

Optimierung von hochauflösenden Sampling-Kalorimetern mit szintillatorbasierter SiPM-Auslese

Dissertation

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz



Phi Chau

geboren in Koblenz

Mainz, den 31.05.2021

Erstprüfer: Entfernt aus datenschutzrechtlichen Gründen.
Zweitprüferin: Entfernt aus datenschutzrechtlichen Gründen.
Datum der mündlichen Prüfung: 18.05.2022

Zusammenfassung

Durch die hohe Anzahl an Detektorkanälen in zukünftigen hochgranularen hadronischen Kalorimetern ist es notwendig Optimierungen und Verfahrenswege zu finden, um eine schnelle und effektive Produktion und Kalibrierung zu gewährleisten. Im Rahmen der CALICE-Kollaboration wird in dieser Arbeit ein Szintillatorkachel-Design für SMD-SiPMs (oberflächenmontierte Silizium-Photomultiplier) vorgestellt, welches durch Optimierungen eine hohe Leistungsfähigkeit in Bezug auf Lichtertrag und Uniformität vorweist. Dazu wird ein passender SiPM ausgewählt, welcher die Qualität der Messungen mit Hilfe einer Crosstalk-Unterdrückung stark verbessert.

Diese Szintillatorkacheln werden auf die HBU-Boards, die Ausleseboards des CALICE Analog Hadron Calorimeters (AHCAL), verbaut. Dafür wurden automatisierte Klebe- und Bestückungsverfahren genutzt, um die Kacheln präzise zu befestigen. Hierdurch konnten insgesamt 164 HBU-Boards, darunter 158 Module des technologischen AHCAL-Prototyps, erfolgreich bestückt werden. Mit dem Siebdruck- und dem Pick-and-Place-Verfahren wurde dabei gezeigt, dass eine skalierbare Bestückung möglich ist.

Zur Qualitätskontrolle und Kalibrierung dieser HBU-Boards erfolgte der Aufbau eines Teststands für kosmische Myonen sowie die Entwicklung eines Verfahrens, welches eine präzise Bestimmung der Leistungsfähigkeit der Kanäle ermöglicht. Für $\sim 22\,000$ Kanäle des technologischen AHCAL-Prototyps wurde damit ein mittlerer Lichtertrag von 14.0 ± 1.7 p.e. bestimmt. Ein Vergleich mit Testbeam-Daten validiert die hohe Präzision der Messung durch einen gemessenen Offset von 1.1% bei einer gaußschen Breite von 4%. Außerdem wurde die Uniformität der Lichterträge über alle Kanäle des Prototyps untersucht und Verbesserungsmöglichkeiten aufgezeigt. Zwei solcher Teststände mit Modifikationen könnten einer Abschätzung nach eine skalierbare Kalibrierung des gesamten Kalorimeters ermöglichen.

Um die Produktion weiter zu vereinfachen, erfolgte eine Weiterentwicklung des Konzepts der Megatiles, große Szintillatorplatten, welche zur Segmentierung mit reflektierenden TiO_2 -Klebstoff-Separierungen ausgestattet sind. Hierfür wurde ein Laserteststand aufgebaut, um die optischen Eigenschaften dieser Schichten zu bestimmen. Die Ergebnisse lieferten deutliche Hinweise über die Abhängigkeiten der mit TiO_2 gemischten Klebstoffe zum Lichtertrag der Megatiles. Eine optimierte Megatile in HBU-Größe erreichte bei verschiedenen Messungen hohe Lichterträge. Dazu wurde ein Analyseverfahren entwickelt, welches eine realistische Crosstalk-Obergrenze bestimmen konnte. Ein weiterer Fokus dieser Arbeit ist die Bestimmung der Detektionseigenschaften des SHiP-Experiments für Axion-like Particles (ALPs). Dazu wurden $X \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfälle simuliert und die Detektorsignale des SplitCAL-Kalorimeters genutzt, um eine Rekonstruktion zu ermöglichen. Die Szintillatorlagen wurden für die Energiemessung und die Hochpräzisionslagen für die Ortsbestimmung verwendet. Außerdem erfolgte eine Implementierung einer Hit- und Energiezuordnung zu den Photonen sowie eine Energiekalibrierung in der Simulation. Mit dieser Rekonstruktion ließ sich die Energieauflösung des SplitCALs erfolgreich ermitteln. Ebenso war eine präzise Bestimmung des Massewerts mit verschiedenen Fit-Methoden im Bereich von $m_{\text{ALP}} = 0.25\text{--}1.5$ GeV erfolgreich.

Abstract

Due to a large number of detector channels in future highly granular hadronic calorimeters it is necessary to find optimisations and procedures to ensure a fast and effective production and calibration. In the framework of the CALICE collaboration a scintillator tile design for SMD SiPMs (surface mounted silicon photomultipliers) is presented which demonstrates high performance in terms of light yield and uniformity. For this purpose, a suitable SiPM is selected which improves the quality of the measurements via crosstalk suppression.

These scintillator tiles are mounted on the HBU boards, the readout boards of the CALICE Analog Hadron Calorimeter (AHCAL). Automated gluing and mounting processes were used to precisely fix the tiles on the boards. With these procedures in total 164 HBU boards, including 158 modules of the technological AHCAL prototype, were successfully assembled. Thereby, screen printing and pick and place processes demonstrated the scalability of an automatic assembly.

For quality assurance and calibration of these HBU boards a cosmic ray test stand was set up. Accompanying this, a measurement and analysis procedure was developed for a precise calibration of each channel's performance. With this, an average light yield of 14.0 ± 1.7 p.e. for the $\sim 22\,000$ channels of the technological AHCAL prototype was determined. A comparison with test beam data validates the high precision of the measurement by a measured offset of 1.1% with a gaussian σ of 4%. In addition, the uniformity of the light yield over all channels of the prototype was investigated and possibilities for improvement were identified. It was also estimated that two of such test stands with modifications could provide a scalable calibration of the entire calorimeter.

For further simplification of the production process, the concept of Megatiles, structured, large scintillator plates with reflective TiO_2 glue separations, was further developed. For a better understanding, a laser test stand was set up to determine the optical properties of these layers. The results provided indications about the dependencies of the TiO_2 glue mixtures and light yield of the megatiles. An optimised HBU sized megatile achieved high light yield in different measurements. In addition, a new analysis method was developed which allows to set a realistic crosstalk upper limit.

Another focus of this thesis is the determination of the detection properties of the SHiP experiment for axion-like particles (ALPs). For this purpose, $X \rightarrow \gamma\gamma$ decays were simulated and the detector signals of the SplitCAL calorimeter were used for reconstruction. The scintillator layers were used for an energy measurement and the high precision layers were used for a hit position determination. Also hit and energy assignments to the photons were implemented and an energy calibration was performed in the simulation. With the implemented reconstruction a successful determination of the energy resolution of the SplitCAL was calculated. A precise determination of the mass value via different fitting methods was successfully performed in a mass range of $m_{\text{ALP}} = 0.25 - 1.5$ GeV.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Teilchenphysik und Teilchendetektoren	3
2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2. Erweiterung des Standardmodells durch ALPs	5
2.3. Wechselwirkung von Teilchen und Materie	7
2.3.1. Kalorimetrie in der Hochenergiephysik	11
2.3.2. Organische Szintillatoren	11
2.3.3. Photomultiplier	12
2.3.4. Halbleiterdetektoren	13
2.3.5. Silizium-Photomultiplier	13
2.3.6. Micromegas	19
3. Kalorimeter für zukünftige Experimente	21
3.1. Kalorimeter für zukünftige Elektron-Positron-Beschleuniger	21
3.1.1. Zukünftige Elektron-Positron-Kollider	21
3.1.2. Particle Flow-Algorithmus	22
3.1.3. CALICE-AHCAL	23
3.1.4. HBU-Board und DAQ-System	24
3.2. Zukünftige Protonen Fixed-Target-Experimente zur Suche nach neuen Teilchen	27
3.2.1. SHiP-Experiment	28
4. Entwicklung des SMD-HBU-Designs	31
4.1. Szintillator-Design	31
4.2. SMD-HBU-Design	33
4.3. Performance des SMD-SiPM-Kachel-Designs	33
4.4. Auswahl der SiPMs	37
4.5. Ergebnis	40
5. Automatisierte Bestückung der HBU-Boards	41
5.1. Automatisiertes Kleben	41
5.1.1. Klebstoffauftrag mit einem Dispenser	42
5.1.2. Klebstoffauftrag mit einem Siebdrucker	44
5.2. Automatisierte Platzierung der Szintillatorkacheln	49
5.3. Die Bestückung der HBU-Boards des technologischen AHCAL-Prototyps	55
5.4. Zusammenfassung und Ausblick der automatisierten Bestückung . . .	56

6. Kalibrierung der HBU-Boards	59
6.1. Teststand für kosmische Myonen	59
6.2. Kalibrierung der Lichterträge der HBU-Boards	61
6.2.1. Pedestal-Messung	62
6.2.2. Gain-Messung	65
6.2.3. Lichtertragskalibrierung	70
6.2.4. Winkelkorrektur	73
6.3. Ergebnis der Lichtertragsmessung	78
6.4. Positions- und komponentenbezogene Lichtertragsabhängigkeiten	81
6.5. Testbeam an der H2-Beamline des CERN-SPS (2018)	90
6.6. Vergleich der kosmischen Myonen- zu Testbeam-Daten	92
6.7. Abschätzung zur Skalierbarkeit der Messdauer	97
6.8. Zusammenfassung der HBU-Board-Kalibrierung	99
7. Megatile-Szintillatoren	101
7.1. Test mit einem Adapterboard	101
7.2. Produktion von Megatiles mit Titaniumdioxid-Separierungen	104
7.3. Megatile-Prototypen in HBU-Board-Größe	105
7.4. Lichtertragsmessungen der Megatile-Prototypen	106
7.4.1. Vergleich der Lichtertragsergebnisse der Megatile-Prototypen	108
7.5. Testaufbau zur Vermessung der optischen Eigenschaften der Klebstoffmischung	110
7.5.1. Ergebnisse der Vermessung der optischen Eigenschaften der Klebstoffmischung	114
7.5.2. Systematische Fehlerabschätzung für die Vermessung der optischen Eigenschaften	121
7.6. Crosstalk-Limit-Abschätzung der Megatile-Prototypen	122
7.7. Zukünftige Verbesserungen an den Megatiles	128
7.8. Zusammenfassung und Ausblick der Megatile-Entwicklung	132
8. Simulation und Rekonstruktion von ALP-Zerfällen im SHiP-Experiment	133
8.1. FairSHiP-Simulationsumgebung und ALP-Zerfall-Implementation	133
8.2. Rekonstruktion der ALP-Zerfälle	135
8.2.1. Zuordnung der Hits der Photonen	135
8.2.2. Energiebestimmung in den Szintillatorlagen	141
8.2.2.1. Energiekalibrierung der Szintillatoren	141
8.2.2.2. Energiezuordnung der beiden Photonen	142
8.2.2.3. Energieauflösung	143
8.2.3. Massenrekonstruktion des ALPs	147
8.2.3.1. Linearer Fit	147
8.2.3.2. Kinematische Fits	147
8.2.4. Ergebnis und Vergleich der vorgestellten Fit-Methoden	149
8.2.4.1. Rekonstruktion der Ergebnisse mit zwei HP-Lagen	157
8.2.4.2. Rekonstruktion ohne Hochpräzisionslagen	158

8.2.4.3.	Näherung der Micromegasauflösung in der Simulation	158
8.2.4.4.	Abschätzung der Ambiguitäten bei Verwendung von Micromegas-Modulen	160
8.3.	Zusammenfassung und Ausblick der ALP-Rekonstruktion	164
9.	Zusammenfassung und Ausblick	165
A.	Anhang	169
A.1.	Anhang: Optimierung des Bestückungsprozesses	169
A.1.1.	Bestückung des ersten SMD-HBU-Boards	169
A.1.2.	Halterungssysteme für die Bestückung der SMD-HBU2-Boards	170
A.1.3.	Tests mit flachen Schablonen	172
A.1.4.	Pick-and-Place-Maschinenauswahl	173
A.1.5.	Halterungssysteme für die Bestückung von SMD-HBU3-Boards	174
A.2.	Anhang: Teststand für kosmische Myonen	176
A.2.1.	Aufbau des Teststands für kosmische Myonen	176
A.2.2.	Teststand zur Kalibrierung des SMD-HBU1-Boards	179
A.2.3.	Teststand zur Kalibrierung der SMD-HBU2-Boards	181
A.2.4.	Vergleich des Lichtertrags von grünen und gelben Kacheln . . .	182
A.3.	Anhang: Lichtertragsvergleich der Testbeam- und Teststand-Messung .	183
A.4.	Anhang: 3x3-Adapterboard	185
A.5.	Anhang: Megatile	187
A.5.1.	Verifizierung der Lasersetup-Ergebnisse	187
A.5.2.	Lichtertragsergebnisse und maximale Crosstalk-Abschätzung der Megatile-Prototypen	188
A.5.3.	Crosstalk-Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit zum Luftspalt . .	189
A.6.	Anhang: Rekonstruktion des ALP-Zerfalls	190
A.6.1.	Energieauflösung der Szintillatoren	190
A.6.2.	Ergebnisse der Rekonstruktion des linearen Fits	191
A.6.3.	Ergebnisse der Rekonstruktion für kleine ALP-Massen	192
A.6.4.	Vergleich der kinematischen Fit-Methode ohne Begrenzung des z-Vertex	192
B.	Literaturverzeichnis	195
C.	Danksagung	209

Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog-to-Digital-Converter
AHCAL	Analog Hadron Calorimeter
ALP	Axion-like Particle
APD	Avalanche Photodiode
ASIC	Application-Specific Integrated Circuit
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS
BXID	Bunch Crossing Identification
CCC	Clock and Control Card
CERN	Conseil européen pour la recherche nucléaire
CMS	Compact Muon Solenoid
CT	Crosstalk-Effekt
DAQ	Data Acquisition
DP	Dark Photon
DCR	Dark Count Rate
DIF	Detector Interface
DUNE	Deep Underground Neutrino Experiment
ECAL	elektromagnetische Kalorimeter
HBU	HCAL Base Unit
HCAL	hadronische Kalorimeter
HNL	Heavy Neutral Lepton
HP-Lage	Hochpräzisionslage
HS	Hidden Sector
ILC	International Linear Collider
LHC	Large Hadron Collider
LDA	Link Data Aggregator-Board
MIP	Minimal Ionizing Particle

MPV	Most Probable Value
PCB	Printed Circuit Board
PDE	Photon Detection Efficiency
PFA	Particle Flow-Algorithmus
PMT	Photomultiplier Tube
PS	Polystyrene
PVT	Polyvinyltoluene
QCD	Quantenchromodynamik
QDC	Charge-to-Digital-Converter
QED	Quantenelektrodynamik
SCA	Switched Capacitor Array
SiPM	Silizium-Photomultiplier
SHiP	Search for hidden Particles
SMD	Surface Mounted Device
SPIROC	SiPM Integrated Read-Out Chip
SPS	Single-Photon-Spectrum
TDC	Time-to-Digital-Converter
THT	Through Hole Technology

1. Einleitung

An Experimenten der Hochenergiephysik wird anhand von Teilchenkollisionen nach neuen Teilchen und einer genauen Vermessung von Parametern geforscht. Mit steigenden Anforderungen entwickelt sich dabei auch die Technik weiter, insbesondere die, die in den Detektoren verwendet wird. Diese Arbeit beschäftigt sich mit Sampling-Kalorimetern, bestehend aus Szintillatoren, welche mit Silizium-Photomultipliern (SiPMs) ausgelesen werden. Ein Überblick über die relevanten theoretischen Grundlagen ist in Kapitel 2 dargestellt.

Das Analog Hadron Calorimeter (AHCAL) ist ein hadronischer Kalorimeter, welches an einem zukünftigen Elektron-Positron-Kollider aufgebaut werden soll. Diese Experimente haben unter anderem das Ziel präzise Higgs-Boson-Messungen durchzuführen. Dafür muss eine Jet-Energie-Auflösung von 3 – 4% erreicht werden. Um dieses Ziel zu erreichen, wird der sogenannte Particle Flow-Algorithmus (PFA) eingesetzt. Dies hat zur Folge, dass die detektierenden Kanäle in den Kalorimetern sehr klein sein müssen und die Elektronik innerhalb der Detektorlagen verbaut wird. Da der ganze Raumwinkel bei einem Kollider-Experiment abgedeckt werden soll, werden $\sim 8\,000\,000$ Kanäle benötigt. Die dafür eingesetzten Szintillatorkacheln haben eine Größe von ungefähr $30 \times 30 \times 3 \text{ mm}^3$ und werden mit SiPMs ausgelesen. Eine Zusammenfassung des AHCALs wird in Kapitel 3.1 dargelegt.

Hierdurch ergeben sich neue Herausforderungen bei der Realisierung der Produktion und der Qualitätssicherung des Kalorimeters. Das AHCAL soll eine sehr gute Performance bieten und dabei in einer angemessenen Zeit produziert und kalibriert werden. Dafür musste das Design der Ausleseboards und der Szintillatoren für die Massenfertigung optimiert werden, ohne jedoch gleichzeitig an Detektor-Performance zu verlieren. Die Auswahl des SiPMs spielt dabei eine wichtige Rolle, die prägend für die zukünftige Leistungsfähigkeit des Kalorimeters ist. Das Szintillator-Design sowie die SiPM-Wahl werden in Kapitel 4 beschrieben.

Ein Konzept zur automatisierten Massenbestückung der Szintillatoren auf die Ausleseboards kann den Zusammenbau des Kalorimeters beschleunigen. Hierzu wurden verschiedene automatisierte Klebe- und Bestückungsprozeduren getestet sowie optimiert. Im Rahmen einer Bestückung der Szintillatorkacheln des technologischen AHCAL-Prototyps mit 158 Ausleseboards wurde eine Bestückungsstraße aufgebaut und betrieben. Der Massenbestückungsprozess wird in Kapitel 5 dargestellt.

Nach einer Bestückung ist es von Interesse einen Funktionstest und eine Kalibrierung der zusammengebauten Ausleseboards durchzuführen. Der Test muss dabei für eine hohe Anzahl an Kanälen skalierbar sein. Dazu wurde ein Teststand für kosmische Myonen aufgebaut und ein Verfahren zur präzisen Kalibrierung entwickelt. Die Ausleseboards des technologischen AHCAL-Prototyps wurden mit diesem Teststand

1. Einleitung

nach der Bestückung vermessen und eine Untersuchung der Lichtertragsuniformität über alle Kanäle durchgeführt. Die Genauigkeit dieses Kalibrierungsverfahrens wurde anhand der Ergebnisse einer Testbeam-Messung am CERN SPS verglichen. Der Teststand und die aufgelisteten Ergebnisse werden in Kapitel 6 zusammengefasst.

Zusätzlich wurde ein alternatives Szintillator-Design-Konzept, die Megatiles, weiterentwickelt, welches die Massenbestückung wesentlich vereinfachen kann. Die Megatiles sind strukturierte Szintillatorplatten mit reflektierenden Abtrennschichten zwischen den einzelnen Kanälen. Es erfolgte eine Optimierung der Produktionsparameter, um den Lichtertrag zu erhöhen. Dazu wurde ein Laserteststand aufgebaut, um die Reflektivität und Transmission der Abtrennschichten zu charakterisieren und zu optimieren. Außerdem wurde ein Verfahren entwickelt, um eine Crosstalk-Obergrenze zwischen den Kanälen zu bestimmen. Die Studien zur Megatile sind in Kapitel 7 beschrieben. In dieser Arbeit wurden außerdem Studien für ein zweites Kalorimeter erstellt, dem SplitCAL, welches am Fixed-Target-Experiment SHiP (Search for hidden Particles) aufgebaut werden soll. Ein Ziel des Experiments ist ein möglicher Nachweis von sogenannten Axion-like Particles (ALPs), welche bei SHiP erzeugt werden könnten. Dazu wird ein Kalorimeter mit hoher Winkelauflösung benötigt, was beim SplitCAL mit 2 – 3 Hochpräzisionslagen realisiert werden soll. Die Besonderheit des SplitCALs ist eine räumliche Aufteilung des Kalorimeters in zwei Teile. Hierzu wird der vordere Teil des Kalorimeters mit einem Abstand von 1 m in Durchflugrichtung der ALP-Zerfallsteilchen vom hinteren Teil getrennt. Dadurch wird der Hebelarm vergrößert, was die Winkelauflösung verbessert. Eine Zusammenfassung zum SHiP-Experiment und zum SplitCAL ist in Kapitel 3.2 dargestellt.

Um eine Vorhersage zu treffen, wie genau eine mögliche Entdeckung in diesem Experiment wäre, wurden mehrere Simulationen mit einem kollaborationsweit genutzten Simulationstool erstellt. Hierfür wurde eine Mustererkennung sowie eine Energiebestimmung für die Produkte der ALP-Zerfälle im Kalorimeter ausgearbeitet. Mit diesen Informationen war mit Hilfe verschiedener Fit-Methoden eine Rekonstruktion der ALP-Masse möglich und zeigt, wie gut das Kalorimeter für diese Aufgabe geeignet sein könnte. Des Weiteren erfolgte eine Bestimmung der Energieauflösung und der Detektionseffizienz. Die Zusammenfassung der ALP-Zerfallsrekonstruktion wird in Kapitel 8 beschrieben.

2. Teilchenphysik und Teilchendetektoren

2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Der Aufbau der Materie und deren Wechselwirkung wird durch das Standardmodell der Teilchenphysik beschrieben. Die fundamentalen Kräfte sind die elektromagnetische Wechselwirkung auf Grundlage der Quantenelektrodynamik (QED), die starke Wechselwirkung basierend auf der Quantenchromodynamik (QCD) und die schwache Wechselwirkung, die die Flavordynamik beschreibt. Die elektromagnetische Kraft wirkt nur auf elektrisch geladene, die starke Kraft nur auf farblich geladene und die schwache Kraft auf alle Teilchen [1].

Komplettiert wird die Beschreibung der beobachteten Kräfte im Universum durch die Gravitation, die allerdings nicht Teil des Standardmodells ist. Dadurch, dass die Gravitation auf den betrachteten Masse-Skalen vernachlässigbar ist, kann diese in der Teilchenphysik außen vor gelassen werden.

Das Standardmodell besteht aus 17 Elementarteilchen, welche in zwölf Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$ und fünf Bosonen mit ganzzahligem Spin eingeteilt werden (Abb. 2.1). In diesem Modell agieren die Vektorbosonen als Wechselwirkungsteilchen (Mediatoren) für die jeweiligen Wechselwirkungen. Das Photon (γ) dient als Mediator für die elektromagnetische, das Gluon (g) für die starke und die Z - bzw. W^\pm -Bosonen für die schwache Wechselwirkung. Die Masse der Fermionen sowie der Z - und W^\pm -Bosonen wird hierbei durch den Higgs-Mechanismus erzeugt, der außerdem die Higgs-Bosonen, massive Eichbosonen, erzeugt. Das Higgs-Boson wurde 2012 am Large Hadron Collider (LHC) entdeckt und komplettiert das Bild des Standardmodells [2][3].

Die zwölf Fermionen werden aufgrund ihrer Eigenschaften (elektrische Ladung, schwacher Isospin und Farbladung) zu je sechs Teilchen den Gruppen der Quarks und Leptonen zugeordnet. Beide Gruppen können aufgrund ihrer Eigenschaften weiter in drei Generationen eingeteilt werden. Zu den Fermionen und dem W -Boson existieren außerdem korrespondierende Antiteilchen mit gleichen Massen aber entgegengesetzten Ladungen [1].

Die Gruppe der Leptonen besteht zum einen aus dem Elektron (e), dem Myon (μ) und dem Tauon (τ) welche eine Ladung von $-q_e$ ¹ besitzen. Zum anderen wird jeweils ein ungeladenes Neutrino einem geladenen Lepton zugeordnet. Die jeweiligen Paare bilden eine Generation unter den Leptonen. Die Quarks können bezüglich ihrer Ladung ebenfalls in zwei Gruppen eingeteilt werden. Die Up- (u), Charm- (c) und Top-Quarks (t) besitzen als Ladung $\frac{2}{3}q_e$ und die Down- (d), Strange- (s) und Bottom-Quarks (b) $-\frac{1}{3}q_e$. Quarks unterliegen durch ihre Farbladung im Gegensatz zu

¹Elementarladung mit $q_e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$

Standard-Modell der Elementarteilchen

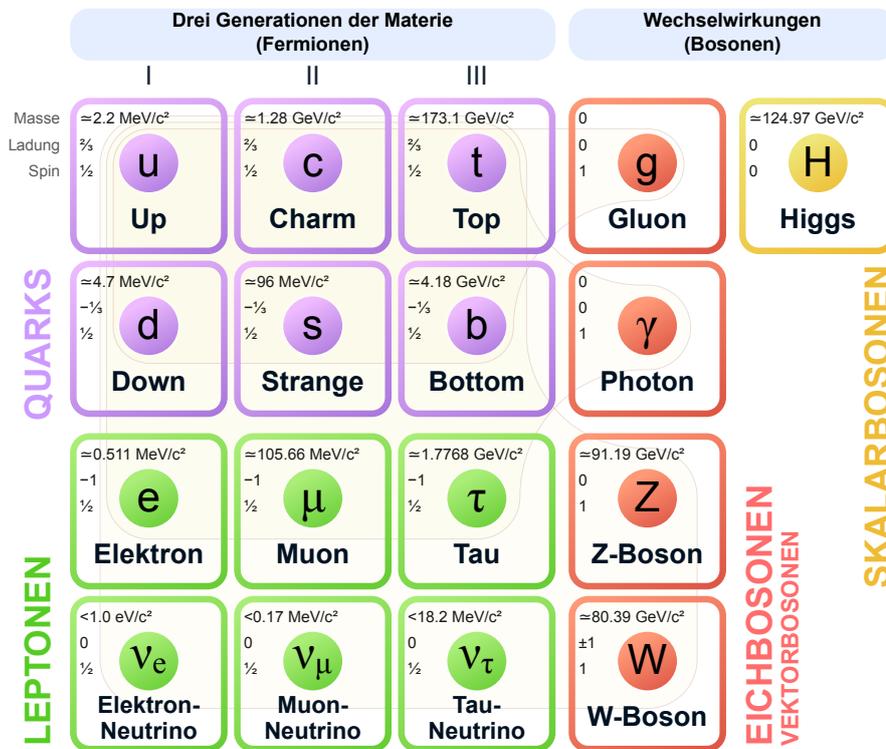


Abbildung 2.1.: Elementarteilchen im Standardmodell [4].

den Leptonen der starken Wechselwirkung und sind deswegen nur in gebundener Form und in der Summe farbneutral als Hadronen (Mesonen bzw. Baryonen) beobachtbar.

Kosmische Myonen

Da sich ein Großteil dieser Arbeit auf die Messung von kosmischen Myonen auf der Erdoberfläche stützt, wird im Folgenden auf das Myon gesondert eingegangen. Kosmische Myonen entstehen durch Pionen-Zerfälle, welche in der Atmosphäre durch Wechselwirkungen der primären kosmischen Strahlung erzeugt werden (Abb. 2.2). Sie gehören zu der Gruppe der sekundären kosmischen Strahlung. Die mittlere Energie der Myonen, welche die Erdoberfläche erreichen, liegt bei $\approx 4 \text{ GeV}$. Die Rate ist im Vergleich zu Hochenergieexperimenten relativ gering. Als Faustregel für den Fluss gilt $I \approx 1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$, der darüber hinaus durch die bei der Messung eingesetzte Triggergeometrie weiter beschränkt wird. Myonen haben eine vergleichsweise kleine Wechselwirkungslänge, so dass in einem Detektor oft nur eine Spur sichtbar ist. Somit eignen

2.2. Erweiterung des Standardmodells durch ALPs

sich kosmische Myonen (auch aufgrund des Energiespektrums) zur Kalibrierung von Detektoren nach MIPs (Minimal Ionizing Particles, s. Kapitel 2.3) [5].

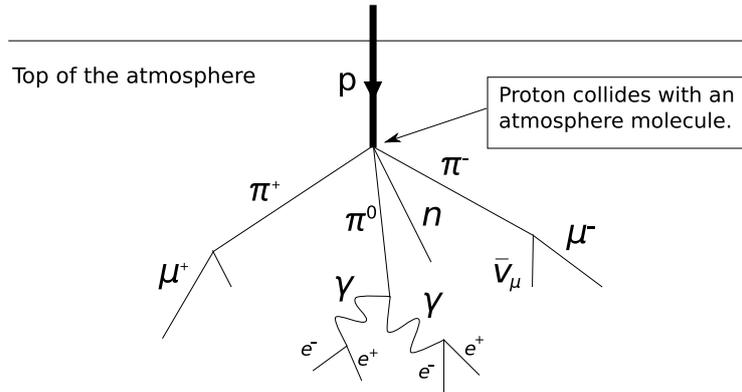


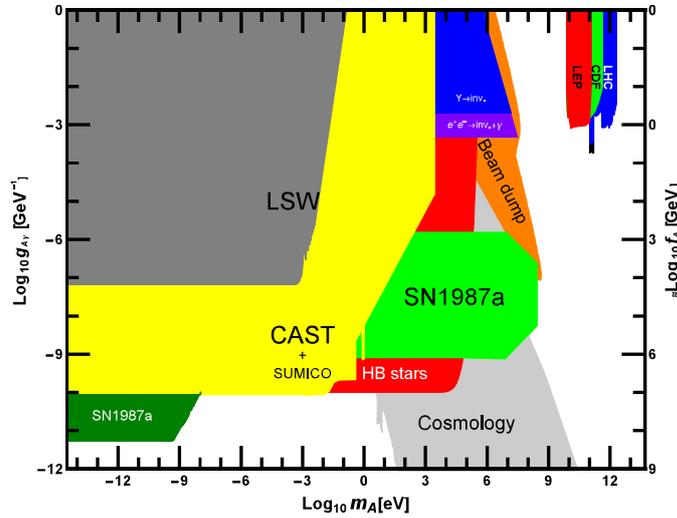
Abbildung 2.2.: Erzeugung von sekundärer kosmischer Strahlung [6].

2.2. Erweiterung des Standardmodells durch ALPs

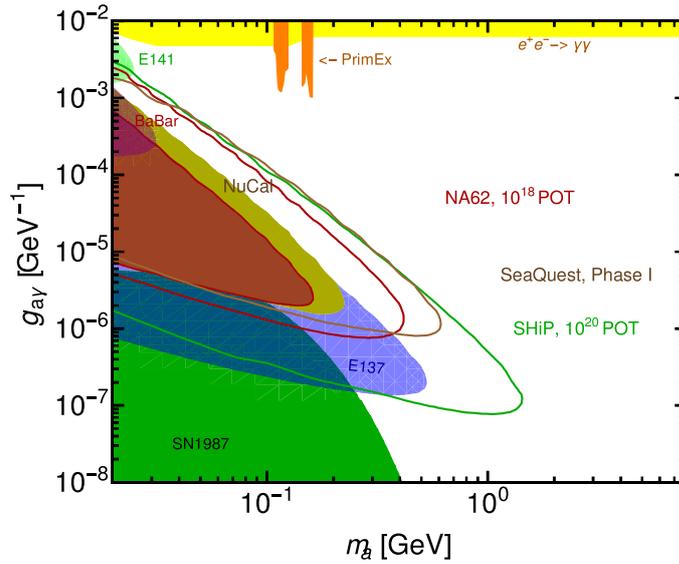
Das Standardmodell beantwortet trotz sehr großer Übereinstimmung mit vielen Experimenten nicht alle Beobachtungen der Physik. Das bekannteste Beispiel ist die Existenz der dunklen Materie. Eine Anomalität des Standardmodells ist das starke CP-Verletzungsproblem in der QCD: Im Prinzip ist in der QCD eine CP-Verletzung möglich, wurde bis jetzt aber noch nicht beobachtet. Um diese CP-Erhaltung der QCD zu erklären, wäre ein zusätzliches Skalarfeld nötig. Dies erfordert ein weiteres Teilchen, das Axion, ein sogenanntes Goldstone-Boson [7]. Das Axion selbst wäre sehr leicht und ungeladen.

Axion-like Particles (ALPs) haben ähnliche Eigenschaften wie Axionen, jedoch haben sie keine Abhängigkeit zwischen Kopplungskonstante und Masse. ALPs wurden von verschiedenen Theorien vorhergesagt, wie unter anderem der Stringtheorie und dem erweiterten Higgs-Sector. Sie könnten als Mediator die Lücke zwischen den Wechselwirkungen dunkler Materie und Standardmodell-Teilchen schließen und wären hilfreich bei der Erklärung des thermischen Ausfrierens der dunklen Materie. Durch den kleinen Wirkungsquerschnitt wären ALPs schwer zu detektieren. Die meisten Experimente suchen dabei nach dem signifikanten Zerfall des ALPs in zwei Photonen [8][9]. Wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist, gibt es derzeit einige Experimente mit verschiedensten Konzepten, welche nach Axionen und ALPs suchen und Ausschlussgrenzen festlegen. Darunter befinden sich Experimente wie das ALPS-Experiment, bei welchem eine hoch-intensive Lichtquelle Photonen gegen eine Wand beim Vorhandensein eines Magnetfelds emittiert und Detektoren auf der gegenüberliegenden Seite der Wand versuchen die Zerfallsprodukte zu detektieren (niedriger Massenbereich, s. Abbildung 2.3 (a), LSW, Light Shining through Walls-Experimente). Spezialisierte Teleskope, wie

2. Teilchenphysik und Teilchendetektoren



(a) Ausschlussgrenzen bei der Suche nach pseudoskalaren ALPs [8].



(b) Ausschlussgrenzen der ALP-Suche von geplanten Beam-Dump-Experimenten [9].

Abbildung 2.3.: Ausschlussgrenzen für die Suche nach pseudoskalaren ALPs.

zum Beispiel CAST, versuchen solare Axionen und ALPs zu entdecken [10]. Auch an den Detektoren des LHC wird in den besonders hohen Massengebieten nach ALPs gesucht. Die Experimente mit einem Beam-Dump (Fixed-Target-Experimente, z.B. Search for hidden Particles (SHiP) oder NA62 [9]) decken ebenfalls einen gewissen

2.3. Wechselwirkung von Teilchen und Materie

Bereich ab (Abb. 2.3 (b)). Die Erzeugung und Detektion wird anhand des SHiP-Experiments in Kapitel 3.2 erklärt.

2.3. Wechselwirkung von Teilchen und Materie

Die Wechselwirkung von Teilchen mit Materie hängt weitestgehend von den Eigenschaften und der Energie des Teilchens ab. Durchfliegt ein geladenes Teilchen Materie, so kann es zu Wechselwirkungen mit den Elektronen der Atomhülle des durchflogenen Materials führen. Dadurch kann es zu angeregten Zuständen und Ionisation kommen. Die angeregten Atome können die übertragene Energie mit Hilfe von niederenergetischer Photonenemission kompensieren [11]. Das Teilchen selbst erleidet dabei einen Teilverlust seiner kinetischen Energie. Die Bethe-Bloch-Formel beschreibt hierbei den Energieverlust über die zurückgelegte Wegstrecke für schwere geladene Teilchen im Energiebereich von $0.1 \leq \beta\gamma \leq 1000$ mit mittlerer Ordnungszahl Z [12]:

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

$$\text{mit } K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \quad (2.1b)$$

mit dem Energieverlust dE , der Wegstrecke dx , der Avogadrokonstante N_A , dem Elektronenradius r_m , der Elektronenmasse m_e , der Lichtgeschwindigkeit c , der Ladungszahl des einfliegenden Teilchens z , der Ordnungs- bzw. Massenzahl des durchflogenen Materials Z und A , dem Lorentzfaktor $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(\frac{v}{c})^2}}$, der relativen Geschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit $\beta = (\frac{v}{c})$, dem maximalen Energietransfer zu einem Elektron durch eine Kollision W_{max} , der mittleren Anregungsenergie I und dem Korrekturfaktor für den Dichteeffekt $\delta(\beta\gamma)$ [12].

In Abbildung 2.4 wird der Energieverlust von Myonen über den Impuls in Kupfer dargestellt. Bei $\beta\gamma \approx 4$ befindet sich das Minimum der Ionisation und zwischen dem Bereich von $1 \leq \beta\gamma \leq 1000$ bzw. $0.1 \text{ GeV} \leq p \leq 100 \text{ GeV}$ liegt ein Plateaubereich, an dem die Ionisation nur leicht ansteigt. Die Energiedeposition folgt der Landauverteilung.

Für hochenergetische Elektronen und Positronen gewinnt die Bremsstrahlung wegen ihrer geringen Massen an Bedeutung (Abb. 2.5). Hierbei werden die Teilchen im elektrischen Feld der Materialatome abgebremst und verlieren in Form von Photonenemission ihre Energie [11]. Beschreiben lässt sich der Energieverlust wie folgt:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{brem} = \frac{E}{X_0} \quad (2.2)$$

Hierbei ist X_0 die Strahlungslänge des Materials und ist definiert als die Schichtdicke, in der die Energie eines Elektronenstrahl beim Durchfliegen im Mittel um den Faktor e seiner Anfangsenergie abnimmt [11][12]. Møller- und Bhabha-Streuung sowie Positron-Annihilation spielen auf den betrachteten Skalen der Hochenergieexperimente nur eine

2. Teilchenphysik und Teilchendetektoren

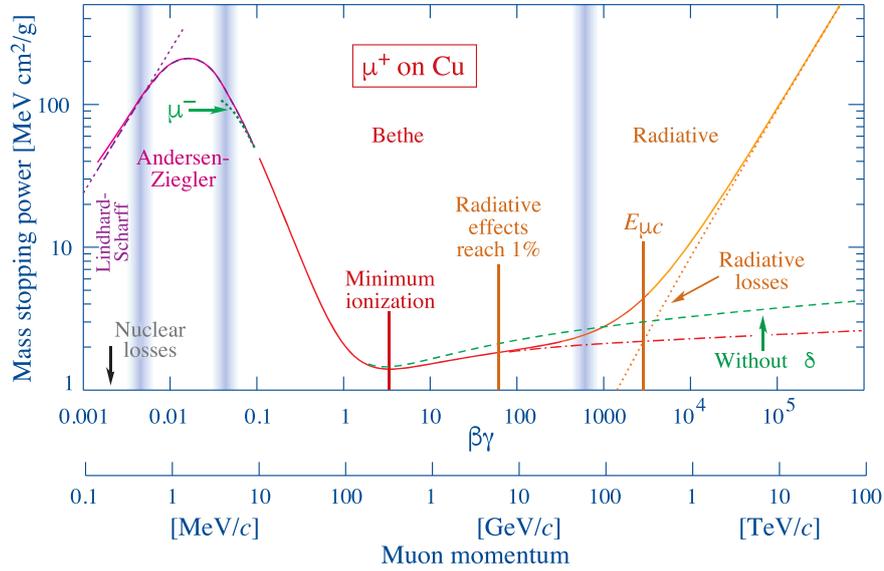


Abbildung 2.4.: Energieverlust von Myonen in Materie [12].

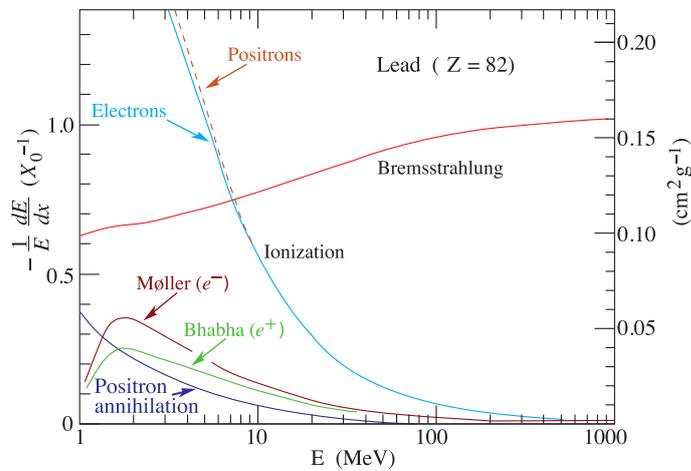


Abbildung 2.5.: Energieverlust pro Wegstrecke von Elektronen/Positronen in Blei für verschiedene Wechselwirkungsprozesse [12].

untergeordnete Rolle.

Die Intensität eines Lichtstrahls durch Materie wird mit folgender Formel beschrieben [13]:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad \text{mit} \quad \mu = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i \quad (2.3a)$$

2.3. Wechselwirkung von Teilchen und Materie

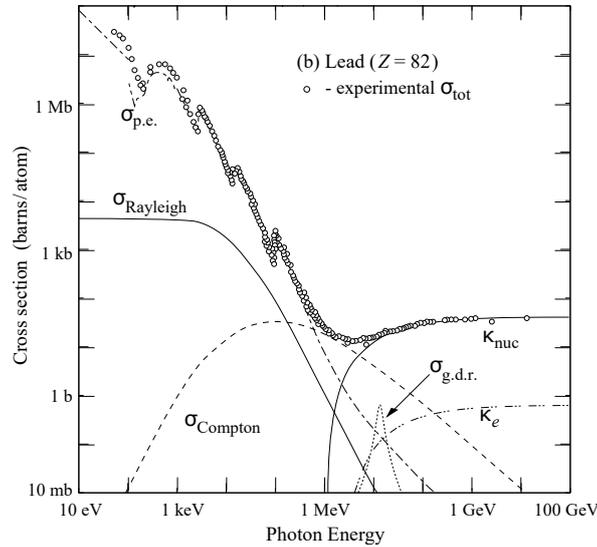
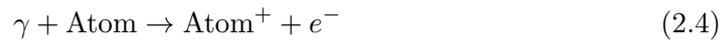


Abbildung 2.6.: Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie (Blei) in Abhängigkeit zur Energie des Photons [12].

Hier ist μ der Abschwächungskoeffizient, welcher von σ_i , dem jeweiligen Wirkungsquerschnitt des i -ten Wechselwirkungsprozesses², abhängig ist. Der Photoeffekt ($\sigma_{p.e.}$ in Abbildung 2.6) ist im sehr niederenergetischen Bereich dominant (Abb. 2.6). In diesem Prozess wird das Photon durch ein Hüllenelektron absorbiert. Wegen der Impulserhaltung ist dies nur im Beisein des Atomkerns als Rückstoßpartner möglich [13]:



Beim zweiten dominanten Wechselwirkungsprozess, dem Comptoneffekt, wird das einfliegende Photon an einem Elektron gestreut. Dieser Effekt dominiert bei einem Energiebereich um ≈ 1 MeV und wird wie folgt dargestellt [13]:

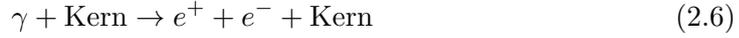


Der dritte dominante Wechselwirkungsprozess, die Paarbildung, ist derjenige, der in der Hochenergiephysik relevant ist (im Bereich $\gg 1$ MeV). Dieser Prozess benötigt eine Minimalenergie von $E_\gamma \geq 2m_e \approx 1$ MeV, entsprechend der Ruhemasse von zwei Elektronen. Hierbei wird im elektrischen Feld der Atomkerne (dominant, s. Abbildung 2.6: κ_{nuc}) oder der Schalenelektronen (κ_e) bei gleichzeitiger Annihilation des Photons paarweise ein Elektron und Positron im Rahmen der Energie- und Impulserhaltung

²Erläutert werden in dieser Zusammenfassung nur die dominanten Prozesse. Wie in Abbildung 2.6 ersichtlich ist, kommen untergeordnet auch noch Rayleigh-Streuung, Photonukleare Interaktionen und insbesondere der Giant Dipole Resonance vor [12].

2. Teilchenphysik und Teilchendetektoren

erzeugt. Dieser Prozess wird (in diesem Fall im Coulombfeld eines Atomkerns) wie folgt illustriert [13]:



Im Fall eines einfliegenden hochenergetischen Photons oder Elektrons bzw. Positrons dominieren durch die hohe Energie Bremsstrahlung und Paarbildung. Beide Prozesse wechseln sich dabei durch ihre Zerfallsprodukte ab und es folgt eine Prozesskette. Infolgedessen bildet sich ein elektromagnetischer Teilchenschauer, bestehend aus Elektronen, Positronen und Photonen, aus. Die Teilchenanzahl vervielfacht sich dabei und die Breite des Schauers nimmt zunächst zu. Die Breite eines elektromagnetischen Schauers wird oft mit dem Molière-Radius R_M angegeben. Dazu wird ein Zylinder mit diesem Radius definiert, in welchem 90% der Gesamtenergie deponiert wird [13]:

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_C} X_0 \quad (2.7)$$

Dabei ist E_C die kritische Energie, die materialabhängige Energieschwelle, an welcher der Energieverlust von Ionisation und Bremsstrahlung gleich ist und der Prozess abbricht. Die durchschnittliche Eindringtiefe ist somit abhängig von der Inertialenergie des einfliegenden Teilchens [11][13].

Im Fall eines einfliegenden Hadrons dominieren inelastische Wechselwirkungen mit den Kernen des durchflogenen Materials, wodurch weitere sekundäre Hadronen erzeugt werden. Eine Prozesskette der Zerfallsteilchen bildet eine Kaskade aus, die hadronischer Schauer genannt wird. Der Hadronenschauer lässt sich dabei in verschiedene Anteile separieren. Den elektromagnetischen Anteil stellen dabei hauptsächlich π_0 und η , welche in Photonen zerfallen und elektromagnetische Schauer ausbilden. Der hadronische Anteil interagiert dabei weiter mit inelastischen Wechselwirkungen mit den Kernen des durchflogenen Materials [13]. Durch diese inelastischen Stöße kann es außerdem zu Anregung, Spaltung oder Spallation der Atomkerne kommen, wodurch ungleichmäßige Folgeinteraktionen mit dem Material erfolgen könnten³. Der hadronische Schauer zerfasert durch diese verschiedenen Anteile und deren Wechselwirkungen und ist folglich wesentlich unregelmäßiger. Die Kaskade bricht dabei erst ab, wenn die Energie so klein wird, dass die Hadronen abgebremst oder absorbiert werden. Die nukleare Absorptionslänge λ beschreibt dabei die räumliche Eindringtiefe des hadronischen Schauers und wird mit folgender Formel berechnet [11]:

$$\lambda = \frac{A}{\theta_i N_A \rho} \quad (2.8)$$

Dabei ist A die Molmasse, ρ die Dichte und N_A die Avogadrokonstante. Die nukleare Absorptionslänge ist dabei wesentlich größer als die Strahlungslänge, wodurch mehr Material zum Stoppen der Schauer benötigt werden. Die Ausmaße der hadronischen sind dadurch breiter und größer als die der elektromagnetischen Schauer [11][13].

³Im konkreten Beispiel eines hadronischen Kalorimeters fluktuiert das Detektionsverhalten dadurch sehr stark. Die Folgeinteraktionen und deren Auswirkungen sind in [11] gelistet. Ebenfalls können Myonen und Neutrinos aus den Hadronenzerfällen entstehen, welche aus dem Kalorimeter entweichen können [11].

2.3.1. Kalorimetrie in der Hochenergiephysik

Kalorimeter werden in sehr vielen Hochenergieexperimenten genutzt, um elektromagnetische und hadronische Schauer zu detektieren. Hierfür werden die in Kapitel 2.3 beschriebenen zugrundeliegenden Wechselwirkungen genutzt. Ziel dieser Detektoren ist es, die einfliegenden Teilchen komplett zu absorbieren und die deponierte Energie zu messen. Oft werden sogenannte Sampling-Kalorimeter genutzt, um einen Schauer möglichst platz- und kostensparend einzufangen. Dazu werden absorbierende passive Schichten abwechselnd mit aktiven sensitiven Schichten verbaut. Die meiste Energie wird dabei in den Absorberschichten deponiert. Im Gegensatz zu homogenen Kalorimetern⁴ ist die Sensitivität durch Fluktuationen der absorbierten Energie in den passiven Lagen geringer. Die Energieauflösung von Kalorimetern⁵ wird dabei wie folgt parametrisiert [15]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E} \quad (2.9)$$

wobei \oplus die quadratische Addition ist. Die Energie wird jeweils in GeV angegeben. Der stochastische Term a beinhaltet die statistischen Fluktuationen (wie z.B. Schauerfluktuationen und Samplingfluktuationen) und ist somit für Samplingkalorimeter typischerweise größer als bei homogenen Kalorimetern ($\sim 10\%$ im Vergleich zu einigen Prozenten bei ECALs [15]). Der Term b beinhaltet Inhomogenitäten, Kalibrierungsschwankungen und Strahlungsschäden im aktiven Medium und kann mit Optimierungen unter einem Prozent liegen. Der Term c beinhaltet das Rauschen der Ausleseelektronik [15].

Je nach Experiment existieren oft ein oder mehrere Kalorimeter, welche für die jeweiligen zu detektierenden Teilchen optimiert sind.

2.3.2. Organische Szintillatoren

Organische Szintillatoren nutzen die in Kapitel 2.3 beschriebenen Wechselwirkungsmechanismen aus, um Photonen zu erzeugen. Sie können in Form von Kristallen, Flüssigkeiten oder als Plastik hergestellt werden. Am häufigsten werden Plastikszintillatoren in Hochenergieexperimenten genutzt, welche üblicherweise einen Ertrag von einem Photon pro 100 eV besitzen. Ein minimal ionisierendes Teilchen (MIP, Minimal Ionizing Particle) erzeugt dabei beim Durchflug von 1 cm Plastikszintillator $\approx 2 \times 10^4$ Photonen. Flüssigszintillatoren finden zumeist Anwendung, wenn viel Volumen abgedeckt werden muss, da sie aufgrund ihrer Anschaffungskosten ökonomischer sind [17]. Der Szintillationsprozess ist bei beiden Typen gleich. Bei Durchflug von geladenen Teilchen werden Moleküle angeregt, welche daraufhin Photonen emittieren. Als Basismaterial für Plastikszintillatoren dienen Polymere mit aromatischen Ringen wie Polystyrene (PS) und Polyvinyltoluene (PVT) [11]. PVT hat dabei eine bis zu 50% höhere Lichtausbeute als PS [17].

⁴Wie zum Beispiel das CMS ECAL (Compact Muon Solenoid Electromagnetic CALorimeter) am CERN LHC, welches mit Bleiwolframat-Kristallen mit einer Strahlungslänge von $X_0 = 0.85 \text{ cm}$ ausgestattet ist [14].

⁵Beispiele für Kalorimetraufösungen sind in [15][16] zu finden.

2. Teilchenphysik und Teilchendetektoren

Da das erzeugte Licht kurzwellig und die Absorption dadurch sehr hoch im Basismaterial ist, kann es zu Selbstabsorption kommen. Üblicherweise werden weitere Fluoreszenzstoffe beigemischt, welche die Wellenlänge vom UV-Bereich in den sichtbaren Bereich verschieben und deswegen auch Wellenlängenschieber genannt werden [11]. Das langwellige Licht, das von den Wellenlängenschiebern erzeugt wird, kann das Basismaterial aufgrund der niedrigeren Absorption fast ungestört durchqueren [17].

2.3.3. Photomultiplier

Photomultiplier Tubes (PMTs) werden zum Messen von Lichtsignalen genutzt, die z.B. in Szintillatoren erzeugt werden. Die zu vermessenden Photonen treffen dabei auf eine Photokathode auf der Frontseite des PMTs (Abb. 2.7) und lösen dadurch Elektronen mit Hilfe des Photoeffekts aus. Die Fokussierugselektrode leitet und beschleunigt die Elektronen zu der ersten Dynode (Elektrode mit hohem Sekundäremissionskoeffizienten), wo diese sekundäre Elektronen auslösen [18][11]. Dieser Multiplikationseffekt wird üblicherweise mit weiteren Dynoden (mit ansteigender Potentialdifferenz) wiederholt, um eine genügend große Anzahl an Elektronen zu produzieren. Am Ende dieses Zyklus befindet sich eine Anode, welche die Elektronen zu einem externen Schaltkreis zwecks Auslese führt. Der Verstärkungsfaktor G ist durch folgende Formel gegeben [18]:

$$G = AV^{kn} \quad (2.10)$$

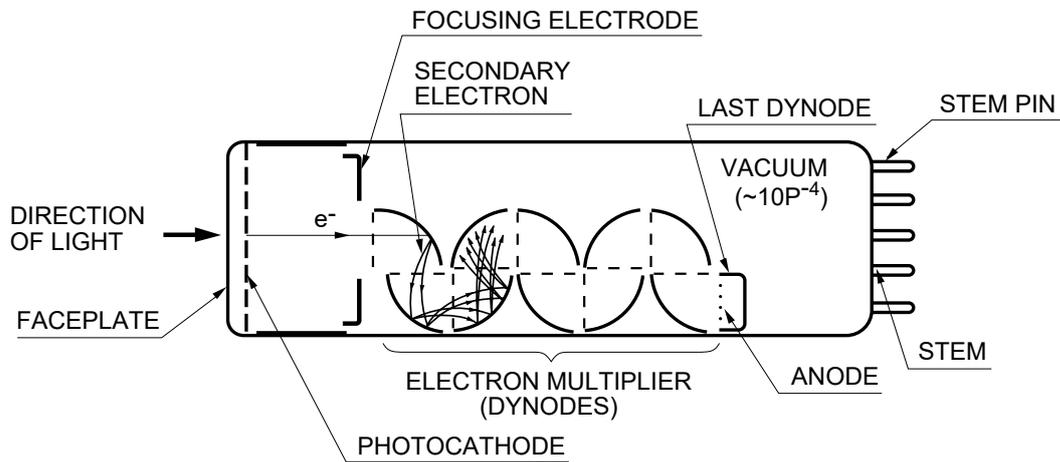


Abbildung 2.7.: Funktionsweise eines Photomultipliers [19].

Dabei ist k eine Konstante in Abhängigkeit von dem Dynodenmaterial (üblicherweise $0.7 - 0.8$), n die Anzahl der Dynoden und A eine Konstante in Abhängigkeit von n . Üblicherweise liegt die Verstärkung bei $10^5 - 10^6$ und der Signalanstieg liegt bei einigen Nanosekunden [18]. Je nach Bauweise (z.B. über das Photokathodenmaterial) können

2.3. Wechselwirkung von Teilchen und Materie

weitere Parameter wie die Wellenlängenempfindlichkeit optimiert werden. Die effektive mittlere Ausbeute eines eintreffenden Photons in Elektronen wird Quanteneffizienz genannt und beträgt bei PMTs üblicherweise 25% [11][18].

Standard-Photomultiplier werden in sehr vielen Experimenten genutzt, sind jedoch nicht ohne Weiteres dafür geeignet in Umgebungen mit hohen Magnetfeldern betrieben zu werden⁶, da die Wegstrecke der Elektronen makroskopisch ist und diese abgelenkt werden können. Selbst das schwache geomagnetische Feld ($\approx 0.4\text{--}0.5\text{ G}$) kann Auswirkungen auf die Uniformität des Signals haben. Bei kleinen Magnetfeldern kann eine magnetische Abschirmung (wie z.B. Mu-Metall-Röhren) um den PMT platziert werden, um die Uniformität des Signals zu verbessern [20].

2.3.4. Halbleiterdetektoren

Die Arbeitsweise von Halbleiter-Photodetektoren basiert auf dem sogenannten pn-Übergang, bei dem verschiedene Schichten von unterschiedlich dotierten Materialien gezielt platziert werden. An der Grenzschicht zwischen einem pn-Übergang diffundieren die Elektronen von dem n- in den p-dotierten Bereich und die Löcher von der p- zur n-dotierten Schicht. Es resultiert ein elektrisches Feld mit einem Potential⁷ von typischerweise $\approx 0.5\text{ V}$ zwischen den beiden Lagen, welches auch Raumladungszone genannt wird [13].

Wird nun eine i-Schicht (intrinsisch leitend oder isolierend), eine nicht oder schwach dotierte Schicht, zwischen den pn-Übergang gesetzt, kann eine größere Raumladungszone geschaffen werden [13]. Diese pin-Schicht ist die grundsätzliche Struktur einer PIN-Photodiode, welche als Photosensor dient. Das erzeugte Signal ist nicht verstärkt, so dass sehr sensitive Messmethoden erforderlich sind.

2.3.5. Silizium-Photomultiplier

Das Konzept der Silizium-Photomultiplier (SiPM, manchmal auch als MPPC (Multi-Pixel Photon Counter [21]) bezeichnet) basiert auf der sogenannten Avalanche Photodiode (APD) und wurde Ende der 1980er Jahre entwickelt [22]. Silizium-Photomultiplier (SiPMs) werden sowohl in medizinischen bildgebenden Verfahren als auch bei Astro-, Kern- und Hochenergiephysik-Experimenten genutzt [23]. Generell sind SiPMs aufgrund ihrer kleinen Ausmaße, hohen Photon Detection Efficiency (PDE), hohen intrinsischen Gain sowie ihrer niedrigen Betriebsspannung und Stromverbrauch gefragt [24]. Wegen ihrer Insensitivität gegenüber magnetischen Feldern sind sie für den Einsatz an Kalorimetern, die innerhalb der Magnetspule liegen und eine Szintillator basierende Auslese benötigen (wie bei den Kalorimetern des sich in Planung befindlichen International Large Detector (ILD)), besonders attraktiv. SiPMs in SMD-Bauform (Surface Mounted Device, Bauteile, welche über eine

⁶Fine-mesh PMTs können bei Ausrichtung des Elektronendriffs in Richtung des Magnetfeldes auch bei über 1 T betrieben werden [18].

⁷Abbildungen der Ladungsverteilung, dem elektrischen Feld und dem Potential können in [13], S. 115 eingesehen werden.

2. Teilchenphysik und Teilchendetektoren

Verlötung auf Pads verbunden werden) sind dabei sehr einfach und schnell mit konventionellen Bestückungsmaschinen montierbar.

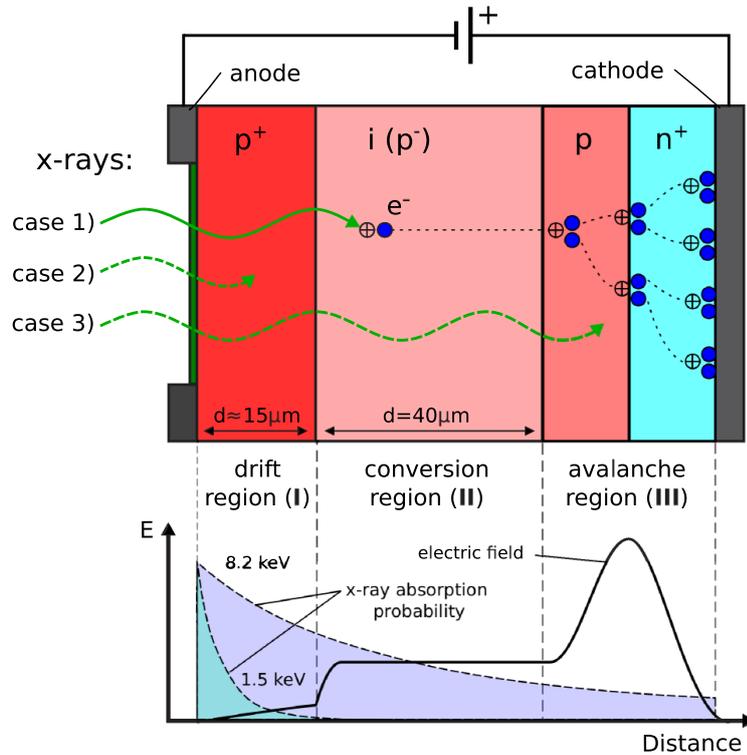


Abbildung 2.8.: Darstellung eines n-on-p Dotierungsprofils einer rot-empfindlichen APD bzw. eines einzelnen SiPM-Pixels. Das Diagramm zeigt das positionsabhängige elektrische Feld und die Photon-Absorptionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit zur Energie [25].

Das Dotierungsprofil bestimmt maßgeblich für welches Licht der Sensor sensitiv ist (ein Einsatz von einem p-on-n Dotierungsprofil ist für blaues Licht und n-on-p für rotes Licht optimal [26]) und ist dabei komplexer als das von PIN-Dioden. Im Folgenden wird die Funktionsweise einer APD anhand einer Dotierungsschichtung nach dem in Abbildung 2.8 abgebildeten n-on-p-Schema ($p^+ - i - p - n^+$) beschrieben⁸. An diesen Halbleiterschichten wird eine Sperrspannung angelegt, wodurch es zu einer vergrößerten Raumladungszone (oder auch Sperrschicht bzw. Konversionsregion in Abb. 2.8)) kommt. Bei einer Ionisation in diesem Bereich, welche im Vergleich zur Drift- und Avalanche-Region überwiegend vorkommt⁹, entstehen Elektron-Loch-Paare. Durch das resultierende elektrische Feld werden diese in verschiedene Richtungen gezogen und

⁸Bespiele für ein p-on-n Dotierungsprofil sind in [26][27] zu finden.

⁹Die in Abb. 2.8 abgebildeten Fälle Case 2 und Case 3, eine Ionisation in der Drift- bzw. Avalanche-Region zeigen dabei reduzierten Gain und ein z.T. verzögertes Signal [25].

2.3. Wechselwirkung von Teilchen und Materie

rekombinieren folglich nicht (Abb. 2.8). Die Elektronen bewegen sich hierbei in Richtung der n^+ -Schicht. Durch das stark ansteigende elektrische Feld zwischen p und n^+ , dem sogenannten Avalanche-Bereich, werden die Elektronen stark beschleunigt und können vermehrt weitere sekundäre Ladungsträger lawinenartig erzeugen. Bei den sogenannten G-APDs (Geiger-mode Avalanche Photodioden) wird eine Betriebsspannung über der Breakdown-Voltage angelegt. Die angelegte Spannung ist dabei so hoch, dass die Löcher, welche sich zur p^+ -Schicht bewegen und einen kleineren Ionisationskoeffizienten als Elektronen besitzen, ebenfalls vermehrt sekundäre Elektronen-Loch-Paare erzeugen können (bei Betriebsspannung unterhalb der Breakdown-Voltage passiert dies sehr selten) [26]. Dadurch wird eine sich selbst erhaltende Lawine erzeugt, die große Ströme (im Vergleich zu einer PIN-Diode) zur Folge hat. Damit die Diode wieder sensitiv wird, muss die Lawine abgebrochen werden. Hierzu wird entweder ein passiver Quenching-Widerstand verbaut oder es muss eine aktive Quenching-Schaltung eingesetzt werden. Beim passiven Quenching wird ein Widerstand zwischen Spannungsquelle und Photodiode verbaut (Abb. 2.9 (a)) [26].

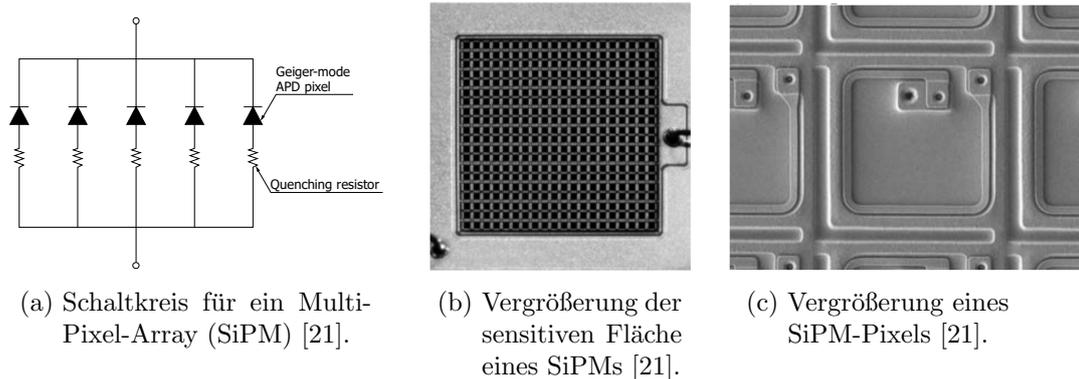


Abbildung 2.9.: Vergrößerung der sensitiven Fläche und Schaltung eines SiPMs.

Silizium-Photomultiplier bestehen im Prinzip aus einer Matrix aus G-APDs [27] (Abb. 2.9 (b)). Jeder SiPM-Pixel (Abb. 2.9 (c)) entspricht dabei einer G-APD und diese werden parallel zueinander geschaltet (Abb. 2.9 (a)). Bedingt durch die parallele Verschaltung der Pixel ist das Signal eine Aufsummierung aller Einzelpixel-Signale. Üblicherweise hat ein SiPM-Sensor die Größe von $1\text{--}10\text{ mm}^2$ mit Pixelgrößen von $10\text{--}100\text{ }\mu\text{m}^2$, womit viele verschiedene Anwendungen abgedeckt werden können.

SiPM-Eigenschaften

Die Eigenschaften von SiPMs lassen sich mit Hilfe von verschiedenen Variablen ermitteln und können je nach Modell an die Anforderungen angepasst werden. Der Gain bzw. Verstärkungsfaktor liegt üblicherweise zwischen $\approx 10^5\text{--}10^7$ [24] und das resultierende Signal wird für gewöhnlich mit Vorverstärkern je nach angestrebter Auflösung und vorhandenem Dynamikbereich angepasst. Die Photon Detection Efficiency (PDE) gibt an, wie hoch die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein Photon bei Auftreffen auf der

2. Teilchenphysik und Teilchendetektoren

Sensorfläche detektiert wird [26].

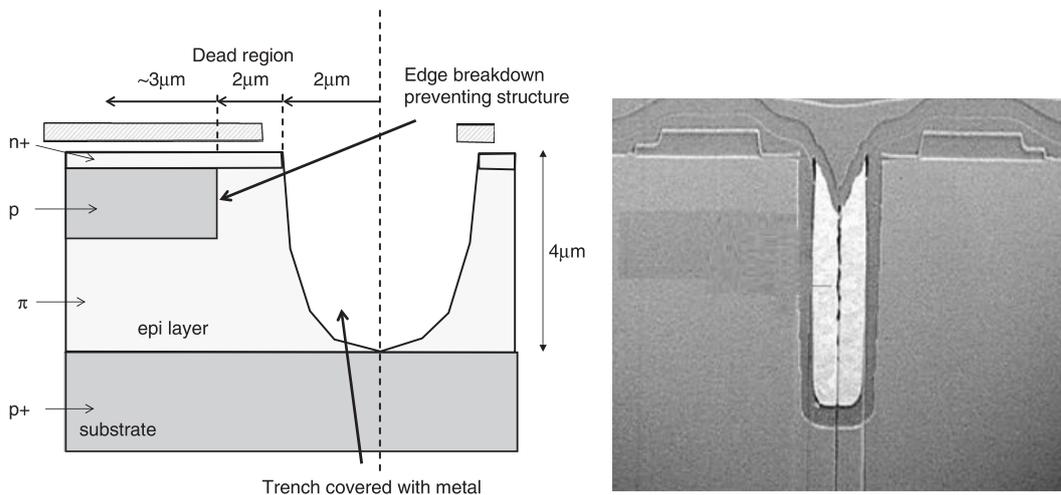
$$PDE = QE \cdot \epsilon \cdot P_{trigger} \quad (2.11)$$

Diese Größe ist abhängig vom geometrischen Füllfaktor ϵ , welcher angibt, wie groß das Verhältnis der sensitiven zur nicht-sensitiven Fläche ist. Limitierende Faktoren sind hier z.B. Signalleitungen, Trenches und Quenching-Widerstände. Die Quantum Efficiency (QE) bildet die Wahrscheinlichkeit ab ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen und ist abhängig von der Wellenlänge des eintreffenden Lichts [28]. Die Größe $P_{trigger}$ gibt an, wie hoch die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein Loch bzw. Elektron eine Geigerentladung auslöst.

Die Dark Count Rate (DCR) bzw. Dunkelrate gibt an, wie oft sich ein Pixel auf dem Sensor entlädt, ohne dass dieser von einem Photon ausgelöst wurde. Diese Events können durch den Tunneleffekt oder thermische Anregung ausgelöst werden. Die DCR ist somit stark temperaturabhängig. Außerdem ist dieser Effekt signifikant abhängig von Gitterdefekten in der Halbleiterstruktur [26].

Ein weiterer Effekt, der auftreten kann, ist das sogenannte Afterpulsing. Bei diesem Effekt wird angenommen, dass in der Halbleiterschicht stecken gebliebene Elektronen mit einem zeitlichen Versatz von einigen ns bis ms erneut Geigerentladungen in Pixeln auslösen können [28].

Der sogenannte optische Crosstalk-Effekt (CT) resultiert aus Photonen, welche eine Energie oberhalb von 1.14 eV besitzen [31]. Für einen SiPM mit einem Gain von 10^6 werden üblicherweise ~ 30 von solchen Photonen erzeugt. Diese können in be-



(a) Schematische Darstellung eines Trenches innerhalb einer SiPM-Halbleiterstruktur [29].

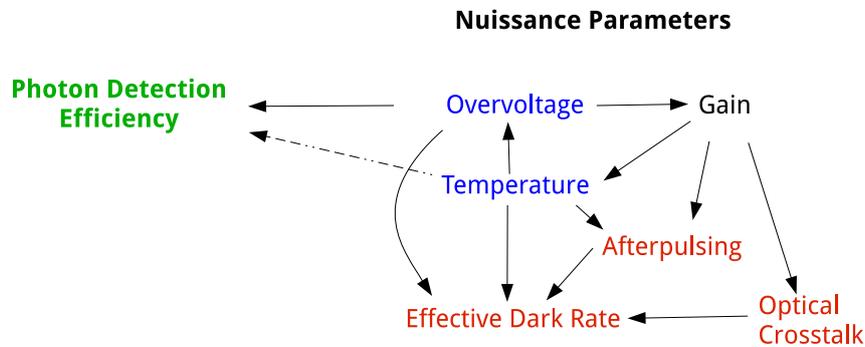
(b) Elektronenmikroskop-Bild eines SiPM-Trenches [22].

Abbildung 2.10.: Trenches zur Crosstalk-Unterdrückung.

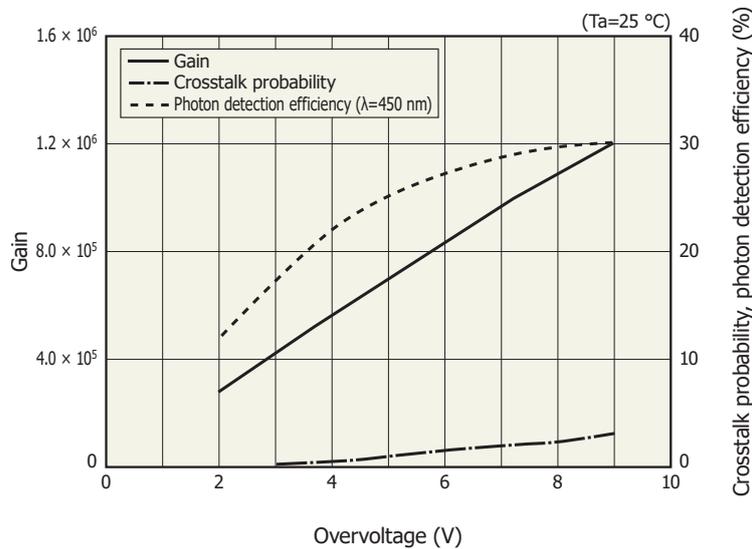
2.3. Wechselwirkung von Teilchen und Materie

nachbarten Pixeln ebenfalls eine Entladung erzeugen, welche nicht von einer durch Szintillationslicht erzeugten Entladung separierbar sind [28]. Der CT lässt sich mit Trenches reduzieren [29]. Hierzu wird ein Graben in der Halbleiterstruktur zwischen zwei Pixeln eingefügt (üblicherweise mit Metall, s. Abbildung 2.10 (a) als schematische Darstellung und (b) als Vergrößerung mit einem Elektronenmikroskop), welche die Wahrscheinlichkeit eines Überspringens verringert. Diese Methode verkleinert allerdings den aktiven Bereich eines Pixels, was zur Folge hat, dass der Füllfaktor ϵ und somit auch die PDE kleiner wird.

Die Eigenschaften eines SiPMs sind abhängig von der Umgebungstemperatur. Durch eine Erhöhung der Temperatur finden vermehrt nicht ionisierende Streuprozesse in



(a) Parameterabhängigkeiten von SiPMs [22].



(b) Hamamatsu S13360-1325PE Temperaturabhängigkeiten [30].

Abbildung 2.11.: Abhängigkeiten von SiPMs.

2. Teilchenphysik und Teilchendetektoren

der Halbleiterstruktur während einer Lawinenbildung statt, wodurch die Breakdown-Wahrscheinlichkeit verkleinert wird [22]. Die Breakdown-Spannung wird dadurch erhöht. Durch Temperaturänderungen bei gleich bleibender Spannung wird die Überspannung effektiv verkleinert, was auch Gain, PDE, CT und Afterpulsing variiert (Abb. 2.11). Da allerdings nicht alle Parameter linear mit der Überspannung ansteigen, kann es zu einer Diskrepanz bezüglich gemessenem Lichtertrag und Gain bei variiert Überspannung kommen (in der praxisnahen AHCAL-Testkonfiguration mit Hamamatsu MPPC S13360-1325PE [30] und in Reflektorfolie eingepacktem PS-Szintillator wurde $\frac{dMIP}{dV} \sim \frac{1.1\%}{\text{DAC}}$ und $\frac{dGain}{dV} \sim \frac{0.6\%}{\text{DAC}}$ gemessen [32]). Der Lichtertragswert ist hierbei vor allem vom PDE-Parameter abhängig. Allerdings besteht auch eine sekundäre Abhängigkeit zu Crosstalk und Afterpulsing. Diese Effekte lassen sich mit Hilfe einer an die Umgebungstemperatur abhängigen Überspannungsvariation kompensieren [22].

SiPM-Kalibrierung

SiPM-Signale werden üblicherweise mit einem Vorverstärker vergrößert und mit einem Digital-Converter wie z.B. Charge-to-Digital-Converter (QDC) oder Analog-to-Digital-Converter (ADC) vermessen. Diese digitalisierten Ausgangssignale können aufgrund ihrer Bauweise durch parallel geschaltete Pixel (Abb. 2.9 (a)) sehr spezifisch kalibriert werden. Da die Einzelpixel im Avalanche-Modus betrieben werden, d.h. eine vollständige Entladung durchführen, sind alle ausgelösten Pixelsignale nahezu gleich groß. Bei reproduzierbaren Ereignissen, bei denen einzelne Pixel ausgelöst werden, wird ein sogenanntes Single-Photon-Spectrum (SPS) sichtbar (Abb. 2.12). Hierbei

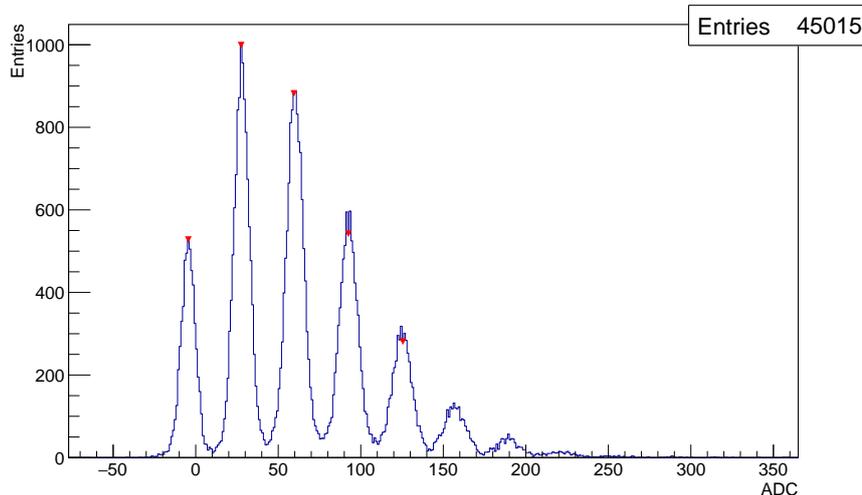


Abbildung 2.12.: SPS eines SiPMs.

entspricht jeder Peak einer Anzahl an ausgelösten Pixeln. Für SiPM-Typen, welche keine Trenches besitzen, ist es möglich diese SPS-Peaks mit Hilfe der Dark Count Rate

in Kombination mit Crosstalk zu messen [33]. Für SiPM-Modelle mit Trenches und daraus folgend mit einer Unterdrückung von höherem Rauschverhalten muss eine externe Lichtquelle, wie zum Beispiel eine LED, welche nur wenige Photonen emittiert, genutzt werden. Der sogenannte Gain¹⁰ ist definiert als der Abstand dieser Peak-Positionen zueinander (Abb. 2.12). Dadurch kann die Anzahl an ausgelösten Pixeln (auch photo electrons oder kurz p.e. genannt) bestimmt werden.

Wenn ein Signal gemessen werden soll, muss der ständige Untergrund der Datenauslese (Pedestal) abgezogen werden. Das Pedestal bereinigte Signal wird durch den Gain dividiert, um auf die Anzahl der ausgelösten Pixel zu normieren. Dadurch wird die Signalgröße in sinnvolle physikalische Einheiten umgewandelt und die Ergebnisse sind über alle Messungen vergleichbar.

2.3.6. Micromegas

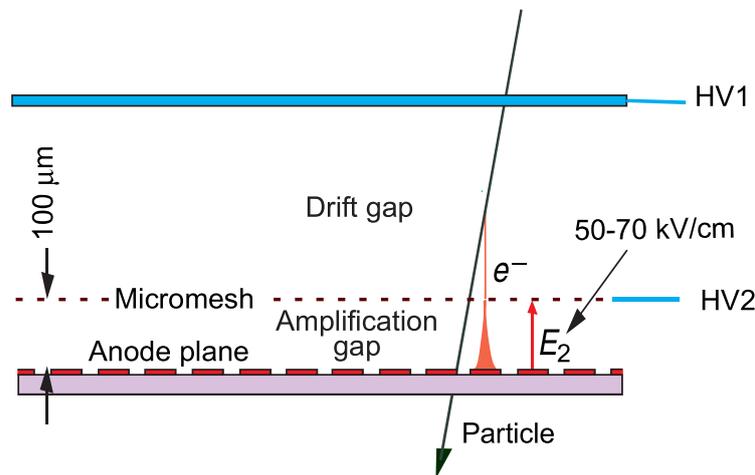


Abbildung 2.13.: Schematische Darstellung einer Micromegas-Struktur [34].

Micromegas-Detektoren (Micro-MEsh Gaseous Structure) lassen sich auf zwei Funktionsbereiche aufteilen: Den Driftbereich, in dem üblicherweise eine Feldstärke von ~ 1 kV/cm angelegt ist, und den Multiplikationsbereich mit einem Feld von 50–70 kV/cm (Abb. 2.13, getrennt durch das Mikrogitter) [34]. Durch Ionisation des Mediums (im ATLAS New Small Wheel Design: Argon und CO_2 im Verhältnis 93:7 [35]) entstehen freie Elektronen, welche durch die angelegten Felder zur Anoden-Ebene driften und im Multiplikationsbereich durch den Lawineneffekt vermehrt werden (mit einem Verstärkungsfaktor von $\sim 10^5$ [13]). Durch die sehr feine Struktur und geringe Dicke ergeben sich sehr gute Orts- und Zeitaufösungen [34]. Daher werden Micromegas-Detektoren oftmals zur Feinbestimmung von Hit-Positionen genutzt.

¹⁰Dieser Gain sollte nicht mit dem intrinsischen Gain verwechselt werden, dem Verstärkungsfaktor eines ionisierenden Teilchens innerhalb der Halbleiterstruktur, s. Kapitel 2.3.5.

3. Kalorimeter für zukünftige Experimente

3.1. Kalorimeter für zukünftige Elektron-Positron-Beschleuniger

Der Large Hadron Collider (LHC) nutzt Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV, um neue, unbekannte Teilchen zu finden. Mit der Entdeckung des in Kapitel 2.1 beschriebenen Higgs-Bosons im Jahre 2012 wurde ein Meilenstein in der Geschichte der Verifizierung des Standardmodells gesetzt. Nichtsdestotrotz ermöglichen Elektron-Positron-Beschleuniger genauere Messungen zum Higgs-Boson. Bei Elektron-Positron-Kollisionen ist der Hintergrund viel leichter zu trennen als bei QCD-Wechselwirkungen [36].

Aufgrund der höheren Teilchendichte durch die vielen Wechselwirkungen fällt zum Beispiel beim LHC das Kalorimetersystem viel größer aus. Alle Detektorsysteme liegen bei Elektron-Positron-Kollidern viel näher am Vertexpunkt und können somit eine wesentlich bessere Impulsauflösung (um einen Faktor ~ 10) und Jet-Energieauflösungen (Faktor ~ 3) erreichen¹. Dadurch ist z.B. die b -, c -, τ -Identifikation wesentlich einfacher [36].

3.1.1. Zukünftige Elektron-Positron-Kollider

Es existieren derzeit mehrere konzeptionelle Beschleuniger für Elektron-Positron-Kollisionen mit mindestens 240 GeV Schwerpunktsenergie. Der International Linear Collider (ILC) ist ein Linearbeschleuniger, welcher auf eine Gesamtlänge von bis zu 31 km konzipiert ist. Eine Schwerpunktsenergie von 250–500 GeV [37] wird je nach Ausbaustufe angestrebt. Der Wirkungsquerschnitt über die angestrebte Energie ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Die Higgs-Produktion erfolgt hierbei über drei verschiedene Prozesse: Die Higgs-Strahlung $e^+e^- \rightarrow Zh$, die WW -Fusion $e^+e^- \rightarrow \nu\nu H$ und die ZZ -Fusion $e^+e^- \rightarrow e^+e^- H$.

Ein anderer konzeptioneller Linearbeschleuniger für Elektron-Positron-Kollider ist der Compact Linear Collider (CLIC) [39], welcher eine höhere Schwerpunktsenergie von 0.38–3 TeV, je nach Ausbaustufe, anstrebt. Die resultierende Beschleunigerlänge wird mit 13.2–48.3 km angegeben [39]².

Es existieren außerdem zwei Konzepte für Kreisbeschleuniger, welche Higgs-Bosonen in großen Mengen durch Elektron-Positron-Kollisionen erzeugen könnten: Der Future Circular Collider (FCC, in der Ausbaustufe für e^+e^- -Kollisionen auch FCC-ee

¹Die angegebenen Zahlenwerte beziehen sich hierbei auf den ILC nach [36].

²Ein ähnliches Wechselwirkungsdiagramm für CLIC im Vergleich zu Abbildung 3.1 bis zu 3 GeV ist in [39], Seite 12 einsehbar.

3. Kalorimeter für zukünftige Experimente

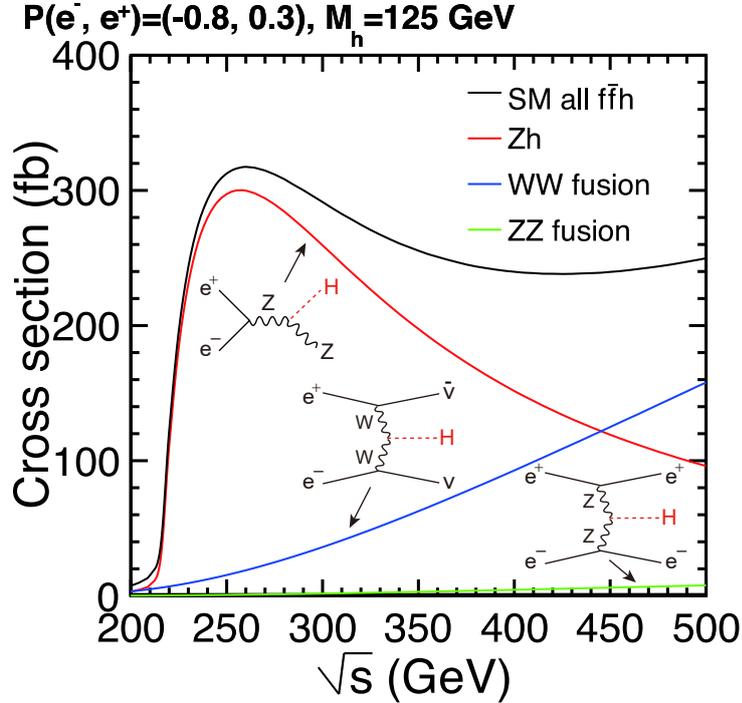


Abbildung 3.1.: Higgs-Produktionskanäle für Elektron-Positron-Kollisionen bis zu 500 GeV [38].

genannt) und der Circular Electron Positron Collider (CEPC). Durch die Energieverluste aufgrund der Synchrotronstrahlung fällt der Umfang der beiden Kreisbeschleuniger mit $\sim 100 \text{ km}$ extrem groß aus, um eine angemessene Schwerpunktsenergie zu erreichen [40][41]. Sie bieten jedoch die Möglichkeit zum Aufrüsten auf Proton-Proton-Kollisionen mit extrem hoher Schwerpunktsenergien von $\sim 100 \text{ TeV}$ [42][43]. Für alle vier Elektron-Positron-Kollider-Kandidaten ist eine Anwendung des Particle Flow-Algorithmus vorgesehen, welcher im nächsten Unterabschnitt erklärt wird.

3.1.2. Particle Flow-Algorithmus

Bei einer Verwendung des Particle Flow-Algorithmus (PFA) wird die Energiemessung für verschiedene Teilchengruppen in den jeweiligen Subdetektoren genutzt, welche die präziseste Energieauflösung erreichen. Hierbei wird für geladene Teilchen, die zu $\approx 62\%$ einen Jet ausmachen und hauptsächlich aus Hadronen bestehen, die Energiemessung des Spurdetektors verwendet. Die Energien der Photonen ($\approx 27\%$) werden im elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) und jene von langlebigen neutralen Hadronen (anteilig $\approx 10\%$) im hadronische Kalorimeter (HCAL) vermessen [44]. In klassischer Kalorimetrie würde die Energie komplett in den Kalorimetern gemessen werden, wobei 72% der Jet-Energie auf das HCAL entfallen würde. Diese besitzen mit üblicherweise

3.1. Kalorimeter für zukünftige Elektron-Positron-Beschleuniger

$\geq 55\% \sqrt{E/GeV}$ eine sehr limitierte Auflösung [44].

Die größte Herausforderung für die Kalorimetersysteme bei PFA-Anwendung ist hierbei, bei kleinen räumlichen und zeitlichen Abständen von einfliegenden aufschauern den Teilchen, die gemessene Energie korrekt zuzuordnen. Die meiste Konfusion (falsche Zuordnung von Energien zu Teilchen) wird durch neutrale Hadronen erzeugt, welche sich in geladenen Hadronenschauern vermischen können [45] (Abb. 3.2).

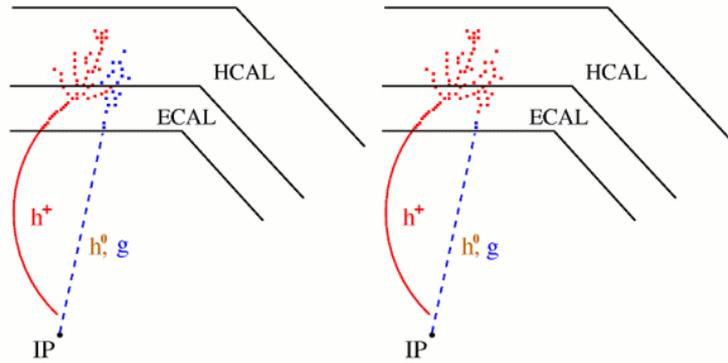


Abbildung 3.2.: Konfusion bei der Teilchenzuordnung: Links: Schauer von ungeladenen und geladenen Teilchen. Rechts: Die Energie des ungeladenen Teilchens wird fälschlicherweise dem geladenen zugeordnet und nicht erkannt [46].

Eine hohe Granularität des Detektors hilft, die entstehende Konfusion aufzulösen und ist einer der zu optimierenden Faktoren für PFA-Kalorimetersysteme [47]. Eine kleine Segmentierung hat zur Folge, dass sehr viele Detektorkanäle für die Kalorimeter benötigt werden, um den Raumwinkel und die nötigen Absorptionslängen abzudecken. Mit einer Anwendung von PFA und hochgranularen Kalorimetern lässt sich eine Jet-Energie-Auflösung von unter 4% erreichen [45], welche benötigt wird, um eine Separation von schweren Bosonen in hadronischen Zuständen herzustellen [48].

3.1.3. CALICE-AHCAL

Die CALICE-Kollaboration ist eine Detektor-R&D-Gruppe, welche an hochgranularen Kalorimetern arbeitet. Der Fokus der Kalorimeterforschung lag zu Beginn auf den Kalorimetersystemen von e^+e^- -Beschleunigern. Ein Einsatz der Kalorimetertechnologien wird derzeit aber auch bei dem Neutrinoexperiment Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) [49] sowie am Compact Muon Solenoid (CMS) getestet [50].

Neben verschiedenen elektromagnetischen Kalorimetern existieren auch Konzepte für hadronische Samplingkalorimeter, entweder mit Gasdetektoren (bestehend aus RPCs, resistive plate chamber) oder mit einer Szintillator-SiPM-Auslese. Das AHCAL ist hierbei mit ungefähr acht Millionen $\sim 30 \times 30 \times 3 \text{ mm}^3$ großen Szintillator-SiPM-

3. Kalorimeter für zukünftige Experimente

Kanälen konzipiert³, um die hohen Anforderungen eines PFA-optimierten Kalorimeters an einem zukünftigen e^+e^- -Beschleuniger zu erfüllen [51][52].

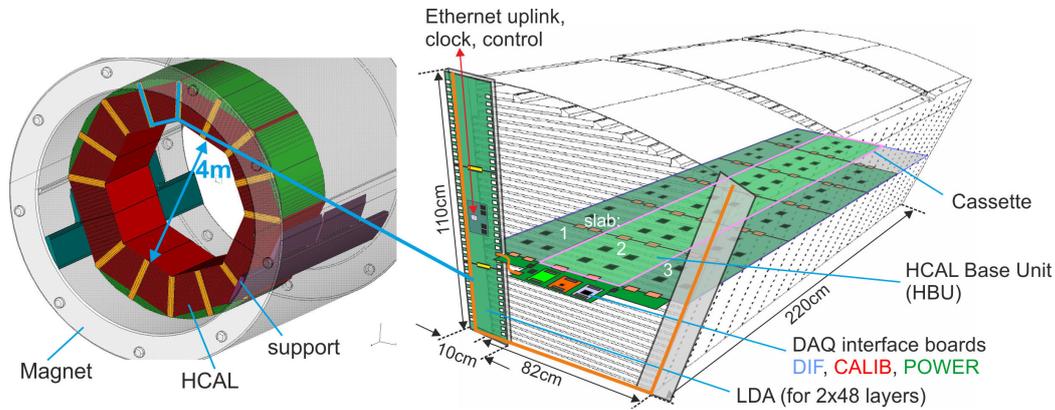


Abbildung 3.3.: AHCAL im Detektorbarrel und 1/16-Segment [53].

