



WESTFÄLISCHE
WILHELMS-UNIVERSITÄT
MÜNSTER

Konstruktion und Test eines Detektors zum Spurennachweis von ^{83m}Kr in
Xenongas

Construction and test of a detector for sensitive detection of ^{83m}Kr in
Xenon gas

Bachelorarbeit

von
Alexander Fieguth

Themensteller: Prof. Dr. Christian Weinheimer
Zweitgutachter: Dr. Volker Hannen
Westfälische-Wilhelms-Universität Münster
Institut für Kernphysik
AG Prof. Dr. C. Weinheimer

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Einführung	5
1.2	XENON Dark Matter Project	6
1.3	Reduzierung von Untergrundereignissen	8
1.4	Motivation dieser Arbeit	9
2	Theoretische Grundlagen	11
2.1	Die radioaktive Quelle	11
2.1.1	Elektroneneinfang (EC)	12
2.1.2	Innere Konversion (IC)	12
2.1.3	Zerfallsprozesse bei ^{83}Rb und ^{83m}Kr	13
2.2	Xenon als Detektormaterial	14
2.2.1	Szintillation von Xenon	14
2.2.2	Hintergrundstrahlung	16
2.3	Photoelektronenvervielfacher (PMT)	17
2.3.1	Photoelektronenemission	17
2.3.2	Aufbau	18
3	Konstruktion und Aufbau des ^{83m}Kr-Detektors	19
3.1	Funktionsprinzip	19
3.2	Detektoraufbau	19
3.2.1	Verwendeter PMT	22
3.2.2	Radioaktive Quelle	23
3.3	Aufbau zur Kalibrationsmessung der Verstärkung	24
3.4	Aufbau zur Messung der Signalrate	25
3.4.1	Vorbereitende Maßnahmen	25
3.4.2	Messaufbau	25
4	Messergebnisse und Auswertung des Detektortests	29
4.1	Bestimmung der Verstärkung	29
4.2	Bestimmung der Signalrate	31
4.2.1	Direkte Bestimmung der Signalrate	31
4.2.2	Weiterführende Analyse des Spektrums	37
4.3	Abschätzung der mittleren freien Weglänge der Photonen	39

5	Zusammenfassung und Ausblick	45
5.1	Ausblick auf mögliche Anwendungen und Verbesserungen	45
5.1.1	Theoretische Vorüberlegungen für Verbesserungen	45
5.1.2	Mögliche Analyse der Koinzidenzen	45
5.1.3	Technische Verbesserungen am System	47
5.1.4	Mögliche Anwendungen des Detektors im Rahmen des Gasreinigungssystems	48
5.2	Zusammenfassung	48

1 Einleitung

1.1 Einführung

Die gegenwärtige Zusammensetzung der Gesamtenergiedichte des Universums ist ein Gegenstand aktueller Forschung. Aus verschiedenen Beobachtungen, unter anderem der kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung (CMB) und Supernovae vom Typ Ia, ist bekannt, dass es etwa zu 72 % aus Dunkler Energie, zu 23 % aus Dunkler Materie, zu 4,5 % aus baryonischer Materie und zu einem geringen weiteren Anteil aus Neutrinos besteht [Wei10]. Allerdings gibt es noch viele Unklarheiten über die Eigenschaften und Zusammensetzung der einzelnen Komponenten, mit Ausnahme der baryonischen Materie.

Die Existenz der Dunklen Energie begründet sich in der beschleunigten Expansion des Universums. Über diese ist wenig bekannt, auch wenn zurzeit viele Theorien über ihre Beschaffenheit existieren. Der Anteil der Neutrinos an der Gesamtenergiedichte lässt sich nicht exakt beziffern, solange ihre exakte Ruhemasse, für die bisher nur eine Obergrenze bestimmt worden ist, noch Gegenstand aktueller Forschung ist. Für die Existenz der Dunklen Materie, die ihren Namen aufgrund der Eigenschaft erhalten hat, dass sie durch fehlende elektromagnetische Wechselwirkung für uns nicht sichtbar ist, gibt es einige Evidenzen (Rotationsgeschwindigkeiten von Sternen am Rande von Galaxien, Gravitationslinseneffekt, Beobachtungen des Gravitationspotentials des Bullet-Clusters, geringe Fluktuationen im CMB).

Über die Zusammensetzung dieser Materieform ist experimentell noch nichts bekannt, wohl aber über die Eigenschaften die potentielle Teilchen haben müssten, damit sie der Dunklen Materie zugeordnet werden könnten. So dürften sie weder der starken noch der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen und müssen eine ausreichend hohe Masse besitzen. Außerdem zeigen Strukturbildungssimulationen des Universums, dass es sich überwiegend um Kalte Dunkle Materie (CDM) handeln muss, bei der die Teilchen sich nicht relativistisch schnell bewegen. Die Heiße Dunkle Materie (HDM), die aus ultrarelativistisch schnellen Teilchen wie z. B. Neutrinos besteht, kann höchstens einen geringen Teil ausmachen, da sonst lokale Inhomogenitäten der Dichte im Universum nicht erklärbar wären.

Eine Klasse von Teilchen, auf die diese Eigenschaften zutreffen, nennt man *Weakly Interacting Massive Particles* (WIMPs). Ein möglicher Kandidat entstammt aus der Theorie der Supersymmetrie, wobei hier das leichteste stabile supersymmetrische Teilchen (LSP) alle genannten Eigenschaften aufweist.

Die Natur der Dunklen Materie lässt sich über Beschleunigerexperimente, indirekte Nachweise über Annihilationsprodukte oder direkte Nachweise über Wechselwirkung mit gewöhnlicher Materie erforschen. Dieser direkte Nachweis der WIMPs ist das Ziel des *XENON Dark Matter Project*.

1.2 XENON Dark Matter Project

Das *XENON Dark Matter Project* ist ein von einer internationalen Kollaboration durchgeführtes Experiment am Gran Sasso National Laboratory (LNGS) zur direkten Detektion von WIMPs und somit auch ein Nachweisexperiment der Dunklen Materie.

Detektiert werden sollen hierbei Zusammenstöße zwischen den Atomkernen von Xenon und den WIMPs, von denen erwartet wird, dass sie den Raum in unserer Galaxie als *halo* ausfüllen und somit auch die Erde permanent durchstreifen.

Im aktuellen Betrieb befindet sich das Experiment XENON-100. Das vorangegangene Experiment XENON-10 ermittelte neue Ausschlussgrenzen für den Wechselwirkungsquerschnitt der Teilchen bis hin zu $4,0 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2$ für eine WIMP-Masse von $30 \text{ GeV}/c^2$ [Bro10]. Diese konnten von XENON-100 bis zu einem Wirkungsquerschnitt von $7,0 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2$ bei einer WIMP-Masse von $50 \text{ GeV}/c^2$ verbessert werden [Xen11b]. Noch genauere Grenzen werden vom Nachfolgeexperiment XENON-1000 (bzw. XENON1T) erwartet, dessen Entwicklung gegenwärtig vorangetrieben wird.

Die einzelnen Experimente unterscheiden sich vor allem in der verwendeten Masse des Detektormaterials Xenon, welches im Kernstück des Experiments, der *time projection chamber* (TPC), in zwei Phasen vorliegt. Der Aufbau und die Funktionsweise sind in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt.

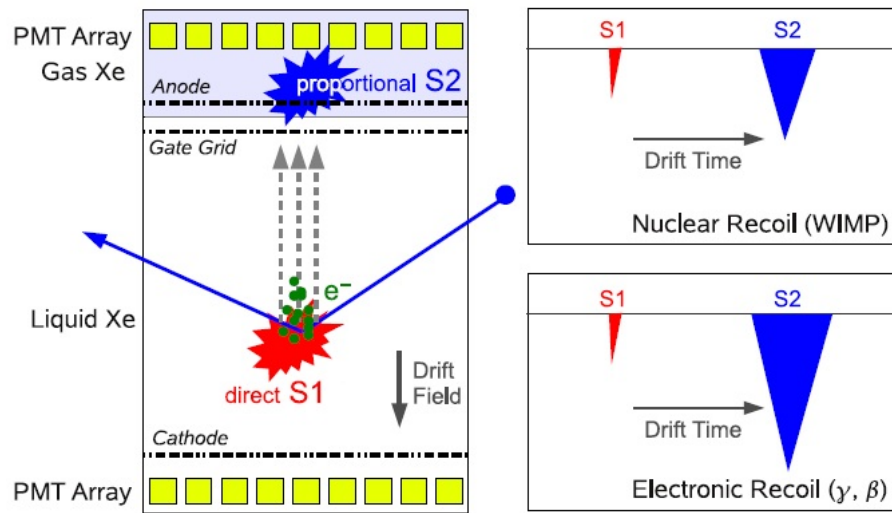


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Funktionsweise der TPC. An beiden Enden der TPC befindet sich Anordnungen (Arrays) aus Photomultipliern (PMT), die eine optimierte Quanteneffizienz (siehe Abschnitt 2.3.2) für Photonen mit Energien im Bereich der Vakuum-Ultraviolett-Strahlung haben. Das beim Stoßprozess entstehende Szintillationslicht des Xenons liegt mit einer Wellenlänge von 178 nm genau in diesem Bereich und bildet das Signal S1.

Zusätzlich wird innerhalb der TPC ein elektrisches Driftfeld aufgebaut, dessen Zweck es ist, die bei der Ionisation des Xenons entstehenden Elektronen an der Rekombination zu hindern und zur gasförmigen Phase zu leiten, wo durch den Prozess der proportionalen Szintillation das Signal S2 entsteht. Über die Position dieses Signals innerhalb des PMT-Arrays lassen sich die x,y-Koordinaten bestimmen und über die Driftgeschwindigkeit der Elektronen lässt sich eine dreidimensionale Rekonstruktion der Ereignisse erstellen. Über das Verhältnis $S2/S1$ lässt sich eine Diskriminierung des Stoßpartners erreichen und so der Hintergrund reduzieren.

1.3 Reduzierung von Untergrundereignissen

Aufgrund der geringen Wechselwirkungsrate der WIMPs ist die Reduzierung der Hintergrundsignale essentiell für eine gesicherte Detektion der Teilchen. Zur Abschirmung von kosmischer Hintergrundstrahlung befindet sich das Experiment in einem Untergrundlabor in einem Berg und somit in einer Tiefe von 3100 m Wasseräquivalent [Bro10]. Desweiteren wird der Detektor von verschiedenen Schichten Blei, Kupfer, Polyethylen und Wasser umgeben, was die Abschirmung von Neutronen und Gammastrahlung bewirken soll. Diese Materialien müssen einen hohen Reinheitsgrad aufweisen, um den Untergrund aus radioaktiver Strahlung innerhalb der Abschirmung gering zu halten. Neben dieser passiven Abschirmung wird weitere Untergrundreduzierung durch Einbettung der TPC in flüssiges Xenon erreicht, welches durch die hohe Kernladungszahl ($Z = 54$) hervorragende Selbstabschirmungseigenschaften aufweist. Vorteilhaft ist hier außerdem, dass durch weitere PMT eine Überwachung dieser Veto-Schicht möglich ist, sodass Teilchen, die dort und innerhalb der TPC wechselwirken, als WIMPs ausgeschlossen werden können. Innerhalb des Detektors wird zur Signalanalyse auch nur ein bestimmter Bereich benutzt, der durch die Selbstabschirmung des Xenons als hinreichend hintergrundstrahlungsarm klassifiziert wird und somit das aktive Detektorvolumen bildet.

Neben der kosmischen Hintergrundstrahlung und der radioaktiven Strahlung aus der Umgebung bilden intrinsische Verunreinigungen im Xenon eine Strahlungsquelle für Untergrundsignale. Das natürliche Xenon setzt sich aus stabilen Isotopen zusammen und erzeugt so keine natürlich radioaktive Strahlung¹. Jedoch enthält jedes erwerbzbare Xenongas Verunreinigungen durch andere Gase aus der Atmosphäre bedingt durch den Herstellungsprozess.

Zur Minimierung dieser Verunreinigungen wird am Institut für Kernphysik der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster ein Gasreinigungssystem aufgebaut, welches für das XENON1T-Experiment getestet werden soll und in ähnlicher Form im XENON-100 Experiment zum Einsatz kommt. Ein Prototyp des Systems ist schematisch in Abbildung 1.2 gezeigt.

Kernstück zur Verbesserung der Reinheit des Gases sind dabei das SAES Getter und die Kryptondestillationssäule (KDS). Ersteres dient dazu, per chemischer Adsorption an Zirkonium die elektronegativen Elemente wie z. B. Sauerstoff, und Verunreinigungen, die das Szintillationslicht absorbieren wie z. B. Wasser, zu entfernen. Die elektronegativen Elemente würden die Ladungen, die bei der Ionisation entstehen, an sich binden und so die freie Weglänge der Elektronen erniedrigen. Neben den genannten Verunreinigungen enthält das Gas auch einen Anteil an natürlichem Krypton, der bei kommerziell erhältlichem Gas im ppm-Bereich liegt. Das natürliche Kryptongas setzt sich aus verschiedenen Isotopen zusammen, von denen nur das Isotop ^{85}Kr , welches erst durch oberirdische Nuklearwaffentests und durch Nutzung der Nuklearenergie in Spuren in die Atmosphäre gelangte, radioaktiv ist und mit einer Halbwertszeit von 10,76 a als β -Strahler zerfällt. Trotz eines geringen Anteils von 10^{-11} Teilchen in natürlichem Krypton hat dieser Zerfall einen großen Anteil an der Untergrundstrahlung innerhalb des Detektors. Die Verminderung des Anteils an Krypton in Xenon ist die Aufgabe der KDS, die ausnutzt, dass Krypton und Xenon verschiedene Siedepunkte aufweisen und diese durch mehrstufige Destillation trennt.

¹Das Isotop ^{136}Xe bildet hier eine Ausnahme, da es über den doppelten β -Zerfall zerfällt. Allerdings zeigen aktuelle Messungen eine Halbwertszeit von etwa $2,1 \cdot 10^{21}$ a [Exo11] und somit bildet dieses Isotop keinen nennenswerten Hintergrund

Hierbei soll der Anteil an natürlichem Krypton im Xenon auf 1 ppt reduziert werden, womit eine Trennungseffizienz der KDS um einen Faktor 10 000 angestrebt wird.

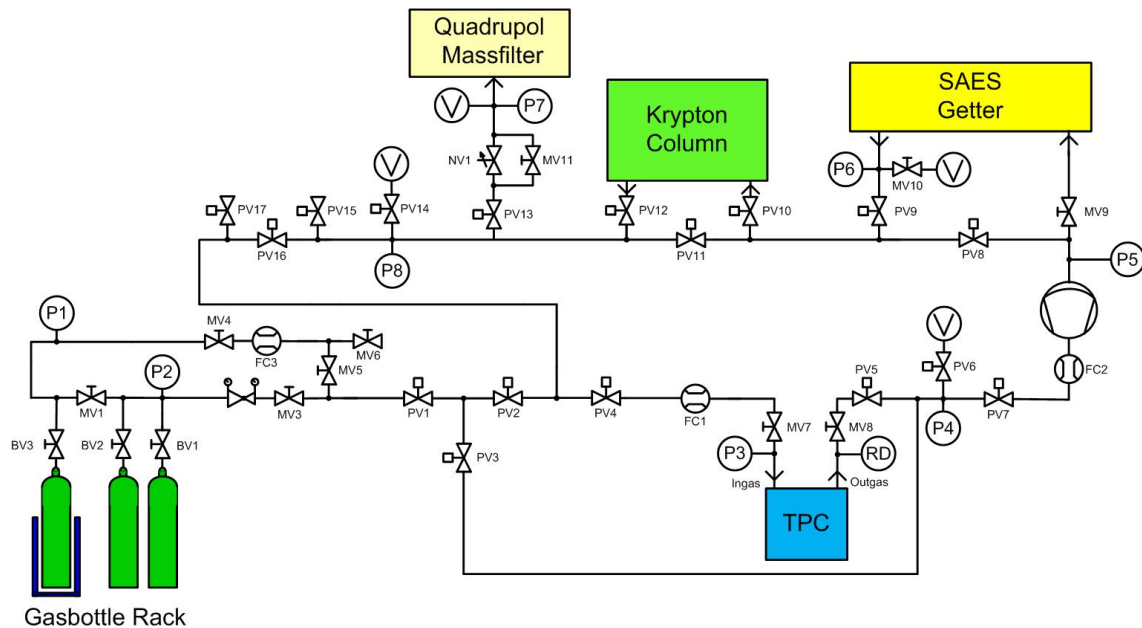


Abbildung 1.2: Schematischer Aufbau des Gaszirkulations- und Reinigungssystems im Testaufbau in Münster. Das Gas, welches im Detektor (TPC) verflüssigt wird, wird am SAES Getter und durch die KDS gereinigt. Der Quadrupol-Massenfilter dient zur Analyse des Gases und somit zur Kontrolle der Reinigungseffizienz des Systems.

1.4 Motivation dieser Arbeit

Da die Reinheit des Detektormaterials somit zu einem großen Teil von der Trennungseffizienz der KDS abhängt, wird ein Verfahren benötigt diese zu bestimmen. Eine Möglichkeit besteht darin, das in die Säule einströmende Gas mit radioaktivem ^{83m}Kr anzureichern und den Anteil dieses Isotops vor und nach dem Destillationsvorgang zu bestimmen. Da die Destillation isotonenunabhängig funktioniert, können so auch Rückschlüsse auf die Trennungseffizienz bezüglich ^{85}Kr gezogen werden. Diese Arbeit befasst sich mit dem Aufbau und Test eines solchen Detektors, der Spuren von ^{83m}Kr in gasförmigem Xenon nachweisen soll.

