

**Detektorstudie für einen Vorwärtsdetektor für das
BGO-OD-Experiment an ELSA**

von

Christian Kössler

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Physikalischen Institut

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

Januar 2011

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: Prof. Dr. Hartmut Schmieden
Koreferent: PD Dr. Jörg Pretz

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	BGO-OD-Experiment an der Elektronen-Stretcher-Anlage	9
2.1	Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)	10
2.2	BGO-OD Experimentaufbau	10
2.2.1	Bremsstrahlradiator	11
2.2.2	Photonenmarkierungsanlage (Tagger)	11
2.2.3	BGO-Ball und Target	11
2.2.4	MOMO-Detektor	11
2.2.5	Szintillierende-Fasern-Detektor 2 (Scifi2)	14
2.2.6	Offener-Dipolmagnet (OD)	16
2.2.7	Driftkammern	16
2.2.8	Flugzeitwände (TOF)	17
2.2.9	Aerogel-Čerenkov-Detektor	17
2.3	Akzeptanzlücke	18
3	Grundlagen der Funktionsweise von Silizium-Photomultipliern (SiPMs)	21
3.1	Lawinenphotodiode (APD)	21
3.2	Silizium-Photomultiplier	22
3.3	Wichtige Kenngrößen eines SiPMs	23
4	Messung wichtiger Kenngrößen der Silizium-Photomultiplier	31
4.1	Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung	33
4.2	Temperatur- und Schwellenabhängigkeit der Dunkelrate	38
4.2.1	Dunkelratenmessung bei konstanter Versorgungsspannung	38
4.2.2	Dunkelratenmessung bei konstanter Verstärkung	45
4.3	Effizienzmessung	51
4.4	Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse	55
5	Zusammenfassung	59
A	Anhang	65
A.1	Verwendete Geräte	65
A.2	Messwerte	67

A.3 Verwendete Abkürzungen	72
--------------------------------------	----

Abbildungsverzeichnis

2.1	Übersicht BGO-OD Experiment.	9
2.2	Übersichtsplan der Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA).	10
2.3	Bild BGO-Ball	12
2.4	MOMO-Detektor.	13
2.5	SciFi2-Detektor.	14
2.6	Vermessung des offenen Dipolmagneten an der GSI in Darmstadt.	15
2.7	Y-Komponente der Magnetfeldstärke des OD.	15
2.8	Frontansicht der Driftkammern aus Inventor.	16
2.9	Driftkammergeometrie einer doppelagigen Driftkammer.	17
2.10	Aerogel-Čerenkov-Detektor.	18
2.11	Akzeptanzlücke im BGO-OD Experiment.	19
3.1	Schematische Funktionsweise einer APD.	22
3.2	Oberfläche eines SiPMs.	22
3.3	Ersatzschaltbild eines Silizium Photomultipliers	24
3.4	Oszilloskopbild von SiPM-Signalen.	25
3.5	Charakteristisches „Fingerspektrum“ eines SiPM.	26
3.6	SiPM-Signal mit Nachpuls.	28
3.7	Wellenlängenabhängigkeit der Photonen-Detektierungs-Effizienz.	30
4.1	Schaltbild Photonique Vorverstärker.	31
4.2	Bild der drei untersuchten SiPMs.	32
4.3	Aufbau Durchbruchspannung und Dunkelratenmessung.	34
4.4	Schema der Datennahme Durchbruchspannung.	35
4.5	Photonique-SiPM: Temperaturabhängigkeit Durchbruchspannung.	35
4.6	Moskau-SiPM: Temperaturabhängigkeit Durchbruchspannung.	36
4.7	Hamamatsu-SiPM: Temperaturabhängigkeit Durchbruchspannung.	37
4.8	Schema Datennahme Dunkelratenmessung.	39
4.9	Temperaturabhängige Dunkelpulsrate.	41
4.10	Temperaturabhängigkeit des Dunkelstroms.	42
4.11	Y-Projektion des Dunkelstromspektrums.	43
4.12	Temperaturabhängigkeit der Verstärkung.	44
4.13	Schema Datennahme Dunkelrate.	46
4.14	Schwellen- und temperaturabhängige Dunkelrate Hamamatsu-SiPM.	47

4.15 Schwellen- und temperaturabhängige Dunkelrate Photonique-SiPM. . . .	48
4.16 Schwellen- und temperaturabhängige Dunkelrate Moskau-SiPM.	49
4.17 Aufbau Effizienzmessung mit kosmischer Strahlung.	51
4.18 Aufbau Effizienzmessung mit ^{90}SR -Quelle.	52
4.19 Schema Datennahme Effizienzmessung.	52
4.20 Plastiksintillator mit Lichtauskopplung über spiralförmige Wellenlängen- schieber.	53
4.21 Vorläufiges Ergebnis einer Effizienzmessung.	54

1. Einleitung

Schon etwa 450 vor Christus postulierte Demokrit, dass Alles aus unteilbaren Bausteinen zusammengesetzt sei, die sich im leeren Raum befänden. Es dauerte über 2000 Jahre, bis die Wissenschaft sich dieser These wieder annahm und sich mit der Suche nach diesen Elementarteilchen beschäftigte. Zuerst wurde das Atom (von griechisch *átomos*, übersetzt “Das Unteilbare”) als kleinstes unteilbares Teilchen angesehen. Anfang des 20. Jahrhunderts entdeckte man jedoch, dass das Atom aus Elektron und Atomkern aufgebaut ist. Einige Jahrzehnte später stellte sich heraus, dass auch der Atomkern nicht unteilbar ist, sondern aus Protonen und Neutronen besteht. Genauere Untersuchungen durch tief-inelastische Elektron-Nukleon-Streuung Ende der 60er Jahre des vergangenen Jahrhunderts ergaben, dass auch Protonen und Neutronen keine Elementarteilchen sondern aus jeweils drei Quarks zusammengesetzte Systeme sind. Zum jetzigen Zeitpunkt sind sechs verschiedene Quarks bekannt (up, down, charm, strange, top, bottom). Sie bilden zusammen mit den Leptonen (Elektron, Myon, Tau und deren zugehörigen Neutrinos) die Grundbausteine der Materie. Die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung zwischen diesen Teilchen wird durch die Vektorbosonen (Photon, $W^\pm$, Z^0 , Gluon) vermittelt, die aber auch als eigenständige Teilchen auftreten können. Die Gravitation kann wegen ihrer geringen Stärke im Vergleich zu den anderen Wechselwirkungen hier vernachlässigt werden.

Das besondere an den Quarks ist, dass sie als einzige Teilchen eine Farbladung tragen (rot, grün, blau, antirot, antigrün, antiblau). Sie können nicht als freie Teilchen existieren, sondern immer nur in farbneutralen über die starke Wechselwirkung gebundenen Systemen. Dies wird als Confinement bezeichnet.

Da die Kopplungskonstante dieser starken Wechselwirkung α_S bei kleinen Impulsüberträgen groß wird, kann man das Verhalten dieser Systeme nicht störungstheoretisch berechnen.

Zusammengesetzte Systeme lassen sich über ihr Anregungsspektrum untersuchen. Da bei den Baryonen des Nukleons ein störungstheoretischer Ansatz nicht sinnvoll ist, beschreibt man diese mit Modellen. Diese Modelle müssen durch Untersuchung der Anregungsspektren der Nukleonen veri- oder falsifiziert werden. Die Anregung des Nukleons kann über die Wechselwirkung mit Photonen geschehen. Diese Anregung zerfällt meistens sofort in ein oder mehrere Mesonen, die selbst wieder zerfallen können. Aus der Untersuchung der so entstehenden Vielteilchen-Endzustände, kann man Rückschlüsse auf das Anregungsspektrum des Nukleons ziehen.

Das BGO-OD-Experiment (BGO ist die Bezeichnung des Hauptdetektors, dessen Szintillatorkristall aus $(\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12})$ besteht; OD steht für Offener-Dipolmagnet) ist für genau diese Untersuchung von Vielteilchen-Endzuständen der Mesonen-Photoproduktion

am Nukleon konzipiert. Dafür werden Nukleone durch Photonen, die eine Energie von bis zu mehreren GeV haben, angeregt und die Zerfallsprodukte dieser Anregung detektiert. Dabei deckt ein Zentraldetektor, der sich um diese Wechselwirkungspunkte befindet, den kompletten Azimutwinkelbereich ϕ von 2π und den Polarwinkelbereich Θ von 25° bis 155° ab. In Vorwärtsrichtung werden die entstandenen Teilchen durch ein Magnetspektrometer detektiert. Es besteht aus einem offenen Dipolmagneten (OD-Magnet), der einen Polschuhabstand von 83 cm hat, und den davor und dahinter befindlichen Detektoren für die Spurrekonstruktion. Ergänzt wird der Aufbau durch einen Aerogel-Čerenkov-Detektor und Flugzeitwände zur Teilchenidentifikation. Alle diese Detektoren decken zusammen den Polarwinkelbereich bis 10° ab. Es bleibt also noch eine Akzeptanzlücke im Bereich von $\Theta = 10^\circ - 25^\circ$, die durch einen zusätzlichen Detektor geschlossen werden muss, damit zumindest die Multiplizität der Endzustände richtig bestimmt werden kann. Die Kalorimetrie und damit die Energieauflösung ist in diesem Bereich zweitrangig.

Der verfügbare Platz, an dem der Detektor installiert werden kann, ist zwischen dem Hauptdetektor und dem ersten Detektor des Magnetspektrometers. Diese Lücke ist weniger als einen halben Meter tief und befindet sich im Streufeld des OD-Magneten. Dies erschwert den Einsatz herkömmlicher Photomultiplier (PM) für diesen Detektor. Daher stellt sich die Frage, ob eine relativ neue Art von magnetfeldunempfindlichen Halbleiterdetektoren, die Silizium-Photomultiplier (SiPM), für die Detektion von Szintillatorlicht geeignet sind. Sie haben eine hohe Verstärkung ($\sim 10^6$) und niedrige Versorgungsspannung ($\sim 20-70$ V). Ihr geringer Dynamischer Bereich ist hinnehmbar, solange man die Identität der detektierten Teilchen bestimmen kann. Problematischer könnte die hohe Temperaturabhängigkeit von Verstärkung und Dunkelrate sein. Außerdem ist die Effizienz der Detektoren zu untersuchen. Diese Diplomarbeit hat sich mit der Untersuchung dieser kritischen Größen von drei SiPMs verschiedener Hersteller beschäftigt (Hamamatsu, Universität Moskau und Photonique).

Zunächst wird der Aufbau des BGO-OD-Experiments im Kapitel 2 beschrieben, wobei insbesondere auf die Akzeptanzlücke vor dem Vorwärtsspektrometer eingegangen wird. Danach werden in Kapitel 3 die Grundlagen und Funktionsweisen der SiPMs erklärt und die wichtigen Kenngrößen erläutert. In Kapitel 4 werden die Messungen der wichtigen Kenngrößen der SiPMs beschrieben (Durchbruchspannung, Dunkelrate, Verstärkung und Effizienz) und die Ergebnisse dokumentiert. Bevor die Arbeit mit einer Zusammenfassung in Kapitel 5 schließt, werden die gewonnenen Erkenntnisse am Ende von Kapitel 4 diskutiert.

2. BGO-OD-Experiment an der Elektronen-Stretcher-Anlage

Das BGO-OD Experiment ist ein Fixed-Target-Experiment an der Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA) am Physikalischen Institut der Universität Bonn. Es ist Teil des Sonderforschungsbereichs/Transregio 16 „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme (Subnuclear Structure of Matter)“. Hauptdetektor ist der BGO-Ball des ehemaligen GRAAL-Experimentes, der durch ein Vorwärtsspektrometer ergänzt wird. Dieses Vorwärtsspektrometer besteht aus dem OD-Magneten und den Detektoren zur Spurrekonstruktion Momo, SciFi2, vor dem Magneten und den Driftkammern dahinter. Dieses Magnetspektrometer ermöglicht durch die Rekonstruktion der Trajektorie geladener und ungeladener Teilchen eine genaue Impuls- und Ladungsbestimmung. Ergänzt wird der Aufbau durch den Aerogel-Čerenkov-Detektor und den Flugzeitwänden, die zur Teilchenidentifizierung eingesetzt werden. Das ganze Experiment ist auf den Nachweis von geladenen und ungeladenen Teilchen aus der Meson-Photoproduktion am Nukleon ausgelegt. [BDE⁺09]

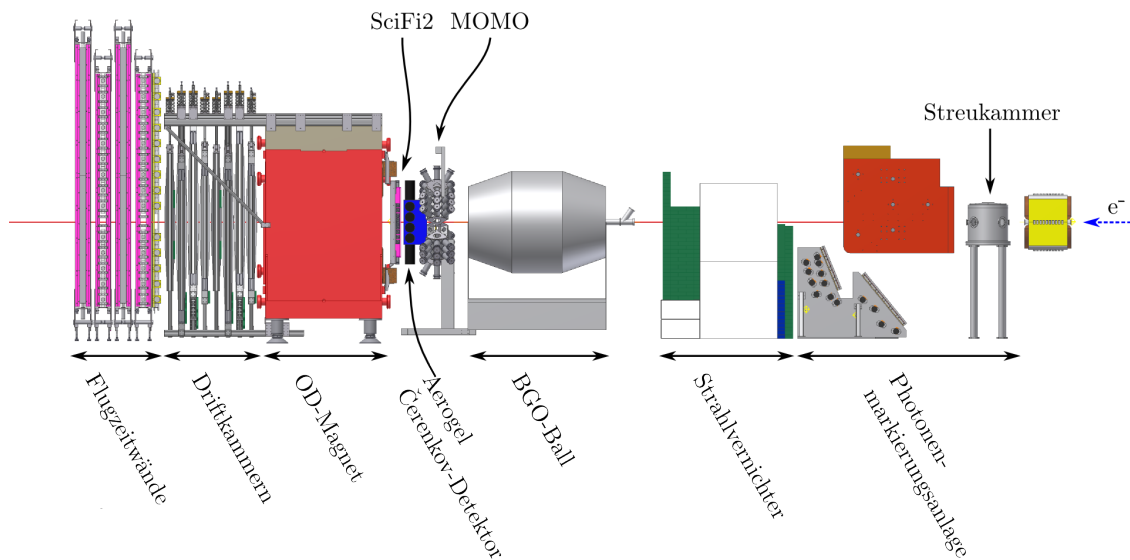


Abbildung 2.1.: Übersicht BGO-OD Experiment. [Wea10]

2.1. Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)

Die ELSA ist grob aus drei Beschleunigereinheiten aufgebaut: den Injektor-LINACs (Linearbeschleuniger), dem Booster-Synchrotron und dem Stretcher-Ring (siehe Abbildung 2.2). Sie kann einen quasikontinuierlichen Strahl von polarisierten oder unpolarisierten Elektronen im Energiebereich von 0,5 – 3,5 GeV liefern. Dabei werden die Elektronen zuerst in einem der beiden LINACs auf ca. 25 MeV beschleunigt und in das Synchrotron geleitet. Dieser kann die Elektronen auf bis zu 1,6 GeV beschleunigen, ehe sie in den Stretcherring transferiert werden. Dort werden sie gespeichert und können noch einmal auf bis zu 3,5 GeV nach-beschleunigt werden. Die so beschleunigten Elektronen können an zwei Experimentierplätzen über einen Zeitraum von mehreren Sekunden mit einer Stromstärke von bis zu 20 nA extrahiert und genutzt werden. [els10b] [Hil06]

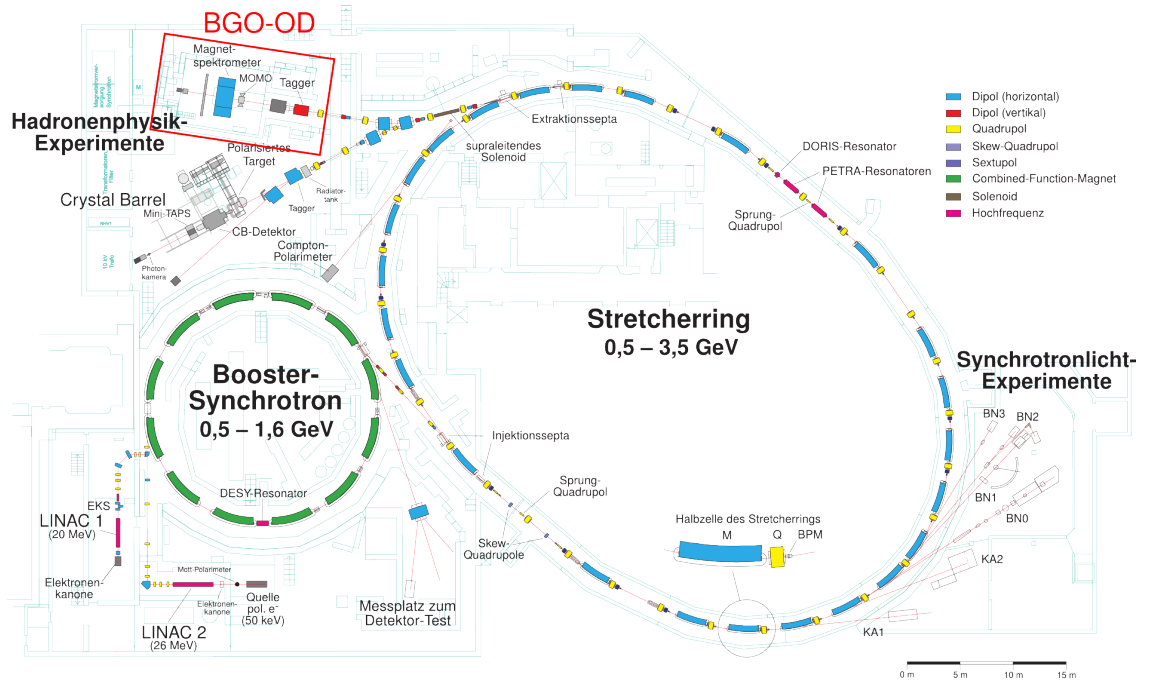


Abbildung 2.2.: Übersichtsplan der Elektronen-Stretcher-Anlage. (ELSA) [els10a]

2.2. BGO-OD Experimentaufbau

Die Komponenten des BGO-OD-Experiments sind in Abbildung 2.1 aufgeführt und werden nun im einzelnen erläutert.

2.2.1. Bremsstrahlradiator

Zur Erzeugung der für das Experiment erforderlichen reellen Photonen werden Bremsstrahlradiatoren benutzt. Für unpolarisierte Photonen werden verschieden dicke Kupferfolien (50–200 μm Dicke) als Radiator verwendet. Linear polarisierte Photonen entstehen in einem Diamantradiator. Diese Radiatoren können mit Hilfe eines Goniometers in den extrahierten Elektronenstrahl von ELSA gefahren werden. Die auftreffenden Elektronen werden in dem Radiator abgelenkt und senden reelle Photonen aus (Bremsstrahlung).

2.2.2. Photonenmarkierungsanlage (Tagger)

Die vom Bremsstrahlradiator abgelenkten Elektronen werden nun in dem homogenen Magnetfeld des Taggingmagneten impulsselektiert und der Auftreffort in der Fokalebene des Magneten über ein Hodoskop detektiert. Über die Kenntnis des Detektierungsortes lässt sich dessen Energie E_e unter Berücksichtigung der Magnetfeldstärke berechnen. Damit ergibt sich unter Vernachlässigung des Energieübertrages auf das Radiatoratom die Energie des erzeugten Photons aus der Beziehung:

$$E_\gamma = E_0 - E_e, \quad (2.1)$$

wobei E_0 die Energie des einlaufenden Elektrons bezeichnet.

Die Photonenmarkierungsanlage des BGO-OD Experimentes ist noch im Aufbau. Sie wird eine Energieauflösung von 20 MeV–50 MeV abhängig vom Energiebereich haben. [Sie10] Die Elektronen, die keine Streuung im Radiator erfahren haben, werden auf den Strahlfänger geleitet und dort vernichtet. Der reelle Photonenstrahl propagiert in einer Vakuumstrahlführung möglichst wechselwirkungsfrei bis zum Target, das im Zentrum des BGO-Detektors platziert wird.

2.2.3. BGO-Ball und Target

Hinter dem Photonenmarkierungssystem befindet sich das Target, in dem es zur Wechselwirkung zwischen reellem Photon und der zu untersuchenden Materie kommen soll. Das Target ist fast komplett vom Zentraldetektor umschlossen (siehe Abbildung 2.3).

Der Zentraldetektor besteht aus 480 Wismutgermanat-Szintillatorkristallen in Pyramidenstumpfform mit einer Länge von 240 mm. Sie sind in einer 15×32 Matrix angeordnet und umschließen 94% des gesamten Raumwinkelbereichs, genauer den kompletten Azimutwinkelbereich Φ von 2π und den Polarwinkelbereich Θ von 25° bis 155° . Das Szintillatormaterial zeigt eine sehr gute Energieauflösung.

Die Kristalle werden von Photomultipliern ausgelesen, die optisch an die Kristalle gekoppelt sind.

