

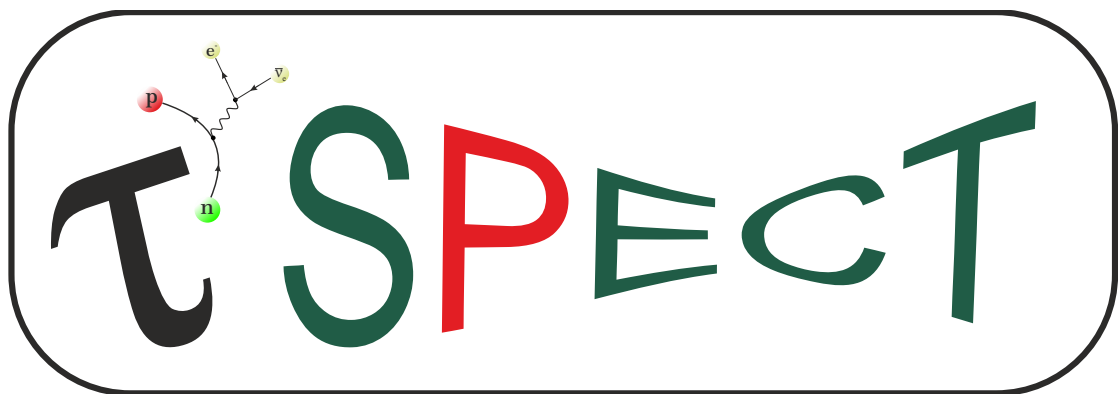
**Design und Aufbau des Experiments
 τ SPECT
zur Messung der Neutronlebensdauer mittels
magnetischer Wandspeicherung**

**INAUGURAL - DISSERTATION
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz**

**vorgelegt von
Dipl.-Phys. Jan Peter Karch
aus Mainz,
geboren in Kirn**

Tag der Abgabe: 12. Juli 2017

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Oktober 2017



Abstract

Der Zerfall freier Neutronen mit einer Halbwertszeit von etwa 15 Minuten ist unabhängig von theoretischen Kernmodellen und bietet dadurch ideale Möglichkeiten zur Untersuchung des Standardmodells der Teilchenphysik (SM). Die präzise Kenntnis der Neutronlebensdauer τ_n dient außerdem dem tieferen Verständnis der Elemententstehung in der Anfangsphase des Universums.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neues Experiment mit dem Namen τ SPECT zur Messung von τ_n mit einer Genauigkeit von $\mathcal{O}(10^{-4})$ konzeptionell entwickelt, designed und aufgebaut. Das Ziel dabei ist, ultrakalte Neutronen (UCN) in einer dreidimensionalen Magnetfeldanordnung zu speichern, sodass kein materieller Wandkontakt während der gesamten Speicherzeit erfolgt. Zur Bestimmung der Lebensdauer existieren zwei Methoden, die hier zur Anwendung kommen: 1. Dem Messen der exponentiellen Speicherkurve durch Nachweis der nach unterschiedlich langen Speicherzeiten noch in der magnetischen Falle verbliebenen UCN und 2. die in situ-Detektion der Zerfallsprodukte (Protonen) mit einem Silizium-Drift-Detektor während der UCN-Speicherung.

τ SPECT ist an der UCN-Quelle des Forschungsreaktors TRIGA Mainz, Strahlrohr D, aufgebaut. Erste Speichermessungen haben den Neutroneneinfang in einem eindimensionalen, axialen Magnetfeld auf Basis einer adiabatischen schnellen Passage demonstriert, wobei eine UCN-Dichte von 3.2 UCN/cm^3 gemessen wurde. Für eine statistische Genauigkeit von $\Delta\tau_n \approx 1 \text{ s}$ werden unter den gegenwärtigen Bedingungen etwa 40 Messtage benötigt.

Um die geforderten UCN-Dichten für eine 10^{-4} -Messung der n-Lebensdauer zu erreichen, wurden ferner vielfältige Untersuchungen zur Performance und Leistungstärke der bestehenden UCN-Quelle an Strahlrohr D vorgenommen. Die Ergebnisse gaben wichtige Hinweise zur Steigerung der UCN-Ausbeute. Ein erster Schritt des Quellenupgrades, basierend auf den in dieser Arbeit beschriebenen Optimierungsmaßnahmen, konnte inzwischen realisiert werden und brachte eine Steigerung der UCN-Ausbeute von einem Faktor 3.5. Durch das Erreichen einer höheren Zählratenstatistik kann auch eine genauere Untersuchung systematischer Effekte vorgenommen werden.

Insgesamt ist es gelungen, das Experiment τ SPECT für die nächste Phase der vollmagnetischen UCN-Speicherung vorzubereiten.

Abstract

Free neutron decay with a half-life of about 15 minutes is independent of theoretical nuclear models and therefore offers an ideal possibility to investigate the Standard Model of Particle Physics (SM). A precise knowledge of the neutron lifetime τ_n allows for a deeper knowledge of element formation during the beginning of the universe.

Within the scope of this thesis, a new experiment by the name of τ SPECT has been conceptionally developed, designed and constructed to measure τ_n at a precision $\mathcal{O}(10^{-4})$. The aim is to store ultracold neutrons (UCN) using 3D magnetic storage without any material wall contact throughout the whole duration of storage. To determine the lifetime, two methods can be used, which have been applied: 1. Measure the exponential storage curve by detecting UCN which remain in the magnetic trap after varying storage times and 2. in situ detection of decay products (protons) using a silicon drift detector during UCN storage.

τ SPECT has been constructed at the UCN source of the research reactor TRIGA Mainz, beam port D. First storage measurements have demonstrated a trapping of neutrons in a 1D axial magnetic field based on adiabatic fast passage while reaching a UCN density of 3.2 UCN/cm^3 . In order to reach a statistical accuracy of $\Delta\tau_n \approx 1 \text{ s}$, current conditions require a measurement time of about 40 days.

In order to reach demanded UCN densities for a 10^{-4} measurement of the neutron lifetime, various investigations regarding the performance and capability of the current UCN source at beam port D have been performed. The results have led to important evidence on how the UCN yield could be increased. A first step in the UCN source upgrade, which is based on optimisation methods discussed in this thesis, could be realised in the meantime and has led to a factor 3.5 increase of the UCN yield. Reaching higher counting statistics also allows for a more precise investigation of systematic effects.

Overall, the experiment τ SPECT could be successfully prepared for the next phase, the full magnetic storage of UCN.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	5
1.1 Die charakteristischen Eigenschaften eines Neutrons	5
1.1.1 Innerer Aufbau und fundamentale Wechselwirkungen	5
1.1.2 Der Zerfall des freien Neutrons	8
1.2 Relevanz der Neutronlebensdauer für theoretische Modelle	13
1.2.1 Unitarität der CKM-Matrix	14
1.2.2 Einfluss in der Kosmologie und Astroteilchenphysik	16
1.3 Messung der Neutronlebensdauer	20
1.3.1 „In-beam“-Methode mit CN	21
1.3.2 Die Speicherung von UCN	22
1.3.3 Aktueller Stand der Forschung	24
1.4 Ultrakalte Neutronen	26
1.4.1 Ultrakalte Neutronen unter dem Einfluss der vier fundamentalen Wechselwirkungen	26
1.4.2 Moderierte Produktion ultrakalter Neutronen	27
1.4.3 Das superthermische Prinzip	28
1.5 Dynamik von Protonen, Elektronen und Neutronen in elektromagnetischen Feldern	29
1.5.1 Die Lorentzkraft und der magnetische Spiegeleffekt	29
1.5.2 Die Stern-Gerlach-Kraft	30
1.5.3 Das Konzept der schnellen adiabatischen Passage	32
2 Neutronenforschung am TRIGA Mainz	35
2.1 Der Forschungsreaktor TRIGA Mainz mit Pulseinrichtung	35
2.2 Die UCN-Quelle am Strahlrohr D des TRIGA Mainz	36
2.2.1 Technischer Aufbau	36
2.2.2 Kryogenie und Gas-Steuerungssystem	39
3 Charakterisierung der UCN-Quelle am Strahlrohr D des TRIGA Mainz	41
3.1 Untersuchungen zur UCN & VCN-Transmission	41
3.1.1 Darstellung des Messaufbaus	42
3.1.2 Allgemeine Beobachtungen zum Neutronentransport	42
3.1.3 Messung des absoluten UCN & VCN-Geschwindigkeitsspektrums	45
3.1.4 Einfluss der Pulsform des TRIGA Reaktors	48
3.1.5 Variation der Radien - vertikal	50
3.1.6 Variation der Radien - horizontal	51
3.1.7 Variation des thermischen Neutronenflusses	56

3.2	Untersuchungen zur UCN-Dichte	59
3.2.1	Experimenteller Aufbau	59
3.2.2	Monte-Carlo-Simulation	67
3.2.3	UCN-Dichte im Verlauf der Strahlzeiten	70
3.2.4	Variation der Speichergeometrie	72
3.2.5	Variation der Höhendifferenz zwischen Speichergefäß und Quellen- ausgang	79
3.2.6	Variation des Wand-Speicherpotentials	81
3.2.7	Einfluss der Verschlusszeit des Shutters	84
3.3	Untersuchungen zur Stabilität der UCN-Quelle	84
3.3.1	Para-/Ortho-Konzentration des sD ₂ -Konverters	85
3.4	Zusammenfassung und Ausblick	87
4	Design und Aufbau von τSPECT	89
4.1	Das Konzept der Lebensdauerermessung	89
4.2	Technischer Aufbau	94
4.2.1	Die inneren Komponenten von τ SPECT	94
4.2.2	Der Messplatz am TRIGA Mainz	96
4.2.3	Äußere Strahlführung	97
4.3	Die longitudinale Speicherung	99
4.3.1	Das supraleitende Magnetsystem	99
4.3.2	Korrekturspulen für das longitudinale Magnetfeld	100
4.4	Vermessung des longitudinalen Magnetfelds	105
4.4.1	Mechanischer Aufbau	105
4.4.2	Durchführung	106
4.4.3	Auswertung	107
4.4.4	Ausblick	113
4.5	Die radiale Speicherung	114
4.5.1	Der Multipolmagnet	116
4.5.2	Simulation des Magnetfeldverlaufs	118
4.5.3	Vergleich erster Messdaten zur Simulation	120
4.6	Design und Konstruktion eines Adiabatic Fast Passage Spin-Flippers	122
4.6.1	Prinzip des Birdcage Resonators	123
4.6.2	Technischer Aufbau	124
4.6.3	Charakterisierung der Feldform	126
4.6.4	Ausblick	127
4.7	Das Detektionssystem zum Nachweis der Zerfallsprodukte	128
4.7.1	Prinzip und Aufbau	128
4.7.2	Elektronik	129
4.7.3	Design des Elektrodensystems	131
4.7.4	Status und Ausblick	135
4.8	Statistische Betrachtung	135
4.9	Speicherpotential und effektives Volumen	136
4.10	Erste UCN-Speicherung in τ SPECT	141
4.10.1	Spektrale Energieverteilung	143
4.10.2	UCN-Transmission durch das longitudinale Magnetfeld	145

4.10.3	Resonanzfrequenz und UCN-Dichte	147
4.10.4	Fazit und Ausblick	151
Zusammenfassung und Ausblick		152
Anhang		157
A Ultrakalte Neutronen: Produktion und Transport		157
A.1	UCN-Produktion in einem gefrorenen Deuterium Kristall	157
A.2	Konzepte zur Beschreibung der UCN-Reflexion an Oberflächen	160
A.2.1	Kohärente und inkohärente Streuung langsamer Neutronen	160
A.2.2	Reflexion an einer Potentialstufe	163
A.2.3	Transmissionswahrscheinlichkeit von Neutronenleiter	167
B Charakterisierung des thermischen Neutronenflusses		171
B.1	Messung des thermischen und epi-thermischen Neutronenflusses	171
B.1.1	Physikalische Grundlagen	171
B.1.2	Versuchsaufbau und Durchführung	175
B.1.3	Darstellung der experimentellen Ergebnisse	178
B.1.4	MCNP-Simulation des Neutronenspektrums in Strahlrohr D	185
B.2	Analyse der Zeitstruktur eines Reaktorpulses	189
B.2.1	Theoretische Grundlagen	189
B.2.2	Reaktorparameter	191
B.2.3	Prinzip der Messung	194
B.2.4	Auswertung und Interpretation	194
B.2.5	Saisonale Einflüsse	199
B.3	Empirische Charakterisierung der Pulsform	200
C Wärmebelastung des sD₂-Kristalls während der Bestrahlung		203
C.1	Analyse des simulierten Wärmeeintrags	204
C.1.1	Installation zusätzlicher Abschirmung	204
C.1.2	Effekt des Materials der Strahlröhre	205
C.1.3	Energieübertrag auf Konverter und Vormoderator	206
C.2	Experimentelle Untersuchung des Wärmeeintrags	208
C.2.1	Wärmeeintrag im Konverter	208
C.2.2	Wärmeeintrag im Vormoderator	214
C.2.3	Wärmeeintrag im Edelstahl der Strahlröhre	217
C.2.4	Simulierte Temperaturverteilung der Strahlröhre	219
C.2.5	Zusammenfassung	228
C.3	Einfluss des Wärmeeintrags auf die UCN-Produktionsrate	229
C.3.1	Langzeitstabilität	229
C.3.2	Sensitivität gegenüber der Pulsstärke	231
C.4	Anmerkungen zum Vormoderator	232
D Messung der Neutronenlebensdauer mit τSPECT		233
D.1	Aufgaben zukünftiger Experimente	233
D.2	Optimale Höhendifferenz gegenüber dem Quellenausgang	236

D.3	Relative Positionierung von τ SPECT am Strahlplatz D TRIGA Mainz . . .	236
D.4	Zusatzinformationen zum supraleitenden Magnetfeld	237
D.4.1	Magnetfeldmessung mittels Hall-Sonde	237
D.4.2	Einfluss der magnetischen Abschirmung	237
D.4.3	5 G-Grenze für Herzschrittmacher	238
D.5	Multipol	238
D.6	Birdcage	240
E	Neutronenoptische Komponenten	242
E.1	Komponenten zur Strahlmanipulation	242
E.1.1	Reaktionsschneller Shutter	242
E.1.2	Entwicklung eines Chopper-Systems	244
E.2	Entwicklung und Charakterisierung verschiedener Neutronendetektoren . .	248
E.2.1	„In-Beam Monitor“-Detektor	249
E.2.2	Entwicklung eines kompakten Neutronendetektors	254
E.2.3	Relative Effizienzmessungen	255
E.3	Der kommerzielle CASCADE-U 100 Detektor	259
E.3.1	Funktionsweise und technische Details	259
E.3.2	Untersuchung des Totzeit-Verhaltens	261
E.3.3	Abhängigkeit der Zählrate vom Gasfluss	266
	Literaturverzeichnis	270
	Abbildungsverzeichnis	289
	Tabellenverzeichnis	296

Einleitung

Im 19. Jahrhundert glaubte die wissenschaftliche Gemeinschaft alle relevanten Fragestellungen mit den bekannten physikalischen Naturgesetzen erklären zu können. Die Entdeckung der quantisierten Struktur der Hohlraumstrahlung durch Max Planck [1] im Jahre 1900 und die Interpretation von Materie als Teilchen wie auch als Welle (Welle-Teilchen-Dualismus [2]) öffneten die Tür zu einem völlig neuen physikalischen Verständnis der Natur. Bis heute, mehr als 100 Jahre danach, existiert keine vereinheitliche Theorie zur Beschreibung aller physikalischen Phänomene. Statt Antworten ergaben sich viel mehr neue Fragestellungen: Wie passt die *Allgemeine Relativitätstheorie* zur *Quantenphysik*, was ist *Dunkel Materie* und *Dunkel Energie* und woher kommt die Asymmetrie zwischen *Materie* und *Antimaterie*, ohne die wir Menschen heute nicht existieren würden.

Die moderne Physik hat es sich zur Aufgabe gemacht diese und viele weitere Fragestellung auf theoretischer und experimenteller Basis zu entgegnen. Grundlage ist das Standardmodell der Teilchenphysik (SM), das die Interaktion von Elementarteilchen im Rahmen der starken und elektroschwachen Wechselwirkung beschreibt [3] und zuletzt 2012 mit der Entdeckung des sogenannten Higgs-Bosons am Large-Hadron-Collider (LHC) [4, 5] einmal mehr bestätigt werden konnte. Die Unvollständigkeit der Theorie aufgrund der freien Parameter und die Nichtvereinheitlichung der Gravitation erfordern allerdings die Suche nach neuer Physik jenseits des Standardmodells [6].

Ein entscheidender Beitrag dazu liefert die Neutronenforschung im Bereich der Niederenergiephysik (Hochpräzisionsexperimente) und im Speziellen freie nicht im Atomkern gebundene Neutronen, da die Interpretation der Messdaten nicht an theoretische Kernmodellen geknüpft ist. Neutronen unterliegen allen vier bekannten Naturkräften und können somit als Sonde zur Untersuchung von starken, schwachen, elektromagnetischen und gravitativen Phänomenen genutzt werden [7, 8, 9].

Der im Rahmen der elektroschwachen Wechselwirkung [10, 11] beschreibbare freie Neutronenzerfall (β -Zerfall)

$$n \xrightarrow{\beta} p + e^- + \bar{\nu}_e + 782.3 \text{ keV}$$

ist ein Prototyp aller nuklearen β -Zerfälle und ein Schlüsselprozess in der Astronomie und Kosmologie (Primordiale Nukleosynthese). Dass freie Neutronen in ein Proton p , ein Elektron e und eine Elektron-Antineutrino $\bar{\nu}_e$ zerfallen, wurde 1951 von John M. Robson entdeckt [12]. Wie Abbildung 1.3 dargestellt entspricht auf elementarer Ebene der Prozess der Umwandlung eines d -Quarks in ein u -Quark unter Aussendung eines W^- -Bosons, das anschließend in ein Elektron und ein Elektron-Antineutrino zerfällt. Im SM wird der Zerfall durch eine Axialvektor- zu Vektor-Kopplung vermittelt und ist somit eine Mischung

aus Gamow-Teller- (axial) und Fermi- (Vektor) Übergang. Das Verhältnis $\lambda = g_A/g_V$ dieser Kopplungen kann im freien Neutronenzerfall durch Messen der Zerfallsrate bestimmt werden [13].

Zusammen mit der Neutronlebensdauer

$$\tau_n^{-1} = G_F^2 V_{ud} (1 + 3|\lambda|^2)$$

ist es möglich, die Unitarität der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) Matrix zu testen [14]. V_{ud} ist das erste Matrixelement der CKM Matrix und G_F die Fermi-Kopplungskonstante. Eine Verletzung der Unitarität würde auf eine 4. Quark-Generation und damit Physik jenseits des Standardmodells hinweisen.

Um im freien Neutronenzerfall das Niveau der theoretischen Strahlungskorrekturen zu erreichen muss die Lebensdauer und das Verhältnis der Kopplungsstärken auf $\mathcal{O}(10^{-4})$ bekannt sein [14], d.h. $\Delta\tau_n < 0.3\text{ s}$ und $\Delta\lambda < 0.0003$. Der aktuelle Weltmittelwert der Particle Data Group (PDG) [15] 2016 beträgt $\tau_n = 880.2 \pm 1.0\text{ s}$ und $\lambda = -1.2723(23)$.

Ziel dieser Arbeit ist es ein neues Experiment, genannt τ SPECT, zum Messen von τ_n zu designen und aufzubauen. In der ersten Ausbaustufe ist $\Delta\tau_n \simeq 1\text{ s}$ anvisiert, wobei durch stete Weiterentwicklung und die Untersuchung systematischer Effekte das Niveau von $\Delta\tau_n < 0.3\text{ s}$ erreicht werden soll.

Die bisherigen experimentellen Methoden (Strahl- und Speichermodus) zur Bestimmung von τ_n weichen aktuell um 8 s (entspricht 4 Standardabweichungen) [15] voneinander ab. Primär geht man dabei von nicht vollständig verstandenen systematischen Unsicherheiten als Ursache der Diskepanz aus [16].

Durch den Nachweis der Zerfallsprotonen erfassen die Experimente im Strahlmodus [17, 18] keine exotischen Zerfallskanäle (z.B. Neutron-Spiegelneutron Oszillationen [19]), während die Experimente im Speichermodus sensitiv darauf sind. Dieser Unterschied würde zu einer scheinbar längeren Lebensdauer bei der Strahlmethode führen.

Mit τ SPECT bestreitet man daher einen völlig neuen Weg und speichert sogenannte ultrakalte Neutronen (engl. für *ultra cold neutron*, UCN) mittels einer in alle drei Raumrichtungen wirkenden magnetischen Wand. Dies verhindert den Kontakt mit materiellen Oberflächen und eliminiert so die wesentliche systematische Unsicherheit einer der beiden anderen Methoden. Für weitere Details sei auf Abschnitt 1.3 verwiesen.

Durch Detektion der Zerfallsprotonen mit einem Silizium-Drift-Detektor (SSD) kann der Neutronenzerfall in-situ beobachtet werden, wobei der Nachweis in 4π erfolgt. Aus der exponentiell abnehmenden Zählrate lässt sich τ_n bestimmen.

τ SPECT ist an der gepulsten UCN-Quelle (Strahlrohr D) des Forschungsreaktors (FR) TRIGA Mark II der Johannes Gutenberg-Universität Mainz [20] aufgebaut. Durch den Pulsmodus des Reaktors [21] wird für etwa 35 ms eine Spitzenleistung von nominal 250 MW erreicht. Für UCN-Speicherexperimente bietet dies ideale Voraussetzungen, da nur zu Beginn der Messungen eine hohe Neutronendichte benötigt wird. Die Inaktivität in der Zwischenzeit führt zu niedrigen Untergrundbedingungen hinsichtlich der empfindlichen Teilchendetektoren.

Im Rahmen von Vorstudien wurde eine Charakterisierung der Leistungsstärke der UCN-Quelle, sowie die Maximierung der speicherbaren UCN durchgeführt [22]. Die Speicherung von UCN in einer halbmagnetischen Speicherkonfiguration (magnetische Speicherung in longitudinaler- und Wandspeicherung in radialer Richtung) konnte erfolgreich demonstriert werden und dient als Proof of Principle für die geplante dreidimensionale magnetische Speicherung bei τ SPECT.

Struktur der Arbeit

Ein ausführliche Einführung in das Thema „ β -Zerfall des Neutrons“ und die Relevanz der präzisen Kenntnis von τ_n ($\mathcal{O}(10^{-4})$) für theoretische Modelle, wie das SM und die primordiale Nukleosynthese in der Kosmologie, werden in Kapitel 1 vorgestellt. In Kapitel 2 werden der TRIGA Mainz und die UCN-Quelle an Strahlrohr D beschrieben.

Das zentrale Thema der Arbeit ist die Designstudie zum Aufbau von τ SPECT und die Umsetzung der ersten experimentellen Phase. Dafür mussten in zwei Bereichen Fortschritte erzielt werden:

1. Charakterisierung und Optimierung der UCN-Quelle hinsichtlich einer Maximierung der UCN-Dichte (siehe Kapitel 3). Um in der ersten Phase $\Delta\tau_n < 1$ s zu erreichen bedarf es aktuell mehr als 40 Messtage (Zweischichtbetrieb). Jede Steigerung der UCN-Dichte verringert die Messzeit und hilft auch die systematischen Unsicherheiten besser zu charakterisieren.
2. Entwicklung des Konzepts zur UCN-Speicherung im dreidimensionalen Magnetfeld und Nachweis der gespeicherten Neutronen sowie deren Zerfallsprodukte (Protonen), siehe Kapitel 4.

Die beiden genannten Punkte bilden den Hauptteil der Arbeit. Im Anhang werden Detailbetrachtungen behandelt und diskutiert, die für den Spezialisten wichtig sind, um sich ein tieferes Verständnis der komplexen Komponenten zu verschaffen. Die Dokumentation ist als „Handbuch“ für künftige Forschergenerationen im Bereich der UCN-Quelle an Strahlrohr D und τ SPECT zu verstehen.

Im Detail sind dies:

- Theoretische Betrachtungen zum spekularen und diffusen Transport von UCN,
- Studie zur experimentellen Untersuchung der Zeitstruktur eines Reaktorpulses und die Messung des thermischen und epi-thermischen Neutronenflusses in den Strahlrohren C und D auf Basis der Neutronenaktivierungsanalyse von Goldfolien,
- Anforderungen künftiger Experimente zur präzisen Messung von τ_n ,
- Entwicklung neutronenoptischer Komponenten zum Messen und Charakterisieren des ultrakalten Neutronenpulses am TRIGA Mainz.

1 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel befinden sich theoretische Aspekte zum strukturellen Aufbau und zur Wechselwirkung von Neutronen im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik (SM). Im Speziellen geht es um den freien Neutronenzerfall und dessen Relevanz zu anderen Teilgebieten der Physik. Zum Verständnis der in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Durchführungen wird in das Konzept der ultrakalten Neutronen (engl. *ultracold neutrons*, UCN) eingeführt.

Eine umfangreiche Darstellung zur Neutronenphysik in den Bereichen Kosmologie und Teilchenphysik kann bei Nico et al. [7], Abele [8] und Dubbers et al. [9] nachgelesen werden.

1.1 Die charakteristischen Eigenschaften eines Neutrons

Als Entdecker des Neutrons gilt James Chadwick [23, 24], der 1932 durch Bestrahlung eines Beryllium-Targets mit α -Teilchen (aus einer Polonium-Quelle) den Nachweis einer Emission von massiven, jedoch elektrisch neutralen Teilchen erbrachte. Die Existenz solcher Teilchen, die am Aufbau der Kernmaterie beteiligt sein sollten, postulierte Ernest Rutherford bereits 1920 [25].

Wie jedes Teilchen im Standardmodell der Teilchenphysik (SM) besitzt auch das Neutron ein Antiteilchen, das sogenannte Antineutron. Entdeckt wurde es bereits 1956 von Bruce Cork et al. [26] am Bevatron (Lawrence Berkeley National Laboratory) in Folge von Ladungsaustauschkollisionen durch Beschuss von Antiprotonen auf Protonen. Bemerkenswert ist, dass erst in den 60er Jahren die Theorie zur Beschreibung des „Teilchen-Zoos“ auf Basis der Quarks entwickelt wurde [27].

1.1.1 Innerer Aufbau und fundamentale Wechselwirkungen

Neutronen als auch Protonen machen den Hauptbestandteil der baryonischen Materie in unserem Universum aus. Das Neutron gehört zur Gruppe der Fermionen mit halbzahligen Spin ($S = 1/2$) und besitzt keine elektrische Ladung. Im Rahmen des SM bewirkt die starke Wechselwirkung die Bindung von Protonen und Neutronen in einem Atomkern. Freie Neutronen dagegen sind instabil und zerfallen mit einer mittleren Lebensdauer von etwa 15 Minuten.

Da das Neutron allen vier bekannten fundamentalen Wechselwirkungen unterliegt, besitzt der Neutronenzerfall ein großes Potential zur Erforschung der zugrunde liegenden Theorien. Außerdem dienen Neutronen im Bereich der kondensierten Materie aufgrund der elektrischen Neutralität als Messsonde zur Untersuchung von Materialeigenschaften. Da-

bei können sowohl strukturelle (elastische Beugung) als auch dynamische Informationen (inelastische Spektroskopie) gewonnen werden [28].

Das Neutron besitzt eine Substruktur, bestehend aus drei Quarks: 1 up-Quark und 2 down-Quarks (Formel: udd). Aus der Summe der Ladungen der drei Valenzquarks (u: $+\frac{2}{3}$ e, d: $-\frac{1}{3}$ e) ergibt sich die äußere elektrische Neutralität. Der innere Aufbau ist dafür verantwortlich, dass Neutronen ein magnetisches Moment von $\mu_n = -1.913 \cdot \mu_N$ [29] besitzen, wobei $\mu_N = \frac{e}{2m_p} \hbar$ das Kernmagneton darstellt. Der Spin der Valenzquarks (jeweils $s = \frac{1}{2}$) koppelt beim Neutron zu $s_n = \frac{1}{2}$ und ist antiparallel zum magnetischen Moment ausgerichtet. Gegenüber dem Proton besteht eine Massendifferenz von $+1.29$ MeV [15], was letztlich zum Zerfall freier Neutronen zu einem Proton, Elektron und Elektron-Antineutrino



basierend auf der schwachen Wechselwirkung, führt.

Tabelle 1.1: Steckbrief des Neutrons: Einige wichtige Eigenschaften des Neutrons, sowie Anmerkungen zum theoretischen Hintergrund [15, 29].

Mechanische Eigenschaften	
Masse	$\Delta m_{n,p} = 1.29333205(48)$ MeV, Test von $E = mc^2$
gravitative Masse	Test des Äquivalenzprinzips und Neutronenzustände im Gravitationspotential
Spin	$s_n = \frac{1}{2}$
Elektromagnetische Eigenschaften	
Ladung	Limit: $< 0.8 \cdot 10^{-21}$ e
interne Ladungsverteilung	Ladungsradius (elastische Neutron - Elektron Streuung)
magnetisches Dipolmoment	$\mu_n = -1.91304272(45) \cdot \mu_N$
elektrisches Dipolmoment	Limit: $< 1.82 \cdot 10^{-26}$ e cm
Neutronenzerfall	
mittlere Lebensdauer	880.3(1.1) s
Korrelationen	Test der elektroschwachen Wechselwirkung (V-A-Theorie), sowie erweiterte theoretische Modelle (BSM ¹)
im Neutronenzerfall	
„Exotische“ Zerfallskanäle	$n \rightarrow \bar{n}$ -Oszillationen, $> 8.6 \cdot 10^7$ s

¹Mit Physik jenseits des Standardmodells (engl. *Physics beyond the Standard Model*, BSM) werden im allgemeinen Theorien zur Erweiterung des Standardmodells (SM) bezeichnet. Die experimentelle Verifikation solcher theoretischen Modelle steht in der modernen Physik an oberster Stelle.

Der Einfluss der Neutronenenergie auf die Art der Wechselwirkung

Die Interaktion von Neutronen mit Materie hängt sehr stark von der Neutronenenergie selbst ab. Die Reaktionsrate, also der sogenannte Wirkungsquerschnitt, ist eine Summe aller einzelnen Reaktionstypen, die in einem betrachteten Prozess auftreten können. Zum einen gibt es die Neutronenabsorption, bei der entweder das Neutron vom Targetkern aufgenommen wird (je nach Neutronenenergie erfolgt anschließend eine Kaskade von γ -Emissionen, im englischen Sprachgebrauch *radiative capture*) oder als Folge eines sekundären Prozesses eine Kernspaltung induziert wird. Zum anderen kann die Interaktion als Streuprozess erfolgen, wobei man zwischen elastischer und inelastischer Streuung unterscheidet. Hierbei ist zu beachten, dass der Streuprozess jeweils kohärent oder inkohärent stattfinden kann. Für Neutronenenergien im kalten und ultrakalten Energiebereich erfolgt der Streuprozess fast ausschließlich kohärent [30] (siehe Abschnitt A.2).

Als Beispiel sei der Wirkungsquerschnitt für Absorption, (n, γ)-Reaktion, an ^{235}U und ^{238}U und für inelastische Streuung an flüssigem molekularen Wasserstoff (20 K) in Abhängigkeit der Kernspinkonfiguration² in Abbildung 1.2 gezeigt. Die dazugehörigen Datenbibliotheken³ werden von der Internationalen Atomenergiebehörde (engl. *International Atomic Energy Agency*, IAEA) bereitgestellt.

Abbildung 1.1 zeigt eine Übersicht zur sprachlichen Einstufung von Neutronen bzgl. ihrer kinetischen Energie. Für den interessierten Leser sei auf [28] verwiesen.

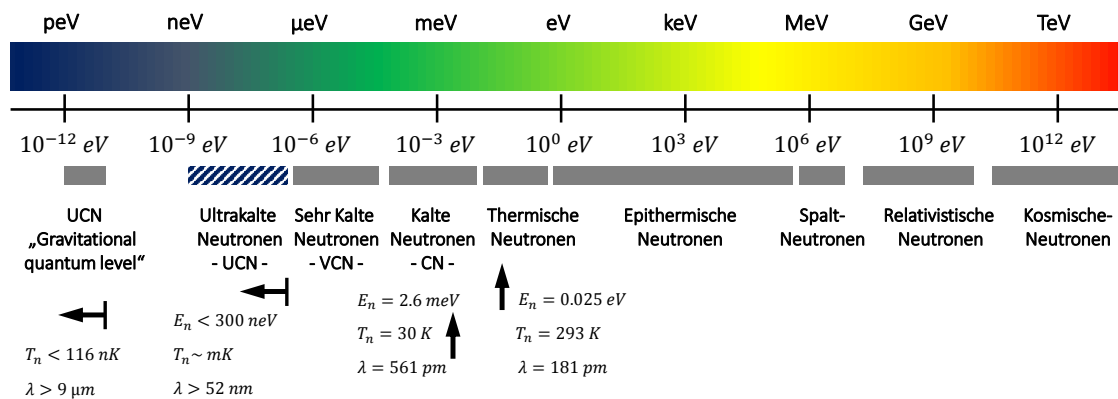


Abbildung 1.1: Spektrale Klassifizierung von Neutronen über 24 Größenordnungen hinweg. Die bei einer Kernspaltung freigesetzten Neutronen besitzen eine kinetische Energie von einigen MeV. Der Moderationsprozess im umliegenden Material thermalisiert das Spektrum bis hin zu einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit einem Modalwert, welcher der Temperatur des Moderators entspricht (rechter Pfeil, $T = 293 \text{ K}$). Im allgemeinen Sprachgebrauch bezeichnet man diese als *thermische Neutronen*. Durch Abkühlung des Moderators können *Kalte Neutronen* (engl. *cold neutron*, CN) erzeugt werden, wobei diese immer noch eine Energie von einigen meV besitzen. Zu noch niedrigeren Energien hin gelangt man in den Bereich der sehr kalten (engl. *very cold neutron*, VCN) und ultrakalten Neutronen (engl. *ultracold neutron*, UCN). Die kinetische Energie ist nun so gering, dass Gravitation und Magnetfelder ($\sim 1 \text{ T}$) die Dynamik der Neutronen beeinflussen. Die Wellenlänge solcher Neutronen ist bereits um ein Vielfaches größer als der zwischenatomare Abstand in Festkörpern.

²Entsprechend der Ausrichtung der Kernspins der beiden H-Atome im H_2 -Molekül spricht man bei $S = 0$ von para-Wasserstoff und bei $S = 1$ von ortho-Wasserstoff.

