

Charakterisierung von Einzel-Photon Detektoren für Laserspektroskopie Experimente im Rahmen der SPARC Kollaboration

Bachelorarbeit im Fach Physik
Tom Tüshaus

Gutachter: Dr. Volker Hennen
Zweitgutachter: Prof. Dr. Christian Weinheimer

Institut für Kernphysik
Westfälische Wilhelms-Universität Münster



Plagiatserklärung der / des Studierenden

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über die „**Charakterisierung von Einzel-Photon Detektoren für Laserspektroskopie Experimente im Rahmen der SPARC Kollaboration**“ selbstständig verfasst worden ist, dass keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken – auch elektronischen Medien – dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind.

(Datum, Unterschrift)

Ich erkläre mich mit einem Abgleich der Arbeit mit anderen Texten zwecks Auffindung von Übereinstimmungen sowie mit einer zu diesem Zweck vorzunehmenden Speicherung der Arbeit in eine Datenbank einverstanden.

(Datum, Unterschrift)

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	2
2.1 Wechselwirkungsprozesse zwischen Photonen und Materie	2
2.1.1 Der photoelektrische Effekt	2
2.1.2 Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie	2
2.2 Charakteristische Röntgenstrahlung	4
2.3 Funktionsweise von Photomultipliern	5
2.4 Funktionsweise Microchannel plate	8
2.5 Erzeugung von Einzelphotonen	8
3 XUV-Detektor	10
3.1 Aufbau des Detektors	10
3.2 Einbau der Schilde und der Kathode	11
3.3 Einbau des Detektors an der GSI	11
4 Photomultiplier	13
4.1 Messung der Dunkelrate bei verschiedenen Temperaturen	13
4.2 Diskussion der Dunkelratenmessung bei verschiedenen Temperaturen	16
4.3 Bestimmung des Arbeitsbereichs	17
4.4 Diskussion des Arbeitsbereiches	20
4.5 Zusammenfassung zu den PMTs	24
5 Delay Line Detektor	25
5.1 Aufbau des Detektors	25
5.2 Signalverarbeitung am Delay Line Detektor	26
5.3 Kalibrierung des Detektors	28
5.4 Hintergrundmessungen	28

5.5	UV-Messungen	30
5.6	Auswertung der UV-Messung	30
5.7	Röntgenquellenmessung	32
5.8	Auswertung der Röntgenmessung	34
5.9	Bestimmung der Quanteneffizienz von Röntgenstrahlung	35
5.10	Diskussion zur Bestimmung der Quanteneffizienz von Röntgenstrahlung . . .	36
5.11	Zusammenfassung zum Delay Line Detektor	37
6	Ausblick	38
7	Quellen	39
8	Anhang	40
8.1	PMTs	40
8.1.1	PMT-18197	40
8.1.2	PMT-18198	42
8.1.3	PMT-18206	43
8.1.4	PMT-105489	45
8.1.5	PMT-105509	46
8.1.6	PMT-105527	48
8.2	Delay Line Detektor	50
8.2.1	Lochplatte	50
8.2.2	Hintergrundmessungen normiert auf eine Sekunde Messzeit	51
8.2.3	UV-Messungen normiert auf eine Sekunde Messzeit	53
8.2.4	Röntgenmessungen normiert auf eine Sekunde Messzeit	56
8.3	PDFs zu [4] und [5]	59
8.4	PDF zu [14]	61

1 Einleitung

Die Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt (kurz GSI) wurde 1969 zur Untersuchung von Schwerionen gegründet. Hierzu nutzt die GSI mehrere verschiedene Beschleunigersysteme, mit welchen Ionen verschiedenster Kernladungszahl, Kernmasse und Ionisationstärke untersucht werden können. Sinn und Zweck der Ionenuntersuchung ist es ein besseres Verständnis von Materie, deren Entstehung und deren Eigenschaft zu bekommen.[1]

So wurden an der GSI im Laufe der Zeit beispielsweise die sechs Elemente Bohrium, Hassium, Meitnerium, Darmstadtium, Röntgenium und Copernicium mit den Ordnungszahlen 107-112 (der Reihenfolge nach) durch künstliche Synthese erzeugt und nachgewiesen. Des Weiteren wurden und werden an der GSI unter anderem Untersuchungen an exotischen Kernen, also Kernen mit überproportional vielen Protonen oder Neutronen, sowie die Untersuchung von wasserstoffähnlichen Atomen, welche so stark ionisiert wurden, dass sie nur noch ein Elektron besitzen, durchgeführt.[1]

Die im Rahmen dieser Bachelorarbeit behandelten Detektoren sind für die Verwendung am ESR (experimental storage ring) und dem damit verbundenen CRYRING, sowie dem SIS100 geplant und sind somit Teil der SPARC Kollaboration (stored particles atomic physics research collaboration), welche sich im wesentlichen auf Experimente bezüglich der Kollisionsdynamik in starken em-Feldern und den fundamentalen Wechselwirkung zwischen Elektronen und schweren Kernen ausgerichtet ist.[1]

Der ESR ist ein Speicherring, welcher über einen Umfang von 108 Metern verfügt. Die zu untersuchenden Ionen werden nicht im ESR selbst beschleunigt, sondern im mit dem ESR verbundenen Linearbeschleuniger UNILAC und im Ringbeschleuniger SIS18, von wo aus sie in den ESR geleitet werden können. Dort sind Umlauffrequenzen von mehreren Millionen Hertz möglich, während Experimente am Ionenstrahl durchgeführt werden können.[1]

Der CRYRING ist mit dem ESR verbunden, sodass der Ionenstrahl vom ESR in den CRYRING weitergeleitet werden kann. Er hat einen Umfang von etwa 54 Metern und wurde ursprünglich in Stockholm genutzt, nun aber in die GSI integriert. Er dient zum einen für Testläufe neuer Technologien für das zukünftige FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) Projekt, zum anderen zur Untersuchung langsamer exotischer Ionen.[1]

Der SIS100 ist Teil des FAIR Projekts und befindet sich momentan im Bau. Es handelt sich beim SIS100 um einen Ringbeschleuniger mit einem Umfang von 1100 Metern. Er soll mittels supraleitenden Magneten in der Lage sein, Ionen jeglicher natürlicher chemischer Elemente auf 99 % der Lichtgeschwindigkeit zu beschleunigen.[1]

Ziel dieser Arbeit ist es, verschiedene Detektorsysteme hinsichtlich ihrer Arbeitsweise zu charakterisieren, beziehungsweise sie auf ihren Einsatz vorzubereiten. Später sollen sie an verschiedenen Beschleunigern an der GSI zum Einsatz kommen.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Wechselwirkungsprozesse zwischen Photonen und Materie

2.1.1 Der photoelektrische Effekt

Die im Rahmen dieser Bachelorarbeit behandelten Detektoren basieren alle auf dem Photoelektrischen Effekt. Daher wird dieser im folgenden genauer erklärt. Der Vollständigkeit halber werden im Kapitel 2.1.2 die weiteren Wechselwirkungsprozesse zwischen Photonen und Materie genauer, sowie der Energiebereich in welchem die jeweiligen Prozesse dominieren erläutert.

Treffen Photonen auf eine Halbleiter- oder Metalloberfläche, so können sie bei ausreichend hoher Energie Elektronen aus dieser lösen. Dies nennt sich „Photoelektrischer Effekt“. Damit der Photoelektrische Effekt in Erscheinung tritt, muss die Energie des auf die Oberfläche treffenden Photons mindestens der sogenannten Austrittsarbeit W_A des Materials der bestrahlten Oberfläche entsprechen. Diese ist durch das Fermi-Niveau des Materials bestimmt. Das dabei frei werdende Elektron, hat folgend eine Energie E_e , welche der Photonenergie $E_\gamma = h\nu$ unter Berücksichtigung seiner Frequenz ν und dem Planckschen Wirkungsquantum h abzüglich der Austrittsarbeit entspricht:

$$E_e = h\nu - W_A \quad (1)$$

Bei dem Photoelektrischen Effekt handelt es sich um einen statistisch auftretenden Effekt, welcher folglich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auftritt. Diese Wahrscheinlichkeit ist die sogenannte Quanteneffizienz $qe(\lambda)$. Sie ergibt sich aus dem Quotienten der Anzahl an erzeugten freien Elektronen n_e zur Anzahl an auf die Oberfläche eingestrahlten Photonen n_p :

$$qe(\lambda) = \frac{n_e}{n_p} \quad (2)$$

Da Photonen zum Beispiel an der Oberfläche reflektiert werden können oder die erzeugten freien Elektronen das bestrahlte Material aufgrund von Stößen innerhalb des Materials nicht verlassen, erreicht die Quanteneffizienz in der Realität nicht 100% (vgl. Kap. 2.3). Des Weiteren ist die Quanteneffizienz von der Wellenlänge der eingestrahlten Photonen und vom bestrahlten Material abhängig.

2.1.2 Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie

Wie schon im vorherigen Kapitel vermerkt, dient dieses Kapitel der genaueren Erläuterung der Wechselwirkungsprozesse zwischen Photonen und Materie.

Beim Auftreffen von elektromagnetischer Strahlung auf Materie gilt im Allgemeinen für die Intensität $I(x)$ in Abhängigkeit der Schichtdicke x ein exponentieller Abfall gemäß:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-x \cdot \sigma \frac{N_A}{A}} \quad (3)$$

Hierbei ist I_0 die Strahlungsintensität vor Eintritt in das bestrahlte Material, N_A ist die Avogadro-Konstante, welche die Teilchenzahl pro Stoffmenge mit $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ angibt, A ist die Molmasse und σ ist der Wirkungsquerschnitt mit der Materie. Der Wirkungsquerschnitt ist im Wesentlichen von der Kernladungszahl des von der Strahlung getroffenen Materials und der Energie der Strahlung abhängig.

Die Wechselwirkung zwischen elektromagnetischer Strahlung und Materie lässt sich im Grunde auf drei Prozesse zurückführen, welche bei unterschiedlichen Energien der Strahlung dominieren, dem Photoeffekt (vgl. Kapitel 2.1.1), welcher hier nochmals kurz erwähnt wird, dem Compton-Effekt und der Paarbildung:

- a) Photoeffekt: Der Photoeffekt dominiert bei Photonenergien E_γ bis etwa $E_\gamma < 1$ MeV. Hierbei trifft ein Photon auf ein Elektron, welches sich in einem Atom in einem gebundenen Zustand befindet. Ist die Photonenergie höher als die Bindungsenergie des Elektrons, so kann es dieses aus dem gebundenen Zustand lösen, was zu Ionisation des getroffenen Atoms führt. Das Photon gibt bei diesem Stoß seinen gesamten Impuls ab, sodass es folglich nicht mehr existiert. Das Elektron übernimmt die Energie des Photons abzüglich der Bindungsenergie, welche aufgewandt werden muss, um das Elektron zu lösen. Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts ist proportional zu Z^5 und $E_\gamma^{-3,5}$. Elemente mit einer höheren Kernladungszahl Z haben folglich einen höheren Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt.
- b) Compton-Effekt: Der Compton-Effekt dominiert bei Photonenergien von etwa 1 MeV $< E_\gamma < 5$ MeV. Der Effekt beschreibt die Streuung von Photonen an freien und quasifreien Elektronen. Beim Zusammentreffen zwischen dem Photon und dem Elektron wird das Photon am Elektron gestreut und ändert seine Richtung um den Winkel θ . Das Photon gibt bei diesem Stoß Energie an das Elektron ab. Aus Energie und Impulserhaltung folgt für die Wellenlänge des Photons beim Compton-Effekt

$$\lambda' - \lambda = \lambda_c(1 - \cos(\theta)) \quad (4)$$

mit der Wellenlänge des Photons nach dem Stoß λ' , der Wellenlänge vor dem Stoß λ und der sogenannten Compton-Wellenlänge λ_c , welche abhängig vom getroffenen Teilchen ist und im Falle von Elektronen $\lambda_c = 2,426 \cdot 10^{-12} \text{ m}$ beträgt. Da die Ausgangsenergie des Photons bei dieser Formel keine Rolle spielt, sondern lediglich die Änderung der Wellenlänge und damit die Energieänderung, ist der Compton-Effekt (und damit der Energieverlust des Photons) also nur vom Winkel der Streuung abhängig. Der Wirkungsquerschnitt des Compton-Effekts ist proportional zur Kernladungszahl Z .

- c) Paarbildung: Ist die Photonenergie größer als das Doppelte der Ruhemasse eines Elektrons, also $E_\gamma > 2m_e c^2$, so kann es zur sogenannten Paarbildung kommen. Diese dominiert um so stärker, je höher die Photonenergie wird. Bei der Paarbildung trifft ein Photon ausreichend hoher Energie auf einen Atomkern. An diesem vollführt das Photon einen Stoß, wobei es sich in ein Elektron-Positron-Paar umwandelt. Der Atomkern ist für diesen Prozess aus Gründen der Impulserhaltung nötig.

Abbildung 2.1 zeigt exemplarisch den Massenabsorptionskoeffizienten, also den auf die Dichte des bestrahlten Materials normierten Absorptionskoeffizienten, für Blei gegen

die Photonenenergie. Hierbei sind die Anteile der eben genannten Effekte, sowie die Summe aller Effekte aufgetragen. Die Sprünge im Bereich des Photoelektrischen-Effekts entsprechen Stellen, bei welchen die Energie der Photonen zu Anregung oder Ionisation von Elektronenniveaus im Material ausreichen, was mit einem erhöhten Absorptionskoeffizienten verbunden ist.

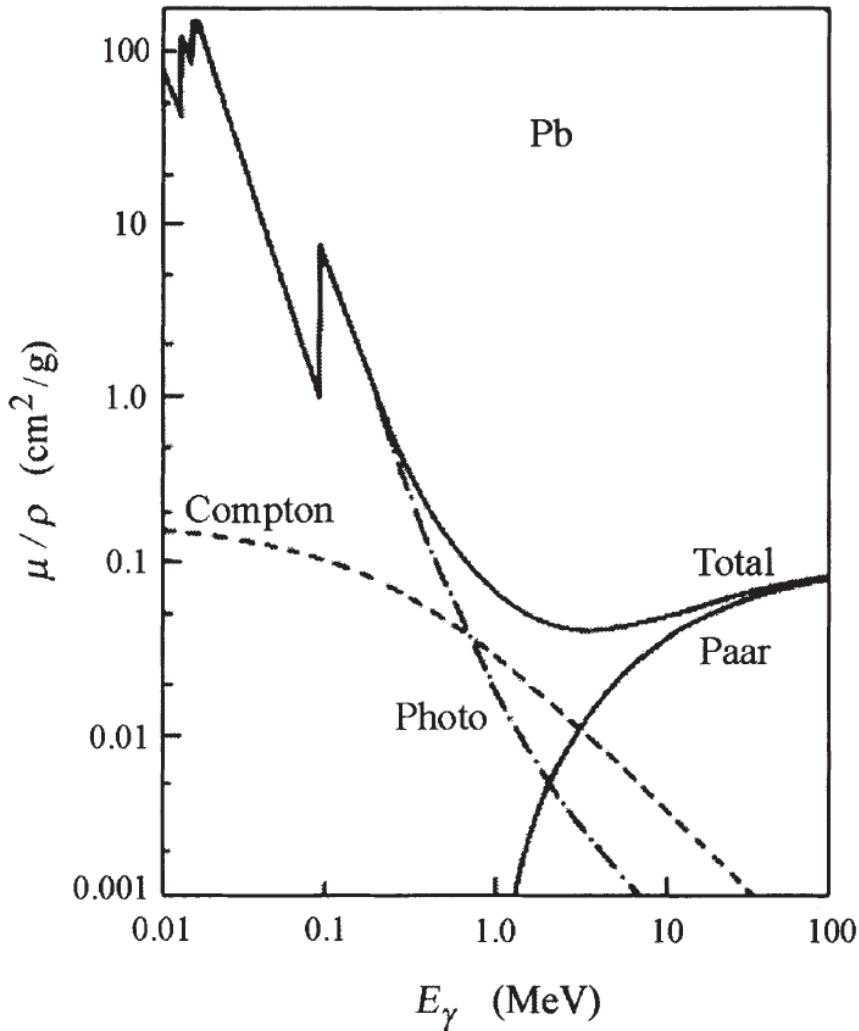


Abbildung 2.1: Massenabsorptionskoeffizient für Photonen in Blei [2]

2.2 Charakteristische Röntgenstrahlung

Zur Untersuchung der Detektoren werden unter anderem Röntgenquellen verwendet. Die sogenannte charakteristische Röntgenstrahlung spielt hierbei eine besondere Rolle.

Zur Erzeugung von charakteristischer Röntgenstrahlung wird ein Körper wahlweise mit Photonen oder mit Elektronen bestrahlt. Trifft nun ein Elektron oder Photon dieses Strahls auf ein Atom des Körpers, so wird ein Elektron aus der inneren Schale dieses Atoms geschlagen. Damit das Elektron aus dem Atom geschlagen werden kann, muss die Energie des Photons oder Elektrons, welches diesen Stoß auslöst, größer als die Bindungsenergie des Elektrons

sein. Da es sich um ein Elektron der inneren Schale handelt, welches aus dem Atom geschlagen wird, wird die Position dieses Elektrons im Folgenden durch ein äußeres Elektron besetzt, welches auf das innere Energieniveau abfällt. Innere Energieniveaus weisen geringere Energien auf als äußere, weshalb das Elektron bei diesem Prozess Energie abgibt. Dies geschieht in Form von elektromagnetischer Strahlung, wobei deren Energie genau der Übergangsenergie zwischen den Energieniveaus der Stelle von der das Elektron kommt zu der Stelle wohin es geht entspricht.

Aufgrund seiner Elektronenkonfiguration sind die Energieniveaus für jedes chemische Element unterschiedlich. Hieraus folgt, dass auch die emittierten Photonen bei einem solchen Übergang eine von dem Element abhängige, bestimmte Energie und damit Wellenlänge aufweisen. Da man folglich jedes chemische Element anhand dieser Strahlung zuordnen kann, spricht man von der charakteristischen Röntgenstrahlung.

Um die Übergänge zu bezeichnen, wird eine Kombination aus der Bezeichnung der Schale in welche sich das Elektron bewegt (also der K-,L-,M- usw. Schale) und der Differenz zwischen den Hauptquantenzahlen der Niveaus aus denen das Elektron kommt und zu welchen das Elektron geht genommen. Die Differenz wird hierbei durch griechische Buchstaben bezeichnet, wobei α einer Differenz von eins entspricht und so weiter. Ein Übergang von $n=2$ zu $n=1$ wird also mit K_α bezeichnet.

2.3 Funktionsweise von Photomultipliern

Photomultiplier (kurz PMT - engl. für „photomultiplier tube“) dienen als Detektor für Photonen. Hierfür werden in einem PMT detektierte Photonen in elektrische Signale umgewandelt. PMTs bestehen im wesentlichen aus einer Photokathode und vielen Dynoden, welche über eine Spannungsteilerkette miteinander verbunden sind. Dies ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Die Photokathode und die Dynoden sind in einem luftdichten, meist aus Glas oder Kunststoff gefertigten Gehäuse untergebracht. Die Spannungsteilerkette befindet sich an einer sogenannten „Base“, welche an den PMT angeschlossen wird. Im Inneren eines Photomultipliers herrscht ein Vakuum von ungefähr 10^{-5} mbar, welches Störungen durch Restgase möglichst gering halten soll. Beim Anlegen einer Hochspannung an den Photomultiplier werden die Dynoden im Photomultiplier, durch die Spannungsteilerkette, auf verschiedene Potentiale gesetzt.

Trifft ein Photon auf die Photokathode, so löst es gemäß des photoelektrischen Effekts (siehe 2.1.1) bei ausreichend hoher Energie ein Elektron aus dieser. Dieses wird durch die am PMT anliegende Spannung beschleunigt und trifft auf eine Dynode. Dort schlägt das durch die Spannung beschleunigte Elektron weitere Elektronen aus der Dynode, es kommt zur Elektronenvervielfachung. Die hierbei entstandenen Elektronen werden folgend zur nächsten Dynode beschleunigt, da die einzelnen Dynoden in Richtung des Elektronenverlaufs auf zunehmend positivem Potentialen liegen. Hier wiederholt sich der Prozess der Elektronenvervielfachung. Dies geschieht über eine Vielzahl von Dynoden, sodass der PMT aus einem Photon eine Elektronenlawine erzeugt, welche an der Anode in einem gut messbaren Puls resultiert.

Die Sensitivität von Photomultipliern für bestimmte Wellenlängen von Photonen kann durch die Wahl des Materials an der Photokathode beeinflusst werden (vgl. Kap. 2.1.1). So ist es durch die passende Wahl möglich bestimmte Wellenlängenbereiche vollkommen zu unterdrücken.

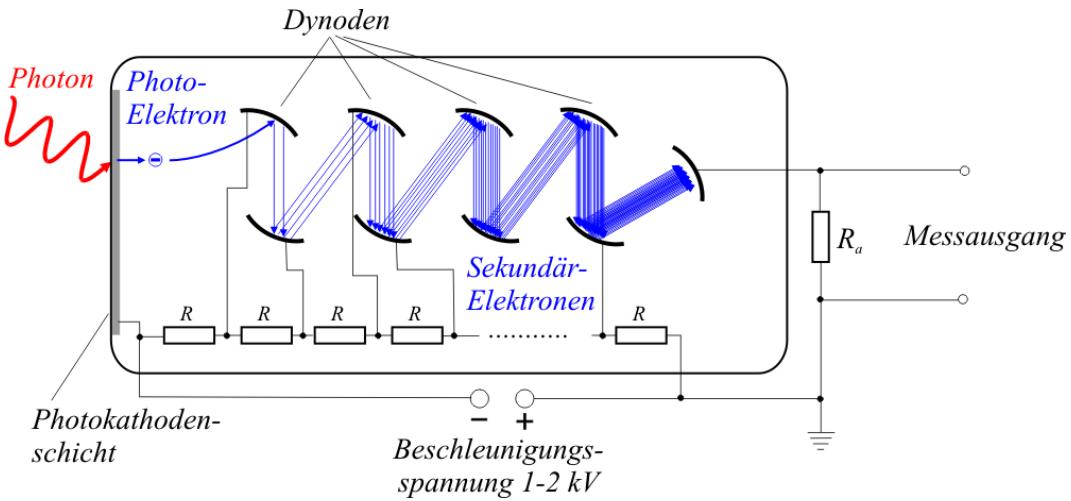


Abbildung 2.2: Schematischer innerer Aufbau eines PMTs [3]

Photomultiplier sind aufgrund ihrer Bauart als Verstärker eines Eingangspulses anfällig für Rauschen. Dieses entsteht hauptsächlich durch thermisch freigesetzte Elektronen aus der Photokathode. Diese werden genau wie anderweitig freigesetzte Elektronen über die Dynoden verstärkt und erzeugen somit einen Puls. Dieser Puls gleicht dem, welchen ein einzelnes Photon erzeugen würde. Somit sind thermische Pulse nicht von tatsächlichen Photonen zu unterscheiden. Bei kleineren Austrittsarbeiten, sowie höheren Temperaturen treten thermische Elektronen gemäß der Boltzmann-Statistik häufiger aus. Diese besagt, dass die Wahrscheinlichkeit $P(E, T)$ ein Elektron in einem energetischen Zustand E bei einer Temperatur T vorzufinden, proportional zu

$$P(E, T) \propto e^{-\frac{E}{k_B T}} \quad (5)$$

ist. Die hierbei interessante Energie entspricht der Austrittsarbeit des verwendeten Materials der Photokathode.

Um solche thermischen Ereignisse zu vermindern, kann also das Material der Photokathode geändert werden, oder alternativ die Temperatur des Systems verringert werden.

Bei den thermischen Ereignissen spricht man von sogenannten Dunkelereignissen eines Photomultipliers, da sie auch ohne das Einstrahlen von Photonen auftreten. Analog spricht man bei der Frequenzbetrachtung der thermischen Ereignissen von der sogenannten Dunkelrate, welche eine wichtige Charakteristik eines PMTs ist.

Eine Sorte der in dieser Bachelorarbeit verwendeten PMTs ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Es handelt sich bei dem abgebildeten PMT um einen UV-PMT mit der dazugehörigen Basis, welche den Spannungsteiler beinhaltet. Insgesamt werden jeweils drei PMTs in zwei verschiedenen Bauweisen der Firma „ET Enterprises“ untersucht, welche sich im Wesentlichen durch das Material der Photokathode unterscheiden. Die drei PMTs der ersten Bauart besitzen eine Bialkali (K-Cs-Sb) Photokathode, welche sich hinter einer Quarzglasscheibe befindet, was zu einer erhöhten Sensitivität im UV-Bereich führt (vgl. Abb. 2.3). Die anderen drei PMTs besitzen eine Photokathode aus Trialkali (Na-K-Cs-Sb) hinter einem Borsilikatglas, was zu einer optimalen Anwendung im IR-Bereich führt. Die durch das Material bestimmte Quanteneffizienz (vgl. Kap. 2.1.1) der verschiedenen PMT-Bauarten ist in Abbildung 2.4 zu sehen.

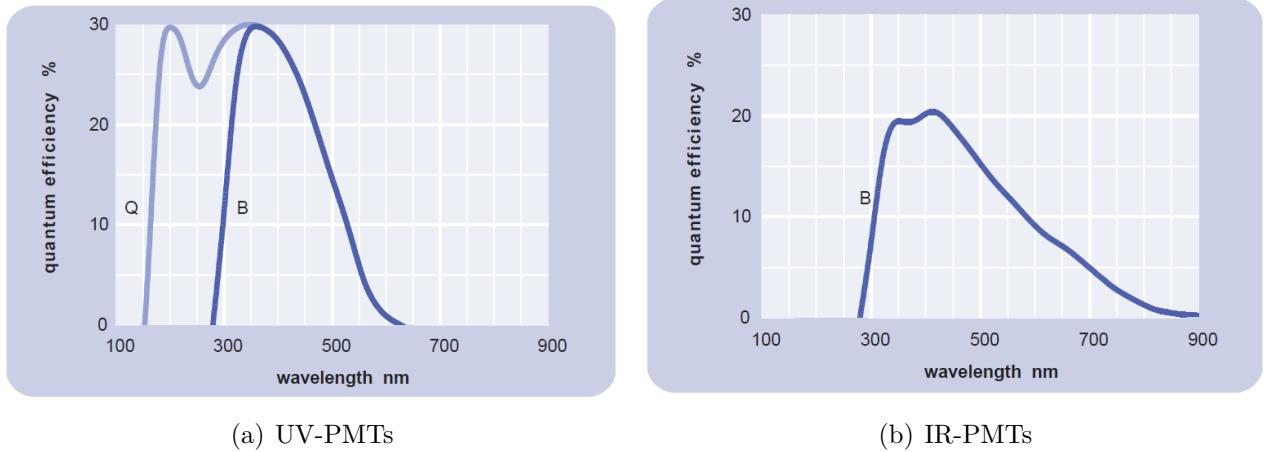


Abbildung 2.4: Quanteneffizienz der UV-PMTs (links, Verlauf Q (für Quarz)) [4] und IR-PMTs (rechts) [5]



Abbildung 2.3: UV-PMT mit Basis [6]

Um die Dunkelraten der PMTs zu minimieren, können die PMTs in ein Kühlgehäuse eingelassen werden, welches eine Kühlung von etwas mehr als -40°C relativ zur Umgebungstemperatur erlaubt. Das Kühlgehäuse besitzt ein Fenster, welches aus Quarzglas ist, sodass auch ultraviolettes Licht zu den PMTs durchdringen kann.

2.4 Funktionsweise Microchannel plate

Bei einer sogenannten „Microchannel plate“, kurz MCP, handelt es sich um einen Verstärker, welcher eintreffende Signale ausreichend hoher Energie, seien es Photonen, Ionen oder Elektronen, in messbare Elektronenpulse umwandelt. Hierfür werden Löcher von 10 bis 100 μm Durchmesser in regelmäßigen Abständen leicht schräg in eine Bleiglasplatte gebohrt, die sogenannten Kanäle [7]. Diese werden anschließend mit einem Halbleitermaterial bedampft. An die Bleiglasplatten werden Hochspannungen negativer oder positiver Polarität angelegt. Die Polarität und Größe der angelegten Spannung ist von der zu detektierenden Strahlungsart abhängig.