2.2.4. MOMO-Detektor

Der MOMO-Vertex-Detektor (siehe Abbildung 2.4) stammt aus dem früheren MOMO (Monitor-of-Mesonic-Observables) Experiment am COSY (Cooler Synchrotron). Er be-

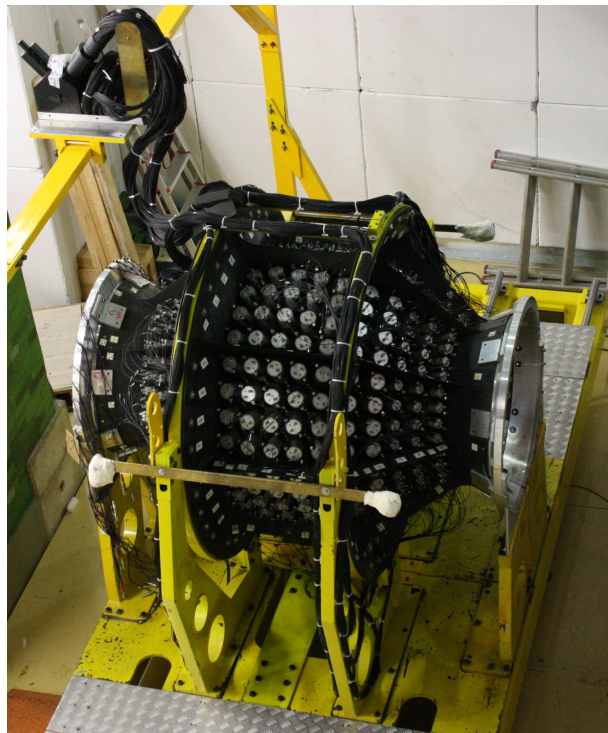


Abbildung 2.3.: BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$)-Ball. [Els10c]

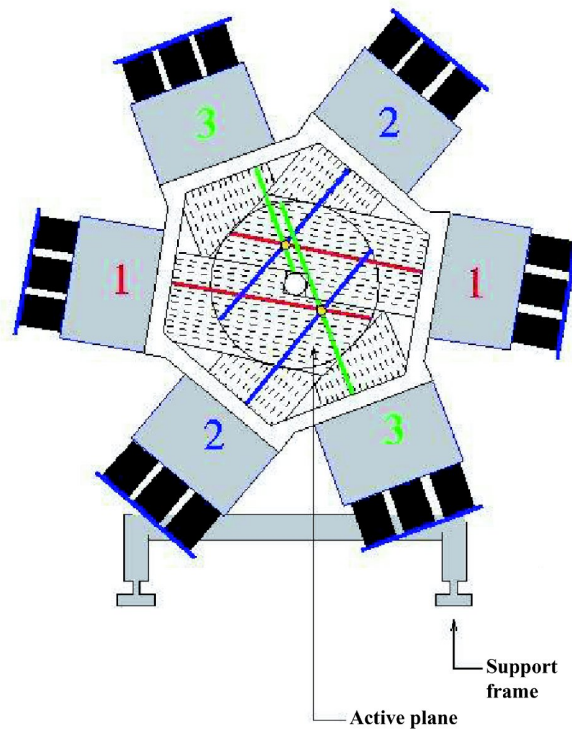


Abbildung 2.4.: MOMO-Detektor. [Wea10]

steht aus drei Lagen szintillierender Fasern, die jeweils um 60° gegeneinander rotiert sind. Jede Lage besteht aus 224 parallel nebeneinanderliegender 2,5 mm dicken Fasern. Die Auslese der Fasern erfolgt über mehrere 16-Kanal Hamamatsu R4760 Photomultiplier (siehe Abbildung 2.4). Mit diesem Aufbau ergibt sich eine runde, sensitive Fläche mit einem Durchmesser von 44 cm, die ein räumliches Auflösungsvermögen von etwa 1,5 mm hat. Dies entspricht mehr als 50.000 Pixeln. In der Mitte ist eine Detektorlücke von 5 cm Durchmesser für den Photonenstrahl. [BBB⁺07] [BBB⁺99]

2.2.5. Szintillierende-Fasern-Detektor 2 (Scifi2)

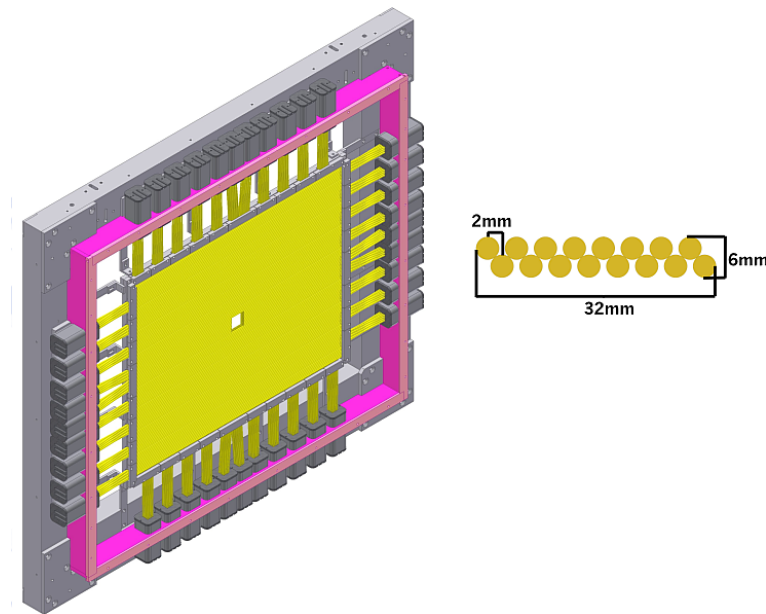


Abbildung 2.5.: SciFi2-Detektor. [Bö10]

Der Szintillierende-Fasern-Detektor 2 besteht, wie in Abbildung 2.5 dargestellt, aus zwei Lagen szintillierender Fasern, die um 90° gegeneinander rotiert sind. Beide Lagen bestehen aus jeweils 320 Fasern von 3 mm Dicke. Diese sind, wie in in Abbildung 2.5 zu sehen, noch zusätzlich in 16er Blöcken zu Modulen zusammengefasst. Die Fasern eines Moduls werden mit einem 16-Kanal Photomultiplier (Hamamatsu H6568) ausgelesen. Durch die Doppelschicht in jeder Lage wird sichergestellt, dass jedes Teilchen, welches durch die sensitive Fläche des Detektors fliegt, mindestens 2 mm szintillierendes Material durchdringen muss. Der Detektor deckt einen Polarwinkelbereich von $\pm 10^\circ$ in horizontaler und $\pm 8^\circ$ in vertikaler Richtung ab. [Bö10]



Abbildung 2.6.: Vermessung des offenen Dipolmagneten an der GSI in Darmstadt. [Els10c]

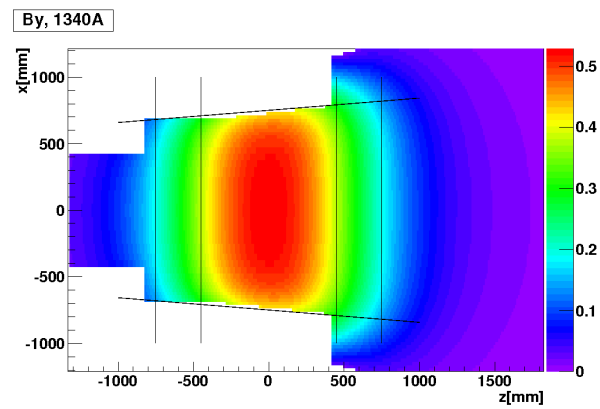


Abbildung 2.7.: Y-Komponente der Magnetfeldstärke des OD bei einer Stromstärke von 1340 A. [ham10]

2.2.6. Offener-Dipolmagnet (OD)

Der Offene-Dipolmagnet (siehe Abbildung 2.6) ist eine Dauerleihgabe vom DESY und zentraler Bestandteil des Vorwärtsspektrometers. Er beeinflusst die Flugbahn von geladenen Teilchen, wodurch es ermöglicht wird (zusammen mit den Detektoren vor und hinter dem Magneten) die Ladung sowie über den Impuls die Masse von Teilchen zu bestimmen. Seine Außenmaße sind (HxLxB) $(2800 \times 3900 \times 1500) \text{ mm}^3$. An seiner jetzigen Position (2 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt) hat er einen Akzeptanzwinkel von $\alpha_{hor} \approx 12.1^\circ$ und $\alpha_{ver} \approx 8.2^\circ$. Mit einem Polschuhabstand von 84 cm erreicht er bei einem Strom $I_{max} = 1350 \text{ A}$ eine magnetische Feldstärke $B_{max} = 0,53 \text{ T}$ ($\int B dl \approx 0.74 \text{ Tm}$). Die drei Komponenten des Magnetfeldes B_x , B_y und B_z wurden im GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) in Darmstadt mit einer Genauigkeit von 10^{-4} T für verschiedene Stromstärken gemessen. In Abbildung 2.7 sieht man die Feldkarte der Y-Komponente der Magnetfeldstärke bei einer Stromstärke von 1340 A.

2.2.7. Driftkammern

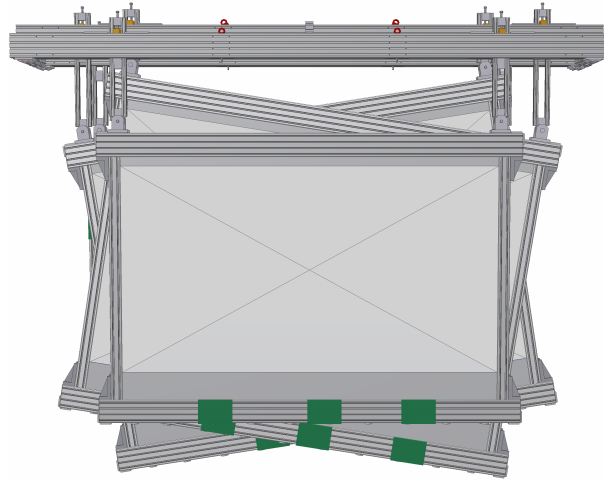


Abbildung 2.8.: Frontansicht der Driftkammern aus Inventor. [sch10a]

Die acht doppelagigen Driftkammern sind unmittelbar hinter dem Magneten zur Spurrekonstruktion installiert. Es gibt vier verschiedene Ausführungen der Driftkammer, die mit X, Y, U und V bezeichnet werden. Von jeder Art gibt es jeweils zwei Kammern. Hierbei sind die X Kammern mit waagerechten Drähten, die Y und U Kammern mit jeweils um $\pm 9^\circ$ zu X gedrehten Drähten und die V Kammern mit horizontalen Drähten bestückt. Die Anordnung der Kammern ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Innerhalb der Kammern

gibt es drei verschiedene Arten von Drähten, die Potentialdrähte, die Signaldrähte und die Randdrähte. Die Anordnung ist aus Abbildung 2.9 zu ersehen. Die Kammern sind mit einem Gemisch aus 70% Argon und 30% CO₂ gefüllt, welches kontinuierlich ausgetauscht wird.

Die sensitive Fläche des Driftkammer-Systems beträgt etwa 2500×1200 mm². In der Mitte befindet sich wegen des Primärstrahles ein insensitiver Bereich von 50×50 mm². [Ham08]

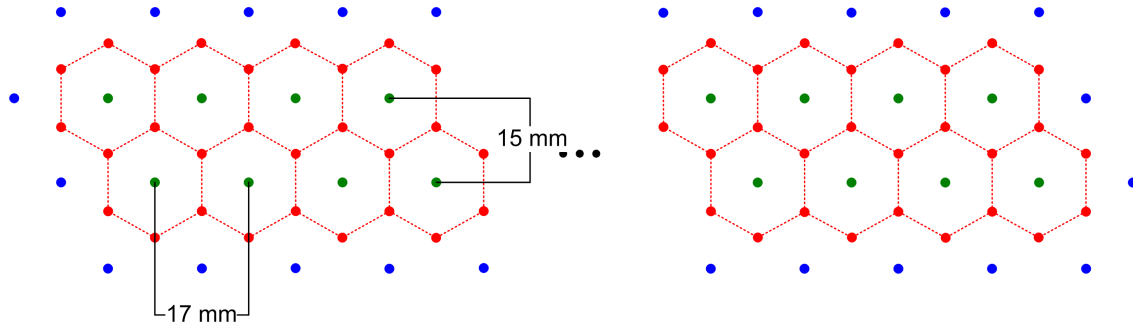


Abbildung 2.9.: Driftkammergeometrie einer doppellagigen Driftkammer mit Signaldrähten (grün), Potentialdrähten (rot) und den Drähten (blau), die auf einem Potential von 0 V liegen, um eine konstante Feldverteilung am Rand zu gewährleisten. [Sch10b]

[Sch10b]

2.2.8. Flugzeitwände (TOF)

Die Flugzeitwände sind zur Identifizierung von Teilchen gedacht. Mit ihnen können die Flugzeiten von sowohl geladenen als auch ungeladenen Teilchen, mit einer Zeitauflösung von 0,24 ns, gemessen werden ([GPW86]). Der TOF-Detektor besteht aus vier 3 × 3 m² großen Flugzeitwänden. Jede dieser Wände besteht aus vierzehn 3000 × 200 × 50 mm³ Szintillatoren die an beiden Seiten über Lichtleiter mit PMs ausgelesen werden. Bei einer Entfernung von 5 m zum Target decken sie einen Winkelbereich von 0° bis 10–12° ab. Auch sie haben eine insensitive Fläche (Szintillatorlücke) genau in der Mitte von 20 × 20 cm². [Ram07]

2.2.9. Aerogel-Čerenkov-Detektor

Unmittelbar vor dem offenen Dipolmagneten ist die Installation eines Aerogel-Čerenkov-Detektors geplant. Dieser nutzt aus, dass Teilchen, die sich in einem Medium mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen, Licht aussenden (der sogenannte Čerenkov-Effekt). Er ist hauptsächlich dafür zuständig, Pionen von Protonen zu unterscheiden, welches für die K[±] Identifikation von großer Bedeutung ist. Da ein Teilchen nur unter der Bedingung $\beta \geq \frac{1}{n}$ Čerenkovlicht abgibt, mit $\beta = \frac{v}{c}$ (wobei v die Teilchengeschwindigkeit und c die



Abbildung 2.10.: Aerogel-Čerenkov-Detektor. [Mat07]

Lichtgeschwindigkeit ist), kann man über den Brechungsindex einstellen, welche Teilchen von ihm erfasst werden und welche nicht. Bei dem hier verwendeten Aerogel mit dem Brechungsindex $n = 1,05$ (entspricht einer β -Schwelle von 0,95), erzeugen Pionen mit ≥ 421 MeV/c, Kaonen mit ≥ 1540 MeV/c und Protonen erst mit ≥ 2861 MeV/c Licht (siehe [Mat07] Tabelle 4.1). Somit werden bei niedrigen Teilchenimpulsen nur Pionen detektiert. Die sensitive Fläche des Detektors besteht aus einer 47×47 cm² großen und 5 cm dicken Aerogelfläche, die in der Mitte für den Primärstrahl eine Lücke von 2×2 cm² hat. Ausgelesen wird er von 12 Photomultipliern, jeweils drei an jeder Seite (siehe Abbildung 2.10).

2.3. Akzeptanzlücke

Die in den vorigen Abschnitten beschriebenen Komponenten des BGO-OD Experiments sind zum Großteil schon vorhanden. Allerdings gibt es noch einen Polarwinkelbereich von ca. 10° bis 25° vom Target in Vorwärtsrichtung (und von 155° bis 180°), der von keinem Detektor abgedeckt wird (siehe Abbildung 2.11). Da bei dem BGO-OD-Experiment die Vielteilchen-Endzustände der Mesonen-Photoproduktion untersucht werden, muss diese Akzeptanzlücke geschlossen werden, damit die Multiplizität der Endzustände richtig bestimmt werden kann. Die Kalorimetrie ist dabei nur zweitrangig. Wichtig ist, dass der Detektor eine hohe Effizienz aufweist und eine genaue Teilchenidentifikation liefert.

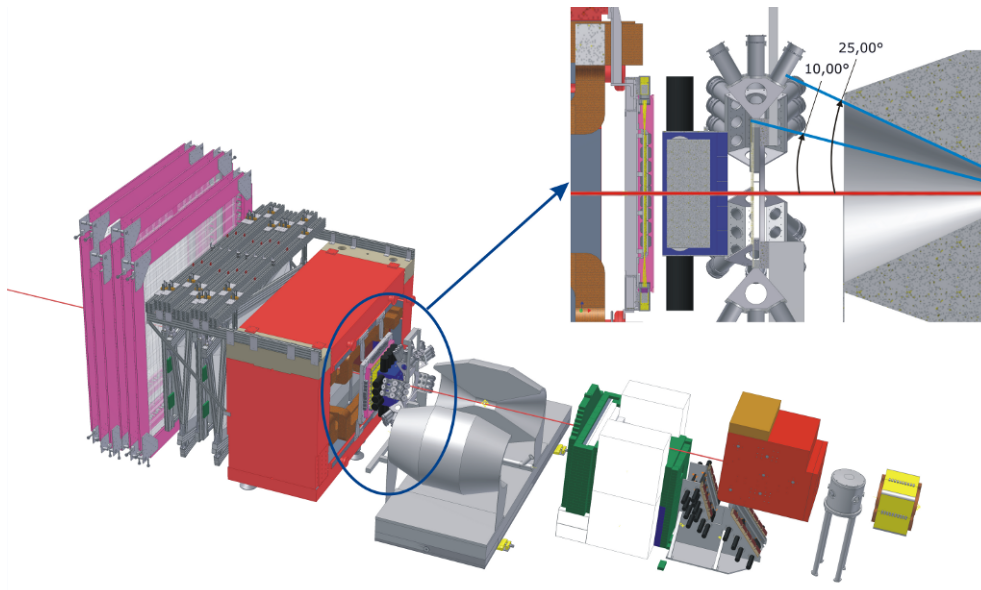


Abbildung 2.11.: Momentane Akzeptanzlücke im BGO-OD Experiment zwischen 10° und 25° .

Ein Detektor, der diese Akzeptanzlücke schließen soll, lässt sich praktisch nur in dem eng begrenzten Bereich zwischen dem Hauptdetektor und MOMO anordnen, wo er zusätzlich dem magnetischen Streufeld des OD-Magneten ausgesetzt ist. Damit ergeben sich folgende Anforderungen an den Detektor:

- Unempfindlichkeit gegenüber Magnetfeldern
- Platzsparend
- Hohe Effizienz
- Gute Zeitauflösung
- Gutes Signal/Rausch-Verhältnis

Hierbei ist die Unempfindlichkeit gegenüber Magnetfeldern besonders hervorzuheben, da sie den Einsatz von Standard-Detektoren mit Photomultipliern nahezu ausschließt. Das Feld ist so stark, dass eine magnetische Abschirmung äußerst schwierig ist. Silizium-Photomultiplier (SiPMs) scheinen hingegen für diese Aufgabe prädestiniert zu sein. Sie sind klein, unempfindlich gegen Magnetfelder und haben noch weitere Vorteile gegenüber herkömmlichen Photomultipliern (zum Beispiel geringe Versorgungsspannung). Allerdings stehen den Vorteilen auch mögliche nachteilige Eigenschaften gegenüber:

- Temperaturabhängiges Rauschverhalten

- Hohe Dunkelrate
- Temperaturabhängige Verstärkung
- Keine/nur geringe Energieauflösung

Die SiPMs wurden, bezüglich dieser Eigenschaften, auf die Eignung für den Einsatz im BGO-OD-Experiment untersucht. Zum besseren Verständnis dieser Eigenschaften wird im folgenden Kapitel auf die Grundlagen und Funktionsweise von Silizium-Photomultipliern eingegangen.

3. Grundlagen der Funktionsweise von Silizium-Photomultipliern (SiPMs)

Silizium-Photomultiplier sind eine relativ neue Art von Halbleiterdetektoren, die speziell für den Nachweis von wenigen Photonen (unter besonderen Bedingungen sogar einzelner Photonen) entwickelt wurden. Wegen ihrer kompakten Bauweise und Unempfindlichkeit gegenüber Magnetfeldern ist das Interesse an ihnen in den letzten Jahren stetig gestiegen. SiPMs bestehen aus mehreren (meist 100 – 1000) parallel geschalteten Lawinenphotodioden (Avalanche PhotoDiode APDs), die meist in quadratischen Pixeln auf einer Fläche von wenigen mm² nebeneinander angeordnet sind (siehe Abbildung 3.2).

3.1. Lawinenphotodiode (APD)

Lawinenphotodioden (**A**valanche **P**hoto**D**iode) sind p-n-Halbleiterdetektoren, die in Sperrrichtung nahe der oder über der Durchbruchspannung (vergleiche hierzu 3.3 Seite 23) betrieben werden. Durch die von außen angelegte Spannung bildet sich an der Kontaktstelle zwischen p- und n-Schicht eine Verarmungszone, in der sich ein großes elektrisches Feld bildet. Man kann die APD als Festkörperpendant zu einer Ionisationskammer (Geiger-Müller-Zählrohr) sehen. Auch bei ihr gibt es, je nachdem welche Spannung man anlegt, verschiedene Arbeitsbereiche. Legt man eine Spannung unter der Durchbruchspannung an, befindet man sich im Proportionalbereich. Wird nun in der Verarmungszone, zum Beispiel durch ein Photon, ein Elektron-Loch-Paar erzeugt, wird das Elektron und das Loch im elektrischen Feld in entgegengesetzte Richtung beschleunigt (siehe Abbildung 3.1). Im Proportionalbereich ist das Feld groß genug, dass diese Ladungen durch Stöße wiederum Elektron-Loch-Paare erzeugen können, wodurch ein Lawinenstrom entsteht. Der Lawinenstrom, und deshalb auch das Ausgangssignal, ist hier noch proportional zu der Anzahl der primär erzeugten Elektronen, also zur Energie des einfallenden Teilchens. Da hier nur die Elektronen, nicht aber die Löcher durch Stöße ionisieren können, ist dieser Prozess selbstlöschend, das heißt er bricht von alleine wieder ab. Wird die Photodiode im sogenannten Geigermodus betrieben, das heißt die Versorgungsspannung liegt über der Durchbruchspannung, dann ist das elektrische Feld so groß, dass auch die Löcher auf ihrem Weg ionisieren können und so ein permanenter Lawinenstrom entsteht. Im Prinzip kann eine APD also einzelne Photonen mit hoher Verstärkung ($\sim 10^6$) detektieren. Da unabhängig davon wie viele Primärladungen gebildet wurden immer derselbe Strom fließt (die Diode ist in Sättigung), enthält das Signal keine Informationen mehr, welche Energie das detektierte Teilchen hat. Damit die Diode durch den Lawinenstrom nicht zerstört wird, muss der Prozess passiv oder aktiv unterbrochen werden. Meist wird die

passive Variante mit einem hochohmigen ($\sim 100 - 500 \text{ k}\Omega$) Löschwiderstand zwischen Spannungsquelle und APD gewählt. Sobald der Lawinenprozess einsetzt und ein Strom fließt, fällt über dem Löschwiderstand die Spannung ab, das elektrische Feld in der Diode bricht zusammen und beendet so den Lawinenstrom.