Im nachfolgenden Kapitel werden benötigte physikalische Hintergründe erklärt. Es folgen der Aufbau des Experiments und die Auswertung der Testergebnisse des Detektorsystems. Abschließend wird noch einmal das Wesentliche zusammengefasst und ein Ausblick auf mögliche Verbesserungen gegeben.

2 Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel soll die notwendigen theoretischen Kenntnisse vermitteln, die für das physikalische Verständnis der grundlegenden Vorgänge des Experiments wichtig sind. Soweit es möglich war, sollen hier auch die zur Auswertung der Messung verwendeten Formeln erklärt werden.

2.1 Die radioaktive Quelle

Bei der Radioaktivität handelt es sich um einen nicht-deterministischen Prozess, weshalb sich keine Aussage treffen lässt, ob oder wann ein bestimmter Kern zerfällt. Betrachtet man jedoch eine große Anzahl von Atomen eines Stoffes, so lässt sich statistisch ermitteln, wie viele Kerne in einem bestimmten Zeitraum zerfallen. Für makroskopische Stoffmengen lässt sich dies über das Zerfallsgesetz beschreiben, welches die Anzahl an vorhandenen Kernen in Abhängigkeit von der verstrichenen Zeit in einen exponentiellen Zusammenhang bringt (Gleichung 2.1).

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (2.1)$$

Hierbei ist N_0 der Anfangswert der Teilchenzahl und λ die Zerfallskonstante, die für jedes Isotop spezifisch ist und aussagt, wie wahrscheinlich ein Zerfall innerhalb eines Zeitraumes ist. Über den Zusammenhang

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (2.2)$$

lässt sich die Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}}$ eines Stoffes bestimmen. Hierbei handelt es sich um die Zeit, nach der die Hälfte aller vorhandenen Teilchen zerfallen ist.

Ein wichtiges Maß für die Einordnung eines radioaktiven Stoffes ist seine Aktivität A , welche angibt, wie viele Zerfälle pro Sekunde stattfinden. Sie ist mit der Teilchenzahl über die Zerfallskonstante wie folgt verknüpft

$$A(t) = N(t) \cdot \lambda = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \cdot \lambda = A_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (2.3)$$

und unterliegt ebenfalls einem exponentiellen Abfall.

Es kann sein, dass ein Zerfallsprodukt weiter zerfällt, so dass auch sogenannte Zerfallsreihen entstehen können. In so einem Fall spricht man von Mutter- und Tochterkernen. Die Aktivität des Tochterkerns lässt sich dann nicht mehr einfach nach 2.3 berechnen, da nicht nur bestehende Kerne zerfallen, sondern auch neue aus dem Mutternuklid gebildet werden. In diesem Fall gilt für die Aktivität des Tochterkerns A_T , der aus einem Mutterkern A_M entsteht, Folgendes:

$$A_T = \frac{\lambda_T - \lambda_M}{\lambda_T} \cdot A_M(t) \cdot [1 - e^{-(\lambda_T - \lambda_M)(t - t_0)}] \quad (2.4)$$

Im Falle $\lambda_M \ll \lambda_T$ stellt sich nach einigen Halbwertszeiten ein sogenanntes säkulares Gleichgewicht ein, was bedeutet, dass die Aktivität von Tochter- und Mutternuklid gleich ist.

Die Zerfälle selbst können über verschiedene Prozesse ablaufen. So unterteilt man diese hauptsächlich in α -Strahlung, β -Strahlung und γ -Strahlung. Zwei Prozesse, die für die theoretische Grundlage dieser Arbeit wichtig sind, sollen im folgenden erläutert werden.

2.1.1 Elektroneneinfang (EC)

Jedes Elektron eines Atoms hat eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit innerhalb des Kerns. Deshalb kann es passieren, dass es von einem Proton eingefangen wird und sich im Kern dieses Protons in folgendem Prozess in ein Neutron umwandelt:



Die Massenzahl des Kerns bleibt hierbei erhalten, jedoch sinkt die Ordnungszahl um eins. Die freiwerdende Energie wird dabei dem Neutrino als kinetische Energie übergeben. Wenn dies jedoch nicht vollständig geschieht, verbleibt der Kern in einem angeregten Zustand. Da die Wahrscheinlichkeit ein Elektron einzufangen sich mit der Aufenthaltswahrscheinlichkeit erhöht, werden hauptsächlich Elektronen aus der K-Schale eingefangen. Die entstehende Lücke wird durch Elektronen aus energetisch höheren Schalen aufgefüllt, wobei die freiwerdende Energie hierbei entweder über ein Röntgenquant oder Auger-Elektronen frei wird.

Der EC tritt in Konkurrenz zum β^+ -Zerfall auf, wenn die Energiedifferenz zwischen Mutter- und Tochterisotop größer als $2 m_e c^2$ (1,022 MeV) ist, da sonst der β^+ -Zerfall energetisch unmöglich ist.

2.1.2 Innere Konversion (IC)

Die endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit für ein Hüllenelektron innerhalb des Kerns führt auch zum Prozess der inneren Konversion, der zur Relaxation eines angeregten Kerns führt. Hierbei wird ein „virtuelles“ Photon vom Kern emittiert und von einem Elektron absorbiert, welches dann das Atom verlässt. Der zuvor angeregte Kern liegt dann wieder im Grundzustand vor und das verbliebene Ion ist einfach positiv geladen.



Die kinetische Energie des Elektrons $E_{kin,e}$ bestimmt sich dabei aus der Energiedifferenz zwischen dem angeregten Zustand und dem Grundzustand, sowie der Bindungsenergie des Elektrons $E_{B,e}$:

$$E_{kin,e} = E({}^A_Z\text{X}^*) - E({}^A_Z\text{X}^+) - E_{B,e} \quad (2.7)$$

Anders als beim β -Zerfall wird hierbei kein Neutrino frei und so erhält man ein diskretes Energiespektrum für Konversionselektronen. Die innere Konversion konkurriert mit der Relaxation über

Emission eines Gammaquants, wenn der Übergang hierfür nicht verboten ist. Für das Verhältnis zwischen der Abregung über Konversionselektronenemission und der Emission eines Gammaquants lässt sich ein Faktor α definieren¹, der als Konversionskoeffizient bezeichnet wird. Auch hierbei entsteht zumeist analog zum EC eine Lücke in den inneren Schalen, welche wiederum zur Emission von Auger-Elektronen oder Röntgenstrahlen führt.

2.1.3 Zerfallsprozesse bei ^{83}Rb und $^{83\text{m}}\text{Kr}$

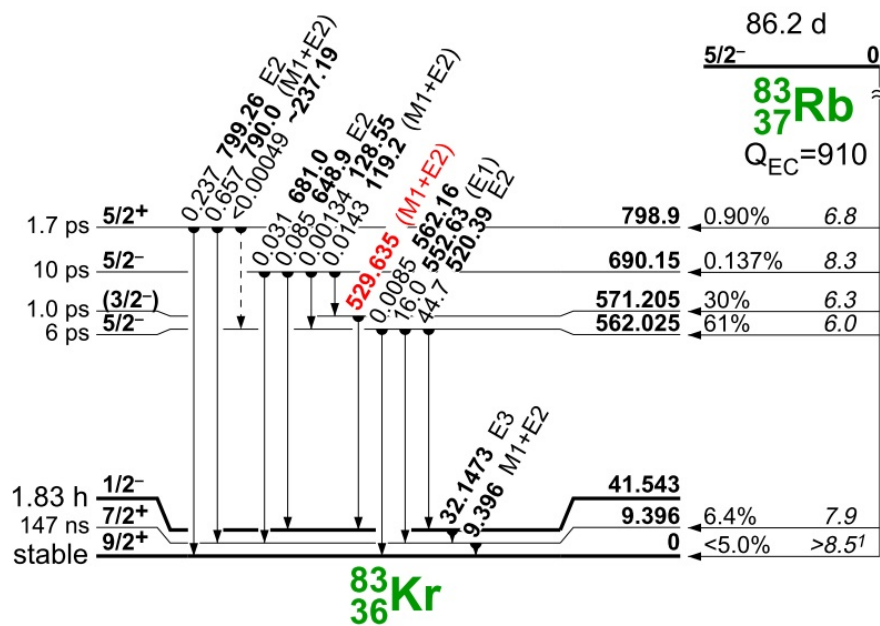


Abbildung 2.1: Zerfallsschema von Rubidium-83 in Krypton-83. In 74,8 % der Fälle [TOI96] erhält man als Zwischenprodukt den metastabilen Zustand, der als Krypton-83m bezeichnet wird und eine Energiedifferenz von 41,543 keV gegenüber dem Grundzustand aufweist.

Krypton-83m entsteht aus dem Zerfall von Rubidium-83, welches nur über den EC zerfällt. Der Zerfall führt in >90 % der Fälle zunächst zu angeregten Zuständen des Krypton-83 (siehe Abb.2.1), die aber innerhalb weniger Pikosekunden unter Aussendung von Gammastrahlung zu 74,8 % in den metastabilen Zustand zerfallen, der eine Halbwertszeit von 1,83 h aufweist und 41,5 keV über dem Grundzustand liegt. Dessen Abregung in den Grundzustand findet hauptsächlich in zwei Schritten über innere Konversion statt. Hierbei wird beim ersten Schritt eine Energie von 32 keV frei, die sich, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, auf das frei werdende Konversionselektron und nachfolgende Auger-Elektronen oder Röntgenquanten verteilt. Die Verteilung

¹Falls die Abregung über Emission von elektromagnetischer Strahlung verboten ist, hat dieser Koeffizient keine Bedeutung

ist hierbei abhängig davon, aus welcher Schale das Konversionselektron stammt und somit welche Bindungsenergie es inne hatte. Diese erste Abregung besitzt einen Konversionskoeffizienzen von ca. 2000, woraus folgt, dass die Abregung über Konversionselektronen dominiert.

Die zweite Abregung vom angeregten Zustand bei 9,4 keV in den Grundzustand erfolgt mit einer Halbwertszeit von 154 ns unter Emission von Konversions- und Auger-Elektronen. Wie Abbildung 2.2 allerdings zeigt, ist auch die Abregung über ein 9,4 keV Gammaquant hier in fünf Prozent der Fälle zu beobachten.

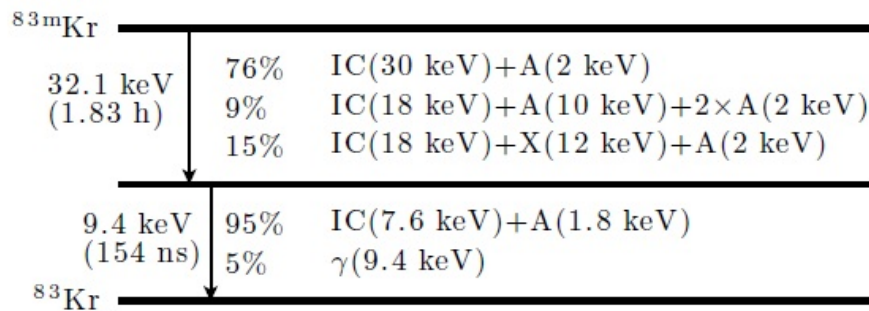


Abbildung 2.2: Detailliertes Zerfallsschema für die Abregung des Krypton-83m in den Grundzustand. Gezeigt ist hier zusätzlich die Verteilung der Bindungsenergie auf die verschiedenen Komponenten. Hierbei bezeichnet IC ein Konversionselektron, A ein Auger-Elektron und X ein Röntgenquant. In Klammern kann man den Anteil an der Abregungsenergie ablesen[Man10].

2.2 Xenon als Detektormaterial

Xenon bietet verschiedene Vorteile als Detektormaterial. Zum einen ist die hohe Dichte im flüssigen und gasförmigen Bereich ($\approx 5,9 \text{ kg/m}^3$ bei 273 K) für Teilchendetektion vorteilhaft, zum anderen auch die hohe Ordnungszahl des Atoms ($Z = 54$). Ein entscheidender Aspekt ist allerdings die Art der Wechselwirkung mit einfallender ionisierender Strahlung.

2.2.1 Szintillation von Xenon

Trifft ein einfallendes Teilchen (z. B. Elektron) auf ein Atom, kann es zur Szintillation kommen. Dies bedeutet, dass die durch den Stoß aufgenommene Energie zu einer Anregung des Atoms führt, welches dann bei seiner Relaxation in den Grundzustand Licht bestimmter Wellenlänge emittiert. Im Falle von Edelgasen und somit auch von Xenon erfolgt die Emission nicht durch angeregtes Xenon sondern durch ein angeregtes Dimer (sog. Excimer). Dies hat den Vorteil, dass das emittierte Licht nicht durch monomeres Xenons absorbiert wird. In Abbildung 2.3 ist das Emissionsspektrum des angeregten Xenon zu sehen. Das emittierte Licht liegt mit etwa 180 nm im Vakuum-UV-Bereich (VUV). Dieses Licht hat seinen Namen aufgrund der Eigenschaft, dass es in normaler Luft keine große Reichweite hat. Deshalb ist es wichtig möglichst reines Xenon zu verwenden, wenn man eine hohe Lichtausbeute erreichen will, da Unreinheiten im Gas das

emittierte Licht sonst absorbieren bevor dies zum Detektor gelangt ist.

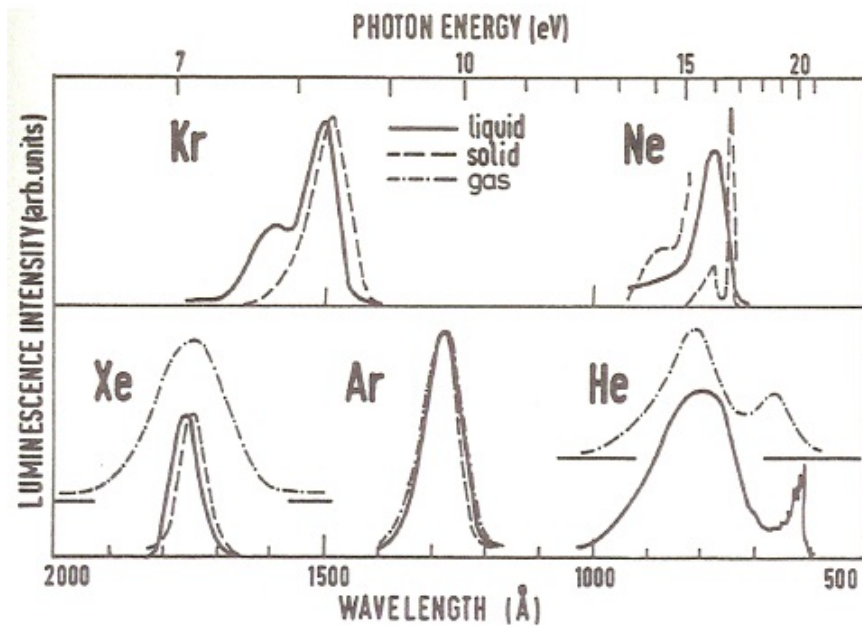
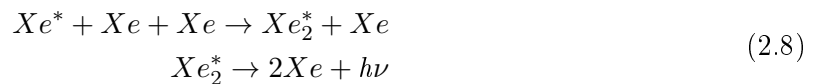
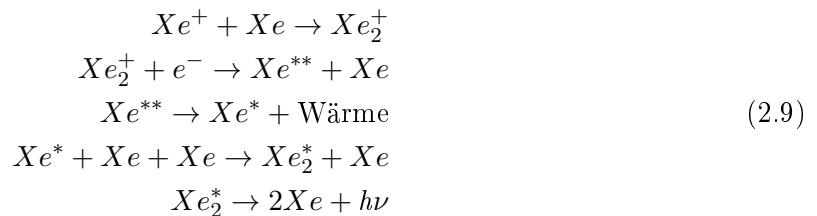


Abbildung 2.3: Emissionsspektren des Szintillationslichts verschiedener Edelgase in verschiedenen Phasen. Für Xenon ähnelt sich der Verlauf der Spektren in allen drei Phasen und man erkennt, dass es in der gasförmigen Phase sein Maximum bei etwa 180 nm hat [Apr10].

Die Reaktion, die nach Anregung eines Xenonatoms zur Bildung des angeregten Dimers führt, läuft wie folgt ab:



Es besteht ebenfalls die Möglichkeit, dass die einfallende Strahlung das Gas ionisiert. Dies führt allerdings auch wieder zur Szintillation über die folgenden Reaktionen:



Dieser Prozess wird von elektronegativen Verunreinigungen behindert, da diese die mittlere Lebensdauer der Elektronen verkürzen, womit wiederum die Reinheit des Gases eine wichtige Rolle

für die Lichtausbeute spielt. Die maximale Lichtausbeute ist hierbei E/W_{ph} , wobei E die deponierte Energie der ionisierenden Strahlung ist und W_{ph} die zur Erzeugung eines Photons durchschnittlich benötigte Energie. Diese liegt für Xenon² bei 21,6 eV [Apr10].

2.2.2 Hintergrundstrahlung

Die Anregung von Xenon innerhalb eines Detektors kann auch von Ereignissen erfolgen, die nicht erwünscht sind. Solche Hintergrundereignisse können durch Radioaktivität in der Umgebung oder der verwendeten Materialien entstehen.

Eine weitere Möglichkeit ist auch die Wechselwirkung von kosmischen Teilchen mit dem Detektormaterial. Hierbei sind vor allem die Myonen von Bedeutung. Diese gehören zur sekundären kosmischen Strahlung, da sie erst durch die Wechselwirkung der Atmosphäre mit hochenergetischer Primärstrahlung entstehen. Aufgrund ihrer ultrarelativistischen Geschwindigkeit und der damit verbundenen Zeitdilatation können sie trotz geringer mittlerer Lebensdauer ($\approx 2,2\mu\text{s}$) auch für Messungen in Meereshöhe interessant sein und so erreichen die Erde in Meereshöhe etwa 200 Myonen pro Sekunde pro Quadratmeter [Gru85].

