sind um die erzeugten Ladungsträger zuverlässig abzusaugen.

Um dieses Problem zu beheben, wird eine externe Spannung in Sperrrichtung angelegt. So werden erzeugte Elektron-Loch-Paare verlässlich abgesaugt. Außerdem wird die Verarmungszone als aktive Detektorfläche breiter.

C.2.1 Funktioneller Aufbau

Die eben vorgestellten Eigenschaften von (dotierten) Halbleitern können genutzt werden um Detektormodule herzustellen. Dazu wird ein Halbleiterkristall, genannt *Bulk* leicht dotiert. In dieser Diskussion wird von einer n-Dotierung ausgegangen, das Prinzip funktioniert jedoch auch bei umgekehrter Dotierung. Es wird ein pn-Übergang erzeug indem eine stark p-dotierte Schicht auf den n-dotierten Kristall aufgebracht wird. Die Verarmungszone ist zu großen Teilen innerhalb des Bulkmaterials, was für den Grenzfall $N_P \gg N_D$ anhand der Gleichungen (C.26) und (C.27) nachvollzogen werden kann. Die gesamte Verarmungszone kann dann in diesem Beispiel folgendermaßen genähert werden:

$$d \approx x_n \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_r \Phi_0}{eN_D}}$$
 (C.38)

Auf die p-dotierte Schicht wird ein Metallkontakt aufgebracht. Der rückwertige Kontakt besteht aus einer stark n-dotierten Schicht des Bulkmaterials sowie einem weiteren Metallkontakt [44]. Dabei ist die Dotierung notwendig, um durch den Ladungsträgerüberschuss das Entstehen einer sperrenden Verarmungszone am Halbleiter-Metall-Kontakt zu verhindern. Man nennt den Halbleiterkontakt, da er sich so behandelt wie ein Metallkontakt verhält, ohmisch [18].

Der Aufbau eines Halbleiterdetektors ist schematisch in Abbildung (40) dargestellt. Zu-

sätzlich zum aktiven Teil des Detektors ist dort auch ein Isolierender Ring, *Guard Ring*, aufgezeigt, der der Abschirmung der aktiven Detektorfläche, etwa vom Detektorgehäuse, dient und durch eine Oxidpassivierungsschicht vom Metallkontakt getrennt ist. Der Guard RIng verhindert die Entstehung eines Ladungsflusses zwischen dem aktiven Detektorvolumen und der Umgebung, der zu fehlerhaften Signalen führen und durch Absenken der Arbeitsspannung das Rauschen des Detektors erhöhen würde.



Abbildung 40: Eine Halbleiterdetektordiode. Die dotierten Gebiete sind in Grau eingezeichnet, die Metallkontakte in Schwarz. Das Bulkmaterial ist in weiß dargestellt [44].

C.2.2 Energie pro Elektron-Loch-Paar

Durch die Dotierung eines Halbleiters ist, wie in Abschnitt C besprochen, die notwendige Energie ein Elektron-Loch-Paar und damit ein Signal zu erzeugen gering. Dabei ist die durchschnittliche Energie die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars notwendig ist temperaturabhängig. Wird die Temperatur festgehalten, sind lediglich die Art des Detektormaterials und die Energie der einfallenden Strahlung entscheidend für die durchschnittliche Energie. Die Art der Strahlung spielt in diesem Prozess explizit keine Rolle. Die Energie die zur Erzeugung aufgewandt werden muss ist konstant.

Dabei ist die Ionisationsenergie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares ungleich der Bandlücke. Das kann folgendermaßen erklärt werden [45]:

Tritt ein Teilchen in einen Halbleiter mit der Bandlücke E_g ein, regt es Elektron-Loch-Paare an, bis seine Energie dazu nicht mehr ausreicht und es einen endgültigen Zustand einnimmt. Das bedeutet die Energie des Inzidenzteilchens E_I ist zu diesem Zeitpunkt nun kleiner der Energie E_M , die notwendig ist ein weiteres Paar zu erzeugen:

$$E_I < E_M = E_g + E_e + E_h + E_s$$
 . (C.39)

Dabei ist E_g die Bandlücke, E_e und E_h die Energien des Elektrons und des Lochs sowie E_s die restliche Energie der einfallenden Strahlung. Nach der finalen Ionisation thermalisiert das Strahlungsteilchen durch die Emission von Phononen, gibt also seine kinetische Energie an die Gitteratome im Halbleiterkristall ab. Jeder erreichbare Zustand wird dann, der Ergodenhypothese der statistischen Mechanik folgend, mit gleicher Wahrscheinlich-

keit angenommen.