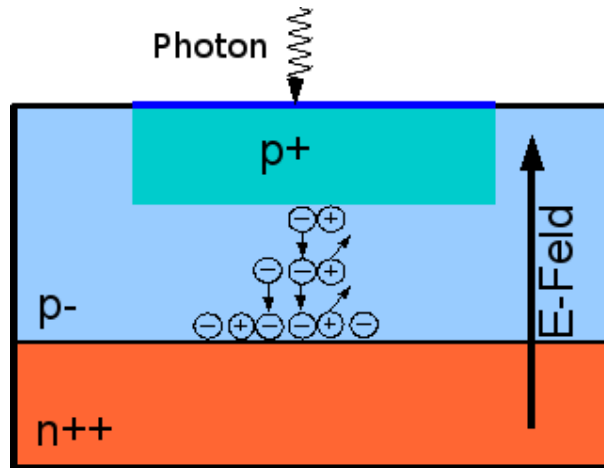


Abbildung 3.1.: Schematische Funktionsweise einer APD.

3.2. Silizium-Photomultiplier

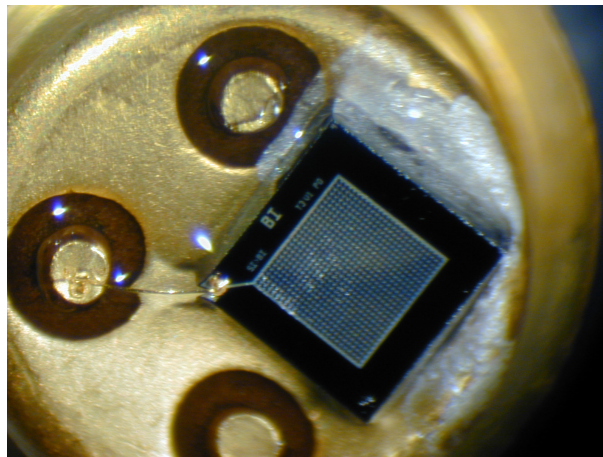


Abbildung 3.2.: Oberfläche eines Silizium-Photomultipliers [wik].

SiPM bestehen aus parallel geschalteten APDs. Das Ausgangssignal eines SiPMs ergibt

sich somit aus der Summe der einzelnen APD Signale. SiPMs werden im Geigermodus betrieben. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, liegt die Versorgungsspannung U_{bias} über der Durchbruchspannung U_{break} . Die Differenz

$$U_{over} = U_{bias} - U_{break} \quad (3.1)$$

nennt man Überspannung U_{over} (Overvoltage). Der Betrieb im Geigermodus ermöglicht eine hohe Verstärkung von etwa 10^6 .

Durch die parallele Anordnung der APDs ist der Detektor, wenn ein Pixel feuert, nicht „blind“ für weiter ankommende Photonen, sondern nur das Pixel, welches gerade ein Teilchen detektiert hat. Die kompakte Bauweise und die Unempfindlichkeit gegenüber Magnetfeldern machen SiPMs zu einer sehr interessanten Alternative zu herkömmlichen Photomultipliern.

3.3. Wichtige Kenngrößen eines SiPMs

Ersatzschaltbild SiPM

In Abbildung 3.3 ist das Ersatzschaltbild eines SiPMs beschrieben. R_1 ($\sim$ einige hundert $k\Omega$) ist dabei der Löschwiderstand, der dafür sorgt, dass die Spannung bei einem Lawinenstrom unter die Durchbruchspannung abfällt, und zudem die einzelnen Pixel voneinander entkoppelt. Die Widerstände und die Kapazitäten sind wichtige Größen für die Anstiegszeit und die Erholzeit (recovery time) des SiPMs.

Signal

Das Signal startet sobald eine Ladung im elektrischen Feld des SiPM beschleunigt wird. Die Signalthöhe nimmt solange zu, bis durch den Stromfluss im Löschwiderstand die Spannung unter die Durchbruchspannung abgefallen ist. Sobald dies geschehen ist, hört der Stromfluss auf, die Spannung steigt wieder und es bildet sich eine Verarmungszone aus. Die Zeit, die benötigt wird, bis die Spannung erneut 99% der Maximalspannung erreicht hat, nennt man Erholzeit (recovery time).

Da der SiPM aus mehreren parallelgeschalteten APDs besteht, ergeben sich die typischen Signale, wie in Abbildung 3.4 dargestellt. Die Pulshöhe des Signals ergibt sich aus der Anzahl der an dem Signal beteiligten APDs. Sie sind zueinander äquidistant, da jeder APD die selbe Verstärkung besitzt und im Geigermodus immer das maximale Signal generiert wird. Dadurch resultiert das für die SiPMs charakteristische ADC-„Fingerspektrum“ (vergleiche Abbildung 3.5). Der erste Peak besteht aus den Signalen, wenn ein Pixel, der zweite Peak, wenn zwei Pixel, und der n-te Peak, wenn n Pixel gleichzeitig gefeuert haben. Das gleichzeitige Entstehen eines Lawinenstromes in mehreren Pixeln, in Abwesenheit von Licht, liegt daran, dass ein Lawinenstrom in einem Pixel ein Signal in einem anderen induzieren kann (siehe Punkt Übersprecher weiter unten).

Durchbruchspannung

Die Durchbruchspannung ist die Spannung ab der, wenn sie an den SiPM angelegt

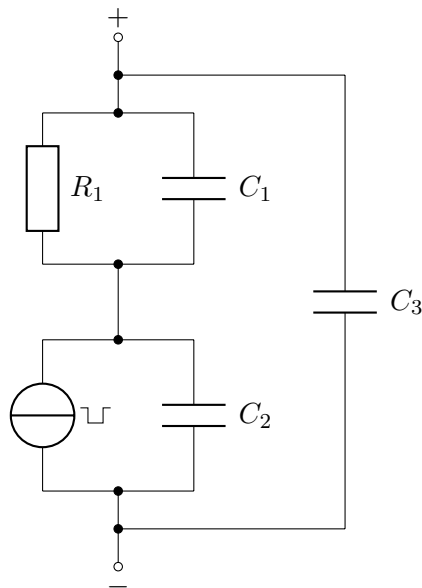


Abbildung 3.3.: Ersatzschaltbild eines Silizium-Photomultipliers. Die pn-Photodiode wird als Stromquelle mit zugehöriger Kapazität (C_2) dargestellt, R_1 und C_1 gehören zum Löschwiderstand.

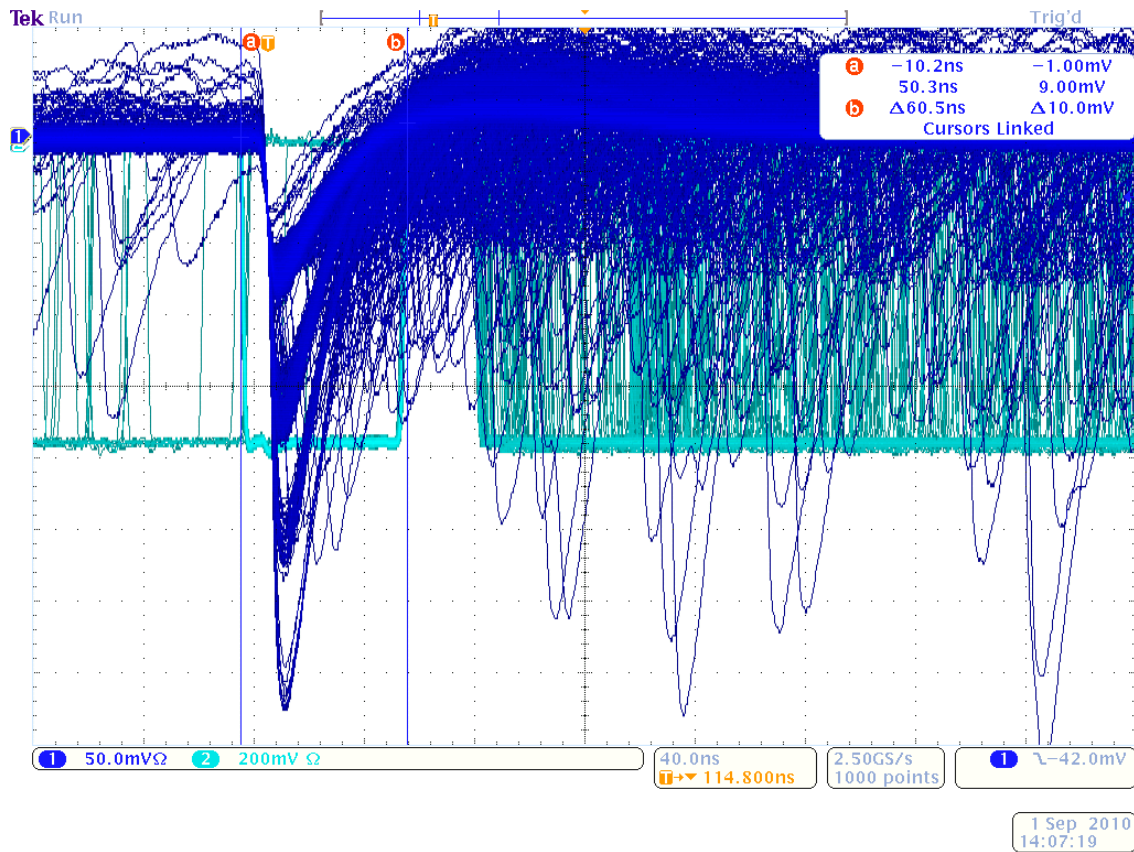


Abbildung 3.4.: Oszilloskopbild von SiPM-Signalen; dunkelblau: Signale eines SiPM; türkis: Gate des Analog-Digital-Wandlers (ca. 60 ns).

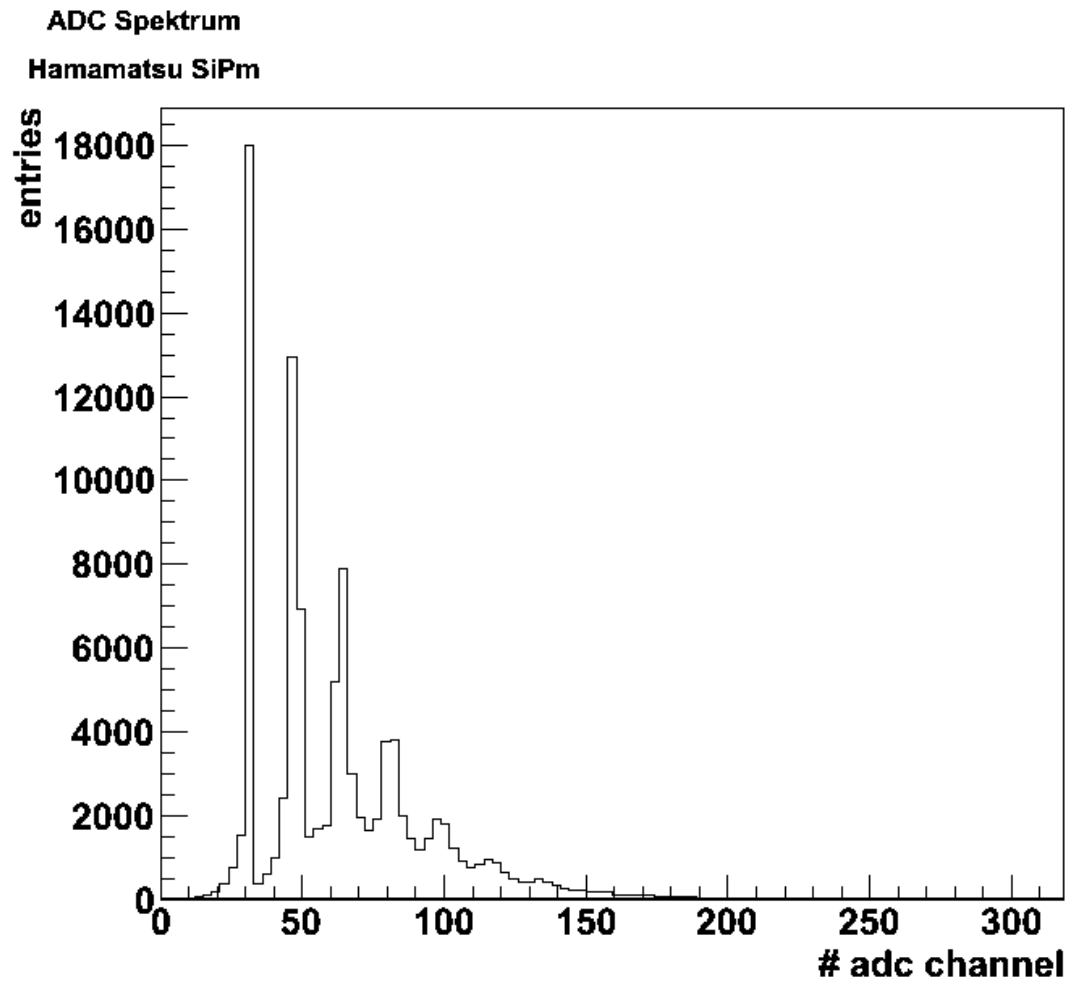


Abbildung 3.5.: Charakteristisches „Fingerspektrum“ eines SiPM (hier Dunkelstromspektrum einer Hamamatsu-SiPM).

wird, ein nicht selbst löschender Lawinenstrom entsteht. Sie ist von SiPM zu SiPM unterschiedlich und außerdem temperaturabhängig. Die Überspannung ist proportional zur Verstärkung. Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, ist die Überspannung wiederum abhängig von Versorgungs- und Durchbruchspannung. Daraus folgt, dass für die Verstärkung maßgeblich ist, wo die Versorgungsspannung relativ zur Durchbruchspannung liegt.

Verstärkung

Die Ursache für den gesamten Lawinenstrom in einem Pixel der SiPM ist ein freies Elektron (Primärladungen), welches durch ein Photon ausgelöst wurde. Daher ergibt sich die Verstärkung eines Pixels direkt aus dem Verhältnis der Anzahl der Ladung eines SiPM-Pulses Q_{pixel} zur Elementarladung e ($gain = Q_{pixel}/e$). Die Ladung des SiPM-Pulses, die durch den Lawinenprozess zustande kommt beträgt: $Q_{pixel} = C_{pixel}xU_{over}$. Damit gilt für die Verstärkung der Spannung:

$$gain = \frac{C_{pixel} \times U_{over}}{e} . \quad (3.2)$$

Die Verstärkung lässt sich aber auch aus dem ADC-Spektrum (Analog-to-Digital-Converter) auf folgende Weise errechnen:

$$gain = \frac{\Delta n_{peak} \times K_{adc}}{e} \quad [\text{Ham09}], \quad (3.3)$$

wobei Δn_{peak} die ADC-Kanalnummern zwischen zwei Peaks , K_{adc} der Umrechnungsfaktor des ADCs (Kanal $\propto$ Ladung) und e die Elementarladung ist.

Totzeit

Als Totzeit bezeichnet man die Zeit, die der Detektor nach einer Detektion eines Teilchens braucht, ehe er das nächste Teilchen detektieren kann. Sie kommt dadurch zustande, dass wenn ein Pixel feuert, die Spannung aufgrund des Löschwiderstands unter die Durchbruchspannung fällt. Erzeugt zu diesem Zeitpunkt ein Photon ein Elektron-Loch-Paar, so kann dieses nicht detektiert werden, da kein elektrisches Feld vorhanden ist, welches groß genug ist, um ein messbares Signal zu liefern. Die Totzeit hängt von der Kapazität des SiPMs und den Widerständen zwischen Spannungsquelle und Halbleiterzelle ab.

Nachpuls

Zu einem Nachpuls (Afterpuls), wie er in Abbildung 3.6 zu sehen ist, kommt es, wenn ein Elektron des Lawinenstromes in einem Gitterdefekt gefangen wird und erst nach der Totzeit des Pixels durch die Energiebarriere des Defektes tunnelt. Das Elektron für wird dann im neu entstandenen E-Feld beschleunigt und verursacht den nächsten Lawinenstrom. Wenn der Nachpuls zustande kommt, bevor an dem Pixel die maximale Überspannung U_{over} anliegt, wird der Puls kleiner sein als der Primärpuls (siehe Gleichung 3.2 Seite 27).

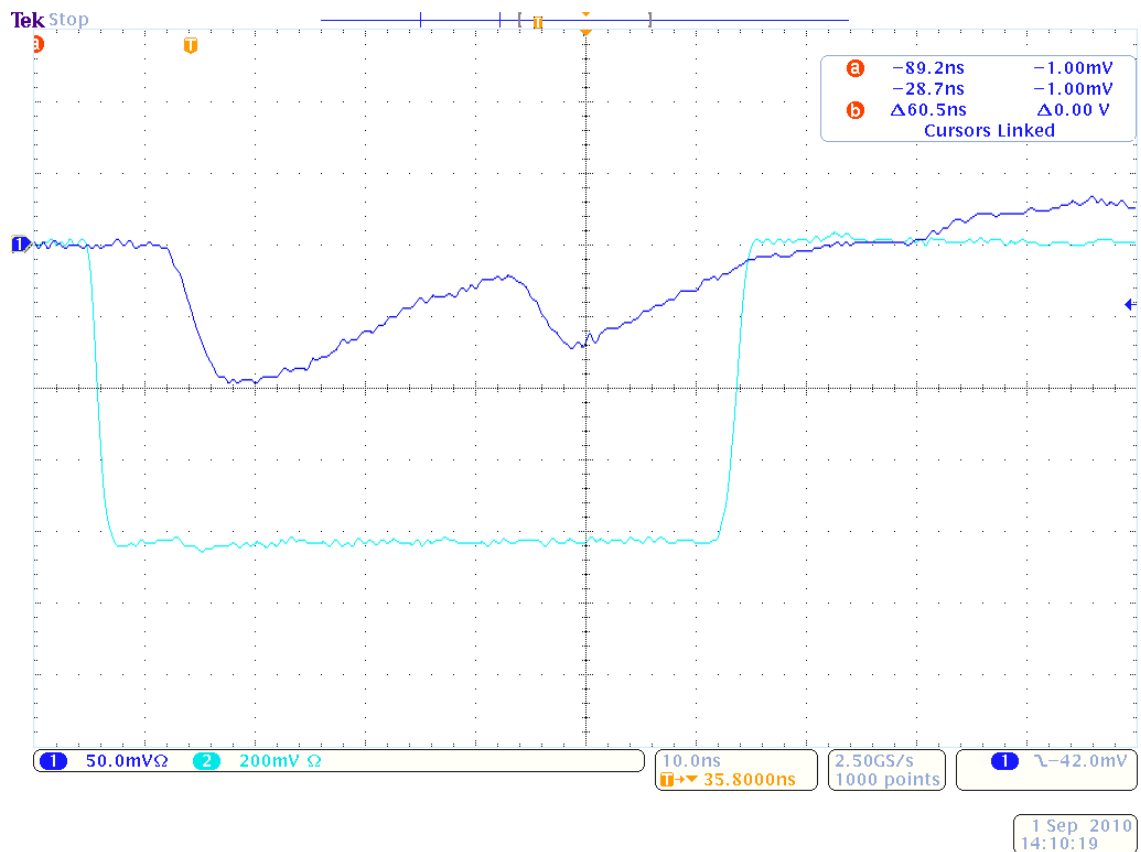


Abbildung 3.6.: SiPM-Signal mit Nachpuls (dunkelblau); türkis: Gate des Analog-Digital-Wandlers.

Dunkelpulse

Als Dunkelpulse bezeichnet man die Pulse, die ein Detektor ausgibt, obwohl kein Teilchen in seine sensitive Fläche Ladung deponiert hat. Sie setzen sich hauptsächlich aus thermischen Pulsen und deren Afterpulsen zusammen. Diese Pulse entstehen, wenn thermisch Elektron-Loch-Paare im sensitiven Bereich des Detektors gebildet werden, die dann einen Lawinenstrom auslösen. Die Rate, mit der dies passiert, ist exponentiell abhängig von der Temperatur.

Effizienz

Die Effizienz gibt an, wie wahrscheinlich es ist, dass ein Detektor ein Teilchen detektiert. Bei einem SiPM ist sie von mehreren Faktoren abhängig, die man in drei Termen zusammenfassen kann. Der erste ist der geometrische Faktor (GF), der angibt, wie wahrscheinlich es ist, dass ein Photon die sensitive Fläche erreicht. Hauptfaktoren sind hier die Reflektivität der Oberfläche und das Verhältnis von sensibler Fläche zur Gesamtfläche des Detektors. Der zweite Term ist die Quanteneffizienz (QE). Sie gibt an, wie wahrscheinlich es ist, dass ein eintreffendes Photon ein Elektron-Loch-Paar erzeugt. Der letzte Parameter ist die Durchbrucheffizienz (BE), die darüber Auskunft gibt wie wahrscheinlich ein Lawinenstrom entsteht, nachdem ein Elektron-Loch-Paar erzeugt wurde. Die BE ist von der Versorgungsspannung des SiPM abhängig. Bei konstanter Temperatur und Versorgungsspannung ist die Effizienz immer noch stark abhängig von der Wellenlänge der Photonen.

