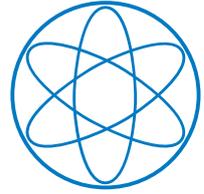




Technische Universität München



Erkennung von schnellen Afterpulsen bei Photomultipliern

Bachelorarbeit

Fakultät für Physik

Lehrstuhl für Experimentelle Astroteilchenphysik

vorgelegt von
Martin Zeitlmair

Betreuer: Professor Dr. Lothar Oberauer

25.07.2011

Abstract

In current experiments as well as next generation neutrino detectors events are detected via light signals. For this purpose mainly photomultipliers (PMTs) are used as photosensors. Effects, which may occur are so-called fast afterpulses. These are additional pulses appearing after the photon pulse, which affect the reconstruction of events negatively. In order to ascertain their influence on the planned LENA detector, the frequency of their occurrence and their time distribution have to be determined. For this purpose 50000 photon signals of an ETL 9305 PMT were recorded with a Flash ADC in order to characterize general qualities and develop different methods of fast afterpulse identification by dint of numerical algorithms.

Zusammenfassung

In aktuellen Experimenten der Neutrinforschung sowie Neutrinodetektoren der nächsten Generation werden Ereignisse über Lichtsignale nachgewiesen. Um diese zu detektieren, werden vornehmlich Photomultiplier (PMTs) eingesetzt. Effekte, die dabei auftreten können, sind sogenannte schnelle Afterpulse. Diese sind zusätzliche Pulse nach dem Photonenpuls, die die Rekonstruktion von Ereignissen negativ beeinflussen. Um ihren Einfluss auf den geplanten LENA-Detektor zu bestimmen, muss die Häufigkeit ihres Auftretens sowie ihre Zeitverteilung in potentiellen PMT-Serien experimentell ermittelt werden. Dazu wurden mit einem Flash ADC 50000 Photonensignale eines ETL 9305 Photomultipliers aufgenommen, mit deren Hilfe anschließend allgemeine Eigenschaften dieses Phänomens bestimmt und nach Möglichkeiten gesucht wurde, schnelle Afterpulse mittels numerischer Algorithmen zu identifizieren.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Grundlagen	3
2.1	LENA	4
2.1.1	Physikalische Ziele	5
2.1.2	Aufbau von LENA	7
2.2	Photomultiplier	7
2.3	Experimenteller Aufbau	8
3	Identifikation schneller Afterpulse	11
3.1	Allgemeine Eigenschaften	11
3.1.1	Begriffsklärung	11
3.1.2	Mögliche Ursachen für Afterpulse	12
3.2	Bestimmung wichtiger Größen	13
3.2.1	Verarbeitung der Rohdaten	14
3.2.2	Bestimmung des Primärpulses	14
3.2.3	Weitere wichtige Größen	15
3.2.4	Durchschnittliche Pulsform	17
3.3	Methoden zur Suche nach Afterpulsen	18
3.3.1	Lineare Interpolation	18
3.3.2	Suche nach Minima und Maxima	19
3.3.3	Suche nach Wendepunkten	20
3.3.4	Flächenvergleich der ansteigenden und fallenden Flanken	22
3.3.5	Quadratische Abweichung von der durchschnittlichen Pulsform	24
3.3.6	Bestimmung langsamer Afterpulse	25
3.4	Anwendung allgemeiner Eigenschaften	26
4	Fazit und Ausblick	29

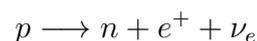
1 Einführung

Für das physikalische Teilgebiet der Kern- und Teilchenphysik war das 20. Jahrhundert von herausragender Bedeutung. In keinem anderen Jahrhundert wurden vorherrschende Lehrmeinungen über Struktur und Aufbau der Materie so vollständig und radikal geändert. Bediente man sich in den vorhergehenden Jahrhunderten der der antik-griechischen Naturphilosophie entspringenden Vorstellung der unteilbaren Grundbausteine, die man *átamos* (griechisch für „unteilbar“) nannte (eine Idee, die sich über das allgemein eher wissenschaftsfeindliche Mittelalter bis in die Neuzeit hielt), so zeigte die Entdeckung von negativ geladenen Elektronen und positiv geladenen Atomkernen, dass es eine innere Struktur gibt, die es physikalisch zu untersuchen galt.

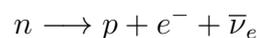
Weitere Hinweise auf diesen Sachverhalt lieferten die Prozesse der Radioaktivität. Hier konnte man zum ersten Mal beobachten, wie sich instabile Atomkerne unter Abgabe von Energie und - abgesehen vom γ -Zerfall, der durch Aussenden eines Photons den Kern von einem angeregten Zustand in den Grundzustand überführt - Teilchen umwandeln. Ein möglicher Prozess ist hierbei der sogenannte α -Zerfall, bei dem ein Heliumkern, welcher aus zwei Protonen und zwei Neutronen besteht, abgestoßen wird. Von der klassischen Physik her unmöglich beruht dieser Zerfall auf einen quantenmechanischen Effekt: Nach der Theorie des Tunneffekts kann ein α -Teilchen mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit die Potenzialbarriere des Kerns „durchdringen“. Das nun freie Teilchen wird abgestrahlt und die Kernzusammensetzung ändert sich.

James Chadwick, ein englischer Physiker und späterer Nobelpreisträger, konnte schließlich 1932 nach einer Reihe von Experimenten die Existenz des Neutrons nachweisen und zeigte so, dass elektrisch geladene Protonen und neutrale Neutronen die Bausteine sind, aus denen Atomkerne bestehen. Das Verhältnis der Anzahl dieser beiden Hadronen ist jedoch nicht beliebig. Für energetisch ungünstige Verhältnisse tritt ein weiterer Kernprozess auf: Der β -Zerfall.

Sind verhältnismäßig viele Protonen im Kern, so kann sich ein Proton in ein Neutron und ein Positron umwandeln. Dieser Prozess wird β^+ -Zerfall genannt:



Analog hierzu beobachtet man bei zu neutronenreichen Kernen die Reaktion, die man als β^- -Zerfall bezeichnet:



Die Beobachtung dieses Zerfalls des Kernneutrons stellte eine Zäsur für die Physiker der damaligen Zeit dar. Analog zum α -Zerfall, bei dem als klassischen Zweikörperzerfall die Produkte fest definierte Energien und Impulse haben, dachte man, dass auch das nach dem β^- -Zerfall freiwerdende Elektron feste Energie- und Impulswerte besitzt. Die Messung zeigte jedoch, dass die Elektronenenergie als Verteilung vorliegt und es somit ein weiteres bei der Reaktion beteiligtes Teilchen gibt, sodass die Energie- und Impulserhaltung der Reaktion eingehalten wird. Da dieses Teilchen leichter als das Neutron sein muss, gab man ihm schließlich den Namen Neutrino („kleines Neutron“).

2 Grundlagen

Neutrinos sind Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen aus der Familie der Leptonen. Das Standardmodell der Teilchenphysik sagt voraus, dass sie zusammen mit ihren zugehörigen leptonischen Partnern in drei Generationen vorkommen. Ihre Erforschung ist Gegenstand aktueller Forschungsbereiche: Da Neutrinos nur schwach wechselwirken, gestalten sich experimentelle Herangehensweisen als relativ schwierig. Dennoch haben Experimente besondere Eigenschaften von Neutrinos entdeckt, die mit bisherigen Theorien nur schwer oder unvollständig erklärt werden konnten. Ein besonders prominentes Beispiel ist hier zweifelsohne die Neutrinooszillation. Die Tatsache, dass sich Neutrinos ineinander umwandeln können, impliziert auch, dass sie nicht masselos sein können, was eine Annahme des Standardmodells ist. Neue, erweiterte oder grundlegendere Theorien setzen hier den Hebel zu weiterführenden Erklärungsansätzen an.

Neutrinoquellen sind im täglichen Umfeld zahlreich vorhanden. Seien es z.B. natürliche oder künstliche Kernreaktionen oder Fusionsvorgänge in der Sonne - Neutrinos entstehen als Nebenprodukte aufgrund der Leptonfamilienzahlerhaltung. Durch die Beschränkung auf die schwache Wechselwirkung ist eine Interaktion mit anderer Materie nur schwer möglich. Um Neutrinos im Labor nachweisen zu können, sind deshalb große Detektormassen und -abmessungen nötig. Andererseits bietet die Neutrinoforschung vollkommen neue Möglichkeiten: Die normale Astrophysik basiert auf der Sammlung von Informationen mit Photonen oder kosmischer Strahlung als Informationsträger. Da diese aber wesentlich leichter und deshalb häufiger wechselwirken, ist die Wahrscheinlichkeit für einen Informationsverlust beim Durchgang durch Materie hoch. Im Gegensatz dazu tragen Neutrinos als „Trägermaterial“ Information über weite Strecken - selbst wenn diese scheinbar durch Materie versperrt scheinen.

In den verschiedenen Detektortypen folgt die Detektion von Neutrinos grundsätzlich dem gleichen Prinzip: Durch eine große Targetmasse sollen Neutrinos im Detektor wechselwirken und so elektromagnetische Wellen im nahen oder im sichtbaren Spektrum erzeugen. Diese Lichtsignale können durch zwei verschiedene physikalische Phänomene auftreten. Eine Möglichkeit ist die Čerenkov-Strahlung, die entsteht, wenn Teilchen mit größerer Geschwindigkeit als die Lichtgeschwindigkeit im aktuellen Medium propagieren. Das dabei eingesetzte Medium ist normalerweise Wasser (Wasser-Čerenkov-Detektor). Eine weitere Herangehensweise bietet der Effekt der Szintillation. Hierbei werden beim Durchgang geladener Teilchen oder γ -Strahlen Moleküle oder Festkörper angeregt, die dann durch Aussenden eines oder mehrerer Photonen wieder in den Grundzustand übergehen. Für Neutrino-detektoren werden üblicherweise Flüssigszintillatoren verwendet. In beiden Fällen wird das Photonen-signal durch Photosensoren detektiert, was in den meisten Fällen durch Photomultiplier geschieht. Fast alle Experimente, die sich mit der Detektion von Neutrinos befassen, folgen diesem Schema.

Zwei berühmte Experimente mit Wasser-Čerenkov-Detektoren befinden bzw. befanden sich in der Kamioka-Mine auf der japanischen Hauptinsel Honshū . Mit dem Kamiokande-Experiment (Detektormasse: 3000 t hochreines Wasser, 1000 Photomultiplier) und dessen Nachfolger Super-Kamiokande (Detektormasse: 50000 t hochreines Wasser, 11200 Photomultiplier), welcher 1998 den ersten experimentellen Beweis für Neutrino-Oszillation erbrachte, forscht man unter anderem nach dem noch un beobachteten Protonzerfall.

Ebenfalls in Japan ansässig ist das KamLAND-Experiment. Anders als die beiden oben genannten Experimente wird hier Flüssigszintillator als Targetmasse eingesetzt, um Elektron-Antineutrinos nachzuweisen. Durch die große Zahl an japanischen Kernkraftwerken ist deren Fluss am Ort des Experimentes sehr hoch, da sie in den der Fission folgenden Zerfällen instabiler Tochternuklide entstehen.

Am Laboratori Nazionali del Gran Sasso im italienischen Apennin befinden sich große Laborhallen mit Experimenten für die Teilchenphysik. Einer dieser Versuchsaufbauten, BOREXINO, beschäftigt sich insbesondere mit solaren Neutrinos. Alle diese Experimente werden in großen Tiefen durchgeführt, um möglichst alle Störquellen, wie die in der Atmosphäre durch Reaktion kosmischer Strahlung mit Atomkernen entstehenden hochenergetischen Myonen, effektiv unterdrücken zu können.

Das BOREXINO-Experiment wurde mit dem Hauptziel errichtet, solare Neutrinos im sub-MeV-Bereich vermessen zu können (Messung des Beryllium-7 Neutrinostroms). Dazu werden 300t Szintillatorflüssigkeit von etwa 2200 Photomultipliern beobachtet. Diese Messung ist stark von äußeren Einflüssen abgeschirmt. Durch die große Gebirgsmasse über dem Laborkomplex kann kosmische Strahlung bis auf Myonen sehr gut abgeschirmt werden. Speziell für Myonen wird mit einem sogenannten Myonveto versucht, diese als Untergrundquelle zu eliminieren.