Um die Diskussion fortzuführen, können wir die mittlere Anregungsenergie für ein Elektron-Loch-Paar ε als Summe der Bandlücke und dem Erwartungswert der kinetischen Energie E_{kin} von Elektron und Loch nach ablösen von den Halbleiteratomen schreiben. Da die Zustandsdichte der kinetischen Energie im Leitungsband $\propto \sqrt{E}$ ist [42], folgt:

$$\varepsilon = E_g + 2 \cdot \underbrace{\int_0^{E_M} E\sqrt{E} dE}_{\text{Erwartungswert } E_L}$$
(C.40)

$$= E_g + \frac{6}{5}E_M \ . \tag{C.41}$$

Im Grenzfall, dass die Energie E_I des einfallenden Teilchens mit Impuls P gerade $E_I = E_M$ ist, folgt mit dem Argument maximalen Impulsübertrags, dass die Impulse des auslaufenden Strahlungsteilchens sowie des Elektrons und Lochs kollinear und gleich sind. Es gilt also [46]

$$k_M = k_e + k_h + k_s =: 3k$$
 . (C.42)

Damit folgt auch die Gleichheit der kinetischen Energien $E_e = E_k = E_s =: E$. Nach Gleichung C.42 gilt aber auch $k_M = 3k$ und deshalb, da für die Energie allgemein gilt $E \propto k^2$,

$$\sqrt{E_M} = 3\sqrt{E} \ . \tag{C.43}$$

Insgesamt folgt also mit der Energieerhaltung durch vereinfachen der Gleichung (C.39)

$$E_M = E_g + 3E . (C.44)$$

Wenden wir darauf den Zusammenhang (C.43) an, folgt [45] [46]

$$E_M = E_g + 3 \cdot \left(\frac{E_M}{9}\right) \Leftrightarrow$$
 (C.45)

$$E_M = \frac{3}{2}E_g . \tag{C.46}$$

Eingesetzt in (C.41) folgt nun für die mittlere Anregungsenergie eines Elektron-Loch-Paars [45]:

$$\varepsilon = \frac{14}{5} E_g = 2, 8 \cdot E_g . \tag{C.47}$$

Es wird, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen, folglich knapp die dreifache Energie der Bandlücke eines Materials in der einfallenden Strahlung gebraucht. Die restliche Energie geht in die kinetische Energie von Elektron und Loch, sowie in die Anregung von Phononen im Halbleiterkristall. Typische Werte der Paarproduktionsenergien sowie der Bandlücke für häufig verwendete Halbleiter finden sich in Tabelle (11).

	Si	Ge
Paarproduktionsenergie		
300 K	3,62 eV	-
77 K	$3,81~{\rm eV}$	$2,96~{\rm eV}$
Bandlücke		
300 K	$1,10~{\rm eV}$	$0,70~{\rm eV}$
77 K	$1,17~{\rm eV}$	$0,76~{\rm eV}$
0 K	$1,21~{\rm eV}$	$0,79~{\rm eV}$

Tabelle 11: Durchschnittliche Energie von Elektron-Loch-Paaren in Silizium und Germanium sowie deren Bandlücken bei 300 K (Raumtemperatur), 77 K (Stickstoffkühlung), und 0 K (Nullpunkt) [18] [47].

C.2.3 Signallinearität mit der Energie des Inzidenzteilchens

Unter der Annahme, dass die Veramungszone des pn-Ubergangs ausreichend dick ist, um alle einfallenden Teilchen zu stoppen, sollte das Detektorsignal linear mit der Teilchenenergie E gehen. Dann entstehen $\frac{E}{w}$ Elektron-Loch-Paare, mit w der Paarproduktionsenergie aus Tabelle (11). Führen wir noch einen Effizienzfaktor n ein, sammelt sich auf den Elektroden der Halbleiterdiode die Ladung

$$Q = n \cdot \frac{E}{w} \tag{C.48}$$

Wegen der intrinsischen Kapazität der Verarmungszone (vergleiche Abschnitt C.1.4) ist die abgenommene Spannung

