

Die approbierte Originalversion dieser Diplom-/Masterarbeit ist an der Hauptbibliothek der Technischen Universität Wien aufgestellt (<http://www.ub.tuwien.ac.at>).

The approved original version of this diploma or master thesis is available at the main library of the Vienna University of Technology (<http://www.ub.tuwien.ac.at/englweb/>).



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
WIEN

Vienna University of Technology

DIPLOMARBEIT

Optimierung der Detektorsignalverarbeitung des Gravitationsexperiments qBounce

ausgeführt am
Atominstitut der Technischen Universität Wien
unter Anleitung von
Univ.Prof. Dr. Hartmut Abele
Dipl.-Phys. Dr. Tobias Jenke

durch
Martin Thalhammer
Hauptplatz 18, 8240 Friedberg

Datum, Ort

Unterschrift (Student)

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde das Detektorsystem des Gravitationsexperiments qBounce weiterentwickelt und optimiert. Ziel des Experiments ist es, durch eine quantenmechanische Messmethode die Gravitation für Abstände im μm -Bereich zu vermessen. Aufbauend auf dem bestehenden System mit einem untergrundarmen Detektor wurde die analoge und digitale Detektorauslese grundlegend überarbeitet. Dabei wurden der Detektor und der Vorverstärker in ein Detektorgehäuse integriert. Die Anpassung des Vorverstärkers an den Hauptverstärker erlaubt eine höhere und lineare Verstärkung. Eine umfassende Schirmung garantiert eine weitestgehend störungsresistente Datenaufzeichnung. Die Untergrundrate im Experiment konnte so auf $(0,65 \pm 0,02) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ reduziert werden.

Die Kombination aus einem kommerziell erhältlichen ADC mit einer angepassten Interpretations- und Analyse-Software erlaubt eine schnelle und umfassende Datenaufzeichnung und Auswertung. Nach ausführlichen Tests und einer weitreichenden Charakterisierung des Systems konnte das Detektorsystem im Experiment am Institut Laue-Langevin in Grenoble/Frankreich erfolgreich eingesetzt werden.

Abstract

Within this master thesis, the detector system of the gravity experiment qBounce has been further developed and optimized. Building on the existing system with a background-optimized detector, the analog and digital detector readout has been substantially revised. The detector and the pre-amplifier have been integrated into a detector housing. The adaptation of the pre-amplifier to the main-amplifier, permits a higher linear amplification. A comprehensive screening ensures a interference-resistant data recording. The background rate in the experiment was reduced to $(0.65 \pm 0.02) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. The combination of a commercially available ADC with an adjusted interpretation- and analysis-software allows rapid and comprehensive data recording and analysis. After extensive testing and characterization of this system, the detection system has been successfully used in the experiment at the Institut Laue-Langevin in Grenoble/France.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Realisierung der Gravitationsresonanzspektroskopie	9
2.1	Experimentaufbau	9
2.1.1	Neutronenquelle	9
2.1.2	Aufbau UCN-Strahlplatz	10
2.1.3	Rabi-Aufbau	12
2.2	Detektor	17
2.2.1	Bor-10 als Neutronenkonverter	18
2.2.2	Proportionalzählrohr	19
2.2.3	Theoretisches Pulshöhenspektrum	19
2.2.4	Detektor-Untergrund	21
2.3	Signalauslese	22
2.3.1	Vorverstärker	23
2.3.2	Hauptverstärker	23
2.3.3	Elektronischer Untergrund	24
2.4	Digitalisierung und Datenaufzeichnung	24
2.4.1	Entwicklung des Auslesesystems	25
3	Weiterentwicklung des Detektor-Systems	27
3.1	Schirmung	27
3.1.1	Galvanische Kopplung	27
3.1.2	Feldkopplung	27
3.1.3	Statische Felder	28
3.1.4	Wechselfelder	29
3.1.5	Konstruktion	31
3.1.6	Abschätzung der Schirmwirkung	32
3.1.7	Test der Abschirmung	34
3.2	Linearität der analogen Signalverarbeitung	35
3.2.1	Test der analogen Signalverarbeitung	35
3.2.2	Pulsverlängerung am Vorverstärker VV50-3	37
3.3	Detektorgehäuse	40
3.4	Digitale Signalverarbeitung	41
3.4.1	Software	42
4	Charakterisierung des Detektor-Systems	45
4.1	Neutronen-/ Untergrund-Zeitmessung	45
4.2	Übergangszeit	45

4.3	Burstfilter	47
4.3.1	Wahrscheinlichkeit und Poissonverteilung	49
4.3.2	Analyse der Bursts	52
4.4	Region of Interest Analyse	54
4.4.1	Finale Auswertung des ROI	54
4.5	Analyse des Detektoruntergrundes	57
4.6	Einfluss des Zählgases auf das Spektrum	59
5	Schlussbemerkung	65

Kapitel 1

Einleitung

Die Gravitationskraft ist vielleicht die am häufigsten gemessene Größe überhaupt. Jede Bestimmung des eigenen Körpergewichts auf einer Waage ist eigentlich eine Messung der Gravitationskraft. Im Allgemeinen reicht dabei eine Messgenauigkeit auf drei Stellen genau. Bei Messungen, die neue Erkenntnisse über die Physik bringen sollen, ist eine wesentlich höhere Genauigkeit erforderlich. Die Messmethode, die die derzeit präzisesten Messungen erlaubt, ist die Resonanzspektroskopie. 1938 von Isidor Isaac Rabi [1] entwickelt, bildet diese die Grundlage zur Kernspinresonanzspektroskopie (NMR) [2]. Durch die Beziehung

$$E = h\nu$$

kann die Energie, eine nicht direkt zugängliche Messgröße, in eine Frequenz überführt werden. Frequenzen können im Allgemeinen sehr gut gemessen werden. Die Resonanzspektroskopie nach Rabis Methode vergleicht zwei Frequenzen miteinander und erlaubt damit eine sehr präzise Messung der Energie. Die bisherige Anwendung der Resonanzspektroskopie bezog sich auf elektromagnetische Strahlung. Das Prinzip ist jedoch viel allgemeiner anwendbar.

Das Gravitationsexperiment qBounce nutzt die Resonanzspektroskopie um quantenmechanische Übergänge im Schwerfeld der Erde zu messen. Dabei kann die Gravitation für μm -Abstände präzise gemessen werden. Dieser Bereich konnte bisher nicht ausreichend getestet werden. Abweichungen vom bekannten Gravitationspotential könnten durch das Axion [3] bewirkt werden. Dieses gilt als möglicher Kandidat für Dunkle Materie. Extradimensionen in μm -Bereich könnten ebenso Abweichungen bewirken [4, 5]. Durch ein Chamäleon-Feld könnte die Kosmologische Konstante erklärt werden und dieses würde auf der Erde ebenso Abweichungen der Gravitation im Submillimeterbereich bewirken [6, 7].

Neben einer genauen Messmethode wie der Resonanzspektroskopie ist ein geeignetes Testobjekt erforderlich. Das Neutron erweist sich hierbei als ausgezeichnete Testmasse. Systematische Effekte können durch die elektrische Neutralität und extrem geringe elektrische Polarisierbarkeit stark verringert werden. Die derzeitige Grenze einer möglichen Ladung des Neutrons ist mit $q_n = (-0,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-21}qe$ [8] bestimmt worden. Die elektromagnetische Polarisierbarkeit des Neutrons wird mit $\alpha = (11,6 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}\text{fm}^3$ [9] angegeben. Während die Werte für die Neutralität auch von neutralen Atomen erreicht werden, stellt die geringe Polarisierbarkeit einen entscheidenden Vorteil dar. Lediglich magnetische Felder müssen wegen des magnetischen Dipolmoments ($\mu_n \approx -0,97 \text{ J/T}$ bei einer rel. Unsicherheit von 0,24 ppm) abgeschirmt werden.

Quantenmechanische Übergänge können nur bei sehr geringen kinetischen Energien der

Neutronen beobachtet werden. Neutronen in diesem Energiebereich werden als ultrakalte Neutronen bezeichnet. Eine Eigenschaft dieser ist, dass sie unter allen Winkeln total reflektiert werden.

Das Experiment wird am Instrument PF2 des Instituts Laue-Langevin (ILL) in Grenoble [10] durchgeführt. Dort wird der weltweit höchste Fluss ultrakalter Neutronen erzeugt. Durch eine Selektion und Präparation, in der nur Neutronen in einem sehr kleinen Phasenraumvolumen gewählt werden, ist die Neutronenrate sehr gering. Diese Bedingung stellt hohe Anforderungen an den Experimentdetektor. Neutronen können nicht direkt gemessen werden. Eine Konvertierung in geladene Teilchen ist notwendig. Dabei hat ein fester Neutronenkonverter den Vorteil eines sehr kleinen aktiven Volumens. Durch Anpassen des Detektors an die Geometrie des Experiments kann dieses weiter reduziert werden. Der Detektor ist aus einem ^{10}B -Neutronenkonverter [11] und einem Proportionalzählrohr aufgebaut. Diese Kombination erlaubt für ultrakalte Neutronen weltweit die geringsten Untergrundwerte bei hoher Effizienz.

Aufbauend auf dem bestehenden System mit einem Detektor von Heiko Saul [12], einer Weiterentwicklung des Detektors von David Stadler [13], wurde die analoge und digitale Signalverarbeitung grundlegend überarbeitet. Ziel dieser Arbeit war es, ein robustes und optimiertes System im Bezug auf Effizienz und Untergrundrate zu erarbeiten. Dabei wurde ein Detektorgehäuse konstruiert, das den Detektor und den Vorverstärker beinhaltet, damit parasitäre Kapazitäten im empfindlichen Bereich vor dem Vorverstärker minimiert werden können. Tests der analogen Signalverarbeitung und Optimierungen des Vorverstärkers wurden vorgenommen. Ein Schirmungskonzept für den Detektor und die Detektorelektronik wurde erstellt und umgesetzt. Um die Wirksamkeit der Schirmung zu überprüfen, wurden ausführliche Tests durchgeführt.

Für die digitale Datenerfassung wurde eine neue Hardware implementiert, sodass die Anforderungen des Experiments bestmöglich erfüllt werden und eine weitreichende Analyse der Daten möglich ist. Die Realisierung dieser Punkte ist in Kapitel 3 dargestellt. Eine umfassende Charakterisierung des Systems anhand der Messdaten des durchgeführten Experiments ist in Kapitel 4 dargeboten.

Kapitel 2

Realisierung der Gravitationsresonanzspektroskopie

In diesem Kapitel wird die Realisierung des Experiments qBounce von der Neutronenquelle zur Erzeugung der ultrakalten Neutronen bis zur Detektion dieser im Experimentdetektor beschrieben. Am Ende dieses Kapitels folgt ein Überblick über die Entwicklung des digitalen Auslesesystems.

2.1 Experimentaufbau

2.1.1 Neutronenquelle

Am Institut Laue-Langevin in Grenoble wird der weltweit stärkste Strahl ultrakalter Neutronen produziert. Der Reaktor mit 58 MW thermischer Leistung liefert dafür die Neutronen. Mit nur einem Brennelement wird ein konstant hoher Neutronenfluss über 50 Tage erzeugt. Danach ist das Brennelement verbraucht und muss ersetzt werden. Die Abbremsung der Neutronen um mehr als 13 Größenordnungen der kinetischen Energie erfolgt in verschiedenen Stufen. Abb. 2.1 zeigt schematisch alle Komponenten, die dazu beitragen.

Die bei der Kernspaltung freigesetzten Neutronen haben sehr hohe kinetische Energien. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein so entstandenes Neutron einen weiteren Uran-Kern spaltet, ist daher gering. Das Brennelement befindet sich daher in einem Becken mit schwerem Wasser, welches als Moderator dient. Schweres Wasser hat dabei den Vorteil, dass weniger Neutronen absorbiert werden als bei Leichtwasser. Über Stöße abgebremst, nehmen die Neutronen die Geschwindigkeitsverteilung des Moderators an. Die kinetische Energie der Neutronen wird dabei von einigen MeV auf 25 meV reduziert. Durch die ähnlichen Massen ist der Energieübertrag sehr gut, sodass nur wenige Stöße dafür notwendig sind. Der erste Abbremsungsschritt ist gleich wie bei den meisten Leistungsreaktoren und für die Aufrechterhaltung der Kettenreaktion notwendig. Für die weitere Abkühlung befindet sich im Reaktorbecken ein Tank mit flüssigem Deuterium. Die Temperatur des Deuteriums beträgt nur mehr 25 Kelvin. Die kinetische Energie der Neutronen kann damit auf 2 meV reduziert werden. Nun gelangen die Neutronen über einen vertikalen Neutronenleiter zur Turbine. Sie müssen dabei gegen die Schwerkraft aufsteigen, was eine weitere Reduktion der kinetischen Energie zur Folge hat. Schnelle Neutronen werden von dem Leiter absorbiert, daher erfolgt gleichzeitig auch eine Geschwindigkeitsselektion. Die Umdrehungsgeschwindigkeit der Turbine entspricht der halben mittleren Geschwindigkeit der Neutronen. Durch Rotation in Flugrichtung der Teilchen werden die

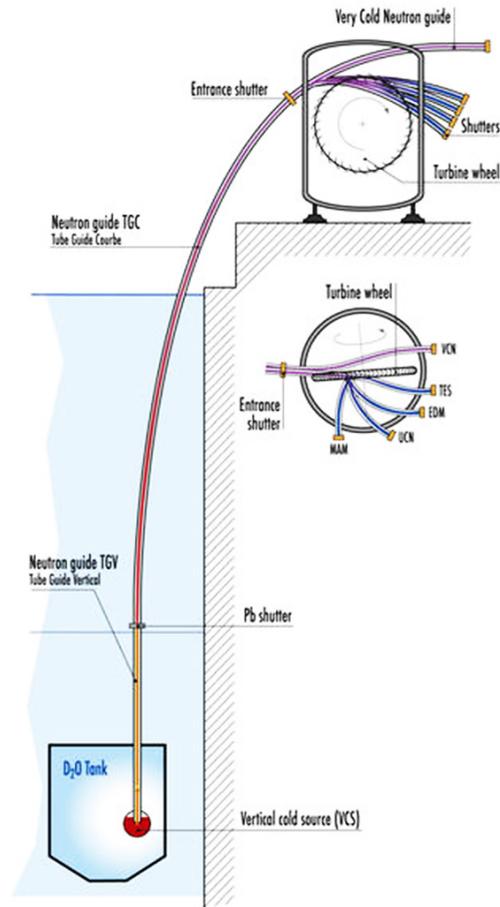


Abb. 2.1: Schema der Erzeugung ultrakalter Neutronen am ILL. (Quelle: [14])

Neutronen über einen Stoß mit der Turbinenschaufel abgebremst, sodass die kinetische Energie > 300 neV wird.

Durch die Turbine werden vier Strahlplätze mit ultrakalten Neutronen versorgt. Ein weiterer Strahlplatz ist für VCNs (Very Cold Neutrons) ausgelegt. Diese Neutronen werden an der Turbine vorbeigeführt. Von den vier Strahlplätzen mit ultrakalten Neutronen hat nur der Testplatz einen kontinuierlichen Strahl, diesen jedoch mit geringer Intensität. Die weiteren drei Strahlplätze werden alternierend mit Neutronen versorgt. Das Experiment qBounce wurde auf dem UCN-Strahlplatz des Instruments PF2 aufgebaut.

2.1.2 Aufbau UCN-Strahlplatz

Ein horizontaler Neutronenleiter führt von der Turbine zum Experimentaufbau. Dieser befindet sich auf einer Plattform in rund 4 Meter Höhe. Die Überwachung des Experiments erfolgt etwas entfernt unterhalb der Plattform. Zusätzlich zu dem globalen Shutter für das gesamte Instrument PF2 befindet sich am Experimentierplatz ein weiterer Shutter. Der Aufbau ist in Abb. 2.2 schematisch dargestellt. An einer Verbindungsstelle

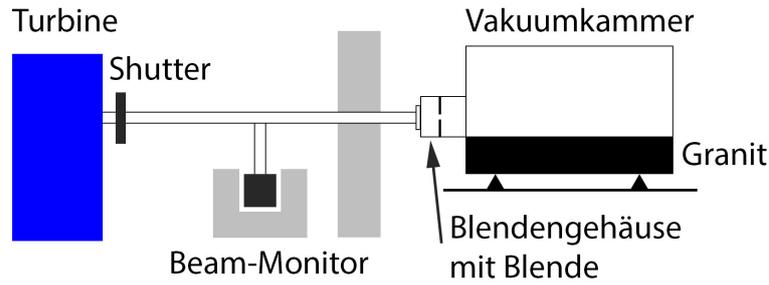


Abb. 2.2: Aufbau des qBounce-Experiments auf dem UCN-Strahlplatz am PF2

zwischen zwei Neutronenleitern wird ein Strahlmonitor angeflanscht. Mit diesem wird die Stabilität des Neutronenflusses kontrolliert und die Experiment-Rate auf diesen normiert. Die Rate hierbei liegt bei Maximalleistung des Reaktors bei rund 470 cnts/s. Als Detektor dient ein ^3He -Detektor¹. Die Schirmung gegen Neutronen-Untergrund erfolgt beim Strahlmonitor durch eine Hülle aus B_4C -Bausteinen. Die Abschirmung der Vakuummkammer erfolgt durch eine Mauer aus Blei und B_4C -Bausteinen (in Abb. 2.2 in grau dargestellt). Der Neutronenleiter wird direkt an das Blendengehäuse und somit auch an die Vakuummkammer des Experiments angeflanscht. Damit die Kammer unabhängig vom Neutronenleiter belüftet werden kann, trennt eine Aluminium-Magnesium-Folie (AlMg-Folie) die Kammer vom Neutronenleiter. Der Flansch und die Blendenkammer wurden von Thomas Bittner für die Strahlzeit 3-14-305 neu konstruiert [15]. Davor wurde die Vakuummkammer durch einen Luftspalt vom Neutronenleiter getrennt. Die Neukonstruktion bietet einen höheren Neutronenfluss, weil Verluste durch Streuung und Absorption in Luft und in der AlMg-Folie vermieden werden, außerdem erhöht sich der nutzbare Platz für den eigentlichen Versuchsaufbau.

Die Blenden aus Bor-Stahl wurden neu konstruiert, die Schneiden sind jetzt direkt übereinander angebracht. Abb. 2.3 zeigt die Blende und das erste Spiegel/Streuer-System, das den Neutronenzustand präpariert. Durch die Blende wird das Geschwindigkeitsspektrum in x-Richtung v_x für das Experiment bestimmt. Δz_1 wird auf Höhe der Spiegeloberkante eingestellt, sodass Neutronen nicht direkt in den Schlitz der Region 1 eindringen können. Der Abstand Δz_2 bestimmt die Breite des Geschwindigkeitsspektrums in x-Richtung der durchgelassenen Neutronen. Die Flugbahn der Neutronen ergibt eine Parabel, in Abb. 2.3 sind die möglichen Flugbahnen in blau dargestellt. Das selektierte Geschwindigkeitsspektrum kann klassisch berechnet werden und ergibt sich in x-Richtung zu:

$$\Delta x \cdot \sqrt{\frac{g}{2\Delta z_2}} \leq v_x \leq \Delta x \cdot \sqrt{\frac{g}{2\Delta z_1}} \quad (2.1)$$

Die Geschwindigkeit in z-Richtung wird durch den Streuer bestimmt, eine detaillierte Beschreibung ist im folgenden Abschnitt gegeben. Das Vakuumgehäuse sitzt auf einem speziellen Granit. Dieser wurde so bearbeitet, dass er eine maximale Welligkeit von lediglich $0,7 \mu\text{m}$ aufweist. Der Granit wird auf Piezoaktoren gelagert. Eine Neigungskontrolle ermöglicht dabei eine Stabilisierung der Neigung des Granits auf < 3 μrad .

¹Der Strahlmonitor wurde vom PF2 zur Verfügung gestellt.

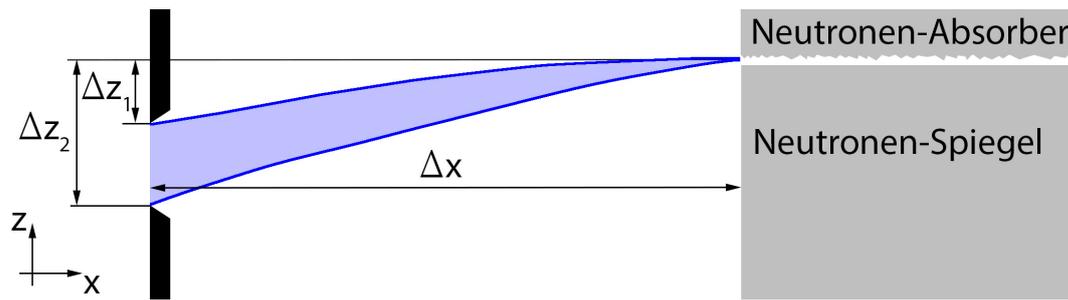


Abb. 2.3: Die Blende aus Borstahl ist in schwarz dargestellt. Im Abstand Δx befindet sich das erste Spiegel/Streuer-System (Präparator). In blau gezeichnet sind mögliche Flugbahnen der selektierten Neutronen. Die Skizze ist nicht maßstabsgerecht gezeichnet. Der Abstand der Blendenelemente im Experiment beträgt einige Millimeter, der Abstand zwischen Spiegel und Streuer beträgt einige Mikrometer.

2.1.3 Rabi-Aufbau

Allgemein besteht der Aufbau einer quantenmechanischen Messung aus drei Hauptbestandteilen. Im Präparator wird der Zustand eines Systems festgelegt. Es folgt ein Bereich in dem z.B. ein Übergang induziert wird. Im Analysator wird der Zustand dann bestimmt. Im Experiment qBounce erfolgt die Präparation durch einen Spiegel über dem ein zweiter Spiegel mit aufgerauter Oberfläche (im Weiteren als Streuer bezeichnet) angebracht ist. Die Höhe des Streuers über dem Spiegel wird so eingestellt, dass der gewünschte Zustand $|p\rangle$ ungehindert passieren kann. Die Wellenfunktion für Neutronen mit höheren Energien hat einen größeren Überlapp mit dem Streuer und dadurch eine höhere Wahrscheinlichkeit, aus dem System gestreut zu werden.

Im Weiteren erfolgt eine Anregung in einen Zustand $|q\rangle$. Diese kann durch oszillierende Randbedingungen, wie es im Experiment qBounce Anwendung findet oder durch ein oszillierendes magnetisches Gradientenfeld erfolgen. Die zweite Möglichkeit wird von der GRANIT-Kollaboration verfolgt [16, 17].

Der Analysator ist gleich wie der Präparator aufgebaut. Ein Detektor im Anschluss an den Analysator misst die Neutronenrate. Durch Variation der Anregungsfrequenz wird das Minimum in der Transmission gesucht. Mit der Anregungsfrequenz im Minimum kann die Energiedifferenz der Zustände bestimmt werden.

Die erste Realisierung einer Resonanzspektroskopie nach Rabi mit Dämpfung gelang 2009 [18] mit einer Signifikanz der Messung von 4,9 Standardabweichungen. Hierbei handelte es sich um ein einteiliges Setup, die einfachste Realisierung dieser Methode. Der qBounce-Aufbau der Strahlzeit 3-14-305 besteht aus einem dreiteiligen Setup, dieses wird im Weiteren näher ausgeführt. Ein Schema des Rabi-Aufbaus ist in Abb. 2.4 zu sehen.

Neutron und Spiegel als quantenmechanischer Oszillator

Ein ultrakaltes Neutron im Schwerfeld der Erde bildet mit einem Neutronen-Spiegel, der als feste Begrenzung das Neutron reflektiert, einen quantenmechanischen Oszillator. Quantenmechanisch wird dieses System durch die Schrödinger-Gleichung beschrieben.