Zur weiteren experimentellen Untersuchung der Neutrinoeigenschaften werden neue, größere Detektoren benötigt. Dazu wurde von europäischer Seite die LAGUNA-Kollaboration gegründet (LAGUNA: Large Apparatus studying Grand Unification and Neutrino Astrophysics). Dieses Konsortium aus verschiedensten Arbeitsgruppen versucht zwei Dinge zu klären. Einerseits wird nach einem geeigneten Standpunkt in Europa für einen zukünftigen ν -Detektor der nächsten Generation gesucht. Andererseits versucht man, das beste Design für diesen Detektor zu ermitteln. Hierbei werden drei verschiedene Modelle diskutiert, die sich durch die Wahl des Nachweismediums unterscheiden: GLACIER (flüssiges Argon), MEMPHYS (Wasser-Čerenkov-Detektor) und LENA.

2.1 LENA

LENA als Akronym für „Low Energy Neutrino Astronomy“ ist im Rahmen der LAGUNA-Kollaboration das am weitesten fortgeschrittene Projekt. Es soll als Neutrino teleskop den Nachweis von Neutrinos aus verschiedensten kosmischen Quellen erlauben. Dabei kombiniert es die Vorteile mehrerer älterer Experimente, vor allem BOREXINO kann als eine Art Vorgänger zu LENA gesehen werden, da mit ihm analoge Ziele verfolgt werden. Das Spektrum möglicher Anwendungen ist allerdings bei

LENA aufgrund der viel größeren Targetmasse noch breiter gefächert und umfasst das Detektieren von niederenergetischen Neutrinos bis zu Neutrinos im GeV-Bereich, dem erstmaligen Nachweis des Protonzerfalls und die Suche nach dunkler Materie.

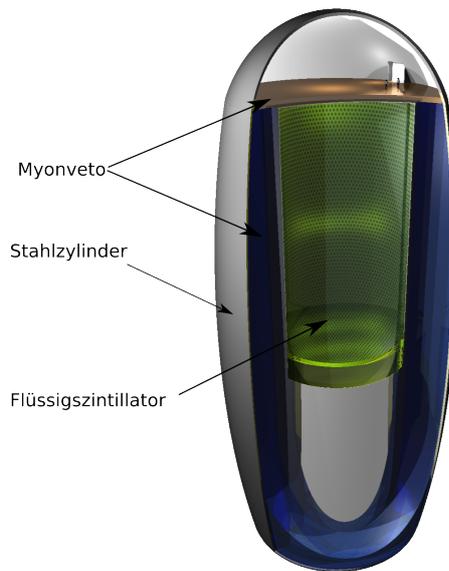


Abbildung 2.1: Künstlerische Darstellung des LENA-Detektors. Aus [3]

2.1.1 Physikalische Ziele

Durch den großen erfassbaren Energiebereich sind die Messung von Neutrinoströmen und anderen Ereignistypen von vielerlei Quellen möglich. Grob lassen sie sich durch die Energie in Niederenergie- und „Hochenergie“-Bereich trennen [6].

Niederenergie-Bereich

- Solare Neutrinos: Durch die Fusionsprozesse im Inneren der Sonne werden Neutrinos in großer Zahl erzeugt. Dabei ist deren Energieverteilung charakteristisch für die zugrundeliegenden Fusionsreaktionen (z.B. Be-7, B-8, pep, CNO, pp). Genaue Messung der auftretenden Flüsse erlaubt Aussagen über Neutrinooszillationen zu treffen. Bereits BOREXINO hat das große Potential von Flüssigszintillator-Detektoren hierfür demonstriert.
- Diffuser Supernova-Neutrino Hintergrund (DSNB): Durch Supernova-Ereignisse im Universum wird ein stetiger Fluss von Neutrinos erzeugt. Bisher konnte dieser isotrope Neutrinohintergrund nicht gemessen werden, die beste obere Schranke wurde mit dem Super-Kamiokande-Experiment bestimmt. Berechnungen zeigen, dass LENA diesen Hintergrund vermessen könnte.
- Supernova Neutrinos: Findet eine Supernova in unserer näheren Umgebung statt (Milchstraße oder angrenzende Zwerggalaxien), so kann der entstehende Neutrinofluss mit hoher Präzision von LENA vermessen werden. Der primäre Nachweiskanal ist der inverse β -Zerfall an den quasifreien Protonen im Wasserstoffatom, bei dem nur Elektron-Antineutrinos nachgewiesen werden können. Neben der Bestimmung physikalischer Eigenschaften von Supernovae lassen

sich wahrscheinlich auch Massenhierarchie und Mischungsparameter der Neutrinos bestimmen.

- Geoneutrinos: Natürliche terrestrische radioaktive Zerfälle sind eine weitere Quelle für Neutrinoströme im niedrigen MeV-Bereich. Aufgrund der niedrigen Energie bieten bisher nur Flüssigszintillatordetektoren die Möglichkeit, Geoneutrinos zu vermessen. Dadurch kann man Informationen über den Aufbau und die Verteilung der Elemente im Erdmantel und der Erdkruste treffen und den Beitrag radioaktiver Zerfälle zum Wärmefluss aus der Erde bestimmen.
- Reaktorneutrinos: Bei der nuklearen Fission in Kernkraftwerken entstehen große Ströme an Neutrinos beim Zerfall der Tochternuklide. Diese können gezielt für Experimente genutzt werden. So wird beim KamLAND-Experiment der $\bar{\nu}_e$ -Fluss vermessen, der durch die japanischen Atomkraftwerke entsteht. Bei geeigneter Standortwahl könnte auch LENA Antineutrinoströme, die in europäischen Reaktoren entstehen, untersuchen.
- Suche nach dunkler Materie: In einigen Theorien wird das immer noch unverstandene Phänomen der dunklen Materie durch Postulieren neuer Teilchen wie WIMPs oder Axionen zu erklären versucht. An Orten, an denen Teilchen der dunklen Materie und ihre Antiteilchen gehäuft auftreten, kann es zu Anihilation kommen, wodurch Neutrino-Antineutrino-Paare produziert werden. Diese könnten auch durch den Zerfall instabiler Teilchen der dunklen Materie entstehen. Die große Targetmasse, kombiniert mit dem exzellenten Auflösungsvermögen von LENA, könnte hier neue Erkenntnisse bringen, falls ein ν -Überschuss in einem Bereich des Energiespektrums beobachtet wird.

Hochenergie-Bereich

- Auch hochenergetische Ereignisse im GeV-Bereich können mit LENA detektiert werden. Hierbei ist die Spurrekonstruktion von entscheidender Bedeutung. Obwohl bisher eher von Wasser-Čerenkov-Detektoren bekannt, haben bereits KamLAND und BOREXINO gezeigt, dass dies auch mit Flüssigszintillatordetektoren möglich ist.
- Durch die Detektion von atmosphärischen Neutrinos mit LENA können Parameter der Neutrinooszillation genauer vermessen werden. Durch die Detektion von Neutrinostrahlen, die im passenden Abstand auf den Detektor geschossen werden (long baseline neutrino beams), lassen sich zusätzlich die CP-Verletzung sowie die ν -Massenhierarchie vermessen.
- Protonzerfall: Die Instabilität des Protons wird von einigen Kandidaten für die GUT (Great Unified Theory) vorhergesagt. Dabei soll es entweder in geladene Kaonen und Antineutrinos oder in Pionen und Neutrinos zerfallen. Beide Zerfälle könnten - sofern sie stattfinden - mit LENA detektiert werden.

2.1.2 Aufbau von LENA

In Analogie zu Borexino wird auch LENA, falls die Entscheidung zu Gunsten dieses Detektors ausfällt, aus schalenförmig ineinander angeordneten Komponenten aufgebaut sein [5]. Das Herzstück des Detektors bildet der Flüssigszintillator in einem zylindrischen Volumen mit einer Höhe von knapp 96 m und einem Durchmesser von 26 m. Vom sogenannten Buffer, welcher aus einer nicht-szintillierenden organischen Flüssigkeit der gleichen Dichte wie die des Szintillators besteht und unerwünschte äußere Radioaktivität abschirmen soll, wird er durch eine Nylonschicht getrennt. Diese beiden Schichten sind in einem Stahl- oder Betonbehälter eingeschlossen, der auf eine Abmessung von 100 m Höhe und 30 m Durchmesser kommt. Die Erfassung des Szintillationslichtes soll über Photomultiplier erfolgen. Mit 45000 Photomultipliern, von denen jeder einen Durchmesser von 8 Zoll hat und mit einem Lichtkonzentrator ausgestattet ist, lassen sich so effektiv 30% der Detektoroberfläche abdecken.

Aufgrund der sehr tiefen Lage des Detektors (etwa 1500 m, was mehrere tausend Meter Wasseräquivalent entspricht) sind die meisten auf der Oberfläche auftretenden Störquellen unterdrückt. Vor allem hochenergetische Myonen aus der Atmosphäre sind aber auch in großen Tiefen noch vorhanden, was im experimentellen Aufbau separat berücksichtigt werden muss. Dazu wird ein sogenanntes Myon-Veto eingebaut: Der innere Tank befindet sich in einem Wasser-Čerenkov-Detektor, bestehend aus 100000 t Wasser mit 3000 Photomultipliern, und am oberen Ende werden Plastikszintillatorpanels installiert. Damit sollen eintreffende Myonen erkannt und ihr Signal diskriminiert werden können.

2.2 Photomultiplier

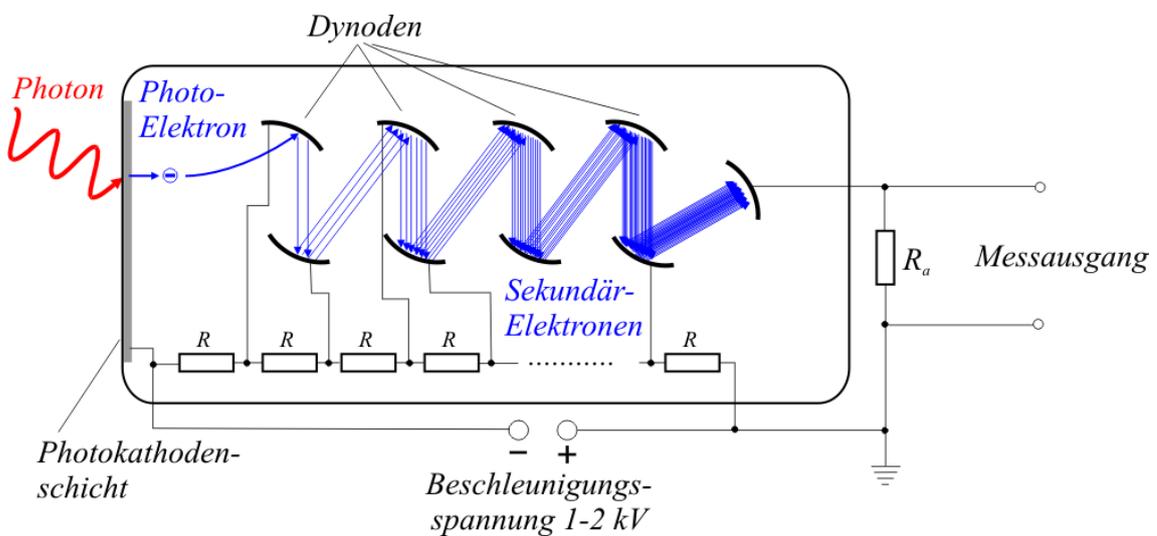


Abbildung 2.2: Aufbau eines Photomultipliers. Aus [4]

Wie bereits erwähnt, sind Photomultiplier (PMTs) für große Szintillatorexperimente das Mittel zur Detektion von Lichtsignalen. Durch das generell große Targetvolumen und vergleichsweise kleinen Energieüberträgen ist das beim einzelnen PMT ankomm-

mende Signal sehr schwach und kann somit nur aus einer kleinen Zahl von Photonen bestehen. Um dieses Signal verarbeiten zu können, muss es in ein elektrisches Signal umgewandelt und entsprechend verstärkt werden. Diese Anforderungen sind prädestiniert für den Einsatz von Photovervielfachern.

Abbildung 2.2 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Photomultipliers. Trifft ein Photon auf die Photokathode, so kann es ein Elektron aus dem Material lösen. Dies geschieht mit Hilfe des Photoeffekts. Dabei übergibt das Photon seine Energie an ein Elektron, welches die Austrittsarbeit überwinden muss, um freigesetzt zu werden. Diese Austrittsarbeit ist materialspezifisch, durch geschickte Wahl eines Kathodenmaterials mit niedriger Austrittsarbeit kann man somit die Nachweiswahrscheinlichkeit des PMTs maximieren.