²Dies ist der Wert für flüssiges Xenon, jedoch kann man annehmen, dass er für die gasförmige Phase auch näherungsweise stimmt.

2.3 Photoelektronenvervielfacher (PMT)

Um die bei der Szintillation entstehenden Photonen detektieren zu können, bedarf es empfindlicher Messinstrumente. Eine Möglichkeit, die für einzelne Photonen sensitiv ist, sind die Photoelektronenvervielfacher (PMT), welche in diesem Abschnitt näher erklärt und theoretisch aufgearbeitet werden.

2.3.1 Photoelektronenemission

Trifft ein Photon auf Materie, besteht die Möglichkeit, dass es von einem gebundenen Elektron absorbiert und dieses dann in ein höheres Bindungsniveau versetzt wird. Bei diesem Prozess wird ein Teil des Impulses vom Kern aufgenommen. Wenn die Energie des Photons höher ist als die zur Auslösung des Elektrons benötigte Austrittsarbeit W_a , so kann das Elektron das Atom verlassen. Hierbei handelt es sich um den photoelektrischen Effekt (Photoeffekt). Die kinetische Energie des ausgelösten Elektrons hängt dabei von der Photonenenergie ab, wie in Gleichung 2.10 dargestellt.

$$E_{kin} = h\nu - W_a \quad (2.10)$$

Die Austrittsarbeit

$$W_a = E_{vac} - E_{fermi} \quad (2.11)$$

ist hierbei die Differenz zwischen der Fermienergie des Bindungszustandes und der Vakuumenergie. Der Wirkungsquerschnitt σ_{Photo} ist hierbei wie folgt von der Photonenenergie $h\nu$ und der Kernladungszahl Z abhängig.

$$\sigma_{Photo} \propto \frac{Z^5}{(h\nu)^{7/2}} \quad (2.12)$$

In niedrigen Energiebereichen bis hin zu einigen keV hat der Photoeffekt seinen größten Wirkungsquerschnitt verglichen mit den konkurrierenden Prozessen des Compton-Effekts und der Paarbildung.

Um die entstehenden Elektronen nutzbar zu machen, wird an das Material eine Spannung angelegt und man erhält so eine Photokathode. Die sogenannten Photoelektronen können aus dem Material austreten und werden zu einer positiv geladenen Anode beschleunigt.

Im realen Fall erzeugt nicht jedes Photon mit der geeigneten Energie ein detektierbares Photoelektron, so dass nur eine Wahrscheinlichkeit angegeben werden kann, mit der ein einfallendes Photon einer bestimmten Energie ein Elektron auslöst. Diese Wahrscheinlichkeit wird als Quanteneffizienz η bezeichnet und durch das Verhältnis

$$\eta(\nu) = \frac{N_{pe}}{N_{ph}} \quad (2.13)$$

beschrieben. Hierbei ist N_{pe} die Anzahl an erzeugten Photoelektronen und N_{ph} die Anzahl an einfallenden Photonen. Die Quanteneffizienz ist vom verwendeten Material und von der Frequenz ν der Photonen abhängig und immer kleiner als eins.

2.3.2 Aufbau

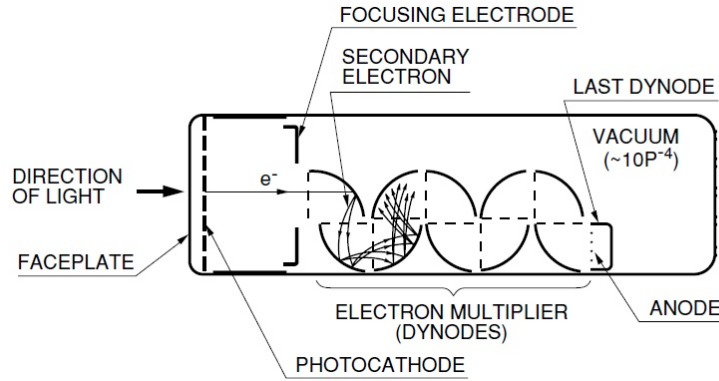


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau eines PMT [Ham06].

Der grundlegende Aufbau eines PMT ist in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt. Die Photonen treffen über das Einfallsfenster, dessen Transmissionsgrad für die Wellenlänge der zu detektierenden Photonen ein Maximum aufweisen sollte, auf die Photokathode. Hier können sie über den beschriebenen Photoeffekt Photoelektronen freisetzen. Diese werden dann über fokussierende Elektroden zur ersten Dynode hin beschleunigt und schlagen dort Sekundärelektronen aus. Die Anzahl der so erzeugten niederenergetischeren Sekundärelektronen (SE) hängt hauptsächlich von der Energie der eintreffenden Elektronen und dem verwendeten Material ab. An den nachfolgenden Dynoden liegt eine stets steigende Spannung an, so dass die entstehenden SE wieder beschleunigt auf die nachfolgende Dynode treffen. Realisiert wird dies durch eine Widerstandskette, über die die Dynoden ihre Spannung erhalten. Von der letzten Dynode gelangen die SE dann zur Anode, wo sie als Spannungssignal detektiert werden. Mit einer gewissen Rate, der sog. Dunkelzählrate, kann es passieren, dass auch Signale entstehen, bei denen kein Lichteinfall Auslöser war. Hierfür können thermische Anregungen verantwortlich sein, die ein Photoelektron aus der Kathode lösen.

Die Verstärkung σ eines PMT beziffert die Effizienz der Dynoden und ist definiert über die Anzahl der an der Anode ankommenden SE pro Photoelektron. Das heißt, die Verstärkung ist umso größer, je stärker das Signal für ein erzeugtes Photoelektron an der Anode ist. Außerdem ist die Verstärkung abhängig von der Spannung, wobei sich der funktionale Zusammenhang über eine Potenzfunktion beschreiben lässt. Der Exponent dieser Potenzfunktion hängt vom verwendeten PMT ab.

Neben der schon beschriebenen Quanteneffizienz η und der Verstärkung σ ist die Sammlungseffizienz ϵ_s ein Merkmal zur Charakterisierung eines PMT. Sie ist wie folgt definiert,

$$\epsilon_s = \frac{N_{dy}}{N_{pe}} \quad (2.14)$$

wobei N_{pe} die Anzahl der austretenden Photoelektronen an der Kathode ist und N_{dy} die Anzahl der Elektronen, die an der ersten Dynode Sekundärelektronen erzeugen.

3 Konstruktion und Aufbau des ^{83m}Kr -Detektors

Die im folgenden Kapitel beschriebene Planung und der Aufbau der Apparatur wurden in Zusammenarbeit und teilweise unter Anleitung des Doktoranden Stephan Rosendahl durchgeführt, der einen Teil in seiner Doktorarbeit [Ros15] beschreiben wird.

3.1 Funktionsprinzip

Das primäre Ziel des Experiments ist es zu testen, ob sich die Konzentration von Krypton-83m im gasförmigen Xenon indirekt über Detektion von produziertem Szintillationslicht messen lässt. Hierfür wird gasförmiges Xenon mit Krypton-83m angereichert, welches aus einer Rubidium-83-Quelle stammt. Das Kryptonisotop regt sich, wie in Abschnitt 2.1.3 beschrieben, in zwei Schritten ab, wobei Konversionselektronen frei werden. Diese wechselwirken mit den Atomen des Xenons, was zur Ionisation oder Anregung des Xenons führt. Über die in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Prozesse führt dies zur Aussendung von VUV-Strahlung. Da gasförmiges Xenon für dieses Licht transparent ist, können die Photonen von einem PMT detektiert werden. Die Anzahl an erzeugten Lichtsignalen ist proportional zur Konzentration an Krypton-83m im Xenon. Jedoch muss beachtet werden, dass nicht jedes erzeugte Signal durch einen Krypton-83m Zerfall induziert worden sein muss. Es kann sich auch um ein Hintergrundereignis handeln (vgl. Abschnitt 2.2.2). Das Verhältnis der Signalrate zu einer zuvor gemessenen Untergrundrate bestimmt dann wie sensitiv der Detektor für Krypton-83m ist.

3.2 Detektoraufbau

Das beschriebene Prinzip wurde zunächst für ein stationäres System realisiert. In Abbildung 3.1 ist der Aufbau anhand einer rechnergestützten Zeichnung zu sehen.

Ein T-Stück aus Edelstahl wurde an zwei Seiten über eine VCR-Verbindung mit Ganzmetall-Faltenbalgventilen (Modell: SS-8-BG-VCR) der Firma Swagelok versehen. Hierfür wurden zwei Adapter von CF-40 auf VCR aus Eigenbau verwendet. Am dritten Ende wurde ein Verlängerungsrohr aus Edelstahl per CF-40 Flansch angebracht, welches einen um zwei Zentimeter größeren Innendurchmesser (37 cm) im Vergleich zum T-Stück (35 cm) besitzt. Diese Verlängerung beinhaltet den PMT und dessen Platine, sowie die notwendigen Verkabelungen und war notwendig, da diese aus Platzgründen nicht im vorhandenen T-Stück untergebracht werden konnten. Die Verkabelungen werden über die SHV-Durchführungen der Firma VAB, welche sich für Hochspannungen bis zu 5 keV eignen, zu den Anschlüssen geführt. Aufgrund der unterschiedlichen

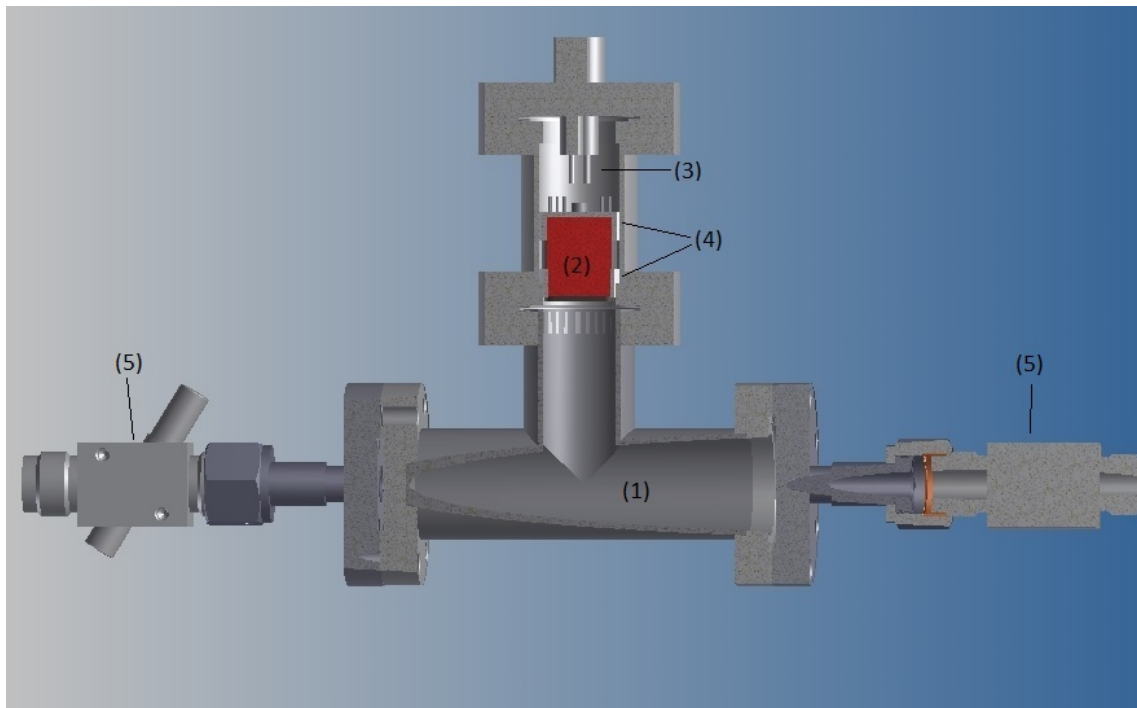


Abbildung 3.1: CAD-Zeichnung in Schnittansicht vom Detektoraufbau. (1) Detektorkammer mit aktivem Volumen, (2) PMT, (3) SHV - Durchführungen, (4) PMT-Halter, (5) Ventile.

Innendurchmesser mussten zwei unterschiedliche Halterungen für den PMT konstruiert werden. Der größere Halter, der über zwei Schrauben an dem Flansch mit den Durchführungen fixiert ist, passt nicht in das T-Stück. Dadurch ist die Eindringtiefe des PMT in das T-Stück begrenzt. Er befindet sich ungefähr an der Position, wie es in Abbildung 3.1 zu sehen ist.

In Abbildung 3.2 sieht man das Gerüst der beiden Halter aus PTFE (handelsüblich „Teflon“ genannt), welches hier am PMT angebracht ist. Abbildung 3.3 zeigt die gesamte Messkammer im montierten Zustand.

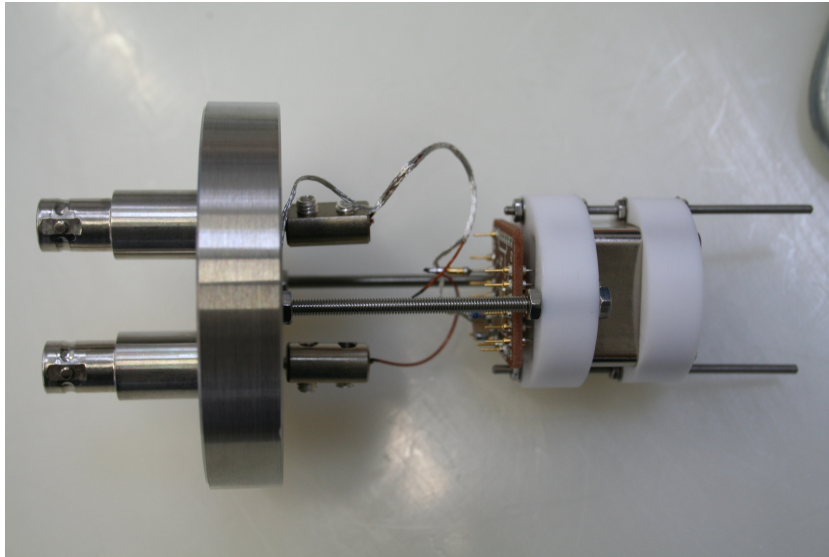


Abbildung 3.2: Halterung aus PTFE am PMT angebracht. Zu sehen ist auch die Platine des verwendeten PMT, über die die Dynodenspannungen geregelt werden. Das Gerüst ist an den CF-40 Flansch mit inkludierter SHV-Durchführung angebracht.



Abbildung 3.3: Abgeschlossener Aufbau der Messkammer. Zu sehen ist diese noch ohne radioaktive Quelle und Ventile.

3.2.1 Verwendeter PMT

Zur Detektion der Lichtsignale wurde ein PMT verwendet, der bei etwa 178 nm sein Maximum an Quanteneffizienz aufweist. Es handelt sich hierbei um das Modell R8520-06-A1 der Firma Hamamatsu. Dieses Modell besitzt eine nutzbare Photokathode von mindestens 20,5 mm x 20,5 mm Fläche und besteht aus einer Bialkali-Mischung. Die von Hamamatsu angegebene Quanteneffizienz bei 175 nm liegt bei mindestens 20 %. Jedoch hat sich gezeigt, dass die für das XENON Dark Matter Project bereitgestellten PMT in der Regel eine Quanteneffizienz von etwa 30 % aufweisen. Die Sammlungseffizienz beträgt laut Hamamatsu $80 \% \pm 10 \%$. Die Verstärkung wurde für eine Hochspannung vermessen (siehe Abschnitt 4.1), da diese nur innerhalb einer Größenordnung angegeben wurde.

Ein baugleiches Modell des verwendeten PMT ist in Abbildung 3.4 gezeigt und in Abbildung 3.5 sieht man eine Draufsicht auf die Photokathode des verwendeten PMT.

Zweckmäßig für den Aufbau war es, die Platine des PMT so zu wählen, dass die Photokathode, und aufgrund der Bauart des PMT damit auch das Gehäuse, auf Masse liegt und an der Anode eine positive Hochspannung anliegt. Durch den Verzicht auf eine negative Hochspannung an der Photokathode werden Überschlüge des PMT auf das Gehäuse aus Edelstahl vermieden. Die Versorgungsspannung darf laut Datenblatt nicht mehr als +900 V betragen.



Abbildung 3.4: Aufnahme eines R8520-06-A1 PMT der Firma Hamamatsu. Am hinteren Ende erkennt man die Pins, welche zur Verbindung mit der Platine benötigt werden, um die Spannungsversorgung zu gewährleisten und das Messsignal zu erhalten.



Abbildung 3.5: Draufsicht auf die Photokathode des verwendeten PMT. Hier ist der PMT schon in die PTFE-Halterung eingebaut.

3.2.2 Radioaktive Quelle



Abbildung 3.6: Zeolith-Kugeln, die Rubidium-83 enthalten [Han11].

Für die Erzeugung von Krypton-83m wurde eine Rubidium-83 Quelle benutzt. Das Rubidium-83 ist hierbei in Zeolith gebunden. Bei Zeolith handelt es sich um Alumosilikate mit poröser Struktur. Durch das Aluminium weist Zeolith ein anionisches Gerüst auf, welches eine Bindung des Rubidium-83 als Kation ermöglicht. Entstehendes Krypton-83m kann über die feinen Poren (0,1 nm - 2 nm) aus dem Zeolith entweichen. Zu beachten ist jedoch, dass der Emanationsgrad für Krypton-83m aus dem Rubidium bei $80 \% \pm 10 \%$ liegt, so dass ein Teil des Kryptons im Zeolith verbleibt [Ven05][Zbo11]. Herstellungsgleiche Kugeln aus Zeolith sind in Abbildung 3.6 gezeigt.