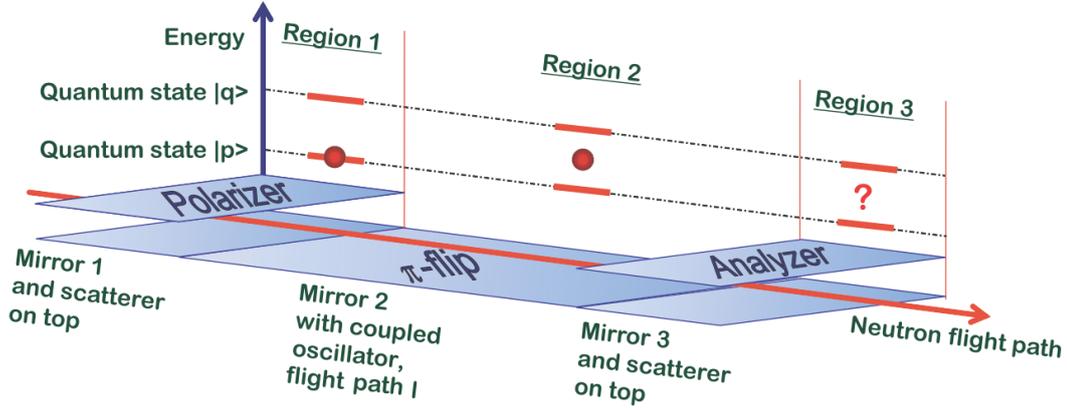


Abb. 2.4: Schematische Darstellung des einfachsten Rabi-Aufbaus. Das dreiteilige Setup besteht aus dem Präparator (Region 1), dem vibrierenden Spiegel (Region 2), und dem Analysator (Region 3). (Quelle: [18], Abb. 1a)

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{r}, t) = \hat{H}(\vec{r}, t) \psi(\vec{r}, t) \quad (2.2)$$

Die Gleichung ist in den Koordinaten separierbar, da nur in z -Richtung eine Kraft, die Gravitation wirkt. Das Neutron kann sich in x - und y -Richtung frei bewegen. Die Lösung in x - und y -Richtung entsprechen daher denen eines freien Teilchens. Hier wird die Schrödinger-Gleichung für die z -Komponente gelöst. Eine ausführliche Herleitung ist z.B. in [19] gegeben. An der Stelle $z = 0$ befindet sich ein Spiegel. Das Potential ergibt sich damit aus dem konstanten Potential V_0 für $z < 0$ und dem Gravitationspotential für $z > 0$. Der Hamiltonoperator ergibt sich daher zu:

$$\hat{H} = \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + mgz\Theta(z) + V_0\Theta(-z) \quad (2.3)$$

wobei für die Heaviside-Funktion $\Theta(z)$ gilt:

$$\Theta(z) = \begin{cases} z \geq 0, & 1 \\ z < 0, & 0 \end{cases}$$

Ebenso ist die Zeit separierbar, da keine explizite Zeitabhängigkeit vorhanden ist. Damit ergibt sich die Schrödinger-Gleichung zu:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + mgz\Theta(z) + V_0\Theta(-z) \right) \psi(z) = E\psi(z) \quad (2.4)$$

Im Experiment-Setup gilt die Schrödingergleichung für den mittleren Spiegel, wenn dieser nicht vibriert wird. Die erste Region können nur Neutronen passieren, deren kinetische Energie in z -Richtung im Bereich einiger peV liegt. Für diese kleinen Energien kann ein Bor-Kronglas BK-7 Spiegel in guter Näherung als ein unendlich hoher Potentialwall angesehen werden. Das gemittelte Fermi-Potential liegt im Bereich von 100 neV. Durch Einführen angepasster Koordinaten ergibt sich eine einfachere Form der

Schrödingergleichung.

$$z_0 = \sqrt[3]{\frac{\hbar^2}{2m^2g}} \approx 5,87 \text{ } \mu\text{m} \quad (2.5)$$

$$E_0 = mgz_0 \approx 6,02 \cdot 10^{-13} \text{ eV} \quad (2.6)$$

$$\tilde{z} = \frac{z}{z_0} \quad (2.7)$$

$$\tilde{E} = \frac{E}{E_0} \quad (2.8)$$

Durch diese Substitution wird die Schrödinger-Gleichung dimensionslos und kann auf die bekannte Form der Airy-Gleichung gebracht werden.

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2} + (\tilde{z} - \tilde{E})\right) \tilde{\psi}(\tilde{z}) = 0 \quad (\tilde{z} > 0) \quad (2.9)$$

Die Airy-Funktionen $Ai(z)$ und $Bi(z)$ bilden die zwei linear unabhängigen Lösungen dieser Differenzialgleichung. Die Linearkombination beider Funktionen bildet somit einen allgemeinen Lösungsansatz.

$$\tilde{\psi}(\tilde{z}) = c_1 \cdot Ai(\tilde{z} - \tilde{E}) + c_2 \cdot Bi(\tilde{z} - \tilde{E}) \quad (2.10)$$

Die Airy-Funktion $Bi(z)$ strebt für positive Werte des Arguments gegen unendlich. Für die Randbedingung, dass die Wellenfunktion an der Stelle $z = 0$ verschwindet und die Wellenfunktion quadratintegrabel ist, folgt, dass c_2 null werden muss. Die Randbedingung, dass die Wellenfunktion bei $z = 0$ verschwinden muss, führt auf die Bedingung $Ai(-\tilde{E}) = 0$. Die Nullstellen der Airy-Funktion ergeben damit die Energien der gebundenen Zustände. Abb. 2.5 zeigt das Betragsquadrat der Wellenfunktion der ersten fünf Zustände. Die Eigenenergien sind nicht äquidistant. Diese wichtige Eigenschaft ermöglicht die Betrachtung eines Überganges als ein 2-Zustandssystem.

Region I & III

Die Regionen 1 und 3 des Rabi-Aufbaus sind gleich aufgebaut und bestehen aus einem Neutronen-Spiegel und einem Streuer. Der Streuer ist wie der Spiegel aus BK-7 Glas. Die Oberfläche wurde jedoch aufgeraut, wobei die Rauheit Werte im Mikrometer-Bereich erreicht. Durch das Anbringen des Streuers über dem Spiegel ergibt sich eine zusätzliche Randbedingung. Die Wellenfunktion muss an der Stelle des Streuers ebenso verschwinden, wie an der Position des Spiegels. Dadurch werden die Energieniveaus im Vergleich zur Lösung ohne Streuer zu höheren Werten verschoben. Die Lösung dieses Systems ist in [19] ausgeführt. Der Abstand zwischen dem Spiegel und dem Streuer wird so eingestellt, dass eine möglichst gute Präparation eines Zustandes erfolgt, die Rate jedoch so hoch wie möglich ist. In der Strahlzeit 3-14-305 wurde eine Höhe von 27 μm gewählt. Die vorläufige Analyse der Zustände zeigt eine Besetzung des ersten Zustandes von 59 %, des zweiten von 35 % und der dritte Zustand ist zu 6 % besetzt. In Abb. 2.6 ist die

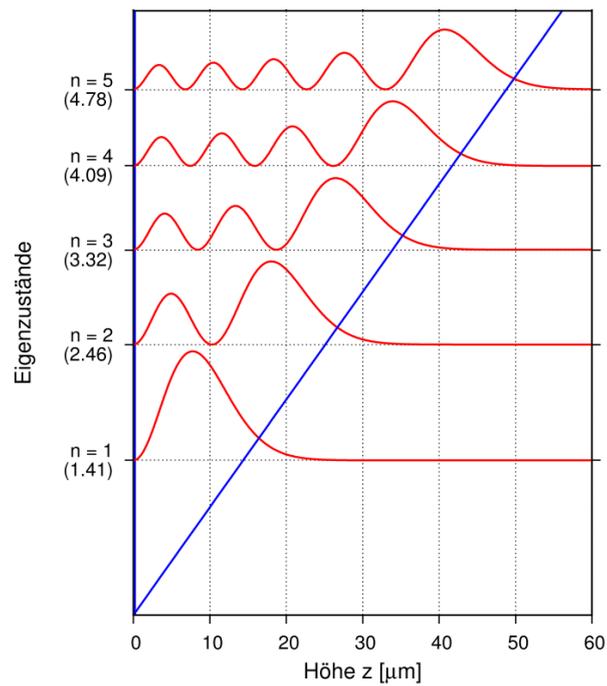


Abb. 2.5: Abgebildet ist das Betragsquadrat der Wellenfunktion für die ersten fünf Zustände eines gebundenen Neutrons im Schwerfeld der Erde. Die y-Achse zeigt die Energiewerte der Zustände (Werte in peV in den Klammern), auf der x-Achse ist die Höhe über dem Spiegel aufgetragen. Die blaue Linie zeigt das Gravitationspotential. (Quelle: [19], S. 24, Abb. 2.4)

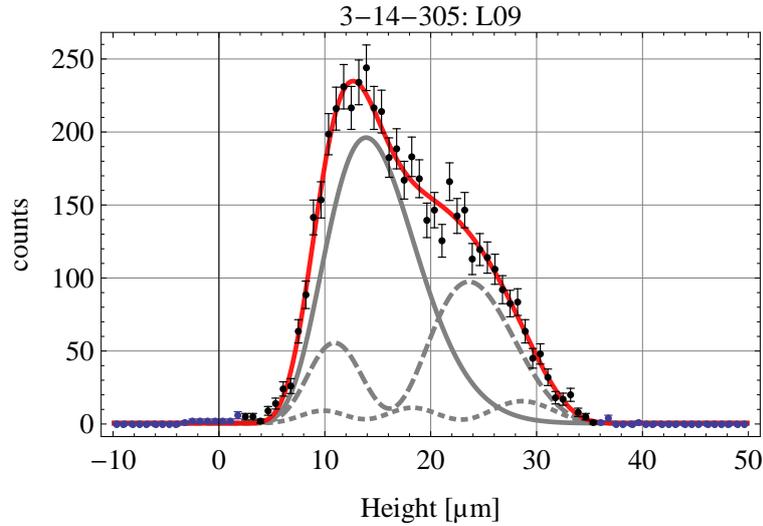


Abb. 2.6: Hier ist die vorläufige Auswertung der Besetzung der Zustände nach der Präparation zu sehen. Die Messung wurde in der Strahlzeit 3-14-305 durchgeführt. Die rot abgebildete Funktion setzt sich aus den Betragsquadraten der ersten drei Zustände zusammen. Diese sind in grau abgebildet, wobei der erste Zustand durch die durchgezogene, der zweite Zustand durch die strichlierte und der dritte Zustand durch die gepunktete Linie dargestellt wird. (Quelle: [20])

vorläufige Auswertung des ortsaufösenden Detektors zu sehen. Die rote Fitkurve zeigt das Betragsquadrat der Wellenfunktion der UCNs nach dem Präparator. Die Funktion setzt sich aus den Betragsquadraten der ersten drei Zustände zusammen. Die grauen Linien zeigen die Betragsquadrate des ersten Zustandes (durchgezogene Linie), des zweiten (strichlierte Linie) und des dritten Zustandes (gepunktete Linie). Die Auswertung dieser Kurve wird in [18] beschrieben.

Region II

In der Region 2 können durch periodische Variation der Randbedingung Übergänge in andere Zustände induziert werden. Die Anregung erfolgt über die mechanische Vibration des Spiegels. Dieser ist auf einem Tisch montiert, welcher mittels Piezoaktoren vibriert werden kann. Im Idealfall wird dabei ein sogenannter π -Flip erreicht, wobei der primäre Zustand vollständig in einen anderen überführt wird. Die dafür notwendige Frequenz ergibt sich aus der Energiedifferenz der Energieniveaus zwischen denen die Anregung erfolgt.

$$\omega_{pq} = \frac{E_q - E_p}{\hbar} \quad (2.11)$$

Die Energieniveaus der Zustände sind nicht äquidistant, daher kann ein Übergang von einem Niveau in ein anders Niveau als 2-Zustandssystem behandelt werden. Wenn durch eine periodische Wechselwirkung ein Übergang induziert wird, treten sogenannte Rabi-

Oszillationen auf. Hierbei oszilliert die Besetzung der Zustände mit der Rabi-Frequenz Ω . Die Rabi-Frequenz ist abhängig vom Matrixübergangselement Q_{pq} , der Amplitude A und der Frequenz ω . Eine ausführliche Herleitung der zeitabhängigen Besetzungswahrscheinlichkeit ist in [18] gegeben.

$$\Omega = A\omega Q_{pq} \quad (2.12)$$

Q_{pq} ist reell und symmetrisch, das heißt, Übergänge $p \rightarrow q$ sind gleich wahrscheinlich wie Übergänge $q \rightarrow p$. Weicht die Anregungsfrequenz um δ von der Resonanzfrequenz ab, ändert sich die Rabi-Frequenz.

$$\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2} \quad (2.13)$$

Die zeitabhängige Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes $P_q(t)$ ergibt damit die Rabi-Formel:

$$P_q(t) = \left(\frac{\Omega}{\Omega'}\right)^2 \cdot \sin^2\left(\frac{\Omega' t}{2}\right) \quad (2.14)$$

2.2 Detektor

Im Experiment qBounce kommen zwei verschiedene Detektorkonzepte zum Einsatz. Ein ortsauflösender Detektor, um das Betragsquadrat der Wellenfunktion des Neutrons aufzuzeichnen und ein untergrundarmer elektronischer Neutronendetektor.

Ortsauflösender Detektor

Ortsauflösende elektronische Neutronendetektoren mit einer Auflösung von einem μm und weniger sind noch nicht erhältlich. Um das Betragsquadrat der Wellenfunktion messen zu können, wurde ein spezieller Spurdetektor entwickelt [21–23] und weiter verbessert [24]. Ein Kunststoffplättchen aus CR-39 (Polyallyldiglycolcarbonat) wird dabei mit Bor beschichtet. Die Zerfallsprodukte erzeugen im Kunststoff Defekte der Gitterstruktur. Nach dem Entfernen der Borschicht können diese durch Ätzen vergrößert werden, sodass eine Detektion mit einem optischen Mikroskop möglich ist. Die Daten für die Auswertung in Abb. 2.6 wurden mit einem solchen Detektor gewonnen. Die Auswertung ist jedoch sehr zeitaufwendig, sodass bei bekannter Wellenfunktion nur die Neutronenraten gemessen werden.

Experimentdetektor

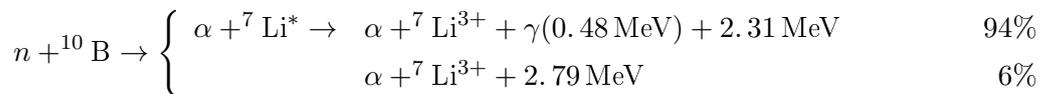
Der Detektor hat die Aufgabe, die Neutronen nachzuweisen, die den Versuchsaufbau passiert haben. Die Messdaten sollten möglichst wenig von Untergrund gestört werden. Der Untergrund kann durch eine Anpassung des Detektors an die Geometrie des Experiments und eine damit verbundene Minimierung des aktiven Volumens erheblich reduziert werden. Die spezielle Geometrie des Experiments mit einer Schlitzhöhe von einigen $10 \mu\text{m}$ und einer Länge von rund 10 cm erfordert eine Eigenentwicklung des Detektors. Das Design ist dabei so gewählt, dass eine dünne Folie die Neutronen in geladene Teilchen konvertiert und ein dahinterliegendes Proportionalzählrohr die Ionen detektiert. Der in der Strahlzeit 3-14-305 eingesetzte Detektor ist die 2. Entwicklungsstufe des von Heiko

Saul entwickelten Detektors [12]. Dieser wurde speziell auf die Minimierung des Untergrundes getrimmt. Dabei wurden folgende Punkte umgesetzt:

- Das **Zylindrische Innenvolumen** minimiert die Oberfläche des Innenvolumens, und damit die Emission radioaktiver Verunreinigungen des Detektormaterials.
- **Messing** als Material des Detektors reduziert durch den Kupfergehalt die radioaktiven Verunreinigungen. Messing weist auch einen höheren Absorptionsquerschnitt für Neutronen auf als z.B. Aluminium. Dadurch wird die Schirmwirkung verbessert.
- Eine **Drahtdicke** von nur 15 μm sorgt für eine hohe Gasverstärkung.
- Die **Reduktion der Borschicht** auf ein Minimum verbessert den Untergrund durch Reduktion des aktiven Volumens. Die Abmessung beträgt hierbei nur 3 x 110 mm.
- Die **Kupferbeschichtung** der Innenseite des Detektors reduziert die radioaktiven Verunreinigungen und verbessert die Untergrundrate.

2.2.1 Bor-10 als Neutronenkonverter

Die Konversion von Neutronen in geladene Teilchen erfolgt in ^{10}B durch Neutroneneinfang und sofortigen Zerfall des Bor-Kerns in einen Helium-Kern und ein Lithium-Ion. Gegenüber der freiwerdenden Energie beim Zerfall ist die kinetische Energie des Neutrons vernachlässigbar. Daher kann in guter Näherung angenommen werden, dass die Zerfallsprodukte mit entgegengesetztem Impuls emittiert werden. Das bedeutet, dass nur immer ein Teilchen in Richtung des Proportionalzählrohres emittiert wird. Der Zerfall kann über zwei Kanäle erfolgen:



^{10}B zerfällt mit 94 % Wahrscheinlichkeit in ein α - und ein angeregtes ${}^7\text{Li}$ -Teilchen. Das angeregte ${}^7\text{Li}$ -Teilchen zerfällt in ein ${}^7\text{Li}^{3+}$, wobei Gamma-Strahlung emittiert wird. Die restliche freiwerdende Energie verteilt sich auf die beiden Zerfallsprodukte. Tabelle 2.2 zeigt die mit Hilfe der Energie- und Impulserhaltung berechneten kinetischen Energien, sowie die maximale Reichweite der Ionen in der Bor-Schicht. Die Reichweite R_{max} wurde mit dem Programm „SRIM2013“ (Stopping and Range of Ions in Matter) [25] simuliert. Die wichtigsten Eigenschaften von Bor sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Der Wirkungsquerschnitt für ultrakalte Neutronen kann aus dem Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen durch eine $1/v$ -Abhängigkeit berechnet werden.

$$\sigma = \frac{v_0}{v} \sigma_0 \quad v_0 = 2200 \text{ m/s} \quad (2.15)$$

$$\sigma_{6,5\text{m/s}} \approx 1,3 \cdot 10^6 \text{ [barn]}$$

Die Detektoreffizienz ist abhängig von der Schichtdicke der Borschicht. Für die Bestimmung der optimalen Schichtdicke müssen zwei gegenläufige Faktoren berücksichtigt werden. Eine möglichst hohe Absorptionseffizienz für Neutronen, welche mit einer Zunahme der Schichtdicke einhergeht, sowie eine hohe Transmission der Zerfallsprodukte, welche mit einer Abnahme der Schichtdicke verbunden ist. Unter Berücksichtigung des gesamten selektierten Geschwindigkeitsspektrums und für beide Zerfallskanäle erhält man eine

Eigenschaft	^{10}Bor	^{11}Bor	Bor_{nat}
rel. Häufigkeit [%]	19,9	80,1	
Atommasse [u]	10,013	11,009	10,811
Dichte ρ [g/cm ³]	2,17	2,39	2,34
Eingangsquerschnitt für thermische Neutronen σ_0 [barn]	3840	0,005	764
Fermi-Potential U_F [neV]	-0,7	181	145

Tab. 2.1: Die wichtigsten Eigenschaften von natürlichem Bor und seiner stabilen Isotope sind in dieser Tabelle kurz zusammengefasst.

Teilchen	α, I	${}^7\text{Li, I}$	α, II	${}^7\text{Li, II}$
E_{kin} [MeV]	1,47	0,84	1,78	1,01
R_{max} [μm]	3,54	1,84	4,39	2,06

Tab. 2.2: Abgebildet sind die kinetischen Energien der Zerfallsprodukte der Reaktion $n + {}^{10}\text{B}$, sowie die maximalen Reichweiten der Ionen in der Bor-Schicht.

berechnete Effizienz von 90.9 %. Dieser optimale Wert wird bei einer Schichtdicke von 221 nm erreicht [12].

2.2.2 Proportionalzählrohr

Die Zerfallsprodukte der Reaktion eines Neutrons mit ^{10}B werden in einem Proportionalzählrohr detektiert. Ein Proportionalzählrohr besteht aus einem Anodendraht und einer zylindrischen Kathode. Ein in das Volumen eindringendes Teilchen ionisiert das Zählgas. Durch Anlegen einer hohen Spannung zwischen den Elektroden werden die herausgeschlagenen Elektronen zum Zählrohr hin beschleunigt. Nahe am Draht wird die Feldstärke so groß, dass die herausgeschlagenen Elektronen selbst wieder Gasatome ionisieren können. Ein Lawineneffekt setzt ein. Hierbei wird die gesammelte Ladung verstärkt, bleibt aber proportional zur primären Ionisierung. Als Zählgas wird ArCO_2 verwendet. Das CO_2 dient als Löschgas, es absorbiert die bei den Stoßprozessen freigegebenen Photonen.

2.2.3 Theoretisches Pulshöhenspektrum

Das Pulshöhenspektrum gibt die Dichte der Teilchen an, die die ^{10}B -Schicht mit der kinetischen Energie im Intervall $[E_{\text{kin}}, E_{\text{kin}} + dE_{\text{kin}}]$ verlassen. Für das Pulshöhenspektrum wurde ein ideales Proportionalzählrohr ohne Verluste angenommen. Ein analytischer Ausdruck für das theoretische Pulshöhenspektrum $dN/dE(E_{\text{kin}})$ kann angegeben werden. Der differenzielle Energieverlust dE/dx wurde mit „SRIM2013“ simuliert und ist in

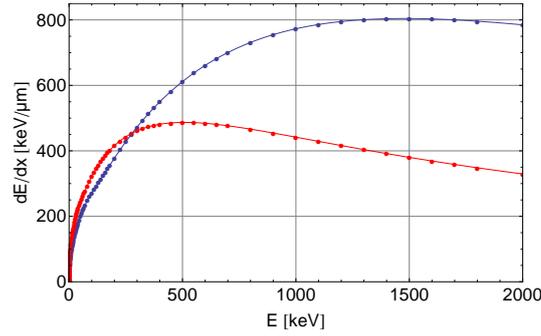


Abb. 2.7: Differenzieller Energieverlust in Bor für α - (blau) und Li-Teilchen (rot) dargestellt.

Abb. 2.7 dargestellt. Weitere Parameter sind die Anzahl der Absorberteilchen pro Volumen n_a , die Schichtdicke d und die im Bor zurückgelegte Strecke $R(E_{kin})$ der Teilchen, die beim Austritt eine kinetische Energie von E_{kin} haben. Letztere kann durch den differentiellen Energieverlust berechnet werden. Die Herleitung des analytischen Ausdrucks des Pulshöhenspektrums ist in [11] ausführlich behandelt.

$$R(E_{kin}) = \int_{E_{max}}^{E_{kin}} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE$$

$$\frac{dN}{dE}(E_{kin}) = \frac{\left(\frac{dE}{dx}(E_{kin}) \right)^{-1}}{2\sigma n_a R^2(E_{kin})} \cdot \begin{cases} \sigma n_a d - 1 + e^{-\sigma n_a d} & , \quad d - R(E_{kin}) < 0 \\ \frac{(\sigma n_a R(E_{kin}) - 1) \cdot e^{-\sigma n_a (d - R(E_{kin}))} + e^{-\sigma n_a d}}{2} & , \quad 0 \leq d - R(E_{kin}) < d \\ \frac{(\sigma n_a)^2}{2} R^2(E_{kin}) e^{-\sigma n_a d} & , \quad d - R(E_{kin}) = d \\ 0 & , \quad d - R(E_{kin}) > d \end{cases}$$

Für das vollständige Pulshöhenspektrum müssen alle Reaktionskanäle und Zerfallsteilchen berücksichtigt werden.

$$\frac{dN}{dE} = 0,94 \cdot \left(\frac{dN}{dE}(\alpha, I) + \frac{dN}{dE}({}^7Li, I) \right) + 0,06 \cdot \left(\frac{dN}{dE}(\alpha, II) + \frac{dN}{dE}({}^7Li, II) \right) \quad (2.16)$$

Das damit berechnete Energiespektrum ist in Abb. 2.8 zu sehen. Der Peak bei 681 keV ist der (α, I) -Peak, der zweite markante Peak bei 1384 keV, ist der (Li, I) -Peak. Am Ende des Spektrums ist der (Li, II) -Peak bei 1702 keV sichtbar. Der zu diesem Zerfallskanal gehörige (α, II) -Peak liegt zwischen den beiden hohen Peaks und ist daher nicht sichtbar.