Da ein einzelnes Photoelektron zu schwach ist, um ein messbares Signal zu produzieren, muss es vervielfacht werden. Dazu durchläuft es eine spezielle Anordnung von Anoden, die hier Dynoden genannt werden. Durch geeignetes Anlegen einer Beschleunigungsspannung wird das primäre Elektron zur ersten Dynode hin beschleunigt und kann dort durch die aufgenommene kinetische Energie weitere Elektronen herausschlagen. Dieser Prozess wird mehrmals wiederholt, bis aus einem Photoelektron ein mess- und verarbeitbares Signal wird. Typischerweise wird so ein Strompuls erzeugt, der aus ca. 10^7 Elektronen besteht. Durch Abfließen an einem Widerstand wird so ein Spannungspuls von einigen meV erzeugt. Idealerweise wird auch die Information über die Stärke des detektierten Lichtsignals erhalten.

Vielerlei Dinge sind hierbei zu beachten, um möglichst alle Signale korrekt zu detektieren. Neben der bereits angesprochenen richtigen Wahl des Kathodenmaterials, durch die die Quantenausbeute maximiert wird, ist zu beachten, dass möglichst alle Photoelektronen auf die erste Dynode treffen. Geeignete elektrische Richtfelder werden hierzu eingesetzt. Auch eine geeignete Dynodenform und die Anordnung der Dynodenkette sind entscheidend. Weiterhin muss sichergestellt werden, dass möglichst alle Elektronen von einer zur nächsten Dynode weitergeleitet werden. Seit der Entwicklung von Photomultipliern wurden mehrere verschiedene Designs entwickelt.

Ein Effekt, der bei Messungen mit Photomultipliern auftreten kann, sind Afterpulse. Diese sind zusätzliche Pulse nach dem eigentlichen Messsignal, die durch im Photomultiplier ablaufende Prozesse verursacht werden. In Kapitel 3 wird dieser Effekt eingehend studiert.

2.3 Experimenteller Aufbau

Die Auswahl eines geeigneten Photomultipliers für Großprojekte wie LENA erfordert genaue Vorbereitung, viele erwünschte und unerwünschte Effekte müssen beachtet werden. Um geeignete PMTs zu finden, werden sie an der Technischen Universität München von Marc Tippmann im Rahmen seiner Doktorarbeit auf bestimmte Eigenschaften hin untersucht, darunter auch die Zeitverteilung der Auftrittswahrscheinlichkeit schneller Afterpulse, woraus Rückschlüsse über potentielle Ursachen möglich sind. Der dazu verwendete Aufbau wird gerade erweitert und verbessert, die in dieser Arbeit verwendeten Messungen wurden vor Beginn der Umbaumaßnahmen

durchgeführt. Dazu wurden mit einem geeigneten Experiment Photomultiplier vermessen. Der dabei verwendete Aufbau ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

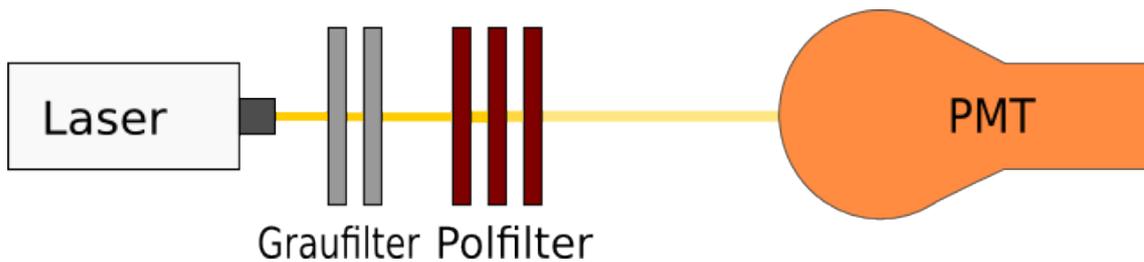


Abbildung 2.3: Schematische Anordnung des Aufbaus, mit dem die PMT-Pulsformen für diese Arbeit aufgezeichnet wurden

Das angestrebte Ziel ist, dass möglichst nur ein Photon gleichzeitig auf die Photokathode trifft, um das Verhalten des PMTs für einzelne Pulse untersuchen zu können. Als Lichtquelle wird ein EPL-405 Pikosekunden-Diodenlaser mit 403 nm Wellenlänge von Edingburgh Instruments verwendet. Obwohl von der Leistung mit maximal 5 mV vergleichsweise schwach, werden trotzdem ca. 10^7 Photonen pro Puls ausgesandt. Deshalb muss der Laserstrahl abgeschwächt werden. Dies geschieht auf zweierlei Arten. Zuerst wird das Licht durch mehrere Graufilter abgeschwächt. Dann durchläuft das Restlicht mehrere gekreuzte Polfilter. Diese würden bei idealer Arbeitsweise gar kein Licht durchlassen. Da Bauelemente aber nie perfekt sind, gelangen trotzdem einige Photonen durch die Anordnung (die effektive Abschwächung zwischen gekreuzten Polfiltern ist in der Größenordnung von 1000). Mit diesen beiden Verfahren wird der Photonenstrahl soweit abgeschwächt, dass nur bei ca. 10% der Laserpulse ein Photon auf den PMT trifft.

Um sicherzustellen, dass man nur die Pulse des Photomultipliers verarbeitet, bei denen auch ein Photon detektiert wird, muss man nach der Koinzidenz von Lasersignal und PMT-Signal suchen. Die Zeit, die zwischen der Emission eines Photons aus dem Laser bis zur Ausgabe des Detektionssignals im PMT vergeht, ist relativ konstant. Deshalb nimmt man das Lasersignal als Trigger und gibt ein Zeitfenster vor, in dem das dazugehörige Messsignal des Photomultipliers auftreten muss. Nur wenn beide Signale im passenden Zeitabstand auftreten, wird ihre Pulsform mit einem Flash-ADC aufgezeichnet und anschließend ausgewertet.

Ein Nachteil dieses Versuchsaufbaus ist, dass der PMT nur zentral beleuchtet wird, ein Einfall von Photonen auf den Rand der Photokathode also nicht simuliert werden kann. Mit einem neuen, verbesserten Aufbau soll dieses Problem behoben werden. Dazu wird mit einer geeigneten optischen Apparatur der Laserstrahl aufgeweitet. Da sich diese Verbesserungen noch im Aufbau befinden, werden in dieser Arbeit Messwerte ausgewertet, die mit dem alten Aufbau erzeugt wurden. Dazu wurden je 50000 Pulse für beide Kanäle (Laserkanal und PMT-Kanal) gespeichert. Der dazu eingesetzte Photomultiplier ist ein ETL 9305, der mit einer Spannung von 1300 V betrieben wurde.

3 Identifikation schneller Afterpulse

3.1 Allgemeine Eigenschaften

3.1.1 Begriffsklärung

Eine besonders wichtige Art der Störpulse, die genauer untersucht werden muss, sind sogenannte Afterpulse. Diese treten als zusätzliche Pulse nach dem eigentlichen Messsignal, im folgenden Primärpuls genannt, auf. Man nimmt an, dass die Wahrscheinlichkeit, dass ein Afterpuls auftritt, für jedes Photon gleich hoch ist. Somit ist dieser Effekt sowohl für niederenergetische als auch für hochenergetische Prozesse, bei denen viele Photonen beteiligt sind und deshalb auch viele Afterpulse auftreten, problematisch. Schnelle Afterpulse beeinträchtigen die Bestimmung vieler Messgrößen negativ. So können sie die Energie-Information verfälschen, da die Energie proportional zur Anzahl der Pulse ist. Treten durch Afterpulse mehr Pulse als eigentlich vorhandene Photonen auf, so ist bei der Detektion die Proportionalität zwischen Energie und Pulsen aufgehoben. Die Orts- und Spurrekonstruktion wird gestört, da Photonen, bei denen Afterpulse auftreten, übergewichtet werden. Auch die Pulsform wird durch diesen Effekt verändert, was eine Pulsformanalyse, wie sie z.B. bei der Suche nach dem Proton-Zerfall eingesetzt wird, erschwert.

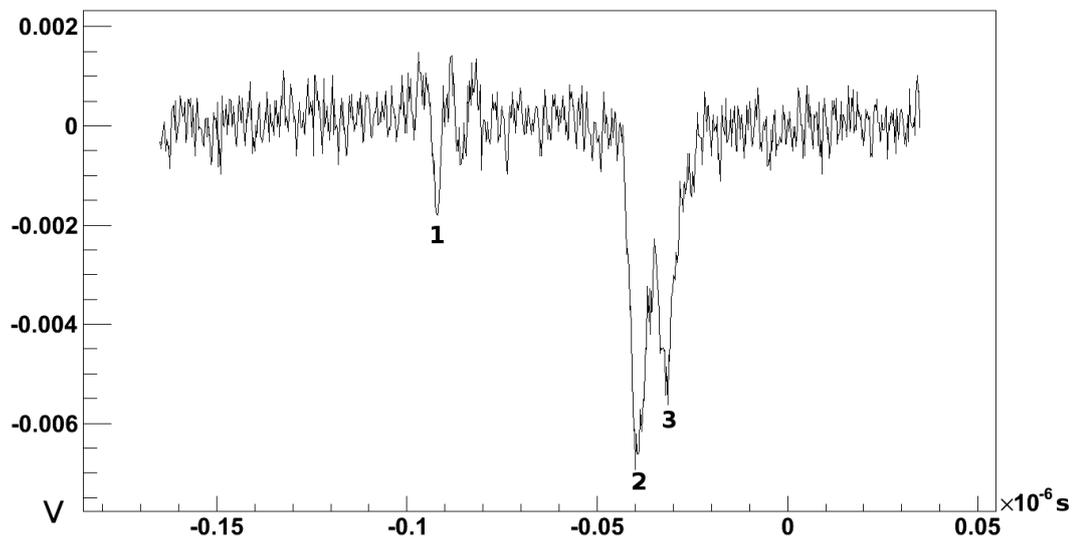


Abbildung 3.1: Mögliche Effekte bei der Messung von PMT-Pulsen im verwendeten Aufbau. Beschreibung siehe Text

Abbildung 3.1 zeigt allgemein mögliche Effekte bei der Pulsmessung. Der Primärpuls ist der Peak an Stelle 2. An Position 1 sind Artefakte des Laserpulses zu erkennen.

Diese treten auf, da das zugehörige, zeitlich frühere Lasersignal in der Messelektronik Störungen verursacht, die die Messung des Spannungspulses des Photomultipliers stören können. Dabei springt das Laser-Trigger-Signal im Linear Fan-In/Fan-Out auf den Kanal des PMT-Signals über („crosstalk“). Der Puls bei 3 ist ein schneller Afterpuls. Typisch für solche Pulse ist, dass ihre Höhe und Fläche in der selben Größenordnung wie Einzelphotonereignisse liegen und sie somit in den behandelten Messdaten „echten“ Pulsen ähneln. Überdies ist der Zeitabstand zum Primärpuls charakteristisch. Man erwartet hier gewisse Häufungen bei bestimmten zeitlichen Abständen.

3.1.2 Mögliche Ursachen für Afterpulse

Die Ursachen für Afterpulse sind teilweise noch unbekannt und phänomenologisch nicht endgültig geklärt. Grundsätzlich unterscheidet man zwischen zwei verschiedenen Arten von Afterpulsen, ionischen Afterpulsen und schnellen Afterpulsen, welche sich vor allem durch den Zeitpunkt ihres Auftretens und eventuell durch ihre Pulsflächen unterscheiden.

Nachfolgend sollen einige mögliche Erklärungsansätze für das Auftreten dieser Pulse gegeben werden. Diese stammen aus Konversationen mit dem aktuell an der Technischen Universität München auf diesem Gebiet forschenden Marc Tippmann, dessen noch nicht publizierte Dissertation tieferegehende Analysen zu diesem Thema enthalten wird.

Ionische Afterpulse

Als ionische Afterpulse bezeichnet man Pulse, die in relativ großen Zeitabständen zum Primärpuls auftreten (ca. 200 ns bis 10 μ s). Wie der Name vermuten lässt, werden sie vornehmlich von ionisierten Atomen oder Molekülen hervorgerufen. Diese können auf unterschiedliche Weise erzeugt werden. Obwohl der PMT im Inneren evakuiert ist, sind Reste von Gasen vorhanden. Diese können durch die umherfliegenden Elektronen ionisiert werden, was vor allem an den letzten Dynoden wahrscheinlich ist, da hier hohe Elektronendichten auftreten. Das Restgas kann aber auch durch die Dynoden adsorbiert werden und von dort durch die beschleunigten Elektronen wieder herausgeschlagen werden. In beiden Fällen driften die erzeugten Ionen durch die Beschleunigungsspannung zur Kathode. Durch ihre große Masse ist ihre Beschleunigung kleiner als bei Elektronen, deshalb brauchen sie auf ihrem Weg zur Photokathode viel Zeit. Dort können sie durch ihre hohe kinetische Energie von einigen 100 eV mehrere Primärelektronen aus der Kathode ausschlagen, die mehrere parallele Lawinen verursachen und so einen sehr großen Puls erzeugen [1].