³Weblink zur Datenbank: <https://www-nds.iaea.org/>

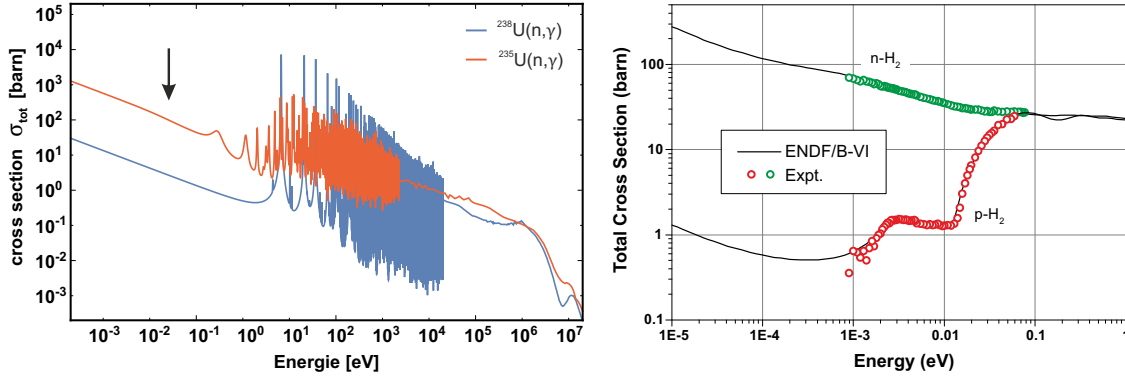


Abbildung 1.2: Links: Wirkungsquerschnitt der Reaktion (n, γ) als Funktion der initialen Neutronenenergie für die Target-Nuklide ^{235}U und ^{238}U . Der schwarze Pfeil markiert die Stelle thermischer Neutronen mit $E_n = 0.0253 \text{ eV}$ ($T_n = 293 \text{ K}$). Verwendete Datenbank: ENDF/B-VIII.b4.

Rechts: Inelastischer Wirkungsquerschnitt zur Neutronenstreuung an normalem ($n\text{-H}_2$) und para ($p\text{-H}_2$) Wasserstoff (flüssig) bei $T = 20 \text{ K}$. Modifiziertes Diagramm aus [31].

1.1.2 Der Zerfall des freien Neutrons

Der β -Zerfall des freien Neutrons nach Gleichung 1.1 lässt sich mit der elektroschwachen Wechselwirkung im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik (SM) beschreiben [10, 11]. Dabei werden die Eigenschaften der Wechselwirkung (WW) sowie die Erzeugung der drei Vektorbosonen durch die Symmetrie der zugrundeliegenden $SU_L(2) \times U(1)$ Eichgruppe festgelegt. Auf elementarer Quark/Lepton-Ebene entspricht der Zerfall einer Umwandlung $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$ unter Austausch eines virtuellen, geladenen schwachen Bosons W^- , was in Abbildung 1.3 illustriert ist. Im Limit niedriger Energie ($q \rightarrow 0$, wobei q der vier Impulstransfer ist) kann die Interaktion als 4-Fermionen-Kontaktwechselwirkung beschrieben werden [32, 33, 34]. Der resultierende Hamiltonoperator lässt sich als Strom-Strom-Interaktion⁴ in der Form

$$\mathcal{H}_{V-A} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu^\dagger \cdot J^\mu + h.c., \quad (1.2)$$

mit einem hadronischen und einem leptonischen Anteil $J_\mu = J_\mu^{\text{had}} + J_\mu^{\text{lep}}$, konstruieren. Die sogenannte Fermi-Kopplungskonstante $G_F/(\hbar c)^3 = 1.166379(1) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ [15] gibt die Stärke der WW an und wird aus der Myon-Lebensdauer (rein leptonische WW) bestimmt. Sei M_W die Masse der Vektorbosonen, dann ist $G_F \sim 1/M_W^2$ für $q \rightarrow 0$. Durch die große Masse der Vektorbosonen begründet sich die relative Schwäche der schwachen WW gegenüber der starken und elektromagnetischen WW, was sich anhand verhältnismäßig langer Zerfallszeiten, wie zum Beispiel dem Neutron mit etwa 15 min, äußert.

Energetisch möglich ist der Zerfall freier Neutronen durch die Massendifferenz $\Delta m_{n,p}$ zwischen Neutron und Proton (siehe Tabelle 1.1) mit einer Endpunktsenergie des Elektronenspektrums von 782.3 keV [15] und des Protonenspektrums von 751 eV [15].

⁴In Gleichung 1.2 steht $h.c$ für hermitesch konjugiert.

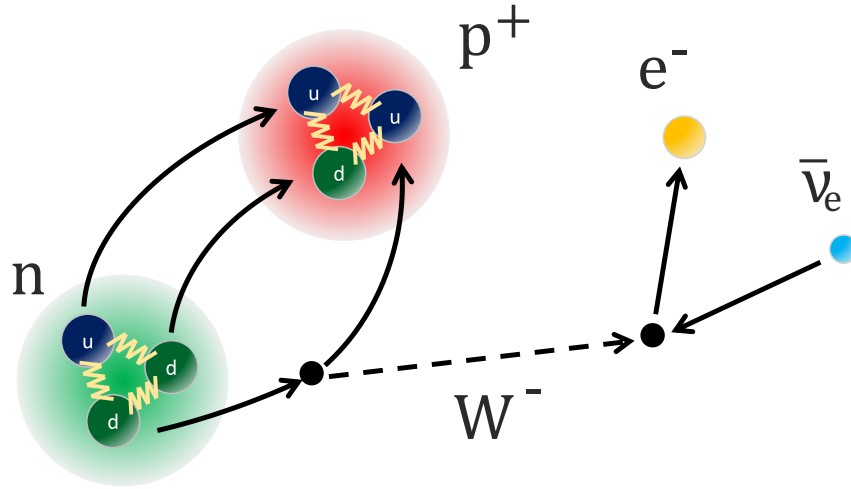


Abbildung 1.3: Der β -Zerfall des freien Neutrons auf Ebene der Quarks unter Austausch eines schwachen Vektorbosons W^- (illustriertes Feynman-Diagramm).

$V - A$ Struktur

Für die am β -Zerfall beteiligten Fermionen, repräsentiert durch 4-komponentige Dirac-Spinoren, existieren fünf Möglichkeiten der kovarianten Interaktion, vermittelt durch die Operatoren: Skalar $\mathcal{O}_S = 1$, Vektor $\mathcal{O}_V = \gamma_\mu$, Tensor $\mathcal{O}_T = \sigma_{\lambda\mu}/\sqrt{2}$, Axialvektor $\mathcal{O}_A = -i\gamma_\mu\gamma_5$ und Pseudoskalar $\mathcal{O}_P = \gamma_5$. Unter der Voraussetzung, dass die beiden Leptonen keinen Bahndrehimpuls mitnehmen, unterliegt der β -Übergang den Auswahlregeln

$$\Delta J = J_i - J_f = 0, \pm 1 \quad \pi_i \pi_f = +1, \quad (1.3)$$

wobei J_i und π_i (J_f und π_f) den Spin und die Parität des initialen (finalen) Zustands darstellen [35]. Entsprechend der Spinorientierung des Leptonenpaares spricht man von Singulett- (anti-parallel, $S = 0$) und Triplett- (parallel, $S = 1$) Komponente. Für erlaubte Übergänge kann der Singulett-Zustand nur mit $\Delta J = 0$ (Fermi-Auswahlregel) auftreten, während der Triplett-Zustand zu $\Delta J = 0, \pm 1$ (Gamow-Teller-Auswahlregel) korrespondiert, wie nachfolgend dargestellt ist.

	Helizität			
	ν_e	$\bar{\nu}_e$	β^-	β^+
S,T	+1	-1	$-\frac{v}{c}$	$+\frac{v}{c}$
V,A	-1	+1	$-\frac{v}{c}$	$+\frac{v}{c}$

$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$			
---	--	--	--

Tensor		Vektor	
$H_\beta = -1$	$H_{\bar{\nu}_e} = -1$	$H_\beta = -1$	$H_{\bar{\nu}_e} = +1$
Axialvektor		Skalar	
$H_{\bar{\nu}_e} = +1$		$H_{\bar{\nu}_e} = -1$	
Gamow-Teller: $\Delta J = 1$ $S=1$		Fermi: $0^+ \rightarrow 0^+$ $S=0$	

Die Natur der schwachen Wechselwirkung unterscheidet zwischen Links- und Rechtshändigkeit (Helizität, H) und ist somit nicht invariant unter Punktspiegelung (Verletzung der Parität, P). Der theoretische Ansatz geht auf T. Lee und C. Yang [36] 1956 zurück und konnte experimentell im darauffolgenden Jahr durch C.-S. Wu im β^- -Zerfall von ^{60}Co [37] beobachtet werden.

Die Konsequenz daraus ist, dass die schwache Wechselwirkung im Rahmen des SMs nur auf linkshändige (H negativ) Teilchen und rechtshändige (H positiv) Antiteilchen wirkt, maximal paritätsverletzend ist ($\exp(i\varphi) \approx \exp(i\pi) = -1$ [9]) und damit eine $V - A$ Struktur besitzt. S und T sind nicht realisiert und die pseudoskalare Komponente des hadronischen Stroms $p\gamma_5 n$ verschwindet im nicht-relativistischen Limit $q \rightarrow 0$ [33]. Zusätzlich geht man von einer Zeitumkehr-Invarianz (T-Symmetrie) aus⁵. Bei der Suche nach Physik jenseits des SMs stellt man diese Annahmen infrage. Für den interessierten Leser sei auf [8, 9, 35, 38] verwiesen.

Wie sich herausstellte besitzt die schwache Wechselwirkung eine weitere Eigenart: Die relative Stärke rein leptonischer, semileptonischer und rein hadronischer Prozesse ist nicht identisch. Abhilfe konnte die Einführung der sogenannten Quark-Mischung liefern, bei der die schwachen Eigenzustände der Quarks mit Ladung $-1/3$ sich von den Eigenzuständen der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung unterscheiden. Mathematisch wird dies durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)-Matrix ausgedrückt [39, 40]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

wobei (d', s', b') die schwachen Eigenzustände sind und die Matrix unitär ist: $VV^\dagger = \mathbb{1}$. Im β -Zerfall, bei dem schwerere Quarks keinen Beitrag in niedrigster Ordnung leisten, ergibt sich mit dem Cabibbo-Winkel θ_c [39] vereinfacht

$$d' \simeq V_{ud} d = \cos(\theta_c) d. \quad (1.5)$$

Die Nukleonenstruktur beeinflusst ebenfalls den β -Zerfall, da die mit den Leptonen wechselwirkenden Quarks nicht frei sondern im Inneren des Neutrons gebunden sind. Wie der illustrierte Feynman-Graph aus Abbildung 1.3 andeutet, besteht das Neutron aus den Valenzquarks udd sowie aus sogenannten Seequarks (virtuelle $q\bar{q}$ -Paare) und Gluonen, die alle untereinander interagieren.

Mathematisch wird dies durch Formfaktoren $f_i(q^2)$ und $g_i(q^2)$, mit $i = \{1, 2, 3\}$, berücksichtigt, wobei durch $q^2 \rightarrow 0$ diese sich auf reine Zahlen $f_i(0)$ und $g_i(0)$ reduzieren, deren Quotienten unter T-Invarianz real sind [9]. In erster Ordnung verbleiben drei der sechs möglichen Faktoren mit den folgenden Eigenschaften:

- $f_1(0) = g_V$: Erhaltung des schwachen Vektorstroms (CVC)
- $f_2(0) = \kappa_p - \kappa_n$: Erhaltung der schwachen magnetischen Momente („weak magnetism“)

⁵Unter Berücksichtigung von $i = \{S, V, T, A, P\}$ ergeben sich zur mathematischen Formulierung des Matricelements der Wechselwirkung zehn Koeffizienten C_i, C'_i mit 20 realen Parametern. Eine Zeitumkehr-Symmetrie (T) fordert $\text{Im}(C_i) = 0$ für alle i [35].

- $g_1(0) = g_A$: Partielle Erhaltung des schwachen Axialvektorstroms (PCAC).

Dabei sind κ_p und κ_n die anomalen magnetischen Momente von Proton und Neutron. Das Matrixelement des β -Zerfalls im $V - A$ elektroschwachen SM lautet damit [9]:

$$\mathcal{M}_{\text{neutron}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} \left[p(\gamma_\mu(1 + \lambda\gamma_5) + \frac{\kappa_p - \kappa_n}{2M_W} \sigma_{\mu\nu} q^\nu) n \right] [e\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\nu_e]. \quad (1.6)$$

Der Parameter λ beschreibt dabei die Kopplungsstärke von Axialvektor- zu Vektorstrom und ist durch

$$\lambda = \frac{g_A}{g_V} \quad (1.7)$$

gegeben. Aus der CVC ergibt sich in spezieller Notation⁶ $g_V \equiv 1$, sodass im Fall der Zeitumkehr-Invarianz $\lambda = |g_A| \exp(i\varphi) \stackrel{\varphi \approx \pi}{=} -|g_A|$ mit $|g_A| \simeq \mathcal{O}(1)$ (PCAC) ist. Der aktuelle Wert der PDG 2016 lautet [15]

$$\lambda = -1.2723(23) \quad (1.8)$$

und geht auf Messungen der β -Asymmetrie A^7 (siehe Gleichung 1.12) mit CN und seit 2010 auch mit UCN zurück [41].

Wie man erkennt, hängt trotz der komplizierten inneren Struktur des Neutrons das Matrixelement lediglich von zwei freien Parametern ab: Das erste Element V_{ud} der CKM-Matrix und dem Verhältnis λ von Axialvektor- zu Vektorstrom.

Fermis Goldene Regel

Die Übergangsrate, was dem Inversen der Lebensdauer entspricht, vom initialen zum finalen Zustand lässt sich mit Fermis Goldener Regel nach $\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} |\mathcal{M}_{fi}|^2 \rho$ berechnen, wobei $\mathcal{M}_{fi}$ das Matrixelement zur Beschreibung der Wechselwirkung und ρ das Phasenraumvolumen des finalen Zustands darstellt.

Für den β -Zerfall des freien Neutrons im Rahmen des SMs ergibt sich mit Gleichung 1.6 und $\tau_n^{-1} = \Gamma = \int d^3\Gamma$ die Neutronlebensdauer zu [9, 42, 43]:

$$\tau_n^{-1} = \frac{c}{2\pi^3} \frac{(m_e c^2)^5}{(\hbar c)^7} G_F^2 |V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2) f^n (1 + \delta'_R) (1 + \Delta_R^V). \quad (1.9)$$

Dabei ist $f^n = 1.6887(2)$ [44] der statistische Phasenraum-Faktor inklusive einer Coulomb-Korrektur des finalen Zustands (Fermi-Funktion: $F(Z, E_e)$, mit $Z = 1$) sowie kleinere Rückstoßkorrekturen. Der Term $\delta'_R = 1.4902(2) \%$ [44] beschreibt eine vom Nukleon abhängige (äußere) Strahlungskorrektur, während der Term $\Delta_R^V = 2.361(38) \%$ [43] innere

⁶Ist man lediglich am Verhältnis der Kopplungsstärke g_A/g_V interessiert, kann man $G_F V_{ud}$ als freien Parameter wählen.

⁷Korrelationskoeffizient zwischen Spin σ_n des Neutrons und Impuls $\mathbf{p}_e$ des Elektrons im β -Zerfall.

von der Nukleonenstruktur unabhängige Strahlungskorrekturen berücksichtigt. In kompakter Form ist damit der Zusammenhang von V_{ud} , λ und der Lebensdauer [43]

$$\tau_n = \frac{4908.7 \pm 1.9 \text{ s}}{|V_{ud}|^2(1 + 3\lambda^2)}, \quad (1.10)$$

wobei der Fehler im Zähler die Unsicherheit der elektroschwachen Strahlungskorrekturen reflektiert.

Winkelkorrelationen im Neutronenzerfall

Während sich τ_n aus der totalen Zerfallsrate Γ ergibt, liefert das Differential $d^3\Gamma$ Information über die der schwachen Wechselwirkung zugrundeliegenden Kopplungsstruktur der Fermionen. Wenn auch experimentell bereits gezeigt werden konnte, dass die schwache WW in erster Ordnung eine $V - A$ -Struktur besitzt, so würde eine Abweichung davon Hinweise auf bisher nicht berücksichtigte Effekte liefern, die sogenannte „neue Physik“ jenseits des SMs.

J. Jackson et al. (1957) haben die verschiedenen Zerfallsraten aller möglichen erlaubten Übergänge berechnet [13]. Für den Fall orientierter Nukleonen, mit einem Erwartungswert $\langle s_n \rangle$ des Neutronenspins, ist die Verteilung in Elektronen- und Neutrino-Richtung sowie Elektronen-Energie gegeben durch

$$d^3\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{G_F^2 |V_{ud}|^2}{2} p_e E_e (E_0 - E_e)^2 dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu \quad (1.11)$$

$$\times \xi \left[1 + a \frac{\mathbf{p}_e \cdot \mathbf{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m_e}{E_e} + \frac{\langle s_n \rangle}{s_n} \left(A \frac{\mathbf{p}_e}{E_e} + B \frac{\mathbf{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) + \dots \right],$$

wobei der allgemeine Faktor ξ eine Funktion von 20 Konstanten zur Charakterisierung der Kopplungen S, V, T, A und P ist. p_e, p_ν, E_e und E_ν sind Elektronen (Neutrino) Impuls und totale Energie, E_0 ist die maximale totale Elektronenenergie, m_e die Elektronenmasse und Ω der Raumwinkel.

Die Parameter a, A, B und D stellen die Winkelkorrelationskoeffizienten⁸ dar und können experimentell bestimmt werden. Dabei hängen alle Koeffizienten auf unterschiedliche Weise von der Axialvektor- zu Vektor-Kopplungskonstanten λ ab. Als Beispiel seien a und A genannt:

$$a = \frac{1 - \lambda^2}{1 + 3\lambda^2} \quad \text{und} \quad A = -2 \frac{\lambda(\lambda + 1)}{1 + 3\lambda^2}. \quad (1.12)$$

⁸Es existieren noch weitere Möglichkeiten der Korrelation, zum Beispiel durch Polarisierung des Neutronenspins [35].

Das Experiment *a*SPECT [45] unter der Leitung von W. Heil konnte 2013 mit kalten Neutronen eine neue Präzisionsmessung des Koeffizienten a durchführen⁹. Mit dem *UCNA*-Experiment [41] am LANL in Los Alamos, USA, konnte 2010 zum ersten Mal mit gespeicherten UCN die β -Asymmetrie A gemessen werden.

Dem sogenannten Fierz-Interferenzterm b kommt eine ganz besondere Bedeutung bei, da er die Form des Elektronenspektrums beeinflusst und zu einer Mischung von g_s - g_V sowie von g_T - g_A führt. Der Nachweis $b \neq 0$ wäre eine direkte experimentell Widerlegung der reinen $V - A$ Struktur der schwachen WW. Das Limit liegt bei $|b| < 0.03$ [9].

1.2 Relevanz der Neutronlebensdauer für theoretische Modelle

Könnte das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) stets experimentell bestätigt werden, ist die Theorie dennoch unvollständig: Es beinhaltet 18 freie Parameter, spontane Symmetriebrechung und maximale Paritätsverletzung der schwachen WW sowie viele weitere offene Fragen. Die direkte Entdeckung neuer Teilchen im Bereich der Hochenergiephysik, wie dem Large Hadron Collider (LHC) am CERN, stößt zunehmend an ihre Grenzen. Auf der Suche nach „neuer Physik“ jenseits des SMs bietet die Niederenergiephysik auf Grundlage von Hochpräzisions-Experimenten ein enormes Potential. Dabei geht es um das Aufspüren von noch so kleinen Abweichungen gegenüber den bestehenden theoretischen Modellen.

Für das Interesse an präzisen Daten des Neutronenzerfalls existieren zwei wesentliche Gründe [9]:

1. Die meisten der semileptonischen schwachen Wechselwirkungsprozesse (d.h. von Quarks und Leptonen) müssen anhand von Parametern aus dem Neutronenzerfall berechnet werden. Als Beispiel dient zum einen der Wirkungsquerschnitt von Protonen und Neutronen der schwachen WW bei Interaktionen im Bereich der Kosmologie, Astroteilchen- und Teilchenphysik und zum anderen Reaktionen wie der Pion-Zerfall oder der Einfang von Myonen. Selbst bei der Kalibrierung von Neutrino-Detektoren spielen diese Parameter eine Rolle.
2. Test der schwachen WW auf Abweichungen der Axialvektor- zu Vektor- ($V - A$) Struktur, um die mögliche Kopplung mit anderen Symmetrien, wie Skalar S oder Tensor T , oder zusätzliche rechtshändige $V + A$ Kopplungen mit nicht vollständiger Paritätsverletzung nachzuweisen.

Der Neutronenzerfall jenseits des SMs besitzt mehr als 20 beobachtbare Messgrößen, während das SM nur drei Parameter¹⁰ dafür benötigt, womit das Problem stark überbestimmt ist. Die Rolle der Neutronlebensdauer sei in den beiden folgenden Unterabschnitten näher aufgeführt.

⁹Detaillierte Informationen befinden sich in [46].

¹⁰Die schwache WW kann durch den Weinbergwinkel θ_W , der Masse m_W des W-Bosons und der Masse m_H des Higgs-Bosons vollständig charakterisiert werden. Alternativ kann die Fermi-Kopplungskonstante G_F und die Masse m_Z des Z-Bosons (statt θ_W und m_W) gewählt werden. Betrachtet man die elektroschwache WW, kommt die Feinstrukturkonstante $\alpha \approx 1/137$ der elektromagnetischen WW hinzu.

1.2.1 Unitarität der CKM-Matrix

Der theoretische Ansatz der schwachen Wechselwirkung geht von der lokalen Invarianz unter Eichtransformation der Fermionfelder aus und fordert die Unitarität der CKM-Matrix: $VV^\dagger = \mathbb{1}$ [47]. Die physikalische Folge ist der Erhalt der Baryonenzahl und des Vektorstrom (CVC) bei schwachen Teilchenübergängen. Während eine komplexe Phase zu einem Unterschied (Phasendifferenz) zwischen Teilchen- und Anti-Teilchenreaktionen führt (CP-Verletzung, siehe BaBar- [48] und Belle-Experiment [49]), kann eine Abweichung in der Form

$$1. \text{ Reihe : } |V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 - \Delta, \quad (1.13)$$

einen Hinweis auf eine 4. Quark-Generation liefern. Es sei angemerkt, dass man ebenso weitere Linearkombinationen der Art: $\sum_i |V_{i,j}|^2$ oder $\sum_j |V_{i,j}|^2$ aufstellen kann, um eine Abweichung von $= 1$ zu überprüfen.

Um das Jahr 2002 existierte tatsächlich mit $\Delta = 0.0083(28)$ eine $+3\sigma$ -Abweichung [50]. Wie sich herausstellte, lag dies wohl am damaligen Wert $|V_{us}|$, der in Folge neuer Experimente und einem besseren Verständnis der systematischen Unsicherheiten (Strahlungskorrekturen) um $+2.4\%$ zu $|V_{us}| = 0.2248(6)$ [15] verschoben wurde.

Der Beitrag der 3. Generation mit $|V_{ub}| = 4.1(4) \cdot 10^{-3}$ [15] ist vernachlässigbar klein. Insgesamt ergibt sich das aktuelle Limit der PDG 2016 zu [15]:

$$1. \text{ Reihe : } |V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.9995(5). \quad (1.14)$$

Anhand von Gleichung 1.10 und dem Verhältnis der Axialvektor- zu Vektor-Kopplungsstärke $\lambda = g_A/g_V = 1.2749(12)$, wobei lediglich die zwei zuletzt veröffentlichten Werte [41, 51] genutzt wurden, ergibt sich $|V_{ud}|$ zu

$$|V_{ud}| = \begin{cases} 0.9746(7)_{\tau_n(15)\lambda(4)_{\text{RC}}} & \text{„bottle“} \\ 0.9699(22)_{\tau_n(15)\lambda(4)_{\text{RC}}} & \text{„in-beam“}. \end{cases} \quad (1.15)$$

Die Unsicherheit der jeweiligen Beiträge ist einzeln angeben, wobei mit „RC.“ die Nukleon bedingten Strahlungskorrekturen gemeint sind. Die Werte sind in Abbildung 1.4 anhand der farbigen Symbole eingezeichnet. Zur Messung von τ_n existieren zwei Methoden mit unterschiedlichen Systematiken: Strahlexperimente mit CN („in-beam“) und Speichereperimente mit UCN („bottle“), die um 4σ voneinander abweichen. Für weitere Details sei auf Abschnitt 1.3 verwiesen.

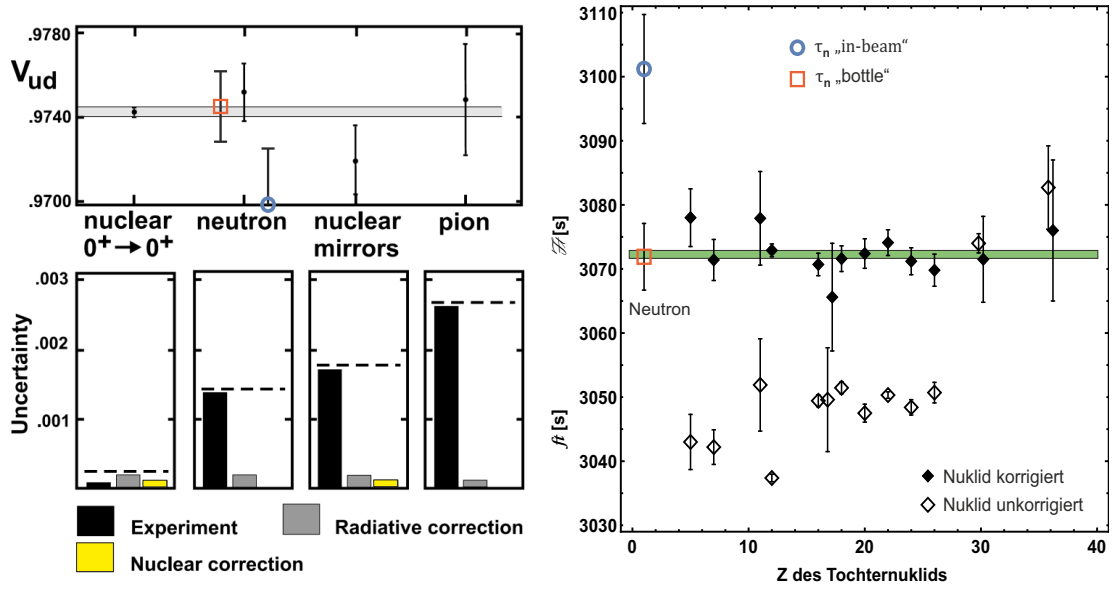


Abbildung 1.4: Im oberen Teil des linken Diagramms sind die Werte des Matrixelementes $|V_{ud}|$ von unterschiedlichen schwachen Übergängen gezeigt, wobei der Mittelwert durch das graue Band angedeutet wird. Das dazugehörige Fehler-Budget ist darunter zu sehen [52]. Die höchste Präzision wird bei super-erlaubten $0^+ \rightarrow 0^+$ Zerfällen durch Messung des ft -Wertes erreicht (siehe Gleichung 1.17). Eine Auswahl von 13 Nukliden mit der geringsten Unsicherheit ist im rechten Diagramm dargestellt [14]. Die farbigen Symbole zeigen jeweils den Wert des freien Neutronenzerfalls (Gleichungen 1.10 und 1.18).

Der präziseste Werte von $|V_{ud}|$ resultiert aus der Messung super-erlaubter Fermi-Übergänge $0^+ \rightarrow 0^+$ im nuklearen β -Zerfall [14, 15]:

$$|V_{ud}| = 0.97417(5)_{\text{exp.}}(9)_{\text{nucl.dep.}}(18)_{\text{RC}}. \quad (1.16)$$

Dies ist gegenüber den Daten des freien Neutronenzerfalls um etwa einen Faktor 10 genauer. Die Unsicherheit setzt sich neben dem experimentellen Fehler („exp.“) vor allem aus Strahlungskorrekturen („RC.“) und einer von der jeweiligen Nuklidstruktur abhängigen Korrektur („nucl.dep.“) zusammen (siehe Abbildung 1.4 links).

Ermittelt wird der Wert durch Bestimmung des ft -Wertes¹¹ beim nuklearen super-erlaubten Übergang (reine Vektor-Kopplung) ausgewählter Radionuklide [14]:

$$ft = \frac{2\pi^3(\hbar c)^7}{c(m c^2)^5} \frac{\ln 2}{G_F^2 |V_{ud}|^2}, \quad (1.17)$$

wobei der korrigierte Wert $\mathcal{F}t = ft \cdot (1 + \delta_{\text{n.d.}})(1 + \Delta_{\text{RC}})$ ist. Der Mittelwert über die 14 besten Messungen beträgt $\mathcal{F}t = 3072.3(6)$ s. Vergleiche dazu das rechte Diagramm in Abbildung 1.4. Für eine detaillierte Betrachtung sei auf [52, 14] verwiesen.

¹¹Beschreibt das Produkt aus Phasenraumvolumen $f \times$ Halbwertszeit t des β -Zerfalls.

Alternativ kann auch aus dem freien Neutronenzerfall der Werte $\mathcal{F}t$ mit $\lambda = g_A/g_V$ und τ_n bestimmt werden (Vektor-Kopplung) [9]:

$$\mathcal{F}t_{n\text{-Vektor}} = f^R \frac{1}{2} (1 + 3\lambda^2) \tau_n \ln 2 = \begin{cases} 3072 \pm 5 \text{ s} & \text{„bottle“} \\ 3101 \pm 9 \text{ s} & \text{„in-beam“,} \end{cases} \quad (1.18)$$

wobei $f^R = 1.71485(34)$ [38] der strahlungskorrigierte Phasenraumfaktor ist. Auch hier wurde zwischen den Ergebnissen der Strahl- und Speicherexperimente für τ_n unterschieden und λ aus [41, 51] genutzt.

Wie in Abbildung 1.4 zu sehen stimmen die Werte der super-erlaubten Übergänge mit dem Wert τ_n der UCN-Speicherexperimente überein, während die „in-beam“ Methode deutlich davon abweicht.

Sind die super-erlaubten nuklearen Zerfallsexperimente heute noch deutlich genauer, so ist deren Präzision durch die theoretischen Modelle zur Korrektur von nuklearen Effekten limitiert. Um im freien Neutronenzerfall das Niveau der theoretischen Strahlungskorrekturen zu erreichen, muss die Lebensdauer und das Verhältnis der Kopplungsstärken auf $\mathcal{O}(10^{-4})$ bekannt sein, d.h. $\Delta\tau_n < 0.3 \text{ s}$ und $\Delta\lambda < 0.0003$. Dies muss das Ziel jedes neuen Experiments zur Messung von τ_n und λ sein.

1.2.2 Einfluss in der Kosmologie und Astroteilchenphysik

Die Big Bang Nukleosynthese (BBN) bietet die Möglichkeit der experimentellen Beobachtung bzw. Überprüfung kosmologischer Strukturen in einer sehr frühen Phase des Universums [53]. Im Rahmen der Standard BBN (SBBN) kann die Häufigkeit der vier leichtesten Elemente (H, He, Li, Be) durch das Baryon-zu-Photon Verhältnis $\eta \equiv n_b/n_\gamma$ parametrisiert werden [54]. Diese Größe konnte in den letzten Jahren durch Messung der kosmischen Hintergrundstrahlung (cosmic microwave background, CMB) sehr genau bestimmt werden ($\Delta\eta/\eta \simeq 7 \cdot 10^{-3}$ [55]). Wie dies mit der Neutronlebensdauer τ_n zusammenhängt soll im Folgenden kurz erläutert werden.

Die Standard BBN

Das Modell der SBBN geht von einer Raumzeit charakterisiert durch die Allgemeine Relativitätstheorie und der λ kalte dunkle Materie (engl. λ *cold dark matter*, λ CDM) Kosmologie aus¹². Außerdem werden die im SM bekannten Wechselwirkungsprozesse sowie Teilchen vorausgesetzt (mikrophysikalische Prozesse), wobei die Interaktionen von Temperatur und Größe des Universums abhängen. Insbesondere geht man von drei leichten Neutrino-Generationen N_ν und einem strahlungsdominierten Universum während der Epoche der Nukleosynthese aus. Somit besitzt das Modell keine freien Parameter.

¹²Der Ansatz beruht auf der Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW)-Metrik und vernachlässigt Effekte aufgrund von „Dunkler Materie“ sowie „Dunkler Energie“ werden vernachlässigt [54].

Anfangen bei einem extrem heißen und dichten Anfangszustand, kühlt das Universum in Folge der Expansion zunehmend ab. Die zeitliche Evolution ist im linken Teil der Abbildung 1.5 graphisch illustriert. Für $t \ll 1$ kann von einem thermischen Gleichgewicht zwischen Neutronen und Protonen ausgegangen werden, d.h. $n/p = \exp(-\Delta m/T)$ mit $\Delta m = m_n - m_p$ (siehe Tabelle 1.1) und $T > 1 \text{ MeV}$ ¹³. Da $\Delta m > 0$, verschiebt sich das Gleichgewicht mit der Zeit zur Seite der Protonen, was anhand der blauen Strichlinie im rechten Teil der Abbildung 1.5 gezeigt ist. Dabei ist die Kopplung der beiden Baryonen durch das Gleichungssystem

$$n + e^+ \leftrightarrow p + \bar{\nu}_e \quad \text{und} \quad n + \nu_e \leftrightarrow p + e^- \quad (1.19)$$

gegeben, wobei der freie Neutronenzerfall zu dieser Zeit noch keinen nennenswerten Einfluss hat [9]. In Folge der Expansion (ausgedrückt durch den Hubble-Parameter $H(t)$) sinkt die Reaktionsrate der Neutrinos mit den CMB-Photonen und den $e^\pm$ -Paaren ($T \lesssim 2 - 3 \text{ MeV}$) und die Neutrinos entkoppeln (engl. *decoupling*) von den CMB-Photonen und den $e^\pm$ Paaren. Die Prozesse aus Gleichung 1.19 enden bei $T \lesssim T_f \approx 0.8 \text{ MeV}$ („freeze-out“), sodass nur noch der freie Neutronenzerfall $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ stattfindet (graue Strichlinie im Diagramm). Dadurch reduziert sich das Verhältnis n/p von etwa $\sim 1/5$ beim „freeze-out“ auf $\sim 1/7$ zum Zeitpunkt $t \sim 200 \text{ s}$ ($T \approx 80 \text{ keV}$), wenn BBN startet. Die primordiale Nukleosynthese führt zur Bindung aller Neutronen und Bildung der leichten Elemente bis zu ${}^7\text{Li}$.

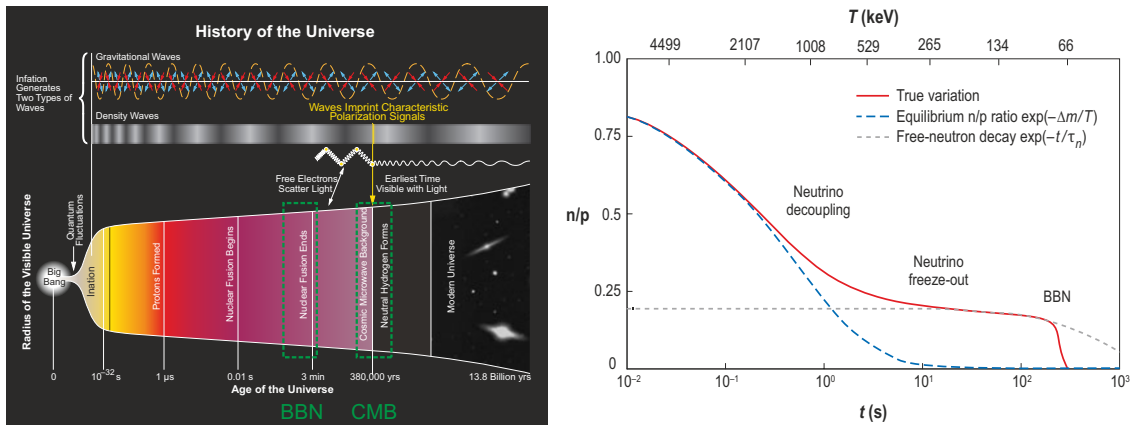


Abbildung 1.5: Links: Zeitliche Evolution des Universums entsprechend den Annahmen des Standardmodells der Kosmologie [56]. Die Epoche der BBN und der Entkopplung des CMB sind anhand der grünen Strichlinien angedeutet.