In Abbildung 3.3 ist links das Detektorbarrel zu sehen. Das HCAL liegt dabei innerhalb der Magnetspule, wodurch die Energieauflösung verbessert wird. Aufgrund des resultierenden Magnetfeldes und der kleinen Maße der einzelnen Kanäle wird auf SiPMs zurückgegriffen. Um eine maximale Raumabdeckung zu erhalten, muss das Kalorimeter sehr kompakt konstruiert sein. Dies hat zur Folge, dass die gesamte Ausleseelektronik mit minimaler Dicke im Detektor implementiert ist (Abb. 3.3, rechts). Insbesondere wird auf eine aktive Kühlung verzichtet. Um einen Betrieb bei adäquaten Temperaturen zu garantieren, muss die Elektronik auf eine geringe Leistungsaufnahme optimiert sein [51], welche maximal $25 \mu\text{W}$ pro Kanal beträgt [53].

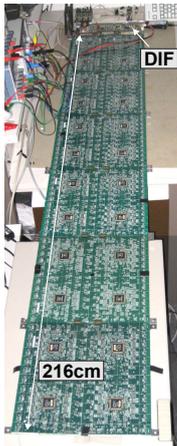
3.1.4. HBU-Board und DAQ-System

Die eingesetzten Ausleseboards werden HCAL Base Unit (HBU) genannt und haben eine Abmessung von $361.9 \times 361.9 \text{ mm}^2$. Die Dicke ist durch die Maße der Absorberstruktur bestimmt und ist mit 0.7 mm für das Printed Circuit Board (PCB) und maximal 1.5 mm für die SMD-Komponenten (Surface Mounted Device) sehr dünn [53]. Jedes dieser HBU-Boards ist mit vier ASICs (Application-Specific Integrated Circuit) des Typs SPIROC2 (SiPM Integrated Read-Out Chip (SPIROC)) ausgestattet⁴, wobei ein ASIC die Kontrolle und Versorgung von 36 Kanälen übernimmt. Der konzeptionelle Schaltplan ist in Abbildung 3.4 (c) abgebildet. Die Verarbeitung der SiPM-Signale erfolgt auf zwei verschiedenen Pfaden mit unterschiedlicher Vorverstärkung

³Kleinere Kacheln verbessern die PFA-Anwendung nur marginal. Die Dicke der Kacheln ist für Jets bis zu 250 GeV optimiert bei einer hadronischen Absorptionslänge von $\lambda_I = 6$ und 48 Detektorlagen [51].

⁴Ein weiter ASIC-Kandidat ist der KLauS-Chip, welcher an der Universität Heidelberg entwickelt wird [54].

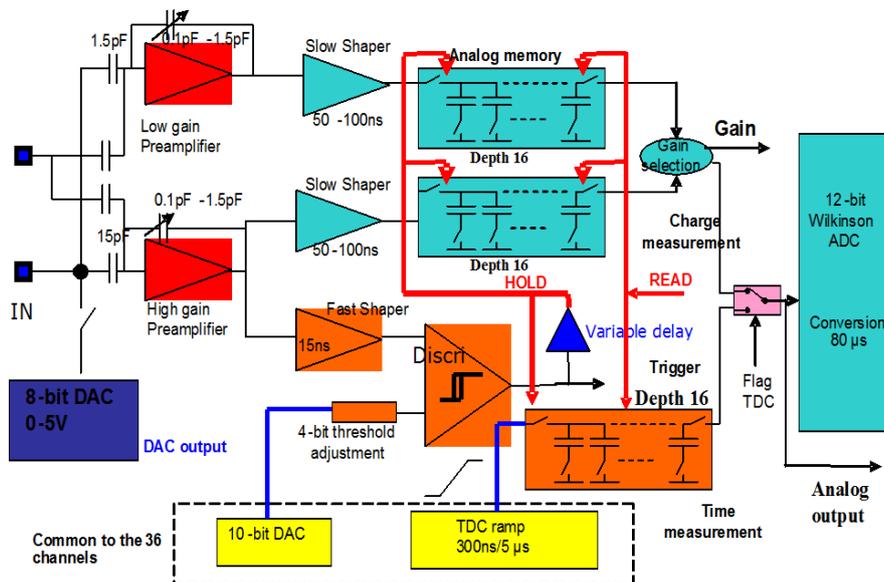
3.1. Kalorimeter für zukünftige Elektron-Positron-Beschleuniger



(a) HBU-Slab [55].



(b) HBU5- bzw. Surface Mounted Device (SMD)-HBU3-Board.



(c) SPIROC-Schaltungsdiagramm [56].

Abbildung 3.4.: HBU-Board- und ASIC-Funktionsweise.

3. Kalorimeter für zukünftige Experimente

(Low-Gain- und High-Gain-Pfad) und jeweils mit einem Slow-Shaper davor. Beide sind mit 16 Switched Capacitor Arrays (SCAs) ausgestattet, welche als Memoryzellen fungieren. Die Ladung wird dabei kurzzeitig bis zur Auslese gespeichert. Das Triggersignal wird über den High-Gain-Pfad abgegriffen und über einen Fast-Shaper in einen Diskriminator geleitet. Übersteigt der Wert die eingestellte Triggerschwelle, so wird ein Signal ausgesandt und jene Kanäle werden mit einer sogenannten Hitbit-Flag (Hitbit = 1) markiert. Es werden daraufhin die jeweiligen Memoryzellen eines ASICs im Autotriggermodus immer oder im Validierungstriggermodus, falls im selben Takt (4 μ s BXID-Zeitfenster, Bunch Crossing Identification) ein Validierungssignal durch ein angeschlossenes Triggersystem (wie z.B. durch externe Triggerszintillatoren) eingespeist wird, befüllt. Das Zeitsignal, welches über eine TDC-Rampe (Time-to-Digital-Converter) abgegriffen wird, wird dabei ebenfalls in 16 weitere SCAs gespeichert. Ein 12-bit Analog-to-Digital-Converter (ADC) digitalisiert bei Auslese die Werte der Memoryzellen. Die Datenauslese beginnt entweder, sobald ein ASIC im ganzen Detektor alle 16 Memoryzellen seiner Kanäle befüllt hat oder wenn das Zeitfenster für die Datenakquise abgelaufen ist [56].

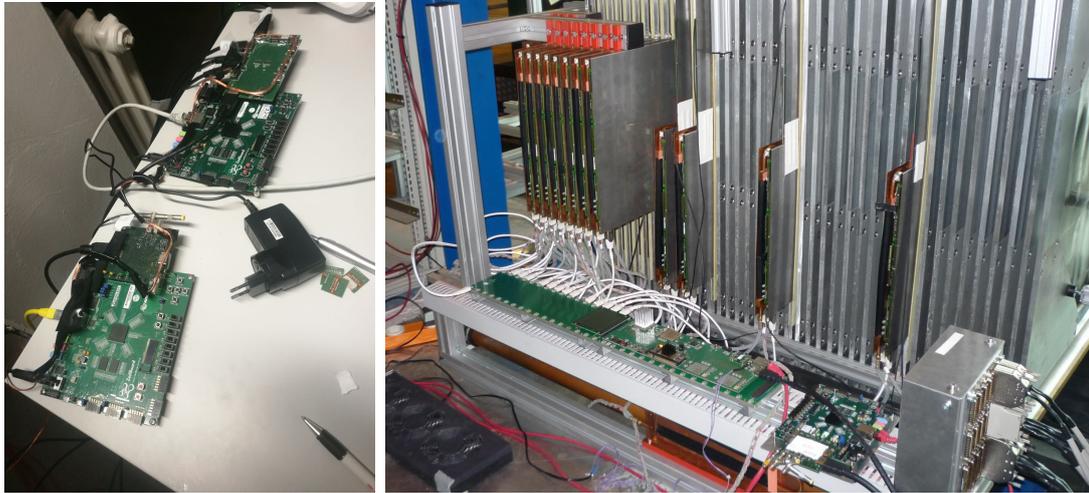
Wie im vorherigen Kapitel beschrieben, ist die Limitierung der mittleren Leistungsaufnahme sehr wichtig. Die HBU-Boards sind so konstruiert, dass ein Betrieb im sogenannten Powerpulsingmodus möglich ist. Dieser Modus ist auf die Bunchstruktur des ILC optimiert (1 ms Messzeit, 199 ms Pause zwischen zwei Bunch-Crossings). Teile des ASICs, wie z.B. die Vorverstärker und ADCs⁵ [53], werden in den Ruhepausen abgeschaltet. Für Langzeitmessungen (wie z.B. bei einer kosmischen Myonenkalibrierung) kann dieser Modus abgeschaltet werden, um eine minimale Totzeit zu ermöglichen. Zur Kontrolle der Betriebstemperatur sind auf jedem HBU-Board außerdem sechs Temperatursensoren in SMD-Form montiert.

Jeder ASIC bestimmt die Feinjustierung der einzelnen SiPM-Betriebsspannung. Auf den HBU-Boards ist zudem ein LED-Kalibrierungssystem implementiert, welches für eine Gain-Bestimmung eingesetzt wird. Dazu werden für jeden Kanal LEDs in Durchbohrungen des HBU-Boards verlötet. Diese können wohldefinierte Lichtpulse in jede einzelne Szintillatorkachel emittieren, die durch Reflexionen den jeweiligen SiPM erreichen. Zusätzlich sind in jeder Lage, bestehend aus 3 \times 6 HBU-Boards, drei Interface-Boards angeschlossen. Das CALIB-Board kontrolliert die Ansteuerung und den Betrieb aller Kalibrierungs-LEDs auf den HBU-Boards. Bei einem LED-Kalibrierungsvorgang wird vom CALIB-Board das sogenannte externe Triggersignal an die verbundenen ASICs zwecks koinzidenter Datenaufnahme übermittelt. Das Powerboard versorgt sowohl die ASICs als auch die Sensoren mit der nötigen Spannung. Das DIF-Board (Detector Interface) übernimmt die Kommunikation zwischen DAQ-System und dem HBU-Board.

Das DAQ-System besteht aus Clock and Control Card (CCC) und mehreren LDAs (Link Data Aggregator-Boards). Das CCC verteilt das Clocksignal an alle angeschlossenen Detektorsysteme. Das Link Data Aggregator-Board (LDA) übernimmt den Da-

⁵Eine ausführliche Ausarbeitung bezüglich des Powerpulsings und des DAQ-Systems (Data Acquisition) ist hier [53] zu finden.

3.2. Zukünftige Protonen Fixed-Target-Experimente zur Suche nach neuen Teilchen



(a) CCC (vorne) und miniLDA (hinten).

(b) Testbeamstack 2015 mit WingLDA-Auslese und CCC [53].

Abbildung 3.5.: DAQ-Systeme für HBU-Auslese.

tenttransfer über HDMI vom Detector Interface (DIF) und sendet die Daten an den angeschlossenen PC. Bei den LDAs wird zwischen MiniLDA und WingLDA unterschieden (Abb. 3.5), welche kompatibel sind. Das MiniLDA ist auf einen Betrieb von bis zu zehn Lagen ausgelegt und wird oft für kleine Teststände und Testbeams verwendet, während das WingLDA die Datenauslese von 96 Lagen bewerkstelligen kann und den Richtlinien des finalen Detektors entspricht [53].

3.2. Zukünftige Protonen Fixed-Target-Experimente zur Suche nach neuen Teilchen

An geplanten Proton-Fixed-Target-Experimenten am CERN wird unter anderem nach einem Existenzbeweis von Teilchen im sogenannten Hidden Sector (HS) gesucht. Diese HS-Teilchen interagieren nur sehr schwach und indirekt mit den Standardmodell-Teilchen und sind deswegen schwierig nachzuweisen. Kandidaten hierfür sind beispielsweise Heavy Neutral Leptons (HNLs), Dark Photons (DPs) und Axion-like Particles (ALPs) [8].

In dieser Arbeit werden ALPs mit Photonen-Kopplung betrachtet. Die ALP-Produktion erfolgt bei Fixed-Target-Experimenten hauptsächlich über die beiden folgenden Prozesse, wobei jeweils eines der beiden Photonen ein virtuelles Photon der Kerne des Targetmaterials ist. Das zweite Photon kann aus den Zerfallsprodukten von π^0 und η entstehen, welche durch den Beschuss des Targets produziert werden [9]. Beim zweiten dominanten Prozess, dem PFP-Prozess (Photon-from-Proton, Abb. 3.6), wird das zweite Photon durch das einfliegende Proton selbst durch kohärente Streuung erzeugt, was mit der Weizsäcker-Williams-Näherung bzw. Equivalent Pho-

3. Kalorimeter für zukünftige Experimente

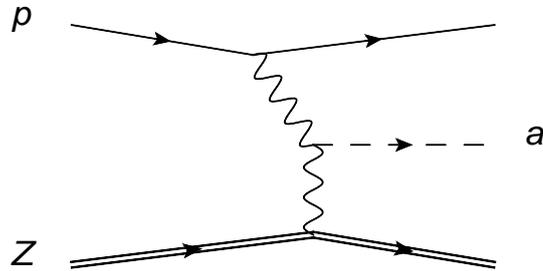


Abbildung 3.6.: ALP-Produktion durch den Primakoff-Effekt über den PFP-Prozess [58].

ton Approximation (EPA)⁶ berechnet werden kann [9][58]. Im folgenden Unterkapitel wird das Design des SHiP-Experiments (Search for hidden Particles) erklärt.

3.2.1. SHiP-Experiment

Das SHiP-Experiment soll am CERN SPS (Super Proton Synchrotron) aufgebaut werden und ist ein Fixed-Target-Experiment bei dem 400 GeV Protonen auf ein TZM-Target (Titan-Zirkonium mit Molybdän-Dotierung) geschossen werden. Innerhalb von fünf Jahren sollen insgesamt 2×10^{20} -Protonen-Wechselwirkungsereignisse erzeugt werden [59][60]. Einer der Herausforderungen des SHiP-Experiments ist es, die Untergrundrate sehr niedrig zu halten. Das TZM-Target ist daher sehr lang, um die entstehenden Pionen und Kaonen bei Protonenbeschuss zu stoppen. In der Nähe des Targets befindet sich zusätzlich ein aktives Myonenschild-System, um entstehende Myonen abzulenken [61]. Dadurch wird sichergestellt, dass nur ungeladene und gleichzeitig gering wechselwirkende Teilchen den Detektorbereich erreichen.

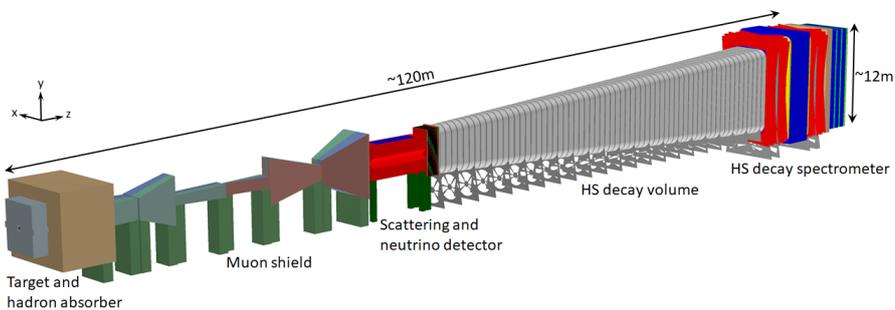


Abbildung 3.7.: Überblick über das SHiP-Experiment [62].

⁶Gilt ohne Korrekturen für hohe Protonenenergie und $m_{\text{ALP}} \geq 100 \text{ MeV}$ [57].

3.2. Zukünftige Protonen Fixed-Target-Experimente zur Suche nach neuen Teilchen

Das SHiP-Experiment kann in zwei Detektorgruppen aufgeteilt werden. Zum einen wird an der Vermessung von Neutrinos sowie an der Suche nach leichter dunkler Materie (SND-Teil, Scattering and Neutrino Detector) im vorderen Teil des Experiments gearbeitet (Abb. 3.7). Zum anderen wird nach den sichtbaren HS-Zerfallsteilchen im hinteren Teil des Experiments gesucht [62]. Hierzu ist ein evakuiertes ~ 50 m langes Zerfallsvolumen (mit $< 10^{-2}$ bar) geplant, um mögliche Neutrino-Wechselwirkungen mit Luft zu minimieren. Die verschiedenen HS-Spektrometer-Komponenten sind mit einem Querschnitt von jeweils $6 \times 12 \text{ m}^2$ geplant.

Das elektromagnetische Kalorimeter des SHiP-Experiments

Das ECAL ist zuständig für die Energiemessung von Photonen und Elektronen und wird für die Teilchenidentifikation von HS-Ereignissen genutzt. Das Kalorimeter ist außerdem in der Lage ALP-Rekonstruktionen im SHiP-Experiment durchzuführen. Das ECAL ist als Sampling-Kalorimeter mit $\sim 40 - 50$ Lagen konzipiert, bei dem sich Blei- mit Szintillatorschichten abwechseln. Die Bleiabsorberlagen sind mit einer Dicke von 0.28 cm geplant, was einer halben Strahlungslänge entspricht [63]. Um die nötigen HS-Spektrometer-Dimensionen abzudecken, besteht eine Lage aus 400 Szintillatorstreifen (Abb. 3.8, jeweils in den Dimensionen von $300 \times 6 \times 1 \text{ cm}^3$). Um den materialbedingten Effekt der Lichtabschwächung im Szintillator zu minimieren, werden wellenlängenschiebende Fasern (WLS) eingesetzt. Ausgelesen werden die Szintillatoren jeweils an beiden Stirnseiten mit einem SiPM [62].

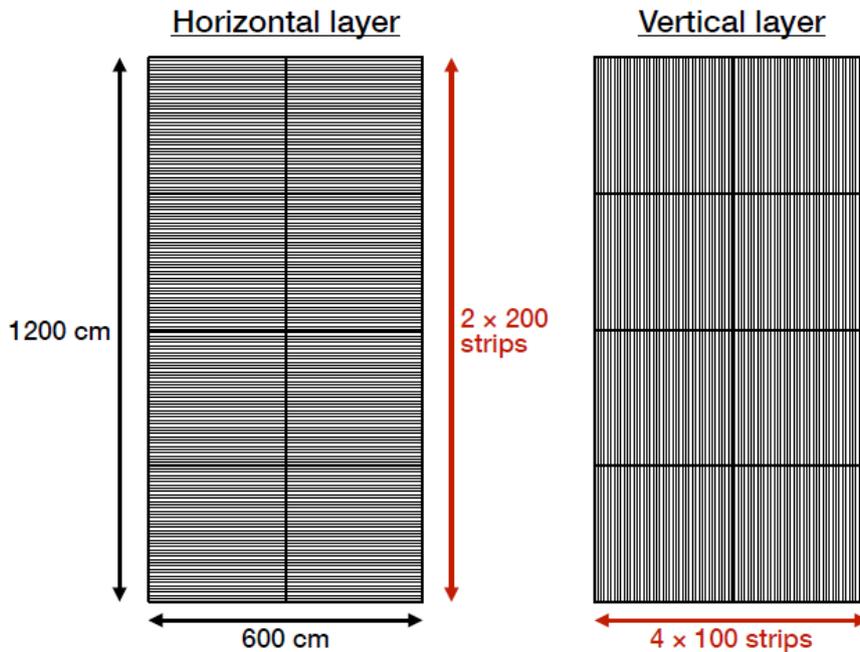


Abbildung 3.8.: Anordnung der Szintillatoren in den aktiven Lagen [64].

3. Kalorimeter für zukünftige Experimente

Die Besonderheit des Kalorimeters ist, dass nach der siebten Lage ein Abstand in longitudinaler Richtung von etwa einem Meter existiert (Abb. 3.9). Dieser wird daher auch SplitCAL genannt. Hierdurch wird die Rekonstruktion durch den größeren Hebelarm erleichtert. Komplementiert wird der vordere Teil des ECALs mit einer Hochpräzisionslage (in Abbildung 3.9 grün dargestellt), für welche derzeit Micro-megas in Betracht kommen. Der hintere Teil wird ebenfalls mit einer oder zwei Hochpräzisionslagen (HP-Lagen) bestückt, um die räumliche Auflösung zu erhöhen und eine Rekonstruktion des hypothetischen ALP-Zerfalls in zwei Photonen zu ermöglichen [62]. Ziel ist es, den in Abbildung 2.3 (b) dargestellten Massenbereich von $\sim 0.1\text{--}1.5\text{ GeV}$ abzudecken.

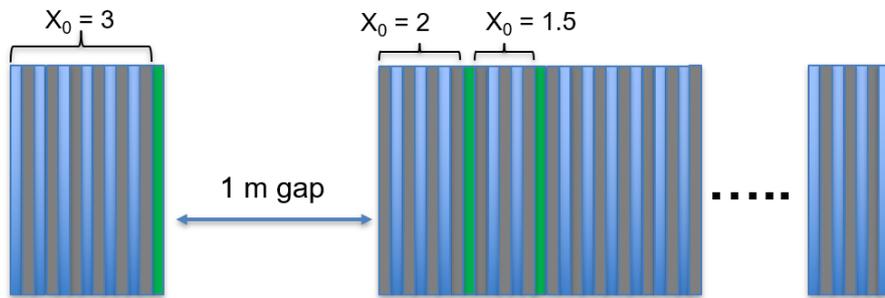


Abbildung 3.9.: Derzeitig geplante Anordnung der aktiven und passiven ECAL-Lagen.

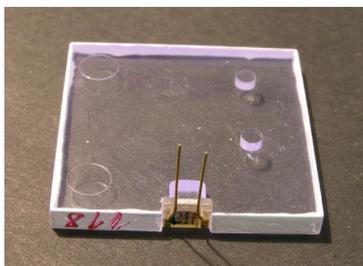
4. Entwicklung des SMD-HBU-Designs

Für die Konstruktion des AHCALs an einem zukünftigen Elektron-Positron-Beschleuniger werden insgesamt $\sim 8\,000\,000$ Kanäle benötigt, was eine große Herausforderung für die Massenproduktion und den Zusammenbau darstellt. Mit dem derzeitigen Design müssten dafür ungefähr $\sim 55\,000$ HBU-Boards produziert und vor dem finalen Einbau getestet werden. Um eine realistische Konstruktions- und Testdauer von ungefähr einem Jahr zu gewährleisten, was in etwa einem Zeitaufwand von einer Sekunde pro Kanal für Zusammenbau und Kalibrierung entspricht, müssen viele Prozesse automatisiert und parallelisiert werden. Um einen reibungslosen Ablauf und einige Produktionsschritte einzusparen, mussten daher viele Design-Änderungen sowohl am Szintillator als auch am HBU-Board durchgeführt werden.

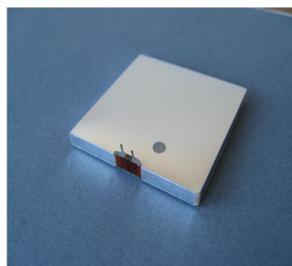
Das Kapitel umfasst eine Zusammenstellung der notwendigen Design-Änderungen sowie -Optimierungen und beinhaltet auch Beiträge von Gruppenmitgliedern der Mainzer CALICE-Gruppe, welche entsprechend gekennzeichnet sind.

4.1. Szintillator-Design

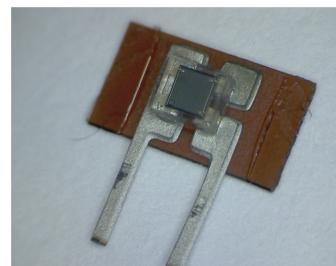
Das SiPM-Design mit Through Hole Technology (THT) (Abb. 4.1) war bis 2015 der gängige Standard des AHCALs [65]. Der bedrahtete SiPM wurde in einer Aussparung an der Seite des Szintillators verklebt (entweder direkt, wie in Abb. 4.1 (a), oder indirekt auf einer steifen Kapton-Trägerfolie aufgebracht, wie in Abb. 4.1 (b) und (c) [66]). Das Kachel-Design für SMD-SiPMs ist in Abb. 4.2 zu sehen. Die Aussparung ist hierbei zentriert in der Kachelmitte positioniert und wird über dem SMD-SiPM, welcher auf dem SMD-HBU-Board verlötet ist, platziert.



(a) Szintillatorkachel mit THT-SiPM [67].



(b) Szintillatorkachel mit THT-SiPM [68].



(c) THT-SiPM auf Kaptonfolie [69].

Abbildung 4.1.: Szintillatorkachel mit THT-SiPM-Auslese.

4. Entwicklung des SMD-HBU-Designs

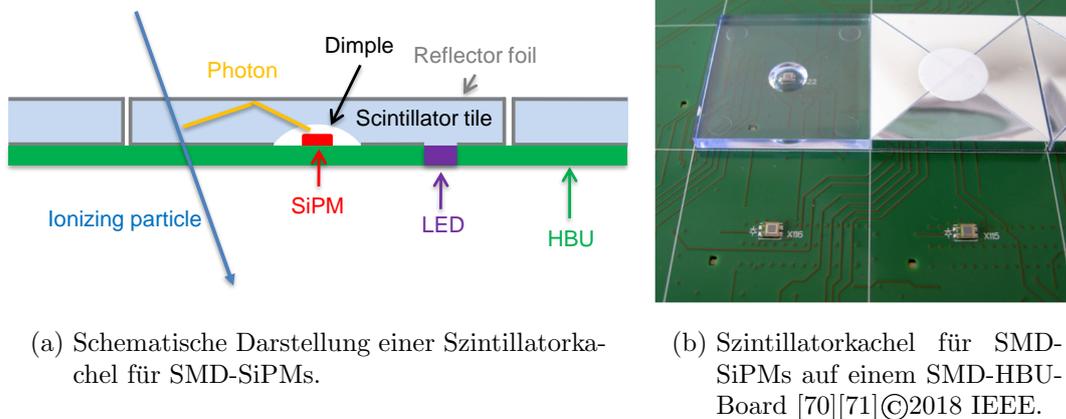


Abbildung 4.2.: Szintillatorkachel mit SMD-SiPM-Auslese.

Das THT-SiPM-Design hat unter anderem den Vorteil, dass Komponenten leicht ausgetauscht werden können, da man direkten Zugriff auf die Lötstelle hat, was vor allem im Prototypen-Stadium sehr nützlich ist. Außerdem sind die SiPMs direkt mit den Kacheln gekoppelt, so dass beide als Einheit betrachtet und vor dem Einbau getestet werden können. Im Gegensatz zum SMD-Design können hier dickere SiPMs verbaut werden, da die Dicke der Szintillatoren bei dem SMD-Design der regulierende Faktor für SiPM-Höhen und auf 3 mm beschränkt ist. Eine tiefe Aussparung vergrößert die Inhomogenität der Lichterzeugung in diesem Bereich im Vergleich zur Gesamtfläche (Kap. 4.3). Da die gängigen SiPM-Hersteller¹ aber mittlerweile SMD-SiPMs mit einem dünnen Gehäuse (~ 1 mm) in den von der Kollaboration festgelegten Spezifikationen [72] anbieten, fällt dieser Punkt nicht mehr ins Gewicht. Ein großer Nachteil des THT-SiPM-Designs ist allerdings, dass die mechanischen Toleranzen sehr groß sind, da dort mehr Parameter (wie z.B. Pinausrichtung, Positionierung) eine Rolle spielen. Das manuelle Einkleben kann in Position und Rotation variieren. Außerdem muss die Extrusion der Kachel sowie der Klebstoffauftrag streng reguliert werden, um reproduzierbar zu sein. Eine automatische Bestückung wird dadurch erheblich erschwert. Das SMD-Design hat außerdem deutliche Vorteile, da das Bestücken der SMD-SiPMs sich nicht von dem der übrigen elektronischen Komponenten (z.B. Widerstände und Kondensatoren) auf dem HBU-Board unterscheidet. Es entfällt somit ein vollständiger Produktionsschritt. Das Entkoppeln von SiPM und Szintillator birgt außerdem weitere Vorteile. Bei der Verlötlung der THT-SiPM-Kachel-Einheit wird sehr viel Wärme auf den Aussparungsbereich übertragen und das Szintillatormaterial fängt an dieser Stelle an zu schmelzen, was zu Einbußen bei der Lichtausbeute von $\sim 7\%$ führt [33]. Durch das Entkoppeln der SiPMs und der Kacheln werden die Bestückungsprozesse von Szintillator und SiPM getrennt. Außerdem können mit dem SMD-SiPM-Design großflächigere Szintillator-Design-Konzepte, wie z.B. große granulare Szintillatorplatte

¹Die AHCAL-Gruppen hatten im Zeitraum von 2014-2019 hauptsächlich SiPMs von Hamamatsu, KETEK und SensL auf HBU-Boards verbaut.

[73][74] (Kap. 7.3), realisiert werden.

4.2. SMD-HBU-Design

Um eine automatische Bestückung der Komponenten eines HBU-Boards zu ermöglichen, mussten Teile des ursprünglichen Designs überarbeitet werden. Zum einen wurde das Design dahingehend geändert, dass die bedrahteten ASICs im CQFP-Format (Ceramic Quad Flat Package) durch welche im BGA-Format (Ball Grid Array, SMD-Bauteile) ausgetauscht wurden (Abb. 4.3). Somit können diese Bauteile automatisch von handelsüblichen Pick-And-Place-Maschinen bestückt und mussten nicht in einem weiteren Arbeitsschritt manuell verlötet werden.



Abbildung 4.3.: ASIC-Gehäuse-Typen der alten (links, CQFP) und der neuen (rechts, BGA) HBU-Boards [75].

Zum anderen wurden die verschiedenen LED-Loch-Positionen über das gesamte HBU-Board dahingehend angepasst, dass insgesamt nur noch zwei verschiedene LED-Positionen nötig sind (anstatt sieben). Da frühere Kachel-Prototypen nicht in Folie einpackt wurden (Abb. 4.1 (a)), war die LED-Position für dieses Design irrelevant. Ein Zusammenlegen der LED-Positionen verringert signifikant die Anzahl der benötigten Komponentenzuführungssysteme in einem automatisierten Bestückungssystem und reduziert außerdem den logistischen Aufwand einer Bestückung. Diese Änderungen wurden im Rahmen der Bestückung der SMD-HBU1-Boards vorgeschlagen und vom DESY FEB bei der Produktion der SMD-HBU3-Boards umgesetzt [75].

4.3. Performance des SMD-SiPM-Kachel-Designs

Zunächst wurde die optimale Form der Aussparung ermittelt. Hierfür wurden Simulationen mit GEANT4 [76][77] inklusive aller relevanten physikalischen Prozesse (Szintillation, Reflexion etc.) durchgeführt [78]. Diese Simulationen wurden zusätzlich mit FRED Optimum [79], einem kommerziellen Raytracing-Programm, verifiziert

4. Entwicklung des SMD-HBU-Designs

[80]. Es wurden sowohl die Emissionsspektren von BC408 [81] als auch die PDE sowie die Dimensionen der eingesetzten MPPCs² und die Reflektivität der Reflektorfolie (ESR[83]) in Abhängigkeit der produzierten Wellenlänge implementiert [84]. Die Szintillatorkacheln wurden in der Simulation mit einer Größe von $30 \times 30 \times 3 \text{ mm}^3$ definiert. Wichtige Größen sind der resultierende Lichtertrag und seine Uniformität bezüglich der Wechselwirkungsposition.

Es wurden in den Simulationen verschiedene Formen, von eher konservativen kuppelförmigen und konischen Aussparungen [85][80] bis zu komplizierten Formen wie einem vulkanförmigen bzw. zwei gegenüberliegende Aussparungen, getestet [80], welche einen deutlich höheren Lichtertrag haben (bis zu 40%). Es wurde außerdem ein fließender Übergang von SiPM zu Szintillatorkachel (mit einer gegenüberliegenden Aussparung zur Lichtreflexion) simuliert, bei dem der Lichtertrag sogar um mehr als 100% erhöht wird. Allerdings haben diese komplizierteren Designs eine weniger uniforme Lichtausbeute über das Kachelvolumen [80] als eine sphärische Aussparung und sind wesentlich schwieriger herzustellen. Da der dynamische Bereich ebenfalls für die Leistungsfähigkeit des Detektors eine wichtige Rolle spielt und außerdem bis zu ~ 100 Minimal Ionizing Particles (MIPs) gemessen werden sollen [86], wurde hier eine optimale Uniformität vorgezogen, da der Lichtertrag hoch genug war. Ein Kanal, welcher durch zu viele ausgelöste Pixel zu schnell in den Sättigungsbereich des Sensors gelangt, hat durch hohe Photonenzahlen eine schlechtere Lichtertragsauflösung. Es wurde daher eine sphärische Kuppelform mit 8 mm Durchmesser und einer Tiefe von 1.6 mm gewählt³. Dadurch wird gewährleistet, dass es durch Toleranzen in der Größenordnung von $\geq 0.1 \text{ mm}$ zu keinen Kollisionen bei der Bestückung kommt. Die Simulation der entsprechenden Lichtertragsuniformität ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

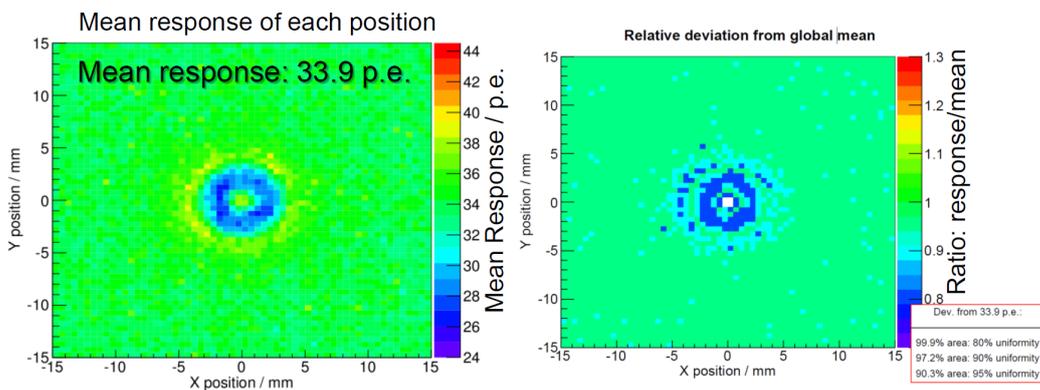


Abbildung 4.4.: Ergebnis einer Uniformitätstudie des Lichtertrags mit GEANT4 [87].

²Es wurden sowohl Simulationen für den MPPC S12571-025P[82] als auch für dem MPPC S13360-1325PE[30] durchgeführt.

³Für das erste SMD-HBU-Board wurde aufgrund der verfügbaren Toleranzen durch den Einsatz von MPPC S12571-025P eine etwas kleinere Aussparung mit 7 mm Durchmesser und 1.5 mm Austragstiefe gewählt.

4.3. Performance des SMD-SiPM-Kachel-Designs

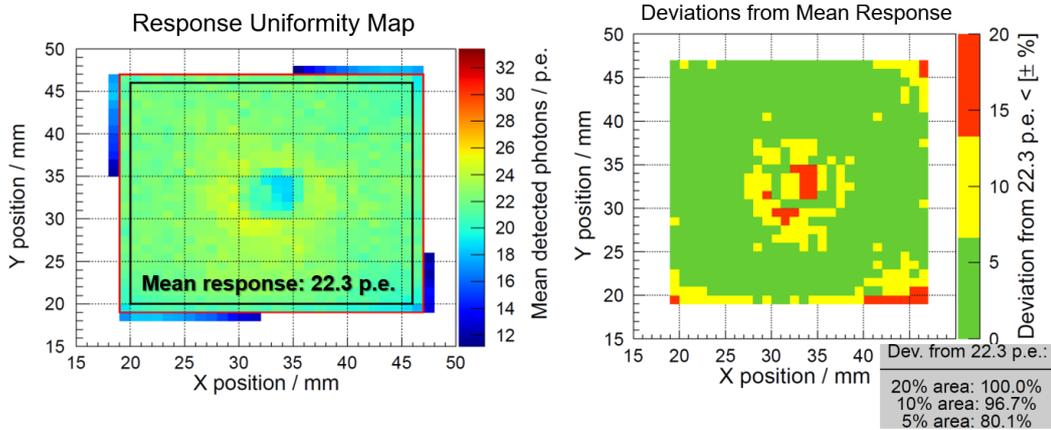


Abbildung 4.5.: Ergebnisse einer Uniformitätsmessung des Lichtertrags mit dem Teststand am MPI München [88].

Um diese Simulationen zu verifizieren wurde eine Prototypenkachel aus PS-basiertem Szintillatormaterial⁴ hergestellt und in ESR-Reflektorfolie verpackt. Dazu wurde ein Teststand der CALICE-Gruppe des Max-Planck-Institut (MPI) Münchens [90] für die Vermessung der Uniformität des Lichtertrags verwendet [91][88]. Die auszulesende Kachel wird mit dem SiPM auf eine Halterung montiert. Schrittmotoren bewegen eine kollimierte, radioaktive Quelle (entweder Sr-90 oder Ru-106 je nach Dicke des Szintillatormaterials) mit einer Schrittweite von 1 mm über der Kachel zu verschiedenen Positionen. Ein unter dem zu vermessenden Objekt montierter Trigger-Szintillator bewegt sich parallel zu der Quelle mit und validiert somit die zu verwertenden Ereignisse. Die Temperatur ist konstant durch den Betrieb in einer Klimakammer. Die Messung wurde mit einem MPPC S13360-1325PE durchgeführt, welcher auf einem kleinen PCB verlötet war. Die Signale wurden mit einem passenden Preamplifier [92] verstärkt.

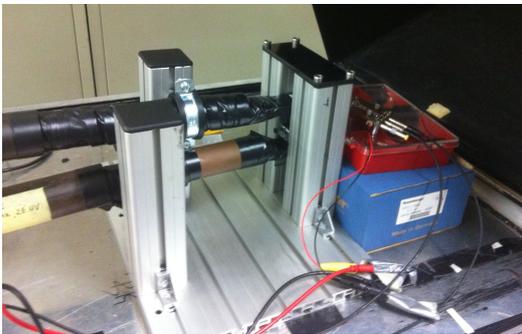
Der ermittelte Lichtertrag beträgt hierbei 22.3 p.e.. Der Unterschied zur Simulation (Abb. 4.4, 33.9 p.e.) lässt sich damit begründen, dass PVT-basiertes Material simuliert wird, was einen Lichtertragsunterschied von $\sim 50\%$ zur Folge hat [17]. Die Uniformität des Lichtertrags stimmt für eine Toleranz von 20% des Lichtertragsmittelwert (Messung: 100.0%, Simulation: 99.9%, s. Abbildungen 4.5 und 4.4) bzw. 10% (Messung: 96.7%, Simulation: 97.2%) über die Fläche gut überein. Für eine Uniformitätstoleranz von 5% weichen die Werte etwas stärker ab (Messung: 80.1 %, Simulation: 90.3 %) [88]. Dies könnte daran liegen, dass durch das Einpacken in ESR-Folie kleine, nicht reflektierende Luftspalten diagonal zur Kachelfläche verlaufen, welche an den Ecken größere Luftspalten beherbergen können (Abb. 4.2 (b)) [93].

Im Vergleich zum THT-SiPM-Design schneidet die Lichtertragsuniformität etwas besser ab. Eine Messung von zwei verschiedenen THT-SiPM-Kacheln zeigt für eine To-

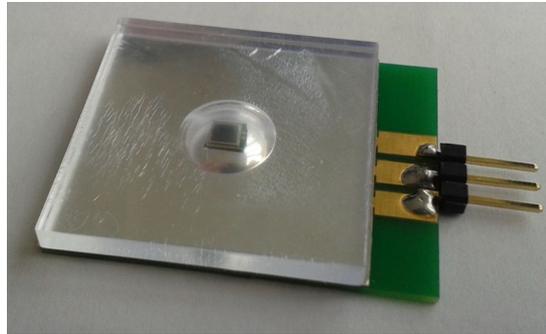
⁴Dasselbe Material wurde beim NA62-MUV Detektor eingesetzt [89].

4. Entwicklung des SMD-HBU-Designs

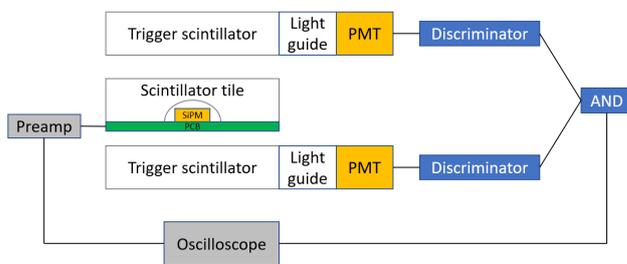
leranz von 20% des gemittelten Lichtertrags, dass 97.8% bzw. 97.0% der Messpunkte innerhalb dieses Bereichs liegt. Für eine Messung mit einem Toleranzbereich von 10% liegt die Übereinstimmung bei 94.1% bzw. 90.0%. Dabei bezieht sich der erste genannte Wert auf eine Kachel aus PVT-Material optimiert für einen Ketek PM1125 (Abb. 4.1 (b)) [94] und der zweite genannte Wert auf eine T3B-Kachel ebenfalls aus PVT-Material [95]. Beide Kacheln haben dabei eine unterschiedliche Aussparungsgeometrie. Die größten Lichtertragsabweichungen zeigen sich auch hier im Aussparungsbereich. Bei den Kacheln des THT-SiPM-Design ist die Szintillatordicke dort besonders dünn. Je nach Prototyp ist an der xy -Position des SiPMs wenig oder gar kein Szintillatormaterial existent [66][94], was die geringere Lichtertragsuniformität erklärt⁵.



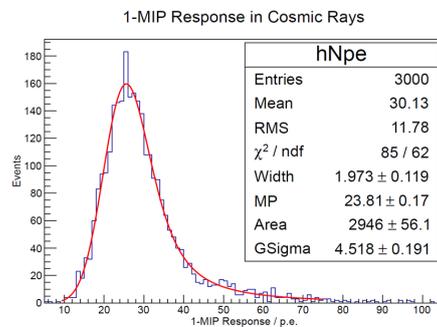
(a) Einzelkachel-Teststand für AHCAL-Kacheln [33].



(b) Szintillator auf PCB mit SiPM [96].



(c) Schematische Darstellung des Teststands.



(d) Lichtertragshistogramm aufgenommen mit dem Einzelkachelteststand [88].

Abbildung 4.6.: Einzelkachel-Teststand.

Dieselbe Prototypen-Kachel im SMD-SiPM-Design, die im Uniformitätsteststand vermessen wurde (Abb. 4.5), wurde ebenfalls in einem Einzelkachel-Teststand mit demselben SiPM und Preamplifier an der JGU Mainz vermessen [88]. Der Einzelkachel-Teststand [33] besteht aus zwei Triggereinheiten über und unter der zu vermessenden Szintillatorkachel und wird für Lichtertragsmessungen genutzt. Die sensitiven Szintillatorflächen der Trigger sind für CALICE-AHCAL-Kacheln optimiert und betra-

⁵Eine ähnliche Tendenz ist auch in [65] für 5 mm-Dicke Szintillatorkacheln zu sehen.

gen jeweils $30 \times 30 \text{ mm}^2$. Diese Trigger-Szintillatoren sind anhand von Lichtleitern an PMTs angekoppelt und werden dort ausgelesen. Die PMTs sind jeweils mit einem Diskriminator kanal verbunden, welcher ein logisches NIM-Signal erzeugt, sobald die eingestellte Triggerschwelle überschritten wird. Ein Logik-Modul stellt sicher, dass nur koinzidente Ereignisse in der Datenaufnahme mit einem Oszilloskop der zu vermessenden Szintillatorkachel mit SiPM-Auslese berücksichtigt werden. Der Teststand befindet sich in einer Dunkelbox, welcher sich wiederum in einer temperaturgeregelten Flowbox befindet. Hierdurch wird sichergestellt, dass die Temperatur konstant bleibt. Der ermittelte Lichtertrag beträgt dabei $23.8 \pm 0.2 \text{ p.e.}$ (Abb. 4.6 (d), Fit einer gefalteten Landau-Gauß-Funktion) und ist in Anbetracht der unterschiedlichen Messmethoden (Elektronen/Myonen, Temperatur, Winkelverteilung) in guter Übereinstimmung mit der Messung am MPI [88].

4.4. Auswahl der SiPMs

Die Auswahl der SiPMs hat einen erheblichen Anteil an der Qualität der Messung. Das betrifft auch die Größe des SiPM-Gehäuses, da daraus die Aussparungsdimension resultiert, welche mit dem Lichtertrag und dessen Uniformität zusammenhängt. Die Leistungsfähigkeit der SiPMs sind durch die Photon Detection Efficiency (PDE), die Dark Count Rate (DCR) und die Crosstalk-Wahrscheinlichkeit (CT) sowie auch die Anzahl der Pixel und die Größe der sensitiven Fläche bestimmt. Es wurden auf verschiedenen Generationen von SMD-HBU-Boards zwei Arten von SiPMs getestet: den Hamamatsu MPPC S12571-025P [82] und den Hamamatsu MPPC S13360-1325PE [30]. Ein entscheidender Unterschied dieser beiden SiPMs zeigt sich in der Beschaffenheit der Separierung der einzelnen Pixel. Der SiPM des Typs MPPC S13360-1325PE ist mit Trenches (Kap. 2.3.5) zwischen den Pixeln ausgestattet. Ein großer Unterschied zwischen SiPMs mit und ohne Trenches ist im DCR-Noise in Abbildung 4.7 zu erkennen.

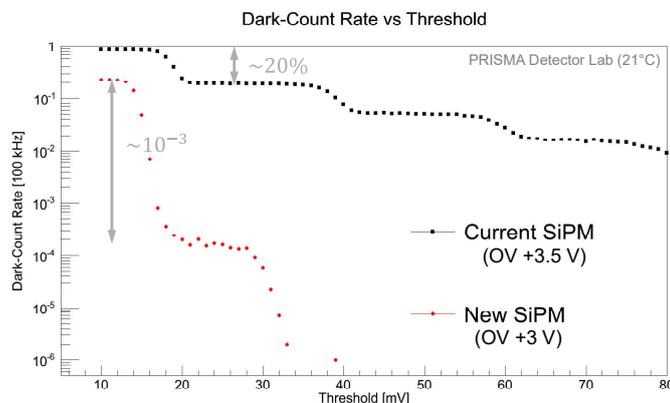
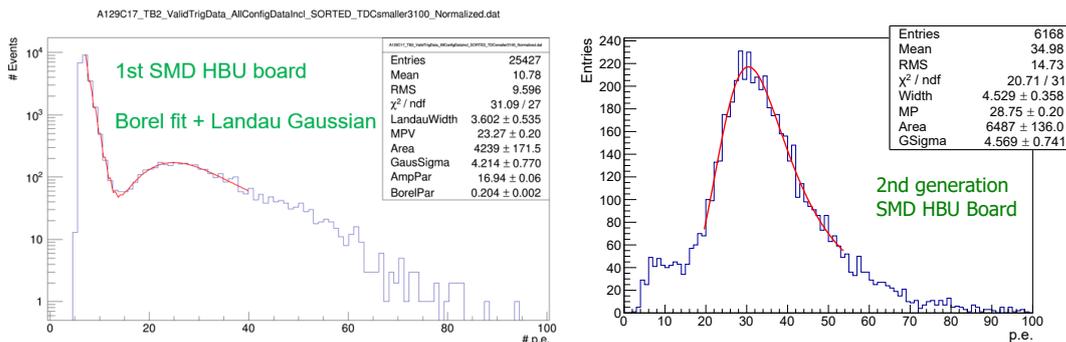


Abbildung 4.7.: Messung der DCR gegenüber der Triggerschwelle [97].

4. Entwicklung des SMD-HBU-Designs

Dabei werden die zu vermessenen SiPMs⁶ auf Betriebsspannung gebracht und eine Triggerschwelle gesetzt. Es ist zu erkennen, dass die DCR-Signale des MPPC S12571-025P (in der Abb. 4.7 als 'current' dargestellt) zu wesentlich höheren Noise-Signalen neigen. Dabei ist über die Spanne des Triggerwerts zu erkennen, dass sich eine Stufenform bildet. Die Stufen entsprechen den Fällen, in dem der DCR-Noise zusätzlich durch Pixel-Pixel-Crosstalk (CT) weitere Pixel ausgelöst. Das Signal von Dark Count-Ereignissen (DCR+CT-Noise) kann sehr groß werden, was vor allem bei Langzeitmessungen mit nur einem HBU-Board ersichtlich wird.

In Abbildung 4.8 sind Langzeitmessungen mit kosmischen Myonen dargestellt⁷. Dabei sind in den beiden Lichtertragshistogrammen unterschiedliche SiPM-Generationen im Einsatz: Das SMD-HBU1-Board ist mit Hamamatsu MPPC S12571-025P ohne Trenches (CT \sim 22%, Abb. 4.8 (a)) und das SMD-HBU2-Board mit Hamamatsu MPPC S13360-1325PE mit Trenches (CT \sim 1%, Abb. 4.8 (b)) ausgestattet. Das Szintillatormaterial ist bei beiden BC408, allerdings ist die Aussparungsgeometrie⁸ etwas unterschiedlich.



(a) Lichtertrag eines Kanals mit SiPM ohne Trench auf dem SMD-HBU1-Board während einer Langzeitmessung ohne Koinzidenzbedingung in logarithmischer Darstellung [98].

(b) Lichtertrag eines Kanals mit SiPM mit Trench auf einem SMD-HBU2-Board während einer Langzeitmessung ohne Koinzidenzbedingung.

Abbildung 4.8.: Vergleich von Lichterträgen von SiPMs ohne und mit Trench.

Die für diese Messung spezifisch genutzte Konfiguration des HBU-Teststands wird in Anhang A.2.2, [98] und A.2.3 beschrieben (sowie in Kap 6.1). Wie in Abbildung 4.8 (a) ersichtlich wird, ist ein sehr großer Noise-Ausläufer, bedingt durch DCR+CT-Ereignisse im Bereich von 5–15 p.e., für einen SiPM-Kanal ohne Trench zu sehen, welcher bei dem SiPM-Kanal mit Trench unterdrückt ist (Abb. 4.8 (b))⁹. Diese DCR+CT-

⁶Der SiPM mit Trench ist ein Vorserienmodell (LCT4), welches von Hamamatsu zur Verfügung gestellt wurde [97].

⁷Mit der TDC-Selektionsmethode, mehr dazu im Kapitel 6.2.3.

⁸Die Unterschiede der verschiedenen Aussparungen (0.1 mm in der Tiefe und 1 mm im Durchmesser) sind dabei gering und liegen bei \sim 1% [97].

⁹Selbst im Vergleich zu Rohdaten ohne TDC-Selektion ist der Noise durch DCR mit Pixel-Pixel-Crosstalk unterdrückt, vgl. dazu Abbildung 6.13 (b).

Ereignisse finden u.a. in einem koinzidenten Zeitfenster zu einem Myon-Ereignis in einem anderen Kanal statt. Durch die Größe des Signals liegt dieser Noise über der eingestellten Triggerschwelle und wird ebenfalls aufgezeichnet.

Durch Ereigniselektion über koinzidente Hits bei gleichzeitigem Vermessen mit mehreren HBU-Boards (unter Berücksichtigung der Hit-Positionen, s. Kap. 6.2.3) lässt sich wahrscheinlich ein Großteil der Noise-Ereignisse aussortieren, allerdings vergrößert diese hohe Störereignisrate trotz Einsatz des Validierungstriggers¹⁰ die Totzeit des Detektors. Beim Verwenden des Validierungstriggers existiert pro BXID-Zeitfenster (Bunch Crossing Identification, 4 μ s) ein kleineres Zeitfenster von $\sim 16\text{--}32$ ns, in der alle Ereignisse oberhalb der eingestellten Autotriggerchwelle validiert werden [99]. Diese Events füllen die Memoryzellen und der Detektor muss wesentlich mehr Daten auslesen¹¹. Außerdem lassen sich Messungen für kleinere Signale, wie z.B. Kachel-Kachel-Crosstalkmessung mit kosmischen Myonen (Kap. 7.3) nicht durchführen. Trenches in der SiPM-Substruktur verbessern somit die Datennahme in Bezug auf Messdauer und Datenqualität und sind bei Messungen mit geringer Ereignisrate wie z.B. der Kalibrierung nach kosmischen Myonen signifikant.

Für den Fit zur Bestimmung der Lichterträge der Kanäle eines SMD-HBU1-Boards¹² wird aufgrund des großen DCR+CT-Noise eine Landau- mit einer Gauß-Funktion gefaltet und zusätzlich erfolgt eine Faltung mit einer Borel-Funktion¹³ [98][100]. Ein präziser Lichtertragsvergleich ist hierbei nicht direkt möglich, da eine Winkelkorrektur bei beiden Messungen nicht durchführbar war und die Triggergeometrie zudem leicht unterschiedlich ist (Anhang A.2.2 und A.2.3). Die maximale Auswirkung der Lichtertragsreduktion bei der SMD-HBU2-Board-Messung kann auf 8 – 15% eingegrenzt werden (Kap. 6.2.4). Bei der SMD-HBU1-Board-Messung liegen die Trigger-Szintillatoren sehr nahe über dem Board und sind zudem streifenweise mit der Triggerlogik verbunden (Anhang A.2.2), was eine Abschätzung schwierig macht. Die größere Problematik eines Vergleichs ist allerdings, dass durch die große Crosstalk-Wahrscheinlichkeit der SMD-HBU1-SiPMs ($\sim 22\%$ [82]) ebenfalls der gemessene Lichtertrag im Vergleich zum realen Lichtertrag deutlich erhöht ist (der Lichtertragsmittelwert des SMD-HBU1-Boards beträgt 27.9 p.e. mit einer relativen Standardabweichung von 12.5%). Dieser Effekt ist durch die geringe Crosstalk-Wahrscheinlichkeit der SMD-HBU2-SiPMs (1% [30]) unterdrückt [101].

Die Lichtertragsmittelwerte der fünf gemessenen SMD-HBU2-Boards liegen zwischen 25 – 29 p.e. (mit einer relativen Standardabweichung zwischen 5 – 7.5%, Kap. A.2.3), was vor allem an der vergrößerten sensitiven Fläche ($\sim 1.3 \times 1.3$ mm²) trotz vergleichsweise kleineren PDE-Wert (25% statt 35%) liegt. Da die Dimensionen des SiPMs etwas größer ausfallen, wird bei den neueren Versionen die Aussparungsform leicht angepasst

¹⁰Das Validierungstriggersignal wird in Testbeams oder in Testständen durch verschiedene Szintillatortorlagen mit Photosensorauslese erzeugt.

¹¹Wie in Kapitel 3.1.4 beschrieben stoppen alle angeschlossenen Boards und lesen gleichzeitig die Daten aus, sobald alle Memoryzellen eines ASICs gefüllt sind.

¹²Die Messung wurde mit einem einzelnen SMD-HBU1-Board mit TDC-Cut durchgeführt.

¹³Mit der Borelverteilung wird der DCR+CT-Noise abgeschätzt und es lässt sich auch die CT-Wahrscheinlichkeit des SiPMs bestimmen [100].

4. Entwicklung des SMD-HBU-Designs

[72], was ebenfalls zu einer kleineren Lichtertragsreduktion führt. Dabei lässt der hohe Lichtertrag genug Spielraum, um auf PS-Szintillatoren¹⁴ umzusteigen, welche günstiger sind aber auch einen niedrigeren Lichtertrag haben.

Im Vergleich zum Vorgängermodell ist die operative Spannung geringer, was auch die DCR verringert. Gleichzeitig kann die Überspannung dadurch höher angesetzt werden (5 V), was den Gain vergrößert. Durch die geringe Dicke des Hamamatsu S13360-1325PE lässt sich dieser optimal in der Aussparung unterbringen, ohne eine zu tiefe Extrusion vorauszusetzen, was sich positiv auf die Signal-Uniformität auswirkt [103]. Durch die Anzahl von 2668 im Vergleich zu 1600 Pixeln setzen Saturierungseffekte bei hohen Signalen später ein (beim AHCAL sollen bis zu 100 MIPs gemessen werden)[104]. Hierbei hat eine hohe Crosstalk-Wahrscheinlichkeit auch einen Einfluss auf das Saturierungsverhalten der SiPMs. Dieses Saturierungsverhalten lässt sich beim MPPC S13360-1325PE aufgrund des kleineren Crosstalks mit wesentlich einfacheren Funktionen besser beschreiben als beim MPPC S12571-025P [101]. Der Hamamatsu MPPC S13360-1325PE erfüllt damit alle benötigten Spezifikationen [86] und wurde für den technologischen AHCAL-Prototyp als Baseline-Design ausgewählt.

4.5. Ergebnis

Die Optimierungen zu einem Design, welches sich einfacher automatisiert zusammenbauen lässt, wurden erfolgreich durchgeführt. Die vorgeschlagenen Änderungen am HBU-Board ließen sich umsetzen und erleichtern den Bestückungsprozess. Ebenfalls wurden erfolgreich Simulationen durchgeführt, um eine Uniformität des Lichtertrags vorherzusagen. Diese konnte anhand eines Prototyps mit einem Uniformitätsteststand am MPI verifiziert werden. Dabei erzeugen 96.7% der Kachelfläche einen Lichtertrag, welcher innerhalb einer Toleranz von 10% des Mittelwerts liegt. Mehrere Messungen bestätigen, dass der Lichtertrag hoch genug ist, um auf Szintillatoren bestehend aus PS-Material umzusteigen.

In diesem Schritt wurde auch die Auswahl des SiPMs optimiert. Der ausgewählte Hamamatsu MPPC S13360-1325PE verbessert sowohl die Messeffizienz und die Qualität der Langzeitmessungen mit kosmischen Myonen als auch die Lichtertragsauflösung für große Signale in Testbeams. Außerdem ergibt sich durch diese SiPM-Auswahl auch die Möglichkeit, Signale mit kleineren Amplituden zu vermessen.

¹⁴Die Lichtertragsänderung von BC408 (PVT) zum eingesetzten PS-Szintillator ist in [102] vermessen worden und beträgt, wie in [17] abgeschätzt wurde, ebenfalls $\sim 50\%$.

5. Automatisierte Bestückung der HBU-Boards

Aufgrund der zeitlichen Anforderungen für den Zusammenbau des Detektors (1 s pro Kanal) wurden verschiedene Kachel-Bestückungsstraßen, bestehend aus Klebe- und Platzierungsprozessen, getestet und optimiert. Es wurden drei Generationen von SMD-HBU-Boards erfolgreich bestückt. Die erste Version der SMD-HBU-Boards zeigte nicht nur in verschiedenen Testbeams und im Teststand gute Resultate, sondern war auch durch die erste Kachelbestückung an einer Pick-and-Place-Maschine (Kap. A.1.1) der erste Schritt in Richtung Massenbestückung. Das SMD-HBU1-Board wurde daher als Baseline-Design für die meisten nachfolgenden HBU-Board-Versionen ausgewählt. Die Kachelbestückung der SMD-HBU2&3-Boards wurden an der Universität Mainz mit dem in diesem Kapitel beschriebenen Verfahren durchgeführt.

Teile dieses Kapitels wurden im IEEE 2018 Konferenzbeitrag P. Chau on behalf of the CALICE AHCAL groups - Construction, Commissioning and First Results of a Highly Granular Hadron Calorimeter with SiPM-on-Tile Read-out (2018) [71] ©2018 IEEE veröffentlicht.

5.1. Automatisiertes Kleben

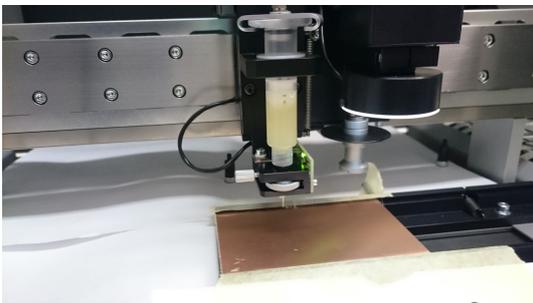
Die Anforderungen eines Klebers sind durch das Design, die automatisierte Bestückung und die Strahlenbelastung in der Detektorumgebung gegeben. Durch das Design mit der in Folie eingepackten Szintillatorkachel, welche auf der Boardoberfläche befestigt wird, sind die Klebepunkte verdeckt. Ein Einsatz von UV-härtenden Klebstoffen ist somit nicht möglich. Die geringe Temperaturbelastbarkeit des Szintillatormaterials schließt ebenfalls aus, den Kleber mit hoher Temperatur auszuhärten. Daher fiel die Wahl auf einen 2-Komponentenkleber mit hoher Verarbeitungszeit. Araldite 2011 [105] erfüllt diese Anforderungen. Durch den Einsatz im CMS-Tracker [106] und im CMS-Endcap-Calorimeter des Phase-2-Upgrades [50] am LHC mit wesentlich höherer Strahlenbelastung ist garantiert, dass die Strahlenfestigkeit adäquat für den Einsatz in einem Kalorimeter eines Elektron-Positron-Beschleunigers ist. Die empfohlene Verarbeitungszeit ist für ein sicheres Auftragen mit 100 min lang genug. Die Viskosität von 30 000–45 000 cPs ist ausreichend gering, um einen Dispenser zur Verteilung des Klebers zu verwenden. Um ein reproduzierbares Mischungsverhältnis des 2-Komponentenklebers zu gewährleisten, wurde auf Zwangsmischspitzen mit einem Verhältnis von 1:1 zurückgegriffen. Es wurden für die Auftragung des Klebstoffs zwei verschiedene Methoden getestet: das Dispensing und das Siebdrucken. Insgesamt konnte mit beiden Verfahren auf 164 HBU-Boards erfolgreich Kleber aufgetragen werden.

5. Automatisierte Bestückung der HBU-Boards

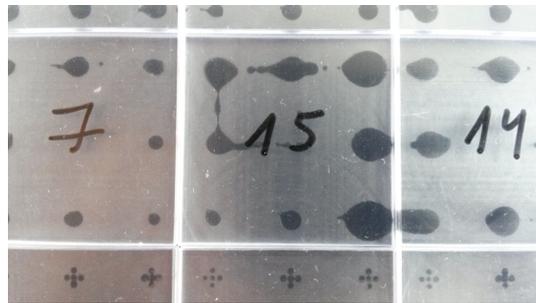
5.1.1. Klebstoffauftrag mit einem Dispenser

Beim Dispensing wird mit Luftdruck Klebstoff durch eine Nadelspitze gedrückt. Das Aufbringen des Klebers mit einem Dispenser wurde mit dem Dispensersystem der Mechatronika M10V-Pick-and-Place-Maschine [107] durchgeführt (Abb. 5.1 a)).

Bei der Größe der Klebepunkte ist zu beachten, dass kein Klebstoff in Kontakt mit SiPM, LED oder Szintillator kommen soll. Ein möglichst symmetrisches Design verhindert außerdem ein Kippen in eine Vorzugsrichtung. Es wurde eine maximale Klebepunktgröße von 5 mm festgelegt, damit mindestens 1 mm Toleranz zu etwaigen Gefahrenstellen, in diesem Fall die LED-Loch-Position, besteht (Abb. 5.2).



(a) Dispensersystem beim Setzen von Klebepunkten.



(b) Dispensingversuche von Klebepunkten bzw. -mustern auf einem Testboard.

Abbildung 5.1.: Test des Dispensersystems der M10V-Pick-and-Place-Maschine.

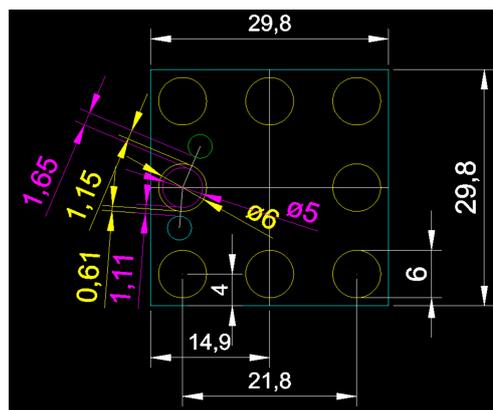


Abbildung 5.2.: Schematische Zeichnung der Klebepunktpositionen mit 5 mm (Lila, nur eine an der kritischen Stelle eingezeichnet) bzw. 6 mm (Gelb) Durchmesser. Die zwei möglichen LED-Loch-Positionen sind blau dargestellt.

Im Wesentlichen sind beim Einstellen des Dispensers fünf verschiedene Parameter

zu beachten: der Durchmesser der angeschlossenen Nadel, der eingestellte Luftdruck, die Dauer des Luftdruckpulses, die Höhe der Nadel über der Boardoberfläche und die Zeitabhängigkeit der Viskosität des Klebers. Die optimalen Einstellungen wurden durch verschiedene Versuchsreihen bei variierten Parametern getestet. Dabei wurden verschiedene Klebepunkte auf eigens für den Versuch hergestellte dünne Metallplatten durch die M10V-Pick-and-Place-Maschine platziert. Anschließend wurden auf diese Klebepunkte Acrylglas-Kacheln gesetzt. Das Platzieren von durchsichtigen Kacheln hat den Vorteil, dass man die Klebepunktgröße nach dem reproduzierbaren Setzen der Maschine durch die Kacheln hindurch genau messen kann. Hierbei nimmt ein Mikroskop (Dino-Lite AM7013MT [108]) ein Bild mit einer Kalibrierungsreferenz auf. Anhand der Skala lässt sich ein Verhältnis zwischen Bildpunkt und Größe ermitteln. Nach diversen Testreihen fiel auf, dass die Ergebnisse für große Klebepunkte sehr schwankten, während kleinere weit weniger starken Schwankungen unterlagen (s. Abbildung 5.1 (b): Testkachel 15 hat trotz gleichen Einstellungen für alle Klebepunkte große Schwankungen). Ein weiteres Problem ist das Mitziehen von Klebefäden, das durch das Volumen des Klebepunkts entsteht. Dementsprechend ist auch die Höhe des Klebereservoirs größer und beim Dispensing taucht die Nadel tiefer in den Kleber ein. Es bleibt daraufhin mehr Kleber an der Dispensernadel haften und durch die schnelle Bewegung kann ein Faden mitgezogen werden (s. Abbildung 5.1 (b): Testkachel 15 oben in der Mitte und links in der Mitte). Es wurde beobachtet, dass statt einem großen Klebepunkt eine Matrix von mehreren kleineren Punkten (s. Abbildung 5.3 (b) untere Reihe) besser reproduzierbare Ergebnisse liefert und damit kaum Klebefäden mitgezogen werden. Es wurde außerdem ein Limit von 90 min für jeden Klebedurchlauf gesetzt, um zu garantieren, dass die Klebepunkte nicht zu klein oder sogar nicht existent sind, da die Viskosität mit steigender Gebrauchszeit zunimmt.

Ebenfalls getestet wurde die Stärke der Verklebung. Letztendlich sollte sie stark genug sein, damit keine Kacheln abfallen, aber auch nicht zu stark, um ein Entfernen der Kacheln und der SiPMs zu erlauben. Für diesen Fall wurden Acrylglas-Kacheln in 3M ESR Folie eingepackt, auf Klebepunktmatrizen gesetzt und nach dem Aushärten wieder entfernt, um vergleichbare Bedingungen zur realen Bestückung herzustellen.

Um die HBU-Boards verarbeiten zu können, musste die M10V-Maschine etwas modifiziert werden, da die Bestückungsfläche der Maschine nicht für derart große Boards ausgelegt ist¹. Hierfür wurde ein neues Halterungssystem konzipiert, welches ein Bestücken von $\sim 2/3$ des HBU-Boards pro Durchlauf möglich macht. Ebenfalls wurde darauf geachtet, dass die Höhe des eingespannten PCBs so gleichmäßig wie möglich ist und fixiert bleibt².

Letztendlich wurden sechs HBU-Boards erfolgreich auf diese Weise automatisiert mit Klebstoff versehen. Dabei wurde ein HBU-Board mit einem Klebemuster bedruckt, welches lokaler verteilt ist (Abb. 5.3 (a)). Die anderen fünf HBU-Module wurden dagegen mit einem homogenen Muster über die Kachelfläche mit größeren Klebe-

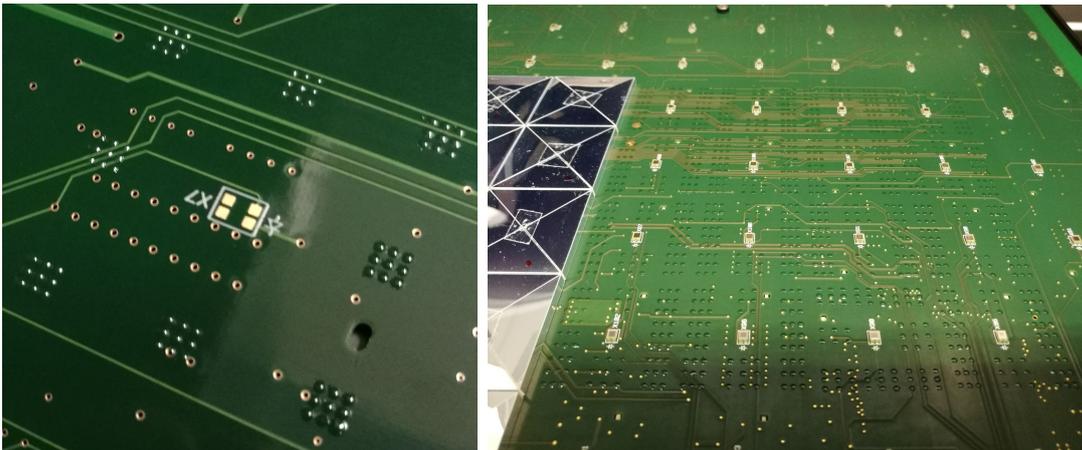
¹Die HBU-Boards haben eine Fläche von $361.9 \times 361.9 \text{ mm}^2$, die Arbeitsfläche der M10V-Maschine ist dagegen nur $300 \times 400 \text{ mm}^2$ groß [107].

²Das System wird in Anhang A.1.2 näher erläutert.

5. Automatisierte Bestückung der HBU-Boards

punkten versehen (Abb. 5.3 (b)).

Das Dispensing-Verfahren³ mit einer hohen Anzahl an Klebepunkten hat allerdings einen entscheidenden Nachteil: Durch die hohe Anzahl an Klebepunkten ($\sim 10\,000$ Klebepunkte pro HBU-Board) dauert ein Durchgang sehr lange. Pro Sekunde wurden ungefähr drei Klebepunkte gesetzt. In der Praxis hat die Bearbeitung eines halbes HBU-Boards inkl. Einbau, Einlernen, 2-Komponentenkleber anmischen und in den Dispenserbehälter füllen, Klebepunkte setzen und Kacheln platzieren ungefähr 70–80 min gedauert. Die benötigte Arbeitszeit weicht somit stark von dem angestrebten Wert von einer Sekunde pro Kachel ab. Für einen erfolgreichen Einsatz des Dispensers muss daher die Anzahl der Klebepunkte wieder reduziert und das Setzen von größeren Punkten reproduzierbarer umgesetzt werden (z.B. mit einer besseren Druckregulierung des Dispensers). Klebelinien zu setzen ist ebenfalls eine Alternative (nicht möglich mit der M10V-Maschine), aber auch hier gelten dieselben Optimierungsbedingungen für einen erfolgreichen Einsatz.



(a) Lokales Druckmuster auf einem HBU-Board.

(b) Homogenes Druckmuster auf einem HBU-Board.

Abbildung 5.3.: Aufgetragene Klebepunkte auf einem HBU-Board mit einem Dispensersystem.

5.1.2. Klebstoffauftrag mit einem Siebdrucker

Die zweite getestete Methode für das Auftragen von Klebstoff ist das Siebdrucken, ein universelles Verfahren, das z.B. auch für das Drucken von Motiven auf T-Shirts, Bildern und bei industriellen Anwendungen wie der Bestückung von Leiterplatten (PCBs) verwendet wird. Das Verfahren wird anhand von Abbildung 5.4 erklärt: Eine Schablone (D), welche in einem Rahmen (E) befestigt ist, wird auf das zu bedruckende Objekt gepresst. Das Substrat (A) wird auf die Schablone aufgebracht und durch den

³Ein Video des Vorgangs ist in [109] zu sehen.

Rakel (B) auf der Schablone verteilt. Die Schablone hat Aussparungen (C), die dem zu druckenden Muster (F) entsprechen. Entfernt man die Schablone nach dem Verteilen des Substrats, so bleibt das Medium in der Form des zu druckenden Musters auf dem Objekt bestehen.

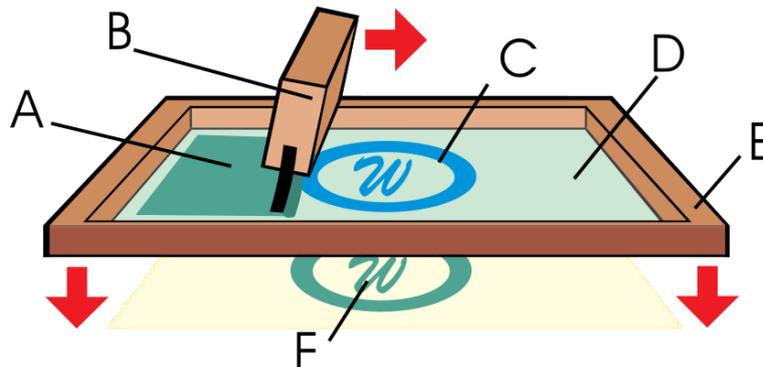


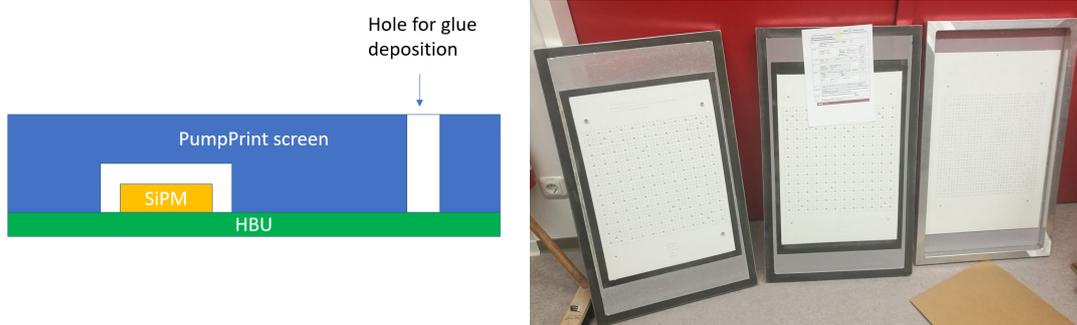
Abbildung 5.4.: Schematische Darstellung des Siebdruckverfahrens [110].

In der industriellen Fertigung von PCBs werden Siebdrucker z.B. für das Auftragen von Lotpaste auf die zu verlötenden Pads auf den Boards verwendet. Die Komponenten werden dann auf den entsprechenden Pads platziert und das PCB wird daraufhin in einem Ofen erhitzt. Das Lot schmilzt und während des Abkühlens entsteht eine feste Lötstelle.

Die zu verklebende Seite des HBU-Boards ist allerdings zu dem Zeitpunkt der Kachelbefestigung nicht eben, da die SMD-Komponenten bereits bestückt sind. Für solche Fälle muss die Schablone modifiziert werden, um ein erfolgreiches Drucken zu gewährleisten. Es gibt zwei verschiedene Methoden einen Siebdrucker dennoch nutzen zu können: Die erste Variante wäre eine Benutzung von Stufenschablonen. Ähnlich einer normalen PCB-Druckschablone ist diese sehr dünn (75–2000 μm), kann allerdings mit Auf- und Abwärtsstufen auf beiden Seiten versehen werden [111]. Die SMD-SiPMs des HBU-Boards lägen bei dieser Methode in Ausbuchtungen und wären vor dem Klebstoff geschützt. Der zu benutzende Rakel hat Einkerbungen passend zu den Positionen der Ausbuchtungen, so dass der Rakel möglichst flach auf der Schablonenoberfläche geführt wird und der Druck so weit wie möglich gleichmäßig über die Druckfläche aufrechterhalten werden kann. Erste Tests mit kleineren flachen Schablonen-Prototypen mit unterschiedlichen Lochgrößen und -mustern wurden erfolgreich durchgeführt (Kap. A.1.3). Dadurch, dass solch flache Schablonen für das Bedrucken eines $361.9 \times 361.9 \text{ mm}^2$ großen PCBs wesentlich mehr Platz benötigen, um stabil und ohne Wellung aufzuliegen, wurde auf eine alternative Schablonenvariante mit Pump Printing-Technologie [112] zurückgegriffen.

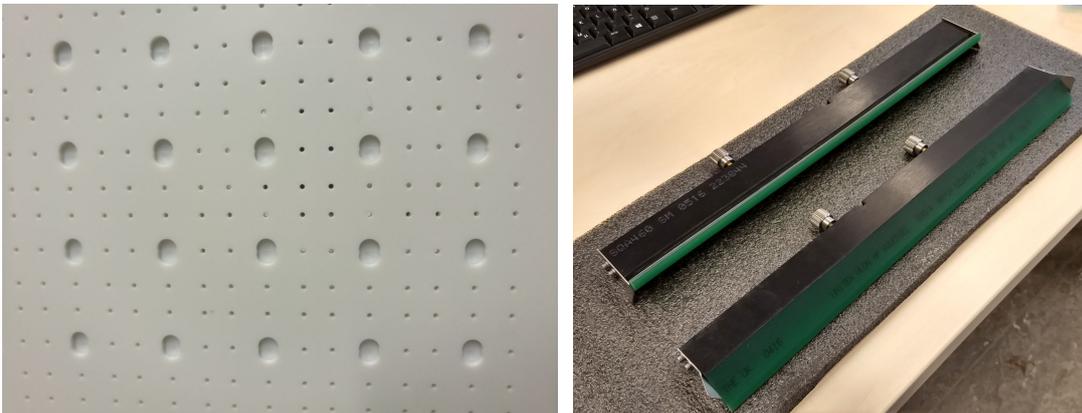
Eine PumpPrint-Schablone besteht aus 3 mm dickem und starrem Plastik. In Abbildung 5.5 (a) ist eine schematische Zeichnung dargestellt. Die Dicke der Schablone von 3 mm gewährleistet, dass die MPPCs mit einer Höhe von maximal 1 mm [30] in die

5. Automatisierte Bestückung der HBU-Boards



(a) Schematische Darstellung einer PumpPrint-Schablonen-Anwendung auf einem HBU-Board.

(b) PumpPrint-Schablonen.



(c) Vergrößerte Ansicht der PumpPrint-Schablone.

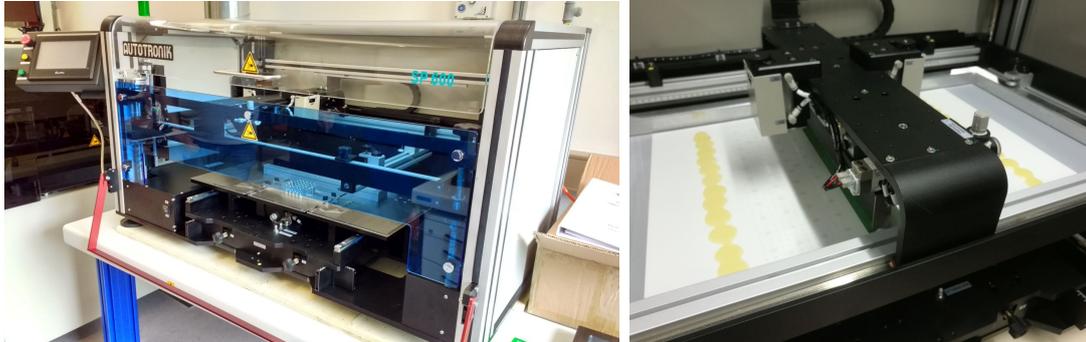
(d) PumpPrint-Rakel.

Abbildung 5.5.: Übersicht der PumpPrint-Schablonen.

eingefräste Tasche passen (Abb. 5.5 (c)). Die Schablone hat zudem Durchbohrungen, die das zu druckende Substratreservoir bestimmen. Der Rahmen der Schablone nutzt den maximalen Platz ($838 \times 500 \text{ mm}^2$) des Siebdruckers SP600 (Abb. 5.6) [113] aus. Das ist nötig, damit die auf einer Gewebeschicht eingeklebte weiße Schablone (Abb. 5.5 (b)) möglichst flexibel an die HBU-Oberfläche anpassbar ist. Außerdem wurde ein Set von PumpPrint-Rakeln installiert (Abb. 5.5 (d)). Durch die Hartgummi-Beschaffenheit der Rakel und die Breite von 5 mm in der Bewegungsrichtung ist das Pumpen in die Löcher effektiver.

Der Siebdrucker (Abb. 5.6 (a)) wurde mit einem individuellen Halterungssystem (Anhang A.1.5) ausgestattet, welches kompatibel mit dem nächsten Bestückungsschritt ist: dem Platzierungsvorgang in der Pick-and-Place-Maschine. Dieses System ist außerdem mit Pinstiften ausgestattet, die eine reproduzierbare Führung zum Justieren der Schablone gewährleistet (s. Abbildungen im Anhang A.7 und A.8). Der SP600-

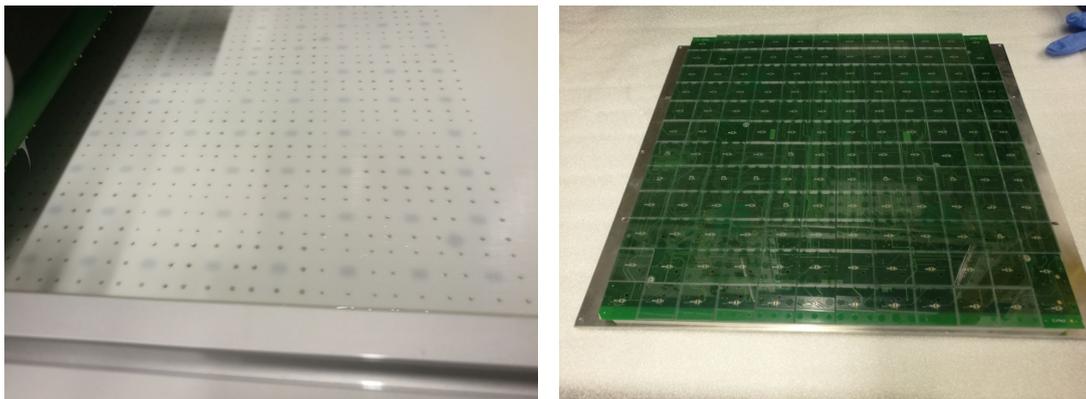
5.1. Automatisiertes Kleben



(a) Siebdrucker ohne Modifikationen.

(b) Siebdrucker mit Modifikationen und eingesetzter Schablone inklusive Kleber.

Abbildung 5.6.: Siebdrucker SP600.



(a) Tests der optimalen Lochgröße mit einem PumpPrint-Schablonen-Prototyp.

(b) Testklebung mit Acrylglas-Kacheln zwecks Bestimmung der optimalen Lochdurchmesser.

Abbildung 5.7.: Optimierung der Lochgrößen der PumpPrint-Schablonen.

Siebdrucker musste mechanisch modifiziert werden, um die Schablone zu halten. Außerdem mussten die Rakel neu zentriert und die eingebaute Lampe und Frontglas ausgebaut werden (Abb. 5.6 (b)).

Eine Reihe von Tests zur Bestimmung der optimalen Größe der Bohrlöcher war zwingend nötig, da durch den kleinen Durchmesser wie erwartet ein Teil des Klebstoffes in den Löchern haften bleibt und kein kompletter Abriss und die Deposition des Reservoirs erfolgt [112]. Zu diesem Zweck wurde ein nicht bestücktes HBU-PCB als Testmuster verwendet und eine Prototypen-Schablone mit variierenden Lochdurchmessern bei ASM [114] in Auftrag gegeben (Abb. 5.7 (a)). Das Design des Prototypen wurde mit Hilfe der HBU-Board-Daten erstellt und entspricht den Kachelpositionen auf dem HBU-Board. Wie auch beim Dispensing wurde darauf geachtet, dass der Kleb-

5. Automatisierte Bestückung der HBU-Boards

stoff nicht von den Klebepunkten zu den SMD-Komponenten fließen konnte und somit auch nicht in Kontakt mit dem Szintillatormaterial geraten konnte. Eine Überprüfung der Klebstoffpunkte erfolgte wie zuvor mit einer Testbestückung von durchsichtigen Acrylglas-Kacheln mit anschließender Vermessung (Abb. 5.7 (b)).

Anhand dieser Resultate wurden zwei weitere Schablonen mit einem Lochdurchmesser von 1.6 mm in Auftrag gegeben. Es wurde außerdem festgestellt, dass beim ersten Druckvorgang einige Klebepunkte fehlten. Daher wurde immer zu Beginn eines Druckdurchlaufs ein Probedruck durchgeführt, um die Löcher gleichmäßig zu befüllen. Die Anzahl an Rakelbewegungen wurde ebenfalls an den Druckverlauf angepasst (d.h. konkret: 1. Druck 10x Rakelbewegungen, 2. 8x, 3. 6x, 4. 5x), um die gedruckte Klebstoffmenge homogen zu halten. Daraus ergibt sich eine Druckdauer von 3-7 min, um die Klebstoffpunkte gleichmäßig auf den jeweiligen HBU-Boards zu deponieren⁴. Das Druckergebnis ist in Abbildung 5.8 zu sehen.

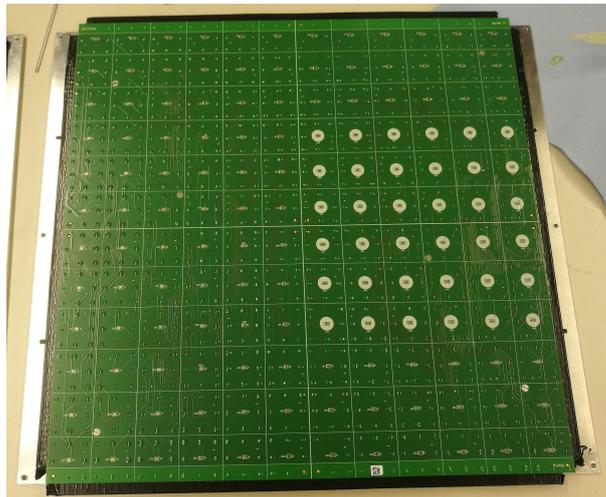


Abbildung 5.8.: SMD-HBU3-Board mit allen Klebepunkten.

Da dem HBU-Board zu diesem Zeitpunkt kein Bestückungsrand zur Verfügung⁵ stand, mussten die Fiducials, eingeprägte, hochpräzise Punkte auf dem HBU-Board zur Erfassung der Board-Position durch die Pick-and-Place-Kamera während des Bestückungsvorgangs, frei bleiben. Das hatte zur Folge, dass zwei Klebepunkte entfernt und nach dem Bestückungsvorgang wieder manuell gesetzt werden mussten. Für den nächsten Bestückungsprozess wird daher empfohlen, den Bestückungsrand nicht zu entfernen, da auf diesen auch Fiducials vorhanden sind. Insgesamt wurden mit diesem Verfahren 158 HBU-Boards erfolgreich und auch schnell bedruckt.

⁴Bei einer Variation der Dicke der Schablone und Lochdurchmesser lässt sich der Prozess vermutlich weiter beschleunigen. Dafür sind allerdings neue Tests nötig.

⁵Die Bestückungsrande mussten für elektronische Tests nach der Verlötlung abgetrennt werden, da diese an der Seite der Konnektoren liegen. Die beiden Bestückränder an die anderen Seiten zu verlegen könnte das Problem lösen.

5.2. Automatisierte Platzierung der Szintillatorkacheln

Die Bestückung der Kacheln wurde mit handelsüblichen Pick-and-Place-Maschinen durchgeführt. Diese Bestückungsautomaten werden üblicherweise für das positionsgenaue, schnelle Bestücken von SMD-Bauteilen verwendet. Die Geschwindigkeit kann z.B. durch die Anzahl der parallel arbeitenden Bestückköpfe und eine Anpassung des Feeding-Prozesses optimiert werden, so dass für fortgeschrittene Maschinen mehrere 100 000 kleinere Komponenten pro Stunde gesetzt werden können [115]. Die Platzierungsgenauigkeit⁶ ist sehr präzise und liegt oft zwischen 20–40 μm [115][116]. Für hohe Stückzahlen werden solche Maschinen auch häufig mit einer sogenannten Inline-Kompatibilität ausgestattet, welche das Board von einer Maschine in die nächste Maschine befördert (z.B. von der Pick-and-Place-Maschine zum Reflow-Ofen). Hier wurde auf dieses Feature verzichtet, da die Anzahl der Boards noch überschaubar war.

Insgesamt wurden sechs mit der Mechatronika M10V [107] und 158 HBU-Boards mit einer Autotronik BA392V1-V [116] bestückt, welche eigens für diese Applikation angeschafft wurde (s. Anhang A.1.4 bezüglich der Maschinenauswahl). Im Prinzip sind alle Bestückungsautomaten mit einem System ausgestattet, welches die zu bestückenden Bauteile genau erfassen kann. Für die Bestückung der eingepackten Szintillatorkacheln wurden jeweils Maschinen genutzt, welche eine Bottom-Kamera besitzen. Diese Kamera ist auf der Grundplatte des Bestückungsautomaten montiert und nimmt von jedem Bauteil ein Foto auf. Mit einer Bilderkennungsoftware wird der Mittelpunkt und die Rotation der Bauteile individuell berechnet. Damit geht man sicher, dass alle Bauteile präzise ausgerichtet sind. Eine zweite Kamera ist üblicherweise auch installiert, die sogenannte Top-Kamera, welche genutzt wird, um z.B. die Fiducials auf den PCBs zu erkennen oder auch die Bestückungspositionen zu erlernen. Die Top-Kamera ist neben dem Bestückungskopf installiert, welcher in allen Achsen frei beweglich ist. Mit einem Unterdrucksaugwerkzeug kann der Bestückungskopf Bauteile hochheben und durch Ablassen des Drucks loslassen.