Schnelle Afterpulse

Schnelle Afterpulse treten bereits kurz nach dem Primärpuls auf, was eine Zeitdifferenz zum Primärpuls im ein- bis zweistelligen Nanosekundenbereich bedeutet. Einige mögliche Ursachen sind nachfolgend kurz erklärt.

Treffen geladene Teilchen auf Materie, so werden sie durch Coulombwechselwirkung abgebremst. Dabei geben sie die sogenannte Bremsstrahlung ab. Werden in einem Photomultiplier die Sekundärelektronen von Dynode zu Dynode beschleunigt, so

kann beim Auftreffen der Elektronen Bremsstrahlung entstehen. Dieser Effekt ist vor allem an den letzten Dynoden durch die große Zahl der Elektronen wahrscheinlich. Die so erzeugten Photonen können unter günstigen Umständen zur Kathode gelangen und dort ein Primärelektron herausschlagen. Ein möglicher Weg ist hierbei die Reflexion von Photonen an der Glasummantelung des Photomultipliers. Zwar ist die Dynodenkette von den restlichen Komponenten des PMT abgeschirmt, doch produktionsbedingt befinden sich Löcher in dieser Umhüllung. Die Zeitdauer dieses Vorgangs entspricht bei Vernachlässigung der Photonenlaufzeit etwa der Durchgangszeit der Elektronen von Kathode zu Anode. Diese liegt im Bereich von 30 ns bis 60 ns, abhängig von der Länge des Photomultipliers und der anliegenden Spannung [2].

Bei der Elektronenvervielfachung in den einzelnen Dynodenkaskaden streuen die Elektronen im Allgemeinen inelastisch. Es kann aber passieren, dass Elektronen ganz oder teilweise elastisch an Dynoden streuen. Wird das Photoelektron von der ersten Dynode in Richtung der Kathode gestreut, wird es durch die anliegende Spannung wieder auf diese zurück beschleunigt. Die Elektronen fliegen also eine Schleife und treffen dann erneut auf die erste Dynode, wo sie nun wieder Elektronen ausschlagen, die weiter beschleunigt werden. Dieser Effekt ist praktisch nur an der ersten Dynode von Relevanz, da bei allen anderen Dynoden ein einzelnes Elektron im Vergleich zum gesamten Strom der einlaufenden Elektronen vernachlässigbar ist und der Platz für die Schleife meist nicht ausreichen würde. Die Größe des so erzeugten Afterpulses hängt vom Anteil der ursprünglichen kinetischen Energie ab, die das Primärelektron zum Zeitpunkt der elastischen Streuung noch besitzt. Besitzt dieses noch einen Großteil der kinetischen Energie, so fliegt es einen weiteren Bogen und kann beim zweiten Einschlag noch viel Energie deponieren. Im Vergleich dazu ist ein Photoelektron, das bereits mehrmals inelastisch gestreut wurde, nach der Streuung zwar schneller wieder an der Dynode, kann aber beim zweiten Mal nur noch wenig Energie abgeben und löst so nur einen kleinen Afterpuls aus. Es gibt bei diesem Effekt also eine Proportionalität: Je schneller der Afterpuls auftritt, umso kleiner sollte er im Vergleich zum Primärpuls sein. Umgekehrt sollte der Primärpuls umso höher sein, je früher der Afterpuls folgt.

Für die folgende eingehendere Untersuchung des Phänomens Afterpuls werden einige der Arbeit angepasste Begriffe definiert. Als schnelle Afterpulse werden Sekundärpulse bezeichnet, die auf der fallenden Flanke des Primärpulses sitzen (ein Beispiel hierfür ist in Abbildung 3.1 zu sehen). Tritt der Afterpuls nach dem Primärpuls auf, so wird er als langsamer Afterpuls bezeichnet.

3.2 Bestimmung wichtiger Größen

Die Messdaten werden nach Durchlaufen einer Messreihe automatisch gespeichert. Die weitere Auswertung dieser Rohdaten erfolgt softwaregestützt. Dazu wurde die Programmiersprache C++ zusammen mit dem vom Europäischen Kernforschungszentrum CERN entwickelten Programmpaketes ROOT (Version 5.24) genutzt.

3.2.1 Verarbeitung der Rohdaten

Die aufgenommenen Pulse werden mit dem Programm einzeln eingelesen und auf dem Rechner zwischengespeichert. Wie jeder Messvorgang ist auch diese Messung mit unerwünschten leichten Signalstörungen, dem Rauschen oder Noise, behaftet. Außerdem liegt die 0 V entsprechende Bezugslinie aufgrund nicht perfekter Erdung nicht genau bei diesem Wert, sondern typischerweise einige mV davon entfernt. Dadurch wird die Detektion der Primärpulse und der Pulsflächen verfälscht. Um die Messung demgegenüber unempfindlich zu machen, wird der Offset manuell entfernt. Dazu wird für die ersten Nanosekunden, bei denen man sich sicher sein kann, dass noch kein Crosstalk vom Laser vorkommt, der Mittelwert der Messwerte berechnet. Dieser wird anschließend von allen Messpunkten eines aufgenommenen Signales subtrahiert. So ergeben sich je 50000 bereinigte Signale für den Laser und die dazugehörigen PMT-Signale.

3.2.2 Bestimmung des Primärpulses

Essentiell für die Diskussion von Afterpulsen ist natürlich die Identifikation des Primärpulses, auf den sich alles andere bezieht. Damit einhergehend ist auch die Frage, ob der Photomultiplier überhaupt ein brauchbares Signal gemessen hat, was aufgrund der verwendeten Hardwarekoinzidenz eigentlich immer der Fall sein sollte. Deshalb, und um nicht versehentlich auf Noise zu triggern, wurde gefordert, dass ein bestimmter, empirisch ermittelter Schwellenwert überschritten werden muss, damit ein Puls vorliegt. Die Wahl dieses Schwellenwertes erfordert einen Kompromiss zwischen der deutlichen Abgrenzung zum Untergrundrauschen und den Artefakten des Laserpulses einerseits und andererseits der korrekten Erfassung von kleinen Pulsen. Messsignale, die den Schwellenwert von -4 mV nicht überschreiten, werden nicht weiter behandelt. Für die bearbeiteten Daten ergibt sich z.B., dass 1746 von 50000 Signalen nicht bearbeitet werden, es also effektiv nur 48254 bearbeitbare Signale gibt.

Der Maximalpunkt des Primärpulses dient als Ausgangspunkt für die Bestimmung weiterer Punkte. Er wird in dieser Arbeit als PrimMax bezeichnet. Um ihn zu finden, durchläuft man für jedes Signal von Beginn an alle Messwerte und sucht sich zuerst den Punkt, an dem der oben erklärte Schwellenwert überschritten wird. Nun iteriert man so lange weiter, bis man beim Maximalwert angelangt ist und die folgenden Messpunkte wieder kleiner werden. Um kleine Fluktuationen der Messpunkte auszugleichen, vergleicht man nicht die reinen Messwerte, sondern die Mittelung aus dem aktuell betrachteten Punkt, dem vorgerigen Punkt und dem nächsten Punkt. Dieses Verfahren hat aber noch den Nachteil, dass so Ausreiser als Maximalwert deklariert werden könnten. Um dies zu verhindern, verlängert man das Vergleichen der Mittelwerte so lange, bis der Puls wieder auf 70% des bisherigen Maximalwertes abgefallen ist.

3.2.3 Weitere wichtige Größen

Neben dem Maximalpunkt für den Primärpuls ist die Bestimmung des Start- und Endpunktes des Pulses von elementarer Wichtigkeit für die weiterführende Analyse. Naiv könnte man den Anfangs- und Endpunkt des Pulses dahingehend definieren, dass die Messwerte an diesen Punkten gegenüber der Baseline keinen Ausschlag mehr anzeigen. Dies ist aber nicht möglich, da durch das Rauschen eine ständige kleine Fluktuation vorliegt. Für Anfangs- und Endpunkt werden deshalb diejenigen Punkte genommen, an denen der Messwert 10% des Maximalwertes bei PrimMax beträgt. Hier kann jedoch ein Problem auftreten: Bei kleinen Pulsen können die 10% der Maximalhöhe bereits im Bereich des Rauschens liegen. Eine genaue Bestimmung dieses Punktes wäre also nicht möglich. Zur Lösung dieses Problems berechnet man bei der Bearbeitung der Rohdaten neben dem Mittelwert auch die Standardabweichung der ersten Nanosekunden. Damit kann man ein geeignetes Kriterium einführen: Ist 10% des Maximalwertes kleiner als zwei Standardabweichungen, so werden als Anfangs- und Endpunkt die Werte definiert, für die die Pulshöhe auf zwei Standardabweichungen gesunken ist. Im weiteren Verlauf werden diese Punkte Steig10 und Fall10 genannt.

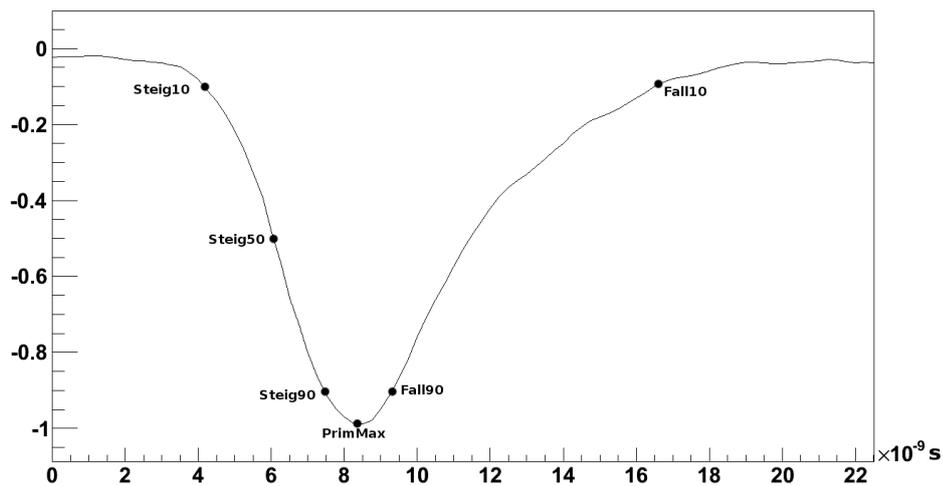


Abbildung 3.2: Kennzeichnende Punkte eines Pulses. Erläuterungen siehe Text

Der höchste Messwert liegt zwar bei PrimMax, aber oftmals ist gerade dieser Maximalwert sehr sprunghaft, weil durch die kleine Steigung an diesem Punkt eine große Zeitunschärfe vorliegt. Deshalb sind andere Referenzstellen neben dem absoluten Maximum des Primärpulses wichtig. Hierzu werden die Punkte auf beiden Flanken des Pulses gesucht, an dem die Höhe noch 90% des Maximalwertes beträgt. Diese werden ab jetzt als Steig90 und Fall90 bezeichnet.

Ein weiterer wichtiger Punkt an der steigenden Flanke ist derjenige, an dem gerade 50% des Maximalwertes erreicht sind (Steig50). An diesem Punkt ist die Steigung für den PMT-Puls am größten, weshalb er sich am besten zum Vergleichen verschiedener Pulse eignet. Oszillationsmessungen haben gezeigt, dass für den Laserpuls die Steigung bei -125 mV am größten ist. Abbildung 3.2 zeigt zusammengefasst die

Position der bestimmten Referenzpunkte.

Mit diesen Punkten allein lassen sich bereits viele Analysen über die Pulse durchführen. Abbildung 3.3 zeigt die Verteilung der Zeitdifferenz zwischen Laserpuls und Primärpuls. Dabei wurden als Werte zur Berechnung des Abstandes jeweils der Punkt, an dem die Steigung am größten ist, benutzt. Der durchschnittliche zeitliche Abstand beträgt 17.3 ns bei einer vollen Halbwertsbreite von 11 ns.