Rechts: Neutron-zu-Proton-Verhältnis als Funktion der Zeit bzw. Temperatur [keV] [57].

Die BBN startete erst bei $T \sim E_B / \ln \eta^{-1} \sim 0.1 \text{ MeV}$, als die Photonendichte n_γ nicht mehr zur Photo-Dissoziation der Deuterium-Atomkerne (Bindungsenergie: $E_B = 2.2 \text{ MeV}$) führte (auch bekannt als „Deuterium-Flaschenhals“).

Der Zusammenhang zu τ_n ergibt sich nun durch die Betrachtung des Zeitpunktes, zu dem die Reaktionsrate der Neutrinos $\Gamma_{\text{wk}}(T)$ unter die Expansionsrate des Universums,

¹³Es wird die Konvention der Teilchenphysik genutzt: $\hbar = k_B = c = 1$.

ausgedrückt durch den Hubble-Parameter $H(T)$, sinkt. Es kann gezeigt werden, dass zum Zeitpunkt T_f des „freeze-out“ der Neutrinos $T_f^6 \sim G_N(22 + 7N_\nu)\tau_n^2$ ist [58, 9]. Dabei entspricht G_N der Gravitationskonstanten¹⁴ und es gilt $\Gamma_{\text{wk}} \sim G_F^2 \sim 1/\tau_n$, mit der Fermi-Konstanten G_F (siehe Gleichung 1.9).

Astronomie

Von besonderem Interesse ist das Helium-4-Massenverhältnis Y_P , das sich mit $y \equiv n_{\text{He}}/n_{\text{H}}$ und $(n/p)_{\text{BBN}} \sim 1/7$ zu

$$Y_P = \frac{\text{Masse 4-He}}{\text{totale Masse}} = \frac{4y}{1 + 4y} \approx \frac{2(n/p)_{\text{BBN}}}{1 + (n/p)_{\text{BBN}}} \approx \frac{1}{4} \quad (1.20)$$

ergibt [57]. Dieser Wert ist durch die Anzahl der Neutronen vor der BBN limitiert und hängt somit von den Parametern der schwachen Wechselwirkung und der Baryonendichte n_b ab. Im Modell der SBBN nutzt man zur Parametrisierung der schwachen Wechselwirkungsprozesse τ_n . Anhand von extragalaktischen astronomischen Beobachtungen ist es möglich, die relative Häufigkeit n_X/n_{H} der Elemente X mit $A > 1$ in Bezug zum Wasserstoffanteil n_{H} zu bestimmen. Dabei werden die Emissionsspektren der leichten Elemente in interstellaren Gasen oder Sternen gemessen. Um daraus die BBN Häufigkeit zu erhalten, muss die stellare Synthese der Elemente beachtet werden [59].

Die ^4He -Häufigkeit Y_P wird in H-II Regionen (ionisierter atomarer Wasserstoff) mit sehr niedriger metallischer Elementdichte (engl. *very low metallicity region*) gemessen [60, 61]. In der Astronomie werden alle Elemente mit $A > 4$ als „Metalle“ bezeichnet (vgl. „schwere Ionen“ in der Teilchenphysik).

Kosmologie

Nach der BBN war das Universum gefüllt von ionisiertem Gas, an dem die CMB-Photonen streuten (die $e^\pm$ -Annihilation fand bereits zuvor statt). Erst mit der Rekombination von Elektronen und Nukliden zu neutralen Atomen war es den Photonen, möglich frei zu propagieren (CMB „decoupling“). Das Spektrum der verbliebenen Photonen aus dieser Epoche kann heute als rotverschobene Schwarzkörperstrahlung, die sogenannte „Mikrowellen-Hintergrund-Strahlung“ (CMB) mit $\langle T \rangle = 2.7255(6)$ K [62, 55] spektroskopisch gemessen werden.

Der CMB als „Schnappschuss“ des frühen Universum zeigt, bei näherer Betrachtung ein ausgeprägtes Muster von Temperaturschwankungen in der Größenordnung von $\langle \Delta T/T \rangle \sim 10^{-5}$ [55] (siehe linker Teil der Abbildung 1.6). Zur Analyse kann man die Anisotropie der Temperatur $\Delta T(\mathbf{n}) = (T(\mathbf{n}) - \langle T \rangle)/\langle T \rangle$ in Form einer Winkelkorrelation-Funktion $C(\theta) = \langle \Delta T(\mathbf{n}) \Delta T(\mathbf{n}') \rangle$ schreiben und als sphärisch harmonische Reihenentwicklung charakterisieren [64]. Das daraus resultierende Leistungsspektrum als Funktion des Multipolmoments ℓ ist im rechten Teil der Abbildung zu sehen. Dabei gehören langreichweitige

¹⁴Auch Newton-Konstante genannt, $G_N = 6.67408(31) \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ [29].

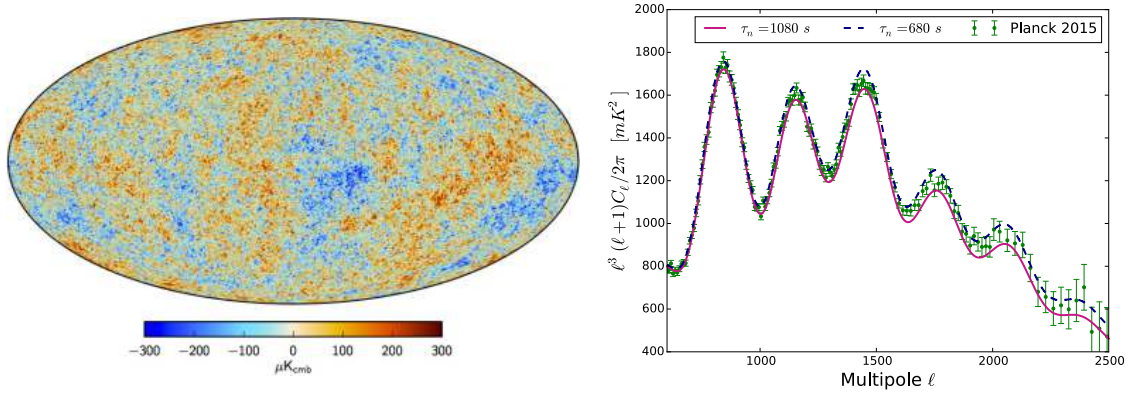


Abbildung 1.6: Links: Kombinierte Aufnahme des CMB durch die Satellitenmissionen Planck und WMAP sowie 408 MHz Radioteleskope mit einer Auflösung von $5'$ [63]. Dargestellt ist die Abweichung $T - \langle T \rangle$ mit $\langle T \rangle = 2.7255(6) \text{ K}$ [62, 55].

Rechts: Amplitude des Leistungsspektrums der Temperaturfluktuation als Funktion des Multipolmoments ℓ . Die Sensitivität gegenüber τ_n ist anhand der farbigen Linien simuliert [64].

Änderungen zu einem kleinen ℓ , während Fluktuation auf kurzen Längenskalen zu einem hohen ℓ führen.

Die Form des Leistungsspektrums, speziell die gedämpfte Flanke zu hohen Multipolmomenten, ist unter anderem von den Parametern $\{\eta, Y_P, N_\nu\}$ anhängig. Der Einfluss von τ_n ist in der Abbildung durch Variation des PDG-Wertes [15] um $\pm 200 \text{ s}$ anhand der farbigen Linien simuliert.

Die Planck-Mission konnte unabhängig von einem zugrundeliegendem kosmologischen Modells den Wert der Baryondichte mit $\omega_b = 0.02225(32)$ [55] messen, was einem Baryon-zu-Photon Verhältnis von $\eta = 6.10(4) \cdot 10^{-10}$ [58] entspricht.

Einfluss von τ_n

Aktuelle Messungen der Emissionsspektren von H-II-Regionen ergaben ein Helium-4 Massenverhältnis von

$$Y_P = 0.2449(40) \quad \text{Aver eta al. [61]} \quad (1.21)$$

$$Y_P = 0.2551(22) \quad \text{Izotov eta al. [60]}. \quad (1.22)$$

Das Ergebnis der beiden Forschergruppen stimmt trotz Auswertung von nahezu identischen Datensätzen nicht überein, was durch die unterschiedlichen Analysemethoden und Korrekturen bedingt ist.

Mit der SBBN lässt sich die Häufigkeit der leichten Elemente zum Zeitpunkt der BBN mit

dem Baryon-zu-Photon Verhältnis $\eta_{10} \equiv 10^{-10}\eta$ berechnen. Das Helium-4-Massenverhältnis Y_P ist dabei eine Funktion von $\{\eta_{10}, N_\nu, G_N$ und $\tau_n\}$ mit der folgenden Sensitivität [58]:

$$Y_P \simeq Y_P^{\text{SBBN}} \left(\frac{\eta_{10}}{6.10} \right)^{0.039} \left(\frac{N_\nu}{3.0} \right)^{0.163} \left(\frac{G_N}{G_{N,0}} \right)^{0.35} \left(\frac{\tau_n}{880.3 \text{ s}} \right)^{0.73}, \quad (1.23)$$

wobei $Y_P^{\text{SBBN}} = 0.24709(25)$ [58] für die Standardbedingungen $\eta_{10} = 6.10(4)$ [55], $N_\nu = 3.0$ und $\tau_n = (880.3 \pm 1.1) \text{ s}$ [15] evaluiert wurde. Der Exponent reflektiert die Sensitivität der einzelnen Parameter bzgl. Y_P .

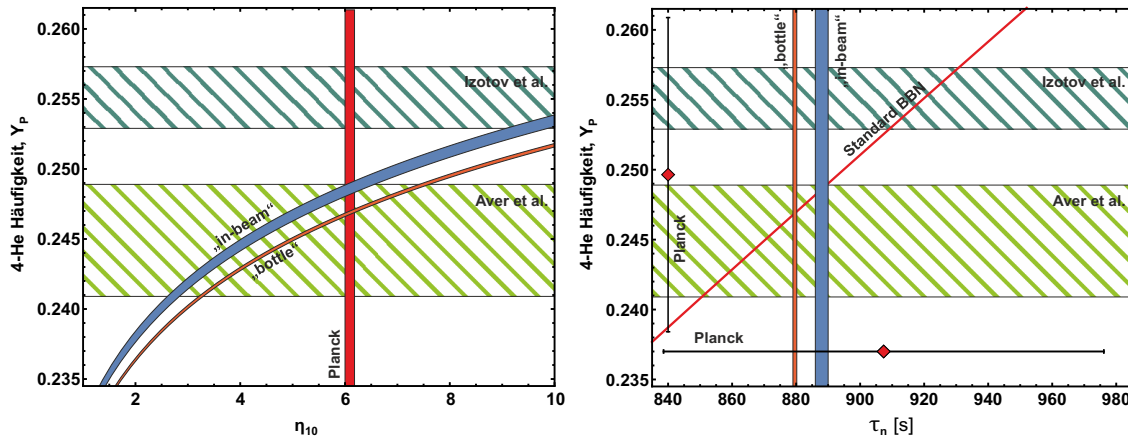


Abbildung 1.7: Dargestellt ist die primordiale ${}^4\text{He}$ -Häufigkeit in Abhängigkeit von η_{10} (links) und τ_n (rechts). Details zu den einzelnen Messwerten befinden sich im Text. Die Analyse des CMBs liefert auch eine Abschätzung von $Y_P^{\text{Planck}} = 0.2496(11)$ und $\tau_n^{\text{Planck}} = (907.4 \pm 68.8) \text{ s}$ [55] und ist im rechten Diagramm anhand der roten Datenpunkte zu sehen.

Basierend auf der aktuellen Datenlage zeigt Abbildung 1.7 die Ergebnisse der direkten Messung von Y_P und η_{10} , als auch den funktionalen Zusammenhang von Gleichung 1.23, der sich aus dem Modell der SBBN ergibt. Hierbei wurde zwischen den Werten der Strahl- und Speicherexperimenten zur Messung von τ_n unterschieden (vgl. Abschnitt 1.3).

Die Unsicherheiten der astronomischen und kosmologischen Messungen sind aktuell noch zu groß, um eine präzise Vorhersage von τ_n zu liefern (in Kombination beträgt $\Delta\tau_n \simeq 15 \text{ s}$). Mit der anvisierten Genauigkeit zukünftiger Projekte soll eine Sensitivität von $\Delta\tau_n \simeq 15 \text{ s}$ erreicht werden [64].

1.3 Messung der Neutronlebensdauer

Die präzise Messung der Lebensdauer freier Neutronen ist eine Herausforderung. Wurde in den ersten Messung Ende der 1950er Jahre ein Wert von $\tau_n = 1100 \pm 160 \text{ s}$ publiziert, so beträgt der aktuelle Wert der PDG 2016 $\tau_n = 880.2 \pm 1.0 \text{ s}$ [15]. Allein in den letzten sechs Jahren hat sich der Weltmittelwert um -5.5 s geändert [16].

Im Folgenden sei eine kurze Übersicht der einzelnen Methoden dargestellt. Für den inter-

essierten Leser sei auf die Publikationen von Abele [8], Paul [65] und Dubbers et al. [9] verwiesen.

Zur Messung von τ_n existieren zwei generelle Methoden: 1. Strahlexperimente (engl. *in-beam*) mit kalten Neutronen und 2. Speicherung von UCN in einem definiertem Volumen.

1.3.1 „In-beam“-Methode mit CN

Die „in-beam“-Methode nutzt die Zerfallsprodukte (Elektronen und/oder Protonen), welche aus einem definierten Neutronenstrahl-Volumen, gefüllt mit N_n Neutronen, emittiert werden. Zur Berechnung von τ_n muss sowohl die absolute Zählrate n_n des kalten Neutronenstrahls also auch die absoluten Zählraten n_e und n_p der Zerfallsprodukte bekannt sein, wobei gilt:

$$n_e = n_p = N_n / \tau_n. \quad (1.24)$$

Die Herausforderung hierbei besteht also in der Absolutmessung der Zählraten. Eine Forschergruppe am NIST Physics Laboratory¹⁵ um J. Nico et al. [17, 18, 66] hat in den letzten Jahren durch die folgenden Weiterentwicklungen die Unsicherheit auf 2.3 s reduzieren können [9]:

- Der Neutronennachweis ist vom Wirkungsquerschnitt σ_n abhängig. Durch den Einsatz dünner Detektoren ist $\sigma_n \sim 1/v_n$ und kompensiert damit die Variationen in der Neutronenflugzeit $T \sim 1/v_n$ durch das Zerfallsvolumen.
- Neutronenleiter ermöglichen die experimentell Durchführung weit entfernt von der Neutronenquelle (geringe Untergrundzählrate).
- Zwischenspeichern der Zerfallsprotonen in einer Penning-Falle und intervallweises Entleeren reduziert den Untergrund des Protonen-Nachweises.
- Vermeidung von „edge-effects“ durch variable Länge $k \cdot L$ der Penning-Falle.

Mit dem in Abbildung 1.8 skizzierten Messaufbau ergibt sich die Lebensdauer zu

$$\tau_n = \frac{n_n}{n_p} \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_n} (k \cdot L + L_{\text{end}}), \quad (1.25)$$

wobei ε_p und ε_n die jeweilige Effizienz zur Detektion der Protonen und Neutronen darstellt. Der zuletzt gemessene Wert aus dem Jahr 2013 beträgt $\tau_n = (886.3 \pm 1.2[\text{stat}] \pm 3.2[\text{sys}])$ s.

¹⁵National Institute of Standards and Technology (NIST), Gaithersburg, Maryland 20899, USA.

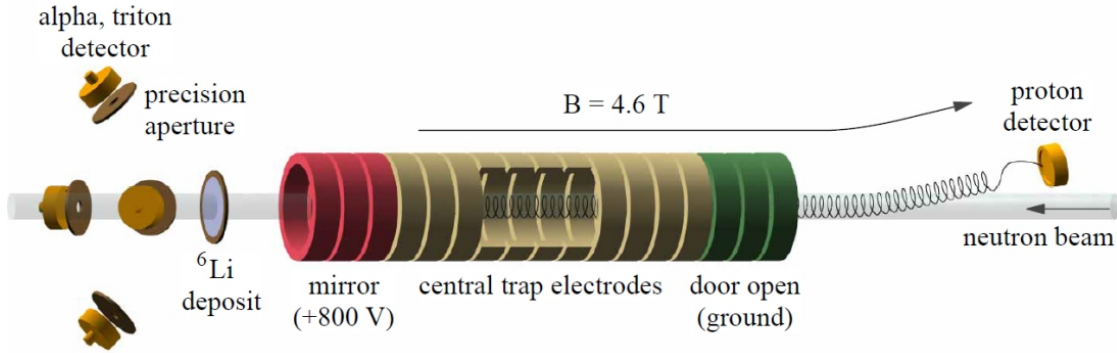


Abbildung 1.8: „In-beam“-Lebensdauerexperiment am NIST [17]. Die Protonen aus dem Neutronenzerfall werden in einer Penning-Falle zwischengespeichert und intervallweise detektiert, während die Zählrate der Neutronen durch einen dünnen ${}^6\text{Li}$ -Konverter und dem Nachweis der Reaktionsprodukte α und t bestimmt wird.

1.3.2 Die Speicherung von UCN

Das Speichern von ultrakalten Neutronen in einer Flasche aus Magnetfeldern oder geeigneten Wandmaterialien zur Bestimmung von τ_n hat den Vorteil, nicht auf die Kenntnis absoluter Messgrößen angewiesen zu sein. Durch Detektion der nach einer Speicherzeit T noch vorhandenen UCN $N_n(T)$ in der Falle („counting the survivors“) kann die Lebensdauer aus der exponentiellen Abnahme der Zahl gespeicherter UCN bei variiertem T

$$N_n(T) = N_n(0) \exp(-T/\tau_{\text{st}}) \quad (1.26)$$

bestimmt werden. Voraussetzung ist, dass $N_n(0)$ konstant bleibt.

Die Schwierigkeit jedoch besteht darin, dass nicht τ_n , selbst sondern lediglich eine Speicherzeit τ_{st} , gemessen wird:

$$\frac{1}{\tau_{\text{st}}} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{\text{loss}}}. \quad (1.27)$$

Der Parameter τ_{loss} beschreibt dabei alle sonstigen Verlustmöglichkeiten der UCN, um während der Zeit T aus dem Speichervolumen zu entkommen und hängt von der spektralen Verteilung der Neutronen ab [30, 67].

Wandspeicherung

Erfolgt die Speicherung klassisch in einem materiellen Volumen (engl. *bottle*), besteht für die UCN durch Interaktion mit den Wandatomen die Möglichkeit der Absorption oder der Aufwärtsstreuung (engl. *up-scattering*) infolge inelastischer Streuung. Diese Prozesse können jedoch nie vollständig eliminiert werden. Es ist daher die Aufgabe, bei unterschied-

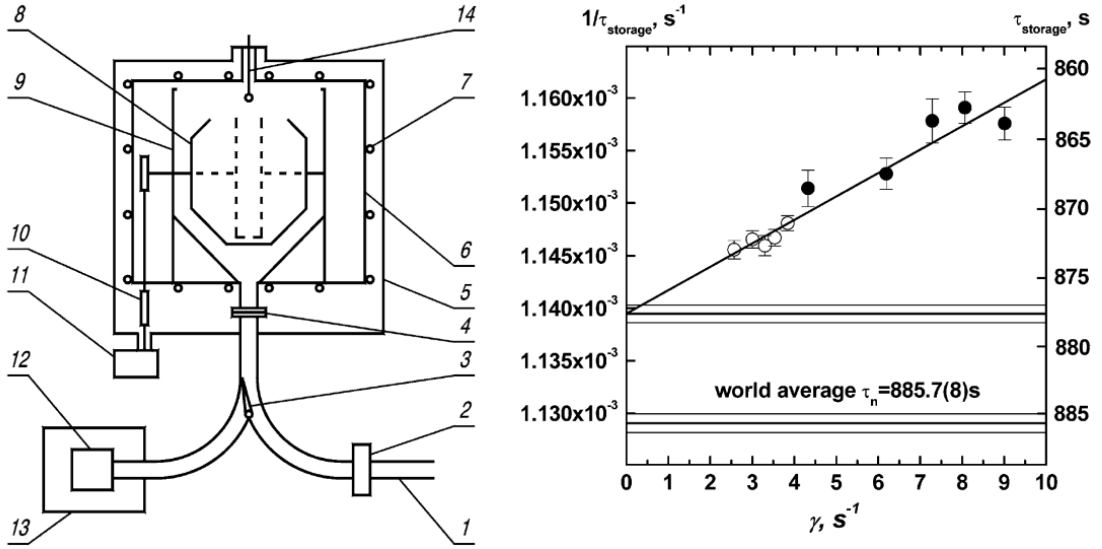


Abbildung 1.9: Links: Schematische Zeichnung des gravitativen UCN-Speichersystems der Gruppe aus St. Petersburg (PNPI). Zum Füllen und Entleeren kann das Speichergefäß (8) rotiert werden, um so die vertikale Position der oberen Öffnung anzupassen. Die gestrichelte Linie deutet die Möglichkeit an, ein zweites schmaleres Volumen zur Speicherung zu nutzen. Der UCN-Eingang ist bei (1) und die Detektion erfolgt bei (12) [68].

Rechts: Extrapolation der Verlustrate $\gamma \sim 1/\tau_{\text{loss}} \rightarrow 0$, um τ_n zu bestimmen. Variiert wurde die maximale Neutronenenergie sowie das Volumen des Speichergefäßes (gefüllte & offene Kreise) [68].

licher Wandstoßrate λ die Speicherzeit zu messen und durch Extrapolation $\lambda \rightarrow \infty$ die Verlustrate $1/\tau_{\text{loss}} \rightarrow 0$ gehen zu lassen (siehe Abbildung 1.9, rechts).

Die Arbeitsgruppe um A. Serebrov et al. vom PNPI¹⁶ nutzt zum Variieren von λ ein gravitatives UCN-Speichersystem (Abbildung 1.9, links) zur Anpassung der maximalen UCN-Energie sowie unterschiedlich große Speichergefäße. Der 2005 veröffentlichte Wert beträgt $\tau_n = (878.5 \pm 0.7[\text{stat}] \pm 0.3[\text{sys}]) \text{ s}$ [68, 69] und ist unter allen publizierten Werten gleichzeitig der mit der höchsten Präzision. Zurzeit erfolgen Messungen mit dem Nachfolgeexperiment „Big-Gravitrapp“ [70].

Magnetische Speicherung

Ultrakalte Neutronen können auch aufgrund des Stern-Gerlach-Effektes von einer magnetischen Fläche reflektiert werden (siehe Abschnitt 1.5.2). Damit ist es möglich, die Neutronen zu speichern, ohne dass ein materieller Wandkontakt stattfindet, sodass der Term $1/\tau_{\text{loss}}$ theoretisch entfällt. Die magnetische Speicherung setzt allerdings voraus, dass die Neutronen den Feldlinien adiabatisch folgen können. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, kann es auch hierbei zu unerwünschten Neutronenverlusten (Spin-Flip) kommen [71]. Dieses Problem sollte jedoch durch entsprechende Sorgfalt bei der technischen Planung der Ma-

¹⁶Petersburg Nuclear Physics Institute (PNPI), Russian Academy of Sciences, RU-188300 Gatchina, Leningrad District, Russia

gnetfeldgeometrie zu minimieren sein. Eine systematische Untersuchung des potentiellen Verlustkanals im späteren Experiment bleibt jedoch bestehen.

Neben der für Speicherexperimente typischen Messmethode „counting the survivors“ besteht durch die magnetische Speicherung die Möglichkeit, in-situ den Neutronenzerfall durch Detektion der Zerfallsprodukte (Protonen und/oder Elektronen) zu beobachten: „counting the dead“

$$\frac{n_e(t)}{n_e(0)} = \frac{n_p(t)}{n_p(0)} = \frac{n_n(t)}{n_n(0)} = \exp(-t/\tau_{st}). \quad (1.28)$$

Auch hier folgt τ_n aus dem exponentiellen Abfall der Zählrate [72].

Neben einigen anderen sich im Aufbau befindlichen neuen Lebensdauer-Experimenten [73, 74, 75] sieht auch das Konzept von $\tau SPECT$ die Detektion der Zerfallsprotonen in 4π vor (siehe Kapitel 4).

1.3.3 Aktueller Stand der Forschung

Seit etwa zwölf Jahren herrscht im Bereich zur Messung der Neutronlebensdauer eine große Dynamik. Analog zum sogenannten „proton radius puzzle“ [76] hat man es bei τ_n aktuell mit dem „neutron lifetime puzzle“ [16] zu tun, was anhand der Ideogramme¹⁷ in Abbildung 1.10 verdeutlicht wird. Angefangen hat alles 2005 mit der Veröffentlichung der bis heute präzisesten Messung von A. Serebrov et al. (a) mit $\tau_n = 878.5(8)$ s [68]. Das Ergebnis lag -7.2 s niedriger als der damalige Weltmittelwert (2004) der PDG: $\tau_n = 885.7(8)$ s [77], was einer Diskrepanz von 6.5 Standardabweichungen entspricht. 2010 publizierten Pichlmaier et al. [78] (b) (MAMBO II, Wandspeicherung) ein gegenüber dem PDG Wert um -5.0 s niedrigeres Ergebnis. Zusätzlich konnten A. Serebrov und A. Fomin [79] Unstimmigkeiten in der Analyse zweier früherer Experimente (c)+(d) aufzeigen, was die betreffenden Wissenschaftler zu einer Re-Analyse und Korrektur ihrer Ergebnisse bewegte [80, 81] (lilafarbene Pfeile in Abbildung 1.10 Mitte). Durch Minimierung der systematischen Unsicherheit bei der Neutronendetektion des „in-beam“-Experiments (A. Yue et al. [18]) erfolgte eine Verschiebung des zuvor experimentell bestimmten τ_n -Werts (e) um $+1.4$ s.

Die Entwicklung der vergangenen Jahre hat zu der in Abbildung 1.11 dargestellten Situation, so wie wir sie heute vorfinden, geführt. Zwei unabhängige Messmethoden, „in-beam“ und „bottle“, mit unterschiedlichen Systematiken, weichen um $\Delta\tau_n = (8.4 \pm 2.1)$ s voneinander ab. Es ist nun die Aufgabe zukünftiger Experimente, diese Diskrepanz von 4σ zu ergründen (siehe Abschnitt D.1).

¹⁷Möglichkeit der graphischen Darstellung von Messergebnissen unter Berücksichtigung der jeweiligen Unsicherheit. Jede Messung $x_i \pm \delta x_i$ wird durch eine Normalverteilung mit einem Zentralwert x_i , einer Breite δx_i und einer Fläche proportional zu $1/\delta x_i$ repräsentiert. Dies entspricht dem Vorgehen der Particle Data Group (PDG). Weitere Details können der PDG Edition von 1986 entnommen werden.

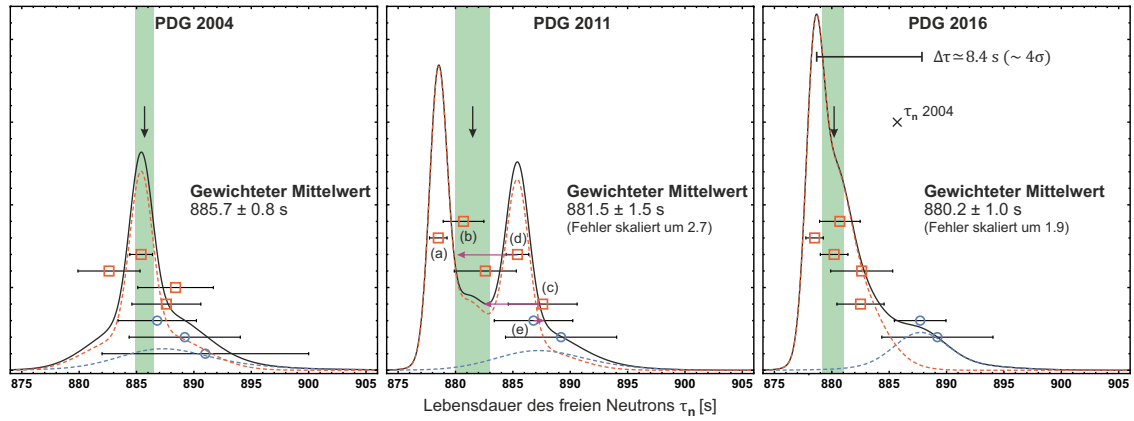


Abbildung 1.10: Graphische Darstellung (Ideogram) zur Verteilung der experimentellen Ergebnisse von τ_n seit 2004 [77, 82, 15]: „In-beam“ blaue Kreise und „bottle“ rotorange Quadrate. In der betrachteten Zeitspanne verschob sich der Wert von τ_n um -5.5 s. Die schwarzen Pfeile markieren jeweils den aktuellen Weltmittelwert der PDG, während die grünen Balken die Unsicherheit darstellen.

In der wissenschaftlichen Community wird darüber diskutiert, ob es sich um nicht verstandene Systematiken in den Messmethoden (primäre Annahme) oder um neue unentdeckte physikalische Phänomene („neue exotische Physik“) handelt [16]. Ein möglicher Verlustkanal könnte die Oszillation gespeicherter Neutronen in sogenannte Spiegel-Neutronen n' einer parallelen Welt sein: $n \rightarrow n'$ [19]. Unter der Annahme eines Spiegel-Magnetfeldes in der Größenordnung von 0.1 G auf der Erde könnte die Oszillationszeit τ_{osc} nur wenige Sekunden betragen und somit einen signifikanten Einfluss auf die Speicherzeit der UCN haben.

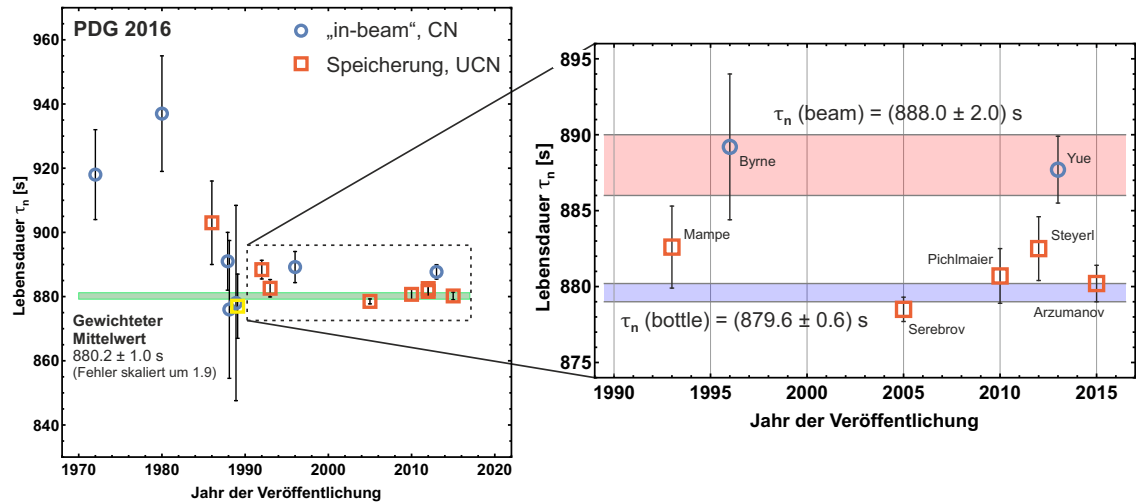


Abbildung 1.11: Vergleich der Messungen zu τ_n , sortiert nach dem Jahr ihrer Publikation. Der gelbe Datenpunkt markiert die erste Wandspeicherung von VCN in einem magnetischen Speicherring (NESTOR, W. Paul et al. 1977). Im rechten Diagramm (Detailansicht) befinden sich alle von der PDG 2016 berücksichtigten Experimente [15], wobei die horizontalen Balken der Standardabweichung des Mittelwerts entsprechen. Deutlich zu sehen ist die Diskrepanz von 4σ zwischen Strahl- und Speicherexperimenten.

Im Anhang, in Abschnitt D.1, findet sich eine Auflistung der Anforderungen zukünftiger Experimente zur präzisen Messung von τ_n . Tabelle D.1 stellt in kompakter Form eine Übersicht über alle aktuellen Lebensdauerexperimente dar.

Zum Schluss seien noch vorläufige Ergebnisse aktueller Experimente von A. Serebrov et al. [83] (das vorerst letzte Experiment materieller Wandspeicherung), V. Ezhov et al. [84] und Chen-Yu Liu et al. [85] genannt:

Materielle Wandspeicherung

„Big-Gravitrapp“ (875.9 ± 1.5) s 1. Reaktorzyklus 2015

Magnetische Wandspeicherung

„Magneto-Gravitrapp“ (878.3 ± 1.9) s Unsicherheit rein statistisch
 UCN τ $(878.8 \pm 2.6[\text{stat}] \pm 0.6[\text{sys}])$ s ohne Extrapolationen

1.4 Ultrakalte Neutronen

Die Klassifizierung „ultrakalte Neutronen“, kurz UCN, richtet sich nach der Eigenschaft, unter jedem Winkel an einer Oberfläche zu reflektieren. Damit verbunden ist die Möglichkeit, UCN in einem Gefäß zu speichern. Analog zur inneren Totalreflexion von Licht in einem Wellenleiter auf Basis unterschiedlicher Brechungsindizes erfolgt die elastische Neutronenstreuung durch Beugungseffekte. Die theoretische Beschreibung der UCN-Reflexion an materiellen Oberflächen und die Definition eines effektiven Potentials, genannt *Fermi-Potential* V_F , erfolgt in Abschnitt A.2.

1.4.1 Ultrakalte Neutronen unter dem Einfluss der vier fundamentalen Wechselwirkungen

In Abbildung 1.12 sind die vier fundamentalen Wechselwirkungen ultrakalter Neutronen graphisch illustriert. Entsprechend der Definition eines Neutrons als „ultrakalt“ ist dessen kinetischer Energiebereich durch die Interaktion mit den Wandatomen, vermittelt durch die **starke Wechselwirkung**, vorgegeben. Die Stärke der Wechselwirkung, sprich das Wechselwirkungspotential, hängt dabei vom Wandmaterial ab und liegt in der Größenordnung von 300 neV. In Kapitel A.2 wird erläutert, wie es bei der Streuung an einem Kollektiv von Atomkernen zu einem repulsiven Verhalten kommt.

Durch seine Masse kann ein Neutron **gravitativ wechselwirken**, was einer potentiellen Energie von 102.6 neV pro 1 m Höhenunterschied entspricht.

Auch wenn das Neutron elektrisch neutral ist, so entsteht durch die Kopplung seines magnetischen Moments mit einem externen Magnetfeld eine **elektromagnetische Wechselwirkungskraft** von 60.3 neV pro 1 T. Ob attraktiv oder repulsiv hängt dabei von der relativen Orientierung zwischen dem Spin des Neutrons und der Magnetfeldrichtung ab. Weitere Details sind in Abschnitt 1.5.2 zu finden.