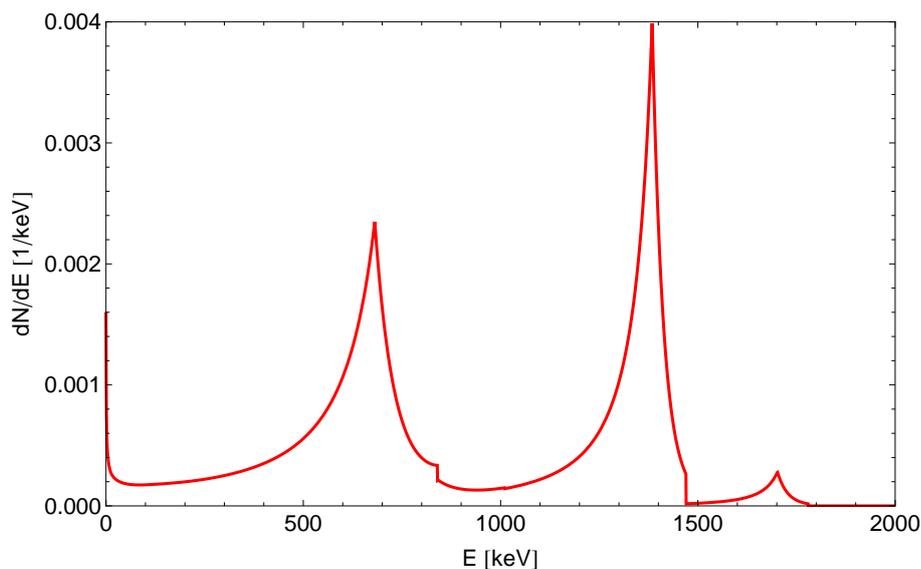


Abb. 2.8: Berechnetes Energiespektrum einer 221 nm dicken Borschicht für Neutronen mit einer Geschwindigkeit von 6,5 m/s. Das Spektrum wurde auf die Neutronennachweiseffizienz normiert.

2.2.4 Detektor-Untergrund

Neben einer hohen Nachweiseffizienz für Neutronen ist ein geringer Untergrund die zweite wichtige Eigenschaft eines Detektors. Der Untergrund kann dabei vom Detektor selbst (intrinsischer Untergrund) oder von externer Strahlung verursacht werden.

Intrinsischer Untergrund

Für den intrinsischen Untergrund ist das verwendete Detektormaterial verantwortlich. Geeignete Materialien für den Detektorkörper, wie Aluminium oder Messing weisen meist Verunreinigungen mit radioaktiven Isotopen auf, dies kann zu einer Ionisation des Zählgases führen. Eine Möglichkeit, diesen Anteil zu verringern, ist, den Detektor aus einem Material mit wenigen radioaktiven Verunreinigungen zu erzeugen, oder die Innenseite des Detektors mit einem solchen Material zu beschichten. Der im Experiment eingesetzte Detektor hat eine solche Beschichtung. Diese ist aus Kupfer, welches sehr rein hergestellt werden kann.

Durch Aktivierung des Detektormaterials kann ebenfalls ein Untergrund entstehen. Bei ultrakalten Neutronen ist das durch die geringe Eindringfähigkeit jedoch eher unwahrscheinlich.

Externe Strahlung

Hier sei in erster Linie die Strahlung des Reaktors erwähnt. Dabei ist sicherzustellen, dass eine ausreichende Abschirmung des Experiments erfolgt ist. Trotzdem ist von ei-

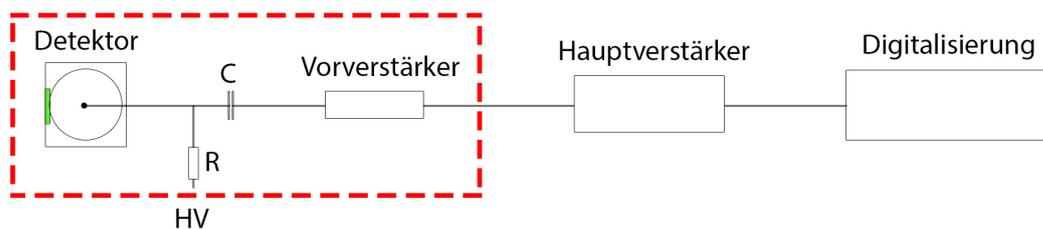


Abb. 2.9: Schema der Signalauslese: Der rot markierte Bereich beinhaltet die Komponenten, die in ein neues Gehäuse integriert wurden.

nem erhöhten Untergrundwert bei Messungen in der Nähe des Reaktor auszugehen. Die Strahlung setzt sich aus Neutronen und Gamma-Untergrund zusammen. Schnelle oder thermische Neutronen stellen dabei eine hohe Anforderung an die Abschirmung. Der Untergrund kann dabei durch Minimierung des aktiven Volumens des Neutronenkonverters sowie des Zählgas optimiert werden. Eine weitere Untergrundquelle ergibt sich durch kosmische Strahlung. Diese ist praktisch am Experiment nicht abschirmbar, die Energie ist jedoch meist sehr hoch, sodass eine Unterscheidung vom Spektrum möglich ist.

2.3 Signalauslese

Die Signalauslese beginnt bei der Konversion des vom Detektor stammenden Ladungspulses in einen Spannungspuls durch den Vorverstärker. Im Hauptverstärker erfolgt die Anpassung an die Eingangsspannung des Analog-Digitalwandlers. Mit diesem werden die Daten elektronisch erfasst. Im Weiteren werden die einzelnen Komponenten kurz besprochen.

Primäre Pulsform durch den Detektor

Das Ladungssignal des Detektors ergibt sich aus den Eigenschaften des Proportionalzählrohres. Ein primäres Teilchen ionisiert im Gasvolumen des Proportionalzählrohres das Zählgas. Die Hochspannung zwischen dem Zählrohrdraht und dem Gehäuse führt zu einer Drift der Elektronenwolke zum Zählrohrdraht. Die positiv geladenen Ionenrümpfe bewegen sich in entgegengesetzter Richtung zum Rand des Gasvolumens. Die Ionen sind aufgrund ihrer Masse wesentlich langsamer als die Elektronen. Das führt zu einem langsamen Abfall des Pulses. In der Nähe des Zählrohrdrahtes wird das elektrische Feld stark genug, sodass die Beschleunigung der Elektronen ausreicht, um zwischen den Stößen so viel Energie zu gewinnen, um wieder das Gas ionisieren zu können. Dadurch entsteht ein Lawineneffekt. Die Verstärkung durch diesen Effekt setzt erst sehr nahe am Draht ein. Dadurch ist der Anstieg der Ladung eines Pulses sehr steil. Die Übertragung des Pulses auf den Vorverstärker erfolgt über einen Kondensator. Dieser trennt den auf Hochspannung liegenden Detektor von der Signalauslese. Abb. 2.9 zeigt schematisch den Aufbau der analogen Signalauslese.

2.3.1 Vorverstärker

Ein direktes Abgreifen der gesammelten Ladung durch eine Kapazität ist bei einem kleinen Ladungspuls nicht zweckmäßig. Durch eine Integration des Ladungspulses und eine anschließende Verstärkung durch einen Vorverstärker werden die Anforderungen an die Signalverarbeitung wesentlich besser erfüllt. Dabei sollte die Kapazität vor der ersten Verstärkerstufe so gering wie möglich gehalten werden. Ebenso sollte der Ausgangspuls auch bei einer hohen Kapazität eines langen Verbindungskabels nicht einbrechen. Daher ist es oft erforderlich, die Verstärkung der Signale auf einen Vor- und einen Hauptverstärker aufzuteilen. Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde die Kapazität vor dem Vorverstärker durch ein gemeinsames Gehäuse des Detektors und des Vorverstärkers reduziert. Der Puls des Vorverstärkers ist verlängert worden, um damit eine bessere Anpassung an den Hauptverstärker zu erreichen. Daher ist der Vorverstärker im Abschnitt 3.2.2 ausführlicher behandelt. Als Vorverstärker dient eine Eigenentwicklung des Physikalischen Institutes der Universität Heidelberg. Der Vorverstärker ist pulsformerhaltend, was eine Pulsformdiskriminierung ermöglicht. In Abschnitt 2.4 wird darauf noch näher eingegangen. Weitere Vorteile sind eine kompakte Größe und die Vakuumtauglichkeit.

2.3.2 Hauptverstärker

Der Hauptverstärker hat die Aufgabe, die Signale des Vorverstärkers an den Eingangsspannungsbereich des Analog-Digitalwandlers anzupassen. Unter Erhaltung der Linearität erfolgt eine Signalformung, sodass die gewünschte Information optimal aus den Pulsen erhalten werden kann. Die Einstellung der Verstärkung ist entweder in Stufen oder kontinuierlich möglich. Dabei wird die Verstärkung meist durch Attenuatoren angepasst. Die Beeinflussung der Verstärkung durch Anpassen der Gegenkopplung ist durch den damit notwendigen Abgleich aufwendig. Um die Ein- und Ausgangsimpedanz konstant zu halten, finden meist Kettenattenuatoren Verwendung. Die Filterung der Signale erfolgt durch das Hintereinanderschalten mehrerer Hoch- und Tiefpassfilter. Die Bandbreite wird dabei nach oben und unten hin beschnitten, womit der Rauschabstand erhöht werden kann. Die shaping time dient zur Anpassung der Filter an das Eingangssignal. Hiermit wird sichergestellt, dass das Eingangssignal die Filter passieren kann. Die Pulsform des Ausgangssignals ist oft gaußförmig, dreieckig oder trapezförmig. Weitere wichtige Eigenschaften sind die Stabilität und Linearität der Verstärkung. Durch geeignete Bauteile ist die Temperaturstabilität meist $< 10^{-4}/^{\circ}\text{C}$. Die Linearität der Verstärkung gibt an, inwieweit der lineare Zusammenhang zwischen dem Eingangs- und Ausgangssignal erfüllt ist. Die integrale Linearität L_i eines Verstärkers ist die maximale Abweichung Δu_{max} der Übertragungskennlinie von einer Geraden, bezogen auf den Aussteuerungsbereich u_{max} des Verstärkers.

$$L_i = \frac{\Delta u_{\text{max}}}{u_{\text{max}}} \quad (2.17)$$

Der Hauptverstärker Ortec 570 weist eine integrale Linearität von $< \pm 0,05\%$ bei einer shaping time von $2 \mu\text{s}$ auf. Die Linearität der Verstärkung wird im Abschnitt 3.2 genauer untersucht.

2.3.3 Elektronischer Untergrund

Intrinsischer Untergrund

Eine große Komponente des elektronischen Untergrundes ist das elektronische Rauschen. Dieses ist nicht zu verhindern. Thermisches Rauschen ist eine Eigenschaft jedes Materials. Der Rauschabstand kann jedoch durch Reduktion der Kapazität vor dem Vorverstärker verbessert werden. In Abschnitt 3.3 wird genauer darauf eingegangen. Durch die Konversion in einer festen Bor-Schicht und der Stöße der Zerfallsprodukte mit der restlichen Schicht, kann das Spektrum bis zu sehr kleinen Energien reichen. Im Bereich der sehr kleinen Energien dominiert das elektronische Rauschen, dieser Bereich wird deshalb bei der Auswertung nicht berücksichtigt. Eine Reduktion der Rauschspannung kann zu einer Erweiterung des Messbereiches und damit zu einer höheren Nachweiseffizienz führen. Hochspannungsüberschläge im Proportionalzählrohr sind ebenfalls möglich. Durch eine möglichst geringe Hochspannung kann die Gefahr solcher Überschläge reduziert werden. Wenn mehrere Spannungsspitzen in kurzer Folge dabei auftreten, können sie aus den Daten gefiltert werden. Die geringen Neutronenraten ermöglichen diese Art der Filterung.

Extern verursachter Untergrund

Eine wichtige Komponente eines robusten und zuverlässigen Messsystems ist die Störfestigkeit. Eine Beeinflussung der Messung durch elektronische Geräte, seien es die eigenen oder jene anderer Experimente, kann eine Fortführung der Messung verunmöglichen. Störungen sind im Messbetrieb während der Strahlzeit schwer festzustellen und aufgrund des willkürlichen Auftretens auch schwer zu verifizieren. Eine umfassende Schirmung des Detektorsystems ist daher im Rahmen dieser Masterarbeit erfolgt. Eine Beschreibung der Schirmdämpfung des Detektorsystems erfolgt im Abschnitt 3.1.

2.4 Digitalisierung und Datenaufzeichnung

Durch die Digitalisierung werden analoge Messdaten in digitale Werte übergeführt. Die analogen Messsignale des Vorverstärkers werden im Hauptverstärker aufbereitet und im Analog-Digital-Wandler (ADC) in Digitalwerte konvertiert. Ein reiner ADC kann dabei die Anforderungen an die Messung der Detektorsignale erfüllen. Für eine effiziente Nutzung der Strahlzeit sowie eine fehlerresistente Messung ist jedoch die gleichzeitige Aufzeichnung weiterer Daten erforderlich. Die Aufteilung des UCN-Strahls auf mehrere Experimentierplätze bedingt eine Wartezeit, in der keine Neutronen zur Verfügung stehen. Um diese Zeit bestmöglich zu nutzen, sollte Untergrund gemessen werden. Um eine Unterscheidbarkeit der Signale sicherzustellen, muss jedes Signal eine Kennzeichnung erhalten. Ebenso muss die Zeitmessung beide Messintervalle berücksichtigen.

Eine zeitaufgelöste Signalaufzeichnung ermöglicht eine umfassende Analyse der Messdaten, z.B. des zeitlichen Abstandes der Pulse. Durch Abspeichern der Rohdaten können optimierte Auswertungen und verbesserte Einstellungen erneut auf die Daten angewandt werden. Im Kapitel 4 werden einige der möglichen Analysen präsentiert.

2.4.1 Entwicklung des Auslesesystems

Bisher wurden zwei verschiedene Systeme erfolgreich eingesetzt. Einerseits der Multichannel Analyser MCA 8000A der Firma Amtek. Dieser bietet eine Pulshöhendiskriminierung und einen zusätzlichen Eingang für ein Logiksignal. Ein Rohdaten-Modus ist nicht vorgesehen, ebenso wenig, wie eine alternierende Messung der Neutronen- und Untergrund-Rate möglich ist. Die Vorteile sind, dass das System sehr einfach und robust, redundant vorhanden und schnell aufgebaut ist.

Das zweite bisher eingesetzte System ist der Sampling-Analog-Digital-Wandler (SADC). Eine ausführliche Beschreibung dazu ist in [12] zu finden. Der SADC wird nicht kommerziell vertrieben und ist eine Eigenentwicklung des Lehrstuhls E18, des Physikalischen-Departments der Technischen Universität München. Hierbei wird die Eingangsspannung gesampelt und von zwei FPGAs (Field Programmable Gate Arrays) verarbeitet. Der Vorteil dieses Systems ist, dass es eine alternierende Messung der Neutronen- und Untergrund-Rate ermöglicht, Rohdaten gespeichert werden und jeder Puls mit einem Zeitstempel versehen ist. Durch das Sampeln des Eingangspulses ist eine Pulsformdiskriminierung möglich. Dieses System wurde in der Strahlzeit 3-14-283 eingesetzt. Aufgrund der aufwendigen Programmierung der Software ist diese noch nicht ausgereift. Die Auswertung der Pulsformdiskriminierung ist ebenfalls sehr aufwendig, es konnte noch kein einheitlicher Parametersatz zur Beschreibung der verschiedenen Pulsformen gefunden werden. Ein weiterer Nachteil ist, dass das System nicht redundant ist, bei einem Defekt kann somit auf kein baugleiches System umgestellt werden.

Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde ein Konzept mit einem neuen ADC entwickelt, der bis auf die Pulsformdiskriminierung die Vorteile des SADCs mit der Ausgereiftheit und Redundanz eines kommerziellen Produkts vereint und trotzdem an die Bedürfnisse des Experiments angepasst werden kann. Im Abschnitt 3.4 ist dieses System ausführlich beschrieben.

Kapitel 3

Weiterentwicklung des Detektor-Systems

3.1 Schirmung

Aus der experimentellen Physik wie auch aus unserer Gesellschaft sind elektronische Geräte nicht mehr wegzudenken. Manche Geräte erzeugen bewusst elektrische oder magnetische Felder, andere unbewusst, wie Motoren und Aktoren oder Messinstrumente. Damit diese Geräte gemeinsam funktionieren, müssen die erzeugten elektromagnetischen Felder, zumindest dort, wo diese nicht gewünscht sind, abgeschirmt werden. Abgesehen von der im eigenen Experiment verwendeten Elektronik, können Störeinflüsse ebenso von außen auf das Experiment einwirken. Beispiele dafür sind Mobiltelefone, Kräne und andere Experimente. Das ILL ist eine internationale Forschungseinrichtung, an der sehr viele Experimente dicht gedrängt aufgebaut sind. In der Strahlzeit 3-14-283 konnten Störeinflüsse durch benachbarte Experimente beobachtet werden. Bei Testmessungen des Detektors in der Reaktorhalle am Atominstitut der Technischen Universität Wien, traten ebenfalls Störungen z.B. durch Hochspannungsüberschläge auf. Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde ein Schirmungskonzept für den Detektor und die Detektor-Elektronik erstellt. Störungen können auf zwei Wegen Energie von einer Störquelle zu einer Störquelle transportieren. Über galvanische Verbindungen, das heißt leitungsgeführte Störungsübertragung, oder über elektrische, magnetische oder elektromagnetische Felder.

3.1.1 Galvanische Kopplung

Der Detektor des qBounce-Experiments ist ein eigenständiges System. Eine leitende Verbindung mit anderen elektrischen Geräten ist daher nur über das Vakuumgehäuse gegeben. Um das zu verhindern, wurden alle Vakuumdurchführungen gegenüber dem Gehäuse elektrisch isoliert.

Abb. 3.1 zeigt schematisch den Aufbau der Schirmung. Grün abgebildete Elemente sind mit der „Detektor-Erde“ verbunden. Der Gasanschluss ist außerhalb des Vakuumgehäuses mit Kunststoff-Schläuchen ausgeführt. Im Vakuumgehäuse sind die Gas-Schläuche aus Metall gefertigt, auf eine zusätzliche Schirmung der Anschlüsse musste aus Zeitgründen verzichtet werden. Die Schirmung des Detektors liegt auf einer eigenen „Abschirm-Erde“, in rot dargestellt. Diese wird aus dem Vakuumgehäuse geführt und ist mit der Abschirmung der Kabel verbunden.

3.1.2 Feldkopplung

Der Schirmung gegen elektrische, magnetische und elektromagnetische Felder ist der Hauptteil dieses Kapitels gewidmet. Tabelle 3.1 zeigt eine Übersicht über die Einteilung

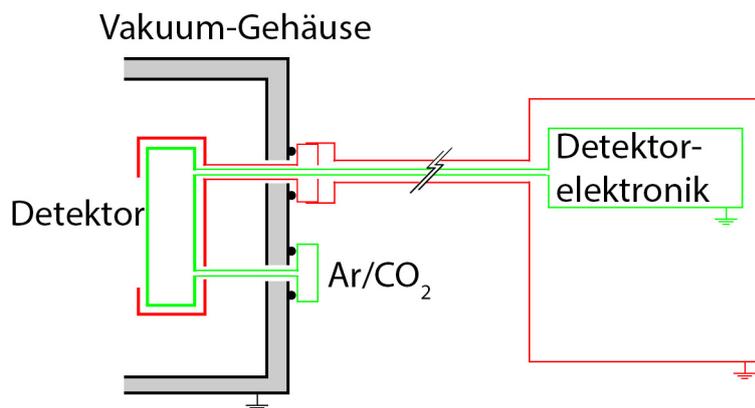


Abb. 3.1: Erdungskonzept des Detektors: Grün markierte Bereiche liegen auf „Detektor-Erde“, rot markierte auf der „Abschirmerde“. Das Vakuum-Gehäuse in grau dargestellt liegt auf einer eigenen „Erde“.

der elektromagnetischen Felder und deren Abschirmungsmechanismen. Die Einteilung erfolgt in vier Feldtypen:

- Elektrostatisches Feld
- Magnetostatisches Feld
- Quasistationäres elektromagnetisches Feld
- Elektromagnetisches Wellenfeld

3.1.3 Statische Felder

Elektrostatisches Feld

Diese Felder können mit Hüllen aus einem hochpermittiven oder einem elektrisch leitfähigen Material abgeschirmt werden. Der Abschirmungsmechanismus einer hochpermittiven Hülle basiert auf der Brechung elektrischer Feldlinien an der Grenzfläche zwischen Materialien mit unterschiedlicher Dielektrizitätszahl. Eine Hülle aus elektrisch leitfähigem Material wird als Faraday'scher Käfig bezeichnet. Die Schirmwirkung wird durch Ladungsverschiebung in der leitfähigen Hülle erreicht. Hierbei verschieben sich die Ladungen soweit, bis im Inneren der Hülle ein Gegenfeld entsteht, sodass in Summe der abgeschirmte Raum feldfrei ist.

Magnetostatisches Feld

Statische magnetische Felder können über eine Hülle aus einem hochpermeablen Material abgeschirmt werden. Die Schirmung ist in diesem Fall ähnlich der der hochpermittiven Hülle. Die magnetischen Feldlinien werden an Grenzflächen mit unterschiedlicher Permeabilität gebrochen. Eine weitere Möglichkeit, einem statischen magnetischen Feld entgegenzuwirken, ist mit einem aktiven magnetischen Schirm. Hierbei wird mit Spulen ein Gegenfeld aufgebaut, sodass im Inneren eine feldfreie Zone entsteht.

3.1.4 Wechselfelder

Quasistationäres elektromagnetisches Feld

Im Gegensatz zu stationären Feldern sind bei veränderlichen Feldern elektrische und magnetische Felder gekoppelt. So induziert ein veränderliches Magnetfeld in einem elektrischen Leiter einen Stromfluss, ebenso wie durch einen stromdurchflossenen Leiter ein Magnetfeld erzeugt wird. Die Abschirmung eines quasistationären elektromagnetischen Feldes wird durch eine Hülle aus einem elektrisch leitfähigen Material ermöglicht. Es ist also mit einem Faraday'schen Käfig möglich, auch Wechselfelder abzuschirmen. Ein primäres magnetisches Wechselfeld erzeugt in einer elektrisch leitfähigen, schirmenden Hülle Wirbelströme, die dem primären Feld entgegenwirken.

Elektromagnetisches Wellenfeld

Bei Betrachtung eines elektrisch leitenden Abschirmungsgehäuses kann man bei quasistationären Feldern die elektrische Komponente des Feldes vernachlässigen. Ein idealer Faraday'scher Käfig schirmt in diesem Bereich vollständig ab. Bei Wellenlängen in der Größenordnung der Gehäuseabmessung gilt das nicht mehr. Durch das anregende elektrische Feld werden Ausgleichsströme auf der abschirmenden Hülle influenziert, es kommt zu einem Rückwirkungsfeld, das auf beiden Seiten des Schirmes wirkt. Elektrische Wellenfelder werden nicht mehr vollständig abgeschirmt, man spricht nur mehr von Schirmdämpfung. Bei Wellenfeldern muss die Ausbreitung der Welle berücksichtigt werden. Es kommt zu Reflexion, Transmission und Absorption. Hohlraumresonanzen können auftreten, wenn die Anregungsfrequenz gleich der Resonanzfrequenz des Gehäuses ist. Dann bricht die Schirmdämpfung nahezu ein.

Eindringtiefe

Die Eindringtiefe für hochfrequente Wechselfelder kann mit der Formel für den Skin-Effekt abgeschätzt werden, siehe z.B [26] oder [27]. Der Skin-Effekt beschreibt die Verdrängung der Feldlinien an den Rand eines Leiters. Die Eindringtiefe δ ist abhängig von dem spezifischen Leitwert des Materials σ , der Permeabilität μ und der Frequenz f [26].

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi \mu f \sigma}} \quad (3.1)$$

Für einen homogenen Leiter in einer Ebene gibt die Eindringtiefe den Abstand von der Oberfläche im Material an, ab der das elektrische Feld auf das $1/e$ -fache abgefallen ist [27]. Die Eindringtiefe ist umgekehrt proportional zur Permeabilität, die Verwendung von magnetischen Materialien ist aber aufgrund der Wechselwirkung von Neutronen mit magnetischen Feldern, speziell für die Einkleidung des Detektors, zu vermeiden.

