

JOHANNES GUTENBERG-UNIVERSITÄT MAINZ

BACHELORARBEIT

Charakterisierung eines integrierenden
Photomultipliersystems für das
P2-Experiment

Autor:
Moran Neher

1. Gutachter:
Prof. Dr. Frank Maas

2. Gutachter:
Prof. Dr. Wolfgang Gradl

*Wissenschaftliche Arbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science Physik*

in der

AG Maas

Institut für Kernphysik

Fachbereich Physik

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

Wiesbaden, den 29.08.2022

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung und Motivation	1
2. Präzise Bestimmung des schwachen Mischungswinkels am P2-Experiment	3
2.1. Der schwache Mischungswinkel θ_W	3
2.2. Das P2-Experiment am MESA	4
3. Grundlagen	8
3.1. Photomultiplier-Röhre [PMT]	8
3.1.1. Funktionsweise einer Photomultiplier-Röhre	8
3.1.2. Quanteneffizienz	9
3.1.3. Sammeleffizienz	10
3.1.4. Verstärkung des Dynodensystems	11
3.2. Einzel-Photoelektronen-Spektrum	13
3.2.1. Wahrscheinlichkeitsverteilung der Photoelektronen	13
3.2.2. Dynodensystem und ideale Ladungsverteilung	14
3.2.3. Diskrete und ladungsarme Untergrundprozesse und die reale Ladungsverteilung	16
4. Aufbau des Photomultiplier-Messtandes	20
4.1. LED-Pulser	21
4.2. Funktionsgenerator	23
4.3. Aufbau der optischen Bauelemente	24
4.4. Verwendete Photomultiplier-Röhren und Basen	26
4.5. QDC - Charge-to-Digital Converter	28
5. Gemessene Ladungshistogramme und Fit an das Einzel-Photoelektronen-Spektrum	29
5.1. Versuchsdurchführung und Grundlagen für den EPE-Fit	29
5.2. Bestimmung der PMT-Verstärkung für verschiedene Hochspannungen	33
5.3. Güte der Fits	37
5.4. Mittlere Anzahl an Photoelektronen μ	39
5.5. Weitere Fitparameter	41
6. Zusammenfassung und Ausblick	43
A. Anhang	44
A.1. Anhang zum Versuchsaufbau	44
A.2. Anhang zum Einzel-Photoelektronen-Spektrum	46
A.2.1. Einzel-Photoelektronen-Spektrum in Abhängigkeit von μ	46
A.2.2. Herleitung von $\tilde{G}_n(\mathbf{x}) = G_0(\mathbf{x}) \otimes G_n(\mathbf{x})$	47

A.2.3. Herleitung von $I(\mathbf{x} - \mathbf{Q}_0) = \tilde{\mathbf{G}}_n(\mathbf{x} - \mathbf{Q}_0) \otimes \mathbf{E}(\mathbf{x} - \mathbf{Q}_0)$	48
A.3. Gleichungen für die Versuchsauswertung	50
A.4. Ergebnisse der Versuchsauswertung	51
A.5. Fit der Ladungshistogramme für verschiedene PMT	54
A.5.1. Fit der Ladungshistogramme für ET518	54
A.5.2. Fit der Ladungshistogramme für ET542	60
A.5.3. Fit der Ladungshistogramme für ET520	65
Literaturverzeichnis	72

1. Einleitung und Motivation

Das Standardmodell der Teilchenphysik bildet die Grundlage für die heutige Teilchenphysik in Bezug auf die Elementarteilchen und die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Jedoch ist das Standardmodell nicht in der Lage alle physikalischen Phänomene, wie beispielsweise die Gravitation, zu erklären. Für die Erweiterung des Standardmodells gibt es bereits etliche Theorien und dementsprechend Experimente, welche versuchen Licht ins Dunkle zu bringen. Ein möglicher Ansatz ist dabei die präzise Bestimmung von wichtigen Konstanten des Standardmodells wobei Abweichungen des Messwerts von der Vorhersage des Standardmodells Hinweise auf Neue Physik geben. Einer dieser Parameter ist der elektroschwache Mischungswinkels θ_W , welcher seinen Ursprung in der Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung hat. Der elektroschwache Mischungswinkel, auch Weinberg-Winkel genannt, wird in Unterabschnitt 2.1 eingeführt. Ziel des P2-Experiments ist die Bestimmung des elektroschwachen Mischungswinkels mit einem relativen Fehler von 0.15% aus der schwachen Ladung des Protons Q_W . Diese lässt sich aus der paritätsverletzenden Asymmetrie A^{PV} bei der elastischen Elektron-Proton-Streuung mit linkshändigen und rechtshändigen Elektronen bestimmen. Das Experiment ist in vereinfachter Form in Abbildung 1.1 dargestellt. Die Grundlagen des P2-Experiments werden in Unterabschnitt 2.2 beschrieben.

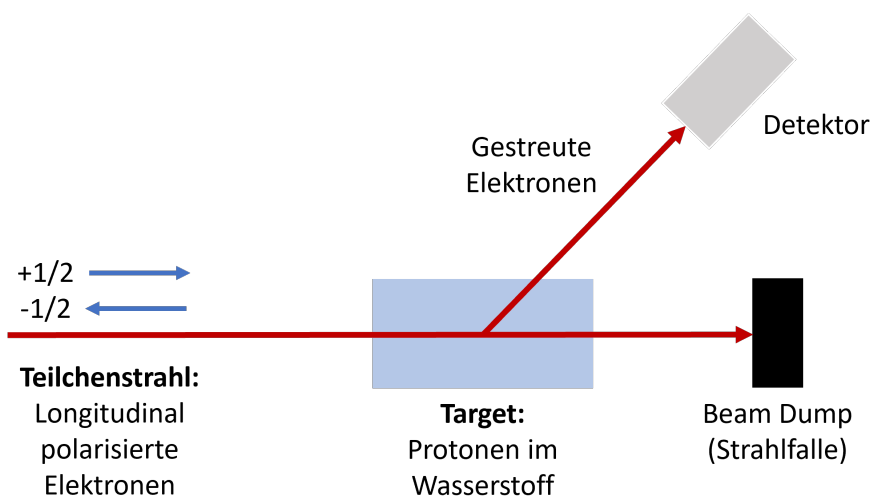


Abbildung 1.1: Vereinfachter Versuchsaufbau des P2-Experiments. Longitudinal polarisierte Elektronen werden an einem unpolarisierten Protonen-Target gestreut und die paritätsverletzende Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung aus den Messdaten des Detektors bestimmt.

Für die geplante Präzision ist unter anderem eine hohe Statistik nötig. Um diese in tragbarer Zeit zu erreichen, wird in Mainz der neue Teilchenbeschleuniger MESA (Mainz-

Energy-Recovering-Superconducting-Accelerator) gebaut. MESA liefert polarisierte Elektronen ($E_{\text{beam}} = 155 \text{ MeV}$) welche die Helizität ($\pm 1/2$) mit einer Frequenz von $\sim 1 \text{ kHz}$ wechseln. Die im Wasserstoff-Target an den unpolarisierten Protonen elastisch gestreuten Elektronen werden vom P2-Spektrometer detektiert. Ein wichtiger Teil des Spektrometers ist der Cherenkov Detektor aus Quarzglas (engl. Fused Silica). Dieser nutzt den Cherenkov-Effekt: elektromagnetische Strahlung, welche bei der Transmission von geladenen Teilchen mit einer höheren Geschwindigkeit als der Phasengeschwindigkeit in dem Medium emittiert wird. Das entstehende Licht wird mit Hilfe von Photomultiplier-Röhren gemessen und zur Analyse des Streuexperiments verwendet. Unterabschnitt 3.1 bietet eine detaillierte Einführung in die Funktionsweise der Photomultiplier-Röhre. Bei Photomultipliern lösen auftreffenden Photonen per Photoeffekt Photoelektronen aus der Photokathodenoberfläche heraus. Im Anschluss werden diese Elektronen über ein mehrstufiges Dynodensystem durch Herauslösen von Sekundärelektronen vervielfacht und resultieren schließlich in einem messbaren Ladungspuls an der Anode.

Diese Bachelorarbeit befasst sich mit der Analyse des Antwortverhaltens von Photomultiplier-Röhren beim Auftreffen eines kurzen Lichtpulses. Dies ist mit Hilfe des sogenannten Einzel-Photoelektronen-Spektrums (EPE-Spektrum) möglich. Das Einzel-Photoelektronen-Spektrum, welches in Unterabschnitt 3.2 hergeleitet wird, beschreibt das Antwortverhalten eines Photomultipliers auf einzelne Photonen und ermöglicht eine Parametrisierung der bei einer gepulsten Lichtquelle gemessenen Ladungsverteilung. Dabei resultieren Pulse mit null Photoelektronen in einer Gaußverteilung, dem sogenannten Pedestal, wobei die Position im Ladungshistogramm vom Offset des Signals abhängt. Resultiert ein Puls in einer Anzahl n Photoelektronen so werden diese vom Dynodensystem verstärkt und resultieren ebenfalls in einem gaußförmigen Peak in der Ladungsverteilung. Dabei repräsentiert der Abstand vom n -Photoelektronen-Peak zum Pedestal, also der Nulllinie, die n -fache Verstärkung des Dynodensystems. Dieser Abstand wird über den Fit eines theoretischen Spektrums bestimmt und ist dabei unabhängig von der Lichtintensität der Lichtquelle und der Quanteneffizienz der Photokathode. Für eine niedrige mittlere Photoelektronenanzahl $\mu < 0.1$ ist der 1-Photoelektronen-Peak besonders ausgeprägt und es lässt sich die Verstärkung direkt bestimmen. Um diese niedrige Zahl an Photoelektronen zu erreichen, wird eine LED mit einstellbaren kurzen Pulsen ($\sim 6 \text{ ns}$) verwendet und der Lichtpuls mit Neutraldichtefiltern zusätzlich abgeschwächt. Der gesamte Aufbau des Messstandes ist in Abschnitt 4 dokumentiert. Abschnitt 5 behandelt den Fit des Einzel-Photoelektronen-Spektrums an die für verschiedene Photomultiplier-Röhren des Herstellers ET Enterprises gemessenen Ladungshistogramme und die Analyse der Fit-Parameter, um unter anderem die Verstärkung des Dynodensystems für verschiedene Betriebsspannungen zu bestimmen.

2. Präzise Bestimmung des schwachen Mischungswinkels am P2-Experiment

2.1. Der schwache Mischungswinkel θ_W

Neben den Elementarteilchen beschreibt das Standardmodell der Teilchenphysik drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen: Die elektromagnetische, die starke und die schwache Wechselwirkung. Obwohl das Standardmodell unvollständig ist, denn die Gravitation lässt sich ohne Erweiterung des Modells nicht erklären, ist das Standardmodell eine der erfolgreichsten wissenschaftlichen Theorien aller Zeiten. In den 1960er Jahren gelang den Physikern Sheldon Lee Glashow [12], Steven Weinberg [18] und Abdus Salam [15] die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung. Diese wird beschrieben durch die vier masselosen Eichbosonen W_1 , W_2 , W_3 und B . Bei den experimentell beobachtbaren Austauschpartikeln der elektroschwachen Wechselwirkung, den W^\pm -Bosonen und dem Z -Boson und dem Photon (hier A), handelt es sich um eine Linearkombination von W_1 und W_2 bzw. eine Mischung von W_3 und B und es gilt

$$\begin{pmatrix} W^+ \\ W^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{i}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{i}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \end{pmatrix} \quad (1)$$

und

$$\begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3 \\ B \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Dabei ist der Parameter θ_W der sogenannte elektroschwache Mischungswinkel (auch Weinberg-Winkel) und eine wichtige Konstante des Standardmodells. Beispielsweise gilt für das Verhältnis der Massen der W -Bosonen M_W und dem Z -Boson M_Z

$$\frac{M_W^2}{M_Z^2} = 1 - \sin^2 \theta_W. \quad (3)$$

Außerdem existiert für die Kopplungskonstanten g und g' mit $\frac{g'}{g} = \tan \theta_W$ und die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung $e = gg'/\sqrt{g^2 + g'^2}$ die Relation

$$\frac{e}{g} = \sin^2 \theta_W \quad (4)$$

welche sich als das Verhältnis zwischen der Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung und der schwachen Wechselwirkung interpretieren lässt.

Aufgrund von energieabhängigen Strahlungskorrekturen ist der Weinberg-Winkel abhängig vom Impulsübertrag μ . Diese Energieabhängigkeit des elektroschwachen Mischungswinkels ist, gemeinsam mit existierenden und geplanten Messungen wie dem

P2-Experiment, in Abbildung 2.1 dargestellt. Für den Weinberg-Winkel am sogenannten Z-Pol gilt laut der Particle Data Group [16] (2018)

$$\sin^2 \theta_W = 0.23122(4) \quad (5)$$

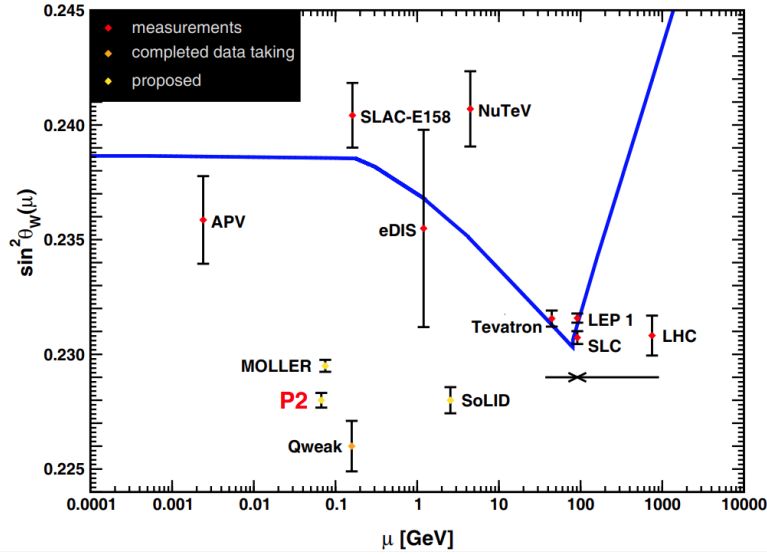


Abbildung 2.1: Der elektroschwache Mischungswinkel $\sin^2 \theta_W$ in Abhängigkeit des Impulsübertrags $\mu = \sqrt{Q^2}$ mit abgeschlossenen Messungen (roter Marker), Messungen mit beendeter Datenaufnahme (orangefarbener Marker) und angekündigten Messungen (gelber Marker). Die Position der geplanten Messungen bezogen auf die y-Achse ist beliebig gewählt. Grafik entnommen aus [5].

2.2. Das P2-Experiment am MESA

Ziel des P2-Experiments ist die präzise Bestimmung des elektroschwachen Mischungswinkels θ_W . Dazu wird die mit dem Weinberg-Winkel zusammenhängende schwache Ladung des Protons Q_W aus der paritätsverletzenden Asymmetrie A^{PV} in der Elektron-Proton Streuung bestimmt. Eine genaue Herleitung des Zusammenhangs der paritätsverletzenden Asymmetrie und dem Weinberg-Winkel findet sich in [5].

Die Asymmetrie ergibt sich aus der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma_{ep}^{\pm}$ für elastische Elektron-Proton-Streuungen mit Elektronen der Helizität $\pm 1/2$ mit [5]

$$A^{PV} \equiv \frac{d\sigma_{ep}^+ - d\sigma_{ep}^-}{d\sigma_{ep}^+ + d\sigma_{ep}^-}. \quad (6)$$

Dabei entspricht eine Helizität von $+1/2$ einem rechtshändigen Elektron und eine Helizität von $-1/2$ einem linkshändigen Elektron. Die Protonen sind unpolarisiert.

Zwischen A^{PV} und $Q_W(p)$ gilt die Relation [5]

$$A^{\text{PV}} = \frac{-G_F Q^2}{4\pi\alpha_{em}\sqrt{2}} [Q_W(p) - F(E_i, Q^2)] \quad (7)$$

mit der Fermi-Kopplungskonstanten G_F , dem quadrierten Impulsübertrag Q^2 , der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α_{em} und der Funktion F , welche abhängig von der Energie der Elektronen E_i und dem quadrierten Impulsübertrag Q^2 die hadronische Struktur des Protons parametrisiert. Außerdem gilt für schwache Ladung des Protons der Zusammenhang [5]

$$Q_W(p) = 1 - 4\sin^2\theta_W. \quad (8)$$

Dabei wird ausgenutzt, dass aufgrund von Gleichung 8 in Gauß'scher Fehlerfortpflanzung gilt [5]

$$\frac{\Delta\sin^2\theta_W}{\sin^2\theta_W} = \frac{1 - 4\sin^2\theta_W}{\sin^2\theta_W} \frac{\Delta Q_W(p)}{Q_W(p)} \approx 0.09 \cdot \frac{\Delta Q_W(p)}{Q_W(p)} \quad (9)$$

Mit diesen Zusammenhängen aus Gleichung 6, Gleichung 7, Gleichung 8 und einem Streuexperiment mit hoher Statistik lässt sich der elektroschwache Mischungswinkel mit hoher Präzision bestimmen. Dies ermöglicht damit die Suche nach Abweichungen vom Standardmodell und somit Physik jenseits des Standardmodells. Angestrebt ist die Bestimmung von $\sin^2\theta_W$ mit einem relativen Fehler von 0.15% [5].

Grundlage dieses Experiments bildet der in Konstruktion befindliche Teilchenbeschleuniger MESA, der Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator (Energie-Rückgewinnender Supraleitender Beschleuniger), welcher für das P2-Experiment einen Elektronenstrahl mit einer Energie von $E_{\text{beam}} = 155$ MeV und einem Strahlstrom $I_{\text{beam}} = 150$ μA liefern wird mit der Möglichkeit, die Helizität der Elektronen mit einer Frequenz von ~ 1 kHz umzukehren [5]. Die Elektronen werden in einem Wasserstoff-Target an den unpolarisierten Protonen elastisch gestreut und mit Hilfe eines Cherenkov-Detektors detektiert. Dabei wird der Cherenkov-Effekt ausgenutzt. Dieser beschreibt die Emission von elektromagnetischer Strahlung bei der Transmission von relativistischen geladenen Teilchen durch ein dielektrisches Medium. Dazu muss die Geschwindigkeit der geladenen Teilchen, hier der Elektronen, größer sein als die Phasengeschwindigkeit von Licht c_n in dem Medium welche gegeben ist durch $c_n = c_0/n$ mit der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c_0 und dem Brechungsindex des Mediums n . In Abbildung 2.2 ist der vereinfachte Aufbau eines Cherenkov-Detektors dargestellt. Im P2-Experiment wird Quarzglas (engl. Fused Silica) als Cherenkov-Medium verwendet und es ist ein Cherenkov-Detektor-Ring aus 72 Cherenkov-Detektoren geplant. Dieser ist in in Abbildung 2.3 dargestellt. Ein gestreutes Elektron erzeugt beim Passieren des Cherenkov-Mediums etwa 75 Photonen [14]. Dabei verhindert eine reflektive Hülle, dass Photonen verloren gehen und ein lichtdichtes Gehäuse das Eindringen von Photonen von außen. Über Reflektionen erreichen die

Photonen schließlich einen Photomultiplier (Photoelektronenvervielfacher). Dieser ist in der Lage selbst geringe Lichtmengen (einzelne Photonen) zu detektieren und wird in Unterabschnitt 3.1 ausführlich eingeführt.

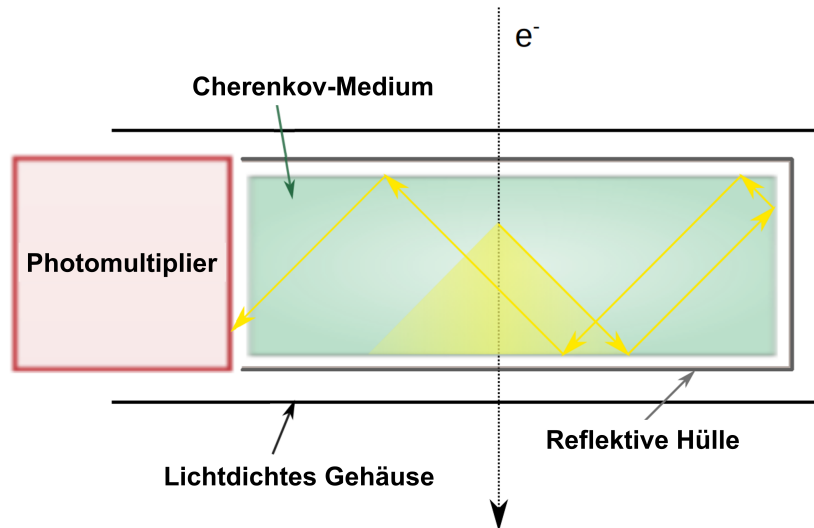


Abbildung 2.2: Detektion eines Elektrons mit Hilfe eines Cherenkov-Mediums (Szintillator) und eines Photomultipliers.

Grafik entnommen aus [14] und Beschriftung aus dem Englischen übersetzt.

Aufgrund des hohen Elektronenstroms in der Größenordnung von ≈ 1 GHz pro Cherenkov-Detektor-Modul werden beim P2-Experiment keine einzelnen Ereignisse gemessen, sondern der am Photomultiplier entstehende Strom (Strommodus) [14]. Dieser Strom wird über ein kleines Zeitfenster integriert und zur Auswertung der Asymmetrie verwendet. Zur Kalibrierung der Module wird neben dem Strommodus auch der Einsatz der Photomultiplier im Pulsmodus, also zur Detektion einzelner Ereignisse, möglich sein. Dazu ist unter anderem die Verstärkung des Dynodensystems der Photomultiplier von Interesse, welche im folgenden über das Einzel-Photoelektronen-Spektrum aus Unterabschnitt 3.2 bestimmt wird.

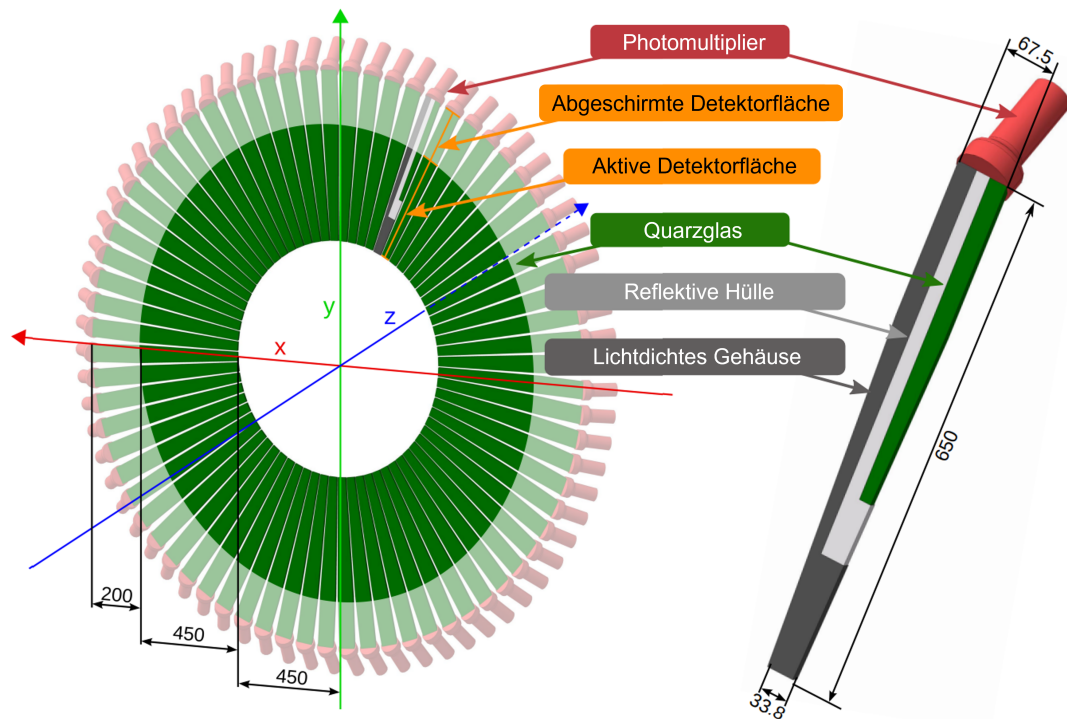


Abbildung 2.3: Cherenkov-Detektor-Ring (links) bestehend aus 72 Cherenkov-Detektoren (rechts). Die Photomultiplier-Röhren befinden sich jeweils am Ende der Quarzglas-Stäbe. Dabei dienen die Quarzglas-Stäbe als Cherenkov-Medium (aktive Detektorfläche) und in Kombination mit der reflektiven Hülle als Lichtleiter (abgeschirmte Detektorfläche) zur Photomultiplier-Röhre. Längenangaben im Millimeter.

Grafik entnommen aus [14] und Beschriftung aus dem Englischen übersetzt.

3. Grundlagen

3.1. Photomultiplier-Röhre [PMT]

In diesem Abschnitt werden die zur Detektion von Licht verwendeten Photoelektronenvervielfacher (engl. Photomultiplier tube [PMT]) eingeführt. Außerdem wird die Verstärkung des Dynodensystems einer PMT hergeleitet. Eine herausragende Quelle bezüglich der Grundlagen und Anwendungen von Photomultipliern ist dabei das englischsprachige Handbuch "Photomultiplier tubes - basics and applications" des PMT-Herstellers Hamamatsu Photonics [13].

3.1.1. Funktionsweise einer Photomultiplier-Röhre

Eine Photomultiplier-Röhre dient zur Messung von schwachen Lichtsignalen und ist dabei in der Lage, einzelne Photonen zu detektieren. Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Aufbau einer Photomultiplier-Röhre.

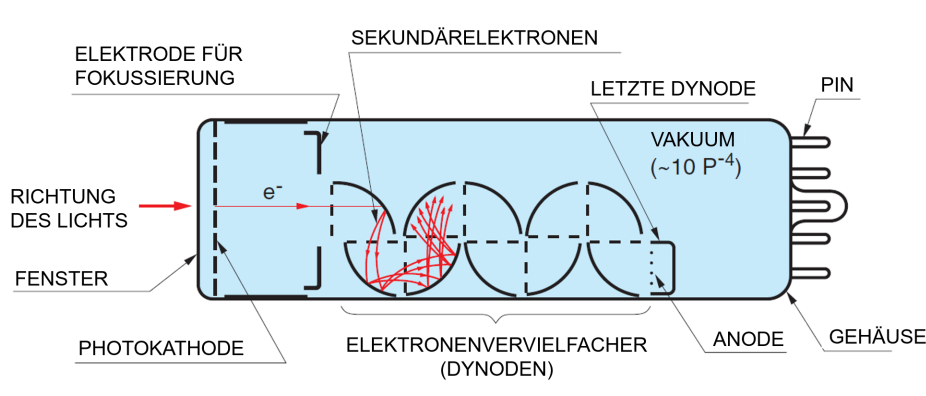


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau einer Photomultiplier-Röhre. Beschreibung im Fließtext.

Mit freundlicher Erlaubnis von Hamamatsu Photonics entnommen aus dem PMT-Handbuch [13] (Abb. 2-1, S.14). Beschriftung aus dem Englischen übersetzt.

Bei dem Gehäuse handelt es sich um eine vakuumierte¹ Glasröhre mit einem Eintrittsfenster an der Front und elektrischen Anschlüssen in Form von Pins an der Rückseite. Transmittiert ein Photon das Eintrittsfenster der PMT und erreicht die Photokathode, führt dies vereinzelt zum Herauslösen eines Photoelektrons aus der Kathodenoberfläche

¹Durch das Vakuum enthält die Röhre eine reduzierte Anzahl an Gasteilchen, welche durch die Elektronen ionisiert werden könnten.

(äußerer photoelektrischer Effekt). Dabei ist die Photokathode semi-transparent, das heißt die Photoelektronen werden beim Auftreffen eines Photons auf das Eintrittsfenster aus der Kathodenfläche innerhalb der PMT herausgelöst. Mit Hilfe einer fokussierenden Elektrode gelangen die Photoelektronen zur ersten Dynode des Dynodensystems. Damit es beim Auftreffen eines Photoelektrons auf der Dynode zum Herauslösen von einer hohen Zahl (≥ 4) an Sekundärelektronen kommt müssen die Elektronen beschleunigt werden. Dazu wird zwischen der Photokathode und der Anode eine Hochspannung angelegt welche mit Hilfe eines Spannungsteilers über die Pins auf die einzelnen Dynoden verteilt wird. Die herausgelösten Sekundärelektronen werden anschließend auf die Folgedynode beschleunigt und lösen dort selbst ein Vielfaches an Sekundärelektronen aus. Dieser lawinenartige Effekt ermöglicht es, dass ein einzelnes Photon in einer messbaren Ladung an der Anode resultiert. Entsprechend führt ein Lichtstrom zu einem Strom an der Anode. Die angelegte Hochspannung liegt typischerweise zwischen 500 V und 2000 V [13] und wird für die gewünschte Verstärkung passend eingestellt. Zur Detektion von einzelnen Photonen ist in der Regel eine hohe Verstärkung in der Größenordnung von 10^6 nötig. Bei einem Lichtstrom mit hoher Intensität würde eine zu hohe Verstärkung zu einer Überbelastung der Dynoden und einem zu großen Strom führen, weswegen dort niedrigere Spannungen üblich sind.

3.1.2. Quanteneffizienz

Die Quanteneffizienz η eines Photomultipliers beschreibt das Verhältnis der Anzahl an ausgelösten Photoelektronen n_e und eintreffenden Photonen n_{ph} mit

$$\eta(\lambda) = \frac{n_e}{n_{ph}} \quad (10)$$

und ist abhängig von der Beschaffenheit der Photokathode und der Wellenlänge des Lichts λ . Dabei liegt die maximale Quanteneffizienz üblicher Photomultiplier unter 35%² und fällt üblicherweise um den Maximalwert für höhere oder niedrigere Wellenlängen deutlich ab. Die Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge für ein Modell des Photomultiplier-Herstellers ET Enterprises ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Die Quanteneffizienz liegt dort bei etwa 25% für eine Wellenlänge von ca. 360 nm (oberer UV-Bereich). Für höhere Wellenlängen fällt die Quanteneffizienz stark ab. Bei einer Wellenlänge von 470 nm, welche im folgenden Versuch verwendet wird, liegt die Quanteneffizienz nur noch unter 20%. Die Quanteneffizienz ist dabei individuell abhängig von der jeweiligen PMT (bzw. der Photokathode) und weicht bei gegebener Wellenlänge von Modell zu Modell um bis zu 5% ab.

²Photokathoden aus sogenanntem Ultra Bialkali erreichen eine Quanteneffizienz von bis zu 43% ($\lambda_{peak} = 350 \text{ nm}$)[13]

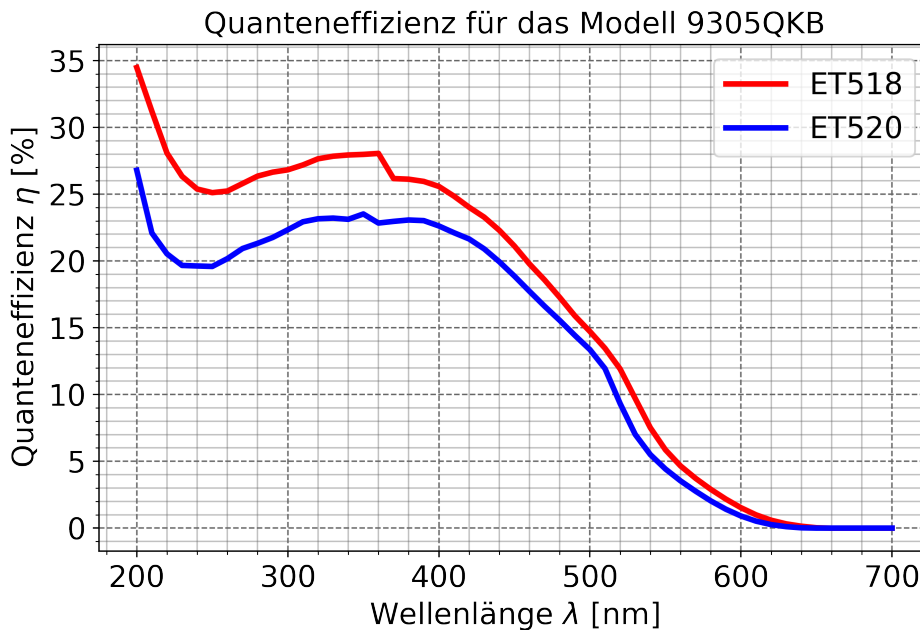


Abbildung 3.2: Der Graph zeigt die Quanteneffizienz (in Prozent) der Photokathode in Abhängigkeit von der Wellenlänge (in nm) des eintreffenden Lichtes für zwei Photomultiplier des Modells 9305QKB von ET Enterprises. Dieses Modell besitzt eine Photokathode welche für Licht aus dem Cherenkov-Effekt in Quarzglas für das P2-Experiment optimiert wurde und weist dafür selbst bei Wellenlängen im UV-Bereich eine hohe Quanteneffizienz auf (siehe auch Unterabschnitt 2.2).

