

Charakterisierung von dünnen Plastik-Szintillator-Kacheln mit
Silizium-Photomultiplier-Auslese für den Prototypen des
SciTil-Detektors für das PANDA-Experiment



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Cihan Sahin

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Betreut durch Prof. Dr. J. Pochodzalla

16.12.2013

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem Prototypen eines Detektors, der aus einem Plastikszintillator und Silizium Photomultipliern (SiPM) aufgebaut ist. Diese Detektoren werden im $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment als Timing-Detektor und zur Teilchenidentifikation eingesetzt.

Zu Beginn dieser Arbeit wird ein Überblick über das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment gegeben und der $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor vorgestellt. Im Anschluss folgt die Motivation für einen Timing Detektor. Im Abschnitt über die Detektor-Prinzipien werden die notwendigen Grundlagen diskutiert und die Eigenschaften der SiPM (Gain, Zeitauflösung, Dunkelrauschen, optisches Übersprechen, Nachpulse) erläutert.

Es folgen die Experimente, in denen die SiPM-Eigenschaften bestimmt wurden. Bei den Messungen wurden verschiedene SiPM mit Hilfe eines Laser und einer ^{90}Sr -Quelle miteinander verglichen. Außerdem wurden Messungen zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit, des Dunkelrauschens und der Strahlenhärte durchgeführt. Die Ergebnisse sind teilweise mit den Erwartungen in Übereinstimmung. Die verwendeten Detektoren erfüllen alle die notwendigen Bedürfnisse für eine gute Zeitauflösung. Bei den Messungen mit einer ^{90}Sr -Quelle hat sich ergeben, dass die Elektronik noch verfeinert werden soll und deswegen sind weitere Studien notwendig.

Summary

In this work I describe a scintillation tile (SciTil) detector, consisting of a plastic scintillator and silicon photomultiplier (SiPM). The SciTil will be used as a timing detector and as a part of the particle identification system for the upcoming $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -experiment.

At the beginning of this work, an overview of the $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -experiment is given and the $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -detector is introduced. After that, the motivation for a timing detector is presented. In the section of the detector principles the necessary basics are discussed and the physical properties of the SiPM (gain, time resolution, dark noise, optical cross-talk, afterpulsing) are introduced. Later, the experiments to determine these properties of the SiPM are presented. Different SiPM (by the manufacturer Hamamatsu and Ketek) have been compared using a laser and a ^{90}Sr -source. Measurements have also been made to determine temperature dependence, dark noise and radiation damage. The utilized devices fulfill the expected requirements for a good timing detector. Nevertheless, the measurements with a ^{90}Sr -source has shown that a dedicated electronic setup is required, and as a consequence further studies are still needed.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Das FAIR-Projekt	1
1.2	Das PANDA-Experiment	2
1.3	Der PANDA-Detektor	4
1.3.1	Das Target Spectrometer	4
1.3.2	Forward Spectrometer	6
1.4	SciTil	7
1.4.1	Motivation	8
1.4.2	Realisierung	9
2	Detektor-Prinzipien	11
2.1	Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie	11
2.1.1	Massive Teilchen	11
2.1.2	Elektronen und Positronen	12
2.2	Szintillation	13
2.2.1	Anorganische Szintillatoren	13
2.2.2	Organische Szintillatoren	14
2.3	Diode als Detektor	16
2.4	Silicon Photomultiplier	19
3	Charakterisierung der SiPM	23
3.1	Statische Eigenschaften	24
3.1.1	I-U-Kennlinie	24
3.2	Dynamische Eigenschaften	27
3.2.1	Der Gain	29
3.2.2	Das Dunkelrauschen - Dark Counts	32
3.2.3	Temperaturmessung der DCR	35
3.2.4	Zeitauflösung	38
3.3	Messungen mit Szintillatoren	42
3.3.1	Messungen mit einer radioaktiven Quelle	43
3.3.2	Ergebnisse der Messungen mit Szintillatoren	46
3.4	Strahlenhärte der SiPM	51
3.5	Vergleich der Ergebnisse aus den Messungen	53
	Anhang	55
A	Setup	55
A.1	Laser	56
A.2	^{90}Sr	56
A.3	Detektormaterial	57
A.3.1	Szintillatoren	57
A.3.2	SiPM	58
B	Abkürzungen	59
	Literatur	60

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die FAIR-Anlage ab 2018	1
1.2	Impulsbereich des PANDA-Experimentes.	2
1.3	Der HESR im Überblick.	3
1.4	Schematischer Aufbau des PANDA-Detektors.	4
1.5	Das Target Spectrometer (TS).	5
1.6	Das Forward Spectrometer (FS).	7
1.7	Event Timing.	8
1.8	Der Scintillator Tile (SciTil) Detektor im Überblick.	10
1.9	Messungen mit einem Szintillator (2011).	10
2.1	Spezifischer Energieverlust von Protonen und α -Teilchen im Kohlenstoff.	12
2.2	Spezifischer Energieverlust von Elektronen in einem Plastikszintillator.	13
2.3	Szintillationsmechanismus eines anorganischen Szintillators.	14
2.4	Szintillationsmechanismus eines organischen Szintillators.	14
2.5	pn-Übergang eines Halbleiters.	16
2.6	Struktur von Si-Photodiode und APD.	17
2.7	Aufbau eines SiPM.	19
2.8	Sättigung eines SiPM.	20
2.9	Quellen des Dunkelrauschens eines SiPM.	21
2.10	Optisches Übersprechen eines SiPM.	21
3.1	Setup für die Datenaufnahme.	23
3.2	Verlauf der Kennlinie von Hamamatsu SiPM.	24
3.3	Verlauf der Kennlinie von Ketek SiPM.	25
3.4	I-U-Kennlinie in Vorwärtsrichtung.	26
3.5	Signalverlauf für die Datenaufnahme.	27
3.6	Kalibrierung des TDC.	28
3.7	Ausgangssignal eines mit Laser bestrahlten SiPM auf dem Oszilloskop.	28
3.8	QDC-Spektrum eines SiPM bei verschiedenen Betriebsspannungen.	30
3.9	Spannungsabhängigkeit der Gain.	31
3.10	Schematische Messanordnung zur Messung der Dark Count Rate.	32
3.11	DCR zweier SiPM.	33
3.12	Vergleich der Optical Crosstalk-Wahrscheinlichkeit.	34
3.13	Spannungsabhängigkeit der Zählrate.	34
3.14	OCT- und Afterpulsewahrscheinlichkeit eines Ketek SiPM.	35
3.15	Setup zur Messung der Temperaturabhängigkeit der DCR.	36
3.16	Messung der Temperaturabhängigkeit der DCR.	37
3.17	Temperaturabhängigkeit der I-U-Kennlinie.	37
3.18	Signalverlauf zur Bestimmung der elektronischen Zeitauflösung.	38
3.19	QDC- und TDC-Spektrum eines PM3375.	39
3.20	Photonenspektrum bei unterschiedlicher Laserintensität.	40
3.21	Eichung der Laserintensität.	40
3.22	Zeitauflösung eines PM3375 und eines S10931.	41
3.23	Relative Zeitauflösung mit Lasertrigger.	42
3.24	Setup für die Messungen mit einer ^{90}Sr -Quelle.	43
3.25	Messung mit einem Szintillator und ^{90}Sr -Quelle.	44
3.26	Eichung des SiPM.	44
3.27	Messungen mit verschiedenen Wrappings.	45
3.28	Das ^{90}Sr -Spektrum.	46

3.29	EJ-228 mit ^{90}Sr .	47
3.30	BC408 mit ^{90}Sr .	47
3.31	Korrelation zwischen Signalen.	48
3.32	Common Gate-Signal für den Start des TDC.	49
3.33	^{90}Sr -Messung mit zwei SiPM.	49
3.34	^{90}Sr -Messung mit drei SiPM.	50
3.35	Zeitauflösung in Abhängigkeit von der Triggerschwelle.	51
3.36	Untersuchung auf Strahlenschäden.	52
3.37	Strahlungsschäden bei SiPM.	53
3.38	Vergleich von Photonenspektren.	54
A.1	Form des Laserstrahls.	56
A.2	Spektrum des β -Zerfalls.	56
A.3	Emissionsspektrum der verwendeten Szintillatoren.	57
A.4	Photon Detection Efficiency.	58

1 Einleitung

1.1 Das FAIR-Projekt

Die Facility for Antiproton and Ion Research (**FAIR**) ist ein international getragenes Projekt mit dem Vorhaben zum Bau einer Beschleunigeranlage in der Grundlagenforschung der Atom-, Kern-, Teilchen-, Hadronen- und Plasmaphysik.

Dieses - seit 1999 geplante - Vorhaben wird mit der Gründung der FAIR GmbH im Oktober 2010 schrittweise in die Praxis umgesetzt. Verantwortlich für die Umsetzung des Projektes (Bau und Inbetriebnahme) ist das GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt [1,2]. Mit der Fertigstellung 2018 sollen etwa 3000 WissenschaftlerInnen aus über 50 Ländern ihre Arbeit in den vier Hauptprojekten **APPA**, **CBM**, **NuSTAR** und **PANDA** zur Grundlagenforschung beginnen können.

Die FAIR Beschleunigeranlage ist eine Erweiterung der bestehenden GSI Beschleunigeranlage (Abb. 1.1). Die Beschleuniger UNILAC¹ (beschleunigt Ionen aller Art auf einer Länge von 120m bis auf 20% der Lichtgeschwindigkeit) und SIS18² (Umfang 216m, beschleunigt Ionen bis auf 90% der Lichtgeschwindigkeit) werden als Injektoren für den neuen Doppelring-Beschleuniger SIS100/300 (Umfang 1100m) verwendet.

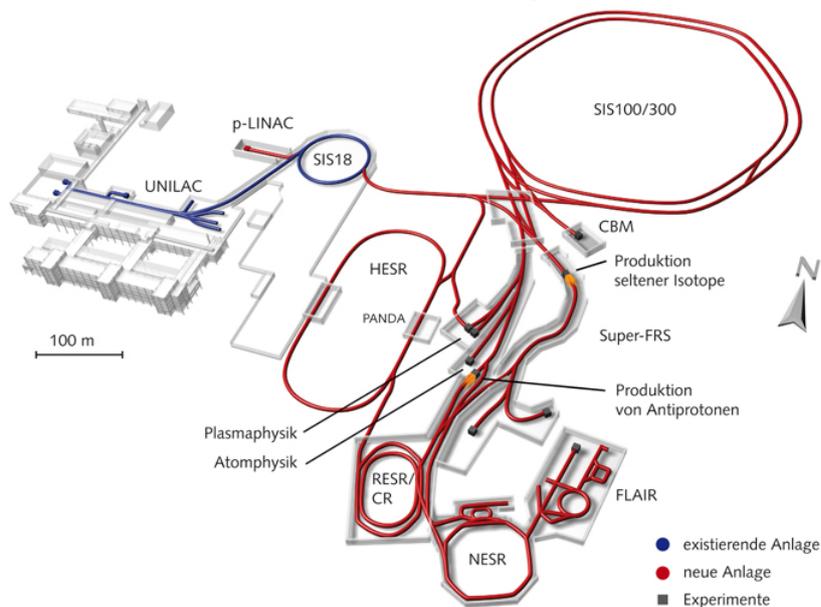


Abb. 1.1: Die FAIR-Anlage wird in der Lage sein Antiprotonen und Ionen für parallel laufende Experimente zu liefern [1]. Für Abkürzungen siehe Anhang (B).

Ein neuer zusätzlicher Linearbeschleuniger (p-LINAC, 35m Beschleunigerstrecke), der für die Produktion von Antiprotonen einen primären Strahl von 70MeV/c Protonen liefern soll, wird gebaut. Protonen aus dem p-Linac werden im SIS18 auf etwa 2GeV/c beschleunigt und in den SIS100 injiziert. Dort werden etwa 10^{13} Protonen weiter bis auf 29GeV/c beschleunigt und zur Produktion von Antiprotonen auf ein Target gelenkt. Dabei entstehen mit einer Effektivität von

¹ Universal Linear Accelerator.

² Schwerionensynchrotron mit der magnetischen Steifigkeit 18 Tm.

10^{-5} Antiprotonen. Diese werden im Collector Ring (CR) gesammelt und gekühlt, und dann in die jeweiligen Experimente in die Speicherringe NESR und HESR injiziert.

1.2 Das PANDA-Experiment

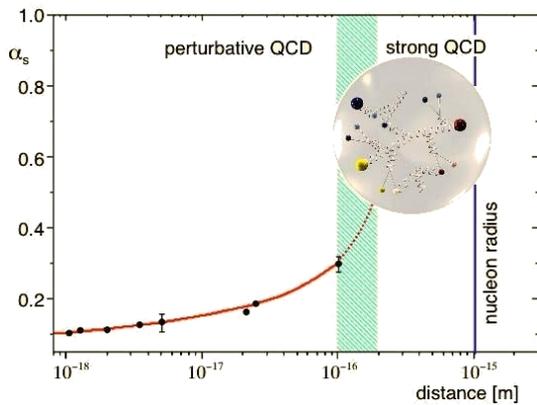
PANDA ist ein Experiment der Hadronenphysik, das dazu konzipiert ist, die Energiebereiche zwischen Teilchen- und Kernphysik zu erforschen [3–5].

Das wissenschaftliche Programm umfasst u.a. das Studium der Eigenschaften von Hadronen³ in Kernmaterie, der Hadronenspektroskopie, der D-Mesonen⁴, der Hyperkerne⁵ und die Untersuchung der QCD⁶ im nicht-störungstheoretischen Bereich.

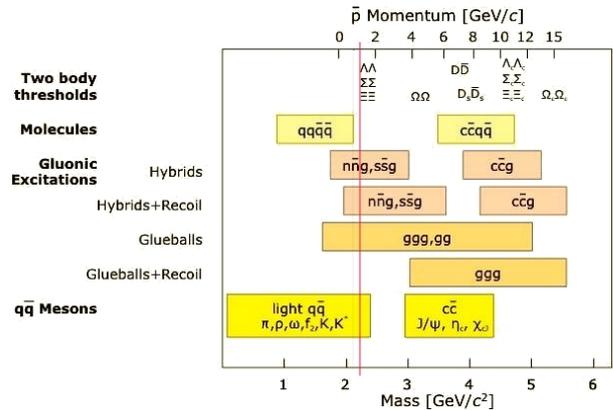
Außerdem wird nach gluonischen Anregungen und exotischen Hadronen (Hadronen mit mehr als drei Quaks) gesucht. Eine Übersicht ist in Abb. (1.2.b) zu sehen.

Phänomene der starken Wechselwirkung werden durch die QCD beschrieben. Diese ist für Abstände, die größer als der Radius eines Nukleons sind, experimentell schwer zugänglich.

Die starke Kopplungskonstante α_s der QCD ist abhängig von der Energieskala μ . Diese Abhängigkeit wird durch eine β -Funktion $\beta(\alpha_s(\mu))$ beschrieben. Wenn die β -Funktion verschwindet, heißt die betrachtete Feldtheorie skaleninvariant. Bei QCD und QED⁷ ist der Wert von β ungleich Null. Bei QED ist β positiv und bei QCD negativ. Die Kopplungskonstante α der QED (Feinstrukturkonstante) nimmt mit abnehmendem Abstand (zunehmender Energie) zu, die der QCD nimmt umgekehrt mit zunehmendem Abstand (abnehmender Energie) zu.



(a) Die Starke Kopplungskonstante α_s nimmt bei kleineren Energien bzw. größeren Abstände zu.



(b) Massen- und Impulsbereich (1,5 – 15 GeV/c) des PANDA-Experimentes.

Abb. 1.2: Das PANDA-Experiment hat die Voraussetzungen, über die bisher wenig erforschten Energiebereiche akkurate Aussagen zu liefern.

Die Eichbosonen der elektromagnetischen Wechselwirkung (Photonen) sehen bei kleineren Abständen eine größere effektive Ladung. Im Gegensatz zu Photonen sind Eichbosonen der starken Wechselwirkung (Gluonen) geladen (Farbladung) und können untereinander wechselwirken. Mit zunehmendem Abstand werden mehr Gluonen oder Quark-Antiquark-Paare erzeugt, die miteinander wechselwirken und die effektive Farbladung nimmt zu (Confinement). Aus diesem

³ Zusammengesetzte Teilchen, die aus Quarks (elementare Teilchen, fermionisch - halbzahliger Spin), bestehen.
⁴ Mesonen (Zwei-Quark-Teilchen, bosonisch - ganzzahliger Spin) mit einem c-Quark.
⁵ Kerne mit mindestens einem Hyperon (baryonisch: Drei-Quark-Teilchen), dass mindestens ein s-Quark und kein c-, b- oder t-Quark enthält.
⁶ Quantenchromodynamik, Feldtheorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung.
⁷ Quantenelektrodynamik, Feldtheorie zur Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung.

Grund ist bei größeren Abständen $\alpha_s > 1$ (siehe Abb. 1.2.a) und die Störungstheorie (perturbative QCD), die die starke Wechselwirkung für kleine Abstände (bis $10^{-16} m$) zureichend beschreibt, kann nicht angewendet werden.

Neben der starken Wechselwirkung können auch die elektromagnetische Wechselwirkung (Bestimmung des elektrischen und magnetischen Formfaktors des Protons) und die schwache Wechselwirkung (D-Meson-Zerfälle) studiert werden. Es wird möglich sein, Vorhersagen des Standardmodells zu prüfen.

Die beschriebenen physikalischen Gebiete können durch Hadronen-Annihilation (Antiproton-Nukleon- bzw. Antiproton-Kern-Wechselwirkung) zugänglich gemacht werden. Die nötigen Voraussetzungen werden durch HESR und dem PANDA-Detektor erfüllt.

HESR

Der Speicherring wird PANDA mit Antiprotonenstrahlen (\bar{p} -Strahlen) zwischen 1,5–15 GeV/c Impulsen versorgen.

Es sind zwei Betriebsmodi für den HESR vorgesehen. Im High Resolution (HR) Modus wird eine Impulsauflösung von $\frac{\sigma_p}{p} = 10^{-5}$ bei einer Luminosität von $L = 2 \times 10^{31} s^{-1} cm^{-2}$ ($10^{10} \bar{p}$) zwischen 1,5–8,9 GeV/c möglich sein. Im High Luminosity (HL) Modus ist $L = 2 \times 10^{32} s^{-1} cm^{-2}$ ($10^{11} \bar{p}$) und die Impulsauflösung ist 10^{-4} . Dafür steht der volle Impulsbereich bis 15 GeV/c zu Verfügung.

Um die nötigen Anforderungen zu erfüllen, wird in HESR (Abb. 1.3) Elektronenkühlung⁸ und stochastische Kühlung⁹ eingesetzt. Der verbleibende \bar{p} -Strahl kann nach der Wechselwirkung mit dem Target wieder verwendet werden¹⁰.

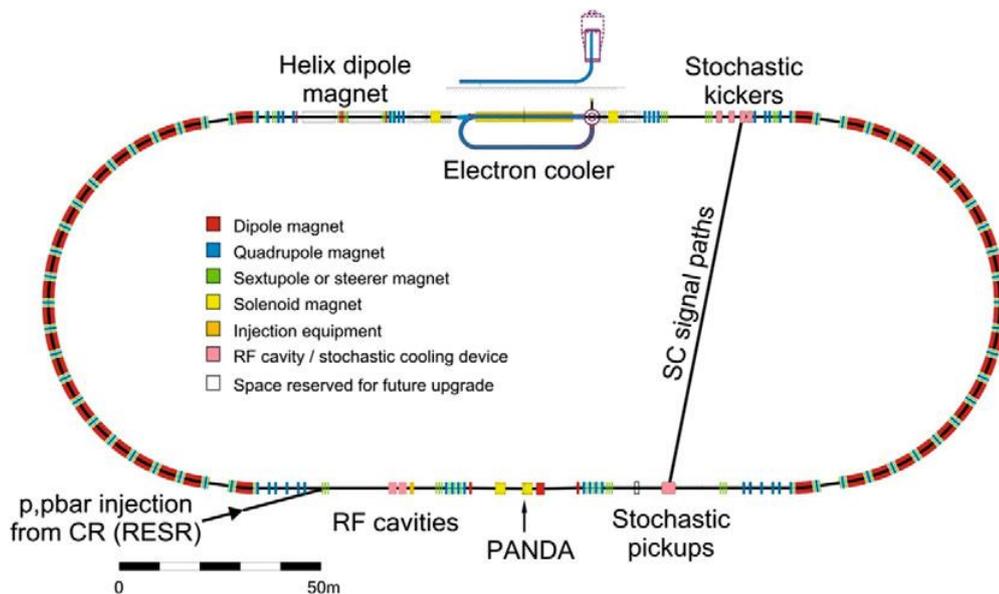


Abb. 1.3: Der HESR besteht aus zwei geraden Laufbahnen und zwei 180° Bögen. Der Gesamtumfang beträgt 575m. Elektronenkühlung, stochastische Kühlung und das Targetexperiment PANDA sind besondere Merkmale dieses Speicherrings [6].

⁸ Überlagerung eines Elektronenstrahls gleicher Geschwindigkeit mit dem \bar{p} -Strahl

⁹ Phasenraumkühlung: die \bar{p} werden auf die ideale Kreisbahn gezwungen

¹⁰ Kompensation von Energieverlusten und Strahlgeschwindigkeiten.

1.3 Der PANDA-Detektor

Der PANDA-Detektor hat ein internes Target und ist in der Lage den vollen Raumwinkel (4π) abzudecken. Die modulare Struktur aus Subdetektoren ist auf die Verfolgung und Rekonstruktion der gesuchten physikalischen Prozesse abgestimmt. Das Ziel ist eine hohe Auflösungen bei Spurverfolgung, Teilchenidentifikation und Kalorimetrie zu erreichen. Um möglichst effektiv Daten aufzunehmen, wird für das PANDA-Experiment eine Datenaufnahme ohne speziellen Hardware-Trigger entwickelt.

In Abb. (1.4) ist der gesamte Detektor dargestellt. Um eine gute Impulsauflösung zu erreichen wird der Detektor aus zwei Magnetspektrometern aufgebaut.

Das Target Spectrometer **TS** mit einer $4m$ langen und $2T$ starken supraleitenden Magnetspule (Solenoid) ist um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut und dient zur Detektion von neutralen und geladenen Teilchen, die in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung emittiert werden. Seine Akzeptanzwinkel sind zwischen 5° und 170° relativ zur Strahlrichtung.

Für kleinere Winkel ist das Forward Spektrometer **FS** gedacht. Ein $2Tm$ starker Dipolmagnet wird zur Impulsmessung verwendet (Abb. 1.6).

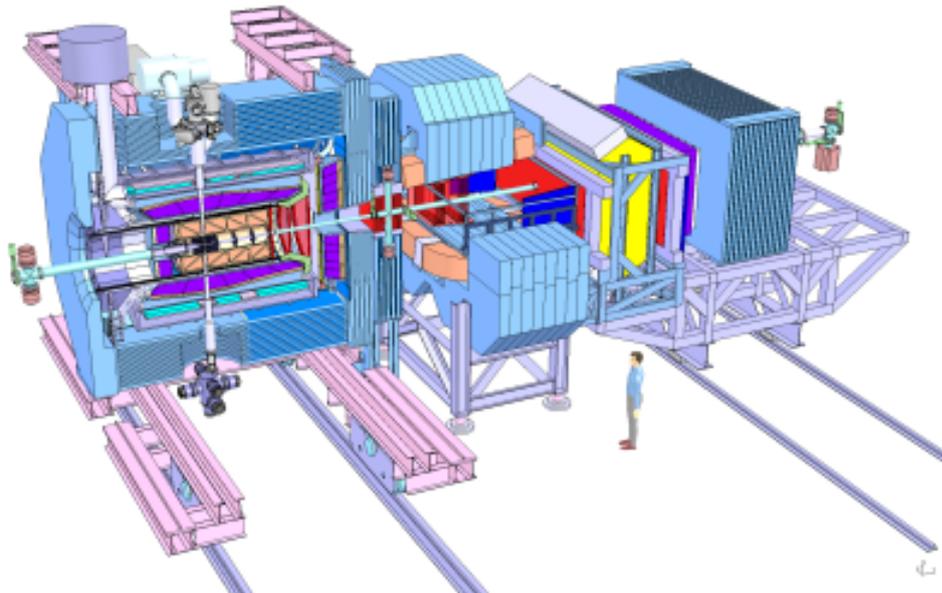


Abb. 1.4: Schematischer Aufbau des PANDA-Detektors. Der \bar{p} -Strahl kommt von links. Die Gesamtlänge des Detektors beträgt etwa $12m$.

1.3.1 Das Target Spectrometer

Das in Abb. (1.5) dargestellte TS wird aus drei Teilen bestehen: dem Barrel mit dem Solenoiden ($22^\circ - 140^\circ$), der Vorwärtsendkappe (5° *vertical*, 10° *horizontal*) und der Rückwärtsendkappe ($145^\circ - 170^\circ$).

Im Wechselwirkungspunkt kreuzt sich das \bar{p} -Strahlrohr mit dem Targetrohr. Um eine homogene Targetdichte zu gewährleisten und Streuung zwischen \bar{p} -Strahl und anderen Gasteilchen zu vermeiden, ist das Targetrohr unter Vakuum versetzt. Das Targetmaterial (H, H₂, N, Ar) kann - je nach experimentellem Bedarf - aus einem Gas oder einem Festkörper bestehen.

Im folgenden werden einige Detektoren, aus denen der TS aufgebaut ist, kurz beschrieben.

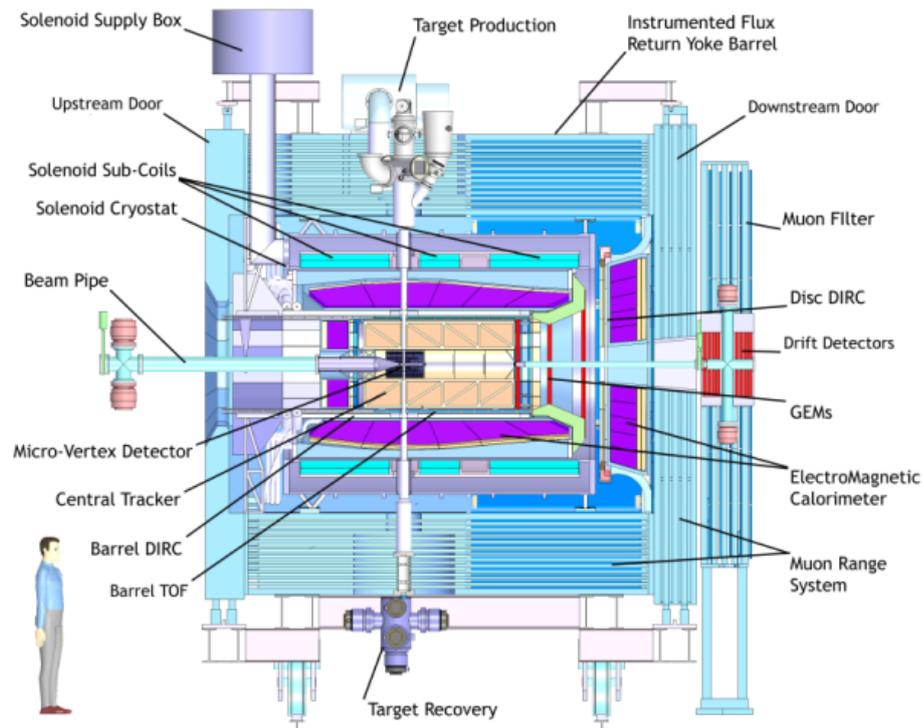


Abb. 1.5: Das Target Spectrometer (TS). Im Wechselwirkungsbereich haben das \bar{p} -Strahlrohr und das Vakuumrohr für die Targets einen Durchmesser von 20mm .

1.3.1.1 Detektoren zur Spurrekonstruktion

Der Microvertex Detektor (MVD) ist unmittelbarer um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut. Der maximal 40cm lange Detektor hat einen inneren Radius von $2,5\text{cm}$ und der Außenradius beträgt $13,5\text{cm}$. Dieser Detektor basiert auf strahlungsharten Silizium-Pixel- und Silizium-Streifen Detektoren. Seine Aufgabe wird die Rekonstruktion von Teilchenspuren, insbesondere der Sekundärzerfall-Kanäle von Hadronen mit s - und c -Quark-Inhalt, zur Vertexbestimmung sein.

Der Straw Tube Tracker (STT) ist der zentrale Spurdetektor. Er besteht aus dünnen (strohförmigen), aluminisierten Mylar[®] Röhrcen mit 1bar Überdruck. Der STT ist radial um das Strahlrohr zwischen $15 - 41,8\text{cm}$ aufgebaut. Die insgesamt 4636 Röhrcen mit jeweils 150cm Länge und 10mm Durchmesser sollen eine Auflösung von $150\mu\text{m}$ in x - und y -Richtung gewährleisten. In z -Richtung (Strahlrichtung) soll die Auflösung 3mm betragen.

Forward Gas Electron Multiplier (GEM) Detektoren werden zur Spurrekonstruktion von Teilchen dienen, die in Winkeln unterhalb von 22° relativ zur Strahlrichtung emittiert und so vom STT nicht mehr erfasst werden können. Drei dieser Detektoren mit unterschiedlichen Radien ($90 - 150\text{cm}$) werden hintereinander um das Strahlrohr aufgebaut. Sie müssen hohe Teilchenraten aushalten und in dem $2T$ -Magnetfeld arbeiten können.

1.3.1.2 Detektoren zur Teilchenidentifikation

Detection of Internally Reflected Cherenkov (DIRC) Light. DIRC Detektoren basieren auf dem Prinzip der Cherenkov Strahlung. Wenn die Ausbreitungsgeschwindigkeit geladener

Teilchen in einem Medium größer ist als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes in diesem Medium, können die Teilchen auf ihrem Weg kurzzeitig eine Polarisation der Atome hervorrufen. Es entstehen elektromagnetische Dipole, die eine Strahlung emittieren. Entlang der Teilchenflugbahnen überlagern sich die Wellenfronten dieser Strahlung nach dem Huygenschem Prinzip konstruktiv. Der eingeschlossene Winkel Θ zwischen Teilchenbahn und Wellenfront hängt mit der Teilchengeschwindigkeit zusammen und es gilt $\cos(\Theta) = \frac{1}{n\beta}$ mit dem Brechungsindex n des Mediums und der Teilchengeschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$.

Über den Winkel Θ wird die Teilchengeschwindigkeit ermittelt. Mit Hilfe der Spurdetektoren kann der Teilchenimpuls bestimmt werden. Aus diesen Informationen folgt die Massenbestimmung der Teilchen.

Der Barrel DIRC wird in einem radialen Abstand von $45 - 54\text{cm}$ den Winkelbereich von $22^\circ - 140^\circ$ abdecken. Als Szintillator dient Quarzglas mit einem Brechungsindex von $1,47$. Zur Lichtdetektion werden sogenannte Micro-Channel Plate PhotoMultiplier Tubes (MCP PMTs) eingesetzt, die insensitiv gegenüber Magnetfeldern sind.