Es gibt einige gängige Wege die Maschine mit Komponenten zu versorgen. Trays, eine Bauteilhalterung mit Taschen in einem definierten Abstand zueinander und fester Positionierung in der Maschine, können als Zuführung genutzt werden. Weit verbreitet, vor allem zur Zuführung kleinerer Bauteile, sind sogenannte Feeder, welche Bauteile auf Tapes aufnehmen können (Abb. 5.12 (b)). Zur Anbringung der eingepackten Szintillatorkacheln auf die Tapes wurde eine Firma beauftragt⁷. Ein Tape ist ein langes Plastikband mit eingewölbten Taschen. Diese Taschen haben einen definierten Abstand zueinander und können je nach Bauteilgröße individuell mit einer gewissen Toleranz angefertigt werden. Auf dem Tape ist eine Plastikschutzfolie verklebt, damit die Bauteile nicht rausfallen können. Bei einem Bestückungsvorgang unter Zuführung der Komponenten mit einem Feeder wird das Tape durch diesen durchgezogen. Die Schutzfolie wird während des Vorgangs abgezogen und die Tasche steht somit offen im Feeder. Der Feeder hat an dieser Position eine Öffnung, an welchem der Bestückungs-

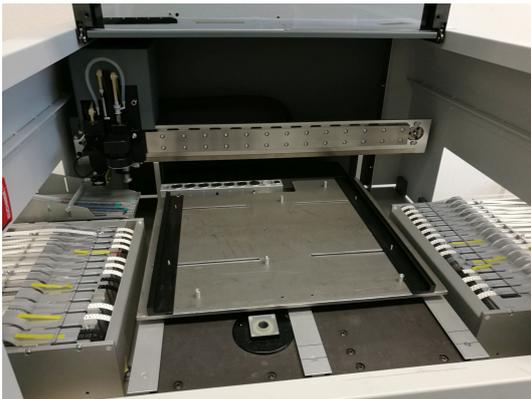
⁶Eine genaue Platzierung hat auch einen Einfluss auf die Lichtertragsuniformität. Eine maximal akzeptable Verschiebung wurde auf 500 μm festgelegt [93].

⁷Die Reelcompany produziert die passenden Trägertapes und platziert dabei auch die Bauteile [117].

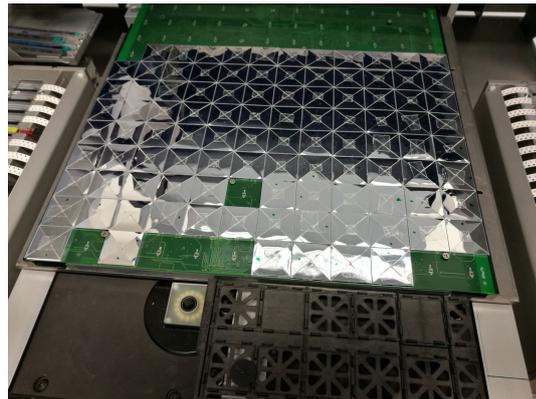
5. Automatisierte Bestückung der HBU-Boards

kopf der Pick-and-Place-Maschine das Bauteil aufheben kann. Ist das Bauteil aufgehoben und die Tasche leer, so wird das Band so weit hereingezogen bis ein neues Bauteil in der Öffnung bereitliegt. Für die Bestückung der sechs HBU-Boards mit dem M10V wurde auf ein Tray zurückgegriffen, während bei der Bestückung mit der BA392V beide Zuführsysteme genutzt wurden.

Der Autotronik-Bestückungsautomat wurde leicht modifiziert, um $361.9 \times 361.9 \text{ mm}^2$ große Boards bestücken zu können. Hierfür wurde die Position der Bottom-Kamera, welche für die Erfassung von Bauteilen nötig ist, leicht verschoben (Abb. 5.11 (b)). Die Bottom-Kamera für große Bauteile ist am hinteren Ende der Maschine platziert und die Software musste an die neue Position von der Firma Autotronik [118] angepasst werden. Der Bestückungsbereich der M10V ist in der ursprünglichen Konfiguration ebenfalls zu klein. Durch die unveränderbare Position der Kamera musste das HBU-Board in zwei Durchgängen bestückt werden (Abb. 5.9 und Anhang A.1.2), was allerdings bedingt durch die Dauer des Dispensing-Prozesses ohnehin zu empfehlen war (Kap. 5.1.1).



(a) Halterungssystem ohne SMD-HBU2 der M10V.



(b) Teilweise bestücktes SMD-HBU2 in der M10V.

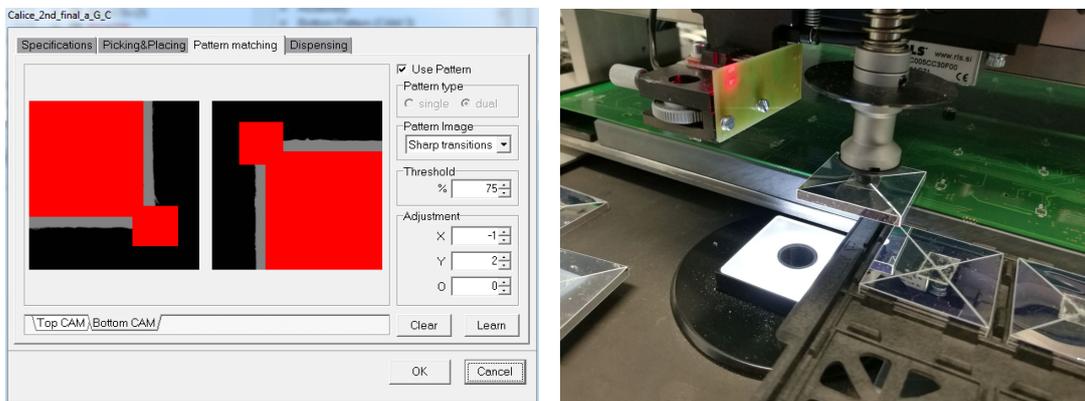
Abbildung 5.9.: Mechatronika M10V mit Halterungssystem.

Im Prinzip ist das Verfahren bei beiden Bestückungsautomaten identisch. In der Einlern-Phase wird die Maschine in einen Zustand versetzt, der auch der späteren Bestückung entspricht. Das heißt beide Maschinen wurden mit Halterungssystemen ausgestattet, die eine positionsgenaue Installation der HBU-Boards garantieren (für M10V s. Anhang A.1.2, für BA392V s. Anhang A.1.5). Es wurde jeweils ein System entworfen, bei welchem das HBU-Board durch den ganzen Prozess hindurch auf derselben Basisplatte bleibt. Das hat den Vorteil, dass das HBU-Modul positionsgenau zwischen den Maschinen bewegt werden kann und der Kleber, welcher Kacheln und PCB verbindet, sicher aushärten kann.

Die Kameraerfassung der Bauteile musste ebenfalls eingelernt werden. Dazu wurde das Bild einer Beispielkachel als Referenz mit der Pick-and-Place-Maschine aufgenommen. Je nach Kamerafokus konnte der ganze Umriss einer verpackten Kachel aufgenommen

5.2. Automatisierte Platzierung der Szintillatorkacheln

werden (BA392V, Abb. 5.11 (a)). Anderenfalls musste eine Erfassung über zwei (M10V und BA392V) oder optional auch über vier (BA392V) Ecken durchgeführt werden. Dabei fährt die Kamera die jeweiligen Ecken an und nimmt ein Referenzbild auf (Abb. 5.10). Durch die reflektierende Beschaffenheit der Folie wird das Referenzbild so bearbeitet, dass nur die Außenkanten erkannt werden. Konkret ist das in Abb. 5.10 (a) für M10V zu sehen: Der rote Bereich blendet den inneren reflektierenden Bereich der Kachel aus. Die Ecken sind durch die Faltsmethode zum Teil unterschiedlich groß und wurden deswegen bei dieser Eckenerfassung ebenfalls ausgeblendet. Abbildung 5.11 (a) zeigt die Erfassung einer ganzen Kachel, aufgenommen mit einer BA392V. Die Reflexion der Kamera selbst ist neben der SiPM-Aussparung und dem LED-Loch zu sehen. Das Referenzbild ist unten rechts zu sehen; die Innenfläche der Kachel ist weiß ausgeblendet.



(a) Kameraerfassung einer Kacheln anhand von Vergleichsbildern zweier Ecken.

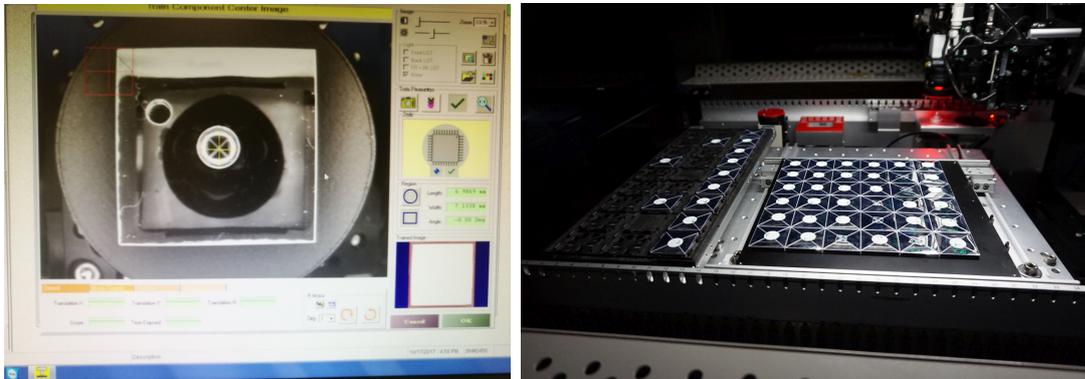
(b) Positionierung der Kachel für die Eckenerfassung.

Abbildung 5.10.: Kameraerfassung der Kacheln im M10V-Bestückungsautomat.

Nach dem Einlernen der Kacheln war es nötig, die Kachelbestückungen zu testen. Es wurde ein Raster auf einem Testboard mit den gleichen Abständen wie auf einem HBU-Board und zufälligen Rotationen einprogrammiert und Bestückungsläufe gestartet (Abb. 5.11 (b)). Auch die Bestückungshöhe wurde in dieser Versuchsreihe getestet: Das Board sollte z.B. nicht durchgedrückt werden, da benachbarte Kacheln sich durch die entstehenden Vibrationen des PCBs verschieben könnten. Ein zu hohes Abwerfen der Kachel resultiert ebenfalls in einer ungenauen Platzierung. Die verschiedenen Konfigurationen wurden mit bis zu ~ 500 Positionierungsvorgängen getestet.

Außerdem wurden in dieser Phase die Positionen der Kachelzuführung aus den Feedern und Trays eingelernt. Für die Trays wurde eine feste Positionierungsmatrix einprogrammiert, passend zu den vorhandenen Trays (Abb. 5.12 (a)): Das selbst designte Tray in der BA392V beherbergt hier einzelne Kacheln. Abb. 5.9 (b): Neben der Kamera ist ein Tray in der M10V eingebaut, welches einzelne Kacheln bestücken kann). Bei der Massenbestückung mit der BA392V wurden 56 mm Feeder eingesetzt (Abb.

5. Automatisierte Bestückung der HBU-Boards



(a) Einprogrammierung der Kameraerfassung einer vollständigen Kachel.

(b) Testboard mit Kachelbestückung (ohne Kleber) für Präzisionstests.

Abbildung 5.11.: Einlernen der Kachelerkennung und Präzisionstests im BA392V-Bestückungsautomat.



(a) Pick-and-Place-Maschine während einer Bestückung eines HBU-Boards.

(b) 56 mm-Feeder mit einem Reel mit Szintillatorkacheln.

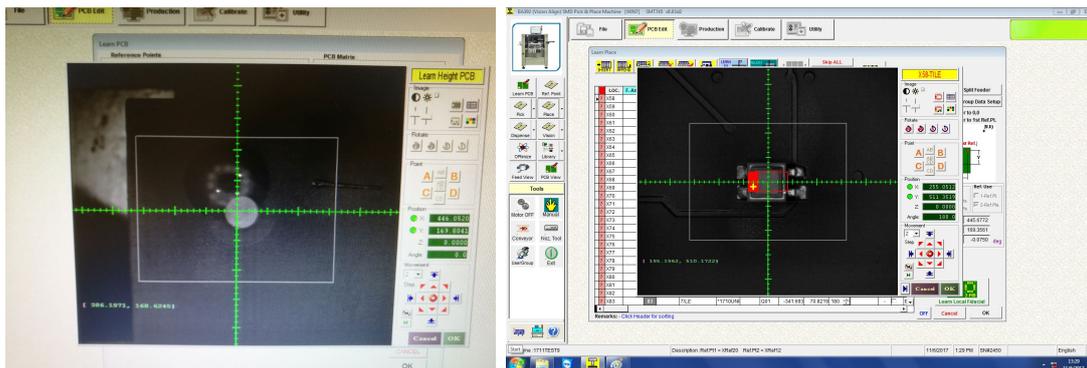
Abbildung 5.12.: BA392V-Bestückungsautomat ausgestattet mit Feedern und einem Tray. Die Abbildung (a) wurde in [71]©2018 IEEE veröffentlicht.

5.12 (b)). Hier mussten die Bandgeschwindigkeit, Bandlängeneinheit pro Kachel und die Abnahmeposition getestet und optimiert werden.

Als letzter Schritt erfolgte das Einlernen der Board-Positionen. Durch die Halterungssysteme ist die Positionierung der HBU-Boards reproduzierbar, bedingt durch das Produktionsverfahren und das mehrmalige Löten (Ober- und Unterseite des HBU-Boards) unterscheiden sich die Boards jedoch minimal in ihren Maßen. Um ein sicheres Bestücken zu garantieren, müssen daher vor jedem Bestückungsvorgang die sogenannten Fiducials, hochpräzise Kalibrierungspunkte auf dem PCB, erfasst werden (Abb. 5.13 (a)). Die Platzierung der Kacheln wurde anhand der Positionsangaben der SiPMs festgelegt. Durch die asymmetrische Bauform (die Zentrierung der Kacheln

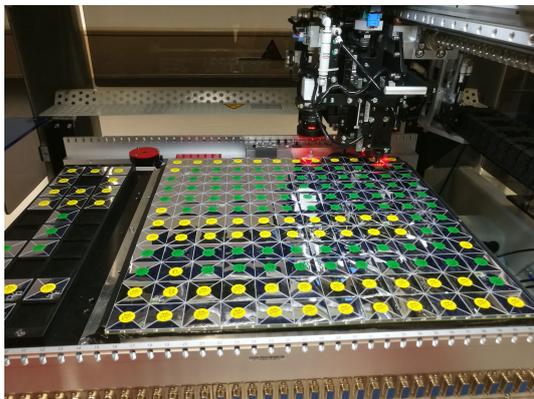
5.2. Automatisierte Platzierung der Szintillatorkacheln

über dem SiPM erfolgt über der jeweiligen sensitiven Fläche) wurden alle Kachelpositionen bezüglich der SiPM-Positionen mit einem festen Offset versehen. Die farbigen Aufkleber der Kacheln geben die Klassifizierung in Bezug auf die LED-Lochpositionen und deren Orientierung an. Die positionsabhängigen Rotationen⁸ der Kacheln wurden in diesem Schritt ebenfalls einprogrammiert. Anschließend erfolgten einige Testbestückungen, um sicherzugehen, dass alle Positionen konform sind (Abb. 5.13 (c)).



(a) Erkennen der Fiducials mit Klebepunkt.

(b) Test der Bestückungspositionen.



(c) HBU-Board mit Kachelbestückung (ohne Kleber) zum Test der Bestückungsdaten.

Abbildung 5.13.: Einlernen der Boards, Bestückungspositionen mit korrekter Rotation und Präzisionstests im BA392V-Bestückungsautomat.

Die Einstellungen aus den erfolgreichen Tests wurden gespeichert, so dass weitere Bestückungen nach demselben Schema reproduzierbar erfolgen konnten. Der Massenbestückungsvorgang mit der M10V verlief ohne Probleme (sechs SMD-HBU2-Boards

⁸Wie in Kapitel 4 beschrieben, wurde die Anzahl der LED-Positionen im Zuge der Design-Optimierungen von sieben auf zwei reduziert. Durch die hohe Anzahl an SMD-Komponenten des Boards war es allerdings nicht möglich, diese ohne Rotationen über das HBU zu realisieren.

5. Automatisierte Bestückung der HBU-Boards

mit insgesamt 864 Kacheln). Bei der Bestückung⁹ der 158 HBU-Boards des technologischen AHCAL-Prototyp mit dem BA392V-Bestückungsautomaten gab es vereinzelt Kollisionen bei der Kachelsetzung, was am Spritzgussproduktionsverfahren der Szintillatorkacheln liegen könnte. Es wurde nachgewiesen, dass einige Kacheln größer als vorgesehen waren. Außerdem waren die Ecken der Kacheln deutlich höher als es die Spezifikationen erlauben¹⁰ [72]. Die Kacheln, die für die M10V-Bestückung genutzt wurden, wurden entsprechend der Größenspezifikationen gefräst. Auch die neue, automatisierte Einpackmethode der Kacheln könnte ein Grund für die Kollisionen sein, da es bei den Vortests mit manuell eingepackten Kacheln keine Probleme bei der Bestückung gab. Es wurde außerdem beobachtet, dass die Folie bei mehrmaliger Nutzung sehr schnell an den mit einem Lasercutter angeschnittenen Knickkanten einreißen kann. Da die Kacheln von der Reelcompany [117] manuell eingepackt wurden, lässt sich das Handling nicht genau kontrollieren. Ein Defekt an der Folie kann dazu führen, dass die Folie an den Ecken leicht absteht und somit effektiv größer ist. Dies führt dazu, dass sich die Wahrscheinlichkeit für Kollisionen vergrößert.

Der Bestückungsvorgang mit dem BA392V-Bestückungsautomaten benötigte ~ 7 min. Aufgrund der Kollisionen wurde die langsamste, aber genaueste Einstellung gewählt. Mit der schnellsten Bestückungseinstellung würde eine Bestückung ~ 3 min benötigen. Nach dem Zusammenbau bleiben die Boards auf den Basisplatten und der Kleber kann in Ruhe ohne Verbiegen des PCBs für mindestens 18 Stunden aushärten (Abb. 5.14).



Abbildung 5.14.: Vier fertig bestückte SMD-HBU3-Boards.

⁹Eine Videoaufnahme der Bestückung mit einer M10V ist in [109] zu sehen. Ebenso ist eine Aufnahme der Bestückung mit der BA392V in [119] hinterlegt.

¹⁰Die Spezifikationen sind für die laterale Größe mit $29.65 + 0.00/-0.10$ mm und für die Höhe mit $2.98 + 0.00/-0.03$ mm vorgegeben. Die tatsächlichen Ausmaße betragen 29.63 ± 0.04 mm bzw. 3.03 ± 0.06 mm [72]

5.3. Die Bestückung der HBU-Boards des technologischen AHCAL-Prototyps

Die zweite Bestückungsstraße, bestehend aus Siebdruckverfahren und der Platzierung der Kacheln anhand eines Bestückungsautomaten, wurde in einem größeren Rahmen getestet. Anhand des sogenannten technologischen AHCAL-Prototyps, welcher 2018 fertiggestellt wurde und insgesamt aus 152 HBU-Boards besteht (und zusätzlich aus sechs voll einsatzfähigen Reserveboards), wurde die Massenskalierbarkeit der Fertigung und Testprozeduren im Allgemeinen erprobt. Am Lebedev Physical Institute (LPI) und Moscow Engineering Physics Institute (MEPhI) wurden mit einem Spritzgussverfahren die PS-Szintillatorkacheln produziert. Die CALICE-Gruppe der Universität Hamburg verpackte die Szintillatoren mit Hilfe eines automatisierten Verfahrens in ESR-Reflektorfolie [83], welche mit einem Lasercutter präpariert wurde [72]. Die Knickkanten wurden dabei mit dem Laser an- und die Außenkanten zurechtgeschnitten. An der Universität Heidelberg wurde ein Teststand zur Charakterisierung von SiPM-Eigenschaften aufgebaut. Dort wurden Messungen bezüglich Breakdown-Spannung, DCR, Gain sowie Pixel-Pixel-Crosstalk für einige Exemplare pro Liefereinheit durchgeführt [90]. Auch die ASICs wurden mit einem Teststand der Universität Wuppertal bezüglich ihrer Funktionalität (ADC, TDC, Versorgungsspannung und Pre-amplifier) getestet [120]. Die SMD-Komponentenbestückung erfolgte am DESY mit anschließenden Funktionalitätstests bevor diese mit den eingepackten Szintillatorkacheln nach Mainz transportiert wurden.

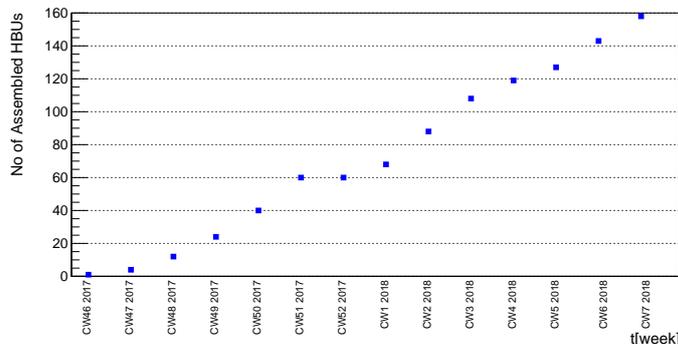


Abbildung 5.15.: Zeitlicher Ablauf der Bestückung.

Der letzte Produktionsschritt erfolgte anhand der automatisierten Kachelbestückung in Mainz. Das Auftragen des Klebers wurde mit einem Siebdrucker des Typs SP600 [113] durchgeführt. Die Kachel-Positionierung setzte ein Bestückungsautomaten des Typs BA392V [116] um. Das Ziel vier HBU-Boards pro Werktag zu bestücken konnte an allen Tage erreicht werden, an denen genug Bauteile vorhanden waren. Es kam während der Bestückung zu Lieferengpässen bei der HBU-PCB-Produktion, wodurch zwischenzeitlich kleinere Produktionspausen entstanden (Abb. 5.15).

5.4. Zusammenfassung und Ausblick der automatisierten Bestückung

Es wurden zwei verschiedene Kachel-Bestückungsstraßen in dieser Arbeit untersucht. Als erste Bestückungsstraße wurde eine M10V-Bestückungsautomat eingesetzt, der ein Dispensing-Verfahren für den Klebstoffauftrag einsetzt und die Szintillatorkacheln darauf platziert hat. Sechs HBU-Boards wurden mit diesem Verfahren ohne Fehler bestückt. Dabei wurde festgestellt, dass die gewählte Umsetzung des Dispensing mit kleinen aber sehr reproduzierbaren Klebepunkten mit dem eingebauten System zu einem guten Druckergebnis führt, sich allerdings als sehr langsam erweist. Durch die Anschaffung eines spezifischeren Dispensing-Systems könnte dieses Problem umgangen werden. Entweder sollte das System in der Lage sein reproduzierbare große Klebepunkte zu setzen oder alternativ auch langgezogene Klebstoffmuster wie z.B. Klebelinien drucken zu können.

Das Siebdruckverfahren mit der SP600 bei der zweiten Bestückungsstraße brachte die gewünschte Beschleunigung des Klebeprozesses. Mit diesem Verfahren wurde ein Bedrucken der Boards innerhalb von 3-7 min je nach Anzahl der Rakelvorgänge erreicht. Je mehr Boards bedruckt wurden, desto schneller wurde der Prozess, was an der Klebstoff-Menge in den Löchern der PumpPrint-Schablone lag. Bei einem Durchlauf mit einer höheren Anzahl an Boards kann also angenommen werden, dass die Prozessdauer von 3 min weiter verringert oder gehalten werden kann. Ebenso könnte die Schablone weiter modifiziert werden, z.B. mit einer geringeren Dicke und gegebenenfalls breiteren Löchern, was das Auffüllen des Klebstoffs beschleunigen sollte.

Für einen möglichen nächsten Bestückungslauf sind nur kleinere Verbesserungen notwendig. Die Schablone wurde nach jedem Bestückungstag manuell gereinigt, da kein passendes Ultraschallbad zur Verfügung stand. Eine größere Maschine sollte das Problem lösen können, da das Konzept mit einer kleineren Schablone bereits erfolgreich getestet wurde.

Der zweite getestete Bestückungsmaschine, die BA392V1-V, benötigte zum Platzieren 7 min mit der langsamsten Einstellung. Durch die nicht eingehaltenen Kacheltoleranzen, entweder durch Folienabriss oder durch das Spritzgussverfahren, kam es während der Bestückung vermutlich zu Kollisionen. Es wird empfohlen bei der nächsten Produktion strengere Spezifikationen festzulegen. Das manuelle Handling der Kacheln kann auch reduziert werden, z.B. indem direkt nach dem Kacheleinpacken die Bauteile in ein Tape überführt werden. Dazu müsste lediglich eine Taping-Maschine direkt mit der Einpackmaschine verschaltet werden, was den Folienabriss minimieren könnte. Eine Platzierung mit den schnellsten Einstellungen benötigt 3 min zum vollständigen Bestücken eines HBU-Boards.

Letztendlich lässt sich vorbehaltlos feststellen, dass die gewählte Form der Massenbestückung mit kleineren Optimierungen erfolgreich umsetzbar ist. Die Bestückung eines HBU-Moduls mit den erwähnten Optimierungen lässt sich innerhalb von ~3 min fertigstellen. Mit schnelleren Maschinen oder mit einer zweiten Produktionsstraße ist das Ziel von 144 s pro HBU-Board realisierbar.

5.4. Zusammenfassung und Ausblick der automatisierten Bestückung

Das Konzept, SMD-Bestückungsmaschinen für ein automatisiertes Verkleben und Anbringen von Szintillatorkacheln auf Ausleseboards zu nutzen, wurde als so erfolgreich eingestuft, dass die Massenbestückung des Scintillator-on-Tile-Parts des CMS High Granular Calorimeter (CMS HGCALE) für den High Luminosity LHC (HL-LHC)[121][50] mit $\sim 400\,000$ Kanälen aktuell in modifizierter Form adaptiert wird. Dabei werden die eingepackten Szintillatorkacheln mit einer Bestückungsmaschine auf Klebstoff gesetzt, welche ähnlich wie bei dem Klebstoffauftrag der ersten sechs SMD-HBU2-Boards durch ein Dispensersystem derselben Maschine aufgetragen werden [122]. Das Klebstoffmuster besteht dabei aus Linien statt aus Punkten, welches das Verfahren beschleunigt [123].

6. Kalibrierung der HBU-Boards

Für die Kalibrierung der fertig bestückten HBU-Boards wurde im Rahmen dieser Dissertation ein Teststand für kosmische Myonen aufgebaut. Insgesamt wurden 155 von 158 der in Mainz bestückten SMD-HBU3-Boards des technologischen AHCAL-Prototypen kalibriert¹. Das entspricht 22 320 Kanälen, welche innerhalb eines strengen Zeitplans getestet werden mussten. Die drei nicht getesteten HBU-Boards wiesen Defekte auf, die nicht in Mainz behoben werden konnten.

Teile dieses Kapitels wurden im Konferenzbeitrag zur IEEE 2018 (P. Chau on behalf of the CALICE AHCAL groups - „Construction, Commissioning and First Results of a Highly Granular Hadron Calorimeter with SiPM-on-Tile Read-out“ [71] ©2018 IEEE) und in zwei AIDA-2020-Reports (P. Chau, N. van der Kolk, K. Briggel - „Specification of Systems for Highly Granular Scintillator Test“ [124] und Y. Munwes, P. Chau, F. Simon - „Performance of Test Infrastructure for Highly Granular Optical Readout“ [90]) veröffentlicht.

6.1. Teststand für kosmische Myonen

Das Kernstück des Teststands sind zwei Triggerlagen, welche ungefähr die Größe eines HBU-Boards abdecken. Jede Lage besteht aus zwölf in Reflektorfolie eingepackte Plastikszintillatorstreifen (je $365 \times 30 \text{ mm}^2$ mit einer Dicke von 12 mm). Diese werden jeweils mit einem Hamamatsu R6095-PMT [125] ausgelesen. Hierzu wurde das Halterungsdesign vom MUV1-Aufbau des NA62-Experiments leicht variiert [89]. Das Voltage-Divider-Design wurde ebenfalls vom NA62-MUV1 adaptiert (Kap. A.2.1). Die Szintillatoren liegen auf einer mit Pinstiften versehenen Trägerplatte, welche die Streifen fixiert positioniert. Der Abstand der Szintillatorlagen lässt sich vertikal variieren (Abb. 6.1 (a)). Die mechanische Struktur wurde aus Aluminium-Profilen hergestellt. Durch diese flexible Bauweise lässt sich die Triggerfläche für andere Messungen reduzieren (z.B. wurden im frühen Aufbaustadium des Teststands Kalibrierungen mit acht Szintillatorstreifen durchgeführt [98]).

Das Setup wurde in einer großen Dunkelbox ($180 \times 130 \times 80 \text{ cm}^3$) platziert, die mit Kabeldurchführungen und zwei Patchpanels ausgerüstet ist. Ein Ventilationssystem sorgt für einen Abwärmtransport. Zusätzliche Lüfter wurden neben den Interface-Boards platziert, da diese die Hauptwärmequelle einer HBU-Messung darstellen. Da die Temperatur bei einem Betrieb von vier HBU-Boards vergleichbar mit dem einer

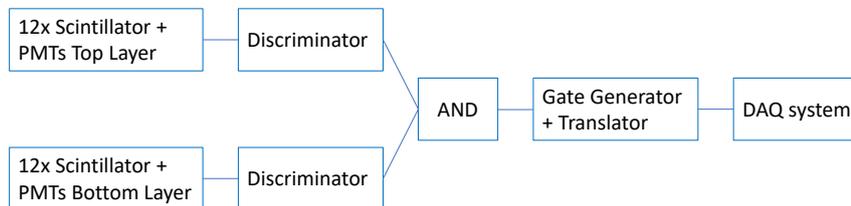
¹Mit einem provisorischen Aufbau, bestehend aus Komponenten des Teststands, wurde das erste SMD-HBU1-Board vermessen (s. Kapitel A.2.2 und [98]). Ebenfalls wurden fünf SMD-HBU2-Boards mit dem nahezu vollständigen Teststand kalibriert (Kap. A.2.3).

6. Kalibrierung der HBU-Boards



(a) Abbildung des Teststands.

(b) Nahansicht des Teststands. Die Abbildung wurde in [90],[71]©2018 IEEE veröffentlicht.



(c) Schaltplan des Teststands.

Abbildung 6.1.: Teststand zur Kalibrierung von HBU-Boards.

Testbeam-Messung ist, wurde in diesem Fall auf deren Einsatz verzichtet. Bei einem Betrieb von mehr als vier HBU-Boards ist ein Lüfterbetrieb jedoch sinnvoll. Um sicherzustellen, dass die Temperaturlimits bei Langzeitmessungen nicht überschritten werden, wurde mit Hilfe des PRISMA-Detektorlabors eine Interlockeinheit (Abb. A.15) entwickelt. Diese ist mit Temperaturschaltern ausgerüstet, welche auf den Interface-Boards der HBU-Boards platziert werden. Wenn die Temperatur an dem festgelegten Referenzpunkt (wärmste Stelle des DIF-Boards) $65\text{ }^{\circ}\text{C}$ übersteigt, werden alle angeschlossenen Spannungsversorgungen in der empfohlenen Reihenfolge abgeschaltet.

Für den Betrieb der HBU-Boards wurden spezielle Kabel produziert (Abb. A.14), um alle angeschlossenen SiPM-HV- und 12 V -Leitungen parallel betreiben zu können. Dadurch werden bei einem Betrieb von vier HBU-Boards sechs Spannungsversorgungskanäle eingespart. Die 4.5 V -Kanäle, welche wesentlich mehr Strom benötigen (bis zu $\sim 2\text{ A}$), werden dabei aus Sicherheitsgründen einzeln versorgt.

Für die Arretierung der HBU-Boards untereinander wurde ein Rahmen konzipiert (Abb. A.13). Dieser sorgt dafür, dass die HBU-Module in allen Achsen wohldefiniert positioniert werden können. Die HBU-Boards werden dabei jeweils auf einer Basisplatte befestigt, welche in dem Rahmen eingeschoben und arretiert wird. Es passen bis zu zehn HBU-Module in das derzeitige Halterungssystem. Der Rahmen ist dabei so konzipiert, dass die HBU-Boards abwechselnd von beiden Seiten eingeschoben werden müssen, da die Bauteilhöhe auf den Interface-Boards wesentlich höher als die der

6.2. Kalibrierung der Lichterträge der HBU-Boards

HBU-Boards sind. Aufgrund der begrenzten Anzahl an verfügbaren Interface-Boards wurden alle beschriebenen Messungen mit maximal vier HBU-Modulen durchgeführt. Das Triggersignal wird durch folgende Verkettung erzeugt (Abb. 6.1 (c)): Die einzelnen PMTs werden je nach Lage (Top/Bottom) an einen der beiden V895-Leading-Edge-Diskriminatoren [126] angeschlossen. Hierbei wird der OR-Ausgang des Diskriminators genutzt, um ein vorhandenes Signal, welches eine Lage triggert, auszugeben. Beides wird mit einem logischen AND-Modul (LeCroy Model 622 [127]) bei vorhandener Koinzidenz in einem Signal zusammengefasst. Dieses NIM-Signal wird in einen Gate-Generator (LRS Model 222 [128]) weitergeleitet, welches das Triggersignal passend (TTL und ~ 100 ns lang) über das CCC, das die HBU-Auslese kontrolliert, in die DAQ einspeist.

6.2. Kalibrierung der Lichterträge der HBU-Boards

Die integrierte Ladung eines SiPM-Signals (inklusive Signalshaping und Vorverstärkung) wird in ADC-Einheiten (Analog-to-Digital-Converter-Einheiten) des ASICs ausgegeben. Wird nun ein größeres Signal gemessen, wie in diesem Fall der Lichtertrag eines MIPs, so kann dieses durch folgende Formel in die Anzahl der ausgelösten SiPM-Pixel konvertiert werden:

$$LY[\text{p.e.}] = \frac{LY[\text{ADC}] - \text{Pedestal}[\text{ADC}]}{\text{Gain}[\frac{\text{ADC}}{\text{p.e.}}]} \quad (6.1)$$

Für eine Lichtertragskalibrierung müssen also im Vorfeld Pedestal und Gain bestimmt werden.

Es wurde eine Standardprozedur festgelegt, um einen möglichst effektiven Messbetrieb zu gewährleisten. Zunächst mussten vor jeder Messung die HBU-Module auf Betriebstemperatur gebracht werden. Es wurde als Erstes eine lange Messung mit kosmischen Myonen (meistens ~ 18 – 24 h) durchgeführt. Im Nachhinein wurden nur die Daten im Temperaturplateau genutzt. Es folgte dann eine Messung mit variierter LED-Spannung und ein Durchlauf ohne aktivierte LEDs, um Pedestal bzw. Untergrund zu messen. Durch diese Messreihenfolge wird sichergestellt, dass alle Messungen in derselben Umgebungstemperatur durchgeführt werden, da die Temperatur im klimatisierten Raum sehr stabil ist.

In den nachfolgenden Unterkapiteln werden die Kalibrierungsverfahren² der im Teststand charakterisierten HBU-Module des technologischen AHCAL-Prototypen und deren Ergebnisse vorgestellt. Basierend auf einem gemeinsam erstellten Analyseverfahren von Y. Liu, N. Bhatti und P. Chau [98] wurden optimierte Fit-Verfahren für Pedestal-, Gain- und Lichtertragsbestimmungen entwickelt. Die Herausforderung lag darin eine große Anzahl an unterschiedlichen Kanäle ($\sim 22\,000$) und Memoryzellen ($\sim 334\,000$) fehlerfrei, präzise und automatisiert zu charakterisieren. Die Fehleranfälligkeit der

²In ähnlicher Weise, aber mit unterschiedlichen Analyseverfahren, wurden bereits in der Vergangenheit verschiedene HBU-Prototypen analysiert (beispielsweise [104][129][130][98]).

6. Kalibrierung der HBU-Boards

Analyseverfahren wurde dabei auf ein Minimum reduziert. Die Automatisierung der Analyse wurde mit Hilfe von Bash-Skripten auf MOGON [131] realisiert und die Performance dabei optimiert. Eine Qualitätskontrolle wurde für alle drei Größen hinzugefügt, um fehlerhafte bzw. tote Kanäle zu erkennen und um den bestmöglichen Wert abzuschätzen. Des Weiteren wurde die Analyse mit optimierenden Daten-Selektionen sowie Korrekturen erweitert, welche in den folgenden Kapiteln erläutert werden.

6.2.1. Pedestal-Messung

Eine Pedestal-Kalibrierung ist für jede einzelne Memoryzelle aufgrund ihrer individuellen Ladungsfluktuationen erforderlich (Abb. 6.2 (a)).

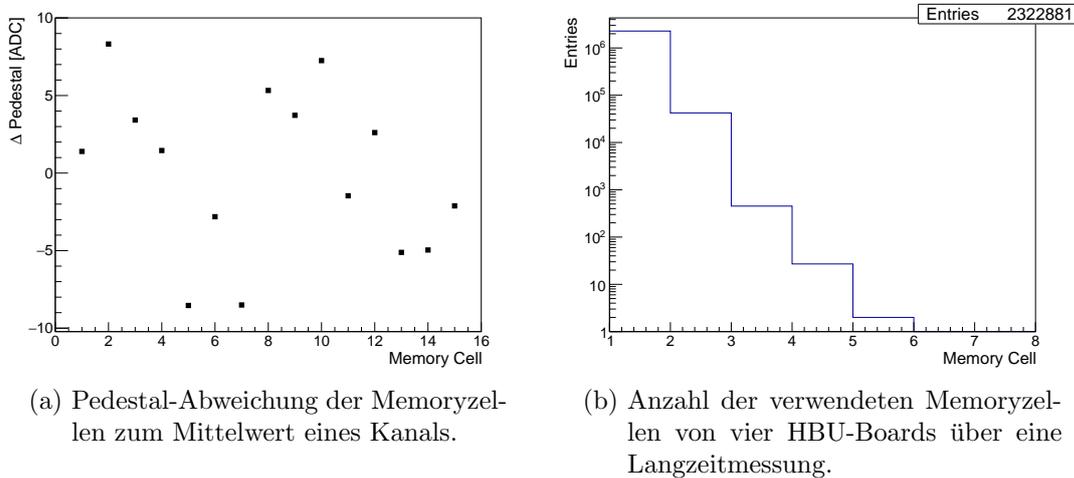


Abbildung 6.2.: Pedestal-Fluktuationen und Auslastung der Memoryzellen während einer Kalibrierung mit kosmischen Myonen.

Die HBUs werden im externen Triggermodus betrieben, wodurch im CALIB-Board 16 Triggersignale in einem konstanten zeitlichen Abstand erzeugt werden. Diese bringen das HBU-Board zum Auslesen des jeweiligen momentanen ADC-Werts. Mit diesen Werten (3000 pro Memoryzelle) lässt sich ein Histogramm für jede einzelne Memoryzelle erstellen. Durch die große Anzahl von benötigten Fits (insgesamt 334 800) wurde die gesamte Analyse mit Bash-Skripten automatisiert und für einen schnellen Durchlauf optimiert. Es wurde ein Peakfinder implementiert, welcher den groben Fit-Bereich anpasst. Ein Fit einer Gauß-Funktion bestimmt den ADC-Wert, welcher der wahrscheinlichsten Position des Pedestals entspricht (Abb. 6.3 (a)).

Die ASIC-Mittelwerte können sich jedoch stark unterscheiden, was in Abbildung 6.4, der Darstellung aller gemessenen Pedestal-Werte sortiert nach der Bestückungsreihenfolge³ des jeweiligen HBU-Boards, ersichtlich wird. Dort sieht man z.B. beim

³In diesem Kapitel macht es in Hinblick auf die zeitliche Lichtertragsentwicklung Sinn, konsistent diese Darstellung einzusetzen. Alle 2D-Histogramme über die HBU-Boards folgen derselben Anordnung der in Mainz durchgeführten Bestückungsreihenfolge (Nummerierung: 1 – 158).

6.2. Kalibrierung der Lichterträge der HBU-Boards

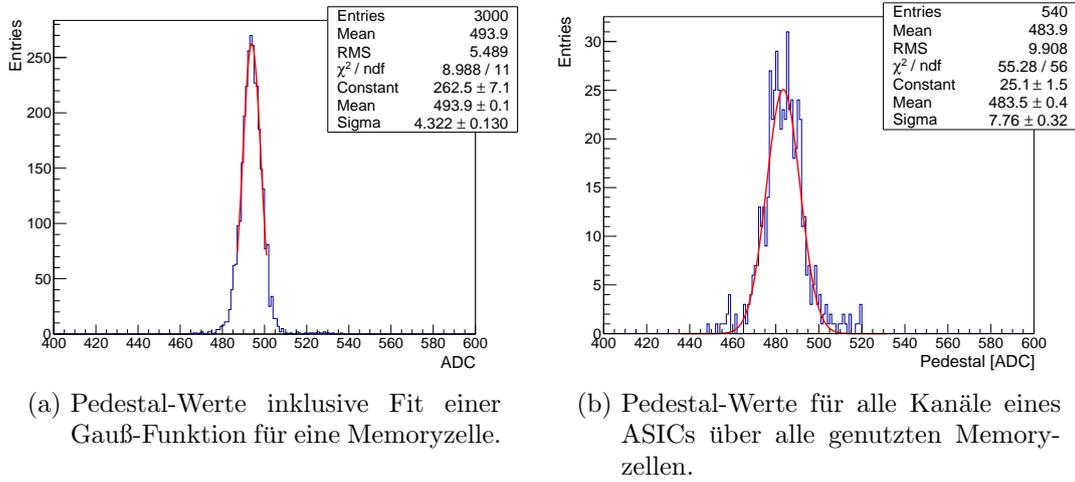


Abbildung 6.3.: Übersicht einer Pedestal-Messung.

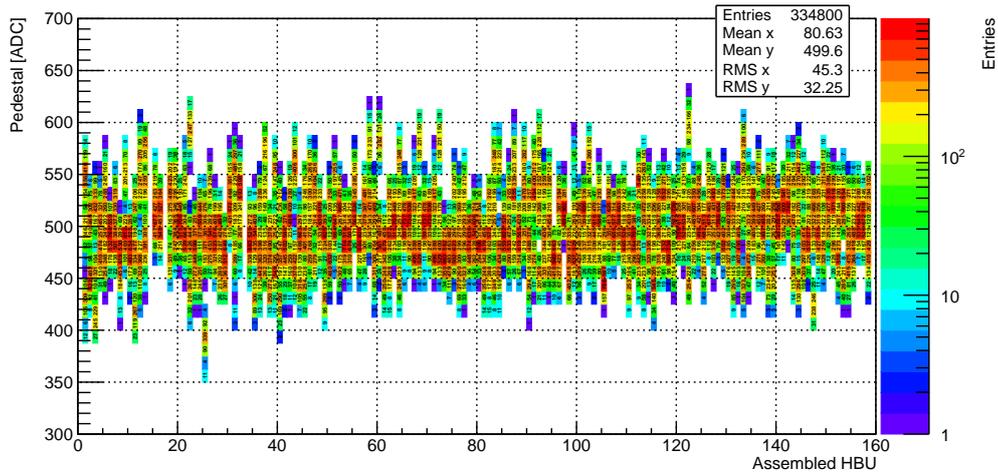


Abbildung 6.4.: Verteilung der Pedestal-Werte aller kalibrierten HBU-Boards (sortiert nach der Bestückungsreihenfolge).

26. bestückten HBU-Board ein Cluster mit 540 allesamt auf einem ASIC befindlichen ADC-Werten, die kleiner als die restlichen ADC-Werte des gleichen Boards sind. Üblicherweise sind die Fluktuationen aller Memoryzellen in einem ASIC dabei recht niedrig und die relative Standardabweichung $\sigma_{\text{rel}} = \frac{\sigma_{\text{ADC}}}{\text{ADC}}$ liegt bei $< 2\%$ (Abb. 6.3 (b)). Bestätigt wird die Größenordnung durch die Darstellung über die ASICs der 155 kalibrierten HBU-Boards in Abbildung 6.5. Dabei wird das Verhältnis der Pedestals der einzelnen Memoryzellen zum ASIC-Mittelwert aufgetragen und mit 1 subtrahiert.

6. Kalibrierung der HBU-Boards

Die relative Standardabweichung über alle Boards beträgt auch hier $< 2\%$ (Abb. 6.5). Weite Ausläufer treten dabei nur lokal auf zwei verschiedenen ASICs auf.

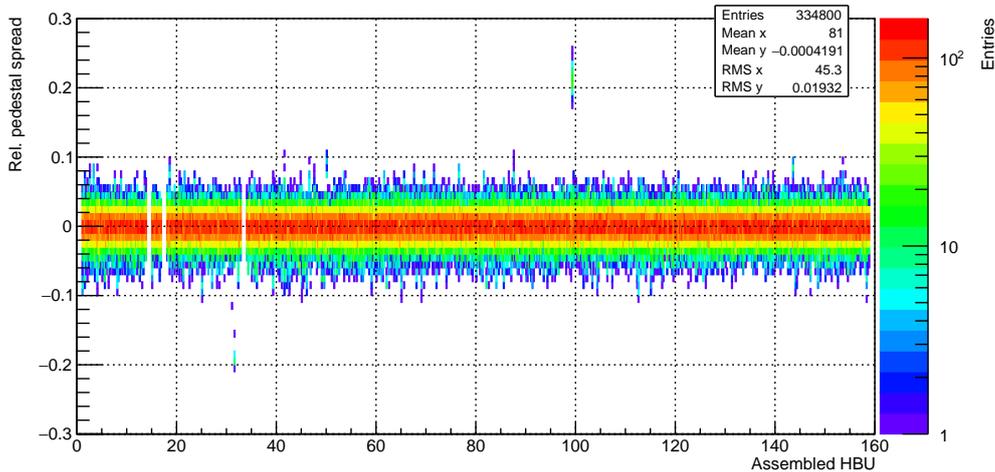


Abbildung 6.5.: Verteilung der relativen Pedestal-Werte zum jeweiligen ASIC über die kalibrierten HBU-Boards.

In der Testbeam-Analyse werden die Pedestals aus Validierungstriggerdaten gewonnen, um Pedestal-Korrekturen des Lichtertrags durchzuführen. Hierzu muss zunächst die Datenauslese eines HBU-Boards erläutert werden: Wenn in einem Kanal ein hohes ADC-Signal vorhanden ist und dieses zusätzlich validiert wird, werden auf einem ASIC alle ADC-Daten der 36 Kanäle in dem spezifischen Zeitraum gespeichert. In den meisten Fällen gäbe es dann einige Kanäle mit Hitbit = 1 (dort wo ein physikalisches Ereignis gemessen wurde) und bis zu 35 Kanäle mit Hitbit = 0. Diese Daten mit Hitbit = 0 werden bei der Testbeam-Analyse für die Bestimmung des Pedestals genutzt.

Bei einer Messung mit kosmischen Myonen ist ein ähnliches Verfahren nicht ohne kleine Effizienzverluste möglich, da die Ereignisrate (inklusive Noise-Ereignisse⁴) im Validierungstriggermodus so niedrig ist, dass für gewöhnlich nur ein Bruchteil der Memoryzellen genutzt wird. In Abb. 6.2 (b) sind die benutzten Memoryzellen (mit Hitbit = 1, sehr hohe Wahrscheinlichkeit, dass es ein nutzbares Myonenereignis ist) von allen vier HBU-Boards einer Langzeitmessung (doppelt so viel Statistik wie normale Messungen) abgebildet. Hieraus ist ersichtlich, dass selbst für die zweite genutzte Memoryzelle mit $\sim 40\,000$ Ereignissen eine Kalibrierung schwierig ist. Bei einer gleichmäßigen Verteilung dieser $\sim 40\,000$ Ereignissen auf 16 ASICs gäbe es weniger als ~ 2500 Ereignisse pro Kanal, abzüglich des Ereignisses in dem das Myon bzw. Noise gemessen wird. Da diese Messung mit doppelter Statistik durchgeführt wurde, muss diese Zahl halbiert werden. Hinzu kommt noch, dass die Signale der Daten mit Hitbit = 0 breiter

⁴Der Noise, welcher in den 16–32 ns-Zeitfenster fällt, in welchem alle Ereignisse über der eingestellten Schwelle validiert werden. Diese Größe unterscheidet sich ebenfalls ASIC- und Kanalweise.

6.2. Kalibrierung der Lichterträge der HBU-Boards

sind als jene, die mit dem externen Trigger aufgenommen wurden [132] und aus diesem Grund schwieriger zu kalibrieren sind. Die Memoryzellen 3-5 wären in dem Fall nicht kalibrierbar und somit auch nicht für eine kosmische Myonenmessung nutzbar. Die Differenz der beiden Methoden $\text{Ped}_{\text{valid}} - \text{Ped}_{\text{ext}}$ ist dabei auf $\sim +10 \pm 10$ ADC für die SPIROC2b-ASICs⁵ beziffert [132]. Eine Implementierung sollte in einer nachfolgenden Messung in Betracht gezogen werden, da selbst bei einer nicht nutzbaren Memoryzelle 2 $\sim 97\%$ der Daten potentiell vergleichbarer wären. Die Abweichung nimmt dabei relativ zur Größe des Signals ab (für MIPs je nach Gain und Lichtertrag $\sim 0.7 - 2\%$). Die nullte Memoryzelle wurde im ganzen Messverfahren sicherheitshalber nicht genutzt, da auf den Vorserienboards (bestückt mit SPIROC2b) Probleme mit der Datennahme aufgetreten sind. Da in einer kosmischen Kalibrierung nur maximal fünf Zellen genutzt werden, hat dies nur einen kleinen Einfluss auf die Messeffizienz, da ein vorzeitiges Auslesen erst bei voller Memoryzellen-Auslastung stattfindet.

6.2.2. Gain-Messung

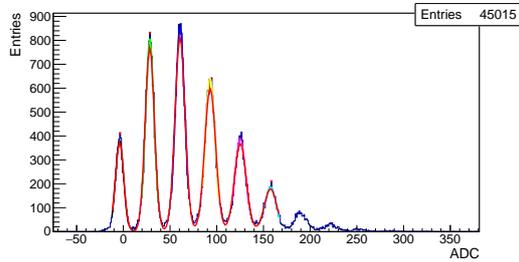
Die Gain-Bestimmung wird mit Hilfe einer Messung mit dem externen Trigger des CALIB-Boards, welcher mit den LEDs verknüpft ist, bestimmt. Die LED-Spannungen wurden dabei in 50 mV-Schritten⁶ in einem Bereich von 5000-7000 mV variiert. Jede Messung enthält für jede Memoryzelle 3000 ADC-Einträge. Dadurch wird gewährleistet, dass für jede einzelne Spannung genügend Statistik vorhanden ist. Da die LEDs aufgrund ihrer Produktionsweise im niedrigen Photonen-Ausgabebereich schwankend und nicht vorkalibriert sind, muss ein gewisser Spannungsbereich genutzt werden. Dies stellt sicher, dass für jeden einzelnen Kanal der $\sim 22\,000$ SiPMs Single-Photon-Spectra (SPS) mit ausreichender Peak-Anzahl aufgenommen werden. Es wurde beobachtet, dass bei zu hoher Spannung und zu vielen Peaks die Verteilung zu breit und infolgedessen eine Peak-Separierung deutlich schwieriger wird und eine Anzahl von weniger als zehn Peaks optimal ist.

Zunächst wurden alle aufgenommenen ADC-Werte bezüglich ihres jeweiligen Memoryzellen-abhängigen Pedestal-Werts korrigiert. Das hat zur Folge, dass die einzelnen Peaks wesentlich besser separiert werden können (Abb. 6.6 (a): Charakteristisches SPS mit Pedestal-Korrektur), was die Arbeitsweise des ersten Arbeitsschrittes, den Peakfinder, wesentlich vereinfacht. Hierzu wird die TSpectrum-Funktion in ROOT genutzt [133], welche lokale Peaks identifizieren kann (mit einer einstellbaren relativen Höhe zum Maximalwert). Danach wird als Teil der Qualitätskontrolle überprüft, ob die gefundenen Peaks um den erwarteten ADC-Wert (inklusive Toleranz) liegen. Ansonsten werden diese Ereignisse verworfen. Anschließend wird ein linearer Fit der gefundenen Peaks durchgeführt. Aus diesen Werten wird ein Mittelwert für jeden ASIC bestimmt, der dann als Startparameter des zweiten Durchlaufs für den erwarteten Abstand zwischen den Peaks dient. Wieder wird ein Multippeakfinder ge-

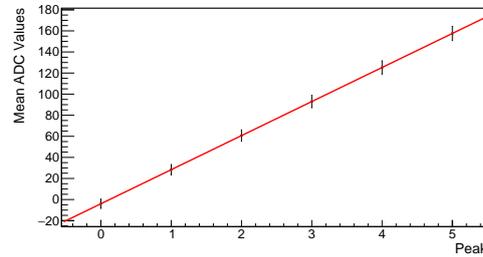
⁵Für die HBU-Boards des technologischen AHCAL-Prototyps werden SPIROC2e verwendet und die Schwankungen könnten entsprechend abweichen.

⁶Durch die gewonnenen Erfahrungen von vorherigen SMD-HBU-Generationen wurde eine 50 mV-Schrittgröße gewählt [98][109].

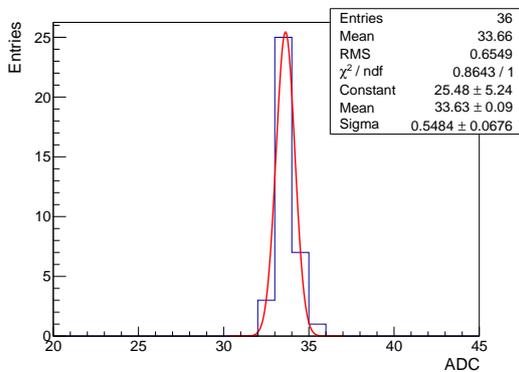
6. Kalibrierung der HBU-Boards



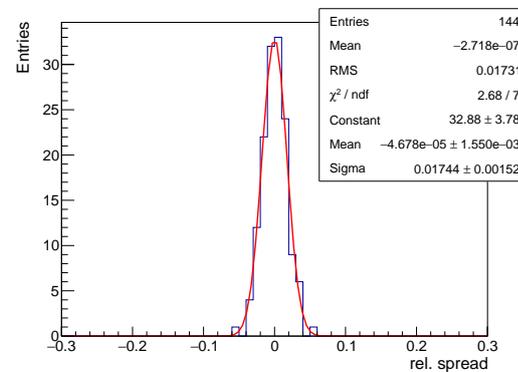
(a) Multigauß-Fit für einen Kanal. Eine modifizierte Version der Abb. wurde in [71] ©2018 IEEE veröffentlicht.



(b) Linear-Fit über die ermittelten Peak-Positionen.



(c) Gain-Abweichung für einen ASIC. Eine modifizierte Version der Abb. wurde in [71] ©2018 IEEE veröffentlicht.



(d) Relative Gain-Abweichung für ein HBU-Board (nach jeweiligen ASIC Mittelwert normiert).

Abbildung 6.6.: Gain-Bestimmung mit Multigauß- und Linear-Fit und deren Abweichungen über einem ASIC bzw. einem HBU-Board.

nutzt, jedoch wird dieses Mal auf jeden einzelnen Peak ein Fit einer Gauß-Funktion durchgeführt (Abb. 6.6 (a): verschieden farbige Fits von Gauß-Funktionen über jeden Peak). Daraufhin wird eine Addition der Gauß-Funktionen mit den korrespondierenden Startparametern der ermittelten Gauß-Funktionen über die einzelnen Peaks an die Daten des Histogramms angepasst (Abb. 6.6 (a): rote Kurven), um möglichst genaue Werte zu erhalten. Aus dieser Multi-Gauß-Funktion lässt sich eine möglichst präzise Bestimmung der Peak-Positionen gewinnen. Über diese Positionen, inklusive deren Fehler, lässt sich dann ein linearer Fit durchführen (Abb. 6.6 (b)), aus dem der Gain bestimmbar ist (in Form des Steigungsparameter des linearen Fits) ⁷.

Da für jeden Kanal verschiedene Datensätze mit unterschiedlicher Spannungen aufgenommen und außerdem für jeden Datensatz zwei verschiedene Fits mit unterschiedlichen Schwellen des Peakfinders durchgeführt wurden, musste entschieden werden,

⁷Es wurde auch eine Kalibrierung mit einer Fast-Fourier-Transformation (FFT) getestet, allerdings waren die Resultate wie bei ähnlichen Tests [129] nicht gleichwertig gut.

6.2. Kalibrierung der Lichterträge der HBU-Boards

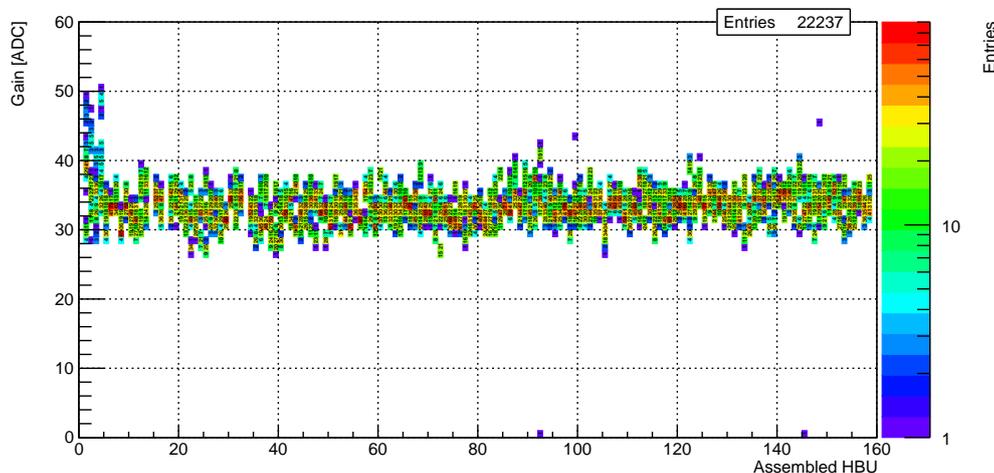


Abbildung 6.7.: Verteilung der Gain-Werte über die gemessenen HBU-Boards.

welcher Wert am passendsten ist. Hierzu wurden bis zu fünf Fits⁸ anhand des χ^2 -Werts und des relativen Fehlers selektiert. Aus diesen fünf Fits wurde der Medianwert gewählt, um große Ausläufer auszuschließen.

Die relativen Abweichungen sind für jeden ASIC mit $< 2\%$ sehr gering (vgl. Abb. 6.6 (c)). Über ein HBU-Board betrachtet sind die relativen Abweichungen jedes Kanals, normiert auf den jeweiligen ASIC-Gain-Mittelwert, ebenso sehr gering (ebenfalls $< 2\%$). Das wird auch bei Betrachtung der Abbildungen 6.7 und 6.8 ersichtlich. Die absoluten Werte befinden sich weitestgehend (ohne die der ersten vier HBU-Module) im Bereich von 26-40 ADC-Werten. Normiert betrachtet sind die meisten Schwankungen zwischen -5 und 5% . Die ersten vier bestückten HBU-Boards wurden im Gegensatz zu den anderen nachfolgenden Modulen zu zweit statt zu viert vermessen. Die Temperatur ist deswegen wesentlich geringer als bei den anderen Messungen (Abb. 6.12) und folglich ist auch der Gain wie erwartet höher. Erschwerend kommt bei diesen beiden HBU-Boards hinzu, dass die Messreihenfolge noch nicht optimiert wurde. Die Gain-Daten für diese HBU-Module wurden bei noch nicht eingependelter Temperatur gemessen, wodurch starke Schwankungen (statt nur einer Verschiebung, vgl. dazu Abbildung 6.8 und 6.7) auftreten können. Grund hierfür ist, dass sich die Temperatur bei Einzelmessungen mit beispielsweise 5600 mV LED-Spannung stark zu der bei 6300 mV LED-Spannung unterscheiden kann.

Der sogenannte Pedestal-Shift erschwert dabei die Gain-Kalibrierung der HBU-Boards. Es wurde beobachtet, dass es abhängig von der Höhe des Signal-Inputs zum

⁸Aus den 82 verschiedenen Durchläufen konvergieren nicht alle Fits, da die LEDs erst ab einer gewissen Spannung Photonen emittieren. Erzeugt die LED zu viel Licht, nimmt auch die Breite der Verteilung zu und eine Peak-Separierung wird erschwert oder gänzlich ausgeschlossen, falls der Dynamikbereich des ADCs überschritten wird.

6. Kalibrierung der HBU-Boards

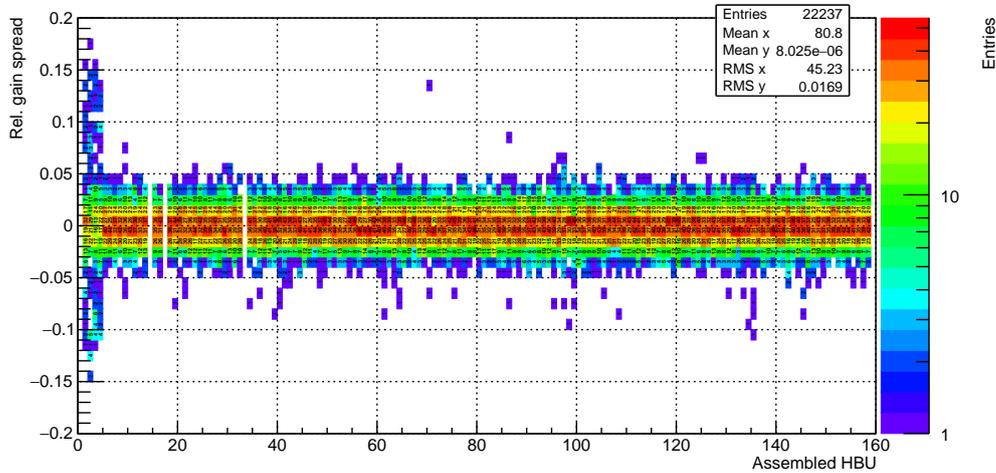


Abbildung 6.8.: Verteilung der relativen Gain-Werte über die gemessenen HBU-Boards.

Teil zu einer Pedestal-Verschiebung in den Nachbarkanälen kommen kann. Wenn beispielsweise mehrere Kanäle eines ASICs hohe Signale haben, kann der Pedestal-Shift so groß sein, dass der korrigierte ADC-Wert negativ wird⁹ [130][99]. Dieser Effekt erschwert nur die Gain-Kalibrierung, da hier alle Kanäle eines ASICs gleichzeitig LED-Licht sehen. Diese Signale sind zum Teil viel größer als beispielsweise ein MIP-Signal. Durch die fluktuierende individuelle Spannungsschwelle einer LED, ab welcher Photonen emittiert werden, kann es dazu kommen, dass einige LEDs erst bei hohen Spannungen von z.B. 6600 mV Einzelphotonen emittieren, während andere bereits bei 5600 mV Licht erzeugen (Abb. 6.9: Abgebildet ist die genutzte Spannung für jeden einzelnen Kanal. Der Mittelwert liegt bei 5950 mV). Die Anzahl der Photonen der bei 5600 mV sensitiven Kanäle wären dementsprechend bei einer 6600 mV Messung sehr groß. Abbildung 6.10 zeigt, wie viele Kanäle auf welchem HBU-Board erfolgreich kalibriert wurden. Es ist zu erkennen, dass der Gain bei den meisten HBU-Boards in allen Kanälen erfolgreich bestimmt werden konnte (lediglich 88 Kanäle inklusive sechs toter Kanäle konnten nicht kalibriert werden, was $\sim 0.4\%$ entspricht). Die ersten vier Boards haben durch die aufgeführten Temperaturaspekte einen größeren Gain und dadurch tritt der Pedestal-Shift früher auf als bei den restlichen HBU-Boards (erkennbar an der erhöhten Anzahl (35 Kanäle) an erfolglosen Fits).

Eine individuelle Kalibrierung und Gruppierung der LEDs für jedes HBU-Board wäre zu aufwendig und ist im Vorhinein deswegen nicht realisierbar. Um den Effekt vollständig zu kompensieren, ist es im Prinzip möglich, eine zweite Gain-Kalibrierung

⁹Die Pedestal-Korrektur per Subtraktion des ermittelten Pedestal-Werts sorgt dafür, dass dieser negativ wird, wenn der Wert kleiner als bei der Pedestal-Erfassung ist. Die Pedestal-Messung ist aufgrund kleiner Signale nicht vom Pedestshift betroffen.

6.2. Kalibrierung der Lichterträge der HBU-Boards

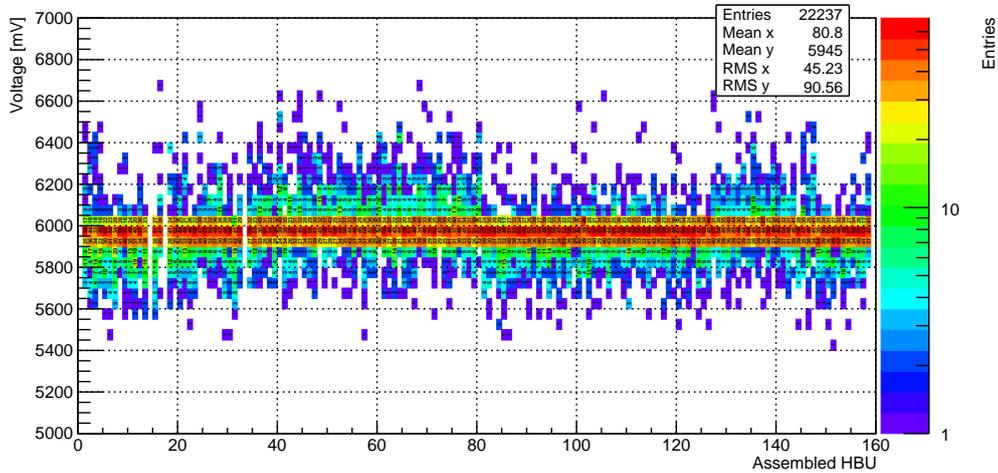


Abbildung 6.9.: Verteilung der gewählten LED-Spannung über die gemessenen HBU-Boards.

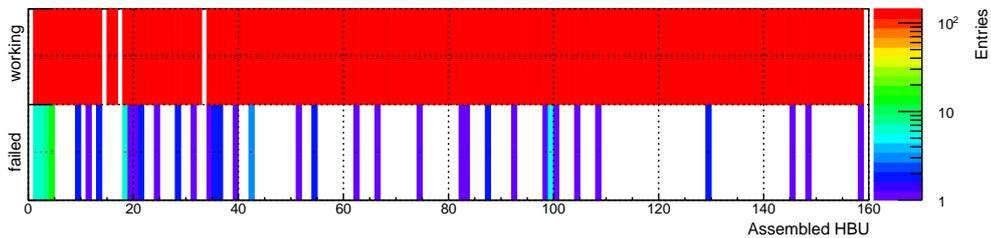


Abbildung 6.10.: Klassifizierung der Gain-Wertbestimmung (erfolgreiche Fits sind in der ersten Zeile eingetragen).

durchzuführen bei denen jene Kanäle deaktiviert sind, die schon erfolgreich kalibriert wurden. Da das in der Praxis sehr aufwendig ist und eine Kalibrierungsanalyse zwischen den beiden Vorgängen durchgeführt werden muss, kann dies nicht in einem Kalibrierungsdurchgang ausgeführt werden. Durch die geringe Abweichung der Gain-Werte eines jeden ASICs werden die fehlenden Gain-Werte mit dem korrespondierenden ASIC-Gain-Mittelwert aufgefüllt.

Die Peaks der SPS sind sehr gut separierbar (Abb 6.6), was für die Vorverstärkereinstellungen einen gewissen Spielraum lässt. Eine Verringerung des Verstärkungsfaktors hat zur Folge, dass der Pedestal-Shift in geringerem Maße eintritt. Das Problem ist bekannt und auch aufgrund der Fähigkeit höhere ADC-Werte auszulesen, wurden normalerweise bei verschiedenen Testbeams die Feedback-Kapazitäten der Vorverstärker, welche den Verstärkungsfaktor regulieren, auf 600 fF eingestellt anstatt auf 200 fF wie

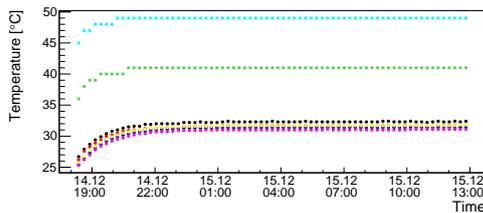
6. Kalibrierung der HBU-Boards

bei der kosmischen Myonenmessung¹⁰. Im Prinzip ist 200 fF für eine MIP-Kalibrierung von Vorteil, da hier die Auflösung höher ist.

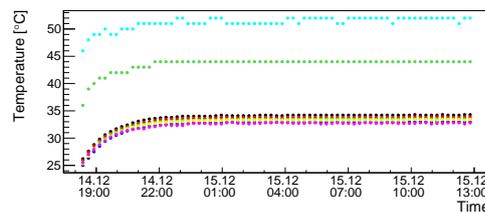
Betrachtet man die ausgewählten Spannungen für die Kalibrierungen, wird ersichtlich, dass ein kleinerer Spannungsbereich ausreicht (vgl. dazu Abbildung 6.9). Bei zukünftigen Messungen mit diesen spezifischen UV-LED- und SiPM-Modellen (LED-Spannungsschwellen- und SiPM-PDE-Abhängigkeit) würde ein Bereich von 5400-6700 mV ausreichen.

6.2.3. Lichtertragskalibrierung

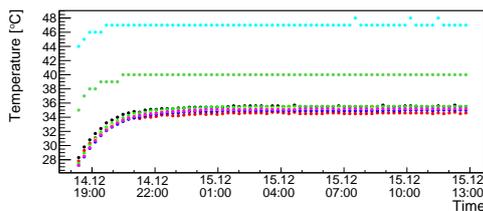
Alle Lichtertragsmessungen wurden mit dem Validierungstriggersystem aus Kapitel 6.1 (Abb. 6.1 (c)) durchgeführt. Durch eine Messdauer über 18 Stunden wird sichergestellt, dass genug Ereignisse für eine Analyse vorhanden sind, trotz Weglassens der Daten außerhalb des Temperaturplateaus innerhalb einer Toleranz von ± 1 °C. In Abbildung 6.11 ist die Temperaturstabilität einer Messung mit vier HBU-Boards dargestellt. Die hellblauen Punkte entsprechen den gemessenen Temperaturen auf dem DIF und die grünen Punkte denen auf dem Powerboard.



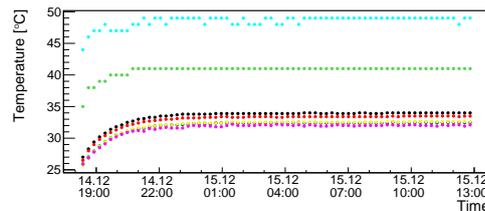
(a) Temperatur eines HBUs in Slot 3.



(b) Temperatur eines HBUs in Slot 5.



(c) Temperatur eines HBUs in Slot 7.



(d) Temperatur eines HBUs in Slot 9.

Abbildung 6.11.: Temperaturstabilität während einer 4-Board-Messung.

Die anderen Punkte beziehen sich auf die sechs Temperatursensoren, welche auf den jeweiligen HBU-Boards verteilt sind. Die Temperatur ist außerdem über alle HBU-Module der gesamten Messung stabil und unterscheidet sich nur durch die Positionie-

¹⁰Die 600 fF-Vorverstärkereinstellungen für den Testbeam-Betrieb wurden erst Ende 2017 bei einem Testbeam am DESY festgelegt, nachdem ein Teil der Massenkalisierung bereits durchgeführt wurde. Um die Messungen konsistent zu halten, wurde an den 200 fF Einstellungen festgehalten [134].

6.2. Kalibrierung der Lichterträge der HBU-Boards

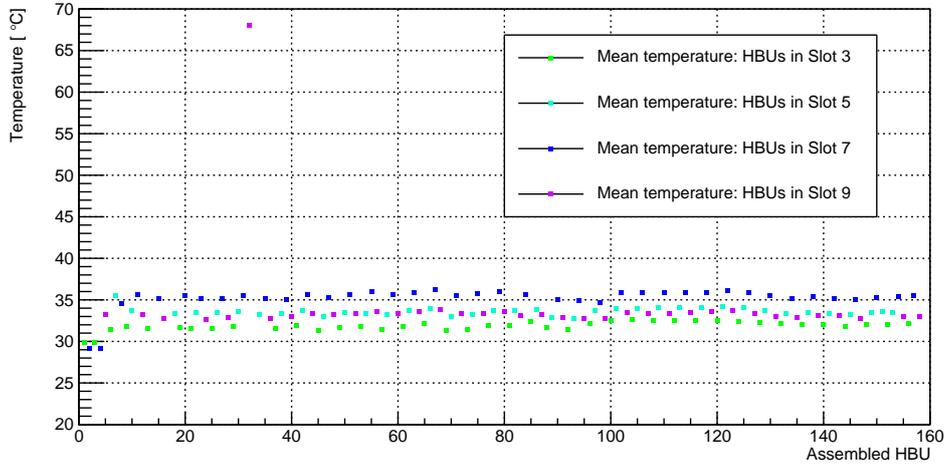


Abbildung 6.12.: Gemessene mittlere Temperatur der HBU-Boards.

Positionierung im Teststand	Slot 3	Slot 5	Slot 7	Slot 9
Mittlere Temperatur [°C]	32.79	34.51	36.45	34.14

Tabelle 6.1.: Mittlere Temperaturen in Abhängigkeit der Position der HBU-Boards während der 4-Board-Messungen.

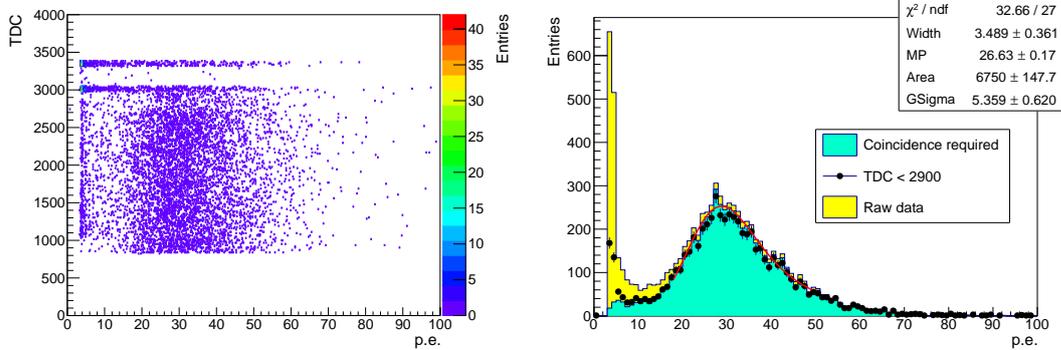
rung innerhalb der verschiedenen Slots im Rahmen. Die in Abbildung 6.12¹¹ dargestellten Werte wurden über die jeweiligen Temperatursensoren T3-T6 auf den HBU-Boards gemittelt. T1 ist nahe am Powerboard und T2 am ASIC positioniert und haben entsprechend höhere Temperaturwerte.

Durch ein Zeitfenster von $\sim 16\text{-}32\text{ ns}$, das am Ende eines jeden $4\text{ }\mu\text{s}$ langen Auslesezeitfensters eines BXID (Bunch Crossing Identification) existiert, in dem der Trigger alle Signale über der Autotrigger Schwelle akzeptiert, muss eine Aussortierung von Noise-Ereignissen durchgeführt werden. Hierzu gibt es zwei verschiedene Wege: Entweder man nutzt den Zeitstempel (d.h. den TDC-Wert¹²), um dieses Zeitfenster auszu-

¹¹Ein HBU-Board war mit defekten Temperatursensoren ausgestattet, wodurch auf diesen eine angebliche Durchschnittstemperatur von $\sim 68\text{ }^\circ\text{C}$ wiedergegeben wurde.

¹²Die Darstellung dieser Datenselektion ist für ein SMD-HBU2-Board abgebildet. Diese nutzt zwei alternierend ansteigende Sägezahn-Funktionen (abwechselnd je nach gerader oder ungerader Auslesezeitfenster (BXID)) [130], deswegen bilden sich durch die verschiedenen nicht kalibrierten Endpunkte zwei Plateaus aus. Für den SPIROC2e, der ASIC-Version des SMD-HBU3-Boards, besteht der TDC aus einer steigenden und fallenden Sägezahnfunktion mit wesentlich besserer Linearität [135]. Hier würden sich die beiden Plateaus am oberen und unteren Ende der Skala manifestieren.

6. Kalibrierung der HBU-Boards



(a) TDC-p.e. Verteilung der Messdaten für einen typischen Kanal.

(b) Vergleich der Daten ohne zusätzliches Selektionskriterium (gelb), mit TDC-Selektion (schwarz) und mit Koinzidenz zwischen zwei Lagen (grün) für einen typischen Kanal.

Abbildung 6.13.: Lichtertragsbestimmung mit verschiedenen Selektionen (am Beispiel eines SMD-HBU2-Boards).

schließen (Abb. 6.13 (a)) oder man kann eine Koinzidenzbedingung bei der Selektion fordern, z.B. mit koinzidenten Hits auf verschiedenen HBU-Boards innerhalb eines BXID-Zeitfensters. Beide Verfahren sind in Abbildung 6.13 (b) für einen typischen Kanal anhand einer SMD-HBU2-Messung dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Koinzidenzmethode effektiver im Beseitigen der Noise-Ereignisse bei vergleichbarer Statistik im MIP-Bereich ist. Da für eine spätere Winkelkorrektur ebenfalls eine Koinzidenz benötigt wird, wird diese Methode für alle folgenden Analysen verwendet.

Die Bestimmung des Lichtertrags erfolgt mit einem Fit einer Faltung aus Landau- und Gauß-Funktion. Die äußeren Kanäle, vor allem jene in den HBU-Ecken, haben aufgrund der Winkelabhängigkeit des Triggers wesentlich weniger Einträge als die in der Mitte des HBU-Boards (Abb. 6.14). Es ist bei diesen Kanälen aufgrund der Statistik schwierig, einen guten Fit durchzuführen (Eckkacheln haben zum Teil nur ~ 200 Einträge). Aus diesem Grund werden für jedes Einzelkanalhistogramm neun verschiedene Fits durchgeführt.

Zunächst wird für jedes Histogramm ein Fit einer Landau-Funktion in einem Bereich von 5 – 40 p.e. durchgeführt, da dieser sehr zuverlässig konvergiert. Der Most Probable Value (MPV) des Landau-Fits dient zur Bestimmung des Bereichs eines nachfolgenden Landau-Gauß-Fits. Die weiteren neun verschiedenen Fits überdecken unterschiedliche Bereiche bezüglich des MPV des ersten Fits und sind in der Tabelle 6.2 aufgelistet. Als Qualitätskontrolle dient ein ähnliches Verfahren wie bei den SPS-Fits zur Gain-Bestimmung. Hierbei werden die Parameter $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$, relativer Fehler, $\frac{\text{Area}_{\text{Fit}}}{\text{Entries}}$ und gaußsche Breite zur Klassifizierung genutzt und ein Fit selektiert.

6.2. Kalibrierung der Lichterträge der HBU-Boards

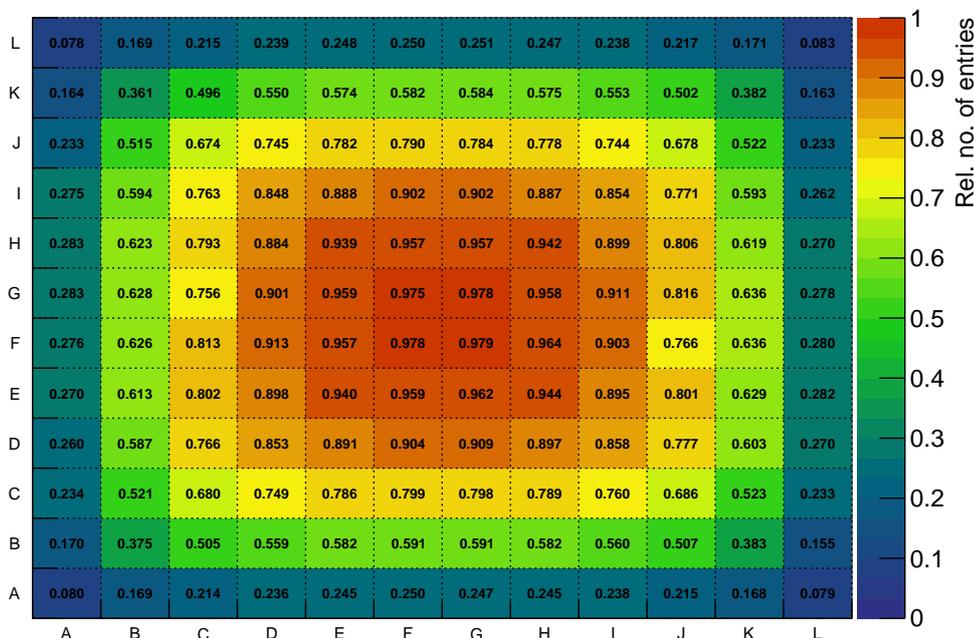


Abbildung 6.14.: Relative Anzahl an Einträgen über alle HBU-Module der Myonen-Messung, normiert auf dem höchsten Kanal des jeweiligen Boards.

Fit-Bereich	nR1	nR2	nR3	nR4	nR5	nR6	nR7	nR8	nR9
min. Wert [MPV]	0.5	0.5	0.55	0.65	0.65	0.5	0.5	0.4	0.4
max. Wert [MPV]	2.0	1.85	1.8	1.8	1.6	2.3	2.6	2.6	2.9

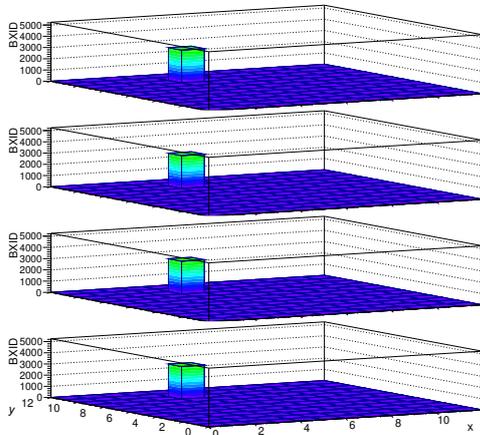
Tabelle 6.2.: Fit-Bereiche der Landau-Gauß-Fits.

6.2.4. Winkelkorrektur

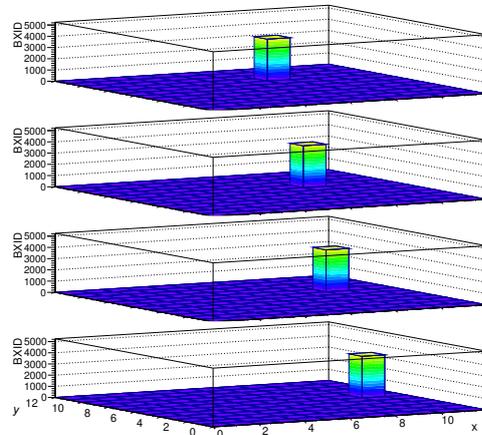
In einem Testbeam treffen die meisten Teilchen praktisch senkrecht auf die Szintillatoren. Bei einer Messung im Teststand ist der Einfallswinkel auf die beiden Triggerszintillatorlagen aufgrund der natürlichen Winkelverteilung der in der Atmosphäre entstehenden Myonen wesentlich größer. Durch einen großen Einfallswinkel wird die Weglänge durch die Szintillatorkachel größer, wodurch das Signal ebenfalls vergrößert wird. Um eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, muss eine Weglängenkorrektur vorgenommen werden.

Ein Winkelkorrekturfaktor wird mit Hilfe der Positionen der getriggerten Kanäle auf den HBU-Boards und der korrespondierenden Slot-Position im Rahmen berechnet. Zunächst werden nur Lagen berücksichtigt, welche Hits im selben BXID-Zeitfenster

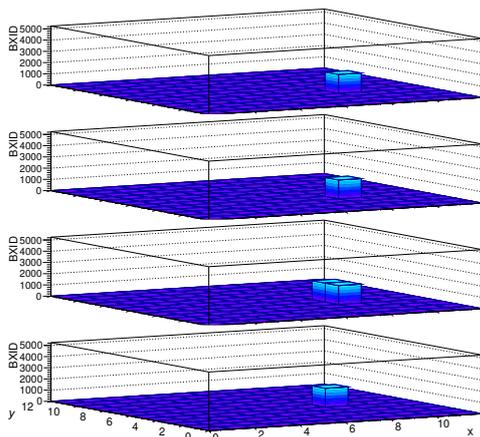
6. Kalibrierung der HBU-Boards



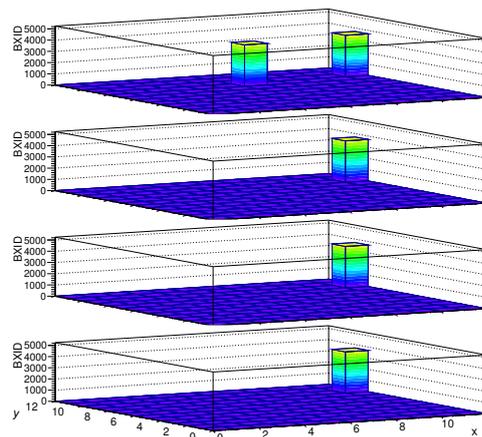
(a) Ereignis mit senkrechtem Einfallswinkel.



(b) Ereignis mit größerem Einfallswinkel.



(c) Ereignis mit zwei Hits in einer Lage (Durchflug des Myons durch zwei Kanälen).



(d) Ereignis mit zwei Hits in einer Lage (Noise).

Abbildung 6.15.: Eventdisplays einer Messung mit vier HBU-Boards.

von $4\ \mu\text{s}$ haben. Durch die ersten beiden Eventdisplays in Abbildung 6.15 kann man erkennen, wie auf solche Weise ausgewählte Ereignisse aussehen (dargestellt sind jeweils die vier HBU-Lagen im Teststand). In Abbildung (a) sieht man beispielsweise ein Myon mit kleinem und in (b) mit größerem Einfallswinkel. Die xy -Ebene zeigt die Position der getroffenen Kanäle. Die BXID ist auf der z -Achse dargestellt, womit erkennbar ist, dass diese Ereignisse im gleichen Zeitfenster vorgekommen sind. Generell wird die Bedingung von nur einem Ereignis pro Lage für eine Messung mit zwei HBU-Boards vorausgesetzt. Für eine 4-HBU-Messung sollten mindestens drei Lagen diese Bedingung erfüllen. Erfüllt eine Lage diese Bedingung nicht, wird das Ereignis auf dieser nicht betrachtet. Erfüllen zwei Lagen die Bedingung von nur einem Ereignis

6.2. Kalibrierung der Lichterträge der HBU-Boards

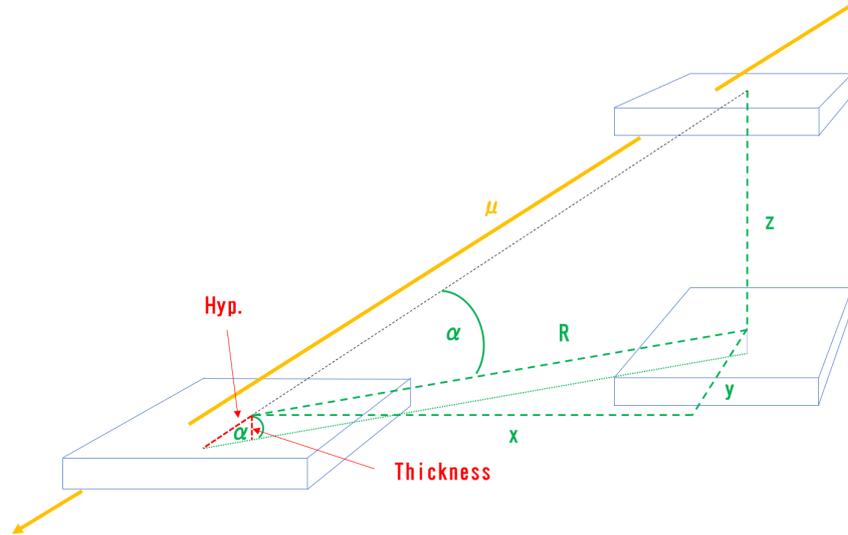
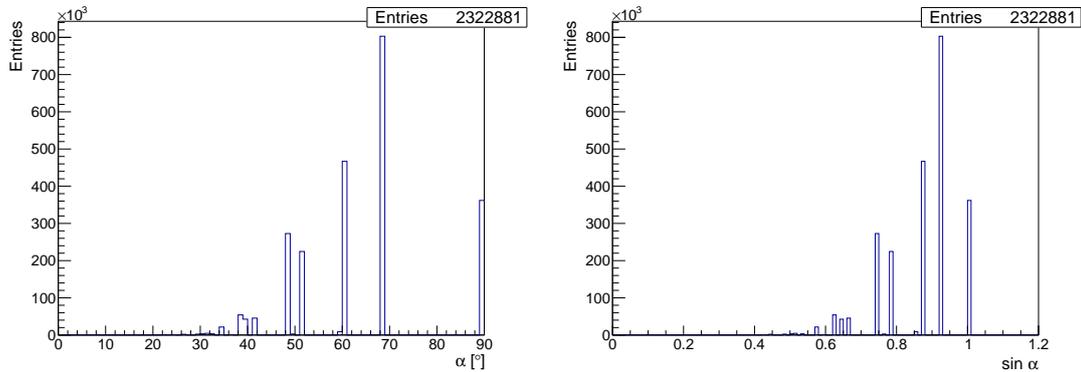


Abbildung 6.16.: Schematische Darstellung der Einfallswinkelberechnung.