Treffen nun Elektronen, Ionen oder Photonen (vgl. Kap. 2.1.1) auf die Kanäle, so lösen sie bei ausreichend hoher Energie Elektronen aus der Halbleiterwand der Kanäle. Diese werden durch die anliegende Spannung beschleunigt und treffen aufgrund der schrägen Ausrichtung der Kanäle beim erneuten Auftreffen auf den Halbleiter weiter Elektronen aus der Wand. Da die Elektronen bei jedem Stoß mit der Wand mehrere Sekundärelektronen erzeugen, entsteht entlang des Kanals eine Elektronenlawine, welche detektiert werden kann. Der prinzipielle Aufbau eines MCPs, sowie die Elektronenvervielfachung in einem Kanal sind in Abbildung 2.5 zu sehen.

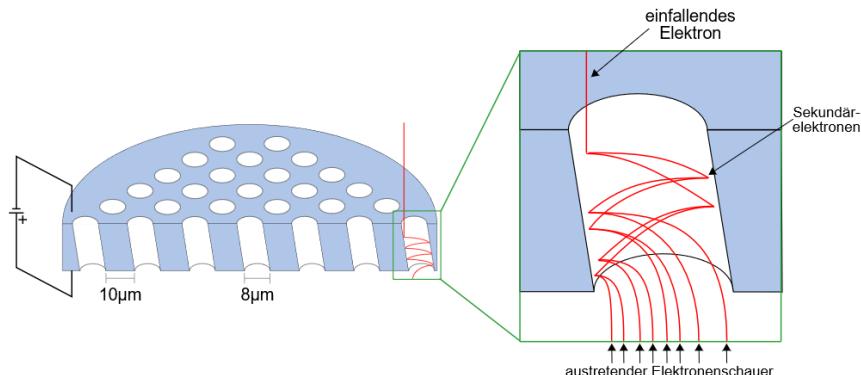


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau eines MCPs [8]

2.5 Erzeugung von Einzelphotonen

Zur Untersuchung von Detektoren sollen im Laufe dieser Bachelorarbeit Einzelphotonen erzeugt werden. Hierfür werden LEDs der gewünschten Wellenlängen verwendet und im gepulsten Betrieb bei geringer Spannung betrieben. Die Anzahl der dabei von der LED erzeugten Photonen folgt hierbei einer Poissonverteilung [9].

Die Wahrscheinlichkeit $P_\mu(n)$ um n Photonen in Abhängigkeit des Erwartungswertes μ zu erzeugen, ist gegeben durch:

$$P_\mu(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (6)$$

Wählt man hierbei $\mu = 0,1$, so erzeugen 90% aller Pulse keine Photonen. Von den 10%, die Photonen erzeugen, erzeugen aber $\approx 95\%$ lediglich ein Photon. Dies wird im weiteren

Verlauf dieser Bachelorarbeit als Richtwert genommen.

Um μ zu bestimmen, wird mit einer Frequenz f ein Puls auf die LED gegeben. Die gesamte Zählrate N des PMTs setzt sich folgend aus der von der LED erzeugten Signalrate N_e , welche der PMT wahrnimmt und der Dunkelrate D zusammen. Die Signalrate wiederum setzt sich aus der Frequenz, der Quanteneffizienz und dem Erwartungswert zusammen. Hieraus folgt:

$$N = N_e + D = f \cdot qe \cdot \mu + D \quad (7)$$

Hierbei wurde vernachlässigt, dass nicht alle in der LED erzeugten Photonen auch in Richtung des PMTs ausgesendet werden. Um μ zu bestimmen, wird Formel 7 zunächst umgestellt, sodass

$$\mu = \frac{N - D}{f \cdot qe} \quad (8)$$

folgt und anschließend wird bei bekannter Quanteneffizienz, Frequenz und Dunkelrate der Erwartungswert durch Steigern der Spannung, welche an der LED anliegt, auf den gewünschten Wert gebracht. Die Frequenz wird hierbei ausreichend hoch gewählt (vgl. Kap. 4.3). Die Signalrate und die Dunkelrate schwankt im Experiment immer leicht. Dies liegt daran, dass es sich bei der Dunkelrate und der Erzeugung von Photonen um statistische Prozesse handelt und das System zudem thermischen instabil ist. Des Weiteren sind die PMTs nicht alle exakt gleich, was selbst bei gleichen Randbedingungen zu unterschiedlichen Messergebnissen bei der Dunkelrate führt. Daher kann die nötige Spannung für die Einzelphotonenerzeugung lediglich angenähert und nicht exakt bestimmt werden.

3 XUV-Detektor

3.1 Aufbau des Detektors

Der XUV-Detektor dient der Detektion von extrem ultravioletter Strahlung (engl. „extreme ultra violet“ kurz xuv).

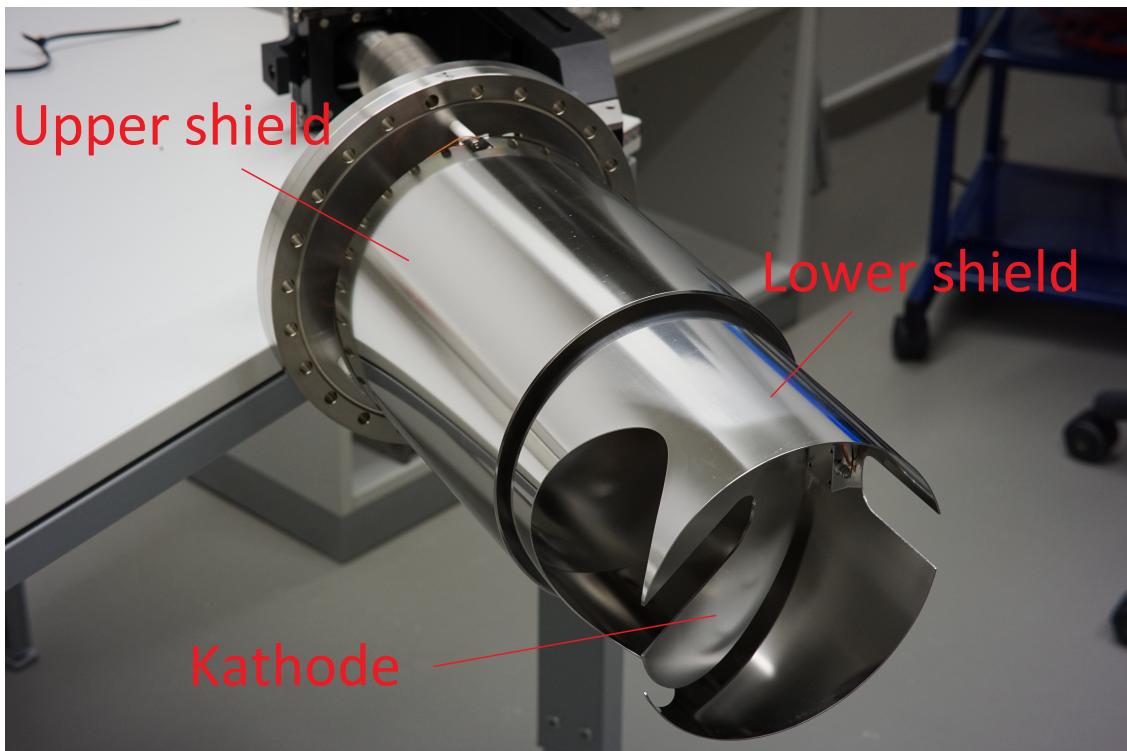


Abbildung 3.1: Aufbau des XUV-Detektors [6]

Der innere Aufbau des XUV-Detektors ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Zum Detektieren der Strahlung wird eine Kathode mit einer Caesiumiodidbeschichtung genutzt. Diese weist eine sehr geringe Austrittsarbeit für Elektronen auf (vgl. Kap. 2.1.1), weshalb sie sich besonders gut zur Detektion von Photonen eignet. Die Kathode ist mit einem Durchlass für den Ionenstrahlengang versehen und steht zu diesem in einem 30° Winkel [10]. Des Weiteren kann die Kathode über eine Pneumatik in den Strahlengang gefahren und aus ihm gezogen werden. Oberhalb der Kathode befindet sich ein MCP (vgl. Kap. 2.5), welcher zur Detektion von Elektronen genutzt wird. Photonen, welche von den Ionen des Strahlengangs emittiert werden, treffen hierfür auf die Kathode, an welcher sie Elektronen auslösen. Diese werden in der Folge durch elektrische und magnetische Felder umgelenkt und zum MCP beschleunigt. Als elektrische Felder dienen zwei zylindrische Abschirmungen, welche auf Potential gesetzt werden können (upper- und lower-shield, bzw. unterer und oberer Schild) und den inneren Aufbau des Detektors ummanteln, sowie die Kathode, welcher ebenfalls auf ein Potential gesetzt werden kann. Alle drei Geräte sind mit Spannungsnetzteilen verbunden. Der upper-shield ist dabei fest im oberen Bereich des Detektors verankert, während der lower-shield

um die Kathode herum positioniert ist und mit dieser in und aus dem Strahlengang bewegt werden kann.

Zur Erzeugung des magnetischen Feldes dienen zwei Spulen. Diese sind um den Detektor positioniert und werden über ein eigenes Netzteil mit den benötigten Stromstärken versorgt. Durch Anpassen der Parameter der Potentiale und des Magnetfeldes konnten beim XUV-Detektor optimale Werte bestimmt werden. Sie sind jedoch nicht Teil dieser Arbeit, weshalb an dieser Stelle nicht weiter darauf eingegangen wird.

Der Detektor wird zum Messen in eine Kammer eingelassen, welche evakuiert wird.

3.2 Einbau der Schilde und der Kathode

Die im Rahmen dieser Bachelorarbeit durchgeführten Arbeiten am XUV-Detektor beschränken sich auf den Um- und Einbau des Detektors. Es wurden keine Messungen am XUV-Detektor durchgeführt.

Zunächst wurden die zuvor beschriebenen Schilde am XUV-Detektor angebracht. Dies wurde unter hoher Sauberkeit in einem Reinraum durchgeführt, um Verunreinigungen, welche später das Vakuum stören könnten, zu vermeiden. Hierbei musste insbesondere darauf geachtet werden, dass die Schilde keinen Kontakt untereinander haben und auch keinen Kontakt zum Gehäuse des Detektors oder der Kathode haben, da die Schilde und die Kathode, wie bereits erwähnt, später als Potentiale dienen sollen und es bei Kontakt zu Kurzschlüssen kommen würde. Des Weiteren wurde die Kathode am Detektor nachträglich neu ausgerichtet. Hierfür wurde das Innere des Detektors nochmals aus seiner Kammer ausgebaut.

Beim nachträglichen Ausrichten der Kathode wurden zudem die Schilde absichtlich leicht verbogen, damit diese besser zur Verhinderung von Kurzschlüssen ausgerichtet sind.

3.3 Einbau des Detektors an der GSI

Zum Einbau des Detektors an der GSI wurde dieser zunächst für den Transport vorbereitet. Hierfür wurden zunächst alle Fenster durch Blindflansche ersetzt. Des Weiteren wurde der Detektor mit einem CO₂-Argon Gemisch durchgespült und anschließend luftdicht verschlossen. Diese Maßnahme dient dem Schutz vor Feuchtigkeit im Inneren des Detektors, da diese die Caesiumiodidschicht der Kathode beschädigen würde.

An der GSI angekommen wurde der Detektor an der für ihn vorgesehenen Stelle am ESR eingebaut. Der eingebaute Detektor ist in Abbildung 3.2 zu sehen.

Bei Tests gegen Kurzschlüsse wurde nach dem Einbau festgestellt, dass der untere Schild des Detektors in Kontakt mit dem Detektorgehäuse steht und somit beim Anlegen von Spannungen einen Kurzschluss erzeugen würde. Da dieser Fehler nicht behoben werden konnte, ist der untere Schild somit nicht mit einem eigenen Potential ansteuerbar. Grund für diesen Defekt ist der Flansch am Beschleuniger, welcher defekt ist. Simulationen haben ergeben, dass trotz des Defekts eine gute Effizienz für den Detektor zu erwarten ist [11].

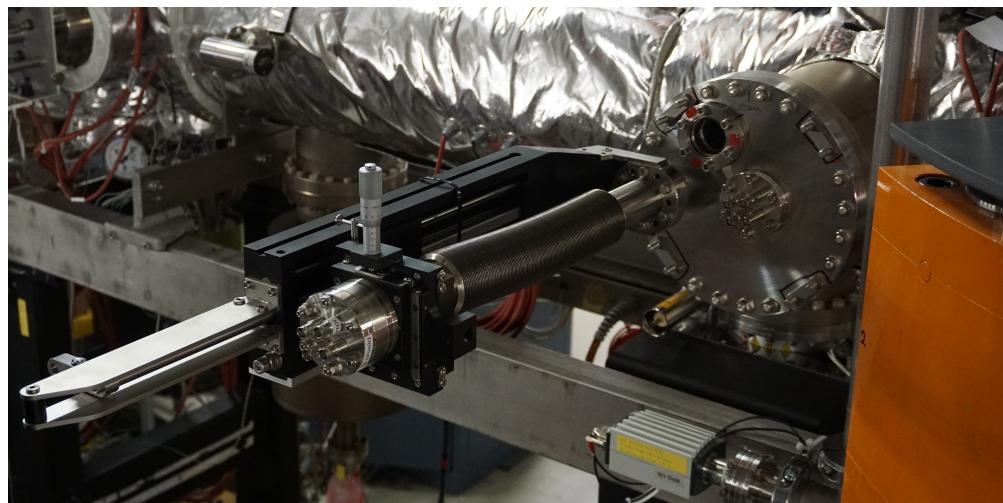


Abbildung 3.2: An der GSI eingebauter XUV-Detektor [6]

4 Photomultiplier

4.1 Messung der Dunkelrate bei verschiedenen Temperaturen

Um die Dunkelrate der PMTs bei verschiedenen Temperaturen zu bestimmen, werden diese in die dazugehörigen Kühlgehäuse gesetzt und lichtdicht verschlossen. Hierfür wird vor der Glasscheibe des Kühlgehäuses eine Aluminiumplatte montiert. Als Betriebsspannung wird bei den IR-PMTs der vom Hersteller vorgegebene Wert gewählt, bei welchem der jeweilige PMT 200 Ampere pro Lumen liefern soll. Bei den UV-PMTs wird die Spannung genommen, bei welcher diese laut Hersteller 2000 Ampere pro Lumen liefern sollen.

Die PMTs werden an ein Hochspannungsnetzteil angeschlossen, welches die nötige Spannung liefert. Das Signal der PMTs geht von diesen zunächst in einen Low Threshold Diskriminator. Dieser eliminiert alle Signale, welche eine an ihm eingestellte Schwelle unterschreiten. Die Schwelle wird zur Bestimmung der Dunkelrate in Abhängigkeit von der Temperatur bei den IR-PMTs auf -45 mV, bei den UV-PMTs auf -10 mV gesetzt. Da die Signale der IR-PMTs ohne Verstärkung zu gering zum Messen sind, werden sie, bevor sie in den Diskriminator gehen, in einem Verstärker um den Faktor 250 verstärkt. Für die UV-PMTs ist dies nicht nötig. Der Messaufbau für alle Messungen an den PMTs ist in Abbildung 4.1 zu sehen, wobei bei der Dunkelratenmessung lediglich die oben genannten Objekte genutzt wurden. Nach dem Diskriminator gehen die Signale zu einem Zähler, welcher auf eine bestimmte Zeit eingestellt werden kann. Startet man an diesem die Messung, so zählt er alle eingehenden Pulse in dem vorgegebenen Zeitraum. So kann bei ausreichend hoher Zählzeit die Rate bestimmt werden.

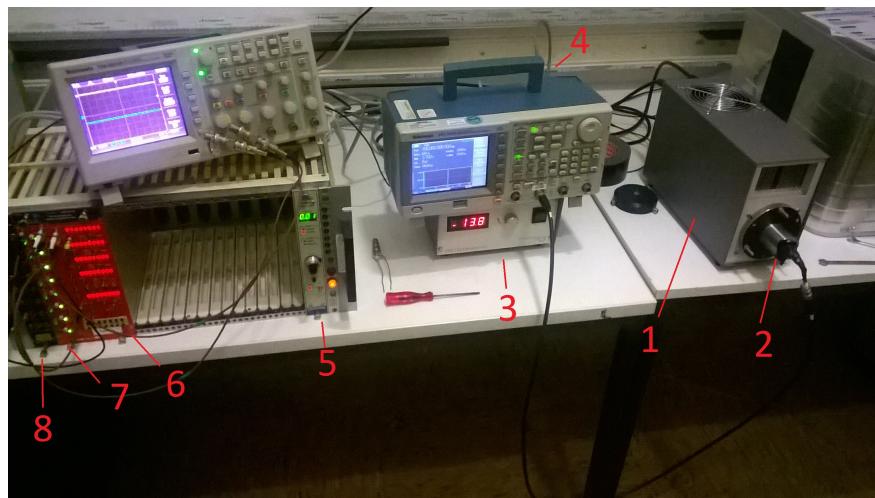


Abbildung 4.1: Messaufbau für sämtliche Messungen an den PMTs mit: 1 = Kühlgehäuse; 2 = LED Halterung; 3 = Netzteil des Kühlgehäuses; 4 = Funktionsgenerator; 5 = Hochspannungsnetzteil; 6 = Zähler; 7 = Diskriminator; 8 = Verstärker

Bei der Messung wird die Temperatur im Kühlgehäuse in kleinen Schritten verringert und die dazugehörige Dunkelrate gemessen. Da die Temperatur im Kühlgehäuse nicht direkt, sondern nur die relative Kühlleistung über ein Drehrad eingestellt werden kann, sind genaue

Temperaturschritte nicht möglich. Das hat zur Folge, dass die Intervallgröße variiert. Es wurde im Experiment daher versucht die Temperaturschritte nicht größer als 2°C werden zu lassen. Die dabei entstandenen Kurven der Dunkelraten sind in den Abbildungen 4.2 für die UV- und in Abbildung 4.3 und 4.4 für die IR-PMTs gegeben, wobei die letztere Abbildung lediglich eine Vergrößerung eines Ausschnitts zeigt. Die Dunkelraten der PMTs bei Raumtemperatur (RT) und gekühlt sind in der folgenden Tabelle 1 zu sehen:

PMT-Nr.	Spannung [kV]	Dunkelrate RT [Hz]	Dunkelrate gekühlt [Hz]	Temp. gekühlt [°C]
105489	1,07	42,8	19,5	-18,2
105527	0,93	66,7	15,6	-20,0
105509	0,92	52,2	19,2	-19,3
18197	1,19	38277	206	-18,0
18198	1,17	35182	133	-17,5
18206	1,18	32366	144	-19,3

Tabelle 1: Dunkelrate der PMTs bei verschiedenen Temperaturen

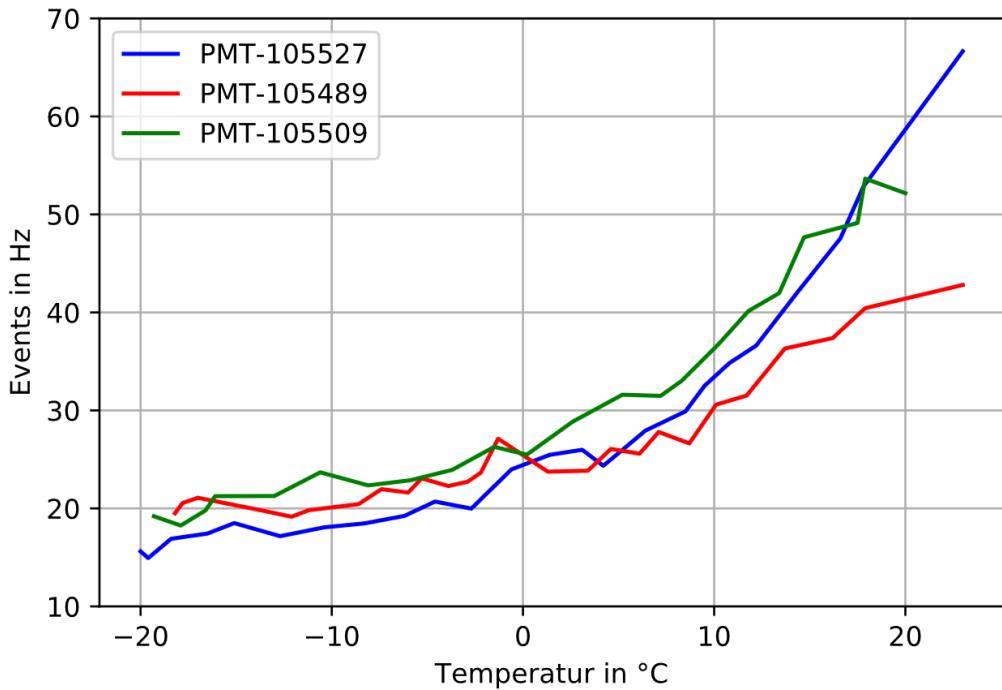


Abbildung 4.2: Dunkelraten aller UV-PMTs gegen die Temperatur

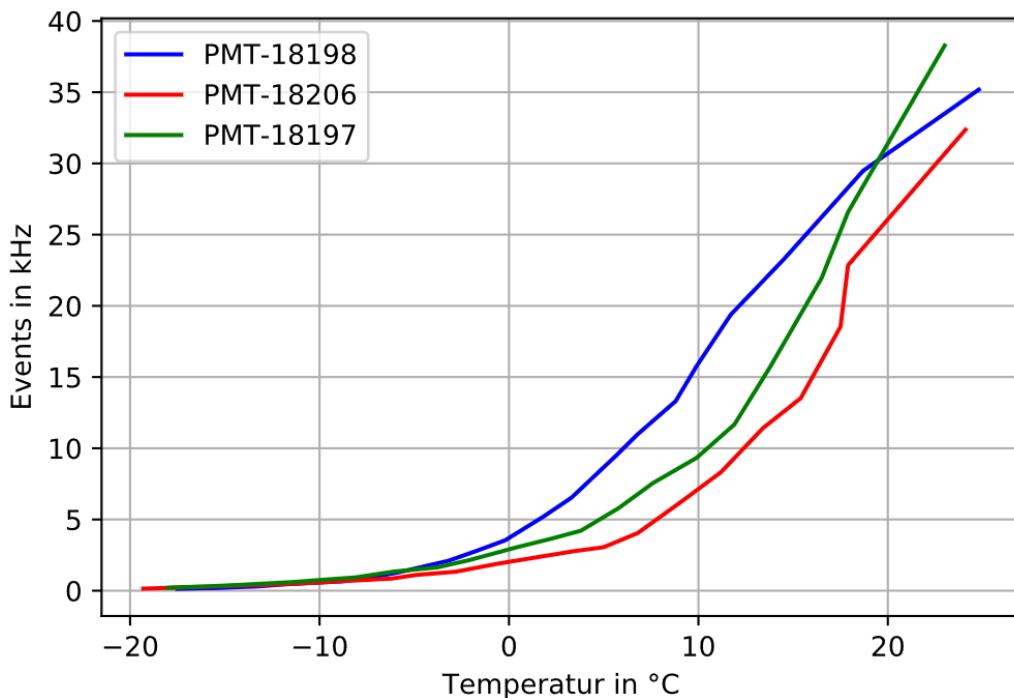


Abbildung 4.3: Dunkelraten aller IR-PMTs gegen die Temperatur

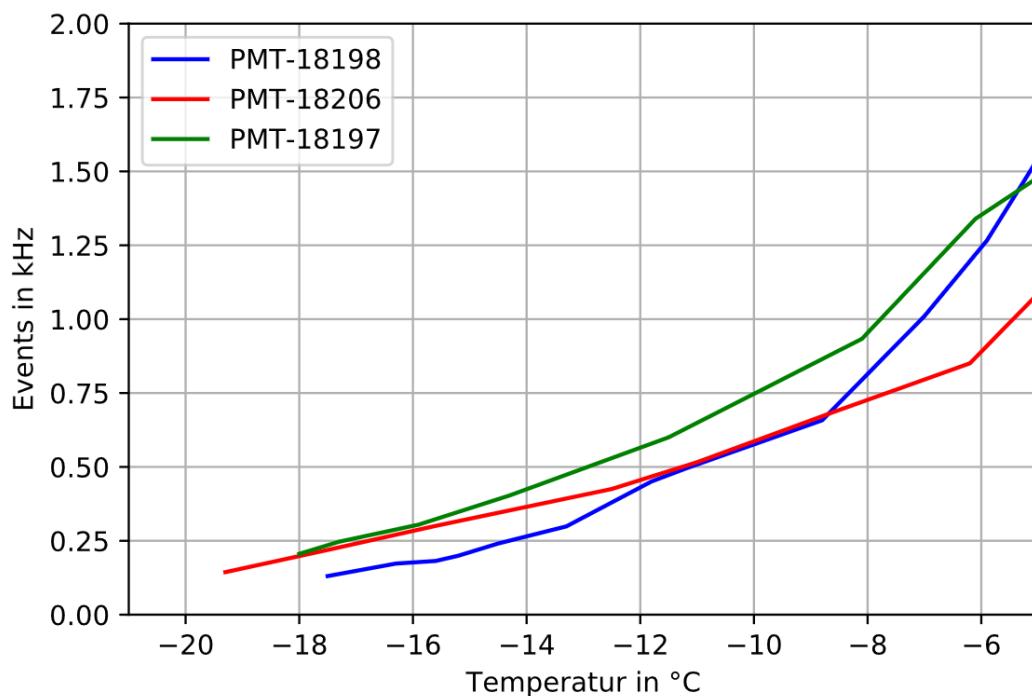


Abbildung 4.4: Vergrößerter Ausschnitt der Dunkelraten aller IR-PMTs gegen die Temperatur

4.2 Diskussion der Dunkelratenmessung bei verschiedenen Temperaturen

Der ungefähre exponentielle Verlauf der Dunkelraten aller PMTs entspricht der in der Theorie zu den Photomultipliern erläuterten Boltzmann-Statistik (vgl. Kap. 2.3). Die PMTs verhalten sich im Allgemeinen also so, wie es erwartet wurde. Zu bemerken ist, dass das Kühlen der UV-PMTs auf etwa -18 bis -20 °C lediglich eine Senkung der Dunkelrate um den Faktor 2-4 (je nach PMT) bringt. Da die Dunkelraten mit etwa 40-70 Hz schon bei Raumtemperatur gering im Vergleich zu den Signalfrequenzen sind, welche später am Beschleuniger auftreten, ist eine Kühlung der UV-PMTs nicht notwendig.

Eine Kühlung der IR-PMTs auf etwa -17 bis -19 °C senkt die Dunkelrate von etwa 32 000 - 38 000 Hz bei Raumtemperatur (je nach PMT) auf etwa 130 - 210 Hz. Die Dunkelrate wird hierbei also um zwei Größenordnungen vermindert, weshalb eine Kühlung der IR-PMTs empfehlenswert ist.

Schwankungen in den Messergebnissen, wie sie zum Beispiel bei den UV-PMTs gut zu sehen sind (vgl. Abb. 4.2), sind im Wesentlichen auf die thermische Empfindlichkeit des Systems zurückzuführen. Hierfür ist die Wärmekapazität des Systems verantwortlich. Zwischen dem Temperatursensor des Kühlgehäuses und der Temperatur im PMT besteht bei zu kurzer Kühlzeit aufgrund der Wärmekapazität des PMTs ein Temperaturunterschied. Während die Luft im Kühlgehäuse hierbei schon abgekühlt ist und deren Temperatur vom Temperatursensor gemessen wird, ist der PMT noch nicht auf die selbe Temperatur gefallen und besitzt somit nicht die zur vom Gehäuse angezeigte Temperatur gehörige Dunkelrate. Dieser Fehler kann verhindert werden, indem nach dem Umstellen der Kühlleistung eine ausreichend große Zeit gewartet wird. Da die Wartezeit zwischen den Messpunkten aber sowieso schon verhältnismäßig groß gewählt wurde (meist um die 10 Minuten), wären noch größere Wartezeiten bei der Anzahl an Messpunkten sehr zeitintensiv.