Optische Übersprecher (crosstalk)

Nicht alle Elektronen und Löcher, die gebildet werden, kommen bis zur Anode oder Kathode. Ein Teil davon rekombiniert und sendet dabei ein Photon mit der Energie der Bandlücke aus. Dieses kann in benachbarte Zellen gelangen und dort ein Elektron-Loch-Paar erzeugen und so ein Signal auslösen. Dieser Effekt führt dazu, dass mehrere Pixel an einem Dunkelpuls-Signal beteiligt sind.

[Pro08] [Sol09] [Spi09] [Leo94]

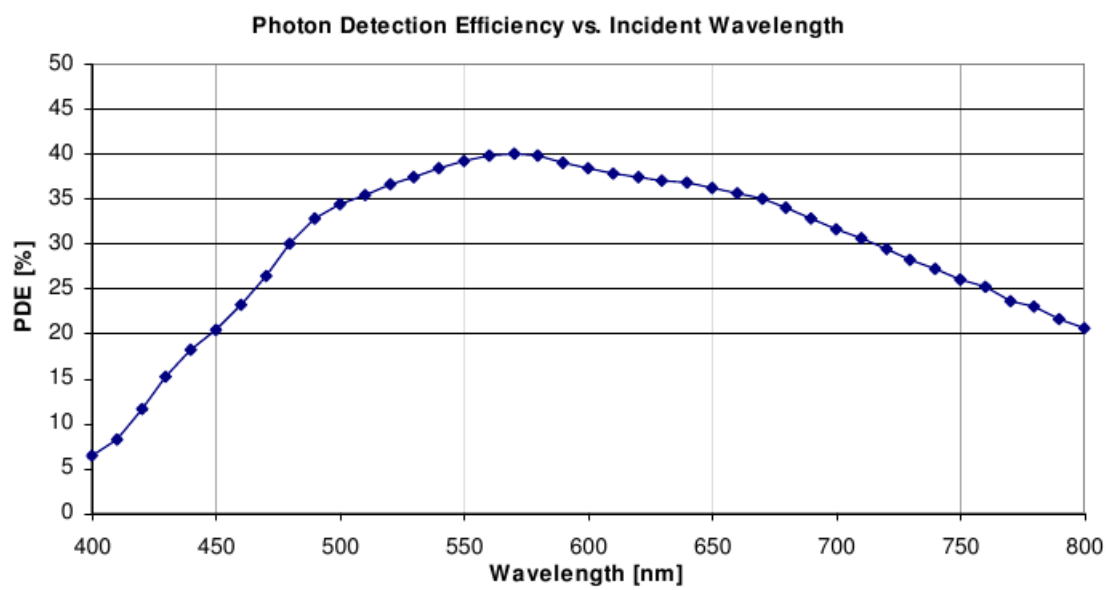


Abbildung 3.7.: Typische Wellenlängenabhängigkeit der Photonen-Detektierungs-Effizienz (PDE) von SiPMs [Pho06].

4. Messung wichtiger Kenngrößen der Silizium-Photomultiplier

Damit sich ein SiPM für eine Verwendung als Vorwärtsdetektor am BGO-OD-Experiment eignet, muss er bestimmten Anforderungen an seine Effizienz und seine Dunkelrate genügen. Diese Kenngrößen hängen unter anderem von der Temperatur ab. Dieses Kapitel beschreibt die hierzu durchgeführten Experimente. Die Messergebnisse werden vorgestellt und abschließend eingehend untersucht und diskutiert.

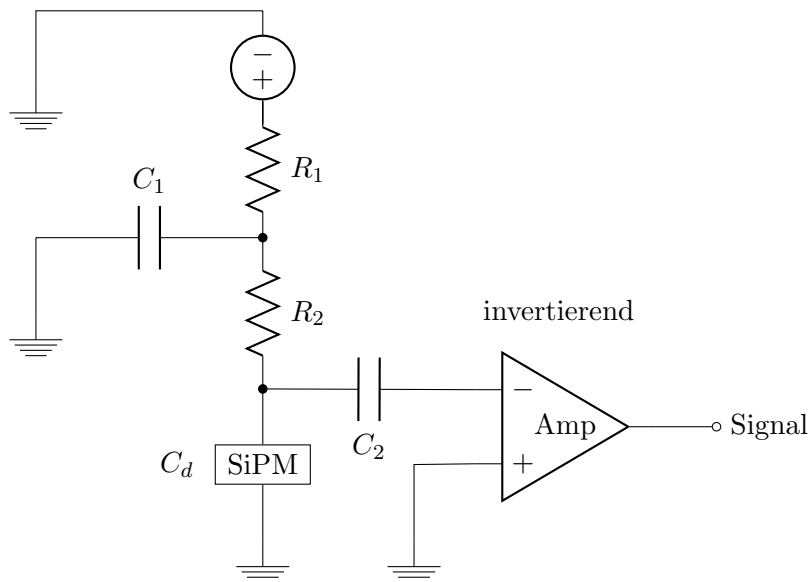


Abbildung 4.1.: Schaltbild Photonique Vorverstärker (mit $R_1=1\text{ k}\Omega$, $R_2=1\text{ k}\Omega$, $C_1=10\text{ nF}$ und $C_2=10\text{ nF}$).

Bei den folgenden Messungen wurde ausschließlich der Photonique AMP-0611-Vorverstärker für die SiPMs benutzt (siehe Abbildung 4.1). Er ist eigentlich für Photonique-SiPMs mit einer Versorgungsspannung von ungefähr 35 V konzipiert, wurde aber auch für die anderen SiPMs verwendet. Der Photonique-Vorverstärker wurde bei der maximalen Versorgungsspannung von 5 V betrieben und hat bei dieser eine 20-fache Verstärkung. Da nur Diskriminatoren mit einer minimalen Spannungsschwelle von 30 mV zur Verfügung standen, aber niedrigste SiPM-Signale unter dieser Schwelle lagen, mussten die Signale noch zusätzlich verstärkt werden. Dies führte zu einem schlechteren Signal-Rausch-

	Hamamatsu	Photonique	Moskau
Sensorfläche (mm ²)	1 × 1	1 × 1	ca. 2 × 2
Anzahl Pixel	100	556	1764
Spannung (V)	ca. 70	ca. 20	ca. 35
sensitiver Wellen- längenbereich (nm)	270-900	k.A.	400-750
Maximale Sensiti- vität (nm)	440	560	600
Kapazität (nF)	~ 35	~ 40	k.A.

Tabelle 4.1.: Angaben zu den verwendeten SiPMs.

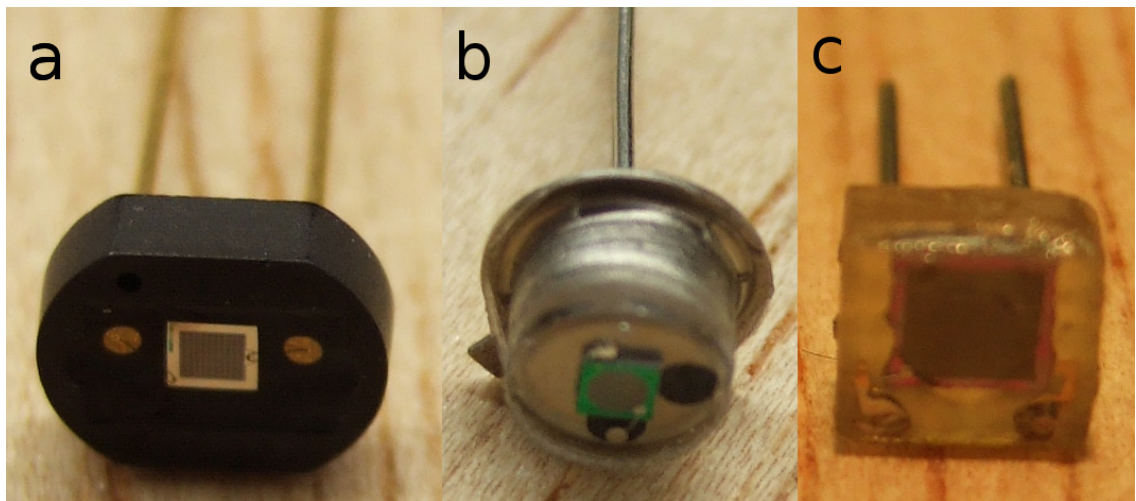


Abbildung 4.2.: Bild der drei untersuchten SiPMs. a) Hamamatsu, b) Photonique und c) Universität Moskau.

Verhältnis.

Die Messungen wurden für drei SiPMs von verschiedenen Herstellern durchgeführt (siehe Abbildung 4.2). Jeweils ein SiPM kam von Hamamatsu, Photonique und einer aus der Moskauer Universität. In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Angaben der untersuchten SiPMs aufgelistet. Die bei den einzelnen Messungen verwendeten Geräte sind in Anhang A.1 aufgeführt.

4.1. Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung

Die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung lässt sich auf die steigende Durchbruchspannung bei einer Temperaturerhöhung zurückführen. Bei steigender Durchbruchspannung und konstanter Versorgungsspannung verringert sich die Überspannung (Gleichung 3.2) und somit die Verstärkung. Die Messung der Durchbruchspannung wurde in einer lichtdichten Holzbox durchgeführt, um eine kontrollierte Messumgebung zu schaffen. Zu Beginn der Messung wurde das SiPM-Signal von hochfrequenten elektromagnetischen Störsignalen überlagert, die in derselben Größenordnung wie das zu messende Signal waren. Die Amplituden der Störsignale änderte sich mit der Position und Lage des Vorverstärkers und der SiPMs. Da die Quelle der Störsignale nicht gefunden und behoben werden konnte, wurden der zu untersuchende SiPM, der Vorverstärker und der Verstärker, zur Abschirmung in einem Metallgehäuse untergebracht (siehe Abbildung 4.3). Außerdem wurde darauf geachtet, dass alle Geräte auf einem gemeinsamen Massepotential lagen und dass dieses mit dem Gehäuse verbunden war. Durch diese Maßnahmen konnten die Störsignale fast vollständig unterdrückt werden.

Zur Einstellung der Temperatur wurde ein Peltier-Element verwendet, auf das der SiPM mit der Sensorfläche gedrückt wurde. Bei einem Peltier-Element kann man über die angelegte Spannung eine Temperaturdifferenz zwischen den beiden Seiten einstellen, nicht aber eine absolute Temperatur. Um eine konstante und einstellbare Temperatur auf einer Seite zu bekommen, war auch die andere Seite auf konstanter Temperatur zu halten. Das heißt, man versuchte die Seite, an die der SiPM nicht gekoppelt war, auf Raumtemperatur zu halten. Dies wurde realisiert, indem das Peltier-Element mit einer Wärmeleitpaste thermisch an einen Kupferblock (ca. $50 \times 50 \times 5 \text{ mm}^3$) gekoppelt wurde, der über einen angeschraubten CPU-Kühler (wieder mit Wärmeleitpaste thermisch gekoppelt) Wärme mit der Umgebung austauschen konnte. Die Temperatur wurde mit einem Multimeter über einen Thermowiderstand, welcher an SiPM-Gehäuse und Peltier-Element festgemacht wurde, auf $\pm 0,5^\circ\text{C}$ genau überwacht. Bei Schwankung der Temperatur wurde die Messung kurzzeitig unterbrochen und die Temperatur über die Peltier-Element-Spannung nachreguliert.

Zur Bestimmung der Durchbruchspannung wurde die Versorgungsspannung des SiPMs in 0,01 V Schritten erhöht, bis ein messbares SiPM-Signale nachgewiesen werden konnte, was gleichbedeutend mit dem Erreichen der Durchbruchspannung war. Der Nachweis des SiPM-Signals wurde mit Hilfe eines digitalen Oszilloskops erbracht (siehe Abbildung 4.4). Die Messung wurde wie folgt durchgeführt: Mit dem Peltier-Element wurde eine Tem-

peratur eingestellt. War diese erreicht, wurde 5 Minuten gewartet, um sicher zu gehen, dass sich ein thermodynamisches Gleichgewicht eingestellt hatte. Nach dieser Zeit wurde, unter permanenter Beobachtung der Temperatur, die Messung gestartet. Die Triggerschwelle des Oszilloskops wurde deutlich unter die elektrischen Rauschschwelle (~ -10 mV) des Signals auf -31 mV eingestellt. Die Versorgungsspannung wurde nun so lange erhöht, bis die Durchbruchspannung erreicht wurde und das resultierende SiPM-Signal den Trigger des Oszilloskops auslöste. Die so gemessenen Durchbruchspannungen sind in den Tabellen A.1-A.3 im Anhang auf Seite 67 ff. zu finden. Die Fehler ergeben sich aus der Einstellgenauigkeit der Spannungsquelle von $0,01$ V. Beim Photonique erfolgte der Übergang zwischen verrauschtem und klarem Signal in einem Spannungsbereich, der kleiner als die verwendete Schrittweite von $0,01$ V war. Trägt man nun die Versorgungsspannungen gegen die Temperatur auf, erhält man die Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung (siehe Abbildung 4.5-4.7) $\frac{\partial U_{break}}{\partial T}$ und somit über Gleichung 3.2 die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung.

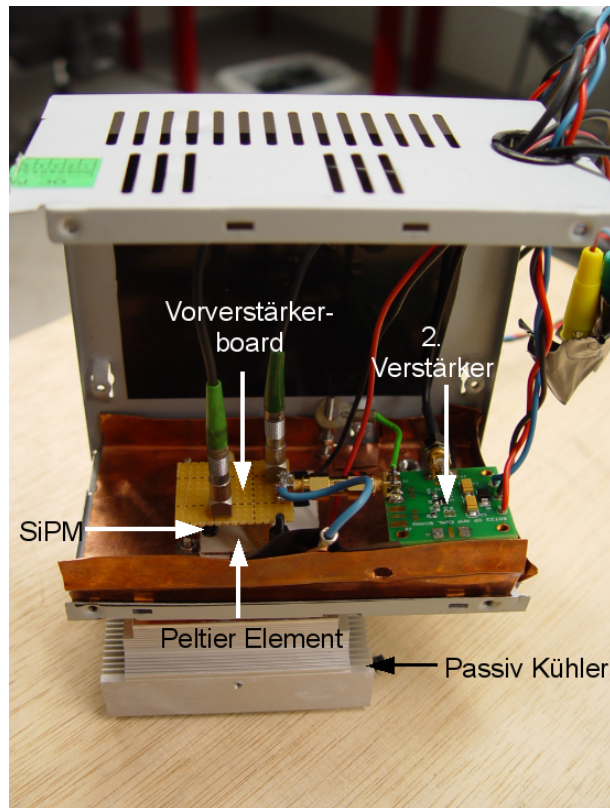


Abbildung 4.3.: Aufbau Durchbruchspannung und Dunkelratenmessung.

Die gemessenen Werte werden gut durch einen linearen Fit beschrieben. Der Fit wurde



Abbildung 4.4.: Schema der Datennahme bei die Messung der Durchbruchspannung.

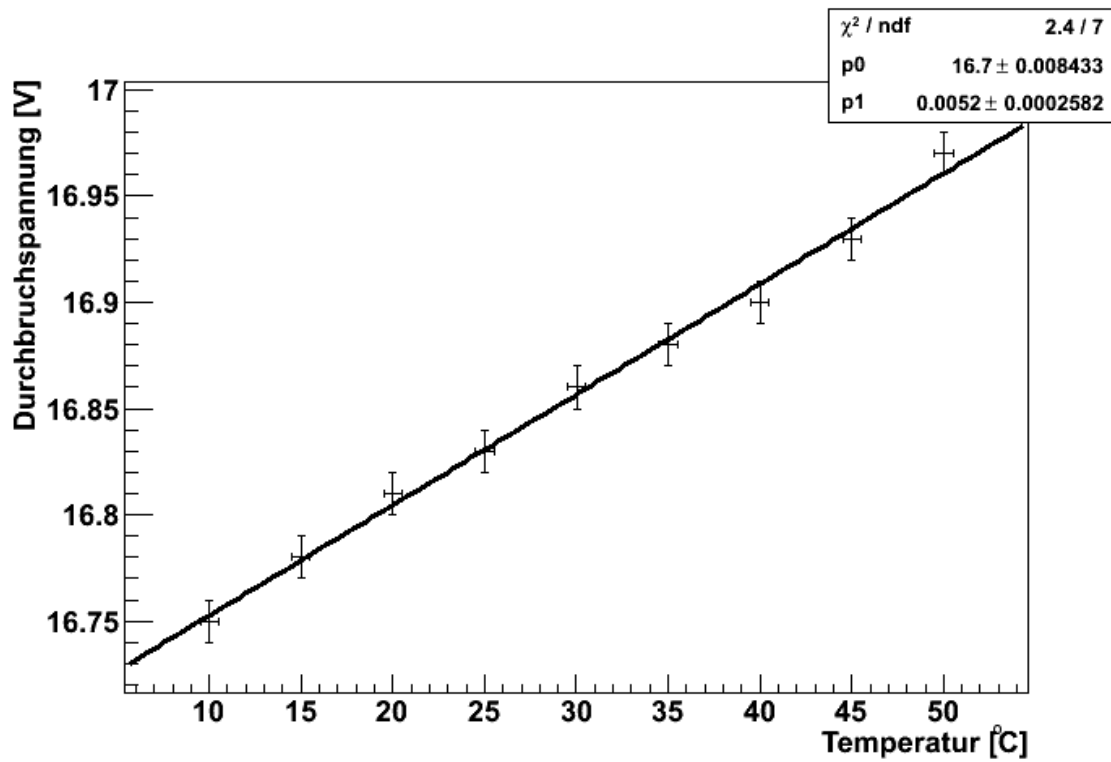


Abbildung 4.5.: Photonique-SiPM: Durchbruchspannung gegen Temperatur mit linearem Fit.

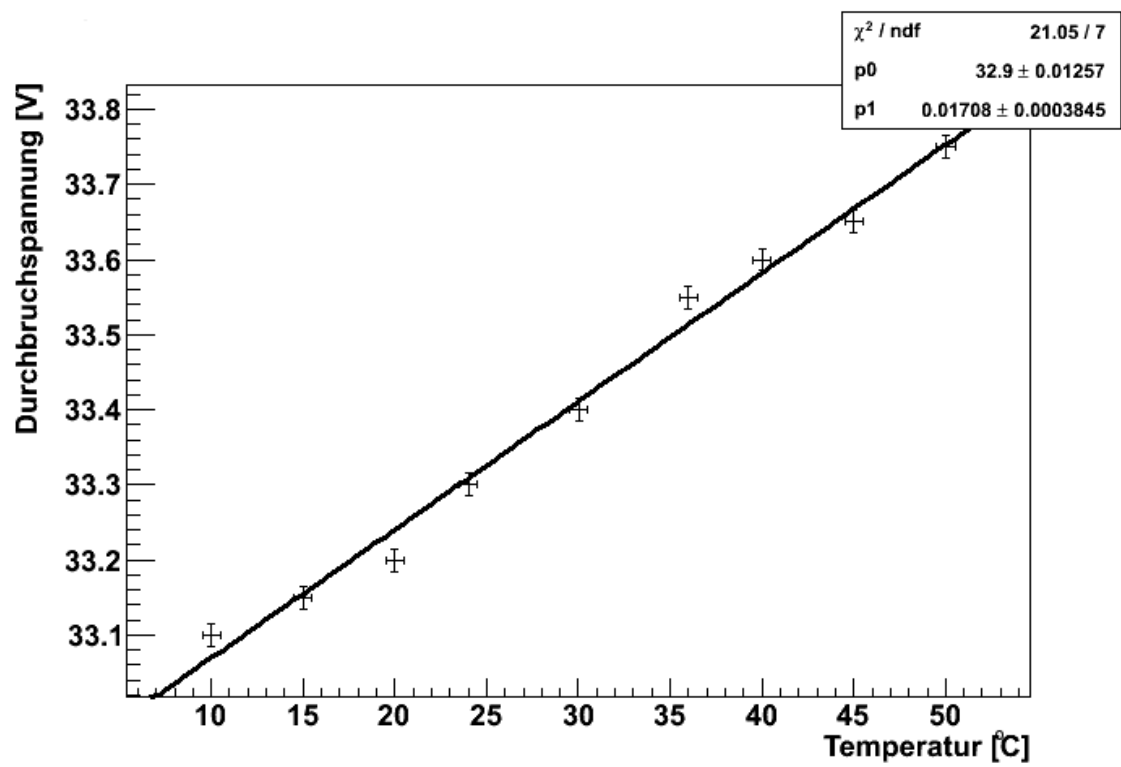


Abbildung 4.6.: Moskau-SiPM: Durchbruchspannung gegen Temperatur mit linearem Fit.