Der Neutronenzerfall unterliegt der **schwachen Wechselwirkung**, wie bereits in Abschnitt 1.1.2 diskutiert wurde. Die endliche Lebensdauer des Neutrons limitiert die Spei-

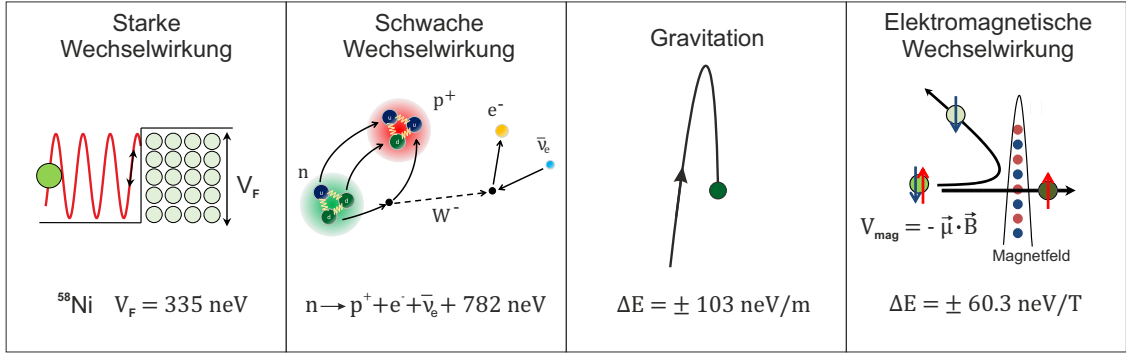


Abbildung 1.12: Wirkung der vier fundamentalen Wechselwirkungskräfte auf UCN.

cherzeit der ultrakalten Neutronen in einem Speichervolumen, wobei andere Faktoren oft dominieren (siehe Abschnitt A.2.2).

1.4.2 Moderierte Produktion ultrakalter Neutronen

Freie Neutronen zur experimentellen Nutzung werden durch Kernspaltung in Atomreaktoren oder Spallationsquellen erzeugt. Durch primäre Moderation im Brennstoff stellt sich nach wenigen Stößen ein thermisches Geschwindigkeitsspektrum ein, mit einer Temperatur T_n leicht höher als die des Moderators. Im thermischen Gleichgewicht ist die Neutronendichte im Intervall v und $v + dv$ durch die Maxwell-Boltzmann Verteilung gegeben:

$$\rho(v)dv = \frac{2\Phi_0}{\alpha} \frac{v^2}{\alpha^2} \exp(-v^2/\alpha^2) \frac{dv}{\alpha}, \quad \alpha = (2k_B T_n/m)^{1/2}. \quad (1.29)$$

Dabei entspricht Φ_0 dem totalen Neutronenfluss pro Fläche und Zeit. Durch Abkühlung des Moderators kann somit eine höhere Dichte kalter und ultrakalter Neutronen erzeugt werden¹⁸. Die Moderation geschieht durch Impulsübertrag beim Zweikörperstoß, wobei der größte Impulsübertrag bei identischer bzw. ähnlicher Masse beider Stoßpartner erfolgt. Geeignete Kandidaten dafür sind flüssiger Wasserstoff oder Deuterium bei etwa 20 K. Aufgrund der bei der Extraktion unvermeidbaren Neutronenverluste ist die erreichbare UCN-Dichte immer um ein Vielfaches kleiner als im Moderator. Um in den Bereich der ultrakalten Neutronen ($\sim \text{mK}$) zu gelangen, bedarf es alternativer Abkühlmechanismen, beispielsweise durch die Extraktion der Neutronen mittels vertikalem Leiter [86] oder der Reflexion an beweglichen Oberflächen (z.B. „UCN-Turbine“) oder Kristallen [87]. Diese Methode wird seit 1985 am Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble, Frankreich, verwendet und stellte bis vor kurzem die stärkste Quelle für UCN weltweit dar [88]. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass durch diese Prozesse die UCN-Dichte nicht vergrößert werden kann, da damit eine Vergrößerung des Phasenraumvolumens einhergehen würde, welches nach dem Liouville-Theorem für konservative Kräfte¹⁹ konstant ist.

¹⁸Im Falle eines konstanten Flusses ergibt sich ein Verhältnis von $(T_0/T)^2$ sowie im Falle einer konstant bleibenden Dichte von $(T_0/T)^{3/2}$, wobei T die Temperatur des Moderators ist.

¹⁹Konservative Kräfte können aus einem Potential $V(\mathbf{r})$ hergeleitet werden, für die $\oint V(\mathbf{r})d\mathbf{r} = 0$ ist.

Tabelle 1.2: UCN-Dichte in Abhängigkeit der Temperatur des Moderators bei einem Neutronenfluss von $\Phi_0 = 10^{15} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Hochflussreaktor) und einer Grenzenergie für eine Edelstahloberfläche von $V = 190 \text{ neV}$. Aufgrund der Absorptions- und Streuverluste im flüssigen Wasserstoff bzw. Deuterium wird die reale Dichte in einem kalten Moderator sicherlich kleiner ausfallen. Die Dichte der gespeicherten UCN wurde am ILL nach Extraktion aus der kalten Quelle sowie der UCN-Turbine (EDM-Strahlrohr) in einem 30 l Edelstahlvolumen gemessen [88].

$T [K]$	$\rho_{\text{UCN}} [\text{cm}^{-3}]$	Anmerkung
300	60	thermalisiertes Neutronenspektrum im Reaktor
20	13438	nach Moderation in kalter Quelle bei konstantem Fluss
20	3470	nach Moderation in kalter Quelle bei konstanter Dichte
-	20	gespeicherte UCN-Dichte nach Extraktion

1.4.3 Das superthermische Prinzip

Um die Limitierung der konventionellen Moderation (1. Extraktion aus der kalten Quelle und 2. Liouville-Theorem, konstantes Phasenraumvolumen) zu umgehen, schlugen Golub und Pendlebury 1975 einen neuen Mechanismus, genannt *superthermisches Prinzip*, vor. Neutronen verlieren dabei ihre Energie durch Anregung kollektiver Zustände eines entsprechenden Konvertermaterials, das die Entropie des Neutronenflusses aufnimmt. Die Neutronen dürfen dabei jedoch nicht ins thermische Gleichgewicht mit dem Konvertermaterial gelangen. Limitiert wird die Produktionsrate lediglich durch die Absorption im Konvertermaterial und der Neutronenlebensdauer. Zu Beginn wurde diese Idee mit supraflüssigem ^4He verfolgt [89], da dieses keinen Absorptionsquerschnitt für Neutronen besitzt. Die Umsetzbarkeit einer solchen Quelle konnte in den vergangenen Jahren erfolgreich demonstriert werden [90, 91].

Um die Konversion zu ultrakalten Neutronen näher zu erklären, kann man sich ein Material mit zwei Energieniveaus vorstellen: Einen Grundzustand und einen angeregten Zustand, separiert um die Energielücke Δ . Durch das Prinzip des detaillierten Gleichgewichtes wird folgender Ausdruck abgeleitet [67]:

$$\sigma(E_{\text{UCN}} \rightarrow E_{\text{UCN}} + \Delta) = \frac{E_{\text{UCN}} + \Delta}{E_{\text{UCN}}} e^{-\Delta/k_B T} \sigma(E_{\text{UCN}} + \Delta \rightarrow E_{\text{UCN}}), \quad (1.30)$$

wobei $\sigma(E_{\text{UCN}} + \Delta \rightarrow E_{\text{UCN}})$ den inelastischen Wirkungsquerschnitt der Abwärtsstreuung (engl. *downscattering*) darstellt. Ist die Temperatur des Konverters T entsprechend klein, sodass $\Delta \gg k_B T \gg E_{\text{UCN}}$ gilt, kann der Wirkungsquerschnitt der Aufwärtsstreuung (engl. *up-scattering*) $\sigma(E_{\text{UCN}} \rightarrow E_{\text{UCN}} + \Delta)$ für UCN beliebig klein werden. In einen Neutronenfluss mit $T_n \geq \Delta$ platziert bedeutet dies eine signifikante Abwärtsstreuung bis hin zu einer UCN-Dichte proportional zu $\frac{E_{\text{UCN}}}{\Delta} e^{\Delta/k_B T}$, welche bei sinkender Konvertertemperatur wesentlich schneller anwächst als $1/T^2$ bei der konventionellen Moderation.

Anmerkung: Weitere Details zur UCN-Produktion in einem festen sD_2 -Kristall und eine Einführung in die Theorie des UCN-Transports mittels Neutronenleitern werden im Anhang in Kapitel A aufgeführt.

1.5 Dynamik von Protonen, Elektronen und Neutronen in elektromagnetischen Feldern

1.5.1 Die Lorentzkraft und der magnetische Spiegeleffekt

Die Dynamik geladener Teilchen in elektromagnetischen Feldern kann mit Hilfe des Lagrange-Formalismus unter Berücksichtigung der speziellen Relativitätstheorie hergeleitet werden. Damit ergibt sich die nach Hendrik Antoon Lorentz benannte Lorentzkraft:

$$\mathbf{F}_L = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (1.31)$$

wobei q die Ladung und $\mathbf{v}$ die Geschwindigkeit des Teilchens ist. Während die Teilchen durch ein elektrisches Feld $\mathbf{E}$ in Feldrichtung beschleunigt werden, erzeugt ein magnetisches Feld $\mathbf{B}$ eine zur Feld- und Bewegungsrichtung senkrechte Kraft. Dies führt zu einer Gyrationbewegung der geladenen Teilchen um die magnetischen Feldlinien (siehe Abbildung 1.13). Die dabei verrichtete Arbeit ist Null und somit die kinetische Energie bzw. der Betrag des Impulses $p = m\sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}$ konstant. Sei $v_{\perp}$ der zum Feld $\mathbf{B}$ senkrechte Geschwindigkeitsanteil des Teilchens, so lässt sich folgender Ausdruck als *Konstante der Bewegung* ableiten:

$$\mu_L = \frac{1/2mv_{\perp}^2}{B}. \quad (1.32)$$

In der Literatur der Plasma-Physik wird μ_L als erste adiabatische Invariante der Teilchenbahn bezeichnet.

Im Folgenden wird die Bewegung eines geladenen Teilchens aus einer schwachen Feldregion B_0 in eine starke Feldregion B_1 betrachtet. Da μ konstant bleibt gilt

$$\frac{mv_{\perp,0}^2}{2B_0} = \frac{mv_{\perp,1}^2}{2B_1} \iff \frac{B_0}{B_1} = \frac{v_{\perp,0}^2}{v_{\perp,1}^2}. \quad (1.33)$$

Wie sich zeigt, wird die senkrechte Geschwindigkeitskomponente bei steigendem Magnetfeld ebenfalls größer, während gleichzeitig die parallele Komponente zur Energieerhaltung abnehmen muss. Am Punkt der Trajektorie, an dem $v_{\parallel} = 0$ ist, kehrt sich der Geschwindigkeitsvektor um, d.h. das geladene Teilchen wird reflektiert (siehe Abbildung 1.13). Dieser Prozess ist als *magnetischer Spiegeleffekt* bekannt. Mittels der Gleichung 1.31 lässt sich ein allgemeiner Ausdruck für die Spiegelkraft parallel zu $\mathbf{B}$ ableiten:

$$\mathbf{F}_{\parallel} = -\mu_L \frac{dB}{ds} = -\mu_L \nabla_{\parallel} B, \quad (1.34)$$

wobei ds ein Linienelement entlang $\mathbf{B}$ ist. Gleichung 1.34 ist unabhängig von Ladung und Masse, gilt also für Protonen als auch Elektronen gleichermaßen.

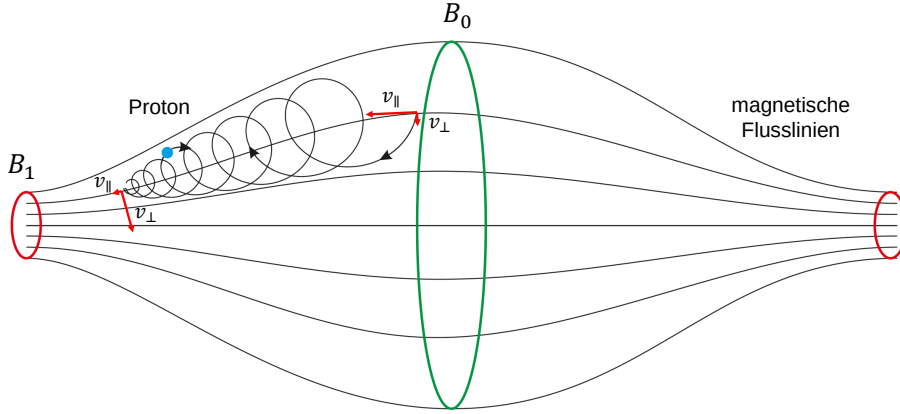


Abbildung 1.13: In einem Magnetfeld führen geladene Teilchen eine Gyrationbewegung um die Feldlinien herum aus. Der Gyrationradius ist dabei antiproportional zur Magnetfeldstärke. Während der Bewegung aus einer Region geringer Feldstärke B_0 hin zu einer Region hoher Feldstärke B_1 erfolgt eine Transformation des Geschwindigkeitsvektors. Die parallele Komponente reduziert sich, während die transversale Komponente zunimmt. Falls $v_{\parallel}$ auf Null absinkt, kehrt sich die Bewegungsrichtung um und das geladene Teilchen wird reflektiert. Dieser Prozess nennt sich magnetischer Spiegeleffekt.

Ob ein Teilchen reflektiert wird, hängt vom Magnetfeldverhältnis R_m und dem Neigungswinkel θ der beiden Geschwindigkeitskomponenten ab:

$$\frac{1}{R_m} = \frac{B_0}{B_1} = \sin^2(\theta_m). \quad (1.35)$$

Dabei ist θ_m der Grenzwinkel für Transmission und $\theta = \arctan(v_{\perp,0}/v_{\parallel,0})$ der Winkel bei B_0 , sodass für $\theta > \theta_m$ eine Reflexion des Teilchens am Magnetfeld erfolgt.

1.5.2 Die Stern-Gerlach-Kraft

Die zeitliche Entwicklung eines Spin-1/2-Teilchens im nicht-relativistischen Grenzfall lässt sich mittels der von Wolfgang Pauli abgeleiteten und nach ihm benannten Pauli-Gleichung beschreiben. Die Gleichung enthält einen Term, der die Kopplung von Spin $\mathbf{s}$ und äußerem Magnetfeld $\mathbf{B}$ definiert und als Wechselwirkungspotential dargestellt werden kann:

$$V_{mag} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}. \quad (1.36)$$

Dabei ist $\boldsymbol{\mu}$ das sogenannte magnetische Moment des Teilchens und über das Gyromagnetische Verhältnis γ fest mit seinem Spin verknüpft: $\boldsymbol{\mu} = \gamma \mathbf{s}$. Für das Neutron ist γ negativ ($\gamma_n = -1.83247179(43) \cdot 10^8 \text{ rad s}^{-1} \text{ T}^{-1}$ bzw. $\gamma_n/2\pi = -29.1646943(69) \text{ MHz T}^{-1}$) [29], sodass Spin und magnetisches Moment antiparallel zueinander ausgerichtet sind.

Die quantenmechanische Betrachtung zeigt, dass der Spin mit der sogenannten Larmorfrequenz ω_L um die Magnetfeldlinien präzediert:

$$\omega_L = \gamma \cdot B. \quad (1.37)$$

Das äußere Magnetfeld definiert dabei die Quantisierungsachse des Spinsystems. Für ein Spin-1/2-Teilchen wie das Neutron ergeben sich zwei Möglichkeiten der Projektion des Spins entlang der Magnetfeldlinien: Spin up (+1/2) oder Spin down (−1/2), siehe Abbildung 1.14 A. Entsprechend dieser Orientierung erfolgt in einem inhomogenen Magnetfeld eine attraktive oder abstoßende Kraftwirkung:

$$\mathbf{F} = \nabla (\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}) \cong \left(0, 0, \pm \mu_n \frac{\partial B}{\partial z} \right), \quad (1.38)$$

wobei $\mu_n = \gamma \hbar / 2$ das magnetische Moment des Neutrons ist. Dieses rein quantenmechanische Verhalten konnte erstmals 1922 von Otto Stern und Walther Gerlach experimentell nachgewiesen werden [92]. Aus diesem Grund ist die Kraft aus Gleichung 1.38 auch als Stern-Gerlach-Kraft bekannt (siehe Abbildung 1.14 B).

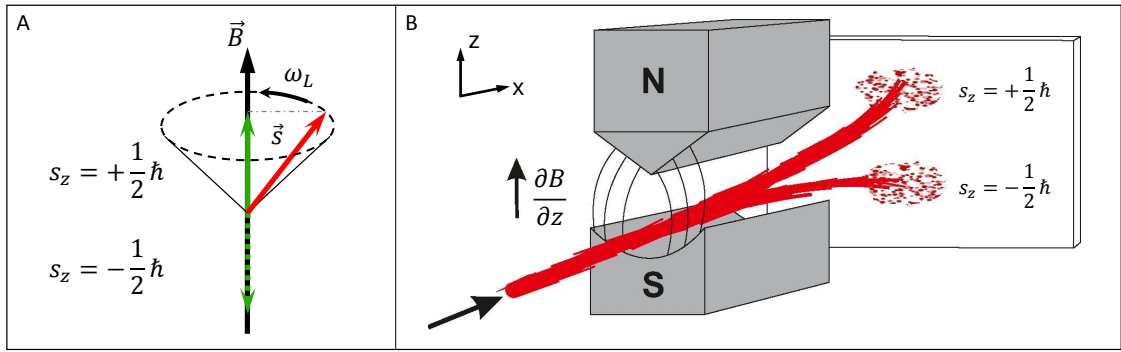


Abbildung 1.14: A) Ein äußeres Magnetfeld definiert das Bezugssystem, nachdem der Spin sich orientiert. Für ein Spin-1/2-Teilchen ergeben sich zwei Projektionsmöglichkeiten: $+\hbar/2$ und $-\hbar/2$. Der Spin-Vektor $\mathbf{s}$ selbst präzediert mit der Larmorfrequenz ω_L um die Magnetfeldachse.

B) Prinzip des Stern-Gerlach-Versuches: Ein Atomstrahl von Silberatomen mit $S = \frac{1}{2}$ wird durch einen Magnetfeldgradienten aufgespalten. Selbiges Verhalten gilt für Neutronen.

Neutronen, deren Spin parallel zum Magnetfeld orientiert ist, erfahren eine repulsive Kraft beim Anlaufen gegen ein magnetisches Potential ($V_{mag} = \pm \mu_n B = \pm 60.3 \cdot B \text{ neV T}^{-1}$) und werden daher als *Low-Field-Seeker* (LFS) bezeichnet. Solche mit antiparalleler Ausrichtung werden zum Magnetfeld hin beschleunigt und *High-Field-Seeker* (HFS) genannt. Basierend auf diesem Verhalten ist es möglich, ultrakalte Neutronen (LFS) allein durch die Stern-Gerlach-Kraft in einer dreidimensionalen Magenfeldanordnung einzusperren²⁰. Dabei ist das Feld am Rand in der Größenordnung von $\sim 1 \text{ T}$ und muss im Inneren ungleich Null sein.

Ein Absinken der Feldstärke auf Null würde den Verlust der Quantisierungsachse und damit der Zuordnung von HFS bzw. LFS bedeuten. Ebenso führt ein Nulldurchgang zum Verlust der eindeutigen Zuordnung, sodass die Möglichkeit besteht, vom Zustand eines LFS zum Zustand eines HFS zu konvertieren und so aus der Fallenordnung zu entweichen. Allgemein bezeichnet man diesen Vorgang als *Spin-Flip*: Ein Prozess, bei dem der Spin

²⁰Für ultrakalte Neutronen mit $E_{kin} \lesssim 210 \text{ neV}$ entspricht dies einer Feldstärke von $B \lesssim 3 \text{ T}$.

des Neutrons auf dessen Trajektorie durch ein Magnetfeld der Richtung des Feldes nicht folgen kann und infolgedessen die relative Orientierung wechselt:

$$\frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial t} = \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} = \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial z} v_n \ll \omega_L. \quad (1.39)$$

Damit der Spin dem Feldverlauf folgt, muss die zeitliche Feldänderung gegenüber der Präzessionsfrequenz um ein Vielfaches kleiner sein (siehe Gleichung 1.39) [93]. Unter dieser Bedingung bleibt die relative Orientierung erhalten und der Bewegungsprozess erfolgt adiabatisch. Es ist anzumerken, dass obige Ungleichung, bei konstanter Geschwindigkeit der Teilchen, entweder durch einen geringen Feldgradienten oder eine hohe Feldstärke erfüllt werden kann.

1.5.3 Das Konzept der schnellen adiabatischen Passage

Die Ausführungen in diesem Abschnitt folgen der Veröffentlichung [94]. Für ein Teilchen mit Spin $\mathbf{s}$ stellt das Produkt $\mathbf{s} \cdot \mathbf{B}$, wie im letzten Abschnitt erläutert, eine adiabatische Invariante der Bewegung dar. Durch Kombination von statischen und dynamischen Magnetfeldern ist es möglich, den Spin-Zustand definiert zu manipulieren. Dies ist die Basis der Kernspinresonanz (engl. *nuclear magnetic resonance*, NMR).

In der NMR wird für spektroskopische Aufnahmen in der Regel ein statisches Haltefeld B_0 zur Ausrichtung (Polarisation²¹) der Spin-Zustände sowie ein mit kleinerer Amplitude senkrecht dazu orientiertes Feld B_1 , welches mit der Winkelgeschwindigkeit ω um B_0 rotiert, genutzt. Aufgrund des Resonanzverhaltens bei $\omega = \omega_L$ erfolgt trotz der kleineren B_1 -Feldstärke eine Manipulation der zeitlichen Entwicklung der Spin-Dynamik. In einem Referenzsystem, welches mit ω_L um B_0 rotiert, verschwindet das B_0 -Feld und das mit ω_L rotierende B_1 -Feld erscheint statisch, sodass der Spin lediglich um B_1 präzediert. Damit wird deutlich, warum der Spin im Laborsystem dem B_1 Feld folgt, wobei der Winkel der Rotation durch die Wechselwirkungszeit δt gegeben ist:

$$\alpha = \omega_L \cdot \delta t. \quad (1.40)$$

Aus der NMR ist eine weitere Technik, die sogenannte *schnelle adiabatische Passage* (englisch *adiabatic fast passage*, AFP), bekannt, um den Spin-Zustand zu manipulieren. Statt dem Einstrahlen des B_1 -Feldes für eine definierte Wechselwirkungszeit, wird dessen Rotationsfrequenz von $\omega \ll \omega_L$ nach $\omega \gg \omega_L$ durchgestimmt. Dadurch erfolgt ein π -Flip²² des Spin-Zustandes.

Basierend auf dieser Methode hatte V. I. Luschikov 1970 die Idee für einen UCN-Spin-

²¹Der Grad der Polarisation $\rho = \frac{N_{1/2} - N_{-1/2}}{N_{1/2} + N_{-1/2}}$ richtet sich im thermischen Gleichgewicht nach der Maxwell-Boltzmann-Statistik und ist Abhängig von der Temperatur T des Spin-Ensembles und der Magnetfeldstärke B_0 . Für Protonen ($\gamma_n/2\pi = 42.57747892(29)$ MHz T⁻¹) [29]) bei $T = 300$ K in einem 1 T Feld ist diese gerade mal $\rho = 3.4 \cdot 10^{-6}$. Kühlt man das Ensemble auf 3.5 mK ($E_{UCN} = 300$ neV), steigt die Polarisation auf $\rho > 0.5$.

²²Gemeint ist eine Rotation des Spin-Zustandes um 180°, wobei das äußere Magnetfeld B_0 als Quantisierungsachse herangezogen wird.

Flipper, bei dem der Spin-Zustand der Neutronen im Vorbeiflug für einen breiten Geschwindigkeitsbereich geflippt wird [95]. Statt die Rotationsfrequenz ω des B_1 -Feldes zu variieren, wird die Larmorfrequenz ω_L mittels eines monotonen Gradienten des B_0 -Feldes im Bereich der Wechselwirkungszone ($B_1 \neq 0$) verändert. Entsprechend Gleichung 1.39 ist die räumliche Variation eines Magnetfeldes für sich bewegende Teilchen einer zeitlichen Änderung gleichzusetzen. Demzufolge führt die vollständige Passage der Neutronen durch einen B_0 -Gradienten ebenfalls zu einem π -Flip, wobei im Zentrum der Wechselwirkungszone $\omega_L(z) = \omega$ gilt. Der π -Flip erfolgt dabei unabhängig von der Flugrichtung.

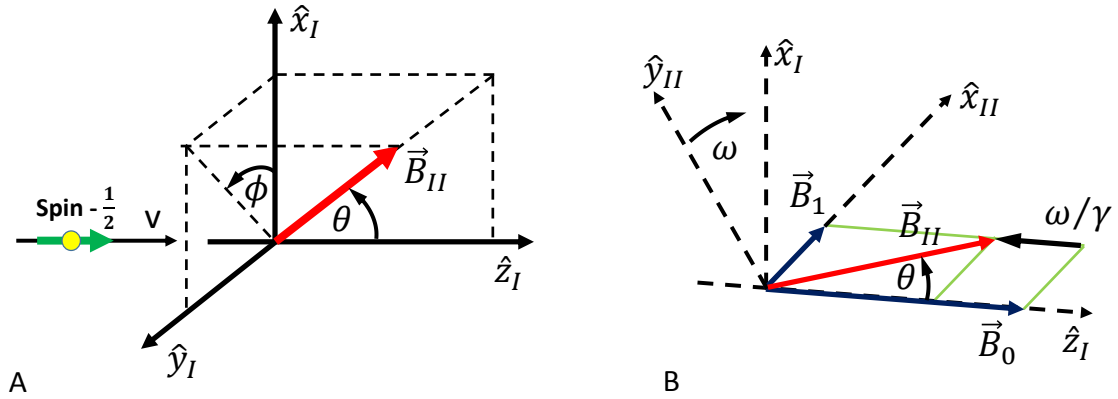


Abbildung 1.15: Definition des Koordinatensystems zur schnellen adiabatischen Passage

Die Überlagerung der beiden Magnetfelder in einem Laborsystem (System I) kann nach [93] wie folgt dargestellt werden (siehe Abbildung 1.15):

$$\mathbf{B}_I = B_0(z)\hat{\mathbf{z}}_I + B_1(z)[\cos(\omega t)\hat{\mathbf{x}}_I + \sin(\omega t)\hat{\mathbf{y}}_I], \quad (1.41)$$

wobei angenommen wird, dass $B_1(z) \equiv 0$ für $z < z_1$ und $z > z_2$, sowie $B_0(z)$ monoton in $[z_1, z_2]$ ist. Nach Koordinatentransformation in ein mit ω rotierendes Bezugssystem (System II) stellt sich das überlagerte Feld wie folgt dar:

$$\mathbf{B}_{II} = \left(B_0(z) + \frac{\omega}{\gamma}\right)\hat{\mathbf{z}}_I + B_1(z)\hat{\mathbf{x}}_{II}. \quad (1.42)$$

Die zeitliche Evolution der Spin-Dynamik²³ $\mathcal{H} = \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$ des Spin- $\frac{1}{2}$ -Systems der Neutronen kann mittels der zeitabhängigen Schrödingergleichung $i\hbar\partial\Psi = \mathcal{H}\Psi$ berechnet werden. Folgt man den Ausführungen von R. T. Robiscoe [96], ergibt sich nach Transformation ins System II ein gekoppeltes Gleichungssystem für die Amplituden b_1 und b_2 der Bispinoren:

$$\begin{pmatrix} \dot{b}_1 \\ \dot{b}_2 \end{pmatrix} = -\frac{i\gamma}{2}B_{II} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} - \frac{1}{2}\dot{\theta} \begin{pmatrix} 0 & -e^{-i\phi} \\ e^{+i\phi} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix}, \quad (1.43)$$

²³Die Wellenfunktion wird dabei als Summe zweier Bispinoren für „spin-up“ und „spin-down“ geschrieben, sowie das magnetische Moment $\boldsymbol{\mu} = \mu\boldsymbol{\sigma}$ durch die Pauli-Matrizen $\boldsymbol{\sigma}$ vermittelt.

wobei

$$B_{II}(t) = \sqrt{\left(B_0(t) + \frac{\omega}{\gamma}\right)^2 + B_1^2(t)} \quad \text{und} \quad \dot{\theta} = \gamma \frac{-\gamma B_1 \dot{B}_0 + \dot{B}_1 (\omega + \gamma B_0)}{(\omega + \gamma B_0)^2 + (\gamma B_1)^2} \quad (1.44)$$

ist. Die Zeitabhängigkeit von $B_0(t)$ und $B_1(t)$ ist durch die räumliche Variation der Felder im Bezug zur ballistischen Bewegung der Neutronen gegeben.

Da der Spin im Bezugssystem II um die B_{II} -Feldrichtung präzediert, wird anhand des ersten Terms in Gleichung 1.43 deutlich, da dieser die Spinorkomponenten nicht mischt. Dominiert dieser, kann der Spin dem B_{II} -Feld folgen, was im Laborsystem eine 180° -Drehung nach Abschluss der Passage zur Folge hat. Dagegen beschreibt der zweite Term in Gleichung 1.43 solch eine Mischung, mit der Konsequenz, dass der Spin-Zustand nicht erhalten bleibt und es somit nicht zu einem Spin-Flip während der Passage kommt.

Dieses gegensinnige Verhalten lässt sich durch Einführung eines sogenannten Adiabazitäts-Parameters

$$\alpha = \frac{|\gamma| B_{II}}{|\dot{\theta}|} \quad (1.45)$$

als Verhältnis der jeweiligen Stärke der beiden Terme aus Gleichung 1.43 charakterisieren. In diesem Zusammenhang ist für $\alpha \gg 1$ ein Spin-Flip stark bevorzugt. Mit Hilfe einer weiteren Koordinatentransformation entkoppelt obiges Gleichungssystem, sodass eine Differentialgleichung 2. Ordnung resultiert. Behandelt man α näherungsweise als konstant, lässt sich das System sogar analytisch lösen. Als Folge kann ein Maß zur Spin-Flip-Wahrscheinlichkeit abgeleitet werden [96]:

$$\epsilon = 1 - \frac{1}{\kappa^2} \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \kappa\right) \quad \text{mit} \quad \kappa = \sqrt{1 + \alpha^2}, \quad (1.46)$$

sodass die Effizienz ϵ immer größer oder gleich $1 - 1/\kappa^2$ ist.

Die Rate, mit der sich das B_{II} -Feld dreht, hängt von der Geschwindigkeit der Neutronen, dem B_0 -Gradienten und der absoluten Feldstärke B_1 des Rotationsfeldes ab. Mit den Annahmen eines konstanten B_0 -Gradienten sowie einer konstanten B_1 -Amplitude und Neutronengeschwindigkeit v_n kann Gleichung 1.46 in eine intuitivere Form gebracht werden [94]:

$$\epsilon > 1 - \frac{(\nabla_z B_0)^2 v_n^2}{(\nabla_z B_0^2)^2 v_n^2 + \gamma^2 B_1^4}, \quad (1.47)$$

wobei $\dot{B}_0 = (\nabla_z B_0) v_n$ durch den Gradient $\nabla_z B_0$ des Magnetfeldes entlang der z -Achse gegeben ist. Spin-Flipper für kalte [97, 98] wie auch für ultrakalte Neutronen [94, 99] können ohne Weiteres $\epsilon > 0.99$ erreichen.

2 Neutronenforschung am TRIGA Mainz

In diesem Kapitel werden der Forschungsreaktor (FR) TRIGA Mainz¹ [20] und die neue Quelle für ultrakalte Neutronen (englisch für *ultracold neutrons*, UCN) an Strahlrohr D vorgestellt. Eine neue Evaluierung der Neutronenflüsse an Strahlrohr C und D, sowie die Analyse der Zeitstruktur eines Reaktorpulses sind in den Abschnitten B.1 und B.2 beschrieben.

2.1 Der Forschungsreaktor TRIGA Mainz mit Pulseinrichtung

Am Institut für Kernchemie der Johannes-Gutenberg Universität Mainz befindet sich der Forschungsreaktor TRIGA Mark II, der im August 1965 zum ersten Mal kritisch wurde. Aufgrund der physikalischen Eigenschaften der Brennelemente, die einen großen negativen Temperaturkoeffizienten erzeugen, besitzt der Reaktor eine inhärente Sicherheit [100, 101, 21, 102]. Neben einem kontinuierlichen Betrieb (Dauerbetrieb) mit einer thermischen Leistung von $100\text{ kW}_{\text{th}}$ ist es daher möglich, den Reaktor kurzzeitig prompt überkritisch zu betreiben (Pulsbetrieb). Dabei wird eine Spitzenleistung von zurzeit $200\text{ MW}_{\text{th}}$, mit einer vollen Halbwertsbreite (englisch für *Full Width at Half Maximum*, FWHM) von etwa 30 ms, erreicht. Dies entspricht einer Pulsenergie von bis zu 10 MW s und wird in Einheiten der eingebrachten Reaktivität (Einheit: β) gemessen. Für Details siehe B.2.1.

Für weiterführende Informationen über TRIGA-Reaktoren allgemein sei auf die Webseite von M. Villa (TU Wien-Atominstitut) [103] verwiesen.

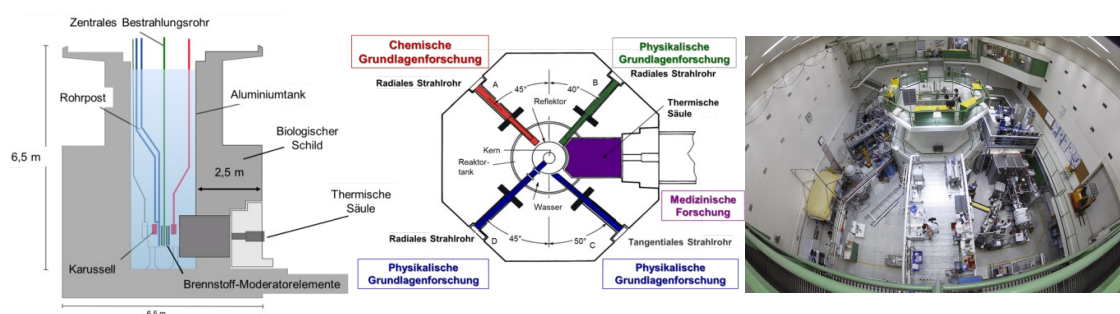


Abbildung 2.1: Der FR TRIGA Mainz ist ein Schwimmbadreaktor und besitzt vier Strahlrohre (A bis D) sowie eine thermische Säule (links Seitenansicht, Mitte Draufsicht) [104]. Das rechte Bild zeigt einen Blick in die Reaktorhalle: Auf der linken Seite befinden sich die für UCN-Experimente zur Verfügung stehenden Strahlrohre C und D, in der Mitte der Schwimmbadreaktor und rechts oben die Kontrollwarte [105].

¹TRIGA ist ein englischsprachiges Akronym und steht für „Training Research Isotopes General Atomics“.