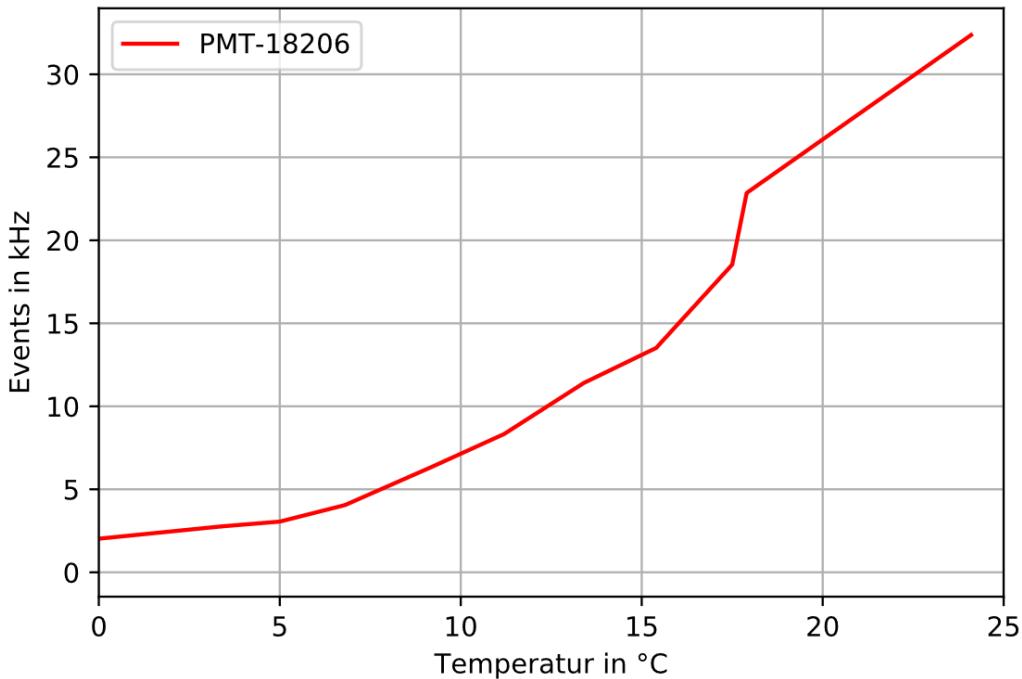


Abbildung 4.5: Vergrößerter Ausschnitt der Dunkelrate des IR-PMTs 18206

Beispielhaft ist dieses Problem in Abbildung 4.3 und vergrößert in Abbildung 4.5 für den IR-PMT 18206 zu sehen. Hier fällt die Rate zwischen 17,9 und 17,5 °C sprunghaft von etwa 22,9 kHz auf 18,5 kHz ab. Dies liegt wahrscheinlich daran, dass der Messpunkt bei 17,9 °C zu kurz nach dem Vorherigen genommen wurde und der PMT noch nicht richtig runtergekühlt war, die Messung bei 17,5 °C aber lange genug danach folgte.

4.3 Bestimmung des Arbeitsbereichs

Da sowohl Rate, als auch Dunkelrate der PMTs von der Betriebsspannung und der Diskriminatorschwelle abhängig sind, wird zu jedem PMT der optimale Arbeitsbereich bestimmt. Als optimaler Arbeitsbereich wurde der Maximalwert für das Verhältnis zwischen Rate und Dunkelrate in Abhängigkeit von Spannung und Schwellwert gewählt, wobei zusätzlich darauf geachtet wurde, dass die Signalrate bei diesem Spannungswert stark genug ist, da das Verhältnis allein nicht aussagekräftig genug ist. So wird verhindert, dass eine niedrige Spannung als Arbeitsbereich gewählt wird, bei welcher das Verhältnis zwar gut ist, die Rate aber noch zu gering ausfällt.

Der Versuchsaufbau für die Messungen ist analog zu dem Versuchsaufbau der Messung der Dunkelrate gegen die Temperatur. Für die Messung der Rate wurde lediglich eine Leuchtdiode mit einem Halter in die Aluminiumplatte eingelassen. Das Innere des Kühlgehäuses ist dennoch weiterhin von Licht isoliert. Die einzige Lichtquelle, welche die PMTs bestrahlen kann, ist die LED.

Zur Bestimmung des optimalen Verhältnisses wurde zunächst bei verschiedenen Schwellspannungen für jeden PMT die Dunkelrate gegen die Betriebsspannung in einem ausreichend

großen Intervall gemessen. Abbildung 4.6 zeigt die Dunkelraten gegen die Spannung bei verschiedenen Diskriminatorschwellen exemplarisch für PMT 105489.

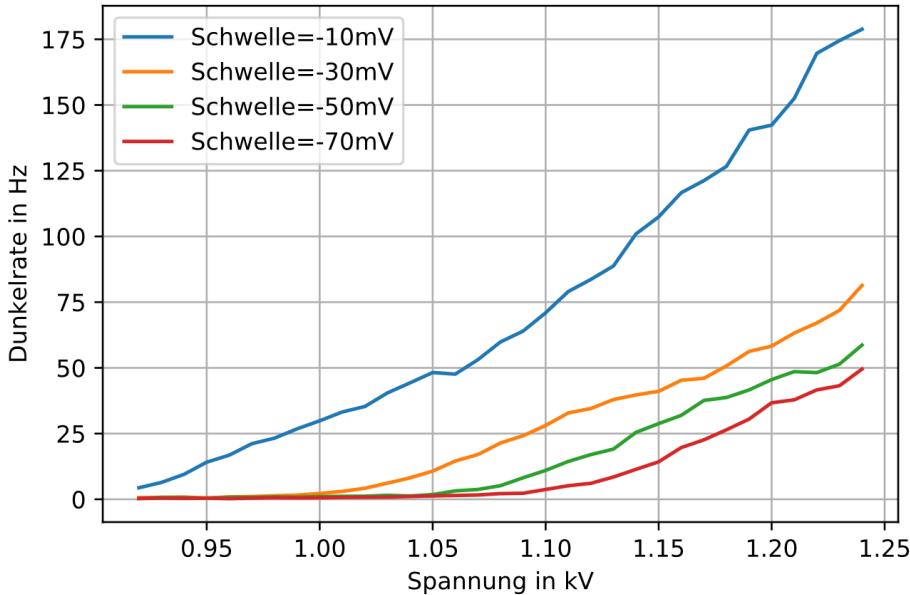


Abbildung 4.6: Dunkelrate des PMTs 105489 für verschiedene Diskriminatorschwellen

Anschließend wurde die Rate der PMTs für das selbe Spannungsintervall aufgezeichnet. Die Rate besteht hierbei im Wesentlichen aus Einzelphotonen. Hierbei wurde zur Erzeugung der Rate im Falle der UV-PMTs eine UV LED mit der Wellenlänge 260 nm genommen, für die IR-PMTs eine rote LED, deren Wellenlänge im Bereich um 660 nm (± 40 nm) liegt. Die LED Einstellungen wurden gemäß Formel 8 bestimmt. Hierfür wurde der PMT 105489 bei der Standardspannung von 1,08 kV (bei welcher er laut Hersteller 2000 A/lm liefern soll) als Referenz genommen. Die Dunkelrate bei Raumtemperatur und dieser Spannung beträgt 69,7 Hz, als Frequenz für die LED wurden 100 kHz eingestellt, die Pulslänge betrug 100 ns. Da die Quanteneffizienz des PMTs bei dieser Wellenlänge bei etwa 25 % liegt, erreicht man einen Wert von $\mu = 0,1007$ bei einer LED Spannung von 1,48 V. Diese Einstellungen erzeugen beim PMT eine Rate von 2586,5 Hz. Die UV-LED Einstellungen werden für die anderen UV-PMTs übernommen, um die PMTs untereinander vergleichen zu können. Die Diskriminatorschwelle lag für diese Bestimmung bei -20 mV.

Analog wurde bei PMT-18197 und einer Spannung von 1,18 kV vorgegangen, was zu einer Spannung von 670 mV bei der roten LED führt, wobei Frequenz und Pulslänge gleich denen bei der UV-LED sind. Hierbei ist aber ein Fehler unterlaufen, da für die Quanteneffizienz fälschlicherweise ein Wert von 25 % angenommen wurde, dieser aber tatsächlich etwa 10 % beträgt. Daher beträgt $\mu = 0,2507$. Dies führt dazu, dass etwa 78,9 % der Pulse kein Photon, 19,5 % ein Photon und nur 2,6% zwei oder mehr Photonen erzeugen. Damit sind 88,2 % der erzeugten Photonen einzeln, sodass näherungsweise dennoch von Einzelphotonenprozessen gesprochen werden kann.

Die bei diesem Vorgehen aufgezeichneten Messwerte sind in Abbildung 4.7 für den PMT 105489 zu sehen. Das aus Rate durch Dunkelrate resultierende Verhältnis für verschiedene

Schwellen ist in Abbildung 4.8 zu sehen.

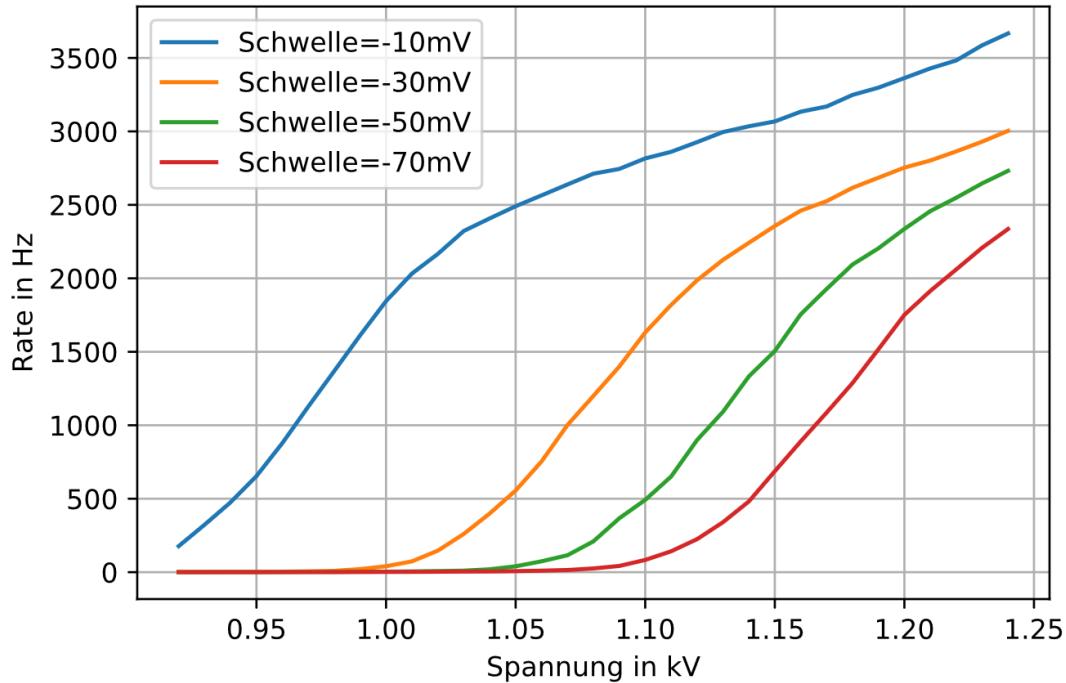


Abbildung 4.7: Rate des PMTs 105489 für verschiedene Diskriminatorschwellen

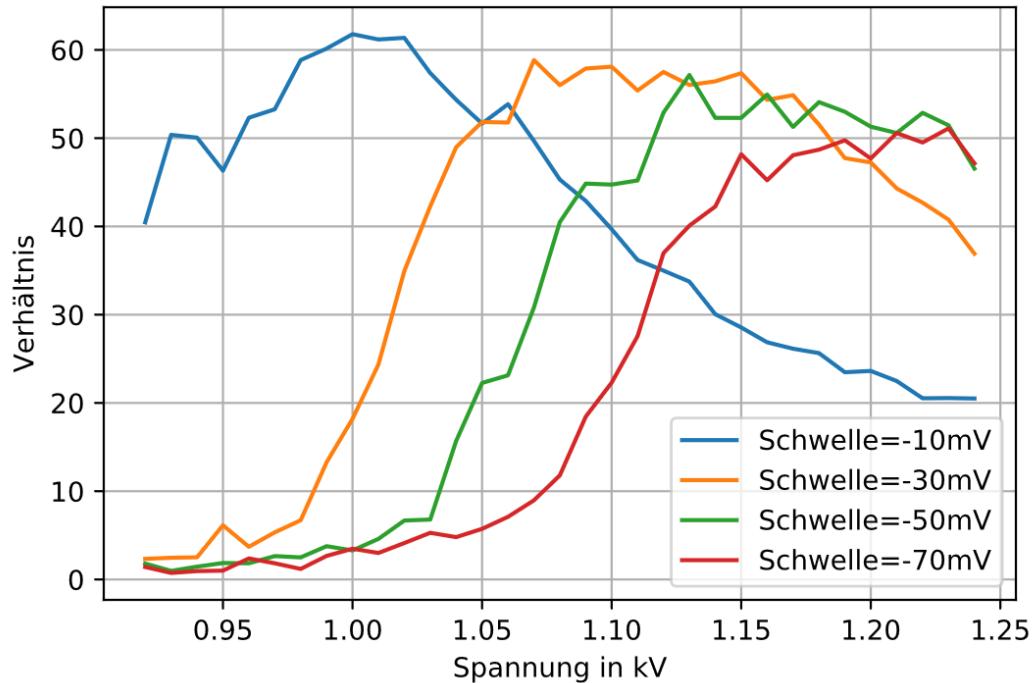


Abbildung 4.8: Verhältnis zwischen Rate und Dunkelrate des PMTs 105489 für verschiedene Diskriminatorschwellen

Dieses Vorgehen wurde für alle PMTs wiederholt. Die dabei entstandenen Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle 2 abgebildet:

PMT-Nr.	Schwelle [mV]	Spannung [kV]	Dunkelrate	Rate/Dunkelrate
105489	-10	1,00	29,9	≈ 62
105527	-10	0,84	19,6	≈ 44
105509	-10	0,83	46,0	≈ 16
18197	-80	1,07-1,10	28,7-44,6	≈ 28
18198	-200	1,15-1,21	16,9-33,9	≈ 42
18206	-80	1,13-1,25	29,9-78,6	≈ 34

Tabelle 2: Arbeitsbereiche der PMTs

Der in der Tabelle mit Sternen markierte PMT 105509 weist bei der Dunkelrate einen im Vergleich zu den anderen PMTs abweichenden Verlauf auf. Dies wird in Kapitel 4.3 genauer besprochen. Die Ergebnisse aller PMTs zur Dunkelrate gegen Spannung bei verschiedenen Schwellen, Rate gegen Spannung bei verschiedenen Schwellen und dem daraus resultierenden Verhältnis befinden sich im Anhang dieser Bachelorarbeit (Kap. 8).

Bei allen durchgeführten Messungen zur Bestimmung des Arbeitsbereiches wurden die UV-PMTs nicht gekühlt und die IR-PMTs gekühlt. Dies geht auf die zuvor gemessenen Dunkelraten gegen die Temperatur und deren Resultate zurück (siehe Kap. 4.2). Des Weiteren wurden die Signale der IR-PMTs wieder um den Faktor 250 verstärkt.

4.4 Diskussion des Arbeitsbereiches

Die in Kapitel 4.3 bestimmten Arbeitsbereiche der PMTs sind für die UV-PMTs 105489 und 105527 relativ eindeutig, da sich ein Bereich mit einem hohen Verhältnis zwischen Rate und Dunkelrate erkennen lässt. Aus diesem wird für den Arbeitsbereich des PMTs Spannung und Schwelle beim Maximalverhältnis entnommen. Zu sehen ist bei beiden PMTs im Verhältnis zwischen der Rate und der Dunkelrate, dass sich eine geringe Schwelle von -10 mV besser eignet als höhere Schwellen, da das Verhältnis mit steigender Schwelle immer geringer wird. Außerdem ist erkennbar, dass mit einer steigenden Schwellspannung eine Verschiebung der Maxima hin zu höheren Spannungen stattfindet.

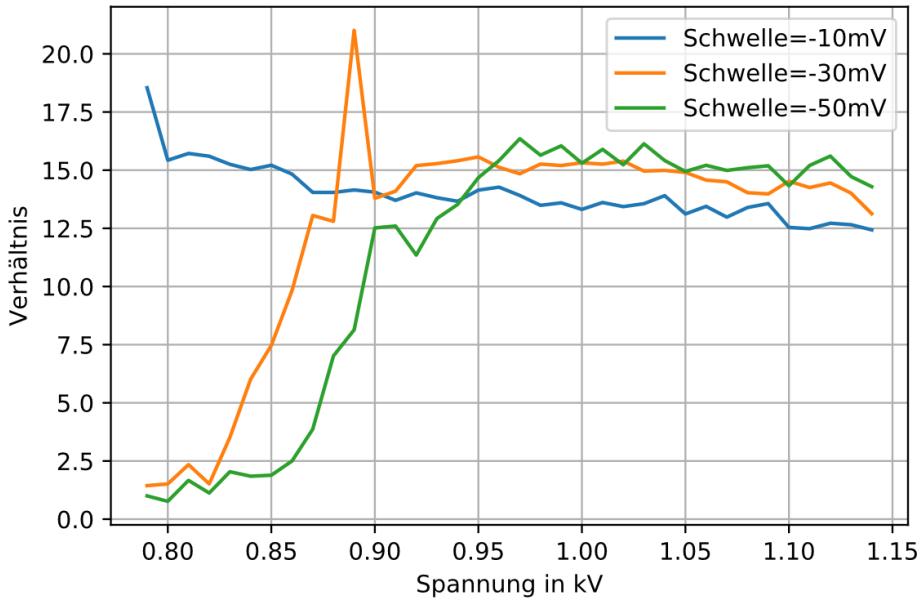


Abbildung 4.9: Verhältnis des PMTs 105509 für verschiedene Diskriminatorschwellen

Der dritte UV-PMT (105509) verhält sich hierbei anders. Wie in Abbildung 4.9 zu sehen ist, ist das Verhältnis zwischen Rate und Dunkelrate über weite Spannungsbereiche nahezu konstant. Es lässt sich auch kaum ein Unterschied zwischen den verschiedenen Schwellspannungen erkennen, wie es bei den anderen beiden UV-PMTs der Fall ist. Lediglich bei einem Schwellwert von -30 mV und einer Spannung von 0,89 kV ist ein auffälliges Maximum zu erkennen. Dieses Maximum entsteht durch einen Sprung in der Dunkelrate des PMTs, welche in Abbildung 4.10 zu sehen ist. Dessen Ursprung liegt möglicherweise darin, dass es sich beim Messen der Dunkelrate um eine Aufzeichnung eines statistisch auftretenden Effekts handelt. Hierbei können auch bei ausreichend langer Messzeit (hier 50 Sekunden) Schwankungen in der Messung auftauchen.

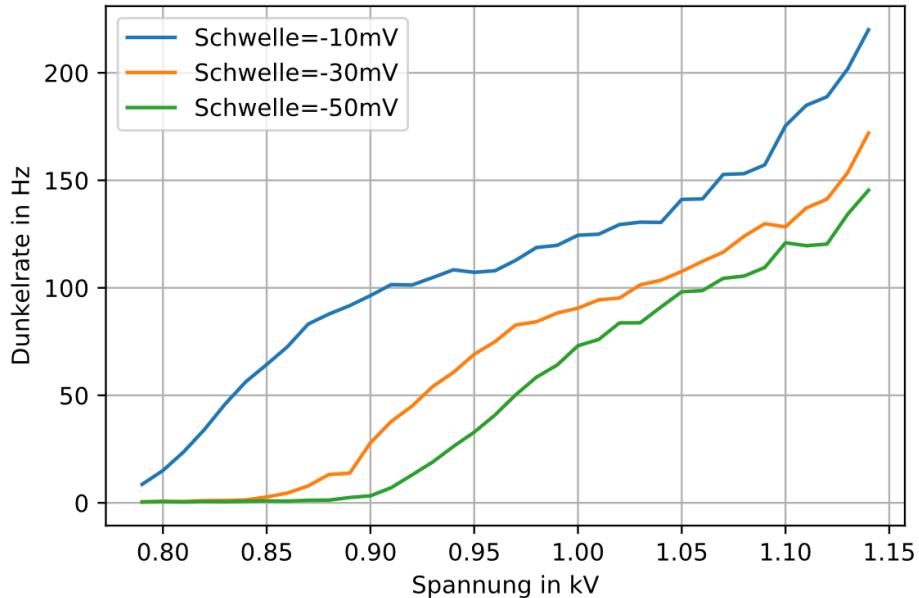


Abbildung 4.10: Dunkelrate des PMTs 105509 für verschiedene Diskriminatorschwellen

Des Weiteren ist in Abbildung 4.10 zu sehen, dass der Verlauf der Dunkelrate für PMT 105509 bei allen Schwellen von den Dunkelraten der anderen UV-PMTs abweicht (vgl. Abb. 4.6) und eher dem Verlauf eines beleuchteten PMTs ähnelt (vgl. Kap. 4.3). Da dies die Vermutung zulässt, dass der PMT bei der Dunkelratenmessung nicht lichtdicht verschlossen war, wurde die Messung erneut durchgeführt. Hierbei wurde überprüft, ob der PMT Licht abbekam. Da dies nicht der Fall war und die Dunkelratenmessung somit korrekt ist, kann der abweichende Verlauf der Kurve nicht begründet werden. Der in Kapitel 4.3 angegebene Arbeitsbereich wird daher unter Berücksichtigung der anderen beiden UV-PMTs und der gemessenen Werten nicht nach dem Maximum bestimmt, sondern nach passabel erscheinenden Werten.

Bei den IR-PMTs sind sich die Verläufe zwischen der Dunkelrate und der Rate sehr ähnlich, wie beispielhaft in den Abbildungen 4.11 und 4.12 zu sehen ist. Dies hat zur Folge, dass das Verhältnis beider Größen über einen größeren Spannungsbereich kaum variiert. Deshalb sind für die IR-PMTs größere Spannungsbereiche als Arbeitsbereiche angegeben, in welchen das Verhältnis nahezu konstant hoch ist. Für die PMTs 18206 und 18197 eignet sich eine geringere Schwelle besser als eine höhere, wobei auch hier ein leichter Anstieg der Schwelle nur zu einer kleinen Verminderung im Verhältnis führt.

PMT 18198 verhält sich leicht anders als die anderen beiden IR-PMTs. Hier ist das Verhältnis bei geringeren Schwellen schlechter als bei höheren Schwellen, weshalb im Betrieb eine Schwelle von -200 mV empfehlenswert ist.

Der geringe Unterschied des Verhältnisses zwischen Rate und Dunkelrate bei verschiedenen Schwellspannungen ist bei den IR-PMTs zum Teil darauf zurückzuführen, dass die Signale zuvor um den Faktor 250 verstärkt wurden. Hierdurch fallen Differenzen zwischen den Schwellspannungen weniger ins Gewicht.

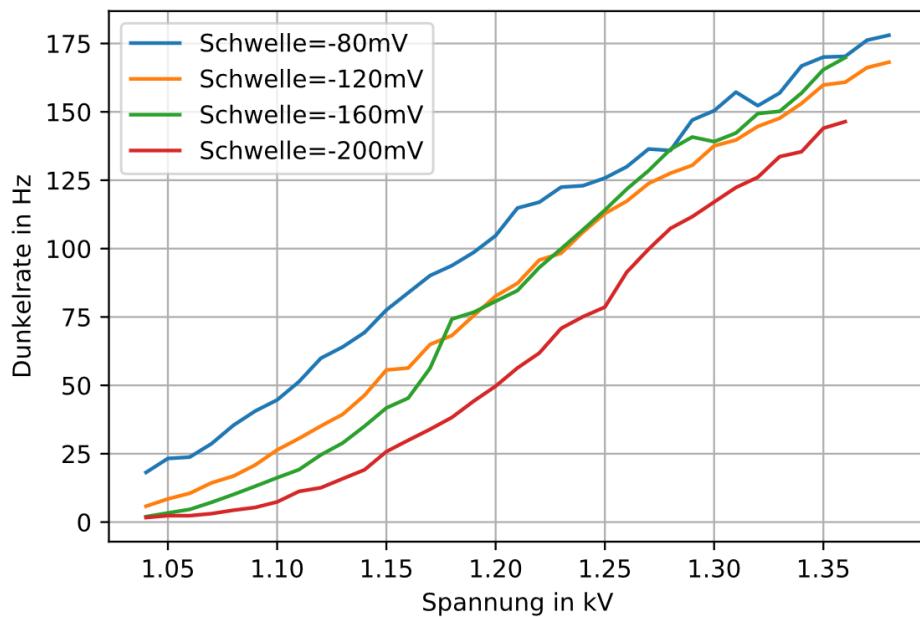


Abbildung 4.11: Dunkelrate des PMTs 18197 für verschiedene Diskriminatorschwellen

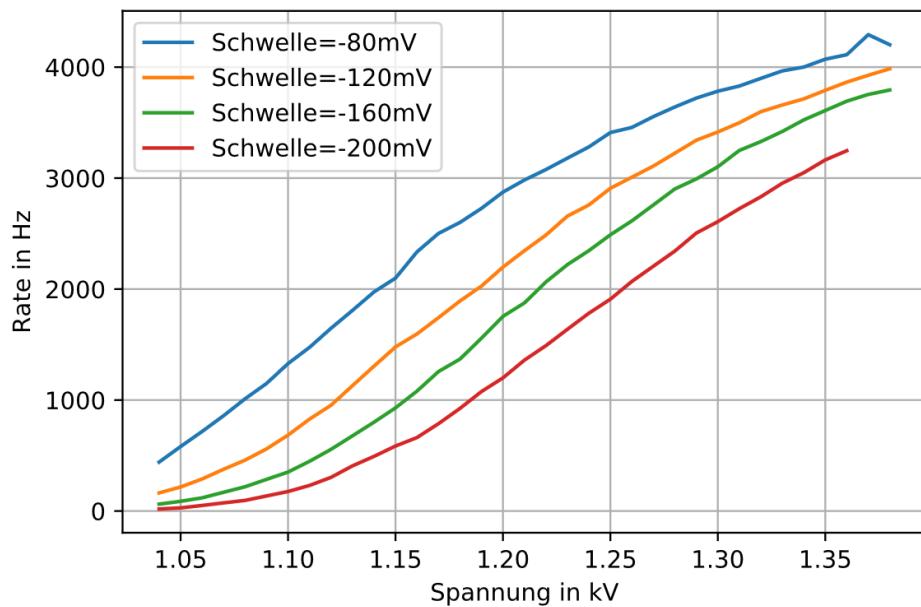


Abbildung 4.12: Rate des PMTs 18197 für verschiedene Diskriminatorschwellen

4.5 Zusammenfassung zu den PMTs

Zu den PMTs lässt sich resümierend sagen, dass aus den Messungen hervorgeht, dass eine Kühlung der IR-PMTs unbedingt notwendig ist, um die Dunkelrate so gering wie möglich zu halten. Hierdurch kann die Dunkelrate um mehr als zwei Größenordnungen verkleinert werden. Bei den UV-PMTs ist dies nicht zwangsläufig notwendig, da dies lediglich zu einer Senkung der Dunkelrate um etwa den Faktor 2-4 führt, wobei zu erwähnen bleibt, dass die Dunkelrate der UV-PMTs auch bei Raumtemperatur schon gering ist. Die Dunkelraten der IR-PMTs liegen gekühlt bei etwa 100-200 Hz, bei den UV-PMTs ungekühlt bei etwa 20 Hz. Da an der GSI zunächst lediglich zwei IR-PMTs und ein UV-PMT verwendet werden sollen (vgl. Kap. 6), empfehlen sich die PMTs 105489, 18197 und 18206 mit dem Arbeitsbereich:

UV-PMT: 105489, -1,00 kV, Schwelle: -10 mV

IR-PMT: 18197, -1,10 kV, Schwelle: -80 mV

IR-PMT: 18206, -1,15 kV, Schwelle: -80 mV

Bei den IR-PMTs ist es zudem notwendig das Signal vor dem Diskriminator zu verstärken, bei den Messungen rund um die PMTs wurde hierfür der Faktor 250 gewählt.