Die verwendete Quelle wies am 26.04.2011 eine Aktivität von 1 MBq auf. Sie wurde in ein Metallgehäuse eingebaut und über eine VCR-Verbindung an ein Ventil des Detektorsystems angeschlossen, womit der Zufluss von Krypton-83m in das aktive Detektorvolumen geregelt werden konnte.

3.3 Aufbau zur Kalibrationsmessung der Verstärkung

Zunächst wurde als vorbereitende Maßnahme die Verstärkung des verwendeten PMT bestimmt. Der Aufbau ist in Abbildung 3.7 skizziert.

Der Detektor wurde in einer lichtdichten Box in einer Dunkelkammer positioniert. Im Inneren des Detektors wurde eine LED angebracht, die über einen Funktionsgenerator (Tektronix AFG 3102) mit einer gepulsten Spannung versorgt wurde.

An den PMT wurde eine Spannung von 803 V angelegt und sein Signal über ein Oszilloskop (Tektronix MSO4054) ausgelesen. Der Triggerpuls für diese Messung wurde ebenfalls am Funktionsgenerator erzeugt und zeitlich so abgestimmt, dass dieser zeitgleich mit dem LED-Puls erzeugt wurde. Für die Datenaufnahme wurde ein LabView-Programm benutzt, welches das Oszilloskop im Einzelbildmodus betrieb und für jeden Triggerpuls 1000 Datenpunkte aufnahm. Die Amplitude und Pulsbreite der LED wurden so gewählt, dass zu 90 % kein Ereignis aufgenommen wurde, mit dem Trigger also nur Rauschen aufgenommen wurde. Die Verteilung der Photonen genügt dann annähernd einer Poisson-Verteilung, wobei die Detektion eines einzelnen Photons mit einer Wahrscheinlichkeit von 9,5 % erfolgt. Dies konnte realisiert werden, indem eine Spannung von 880 mV an die LED angelegt wurde, die mit 1 kHz gepulst wurde, wobei jeder Puls eine Länge von 20 ns besaß.

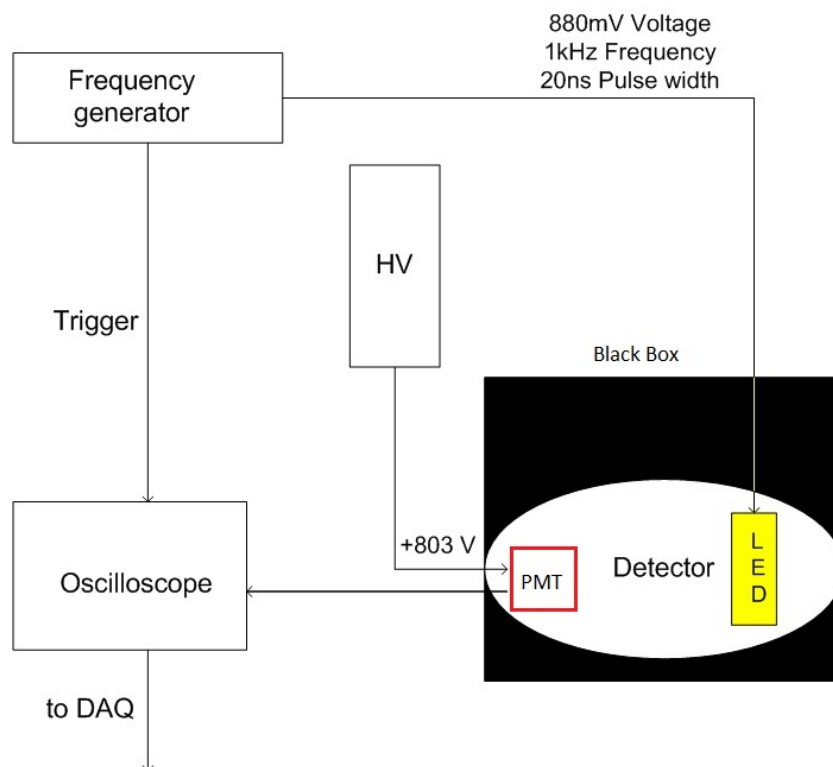


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau der Kalibrationsmessung zur Bestimmung der Verstärkung des PMT bei einer angelegter Spannung von $U = 803 \text{ V}$.

3.4 Aufbau zur Messung der Signalrate

3.4.1 Vorbereitende Maßnahmen

Bevor der Detektor endgültig montiert wurde, wurden alle verwendeten Komponenten mit Ausnahme der SHV-Durchführungen im Ultraschallbad gereinigt. Die SHV-Durchführung wurde stattdessen mit einer Alkohollösung gereinigt. Ein Ausheizen der Apparatur konnte nicht durchgeführt werden, da der verwendete PMT keinen Temperaturen über 50°C ausgesetzt werden darf.

Nach der Montage wurde der Detektor zunächst auf Gaslecks untersucht. Hierfür wurde der Helium-Leckdetektor Leybold PHOENIXL 300 Dry der Firma Oerlikon verwendet. Die Messung ergab, dass der gebaute Detektor eine Leckrate unterhalb von $1,3 \cdot 10^{-9}$ mbar · L/s aufweist. Die Sensitivität der Messung war hierbei zwar durch eine Fehlfunktion des Leckdetektors begrenzt, der entgegen seiner Spezifikation nicht unterhalb des ermittelten Wertes messen konnte, jedoch reicht dieser Wert für die Anforderungen an den Detektor bereits aus.

Anschließend wurde die radioaktive Quelle angebracht und das gesamte System evakuiert, um das Xenongas nicht mit Raumluft zu verunreinigen. Abschließend wurden 1,2 bar Xenon in das System gefüllt.

3.4.2 Messaufbau

Der Aufbau zur Messung der Signalrate ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Der Kryptondetektor befindet sich in einer lichtdichten Box in einem abgedunkelten Raum. Dies ist notwendig, da man davon ausgehen kann, dass das Edelstahlgehäuse des Detektors nicht vollständig lichtdicht ist. Eine besondere Schwachstelle stellen hierbei die SHV-Durchführungen dar. So würde Hintergrundlicht Ereignisse induzieren, welche die Untergrundrate vergrößern und auf diese Weise die mögliche Sensitivität des Experiments verfälschen würde.

Zum Zwecke der Reduzierung der Untergrundrate wurde die radioaktive Quelle (siehe Abb.3.9) durch Bleiblöcke abgeschirmt (siehe Abb. 3.10). Dies ist notwendig, da die Gammastrahlung der Rubidium-Quelle sonst auf die Photokathode treffen könnte.

Messelektronik und Datenaufnahme

Der Aufbau bestand einerseits aus einem NIM-Crate mit zwei eingebauten Modulen und andererseits aus einem VME-Crate, in dem das FADC-Modul (Flash Analog-to-Digital-Converter) eingebaut war.

Der PMT wurde mit positiver Spannung über das Hochspannungsmodul NHQ224M der Firma iseg versorgt. Dieses Modul erzeugt Spannungen bis maximal ± 4 kV. Die Polarität kann hierbei am Gerät eingestellt werden. Die Spannung wird an einem LCD mit einer Auflösung von 1 V abgelesen.

Als zweites Modul wurde ein Timing Filter Amplifier (474) der Firma Ortec verwendet. Dieser lieferte zum einen die Möglichkeit, das Signal zu verstärken und zum anderen, die Form der Signale zu bearbeiten. Die Verstärkung war über einen Schalter mit den Optionen x1, x2, x4, x6, x10 und x20 einstellbar. Zusätzlich konnte über einen Drehregler eine kontinuierlich wählbare Verstärkung

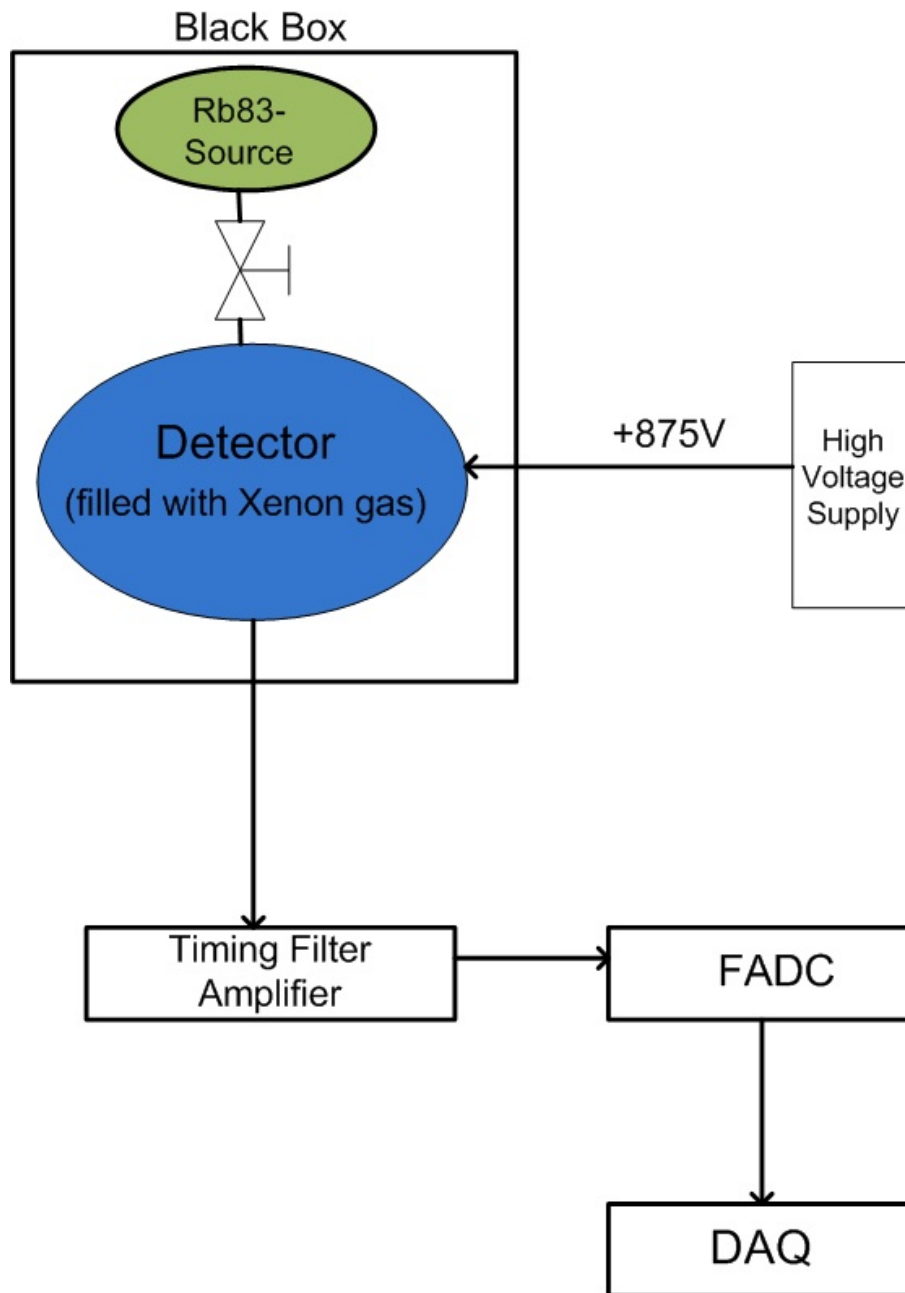


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau des Messaufbaus zur Bestimmung der Signalarate

(von x2 bis x12.5) eingestellt werden. So ist maximal eine 250-fache Verstärkung möglich. Die Form des Signals lässt sich über die Regler *Integrate* und *Differentiate* verändern. Damit lässt sich das Signal über eine schrittweise einstellbare Zeitspanne von 0 ns bis 500 ns integrieren beziehungsweise differenzieren.

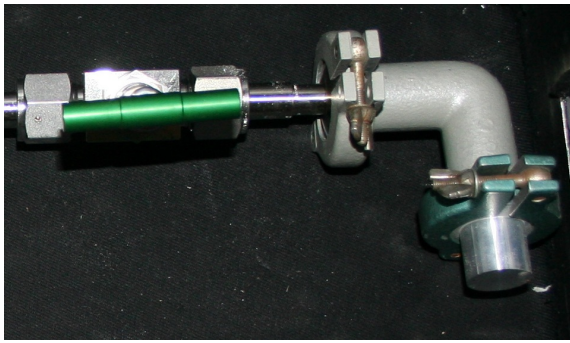


Abbildung 3.9: Radioaktive Rubidium-83 Quelle in einem Metallgehäuse. Hier ist sie an die Detektorkammer über ein Ventil per VCR-Verbindung angeschlossen.

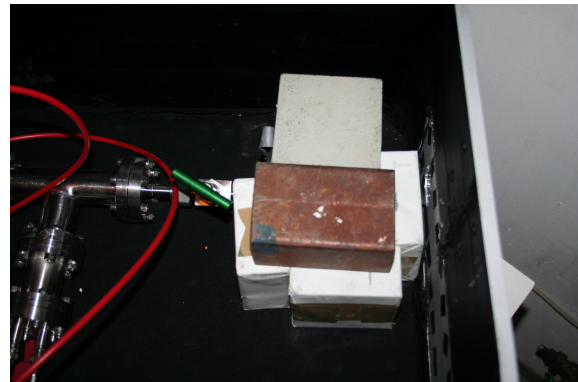


Abbildung 3.10: Aufsicht auf die radioaktive Quelle mit der verwendeten Abschirmung aus Bleiblöcken.

Nach einigen Testmessungen ohne dieses Modul zeigte sich, dass sowohl eine Verstärkung der Amplitude, als auch eine zeitliche Verbreiterung des Signals notwendig war, da bei der Umwandlung des analogen Signals in digitale Einheiten diskrete Werte benutzt werden und das Signal hierbei kaum vom Rauschen zu unterscheiden war. Um die optimalen Einstellungen wählen zu können, wurde das Signal auf einem Oszilloskop betrachtet. Hierbei zeigte sich, dass der Timing Filter Amplifier ein sinusförmiges Rauschen erzeugte, wenn man den Schalter zur Differenzierung auf 0 beließ. Dies trat nur noch minimal auf, wenn der Wert hier auf 50 ns eingestellt wurde. Die Werte der Verstärkung und der Integration wurden so angepasst, dass der Puls eine ausreichende Breite und Amplitude besaß, was bei einer 40-fachen Gesamtverstärkung und einer Integrationszeit von 50 ns der Fall war.

Bei dem FADC-Modul handelte es sich um das Modell SIS3320 der Struck Innovative Systeme GmbH. Dies ist ein 12-bit Digitalisierer, der wahlweise mit 50, 100 oder 200 MHz betrieben werden kann und über 8 Kanäle verfügt. Von diesem Modul aus führte eine Glasfaserverbindung zu einem Computer, über den die Datenaufnahme lief.

Zur Datenaufnahme wurde ein Softwarepaket benutzt, welches am KVI Groningen entwickelt worden ist [Han01][Zwa98]. Dies ließ sich über eine in Java geschriebene graphische Oberfläche namens FPPGUI steuern.

Über eine Parameterdatei ließen sich die wichtigen Parameter einstellen. Hierfür ist vor allem die Triggerschwelle (Threshold) zu nennen. Anhand dieser kann man festlegen, ab welcher Pulshöhe die Datenspeicherung vorgenommen wird, wenn der interne Trigger der Datenaufnahme aktiviert wird. Sie ist in ADC-eigenen Einheiten (ADCE) festlegbar, welche sich über den maximalen Spannungsbereich U des FADC (0-5V) durch die Anzahl an möglichen ADCE ergibt. Diese Zahl ist durch die bekannte 12-bit Auflösung des Systems gegeben und somit erhält man

für den Umrechnungsfaktor ADC_V :

$$\text{ADC}_V = \frac{5 \text{ V}}{4096 \text{ ADCE}} \Rightarrow 1 \text{ ADCE} \hat{=} 1,22 \text{ mV} \quad (3.1)$$

Von weiterer Bedeutung ist noch die Möglichkeit, die Nulllinie über die Software zu bestimmen, was vor der Messung vorgenommen werden muss. Wenn man den ermittelten Wert in der Parameterdatei festlegt, wird dieser automatisch berücksichtigt.

4 Messergebnisse und Auswertung des Detektortests

4.1 Bestimmung der Verstärkung

Die Verstärkung des verwendeten PMT soll exemplarisch für eine angelegte Spannung ($U = 803 \text{ V}$) ermittelt werden. Diese ergibt sich aus der Anzahl der Elektronen, welche die Anode pro produziertem Photoelektron erreichen.

Da an der Anode jedoch eine Spannung gemessen wird und nicht die Elektronenanzahl, muss hierfür noch eine Umrechnung erfolgen. Über das Ohmsche Gesetz und die Definition der Stromstärke lässt sich die Umrechnung von Spannung in Ladung ableiten. Beachtet werden muss noch, dass das Oszilloskop die Signalspannung U des PMT mit einer Abtastrate von $2,5 \text{ GHz}$ erfasst und somit über einen Zeitbereich von $0,4 \text{ ns}$ gemittelt wird. Es handelt sich deshalb um eine gemittelte Spannung \bar{U} , die der einkommenden Ladung entspricht. Um auf die Elektronenanzahl N_e zu kommen, muss die Ladungsmenge durch die Elementarladung e ($1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) geteilt werden und so ergibt sich folgende Umrechnungsformel:

$$N_e = \frac{Q}{e} = \frac{\bar{U}}{R \cdot e} \cdot t \quad (4.1)$$

Bei der Messung betrug der Abschlusswiderstand $R = 50 \Omega$ und die Zeitdauer der Mittelung $t = 0,4 \text{ ns}$. Die erhaltene Elektronenzahl wird nicht diskret sein, was vor allem damit zusammenhängt, dass an jeder Dynode des PMT ein Poisson-Prozess stattfindet, bei dem nicht immer die exakt gleiche Menge an Sekundärelektronen frei wird. Daher erhält man für ein einfallendes Photon verschiedene Mengen von Elektronen an der Anode.