Der Vorwärtsendkappen DIRC wird als ein Disc-Detektor mit 110cm Radius und 2cm Dicke zur Abdeckung des Winkelbereichs zwischen $5^\circ - 22^\circ$ eingesetzt. Er wird hinter dem Vorwärtsendkappen Kalorimeter positioniert.

Der Barrel Time of Flight (ToF) - Detektor wird zwischen Barrel DIRC und Electro Magnetic Calorimeter (EMC) positioniert und deckt den Winkelbereich $22^\circ - 140^\circ$ ab. Ausführliche Beschreibung in Abschnitt (1.4).

Kalorimeter werden zu Bestimmung der Energie der Teilchen eingesetzt. Als Szintillatormaterial werden 20cm lange Bleiwolframat ($PbWO_4$) Kristalle eingesetzt, die eine Energieauflösung von unter 2% bei 1GeV bieten. Bei Impulsen über $0,5\text{GeV}/c$ soll das Separationsverhältnis zwischen Elektronen und Pionen 10^3 sein. Das Barrel EMC mit einem inneren Durchmesser von 57cm und 11360 Kristallen wird außerhalb des Barrel DIRC positioniert. Ein Endkappen EMC mit 3600 Kristallen in Vorwärtsrichtung und eines mit 592 Kristallen in Rückwärtsrichtung umgeben den Wechselwirkungspunkt.

Myondetektoren dienen durch ihren Aufbau als ein System zur Unterscheidung der Spuren von Myonen (μ) und Pionen (π). Eine abwechselnde Folge von 13 Absorberschichten (3cm Eisen) und 13 sensitiven Schichten (3cm) mit über 3000 Sensoren (Mini Drift Tubes) werden zur Separation von (μ) und (π) verwendet.

1.3.2 Forward Spectrometer

Das FS detektiert alle Teilchen, die in den Winkelbereich von Maximal $\pm 5^\circ$ in vertikaler und $\pm 10^\circ$ in horizontaler Richtung emittiert werden (siehe Abb. 1.6). Mit dem 2Tm starken Dipolmagneten werden geladene Teilchen abgelenkt. Der \bar{p} -Strahl erfährt dabei auch eine Ablenkung, die hinter dem Detektor durch Korrekturmagnete kompensiert wird.

Forward Tracker. Drei paarweise aufgestellte Driftdetektoren - jeweils zwei vor, zwei innerhalb und zwei hinter dem Dipolmagneten - aus Straw Tubes (ähnlich wie der STT) werden Teilchenspuren verfolgen.

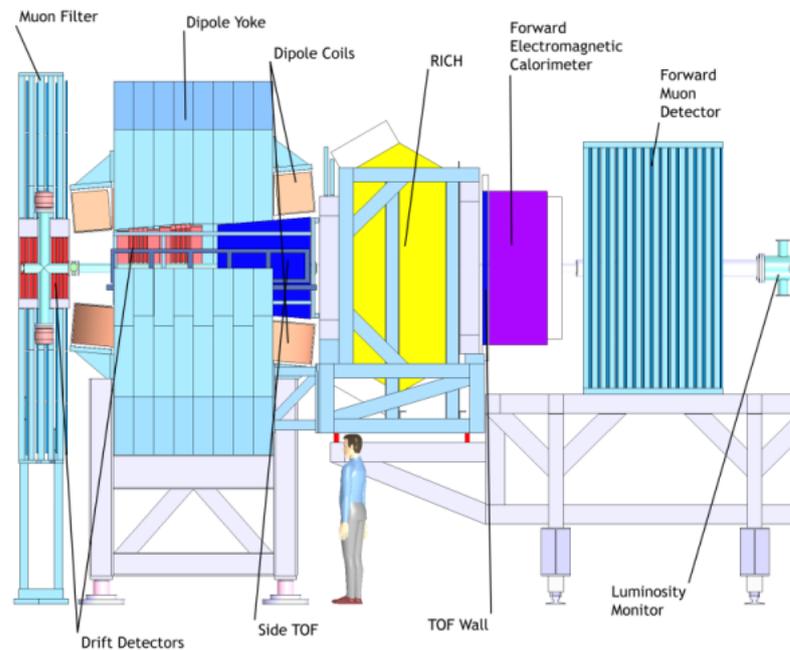


Abb. 1.6: Das Forward Spectrometer (FS)

Der Ring Image Cherenkov (RICH) - Detektor mit zwei Radiatoren unterschiedlicher Brechungsindizes soll eine Separation zwischen Pionen (π), Kaonen (K) und Protonen (p) im Bereich von $2 - 15 \text{ GeV}/c$ ermöglichen.

Die ToF-Wall aus Plastikszintillatoren, die 7 m hinter dem Wechselwirkungspunkt aufgestellt wird, dient als Flugzeitdetektor.

Teilchen mit kleinen Impulsen, die nicht in der Lage sind den Dipolmagneten zu passieren, sollen durch einen zusätzlichen ToF-Wand, der vor die Öffnung des Magneten platziert wird, identifiziert werden. Eine Zeitauflösung von 50 ps soll die Separation zwischen π und K (bis $2,8 \text{ GeV}/c$) sowie K und p (bis $4,7 \text{ GeV}/c$) ermöglichen.

Das Vorwärts EMC, bestehend aus 351 Modulen ($110 \text{ mm} \times 110 \text{ mm} \times 680 \text{ mm}$) - wobei ein Modul in vier Kanäle ($55 \text{ mm} \times 55 \text{ mm}$) unterteilt ist - wird in einer Anordnung aus 13 Zeilen und 27 Spalten in $7,5 \text{ m}$ Entfernung vom Wechselwirkungspunkt aufgestellt und soll eine hohe Auflösung und Effizienz bei der Detektion von Photonen und Elektronen erlauben.

Der Vorwärts Myondetektor wird etwa 9 m hinter dem Wechselwirkungspunkt positioniert und hat die gleiche Struktur wie der Myondetektor des TS. Er soll für μ und π höherer Impulse ausgelegt werden und auch zur Energiebestimmung von Anti-/Neutronen eingesetzt werden.

Der Luminositätsdetektor wird über die elastische $\bar{p}p$ -Streuung die Luminosität bei \bar{P} PANDA auf 3% genau messen können.

1.4 SciTil

In diesem Abschnitt wird der vorgesehene Flugzeitdetektor des Target Spectrometer vorgestellt. Dieser ist zylinderförmig innerhalb des Magnetsolenoiden aufgebaut. Der Radius dieses Detektors

ist 50 cm und er befindet sich zwischen DIRC und Barrel EMC. Um in diesem eingeschränkten Platz die geforderte Zeitauflösung von unter $100ps$ zu erreichen ist die Benutzung von Plastikszintillatoren und Silicon Photo Multiplier (SiPM) als Detektoren vorgesehen [7].

1.4.1 Motivation

Teilchenidentifikation

Zur Identifikation von Teilchen wird deren Impuls und Geschwindigkeit bestimmt um daraus ihre Masse zu erhalten. Die Impulsbestimmung kann mit Spurdetektoren wie STT realisiert werden. Der DIRC Detektor kann nur ab einem bestimmten Impuls ($> 700MeV/c$) die Geschwindigkeit der Teilchen bestimmen. Teilchen mit einem Impuls unter $700MeV/c$ könnten ohne einen Timing Detektor nicht identifiziert werden. Der SciTil Detektor wird für Teilchen mit kleinen Impulsen die gewünschten Informationen bereitstellen können.

Event Timing

Die durchschnittliche Ereignisrate bei $\bar{P}ANDA$ wird:

$$\dot{N} = \frac{L}{\sigma_{\bar{p}p}} = \frac{2 \times 10^{32} cm^2/s}{100mb^{11}} = 20MHz$$

sein. Dabei ist L die Luminosität und $\sigma_{\bar{p}p}$ der Wechselwirkungsquerschnitt einer $\bar{p}p$ -Reaktion. Die maximale Ereignisrate ist $\dot{N}_{max} = 100MHz$. Die Zeitauflösung zwischen zwei Ereignissen ist $\delta t = \frac{1}{\dot{N}}$.

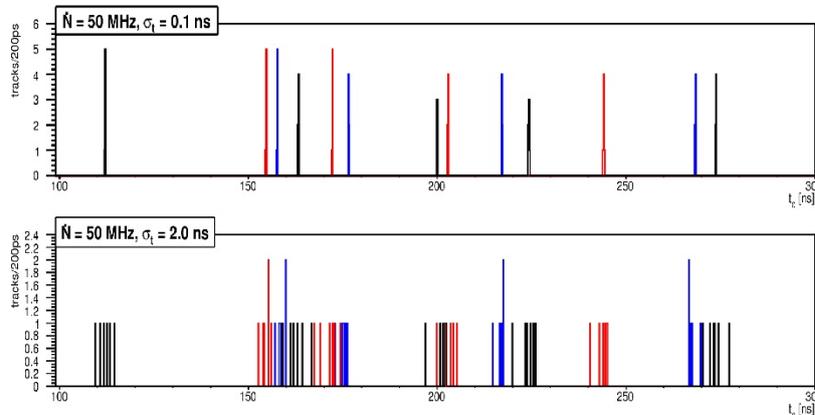


Abb. 1.7: Event Timing bei einer Ereignisrate von $\dot{N} = 50MHz$ mit unterschiedlicher Zeitauflösung. Ereignisfolge ist schwarz-rot-blau. Bei einer Zeitauflösung von $\sigma_t = 100ps$ können aufeinanderfolgende Ereignisse separat dargestellt werden, während bei $\sigma_t = 2ns$ eine Trennung nur in Clustern möglich ist.

Die komplette Verarbeitung der Daten ist bei diesen Raten aus arbeits- und kostentechnischen Gründen nicht möglich. Daher muss die Datenmenge um das 100-1000-fache reduziert werden, was mit einem Software Trigger erreicht werden soll. Der Software Trigger benutzt dabei Korrelationen zwischen digitalen Signalen von einem oder mehreren Detektoren.

¹¹ Die Einheit barn (b) ist eine Flächeneinheit, die für Wirkungsquerschnitte verwendet wird. $1b = 10^{-28}m^2$, $100mb = 10^{-25}cm^2$.

Um online triggern und Ereignisse separat darstellen zu können wird ein Timing Detektor mit einer Zeitauflösung von unter $100ps$ benötigt.

Relative Flugzeitmessung

Bedingt durch die erforderlichen Materialeinschränkungen gibt es keinen Start-Detektor für Flugzeitmessungen im Target Spectrometer. Ein Start-Detektor würde in unmittelbarer Umgebung des Wechselwirkungspunktes sein und durch sein zusätzliches Material die Auflösung aller anderen Detektoren verschlechtern. Wenn zwei Teilchenspuren messbar sind, kann eine relative Zeitauflösung aus den Einzelzeitauflösungen bestimmt werden.

Außerdem kann die Information aus einem Fluzeitdetektor vom TS als Input für den Flugzeitdetektor im Forward Spectrometer dienen.

Detektion von Konversionsprozessen

Ein vor dem EMC platzierter und auf geladene Teilchen ansprechender Detektor (SciTil) kann Konversionspartikel (Elektron e^- , Positron e^+) nachweisen.

Aus Teilchenzerfällen (z.B. $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) können Photonen (γ) entstehen, die in Wechselwirkung mit Materie durch Paarbildung in $\gamma \rightarrow e^-e^+$ zerfallen können. Dieser Prozess kann in den verwendeten DIRC Radiatoren relativ häufig vorkommen.

Durch den Nachweis der Konversion im SciTil Detektor würde die Auflösung des EMC verbessert werden. Außerdem kann der SciTil als Trigger für den EMC dienen um geladene und neutrale Teilchen zu diskriminieren.

1.4.2 Realisierung

Abbildung (1.8) zeigt den schematischen Aufbau des Barrel-ToF Systems. In (a) ist das Kernstück, der Scintillator Tile (SciTil), zu sehen. Ein Plastikszintillator mit den Dimensionen $30mm \times 30mm \times 5mm$ wird in Verbindung mit zwei SiPMs Teilchen detektieren.

In (b) ist das Quad-Modul dargestellt. Vier SciTils werden zu einer Einheit zusammengefasst. Um den dabei benötigten Platz zu minimieren sind die SiPM nach innen ausgerichtet.

(c) zeigt, wie ein Quad-Modul zusammengehalten wird. Eine Platte mit Application Specific Integrated Circuit (ASIC) liefert die Grundlage zur Datenaquisition.

In (d) sind 90 Quad-Module platzsparend in einem Supermodul untergebracht. In (e) ist schließlich der Barrel-ToF angedeutet, wie er aus den 16 Supermodulen aufgebaut sein wird.

Insgesamt sollen 5760 Szintillatoren und 11520 SiPM verwendet werden.

Der abgedeckte Winkelbereich des durch Kaltluft gekühlten Detektors ist $22^\circ - 140^\circ$ relativ zur Strahlrichtung.

Erste Messungen

Erste Erfahrungen wurden mit einem Prototypen gesammelt (Abb. 1.9). Bei großen Photonenzahlen sind Zeitauflösungen im Bereich von $100ps$ beobachtet worden.

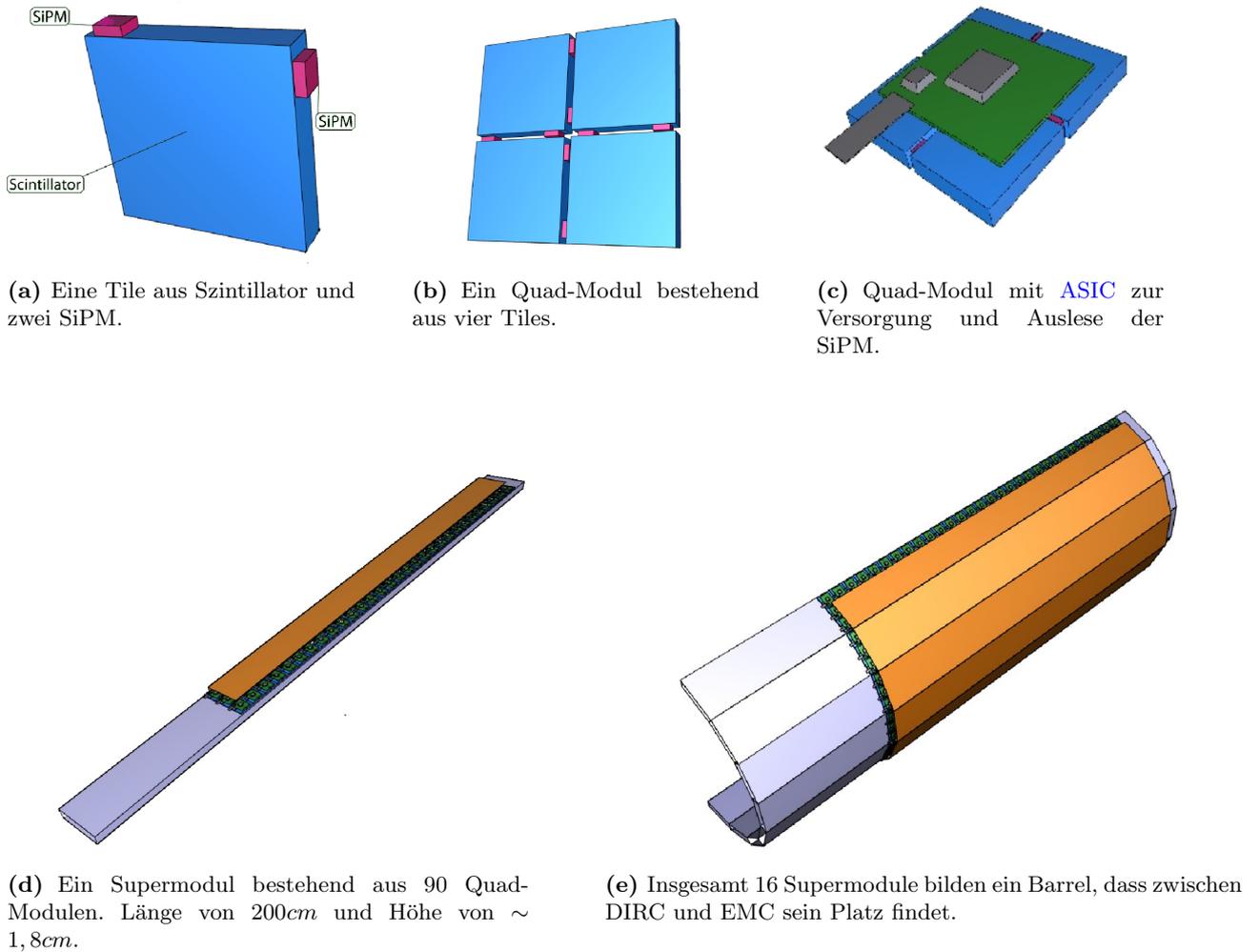


Abb. 1.8: Der Scintillator Tile (SciTil) Detektor im Überblick.

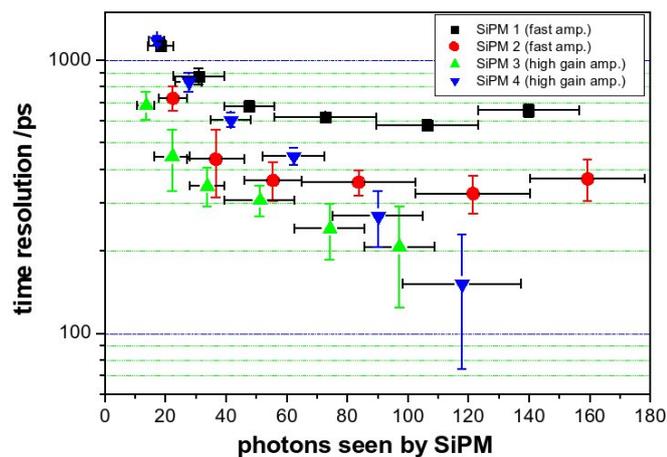


Abb. 1.9: Erste Messungen mit einem Szintillator. Verwendet wurde bei diesen Messung ein $20\text{mm} \times 20\text{mm} \times 5\text{mm}$ Szintillator mit Hamamatsu SiPM (S10362-33-050C und S10931-33) und Photonique Vorverstärker (*AMP_0604* (high gain amp.) und *AMP_0611* (fast amp.)) [8].

2 Detektor-Prinzipien

In diesem Kapitel wird eine Übersicht der Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen und Materie beschrieben, die als Übergang zum Szintillationsmechanismus dient [9, 10]. Anschließend folgt eine Beschreibung der Diode als Detektor und die Eigenschaften der SiPM Detektoren werden vorgestellt [11–13].

2.1 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Ein geladenes Teilchen, das mit einer kinetischen Energie durch Materie fliegt, wechselwirkt mit seiner Umgebung hauptsächlich über die Coulomb-Wechselwirkung. Stöße mit den Kernen der Materie sind vergleichsweise selten bzw. die elektromagnetische Strahlung durch Beschleunigung nur bei leichten Teilchen wie Elektronen signifikant. Bei der Wechselwirkung mit den Elektronen wird ein Teil der kinetischen Energie als Impuls übertragen. Durch die Impulsübertragung verliert das Teilchen an Geschwindigkeit. Wenn die kinetische Energie aufgebraucht ist, kann das geladene Teilchen zu einem neutralen Teilchen rekombinieren.

Die Beschreibung der Wechselwirkung zwischen geladenen schweren Teilchen (wie z.B. Protonen, Myonen) mit Materie wird durch die Bethe-Bloch-Formel (2.1) gegeben. Der Energieverlust von Elektronen und Positronen wird mit der Berger-Seltzer-Formel (2.2) beschrieben.

2.1.1 Massive Teilchen

Bethe-Bloch-Formel

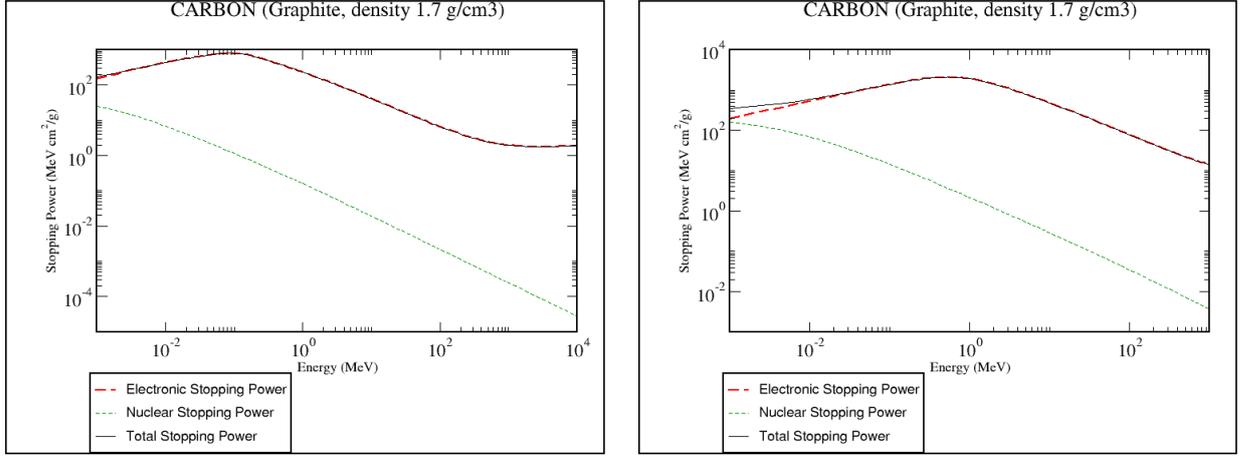
gibt den spezifischen differentiellen Energieverlust dE pro differentielle Wegstrecke dx mit den Elektronen der Materie an,

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e c^2 \beta^2} N Z \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (2.1)$$

mit Elementarladung e , Elektronenruhemasse m_e , Ladung ze und Geschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$ des ionisierenden Teilchens, Teilchenanzahl N und Ordnungszahl Z sowie das mittlere Anregungspotential I des Absorbermaterials.

Der Energieverlust eines ionisierenden Teilchen ist nur von seiner Ladung und Geschwindigkeit abhängig. Bei nichtrelativistischen Geschwindigkeiten fällt $\frac{dE}{dx}$ mit $\frac{1}{\beta^2}$ ab, steigt aber bei relativistischen Geschwindigkeiten wieder an.

Abb. (2.1) zeigt beispielsweise den Energieverlust eines Protons und eines α -Teilchen in Kohlenstoff. Der minimale Energieverlust in Kohlenstoff ist $dE/dx|_{min} = 1,74 \text{ MeV cm}^2/g$. Der Gesamtenergieverlust kann bei schweren Teilchen nur mit der Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden, da der Beitrag der Kerne vernachlässigbar ist.



(a) Proton im Kohlenstoff.

(b) α -Teilchen im Kohlenstoff.

Abb. 2.1: Spezifischer Energieverlust im Kohlenstoff [14]. Der Energieverlust durch Wechselwirkung mit den Kernen der Atome ist vernachlässigbar.

2.1.2 Elektronen und Positronen

Elektronen und Positronen können mit ihrer geringen Masse bei einer Wechselwirkung mit Hüllenelektronen viel von ihrer kinetischen Energie verlieren. Ausserdem erfährt ein Elektron in Kernnähe eine Bremsstrahlung, der bei Energieverlust mitbetrachtet werden muss.

Berger-Seltzer-Formel

gibt den Gesamtenergieverlust eines Elektrons bzw. Positrons als Summe aus Bremsstrahlung und Ionisierung an:

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_{total} = -\frac{dE}{dx}\Big|_{ion} - \frac{dE}{dx}\Big|_{brems.} \quad (2.2)$$

mit

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_{ion.} = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_e v^2} \left(\ln\left(\frac{m_e v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)}\right) - (\ln 2)(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2 \right), \quad (2.3)$$

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_{brems.} = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_e^2 c^4} \left(4 \ln\left(\frac{2E}{m_e c^2}\right) - \frac{4}{3} \right). \quad (2.4)$$

Dabei ist e die Elementarladung, m_e die Elektronenruhemasse, $\beta = \frac{v}{c}$ die Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens relativ zur Lichtgeschwindigkeit c und v seine absolute Geschwindigkeit, N die Teilchenzahl, Z die Ordnungszahl, I das mittlere Anregungspotential des Absorbermaterials und E die Energie des ionisierenden Teilchens.

Das Verhältnis zwischen Bremsstrahlung und Ionisierung ist:

$$\frac{(dE/dx)_{brems.}}{(dE/dx)_{ion.}} \cong \frac{EZ}{700} \quad (2.5)$$

Die Bremsstrahlung spielt erst bei hohen Energien bzw. bei Materialien mit hoher Ordnungszahl Z eine wichtige Rolle (siehe Abb. 2.2).

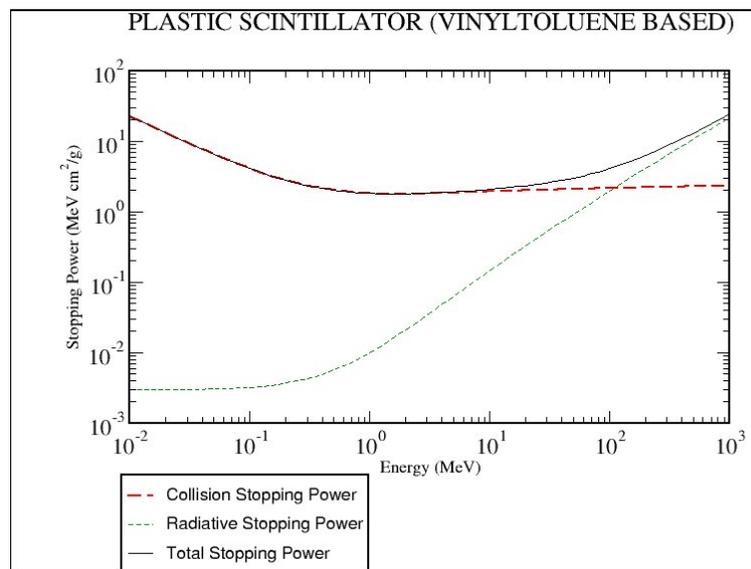


Abb. 2.2: Spezifischer Energieverlust eines Elektrons in einem Plastiksintillator [14]. Bei Energien unter 10 MeV besteht der Energieverlust hauptsächlich aus der Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen. Bei relativistischen Energien der einfallenden Teilchen bestimmt die Wechselwirkung mit den Kernen den Gesamtenergieverlust. Der minimale Energieverlust in diesem Szintillatormaterial ist $dE/dx|_{\min} = 1,956 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ [15].

2.2 Szintillation

Szintillatoren werden aufgeteilt in organische und anorganische Szintillatoren. Da es für alle Anwendungen keinen idealen Szintillator gibt, muss je nach experimentellen Anforderungen das bestmögliche Material ausgesucht werden. Für Timing Detektoren werden zum Beispiel organische Szintillatoren mit Anstiegs- und Abklingzeiten im Nanosekunden-Bereich verwendet. Der Szintillationsmechanismus unterscheidet sich im Detail, auch wenn das Prinzip grundlegend auf die Abregung eines zuvor angeregten Elektrons besteht.

Während anorganische Szintillatoren bessere Lichtausbeute und Linearität aufweisen, sind sie im Vergleich zu den Organischen relativ langsam (Abklingzeiten von mehreren Nanosekunden (ns) bis Mikrosekunden (μs)). Durch ihre hohe Ladungszahl Z und Dichte werden diese in der γ -Spektroskopie bevorzugt. Organische Szintillatoren sind hingegen durch ihren hohen Wasserstoffgehalt bei der β -Spektroskopie und der Neutronendetektion geeignet.

2.2.1 Anorganische Szintillatoren

Szintillationprozess durch nachfolgende Abregung eines Elektrons aus dem Leitungsband, welches zuvor durch genügend Energie aus dem Valenzband angehoben wurde. Da jedoch die Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband relativ groß ist, ist die Wellenlänge des emittierten Photons nicht im sichtbaren Bereich. Deshalb werden künstliche Verunreinigungen im Szintillator eingebaut, wodurch zwischen Valenz- und Leitungsband zusätzliche *Aktivator*-Zustände mit geringerer Energielücke zur Verfügung stehen, aus deren Übergängen nun Photonen mit Wellenlängen im sichtbarem Spektrum emittiert werden können.

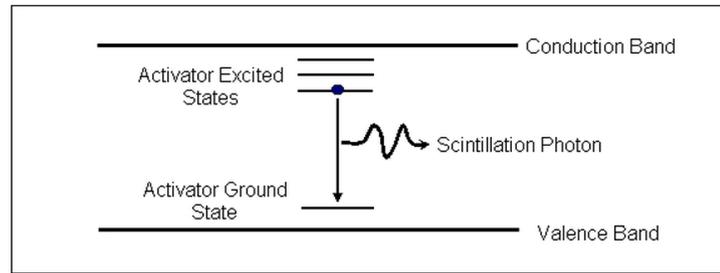


Abb. 2.3: Szintillationsmechanismus eines anorganischen Szintillators mit Aktivatorzuständen.

2.2.2 Organische Szintillatoren

Es werden Flüssigkeiten, Einkristalle oder polymerisierte Festkörper als organische Szintillatoren hergetellt. Drei Prozesse der Lichtemission tragen zum Szintillationsmechanismus bei:

- prompte Fluoreszenz
- verzögerte Fluoreszenz
- Phosphoreszenz

Durch die π -Elektronen-Struktur eines organischen Moleküls wie in Abb. 2.4 sind diese Prozesse gut verstanden.

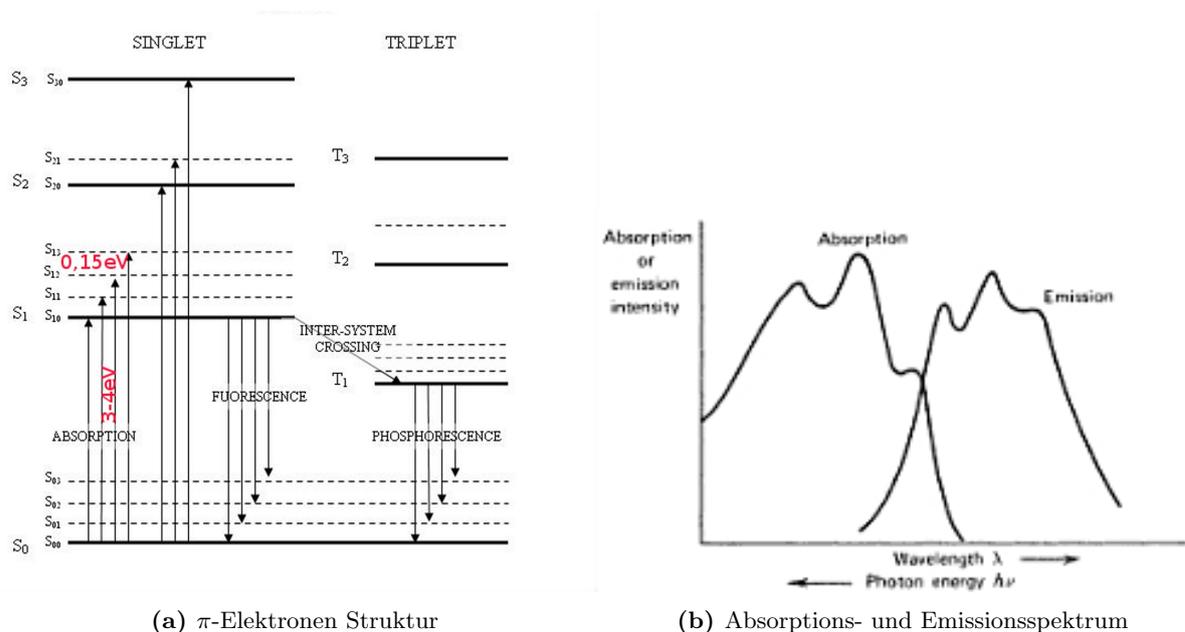


Abb. 2.4: Szintillationsmechanismus eines organischen Szintillators.

Beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch einen Szintillator wird seine kinetische Energie in Form von Wärme, Gitterschwingungen oder Fluoreszenzenergie an die Elektronen des

Absorbermaterials übertragen und die Elektronen aus dem Grundzustand eines Moleküls können höhere Energiezustände bevölkern.

Die höheren Singulettzustände können binnen weniger Pikosekunden (ps) durch strahlungslosen Übergang (innere Konversion) in den S_1 -Zustand gelangen.

Da die Vibrationszustände ($\Delta E(S_{ij}, S_{ij+1}) \approx 0, 15eV$) nicht mit ihren Nachbarn im Gleichgewicht sind, fallen diese ebenfalls in die jeweiligen Grundzustände (S_{00}, S_{10}, T_{10}). So ist die eigentliche Fluoreszenz die Entvölkerung des S_{10} -Zustandes durch Übergänge zu einen der Vibrationszuständen des elektronischen Grundzustande S_0 . Außer dem Übergang $S_{10} \rightarrow S_{00}$ sind die Energien der emittierten Photonen geringer als bei der Absorption, was zu unterschiedlichen Wellenlängen zwischen Absorption und Emission und damit zu Transparenz des Szintillators für sein eigenes Fluoreszenzlicht führt (siehe Abb. 2.4).

Die Phosphoreszenz ist die Emission von Photonen aus den Triplettzuständen. Einige angeregte Singulettzustände können durch *inter-system crossing* zu einem Triplett-Niveau übergehen. Die Lebensdauer eines Triplett-Zustandes ist viel höher als die eines Singulett. Da ein T_1 -Zustand tiefer liegt als ein S_1 -Zustand, ist die emittierte Wellenlänge größer.

Im T_1 -Zustand können einige Moleküle thermisch angeregt und wieder in ein S_1 -Zustand übergehen um anschließend durch Emission in den elektronischen Grundzustand zu gelangen. Dies wird als verzögerte Fluoreszenz bezeichnet.

Die prompte Fluoreszenz erfolgt (Bevölkerung des S_{10} -Zustandes in einigen $100ps$) in wenigen ns, wohingegen die Phosphoreszenz (aus dem Zustand T_{10}) etwa $10^{-3}s$ später erfolgen kann. Mit Berücksichtigung einer endlichen Anregungszeit und der langsamen Komponenten kann das Zeitverhalten eines schnellen Szintillators über seine Intensität ausgedrückt werden als:

$$I = I_0(e^{-t/\tau} - e^{-t/\tau_1}), \quad (2.6)$$

mit τ_1 als Anstiegszeit (*rise time*) und τ als Abklingzeit (*decay time*).

Für die schnellen Szintillatoren, bei denen Anstiegs- und Abklingzeiten vergleichbar sind ($1 - 2ns$), ist eine Beschreibung des Zeitverhaltens als Kombination einer Gauß- und Exponentialfunktion gegeben durch:

$$\frac{I}{I_0} = f(t)e^{-t/\tau}, \quad (2.7)$$

wobei die Gaußfunktion $f(t)$ die Populationszeit der S_{10} -Zustandes repräsentiert.

Einige Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten Szintillatoren sind im Anhang A.3.1 zu entnehmen.

2.3 Diode als Detektor

Die Diode als Halbleiterbauelement (pn-Übergang) eignet sich zur Detektion von Photonen und geladenen Teilchen.

Zwei unterschiedlich dotierte¹² Halbleiter bilden bei Kontakt durch die frei beweglichen Ladungsträger einen Konzentrationsgradienten, wodurch n-Leiter (Elektronen) in das p-Material und p-Leiter (Löcher) in das n-Material diffundieren. Die nun nicht mehr kompensierten Ladungen der Dotierungsatome erzeugen ein elektrisches Feld, das die Diffusion der freien Ladungsträger unterbindet und so eine Sperrschicht bildet.

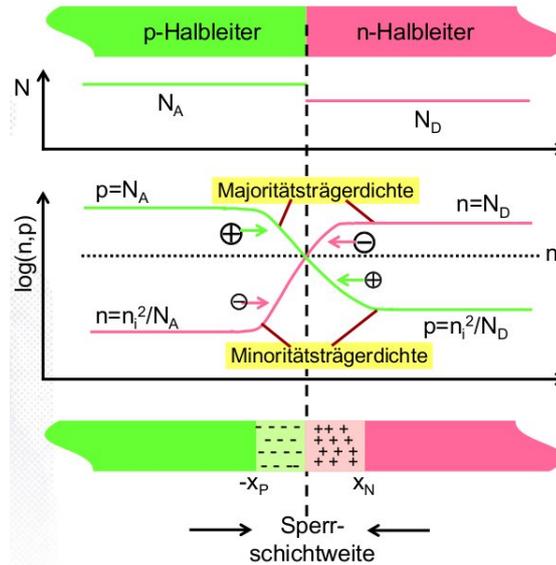


Abb. 2.5: pn-Übergang eines Halbleiters [16].

Die Sperrschichtbreite d des pn-Übergangs bei Annahme eines Gleichgewichtszustandes der Ladungsträgerdichten ist ohne eine äußere Spannung durch Gl. (2.8a) und mit äußerer Spannung U_{pn} durch Gl. (2.8b) gegeben.

$$d = x_N + x_P = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \cdot U_{diff} \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \quad (2.8a)$$

$$d = x_N + x_P = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \cdot (U_{diff} - U_{pn}) \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \quad (2.8b)$$

x_N und x_P stehen für die Sperrschichtweite im n- beziehungsweise p-Halbleiter, N_A und N_D geben die Anzahl der Akzeptor- und Donatoratome an, e ist die Elementarladung, ε die dielektrische Leitfähigkeit und ε_0 die elektrische Feldkonstante.

Die Diffusionsspannung $U_{diff} = \frac{kT}{e} \cdot \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right)$ ist temperaturabhängig und hat bei Raumtemperatur ($\sim 20^\circ\text{C}$) einen typischen Wert zwischen 0,5–0,8V. Dabei ist k die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur (in Kelvin) und n_i die Teilchendichte.

¹² Dotierung bezeichnet den Einbau von Fremdatomen mit unterschiedlicher Valenzelektronen-Konfiguration. Elemente der vierten Gruppe des Periodensystems (Si, Ge) können mit Elementen aus der dritten (p-Leitung) oder der fünften (n-Leitung) Gruppe verunreinigt werden.

Die typische Sperrschichtbreite ($d \approx 1,3 \mu\text{m}$) kann durch anlegen einer Spannung in Sperrrichtung (\ominus an p, \oplus an n) ausgedehnt bzw. in Durchlassrichtung (\ominus an n, \oplus an p) reduziert werden. Für die Kapazität der Sperrschicht C gilt die Relation:

$$C = \frac{A\epsilon\epsilon_0}{d} = A \cdot \sqrt{\frac{e\epsilon\epsilon_0}{2 \cdot (U_{diff} - U_{pn}) \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}}, \quad (2.9)$$

wobei A die Fläche der Sperrschicht angibt. Die Kapazität pro Fläche C/A ist typisch von der Größenordnung von $\sim 50 \text{ nF/cm}^2$.

Si-Photodiode

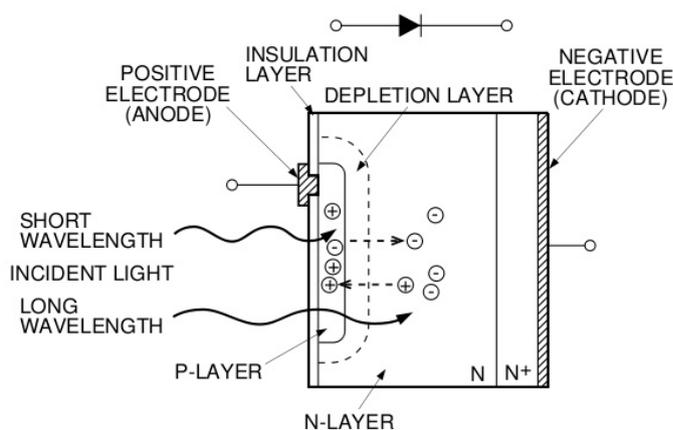
Eine Si-Photodiode (Abb. 2.6) wandelt Licht in ein elektrisches Signal um, wenn die Photonen genug Energie haben Ladungsträger in der Sperrschicht zu erzeugen. Die Energielücke im Silizium ist $E_g = 1,12 \text{ eV}$. Damit ein Photon Elektron-Loch-Paare erzeugen kann, muss seine Wellenlänge $\lambda < 1100 \text{ nm}$ sein:

$$E_{Ph} = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad E_{Ph} \geq E_g \text{ für } \lambda < 1100 \text{ nm}.$$

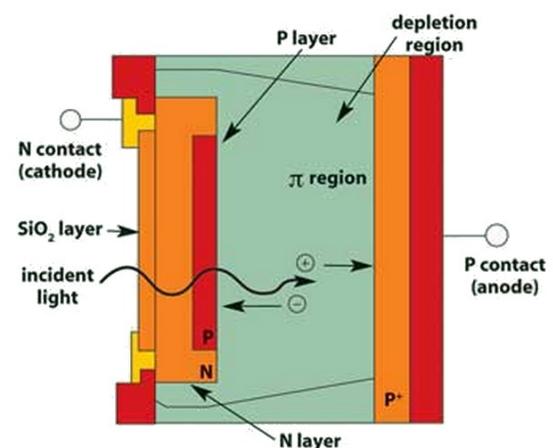
E_{Ph} steht für die Energie des Photons, ν für seine Frequenz und h bezeichnet das Plancksche Wirkungsquantum.

Da Silizium aber ein hohen Brechungsindex ($n \geq 3,5$) für $\lambda < 1100 \text{ nm}$ hat, wird die Oberfläche mit einer antireflektierenden Schicht (SiO_2 mit $n = 1,46$) bezogen, um die Reflexion des Lichts an der Oberfläche zu reduzieren.

Um ultraviolettes Licht zu detektieren, sollte die aktive Schicht nah an der Oberfläche sein, da sonst die Photonen vor Erreichen der aktiven Schicht absorbiert werden können. Und um infrarotes Licht zu detektieren, sollte die aktive Schicht dicker sein als die Absorptionslänge, da die Photonen sonst ohne eine Wechselwirkung durch die Schicht hindurchfliegen würden (siehe Abb. 2.6.a).



(a) Si-Photodiode mit p-on-n Struktur [17]



(b) APD mit n-on-p Struktur mit einer intrinsischen π -Schicht [18]

Abb. 2.6: Licht bestimmter Wellenlänge löst durch den photoelektrischen Effekt Elektron-Loch-Paare in der Diode, die durch ein angelegtes elektrisches Feld abgezogen werden.

PIN-Photodiode

Die Sperrschicht kann durch eine zusätzliche intrinsische (undotierte bzw. schwach dotierte, etwa $300\ \mu\text{m}$ dicke) Schicht zwischen den hochdotierten p- und n-Schichten erweitert werden (P-intrinsisch-N–PIN-Photodiode). Sie hat im Vergleich zu den hochdotierten Schichten wenig freie Ladungsträger und ist somit hochohmig. Eine zusätzliche Sperrspannung steigert die Empfindlichkeit der PIN-Diode für infrarotes Licht.

Avalanche Photo Diode (APD)

Eine (PIN-) Diode mit hoher elektrischer Feldstärke kann die primär entstandenen Ladungsträger durch Stoßionisation vervielfachen. Die durch ein Photon erzeugten Ladungsträger werden im starken elektrischen Feld beschleunigt und erhalten genug Energie um ihrerseits (Sekundär-) Ladungsträger zu erzeugen, die wiederum weitere Ladungsträger erzeugen (Lawineneffekt). Die Ionisationsrate für Elektronen ist wegen ihrer effektiven Masse höher als die der Löcher.

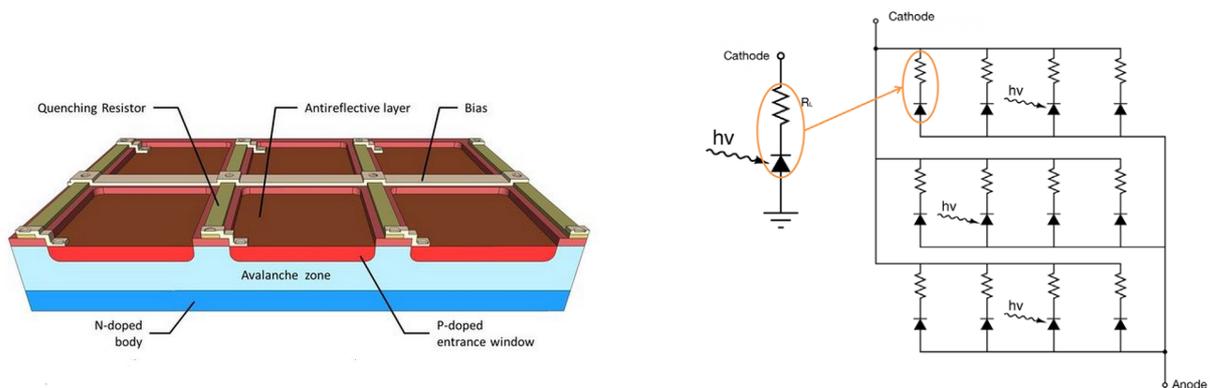
Die Sperrspannung, mit der einer APD betrieben wird, ist unterhalb der Durchbruchspannung. Die Verstärkungsgrenze ist bei einem Faktor 1000. Zur Auflösung weniger Photonen ist eine APD nicht geeignet.

2.4 Silicon Photomultiplier

Eine APD in Serie mit einem Widerstand (*Quenchresistance* R_q), die mit mehreren anderen APD parallel geschaltet ist und über der Durchbruchspannung im Geigerbetrieb arbeitet, wird unter anderem als SiPM bezeichnet (*andere übliche Bezeichnungen sind MPPC, G-APD, SPAD*).

Durch den Betrieb im Geigerzustand sind entstandene Ladungsträger in der Lage eine Verstärkung in der Größenordnung von $10^5 - 10^7$ Ladungsträger zu erzeugen. Damit eine APD nicht durch den hohen Strom zerstört wird und in den Grundzustand versetzt wird, ist die Beschaltung mit einem Widerstand in Serie notwendig.

In dieser Arbeit wird mit SiPM die ganze Fläche und mit Pixel eine einzige APD bezeichnet.



(a) Bild einer n-on-p SiPM von Ketek [19].

(b) Parallelschaltung aus Diode und Quenchwiderstand [20].

Abb. 2.7: Aufbau einer SiPM mit mehreren Pixeln und Schaltbild.

Das einzelne Signal eines Pixel ist binär und liefert daher keine Information über die detektierte Lichtintensität. Erst durch Aufsummation der einzelnen Signale der angesprochenen Pixel durch die Parallelschaltung entsteht ein proportionales Signal zur Lichtintensität. Die Lichtintensität sollte jedoch nicht zu hoch sein, so dass mehrere Photontreffer pro Pixel innerhalb der *recovery time*¹³ vernachlässigbar sind. Andernfalls kann es zu einer Sättigung des SiPM Signals führen [12, 13].

Der SiPM kann qualitativ durch seine dynamischen Charakteristika wie Gain, Photon Detection Efficiency (PDE), Rauschen (Dunkelrauschen - Dark Count Rate DCR, Übersprechen - Optical Cross Talk OCT, Nachpulse), Linearität (*dynamic range*) beschrieben werden.

Gain

Die Amplitude eines Pixels ist definiert als die Ladung Q_{pixel} pro Elementarladung e und wird als Gain bezeichnet.

$$G_{pixel} = \frac{Q_{pixel}}{e} = C_{pixel} \cdot \frac{(U_{Bias} - U_{BD})}{e} \quad (2.10)$$

U_{Bias} ist die angelegte Sperrspannung und U_{BD} bezeichnet die Durchbruchspannung. Der Gain des ganzen Detektors ergibt sich aus der Summe der angesprochenen Pixel.

¹³Erholzeit (recovery time) eines Pixels <100ns [12].

Der Gain beinhaltet Beträge vom DCR, OCT und Nachpulse - und ist mit der PDE korreliert.

PDE

Die PDE hängt von mehreren Größen ab.

$$PDE(\lambda, U, T) = QE(\lambda) \cdot FF \cdot P(\lambda, U, T) \quad (2.11)$$

$QE(\lambda)$ ist die Quanteneffizienz, mit der ein Photon der Wellenlänge λ ein Ladusträger erzeugt. FF gibt den Füll Faktor an, der das Verhältnis zwischen aktiver Detektorfläche zur Gesamtfläche wiedergibt. $P(\lambda, U, T)$ ist die Triggerwahrscheinlichkeit für einen Avalanche-Effekt in der Diode. Alle diese Größen sind etwa in der Größenordnung von 80%.

Beispiele zur PDE für einige (in dieser Arbeit verwendeten) SiPM sind in Abb. (A.4) zu sehen.

Linearität

Die Amplitude des SiPM hängt von Anzahl detektierter Photonen ab.

$$N_{fired} = N_{total} \times \left(1 - e^{-\frac{PDE \times N_{photon}}{N_{total}}} \right) \quad (2.12)$$

N_{total} ist die Anzahl der Pixel des SiPM, N_{photon} die Anzahl der Photonen und N_{fired} die Anzahl angesprochenen Pixel. Eine Simulation der obigen Gleichung ist in Abb. (2.8) zu sehen. Um möglichst viele Photonen registrieren zu können, sind dementsprechend viele Pixel notwendig.

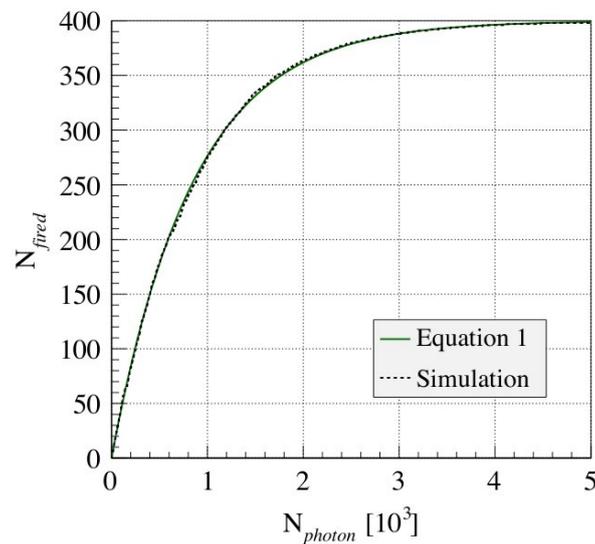


Abb. 2.8: Simulation der Gl. (2.12) an einem SiPM mit 400 Pixeln und einer PDE von 47% [21].

Übertrifft die Anzahl der auftreffenden Photonen die Anzahl vorhandener Pixel, tritt ein Sättigungseffekt ein. Eine Abweichung von der Linearität ist schon bei geringen Lichtintensitäten vorhanden (55% bei einer Lichtintensität von $0,5 \times N_{total}$).

Rauschen

Dunkelrauschen (Dark Count Rate (DCR))

Ein SiPM kann auch ohne Photonen ein Signal liefern. Dieses Signal wird durch freie Ladungsträger in der Sperrschicht erzeugt. Die freien Ladungsträger entstehen hauptsächlich durch thermische Anregung und Tunneleffekt zwischen dem Valenz- und Leitungsband (Abb. 2.9).

Die Anzahl thermisch entstandener Ladungsträger kann bei niedrigeren Temperaturen minimiert werden. Durch das elektrische Feld generierte Ladungsträger hingegen können mit einem schwächerem Feld auf Kosten der Gain reduziert werden.

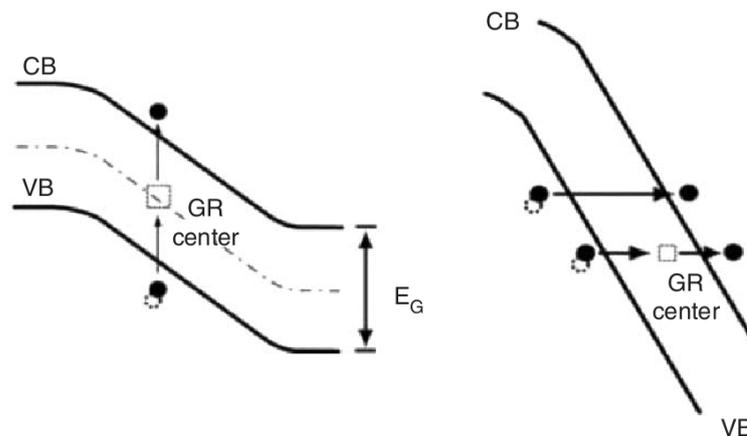


Abb. 2.9: Quellen des Dunkelrauschens sind unter anderem Defekte im Kristallgitter. Die sogenannten Rekombinationszentren (*GR-Center*) liegen etwa in der Bandmitte und können den Ladungsträgern als Zwischenniveaus dienen. Die notwendige Energie erhalten die Ladungsträger durch thermische Anregung (linkes Bild) oder durch das hohe elektrische Feld (rechtes Bild).

Übersprechen (Optical Crosstalk (OCT))

Wenn ein Photon eine Avalanche in einem Pixel auslöst, besteht die Möglichkeit, dass entstandene Ladungsträger Photonen erzeugen, die mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit benachbarte Pixel triggern können. Diese Sekundärphotonen können aus den entstandenen Pixeln entweder direkt (1), durch Elektron-Loch-Paare (2) oder über Reflexionen am SiPM-Gehäuse (3a, 3b) in benachbarter Pixel gelangen (Abb. 2.10). Durch optische Isolation zwischen den Pixeln kann das OCT reduziert werden (Reflexionen am Gehäuse können dadurch aber nicht unterdrückt werden).

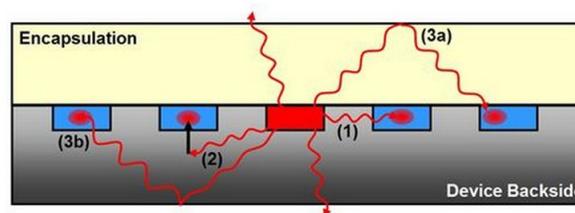


Abb. 2.10: Photonen aus dem aktiven (roten) Pixel triggern in benachbarten Pixeln eine Avalanche [19].

Eine qualitative Abschätzung der OCT-Wahrscheinlichkeit $P_{crosstalk}$ kann mit der Gl. (2.13) erhalten werden [22]:

$$P_{crosstalk} = \frac{\text{Count rate} \geq 2 \text{ pe.}}{\text{Count rate} \geq 1 \text{ pe.}} \quad (2.13)$$

Dabei wird angenommen, dass die Zählrate (*Count rate*) einer bestimmten Photoelektronen(pe.)-Schwelle sich aus der Summe der Dark counts, OCT und Nachpulse zusammensetzt. Also ist bei der nächsthöheren Photonenschwelle die Wahrscheinlichkeit, dass ein Sekundärphoton zwei Pixel triggert unwahrscheinlicher (siehe Abb. 2.11).

Nachpulse

Ladungsträger, die während einer Avalanche in Gitterdefekten eingefangen werden, können verzögert freigesetzt und so eine Avalanche triggern.

Die Qualität des Siliziummaterials und die Reinheit der SiPM kann die Einfangwahrscheinlichkeit für Ladungsträger beeinflussen. Ausserdem hängt die Nachpuls-Wahrscheinlichkeit vom Pixel-Erholzeit τ ab.

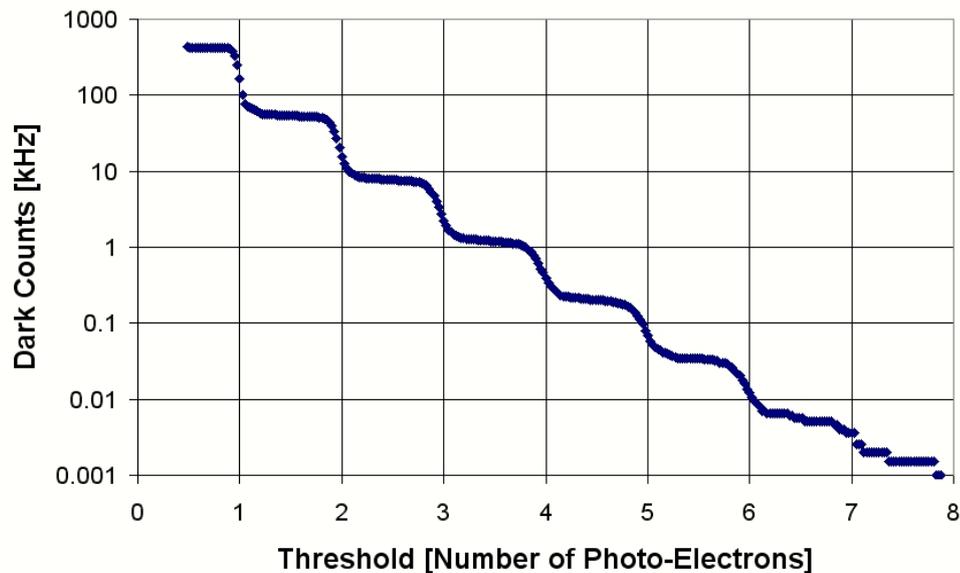


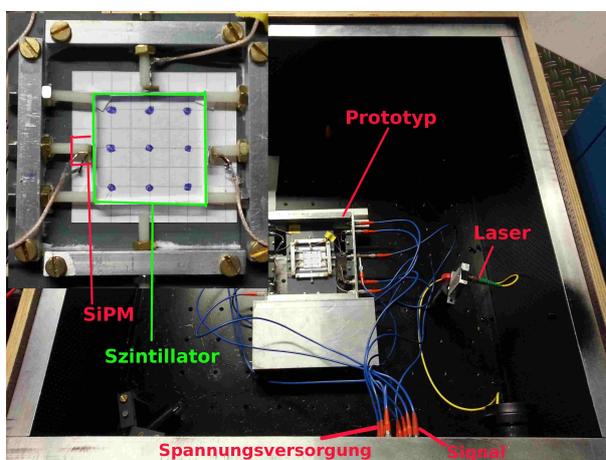
Abb. 2.11: DCR eines SiPM bei verschiedenen Photoelektron Schwellen zeigt eine typische Stufenform. Die Counts sind statistisch und beinhalten OCT und Nachpulse [11].

3 Charakterisierung der SiPM

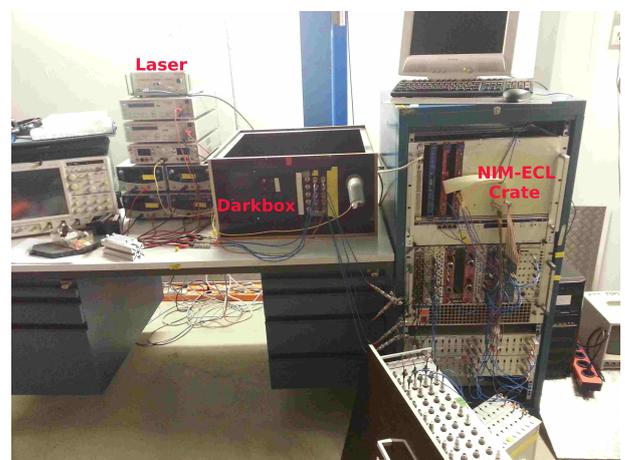
In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen wiedergegeben. Zuerst werden Kennlinie der SiPM vorgestellt. Es folgen Messungen mit einem Laser und einer radioaktiven Quelle. Am Ende dieses Kapitels folgt ein Vergleich aus den erhaltenen Ergebnissen.

Um die SiPM beim Betrieb zu schützen, finden alle Messungen in einer lichtdichten Box (Darkbox) statt. Für die Realisierung der Messungen sind weitere Instrumente wie Laser (siehe Anhang A.1), verschiedene elektrische Module (ein Überblick über die verschiedenen Module ist im Anhang A) wie Charge-to-Digital Converter (QDC), Time-to-Digital Converter (TDC) und Netzteile zur Versorgung der SiPM und der Vorverstärker, notwendig.

Abb. (3.1) gibt einen Überblick über dem Aufbau für die Messungen.



(a) Darkbox mit dem Prototypen. Im vergrößerten Bildabschnitt ist ein Szintillator mit angekoppelten SiPM zu sehen.



(b) Übersicht des Messplatzes.

Abb. 3.1: Setup für die Datenaufnahme. Siehe Abb. (3.5) für eine schematische Ansicht der Datenaufnahme.

Für die Datenaufnahme wurde ein Programm verwendet, das die Messwerte in einer ROOT¹⁴ Datei speicherte.

Es standen drei verschiedene SiPM zur Verfügung, mit denen gemessen wurde. Von Hamamatsu die Modelle S10931-050P und S10362-33-050C, beide jeweils mit 3600 Pixeln. und das Modell PM3375 von Ketek mit 1600. Alle drei SiPM haben eine Fläche von $3\text{mm} \times 3\text{mm}$.

Die Betriebsspannungen von den Hamamatsu SiPM liegen im Bereich $70 \pm 10\text{V}$, von PM3375 ist die Betriebsspannung bei 23V .

¹⁴ ROOT: Eine freie, C++ basierte, objektorientierte Software, die zur Datenanalyse am Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) entwickelt wurde: <http://root.cern.ch/>.

3.1 Statische Eigenschaften

3.1.1 I-U-Kennlinie

Die Messung der Strom-Spannungs-Kennlinie einer SiPM liefert wie im Falle einer normalen Diode bzw. einer Zener-Diode einen charakteristischen Verlauf. Die Durchbruchspannung im Sperrbereich variiert innerhalb eines Modells des gleichen Herstellers relativ gering, während es zwischen verschiedenen Herstellern deutliche Unterschiede im Bereich der Durchbruch- und Betriebsspannung gibt.