5 Delay Line Detektor

5.1 Aufbau des Detektors

Der MCP Delay Line Detektor verfügt über eine positionsgenauere Auflösung von eintreffenden Photonen, Elektronen oder Ionen ausreichend hoher Energie. Hierfür ist der Detektor mit einem MCP und einer Delay Line Anode ausgestattet, welche sich unmittelbar hinter dem MCP befindet, wie in Abbildung 5.1 zu sehen ist. Vor dem MCP befindet sich bei allen Messungen eine Lochplatte, von welcher sich eine Zeichnung im Anhang befindet (vgl. Kap. 8.2.1).

Der MCP hat eine Dicke von 1,5 mm und eine nutzbare Fläche mit einem Durchmesser von 83 mm. Die einzelnen Kanäle sind 25 μm im Durchmesser und haben von Zentrum zu Zentrum einen Abstand von 32 μm zueinander. Sie sind in einem Winkel von $8^\circ \pm 1^\circ$ in die Oberfläche des MCP eingelassen.[10]

Bei der Delay Line handelt es sich um eine Wicklung zweier Drähte, welche leitfähig sind. Die Drähte sind hierfür, wie in Abbildung 5.1 ebenfalls zu sehen ist, orthogonal in X- und Y-Richtung zueinander angeordnet und überspannen den ganzen Bereich unterhalb des MCPs rasterförmig in Form eines Quadrats. Hierbei besteht zwischen den einzelnen Windungen der Drähte kein Kontakt.

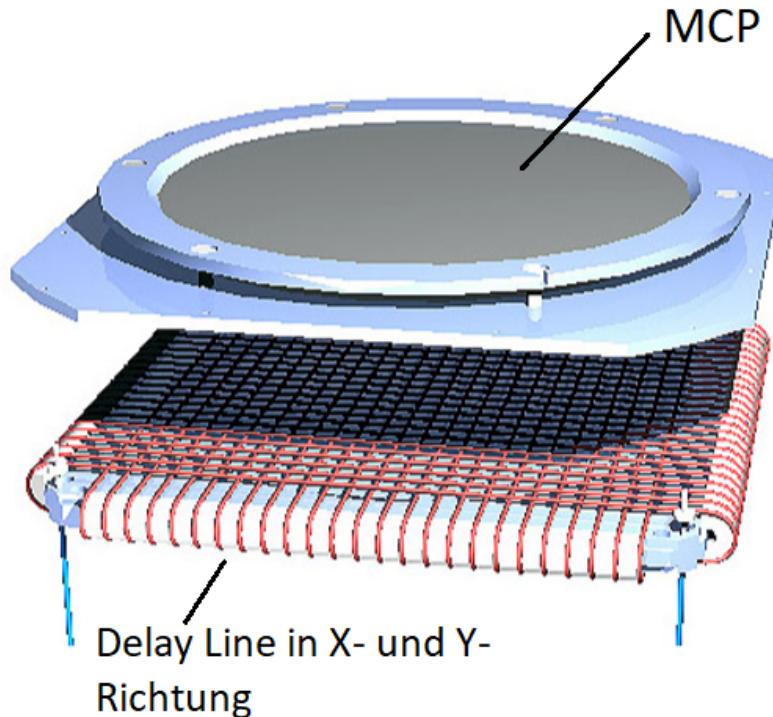


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau der Delay Line mit dem MCP [12]

Signale, welche auf den MCP des Detektors treffen, werden von diesem in Elektronenpulse

umgewandelt (vgl. Kap. 2.5). Diese Elektronenpulse treffen nach dem Verlassen der Micro Channel des MCPs auf die Drähte der Delay Line Anode, welche an beiden Enden mit der Messelektronik verbunden sind. Die Pulse laufen auf beiden Drähten in beide Richtungen von dem Punkt aus weg, an welchem sie auf die Drähte getroffen sind. Um folglich die Position des auf dem MCP eintreffenden Teilchens zu bestimmen, muss lediglich der Laufzeitunterschied zwischen den an beiden Drahtenden ankommenden Signalen für beide Drähte bestimmt werden, woraus die X- und die Y-Koordinate bestimmt wird. Der Laufzeitunterschied in X-Richtung liefert die X-Koordinate, der in Y-Richtung die Y-Koordinate. Die später in dieser Bachelorarbeit genutzten Histogramme haben hierbei auf der X- und Y-Achse eine Skala in Nanosekunden.

5.2 Signalverarbeitung am Delay Line Detektor

Die Signalverarbeitung zum Detektor ist schematisch in Abbildung 5.2 zu sehen.

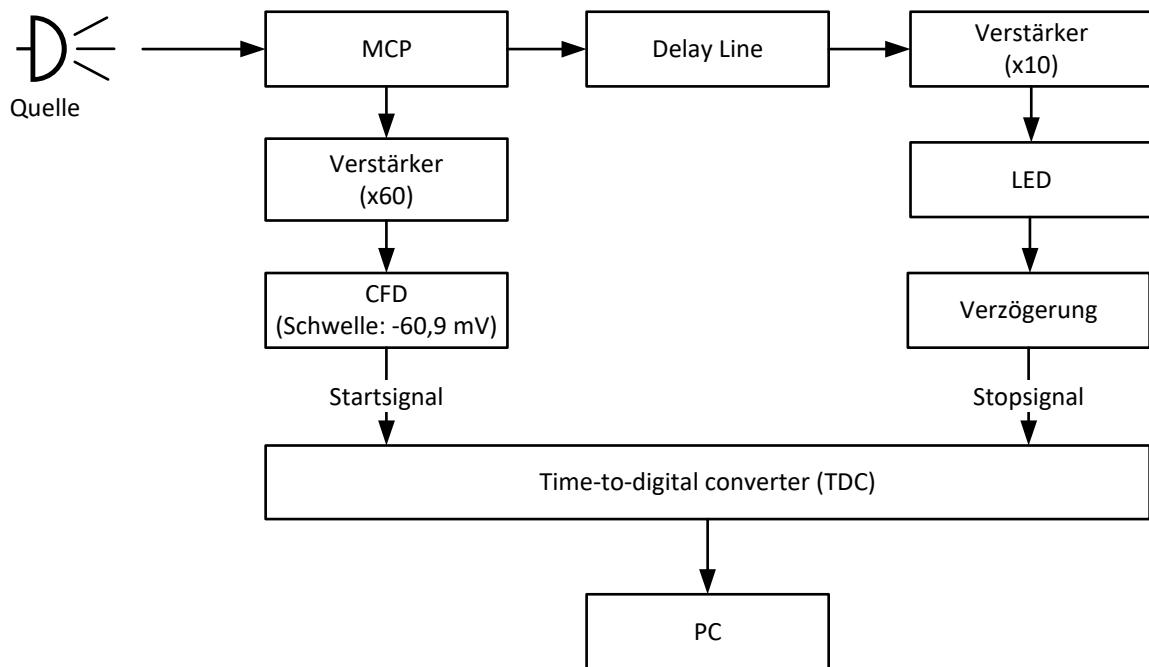


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau der Signalverarbeitung

Um die Laufzeit der Signale am Delay Line Detektor zu bestimmen, wird zunächst das am MCP erzeugte Signal abgegriffen und über einen Verstärker und einen CFD (englisch für „constant fraction discriminator“) an einen TDC (englisch für „time to digital converter“) weitergegeben. Das Signal wird hierfür um den Faktor 60 verstärkt. Der CFD gibt hierbei einen logischen Puls aus, welcher zeitlich unabhängig von der Signalhöhe des bei ihm eintreffenden Signals ist. So lösen stärkere und schwächere Pulse vom MCP zur gleichen Zeit das

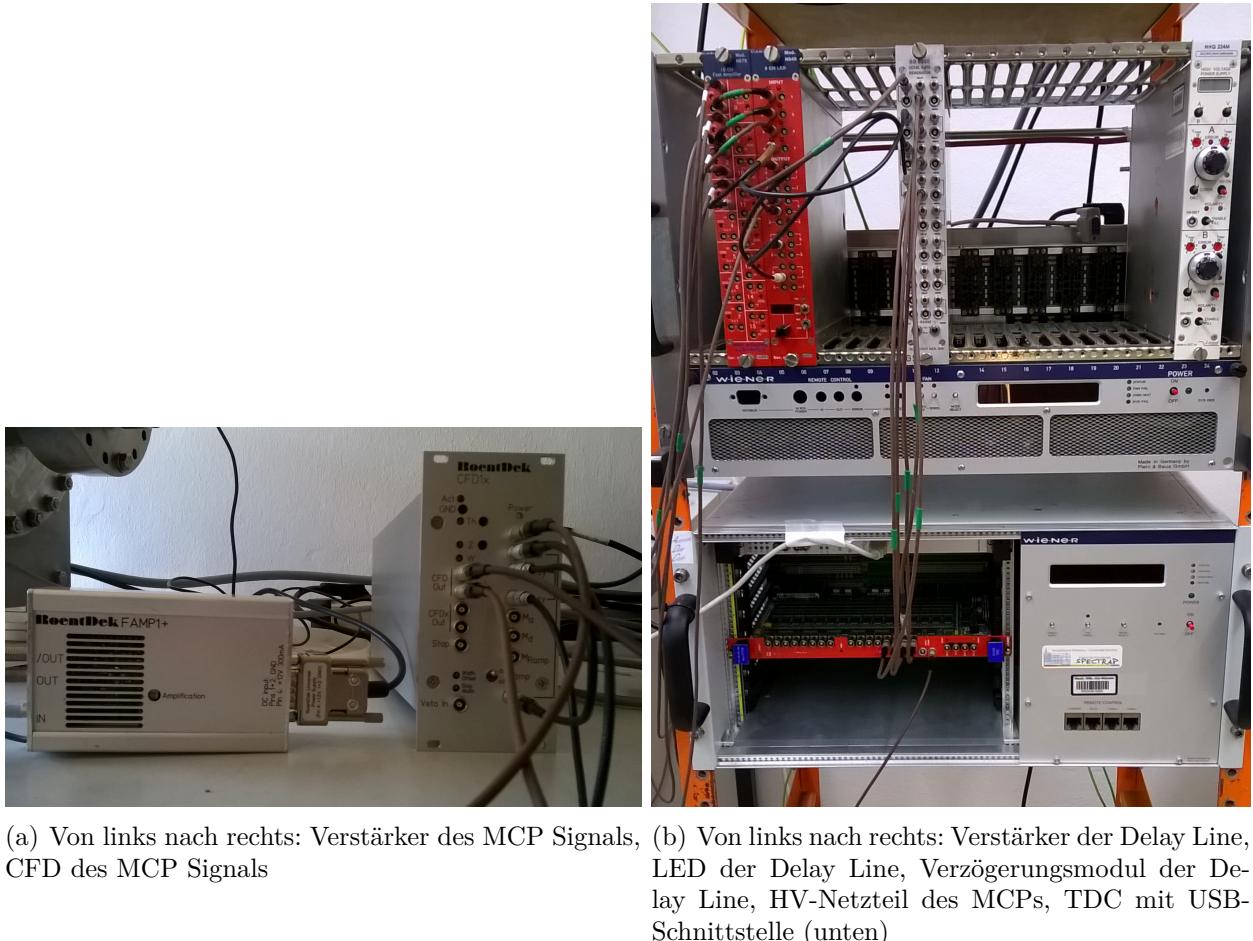


Abbildung 5.3: Delay Line Detektor Verarbeitungsmodule

logische Signal des CFD aus. Das Signal muss hierfür lediglich einen Schwellwert von -60,9 mV übersteigen. Der TDC wandelt, entsprechend seinem Namen, die Zeitinformationen der Signale in digitale Form um.

Die Signale der Drähte werden zunächst über einen Verstärker um den Faktor zehn verstärkt und dann über einen LED (englisch für „leading edge discriminator“) in logische Pulse umgewandelt. Der LED gibt hierbei dann einen logischen Puls aus, wenn das bei ihm eintreffende Signal einen zuvor eingestellten Schwellwert überschreitet. Bei dem hier vorliegenden LED können Schwellwerte zwischen 0 und -255 mV ausgewählt werden. Der vom LED erzeugte logische Puls wird anschließend in einem eigens dafür genutzten Modul verzögert, damit er nicht zu kurzzeitig hinter dem Signal des MCPs auftritt, was unter Umständen die Messung behindern könnte. Zuletzt wird das Signal nach der Verzögerung ebenfalls an den TDC weitergegeben. Dieser gibt alle Signale über USB an einen PC weiter, von wo aus sie ausgewertet werden können. Dies geschieht, indem das Signal vom MCP als Startzeit genommen wird, das Signal der Drähte als Stopzeit und aus deren Differenz die X- und Y-Koordinate erstellt wird.

Abbildung 5.3 zeigt die Signalverarbeitungsmodule im Labor. Die Signale können in Abbildung 5.4 in Form eines Screenshots auf einem Oszilloskop eingesehen werden.

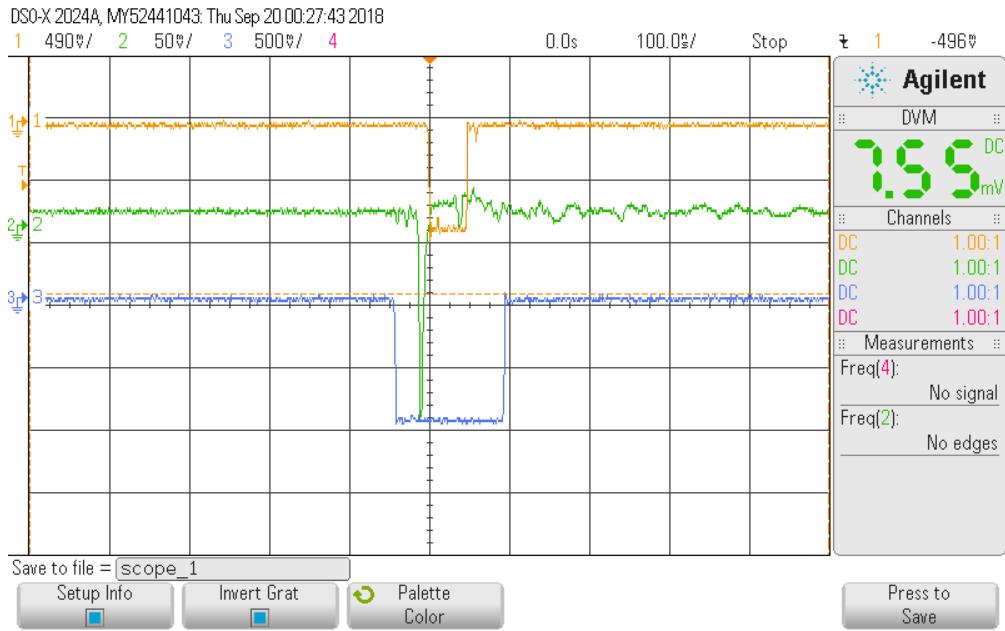


Abbildung 5.4: Screenshot der Signale an einem Oszilloskop: Blau = MCP-Signal nach der Verstärkung und dem CFD, Grün = verstärktes Signal der Delay Line in eine der vier Richtungen, Orange = Signal der Delay Line nach LED

5.3 Kalibrierung des Detektors

Da die Signalverarbeitungselemente des Delay Line Detektors nicht optimal auf dessen Funktionalität eingestellt sind, werden diese zunächst richtig eingestellt. Hierfür wird ein Pulsgenerator genutzt. Dessen Pulse werden auf jeweils zwei Kanäle der Signalverarbeitungselemente gegeben, analog dazu wie die vier Signale der Delay Line Anode später verarbeitet werden. Die Pulse werden zunächst im Fast Amplifier verstärkt, werden dann in den Leading Edge Diskriminatoren weitergeleitet und von dort werden sie in das für die Verzögerung genutzte Element weitergeleitet. Nach jedem Element werden die beiden Pulse auf einem Oszilloskop betrachtet und aufeinander abgestimmt. So werden alle vier Kanäle, welche später die Signale der Delay Line Anode verarbeiten sollen, aufeinander abgestimmt.

5.4 Hintergrundmessungen

Am Delay Line Detektor wird zunächst eine Hintergrundmessung aufgenommen. Anschließend wird diskutiert, ob die Notwendigkeit besteht, diese von anderen Messungen abzuziehen. Hierfür werden analog zu den später folgenden Messungen Hintergrundmessungen angefertigt, welche bei den jeweils selben Signalverarbeitungseinstellungen, wie zum Beispiel derselben Verstärkung, derselben Diskriminatorschwelle und so weiter, durchgeführt werden. Sinn und Zweck dieser Prozedur ist es störende Signale, welche nicht zur eigentlichen Messung gehören, möglicherweise herauszufiltern. Alle angefertigten Messungen am Delay Line Detektor werden im Laufe dieser Bachelorarbeit auf eine Sekunde normiert, um Messungen gut miteinander zu vergleichen. Die tatsächliche Messzeit beträgt 1800

Sekunden.

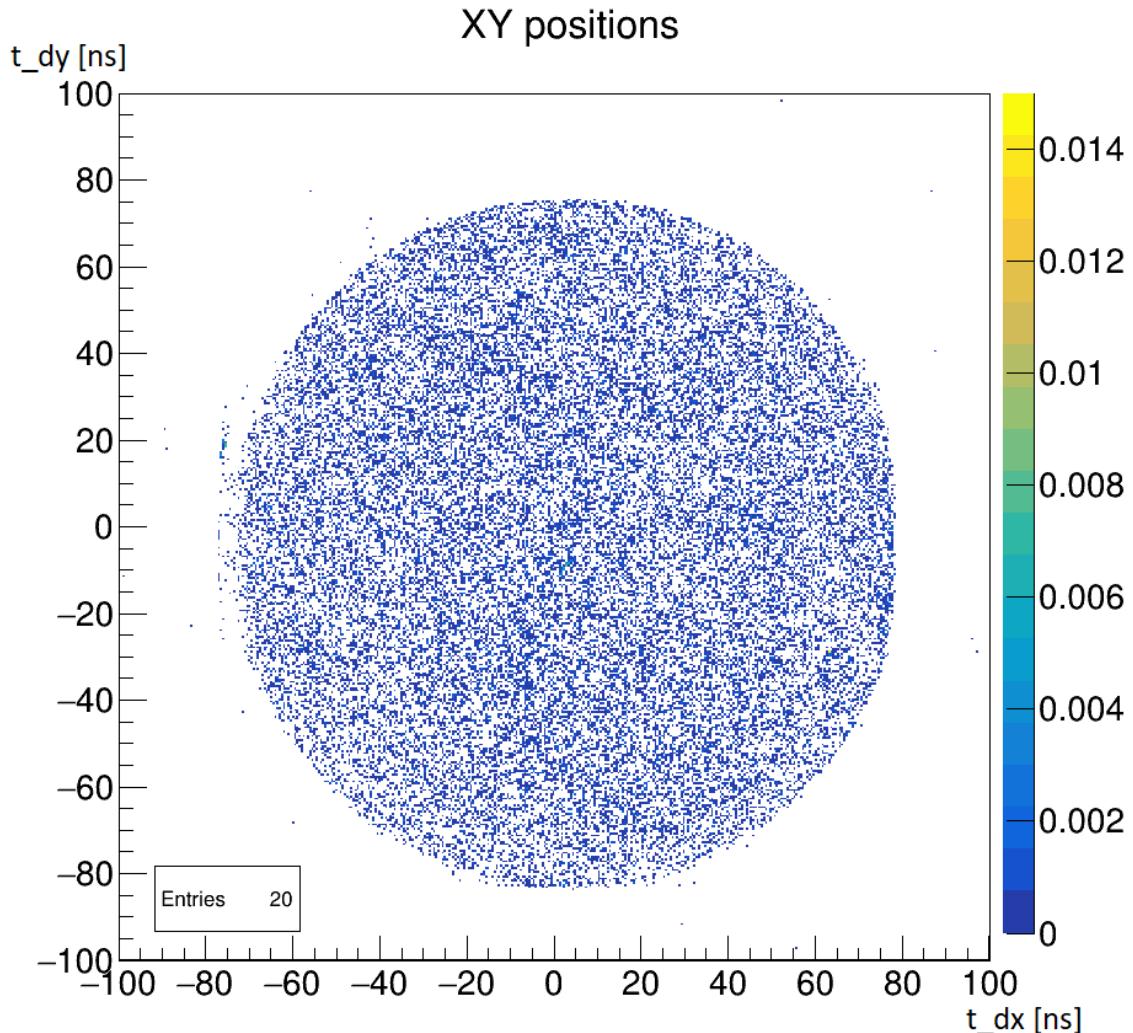


Abbildung 5.5: Hintergrund des Delay Line Detektors bei einer Schwelle von -50 mV

In der Abbildung 5.5 sieht man das Histogramm einer exemplarischen Hintergrundmessung. Bei dieser Messung wurde eine LED Schwellenwerte von -50 mV eingestellt. Wie in der Abbildung zu sehen ist, ist der Hintergrund sehr regelmäßig und weist keine Auffälligkeiten auf. Die Frequenz der Dunkelrate beträgt bei dieser Schwellenwerte 20,48 Hz.

Da der Hintergrund sehr regelmäßig ist und das Subtrahieren des Hintergrunds keinen sichtlichen Effekt auf die Histogramme von Messungen mit Quellen hat, wird das Abziehen des Hintergrundes für alle Histogramme der folgenden Messungen unterlassen.

5.5 UV-Messungen

Zur Charakterisierung des Delay Line Detektors wird dieser mit ultravioletter Strahlung bestrahlt. Diese wird von einer LED erzeugt, welche Photonen der Wellenlänge 255 nm emittiert, was einer Energie von 4,86 eV entspricht. Die LED wird für diese Messungen hinter einem Quarzglas außerhalb des Detektors positioniert und befindet sich in einem Abstand von 340 ± 5 mm zur Lochplatte am Detektor. Sie wird hierbei so ausgerichtet, dass sie mittig auf den MCP strahlt.

Die LED wird für die Messungen mit einer Rate von 10 kHz bei einer Spannung von 2,8 V im gepulsten Modus betrieben. Die Pulslänge beträgt hierbei 200 ns. An den MCP werden -3200 V zwischen der Vorder- und der Rückseite des MCPs angelegt.

Wie bei allen Messungen am Delay Line Detektor werden Messungen bei verschiedenen Diskriminatorschwellen durchgeführt. Die tatsächliche Messdauer bei den UV-Messungen beträgt 1800 Sekunden, wobei die Histogramme wie bereits erwähnt auf eine Sekunde normiert werden.

5.6 Auswertung der UV-Messung

Abbildung 5.6 zeigt das Histogramm einer UV-Messung mit der LED außerhalb des Detektors, welche später aufgrund derselben Positionierung der Quelle gut mit den Röntgenmessungen verglichen werden können (vgl. Kap. 5.8). Hierbei beträgt die Diskriminatorschwelle -50 mV. Die Ergebnisse zu anderen Schwellen befinden sich im Anhang dieser Arbeit (vgl. Kap. 8). Wie zu sehen ist, ist die LED sehr mittig ausgerichtet, da der gesamte Bereich im Histogramm relativ symmetrisch bezüglich der Events erscheint, wobei die Rate nach außen abzunehmen scheint. Etwa an der Stelle X=5 ns und Y=3 ns ist im Histogramm ein auffälliges Maximum mit einer stark erhöhten Rate zu sehen. Dessen Ursprung kann nicht genau erklärt werden, da das Fragment mal auftritt, mal nicht. So ist es in der Hintergrundmessung zum Beispiel nicht ersichtlich. Die maximal dargestellte Rate wurde in diesem Histogramm begrenzt, damit das Fragment nicht das Histogramm dominiert und die Messresultate optisch gut dargestellt werden können. Diese Vorgehen wurde für alle Histogramme angewendete, welche mit dem Delay Line Detektor angefertigt wurden. Ausgenommen sind hierbei die Hintergrundmessungen.

Das Lochgitter, welches sich vor dem MCP befindet, lässt sich sehr gut erkennen.

In Abbildung 5.7 sind die Multiplizitäten der LED-Messung für die Schwellen -50, -100, -150 und -255 mV zu sehen. Bei den Multiplizitäten handelt es sich um die Anzahl an Kanälen, welche gleichzeitig ein Signal ausgeben. Örtlich zugeordnet können die Signale nur werden, wenn alle vier Kanäle ansprechen, damit die X- und Y-Position genau bestimmt werden kann. Wie eindeutig zu erkennen ist, werden die Multiplizitäten mit steigender Schwelle immer schlechter. Dies lässt sich daran erkennen, dass die Events, welche nur einem, zwei oder drei Kanälen zugeordnet werden im Verhältnis zu jenen, die allen vier Kanälen zugeordnet werden können und somit ein bestimmbarer Signal abgeben, mit erhöhen der Schwelle ansteigen.

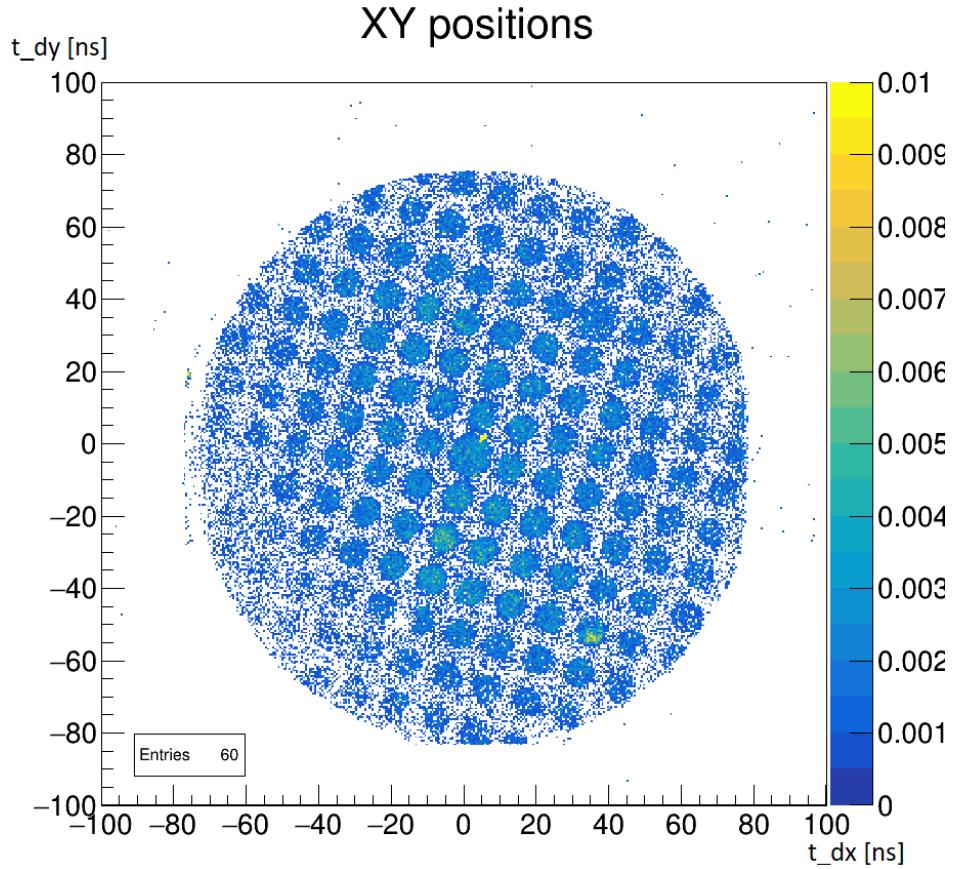


Abbildung 5.6: Histogramm einer UV-Messung bei der Schwelle -50 mV

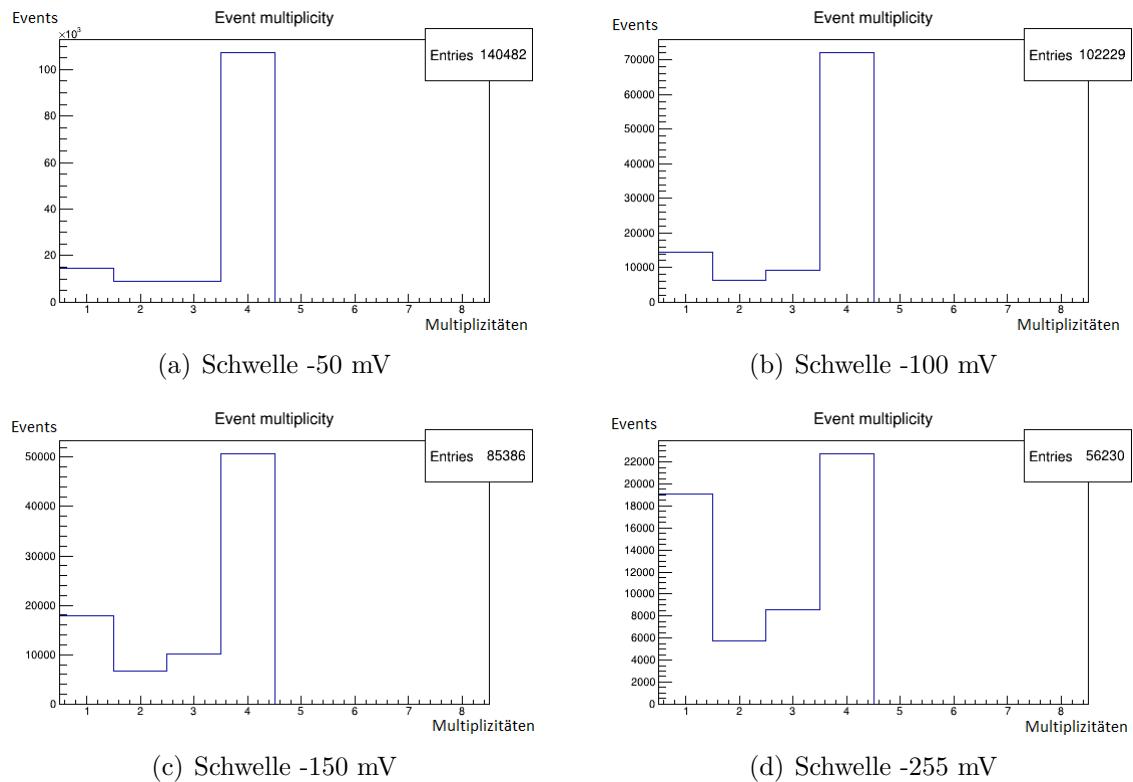


Abbildung 5.7: Multiplizitäten der LED-Messung bei verschiedenen Diskriminatorschwellen

5.7 Röntgenquellenmessung

Analog zur Messung mit ultraviolettem Licht wird auch Röntgenstrahlung zur Charakterisierung des Delay Line Detektors genutzt.