(a) Verteilung der für die Korrektur verwendeten Einfallswinkel einer 4-HBU-Messung.

(b) Korrekturwertverteilung einer 4-HBU-Messung.

Abbildung 6.17.: Winkel- und Korrekturwertverteilung einer 4-HBU-Messung.

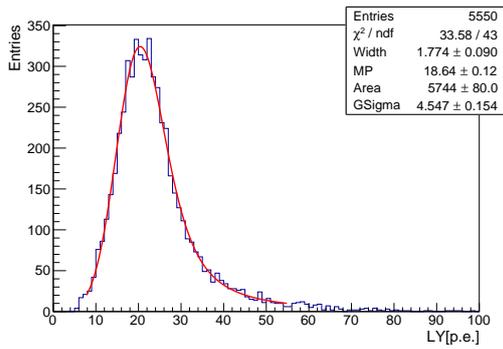
pro Lage nicht, so wird das gesamte Ereignis verworfen. Damit stellt man nicht nur sicher, dass ein teilweiser Durchflug durch die Kacheln (Abb. 6.15 (c)) nicht berücksichtigt wird, sondern auch, dass Noise-Ereignisse (Abb. 6.15 (d)) eliminiert werden. Die Kachelmitten werden in erster Näherung als x - und y -Koordinaten der Teilchendurchgänge verwendet. Die Berechnung des Winkelkorrekturfaktors wird aus den x -, y -, z -Positionen der Hits in den beiden äußeren Lagen durchgeführt. Eine Trajektorie wird berechnet, die den realen Einfallswinkel des kosmischen Myons annähert. Bei einer 4-HBU-Messung wird außerdem überprüft, ob die Hits auf den bei-

6. Kalibrierung der HBU-Boards

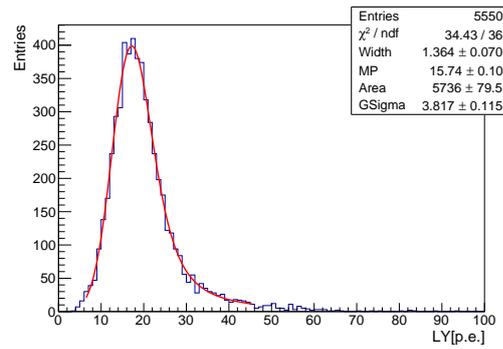
den mittleren Lagen auf dieser Trajektorie (mit einer Toleranz von einer Kachel) liegen. Gibt es mindestens einen weiteren Hit (inklusive der Ein-Hit-pro-Lage-Bedingung), so wird das Ereignis für die Analyse genutzt und die gemessenen MIP-Signale mit einem Korrekturfaktor multipliziert, der wie folgt, berechnet wird:

$$LY_{\text{compensated}} = \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \cdot LY_{\text{measured}} = \sin \alpha \cdot LY_{\text{measured}} \quad (6.2a)$$

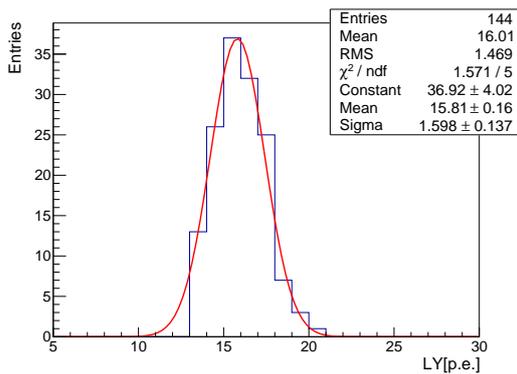
Dabei ist LY_{measured} der gemessene und $LY_{\text{compensated}}$ der um die Durchfluglänge korrigierte Lichtertrag. Abbildung 6.16 zeigt, wie die Variablen bei Durchflug eines Myons mit Einflugwinkel angeordnet sind ($LY_{\text{measured}} \sim \text{Hyp.}$, $LY_{\text{compensated}} \sim \text{Thickness}$). Durch die diskrete Segmentierung entsteht eine diskrete Winkelverteilung (Abb. 6.17). Der dominante Winkel liegt bei 68.26° , was einem Hit-Offset von einer Kachelposition der äußeren HBU-Lagen-Positionen (1&4) in einer Dimension entspricht. Aus der



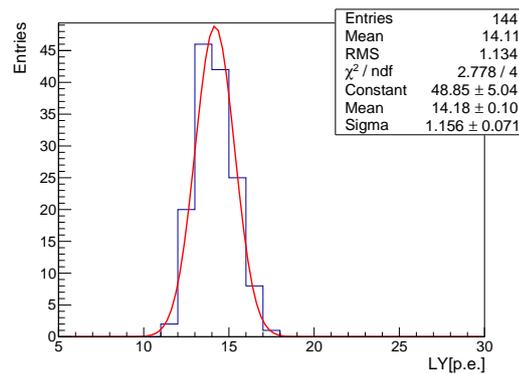
(a) Lichtertragsmessung für einen Kanal ohne Winkelkorrektur.



(b) Lichtertragsmessung für einen Kanal mit Winkelkorrektur.



(c) Lichtertragsmessung für ein HBU ohne Winkelkorrektur.



(d) Lichtertragsmessung für ein HBU mit Winkelkorrektur.

Abbildung 6.18.: Lichtertragsbestimmung mit und ohne Winkelkorrektur. Eine nicht finale Version dieser Abbildungen wurde in [90] und (b)/(d) in [71] ©2018 IEEE veröffentlicht.

6.2. Kalibrierung der Lichterträge der HBU-Boards

Verteilung lässt sich auch abwägen, dass sowohl der Durchflug durch zwei Kacheln als auch die Noise-Ereignisse in einer Lage nur eine untergeordnete Rolle spielen¹³.

In einer zukünftigen Massenkalisierung ist davon auszugehen, dass der Winkel durch Nutzung von mehr Lagen weiter verfeinert werden kann. Weiter optimieren lässt sich die Winkelkorrektur mit Fits über die verschiedenen Hit-Positionen anstatt einer Extrapolation des Einfallswinkels mit Hilfe der äußeren Lagen. Zusätzlich könnte eine Abstandsvergrößerung der beiden äußersten HBU-Boards ebenfalls den Winkel verfeinern. Die potenzielle Verbesserung hält sich allerdings durch die derzeit kleine Abstufung der Korrekturwerte in Grenzen (Abb. 6.17 (b)). Dies ist auch anhand der hohen Übereinstimmungen zu den Testbeam-Daten ersichtlich (Kap. 6.6).

Mit der Winkelkorrektur nimmt der Lichtertrag ab, da die längere Wegstrecke nun an eine senkrechte Flugbahn angeglichen wird. In den beiden oberen Histogrammen in Abbildung 6.18 ist dies für einen zentral positionierten Kanal dargestellt.

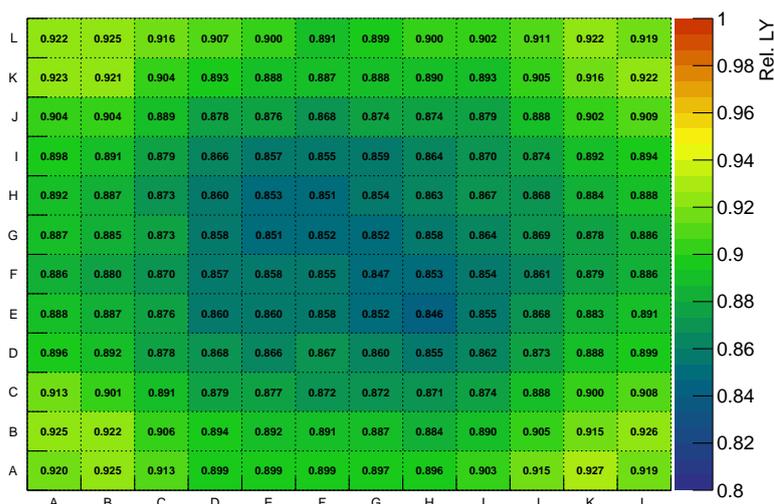


Abbildung 6.19.: Kanalweiser Vergleich des Verhältnisses $\frac{LY_{\text{compensated}}}{LY_{\text{measured}}}$ bei einer Winkelkorrektur. Eine nicht finale Version dieser Abbildung wurde in [90] veröffentlicht.

In den unteren Histogrammen ist zu erkennen, dass die Lichtertragsstreuung über ein HBU-Board kleiner wird (relative Standardabweichung $9.2\% \rightarrow 8.0\%$). Die positionabhängigen Lichtertragsänderungen der Winkelkorrektur sind in Abbildung 6.19 dargestellt. Durch die größere Winkelakzeptanz in der Mitte der HBU-Module wirkt sich dort die Korrektur stärker aus.

¹³Erkennbar ist es an der stark unterdrückten Häufigkeit des 59.11° -Winkels, welcher bei einer Errechnung der HBU-Lagen-Position von 1&3 bzw. 2&4 zustande kommt bei einem Offset von einer Kachelposition in x oder y .

6.3. Ergebnis der Lichtertragsmessung

Der mittlere Lichtertrag beträgt sowohl über alle einzelnen Kanäle (Abb. 6.20 und 6.21) als auch über alle HBU-Mittelwerte (Abb. 6.22 (a)) ~ 14 p.e.. Betrachtet man die Schwankungen über alle gemessenen Kanäle, so wird ersichtlich, dass die relative Standardabweichung über alle Kanäle bei $\sim 12\%$ liegt und nicht besonders gaußförmig wirkt. Die relative Abweichung über die jeweiligen HBU-Lichtertragswerte liegt jedoch im Mittel bei $\sim 8.8\%$ (Abb. 6.22 (b)).

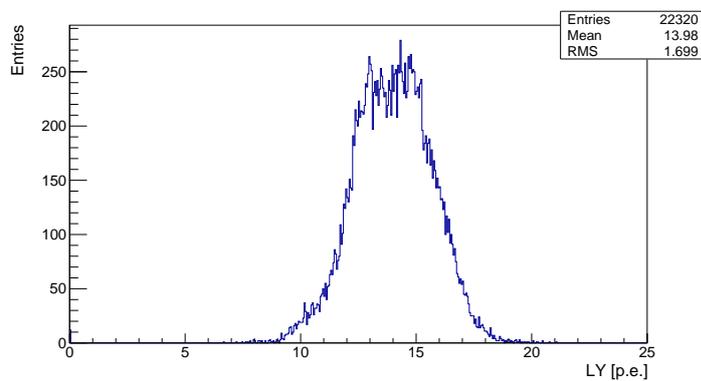


Abbildung 6.20.: Lichterträge aller gemessenen Kanäle.

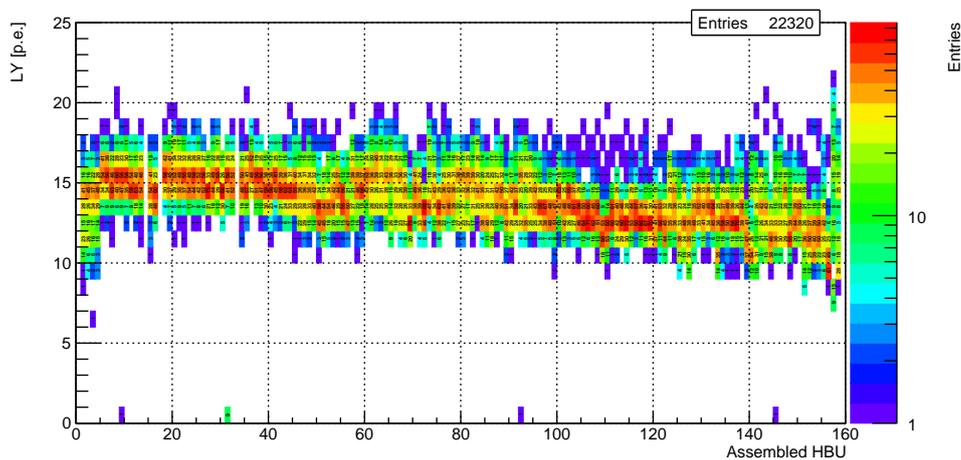


Abbildung 6.21.: Lichtertragswerte aller gemessenen HBU-Boards. Eine modifizierte Version dieser Abb. wurde in [90],[71]©2018 IEEE veröffentlicht.

Eine Erklärung hierzu wird ersichtlich, wenn die Lichtertragswerte über die Zusammenbaureihenfolge geplottet werden (s. Abbildung 6.23 für die HBU-Mittelwerte

6.3. Ergebnis der Lichtertragsmessung

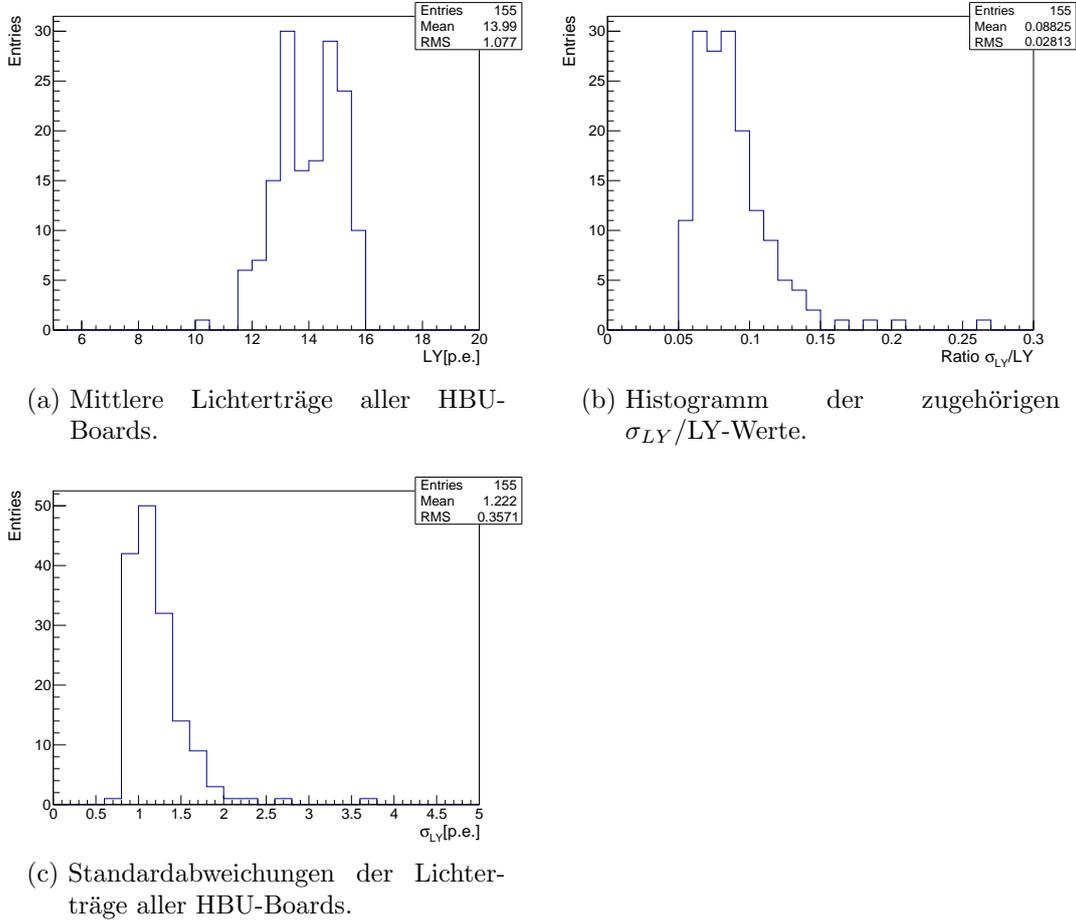


Abbildung 6.22.: Mittlere Lichterträge der HBU-Boards.

und Standardabweichung als Fehlerbalken und Abbildung 6.21 mit allen gemessenen Kanälen). Hier ist eine klare Lichtertragsverringerung über die Zeit sichtbar. Ein linearer Fit an die Daten zeigt, dass der Lichtertrag mit fortlaufender Bestückung pro Board im Mittel um ~ 0.02 p.e. abnimmt. Die ersten vier HBU-Boards wurden, wie schon im Abschnitt 6.2.2 beschrieben, mit einer anderen Vorgehensweise gemessen und werden fortan in der Betrachtung der Lichtertragsentwicklung über die Zeit nicht berücksichtigt.

In Abbildung 6.24 ist das Verhältnis von Standardabweichung zum Lichtertrag abgebildet, was der normierten Breite entspricht. Es ist zu erkennen, dass die großen Lichtertragsabweichungen lokal auf den verschiedenen HBU-Modulen auftreten. In Abbildung 6.24 sieht man, dass sich diverse Plateaubereiche mit relativ konstanter Breite ausbilden, wie z.B. bei den HBU-Boards $\sim 5 - 40$ und $\sim 95 - 120$. Vor allem ab dem Bestückungsabschnitt bei ~ 120 beginnt dieser stark zu fluktuieren und die relative Standardabweichung wird zum Teil viel größer.

6. Kalibrierung der HBU-Boards

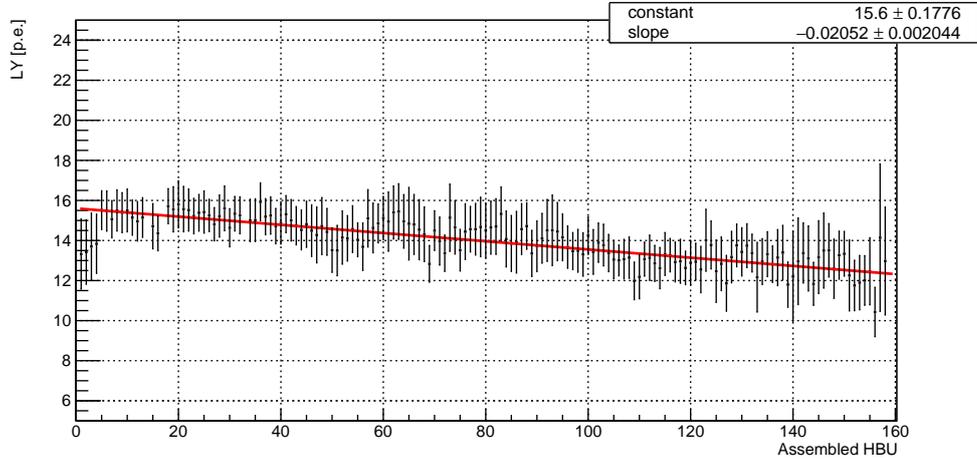


Abbildung 6.23.: Darstellung der mittleren Lichtertragswerte mit σ_{LY} über die gemessenen HBU-Boards.

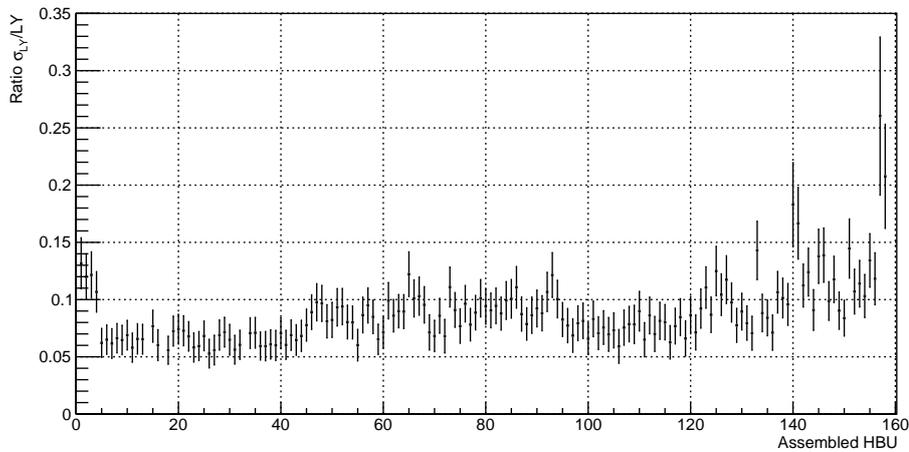


Abbildung 6.24.: Darstellung des Verhältnisses von σ_{LY}/LY über die gemessenen HBU-Boards.

Es scheint aber auch so, dass die relative Standardabweichung der jeweiligen HBU-Boards zum Teil größer ist als bei Messungen von vorherigen Prototypen (SMD-HBU2-Board, trotz nicht durchgeführter Winkelkorrektur, s. Anhang A.2.3: rel. Standardabweichung zwischen 5 – 7.5%). Eine Erklärung für die größere relative Standardabweichung und die möglichen Ursachen der Lichtertragsabnahme wird im nächsten Unterkapitel 6.4 diskutiert.

6.4. Positions- und komponentenbezogene Lichtertragsabhängigkeiten

In Abbildung 6.25 sind die normierten Lichtertragswerte über die jeweiligen HBU-Mittelwerte gemittelt und positionsabhängig dargestellt. Es ist zu sehen, dass sich bestimmte Strukturen deutlich abheben. Abbildung 6.26 zeigt sowohl die Beschaffenheit der PCB-Oberfläche als auch die der Kacheln.



Abbildung 6.25.: Relative kanalweise Abweichung zum Lichtertragsmittelwert für alle 155 HBU-Boards.

Zu unterscheiden sind hierbei insgesamt vier Kachelarten: Es gibt jeweils zwei Typen mit einer symmetrischen Form (normale Kacheln), welche durch ihre LED-Loch-Positionen in grüne und gelbe Kacheln unterschieden werden. Außerdem gibt es zwei weitere Typen mit einer asymmetrischen Form, aufgrund einer Extrusion in einer Ecke (zur mechanischen Halterung der HBU-Kassetten), die ebenfalls in gelb und grün durch die LED-Position kategorisiert werden (Abb. 6.26 (a)). Außerdem lässt sich durch die Lichtertragswerte erkennen, dass die weißen Punkte auf dem PCB (Abb. 6.26 (b)) eine weitere Systematik in der Betrachtung erzeugen. Daraus folgt eine Klassifizierung der Kanäle in sieben verschiedene Kanalsorten, welche in der Tabelle 6.3 und Abbildung 6.26 (c) dargestellt sind.

6. Kalibrierung der HBU-Boards

Kachel Typen	Gelbe Kacheln	Grüne Kacheln	Gelbe Kacheln mit Ecke	Grüne Kacheln mit Ecke
Anzahl Kacheln ohne weiße Punkte	49	54	1	4
Anzahl Kacheln mit weißen Punkten	7	28	1	0

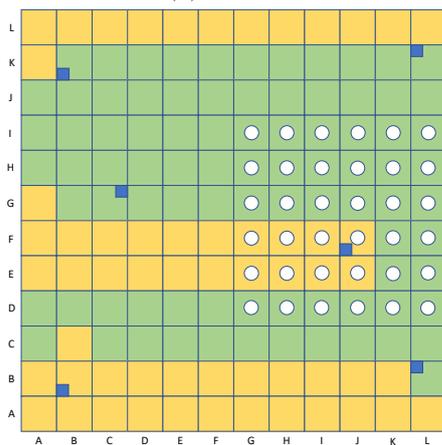
Tabelle 6.3.: Klassifizierung der Kacheln auf einem HBU-Board.



(a) Kachelpositionen.



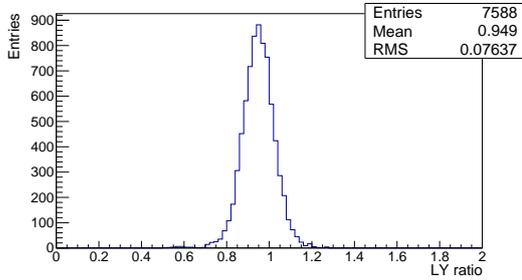
(b) HBU-PCB-Oberfläche.



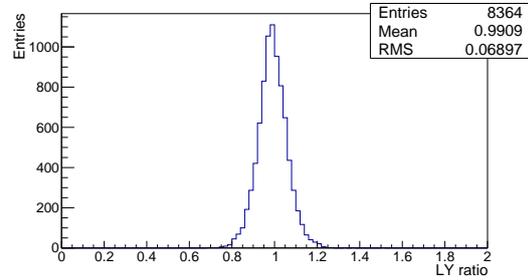
(c) Kanalpositionen (schematisch).

Abbildung 6.26.: Darstellung der HBU-Oberfläche und Kachelpositionen.

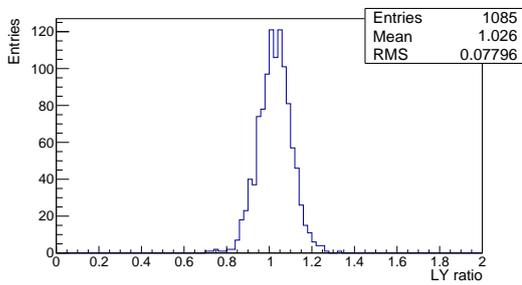
6.4. Positions- und komponentenbezogene Lichtertragsabhängigkeiten



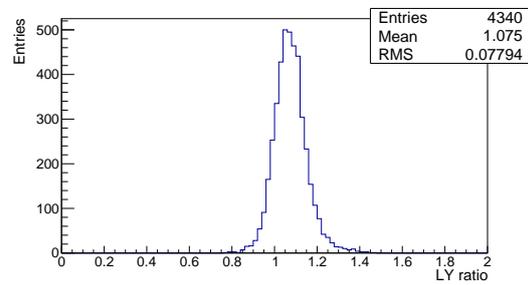
(a) Gelbe Kacheln.



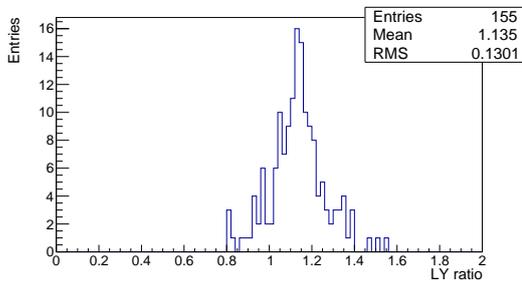
(b) Grüne Kacheln.



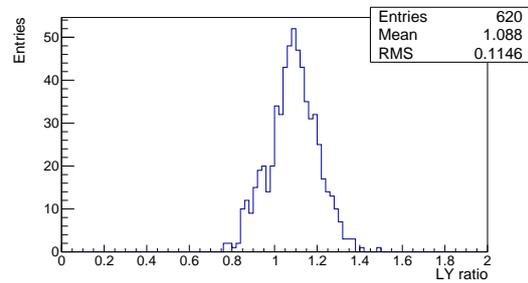
(c) Gelbe Kacheln mit weißer Oberfläche.



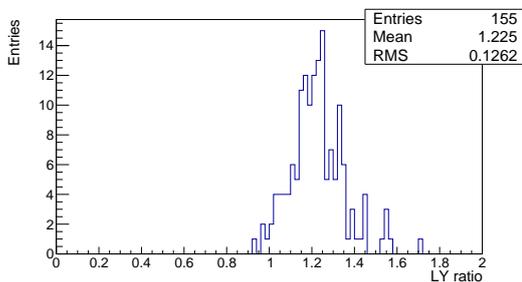
(d) Grüne Kacheln mit weißer Oberfläche.



(e) Gelbe Kacheln mit ausgesparter Ecke.



(f) Grüne Kacheln mit ausgesparter Ecke.

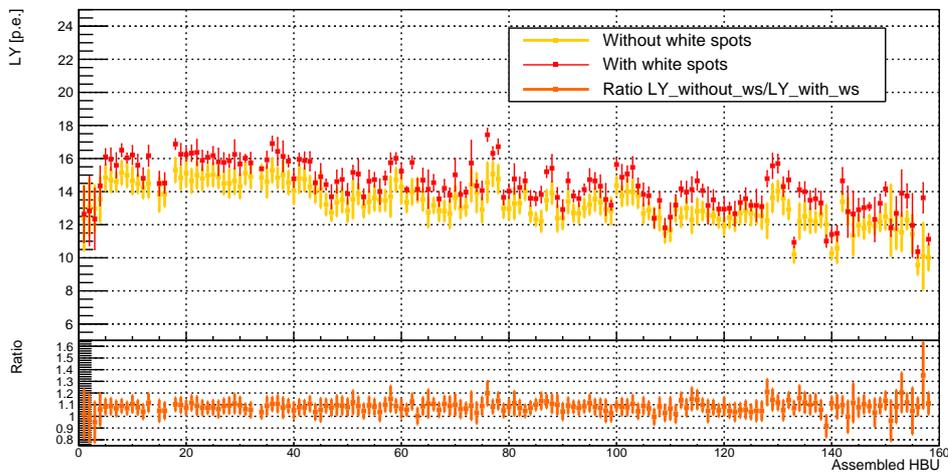


(g) Gelbe Kacheln mit ausgesparter Ecke und weißer Oberfläche.

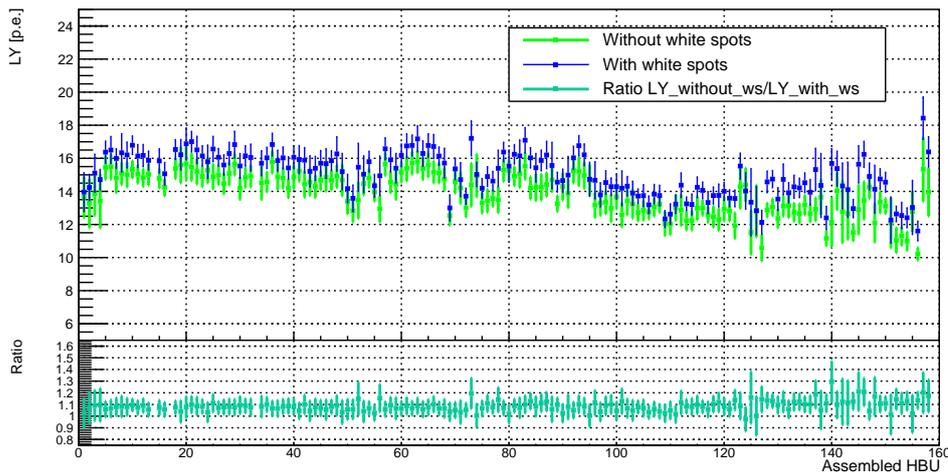
Abbildung 6.27.: Komponentenweise Betrachtung des Lichtertrags relativ zum jeweiligen HBU-Mittelwert.

6. Kalibrierung der HBU-Boards

Die weißen Punkte auf der PCB-Oberfläche (Abb. 6.26 (b)), die eine 6×6 -Matrix auf der rechten HBU-Seite (Abb. 6.25 und 6.26 (c), $x \in \{G - L\}$ und $y \in \{C - I\}$) bilden, erhöhen den Lichtertrag der korrespondierenden Kanäle durch Vergrößerung der reflektierenden Oberfläche im Aussparungsbereich. Die Lichtertragsänderung lässt sich sowohl beim Zusammenfassen in Histogrammen, in welchen die unterschiedlichen Kacheln komponentenweise (grüne/gelbe und normale Kacheln/Kacheln mit ausgesparter Ecke, Abb. 6.27), als auch in Darstellungen, in welchen der Lichtertrag boardweise



(a) Mittlere Lichterträge gelber Kacheln der HBU-Boards.



(b) Mittlere Lichterträge grüner Kacheln der HBU-Boards.

Abbildung 6.28.: Mittlere Lichterträge der HBU-Module für gelbe/grüne Kacheln-Kanäle mit und ohne weißer Oberfläche.

6.4. Positions- und komponentenbezogene Lichtertragsabhängigkeiten

verglichen werden, trennen. In den Abbildungen von 6.28 ist sowohl der mittlere absolute Lichtertrag mit der Standardabweichung als Fehlerbalken von gelben und grünen Kanälen als auch das Verhältnis der mittleren Lichtertragswerte mit und ohne weißer Oberfläche dargestellt. Für die meisten HBU-Boards bleibt das Verhältnis relativ konstant (ab dem ~ 125 . bestückten HBU-Modul beginnt das Verhältnis vermehrt zu fluktuieren). Anzumerken ist, dass die ersten vier HBU-Module keine weißen Punkte besitzen. Durch die bereits erwähnte Problematik der fehlerhaften Gain-Bestimmung bei diesen vier HBU-Boards fluktuiert auch hier das Verhältnis sehr stark (Abb. 6.28). Die Darstellung der beiden Verhältnisse von Abbildung 6.28 sind als Histogramm in Abbildung 6.29 wiedergegeben. Ein Gauß-Fit bestimmt in beiden Fällen die Lichtertragssteigerung auf 8%, wie in einem gewissen Rahmen zuvor prognostiziert (Abb. A.26). In nachfolgenden HBU-Serien sollten somit alle Kanäle mit dieser weißen Oberfläche versehen werden, da diese Designänderung eine homogene Verbesserung ohne viel Produktionsaufwand ermöglicht.

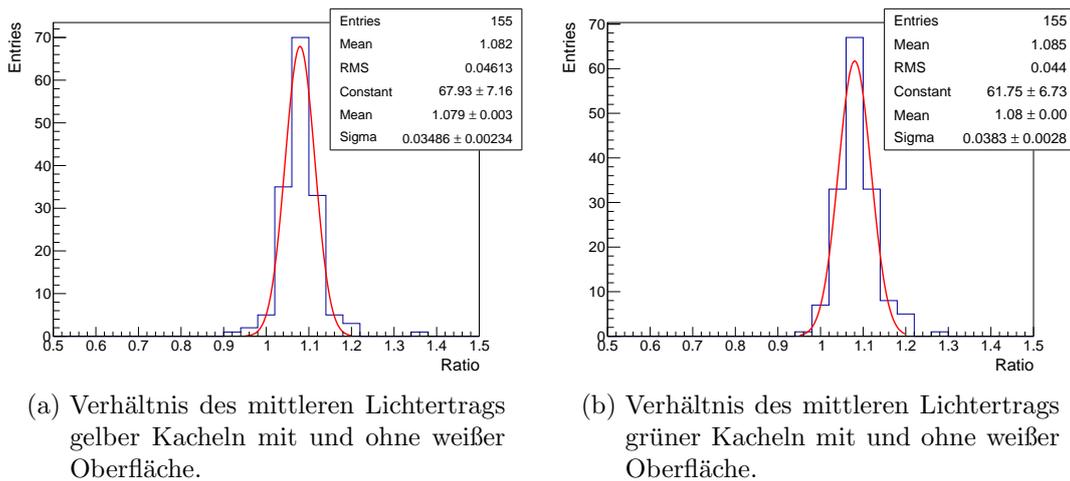
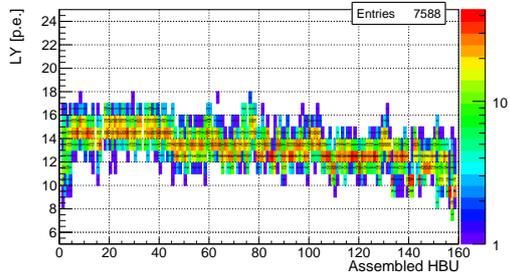


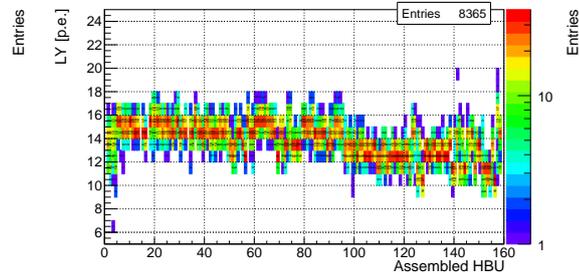
Abbildung 6.29.: Verhältnis des Lichtertrags bezüglich weißer und nicht weißer Oberfläche.

Bei der Betrachtung der Lichtertragsverhältnisse der Kacheln mit einer ausgesparten Ecke (Abb. 6.25 bzw. 6.27 (e), (f), (g)) im Vergleich zu den quadratischen Kacheln ist ersichtlich, dass der Lichtertrag signifikant erhöht ist. Dies könnte gegebenenfalls an der Lichtertragsuniformität der Kacheln mit ausgesparter Ecke selbst liegen, für die allerdings noch keine Daten vorliegen. Da die Kacheln mit ausgesparter Ecke alle manuell von der CALICE-Gruppe der Universität Hamburg eingepackt wurden, könnte durch die unterschiedlichen Einpackmethoden auch Größenunterschiede in der diagonal verlaufenden Luftspalten vorliegen und somit den Lichtertrag verändern (Kap. 4).

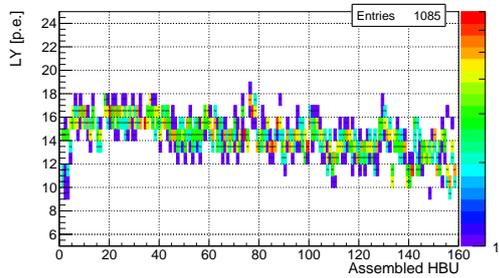
6. Kalibrierung der HBU-Boards



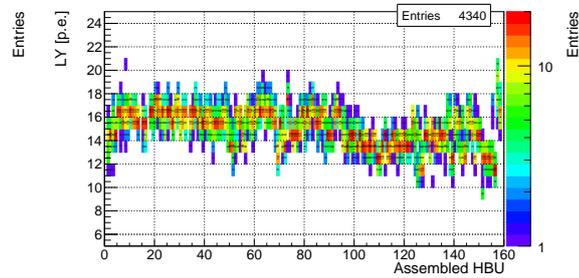
(a) Gelbe Kacheln.



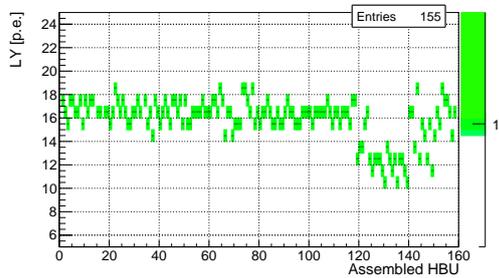
(b) Grüne Kacheln.



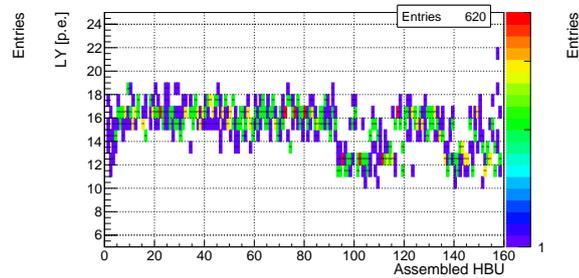
(c) Gelbe Kacheln mit weißer Oberfläche.



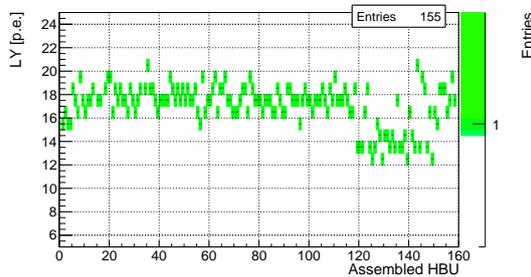
(d) Grüne Kacheln mit weißer Oberfläche.



(e) Gelbe Kacheln mit ausgesparter Ecke.



(f) Grüne Kacheln mit ausgesparter Ecke.



(g) Gelbe Kacheln mit ausgesparter Ecke und weißer Oberfläche.

Abbildung 6.30.: Komponentenweise Betrachtung des Lichtertrags über den gesamten Bestückungsprozess.

6.4. Positions- und komponentenbezogene Lichtertragsabhängigkeiten

Auch bei den Kacheln mit ausgesparter Ecke ist der Lichtertrag für weiße Punkte um $\sim 8\%$ erhöht (Abb. 6.27 (e) und (g)). Zusätzlich zu den Signalunterschieden gibt es auch Unterschiede in der Detektionseffizienz. Vergleicht man hierzu Abbildung 6.14, so ist zu erkennen, dass die Kacheln mit ausgesparter Ecke (vor allem die in der Mitte des HBU-Boards bei $x = C$, $y = G$ und $x = J$, $y = F$) in Relation zu ihren quadratischen Nachbarkacheln vergleichsweise wenige Einträge aufweisen, da die sensitive Fläche im Vergleich kleiner ist.

Vergleicht man den komponentenweisen Lichtertragsmittelwert über die Bestückungsreihenfolge der Kacheln mit ausgesparter Ecke (Abb. 6.30 (e), (f), (g)), fällt außerdem auf, dass deren Lichtertragswerte nicht langsam abnehmen wie die der normalen Kacheln (Abb. 6.30 (a)-(d)). Sie bleiben relativ konstant, haben allerdings an gewissen Stellen einen verminderten Lichtertrag (Plateau bei den gelben Kacheln mit ausgesparter Ecke ist konsistent zwischen 120 – 145 und den grünen Gegenstücken lassen sich zwei Plateaus bei 95 – 115 und 135 – 145 erkennen).

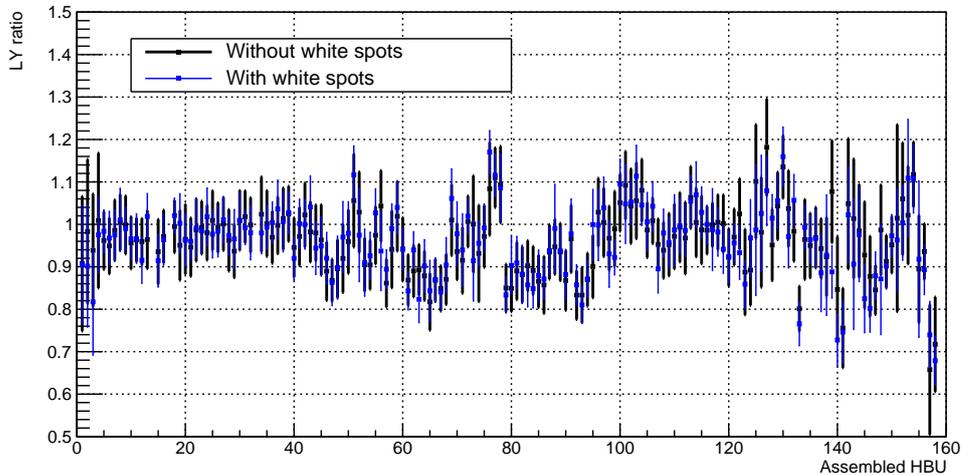
Diese Kacheln werden über Trays in den Bestückungsprozess hinzugefügt und es entfällt ein Einpacken in Tapes. Ebenso sind diese Kacheln mit ausgesparter Ecke nicht abhängig von der Einpackmaschine, da diese wie zuvor erwähnt manuell eingepackt wurden. Da die niedrigen Lichtertragswerte gruppiert auf den HBU-Boards¹⁴, aber schwankend je nach Kacheltyp auftreten, ist eine Korrelation zu der Kachelbeschaffenheit naheliegend.

Eine konkrete Identifikation des Produktionszeitpunkts der jeweiligen Kacheln ist im Nachhinein nicht möglich. Gründe für die Lichtertragsverminderung könnten schlechte Lieferungen von Folie und Szintillatormaterial sein, würden aber nicht zu der kontinuierlichen Lichtertragsabnahme der quadratischen Kacheln passen. Im Gegensatz zu den normalen Kacheln wurde ein Großteil direkt zu Beginn der Produktion fertiggestellt [136]. Eine kontinuierliche Verschlechterung des Laserschneidens (zu starke Lasereinstellungen können beispielsweise zu Folienabriss führen) würde sich in einem Plateau bemerkbar machen, da die restlichen Kacheln mit ausgesparter Ecke später und dazwischen nur quadratische Kacheln produziert wurden [136]. Die Plateau-Sprünge ergeben sich vermutlich dadurch, dass die Bestückungsreihenfolge der gelieferten Kacheln mit ausgesparter Ecke nicht streng eingehalten wurde.

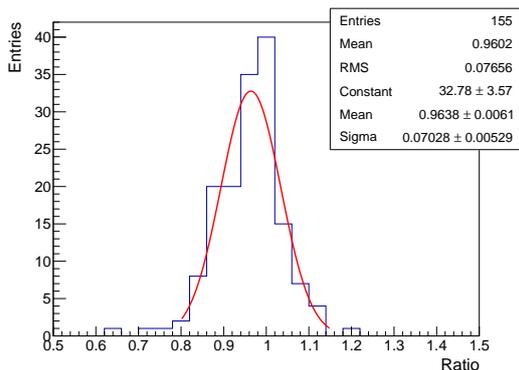
Betrachtet man die boardweisen mittleren Lichtertragsverhältnisse von gelben und grünen Kacheln über den zeitlichen Zusammenhang der Bestückung in Abbildung 6.31 (a) zueinander, sind enorme Schwankungen ersichtlich. Das Verhältnis der Kanäle mit weißen Punkten wurde der Vollständigkeit halber in der Abbildung hinzugefügt und zeigt dieselbe Tendenz. Dadurch, dass die normalen Kacheln den Großteil der Kanäle stellen und die Kacheln mit ausgesparter Ecke nur in einem gewissen Bereich stark schwanken (vereinzelt ab HBU-Modul 95), sind diese gelb/grün-Lichtertragschwankungen der quadratischen Kacheln dominant. Vergleicht man das gelb/grün-Lichtertragsverhältnis mit der σ_{LY}/LY -Kurve (Abb. 6.24), so wird ersichtlich, dass insbesondere der konstante Bereich von Board 5 – 40 übereinstimmt. Diese

¹⁴Die Kacheln mit ausgesparter Ecke wurden nach dem Produktionszeitpunkt gruppiert und in Verpackungseinheiten mit je 50 Kacheln gepackt, s. [136].

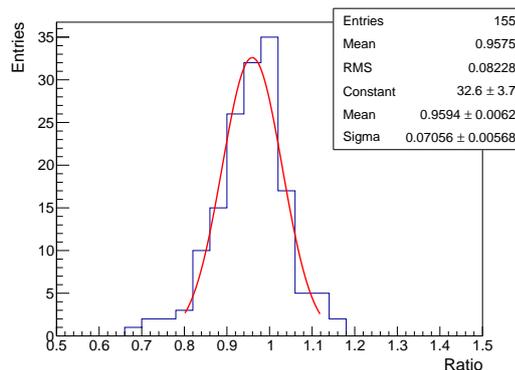
6. Kalibrierung der HBU-Boards



(a) Verhältnis des mittleren Lichtertrags zwischen gelben und grünen Kacheln (mit und ohne weißer Oberfläche).



(b) Verhältnis des mittleren Lichtertrags zwischen gelben und grünen Kacheln ohne weißer Oberfläche.



(c) Verhältnis des mittleren Lichtertrags zwischen gelben und grünen Kacheln mit weißer Oberfläche.

Abbildung 6.31.: Verhältnis des mittleren Lichtertrags zwischen gelben und grünen Kacheln.

Boards haben den Vorteil, dass die Liefereinheit der Kacheln (Batch 1), die von der Universität Hamburg zur Reelcompany geschickt wurden, noch nicht vermischt wurden und eindeutig einem Herstellungszeitraum zugeordnet werden können. Spätere Einheiten wurden jeweils zu vollen Reels (mit je 420 Kacheln eines Typs) gepackt, so dass es zu einer gewissen Überlappung von Batches kommen kann. Wie bereits erwähnt, war eine individuelle Zuordnung der Kacheln zur Produktionseinheit im Nachhinein nicht möglich.

Außerdem kam es zu Beginn der Bestückung während des Verpackens der Kacheln in

6.4. Positions- und komponentenbezogene Lichtertragsabhängigkeiten

die Tapes durch die Reelcompany zu Ausrichtungsfehlern¹⁵. Die Folge war ein Vermischen von neuen mit älteren Kacheln beim Neuverpacken in die Tapes. Die Anzahl der Rückläufer betrug einmalig ~ 2000 Kacheln, die danach ebenfalls wiederholt manuell in Tapes gepackt wurden. Außerdem ist anzumerken, dass innerhalb einer Produktionseinheit der Universität Hamburg keine zeitliche Korrelation möglich ist. Hinzu kommt noch, dass die Einheiten für gelbe und grüne Kacheln unterschiedlich groß sind und es auch hier zu Überlappungen von neueren zu älteren Kacheln kam. Im Großen und Ganzen sollte die Einteilung in vier Einheiten (abhängig vom Liefereingang in Mainz) einen Großteil der Kacheln in einem bestimmten Bestückzeitraum korrekt einordnen (eine Batch umfasst ca. 20 – 65 HBU-Module) und eine zeitliche Korrelation über die Bestückungsreihenfolge mit den erklärten Schwankungen sichtbar machen. Die großen Ausläufer in den grünen Kacheln gegen Ende der Bestückung könnten darauf hindeuten, dass dort besonders viele Kacheleinheiten vermischt wurden (durch die übriggebliebenen Kacheln, die einzeln nicht auf die Reels gepasst haben, s. Abb. 6.30).

Im Nachhinein zu verifizieren, woher die Lichtertragsabnahme genau kommt und ob ein oder mehrere Faktoren ins Gewicht fallen ist nicht möglich. Durch die grobe, zeitlich konstante Abnahme, wie sie in Abbildung 6.23 dargestellt ist, lässt sich vermuten, dass die Qualität der Einpackmethode (Lasercutter oder die Faltmaschine) langsam abnimmt. In der Produktion wurde festgestellt, dass die Knickkanten einiger Kacheln beschädigt waren, was leicht durch manuelles Handling passieren kann. Reißen dort die Kanten ein, entsteht ein potenzieller Lichtausgang und der Lichtertrag nimmt ab. Für kommende Bestückungen wird daher empfohlen, mehrere Kacheln in jeder Einheit zu kalibrieren, um Qualitätsschwankungen sofort zu erkennen und entweder mit Feinjustierungen diesem Prozess entgegenzuwirken oder die Einheit zumindest qualitativ ordnen zu können. Dadurch wäre eine gezielte Bestückung von Kacheln gleicher Qualität möglich, wodurch eine bessere Homogenität erreicht werden könnte. Eine Taping-Maschine, die direkt an den Verpackungsprozess anknüpft, löst auch die Konfusion über die Bestückungsreihenfolge und verringert ein manuelles Handling (was für ein Einpacken in die Tapes nötig war). Eine Identifikationsnummer für jede einzelne Kachel bezüglich der Produktionseinheit ist außerdem empfehlenswert.

Für die normalen Kacheln ohne Extrusion existiert ebenfalls ein geringer Lichtertragsunterschied von $\sim 4\%$ zwischen gelben und grünen Kacheln (Abb. 6.27 (a)-(d) und 6.31 (b) und (c)). Dieselbe Tendenz ist bei den Kacheln mit ausgesparter Ecke zu erkennen (Abb. 6.27 (e),(f)). Ein besserer Vergleich bietet eine Betrachtung über den konstanten Bereich mit geringerer Lichtertragsschwankung der HBU-Boards 5 – 40. Es lässt sich unter Vorbehalt feststellen, dass der Lichtertrag der grünen Kacheln minimal höher ($\sim 2\%$) sein könnte als der Ertrag der gelben Kacheln (Abb. 6.31 (a) und Abbildung A.21). Der Unterschied könnte durch die unterschiedliche LED-Position zustande kommen. Ein einfacher Weg die Homogenität der Lichtertragswerte weiter zu erhöhen wäre die Anzahl einer Kachelsorte zu maximieren.

¹⁵Alle Kacheln müssten im Tape einer bestimmten Ausrichtung folgen, da die Kameraerfassung nur auf die Außenkantenerfassung eingestellt ist (Kap. 5.2).

6.5. Testbeam an der H2-Beamline des CERN-SPS (2018)

Der technologische AHCAL-Prototyp wurde 2018 in zwei Testbeam-Perioden an der CERN SPS H2-Beamline [137] betrieben. Hierzu wurde der Prototyp auf einer mechanisch bewegbaren Plattform aufgebaut. In der ersten Test-Periode (Mai 2018, Abb. 6.32) bestand der Prototyp aus 38 Lagen mit jeweils 2×2 HBU-Boards mit dazwischen liegenden 1.7 cm dicken Stahlschichten (insgesamt $\sim 4 \lambda$). In der zweiten Testbeam-Periode (Juni 2018) kam eine weitere Lage mit größeren Kacheln¹⁶ ($6 \times 6 \text{ cm}^2$) [139], ein einzelnes HBU-Board als Preshower-Detektor und zwölf HGAL-HBU-Boards (High Granular Calorimeter, HGAL thick stack prototype) als Tailcatcher hinzu. Beide Runs wurden mit Beamline-Instrumenten (Drahtkammern, Trigger-Szintillatoren und Cherenkov-Detektoren) unterstützt [140][70].

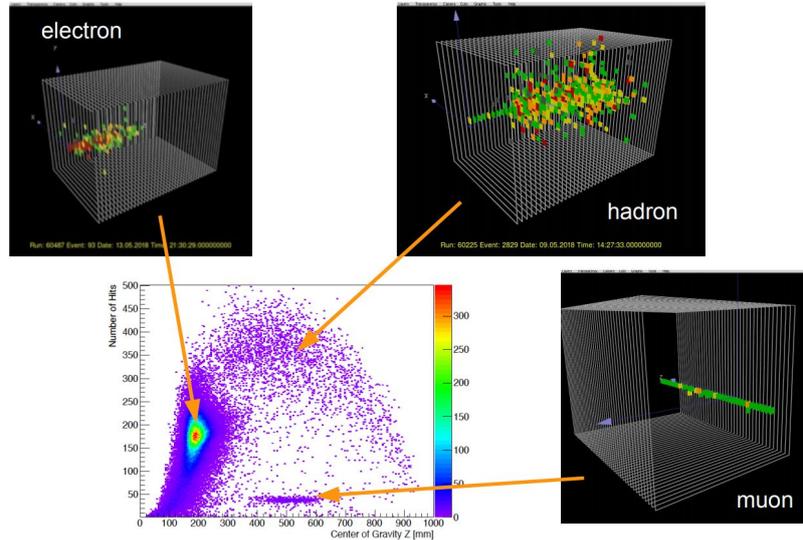
Ziel dieses Aufbaus ist es, das Konzept von SiPM-on-Tile-Kalorimetern für verschiedene Teilchenarten zu testen. Ebenso soll die Betriebsstabilität erprobt und Energieauflösung, Linearität, Teilchenidentifikation und Schauerprofilbestimmung bzw. -trennung für Elektronen und Pionen getestet werden.



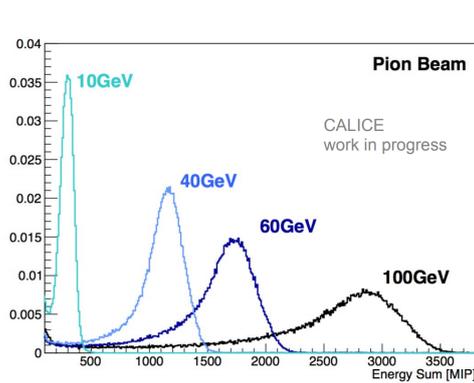
Abbildung 6.32.: Der technologische AHCAL-Prototyp im Mai-Testbeam 2018 [70][71]©2018 IEEE.

¹⁶Simulationen zeigen, dass Kacheln mit einer Größe von $3 \times 3 \text{ cm}^2$ schon nahe am Auflösungsoptimum sind. Um Kosten zu sparen, kann man die hinteren Schichten aus größeren Kacheln herzustellen, was bei hohen Energien jedoch zulasten der Energieauflösung geht [138].

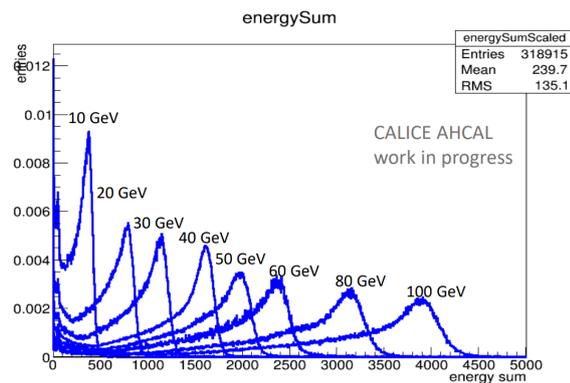
6.5. Testbeam an der H2-Beamline des CERN-SPS (2018)



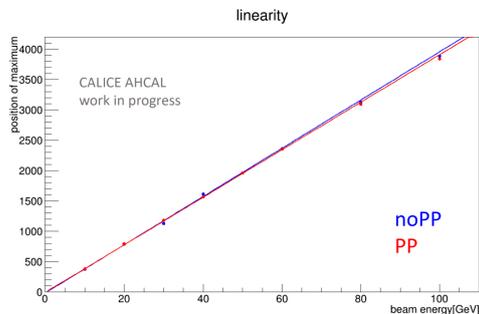
(a) Eventdisplay des Testruns [140].



(b) Rekonstruierte Energiesumme der Pionen-Ereignisse über Energien zwischen 10–100 GeV [140].



(c) Rekonstruierte Energiesumme der Elektronen-Ereignisse für Energien im Bereich von 10–100 GeV [141][142].



(d) Linearer Fit über die Maxima der Energie im Bezug zur eingeschossenen Elektronenenergie mit und ohne Powerpulsing [141][142].

Abbildung 6.33.: Überblick der Analyse-Ergebnisse des Testbeams [71]©2018 IEEE.

6. Kalibrierung der HBU-Boards

Die Datennahme verlief stabil mit einer aktiven Temperatur-Kompensation. Der Anteil der toten Kanäle nach Transport und Einbau betrug $< 0.1\%$. Daten mit Myonenstrahlen wurden mit einer hohen Statistik aufgenommen, um eine MIP-Kalibrierung durchzuführen. Ein Vergleich der Myondaten des Testbeams mit den Kalibrierungsdaten mit kosmischen Myonen erfolgt im nächsten Unterkapitel 6.6. Die Elektronendaten wurden mit Energien zwischen 10 und 100 GeV mit einer Statistik von 200 000–400 000 Ereignissen aufgenommen. Ebenso wurden π^- -Ereignisse zwischen 10 und 350 GeV mit einer hohen Ereigniszahl (400 000–600 000 Ereignisse) aufgezeichnet. Insgesamt wurden $\sim 10^7$ Ereignisse aufgenommen [140]. Abbildung 6.33 (a) zeigt die Teilchenkomposition eines Elektronen-Runs bei 50 GeV [70]. Hierbei lassen sich anhand der Anzahl der Hits über die gewichteten Schwerpunktspositionen in Durchflugrichtung z die drei Hauptanteile erkennen. Die Elektronen bilden wie erwartet den Großteil der Ereignisse und sind durch eine relativ kleine Eindringtiefe erkennbar. Die Hadronen haben eine höhere Eindringtiefe und eine höhere Anzahl an Hits während Myonen eine kleine, relativ konstante Hit-Anzahl haben, da diese nicht aufschauern.

Abbildung 6.33 (b) zeigt die Energiesumme in MIPs in Abhängigkeit der Pionen-Energie an. In Abbildung 6.33 (c) ist die Energiesumme in Abhängigkeit der Elektronenergie dargestellt. Diese verhält sich linear (Abb. 6.33 (d)) und ist sowohl im durchgehenden Betrieb als auch beim Einsatz von Powerpulsing (Kap. 3.1.4) konsistent [141][142].

6.6. Vergleich der kosmischen Myonen- zu Testbeam-Daten

Um eine Vergleichbarkeit der beiden Myonenmessungen zu erreichen, muss die Schnittmenge der genutzten Boards angeglichen werden. Die Anzahl der in beiden Tests eingesetzten HBU-Boards beträgt 149 (mit $\sim 21\,440$ Kanälen). In Abbildung 6.34 sind die Lichtertragsergebnisse dargestellt. Die Verteilungen stimmen für beide Messmethoden gut überein. Eine leichte Verschiebung von 0.2 p.e. ist erkennbar.

Erklären lässt sich dieser leichte Unterschied durch die verschiedenen Vorgehensweisen: Bei der Datennahme im Testbeam wurde für gewöhnlich eine Temperaturkompensation durchgeführt. Wie in Kapitel 2.3.5 beschrieben, ist ohne eine Kompensation mit Hilfe einer Überspannungskorrektur der MIPs- und Gain-Wert bei Temperaturabweichungen leicht unterschiedlich. Die Temperatur im Teststand ist zwar über weite Strecken konstant, allerdings existiert ein geringer Offset zwischen der Lagenposition von bis zu 4°C . Außerdem wurden die Pedestal-Werte bei Testbeam-Messungen¹⁷ mit Hilfe der $\text{Hitbit} = 0$ Daten berechnet, was durch die geringe Anzahl an Einträgen während der kosmischen Myonenmessung nicht möglich war. Die Vorverstärkereinstellungen waren zudem in beiden Messungen nicht konsistent, so dass bei unzureichenden Holdtime-Einstellungen (Integrationszeitfenster) ebenfalls eine leichte Verschiebung möglich ist. Ebenso ist festzuhalten, dass die Bestimmung des Lichtertrags mit leicht

¹⁷Der erwartete mittlere Offset ist in [132] mit 10 ± 10 ADC angegeben, was bei einem durchschnittlichen Gain von ~ 33.41 ADC ungefähr 0.3 p.e. entspricht. Ein mittlerer Offset von $\sim 2\%$ ist daher zu erwarten, falls sich SPIROC2b und e in diesem Punkt gleich verhalten.

6.6. Vergleich der kosmischen Myonen- zu Testbeam-Daten

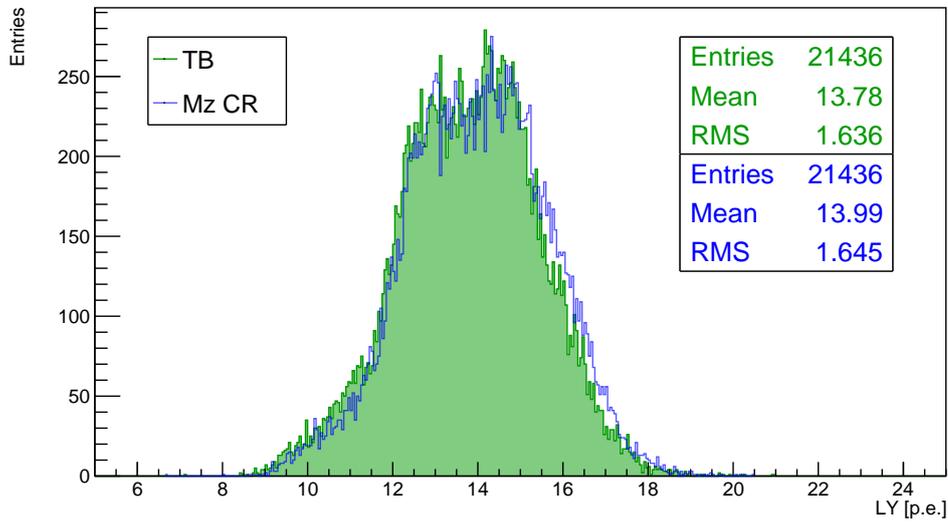


Abbildung 6.34.: Lichterträge im Testbeam (grün) und im Mainzer Teststand (blau).

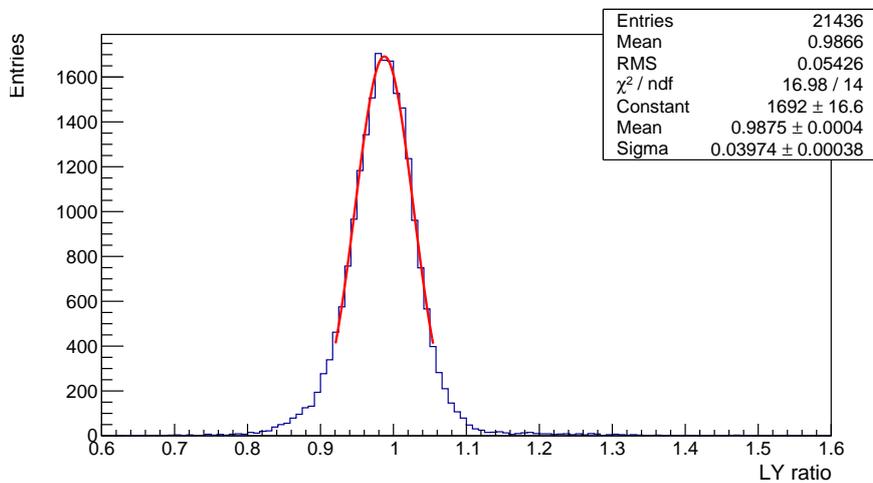


Abbildung 6.35.: Darstellung des kanalweisen Lichtertragsverhältnisses $\frac{\text{LY}_{\text{TB}}}{\text{LY}_{\text{MzCR}}}$.

unterschiedlichen Fit-Methoden und Winkelkorrektur beim Teststand durchgeführt wurde.

In Abbildung 6.35 ist ein kanalweiser Vergleich der im Teststand aufgenommenen

6. Kalibrierung der HBU-Boards

Lichterträge zu denen aus der Myonenmessung des Testbeam im Mai 2018¹⁸ aufgetragen. Wie erwartet liegt das Verhältnis mit 0.9875 nahezu bei 1. Die gaußsche Breite liegt bei 4%, wobei die Standardabweichung mit 5.5% etwas größer ausfällt, was an den Ausläufern an den Seiten liegt. Die abfallende Lichtertragstendenz über die Bestückungsreihenfolge ist mit Blick auf Abbildung A.24 ebenfalls zu erkennen.

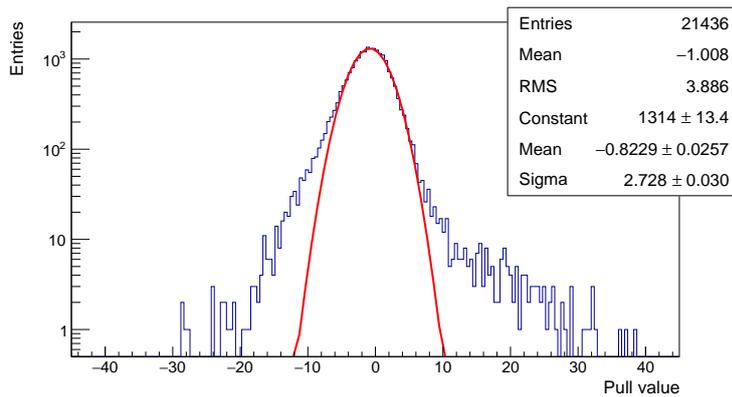


Abbildung 6.36.: Pull-Verteilung der Teststand- und Testbeam-Messung.

Durch ein Pull-Verfahren lässt sich die Vergleichbarkeit der Messungen zueinander darstellen (Abb. 6.36). Hierzu wird die folgende Formel genutzt, wobei LY der Lichtertrag der jeweiligen Messung und σ der dazugehörige Fehler ist:

$$\text{Pull}_i = \frac{LY_{\text{TB},i} - LY_{\text{CR},i}}{\sqrt{\sigma_{LY,\text{TB},i}^2 + \sigma_{LY,\text{CR},i}^2}} \quad (6.3)$$

Die Abweichung der Pull-Verteilung zu 0 konnte schon im Vorhinein aufgrund des leicht abweichenden Verhältnisses der Lichterträge der beiden Messungen zueinander erwartet werden. Die Breite der Pull-Verteilung lässt sich durch die oben aufgelisteten systematischen Abweichungen der Messungen erklären (Pedestalwert-Bestimmung, Temperatur- bzw. Kompensationsauswirkungen, Vorverstärkereinstellungen, Fit-Methoden, Winkelkorrektur).

In Abbildung 6.37 ist ein kanalweiser Lichtertragsvergleich zwischen Testbeam- und Teststand-Daten dargestellt. Die Ausläufer befinden sich hierbei hauptsächlich auf zwölf HBU-Boards (1-4, 116-119, 125, 137, 151, 158).

Die HBU-Module mit der Bestücknummer 1-4 wurden bereits in Kapitel 6.2.2 diskutiert und resultieren aus den nicht optimierten Aufnahmemethoden im Teststand. Die HBU-Boards an der Position 116-119 wurden mit fehlerhaften Spannungseinstellungen im Testbeam betrieben [143] (s. Anhang A.3). Für alle zwölf HBU-Boards gilt, dass die Ursache der Lichtertragsunterschiede wahrscheinlich mit dem Gain zusammenhängt,

¹⁸Die Daten wurden von der AHCAL-Gruppen aufgenommen und von Olin Pinto und Katja Krüger (DESY) übermittelt.

6.6. Vergleich der kosmischen Myonen- zu Testbeam-Daten

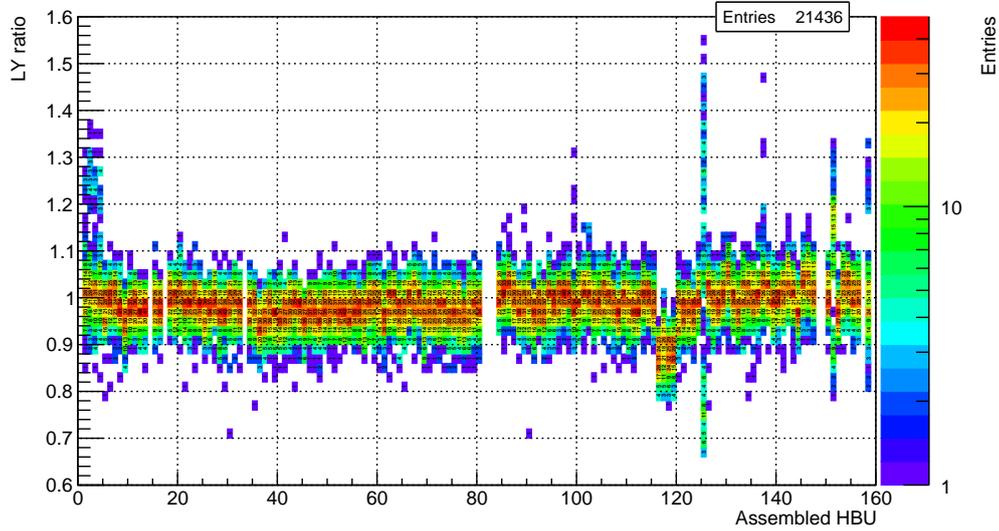


Abbildung 6.37.: Verhältnis der Lichtertragswerte $\frac{LY_{TB}}{LY_{MzCR}}$ für alle HBU-Boards.

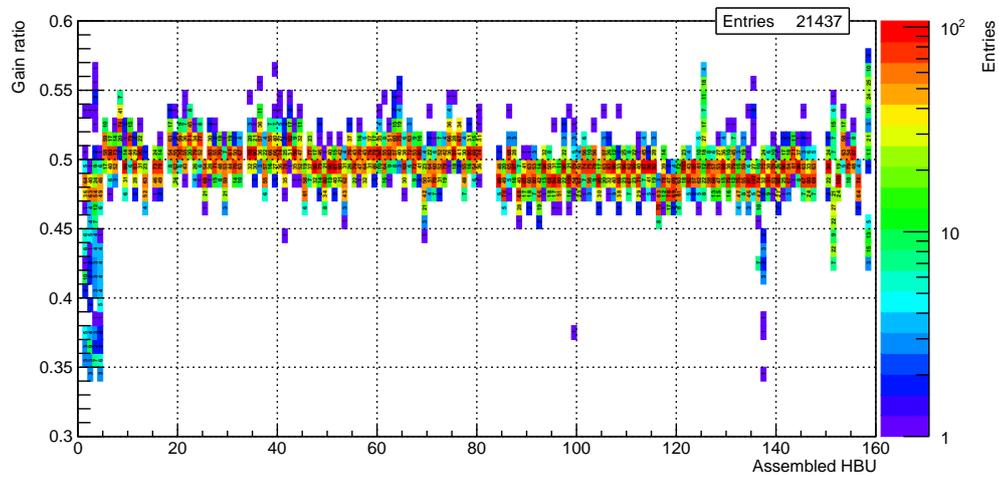


Abbildung 6.38.: Verhältnis der Gain-Werte $\frac{Gain_{TB}}{Gain_{MzCR}}$ für alle HBU-Boards.

da die Ausläufer bei einem Gain-Vergleich exakt auf denselben HBU-Modulen von Testbeam zu Teststand-Daten zu finden sind (Abb. 6.38).

Der Gain ist im Mittel um 49.5% verschoben (Abb. 6.38 und 6.39), was durch die unterschiedlichen Vorverstärker-Einstellungen zu erwarten war (200 fF im Teststand und 600 fF im Testbeam). Die gaußsche Breite liegt hierbei bei 2.4%, wobei die Ausläufer

6. Kalibrierung der HBU-Boards

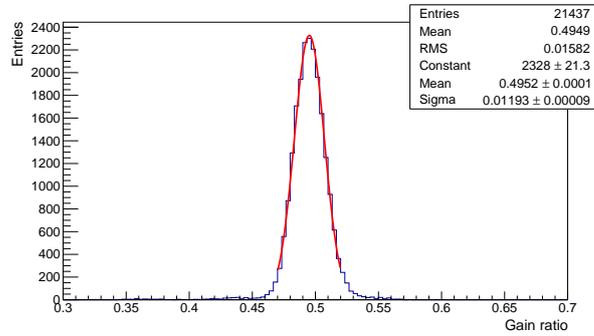
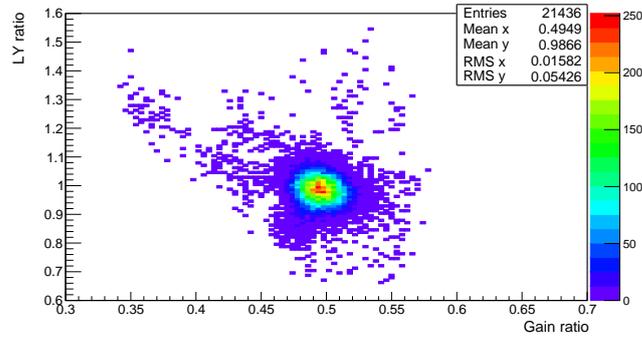
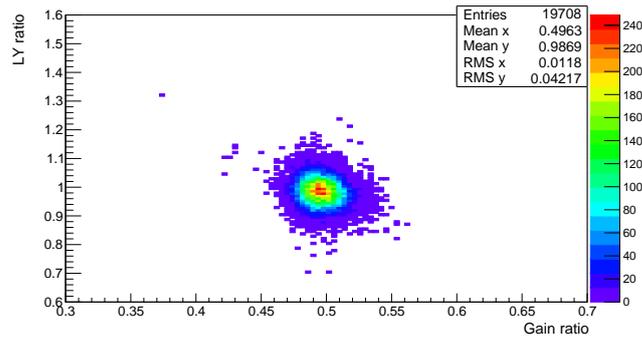


Abbildung 6.39.: Verhältnis der Gain-Werte $\frac{\text{Gain}_{\text{TB}}}{\text{Gain}_{\text{MzCR}}}$.



(a) Darstellung der Lichtertrags- und Gain-Verhältnisse zwischen Testbeam und Teststand.



(b) Darstellung der Lichtertrags- und Gain-Verhältnisse zwischen Testbeam und Teststand (ohne die zwölf auffälligen HBU-Boards).

Abbildung 6.40.: Lichtertrags- zu Gain-Verhältnis mit allen und ohne die ermittelten zwölf auffälligen HBU-Boards.

6.7. Abschätzung zur Skalierbarkeit der Messdauer

für eine leicht erhöhte Standardabweichung von 3.2% sorgen.

Wird die Korrelation von Lichtertrag- und Gain-Verhältnis aufgetragen und verglichen (Abb. 6.40) wie die Verteilung ohne diese zwölf HBU-Module aussieht, so ist zu erkennen, dass der Großteil der Ausläufer verschwindet. Dieselbe Tendenz zeigt sich auch bei einer Pull-Kalkulation ohne die zwölf identifizierten HBU-Boards (Abb. 6.41). Auf die gaußsche Breite der Pull-Verteilung hat dies nur einen kleinen Einfluss. Durch die verringerte Anzahl an starken Ausläufern sinkt die Standardabweichung um $\sim 25\%$.

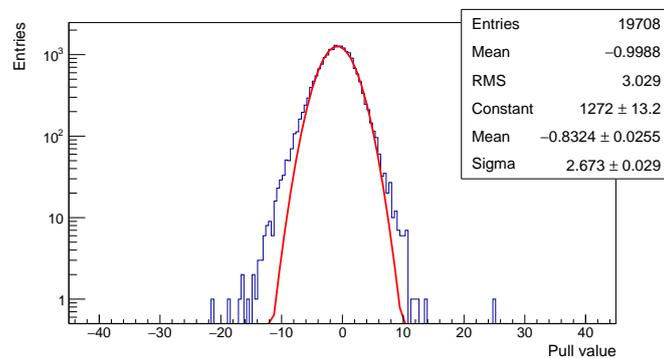
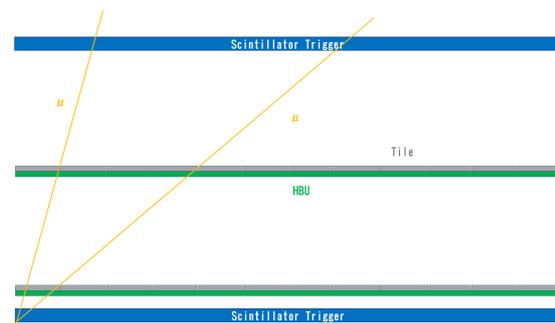


Abbildung 6.41.: Pull-Verteilung der Teststand- und Testbeam-Messung ohne die zwölf auffälligen HBU-Boards.

6.7. Abschätzung zur Skalierbarkeit der Messdauer



(a) Teststand mit höchstmöglichem Triggerabstand.



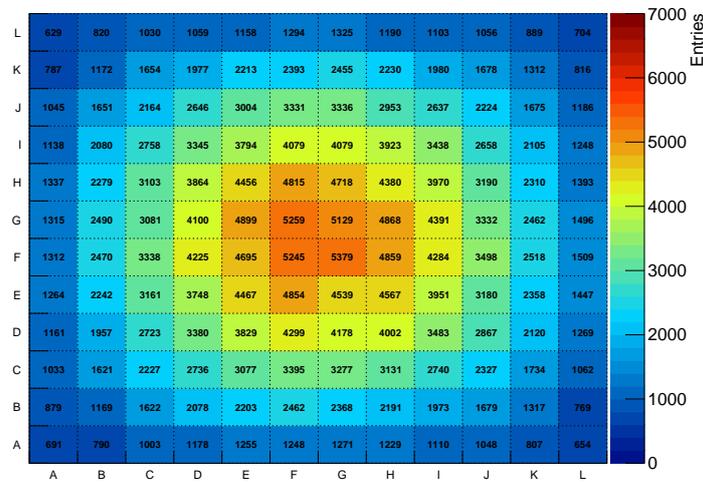
(b) Schematische Darstellung über mögliche Winkelverteilungen für Randkacheln.

Abbildung 6.42.: Teststand mit höchstmöglichen Trigger-Abstand.

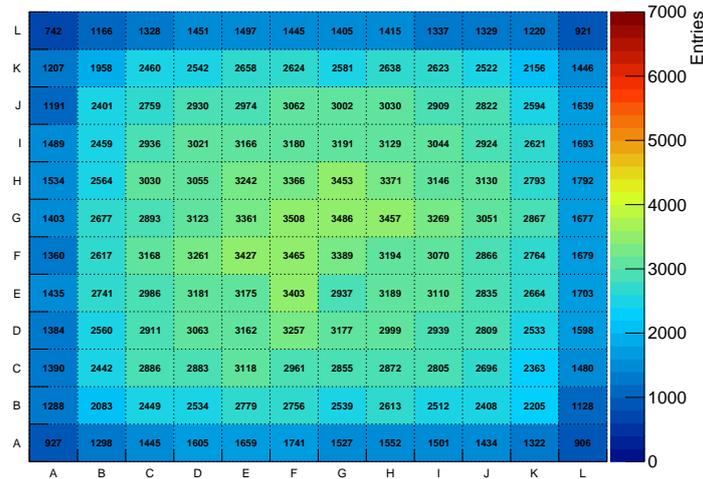
Für eine Abschätzung der Skalierbarkeit einer Kalibrierung mit kosmischen Myonen

6. Kalibrierung der HBU-Boards

wurde eine Messung mit einem weiten Triggerabstand (~ 35 HBU-Boards, Abb. 6.42 (a)) durchgeführt. Es wurden zwei HBU-Boards an den Extremstellen einer solchen Konfiguration (Mitte und am Rand) im Teststand platziert und eine Langzeitmessung über 25 Stunden initialisiert. Durch die Winkelakzeptanz (Abb. 6.42 (b) und 6.43 (a)) sind die geringsten Einträge in den Ecken der HBU-Boards im mittleren Teststand-Segment zu erwarten.



(a) Darstellung der Ereignisse für mittleres HBU-Board.



(b) Darstellung der Ereignisse für unteres HBU-Board.

Abbildung 6.43.: Darstellung der Ereignisverteilung für eine Messung mit weitem Trigger-Abstand.

6.8. Zusammenfassung der HBU-Board-Kalibrierung

Die Eintragsverteilung ist in Abbildung 6.43 dargestellt. Fordert man mindestens 200 Ereignisse pro Kanal, so müssten mit diesem Triggersetup etwa 200 HBU-Boards gleichzeitig vermessen werden (bei einer Messzeit von 8 h). Eine Vergrößerung der Triggerfläche, welche der limitierende Faktor der Laufzeit ist, erhöht dabei den Akzeptanzwinkel. Betrachtet man das Verhältnis der Einträge in den Ecken zu denen, die auf einer Diagonalen zur Mitte hin platziert wurden, so ist es möglich durch die Eintragszahlen eine minimale Steigerung der Messzeit abzuschätzen¹⁹. Eine Vergrößerung von ~ 6 cm pro Seite würde die Laufzeit mindestens um den Faktor 3.4 verringern. Resultierend würden zwei Teststände mit dieser größeren Triggerfläche von $\sim 42 \times 42$ cm² ausreichen, um die Gesamtbedingung der Kalibration von einer 1 s pro Kanal erfüllen. Anzumerken ist, dass in dieser Abschätzung die DAQ-Auslesezeit nicht mit berücksichtigt ist. Im Prinzip würde sich die Auslesezeit bei einer Nutzung von 35 statt 2 HBU-Boards verlängern. Zu dem Testzeitpunkt war allerdings die Datenübertragung vom LDA zum PC stark limitiert (6.2 MB/s statt den angepeilten 85 MB/s [144]). Schwerwiegender ist allerdings, dass diese Messung mit SMD-HBU2-Boards bestückt mit SPIROC2b-Chips erfolgte. Bei diesen Messungen wurde in jedem Auslesezyklus (16 ms) ein Auslesen der nullten Memoryzellen erzwungen, da diese defekt waren und nicht befüllt werden sollten. Ohne diesen Makel, welcher mit dem SPIROC2e behoben wurde, muss die Messung daher wesentlich weniger Daten auslesen, da es nur bei Zyklen mit Ereignissen zu einem Datentransfer kommt. Das hat zur Folge, dass die Messeffizienz deutlich erhöht wird, da die Totzeit der HBU-Boards sinkt. Es kann in der Summe also angenommen werden, dass der Datenausleseprozess bei zukünftigen Messungen deutlich schneller ist und einen Teil oder gänzlich die zusätzliche DAQ-Auslesezeit auffängt. Es könnte dabei auch der Fall auftreten, dass die Auslese sogar schneller ist als bei der getätigten Messung zur Abschätzung, trotz der zusätzlichen HBU-Module. Eine erneute Messung mit demselben Triggerabstand könnte diese Auswirkung bestimmen und eine genauere Abschätzung ermöglichen²⁰.

6.8. Zusammenfassung der HBU-Board-Kalibrierung

Für die Kalibrierung der HBU-Boards wurde ein Teststand für kosmische Myonen aufgebaut. Dazu wurde eine Vorgehensweise entwickelt, welche präzise den Pedestal, Gain und Lichtertrag der einzelnen Kanäle bestimmen konnte. Es wurde darauf geachtet, dass das Verfahren schnell und zuverlässig funktioniert. In der Summe wurden mit diesem Teststand 155 HBU-Boards für den technologischen Prototyp kalibriert. 147 HBU-Module waren dabei voll funktionsfähig, während sechs jeweils einen toten Kanal besitzen. Ein HBU-Board war mit kaputten Temperatursensoren bestückt. Das einzige HBU-Board mit größeren Defekten hatte acht Kanäle, welche Probleme bei der Datenerfassung hatten.

¹⁹Minimal, da der Trigger in alle Richtungen der Ebene erweitert werden würde. Der hier aufgeführte Vergleich entspräche einer Verschiebung der Triggerszintillatorfläche und keiner Vergrößerung.

²⁰Beispielsweise mit zwei Messungen: Eine mit zwei und eine mit drei HBU-Boards. Daraus ließe sich eine ungefähre durchschnittliche Auslesezeit für ein Board bestimmen.

6. Kalibrierung der HBU-Boards

Die in Kapitel 6.4 gezeigten Resultate legen nahe, dass es während der Produktion zu einer Qualitätsabnahme von im Mittel 0.02 p.e. pro HBU-Board gekommen ist. Neben der Lichtertragsabnahme existieren Lichtertragsinhomogenitäten in Bezug auf die Kachelbeschaffenheit. Diese könnten Auswirkungen bei hohen Signalen haben, da die Saturierungseffekte unterschiedlich schnell auftreten. Es wurden dazu verschiedene Ansätze präsentiert, um eine systematische Lichtertragsschwankung und -abnahme zu minimieren.

Mit einer angewandten Winkelkorrektur stimmen die Ergebnisse mit den aufgenommenen Myonen-Daten vom Testbeam 2018 mit einem Offset von 1.1% und einer Schwankung von 4% sehr gut überein. Der Vergleich mit der Testbeam-Messung zeigt, dass die Kalibrierung mit kosmischen Myonen für die meisten Kanäle sehr genau funktioniert. Einer Abschätzung nach sollten zwei solcher Teststände mit Modifikationen in der Lage sein, die Zeitvorgaben einer Kalibrierung zu erfüllen. Somit wurde ein präzises Messverfahren gefunden mit dem eine Massenkalisierung von mehreren Millionen Kanälen möglich ist.

7. Megatile-Szintillatoren

Um den Bestückungsprozess weiter zu vereinfachen wird an der Universität Mainz an sogenannten Megatile-Szintillatoren gearbeitet. Hierbei werden große Szintillatorplatten mit Hilfe von optisch reflektierenden und gleichzeitig undurchlässigen Schichten in kleinere Segmente separiert (z.B. mit TiO_2 gemischt mit Epoxidharzkleber). Dieses Konzept kam schon bei früheren Detektoren zum Einsatz, wie zum Beispiel beim CDF End Plug Calorimeter [145] oder beim Inter Cryostat Detector (ICD) des D0 Detektors [146][147]. Aktuell nutzt auch beispielsweise der STAR Event Plane Detector Separierungen, bestehend aus TiO_2 gemischt mit Epoxidharzkleber, für eine Unterteilung von Szintillatorplatten in einzelne Kanäle [148].

Auch CALICE-intern wurden vor der Arbeit in Mainz Tests an Megatile-Prototypen durch die NIU-Gruppe (Northern Illinois University [149][150]) durchgeführt. Der wesentliche Unterschied besteht darin, dass die SiPMs in Durchbohrungen des PCBs angebracht und somit ein modifiziertes PCB-Design genutzt wurde. Hierbei wurden SiPMs auf kleine Adapter-PCBs gelötet, welche wiederum an das HBU-Board gelötet wurden. Dadurch war die Sensorfläche des SiPMs fast auf gleicher Höhe wie die PCB-Oberfläche. Die Aussparungen im Szintillator waren dabei wesentlich größer und flacher geformt und die TiO_2 -Abtrennschichten senkrecht orientiert. Da das Design der NIU-Gruppe einen zusätzlichen Lötsschritt in der PCB-Produktion benötigt und die Positionierung der SiPMs auf PCB-Höhe eine schlechtere Lichtertragsuniformität bietet [151], wurde dieses Konzept bis auf Weiteres nicht weiterentwickelt.

Die Mainzer Megatiles sind universell einsetzbar, da diese für das PCB-Design der SMD-HBU-Boards angepasst wurden. Die Aussparungsgeometrie ist dabei dieselbe wie die der einzeln verpackten Kacheln für das SMD-SiPM-Design (Kap. 4.3).

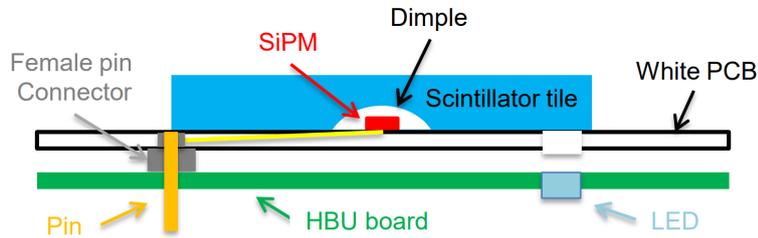
Das Kapitel umfasst eine Zusammenstellung der Megatile-Entwicklung sowie -Optimierung und beinhaltet auch Beiträge von Gruppenmitgliedern der Mainzer CALICE-Gruppe vor allem in den Kapiteln 7.1-7.3, welche entsprechend gekennzeichnet sind.

Teile dieses Kapitels wurden außerdem zur Veröffentlichung im IEEE 2020 Konferenzbeitrag Q. Weitzel, P. Chau et al. - Development of Structured Scintillator Tiles for High-Granularity Calorimeters [152] ©2020 IEEE eingereicht.

7.1. Test mit einem Adapterboard

Für die ersten Tests des Megatile-Konzepts in Mainz wurde ein kleines PCB entworfen, welches 3×3 Kanäle abdeckt und mit SiPMs bestückt wurde. Dieses Adapterboard wurde so konzipiert, dass durch das Anstecken des PCBs an ein THT-HBU-Board die angeschlossenen SiPMs durch die CALICE-Elektronik ausgelesen werden können

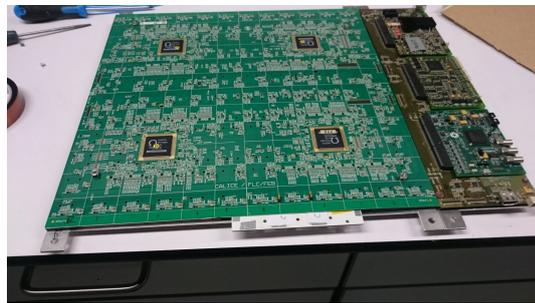
7. Megatile-Szintillatoren



(a) Schematische Zeichnung des Adapterboards bestückt mit SiPM und Szintillatorkachel auf einem HBU-Board.