3.1.3. Sammeleffizienz

Die Sammeleffizienz α beschreibt die Anzahl an Ereignissen an der Anode im Vergleich zur Anzahl der ausgelösten Photoelektronen. Dabei entspricht eine Sammeleffizienz von 100%, dass jedes ausgelöste Photoelektronen die aktive Fläche der ersten Dynode erreicht, im Dynodensystem verstärkt wird und in einem Ladungspuls an der Anode resultiert. Damit die Photoelektronen die erste Dynode erreichen, befindet sich hinter der Photokathode eine fokussierende Elektrode. Dabei beschreibt die aktive Fläche der Dynode den Bereich, bei dem ein auftreffendes Photoelektron effektiv vom Dynodensystem verstärkt wird, ohne dass die Sekundärelektronen vom gewünschten Pfad abweichen und verloren gehen [13]. Die ersten Dynoden sind hier von besonders hoher Relevanz, da dortige Verluste aufgrund der noch geringen Anzahl an Elektronen die größte Auswirkung auf die Ladung an der Anode haben. Durch Anpassen der Stärke des elektrischen Feldes, also der anliegenden Spannung, und Form der Elektroden (also auch der

Dynoden) erreichen Photomultiplier üblicherweise eine Sammeleffizienz von 60% bis 90% [13].

3.1.4. Verstärkung des Dynodensystems

Die Verstärkung des Dynodensystems g eines Photomultipliers lässt sich bestimmen durch die Multiplikation der Sammeleffizienz α mit der Elektronen-Vervielfachung durch die Dynoden und es gilt [13]

$$g = \alpha \prod_{i=1}^n \delta_i \quad (11)$$

mit der Emissionsrate an Sekundärelektronen δ_i an der i -ten Dynode ($1 \leq i \leq n$). Ein Elektronenstrom I_e auf die Dynode i führt dabei zu einem Strom an Sekundärelektronen $\delta_i \cdot I_e$. Dabei resultiert eine höhere Energie der auftreffenden Elektronen in einer höheren Emissionsrate. Folglich führt eine erhöhte Spannungsdifferenz E_i zwischen zwei Dynoden zu einer erhöhten Emissionsrate bei der Folgedynode. Nach [13] lässt sich die Emissionsrate δ_i schreiben als

$$\delta_i = a \cdot E_i^k \quad (12)$$

mit dem Vorfaktor a und der dynodenabhängigen Konstante k . Dabei ist k bestimmt durch das Material und die Struktur der Dynode und liegt zwischen 0.7 und 0.8. Unter der Annahme von nahezu baugleichen Dynoden, einer gleichmäßigen Verteilung der Hochspannung U und einer Sammeleffizienz von $\alpha = 100\%$ lässt sich Gleichung 11 vereinfachen zu [13]

$$g = (a \cdot E_i^k)^n = a^n \left(\frac{U}{n+1} \right)^{kn} = A \cdot V^{kn} \quad (13)$$

mit der Konstante $A = \frac{a^n}{(n+1)^{kn}}$. Folglich bildet die Verstärkung g aufgetragen gegen die Hochspannung U in doppelt-logarithmischer Darstellung eine Gerade mit Steigung kn . Beispielhaft ist die Verstärkung nach Gleichung 11 für realistische Parameter in Abbildung 3.1.4, linear und doppelt-logarithmisch, dargestellt. Eine Verstärkung von $g = 10^6$ wird üblicherweise für eine angelegten Hochspannung von 800 bis 1000 V erreicht. Ein Photoelektron resultiert dann in 10^6 Sekundärelektronen an der Anode, was einer Ladung von $|Q| = 10^6 |e| \approx 160.2 \text{ fC}$ entspricht. Diese Größenordnung ist ausreichend, um die Ladungsverteilung von einzelnen Photonen mit einem sogenannten Charge-Digital-Converter (QDC), welcher in Unterabschnitt 4.5 vorgestellt wird, zu vermessen. Bei höheren Spannungen sind auch Verstärkungen von mehr als 10^8 möglich.

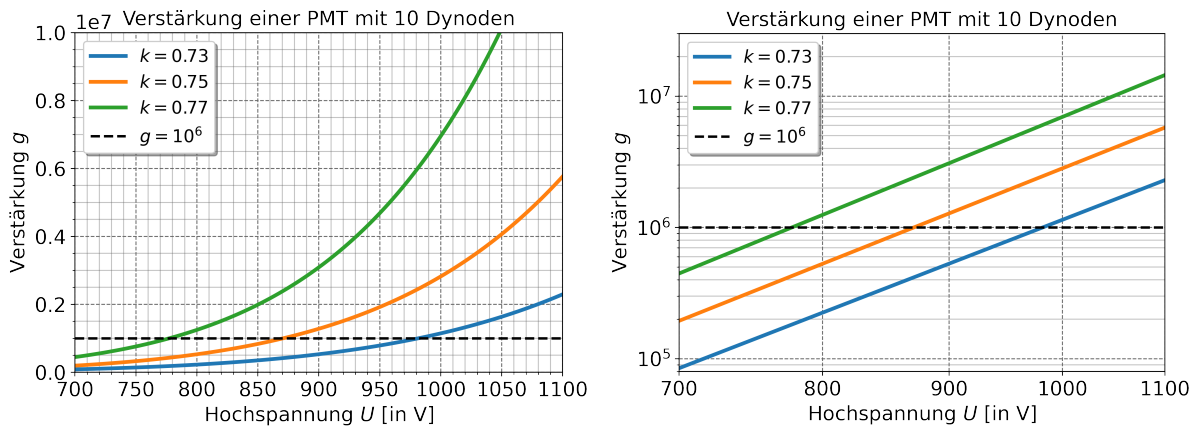


Abbildung 3.3: Verstärkung g in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung nach Gleichung 13 für $a = 0.15$, $n = 10$ (Dynodenanzahl) und verschiedene Werte für k in linearer und doppelt-logarithmischer Darstellung. Die schwarz gestrichelte Linie repräsentiert eine Verstärkung von 10^6 .

Bei der Herstellung des Dynodensystems und der Photokathode der PMTs haben kleinste Abweichungen einen großen Einfluss auf das Antwortverhalten der Photomultiplier, wie beispielsweise die Verstärkung des Dynodensystems. Seitens des Photomultiplier-Herstellers ET Enterprises dient die sogenannte nominelle Betriebsspannung als Richtwert für diese Unterschiede. Die nominelle Betriebsspannung wird im Strommodus bestimmt, indem der Photomultiplier mit einer Lampe mit bekanntem Lichtstrom (in Lumen) bestrahlt wird und gemessen wird, bei welcher Betriebsspannung der Strom an der Anode einen Wert von 50 A/lm erreicht. Dementsprechend resultiert hier eine niedrige Quanteneffizienz der Photokathode für das Spektrum der Lampe auch in einer höheren nötigen Betriebsspannung. Dabei gilt zu beachten, dass die Lichtmenge nicht wirklich ein Lumen beträgt, sondern deutlich kleiner ist und die Angabe 50 A/lm lediglich das Verhältnis zwischen Lichtstrom ($\ll 1$ lm) und dem daraus resultierenden Strom ($\ll 50$ A) angibt. Da das genaue Spektrum der von ET Enterprises verwendeten Lichtquelle unbekannt ist und die Quanteneffizienz der Photokathode abhängig von der Wellenlänge ist, lässt sich hieraus jedoch nur bedingt eine gleiche Verstärkung bei gleicher Wellenlänge des Lichts ableiten. Somit ist es essentiell, die Verstärkung des Dynodensystems der Photomultiplier unabhängig von der Quanteneffizienz zu bestimmen.

3.2. Einzel-Photoelektronen-Spektrum

Im folgenden Abschnitt wird das Einzel-Photoelektronen-Spektrum (EPE-Spektrum) eines Photomultipliers hergeleitet. Dazu wird eine gepulste Lichtquelle mit ausreichend kurzen Pulsen betrachtet, so dass sich das Antwortverhalten der PMT auf einzelne Photonen herleiten lässt. Dabei wird für die Verteilung der Photonen eine Poisson-Verteilung angenommen und es werden sowohl die Eigenschaften der Photokathode und des Dynodensystems als auch Untergrundprozesse berücksichtigt. Die Herleitung folgt dem Artikel "Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier" von E.H. Bellamy et al. (1993) [6].

3.2.1. Wahrscheinlichkeitsverteilung der Photoelektronen

Die Anzahl an Photonen aus einer gepulsten Lichtquelle, welche die Photokathode des Photomultipliers erreichen, lässt sich beschreiben durch eine Poisson-Verteilung $P(m, \lambda)$ (siehe Abbildung 3.4) [3]. Dabei ist λ die mittlere Anzahl an Photonen und $P(m, \lambda)$ die Wahrscheinlichkeit, dass m Photonen die Photokathode erreichen.

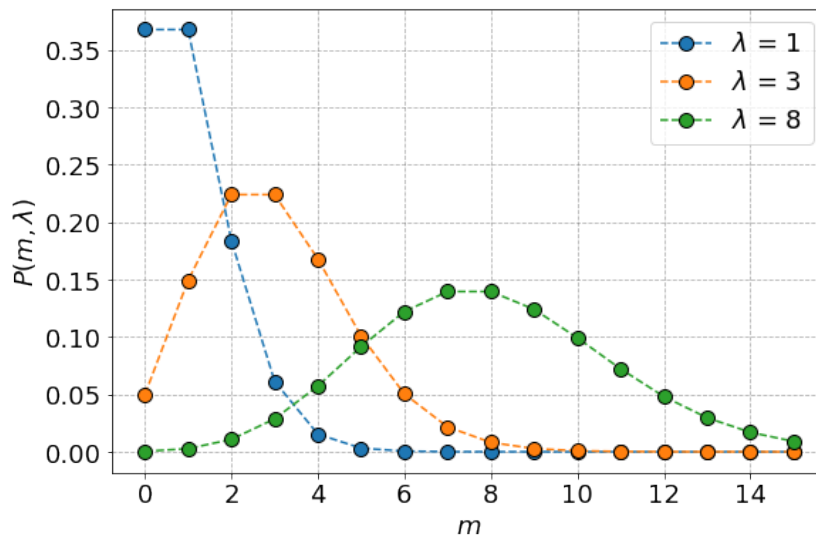


Abbildung 3.4: Poissonverteilung $P(m, \lambda)$ für verschiedene Erwartungswerte λ in Abhängigkeit der Anzahl detektierter Photonen m .

Die Wahrscheinlichkeit, dass bei m eintreffenden Photonen n Photoelektronen das Dynodensystem der PMT erreichen, basiert auf der Quanteneffizienz η (abhängig von der Beschaffenheit der Photokathode und der Wellenlänge des Lichts) und der Sammeleffizienz³ α (engl. collection efficiency) des Photomultipliers [13]. Damit ist die Nachweisef-

³Für hohe Spannungen zwischen Photokathode und erster Dynode geht die Sammeleffizienz gegen 100% [13]. Es folgt $DE \approx \eta$.

fizienz (engl. detection efficiency) DE der PMT gegeben durch [13]

$$DE = \eta \cdot \alpha. \quad (14)$$

und lässt sich nach [3][6] durch eine Binomialverteilung $B(n, m, \eta)$ beschreiben. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Photoelektronen an der ersten Dynode ergibt sich aus der Faltung von $P(n, \lambda)$ und $B(n, m, \eta)$ und ist ebenfalls eine Poisson-Verteilung mit [6]

$$P(n, \mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \quad (15)$$

und der mittleren Anzahl an detektierten Photoelektronen $\mu = DE \cdot \lambda$.

3.2.2. Dynodensystem und ideale Ladungsverteilung

Erreicht ein Photoelektron die erste Dynode des Dynodensystems kommt es zur Emission von Sekundärelektronen. Unter der Annahme, dass der Sekundäremissionskoeffizient (engl. secondary emission coefficient) der ersten Dynode groß (≥ 4) ist und die Sammeleffizienz für Sekundärelektronen für die folgenden Dynoden gegen eins geht, lässt sich das Signal des Dynodensystems durch eine Gaußverteilung annähern: [6]

$$G_1(x) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - Q_1)^2}{2\sigma_1^2}\right). \quad (16)$$

Dabei ist x die Ladung am Ende des Dynodensystems, Q_1 die mittlere Ladung für ein einzelnes detektiertes Photoelektron und σ_1 die Standardabweichung der Ladungsverteilung. Dieser Zusammenhang zwischen Photoelektron und Ladungsverteilung bietet die Grundlage für die Bestimmung der Verstärkung g des Detektorsystems. Mit Hilfe der mittleren Ladung an der Anode Q_0 und der Elektronenladung e (-1.6022×10^{-19} C) ist diese gegeben durch [6]

$$g = \frac{Q_1}{e}. \quad (17)$$

Analog lässt sich die Ladungsverteilung für n Photoelektronen, unter der Annahme, dass die Verstärkung der einzelnen Photoelektronen im Dynodensystem unabhängig voneinander geschieht, durch die n -fache Faltung von $G_1(x)$ mit sich selbst beschreiben und ist gegeben durch [6]

$$G_n(x) = \underset{i=1}{\overset{n}{\circledast}} G_1(x) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(x - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right). \quad (18)$$

Dabei ist mittlere Ladung Q_n im Fall von n Photoelektronen trivialerweise

$$Q_n = n \cdot Q_1, \quad (19)$$

da jedes der n Photoelektronen im Mittel in der Ladung Q_1 an der Anode resultiert. Die gefaltete Standardabweichung $\sigma_n = \sqrt{n}\sigma_1$ ist proportional zu \sqrt{n} . Die Faltung lässt sich analog zur Herleitung im Anhang in Unterabschnitt A.2.2 berechnen.

Aus der Faltung der Wahrscheinlichkeitsverteilung der im Dynodensystem auftretenden Photoelektronen $P(n, \mu)$ und der Ladungsverteilung am Ende des Dynodensystems $G_n(x)$ lässt sich somit, unter Vernachlässigung von elektronischem Rauschen, möglichen Schwankungen im Messaufbau und Untergrundereignissen, das Einzel-Photoelektron-Spektrum S_{ideal} einer idealen Photomultiplier-Röhre bestimmen mit [6]

$$S_{\text{ideal}}(x) = P(n, \mu) \otimes G_n(x) \quad (20)$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(x - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right). \quad (21)$$

Dieses ideale Einzel-Photoelektronen-Spektrum aus ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Das Gesamtspektrum ist gestrichelt in grau dargestellt. Darunter sind die einzelnen Beiträge zum Spektrum aus Ereignissen mit $n \leq 4$ Photoelektronen abgebildet. Der schwarze schmale Peak folgt aus der Tatsache, dass bei keinem detektiertem Photoelektron, also null Photoelektronen (0 Ph. e), auch keine Ladung im Dynodensystem verstärkt wird und in diesem Fall für alle Ereignisse $Q = 0$ ist. Basierend auf Gleichung 18 gilt für $n \rightarrow 0$ $G_n(x) \rightarrow \delta(x)$, wobei $\delta(x)$ die Delta-Distribution darstellt [6]. Da die mittlere Anzahl an Photoelektronen in diesem Fall bei $\mu = 1$ liegt, ist das weitere Spektrum dominiert vom 1 Ph.e-Peak. Das Überlappen benachbarter Photoelektronen-Peaks führt dabei zu einer schlechteren Differenzierbarkeit der Peaks im Gesamtspektrum, besonders für große n ($\sigma_n \propto \sqrt{n}$).

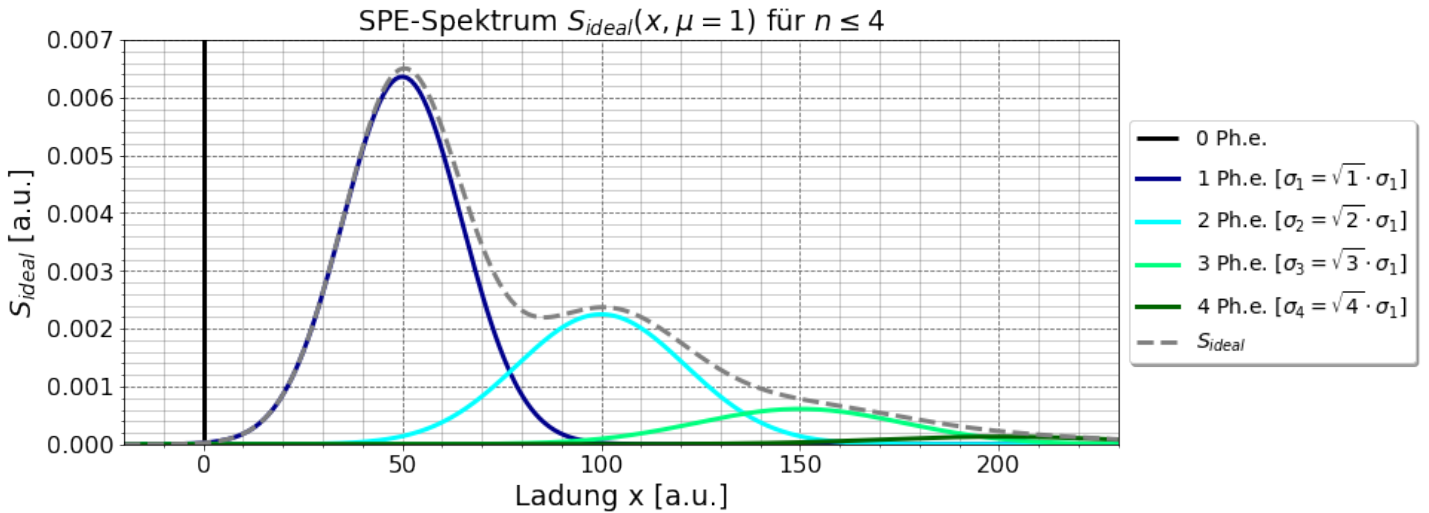


Abbildung 3.5: Theoretisches Einzel-Photoelektronen-Spektrum $S_{\text{ideal}}(x)$ aus Gleichung 21 für eine ideale PMT ohne Rauschen und Untergrund.

Verwendete Parameter: $Q_1 = 50$, $\sigma_1 = 15$, $\mu = 1$.

3.2.3. Diskrete und ladungsarme Untergrundprozesse und die reale Ladungsverteilung

In der Realität ist das Signal an der Anode der Photomultiplier-Röhre weder frei von elektronischem Rauschen noch von Untergründereignissen welche ihren Ursprung nicht direkt im Signal der LED haben. Basierend auf [6] lassen sich die Untergrundprozesse aufteilen in ladungsarme (I) und diskrete (II) Prozesse, wobei sich der Untergrund aus der Faltung der beiden Prozesse zusammensetzt mit

$$B(x) = B_{\text{I}} \otimes B_{\text{II}}. \quad (22)$$

Die ladungsarmen Prozesse treten dabei bei jeder Messung auf und finden ihren Ursprung beispielweise in der thermischen Emission von Elektronen aus dem Dynodenmaterial abhängig von der Temperatur oder analog in der Feldemission aufgrund des zwischen den Dynoden angelegten elektrischen Feldes (siehe auch [13]). Dabei gilt für die Verteilungsfunktion nach [6]

$$B_{\text{I}} = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_0^2}\right) = G_0(x) \quad (23)$$

eine Gaußverteilung mit Standardabweichung $\sigma = \sigma_0$.

Die diskreten Prozesse sind unter anderem auf die Photoemission aus den fokussierenden Elektroden und Dynoden oder Photoelektronen, welche die erste Dynode verpassen, zurückzuführen und lassen sich mit einer Exponentialfunktion $E(x)$ annähern [6]. Da es sich um diskrete Ereignisse handelt, lässt sich diesem Prozess eine Wahrscheinlichkeit w zuordnen, dass es im gemessenen Zeitfenster zu einem solchen Ereignis kommt und es gilt [6]

$$B_{\text{II}} = (1 - w) + wE(x) \quad (24)$$

$$= (1 - w) + w\theta(x)\alpha \exp(-\alpha x) \quad (25)$$

mit der Zerfallskonstante α und der Stufenfunktion (auch Heaviside-Funktion genannt)

$$\theta(x) = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ 1 & x \geq 0 \end{cases}. \quad (26)$$

Unter Beachtung der Untergrundprozesse ergibt sich das reale Einzel-Photoelektronenspektrum S_{real} aus der Faltung des idealen Spektrums $S_{\text{ideal}}(x)$ (Gleichung 21) und dem Untergrund $B(x)$ (Gleichung 22). Dabei ist es von Vorteil, die Assoziativität der Faltung auszunutzen und zuerst die Faltung von $S_{\text{ideal}}(x)$ mit B_{I} (Gleichung 23) zu berechnen.

Es folgt

$$S_{B_I}(x) = (S_{\text{ideal}} \otimes B_I)(x) \quad (27)$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} G_n(x) \otimes G_0(x) \quad (28)$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \int_{-\infty}^{+\infty} G_0(x-y) G_n(y) dy \quad (29)$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \tilde{G}_n(x) \quad (30)$$

wobei $\tilde{G}_n(x)$ ebenfalls eine Gaußverteilung beschreibt mit $\tilde{\sigma}_n = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_n^2}$. Eine Herleitung zu diesem Ergebnis findet sich im Anhang in Unterabschnitt A.2.2.

Die Faltung von $S_{B_I}(x)$ mit $B_{II}(x)$ ergibt dann das reale Einzel-Photoelektron-Spektrum S_{real} mit

$$S_{\text{real}}(x) = (S_{\text{ideal}} \otimes B)(x - Q_0) \quad (31)$$

$$= (S_{\text{ideal}} \otimes B_I \otimes B_{II})(x - Q_0) \quad (32)$$

$$= (S_{B_I} \otimes B_{II})(x) \quad (33)$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \cdot \left[(1-w) \tilde{G}_n(x - Q_0) + w I_{\tilde{G}_n \otimes E}(x - Q_0) \right] \quad (34)$$

und

$$I_{\tilde{G}_n \otimes E}(x - Q_0) = \int_{Q_0}^x \tilde{G}_n(x' - Q_0) \alpha \exp[-\alpha(x - x')] dx' \quad (35)$$

$$= \frac{\alpha}{2} \exp[-\alpha(x - Q_n - \alpha \sigma_n^2)] \quad (36)$$

$$\times \left[\operatorname{erf} \left(\frac{|Q_0 - Q_n - \sigma_n^2 \alpha|}{\sigma_n \sqrt{2}} \right) + \operatorname{sign}(x - Q_n - \sigma_n^2 \alpha) \times \operatorname{erf} \left(\frac{|x - Q_n - \sigma_n^2 \alpha|}{\sigma_n \sqrt{2}} \right) \right]$$

mit

$$Q_n = Q_0 + nQ_1, \quad (37)$$

$$\sigma_n = \sqrt{\sigma_0^2 + n\sigma_1^2}. \quad (38)$$

Eine Herleitung zu $I_{\tilde{G}_n \otimes E}(x - Q_0)$ (Gleichung 36) findet sich im Anhang in Unterabschnitt A.2.3. Ein beispielhaftes Spektrum von $S_{\text{real}}(x)$ mit $\mu = 1$ ist in Abbildung 3.6

zu sehen. Weitere Spektren für mehrere Werte von μ sind im Anhang in Abbildung A.1 dargestellt.

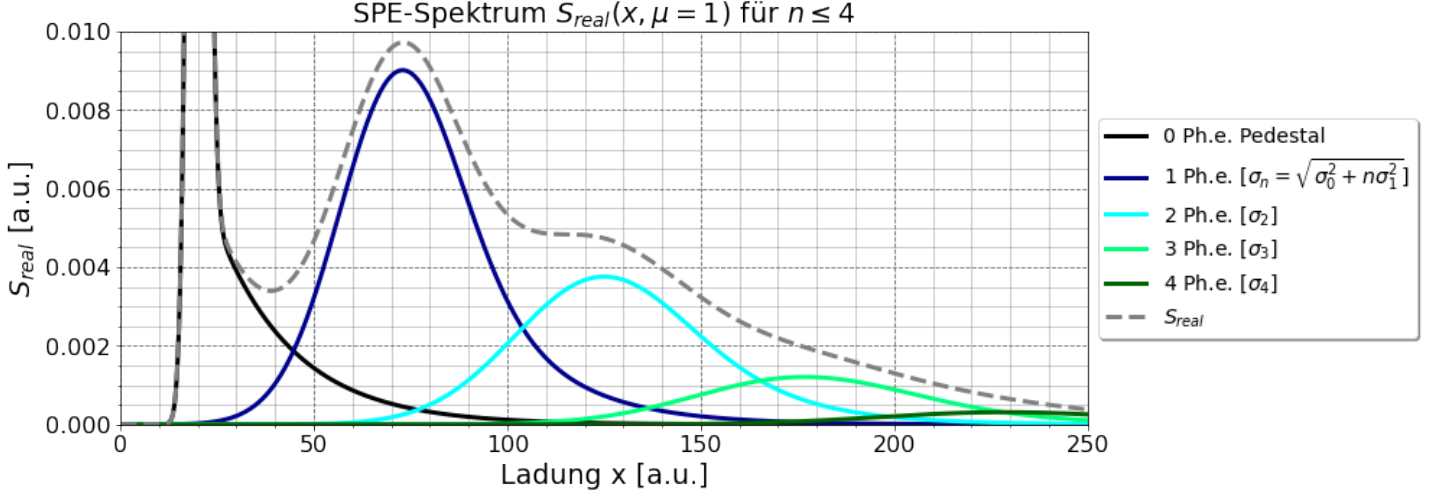


Abbildung 3.6: Reales Einzel-Photoelektronen-Spektrum $S_{\text{real}}(x)$ aus Gleichung 34 unter Betrachtung von ladungsarmen B_{I} und diskreten B_{II} Untergrundprozessen. Das Gesamtspektrum ist gestrichelt in grau dargestellt. Darunter sind die einzelnen Beiträge zum Spektrum abgebildet. Das Pedestal in schwarz setzt sich zusammen aus der gaußförmigen Verteilung der 0 Ph.e.-Ereignisse (B_{I}) und einer exponentiell abfallenden rechten Flanke (B_{II}). Beide Untergrundprozesse treten ebenfalls bei den Photoelektronen-Peaks auf und führen zu einer Verbreiterung der Peaks und einer leicht flacheren rechten Flanke aufgrund der zusätzlichen Exponentialfunktion.

Verwendete Parameter:

$$Q_0 = 20, \sigma_0 = 2, Q_1 = 50, \sigma_1 = 15, w = 0.35, \alpha = 0.05, \mu = 1.$$

Im idealen Spektrum S_{ideal} bilden die Ereignisse mit 0 Ph.e., wenn kein Photoelektron von der PMT detektiert wurde, einen Peak im Kanal mit Ladung $Q = 0$ C. Im Vergleich dazu stellt der 0 Ph.e.-Peak in S_{real} eine Gaußverteilung mit Mittelwert Q_0 und Standardabweichung σ_0 dar. Diese beiden Parameter dienen zur Beschreibung des sogenannten Pedestals des EPE-Spektrums. Weil das PMT-Signal meist einen Offset von der Nulllinie (0 mV) besitzt, führt auch ein Zeitfenster ohne Photoelektron zu einer endlichen an der Anode gemessenen Ladung mit dem Mittelwert des Pedestals Q_0 . Aufgrund von elektrischem Rauschen im Signal und weiteren Untergrundprozessen hat die Ladungsverteilung des Pedestals eine endliche Standardabweichung σ_0 . Der Übergang zwischen Pedestal und erstem Photoelektron-Peak ist geprägt durch die Exponentialfunktion der diskreten Untergrundprozesse $B_{\text{II}}(x)$. Dabei ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines diskreten Untergrundprozesses in einer Messung, unabhängig von der Anzahl der Photoelektronen, gegeben durch den Parameter $0 \leq w \leq 1$. Der Koeffizient des exponentiellen Abfalls ist gegeben durch den Parameter α . Diese beiden Parameter beschreiben

damit die diskreten Untergrundprozesse des Spektrums. Die Parameter Q_1 und σ_1 geben sowohl in S_{ideal} als auch S_{real} die mittlere Ladung für ein Photoelektron und die Standardabweichung des 1 Ph.e.-Peak aufgrund der Verstärkung des Dynodensystems an und sind mit den Peaks mit einer höheren Anzahl an Photoelektronen über $Q_n = n \cdot Q_1$ und $\sigma_n = \sqrt{n} \cdot \sigma_1$ verknüpft. Aufgrund der Faltung mit den ladungsarmen Untergrundprozessen kommt es im realen Spektrum zu einer Verbreiterung des 1 Ph.e.-Peaks zu einer Standardabweichung $\tilde{\sigma}_n = \sqrt{\sigma_0^2 + n\sigma_n^2}$.

Wichtiges Merkmal dieses Spektrums ist die Tatsache, dass die mittlere Ladung eines Photoelektrons an der Anode Q_1 , welche über Gleichung 17 mit der Verstärkung verknüpft ist, unabhängig von der Intensität des Lichtes ist [6]. Diese fließt über den Parameter μ in das Spektrum ein. In der Versuchsauswertung in Abschnitt 5 wird das hier hergeleitete reale Einzel-Photoelektronen-Spektrum mit Hilfe der Python-Funktion `scipy.optimize.curve_fit` [17] an die Messdaten gefittet und die Fitparameter können somit dazu genutzt werden, die Verstärkung des Dynodensystem von Photomultipliern unabhängig von der Quanteneffizienz der PMT und der Lichtintensität der LED zu bestimmen. Außerdem lässt sich aus der mittleren Anzahl an Photoelektronen bei bekannter Quanteneffizienz die mittlere Anzahl der auf die Photokathode auftreffenden Photonen abschätzen.

4. Aufbau des Photomultiplier-Messtandes

Ziel des Versuchsaufbaus ist es, das Einzel-Photoelektron-Spektrum von Photomultipliern zu messen und daraus Eigenschaften der PMTs, vor allem die Verstärkung der Dynoden, zu bestimmen.

Das Blockschaema des Versuchsaufbaus ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Ein Funktionsgenerator (**FG**) erzeugt ein positives Rechtecksignal als Triggersignal für den **LED Pulser**. Daraufhin wird die im LED Pulser verbaute blaue **LED** ($\lambda \approx 470 \text{ nm}$) mit einem kurzen Spannungspuls angetrieben und es kommt zur Emission eines schmalen Lichtpulses. Der Lichtpuls wird über einen Lichtwellenleiter (**LWL**) in das Innere einer lichtdichten Dunkelkiste geleitet und mit Hilfe von optischen Bauteilen (**Optik**), wie Strahlteiler und Neutralsichtfilter, so weit abgeschwächt, dass bei jedem Lichtpuls nur wenige bis fast keine Photoelektronen ($\mu \approx 0.15$) an der Photokathode der Photomultiplier-Röhre (**PMT**) ausgelöst werden. Die PMT wird dabei mit unterschiedlichen Hochspannungen betrieben, welche vom HV-Modul (**HV**) erzeugt und mit Hilfe eines Spannungsteilers auf die einzelnen Dynoden verteilt wird. Das Anodensignal der PMT, in Form von einzelnen negativen Spannungspulsen, wird mit Hilfe des Charge-to-Digital Converters (**QDC**) in ein Ladungshistogramm konvertiert. Dabei werden die PMT-Pulse je nach Ladung einem bestimmten Kanal zugeordnet, so dass am Ende ein Spektrum mit der Anzahl an Pulsen pro Kanal (Ladungsintervall) entsteht.

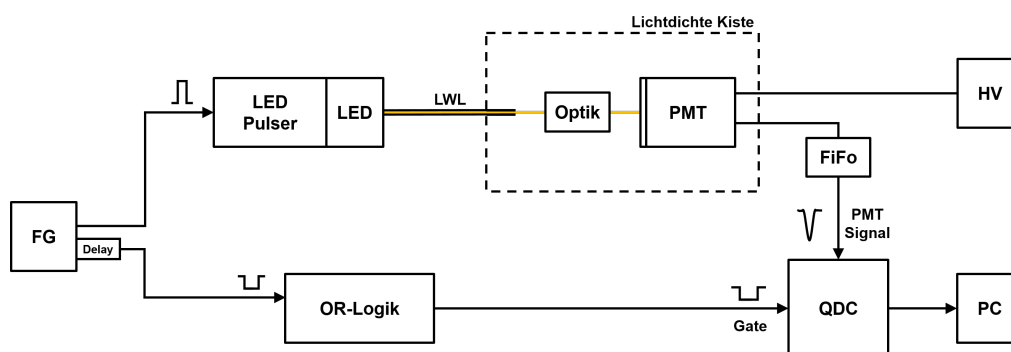


Abbildung 4.1: Blockschaema des Versuchsaufbaus. Erläuterung im Fließtext.