Die verwendeten SiPM Modelle S10931 und S10362 von Hamamatsu heben ihre Durchbruchspannung nach Herstellerangabe bei $(70 \pm 10)V$. Die Durchbruchspannung des Modells PM3375 von Ketek liegt bei $23V$.

In Abb. (3.2) sind vier Detektoren von Hamamatsu auf ihre Kennlinien in Sperrichtung untersucht worden. Bei bis auf einem SiPM verlaufen die Datenpunkte einheitlich. Der Verlauf der blauen SiPM konnte nicht erklärt werden. Der Leck-/Sperrstrom liegt bei etwa $7\mu A$. Zur Bestimmung der Durchbruchspannung wurde ein linearer Fit an den steilen linearen Bereich der Kurven angelegt. Der Schnittpunkt mit der x-Achse bei $0A$ bzw. der Schnittpunkt beim Sperrstromniveau kann dann als Durchbruchspannung U_{BD} angegeben werden. Bei dem $7\mu A$ -Niveau sind die Durchbruchspannungen wie folgt:

S10931 (<i>schwarz</i>)	$(72, 34 \pm 0, 52)V$		S10362 (<i>rot</i>)	$(71, 83 \pm 0, 21)V$
S10931 (<i>grün</i>)	$(72, 44 \pm 0, 79)V$		S10362 (<i>blau</i>)	$(71, 98 \pm 0, 13)V$.

I-U-Kennlinie in Sperrichtung

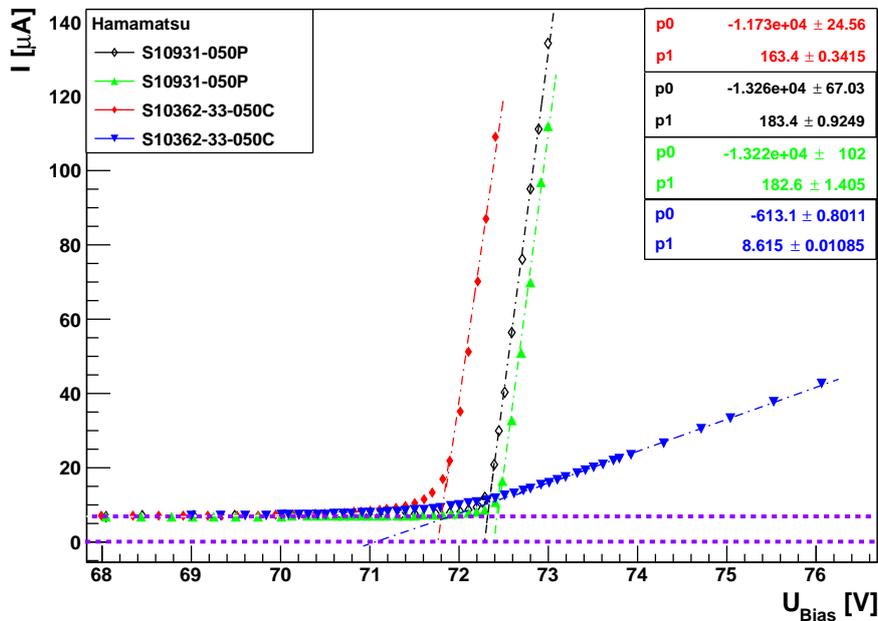


Abb. 3.2: Verlauf der Kennlinie von vier Hamamatsu SiPM. Der Sperrstrom hat ein Wert von $7\mu A$. Eine lineare Regression an den linearen Abschnitt der Datenpunkte liefert die Durchbruchspannungen: S10931(*schwarz*) $U_{BD} = (72, 30 \pm 0, 52)V$; S10931(*grün*) $U_{BD} = (72, 40 \pm 0, 79)V$; S10362(*rot*) $U_{BD} = (71, 79 \pm 0, 21)V$; S10362(*blau*) $U_{BD} = (71, 17 \pm 0, 09)V$.

Die Kennlinien der Ketek SiPM in Sperrrichtung (Abb. 3.3) zeigen einen geringeren Sperrstrom (etwa $2\mu A$) als bei Hamamatsu. Alle SiPM sind vom gleichen Modell PM3375, zeigen aber einen nicht einheitlichen Verlauf. So ergibt die Bestimmung ihrer Durchbruchspannung über die Kennlinien Werte zwischen $25,2V - 27,0V$.

Die Durchbruchspannung über die Kennlinien zu bestimmen scheint nicht Ergebnisse von ausreichender Genauigkeit zu liefern. Geringe Abweichungen zwischen den Durchbruchspannungen eines Modells können durch den Herstellungsprozess erklärt werden (Unterschiede in der Dotierung und Reinheit des Materials).

Alle Messungen in Sperrrichtung wurden an SiPM durchgeführt, die an einen Vorverstärker gekoppelt waren. Während der Messung wurde nicht dokumentiert, welche SiPM an welchem Vorverstärker angeschlossen war. Eine Zuordnung im Nachhinein ist daher nicht möglich.

I-U-Kennlinie in Sperrrichtung

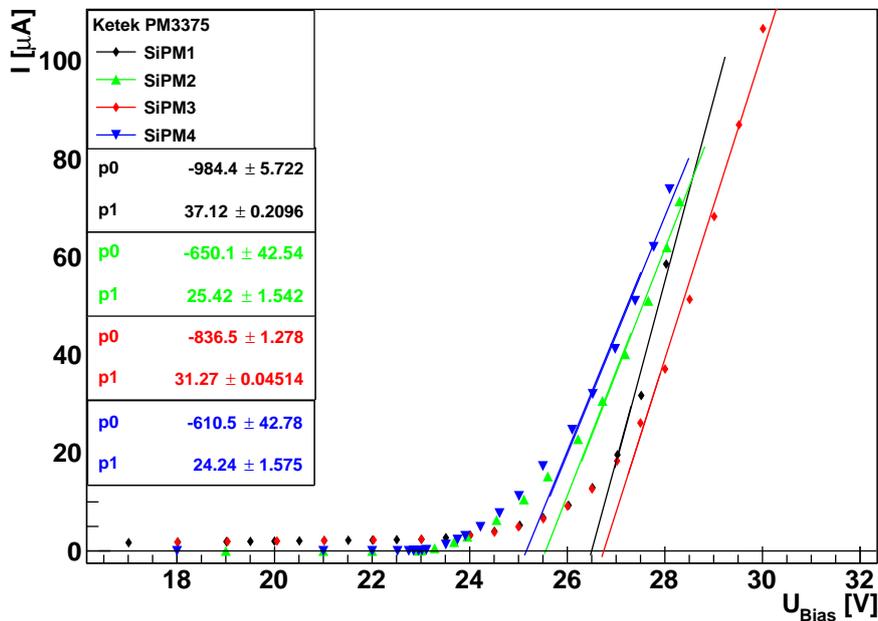


Abb. 3.3: Verlauf der Kennlinie von vier Ketek PM3375. Die jeweiligen Durchbruchspannungen Anhand eines Fits ergeben: SiPM1(*schwarz*) $U_{BD} = (26,52 \pm 0,21)V$; SiPM2(*grün*) $U_{BD} = (25,57 \pm 2,28)V$; SiPM3(*rot*) $U_{BD} = (26,75 \pm 0,06)V$; SiPM4(*blau*) $U_{BD} = (25,18 \pm 2,41)V$.

Der ungleichmäßige Verlauf kann mit dem verwendeten Vorverstärker zusammenhängen. Die in Reihe geschalteten Widerstände in den Vorverstärkern haben abweichende Werte, wodurch der Spannungsabfall am Gesamtwiderstand je nach Vorverstärker variiert. Diese Abhängigkeit kann bei der Kennlinie in Durchlassrichtung beobachtet werden.

In Abb. (3.4) ist jeweils eine Messung ohne Vorverstärker dabei, die als Referenz verwendet werden kann. Aus einem linearen Fit (Polynom 1. Grades $f(x) = p_0 + p_1x$) kann über die Steigung p_1 , die der Leitwert $G = \frac{1}{R}$ entspricht, der Gesamtwiderstand berechnet werden:

$$G = \frac{1}{R_{ges.}} = \frac{1}{R_{SiPM} + R_{Preamp}} = \frac{1}{(N_{total} \cdot R_q) + R_{Preamp}}. \quad (3.1)$$

Im Falle ohne eines Vorverstärkers ist G der Kehrwert des SiPM-Widerstandes R_{SiPM} , der sich aus den Gesamtpixeln (N_{total}) des SiPMs zusammensetzt. Mit der Annahme, dass alle R_q gleich

sind, kann der Quenchwiderstand R_q eines Pixel bestimmt werden als:

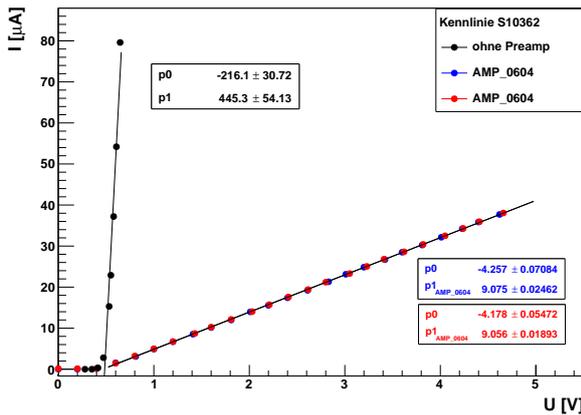
$$G = \frac{1}{R_{SiPM}} = \frac{1}{R_{q_1}} + \frac{1}{R_{q_2}} + \dots + \frac{1}{R_{q_N}} \Big|_{R_{q_1}=R_{q_2}=\dots=R_{q_N}} = \frac{N_{total}}{R_q},$$

mit $R_q = N_{total} \cdot R_{SiPM}$ bzw. $R_q = \frac{N_{total}}{G}$ und $N_{total}(S10362) = 3600$ bzw. $N_{total}(PM3375) = 1600$. Der so erhaltene Wert für S10362 ist $R_q \approx (8084,44 \pm 0,44) k\Omega$ und für PM3375 ist $R_q \approx (6498,78 \pm 0,06) k\Omega$. weicht von der Herstellerangabe von wenigen $100 k\Omega$ ab.

Dennoch kann aus den Ergebnissen der Abb. (3.4) der R_{Preamp} -Wert abgeschätzt werden. Die Werte sind (ohne Fehlerangabe):

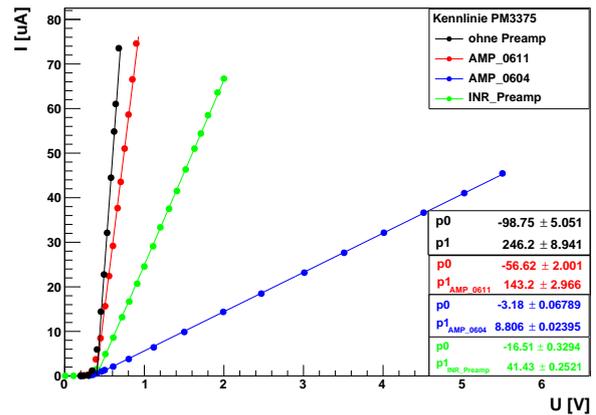
Preamp	Wert aus Fit	Datenblatt	Messung
AMP_0611	$2,9 k\Omega$	$2 k\Omega$	$(2,0 \pm 0,1) k\Omega$
AMP_0604	$108 k\Omega$ Abb. (3.4.a)	$110 k\Omega$	$(98,5 \pm 0,5) k\Omega$
	$109 k\Omega$ Abb. (3.4.b)	$110 k\Omega$	$(98,5 \pm 0,5) k\Omega$
INR_Preamp	$20 k\Omega$	—	$(20,0 \pm 0,1) k\Omega$

Kennlinie von S10362 mit und ohne Preamplifier



(a) S10362 in Durchlassrichtung.

Kennlinie von PM3375 mit unterschiedlichen Preamplifiern



(b) PM3375 in Durchlassrichtung.

Abb. 3.4: Die I-U-Kennlinie in Vorwärtsrichtung hängt vom verwendeten Vorverstärker ab.

Die abweichenden Verläufe der Kennlinien können somit auf den eingesetzten Vorverstärker zurückgeführt werden. Die Steigung der Kennlinie bei einer Spannung größer als U_{BD} in den Abb. (3.2 und 3.3) ist vergleichbar mit den Steigungen in Abb. (3.4).

Damit ergibt sich als Schlußfolgerung, dass die Durchbruchspannung U_{BD} nur grob über die Kennlinie bestimmt werden kann. Für eine genauere Ermittlung von U_{BD} sollte die Kennlinie ohne Vorverstärker gemessen werden. Ein Vorverstärker ist für die Signalverarbeitung notwendig, da das SiPM-Signal im μV -Bereich ist. Zur Diskriminierung mit dem Constant Fraction Discriminator (CFD) und zur Darstellung des Signals auf dem Oszilloskop muss das Signal im $1 mV$ -Bereich sein.

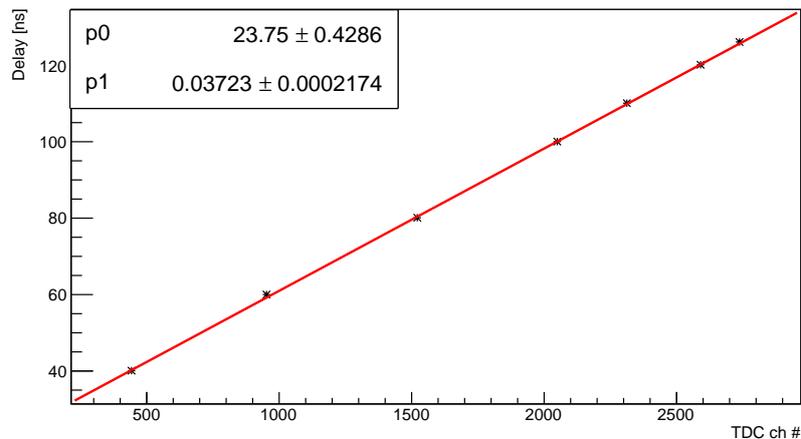
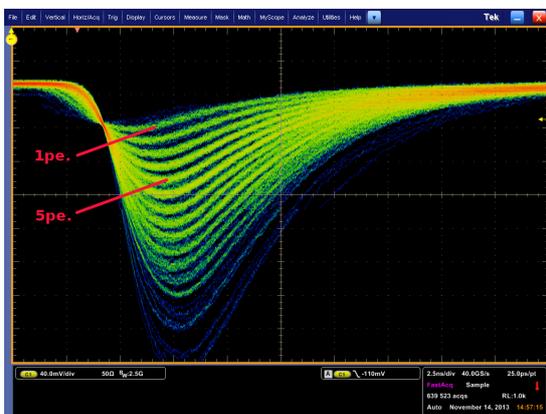
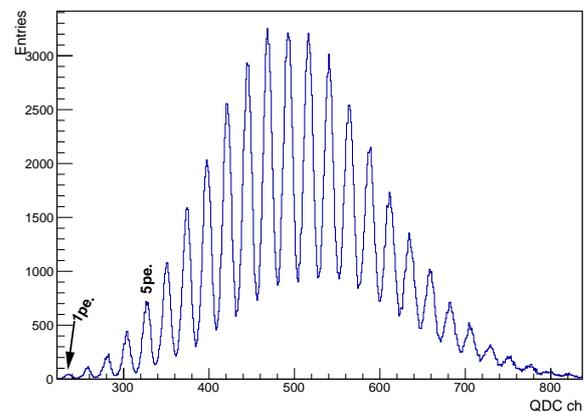


Abb. 3.6: Mit Delays unterschiedlicher Länge wird ein Eingangssignal verzögert und mit Kenntnis der Kanalpositionen lässt sich die Auflösung ermitteln. Die Kalibration ergibt $(37,23 \pm 0,22)ps \cong 37ps$.

Ein Beispiel wie das Signal bei Beleuchtung mit Laserlicht aussieht zeigt Abb. (3.7). Das SiPM ist geeignet einzelne (wenige) Photonen getrennt aufzulösen. Bei zu vielen Photonen verliert das QDC-Spektrum seine kammartige Auflösung und wird gaußförmig. Mit Hilfe des Oszilloskops kann die Amplitude eines Photoelektrons (pe.) gemessen werden. Mit dem CFD ist es möglich auf den 1pe. bzw. auf ein beliebiges pe. zu triggern. Da das SiPM eine hohe Rauschrate hat, ist es empfehlenswert auf $>1pe.$ zu triggern.



(a) Oszilloskopaufnahme eines SiPM-Signals. Etwa $3pe./div$ bei einer Auflösung von $40mV/div$.



(b) QDC-Spektrum eines SiPM-Signals. Etwa $1pe./20ch..$ Vergrößerter Ausschnitt aus dem ganzen QDC Range.

Abb. 3.7: Das Ausgangssignal eines mit Laser bestrahlten SiPMs (PM3375) auf dem Oszilloskop (a) und mit QDC (b). In beiden Bildern sind einzelne Photoelektrons (pe.) in äquidistantem Abstand aufgelöst.

3.2.1 Der Gain

Bei geringer Photonenzahl bzw. niedriger Laserintensität wird die Amplitude des SiPMs aufgezeichnet und die Abhängigkeit der Amplitude von der Spannung untersucht.

Dazu wird ein Laser mit der Wellenlänge von $660 - 661\text{nm}$ verwendet (s. Anhang A.1).

Der Laserstrahl trifft auf einen Plastikszintillator, an dem die SiPM durch mechanischen Druck bzw. optischen Klebstoff angekoppelt sind (siehe Abb. 3.1.a). Durch den Szintillator sollte der Laserstrahl homogen verteilt werden. Auf diese Weise kann eine Messung mit mehreren SiPM durchgeführt werden.

Der Gain (Verstärkungsfaktor) einer SiPM hängt - abgesehen von Temperatur und Rauschen - nur von der Betriebsspannung ab. Um den Gain zu bestimmen wird Gl. (2.10) in der Form

$$G(U) = \frac{\Delta QDC}{e \cdot A} \cdot \Delta Q(U) = konst. \cdot \Delta Q(U) \quad (3.2)$$

wiedergegeben. Dabei bezeichnet ΔQDC die Auflösung des QDCs mit $400\text{pC}/4096\text{ch}$, e die Elementarladung, A die Gesamtverstärkung (Amplification) des SiPM-Signals und $\Delta Q(U)$ gibt den Peakabstand zwischen zwei benachbarten pe.-Peaks in QDC-Kanälen an.

Die Gesamtverstärkung setzt sich aus den Beiträgen von Splitter (Faktor 0,5), Vorverstärker (*AMP_0611*– Faktor 10, *AMP_0604*– Faktor 20 oder *INR_Preamp*–Faktor 100) und Hauptverstärker (*FTA820*– Faktor 200) zusammen. Bei Einsatz des *INR_Preamps* wird der Hauptverstärker nicht benutzt, da seine Verstärkung dann zu hoch ist.

Das Spektrum bei einer konstanten Laserintensität in Abb. (3.8) zeigt, wie mit zunehmender Spannung der Abstand zwischen den pe.-Peaks zunimmt. Der Pedestal¹⁵ und der 1pe.-Peak sind bei allen Spannungen konstant bei Kanal ~ 60 bzw. ~ 100 .

Nun kann aus zwei benachbarten pe.-Peakpositionen $\Delta Q(U)$ ermittelt werden. Um statistische Schwankungen durch die Peakpositionen (Verbreiterung eines pe.-Peaks zu höheren Kanalnummern) zu minimieren, ist es empfehlenswert gleiche pe.-Peaks zu nehmen. Die zugehörige Kanalnummer eines Peaks wird aus dem Erwartungswert einer Gaußfunktion gewonnen, die an die Datenpunkte angepasst wurde (der resultierende Fehler ist daher minimal).

Der nach Gl. (3.2) erhaltene Gain ist für die SiPM S10931 und PM3375 in Abb. (3.9) aufgetragen. Der Schnittpunkt eines linearen Fits mit der x-Achse liefert die Durchbruchspannung U_{BD} des SiPMs (siehe Gl. 2.10). Die Fehlerrechnung mit den Fitparametern (p0 und p1) ergibt jedoch - bei kleinen Abweichungen der Datenpunkten von der Fitgeraden - relativ große Fehler. So ergibt sich für S10931 ein Ergebnis von $U_{BD} = (69, 89 \pm 2, 40)\text{V}$, und für PM3375 $U_{BD} = (22, 7 \pm 0, 15)\text{V}$. Mit einer größeren Anzahl abn Datenpunkten kann der Fehler minimiert werden.

Der direkte Vergleich beider SiPM zeigt ein Gain in der gleichen Größenordnung. Bei $U_{OV} = 1\text{V}$ ist der Gain etwa $\sim 3 \times 10^5$. Der SiPM von Hamamatsu zeigt jedoch eine größere Spannungsabhängigkeit als der von Ketek. Die Herstellerangabe bei Hamamatsu ist nicht spezifiziert und beträgt $7, 5 \times 10^5$. Für Ketek ist die Angabe 2×10^6 bei einer Betriebsspannung von 20% U_{OV} .

¹⁵ Pedestal entsteht dadurch - wenn der QDC kein Eingangssignal hat aber ein Gatesignal sieht - so das ein Strom in den Charge to Amplitude Converter (QAC) -Abschnitt fließt und integriert wird [23].

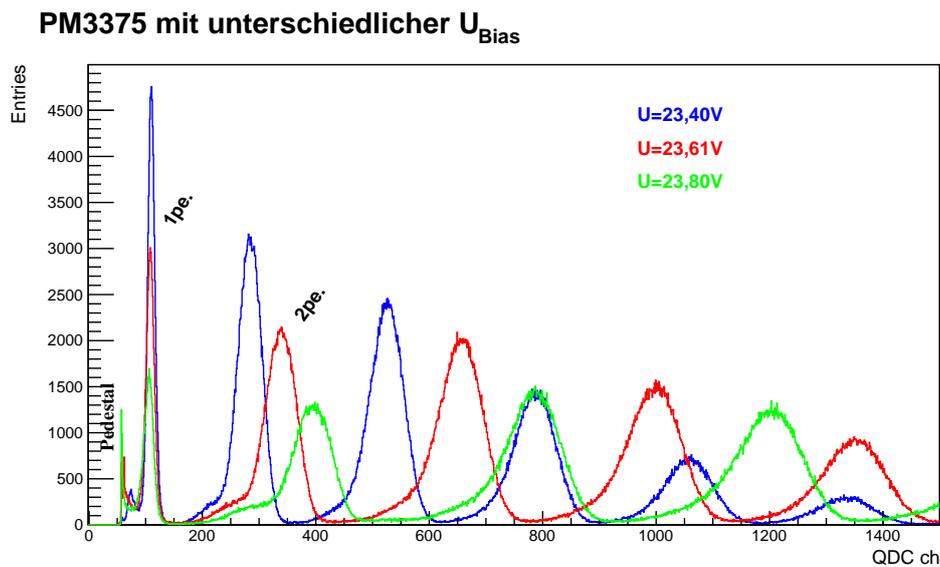


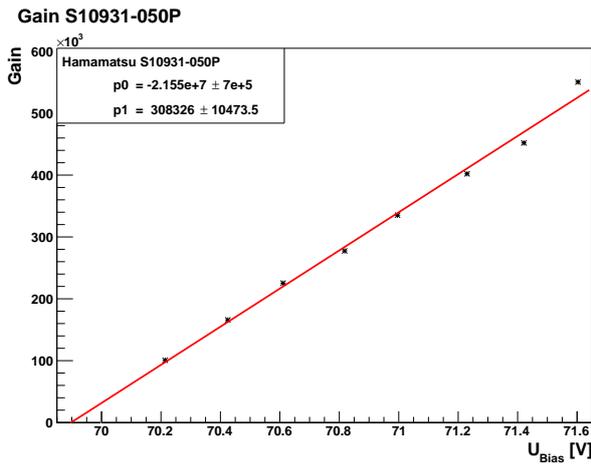
Abb. 3.8: Das QDC-Spektrum einer SiPM bei drei verschiedenen Betriebsspannungen. Für diese Messung wird die Laserintensität konstant gelassen. Demnach sieht die SiPM die gleiche Anzahl an Photonen, nur der Abstand zwischen den pe.-Peaks variiert.

Der Gain bezieht sich auf die Verstärkung einer einzelnen Pixel. Daher muss zusätzlich nach Gl. (2.10) die Pixelkapazität C_{pixel} (Gl. 2.9) betrachtet werden. Diese C_{pixel} hängt proportional von der Sperrschichtfläche ab. Der S10931-050P hat eine $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ große Pixelfläche während der PM3375 eine $75 \times 75 \mu\text{m}^2$ Fläche besitzt.

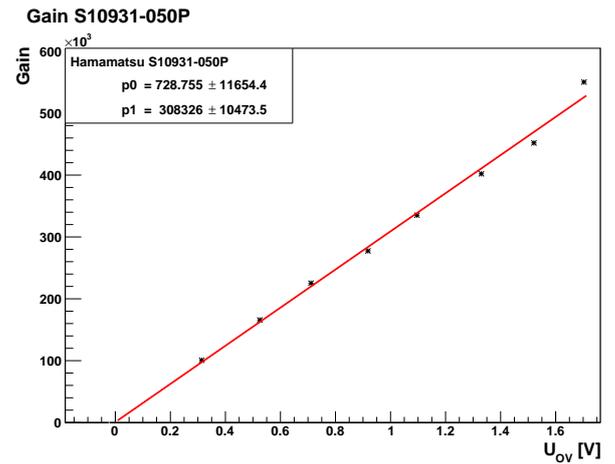
Die PDE ist ebenfalls für die Gainbestimmung von Bedeutung. Der S10931 hat eine höhere PDE als PM3375 (s. Anhang A.3.2).

Die PM3375-SiPM besitzen ein Gain von $\left. \frac{\partial G}{\partial U} \right|_{T=\text{const.}} < 3 \times 10^5$.

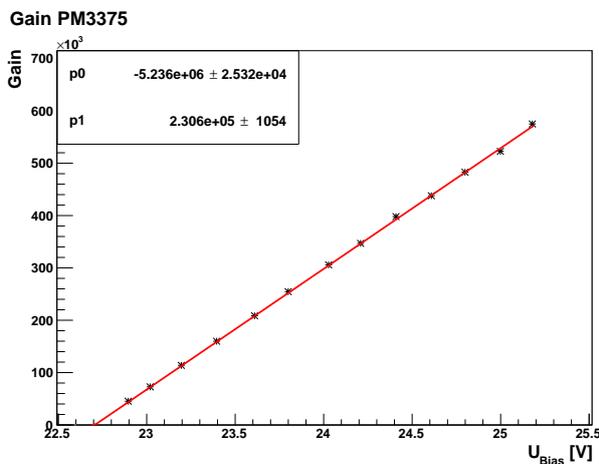
Die Unterschiede bei der Raumtemperatur während den verschiedenen Messungen wurden nicht beachtet. Bei allen Messungen sind Beiträge durch Rauschen enthalten.



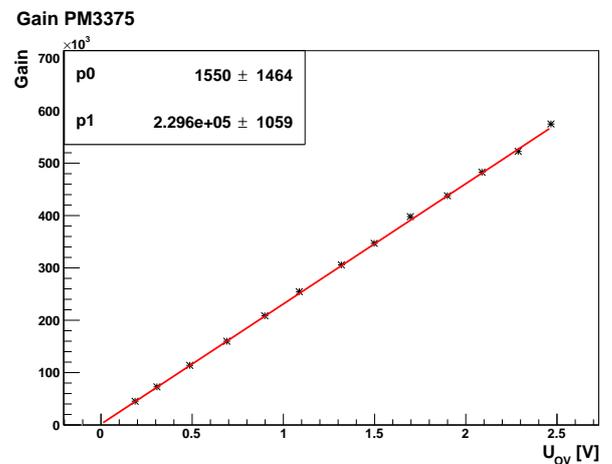
(a) Schnittpunkt mit der Abszisse bei 69,9V.



(b) Die Abszisse ist in U_{OV} angegeben.



(c) Schnittpunkt mit der Abszisse bei 22,71V.



(d) Die Abszisse ist in U_{OV} angegeben.

Abb. 3.9: Spannungsabhängigkeit der Gain eines Hamamatsu (obere Graphen) und Ketek (untere Graphen) SiPM in (a,c) mit verwendeter Bestiebsspannung U_{Bias} und in (b,d) mit der Überspannung (Overvoltage) $U_{OV} = U_{Bias} - U_{BD}$.

3.2.2 Das Dunkelrauschen - Dark Counts

Für die Messung des Rauschens wird der Aufbau in Abb. (3.10) präpariert. Zur Messung werden eine Hamamatsu S10362 und eine Ketek PM3375 eingesetzt. Es befindet sich keine Lichtquelle in der Darkbox. Bei konstanter Betriebsspannung wird für verschiedene pe.-Schwellen eine Kurve aufgenommen. Die pe.-Schwelle wird am CFD454 eingestellt. Die gleiche Messung wird bei unterschiedlichen Spannungen wiederholt.

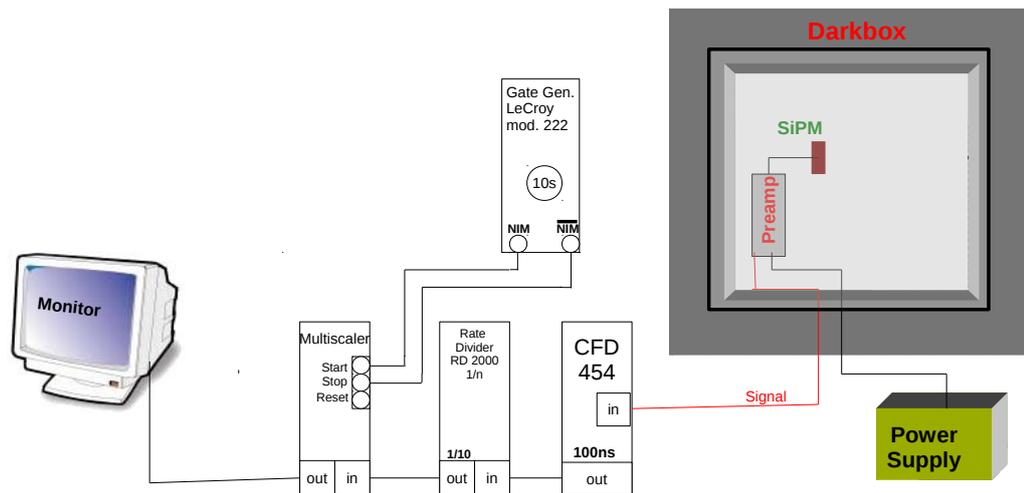


Abb. 3.10: Schematische Messanordnung zur Messung der Dark Count Rate. Am CFD wird die Gatebreite von 100ns eingestellt. Ein *Rate Divider*-Modul skaliert die Zählrate vor dem Multiscaler um ein Faktor 1/10, damit die Zählrate vom Multiscaler noch darstellbar ist. Start und Stopp liefert ein Gate Generator mit 10s Gate.