(b) Erstes 3×3-Adapterboard.



(c) Auf der Unterseite des THT-HBU-Board montiertes Adapterboard.

Abbildung 7.1.: Kompatibles 3×3-Adapterboard für HBU-Board-Messungen.

[153]. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 7.1 (a) dargestellt. Der zu testende Prototyp wird auf dem Adapterboard befestigt und liegt auf einer Trägerplatte (Abb. 7.1 (c)), welche mit 3M DF2000MA [154] Reflektorfolie beklebt ist, um den Lichtertrag zu maximieren.

Die zu den Megatile-Prototypen weisende Seite des Adapterboards wurde ebenfalls mit Reflektorfolie beklebt. Dabei wurden Löcher um die SiPM-Positionen ausgestanzt. Die Oberfläche des gesamten PCBs wurde mit einem weißen Lötstopplack beschichtet, um die Reflexionen in diesem ausgestanzten Bereich zu erhöhen (Abb. 7.1 (b)). Messungen bestätigen eine Erhöhung des Lichtertrags¹ durch diese weiße Oberfläche.

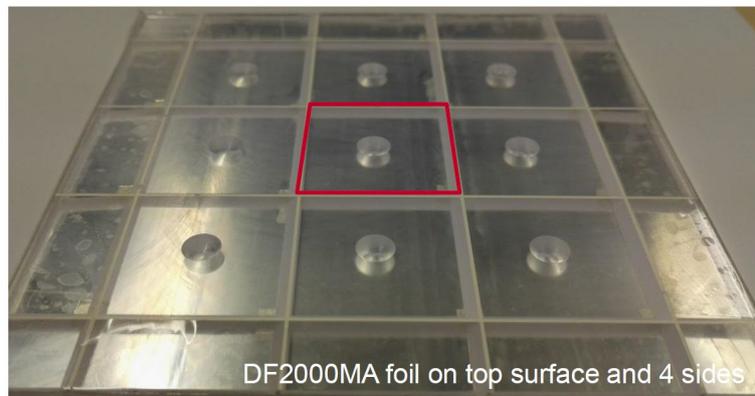
Es wurden zunächst Megatiles mit einer Metall-Separierung [155] getestet (Abb. A.27 (a)). Diese Separierungen wurden mit Einkerbungen gefertigt, die genau an den Positionen, an denen sich die Metallplättchen überlappen, ineinander gesteckt werden. Für die ersten Tests wurde die gesteckte Einheit mit Federn stramm gezogen und so auf dem Testboard fixiert. Die Lichtertragsmessungen zeigten für eine chrombeschichtete Metall-Separierung einen relativ niedrigen Lichtertrag von 17.8 p.e. für PVT-Szintillatormaterial (Abb. A.27 (b)).

Eine einfachere Produktionsmethode erschließt sich durch die Verwendung einer TiO₂-Epoxidharzkleber-Mischung. Neben Prototypen mit zwei parallel liegenden, alternie-

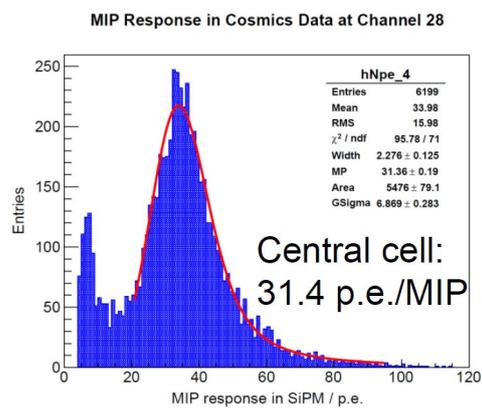
¹Neben dem Nachweis mit hoher Statistik in Kapitel 6.4 wurde der erste Nachweis mit dem 3×3-Adapterboard erbracht, s. Anhang A.4.

7.1. Test mit einem Adapterboard

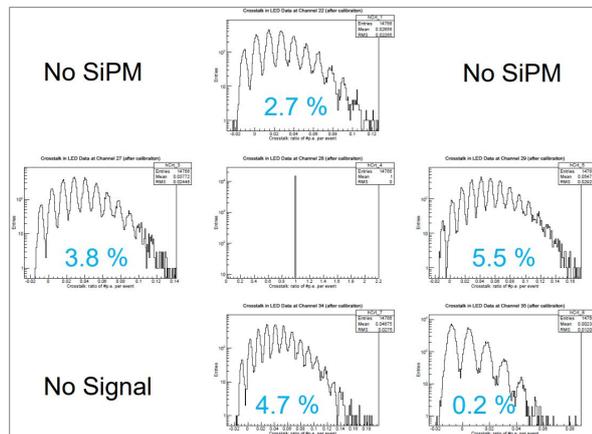
rend von oben und unten eingearbeiteten 2 mm tiefen Separierungen [156] wurden Prototypen mit selbst stabilisierenden, geneigten Schichten mit verschiedenen Dicken und Winkeln getestet (Abb. 7.2 (a)). Diese werden im Folgenden als 3×3-Megatile-Prototypen [157] bezeichnet. Produktionstechnisch wurde, bedingt durch die Viskosität der Klebstoffmischung, die Breite der Schicht auf 0.4 mm festgelegt. Die Neigung der Gräben wurde auf 30° festgelegt, wodurch die aktive Szintillatorfläche im Vergleich zum Einzelkachel-Design vergrößert wird [73]. Die eingesetzten Einzelkacheln des technologischen AHCAL-Prototypen haben eine Größe von $29.65 \times 29.65 \text{ mm}^2$, wobei der Pitch pro Kachel auf einem HBU-Board auf $30.15 \times 30.15 \text{ mm}^2$ beziffert ist und somit eine kleinere sensitive Fläche besitzt.



(a) 3×3-Megatile Prototyp mit Reflektorfolie [73].



(b) Lichtertragsmessung des zentralen Kanals des 3×3-Megatile Prototyps [73].



(c) Crosstalk-Messung des 3×3-Megatile Prototyps (mit sechs SiPMs) [73].

Abbildung 7.2.: 3×3-Megatile Prototyp mit schrägen TiO_2 -Fugen und Lichtertrags- und Crosstalk-Messergebnisse [73].

Üblicherweise wird 3M DF2000MA Reflektorfolie bei dieser Art von Prototyp in Form

7. Megatile-Szintillatoren

gebracht, so dass diese wie eine Kappe über die 3×3 -Megatile gesetzt werden kann und die Außenkanten und die aussparungsfreie Seite reflektierend ist. Ein 3×3 -Megatile-Prototyp ist in Abbildung 7.2 (a) mit der reflektierenden Folienkappe dargestellt. Dieser zeigt in der zentralen Kachel bei einer kosmischen Myonenmessung einen hohen Lichtertrag von 31.4 p.e. (Abb. 7.2 (b)). Der Kachel-Kachel-Crosstalk wurde mit dem LED-System des HBU-Boards² bestimmt und lag bei diesem Prototyp bei $< 6\%$ (Abb. 7.2 (c)) in der das Verhältnis des kanalweise gemessenen Lichtertrags durch den Lichtertrag der zentralen Kachel dargestellt ist) [73].

Eine Referenzmessung mit einer in 3M ESR [83] eingepackten Einzelkachel ergab einen Lichtertrag von 37.4 p.e. [73][158]. Ein genauer Vergleich ist dabei schwierig, da viele kleinere Abweichungen vorlagen. Das eingesetzte Szintillator-Material für alle Megatile-Prototypen ist NE-110 (PVT-Szintillator) [159], während die früheren Einzelkacheln aus BC408 bestanden. Ebenfalls wurden unterschiedliche Reflektorfolien genutzt und die Aussparungsgeometrie war leicht unterschiedlich³. Des Weiteren bestehen Unterschiede in der Reflektivität der seitlichen Separierungen (TiO_2 bzw. 3M ESR). Es lässt sich allerdings folgern, dass der Lichtertrag in einer ähnlichen Größenordnung liegt.

7.2. Produktion von Megatiles mit Titaniumdioxid-Separierungen

Die Produktion von Megatiles mit TiO_2 -Separierungen erfolgt, unabhängig von der Prototypengröße, nach demselben Schema (Abb. 7.3) [73]. Als Erstes muss eine 4-6 mm dicke Szintillatorplatte mit eingefrästen, geneigten Schlitzen (mit einer Eindringtiefe von 3.5 mm) hergestellt werden. Diese Gräben werden mit einer TiO_2 -Epoxidharz-Klebstoffmischung gefüllt. Hierzu werden Klebepunkte auf die vorgesägten 0.4 mm breiten Schlitze gesetzt, welche sich durch die Schwer- und Kapillarkraft in diese verteilen. Die Platte wird nach dem Aushärten der Klebemischung beidseitig mit einem Diamantfräser, zwecks optimaler Oberflächenbeschaffenheit, auf eine definierte Dicke von 3 mm gebracht. Die TiO_2 -Abtrennungen liegen nach diesem Schritt durchgängig im Szintillator und separieren die einzelnen Kanäle in lateraler Ausbreitung. Nach dem Fräsen werden die Aussparungen für die SiPMs hinzugefügt. Für die Prototypen in HBU-Größe wurden in diesem Schritt auch die Durchbohrungen für die Fixierschrauben des HBU-Boards hinzugefügt. Als Letztes wird die Megatile zwecks Auslese auf einem HBU-Modul verschraubt. Dabei werden die großen offenen Flächen mit Reflektorfolie bedeckt, welche auf dem HBU-Board selbst sowie auf der Einschubplatte des Teststands⁴ befestigt sind.

²Die LED der zentralen Kachel wurde als einzige in dieser Testkonfiguration nicht bedeckt, sodass ein direktes Vermessen möglich ist.

³Ein höherer Lichtertrag von $\sim 6\%$ wird laut [160] für BC408 erwartet. Die erwartete Lichtertragsänderung aufgrund der unterschiedlichen Aussparungsgeometrien [97] liegen bei $\sim 1\%$ Prozent.

⁴Bei einem Betrieb im Testbeam wird die Unterseite der Kassette für die HBU-Boards mit Reflektorfolie versehen.

7.3. Megatile-Prototypen in HBU-Board-Größe

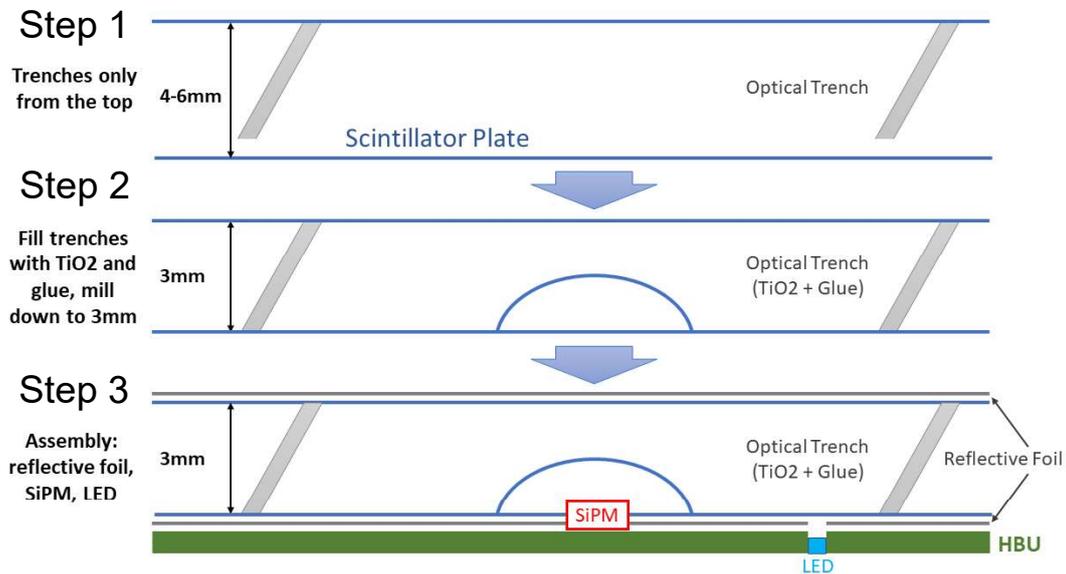


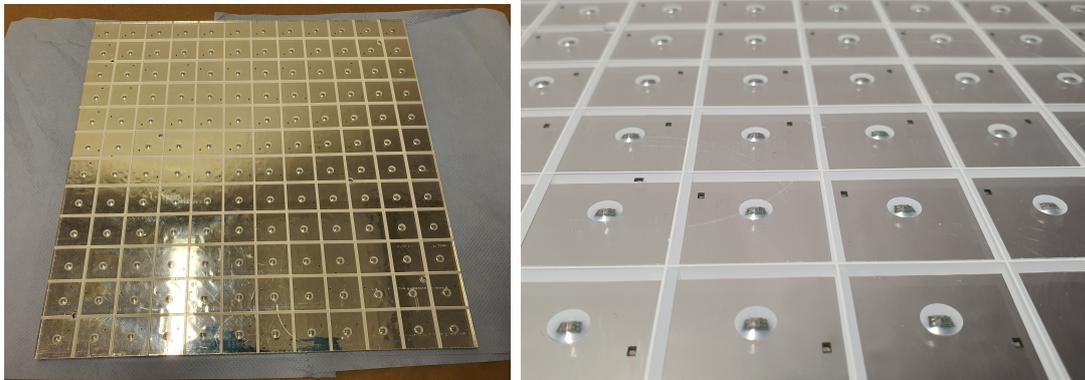
Abbildung 7.3.: Schematische Darstellung der Megatile-Produktion und -Integration [161]. Die Abbildung wurde in modifizierter Form in [152]©2020 IEEE zur Veröffentlichung eingereicht.

7.3. Megatile-Prototypen in HBU-Board-Größe

Bei der Umstellung der Produktion von 3×3- auf 12×12-Megatile-Prototypen musste die Klebemischung modifiziert werden, da die Verarbeitungszeit des Klebers bei einer so großen Anzahl an Separierungen zu gering war⁵. Die Außenkanten der Megatile konnten dabei nicht ohne größeren Aufwand mit der TiO₂-Mischung beschichtet werden und wurden daher bei den ersten Prototypen mit einer reflektierenden Folie beklebt (3M Polyester Film Tape 850 [162]). Es wurden verschiedene Prototypen gebaut und getestet, welche zunächst allesamt schlechtere Lichtertragsresultate als der 3×3-Prototyp in den Messungen zeigten. Dabei wurde sowohl die Sorte des TiO₂ als auch der Epoxidharzkleber in den verschiedenen Iterationen modifiziert [74][163][161][164] und letztendlich eine alternative Mischung gefunden, welche die Leistungsfähigkeit des kleineren 3×3-Prototypen erreicht. In Abbildung 7.4 ist Megatile 6 dargestellt, der erste große Prototyp mit ähnlich guten Lichtertrags- und Crosstalk-Werten.

⁵Die Produktion der ersten vier HBU großen Megatiles wurde von S. Ritter und K. H. Geib durchgeführt. Eine ausführliche Beschreibung der Produktion sowie weiterer Arbeitsschritte (z.B. die genaue Aufbringung der Folie) sind in [74] dargestellt.

7. Megatile-Szintillatoren



(a) Komplette Megatile 6 auf einem HBU-Board.

(b) Vergrößerung der Megatile 6 auf einem HBU-Board.

Abbildung 7.4.: Foto der Megatile 6 auf einem HBU-Board. Die Abbildungen wurden in [152]©2020 IEEE zur Veröffentlichung eingereicht.

7.4. Lichtertragsmessungen der Megatile-Prototypen

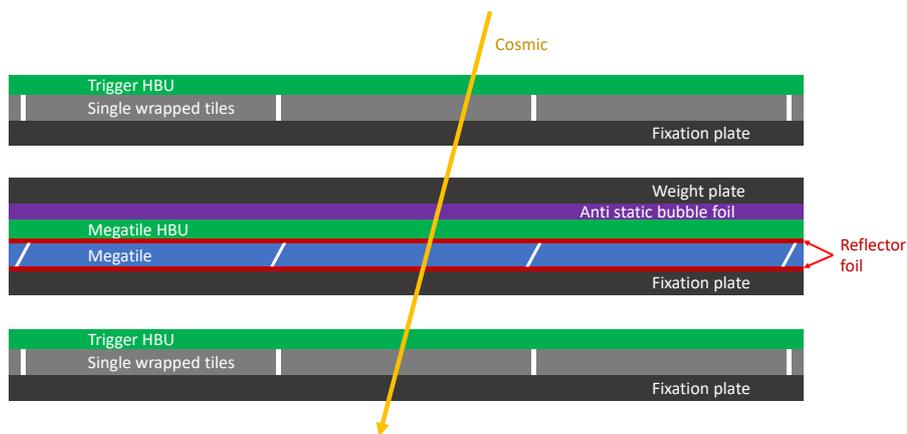


Abbildung 7.5.: Schematische Darstellung einer Lichtertrags- bzw. Crosstalk-Messung im Teststand.

Die Lichtertragswerte aller 12×12 -Prototypen wurden mit dem Teststand für kosmische Myonen (Kap. 6.1) aufgenommen. Durch die größeren Kachel-Kachel-Crosstalk-Wahrscheinlichkeiten der Megatile- gegenüber der Einzelkachel-Konfiguration wurde nach senkrechten Myonenereignissen auf den beiden unterstützenden Trigger-HBU-Boards selektiert (Abb. 7.5). Die Trigger-HBU-Boards sind dabei mit in Reflektorfolie eingepackten Einzelkacheln ausgerüstet. Höhere Lichtertragswerte in den Megatile-Kanälen führen, bedingt durch die Crosstalk-Wahrscheinlichkeit, ebenfalls zu höheren

7.4. Lichtertragsmessungen der Megatile-Prototypen

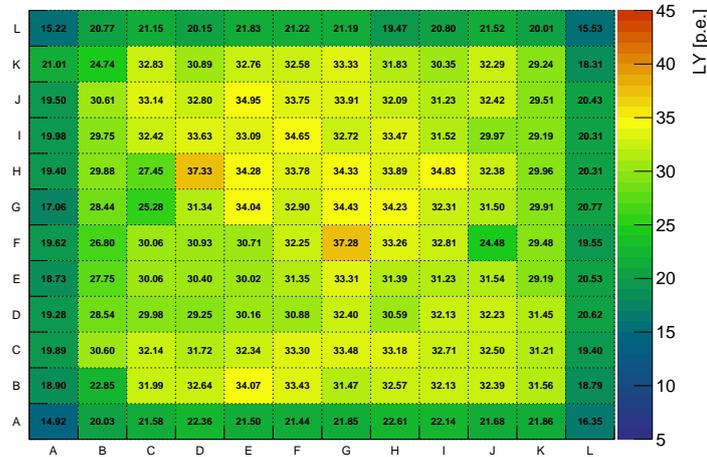


Abbildung 7.6.: Kanalweise Darstellung des Lichtertrags der Megatile 6. Die Abbildung wurde in [152] ©2020 IEEE zur Veröffentlichung eingereicht.

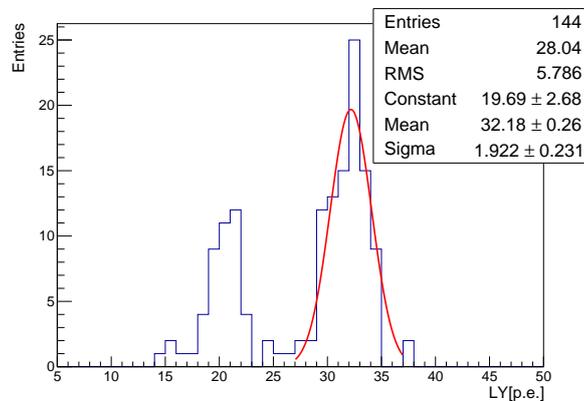


Abbildung 7.7.: Lichtertragshistogramm für Megatile 6 mit einem Fit einer Gauß-Funktion über den zweiten Peak (zentrale Kanäle).

Signalen in den Nachbarkanälen. Bei einer Selektion nach Ereignissen mit einem Hit pro Lage (wie es bei der Winkelkorrektur durchgeführt wird) würde es deswegen zu einer Lichtertragsselektion zugunsten von kleineren Signalen kommen, was es zu verhindern gilt. Eine mit antistatischer Folie verkleidete Aluminiumplatte wurde außerdem zum Beschweren des HBU-Boards genutzt, damit der Luftspalt zwischen Board und Megatile minimal ist und der Crosstalk damit ebenfalls reduziert wird.

Als Beispiel sind in den Abbildungen 7.6 und 7.7 die Lichtertragsergebnisse der Mega-

7. Megatile-Szintillatoren

tile 6 dargestellt. Bei einer kanalweisen Betrachtung wird ersichtlich, dass die Randkanäle wesentlich kleinere Lichtertragswerte vorweisen (die Lichterträge der Eckkacheln sind dabei noch kleiner, s. Abbildung 7.6). Bei den ersten sechs Prototypen wurden die Ränder mit einer selbsthaftenden, reflektierenden Folie beklebt, welche jedoch nicht so reflektierend wirkt wie die genutzte TiO_2 -Schicht. Ebenso ist zu erkennen, dass die Kacheln mit einer Durchbohrung, in welcher Aluminium-Schraubhülsen zur Befestigung platziert werden, geringfügig schlechtere Lichtertragswerte vorweisen. Die Grenzfläche besitzt dabei eine niedrigere Reflektivität als eine TiO_2 -Trennschicht. An manchen Stellen hat ein Nachbarkanal der Kachel mit einer Durchbohrung ebenfalls einen reduzierten Lichtertrag. Dies liegt daran, dass manche Bohrpositionierung leicht verschoben sind und dementsprechend durch die TiO_2 -Schicht durchgebohrt wurden (Abb. 7.4 (a) z.B. unten links).

Bei Betrachtung von Abbildung 7.7, dem Lichtertragshistogramm über alle Kanäle der Megatile 6, ist eine 2-Peak-Struktur ersichtlich. Der höhere Peak, welcher in diesem Beispiel durch einen Fit einer Gauß-Funktion ermittelt wird, erfüllt dabei die Erwartungen, die aus dem kleineren 3×3 -Prototypen hervorgegangen sind. Der kleinere Peak setzt sich fast vollständig aus den Randkacheln und mit einigen Kacheln mit Durchbohrung zusammen. Im Anhang A.5.2 sind die Lichtertragsergebnisse aller getesteten Megatiles abgebildet und der Mittelwert der Kacheln, welche nicht am Rand sitzen, berechnet. Diese Werte sind zueinander vergleichbarer und werden in Tabelle 7.1 als Vergleichswert eingetragen.

Für die Randbereiche wird derzeit an verschiedenen Auftragsverfahren gearbeitet, um diese Randkanäle anzugleichen (Kap. 7.7). Ebenso sollte die Positionierung bei der Prototypenkonstruktion verbessert werden, um ein versehentliches Durchbohren der TiO_2 -Abtrennschicht zu verhindern. Die Aluminiumschraubhülsen in der Extrusion könnten in nachfolgenden Prototypen weiß beschichtet werden, um einer Lichtertragsverminderung in diesen sechs Kanälen und deren betroffenen Nachbarn entgegenzuwirken.

7.4.1. Vergleich der Lichtertragsergebnisse der Megatile-Prototypen

In Tabelle 7.1 (und in Abbildung A.29) sind die Eigenschaften und Ergebnisse der fünf 12×12 -Prototypen zusammengefasst. Alle Prototypen wurden aus NE-110 mit derselben TiO_2 -Schichtdicke und -Neigung gefertigt. Die Lichtertragsergebnisse sind zunächst nicht eindeutig interpretierbar, da sie von vielen verschiedenen Parametern abhängen. Nach Abwägungen der Produktionsparameter wurden mit der Megatile 6 jedoch die Lichtertragswerte des 3×3 -Prototypen erreicht und in großer Statistik verifiziert.

Die Abhängigkeiten von Epoxidharzkleber-, TiO_2 -Typen und den Mischverhältnissen werden in Kapitel 7.5 genauer erläutert. Unabhängig davon gab es fehlerhafte Produktionen der Aussparungen, welche in der falschen Ausführung doppelt so breit waren (aufgetreten bei Megatile 1,3,5). Außerdem ließ die Oberflächenbeschaffenheit bis Megatile 4 durch einen abgenutzten Fräser kontinuierlich nach. Die Auswirkung der Oberflächenbeschaffenheit der Megatile 4 wurde durch ein nachträgliches Abfräsen

7.4. Lichtertragsmessungen der Megatile-Prototypen

	3x3- Prototyp	Megatile 1	Megatile 3	Megatile 4	Megatile 5	Megatile 6
Größe	3x3	12x12	12x12	12x12	12x12	12x12
Kleber	UHU- Plus	BC600	EPO- TEK 301-2FL	EPO- TEK 301-2FL	EPO- TEK 301-2FL	EPO- TEK 301-2FL
TiO ₂ Typ	Dupont Ti-Pure R-105	Dupont Ti-Pure R-105	Alfa Aesar 45603	Alfa Aesar 45603	Dupont Ti-Pure R-105	Dupont Ti-Pure R-105
TiO ₂ Anteil	33.3%	33.9%	27.7%	27.7%	33.3%	33.3%
Klebstoff- Mixtur	1	3	6	6	8	8
Aussparung	korrekt	zu groß	zu groß	korrekt	zu groß	korrekt
Politur		Alter Fräskopf	Alter Fräskopf	Alter Fräskopf	Neuer Fräskopf	Neuer Fräskopf
Selektierter mittlerer LY $\pm \sigma_{LY}$ [p.e.]	31.4	20.4 ± 2.3	16.6 ± 0.9	16.1 ± 0.8	21.6 ± 1.8	31.6 ± 2.4
Kommentare		Luftlöcher in der TiO ₂ - schicht	gelbe TiO ₂ - schicht	gelbe TiO ₂ - schicht		
Testbeam			März 2019	Mai 2019		Aug. 2020

Tabelle 7.1.: Entwicklung der Produktionsweise der Megatile-Prototypen und deren resultierenden Lichtertragsresultate. Die Klebstoff-Mixtur ist dabei in Tabelle 7.3 aufgelistet.

mit dem nachgearbeiteten Diamantfräser getestet. Hierbei wurde beidseitig 0.13 mm abgefräst. Das Ergebnis beträgt 15.1 ± 0.6 p.e. (Abb. A.29 (d)) und lässt somit vermuten, dass die Oberflächenbehandlung einen kleinen positiven Effekt hat, welcher allerdings kleiner ist als die Verluste durch die reduzierte Szintillatordicke (erwarteter Verlust $\sim 8\%$ der ursprünglichen 16.1 ± 0.8 p.e.)⁶.

Bei der Megatile 1 traten durch die hohe Viskosität des Klebers (BC600 mit 800 cPs [165]) Lufteinschlüsse auf, welche den Lichtertrag ebenfalls verringern [74]. In Tabelle 7.1 sind deswegen nur die Lichtertragsresultate der Kanäle für diesen Prototyp berücksichtigt, die nicht durch diese Einschlüsse benachteiligt sind. Diese wurden per Augenmaß erfasst [74] und unterliegen erwartbar höheren Schwankungen als die anderen Prototypen (die relative Standardabweichung beträgt $\sim 11\%$).

Alle nachfolgenden TiO₂-Trennschichten wurden daraufhin mit wesentlich flüssige-

⁶Die Aussparungsform wird bei diesem Prozess ebenfalls marginal verändert.

7. Megatile-Szintillatoren

rem Klebstoff (Epo-TEK 301-2FL mit 100–200 cPs [166]) angedickt. Anzumerken ist außerdem, dass die TiO₂-Schicht der Megatile 3 und 4 nach ungefähr einem Monat gelb angelaufen sind⁷. Der Alterungsprozess hin zu einer Gelbfärbung [167][168] wird vermutlich beschleunigt, da TiO₂ ein Photokatalysator ist, der für verschiedene TiO₂-Strukturen unterschiedlich ausfällt (die Anatas-Struktur (Alfa Aesar 45603 [169]) wirkt stärker photokatalytisch als die Rutil-Struktur (Dupont Ti-Pure R-105 [170][171][172])). Die TiO₂-Partikel des Dupont Ti-Pure R-105 sind zusätzlich mit SiO₂ verkapselt (der Massenanteil beträgt $\sim 3.5\%$), die genügen, um die Wechselwirkung des TiO₂ zu reduzieren [170][173]. Eine Korrelation der Gelbfärbung zu den optischen Eigenschaften könnte bestehen. Um den entgegenzuwirken erfolgt die Lagerung der neueren Megatile-Prototypen in einem Schrank, welcher sich in einem abgedunkelten Raum befindet. Derzeit werden begleitend Alterungsstudien zu Lichtertragsänderungen der Megatiles durchgeführt. Robustere Epoxidharzkleber im optischen Sinne könnten dabei mit Hilfe von [167][168] ausgewählt werden, sofern diese eine genügende mechanische Bearbeitbarkeit bezüglich der Stabilität, Verarbeitungszeit und Viskosität zulassen.

Allerdings beeinflusst nicht nur die Struktur, sondern auch die Größe⁸ der TiO₂-Kristalle selbst die optischen Eigenschaften [174][175]. Die Mischbarkeit könnte ebenfalls einen indirekten Einfluss auf die optischen Eigenschaften haben. Alfa Aesar 45603 ist im Gegensatz zu DuPont Ti-Pure R-105, welches mit organischen Molekülen behandelt wurde, um die hygroskopische Beschaffenheit zu minimieren [170], nicht wasserlöslich. Dadurch lässt sich Ti-Pure R-105 TiO₂ wahrscheinlich homogener auf mikroskopischer Ebene mit dem wasserbasierten Epo-TEK 301-2FL mischen [169][170][166].

Durch die Komplexität dieser Thematik wird in den nachfolgenden Kapiteln lediglich ein Vergleich der beiden eingesetzten TiO₂-Produkte durchgeführt, wobei es noch Raum für eine gezielte Optimierung gibt.

7.5. Testaufbau zur Vermessung der optischen Eigenschaften der Klebstoffmischung

Um die aufgenommenen Lichtertragstendenzen der Megatiles genauer zu verstehen, wurde ein separater Teststand aufgebaut, welcher die optischen Eigenschaften der Klebstoffmischungen direkt bestimmt. Zu diesem Zweck wird ein kollimierter Lichtstrahl mit ~ 467 nm und einer Breite⁹ von 2 mm durch einen angekoppelten Laser erzeugt. Der Kollimator ist dabei auf einer xyz-Stage [177] montiert und lässt sich dadurch mikrometergenau positionieren. Als Sensoreinheit dient in diesem Aufbau eine FDS1010-PIN-Diode mit einer sensitiven Fläche von 10×10 mm² [178], welche mit

⁷Dieser Effekt wurde auch schon bei älteren Megatile-Studien beobachtet [147].

⁸Die mittlere TiO₂-Teilchengröße ist für Ti-Pure R-105 mit 310 nm und Aesar 45603 mit 15 nm angegeben.

⁹Die Breite des Strahls ist definiert als der Bereich des Lasers, in dem die Intensität $> \frac{1}{e^2}$ beträgt. Die Intensität ist dabei gaußverteilt. Dabei wird ein 60FC-0-A11 Kollimator [176] verwendet.

7.5. Testaufbau zur Vermessung der optischen Eigenschaften der Klebstoffmischung

einem Keithley 6485 Picoamperemeter [179] ausgelesen wird. Die Datennahme erfolgt durchgängig mit der Mittelwertfunktion des Geräts. Diese ist so eingestellt, dass für einen Messvorgang 100 Einzelwerte aufgenommen werden und so ein Mittelwert berechnet wird. Die Standardabweichung dieser 100 Werte wird dabei ebenfalls errechnet und gibt die Streuung an, welche in der Regel unter 1% liegt. Das Setup wurde 30 min vor jeder Messung angeschaltet, damit alle Komponenten während der Datennahme auf Betriebstemperatur sind.

Bei den zu vermessenden Testproben mit verschiedenen Klebstoff-Mixturen bestand die Herausforderung, die Schichtdicke kontrolliert und reproduzierbar herzustellen. Zu diesem Zweck wurden für jede Klebstoffprobe jeweils zwei NE-110-Szintillatorstreifen mit der Größe von $120 \times 50 \times 4 \text{ mm}^3$ produziert (Abb. 7.8). Die jeweilige zu testende Klebstoffmischung wurde zwischen den beiden Streifen aufgetragen. Die Schichtdicke wurde mit 0.4 mm dicken, zugeschnittenen Aluminiumblechen kontrolliert, welche an den beiden Rändern der Probe positioniert wurden. Während des Aushärtens wurde ein massiver Bleiblock auf die Probe gelegt, damit der überschüssige Kleber seitlich entweichen kann. Ein zu der Megatile-Produktion ähnliches Verfahren ist nicht umsetzbar, da die Klebefläche (bzw. die Einziehtiefe in die Schlitze) wesentlich größer ist.

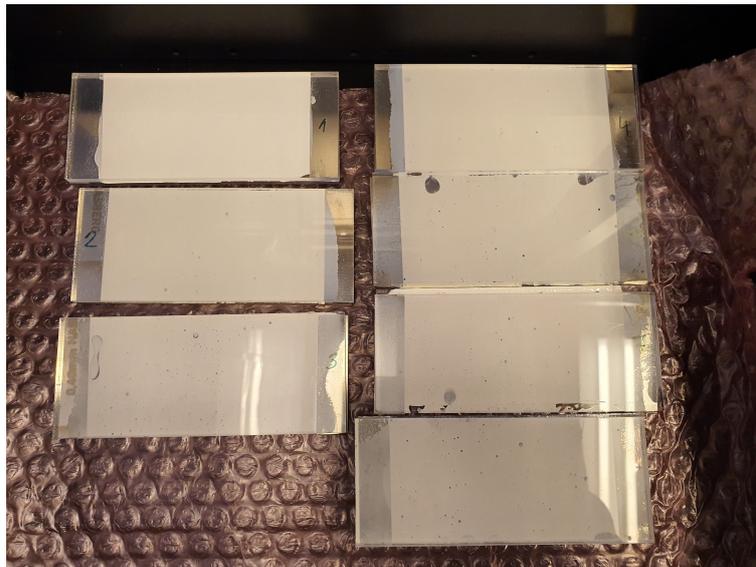


Abbildung 7.8.: Testsamples für TiO_2 -Klebmischung
(Probenanordnung links: 1,2,3 und rechts: 4,6,7,8).

Wie in Abbildung 7.8 zu sehen ist, ist der Großteil der Klebeflächen homogen erzeugt worden. Einige Klebeflächen sind mit kleineren Luftbläschen übersät. Die Szintillatorstreifen der Probe 7 sind leicht zueinander verschoben und Probe 6 hat zwei größere Luftblasen an den Rändern (weit entfernt von den Laser-Einschusspunkten). Um die Wahrscheinlichkeit zu erhöhen, keine Luftbläschen zu treffen, werden über größere

7. Megatile-Szintillatoren

Entfernungen Messreihen gestartet und auch jeweils kleinere Variationen (± 1 mm in der xy -Ebene) an den ausgewählten Punkten durchgeführt. Die Proben-Oberflächen mussten sehr gründlich, d.h. bis zu zehnmal gereinigt werden, da sich sonst ein dünner Klebefilm absetzen kann, der sich entsprechend deutlich in den Daten zeigt. Um diesen Oberflächeneffekt auszugleichen, wurde bei den Reflexionsmessungen die Probe gedreht, um die Möglichkeiten der systematischen Fehler einzugrenzen.

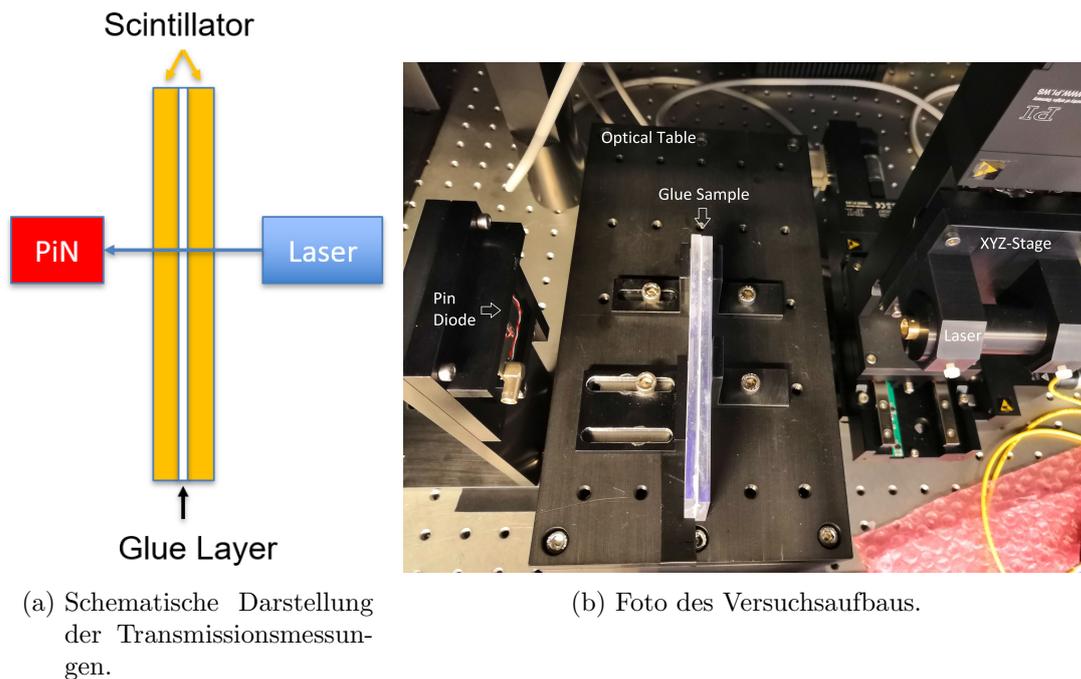


Abbildung 7.9.: Testkonfiguration für Transmissionsmessungen. Die Abbildungen wurden in [152]©2020 IEEE zur Veröffentlichung eingereicht.

Je nach zu testender optischer Eigenschaft muss die Anordnung des Setups geändert werden. Für eine Transmissionsmessung muss der Sensor hinter der Probe positioniert werden (Abb. 7.9). Der Laser schießt dabei das Licht senkrecht auf die Klebeschicht. Ein erster Test bestätigt hierbei die Validität der erhobenen Daten. Die Lichtintensität wird dabei einmal ohne, einmal mit einer und einmal mit zwei nebeneinander positionierten Szintillatorschichten gemessen. Die erwarteten Reflexionswerte wurden mit Hilfe der fresnelschen Formel für senkrecht einfallendes Licht (Formel 7.1 mit $n_1 = 1$ und $n_2 = 1.58$ [159]) berechnet.

$$R = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (7.1)$$

Eine Gegenüberstellung ist in Tabelle 7.2 zu sehen und die dazugehörigen Plots befinden sich im Anhang A.5.1 (Abb. A.28). Tendenziell stimmen die Werte relativ gut

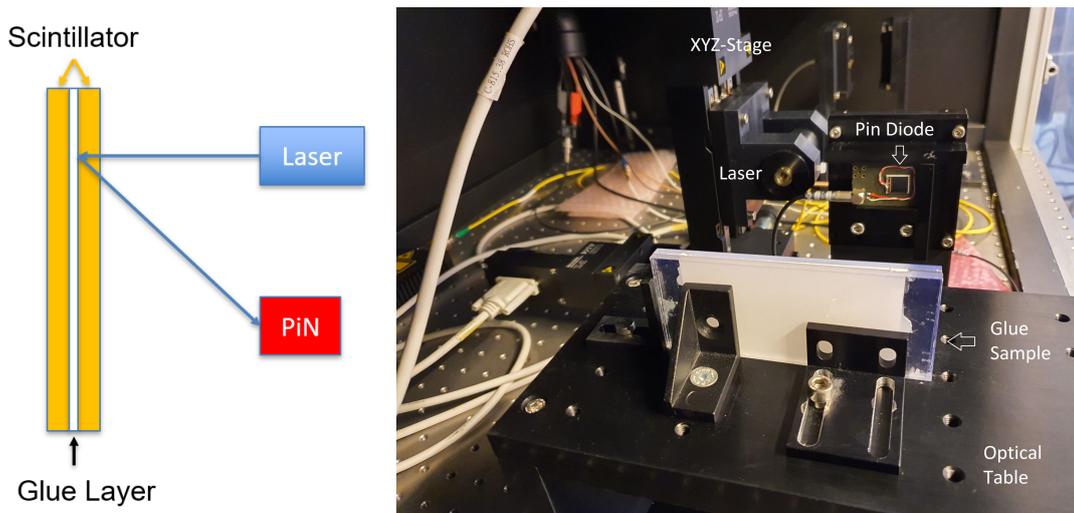
7.5. Testaufbau zur Vermessung der optischen Eigenschaften der Klebstoffmischung

Tabelle 7.2.: Verifizierung der Testmessungen.

Material zwischen Laser und Diode	Anzahl der Grenzflächenübergänge	Berechneter Reflexionsanteil	Gemessener Reflexionsanteil inkl. Abschwächung
Ein Szintillator	2	9.85%	10.53±0.48 %
Zwei Szintillatoren mit Luftspalt	4	18.74%	20.00±0.49 %

überein. Die gemessenen Intensitätsverluste sind dabei minimal größer als die berechneten. Dies lässt sich durch eine gewisse Abschwächung (z.B. durch Mikrokratzer) im Szintillatormaterial erklären.

Insgesamt wurden vier Messreihen (bzw. für Probe 3 bei der Transmissionsmessungen fünf Messreihen), die jeweils einen Zentimeter zueinander verschoben wurden, durchgeführt. Um die Statistik zu erhöhen, wurden an jedem Punkt vier weitere Messungen mit einer Millimeter-Variation in der xy -Achse aufgenommen. Es entsteht dabei ein Einschuss-Kreuzmuster.



(a) Schematische Darstellung der diffusen Reflexionsmessung.

(b) Foto des Versuchsaufbaus.

Abbildung 7.10.: Testkonfiguration für diffuse Reflexionsmessungen. Die Abbildung (a) wurden in [152]©2020 IEEE zur Veröffentlichung eingereicht.

Bei der diffusen Reflexionsmessung wird das Licht frontal auf die Probe eingeschossen und die PIN-Diode wird neben dem Laser platziert (Abb. 7.10). Durch die Fixierung der Positionen wird über alle Messungen hinweg das reflektierte Licht desselben Raumwinkelbereichs aufgenommen. Hierbei werden ebenfalls vier Messpositionen ausgewählt (mit jeweils fünf Messpunkten ± 1 mm). Um eine größere Variation zu gewähr-

7. Megatile-Szintillatoren

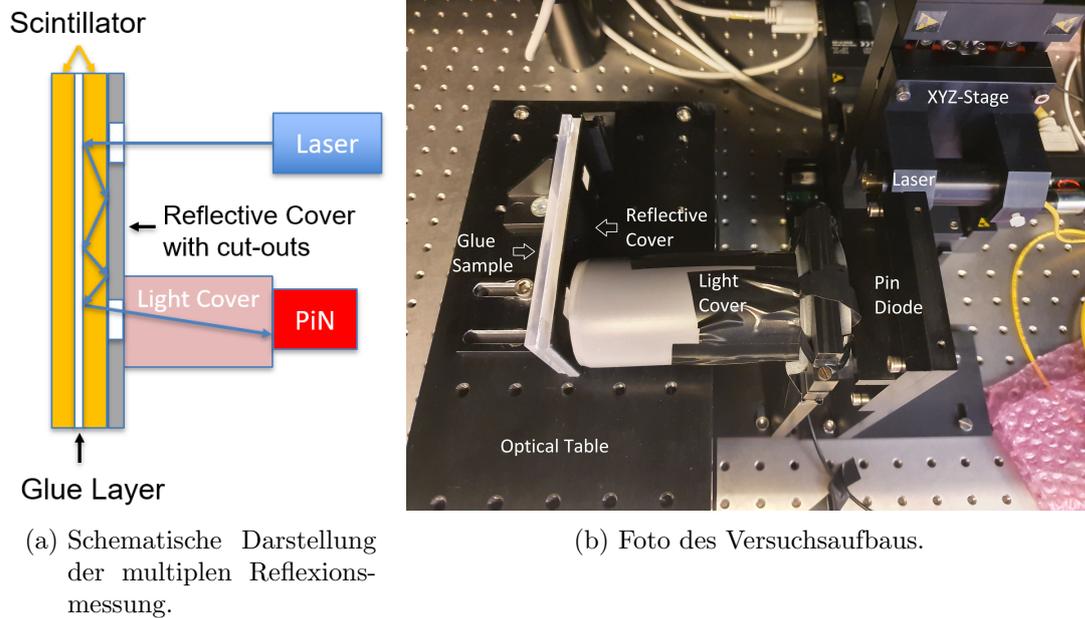


Abbildung 7.11.: Testkonfiguration für multiple Reflexionsmessungen. Die Abbildung (a) wurden in [152]©2020 IEEE zur Veröffentlichung eingereicht.

leisten, werden die Proben dabei auch jeweils in den Trägheitsachsen gedreht. Die abschließende multiple Reflexionsmessung (Abb. 7.11) wurde konzipiert, um die diffuse Messung zu verifizieren und die Unterschiede zu verdeutlichen. Die Positionierung ist dieselbe wie in den vorherigen Messungen. Die Messpunkte werden dabei nach demselben Muster wie bei der diffusen Messung variiert und ergeben 20 Messpunkte pro Probe. Hinzu kommt eine reflektierende Abdeckung¹⁰, die genau an der Einschuss- und der Austritts- bzw. PIN-Dioden-Position einen Ausschnitt besitzt, um das Licht hinein- bzw. hinauszulassen. Ziel des Aufbaus ist es, den Lichtpfad durch multiple Reflexionsvorgänge entlang der reflektierenden Klebefläche zur Diode zu führen. Durch die erhöhte Anzahl an Reflexionen sollte es möglich sein, die Ergebnisse besser zu trennen. Um jegliche additive Streueffekte (z.B. durch die diffuse Streuung beim Einschusspunkt) zu verhindern, wird um die mögliche Flugbahn vom Ausgangspunkt zur PIN-Diode ein Lichtschutz implementiert.

7.5.1. Ergebnisse der Vermessung der optischen Eigenschaften der Klebstoffmischung

Insgesamt wurden sieben nutzbare Proben mit unterschiedlicher Klebstoffmischung hergestellt. In Tabelle 7.3 sind sowohl die Zusammensetzungen als auch die Ergebnis-

¹⁰Die Abdeckung wurde aus Aluminium gefräst und eloxiert, um eine schwarze Oberfläche zu erhalten. Die zu der Klebprobe gewandte Seite ist mit DF2000MA Reflektorfolie [154] beschichtet, um eine möglichst große Reflektivität zu gewährleisten.

7.5. Testaufbau zur Vermessung der optischen Eigenschaften der Klebstoffmischung

Probe	Klebstoff	TiO ₂ -Anteil	TiO ₂ -Typ	Messung: Transmission I [pA]	Messung: Diffuse Reflexion I [pA]	Messung: Multiple Reflexionen I [pA]
1	UHU Plus	33.3%	Dupont R-105	18.5 ± 0.9	319.8 ± 3.7	17.2 ± 0.5
2	UHU Plus	33.3%	Alfa 45603	52.1 ± 1.7	293.5 ± 3.8	8.4 ± 0.3
3	BC600	33.9%	Dupont R-105	1× Messreihe: 27.7 ± 0.7 Alle Werte: 207.2 ± 228.2	319.9 ± 7.8	16.8 ± 1.7
4	BC600	33.9%	Alfa 45603	32.8 ± 0.7	286.8 ± 9.6	10.1 ± 1.2
6	EPO-TEK 301-2FL	27.7%	Alfa 45603	99.0 ± 4.4	276.6 ± 3.9	7.3 ± 0.9
7	EPO-TEK 301-2FL	46.9%	Dupont R-105	19× Messwerte: 21.0 ± 16.0 Alle Werte: 33.4 ± 56.4	326.2 ± 4.4	18.8 ± 0.8
8	EPO-TEK 301-2FL	33.3%	Dupont R-105	21.1 ± 5.5	322.1 ± 6.0	19.7 ± 0.5

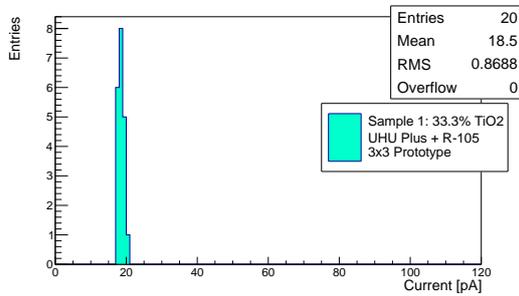
Tabelle 7.3.: Probenauflistung und deren gemessenen optischen Eigenschaften. Die Tabelle wurde z.T. in [152]©2020 IEEE zur Veröffentlichung eingereicht.

se der optischen Tests dargestellt.

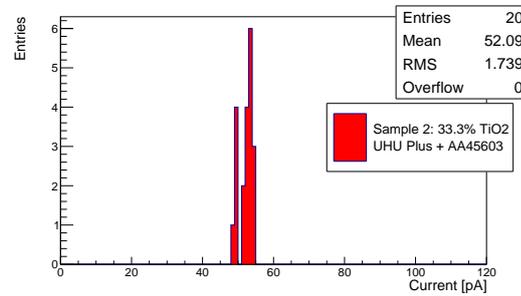
Die Transmissionsmessungen (Abb. 7.12) zeigen meist homogene Resultate mit niedrigen Schwankungen¹¹. Vergleicht man die absoluten Werte der Transmissionsmessung mit dem gemessenen Strom bei einer direkten Lasereinstrahlung auf die PIN-Diode (348.6±0.6 nA), so wird ersichtlich, dass ein Crosstalk im Megatile-Setup sehr wahrscheinlich nicht durch die Klebeschicht erfolgt, da selbst die mittleren Werte der schlechteren Samples im Vergleich zur direkten Einstrahlung unter $\sim 10^{-3}$ liegen. Der gemessene Kachel-Kachel-Crosstalk (Kap. 7.6 und Abb. 7.2 (c)) erfolgt somit fast ausschließlich über die Luftspalten zwischen Reflektorfolie und Megatile.

¹¹Die Werte der einzelnen Datenpunkte wurden wie bereits erwähnt über eine Statistik von 100 Einzelmessungen erfasst. Die Fehler lagen nach der Standardabweichung durchgehend bei 0.2 pA und sind für jeden Messpunkt sehr stabil.

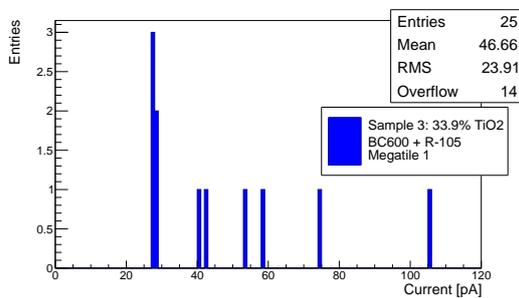
7. Megatile-Szintillatoren



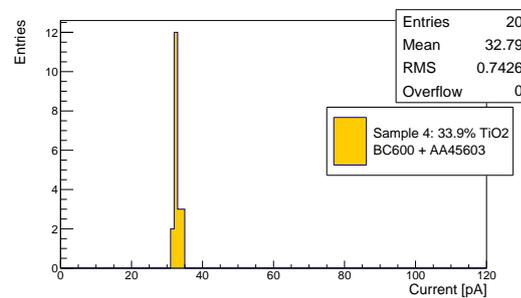
(a) Probe 1.



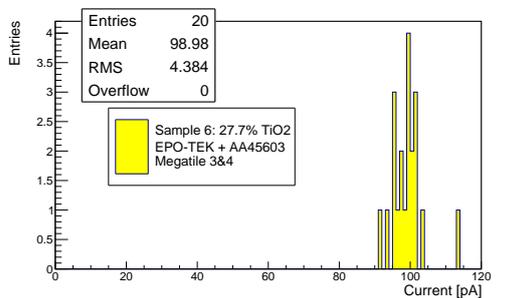
(b) Probe 2.



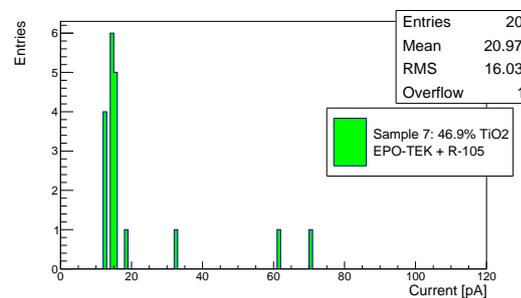
(c) Probe 3.



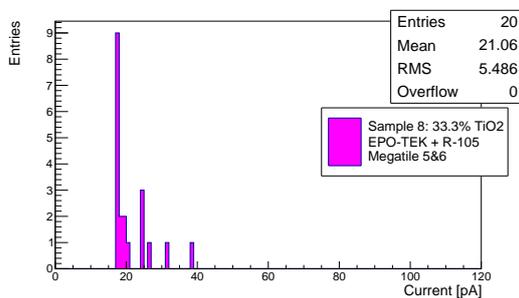
(d) Probe 4.



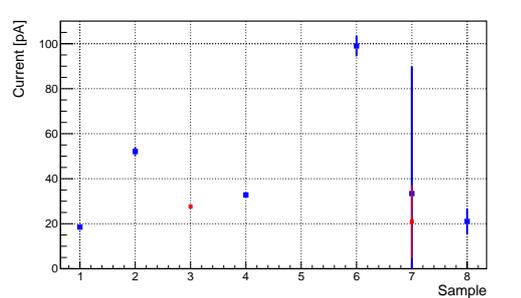
(e) Probe 6.



(f) Probe 7.



(g) Probe 8.



(h) Überblick der Ergebnisse (die Datenpunkte entsprechen den Mittelwerten mit den Standardabweichungen als Fehlerbalken).

Abbildung 7.12.: Ergebnisse der Transmissionsmessungen.

7.5. Testaufbau zur Vermessung der optischen Eigenschaften der Klebstoffmischung

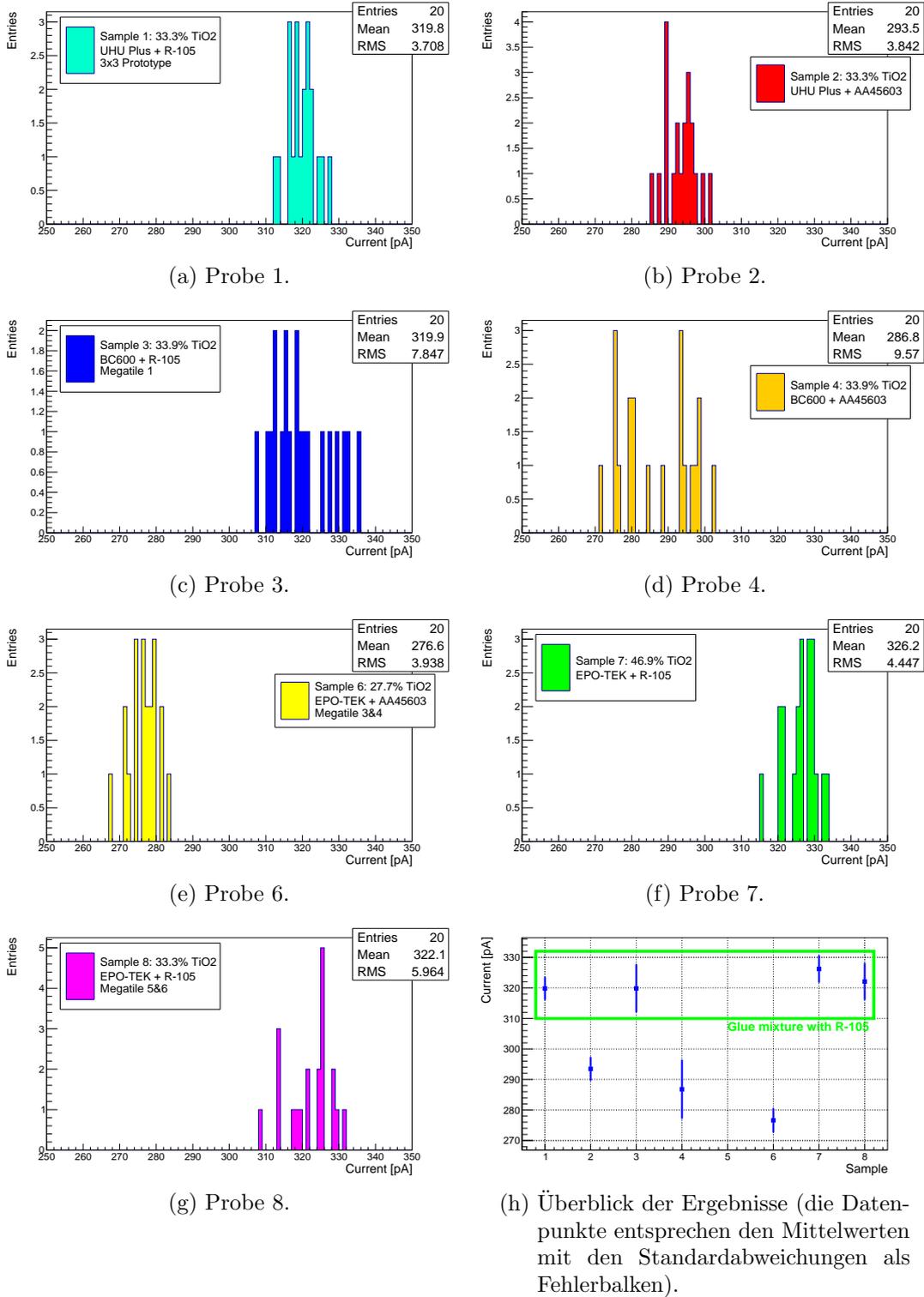
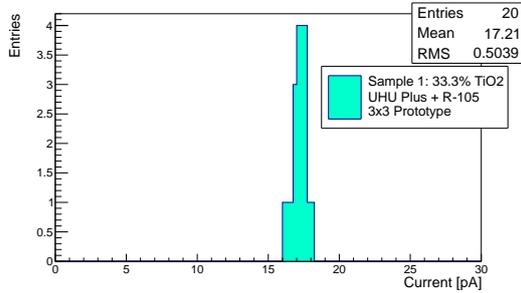
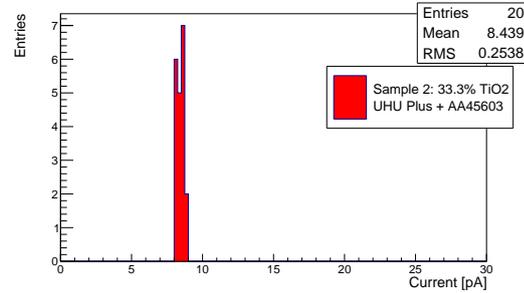


Abbildung 7.13.: Ergebnisse der diffusen Reflexionsmessungen. Die Abbildung (h) wurde in [152]©2020 IEEE in modifizierter Form zur Veröffentlichung eingereicht.

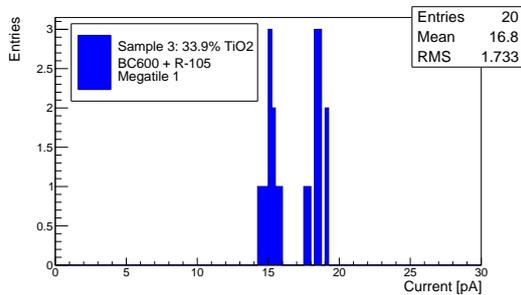
7. Megatile-Szintillatoren



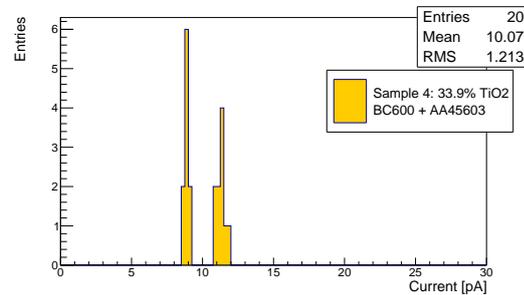
(a) Probe 1.



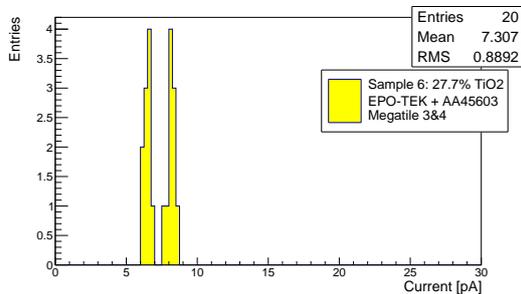
(b) Probe 2.



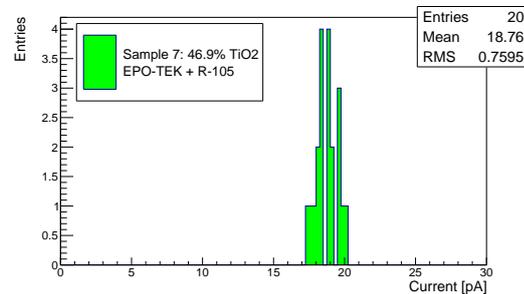
(c) Probe 3.



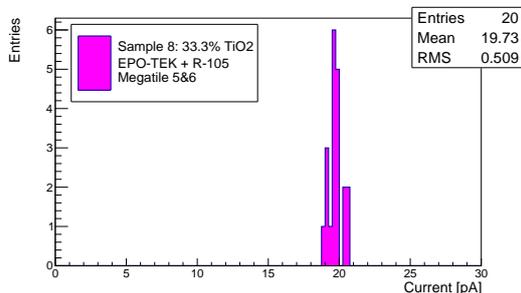
(d) Probe 4.



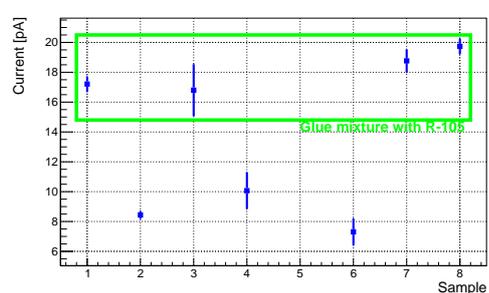
(e) Probe 6.



(f) Probe 7.



(g) Probe 8.



(h) Überblick der Ergebnisse (die Datenpunkte entsprechen den Mittelwerten mit den Standardabweichungen als Fehlerbalken).

Abbildung 7.14.: Ergebnisse der multiplen Reflexionsmessungen. Die Abbildung (h) wurde in [152]©2020 IEEE in modifizierter Form zur Veröffentlichung eingereicht.

7.5. Testaufbau zur Vermessung der optischen Eigenschaften der Klebstoffmischung

Die Ergebnisse der Alfa Aesar 45603-Mischungen (2,4,6) haben dabei kaum Ausläufer zu hohen Messwerten. Dies deutet auf eine bessere Homogenität der Klebstoffmischung auf makroskopischen Skalen hin¹². Für die Klebstoffproben mit R-105 (1,3,7,8) gilt jedoch, dass der Peak stets sehr gebündelt an einem Minimum und stetig mit niedrigerer Transmission als die der Alfa Aesar 45603-Mischungen vermessen wurden. Die Ausläufer können auf Luftbläschen/Inhomogenitäten deuten, welche teilweise vom 2 mm breiten Laserstrahl getroffen werden, da die Schwankungen lediglich zu hoher Transmission tendieren und nicht andersherum.

Wie bereits erwähnt wurden für Probe 3 fünf Messreihen mit je fünf Einzelmessungen aufgenommen, da die Ergebnisse sehr schwankten (14 Ausläufer). Der Peak, welcher im Histogramm 7.12 (c) zu sehen ist, wurde an einem Messpunkt aufgenommen. In Tabelle 7.3 sind für einen besseren Vergleich sowohl die Ergebnisse einer Messreihe¹³ als auch das Ergebnis über alle Messungen eingetragen und kann nur bedingt in den Vergleich miteinbezogen werden. Ebenso besitzen die Proben 7 und 8 einige Ausläufer¹⁴. Für Abbildung 7.12 (h) wurden aufgrund der erwähnten starken Schwankungen beide errechneten Mittelwerte aus Tabelle 7.3 für die Messwerte für Probe 3 und 7 dargestellt (blau für alle und rot für selektierte Messwerte). Im weiteren Verlauf dieser Analyse werden die gemittelten Werte der Transmissionsmessung von Probe 3 und 7 vorsichtshalber außen vor gelassen. Einen besseren Vergleich würde eine erneute Produktion dieser beiden Proben liefern.

Die Ergebnisse der diffusen Reflexionsmessung (Abb 7.13) unterliegen weit geringeren Schwankungen als die der Transmissionsmessung. Auch hier ist ein deutlicher Unterschied zwischen den Proben der beiden TiO₂-Typen erkennbar. Die gemessenen Reflexionsergebnisse der Alfa Aesar 45603-Proben liegen durchweg auf einem Plateau bei $\sim 280\text{--}290$ pA, während die der R-105 Klebstoffmischungen bei $\sim 320\text{--}330$ pA (Abb. 7.13 (h)) liegen.

Mit der multiplen Reflexionsmessung (Abb. 7.14) lassen sich diese Tendenzen bei wesentlich kleineren Stromwerten noch deutlicher darstellen. In der Abbildung 7.14 (h) ist deutlich zu erkennen, dass sich derselbe Trend abzeichnet. Die Proben der Alfa Aesar 45603-Klebstoffmischungen ergaben einen Strom zwischen 7–11 pA, während die der R-105-Proben alle zwischen 16–20 pA lagen. Durch die multiplen Reflexionsprozesse trennen sich, wie erwartet, die Tendenzen weiter auf. Dabei liegen die statistischen Fehlerwerte der einzelnen Messpunkte wie bei der Transmissions- und diffusen Reflexionsmessung bei ~ 0.2 pA. Der Pedestal-Wert des Picoamperemeters mit einer angeschlossenen PIN-Diode liegt durchgehend bei 1.5 pA. Bei manchen Histogrammen

¹²Der Umstand, dass Alfa Aesar 45603 auf makroskopischen Skalen besser mischbar ist wurde schon vermutet, da der ursprüngliche Grund dieses TiO₂ zu verwenden eine bessere Verarbeitung während des Herstellungsprozesses war.

¹³Die Ergebnisse von Probe 3 schwankten an einem Messpunkten so stark, dass bei einem Messwert ~ 1000 pA erreicht wurden, was auf makroskopische Luft einschüsse schließen lassen könnte. Der Mittelwert der Transmission beträgt über alle Messpunkte 207.2 ± 228.2 pA.

¹⁴Für Probe 7 gilt, dass alle Ausläufer über 20 pA zu einem Einschusspunkt zuzuordnen sind. Dabei ist ein Messwert, wahrscheinlich durch makroskopische Luftbläschen, sehr hoch (269.6 ± 0.2 pA). In Tabelle 7.3 erfolgt eine Betrachtung mit und ohne diesen Messwert. Für Probe 8 sind diese Werte zu zwei der vier Einschusspunkten zuordnenbar, was an der relativ großen Laserstrahlbreite liegt.

7. Megatile-Szintillatoren

lässt sich eine 2-Peak-Struktur (mit jeweils genau zehn Werten) erkennen (z.B. bei den Proben 3,4,6), was mit der Rotation der Probe korreliert. Daraus lässt sich auf eine Oberflächenabhängigkeit dieser Messung schließen.

Betrachtet man die Ergebnisse im Zusammenhang mit dem TiO_2 -Anteil, so wird ersichtlich, dass durchgehend Probe 6 mit einem Anteil von 27.7% in allen drei Messungen die schlechtesten Resultate liefert. Bei Probe 7 mit einem Anteil von 46.9% ist das Ergebnis nicht eindeutig. Betrachtet man die Transmissionsmessung in Abbildung 7.12 (f) im Vergleich zu (a) und (g) etwas genauer, so wird ersichtlich, dass das Minimalplateau niedriger ist.

Für die Reflexion ist eine Interpretation komplexer. Bei der diffusen Messung liegen die Werte der Proben 7 und 8 innerhalb der Fehlertoleranz. Für die multiple Reflexion liegt das Ergebnis von Probe 7 sogar unterhalb des Werts von Probe 8, was allerdings an der erhöhten Anzahl an Luftbläschen (vgl. Ergebnisse der Transmissionsmessung in Abbildung 7.12) liegen könnte. Letztendlich scheinen die Werte von allen R-105-Klebeproben recht nahe beieinander zu liegen, was darauf hindeuten könnte, dass sich die Konzentration des TiO_2 bei $\sim 33\%$ nahe oder sogar in Sättigung befindet.

Bemerkenswert ist der Umstand, dass bei einer Gegenüberstellung der Proben bzgl. des TiO_2 -Typs bei gleichem Klebstoff und Massenanteil (z.B. Probe 1 vs. 2 oder 3 vs. 4) R-105 dem AA45603 für die reflektierenden Tests überlegen ist. Bei der Transmission ist ein Vergleich aufgrund der Schwankungen bei Probe 3 schwierig. Jedoch deutet der Vergleich von Probe 1 und 2 ebenfalls darauf hin, dass die Transmission bei R-105 niedriger ist. Probe 5, welche einen Vergleich zu Probe 6 geliefert hätte, konnte bedauerlicherweise nicht erfolgreich hergestellt werden. Vergleicht man die verschiedenen Klebstoffsorten (z.B. Proben 1,3,7,8 oder 2,4,6) mit ähnlichen TiO_2 -Typen miteinander, so sind diese im Bezug zur Reflexion relativ ähnlich. Bei der Transmission gibt es allerdings bei den AA45603-Mischungen deutliche Unterschiede.

Bezogen auf die uneindeutigen Lichtertragungsergebnisse der Megatiles ergibt es Sinn, dass Probe 6 (AA45603 mit einem Anteil von 27.7%, eingesetzt in Megatile 3 und 4) die eindeutig niedrigste Reflexion und gleichzeitig die höchste Transmission vorweist. Megatile 5 und 6, welche aus derselben Klebstoffkonfiguration wie Probe 8 (R-105 mit einem Anteil von 33.3%) bestehen, zeigen die erwarteten besseren Resultate. Vergleicht man die Eigenschaften von Probe 8 und Probe 1 (beide mit R-105 TiO_2 und einem Massenteil von 33.3%), welche aus derselben Klebstoff-Mixtur wie Megatile 6 und 3×3-Prototyp bestehen, so ist es nicht verwunderlich, dass der ermittelte Lichtertrag sehr nahe beieinander liegt. Die Klebstoffwahl der neueren Megatiles (EPO-TEK 301-2FL statt UHU Plus) wirkt sich dabei nur sekundär auf die optischen Eigenschaften aus, ist aber zwingend notwendig für die mechanische Umsetzung von großen Prototypen.

Hinsichtlich der Wellenlängen-Abhängigkeiten wurden bis jetzt noch keine Tests durchgeführt. Diese Tests könnten mit einem Spektrometer und einer Xenonlampe durchgeführt werden. Außerdem könnte die Gelbfärbung der Megatile 3 und 4 genauer untersucht werden, indem Probe 6 mit einer kontrollierten Bestrahlung einen nachvollziehbaren Alterungsprozess durchläuft. Eine Untersuchung der Alterung in Bezug auf Lichtertragsänderungen der Megatiles ist derzeit in Bearbeitung.

7.5.2. Systematische Fehlerabschätzung für die Vermessung der optischen Eigenschaften

Die Betrachtung des systematischen Fehlers muss für alle drei Testmethoden separat durchgeführt werden, da die Grundvoraussetzungen nicht identisch sind. Die systematischen Fehler, die hierbei auftreten können, sind die lokale Probenqualität (bzw. Homogenität), die Lichtabschwächung in den Szintillatorlagen, die mechanische Ausrichtung der Proben bezüglich des Setups, die Ausrichtung des Laserstrahls in Bezug auf das Ziel, Temperatur- und Laserstabilität und der permanente Untergrund durch Restlicht im Testsetup. Diese Fehlerquellen korrelieren dabei wahrscheinlich auch untereinander.

Der systematische Fehler bezüglich der Probenqualität und der mechanischen Ausrichtung wurde dahingehend minimiert, dass an verschiedenen Stellen jeweils mit einem Kreuzmuster verschiedene Messwerte aufgenommen wurden. Die Ausrichtung des Lasers konnte mit einem systematischen Fehler von $< 1\%$ ermittelt werden. Dazu wurden die Messwerte bei einem direkten Beschuss der PIN-Diode zur Hilfe genommen. Die maximale relative Abweichung des Kreuzmusters zum Maximalwert in der Mitte der Struktur bildet dabei den angenommenen systematischen Fehler.

Die Auswirkungen des Restlichts, welches durch das Picoamperemeters gemessen wurde, hängen im Wesentlichen vom gewählten Dynamikbereich ab. Für jede Probenmessreihe wurde ein Pedestal-Wert aufgenommen. Die Pedestal-Fluktuationen betragen für die Transmissionsmessung $< 1\%$, für die diffuse Reflexionsmessung $< 0.1\%$ und für die multiple Reflexionsmessung, aufgrund der geringen Signalamplitude, maximal 2.5% .

Die Laser- und Temperaturstabilität korrelieren hierbei stark miteinander und werden in dieser Ausarbeitung zusammengefasst. Eine Ermittlung erfolgt durch ein erneutes Vermessen des Signals nach einer Teilmessreihe an einer Einschussposition, während eine Temperaturstabilität erreicht wurde. Die Schwankungen betragen für alle Messreihen der Transmissions- und multiplen Reflexionsmessung durchweg $< 1\%$. Für die diffuse Reflexionsmessung beträgt die maximale Variation $< 0.1\%$.

Die Lichtabschwächung selbst variiert mit der Beschaffenheit der Proben. Ein Indiz für dieses Ausmaß lässt sich mit Hilfe der Verifizierung der Fresnel-Formel-Messung abschätzen. Der absolute Fehler beträgt dabei $\sim 1.26 \pm 0.49\%$ (Tab. 7.2). Da die Szintillatorstreifen aus einer Charge und außerdem gleichmäßig produziert wurden, sollten die Abweichungen untereinander relativ niedrig sein. Die Durchflugstrecke in diesem Vergleich sollte bei der Transmissions- und mit Abstrichen bei der diffusen Reflexionsmessung relativ gleich sein (zwei Szintillatordicken). Für die multiple Reflexionsmessung kann der systematische Fehler allerdings durch die Lichtabschwächung entlang eines längeren Pfads im Szintillator und aufgrund der verwendeten Reflektorfolie größer ausfallen.

Die maximal möglichen Schwankungen aufgrund der konservativ berechneten individuellen systematischen Fehler lassen darauf schließen, dass die Ergebnisse des Vergleichs der verschiedenen TiO_2 -Sorten signifikant sind.

7.6. Crosstalk-Limit-Abschätzung der Megatile-Prototypen

Aufgrund des Aufnahmemodus der HBU-Boards (Kap. 3.1.4) ist es nicht ohne Weiteres möglich eine direkte Crosstalk-Messung durchzuführen. Dafür müsste der Triggerwert aller Kanäle auf ~ 0.5 p.e. gesetzt werden. Diese Triggerschwellen werden für jeden ASIC, also für jeweils 36 Kanäle gesetzt und schwanken relativ stark (bis zu 2 p.e.). Selbst wenn ein Setzen der Triggerschwelle präzise bei ~ 0.5 p.e. möglich wäre, könnte der DCR-Noise der SiPMs mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit die Memoryzellen füllen, da ein Messzyklus (BXID-Zeitfenster) $4 \mu\text{s}$ lang ist und die DCR bei typischerweise 70 kHz bis maximal 210 kHz pro Sensor liegt [30]. Für jeden Kanal des HBU-Boards gilt, dass in einem BXID-Zeitfenster nur das erste Signal über der Triggerschwelle gespeichert wird.

Hinzu kommt noch die vorhandene kurze Zeitspanne von $\sim 16\text{-}32$ ns für jedes BXID-Zeitfenster, in dem der Validierungstriggermodus effektiv ausgehebelt wird (Kap. 6.2.3). Alle Signale, die über der gesetzten Triggerschwelle liegen, werden dort als validiert klassifiziert und füllen so die vorhandenen Memoryzellen¹⁵. Die Messung hätte dadurch eine sehr hohe Totzeit, da permanent Memoryzellen mit Noise befüllt und ausgelesen werden würden.

Stattdessen kann eine Abschätzung des oberen Crosstalk-Limits mit Hilfe einer Myonenmessung mit sehr hoher Statistik durchgeführt werden. Hierfür wird dieselbe Meskonfiguration wie in Kapitel 7.4 verwendet. Die Selektion erfolgt wie zuvor über senkrechte Myonen-Ereignisse. Die Herausforderung, eine Crosstalk-Limit-Messung mit MIP-Signalen adäquat durchzuführen, liegt darin, möglichst kleine Signale aufnehmen zu können. Da ein MIP, je nach Prototyp, am wahrscheinlichsten ein gemessenes Lichtsignal von $\sim 10 - 38$ p.e. erzeugt, können durch die geringe Crosstalk-Wahrscheinlichkeit von $\sim 3 - 6\%$ sehr kleine Signale in den Nachbarkanälen angenommen werden. Unter Umständen liegt die Signalthöhe dieser Ereignisse unterhalb der Triggerschwelle des Validierungstriggermodus.

Die Triggerschwelle wurde so weit wie möglich heruntersetzt, ohne dass die Datennahme von Noise-Ereignissen überladen wird. Die ermittelten Werte sind abhängig vom jeweiligen ASIC, von der Temperatur (da das DCR-Verhalten der SiPMs temperaturabhängig ist) und vom Vorverstärkungsfaktor und betragen in aufsteigender Reihenfolge des eingesetzten HBU-ASICs 227, 228, 224, 221 DAC-Einheiten.

Bei einer Crosstalk-Messung muss nicht nur der getroffene Kanal, sondern auch seine Nachbarkanäle betrachtet werden. In Abbildung 7.15 sind die Signalverteilungen eines ausgewählten zentralen Kanals (in dieser Darstellung: A133C0, in den 2D-Maps jeweils mit den Koordinaten $x = G$ und $y = G$) sowie dessen benachbarte Kanäle abgebildet. Die Einträge in den Histogrammen entsprechen den Messwerten bei koinzidenten, senkrechten Myon-Ereignissen durch den betrachteten zentralen Kanal, welches mit Hilfe der Trigger-HBU-Boards verifiziert wurde. Dabei wurde eine Selektion auf $\text{Hitbit} = 1$ (Signal über der Triggerschwelle) für jedes einzelne Ereignis in

¹⁵Das Ereignis wird für alle Kanäle eines ASICs gespeichert, sobald ein Kanal als validiert gilt ($\text{Hitbit} = 1$). Die Messung aller angeschlossenen HBU-Boards werden gestoppt und ausgelesen, sobald alle Memoryzellen eines ASICs in der Messung befüllt werden.

7.6. Crosstalk-Limit-Abschätzung der Megatile-Prototypen

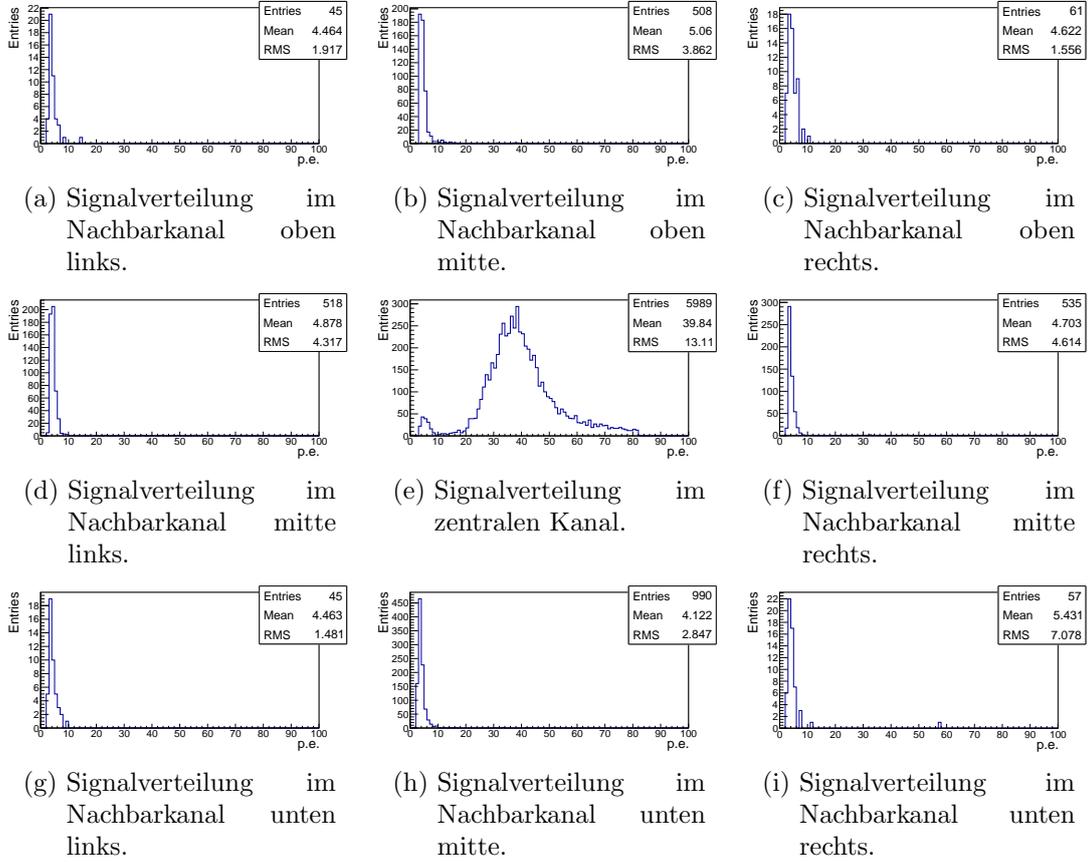


Abbildung 7.15.: Übersicht der Signalverteilungen bei einer koinzidenten Messung für einen Kanal und dessen Nachbarn.

allen neun Kanälen durchgeführt.

Im zentralen Kanal ist eine MIP-Verteilung zu erkennen, während in den Nachbarkanälen zunächst eine undefinierte niedrige Signalverteilung (Noise und Crosstalk) sichtbar ist. Vergleicht man die Anzahl der Einträge, dann ist zu erkennen, dass die seitlichen Nachbarkanäle weniger Ereignisse registrieren als der zentrale Kanal, da die entsprechenden Signale in demselben Zeitfenster kleiner als die eingestellte Trigger-schwelle sind. In den Ecknachbarkanälen ist die Anzahl der Ereignisse noch einmal deutlich geringer. Beide Tendenzen entsprechen der Erwartung der positionsabhängigen Crosstalk-Wahrscheinlichkeiten, welche zuvor beim 3×3 -Prototypen direkt gemessen wurden (Abb. 7.2 (c) [73]).

Zunächst muss der Triggerschwellenwert jedes einzelnen Kanals ermittelt werden. Dieser lässt sich aus den niedrigen Noise- bzw. Crosstalk-Signalen in den Nachbarkanälen abschätzen. Hierzu wurde der Bin mit der größten Anzahl an Einträgen sicherheits-halber als Triggerschwelle angenommen. Dadurch, dass für alle Kanäle individuelle Histogramme, vergleichbar mit Abbildung 7.15, erstellt wurden, existieren für alle

7. Megatile-Szintillatoren

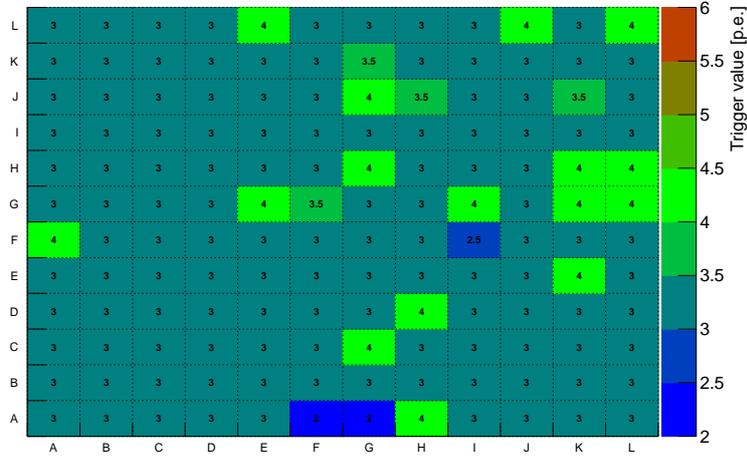


Abbildung 7.16.: Ermittelte Triggerschwelle für alle Kanäle des eingesetzten HBU-Boards.

Kanäle mehrere Abschätzungen (acht für innere und drei bis fünf für Randkanäle des HBU-Boards) für den Bin mit den meisten Einträgen. Die Triggerschwelle wird aus den verfügbaren Werten mit Hilfe des Medianwerts abgeschätzt. Die ermittelten Triggerwerte liegen zwischen 2 – 4 p.e. und deren Verteilung auf dem genutzten HBU-Board ist in Abbildung 7.16 dargestellt. In Testbeams wird dieser Wert üblicherweise auf 0.5 MIP eingestellt und läge im Falle des technologischen AHCAL-Prototypen bei ~ 7 p.e., da der Fokus auf Schauermessungen liegt.

Bei einem getriggerten Myon-Ereignis in einem zentralen Kanal wird der Triggerschwellenwert für die Nachbarkanäle, welche nicht getriggert wurden (Hitbit = 0, bzw. fehlende Einträge in Abb. 7.15), als maximal möglicher Wert für eine Crosstalk-Limit-Abschätzung genutzt. Konkret wird das Crosstalk-Verhältnis für jedes Ereignis aller Nachbarkanäle, welche getriggert wurden, individuell wie folgt errechnet:

$$\left(CT_{\text{ratio}} = \frac{Signal_{\text{benachbarter Kanal}}}{Signal_{\text{zentraler Kanal}}} \right) \quad (7.2)$$

War kein koinzidentes Signal in einem oder mehreren Nachbarkanälen vorhanden, wurde das maximal mögliche Crosstalk-Verhältnis mit dem Triggerschwellenwert berechnet:

$$\left(CT_{\text{ratio}} = \frac{Triggerschwellenwert_{\text{benachbarter Kanal}}}{Signal_{\text{zentraler Kanal}}} \right) \quad (7.3)$$

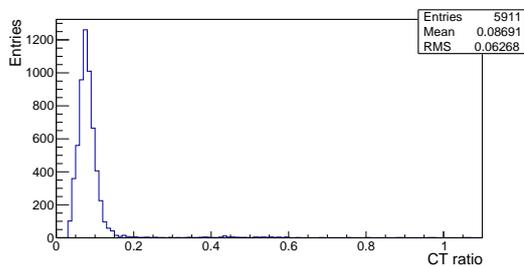
In Abbildung 7.17 (a) ist das gesamte Crosstalk-Verhältnis eines diagonal und in (b) eines seitlich benachbarten Kanals zu einem ausgewählten zentralen Kanal dargestellt. Die beiden betrachteten Crosstalk-Verhältnisse gleichen sich zunächst und haben nun dieselbe Ereigniszahl, da die fehlenden Signale der Hitbit = 0 Ereignisse mit dem

7.6. Crosstalk-Limit-Abschätzung der Megatile-Prototypen

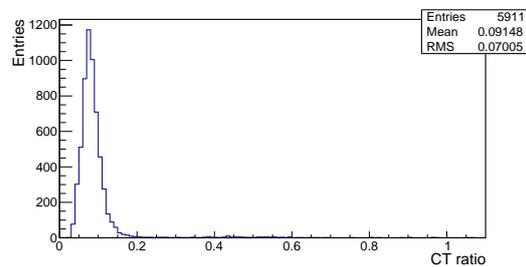
Triggerschwellenwerten ersetzt wurden.

Um das Crosstalk-Maximum besser ermitteln zu können, wurde außerdem eine p.e.-Selektion auf die Signalhöhe des zentralen Kanals durchgeführt und somit nur Ereignisse mit einer hohen Lichtausbeute betrachtet. Dadurch wird die relative Zahl der Einträge über der Triggerschwelle auf Kosten der Anzahl an betrachteten Ereignissen erhöht. Die Auswirkungen dieser Selektion sind in den Abbildungen 7.17 (c) und (d) für dieselben Kanäle zu sehen.

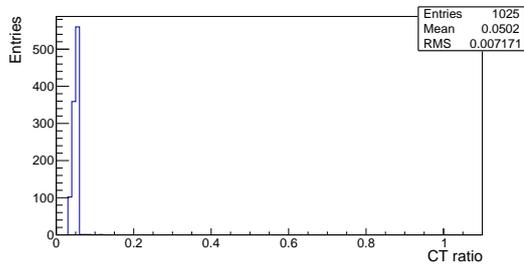
Es ist zu erkennen, dass die betrachtete Ereignisanzahl abnimmt und ein Struktur-



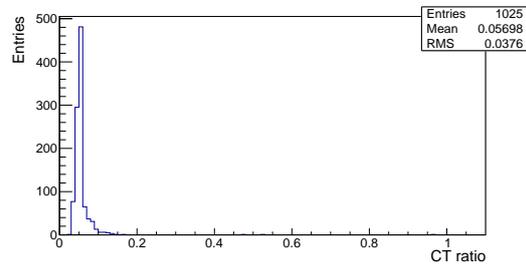
(a) Maximale Crosstalk-Abschätzung für einen diagonalpositionierten Nachbar kanal.



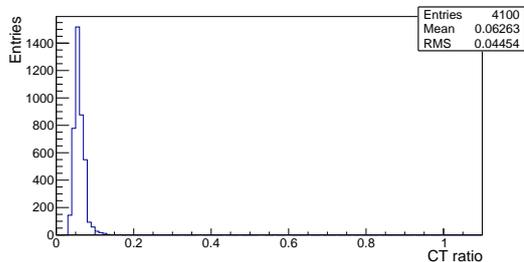
(b) Maximale Crosstalk-Abschätzung für einen seitlichen Nachbar kanal.



(c) Maximale Crosstalk-Abschätzung für einen diagonalpositionierten Nachbar kanal mit einer 50 p.e.-Selektion.



(d) Maximale Crosstalk-Abschätzung für einen seitlichen Nachbar kanal mit einer 50 p.e.-Selektion.



(e) Maximale Crosstalk-Abschätzung für alle seitlichen Nachbar kanäle mit einer 50 p.e.-Selektion.

Abbildung 7.17.: Maximale Crosstalk-Abschätzung mit und ohne p.e.-Selektion.