Als Quelle dient hierbei eine sogenannte Revolverquelle, welche schematisch in Abbildung 5.8 zu sehen ist.

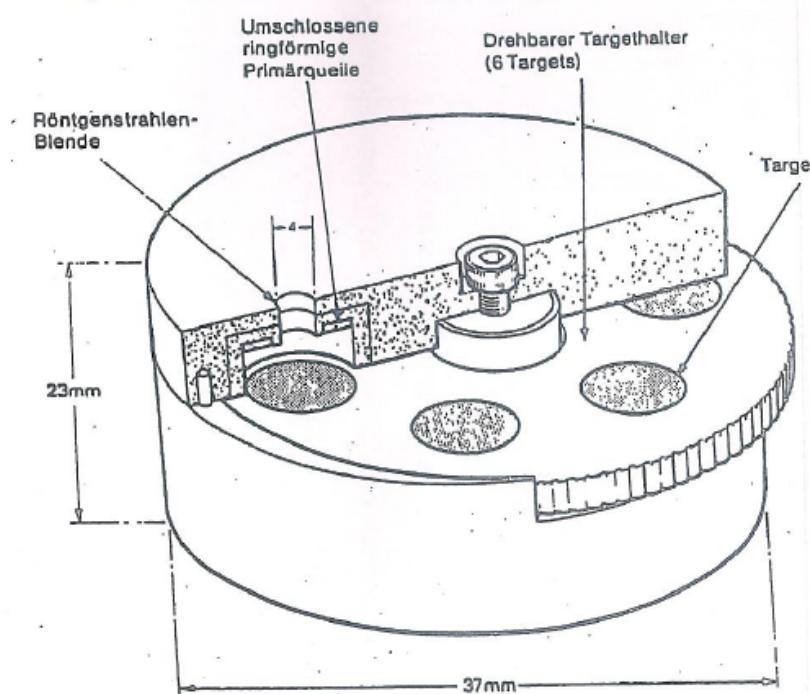


Abbildung 5.8: Schematischer Aufbau der Revolverquelle [13]

Hierbei strahlt ein radioaktives Präparat Gammastrahlung auf ein Target, sodass dieses zur charakteristischen Röntgenstrahlung (vgl. Kap. 2.2) angeregt wird. Vom Target aus kann die charakteristische Röntgenstrahlung durch eine Lochblende entweichen und so auf ein Ziel gerichtet werden. An der Quelle kann das Material des Targets umgestellt werden, indem ein an der Quelle angebrachtes Drehrad gedreht wird. Hierdurch wird ein anderes Target unter die Gammaquelle bewegt, welches aus einem anderen Material besteht. Das in dieser Bachelorarbeit verwendete Target war Kupfer. Die hierbei am häufigsten auftretende Spektrallinie ist die K_{α} Linie mit einer Energie von 8,04 keV, was einer Wellenlänge von 1,54 Å entspricht. Die Quelle wird am anderen Ende des Detektors mit vier Schrauben so fixiert, dass sie auf den MCP und das davor angebrachte Lochgitter ausgerichtet ist. Dies ist in Abbildung 5.9 zu sehen. Die Quelle befindet sich von der Lochblende vor dem MCP in einer Entfernung von 272 ± 5 mm.

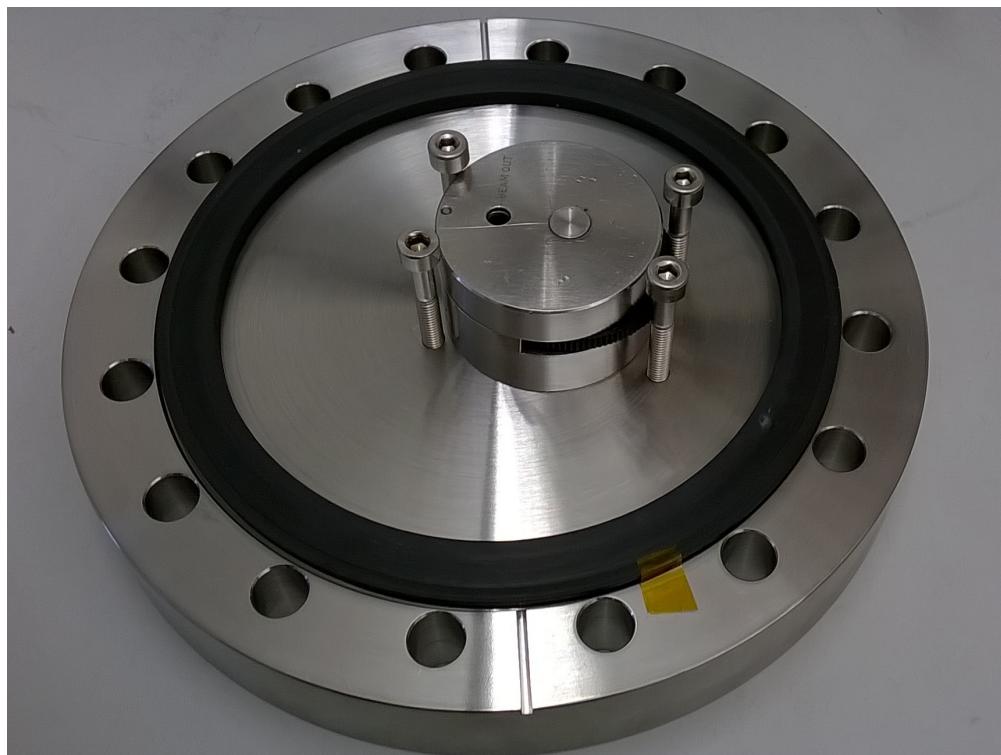


Abbildung 5.9: Im Detektor eingebaute Revolverquelle

Die Messungen mit dieser Quelle werden bei verschiedenen Schwellspannungen wiederholt. An den MCP wird für die Messung erneut -3200 V angelegt. Die Messdauer bei den Röntgenmessungen beträgt 3600 Sekunden. Abbildung 5.10 zeigt das dabei erzeugte Histogramm exemplarisch für die Schwelle -50 mV. Es wurde auf eine Sekunde normiert. Die Messergebnisse der anderen Schwellwerte befinden sich im Anhang (vgl. Kap. 8) dieser Bachelorarbeit.

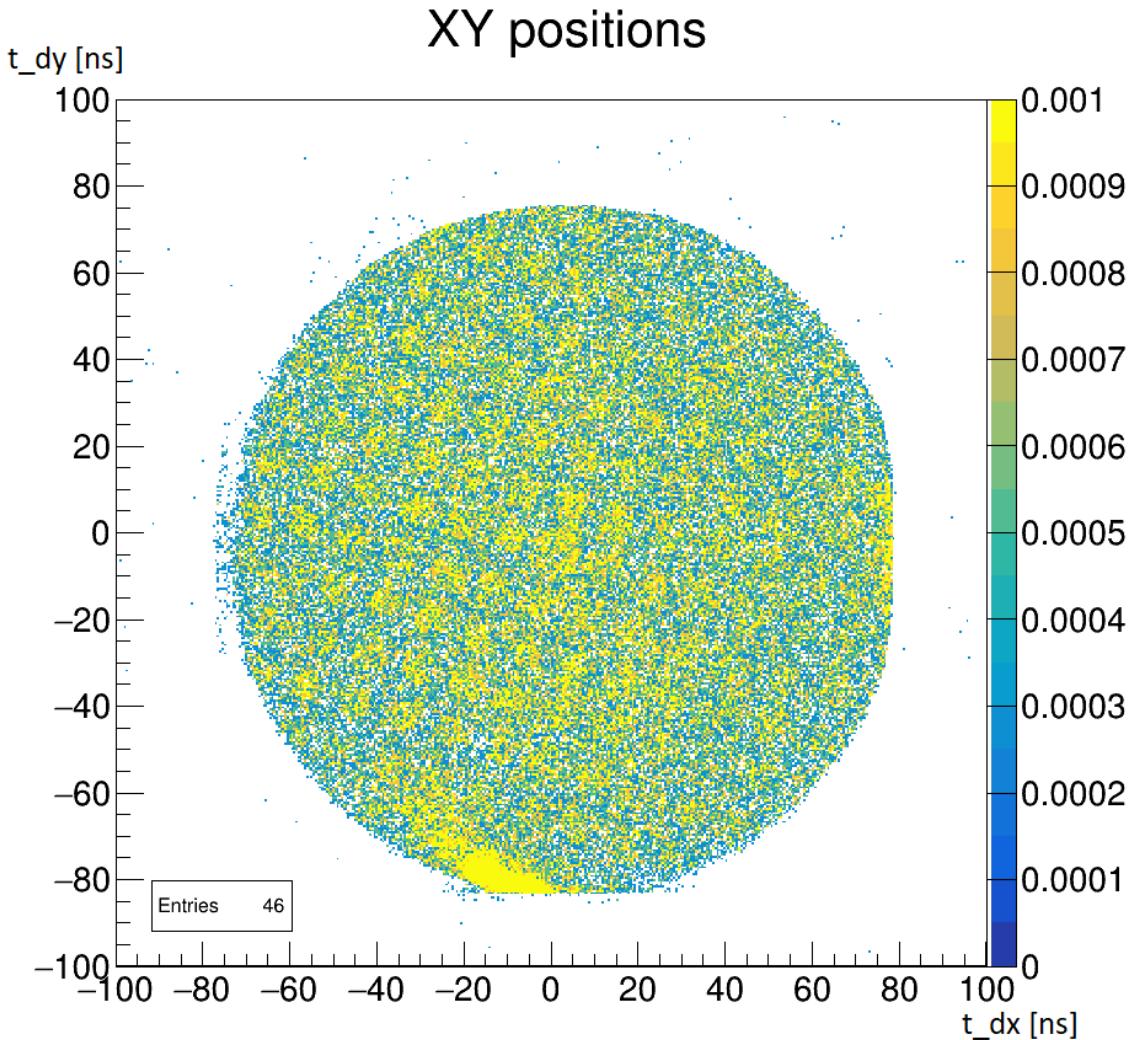


Abbildung 5.10: Histogramm bei im Detektor eingebauter Röntgenquelle mit der Schwelle -50 mV

5.8 Auswertung der Röntgenmessung

In der Abbildung 5.10 lässt sich erkennen, dass sich das Gitter vor dem MCP befindet, welches einen Großteil der Strahlung der Gamma-Quelle absorbiert. Das Detektieren von Röntgenstrahlung ist mit dem Detektor also durchaus möglich. Im Vergleich mit der UV-Messung (vgl. Kap. 5.6) ist hierbei aber anzumerken, dass die Röntgenmessung deutlich schlechtere Resultate liefert. Die Löcher sind wesentlich unschärfer als bei der UV-Messung mit selber Schwellen und der Bereich, welcher vom Gitter abgeschirmt sein sollte, bekommt bei der Röntgenmessung deutlich mehr Rate ab. Des weiteren taucht im unteren Bereich des Histogramms ein Bereich mit auffällig hoher Rate auf. Möglicherweise ist dieser Bereich auf Reflexionen zurückzuführen, wobei anzumerken ist, dass die Reflektivität im Röntgenbereich eher gering ist.

In Abbildung 5.11 sind die Multiplizitäten bei verschiedenen Schwellen zu sehen, analog zu

denen bei der UV-Messung. Wie in der Abbildung deutlich zu sehen ist, verschlechtern sich die Multiplizitäten der Kanäle mit steigender Diskriminatorschwelle, weshalb sich auch für die Röntgenmessung sagen lässt, dass eine geringere Schwelle zu besseren Resultaten führt.

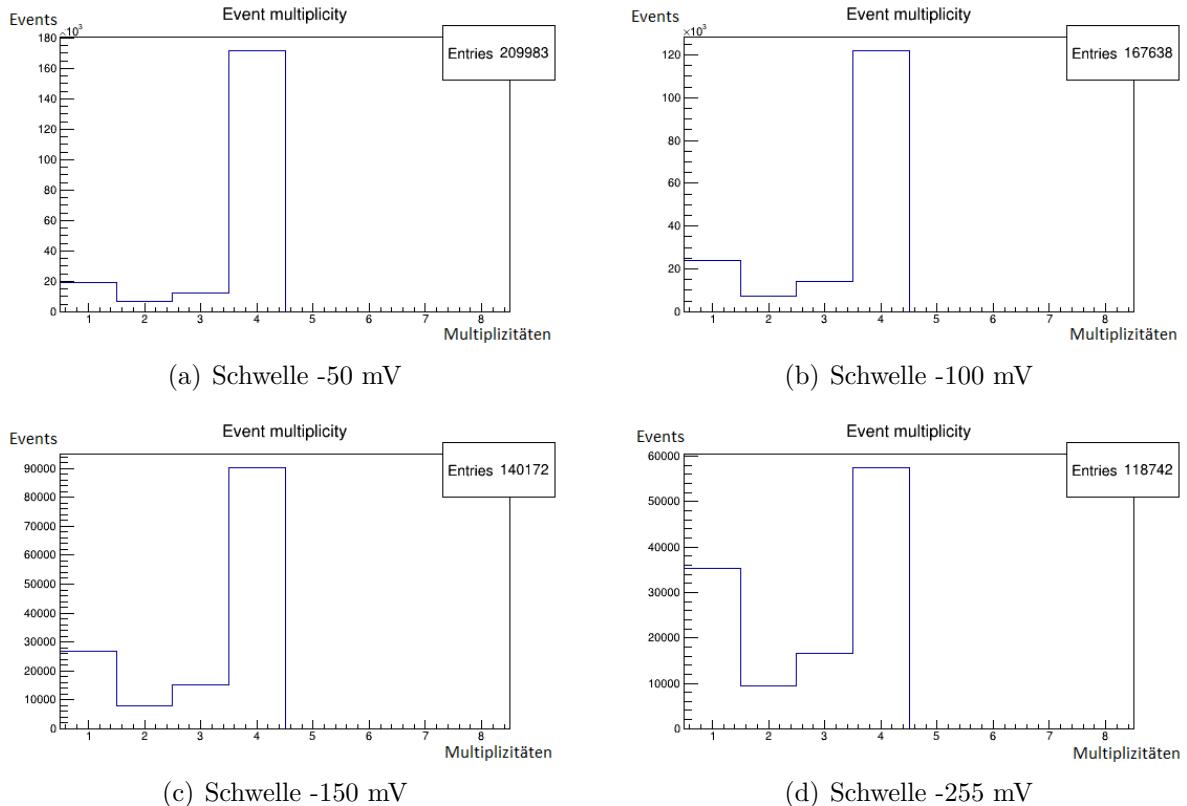


Abbildung 5.11: Multiplizitäten der Röntgenmessung bei verschiedenen Diskriminatorschwellen

5.9 Bestimmung der Quanteneffizienz von Röntgenstrahlung

Mittels den zuvor aufgenommenen Daten zur Röntgenquelle und dem Hintergrund wird die Quanteneffizienz des Delay Line Detektors qe_{DLD} bezüglich den von der Röntgenquelle ausgestrahlten $1,54 \text{ \AA}$, also $8,04 \text{ keV}$, bestimmt. Dazu werden die Messungen der Schwelle -50 mV genutzt.

Zur Bestimmung wird zunächst die Frequenz des Hintergrunds von der Frequenz der Röntgenmessung abgezogen, sodass die resultierende Frequenz lediglich aus Röntgenstrahlung folgen soll und der Hintergrund keine Rolle mehr für die Rate spielt. Die Rate für die bereinigte Röntgenmessung beträgt $f_r = 25,71 \text{ Hz}$. Diese Frequenz wird durch die Frequenz geteilt, welche die Strahlung theoretisch erzeugen müsste f_t . Um diese zu bestimmen, wird die im Datenblatt der Quelle angegebene Photonenausbeute genutzt, welche 2500 Photonen pro Sekunde pro Steradian beträgt, welche hier mit α abgekürzt wird. Für f_t folgt somit $f_t = \alpha \cdot \Omega$, wobei Ω der Raumwinkel in Steradian ist. Dieser errechnet sich aus der Entfernung des MCPs zur Quelle r , welche $272 \pm 5 \text{ mm}$ beträgt und der bestrahlten Fläche auf dem MCP.

Von der Quelle ausgehend, wird eine imaginäre Kugel bis zum MCP aufgespannt, sodass die Entfernung r den Radius dieser Kugel stellt. Der Einfachheit halber wird die Oberfläche des MCPs als Kugeloberfläche betrachtet, sodass sich der Raumwinkel zu $\Omega = \frac{A_t}{r^2}$ ergibt. Dies wird angenommen, da die Oberfläche klein im Vergleich zur Entfernung der Quelle zum Detektor ist. A_t ist in dieser Formel die auf dem MCP bestrahlte Fläche. Da sich unmittelbar vor dem MCP das Lochgitter befindet, ergibt sich A_t durch die Summe der Fläche der Löcher im Gitter, welche über der effektiven Fläche des MCPs liegen. Diese Fläche wurde mittels eines CAD-Programms bestimmt, indem über die Skizze des Lochgitters eine Skizze der effektiven Fläche des MCPs gelegt wurde (vgl. Kap. 8.2.1). A_t beträgt demnach 1840,26 mm². Damit folgt:

$$\Omega = \frac{1840,26\text{mm}^2}{(272\text{mm})^2} = 0,0249 \pm 0,0009\text{sr} \quad (9)$$

Mit der angegebenen Photonenausbeute folgt somit für f_t :

$$f_t = \frac{2500\cdot1/\text{s}}{\text{sr}} \cdot 0,0249\text{sr} = 62,25 \pm 2,25\text{Hz} \quad (10)$$

Die Quanteneffizienz des Detektors bei 1,54 Å ergibt sich aus dem Verhältnis der gemessenen zur theoretisch erwarteten Frequenz:

$$qe_{DLD}(1,54 \cdot 10^{-10}\text{m}) = \frac{25,71\text{Hz}}{62,25\text{Hz}} = 0,4130 \pm 0,0149 = 41,3 \pm 1,49\% \quad (11)$$

Der Fehler wurde hierbei über Fehlerfortpflanzung bestimmt, ausgehend von einem Fehler für den Abstand zwischen Quelle und Detektor von $\Delta r = 5$ mm.

5.10 Diskussion zur Bestimmung der Quanteneffizienz von Röntgenstrahlung

Ein Wert von $41,3 \pm 1,49\%$ als Quanteneffizienz bei einer Wellenlänge von 1,54 Å ist viel zu hoch, als das er sinnvoll erscheinen kann. Vergleicht man diesen Wert mit der Quanteneffizienz anderer MCPs (vgl. Kap. 8.4), so liegt diese dort bei einigen wenigen Prozent [14]. Dies lässt den Schluss zu, dass bei der Bestimmung der Quanteneffizienz ein Fehler vorliegt, wobei das Vorgehen an sich richtig scheint. Da f_r aus Messergebnissen resultiert, muss der Fehler bei der Berechnung von f_t entstanden sein. Hierbei ist die Photonenausbeute vom Hersteller angegeben und kann als richtig angenommen werden. Der Abstand zwischen Quelle und MCP ist eine einfach zu messende Größe, sodass auch hier davon ausgegangen werden kann, dass der Wert für r richtig ist. Außerdem wurde für r ein großzügiger Fehler angenommen. Somit kann der Fehler lediglich bei der bestrahlten Fläche A_t liegen.

Diese ist entweder falsch, weil der Detektor tatsächlich aufgrund von Reflexionen Strahlung aus einem größeren Raumwinkel abbekommt, sodass A_t auch die Reflexionen mit hätte einzubeziehen müssen, oder sie ist falsch, weil die Lochplatte vor dem MCP die Röntgenstrahlung nicht komplett abschirmt. Die erste Vermutung scheint hierbei eher unwahrscheinlich, weil die Reflexion im Röntgenbereich, wie bereits erwähnt, sehr schwach ist. Die zweite Vermutung scheint ebenfalls unwahrscheinlich, da selbst unter der Annahme, dass die Lochplatte keine Strahlung absorbiert und somit die ganze Fläche des MCPs für die Rechnung genutzt wird, eine Quanteneffizienz von etwa 14 % errechnet wird. Dies wäre immer noch ein zu hoher

Wert für die Quanteneffizienz. Die genaue Ursache, warum die errechnete Quanteneffizienz so hoch ist, kann also nicht ermittelt werden. Sie stimmt vermutlich nicht mit der realen Quanteneffizienz überein.

5.11 Zusammenfassung zum Delay Line Detektor

Beim Delay Line Detektor lässt sich zusammenfassend erwähnen, dass eine geringere Schwellle von -50 mV besser zur Datenaufnahme geeignet ist als höhere Schwellen, da hierdurch eine bessere Multiplizität erreicht wird und weniger echte Signale verloren gehen. Des Weiteren waren erste Signale bei einer am Detektor angelegten Spannung von -2700 V zu sehen, als guter Arbeitsbereich erwies sich eine Spannung von -3200 V.

Außerdem lässt sich sowohl UV-Strahlung mit einer Wellenlänge von 255 nm als auch Röntgenstrahlung mit dem Detektor detektieren. Hierbei ist aber anzumerken, dass die Detektion von UV-Strahlung deutlich effektiver als jene der Röntgenstrahlung ist, was aus den Histogrammen der jeweiligen Messungen eindeutig ersichtlich ist.

Auffällig ist sowohl bei der UV-Messung, als auch bei der Röntgenmessung, dass auch hinter dem Lochgitter relativ viele Events sichtbar sind. Dies lässt sich mit der Hintergrundmessung erklären, bei welcher überall im gleichen Maße Events auftauchen, was damit auch für andere Messungen zu erwarten ist. Die Notwendigkeit einer Hintergrundmessung von der normalen Messung abzuziehen, ist nur gegeben, falls Fragmente, also Stellen mit einer punktuell auffällig hohen Rate, in der Messung und in der Hintergrundmessung an derselben Stelle auftauchen. Da bei den Hintergrundmessungen im Zuge dieser Bachelorarbeit keine Fragmente aufgetaucht sind, ist das Abziehen des Hintergrunds nicht zwangsläufig notwendig und wurde daher unterlassen.

Das Bestimmen der Quanteneffizienz bezüglich einer Röntgenstrahlung von $1,54\text{\AA}$ scheint zu keinem sinnvollem Ergebnis geführt zu haben, da der errechnete Wert deutlich von Literaturwerten abweicht.

6 Ausblick

Den Abschluss dieser Bachelorarbeit stellt ein kurzer Ausblick auf die zukünftige Verwendung der in dieser Arbeit behandelten Detektoren.

Zunächst ist hier der XUV-Detektor zu nennen. Dieser wurde wie in Kapitel 3.3 bereits erwähnt, am ESR an der GSI eingebaut. Hier soll er bei späteren Messungen Fluoreszenzlicht messen, welches relevant für die Untersuchung von Elektron-Elektron Wechselwirkungen in Ionen, sowie für relativistische Effekte in Atomen ist [10].

Die PMTs dienen der Aufnahme von Fluoreszenzlicht am CRYRING. Dort werden zwei IR-PMTs und ein UV-PMT mit deren Kühlgehäuse an eine elliptische Kammer angebaut, welche das Fluoreszenzlicht direkt auf die PMTs lenkt. Bei Testmessungen wurde dieser Aufbau bereits erfolgreich ausprobiert [6]. Die mit den Kühlgehäusen am CRYRING eingebauten PMTs sind in Abbildung 6.1 zu sehen. Der Delay Line Detektor soll zukünftig am in der



Abbildung 6.1: Am CRYRING eingebaute PMTs mit Kühlgehäuse[6]

Einleitung (vgl. Kap. 1) erwähnten SIS100 eingesetzt werden. Hier wird ein Detektor zum Wahrnehmen von Fluoreszenzlicht im XUV- beziehungsweise schwachem Röntgenbereich benötigt. Da der Delay Line Detektor über eine Ortsauflösung verfügt, kann mit einem vor dem MCP eingebauten Gitter nicht nur das Fluoreszenzlicht wahrgenommen, sondern zusätzlich das Spektrum des Fluoreszenzlichts aufgelöst werden.