Die Zählrate wird normiert auf $1/mm^2s$ und in *counts* angegeben, da es sich um statistische Signale der SiPM handelt, die nicht durch Photonen entstanden sind. Wird die OCT-Wahrscheinlichkeit vernachlässigt, können die Ereignisse, die ein Signal triggern, als voneinander unabhängig angenommen werden. Damit ist die Zählrate N Poisson-verteilt, ihr absoluter Fehler ist \sqrt{N} . Fehler der Zählraten sind ausgelassen, weil diese bei einer logarithmischen Skala überproportional bei kleinen Zählraten auftreten.

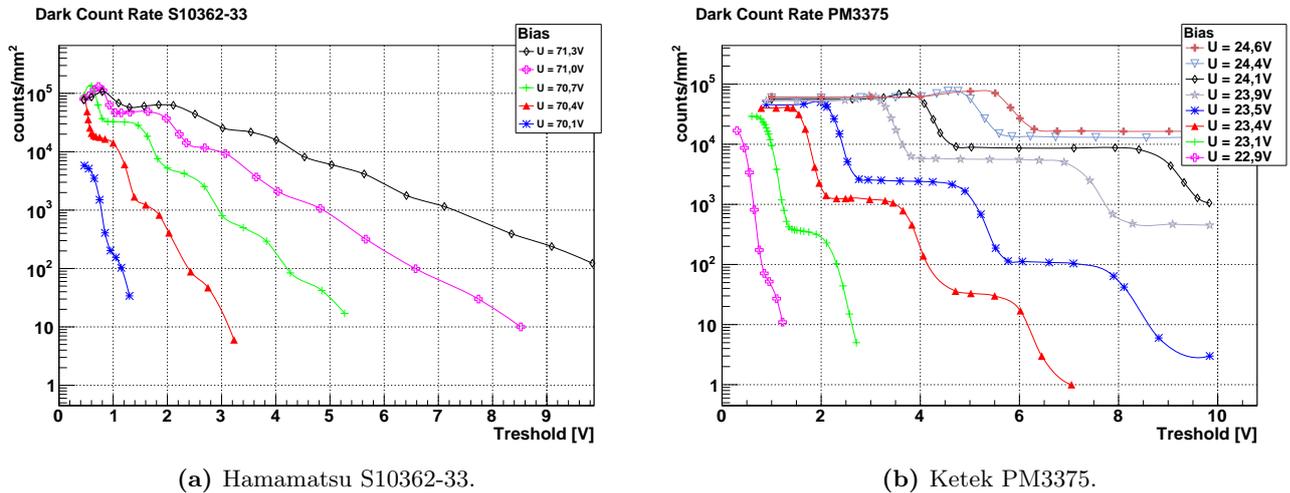
Abb. (3.11) zeigt die DCR in Abhängigkeit von der Spannung und Diskriminatorschwelle am CFD an. Für eine konstante Spannung nimmt die Zählrate mit zunehmender pe.-Schwelle ab, da die Wahrscheinlichkeit sinkt, dass mehrere pe. in einer Pixel erzeugt werden.

Die Messung mit PM3375 zeigt eine ausgeprägte Stufenform. Die Stufenform bei S10362 ist nicht mit der von PM3375 vergleichbar. Eine Stufe entspricht eine pe.-Schwelle, wobei die oberste Stufe der 0pe.-Schwelle entspricht.

Bei hohen Spannungen ist zu beobachten, dass die pe.-Schwellen ein zunehmend breiteres Plateau bilden, dafür aber mit dem vorhandenen CFD nur wenige pe.-Schwellen dargestellt werden können. Die Ablese-Skala des CFDs ist 0 – 10V.

Bei niedrigen Spannungen (knapp über der Durchbruchspannung) nimmt das Rauschen ab, da das elektrische Feld im aktiven SiPM-Bereich relativ schwach ist. Ladungsträger, die durch Tunneleffekte entstehen und eine Lawine durch Stoßionisation auslösen können, werden reduziert.

Die Durchbruchspannungen U_{BD} der verwendeten SiPM für die Messungen in Abb. (3.11) und (3.12) wurden nicht bestimmt. Anhand der Kurven kann aber U_{BD} abgeschätzt werden. Bei dem Hamamatsu SiPM ist $U_{BD} \approx 70,1V$, da der SiPM bei dieser Spannung gerade ein Signal liefert. Bei dem Ketek SiPM kann U_{BD} bei $22,9V$ angenommen werden.



(a) Hamamatsu S10362-33.

(b) Ketek PM3375.

Abb. 3.11: DCR zweier SiPM aufgenommen mit dem gleichen Setup. Die Abszisse gibt die Ablese-Schwelle (Treshold) am CFD (*Canberra model 454*) wieder.

Zwei Messkurven aus Abb. (3.11) sind für eine Untersuchung der OCT-Wahrscheinlichkeit in Abb. (3.12) wiedergegeben. Mit Gl. (2.13) kann abgeschätzt werden, wie hoch der Beitrag der OCT an der jeweiligen Zählrate ist. Der SiPM von Hamamatsu zeigt eine OCT-Wahrscheinlichkeit von 35% bei einer Overvoltage (Spannung über der Durchbruchspannung wird hier als Overvoltage bezeichnet) von etwa $0,6V$, der von Ketek 5% bei ebenfalls $0,6V$ Overvoltage.

Ketek verwendet bei seinem Modell PM3375 eine "trench Technologie", die durch optische Isolatoren zwischen den Pixel verhindern soll, dass Photonen aus einem Pixel heraus andere Pixel triggern können. Bei den verwendeten Hamamatsu Modellen kommt dieses Verfahren nicht zur Anwendung.

Die Zunahme der DCR mit zunehmender Spannung ist für vier PM3375 in Abb. (3.13) dargestellt. Die bei einer konstanten Diskriminatorschwelle am CFD aufgenommene Zählrate zeigt eine Gerade ab $23,3V$ bzw. $23,4V$. Damit wird ein exponentieller Anstieg der Zählrate mit zunehmender Betriebsspannung angedeutet. Diese exponentielle Abhängigkeit kann auch in Abb. (3.11.b) beobachtet werden, da die Schwellen der 1pe. ungefähr auf einer Geraden liegen.

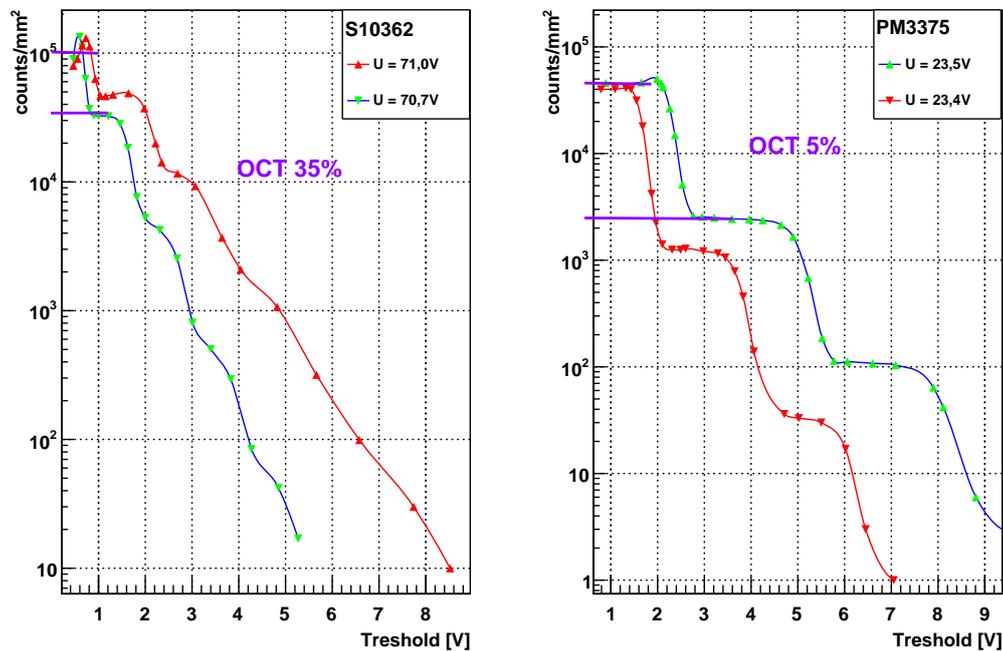


Abb. 3.12: Vergleich der Optical Crosstalk-Wahrscheinlichkeit zwischen S10362 und PM3375. Bei etwa 0,6V Overvoltage hat der SiPM von Hamamatsu eine höhere OCT-Wahrscheinlichkeit als der von Ketek.

Dark Count Rate PM3375

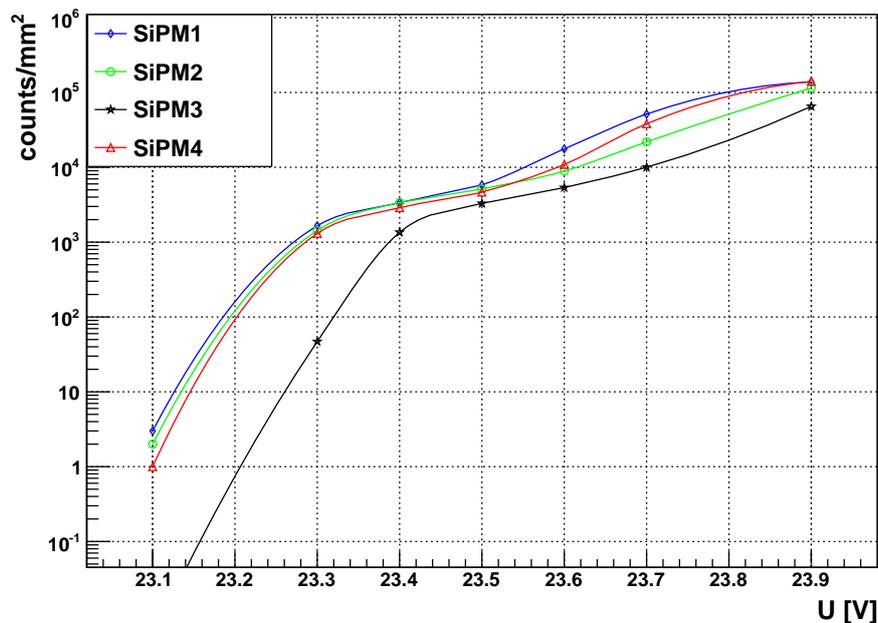


Abb. 3.13: Spannungsabhängigkeit der Zählrate. Die Durchbruchspannungen der SiPM sind mit dem Oszilloskop ermittelt und sind: $U_{BD}(SiPM1) = (22,8 \pm 0,1)V$; $U_{BD}(SiPM2) = (22,8 \pm 0,1)V$; $U_{BD}(SiPM3) = (22,9 \pm 0,1)V$; $U_{BD}(SiPM4) = (22,9 \pm 0,1)V$.

Der Nachpuls-Beitrag zur Gesamtzählrate lässt sich durch Abb. (3.14) erklären. Über die 1pe.-Schwelle überlappen sich die Messpunkte der verschiedenen Gatebreiten. Unterhalb der 1pe.-Schwelle ist die Zählrate von der Gatebreite abhängig. Ereignisse, die in einem 100ns-Gate registriert werden, beinhalten mit höherer Wahrscheinlichkeit Beiträge durch Nachpulse als Ereignisse mit $>2\mu\text{s}$ -Gate, da diese nicht mehr einzeln aufgelöst werden können. Die Lebensdauer der eingefangenen Ladungsträgern in Kristalldefekten beträgt mehrere 100ns. Ein Pixel hat eine Erholzeit von etwa 100ns [12]. Durch ein kurzes Gate kann jedes angesprochene Pixel einen Beitrag liefern.

Dass ein thermisch erzeugter Ladungsträger in einem Pixel ein Signal triggern kann, und auch Photonen (aus Rekombination von Ladungsträgern) aus einem Pixel heraus in benachbarte Pixel gelangen und ein Signal triggern können, ist für alle pe.-Schwellen gleich wahrscheinlich.

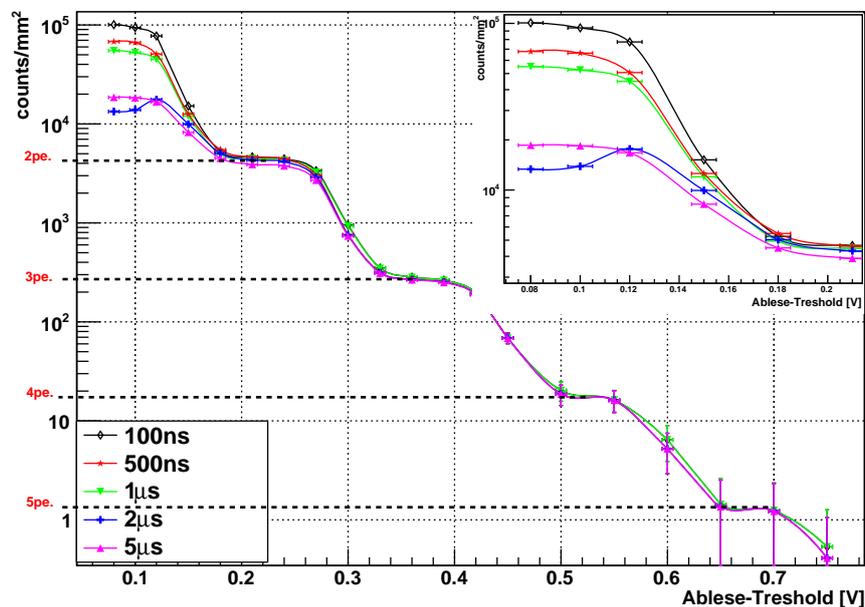


Abb. 3.14: OCT- und Nachpulswahrscheinlichkeit eines Ketek PM3375 bei 0,67V Overvoltage bei verschiedenen Gatebreiten. Etwa 6% OCT-Wahrscheinlichkeit zwischen den einzelnen pe.-Schwellen.

3.2.3 Temperaturmessung der DCR

Zur Bestimmung des Temperaturverhaltens der SiPM wird der Setup in Abb. (3.15) aufgebaut. Eine Kühlbox aus Aluminiummaterial wird mit Peltierelement und Wasserkühlung (nicht eingezeichnet) bis auf -25°C runtergekühlt. Mittels Temperatursensoren wird die Temperatur der Box überwacht. Zur Isolation wird Styropor[®] benutzt, welcher mehrlagig die Temperaturbox umgibt. Der gesamte Aufbau wird mit einer Plane lichtdicht präpariert [24].

Die Messdaten werden beim Abkühlen aufgenommen, um so die Bildung von Kondensation beim Aufwärmen zu verhindern. Nach dem abkühlen wird auf Temperaturstabilisierung geachtet.

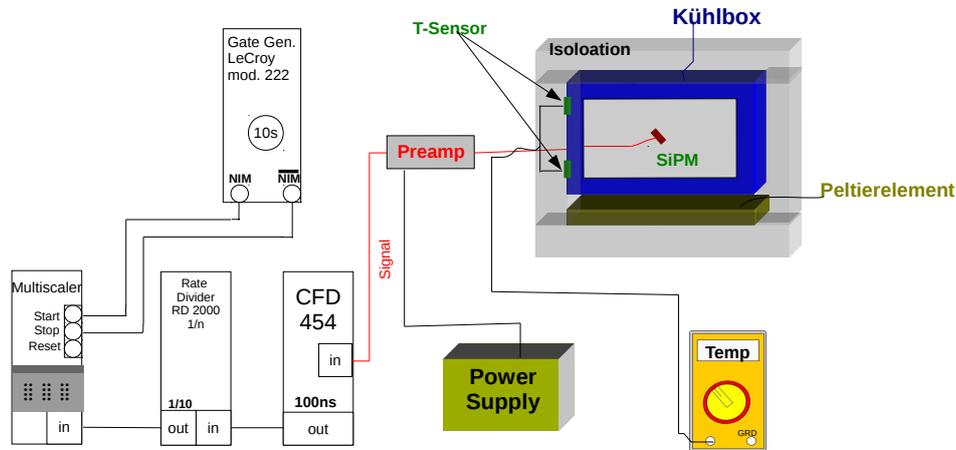


Abb. 3.15: Setup zur Messung der Temperaturabhängigkeit der DCR. Zur Realisierung eines $1\mu\text{s}$ -Gates wird ein weiterer (nicht eingezeichneter) Gate-Modul verwendet.

Mit einem Oszilloskop wurde die Durchbruchspannung der SiPM im jeweiligen Temperaturbereich bestimmt und $U_{BD} + 1V$ als Betriebsspannung angesetzt, damit der SiPM mit einer konstanten Overvoltage arbeitet. Die Durchbruchspannung wurde jedoch während der Messung nicht notiert. Mit dem Diskriminator CFD454 wurde ein 100ns -Gate eingestellt. Ein Gate Generator lieferte ein $1\mu\text{s}$ -Gate, um Nachpuls-Beiträge in der Zählrate zu reduzieren. Ein Multiscaler zählte 10s lang das Dunkelrauschen.

Für diese Messung wurden ein Ketek PM3375 und ein Hamamatsu S10362-11-100P SiPM benutzt. Der S10362-11-100P ist ein $1 \times 1\text{mm}^2$ -SiPM mit einer Pixeldimension von $100\mu\text{m}$, also insgesamt 100 Pixel auf 1mm^2 .

Abb. (3.16) zeigt eine exponentielle Temperaturabhängigkeit der Zählrate. Der SiPM von Hamamatsu hat eine um den Faktor ~ 5 höhere Zählrate (je nach Temperaturbereich) als der von Ketek. Außerdem ist die Zählrate bei verschiedenen Gatebreiten unterschiedlich. Bei Ketek gleicht sich die Zählrate des SiPM bei 100ns und $1\mu\text{s}$ an.

Aus technischen Gründen konnte die Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der Gain nicht realisiert werden. Eine Messung zum Verlauf der Kennlinie bei verschiedenen Temperaturen ist in Abb. (3.17) gezeigt. Ein Hamamatsu S10362-11-100P wurde bei 3°C und $-23,4^\circ\text{C}$ gemessen. Die Abnahme der Durchbruchspannung mit abnehmender Temperatur konnte am Verlauf der Kennlinien verdeutlicht werden.

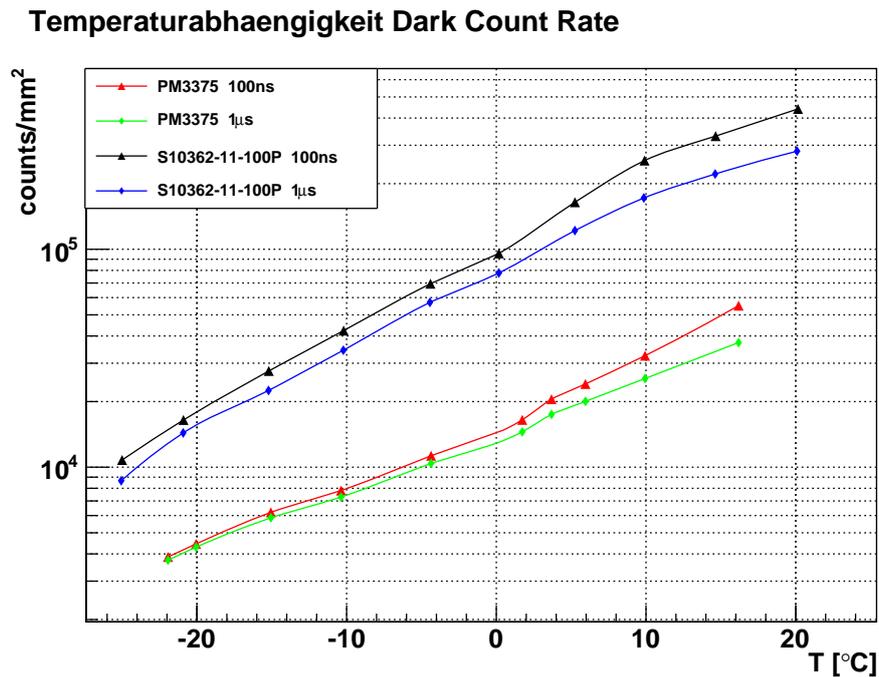


Abb. 3.16: Messung der Temperaturabhängigkeit der DCR. S10362-11-100P mit 100 Pixel auf 1mm^2 , PM3375 mit 1600 Pixel auf 9mm^2 .

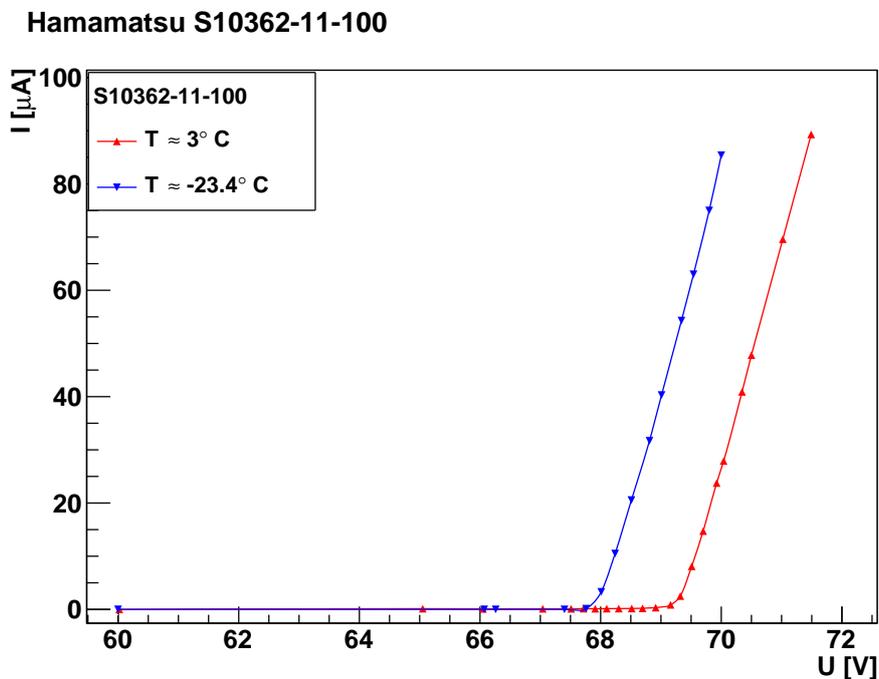


Abb. 3.17: Messung der Temperaturabhängigkeit der Kennlinie einer S10362-11-100P. Bei zwei verschiedenen Temperaturen wurde die I-U-Kennlinie in Sperrrichtung aufgenommen. Zu sehen ist, dass die Durchbruchspannung bei niedriger Temperatur fällt.

3.2.4 Zeitauflösung

Die Zeitauflösung wurde mit dem Laser des Herstellers PicoQuant mit einem gepulsten Laserdiodenkopf ($\text{FWHM}^{16} = 54\text{ps}$, siehe Anhang A.1) untersucht. Der TDC hat eine Zeitauflösung von $37\text{ps}/\text{ch}$ (siehe Abb. 3.6).

Das elektronische Jitter

Um das Jitter der Elektronik zu erhalten wurde der in Abb. (3.18) dargestellte Aufbau präpariert. Der externe Trigger des Lasers liefert das (Common-)Gate-Signal (Start) für das TDC-Modul und ebenso das individuelle Gate-Signal (Stopp) für die angeschlossenen TDC-Kanäle (vier Kanäle numeriert von $TDC0 - TDC3$). Ohne jegliches Jitter müsste die Zeitauflösung des mit sich selbst getriggerten Signal theoretisch unendlich scharf sein. Das Stopp-Signal durchläuft jedoch verschiedene Module, bis es vom TDC erfasst wird.

Das so ermittelte Jitter für die elektronische Zeitauflösung ist aufgerundet 25ps .

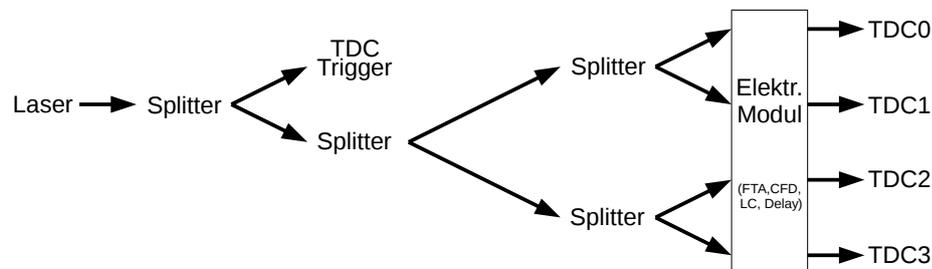


Abb. 3.18: Signalverlauf zur Bestimmung der elektronischen Zeitauflösung. Mit mehreren Splitttern wird das Triggersignal vom Laser mehrfach aufgeteilt. Der eine Teil des Signals wird als Gate-Signal verwendet, der andere Teil des Signals läuft durch verschiedene Module (FTA820, CFD, Delays, Level Converter LC) in die individuellen TDC Kanäle.

Anhand einer Kalibrierung des QDCs wurde eine Zuordnung zwischen gesehenen Photonen und der Zeitauflösung durchgeführt. Die Zeitauflösung (Gauß-verteilt) wird aus der Standardabweichung σ einer angefitzten Gaußfunktion gegeben. Weil der so erhaltener Fehler minimal war, wurde der errechnete Fehler aufgerundet mit 1ps gegeben.

In Abb. (3.19) ist ein Beispiel einer solchen Zuteilung gegeben. Das analoge Signal des SiPM zeigt im QDC-Spektrum (3.19.a) die Photonenzahl. Das digitalisierte Signal wird in den TDC (3.19.b) geführt und gibt die Stopp-Zeiten an. Das Common Gate-Signal für QDC und TDC wird vom Laser geliefert. Das individuelle Stopp-Gate kann mit Hilfe des CFDs auf unterschiedliche Photonen bzw. Photoelektronen diskriminiert werden.

¹⁶ FWHM (Full Width at Half Maximum) ist die Halbwertsbreite einer Funktion, bei der die Funktion auf die Hälfte ihres Maximums gefallen ist. Bei einer Gauß-Verteilung besteht der Zusammenhang $\text{FWHM} = 2 \cdot \sqrt{2 \ln(2)} \cdot \sigma$ mit der Standardabweichung σ .

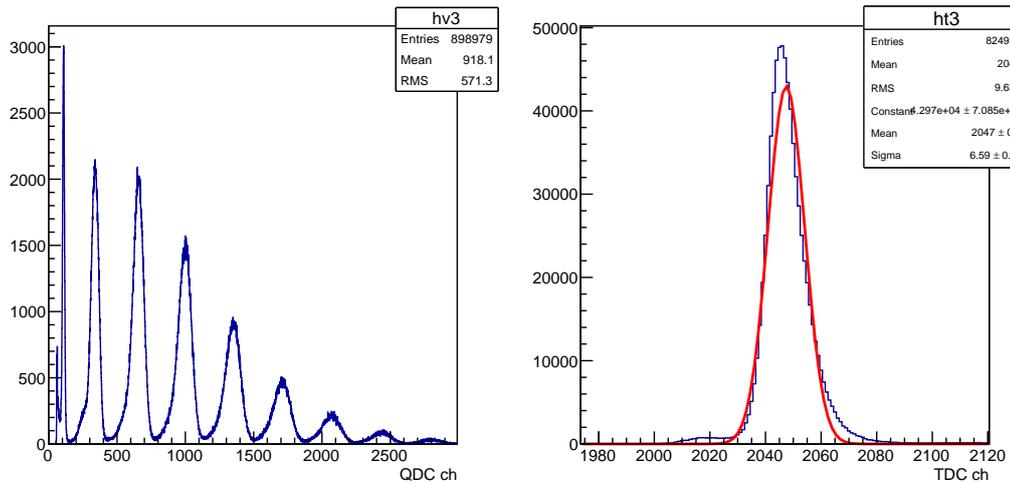


Abb. 3.19: QDC- und TDC-Spektrum eines PM3375 bei 0,87V Overvoltage. Aus dem \textit{Sigma} -Wert der Gaußfunktion errechnet sich die Zeitauflösung als $\sigma_t = 6,59 \textit{ch} \cdot 37 \textit{ps}/\textit{ch} = (244 \pm 1) \textit{ps}$.

Zeitauflösung vs. Photonen

Für die Bestimmung der Zeitauflösung als Funktion von detektierten Photonen wird bei einer konstanten Betriebsspannung einer SiPM die Laserintensität variiert. Bei geringer Photonenzahl zeigt das QDC-Spektrum die Form einer Poissonverteilung (Abb. 3.19.a), so dass die Photonen leicht gezählt werden können. Mit zunehmender Photonenzahl ähnelt das Spektrum einer Gaußverteilung. Bei hohen Photonenzahlen werden schließlich einzelne Photonen nicht mehr einzeln aufgelöst.

Der Gain bei einer bestimmten Spannung ist konstant, also ist der Abstand zwischen zwei \textit{pe} -Peaks bei einer gegebenen Spannung auch konstant. Abb. (3.20) macht deutlich, wie die Peakpositionen bei konstanter Spannung gleich bleiben. Lediglich der Schwerpunkt/Erwartungswert der Verteilung verschiebt sich zu höheren Kanalnummern. Auf diese Weise kann mit dem QDC eine Eichung durchgeführt werden. Dazu ist die Kenntnis der Pedestalposition notwendig. Die mittlere gesehene Photonenzahl kann ausgedrückt werden als:

$$\bar{N}_{\textit{Photon}} = \frac{\mu_{\textit{gauss}} - \textit{Pedestal}}{\Delta Q}. \quad (3.3)$$

$\mu_{\textit{gauss}}$ ist der Erwartungswert der Gaußfunktion, die an das QDC-Spektrum angepasst wird. $\textit{Pedestal}$ -Position ist die QDC-Kanalnummer und ΔQ ist der Abstand benachbarter Peaks.

Abb. (3.21) zeigt eine Zuordnung zwischen der Laserintensität und der gesehene Photonenzahl. Ein Hamamatsu SiPM (Modellname während der Messung nicht notiert) und ein Ketek PM3375 wurden vom Laser direkt bestrahlt. Mit dem QDC-Spektrum wurde die mittlere Photonenzahl $\bar{N}_{\textit{Photon}}$ ermittelt und gegen die Laserintensität aufgetragen, um einen möglichen linearen Zusammenhang zwischen Laserintensität und Photonenzahl zu erhalten. Eine absolute Zuordnung zwischen Laserintensität und $\bar{N}_{\textit{Photon}}$ kann aber nicht für alle Messungen gegeben werden. Der Laserstrahl kann auf die SiPM mit abweichender Strahlfläche treffen, weil die Ausmaße des Laserstrahls kleiner sind (s. Anhang (A.1)) als die SiPM Fläche. Daher können die SiPM bei gleicher Laserintensität abweichende Photonenzahlen sehen.