2.2 Die UCN-Quelle am Strahlrohr D des TRIGA Mainz

Die Quelle für ultrakalte Neutronen am FR TRIGA Mark-II der Johannes-Gutenberg Universität Mainz basiert auf dem Prinzip der superthermischen Konversion (vgl. Abschnitt 1.4.3). Dabei wird festes Deuterium (sD_2) als Konvertermaterial verwendet. Der Reaktor verfügt über vier Strahlrohre (A,B,C und D), von denen zwei (C: tangential zum Kern, D: radial zum Kern) für UCN-Physik genutzt werden. Basierend auf den Erkenntnissen einer Prototyp-Quelle am Strahlrohr C [106] wurde eine neue superthermische Quelle an Strahlrohr D entwickelt und getestet [107, 108]. Abbildung 2.2 zeigt eine schematische Zeichnung der Quelle sowie einen horizontalen Schnitt des Reaktors auf Höhe der Strahlrohre.

Die wesentlichen Weiterentwicklungen der neuen Quelle sind durch

- die Optimierung des UCN Konvertervolumens,
- die Reduktion des Verbrauchs von flüssigem Helium (ℓHe) auf 10 L/h, welches zur Kühlung des Konvertermaterials auf dessen Arbeitstemperatur von 6-7 K dient,
- sowie die Implementierung eines effizienten Vormoderators für Neutronen

gegeben. Ein 10 L fassendes Speichervolumen für ℓHe wurde im Inneren des Kryostaten installiert, um so als Phasenseparator (flüssig zu gasförmig) zwischen der ℓHe -Zuleitung und der Kühlleitung zur Konverternase zu agieren [22]. Die technischen Details werden ausführlich in [108, 22] diskutiert und hier nur kurz zusammengefasst.

2.2.1 Technischer Aufbau

Der Kryostat der Quelle besteht aus zwei Komponenten: Ein *in-pile*-Rohr², welches radial bis an den Reaktorkern reicht, sowie ein Gefäß außerhalb der biologischen Reaktorabschirmung. Das Gefäß außerhalb dient zum einen als Zugangspunkt für die Versorgungsleitungen (Prozessgase, elektrische Signale) und zum anderen zur Unterbringungen des ℓHe Zwischenspeichers. Im Inneren des *in-pile*-Rohres verläuft der Neutronenleiter (4), ein elektropoliertes Edelstahlrohr³ mit einem Innendurchmesser von 66 mm, einer Wandstärke von 72 mm und einer Gesamtlänge von 4.4 m.

Um saubere Vakuumkonditionen für das gasförmige Deuterium innerhalb des Neutronenleiters zu gewährleisten, ist dieser auf Höhe des vertikalen Kryostaten mit einer 100 μm dicken AlMg_3 Folie⁴ (2) abgedichtet. Die Verbindung des bei Raumtemperatur befindlichen Neutronenleiters und der Konverternase (10) besteht aus einer thermischen Brücke (9), d.h. aus einem 50 cm langen Edelstahlrohr, welches auf 0.6 mm Wandstärke zur Minimierung des Wärmeflusses reduziert ist. Die Konverternase, wie auch thermische Brücke, sind auf der Innenseite mit NiMo 85/15 beschichtet (Magnetronspattern mit einer Schichtdicke von etwa 500 nm [109]). Die Mengenangabe „NiMo 85/15“ meint eine Legierung aus

²Begriff aus dem Englischen, kennzeichnet in der Kerntechnik Geräte und Experimente innerhalb eines Kernreaktors.

³Material: 1.4435 (316L), Qualitätsklasse: HE4o, Wandstärke: 2 mm, Ra-Rauheitswert: < 250 nm, Lieferant: Nocado GmbH www.nocado.net.

⁴Technische Schreibweise und meint eine Legierung aus Aluminium (Al) und Magnesium (Mg) mit einem Gewichtsanteil von 3 % Magnesium.

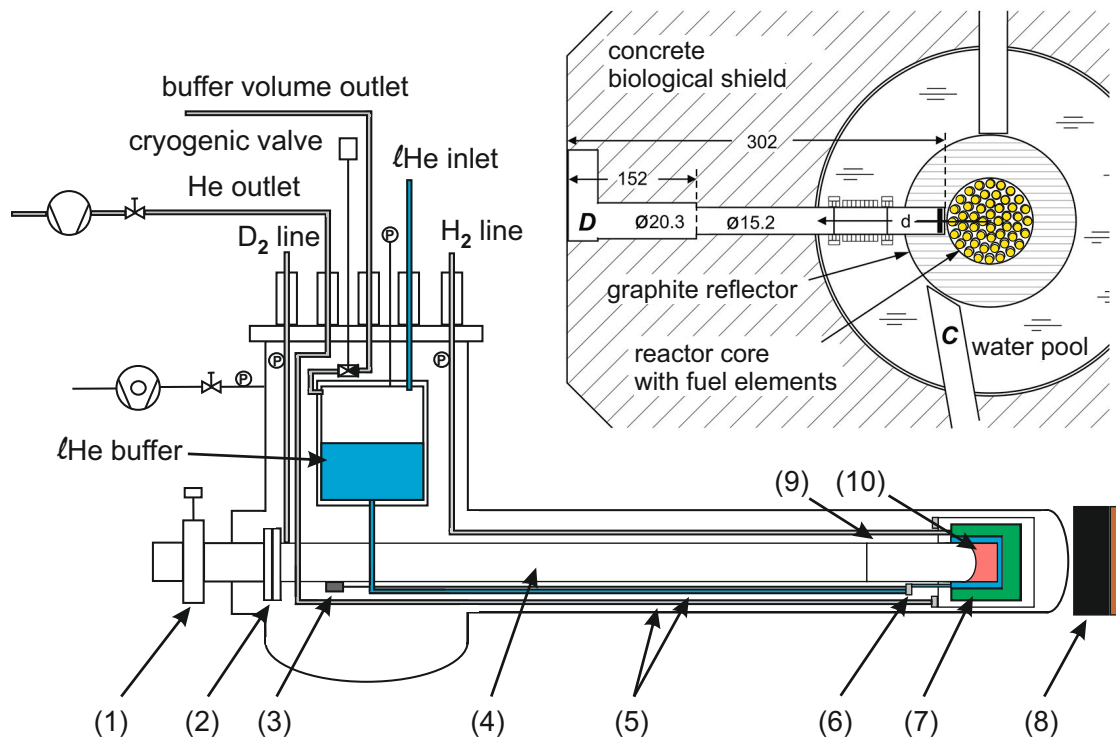


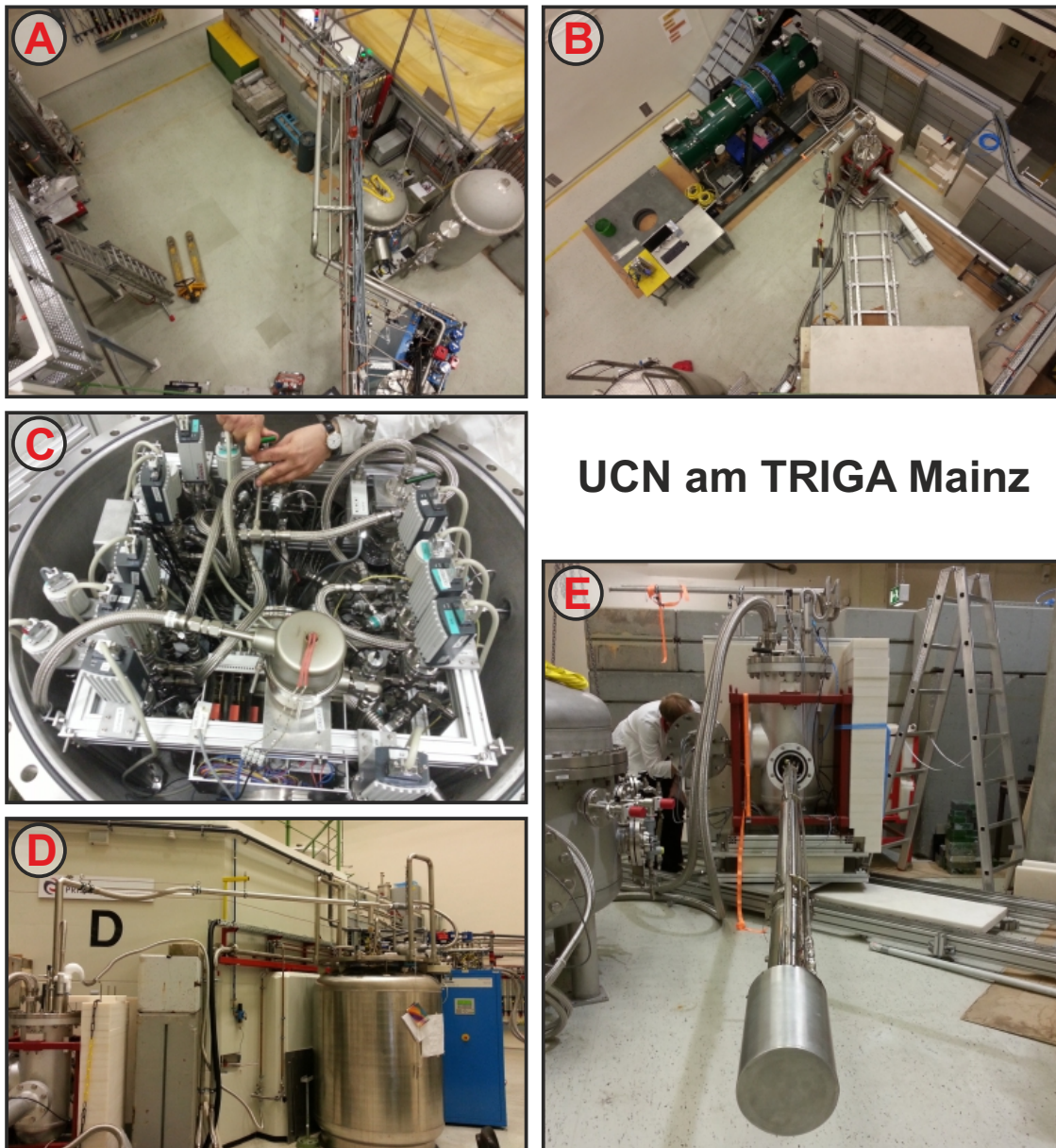
Abbildung 2.2: Schematische Zeichnung der UCN-Quelle am Strahlrohr D, gezeigt wird der vertikale Teil außerhalb der biologischen Abschirmung und der bis zum Reaktorkern reichende „in-pile“-Teil: (1) Sicherheitsschieber, (2) AlMg₃ Folie, (3) Motor für Joule-Thomson-Ventil, (4) Neutronenleiter, (5) ℓ He Leitungen, (6) Joule-Thomson Ventil, (7) Vormoderator (H₂, D₂ oder CH₄), (8) Graphit/Bismut Stopfen, (9) thermische Brücke und (10) Nase mit sD₂ Konverter. Der Parameter d definiert den Abstand zwischen dem Zentrum des Reaktorkerns und einem beliebigen Punkt entlang des radialen Strahlrohrs. Inset: Horizontaler Schnitt des TRIGA Mainz auf Höhe der Strahlrohre als skalierte Zeichnung (Maße in cm). Modifizierte Abbildung aus [22].

Nickel (Ni) und Molybdän (Mo) mit einem Anteil von 85 % Ni und 15 % Mo bezogen auf die Masse, also in Gewichtsprozent. Sofern keine weitere Angabe erfolgt, entspricht dies natürlichem Nickel ohne Isotopenanreicherung.

Die Kühlung der Nase erfolgt durch einen doppelwandigen Aufbau, sodass die gesamte Fläche des Konvertervolumens mit ℓ He umspült wird. Somit ist garantiert, dass das komplette D₂-Gas nur in der Nase (Länge: 10 cm) ausfriert. Die ℓ He-Zu- und Rückleitung (5) befindet sich parallel zum Strahlrohr und die ℓ He-Flussstärke kann durch ein Joule-Thomson Ventil (7) nahe der Konverternase geregelt werden.

Die maximal erlaubte sD₂-Menge⁵ beträgt etwa 200 cm³ (≈ 10 mol). Eine dritte Wand, welche ebenfalls die Nase umschließt, definiert das Volumen des Vormoderators von ≈ 620 cm³. Damit ergibt sich die Dicke des Vormoderators zu ≈ 17 mm, falls das gesamte becherförmige Volumen mit festem H₂, D₂ oder CH₄ gefüllt ist.

⁵Im Folgenden werden die Gase (H₂, D₂ und CH₄) im gefrorenen Zustand, also kristallin, mit dem Zusatz „s“ benannt.



UCN am TRIGA Mainz

Abbildung 2.3: Bilderserie zur UCN-Quelle am TRIGA Mainz: (A) Blick auf die Experimentierfläche an Strahlrohr C, an der seit 12/2015 eine neue UCN-Quelle [110] installiert ist (nicht im Bild zu sehen). Im rechten Teil des Bildes ist der Heliumverflüssiger (in blau) und der He-Gassack (in gelb) zu sehen. Dazwischen befinden sich das Gassteuerungssystem und der Speichertank für Konverter und VM. (B) Blick auf die Experimentierfläche an Strahlrohr D. Zu sehen sind das Schienensystem und die UCN-Quelle, so wie der supraleitende Magnet des τ SPECT Experiments. (C) Blick in das Innere des Gassteuerungssystem, in dem sich auch der para-/ortho-Konverter für Deuterium befindet. Aufgrund der explosiven Prozessgase ist der Behälter mit 1.1 bar Stickstoff geflutet. (D) Auf der rechten Seite befindet sich der Heliumverflüssiger sowie das 1500 L fassende Dewargefäß. Im linken Teil sieht man die UCN-Quelle mit installierter Heberleitung. Das Bild entstand während des ersten Kaltfahrens der neuen ℓ Heerflüssigungsanlage. (E) Frontaler Blick auf das in-pile-Rohr der UCN-Quelle an Strahlrohr D. Das äußere Aluminiumrohr, wie auch ein Teil der Abschirmung (weiße Blöcke aus Polyethylen), waren zu diesem Zeitpunkt demontiert. Versteckt im Bild befindet sich Kommilitone Fabian Kories.

Tabelle 2.1: Parameter zur Kristallformierung an der UCN-Quelle in Strahlrohr D [22]: Als erstes wird der Vormoderator (VM) und danach der Konverter ausgefroren. Die mittlere Temperatur des sD_2 Kristalls während des Betriebs liegt bei etwa 6.7 K (siehe Abschnitt C) und kann mit einer Schwankung von ± 0.1 K stabil kontrolliert werden.

Vormoderator	Ausfrierrate (mol/h)	gesamte Gasmenge (mol)	Ausfrierzeit (typisch) (h)	Temperatur der Nase während des Ausfrierens (K)
H ₂	1.24	≈ 20	≈ 16	7.6
D ₂	1.04	≈ 15	≈ 14	7.6
CH ₄	0.52	≈ 10	≈ 20	≈ 95
D ₂ -Konverter	0.51	8	≈ 16	7.1

Die Prozedur zum Ausfrieren des Kristalls wurde empirisch ermittelt und ist in Tabelle 2.1 sowohl für den Vormoderator als auch für den Konverter aufgelistet [22]. Nach Beendigung des Vorgangs erfolgt keine thermische Behandlung in Form einer zyklischen Temperaturvariation von einigen Kelvin [106, 107].

2.2.2 Kryogenie und Gas-Steuerungssystem

Durch die Forschungsförderung des Exzellenzclusters PRISMA⁶ konnte die Infrastruktur der UCN-Quellen am TRIGA Mainz in Form einer internationalen Benutzereinrichtung⁷ erweitert werden. In den Jahren 2013/14 erfolgte in der Reaktorhalle eine Umstrukturierung im Bereich von Strahlrohr C und D, sodass nun eine für UCN-Experimente nutzbare Fläche⁸ von jeweils etwa 20 m² zur Verfügung steht. Zentrale Neuerung war die Installation einer Heliumverflüssigungsanlage⁹ mit einer Produktionsleistung von etwa 13 L/h ℓ He. Abbildung 2.3 zeigt die dazugehörige Bilderserie.

Die Skizze in Abbildung 2.4 zeigt die wesentlichen Komponenten der Kryoanlage und der Verbindung zur UCN-Quelle. Das vom Verflüssiger produzierte ℓ He wird in einem 1500 L Dewargefäß gespeichert und nach Bedarf über eine spezielle Heberleitung (8) zur UCN-Quelle transferiert. Dieser Vorgang wird als „Überheben des Heliums“ bezeichnet, da der Transfer aufgrund eines relativen Druckunterschieds zwischen den beiden Speichergefäßen erfolgt, wobei die Druckdifferenz durch ein kryogenes Ventil (1) auf Seite der UCN-Quelle gesteuert wird. Für die Rückleitung des verdampften Heliums existieren zwei Leitungen: 1. Helium vom Zwischenspeicher (engl. *buffer volume*) (5), wobei das immer noch sehr kalte

⁶Exzellenzcluster „Precision Physics, Fundamental Interactions and Structure of Matter“, PRISMA

⁷Für weitere Informationen sei auf die Webseiten des Instituts für Kernchemie und des Instituts für Physik der Universität Mainz verwiesen.

⁸Die Angabe entspricht der zur Verfügung stehenden Bodenfläche. Im Bereich des Schienensystems der UCN-Quelle stehen weitere 6 m² für temporäre Installationen zur Verfügung.

⁹Fabrikat: TCF10 der Firma Linde Kryotechnik AG.

Gas zur Kühlung des thermischen Schilts der Heberleitung genutzt wird und 2. Helium, welches von der Konverternase zurück geleitet wird (3). Um den ℓHe -Fluss zu regulieren, wird die zweite Rückleitung mit einer geeigneten Vorvakuumpumpe¹⁰ (2) angesaugt [111].

Für den Betrieb der Kryoanlage stehen zwei Modi zur Verfügung, einer, bei der das Helium aus der Konverternase direkt zum Verflüssiger geleitet wird (direkte Rückverflüssigung) und der andere, bei dem das Gas in einem Helium-Gassack aufgefangen wird. Für die Speicherung des gasförmigen Heliums stehen ein Reingastank wie auch mehrere Gasflaschenbündel außerhalb der Reaktorhalle zur Verfügung.

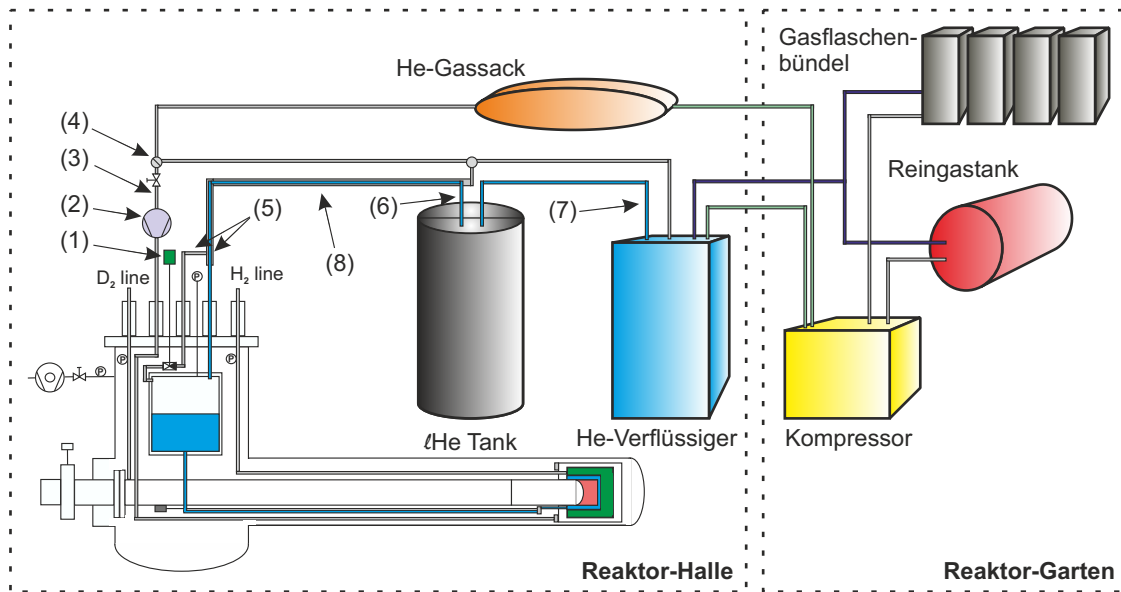


Abbildung 2.4: Skizze der neuen Kryoanlage zur ℓHe Produktion am FR TRIGA Mainz: (1) Kryogenes Ventil, (2) Vorvakuumpumpe, (3) Rückleitung von Helium aus der Konverternase, (4) Ventil für Bypass, (5) Rückleitung von Helium aus dem Zwischenspeicher, (6) ℓHe Leitung zur UCN-Quelle, (7) ℓHe Leitung zum ℓHe Tank und (8) Heberleitung. Skizze der UCN-Quelle wurde aus [22] entnommen.

¹⁰Fabrikat: Franklin Electric Co., Inc., Typ: Triscroll Dry Pump, Modell: 1201006408

3 Charakterisierung der UCN-Quelle am Strahlrohr D des TRIGA Mainz

Bei Experimenten mit UCN ist häufig die Statistik der limitierende Faktor der zu erreichenden Genauigkeit. Ziel ist es neben einer großen UCN-Produktionsrate die Neutronen möglichst verlustfrei zum meist einige Meter entfernten Experiment im Außenbereich der Quelle zu transportieren. Theoretische Aspekte der UCN-Produktion in einem sD_2 -Kristall, Verlustmechanismen die zu einer reduzierten UCN-Ausbeute führen und theoretische Konzepte zur Beschreibung des UCN & VCN-Transports können im Anhang, Abschnitt A nachgelesen werden. Detaillierte Untersuchungen zur Wärmebelastung und deren Auswirkung auf die sD_2 -Kristallqualität hinsichtlich der UCN-Produktionsrate befinden sich im Anhang, Abschnitt C.

Die in diesem Kapitel vorgestellten experimentellen Ergebnisse fokussieren die Untersuchung der UCN & VCN-Transmission von der Quelle zum Experiment und die UCN-Speicherung innerhalb eines materiellen Gefäßes.

Anmerkung zum Messbetrieb an Strahlrohr D: Die aktuellen Betriebsrichtlinien des TRIGA Reaktors sehen an Strahlrohr D lediglich einen Betrieb der UCN-Quelle im *Pulsmodus* des Reaktors vor. Die Beschränkung gilt nicht für die UCN-Quelle an Strahlrohr C.

3.1 Untersuchungen zur UCN & VCN-Transmission

Der Neutronentransport ist von zentraler Bedeutung für alle Experimente mit ultrakalten Neutronen, denn eine noch so große UCN & VCN-Produktionsrate nützt nichts, wenn die Neutronen nicht effizient von der Quelle (sD_2 -Konverter) zum Experiment geleitet werden können. Da die Strahlrohre in erster Linie aus Edelstahl bestehen, werden im Folgenden alle Neutronen mit $v \leq v_c = 5.95 \text{ m/s}$ (entspricht dem Fermi-Potential $V_F = 185 \text{ neV}$ von Edelstahl [112]) als UCN bezeichnet.

In dem nun folgenden Abschnitt geht es um die Art der Neutronenleiter (Strahlrohre): 1. elektropolierter Edelstahl und 2. beschichtetes Glas, sowie um die Abhängigkeit der Transmission gegenüber dem Biegeradius der 45° -Bögen. Theoretische Ansätze zur Beschreibung des Neutronentransports sind in Abschnitt A.2 dokumentiert.

Zusätzlich wurde das absolute Energiespektrum außerhalb der UCN-Quelle bei $\Delta h = 113 \text{ cm}$ bestimmt (Abschnitt 3.1.3) und die Zählrate bei konstanter Reaktorleistung (Modus: „Dauerbetrieb“) gemessen (Abschnitt 3.1.7).

3.1.1 Darstellung des Messaufbaus

Die experimentelle Durchführung erfolgte mit der in Abbildung 3.1 dargestellten Strahlführung. Zu sehen ist das in-pile-Rohr der UCN-Quelle mit einer Länge von $\ell_0 = 4.355$ m und einem Innendurchmesser von 66 mm (orange gefärbt). Zur Überwindung einer Höhendifferenz Δh wurden zwei 45° -Bögen (Radien ρ_1 und ρ_2) in Form einer *S*-Schikane verwendet (dunkelgrau gefärbt). An deren Ende befand sich der Neutronendetektor und ein CASCADE-U 100-Detektor [113], mit einer zweidimensionalen Ortsauflösung von 64 Pixel à 12.5×12.5 mm². Der Innendurchmesser der äußeren Strahlführung ist identisch zu dem der UCN-Quelle. Sofern nichts anderes angegeben, betrug der Abstand des sD₂-Konverters zum Zentrum des Reaktorkerns 423 mm (Position 1, siehe Tabelle B.3). Allgemeine Information über die UCN-Quelle am Strahlrohr D des TRIGA Mainz befinden sich in Abschnitt 2.2.

Die Bezeichnung der äußeren Strahlführung sei wie folgt:

- Conf-I* : Edelstahlrohre
- Conf-II* : Glasrohre, beschichtet mit NiMo 85/15.

Die Verbindung der einzelnen Strahlrohre erfolgte durch sogenannte *Wilson-Flansche*. Eine Quetschdichtung mit einem FKM-Dichtring¹ sorgt dabei für die Vakuumabdichtung. Der Druck während den Messungen lag zwischen 10^{-3} - 10^{-4} mbar. Um die UCN-Quelle gegen Vakuumeinbrüche auf der experimentellen Seite zu schützen, ist ein pneumatisch schließender Sicherheitsschieber, mit S_1 gekennzeichnet, am Ausgang der Quelle verbaut. Steigt der Druck über $5 \cdot 10^{-3}$ mbar, verschließt dieser automatisch den Strahlengang (Dauer ≈ 2 s).

3.1.2 Allgemeine Beobachtungen zum Neutronentransport

Die für den Transport verantwortliche Reflexion von Neutronen an der Neutronenleiteroberfläche hängt sowohl vom Neutronenimpuls als auch von der mikroskopischen Beschaffenheit der Leiteroberfläche ab. Im Allgemeinen bedient man sich zur Beschreibung der experimentellen Daten einer Monte-Carlo-Simulation (MC-Simulation). Wie im Folgenden gezeigt wird, genügen die im Abschnitt A.2 aufgeführten analytischen Gleichungen, um die Zeitstruktur der detektierten UCN & VCN-Zählrate zu charakterisieren. Wesentlich dabei ist natürlich eine simple geometrische Form zur Strahlführung, wie die in Abbildung 3.1.

Anhand eines gemessenen Flugzeitspektrums (englisch für *time-of-flight*, TOF) mit *Conf-II* und $\rho_1 = \rho_2 = 80$ cm sowie $\Delta h = 113$ cm, sollen die einzelnen Zeitabschnitte erläutert werden. Dazu zeigt Abbildung 3.2 die orts aufgelöste Zählrate der detektierten Neutronen in Abhängigkeit von der verstrichenen Zeit. Für die ortsabhängige Darstellung wurde die Zählrate der zwei zentralen Spalten aufsummiert, sodass in vertikaler Richtung sechs Pixel-Paare (A bis F) resultieren (gelb gestrichelter Bereich in Abbildung 3.1).

¹Internationale Abkürzung für Fluorelastomer (Fluorkautschuk), auch bekannt unter dem Handelsnamen Viton® der Firma DuPont Performance Elastomers.

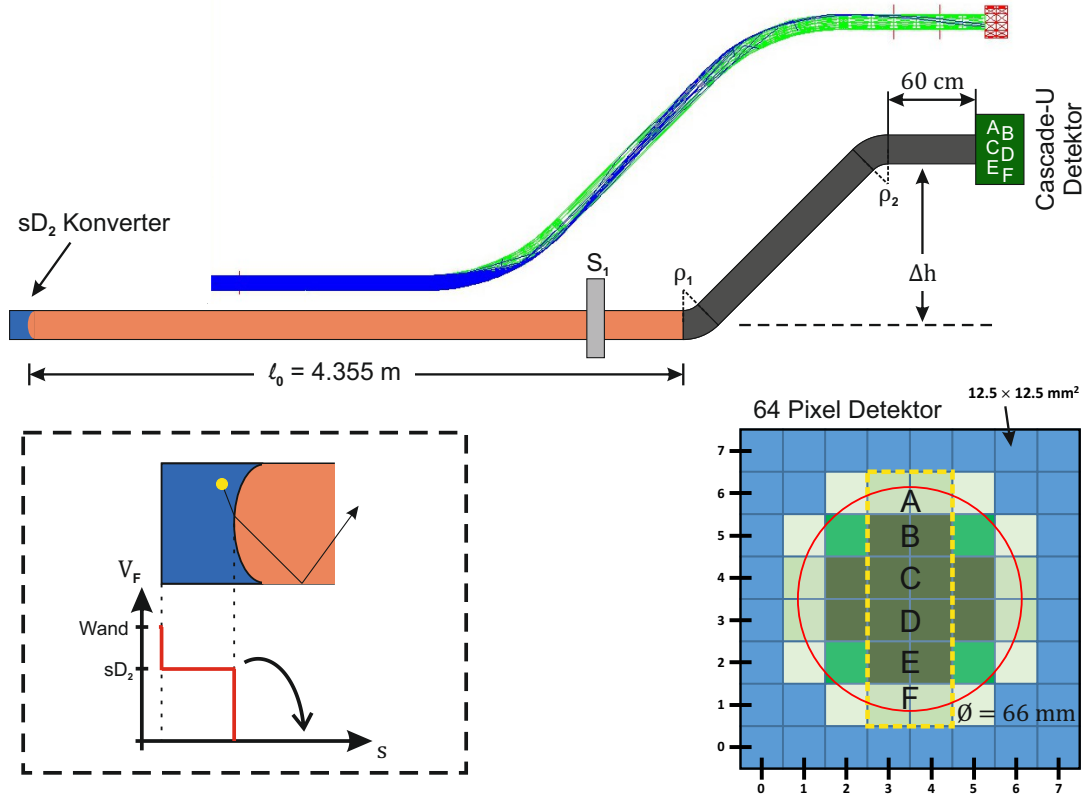


Abbildung 3.1: Skizze des technischen Aufbaus zur Messung der UCN & VCN-Zählrate. Zu sehen ist das in-pile-Rohr der UCN-Quelle mit dem Sicherheitsschieber S_1 . Die externe Strahlführung *Conf-I/II* ist in dunkelgrau abgebildet. Der CASCADE-U Detektor verfügt über eine 2D-Ortsauflösung ($100 \times 100 \text{ mm}^2$), wie unten rechts im Bild zu sehen ist. Der rote Kreis entspricht dem Durchmesser der Strahlrohre. Dementsprechend wird nicht jeder Pixel voll ausgeleuchtet.

Neutronen, die den sD_2 -Kristall verlassen, erfahren senkrecht zur Kristalloberfläche eine Änderung der kinetischen Energie um 105 neV [112, 114] aufgrund des Fermi-Potentials von sD_2 .

Zone I Signal der prompten thermischen Neutronen des Reaktorpulses. Die Zählrate hängt von der räumlichen Position des Detektors, sowie der von Menge des verwendeten Abschirmmaterials ab. Mit der schwarzen Linie wird die Leistungskurve des Reaktorpulses nach Abschnitt B.3 für eine Pulsenergie von $E_R = 9.88 \text{ MW s}$ dargestellt. Der Puls erreicht bei $t = 311 \text{ ms}$ die maximale Leistung von 188 kW . Zur Definition der Zeitachse sei auf Abbildung 3.15 des nachfolgenden Abschnitts verwiesen.

Zone II Die VCN-Transmission basiert darauf, dass die Neutronen unter einem flachen Winkel zur Leiteroberfläche reflektieren (Garland-Trajektorie): $\theta \leq \theta_c$ oder $v_{\perp} \leq v_c$, wobei $\sin(\theta_c) = v_c/v$ ist. Je höher die Geschwindigkeit der VCN, desto flacher also der Einfallswinkel θ . Entsprechend der Geometrie des Leitergangs ergibt sich daraus eine Abbildungsvorschrift auf die Querschnittsfläche des CASACADE-U Detektors, analog zur Strahlenoptik von Licht. Daher wurde in der Abbildung die Zählrate orts aufgelöst dargestellt. Die Kennzeichnung der Detektor-Pixel ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Die ersten VCN treffen auf das Pixel-Paar F, dann auf E und so weiter.

Zone III Gleichmäßige Ausleuchtung aller Pixel-Paare entsprechend dem Flächenverhältnis der Pixel-Paare A,F zu den Pixel-Paaren B,C,D und E (Ratio: 0.60, siehe Abbildung E.15 im Anhang).

Zone IV Entsprechend der Weglänge $\ell_{\text{ges}} = 7.22 \text{ m}$ sowie unter Berücksichtigung der Gravitation treffen die ersten UCN bei $t = 1.0 \text{ s}$ ein (roter Pfeil in der Abbildung). Auffällig ist, dass nun die Ausleuchtung der Pixel-Paare nicht mehr gleichmäßig erfolgt, sondern verstärkt die unteren Paare D,E und F UCN detektieren.

Zone V Der CASCADE-U Detektor besitzt ein Eintrittsfenster aus Aluminium. Daher können keine UCN mit einer Energie kleiner als $V_F = 54 \text{ neV}$ [112] ($v_{\text{min}} = 3.2 \text{ m/s}$) detektiert werden. Die Ankunftszeit dieser Neutronen ist bei $t = (2.0 \pm 0.6) \text{ s}$, was in etwa der Abbruchkante der Zählrate am Ende von Zone IV entspricht. Neutronen, die später als $t \simeq 3.4 \text{ s}$ detektiert werden, stellen diffus reflektierte UCN dar, aber auch durch die nur langsam abklingende Restleistung des Reaktors produzierte UCN & VCN. Der Anteil an der Gesamtintensität beträgt 10 % (Integrationsintervall: 3.4 s bis 200 s).

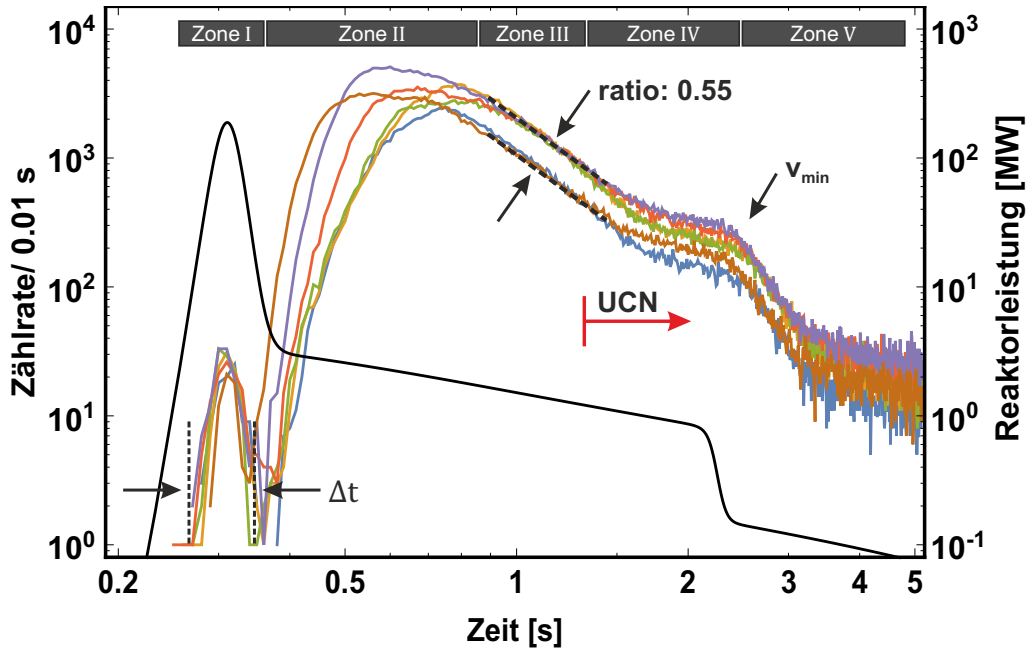


Abbildung 3.2: Das Diagramm zeigt die gemessene UCN & VCN-Zählrate als Funktion der Zeit für die einzelnen Pixel-Paare des CASCADE-U Detektors (siehe Abbildung 3.1). Mit der schwarzen Linie ist der zeitliche Verlauf der Reaktorleistung $P_R(t, 9.88 \text{ MW s})$ dargestellt. Die Daten entstammen der Strahlzeit Nov15.