Da der QDC nur negative Signale verarbeiten kann wird das Offset des PMT Signal mit einer Fan-In-Fan-Out-Einheit (**FiFo**) so angepasst, dass das Signal ausreichend negativ ist. Das Gate des QDCs, welches das Zeitintervall für die Datenaufnahme bestimmt, wird ebenfalls durch den Funktionsgenerator erzeugt. Dabei kann das **Delay**, die zeitliche Verzögerung des zweiten Kanals des Funktionsgenerators im Vergleich zum ersten Kanal, so eingestellt werden, dass die einzelnen Pulse im PMT-Signal, welche durch die Lichtpulse der LED entstehen, optimal im Gate liegen⁴. Das Gate-Signal des Funktions-

⁴Das Delay entsteht aufgrund der Verzögerung in der Signalkette des ersten FG-Kanals über den LED Pulser, die LED, die PMT und durch die Signalkabel im Vergleich zum zweiten FG-Kanal

generators wird dabei nur indirekt, über eine Logik-Einheit mit weiteren (ungenutzten) Eingängen und ODER-Schaltung⁵ (**OR-Logik**), mit dem Gate-Eingang des QDCs verbunden. Die Logik-Einheit bietet dabei die Möglichkeit die Breite des QDC-Gates an die zeitliche Verteilung des PMT-Signals anzupassen.

Die Beschreibung des LED Pulsers und der verwendeten LEDs findet sich in Unterabschnitt 4.1. Der Funktionsgenerator und die nötigen Signale zum Triggern des LED Pulsers und zur Erzeugung des Gates für den QDC werden in Unterabschnitt 4.2 erläutert. Der genaue Aufbau der optischen Bauelemente und die getesteten Photomultiplier-Röhren werden in Unterabschnitt 4.3 und Unterabschnitt 4.4 vorgestellt. Unterabschnitt 4.5 behandelt den Charge-to-Digital Converter und erläutert die Anforderungen an das Gate- und PMT-Signal. Eine Auflistung der verwendeten Geräte findet sich in Tabelle 5 im Anhang.

4.1. LED-Pulser

Bei dem LED Pulser⁶ handelt es sich um einen Eigenbau des Instituts für Kernphysik an der Universität Mainz [7]. Dieser verfügt über zwei eingebaute blaue Leuchtdioden mit je einen ST-Anschluss⁷ für Lichtwellenleiter und bietet außerdem die Möglichkeit, eine dritte Leuchtdiode über eine LEMO-Buchse anzuschließen. Außerdem verfügt der Pulser über drei Ausgänge für Triggersignale im NIM⁸, $\overline{\text{NIM}}$ und TTL⁹ Format. Die Stromversorgung erfolgt entweder per Micro-USB-Kabel über ein 5-Volt-Netzteil oder per Batteriefach (drei AA-Batterien in Serie).

Die eingebauten Leuchtdioden sind oberflächenmontierte blaue LEDs vom Typ SMD-B1206-02 von SLOAN [1]. Das Licht wird in einem Winkel von 120° abgestrahlt und besitzt eine Wellenlänge von $\lambda_{\text{LED}} = 470 \text{ nm}$.

Der LED-Pulser verfügt über ein intern per Mikrocontroller erzeugtes Triggersignal mit einer Wiederholfrequenz von $f_{\text{int}} = 305 \text{ Hz}$ und lässt sich außerdem über ein externes TTL-Signal triggern, welches per LEMO-Kabel am Pulser-Eingang EXT_IN angelegt werden kann.

⁵Es erfolgt die Erzeugung eines QDC-Gates, wenn einer der Eingänge die Triggerschwelle der Logik-Einheit überschreitet

⁶LED ns-pulser V4 (KPH-2019.10.29)

⁷Format für LWL-Steckverbinder, engl. *Straight Tip*

⁸Basierend auf dem *Nuclear Instrumentation Modul* Standard

⁹Basierend auf dem *Transistor-Transistor-Logik* Standard

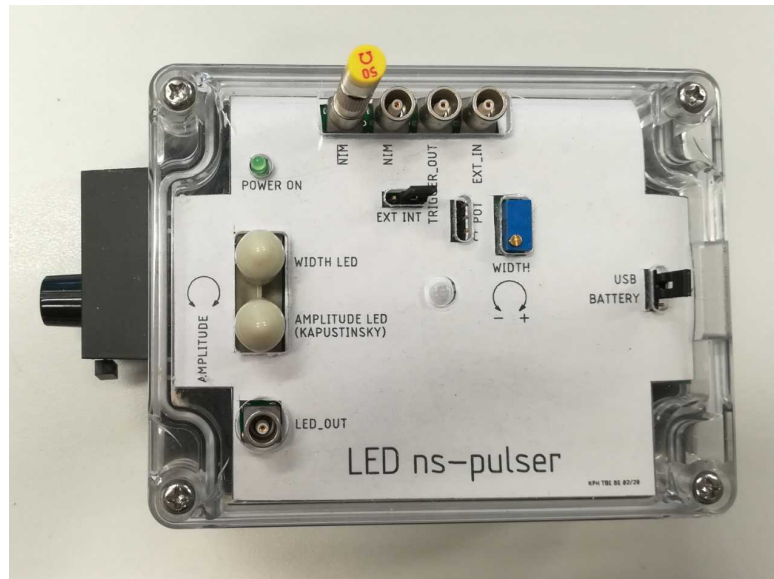


Abbildung 4.2: Frontansicht des LED ns-pulser KPH TBE BE 02/20. Mit Hilfe des schwarzen Jumpers auf der rechten Seite lässt sich die Stromversorgung zwischen USB und Batterie umschalten. Der Micro-USB Anschluss befindet sich rechts am Gehäuse. Oben befinden sich in Form einer LEMO-Buchse der Eingang für den externen Trigger und drei Ausgänge für verschiedene Triggersignale des LED-Pulsers. Links befinden sich die abgedeckten ST-Buchsen für die internen LEDs und der LEMO-Ausgang für eine externe LED. Auf der linken Seite des Gehäuses ist das Potentiometer zum Einstellen der Amplitude der Kapustinsky-LED und mittig auf der Front der einstellbare Widerstand zum Justieren der Pulsbreite der Width-LED. Mit dem horizontalen Jumper in der Mitte kann außerdem zwischen internem ($f_{\text{int}} = 305 \text{ Hz}$) und externem Trigger (TTL-Signal per Funktionsgenerator) geschaltet werden. Die Kapustinsky-LED kann nur intern getriggert werden.

Dabei bietet die erste LED, die sog. „Width LED“, die Möglichkeit, die Pulsbreite des TTL-Signals, und damit auch die Pulsbreite des an der LED anliegenden Spannungspeaks, von 3.5 ns bis über 50 ns zu variieren. Das Erhöhen der Pulsbreite resultiert hier in einem längeren Lichtpuls der LED und somit mehr Photonen. Die Anstiegs- und Abfallzeit des Pulses liegt dabei unter einer Nanosekunde.

Die zweite LED, die sog. „Amplitude LED (Kapustinsky)“, basiert auf einem „Kapustinsky-Pulser“. Dabei wird mit Hilfe eines Spannungsvervielfachers ein Kondensator auf eine einstellbare Spannung aufgeladen. Das Triggersignal führt dann dazu, dass sich der Kondensator in einem Resonanzkreis entlädt. Die als Last parallel geschaltete LED lässt sich damit über noch kürzere Pulse und mit einstellbarer Pulsamplitude betreiben. Die Kapustinsky-LED lässt sich nur über das intern erzeugte Triggersignal triggern.

4.2. Funktionsgenerator

Der verwendete Funktionsgenerator verfügt über zwei gekoppelte Kanäle. Der erste Kanal wird verwendet, um den TTL-Puls zum externen Triggern des LED Pulsers zu erzeugen. Der zweite Kanal liefert ein NIM-Signal für das Gate der Datenaufnahme am QDC. Dabei sind die Frequenz und das Delay des Signals von Kanal 2 zum Signal von Kanal 1 frei einstellbar. Somit lassen sich die Wiederholungsrate des LED-Lichtpulses und auch die zeitliche Koordinierung von Signal und Gate beliebig justieren.

Zum externen Triggern des LED-Pulsers wird ein positiver Rechteckpuls ($U_{\min} = 0 \text{ V}$) mit einer Frequenz von $f_{\text{LED}} = 10 \text{ kHz}$, einer Amplitude von 5 V und einer Pulsbreite von 100 ns verwendet. Bei dem Signal für das QDC-Gate handelt es sich ebenfalls um einen Rechteckpuls mit einer Frequenz $f_{\text{Gate}} = f_{\text{LED}} = 10 \text{ kHz}$ und einer Pulsbreite von 100 ns . Dieser ist jedoch negativ und hat eine Amplitude von 500 mV ($U_{\min} = -0.5 \text{ V}$, $U_{\max} = 0 \text{ V}$).

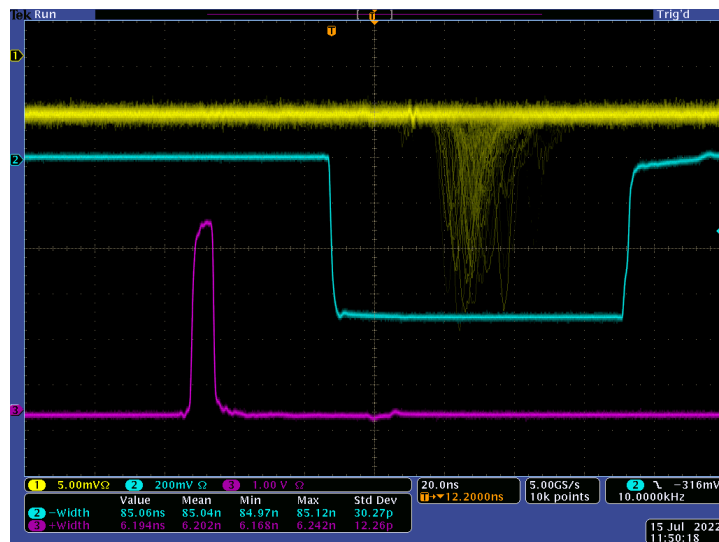


Abbildung 4.3: Oszilloskopbild (Zeitskala $\Delta t = 20 \text{ ns}$) des zeitlichen Zusammenhangs zwischen Triggenerausgang der LED (lila), QDC-Gate (blau) und PMT-Signal (gelb). Anhand von Oszilloskopmessungen lässt sich die Pulsbreite des LED-Pulses (hier etwa 6.2 ns) und die Breite des QDC-Gates (hier etwa 85 ns) bestimmen. Signal der ET542 mit Base des Herstellers für eine LED-Pulsbreite von $\tau = (6.2 \pm 0.1) \text{ ns}$ bei einer Hochspannung von 1000 V

Das Delay zwischen Kanal 2 und Kanal 1 wird basierend auf dem zeitlichen Zusammenhang zwischen PMT-Signal und Gate-Signal (siehe Abbildung 4.3 rechts) justiert. Dazu werden beide Signale auf dem Oszilloskop abgeglichen. Das Delay wird so eingestellt, dass das PMT-Signal optimal im Gate des QDCs liegt. Das nötige Delay ist dabei abhängig von den verwendeten Kabeln und der verwendeten Base und liegt bei einer Größenordnung von etwa 150 ns . Abhängig vom Pfad der Elektronen im Dynodensystem

tem kommt es zu Unterschieden in der Laufzeit und somit einer zeitlichen Streuung der Signale an der Anode. Dementsprechend wird die Breite des Gates so angepasst, dass das PMT-Signal vollständig im Gate liegt. Dabei gilt es zu beachten, dass beim Erhöhen der Betriebsspannung des Photomultipliers die Beschleunigung der Elektronen steigt und sich somit auch das PMT-Signal zeitlich leicht verschiebt (geringerer Abstand zwischen LED-Signal und Anoden-Signal).

4.3. Aufbau der optischen Bauelemente

Das Licht der LED wird mit Hilfe einer Buchse an der Kistenwand über zwei Lichtwellenleiter¹⁰ in das Innere einer ansonsten lichtdichten Aluminiumkiste (Blackbox) geleitet. Die Lichtdichte der Kiste wurde dabei durch eine Verkleidung der Innenseite mit lichtdichtem schwarzem Flies und Verkleben aller Anschlussbuchsen¹¹ erreicht. Innerhalb der Kiste befindet sich eine Lochplatte zur Montage von optischen Geräten. Auf dieser Lochplatte werden alle optischen Bauelemente mit Hilfe von Systemschienen sowie die Photomultiplier-Röhre und die Photodiode befestigt. Außerdem schützt eine eigens angefertigte Abdeckung vor äußeren Einwirkungen und reduziert den Einfluss von Streulicht. Ein Foto des Versuchsaufbaus ist in Abbildung 4.4 zu finden. Abbildung 4.5 zeigt eine mit dem Computer erstellte Darstellung des Versuchsaufbaus.

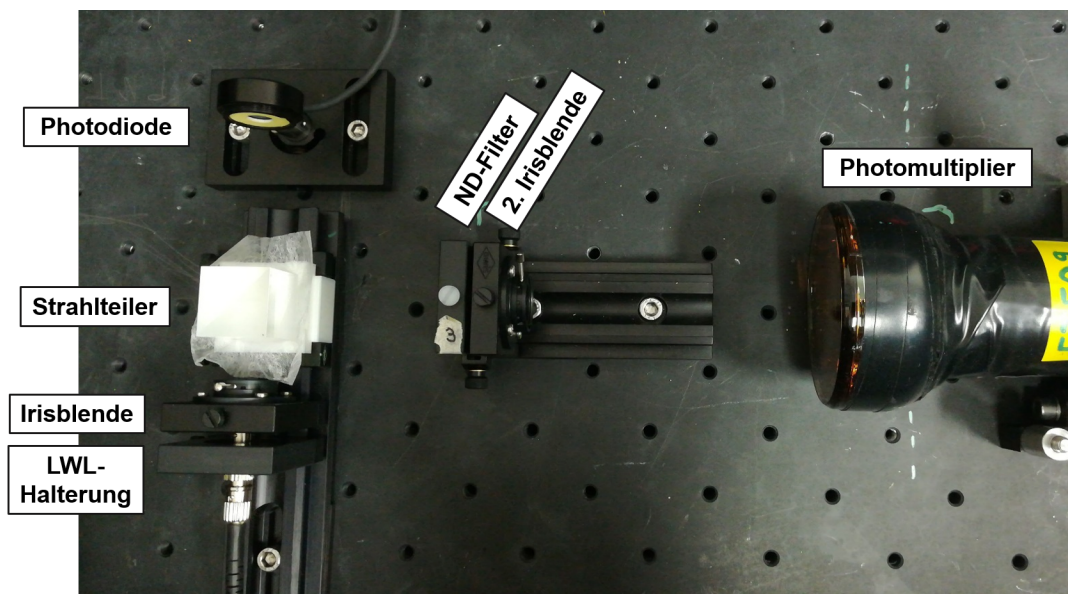


Abbildung 4.4: Vogelperspektive des Messstandes ohne Abdeckung und Trennwände.

¹⁰LWL 4XST50-1 Duplex-Adapterkabel, ST/ST, 1 m Länge

¹¹Die Blackbox verfügt über angeschraubte und verklebte Paneele mit Buchsen für verschiedenste elektronische Anschlüsse. Diese bieten Anschlüsse für BNC- und SHV-Kabel. Für diesen Versuch wurde ein neues Panel mit USB-Buchse, ST-ST Buchse für Lichtwellenleiter und einer Buchse für 5-polige DIN Stecker (180° Variante) eingebaut.

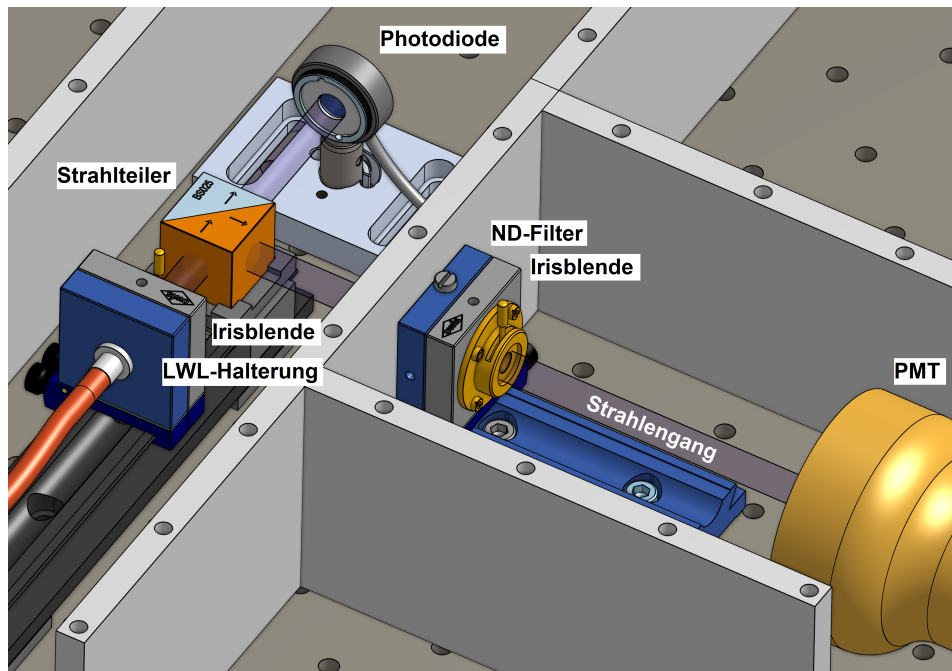


Abbildung 4.5: Mit dem Computer erstellte Darstellung des Versuchsaufbaus im Inneren der lichtdichten Kiste. Die optischen Bauelemente werden auf der Lochplatte mit Hilfe von Systemschienen befestigt. Dazu gehören die Halterung für den Lichtwellenleiter (LWL-Halterung), zwei Irisblenden, ein Neutralsdichtefilter (ND-Filter, $OD = 1.5$) und ein würfelförmiger Strahlteiler (Transmission 90%, Reflexion 10%). Der Lichtpuls wird am Strahlteiler in zwei Teilstrahle in Richtung Photodiode und Photomultiplier (PMT) aufgeteilt. In Hellgrau sind Trennwände zu sehen, welche Streulicht reduzieren und den Aufbau vor äußeren Einwirkungen schützt. Die dazugehörige Abdeckung wurde ausgeblendet.

Die CAD-Modelle der Irisblende und der Systemschienen stammen vom Hersteller Owis, die des Strahlteilers und der Photodiode (inkl. Halterung) vom Hersteller Thorlabs.

Das eine Ende des Lichtwellenleiters außerhalb der Dunkelkiste ist aufgrund der ST-Buchse des LED-Pulsers fest über der eigentlichen LED montiert. Dabei ist darauf zu achten, die Spitze des LWLs möglichst gerade auf die LED aufzusetzen. Abweichungen in der Positionierung der Lichtleiterspitze können dazu führen, dass diese nicht optimal auf der LED aufliegt und Teile des Lichts dadurch verloren gehen (Im Vergleich zu anderen Messungen mit mittig gestecktem LWL). Im Inneren der Dunkelkiste ist das andere Ende des LWLs mit Hilfe einer Halterung auf Höhe der weiteren optischen Bauelemente befestigt. Eine Irisblende¹² mit Blendendurchmesser $d_{\text{Blende}} = (6.0 \pm 0.5)$ mm kurz nach der Lichtleiterspitze blockiert stark gestreutes Licht. Die Lichtleiterspitze befindet sich

¹²Owis Irisblende IB-D22 mit einstellbarer Apertur von 1.0 mm bis 14.0 mm

in einem Abstand von $s_{\text{LWL}} = (4.0 \pm 0.2)$ cm zur Mitte eines Strahlteilers mit 90% Transmission und 10% Reflexion im Winkel von 90° zur Strahlachse. Der Großteil des Lichts transmittiert den Strahlteiler und die Lichtmenge kann mit Hilfe einer Photodiode ($s_{\text{PD}} = (6.5 \pm 0.2)$ cm) überprüft werden. Der reflektierte Teilstrahl wird mit Hilfe eines Neutraldichtefilters¹³ mit optischer Dichte $\text{OD} = 1.5$ zusätzlich abgeschwächt und eine weitere Blende bietet die Möglichkeit den Strahl erneut zu begrenzen. Für diesen Versuch wurde die Blende auf den maximalen Durchmesser von 14.0 mm eingestellt. Im Abstand vom $s_{\text{PMT}} = (21.5 \pm 0.5)$ cm zum Strahlteiler befindet sich die Frontscheibe der Photomultiplier-Röhre. Dadurch, dass es sich bei den getesteten Photomultipliern um Seriennummern des selben Modells handelt und die Halterung für alle Röhren identisch ist, ist dieser Abstand für alle PMTs gleich. Insgesamt lässt sich die Abschwächung des Lichtpulses T mit Hilfe der optischen Bauelemente abschätzen durch

$$T \approx T_{\text{Strahlteiler}} \cdot T_{\text{ND-Filter}} = 0.1 \cdot 10^{-1.5} = 0.32\%. \quad (39)$$

Diese Abschwächung ermöglicht es, das Einzel-Photoelektronen-Spektrum der PMT zu vermessen. Mit Hilfe der Pulsbreiteinstellung der Width-LED lässt sich dabei die mittlere Anzahl an Photoelektronen von $\mu_{\text{min}} \approx 0.05$ bis $\mu_{\text{max}} > 5$ variieren. Durch Verwendung von ND-Filtern mit geringerer optischer Dichte (bspw. $\text{OD} = 0.9$) sind dabei auch größere Lichtmengen möglich.

4.4. Verwendete Photomultiplier-Röhren und Basen

Bei den verwendeten Photomultipliern handelt es sich um das Modell 9305QKB von *ET Enterprises* (Datenblatt zum Modell: [10]). Diese besitzen einen Fensterdurchmesser von 78 mm, eine spezielle Photokathode aus Bialkali, welche sowohl für Licht aus dem blau-grünen Spektrum als auch dem UV-Bereich ausgelegt ist, und zehn Dynoden. Abbildung 3.2 zeigt die modelltypische Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge des Lichts. Ein Bild eines Photomultipliers dieses Modells ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Links befindet sich das Eintrittsfenster aus Quarzglas. Das Photokathodenmaterial ist auf der Innenseite des Eintrittsfensters aufgesprüht. Rechts befinden sich der elektrische Anschluss der PMT in Form von mehreren Pins.

¹³Thorlabs NE515A - Ø1/2", absorbierender ND Filter, Optische Dichte: 1.5



Abbildung 4.6: Bild eines Photomultipliers vom Typ 9305QKB von ET Enterprises. Entnommen aus [11].

Für die Aufteilung der Hochspannung auf die einzelnen Elektroden wird eine sogenannte Base verwendet, welche über die Pins der PMT an diese angesteckt wird und einen Spannungsteiler beinhaltet. Außerdem können in die Base Vorverstärker eingebaut werden, um das Signal vor der Datenaufnahme zusätzlich zu verstärken. Eine solche Base ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Im linken Bild sind die 14 Buchsen für die Anschlusspins der Photomultiplier zu erkennen. Rechts ist die Rückseite der Base mit jeweils einer BNC-Buchse für das Anodensignal (ANODE OUTPUT) und das Signal der ersten Dynode (DYNODE OUTPUT) und einer SHV-Buchse für negative Hochspannung (SHV -HV) zu sehen. Für die meisten Messungen ist das Anodensignal, nach der Verstärkung durch das Dynodensystem, von Relevanz und wird über ein BNC-LEMO-Adapter und ein LEMO-Kabel mit dem Signaleingang des QDC (siehe Unterabschnitt 4.5) verbunden. Die verwendete Base hat dabei keinen Vorverstärker und ist hauptsächlich für den Pulsmodus, also das Vermessen einzelner Lichtpulse, geeignet. Für das P2-Experiment ist eine Base in Entwicklung, welche sowohl für den Pulsmodus als auch den Strommodus, also dem Vermessen eines Lichtstroms, geeignet ist und abhängig vom Modus den experimentellen Bedingungen angepasste Vorverstärker und Spannungsteiler besitzt. Da hier in erster Linie der Pulsmodus und die Verstärkung des Dynodensystems von Interesse ist, wird die herstellereigene Base aus Abbildung 4.7 verwendet.



Abbildung 4.7: Verwendete Base vom Hersteller ET Enterprises.
Links: Seitenansicht der Base. Rechts: Rückseite der Base.

4.5. QDC - Charge-to-Digital Converter

Bei dem verwendeten QDC handelt es sich um das Modell V965A von CAEN mit 16 Eingängen. Diese wandeln, mit Hilfe eines QAC (Charge-to-Amplitude Converter), die anliegende (negative) Ladung im Zeitfenster des Gates in ein entsprechendes Spannungsniveau um. Das am Gate-Eingang des QDCs anliegende NIM-Signal gibt dabei das Gate für die Datenauswertung aller Kanäle vor. Zwei parallel geschaltete Analog-Digital-Wandler (engl. Analog-to-Digital Converter, ADC), wobei einem davon ein 8-fach-Verstärker vorgeschaltet ist, konvertieren das QAC-Signal in ein digitales Signal. Das entstehende Ladungshistogramm besteht aus 4096 Kanälen und kann mit Hilfe eines PCs ausgewertet werden. Aufgrund der zwei unterschiedlichen Verstärkungen (1-fach am ersten ADC, 8-fach am zweiten ADC) ist die Datenauslese über die Bereiche 0 bis 800 pC mit 200 fC pro Kanal (HIGH-Modus) und 0 bis 100 pC mit 25 fC pro Kanal (LOW-Modus) gleichzeitig möglich.

Dabei gilt zu beachten, dass für dieses Modell der Beginn des Gate-Signals dem Signal am QDC-Eingang mindestens 15 ns voraus sein sollte, um dem QDC ausreichend Zeit zum Vorbereiten der Datenaufnahmen zu gewährleisten. Außerdem ist der verwendete QDC für negative Signale ausgelegt. Die maximal tolerierte Eingangsspannung liegt bei +15 mV. Aus diesem Grund wird dem PMT-Signal eine Fan-In-Fan-Out-Einheit¹⁴ vorgeschaltet, welche es ermöglicht, den DC-Spannungsoffset des Signals so anzupassen, dass das PMT-Signal inklusive Rauschen ausreichend negativ ist¹⁵. Das so eingestellte Offset hat dabei einen großen Einfluss auf die Position/Kanalnummer des Pedestals und somit auch auf den effektiv genutzten Histogrammbereich. Für ein sehr niedrig eingestelltes Offset (< -50 mV) misst der QDC trotz fehlendem Signal eine nennenswerte Ladung (zwischen Spannungs-Nulllinie und Spannungs-Offset) was in einer hohen Kanalnummer des Pedestals resultiert. Das eigentliche Signal, nun bestehend aus Offset-Ladung und Signal-Ladung, ist dann möglicherweise abgeschnitten oder ganz außerhalb der Reichweite des QDC. Ein höheres Offset (> -10 mV) resultiert zwar in einem niedrigeren Pedestalkanal und ermöglicht die Nutzung der vollen Reichweite des QDC, es besteht jedoch die Gefahr, dass einzelne Signale die maximal tolerierte Eingangsspannung überschreiten oder, dass das Pedestal durch die zu niedrige Kanalnummer linksseitig abgeschnitten ist. Analog führt auch das Verändern der Breite des Gates zu einer Änderung der Pedestalposition. Ein zu breites Gate bei kleinem PMT-Signal führt zu einer schlechteren Auflösung (niedrigeres Signal-Pedestal-Verhältnis). Aus diesem Grund sollten das Offset und die Breite des Gates und das daraus resultierende Ladungshistogramm für jede Messreihe bzw. Messung überprüft und bei Bedarf angepasst werden.

¹⁴CAEN N625 Quad Linear Fan In/Fan Out - Datenblatt: [9]

¹⁵Mit dem verwendeten Modell sind Einstellungen im Bereich von ± 100 mV möglich[9]

5. Gemessene Ladungshistogramme und Fit an das Einzel-Photoelektronen-Spektrum

In diesem Abschnitt werden das Antwortverhalten von Photomultipliern des Modells 9305QKB von ET Enerprises auf geringe Lichtmengen untersucht und daraus unter anderem die Verstärkung des Dynodensystems und die mittlere Anzahl an Photoelektronen bestimmt. Dazu werden die Photomultiplier-Röhren mit dem abgeschwächtem Licht einer LED mit einer sehr geringen Pulsbreite bestrahlt und anschließend das Einzel-Photoelektronen-Spektrum aus Gleichung 34 mit Hilfe der Python¹⁶-Funktion `scipy.optimize.curve_fit` [17] an das gemessene Ladungshistogramm gefittet. Daraus lässt sich die Verstärkung der PMT für eine bestimmte Spannung über den Parameter Q_1 bestimmen. Dabei entspricht Q_1 dem Abstand zwischen dem Pedestal und dem 1-Ph.e.-Peak und somit die aus der Verstärkung resultierende Ladung für ein einzelnes Photoelektron. Außerdem ist es möglich, aus der mittleren Anzahl an Photoelektronen μ die mittlere Anzahl an Photonen λ zu berechnen welche auf die Photokathode treffen.

Die Ladungshistogramme samt Fit sind für alle Photomultiplier und den entsprechenden Betriebsspannungen im Anhang in Unterabschnitt A.5 zu finden.

5.1. Versuchsdurchführung und Grundlagen für den EPE-Fit

Das Einzel-Photoelektronen-Spektrum beschreibt das Ladungshistogramm eines Photomultipliers sowohl für Lichtpulse mit hoher mittlerer Photoelektronenanzahl ($\mu > 5$) als auch für den Fall, dass nur selten ein Photoelektron aus der Photokathode herausgelöst wird ($\mu < 0.1$). Es ist somit unabhängig von der Anzahl an Photonen des Lichtpulses möglich das Spektrum S_{real} aus Gleichung 34 an die Messdaten zu fitten. Für die Bestimmung der Verstärkung ist der Parameter Q_1 von Relevanz. Dieser entspricht genau dem Abstand des 1-Ph.e.-Peaks zum Pedestal. Analog findet sich der n-fache Wert, $Q_n = n \cdot Q_1$, im Abstand des n-Ph.e.-Peaks zum Pedestal wieder. Folglich lässt sich aus dem Abstand des n-Ph.e.-Peaks nur dann der Parameter Q_1 bestimmen, wenn auch n bekannt ist. Aus diesem Grund ist es von Vorteil, bei der Bestimmung von Q_1 direkt den 1-Ph.e.-Peak zu betrachten. Dazu wird eine niedrige Pulsbreite an der LED verwendet, so dass nur wenige Photonen die Photokathode erreichen und größtenteils nur ein Photoelektron herausgelöst wird. Eine niedrige mittlere Photoelektronenanzahl ($\mu < 1$) führt dazu, dass die Wahrscheinlichkeit für $n \geq 2$ Photoelektronen gering und somit der 1-Ph.e.-Peak besonders ausgeprägt ist. Für $\mu = 0.15$ folgt mit Gleichung 3.2.1

$$P(n \geq 2, 0.15) = \sum_{n=2}^{\infty} \frac{0.15^n e^{-0.15}}{n!} \approx 0.014 \quad (40)$$

¹⁶Programmiersprache Python

Jedoch führt eine zu niedrige mittlere Photoelektronenanzahl auch zu einer höheren Anzahl an Einzelmessungen ohne Photoelektron. Beispielsweise resultiert ein Lichtpuls mit $\mu = 0.05$, also für den Fall, dass im Schnitt 0.05 Photoelektronen herausgelöst werden, in etwa $\sim 95\%$ der Fälle in keinem Photoelektron. Das somit höhere und breitere Pedestal überlappt dadurch möglicherweise mit dem 1-Ph.e.-Peak, so dass die Bestimmung der Fitparameter erschwert ist. Aus diesem Grund wurde für die folgende Messreihe eine LED-Pulsbreite von $\tau = (6.2 \pm 0.1)$ ns gewählt. Dies entspricht einer mittleren Anzahl Photoelektronen $\mu \approx 0.15$.

Die LED und das QDC-Gate werden wie in Abschnitt 4 beschrieben mit einer Frequenz von $f = 10$ kHz betrieben. Die Messdauer pro Betriebsspannung liegt bei 120 Sekunden. Eine kurze Messdauer reduziert dabei den Einfluss von Drift der einzelnen Versuchsparameter (bspw. in der Betriebsspannung oder im QDC-Spektrum). Das Ladungshistogramm wurde für vier Photomultiplier der Variante 9305QKB des Herstellers ET Enterprises in Abhängigkeit der Betriebsspannung in 25 V Schritten aufgenommen. Die Tabelle 1 zeigt die minimale und maximale vermessene Spannung der jeweiligen PMT und die sogenannte nominelle Betriebsspannung.