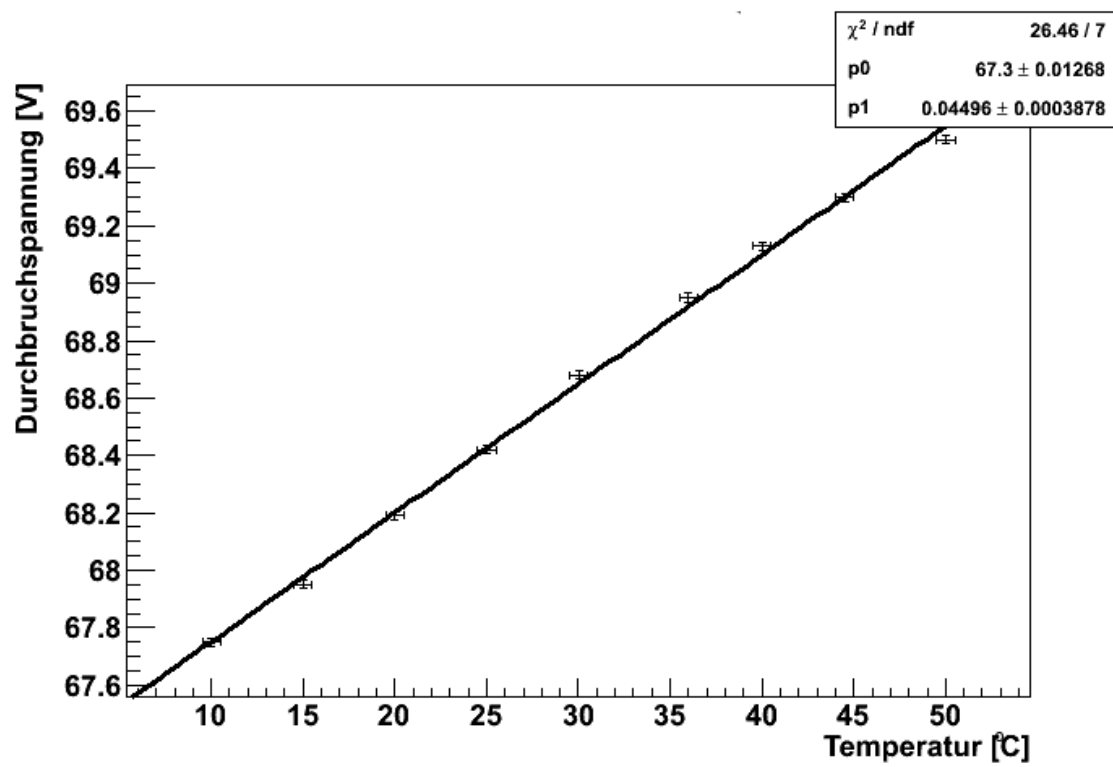


Abbildung 4.7.: Hamamatsu-SiPM: Durchbruchspannung gegen Temperatur mit linearem Fit.

mit Hilfe von root durchgeführt. Root ist eine freie Software, die am CERN entwickelt wird und die man zur Analyse von Messdaten einsetzen kann (siehe [BR97] und [roo10]). Für den Hamamatsu-SiPM ergab sich mit $\frac{\partial U_{break}}{\partial T} = (0,045 \pm 0,001) \frac{V}{C}$ die größte absolute Änderung. Mit einer Änderung der Spannung um 2,5% bei einem Temperaturanstieg von 10°C auf 50°C, hatte dieser SiPM auch die größte relative Änderung. Der Moskau-SiPM lag mit $\frac{\partial U_{break}}{\partial T} = (0,0052 \pm 0,0013) \frac{V}{C}$ und 2,0% relativer Änderung in der Mitte.

Der SiPM von Photonique hatte mit $\frac{\partial U_{break}}{\partial T} = (0,017 \pm 0,001) \frac{V}{C}$ und 1,3% relative Änderung die geringste Abweichung im Bereich von 10°C auf 50°C.

Daraus ist ersichtlich, dass die Temperaturabhängigkeit der einzelnen SiPMs sich stark unterscheidet. So ist die absolute Temperaturabhängigkeit des Hamamatsu-SiPMs um Faktor 8 größer als die des Moskau-SiPMs und die relative Abhängigkeit auch fast doppelt so hoch. Diese Abhängigkeit konnte durch Nachregulieren der Versorgungsspannung kompensiert werden. Dies wird in Abschnitt 4.2.2 gezeigt.

4.2. Temperatur- und Schwellenabhängigkeit der Dunkelrate

Die Dunkelratenmessung wurde mit einem ähnlichem Messaufbau auf zwei unterschiedliche Arten durchgeführt. Bei der einen Dunkelratenmessung wurde die Versorgungsspannung konstant gehalten, um den Einfluss des temperaturbedingten Verstärkungseinbruchs zu untersuchen. Bei der anderen Dunkelratenmessung wurde die Verstärkung konstant gehalten, indem für jede Temperatur eine konstante Überspannung eingestellt wurde. Da die Überspannung die Differenz von Versorgungsspannung und Durchbruchspannung ist und die Durchbruchspannung variiert, musste die Versorgungsspannung für jede Temperatur auf einen konstanten Wert über die Durchbruchspannung eingestellt werden.

4.2.1. Dunkelratenmessung bei konstanter Versorgungsspannung

Die Durchbruchspannung ist temperaturabhängig. Dies führte zu einer schwankenden Verstärkung der SiPMs. Die Abhängigkeit wurde untersucht, indem die Versorgungsspannung konstant gehalten und nur die Temperatur variiert wurde. Eine quantitative Messung wurde nur mit dem Hamamatsu-SiPM durchgeführt. Es ging um ein generelles Verständnis des Einflusses einer variierenden Verstärkung auf die Messung und nicht um einen Vergleich der verschiedenen SiPMs. Bei den Photonique- und Moskau-SiPM wurde untersucht, ob dieser Effekt qualitativ derselbe war.

Der SiPM befand sich bei dieser Messung zusammen mit dem Vorverstärker in einer lichtdichten Holzbox. Abweichend zum vorangegangenen Versuch wurde die Temperatur nicht aktiv reguliert, sondern die natürliche Temperaturschwankung von Tag und Nacht genutzt ($\Delta T \sim 10^\circ C$). Die Messzeit betrug mehrere Tage. Die Temperatur in der Box wurde permanent mit einem digitalem Thermometer gemessen.

Das vorverstärkte SiPM-Signal wurde aus der Box geführt und dort weiter verstärkt und analysiert. Eine weitere Verstärkung des Signals war notwendig, um auch das „Einpixelsignal“, also das Signal, das ein einzelnes Pixel liefert, über die Diskriminatorschwelle von

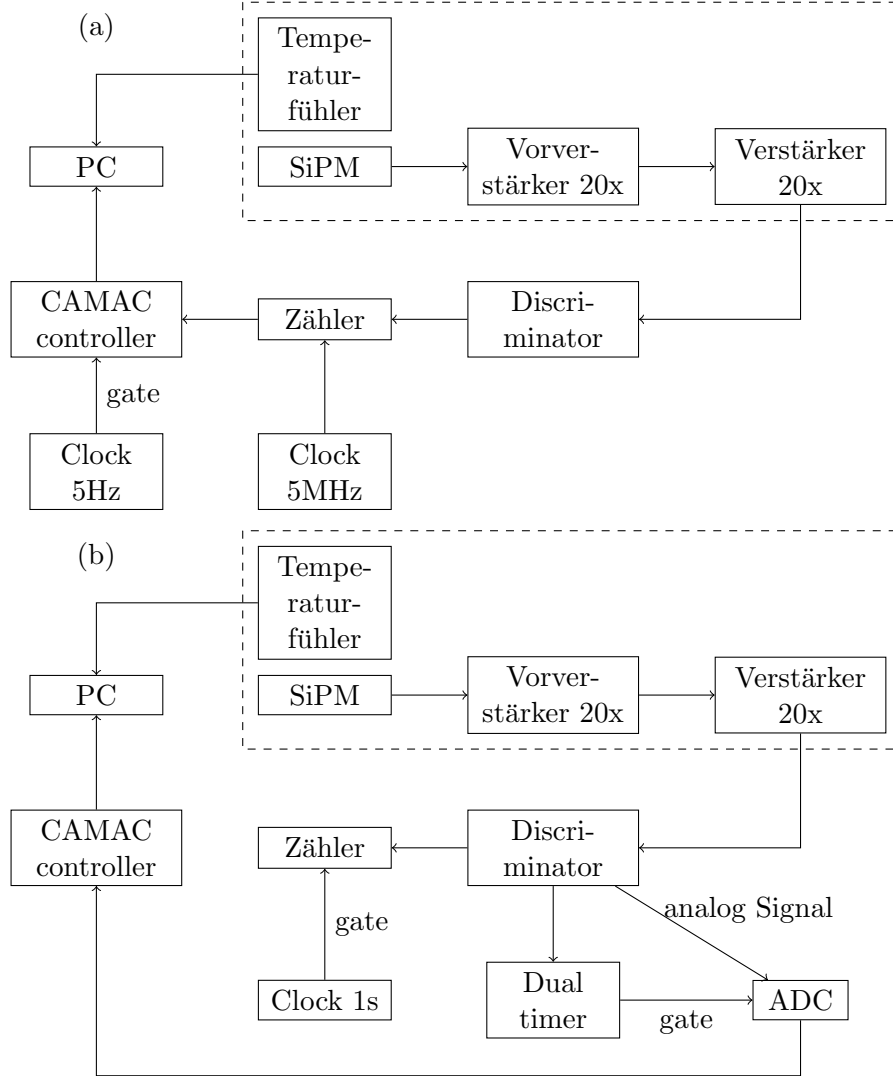


Abbildung 4.8.: Schema Datennahme Dunkelratenmessung bei konstanter Versorgungsspannung. Die Geräte in den gestrichelten Kästen befanden sich innerhalb einer lichtdichten Box. (a) der Zähler wurde automatisch ausgelesen und die Messdaten auf einem PC gespeichert. (b) Die Zählraten wurden manuell von dem Zähler abgelesen und zusätzlich wurde ein ADC-Spektrum der verstärkten SiPM-Signale aufgenommen.

~ 30 mV zu bringen. Dazu wurde ein ORTEC Verstärker mit siebenfacher Verstärkung verwendet. Die Dunkelpulse wurden mit Hilfe eines Zählers gemessen. Dieser zählte die Pulse, deren Spannungen über der eingestellten Diskriminatorschwelle lagen.

Die Untersuchung der Dunkelrate bei konstanter Versorgungsspannung geschah in zwei Schritten. Bei der ersten Messung wurde die Abhängigkeit der Zählrate von der Temperatur aufgenommen. Dazu wurden die Messwerte eines Zähler und eines Thermometers über mehrere Tage automatisch ausgelesen und gespeichert.

Bei der anderen Messung ging es um eine Analyse der Dunkelpulse. Das ADC-Spektrum der SiPM-Signalladungen war hier von Interesse. Die Zählrate konnte parallel von einem digitalen Display am Zähler abgelesen werden. Mit diesem zweiten Messaufbau wurde auch überprüft, ob die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung ein Effekt des Vorverstärkers ist und ob der Photonique- und der Moskau-SiPM qualitativ gleiche Ergebnisse liefern.

Die zwei Datennahmen sind schematisch in Abbildung 4.8 skizziert und wurden wie folgt durchgeführt:

Datenauslese (a) Das verstärkte Signal wurde mit einem Diskriminator analysiert. Die digitalen Pulse des Diskriminators wurden auf einen CAMAC-Zähler (Scaler) gegeben und von diesem gezählt. Des weiteren wurde gleichzeitig ein 5 MHz Signal auf einen zweiten Eingang des Zählers gegeben, so dass man durch Vergleich der beiden Kanäle auf $0,2\mu s$ genau die Messzeit des Zählers bestimmen konnte. Der Zähler wurde über einen CAMAC Controller mit 5 Hz ausgelesen.

Datenauslese (b) Das verstärkte Signal wurde auf einen Diskriminator gegeben. Dieser hatte, neben den digitalen noch einen analogen Ausgang. Das digitale Signal wurde auf einen Zähler gegeben, dessen Zählergebnis man an einer digitalen Anzeige ablesen konnte. Der Zähler wurde im Gatemodus betrieben, das heißt er zählte nur, wenn auf dem Gateeingang eine bestimmte Spannung lag. Das Gatesignal war ein genau 1 Sekunde langes Rechtecksignal von einem CAEN Dual-Timer. Die Messung wurde per Hand gestartet und die Messwerte (Temperatur, Zeit, Anzahl Dunkelpulse) notiert. Das analoge Signal wurde auf einen CAMAC-ADC gegeben. Als Gate wurde das digitale Signal auf einen zweiten Dual Timer gegeben und in Länge und Delay angepasst. Die ADC-Werte wurden über einen Gate Controller ausgelesen und an einen PC geschickt.

Zuerst wurden die Daten mit der Methode (a) ausgelesen. Die Messung lief über drei Tage, in denen die Zählerdaten konstant mit 5 Hz ausgelesen wurden. Die Zählerdaten wurden gespeichert und den dazugehörige Temperatur zuordnen. Die Zählraten wurden mit Hilfe der Zählrate des 5 MHz Signals auf 1Hz normiert und gegen die Temperatur aufgetragen. Wie in Abbildung 4.9 zu sehen ging die Dunkelpulsrate mit steigender Temperatur zurück.

Obwohl bei steigender Temperatur mehr Elektronen-Loch-Paare entstehen und damit auch die Anzahl der Dunkelpulse zunimmt, fiel die Zählrate. Das bedeutet, dass die Verstärkung so stark einbricht, dass die Signale, die von nur einem Pixel herrühren (Ein-pixelsignale), zumindest teilweise, nicht mehr über die Schwelle von 30 mV kommen.

Da der Großteil der Dunkelpulse aus Einpixelsignalen besteht, verlor man durch den Verstärkungsverlust mehr Signale als neue dazu kamen.

Um sicher zu gehen, dass dieser Einbruch der Verstärkung kein Effekt des Vorverstärkers war oder nur ein Merkmal des Hamamatsu-SiPMs, wurde noch eine Messung in einem Kühltank durchgeführt. Dabei wurden nacheinander die drei SiPMs lichtdicht verpackt, in einen Kühltank gelegt und über ein geschirmtes Kabel mit dem Vorverstärker, der sich außerhalb des Kühltanks befand, verbunden. Die Datenauslese entsprach Abbildung 4.8 (b), allerdings ohne ADC. Auch bei diesen Messungen fielen die Zählraten mit steigender Temperatur. Dies bedeutet, dass der Verstärkungsverlust bei steigender Temperatur ein Merkmal der SiPMs ist.

Um das Verhalten der Dunkelpulsrate besser zu verstehen, wurde der Dunkelstrom, der mit dem ADC gemessen wurde, gegen die Temperatur aufgetragen (siehe Abbildung 4.10). Hier kann man deutlich drei Bänder (jeweils mit Nebenband) erkennen und ein viertes

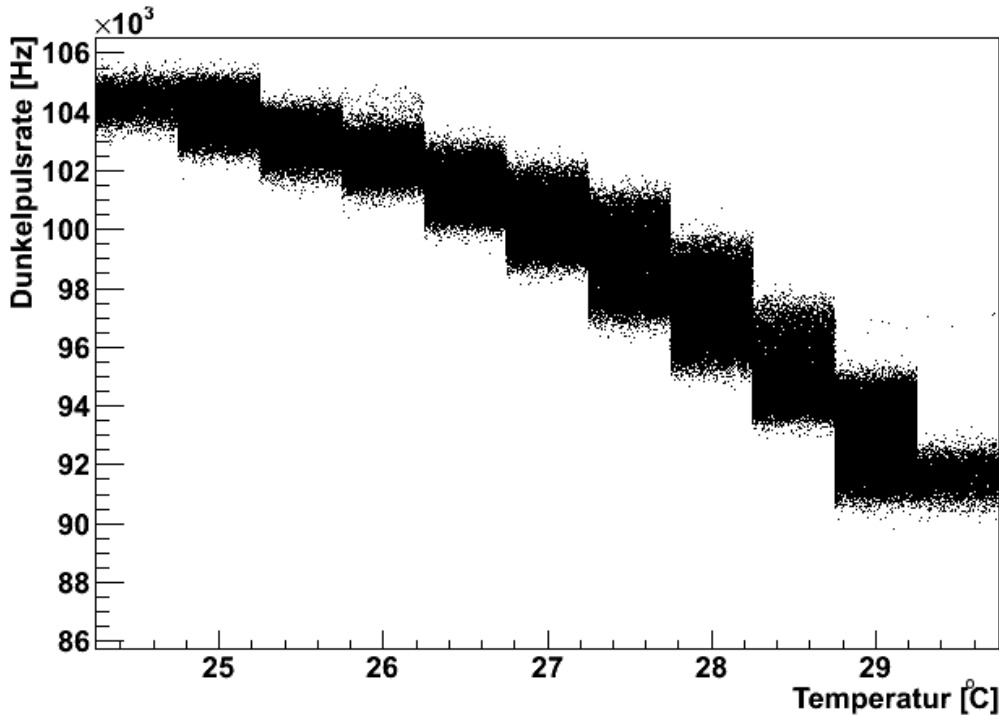


Abbildung 4.9.: Temperaturabhängige Dunkelpulsrate (mit Dunkelpulsen über einer festgelegten Schwelle).

erahnen. Diese Bänder fallen mit steigender Temperatur und rücken gleichzeitig auch näher zusammen. Wenn man sich nun die Projektion auf die y-Achse in Abbildung 4.11 anschaut wird deutlich, woher diese Bänder kommen. Man sieht das typische Fingerspek-

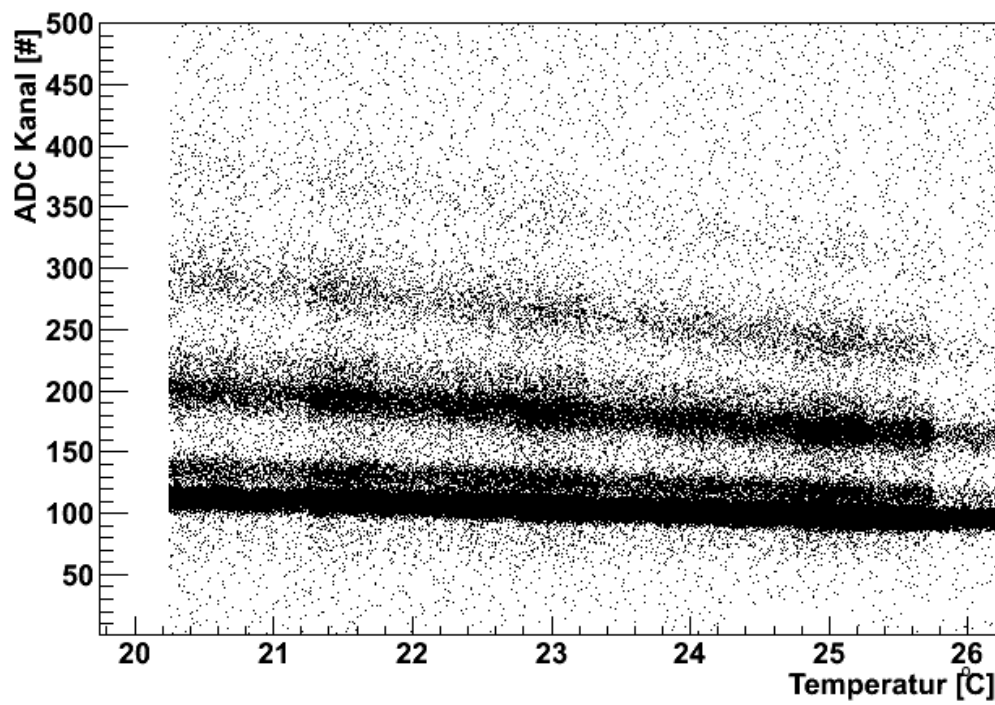


Abbildung 4.10.: Temperaturabhängigkeit des Dunkelstroms.

trum der SiPMs, wobei auf den rechten abfallenden Flanken der Peaks noch ein Nebenpeak auftaucht. Dieser rührt von den Nachpulsen, die innerhalb des Messfensters (Gate) des ADCs von 60 ns entstehen (siehe Abbildung 3.6 auf Seite 28). Da diese Nachpulse entstanden, wenn der SiPM noch nicht die „volle“ Überspannung wieder aufgebaut hatte, ist die Verstärkung noch nicht maximal. Dadurch enthält der Nachpuls nicht so viel Ladung wie der eigentliche Puls und die Summe aus Puls und Nachpuls, welche der ADC bildet, ergibt eine Verteilung mit einem Maximum knapp hinter dem Hauptpuls.