7 Quellen

- [1] - <https://www.gsi.de/start/aktuelles.html> Stand: 1.11.2018
- [2] - Konrad Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, 4. überarbeitete Auflage, Teubner Verlag , September 2005, S. 19
- [3] - https://de.wikipedia.org/wiki/Photomultiplier#/media/File:Photomultiplier_schema_de.png; Stand: 13.10.2018
- [4] - ET Enterprises, 9235B series data sheet, siehe Anhang
- [5] - ET Enterprises, 9658B series data sheet, siehe Anhang
- [6] - Axel Buß, Universität Münster, Institut für Kernphysik, Doktorarbeit, in Bearbeitung
- [7] - Konrad Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, 4. überarbeitete Auflage, Teubner Verlag , September 2005, S. 106 f.
- [8] - <https://de.wikipedia.org/wiki/Mikrokanalplatte#/media/File:Mcp-de.svg>; Stand: 13.10.2018
- [9] - Denis Anielski - Entwicklung eines Detektoraufbaus zur Bestimmung der 2s-Hyperfeinstrukturaufspaltung von $^{209}\text{Bi}^{80+}$ am Experimentierspeicherring an der GSI, Diplomarbeit im Fach Physik, März 2010, Kapitel 6.1.2
- [10] - Christian Egelkamp - Further development of a XUV detector for spectroscopy measurements at the experimental storage ring at GSI, Masterarbeit im Fach Physik, Juni 2016
- [11] - Thomas Tews, Universität Münster, Institut für Kernphysik, Bachelorarbeit, in Bearbeitung
- [12] - <http://www.roentdek.de/manuals/MCP%20Delay%20Line%20manual.pdf>, Stand 23.10.2018
- [13] - Universität Münster; Fortgeschrittenenpraktikum Kernphysik; Versuch: Gasdetektoren; Stand: 12.12.2016
- [14] - <https://www.mcphersoninc.com/pdf/MCP.pdf> Stand: 17.11.2018, siehe Anhang

8 Anhang

8.1 PMTs

8.1.1 PMT-18197

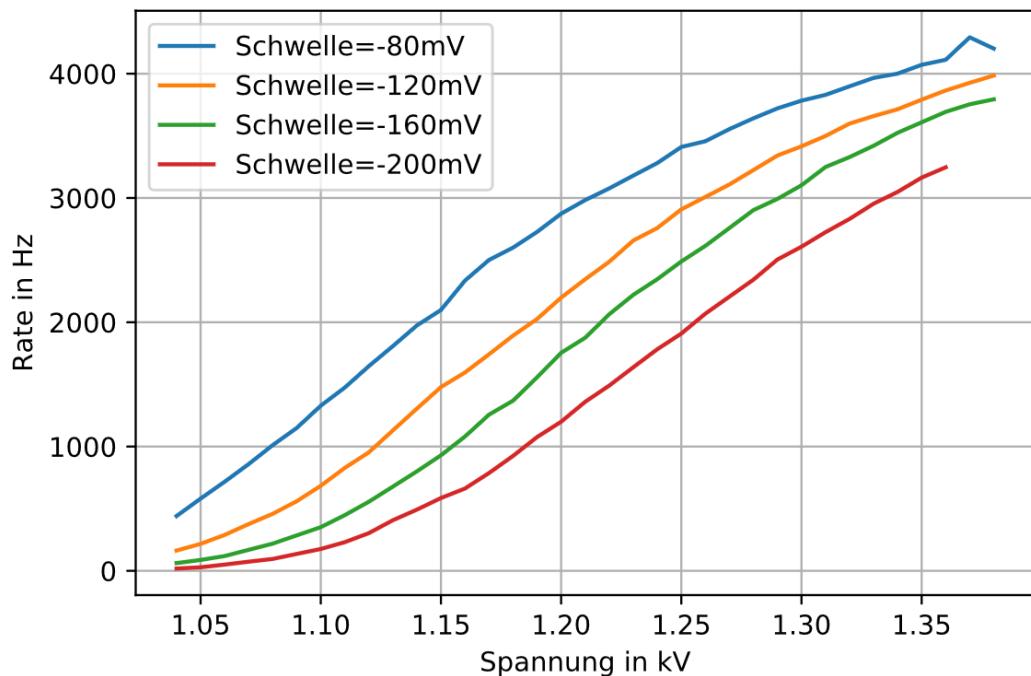


Abbildung 8.1: Rate des PMTs 18197 für verschiedene Diskriminatorschwellen

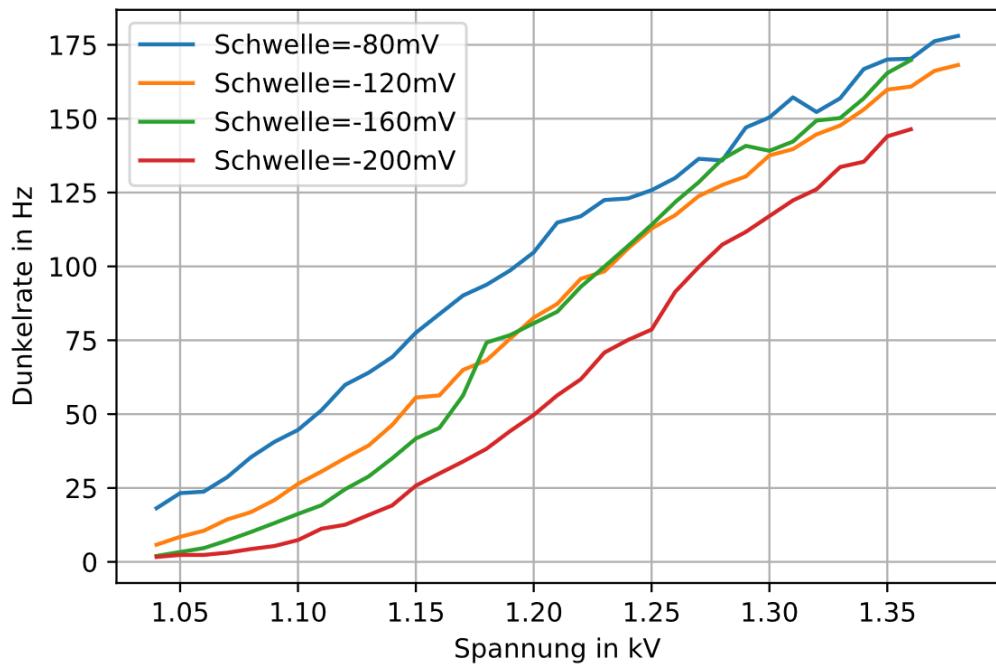


Abbildung 8.2: Dunkelrate des PMTs 18197 für verschiedene Diskriminatorschwellen

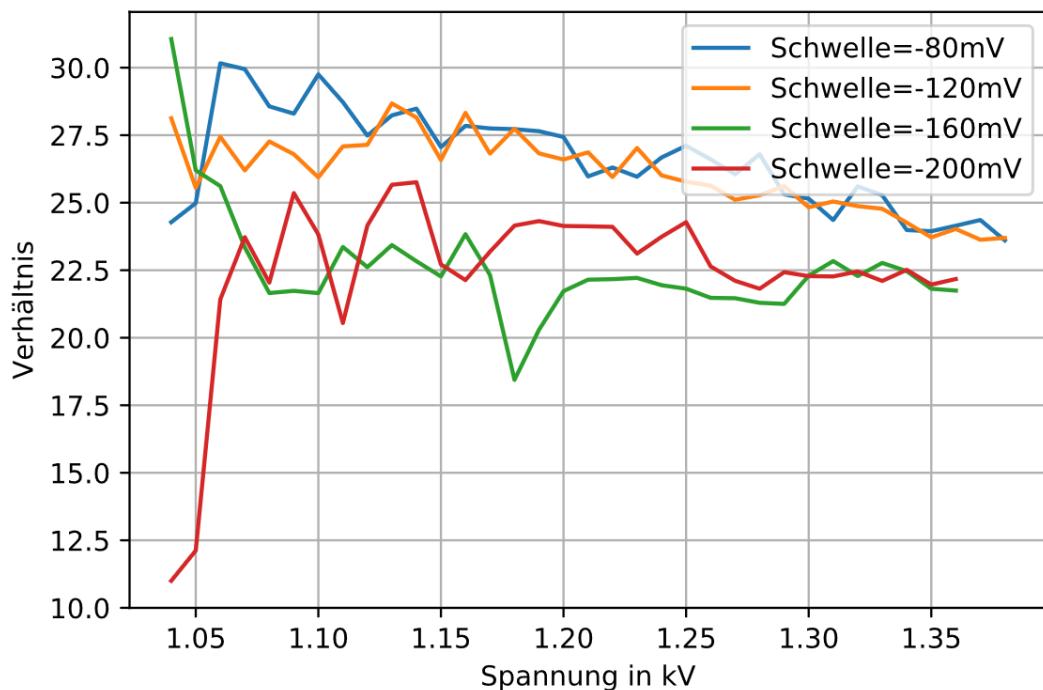


Abbildung 8.3: Dunkelrate des PMTs 18197 für verschiedene Diskriminatorschwellen

8.1.2 PMT-18198

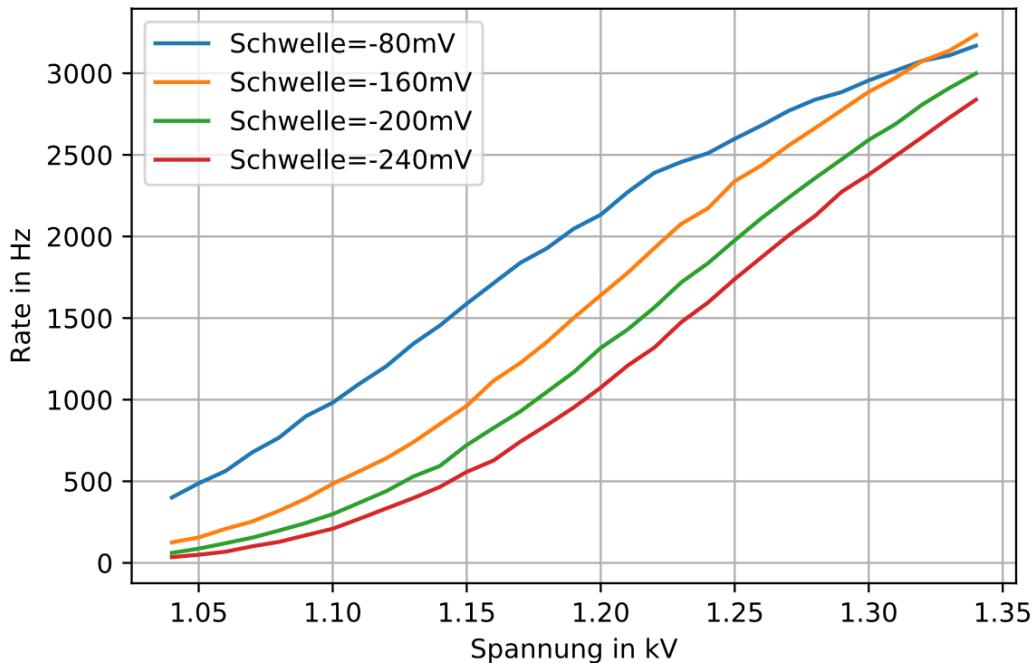


Abbildung 8.4: Rate des PMTs 18198 für verschiedene Diskriminatorschwellen

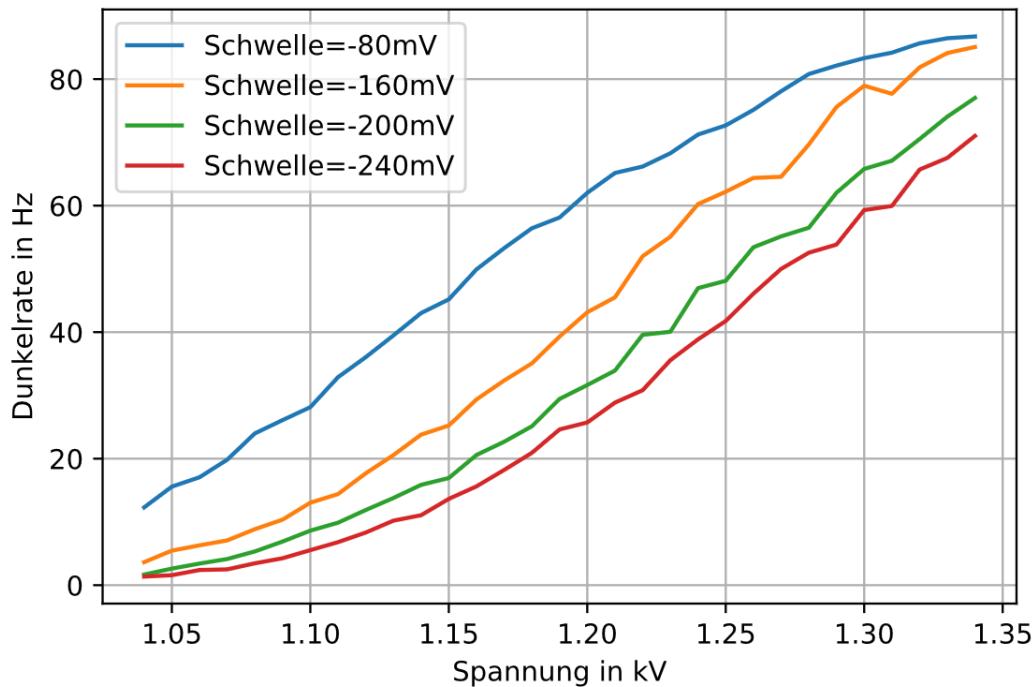


Abbildung 8.5: Dunkelrate des PMTs 18198 für verschiedene Diskriminatorschwellen

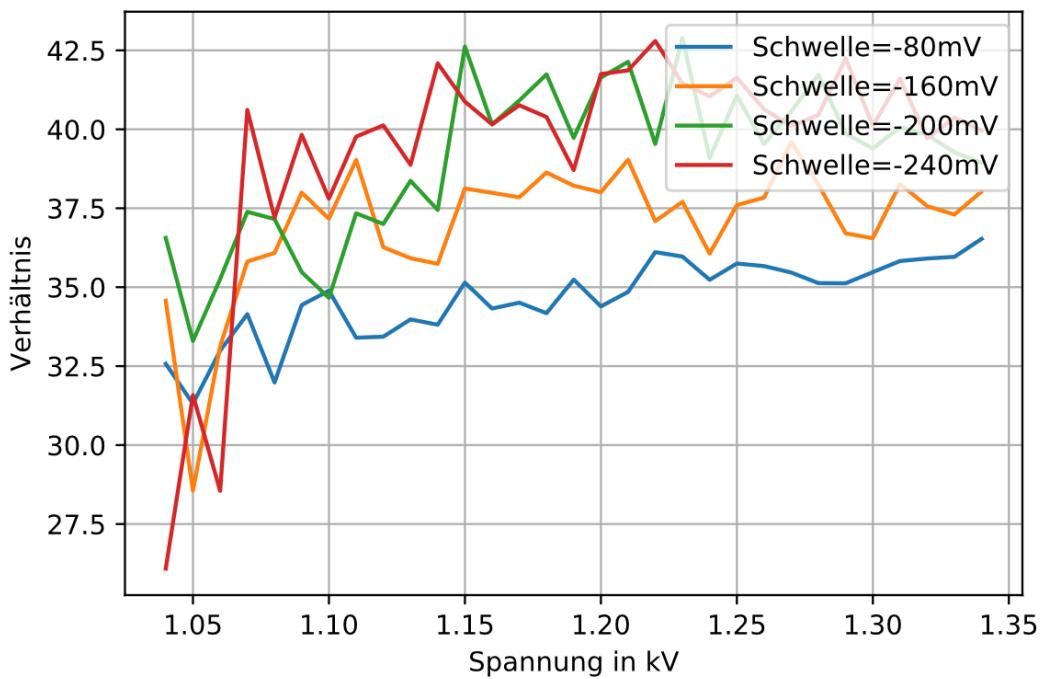


Abbildung 8.6: Dunkelrate des PMTs 18198 für verschiedene Diskriminatorschwellen

8.1.3 PMT-18206

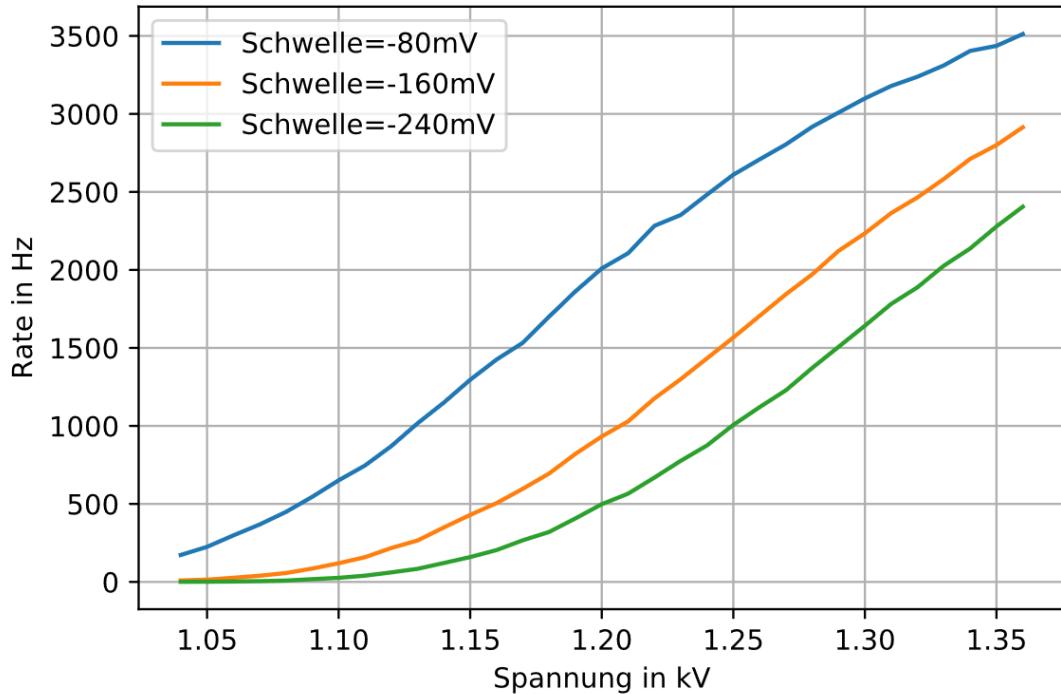


Abbildung 8.7: Rate des PMTs 18206 für verschiedene Diskriminatorschwellen

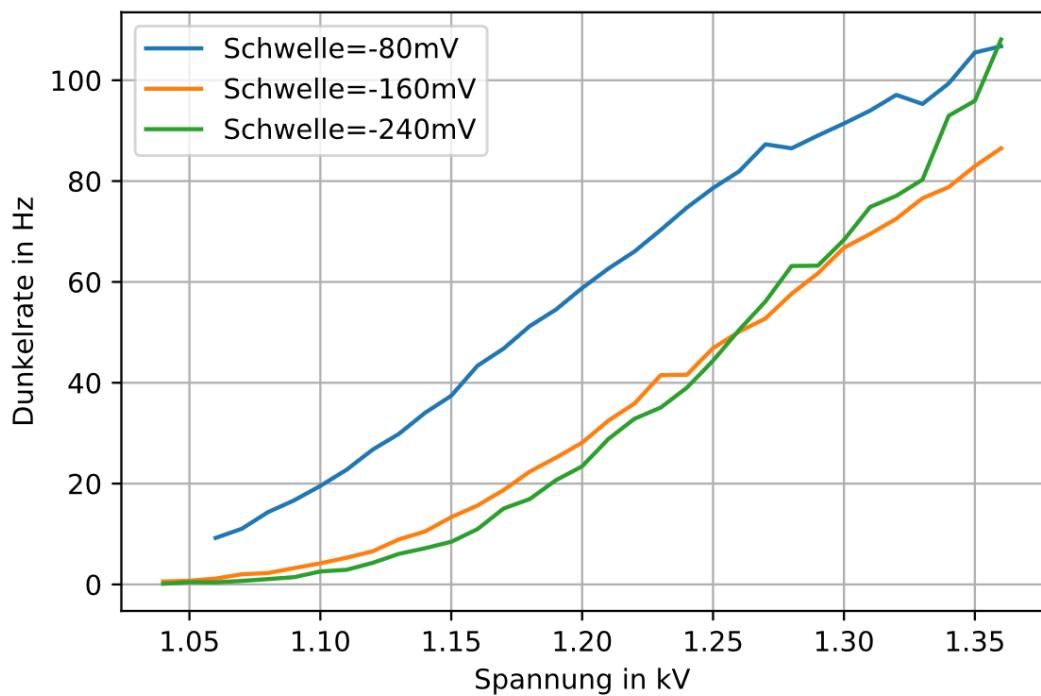


Abbildung 8.8: Dunkelrate des PMTs 18206 für verschiedene Diskriminatorschwellen

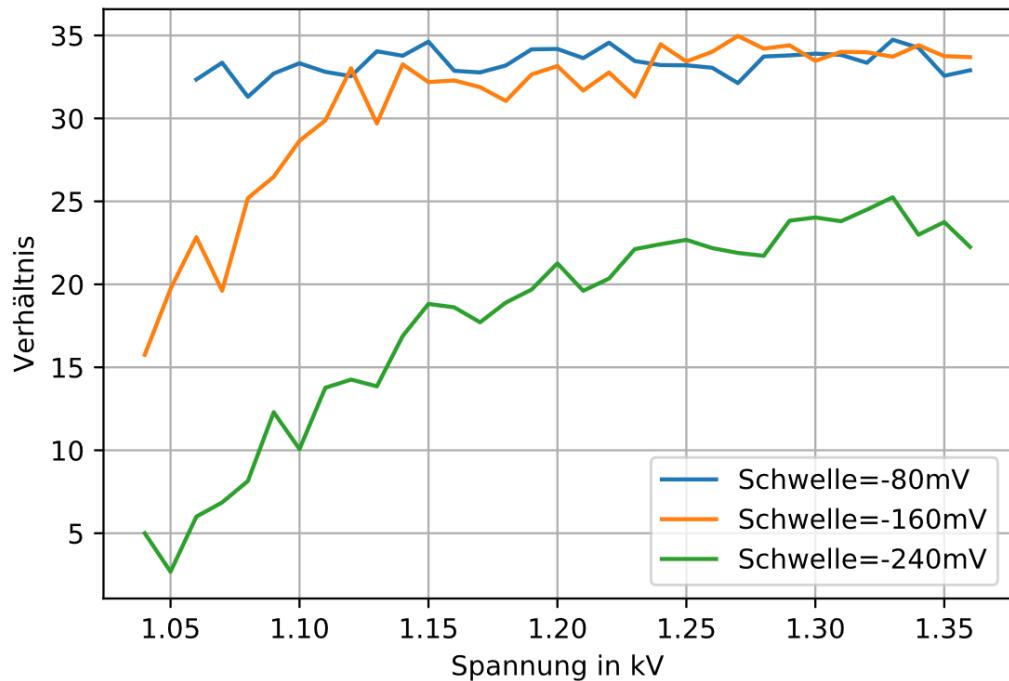


Abbildung 8.9: Dunkelrate des PMTs 18206 für verschiedene Diskriminatorschwellen

8.1.4 PMT-105489

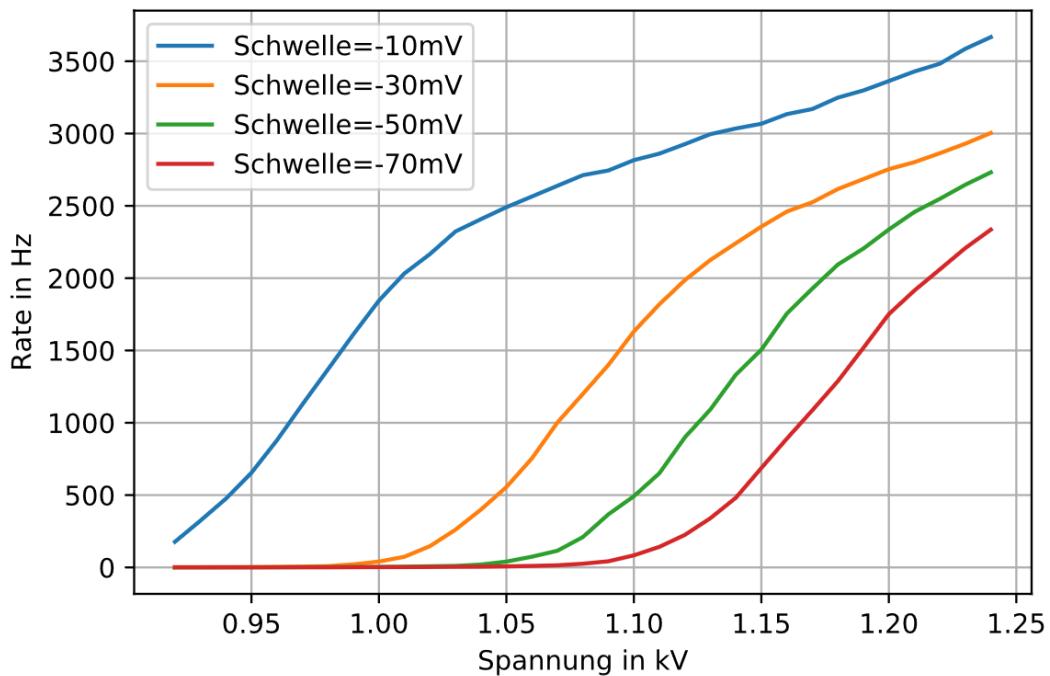


Abbildung 8.10: Rate des PMTs 105489 für verschiedene Diskriminatorschwellen

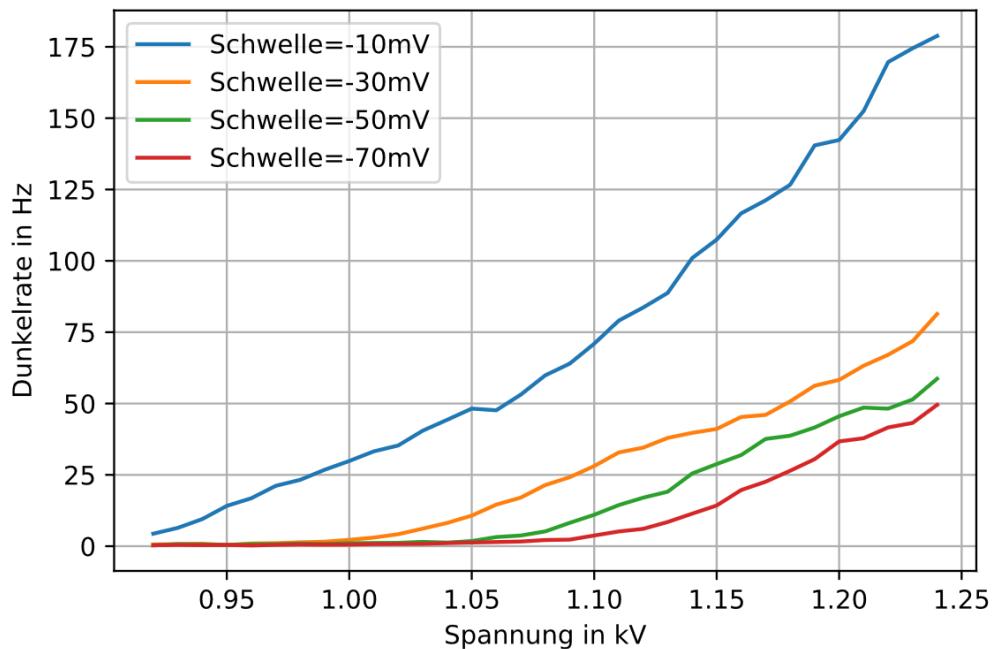


Abbildung 8.11: Dunkelrate des PMTs 105489 für verschiedene Diskriminatorschwellen

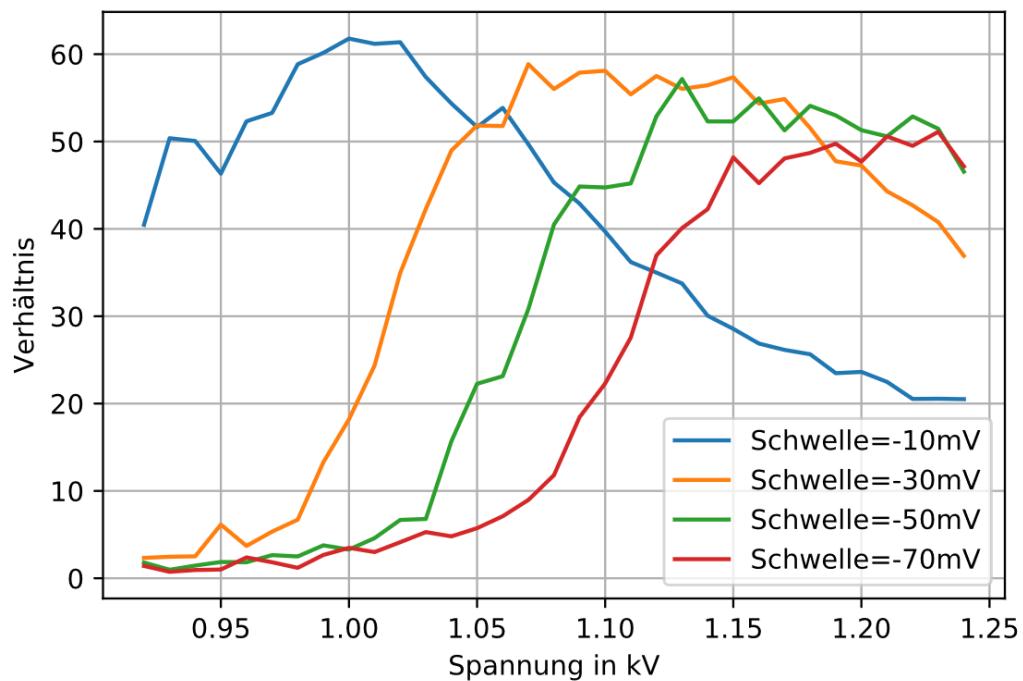


Abbildung 8.12: Dunkelrate des PMTs 105489 für verschiedene Diskriminatorschwellen