PMT	ET518	ET542	ET520
$U_{\text{nom. [in V]}}$	827	828	798
$U_{\text{min. [in V]}}$	1000	900	900
$U_{\text{max. [in V]}}$	1375	1200	1375

Tabelle 1: Nominelle Betriebsspannung $U_{\text{nom.}}$ (Herstellerangabe) und minimaler/maximaler vermessener Spannung im Pulsmodus $U_{\text{min./max.}}$ für die verwendeten Photomultiplier-Röhren. Bei den Röhren handelt es sich um Modelle von ET Enterprises der Variante 9305QKB. Die dreistellige Zahl im PMT-Namen gibt die Seriennummer der PMT an.

Bei der verwendeten Base handelt es sich um eine Base des Herstellers¹⁷ ohne Vorverstärkung des Signals. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Abstand zwischen dem Pedestal für die Hochspannung von 1300 V mehr als doppelt so groß ist wie bei einer Hochspannung von 1100 V. Dementsprechend ist auch eine um diesen Faktor höhere Verstärkung zu erwarten.

Abbildung 5.1 bzw. Abbildung 5.2 zeigen das Ladungshistogramm einer Messung mit der ET518 für die Hochspannungen 1100 V und 1300 V. Dabei wurde das Spektrum mit linearer bzw. logarithmischer y-Achse aufgetragen. In der linearen Auftragung kann man den gaußförmigen Charakter der Peaks besser erkennen. Die logarithmische Auf-

¹⁷Typ: RB1108, Hersteller: ET Enterprises

tragung hat den Vorteil, dass die Größenverhältnisse des Pedestals, bei $x \approx 460$, und des 0-Ph.e-Peaks deutlich zu erkennen sind. Das Pedestal ist mehr als eine Zehnerpotenz größer als der 1-Ph.e.-Peak und es ist deutlich zu erkennen, dass aufgrund der niedrigen mittleren Photoelektronenanzahl der 1-Ph.e.-Peak das Spektrum dominiert. Man betrachte dazu im Vergleich das theoretische Spektrum S_{real} in Abbildung 3.6 mit $\mu = 1$ und deutlich ausgeprägtem 2-Ph.e.-Peak. N_x entspricht der Anzahl an Ereignissen im x -ten Ladungsintervall des QDC.

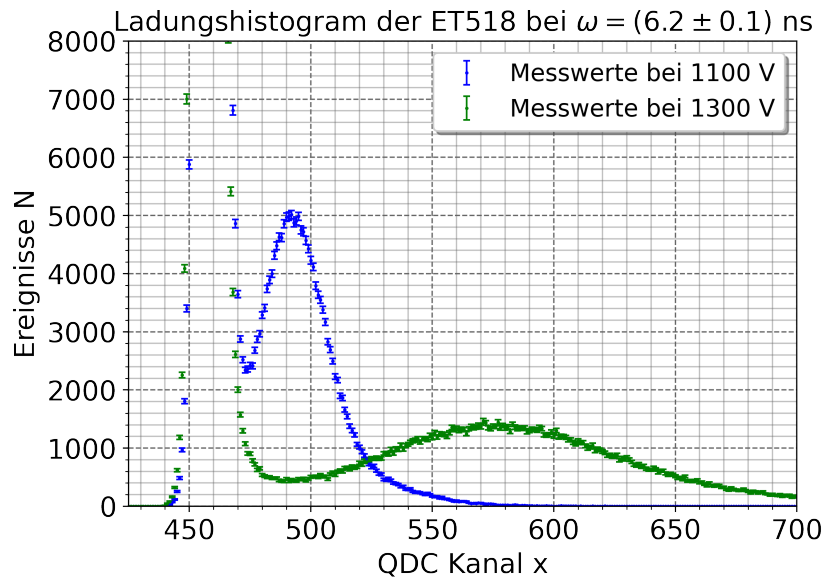


Abbildung 5.1: Ladungshistogramm für die ET518 für die Betriebsspannungen von 1100 V (blau) und 1300 V (grün) bei einer LED-Pulsbreite von $\tau = (6.2 \pm 0.1)$ ns mit linearer y-Achse. $\Delta N_x = \sqrt{N_x}$

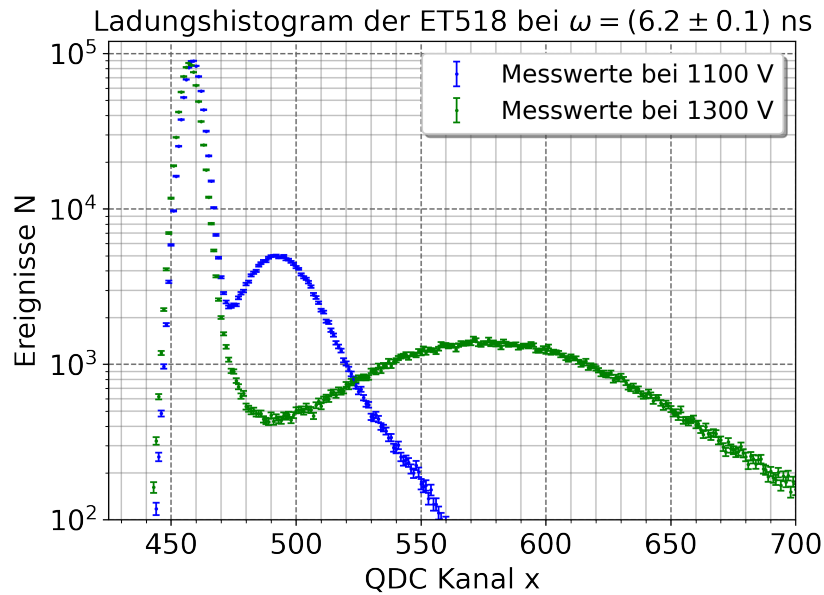


Abbildung 5.2: Ladungshistogramm für die ET518 für die Betriebsspannungen von 1100 V (blau) und 1300 V (grün) bei einer LED-Pulsbreite von $\tau = (6.2 \pm 0.1)$ ns mit logarithmischer y-Achse. $\Delta N_x = \sqrt{N_x}$.

Die Abbildung 5.3 zeigt den Fit des gemessenen Ladungshistogramms der ET518 bei einer Betriebsspannung von 1300 V. Die Messwerte mit der Fehlerabschätzung $\Delta N_x = \sqrt{N_x}$ sind in blau dargestellt. In rot ist der Fit des EPE-Spektrums S_{real} zu sehen. Die Fitparameter sind in der rechts angrenzenden Legende angegeben. Die Python-Funktion `scipy.optimize.curve_fit` gibt für einen Fit die Kovarianzmatrix zurück. Die Diagonalelemente dieser Matrix stellen die Varianz der jeweiligen Fitparameter dar. Als Fehler der Fitparameter wird hier die Standardabweichung, dementsprechend die Wurzel der Diagonalelemente, angegeben. Die graue gepunktete Linie repräsentiert den Beitrag des Pedestals mit Position Q_0 und Standardabweichung σ_0 und den diskreten Untergrundeignissen welche für das Pedestal mit der Exponentialfunktion $\alpha \exp(-\alpha(x - Q_0))$ beschrieben werden kann. In grau gestrichelt sind analog die Beiträge der Photoelektronen-Peaks zum Spektrum dargestellt. Dabei ist gut zu erkennen, dass der 2-Ph.e.-Peak im Vergleich zum 1-Ph.e.-Peak mehr als eine Zehnerpotenz kleiner ist. Folglich ist die LED-Pulsbreite ausreichend niedrig und resultiert in einem vom 1-Ph.e.-Peak dominiertem Spektrum.

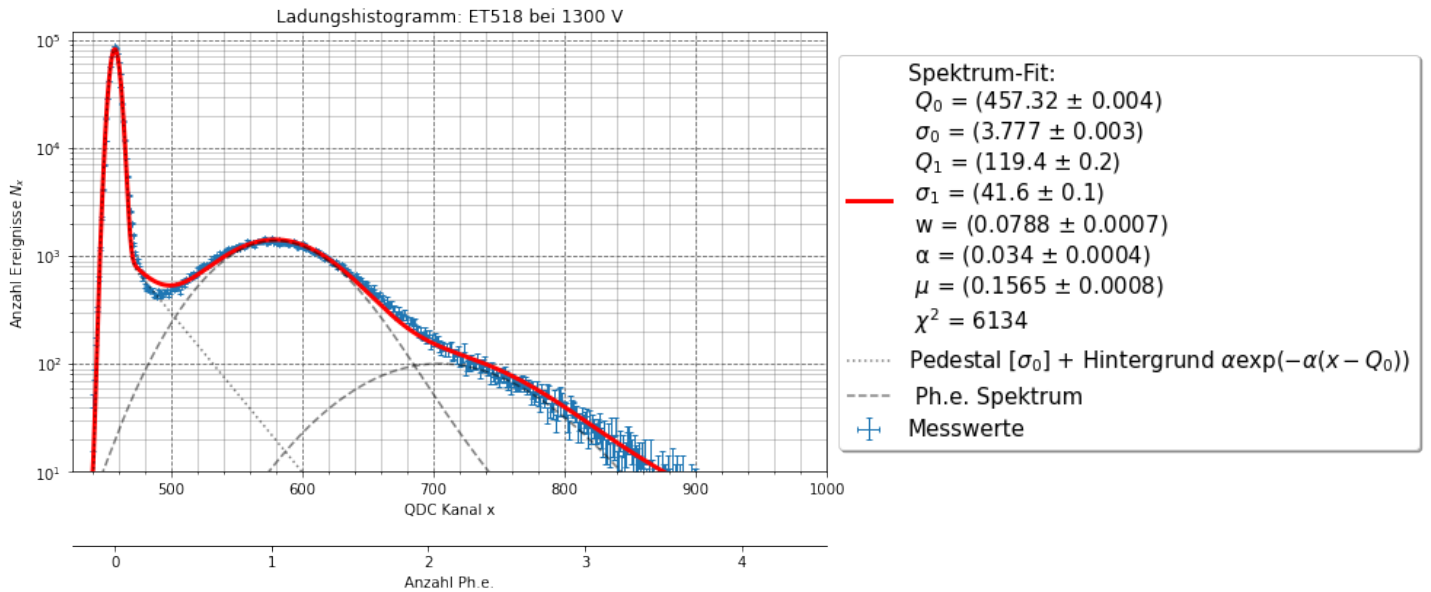


Abbildung 5.3: Fit des Ladungshistogramm an das EPE-Spektrum aus Gleichung 34 für die ET518 bei 1300 V mit logarithmischer y-Achse. Die untere x-Achse gibt die Anzahl an herausgelösten Photoelektronen an.

Da es sich bei S_{real} um eine Wahrscheinlichkeitsverteilung handelt muss die Fitfunktion entsprechend mit der Gesamtzahl an gemessenen Ereignissen C skaliert werden:

$$C = \sum_x N_x. \quad (41)$$

Alternativ ist es auch möglich die Ereignisse der Kanäle durch C zu normieren und stattdessen eine Skalierung von 1 zu verwenden.

5.2. Bestimmung der PMT-Verstärkung für verschiedene Hochspannungen

Zur Bestimmung der Verstärkung ist die pedestalkorrigierte Ladung Q_1 von Interesse. Abbildung 5.4 zeigt den Parameter Q_1 in Abhängigkeit der Betriebsspannung für die verschiedenen Photomultiplier. Wie erwartet bildet dieser in doppelt-logarithmischer Darstellung eine Gerade, das heißt die Verstärkung der Photomultiplier steigt tatsächlich exponentiell mit der Betriebsspannung U an. Dabei weisen die Photomultiplier ET518, ET542 und ET520 eine sehr ähnliche Steigung auf.

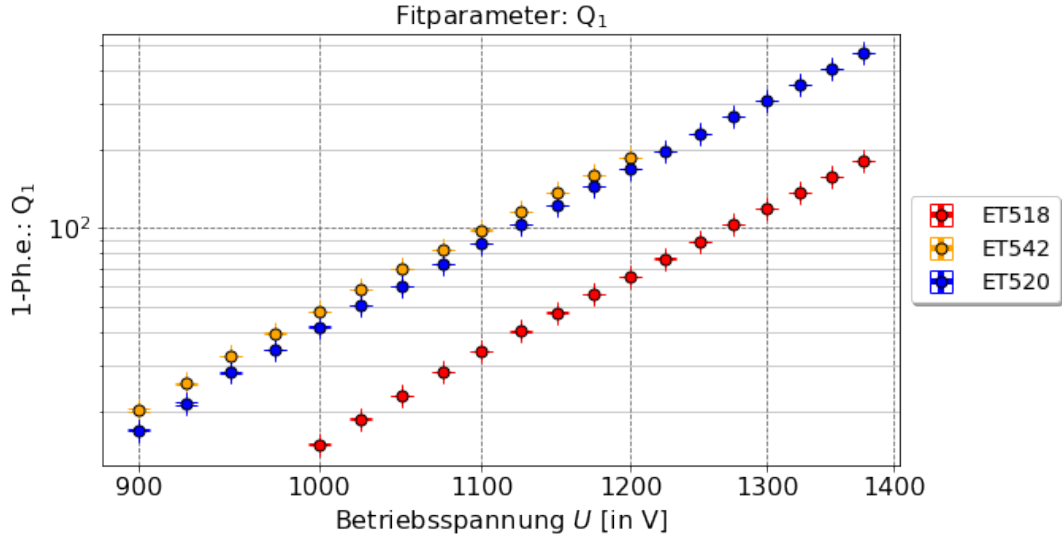


Abbildung 5.4: Parameter Q_1 aus dem Fit der Ladungshistogramme (siehe Unterabschnitt A.5).

Aus dem Fitparameter Q_1 und dem Ladungsintervall des QDCs δx lässt sich nach Gleichung 17 die Verstärkung bestimmen durch

$$g = \frac{Q_1 \cdot \delta x}{e} \quad (42)$$

mit $\delta x_{\text{LOW}} = 25$ fC und $\delta x_{\text{HIGH}} = 200$ fC. Die Wahl von δx ist abhängig davon ob das Ladungshistogramm des QDCs im LOW- oder im HIGH-Modus betrachtet wird. Dabei gilt nach dem Datenblatt [8] für den relativen Fehler des Ladungsintervalls des QDCs $\frac{\Delta \delta x}{\delta x} = 0.1$ %.

Nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung folgt:

$$\Delta g = \frac{1}{e} \sqrt{(\delta x \cdot \Delta Q_1)^2 + (Q_1 \cdot \Delta \delta x)^2}. \quad (43)$$

Dabei wurden die Spektren der Photomultiplier ET518, und ET542 vollständig mit den Ladungshistogrammen aus dem LOW-Modus des QDCs ausgewertet. Bei dem Photomultiplier ET520 wurde ab einer Betriebsspannung von 1250 V aufgrund der hohen Verstärkung der HIGH-Modus, mit einem achtfach so großen Ladungsintervall, verwendet.

In Abbildung 5.5 ist die aus Gleichung 42 bestimmte Verstärkung in doppelt-logarithmischer Darstellung zu sehen. Die numerischen Werte sind in Tabelle 2 aufgelistet.

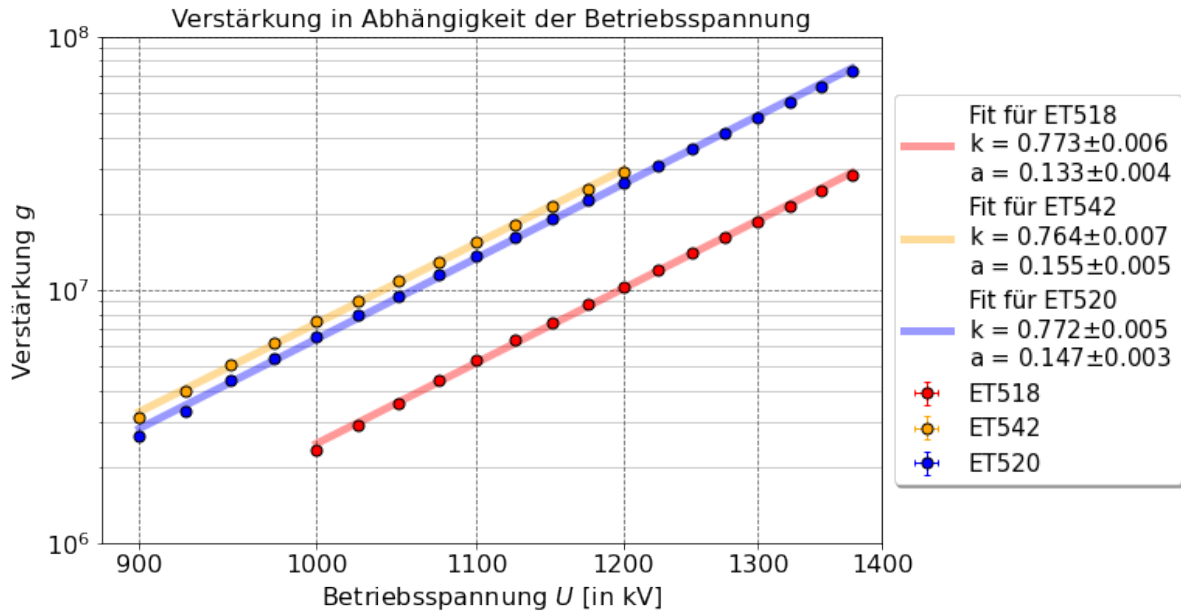


Abbildung 5.5: Verstärkung des Dynodensystems in Abhängigkeit der Betriebsspannung für die Photomultiplier ET518, ET542 und ET520. Angepasst wurden Geraden mit Steigung $k \cdot n$ nach Gleichung 44 (Dynodenanzahl $n = 10$).

Mit Hilfe eines Geradenfits nach Gleichung 44 lässt sich die dynodenabhängige Konstante k aus der Steigung $k \cdot n$ bestimmen. Denn Gleichung 13 lässt sich umschreiben zu

$$\log(g) = kn \cdot \log(U) + \log\left(\frac{a^n}{(n+1)^{kn}}\right) \quad (44)$$

mit der Betriebsspannung U (eingesetzt ohne Einheit [Volt]). Bei dem Parameter n handelt es sich um die Anzahl an Dynoden des Photomultipliers. Das betrachtete PMT-Modell besitzt zehn Dynoden, folglich gilt $n = 10$. Außerdem kann mit Gleichung 13 die Verstärkung bei der vom Hersteller angegebenen Nominalspannung berechnet werden. Für die Abschätzung des Fehlers der Verstärkung bei Betriebsspannung wurde die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung aus Gleichung 75 verwendet. Es gilt dabei zu beachten, dass die Verstärkung von Photomultipliern für sehr hohe Betriebsspannungen anfängt abzufallen, da der Emissionskoeffizient der Sekundärelektronen der Dynoden nicht weiter ansteigt. Somit lässt sich nur die Verstärkung bei niedrigerer Betriebsspannung abschätzen. Die Fitparameter k und a und die Verstärkung bei Nominalspannung des jeweiligen Photomultipliers sind in Tabelle 2 aufgelistet.

PMT	ET518	ET542	ET520
k	0.773 ± 0.006	0.764 ± 0.007	0.772 ± 0.005
a	0.133 ± 0.004	0.155 ± 0.005	0.147 ± 0.003
g für $U_{\text{nom.}} [\times 10^6]$	(0.57 ± 0.22)	(1.74 ± 0.77)	(1.12 ± 0.32)

Tabelle 2: Fitparameter k und a und die Verstärkung bei nominaler Betriebsspannung für die jeweiligen PMT berechnet aus Gleichung 42 und Fehler nach Gleichung 75 (Anhang).

Wie bereits in Unterabschnitt 3.1 beschrieben liegt der Wert der Konstante k typischerweise zwischen 0.7 und 0.8. Die ermittelten Werte für k liegen bei allen Photomultipliern in diesem Intervall. Interessant ist hierbei, dass die PMTs ET518 und ET520 eine sehr ähnliche Steigung aufweisen. Wird die PMT ET518 bei einer Spannung von etwa 1200 V betrieben und an die ET520 eine Spannung von etwa 1060 V angelegt, so beträgt für beide Photomultiplier die Verstärkung 1×10^7 und Schwankungen in der Betriebsspannungen resultieren in einer ähnlichen Änderung in der Verstärkung. Der Parameter a , welcher den Vorfaktor in der Emissionsrate an Sekundärelektronen pro Dynode aus Gleichung 12 repräsentiert, liegt bei allen Röhren in einer ähnlichen Größenordnung. Es gilt jedoch zu beachten, dass dieser Parameter bei 10 Dynoden die Verstärkung mit dem Faktor a^{10} beeinflusst und somit kleine Unterschiede eine große Wirkung auf die endgültige Verstärkung haben.

Auffällig ist, dass die Verstärkungen bei der jeweiligen Betriebsspannung der Photomultiplier deutlich voneinander abweichen. Die ET542 ($U_{\text{nom.}} = 828$ V) weist bei einer ähnlichen nominellen Betriebsspannung wie die ET518 ($U_{\text{nom.}} = 827$ V) eine mehr als dreifach so große Verstärkung auf. Insgesamt weisen die Photomultiplier deutlich voneinander abweichende Verstärkungen bei Nominalspannung auf.

Die Emissionsrate δ_i der Dynoden der Photomultiplier bei Nominalspannung ist, berechnet nach Gleichung 12, in Tabelle 3 dargestellt. Diese liegt für alle Photomultiplier bei mehr als vier Sekundärelektronen pro auftreffendem Elektron. Die ET542 hat die größte Emissionsrate mit 4.21 ± 0.19 Sekundärelektronen pro auftreffendem Elektron. Die Emissionsrate der ET518 ist 11% geringer. Diese geringere Emissionsrate der einzelnen Dynoden resultiert dann in einem Unterschied in der Verstärkung von mehr als 68%. Eine mögliche Begründung für die Unterschiede bei der Verstärkung könnte somit der Verschleiß der Photomultiplier sein. Bei der ET542 handelt es sich um eine relativ neue Röhre, während die ET518 bereits in einer Vielzahl an Experimenten mit Teilchenstrahl verwendet wurde. Bei Beanspruchung sinkt die Emissionsrate an Sekundärelektronen der Dynoden und damit auch die Verstärkung des gesamten Dynodensystems.

PMT	δ_i	Relativ zur ET542
ET518	3.75 ± 0.15	$\approx 89\%$
ET542	4.21 ± 0.19	100%
ET520	4.02 ± 0.12	$\approx 95\%$

Tabelle 3: Emissionsrate bei nomineller Hochspannung der Photomultiplier berechnet nach Gleichung 12. Gauß'sche Fehlerfortpflanzung nach Gleichung 76 (Anhang).

Außerdem ist, wie bereits in Unterabschnitt 3.1.4 erwähnt, die nominelle Hochspannung nur ein Richtwert und stark abhängig von der Wellenlänge des Lichts. Das Frequenzspektrum des Lichtstroms bei den von ET Enterprises durchgeführten Messungen zu Bestimmung der nominellen Hochspannung ist nicht bekannt. Daher sollte die Herstellerangabe nur zu einer ungefähren Abschätzung verwendet werden.

Für das P2-Experiment ist es folglich sinnvoll, die Verstärkung der Photomultiplier für Wellenlängen im erwarteten Cherenkov-Spektrum zu betrachten. Für die gestreuten Elektronen des P2-Experiments liegt die Cherenkov-Strahlung vorwiegend im UV-Bereich [14]. Der gegebene Messstand in Kombination mit weiteren LEDs im UV-Bereich kann somit dazu genutzt werden, die Verstärkung in Abhängigkeit der Wellenlänge für das erwartete Cherenkov-Spektrum zu überprüfen.

5.3. Güte der Fits

Das Chi-Quadrat zur Einschätzung des Fits ist nach Neyman [4] mit

$$\chi^2 = \sum_x \frac{(F_x(\boldsymbol{\theta}) - N_x)^2}{\max(N_x, 1)} \quad (45)$$

angegeben. Dabei ist N_x der Messwert im QDC Kanal x und $F_x(\boldsymbol{\theta})$ gibt den entsprechenden Wert für die Fitparameter $\boldsymbol{\theta}$ an. Typischerweise liegt das Chi-Quadrat für die ausgewerteten Fits unter $\chi_{\max} \approx 8000$. Der Fit mit sieben gefitteten Parametern wurde über den gesamten Bereich des QDCs (4096 Kanäle) ausgeführt. Dies entspricht $fg = 4089$ Freiheitsgraden. Hierbei gilt zu beachten, dass ein Großteil der Kanäle leer sind und der für den Fit des Spektrums eher relevante Teil mit $N_x \geq 2$ Ereignissen eine Breite von etwa 100 (ET518 bei 1000 V) bis maximal 850 Kanäle (beispielsweise ET542 bei 1200 V) aufweist. Entsprechend liegt die Anzahl der Freiheitsgrade eher in einer Größenordnung zwischen $\widetilde{fg}_{\min} \geq 93$ bei niedrigen Verstärkungen bis $\widetilde{fg}_{\max} \leq 843$ bei hohen Verstärkungen (ausgenommen Fits im HIGH-Modus).

Von besonderer Relevanz für den Fit des Einzel-Photoelektronen-Spektrum ist der Übergang zwischen Pedestal und dem ersten Photoelektronen-Peak. Dort ist der exponentielle Abfall der diskreten Untergrundereignisse, abhängig von den Parametern α und

w , am stärksten im Spektrum vertreten. Aus diesem Grund sind Ladungshistogramme mit zu geringer Verstärkung und/oder schlechter Auflösung zwischen Pedestal und erstem Photoelektronen-Peak für einen aussagekräftigen Fit dieser Parameter ungeeignet. Abbildung 5.6 (ET520, 900 V) zeigt, dass zwar ein Fit für diese Fälle möglich ist, die Parameter α und w jedoch hohe Ungenauigkeiten aufweisen. Im Vergleich zu Abbildung 5.3 ist das vor allem daran zu erkennen, dass der exponentielle Untergrund (im Graph durch eine gepunktete Linie dargestellt) nicht auf Höhe des Übergangs, sondern deutlich darunter gefittet ist. Dies ist für die ET518 bei den ersten drei und bei der ET542 und der ET520 bei den ersten zwei vermessenen Betriebsspannungen der Fall, weswegen diese für die Analyse der Parameter α , w und μ ungeeignet sind.

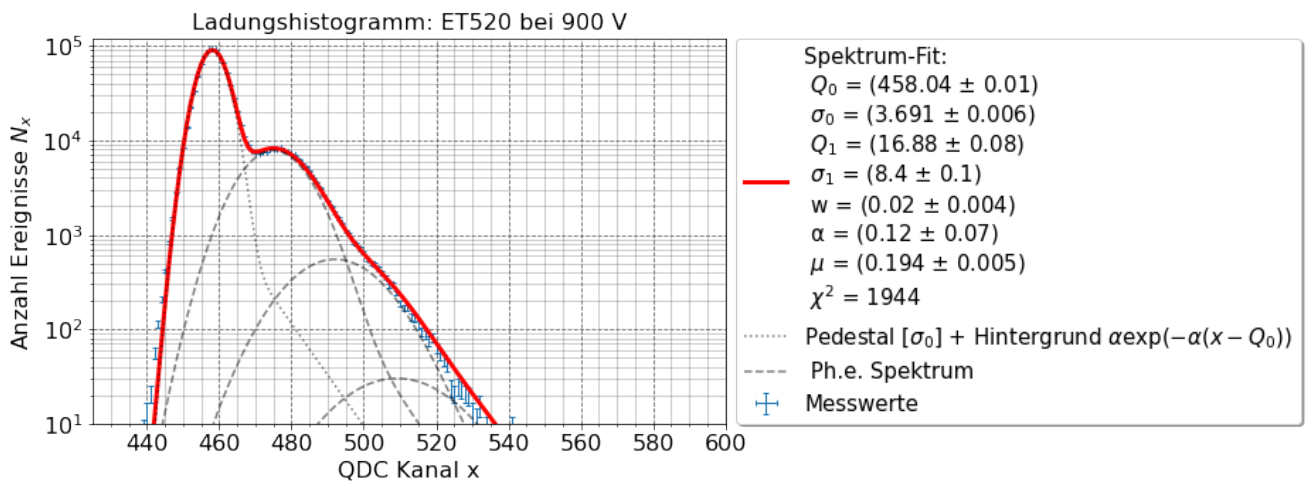


Abbildung 5.6: Ladungshistogramm und Fit an das EPE-Spektrum der ET520 bei 900 V. Der Parameter α weist einen relativen Fehler von mehr als 50% auf. Grund dafür ist der schwach definierte Übergang zwischen Pedestal und 1-Ph.e.-Peak.

Gleichzeitig ist der Verlauf des Spektrums an diesem Übergang mit den diskreten Untergrundereignissen nur eine Abschätzung, so dass reale Messdaten nicht optimal durch den exponentiellen Abfall beschrieben werden. Allgemein ist bei den Ladungshistogrammen der Photomultiplier von ET eine leicht erhöhte Anzahl an diskreten Untergrundprozessen mit sehr niedriger Ladung ($\approx 0.1 e$) zu erkennen, was bei sehr hohen Verstärkungen in einem steilen gaußähnlichen Peak resultiert. Diese Abweichung vom Modell ist je nach PMT und Verstärkung mehr oder weniger stark ausgeprägt. Aufgrund der darauf folgenden leicht niedrigeren Anzahl an gemessenen Ereignissen bei entsprechend höheren Ladungen ($\approx 0.2 e$) lässt sich der Übergang im Ladungshistogramm der ET PMTs dennoch gut über die Exponentialfunktion abschätzen. Dieses Phänomen ist in Abbildung 5.7 zu sehen. Aufgrund der sehr hohen Verstärkung von $g = (72.63 \pm 0.10) \times 10^6$ ist der Übergang zwischen Pedestal und dem ersten Photoelektronen-Peak so gut aufgelöst, dass die Abweichung zur Abschätzung über den exponentiellen Zerfall gut zu erkennen ist.

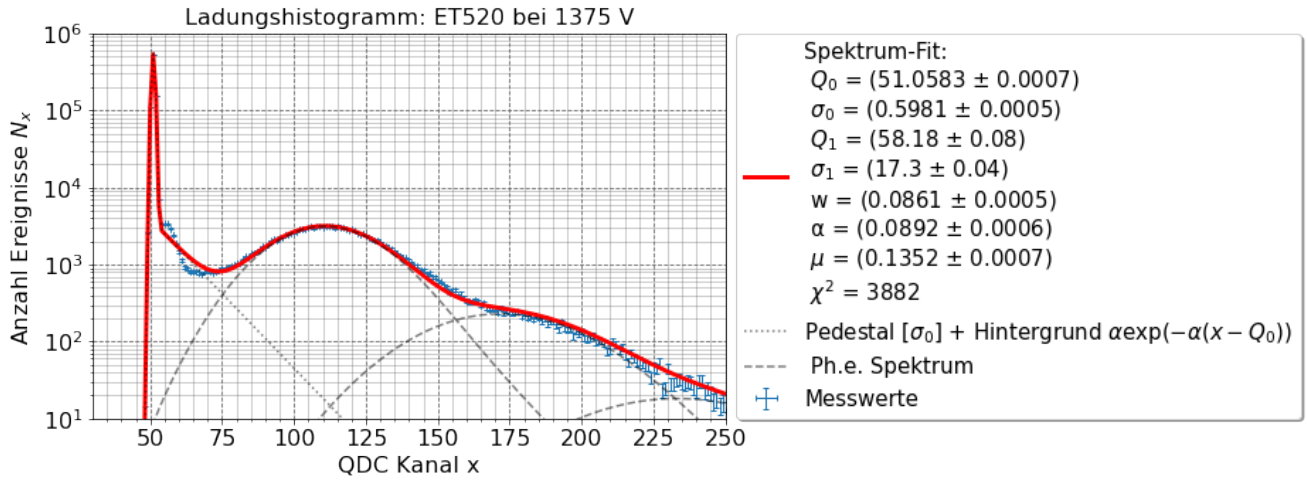


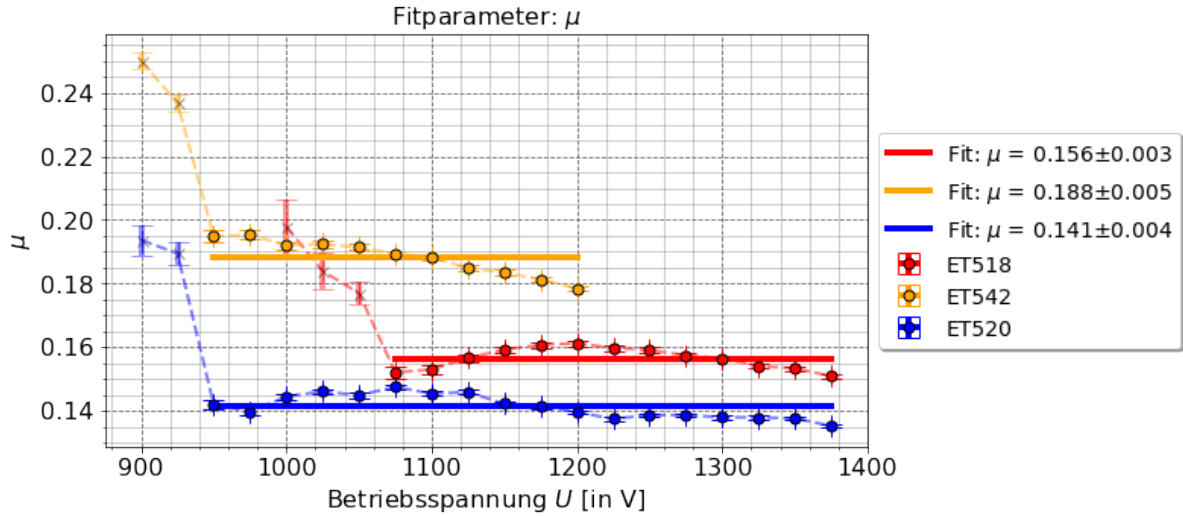
Abbildung 5.7: Ladungshistogramm der Et520 bei einer Betriebsspannung von 1375 V. Bei sehr hoher Verstärkung ist die Abweichung des EPE-Spektrums zum realen Ladungsspektrum im Übergang vom Pedestal zum 1-Ph.e-Peak deutlich zu erkennen.