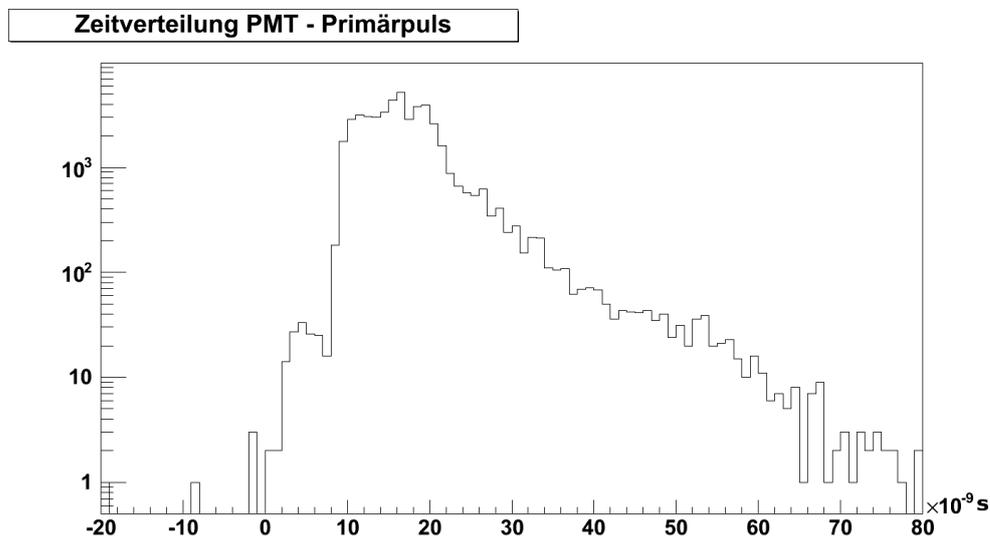


Abbildung 3.3: Verteilung des Zeitabstands zwischen Laserpuls und Primärpuls, entspricht der Primärpuls-Zeitverteilung. Der Zeitoffset ist willkürlich

Die sogenannte Risetime ist derjenige Zeitabstand, in dem der Puls von 10% (Steig10) auf 90% (Steig90) angestiegen ist. Sie sollte von der Höhe des Pulses unabhängig sein. Abbildung 3.4 zeigt die Verteilung der Anstiegszeit. Man sieht, dass die Risetime zeitlich relativ scharf verteilt auftritt, der Durchschnittswert beträgt 3.64 ns.

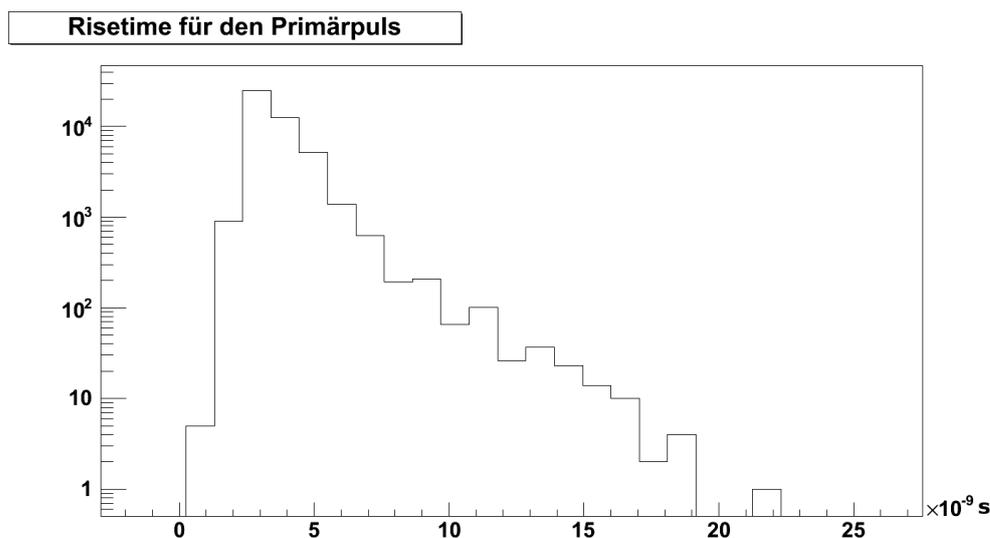


Abbildung 3.4: Anstiegszeit des Primärpulses von 10% auf 90%

Im Zusammenhang mit der Suche nach Afterpulsen ist neben der Risetime vor allem das Zeitintervall, in der der Primärpuls wieder abgeklungen ist, von besonderem Interesse (Falltime). Als Start- und Zielpunkt dienen hierfür Fall90 und Fall10. Ohne zusätzliche Effekte würde man eine ähnlich scharfe Verteilung erwarten. Hier kommen jedoch die schnellen Afterpulse ins Spiel. Befindet sich ein zusätzlicher Puls auf der abfallenden Flanke, so kann der Punkt Fall10 nach hinten verschoben werden, die Falltime verlängert sich somit. In einem Histogramm würde man deshalb idealerweise eine zweite Häufung bei größeren Zeitintervallen erwarten. Abbildung 3.5 zeigt die Verteilung für die zur Verfügung stehenden Daten in halblogarithmischer Darstellung. Zwar ist keine zweite Peak sichtbar, aber das Auftreten dieses Effektes ist deutlich erkennbar. Die durchschnittliche Falltime beträgt 17,4 ns.

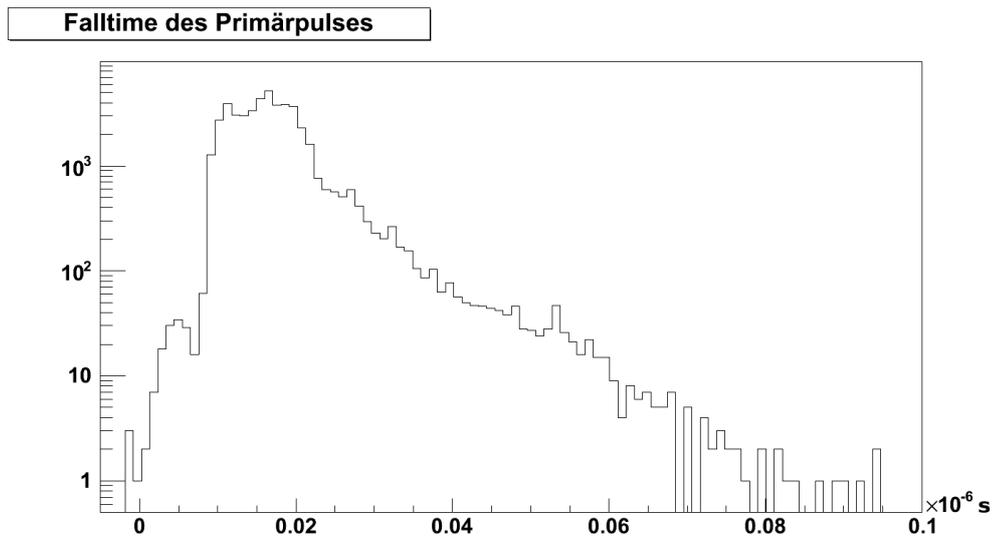


Abbildung 3.5: Abfallzeit des Primärpulses

3.2.4 Durchschnittliche Pulsform

Um Aussagen über abweichende Pulsformen machen zu können, braucht man eine durchschnittliche Pulsform. Die Bestimmung dieser erfordert eine geeignete Mittelung über alle auftretenden Pulse. Dazu muss zuallererst ein geeigneter Referenzpunkt gewählt werden, von dem aus die einzelnen Pulssignale bearbeitet werden. Hierfür wird Steig50 gewählt, der Punkt, an dem die Steigung des Pulses am größten ist. Da die auftretenden Pulse unterschiedlich hoch sind, wäre die Berechnung der Durchschnittsform ohne eine Normierung nicht möglich. Für diese wird der Messwert am Maximalpunkt PrimMax herangezogen. Gemäß dieser Überlegungen wird die durchschnittliche Pulsform also folgendermaßen berechnet: Die Position der Pulse wird mit Steig50 als Aufhängepunkt an die gleiche Stelle gerückt. Nun werden für jedes Signal die einzelnen Messpunkte durch die Maximalhöhe bei PrimMax geteilt. Die Messwerte an den einzelnen Positionen werden für alle Signale aufsummiert und anschließend durch die Zahl der bearbeiteten Signale geteilt (in diesem Fall 48254). Abbildung 3.6 zeigt die so bestimmte durchschnittliche Pulsform.

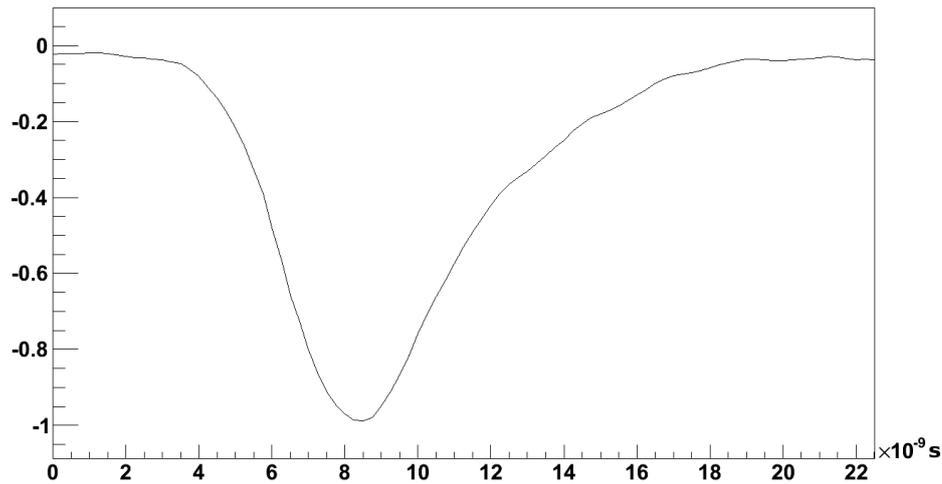


Abbildung 3.6: Durchschnittliche Pulsform des PMT-Signals

3.3 Methoden zur Suche nach Afterpulsen

Um die Untersuchung von möglichen Auswirkungen auf das Detektorverhalten zu ermöglichen, ist es zuerst nötig, die Zeitverteilung und Häufigkeit von Afterpulsen in den zur Auswahl stehenden PMT-Serien zu ermitteln. Hierzu müssen Afterpulse zuverlässig numerisch anhand der vorliegenden Signalform erkannt werden. Hier bieten sich viele verschiedene Herangehensweisen an, die jeweils spezifische Vor- und Nachteile bei bestimmten Pulsformen haben.

Im folgenden Abschnitt der Arbeit werden mehrere Verfahren für die Suche nach Afterpulsen vorgestellt. Diese lassen sich nach ihrem Suchgebiet in zwei Gruppen einteilen. Die Suche nach langsamen Afterpulsen, also nach Pulsen, die nach dem Abklingen des Primärpulses auftreten, gestaltet sich relativ einfach. Im Gegensatz dazu ist die Behandlung von schnellen Afterpulsen aufgrund ihrer Lage auf der abfallenden Flanke des Primärpulses mit einigen Schwierigkeiten verbunden. Die abfallende Flanke wird dabei durch die Punkte Fall90 und Fall10 definiert. D.h., es wird angenommen, dass zwischen PrimMax und Fall90 kein Afterpuls auftritt. In den folgenden Beschreibungen der verschiedenen getesteten Möglichkeiten werden stets die Absolutwerte der Pulsform betrachtet, weswegen z.B. die erste Flanke die steigende ist.

3.3.1 Lineare Interpolation

Betrachtet man die fallende Flanke eines normalen Pulses (vgl. Abbildung 3.6), so sieht man ein relativ konstantes Abfallen der Messwerte. Sitzt hingegen ein zweiter Puls auf der Flanke, so tritt ein zweites Maximum auf, da sich der zweite Puls annähernd linear auf die fallende Flanke addiert. Dies liefert eine Möglichkeit zur Suche nach Afterpulsen, indem der Primärpuls abgezogen und mit einem Schwellenwert nach weiteren Pulsen gesucht wird. Dazu interpoliert man linear zwischen Fall90

und Fall10 und zieht die resultierenden Werte von den Messwerten ab. Sitzt ein Afterpuls auf der fallenden Flanke, so sollte auch nach der Subtraktion noch ein Puls in den veränderten Daten zu finden sein. Dieser wird wieder mit einem Schwellenwert bestimmt. Überschreitet ein Datenpunkt trotz Abzug der Interpolation diesen Wert, stuft der Algorithmus dies als Afterpuls ein.