7. Megatile-Szintillatoren

unterschied von diagonalen und seitlichen Nachbarn hervortritt. Der glatte Schnitt bei dem Diagonal-Nachbar-Histogramm (c) ist dabei äquivalent zu 50 p.e.-Selektion-Ereignissen. Während die Einträge des Diagonal-Nachbarn fast ausschließlich aus Triggereinträgen bestehen, existieren in den Einträgen des seitlichen Nachbarn reale Crosstalk-Ereignisse, welche sich neben der glatten Schnittkante manifestieren. In Abbildung (e) werden die Einträge der vier seitlichen Nachbarkanäle desselben zentralen Kanals in einem Histogramm vereint.

Diese Prozedur wird für alle Kanäle mit deren korrespondierenden Myonen-Ereignissen ausgeführt. Eine kanalweise Auftragung des Mittelwerts der maximalen Crosstalk-Abschätzung über die jeweiligen vier seitlichen Nachbarkanäle ist in Abbildung 7.18 dargestellt. Die relative Abweichung des maximalen Crosstalks ist gering und das Ergebnis ist homogen.

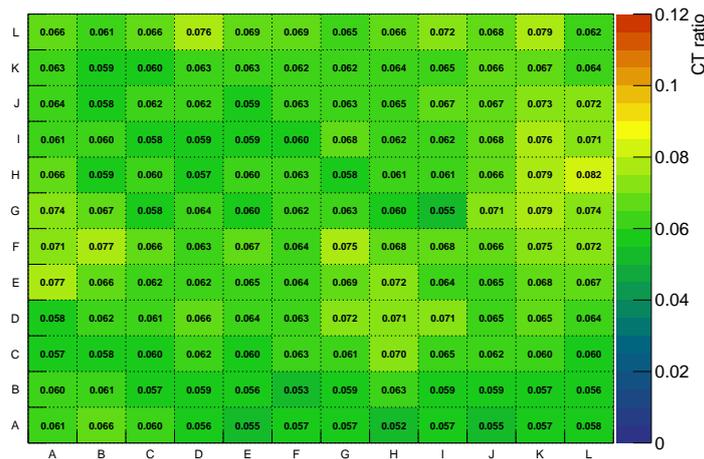


Abbildung 7.18.: Maximale Crosstalk-Abschätzung für alle Kanäle mit einer 50 p.e.-Selektion (nur seitliche Nachbarn). Die Abbildung wurde in [152]©2020 IEEE zur Veröffentlichung eingereicht.

Des Weiteren lassen sich die Crosstalk-Verhältnisse zwischen allen seitlich benachbarten Kanälen des HBU-Boards in einem Histogramm vereinen, wodurch mehr Statistik bei höheren Selektionsbedingungen möglich ist. In Abbildung 7.19 ist dies für Selektionen bei 30, 50, 70 und 80 p.e. dargestellt. Wie erwartet sinkt die Statistik und das Crosstalk-Maximum fällt mit der Höhe des Datenschnitts. Der Unterschied zwischen der 70 und 80 p.e.-Selektion ist dabei gering. Es ist wahrscheinlich, dass hierbei ein Plateau erreicht wurde oder die Statistik über 144 Kanäle zu niedrig ist. Letztendlich lässt sich feststellen, dass diese Messung ein oberes Limit von ungefähr

7.6. Crosstalk-Limit-Abschätzung der Megatile-Prototypen

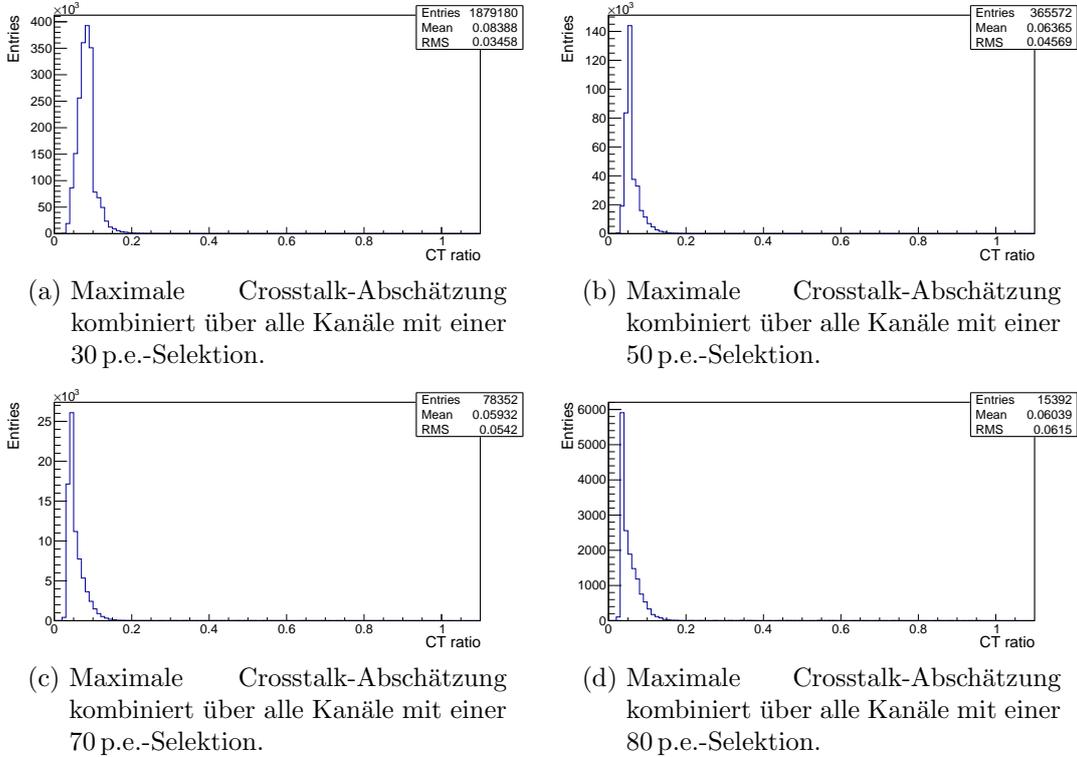


Abbildung 7.19.: Maximale Crosstalk-Abschätzung mit verschiedenen p.e.-Selektionen (nur seitliche Nachbarn).

6% vorhersagt¹⁶ und die Crosstalk-Größenordnung bestätigt, welche durch die 3×3 -Prototypen-Messung bestimmt wurde.

Für eine Abschätzung der Sensibilität dieses Crosstalk-Limit-Bestimmungsverfahrens müssen die Triggerwerte betrachtet werden, welche als maximal möglicher Crosstalk-Wert bei nicht getriggerten Ereignissen in den Nachbarkanälen genutzt wurden. Diese liegen bei 2 – 4 p.e. (Abb. 7.16) und liefern bei einem 80 p.e.-Signal bereits eine Crosstalk-Wahrscheinlichkeit von 2.5-5%. Eine direkte Vermessung, beispielsweise mit einem direkten Auslese der SiPMs mit einer individuellen Schaltung, wäre nicht an diese Triggerwerte gekoppelt und würde eine genaue Bestimmung liefern.

Die physikalischen Auswirkungen auf das Detektionsvermögen des ILD eines 5% Crosstalk-Effekts wurde in [180] untersucht und zeigte für eine 45.5 GeV Jet-Energie eine Energieauflösungsreduktion von 3%. Anzumerken ist dabei allerdings, dass eine Triggerschwelle von 0.5 MIP vorausgesetzt wurde und kleinere Signale bedingt durch

¹⁶Mit derselben Prozedur wurde für Megatile 4 ein Crosstalk-Limit abgeschätzt, das bei $\sim 7.6\%$ liegt (Abb. A.30). Dieser Grenzwert ist wie erwartet größer, da der mittlere Lichtertrag wesentlich kleiner ist als bei der Megatile 6. Dementsprechend fallen mehr Einträge unter die Detektionsschwelle und werden durch den Triggerschwellenwert ersetzt, welcher prozentual durch die kleineren Lichterträge größer ist als bei den Megatile 6-Kalkulationen.

7. Megatile-Szintillatoren

den Crosstalk dadurch nicht berücksichtigt werden können. Würde eine Messung mit einer wesentlich niedrigeren Triggerschwelle durchgeführt werden (wie in dem vorgestellten Fall der Megatile 6 bei $\sim 0.08\text{--}0.13$ MIP statt bei 0.5 MIP), könnte das die Energieauflösung wahrscheinlich verbessern.

7.7. Zukünftige Verbesserungen an den Megatiles

Um die Lichtertragswerte der Randkanäle anzugleichen (Kap. 7.4) muss das Material der reflektierenden Schicht am Rand angepasst werden, da sich die reflektierende Folie (3M Polyester Film Tape 850 [162]) nicht bewährt hat. Hierzu wurde für die ersten Versuche weißes Lackspray der Firma PUFAS (Iso-Plus 3 in 1, Isolierweiß rapid [181]) genutzt. Dieses beinhaltet TiO_2 in der Rutil-Struktur mit einer mittleren Kristallgröße von 240 nm [182]. Für die ersten Tests wurden damit die Seitenkanten eines Quadranten der Megatile 5 besprüht (Abb. 7.20). Die Lackschicht ist dabei relativ kratzfest und zeigt bei einer Myonenmessung höhere Lichtertragswerte. In den Abbildungen 7.21 und 7.22 wurden die Verhältnisse der gemessenen Lichterträge zum Lichtertragsmittelwert der zentralen Kanäle der Megatile dargestellt.

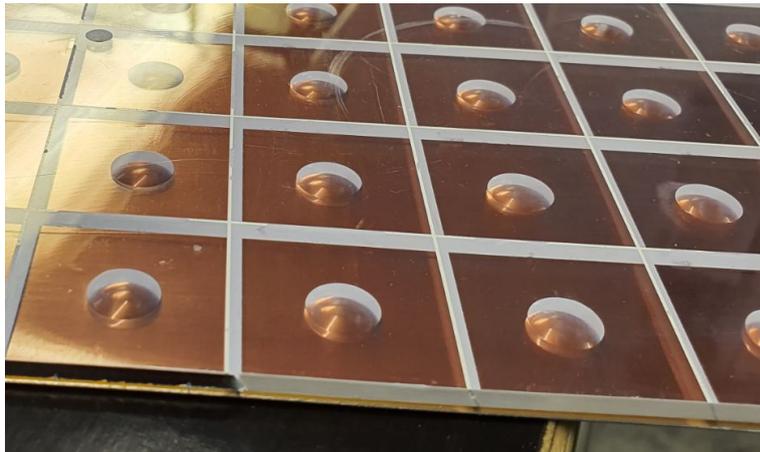


Abbildung 7.20.: Megatile 5 mit Lackbeschichtung am Rand (rechts, links mit selbstklebender Reflektorfolie).

Eine Lichtertragszunahme ist bei den Kanälen mit lackierter Außenkante beim Vergleich der Histogramme sichtbar. Das Verhältnis der äußeren Kanäle mit einer Sprühkante ändert sich im Lichtertragsmittel um $+15.3\%$. Der Eckkanal, welcher zwei Sprühkanten besitzt, ändert sich sogar um $+23.8\%$. Weitere Tests, um den Lichtertrag der Randkanäle weiter anzugleichen, werden in Zukunft folgen.

Eine weitere Problematik tritt ein, wenn die Megatile statt horizontal, wie sie im Teststand arretiert wird, vertikal (wie im Testbeam) ausgerichtet wird. Hierbei liegt die Folie nicht gleichmäßig am Szintillator an und die Luftspaltdicke zwischen Megatile und Folie ist dadurch nicht kontrollierbar [183][142]. In einer vorangegangenen Simulation

7.7. Zukünftige Verbesserungen an den Megatiles

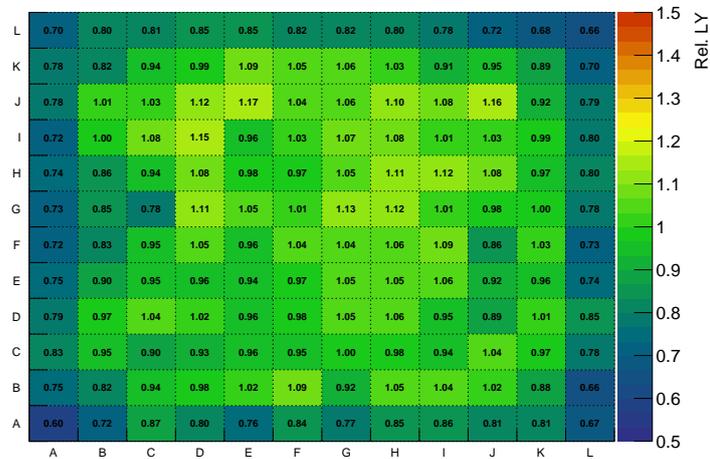


Abbildung 7.21.: Lichtertragsverhältnisdiagramm vor der Bearbeitung mit Lack.

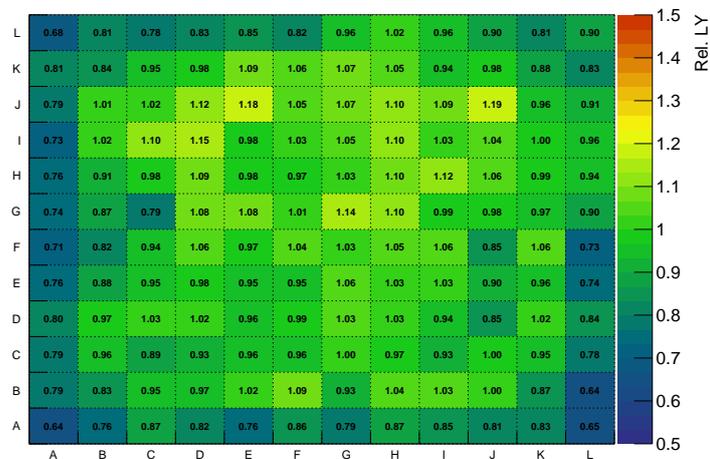


Abbildung 7.22.: Lichtertragsverhältnisdiagramm nach der Bearbeitung der oberen rechten Ecke mit Iso-Plus-Lack.

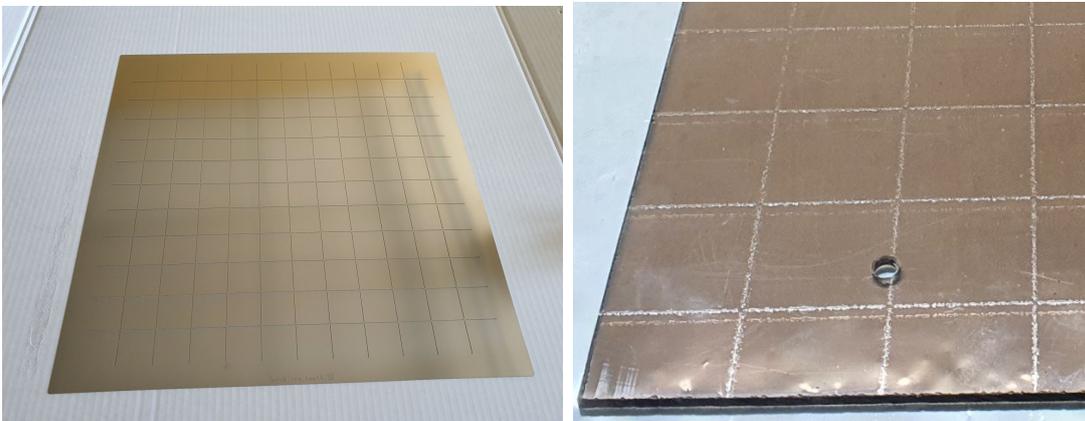
von Y. Liu wurde für eine Luftspalt-Vergrößerung zwischen Reflektorfolie und Szintillator eine Zunahme im Crosstalk assoziiert¹⁷ [73]. Aufgrund des großen Luftspalts

¹⁷Die Simulationsergebnisse sind in Abb. A.5.3 dargestellt und für 200 μm wurden beispielsweise 3.5% Crosstalk vorhergesagt [73].

7. Megatile-Szintillatoren

wurden wesentlich größere Crosstalk-Obergrenzen im Testbeam¹⁸ gemessen ($\sim 13\%$ [142] statt der für die Megatile 4 gemessenen 7.6%). Eine Verbesserung kann dabei erzielt werden, indem die reflektierende DF2000MA-Folie auf den Szintillator verklebt wird. Hierfür sollen Klebstoffstreifen auf der Oberfläche der TiO₂-Trennschichten positioniert werden, damit der Abstand von Megatile zu Folie wohldefiniert ist.

Zu diesem Zweck wurde eine dünne Schablone (180 μm) nach den Bauplänen der Megatiles bei Beta-Layout [184], mit einer Schlitzbreite passend zur TiO₂-Schicht von 0.4 mm (Abb. 7.23 (a)), produziert. In Abbildung 7.23 (b) ist das passende Klebemuster auf einer Acrylglas-Testplatte zu sehen, auf der eine durchsichtige Plastikfolie befestigt ist. Als Kleber wurde hierbei Engelbert-Strauss Sprühkleber allround [185] genutzt.



(a) Klebeschablone für das Befestigen der Reflektorfolie auf den Megatiles.

(b) Klebetestresultat mit transparenter Folie.

Abbildung 7.23.: Klebetests zur Anbringung von Folien ohne Luftspalt auf Megatiles.

Mit diesem Verfahren konnte der Crosstalk der Megatile 6 weiter minimiert werden. Dabei wurde zunächst nur eine Seite der Megatile mit Folie beklebt (Seite ohne Ausparungen) [186]. Die Messergebnisse zeigen einen gemittelten maximalen Crosstalk von 4.7% über alle Kanäle (Abb. 7.24, die Darstellung der kanalweisen maximalen Crosstalk-Abschätzungen ist in Abb. 7.25 abgebildet) [187].

Anzumerken ist, dass die Transmission durch die TiO₂-Schicht unterhalb des Promillebereichs liegt (Kap. 7.5.1) und somit der Crosstalk überwiegend durch den Luftspalt bzw. die Klebeschicht zum Fixieren der Folie zustande kommt. Bei der Megatile-Anwendung des CDF End Plug Calorimeter [145] wurden z.B. nur 2% gemessen, obwohl das Design im Prinzip anfälliger für Crosstalk sein sollte¹⁹. Zu beachten ist allerdings auch der Aspekt, dass die Methode der maximalen Crosstalk-Abschätzung

¹⁸Die Messungen erfolgten in der DESY-II Testbeam facility im Mai 2019 mit der Megatile 4.

¹⁹Bei den CDF-Megatiles wurden die abtrennenden TiO₂-Schichten nicht durch die ganze Megatile-Dicke durch gefräst. Es existierten zwecks Stabilität kleine 0.25 mm Szintillator-Stege. Schwarze Farbe wurde dabei auf der Megatile-Oberfläche auf Höhe der TiO₂-Trennlinien aufgetragen, um den Crosstalk zwischen den Kacheln durch die Stege und den Luftspalt zu verringern [145].

7.7. Zukünftige Verbesserungen an den Megatiles

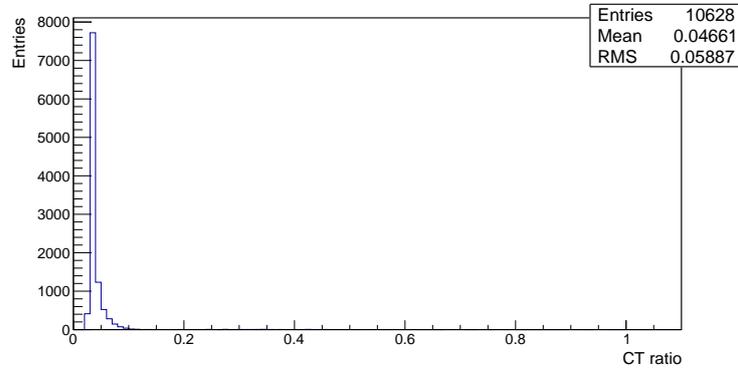


Abbildung 7.24.: Maximale Crosstalk-Abschätzung kombiniert über alle Kanäle mit einer 80 p.e.-Selektion (nur seitliche Nachbarn).

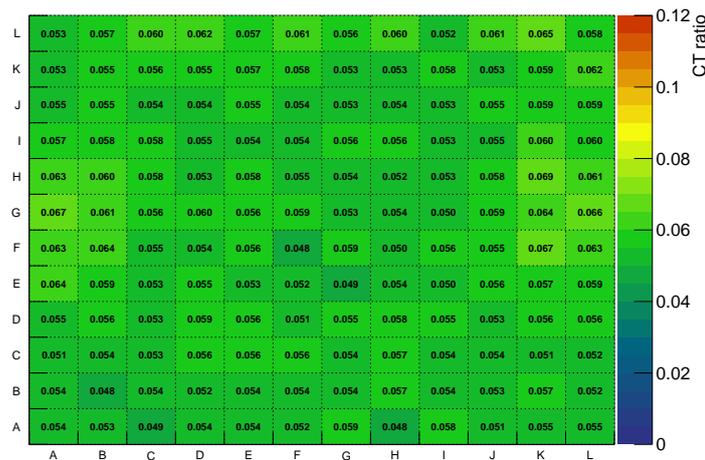


Abbildung 7.25.: Maximale Crosstalk-Abschätzung für alle Kanäle mit einer 50 p.e.-Selektion (nur seitliche Nachbarn).

bei solchen kleinen Signalamplituden an ihre Grenzen gerät und eine direkte Messung des Crosstalks genauere und womöglich auch kleinere Werte liefern würde.

Eine weitere Verringerung des Crosstalks könnte mit dem Bekleben der zweiten Megatile-Seite erreicht werden. Da auf dieser Seite allerdings auch die SiPMs liegen, stellt ein Verkleben aufgrund der Toleranzen eine größere Herausforderung dar.

Die Leistungsfähigkeit des Megatile 6 mit diesen beiden Optimierungen wurden im Testbeam am DESY-II (August 2020) gemessen und eine Analyse ist derzeit in Bearbeitung [142].

7.8. Zusammenfassung und Ausblick der Megatile-Entwicklung

Das Megatile-Konzept bietet durch einen alternativen Designansatz die Möglichkeit ein sehr gutes Detektionsvermögen zu erreichen und dabei die Massenproduktion zu erleichtern. Mit der Megatile 6 wurden die vielversprechenden Lichtertragswerte der kleineren 3×3 -Prototyps mit einer großen Statistik in den zentralen Kanälen erreicht (31.6 ± 2.4 p.e.). Der Zusammenhang zwischen dem Lichtertrag und dem TiO_2 -Einsatz konnte durch das Lasersetup verstanden und eine gute Balance zwischen Produzierbarkeit und Leistungsvermögen gefunden werden.

Es wurde ein Verfahren entwickelt, mit dem eine Abschätzung einer Obergrenze für den Kachel-Kachel-Crosstalk mit Myonen möglich ist. Der Crosstalk wurde in der Standardkonfiguration der Megatile 6 auf $\sim 6\%$ eingegrenzt. Mit einem modifizierten Produktionsschritt, dem Aufkleben der Folie auf den Szintillator, konnte der maximale mittlere Crosstalk auf 4.7% reduziert werden. Das Besprühen der Ränder mit TiO_2 -Lack verbessert dabei wesentlich die Homogenität der Lichterträge im Vergleich zur ursprünglich gewählten selbstklebenden Folie.

In Hinblick auf die Kosten- und Produktionszeitbilanz könnte in Zukunft auch der Einsatz von alternativem Szintillatormaterial wie Polystyrene geprüft werden. Ebenfalls ist eine Alterungsstudie bezüglich der Lichterträge der Megatiles derzeit in Entwicklung.

8. Simulation und Rekonstruktion von ALP-Zerfällen im SHiP-Experiment

Das SHiP-Experiment hat unter anderem das Ziel neue Teilchen im sogenannten Hidden Sector zu entdecken. Wie bereits in Kapitel 3.2 dargestellt, ist es dabei von großem Interesse die Fähigkeit ALP-Zerfälle in $\gamma\gamma$ -Spuren im Experiment nachzuweisen und zu rekonstruieren. Hierzu wird das hochauflösende elektromagnetische Kalorimeter SplitCAL genutzt, um einen Nachweis zu ermöglichen.

In der durchgeführten ALP-Simulation wird das projektspezifische Simulationstool FairSHiP [188] genutzt, welches auf FairROOT [189][190] basiert und eine vollständige physikalische Simulation des SHiP-Experiments ermöglicht. Zur ALP-Rekonstruktion wird das Detektionsvermögen des SplitCAL-Kalorimeters (Kap. 3.2) mit der in Abb. 3.9 dargestellten Konfiguration genutzt. Hierbei sind die Lagen 7, 11 und 14 Hochpräzisionslagen (HP-Lagen)¹. Das Kalorimeter besteht in der Simulation außerdem aus 47 weiteren Szintillatorlagen. Im Vergleich zu den ursprünglichen Softwareeinstellungen wurde die Szintillatordicke auf 1 cm modifiziert, was näher an der tatsächlichen Planung ist. Der zu simulierende Massenbereich liegt bei 0.1–1.5 GeV (vgl. Abbildung 2.3 (b), eine Darstellung des sensitiven Bereichs möglicher zukünftiger Fixed-Target-Messungen).

8.1. FairSHiP-Simulationsumgebung und ALP-Zerfall-Implementation

Die Teilchenerzeugung, -wechselwirkung und -zerfall sowie die Rekonstruktion der Detektorsignale des Kalorimeters erfolgen über GEANT4 [76][77] in der FairSHiP-Simulationsumgebung [192]. Dabei ist zu beachten, dass die Signalrekonstruktion der HP-Lagen derzeit noch nicht digitalisiert ist, sodass diese nur über ihre exakten Wechselwirkungspunkte in der Simulation auslesbar sind². Bei einer Anwendung von Micromegas-Lagen als HP-Lagen ist davon auszugehen, dass eine sehr gute Auflösung verfügbar ist (500 μm Pitch-Breite) und die Unterschiede bzgl. der Genauigkeit beim Verwenden der Wechselwirkungspunkte klein sind. Studien bezüglich eines Einsatzes von Micromegas-Detektoren haben eine Positionsauflösung von etwa 2 mm ergeben [191]. Alle Ergebnisse wurden deswegen zusätzlich mit einer Verschmierung von 2 mm versehen (Kap. 8.2.4.3), um eine realistischere Abschätzung zu gewährleisten.

¹Umfangreiche Studien über die Positionierung wurden durch S. Kormannshaus durchgeführt [191].

²Derzeit wird die Implementierung von Micromegas-Lagen in der FairSHiP-Simulationsumgebung von M. Climescu durchgeführt [193].

8. Simulation und Rekonstruktion von ALP-Zerfällen im SHiP-Experiment

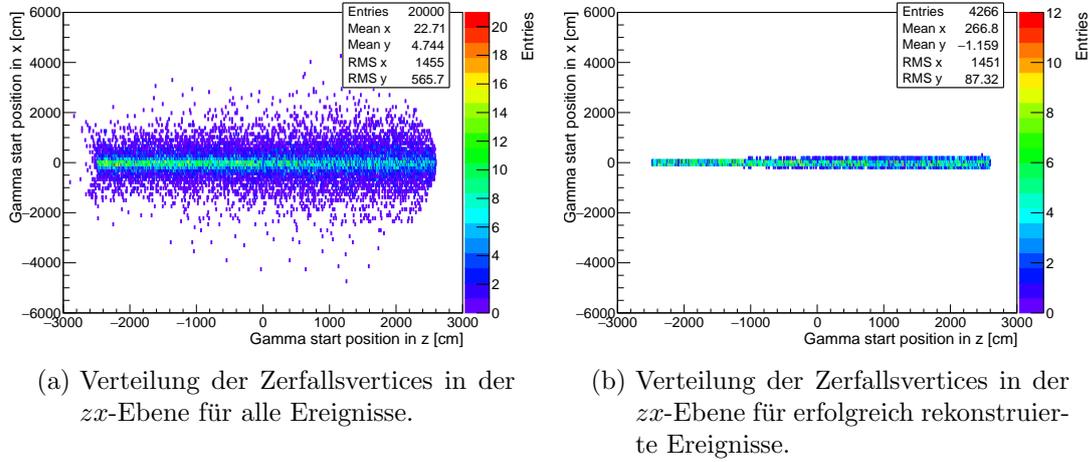


Abbildung 8.1.: ALP-Zerfallspositionen für eine Simulation mit $m_{\text{ALP}} = 0.75$ GeV.

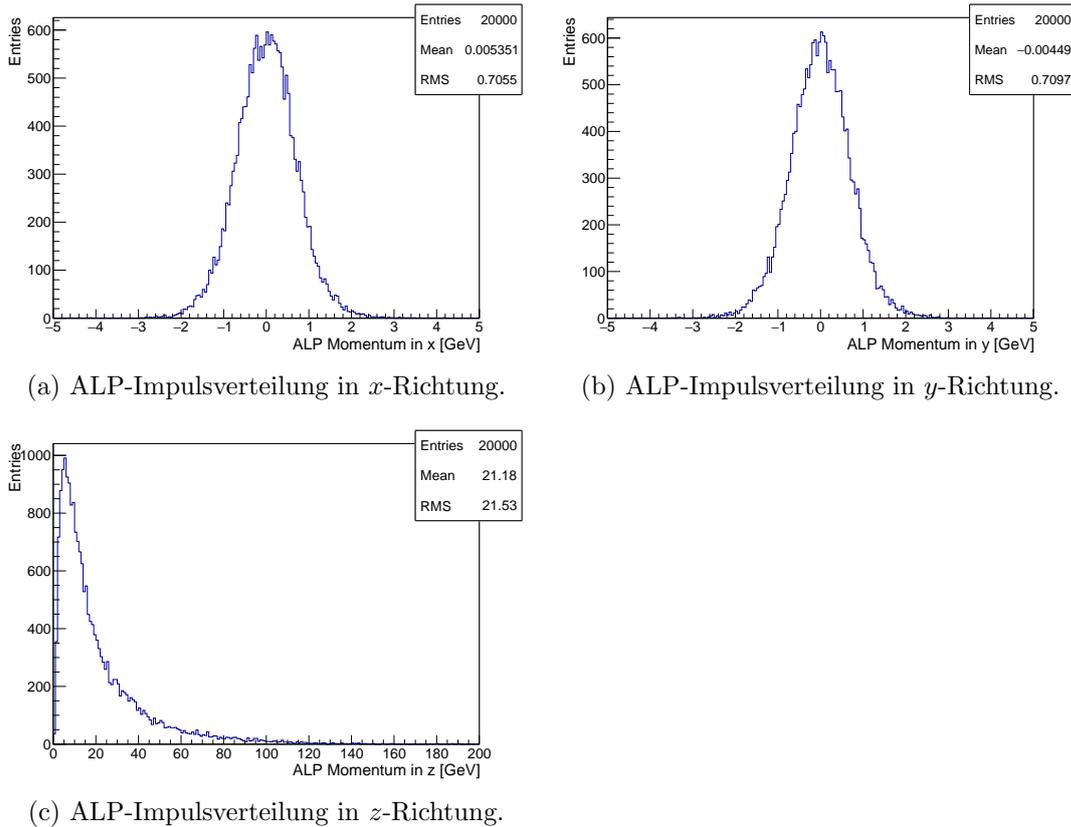


Abbildung 8.2.: Impulsverteilung der ALPs für eine Simulation mit $m_{\text{ALP}} = 0.75$ GeV.

Da in dieser Studie ein Überprüfen des Detektionsvermögens im Fokus steht, wurde auf eine aufwendige Implementierung eines ALP-Generators in der Simulation verzichtet. Zur Ermittlung des ALP-Rekonstruktionsvermögens wurde ein HNL-Generator [188] in der Simulationsumgebung so modifiziert, dass diese Teilchen zwangsweise innerhalb des Zerfallsvolumens in zwei Photonen zerfallen. Anzumerken ist, dass die HNL-Impulsverteilung dadurch nicht exakt mit der ALP-Impulsverteilung übereinstimmt. Die Zerfallspositionen für alle 20 000 Ereignisse eines MC-Runs sind in Abbildung 8.1 (a) dargestellt, während (b) die Ereignisse zeigt, welche mit den in den nachfolgenden Kapiteln erläuterten Analyseverfahren rekonstruiert worden sind. Nicht alle Photonen treffen auf das Kalorimeter und können dementsprechend nicht rekonstruiert werden. Die Auftreffwahrscheinlichkeit der Schauerschwerpunkte beider Photonen auf der letzten HP-Lage liegt bei $\sim 25-28\%$, je nachdem welche Masse das ALP in der Simulation hat.

Das Impulsspektrum von ALPs mit $m_{\text{ALP}} = 0.75 \text{ GeV}$ ist in Abbildung 8.2 dargestellt. Wie erwartet ist der Transversalimpuls in x - und y -Richtung ähnlich und der Longitudinalimpuls in z wesentlich höher.

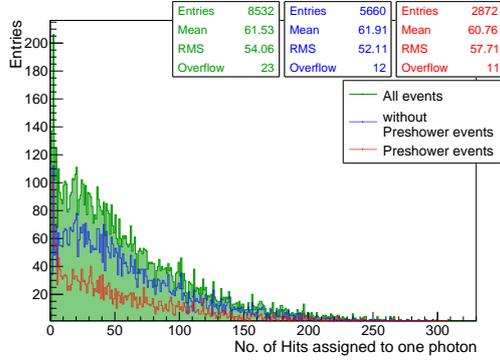
8.2. Rekonstruktion der ALP-Zerfälle

8.2.1. Zuordnung der Hits der Photonen

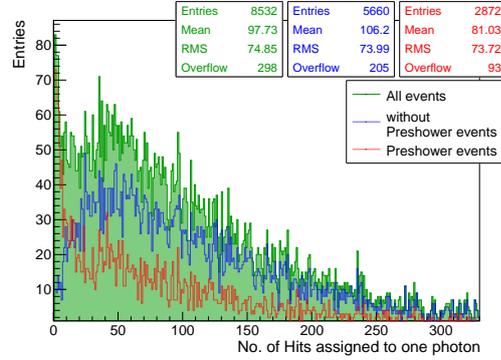
Die exakten Wechselwirkungspunkte werden aufgrund fehlender Digitalisierung in den HP-Lagen als Hits genutzt. Der erste Schritt der Rekonstruktion ist es, diese Hits zu den dazugehörigen Photonen zuzuordnen. Hierfür ist es sinnvoll die Struktur der Ereignisse zu betrachten. Durch die hohe Auflösung der HP-Lagen lässt sich verhältnismäßig einfach eine vorhandene Peak-Struktur erkennen. Voraussetzung, um eine Mustererkennung zu gewährleisten, sind genügend Hits. Da in dieser Simulation mit den exakten Wechselwirkungspunkten gearbeitet wurde, sind mehr Hits zu erwarten als bei einem realen Detektor (z.B. bei Mehrfachtreffern auf einem Micromegas-Streifen, welche daraufhin nur eine Position ausgeben). Das bestätigt Abbildung 8.3, in welcher die lagenabhängige Anzahl der Hits pro Photon mit dem in diesem Kapitel beschriebenen Zuordnungsverfahren bestimmt wurde. Im finalen Detektor würde man nach einem einfachen Modell durch die Anzahl der Absorberschichten für jedes Photon im Mittel acht in der ersten ($3X_0$), 32 in der zweiten ($5X_0$) und 90 Teilchen des elektromagnetischen Schauer in der dritten Hochpräzisionslage ($6.5X_0$) erwarten, wenn der Fall eintritt, dass der gesamte Schauer bis dahin in den Lagendimensionen von x und y bleibt.

Für jedes Ereignis wurden in jeder HP-Lage 2D-Histogramme mit einem festen Binning erzeugt und mit den einzelnen Hit-Positionen gefüllt. Die `TSpectrum2`-Funktion in ROOT ermöglicht es, in 2-dimensionalen Histogrammen nach lokalen Peaks zu suchen (ähnlich wie die 1-dimensionale `TSpectrum`-Funktion, welche für die Gain-Kalibrierung der SiPMs eingesetzt wurde, s. Kapitel 6.2.2). Es gibt im Wesentlichen zwei Parameter, um diese Funktion zu kontrollieren: Die Schwelle, ab dem ein lokales Maximum als Peak identifiziert wird, und das Binning des Histogramm. Für alle drei

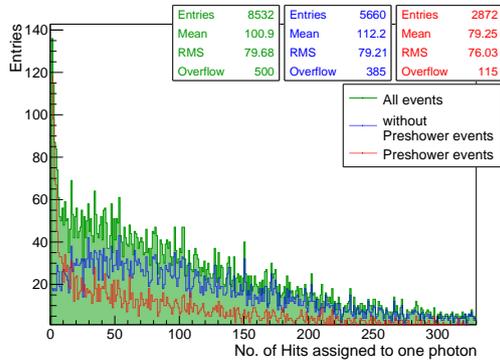
8. Simulation und Rekonstruktion von ALP-Zerfällen im SHiP-Experiment



(a) Anzahl der Hits pro Photon in der ersten HP-Lage.



(b) Anzahl der Hits pro Photon in der zweiten HP-Lage.



(c) Anzahl der Hits pro Photon in der dritten HP-Lage.

Abbildung 8.3.: Anzahl der Hits pro Photon für rekonstruierte Ereignisse mit $m_{\text{ALP}} = 0.75$ GeV. Es werden in grün alle Ereignisse, in rot die Ereignisse mit und in blau ohne Preshower dargestellt.

HP-Lagen wurde dieses Peakfinder-Verfahren angewendet, wobei jeweils 24 verschiedene Einstellungen³ durchlaufen wurden.

In Abbildung 8.4 ist beispielhaft ein Ereignis gezeigt. Hier wird bei $x \approx -100$ cm und $y \approx -170$ cm ein Peak, sichtbar am roten Dreieck über dem Bin, und ein weiterer bei $x \approx -60$ cm und $y \approx -50$ cm erkannt. Üblicherweise variiert die Anzahl an gefundenen Peaks je nach Binning- und Schwellenwert-Einstellung. Deswegen werden nur Ergebnisse berücksichtigt, welche exakt zwei Peaks gefunden haben. Da bei einer solchen Vielzahl von Durchläufen mehrere Ergebnisse für die x - und y -Positionen der Peaks ausgegeben werden, wird jeweils der Medianwert über die gefundenen x - und y -Werte bestimmt, welche zuvor nach der Position in den HP-Lagen sortiert wurden. Die Hit-Positionen werden daraufhin über den Abstand zu den Peak-Positionen in der

³Einstellungen: 50, 75, 100, 125, 250, 400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000 Bins mit jeweils einer Schwelle von 0.2 und 0.35.

8.2. Rekonstruktion der ALP-Zerfälle

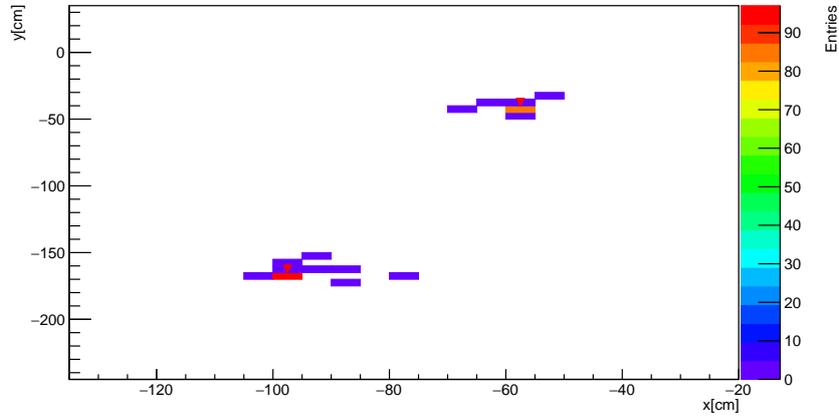


Abbildung 8.4.: Photon-Cluster-Zuordnung mit TSpectrum2-Funktion.

x, y -Ebene einem Photon-Cluster zugeordnet.

Um zu überprüfen, wie gut dieses Verfahren funktioniert, wurden aus den Monte-Carlo-Informationen die idealen Flugbahnen der Photonen extrapoliert. Die Zuordnung der Hits erfolgt hierbei über den Abstand zur extrapolierten Position auf der jeweiligen HP-Lage. Ein Vergleich beider Zuordnungen zeigt, dass sie in guter Übereinstimmung miteinander sind. Die Übereinstimmung ist bei höheren Massen besonders gut (Abb. 8.5), was sich dadurch erklären lässt, dass dann der Öffnungswinkel größer

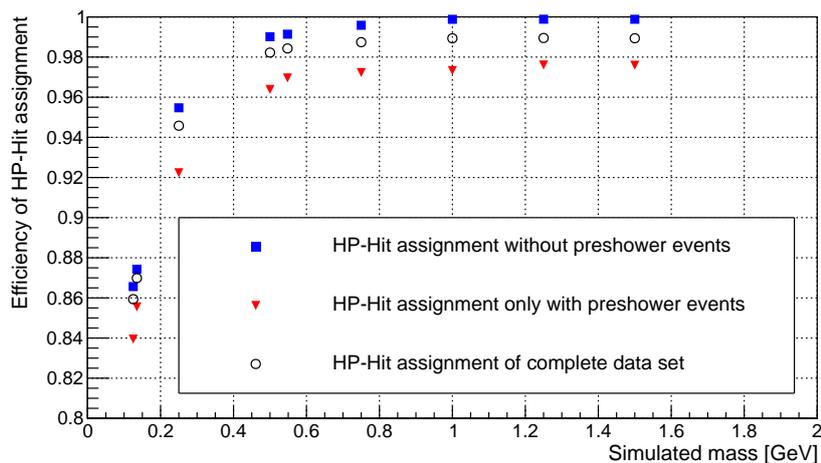
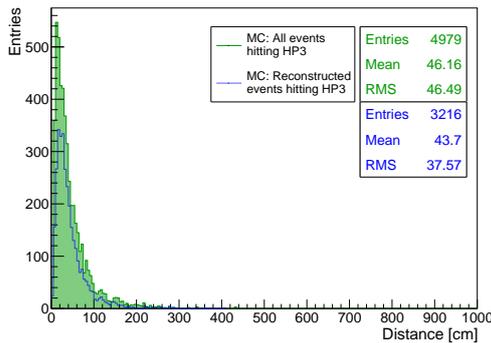


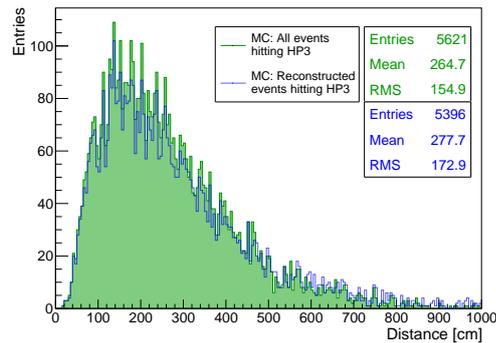
Abbildung 8.5.: Übereinstimmung der Photon-Cluster-Zuordnung mit Monte-Carlo-Informationen.

8. Simulation und Rekonstruktion von ALP-Zerfällen im SHiP-Experiment

und damit der Abstand der Cluster ebenfalls größer ist (Abb. 8.6). Dadurch ist der Grad der inkorrekt zugeordneten Hits geringer. Ebenfalls ist festzustellen, dass bei kleinen Massen (Abb. 8.6 (a)) weniger Ereignisse rekonstruiert wurden als bei großen (Abb. 8.6 (b)), da zu nahe Ereignisse nicht so einfach separierbar sind und folglich nicht erkannt werden (erkennbar am Verhältnis der Einträge der theoretischen und der rekonstruierten Ereignisse).

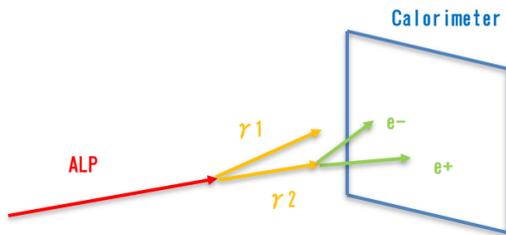


(a) Zwei-Photon-Abstand in der dritten HP-Lage bei $m_{\text{ALP}} = 0.125 \text{ GeV}$.

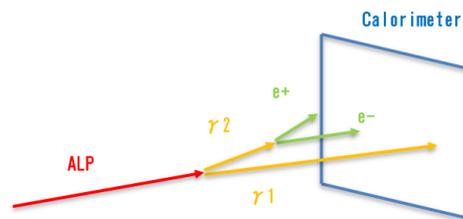


(b) Zwei-Photon-Abstand in der dritten HP-Lage bei $m_{\text{ALP}} = 1.5 \text{ GeV}$.

Abbildung 8.6.: Theoretischer Abstand der zwei Photonen (aus MC-Daten) in der dritten HP-Lage in den erfolgreich rekonstruierten (blau) und in allen Ereignissen (grün).



(a) Preshower-Ereignis, bei dem ein Photon vorbeifliegen würde, beide e^\pm werden dabei als Photonenpaar interpretiert.

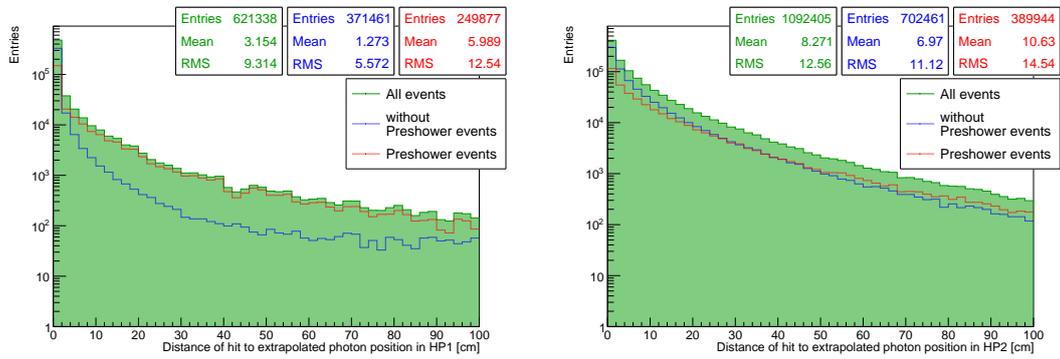


(b) Preshower-Ereignis, bei dem ein Photon vorbeifliegen würde, ein e^\pm wird dabei als Photon interpretiert.

Abbildung 8.7.: Schematische Darstellung von Preshower-Ereignissen mit Leakage.

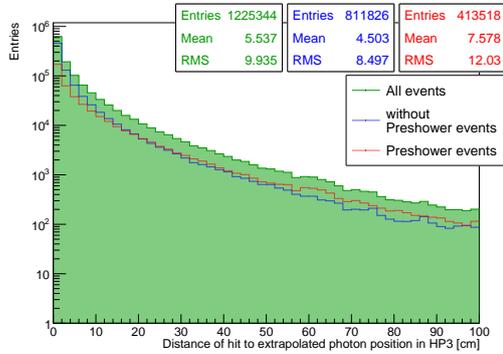
Gesondert müssen dabei Preshower-Ereignisse betrachtet werden. Durch das Aufschauern der Teilchen und die lange Wegstrecke zum Detektor werden bei den Preshower-Ereignissen durch die 2-Peak-Mustererkennung einige Ereignisse nicht rekonstruiert, da sie als 3-Peak-Struktur identifiziert werden. Es kann auch vorkommen, dass ein Photon das Kalorimeter nicht trifft, das zweite Photon jedoch aufschauert und

in der HP-Lage als 2-Peak-Struktur missinterpretiert wird (Abb. 8.7 (a)). Ebenfalls gibt es vereinzelte Photonenschauer, welche die dritte HP-Lage ohne eine vorherige Wechselwirkung eines Photons nicht treffen würde (Abb. 8.7 (b)). Beide Effekte sind beispielsweise in Abbildung 8.6 (b) zu erkennen. Bei großen Abständen ist dort zu sehen, dass mehr Ereignisse rekonstruiert werden als auftreten. Ein Teil des Photonenschauers wird dabei nicht berücksichtigt (Leakage) und neben der fehlenden Energie ist auch die rekonstruierte Position fehlerhaft, was sich negativ auf die Genauigkeit der Massenrekonstruktion auswirkt.



(a) Abstand der Hits zum extrapolierten Photon-Durchstoßpunkt in der ersten HP-Lage.

(b) Abstand der Hits zum extrapolierten Photon-Durchstoßpunkt in der zweiten HP-Lage.



(c) Abstand der Hits zum extrapolierten Photon-Durchstoßpunkt in der dritten HP-Lage.

Abbildung 8.8.: Abstand der Hits zum extrapolierten Durchstoßpunkt der Photonen für $m_{ALP} = 0.75$ GeV.

Außerdem verbreitert sich der Auftreffbereich der Hits des früher aufschauernenden Photons und eine korrekte Zuordnung wird erschwert, da sich beide Trefferareale überschneiden können. In Abbildung 8.8 sind die Abstände der Hits zu den theoretischen Durchstoßpunkt des dazugehörigen Photons auf den jeweiligen HP-Lagen

8. Simulation und Rekonstruktion von ALP-Zerfällen im SHiP-Experiment

bei Ereignissen mit $m_{\text{ALP}} = 0.75 \text{ GeV}$ dargestellt. Es ist zu erkennen, dass bei den Preshower-Ereignissen die Abstände im Vergleich zu den nicht aufschauern den Ereignissen im Mittel größer sind. Bei größeren Abständen haben Preshower-Ereignisse im Hinblick auf die Hit-Anzahl relativ viele Einträge, was besonders in der ersten Lage ersichtlich ist. Aus den Ereigniszahlen wird deutlich, dass das Verhältnis zwischen Preshower-Ereignisse und Ereignisse ohne vorzeitiges Aufschauern bei fortschreitender Durchflugrichtung abnimmt (67% bei der ersten, 56% bei der zweiten und 51% bei der dritten HP-Lage). Das bestätigt die Annahme, dass die vorzeitig aufschauern den Ereignisse eher zu Leakage neigen.

Betrachtet man in Abbildung 8.3 die Einträge für Preshower-Ereignisse, so ist dort ersichtlich, dass die Anzahl zu sehr kleinen Werten neigt im Vergleich zu Ereignissen, welche den Detektor ohne vorzeitige Wechselwirkung treffen. Auch hier ist ein Strukturunterschied erkennbar und deutet auf Fehlzuordnungen und Leakage hin.

Die Zuordnungseffizienz ist bei Preshower-Ereignissen um einige Prozent niedriger als bei denen, welche bis zum Detektor durchfliegen (Abb. 8.5). Nichtsdestotrotz ist die Zuordnung für Teilchen mit $m_{\text{ALP}} \geq 0.5 \text{ GeV}$ sehr erfolgreich und liegt bei $\sim 98 - 99\%$ unter Einbeziehung aller rekonstruierten Ereignisse. Die Hit-Zuordnung von ALPs mit einer Masse von $0.125 - 0.135 \text{ GeV}$ ist wesentlich schlechter. Diese liegen bei Zuordnungswahrscheinlichkeiten von $\sim 85\%$, was sich später auch auf die Massenbestimmung auswirkt.

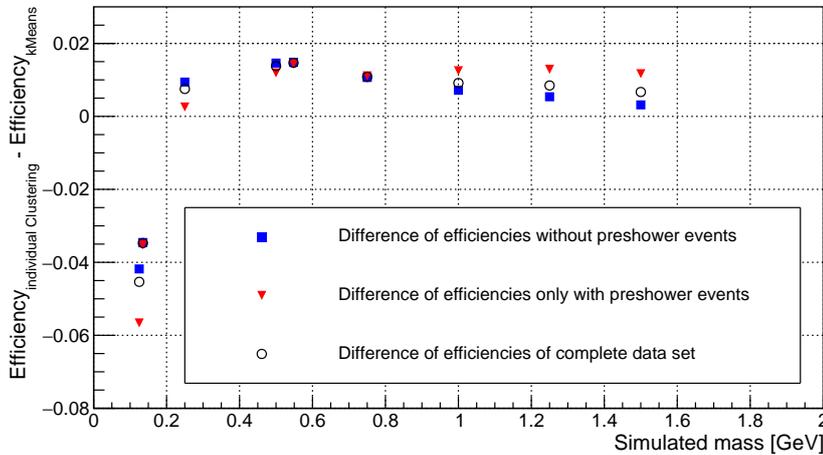


Abbildung 8.9.: Differenz der Zuordnungseffizienzen von selbstkonstruierten und k-Means Cluster-Zuordnung.

Die Ergebnisse der Photon-Cluster-Zuordnung wurden außerdem mit dem unsupervised Machine Learning-Algorithmus k-Means [194] verglichen. Die Implementation erfolgt über das scikit-learn-Paket [195] in Python und die Anzahl der zu findenden Cluster wurde auf zwei gesetzt. Die Zuordnungseffizienzen liegen dabei recht nahe beieinander und verifizieren die Effektivität des selbstgeschriebenen Cluster-

8.2. Rekonstruktion der ALP-Zerfälle

Zuordnungsalgorithmus (Abb. 8.9). Bei $m_{\text{ALP}} \geq 0.25 \text{ GeV}$ ist dieser im Mittel um $\sim 1\%$ effektiver, bei sehr kleineren Massen ist allerdings das k-Means-Verfahren präziser ($\sim 4\%$).

Da die bestimmten Positionen des Peakfinders relativ ungenau sind, wird eine genaue Cluster-Positionsbestimmung und deren Fehlerberechnung mit Hilfe der den beiden Photonen zugeordneten Hits durchgeführt. Dies geschieht mit Hilfe des Medians⁴ über die jeweilige Gruppe von Hits. Der Median-Fehler wird wie folgt berechnet [197]:

$$\sigma_{\text{Median}} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \left(\frac{\sigma_{\text{mean}}}{\sqrt{n}} \right) \quad (8.1)$$

Diese Fehlerrechnung ist nur für eine große Anzahl von Datenpunkten gültig. Der Fehler wird daher mit einem Fehlerterm erweitert. Die Kalkulation dieses Terms erfolgt aus der Verteilung der Residuen der berechneten und theoretischen Durchstoßpunkte der Photonen in Abhängigkeit zur dazugehörigen Hit-Anzahl.

8.2.2. Energiebestimmung in den Szintillatorlagen

8.2.2.1. Energiekalibrierung der Szintillatoren

Um die deponierten Energien in den Szintillatorstreifen zu messen, muss eine Energiekalibrierung durchgeführt werden. Dazu wurden in der Simulation Photonen mit einer zu den Szintillatorstreifen senkrechten Flugbahn zentral vor dem Kalorimeter erzeugt. Es wurden jeweils 32 Photondatensätze mit verschiedenen Energien und je 1000 Ereignissen erzeugt. Die Summe der in den Szintillatoren deponierten Energien wurde für jedes einfliegende Photon in ein Histogramm eingetragen. Durch einen Gauß-Fit wurde der Mittelwert und die Streuung ermittelt (Abb. 8.10 (a)). Die ursprüngliche Photonenergie wurde dann gegen die Mittelwerte aufgetragen (Abb. 8.10 (b)). Die empirische Fit-Funktion

$$E_{\text{Fit}} = ax^b + cx + d \quad (8.2)$$

beschreibt die Energieausgabe am besten⁵. In der folgenden Analyse werden die aus dem Fit erhaltenen Parameter (Abb. 8.10 bzw. Tab. 8.1) genutzt.

Parameter	a	b	c	d
Fit-Werte	7.926 ± 0.017	0.9857 ± 0.0002	-3.313 ± 0.017	-0.0089 ± 0.0014

Tabelle 8.1.: Parameter der ermittelten Energiekalibrierungskurve.

⁴Der Median wurde hier gewählt, da dieser wesentlich stabiler gegen große Ausläufer als der Mittelwert ist [196].

⁵Es wurde auch ein linearer Fit zur Energiekalibrierung getestet, welcher allerdings stärker bei kleineren Energien abweicht.

8. Simulation und Rekonstruktion von ALP-Zerfällen im SHiP-Experiment

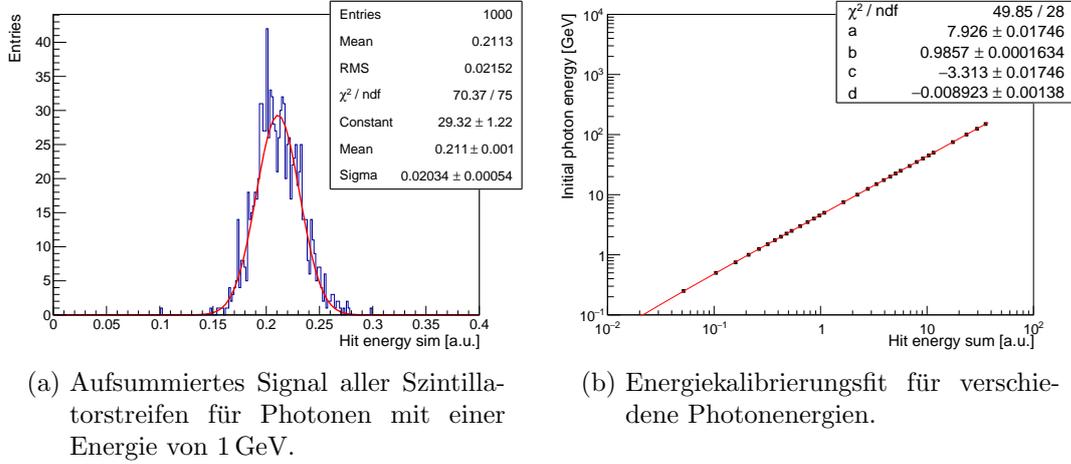


Abbildung 8.10.: Energiekalibrierung des Kalorimeters in der Simulation.

8.2.2.2. Energiezuordnung der beiden Photonen

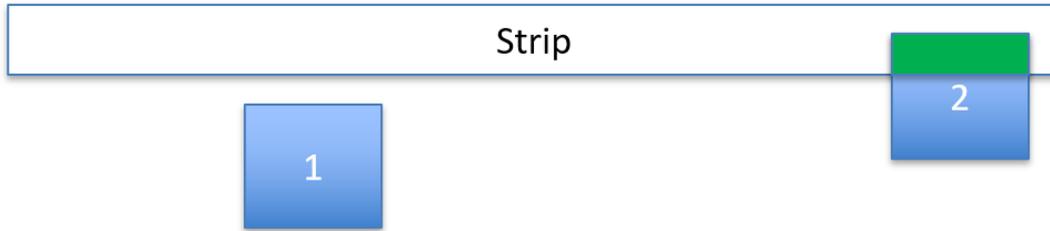
Durch die großen Dimensionen der Szintillatorstreifen ($300 \times 6 \times 1 \text{ cm}^3$) und den zum Teil kleinen Abständen der Photonen-Durchstoßpunkte untereinander (vgl. dazu Abbildung 8.6, wobei die Ausläufer der Photonenschauer sich noch näher kommen sollten) ist es schwierig, die beiden Energien durch ein unabhängiges Clustering-Verfahren über die Szintillatoren zu separieren (Kap. 8.2.4.2). Durch die vorhandenen HP-Lagen-Informationen lässt sich eine Energiezuordnung dagegen wesentlich präziser durchführen.

Dazu wurden zunächst die in Kapitel 8.2.1 beschriebenen Cluster-Positionen in allen drei HP-Lagen zur Hilfe genommen. Um diese Cluster-Positionen wurde ein virtuelles Rechteck mit dem jeweiligen σ -Wert als Seitenlänge in der x - und y -Richtung definiert. Die Szintillatoren der Lagen 1-6 wurden der ersten, 8-12 der zweiten und die restlichen Lagen der dritten HP-Lage zugeordnet. Im ersten Schritt wird kontrolliert, ob die Dimensionen des getroffenen Szintillators in eine der zugeordneten Boxen hinein reicht. Falls dies nicht der Fall ist, werden beide Boxen in der korrespondierenden Lage so lange um 3 cm (entspricht einer halben Szintillatorbreite) vergrößert, bis mindestens eine Schnittmenge der Szintillatorfläche mit mindestens einer Box existiert.

In den meisten Fällen tritt der erste Fall, wie in Abbildung 8.11 (a) zu sehen, ein, bei welchem nur eine Box einem Szintillator zugeordnet wird. Die Energie wird daraufhin vollständig mit dem passenden Photon assoziiert. In manchen Fällen kann es vorkommen, dass beide Boxen eine Schnittmenge mit dem getroffenen Szintillator aufweisen (b). In diesem Fall wird die Energie wie folgt aufgeteilt:

$$E_{\gamma 1} = \frac{A_{\gamma 1}}{A_{\gamma 1} + A_{\gamma 2}} E_{\text{Strip}} \quad (8.3)$$

Dabei ist $A_{\gamma i}$ die überlappende Fläche des Rechtecks mit der assoziierten Szintillatorfläche.



(a) Szintillatorstreifen mit einer Schnittmenge mit einer Box.



(b) Szintillatorstreifen mit jeweils einer Schnittmenge mit zwei Boxen.

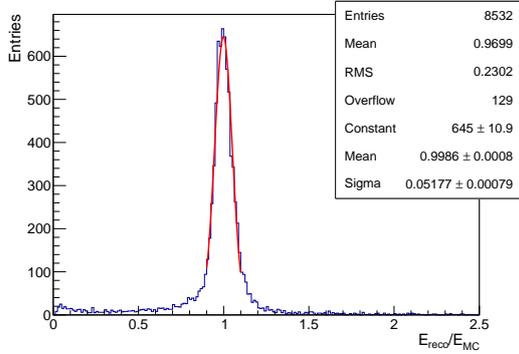
Abbildung 8.11.: Energiezuordnung der Szintillatorstreifen.

8.2.2.3. Energieauflösung

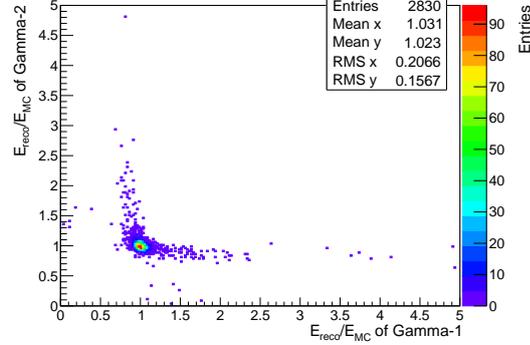
Mit Hilfe der Energiekalibrierung und der Energiezuordnung lässt sich ein Verhältnis zwischen rekonstruierter und simulierter Energie $\frac{E_{\text{reco}}}{E_{\text{MC}}}$ bestimmen. Die Breite liegt beispielsweise für ALPs mit $m_{\text{ALP}} = 0.75 \text{ GeV}$ mit einigen Ausläufern außerhalb des Fit-Bereichs bei 5.2% (Abb. 8.12 (a)). Das Verhältnis $\frac{E_{\text{reco}}}{E_{\text{MC}}}$ beider Photonen ohne Preshower-Ereignisse ist in Abbildung 8.12 (b) dargestellt. Diese Art von Histogramm kann mögliche Korrelationen aufzeigen, z.B. wenn einem Photon zu viel und einem zu wenig Energie zugeteilt wird. Unterteilt man dieses in vier Quadranten ausgehend von (1, 1) sollten im zweiten und vierten Quadranten die Fehlzuordnungen auszumachen sein. Es sind für beide Photonen Ausläufer zu sehen, welche in diese beiden Quadranten hinein reichen und als Fehlzuordnungen identifiziert werden können. Betrachtet man dazu Abbildung 8.14 (c), in der das Verhältnis $\frac{E_{\text{reco}}}{E_{\text{MC}}}$ nach der simulierten Photonenenergie dargestellt wird, ist zu erkennen, dass nur im niederenergetischen Bereich weite Ausläufer zu hohen relativen Werten vorhanden sind. Für die meisten Werte gilt dennoch, dass das Verhältnis gut übereinstimmt.

Betrachtet man Abbildung 8.12 (c), in der alle rekonstruierten Ereignisse abgebildet sind, so sieht der Korrelationsplot anders aus. Neu hinzugekommen sind unter anderem unkorrelierte $\frac{E_{\text{reco}}}{E_{\text{MC}}}$, welche zu kleineren Verhältnissen tendieren. Diese können aufschauernenden Photonen zugeordnet werden, welche durch Leakage nur teilweise rekonstruiert werden. Ebenfalls sind korrelierte Einträge im dritten Quadranten sichtbar, welche bei Fehlbestimmungen der Positionen auftauchen könnten (vgl. dazu Abbildung 8.7 (a)). Dabei könnte ein Photon am Kalorimeter vorbeifliegen und das zweite durch ein vorzeitiges Aufschauern als 2-Cluster-Ereignis interpretiert werden. Das würde dazu führen, dass beiden Photonen kleinere Energien zugeordnet werden.

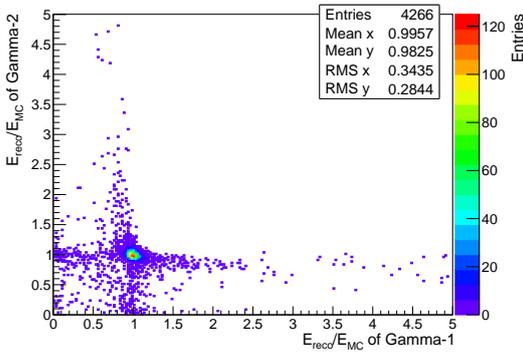
8. Simulation und Rekonstruktion von ALP-Zerfällen im SHiP-Experiment



(a) Verteilung von $\frac{E_{\text{reco}}}{E_{\text{MC}}}$ der Rekonstruktion für Ereignisse mit $m_{\text{ALP}} = 0.75$ GeV.



(b) Verteilung von $\frac{E_{\text{reco}}}{E_{\text{MC}}}$ beider Photonen für Ereignisse mit $m_{\text{ALP}} = 0.75$ GeV (ohne Preshower-Events).



(c) Verteilung von $\frac{E_{\text{reco}}}{E_{\text{MC}}}$ beider Photonen für Ereignisse mit $m_{\text{ALP}} = 0.75$ GeV.

Abbildung 8.12.: Darstellung von $\frac{E_{\text{reco}}}{E_{\text{MC}}}$ für $m_{\text{ALP}} = 0.75$ GeV Ereignisse.

Um einen Vergleich zu anderen Kalorimetern zu ermöglichen, ist die Betrachtung der Energieauflösung erforderlich. Dazu werden die in Abbildung 8.13 gezeigten Verhältnisse $\frac{E_{\text{reco}}}{E_{\text{MC}}}$ in 2 GeV große Bins der Photonenergie unterteilt. Damit alle Einträge einen möglichst präzisen Wert der Photonenergie haben, wurden für die x -Werte der Darstellungen der Energieauflösung (Abb. 8.14 (b),(d) und (f)) die Schwerpunkte der Photonenergien jedes Eintrags individuell berechnet.

Um sicherzustellen, dass genug Statistik bei einem kleinen Binning vorhanden ist, wurden die kompletten Datensätze von 0.25–1.5 GeV genutzt. Auf die beiden Datensätze mit kleineren Massen wurde aufgrund der erwähnten Fehlzuordnungen nicht zurückgegriffen (Kap. 8.2.1). Da wesentlich mehr Statistik für kleinere Photonenergien⁶ zur Verfügung steht, ist lediglich in den Datenpunkten <60 GeV eine präzise Ermittlung von $\frac{\sigma_E}{E}$ möglich.

⁶Die Verteilung der Photonenergie ist im Anhang A.6.1, Abb. A.33 dargestellt.

8.2. Rekonstruktion der ALP-Zerfälle

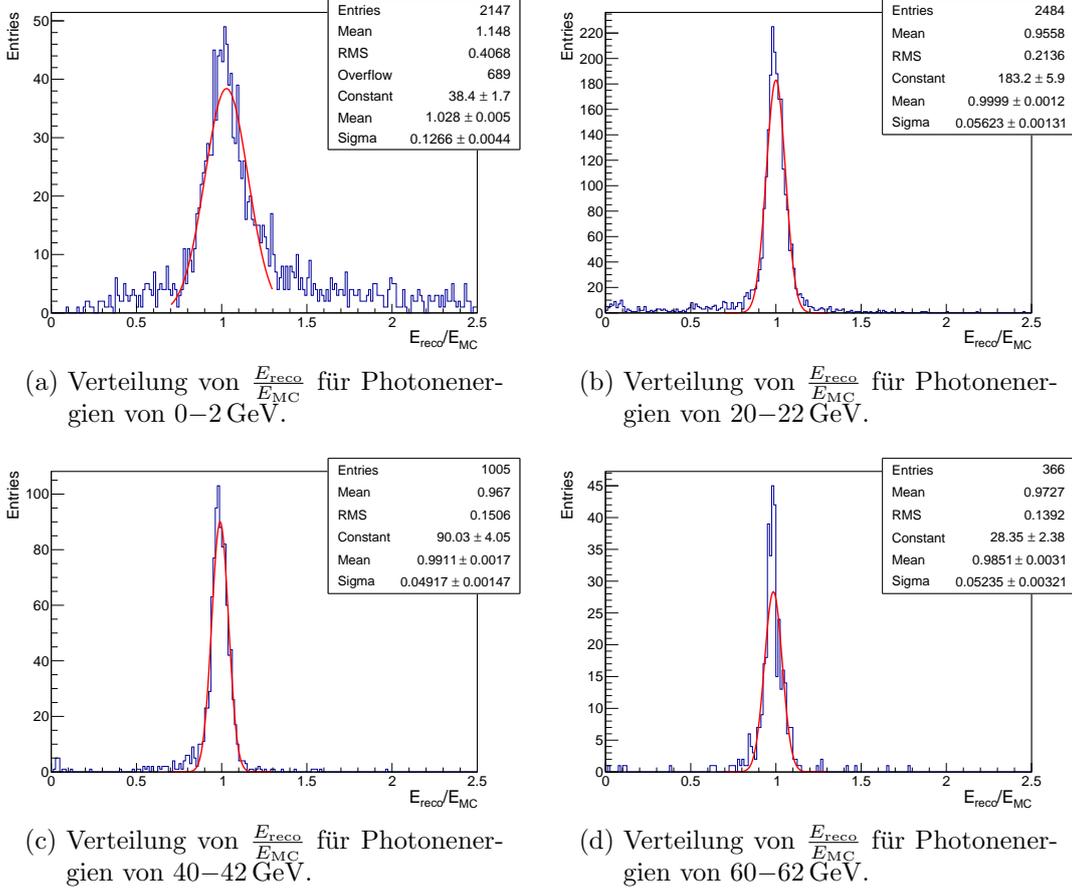


Abbildung 8.13.: Energieauflösung für distinkte Energiebereiche.

In den Abbildungen 8.14 ist jeweils das Verhältnis $\frac{E_{\text{reco}}}{E_{\text{MC}}}$ und die Energieauflösung als Funktion der Photonenergie dargestellt. In (a) und (b) sind dabei jeweils die Ereignisse abgebildet, welche bereits vor dem Kalorimeter aufschauern. Die vergleichsweise großen Fehlerbalken ab 60 GeV sind bedingt durch die sehr kleine Anzahl an Einträgen. Abbildung 8.14 (c) und (d) zeigen die Ergebnisse ohne Preshower-Ereignisse sowie (e) und (f) die Ergebnisse für alle rekonstruierten Ereignisse. Die Fits in den rechten Abbildungen von 8.14 werden nach der Formel 2.9 ohne den Noise-Term c erstellt, da kein Rauschen im Detektor simuliert wird. Es ergeben sich die Parameter⁷ in Tabelle 8.2.

Die systematischen Fehler werden mit Hilfe von Fits abgeschätzt, welche über einen kleineren Energiebereich mit größerer Statistik und einem flacheren Funktionsverlauf

⁷Für den Fit über die Preshower-Ereignisse wurden die Datenpunkte $> 60 \text{ GeV}$ und die ersten beiden Werte aufgrund der geringen Statistik nicht berücksichtigt.

8. Simulation und Rekonstruktion von ALP-Zerfällen im SHiP-Experiment

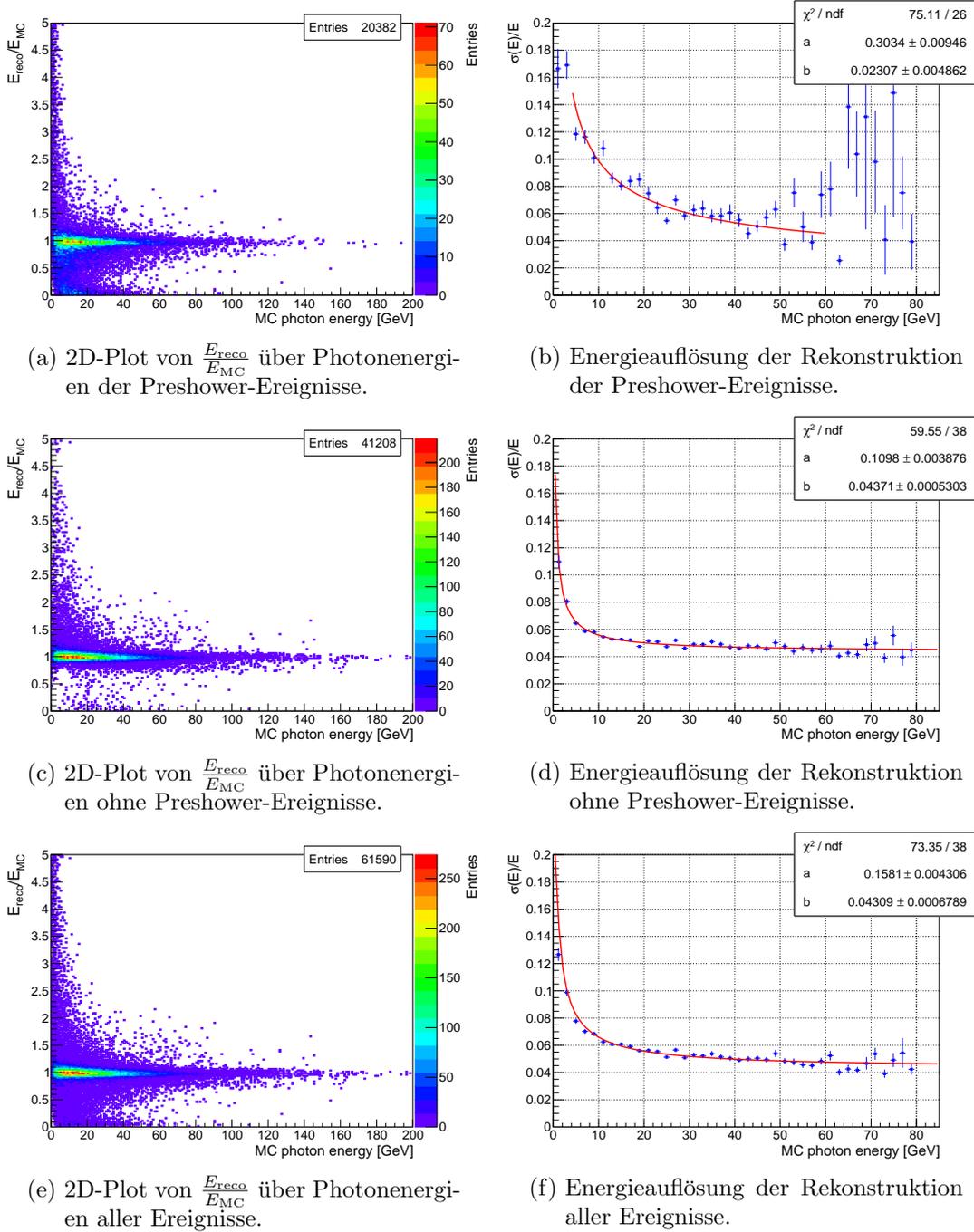


Abbildung 8.14.: Energieauflösungsbestimmung mit Hilfe der Rekonstruktionsdaten über $m_{ALP} = 0.25-1.5$ GeV.

Ereignisselektion	a [$\sqrt{\text{GeV}}$]	b
Preshower-Ereignisse	$0.303 \pm 0.009 \pm 0.007$	$0.023 \pm 0.005 \pm 0.003$
Ohne Preshower-Ereignisse	$0.110 \pm 0.004 \pm 0.006$	$0.044 \pm 0.001 \pm 0.001$
Alle Ereignisse	$0.158 \pm 0.004 \pm 0.010$	$0.043 \pm 0.001 \pm 0.002$

Tabelle 8.2.: Energieauflösung.

begrenzt sind⁸.

Der b -Term der Energieauflösungsformel (Kalibrierung) wird auffälligerweise bei den Preshower-Ereignissen kleiner. Die Auflösung des Kalorimeters ist wie erwartet aufgrund der unter Umständen auftretenden fehlerhaften Cluster-Zuordnung bei Preshower-Ereignissen deutlich schlechter.

Die Simulationsergebnisse sind dabei mit den ersten Abschätzungen ohne Detektor-Rekonstruktion ($a \approx 0.15$) [198] konsistent. Im Vergleich zum technologischen Prototypen des Si-W ECAL (2005-2011) von CALICE fallen die Werte ähnlich groß aus ($a = (0.1653 \pm 0.0014 \pm 0.0040)$ und $b = (0.0107 \pm 0.0007 \pm 0.0010)$) [199], wobei der Kalibrierungsterm b hierbei etwas kleiner ist.

8.2.3. Massenrekonstruktion des ALPs

Für die Massen- und Kinematikbestimmung wurden verschiedene Rekonstruktionsmethoden getestet. Diese Methoden bauen aufeinander auf und nutzen dabei zum Teil die Ergebnisse der Vorgängerversionen als Startparameter.

8.2.3.1. Linearer Fit

In den drei HP-Lagen lassen sich für beide Photonen lineare Fits an den errechneten Cluster-Positionen durchführen. Man erhält dadurch acht Parameter, welche die Flugbahnen der Photonen beschreiben. Der Öffnungswinkel α lässt sich dabei mit den Richtungsvektoren $\vec{v}_{\gamma 1}$ und $\vec{v}_{\gamma 2}$ wie folgt berechnen:

$$\cos \alpha = \frac{|\vec{v}_{\gamma 1} \cdot \vec{v}_{\gamma 2}|}{|\vec{v}_{\gamma 1}| |\vec{v}_{\gamma 2}|} \quad (8.4)$$

Die Masse ergibt sich über den Öffnungswinkel beider Photonen zu

$$m_{\text{ALP}}^2 = 2 \cdot E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} (1 - \cos \alpha) \quad (8.5)$$

8.2.3.2. Kinematische Fits

Bei den kinematischen Fits werden, im Vergleich zu den vier unabhängigen linearen Fits, verschiedene physikalische Beziehungen des untersuchten Zerfalls berücksichtigt.

⁸Die Fits für die systematische Fehlerabschätzung der Energieauflösung sind in Kap. A.6.1 dargestellt.

8. Simulation und Rekonstruktion von ALP-Zerfällen im SHiP-Experiment

Hierzu zählt der gemeinsame Vertex, die Target-Position und Impuls- und Energieerhaltung.

Für die sogenannte vtx2-Methode werden folgende sieben Parameter genutzt: die drei Koordinaten des Vertex sowie die vier Steigungen in x bzw. y für Photon 1 und 2. Der für die Rekonstruktion eingesetzte Minimierer Minuit [200] (mit dem MINOS-Algorithmus [200]) nutzt als Startwerte die Ergebnisse der linearen Fits. Hierzu wird der Punkt, welcher auf halber Strecke zwischen dem kleinsten Abstand der linearen Fits liegt, errechnet und dient als Näherung des Vertex.

Die Bestimmung der Masse erfolgt hierbei ebenfalls über die Berechnung des Öffnungswinkels. Die Optimierung wurde mit der χ^2 -Methode über die Cluster-Positionen der HP-Lagen und der Target-Position durchgeführt.

Die vtx3-Methode nutzt gleichermaßen sieben Parameter, welche den kinematischen Variablen des ALP entsprechen. Diese bestehen aus den drei ALP-Impulsen in der x -, y - und z -Achse, der z -Position des Zerfallspunkts (bzw. z -Vertexpunktes), den beiden Winkeln θ und ϕ im Ruhesystem des ALP und der ALP-Masse selbst. Dabei lässt sich m_{ALP} direkt als Parameter auslesen.

Bei dieser Methode muss das gesamte System in das Ruhesystem des ALPs transformiert werden. Dazu wurde als Startparameter der Vierervektor aus dem Ergebnis der vtx2-Methode verwendet und die Photonen in das ALP-Ruhesystem geboostet. Da für beide Photonen jeweils ein Datensatz vorhanden ist und die geboosteten Impuls- und Energiewerte im Betrag gleich sein sollten, wurden die Beträge auf den Mittelwert jener Werte gesetzt und die Vorzeichen als Richtungen übernommen. Im Ruhesystem lassen sich dann die beiden Winkel mit

$$\theta = \arccos\left(\frac{P_{\gamma,z}}{E_{\gamma}}\right) \quad (8.6a)$$

$$\phi = \arctan2\left(\frac{P_{\gamma,y}}{P_{\gamma,x}}\right) \quad (8.6b)$$

errechnen. Hierfür wurde die arctan2-Funktion genutzt, um ϕ vollständig abzubilden. Als Startparameter der z -Position des Zerfallspunkts wurden ebenfalls die Ergebnisse der vtx2-Methode eingesetzt.

Bei dem Minimierungsprozess der vtx3-Methode⁹ werden die sieben Parameter mit Hilfe der χ^2 -Methode anhand der Cluster-Position der HP-Lagen und der Target-Position genutzt. Zusätzlich werden bei der vtx3-Methode die beiden rekonstruierten Energien als Datenpunkte für die χ^2 -Minimierung verwendet, was die Rekonstruktion verbessern sollte.

Die selected-vtx3-Methode ist die aktuellste getestete Vorgehensweise zur Rekonstruktion in dieser Ausarbeitung. Diese durchläuft die Schritte der beschriebenen vtx3-Methode insgesamt neunmal mit kleinen Variationen. Es wurde beobachtet, dass der lineare Fit nicht immer die beste Methode zur Ermittlung der Startwerte ist (z.B.

⁹Hier wurde MIGRAD genutzt, da dieser performanter ist ohne allzu große Unterschiede im Vergleich MINOS in diesem Fall zu bieten.

wenn die Cluster-Positionen in einer HP-Lage nicht korrekt erfasst sind). Um diese Abhängigkeit zu umgehen, wurden zusätzlich Extrapolationen der Photonflugbahn mit den HP-Lagen-Informationen der Lagenkombinationen 1&2 und 1&3 durchgeführt. Wie zuvor beschrieben, wurde als Startwert der vtx3-Methode der Mittelwert der beiden Photon-Vierervektoren der vorangegangenen vtx2-Rekonstruktion verwendet. In der selected-vtx3-Methode wurde die Minimierung zusätzlich mit jeweils nur einem der beiden Photon-Vierervektoren als Startwert durchgeführt. Im Falle einer ungenauen Rekonstruktion eines einzelnen Photons sollte es somit möglich sein, die Startwerte für die Raumwinkel zu verbessern. Dies ändert allerdings nur den Startwert der beiden Winkel (die anderen Startparameter bleiben dabei unberührt) und kann zu kleineren Verbesserungen führen. Die Selektion über diese neun verschiedenen Durchläufe mit unterschiedlichen Startwerten (linearer Fit über HP1&2&3, nur HP1&2, nur HP1&3 mit je $\gamma_{1&2}$, γ_1 , γ_2 -Nutzung als Vierervektor) erfolgt über die ermittelten χ^2 -Werte der jeweiligen Einzelrekonstruktion.

8.2.4. Ergebnis und Vergleich der vorgestellten Fit-Methoden

In Abbildung 8.15 sind die Ergebnisse aller vier Methoden bei einer Simulation von ALP-Zerfällen mit $m_{\text{ALP}} = 0.75 \text{ GeV}$ dargestellt. Die Ergebnisse sind im Bezug auf den Mittelwert und die Breite des Gauß-Fits relativ konsistent. Bei der linearen Fit-Rekonstruktion ist zu erkennen, dass der Mittelwert etwas größer berechnet wird¹⁰. Die Hauptunterschiede sind in den Ausläufern und Overflow-Werten des Histogramms zu erkennen. Man sieht, dass sehr viele Massewerte überschätzt werden ($\sim 19.5\%$ Overflow-Werte für die lineare Fit-Methode). Für die kinematischen Fits sind die Overflow-Werte wesentlich kleiner, wobei die selected-vtx3-Methode in diesem Sinne am besten abschneidet.

Bei den vtx-Methoden gibt es allerdings eine Neigung zu kleineren Massewerten, welche bei der linearen Fit-Methode seltener auftritt. Diese Ausläufer lassen sich zum Großteil den Preshower-Ereignissen zuordnen. In den Abbildungen 8.16 sind die Resultate der Rekonstruktion von Ereignissen ohne ein vorzeitiges Aufschauern dargestellt. Die relative gaußsche Breite der Massenverteilung wird bei allen Rekonstruktionsmethoden durch eine Selektion auf Ereignisse ohne Preshower verbessert.

Eine bessere Vergleichbarkeit der Methoden bietet eine Betrachtung des Anteils der genau rekonstruierten Ereignisse. In Abbildung 8.17 wird die gesamte Rekonstruktionseffizienz, also jene Ereignisse, die rekonstruiert werden können, als schwarze Datenpunkte dargestellt. Für die anderen Fit-Methoden wurden die jeweiligen Ereignisse als gut rekonstruiert gewertet, welche sich innerhalb von $\pm 40\%$ der zugehörigen simulierten Masse befinden. Die Unterschiede zwischen den kinematischen Fits sind klein, wobei die selected-vtx3-Methode wie erwartet durch die Startwertoptimierungen und durch die Berücksichtigung der Energien in der Kinematik am besten abschneidet. Die Effizienz der gut rekonstruierten Ereignisse der linearen Fit-Methode fällt durch die fehlende Kompensation über den Vertex im Vergleich ab.

¹⁰Das gilt auch für die gesamte simulierte Masse. Eine Darstellung des Gesamtergebnisses ist im Anhang A.6.2, Abb. A.34 hinterlegt.

8. Simulation und Rekonstruktion von ALP-Zerfällen im SHiP-Experiment

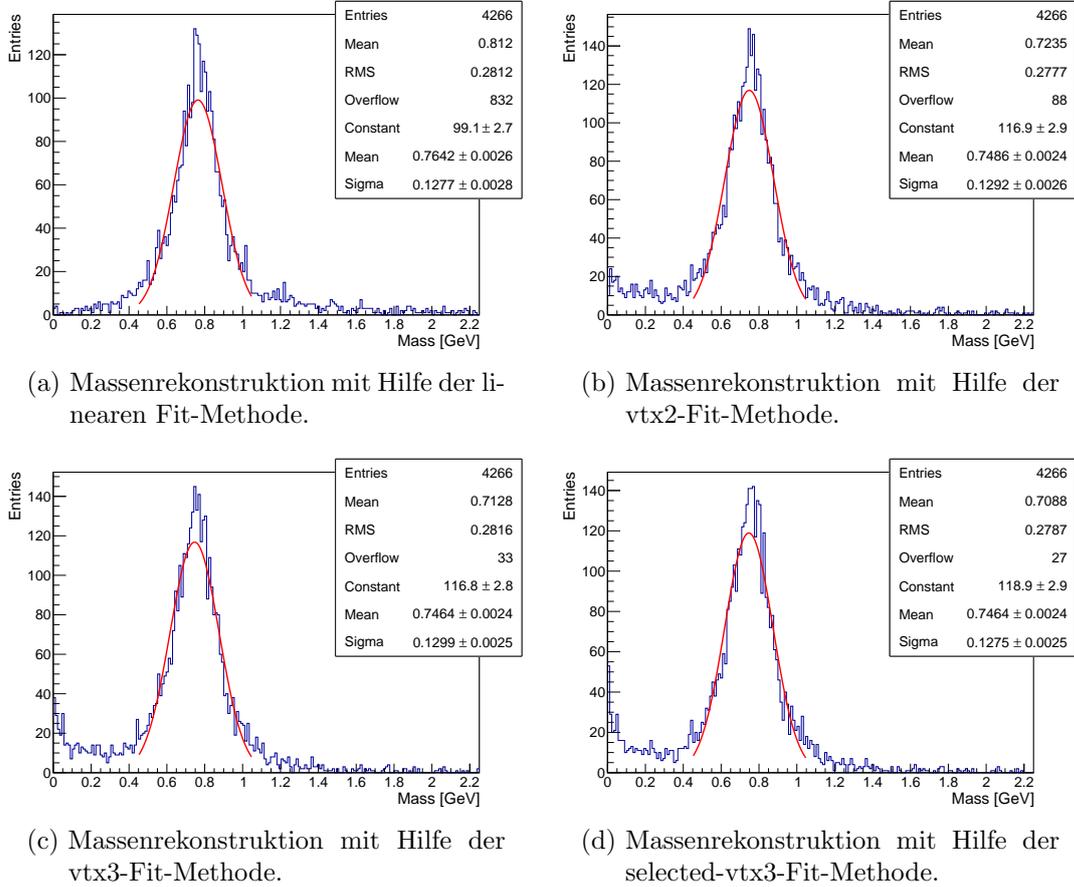


Abbildung 8.15.: Massenrekonstruktion für alle rekonstruierten Ereignisse mit $m_{\text{ALP}} = 0.75 \text{ GeV}$.

In Abbildung 8.17 (b) ist die Effizienz der Rekonstruktion ohne Preshower-Ereignisse dargestellt. Die Rekonstruktionseffizienzen sind dabei um $\sim 10\%$ besser gegenüber einer Berechnung über alle Ereignisse (a). Einer der Gründe für die schlechtere Rekonstruktion für Preshower sind die in Kapitel 8.2.1 erwähnten Zuordnungsfehler und Fehlinterpretationen (Abb. 8.7).

Zu beachten ist außerdem, dass es bei einem Auftreten von Preshowern rekonstruierte Ereignisse gibt, bei denen das dazugehörige Photon ohne Preshower-Bildung den Detektor nicht treffen würde (Abb. 8.7 (b)). Diese machen je nach Masse $\sim 1 - 12\%$ der Gesamtzahl der Ereignisse aus. Diese wurden zwecks Vergleichbarkeit selektiert und in der Rekonstruktionseffizienzdarstellung außen vor gelassen¹¹. Für die Massenbestimmung selbst können diese in der Realität nicht ohne Weiteres selektiert werden und bleiben deswegen in dieser Analyse erhalten.