Für die Bestimmung der Verstärkung wurde für jede Signalform der gleiche Datenbereich von 80 ns Breite ausgewählt und über diesen integriert. Der Datenbereich wurde anhand des eingestellten Triggers ausgewählt, wobei noch eine Signalverzögerung durch die verwendeten BNC-Kabel berücksichtigt werden musste. Diese Verzögerung entstand durch die verlängerte Kabelstrecke für das Signal im Vergleich zum Triggerpuls, welcher über ein Kabel direkt verbunden wurde. Die erhaltenen Spannungswerte wurden dabei vorher nach Gleichung 4.1 in die Anzahl an Elektronen umgerechnet. Da es sich hierbei um die Elektronen handelt, die an der Anode detektiert werden, ist dies äquivalent zur Verstärkung des PMT.

In Abbildung 4.1 ist die Anzahl der Ereignisse (Ordinate) gegen die Verstärkung (Abszisse) aufgetragen. Es ist ein Peak um Null zu sehen, welcher aus dem Rauschen des PMT resultiert. Der nachfolgende Teil besteht im Wesentlichen aus den Ereignissen, die aus einem einzelnen Photoelektron resultieren. Über zwei Gaußfunktionen kann der Kurvenverlauf für die Verteilung approximiert werden. Durchgeführt wurde dies durch das Programm ROOT, welches neben der Approximation auch den zugehörigen Fehler ermittelte.

Die Verstärkung σ entspricht dem Erwartungswert $\langle N_e \rangle$ der Gauß-Fitfunktion für den Einzel-Photoelektronen-Peak, woraus folgt:

$$\sigma = \langle N_e \rangle \quad (4.2)$$

In Abbildung 4.1 ist jedoch auch zu sehen, dass dieser doppelte Gaußfit nicht den gesamten Verlauf der Verteilung widerspiegelt. Zu höheren Verstärkungen treten Ereignisse auf, die nicht zur Verteilung der Einzel-Photoelektronen passen. Diese resultieren von zwei gleichzeitig detektierten Photonen, was auf Grund der gewählten Betriebsart der LED mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,5 % passieren kann. Man könnte dies durch einen dritten Gaußfit berücksichtigen. Allerdings ist die Anzahl an aufgenommenen Zwei-Photoelektronen-Ereignissen zu gering, um dieser Approximation zu genügen, was jedoch auch dazu führt, dass die Abweichung der Verstärkung σ davon nur gering beeinträchtigt wird, so dass für diese ein Wert von

$$\sigma_{803} = (2,71 \pm 0,10) \cdot 10^6$$

bei 803 V angelegter Spannung ermittelt wurde.

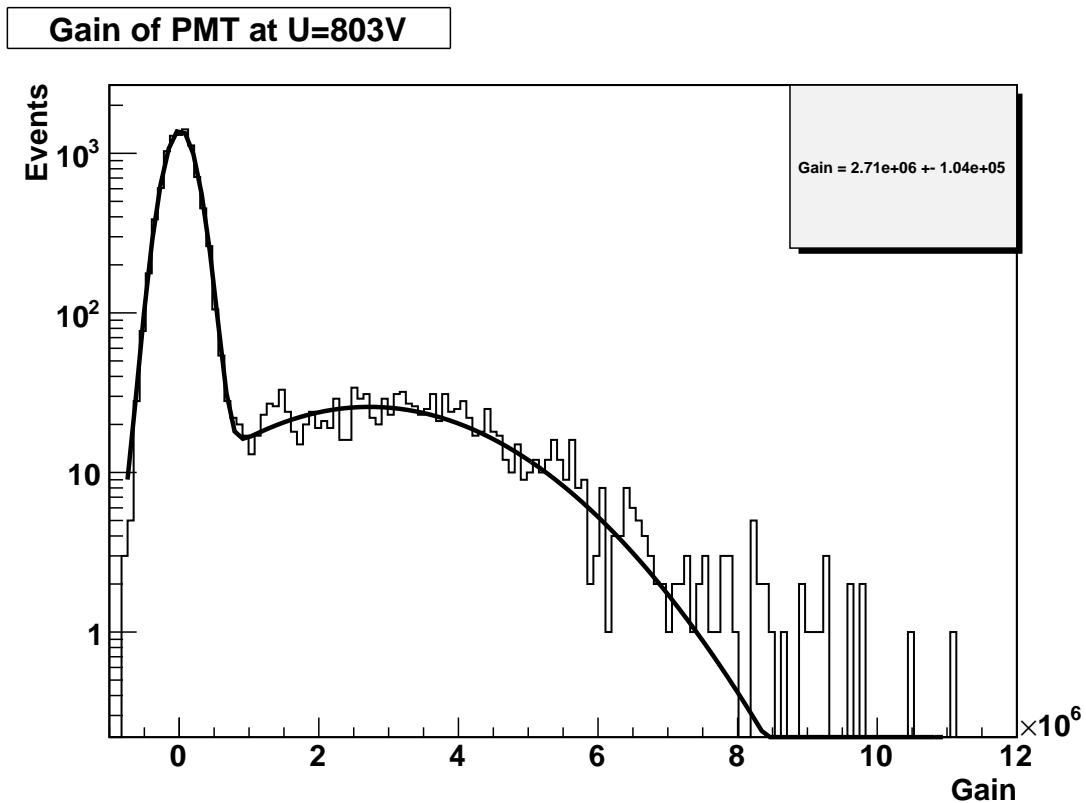


Abbildung 4.1: Bestimmung der Verstärkung des PMT bei 803 V angelegter Spannung. Die Verstärkung ergibt sich aus der Peakposition für die Einzel-Photonen-Ereignisse.

4.2 Bestimmung der Signalrate

4.2.1 Direkte Bestimmung der Signalrate

Für die Messung der Signal- und Untergrundrate wurde zunächst das gasgefüllte Detektorsystem mit geschlossenem Ventil zur Quelle hin betrieben. So konnte die Rate an Untergrundereignissen bestimmt werden. Diese setzt sich aus der Dunkelzählrate des Photomultipliers, bei der hauptsächlich Einzel-Photoelektron-Ereignisse erwartet werden, und den in Abschnitt 2.2.2 erläuterten Hintergrundereignissen, bei denen die Anzahl der zu erwartenden Photonen von verschiedenen Faktoren abhängig ist, zusammen. Diese Faktoren sind die gleichen wie für die von Krypton-83m induzierten Ereignisse. Es handelt sich dabei um die Abhängigkeit von der deponierten Energie, der mittleren freien Weglänge der VUV-Photonen, der Reflektivität des Edelstahlgehäuses und damit dem Ort der Wechselwirkung, sowie der Position des Detektors.

Die Messung der Untergrundereignisse erfolgte bei einer Versorgungsspannung von 875 V, da bei 803 V die Verstärkung zu gering war. Hierfür wurde nachträglich eine Messung der Verstärkung mit dem Messaufbau vorgenommen.

Um elektronisches Rauschen zu unterdrücken, wurde die Schwelle für den internen Trigger bei 30,5 mV (25 ADCE) gesetzt. So wurden pro Ereignis 512 Datenpunkte mit einer Abtastfrequenz von 100 MHz aufgenommen. Eine beispielhafte Signalform ist in Abbildung 4.2 zu sehen.

Für die Auswertung wurde ein Datenbereich von 100 ns Breite direkt nach dem Trigger ausgewählt und über diesen integriert. Auf diese Weise erhält man die aufsummierten ADCE eines Ereignisses für jede Signalform. Mit Hilfe der Umrechnungsformel (3.1) kann man dies noch in einen Spannungswert umwandeln, der sich analog zu Abschnitt 4.1 mit Gleichung 4.1 in eine Ladungsmenge umwandeln lässt, welche über die Elementarladung in die an der Anode detektierten Elektronen umgerechnet werden kann. Es muss jedoch beachtet werden, dass der TFA das Signal verstärkt, sodass auch dieser Faktor V_{TFA} berücksichtigt werden muss. Ist die Verstärkung des PMT bekannt, kann man die gesamte Anzahl an Elektronen durch diese dividieren und erhält die Anzahl an produzierten Photoelektronen. Zusammenfassend kann die Umrechnung von der gemittelten Spannung \bar{U} in Photoelektronen N_{pe} pro Ereignis durch folgende Formel beschrieben werden:

$$N_{pe} = \frac{\bar{U} \cdot t}{R \cdot \sigma \cdot V_{TFA}} \quad (4.3)$$

Die Zeit t beträgt hierbei 10 ns, da eine Abtastfrequenz von 100 MHz verwendet wurde.

Um die Anzahl an produzierten Photoelektronen aus der Photokathode zu bestimmen, muss man die Verstärkung des PMT kennen. Diese wurde mit dem Messaufbau bestimmt, wobei die Triggerschwelle soweit herabgesetzt wurde, dass zu einem großen Teil Rauschen aufgenommen wurde. Die Bestimmung der Verstärkung σ erfolgte dann analog zu Abschnitt 4.1 und für diese ergibt sich (siehe Abb.4.3):

$$\sigma_{875} = (4,39 \pm 0,01) \cdot 10^6$$

Die Messzeit für die Bestimmung der Untergrundrate betrug 301,5 Sekunden und es wurden 3371 Ereignisse registriert, was einer Rate von 11,18 Ereignissen pro Sekunde entspricht.

Für die Messung der Signalrate bei hinzugefügtem Krypton-83m wurde anschließend das Ventil

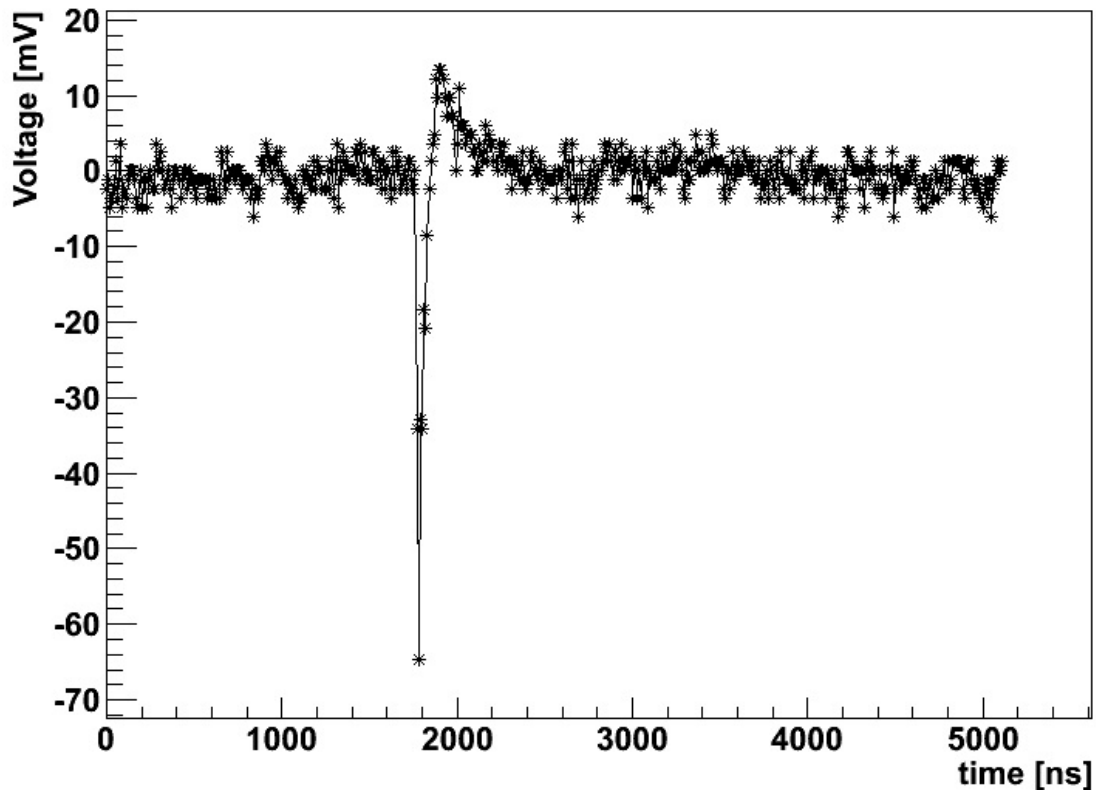


Abbildung 4.2: Beispielhafte Signalform eines detektierten Ereignisses. Die Datenaufnahme hierbei erfolgte mit 100 MHz. Der Überschwinger mit der positiven Amplitude deutet auf ein Problem der PMT-Elektronik hin, da dieses Phänomen auch unter Verwendung des Oszilloskops ohne weitere externe Elektronik auftrat. Das ursprüngliche PMT-Signal ist hier durch den TFA sowohl in der Amplitude (5x), als auch in der zeitlichen Breite (10x) vergrößert worden.

zur Quelle hin geöffnet und einige Zeit gewartet. Die Zeitspanne wurde möglichst groß gewählt, da das zuvor in einem Bereich konzentrierte Krypton-83m Zeit braucht, um sich homogen im Xenongas verteilen zu können. Dies konnte auch experimentell bestätigt werden (siehe Tabelle 4.1). Es zeigte sich, dass eine Messung 49 Minuten nach Ventilöffnung, eine um den Faktor 2,19 geringere Signalarate aufwies als eine Messung 991 Minuten nach Ventilöffnung. Weiteres Warten vergrößert die Rate hingegen nicht mehr, da ab einem gewissen Punkt eine homogene Verteilung des Kryptons und damit eine isotrope Strahlungsverteilung vorliegt.

Schon an der Triggerrate ist zu sehen, dass die Signalarate von Krypton-83m um einen Faktor 7,39 größer ist als die Rate der Untergrundereignisse. Insgesamt lässt sich eine untergrundbereinigte Signalarate von 71,48 Ereignissen pro Sekunde angeben.

Ein detaillierter Blick in das zeitnormalisierte Spektrum der Messung ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Hier ist die differentielle Rate gegen die Anzahl an Photoelektronen aufgetragen, welche mit

Gain measurement

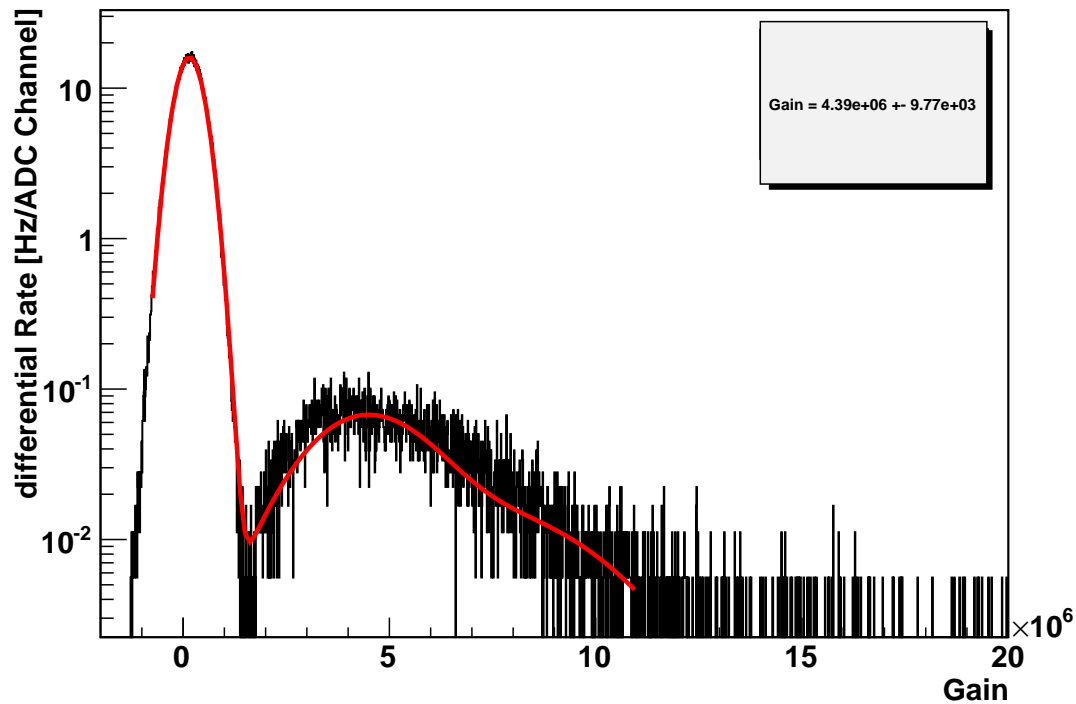


Abbildung 4.3: Bestimmung der Verstärkung mit dem Messaufbau bei $U = 875$ V. Die Triggerschwelle wurde für diese Messung auf 10 ADCE gesetzt, womit gewährleistet wurde, dass wiederum der größte Teil der aufgenommenen Signalformen aus Rauschen besteht. Insgesamt wurden 220000 Ereignisse in 85 Sekunden aufgenommen.

Tabelle 4.1: Vergleich von drei Messungen zu verschiedenen Zeitpunkten nach der Ventilöffnung

Messgebinn nach Ventilöffnung [min]	Rate [Hz]	Verhältnis zur Untergrundrate
49	37,79	3,38
991	82,66	7,39
1115	78,26	7,00

Gleichung 4.3 aus der Spannung berechnet wurde. Zu erkennen ist eindeutig, dass ein Unterschied zwischen der Signalrate und der Untergrundereignisrate existiert. Ebenfalls zu erkennen ist, dass die Triggerschwelle etwa bei einem Photoelektron gesetzt wurde, da hier ein steiler Abfall im Spektrum auftritt. Der Peak zwischen 0 und $0,5$ ist möglicherweise erklärbar durch Ereignisse, die unterhalb der Triggerschwelle auftreten. Da ein deutlicher Anstieg bei geöffnetem Ventil zu erkennen ist, kann man davon ausgehen, dass es sich nicht um Rauschen handelt.