Das Ergebnis, dass die Bänder „zusammenrücken“ ist gleichbedeutend mit der Aus-

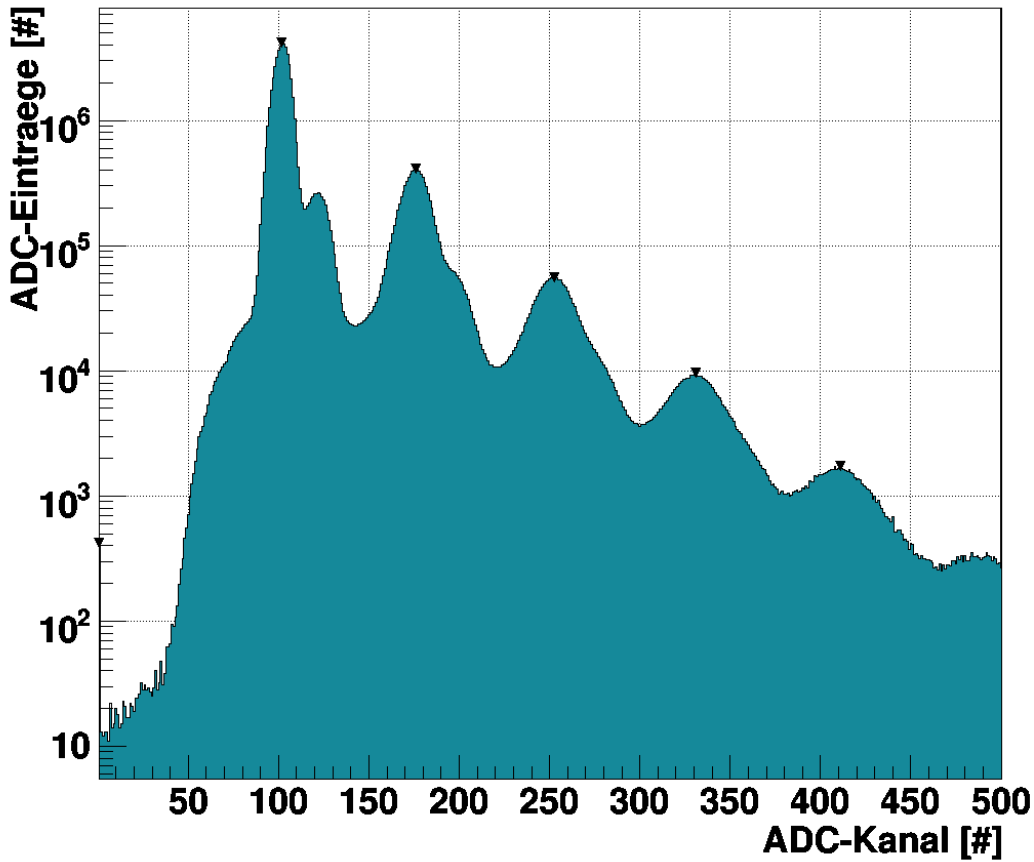


Abbildung 4.11.: Projektion des Dunkelstromspektrums aus Abbildung 4.10 im Temperaturbereich von 23,75°C bis 24,25°C.

sage, dass sich die Peakpositionen und -abstände ändern. Da nach Gleichung 3.3 auf Seite 27 die Verstärkung direkt mit Abstand der Peaks in Zusammenhang steht, wurden diese Abstände mit Hilfe der ADC-Spektren genauer untersucht. Dazu wurden die Dunkelstrom-Spektren in 12 Temperaturbereiche aufgeteilt und für jeden eine Projek-

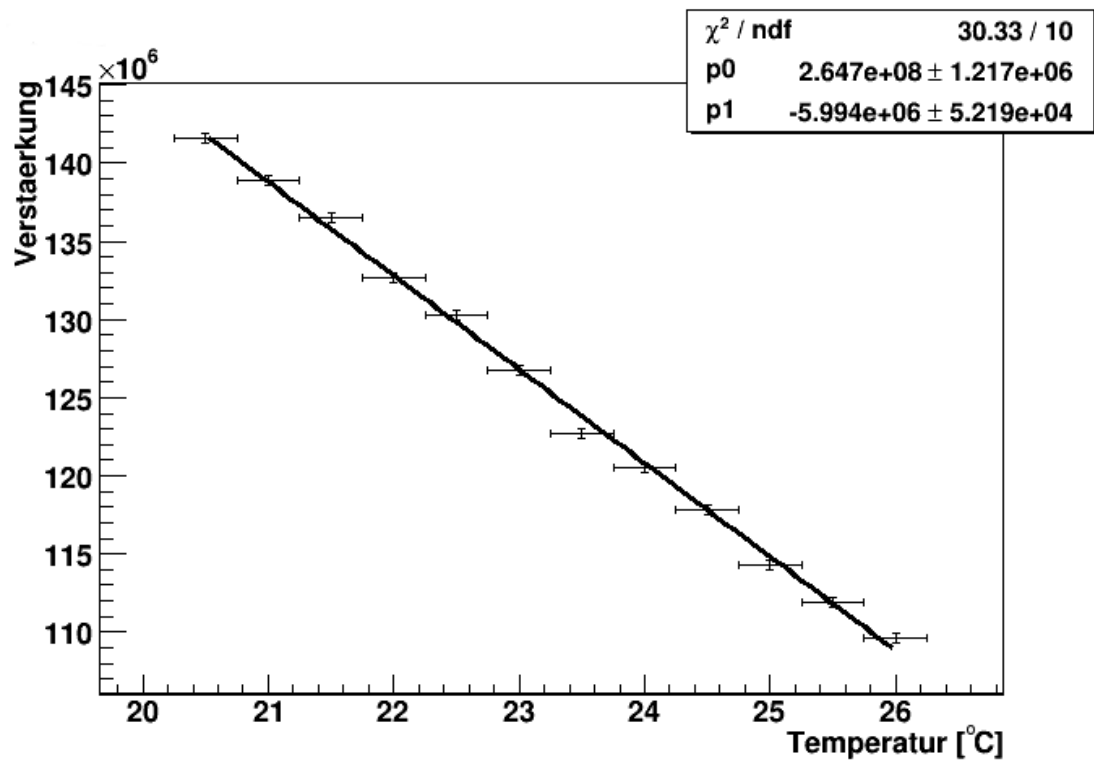


Abbildung 4.12.: Temperaturabhängigkeit der Verstärkung des Hamamatsu-SiPM mit linearem Fit (SiPM-Verstärkung $\times$ Vorverstärkung (20-fach) $\times$ Verstärker (20-fach)).

tion auf die y-Achse vorgenommen. In den so entstandenen ADC-Spektren wurden die Peakpositionen bestimmt und daraus die Peakabstände berechnet. Um die Peakabstände in Coulomb zu erhalten, wurden Kanalnummern in Coulomb umgerechnet (1 Kanal entsprach 0,25 pC). Mit Hilfe der Gleichung 3.3 lässt sich daraus die Verstärkung berechnen. Um aus dieser Gesamtverstärkung die Verstärkung des SiPMs zu bekommen, muss man die Werte noch durch die Verstärkung der beiden Verstärker teilen ($20 \times 20 = 400$). Wie in Abbildung 4.12 zu sehen ist, fällt die Verstärkung mit steigender Temperatur. Die Ausgleichsgerade hat eine Steigung von $(-5,994 \cdot 10^6 \pm 5,219 \cdot 10^4) \frac{1}{^\circ\text{C}}$. Dies bedeutet beispielsweise, dass bei einer Temperaturerhöhung von 20°C auf 21°C die Verstärkung um ca. 4,3% abnimmt. Das führte dazu, dass Signale bei der Temperaturerhöhung teilweise nicht mehr stark genug verstärkt werden konnten, um über die Diskriminatorschwelle zu kommen. Dies zeigt, dass es unerlässlich ist, die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung zu kompensieren.

4.2.2. Dunkelratenmessung bei konstanter Verstärkung

Bei dieser Messung wurden für die drei SiPMs die Schwellenabhängigkeit der Dunkelrate bei verschiedenen Temperaturen untersucht und verglichen. Damit alle Dunkelpulse bei jeder Temperatur über die Diskriminatorschwelle kamen, wurde das Signal 40-fach verstärkt und mit Hilfe der Ergebnisse der Durchbruchspannungsmessung (Abschnitt 4.1) die Überspannung und somit die Verstärkung konstant gehalten. Um eine konstante Überspannung zu ermöglichen, wurde die Versorgungsspannung immer auf einen konstanten Betrag über der gemessenen Durchbruchspannung eingestellt. Bei dem Hamamatsu SiPM waren dies genau 1 V, bei dem Photonique- und Moskau-SiPM 2 V. Diese Beträge entsprechen etwa der Differenz aus der vom Hersteller empfohlenen Versorgungsspannung (bei einer bestimmten Temperatur) und der gemessenen Durchbruchspannung bei dieser Temperatur.

Für diese Messung der Dunkelrate wurde derselbe Aufbau wie bei der Durchbruchspannungsmessung benutzt (siehe Abbildung 4.3). Die Datennahme ist in Abbildung 4.13 skizziert.

Das verstärkte analoge Signal wurde durch einen aktiven analogen Signalsplitter (Fan-Out) aufgeteilt. Zum einen wurde die Ladung des Signals in einem Analog-Digital-Wandler (ADC) gemessen. Dies diente hauptsächlich zur Überprüfung, ob die Verstärkung bei der Messung verschiedener Temperaturen tatsächlich konstant blieb. Zum anderen wurde das Signal zu einem Diskriminator mit einstellbarer Schwelle geleitet. Das logische Ausgangssignal des Diskriminators wurde dazu genutzt, das Integrationsfenster für den ADC vorzugeben. Dazu wurde das Diskriminatorsignal in einem Dual-timer, einem elektronischen Bauteil, mit welchem man die Länge und Verzögerung eines logischen Signales ändern kann, an die Länge des Analogsignals angepasst. So wurde sichergestellt, dass das gesamte Signal im Zeitfenster (Gate) des ADCs lag. Außerdem diente der Dual-timer dazu, nur dann Signale weiterzuleiten, wenn der ADC das vorherige Signal verarbeitet hatte und es ausgelesen worden war. Dies war nötig, da der ADC länger brauchte ein Signal zu verarbeiten, als es der Abstand zwischen zwei Signalen war.

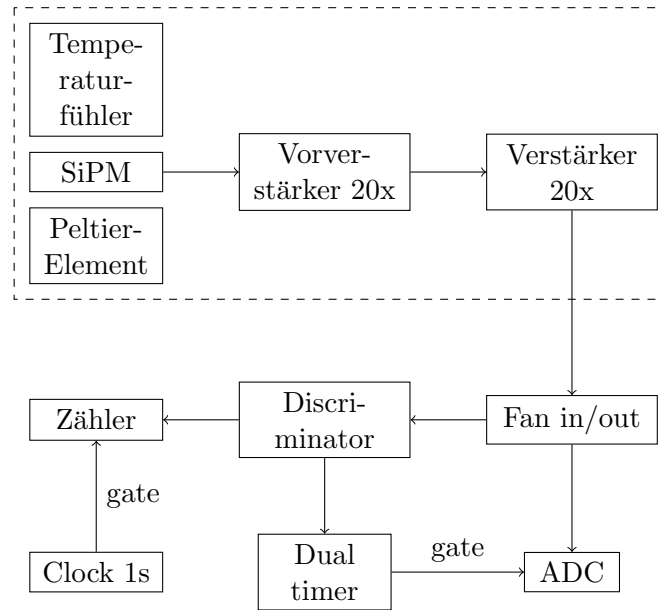


Abbildung 4.13.: Schema Datennahme Dunkelrate.

Um die Dunkelrate zu bestimmen, wurde das logische Signal des Diskriminators auf einen Zähler gegeben, der jedes logische NIM-Signal zählte. Damit die Dunkelrate direkt in Hertz (Hz) abgelesen werden konnte, wurde mit Hilfe eines logischen Signals ein eine Sekunde langes Zeitfenster am Zähler eingestellt.

Die Messung lief so ab, dass die Temperatur mit Hilfe des Peltier-Elementes eingestellt wurde. Fünf Minuten nachdem die gewünschte Temperatur erreicht war, wurden dann die ersten Messwerte mit folgendem Ablauf aufgenommen. Zunächst wurde die Diskriminatorschwelle eingestellt, dann wurde dreimal die Signalarate gemessen und über diese Werte gemittelt.

Für jeden SiPM wurde die schwellenabhängige Dunkelrate bei 10°C, 20°C, 30°C und 40°C gemessen. Die Temperatur wurde dabei wieder mit einem Multimeter über einen Thermowiderstand auf 0,5°C genau gemessen und permanent überwacht.

Die Messergebnisse sind in Abbildung 4.14 bis 4.16 zu sehen. Jede der vier farbigen Messpunkt-reihen in einem Diagramm steht für eine Messung bei der am Rand vermerkten Temperatur. Da der Betrag der Dunkelrate sich über einen Bereich von 7 Größenordnungen erstreckt, wurden die Werte halblogarithmisch gegeneinander aufgetragen. Des weiteren sind die Werte über verschieden große Abszissenbereiche verteilt. Die Abszisse der Photoniquemessung erstreckt sich über den halben Bereich der von Hamamatsu; die des Moskau-SiPMs ist noch einmal deutlich kleiner.

Alle Messkurven weisen einen Stufenverlauf auf. Wenn man sich das Fingerspektrum der SiPMs in Abbildung 3.5 ansieht, wird dieser Verlauf klar. Solange die Schwelle unter dem

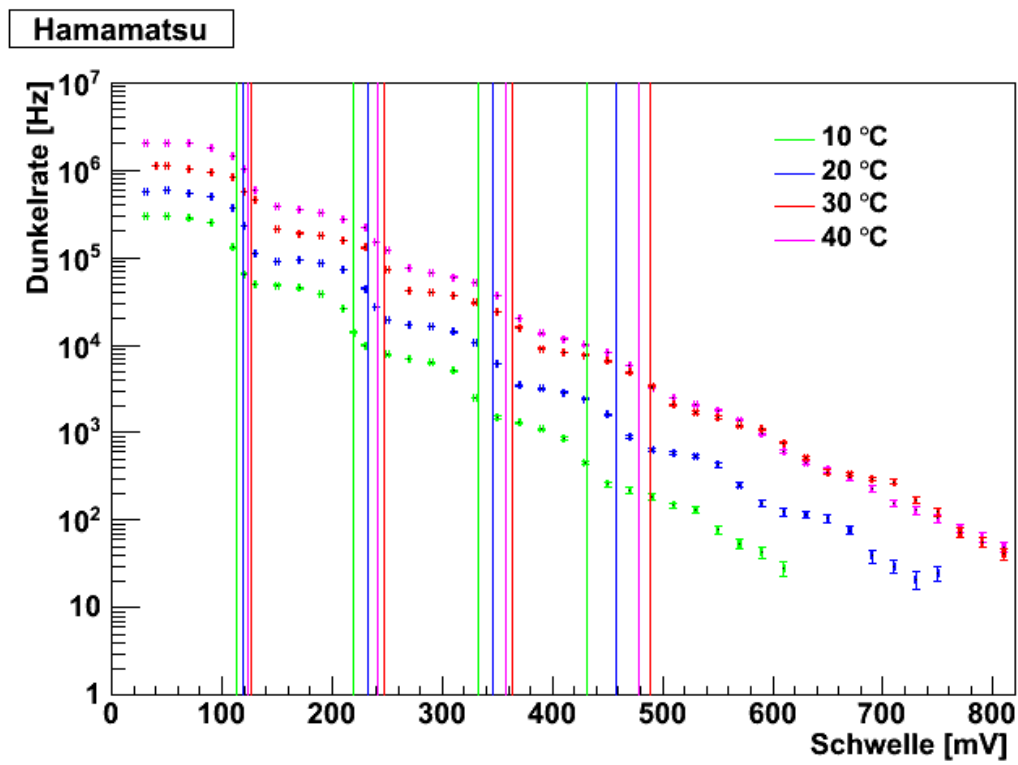


Abbildung 4.14.: Schwellen- und temperaturabhängige Dunkelrate Hamamatsu-SiPM.

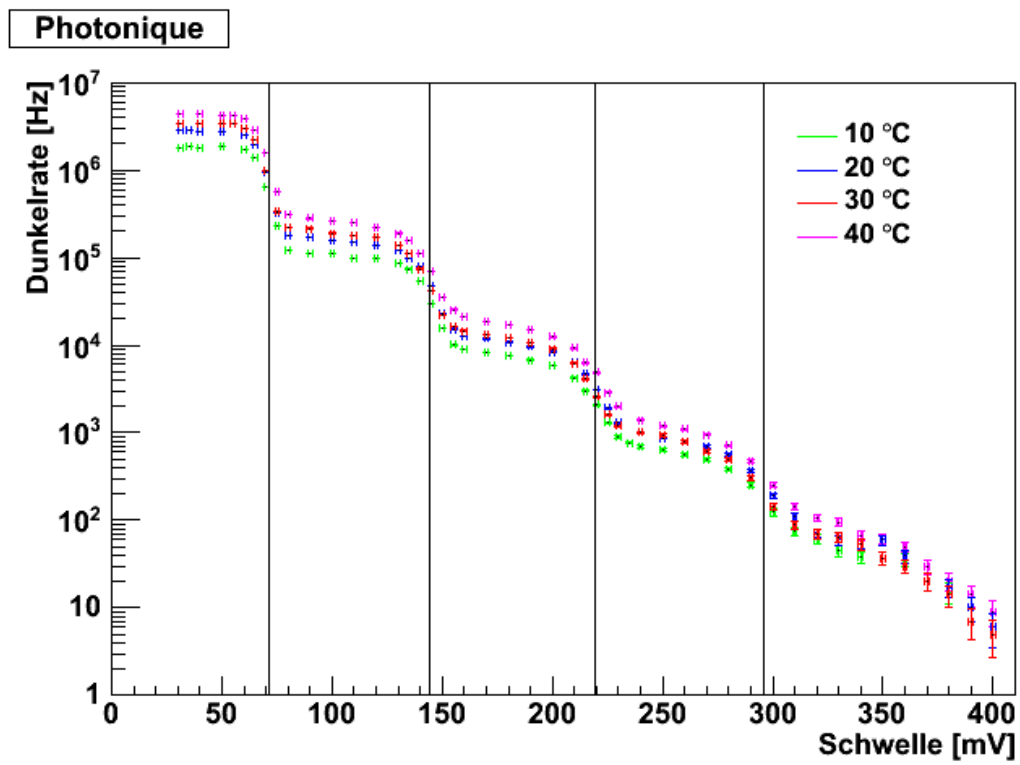


Abbildung 4.15.: Schwellen- und temperaturabhängige Dunkelrate Photonique-SiPM.

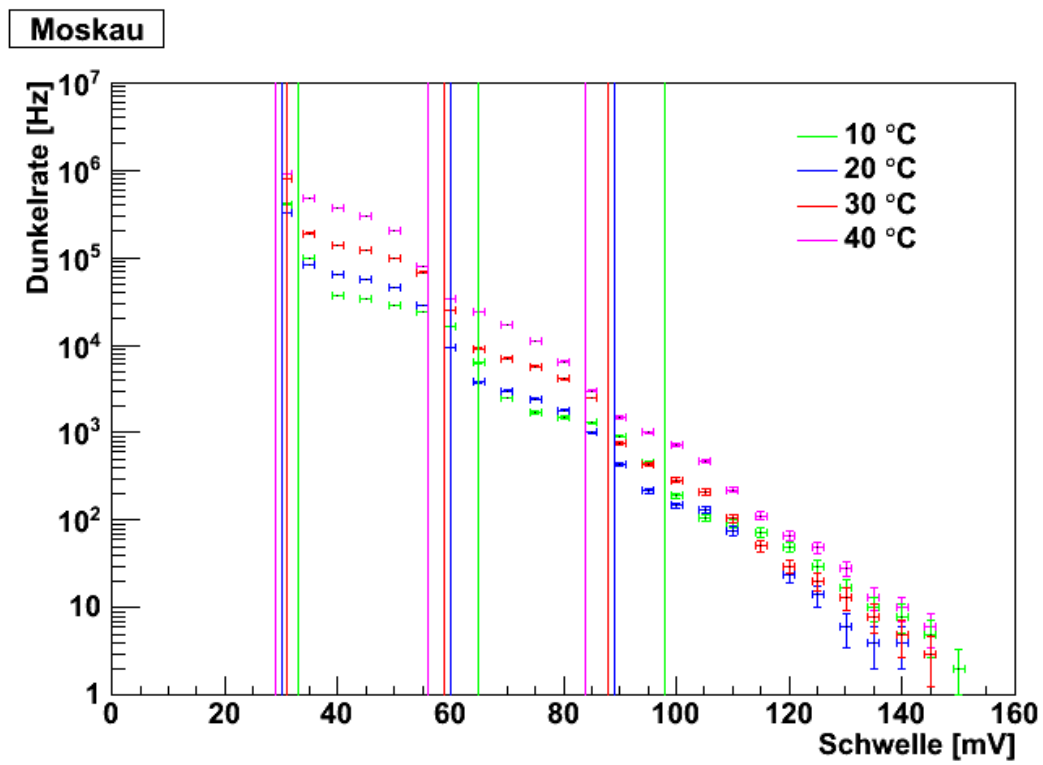


Abbildung 4.16.: Schwellen- und temperaturabhängige Dunkelrate Moskau-SiPM.

ersten Peak (Finger) ist, werden alle Dunkelpulse gezählt. Da der Hauptteil der Pulse in den Peaks liegt, verringerte sich die Rate der Pulse auch kaum, wenn die Schwelle erhöht wurde, solange nicht der erste Peak „angeschnitten“ wurde. Es bildet sich ein Plateau aus. Sobald aber die Schwelle in einen Peak schneidet, fällt die Rate stark ab. Die Linien in den Graphen markieren die Punkte, an denen die Peaks in etwa lagen. Sie sind per Hand in die Mitte der abfallenden Flanken gesetzt worden (der Farbcode dieser Linien ist derselbe wie bei den Messwerten). Da das n -te Plateau die Rate angibt, wenn n oder mehr Pixel gefeuert haben, und das Signal eines Pixel durch nur ein Photon ausgelöst werden kann, wird dieses auch mit n -Photonenäquivalent (n -p.e.) bezeichnet. Eine Schwelle, die hinter den n -ten Peak gesetzt wird, nennt man $n,5$ p.e. Schwelle. Meist wird die Dunkelrate in Abhängigkeit dieser Schwelle angegeben. Zum Beispiel bedeutet das 0,5 p.e. Rauschen, das die Schwelle vor den ersten Peak gelegt wurde und somit auch das Einpixelrauschen mitgezählt wird.

Bei der Messkurve des Hamamatsu-SiPM erkennt man, dass die Positionen der Peaks bei den verschiedenen Temperaturen differieren. Außerdem nimmt der Abstand zwischen ihnen mit steigender Peaknummer zu. Da die Abstände der Peaks proportional zur Verstärkung sind, bedeutet dies, dass die temperaturbedingte Kompensation der Verstärkung nicht vollständig funktioniert hat. Dasselbe ist beim Moskau-SiPM zu beobachten. Hier sieht man auch, dass die Messpunkte nicht zuerst ein Plateau beschreiben, sondern direkt abfallen. Dies hängt damit zusammen, dass die Verstärkung nicht groß genug war, die niedrigen Pulse des Moskau-SiPMs, wenn nur ein (oder zwei) Pixel zum Signal beigetragen hatten, über die 30 mV Diskriminatorschwelle zu bringen. Beim Photonique-SiPM (siehe Abbildung 4.15) hat die Kompensation funktioniert.

Es zeigt sich, dass bei allen SiPMs die Messpunkte der niedrigeren Temperaturen im linken Bereich der Graphen deutlich unter denen der höheren Temperaturen liegen. Dies war auch zu erwarten, da mit steigender Temperatur die Wahrscheinlichkeit von thermisch erzeugten Elektron-Loch-Paaren exponentiell zunimmt. Dass die Kurven sich bei höheren Schwellen teilweise berühren oder sogar kreuzen liegt zum einen an der dort niedrigeren Statistik (siehe Fehlerbalken) und zum anderen ist dies der teilweise nicht geglückten Kompensation (oder Überkompensation) der Verstärkung geschuldet.