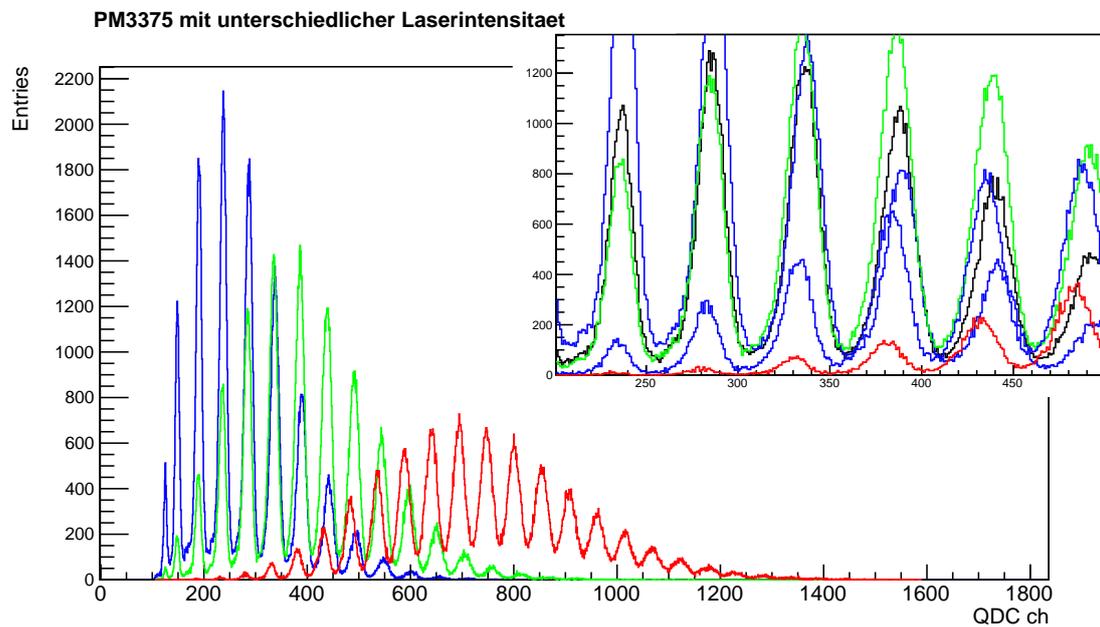
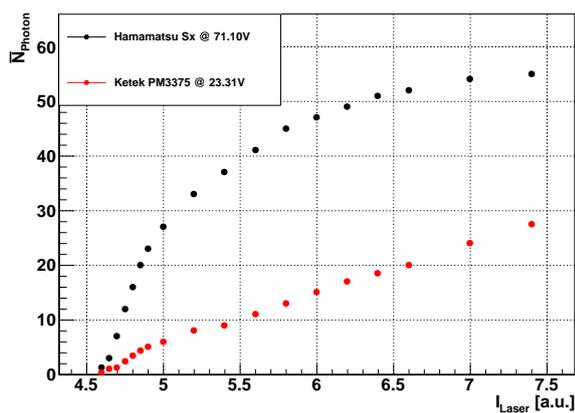


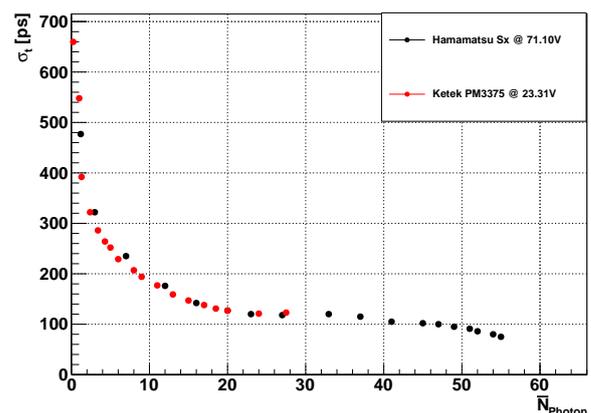
Abb. 3.20: Photonenspektrum bei unterschiedlicher Laserintensität (das rote Spektrum gehört zu einer höheren Laserintensität als das blaue Spektrum). Das vergrößerte Bild zeigt, wie pe-Peaks verschiedener Laserintensität sich überlagern und deren Abstand zwischen benachbarten Peaks konstant bleibt. Die Betriebsspannung des verwendeten SiPMs ist konstant bei 23,31V.

Photonenzahl in Abhängigkeit der Laserintensität



(a) Eichung der Laserintensität. Eine alleinige Zuordnung der Zeitauflösung anhand der Laserintensität kann nicht getroffen werden.

Zeitaufloesung bei unterschiedlicher Photonenzahl



(b) Die Zeitaufloesung wird mit gesehener Photonenzahl besser $\propto \frac{1}{\sqrt{N_{\text{Photon}}}}$.

Abb. 3.21: Zwei SiPM wurden vom Laser direkt bestrahlt. Die Anzahl gesehener Photonen bei einer bestimmten Laserintensität hängt davon ab, wieviel SiPM-Fläche der Laser bestrahlt hat.

Dagegen ist eine Zuteilung der Zeitauflösung gegen \bar{N}_{Photon} für einen absoluten Vergleich geeignet. Die Zeitauflösung σ_t ist proportional zu $\frac{1}{\sqrt{N_{\text{Photon}}}}$. Dieses Verhalten ist in Abb. (3.21.b, 3.22 und 3.23) zu sehen.

In Abb. (3.22) wurden über 100 Photonen detektiert. Dementsprechend ist die Zeitauflösung deutlich unter 100ps . Hamamatsu gibt für seine Modelle S10362-33-xxx und S10931 eine Zeitauflösung zwischen $500\text{ps} - 600\text{ps}$ bei einem Photon an. Für Ketek gibt es diesbezüglich keine Herstellerangabe.

Die Einzelzeitauflösung eines Kanals (TDC_i) ist σ_{t_i} . Die relative Auflösung zweier Kanäle (Detektoren/SiPM) ist die Differenz der Einzelkanäle ($TDC_i - TDC_j$) und Gauß-verteilt. Mit der Annahme, dass die SiPM gleiche Auflösungsvermögen besitzen, kann die relative Zeitauflösung $\sigma_{t_{ij}}$ aus der Summe der Einzelzeitaufösungen erhalten werden als:

$$\sigma_{t_{ij}}^2 = \sigma_{t_i}^2 + \sigma_{t_j}^2 \Big|_{\sigma_{t_i}=\sigma_{t_j}} = 2 \cdot \sigma_{t_i}^2 \quad \Rightarrow \quad \sigma_{t_{ij}} = \sqrt{2} \cdot \sigma_{t_i}. \quad (3.4)$$

Bei allen Messungen wurde das Jitter vom Laser und der Elektronik vernachlässigt. Die Zeitauflösung ohne das Jitter vom Laser wäre $\sqrt{\sigma_{\text{SiPM}}^2 - \sigma_{\text{Laser}}^2}$, wobei $\sigma_{\text{Laser}} = 54\text{ps}$ beträgt. Dieser Zusammenhang ist in Abb. (3.23) für drei TDC-Kanäle dargestellt. Die Zeitauflösung ist gegen die Laserintensität aufgetragen (Erklärung im Bildunterschrift).

Zeitaufloesung bei unterschiedlicher Photonenzahl

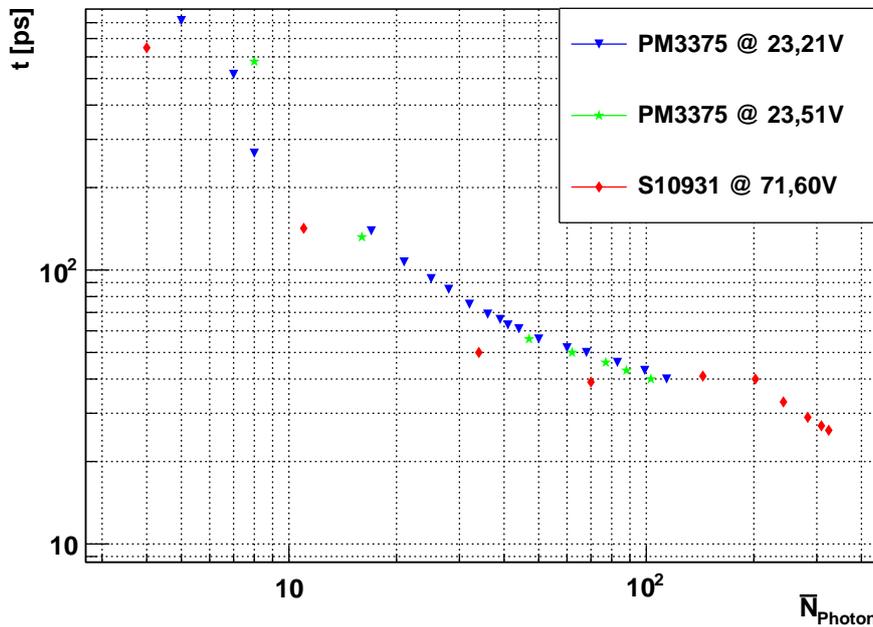


Abb. 3.22: Zeitauflösung eines PM3375 (bei zwei unterschiedlichen Spannungen) und eines S10931. Die Achsen sind zur Veranschaulichung logarithmiert. Bei hohen Photonenzahlen nähert sich die Zeitauflösung der elektronischen Zeitauflösung von 25ps an.

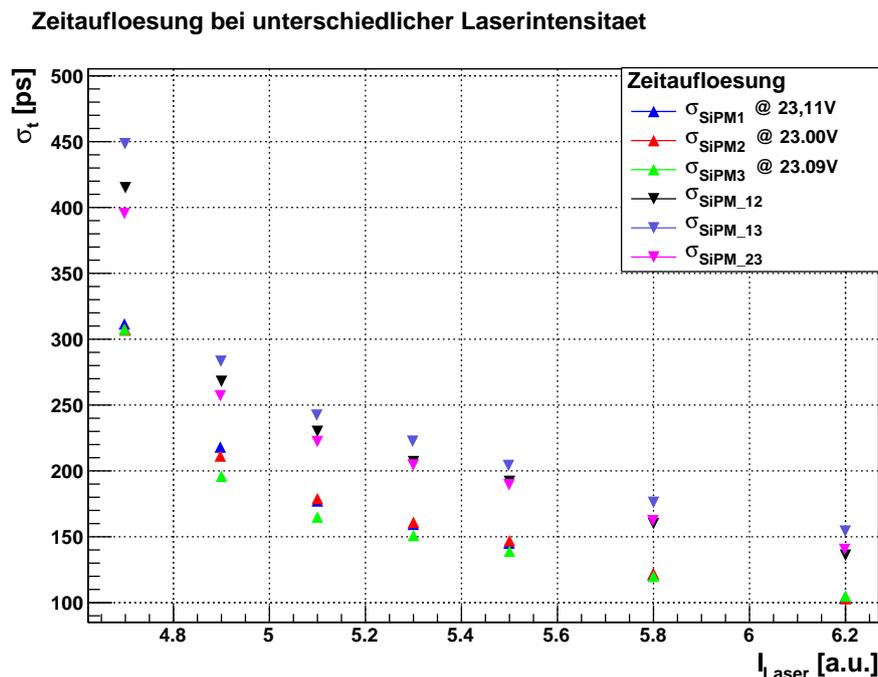


Abb. 3.23: Der Laser bestrahlte mittig einen Szintillator, an den drei PM3375 gekoppelt waren. Alle SiPM sehen bei gleicher Intensität in etwa die selbe Anzahl an Photonen. Die Abszisse gibt die Laserintensität an, da die Darstellung eines QDC-Spektrums aus zwei QDC-Kanälen nicht realisierbar war. Der Unterschied in der Zeitaufloesung zwischen einer SiPM (σ_{SiPM_i}) und der relativen Zeitaufloesung zweier SiPM ($\sigma_{\text{SiPM}_{ij}}$) ist etwa ein Faktor $\sqrt{2}$.

3.3 Messungen mit Szintillatoren

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse aus den Messungen mit Szintillatoren mit einer ^{90}Sr -Quelle präsentiert.

Es wurden zwei Szintillatoren untersucht. Der eine Szintillator ist vom Hersteller Saint Gobain und hat die Bezeichnung BC408. Seine Dimensionen sind $28,5\text{mm} \times 28,5\text{mm} \times 5\text{mm}$. Der andere Szintillator ist vom Hersteller Eljen Technology. Das untersuchte Modell EJ-228 hat die Dimensionen $30\text{mm} \times 30\text{mm} \times 5\text{mm}$. Einige Merkmale dieser Plastiksintillatoren sind in Anhang (A.3.1) aufgeführt.

Der folgende Abschnitt ist in zwei Teile untergliedert. Im ersten Teil werden kurz die Messungen mit verschiedenen Konfigurationen (Szintillator umhüllt mit Folie, genannt Wrapping) des jeweiligen Szintillators vorgestellt. Die Polarität der Anschlüsse für die individuellen Gates der TDC-Kanäle wurden am Level Converter (LC Mod 4616) unbeabsichtigt vertauscht. Daher konnte zunächst keine Aussage zur Zeitaufloesung der Szintillatoren gemacht werden.

Im zweiten Teil dieses Abschnitts werden die Ergebnisse bezüglich Photonen- und Zeitaufloesung präsentiert.

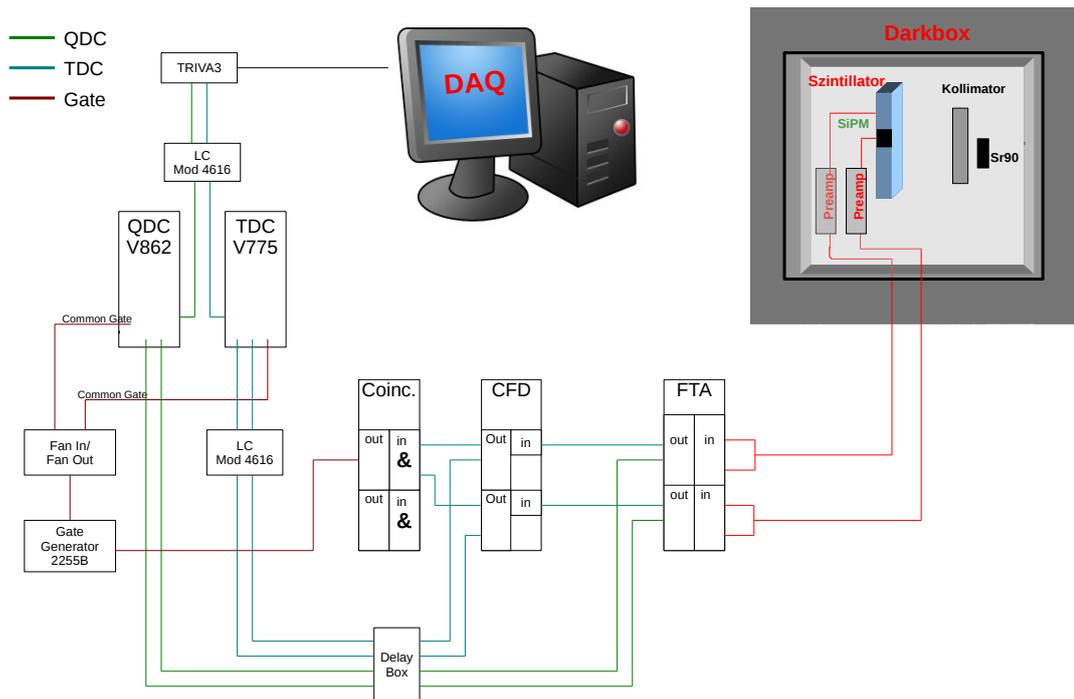


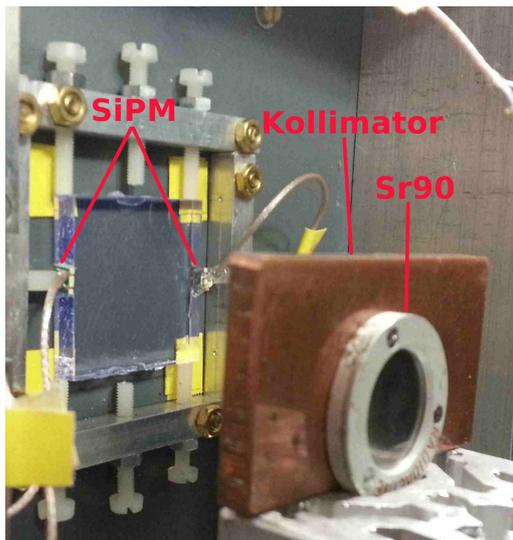
Abb. 3.24: Bei Messungen mit einer ^{90}Sr -Quelle wurde der Aufbau wie folgt präpariert: Zwischen Szintillator und Quelle wird ein Metallblech mit einem 2mm bzw. 6mm Lochdurchmesser als Kollimator aufgestellt. Das Common Gate für QDC und TDC wird aus dem Koinzidenzsignal von zwei SiPMs erhalten. Das Level Converter Modul (LC Mod 4616) dient als Übersetzer zwischen ECL- und NIM-Logik.

3.3.1 Messungen mit einer radioaktiven Quelle

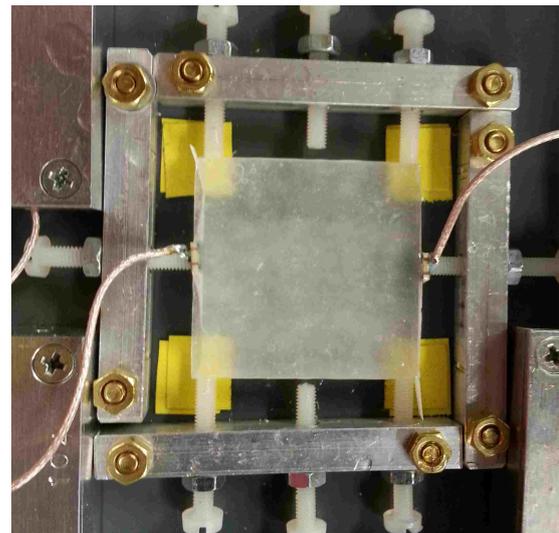
Bei Messungen mit einer radioaktiven Quelle kann kein externer Trigger verwendet werden (Common Gate für QDC/TDC), da das eingehende Signal stochastischer Natur ist. Bei der Bestrahlung der SiPMs mit dem Lasers ist ein externer Trigger wegen der konstanten Laserfrequenz möglich. Es wird daher auf das Koinzidenzsignal von zwei SiPM getriggert (Abb. 3.24). Das Gate-Signal war bei allen Messungen 100ns lang.

Das Ziel der Messungen ist die Untersuchung der Szintillatoren auf Lichtausbeute und Zeitauflösung. Um eine bessere Verbindung zwischen Szintillator und SiPM zu ermöglichen, wurden die SiPM mit einem optischen Fett (optical grease EJ-550, siehe Anhang A.3.1) an den Szintillator gekoppelt. So konnten Lichtverluste durch Brechung in Luft (Brechungsindex $n \approx 1,00$) zwischen Szintillator ($n = 1,58$) und SiPM reduziert werden. SiPM haben gewöhnlich eine antireflektive Schicht (SiO_2 , $n = 1,46$ [11]) um Verluste durch Brechung am SiPM Material (Si $n = 3,5$) zu minimieren.

Abb. (3.25) zeigt die Anordnung für die Messungen. Zwei SiPM sind an einem Szintillator an gegenüberliegenden Positionen angebracht. Ein kollimierter Strahl aus ^{90}Sr - und ^{90}Y - Zerfallselektronen trifft etwa mittig und senkrecht auf die Mantelfläche des Szintillators. Außerdem wurde untersucht, ob ein Wrapping des Szintillators zu mehr Photonendetektion führt (Abb. 3.25.b). Dazu wurde Mylar[®]-Folie, eine verspiegelte, reflektierende Folie und ein absorbierendes Klebeband benutzt.



(a) Zerfallselektronen aus ^{90}Sr erzeugen im Szintillator Photonen, die von zwei SiPM detektiert werden.



(b) Szintillator umhüllt in Folie.

Abb. 3.25: Messung mit einem Szintillator und ^{90}Sr -Quelle. Zwischen Szintillator und ^{90}Sr befindet sich ein Metallblock, der als Kollimator dient (a). Zur Vergleich der Lichtausbeute wird der Szintillator mit unterschiedlichen Folien ummantelt (b).

Um zu bestimmen, wie viele Photonen detektiert wurden, bedurfte es einer Eichung mit dem Laser. Dazu wurde der SiPM für die vorgesehene Betriebsspannung mit dem Laser bestrahlt. Mit Gl. (3.3) kann aus dem Erwartungswert einer angepassten Gaußfunktion die mittlere gesehene Photonenzahl \bar{N}_{Photon} ermittelt werden (Abb. 3.26).

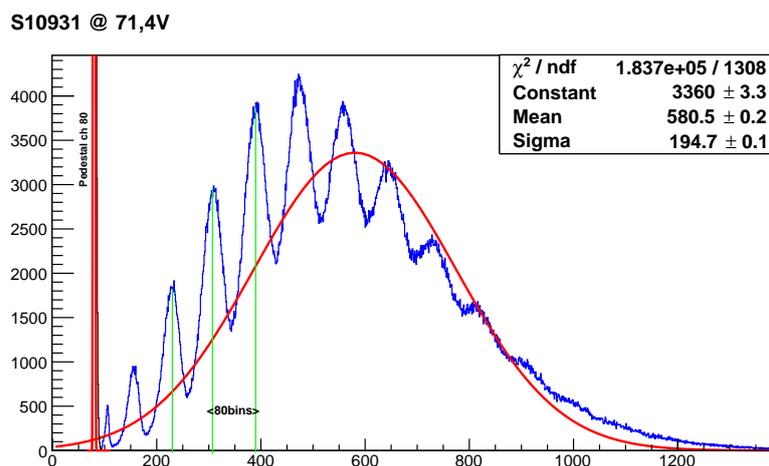


Abb. 3.26: Kalibrierung des SiPM bei 71,4V. Das Pedestal befindet sich bei Kanalnummer 80. Die Abstände benachbarter pe.-Peaks betragen (80 ± 3) Kanäle (bins). Bei dieser Einstellung ist die mittlere gesehene Photonenzahl $\bar{N}_{\text{Photon}} = 6$.

Mit der Eichung kann das ^{90}Sr -Spektrum mit den Szintillatoren untersucht werden. Es wurde jeweils auf gleiche Betriebsspannungen und gleiche Abstände zwischen Quelle und Szintillator

geachtet. Der verwendete Vorverstärker bei dieser Messung war ein AMP_0604.

Abb. (3.27) zeigt das Ergebnis der Messungen mit den beiden vorhandenen Szintillatoren. Die Erwartungswerte der angepassten Gaußfunktion zeigen relativ geringe Abweichungen. Es wurde erwartet, dass je nach Wrapping mehr Photonen durch Reflexionen beim SiPM ankommen bzw. weniger durch Absorption.

Wenn ein Elektron aus ^{90}Sr mit einer Energie von 1MeV durch den Szintillator fliegt, so erzeugt es etwa 10^4 Photonen (100eV zum Anregen eines Elektrons im Szintillatormaterial). Mit der Annahme, dass sich 70% der erzeugten Photonen an den Seitenflächen des Szintillators sammeln, müssten etwa 110 (BC408: $5\text{mm} \times 28,5\text{mm} \times 4 = 570\text{mm}^2$) bzw. 105 (EJ-228: $5\text{mm} \times 30\text{mm} \times 4 = 600\text{mm}^2$) Photonen auf eine 9mm^2 große SiPM-Fläche treffen. Eine PDE von 0,5 würde immer noch mehr als 50 Photonen entsprechen.

Bei allen Konfigurationen (mit und ohne Wrapping) zeigten beide Szintillatoren bei dieser Messung eine zu geringe Photonenzahl (7 ± 1 Photon). Mögliche Gründe für diese Diskrepanz können eine schlechte Kopplung zwischen SiPM und Szintillator sein oder schlechte Einstellungen der Triggersignale für die individuellen Gates.

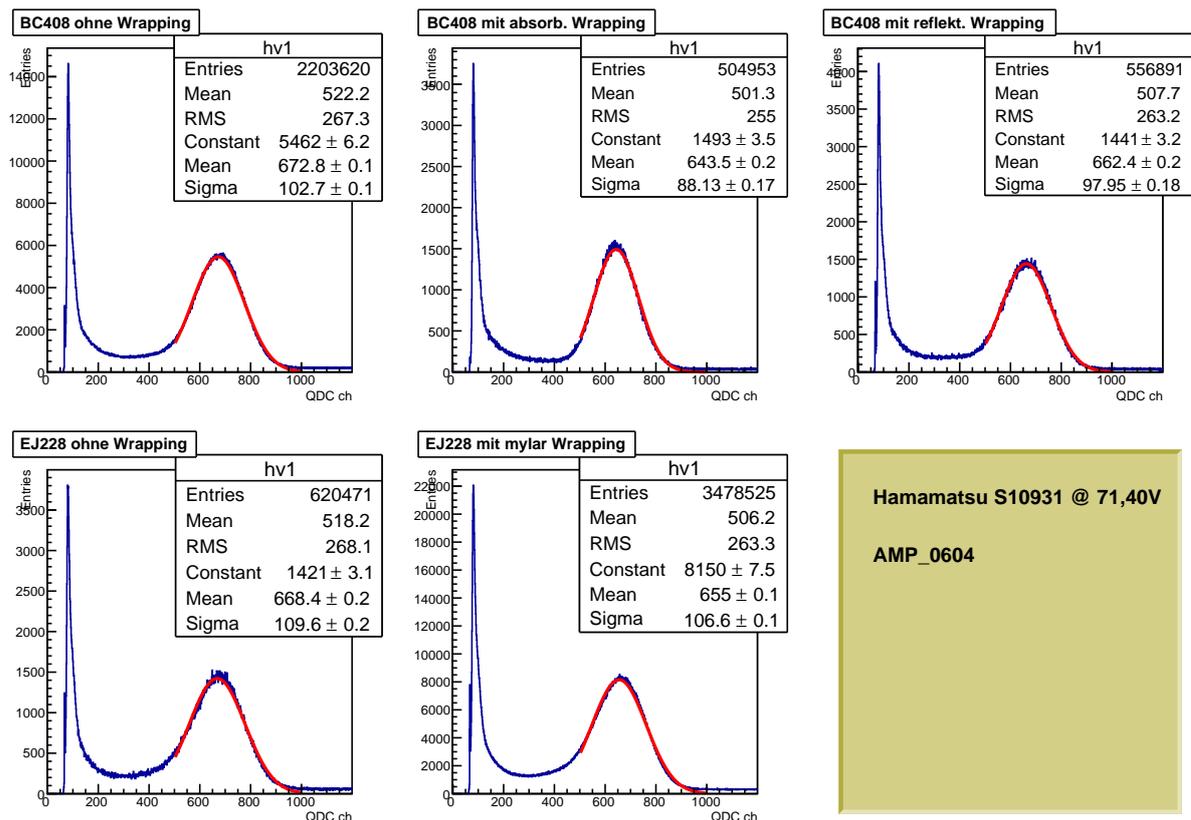


Abb. 3.27: Hamamatsu S10931 am Vorverstärker AMP_0604 mit optischem Fett (optical grease) an den Szintillatoren BC408 und EJ-228 gekoppelt. Untersucht wurde, ob mit Wrapping mehr Photonen detektiert werden können.

3.3.2 Ergebnisse der Messungen mit Szintillatoren

Nach der Korrektur der Anschlüsse wurden die Messungen mit den SiPM PM3375 durchgeführt. Die SiPM wurden an die AMP_0611 Vorverstärker montiert. Das Vorgehen war gleich wie im Abschnitt (3.3.1). Es wird jedoch kein Wrapping bei den Messungen benutzt.

Die vier verwendeten SiPM wurden mit SiPM1-SiPM4 bezeichnet. Alle SiPM wurden bei 1V Overvoltage betrieben. Die Eichung mit dem Laser ergab einen Peakabstand von $\Delta Q(\text{SiPM1}) = (42 \pm 1)\text{bins}$, $\Delta Q(\text{SiPM2}) = (41 \pm 1)\text{bins}$, $\Delta Q(\text{SiPM3}) = (44 \pm 1)\text{bins}$ und $\Delta Q(\text{SiPM4}) = (42 \pm 1)\text{bins}$. Die SiPM wurden sorgfältig mit optical Grease an die Szintillatoren gekoppelt. Zwischen ^{90}Sr und Szintillator wurde ein Kollimator mit 6mm Durchmesser eingesetzt. Die Quelle war etwa 2cm vom Szintillator entfernt positioniert.

Als Beispiel einer Messung ist in Abb. (3.28) das mit dem Szintillator EJ-228 aufgenommene Spektrum gezeigt. Im Vergleich zu den Spektren in den Abb. (3.27) ist dieses Spektrum ausgereifter. Neben dem Pedestal bei Kanalnummer 129 sind zwei ausgeprägte Peaks bei Kanalnummer ~ 500 und ~ 2400 zu sehen. Außerdem sind einzeln aufgelöste pe.-Peaks zu sehen. Das ^{90}Sr -Zerfallsschema (siehe Abb. A.2.b) hat zwei charakteristische Energien, die in diesem Spektrum dargestellt sind. Eine Energiekalibrierung des QDCs wurde nicht durchgeführt, wodurch keine Zuweisung zwischen Kanalnummer und Energie möglich ist.

Aus dem Mittelwert (Mean) des Spektrums und der Eichung der SiPM ergaben sich $\bar{N}_{\text{Photon}} = (27 \pm 1)\text{Photonen}$. Die entsprechende Zeitauflösung für diesen QDC-Kanal mit Koinzidenztrigger beträgt $(127 \pm 1)\text{ps}$.

Abb. (3.29 und 3.30) zeigen das QDC- und TDC-Spektrum beider Szintillatoren im Überblick. Bei beiden Szintillatoren sind die Spektren vergleichbar, die Statistik (Entries) für den EJ-228 ist jedoch 20-fach höher als die von BC408 (unterschiedliche Messdauern).