¹¹Für Ereignisse ohne Preshower liegt die Fehlinterpretationsrate bei unter einem Promille für alle Datensätze.

8.2. Rekonstruktion der ALP-Zerfälle

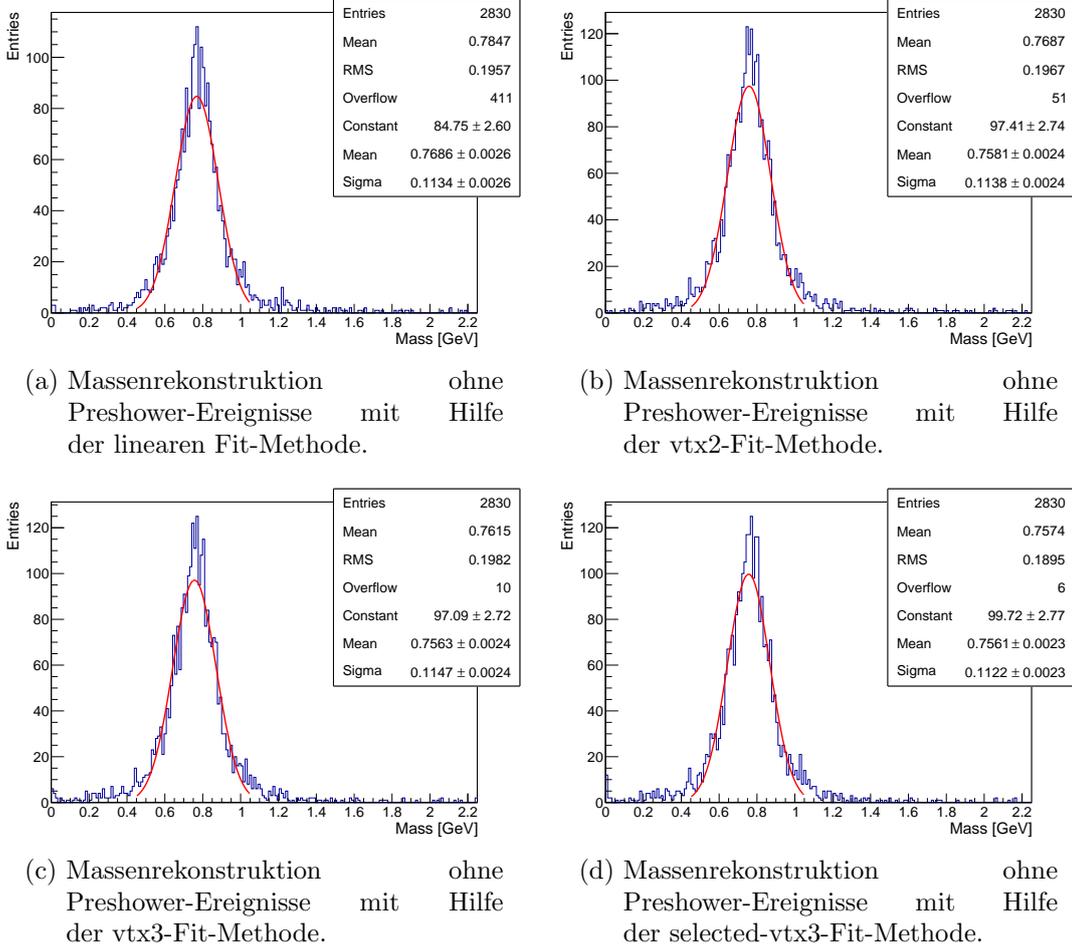


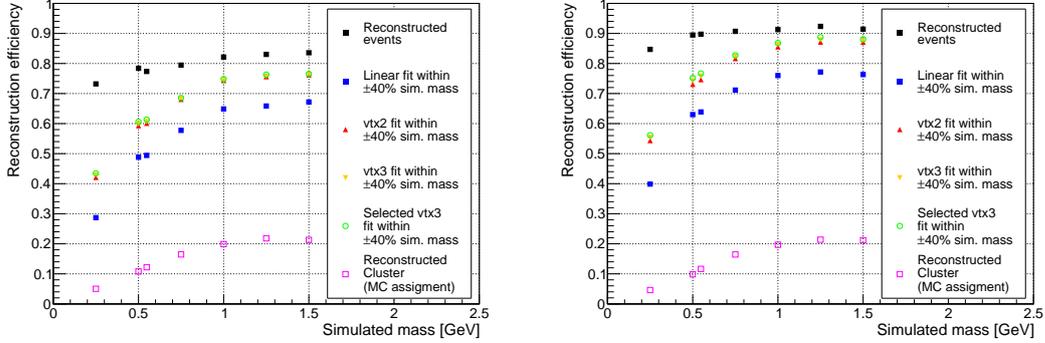
Abbildung 8.16.: Massenrekonstruktion ohne Preshower-Ereignisse mit $m_{\text{ALP}} = 0.75 \text{ GeV}$.

Ohnehin ist eine 100% Rekonstruktionseffizienz nicht zu erwarten, da durch die unterschiedlichen Teilchenzahlen der beiden Photonschauer die Schwelle des Peakfinders unterschritten werden kann, z.B. wenn nur ein Photon bis zur ersten HP-Lage aufschauert¹².

Da sich die kinematischen Fits nur wenig unterscheiden, wird im Folgenden nur auf die Resultate und Auflösungen der selected-vtx3-Methode aller rekonstruierter Ereignisse Bezug genommen. Die Resultate im Bereich 0.25–1.5 GeV (Abb. 8.18 (a)) zeigen, dass die Rekonstruktion sehr erfolgreich die Massen bestimmen kann. Je größer die Masse ist, desto genauer lässt sie sich bestimmen (Abb. 8.18 (b)), was mit dem Öffnungswinkel korreliert und konsistent mit den Ergebnissen im Kapitel 8.2.1 ist. Die relative gaußsche Breite der Massenverteilung liegt dabei zwischen 10–35%. Die m_{ALP}

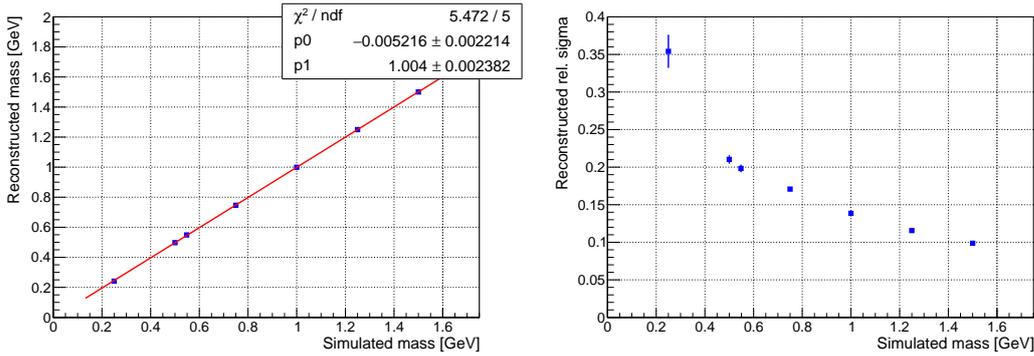
¹²Die Wahrscheinlichkeit dafür wird in [198] auf einige Prozent beziffert.

8. Simulation und Rekonstruktion von ALP-Zerfällen im SHiP-Experiment



(a) Effizienz der Rekonstruktion aller Ereignisse. (b) Effizienz der Rekonstruktion ohne Preshower-Ereignisse.

Abbildung 8.17.: Effizienzen der verschiedenen Rekonstruktionsmethoden.



(a) Darstellung der rekonstruierten gegen die simulierten Massen. (b) Relative gaußsche Breite der Massenrekonstruktion.

Abbildung 8.18.: Ergebnis der Massenrekonstruktion mit der selected-vtx3-Methode.

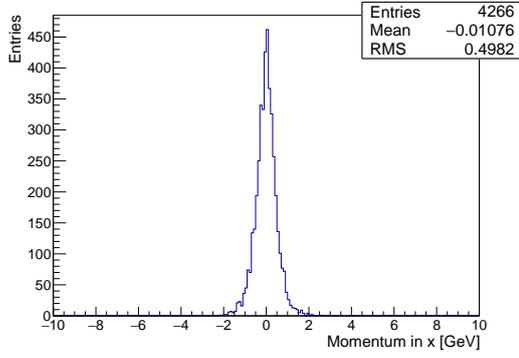
0.125 GeV und 0.135 GeV konnten durch ihren zu kleinen Öffnungswinkel nicht gut rekonstruiert¹³ werden.

Die Parameter der selected-vtx3-Methode ($p_x, p_y, p_z, z_{vtx}, \cos \theta, \phi$) sind am Beispiel der 0.75 GeV-Rekonstruktionen in den Abbildungen 8.19 dargestellt. Die jeweiligen Residuen der Parameter sind in den Histogrammen 8.20 abgebildet.

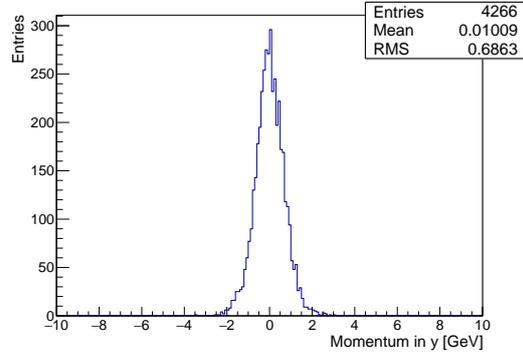
Dabei ist festzustellen, dass die Impulsrekonstruktion der ALPs-Ereignisse in der x - und y -Richtung leicht unterschiedlich verteilt sind (Abb. 8.19 (a), (b)). Das lässt sich durch die rechteckige Form des Detektorquerschnitts ($6 \times 12 \text{ m}^2$ beim Kalorimeter) erklären.

¹³Die passenden Histogramme der Massenbestimmung sind im Anhang A.6.3, Abb. A.35 dargestellt.

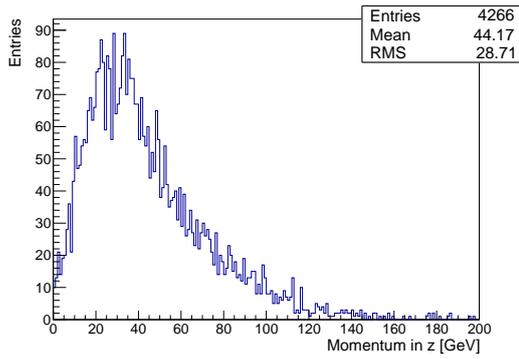
8.2. Rekonstruktion der ALP-Zerfälle



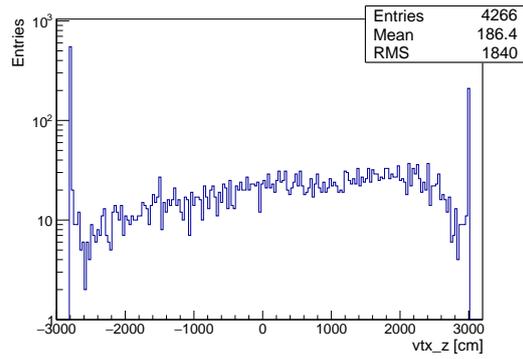
(a) Rekonstruierter ALP-Impuls in x -Richtung.



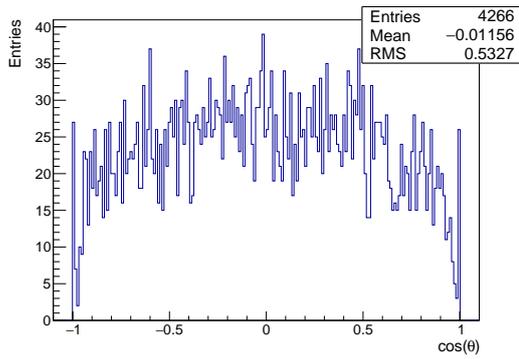
(b) Rekonstruierter ALP-Impuls in y -Richtung.



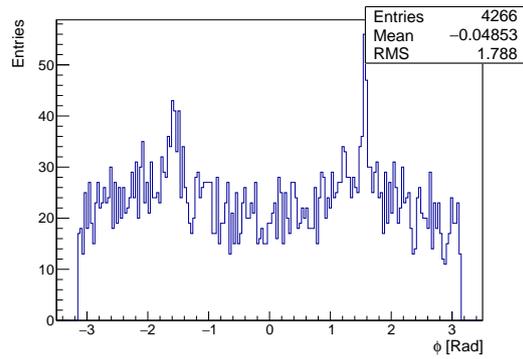
(c) Rekonstruierter ALP-Impuls in z -Richtung.



(d) Rekonstruierte z -Koordinate des Vertices.



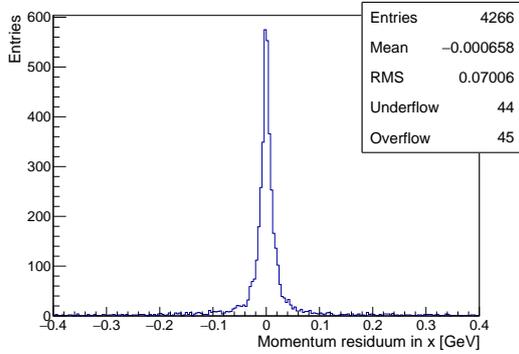
(e) Rekonstruierter Polarwinkel $\cos \theta$.



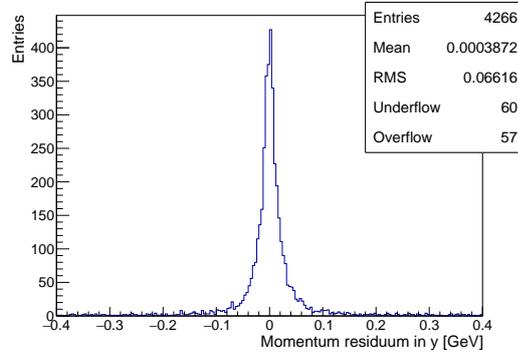
(f) Rekonstruierter Azimutwinkel ϕ .

Abbildung 8.19.: Rekonstruierte Parameter der selected-vtx3-Methode.

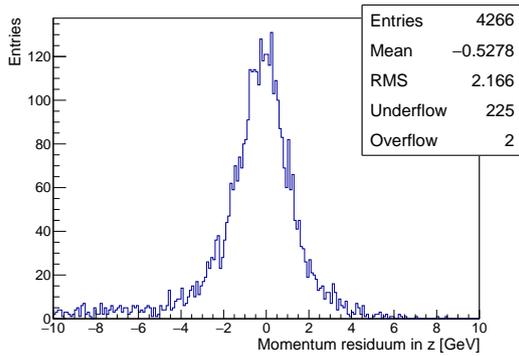
8. Simulation und Rekonstruktion von ALP-Zerfällen im SHiP-Experiment



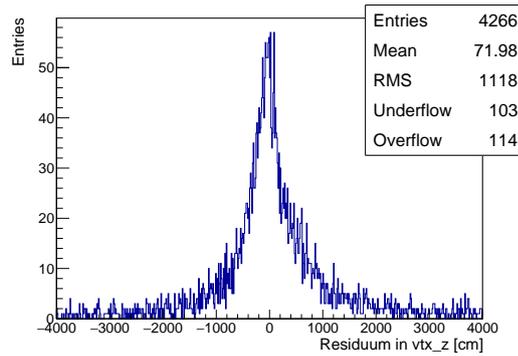
(a) Verteilung der Residuen des ALP-Impuls in x -Richtung.



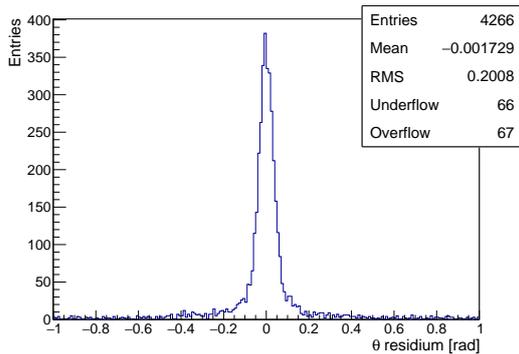
(b) Verteilung der Residuen des ALP-Impuls in y -Richtung.



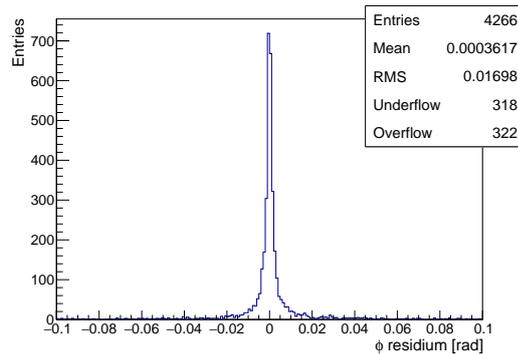
(c) Verteilung der Residuen des ALP-Impuls in z -Richtung.



(d) Verteilung der Residuen der z -Koordinate des Vertex.



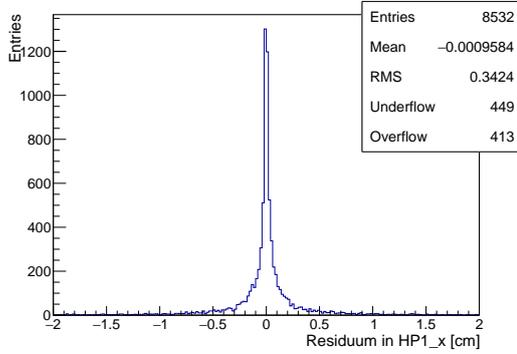
(e) Verteilung der Residuen des Polarwinkels θ .



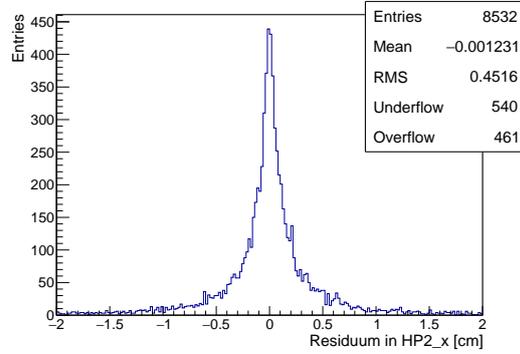
(f) Verteilung der Residuen des Azimutwinkels ϕ .

Abbildung 8.20.: Residuen der selected-vtx3-Methode.

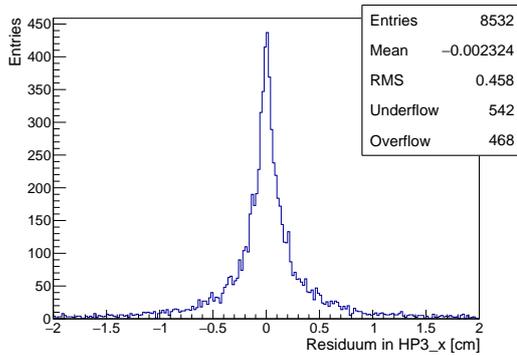
8.2. Rekonstruktion der ALP-Zerfälle



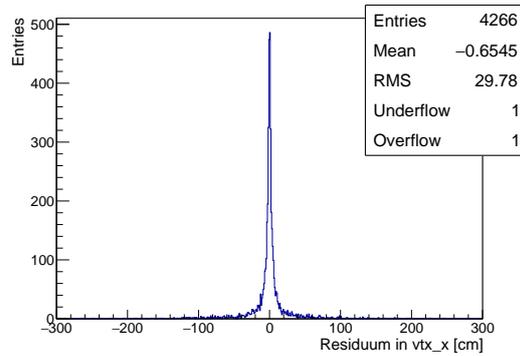
(a) Verteilung der Residuen der Photon-Durchstoßpunkte (Cluster-Position) in der ersten HP-Lage.



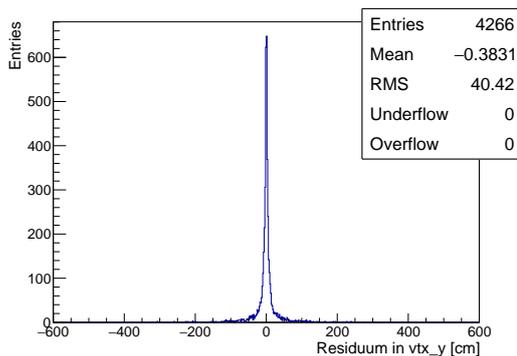
(b) Verteilung der Residuen der Photon-Durchstoßpunkte (Cluster-Position) in der zweiten HP-Lage.



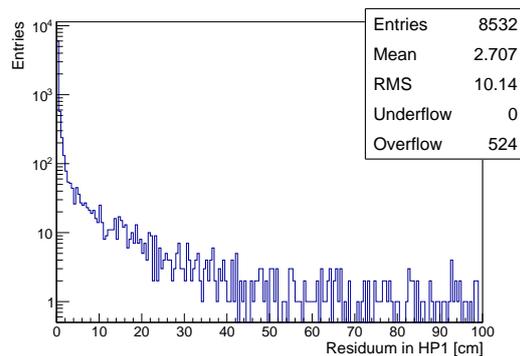
(c) Verteilung der Residuen der Photon-Durchstoßpunkte (Cluster-Position) in der dritten HP-Lage.



(d) Verteilung der Residuen der x -Koordinate des Vertex.



(e) Verteilung der Residuen der y -Koordinate des Vertex.



(f) Abstand des rekonstruierten zum theoretischen Durchstoßpunkt der Photonen in der ersten HP-Lage.

Abbildung 8.21.: Residuen bzw. Abstand der Durchstoßpunkte (Cluster-Position) und Vertices in x und y mit der selected-vtx3-Methode.

8. Simulation und Rekonstruktion von ALP-Zerfällen im SHiP-Experiment

Wie erwartet, ist die Rekonstruktion der z -Koordinate (z_{vtx}) des Vertex sehr ungenau (Abb. 8.20 (d)). Durch den kleinen Öffnungswinkel ist die Bestimmung dieses Werts fehlerbehaftet. Die z -Koordinate des Vertex wird durch den Fit auf den Bereich von $(-2800 \text{ cm}, 3000 \text{ cm})$ limitiert, was im Vergleich zum simulierten Zerfallsbereich 300 cm pro Seite Toleranz lässt. Zum Vergleich wurde der Fit ohne Beschränkung in z durchgeführt¹⁴. Dabei ist die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse innerhalb des Bereichs $\pm 40\%$ der simulierten Masse jedoch um $\sim 3\%$ kleiner. Ebenso sind deutlich mehr Overflow-Werte im Histogramm der rekonstruierten Masse zu erkennen. Im z_{vtx} -Histogramm sind ebenfalls viel mehr Ausläufer zu erkennen. Folglich wurden alle durchgeführten Rekonstruktionen mit einer Begrenzung dieses Parameters versehen. Die Bestimmung der x - und y -Vertex-Koordinaten ist einfacher (Abb. 8.21 (d) und (e)), aber dennoch relativ ungenau (Standardabweichung von 29.8 cm in x und 40.4 cm in y). Die ungenaue Vertex-Rekonstruktion ist der Grund, weshalb die Breite der Massenverteilung beim kinematischen Fit im Vergleich zur linearen Fit-Methode nicht schmaler wird. Offensichtlich können nur starke Abweichungen dadurch kompensiert werden.

Die Residuen der Raumwinkel (Abb. 8.20 (e) und (f)) fallen für den Großteil der Ereignisse relativ klein aus. Es existieren jedoch einige weite Ausläufer, welche relativ symmetrisch verteilt sind.

Die Breite des Residuum der Durchstoßpunkte (Cluster-Positionen) in der ersten HP-Lage (Abb. 8.21 (a), hier in x -Achse) ist schmaler als die der zweiten (b) und dritten HP-Lage (c), was sich durch die Absorberschichten und den Abstand zwischen dem vorderen und dem hinteren Kalorimeterteil erklären lässt. Dadurch verbreitert sich der Teilchenschauer und eine korrekte Bestimmung ist komplizierter und fehlerbehafteter. Die Unterschiede zwischen zweiter und dritter Lage sind dabei nur klein, was durch den kurzen Abstand und der geringen Absorption dazwischen ($1.5 X_0$) erwartet wurde.

Abbildung 8.21 (f) zeigt den Abstand vom rekonstruierten zum theoretischen Durchstoßpunkt (Cluster-Positionen) der Photonen in der ersten HP-Lage. Hier ist zu erkennen, dass ein Großteil der Rekonstruktion gut erfasst wird (erkennbar am ersten Bin mit $\sim 70\%$ Einträgen). Allerdings existieren einige Ausläufer, welche sehr von dem erwarteten Wert abweichen.

Die Energieauflösung kann ebenfalls aus den ermittelten kinematischen Parametern der selected-vtx3-Rekonstruktion berechnet werden. Die Berechnung erfolgt analog zu Kapitel 8.2.2.3. Die Darstellung ist in Abbildung 8.22 hinterlegt und die Energieauflösung beträgt:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{alle, selected-vtx3}} = \frac{(0.155 \pm 0.004 \pm 0.009)\sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E}} \oplus (0.044 \pm 0.001 \pm 0.002) \quad (8.7)$$

Die Energieauflösung verbessert sich dabei nicht signifikant und liegt auf demselben Niveau wie die errechnete Energieauflösung ohne kinematischen Fit (Abb. 8.14 (f)).

¹⁴Die Rekonstruktion mit unbeschränkter z_{vtx} -Koordinate ist im Anhang A.6.4, Abbildung A.36 dargestellt.

8.2. Rekonstruktion der ALP-Zerfälle

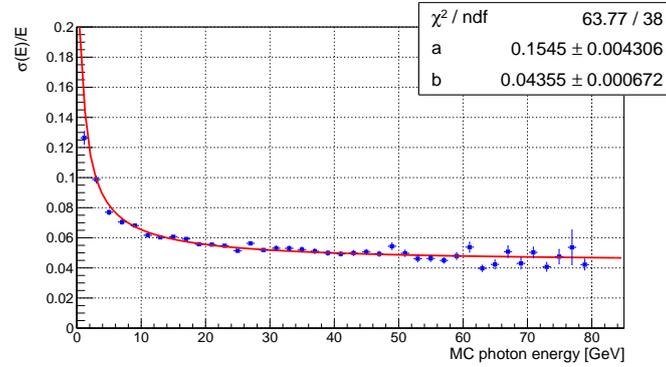
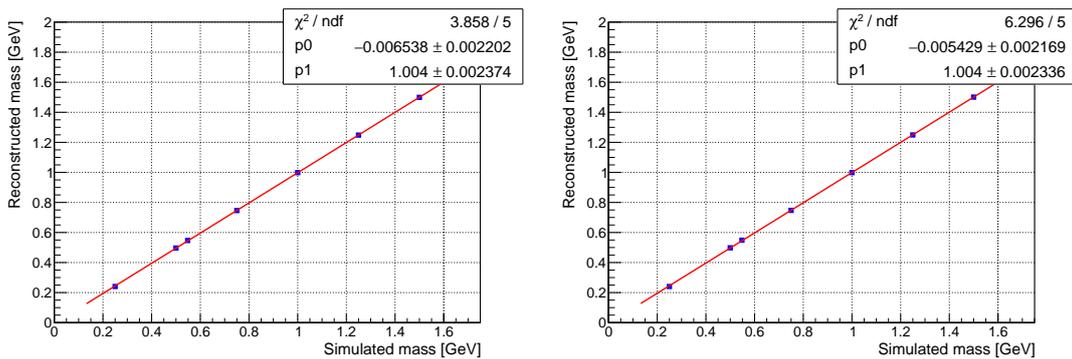


Abbildung 8.22.: Energieauflösung der Rekonstruktion aller Ereignisse (errechnet aus den kinematischen Parametern).

8.2.4.1. Rekonstruktion der Ergebnisse mit zwei HP-Lagen

Wie in Kapitel 8.2.3 beschrieben, nutzt die selected-vtx3-Methode auch Informationen, die nur auf zwei der drei Hochpräzisionslagen (jeweils HP1&2 und HP1&3) basieren. Betrachtet man die Ergebnisse der Rekonstruktion, in welcher nur zwei HP-Lagen genutzt werden (Abb. 8.23), ist ersichtlich, dass sich die Massenbestimmung nur wenig von der mit drei HP-Lagen unterscheidet. Wahrscheinlich wären nur zwei Lagen notwendig. Die Effizienz der HP1&2 und HP1&3-Rekonstruktionen, welche innerhalb von $\pm 40\%$ der simulierten Masse liegen, ist dabei fast identisch im Vergleich zur selected-vtx3-Methode. Die Unterschiede liegen dabei für die Datensätze zwischen 0.25–1.5 GeV durchgehend bei $< 1\%$.



(a) Darstellung der rekonstruierten gegen die simulierten Massen für HP1&2-Rekonstruktion.

(b) Darstellung der rekonstruierten gegen die simulierten Massen für HP1&3-Rekonstruktion.

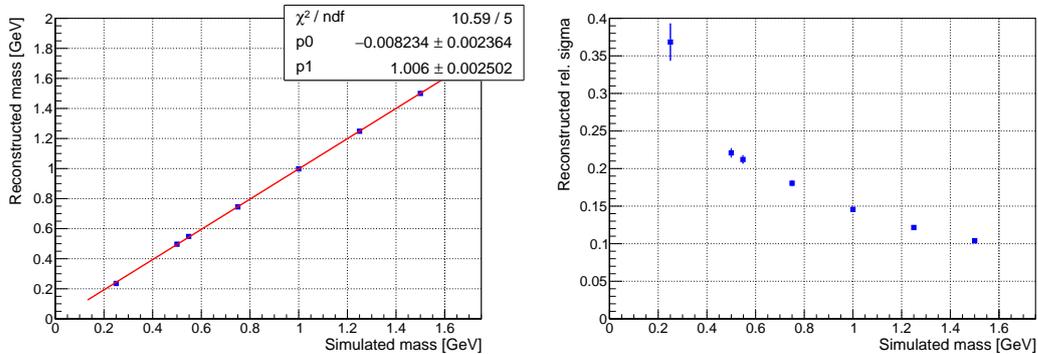
Abbildung 8.23.: Massenrekonstruktion unter Nutzung von zwei Hochpräzisionslagen.

8.2.4.2. Rekonstruktion ohne Hochpräzisionslagen

Um abzuschätzen, ob Hochpräzisionslagen für eine gute Rekonstruktion notwendig sind, wurde eine Analyse erstellt, welche nur die Szintillatorinformation nutzt. Hierzu wird auf das implementierte Clustering der Szintillatoren von FairSHiP [192] zurückgegriffen. Dabei werden einzelne Szintillatorstreifen zu Clustern zusammengefasst, ein Mittelpunkt dieser Menge bestimmt und deren Energien aufsummiert und ausgegeben. Zunächst wurde die Cluster-Photon-Zuordnung des $X \rightarrow \gamma\gamma$ -Prozesses mit Hilfe der theoretischen Durchstoßposition der Photonen durchgeführt. Hier ließ sich jedoch schon frühzeitig feststellen, dass die Rekonstruktionseffizienz sehr gering ist. Für die Rekonstruktion werden mindestens zwei Cluster im vorderen und zwei im hinteren Teil des Kalorimeters benötigt, was häufig nicht der Fall war. Je nach Masse des zerfallenen ALPs liegt die Rekonstruktionseffizienz bei unter fünf bis zu $\sim 20\%$ (Abb. 8.17) und ist somit um ein Vielfaches ineffektiver als die Rekonstruktion mit den HP-Lagen. Die Schwierigkeit liegt darin, dass die Treffer zu nahe beieinander liegen. Dieser Aspekt wirkt bei einem nicht-hochauflösenden Detektor mit Szintillatorstreifenlängen von 300 cm noch schwerwiegender und eine Cluster-Separierung ist viel schwieriger als eine Rekonstruktion mit HP-Lagen.

Durch eine Festlegung, die rekonstruierten Ereignisse innerhalb $\pm 40\%$ simulierten der Masse als gut zu klassifizieren, würde die Effizienz noch weiter absinken.

8.2.4.3. Näherung der Micromegasauflösung in der Simulation



(a) Darstellung der rekonstruierten gegen die simulierten Massen (2 mm-Verschmierung).

(b) Relative gaußsche Breite der Massenrekonstruktion (2 mm-Verschmierung).

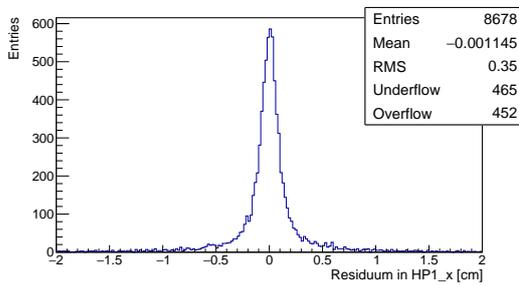
Abbildung 8.24.: Massenrekonstruktion der um 2 mm verschmierten Datensätze mit der selected-vtx3-Methode.

Um realistischere Bedingungen bei einem Einsatz von Micromegas-Modulen anzunähern, wurde eine Verschmierung aller Trefferpositionen um 2 mm in den HP-Lagen durchgeführt, was der kalkulierten Auflösung der Micromegas-Prototypen für SHiP entspricht[191]. Dazu wurde die gesamte Analyse mit diesen variierten Treffern

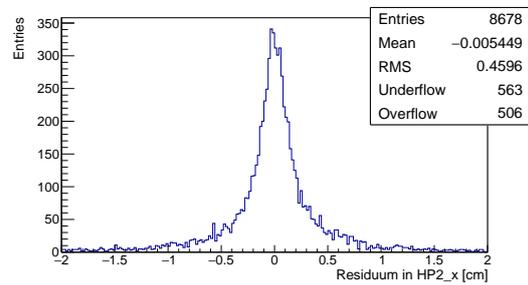
8.2. Rekonstruktion der ALP-Zerfälle

noch einmal wiederholt.

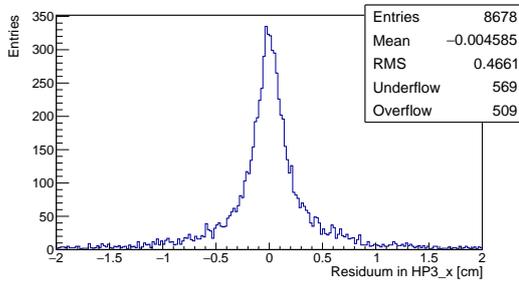
Bei Betrachtung der Korrelation zwischen simulierter und rekonstruierter Masse (Abb. 8.24 (a)) zeigt sich, dass die Bestimmung der Masse zu minimal kleineren Werten neigt. Die relative Abweichung (Abb. 8.24 (b)) ist dabei durchgehend höher, als die ohne Verschmierung (vgl. dazu Abbildung 8.18 (b)). Am Beispiel der Residuen der Durchstoßpunkte der HP-Lagen ist erkennbar, dass die Peaks breiter als jene in Abbildung 8.21 (a)-(c) sind. Letztendlich sind die Veränderungen gering und vergrößern die relativen gaußschen Breiten der rekonstruierten Massewerte um $\sim 1 - 2\%$.



(a) Verteilung der Residuen der Photon-Durchstoßpunkte (Cluster-Position) in der ersten HP-Lage (2 mm-Verschmierung).



(b) Verteilung der Residuen der Photon-Durchstoßpunkte (Cluster-Position) in der zweiten HP-Lage (2 mm-Verschmierung).

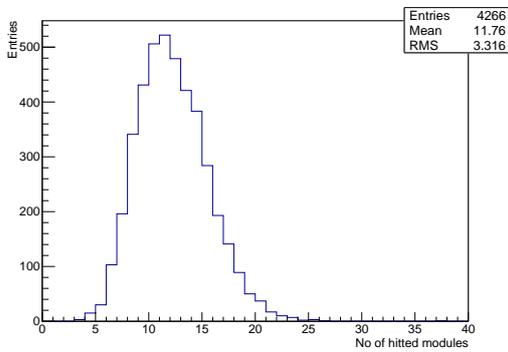


(c) Verteilung der Residuen der Photon-Durchstoßpunkte (Cluster-Position) in der dritten HP-Lage (2 mm-Verschmierung).

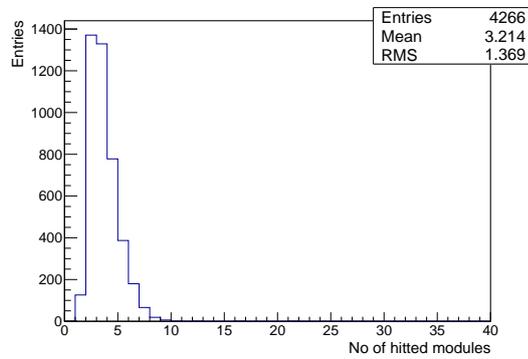
Abbildung 8.25.: Residuen der Durchstoßpunkte (Cluster-Position) der Rekonstruktion mit einer 2 mm Hit-Positionsverschmierung ($m_{\text{ALP}} = 0.75 \text{ GeV}$).

8.2.4.4. Abschätzung der Ambiguitäten bei Verwendung von Micromegas-Modulen

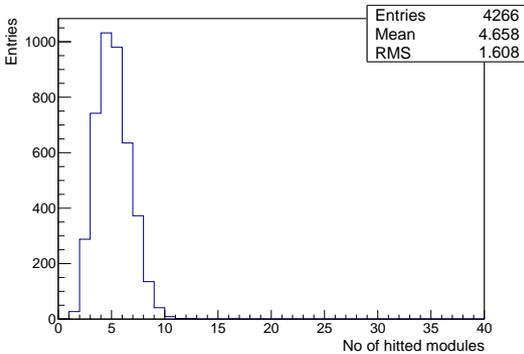
Micromegas-Detektoren sind streifenweise aufgebaut, so dass eine 2D-Peakerkennung (TSpectrum2-Funktion), wie sie in dieser Simulation durchgeführt wurde, nicht realisierbar ist. Die Ereignisse müssten im Prinzip modulweise betrachtet und mit zwei 1D-Peakfindern ausgestattet werden (TSpectrum-Funktion wie in der SPS-Analyse, s. Kapitel 6.2.2). Dabei kann es zu Ambiguitäten kommen, wenn sich z.B. in einer Dimension die Koordinaten überlagern und die Peaks schwer zu trennen sind.



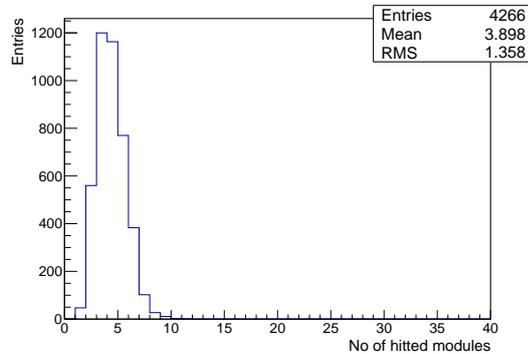
(a) Anzahl der getroffenen Module.



(b) Anzahl der getroffenen Module in der ersten HP-Lage.



(c) Anzahl der getroffenen Module in der zweiten HP-Lage.



(d) Anzahl der getroffenen Module in der dritten HP-Lage.

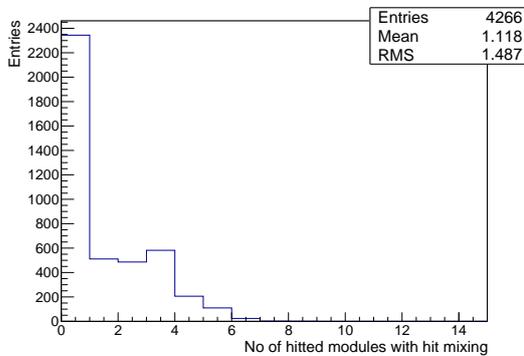
Abbildung 8.26.: Getroffene Module der HP-Lagen für $m_{ALP} = 0.75$ GeV.

Diese Analyse soll einen ersten Einblick über das Ausmaß dieser Ambiguitäten bieten. Dazu wurden alle drei HP-Lagen für diese Abschätzung in realistische 100×100 cm² Untermodule segmentiert. In Abbildung 8.26 lässt sich erkennen, dass sich die mittlere Anzahl der getroffenen Module lagenabhängig unterscheidet. Dies lässt sich damit erklären, dass der Photonschauer sich durch die Lücke von einem Meter zwischen vorderem und hinterem Kalorimeterteil noch weiter verbreitert (vgl. dazu Abbildung

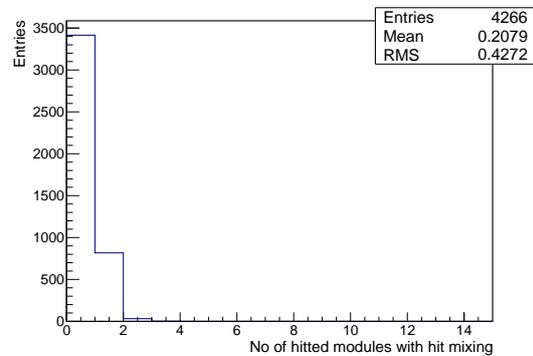
8.2. Rekonstruktion der ALP-Zerfälle

8.8). Durch diese Verbreiterung steigt die Wahrscheinlichkeit, dass mehr Module getroffen werden. Dabei bestehen die größeren räumlichen Ausläufer aus vereinzelt γ bzw. e^\pm mit einer eher geringeren Energie und sollten deswegen mit einer höheren Wahrscheinlichkeit absorbiert werden. Da HP-Lage 2 und 3 dicht beieinander sind, entsteht das Bild, dass mehr Module in der zweiten Lage getroffen werden.

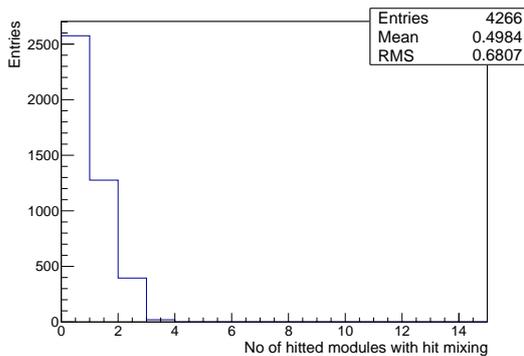
In Abbildung 8.27 ist jeweils die Anzahl an Modulen mit Hits von beiden Photonschauern dargestellt. Die Anzahl ist merklich kleiner, als die der getroffenen Module selbst. In diesem Beispiel mit $m_{\text{ALP}} = 0.75 \text{ GeV}$ sind etwas weniger als die Hälfte der Ereignisse von Ambiguitäten betroffen. Die Wahrscheinlichkeit für eine Vermischung steigt allerdings durch die Verbreiterung der Photonschauer.



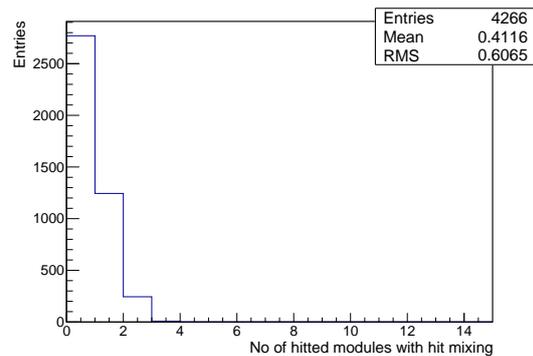
(a) Anzahl der getroffenen Module mit Hits von beiden Photonen.



(b) Anzahl der getroffenen Module in der ersten HP-Lage mit Hits von beiden Photonen.



(c) Anzahl der getroffenen Module in der zweiten HP-Lage mit Hits von beiden Photonen.



(d) Anzahl der getroffenen Module in der dritten HP-Lage mit Hits von beiden Photonen.

Abbildung 8.27.: Von beiden Photonen getroffene Module der jeweiligen HP-Lagen für ($m_{\text{ALP}} = 0.75 \text{ GeV}$).

Das Ausmaß des Hit-Anteils der beiden Photonen für jedes Modul ist allerdings ebenfalls zu berücksichtigen. Die Daten eines Moduls mit hohem Anteil an Hits von ei-

8. Simulation und Rekonstruktion von ALP-Zerfällen im SHiP-Experiment

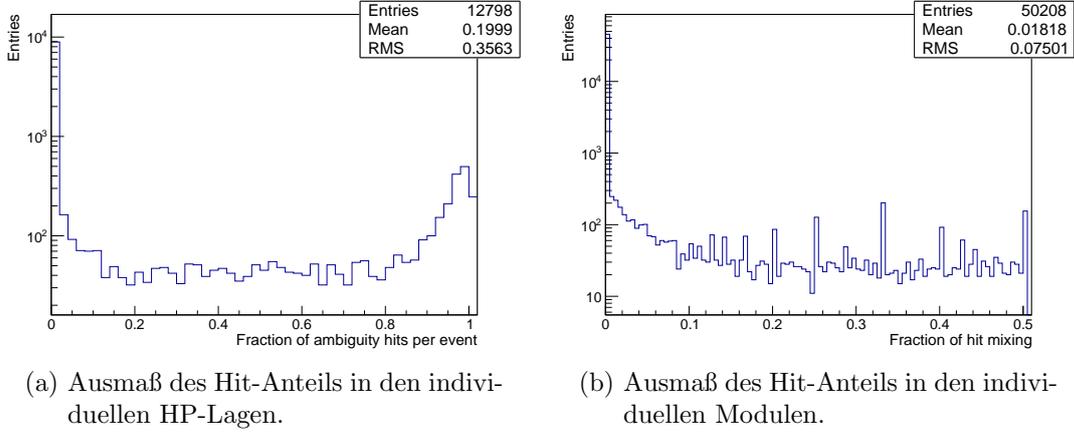


Abbildung 8.28.: Ausmaß des Hit-Anteils der von beiden Photonenschauer getroffenen Module der HP-Lagen für $m_{\text{ALP}} = 0.75 \text{ GeV}$.

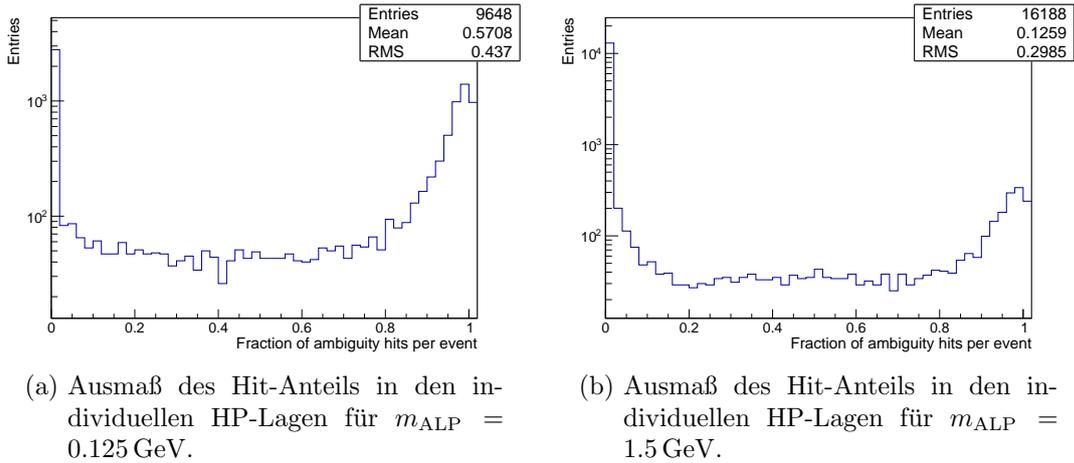


Abbildung 8.29.: Ausmaß des Hit-Anteils in den HP-Lagen bei ($m_{\text{ALP}} = 0.125 \text{ GeV}$ und 1.5 GeV).

nem Photon lassen sich mit kleineren Einschränkungen und hoher Wahrscheinlichkeit trotz eventuell vorhandenen Ambiguitäten für die Positionsbestimmung verwenden. Die Größe des Hit-Anteils in den HP-Lagen ist in Abbildung 8.28 (a) dargestellt. Hierbei werden die Hits gezählt, welche in den Modulen der HP-Lagen mit Hits von beiden Photonen enthalten sind und durch die Gesamtzahl der Hits in einer Lage dividiert. Es ist zu erkennen, dass in diesem Beispiel $\sim \frac{2}{3}$ der HP-Lagen nicht betroffen sind. In Abbildung 8.28 (b) ist der Hit-Anteil aller Module selbst dargestellt. Auch hier ist nur ein Bruchteil der Module von Hits zweier Photonenschauer betroffen. Wie schon in den vorherigen Kapiteln beschrieben (s. z.B. Abbildung 8.6), hat die ALP-Masse einen entscheidenden Anteil daran, wie groß der Abstand der Photon-

Durchstoßpunkte sind. Dies hat nicht nur starke Auswirkungen auf die Cluster-Photon-Zuordnung, sondern auch auf die Hit-Position in den einzelnen Modulen. Bei der Betrachtung vom Hit-Anteil in den HP-Lagen ist zu erkennen, dass bei Ereignissen mit geringerer Masse die Wahrscheinlichkeit größer ist Hits von beiden Photonen in einer Lage zu haben (vgl. Abb. 8.29 (a) und (b)).

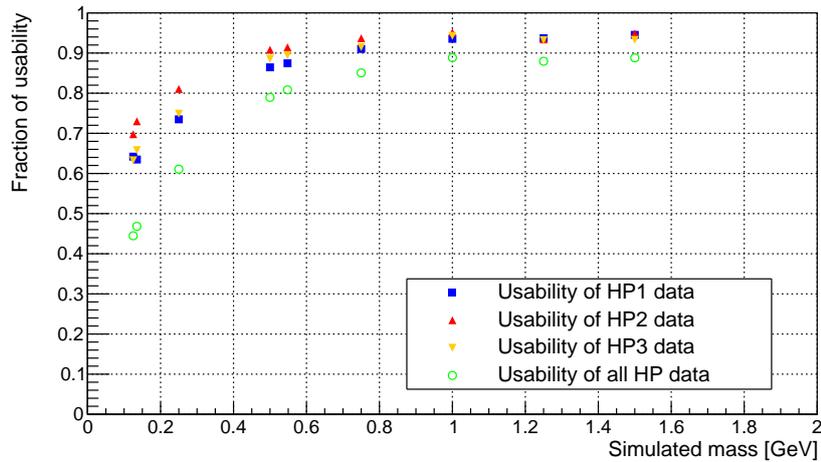


Abbildung 8.30.: Verwendbarkeit der Daten nach einer vereinfachten Abschätzung.

Zur Abschätzung der Verwendbarkeit wird eine vereinfachte Annahme¹⁵ getätigt: Eine eindeutige Zuordnung von Modul zu Photon sollte möglich sein, wenn $< 20\%$ der Hits dem einen und $> 80\%$ dem anderen Photonenschauer zuordenbar sind. Module mit einem Hit-Anteil zwischen $20 - 80\%$ wurden für diese zunächst außen vor gelassen. Außerdem wurden die Module, welche nur Hits eines einzelnen Photonenschauers registrierten, demjenigen Photon zugeordnet. Die Ereignisse wurden daraufhin nach dem Kriterium selektiert, ob alle drei Lagen mindestens ein Modul mit Zuordnungen von je einem Photonenschauer besaßen. Diese Ereignisse werden in der vereinfachten Annahme als verwendbar klassifiziert. In Abbildung 8.30 wird das relative Maß der Verwendbarkeit der Daten dargestellt. Es ist zuerkennen, dass die Verwendbarkeit mit steigender Masse deutlich größer wird.

Der gewählten vereinfachten Abschätzung nach, sind die Daten im Großen und Ganzen trotz Ambiguitäten gut verwendbar. Es lässt sich erkennen, dass eine Rekonstruktion $m_{\text{ALP}} \geq 0.5 \text{ GeV}$ mit vertretbaren Effizienzeinbußen möglich ist. Nicht zu vernachlässigen sollten die Ereignisse sein, welche ohne Weiteres mit gut separierbaren xy -Werten in den Modulen rekonstruierbar sind, aber einen hohen Anteil beider Photon-Hits besitzen. Diese wurden in der getätigten Abschätzung nicht berücksichtigt und würden die Verwendbarkeit der Daten weiter verbessern.

¹⁵Vereinfacht deswegen, da selbst Ereignisse mit hohen Überschneidungsverhältnis in einem Modul getrennt werden können, sofern sie in den x,y -Achsen weit separiert liegen.

8.3. Zusammenfassung und Ausblick der ALP-Rekonstruktion

Es wurde ein Verfahren entwickelt, um die simulierten Kalorimeter-Information sinnvoll für eine Rekonstruktion von $X \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignissen einzusetzen. Dieses bestand aus einer Zuordnung der Hits in den HP-Lagen und der Energiedeposition in den Szintillatorlagen zum jeweiligen Photon. Zusätzlich wurde eine Energiekalibrierung durchgeführt und verschiedene Fit-Verfahren zur Massenbestimmung implementiert. Die Rekonstruktion der ALP-Zerfälle konnte effektiv umgesetzt werden und zeigt gute Übereinstimmungen zu den simulierten Daten. Für ALPs mit $m_{\text{ALP}} = 0.25 - 1.5 \text{ GeV}$ konnte die Masse präzise rekonstruiert werden. Die relative gaußsche Breite ist massenabhängig und lag bei 10 – 35%. Die Energieauflösung des SplitCAL wurde mit der in diesem Kapitel beschriebenen Rekonstruktionsmethode auf $(\frac{\sigma_E}{E}) = \frac{(0.155 \pm 0.004 \pm 0.009)\sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E}} \oplus (0.044 \pm 0.001 \pm 0.002)$ ermittelt und stimmt gut mit einer ersten Abschätzung überein [198].

Es wurde gezeigt, dass die HP-Lagen essentiell für eine gute ALP-Zerfallsrekonstruktion sind. Eine Anwendung von zwei statt drei HP-Lagen zeigt dabei keinen großen Unterschied. Eine Näherung für einen Einsatz von Micromegas-Detektoren als HP-Lagen wurde mit einer 2 mm-Verschmierung erreicht und die Änderung der relativen gaußschen Breite der Massenverteilung hielt sich dabei in Grenzen (1 – 2%). Das maximale Ausmaß der Ambiguitätseffekte konnte mit einer vereinfachten und konservativen Abschätzung bestimmt werden.

Die Resultate der Simulation zeigen, dass das SplitCAL-Design für einen Nachweis von ALP-Zerfällen sehr gut geeignet ist. Eine Neupositionierung einer der hinteren HP-Lagen könnte dabei jedoch die Rekonstruktionsfähigkeit des Detektors noch weiter steigern.

9. Zusammenfassung und Ausblick

Die hohen Anforderungen von zukünftigen hochgranularen Kalorimetern geben für die technische Realisierung enge Rahmenbedingungen vor. Bedingt durch eine Particle Flow-Algorithmus-Optimierung des AHCALs wird eine hohe Anzahl von 8 000 000 Kanälen benötigt. Das AHCAL muss in einem realistischen Zeitrahmen produziert, zusammengebaut, getestet und kalibriert werden. Außerdem sollen die Signale mit einer guten Auflösung erfasst werden und eine Spanne von 1–100 MIPs abdecken.

Das von der Mainzer CALICE-Gruppe vorgestellte und optimierte SMD-SiPM-Szintillator-Design für hochgranulare Kalorimeter zeigt sowohl im Lichtertrag als auch in der Uniformität eine sehr hohe Leistungsfähigkeit. Sie haben zusätzlich den großen Vorteil, dass das neue Design wesentlich leichter automatisiert bestückbar ist, was aufgrund der hohen Anzahl an Kanälen eine Voraussetzung ist.

Die ab der zweiten SMD-HBU-Generation eingesetzten neueren SiPMs des Typs Hamamatsu S13360-1325PE zeigen eine sehr gute Leistung und wurden seitdem als Baseline für nachfolgende HBU-Boards festgelegt. Diese ermöglichen es im Vergleich zum Vorgängermodell (Hamamatsu S12571-025P) HBU-Board-Messungen mit kleineren Signalamplituden durchzuführen und die Messeffizienz bei Langzeitmessungen zu steigern. Ebenfalls können sie durch einen größeren Dynamikbereich und eine Pixel-Pixel-Crosstalk-Unterdrückung große Signale präziser vermessen.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Methoden zur automatisierten Massenbestückung der Szintillatorkacheln, bestehend aus Klebe- und Bestückungsprozedur, wurde an verschiedenen Maschinen getestet und umgesetzt. Mit einer Prozedur aus Dispensing- und Pick-and-Place-Verfahren wurden sechs HBU-Boards erfolgreich bestückt. Des Weiteren wurden 158 HBU-Boards des technologischen AHCAL-Prototyps mit einer Bestückungsstraße, bestehend aus Siebdruck- und Pick-and-Place-Verfahren, in einem engen Zeitrahmen mit Szintillatoren automatisiert bestückt. Es wurde gezeigt, dass eine Bestückung mit den verfügbaren Maschinen im Optimalfall innerhalb von 3 min möglich sein kann. Neben einer Möglichkeit zwei Bestückungslinien aufzubauen, um das vorausgesetzte Ziel von 1 s pro Kachel zu erreichen, könnten auch schnellere Maschinen angeschafft werden. Eine Skalierbarkeit des Bestückungsprozesses ist somit möglich und wurde erfolgreich demonstriert.

Ein Teststand für kosmische Myonen wurde für die Massenkalisierung der HBU-Boards des technologischen AHCAL-Prototyps aufgebaut, getestet und erfolgreich genutzt. Dafür wurde ein Mess- und Analyseverfahren entwickelt, welches konsistente Ergebnisse mit einer Testbeam-Messung am CERN SPS produzierte. Der Vergleich über alle Kanäle zeigt eine gaußsche Breite von $\sim 4\%$ und einen Offset von $\sim 1.1\%$. Einer Abschätzung nach erfüllen zwei solcher Teststände mit den vorgeschlagenen Modifikationen die Zeitvorgaben einer Kalibrierung des vollständigen AHCALs an

9. Zusammenfassung und Ausblick

einem Elektron-Positron-Kollider.

Bei den HBU-Boards des technologischen AHCAL-Prototyps wurde außerdem festgestellt, dass der Lichtertrag im Mittel um ~ 0.02 p.e. pro HBU-Board mit fortschreitender Produktionsdauer durch Qualitätsunterschiede der Kacheln leicht abnimmt. Der Lichtertragsmittelwert aller $\sim 22\,000$ Kanäle des technologischen AHCAL-Prototypen liegt bei 14.0 ± 1.7 p.e. mit einer relativen Standardabweichung von 12%. Die relative Standardabweichung pro HBU-Board, welche nicht so stark durch die mit der Zeit abnehmende Qualität der eingepackten Szintillatorkachel betroffen sind, liegen im Mittel bei 8.8%. Dieser Wert lässt sich mit einigen vorgeschlagenen Optimierungen noch weiter minimieren.

Des Weiteren wurde in dieser Arbeit ein Konzept für den Bau von granularen Szintillatorplatten, sogenannte Megatiles, weiterentwickelt. Eine Separierung der einzelnen Kanäle wird hierbei durch eine reflektierende TiO_2 -Klebstoff-Schicht erreicht. Sowohl die Produktionsweise als auch der Lichtertrag der Megatiles wurden durch eine gezielte Anpassung der eingesetzten TiO_2 -Moleküle, dem Trägermedium (Epoxidharzkleber) und dem Massenanteil optimiert. Dazu wurde ein Laserteststand aufgebaut, welcher sowohl zur Bestimmung der Reflexion als auch der Transmission des Lichts an der TiO_2 -Klebstoff-Schicht genutzt wurde. Diese Ergebnisse sind konsistent mit den hergestellten Megatile-Prototypen, welche im Teststand für kosmische Myonen vermessen wurden. Im optimierten Fall zeigen sich sehr gute Resultate mit 31.6 ± 2.4 p.e. im Lichtertrag der zentralen Kanäle. Die Uniformität in diesem Bereich liegt bei 7.6%. Durch eine neue Analyse-Prozedur konnte außerdem eine maximale Kachel-Kachel-Crosstalk-Obergrenze abgeschätzt werden, welche bei $\sim 4.7 - 6.0\%$ liegt. Weitere Optimierungen könnten die Leistungsfähigkeit der Megatiles verbessern und erste Konzepte wurden bereits mit Erfolg umgesetzt.

Es wurde somit in dieser Arbeit ein entscheidender Beitrag zur Produktion und Qualitätskontrolle des technologischen AHCAL-Prototyps mit $\sim 22\,000$ Kanälen geleistet und die Skalierbarkeit der Produktion und Kalibrierung demonstriert. Mit der Mainzer Megatiles existiert außerdem ein Konzept, welches die Bauweise noch weiter vereinfachen und vergleichbare oder sogar bessere Leistungen erreichen könnte.

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Rekonstruktion von ALP-Zerfällen im geplanten Fixed-Target-Experiment SHiP. Hierzu wurden $X \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse in einer Simulation generiert, um diese mit Hilfe eines sogenannten SplitCAL-Kalorimeters, bestehend aus Szintillator- und Hochpräzisionslagen, zu rekonstruieren. Die durchgeführte Rekonstruktion ist dabei universell für verschiedene Arten von HP-Lagen einsetzbar.

Hierzu wurde zunächst eine Hit-Zuordnung mit Hilfe einer 2D-Mustererkennung implementiert, die effizient für ALPs mit $m_{\text{ALP}} = 0.25 - 1.5$ GeV funktioniert. Außerdem wurde eine Energiekalibrierung durchgeführt und eine präzise Zuordnung der deponierten Energien in den Szintillatoren mit Hilfe der HP-Lagen-Informationen etabliert. Die Energieauflösung des SplitCALs wurde mit Hilfe dieser Rekonstruktion zu $(\frac{\sigma_E}{E}) = \frac{(0.155 \pm 0.004 \pm 0.009)\sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E}} \oplus (0.044 \pm 0.001 \pm 0.002)$ bestimmt.

Verschiedene $X \rightarrow \gamma\gamma$ -Rekonstruktionen wurden für eine Massenbestimmung implementiert und getestet. Die Effizienz liegt für nicht aufschauernde zwischen 85 – 95% und für alle Ereignisse zwischen 73 – 84% in Abhängigkeit der simulierten ALP-Masse. Die Masse des ALPs konnte sehr präzise mit Hilfe verschiedener Fit-Methoden für $m_{\text{ALP}} = 0.25\text{--}1.5\text{ GeV}$ bestimmt werden, wobei die relative gaußsche Breite der Massenverteilung je nach simulierter Masse zwischen 10% und 35% lag. Zusätzlich wurde eine Rekonstruktion mit nur zwei HP-Lagen getestet, welche ebenso sehr gut funktioniert und Einsparpotential für das Experiment bietet. Es wurde ebenfalls nachgewiesen, dass die HP-Lagen für eine $X \rightarrow \gamma\gamma$ -Rekonstruktion zwingend erforderlich sind.

Für einen realitätsnahen Einsatz von Micromegas-Detektoren als HP-Lagen wurden Abschätzungen durchgeführt, indem eine Verschmierung der Hit-Positionen in den HP-Lagen um 2 mm implementiert wurde. Die Ergebnisse ändern sich dabei nur geringfügig, welche sich in einer minimalen Verschlechterung der relativen gaußschen Breite der Massenverteilung um 1 – 2% zeigen. Es erfolgte außerdem eine Überprüfung auf Ambiguitäten bei einem Einsatz von Micromegas-Detektoren, welche aufgrund des Streifendesigns auftreten könnten. Dazu wurden die HP-Lagen in $100 \times 100\text{ cm}^2$ Module unterteilt. Eine vereinfachte Abschätzung sieht eine Verwendbarkeit bei ALPs mit $m_{\text{ALP}} \geq 0.5\text{ GeV}$ von 80% – 90% der Daten vor, was allerdings modulweise mit einer individuellen Rekonstruktion verbessert werden kann.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass eine Rekonstruktion von $X \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignissen in einem Bereich von $m_{\text{ALP}} = 0.25\text{--}1.5\text{ GeV}$ mit dem SplitCAL-Design sehr gut realisierbar ist. Eine genauere Analyse mit einem wohldefinierten ALP-Impulsspektrum könnte mit den erstellten Rekonstruktionsmethoden wiederholt werden, um die Detektionseffizienz sowie die Genauigkeit der Massenbestimmung noch präziser zu bestimmen.

A. Anhang

A.1. Anhang: Optimierung des Bestückungsprozesses

A.1.1. Bestückung des ersten SMD-HBU-Boards

Die erste automatisierte Bestückung erfolgte bei Prodesign [201], einem Dienstleister für PCB-Bestückungen. Hierbei wurden alle Komponenten des HBU-Boards inklusive SMD-Bauteil mit einem Europlacer iineo-2 [202] bestückt. Die Zuführung der Kacheln wurde durch einen Tray-Wechsler (Abb. A.1) realisiert. Dabei wurden Trays mit Kacheln eines LED-Typs in der richtigen Ausrichtung aufgefüllt und die Maschine mit der Information programmiert, welches Tray mit welchen Komponenten befüllt wurde.



(a) Tray-Wechsler.

(b) Tray mit Kacheln.

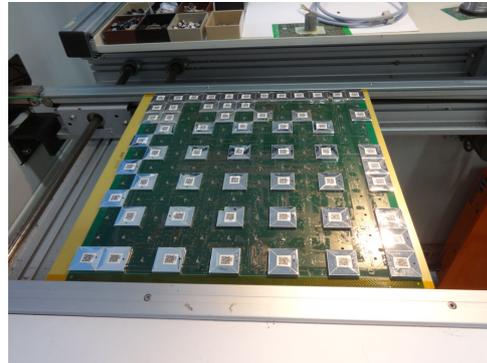
Abbildung A.1.: Kachel-Zuführung während der Bestückung bei Prodesign mit Trays.

Das Board wurde auf der Kachelseite mit doppelseitigem Klebeband versehen (Abb. A.2 (a)). Die zu bestückenden Kacheln waren zu diesem Zeitpunkt zu groß und die Bauteile kollidierten. Um eine möglichst positionsgetreue Bestückung zu erreichen, wurden die Kacheln wie ein Schachbrettmuster bestückt (Abb. A.2 (b)) und die kollidierten Kacheln in die entstehenden Lücken gedrückt. Für die nachfolgenden Bestückungen wurde die Größe der Szintillatorkacheln (ohne Folie) von $29.8 \times 29.8 \text{ mm}^2$ auf $29.65 \times 29.65 \text{ mm}^2$ verringert. Das fertig bestückte SMD-HBU-Board (Abb. A.3) wurde vor allem in den Testbeams von 2015-2016 [203][104][129] eingesetzt.

A. Anhang



(a) SMD-HBU1-Board mit Klebestreifen auf der Unterseite.



(b) SMD-HBU1-Board-Bestückung.

Abbildung A.2.: SMD-HBU1-Board bei der Bestückung von Prodesign.



(a) SMD-HBU1-Board-Oberseite.



(b) SMD-HBU1-Board-Unterseite.

Abbildung A.3.: Fertig bestücktes SMD-HBU1-Board.

A.1.2. Halterungssysteme für die Bestückung der SMD-HBU2-Boards

Die Bestückung der sechs SMD-HBU2-Boards wurde mit einem M10V-Bestückungsautomaten durchgeführt. Die nutzbare Bestückungsfläche von $300 \text{ mm}^2 \times 400 \text{ mm}^2$ des M10V war dabei der limitierende Faktor dieser Bestückung und es mussten aufgrund dessen einige Modifikationen des Bestückungsautomaten durchgeführt werden. Zunächst wurden alle Standard-Halterungen für Trays und PCBs im Bestückungsautomaten entfernt. Die HBU-Boards sollen zwecks Stabilisierung während des Bestückungs- und Aushärtungsprozesses auf einer Basisplatte verschraubt werden (Abb. A.4 (b)). Diese Platte hat einen Ausschnitt, da der Nosselhalter¹ (hinten links

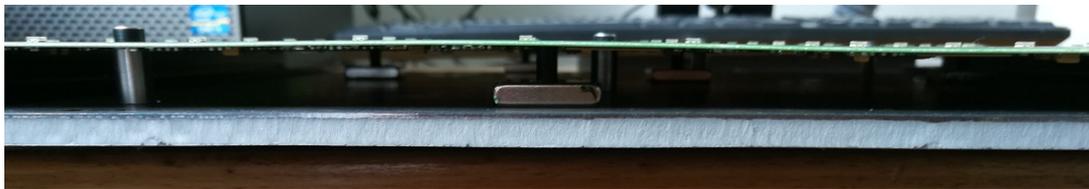
¹Eine Nossel ist ein Aufsatz für das Ansaugen von Komponenten. Je nach Bauteilgröße wird üblicherweise eine andere Nossel verwendet



(a) Spacer zur Höhenjustierung der Halterungsplatte.



(b) SMD-HBU2-Bestückung auf einer Basisplatte.



(c) Halterungssystem für SMD-HBU2-Bestückung (seitliche Ansicht) mit Stabilisierungspins.

Abbildung A.4.: Halterungssystem für SMD-HBU2-Bestückung.

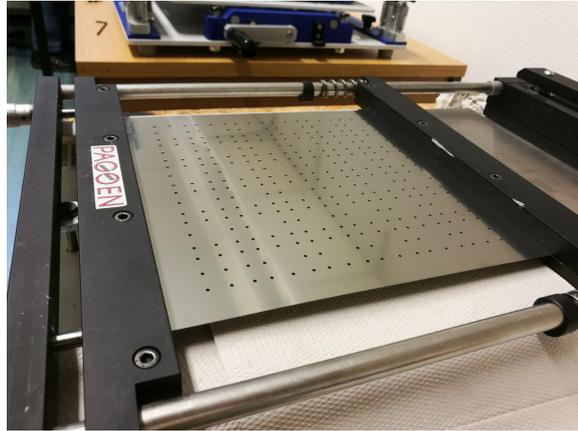
in Abb. A.4 (a)) nicht entfernt werden konnte. Das HBU-Board schwebt dort ohne mechanische Unterstützung über dem Nosselhalter. Dadurch, dass nur der vordere Teil ($\sim 2/3$) des HBU-Boards durch den limitierten Bewegungsbereich des Bestückungskopfs der M10V bestückt werden kann (Abb. 5.9 (b)), ist eine mechanische Stabilisierung beim frei schwebenden Bereich irrelevant. Die massive Basisplatte, zwecks Stabilität, bestehend aus 5 mm Eisen, wird auf den in Abbildung A.4 zu sehenden roten/durchsichtigen Spacern platziert und auf die Grundplatte der Maschine verschraubt, damit die Position fixiert bleibt. Das HBU-Board wird nicht nur auf der Platte mit fünf Schrauben fixiert (Abb. A.4 (b)), sondern es befindet sich noch ein flexibles Unterstützungssystem (Abb. A.4 (c)), realisiert durch Neodym-Magnete und eingeklebte Plastikpins unter dem Board. Das HBU-Board ist während der Kachelbestückung mit elektronischen Komponenten ausgestattet, wodurch die Unterseite schon teilweise belegt ist. Auf der Basisplatte sind die Positionen eingezeichnet, an denen die Pins nicht auf Bauteile treffen. Mit diesem System wird erreicht, dass das HBU-Board nur mit einigen 100 μm Höhenunterschied während der Bestückung arretiert ist. Außerdem ist die Basisplatte so designt, dass man das Board auch um 180° gedreht einbauen kann, damit auch die zweite Hälfte ohne Probleme bestückbar ist.

A.1.3. Tests mit flachen Schablonen

Bei dieser Testreihe wurde das Drucken anhand von flachen Schablonen getestet. Dazu wurden Klebepunkte mit einem kleinen Siebdrucker platziert und durchsichtige Plastikkacheln mit dem M10V-Bestückungsautomaten auf diese gesetzt. Hierbei wurden zwei Testschablonen (Abb. A.5, obere Reihe, Schablonendicke: 120 μm) erstellt: eine mit groben Abstufungen der SiPM Löcher (1–6 mm) und nach der Vermessungen der resultierenden Klebepunktgrößen mit einem USB Mikroskop (selbes Verfahren wie in Kapitel 5.1.1 beschrieben) eine optimierte Version mit kleineren Abstufungen (1.5–1.7 mm). Die Klebepunkte, welche durch 1.6 mm breite Löcher gesetzt wurden, waren allesamt nach einem Flachdrücken durch eine Plastikkachel innerhalb der Toleranz von 5 mm und entsprechen dem optimalen Durchmesser für eine Benutzung von flachen Schablonen. Diese dünnen Schablonen haben allerdings den Nachteil, dass



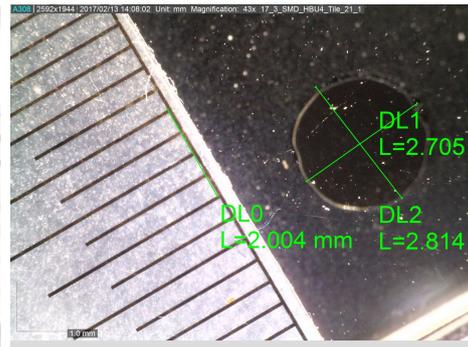
(a) Testschablone mit unterschiedlichen Lochgrößen und -formen.



(b) Kleiner Prototypen-Siebdrucker mit einer optimierten Schablone.



(c) Ergebnisse des Siebdrucktests mit einer optimierten Schablone.



(d) Messung der Klebepunkte mit einem USB-Mikroskop.

Abbildung A.5.: Klebetest für flache Schablonen.

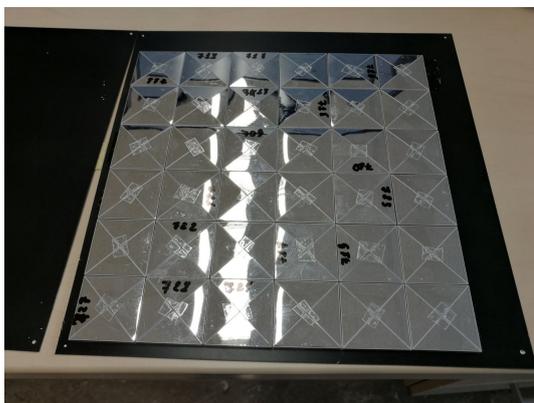
durch vorbestückte SMD-Bauteile auf dem HBU-Board, Ausbuchtungen bzw. Stufen in der Schablone benötigt werden. Diese können das Druckverhalten je nach Lage zum

A.1. Anhang: Optimierung des Bestückungsprozesses

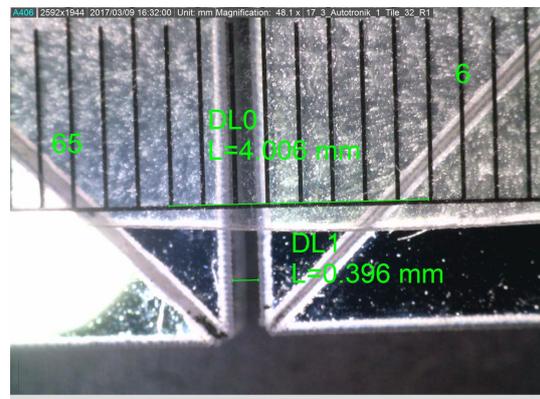
Klebelemente verschlechtern (z.B. wenn sich Kleber an einer Stufe ansammelt). Durch die geringe Dicke wird außerdem mehr Platz benötigt, um die Schablone stramm zu halten.

Der Vorteil einer solchen Schablone ist allerdings, dass der Klebstoffabdruck durch die geringe Dicke der Schablone kaum eine Rolle spielt und der Druckprozess reproduzierbarer und schneller vorstättgeht.

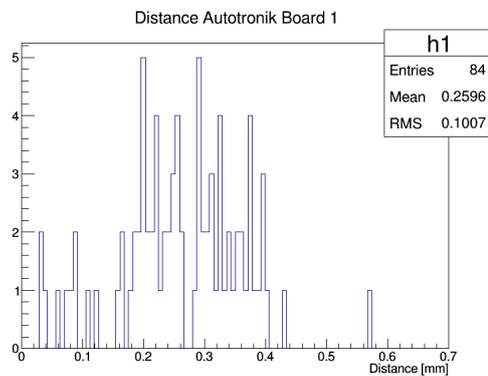
A.1.4. Pick-and-Place-Maschinenauswahl



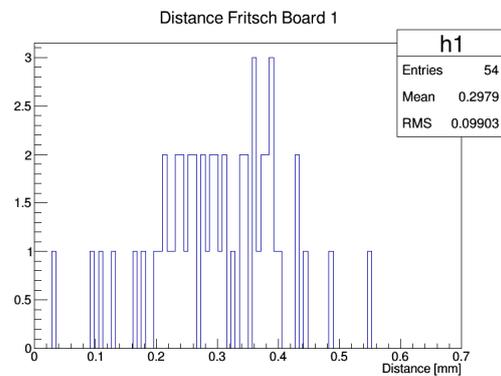
(a) Testboard bestückt mit eingepackten Acrylglas-Kacheln durch eine Autotronik BA392V1-V.



(b) Kachel-Abstandsmessung mit einem USB-Mikroskop.



(c) Histogramm über den Kachelabstand einer Testbestückung mit der Autotronik BA392V1-V.



(d) Histogramm über den Kachelabstand einer Testbestückung mit der Fritsch PlaceAll510.

Abbildung A.6.: Pick-and-Place-Maschinenauswahl.

Es wurden zwei Pick-and-Place-Maschinen intensiv vor dem Erwerb getestet: die BA392V [116] und die Fritsch PlaceAll510 [204]. Ein Ausschlusskriterium wäre ein Nicht-Erkennen der Kacheln gewesen, was allerdings bei beiden Maschinen nicht zutraf. Für beide Maschinen wurde eine Bestückmatrix mit demselben Raster wie das

A. Anhang

Bestückungsmuster mit variablen Rotationen (Abb. A.6 (a)) auf dem HBU-Board erstellt. Insgesamt wurden für beide Maschinen 200 Bestückvorgänge durchgeführt, welche ohne Kollisionen realisiert werden konnten. Beim letzten Durchgang wurden je zwei Boards mit doppelseitigem Klebeband präpariert und das Ergebnis dann in Mainz mit einem USB Mikroskop untersucht (selbes Verfahren wie beim Klebetest in Kapitel 5.1.1, eine Beispielmessung ist in A.6 (b) dargestellt). Die Resultate wurden in den Histogrammen A.6 (c) und (d) abgebildet und zeigen keine großen Unterschiede. Beide Maschinen sind somit imstande die Bestückung durchzuführen. Folglich waren andere Parameter wie beispielsweise die Bestückgeschwindigkeit und die Erweiterbarkeit der Maschine für den Erwerb ausschlaggebend.

A.1.5. Halterungssysteme für die Bestückung von SMD-HBU3-Boards

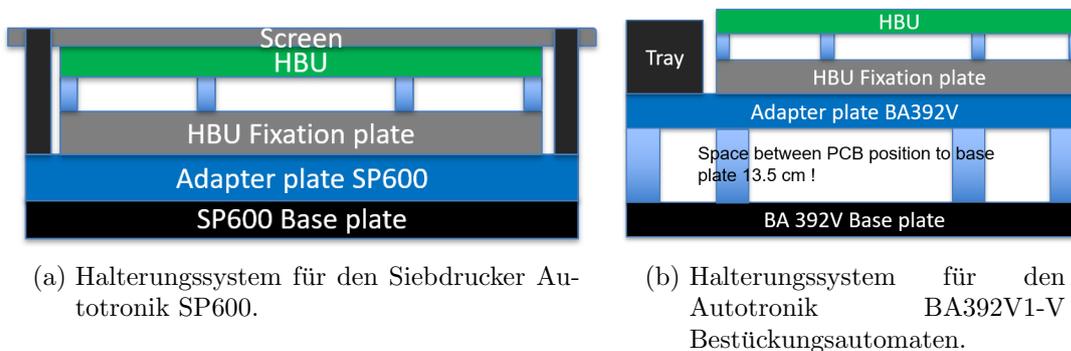


Abbildung A.7.: Überblick der Halterungskonzepte.

In Abbildung A.7 ist schematisch dargestellt, wie die SMD-HBU3-Boards während der Bestückung im Siebdrucker SP600 und dem Bestückungsautomat BA392V fixiert werden. Im SP600 ist die Adapterplatte (Abb. A.8 (a)) direkt auf dem Boden der Maschine verschraubt (Abb. A.8 (b)). Vier Acrylglas-Pins werden in Bohrungen der Adapterplatte eingesetzt und dienen hierbei als Arretierung für die Schablone, welche mit Führungshülsen versehen sind (Abb. A.8 (b)). Dadurch wird gewährleistet, dass die Schablone immer in Bezug zum HBU-Board richtig aufliegt und das Druckmuster entsprechend positioniert ist.

Bei dem Halterungssystem der BA392V sind zwischen der Adapterplatte und der Bodenplatte der Maschine zusätzliche Stützfüße verschraubt, um die korrekte Bestückungshöhe zu erreichen (Abb. A.9 (a)). Auf der Adapterplatte ist außerdem noch ein selbst designtes Tray montiert, um die Maschine mit Einzelkacheln zu versorgen (Abb. A.9 (b)). Beide Adapterplatten sind mit der HBU-Board-Halterungsplatte kompatibel, um zu gewährleisten, dass sich das HBU-Board in keinem der Arbeitsschritte verbiegen kann und ein Abbau des HBU-Boards zwischen den Arbeitsschritten nicht nötig ist. Die Halterungsplatten werden außerdem dazu genutzt, um das Board während des Einhärtens des Klebstoffs starr in Position zu halten.

Das HBU-Board wird auf die Halterungsplatte auf den sechs Messing-

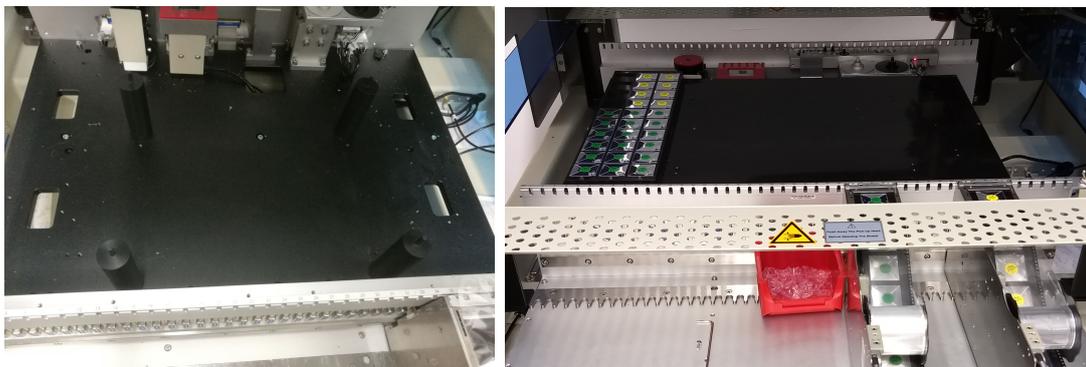
A.1. Anhang: Optimierung des Bestückungsprozesses



(a) Adapterplatte für den Siebdrucker Autotronic SP600.

(b) HBU-Board-Halterungsplatte auf Adapterplatte des Siebdruckers (Die Schablone ist dabei noch nicht ausgerichtet, s. Acrylglas-Pin).

Abbildung A.8.: Halterungssystem im Siebdrucker Autotronic SP600.



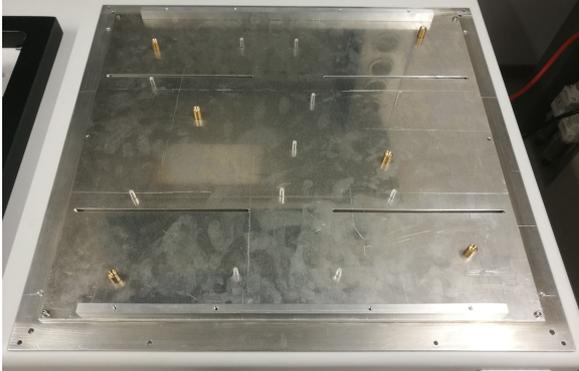
(a) Standfüße für Adapterplatte in der Pick-and-Place-Maschine BA392V.

(b) Gesamte Adapterplatte mit montierten Tray in der Pick-and-Place-Maschine BA392V.

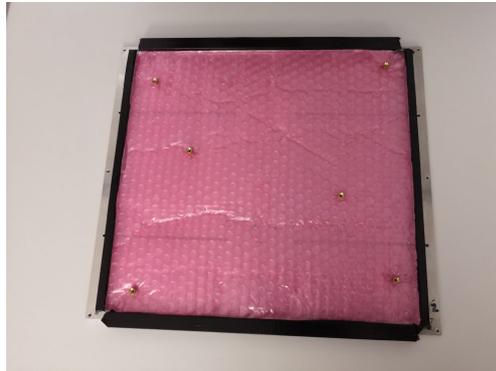
Abbildung A.9.: Halterungssystem in der Pick-and-Place-Maschine Autotronic BA392V1-V.

Gewindehalterungen (Abb. A.10) verschraubt. Die Halterungsplatte der HBU-Boards ist mit vier Schienen unter den Außenkanten des HBU-Boards versehen (Abb. A.10 (b)), um ein Durchdrücken am Rand zu verhindern. Zusätzlich sind noch Acrylglas-Pins an den freien Stellen des HBU-Boards fixiert, welche dafür sorgen, dass über die gesamte Fläche eine mechanische Unterstützung vorhanden ist.

A. Anhang



(a) Halterungsplatte für SMD-HBU3-Boards (auf Siebdrucker-Adapterplatte) ohne Luftpolsterfolie und ohne seitliche Auflagefläche mit Acrylglas-Pinstifte.



(b) Fertige Halterungsplatte für SMD-HBU3-Boards.

Abbildung A.10.: Halterungssystem für SMD-HBU3-Boards während der Bestückung.

A.2. Anhang: Teststand für kosmische Myonen

A.2.1. Aufbau des Teststands für kosmische Myonen



(a) PMT-Sockel mit Spannungsteiler-PCB.



(b) PMT-Halterungssystem.



(c) Szintillatorstreifen mit angeklebten Lichtleitern.



(d) Verbundene Triggereinheit eingepackt in Reflektorfolie.

Abbildung A.11.: Aufbau eines Szintillator-PMT-Triggerstreifens.

In Abbildung A.11 sind die einzelnen Support-Komponenten der PMTs abgebildet. In (a) sind die Spannungsteiler für den Betrieb der PMTs zu sehen. Diese werden an die linke Halterung in (b) angesteckt und zwecks Spannungsversorgung und Signalauslese werden Kabel an das PCB verlötet. Die Szintillatorstreifen werden an Acrylglas-Lichtleiter angeklebt (c), welche die optimale Stirnfläche zu den eingesetzten PMT besitzen. Die Lichtleiter sind außerdem leicht gebogen, um den verfügbaren Platz optimal auszunutzen. Diese werden in die rechte Halterung in (b) eingesetzt

A.2. Anhang: Teststand für kosmische Myonen

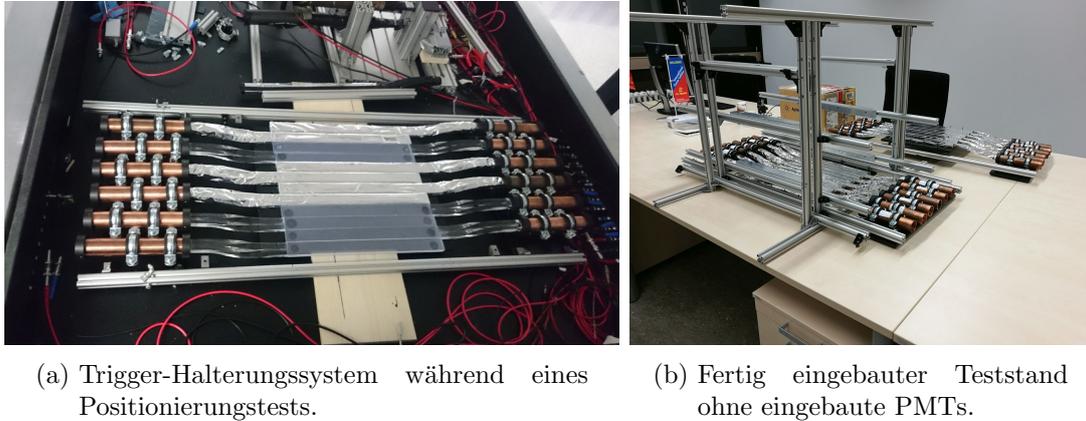


Abbildung A.12.: Szintillatorstreifen im Teststand während eines Positionierungstests und Einbau.

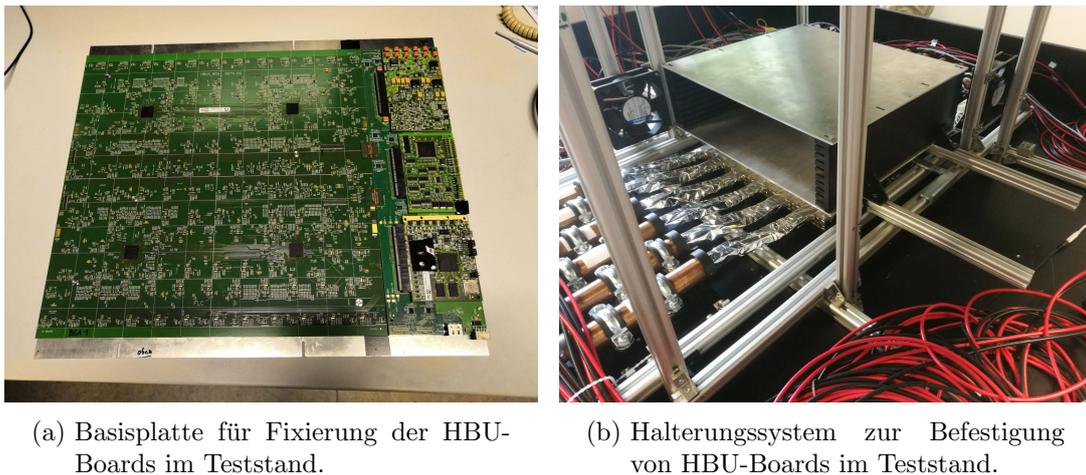


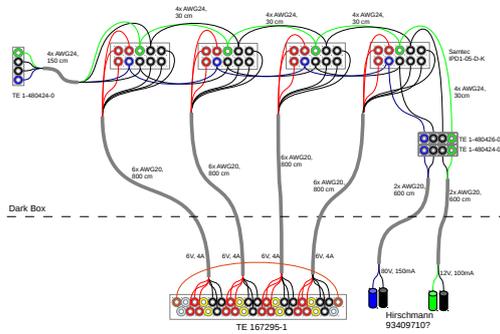
Abbildung A.13.: HBU-Befestigungssystem im Teststand.

und sind somit wohl positioniert über der sensitiven Fläche der PMTs montiert. Eine zusammengesetzte Triggereinheit ist in (d) zu sehen.