$$V = \frac{Q}{C} = n \cdot \frac{E}{wC} \tag{C.49}$$

also tatsächlich $\propto E$. Wie oben in Abschnitt C.2.2 besprochen, ist w unabhängig von der Art der Strahlung. Da bei schweren Ionen allerdings Plasmaeffekte auftreten, die die Effizienz der Ladungsallokation beeinflussen, ist das Detektorsignal nur bei leichten Teilchen wie Elektronen, Myonen oder Protonen proportional zur Energie des einlaufenden Teilchens. Bei schweren Ionen kann es Unterschiede in der Pulshöhe bei gleichen Energien geben.

Wenn die Verarmungszone schmaler als die Strahlungsreichweite im Material ist, ist die Ladungsdeposition folglich ab der kinetischen Energie mit der das Teilchen das aktive Detektorvolumen vollständig durchquert nach oben begrenzt, da die verbleibende kinetische Energie des Strahlteilchens nicht vermessen werden kann. Bis zu dieser Grenzenergie ist das Ladungssignal im Detektor aber wie oben besprochen linear [18].

Typische Reichweiten von Strahlungsteilchen finden sich in Abbildung (41).

Wie im Abschnitt C.1.5 angesprochen, bildet die Amplitude des Sperrstroms eine untere Grenze für die detektierbare Amplitude eines Signals. Der durch ein auf die Diode treffendes Teilchen entstehende Strom muss, um messbar zu sein, größer als der Sperrstrom sein. Folglich soll das aktive Detektorvolumen dick genug sein, dass ausreichender Strom



Abbildung 41: Die Reichweite verschiedener Strahlungsteilchen in Siliziumkristallen. Ein micron entspricht einem μm [48].

beim Durchgang der Strahlung erzeugt wird und so ein messbares Signal entsteht. Wenn ebenfalls die Energie gemessen werden soll, muss außerdem sichergestellt werden, dass der Weg des Teilchens im aktiven Volumen kleiner ist, als die Reichweite der Strahlung in Materie. Bei den COMPASS Siliziumdetektoren wird allerdings keine Energiemessung vorgenommen.

D Graphen

In diesem Abschnitt finden sich Graphen die zu den Erkenntnissen dieser Arbeit beigetragen haben, aber nicht im Haupttext besprochen wurden um diesen nicht zu überladen. Angehängt wurden für das Beispiel des Runs 276401 Plots aller Detektoren der Orts- und Zeitresiduen. Auf das Anhängen aller Graphen aller Runs wurde verzichtet, da sich die für diese Arbeit relevanten Daten in den entsprechenden Tabellen (1),(2) (4) und (5) finden. Weiter wurden für die Werte in den Tabellen die Ergebnisse von Daten aus mehreren .mDST-Dateien zusammengeführt. Es finden sich im Folgenden aber nur die Fits je einer Datei.

Für die Effizienzen, die ein Kernergebnis dieser Arbeit darstellen wurde jedoch ein Plot für jeden Detektor aus jedem Run angehängt.



Abbildung 42: Beispielhaft die Zeitresiduen der Detektoren im Run 276401



Abbildung 43: Beispielhaft die Ortsresiduen der Detektoren im Run 276401



Abbildung 44: Effizienz der Detektoren im Run 270168



Abbildung 45: Effizienz der Detektoren im Run274050



Abbildung 46: Effizienz der Detektoren im Run 276401 $$\rm XXVII$$



Abbildung 47: Effizienz der Detektoren im Run 278516 $$\rm XXVIII$$



Abbildung 48: Effizienz der Detektoren im Run280034



Abbildung 49: Effizienz der Detektoren im Run 281717



Abbildung 50: Temperaturverläufe an den einzelnen Siliziumdetektoren SI01X, SI01U, SI02X, SI02U, SI03X, SI03U, SI04X, SI04U. Deutlich ist die erhöhte Temperatur während der Datennahme bei den Detektoren.

E Versicherung über die Eigenständige Anfertigung dieser Arbeit

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe. Die Stellen der Bachelorarbeit, die anderen Quellen im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen wurden, sind durch Angaben der Herkunft kenntlich gemacht. Dies gilt auch für Zeichnungen, Skizzen, bildliche Darstellungen und andere Quellen.

München, 3. September 2018

Max Raphael Mynter