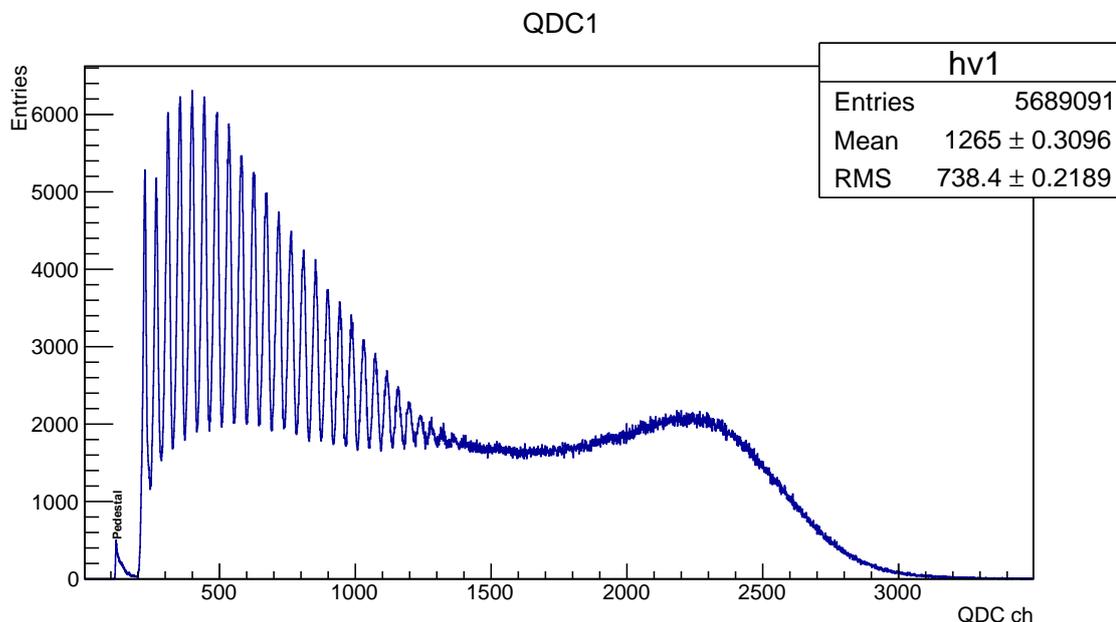


Abb. 3.28: Das ^{90}Sr -Spektrum aufgenommen mit dem EJ-228 Szintillator und ausgelesen mit einem PM3375 bei 1V Overvoltage. Aus einem ^{90}Sr -Präparat werden Elektronen mit der (Maximal-)Energie von $0,546\text{MeV}$ ($^{90}\text{Sr} \rightarrow ^{90}\text{Y}$) bzw. $2,280\text{MeV}$ ($^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$) emittiert. Das Spektrum dieser Energien ist im QDC-Spektrum dargestellt. Der erste Teil des Spektrums (zwischen Kanalnummern 200 \sim 1500 repräsentiert den Übergang vom $^{90}\text{Sr} \rightarrow ^{90}\text{Y}$. Der zweite Teil des Spektrums (ab Kanalnummer \sim 1500) stellt den $2,280\text{MeV}$ Übergang dar.

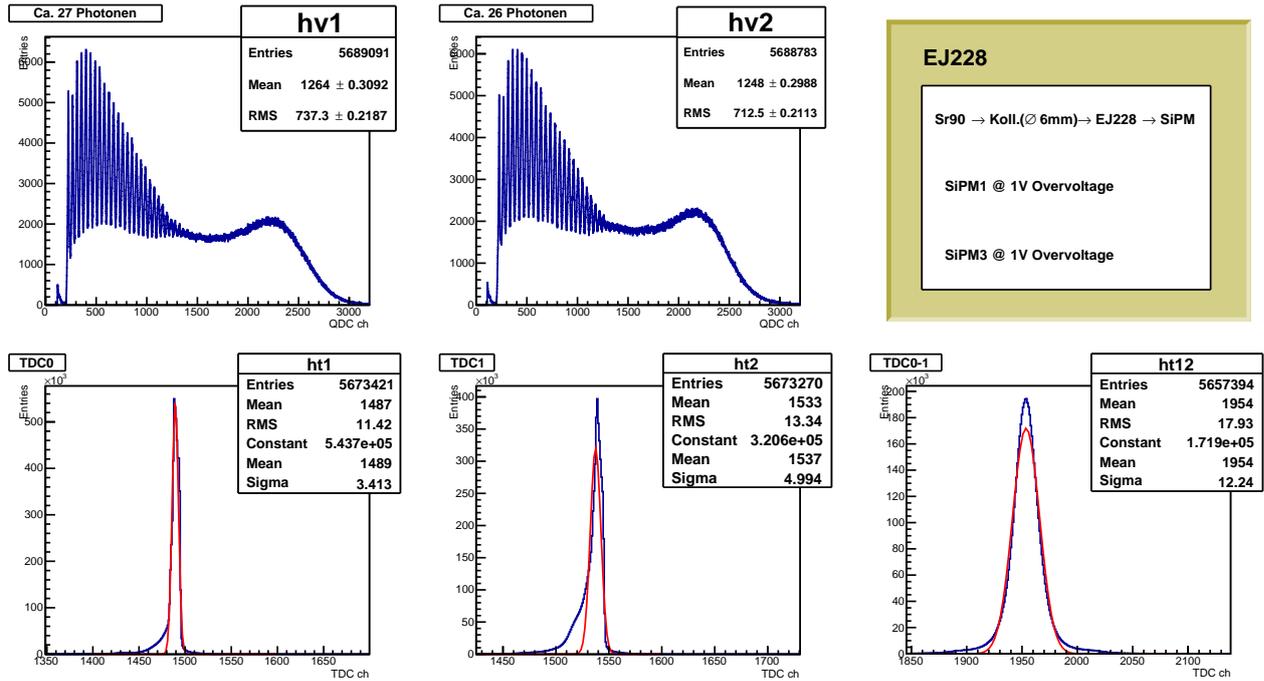


Abb. 3.29: EJ-228 mit ^{90}Sr . Koinzidenzmessung aus zwei PM3375 mit jeweils 1V Overvoltage. Aus den jeweiligen Sigma-Werten der angepassten Gaußfunktionen erhaltene Zeitaufösungen sind: $\sigma_{ht1}(\text{SiPM1}) = (127 \pm 1)\text{ps}$; $\sigma_{ht2}(\text{SiPM3}) = (185 \pm 1)\text{ps}$; $\sigma_{ht12}(\text{rel.}) = (453 \pm 1)\text{ps}$. Anzahl gesehener mittlerer Photonenzahl steht über dem jeweiligen QDC-Spektrum. Mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung erhaltener Fehler ist maximal ± 1 Photon.

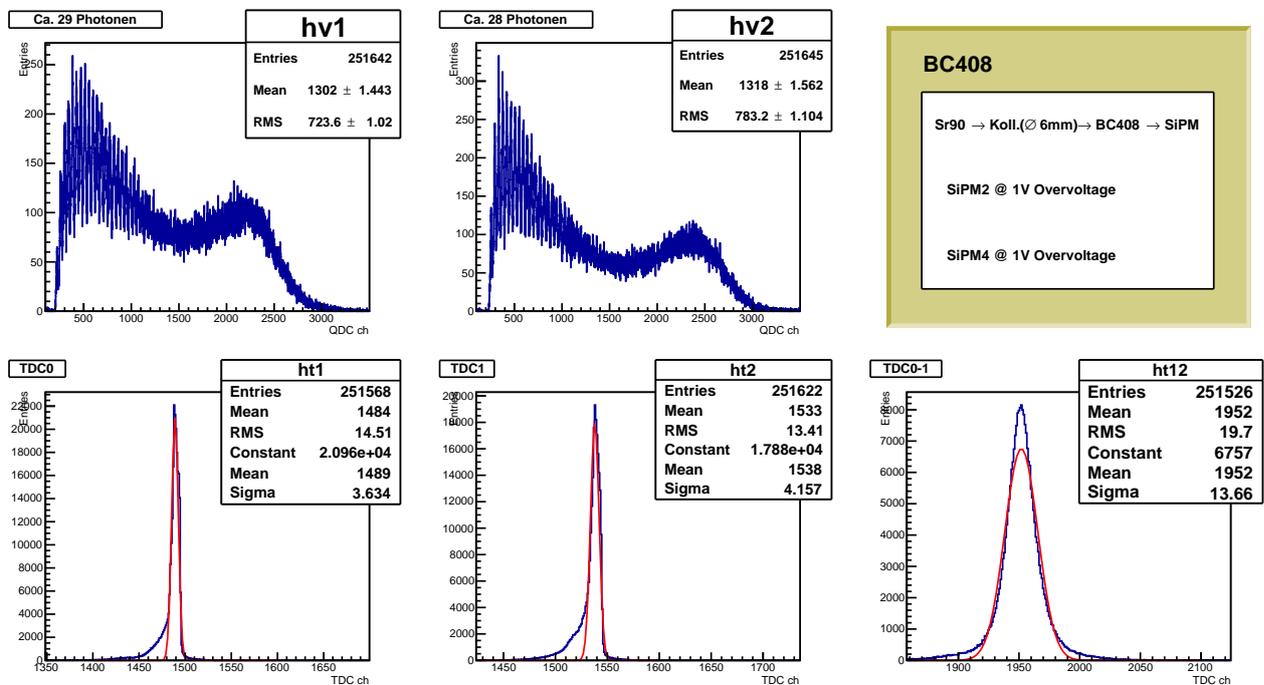


Abb. 3.30: BC408 mit ^{90}Sr . Koinzidenzmessung aus zwei PM3375 mit jeweils 1V U_{OV} . Zeitaufösungen: $\sigma_{ht1}(\text{SiPM2}) = (135 \pm 1)\text{ps}$; $\sigma_{ht2}(\text{SiPM4}) = (154 \pm 1)\text{ps}$; $\sigma_{ht12}(\text{rel.}) = (506 \pm 1)\text{ps}$.

Bei den Ergebnissen stellte sich die Messung mit einem Koinzidenzsignal als problematisch für die Zeitauflösung heraus. Wenn eines der Signale für die Koinzidenz durch Jitter-Effekte beeinflusst wurde, so hatte auch das ausgehende Koinzidenzsignal ein Jitter (siehe Abb. 3.31 und 3.32). In einer Messung, bei der Start- und Stoppsignal nicht miteinander direkt zusammenhängen (etwa bei der Messung mit dem Laser), ist die Korrelation zwischen zwei TDC-Kanälen minimal (Abb. 3.31.b).

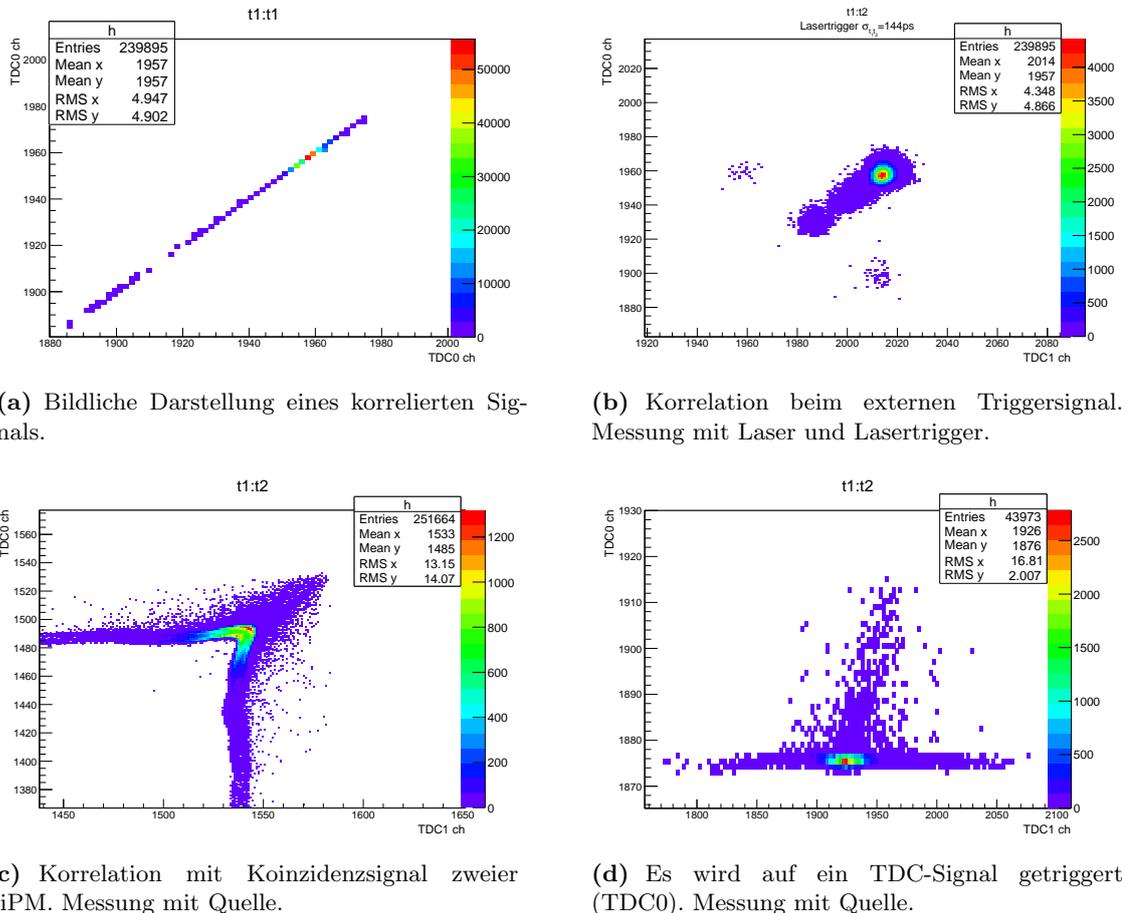


Abb. 3.31: Korrelation zwischen Signalen. Zwei TDC Kanäle werden gegeneinander aufgetragen. In (a) ist der gleiche TDC-Kanal gegen sich selbst dargestellt. Bildlich stellt die Gerade eine Autokorrelation des Signals mit sich selbst dar. Bei (b) sind zwei Kanäle bei einer Messung mit Laser dargestellt. Bei (c) ist das Triggersignal die Koinzidenz der gegeneinander aufgetragenen Kanäle. Bei (d) wurde eines der TDC-Kanäle als Trigger benutzt.

Aus diesem Grund wurden die folgenden Messungen ohne Koinzidenzsignal durchgeführt. Bei Messungen mit zwei SiPM wird das eine SiPM-Signal als Trigger verwendet. Die Zeitauflösung dieses SiPMs ist die elektronische Zeitauflösung des Gesamtsystems (da Selbsttrigger). Der andere SiPM hat dann eine Zeitauflösung, die vom Triggersignal unabhängig ist. Die relative Zeitauflösung wird aus der Differenz beider TDC-Kanäle gewonnen.

Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abb. (3.33) wieder gegeben. Es wurden Ketek SiPM bei 1V Overvoltage benutzt. Die Grafen erlauben jedoch keine ausreichende statistische Interpretation, so dass die QDC-Spektren nicht vergleichbar sind mit denen der Messung aus Abb. (3.30). Der Unterschied zwischen diesen beiden Messungen ist neben der Triggerschwelle die Erzeugung des Triggersignal selbst.

Die Einzelzeitauflösung (des nicht triggenden Signals) hat sich zwar verschlechtert, die relative Zeitauflösung hat sich dafür etwa um $100ps$ verbessert.

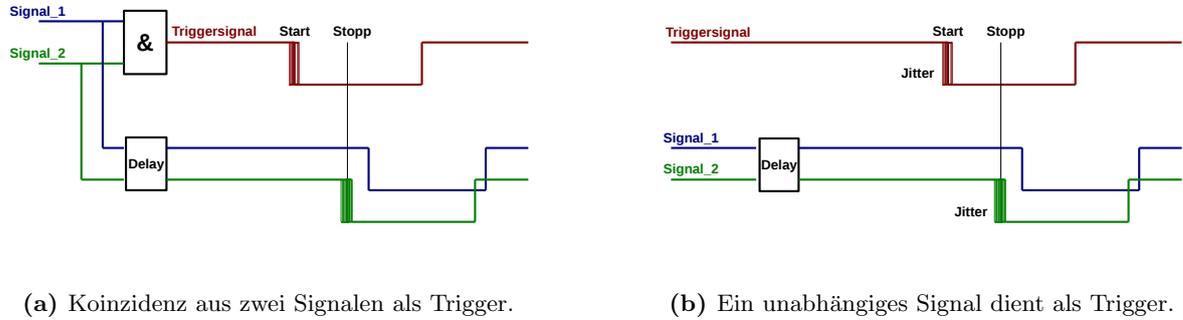


Abb. 3.32: Das Common Gate-Signal für den Start des TDC liefert in (a) das Koinzidenzsignal aus Signal_1 und Signal_2. Wenn Signal_2 ein Jitter hat, ist das Start- und Stoppsignal gleichermaßen mit Jitter behaftet. In (b) liefert ein unabhängiges Signal das Startsignal, welches auch mit Jitter behaftet sein kann. In diesem Fall ist eine Korrelation zwischen Start und Stopp minimal.

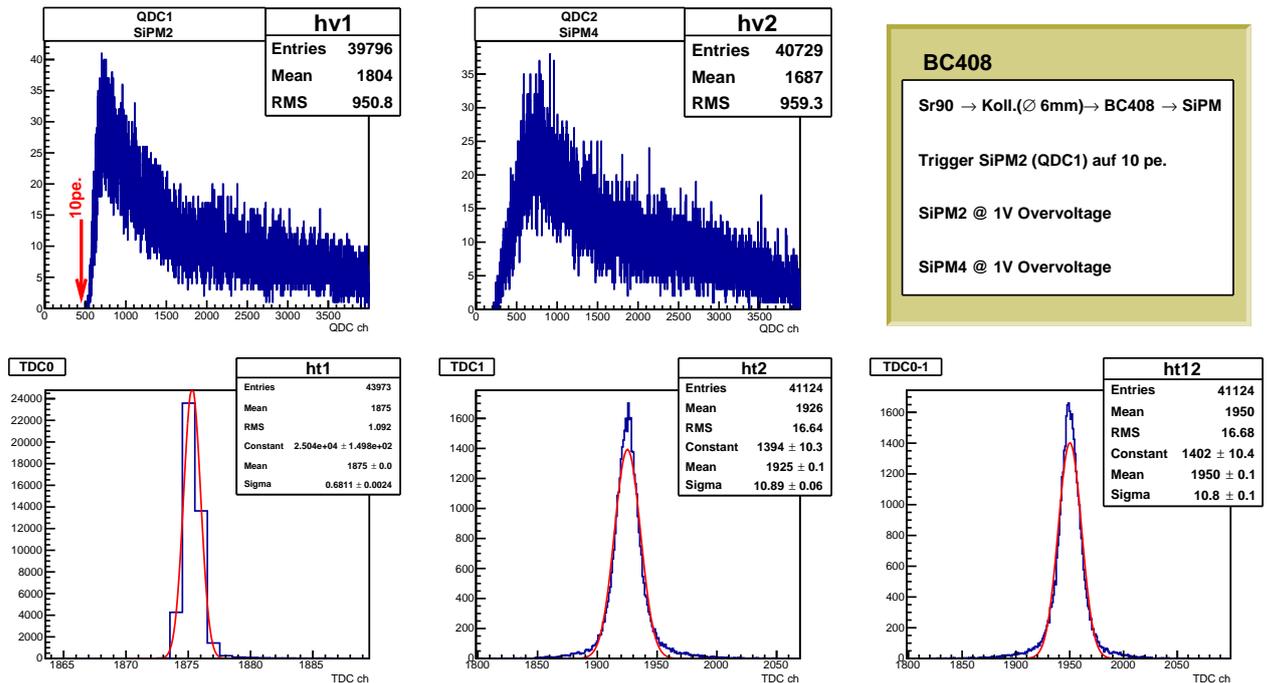


Abb. 3.33: BC408 mit ^{90}Sr . Triggersignal vom SiPM2. Triggerschwelle auf 10 Photonen gesetzt. Der rote Pfeil im oberen linken Histogramm indiziert die 10pe.-Schwelle. Die Korrelation zwischen SiPM2 und SiPM4 ist in Abb. (3.31.d) zu sehen. Die Zeitauflösungen sind: $\sigma_{ht1} = 25 ps$ (elektr. Zeitauflösung); $\sigma_{ht2} = (403 \pm 2) ps$; $\sigma_{ht12(rel.)} = (400 \pm 4) ps$. Wird noch beachtet, dass σ_{ht2} relativ zu σ_{ht1} gemessen wurde, ergibt sich nach Gl. (3.4) die tatsächliche Zeitauflösung von $\sigma_{ht2(absolute)} = \sigma_{ht2}/\sqrt{2} = (285 \pm 2) ps$.

Eine weitere Konfiguration stellt den Einsatz eines dritten SiPMs vor, der an den Szintillator gekoppelt wurde und das Triggersignal lieferte.

Mit Hilfe des Lasers und eines Oszilloskops wurden die einzelnen pe.-Schwellen für diesen SiPM bestimmt und eine Abhängigkeit der Zeitaufösung auf verschiedene Schwellen untersucht.

Die Ergebnisse sind in Abb. (3.34). Der dritte SiPM wurde auf Kanal TDC3 (ht2) und QDC5 (hv3) zugeordnet und ist in der Abbildung nicht dargestellt. Das Korrelationshistogramm zeigt eine punktförmige Verteilung, was auf eine minimale Korrelation zwischen den beiden anderen SiPM-Signalen schlussfolgert. Alle SiPM wurden bei 1V Overvoltage betrieben.

SiPM2 (hv1) detektierte (36 ± 1) Photonen, SiPM4 (hv2) (33 ± 1) Photonen. Dennoch ist die Einzelzeitaufösung im Vergleich zu den Messungen mit Laser (siehe Abb. 3.21.b und 3.22) wesentlich schlechter. Bei der Messung mit dem Koinzidenztrigger aus zwei SiPM waren die Einzelzeitaufösungen im Bereich $100 - 150ps$, was dadurch erklärt werden kann, dass es sich dabei um ein Selbsttrigger-Effekt gehandelt haben muss.

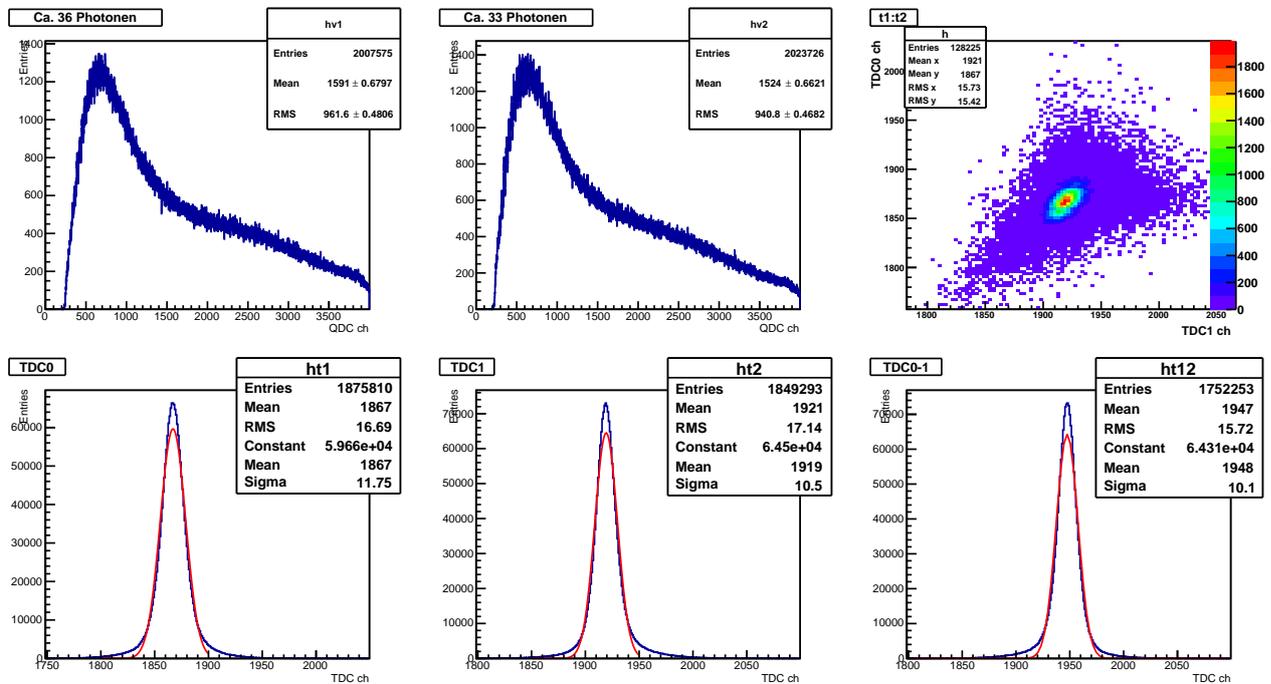


Abb. 3.34: BC408 mit ^{90}Sr . Trigger vom SiPM3. Triggerschwelle auf 10 Photonen gesetzt. Das obere rechte Histogramm zeigt die Korrelation zwischen den TDC-Signalen von SiPM2 und SiPM4. Die Zeitaufösungen sind: $\sigma_{ht1}(\text{absolut}) = (308 \pm 2) ps$; $\sigma_{ht2}(\text{absolut}) = (275 \pm 2) ps$; $\sigma_{ht12}(\text{rel.}) = (374 \pm) ps$.

Tendenziell scheint sich die Zeitaufösung mit zunehmender Triggerschwelle zu verbessern (Abb. 3.35). Bei höheren Schwellen werden Signale durch Rauschen unterdrückt.

Zusammenfassend ist das Ergebnis aus den Messungen mit einer Quelle hinsichtlich der detektierten Photonen erwartungsgemäß abgelaufen. Anfängliche Fehler wurden behoben, das ^{90}Sr -Spektrum konnte mit seinen beiden charakteristischen Energien erkennbar wiedergegeben werden.

Die erwartete Zeitaufösung für 30 – 40 detektierte Photonen konnte nicht bestätigt werden. Obwohl eine ausreichende Anzahl von Photonen detektiert wurden, ergab sich eine unerwartet

schlechte Zeitauflösung. Gründe dafür können inexakte Triggersignale sein, die nicht auf die Datenaufnahme abgestimmt sind.

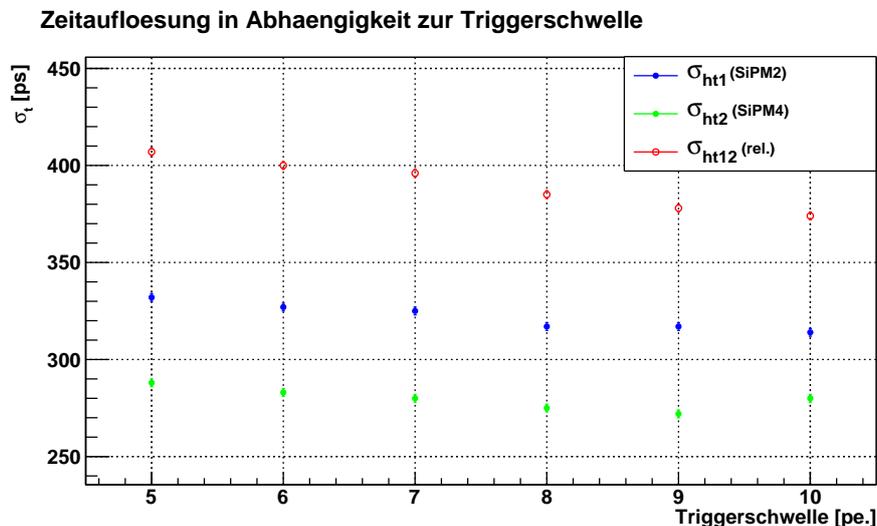


Abb. 3.35: SiPM3 dient als Trigger (Daten aus der Messung von Abb. 3.34). Bis auf einen Datenpunkt aus der Messung mit σ_{ht2} zeigt der Trend eine abnehmende Auflösung mit zunehmender Triggerschwelle.

3.4 Strahlenhärte der SiPM

Vier Ketek PM3375 wurden zur Untersuchung auf Strahlenschäden bei COSY¹⁷ im Forschungszentrum Jülich einem Strahltest unterzogen. Dazu wurde ein Protonenstrahl auf ein Kohlenstoffblock als Targetmaterial gelenkt. Die aus dieser Reaktion entstandenen Neutronen (Sekundärstrahlteilchen) durchdrangen die SiPM.

Überprüft wurde, ob sich die Zählrate des Dunkelrauschens nach der Bestrahlung auf Grund von Materialschäden erhöht.

Teilchen genügend hoher Energie können beim Durchdringen der SiPM im Siliziummaterial Atome aus ihren Gitterplätzen versetzen. So können Dotierungsatome entfernt werden und Defekte im Material (Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband) entstehen. Als Folge davon entstehen Rekombinationszentren (siehe Abb. 2.9), die ein erhöhtes Dunkelstrom bzw. Dunkelrauschen nach sich ziehen oder als Einfangszentren für Ladungsträger agieren und so die Effektivität der SiPM reduzieren.

Strahlenschäden sind abhängig von Strahlungsart und -Energie. Um die unterschiedlichen Strahlungsarten vergleichen zu können, wird die NIEL-Hypothese (Non Ionizing Energy Loss) verwendet. Sie besagt, dass der tatsächliche Fluss Φ von Teilchen proportional ist zu einem äquivalenten Fluss $\Phi_{\ddot{a}q}$ von $1MeV$ Neutronen. Der Proportionalitätsfaktor κ heisst Härtefaktor:

$$\kappa = \frac{\Phi_{\ddot{a}q}}{\Phi}.$$

Die Schädigungen, die durch Teilchenfluss entstehen, werden hingegen durch den sogenannten (Versetzungs-)Schädigungsquerschnitt D (displacement damage cross section), gegeben. Der Wert von D für $1MeV$ Neutronen ist normiert auf $D_n = 95MeVmb$. Der NIEL-Wert wird in der

¹⁷ COSY: **C**ooler **S**ynchrotron ist eine Beschleunigeranlage, die Protonen- und Deuteronenstrahlung zur Grundlagenforschung in der Hadronen-, Teilchen- und Kernphysik bereitstellt.

Einheit $keVcm^2/g$ ausgedrückt. Durch die NIEL Hypothese kann eine qualitative Gegenüberstellung von Schädigungen durch unterschiedliche Strahlenarten gemacht werden. So ist die Schädigung durch $1MeV$ Neutronen etwa vergleichbar mit $23GeV$ Protonen [25].

Die DCR der SiPM wurde vor der Bestrahlung, zwischen den Bestrahlungsperioden und nach der Bestrahlung gemessen (Abb. 3.36). Eine Zunahme der DCR wurde nicht beobachtet. Der primäre Protonenstrahl bei COSY lieferte über zwei Wochen Strahlzeit einen Teilchenfluss von ca. 10^{11} . Der sekundäre Neutronenstrahl, dem die SiPM ausgesetzt waren, hatte einen zu geringen Teilchenfluss, so dass keine messbare Verschlechterung der Eigenschaften des Halbleitermaterials aufgetreten ist. Diese erste Messung kann als eine Testmessung angesehen werden. Weitere Messungen zur Strahlenhärte sind daher geplant.