Feldeinkopplung durch Öffnungen

Die Feldeinkopplung durch Öffnungen begrenzt in der Regel die Schirmdämpfung für hohe Frequenzen. Unter der Voraussetzung, dass die Wellenlänge viel größer als die Öffnung ist, kann die Öffnung durch einen magnetischen und einen elektrischen Dipol

	Elektro- statisches Feld	Magneto- statisches Feld	Quasi- stationäres elektro- magnetisches Feld	Elektro- magnetisches Wellenfeld
Frequenz [Hz]	0	0	$f < c/d$	$f > c/d$
charakteris- tisches Merkmal	Keine Induktion	Keine Induktion	Induktion → Skineneffekt, keine Wellen- ausbreitung	Induktion → Skineneffekt, Wellen- ausbreitung
Schirmungs- mechanismen	hoch- permittiver elektrostati- scher Schirm	Hoch- permeabler magnetosta- tischer Schirm	elektro- dynamischer Schirm	elektro- dynamischer Schirm / Absorption, Reflexion, Transmission
	Faraday'scher Käfig	aktiver magnetischer Schirm		

Tab. 3.1: Übersicht über Feldtypen und deren Abschirmung, c ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und d die maximale Abmessung des Schirms (Quelle: vgl. [26], S. 88, Tab. 3.1)

Material	Zeichen	rel. Permeabilität μ_r	spezifische Leitfähigkeit σ [1/(Ωm)]	Ein- dringtiefe δ/\sqrt{f} [mm]
Aluminium	Al	1	$35.7 \cdot 10^6$	$84.2 \cdot 10^{-3}$
Kupfer	Cu	1	$57.1 \cdot 10^6$	$66.7 \cdot 10^{-3}$

Tab. 3.2: Eigenschaften der zur Schirmung verwendeten Materialien. (Quelle: vgl. [26], S. 229, Tab. 4.1)

ersetzt werden [26]. Das resultierende Feld setzt sich dann aus dem Feld ohne Öffnung und dem Feld der Ersatzdipole zusammen. Der magnetische Dipol ist bei einer runden Öffnung radial ausgerichtet, bei einer rechteckigen Öffnung im schlimmsten Fall parallel zur langen Seite des Rechtecks. Der elektrische Dipol ist senkrecht dazu in Lochrichtung ausgerichtet.

Für Schlitzlängen in der Größenordnung der Wellenlänge wirkt der Schlitz wie ein $\lambda/2$ -Dipol. Wenn von einem äußeren Feld angeregt, strahlt dieser in Resonanz versetzte Dipol in den Schirm ab. Bei ungünstigen Verhältnissen, also wenn die Resonanzfrequenz des Schlitzes gleich der des Hohlraumes ist, verhält sich diese Anordnung wie eine Schlitzantenne. So kann auch eine negative Schirmdämpfung auftreten.

3.1.5 Konstruktion

Für die Abschirmung von statischen elektrischen Feldern ist ein Faraday'scher Käfig am besten geeignet, mit welchem auch elektromagnetische Wechselfelder abgeschirmt werden können. Bei einem Farady'schen Käfig ist eine sehr hohe elektrische Leitfähigkeit erforderlich. Ein elektrodynamischer Schirm profitiert aus einem maximalen Produkt aus elektrischer Leitfähigkeit und Magnetisierbarkeit. Statische magnetische Felder können nur durch einen Schirm mit hoher Permeabilität abgeschirmt werden. Die Verwendung permeabler Materialien ist jedoch durch die Wechselwirkung von Neutronen mit magnetischen Feldern zu vermeiden. Bis auf eine Magnetfeldabschirmung eines Detektors für Polarisationsmessungen wurden keine magnetisierbaren Materialien verwendet. Als Abschirmungsmaterialien wurden aufgrund der guten elektrischen Leitfähigkeit Kupfer und Aluminium verwendet. Die Eigenschaften sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Die Detektor-Elektronik ist durch einen Schrank aus Aluminium gegen Störeinflüsse geschirmt. Aus Platzgründen ist dieser Schrank ca. 4-5 m von der Vakuumkammer entfernt aufgestellt. Die elektrischen Leitungen von der Vakuumkammer zum Elektronikschrank werden durch ein flexibles Aluminiumrohr geführt. Innerhalb der Vakuumkammer sind die Detektorkabel mit einem Geflecht aus Kupfer geschirmt. Die Abschirmung des Detektors besteht aus einer Aluminium-Hülle. Die einzelnen Seitenbleche der quaderförmigen Abschirmung sind mit leitendem Aluminium-Klebeband verbunden.

3.1.6 Abschätzung der Schirmwirkung

Die Abschätzung der Schirmwirkung wurde mit dem erweiterten Impedanzkonzept durchgeführt, welches für schnelle, praktische Abschätzungen entwickelt wurde. Betrachtet werden TEM - Wellen (elektromagnetische Wellen mit transversal zur Ausbreitungsrichtung orientierten E - und H - Feldstärkevektoren), also ebene Wellen im freien Raum. Die Beschreibung basiert auf der Wanderwellenausbreitung auf elektrisch langen Zweidrahtleitungen. Dabei werden die Wellen, wenn sie auf Leitungsdiskontinuitäten treffen, zum Teil reflektiert, transmittiert und absorbiert. Das Gleiche passiert auch, wenn eine ebene Welle auf eine Schirmung quer zur Ausbreitungsrichtung trifft. Mit diesem Modell wird also den Wänden ein Wellenwiderstand zugeordnet.

Das erweiterte Impedanzkonzept berücksichtigt, dass eine Abschirmung meist auch eine Rückwand hat. Dabei kommt es dann zu Resonanzen durch stehende Wellen. Die Abb. 3.2 zeigt die Schirmdämpfung für die Abschirmung des Detektors und des Elektronikschrankes. Die rote Linie zeigt die elektrische Schirmdämpfung. Für kleine Frequenzen ist diese konstant, hierbei wirkt die Abschirmung als Faraday'scher Käfig. Die Lösung ergibt Werte größer als 100 dB. Diese werden in echten Messungen nicht erreicht, weil das Material meist Inhomogenitäten und Störstellen aufweist. Die blaue Linie zeigt die magnetische Schirmdämpfung. Anders als die elektrische Schirmdämpfung ist diese durch die Verwendung von Aluminium als Schirmmaterial bei statischen Magnetfeldern null. Erst bei höheren Frequenzen wird durch Induktion eine Abschirmung erreicht. Das Modell stellt auch Einbrüche der Schirmdämpfung aufgrund von Hohlraumresonanzen dar. Das heißt, es bildet sich eine stehende Welle im Gehäuse. Die Hohlraumresonanzen sind bei den kleinen Abmessungen der Abschirmungen jedoch nicht relevant, weil die Lochkopplung bereits vor diesem Frequenzbereich dominiert. Die Wellenlänge λ einer Resonanz ergibt sich aus dem ganzzahligen Vielfachen der halben Gehäuse-Kantenlänge s .

$$\lambda = (2s/n) \quad (3.2)$$

Detektorabschirmung

Der Detektor ist mit einer Abschirmung aus 1 mm starkem Aluminiumblech gegen Störeinflüsse geschirmt. Die einzelnen Bleche wurden mit elektrisch leitendem Aluminium-Klebeband verbunden. Der Eintrittsschlitz für Neutronen ist nicht abgeschirmt. Die Öffnung ist 110 mm lang und 10 mm breit. Auf der Rückseite des Detektors ist eine weitere Öffnung, welche 90 mm lang und 30 mm breit ist. Diese ist notwendig, weil der Vorverstärker etwas breiter als der Detektor ist. Die elektrischen Anschlüsse sind mit einer Schirmung aus Kupfergeflecht umgeben. Die zur Spülung des Detektors notwendigen Gasschläuche sind aus Metall und daher elektrisch leitend, diese konnten aus Platzgründen nicht geschirmt werden. Außerhalb der Vakuumkammer sind die Gasschläuche aus Kunststoff, sodass dort keine Schirmung notwendig ist.

Die Detektorhülle ist rechteckig mit den Maßen 282x58x115 mm (LxBxH). Die Abschätzung der Abschirmung erfolgte auf zwei Arten. Für kleine Frequenzen erfolgt sie mit dem erweiterten Impedanzkonzept. Die Abbildung 3.2 zeigt die Schirmdämpfung für den Detektorschirm. Die blaue, strichlierte Linie zeigt die magnetische Schirmdämpfung, die rote, strichlierte Linie die elektrische Schirmdämpfung. Als Grundlage für diese Berech-

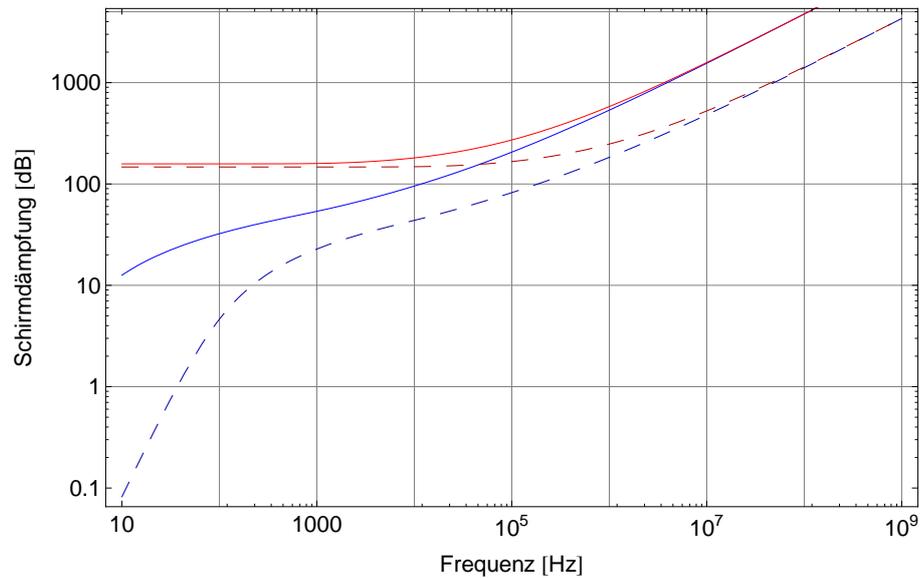


Abb. 3.2: Die roten Linien zeigen die elektrische Schirmdämpfung, die blauen Linien die magnetische Schirmdämpfung für das Aluminiumgehäuse der Detektorelektronik (durchgezogene Linien) und die Detektorabschirmung (strichlierte Linien). Die Berechnung dieser Kurven erfolgte mit dem erweiterten Impedanzkonzept ohne Berücksichtigung der Öffnungen.

nung dient das erweiterte Impedanzkonzept, wobei für den Plattenabstand die kleinste Abmessung des Gehäuses, also 58 mm gewählt wurden. Das entspricht dem schlechtesten Fall, also der kleinsten Schirmdämpfung. Für Frequenzen im MHz-Bereich wird die Lochkopplung aufgrund des Eintrittsschlitzes dominant. Die Abschätzung der Lochkopplung erfolgte mit einer angepassten Formel für Schlitzöffnungen. Hierbei wurde nur der elektrische Teil der Schirmung betrachtet. Der Verlauf der Schirmdämpfung ist auf der linken Grafik in Abbildung 3.3 dargestellt. Die Schirmdämpfung des Detektors ist in einem Bereich von 0 - 1 GHz größer als 20 dB. Das heißt, Störungen werden mindestens um den Faktor 100 reduziert, wobei die Schirmung von magnetischen Feldern erst ab einer Frequenz von 720 Hz größer als 20 dB ist, siehe dazu Abb. 3.2. Eine übersichtliche Darstellung der Frequenzen einiger elektronischer Geräte ist in Abb. 3.4 zu sehen. Der Bereich der wirksamen Abschirmung des Detektors ist in rot eingezeichnet.

Kabelschirmung

Der Detektor benötigt drei elektrische Anschlüsse. Eines dieser Kabel ist ein doppelt geschirmtes Sub-D9 Kabel. Das Kabel ist mit einem Kupfergeflecht und einer Lage Mylarfolie gegen Störeinflüsse geschützt. Das Kabel dient der Spannungsversorgung des Vorverstärkers. Die anderen zwei Kabel sind als Koaxialkabel ausgeführt. Eines ist ein SHV-Kabel (Safe High Voltage) zur Hochspannungsversorgung des Detektors. Das zweite Kabel ist ein BNC-Kabel (Bayonet Neill Concelman), welches als Signalleitung dient.

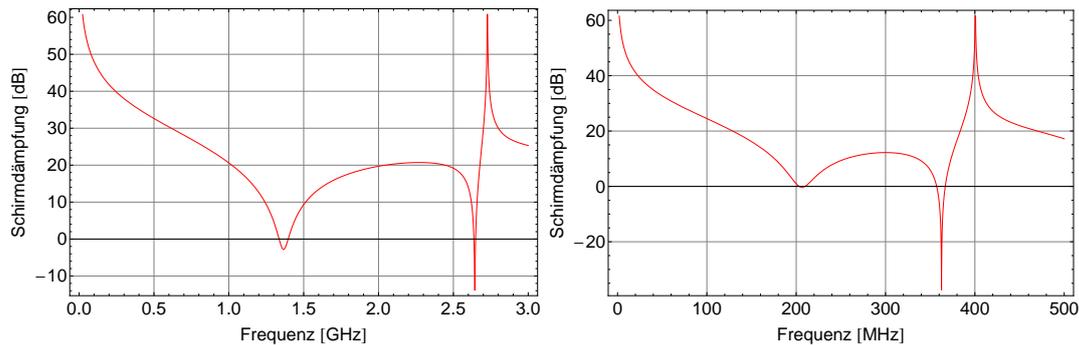


Abb. 3.3: Elektrische Schirmdämpfung für eine rechteckige Schirmung mit Schlitzöffnung. Das linke Bild zeigt die Schirmdämpfung des Detektors, das rechte Bild die Schirmdämpfung des Elektronikschanks.

Die elektrischen Anschlüsse des Detektors werden alle zu einem Strang zusammengeführt und sind im Vakuumgehäuse mit einem Kupfergeflecht umschlossen. Das Geflecht ist mit dem Gehäuseflansch verbunden. Gegenüber des Gehäuses ist der Flansch isoliert. Die Detektorkabel sind außerhalb des Vakuumgehäuses mit einem flexiblen Rohr aus Aluminium geschirmt. Das Rohr ist mit dem Flansch und dem Elektronikschrank fest verbunden. Die Wandstärke des Rohres beträgt 0,1 mm. Die Kabelschirmung ist auf der ganzen Länge geschlossen. Die Schwachstelle der Schirmung ist bei höheren Frequenzen die Lochkopplung an der Detektorabschirmung bzw. dem Elektronikschrank, weshalb die Schirmdämpfung der Kabelschirmung nicht berechnet wurde.

Schirmung der Detektorelektronik

Die Elektronik des Detektors ist mit einem Gehäuse aus verschweißten Aluminiumplatten geschirmt. Die Schwachstelle des Gehäuses ist die Tür, welche keine Hochfrequenzdichtung (HF-Dichtung) hat. Der Tür-Schlitz reduziert die ansonsten sehr gute Schirmung. Anders als bei dem Eintrittsschlitz des Detektors kann dieser Schlitz jedoch bei Bedarf ohne Bedenken abgeschirmt werden. Ohne HF-Dichtung fällt die Schirmdämpfung ab einer Frequenz von 130 MHz unter 20 dB, siehe Abbildung 3.3 rechte Grafik. Die magnetische Schirmdämpfung steigt ab 24 Hz auf über 20 dB, siehe Abbildung 3.2. Die durchgezogene rote Linie zeigt den elektrischen Teil der Schirmdämpfung, die blaue, durchgezogene Linie den magnetischen Anteil der Schirmdämpfung.

3.1.7 Test der Abschirmung

Der Test der Abschirmung wurde mit einem selbstgebauten Lichtbogensender durchgeführt. Der Sender besteht aus zwei runden Kabelschuhen und einer Kunststoff-Beilagscheibe als Abstandhalter. Durch Anlegen einer Hochspannung am Sender wird die Luft rund um die Elektroden ionisiert und infolge dessen kommt es zu Spannungsüberschlägen. Um sicher zu gehen, dass Störungen nicht über die Erde übertragen wurden, kam eine unterbrechungsfreie Stromversorgung (USV) zum Einsatz. Die zur Verfügung stehende USV leitet den Strom im Normalbetrieb direkt weiter, nur bei Unterbrechungen wird auf die Batterie und den Wechselrichter umgeschaltet. Die Tests

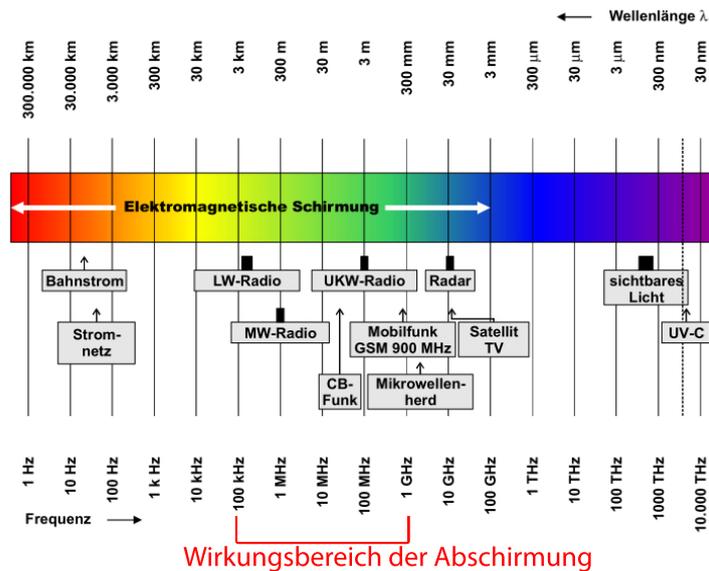


Abb. 3.4: Wirkungsbereich der elektromagnetischen Schirmung des Detektors. (Quelle: vgl. [28])

wurden daher im Akku-Betrieb durchgeführt. In Abb. 3.5 ist ein von einem Neutron erzeugtes Signal (linkes Bild), sowie eine Störung (rechtes Bild) zu sehen. Das gelbe Signal wurde von einem Neutron erzeugt und durch den Vorverstärker in einen Spannungspuls konvertiert. Das magentafarbene Signal zeigt denselben Puls nach dem Hauptverstärker. Das Signal ist bipolar aufgrund der zu kurzen Pulslänge des primären Pulses, siehe Abschnitt 3.2. Die rechte Grafik zeigt ein Störsignal (gelb) das bereits im Bereich des Vorverstärkers eingefangen wurde. Es wird im Hauptverstärker verstärkt und würde in den Auswertungsdaten als drei Ereignisse in kurzer Folge erscheinen. Um Störungen wie diese filtern zu können, wurde ein Filter für Signale in kurzer Folge in der Auswertungssoftware implementiert, siehe 4.3.

3.2 Linearität der analogen Signalverarbeitung

Ein vom Detektor erzeugtes Signal wird im Vorverstärker in einen Spannungspuls konvertiert und verstärkt. Im Hauptverstärker erfolgt die Anpassung auf den Eingangsspannungsbereich des Analog-Digitalwandlers. Eine ausführliche Erklärung ist im Kapitel 2 zu finden. Der Vorverstärker ist eine Eigenentwicklung des Physikalischen Institutes der Universität Heidelberg. Der Vorverstärker VV50-3 erhält die Pulsform, erzeugt jedoch Pulse mit einer sehr kurzen Pulsdauer. Diese Pulse weichen von den Spezifikationen des Hauptverstärkers ab, weshalb ein Test der analogen Signalverarbeitung erforderlich ist.

3.2.1 Test der analogen Signalverarbeitung

Die Überprüfung auf Linearität der analogen Signalverarbeitung wurde mit einem Ortec 419 Pulsgenerator und einem Funktionsgenerator Tektronix AFG 3102 durchgeführt.

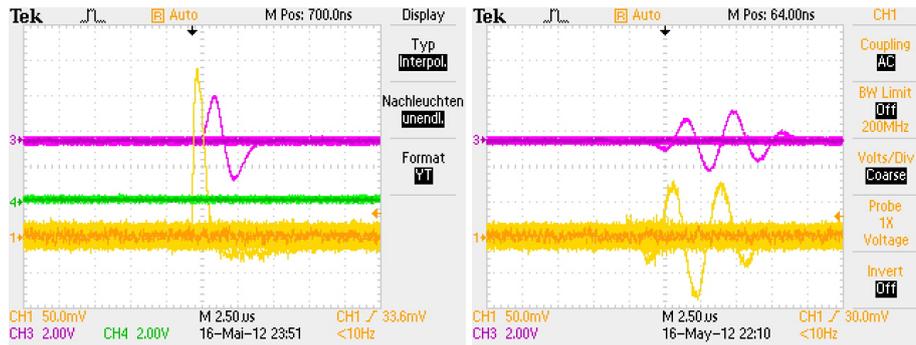


Abb. 3.5: Das linke Bild zeigt ein Signal eines Neutrons nach dem Vorverstärker (gelb) und nach dem Hauptverstärker (magenta). Das rechte Bild zeigt ein Störsignal, das bereits im Bereich des Vorverstärkers eingefangen und durch den Hauptverstärker verstärkt wurde.

Der Test der Kombination VV50-3 und Ortec 571 wurde mit dem Ortec Pulsgenerator durchgeführt. Dieser Pulsgenerator erzeugt einen Spannungspuls. Damit der Vorverstärker getestet werden kann, muss dieser in einen Ladungspuls konvertiert werden. Ein geeigneter Konverter wurde dazu zwischen Pulsgenerator und Vorverstärker geschaltet. Der Hauptverstärker erzeugt aufgrund der kurzen Pulsdauer der Signale statt bipolaren, unipolare Pulse. Die Pulshöhe der Ausgangspulse wächst dabei nicht linear mit der Eingangsspannung der Eingangspulse. In Abb. 3.6 sind zwei Messreihen mit unterschiedlichen Pulsängen zu sehen. Hierbei wurde nur der Hauptverstärker getestet. Pulse mit einer Gesamtlänge von $300 \mu\text{s}$ wurden mit dem Ortec Pulsgenerator, Pulse mit einer Gesamtlänge von $2 \mu\text{s}$ mit dem Funktionsgenerator erzeugt. Form und Pulslänge entsprechen dabei den Pulsen des Vorverstärkers. Auf der X-Achse ist die Pulshöhe des Signals vor dem Hauptverstärker aufgetragen. Die Y-Achse zeigt den Kanal des Analog-Digital Wandlers, der der Signalhöhe nach dem Hauptverstärker entspricht. Die Verstärkung am Hauptverstärker wurde für beide Messungen gleich eingestellt. Für eine Pulslänge von $300 \mu\text{s}$ ist der Zusammenhang zwischen dem Eingangs- und Ausgangspuls des Hauptverstärkers linear und die Verstärkung entspricht dem eingestellten Wert. Bei einer Pulslänge von $2 \mu\text{s}$ tritt eine kleine Abweichung der Linearität auf und die Verstärkung des Hauptverstärkers ist um den Faktor $0,372 \pm 0,006$ geringer als bei der Vergleichsmessung, siehe Tabelle 3.3. Die gefundene Nichtlinearität ist klein und hat keine Auswirkung auf die mit diesem Vorverstärker gemessenen Raten, weil der Hauptverstärker im mittleren Bereich, also im Region of Interest (ROI), annähernd linear arbeitet. Eine Pulsverlängerung bietet den Vorteil einer höheren Verstärkung, womit auch das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert wird. Ebenfalls ergibt sich eine konstante Verstärkung über den gesamten Messbereich und der eingestellte Wert entspricht auch der tatsächlichen Verstärkung. Das ermöglicht eine intuitivere Einstellung des Hauptverstärkers.