5.4. Mittlere Anzahl an Photoelektronen μ

Die mittlere Anzahl an Photoelektronen μ ergibt sich, unter der Annahme, dass die Sammeleffizienz der Dynoden gegen 100% geht, aus der Multiplikation der Quanteneffizienz η mit der mittleren Anzahl an Photonen λ (siehe Unterabschnitt 3.2.1). Dementsprechend lässt sich aus dem Fitparameter μ bei bekannter Quanteneffizienz die mittlere Anzahl an Photonen, welche auf die Photokathode auftreffen, abschätzen. Da alle Photomultiplier mit der selben Lichtmenge bestrahlt wurden, sollte λ für alle PMTs gleich sein. Nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung gilt

$$\Delta\lambda = \sqrt{\left(\frac{1}{\eta}\Delta\mu\right)^2 + \left(-\frac{1}{\eta^2}\Delta\eta\right)^2}. \quad (46)$$

Abbildung 5.8 zeigt den Fitparameter μ für die vermessenen Photomultiplier. Die nach Unterabschnitt 5.3 verworfenen Fit-Ergebnisse sind leicht transparent dargestellt und fließen nicht in die Bestimmung von μ ein.

Abbildung 5.8: Fitparameter μ .

Die Quanteneffizienz der Photomultiplier bei einer Wellenlänge von 470 nm und die Ergebnisse für den Mittelwert $\bar{\mu}$ mit Standardabweichung sind in Tabelle 4 dargestellt. Für die ET542 ist die Quanteneffizienz nicht bekannt. Wie zu erwarten weist der Photomultiplier mit der niedrigeren Quanteneffizienz, die Röhre ET520 mit $\eta = 16.61\%$, die niedrigste mittlere Anzahl an Photoelektronen auf. Die ET518 hat eine höhere Quanteneffizienz und entsprechend ist auch der Wert von μ höher. Für die Berechnung der Lichtmenge λ wurde die Ungenauigkeit in der Quanteneffizienz $\Delta\eta = 1.5\%$ abgeschätzt. Dies entspricht der maximalen Schwankung der Quanteneffizienz für Wellenlängen ± 10 nm abweichend von der dominanten Wellenlänge der LED. Für die beiden Photomultiplier mit bekannter Quanteneffizienz stimmt die berechnete Lichtmenge, ebenfalls zu sehen in Tabelle 4, gut überein. Es treffen im Mittel etwa 0.85 Photonen auf die Photokathode der Photomultiplier.

PMT	QE η bei 470 nm	Mittelwert $\bar{\mu}$ [Fit]	$\lambda \approx \bar{\mu}/\eta$
ET518	18.58%	0.156 ± 0.003	0.84 ± 0.07
ET542	unb.	0.188 ± 0.006	/
ET520	16.61%	0.141 ± 0.004	0.85 ± 0.08

Tabelle 4: Quanteneffizienz, Mittelwert des Fitparameters μ und Lichtmenge λ für die vermessenen Photomultiplier. Die Quanteneffizienz der ET542 ist unbekannt.

Auffällig ist außerdem, dass die ET542 den größten Wert für $\bar{\mu}$ aufweist. Somit besitzt die ET542 in diesem Wellenlängenbereich die größte Quanteneffizienz der drei Modelle auf. Aus der mit den anderen beiden Photomultipliern berechneten Lichtmenge und dem Mittelwert der mittleren Anzahl Photoelektronen für die ET542 lässt sich umgekehrt die

Quanteneffizienz der ET542 abschätzen zu

$$\eta_{\text{ET542}} \approx \frac{\mu}{\lambda} = \frac{0.188 \pm 0.005}{0.85 \pm 0.11} = (22.12 \pm 0.03)\%. \quad (47)$$

5.5. Weitere Fitparameter

Position Q_0 und Standardabweichung σ_0 des Pedestals

Die Position des Pedestals ist unabhängig von der Verstärkung des Photomultipliers. Dieser Zusammenhang ist auch in Abbildung 5.9 zu sehen. Da alle Messreihen mit gleich langem Gate, also dem Zeitfenster der Datenaufnahme des QDCs, aufgenommen wurden ist das Pedestal für alle drei Photomultiplier bei etwa dem gleichen Wert, also der gleichen Ladung. Die letzten sechs Fits der ET520 (blau) wurden im HIGH-Modus des QDC ausgewertet. Da somit das Ladungsintervall pro Kanal bei 200 fC liegt und der Analog-Digital-Wandler für die Datenaufnahme im LOW/HIGH-Modus ein unterschiedliches Offset besitzt (siehe Unterabschnitt 4.5) weichen die Pedestalpositionen für die ET520 voneinander ab und sind auch nicht durch die Relation 8 zu 1 verknüpft.

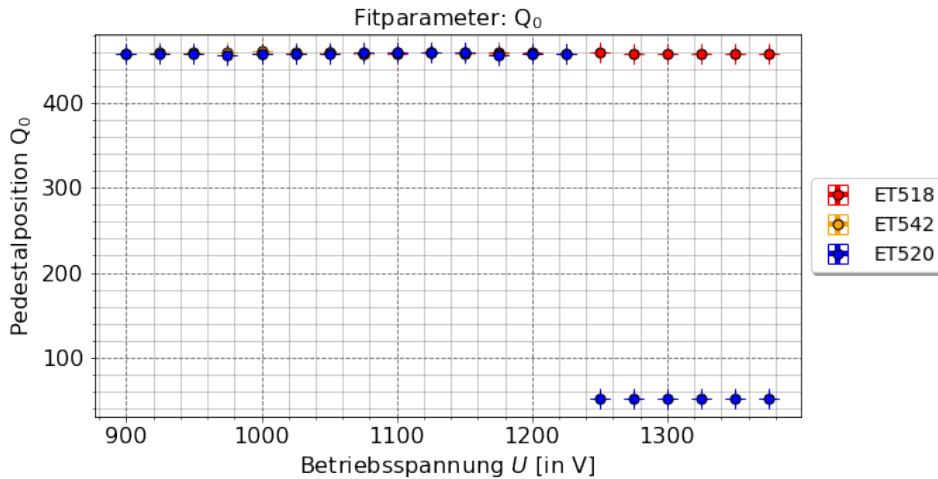


Abbildung 5.9: Position des Pedestals Q_0 . Aufgrund der selben experimentellen Bedingungen ist die Pedestalposition für alle Messreihen sehr ähnlich, so dass sich die Messpunkte überlappen.

Außerdem ist auch die Standardabweichung des Pedestal-Peaks σ_0 (im Anhang Abbildung A.2) unabhängig von der PMT-Verstärkung. Dementsprechend führt eine höhere Verstärkung zu einer besseren Auflösung des Spektrums. Eine Base mit Vorverstärker oder ein separater Vorverstärker hingegen nicht, da dort sowohl das Signal mit Photoelektronen als auch das Signal ohne Photoelektron um den gleichen Faktor verstärkt wird.

Standardabweichung des Photoelektronen-Peaks σ_1

Die höhere Verstärkung resultiert in einer Verbreiterung der Photoelektronen-Peaks und somit auch zu einem linearen Zusammenhang zwischen der Standardabweichung σ_1 und der Verstärkung g . Die Standardabweichung σ_1 steigt somit ebenfalls annähernd exponentiell mit der Betriebsspannung an. Siehe Abbildung A.3 im Anhang.

Diskrete Untergrundprozesse mit Wahrscheinlichkeit w und Koeffizient α

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines diskreten Untergrundereignisses wird beschrieben über den Fitparameter w . Dieser ist in Abbildung 5.10 zu sehen und liegt für die drei Photomultiplier in der Größenordnung von 8%. Die Auswertung zur ET542 ergibt einen leicht höheren Wert für w mit $w_{ET542} = 0.84 \pm 0.06$. Für die ET518 und die ET520 liegen die Werte mit $w_{ET518} = 0.79 \pm 0.05$ und $w_{ET520} = 0.80 \pm 0.05$ nah beieinander.

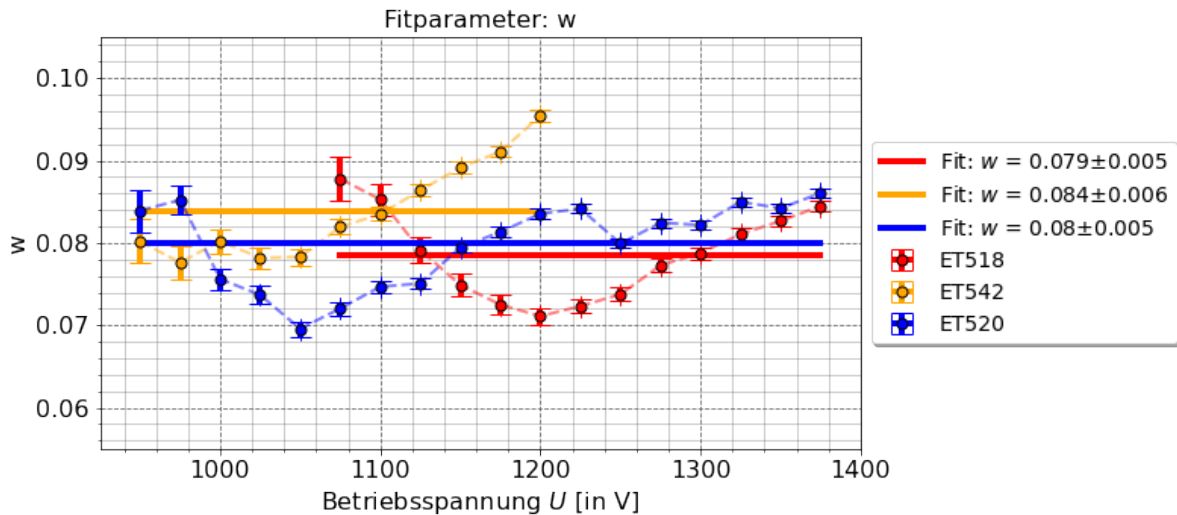


Abbildung 5.10: Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines diskreten Untergrundereignisses w .

Analog zu σ_1 wird auch die Ladung aus den diskreten Untergrundprozesse durch die Verstärkung erhöht, so dass die Verbreiterung im Ladungshistogramm zu einer kleineren Zerfallskonstante α führt. Abbildung A.4 zeigt α in Abhängigkeit zur Spannung. Der Parameter α fällt in doppelt-logarithmischer Darstellung annähernd linear mit der Betriebsspannung ab.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Bachelorarbeit wurden die Photomultiplier-Röhre und das Einzel-Photoelektronen-Spektrum eingeführt und damit das Antwortverhalten von Photomultipliern für geringe Lichtmengen analysiert. Treffen Photonen auf einen Photomultiplier werden mit Hilfe des Photoeffekts Photoelektronen aus einer Photokathode herausgelöst. Diese Elektronen werden beschleunigt und lösen in einem System von Dynoden Sekundärelektronen aus wodurch die Anzahl an Elektronen vervielfacht wird. An der Anode lässt sich dann ein Ladungspuls messen. Das Einzel-Photoelektronen-Spektrum beschreibt dabei die Ladungsverteilung und ermöglicht eine qualitative Beschreibung des Spektrums über ein Pedestal (Q_0, σ_0), diskrete Untergrundereignisse (α, w) und die n -Photoelektronen-Peaks ($Q_n = n \cdot Q_1, \sigma_n \approx \sqrt{n}\sigma_1$). Außerdem liefert die Ladungsverteilung zusätzlich Informationen über die mittlere Anzahl an herausgelösten Photoelektronen μ .

Für die Messung des Antwortverhaltens wurden die Photomultiplier mit dem Licht einer gepulsten LED (Pulsbreite ≈ 6 ns, $\lambda = 470$ nm) bestrahlt, was einer mittleren Anzahl an Photoelektronen von 0.15 bis 0.20 entspricht, und mit dem QDC das Ladungshistogramm aufgenommen. Aus dem Parameter μ wurde die mittlere Anzahl an Photonen λ , welche auf die Photokathode auftreffen, abgeschätzt. Diese liegt für eine Pulsbreite der LED von $\tau = (6.20 \pm 0.10)$ ns bei $\lambda \approx 0.85$ Photonen pro Puls. Außerdem konnte damit die zuvor unbekannte Quanteneffizienz der ET542 für den Wellenlängenbereich um die 470 nm mit $\eta_{\text{ET542}} \approx (22.12 \pm 0.03)\%$ ermittelt werden.

Aus der pedestalkorrigierten Ladung Q_1 lässt sich außerdem die Verstärkung des Dynodensystems der Photomultiplier unabhängig von der Quanteneffizienz über $g = Q_1/e$ mit der Elementarladung e bestimmen. Damit konnte die Verstärkung in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung über einen Fit an das Einzel-Photoelektronen-Spektrum bestimmt werden. Es treten dabei große Unterschiede in der Verstärkung auf, welche nicht durch den Betrieb bei der vom Hersteller angegebenen nominellen Hochspannung kompensiert werden können.

Für die Zukunft ist es sinnvoll, die Verstärkung für Photomultiplier des P2-Experiments einzeln zu überprüfen und für die gewünschte Verstärkung jeweils die Betriebsspannung zu bestimmen. Mit dem entwickelten Messstand ist dies für weitere LEDs mit Wellenlängen, welche dem erwarteten Cherenkov-Spektrum im P2-Ringspektrometer entsprechen, möglich. Dabei kann dieser in Kombination mit einem Picoamperemeter, zum Vermessen von sehr kleinen Ladungsströmen, auch zur Untersuchung im Strommodus verwendet werden. Die Kapustinsky-LED, mit den sehr schmalen Lichtpulse (< 1 ns), bietet außerdem die Möglichkeit weitere Experimente bezüglich der Anstiegszeit, Abklingzeit und der Pulsbreite der Photomultiplier durchzuführen.

A. Anhang

A.1. Anhang zum Versuchsaufbau

Geräteliste			
Gerätebezeichnung	Kürzel	Hersteller	Modell
LED Pulser	/	KPH Universität Mainz	LED ns-pulser V4
Oszilloskop	OS	Tektronix	DPO4104
Oszilloskop 2	/	Tektronix	TDS3034B
Funktionsgenerator	FG	Siglent	SDG5162
Labornetzgerät	/	Rohde & Schwarz	HMP4040
Charge-to-Digital Converter	QDC	CAEN	V965
HV-Einheit	HV	CAEN	V6533N
Logikeinheit	Logik	CAEN	N405
Fan-In Fan-Out	FiFo	CAEN	N625

Tabelle 5: Auflistung der verwendeten Geräte mit Kürzel und Angabe von Hersteller und Modell.

A.2. Anhang zum Einzel-Photoelektronen-Spektrum

A.2.1. Einzel-Photoelektronen-Spektrum in Abhängigkeit von μ

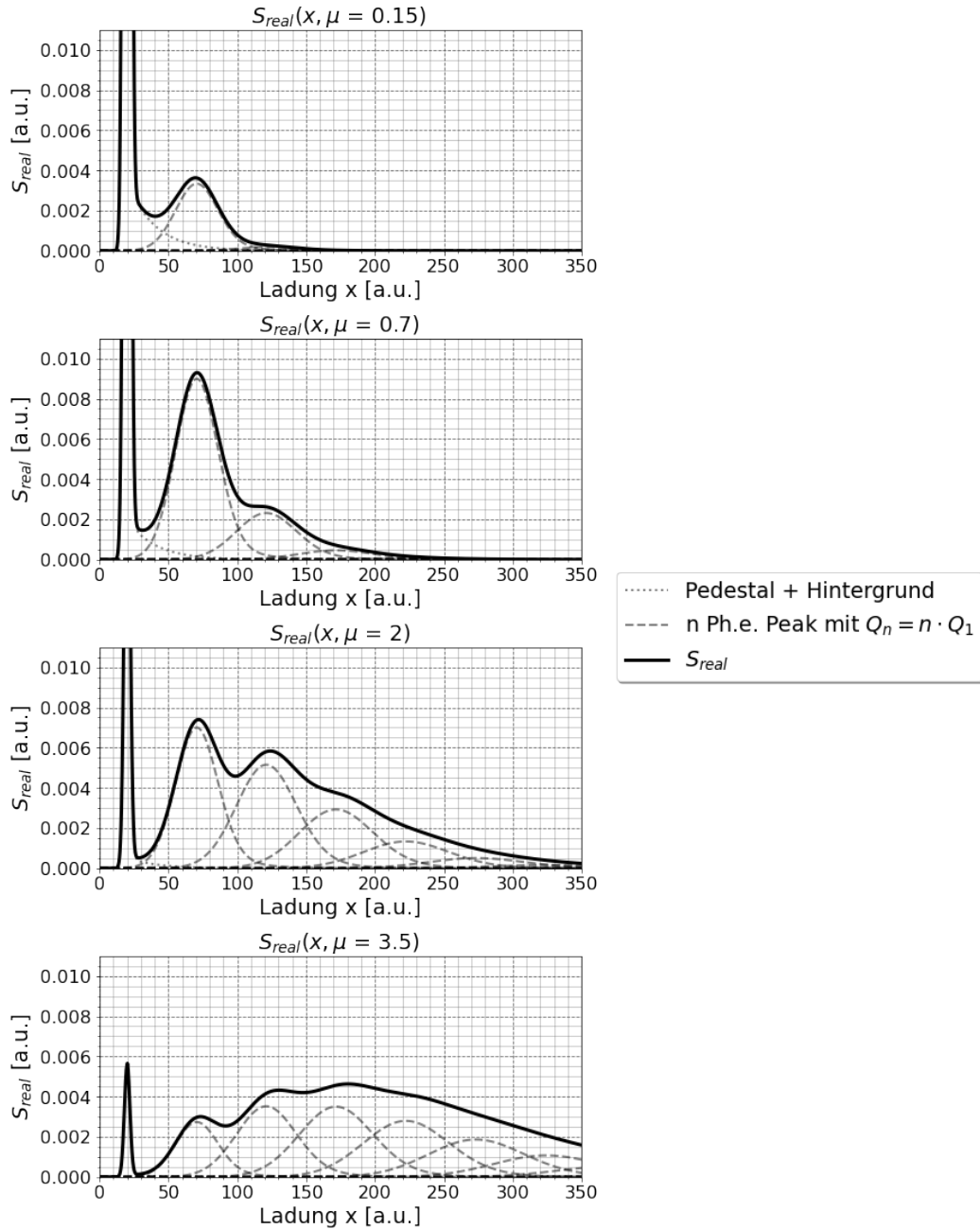


Abbildung A.1: Einzel-Photoelektronen-Spektrum in Abhängigkeit der mittleren Anzahl an Photoelektronen für mehrere Werte.

Verwendete Parameter:

$$Q_0 = 20, \sigma_0 = 2, Q_1 = 50, \sigma_1 = 15, w = 0.08, \alpha = 0.05.$$

A.2.2. Herleitung von $\tilde{G}_n(x) = G_0(x) \otimes G_n(x)$

Diese Herleitung beschreibt die Faltung von $G_n(x)$ mit $\sigma_n = \sqrt{n}\sigma_1$ (Gleichung 18) und $G_0(x)$ mit σ_0 (Gleichung 23). Das Ergebnis ist ebenfalls eine Gaußverteilung $\tilde{G}_n(x)$ mit $\tilde{\sigma}_n = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_n^2}$. Dabei ist die Herangehensweise für die Herleitung von $G_n(x)$ aus Gleichung 18 mit der n-fachen Faltung von $G_1(x)$ mit σ_1 (Gleichung 16) analog. Die Faltung von $\sqrt{n-1}\sigma_1$ mit $\sqrt{1}\sigma_1$ resultiert in einer Gaußverteilung mit $\sigma_n = \sqrt{(n-1)\sigma_1^2 + \sigma_1^2} = \sqrt{n}\sigma_1$.

$$G_0(x) \otimes G_n(x) \quad (48)$$

$$= \left[\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma_0^2}\right) \right] \otimes \left[\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_n} \exp\left(\frac{-(x-Q_n)^2}{2\sigma_n^2}\right) \right] \quad (49)$$

$$= \Gamma \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-(a(x-y)^2 + b(y-Q_n)^2)\right] dy \quad (50)$$

$$\text{mit } a = \frac{1}{2\sigma_0^2}, b = \frac{1}{2\sigma_n^2}, \Gamma = \frac{\sqrt{ab}}{\pi} \quad (51)$$

$$\text{Quadratische Ergänzung mit dem Term } \exp\left(\frac{ax + bQ_n}{a+b}\right) \quad (52)$$

$$= \Gamma \exp\left[-(ax^2 + bQ_n^2) + \left(\frac{ax + bQ_n}{a+b}\right)\right] \quad (53)$$

$$\times \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-(a+b)\left(y + \left[\frac{ax + bQ_n}{a+b}\right]\right)^2\right] dy \quad (54)$$

$$\text{Substitution mit } y' = \sqrt{a+b}\left(y + \frac{ax + bQ_n}{a+b}\right) \quad (55)$$

$$= \Gamma \exp\left[-(ax^2 + bQ_n^2) + \left(\frac{(ax + bQ_n)^2}{a+b}\right)\right] \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-y'^2] \frac{dy'}{\sqrt{a+b}} \quad (56)$$

$$= \Gamma \exp\left[-\frac{ab}{a+b}(x-Q_n)^2\right] \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{a+b}} \quad (57)$$

$$\text{Einsetzen von } \Gamma \quad (58)$$

$$= \frac{\sqrt{ab}}{\sqrt{\pi}\sqrt{a+b}} \exp \left[-\frac{ab}{a+b}(x - Q_n)^2 \right] \quad (59)$$

$$\text{Mit } \frac{ab}{a+b} = \frac{1}{2(\sigma_0^2 + \sigma_n^2)} \text{ folgt} \quad (60)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_n^2}} \exp \left[-\frac{1}{2(\sigma_0^2 + \sigma_n^2)}(x - Q_n)^2 \right] \quad (61)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\tilde{\sigma}_n} \exp \left[-\frac{1}{2\tilde{\sigma}_n^2}(x - Q_n)^2 \right] \quad (62)$$

$$= \tilde{G}_n(x) \quad (63)$$

$$\text{mit } \tilde{\sigma}_n = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_n^2} \quad (64)$$

A.2.3. Herleitung von $I(x - Q_0) = \tilde{G}_n(x - Q_0) \circledast E(x - Q_0)$

Diese Herleitung behandelt die Faltung der um die Pedestalposition Q_0 verschobenen Gaußfunktion $G_n(x - Q_0)$ mit der Exponentialfunktion $E(x)$. Die Funktion $I_{\tilde{G}_n \circledast E}(x - Q_0)$ beschreibt damit die Überlagerung des n-Ph.e-Peaks mit den mit einer Wahrscheinlichkeit w auftretenden diskreten Untergrundprozessen.

$$I_{\tilde{G}_n \circledast E}(x - Q_0) \quad (65)$$

$$= \int_{Q_0}^{\infty} \tilde{G}_n(y - Q_0) E(x - y) dy \quad (66)$$

$$= \int_{Q_0}^{\infty} \frac{1}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(y - Q_0 - nQ_1)^2}{2\sigma_n^2} \right] \theta(x - y) \alpha \exp[-\alpha(x - y)] dy \quad (67)$$

$$\text{mit } b = \frac{1}{2\sigma_n^2}, \quad Q_n = Q_0 + nQ_1$$

$$= \frac{\alpha}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} \int_{Q_0}^x \exp \left[-b \left(y^2 - 2Q_n y + Q_n^2 + \frac{\alpha}{b} x - \frac{\alpha}{b} y \right) \right] dy \quad (68)$$

$$\begin{aligned}
& \text{Quadratische Ergänzung mit dem Term } \exp \left[-b \left(Q_n + \frac{\alpha}{2b} \right)^2 \right] \\
& = \frac{\alpha}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\alpha \left(x - Q_n - \frac{\alpha}{2b} \right) \right] \\
& \quad \times \int_{Q_0}^x \exp \left[-b \left(y - \left[Q_n + \frac{\alpha}{2b} \right] \right)^2 \right] dy
\end{aligned} \tag{69}$$

$$\begin{aligned}
& \text{Substitution mit } y' = \sqrt{b} \left(y - \left[Q_n + \frac{\alpha}{2b} \right] \right) \\
& = \frac{\alpha}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\alpha \left(x - Q_n - \frac{\alpha}{2b} \right) \right] \\
& \quad \times \int_{\sqrt{b}[Q_0 - Q_n - \frac{\alpha}{2b}]}^{\sqrt{b}[x - Q_n - \frac{\alpha}{2b}]} \exp [-y'^2] \frac{dy'}{\sqrt{b}}
\end{aligned} \tag{70}$$

$$\begin{aligned}
& = \frac{\alpha}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\alpha \left(x - Q_n - \frac{\alpha}{2b} \right) \right] \\
& \quad \times \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{b}} \left[\operatorname{erf} \left(\sqrt{b} \left[x - Q_n - \frac{\alpha}{2b} \right] \right) - \operatorname{erf} \left(\sqrt{b} \left[Q_0 - Q_n - \frac{\alpha}{2b} \right] \right) \right]
\end{aligned} \tag{71}$$

$$\begin{aligned}
& = \frac{\alpha}{2} \exp \left[-\alpha \left(x - Q_n - \alpha \sigma_n^2 \right) \right] \\
& \quad \times \left[\operatorname{erf} \left(\frac{x - Q_n - \frac{\alpha}{2b}}{\sqrt{2}\sigma_n} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{Q_0 - Q_n - \frac{\alpha}{2b}}{\sqrt{2}\sigma_n} \right) \right]
\end{aligned} \tag{72}$$

$$\text{mit } \operatorname{erf}(a) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt \quad (\text{aus [2], Gleichung 3.1})$$

$$\text{Mit } \operatorname{erf}(-a) = -\operatorname{erf}(a) \text{ folgt} \quad (\text{aus [2], Gleichung 3.2})$$

$$\begin{aligned}
& = \frac{\alpha}{2} \exp \left[-\alpha \left(x - Q_n - \alpha \sigma_n^2 \right) \right] \\
& \quad \times \left[\operatorname{erf} \left(\frac{|Q_0 - Q_n - \sigma_n^2 \alpha|}{\sigma_n \sqrt{2}} \right) \right. \\
& \quad \quad \left. + \operatorname{sign}(x - Q_n - \sigma_n^2 \alpha) \right. \\
& \quad \quad \left. \times \operatorname{erf} \left(\frac{|x - Q_n - \sigma_n^2 \alpha|}{\sigma_n \sqrt{2}} \right) \right]
\end{aligned} \tag{74}$$

A.3. Gleichungen für die Versuchsauswertung

Aus Gleichung 13

$$g = a^n \left(\frac{U}{n+1} \right)^{kn}$$

folgt nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung $(\Delta k, \Delta a)$

$$\Delta g = \left([na^n(n+1)^{-kn}U^{kn}(\log(U) - \log(n+1)) \cdot \delta k]^2 + [na^{n-1}(n+1)^{-kn}U^{kn} \cdot \delta a]^2 \right)^{1/2}. \quad (75)$$

Aus Gleichung 12

$$\delta_i = a \cdot \left(\frac{U}{n+1} \right)^k$$

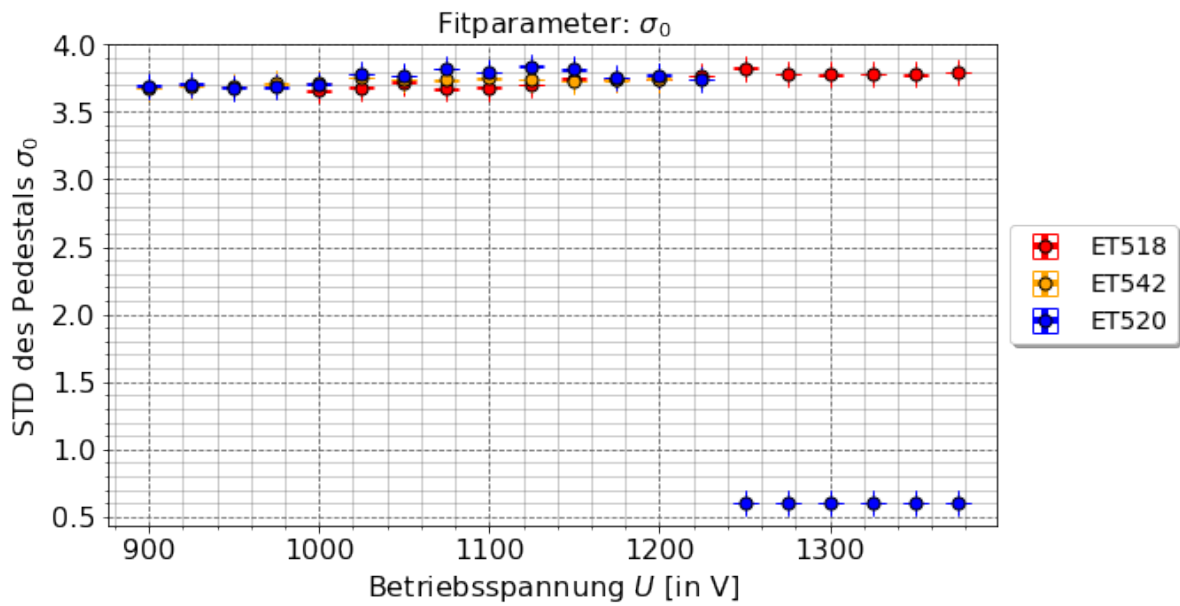
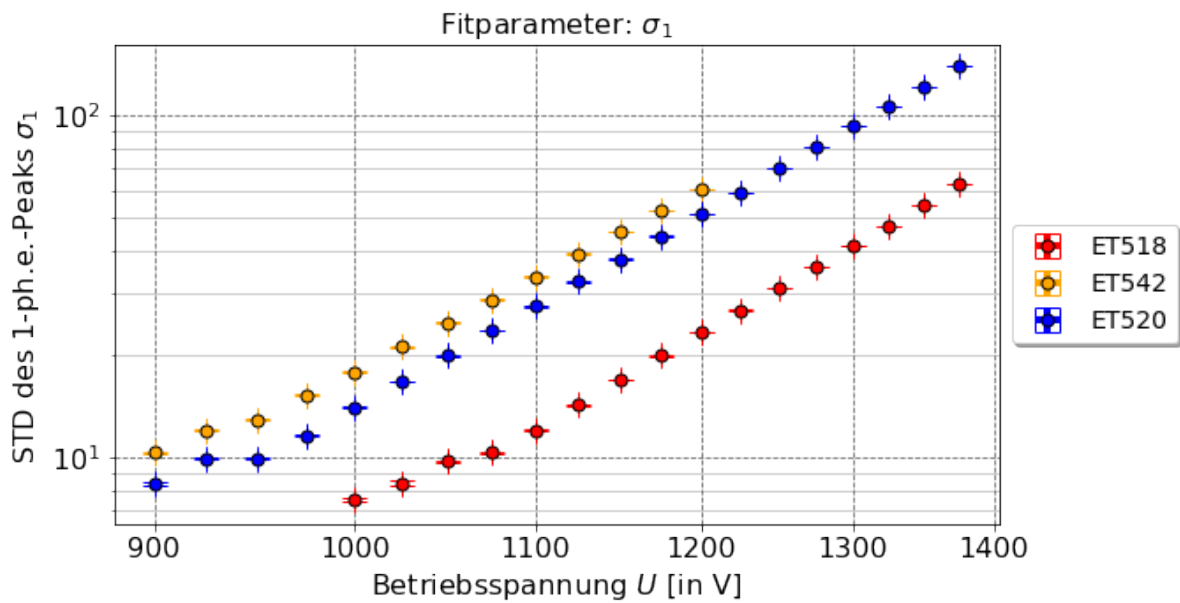
folgt nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung $(\Delta k, \Delta a)$

$$\Delta \delta_i = \sqrt{\left[a \left(\frac{U}{n+1} \right)^k \log \left(\frac{U}{n+1} \right) \Delta k \right]^2 + \left[\left(\frac{U}{n+1} \right)^k \Delta a \right]^2}. \quad (76)$$

A.4. Ergebnisse der Versuchsauswertung

Verstärkung g [$\times 10^6$] für verschiedene Photomultiplier			
Spannung [in V]	ET518	ET542	ET520
900		3.15 \pm 0.03	2.63 \pm 0.01
925		3.97 \pm 0.02	3.33 \pm 0.05
950		5.08 \pm 0.01	4.38 \pm 0.01
975		6.2 \pm 0.01	5.37 \pm 0.01
1000	2.33 \pm 0.03	7.52 \pm 0.02	6.55 \pm 0.01
1025	2.91 \pm 0.02	9.07 \pm 0.02	7.94 \pm 0.02
1050	3.57 \pm 0.02	10.87 \pm 0.02	9.36 \pm 0.02
1075	4.42 \pm 0.01	12.93 \pm 0.03	11.44 \pm 0.02
1100	5.30 \pm 0.01	15.36 \pm 0.03	13.63 \pm 0.03
1125	6.30 \pm 0.01	18.15 \pm 0.03	16.15 \pm 0.03
1150	7.43 \pm 0.02	21.31 \pm 0.04	19.08 \pm 0.03
1175	8.73 \pm 0.02	24.89 \pm 0.04	22.48 \pm 0.04
1200	10.23 \pm 0.02	28.98 \pm 0.05	26.32 \pm 0.05
1225	11.94 \pm 0.03		30.62 \pm 0.05
1250	13.92 \pm 0.03		35.80 \pm 0.06
1275	16.14 \pm 0.03		41.55 \pm 0.07
1300	18.63 \pm 0.04		48.02 \pm 0.08
1325	21.46 \pm 0.04		55.27 \pm 0.09
1350	24.64 \pm 0.05		63.64 \pm 0.10
1375	28.2 \pm 0.06		72.63 \pm 0.12

Tabelle 6: Verstärkung [$\times 10^6$] der getesteten Photomultiplier berechnet aus dem Fit an das EPE-Spektrum in Abhängigkeit der Betriebsspannung [in V].