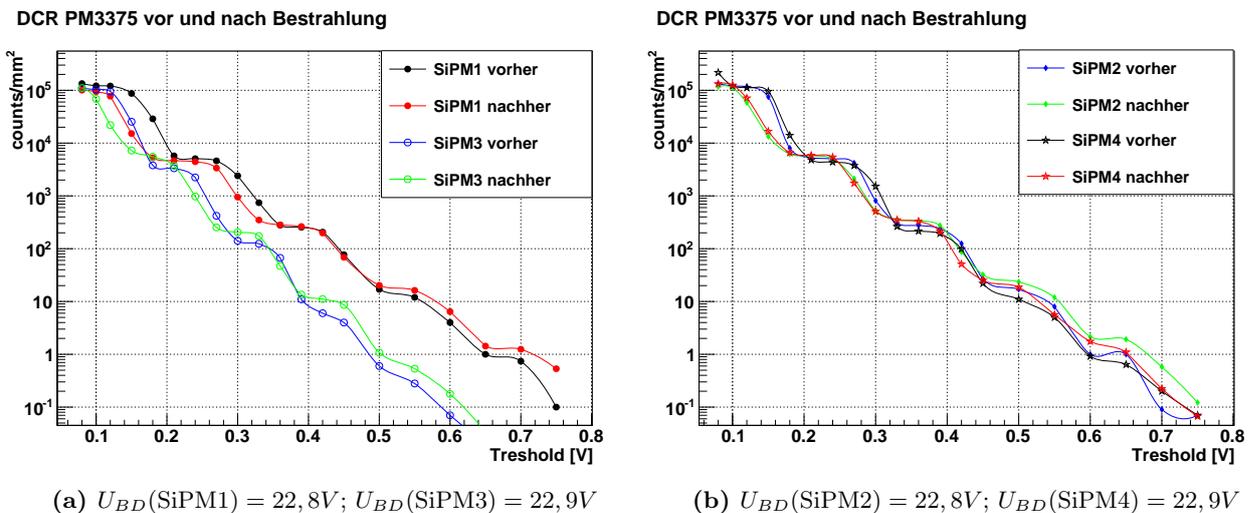


Abb. 3.36: Untersuchung auf Strahlenschäden vor und nach der Bestrahlung bei COSY. Alle SiPM wurden bei $23, 50V$ gemessen, die Durchbruchspannungen wurden mit einem Oszilloskop mit einem Fehler von jeweils $0, 1V$ bestimmt. Während der Bestrahlung waren die SiPM ohne Spannungsversorgung. Die Zählrate nach der Bestrahlung war im Wesentlichen gleichgeblieben. Geringe Unterschiede beim Verlauf der Datenpunkte für die jeweiligen SiPM können durch systematische Fehler (Diskriminatorschwelle am CFD) bei der Nachmessung herrühren.

Das PANDA-Experiment ist auf zehn Jahre angesetzt. In der Hälfte der Zeit wird das Experiment in Betrieb sein und eine mittlere Reaktionsrate von $20MHz$ (2×10^7 Teilchen/s) verarbeiten müssen. Dies entspräche einer Rate von $3, 15 \times 10^{15}$ Teilchen über fünf Jahre.

Ein SiPM befindet sich in $50cm$ Entfernung vom Wechselwirkungspunkt und habe die Fläche $0, 3cm \cdot 0, 3cm$. Mit der Annahme, dass die Teilchen sich isotrop in den vollen Raumwinkel verteilen (was bei einem Targetexperiment nicht der Fall ist), wäre der Teilchenfluss, dem die SiPM ausgesetzt wären, etwa 57 Teilchen/s. Über fünf Jahre hinweg ergäbe sich ein Teilchenfluss von ca. 9×10^9 Teilchen/SiPM bzw. normiert auf $cm^2 \sim 10^{11}$ Teilchen/ cm^2 .

Abb. (3.37) zeigt die Ergebnisse einer Messung zu Strahlenschäden an SiPM mit Protonen. Eine Verschlechterung der SiPM-Eigenschaften treten erst über 10^{10} Teilchen/ cm^2 auf, wobei bei einigen der getesteten SiPM erst nach größeren Teilchenzahlen eine Verschlechterung auftritt.

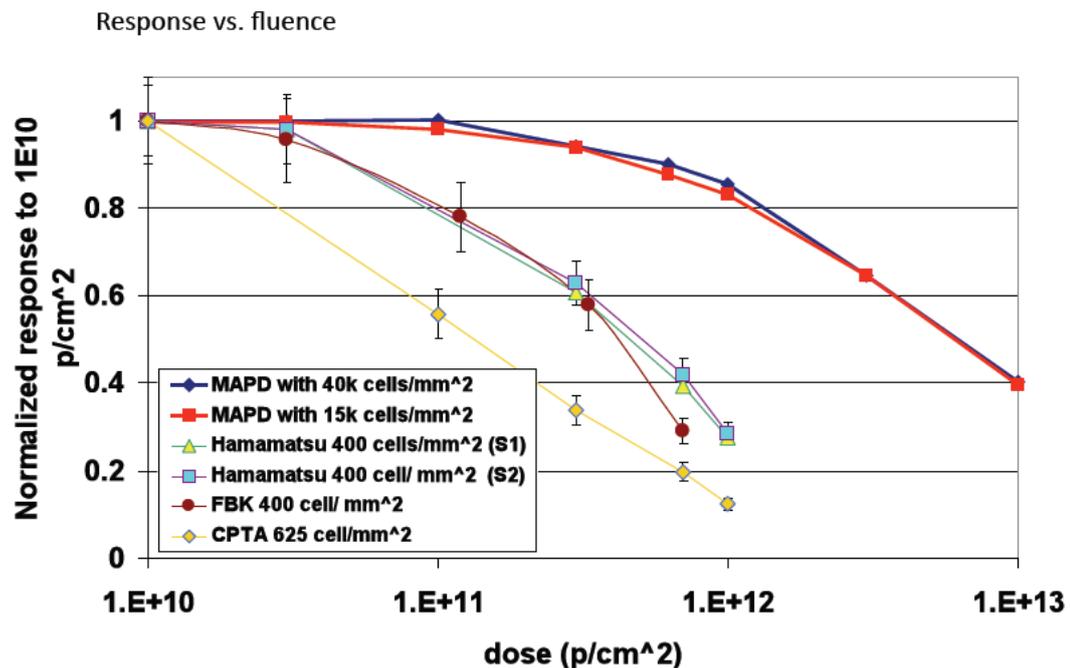


Abb. 3.37: Bestrahlung von verschiedenen SiPM mit Protonen der Energie 212 MeV. Nach etwa $10^{11} \frac{\text{Protonen}}{\text{cm}^2}$ zeigen zwei 1mm^2 , 400 Pixel Hamamatsu SiPM eine 80 prozentige Amplitude. Zecotek SiPM mit mehreren tausend Pixeln zeigen erst nach $10^{12} \frac{\text{Protonen}}{\text{cm}^2}$ eine 80 prozentige Amplitude [26].

3.5 Vergleich der Ergebnisse aus den Messungen

Es wurden die charakteristischen Eigenschaften von SiPM gemessen und in Verbindung mit Szintillatoren die Zeitaufösung bestimmt. Die Messungen fanden bei Raumtemperatur statt.

Bei den getesteten SiPM von Hamamatsu und Ketek handelte es sich jeweils um Modelle mit den Maßen $3\text{mm} \times 3\text{mm}$. Die Hamamatsu SiPM haben 3600 Pixel, das Modell PM3375 von Ketek hat 1600 Pixel.

Die statistischen Eigenschaften der SiPM wurden von den angeschlossenen Vorverstärkern beeinflusst. Für eine einwandfreie Aussage, ob die Durchbruchspannungen über die I-U-Kennlinie in Sperrrichtung bestimmt werden können, müssten Kennlinien ohne Vorverstärker untersucht werden.

Bei der untersuchung der dynamischen Eigenschaften der SiPM konnten Unterschiede in den Photonenspektren beobachtet werden. Als Beispiel ist in Abb. (3.38) das Spektrum mit einem Hamamatsu S10931 und einem Ketek PM3375 gezeigt. Die SiPM von Ketek zeigten bei den Messungen eine einheitlichere Auflösung der einzelnen pe.-Peaks als die Modelle von Hamamatsu.

Ein weiterer Unterschied zwischen den SiPM beider Hersteller war bei den Rauschraten auszumachen. Der Übergang zwischen unterschiedlichen pe.-Schwellen war bei den PM3375 SiPM deutlich ausgeprägter als bei dem getesteten Modell von Hamamatsu. Außerdem war die OCT-

Wahrscheinlichkeit des Hamamatsu Modells höher als beim Ketek Modell (Abb. 3.12).

Die Temperaturmessung der DCR lieferte geringere Rauschraten für die Ketek SiPM. Bei dieser Messung wurde ein anderes Modell (S10362-11-100P) vom Hersteller Hamamatsu verwendet, der Vergleich wurde aber auf $\text{counts}/\text{mm}^2$ normiert (Abb. 3.16).

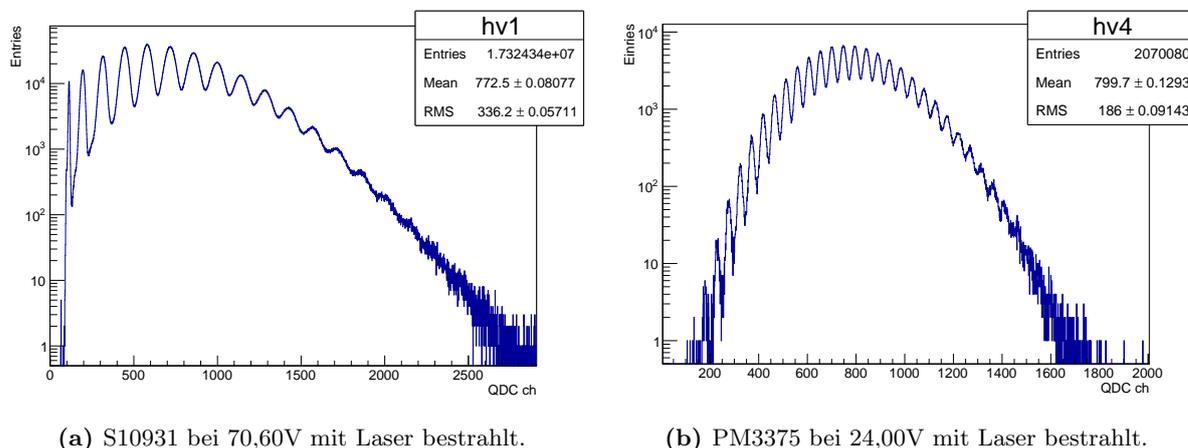


Abb. 3.38: Photonenspektrum im Vergleich. Der Hamamatsu SiPM (a) zeigt in den pe.-Peaks eine Verbreiterung bei höheren Kanalnummern, während beim Ketek SiPM (b) die Breiten der pe.-Peaks einheitlicher sind. Außerdem sind beim PM3375 pe.-Peaks noch bei 10^2 Entries deutlich erkennbar, beim S10931 ist dies nicht der Fall. Der QDC Bereich sowie die Anzahl der Entries ist unterschiedlich.

Der Gain aller untersuchten SiPM lag im Bereich 10^6 . Die Bestimmung der Durchbruchspannungen über Gain ist möglich, solange ausreichend viele Datenpunkte zur Verfügung stehen. Beim den Messungen zur Bestimmung der Zeitauflösung der SiPM zeichnete sich kein Modell bevorzugt aus, da alle intrinsische Zeitauflösungen unter 100ps liefern, solange genügend Photonen detektieren werden können.

Zu den untersuchten Szintillatoren BC408 und EJ-228 konnte keine eindeutige Aussage gemacht werden. Die mit einer ^{90}Sr -Quelle aufgenommenen Spektren lieferten (im Rahmen der Fehlergrenzen) vergleichbare Photonenzahlen. Die Untersuchung der Zeitauflösung lieferte keine der erwarteten Ergebnisse, da die verwendete Elektronik (Triggersignal) nicht optimal war. Es war eine zu hohe Korrelation zwischen Triggersignal und den einzelnen TDC-Signalen vorhanden.

Eine erste Untersuchung von SiPM auf Strahlenschäden zeigte keine Verschlechterung im Dunkelrauschen. Der Teilchenfluss durch die SiPM war sehr gering. Weitere Messungen sind geplant.

ANHANG

A Setup

Die für den Setup und die Messungen wichtigsten Instrumente im Überblick.

Module

Die Module bei der Messung im Überblick.

Modul	Bezeichnung	Hersteller
QDC	Model V862	CAEN, http://www.caen.it
TDC	Model V775	CAEN, http://www.caen.it
CFD	Model 454	Canberra, www.canberra.com
Hauptverstärker	FTA820A	Ortec, www.ortec-online.com
Level Converter NIM/ECL	Model 4616	LeCroy, www.lecroy.com
Gate Generator	Model 222	LeCroy
Koinzidenz Modul	Model N93B (2255B)	CAEN
	C314/NL	
	LRS Model 622	
Fan in/ Fan out	LF 4000	ESN
Zähler/Multiscaler	Typ 341A	Borer

Zur Spannungsversorgung und Ablesung wurden folgende Instrumente verwendet:

Bezeichnung	Model	Hersteller
Power Supply	PPS-12008	Voltcraft
	HM8143	Hamag Instruments
Multimeter	HM 8112-3	Hamag Instruments
Oszilloskop	TDS 3045B	Textronix
	DPO 7254	Textronix

A.1 Laser

Der für die Datenaufnahme/Messungen verwendete Laser Klasse 3B des Herstellers PicoQuant besteht aus einem Driver und einem Laserkopf.

PDL 800-D

Picosecond Pulsed Diode Laser Driver, der in gepulstem und kontinuierlichem Modus betrieben werden kann - vorausgesetzt der verwendete Laserkopf ist für den kontinuierlichen Betrieb geeignet. Der Driver hat einen externen Trigger. Die Grundwiederholungsfrequenzen sind 80MHz und 1MHz , die durch Division um 1, 2, 4, 8, 16, 32 reduziert werden können.

LDH-8-1-1076 ist der verwendete Laserdiodenkopf, der bei einer Wellenlänge von $660 - 661\text{nm}$ mit 54ps FWHM Licht emittiert. Nach verlassen der Kollimationsoptik divergiert der Strahl ohne Lichtleitfaser zu einer typisch elliptischen Form mit den Dimensionen $1,5\text{mm} \times 3,5\text{mm}$.

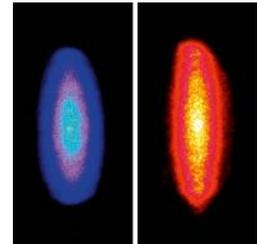
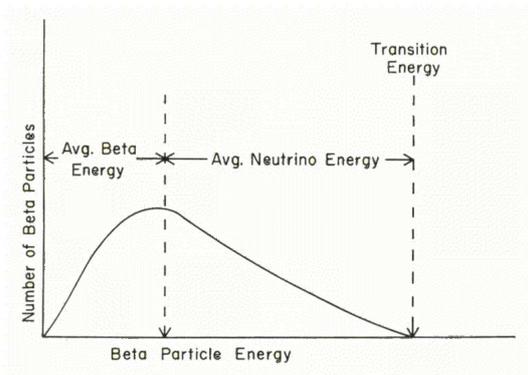


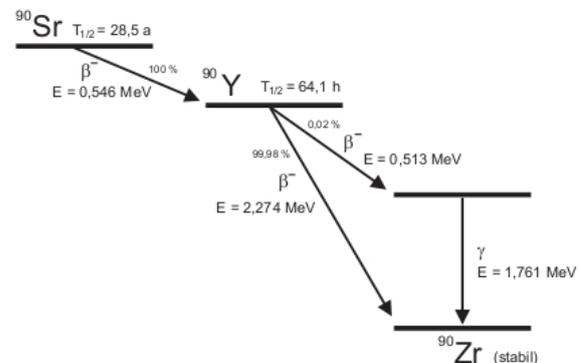
Abb. A.1: Form des Laserstrahls [27].

A.2 ^{90}Sr

Das verwendete ^{90}Sr -Präparat hatte eine Aktivität von etwa $1\mu\text{Ci} = 3,7 \times 10^3\text{Bq}$. ^{90}Sr wird künstlich durch Kernspaltung hergestellt.



(a) Schematisches Betaspektrum mit Darstellung von mittlerer und maximaler Energie [28].



(b) Zerfallsschema von ^{90}Sr

Abb. A.2: (a) Der β -Zerfall ist ein Drei-Körper-Zerfall und hat ein kontinuierliches Spektrum. (b) ^{90}Sr zerfällt über ^{90}Y in das stabile Element ^{90}Zr . Elektronen aus ^{90}Sr haben eine Energie von maximal $0,546\text{MeV}$, die aus ^{90}Y maximal $2,274\text{MeV}$.

A.3 Detektormaterial

A.3.1 Szintillatoren

Eigenschaften	BC408	EJ-228
Basis	PVT ¹⁸	PVT
Lichtausbeute [%] ¹⁹	64	67
$\lambda_{max,emission}$ [nm]	425	391
Brechungsindex	1,58	1,58
Rise Time [ns]	0,9	0,5
Decay Time [ns]	2,1	1,4
Pulse Width (FWHM) [ns]	2,5	1,2
Anzahl H-Atome cm^{-3}	$5,23 \cdot 10^{22}$	$5,15 \cdot 10^{22}$
Anzahl C-Atome cm^{-3}	$4,74 \cdot 10^{22}$	$4,69 \cdot 10^{22}$
H:C Verhältnis	1,104	1,107
Anzahl Elektronen cm^{-3}	$3,37 \cdot 10^{23}$	$3,33 \cdot 10^{23}$
Dichte g/cm^3	1,032	1,023

Tabelle A.1: Vergleich der Eigenschaften der beiden benutzten Szintillatoren [29, 30]. Die Szintillatoren haben die Dimensionen: BC408: $28,5mm \times 28,5mm \times 5mm$, EJ-228: $30mm \times 30mm \times 5mm$.

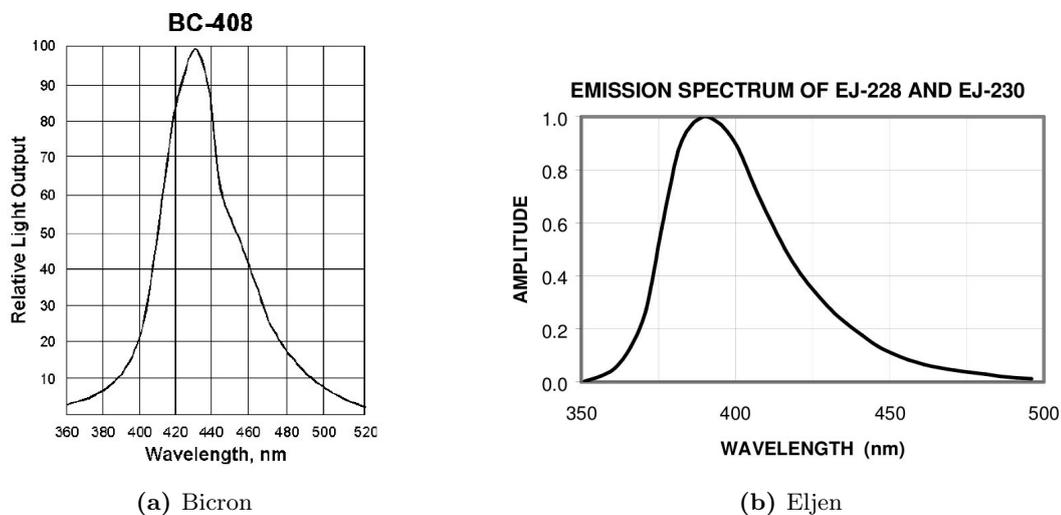
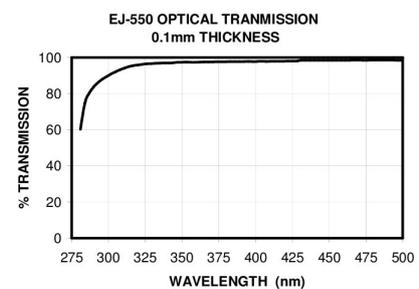


Abb. A.3: Wellenlänge der maximalen Emission der beiden Szintillatoren.

Optical Grease EJ – 550:

Transmissionseigenschaft – zur optischen Kopplung des Szintillators und der SiPM. Der Brechungsindex des optical grease beträgt 1,46.



¹⁸Polyvinyltoluene $C_{10}H_{11}$: $\langle Z/A \rangle = 0,54141$, Rad.len. $X_0 = 43,90 gcm^{-2}$, $\frac{dE}{dx}|_{min} = 1,956 MeVg^{-1}cm^2$ [15]

¹⁹in % Anthracene. Anthracene Lichtausbeute $\approx 40 - 50\%$ von NaI(Tl)

A.3.2 SiPM

Hersteller	Hamamatsu		Ketek
	S10632-33-050C	S10931-33-050P	PM3375
Modell			
Fläche	$3 \times 3 \text{ mm}^2$	$3 \times 3 \text{ mm}^2$	$3 \times 3 \text{ mm}^2$
Pixelgröße	$50 \times 50 \mu\text{m}^2$	$50 \times 50 \mu\text{m}^2$	$75 \times 75 \mu\text{m}^2$
Anzahl Pixel	3600	3600	1600
Fill Factor ²⁰ [%]	61,5	61,5	72
Spektralbereich [nm]	320 – 900	320 – 900	300 – 800
$\lambda_{\text{peaksensitivity}}$ [nm]	440	440	420
DCR	6 Mcps ²¹	6 Mcps	$\leq 300 \text{ kHz/mm}^2$ ²²
PDE	54%	50%	$\geq 40\%$ ²²
Gain	$7,5 \cdot 10^5$	$7,5 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^6$ ²²
Durchbruchspannung U_{BD} [V]	70 ± 10	70 ± 10	23

Tabelle A.2: Vergleich der Eigenschaften der verwendeten SiPM [17, 19].

Bei dem PM3375 handelte es sich um ein "trench"-Modell, dessen Pixel durch optische Isolation gegen OCT umschlossen sind.

Die PDE-Angabe bei Hamamatsu beinhaltet OCT und Afterpulse, bei Ketek ist die Angabe ohne diese Effekte.

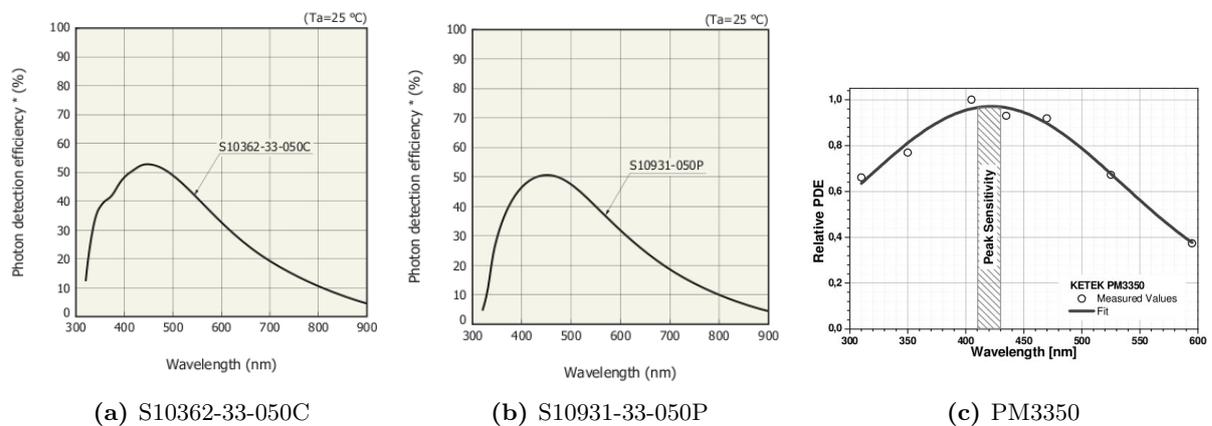


Abb. A.4: PDE. Absolute Werte bei Hamamatsu, normierter Wert bei Ketek.

²⁰Fill Factor: Verhältnis zwischen aktiver Fläche zur Gesamtfläche

²¹Mcps: Mega counts per second. Herstellerangabe ohne Flächenabhängigkeit bei 0,5 p.e.

²² bei 20% Overvoltage

B Abkürzungen

Eine Übersicht der Abkürzungen, die in dieser Arbeit (im Text und in den Abbildungen) vorkommen.

APD	Avalanche Photo Diode	NuSTAR	Nuclear Structure, Astrophysics and Reactions
APPA	Atomic, Plasma Physics and Applications	OCT	Optical Crosstalk
ASIC	Application Specific Integrated Circuit	PANDA	antiProton ANihilation at Darmstadt
CBM	Compressed Baryonic Matter	PDE	Photon Detection Efficiency
CFD	Constant Fraction Discriminator	PVT	Polyvinyltoluene
CR	Collector Ring	QCD	Quantenchromodynamik
DCR	Dark Count Rate	QED	Quantenelektrodynamik
DIRC	Detection of Internally Reflected Cherenkov	QDC	Charge-to-Digital Converter
EMC	Electro Magnetic Calorimeter	RICH	Ring Image Cherenkov
FAIR	Facility for Antiproton and Ion Research	SiPM	Silicon Photo Multiplier
FLAIR	Facility for Low-Energy Antiproton and Heavy Ion Research	SIS	Schwerionensynchrotron
FRS	Fragmentseparator	SPAD	Single-Photon Avalanche Diode
G-APD	Geiger-mode Avalanche Photodiode	STT	Straw Tube Tracker
GEM	Gas Electron Multiplier	TDC	Time-to-Digital Converter
HESR	High Energy Storage Ring	ToF	Time of Flight
MPPC	Multi-Pixel Photon Counter		
MVD	Microvertex Detektor		
NESR	New Experiment Storage Ring		

Literatur

- [1] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH. Eine internationale beschleunigeranlage zur forschung mit antiprotonen und ionen. www.gsi.de. Online: Dezember 2013.
- [2] FAIR Facility for Antiproton and Ion Research in Europe GmbH. www.fair-center.de, 2013. Online: Dezember 2013.
- [3] Georg Schepers. Panda at fair, physics and detector (panda collaboration). *Hyperfine Interactions*, (2012) 213:1–12, DOI 10.1007/s10751-011-0380-y, Published online: 7 October 2011. <http://link.springer.com/journal/10751>.
- [4] M.F.M. Lutz et al. Panda collaboration. physics performance report for panda: Strong interaction studies with antiprotons. *eprint:0903.3905*, 2009.
- [5] Kai-Thomas Brinkmann, Paola Gianotti, and Inti Lehmann. Exploring the mysteries of strong interactions - the panda experiment. *Nuclear Physics News*, Volume 16, Issue 1, 2006, Published online: 21 Aug 2006.
- [6] PANDA Collaboration. Technical design report for the panda straw tube detector. Technical report, 2013. The European Physical Journal A (2013) 49: 25.
- [7] K. Goetzen, H. Orth, G. Schepers, L. Schmitt, C. Schwarz, and A. Wilms. Proposal for a scintillator tile hodoscope for *Panda*. panda-wiki.gsi.de/pub/Tof/SciTil/scitil.pdf.
- [8] Carsten Schwarz. Status of scitil measurements at gsi. panda tof group meeting, goa 2013, 2013.
- [9] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, New York, 4. auflage edition, 2010.
- [10] Konrad Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner B.G. GmbH, Berlin, 4. überarb. aufl. 2005 edition, 2005.
- [11] D. Renker and E Lorenz. Advances in solid state photon detectors. *Journal of Instrumentation*, 4(04):P04004, 2009.
- [12] P. Buzhan, B. Dolgoshein, A. Ilyin, V. Kantserov, F. Kayumov, and F. Filatov. An advanced study of silicon photomultiplier. *ICFA Instrumentation Bulletin*, 2001.
- [13] S. Seifert, H.T. van Dam, J. Huizenga, R. Vinke, and P. Dendooven. Simulation of silicon photomultiplier signals. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56(6), 2009.
- [14] National Institute of Standards and Technology. Stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium ions, 2013.
- [15] J. Beringer et. al. *Particle Physics Booklet*. Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov/>, 2012.
- [16] Josef Pochodzalla. Elektronik vorlesung, johannes gutenbergs universität mainz, SS 2010.
- [17] HAMAMATSU PHOTONICS. Mppc multi-pixel photon counter, photodiode technical information, www.hamamatsu.com, 2013. [Online; Nov.2013].
- [18] Earl Hergert. Detectors, guideposts on the road to selection, hamamatsu corporation, www.photonics.com, 2009. [Online; Nov.2013].
- [19] KETEK GmbH. Microcell construction, www.ketek.net, 2012. [Online; 2012.12.07].
- [20] SensL Sense Light. Introduction to the sipm, technical note, 2011.
- [21] L. Gruber, S.E. Brunner, J. Marton, and K. Suzuki. Over saturation behaviour of sipms at high photon exposure. *arXiv:1304.2493v [physics.ins-det]*, 2013.
- [22] Satoru Uozumi. Study and development of multi-pixel photon counter for the gld calorimeter readout. *Proceeding of Science*, 2007. International workshop on new photon-detectors PD07, Kobe University, Japan.

-
- [23] QDC Mod. V862 series. Datasheet. Technical information manual, mod. v862 series. Technical report, CAEN Electronic Instrumentation, <http://www.caen.it>, Nov 2009.
- [24] A. Marcelle Ketchieumen Tchitnga. Noise reduction of silicon photomultiplier by cooling. report for the summer student program., Sep 2013.
- [25] G Lindström. Radiation damage in silicon detectors. *NIM A 512*, 2003. DESY-Report 02-199 : Radiation Damage in Silicon Detectors Caused by Hadronic and Electromagnetic Irradiation, Dezember 2002.
- [26] A. H. Heering, P. Bohn, A. Cough, E. Hazen, J. Rohlf, S. Los, J. Freeman, E. Cascio, Y. Musienko, and C. Piemonte. Radiation damage studies on sipms for calorimetry at the super lhc. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, N12-6*, 2008.
- [27] PicoQuant. Pulsed diode laser driver & picosecond laser diode heads for pdl 800-b/-d/808/828. datasheet, July 2013.
- [28] Wikipedia. Beta zerfall, http://en.wikipedia.org/wiki/Beta_decay, 2013. [Online, Nov.2013].
- [29] Eljen Technology. Ej-228 and ej-230 plastic scintillators, ej-550 optical grade silicone grease. datasheet, 2013.
- [30] Saint-Gobain Crystals. Organic scintillation materials. scintillation products technical data, material safety data sheet bc-408, 2013.

Danksagungen

Für die Möglichkeit dieser Arbeit bedanke ich mich bei Prof. Dr. Josef Pochodzalla.

Dr. Alicia Sanchez-Lorente als erste Ansprechpartnerin danke ich, dass Sie immer bei Problemen Zeit für mich gefunden hat.

Sebastian Bleser, Marcell Steinen, Kai Rittgen danke ich für die kollegiale Zusammenarbeit.

Für seine Unterstützung und Hilfe bedanke ich mich bei Dr. Carsten Schwarz, der sich immer Zeit genommen hat, mir bei Problemen zu helfen. Bei Prof. Dr. Herbert Orth bedanke ich mich für seine Anregungen und Vorschläge bei der Erstellung dieser Arbeit.

Der Hadronenphysik 1 (HAD1) Gruppe an der GSI danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während meines Studiums unterstützt und begleitet haben, insbesondere meiner Familie ohne die die Erstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Cihan Sahin

Mainz, der 16. Dezember 2013