3.2.2 Pulsverlängerung am Vorverstärker VV50-3

Der Vorverstärker VV50-3 ist ein ladungssensitiver Vorverstärker. Dieser besteht aus zwei Einheiten, einem Integrierglied und einer Verstärkerstufe [29]. Die Verstärkerstufe besteht aus einem Operationsverstärker (OPV), der als nichtinvertierender Verstärker [30] aufgebaut ist. Ein Integrierglied besteht im einfachsten Fall aus einem OPV und einem Kondensator zwischen dem Eingang und dem Ausgang des OPV's. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 3.7 zu sehen. Die im Detektor deponierte Ladung wird bei einem idealen OPV mit einer unendlichen Eingangsimpedanz am Kondensator gesammelt. Am Ausgang des Integrierers entsteht dabei eine zur gesammelten Ladung proportionale Spannung. Die Herleitung der unten stehenden Gleichung ist z.B in [30] zu finden. Die Signalverstärkung G_u ist eine Kenngröße des Operationsverstärkers.

$$U = \frac{G_u}{C(1 + G_u)} \int I_{Det} dt \quad (3.3)$$

In der Regel ist $G_u \gg 1$, daher kann der Ausdruck vereinfacht werden.

$$U \approx \frac{Q}{C} \quad (3.4)$$

Die Spannung U am Ausgang des Vorverstärkers hängt also von der im Detektor gesammelten Ladung Q und der zum Operationsverstärker parallelen Kapazität C ab. Der durch den Strom des Detektors geladene Kondensator wird durch den zum Kondensator parallelen Widerstand entladen. Die Pulsdauer τ ergibt sich damit aus dem Produkt des Widerstands und der Kapazität.

$$\tau = C \cdot R \quad (3.5)$$

Realisierung

Die Anpassung der Integrationszeit und damit der Pulsdauer erfolgt durch die Anpassung des zum Integrierglied parallelen Widerstandes. Dieser ist in Abb. 3.7 strichliert dargestellt. Die Standardkonfiguration sieht eine Integrationszeitkonstante von 300 ns vor, mit einer Kapazität von 1 pF und einem Widerstand von 300 k Ω . Durch die Änderung des Widerstandes auf 20 M Ω kann eine Zeitkonstante von 20 μ s erreicht werden. Dazu muss jedoch die Verstärkerstufe an die längere Pulsdauer angepasst werden. Die Abstimmung der einzelnen Komponenten ist nicht trivial. Schlecht abgestimmte Bauteile führen zu einem ungewollten, schwingenden Verhalten des Vorverstärkers. Nach Anpassung aller Komponenten konnte eine gesamte Pulslänge von 10 μ s erreicht werden. Der Hauptverstärker Ortec 570 ist spezifiziert für Pulse mit einer "rise time", also der Zeit, in der der Puls von 10 % auf 90 % der Maximalhöhe ansteigt, von 10-650 ns und einer "decay time", also der Zeit in der der Puls von 90 % auf 10 % der Maximalhöhe fällt, ab 40 μ s. Für den Test auf Linearität wurde der Puls des Vorverstärkers mit dem Funktionsgenerator erzeugt, wobei die Form und Pulslänge an die des Vorverstärkers angepasst wurde. Die Abb. 3.8 zeigt den Vergleich dieser Messung mit einer Messung mit dem Normpuls des Ortec Pulsgenerators. Beide an die Messdaten angepassten Ausgleichsgeraden ergeben ein R^2 von 0,9999 und die Verstärkung des 10 μ s langen Pulses weist 99 % der Verstärkung des Normpulses auf, siehe Tabelle 3.3.

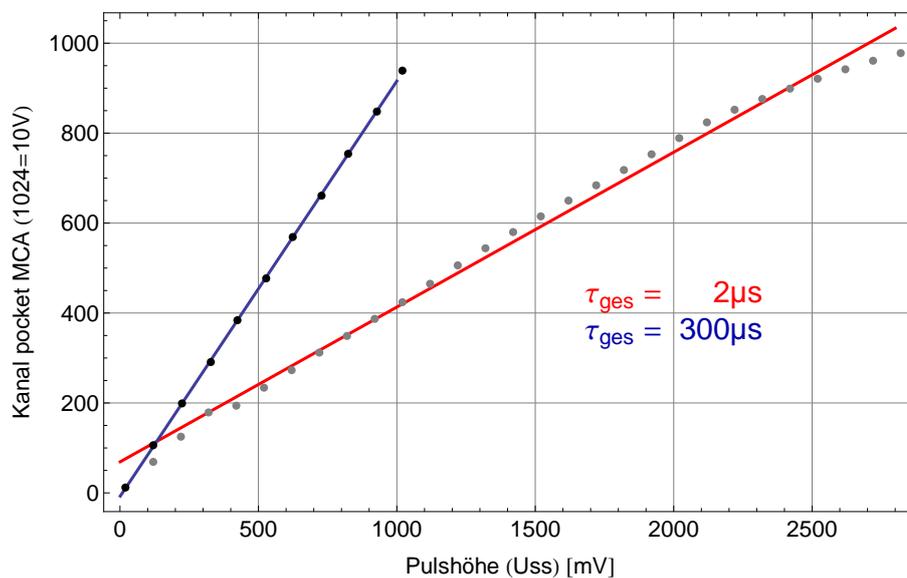


Abb. 3.6: Bestimmung der Verstärkung des Hauptverstärkers für unterschiedliche Puls­längen. Bei gleichen Einstellungen des Hauptverstärkers ist eine nicht über den gesamten Messbereich lineare und im Vergleich zum Normpuls wesentlich geringere Verstärkung erkennbar.

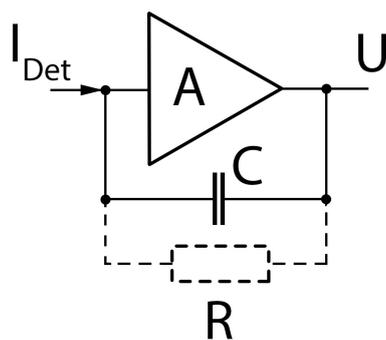


Abb. 3.7: Vereinfachte Darstellung eines ladungssensitiven Vorverstärkers. Der strichliert dargestellte Widerstand bestimmt die Integrationszeitkonstante.

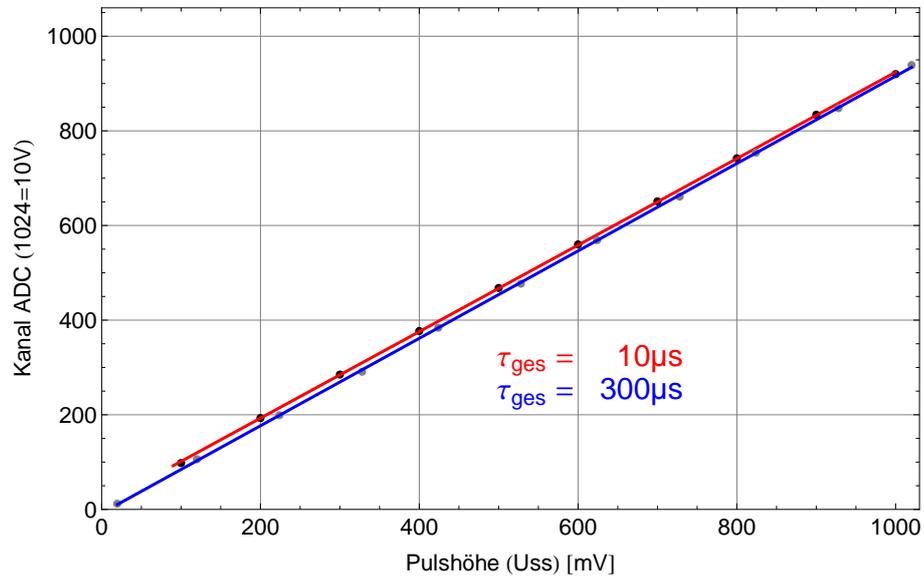


Abb. 3.8: Vergleich der Verstärkung des Hauptverstärkers bei unterschiedlichen Pulslängen. Der Puls mit einer Gesamtlänge von $10\mu\text{s}$ entspricht dem Puls des Vorverstärkers nach der Pulsverlängerung. Die Verstärkung des verlängerten Pulses ist linear über den gesamten Messbereich und entspricht 99 % der Verstärkung des Normpulses ($300\mu\text{s}$).

Puls- länge	Fitfunktion $F(x)$	R^2	Verstärkung bezogen auf Normpuls ($300\mu\text{s}$)
$2\mu\text{s}$	$(68,95 \pm 9,51) + (0,3443 \pm 0,0056) \cdot x$	0,9926	$0,372 \pm 0,006$
$10\mu\text{s}$	$(10,00 \pm 1,48) + (0,9142 \pm 0,0024) \cdot x$	0,9999	$0,990 \pm 0,004$
$300\mu\text{s}$	$(-7,06 \pm 1,68) + (0,9237 \pm 0,0027) \cdot x$	0,9999	1

Tab. 3.3: Übersicht der Fitfunktionen der in den Grafiken Abb. 3.6 und 3.8 gezeigten Ausgleichsgeraden.

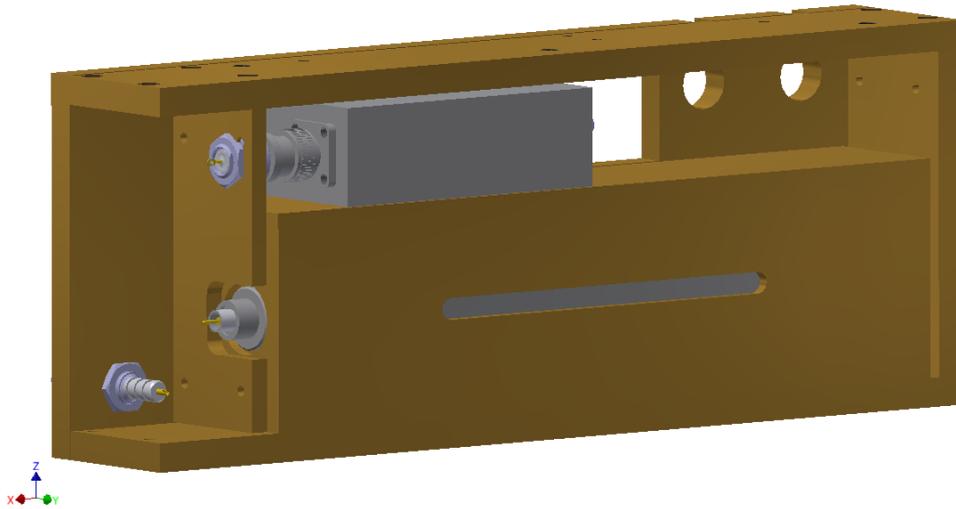


Abb. 3.9: Design des Detektorgehäuses. Das Gehäuse ist auf einer Seite offen abgebildet. Zwischen den elektrischen Durchführungen wird ein RC-Glied eingelötet. Der Vorverstärker ist in grau abgebildet.

3.3 Detektorgehäuse

Ein wichtiger Punkt in der Weiterentwicklung des Detektorsystems ist die Integration des Vorverstärkers in ein neues Detektorgehäuse. Damit werden parasitäre Kapazitäten reduziert. Durch den Wegfall unnötiger Kabel und Steckverbindungen wird das System robuster. Das Detektorgehäuse verbessert die Neutronen-Abschirmung sowie die Schirmwirkung gegen Gamma-Strahlung. Abb. 3.9 zeigt die Realisierung des Gehäuses.

Anforderungen an das Design

- Die Verbindung des Detektors mit dem Gehäuse sollte nur durch Klemmung erfolgen. Damit ist keine Änderung am Detektor notwendig.
- Das Gehäuse soll plan mit der Vorderseite des Detektors abschließen.
- Das RC-Glied und der Vorverstärker müssen im Gehäuse integriert werden.
- Es dürfen keine magnetisierbaren Materialien verwendet werden.
- Das verwendete Material soll eine gute elektrische Leitfähigkeit und dabei eine möglichst hohe neutronenabschirmende Wirkung aufweisen. Daher ist das Gehäuse aus Messing gefertigt.

Reduktion der parasitären Kapazitäten

Das thermische Rauschen ist eine intrinsische Eigenschaft eines jeden Materials und ist daher auch nicht vermeidbar. Die Auswirkungen auf die Messung der Signale können jedoch reduziert werden. Entscheidend hierfür ist die Trennbarkeit des elektronischen

Rauschens von den zu detektierenden Signalen. Die Größe, die diesen Sachverhalt beschreibt, ist der Rauschabstand. Dieser gibt das Verhältnis der durch eine bestimmte Energie erzeugten Ladungsträger zur Anzahl der Rauschladungen an. Dazu kann die Rauschspannung in eine äquivalente Rauschladung umgerechnet werden, welche proportional zur Wurzel der Kapazität des Detektors und der parasitären Kapazitäten ist, vgl. [30]. Die Kapazität des Detektors ist als gegeben hinzunehmen, alle weiteren Kapazitäten können jedoch auf ein Minimum reduziert werden. Durch Integration des Detektors, des RC-Gliedes und des Vorverstärkers in das Detektorgehäuse werden unnötige Steckverbindungen und Kabel vermieden. Durch die Erhöhung des Rauschabstandes kann der Bereich des relevanten Spektrums weiter zu kleineren Energien ausgedehnt werden. Dadurch ist eine Effizienzsteigerung des Detektors möglich.

3.4 Digitale Signalverarbeitung

Für die Durchführung des in Kapitel 2 vorgestellten Experiments ist mehr als eine reine Aufzeichnung der Detektordaten erforderlich. Für die Auswertung müssen Daten aus der Umgebung mitberücksichtigt werden. Die wichtigste Information ist die Turbinenstellung, welche die Unterscheidung von Untergrund- und Neutronen-Messung möglich macht. Eine zeitaufgelöste Datenaufzeichnung ermöglicht die Filterung von Ereignissen mit anormaler Zeitfolge. Ebenso muss eine womöglich tagelange Messung bei Störung oder Reaktorabschaltung nicht komplett verworfen werden. Das Ereignis kann mit den aufgezeichneten Daten rekonstruiert werden, die Auswertung erfolgt dann nur für davon nicht beeinflusste Daten. So kann die aufgrund der geringen Neutronenrate so wichtige Messzeit maximal genutzt werden und eine Beeinflussung der Messdaten durch Störungen weitestgehend ausgeschlossen werden. Neben der vollständigen Datenaufzeichnung ist auch eine einfache und schnelle Auswertung der Daten erforderlich. Damit können mögliche Fehler einzelner Systeme schnell erkannt und beseitigt werden. Dazu bedarf es einer guten Aufbereitung der Daten und der damit abgespeicherten Informationen. Im Weiteren wird eine Realisierung dieser Anforderungen anhand des Analog-Digitalkonverters, des quadADCs ausgeführt.

Hardware

Die Anforderungen des Experiments werden vom Analog-Digitalwandler der Firma Itech sehr gut erfüllt. Dabei geht es um die Messung und Datenaufzeichnung aller für die Auswertung relevanten Informationen mit einem einfachen, ausgereiften und robusten System. Der quadADC der Firma Itech Instruments besteht aus vier 16-Bit Analog-Digitalwandlern (ADCs). Es können unipolare Signale von 0-10 V Eingangsspannung verarbeitet werden. Die interne Uhr ermöglicht eine zeitaufgelöste Signalauswertung mit einer Auflösung von 0,5 μ s. Tabelle 3.4 zeigt die wichtigsten Eigenschaften des quadADCs zusammengefasst. Jeder der vier ADCs hat einen Signal-, einen Totzeit- und einen Gate-Eingang. Mit dem Totzeit- oder Busy-Eingang kann die Totzeit des Detektors berücksichtigt werden. Unter der Totzeit des Detektors versteht man eine kurze Zeitspanne, in der der Detektor inaktiv ist. Damit kann die Zeitmessung auf die aktive Zeit des Detektors korrigiert werden. Der Gate-Eingang erlaubt die zusätzliche Abspeicherung einer binären Größe zu jedem Signal, zum Beispiel die Turbinenposition am

Eigenschaften des quadADCs	
Auflösung 16-Bit ADC:	65536 Kanäle
zeitl. Auflösung:	0,5 μ s
Eingangsspannung:	unipolar 0-10 V
max. Rate / ADC:	> 100.000 cnts/s
Anschlüsse / ADC:	Signal-, Gate- und Totzeit-Eingang
Erweiterung / ADC:	zus. Gate- und Trigger-Eingang

Tab. 3.4: Tabelle mit den wichtigsten Eigenschaften des quadADCs.

PF2. Die Standardkonfiguration des quadADCs kann durch zusätzliche Module erweitert werden. Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde ein Modul angefertigt, sodass ein weiterer Gate- und ein Trigger-Eingang pro ADC genutzt werden können. Dieser Eingang erlaubt eine Bestimmung der Flugzeit und damit eine energie- und impuls aufgelöste Messung. Abgesehen vom Signal-Eingang sind alle Eingänge des quadADCs für TTL-Signale (Transistor-Transistor-Logik-Signale) ausgelegt. TTL-Signale ergeben bei einer Spannung von $< 0,8$ V den Wert null, und bei einer Spannung > 2 V den Wert eins. Am Gate-Eingang wird der Status eines TTL-Signals gemessen und wie bereits erwähnt, als binäre Zahl bei jedem Signal in die Rohdaten geschrieben. Das Gehäuse ist ein doppeltes NIM-Modul (Nuclear Instrumentation Standard-Modul). Der quadADC kann über USB oder Ethernet mit dem Messrechner verbunden werden. Über ein Sub-D 37 Kabel wird das zusätzliche NIM-Modul der Gate- und Trigger-Erweiterung angeschlossen.

3.4.1 Software

Die Einzigartigkeit des Experiments bedingt eine eigene, speziell dafür angepasste Software. Die mitgelieferte Software „Interwinner“ ist für spektroskopische Anforderungen gut geeignet, für die Auswertung des qBounce-Experimentes jedoch nur bedingt einsetzbar. So wird damit der quadADC konfiguriert und das gewonnene Spektrum angezeigt. Eine darüber hinausgehende Datenverarbeitung und Auswertung erfolgt mit dem Programm „decode“. Aufbauend auf dem von Itech zur Verfügung gestellten Interpretations-Code, ist ein vielseitiges Programm zur vorläufigen Analyse, Filterung und Aufbereitung der Daten entstanden.

Decode

Das Programm ist so geschrieben, dass es unabhängig von der Datengröße der Rohdaten arbeitet. Diese können bei langen Messungen schnell auf einige Gigabyte anwachsen. Die eigentliche Aufgabe des Programms ist es, die Rohdaten für jeden Eingang und für jede aufgetretene Gatekombination zu histogrammieren und die Messzeit für Untergrund- und Neutronenmessung zu bestimmen sowie auch die wichtigsten Informationen, wie die

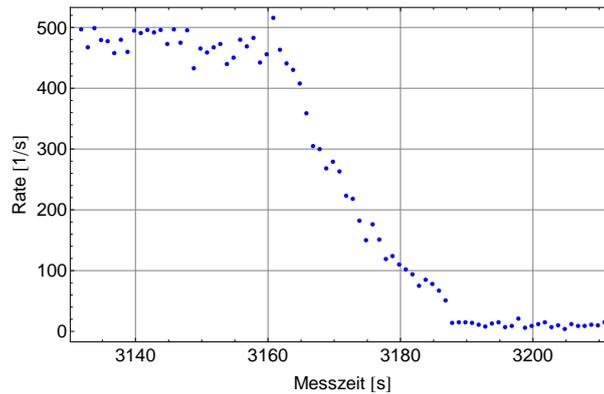


Abb. 3.10: Abgebildet ist der Verlauf der Rate des Strahlmonitors bei einer außerplanmäßigen Abschaltung des Reaktors.

gemessenen Raten und Fehler der Raten direkt auszugeben. Dabei sollen die getroffenen Einstellungen, z.B. ROI-Bereich oder Filter, sofort auf die Daten angewandt werden. Die Daten können nach Ereignissen in kurzer Folge, wie z.B. Störsignale durch externe Quellen oder durch Hochspannungsüberschläge im Detektor, gefiltert werden. Im Abschnitt 4.3 wird auf diese Filteroption näher eingegangen und Ergebnisse des Filters präsentiert. Eine weitere Option ermöglicht eine einfache Auswertung der Zeit zwischen den einzelnen Messintervallen, um eine ausreichende Zeit zur Stabilisierung der Raten sicherzustellen. Die Option „Liverate“ ermöglicht die Suche nach Störungen in den Raten. Hierbei werden die Raten in einstellbaren Intervallen ausgegeben. Abb. 3.10 zeigt eine Anwendung dieser Option. Hierbei handelt es sich um eine außerplanmäßige Abschaltung des Reaktors. Innerhalb von 27 Sekunden fiel dabei die Rate des Strahlmonitors von rund 474 auf 10 cnts/s.

Rohdaten

Die Rohdaten werden als binäre 32-Bit-Datenpakete abgespeichert [31]. Die Datei enthält einen 32-Byte Header, der im Wesentlichen die Kennung des Gerätes, die Systemzeit der Dateierstellung und die Firmware des Gerätes beinhaltet. Das 32. Bit ermöglicht die Unterscheidung eines gemessenen Events von einem der anderen möglichen quadADC Events. Wenn das 32. Bit null ist, ist es ein gemessenes Event. Die restlichen 31 Bits ergeben sich aus einem 11-Bit-Zeitstempel, zwei Bits für den Input, 2 weiteren Bits für die Gate-Stellung beider Gates und 16 Bits für den Kanal. Die 11 Bits des Zeitstempels können bei einer Zeitauflösung von $0,5 \mu\text{s}$ maximal $1024 \mu\text{s}$ abdecken. Nach $1024 \mu\text{s}$ erfolgen daher zwei Clock-Events. Ein Clock-Event überträgt die Totzeit für zwei ADCs. Die 32 Bits bestehen aus 4-Bit-Kennung des Events, 12-Bit-Totzeit des ersten ADCs, 4-Bit-Real-Time (finden keine Verwendung) und weitere 12-Bit-Totzeit des zweiten ADCs. Die Bitbelegung der Datenpakete ist in Tabelle 3.5 angegeben. Diese drei Rohdatentypen waren für die Strahlzeit 3-14-305 ausreichend.

B31=0: Event

	0	Timestamp	Input	Gate1	Gate2	Kanal	
Anzahl der Bits:	1	11	2	1	1	16	

B31=1 B30=0 B29=0 B28=0: Clock-Event

	1 0 0 0	Dead-Time ADC 1	Real-Time	Dead-Time ADC 2	
Anzahl der Bits:	4	12	4	12	

B31=1 B30=0 B29=0 B28=1: Second Clock-Event

	1 0 0 1	Dead-Time ADC 3	Real-Time	Dead-Time ADC 4	
Anzahl der Bits:	4	12	4	12	

Tab. 3.5: Rohdaten des quadADCs, wenn das 32. Bit null ist, ist es ein Event. Die beiden Clock-Events treten alle 1024 μ s auf. Es gibt weitere Rohdaten z.B. bei einem Trigger-Event, welche bisher aber nicht benötigt wurden. (Quelle: vgl. [31], S. 15)

Kapitel 4

Charakterisierung des Detektor-Systems

In diesem Kapitel wird eine umfassende Charakterisierung des Detektors präsentiert. Zu Beginn wird eine Überprüfung der Zeitmessung mit Erklärung eines aufgetretenen Problems diskutiert. Im Anschluss erfolgt eine Analyse der Übergangszeit zwischen den Messintervallen Neutronen- auf Untergrund-Messung und umgekehrt. Der Abschnitt Burstfilter liefert eine Untersuchung der detektierten Ereignisse nach Störungen. Am Ende des Kapitels wird die Analyse der Stabilität der Peakpositionen des Detektor präsentiert.

4.1 Neutronen-/ Untergrund-Zeitmessung

Der quadADC hat vier ADCs. Jeder der ADCs hat einen Signal-, einen Busy- und zwei Gate-Eingänge. Die gesamte Messzeit ergibt sich aus der Anzahl der alle 1024 μs auftretenden Clock-Events. Für die Bestimmung der Neutronen- und Untergrund-Messzeit sind zwei ADCs erforderlich. Die Neutronen- bzw. Untergrund-Messzeit ergibt sich aus der Gesamtzeit minus der Totzeit des ADCs. Die Totzeit setzt sich aus der Totzeit zusammen, die bei jedem Event am ADC auftritt und der Totzeit, die gezählt wird, wenn am Busy-Eingang ein Gate anliegt. Dieses Gate-Signal wurde so gesetzt, dass nur während der Neutronen- bzw. Untergrund-Messung kein Gate am Busy-Eingang anliegt. Die Turbinengates werden von einem programmierbaren Gategenerator am PF2 abgegriffen. Tabelle 4.1 zeigt die Gate-Stellung des Gate-Generators und die Verwendung der TTL-Signale am quadADC. Bei den ersten Testmessungen in der Stahlzeit 3-14-305 ist ein Problem mit dieser Zeitmessung aufgetreten. Der Gate-Generator am PF2 setzt die Gates nach einem vollständigen Durchlauf eines Zyklus, also Übergangszeit, Neutronen-Messzeit, Übergangszeit, Refresh, Untergrund-Messzeit, im Refresh neu und verliert daher das Gate-Signal für ca. 0,6 s. Das Problem ist durch eine logische Invertierung des Gates für Neutronen-Messung behoben worden. Die Überprüfung der Zeit-Messung mit einem Ortec-Counter ergab auf μs Niveau keine Abweichung der Zeitmessung.