Photoelectron spectrum

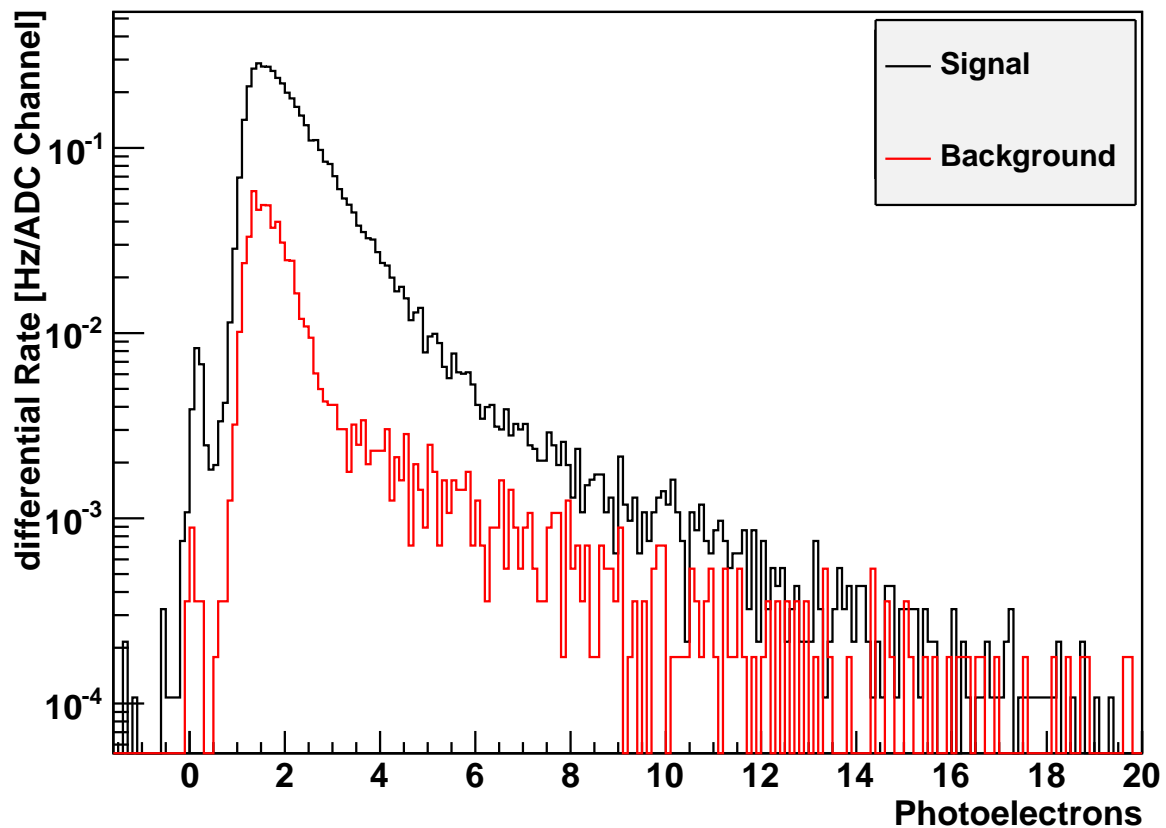


Abbildung 4.4: Spektrum der zwei Messungen bei einer Triggerschwelle von etwa einem Photoelektron. Aufgetragen ist die differentielle Ereignisrate in [Hz/ADC-Kanäle] gegen Photoelektronen. In schwarz ist die Messung bei geöffnetem Ventil zu sehen und in rot die Messung bei geschlossenem Ventil. Die Ordinate ist logarithmisch skaliert und hier in einer differentiellen Rate pro ADC-Kanal. Diese Einheit spielt für die Betrachtungen des Verhältnisses zwischen der Signalarate (schwarz) und der Untergrundereignisrate (rot) keine Rolle.

Die erste direkte Bestimmung über das Spektrum und die Triggerrate zeigt, dass das getestete Detektorsystem funktioniert. Jedoch wird für die Detektion von Krypton-83m nach der Destillationssäule eine wesentlich bessere Auflösung (Verhältnis Signal/Untergrund) benötigt. Dies resultiert hauptsächlich daraus, dass die Konzentration durch die Destillation um einen Faktor 1000 - 10000 verringert werden soll. Weiterhin kommt hinzu, dass das System möglicherweise im Durchfluss betrieben werden soll und sich so die Messdauer für ein gegebenes Volumen verkürzt. Zusätzlich zerfällt das Krypton-83m während des Destillationsvorgangs radioaktiv, was ins Ge-

wicht fällt, da die Verweildauer in der KDS in der Größenordnung der Halbwertszeit (1,83h) von Krypton-83m liegt.

Darum ist es wichtig, das Verhältnis zwischen Signalrate und Untergrundrate zu vergrößern. Es wurde angenommen, dass eine Verdoppelung der Triggerschwelle am FADC von 25 ADCE auf 50 ADCE eine Verbesserung bringen könnte. Begründen kann man dies dadurch, dass die Untergrundrate hierdurch verringert wird, da die Dunkelzählrate zum größten Teil aus Einzel-Photoelektronen besteht und diese dann nicht mehr erfasst werden. Es ergeben sich für diese Messung die Werte in Tabelle 4.2 im Vergleich zur Messung bei einer geringeren Schwelle.

Tabelle 4.2: Vergleich der Raten zweier Messungen bei unterschiedlicher Triggerschwelle T

T in ADCE	Signalrate [Hz]	Untergrundrate [Hz]	Signal/Untergrundverhältnis
25	82,66	11,18	7,39
50	14,86	2,07	7,18

Das zugehörige Spektrum ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Wie erwartet sinkt die Rate des Untergrunds (Faktor 5,4). Bei den restlichen Ereignissen handelt es sich wahrscheinlich um Photonen aus Wechselwirkungen des Xenons mit der Hintergrundstrahlung (wie z. B. Myonen). Allerdings bewirkte die Verdoppelung der Triggerschwelle auch einen stärkeren Rückgang (\approx Faktor 5,9) der Signalrate. Die Erhöhung der Triggerschwelle bewirkt somit keine Verbesserung für das Verhältnis von Signalrate zur Untergrundrate.

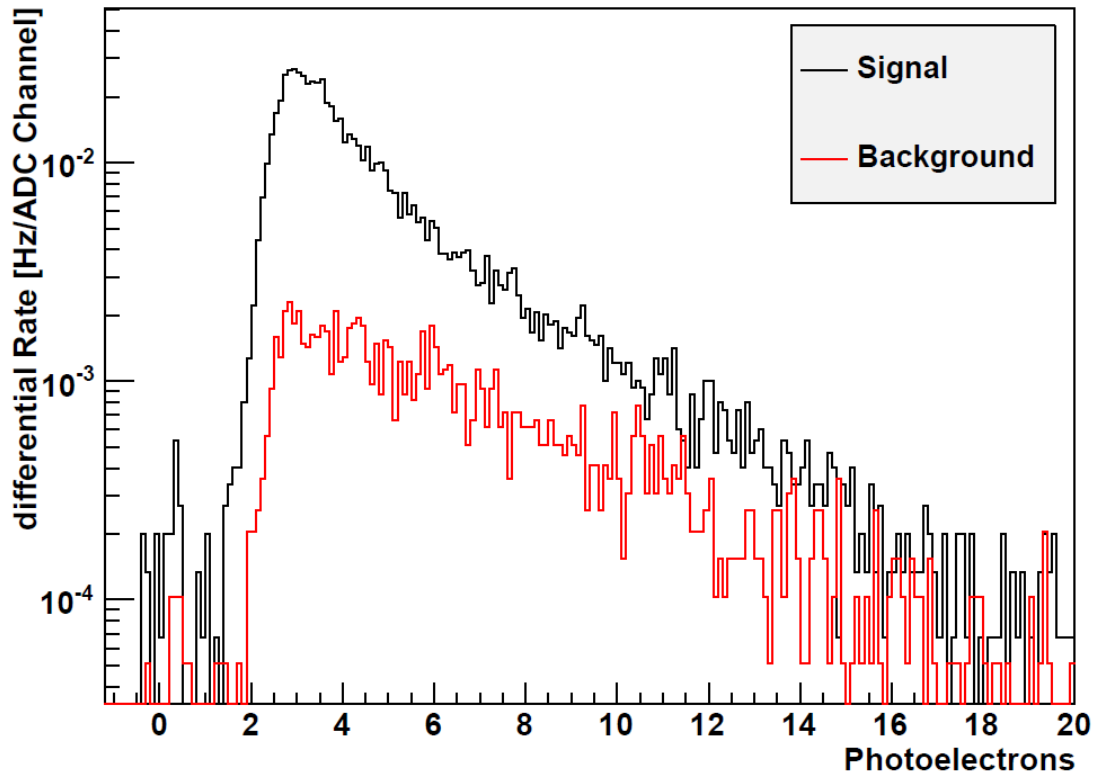


Abbildung 4.5: Spektrum für eine Triggerschwelle bei etwa Zwei-Photoelektronen. Aufgetragen ist die differentielle Ereignisrate in [Hz/ADC-Kanäle] gegen Photoelektronen. In schwarz ist die Messung bei geöffnetem Ventil zu sehen und in rot die Messung bei geschlossenem Ventil.

4.2.2 Weiterführende Analyse des Spektrums

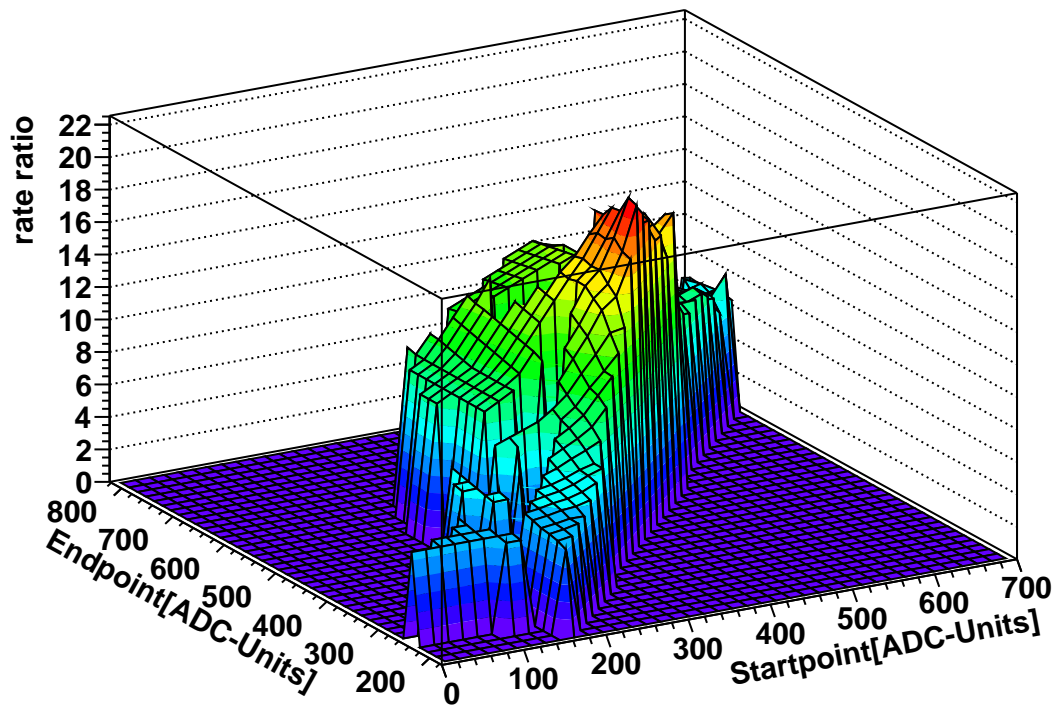
Eine Möglichkeit zur Verbesserung des Signal-Untergrund-Verhältnisses eröffnet sich bei einem detaillierten Blick in das Spektrum, welches in Abbildung 4.4 dargestellt ist. Betrachtet man hier näher die Region, die ab zwei Photoelektronen beginnt, so ist zu erkennen, dass die Kurve für die Untergrundrate stärker abfällt als für die Signalrate. Dies könnte man darüber erklären, dass hier die Dunkelzählrate stark abnimmt, da mehr als ein Photoelektron für diese unwahrscheinlich ist. Um herauszufinden, bei welchem Bereich das Verhältnis von Signalrate zu Untergrundrate am größten ist, wurden verschiedene Bereiche überprüft, in dem Start- und Endpunkt der Integration variiert wurde. Hierbei wurde besonders auf den Bereich zwischen zwei und vier Photoelektronen wert gelegt, da hier der starke Abfall der Untergrundrate zu beobachten ist. Trägt man Startpunkt und Endpunkt in einem zweidimensionalen Koordinatensystem gegeneinander auf und trägt dann auf der Applikate das Signal-Untergrund-Verhältnis im betrachteten Bereich auf, so ergeben sich die Diagramme in Abbildung 4.6. Zu erkennen ist, dass es in einem Bereich um 350-550 ADCE eindeutig ein Gebiet gibt, wo das Verhältnis deutlich erhöht ist. Hierbei handelt es sich umgerechnet in Photoelektronen etwa um das eben genannte Gebiet zwischen 2 und 4 Photoelektronen.

In Tabelle 4.3 sind exemplarisch zwei Werte mit den zugehörigen Raten aus diesem Bereich aufgeführt. Beide Bereiche weisen eine Verbesserung des Verhältnisses im Vergleich zum gesamten Spektrum auf. Hierbei handelt es sich um einen Faktor 2,61 bzw. 2,78. Vergleicht man die beiden Bereiche miteinander, so ist der Unterschied in der Verbesserung des Signal-Untergrund-Verhältnisses nur geringfügig. Jedoch weist der größere Bereich (390 - 510) eine höhere Signalrate auf und ist deshalb geeigneter, da hier mehr Ereignisse auftreten, was von Vorteil ist, wenn die Konzentration an Krypton-Atomen geringer wird.

Tabelle 4.3: Vergleich der Raten zweier betrachteter Bereiche

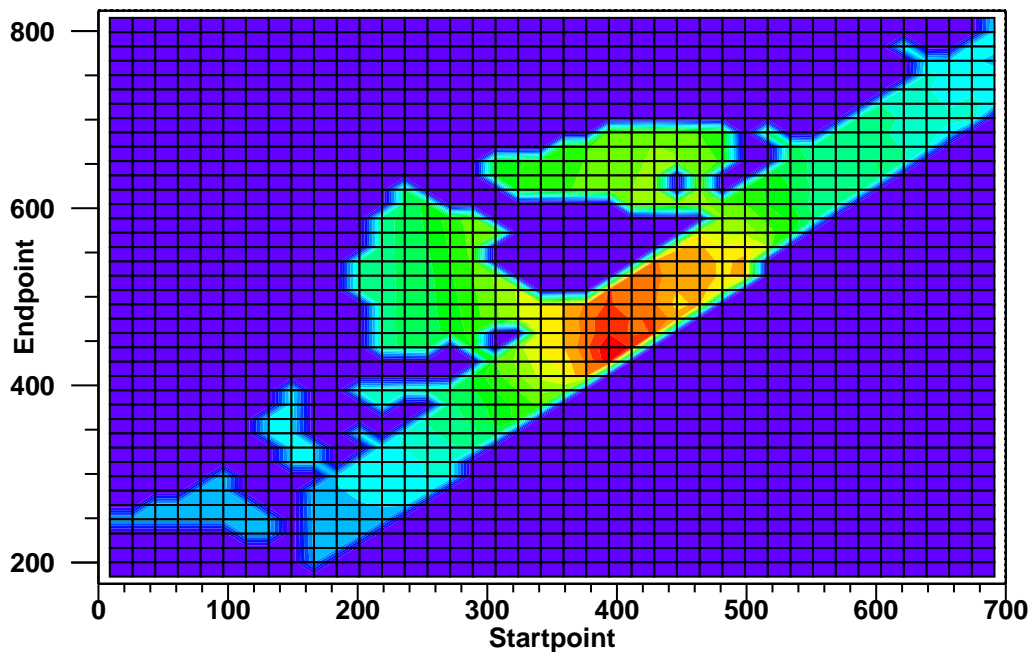
Betrachteter Bereich [ADCE]	Signalrate [Hz]	Untergrundrate [Hz]	Signal/Untergrundverhältnis
0 - 2000	82,66	11,18	7,39
390 - 450	6,68	0,33	20,58
390 - 510	10,63	0,55	19,31

Area of Integration



(a) Dreidimensionale Darstellung

Area of Integration



(b) Projektion

Abbildung 4.6: Darstellung des Signal-Untergrund-Verhältnisses in Abhängigkeit von Start- und Endpunkt der betrachteten Bereiche. Start -und Endpunkt sind hierbei in ADCE aufgetragen. Die farbliche Veränderung steht im Zusammenhang zum Verhältnis von Signalrate und Untergrundrate und variiert dabei von blau (kleines Verhältnis) zu rot (großes Verhältnis).