Abbildung A.2: Standardabweichung (STD) des Pedestal-Peaks σ_0 .Abbildung A.3: Standardabweichung (STD) des Photoelektronen-Peaks σ_1 .

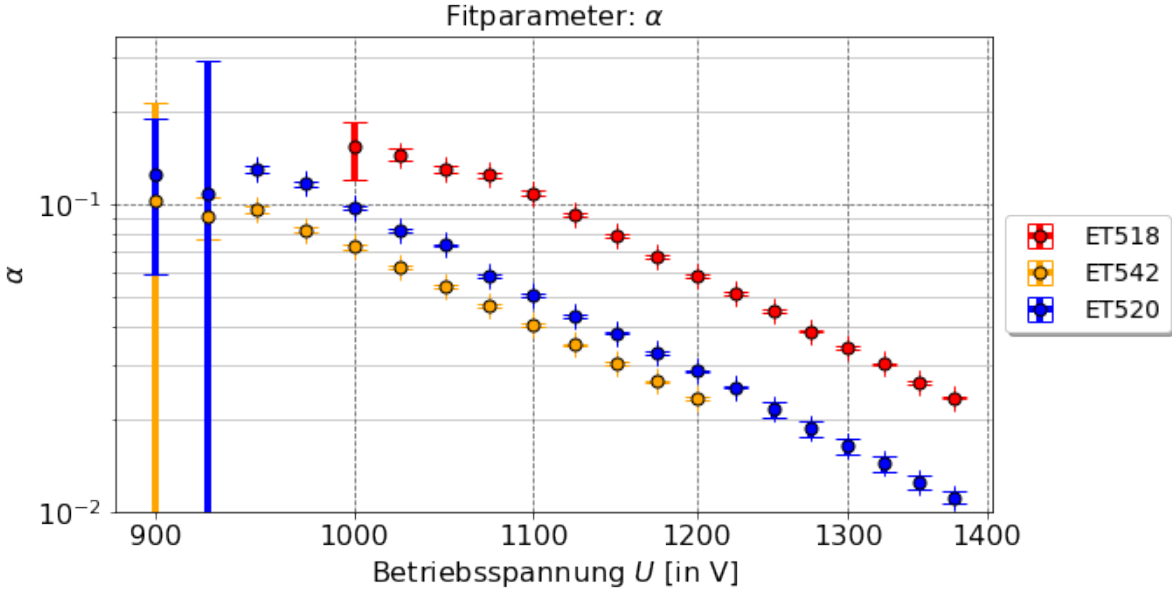
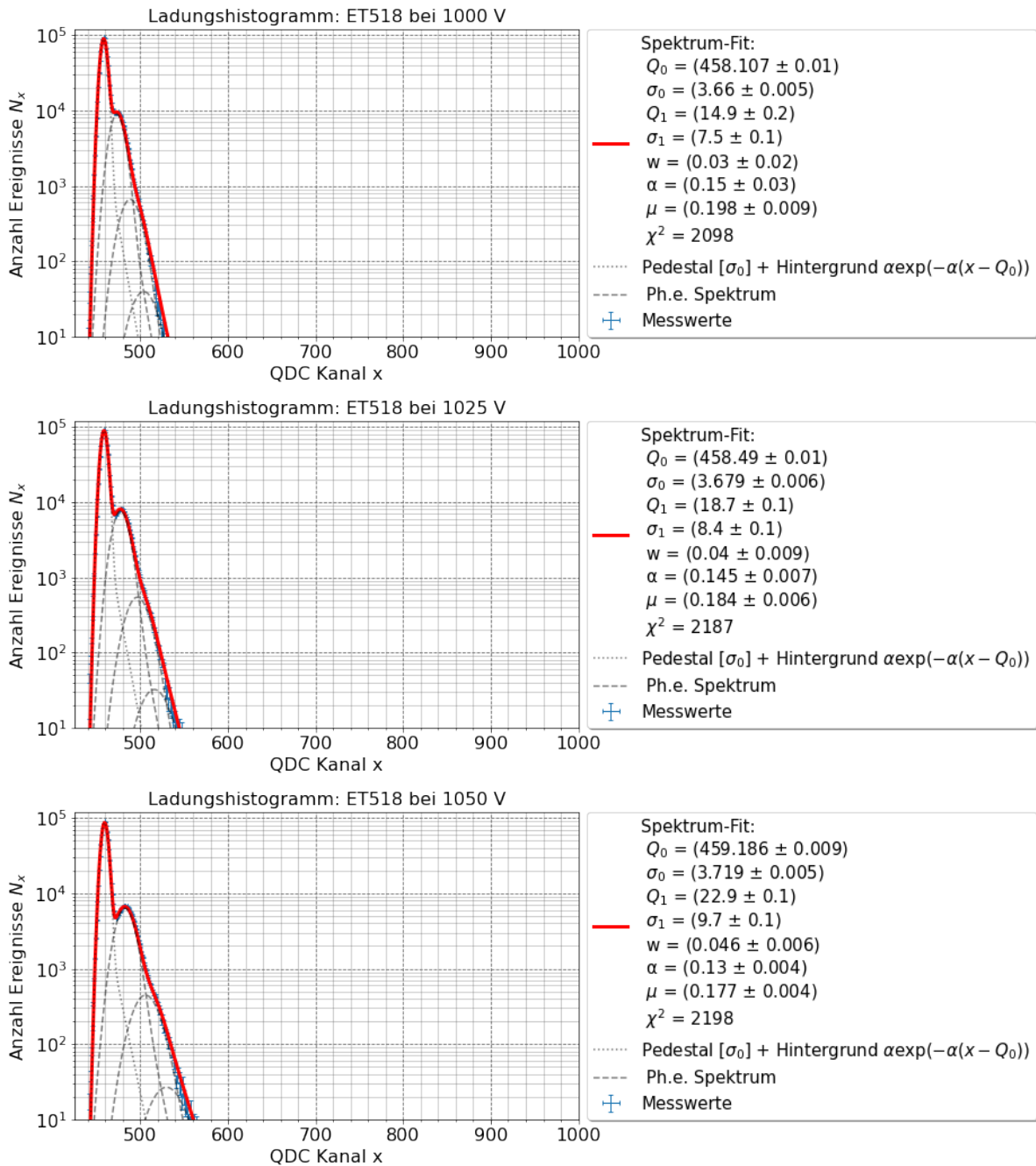
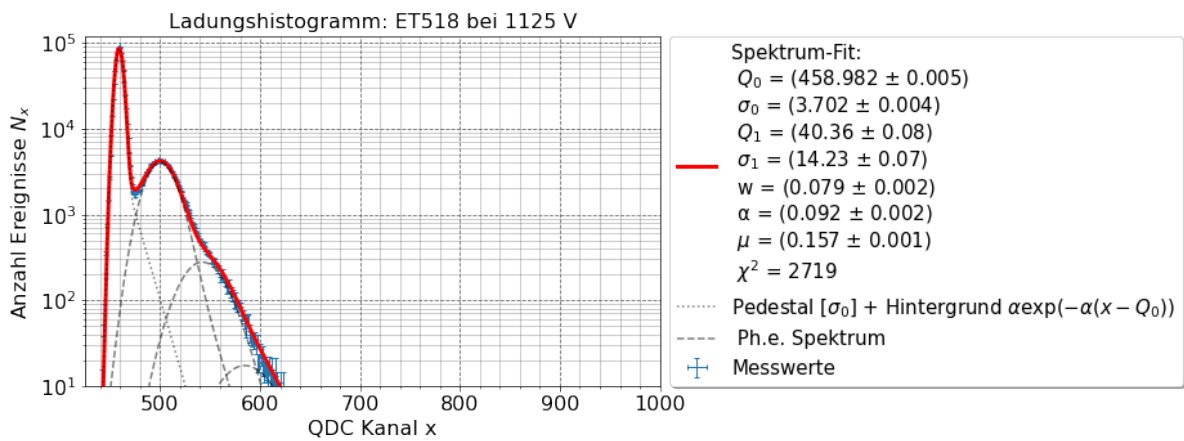
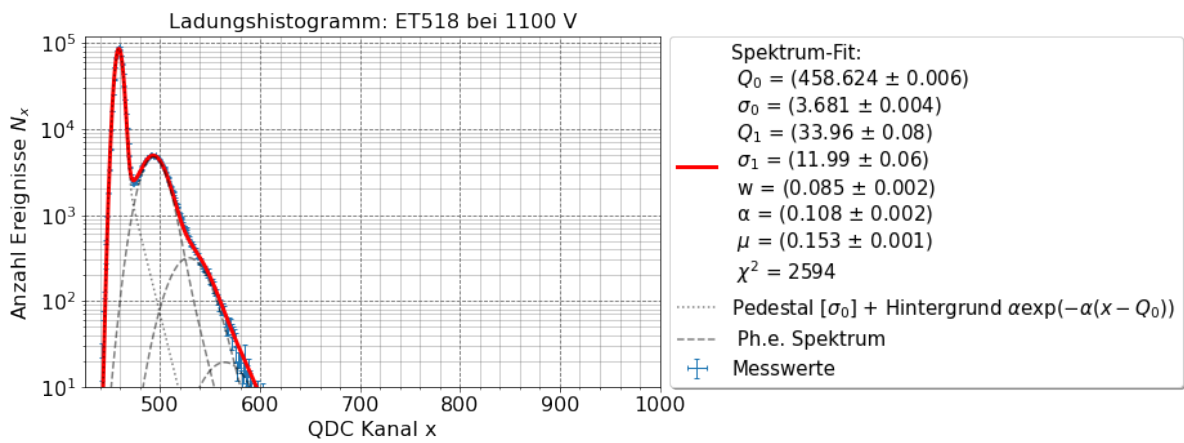
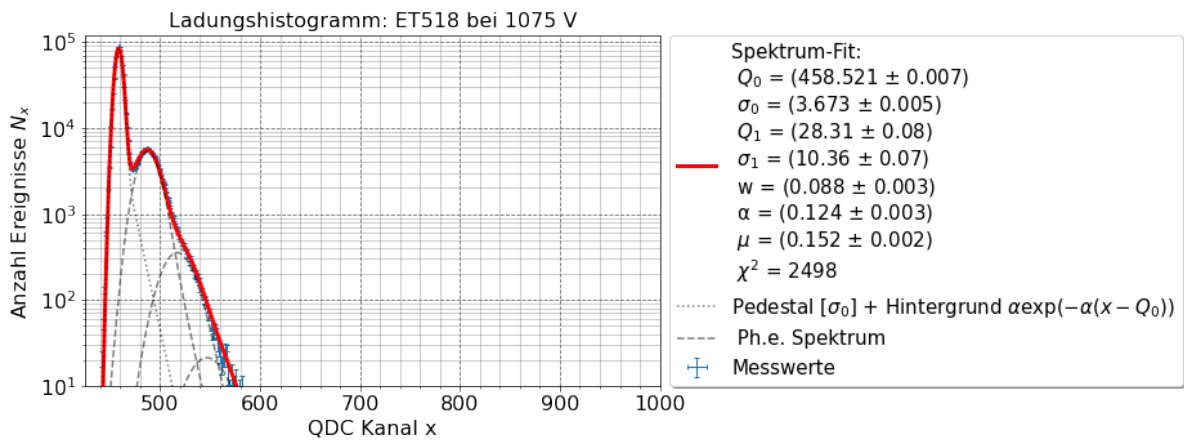


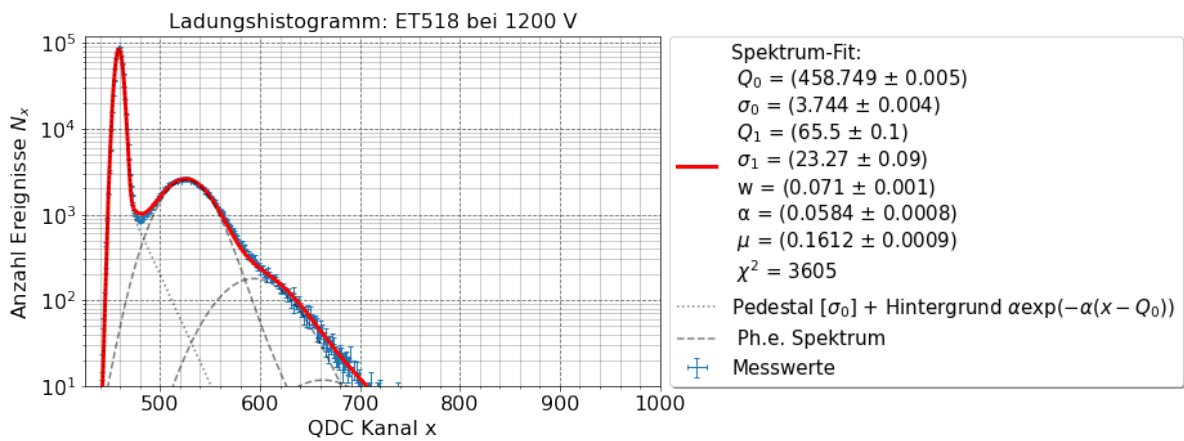
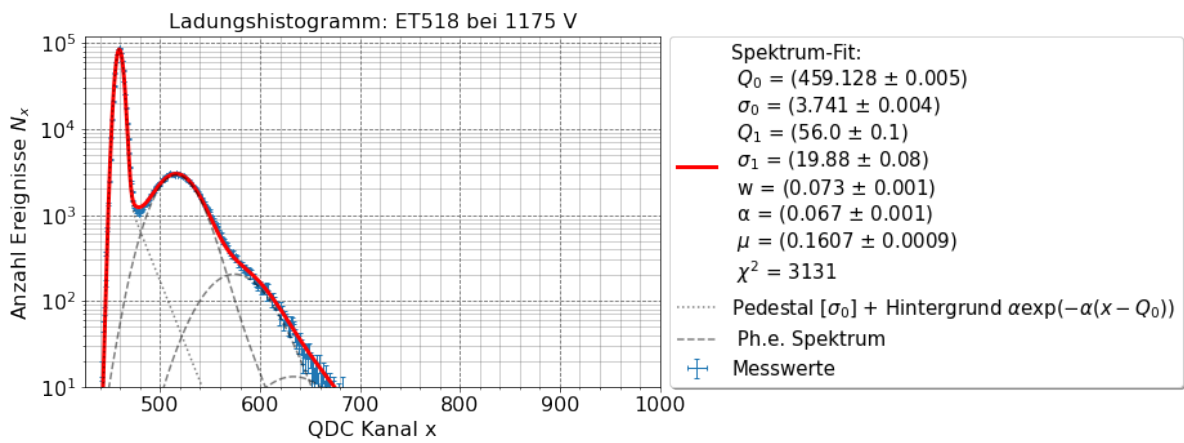
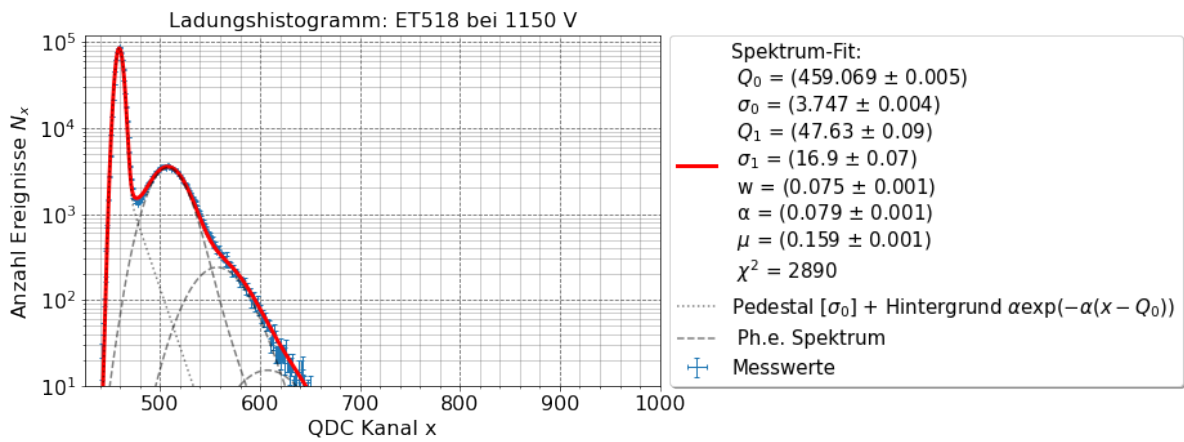
Abbildung A.4: Koeffizient des exponentiellen Zerfalls α .

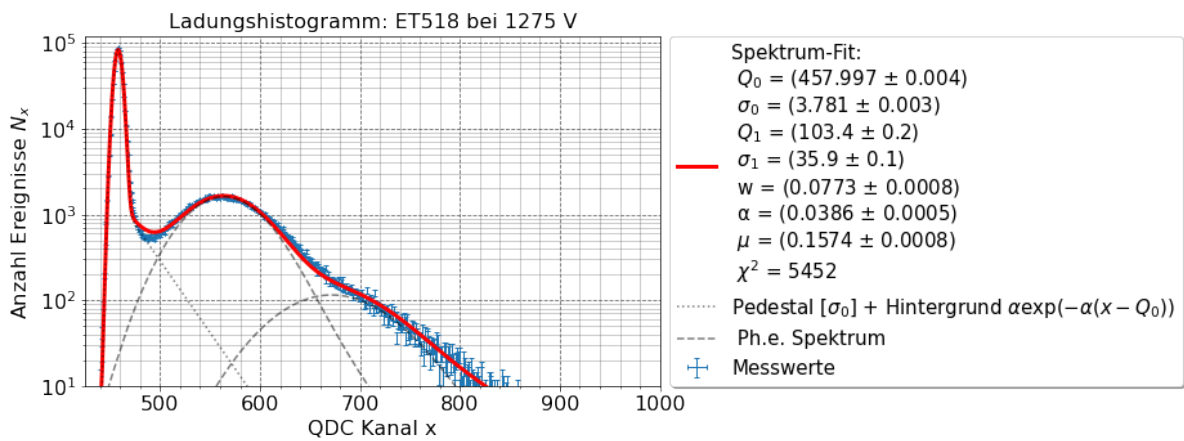
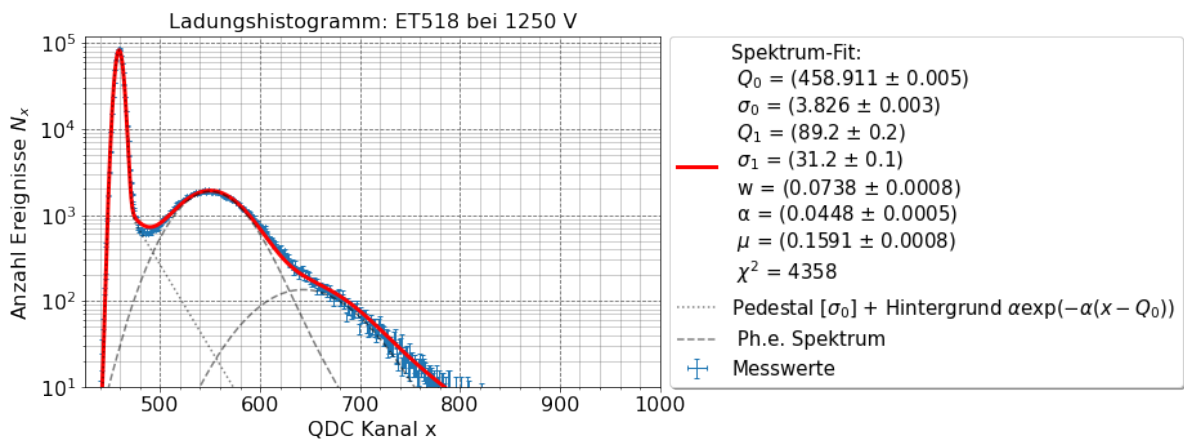
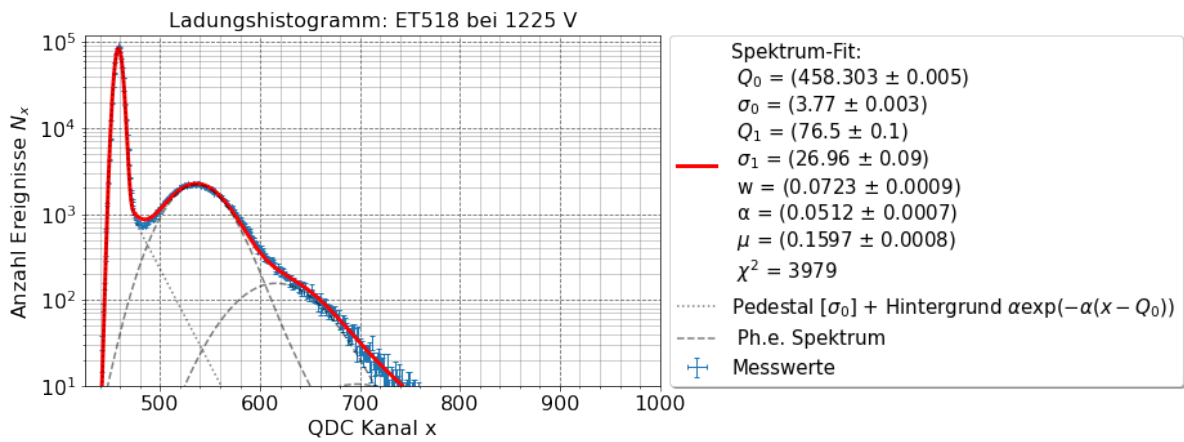
A.5. Fit der Ladungshistogramme für verschiedene PMT

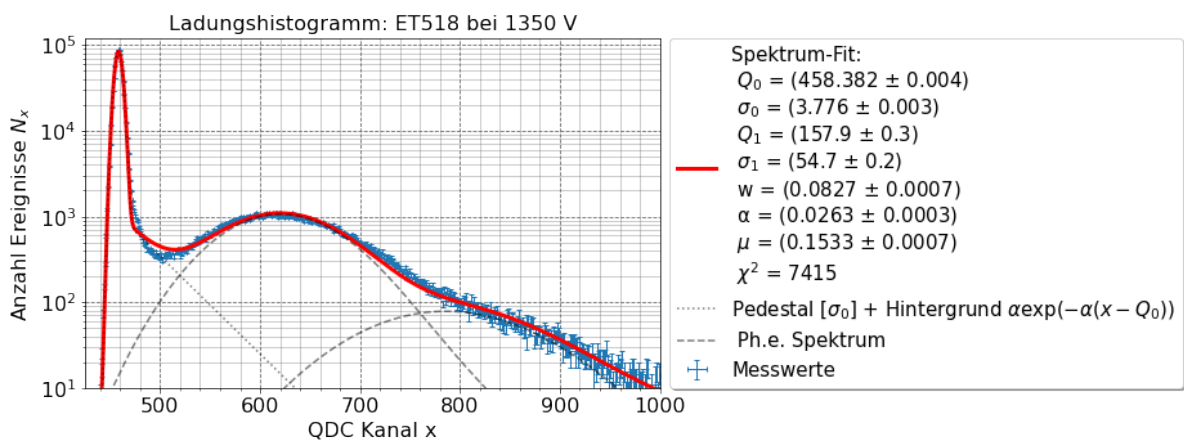
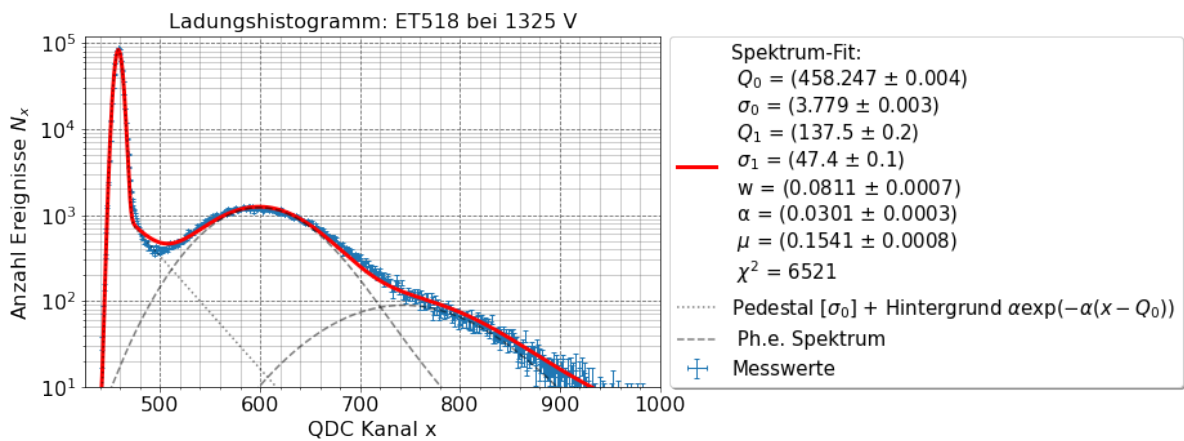
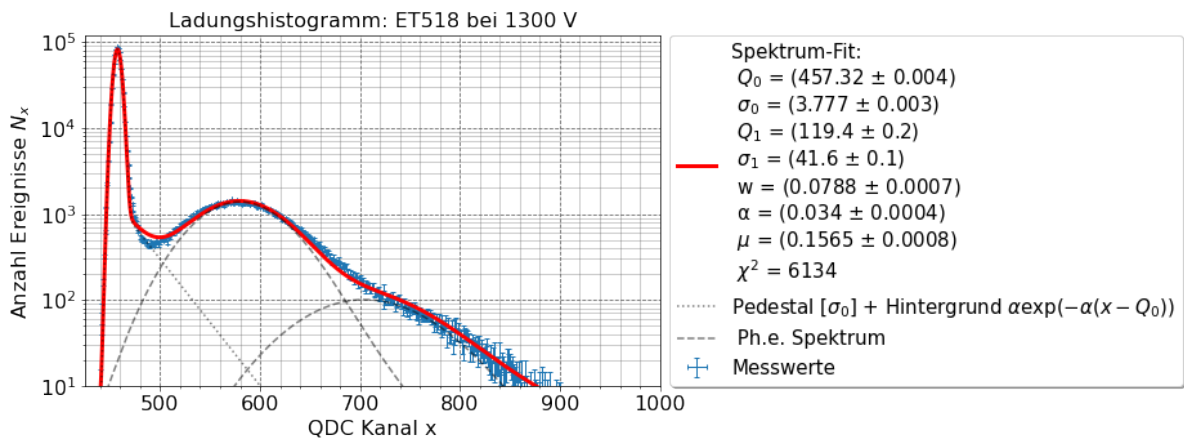
A.5.1. Fit der Ladungshistogramme für ET518