4.2 Übergangszeit

Die Konstruktion des Instruments PF2 mit der zeitlichen Aufteilung des UCN-Strahls auf 3 Experimentierplätze erlaubt die Neutronen-Messung nur in Intervallen. In der Zeit zwischen den Neutronen-Messintervallen wird Untergrund gemessen. Der Übergang zwischen den Messintervallen wird hier für den Strahlmonitor und den Experiment-Detektor näher untersucht.

PF2 Gate-Generator			qaudADC			
Gate	S2	S3	1(=S2 inv.)	2(=S3)	UCN Busy	Unt. Busy
UCN	1	1	0	1	0	1
Übergang	0	1	1	1	1	1
Refresh	0	0	1	0	1	0
Untergrund	0	0	1	0	1	0
Übergang	0	1	1	1	1	1

Tab. 4.1: Gate-Steuerung PF2, Das Gate S2 wird vor dem quadADC logisch invertiert

Der UCN-Strahlplatz ist wie in Abschnitt 2.1.2 erläutert aufgebaut. In der Übergangszeit muss das Strahlrohr der Turbine auf den gewählten Experimentierplatz ausgerichtet und der Experiment-Shutter geöffnet werden, sodass Neutronen gemessen werden können. Die Übergangszeit wird so gewählt, dass die Messung erst mit einer stabilen Rate beginnt. Die Messungen bestehen aus periodischen Abfolgen von Messintervallen:

- Dem Neutronen-Messintervall, dieses ist meist 190 s lang.
- Dem Übergang von Neutronen- auf Untergrund-Messintervall, hierfür wurden 12 s gewählt.
- Das Untergrund-Messintervall weist eine starke Schwankung in der Länge auf, meist ist dieses jedoch 128,6 s und länger.
- Für den Übergang Untergrund- auf Neutronen-Messintervall wurde 10 s gewählt.

Jedes dieser Messintervalle wurde in 0,1 s Schritte unterteilt. Damit kann ein zeitlicher Verlauf der Raten visualisiert werden. Die Intervalle sind für jede Messung zusammengefasst und alle Messungen mit Messintervalllängen, wie vorher angeführt, wurden wiederum zusammengefasst, sodass ein Verlauf der globalen Rate erhalten wird. Der Verlauf der Rate des Experiment-Detektors für die beiden Übergangs-Intervalle ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Rate ist bereits nach ca. 2 Sekunden auf dem Niveau der globalen Rate des Messintervalls nach dem Übergang. Daher kann die Übergangszeit für den Experiment-Detektor, wie man es auch mit dem Geschwindigkeitsspektrum der Neutronen erwarten würde, als ausreichend angenommen werden.

Der Strahlmonitor ist an einem Spalt zwischen zwei Neutronenleitern angeflanscht. Neutronen können daher nur über Mehrfach-Reflexionen den Strahlmonitor erreichen. Abbildung 4.2 zeigt den Verlauf der Rate der Übergangs-Intervalle, in blau dargestellt, der Verlauf der nachfolgenden Messintervalle ist in rot dargestellt. Die y-Achse der linken Abbildung wurde logarithmisch aufgetragen. Die orangen Linien zeigen die globalen Raten der nachfolgenden Messintervalle. In beiden Fällen ist die Übergangszeit nicht ausreichend lange gewählt, sodass eine vollständige Annäherung des Verlaufs der Rate an die globale Rate des Messintervalls erst im Messintervall erfolgt. Daraus entsteht ein systematischer Fehler der Raten der Messintervalle für den Strahlmonitor. Abbildung 4.3 und 4.4 zeigen Ausschnitte der Übergänge und die Fitfunktion an den Verlauf der

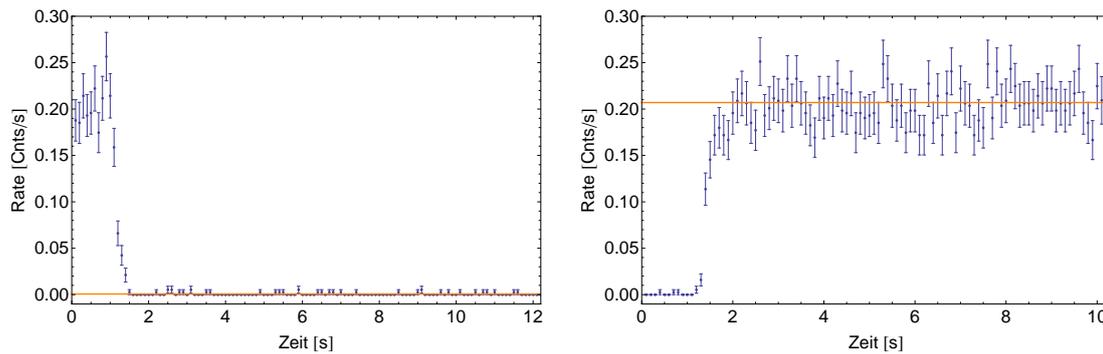


Abb. 4.1: Verlauf der globalen Rate des Experiment-Detektors während des Überganges Neutronen- auf Untergrund-Messung (linkes Bild) und Untergrund- auf Neutronen-Messung (rechtes Bild). Die orangenen Linien zeigen die globalen Raten der nachfolgenden Messintervalle.

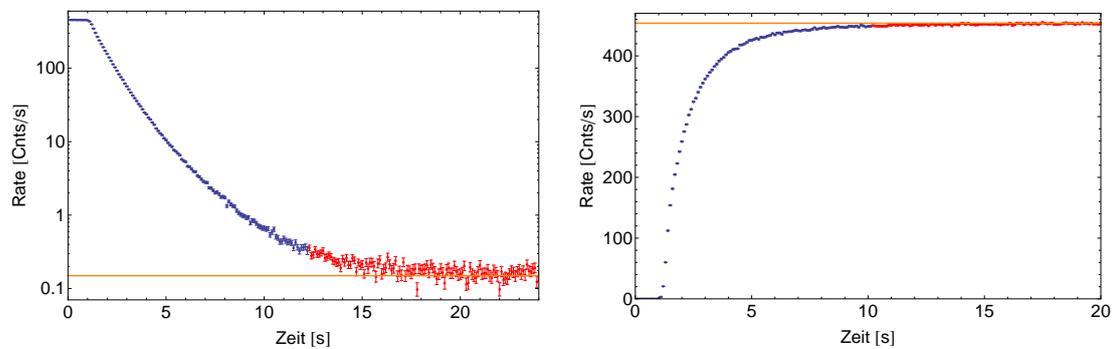


Abb. 4.2: Verlauf der globalen Rate des Strahlmonitors während des Überganges Neutronen- auf Untergrund-Messung (linkes Bild) und Untergrund- auf Neutronen-Messung (rechtes Bild). Die blauen Messpunkte kennzeichnen die Übergangintervalle, die roten Messpunkte die Messintervalle. Die orangenen Linien zeigen die globalen Raten der nachfolgenden Messintervalle.

Rate. Der relative Fehler der Neutronen-Rate ergibt sich zu $1,547 \cdot 10^{-4}$ und jener der Untergrund-Rate zu $1,126 \cdot 10^{-2}$. Damit ergibt sich die globale Rate des Strahlmonitors mit Berücksichtigung der Messungen mit diesen Messintervallzeiten zu den in Tabelle 4.2 angegebenen Werten. Eine Korrektur dieses systematischen Fehlers ist jedoch durch Beschneiden der Messzeiten für den Strahlmonitor möglich.

4.3 Burstfilter

Die zeitaufgelöste Signalaufzeichnung des quadADCs ermöglicht eine Filterung von Störsignalen, die in kurzer Folge auftreten. Diese können zum Beispiel durch Hochspannungsüberschläge oder durch äußere Störeinflüsse entstehen. Zusätzlich hat sich gezeigt, dass der quadADC bei Signalen mit einer Spannung von 10 V und größer eine interne Reflexion aufzeichnet. Daher wurde ein Filter für Signale mit kurzer Folge programmiert. Implementiert ist der Filter in der Auswertungssoftware. Für jedes Signal auf einem

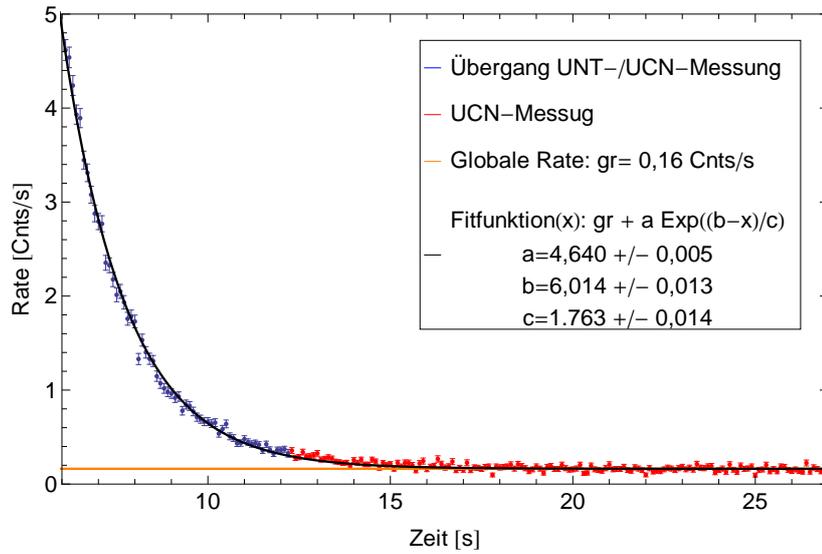


Abb. 4.3: Dieser Ausschnitt aus der Abbildung 4.2 (linkes Bild) zeigt den Verlauf der Rate beim Übergang zwischen zwei Messintervallen. Am Beginn der Untergrundmessung ist die Rate noch nicht am Untergrund-Niveau, daher ergibt sich ein systematischer Fehler auf die Rate der Untergrundmessung.

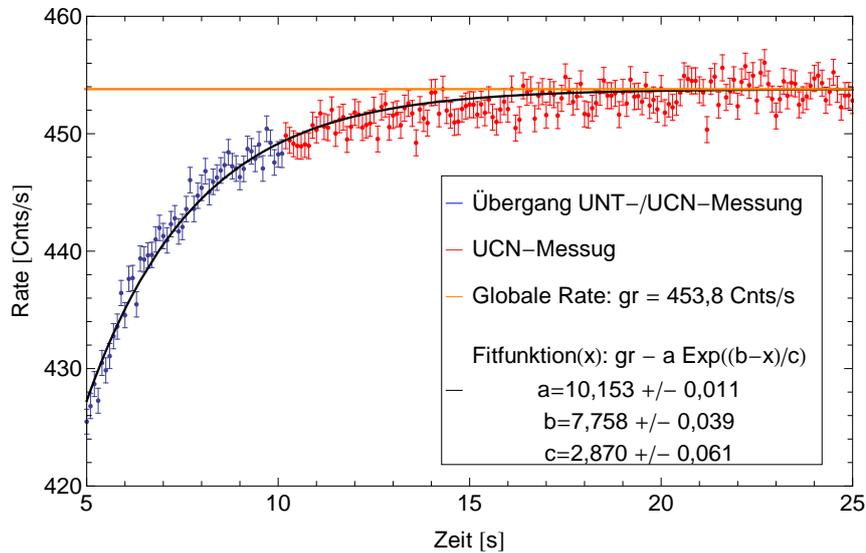


Abb. 4.4: Dieser Ausschnitt aus der Abbildung 4.2 (rechtes Bild) zeigt den Verlauf der Rate beim Übergang zwischen zwei Messintervallen. Am Beginn der Neutronen-Messung ist die Rate noch nicht auf dem Niveau der globalen Rate, daher ergibt sich ein systematischer Fehler auf die Neutronen-Rate.

Bezeichnung	gem. Rate	Systematischer Fehler	Statistischer Fehler
UCN-Rate =	453,798	+ 0,070	$\pm 0,025$
UNT-Rate =	0,1629	- 0,0018	$\pm 0,0007$

Tab. 4.2: Globale Neutronen- und Untergrund-Rate des Strahlmonitors.

Eingang wird der Zeitstempel mit dem Zeitstempel des nachfolgenden Signals verglichen. Ist die Zeitdifferenz kleiner als ein definierter Schwellenwert, werden die Signale im Spektrum nicht berücksichtigt und können zur Auswertung in eine eigene Datei ausgegeben werden. Das Spektrum der aufgezeichneten Signale setzt sich aus elektronischem Rauschen, Neutronen und Störungen zusammen. Die Neutronen erzeugen ein Spektrum, das in einem bestimmten Energiebereich auftritt. Bei kleineren Energien ist das elektronische Rauschen dominant, bei höheren Energien gibt es eine markante Häufung, die Ursache wird im Laufe dieses Abschnitts diskutiert. Der Burstfilter kann bei allen Signaleingängen angewendet werden. Die Rate des Strahlmonitors ist jedoch mit > 450 cnts/s sehr hoch, dabei würden auch viele statistische Ereignisse gefiltert werden. Daher wurde der Burstfilter für diese Auswertung nur auf den Experiment-Detektor angewandt.

4.3.1 Wahrscheinlichkeit und Poissonverteilung

Ein Bernoulli-Experiment hat zwei Ausgänge z.B. wahr oder falsch, Detektion oder keine Detektion. Eine zufällige Aneinanderreihung von Bernoulli-Experimenten, also Neutronen, die in zufälliger Abfolge im Reaktor erzeugt und im Detektor detektiert werden, können durch folgende Verteilungen beschrieben werden. Die Zeit zwischen zwei Ereignissen ist exponentialverteilt und die Raten der Ereignisse weisen eine Poissonverteilung auf. Das elektronische Rauschen ist ebenfalls zufällig und unterliegt denselben Verteilungen. Damit kann die Wahrscheinlichkeit P berechnet werden, k Ereignisse in einem Intervall zu erhalten, wenn die mittlere Rate λ bekannt ist. Die mittlere Rate in einem Intervall ergibt sich aus der mittleren Rate λ multipliziert mit der Intervallzeit $t_{\text{Intervall}}$. Die Anzahl der Intervalle in einer Messung $\tilde{t}_{\text{Messung}}$ ergibt sich aus der Messzeit t_{Messung} und ebenfalls aus der Multiplikation mit der Intervallzeit. Damit kann die mit der Anzahl an Intervallen gewichtete Wahrscheinlichkeit $\bar{P}(k)$ berechnet werden.

$$P(k) = \frac{\lambda^k}{k!} \cdot e^{-\lambda} \quad (4.1)$$

$$\tilde{\lambda} = \lambda \cdot t_{\text{Intervall}} \quad (4.2)$$

$$\tilde{t}_{\text{Messung}} = t_{\text{Messung}} \cdot t_{\text{Intervall}} \quad (4.3)$$

$$\bar{P}(k) = \sum_i P(k, \tilde{\lambda}(i)) \cdot \frac{\tilde{t}_{\text{Messung}}(i)}{\sum_j \tilde{t}_{\text{Messung}}(j)} \quad (4.4)$$

In der folgenden Diskussion wurde der komplette Datensatz der Strahlzeit 3-14-305 verwendet. Die Rate der Neutronen in der ROI (Region of Interest) ist je nach Aufbau des

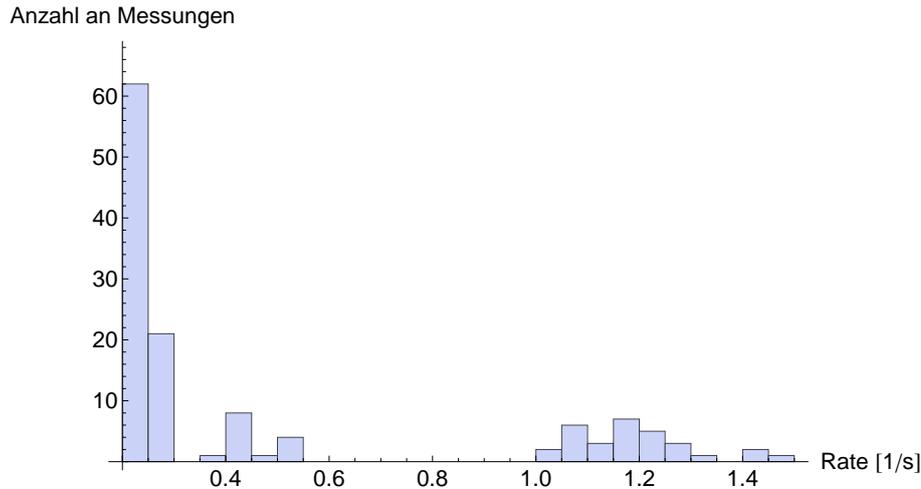


Abb. 4.5: Verteilung der Raten bei Neutronen-Messungen, Raten $> 1,5$ cnts/s wurden nicht berücksichtigt

Setups von 10^{-3} cnts/s bis 1 cnts/s. Zusätzlich ergibt sich ein Anteil des elektronischen Rauschens an der Gesamtrate. Die Rate über alle Kanäle wurde daher auf Messungen beschränkt, bei denen die Gesamtrate $<$ als 1,5 cnts/s ist. Messungen mit höheren Raten dienen nur zu Einstellungszwecken und werden in der Auswertung nicht berücksichtigt. Als Schwellenwert für den Burstfilter wurden 100 μ s gewählt. Die mit der Anzahl an Intervallen aller Einzelmessungen gewichtete Wahrscheinlichkeit, dass Ereignisse zwei bis acht mal in 100 μ s auftreten, sowie die statistische Häufigkeit des Auftretens für die gesamte Messzeit und die tatsächlich gefilterten Ereignisse sind in Tabelle 4.3 aufgelistet. Die Angabe der gefilterten Ereignisse bezieht sich nur auf Bursts mit Burstlängen $<$ 100 μ s.

Das Pulshöhenspektrum ist in Abbildung 4.6 für alle Bursts unabhängig von der Burstlänge abgebildet. Die Anzahl der Ereignisse ist logarithmisch aufgetragen. Der letzte Pin ist stark erhöht und rührt aus einer Unzulänglichkeit des ADCs. Die Bursts, die aufgrund der zu großen Pulshöhen entstanden sind, werden im Weiteren herausgefiltert. Ein Histogramm der Burst-Längen ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Die Burst-Länge bezieht sich auf Ereignisse in 100 μ s (Cyan) bzw. Ereignisse in 200 μ s (Gelb). Die statistische Häufigkeit für drei und mehr Ereignisse in 100 μ s bzw. in 200 μ s ist in der Größenordnung von 10^{-4} bzw. 10^{-3} , daher kann davon ausgegangen werden, dass diese Bursts Störungen sind und gefiltert werden müssen. Für zwei Ereignisse in dem gewählten Intervall ist die statistische Häufigkeit bei rund 29 Ereignissen, das heißt 58 Signalen. Die gesamte Anzahl an Signalen beträgt 909.663, die statistisch gefilterten Signale entsprechen daher $6,4 \cdot 10^{-3}$ % aller Signale. Alle 675 gefilterten Signale entsprechen $8,4 \cdot 10^{-2}$ % aller Signale.

Das resultierende Spektrum, ohne große Signale ist in der Abbildung 4.8 zu sehen. Blaue Balken sind außerhalb des ROI und rote Balken sind im ROI, welcher von Kanal 180 bis 920 reicht. Das elektronische Rauschen ist im unteren Bereich gut sichtbar. Der Bereich von Kanal 180 bis 920 weist lediglich zehn Ereignisse auf. Hierbei handelt es sich um Bursts mit jeweils zwei Ereignissen, dabei besteht die Möglichkeit, dass es sich um statistische Ereignisse handelt. Die 10 Ereignisse im ROI entsprechen $3,31 \cdot 10^{-6}$ % aller

Anzahl an Ereignissen in 100 μs (* 200 μs)	2	3	4	5	6	7	8
gew. Wahrscheinlichkeit	$1,24 \cdot 10^{-9}$	$3,80 \cdot 10^{-14}$	$1,03 \cdot 10^{-18}$	$2,38 \cdot 10^{-23}$	$4,67 \cdot 10^{-28}$	$7,97 \cdot 10^{-32}$	$1,20 \cdot 10^{-37}$
statistische Ereignisse	28,83	$8,87 \cdot 10^{-4}$	$2,41 \cdot 10^{-8}$	$5,54 \cdot 10^{-13}$	$1,09 \cdot 10^{-17}$	$1,86 \cdot 10^{-22}$	$2,81 \cdot 10^{-27}$
statistische Ereignisse*	-	$3,55 \cdot 10^{-3}$	$1,93 \cdot 10^{-7}$	$8,86 \cdot 10^{-12}$	$3,48 \cdot 10^{-16}$	$1,19 \cdot 10^{-20}$	$3,59 \cdot 10^{-25}$
gefilterte Ereignisse	106	24	21	11	5	3	2

Tab. 4.3: Die in der Tabelle angeführten Werte ohne „*“ beziehen sich auf eine Intervallzeit von 100 μs und ausgewählte Messungen aus der Strahlzeit 3-14-305, siehe 4.3.1. In der zweiten Zeile sind die mit der Anzahl an Intervallen gewichteten Wahrscheinlichkeiten aller Einzelmessungen angeführt. Die dritte Zeile zeigt die statistische Häufigkeit des Auftretens solcher Ereignisse in 100 μs für die gesamte Messzeit. Die vierte Zeile zeigt die Häufigkeiten in 200 μs und die letzte Zeile die tatsächlich gefilterten Ereignisse.

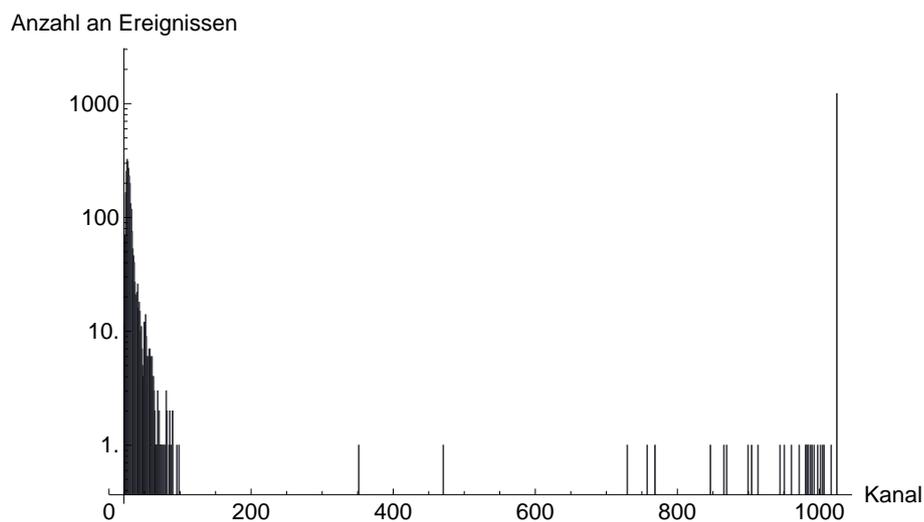


Abb. 4.6: Histogramm der gefilterten Signale, 1024 Kanäle $\cong 10\text{ V}$

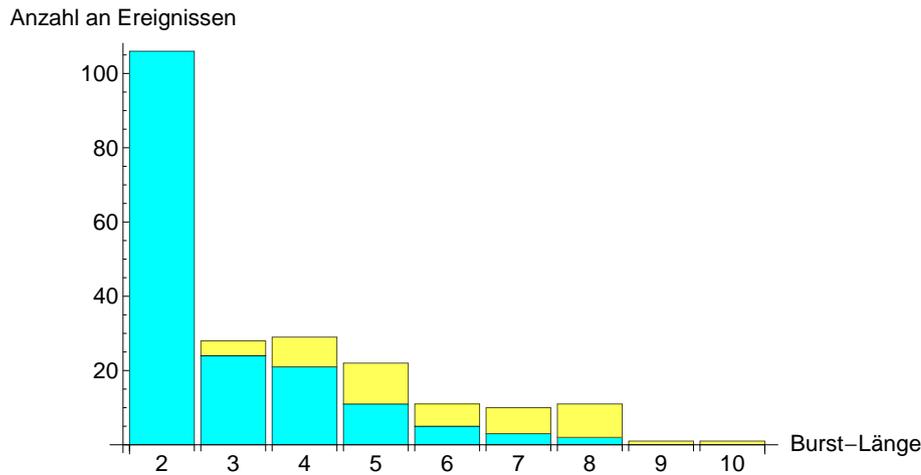


Abb. 4.7: Histogramm der Burst-Längen aller gefilterten Bursts ohne große Signale (> 10 V). Die Burst-Länge ist die Anzahl an Ereignissen in $100 \mu\text{s}$ (Cyan) bzw. in $200 \mu\text{s}$ (Gelb).