Aus der Zeitdifferenz Δt des Signalanstiegs der thermischen Neutronen gegenüber den VCN (Pixel-Paar F) lässt sich die maximale Geschwindigkeit der transmittierten Neutronen abschätzen. Für den Zusammenhang von Weg-Zeit-Geschwindigkeit wird von der kürzesten Flugstrecke ausgegangen und die gravitative Wirkung durch Δh berücksichtigt. Die experimentell bestimmten Zahlenwerte für unterschiedliche Radien der beiden 45° -Bögen sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Anhand theoretischer Überlegungen (siehe Abschnitt A.2) kann die maximale Geschwindigkeit transmittierter Neutronen v_{trans} in Abhängigkeit von Radius und Fermi-Potential ($V_F \sim v_c^2$) eines gebogenen Leiters berechnet werden. Mit $\sin(\theta_c) = v_c/v$ und $d^* = (\rho_{1,2} + d/2) \cdot (1 - \cos(\theta))$ folgt für $\theta = \theta_c$

$$v_{\text{trans}} = \frac{v_c}{1 - \left(1 - \frac{d^*}{\rho_{1,2} + d/2}\right)}, \quad (3.1)$$

wobei $d^* = 2.7 \text{ mm}$ der Abstand zur Neutronenleiteroberfläche ist. Der Wert wurde entsprechend der räumlichen Ausdehnung von Pixel-Paar F gewählt. Die berechneten Werte befinden sich ebenfalls in Tabelle 3.1. Zur Illustration der Abbildungsvorschrift des zuvor diskutierten Leitergangs ist im oberen Bereich von Abbildung 3.1 die simulierte Flugbahn von Neutronen mit $v = v_{\text{trans}} = 74 \text{ m/s}$ (blaue Linien) gezeigt (visuelle Darstellung der MC-Simulation, siehe Abschnitt 3.2.2).

Tabelle 3.1: Auflistung der Zeitdifferenz Δt zwischen den ersten thermischen Neutronen und VCN (siehe Abbildung 3.2). Die daraus abgeleitete Geschwindigkeit ist mit $v_{\text{VCN}}^{\text{max}}$ benannt. Geht man von einem spiegelartig reflektierenden Neutronentransport aus, kann anhand von Gleichung 3.1 die maximale Geschwindigkeit transmittierter VCN in Abhängigkeit vom Radius der Leiterbögen berechnet werden.

Radius 45° [cm]	Δt [s]	$v_{\text{VCN}}^{\text{max}}$ [m/s]	v_{trans} [m/s]
8	0.275	28.3	27.4
9.5	0.226	29.3	29.1
25	0.161	42.0	43.2
40	0.121	56.9	53.4
80	0.096	74.9	74.0

3.1.3 Messung des absoluten UCN & VCN-Geschwindigkeitsspektrums

Die „time of flight“-Messung ist zur Evaluierung des Neutronenenergiespektrums bestens geeignet. Für eine präzise Aussage bedarf es einer definierten Weg-Zeit-Abhängigkeit („gerade Flugbahn bekannter Länge“ mit $s = v \cdot t$). Zusätzlich sollte die Impulskomponente der Neutronen parallel zum Strahlrohr sein (kollimierter Neutronenstrahl) [115, 116]. Die Messung der UCN & VCN-Zählrate in Abhängigkeit der verstrichenen Zeit eines Reaktorpulses, wie in Abbildung 3.1 dargestellt, erfüllt diese Kriterien zwar nicht, stellt jedoch die zurzeit einzige Möglichkeit zur Bestimmung des gesamten Neutronenspektrums dar².

²Es sei angemerkt, dass die Messung mit einem Chopper-System bei konstanter Leistung (Modus: „Dauerbetrieb“) an Strahlrohr D nicht möglich ist. Alternative Messmethoden, wie zum Beispiel ein Gravitations-Spektrometer [117], sind limitiert durch das Speicherpotential (V_F des Speichervolumens).

Das Flugzeitspektrum eines Reaktorpulses ist mit der Startzeitverteilung der Neutronen gefaltet. Diese ergibt sich aufgrund der zeitlichen Breite des Reaktorpulses³, siehe Abschnitt B.2. Zur Evaluierung des UCN & VCN-Geschwindigkeitsspektrums muss eine mathematische Entfaltung („deconvolution“) des gemessenen Spektrums mit der auf 1 normierten thermischen Leistungskurve des Reaktorpulses (siehe Abschnitt B.3) durchgeführt werden.

Zur numerischen Entfaltung des gemessenen TOF-Spektrums wurde ein von U. Schmidt entwickelter Algorithmus [118] für die Software *Wolfram Mathematica* [119] verwendet. Sei $P_R(t, E_R)$ die Leistungskurve des Reaktorpulses, $G = \int g_R(t, E_R) dt$, $\phi_{\text{data}}(t)$ das gemessene Spektrum (UCN & VCN-Zählrate als Funktion der Zeit) und $\phi_{\text{decon}}(t)$ das entfaltete Spektrum, dann ist

$$\phi_{\text{data}}(t) = \frac{1}{G} \int_{t_1}^{t_2} \phi_{\text{decon}}(t - t_0) \cdot P_R(t_0, E_R) dt_0. \quad (3.2)$$

Die Integrationsgrenzen $\{t_1, t_2\}$ umfassen die zeitliche Breite des Reaktorpulses und wurden mit $\{0 \text{ s}, 3.6 \text{ s}\}$ gewählt⁴.

Der Algorithmus nutzt eine parametrisierte Modellfunktion (Spline-Funktion) für $\phi_{\text{decon}}(t)$, führt die Integration aus Gleichung 3.2 aus und berechnet die Summe der mittleren quadratischen Abweichung gegenüber den Messdaten n_{data} (engl. *sum of the squares of the residuals*). Die Parameter werden iterativ solange variiert, bis eine Konvergenz eintritt und $\phi_{\text{data}}(t)$ den Verlauf der Messdaten⁵ n_{data} beschreibt.

Anhand von Abbildung 3.3 sei das eben beschriebene Vorgehen illustriert. Im linken Diagramm ist die gemessene UCN & VCN-Zählrate als auch die Reaktorleistung in Abhängigkeit der verstrichenen Zeit dargestellt. Die rote Kurve entspricht der Funktion $\phi_{\text{data}}(t)$, also dem Ergebnis der Kurvenanpassung von Gleichung 3.2 zur Evaluierung des entfaltenen Spektrums $\phi_{\text{decon}}(t)$. Dies ist im rechten Diagramm von Abbildung 3.3 gezeigt (grüne Linie). Der Fit liefert eine Güte von $\chi^2/\text{dof} = 9.24/21$.

Zur Berechnung des Geschwindigkeitsspektrums aus der Funktion $\phi_{\text{decon}}(t)$ ist die Kenntnis des Zusammenhangs von Ankunftszeit und Neutronengeschwindigkeit nötig. Für die analytische Lösung wird angenommen, dass sich die Neutronen parallel zur Oberfläche durch den gesamten Leitergang bewegen und entsprechend der Gravitation um $v_h = \sqrt{v^2 - 2 \cdot g \cdot \Delta h}$ abgebremst werden, wobei $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ ist. Das Inset in Abbildung 3.4 zeigt den funktionalen analytischen Zusammenhang $t(v)$ (rote Linie) wie auch das Ergebnis der MC-Simulation (Symbole). Entsprechend der realen zickzack-artigen Flugbahn der Neutronen durch den Leitergang ergibt sich eine zeitliche Verbreiterung der Ankunftszeit, die umso größer ist, je geringer die Geschwindigkeit der Neutronen ist (Fehlerbalken).

³Analog zur Öffnungsfunktion eines Chopper-Systems, siehe Abschnitt E.1.2.

⁴Die obere Grenze t_2 entspricht dem Zeitpunkt, zu dem der Pulsstab des TRIGA Reaktors bereits in den Reaktorkern zurückgefallen ist. Die Reaktorleistung ist zu diesem Zeitpunkt $\lesssim 10^{-3} \cdot P_R^{\text{max}}$.

⁵Die Bin-Breite der Datenaufnahme beträgt 10 ms. Für die Berechnung von Gleichung 3.2 wurde ein Filter zur arithmetischen Mittlung von jeweils 10 Datenpunkten angewendet.

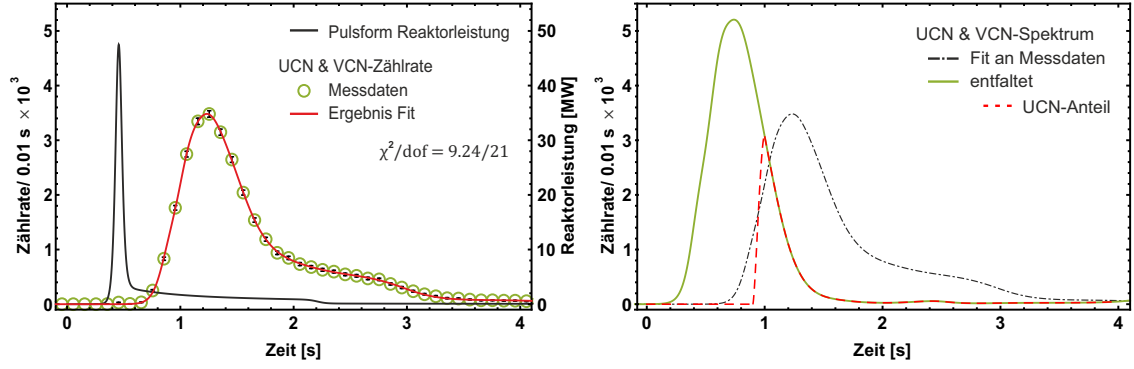


Abbildung 3.3: Demonstration der Entfaltung eines Flugzeitspektrums für *Conf-I* bei $E_R = 6.0$ MW s. Im linken Diagramm sind die Messdaten n_{data} sowie das Ergebnis der Kurvenanpassung von Gleichung 3.2 (rote Kurve) zu sehen. Im rechten Diagramm ist anhand der grünen Linie das entfaltete UCN & VCN-Spektrum $\phi_{\text{decon}}(t)$ gezeigt. Der UCN-Anteil des Spektrums entspricht der rot gestrichelten Linie. Entsprechend der Weg-Zeit-Analyse ergibt für $v = 5.95$ m/s eine minimale Flugzeit von 0.93 s. Die schwarze Strichpunktlinie stellt das gemessene Spektrum $\phi_{\text{data}}(t)$ dar, wobei der zeitliche Versatz zu beachten ist, da das Maximum der Pulsleistung $P_R(t, 6.0 \text{ MW s})$ erst bei $t = 0.46$ s liegt.

Das Geschwindigkeitsspektrum ergibt sich nun wie folgt

$$\phi_{\text{decon}}(v) = \phi_{\text{decon}}(t(v)) \cdot \left| \frac{dt(v)}{dv} \right|. \quad (3.3)$$

Das in Abbildung 3.3 gezeigte Flugzeitspektrum wurde mit der „Standard“-Konfiguration⁶, d.h. *Conf-I* und 8 cm Radius beider 45°-Bögen, gemessen. Anhand von Gleichung 3.3 resultiert daraus das in Abbildung 3.4 gezeigte Flugzeitspektrum: Die rote Linie entspricht der analytischen Lösung von $t(v)$, wohingegen die grüne Strichpunktlinie auf der Abhängigkeit der MC-Simulation basiert. Die Angabe der Geschwindigkeit bezieht sich auf v_h , also bei $\Delta h = 113$ cm.

Wie bereits angemerkt können durch das Eintrittsfenster (Aluminium) des Detektors keine Neutronen mit $v < 3.2$ m/s detektiert werden. Die im Spektrum nicht auf Null abfallende Signalstärke in diesem Bereich resultiert durch Neutronen, die unter einem großen Einfallswinkel θ reflektieren. Der Anteil diffus gestreuter Neutronen, welcher sich ab $v < 1$ m/s zeigt, ist nicht dargestellt.

⁶Der vertikale Leitergang aus Edelstahl von *Conf-I* mit $\rho_1 = \rho_2 = 8$ cm wurde bereits bei früheren Messungen verwendet und im Verlauf der Strahlzeiten *Sept12* bis *Nov15* als Referenzaufbau beibehalten.

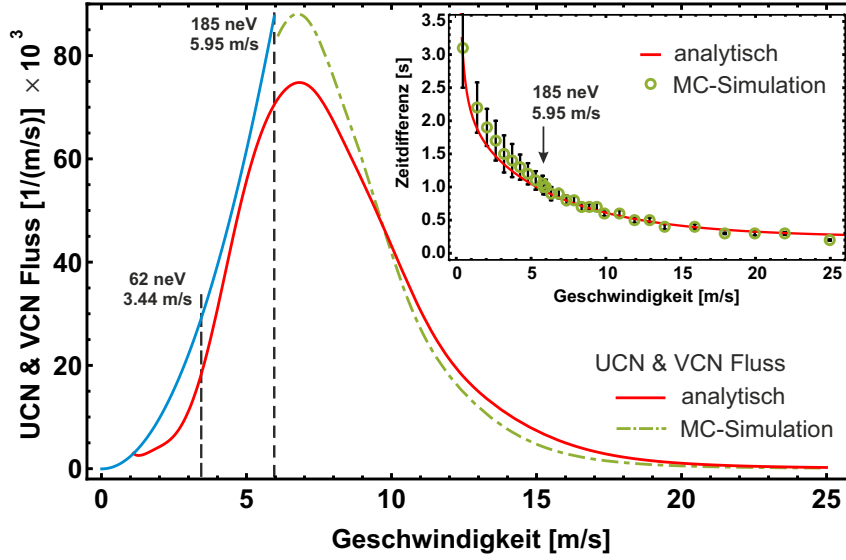


Abbildung 3.4: Evaluiertes Geschwindigkeitsspektrum anhand der entfalten Messdaten aus Abbildung 3.3. Aufgetragen ist der absolute UCN & VCN-Fluss als Funktion der Geschwindigkeit v_h bei $\Delta h = 113$ cm. Das Spektrum wurde auf eine Pulsstärke von $E_R = 10$ MW s normiert. Das Inset zeigt die Flugzeit als Funktion der Neutronengeschwindigkeit v_h .

Alternativ kann die spektrale Verteilung der UCN durch Speichermessungen bestimmt werden (Variation der maximalen Neutronenenergie). Für weitere Details sei auf Abschnitt 3.2.6 verwiesen, hier soll lediglich das Ergebnis für die Diskussion genutzt werden. Wie durch die Messungen gezeigt werden konnte, entspricht der im sD₂-Konverter produzierte initiale UCN & VCN-Fluss einer v^2 -Abhängigkeit. Die spektrale Form außerhalb der Quelle wird durch die Eigenschaften der Neutronenleiter bestimmt. Demzufolge sollte die v^2 -Abhängigkeit auch nur bis zu einer Energie von 185 neV gegeben sein, da Neutronen höherer Energie nicht mehr unter jedem Einfallswinkel θ reflektieren und somit die Transmissionswahrscheinlichkeit stark abnimmt.

Durch die Speichermessungen ergibt sich die UCN-Flussstärke zu $a_{st} = (1051.2 \pm 67.6) \text{ s}^3 \text{ m}^{-3}$ (siehe Gleichung 3.15). Als Speichervolumen wurde ein 1 m langer Neutronenleiter verwendet. Die Einfangeffizienz für UCN konnte in Abschnitt 3.2.4 mit $\varepsilon_{cap}^{UCN} = 0.42$ (siehe Tabelle 3.11) bestimmt werden. Damit ergibt sich der UCN-Fluss am Ort des Detektors für die hier betrachtete Geometrie zu

$$\phi_{UCN}(v) = \frac{a_{st}}{\varepsilon_{cap}^{UCN}} \cdot v^2 \quad (3.4)$$

und ist in Abbildung 3.4 anhand der hellblauen Linie eingezeichnet.

3.1.4 Einfluss der Pulsform des TRIGA Reaktors

Die Form des UCN & VCN-Flugzeitspektrums außerhalb der UCN-Quelle hängt trotz einer verhältnismäßig geringen Halbwertsbreite ($\text{FWHM} < 100$ ms, siehe Tabelle 3.2) von der zeitlichen Startverteilung der Neutronen am Ort des sD₂-Konverters ab. Diese ist an-

hand der Leistungskurve $P_R(t, E_R)$ des Reaktorpulses gegeben (siehe Abschnitt B.3). Der Einfluss soll am Beispiel von vier Flugzeitspektren in Abbildung 3.5 demonstriert werden. Im linken Teil der Abbildung ist die UCN & VCN-Zählrate zweier 1.5\$ und 2\$-Reaktorpulse als Funktion der Zeit in doppelt-logarithmischer Skalierung dargestellt. Anhand der schwarzen Strichlinie lässt sich die Pulsform $P_R(t, E_R)$ erkennen. Um die Spektren miteinander vergleichen zu können, muss eine zeitliche Translation von $t' = t - T_{\max}(E_R)$ sowie die Normierung bzgl. der Pulsenergie E_R angewendet werden. Dies ist im rechten Diagramm von Abbildung 3.5 zu sehen.

Um die obige Behauptung zu überprüfen, wurden die Flugzeitspektren entsprechend dem Vorgehen des letzten Abschnittes und Gleichung 3.2 entfaltet. Das Ergebnis $\phi_{\text{decon}}(t)$ ist ebenfalls im rechten Diagramm dargestellt ($\chi^2_{\text{red}} \simeq 0.3$). Für $t' < 1.5$ s beträgt die relative Abweichung der entfalteten Spektren $\lesssim \pm 3\%$, danach steigt diese auf $\lesssim \pm 20\%$ an. Die größere Abweichung zu späteren Zeiten könnte durch die Wahl des Zeitfensters der für die Entfaltung verwendeten Messdaten bedingt sein. Statt den genutzten 4 s sollte die Kurvenanpassung in einem Intervall von mindestens 10 s erfolgen.

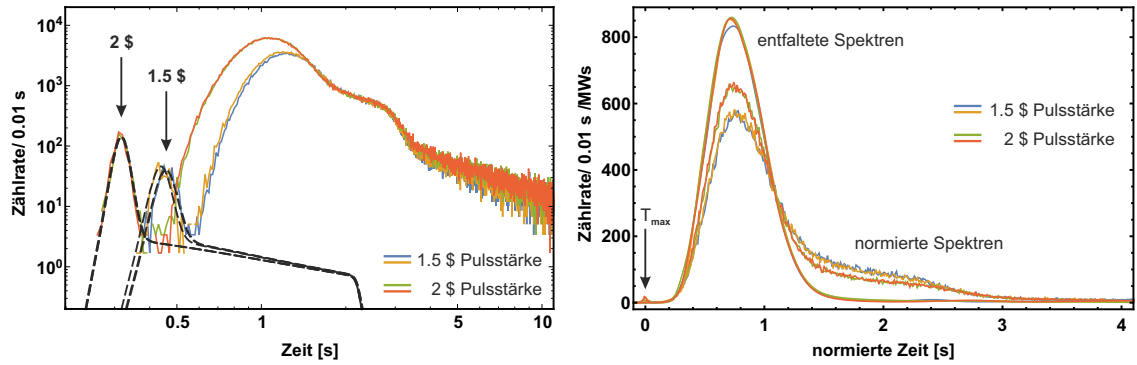


Abbildung 3.5: Gegenüberstellung der UCN & VCN-Zählrate als Funktion der Zeit für unterschiedliche Pulsstärken (vgl. Tabelle 3.2). Im rechten Diagramm sind neben den normierten Messdaten auch die entfalteten Flugzeitspektren $\phi_{\text{decon}}(t)$ dargestellt. Weitere Details befinden sich im Text.
Messaufbau: *Conf-I* mit $\rho_1 = \rho_2 = 8$ cm bei $\Delta h = 113$ cm.

Tabelle 3.2: Relevante Daten zum Reaktorpuls sowie die normierten UCN & VCN-Intensitäten zum Vergleich der Flugzeitspektren.

Puls	E_R [MW s]	FWHM [ms]	$T_{\max}$ [s]	$P_{\max}$ [MW]	N_{trans}/E_R [(MW s) $^{-1}$]
1.5 \$	6.00	69	0.46	47	55 850
1.5 \$	6.26	65	0.44	53	55 900
2 \$	9.44	36	0.32	167	56 400
2 \$	9.36	36	0.32	164	57 000

3.1.5 Variation der Radien - vertikal

Untersucht wurde die UCN & VCN-Transmission N_{trans} in Abhängigkeit der Radien der beiden 45° -Bögen, wobei $\rho_1 = \rho_2$ ist. Die Messungen fanden mit *Conf-I* bei $\Delta h = 113$ cm statt. Zur Evaluierung wurden die gemessenen Flugzeitspektren entfaltet (siehe Gleichung 3.2) und die Flugzeit $t(v = 5.95 \text{ m/s})$ bestimmt. Aufgrund der hohen Zählrate und der damit verbunden Totzeit des Detektors erfolgte eine entsprechende Korrektur der Messdaten (*CASCADE-Neu*, siehe Abschnitt E.3.2).

Im linken Teil von Abbildung 3.6 sind die entfalteten Flugzeitspektren der vier untersuchten Radien zu sehen. Mit der rot gestrichelten Linie ist der UCN-Anteil der einzelnen Spektren eingezeichnet. Tabelle 3.3 listet die relevanten Ergebnisse auf.

Wie die Auswertung der Daten zeigt, liefert ein Radius zwischen 25 cm und 40 cm die höchste UCN-Intensität. Dabei ist der Unterschied zwischen beiden Konfigurationen unwesentlich. Die Abnahme der UCN-Intensität zu größeren Radien hin begründet sich in der längeren Wegstrecke durch die Bögen und der damit verbunden erhöhten Zahl von Wandstößen. Der Effekt dominiert für den UCN-Bereich, da diese sich auf zickzack-artige Flugbahnen bewegen, wie sich theoretisch motivieren lässt. Dafür sei auf Abschnitt A.2.3 verwiesen.

Für $N_{\text{trans}}^{\text{VCN}}$ kann ein proportionales Verhalten gegenüber dem Radius der Bögen beobachtet werden. Auch hier zeigt sich kein Unterschied zwischen den beiden Neutronenleiterkonfigurationen Edelstahl und Glas (NiMo 85/15 beschichtet). Siehe Spalte 6 in Tabelle 3.3.

Anmerkung zu den Neutronenleitern: Der vertikale Teil der Strahlrohre (beide 45° -Bögen und gerades Verbindungsstück) von *Conf-I* ist Teil einer Studie, mit dem Ziel der Minimierung der Oberflächenrauheit [120]. In der Studie wurden Rohre mittlerer Qualität (H3o) erst mechanisch ($R_a < 100 \text{ nm}$) und anschließend elektrochemisch poliert. Gegenüber Edelstahlrohren der Güte HE4o oder HE5o konnte keine verbesserte UCN & VCN-Transmission festgestellt werden.

Tabelle 3.3: Messdaten zur Untersuchung der Transmission in Abhängigkeit der Radien der beiden 45° -Bögen. Der UCN-Fluss ist maximal für einen Radius von 25 cm bis 40 cm. Der wesentliche Effekt größerer Radien ist die gesteigerte Transmission des VCN-Flusses. N_{trans} entspricht einer Pulsstärke von 10 MW s.

Radius [cm]	Flugstrecke ℓ_{ges}	t_{UCN} [second]	$N_{\text{trans}}^{\text{UCN}}$	$N_{\text{trans}}^{\text{VCN}}$	Faktor VCN
9.5	6.6972 m	0.93	150 700	350 800	1
25	6.812 m	0.95	206 800	1 012 700	2.9
40	6.923 m	0.96	198 400	1 798 200	5.1
80	7.221 m	1.00	159 800	2 854 200	8.1

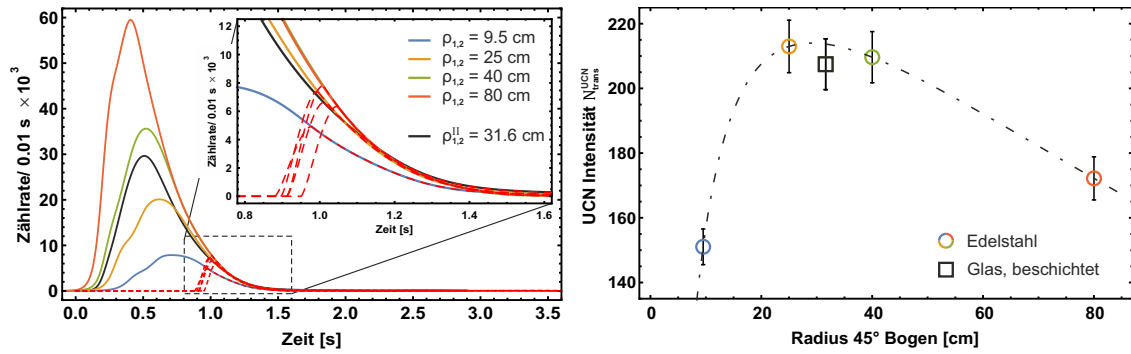
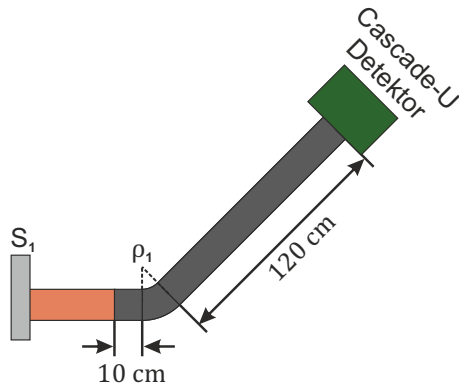


Abbildung 3.6: Links: Darstellung der entfaltenen Zählrate als Funktion der Neutronen-Flugzeit bei Verwendung unterschiedlicher Radien der 45°-Bögen für *Conf-I*. Die schwarze Linie entspricht dabei *Conf-II*. Der jeweilige UCN-Anteil ist durch die rot gestrichelte Linie eingezeichnet. Die Spektren wurden bei einer mittlere Pulsstärke von 6.16(8) MW s gemessen und auf 10 MW s normiert.

Rechts: Abhängigkeit der UCN-Intensität $N_{\text{trans}}^{\text{UCN}}$ gegenüber dem Radius der 45°-Bögen. Die schwarz gestrichelte Linie dient der Führung der Augen. Die Unsicherheit der Daten resultiert aus der Zählstatistik, der Flugzeitverbreiterung sowie der Pulsstärken-Normierung $\Delta E_R/E_R$ (dominierender Faktor).

3.1.6 Variation der Radien - horizontal

Um den Einfluss der gebogenen Neutronenleiter definierter zu untersuchen, wurde in analoger Weise zum vorhergehenden Abschnitt die UCN & VCN-Transmission mit horizontaler Strahlführung und lediglich einem 45°-Bogen gemessen (siehe Abbildung 3.7). Dabei kamen neben den vier Edelstahlbögen auch eigens hergestellte Glasbögen⁷ mit den in Tabelle 3.4 aufgelisteten Eigenschaften zum Einsatz.



45° Bogen ohne Schenkelverlängerung,
5 Glassegmente vakuumdicht mit einem
Epoxy 2-Komponenten-Kleber verbunden,
Radius: jeweils 31.6 cm

Oberfläche	Wandpotential V_F
$^{58}\text{NiMo}$ 85/15	311 neV
Cu	168 neV
reines Quarzglas	95 neV

Abbildung 3.7: Skizze der horizontalen Strahlführung.

Tabelle 3.4: Eigenschaften der segmentierten Glasbögen [112, 122].

⁷Die Beschichtung der Glassegmente erfolgte mittels einer in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. W. Heil vorhandenen Sputter-Anlage [121] durch F. Kories [120].

Auch hier werden zur Bestimmung des UCN- sowie VCN-Anteils die gemessenen Flugzeitspektren nach Gleichung 3.2 numerisch entfaltet (vgl. Abschnitt 3.1.3). Die Messdaten sowie die entfalteten Spektren $\phi_{\text{decon}}(t)$ zur Untersuchung der Transmissionsabhängigkeit gegenüber dem Radius der 45°-Bögen (Edelstahl) sind in Abbildung 3.8 dargestellt.

Durch Verwendung von segmentierten Glasbögen aus reinem Quarzglas und mit Kupfer- bzw. $^{58}\text{NiMo}$ 85/15-Beschichtung konnte bei konstantem Radius die Transmissionsabhängigkeit vom Wandpotential V_F untersucht werden. Messdaten sowie die entfalteten Spektren sind in Abbildung 3.9 zu sehen.

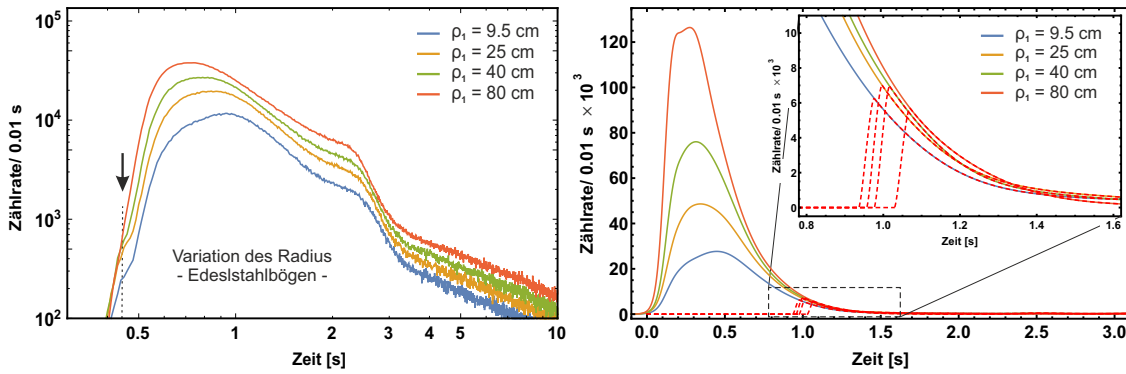


Abbildung 3.8: Untersuchung zur Neutronentransmission von 45°-Edelstahlbögen unterschiedlicher Radien. Im linken Diagramm ist die UCN & VCN-Zählrate als Funktion Zeit dargestellt. Der schwarze Pfeil markiert die Position von T_{max} des Reaktorpulses. Rechts daneben sieht man die numerisch entfalteten Flugzeitspektren $\phi_{\text{decon}}(t)$. Anhand der roten Strichlinie ist der jeweilige UCN-Anteil gezeigt.

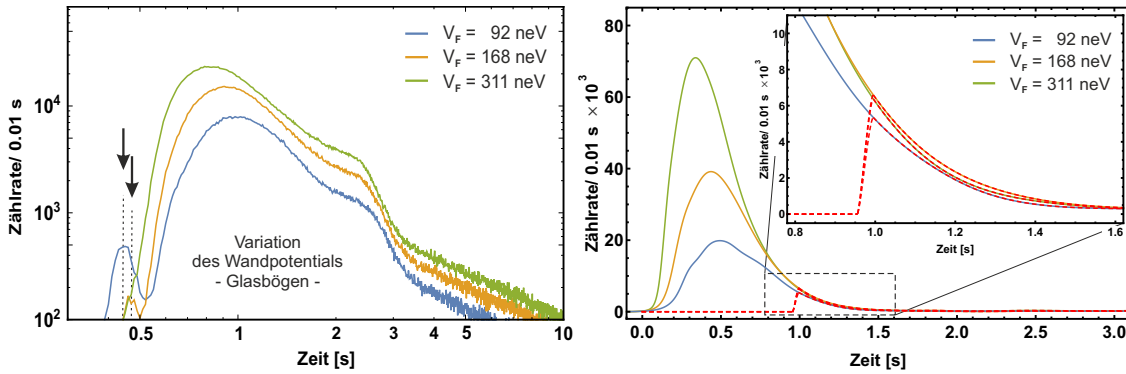


Abbildung 3.9: Untersuchung zur Neutronentransmission von 45°-Glasbögen mit unterschiedlichem Wandpotential V_F . Im linken Diagramm ist die UCN & VCN-Zählrate als Funktion der Zeit dargestellt. Die schwarzen Pfeile markieren die Position von T_{max} des Reaktorpulses. Rechts daneben sieht man die numerisch entfalteten Flugzeitspektren $\phi_{\text{decon}}(t)$. Anhand der roten Strichlinie ist der jeweilige UCN-Anteil gezeigt.

Die Potentialstufe des sD₂-Konverters (siehe Abbildung 3.1) sorgt für eine Verschiebung des Energiespektrums, sodass die Intensität unterhalb von 105 neV zu vernachlässigen ist. Da die Messungen horizontal erfolgten, also $\Delta h = 0$, muss keine Korrektur des UCN-Anteils durch das Eintrittsfenster des Detektors vorgenommen werden. Der UCN-Anteil entspricht also nur dem Integral $\int \phi_{\text{decon}}(t) dt$ im Intervall $[t_{\text{UCN}}, 4\text{s}]$, wobei die Werte t_{UCN} in Tabelle 3.5 zu finden sind. Eine Abschätzung der maximal transmittierten VCN-Geschwindigkeit anhand der Zeitdifferenz Δt gegenüber dem thermischen Neutronensignal (siehe Abbildung 3.2) ist ebenfalls in der Tabelle aufgelistet.