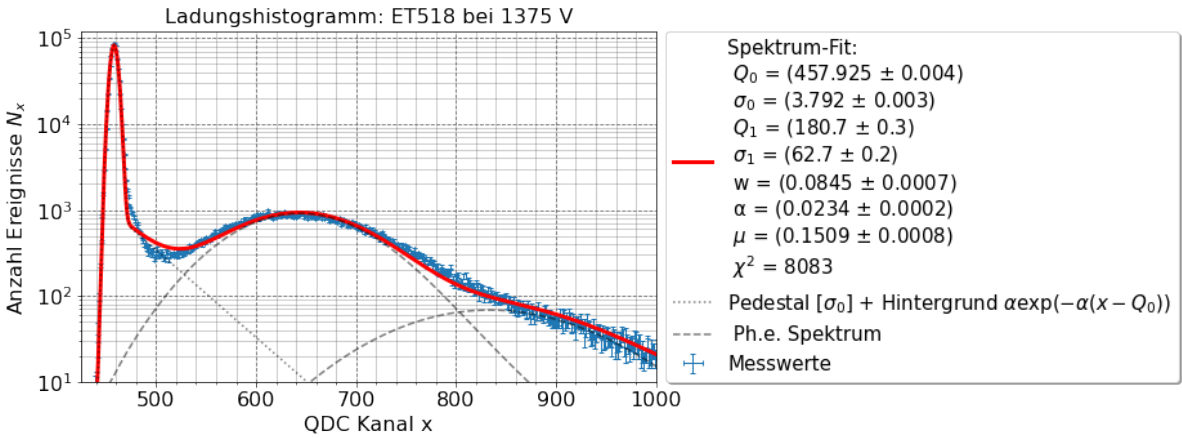




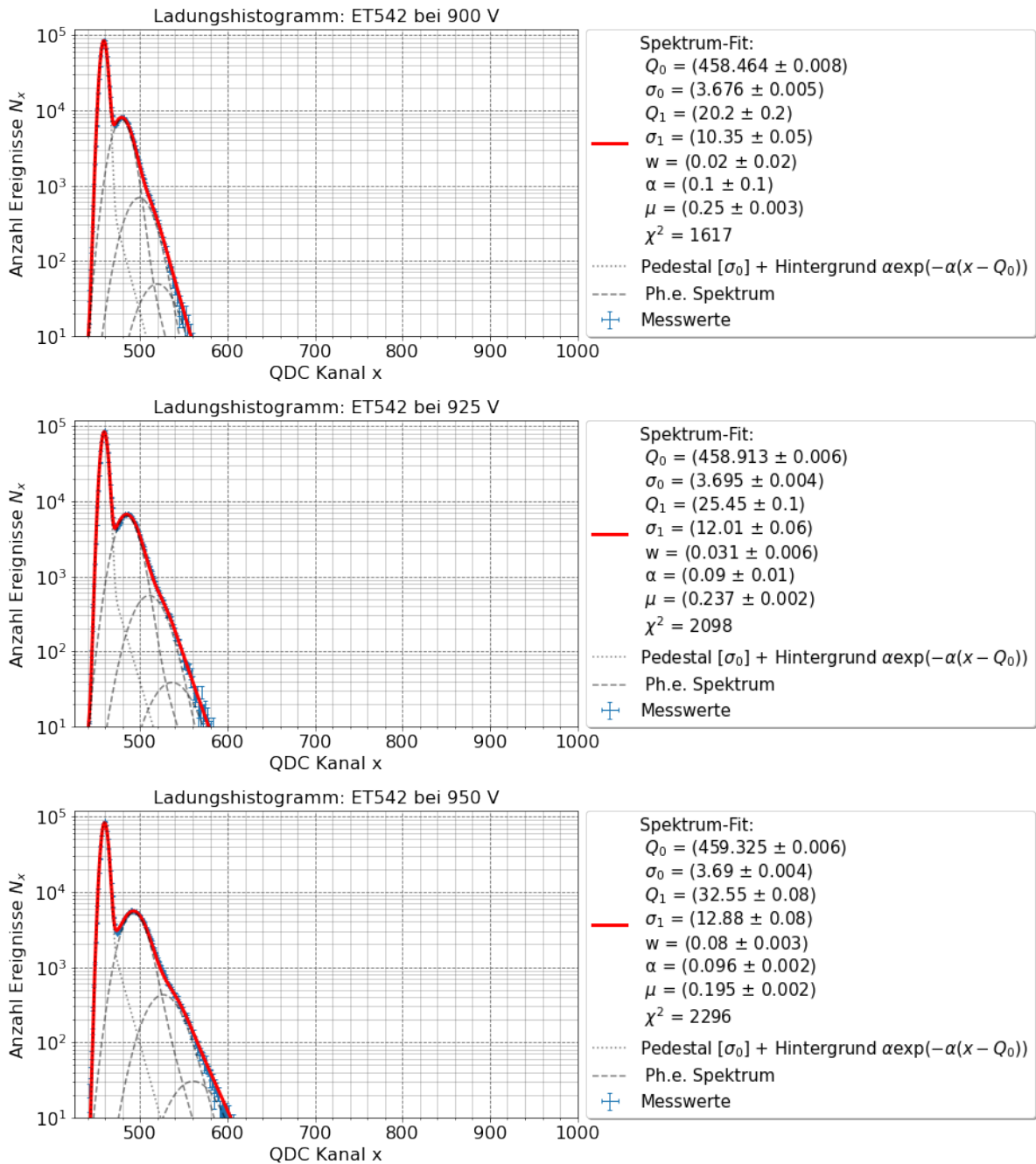


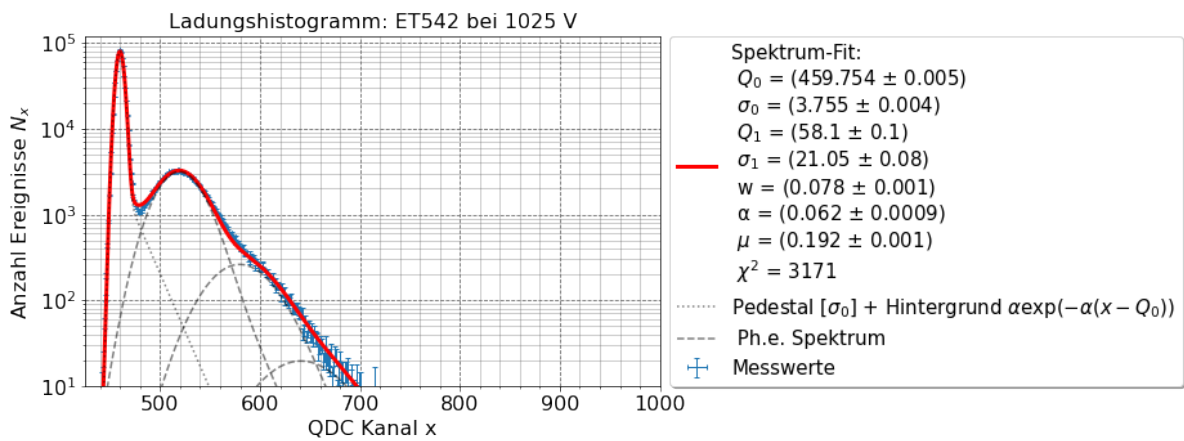
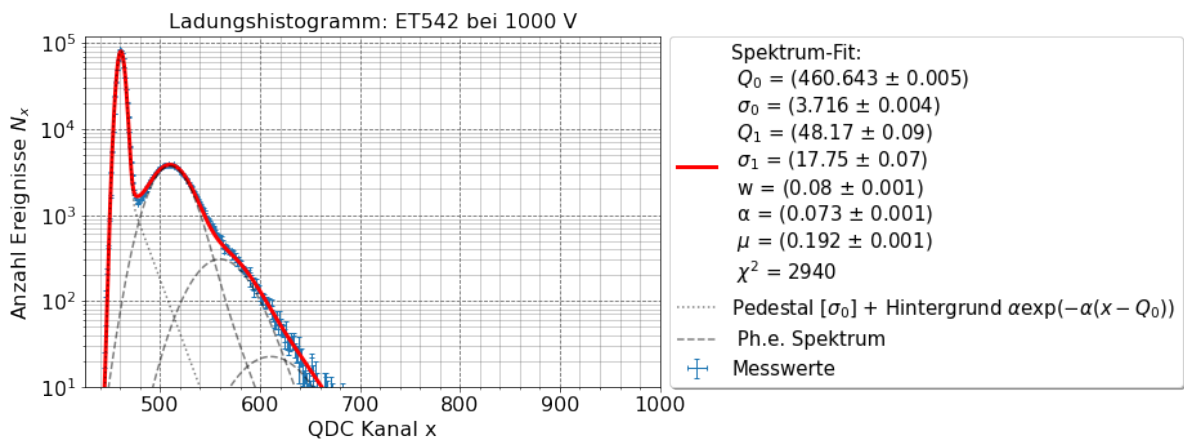
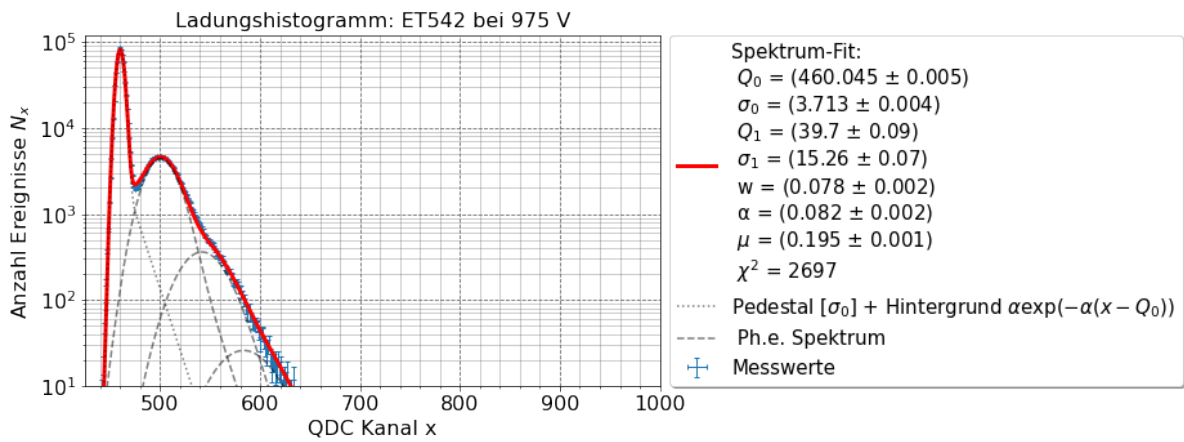


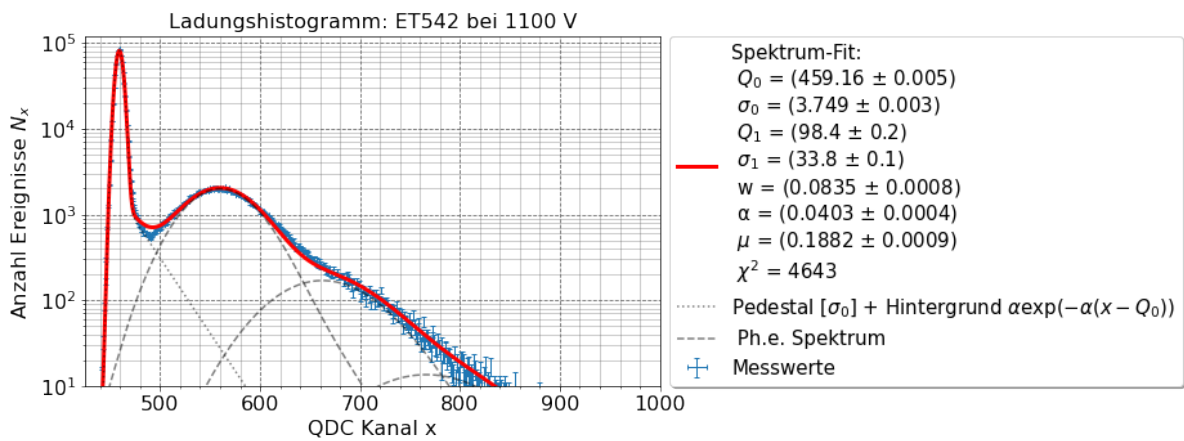
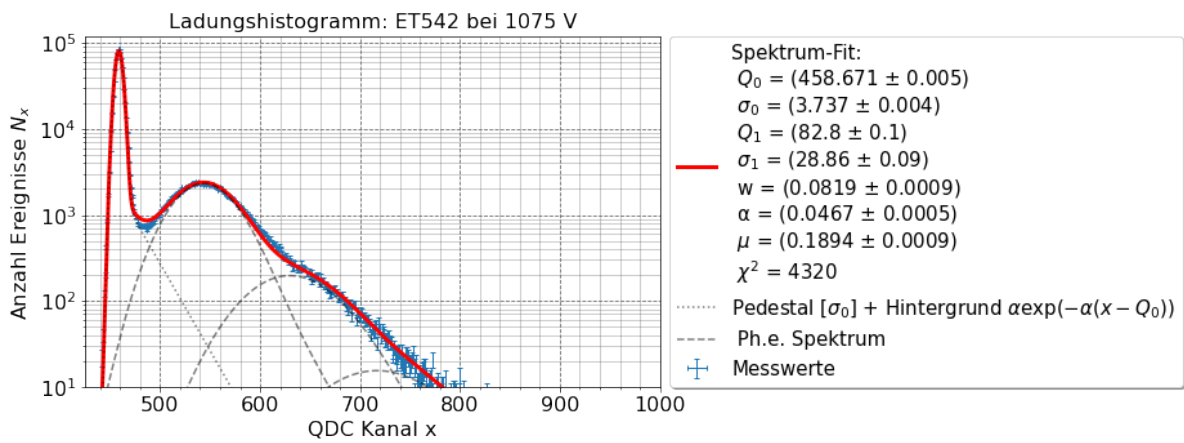
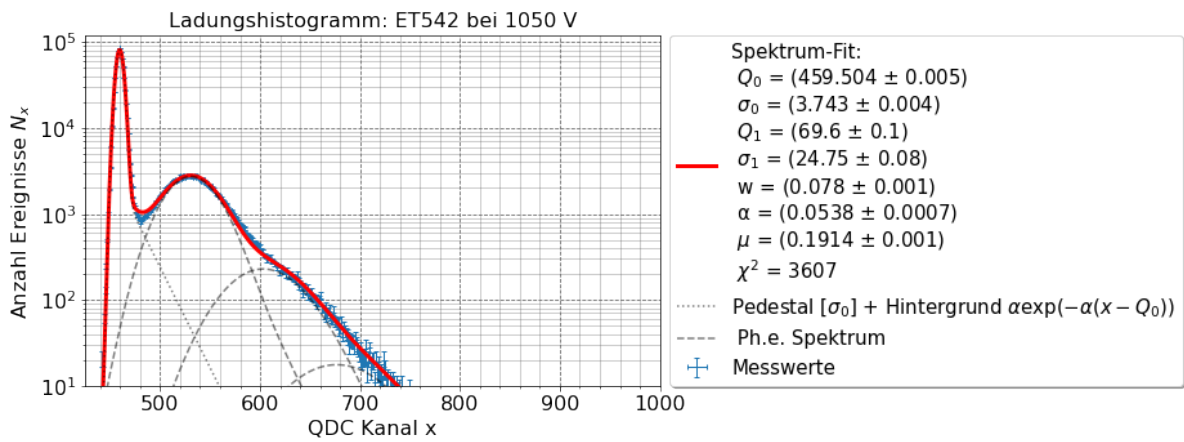


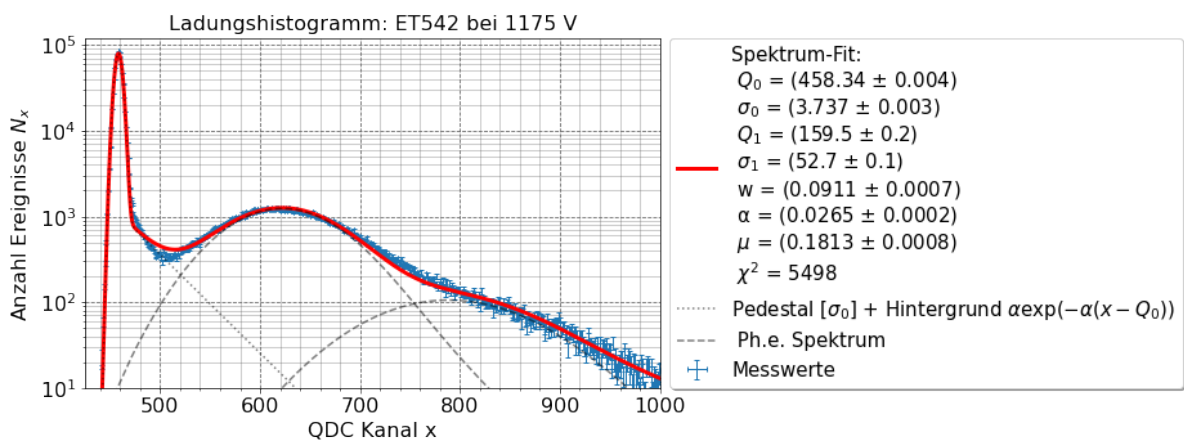
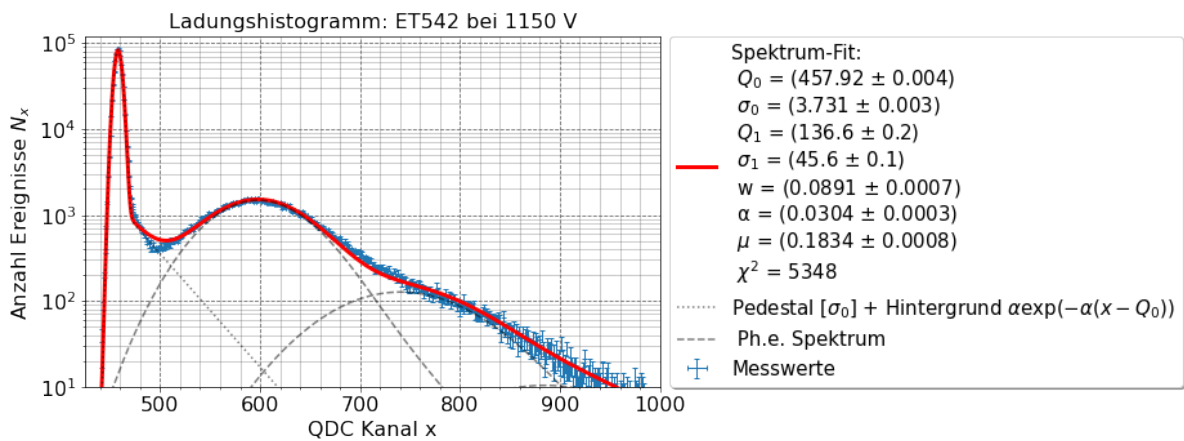
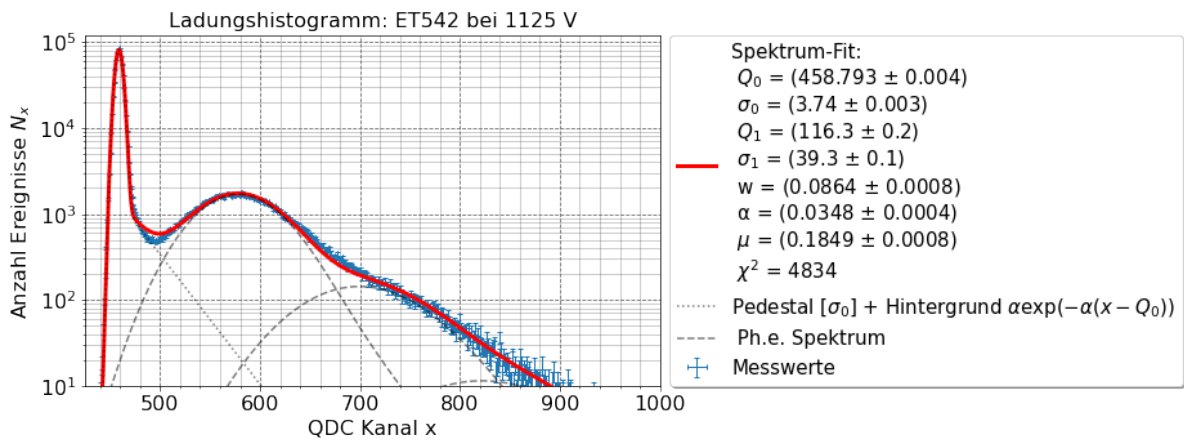


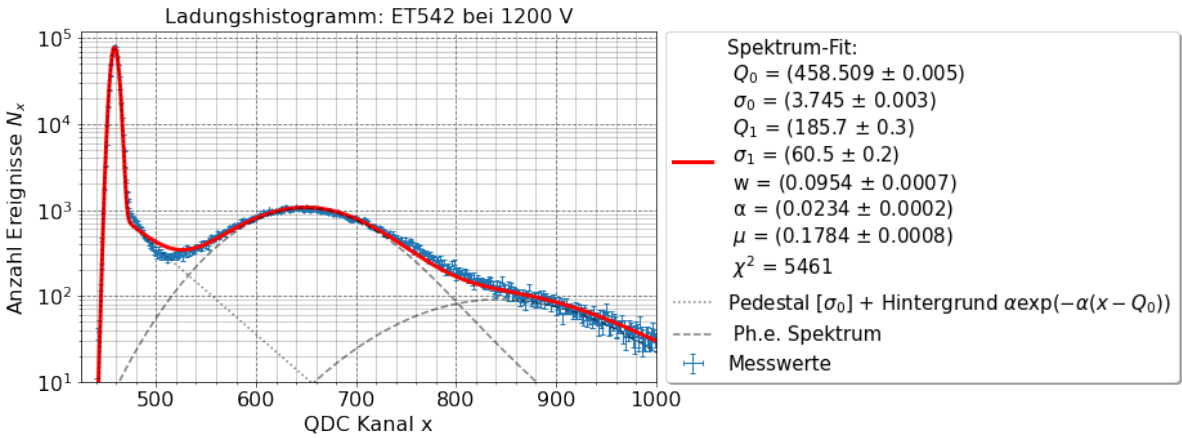
A.5.2. Fit der Ladungshistogramme für ET542



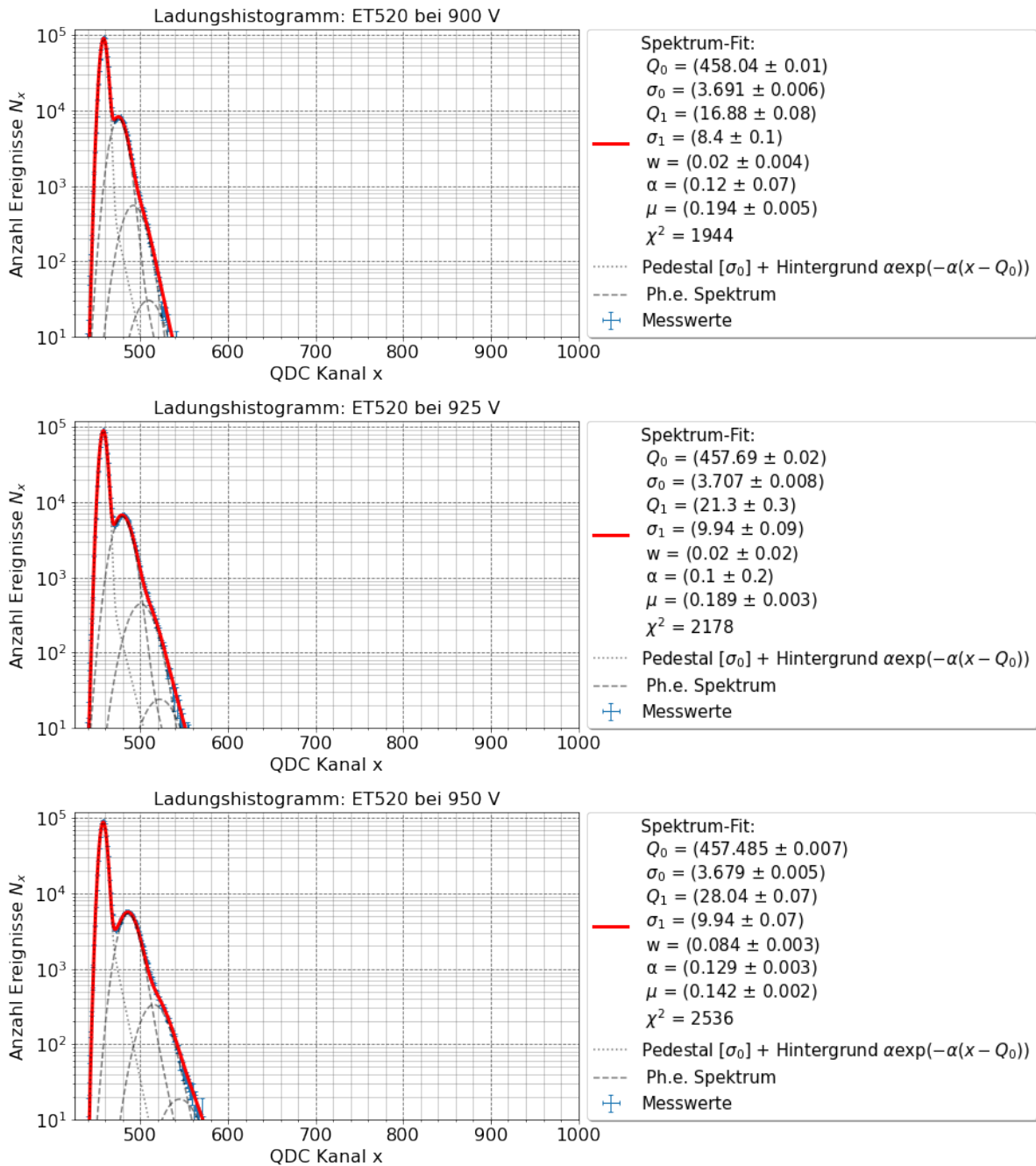


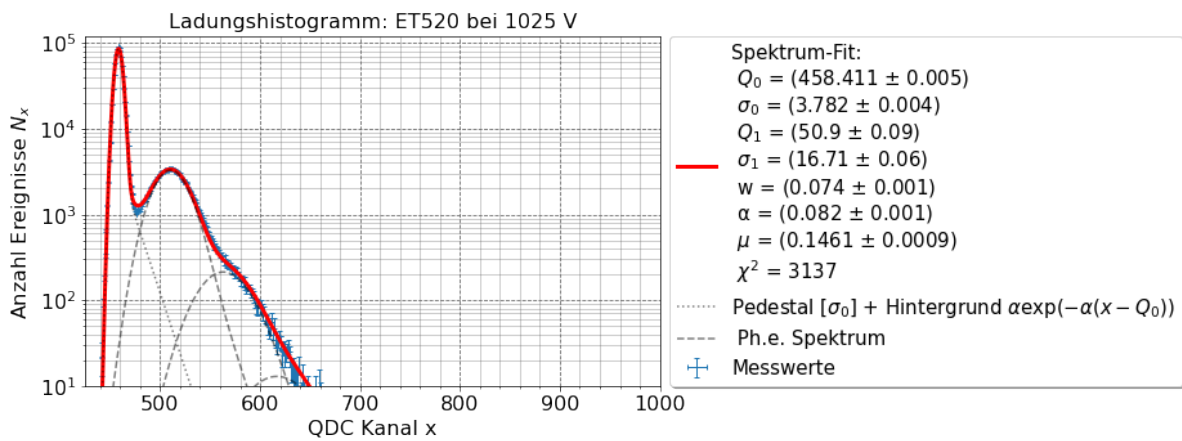
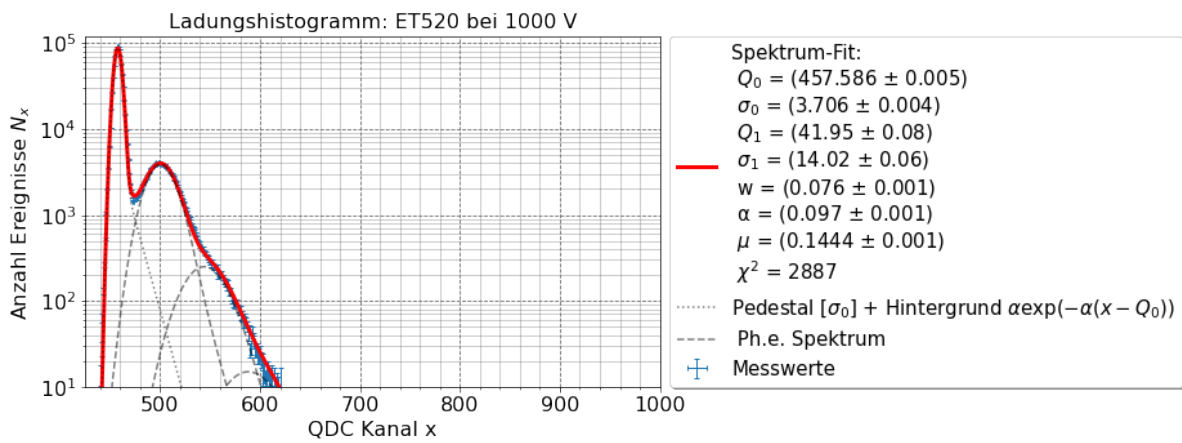
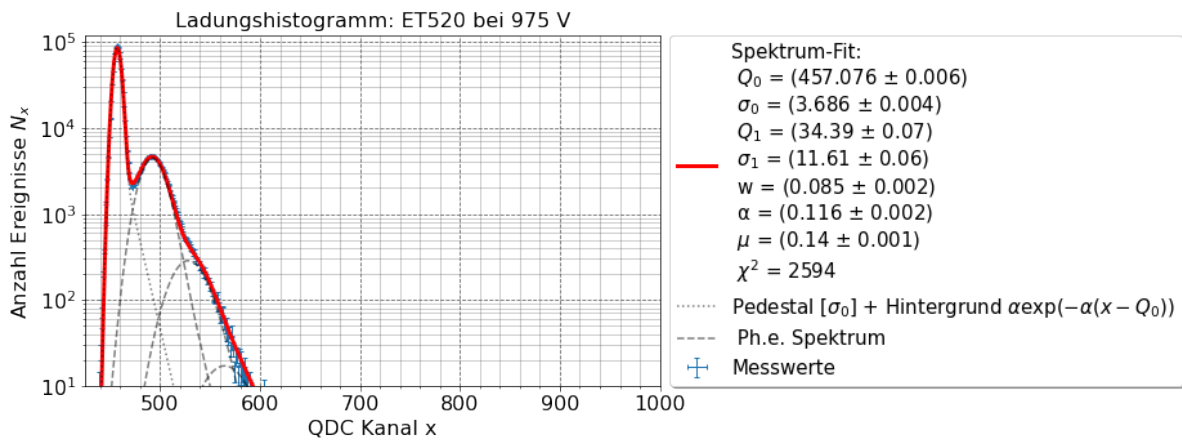


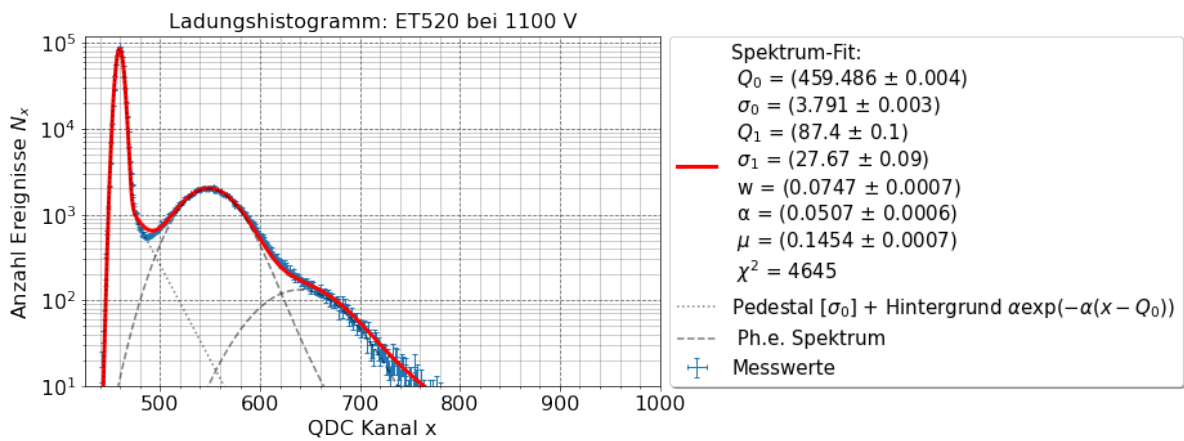
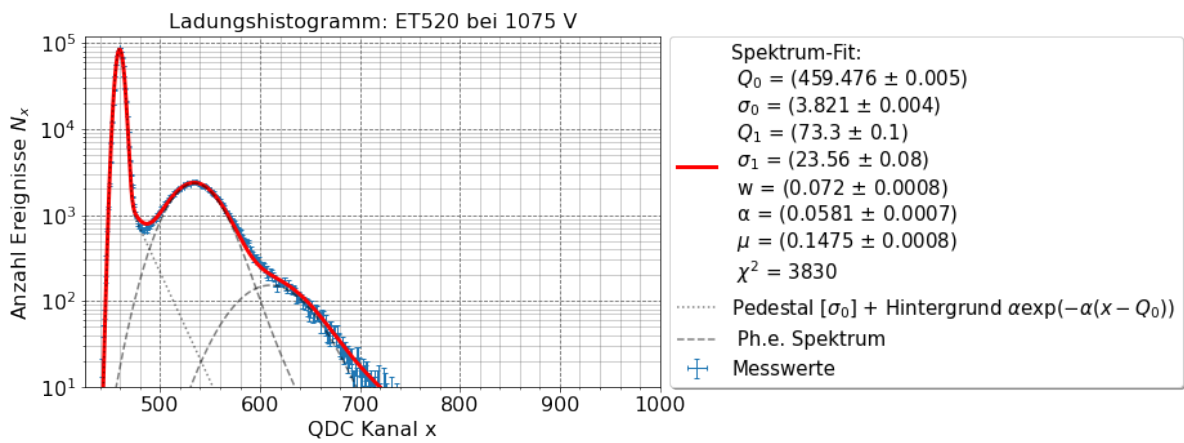
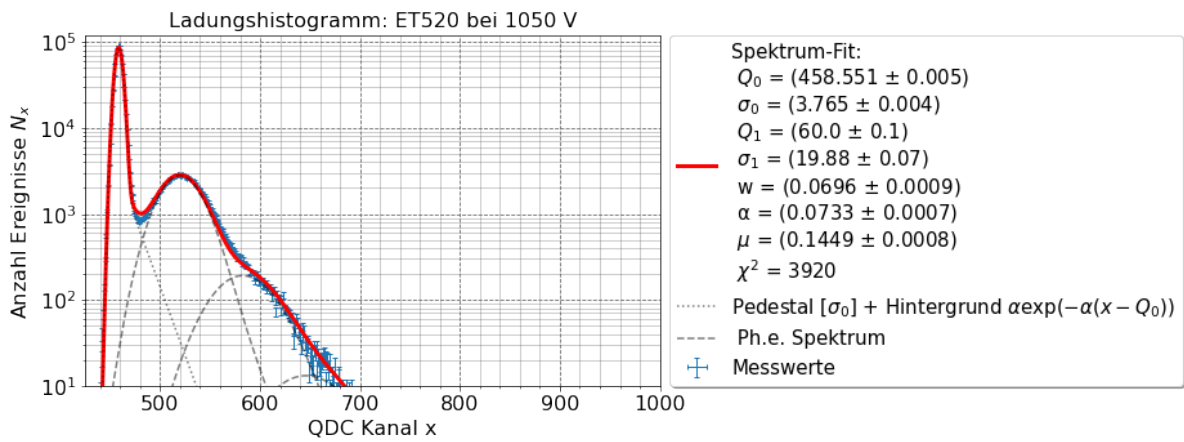