Die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung konnte durch Einstellen einer konstanten Überspannung im Prinzip kompensiert werden. Allerdings funktionierte dies nicht immer zuverlässig. Einzig bei dem Photonique-SiPM funktionierte es zufriedenstellend. Da die Messungen aller SiPMs mit Photonique-Vorverstärkern, die für Photonique-SiPMs ausgelegt sind, durchgeführt wurden, kann man nicht ausschließen, dass dies ein Grund ist weswegen die Anpassung beim Photonique-SiPM so gut funktioniert hatte.

Aus dem Verlauf der Dunkelrate des Photonique-SiPMs erkennt man, dass man eine 5,5 p.e. Schwelle setzen kann, so dass die Dunkelrate des SiPMs temperaturunabhängig nur noch einige wenige Hz beträgt. Beim Hamamatsu ist bei Zimmertemperatur die Rate beim 7 p.e. Plateau, trotz geringerer Anzahl Pixeln, noch über 10 Hz. Beim Moskau-SiPM ist die Rate auch beim 6 p.e. Plateau ~ 0 Hz.

Wenn man dies mit der Anzahl der Pixel, die die einzelnen SiPMs haben, in Relation setzt, wird deutlich, dass der Photonique- und Moskau-SiPM deutlich weniger rauschen

als der Hamamatsu-SiPM. Beim Hamatsu waren es ca. 7% der Pixel, die gleichzeitig mit einer Rate von über 10 Hz rauschten, beim Photonique waren es ca. 1% und beim Moskauer nur ca. 0,4%.

Der Photonique SiPM zeigte mit dem Moskauer SiPM ein deutlich besseres Rauschverhalten. Sie scheinen weniger Übersprecher (crosstalk) zuzulassen als der Hamamatsu-SiPM. Die Schwellen sollten beim Photonique- und Moskau-SiPM niedriger und einfacher einstellbar sein, da die Dunkelrate schneller gegen 0 Hz geht.

4.3. Effizienzmessung

In diesem abschließenden Versuchsteil werden die Effizienz der Lichtdetektion der SiPMs sowie die Effizienz der Lichtauskopplung über einen Wellenlängenschieber aus einem Szintillator ermittelt. Wie in Abbildung 4.17 und 4.18 skizziert wurde dazu das Licht, welches

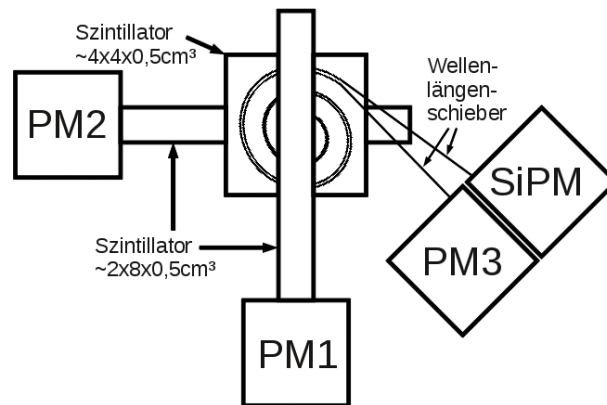


Abbildung 4.17.: Aufbau Effizienzmessung mit kosmischer Strahlung.

ein Teilchen im Szintillator erzeugt hatte, mit Hilfe von Wellenlängenschiebern aus dem Szintillator gekoppelt und auf die sensitive Fläche von dem zu untersuchendem SiPM und zum Vergleich auch noch auf einem Photomultiplier (PM3) mit bekannter Effizienz geleitet. Um festzustellen, dass ein Teilchen den Szintillator durchquert hat, wurde auf eine Koinzidenzschaltung zurückgegriffen. Hierzu befanden sich zwei Photomultiplier (PM1 und PM2) verbunden mit szintillierenden Fasern kurz ober- und unterhalb des Szintillatormaterials. Konnten Teilchen zeitgleich über und unter dem Szintillator registriert werden, mussten die Teilchen auch durch den Szintillator gegangen sein. Aus dem Verhältnis der Koinzidenzen und der Anzahl der Signale, die auch der SiPM zeitgleich detektiert hat, erhält man die Effizienz des Systems: Szintillator, Wellenlängenschieber und Detektor. Die Effizienz des SiPMs bestimmt man über den Vergleich wie häufig der SiPM, wenn der PM ein Signal geliefert hatte, zeitgleich etwas detektiert hat.

Bei diesem Versuch war es wichtig, die Diskriminatorschwellen aller Detektoren so einzustellen, dass das Rauschen unterdrückt wurde und so keine „unechten“ Koinzidenzen

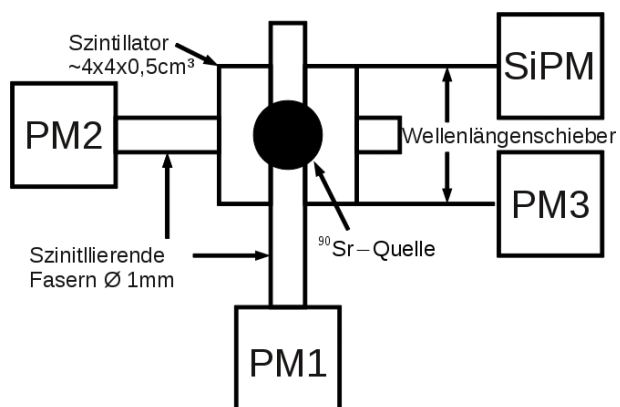


Abbildung 4.18.: Aufbau Effizienzmessung mit ^{90}Sr -Quelle.

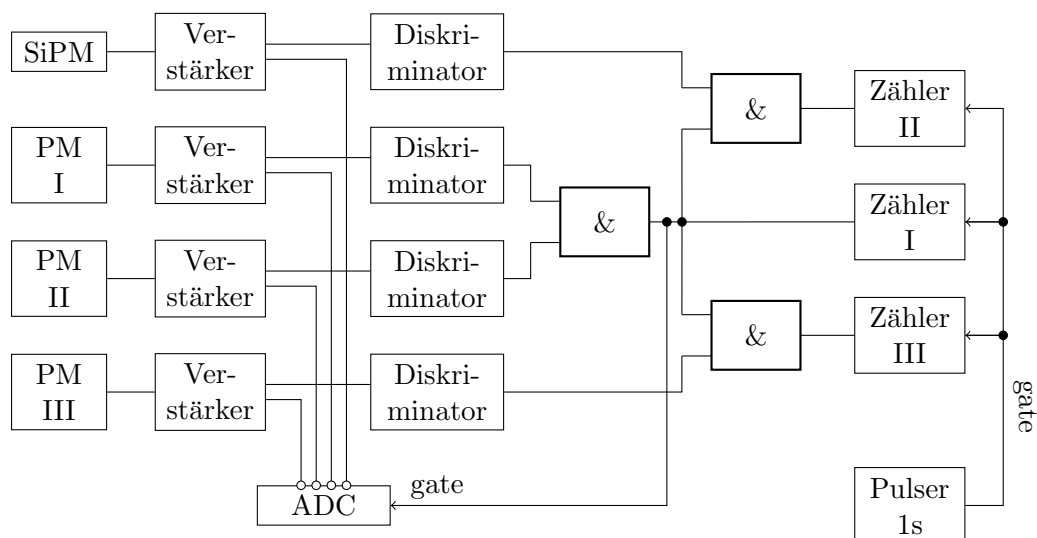


Abbildung 4.19.: Schema Datennahme Effizienzmessung.

entstanden. Bei dem SiPM musste außerdem darauf geachtet werden, dass die Schwelle nicht zu hoch war, damit möglichst wenig tatsächliche Signale weggeschnitten wurden. Für die Messungen gab es zwei verschiedenen Aufbauten (vergleiche Abbildung 4.17 und 4.18). Als Quelle dienten der Betastrahler Strontium 90 und kosmische, minimalionisierende Teilchen. Der wesentliche Unterschied der beiden Aufbauten lag in den verwendeten Szintillatoren. Bei beiden Aufbauten gab es einen mittleren Szintillator, dessen Licht über Wellenlängenschieber auf die sensitive Detektorfläche von dem zu untersuchenden SiPM und einem weiteren Photomultiplier gebracht wurde. Über und unter dem Szintillator befanden sich zwei ca. $2 \times 0,5 \times 10 \text{ cm}^3$ große Plastikszintillatoren, bzw. $\varnothing 1 \text{ mm}^2$ szintillierende Fasern, an die jeweils ein Photomultiplier gekoppelt war. Wie in Abbildung 4.19 zu sehen, wurde gezählt, wie häufig eine Koinzidenz zwischen dem oberen und dem unteren Detektor stattgefunden hatte und parallel, wie häufig in diesem Fall der SiPM und der mittlere PM etwas detektiert hatte. Um einem eventuellen Effizienzunterschied bei der Auskopplung des Lichtes durch die Wellenlängenschieber Rechnung zu tragen, wurden immer zwei Messungen vorgenommen, so dass jeder Detektor abwechselnd an jedem Wellenlängenschieber hing. Um optische Übersprecher (crosstalk) zu verhindern, wurden die Szintillatoren mit lichtdichtem schwarzem Klebeband umwickelt und noch sichtbare Detektorflächen abgeklebt.

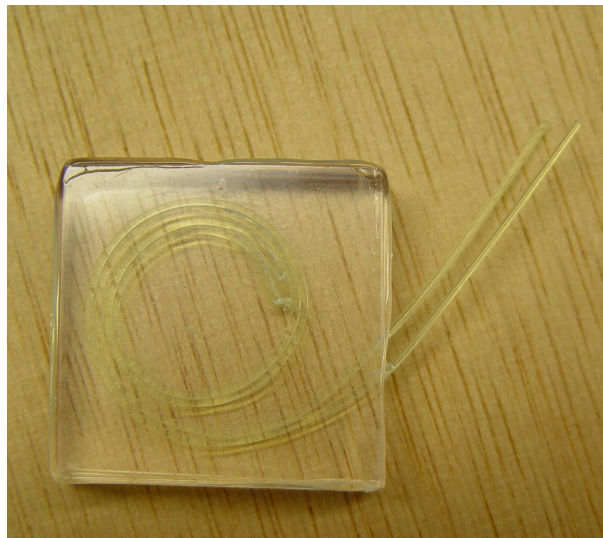


Abbildung 4.20.: Plastikszintillator mit Lichtauskopplung über spiralförmige Wellenlängenschieber.

Zum Abgleich der Signallaufzeiten am Eingang der Koinzidenzeinheit (UND) wurde ein LED-Pulser benutzt, der einen periodischen Lichtpuls auf die Detektoren gab. Mit Hilfe von Delaykabeln wurden so die Diskriminatorsignale zeitlich eingestellt.

Bei der Messung mit einer ^{90}Sr -Quelle und einem $4 \times 4 \times 0,5 \text{ cm}^3$ großen, in der Mitte

liegenden, Plastiksintillator, zeigte sich, dass man eine Effizienz von ca. 0% für dieses Detektorsystem bekam. Dies lag zum einen daran, dass die Elektronen, die zu einer Koinkidenz beigetragen hatten, genug Licht im oberen und im unteren Szintillator für ein Signal erzeugen mussten, und so nur wenig Energie (und somit wenig Licht) im mittleren Szintillator deponiert haben. Außerdem wurde über die ca. 10 cm langen Wellenlängenschieber (Bicron BCF 92, $\varnothing 1 \text{ mm}^2$) zu wenig Licht aus dem Szintillator auf die sensitive Fläche der Detektoren gebracht. Die Wellenlängenschieber wurden mit Sekundenkleber in eine 1 mm breite und 1 mm tiefe Nut geklebt, die mittig an gegenüberliegenden Seiten des Szintillators gefräst worden waren. Die Detektoren wurden an die Wellenlängenschieber optisch gekoppelt, indem sie mit einer Feder leicht gegen die Enden der Wellenlängenschieber gedrückt wurden.

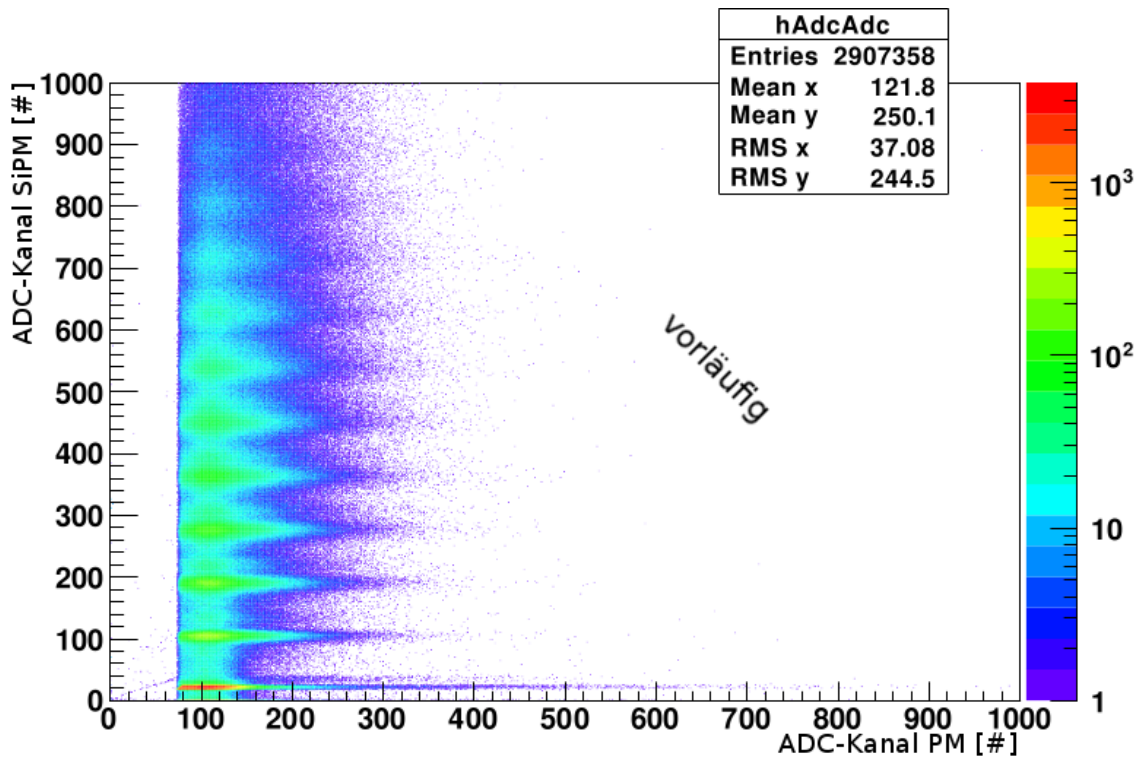


Abbildung 4.21.: Vorläufiges Ergebnis einer Effizienzmessung mit SiPM und PM. Beide Detektoren waren über Wellenlängenschieber an einen Szintillator gekoppelt, der mit Elektronen aus einer ^{90}Sr -Quelle bestrahlt wurde. Getriggert wurde auf den PM. Der ADC-Kanal des SiPMs ist gegen den ADC-Kanal des PMs aufgetragen.

Der zweite Szintillator (siehe Abbildung 4.20) bestand aus zwei Szintillatorplättchen zwischen die zwei spiralförmige Wellenlängenschieber mit Hilfe von optischem Zement geklebt

wurden. Das Verkleben mit optischem Zement wurde per Hand vorgenommen. Dabei bildeten sich um die Wellenlängenschieber kleine Bläschen die teilweise nicht zu beseitigen waren und die Effizienz des Systems verringerten, da dadurch weniger Licht aus dem Szintillator in den Wellenlängenschieber gekoppelt wurde. Dies wirkte sich negativ auf die Effizienz aus. Auch die Messung mit diesem Szintillator zeigte eine sehr niedrigen Effizienz des Systems, da nur wenig Licht auf die Detektoren gebracht werden konnte. In Abbildung 4.21 ist dies gut zu erkennen. Als Quelle wurde hier wiederum ^{90}Sr verwendet und das ADC-Spektrum von SiPM und PM3 aufgenommen. Fast alle Ereignisse liegen in den ADC-Kanälen 80-120 des Photomultipliers und beim SiPM haben größtenteils nur weniger als 10 seiner 100 Pixel gleichzeitig gefeuert.

4.4. Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

Die Versuchsreihen führen zu folgenden wesentlichen Resultaten bezüglich der SiPMs:

- Die Durchbruchspannung bei SiPMs ist temperaturabhängig.
- Die Dunkelrate ist ebenfalls stark temperaturabhängig.
- Die Effizienzmessungen scheiterten aufgrund der zu geringen Lichtauskopplung aus den Szintillatoren.

Die Messung der Durchbruchspannung hat ergeben, dass sie nicht temperaturstabil ist. Sie erhöht sich mit steigender Temperatur, was dazu führt, dass bei konstant bleibender Versorgungsspannung die Überspannung abnimmt. Für einen besseren Vergleich werden die im vorherigen Abschnitt gewonnen Messgrößen (vergleiche hierzu Abbildung 4.5–4.7 und 4.14–4.16) in Tabelle 4.2 aufgelistet. Beispielhaft für die SiPMs betrachten wir

	Hamamatsu	Photonique	Moskau
$\frac{\partial U_{break}}{\partial T} \left(\frac{1}{^\circ\text{C}} \right)$	$0,045 \pm 0,001$	$0,017 \pm 0,001$	$0,0052 \pm 0,0013$
rel. $\frac{\partial U_{break}}{\partial T}$ (%)	$\sim 2,5$	$\sim 2,0$	$\sim 1,3$
maximale Dunkelrate 0,5 p.e. (kHz)	575	2820	k.A.
max. Anzahl über 10 Hz synchron feuender Pixel / Anzahl Pixel (%)	~ 7	~ 1	$\sim 0,4$

Tabelle 4.2.: Zusammenfassung der Messergebnisse.

den Hamamatsu-SiPM. Dessen Durchbruchspannungserhöhung durch die Temperaturdifferenz von 20°C auf 25°C von ca. 0,3% (von 68,2 V auf 69,4 V) bewirkt einen Abfall der Verstärkung von etwa 21%. Dies macht eine Kompensation unbedingt nötig, da sonst

echte Signale, die über der Rauschschwelle liegen, bei einer Temperaturerhöhung plötzlich nicht mehr über die feste Diskriminatorschwelle kommen und verloren gehen. Es zeigt sich außerdem, dass für die Versorgungsspannung der SiPMs eine Spannungsquelle erforderlich ist, die eine vom SiPM abhängige Spannungsschwankung nicht übersteigt. Kompensieren kann man die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung durch eine temperaturabhängige Schwelle oder eine Anpassung der Verstärkung durch Einstellen einer konstanten Überspannung, d.h. durch temperaturabhängige Nachregulierung der Versorgungsspannung. Dass dies möglich ist, geht aus Abbildung 4.15 hervor. Hingegen zeigt Abbildung 4.14, dass diese Kompensation nicht immer erfolgreich ist.

Des Weiteren wurde gezeigt, dass die Dunkelrate generell stark temperaturabhängig ist. Für den Photonique-SiPM ergibt sich, dass eine Schwelle von 5,5 p.e., im gemessenen Temperaturbereich ausreicht, um die Dunkelrate auf unter 10 Hz zu drücken. Die Bewertung des Hamamatsu-SiPM ist schwierig, da die Verstärkung nicht konstant war. Festhalten lässt sich, dass bei ihm, obwohl er weniger als 1/5 der Pixel des Photonique hat, die Schwelle auf mindestens 6,5 p.e. zu setzen ist. Mit steigender Temperatur muss diese erhöht werden, um bei einer Dunkelrate von unter 10 Hz zu bleiben. Bei dem Moskau-SiPM war die Verstärkung leider zu gering, als dass diese Messung verwertbare Ergebnisse hätte liefern können.

Die Effizienzmessung scheiterte daran, dass nicht genug Licht aus den Szintillatoren auf die Detektoren gebracht werden konnte. Auch der neue Ansatz, die Lichtauskopplung über spiralförmige Wellenlängenschieber am Szintillator stattfinden zu lassen, führte nicht zum Erfolg. Das ausgekoppelte Licht reichte nicht aus, um eine aussagekräftige Effizienzmessung der Detektoren durchzuführen.

Der Photonique-SiPM erscheint nach allem der ausgereifteste der drei SiPMs zu sein. Eine Kompensation der Verstärkungsänderung war bei ihm problemlos möglich. Hierbei ist allerdings darauf hinzuweisen, dass die Messungen mit einem Vorverstärkerboard durchgeführt wurden, das speziell für diesen SiPM konzipiert wurde. Auch der Verlauf der Dunkelrate dieses SiPM-Typs konnte überzeugen. Beim Photonique feuerten im Durchschnitt weniger Pixel gleichzeitig als beim Hamamatsu-SiPM. Bei ihm kann eine feste temperaturunabhängige Schwelle gesetzt werden, ab der die Dunkelrate auf durchschnittlich unter 10 Hz sinkt.

Dass beim Photonique, trotz höherer Pixelzahl und maximaler Dunkelpulsrate, weniger Pixel an der Erzeugung eines Dunkelpulses beteiligt sind, zeigt, dass bei ihm weniger Übersprecher (crosstalk) stattfinden. Das Übersprechverhalten der SiPMs konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht werden.

Während der Messungen mussten die SiPMs und der Vorverstärker vor elektromagnetischen Störsignalen geschirmt werden. Da nur eine Sorte von Vorverstärkern zur Verfügung stand, konnte nicht geklärt werden, ob es ein grundsätzliches Problem der SiPMs oder ein Problem des Vorverstärkers ist.

Für die Stabilisierung der Verstärkung ist es empfehlenswert temperaturkompensierende Vorverstärker, die einige Firmen schon anbieten, auf ihre Funktionalität zu testen.