8.1.5 PMT-105509

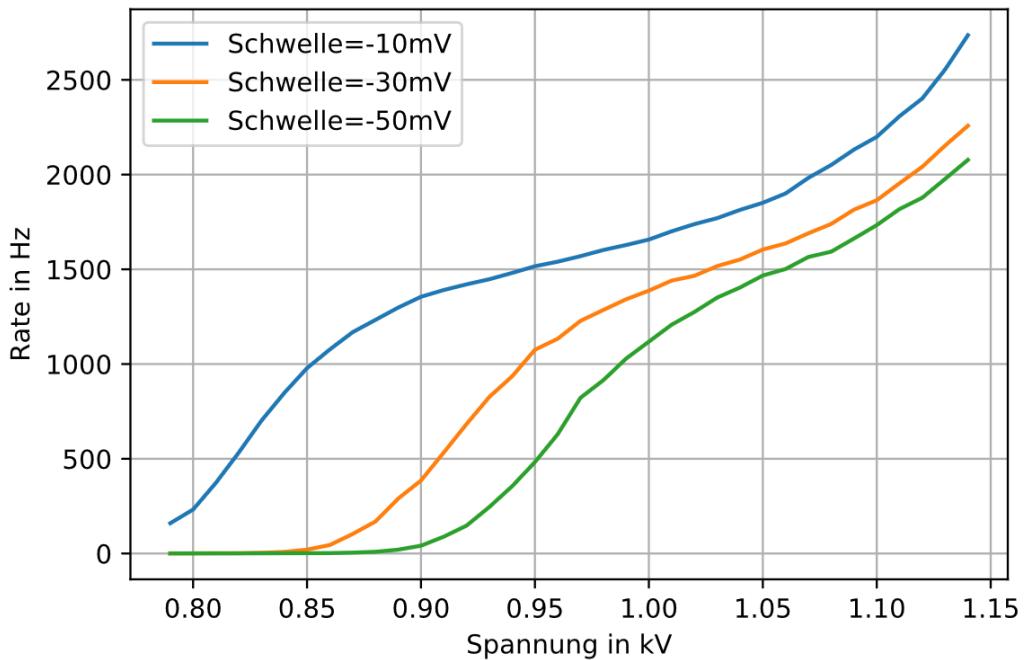


Abbildung 8.13: Rate des PMTs 105509 für verschiedene Diskriminatorschwellen

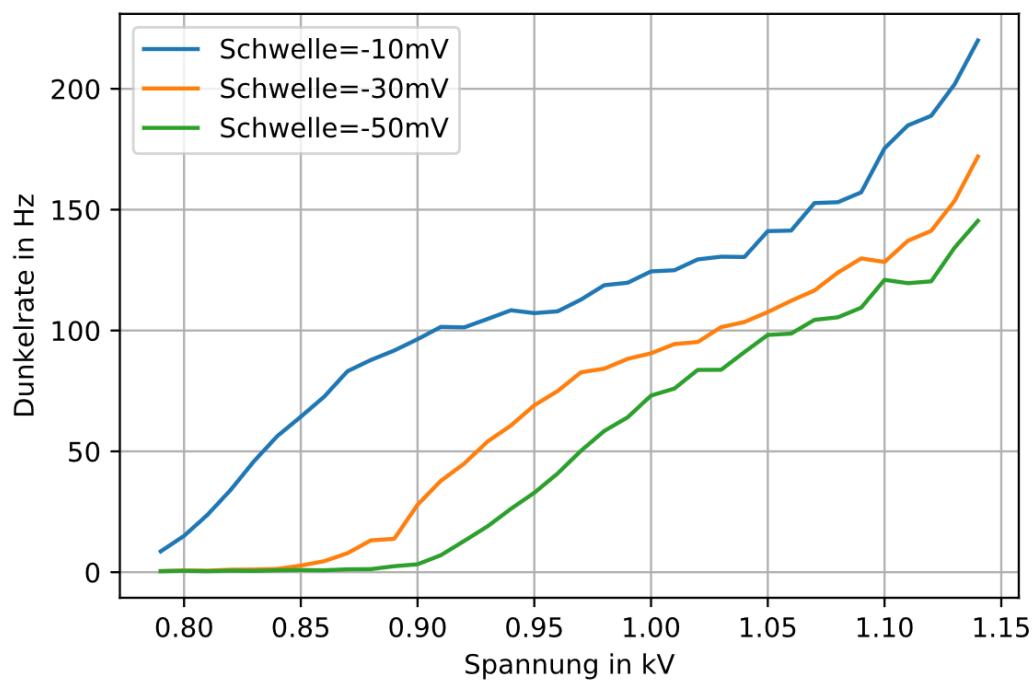


Abbildung 8.14: Dunkelrate des PMTs 105509 für verschiedene Diskriminatorschwellen

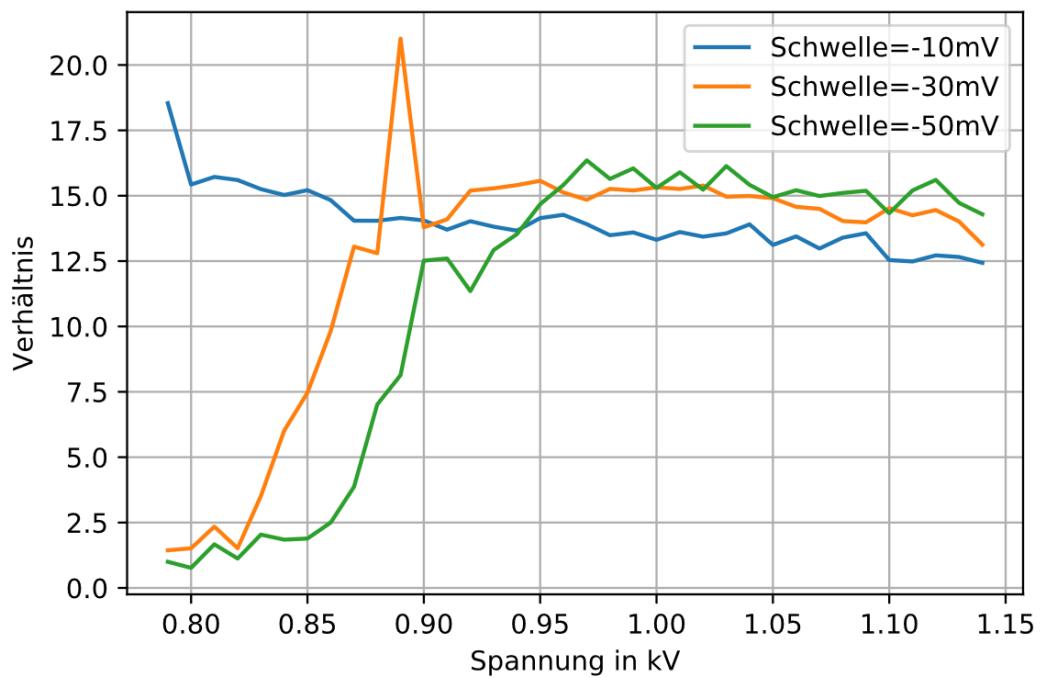


Abbildung 8.15: Dunkelrate des PMTs 105509 für verschiedene Diskriminatorschwellen

8.1.6 PMT-105527

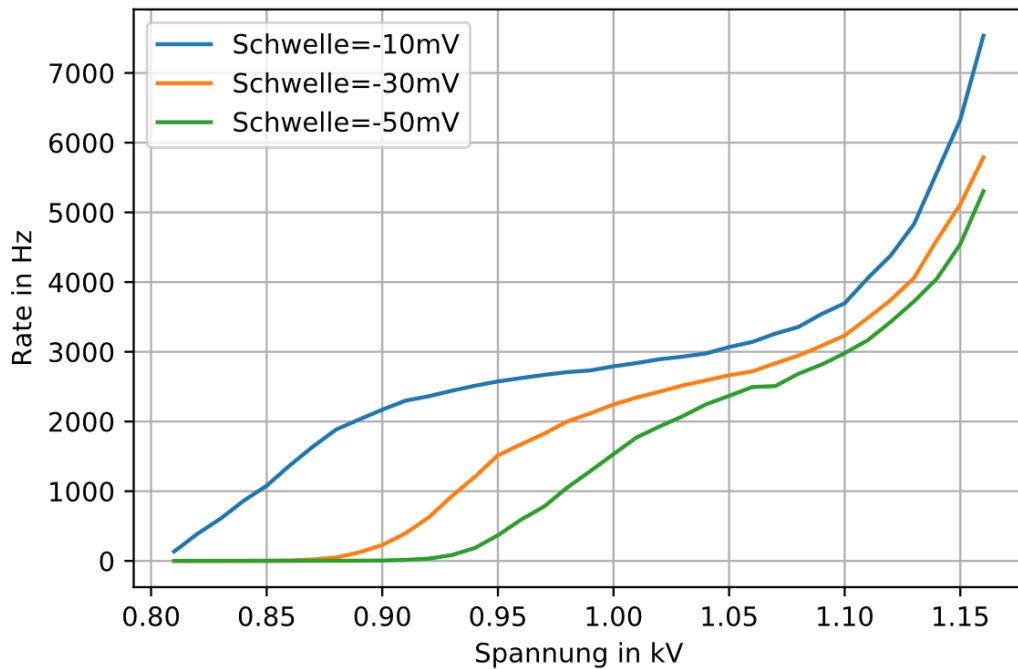


Abbildung 8.16: Rate des PMTs 105527 für verschiedene Diskriminatorschwellen

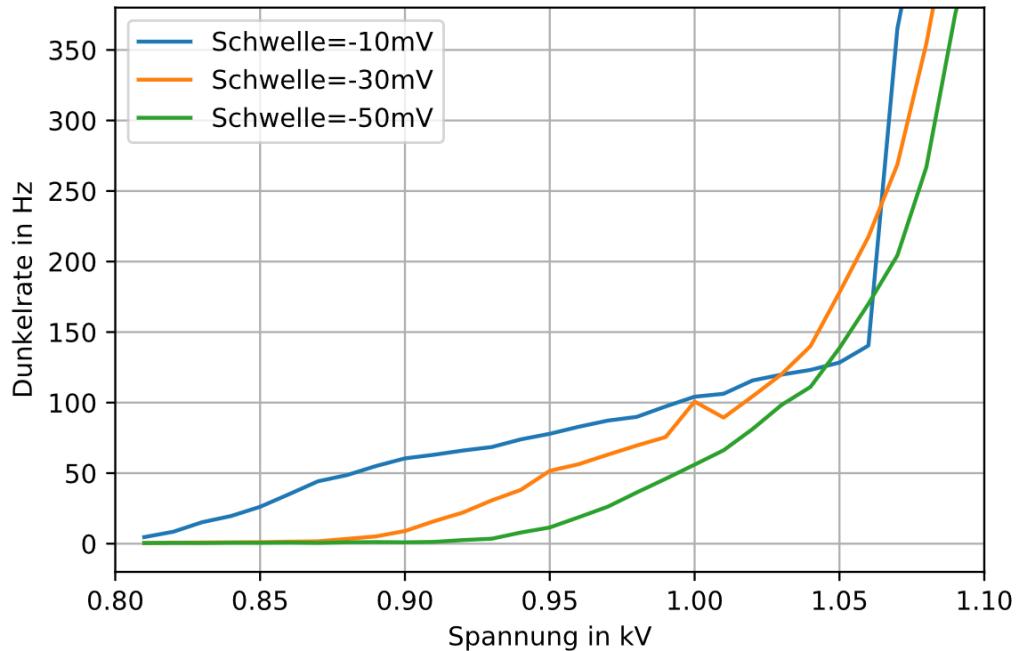


Abbildung 8.17: Dunkelrate des PMTs 105527 für verschiedene Diskriminatorschwellen

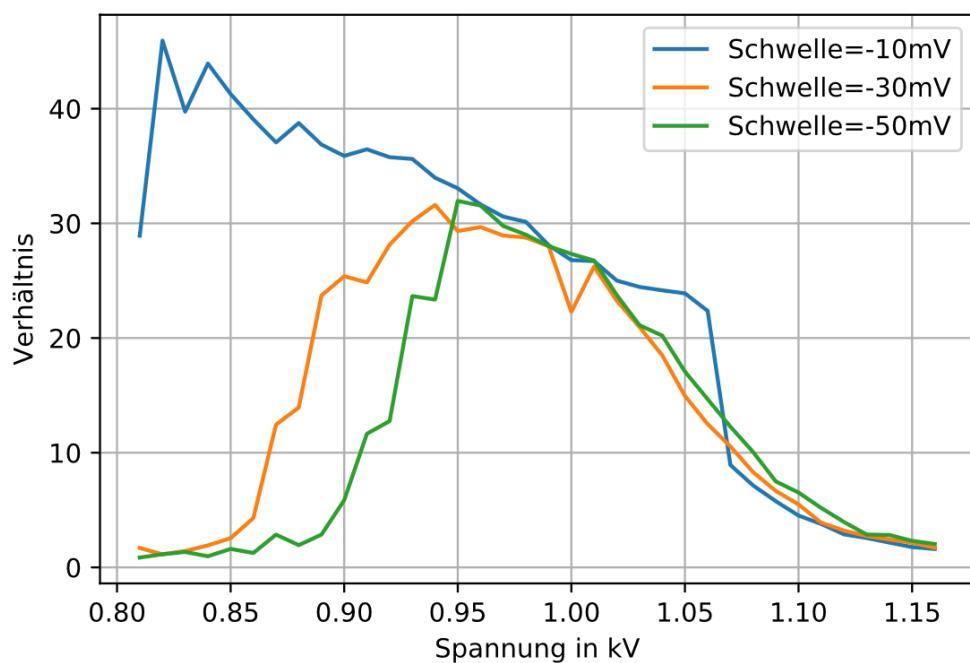
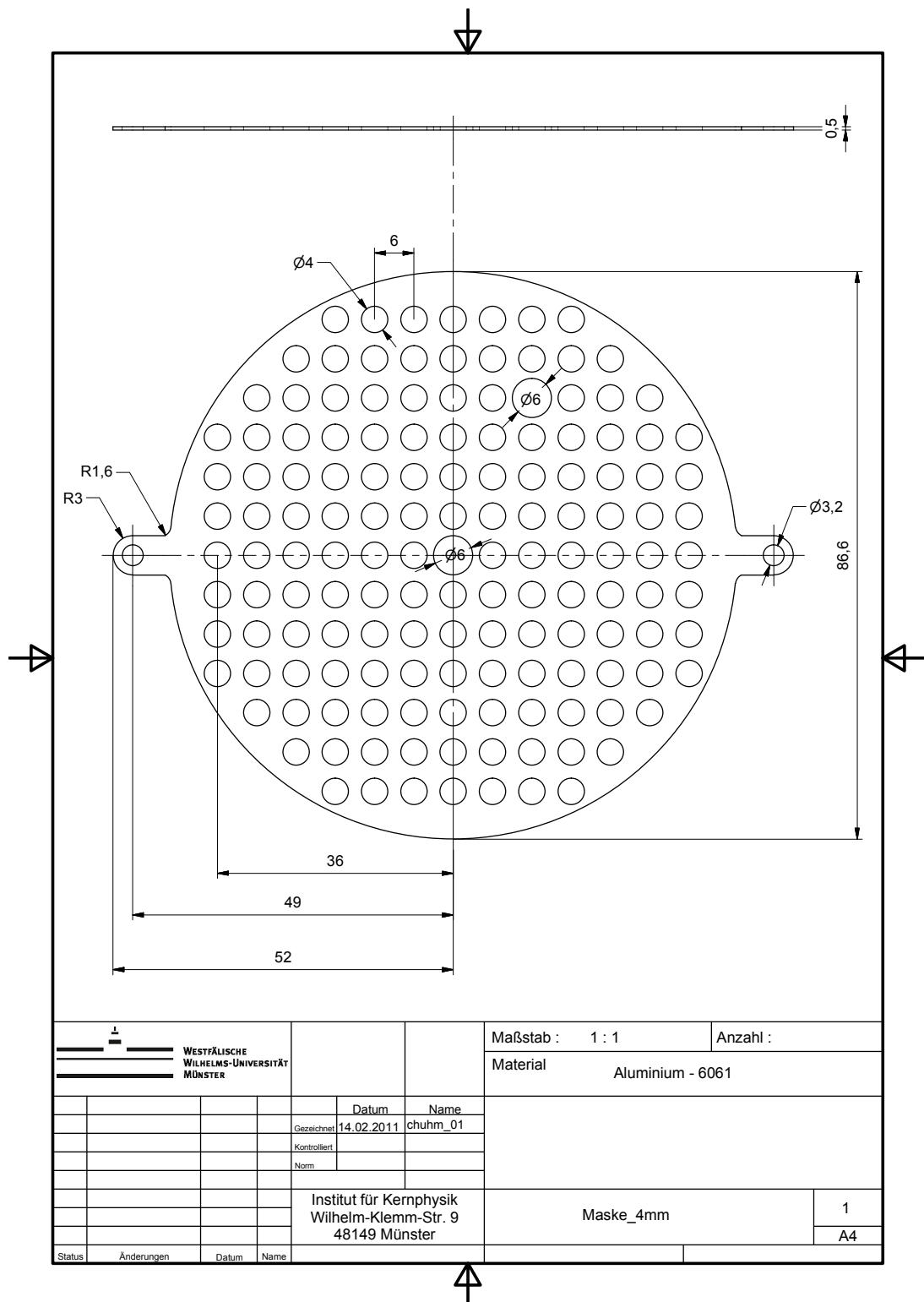


Abbildung 8.18: Dunkelrate des PMTs 105527 für verschiedene Diskriminatorschwellen