4.3 Abschätzung der mittleren freien Weglänge der Photonen

Die verwendete Rubidium-Quelle hatte am 26.04.2011 eine Aktivität von ≈ 1 MBq. Nach Gleichung 2.3 bestimmt sich für den Messzeitpunkt (03.11.2011) die Aktivität A zu

$$A_{83\text{Rb}}(191 \text{ d}) \approx 215 \text{ kBq.}$$

Über Gleichung 2.4 lässt sich die Aktivität von Krypton-83m bestimmen, wenn man beachtet, dass nur 74,8 % der Rubidium-Zerfälle zu Krypton-83m führen und ein Emanationsgrad von ≈ 80 % vorliegt. So erhält man eine Aktivität für Krypton-83m von

$$A_{83\text{mKr}}(191 \text{ d}) \approx 130 \text{ kBq.}$$

Setzt man voraus, dass eine homogene Verteilung vorliegt, dann bezieht sich diese Aktivität auf das gesamte Volumen.

Die Reflektivität von Edelstahl für VUV-Licht ist nicht bekannt, jedoch wird sie sehr gering sein, wodurch zur Vereinfachung angenommen werden kann, dass diese Null ist. Darum werden nur Photonen betrachtet, die auf dem direkten Weg zum Detektor gelangen, womit nur noch das Volumen unterhalb des Detektors in Frage kommt (siehe Abb.4.7)¹. Dieses Volumen beträgt ≈ 96 mL, was 46,5 % des gesamten Volumens (≈ 206 mL) entspricht (vernachlässigt werden hierbei die Verbindungsstücke zu den Ventilen und das Volumen des Gehäuses der radioaktiven Quelle).

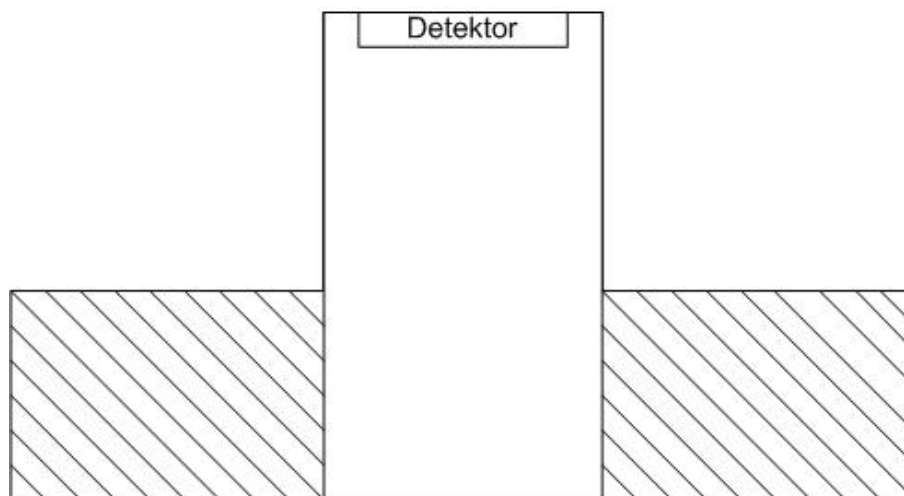


Abbildung 4.7: Betrachtetes Volumen für die Raumwinkelbestimmung. Durch die Annahme, dass Edelstahl keine Reflektivität für die emittierten Photonen aufweist, können Ereignisse im schraffierten Bereich nicht zum Detektor gelangen, wodurch diese Volumina nicht für die Raumwinkelberechnung berücksichtigt werden.

¹Das Volumen wurde zu dem noch für die Berechnung vereinfacht, in dem Photonen, die im schraffierten Bereich der Abbildung 4.7 liegen, aber trotzdem direkt zu Detektor gelangen könnten, vernachlässigt werden.

Innerhalb dieses Volumens liegt eine Aktivität von 60,5 kBq vor, was der maximal möglichen Signalrate für ein ideales System entspricht. Für diese Abschätzung wird nun vereinfachend angenommen, dass beim Zerfall von Krypton-83m nur ein Elektron mit 41,5 keV Energie frei wird und nicht zwei Konversionselektronen mit unterschiedlicher Energie und zeitlicher Verzögerung². Ebenfalls keine Berücksichtigung findet, dass bei dem zweiten Zefallsprozess in fünf Prozent der Fälle γ -Quanten emittiert werden³.

Unter der Annahme, dass die komplette Energie E des 41,5 keV-Zerfalls in Photonen umgewandelt wird, lässt sich über die durchschnittlich benötigte Energie zur Produktion eines Photons in Xenon W_{ph} (21,6 eV) die Anzahl an entstehenden Photonen $N_{ph,ges}$ pro Zerfall wie folgt bestimmen:

$$N_{ph,ges} = \frac{E}{W_{ph}} \quad (4.4)$$

So ergeben sich in diesem Fall für $N_{ph,ges} \approx 1900$ Photonen pro Zerfall.

In dem realen System werden nicht alle Photonen detektiert, da der PMT eine von eins abweichende Quanten- und Sammlungseffizienz besitzt. Außerdem deckt der PMT nicht den vollen Raumwinkel ab und die Annahme, dass nur Photonen auf dem direkten Weg detektiert werden, limitiert die detektierbare Anzahl ebenfalls. Die Quanteneffizienz η des PMT liegt bei ≈ 30 % und die Sammlungseffizienz ϵ_s liegt bei ≈ 80 %.

Die Bestimmung des Raumwinkels lässt sich zweckmäßig in Zylinderkoordinaten durchführen, wobei zwei Annahmen gemacht werden, die die Rechnungen vereinfachen, aber keinen zu großen Einfluss auf das Ergebnis haben sollten. Einerseits wird der Boden des Detektors als gerade statt gewölbt angenommen und andererseits wird nur der Fall betrachtet, bei dem die Ereignisse senkrecht auf die Detektormitte stehen. Um hier jedoch nicht nur die Ereignisse entlang einer Linie im Raum zu berücksichtigen, kann man für Ereignisse abseits dieser Linie eine Verkipfung des Detektors annehmen, bis wiederum ein rechter Winkel entsteht. Dabei müssen bis zu zwei Verschiebungswinkel (α , β) beachtet werden, da der Detektor um zwei Achsen verkippt werden kann (siehe Abbildung 4.8). Für den Raumwinkel Ω gilt dann in Zylinderkoordinaten:

$$\Omega = \frac{1}{V} \iiint_V f(r, \varphi, z) dV \quad \text{mit} \quad f(r, \varphi, z) = A \cdot \cos(\alpha) \cdot \cos(\beta) \quad (4.5)$$

Wenn man dies als Anteil am gesamten Raumwinkel von 4π berechnet, ergibt sich für den Detektor ein Raumwinkelanteil Ω_{frac} von

$$\Omega_{frac} \approx 7 \text{ \%}.$$

Die mittlere freie Weglänge ist definiert als die Länge, bei der die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon nicht absorbiert wurde, auf einen Faktor $1/e$ gefallen ist. Berechnet wird diese Wahrscheinlichkeit P für ein Photon in Abhängigkeit vom Weg x wie folgt:

$$P(x) = e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (4.6)$$

²Außer Acht werden auch die 9,4 keV-Konversionselektronen gelassen, die bei ≈ 25 % der Rubidium-Zerfälle ohne vorherigen 32keV-Zerfall entstehen.

³Dies hat keinen großen Einfluß, da die mittlere Weglänge der Photonen mit 9,4 keV Energie bei $\approx 0,84$ cm liegt [Nis11]. Das heißt, sie werden mit großer Wahrscheinlichkeit auch innerhalb des Detektors wechselwirken und dann über den Photoeffekt neue Elektronen produzieren, die wiederum Szintillationslicht induzieren.

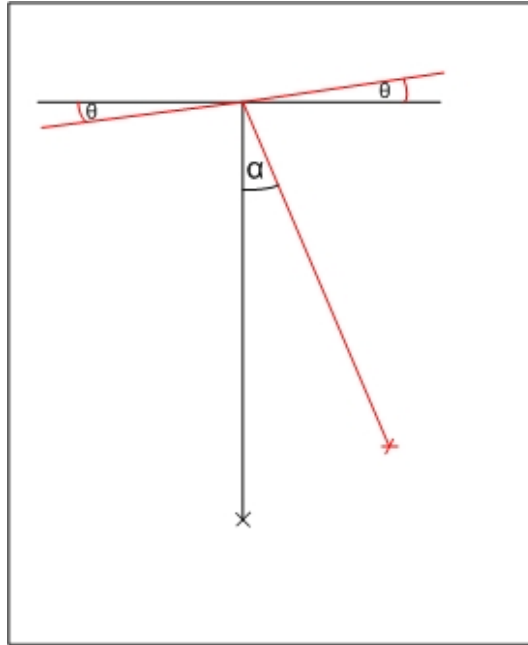


Abbildung 4.8: Raumwinkelbetrachtung für verschiedene Punkte im Volumen. Zur Vereinfachung werden nur Ereignisse berücksichtigt, die auf der senkrechten Achse zum Detektormittelpunkt liegen (schwarz). Für Ereignisse abseits dieser Achse (rot) wird eine Verkipfung des Detektors gewählt, was keine große Abweichung hervorrufen sollte, da die Verkipfung um Θ auf der einen Seite durch eine Verkipfung um Θ auf der anderen Seite ausgeglichen wird. Zur Korrektur muss allerdings der Verschiebungswinkel α zur senkrechten Achse des unverkippten Detektors berücksichtigt werden.

Die mittlere freie Weglänge λ ist spezifisch für jedes System und hängt von der Reinheit des Gases und der Reflektivität der Detektorwände ab. Experimentell bestimmen lässt sie sich über das Verhältnis der durchschnittlich detektierten Photoelektronen $\langle N_{pe} \rangle$ zu produzierten Photonen $N_{ph,ges}$. Im Mittel wurden $\approx 1,7$ Photoelektronen experimentell detektiert⁴ und ≈ 1900 Photonen produziert. Jedoch muss beachtet werden, dass die Detektion der gemittelten Photoelektronen mit einer Rate R_s von ≈ 72 Ereignissen pro Sekunde erfolgte, während die Produktionsrate R_{max} der Photonen ≈ 60500 Ereignisse pro Sekunde betrug. Das heißt, bei 72 von 60500 Zerfällen wurde im Mittel 1,5 Photoelektronen und bei den restlichen Zerfällen kein Photoelektron detektiert, was bedeutet, dass im Schnitt 0,002 Photoelektronen detektiert wurden⁵. Für die freie Weglänge muss nun jeder Zerfall im gesamten Raum betrachtet werden, wobei hier für die mittlere freie Weglänge nur der Abstand z zum PMT eine Rolle spielt, da man annehmen kann, dass der Detektor überall für die Photonendetektion gleich empfindlich ist. Es muss aber beachtet werden, dass neben der freien Weglänge die schon erwähnten Faktoren (Quanteneffizienz, Sammlungseffizienz und Raumwinkel) einen Einfluss darauf haben, ob ein Ereignis registriert wird. Unter Berücksichtigung der Homogenität der Zerfälle im Raum führt die folgende Formel zur Bestimmung der mittleren freien Weglänge λ :

$$\frac{R_s}{R_{max}} \cdot \langle N_{pe} \rangle = N_{ph,ges} \cdot \eta \cdot \epsilon_s \frac{1}{4\pi \cdot V} \iiint_V e^{-\frac{z}{\lambda}} \cdot f(r, \varphi, z) dV \quad (4.7)$$

Die numerische Integration und iterative Lösung der Gleichung mit Mathematica 8.0 ergibt einen Wert für die mittlere freie Weglänge λ

$$\lambda \approx 0,4 \text{ mm}$$

wobei die folgenden Werte benutzt wurden

$$\begin{aligned} \eta &= 0,3 \\ \epsilon_s &= 0,8 \\ \langle N_{pe} \rangle &= 1,7 \\ N_{ph,ges} &= 1900 \\ \frac{R_s}{R_{max}} &= 0,002 \end{aligned}$$

Dieser Wert ist verglichen mit gemessenen Werten für flüssiges Xenon im Bereich von einigen

⁴Dies lässt sich über einen Fit des Spektrums in Abbildung 4.4 ermitteln. Für die exakte Betrachtung müsste das gesamte Spektrum mit mehreren Gaußfunktionen gefittet werden und dann der Erwartungswert der ersten Funktion abgelesen werden. Aufgrund der vereinfachten Abschätzung genügt hier ein einfacher Gauß-Fit für den Peak.

⁵Hier wird außer Acht gelassen, dass eine Triggerschwelle vorhanden war, die die Intensität schon bei einem Photoelektron abgeschwächt hat, was den experimentellen Erwartungswert für die detektierten Photoelektronen beeinflussen könnte

Zentimetern bis hin zu einigen Metern [Ish93] sehr gering. Die abgeschätzte Größenordnung deckt sich jedoch mit der Beobachtung der Detektionsrate im Vergleich zur Produktionsrate. Die hauptsächlichen Ursachen für diese geringe freie Weglänge sind die niedrige, in der Abschätzung sogar nicht vorhandene Reflektivität der Edelstahlwände und eine hohe Verunreinigung des Gases, wobei hier vor allem Wasser eine Rolle spielt.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit konnte gezeigt werden, dass der Detektor funktioniert. Dieser erreichte jedoch noch nicht die notwendige Sensitivität, die für die angestrebte Trennungseffizienz der KDS notwendig wäre. In diesem Kapitel soll ein Ausblick auf eine weitere Methode der Analyse gegeben werden. Weiterhin werden mögliche technische Verbesserungen zum Erreichen der angestrebten Sensitivität vorgestellt und außerdem soll erklärt werden, welche Möglichkeiten für den Detektor im Betrieb des Gasreinigungssystems zur Verfügung stehen.

5.1 Ausblick auf mögliche Anwendungen und Verbesserungen

5.1.1 Theoretische Vorüberlegungen für Verbesserungen

Es sollte angestrebt werden eine möglichst kurze Messzeit zu realisieren, damit der Detektor praktikabel betrieben werden kann. Hierfür kann man sich überlegen, von welchen Faktoren die Messzeit abhängt. Für die gemessene Photonenanzahl S gilt

$$S = R_s \cdot t \cdot \epsilon \quad (5.1)$$

wobei R_s die Signalrate ist, t die Messzeit und ϵ die Gesamteffizienz des Systems. Diese besteht neben den bereits betrachteten Effizienzfaktoren (Quanteneffizienz, Sammlungseffizienz, Raumwinkel) auch noch aus der elektrischen Effizienz, die sich unter anderem aus der Geometrie des Detektors bestimmt. Für eine Nachweis des Signals mit einer Signifikanz n_σ gilt dann:

$$S \geq n_\sigma \cdot \sqrt{U \cdot t} \quad (5.2)$$

Wobei der zweite Term die Standardabweichung der Untergrundereignisse wiedergibt. Setzt man Gleichung 5.1 in 5.2 ein und formt nach der Messzeit um, so erhält man folgenden Zusammenhang für die Messzeit t :

$$t = \frac{n_\sigma^2 \cdot U}{R_s^2 \cdot \epsilon^2} \quad (5.3)$$

Es ist direkt zu sehen, dass die Messzeit sowohl von der Effizienz als auch von der Signalrate quadratisch abhängt.

5.1.2 Mögliche Analyse der Koinzidenzen

Betrachtet man den Zerfall von Krypton-83m zu Krypton-83 (siehe Abbildung 2.2) erkennt man, dass dies in 74,8 % aller Fälle in zwei Schritten abläuft, wie schon in Abschnitt 2.1.3 erläutert. Dieser zweistufige Zerfall ist zeitlich verzögert, sodass die entstehenden Konversionselektronen

auch zeitlich verzögerte Signale im Xenongas produzieren können. Dies müsste sich in den Signalformen zeigen, da die mittlere Lebensdauer des 9,4 keV-Zustandes bei 154 ns liegt. Erzeugt das erste Konversionselektron mit 32 keV ein Signal und dieses wird detektiert, so müsste dahinter ein weiteres folgen. Der Zerfall des zweiten Zustandes folgt dabei dem Exponentialgesetz aus Gleichung 2.1. Deshalb ist es am wahrscheinlichsten den zweiten Zerfall direkt nach dem ersten zu detektieren. Hier besteht bei dem momentanen Aufbau allerdings das Problem, dass ein positiver Überschwinger auf das negative Signal folgt, der zum Teil über 200 ns breit ist. Auf diese Problematik wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen. Zudem müsste geschaut werden welche Zeitspanne notwendig ist, damit der zweite Zerfall überhaupt als solcher aufgelöst wird und nicht der ganze Zerfall als ein 41,5 keV-Zerfall gesehen wird. Allerdings kann der zweite Zerfall mit abnehmender Wahrscheinlichkeit auch nach größeren Zeitintervallen auftreten und so müsste er bereits in den aufgenommenen Signalformen zu finden sein. Eine beispielhafte Signalform ist in Abbildung 5.1 zu sehen.