Tabelle 3.5: Zahlenwerte zur Analyse der gemessenen Flugzeitspektren: UCN & VCN-Transmission - horizontal-

Radius 45° [cm]	Flugstrecke ℓ_{ges}	t_{UCN} [s]	Δt [s]	v_{VCN} [m/s]
8	5.844 m	0.98	0.080	72
9.5	5.690 m	0.96	0.065	88
25	5.811 m	0.98	0.055	106
40	5.929 m	1.00	0.047	126
80	6.243 m	1.05	0.035	178

Material	Flugstrecke ℓ_{ges}	t_{UCN} [s]	Δt [s]	v_{VCN} [m/s]
Quarz	5.883 m	0.98	0.141	41
Kupfer	5.883 m	0.98	0.167	87
⁵⁸ NiMo 85/15	5.883 m	0.98	0.024	242

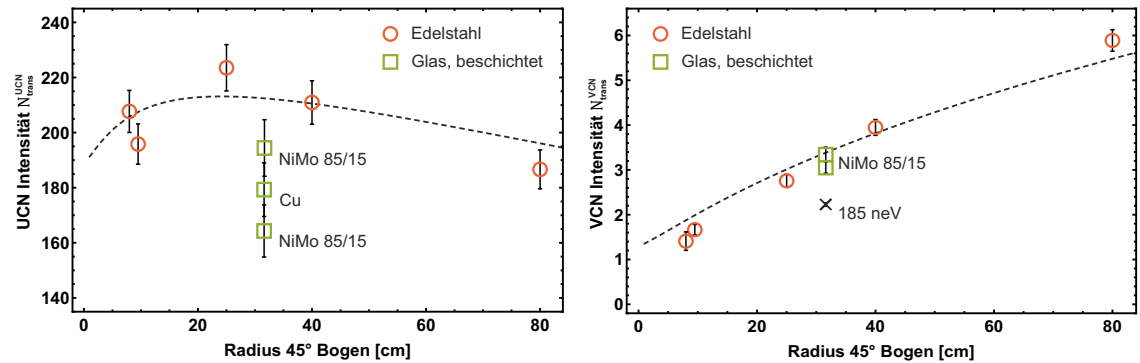


Abbildung 3.10: Evaluierter UCN- (links) sowie VCN-Anteil (rechts) der entfalteten Flugzeitspektren als Funktion des Radius ρ_1 . Zum Vergleich wurde auch das Ergebnis der beschichteten Glasbögen dargestellt (grüne Rechtecke). Die schwarze Strichlinie entspricht der theoretischen Abschätzung nach Gleichung 3.5. Das Kreuz im rechten Diagramm zeigt die fiktive VCN-Intensität eines Glasbogens mit einem Wandpotential von 185 neV (Edelstahl) an. Weitere Details befinden sich im Text.

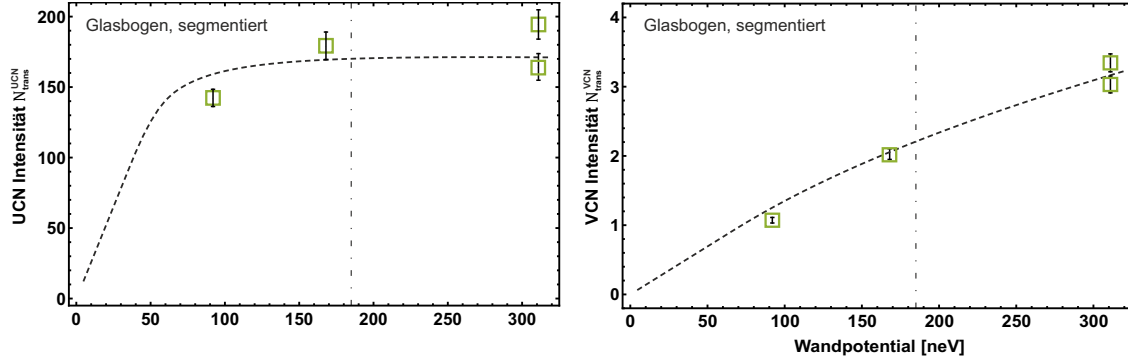


Abbildung 3.11: Evaluierter UCN- (links) sowie VCN-Anteil (rechts) der entfalten Flugzeitspektren als Funktion des Wandpotentials V_F . Die schwarze Strichlinie entspricht der theoretischen Abschätzung nach Gleichung 3.5. Anhand der schwarzen Strichpunktlinie ist das Wandpotential von Edelstahl markiert. Weitere Details befinden sich im Text.

Die grafische Darstellung N_{trans} als Funktion des Radius wird in Abbildung 3.10 und als Funktion des Wandpotentials in Abbildung 3.11 gezeigt. Zur Validierung der Ergebnisse wurde die theoretische Abhängigkeit der Neutronentransmission bei Verwendung eines 45° -Bogens zur Strahlführung berechnet.

Ausgehend von einem initialen v^2 -Geschwindigkeitsspektrum der UCN-Quelle, die Berücksichtigung des Raumwinkels Ω zur Transmission der VCN entlang eines geraden Leiters sowie den Gleichungen A.23 und A.26 zur Berechnung der Transmission durch einen gebogenen Leiter, ergibt sich folgender Ausdruck:

$$I_{\text{trans}}^{\text{theo}}(V_F, \rho_1, \alpha) = \int_{v_1}^{v_2} v^2 \cdot T_{\Omega}(v) \cdot T_v(v, V_F, \rho_1, \alpha) \cdot T_h(v, V_F, \rho_1, \alpha) dv. \quad (3.5)$$

Dabei ist $T_{\Omega}(v) = \frac{2}{\pi} \frac{v_c}{v} \cdot \arcsin\left(\frac{v_c}{v}\right)$ mit $v_c = 5.95$ m/s für Edelstahl ($V_F = 185$ neV). Für weitere Details sei auf den Abschnitt A.2.3 verwiesen.

Die Integrationsgrenzen $\{v_1, v_2\}$ wurden für UCN mit $\{4.48$ m/s, 5.95 m/s} und für VCN mit $\{5.95$ m/s, 280 m/s} gewählt. Der Verlust-Koeffizient α ist eine Funktion der Reflektivität $R \leq 1$ des Bogens. Der Verlauf der Daten kann im UCN-Bereich mit $R = 0.98$ sowie im VCN-Bereich mit $R = 1$ angenähert werden. Das Ergebnis der Berechnung von Gleichung 3.5 stellt den relativen Verlauf in Abhängigkeit von (ρ_1, V_F) dar und ist anhand der schwarzen Strichlinie den Messdaten in den Abbildungen überlagert. Trotz der Idealisierung rechteckiger statt zylindrischer Neutronenleiter kann die funktionale Abhängigkeit der Daten reproduziert werden.

Zusammenfassend lässt sich Folgendes feststellen:

- Die maximale Transmission für UCN wird bei einem Radius von 20 cm erreicht. Dies folgt ebenfalls aus den Messungen mit zwei 45°-Bögen in Form einer *S*-Schikane bei $\Delta h = 113$ cm (vgl. Abschnitt 3.1.5).
- Gegenüber dem Wandpotential ist die Änderung von $N_{\text{trans}}^{\text{UCN}}$ gering, was auf eine relativ große Impulskomponente der Neutronengeschwindigkeit parallel zur Strahlachse hindeutet ($\theta_i \ll \theta_c$).
- Die segmentierten Glaswinkel zeigen gegenüber den Edelstahlbögen einen um $-(18 \pm 7)$ % reduzierten Wert für $N_{\text{trans}}^{\text{UCN}}$ sowie $-(32 \pm 3)$ % für $N_{\text{trans}}^{\text{VCN}}$.
- Die VCN-Intensität ist nahezu proportional zum Radius wie auch zum Wandpotential V_F der Bögen.

Tabelle 3.6: Zahlenwerte zur Analyse der entfalteten Flugzeitspektren: UCN & VCN-Transmission - horizontal-.

Radius 45° [cm]	$N_{\text{trans}}^{\text{UCN}}$	$N_{\text{trans}}^{\text{VCN}}$	Faktor VCN	UCN-Anteil
8	207 700	1 407 200	1	0.129
9.5	195 800	1 665 800	1.2	0.105
25	223 500	2 755 400	2.0	0.075
40	211 000	3 947 000	2.8	0.051
80	186 700	5 890 000	4.2	0.031
Material	$N_{\text{trans}}^{\text{UCN}}$	$N_{\text{trans}}^{\text{VCN}}$	Faktor VCN	UCN-Anteil
Quarz	142 300	1 071 500	1	0.117
Kupfer	179 300	2 026 200	1.9	0.081
⁵⁸ NiMo 85/15	164 300	3 344 300	3.1	0.047

3.1.7 Variation des thermischen Neutronenflusses

Die UCN & VCN-Produktionsrate des sD_2 -Kristalls (siehe Abschnitt A.1) ist proportional zum eintreffenden Neutronenfluss [123]. Experimentell konnte dies durch

1. Variation des Abstandes zwischen UCN-Quelle und Reaktorkern
2. Variation der Pulsstärke E_R
3. Variation der Reaktorleistung im Dauerbetrieb

verifiziert werden.

In der Strahlzeit *Sept15* erfolgten mit *Conf-I* und einem 10 L-Speichergefäß Messungen im Modus *Transmission* bei vier unterschiedlichen Abständen der UCN-Quelle vom Reaktorkern. Der Anstieg der UCN & VCN-Zählrate zu geringerem Abstand hin entspricht genau dem Zuwachs des thermischen Neutronenflusses, wie in Abbildung B.9 dargestellt ist.

Die Linearität zwischen der UCN & VCN-Intensität I_V und der Pulsenergie E_R kann in Abbildung C.20 eingesehen werden. Diese konnte bereits an der früheren UCN-Quelle am Strahlrohr C des TRIGA Mainz beobachtet werden [106]. Abweichungen deuten auf Effekte hin, welche die UCN & VCN-Produktionsrate des sD_2 -Kristalls betreffen (thermische Belastung) oder auf ein Totzeitverhalten des Detektors (siehe Abschnitt E.3.2).

Untersucht wurde der Einfluss der Reaktor pulsstärke (1.5 \$ zu 2 \$) bezüglich der erreichbaren UCN-Dichte (siehe Abschnitt 3.2, Messaufbau: *Conf-II* mit V_{st}^α , *Feb13*). Dabei konnte bei $\langle E_R \rangle = 9.1(4)$ MW s gegenüber $\langle E_R \rangle = 6.0(1)$ MW s ein reproduzierbarer Zuwachs von +7 % (Differenz entspricht 1σ) festgestellt werden. Wenn auch nicht signifikant, so könnte die geringere zeitliche Breite des Reaktor pulses beim 2\$-Puls (vgl. Abschnitt B.2) die Einfangeffizienz des Shutter-Systems verbessern.

UCN & VCN-Fluss im Modus „Dauerbetrieb“

Im Rahmen einer 30-minütigen Messsequenz in *April15* wurde die UCN & VCN-Zählrate bei konstantem Neutronenfluss (Reaktor im Dauerbetrieb) in Abhängigkeit der Reaktorleistung P_R gemessen. Für eine akzeptable Statistik genügten 20 s Integrationszeit pro Messpunkt. Der Datenverlauf, wie auch der Messaufbau, sind in Abbildung 3.12 dargestellt, wobei die Datenaufnahme mit steigender Leistung erfolgte. Durch die zeitliche Limitierung konnte nicht bis zur maximalen Leistung von 100 kW Dauerbetrieb gemessen werden. Aus technischer Sicht spricht nichts dagegen. Für den verwendeten horizontalen Leitergang ergibt sich bei 100 kW Reaktorleistung und einer Anpassung der Detektor-Effizienz⁸ (Faktor: 1.69(9), Tabelle 3.10) eine UCN & VCN-Zählrate von 26.0 kHz. Basierend auf der Analyse der Zeitstruktur der UCN & VCN-Zählrate eines Reaktor pulses entspricht der UCN-Anteil 6.6 % der Intensität eines Pulses. Damit ergibt sich der reine UCN-Fluss zu 1.7 kHz.

⁸Anpassung der Nachweisempfindlichkeit des verwendeten CASCADE-U 100-Detektors aufgrund zu geringer Gasspülung. Siehe dazu Abschnitt 3.2.3 sowie Abschnitt E.3.3.

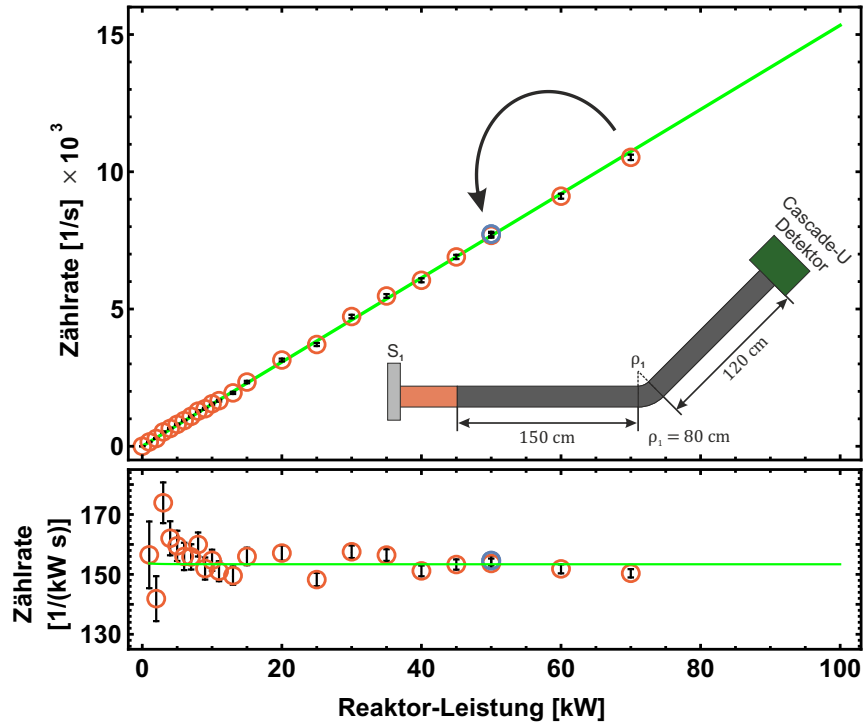


Abbildung 3.12: Zählrate als Funktion der Reaktorleistung P_R im Dauerbetrieb des Reaktors. Die grüne Linie zeigt die Linearität der Messdaten. Der Pfeil deutet auf das erneute Messen bei $P_R = 50$ kW am Ende der Messreihe hin. Zumindest für die kurze Zeit der Wärmebelastung im Dauerbetrieb kann keine Abnahme der Produktionsrate des sD_2 -Kristalls beobachtet werden. Die Skizze zeigt den verwendeten horizontalen Strahlengang (NiMo 85/15 beschichtetes Glasrohr, 45° Edelstahlbogen). Für die Darstellung der Daten erfolgte keine Anpassung der Detektionseffizienz.

Zum Vergleich: Mit der alten UCN-Quelle am Strahlrohr C des TRIGA Mainz [106, 107] wurde bei 8 mol sD_2 ein UCN-Fluss von 452 Hz bestimmt⁹. Das Verhältnis der beiden UCN-Flüsse von Strahlrohr D zu C beträgt damit 3.81(42). Anhand der Neutronen-Aktivierungsmessungen zur Bestimmung des thermischen Neutronenflusses (siehe Abschnitt B.1) ergibt sich am Ort des Konverters¹⁰ ein Verhältnis von 4.17(12) (siehe Tabelle B.5). Im Rahmen der Unsicherheit spiegelt also der höhere UCN-Fluss an Strahlrohr D den gegenüber Strahlrohr C um etwa einen Faktor vier höheren thermischen Neutronenfluss wieder.

Vor der Messung existierte die Fragestellung zur thermischen Belastbarkeit des sD_2 -Kristalls im Dauerbetrieb des Reaktors und der ausreichenden Kühlleistung der ℓ He Versorgung. In Abbildung 3.13 ist der Temperaturverlauf des Sensors¹¹ T_{Nase} (siehe Abschnitt C.2) in Abhängigkeit der Reaktorleistung zu sehen. Der Temperaturwert wurde am Ende des 20 s-Intervalls notiert.

⁹Der gemessene UCN & VCN-Fluss beträgt $\simeq 1.5$ kHz [124], wobei der UCN-Anteil mit etwa 30 % abgeschätzt werden kann. Verwendeter Strahlengang: Horizontal mit einem 45° Edelstahlbogen (Radius 8 cm)

¹⁰ sD_2 -Konverter der UCN-Quelle an Strahlrohr D befand sich in Position 1 (vgl. Tabelle B.3).

¹¹Kalibrierter Temperatursensor, welcher direkt an der Strahl-nase befestigt ist (siehe Abbildung C.8).

Im Abschnitt C.8 wird die Wärmebelastung der Strahlröhre durch die Bestrahlung im Pulsbetrieb des Reaktors diskutiert. Mit Gleichung C.13 konnte ein Zusammenhang zwischen der deponierten Energie $\Delta\tilde{E}_{dep}$ und der Temperatur T_{Nase} abgeleitet werden. In analoger Weise ergibt sich die deponierte Leistung zu

$$\Delta P_{dep}(T_0, T_{Nase}) = \alpha \cdot P_R(T_{Nase}), \quad (3.6)$$

wobei der Parameter α ein empirisch ermittelter Proportionalitätsfaktor ist (siehe Tabelle C.8) und $T_0 = 6.3\text{ K}$ der Temperaturwert bei $P_R = 0\text{ kW}$. Die Umkehrfunktion $T_{Nase}(P_R)$ ist mit der schwarzen Linie in Abbildung 3.13 eingezeichnet und reproduziert den Verlauf der Messdaten. Die Übereinstimmung von Modell und Daten bestätigen die in Abschnitt C.8 getroffenen Annahmen. Dort erfolgt die empirische Bestimmung von α anhand der Pulsdaten mit einer 100-fach höheren Energiedeposition.

Die Abweichung der Messdaten vom Kurvenverlauf ist durch den Kühlprozess der ℓHe -Versorgung bedingt. Im Zeitfenster der Messungen erfolgte ein Überheben von ℓHe aus dem Vorratsspeicher des Verflüssigers in das Buffer-Volumen der UCN-Quelle, was zu Temperaturschwankungen in der Größenordnung von 0.1 K führt.

Anhand des Pfeils in den Abbildungen 3.12 und 3.13 soll angedeutet werden, dass der Messpunkt bei $P_R = 50\text{ kW}$ erneut am Ende der Sequenz gemessen wurde. Sowohl die Zählrate als auch T_{Nase} sind identisch gegenüber der ersten Messung. Dies zeigt, dass zumindest während der kurzen Messperiode keine Schädigung des sD_2 -Kristalls eingetreten ist.

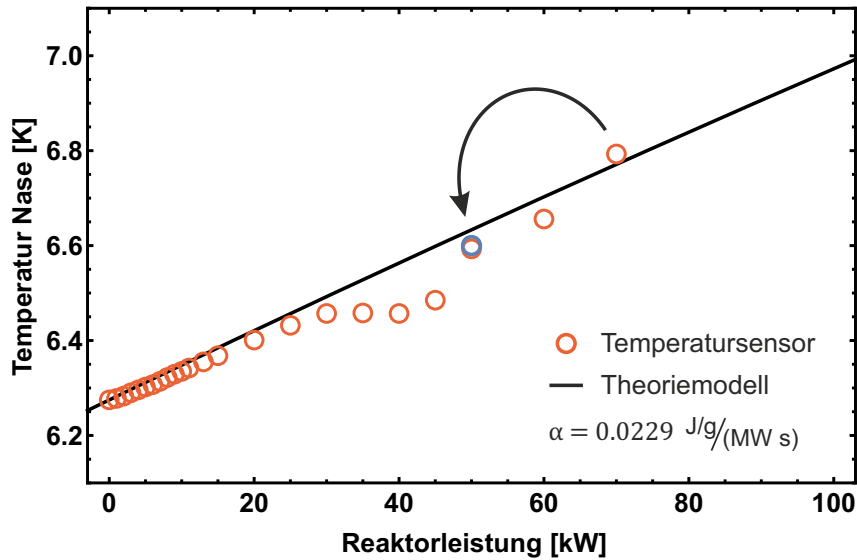


Abbildung 3.13: Temperatur der Strahlröhre als Funktion der Reaktorleistung P_R im Dauerbetrieb des Reaktors. Die schwarze Linie entspricht dem theoretischen Modell (Methode 2, Parameter experimentell bestimmt) aus Abschnitt C.2 und der Funktion $T_{Nase}(P_R)$ nach Gleichung 3.6 mit $\alpha = 0.0229 \cdot 10^{-3} \text{ J g}^{-1} \text{ kW s}^{-1}$. Der Wert bei $P_R = 50\text{ kW}$ wurde erneut am Ende der Sequenz gemessen, um die Reproduzierbarkeit zu demonstrieren (Pfeil).

3.2 Untersuchungen zur UCN-Dichte

Per Definition werden gespeicherte Neutronen als ultrakalte Neutronen (UCN) bezeichnet. Im einfachsten Fall schließt man die Neutronen in einem materiellen Gefäß ein, wobei sich aus der Anzahl der gespeicherten Neutronen, normiert auf das Speichervolumen, die sogenannte *UCN-Dichte* ableitet. Alternativ kann die Speicherung in einer magnetische Falle wie bei τ SPECT erfolgen.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der materiellen Speichermessungen an der UCN-Quelle von Strahlrohr D vorgestellt. Für die experimentelle Durchführung ergeben sich zwei Messmethoden:

Transmission Zeitaufgelöste Detektion des Neutronenpulses (TOF-Spektrum) am Ende des Strahlengangs bei einer typischen Messdauer von 200 s. Die Summe aller Signale, abzüglich des Untergrunds, entspricht der Intensität I_V .

Speicherung Ein im Strahlengang eingebautes Speichergefäß wird von zwei reaktionsschnellen Schließern (Shutter) berandet. Damit ist es möglich, einen Teil des Neutronenpulses einzufangen (engl. *filling*), zu speichern (engl. *storage*) und anschließend die noch im Speichergefäß verbliebenen Neutronen zu zählen (engl. *counting*). Führt man dies für mehrere Speicherzeiten durch, ergibt sich eine Zerfallskurve, deren Wert bei $t = 0$ s der Anzahl gespeicherter Neutronen entspricht.

Im nächsten Unterabschnitt erfolgt eine nähere Beschreibung des Messaufbaus, die Diskussion der Messergebnisse schließt sich diesem dann an.

3.2.1 Experimenteller Aufbau

Der allgemeine Aufbau gliedert sich in drei Abschnitte: 1. Vertikaler Leitergang, 2. Speichergefäß mit Shutter-System und 3. Neutronendetektor. Zur Illustration des Messaufbaus sei auf Abbildung 3.14 verwiesen.

Der vertikale Leitergang besteht aus einer S-Schikane mit zwei 45° Bögen (Radius ρ_1 und ρ_2) und einem geraden Leiter. Der Innendurchmesser beträgt, wie auch bei der UCN-Quelle 66 mm. Verwendet wurden entweder Edelstahlrohre¹² oder mit NiMo 85/15 beschichtete Glasrohre¹³. Die 45° Bögen aus Glas bestehen aus fünf geraden Segmenten mit abgeschrägten Kanten.

In der Horizontalen schließt sich das Speichergefäß V_{st} mit einem Eingangs- und einem Ausgangs-Shutter (S_2 und S_3) in einer Höhe Δh über dem Quellenausgang an. Die verwendeten Speichergefäße unterscheiden sich in Form, Material, wie auch im Volumen (zur Definition der Volumina V_{st}^x siehe Tabelle 3.11). Die reaktionsschnellen Shutter [107] werden per Druckluft bewegt, wobei die Ansteuerung durch ein Magnetventil erfolgt. Die Blende besteht aus Edelstahl (Wandstärke: 3 mm) mit einer NiMo 85/15-Beschichtung (erneuert 01/2013). Die Öffnungs- und Schließzeit beträgt 25 ms.

¹²Standard-Edelstahlrohre 1.4435/316L, Hygienklasse HE4o (elektropoliert), Wandstärke: 2 mm, Verkauf durch KIESEL Steriltechnik GmbH oder NEUMO Armaturenfabrik GmbH + Co KG

¹³Die Beschichtung der Glasrohre erfolgte mittels einer in der Arbeitsgruppen von Prof. Dr. W. Heil vorhandenen Sputter-Anlage [121]. Bezeichnung der Glasrohre: Schott Duran[®] Borosilikatglas, Wandstärke: 4.2 mm, Innendurchmesser: 66.6 mm, Toleranz: ± 0.85 mm [125].

Hinter Shutter S_3 ist der Neutronendetektor, ein CASCADE-U 100-Detektor [126] speziell für ultrakalte Neutronen platziert. Da dieser ein Eintrittsfenster aus Aluminium mit einem neutronenoptischen Potential von $V_F = 54 \text{ neV}$ [112] besitzt, ist der Detektor um $\Delta h = 90 \text{ cm}$ in der Höhe gegenüber S_3 nach unten versetzt. Durch die gravitative Beschleunigung von etwa 90 neV (siehe Abschnitt 1.4.1) erhalten die Neutronen ausreichend Energie, um das Eintrittsfenster zu überwinden. Der Leitergang besteht aus einem 90° -Edelstahlbogen ($\rho_3 = 8 \text{ cm}$) und einem beschichteten Glasrohr (NiMo 85/15, $V_F = 230 \text{ neV}$ [121]). Zur Untergrundreduktion wurde der Detektor für die Datenaufnahme mit boriiertem Polyethylen eingehüllt ($\sim 10 \text{ cm}$).

Der Abstand zwischen dem Reaktorkern (Zentrum, $r = 0$) und dem sD_2 -Konverter betrug 423 mm (Position 1, siehe Tabelle B.3), falls nicht explizit angegeben.

Der Druck während den Messungen lag zwischen 10^{-3} - 10^{-4} mbar. Um die UCN-Quelle gegen Vakuumeinbrüche auf der experimentellen Seite zu schützen, ist ein pneumatisch schließender Sicherheitsschieber, mit S_1 gekennzeichnet, am Ausgang der Quelle verbaut.

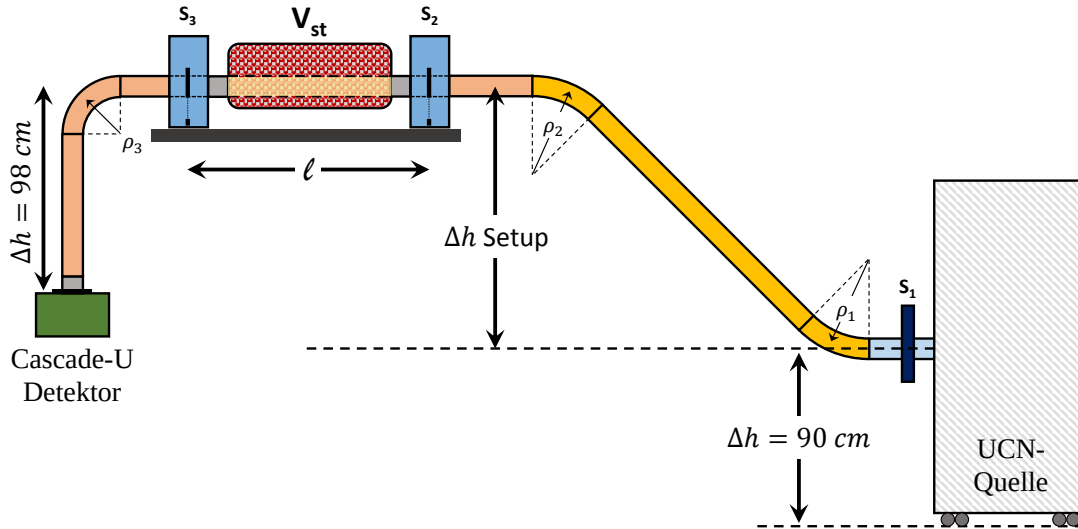


Abbildung 3.14: Skizze des experimentellen Aufbaus zur Untersuchung der Performance der UCN-Quelle an Strahlrohr D. Für Details siehe Text. Die Skizze wurde in Anlehnung an Figur 2 in [22] erstellt.

Der Ablauf der Messsequenz zum Speichern von ultrakalten Neutronen im Speichergefäß stellt sich wie folgt dar (vergleiche auch Abbildung 3.15):

Start Der Reaktoroperateur sendet ein analoges 22 V Spannungssignal, welches über eine Feedback-Schleife mit einer Verzögerung von 1.5 s durch die Experiment-Elektronik erwidert wird. Erst hierdurch wird der Puls initiiert. Während dieser Zeitspanne wird auch der Detektor gestartet. Je nach Pulsstärke dauert es 300 bis 700 ms bis zum Erreichen der maximalen Pulsleistung $P_{\text{max}} = P(T_{\text{max}})$.

Filling Zum Füllen des Speichergefäßes ist Shutter S_2 offen und Shutter S_3 geschlossen. Durch die zeitliche Breite des Reaktorpulses und der Flugzeitverbreiterung des Neutronenpulses existiert ein optimaler Füllzeitpunkt t_{fill} zum Erreichen der maximalen Speicherdichte. Zu diesem Zeitpunkt wird S_2 geschlossen.

Storage Nach dem Füllen bleiben in der Zeitspanne $\Delta t_{\text{storage}}$ beide Shutter verschlossen.

Counting Zum Nachweis der noch im Speichergefäß verbliebenen Neutronen wird am Ende der Speicherzeit bei t_{count} Shutter S_3 geöffnet, während S_2 weiterhin verschlossen bleibt.

Das Timing der Messsequenz

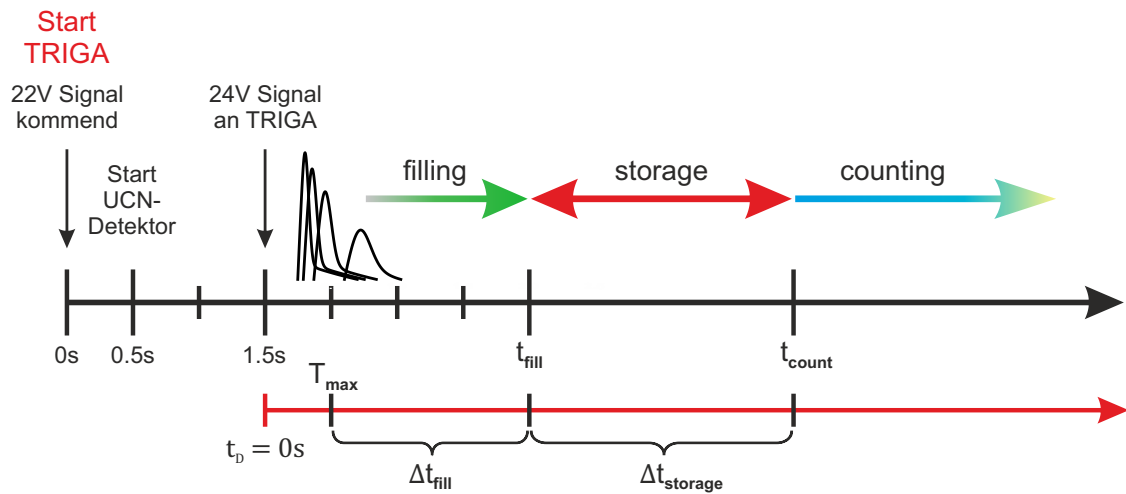


Abbildung 3.15: Zeitliches Ablaufschema der Messsequenz zur Speicherung von ultrakalten Neutronen. Zum Auslösen des TRIGA-Reaktorpulses wird über eine Feedback-Schleife ein analoges Spannungssignal ausgetauscht. Die Synchronisation basiert auf dem ankommenden analogen Signal des Reaktoroperators (**Start TRIGA**). Es ist zu beachten, dass der Zeitpunkt T_{max} der maximalen Pulsleistung P_{max} von der gewählten Pulsstärke abhängt. Die Zeitachsen der in dieser Arbeit dargestellten Flugzeitspektren basieren auf dem roten Zeitstrahl. Dabei wird das Auslösen des Reaktorpulses als $t_D = 0s$ definiert.

Als Zielsetzung sei die Bestimmung der maximalen UCN-Dichte $\rho = N_{\text{st}}/V_{\text{st}} [\text{cm}^{-3}]$ eines gegebenen Messaufbaus motiviert, wobei mit UCN-Dichte die zu Beginn der Speicherung gespeicherte Anzahl Neutronen N_{st} normiert auf das Speichervolumen V_{st} gemeint ist. Um dies zu erreichen, muss als Erstes die optimale Füllzeit, im Folgenden mit Δt_{fill} bezeichnet, experimentell bestimmt werden. Dafür werden Speichermessungen durchgeführt, bei denen die Füllzeit variiert wird, während die Speicherzeit $\Delta t_{\text{storage}}$ unverändert bleibt. Abbildung 3.16 (links) zeigt für *Conf-I* mit $V_{\text{st}}^\alpha = 1.71 \text{ L}$ und $V_{\text{st}}^\theta = 9.5 \text{ L}$ die gemessene UCN-Dichte in Abhängigkeit der gewählten Füllzeit. Die Optimierung fand bei einer Speicherzeit von 5s statt. Deutlich zu erkennen ist der Einfluss der Speichergeometrie: Die Position des Maximums wie auch die Breite der Verteilung hängen vom Speichervolumen ab. Auch die Entfernung zwischen sD_2 -Kristall und Speichergefäß beeinflussen Δt_{fill} , da durch die Flugzeitverbreiterung wie auch durch die diffuse Streuung an der Neutronenleiteroberfläche der initiale Neutronenpuls des Reaktors zeitlich verschmiert.

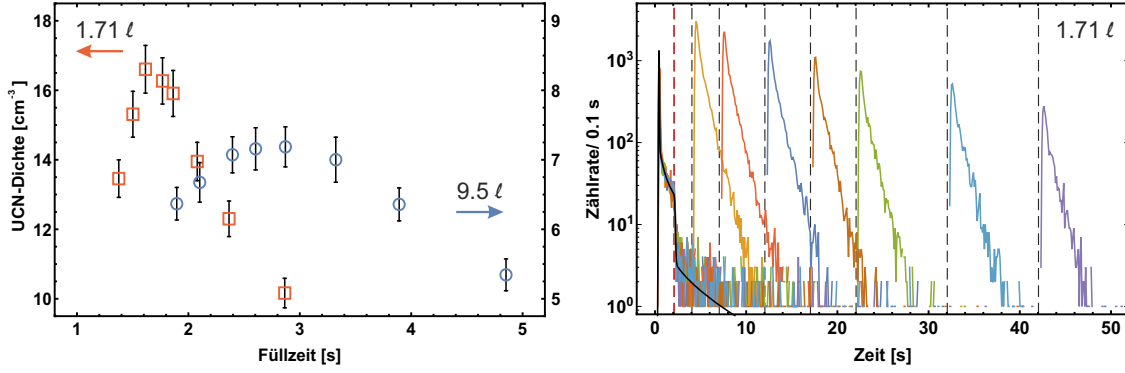


Abbildung 3.16: Links: Gemessene UCN-Dichte bei 5 s Speicherung als Funktion der Füllzeit $\Delta t_{\text{füll}}$ für $V_{\text{st}}^{\alpha} = 1.71 \text{ L}$ und $V_{\text{st}}^{\theta} = 9.5 \text{ L}$ des Messaufbaus *Conf-I*.

Rechts: Gemessene Zählrate gespeicherter UCN als Funktion der Zeit t_D für $\Delta t_{\text{storage}} = \{2 \text{ s}, 5 \text{ s}, 10 \text{ s}, 15 \text{ s}, 20 \text{ s}, 30 \text{ s und } 40 \text{ s}\}$ (vertikale schwarz gestrichelte Linien) des Speichervolumens V_{st}^{α} . Die Füllzeit beträgt 1.64 s (vertikale rot gestrichelte Linie). Die schwarze Linie im vorderen Bereich bei $t_D = 0.45 \text{ s}$ entspricht dem Signal thermischer Neutronen mit $E_R = 6.1 \text{ MW s}$ (siehe Abschnitt B.3).

Im Anschluss der Füllzeitorientierung erfolgt die eigentliche Messung zur Bestimmung der UCN-Dichte. Bei konstanter Füllzeit wird nun die Speicherzeit variiert (typisch: $\{2 \text{ s}, 5 \text{ s}, 10 \text{ s}, 15 \text{ s}, 20 \text{ s}, 30 \text{ s und } 40 \text{ s}\}$) und die noch verbliebenen UCN gezählt. Abbildung 3.16 (rechts) zeigt für verschiedene Speicherzeiten die Zählrate des Detektors als Funktion der Zeit t_D für *Conf-I* mit V_{st}^{α} . Trägt man die Intensität, also die Summe aller gespeicherten Neutronen, gegen die Speicherzeit $\Delta t_{\text{storage}}$ auf, ergibt sich der Zusammenhang für V_{st}^{α} (siehe Abbildung 3.17, links) und für V_{st}^{θ} (siehe Abbildung 3.18, links).