Ereignisse im ROI.

4.3.2 Analyse der Bursts

Auffällig am Spektrum der gefilterten Signale (siehe Abb. 4.8) ist eine Häufung an gefilterten Ereignissen im Bereich über dem ROI, bzw. eine zunehmende Häufigkeit mit zunehmendem Kanal. Hierbei handelt es sich mit Ausnahme eines Bursts immer um zwei Ereignisse hintereinander. In der Tabelle 4.4 sind die Bursts nach dem Bereich des Kanals des Trigger-Ereignisses aufgeschlüsselt. Die Zeiten zwischen dem Trigger-Ereignis und dem ersten folgenden Ereignis reichen für den Bereich des elektronischen Rauschens von der minimal möglichen Zeit von $4 \mu\text{s}$ bis fast zur maximalen Zeit von $100 \mu\text{s}$. Für Bursts oberhalb dieses Bereiches sind die aufgetretenen Intervalle kleiner. Hierbei werden auch die Bursts betrachtet, die ≥ 10 V sind, dabei sind auch Bursts mit bis zu fünf Events aufgetreten. Bei 1249 Bursts sind alle Zeiten zwischen dem Trigger-Event und dem ersten folgenden Event zwischen $22,5 \mu\text{s}$ und $36,5 \mu\text{s}$. Mögliche Gründe für die ähnliche Zeitspanne für das zweite Signal können eine Eigenschaft des ADCs oder der Elektronik davor sein. Möglich wäre auch ein unterschwingendes Signal, das nach $30 \mu\text{s}$ wieder ein Ereignis erzeugt. Die Abhängigkeit des Unterschwingers von der Pulshöhe würde eine Erklärung für die Zunahme bei höheren Kanälen ergeben. Die Ursache muss mit Tests mit einem Pulsgenerator geklärt werden.

Die Herkunft der Signale mit Pulshöhen ≥ 10 V muss ebenfalls noch geklärt werden. Die Analyse der Untergrund-Messdaten ergibt eine Rate der Signale mit einer solchen Pulshöhe von $(6,71 \pm 0,20) \cdot 10^{-4}$ cnts/s, bei Messungen mit Neutronen ist die Rate $(6,56 \pm 0,17) \cdot 10^{-4}$ cnts/s. Die Rate der Signale mit Pulshöhen zwischen dem ROI und dem letzten Pin ist bei Untergrundmessungen $(7,89 \pm 0,70) \cdot 10^{-5}$ cnts/s, bei Neutronen-Messungen $(7,89 \pm 0,58) \cdot 10^{-5}$ cnts/s. Die Ursache könnte Untergrundstrahlung des Reaktors oder kosmische Strahlung sein.

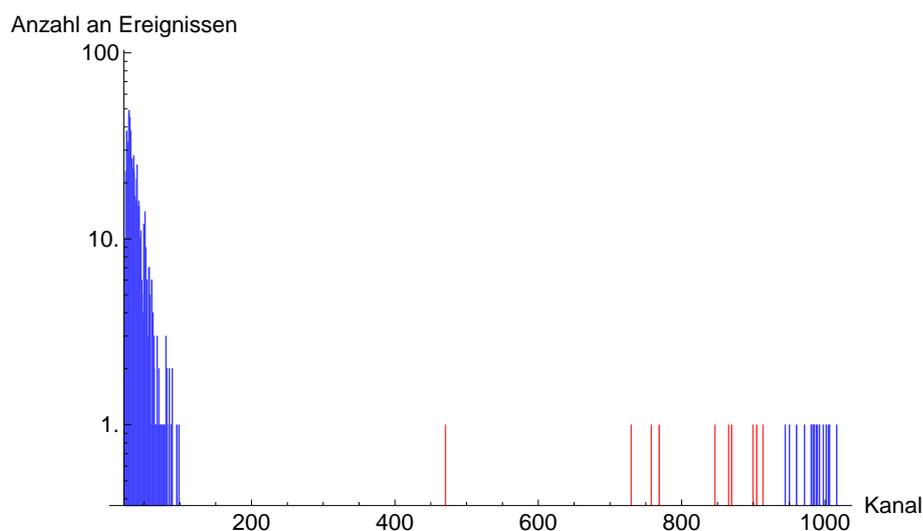


Abb. 4.8: Histogramm der gefilterten Events ohne Events mit Pulshöhen ≥ 10 V, rot-dargestellt sind Ereignisse im ROI (Region of Interest).

Bereich (Aufteilung nach Trigger-Event)	Anzahl an Bursts	Anteil gefilterter Events an Events im Bereich	mittlere Zeit zw. Trigger- und erstem Event [μ s]	Maximale Zeit [μ s]	Minimale Zeit [μ s]
< ROI	194	$2,21 \cdot 10^{-4}$	28,70	99,5	4
ROI	9	$2,98 \cdot 10^{-4}$	30,72	35,5	28
> ROI ohne ≥ 10 V	16	$8,70 \cdot 10^{-2}$	31,06	34,5	28
≥ 10 V	1224	$8,01 \cdot 10^{-1}$	27,29	36,5	22,5

Tab. 4.4: Zeiten zwischen dem Trigger-Event und dem ersten folgenden Event, die Zuordnung des Bereiches des Spektrums wurde nach dem Trigger-Ereignis vorgenommen, die minimale Zeit zwischen zwei Ereignissen ist durch den ADC mit 3,5 - 4 μ s beschränkt.

Event	Anzahl an Bursts	mittlere Zeit [μ s]	Maximale Zeit [μ s]	Minimale Zeit [μ s]
2 - 3	560	7,79	26,5	3,5
3 - 4	106	7,09	17	4
4 - 5	4	5,38	9	4

Tab. 4.5: Zeiten zwischen zwei Ereignissen von Event zwei bis Event fünf aller Bursts mit Pulshöhen des Trigger-Events ≥ 10 V.

Region of Interest			
Detektor: Marie Curie			
Startwert:	180	Endwert:	920
Detektor: Strahlmonitor			
Startwert:	230	Endwert:	850

Tab. 4.6: Vorläufig festgelegter Bereich der Region of Interest für beide in der Strahlzeit 3-14-305 eingesetzte Detektoren.

4.4 Region of Interest Analyse

Die Region of Interest (ROI) ist der kleinstmögliche Bereich, der einen möglichst großen Teil bzw. das gesamte Neutronen-Spektrum beinhaltet, ohne von elektronischen oder anderen Störungen beeinflusst zu werden. Die vorläufige Festlegung des Intervalls erfolgt mit dem Neutronen-Spektrum der ersten Messungen, diese weisen hohe Neutronen-Raten auf. Das Signal-Rausch-Verhältnis ist daher am besten. Je weiter das Experiment-Setup aufgebaut wird, desto kleiner werden die gemessenen Raten. Das führt dazu, dass bei der Bestimmung des ROI mit dem globalen Spektrum die ersten Messungen das größte Gewicht haben. Eine Verschiebung des Spektrums aufgrund eines gedrifteten elektronischen Verstärkers oder durch einen veränderten Gasfluss und damit veränderten Druckverhältnissen muss mit einem robusten und damit größeren ROI Rechnung getragen werden. Die vorläufige Festlegung erfolgte wie im Folgenden beschrieben:

Das Neutron wird in der ^{10}Bor -Schicht in ein Lithium- und α -Teilchen konvertiert, siehe 2.2.1. Die dabei entstandenen Teilchen verlieren in der restlichen Borschicht Energie, daher reicht das Spektrum bis zu sehr kleinen Energien. Dieser Bereich ist durch elektronisches Rauschen dominiert. Die Festlegung des ROI-Startwertes erfolgt durch Wahl des kleinstmöglichen Kanals, der noch dem Untergrund zugeordnet werden kann, ohne durch das elektronische Rauschen beeinflusst zu sein. Der ROI-Endwert wird durch den zweiten α -Peak bestimmt. Der höchste Kanal, an dem das Neutronen-Spektrum noch vom Untergrund-Spektrum unterschieden werden kann, ergibt den Endwert. Die Rate fällt an dieser Stelle steil ab, der Endwert ist daher rund 20 Kanäle höher gewählt als die Auswertung des globalen Spektrums ergibt. Der ROI des Strahlmonitors wurde ebenfalls so gewählt, dass er robust gegen eine leichte Verschiebung des Spektrums ist. Die Werte für beide Detektoren sind in Tabelle 4.6 angeführt.

4.4.1 Finale Auswertung des ROI

Für die finale Auswertung des ROI ist die Überprüfung der Stabilität des Detektors erforderlich. Diese erfolgt durch Analyse der Peak-Positionen des wahrscheinlicheren Zerfallskanals von ^{10}Bor . Die Wahrscheinlichkeit für diesen Kanal ist 94 %, siehe 2.2.1. Der zeitliche Verlauf der Peak-Positionen gibt Aufschluss darüber, wie groß die Schwankung des Spektrums während der Strahlzeit war. Die Anpassung des theoretische Spektrums an die gemessenen Spektren erfordert eine große Anzahl an gemessenen Neutronen. Die

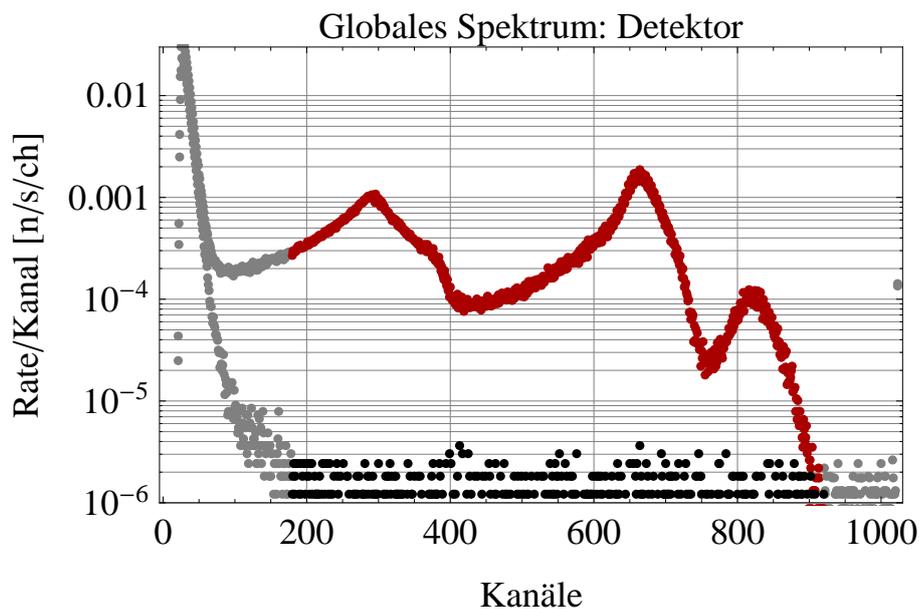


Abb. 4.9: Globales Spektrum des Detektors Marie Curie, gemessen in der Strahlzeit 3-14-305, rote Punkte zeigen das Neutronen-Spektrum, schwarze Punkte das Untergrund-Spektrum, die grauen Punkte liegen außerhalb des ROI.

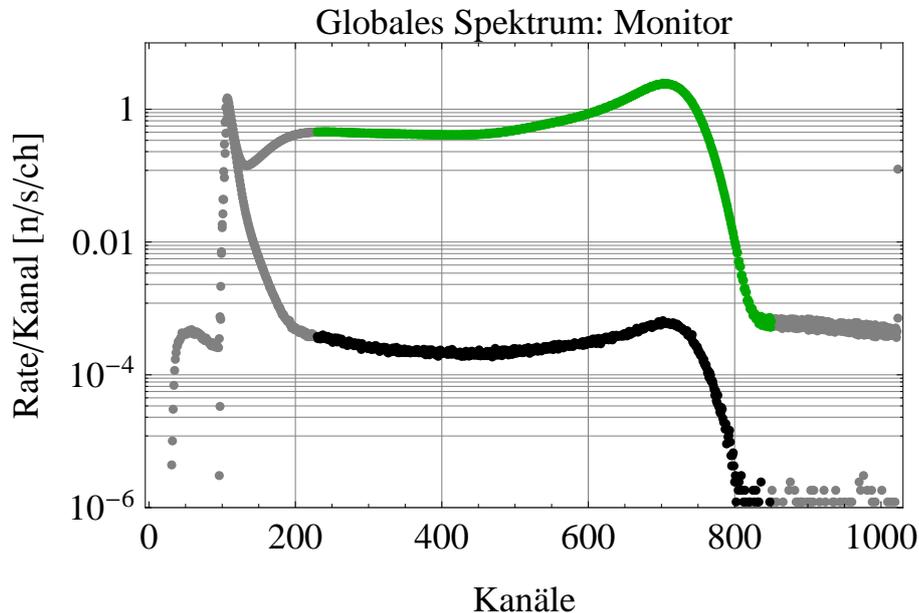


Abb. 4.10: Globales Spektrum des Strahlmonitors gemessen in der Strahlzeit 3-14-305, grüne Punkte zeigen das Neutronen-Spektrum, schwarze Punkte das Untergrund-Spektrum, die grauen Punkte liegen außerhalb des ROI.

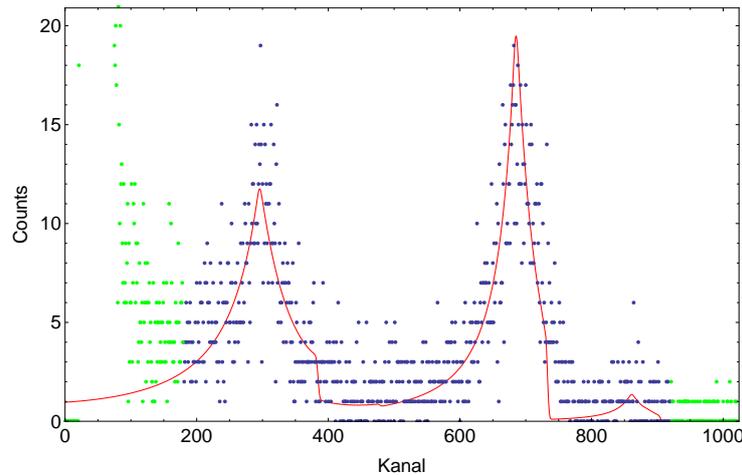


Abb. 4.11: Zusammengefasstes Neutronen-Spektrum von Tag 32-53 der Strahlzeit 3-14-305. Der blaue Bereich kennzeichnet den Bereich der Region of Interest. Dieses Spektrum zeigt die größte Abweichung der Position des Spektrums von der Position des globalen Spektrums.

Raten am Ende der Strahlzeit waren meist im Bereich des Untergrundwertes, daher wurden Spektren zusammengefasst, sodass mindestens 3000 Ereignisse im ROI aufgezeichnet wurden. Auf eine Fehlerrechnung wird aus den gleichen Gründen, wie in Abschnitt 4.5 beschrieben, verzichtet. Das globale Spektrum mit dem Fit des theoretischen Spektrums ist in Abb. 4.13 zu sehen. Abb. 4.11 zeigt das zusammengefasste Spektrum von Strahlzeit Tag 32-53. Die Position dieses Spektrum weist die größte Abweichung von der Peakposition des globalen Spektrum auf. Der hohe Anteil an Untergrund aufgrund der geringen gemessenen Neutronenrate ist in der Abbildung gut ersichtlich. Erkennbar ist ebenfalls, dass der höchste α -Peak nahe an die Grenze des ROI heranreicht. Der über die Strahlzeit aufgetragene Verlauf der mittleren Peak-Position ist in Abb. 4.12 zu sehen. Mit Fortdauer des Experiments ist eine Verschiebung zu höheren Kanälen sichtbar. Die Dauer der Strahlzeit 3-14-305 betrug 48 Tage, die Messungen wurden jedoch in der darauf folgenden Strahlzeit fortgesetzt. Der Startwert der Zeitangabe ist der erste Tag der ersten Strahlzeit, die Zeit zwischen den Strahlzeiten wurde nicht einbezogen. Die Verschiebung zu höheren Kanälen bedeutet eine veränderte Verstärkung. Das kann die Gasverstärkung oder die elektronische Verstärkung betreffen.

Abschätzung der oberen Grenze des ROI:

Die Position der Mitte der beiden markanten Peaks des globalen Spektrums bzw. des Spektrums mit der größten Abweichung von dieser, beträgt Kanal ≈ 476 bzw. Kanal ≈ 493 . Die Differenz der beiden Positionen beträgt 17 Kanäle, somit ist keine Ausweitung der Region of Interest erforderlich.

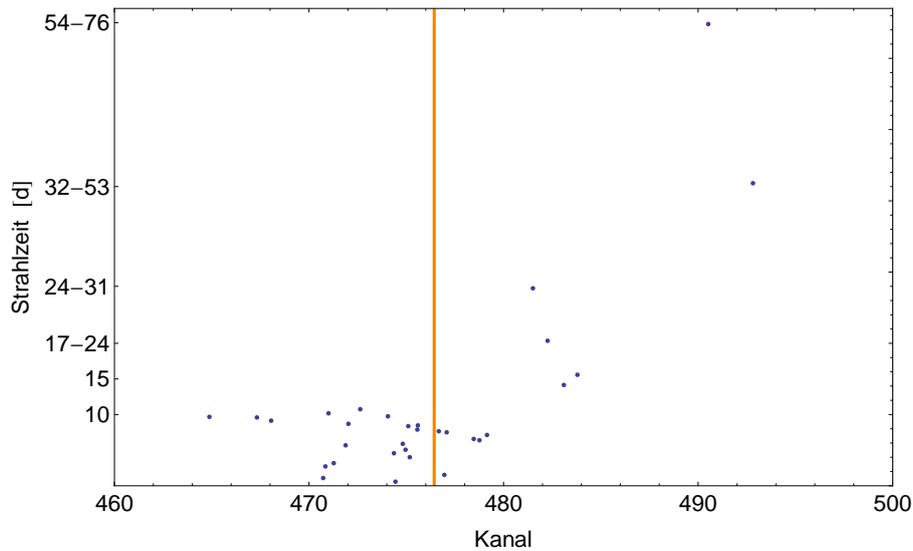


Abb. 4.12: Verlauf der Mitte der beiden Peaks (Mitte des Spektrums) über die Messzeit. Mit Fortdauer des Experiments ist eine Verschiebung zu größeren Kanälen erkennbar.

4.5 Analyse des Detektoruntergrundes

Eine Angabe des Detektoruntergrundes ist nur sinnvoll, wenn auch die Effizienz mit angegeben wird. Hierbei müssen folgende Faktoren berücksichtigt werden:

- Die Transmission der Neutronen durch die Eintrittsfolie des Detektors.
- Die Effizienz der Konversion der Borschicht.
- Der Verlust an Ereignissen durch die Begrenzung der Region of Interest.

Die beiden ersten Faktoren ergeben eine berechnete Effizienz von 86,4 % [12]. Die Verluste durch das Begrenzen des Messbereiches können durch Anpassen des theoretischen an das gemessene Spektrum abgeschätzt werden. So kann der Anteil der nicht berücksichtigten Neutronen bestimmt werden. Die Fitparameter sind die Norm des Spektrums und die Parameter der Umeichung von Energie in Kanäle. Ein einfaches Modell ist eine lineare Umeichung mit einem Offset.

$$E(Ch) = A \cdot ch + B \quad (4.5)$$

Für die Parameter wurden folgende Werte ermittelt:

$$A \simeq 1,87 \text{ keV/Kanal}$$

$$B \simeq 141,15 \text{ keV}$$

In Abb. 4.13 ist das Ergebnis dieser Anpassung dargestellt. Für die Parameter des Spektrums wurden eine Neutronengeschwindigkeit von 11 m/s, eine Schichtdicke von 223 nm und eine Energieauflösung von $\sigma_E = 3,6 \text{ keV}$ gewählt. Die Energieauflösung entspricht der des Vorverstärkers. Auf eine Fehlerrechnung wird hier verzichtet, weil die Energie-

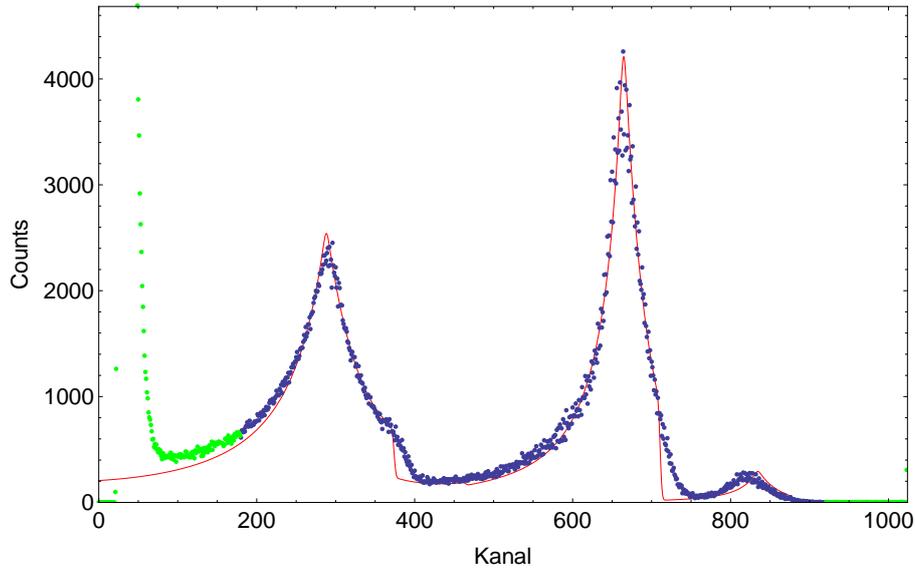


Abb. 4.13: Die Abbildung zeigt das globale Spektrum. Der blaue Bereich liegt innerhalb und der grüne Bereich außerhalb der ROI. Die rote Kurve zeigt das an die Messdaten angepasste theoretische Spektrum.

auflösung des Messsystems sowie die exakte Neutronengeschwindigkeit nicht bekannt sind. Mit den Eichparametern kann die ROI, die von Kanal 180 bis 920 reicht, in einen Energiebereich umgerechnet werden.

$$[E_{\min}, E_{\max}] \simeq [478 \text{ keV}, 1861 \text{ keV}] \quad (4.6)$$

Durch Integration des theoretischen Spektrums über dieses Intervall und Normierung auf das Integral über das gesamte Spektrum kann der verwendete Anteil des Spektrums berechnet werden.

$$\epsilon_{\text{ROI}} = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{dn}{dE}(E) dE}{\int_0^{\infty} \frac{dn}{dE}(E) dE} \simeq 0,89 \quad (4.7)$$

Durch Multiplikation aller Beiträge erhält man die Gesamteffizienz.

$$\epsilon_{\text{ges}} = \epsilon_{\text{konv}} \cdot \epsilon_{\text{ROI}} \simeq 77 \% \quad (4.8)$$

Der Detektoruntergrund des Detektors Marie Curie, eingesetzt in der Strahlzeit 3-14-305 und in der folgenden Stahlzeit, ergibt einen Wert von

$$0,6503 \pm 0,0199 \quad 10^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (4.9)$$

bei einer Region of Interest von Kanal 180-920 und damit einer berechneten Effizienz von 77 %. Tabelle 4.7 zeigt einen Vergleich der bisher beim Experiment qBounce eingesetzten Detektoren. Der 2012 eingesetzte Detektor bietet das bisher beste Verhältnis aus Effizienz

Detektor	Effizienz [%]	Untergrundrate [cnts/s]
${}^3\text{He}$	45*	$(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$
${}^3\text{He}$	81*	$(4,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$
qBounce 2008	-	$(7 \pm 1) \cdot 10^{-3}$
qBounce 2010	77	$(2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$
qBounce 2012	77	$(0,65 \pm 0,02) \cdot 10^{-3}$

Tab. 4.7: Vergleich der Effizienz und Untergrundrate verschiedener beim Experiment qBounce eingesetzter Detektoren im Vergleich zu einem Strelkov Detektor. Die Angabe über die Effizienz des Strelkov Detektors [32] bezieht sich nur auf die Begrenzung des Messbereiches. Für die Konversionseffizienz sowie die Eintrittsfolie wurde ein Faktor 0,9 angenommen.

und Untergrundrate.