Die Halterungen fixieren sowohl die Positionierung der PMTs als auch die der Szintillatorstreifen (Abb. A.12 (a)) und werden so montiert, dass eine komplette Lage als eine feste Einheit fungiert und sehr einfach höhenverstellbar in der mechanischen Struktur ist (Abb. A.12 (b)).

Die HBU-Boards werden im Gegensatz zum Testbeam nicht in Kassetten eingepackt, sondern auf individuell hergestellte Teststand-Basisplatten montiert (Abb. A.13 (a)). Das hat den Vorteil, dass die elektronischen Komponenten weiter frei zugänglich sind, was für weiterführende Tests nützlich war. Eine mechanische Halterung (Abb. A.13 (b)) sorgt dafür, dass die einzelnen Basisplatten und somit auch die HBU-Boards untereinander genau arretiert sind.

A. Anhang

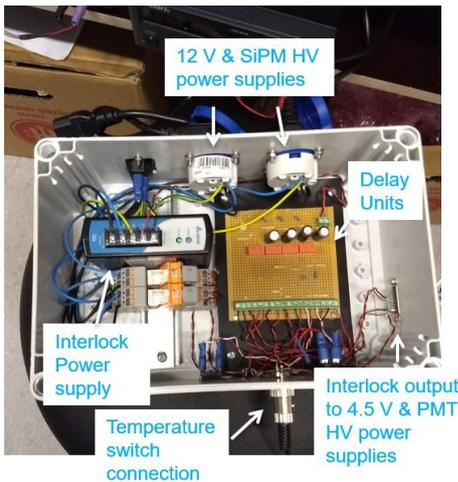


(a) Bauplan für die Stromversorgung der HBU-Boards im Teststand [153].

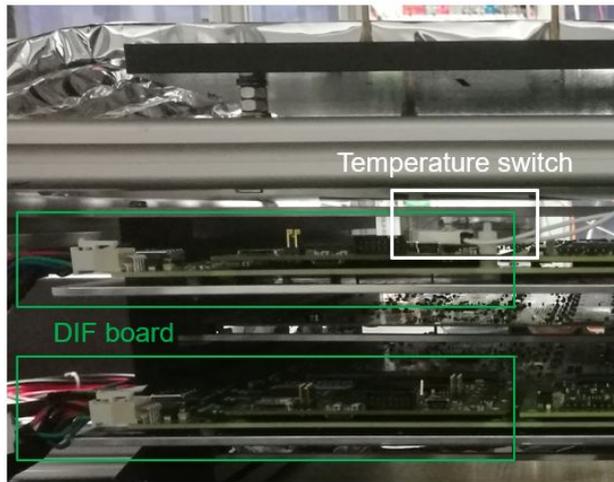


(b) Stromversorgungskabel für HBU-Boards im Teststand [153].

Abbildung A.14.: Stromversorgung der HBU-Boards im Teststand.



(a) Interlockbox für die Abschaltung des Teststands bei zu hohen Temperaturen [153].



(b) Temperaturschalter befestigt an einem Interface-Board [153]. Die Abbildung wurde in [90] veröffentlicht.

Abbildung A.15.: Interlockbox mit Temperaturschaltern.

Um möglichst viele HBU-Module bei einer ökonomischen Anzahl an Spannungsversorgungskanälen betreiben zu können, wurden spezielle Kabel in Kooperation mit dem PRISMA-Detektorlabor [153] hergestellt. Ziel dieser Kabel ist es, die SiPM-Spannungsversorgung und die 12 V Leitung der HBU-Boards untereinander zu teilen und somit die Anzahl der benötigten Kanäle einzusparen. In Abbildung A.14 (a) ist eine schematische Darstellung der Verkabelung abgebildet. Durch die relativ hohen Ströme in der 4.5 V Leitung wurde hier auf eine Parallelisierung aus Sicherheitsgründen verzichtet. Diese Kabel (Abb. A.14 (b)) sind außerdem so aufgebaut, dass ein weiteres Kabel desselben Typs als Erweiterung fungieren kann.

Um einen sicheren und durchgehenden Betrieb zu gewährleisten, wurde außerdem in Kooperation mit dem PRISMA-Detektorlabor [153] eine Interlockbox hergestellt (Abb. A.15 (a)). Diese schaltet die Spannungsversorgung in der korrekten Abschaltsequenz (SiPM-HV, 12 V und dann 4.5 V) ab, wenn einer der angeschlossenen Temperaturschalter einen gewissen Temperaturwert erreicht. In diesem Fall wird der Sensor an der wärmsten Stelle des Setup (SMD-Bauteil auf dem DIF-Board, Abb. A.15 (b)) befestigt und schließt den elektrischen Stromkreis beim Überschreiten von 65 °C.

A.2.2. Teststand zur Kalibrierung des SMD-HBU1-Boards

Die in diesem Kapitel beschriebene Messung wurde zusammen mit N. Bhatti durchgeführt und ist ausführlich in [98] hinterlegt. Eine Vermessung des ersten SMD-HBU-Boards fand vor dem Aufbau des Teststands statt. Diese Gelegenheit wurde genutzt, um die Elektronik und die DAQ-Anbindung mit einem provisorischen Aufbau, bestehend aus einzelnen Komponenten des Teststands (Abb. A.16 (a)), auszutesten.

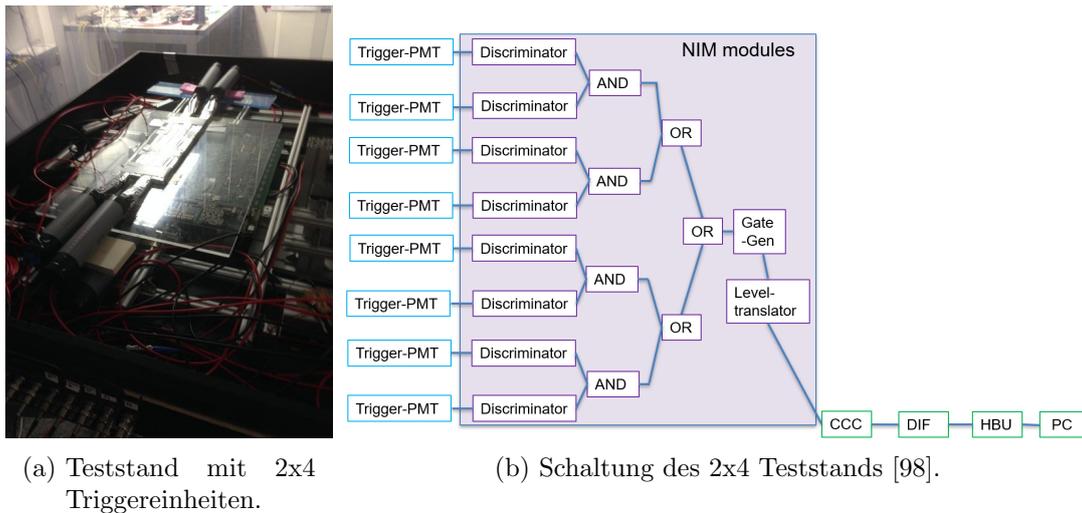


Abbildung A.16.: Provisorischer Teststand zur Lichtertragsbestimmung des SMD-HBU1-Board.

Der Trigger bestand in dieser frühen Projektphase aus 2×4 Triggereinheiten. Für das SMD-HBU1-Board mussten dementsprechend drei Durchläufe mit umpositionierten Triggern getätigt werden. Die Verschaltung wurde mit NIM-Modulen, einem CCC und einer HBU-Auslese via USB statt HDMI mit einem LDA durchgeführt (Abb. A.16 (b)). Das hat den Vorteil, dass die Auslese schnell aufgesetzt war, jedoch mit dem wesentlichen Nachteil, dass die Auslese sehr viel langsamer war.

Dadurch, dass die Szintillatorstreifen paarweise logisch verschaltet und direkt übereinander arretiert sind, ist der Akzeptanzbereich ebenfalls 12×1 Kacheleinheiten lang. Die Winkelakzeptanz unterscheidet sich dadurch maßgeblich zu allen anderen späteren Messungen. Eine Winkelkorrektur wurde zu dem Zeitpunkt noch nicht durchgeführt,

A. Anhang

da das SMD-HBU1-Board alleine vermessen wurde.

Es wird dabei eine ähnlich aufgebaute, nicht automatisierte Analyse wie in Kapitel 6.1 ohne Temperaturberücksichtigung durchgeführt, allerdings unterscheiden sich die Ausführungen stark bei der Durchführung der Fits und Qualitätskontrollen für Pedestal, Gain und Lichtertrag.

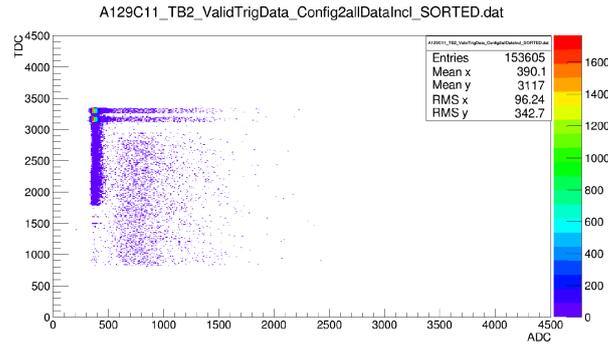


Abbildung A.17.: ADC-TDC-Histogramm eines einzelnen Kanals [98].

Die Testergebnisse wurden mit einem TDC-Selektion bestimmt (Kap. 6.2.3), um das vorhandene Zeitfenster von 16–32 ns eines Messzyklus (BXID) auszuschneiden, in welchem alle Ereignisse validiert werden. In Abbildung A.17 (a) ist außerdem zu erkennen, dass die eingesetzten MPPC S12571-025P [82] durch die fehlenden Trenches sehr hohen Noise produzieren, welcher durch DCR mit Crosstalk entsteht. Die Auswertung dieser Ergebnisse beeinflussten die Auswahl der SiPMs maßgeblich für nachfolgende HBU-Generationen (Kap. 4.4).

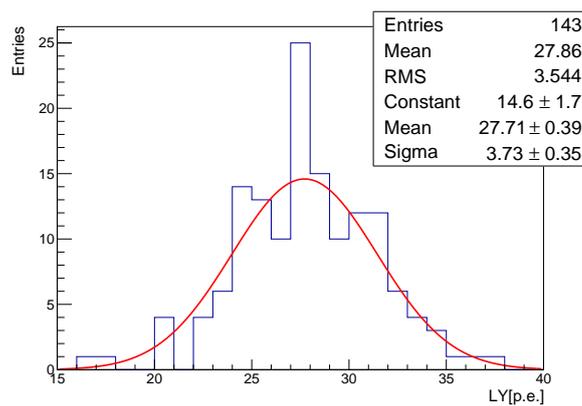


Abbildung A.18.: Lichtertragsverteilung des SMD-HBU1-Boards (kalkuliert aus [98][205]).

Der Lichtertragsmittelwert über das SMD-HBU1-Board beträgt 27.9 ± 3.5 p.e.. Auch

A.2. Anhang: Teststand für kosmische Myonen

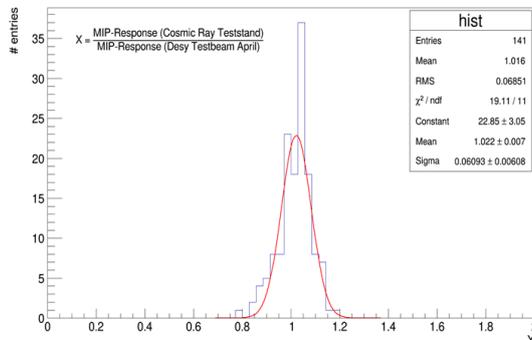


Abbildung A.19.: Vergleichshistogramm bezüglich provisorischem Teststand- und Testbeamdaten [98].

für das SMD-HBU1-Board wurden die Ergebnisse der Myonenmessungen mit denen des Testbeams (April 2015 am DESY-II mit Elektronenstrahl) verglichen. Die Ergebnisse stimmen dabei, trotz fehlender Winkelkorrektur und unterschiedlichen Teilchen, gut überein (Abb. A.19, die Maps sind in [98][205] zu finden). Ein Kanal war in beiden Datennahmen nicht funktionsfähig.

A.2.3. Teststand zur Kalibrierung der SMD-HBU2-Boards

Die Kalibrierung der SMD-HBU2-Boards wurde mit einem fast finalen Teststand für kosmische Myonen (Kap. 6.1) durchgeführt. Die HBU-Module wurden dabei statt in einem mechanischen Rahmen auf L-Schienen fixiert. In dieser Testphase wurde neben der Kalibrierung von fünf SMD-HBU2-Boards auch die volle Performance des Teststands mit finaler DAQ und Trigger-Logik getestet. Ebenso wurde die Messdauerabschätzung für eine finale Bestückung und Kalibrierung des gesamten AHCALS durchgeführt (Kap. 6.7, Abb. 6.43). Da zwei HBU-Boards jeweils parallel vermessen wurden, konnte eine Koinzidenzbedingung zwecks Noise-Beseitigung etabliert werden (Abb. 6.13). Ebenfalls wurden weite Teile der in Kapitel 6.2 vorgestellten Prozedur getestet. Die Winkelkorrektur wurde zu dem Zeitpunkt noch nicht implementiert. Der mittlere Lichtertrag der fünf SMD-HBU-Boards lag zwischen $25 - 29 \text{ p.e.}^2$ bei einer kleinen relativen Standardabweichung zwischen $5 - 7.5 \%$ (Abb. A.20). Mit einer Winkelkorrektur ließen sich diese Werte wahrscheinlich noch weiter reduzieren. Die Schwankungen sind zum Teil kleiner als bei den SMD-HBU3-Boards, da diverse Inhomogenitätsquellen wegfallen. Es sind keine weißen Punkte auf der PCB-Oberfläche vorhanden und die Kacheln wurden manuell eingepackt (Kap. 6.4). Das Ergebnis der SMD-HBU2-Boards war dabei so überzeugend, dass diese als Baseline-Design für die SMD-HBU3-Boards genommen wurden.

²Aufgrund des eingesetzten PVT-Szintillators BC-408 war ein höherer Lichtertrag als bei PS-Szintillator absehbar [102].

A. Anhang

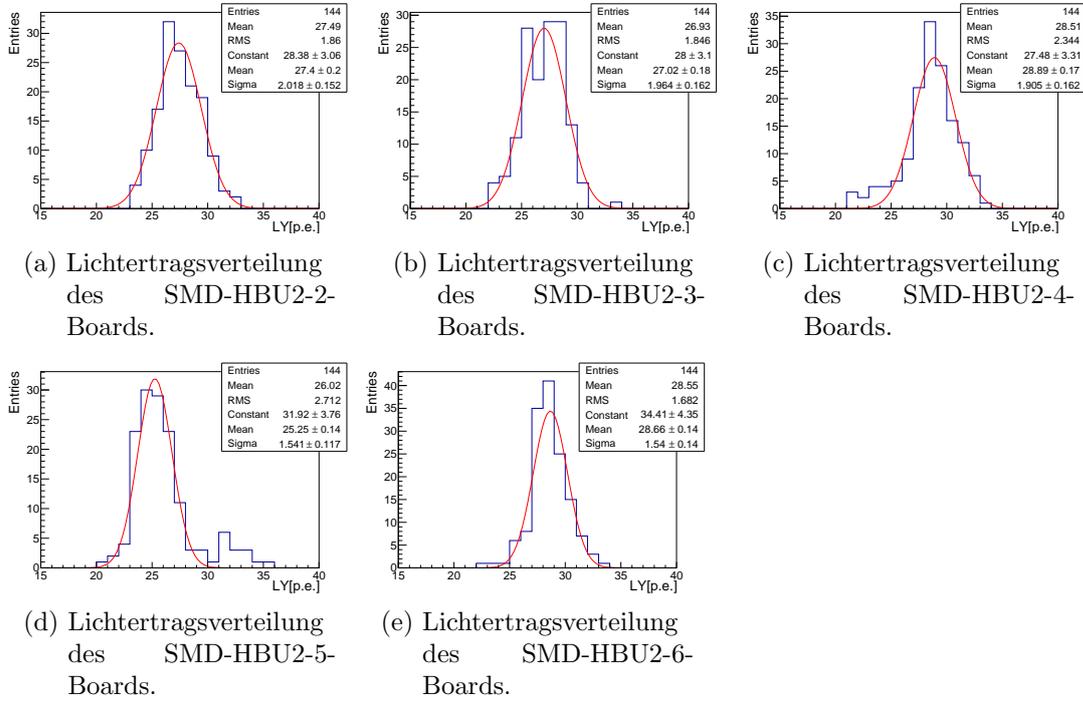


Abbildung A.20.: Lichtertragsresultate der SMD-HBU2-Boards.

A.2.4. Vergleich des Lichtertrags von grünen und gelben Kacheln

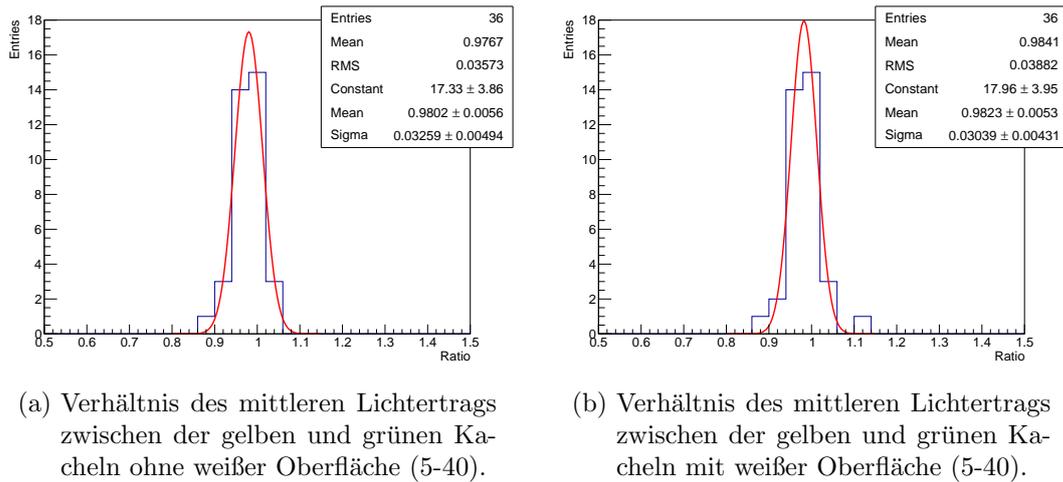


Abbildung A.21.: Betrachtung des mittleren Lichtertrags zwischen gelben und grünen Kacheln auf den HBU-Boards 5-40.

Für Abbildung A.21 wurde das Verhältnis des mittleren Lichtertrags zwischen gelben

A.3. Anhang: Lichtertragsvergleich der Testbeam- und Teststand-Messung

und grünen Kacheln im Plateaubereich (Abb. 6.31 und 6.24) zwischen dem 5. und 40. HBU-Board der Bestückungsreihenfolge dargestellt. Dadurch, dass für diesen Bereich lediglich Kacheln der ersten Liefereinheit genutzt wurden, sollten diese im Prinzip zeitlich nahe beieinander produziert worden sein. Die Abweichungen der Verhältnisse liegen für Kanäle ohne (a) und mit weißer Oberfläche (b) bei $\sim 2\%$.

A.3. Anhang: Lichtertragsvergleich der Testbeam- und Teststand-Messung

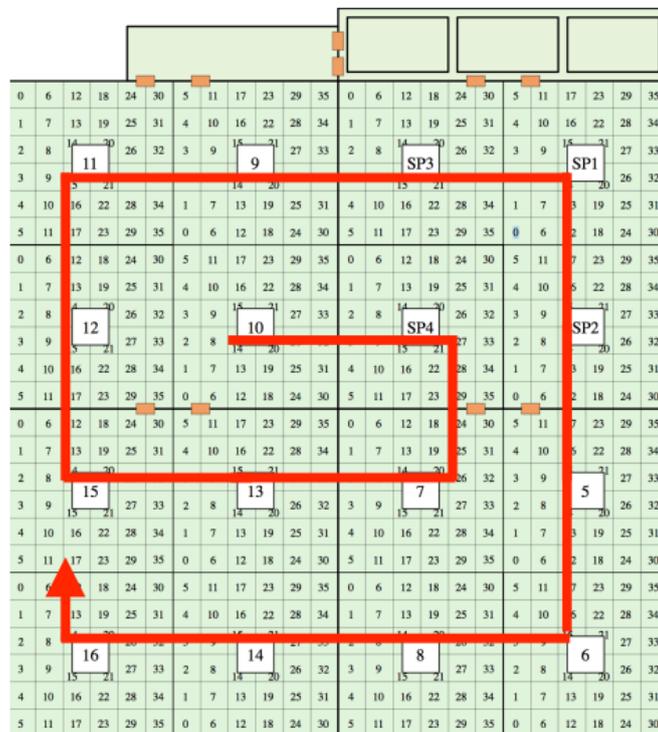


Abbildung A.22.: Testbeam-Messschema für Myonen [206].

Der Myonenteststrahl wurde jeweils im Zentrum jedes ASICs platziert. Es wurden an jeder Position $\sim 500\,000$ Ereignisse aufgenommen (Abb. A.22). Durch die Strahlbreite der einfliegenden Myonen ist dabei gewährleistet, dass genug Statistik für jeden Kanal vorhanden ist [206].

Bei einer Vergleichsanalyse von verschiedenen Testbeams (Mai/Juni und Oktober 2018) von O. Pinto wurde festgestellt, dass es zu Gain-Artefakten auf vier HBU-Boards gekommen ist. Die Gain-Werte dieser vier HBU-Boards (Bestücknummer 116-119) scheinen in den ersten Testbeams etwas niedriger auszufallen, was an einer fehlerhaften Hochspannungseinstellung der SiPMs lag [143]. Ersichtlich wird dies in Abbildung

A. Anhang

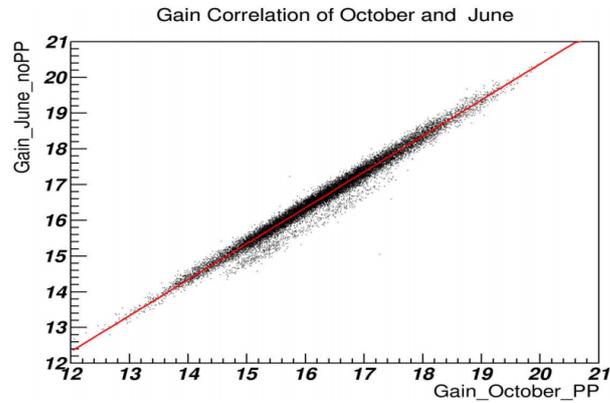


Abbildung A.23.: Gain-Vergleich des technologischen AHCAL-Prototypen aufgenommen in den Testbeams von Juni und Oktober 2018 [143].

A.23, in welcher sich ein Nebenplateau abbildet, das diesen vier HBU-Boards zuzuordnen ist.

In Abbildung A.24 sind die Lichtertragswerte aller HBU-Boards dargestellt, welche ebenfalls im Teststand gemessen wurden (selber Datensatz wie in Abb. 6.34). Hierbei ist ebenfalls eine Abnahme der Lichterträge über die Bestückungsdauer erkennbar, ähnlich wie in Abb. 6.21.

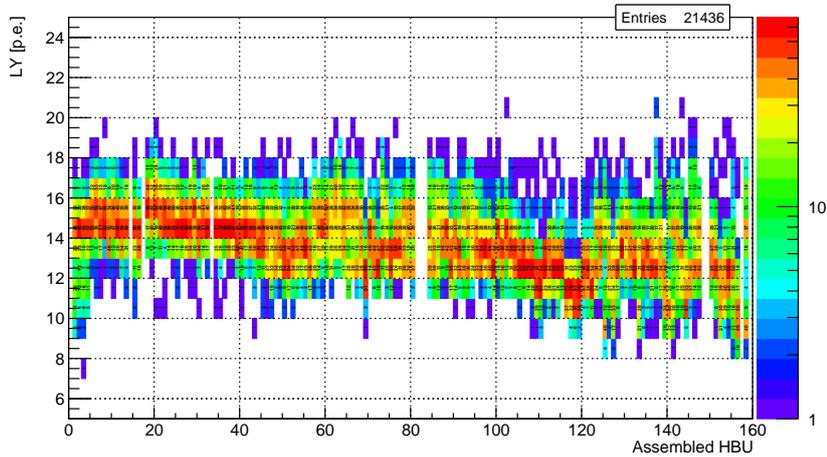
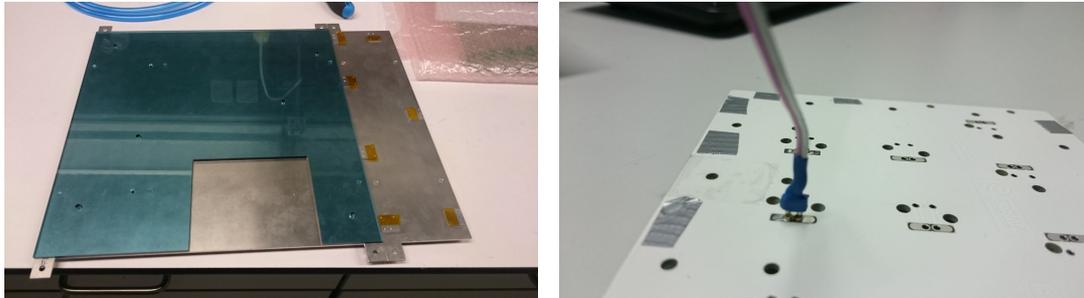


Abbildung A.24.: Ermittelte Lichtertragswerte der HBU-Boards aus Testbeam-Daten, welche auch im Teststand kalibriert wurden.

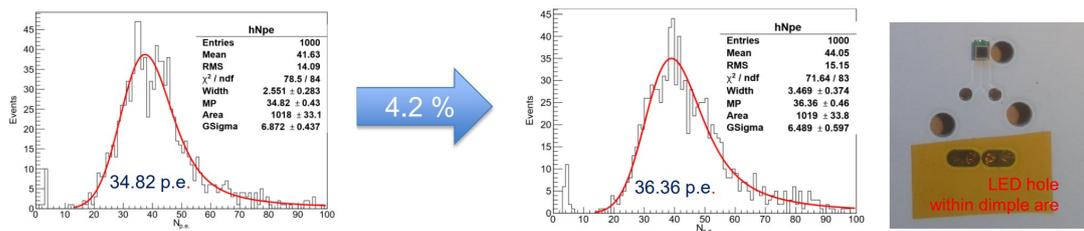
A.4. Anhang: 3x3-Adapterboard



(a) Spacer für einen HBU-Adapterboard-Betrieb.

(b) Adapterboard mit regulärer Vorverstärker-Auslese.

Abbildung A.25.: Spacer für einen 3x3 Adapterboard-Einsatz auf einem THT-HBU-Board und Anschluss an eine reguläre Vorverstärker-Auslesung.



(a) Lichtertragungsergebnisse im Vergleich von grüner (links) zu weißer (rechts) PCB-Oberfläche im Ausparungsbereich [207].

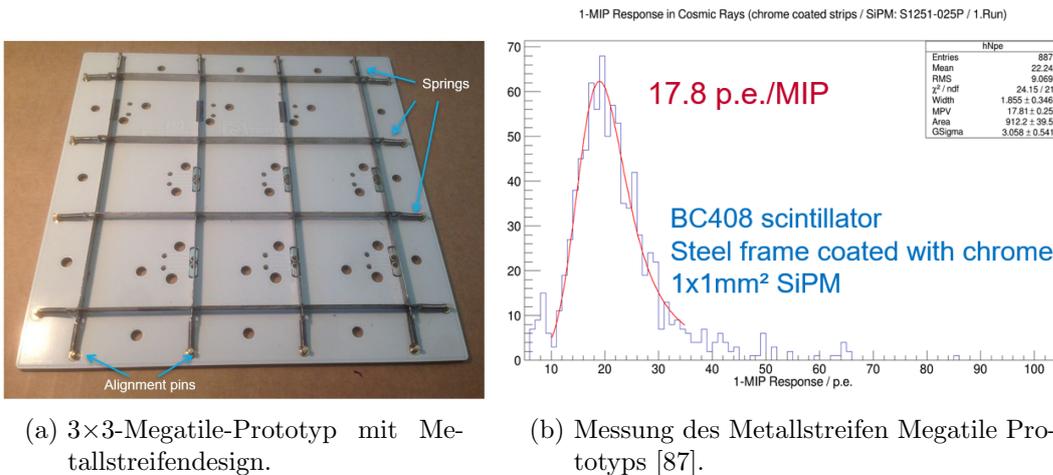
(b) Vergrößerung des Aussparungsbereichs des Adapterboards.

Abbildung A.26.: Überblick der ersten Lichtertragungsmessung mit weißer PCB-Oberfläche und eine Vergrößerte Darstellung eines Kanals.

In Abbildung A.25 (a) ist ein Acrylglas-Spacer zu erkennen, welcher eingesetzt wird, um die korrekte Höhe des HBUs bei einer Adapterboard-Messung zu gewährleisten. Das Adapterboard ist so konzipiert, dass es die SMD-Pad-Kontakte mit den Steckhülsen verbindet (Abb. A.25 (b)). Ausgelesen werden die verbundenen SMD-SiPMs mit einer regulären Vorverstärker-Auslese oder mit einem THT-HBU-Board (Abb. 7.1). In Abbildung A.26 (a) ist die erste Testmessung dargestellt, welche eine Lichtertragsänderung in Abhängigkeit der PCB-Farbe im Aussparungsbereich untersucht. Eine Verbesserung von 4.2% konnte im ersten Versuch gemessen werden. Da das Adapterboard für Vorserienmodelle des HBU-Boards konzipiert wurde, mussten die verschiedenen LED-Positionen berücksichtigt werden. Außerdem wurden drei verschie-

A. Anhang

dene Stellen auf dem HBU-Board ausgemacht, wo das Adapterboard konnektierbar³ war. Da eine Gain-Bestimmung mit Hilfe der LEDs essentiell für eine Lichtertrags- und Crosstalk-Bestimmung ist, musste für jeden Kanal zwei bis drei LED-Löcher freigelassen werden (A.27 (a)). Der Kanal, welcher für die Lichtertragsänderung bei der Oberflächenoptimierung genutzt wurde, hatte dabei ein LED-Loch direkt im Aussparungsbereich. Die ermittelte Verbesserung von 4.2% gibt also nur einen Indikator an, ob eine Verbesserung möglich ist. Die genaue Ermittlung der Lichtertragsänderung ist in Kapitel 6.4 beschrieben und beträgt $\sim 8\%$.



(a) 3×3 -Megatile-Prototyp mit Metallstreifendesign.

(b) Messung des Metallstreifen Megatile Prototyps [87].

Abbildung A.27.: Überblick der Lichtertragsmessung des 3×3 -Megatile-Prototyps mit Metallstreifen.

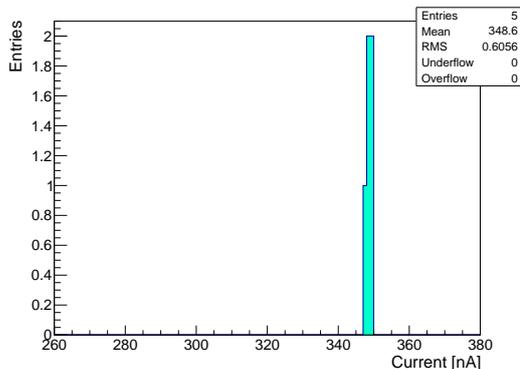
Die in Kapitel 7.1 erwähnten Metallseparierungen mit einer Chrome-Beschichtung (statt TiO_2) sind in Abbildung A.27 (a) dargestellt. Eine PVT-Szintillatorkachel wurde für die Messung in das mittlere Segment gelegt. Der Lichtertrag wurde mit 17.8 p.e. ermittelt. Durch die aufwendige Produktionsweise und schlechtere Lichtertragsleistung wurden die Bemühungen auf TiO_2 -Schichten fokussiert.

³Die Orientierungen der THT-Konnektoren sind beim HBU willkürlich gedreht. Es wurde ein dreimalig repetitives 3×3 -Muster ermittelt und das Adapterboard an diese Position angepasst.

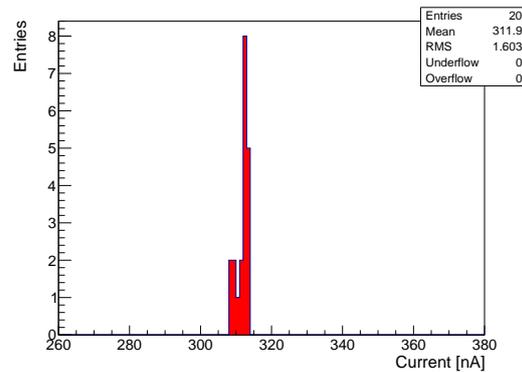
A.5. Anhang: Megatile

A.5.1. Verifizierung der Lasersetup-Ergebnisse

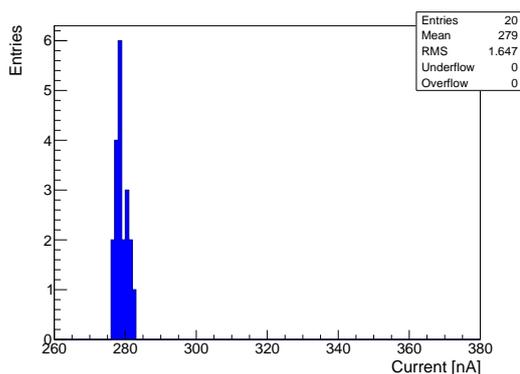
Es wurden Messungen bei einem senkrechten Beschuss mit und ohne Szintillatorlagen zwischen der PIN-Diode und dem Laser mit dem in Kapitel 7.3 eingesetzten Setup durchgeführt. Der Laser wurde bei einer Frequenz von 1 MHz und 20% Abschwächung eingestellt. Die Abbildung A.28 zeigt dabei die Ergebnisse der Strommessungen mit Hilfe der Mittelwertfunktion an vier verschiedenen Positionen. Es wurde eine Messreihe ohne Abschwächungsobjekt (Abb. A.28 (a)) mit einer (b) und mit zwei Szintillatorlagen (c) durchgeführt. Die Ergebnisse stimmen weitestgehend mit den Fresnel-Gesetzen überein (Kap. 7.3).



(a) Messung der Transmission durch Luft.



(b) Messung der Transmission durch eine Szintillatorschicht.



(c) Messung der Transmission durch zwei Szintillatorschichten.

Abbildung A.28.: Verifizierung der Transmissionsmessung durch den Test der Fresnel-schen Formeln.

A.5.2. Lichtertragsergebnisse und maximale Crosstalk-Abschätzung der Megatile-Prototypen

In Abbildung A.29 sind die Lichtertragshistogramme der verschiedenen Megatile-Prototypen dargestellt. In diesen Histogrammen werden die Randkanäle aufgrund des niedrigeren Lichtertrags durch die unzureichende Reflektivität der Reflektorfolie am Rand (3M Polyester Film Tape 850 [162]) nicht berücksichtigt. Bei der Megatile 1 wurden außerdem nur Kanäle ohne optisch ersichtliche Lufteinschlüsse⁴ mit in die Betrachtung aufgenommen.

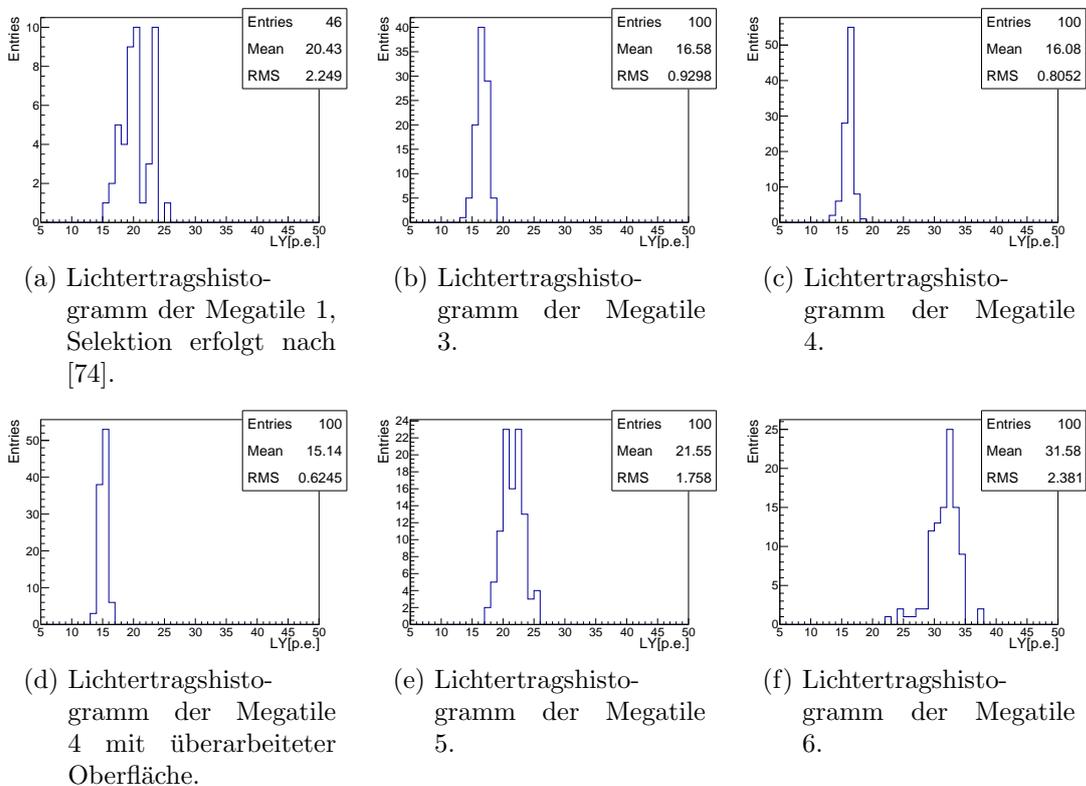


Abbildung A.29.: Lichtertragsergebnisse der Megatiles (selektierte Kanäle).

In Abbildung A.30 ist die maximale Crosstalk-Abschätzung, welche mit dem Analyseverfahren aus Kapitel 7.6 berechnet wurde, dargestellt. Der ermittelte Wert beträgt 7.6% und ist damit höher als der maximale Crosstalk-Wert der Megatile 6.

⁴Für eine ausführliche Darstellung s. [74].

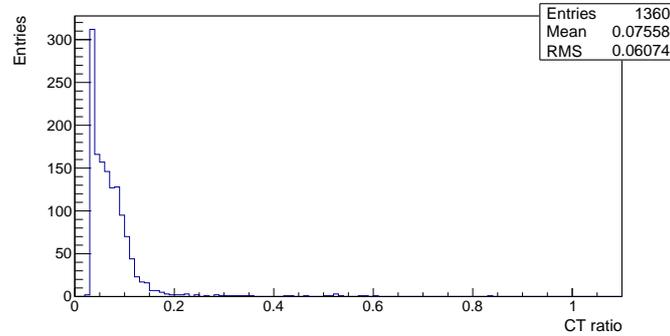


Abbildung A.30.: Megatile 4: Maximale CT-Abschätzung mit 80 p.e.-Selektion.

A.5.3. Crosstalk-Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit zum Luftspalt

Es wurde von Y. Liu eine Crosstalk-Simulation im 3×3 -Megatile-Design durchgeführt, um die Abhängigkeit von Luftspaltbreite zwischen Megatile und Reflektorfolie zu untersuchen. Die genutzte Geometrie unterscheidet sich dabei leicht vom beschriebenen Megatile-Design mit TiO_2 -Separierungen (Kap. 7.1) in folgenden Punkten: Die TiO_2 -Schicht hatte eine Neigung von 45° und die Breite der Separierung betrug 0.5 mm (statt 30° und 0.4 mm). Die Ergebnisse sind in Abbildung A.31 dargestellt [73][158].

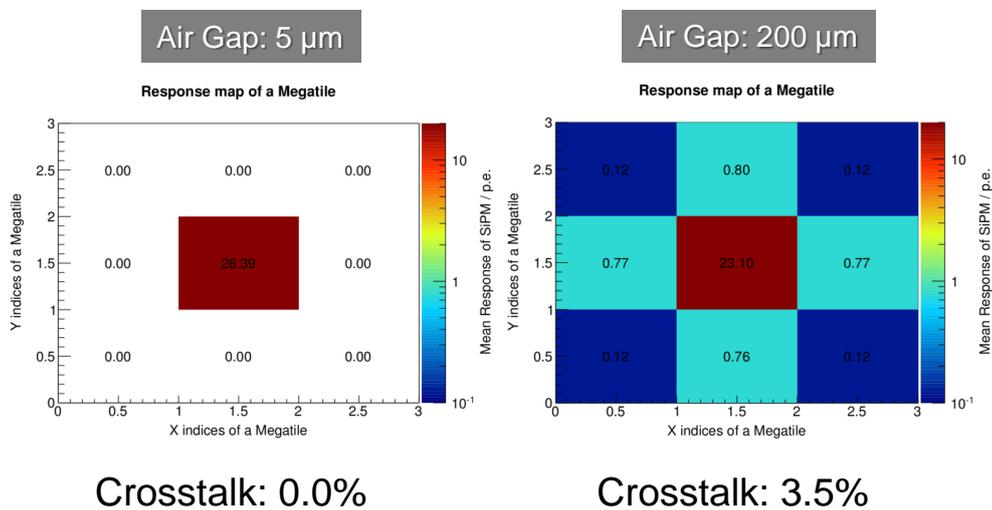


Abbildung A.31.: Simulationsergebnis zur Crosstalk-Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit zum Luftspalt [73].

A.6. Anhang: Rekonstruktion des ALP-Zerfalls

A.6.1. Energieauflösung der Szintillatoren

In Abbildung A.32 sind vergleichbare Fits der Energieauflösungsfunktion zu Abb. 8.14 und Abb. 8.22 durchgeführt worden, welche eine kürzere Fit-Reichweite besitzen. Mit diesen ermittelten Fit-Parametern wurde der statistische Fehler des Ermittlungsverfahrens bestimmt.

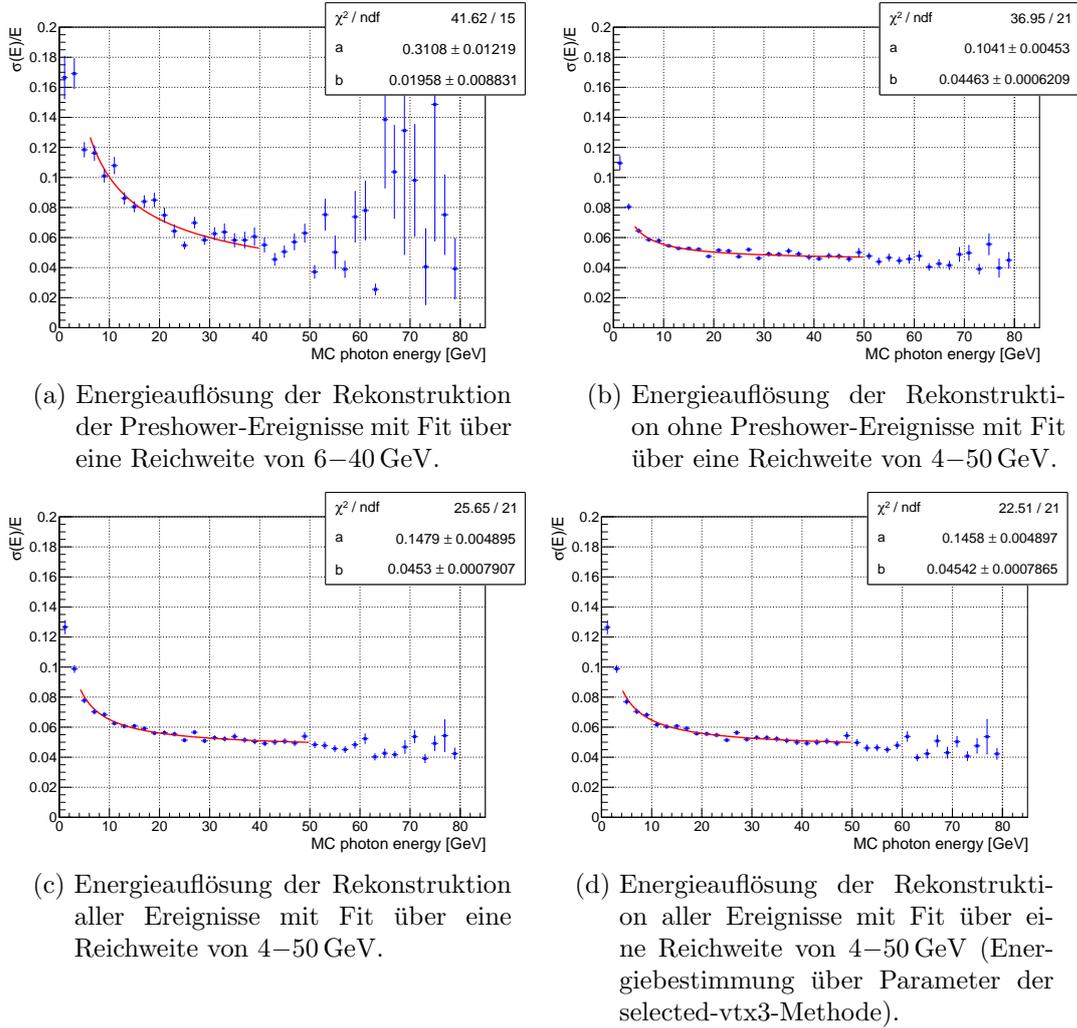


Abbildung A.32.: Energieauflösungsbestimmung mit Hilfe der Rekonstruktionsdaten über $m_{\text{ALP}} = 0.25\text{--}1.5$ GeV mit kürzerer Fit-Reichweite.

Die Photonenergieverteilung in der Simulation für die Datensätze mit m_{ALP} zwischen 0.25–1.5 GeV ist in Abbildung A.33 dargestellt. Zu erkennen ist dabei, dass wesentlich mehr Statistik für Photonen mit kleineren Energien vorhanden ist (<40 GeV).

A.6. Anhang: Rekonstruktion des ALP-Zerfalls

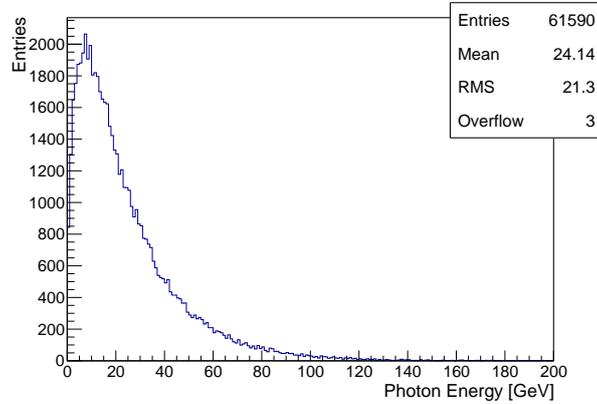
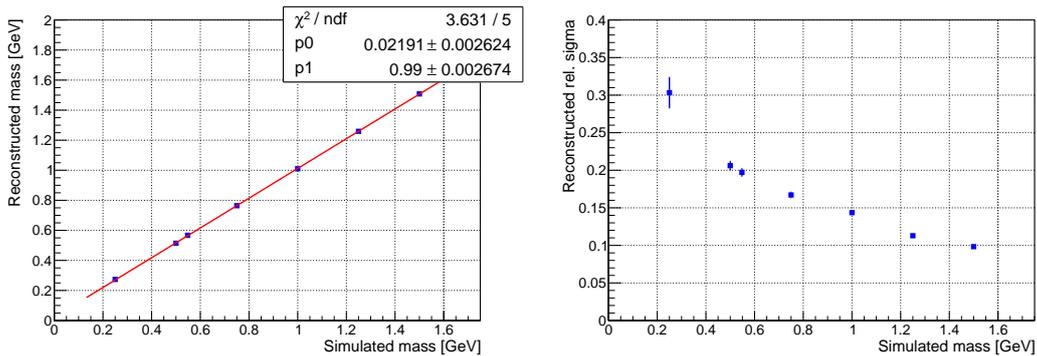


Abbildung A.33.: Photonenergieverteilung aller rekonstruierten Ereignisse mit m_{ALP} zwischen 0.25–1.5 GeV.

A.6.2. Ergebnisse der Rekonstruktion des linearen Fits

Die Abbildungen in A.34 zeigen die Resultate der Massenrekonstruktion mit der linearen Fit-Methode. Diese Methode scheint einen leicht größeren Offset als die selected-vtx3-Methode (vgl. dazu Abb. 8.18) zu haben. Die relative Massenstreuung sieht bis auf den ersten Punkt in Abb. A.34 (b) sehr ähnlich aus. Die Hauptunterschiede sind in den Effizienzen (Abb. 8.17) ersichtlich.



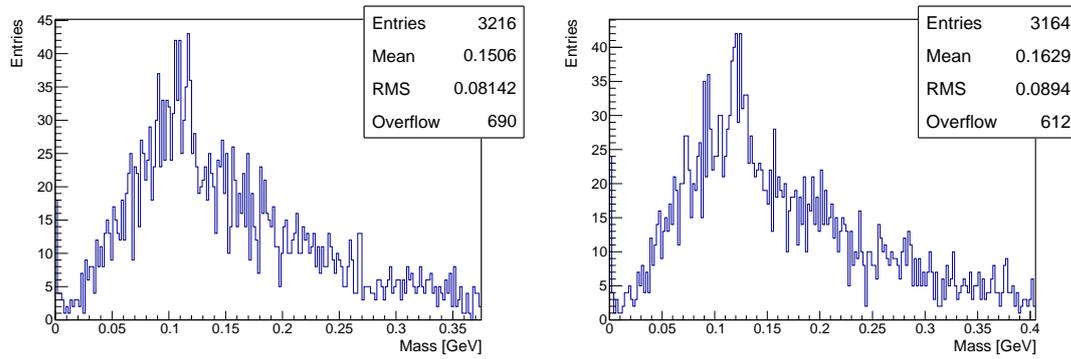
(a) Darstellung der rekonstruierten gegen die simulierten Massen (lineare Fit-Methode).

(b) Relative Breite der Massenrekonstruktion (lineare Fit-Methode).

Abbildung A.34.: Massenrekonstruktion mit der linearen Fit-Methode.

A.6.3. Ergebnisse der Rekonstruktion für kleine ALP-Massen

In Abbildung A.35 sind die Histogramme der Massenrekonstruktion der 0.125 und 0.135 GeV-Ereignisse dargestellt. Die Streuung der rekonstruierten Masse ist dabei wesentlich breiter als die der Resultate für 0.75 GeV (vgl. dazu Abb. 8.15) und ein Gauß-Fit lässt sich nur sehr schwer setzen. Die Tendenz zu größeren Streuungen war bereits in Abb. 8.18, der Darstellung der Streuung der rekonstruierten Masse, zu erkennen.



(a) Massenrekonstruktion für alle Ereignisse mit $m_{\text{ALP}} = 0.125$ GeV mit Hilfe der selected-vtx3-Fit-Methode.

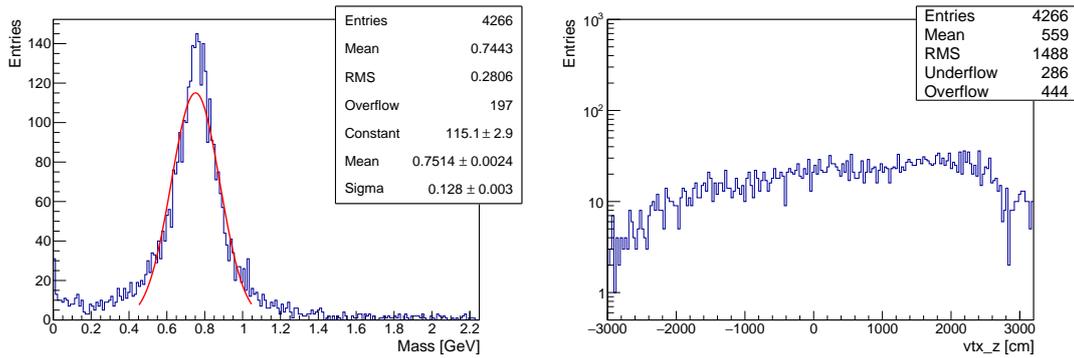
(b) Massenrekonstruktion für alle Ereignisse mit $m_{\text{ALP}} = 0.135$ GeV mit Hilfe der selected-vtx3-Fit-Methode.

Abbildung A.35.: Massenrekonstruktion für kleine ALPs-Massen ($m_{\text{ALP}} = 0.125$ und 0.135 GeV).

A.6.4. Vergleich der kinematischen Fit-Methode ohne Begrenzung des z-Vertex

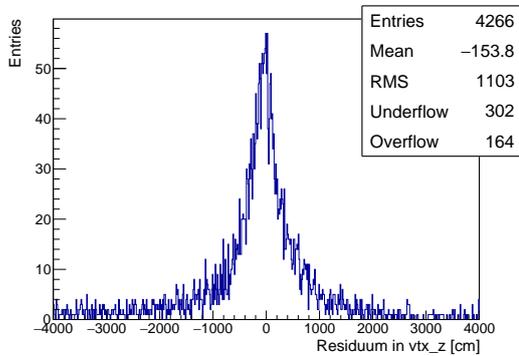
In Abbildung A.36 sind die Ergebnisse der Massenrekonstruktion (a), der z-Vertexkoordinate (b) und dem Residuum des rekonstruierten z-Vertexpunkts (c) abgebildet, bei denen der z-Vertexparameterraum während des Fits unbeschränkt ist. Wie in Kapitel 8.2.4 beschrieben wurde, ist die Rekonstruktionseffizienz um $\sim 3\%$ schlechter. Ebenfalls lässt sich in A.36 (a) erkennen, dass wesentlich mehr Overflow existiert. Abbildung A.36 (c), die Darstellung des Residuums der rekonstruierten z-Vertexpunkte, lässt sich dabei mit 8.20 (d) vergleichen, wobei erwartungsgemäß die Anzahl der Ausläufer größer ist. Eine Begrenzung des Parameterraums der z-Vertexkoordinate scheint die Qualität des Fits leicht zu verbessern.

A.6. Anhang: Rekonstruktion des ALP-Zerfalls



(a) Massenrekonstruktion ohne Beschränkung des Parameterbereichs.

(b) Rekonstruktion der z -Koordinate des Vertex ohne Beschränkung des Parameterbereichs.



(c) Verteilung der Residuen der z -Koordinate des Vertex ohne Beschränkung des Parameterbereichs.

Abbildung A.36.: Massenrekonstruktion ohne Beschränkung des Parameterbereichs der z -Koordinate des Vertex mit $m_{ALP} = 0.75$ GeV.

B. Literaturverzeichnis

- [1] M. Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 2013.
- [2] The ATLAS Collaboration. “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”. In: *Physics Letters B* 716.1 (Sept. 2012), pp. 1–29.
- [3] The CMS Collaboration. “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”. In: *Physics Letters B* 716.1 (Sept. 2012), pp. 30–61.
- [4] *de.Wikipedia.org, Standard Model*. https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg. abgerufen am 10.11.2020.
- [5] S.P. Wakely J.J. Beatty J. Matthews. “Review of Particle Physics, Chapter 29: Cosmic Rays”. In: *Phys. Rev. D* 98 (3 Aug. 2018), p. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
- [6] *Wikipedia.org, Cosmic Ray*. https://en.wikipedia.org/wiki/Cosmic_ray#/media/File:Atmospheric_Collision.svg. abgerufen am 7.1.2019.
- [7] R. D. Peccei and H. R. Quinn. “CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles”. In: *Phys. Rev. Lett.* 38.25 (June 1977), pp. 1440–1443.
- [8] S. Alekhin et al. “A facility to search for hidden particles at the CERN SPS: the SHiP physics case”. In: *Reports on Progress in Physics* 79.12 (Oct. 2016), pp. 124–201. DOI: 10.1088/0034-4885/79/12/124201.
- [9] B. Döbrich et al. “Light in the beam dump. Axion-Like Particle production from decay photons in proton beam-dumps”. In: *Journal of High Energy Physics* 2019.5 (May 2019). ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1007/jhep05(2019)213.
- [10] P. W. Graham et al. “Experimental Searches for the Axion and Axion-Like Particles”. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 65.1 (2015), pp. 485–514. DOI: 10.1146/annurev-nucl-102014-022120.
- [11] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. 4. Auflage. Teubner Verlag, 2005.
- [12] S.R. Klein H. Bichsel D.E. Groom. “Review of Particle Physics, Chapter 33: Passage of Particles Through Matter”. In: *Phys. Rev. D* 98 (3 Aug. 2018), p. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
- [13] C. Grupen and B. Shwartz. *Particle Detectors*. 2. Auflage. Cambridge University Press, 2008.

B. Literaturverzeichnis

- [14] C. Biino. “The CMS Electromagnetic Calorimeter: overview, lessons learned during Run 1 and future projections”. In: *Journal of Physics: Conference Series* 587 (Feb. 2015), p. 012001. DOI: 10.1088/1742-6596/587/1/012001.
- [15] R.-Y. Zhu. “Review of Particle Physics, Chapter 34.9.1: Particle detectors at accelerators - Electromagnetic calorimeters”. In: *Phys. Rev. D* 98 (3 Aug. 2018), p. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
- [16] D. E. Groom. “Review of Particle Physics, Chapter 34.9.2: Particle detectors at accelerators - Hadronic calorimeters”. In: *Phys. Rev. D* 98 (3 Aug. 2018), p. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
- [17] K. F. Johnson. “Review of Particle Physics, Chapter 34.9.3: Particle detectors at accelerators - Organic scintillators”. In: *Phys. Rev. D* 98 (3 Aug. 2018), p. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
- [18] T. Sumiyoshi D. Chakraborty. “Review of Particle Physics, Chapter 34.2: Particle detectors at accelerators - Photon detectors”. In: *Phys. Rev. D* 98 (3 Aug. 2018), p. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
- [19] *Photomultiplier Tubes Basics and Applications*. Edition 3A. Hamamatsu Corporation, 2007.
- [20] P. DeVore et al. “Light-weight flexible magnetic shields for large-aperture photomultiplier tubes”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 737 (2014), pp. 222–228. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.11.024>.
- [21] A. Ghassemi et al. *A technical guide to silicon photomultipliers (MPPC)*. Hamamatsu Corporation, 2018.
- [22] A. N. Otte and D. Garcia. “A very brief review of recent SiPM developments”. In: *PoS PhotoDet2015* (2016), p. 001. DOI: 10.22323/1.252.0001.
- [23] F. Simon. “Silicon photomultipliers in particle and nuclear physics”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 926 (2019), pp. 85–100. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.042>.
- [24] D. Renker. “Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 567.1 (2006). Proceedings of the 4th International Conference on New Developments in Photodetection, pp. 48–56. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.05.060>.
- [25] M. Diepold et al. “Improved x-ray detection and particle identification with avalanche photodiodes”. In: *Review of Scientific Instruments* 86.5 (2015), p. 053102. DOI: 10.1063/1.4921195.
- [26] D Renker and E Lorenz. “Advances in solid state photon detectors”. In: *Journal of Instrumentation* 4.04 (Apr. 2009), P04004–P04004. DOI: 10.1088/1748-0221/4/04/p04004.

- [27] E. Garutti and Yu. Musienko. “Radiation damage of SiPMs”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 926 (2019), pp. 69–84. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.10.191>.
- [28] P. Eckert et al. “Characterisation studies of silicon photomultipliers”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 620.2 (2010), pp. 217–226. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.169>.
- [29] C. Piemonte. “A new Silicon Photomultiplier structure for blue light detection”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 568.1 (2006). New Developments in Radiation Detectors, pp. 224–232. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.07.018>.
- [30] *Hamamatsu MPPC 13360-1325PE Datenblatt*. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052e.pdf. abgerufen am 14.1.2020.
- [31] A. L. Lacaita et al. “On the bremsstrahlung origin of hot-carrier-induced photons in silicon devices”. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 40.3 (1993), pp. 577–582.
- [32] *Y. Sudo, Temperature Compensation, AHCAL Analysis Workshop at U. Tokyo, 2018*.
- [33] *P. Chau, Diplomarbeit, Entwicklung einer automatischen Bestückung für ein hadronisches Kalorimeter am ILC, 2014*.
- [34] Fabio Sauli and Maxim Titov. “Review of Particle Physics, Chapter 34.6.4: Particle detectors at accelerators - Micro-Pattern Gas Detectors”. In: *Phys. Rev. D* 98 (3 Aug. 2018), p. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
- [35] P. Iengo and M. Schott et al. “Construction of two large-size four-plane micro-megas detectors”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 814 (2016), pp. 117–130. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.01.049>.
- [36] H. Baer et al. “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2: Physics”. In: *ILC-REPORT-2013-040* (June 2013). DOI: 10.2172/1347944. URL: <http://dx.doi.org/10.2172/1347944>.
- [37] T. Behnke et al. “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary”. In: *ILC-REPORT-2013-040* (June 2013). DOI: 10.2172/1347945. URL: <http://dx.doi.org/10.2172/1347945>.
- [38] F. Keisuke et al. *Physics Case for the International Linear Collider*. 2015. arXiv: 1506.05992 [hep-ex].
- [39] P. Lebrun et al. *The CLIC Programme: Towards a Staged e+e- Linear Collider Exploring the Terascale : CLIC Conceptual Design Report*. 2012. arXiv: 1209.2543 [physics.ins-det].

B. Literaturverzeichnis

- [40] A. Abada et al. “FCC-ee: The Lepton Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 2”. In: *Eur. Phys. J. ST* 228.2 (2019), pp. 261–623. DOI: 10.1140/epjst/e2019-900045-4.
- [41] The CEPC Study Group. *CEPC Conceptual Design Report: Volume 1 - Accelerator*. 2018. arXiv: 1809.00285 [physics.acc-ph].
- [42] The CEPC Study Group. *CEPC Conceptual Design Report: Volume 2 - Physics & Detector*. 2018. arXiv: 1811.10545 [hep-ex].
- [43] A. Abada et al. “FCC-hh: The Hadron Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 3”. In: *Eur. Phys. J. ST* 228.4 (2019), pp. 755–1107. DOI: 10.1140/epjst/e2019-900087-0.
- [44] J. S. Marshall and M. A. Thomson. *The Pandora Particle Flow Algorithm*. 2013. arXiv: 1308.4537 [physics.ins-det].
- [45] M.A. Thomson. “Particle flow calorimetry and the PandoraPFA algorithm”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 611.1 (2009), pp. 25–40. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.09.009>.
- [46] *DESY-FLC webpage*. https://flc.desy.de/hcal/basics/particle_flow/index_eng.html. abgerufen am 12.1.2020.
- [47] Mark A. Thomson. “Particle flow calorimetry at the international linear collider”. In: *Pramana* 69.6 (Dec. 2007), pp. 1101–1107. ISSN: 0973-7111. DOI: 10.1007/s12043-007-0236-9.
- [48] C. Adloff et al. “Hadronic energy resolution of a highly granular scintillator-steel hadron calorimeter using software compensation techniques”. In: *Journal of Instrumentation* 7.09 (Sept. 2012), P09017–P09017. DOI: 10.1088/1748-0221/7/09/p09017.
- [49] L. Emberger and F. Simon. “A highly granular calorimeter concept for long baseline near detectors”. In: *Journal of Physics: Conference Series* 1162 (Jan. 2019), p. 012033. DOI: 10.1088/1742-6596/1162/1/012033.
- [50] *The Phase-2 Upgrade of the CMS Endcap Calorimeter*. Tech. rep. CERN-LHCC-2017-023. CMS-TDR-019. CERN, Nov. 2017. URL: <https://cds.cern.ch/record/2293646>.
- [51] T. Behnke et al. “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 4: Detectors”. In: *ILC-REPORT-2013-040* (June 2013). DOI: 10.2172/1345662. URL: <http://dx.doi.org/10.2172/1345662>.
- [52] The ILD Concept Group. *The International Large Detector: Letter of Intent*. 2010. arXiv: 1006.3396 [hep-ex].
- [53] J. Kvasnicka. “Data acquisition system for the CALICE AHCAL calorimeter”. In: *Journal of Instrumentation* 12.03 (Mar. 2017), pp. C03043–C03043. DOI: 10.1088/1748-0221/12/03/c03043.

- [54] K. Briggel et al. “KLauS: a low power Silicon Photomultiplier charge readout ASIC in 0.18 UMC CMOS”. In: *Journal of Instrumentation* 11.03 (Mar. 2016), pp. C03045–C03045. DOI: 10.1088/1748-0221/11/03/c03045.
- [55] M. Reinecke. “Performance of the large scale prototypes of the CALICE tile hadron calorimeter”. In: *2013 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (2013 NSS/MIC)*. 2013, pp. 1–5.
- [56] M. Bouchel et al. “SPIROC (SiPM Integrated Read-Out Chip): dedicated very front-end electronics for an ILC prototype hadronic calorimeter with SiPM read-out”. In: *Journal of Instrumentation* 6.01 (Jan. 2011), pp. C01098–C01098. DOI: 10.1088/1748-0221/6/01/c01098.
- [57] M. Spannowsky L. Harland–Lang J. Jaeckel. “A fresh look at ALP searches in fixed target experiments”. In: *Physics Letters B* 793 (2019), pp. 281–289. ISSN: 0370-2693. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.04.045>.
- [58] B. Döbrich et al. “ALPtraum: ALP production in proton beam dump experiments”. In: *Journal of High Energy Physics* 2016.18 (Feb. 2016). ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1007/JHEP02(2016)018.
- [59] P. Mermod on behalf of the SHiP Collaboration. “Prospects of the SHiP and NA62 experiments at CERN for hidden sector searches”. In: *Proceedings of The 19th International Workshop on Neutrinos from Accelerators NUFACT2017 — PoS(NuFact2017)* (Dec. 2017). DOI: 10.22323/1.295.0139.
- [60] SHiP Collaboration. *A facility to Search for Hidden Particles (SHiP) at the CERN SPS*. 2015. arXiv: 1504.04956 [physics.ins-det].
- [61] J. Beacham. “Physics beyond colliders at CERN: beyond the Standard Model working group report”. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 47.1 (Dec. 2019), p. 010501. DOI: 10.1088/1361-6471/ab4cd2.
- [62] The SHiP Collaboration. *SHiP Experiment - Comprehensive Design Study report*. Tech. rep. CERN-SPSC-2019-049. SPSC-SR-263. CERN, Dec. 2019. URL: <https://cds.cern.ch/record/2704147>.
- [63] *Particle datagroup Website, abgerufen am 15.10.2019*. <http://pdg.lbl.gov/2020/AtomicNuclearProperties/>.
- [64] R. Wanke, *SplitCAL - Towards the October Test Beam, 2018, SHiP Collaboration Meeting*.
- [65] F. Simon and C. Soldner. “Uniformity studies of scintillator tiles directly coupled to SiPMs for imaging calorimetry”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 620.2-3 (Aug. 2010), pp. 196–201. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/j.nima.2010.03.142.
- [66] E. Garutti, *Tile and SiPM studies at Hamburg, AHCAL main meeting, 2015*.
- [67] M. Danilov, *Tile & SiPM activities at ITEP, CALICE Collaboration Meeting Hamburg, 2013*.

B. Literaturverzeichnis

- [68] K. Krüger, *AHCAL 2014 test beam and new tiles, CALICE Collaboration Meeting Argonne, 2014.*
- [69] K. Briggel, *Tile production & characterization at Heidelberg, CALICE Collaboration Meeting Madrid, 2014.*
- [70] F. Sefkow and F. Simon. “A highly granular SiPM-on-tile calorimeter prototype”. In: *Journal of Physics: Conference Series* 1162 (Jan. 2019), p. 012012. DOI: 10.1088/1742-6596/1162/1/012012.
- [71] P. Chau on behalf of the CALICE AHCAL Groups. “Construction, Commissioning and First Results of a Highly Granular Hadron Calorimeter with SiPM-on-Tile Read-out”. In: *2018 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Proceedings (NSS/MIC)*. 2018, pp. 1–5.
- [72] D. Lomidze, *Tile wrapping, production, characterisation, CALICE Collaboration Meeting LLR, 2017.*
- [73] Y. Liu, *Recent progress on the megatile studies, CALICE Collaboration Meeting Tokyo, 2017.*
- [74] S. Ritter, *Bachelorarbeit, Herstellung und Charakterisierung granularer Szintillatoren für hochauflösende Kalorimeter, 2018.*
- [75] M. Reinecke, *SP2E/HBU5 Commissioning, AHCAL main meeting, 2016.*
- [76] *Geant4 Website.* https://geant4.web.cern.ch/support/user_documentation. abgerufen am 10.6.2020.
- [77] The GEANT4 Collaboration. “Geant4—a simulation toolkit”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), pp. 250–303. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [78] *Die Raytracing-Simulationen in Kapitel 4 wurden von Y. Liu in GEANT4 und L. Adam in FRED durchgeführt.*
- [79] *Photon Engineering Website.* <https://photonengr.com/fred-software/>. abgerufen am 15.4.2019.
- [80] L. Adam, *Bachelorarbeit, Untersuchung der geometrischen Schnittstelle zwischen Szintillator und Photomultiplier, 2014.*
- [81] *Bicron Datenblatt für Plastiksintillatoren.* <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/indf.crystals.com/files/documents/bc400-404-408-412-416-data-sheet.pdf>. abgerufen am 13.1.2020.
- [82] *Hamamatsu MPPC 12571-025P Datenblatt.* http://hamamatsu.com.cn/UserFiles/DownFile/Product/s12571-025_etc_kapd1042e03.pdf. abgerufen am 14.1.2020.
- [83] *3M website.* https://www.3mdeutschland.de/3M/de_DE/unternehmen-de/produkte/~/3M-ESR-Enhanced-Specular-Reflector-432-x-432-mm-B%C3%B6gen/?N=5002385+8709316+8711017+3294396287&preselect=3293786499&rt=rud. abgerufen am 18.1.2020.

- [84] Y. Liu et al. “A design of scintillator tiles read out by surface-mounted SiPMs for a future hadron calorimeter”. In: *2014 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*. 2014, pp. 1–4.
- [85] Y. Liu, *Designs and measurements of dimpled scintillator tiles with SMD SiPMs, CALICE Collaboration Meeting Annecy, 2013*.
- [86] E. Garutti, *Tile studies at University of Hamburg, AHCAL main meeting, 2016*.
- [87] Y. Liu, *Scintillator tile studies at Mainz, AHCAL main meeting, 2015*.
- [88] Y. Liu, *Scintillator tile studies: towards AHCAL mass assembly, CALICE Collaboration Meeting Kyushu, 2016*.
- [89] *Technical Design Report NA62 MUV*. https://na62.web.cern.ch/na62/Documents/Chapter_MUV_extract_full_doc_v10.pdf.
- [90] Y. Munwes P. Chau F. Simon. “Performance of test infrastructure for highly granular optical readout”. In: *AIDA-2020 ; 14.2* (Aug. 2018). URL: <http://cds.cern.ch/record/2634923>.
- [91] *Die Messung wurde von Y. Liu mit Unterstützung der CALICE MPI-Gruppe durchgeführt*.
- [92] M. Biroth, *Diplomarbeit, Konstruktion und Auslese eines aktiven polarisierten Targets für das Crystal Ball-Experiment am Mainzer Mikrotron, 2014*.
- [93] L.M.S. de Silva and F. Simon. “Effects of misalignment on response uniformity of SiPM-on-tile technology for highly granular calorimeters”. In: *Journal of Instrumentation* 15.06 (June 2020), P06030–P06030. DOI: 10.1088/1748-0221/15/06/p06030.
- [94] S. Laurien, *Dissertation, Time Resolved Imaging Calorimetry, 2018*.
- [95] M. Tesar, *Scintillator tile and SiPM studies at MPP Munich, AHCAL main meeting, 2012*.
- [96] B. Bauß et al. “Comparison of Silicon Photomultiplier Characteristics using Automated Test Setups”. In: *Journal of Instrumentation* 11.02 (Feb. 2016), pp. C02067–C02067. DOI: 10.1088/1748-0221/11/02/c02067.
- [97] Y. Liu, *Towards 2nd generation of SMD-HBU: design and performance, CALICE Collaboration Meeting Munich, 2015*.
- [98] N. Bhatti, *Diplomarbeit, Testing of read-out module for a highly granular calorimeter, 2015*.
- [99] *Kommunikation mit Mathias Reinecke and Jiri Kvasnicka, 2015*.
- [100] S. Vinogradov. “Analytical models of probability distribution and excess noise factor of solid state photomultiplier signals with crosstalk”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 695 (2012). New Developments in Photodetection NDIP11, pp. 247–251. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.11.086>.

B. Literaturverzeichnis

- [101] Q. Weitzel et al. “Measurement of the response of Silicon Photomultipliers from single photon detection to saturation”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 936 (2019). Frontier Detectors for Frontier Physics: 14th Pisa Meeting on Advanced Detectors, pp. 558–560. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.10.074>.
- [102] M. Chadeeva et al. “Tests of Scintillator Tiles for the Technological Prototype of Highly Granular Hadron Calorimeter”. In: *KnE Energy* 3.1 (Apr. 2018), pp. 363–371.
- [103] Y. Liu, *Designs and measurements of dimpled scintillator tiles with SMD SiPMs, CALICE Collaboration Meeting CIEMAT, 2014*.
- [104] S. Krause, *Dissertation, Studies of the Response of Silicon Photomultipliers and Testbeam Data Analysis of a Highly Granular Analog Hadron Calorimeter Prototype, 2019*.
- [105] *Huntsman Araldite 2011 Datenblatt*. https://apps.huntsmanservice.com/WebFolder/ui/browse.do?pFileName=/opt/TDS/Huntsman%20Advanced%20Materials/German/Long/Araldite%202011_eur_g.pdf. abgerufen am 30.3.2019.
- [106] V. Karimäki et al. *The CMS tracker system project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, 1997. URL: <https://cds.cern.ch/record/368412>.
- [107] *Factronix Website*. https://www.factronix.com/_downloads/Bestueckungsautomat-Pick+Place-M10V.pdf. abgerufen am 30.3.2019.
- [108] *Dino-Lite Website*. <https://www.dino-lite.eu/index.php/de/component/k2/item/1034-am7013mt>. abgerufen am 1.4.2019.
- [109] P. Chau, *HBU tile assembly & tests with integrated performance test setup, Calice Collaboration Meeting at UTA, 2016*.
- [110] *Wikipedia.org, Screen printing*. https://en.wikipedia.org/wiki/Screen_printing#/media/File:Silketrykk.svg. abgerufen am 30.3.2020.
- [111] *CK webseite*. <https://www.christian-koenen.de/de/smd-schablonen/stufenschablonen/>. abgerufen am 1.4.2019.
- [112] M Wickham et al. *A review of electronics materials deposition techniques including solder jetting and relief printing*. NPL Report. Apr. 2002.
- [113] *SP600/SP600L/SP1200, Halbautomatischer Schablonendrucker, Datenblatt, abgerufen am 2.4.2019*. http://www.autotronik-smt.de/images/SP1200_600_D1408.pdf.
- [114] *ASM Webseite*. <https://www.asm-psp.com/de/schablonentechnologien/dek-schablonen/dek-pumpprint-klebedruckschablonen/>. abgerufen am 24.8.2020.

- [115] *Yamaha Motors Webseite, Z:TA-R YSM40R, abgerufen am 5.4.2019.* <https://global.yamahamotor.com/business/smt/mounter/ysm40r/index.html>.
- [116] *BA392V1 / BA392V2, SMD Bestückungsautomat, Datenblatt, abgerufen am 2.4.2019.* http://www.autotronik-smt.de/images/Datenblaetter/BA392V1_D1202.pdf.
- [117] *Reelcompany Website, abgerufen am 4.4.2019.* <https://www.reelcompany.com/>.
- [118] *Autotronik Website, 2019.* <http://www.autotronik-smt.de/de/>. abgerufen am 2.4.2019.
- [119] *P. Chau, HBU tile assembly & integrated performance test setup , Calice Collaboration Meeting at Mainz, 2018.*
- [120] *A. Elkhali, Results of SPIROC2E testing, CALICE Collaboration Meeting Mainz, 2018.*
- [121] *T. Quast for the CMS Collaboration, Präsentation, 2019, 12th Terascale Detector Workshop.*
- [122] *F. Sefkow, Status and plans for the CMS High Granularity Calorimeter upgrade project, CHEF2019 - Calorimetry for the High Energy Frontier 2019, Nov 2019.*
- [123] *K. Krüger, Development of scalable production techniques from SiPM-on-Tile modules at DESY, CALICE Collaboration Meeting Everywhere, 2021.*
- [124] *P. Chau K. Briggel N. van der Kolk. "Specification of systems for highly granular scintillator tests". In: AIDA-2020 ; MS13 (Apr. 2016). URL: <http://cds.cern.ch/record/2634923>.*
- [125] *Hamamatsu Photomultiplier Tubes Catalog.* https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_TPMZ0002E.pdf. abgerufen am 21.1.2020.
- [126] *Caen V895 Manual.* <https://www.caen.it/products/v895/>. abgerufen am 21.1.2020.
- [127] *LeCroy Technical Data sheet.* https://sites.fas.harvard.edu/~phys191r/Bench_Notes/B4/Lecroy622.pdf. abgerufen am 19.05.2021.
- [128] *LeCroy Data sheet.* <https://teledynelcroy.com/lrs/dsheets/222.htm>. abgerufen am 19.05.2021.
- [129] *A. Rosmanitz, Masterarbeit, Study of Electron Showers in a Prototype Hadron Calorimeter for a Future Linear Collider, 2017.*
- [130] *O. Hartbrich, Masterarbeit, Commissioning and LED System Tests of the Engineering Prototype of the Analog Hadronic Calorimeter of the CALICE Collaboration, 2012.*
- [131] *JGU HPC website.* <https://hpc.uni-mainz.de/>. abgerufen am 19.05.2021.
- [132] *S. Schröder, Masterarbeit, Commissioning of a prototype hadronic calorimeter, 2015.*

B. Literaturverzeichnis

- [133] *CERN ROOT Website*. <https://root.cern.ch/>. abgerufen am 28.8.2020.
- [134] K. Krüger, *Preparations for prototype integration and commissioning, AHCAL main meeting 2017, DESY*.
- [135] M. Reinecke, *CALICE Collaboration Meeting at UTA, 2016*.
- [136] S. Martens, *Tile & SiPM activities at ITEP, AHCAL main meeting, 2017*.
- [137] *CERN SPS H2 Website*. <http://sba.web.cern.ch/sba/BeamsAndAreas/h2/H2manual.html>. abgerufen am 4.2.2020.
- [138] H. L. Tran et al. “Software compensation in particle flow reconstruction”. In: *The European Physical Journal C* 77.10 (Oct. 2017). ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/epjc/s10052-017-5298-3.
- [139] N. Tsuji. *Performance of alternative scintillator tile geometry for AHCAL*. 2019. arXiv: 1902.05266 [physics.ins-det].
- [140] K. Krüger, *AHCAL Test Beam Report, CALICE Collaboration Meeting Shanghai, 2018*.
- [141] A. Rosmanitz, *Analysis of AHCAL Electron Data, CALICE Collaboration Meeting Utrecht, 2019*.
- [142] A. Rosmanitz, *Dissertation, TBA*.
- [143] O. Pinto, *AHCAL Calibration and SiPM Saturation, CALICE AHCAL main meeting, 2018*.
- [144] J. Kvasnicka, *AHCAL DAQ status, AHCAL main meeting, 2016*.
- [145] M. Mishina G. Apollinari P. de Barbaro. “CDF End Plug calorimeter Upgrade Project”. In: *IV International Conference on the Calorimetry in High Energy Physics*. Sept. 1993.
- [146] E. Gallas. “Optical isolation of scintillating tiles using TiO₂ doped epoxy for the D0 ICD in Run II”. In: *FERMILAB-TM-2066, D0-NOTE-2976* (Feb. 1999). DOI: 10.2172/3615.
- [147] L.Sawyer and K. De. “Technical design report for the upgrade of the ICD for D-Zero Run II”. In: *FNAL-TM-2041* (Jan. 1998). DOI: 10.2172/573049.
- [148] M. A. Lisa et al. “The STAR event plane detector”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 968 (July 2020), p. 163970. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/j.nima.2020.163970.
- [149] K. Francis, *IRL Status and Plans, AHCAL main meeting, 2013*.
- [150] V. Zutshi et al. “Directly coupled tiles as elements of a scintillator calorimeter with MPPC readout”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 605.3 (2009), pp. 277–281. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.03.253>.

- [151] Y. Liu, *Uniformity studies of scintillator tiles coupled with Surface Mounted SiPM, AHCAL main meeting, 2013.*
- [152] Q. Weitzel and P. Chau et al. “Development of Structured Scintillator Tiles for High-Granularity Calorimeters”. In: *Submitted for publication to 2020 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Proceedings (NSS/MIC)*. 2020.
- [153] *In Zusammenarbeit mit Q. Weitzel, A. Brogna, C. Kahra und P. Bernhard vom PRISMA Detektorlabor.*
- [154] *3M DF2000MA Datenblatt.* <https://multimedia.3m.com/mws/media/9824490/3mtm-specular-film-df2000ma-technical-data-sheet.pdf>. abgerufen am 18.1.2020.
- [155] *In Zusammenarbeit mit N. Bhatti.*
- [156] Y. Liu, *Progress of Megatile Studies, CALICE Collaboration Meeting LLR, 2017.*
- [157] *Die Produktion und Messung der 3x3-Prototypen wurde von Y. Liu durchgeführt.*
- [158] *Durchgeführt von Y. Liu.*
- [159] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. 2. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1994.
- [160] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. 4. Auflage. John Wiley & Sons, Inc., 2010.
- [161] S. Ritter, *Megatile Studies, Calice Collaboration Meeting Utrecht, 2019.*
- [162] *3M Webseite.* https://multimedia.3m.com/mws/mediawebserver?mwsId=SSSSSu9n_zu8100xM8tB18_Z4v70k17zHvu91xtD7xt1evSSSSSS-. abgerufen am 20.8.2020.
- [163] S. Ritter, *Tile assembly, light yield calibration and full scale Megatile prototype production and tests, AHCAL main meeting, 2018.*
- [164] A. Rosmanitz and P. Chau, *Megatile performance and optimization, Calice Collaboration Meeting CERN, 2019.*
- [165] *Datenblatt, Saint-Gobain Crystals.* <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/bc600-data-sheet.pdf>. abgerufen am 11.2.2020.
- [166] *Dateinblatt, Epoxy Technology, EPO-TEK 301-2FL.* http://www.epotek.com/site/administrator/components/com_products/assets/files/Style_Uploads/301-2FL.pdf. abgerufen am 28.2.2020.
- [167] Jane L. Down. “The Yellowing of Epoxy Resin Adhesives: Report on Natural Dark Aging”. In: *Studies in Conservation* 29.2 (1984), pp. 63–76. ISSN: 00393630.

B. Literaturverzeichnis

- [168] Jane L. Down. “The Yellowing of Epoxy Resin Adhesives: Report on High-Intensity Light Aging”. In: *Studies in Conservation* 31.4 (1986), pp. 159–170. ISSN: 00393630.
- [169] *Alfa Webseite, Alfa Aesar 45603*. <https://www.alfa.com/de/catalog/045603/>. abgerufen am 11.2.2020.
- [170] *Datenblatt, Dupont Ti-Pure R-105*. <https://www.rashimex.net/storage/PDF/R105%20Datasheet.pdf>. abgerufen am 12.2.2020.
- [171] A. Fujishima K. Hashimoto H. Irie. “TiO₂Photocatalysis: A Historical Overview and Future Prospects”. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 44.12 (Dec. 2005), pp. 8269–8285. DOI: 10.1143/jjap.44.8269.
- [172] S. Kumar et al. “Size dependent reflective properties of TiO₂ nanoparticles and reflectors made thereof”. In: *Digest Journal of Nanomaterials and Biostructures* 7 (Apr. 2012).
- [173] C. Chen et al. “The effect of silica thickness on nano TiO₂ particles for functional polyurethane nanocomposites”. In: *Nanotechnology* 28.11 (Feb. 2017), p. 115709. DOI: 10.1088/1361-6528/aa5cf0.
- [174] W. Zhang et al. “The effects of particle size distribution on the optical properties of titanium dioxide rutile pigments and their applications in cool non-white coatings”. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 130 (2014), pp. 42–50. ISSN: 0927-0248. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2014.06.035>.
- [175] C. Y. Lee et al. “Tailor Made Mie Scattering Color Filters Made by Size-Tunable Titanium Dioxide Particles”. In: *Journal of Physical Chemistry C* 112 (2008), pp. 2697–2702.
- [176] *Schäfter+Kirchhoff Webseite, Datenblatt Fiber Optics*. https://www.sukhamburg.com/documents/FiberOptics_06-2019_E_web.pdf. abgerufen am 7.10.2020.
- [177] *PI Webseite*. https://www.physikinstrumente.de/fileadmin/user_upload/physik_instrumente/files/datasheets/M-403-Datenblatt.pdf. abgerufen am 27.5.2021.
- [178] *Datenblatt, Thorlabs, Si Photodiode FDS1010, February 24, 2017, 2739-S01 Rev H*. <https://www.thorlabs.com/drawings/ae73a646edead9d1-410C5093-9566-0017-38CAE1218D522060/FDS1010-SpecSheet.pdf>. abgerufen am 12.2.2020.
- [179] *Tektronix Webseite*. <https://de.tek.com/low-level-sensitive-and-specialty-instruments/series-6400-picoammeters-manual/model-6485-model-6487->. abgerufen am 28.1.2021.
- [180] L. Liu. *Effect of optical crosstalk on performance of ILD AHCAL*. 2018. arXiv: 1801.08395 [physics.ins-det].
- [181] *PUFAS Webseite*. <https://pufas.de/produkte/isolieren/iso-plus-3in1-isolierweiss-rapid/500ml/>. abgerufen am 17.8.2020.

- [182] *Email-Korrespondenz zwischen S. Ritter und der Firma PUFAS am 03.08.20.*
- [183] *A. Rosmanitz and P. Chau, Megatile prototype construction, optimisation, and characterisation, AHCAL main meeting 2019.*
- [184] *Beta Layout Webseite.* <https://de.beta-layout.com/leiterplatten/>. abgerufen am 18.8.2020.
- [185] *Engelbert-Strauss Webseite.* <https://www.engelbert-strauss.de/sprays/spruehkleber-allround-7130120-5097003-0.html>. abgerufen am 18.8.2020.
- [186] *Durchgeföhrt wurden die Modifikationen von K.H. Geib und S. Ritter.*
- [187] *Diese Messungen wurden von A. Laudrain und S. Ritter aufgenommen und mit den Bestimmungsverfahren aus Kapitel 7.6 von P. Chau analysiert.*
- [188] *FairSHiP GitHub-Website.* <https://github.com/ShipSoft/FairShip>. abgerufen am 10.6.2020.
- [189] *FairRoot Website.* <https://fairroot.gsi.de/>. abgerufen am 10.6.2020.
- [190] F. Uhlig et al. “The FairRoot framework”. In: *Journal of Physics: Conference Series* 396.2 (Dec. 2012), p. 022001. DOI: 10.1088/1742-6596/396/2/022001.
- [191] *S. Kormannshaus, Masterarbeit, Measuring the Direction of Electromagnetic Showers using Micromegas Detectors, 2018.*
- [192] *R. Simoniello, SplitCal simulation and reconstruction, SHiP Collaboration Meeting at CERN, Jun 2018.*
- [193] *M. Climescu, Dissertation, TBA.*
- [194] A. Kaehler G. Bradski. *Learning OpenCV Computer Vision with the OpenCV Library.* O’Reilly, 2001.
- [195] *scikit-learn Webseite.* <https://scikit-learn.org/stable/>. abgerufen am 5.5.2021.
- [196] G. Cowan. “Review of Particle Physics, Chapter 39: Statistics”. In: *Phys. Rev. D* 98 (3 Aug. 2018), p. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
- [197] D. Williams. *Weighing the Odds: A Course in Probability and Statistics.* Cambridge University Press, 2011.
- [198] W. M. Bonivento. “Studies for the electro-magnetic calorimeter SplitCal for the SHiP experiment at CERN with shower direction reconstruction capability”. In: *Journal of Instrumentation* 13.02 (Feb. 2018), pp. C02041–C02041. DOI: 10.1088/1748-0221/13/02/c02041.
- [199] Y. Sudo et al. “Development of a Highly Granular Silicon-Tungsten ECAL for the ILD”. In: *Nuclear and Particle Physics Proceedings* 273-275 (2016). 37th International Conference on High Energy Physics (ICHEP), pp. 2554–2556. ISSN: 2405-6014.

B. Literaturverzeichnis

- [200] *Minuit Reference Manual v 94.1*. <https://root.cern.ch/download/minuit.pdf>. abgerufen am 10.8.2020.
- [201] *prodesign Webseite*, abgerufen am 12.12.2019. <https://www.prodesign-europe.com/start>.
- [202] *Europlacer Webseite*, abgerufen am 12.12.2019. <https://www.europlacer.com/iino2-machine-img/>.
- [203] *A. Provenza, Dissertation, Calibration and Analysis of Data taken with the Technological Prototype of the Analog Hadron Calorimeter (AHCAL) for a Detector at the International Linear Collider, 2018.*
- [204] *Fritsch Pick&Place Machines placeAll*, abgerufen am 12.12.2019. <http://www.orion-industry.com/fritsch/FRITSCH%20Pick%20and%20Place%20machine.pdf>.
- [205] *S. Krause, SMD HBU in DESY test beam, CALICE Collaboration Meeting Munich, 2015.*
- [206] *D. Heuchel, MIP Calibration, CALICE AHCAL main meeting, 2018.*
- [207] *In Zusammenarbeit mit Y. Liu.*

C. Danksagung

Entfernt aus datenschutzrechtlichen Gründen.

C. Danksagung

Entfernt aus datenschutzrechtlichen Gründen.

Lebenslauf

Entfernt aus datenschutzrechtlichen Gründen.