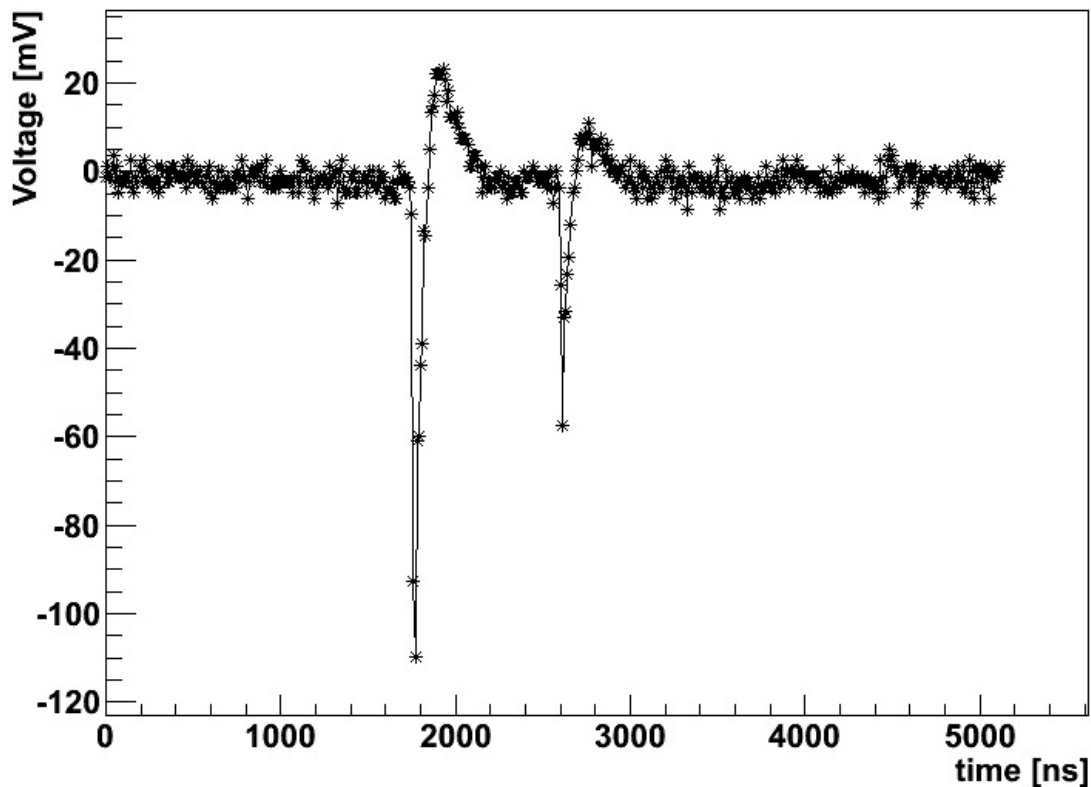


Abbildung 5.1: Beispielhafte Signalform mit auftretenden zeitlich verzögerten Signalen. Das zweite Signal tritt etwa hier etwa 700 ns nach dem ersten Signal auf, welches den Trigger ausgelöst hat. Zu erkennen ist wiederum der Überschwinger, dessen Amplitude von der Signalamplitude abhängt. Hier wurde das Signal sowohl in der Amplitude als auch zeitlich über den TFA verstärkt.

Nach diesen Koinzidenzen könnte in allen Signalformen gesucht und dafür eine Rate bestimmt werden. Dies hätte den Vorteil, dass solche zeitlich verzögerten Signale im Untergrund nur zufällig auftreten können und damit sehr unwahrscheinlich sind, was die Untergrundrate hierfür stark reduzieren würde. Eine Verbesserung bei der Suche nach diesen Koinzidenzen könnte die Erhöhung der Abtastrate des FADC auf 200 MHz bringen, da dadurch die zeitliche Auflösung verbessert würde. Im bisherigen Test wurde darauf verzichtet, da auch bei XENON-100 Abtastraten von 100 MHz verwendet werden und eine Vergleichbarkeit für diese gewährleistet werden sollte.

5.1.3 Technische Verbesserungen am System

Das Ziel dieser Bachelorarbeit war es, das dem Detektor zugrundeliegende Funktionsprinzip zu testen. Für eine Anwendung des Detektors im Gasreinigungssystem (siehe nächster Abschnitt) sind einige Verbesserungen notwendig.

Berücksichtigt man die Überlegungen aus 5.1.1, so gilt es an zwei Punkten anzusetzen: Erhöhung der Signallrate und Verbesserung der Effizienz.

Ersteres ist relativ schwierig, da diese von der Aktivität der Rubidium-Quelle abhängt und diese aus praktischen Gründen nicht beliebig hoch gewählt werden kann, ohne spezielle Strahlenschutzmaßnahmen zu treffen. Allerdings sollte eine Aktivität von 1 MBq vollkommen ausreichend sein, da dies 600 kBq Krypton-83m-Aktivität bedeutet. Kann man eine genügende Anzahl der pro Zerfall produzierten Photonen detektieren, dann kann man die Triggerschwelle so hoch setzen, dass die Dunkelzählrate des PMT keine Rolle mehr spielt. Jedoch wird in dem Fall auch eine höhere Anzahl an Photonen aus Wechselwirkung mit der Hintergrundstrahlung detektiert.

Die Verbesserungen müssen deshalb bei der Effizienz ansetzen. Hier lassen sich einige Punkte optimieren.

Zunächst haben die Abschätzung der freien Weglänge und eine qualitative Analyse des Detektorgases ergeben, dass die Reinheit des Xenons für die hier angelegten Ansprüche nicht ausreichend war. Im Gasreinigungssystem wird dies später eine eher geringere Rolle spielen, da das Gas dort mehrmals neu gereinigt wird und sich dadurch die Reinheit automatisch erhöht. Für weitere Testaufbauten jedoch sollte das Gas vor Abfüllung gereinigt werden.

Zudem müssen Verunreinigungen aus dem Gehäuse des Detektors vermieden werden. Das System kann nicht bei hohen Temperaturen ausgeheizt werden, da der PMT nur Temperaturen bis $+50^{\circ}\text{C}$ ausgesetzt werden darf. Es besteht jedoch die Möglichkeit, den Detektor mit warmem Gas zu spülen, was einen verdunstenden Effekt hat und somit Feuchtigkeit aus dem System entzieht. Eine Optimierung, die eine große Verbesserung bei der Lichtausbeute bringt, ist es, den Innenraum des Detektors mit PTFE („Teflon“) zu beschichten oder zumindest mit einigen Streifen zu versehen. Dieses Material hat eine viel höhere Reflektivität für die VUV-Photonen, womit wesentlich mehr Photonen bei reinem Gas zum PMT gelangen.

An der Effizienz des PMT selbst kann man nicht viel ändern, da die Quanten- und Sammlungs-effizienz im Vergleich zu anderen PMT schon gute Werte darstellt. Es könnte jedoch die Position des PMT innerhalb des Detektors verbessert werden, wofür allerdings ein neues T-Stück gebaut werden müsste, da der PMT sonst nicht besser platziert werden kann. Zudem sollte die Verkabelung und die Platine des PMT innerhalb des Detektors überprüft werden, um die Ursache des Überschwingers nach Signaldetektion zu ermitteln. Dieser wird in der Elektronik des PMT

gefunden werden können, da er auch ohne externe Elektronik auftrat.

5.1.4 Mögliche Anwendungen des Detektors im Rahmen des Gasreinigungssystems

Es stellt sich noch die Frage, wie der Detektor letztendlich im Gasreinigungssystem implementiert werden soll. Neben einem Detektor vor der Kryptondestillationssäule wird einer hinter dieser platziert. Hier gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten. Die KDS hat einen Ausgang für das gesäuberte Gas, welches dann in die TPC strömt und einen Ausgang für das Gas mit erhöhtem Kryptonanteil („Offgas“). Falls die Sensitivität des Detektors nicht ausreicht um im gereinigten Xenon den geringen Kryptonanteil nachzuweisen, muss versucht werden, dieses im Offgas nachzuweisen und darüber den verbliebenen Anteil im gereinigten Gas zu errechnen. Hierbei würde dann nur eine obere Grenze bestimmt werden, da noch Krypton in der KDS verbleiben könnte. Dafür wird aber vorausgesetzt, dass der Anteil an Krypton-83m vor der KDS exakt bestimmt werden kann. Sollte dies im direkten Durchfluss, wie es momentan geplant ist, nicht möglich sein, so könnte man überlegen, das System über einen Bypass mit einer gewissen Menge an Gas versorgen und dann die notwendigen Ventile schließen und dieses Gas zu analysieren. Dies könnte auch am Ausgang der KDS realisiert werden. Hierdurch wären auch noch andere Detektorgeometrien möglich als das für den Durchfluss praktische T-Stück. Zum Abschluss dieser Arbeit wurde das System in das Gasreinigungssystem implementiert. Es dient jedoch nur als Quelle für die Dotierung mit Krypton-83m (siehe Abbildung 5.2).

5.2 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, einen Detektor für die Spurendetektion von Krypton-83m in gasförmigem Xenon zu bauen und das Funktionsprinzip zu testen. Dies verlief erfolgreich. Das Funktionsprinzip konnte bestätigt werden, in dem eine eindeutige Signalrate detektiert wurde, die sich von der Untergrundrate um einen Faktor 7,39 abgehoben hat. Über eine detaillierte Analyse des gemessenen Spektrums ließ sich diese Auflösung noch auf einen Faktor ≈ 20 verbessern.

Allerdings zeigte das Ergebnis auch, dass das gemessene Verhältnis noch nicht praxistauglich sein dürfte, da die Kryptondestillationssäule bei einer angestrebten Trennungseffizienz von 1000 - 10000 die Konzentration an Krypton soweit reduzieren würde, dass mit dem aufgebauten Detektor kein signifikanter Nachweis möglich wäre. Dies liegt hauptsächlich an der geringen mittleren freien Weglänge der VUV-Photonen, die zu etwa 0,4 mm abgeschätzt wurde. Die Gründe hierfür liegen größtenteils in der Reinheit des Gases und in der Effizienz des Systems. In dieser Arbeit wurden Möglichkeiten genannt, diese zu verbessern und so eventuell die Bestimmung der Trennungseffizienz der KDS im Gasreinigungssystem in Münster mit dem getesteten Funktionsprinzip bestimmen zu können.

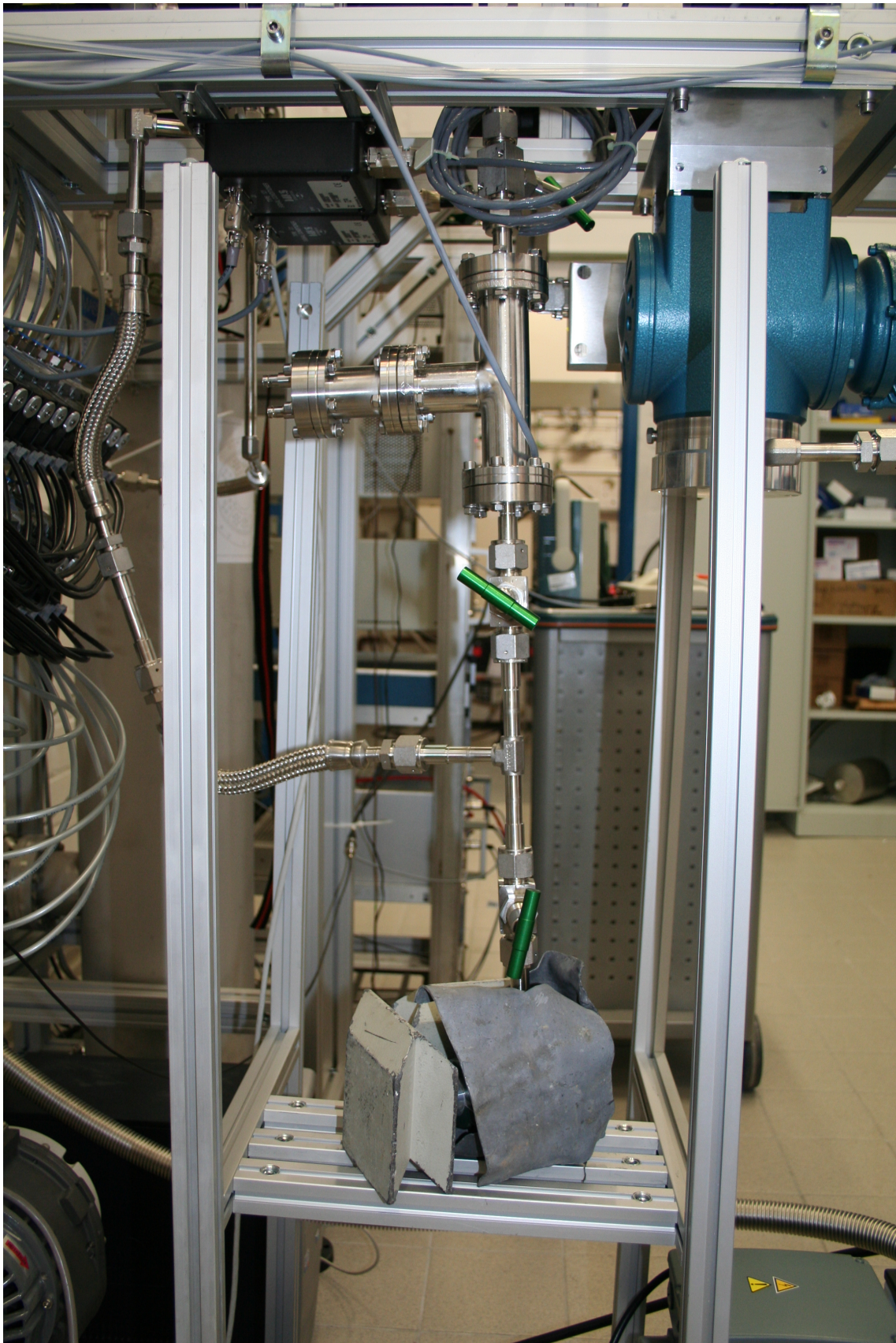


Abbildung 5.2: Der Krypton-83m-Detektor im Gasreinigungssystem integriert. Die Quelle wird hier mit Blei abgeschirmt.

Eigenständigkeitserklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Die Stellen der Arbeit, die anderen Werken dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, wurden unter Angabe der Quelle kenntlich gemacht.

Ort, Datum

Unterschrift

Literaturverzeichnis

- [Apr10] Aprile, E and Doke, T: Liquid xenon detectors for particle physics and astrophysics. In: Reviews of modern Physics, Volume 82, Juli-September 2010.
- [Bro10] Brown, E.C: Search for Low Mass Dark Matter with the XENON100 Experiment and Simulations for 1 ton and 10 ton Dark Matter Detectors. In: PhD thesis, UCLA, 2010.
- [Exo11] Exo Collaboration: Observation of Two-Neutrino Double-Beta Decay in ^{136}Xe with EXO-200. In: arXiv:1108.4193v1, August 2011.
- [Gru85] Grupen, C.: Kosmische Strahlung. In: Physik in unserer Zeit 16. Jahrgang, Nr.3 1985.
- [Ham06] Hamamatsu Photonics K.K: PHOTOMULTIPLIER TUBES - Basics and Applications (HAMAMATSU PMT Handbook). In: www.hamamatsu.com, 2006.
- [Han01] Hannen, V.M.: A high precision study of polarized proton scattering to low lying states in ^{11}B . In: PhD thesis, Kernfysisch Versneller Instituut Groningen, 2001.
- [Han11] Hannen, V.M. et al.: Limits on the release of Rb isotopes from a zeolite based ^{81}Kr calibration source for the XENON project. In: arXiv:1109.4270v2, Oktober 2011.
- [Ish93] Ishida, N et al: Measurement of attenuation length of scintillation light in liquid xenon. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment Volume 327, Issue 1, Pages 152-154, März 1993
- [Man10] Manalaysay, A. et al.: Spatially uniform calibration of a liquid xenon detector at low energies using ^{83}Kr . In: arXiv:0908.0616v2 Mai 2010.
- [Nis11] National Institute of Standard and Technology: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z54.html> aufgerufen am 02.11.11
- [Ros15] Rosendahl, S.: Dissertation, vorraussichtlich 2015
- [TOI96] Firestone, R.B.: Table of Isotopes IN: CD-Rom Version, März 1996.
- [Ven05] Venos, D. et al: ^{83}Kr radioactive source based on ^{83}Rb trapped in cation-exchange paper or in zeolite. In: Applied Radiation and Isotopes, September 2005.
- [Wei10] Weinheimer, Christian: Neutrino- und Astroteilchenphysik. In: Vorlesungsskript zur Vorlesung, Institut für Kernphysik WWU Münster 2010.

- [Xen11a] XENON100 Collaboration: The XENON 100 Dark Matter Experiment. In: arXiv:1107.2155v1, Juli 2011.
- [Xen11b] XENON100 Collaboration: Dark Matter Results from 100 Live Days of Xenon100 Data. In: arXiv:1104.2549v1, April 2011.
- [Zbo11] Zboril, M: Persönliche Mitteilung, November 2011.
- [Zwa98] Zwarts, F.: Nuclear Physics Data Acquisition. In: KVI annual report, p. 95, Groningen 1998

Danksagung

Ich möchte mich bei der gesamten AG Weinheimer für die viele Hilfe und freundliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe bedanken. Vor allem möchte ich mich bei Prof. Dr. Christian Weinheimer für die Ermöglichung dieser Bachelorarbeit und die damit verbundenen Einblicke in die Arbeitsgruppe mit seinen spannenden Projekten bedanken. Bedanken möchte ich mich auch bei Dr. Volker Hannen für die Zweitkorrektur dieser Arbeit und für die vielen Antworten auf die vielen Fragen.

Besonders bedanken möchte ich mich zudem bei Stephan und Ethan für die umfassende Betreuung während der gesamten Arbeit. Für die viele Zeit, die unzähligen Antworten und hilfreichen Tipps die ich erhalten habe, möchte ich mich ausdrücklich bei euch bedanken.

Weiterhin gilt mein Dank den anderen Mitgliedern der Xenongruppe: Andreas, Cecilia, Christian, Hans, Johannes, Karen. Danke für die Hilfe an vielen verschiedenen Stellen, wann immer ich sie gebraucht habe und die tolle Arbeitsatmosphäre innerhalb der Gruppe.

Mein Dank gilt auch den fleißigen Korrekturlesern dieser Arbeit. Hervorzuheben sind hier Michael, Oliver und Stephan, ohne die diese Arbeit, so nicht entstanden wäre. Bedanken möchte ich mich auch bei Julia für das enorme Verständnis, das sie während dieser Arbeit für mich aufgebracht hat. Danke sagen möchte ich auch meinen Geschwistern und meiner Mutter für den familiären Rückhalt.

Abschließend möchte ich meinem Vater danken, dafür dass er dieses Studium überhaupt erst ermöglicht hat und dem ich diese Arbeit ganz besonders widmen möchte.