Bevor man eine Empfehlung für den Einsatz von Silizium-Photomultipliern an einem Detektor, der die Akzeptanzlücke schließen soll, geben kann, sind weitere Effizienzmessungen

nötig. Dazu bedarf es einer effizienteren Art der Lichtauskopplung aus dem Plastiksintillator.

5. Zusammenfassung

Für das BGO-OD Experiment an ELSA wird nach einer Lösung für einen Vorwärtsdetektor gesucht, der die Akzeptanzlücke im Polarwinkelbereich von Θ von 25° bis 155° abdeckt. Er soll sicherstellen, dass die Multiplizität der Endzustände richtig bestimmt wird. Dazu muss er die verschiedenen Zerfallsprodukte, die bei der Mesonen-Photoproduktion entstehen, unterscheiden und detektieren können. Die Energieauflösung ist demgegenüber zweitrangig. Der verfügbare Platz ist sehr begrenzt und darüber hinaus ist der Detektor dem Streufeld des Offenen-Dipol-Magneten ausgesetzt. Angestrebt wird eine segmentierte Lösung aus Plastiksintillator-Blei-“Sandwiches”.

Zur Auslese scheinen Siliziumphotomultiplier (SiPM), die über Wellenlängenschieber an die Szintillatoren gekoppelt werden, gut geeignet zu sein. Sie haben eine hohe Verstärkung ($\sim 10^6$), niedrige Versorgungsspannung ($\sim 20\text{-}70\text{V}$) und sind unempfindlich gegenüber Magnetfeldern. Der geringe Dynamische Bereich, der nur über die Anzahl der Pixel gegeben ist, ist hinnehmbar, solange man die Teilchen mit dem Detektor identifizieren kann. Problematischer könnten die hohe Dunkelpulsrate und die Temperaturabhängigkeit von Verstärkung und Dunkelrate sein. In dieser Arbeit wurde erstmals das Verhalten wichtiger Kenngrößen von drei SiPMs verschiedener Hersteller (Hamamatsu, Universität Moskau, Photonique) genauer untersucht.

Bestimmt wurde die Temperaturabhängigkeit von Durchbruchspannung und Dunkelrate. Es hat sich gezeigt, dass die Durchbruchspannung nicht temperaturstabil ist und mit steigender Temperatur einen Einbruch der Verstärkung bewirkt. Dieser Effekt kann aber durch Nachregulierung der Versorgungsspannung kompensiert werden. Dies gelang zufriedenstellend nur beim Photonique-SiPM.

Eine Effizienzmessung lieferte noch keine Ergebnisse, da trotz besserer Lichtauskopplung zu wenig Licht aus dem Szintillator auf die Detektoren gebracht werden konnte.

Der Photonique-SiPM scheint, der ausgereifteste der drei untersuchten SiPMs zu sein. Allerdings müssen erst noch Effizienzmessungen durchgeführt werden, bevor man eine endgültige Empfehlung für den Einsatz dieses Photonique-Silizium-Photomultiplier aussprechen kann.

Literaturverzeichnis

- [BBB⁺99] BELLEMANN, F., BERG, A., BISPLINGHOFF, J., BOHLSCHIED, G., ERNST, J. ET AL. Pion-pion p-wave dominance in the $pd^3\text{he} \pi^+\pi^-$ reaction near threshold. *Phys. Rev. C*, 60(6):061002, Nov 1999.
- [BBB⁺07] BELLEMANN, F., BERG, A., BISPLINGHOFF, J., BOHLSCHIED, G., ERNST, J. ET AL. Experimental study of the $pd \rightarrow ^3\text{he} k^+k^-$ and $pd \rightarrow ^3\text{he} \phi$ reactions close to threshold. *Phys. Rev. C*, 75(1):015204, Jan 2007.
- [BDE⁺09] BANTES, B., DUTZ, H., EBERHARDT, H., ELSNER, D., FORNET-PONSE, K. ET AL. Letter of intent to the pac commissioning of the bgo-opendipole setup at beamline s of elsa. May 2009.
- [BR97] BRUN, R. AND RADEMAKERS, F. Root – an object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 389(1–2):81–86, 1997.
- [Bö10] BÖSE, S. *In preparation*. Ph.D. thesis, Universität Bonn, 2010.
- [els10a] Electron stretcher accelerator (elsa), Dez. 2010.
URL http://www-elsa.physik.uni-bonn.de/Beschleuniger/bilder/elsaplan_en.pdf
- [els10b] Technical overview of elsa, Dez. 2010.
URL <http://www-elsa.physik.uni-bonn.de/Beschleuniger/elsatech.html>
- [Els10c] ELSNER, D. Private communication, 2010.
- [GPW86] GILES, R., PIPKIN, F. AND WOLINSKI, J. Tests of conventional and microchannel plate photomultipliers as components of a scintillation time-of-flight system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 252(1):41–52, 1986.
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-473FN92-1R4/2/b6d9f8101da69921d80b10b8c2e7640c>
- [Ham08] HAMMAN, D. *Test und Inbetriebnahme der Prototyp-Driftkammer für das B1-Spektrometer*. Diploma thesis, Universität Bonn, 2008.

- [Ham09] Hamamatsu Photonics K.K. *MPPC[®] Multi-Pixel Photon Counters*, 2009.
- [ham10] 2010.
- [Hil06] HILLERT, W. The bonn electron stretcher accelerator elsa: Past and future. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 28:139–148, 2006.
- [Leo94] LEO, W. R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, Heidelberg, 1994.
- [Mat07] MATERNE, S. *Ein Aerogel-Čerenkov-Detektor für das CBELSA/TAPS-Experiment*. Diploma thesis, Universität Bonn, 2007.
- [Pho06] Photonique SA. *data sheet SSPM-0701BG-TO18*, 2006.
- [Pro08] PROTHMANN, K. *Comparative Measurements of Silicon Photomultipliers for the Readout of a Highly Granular Hadronic Calorimeter*. Diploma thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2008.
- [Ram07] RAMSEGER, A. *Vorbereitung und Test des Flugzeitdetektors für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*. Diploma thesis, Universität Bonn, 2007.
- [roo10] root, Dez. 2010.
URL <http://root.cern.ch/drupal>
- [sch10a] 2010.
- [Sch10b] SCHWAN, T. *Test und Inbetriebnahme der Driftkammern für das BGO-OD-Spektrometer*. Diploma thesis, Universität Bonn, 2010.
- [Sie10] SIEBKE, G. *The Tagging System of the BGO-OD Experiment*. Diploma thesis, Universität Bonn, 2010.
- [Sol09] SOLDNER, C. *Scintillator Tile Uniformity Studies for a Highly Granular*. Diploma thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2009.
- [Spi09] SPIELER, H. *Semiconductor Detector Systems*. Oxford University Press, New York, 2009.
- [Wea10] WALTHER, D. AND ET AL. Cad drawings, 2010.
- [wik] Sipm irst (trento, italy).

Danksagung

Ich bedanke mich recht herzlich bei allen, die zum guten Gelingen meiner Diplomarbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof Dr. Hartmut Schmieden der mir die Ausführung dieser Arbeit ermöglicht hat und meinem Betreuer Dr. Oliver Jahn. Sie standen mir stets mit guten Ideen und Verbesserungsvorschlägen zur Seite.

Bei Herrn PD Dr. Jörg Pretz bedanke ich mich für die Übernahme des Koreferats.

Auch möchte ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe bedanken, die mich sehr freundlich aufgenommen hat und mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand.

Abschließend möchte ich mich auch meiner Freundin, meiner Familie und meinen Freunden für die Unterstützung während des gesamten Studiums danken.

A. Anhang

A.1. Verwendete Geräte

Generell verwendete Geräte

- Hamamatsu S10362-11-100C (Ceramic type) (Seriennummer 689)
- Photonique SSPM_0701BG_T018 (Seriennummer 081006_018)
- Moskau SiPM-Prototyp A
- Photonique Vorverstärker- und Ausleseboard AMP_0611
- Spannungsquelle SiPM: Elektro-Automatik EA-PSI 6150-01
- Spannungsquelle Vorverstärker: Laborleiste hera DC POWER SUPPLY
- Spannungsquelle Photomultiplier: LeCroy HV4032
- Camac Controller: Wiener CC-USB Rev1 S/N CC0090

Geräte Durchbruchspannungsmessung

- Verstärker: National Semiconductor LMH6702 (20-fache Verstärkung)
- Digitales Oszilloskop: Tektronix DPO 4034

Geräte Dunkelratenmessung bei konstanter Versorgungsspannung (a)

- Verstärker: ORTEC 474 timing filter amp 0576 (7-fache Verstärkung)
- Dual-timer: CAEN 2255B
- CAMAC Zähler: LRS 12 CHANSCALER 7706530
- Diskriminator: Quad Discr. CFD02/E346
- Clock 5 MHz: boer co TYP 507 A
- Clock 5 Hz: HAMEG HM8131-2

Geräte Dunkelratenmessung bei konstanter Versorgungsspannung (b)

- Verstärker: ORTEC 474 timing filter amp 0576 (7-fache Verstärkung)
- Dual-timer: CAEN 2255B
- Zähler: COUNTER 120 Mhz (Digitale Anzeige)
- Diskriminator: LRS 621AL
- Clock: CAEN Dualtimer 2255A

Geräte Dunkelratenmessung bei konstanter Verstärkung

- Linear FAN-IN-FAN-OUT LeCroy 4287
- LRS 621BL Discriminator
- LeCroy ADC 2249A

Geräte Effizienzmessung

- Verstärker SiPM: CAEN 4CH-VARIABLEGAIN FAST AMP N978
- Verstärker PM: LeCroy 12 CHANNEL PM AMP 612A
- PM oben: Hamamatsu 911SB (Seriennummer 38888)
- PM unten: Hamamatsu 911SB (Seriennummer 38890)
- PM mittig: Hamamatsu R7400 (Seriennummer AX6189)
- Diskriminator: LRS OCTAL DISCR. 623
- Zähler: COUNTER 120 Mhz (Digitale Anzeige)
- Logische Einheit: OCTAL2-Fold AND/OR (Physikalisches-Institut Universität Bonn)
- Wellenlängenschieber: Bicron BCF 92, $\varnothing 1 \text{ mm}^2$

A.2. Messwerte

Temperatur[°C]	U_{break} [V]	$\pm$ [V]
10	67,75	0,015
15	67,95	0,015
20	68,19	0,015
25	68,42	0,015
30	68,68	0,015
36	68,95	0,015
40	69,13	0,015
44,5	69,3	0,015
50	69,5	0,015

Tabelle A.1.: Messwerte Durchbruchspannung SiPM-Hamamatsu

Temperatur[°C]	U_{break} [V]	$\pm$ [V]
10	16,75	0,01
15	16,78	0,01
20	16,81	0,01
25	16,83	0,01
30	16,86	0,01
35	16,88	0,01
40	16,9	0,01
45	16,93	0,01
50	16,97	0,01

Tabelle A.2.: Messwerte Durchbruchspannung SiPM-Photonique

Temperatur[°C]	U_{break} [V]	$\pm$ [V]
10	33,1	0,015
15	33,15	0,015
20	33,2	0,015
24	33,3	0,015
30	33,4	0,015
36	33,55	0,015
40	33,6	0,015
45	33,65	0,015
50	33,75	0,015

Tabelle A.3.: Messwerte Durchbruchspannung SiPM-Moskau

V_S [mV]	R_{10} [Hz]	ΔR_{10} [Hz]	R_{20} [Hz]	ΔR_{20} [Hz]	R_{30} [Hz]	ΔR_{10} [Hz]	R_{40} [Hz]	ΔR_{40} [Hz]
31	300000	547.72	575000	758.29			2050000	1431.78
40					1110000	1053.57		
50	300000	547.72	580000	761.58	1130000	1063.01	2060000	1435.27
70	280000	529.15	550000	741.62	1030000	1014.89	2000000	1414.21
90	250000	500	500000	707.11	960000	979.8	1820000	1349.07
110	130000	360.56	370000	608.28	820000	905.54	1450000	1204.16
120	65300	255.54	230000	479.58	570000	754.98	1030000	1014.89
130	50300	224.28	110000	331.66	450000	734.85	600000	774.6
150	48400	220	90000	300	210000	458.26	380000	616.44
170	44700	211.42	94000	306.59	190000	435.89	360000	600
190	39000	197.48	86400	293.94	180000	424.26	320000	565.69
210	26200	161.86	72800	269.81	160000	400	270000	519.62
220	14000	118.32						
230	10000	100	44500	210.95	130000	360.56	220000	469.04
240			27600	166.13			150000	387.3
250	7800	88.32	19500	139.64	72400	269.07	120000	346.41
270	7000	83.67	17300	131.53	41400	203.47	75100	274.04
290	6300	79.37	16200	127.28	39500	198.75	66100	257.1
310	5100	71.41	14200	119.16	36600	191.31	60100	245.15
330	2500	50	10700	103.44	30400	174.36	51100	226.05
350	1500	38.73	6100	78.1	23700	153.95	36700	191.57
370	1300	36.06	3500	59.16	15900	126.1	20200	142.13
390	1100	33.17	3200	56.57	9100	95.39	13600	116.62
410	866	29.43	2900	53.85	8200	90.55	11800	108.63
430	451	21.24	2400	48.99	7700	87.75	10100	100.5
450	259	16.09	1600	40	6600	81.24	8200	90.55
470	220	14.83	900	30	4900	70	5900	76.81
490	185	13.6	650	25.5	3400	58.31	3300	57.45
510	147	12.12	580	24.08	2100	45.83	2500	50
530	134	11.58	528	22.98	1700	41.23	2100	45.83
550	78	8.83	427	20.66	1500	38.73	1800	42.43
570	54	7.35	254	15.94	1200	34.64	1400	37.42
590	43	6.56	157	12.53	1100	33.17	964	31.05
610	28	5.29	124	11.14	770	27.75	611	24.72
630			115	10.72	512	22.63	460	21.45
650			104	10.2	356	18.87	377	19.42
670			77	8.77	339	18.41	303	17.41
690			39	6.24	295	17.18	230	15.17
710			30	5.48	276	16.61	158	12.57
730			21	4.58	170	13.04	129	11.36
750			25	5	124	11.14	104	10.2
770					72	8.49	81	9
790					56	7.48	64	8
810					41	6.4	50	7.07

Tabelle A.4.: Messwerte Dunkelrate Hamamatsu-SiPM, mit V_S = eingestellte Schwelle des Diskriminators, $R_{10,20,30,40}$ = gemessene Dunkelrate bei 10,20,30,40 °C und $\Delta R_{10,20,30,40}$ = Fehler der Dunkelraten.

V_S [mV]	R_{10} [Hz]	ΔR_{10} [Hz]	R_{20} [Hz]	ΔR_{20} [Hz]	R_{30} [Hz]	ΔR_{10} [Hz]	R_{40} [Hz]	ΔR_{40} [Hz]
31	1790000	1337,91	2820000	1679,29	3450000	1857,42	4320000	2078,46
35	1900000	1378,4	12810000	3579,11				
40	1760000	1326,65	2800000	1673,32	3450000	1857,42	4300000	2073,64
50	1860000	1363,82	2770000	1664,33	3420000	1849,32	4240000	2059,13
55					3350000	1830,3	4180000	2044,5
60	1750000	1322,88	2550000	1596,87	3010000	1734,94	3860000	1964,69
65	1390000	1178,98	1940000	1392,84	2230000	1493,32	2910000	1705,87
70	650000	806,23	950000	974,68	980000	989,95	1570000	1253
75	230000	479,58	320000	565,69	340000	583,1	560000	748,33
80	120000	346,41	180000	424,26	220000	469,04	310000	556,78
90	110000	331,66	170000	412,31	210000	458,26	280000	529,15
100	110000	331,66	160000	400	190000	435,89	260000	509,9
110	100000	316,23	150000	387,3	180000	424,26	250000	500
120	100000	316,23	140000	374,17	170000	412,31	220000	469,04
130	87000	294,96	120000	346,41	140000	374,17	190000	435,89
135	74200	272,4	100000	316,23	110000	331,66	160000	400
140	53300	230,87	78700	280,54	74300	272,58	110000	331,66
145	30000	173,21	48000	219,09	42200	205,43	70500	265,52
150	15500	124,5	23200	152,32	22100	148,66	35700	188,94
155	10100	100,5	15300	123,69	16200	127,28	25500	159,69
160	9000	94,87	12800	113,14	14600	120,83	20900	144,57
170	8200	90,55	11900	109,09	13200	114,89	18600	136,38
180	7600	87,18	10900	104,4	12200	110,45	16900	130
190	6800	82,46	9600	97,98	10700	103,44	15000	122,47
200	5900	76,81	8400	91,65	9100	95,39	12400	111,36
210	4200	64,81	6300	79,37	6200	78,74	9200	95,92
215	3000	54,77	4700	68,56	4100	64,03	6300	79,37
220	2100	45,83	3100	55,68	2600	50,99	4900	70
225	1300	36,06	1900	43,59	1600	40	2900	53,85
230	892	29,87	1300	36,06	1200	34,64	2000	44,72
235	772	27,78						
240	702	26,5	1000	31,62	1000	31,62	1400	37,42
250	638	25,26	875	29,58	942	30,69	1200	34,64
260	568	23,83	801	28,3	800	28,28	1100	33,17
270	486	22,05	701	26,48	607	24,64	954	30,89
280	384	19,6	551	23,47	499	22,34	713	26,7
290	253	15,91	364	19,08	307	17,52	474	21,77
300	124	11,14	190	13,78	145	12,04	254	15,94
310	74	8,6	110	10,49	88	9,38	146	12,08
320	61	7,81	71	8,43	70	8,37	107	10,34
330	45	6,71	60	7,75	63	7,94	95	9,75
340	38	6,16	54	7,35	53	7,28	67	8,19
350	37	6,08	60	7,75	37	6,08	61	7,81
360	36	6	39	6,24	30	5,48	50	7,07
370	20	4,47	20	4,47	20	4,47	29	5,39
380	15	3,87	17	4,12	14	3,74	20	4,47
390	10	3,16	10	3,16	7	2,65	14	3,74
400			6	2,45	5	2,24	9	3

Tabelle A.5.: Messwerte Dunkelrate Photonique-SiPM, mit V_S = eingestellte Schwelle des Diskriminators, $R_{10,20,30,40}$ = gemessene Dunkelrate bei 10,20,30,40 °C und $\Delta R_{10,20,30,40}$ = Fehler der Dunkelraten.

V_S [mV]	R_{10} [Hz]	ΔR_{10} [Hz]	R_{20} [Hz]	ΔR_{20} [Hz]	R_{30} [Hz]	ΔR_{10} [Hz]	R_{40} [Hz]	ΔR_{40} [Hz]
31	410000	640,31	320000	565,69	790000	888,82	890000	943,4
35	100000	316,23	83100	288,27	190000	435,89	480000	692,82
40	36800	191,83	64700	254,36	140000	374,17	370000	608,28
45	33500	183,03	56800	238,33	120000	346,41	300000	547,72
50	28900	170	46100	214,71	100000	316,23	200000	447,21
55	23900	154,6	28600	169,12	68300	261,34	80100	283,02
60	16300	127,67	9400	96,95	25200	158,75	34100	184,66
65	6300	79,37	3800	61,64	9100	95,39	24000	154,92
70	2500	50	3000	54,77	7100	84,26	17200	131,15
75	1700	41,23	2400	48,99	5700	75,5	11100	105,36
80	1500	38,73	1800	42,43	4100	64,03	6500	80,62
85	1300	36,06	999	31,61	2500	50	3000	54,77
90	914	30,23	442	21,02	757	27,51	1500	38,73
95	452	21,26	216	14,7	430	20,74	1000	31,62
100	190	13,78	147	12,12	286	16,91	720	26,83
105	107	10,34	133	11,53	211	14,53	471	21,7
110	92	9,59	76	8,72	105	10,25	223	14,93
115	72	8,49	51	7,14	51	7,14	113	10,63
120	50	7,07	24	4,9	30	5,48	67	8,19
125	30	5,48	14	3,74	20	4,47	49	7
130	17	4,12	6	2,45	13	3,61	28	5,29
135	10	3,16	4	2	8	2,83	13	3,61
140	8	2,83	4	2	5	2,24	10	3,16
145	5	2,24	-1	-1	3	1,73	6	2,45
150	2	1,41	-1	-1	-1	-1	2	1,41

Tabelle A.6.: Messwerte Dunkelrate Moskau-SiPM, mit V_S = eingestellte Schwelle des Diskriminators, $R_{10,20,30,40}$ = gemessene Dunkelrate bei 10,20,30,40 °C und $\Delta R_{10,20,30,40}$ = Fehler der Dunkelraten.

A.3. Verwendete Abkürzungen

- ADC: Analog Digital Wandler (Analog-to-Digital Converter)
- APD: Lawinenphotodiode (Avalanche-Photo-Diode)
- BE: Durchbrucheffizienz (Breakdown Efficiency)
- BGO: Szintillatormaterial des Hauptdetektors ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$)
- CAMAC: Bussystem zur Datenerfassung und Experimentkontrolle (Computer Automated Measurement And Control)
- ELSA: Elektronen-Stretcher-Anlage
- GF: Geometrischer Faktor (Geometry Factor)
- GSI: Gesellschaft für Schwerionenforschung
- LINAC: Linearbeschleuniger (LINEar ACcelerator)
- HV: Hochspannung (High Voltage)
- MOMO: Monitor-of-Mesonic-Observables
- SciFi2: Szintillierende Fasern Detektor (Szintillating-Fibres-Detector)
- SiPM: Silizium Photomultiplier (Silicon Photomultiplier)
- OD: Offener Dipol (Open Dipole)
- PDE: Photonen-Detektierungs-Effizienz
- PM: Photomultiplier
- QE: Quanten Effizienz (Quantum Efficiency)
- TOF: Flugzeitwände (Time of Flight)