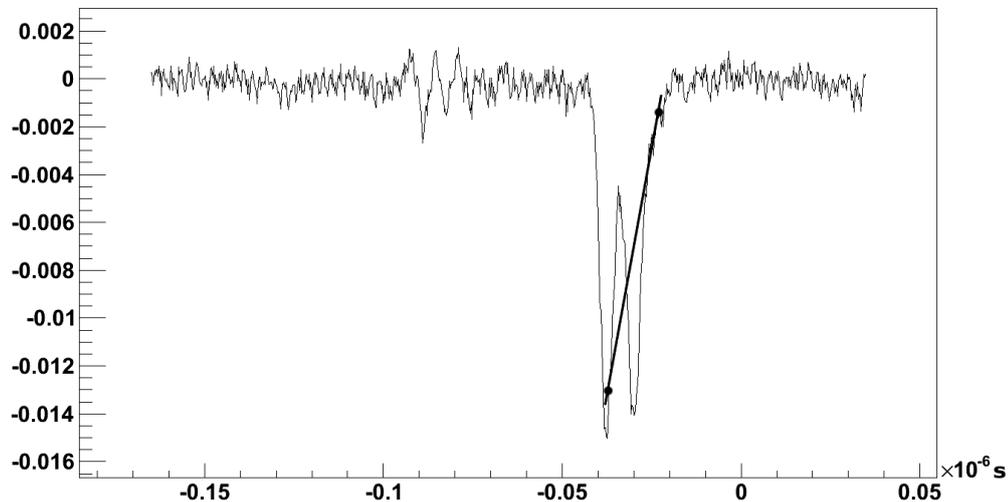


Abbildung 3.7: Lineare Interpolation - Zur Veranschaulichung gezeigt an einem Puls mit schnellem Afterpuls

Abbildung 3.7 zeigt schematisch die Interpolation. Es zeigt sich hier schon ein Nachteil dieser Methode, denn die abfallende Flanke eines normalen Pulses gleicht eher einer Exponentialfunktion. Dieser Effekt wird bei der Wahl des Schwellenwertes berücksichtigt. Die intuitivste Wahl wäre der Schwellenwert, den man schon auf der Suche nach dem Primärpuls verwendet hat, plus dem Wert der Interpolation am jeweiligen Messpunkt. Um das Durchhängen auszugleichen, kann man diesen Wert für alle Punkte verringern.

Mit einem Schwellenwert von -2 mV findet diese Methode 232 schnelle Afterpulse. Es sind sicherlich noch mehr schnelle Afterpulse vorhanden, die hier nicht gefunden werden, aber falls ein Treffer vorliegt, ist die Wahrscheinlichkeit für einen echten Afterpuls hoch (die durchschnittliche Standardabweichung des Noise war nur 0.37 mV). Probleme können Pulse mit sehr schmalen, kleinen Peaks bereiten (ähnlich dem Puls in Abbildung 3.9). Auch relativ am Ende des Primärpuls liegende kleine Sekundärpulse werden nicht zuverlässig erkannt. Eine weitere Fehlerquelle birgt das unterschiedlich starke Durchhängen der abfallenden Flanke. Wenn es stark ausgeprägt ist, können trotz der manuellen Korrektur des Schwellenwertes verhältnismäßig kleine Afterpulse unentdeckt bleiben.

3.3.2 Suche nach Minima und Maxima

Im vorherigen Abschnitt wurde das bei normalen Pulsen auftretende mehr oder weniger konstante Abfallen beschrieben. Bei einem schnellen Afterpuls wird dies

unterbrochen und ein zweiter Puls tritt auf. Es gibt also nach dem Primärpuls einen Abfall der Messwerte, bis man ein Minimum erreicht und die Kurve wieder bis zu einem zweiten Maximum ansteigt. Die Suche nach diesem Minimum und dem darauf folgenden Maximum stellen somit eine weitere Möglichkeit bei der Suche dar.

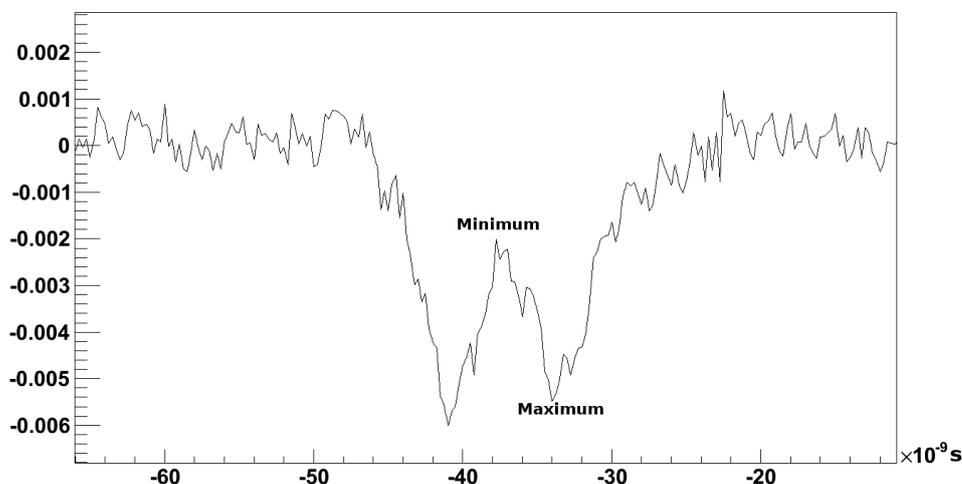


Abbildung 3.8: Veranschaulichung der Suche nach Minimum und Maximum. Da im Text stets die Absolutwerte verwendet werden, sind Aufgrund der negativen Messwerte die Positionen von Minimum und Maximum vertauscht

Minima bzw. Maxima sind allgemein dahingehend definiert, das - wenn sie keine Sattelpunkte sind - die vorhergehenden und nachfolgenden Messwerte größer bzw. kleiner als der aktuelle Punkt sind. Für die reinen Messwerte ist eine solche Suche nicht möglich, da zu viele kleine Zitterbewegungen zwischen den einzelnen Werten auftreten. Deshalb wird auch hier mit der Mittelung aus drei benachbarten Messwerten gearbeitet (hier Meanvalue genannt). Abbildung 3.8 zeigt die gesuchten Extrempunkte an einem Beispiel. Um nicht versehentlich die immer wieder auftretenden kleinen Minipeaks zu erfassen, wird z.B. für das Minimum überprüft, ob das Meanvalue von drei Punkten vor und nach dem behandelten Punkt kleiner als das aktuelle Meanvalue ist. Für das Maximum ist der Algorithmus analog.

Bei Bearbeitung aller 48254 Pulse findet dieser Algorithmus 831 Treffer. Hier ist jedoch Vorsicht geboten, da dieses Verfahren mehrere Schwächen hat. Eine dieser Schwächen wird in Abbildung 3.9 deutlich. Es wird bei der Suche nach Minimum und Maximum keine Bedingung über die Größe des gefundenen zweiten Peaks gestellt. Hier könnte man z.B. eine Mindestdifferenz der Höhen von Maximum und Minimum vorschreiben. Der Algorithmus kann auch versagen, wenn im Bereich des Minimums und/oder des Maximums die Messwerte schwanken und somit die Bedingung für das Finden des Extremwertes nicht erfüllt wird.

3.3.3 Suche nach Wendepunkten

Die direkte Suche nach Minimum und Maximum beim Auftreten eines schnellen Afterpulses ist eine mögliche Herangehensweise. Eine zweite, eher indirekte Heran-

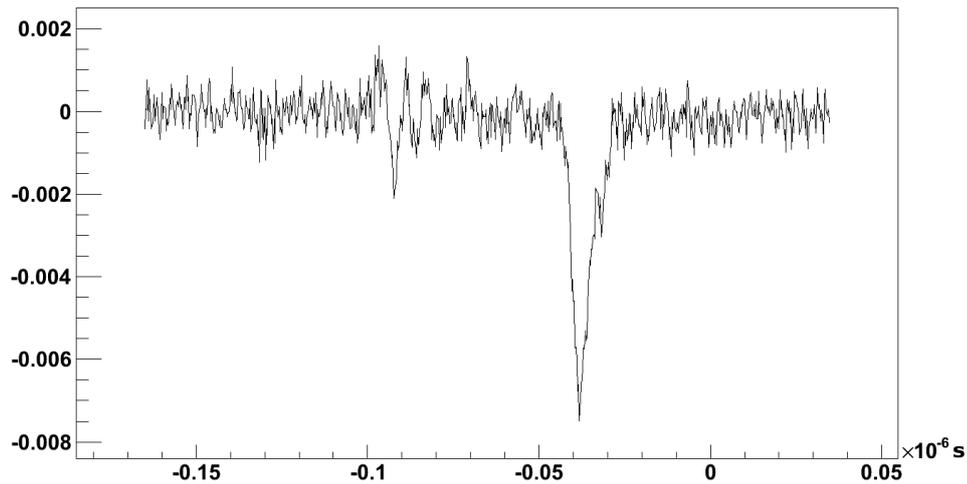


Abbildung 3.9: Bei der Suche nach Minimum und Maximum fälschlich erkanntes Signal

gehensweise ist mit Hilfe der zweiten Ableitung möglich. In der Mathematik werden im Teilgebiet der Kurvendiskussion Extrempunkte mit Hilfe der ersten Ableitung berechnet. Die Unterscheidung zwischen Maximum und Minimum erfolgt mit der zweiten Ableitung. Dieses Verfahren soll nun auf die Suche nach schnellen Afterpulsen angewandt werden. Tritt ein solcher auf, so erhöht sich die Zahl an Maxima und Minima und folglich auch die Zahl der Nullstellen sowie die Zahl der steigenden und fallenden Flanken in der zweiten Ableitung.

Die einfachen numerischen Ableitungen haben aufgrund des Rauschens den Nachteil, dass sie sehr unregelmäßig sind. Deshalb wurde zuerst versucht, die zweite Ableitung aus Mittelung über drei Messwerte zu bestimmen. Dies brachte aber kein brauchbares Ergebnis. Eine weitere Möglichkeit ist, in einem ersten Schritt erst die erste Ableitung auszurechnen und von diesen Werten ausgehend in einem zweiten Schritt die zweite Ableitung zu bestimmen.

Abbildung 3.10 zeigt einen so gefundenen Afterpuls mit der dazugehörigen zweiten Ableitung. Man sieht, dass starke Schwankungen in der zweiten Ableitung auftreten. Um trotzdem Anhaltspunkte für auftretende Afterpulse zu erhalten, sucht man nach geeigneten Schwellen. Tritt ein Afterpuls auf der fallenden Flanke auf, so entstehen starke Krümmungen der Pulsform. Diese Krümmungen werden gerade durch die zweite Ableitung berechnet. Wenn also die zweite Ableitung sehr hohe und sehr niedrige Werte erreicht, so kann es sich um einen Afterpuls handeln.

Praktisch gestaltet sich die Wahl der Schwellen als schwierig. Legt man die Werte hierfür zu hoch, werden nur sehr wenige, ausgeprägte Afterpulse erkannt. Niedrigere Werte liefern aber unbrauchbare Ergebnisse, denn die Maximalwerte in der zweiten Ableitung unterscheiden sich für wirkliche Afterpulse und normale Pulse oftmals nur sehr schwach.

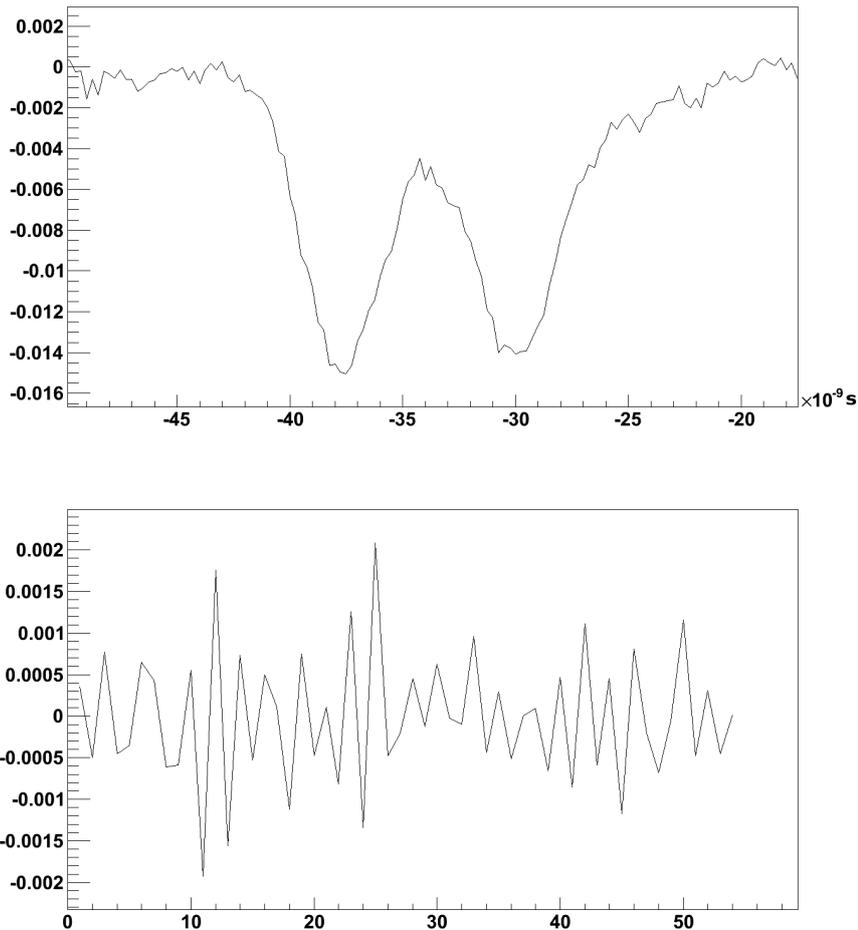


Abbildung 3.10: Oben: Afterpuls, gefunden durch Ermittlung der zweiten Ableitung
 Unten: Dazugehörige zweite Ableitung. Als Anfangs- und Endpunkt dienen Fall90 und Fall10

3.3.4 Flächenvergleich der ansteigenden und fallenden Flanken

Neben der Analyse der Form der abfallenden Flanke des Primärpulses zur Bestimmung schneller Afterpulse ist es auch möglich, die Fläche des Pulses genauer zu analysieren. Betrachtet man die durchschnittliche Pulsform in Abbildung 3.6, so ist ersichtlich, dass für die Mittelung über viele Signale das Verhältnis der Flächen bestimmter Pulsteile zueinander konstant sein muss. Es ist naheliegend, den Puls in steigende und fallende Flanke aufzuteilen. Die Trennlinie ist dabei der Maximalpeak bei PrimMax, Anfang und Ende des Pulses werden wie üblich durch Steig10 und Fall10 festgelegt. Für alle 48254 bearbeitbaren Pulse ergibt sich für das Verhältnis von rechter, abfallender Pulshälfte zu linker, steigender Pulshälfte ein Mittelwert von 1.26.