Der Detektor muss ständig mit ArCO_2 gespült werden. Der Untergrund des Detektors verbessert sich vor allem zu Beginn der Spülung ständig. Damit die Messdaten nicht davon beeinflusst werden, erfolgt die Inbetriebnahme und Spülung so lange wie möglich vor dem Beginn der Strahlzeit. Der Verlauf der Rate über die gesamte Zeit der Messungen mit dem Rabi-Setup ist in Abbildung 4.14 zu sehen. Eine Ausgleichsgerade wurde an die Daten gefittet.

$$F(x) = (0,629 \pm 0,037) - (2,220 \pm 6,486) \cdot 10^{-4} \cdot x \quad (4.10)$$

Dabei ist eine Steigung dieser Gerade nicht einmal auf ein Sigma signifikant. Die Spülzeit vor dem Messbeginn war daher ausreichend.

4.6 Einfluss des Zählgases auf das Spektrum

Bei der Einstellung des Gasflusses am Experimentdetektor wurde eine Abhängigkeit der Gasverstärkung vom Gasfluss festgestellt. Dabei ist wahrscheinlich der Druck und damit die Dichte im Detektor für die geänderte Gasverstärkung verantwortlich. Ein kurzes Zeitfenster am Teststrahlplatz am PF2 ermöglichte, diese Verhalten parallel zum Experiment mit dem zweiten Detektor zu untersuchen. Die Auswahl an Messinstrumenten war dadurch beschränkt. Ein geeignetes Manometer bzw. ein für sehr geringe Volumenströme ausgelegtes Durchflussmessgerät war nicht vorhanden. Um trotzdem den Durchfluss bestimmen zu können, wurde ein 10 ml Gefäß in Isopropanol getaucht und von unten befüllt, sodass das ausströmende Gas die Flüssigkeit im Gefäß verdrängt, siehe Abb. 4.15. Durch die Füllzeit und das Volumen kann ein Volumenstrom berechnet werden. Durch diese einfache Bestimmung und die Bestimmung der Verstärkung durch Fitten des an reale Messungen angepassten theoretischen Spektrums mit nicht näher bestimmten Einflüssen des Proportionalzählrohres auf das Spektrum wird auf eine Fehlerrechnung verzichtet. Das Schema der Zählgasleitungen ist in Abb. 4.16 zu sehen. Das Endstück wurde

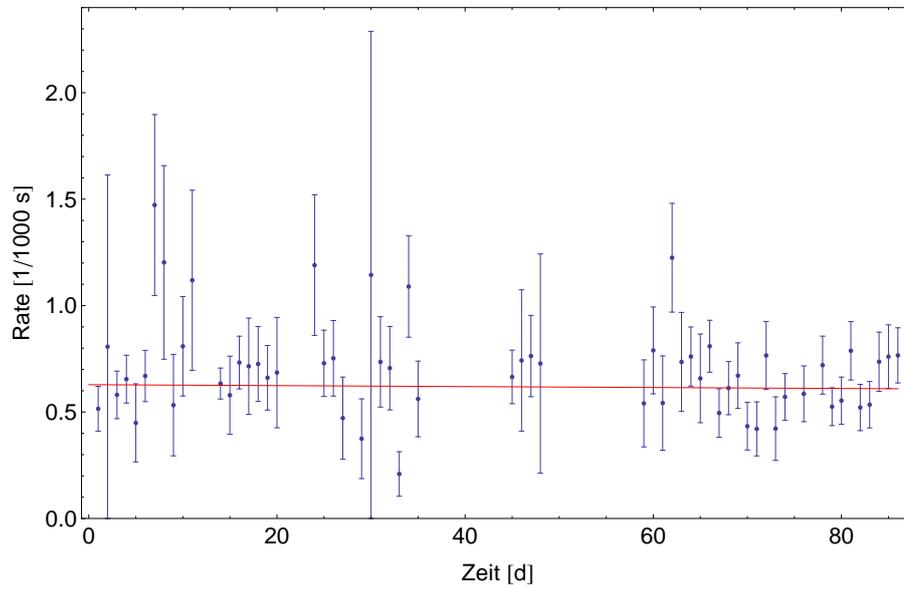


Abb. 4.14: Verlauf der Rate des Detektoruntergrundes über die Zeit

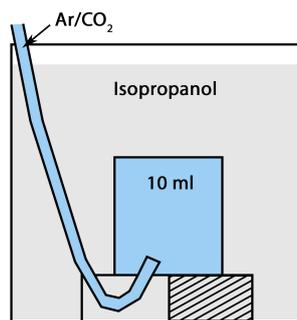


Abb. 4.15: Schema der Füllzeitmessung

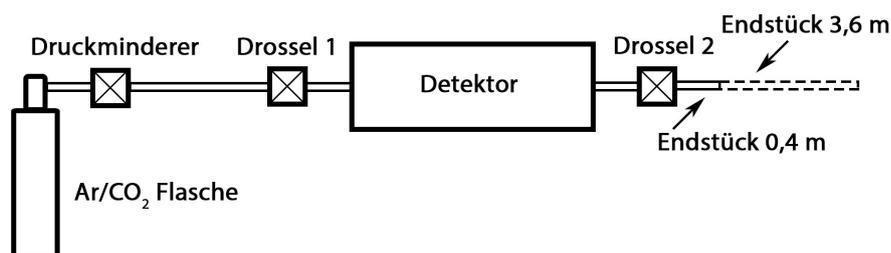


Abb. 4.16: Schema des Anschlusses für das Zählgas

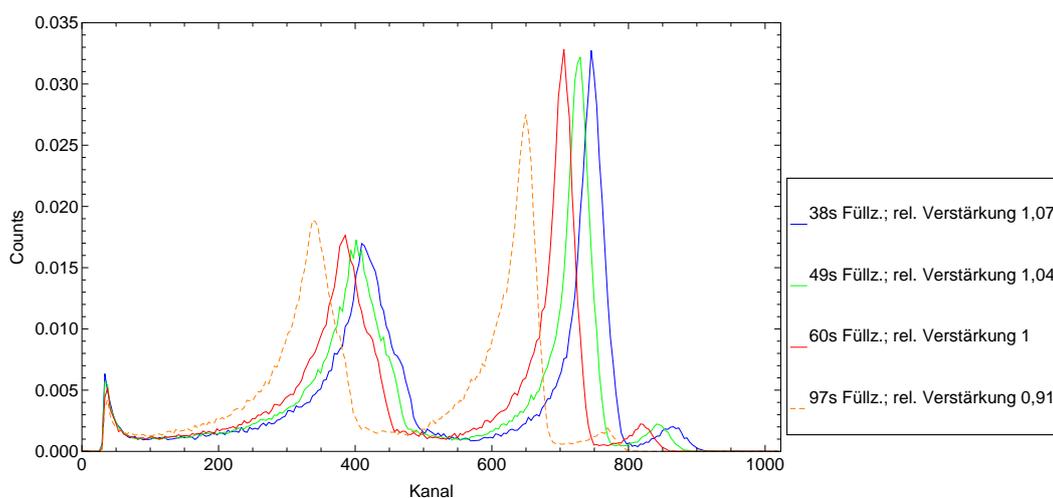


Abb. 4.17: Alle Spektren wurden auf einen Integralwert von 1 normiert und jeweils vier Kanäle zusammengefasst. Die Spektren wurden mit unterschiedlicher Füllzeit eines 10 ml Gefäßes gemessen. Die elektronische Verstärkung wurde in dieser Messreihe nicht verändert. Die relative Verstärkung ist bezogen auf das Spektrum mit 60 s Füllzeit, diese Einstellung entspricht der des Experimentdetektors. Der Gasfluss wurde durch das Drosselventil 1 geändert. Beim orangen, strichlierten Spektrum ist bereits eine Verbreiterung des α -Peaks des wahrscheinlicheren Zerfallskanals erkennbar.

nach einigen Messungen auf 40 cm verkürzt, um den Effekt der Drosselventile auf den Gasfluss zu erhöhen.

Die Abb. 4.17 zeigt gemessene Spektren in Abhängigkeit von der Füllzeit des Messglases. Alle Spektren wurden auf einen Integralwert von 1 normiert und jeweils vier Kanäle zusammengefasst. Die elektronische Verstärkung wurde zwischen den Messungen nicht verändert. Die relative Verstärkung wurde auf das Spektrum mit der Füllzeit von 60 Sekunden normiert, diese Füllzeit entspricht der des Experimentdetektors. In dieser Messreihe wurde nur die Einstellung des Drosselventil 1, diese befindet sich vor dem Detektor, verändert. Hierbei erfolgt bei weiterer Öffnung des Ventils eine Erhöhung des Drucks im Detektor, was eine Erhöhung der Gasverstärkung bewirkt. Für Füllzeiten von 49 s bzw. 38 s erhöht sich die Gasverstärkung um 4 % bzw. 7 %. Das orange Spektrum wurde im Vergleich zu den vorherigen Messungen bei einem weiter geschlossenen Drosselventil 1 mit einer Füllzeit von 97 s, gemessen. Hier ist eine Verbreiterung des α -

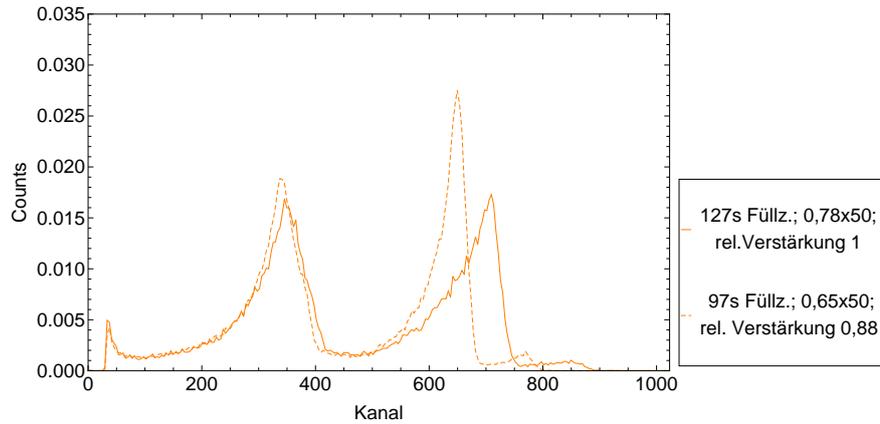


Abb. 4.18: Spektren mit zu geringem Druck im Detektor, sodass eine Verbreiterung der α -Peaks erkennbar ist.

Ion	kinetische Energie [keV]	mittlere Reichweite [mm]	mittlere Reichweite [mm]*
α_I	1470	8,07	7,34
α_{II}	1780	9,87	8,97
Li_I	840	4,28	3,89
Li_{II}	1010	4,76	4,33

Tab. 4.8: Simulierte Reichweite der Ionen im Zählgas Ar/CO₂ mit einer Dichte von 1,69 kg/m³ [33] bei 1bar Druck und mit * gekennzeichnete mittlere Reichweite bei einer um 10 % höheren Dichte.

Peaks des wahrscheinlicheren Zerfallskanals erkennbar. Abb. 4.18 zeigt dieses Spektrum im Vergleich zu einem Spektrum mit weiter reduziertem Gasfluss. Die Verbreiterung der α -Peaks aus beiden Zerfallskanälen ist bei dem mit einer durchgezogenen Linie abgebildeten Spektrum deutlich zu erkennen. Der markante Li-Peak weist diese Verbreiterung nicht auf. Die mit dem Programm „SRIM2013“ simulierte mittlere Reichweite der in der Borschicht erzeugten Ionen im Zählgas ist in Tabelle 4.8 angegeben. Der Abstand des Zähl drahtes von der Borschicht beträgt 12 mm. Die simulierten mittleren Reichweiten der α -Teilchen betragen ca. 8 bzw. ca. 10 mm bei 1 bar Druck. Es gibt einen direkten Zusammenhang zwischen Dichte und Reichweite der Ionen. Wenn die Reichweite der Ionen im Zählgas in den Bereich des Zähl drahtes kommt, führt das zu einer Verschmierung des Spektrums. Das könnte die Ursache der Verbreiterung der α -Peaks sein.

In Abb. 4.19 ist die relative Verstärkung über der Füllzeit aufgetragen. Die orangen Messpunkte kennzeichnen verbreiterte Spektren. Die Abhängigkeit der rel. Verstärkung von der Füllzeit ist im gemessenen Bereich annähernd linear. Die Gasverstärkung kann im Vergleich mit dem Spektrum von 60 s um 7 % erhöht werden. Durch eine höhere

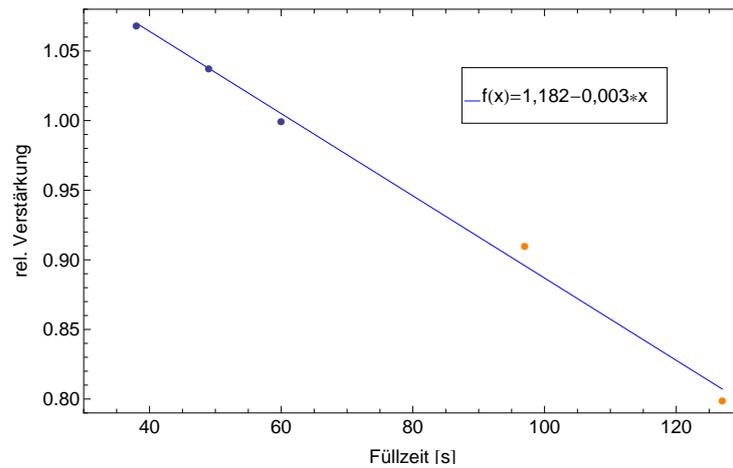


Abb. 4.19: Die relative Verstärkung wurde auf die Gasverstärkung bei einer Füllzeit von 60 s bezogen. Der Zusammenhang zwischen der rel. Verstärkung und der Füllzeit ist annähernd linear. Die orangen Punkte beziehen sich auf Messungen mit verbreitertem Spektrum.

Gasverstärkung kann die elektronische Verstärkung reduziert werden, wenn sich dabei die Untergrundrate nicht erhöht, könnte so eine Effizienzsteigerung durch eine größere Region of Interest erreicht werden. Dazu müssten Messungen mit noch höherem Druck im Detektor durchgeführt werden. Ebenso müssen Untergrundmessungen mit diesen Parametern durchgeführt erfolgen, um deren Einfluss auf das Untergrundverhalten untersuchen zu können.

Kapitel 5

Schlussbemerkung

Die Vermessung von Übergängen gravitativ gebundener Neutronen könnte einen entscheidenden Hinweis auf neue Physik bringen. Dazu wird ein leistungsfähiges Detektorsystem benötigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Detektorsystem weiterentwickelt und in Bezug auf einen geringen Untergrund und eine höhere Robustheit optimiert.

Aufbauend auf einem guten Detektor wurde die Signalauslese grundlegend überarbeitet. Eine Minimierung des Untergrundes wurde durch eine Optimierung der analogen Signalverarbeitung sowie eine Integration des Vorverstärkers in das Detektorgehäuse erreicht. Die Robustheit konnte durch ein Schirmungskonzept gesteigert werden. Eine Untergrundrate von $(0,65 \pm 0,02) \cdot 10^{-3} s^{-1}$ konnte bei einer berechneten Effizienz von 77% im Experiment erreicht werden.

Durch den Verzicht einer Pulsformdiskriminierung ist ein pulsformerhaltender Vorverstärker nicht notwendig. Damit kann auf eine größere Auswahl an guten Vorverstärkern zurückgegriffen werden. Der Einfluss des Zählgases auf das Spektrum ist untersucht worden, dies liefert einen weiteren Ansatz, die Effizienz des Detektors zu steigern. Durch optimale Betriebsparameter der Gasspülung könnte die Gasverstärkung erhöht werden.

Durch Implementierung einer ausgereiften Digitalisierung konnte eine umfassende Aufzeichnung der Daten erfolgen. Ein Programm zur Interpretation der Rohdaten wurde umgesetzt. Dieses beinhaltet einen Störungsfilter sowie eine erste Analysemöglichkeit. Durch eine Vielzahl an Optionen können die Messdaten für weitere Analysen aufbereitet werden. Eine erste Umsetzung einer grafischen Benutzeroberfläche ist erfolgt. Hier besteht aber noch ein großes Potential, eine intuitive und einfache Bedienung des Detektors zu erreichen.

Das Detektorsystem konnte in der Strahlzeit 3-14-305 erfolgreich eingesetzt werden. Dabei gelang es erstmals mit einem dreiteiligen Rabi-Setup Übergänge zwischen Quantenzuständen zu messen.

Literatur

1. Rabi, I. I., Zacharias, J. R., Millman, S. & Kusch, P. A New Method of Measuring Nuclear Magnetic Moment. *Phys. Rev.* **53**, 318–318 (1938).
2. Vandersypen, L. M. K. & Chuang, I. L. NMR techniques for quantum control and computation. *Rev. Mod. Phys.* **76**, 1037–1069 (2005).
3. Moody, J. E. & Wilczek, F. New macroscopic forces? *Phys. Rev.* **D30**, 130 (1984).
4. Arkani-Hamed, N., Dimopoulos, S. & Dvali, G. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Phys. Lett* **B429**, 263–272 (1998).
5. Callin, P. & Burgess, C. P. Deviations from Newton's law in supersymmetric large extra dimensions. *Nucl. Phys.* **B752**, 60–79 (2006).
6. Brax, P., van de Bruck, C., Davis, A. C., Khoury, J. & A., W. Chameleon Dark Energy. arXiv: arXiv:astro-ph/0410103v1 (2004).
7. Ivanov, A. N., Höllwieser, R., Jenke, T., Wellenzohen, M. & Abele, H. The influence of the chameleon field potential on transition frequencies of gravitationally bound quantum states of ultra-cold neutrons. arXiv: arXiv:1207.0419 (2012).
8. Baumann, J., Gähler, R., Kalus, J. & Mampe, W. Experimental limit for the charge of the free neutron. *Phys. Rev.* **D37**, 3107–3112 (1988).
9. Nakamura, K. P. D. G. u. Rev. Part. Phys. *J. Phys. G* **37**, 075021 (2010).
10. Steyerl, A. *u. a.* A new source of cold and ultracold neutrons. *Phys. Lett* **A116**, 347–352 (1986).
11. Klein, M. *Experimente zur Quantenmechanik mit ultrakalten Neutronen und Entwicklung eines neuen Detektors zum orts aufgelösten Nachweis von thermischen Neutronen auf großen Flächen* Doktorarbeit (Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 2000).
12. Saul, H. *Weiterentwicklung des Detektor- und Auslesekonzepts für das Gravitationsexperiment qBounce* Diplomarbeit (Physik-Department E18, Technische Universität München und Atominstitut TU Wien, 2011).
13. Stadler, D. *Dynamik ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld der Erde* Diplomarbeit (Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 2009).
14. N.N. *ILL Description PF2* <http://www.ill.eu/instruments-support/instruments-groups/instruments/pf2/description/instrument-layout/>. abgerufen am 20.02.2013.
15. Bittner, T. *Neukonstruktion des Blendengehäuses für das Experiment qBounce* Diplomarbeit (Technische Universität Wien, 2013).
16. Pignol, G. *Préparation de l'expérience GRANIT et recherche de nouvelles interactions avec les neutrons* Thèse (Université Joseph Fourier - Grenoble 1, 2009).

17. Kreuz, M. *u. a.* A method to measure the resonance transitions between the gravitationally bound quantum states of neutrons in the GRANIT spectrometer. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A611**, 326–330 (2009).
18. Jenke, T., Geltenbort, P., Lemmel, H. & Abele, H. Realization of a gravity-resonance-spectroscopy technique. *Nature Physics* **7**, 468–472 (2011).
19. Jenke, T. *Weiterentwicklung eines Experiments zur Realisierung eines Quantum Bouncing Balls und Suche nach Extradimensionen der Raumzeit* Diplomarbeit (Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 2008).
20. Jenke, T. *Technische Universität Wien* private Mitteilung. 2012.
21. Nahrwold, S. *Development of a Detector for Bound Quantum States of Neutrons in the Earths Gravitational Field* Diplomarbeit (Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 2004).
22. Krantz, C. *Quantum States of Neutrons in the Gravitational Field* Diplomarbeit (Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 2006).
23. Rueß, F. *Quantum States in the Gravitational Field* Diplomarbeit (Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 2000).
24. Jenke, T. *qBounce - vom Quantum Bouncer zur Gravitationsresonanzspektroskopie* Dissertation (Technische Universität Wien, 2011).
25. Ziegler, J. F. *u. a.* SRIM-The stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 1818–1823 (2010).
26. Wolfesperger, H. A. *Elektromagnetische Schirmung* (Springer, Berlin Heidelberg, 2008).
27. Gonschorek, K.-H. *EMV für Geräteentwickler und Systemintegratoren* (Springer, Berlin Heidelberg, 2005).
28. Wolfesperger, H. A. *Abschirmung elektromagnetischer Felder. Grundlagen und Beispiele* http://www.schirmungstechnik.de/sites/all/themes/schirmung/images/download/Abschirmung_elektromagnetischer_Felder_20120605.pdf. abgerufen am 17.02.2013.
29. Rusnyak, R. *Schema Ladungssensitiver Verstärker VV50-3* (Physik. Inst. Heidelberg, Heidelberg, 1997).
30. Weinzierl, D. M. P. *Lehrbuch der Nuklearelektronik* (Springer, Wien, 1970).
31. N., N. *quadADC Manual* (ITECH Instruments, Frankreich, 2012).
32. Nesvizhevsky, V. V. *u. a.* Measurement of quantum states of neutrons in the Earth's gravitational field. *Phys. Rev.* **D67**, 102002 (2003).
33. N.N. *Argon/Kohlendioxid 90/10 Gasgemisch* <http://www.airliquide.de/gasekatalog/pdb/argon90-kohlendioxid10.pdf>. abgerufen am 25.04.2013.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Hartmut Abele für die Betreuung meiner Masterarbeit und dafür, dass er es mir ermöglicht hat, an diesem spannenden Projekt mitzuarbeiten. Ebenfalls gilt ein besonderer Dank Dr. Tobis Jenke für die Unterstützung während der gesamten Zeit. Die vielen Diskussionen, Ratschläge und Anregungen haben sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Weiters möchte ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe für die freundliche und hilfsbereite Arbeitsatmosphäre, insbesondere bei Gunther Cronenberg und Hanno Filter, bedanken.

Für die herzliche Betreuung während der Experimentierzeit am PF2 und der kurzfristigen Bereitstellung einer Strahlzeit am Teststrahlplatz möchte ich mich bei Dr. Peter Geltenbort bedanken.

Im Weiteren möchte ich mich bei Maximilian Zach sowie bei den Mitarbeitern der gesamten Elektronikwerkstätte für die Hilfe bei der Abstimmung der Detektorelektronik und bei den Mitarbeitern der mechanischen Werkstätte für hilfreiche Anregungen und die Umsetzung der Konstruktionen bedanken.

Ein besonderer Dank gilt meiner Familie für die Unterstützung während meiner gesamten Ausbildung.

Danke Brigitta für das Korrekturlesen dieser Arbeit sowie die schöne Zeit mit dir.

Abschließend möchte ich mich bei meinen Studienkollegen Elisabeth, Roberta und Philipp sowie bei allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben und hier nicht namentlich genannt sind, bedanken.