8.2 Delay Line Detektor

8.2.1 Lochplatte



8.2.2 Hintergrundmessungen normiert auf eine Sekunde Messzeit

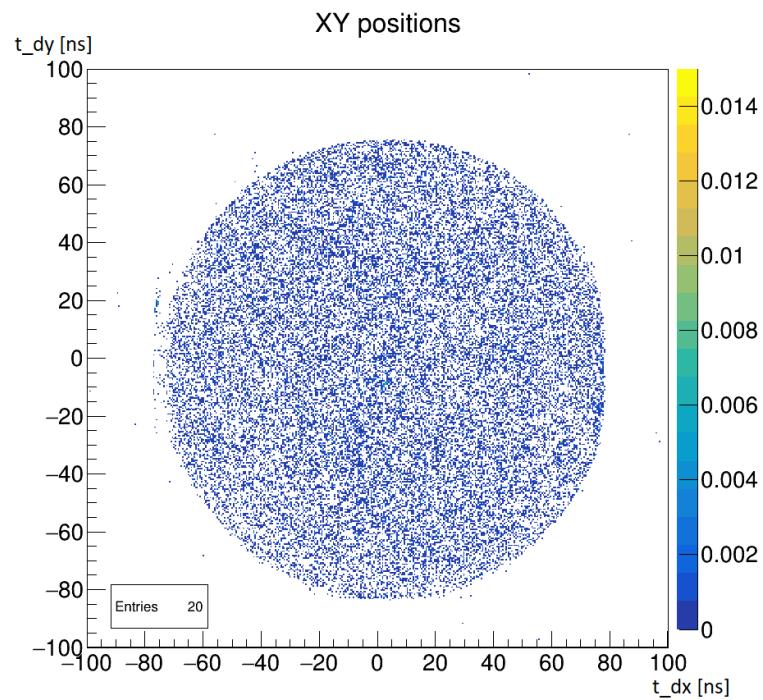


Abbildung 8.19: Hintergrund bei der Schwelle -50 mV

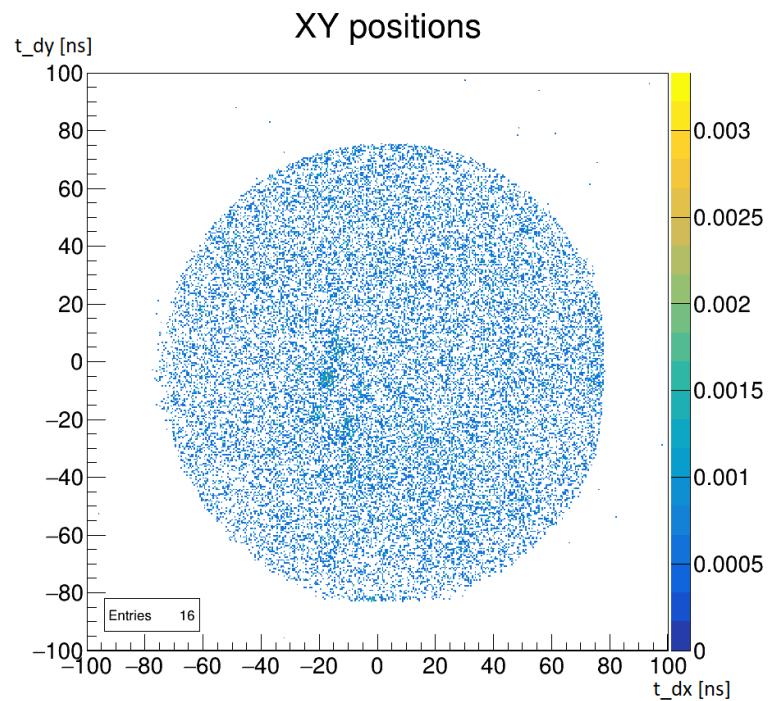


Abbildung 8.20: Hintergrund bei der Schwelle -100 mV

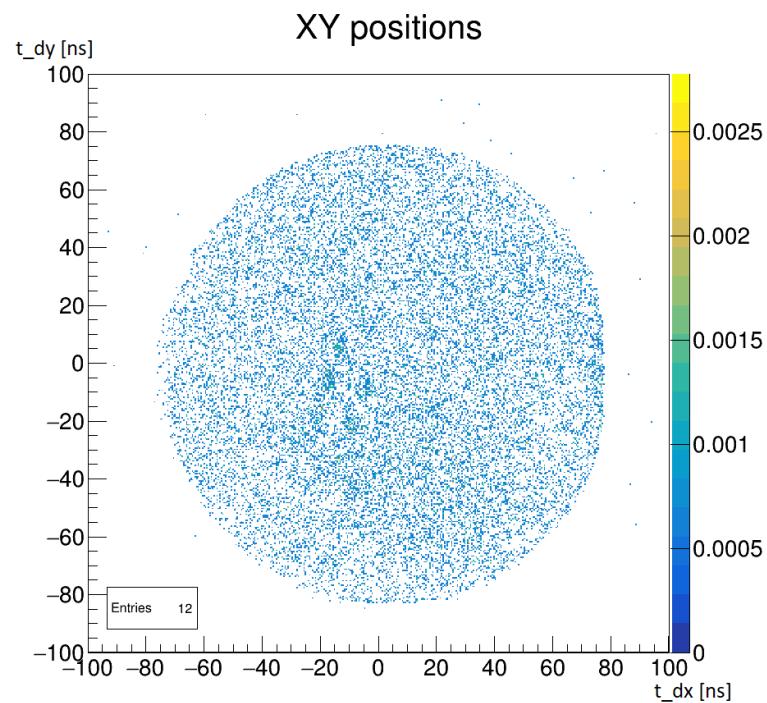


Abbildung 8.21: Hintergrund bei der Schwelle -150 mV

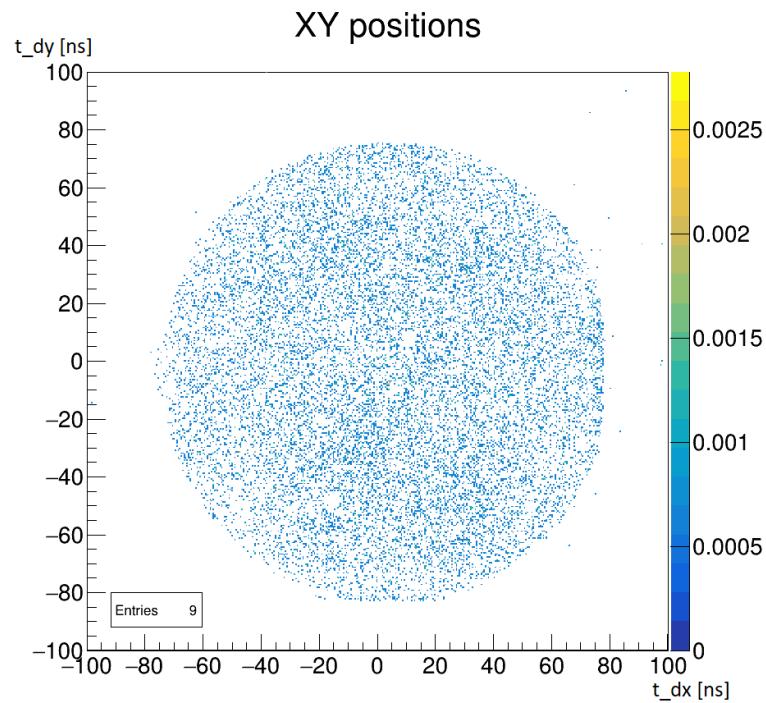


Abbildung 8.22: Hintergrund bei der Schwelle -200 mV

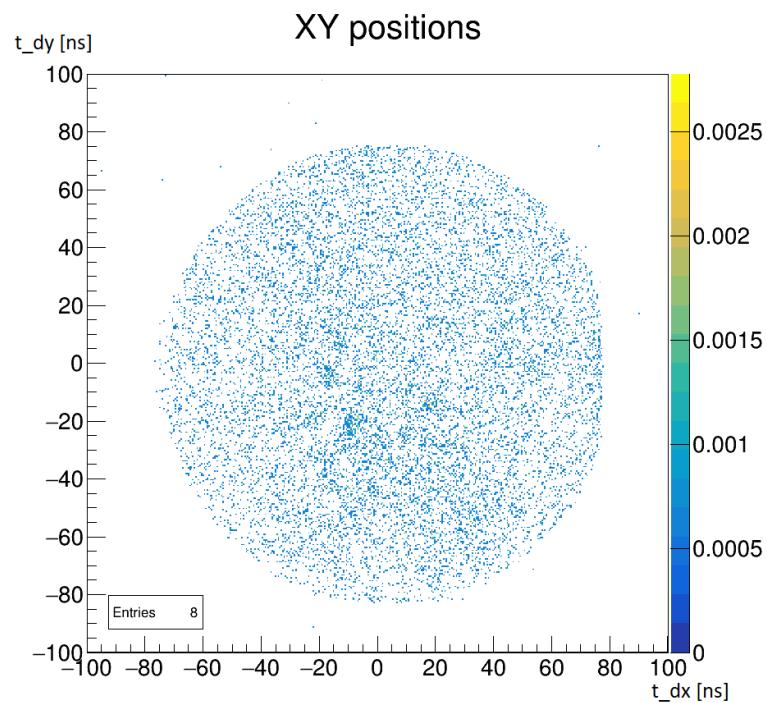


Abbildung 8.23: Hintergrund bei der Schwelle -255 mV

8.2.3 UV-Messungen normiert auf eine Sekunde Messzeit

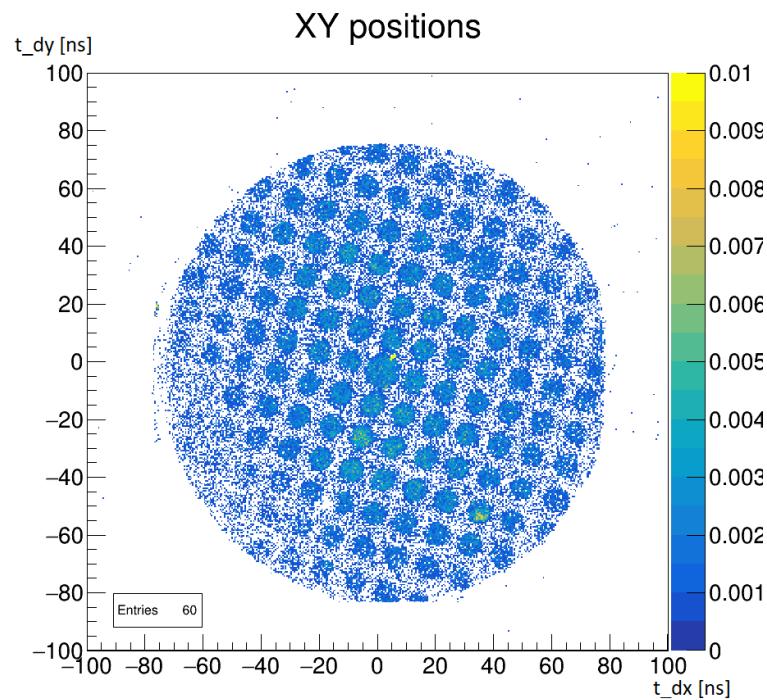


Abbildung 8.24: UV-LED Messung bei der Schwelle -50 mV

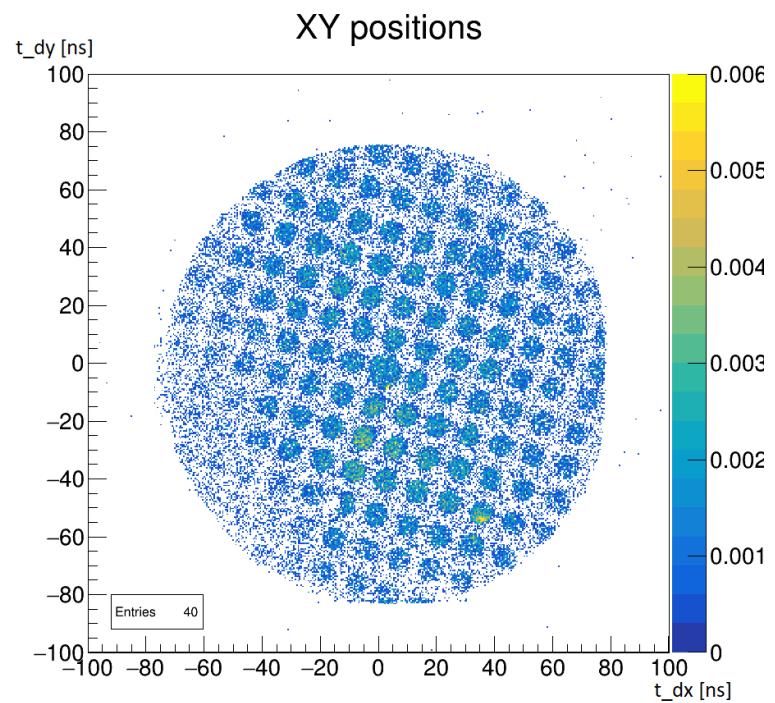


Abbildung 8.25: UV-LED Messung bei der Schwelle -100 mV

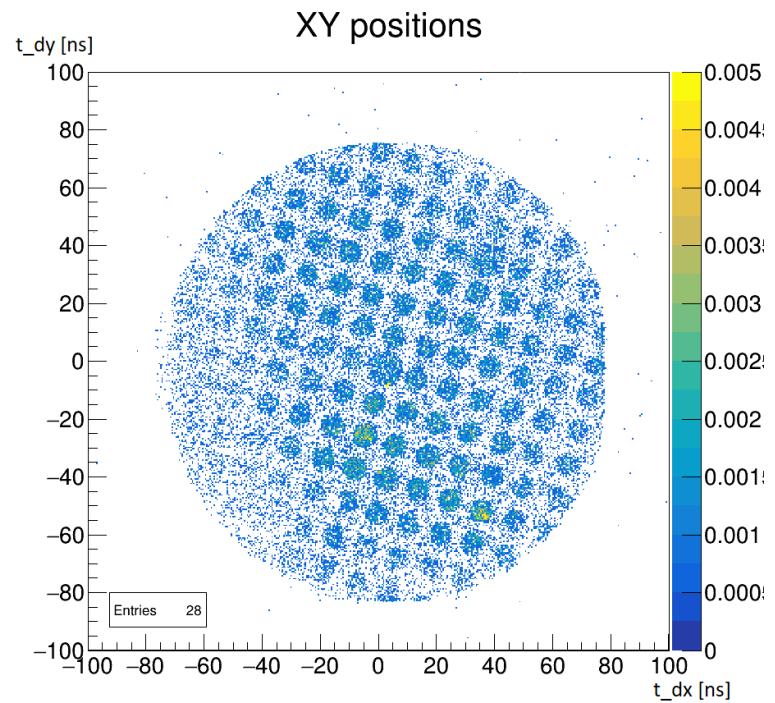


Abbildung 8.26: UV-LED Messung bei der Schwelle -150 mV

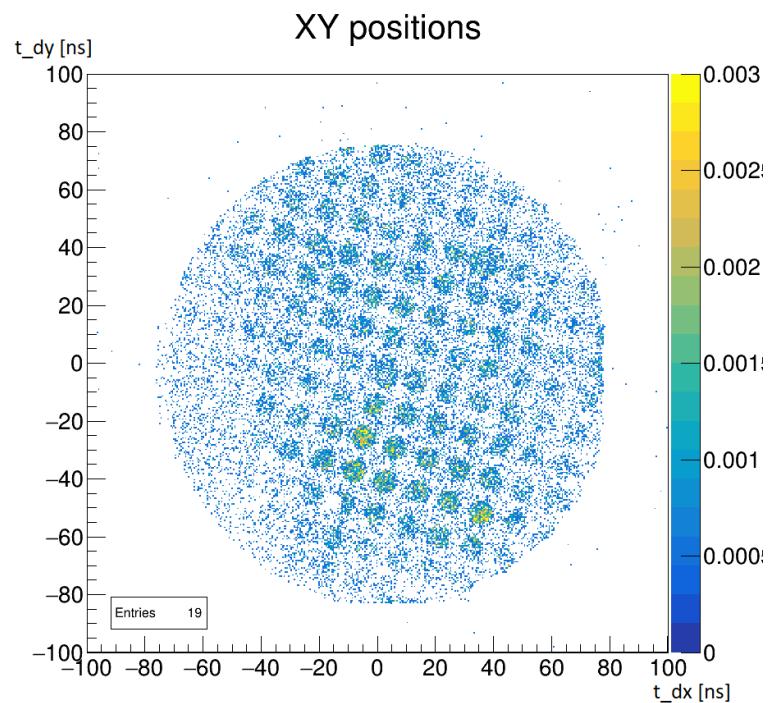


Abbildung 8.27: UV-LED Messung bei der Schwelle -200 mV

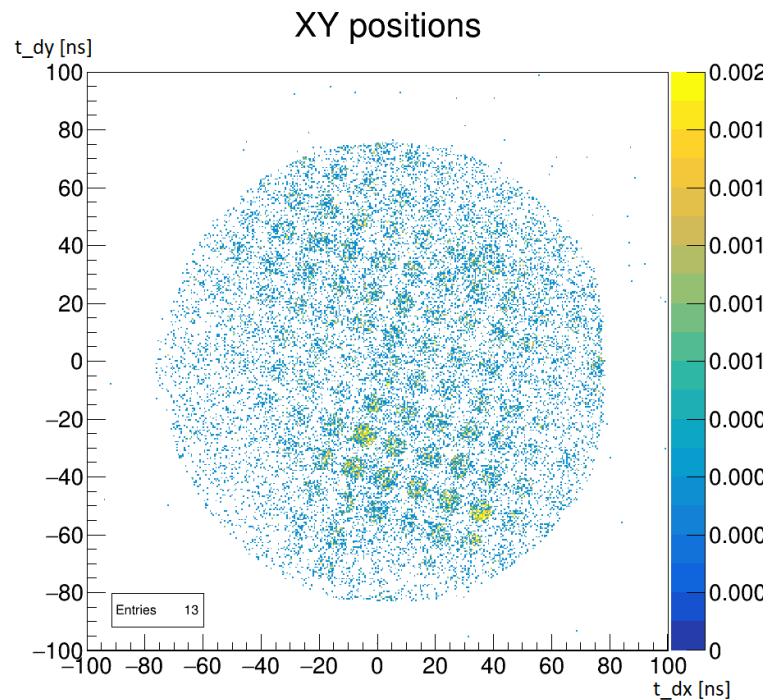


Abbildung 8.28: UV-LED Messung bei der Schwelle -255 mV

8.2.4 Röntgenmessungen normiert auf eine Sekunde Messzeit

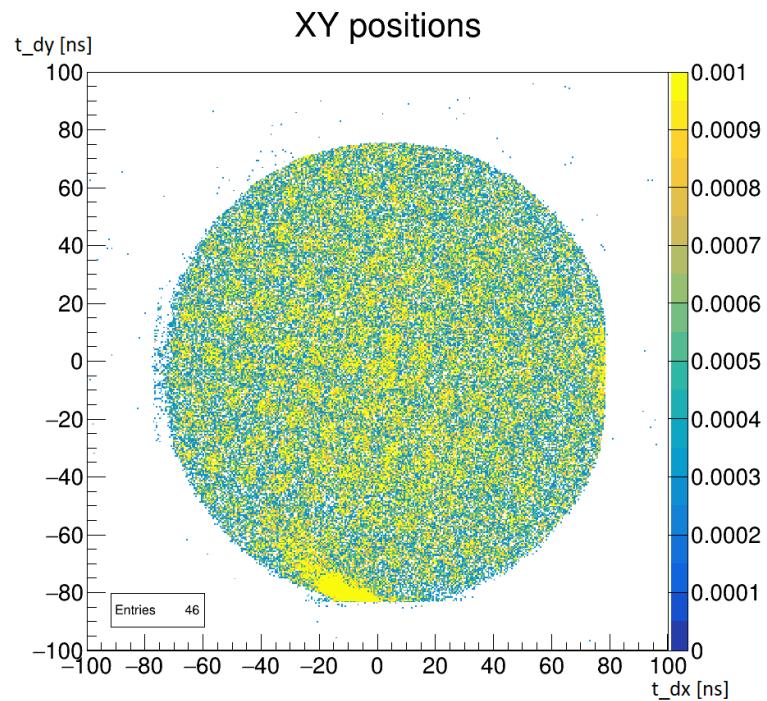


Abbildung 8.29: Röntgenmessung bei der Schwelle -50 mV

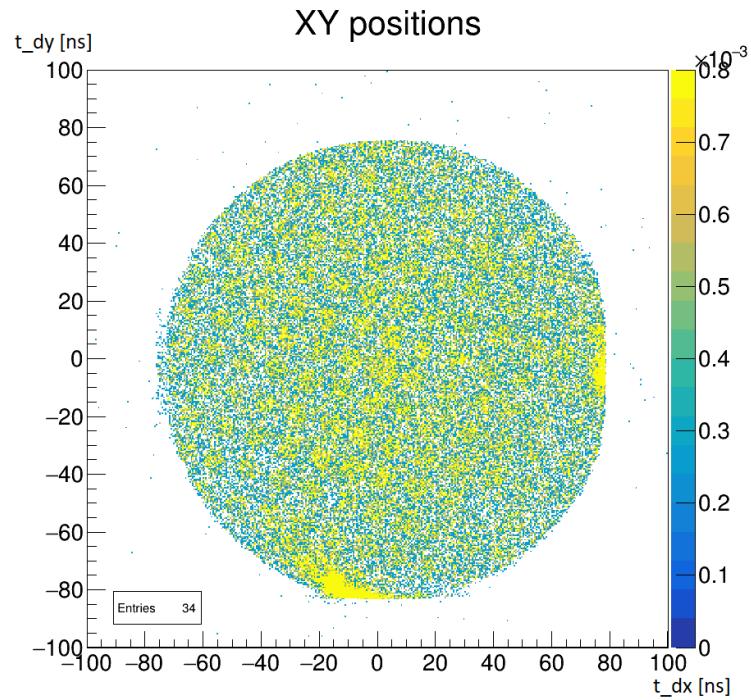


Abbildung 8.30: Röntgenmessung bei der Schwelle -100 mV

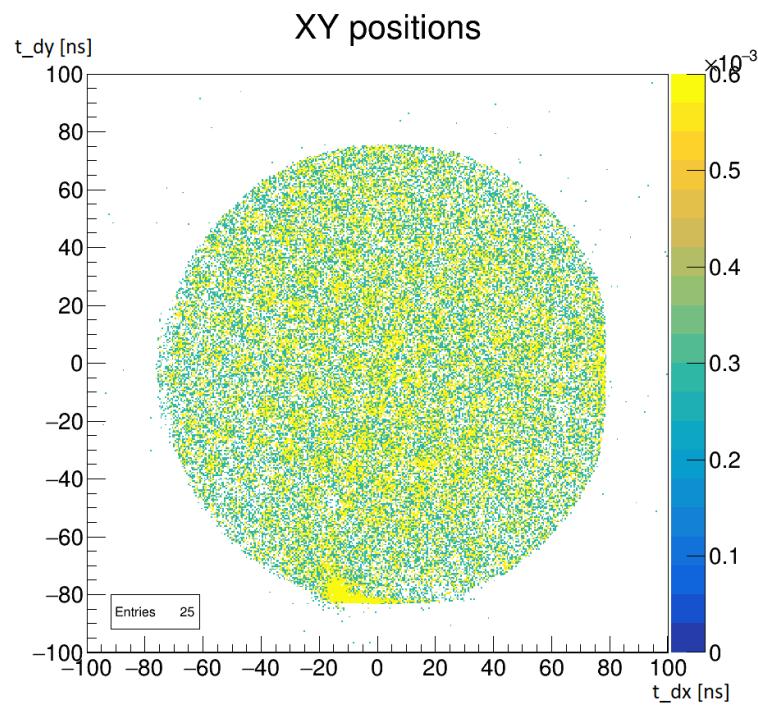


Abbildung 8.31: Röntgenmessung bei der Schwelle -150 mV

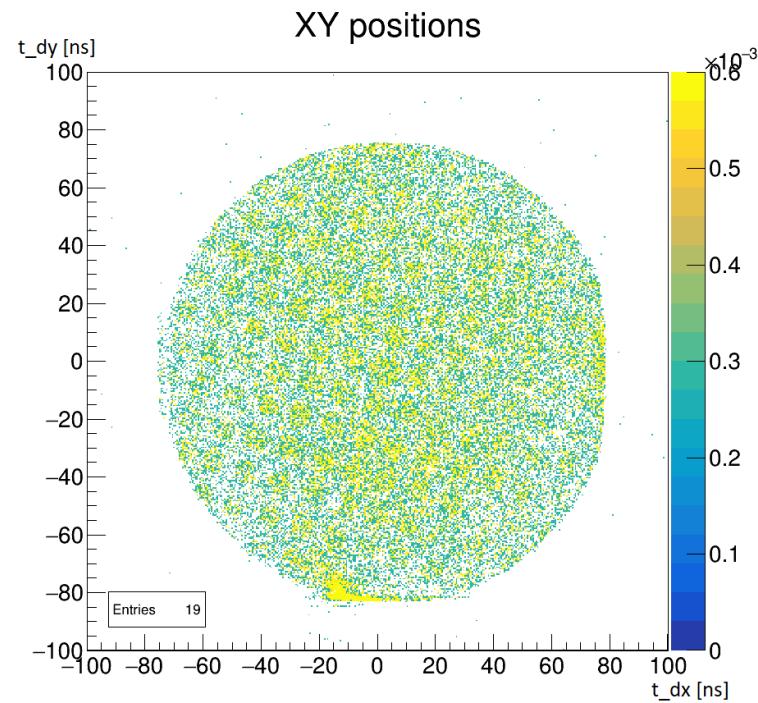


Abbildung 8.32: Röntgenmessung bei der Schwelle -200 mV

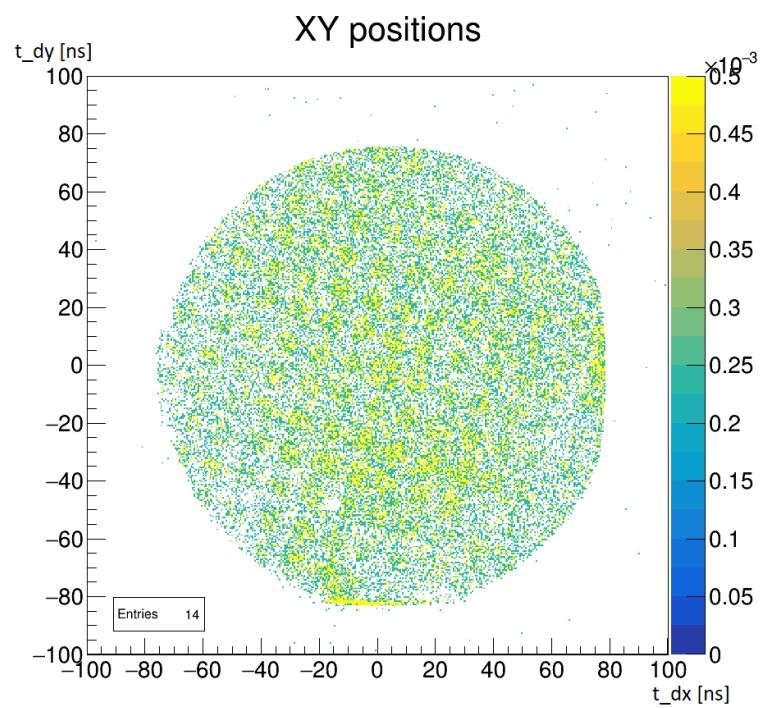


Abbildung 8.33: Röntgenmessung bei der Schwelle -255 mV

8.3 PDFs zu [4] und [5]

51 mm (2") photomultiplier 9235B series data sheet



1 description

The 9235B is a 51mm (2") diameter, end window photomultiplier with blue-green sensitive bialkali photocathode and 13 high gain, high stability, SbCs dynodes of linear focused design. The 9235QB is a variant for applications requiring uv sensitivity.

2 applications

- low light level detection

3 features

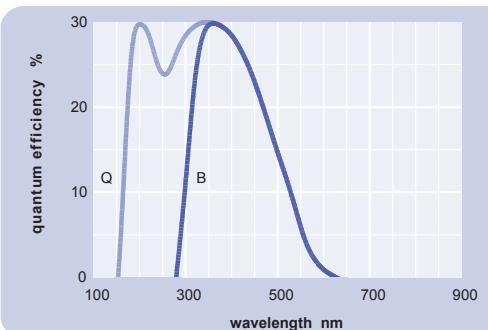
- high gain
- low operating voltage
- good SER

4 window characteristics

	9235B borosilicate	9235QB* fused silica
spectral range**(nm)	290 - 630	160 - 630
refractive index (n_g)	1.49	1.46
K (ppm)	300	<10
Th (ppb)	250	<10
U (ppb)	100	<10

* note that the sidewall of the envelope contains graded seals of high K content
 ** wavelength range over which quantum efficiency exceeds 1 % of peak

5 typical spectral response curves

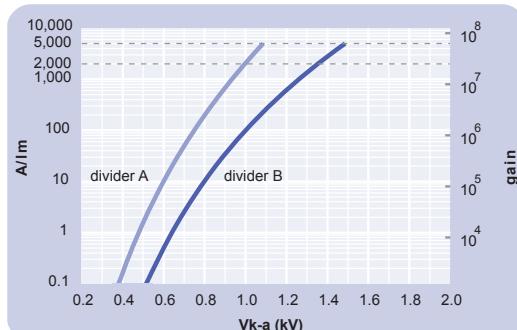


6 characteristics

	unit	min	typ	max
photocathode: bialkali				
active diameter	mm		48	
quantum efficiency at peak	%		30	
luminous sensitivity	$\mu\text{A/lm}$	9	80	
with CB filter			12.5	
with CR filter			2	
dynodes: 13LFSbCs				
anode sensitivity in divider A:				
nominal anode sensitivity	A/lm		2000	
max. rated anode sensitivity	A/lm		5000	
overall V for nominal A/lm	V		1000	1400
overall V for max. rated A/lm	V		1100	
gain at nominal A/lm	$\times 10^6$		25	
dark current at 20 °C:				
dc at nominal A/lm	nA		6	50
dc at max. rated A/lm	nA		15	
dark count rate	s^{-1}		300	
afterpulse rate:				
afterpulse time window	μs	0.1		6.4
pulsed linearity (-5% deviation):				
divider A	mA		30	
divider B	mA		100	
pulse height resolution:				
single electron peak to valley	ratio		2	
rate effect (I_a for $\Delta g/g=1\%$):	μA		20	
magnetic field sensitivity:				
the field for which the output decreases by 50 %	T $\times 10^{-4}$			
most sensitive direction				
temperature coefficient:				
timing:	% $^{\circ}\text{C}^{-1}$		± 0.5	
single electron rise time	ns		3	
single electron fwhm	ns		5	
single electron jitter (fwhm)	ns		6	
multi electron rise time	ns		4	
multi electron fwhm	ns		6.5	
transit time	ns		50	
weight:	g		100	
maximum ratings:				
anode current	μA		200	
cathode current	nA		100	
gain	$\times 10^6$		63	
sensitivity	A/lm		5000	
temperature	$^{\circ}\text{C}$	-30	60	
$V(k-a)^{(1)}$	V		2300	
$V(k-d1)$	V		300	
$V(d-d)^{(2)}$	V		300	
ambient pressure (absolute)	kPa		202	

⁽¹⁾ subject to not exceeding max. rated sensitivity ⁽²⁾ subject to not exceeding max rated V(k-a)

7 typical voltage gain characteristics



51 mm (2") photomultiplier 9658B series data sheet



1 description

The 9658B is a 51mm (2") diameter end window photomultiplier with a prismatic window for enhanced cathode sensitivity, S20 infra-red sensitive photocathode, and 11 high gain, high stability, SbCs dynodes of the long-established venetian blind design providing a low afterpulse rate.

2 applications

- photon counting of bio- and chemi-luminescent samples
- $\text{SO}_x \text{NO}_x$ pollution monitoring
- low light level detection

3 features

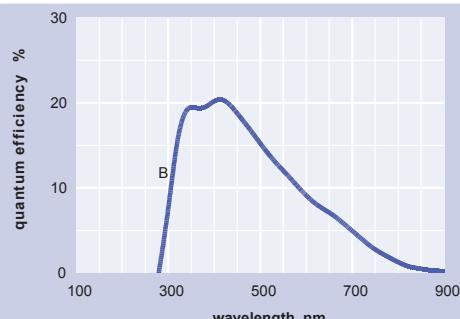
- extended infra-red sensitivity
- low operating voltage
- pin compatible with established type 9558B

4 window characteristics

9658B borosilicate	
spectral range*(nm)	290 - 900
refractive index (n_d)	1.49
K (ppm)	300
Th (ppb)	250
U (ppb)	100

* wavelength range over which quantum efficiency exceeds

5 typical spectral response curves

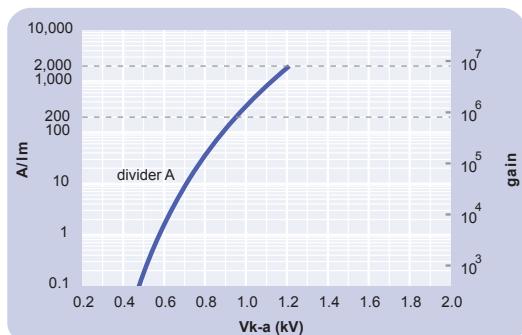


6 characteristics

	unit	min	typ	max
photocathode: S20				
active diameter	mm		46	
quantum efficiency at peak	%	21	250	
luminous sensitivity	$\mu\text{A/lm}$	6	9	
with CB filter			90	
with CR filter		12	18	
with IR filter				
dynodes: 11VBsCs				
anode sensitivity in divider A:				
nominal anode sensitivity	A/lm		200	
max. rated anode sensitivity	A/lm		2000	
overall V for nominal A/lm	V	950	1200	1400
overall V for max. rated A/lm	V			
gain at nominal A/lm	$\times 10^6$		0.8	
dark current at 20 °C:				
dc at nominal A/lm	nA	2	20	20
dc at max. rated A/lm	nA			
dark count rate	s^{-1}		15000	
pulsed linearity (-5% deviation):				
divider A	mA	2	20	
rate effect (I_a for $\Delta g/g=1\%$):	μA			
magnetic field sensitivity:				
the field for which the output decreases by 50 %				
most sensitive direction	T $\times 10^{-4}$		1.7	
temperature coefficient:	% $^{\circ}\text{C}^{-1}$		± 0.5	
timing:				
single electron rise time	ns	10		
single electron fwhm	ns	22		
transit time	ns	65		
weight:	g	190		
maximum ratings:				
anode current	μA		100	
cathode current	nA		1000	
gain	$\times 10^3$		8	
sensitivity	A/lm		2000	
temperature	$^{\circ}\text{C}$	-80	60	
V (k-a) ⁽¹⁾	V		2300	
V (k-d1)	V		450	
V (d-d) ⁽²⁾	V		300	
ambient pressure (absolute)	kPa		202	

⁽¹⁾ subject to not exceeding max. rated sensitivity ⁽²⁾ subject to not exceeding max rated V(k-a)

7 typical voltage gain characteristics

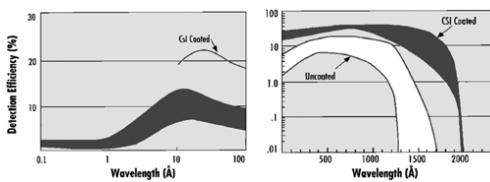


8.4 PDF zu [14]

McPHERSON

MCP

**Microchannel
Plate Intensifier**



MICROCHANNEL PLATE INTENSIFIER

Operating in the Soft X-ray Extreme UV or Vacuum UV requires specialized detection systems. Difficulties with conventional detection schemes in this wavelength range include window transmittance, vacuum sealing and photocathode materials sensitivity.

In order to operate a multichannel or array based detection system in the vacuum ultraviolet, one method is to use an open, windowless microchannel plate (MCP) as an intensifier. MCP intensifiers are most frequently employed when direct detection charge coupled detectors (CCDs) cannot be implemented due to geometry or packaging (e.g. at grazing angles) or when shutter, or gating is required.

The MCP converts invisible vacuum UV radiation into a visible phosphor emission easily detected by photodiode array (PDA) or charge coupled device (CCD). Coupling the phosphor emission to the CCD is by direct fiber-to-fiber coupling, or by lens relay.

Safe operation of open microchannel plates requires a vacuum of at least mid 10E-6 torr.

Property	Options	Specification
Microchannel Plate Diameter	40 25	40mm diameter active area, image grade 25mm diameter available as option
Pore / Space	-	10 / 12 microns
MCP Stages	Standard Chevron	1 plate, single stage (gain ~10E3) 2 stage available as option (gain ~10E6)
Mounting	-	Photocathode 2.75" ahead of DN80CF flange
Photocathode	CsI MgF2 Au	~1 to 200nm ~1 to 120nm ~20 to 120nm
Phosphor	P43 P11	green, several msec decay blue, tenths of msec decay
Image Transfer	Standard -	Fiber Optic, coherent, tapered 40mm to 25mm at CCD Fiber Optic, coherent, 25mm straight
Gating	Standard Gated	DC, use with Model 735 power supply variable gate width, 60nsec to DC, with suitable pulser
Baking	Standard High Temp	80deg C 250deg C
Grazing Angles	-	cut-away retainer for grazing angle access
Power	Ground front Ground rear Ground phos.	no HV danger to user vacuum system independent power supplies, safest pulse counting with Vis images