Wie kann man dieses Verfahren zur Suche nach schnellen Afterpulsen einsetzen? Abbildung 3.11 zeigt die Verteilung des Verhältnisses. Man sieht, dass die Verteilung einer Poisson-Verteilung ähnelt, aber zu großen Verhältnissen hin überschüssige Einträge vorhanden sind. Diese stammen von schnellen Afterpulsen, die auf der rechten

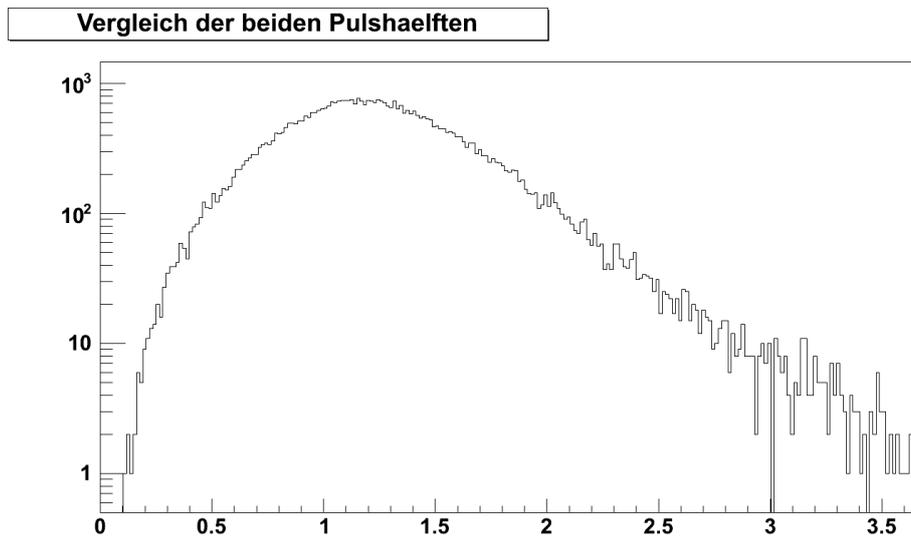


Abbildung 3.11: Verteilung des Verhältnisses der beiden Pulshälften zueinander

Flanke sitzend die Fläche dieser Pulshälfte vergrößern. Man sucht deshalb wieder einen Grenzwert für das Verhältnis. Ist das Verhältnis der Pulshälften für einen Puls größer oder gleich dem Grenzwert, so wird er als schneller Afterpuls deklariert. Für einen Grenzwert von 2,9 findet man so 283 Pulse, die auch mit dem Auge betrachtet größtenteils als schnelle Afterpulse erkennbar sind. Kleinere Grenzwerte erhöhen zwar die Zahl der gefundenen Pulse leicht, haben aber auch vermehrte Falschdeklarationen zur Folge. Ein Vorteil dieser Methode ist es, dass auch verhältnismäßig kleine Afterpulse korrekt erkannt werden.

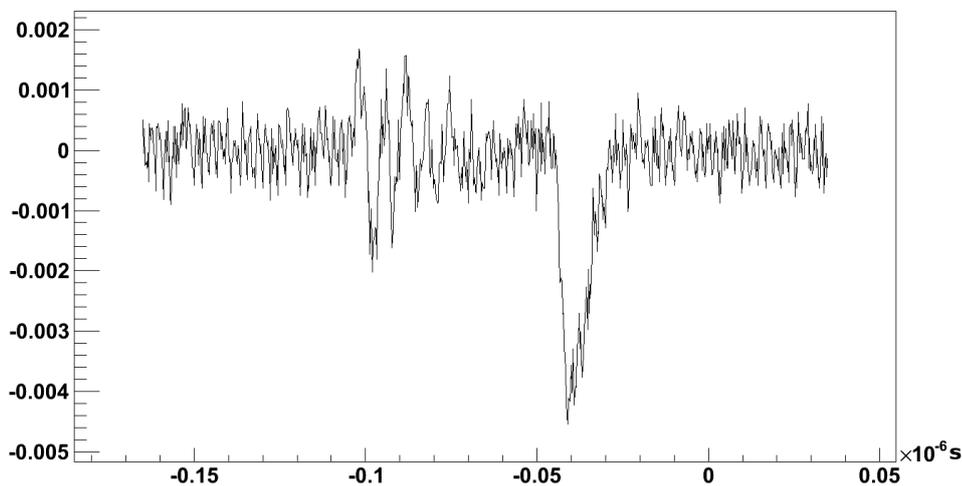


Abbildung 3.12: Puls mit flacher abfallender Flanke

Eine natürliche Schwäche dieses Verfahrens tritt auf, wenn ein normaler Puls eine flache abfallende Flanke besitzt. So wird der Puls in Abbildung 3.12, der keinen erkennbaren Afterpuls enthält, aufgrund seines langsamen Abfalls mit dieser Methode als Afterpuls detektiert.

3.3.5 Quadratische Abweichung von der durchschnittlichen Pulsform

Im vorhergehenden Abschnitt wurden die beiden Pulshälften miteinander verglichen. Dabei nutzt man die Tatsache aus, dass schnelle Afterpulse die Pulsform und damit die Fläche charakteristisch verändern. Eine weitere, auf diesem Sachverhalt aufbauende Methode ist die Bestimmung der Abweichung eines Pulses von der durchschnittlichen Pulsform durch Summation der quadratischen Differenzen für alle Messpunkte. Weicht ein gemessener Puls auffällig von der durchschnittlichen Pulsform ab, so ist dies ein Hinweis auf einen möglichen Afterpuls. Um einen einzelnen Puls mit der durchschnittlichen Pulsform vergleichen zu können, muss dieser mit Hilfe der Maximalhöhe bei PrimMax normiert werden. Als Referenzpunkt zur zeitlichen Abstimmung der Pulse wird Steig50 verwendet. Die durchschnittliche Pulsform muss in einem separaten Durchlauf durch die Daten bestimmt und gespeichert werden. Sie wird zur Verarbeitung bei jedem Durchlauf eingelesen. Die Abweichung wird nun berechnet, indem man die quadratische Abweichung der einzelnen Messpunkte von den dazugehörigen Punkten der durchschnittlichen Pulsform aufsummiert.

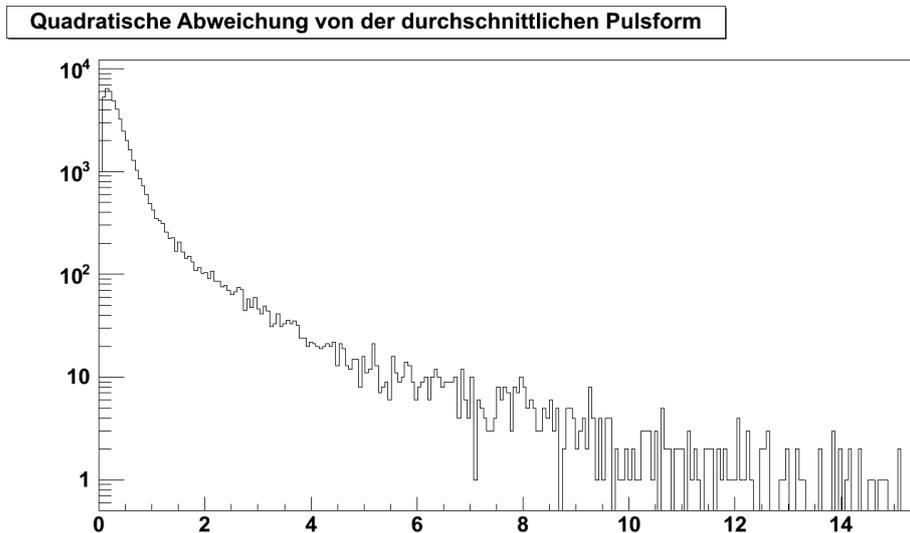


Abbildung 3.13: Verteilung der aufsummierten quadratischen Abstände in willkürlichen Einheiten

In Abbildung 3.13 ist die Verteilung dieser aufsummierten quadratischen Abweichungen zu sehen. Neben einer großen Anzahl an Pulsen mit kleiner quadratischer Abweichung gibt es einige Pulse mit besonders großer Abweichung. Diese beinhalten aller Wahrscheinlichkeit nach schnelle Afterpulse. Mit einer geeignet gewählten Schwelle lassen sie sich von den normalen Pulsen trennen. Wählt man 7 als Schwellenwert, so überschreiten 460 Pulse diese Schwelle. Für kleinere Schwellen werden mehr Pulse als Afterpulse eingestuft, aber die Fehlerquote steigt stark an. Generell neigt diese Methode bei stark zitternden Pulsen mit kleiner Gesamthöhe zu Falschdeklarationen, da die ständigen Fluktuationen durch die Normierung zu großen quadratischen Abweichungen führen. Ein Beispiel für so einen falsch deklarierten Afterpuls zeigt Abbildung 3.14.

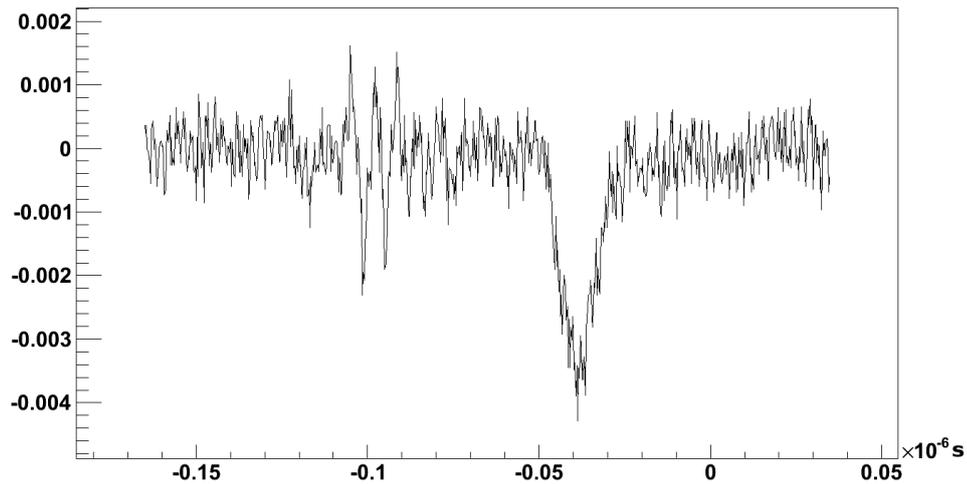


Abbildung 3.14: Stark fluktuierender Puls mit geringer Gesamthöhe

3.3.6 Bestimmung langsamer Afterpulse

Alle oben angeführten Verfahren suchen Afterpulse, die sich auf der fallenden Flanke des Primärpulses befinden. Die Suche nach langsamen Afterpulsen, also Sekundärpulsen, die nach dem Abklingen des Primärpulses auftreten, ist hiergegenüber verhältnismäßig einfach. Der Ausgangspunkt ist Fall10, also das Ende des Primärpulses. Von hier aus wendet man den gleichen Algorithmus wie zur Suche nach dem Primärpuls an (siehe hierzu Abschnitt 3.2.2).