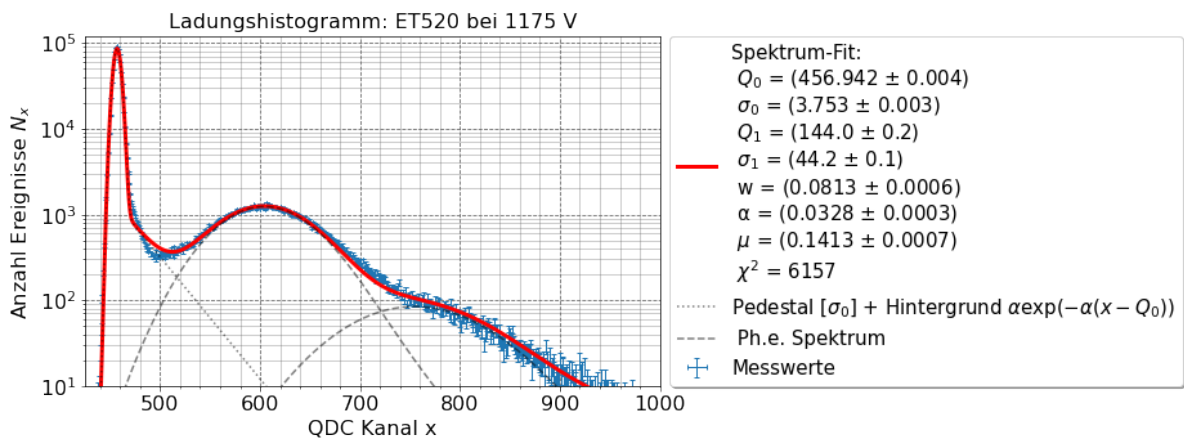
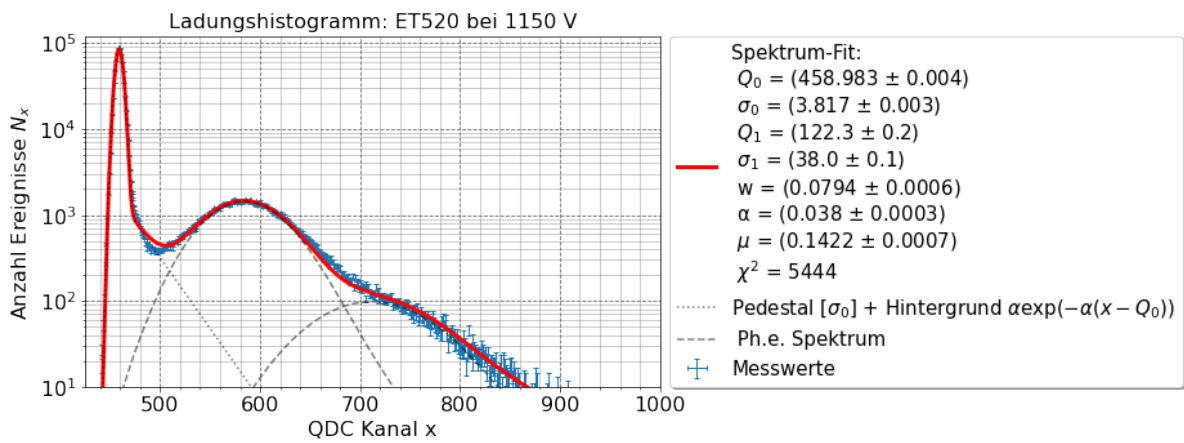
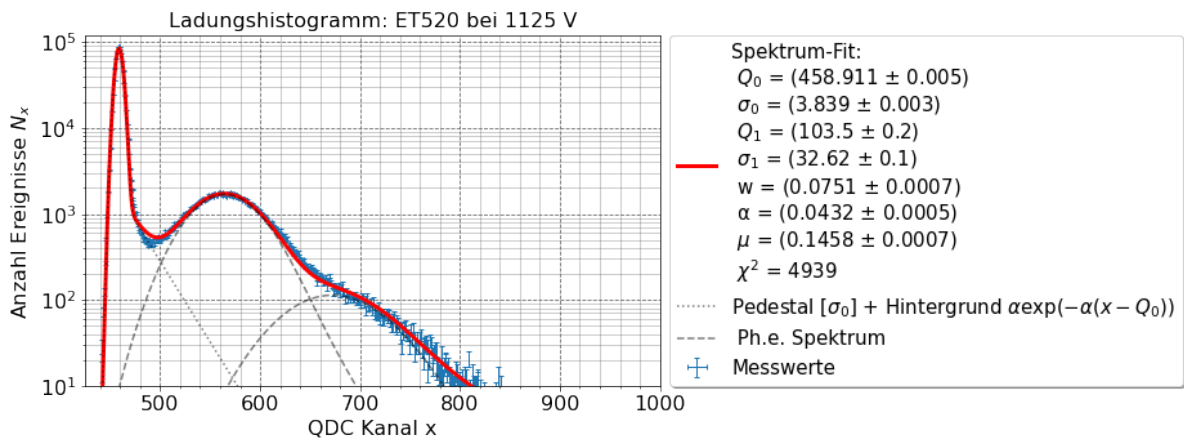


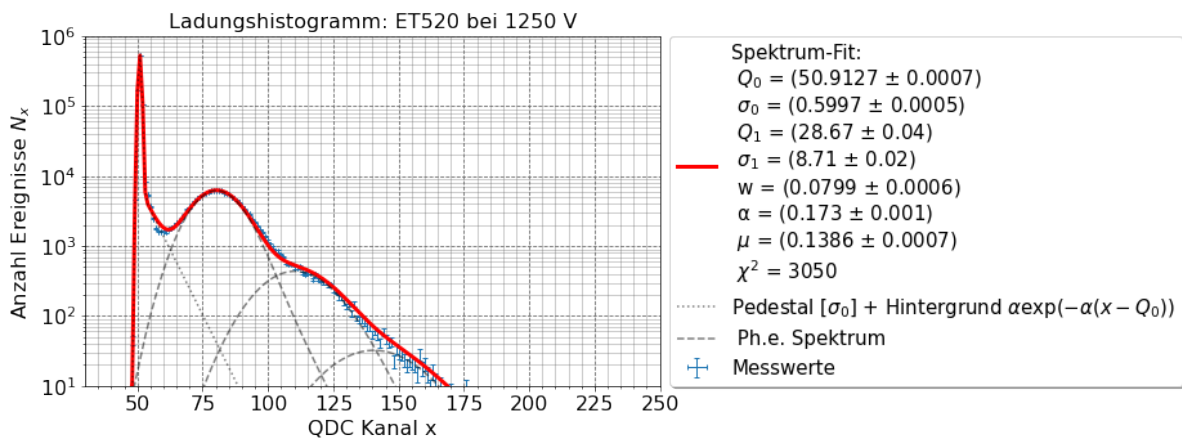
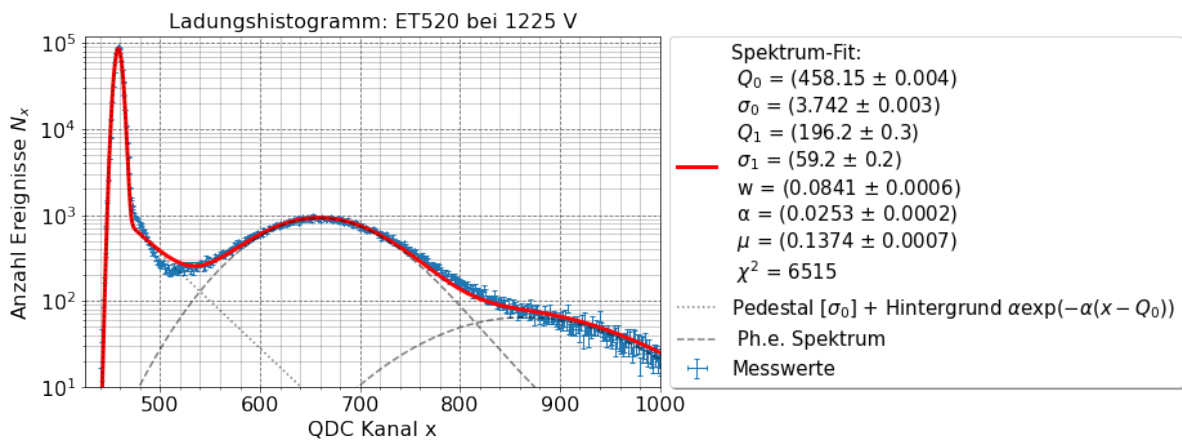
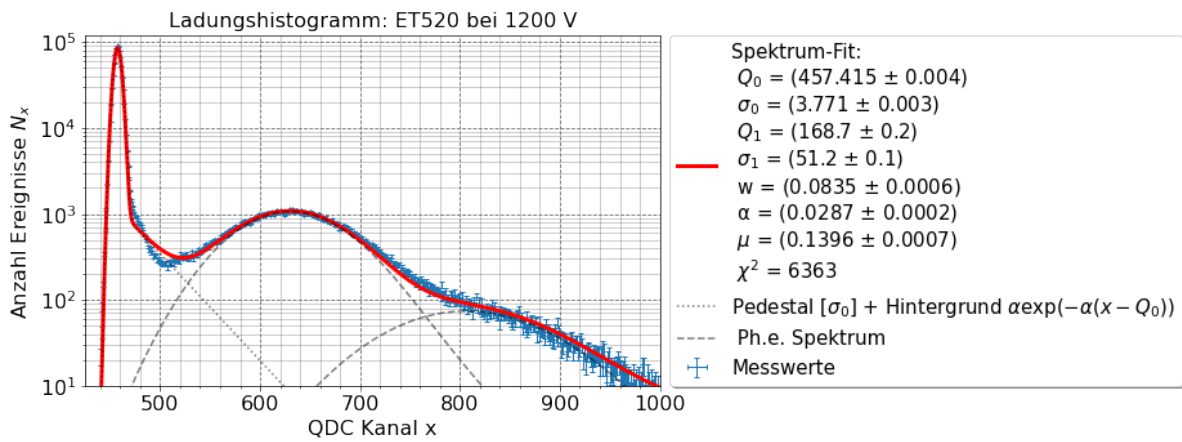
A.5.3. Fit der Ladungshistogramme für ET520

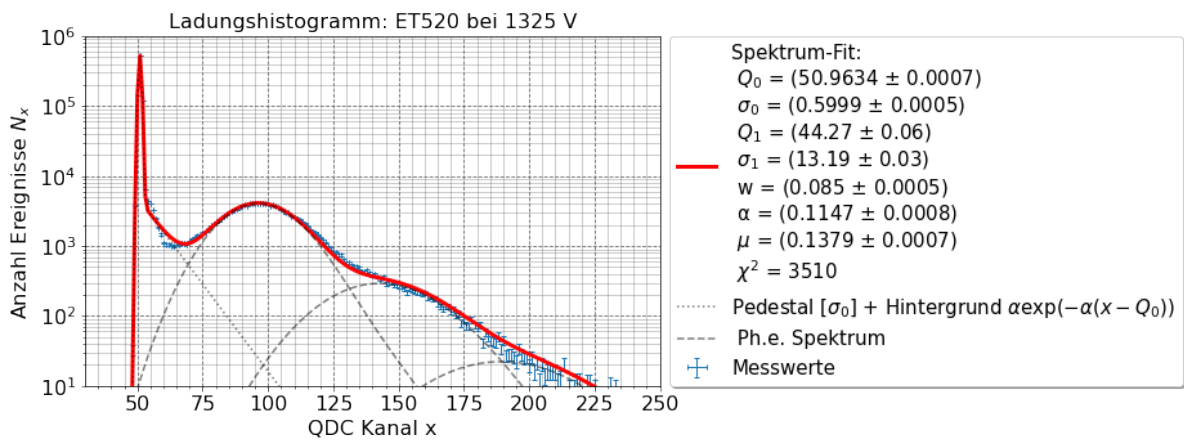
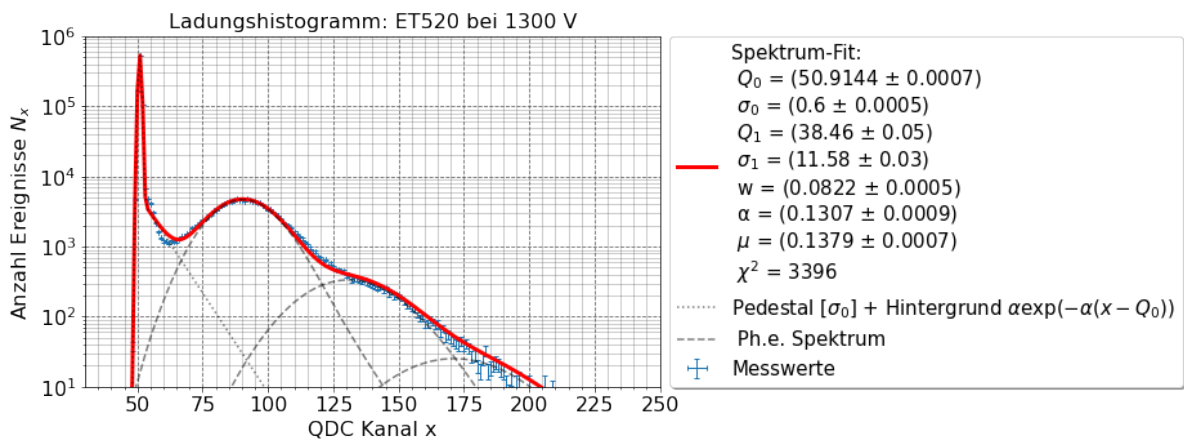
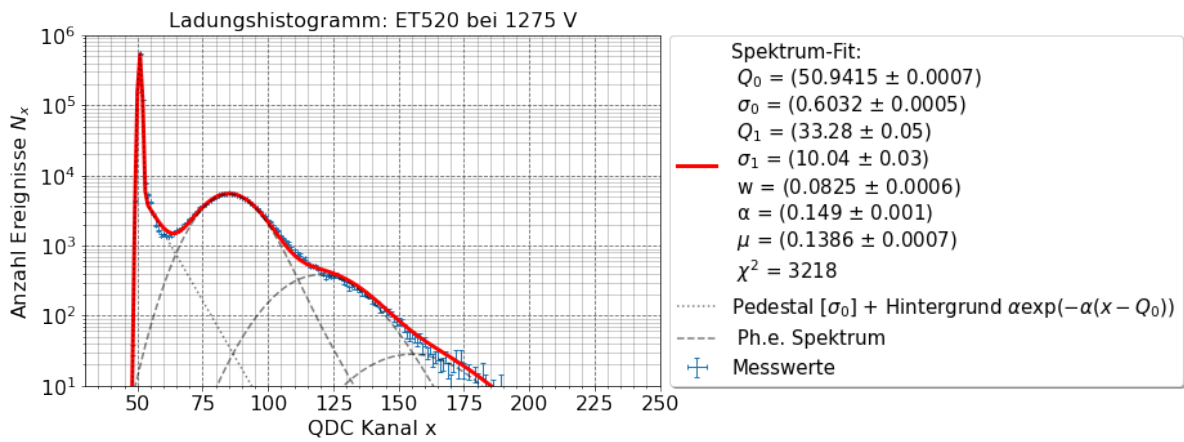


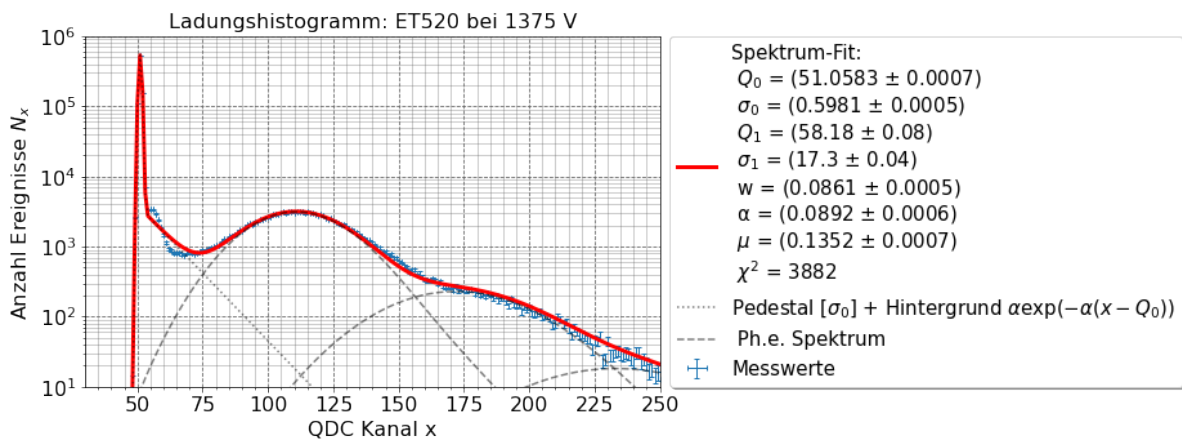
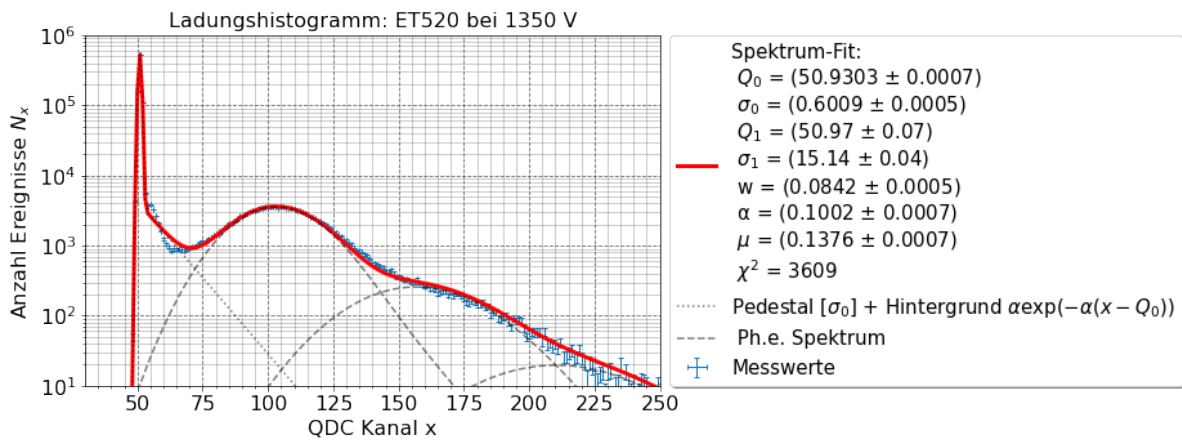












Literaturverzeichnis

- [1] Sibalco AG. *Datenblatt SLOAN SLO-230B-00008*. Englisch. Aug. 2020.
- [2] Larry C. Andrews. *Special functions of mathematics for engineers*. Bellingham, Wash., USA : Oxford: SPIE Optical Engineering Press ; Oxford University Press, 1998. ISBN: 9780819426161 9780198565581.
- [3] V. Arosio u. a. „Reconstruction of the statistics of photons by a pulsed LED using a Silicon Photomultiplier based set-up“. In: *Journal of Instrumentation* 10.08 (Aug. 2015), S. C08008–C08008. DOI: 10.1088/1748-0221/10/08/c08008. URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/08/c08008>.
- [4] Steve Baker und Robert D. Cousins. „Clarification of the use of CHI-square and likelihood functions in fits to histograms“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 221.2 (1984), S. 437–442. ISSN: 0167-5087. DOI: [https://doi.org/10.1016/0167-5087\(84\)90016-4](https://doi.org/10.1016/0167-5087(84)90016-4). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167508784900164>.
- [5] Dominik Becker u. a. „The P2 experiment“. en. In: *The European Physical Journal A* 54.11 (Nov. 2018), S. 208. ISSN: 1434-601X. DOI: 10.1140/epja/i2018-12611-6. URL: <https://doi.org/10.1140/epja/i2018-12611-6> (besucht am 08.08.2022).
- [6] E.H. Bellamy u. a. „Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 339.3 (1994), S. 468–476. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)90183-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90183-X). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029490183X>.
- [7] Engel Bernd. *Dokumentation LED ns-pulser V4 (KPH-2019.10.29)*. Feb. 2020.
- [8] CAEN. *Mod. V965/V965A 16/8 Ch. Dual Range QDC, Revision 5*. Englisch. Sep. 2005.
- [9] CAEN *Mod. N625 Quad Linear Fan In/Fan Out - Technical Information Manual*. Englisch. Jan. 2004.
- [10] ET Enterprises electron tubes. *78 mm (3") photomultiplier 9305KB series data sheet*. Englisch. Jan. 2012. URL: https://et-enterprises.com/images/data_sheets/9305KB.pdf.
- [11] ET Enterprises electron tubes. *Webseite zum Modell 9305KB*. Englisch. Aufgerufen am 14. Juli 2022. URL: <https://et-enterprises.com/products/photomultipliers/product/p9305kb-series> (besucht am 2022).

-
- [12] Sheldon L. Glashow. „Partial-symmetries of weak interactions“. en. In: *Nuclear Physics* 22.4 (Feb. 1961), S. 579–588. ISSN: 00295582. DOI: 10.1016/0029-5582(61)90469-2. URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0029558261904692> (besucht am 08.08.2022).
- [13] Hamamatsu Photonics K.K. *Photomultiplier Tubes - Basics and Applications - Fourth Edition*. Englisch. 2017.
- [14] Imai Kathrin. „A Fused Silica Cherenkov Detector for the Parity-Violating P2 Experiment at MESA“. Englisch. Doktorarbeit. Johannes Gutenberg Universität Mainz.
- [15] A Salam. „WEAK AND ELECTROMAGNETIC INTERACTIONS.“ In: *pp 367-77 of Elementary Particle Theory. Svartholm, Nils (ed.). New York, John Wiley and Sons, Inc., 1968*. (Okt. 1969). URL: <https://www.osti.gov/biblio/4767615>.
- [16] M. Tanabashi u. a. „Review of Particle Physics“. In: *Phys. Rev. D* 98 (3 Aug. 2018), S. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>.
- [17] Pauli Virtanen u. a. „SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“. In: *Nature Methods* 17 (2020), S. 261–272. DOI: 10.1038/s41592-019-0686-2.
- [18] Steven Weinberg. „A Model of Leptons“. en. In: *Physical Review Letters* 19.21 (Nov. 1967), S. 1264–1266. ISSN: 0031-9007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.19.1264. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264> (besucht am 08.08.2022).

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Vereinfachter Versuchsaufbau des P2-Experiments. Longitudinal polarisierte Elektronen werden an einem unpolarisierten Protonen-Target gestreut und die paritätsverletzende Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung aus den Messdaten des Detektors bestimmt.	1
2.1.	Der elektroschwache Mischungswinkel $\sin^2 \theta_W$ in Abhängigkeit des Impulsübertrags $\mu = \sqrt{Q^2}$ mit abgeschlossenen Messungen (roter Marker), Messungen mit beendeter Datenaufnahme (oranger Marker) und angekündigten Messungen (gelber Marker). Die Position der geplanten Messungen bezogen auf die y-Achse ist beliebig gewählt. Grafik entnommen aus [5].	4
2.2.	Detektion eines Elektrons mit Hilfe eines Cherenkov-Mediums (Szintillator) und eines Photomultipliers. Grafik entnommen aus [14] und Beschriftung aus dem Englischen übersetzt.	6
2.3.	Cherenkov-Detektor-Ring (links) bestehend aus 72 Cherenkov-Detektoren (rechts). Die Photomultiplier-Röhren befinden sich jeweils am Ende der Quarzglas-Stäbe. Dabei dienen die Quarzglas-Stäbe als Cherenkov-Medium (aktive Detektorfläche) und in Kombination mit der reflektiven Hülle als Lichtleiter (abgeschirmte Detektorfläche) zur Photomultiplier-Röhre. Längenangaben im Millimeter. Grafik entnommen aus [14] und Beschriftung aus dem Englischen übersetzt.	7
3.1.	Schematischer Aufbau einer Photomultiplier-Röhre. Beschreibung im Fließtext. Mit freundlicher Erlaubnis von Hamamatsu Photonics entnommen aus dem PMT-Handbuch [13] (Abb. 2-1, S.14). Beschriftung aus dem Englischen übersetzt.	8
3.2.	Der Graph zeigt die Quanteneffizienz (in Prozent) der Photokathode in Abhängigkeit von der Wellenlänge (in nm) des eintreffenden Lichtes für zwei Photomultiplier des Modells 9305QKB von ET Enterprises. Dieses Modell besitzt eine Photokathode welche für Licht aus dem Cherenkov-Effekt in Quarzglas für das P2-Experiment optimiert wurde und weist dafür selbst bei Wellenlängen im UV-Bereich eine hohe Quanteneffizienz auf (siehe auch Unterabschnitt 2.2).	10
3.3.	Verstärkung g in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung nach Gleichung 13 für $a = 0.15$, $n = 10$ (Dynodenanzahl) und verschiedene Werte für k in linearer und doppelt-logarithmischer Darstellung. Die schwarz gestrichelte Linie repräsentiert eine Verstärkung von 10^6	12
3.4.	Poissonverteilung $P(m, \lambda)$ für verschiedene Erwartungswerte λ in Abhängigkeit der Anzahl detektierter Photonen m	13
3.5.	Theoretisches Einzel-Photoelektronen-Spektrum $S_{\text{ideal}}(x)$ aus Gleichung 21 für eine ideale PMT ohne Rauschen und Untergrund. Verwendete Parameter: $Q_1 = 50$, $\sigma_1 = 15$, $\mu = 1$	15

3.6.	Reales Einzel-Photoelektronen-Spektrum $S_{\text{real}}(x)$ aus Gleichung 34 unter Betrachtung von ladungsarmen B_{I} und diskreten B_{II} Untergrundprozessen. Das Gesamtspektrum ist gestrichelt in grau dargestellt. Darunter sind die einzelnen Beiträge zum Spektrum abgebildet. Das Pedestal in schwarz setzt sich zusammen aus der gaußförmigen Verteilung der 0 Ph.e.-Ereignisse (B_{I}) und einer exponentiell abfallenden rechten Flanke (B_{II}). Beide Untergrundprozesse treten ebenfalls bei den Photoelektronen-Peaks auf und führen zu einer Verbreiterung der Peaks und einer leicht flacheren rechten Flanke aufgrund der zusätzlichen Exponentialfunktion. Verwendete Parameter: $Q_0 = 20$, $\sigma_0 = 2$, $Q_1 = 50$, $\sigma_1 = 15$, $w = 0.35$, $\alpha = 0.05$, $\mu = 1$	18
4.1.	Blockschema des Versuchsaufbaus. Erläuterung im Fließtext.	20
4.2.	Frontansicht des LED ns-pulser KPH TBE BE 02/20. Mit Hilfe des schwarzen Jumpers auf der rechten Seite lässt sich die Stromversorgung zwischen USB und Batterie umschalten. Der Micro-USB Anschluss befindet sich rechts am Gehäuse. Oben befinden sich in Form einer LEMO-Buchse der Eingang für den externen Trigger und drei Ausgänge für verschiedene Triggersignale des LED-Pulsers. Links befinden sich die abgedeckten ST-Buchsen für die internen LEDs und der LEMO-Ausgang für eine externe LED. Auf der linken Seite des Gehäuses ist das Potentiometer zum Einstellen der Amplitude der Kapustinsky-LED und mittig auf der Front der einstellbare Widerstand zum Justieren der Pulsbreite der Width-LED. Mit dem horizontalen Jumper in der Mitte kann außerdem zwischen internem ($f_{\text{int}} = 305$ Hz) und externem Trigger (TTL-Signal per Funktionsgenerator) geschaltet werden. Die Kapustinsky-LED kann nur intern getriggert werden.	22
4.3.	Oszilloskopbild (Zeitskala $\Delta t = 20$ ns) des zeitlichen Zusammenhangs zwischen Triggerausgang der LED (lila), QDC-Gate (blau) und PMT-Signal (gelb). Anhand von Oszilloskopmessungen lässt sich die Pulsbreite des LED-Pulses (hier etwa 6.2 ns) und die Breite des QDC-Gates (hier etwa 85 ns) bestimmen. Signal der ET542 mit Base des Herstellers für eine LED-Pulsbreite von $\tau = (6.2 \pm 0.1)$ ns bei einer Hochspannung von 1000 V	23
4.4.	Vogelperspektive des Messstandes ohne Abdeckung und Trennwände. . .	24

4.5.	Mit dem Computer erstellte Darstellung des Versuchsaufbaus im Inneren der lichtdichten Kiste. Die optischen Bauelemente werden auf der Lochplatte mit Hilfe von Systemschienen befestigt. Dazu gehören die Halterung für den Lichtwellenleiter (LWL-Halterung), zwei Irisblenden, ein Neutradichtefilter (ND-Filter, OD = 1.5) und ein würfelförmiger Strahlteiler (Transmission 90%, Reflexion 10%). Der Lichtpuls wird am Strahlteiler in zwei Teilstrahle in Richtung Photodiode und Photomultiplier (PMT) aufgeteilt. In Hellgrau sind Trennwände zu sehen, welche Streulicht reduzieren und den Aufbau vor äußeren Einwirkungen schützt. Die dazugehörige Abdeckung wurde ausgeblendet. Die CAD-Modelle der Irisblende und der Systemschienen stammen vom Hersteller Owis, die des Strahlteilers und der Photodiode (inkl. Halterung) vom Hersteller Thorlabs.	25
4.6.	Bild eines Photomultipliers vom Typ 9305QKB von ET Enterprises. Entnommen aus [11].	27
4.7.	Verwendete Base vom Hersteller ET Enterprises. Links: Seitenansicht der Base. Rechts: Rückseite der Base.	27
5.1.	Ladungshistogramm für die ET518 für die Betriebsspannungen von 1100 V (blau) und 1300 V (grün) bei einer LED-Pulsbreite von $\tau = (6.2 \pm 0.1)$ ns mit linearer y-Achse. $\Delta N_x = \sqrt{N_x}$	31
5.2.	Ladungshistogramm für die ET518 für die Betriebsspannungen von 1100 V (blau) und 1300 V (grün) bei einer LED-Pulsbreite von $\tau = (6.2 \pm 0.1)$ ns mit logarithmischer y-Achse. $\Delta N_x = \sqrt{N_x}$	32
5.3.	Fit des Ladungshistogramm an das EPE-Spektrum aus Gleichung 34 für die ET518 bei 1300 V mit logarithmischer y-Achse. Die untere x-Achse gibt die Anzahl an herausgelösten Photoelektronen an.	33
5.4.	Parameter Q_1 aus dem Fit der Ladungshistogramme (siehe Unterabschnitt A.5).	34
5.5.	Verstärkung des Dynodensystems in Abhängigkeit der Betriebsspannung für die Photomultiplier ET518, ET542 und ET520. Angepasst wurden Geraden mit Steigung $k \cdot n$ nach Gleichung 44 (Dynodenanzahl $n = 10$).	35
5.6.	Ladungshistogramm und Fit an das EPE-Spektrum der ET520 bei 900 V. Der Parameter α weist einen relativen Fehler von mehr als 50% auf. Grund dafür ist der schwach definierte Übergang zwischen Pedestal und 1-Ph.e.-Peak.	38
5.7.	Ladungshistogramm der Et520 bei einer Betriebsspannung von 1375 V. Bei sehr hoher Verstärkung ist die Abweichung des EPE-Spektrums zum realen Ladungsspektrum im Übergang vom Pedestal zum 1-Ph.e-Peak deutlich zu erkennen.	39
5.8.	Fitparameter μ	40
5.9.	Position des Pedestals Q_0 . Aufgrund der selben experimentellen Bedingungen ist die Pedestalposition für alle Messreihen sehr ähnlich, so dass sich die Messpunkte überlappen.	41

5.10. Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines diskreten Untergründereignisses w	42
A.1. Einzel-Photoelektronen-Spektrum in Abhängigkeit der mittleren Anzahl an Photoelektronen für mehrere Werte. Verwendete Parameter: $Q_0 = 20$, $\sigma_0 = 2$, $Q_1 = 50$, $\sigma_1 = 15$, $w = 0.08$, $\alpha = 0.05$	46
A.2. Standardabweichung (STD) des Pedestal-Peaks σ_0	52
A.3. Standardabweichung (STD) des Photoelektronen-Peaks σ_1	52
A.4. Koeffizient des exponentiellen Zerfalls α	53

Tabellenverzeichnis

1.	Nominelle Betriebsspannung $U_{\text{nom.}}$ (Herstellerangabe) und minimaler/maximaler vermessener Spannung im Pulsmodus $U_{\text{min./max.}}$ für die verwendeten Photomultiplier-Röhren. Bei den Röhren handelt es sich um Modelle von ET Enterprises der Variante 9305QKB. Die dreistellige Zahl im PMT-Namen gibt die Seriennummer der PMT an.	30
2.	Fitparameter k und a und die Verstärkung bei nominaler Betriebsspannung für die jeweiligen PMT berechnet aus Gleichung 42 und Fehler nach Gleichung 75 (Anhang).	36
3.	Emissionsrate bei nomineller Hochspannung der Photomultiplier berechnet nach Gleichung 12. Gauß'sche Fehlerfortpflanzung nach Gleichung 76 (Anhang).	37
4.	Quanteneffizienz, Mittelwert des Fitparameters μ und Lichtmenge λ für die vermessenen Photomultiplier. Die Quanteneffizienz der ET542 ist unbekannt.	40
5.	Auflistung der verwendeten Geräte mit Kürzel und Angabe von Hersteller und Modell.	44
6.	Verstärkung [$\times 10^6$] der getesteten Photomultiplier berechnet aus dem Fit an das EPE-Spektrum in Abhängigkeit der Betriebsspannung [in V]. . . .	51