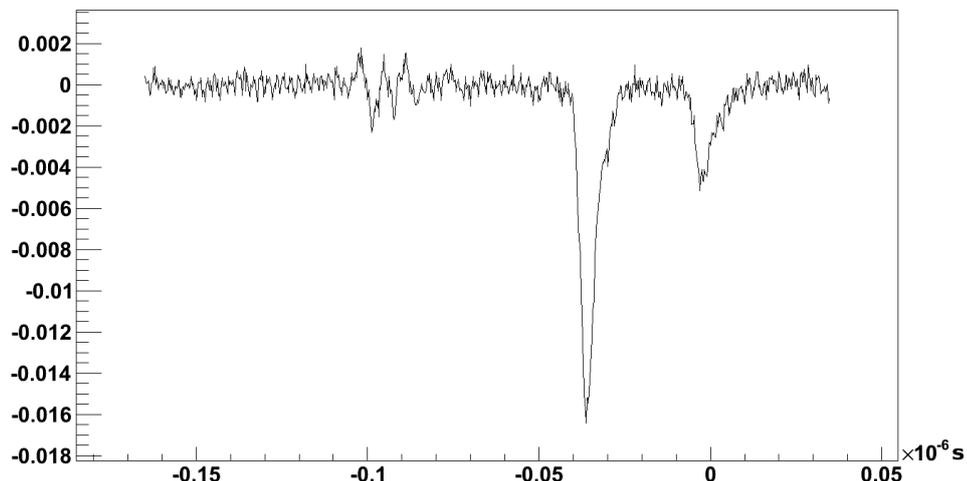


Abbildung 3.15: Ein typischer langsamer Afterpuls, der mit dem Algorithmus gefunden wurde. Die Pulshöhe des Afterpulses ist im Vergleich zur Höhe des Primärpulses typischerweise kleiner

Verwendet man den gleichen Schwellenwert von -4 mV , so findet man 170 langsame Afterpulse in 48254 Signalen, was ca. $0,35\%$ entspricht. D.h. dieser Effekt würde nur

sehr selten auftreten. Betrachtet man aber einige der gefundenen Pulse (ein typisches Beispiel hierfür ist in Abbildung 3.15 zu sehen), so fällt auf, dass die auftretenden langsamen Afterpulse im Vergleich zum Primärpuls kleiner sind und normalerweise nur knapp über den Schwellenwert kommen. Deshalb wurde der Schwellenwert schrittweise herabgesenkt, um möglichst alle gesuchten Ereignisse zu finden. So finden sich für -3 mV bereits 415 Treffer (0,86%). Für -2.5 mV gibt das Verfahren 820 Ereignisse aus. Hier hat man aber das Problem, dass teilweise starkes Rauschen den Schwellenwert überschreiten kann. Deshalb wurde -3 mV als Schwellenwert gewählt.

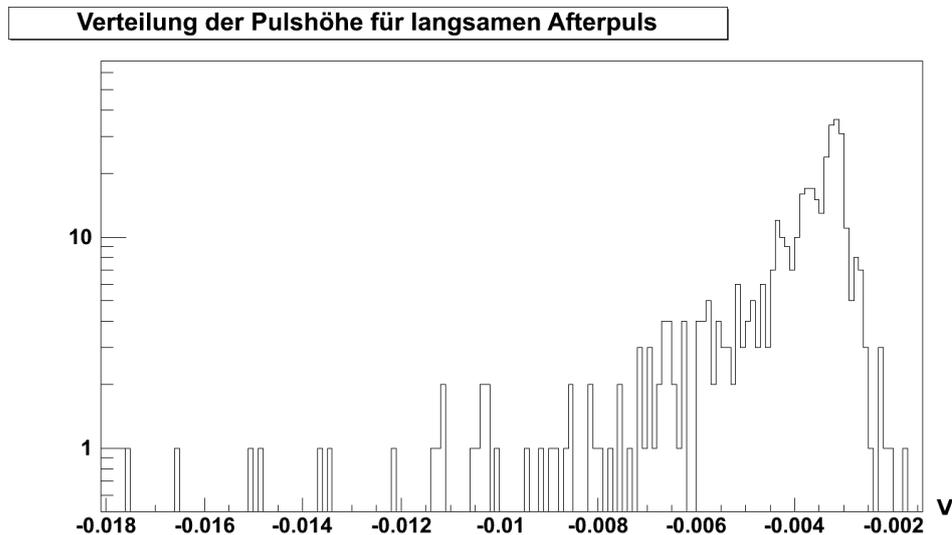


Abbildung 3.16: Verteilung der Pulshöhen von langsamen Afterpulsen

Abbildung 3.16 zeigt die Verteilung der Pulshöhe von langsamen Afterpulsen, die mit der gewählten Schwelle gefunden wurden. Die durchschnittliche Höhe beträgt -4.4 mV, die dazugehörigen Primärpulse haben eine Durchschnittshöhe von -10.7 mV. Dies ist ein höherer Wert als die durchschnittliche Höhe für alle 48254 Pulsen, die -9.4 mV beträgt.

3.4 Anwendung allgemeiner Eigenschaften

Alle diskutierten Verfahren und Methoden zur Suche nach Sekundärpulsen, die an der fallenden Flanke des Primärpulses auftreten, besitzen individuelle Stärken und Schwächen. Zur zuverlässigen Analyse von Pulsen ist es daher unumgänglich, geeignete Kombinationen der einzelnen Suchalgorithmen zu finden. Dieses Unterfangen kann sich äußerst komplex gestalten und erfordert genaues Abstimmen der einzelnen Verfahren untereinander. Im folgenden Abschnitt soll abschließend an einem Beispiel kurz gezeigt werden, dass sich auch die in Abschnitt 3.2 bestimmten, eher allgemeinen Eigenschaften der Signale in geeigneter Kombination zur Suche nach Afterpulsen eignen.

Abbildung 3.17 zeigt die Verteilung des Verhältnisses von Falltime zu Risetime mit einem Durchschnittswert von 1.55 für alle bearbeitbaren Pulse. Ist das Verhältnis groß, so benötigt der Puls für das Durchlaufen der abfallenden Flanke ungewöhnlich

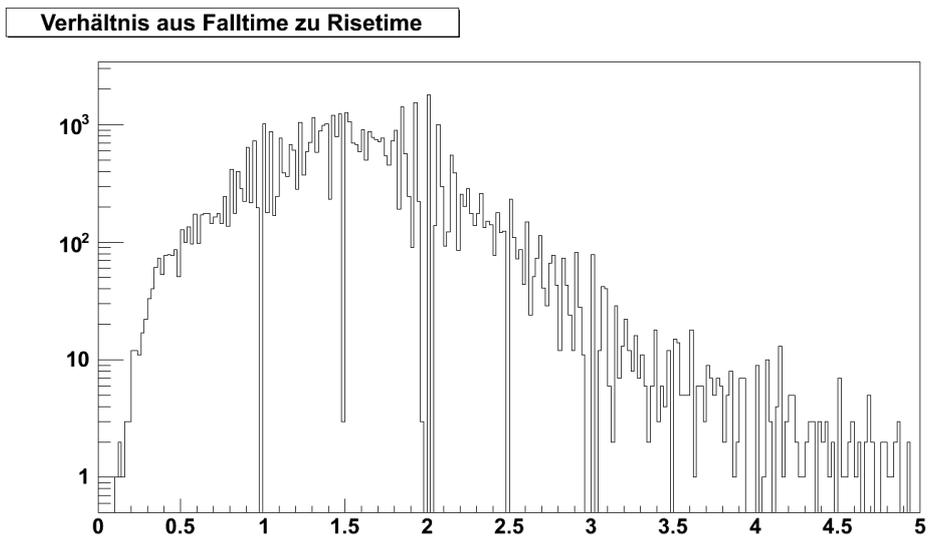


Abbildung 3.17: Verteilung des Verhältnisses von Falltime zu Risetime

viel Zeit. Schnelle Afterpulse sind aber genau der Effekt, der die abfallende Flanke des Primärpulses vergrößert und die Falltime damit verlängert. Ein großes Verhältnis von Falltime zu Risetime ist also ein starkes Indiz für schnelle Afterpulse.

Die Verteilung des Verhältnisses von Falltime zu Risetime beinhaltet aber auch Einträge, bei denen die Situation umgekehrt ist. Hier erscheint die Risetime ungewöhnlich groß. Eine mögliche Erklärung hierfür ist die falsche Deklaration des Primärpulses. Ist der zeitliche Abstand zwischen echtem Primärpuls und schnellem Afterpuls sehr klein, so kann es passieren, dass der schnelle Afterpuls als Primärpuls deklariert wird und die Risetime so gegenüber der Falltime verlängert scheint. Zur Überprüfung, ob eine solche Situation vorliegt, könnte z.B. die Methode zur Suche nach Minimum und Maximum auf die ansteigende Flanke angewandt werden.

4 Fazit und Ausblick

Die Analyse von Afterpulsen in Photomultipliern im Zeitfenster von 0 - 60 ns ist ein für aktuelle Forschungsgebiete relevantes Thema, das bisher nur wenig untersucht wurde. Dies beinhaltet zwar die Schwierigkeiten, die die Behandlung eines solch unverstandenen Phänomens mit sich bringt, birgt aber auch einen gewissen Reiz, den die Untersuchung unbekannter Effekte ausmacht. Der wichtigste Teil hierbei ist zuerst, Afterpulse überhaupt in den gemessenen Daten zu identifizieren. Die hierbei entwickelten und getesteten Methoden sind für sich nicht ausreichend für eine solide Erkennung. Allerdings sind zahlreiche Verbesserungen möglich. So könnte man z.B. statt die abfallende Flanke linear zu interpolieren eine passend gewählte Funktion wählen (z.B. Exponentialfunktion), die die Pulsform besser widerspiegelt. Die Kombination mehrerer, sich in ihren Stärken und Schwächen ergänzenden Algorithmen schafft dann die Möglichkeit, sehr vielseitige Methoden zu entwickeln. Mit den fünf beschriebenen Methoden (die Methode zur Suche nach Wendepunkten wurde hier nicht berücksichtigt) wurden bei 48254 Pulsen 1831 als Afterpulse identifiziert, was eine Wahrscheinlichkeit von 3.79% bedeutet. Hierbei wurden 264 Pulse von mehreren Methoden gleichzeitig als Afterpulse erkannt.

Ein weiterer Ansatzpunkt ist die weiterführende Analyse der einzelnen Kenngrößen des Pulses. Durch das Aufspüren von Zusammenhängen zwischen den verschiedenen Pulshöhen und -flächen sowie den dazugehörigen zeitlichen Abständen lassen sich weitere Erkenntnisse gewinnen, die zur Suche genutzt werden könnten oder Aussagen über die Entstehungsprozesse von Afterpulsen erlauben.

Neben Verbesserungen an der Analysesoftware ist auch eine Verbesserung des Aufbaus möglich. Wie bereits im Abschnitt 2.3 angedeutet, wird aktuell daran gearbeitet. Ein Ziel dieser Umbaumaßnahmen ist es, Photomultiplier möglichst gleichmäßig mit Photonen bestrahlen zu können. So können unter realistischen Bedingungen Messdaten für die für das LENA-Projekt relevanten PMT-Serien gesammelt und mit Hilfe der entwickelten Algorithmen untersucht werden. Darauf aufbauend können die Auswirkungen von schnellen Afterpulsen auf die physikalischen Ziele von LENA bestimmt und Kriterien für die Auswahl einer geeigneten PMT-Serie festgelegt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] Knoll, Glenn F., *Radiation Detection and Measurement, Third Edition*. John Wiley & Sons, 2000
- [2] Leo, W. R., *Radiation Detection and Measurement*. Springer-Verlag, 1994
- [3] Tippmann, Marc, *Präsentation: LENA Photosensor R&D*. DPG Frühjahrstagung, Karlsruhe, Germany, March 2011
URL: http://www.e15.physik.tu-muenchen.de/research_and_projects/lena/
Aufgerufen am 14.07.2011
- [4] Wikipedia, *Photomultiplier*,
URL: <http://de.wikipedia.org/wiki/Photomultiplier>
Aufgerufen am 20.07.2011
- [5] Wurm, Michael, *Cosmic Background Discrimination for the Rare Neutrino Event Search in BOREXINO and LENA*. Doktorarbeit, 2009
URL: http://www.e15.physik.tu-muenchen.de/fileadmin/downloads/thesis/phd/2009_Michael_Wurm.pdf
Aufgerufen am 06.07.2011
- [6] Wurm, Michael et al., *The next-generation liquid-scintillator neutrino observatory LENA*. 16. Juni 2011
URL: <http://arxiv.org/abs/1104.5620>
Aufgerufen am 08.07.2011