Folgt man den Ausführungen in [67], kann nach Gleichung 4.18 die zeitliche Entwicklung der gespeicherten Neutronen im Energieintervall $E_{\text{min}} < \epsilon_0 < E_{\text{max}}$ mit

$$N(t) = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} N(\epsilon_0, 0) \exp(-t/\tau_{\text{tot}}(\epsilon_0)) d\epsilon_0 \quad (3.7)$$

beschrieben werden (der Einfluss der Gravitation wird hierbei vernachlässigt). Dabei ist $N(\epsilon_0, 0)$ das initiale Neutronenspektrum und $\tau_{\text{tot}}(\epsilon_0)$ die charakteristische Speicherzeitkonstante.

Die totale Speicherzeitkonstante setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen: Neutronlebensdauer τ_n , Wandverluste τ_{μ} , geometrische Schlitz des Speichergefäßes τ_{slit} und inelastische Streuung am Restgas τ_{vac} :

$$\frac{1}{\tau_{\text{tot}}} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{\mu}} + \frac{1}{\tau_{\text{slit}}} + \frac{1}{\tau_{\text{vac}}}. \quad (3.8)$$

Während $\tau_n = 880.2 \text{ s}$ [15] konstant ist, sind die anderen Beiträge jeweils von der Neutronenenergie abhängig. Schätzt man die Wandstoßfrequenz mit der mittleren freien Weglänge

$\lambda = 4V/A$ ab, wobei V das Volumen und A die Oberfläche des Speichergefäßes ist, kann die Wandverlustrate mit

$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{A}{4V} \bar{v} \bar{\mu}_{\text{eff}} \quad (3.9)$$

ausgedrückt werden [67]. Dabei ist $\bar{v}$ die mittlere Neutronengeschwindigkeit und $\bar{\mu}_{\text{eff}}$ die effektive mittlere Verlustrate pro Wandstoß (siehe Gleichung A.18). Die Verlustrate aufgrund von Schlitten im Speichergefäß, die durch den Einsatz des Shutter-Systems zwangsläufig existieren, kann in analoger Weise ausgedrückt werden:

$$\frac{1}{\tau_{\text{slit}}} = \frac{A'}{4V} \bar{v}, \quad (3.10)$$

wobei A' der Fläche aller Schlitz entspricht. Die Streuung am Restgas ist nicht ohne Weiteres zu berechnen und sollte experimentell bestimmt werden, als Beispiel sei [78] genannt. Um dennoch eine theoretische Abschätzung zu erhalten, kann nach [127] der Wirkungsquerschnitt für die Neutronenstreuung an monoatomaren Restgasmolekülen berechnet werden. Nimmt man Stickstoff als Restgas bei einem Druck von 10^{-3} mbar an, beträgt der Verlust durch Aufwärtsstreuung für Neutronen mit einer Geschwindigkeit von 5 m/s bei einer Speicherzeit von 50 s etwa 2.4 %. Für kürzere Speicherzeiten ist der Verlust entsprechend kleiner. Die Auswirkung auf den Wert der evaluierten Dichte liegt bei $\ll 1\%$ und ist somit vernachlässigbar.

Das initiale Spektrum hängt von der UCN-Quelle wie auch vom Füllprozess des Speichervolumens ab. Insbesondere für eine gepulste Quelle, wie die am TRIGA Mainz, kann dies lediglich auf Basis von Monte-Carlo-Simulationen ermittelt werden.

Für die praktische Anwendung kann Gleichung 3.7 durch eine Summe von Exponentialfunktionen mit konstanten Parametern $N_i(0)$ und τ_i vereinfacht ausgedrückt werden, wobei die Anpassung zweier Exponentialfunktionen in der Regel ausreicht. Als Interpretation kann die Vorstellung zweier Energieverteilungen, konzentriert um ϵ_1 und ϵ_2 , dienen.

Zur Evaluierung der Speicherkurven wurde eine Bi-Exponentialfunktion der Form

$$\rho(t) = \exp(A - t/\tau_1) + \exp(B - t/\tau_2) \quad (3.11)$$

an die auf das Volumen V_{st} normierte Daten angepasst, wobei $\rho_1 = \exp(A)$ und $\rho_2 = \exp(B)$ ist. $\tau_{1,2}$ charakterisiert die Speicherzeit der beiden UCN-Populationen.

Die im Folgenden angegebenen Werte der gespeicherten UCN-Dichte beziehen sich auf $\rho(0)$ für eine Pulsenergie von $E_R = 10$ MW s. Die kürzeste gemessene Speicherzeit beträgt jeweils 2 s. Die Unsicherheit ergibt sich durch den korrelierten Fehler von Gleichung 3.11, der aus der Kurvenanpassung mittels der Software *Wolfram Mathematica* [119] folgt. Der Fit basiert auf der Methode der kleinsten Quadrate (engl. *least square*), wobei $\sigma_i = \Delta\rho(t_i)$ der Unsicherheit der UCN-Dichte zum Zeitpunkt $t_i = \Delta t_{\text{storage}}$ entspricht. Da jeder Reaktorpuls einer gewissen Intensitätsschwankung unterliegt, erfolgt eine Normierung der gespeicherten UCN-Intensität $N_{st}(t_i)$ entsprechend E_R . Die Unsicherheit wird quadratisch propagiert, wobei $\Delta E_R = 0.349 \text{ MW s} - 0.0193 \cdot E_R$ ist (siehe Abschnitt B.2.4).

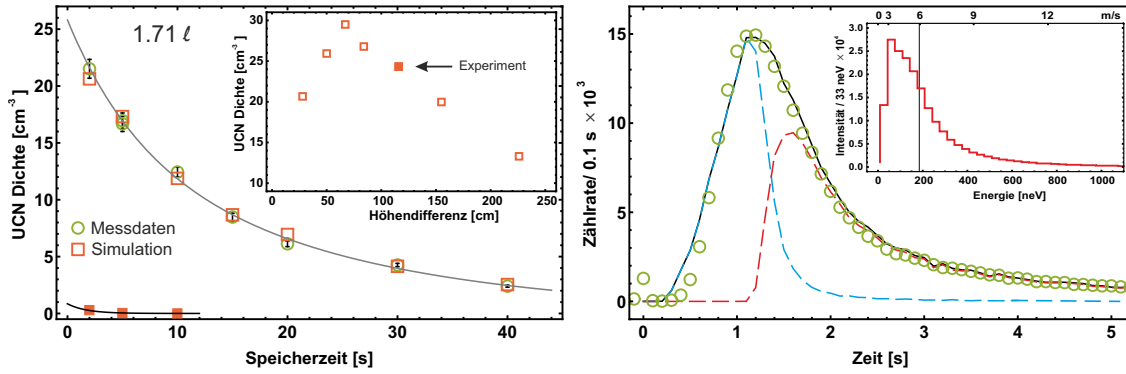


Abbildung 3.17: Links: UCN-Dichte als Funktion der Speicherzeit für das V_{st}^{α} Speichergefäß (50 cm langer Neutronenleiter). Die Kurvenanpassung erfolgte mittels Gleichung 3.11 an die Messdaten (grüne Kreise). Die roten Quadrate zeigen das Ergebnis der Simulation. Der VCN-Anteil ist durch die ausgefüllten Quadraten dargestellt und nimmt exponentiell mit der Speicherzeit ab (siehe Tabelle 3.9). Das Inset zeigt die simulierte Abhängigkeit von $\rho(0)$ gegenüber der Höhendifferenz Δh zwischen Quellenausgang und Experiment.

Rechts: Gemessene Zählrate als Funktion der Zeit (grüne Kreise, $E_R = 7.52 \text{ MW s}$) im Modus *Transmission*. Die schwarze Linie entspricht dem Ergebnis der MC-Simulation. Der VCN-Anteil ($v > 6 \text{ m/s}$) ist mit der blau gestrichelten Linie und der UCN-Anteil mit der rot gestrichelten Linie dargestellt. Das Inset zeigt die spektrale Verteilung der simulierten Neutronen, die den Detektor erreicht haben. $E = 0 \text{ neV}$ bezieht sich dabei auf das Niveau des Speichergefäßes.

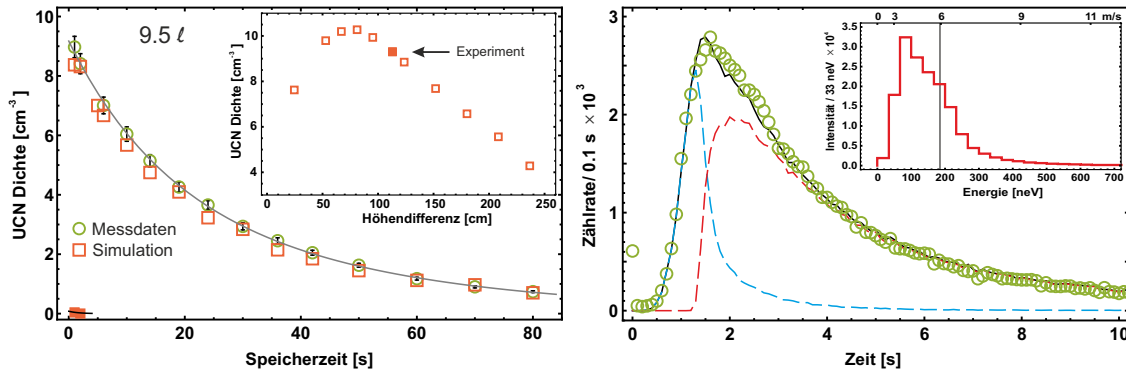


Abbildung 3.18: Links: UCN-Dichte als Funktion der Speicherzeit für das V_{st}^{θ} Speichergefäß. Die Kurvenanpassung erfolgte mittels Gleichung 3.11 an die Messdaten (grüne Kreise). Die roten Quadrate zeigen das Ergebnis der Simulation. Der VCN-Anteil ist durch die ausgefüllten Quadraten dargestellt und nimmt exponentiell mit der Speicherzeit ab (siehe Tabelle 3.9). Das Inset zeigt die simulierte Abhängigkeit von $\rho(0)$ gegenüber der Höhendifferenz Δh zwischen Quellenausgang und Experiment. Die Daten entsprechen einer Pulsenergie von $E_R = 10 \text{ MW s}$.

Rechts: Gemessene Zählrate als Funktion der Zeit (grüne Kreise, $E_R = 6.72 \text{ MW s}$) im Modus *Transmission*. Die schwarze Linie entspricht dem Ergebnis der MC-Simulation. Der VCN-Anteil ($v > 6 \text{ m/s}$) ist mit der blau gestrichelten Linie und der UCN-Anteil mit der rot gestrichelten Linie dargestellt. Das Inset zeigt die spektrale Verteilung der simulierten Neutronen, die den Detektor erreicht haben. $E = 0 \text{ neV}$ bezieht sich dabei auf das Niveau des Speichergefäßes.

Phasenraumentwicklung während der Speicherung

Angenommen, die gespeicherten Neutronen verhalten sich im Sinne der kinetischen Gastheorie wie ein diffuses Gas. Demnach müsste die Zeitstruktur der Zählrate während der Entleerung des Speichergefäßes (counting, Öffnen von Shutter S_3) einer exponentiellen Abnahme entsprechen. Die Zeitkonstante kann nach [67] mit

$$\tau_{\text{empty}} = \frac{4V}{\bar{v} A_{\text{exit}}} \quad (3.12)$$

berechnet werden, wobei $\bar{v}$ die mittlere Geschwindigkeit der gespeicherten Neutronen, V das Speichervolumen und $A_{\text{exit}} = 34.21 \text{ cm}^2$ die Fläche des Speichergefäßausgangs ist. Streng genommen muss während des Entleervorgangs noch die Speicherzeitkonstante des Speichervolumens (Gleichung 3.8) berücksichtigt werden. Der Einfluss ist jedoch kleiner als 10 % und wird im Folgenden vernachlässigt. Ebenso wird der Einfluss der gravitativen Beschleunigung aufgrund des Höhenunterschieds zwischen Speichergefäßausgang und Detektor nicht berücksichtigt.

Anhand von Abbildung 3.19 sei als Beispiel die Zählrate als Funktion der Zeit der 2 s Speichermessung von V_{st}^{θ} und V_{st}^{α} gezeigt. Neben den Messdaten (grüne Kreise) ist auch das Ergebnis der Monte-Carlo-Simulation (MC-Simulation, rote Linie) dargestellt (weitere Details zur Simulation folgen im nächsten Abschnitt). Wie sich zeigt, ist die Zeitabhängigkeit mit einer einzigen Exponentialfunktion nicht vollständig zu beschreiben. Die Datenanpassung erfolgte daher mittels einer Bi-Exponentialfunktion nach Gleichung 3.11 (lilafarbene und schwarz gestrichelte Linien in den Abbildungen, die Parameter befinden sich in Tabelle 3.7). Das Integral der Komponenten I und II im Zeitintervall $[t_{\text{count}}, \infty)$ entspricht der integralen Zählrate N_{st}^{I} und $N_{\text{st}}^{\text{II}}$.

Das Verhalten der Zeitstruktur beider Speichergefäße untereinander ist sehr verschieden, wie in Abbildung 3.20 dargestellt. Im Fall von V_{st}^{θ} existieren zu Beginn der Speicherung zwei etwa gleichgroße UCN-Populationen,

Tabelle 3.7: Parameter der Kurvenanpassung von Gleichung 3.11 an die integrale Zählrate der gespeicherten Neutronen als Funktion der Speicherzeit (vgl. Abbildung 3.20). Für V_{st}^{θ} ergibt sich aus I eine Dichte von $(9.0 \pm 0.6) \text{ cm}^{-3}$ sowie für V_{st}^{α} mit I+II eine von $(23.1 \pm 1.3) \text{ cm}^{-3}$.

Speichergefäß: V_{st}^{θ}	$\exp(A) [\text{cm}^{-3}]$	$\exp(B) [\text{cm}^{-3}]$	$\tau_1 [\text{s}]$	$\tau_2 [\text{s}]$
Komponente I	4.2 ± 4.1	4.8 ± 3.9	14.5 ± 13.4	38.4 ± 23.4
Komponente II	6.9 ± 3.1		3.4 ± 2.6	

Speichergefäß: V_{st}^{α}	$\exp(A) [\text{cm}^{-3}]$	$\tau_1 [\text{s}]$
Komponente I	4.9 ± 0.4	17.5 ± 1.7
Komponente II	18.2 ± 0.9	16.0 ± 0.8

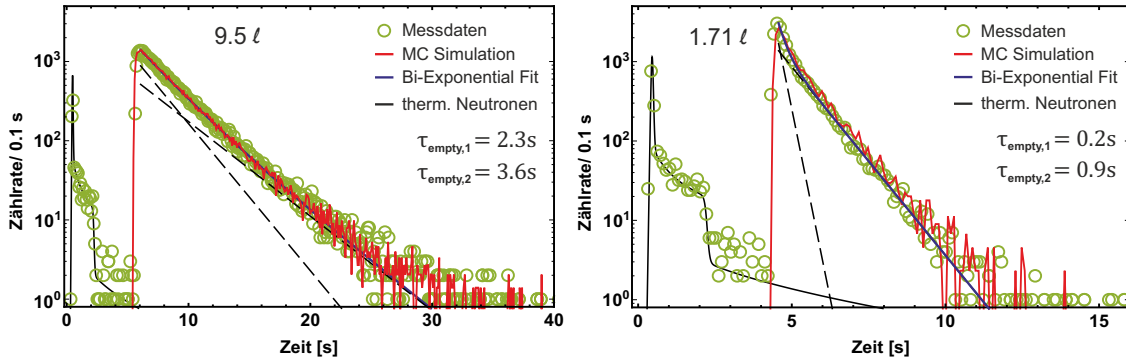


Abbildung 3.19: Zählrate der gespeicherten Neutronen ($\Delta t_{\text{storage}} = 2 \text{ s}$) als Funktion der Zeit für den Messaufbau *Conf-I* und V_{st}^{θ} (links, $E_R = 5.64 \text{ MW s}$) sowie V_{st}^{α} (rechts, $E_R = 6.02 \text{ MW s}$). Die grünen Kreise entsprechen den Messdaten, während die rote Kurve das Ergebnis der MC-Simulation zeigt. Der erste Peak im Diagramm stellt das Signal der thermischen Neutronen des Reaktorpulses dar (siehe Abschnitt B.3). Entsprechend der kinetischen Gastheorie wurde eine Bi-Exponentialfunktion (lilafarbene Linie) an die abklingende Zählrate angepasst. Die schwarz gestrichelte Linie zeigt den einzelnen Beitrag der beiden Summanden.

deren Zeitkonstanten $\tau_{\text{empty},1} = 2.3 \text{ s}$ und $\tau_{\text{empty},2} = 3.6 \text{ s}$ bei $\Delta t_{\text{storage}} = 2 \text{ s}$ sind. Die zweite Komponente verschwindet jedoch exponentiell mit einer Zeitkonstanten von 3.4 s , sodass für Speicherzeiten $> 10 \text{ s}$ die Zählrate während der Entleerung im Sinne der kinetischen Gastheorie einfach exponentiell abnimmt (Abbildung 3.20, links). Der schnelle Zerfall der zweiten Komponente kann als zeitliche Evolution der Phasenraumverteilung der gespeicherten Neutronen verstanden werden, d.h. die Orts- und Impulsverteilung der UCN gleicht sich der eines diffusen Gases an. Diese Zeitspanne wird englischsprachig als *cleaning time* bezeichnet.

Die Zählrate während der Entleerung des 50 cm lange Neutronenleiters V_{st}^{α} weist ebenfalls zwei Komponenten auf, mit jedoch wesentlich kürzeren Zeitkonstanten τ_{empty} (siehe Abbildung 3.19, rechts). Die nach Gleichung 3.12 resultierende mittlere Geschwindigkeit der ersten Komponente ist für alle gemessenen Speicherzeiten deutlich größer als die kritische Geschwindigkeit $v_c = 5.95 \text{ m/s}$ des Edelstahlspeichervolumens (siehe Inset in Abbildung 3.20, rechts). Im Unterschied zum V_{st}^{θ} Speichervolumen ist die Speicherzeit beider Komponenten einfach exponentiell und mit I: 17.5 s sowie II: 16.0 s von vergleichbarer Größe. Das Verhältnis der Komponenten ist etwa $1 : 4$ wie Abbildung 3.20 (rechts) zeigt. In diesem Fall führt die Phasenraumentwicklung der gespeicherten UCN innerhalb der beobachteten Speicherzeit nicht zu einem Zustand der Gleichverteilung. Durch den spekularen Neutronentransport und einer verhältnismäßig großen Impulskomponente entlang der Strahlachse führt die Speicherung der UCN im 50 cm langen Neutronenleiter für etwa 20% aller Neutronen zu einem ping-pong-artigen Charakter, bei dem die UCN im untersuchten Zeitraum zwischen den beiden Shutter-Blenden auf weitestgehend stabilen Bahnen hin- und herreflektiert werden.

Auf Basis der MC-Simulation wurde der UCN-Speichervorgang reproduziert. Eine Vorhersage der zeitlichen Entwicklung des Energiespektrums der gespeicherten Neutronen ist in Abbildung 3.21 dargestellt. Die daraus abgeleitete mittlere Energie als Funktion

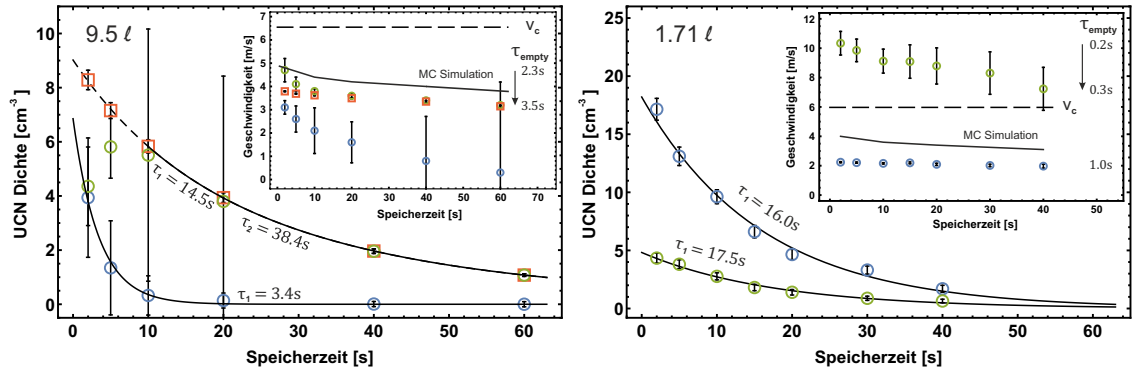


Abbildung 3.20: Integrale Zählrate der gespeicherten UCN als Funktion der Zeit, evaluiert durch Kurvenanpassung von Gleichung 3.11 an die Zählrate detektierter Neutronen nach Öffnen von Shutter S₃. Im linken Diagramm für $V_{st}^{\theta} = 9.5 \text{ L}$, sowie im rechten Diagramm für $V_{st}^{\alpha} = 1.71 \text{ L}$. Das Inset zeigt jeweils die nach Gleichung 3.12 ermittelte mittlere Geschwindigkeit der zwei gespeicherten Komponenten (I: grüne Kreise, II: blaue Kreise)). Für das Speichervolumen V_{st}^{θ} stellt sich nach etwa 10 s Speicherzeit eine Gleichverteilung (diffuses Gas) ein, sodass die Abnahme der Zählrate einer reinen Exponentialfunktion entspricht (rote Quadrate).

der Speicherzeit ist in Abbildung 3.20 (Inset) mit der schwarzen Linie eingezeichnet. Die mit Gleichung 3.12 evaluierte mittlere Geschwindigkeit der nahezu vollständig diffusen UCN-Speicherkomponente (V_{st}^{θ} : grüne Kreise, V_{st}^{α} : blaue Kreise) ist gegenüber der MC-Simulation um 20 % bis 40 % niedriger. Die nicht berücksichtigte gravitative Beschleunigung der Fallstrecke zum Detektor sowie die Flugzeitverbreiterung auf Grund der spektralen Verteilung der gespeicherten Neutronen bewirkt eine Verzerrung der Zeitstruktur und somit eine längere Zeitkonstante τ_{empty} bzw. eine geringere mittlere Geschwindigkeit.

Anmerkung zur Messung der Neutronenlebensdauer Die hier qualitativ durchgeführte Analyse der Phasenraumentwicklung spielt bei der präzisen Messung der Neutronenlebensdauer eine entscheidende Rolle. Eine zu kurz gewählte „cleaning time“ stellt einen systematischen Fehler dar und muss experimentell untersucht werden. Basiert die Messung auf der Detektion der Zerfallsprodukte, wie bei τ SPECT, muss auch die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektion, trotz einer Phasenraumentwicklung der gespeicherten UCN, zeitlich konstant bleiben. Dies gilt es ebenso experimentell zu untersuchen [128].

3.2.2 Monte-Carlo-Simulation

Um das Ziel zur Optimierung der UCN-Dichte am Ort des Experiments sowie die Charakterisierung der spektralen Verteilung des UCN & VCN-Flusses zu erreichen, bediente man sich der Analyse der Messdaten auf Basis von Monte-Carlo-Simulationen. Von Interesse ist dabei ein tieferes Verständnis über die einzelnen Prozessparameter, sowohl von der UCN-Quelle selbst, als auch vom jeweiligen Experiment: Beispielsweise die Transporteigenschaften der verwendeten Strahlrohre (spekulare, diffuse Reflexion), die Qualität des sD₂-Kristalls, die Extraktion-Wahrscheinlichkeit der UCN & VCN aus der Quelle, sowie die für das Experiment relevanten Fragestellungen.

Zur MC-Simulation wurde ein von Y. Sobolev¹⁴ entwickeltes Programm¹⁵ verwendet [22]. Die Produktionsrate ultrakalter Neutronen ergibt sich nach Gleichung A.1 und dem gemessenen thermischen Neutronenfluss ϕ_0 am Ort des sD₂-Kristalls (siehe Tabelle B.5) und folgt einer v^2 -Abhängigkeit. Der Startpunkt (r_0, p_0) ist homogen über das Konvertervolumen und isotrop in alle Raumrichtungen verteilt. Die zeitliche Startverteilung entspricht der des Reaktorpulses (siehe Abschnitt B.3) für eine gegebene Pulsenergie E_R . Die Reflexion an der Neutronenleiteroberfläche ist mit einer hohen Wahrscheinlichkeit $(1 - f_0)$ spekulär, wobei nur Neutronen reflektiert werden, deren Normalkomponente der Geschwindigkeit $v_\perp$ kleiner als die kritische Geschwindigkeit v_c des Neutronenleiters ist (siehe Abschnitt A.2). Für gerade Leiter ist $f_0 = 0.03$ und für gebogene $f_0 = 0.06$.

Die Parameter des Programms, welche die physikalischen Eigenschaften beschreiben, wurden dahingehend optimiert, dass die MC-Simulation die Transmissions- als auch die Speichermessungen reproduzieren konnte. Dies betrifft sowohl den absoluten Wert der gemessenen Intensität (I_V, N_{st}) als auch die zeitliche Struktur der gemessenen Zählrate.

Der Erkenntnisgewinn sei am Messaufbau *Conf-I* und der Speichergefäße $V_{st}^\alpha = 1.71$ L (Abbildung 3.17) und $V_{st}^\theta = 9.5$ L (Abbildung 3.18) illustriert. Mit Hilfe der Simulation ist es nun möglich, den Anteil der UCN und VCN ($v > 6$ m/s) im TOF-Spektrum zu identifizieren, als auch das dazugehörige Energiespektrum zu ermitteln. Die Gegenüberstellung der Ergebnisse ist in Tabelle 3.8 zu finden.

Bewegen sich die gespeicherten Neutronen auf stabilen Trajektorien, ist es möglich, auch solche zu speichern, deren Geschwindigkeit die kritische Geschwindigkeit v_c des Wandmaterials übersteigt. Mit Hilfe der MC-Simulation konnte dieser Anteil auf 3.3 % für V_{st}^α und 0.9 % für V_{st}^θ bestimmt werden (siehe Tabelle 3.9). Die Speicherzeitkonstante betrug in beiden Fällen 1.7 s und ist damit deutlich kürzer als τ_1 und τ_2 der gespeicherten UCN.

Abbildung 3.21 zeigt das Energiespektrum der detektierten Neutronen einer Speichermessung für unterschiedlich lange Speicherzeiten $\Delta t_{storage}$, bezogen auf das Niveau des Speichergefäßes, als Ergebnis der MC-Simulation. Es sei angemerkt, dass das Speichergefäß V_{st}^θ eine Oberflächenbeschichtung mit NiMo 85/15 besitzt ($V_F \approx 220$ neV). Der Unterschied in N_{st} zu einem nicht beschichteten Edelstahlgefäß identischer Geometrie beträgt 5 %. Dieser Wert konnte ebenfalls durch die MC-Simulation bestätigt werden. Mit der rot gestrichelten Linie in Abbildung 3.21 (links) soll der Effekt für die 2 s Speichermessung angedeutet werden.

¹⁴Kontakt: Institut für Kernchemie, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, iouri@uni-mainz.de

¹⁵Für die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse wurden die Versionen *density6_vc2010.4* und *density6_vc2010.5* verwendet.

Tabelle 3.8: Ergebnisse der Transmissions- und Dichtemessungen der Speichergefäße $V_{\text{st}}^{\alpha} = 1.71 \text{ L}$ (Neutronenleiter, $L = 50 \text{ cm}$) und $V_{\text{st}}^{\theta} = 9.5 \text{ L}$ mit dem Messaufbau *Conf-I* für die in Abbildung 3.17 und 3.18 gezeigten Spektren. Die Daten entsprechen einer Pulsenergie von $E_R = 10 \text{ MW s}$.

UCN & VCN-Intensität				
Speichergefäß	I_V	$(I_V)_{\text{MC}}$	$(I_V^{\text{UCN}})_{\text{MC}}$	$(I_V^{\text{VCN}})_{\text{MC}}$
V_{st}^{α}	360 000	350 700	210 100	140 600
V_{st}^{θ}	158 400	162 500	129 600	32 900

UCN-Dichte				
Speichergefäß	N_{st}	$\rho(0) [\text{cm}^{-3}]$	$(N_{\text{st}})_{\text{MC}}$	$(\rho(0))_{\text{MC}} [\text{cm}^{-3}]$
V_{st}^{α}	44 100	25.8 ± 1.9	41 200	24.0 ± 0.9
V_{st}^{θ}	87 100	9.2 ± 0.3	84 200	8.9 ± 0.3

Fit-Parameter				
Speichergefäß	$\exp(A) [\text{cm}^{-3}]$	$\exp(B) [\text{cm}^{-3}]$	$\tau_1 [\text{s}]$	$\tau_2 [\text{s}]$
V_{st}^{α}	15.4 ± 1.3	10.4 ± 1.4	27.7 ± 3.2	6.3 ± 2.9
V_{st}^{θ}	4.5 ± 1.7	4.7 ± 1.6	42.5 ± 10.2	16.0 ± 5.6

Tabelle 3.9: Mittels der MC-Simulation bestimmter VCN-Anteil der Speichermessung für $\Delta t_{\text{stoarge}} = 2 \text{ s}$. Der VCN-Anteil folgt einem exponentiellem Verlauf mit einer Speicherzeit von $\tau_{\text{VCN}} = 1.7 \text{ s}$, unabhängig vom analysierten Speichervolumen. Korrigiert man die einzelnen ρ_i -Werte entsprechend dem VCN-Anteil, ergibt sich nach erneuter Kurvenanpassung von Gleichung 3.11 eine geringfügig niedrigere Speicherdichte. Die Änderung $\delta\rho(0)$ ist jedoch deutlich geringer als der VCN-Anteil. Zu beachten ist, dass die statistische Unsicherheit $\Delta\rho(0)$ der evaluierten Speicherdichte $\pm 7\%$ bzw. $\pm 3\%$ beträgt.

VCN-Anteil der Speichermessung						
Speichergefäß	$\Delta t_{\text{stoarge}} = 2 \text{ s}$			$\rho^{\text{VCN}}(0)$	$\rho^{\text{VCN}}(0)/\rho(0)$	$\delta\rho(0) \text{ Fit}$
	N_{st}	$(N_{\text{st}})_{\text{MC}}$	$(N_{\text{st}}^{\text{VCN}})_{\text{MC}}$			
$V_{\text{st}}^{\alpha} = 1.71 \text{ L}$	36 800	35 300	500	0.95 cm^{-3}	3.3 %	−1.42 %
$V_{\text{st}}^{\theta} = 9.5 \text{ L}$	79 000	79 000	50	0.08 cm^{-3}	0.9 %	−0.06 %

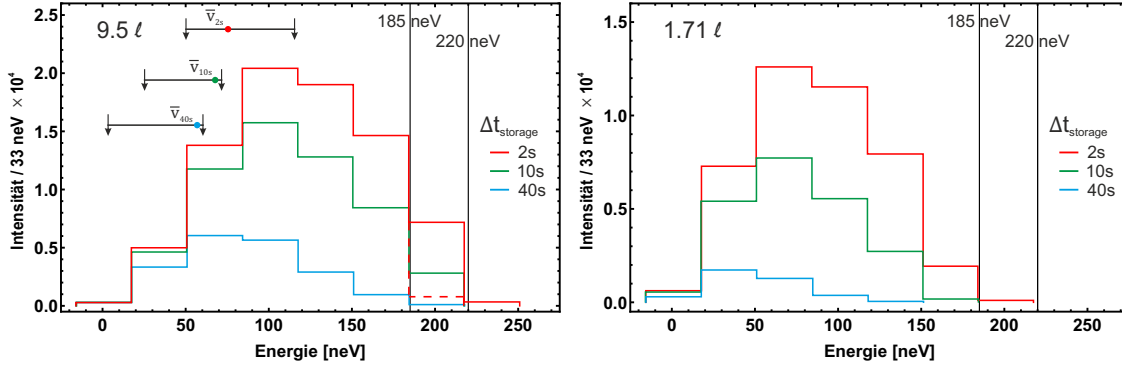


Abbildung 3.21: Simuliertes Energiespektrum der gespeicherten Neutronen des Messaufbaus *Conf-I* für V_{st}^{θ} (links) und V_{st}^{α} (rechts). Bei beiden Speichergefäßen ist zu beobachten, dass sich mit zunehmender Speicherzeit der Schwerpunkt des Spektrums zu kleineren Energien verschiebt. Aus dem zeitlichen Verhalten der Zählrate nach Öffnen von Shutter S_3 (counting) und der kinetischen Gastheorie (siehe vorhergehender Unterabschnitt) kann eine mittlere Geschwindigkeit der gespeicherten UCN ermittelt werden. Im linken Diagramm ist dies in Einheiten der Energie mit schwarzen Pfeilen (bi-exponentiell, $\{\tau_1, \tau_2\}$) und farbigen Punkten (exponentiell, $\{\tau_0\}$) dargestellt.

3.2.3 UCN-Dichte im Verlauf der Strahlzeiten

Im Rahmen dieser Arbeit erfolgten zehn Strahlzeiten an der UCN-Quelle von Strahlrohr D des TRIGA Mainz, wobei der sD_2 -Kristall jedes Mal mit den selben Prozessparametern ausgefroren wurde (siehe Abschnitt 2.2). Bei allen Messungen befand sich die UCN-Quelle in Position 1 relativ zur Kernmitte (siehe Tabelle B.3). Der Messaufbau *Conf-I*, mit V_{st}^{α} und V_{st}^{θ} als Speichervolumen, stellte dabei eine Standardkonfiguration dar, um die UCN-Dichte wie auch die UCN & VCN-Intensität im Modus *Transmission* zu messen. Im Prinzip ist es dadurch möglich die Produktionsstärke der UCN-Quelle im Verlauf der einzelnen Strahlzeiten zu vergleichen. Der Einsatz unterschiedlicher Vormoderatoren (sH_2 , sCH_4), die Variation der Prozedur zum Ausfrieren des VM (gas $\rightarrow$ fest, gas $\rightarrow$ flüssig $\rightarrow$ fest), die Effizienz des UCN-Detektors und Veränderungen im thermischen Neutronenfluss (Variation der Kernkonfiguration, Abbrand der Brennelemente, Abstand sD_2 -Kristall zum Kern) sind systematische Einflüsse die es dabei zu berücksichtigen gilt.

Der Einfluss von Maßnahmen¹⁶ seitens des TRIGA Reaktors, die zu Änderungen des thermischen Flusses ϕ_0 führten, können jedoch nicht bemessen werden.

Die Messungen mit unterschiedlichen Vormoderatoren sH_2 (*Jan13*) und sCH_4 (*Feb13*) (Prozedur: jeweils gas $\rightarrow$ fest), unter Verwendung von Messaufbau *Conf-II* mit V_{st}^{α} , ergab einen Zuwachs der UCN-Dichte von +16 % (Differenz entspricht 1.8σ) wenn Methan statt Wasserstoff als VM eingesetzt wird. Das Ergebnis kann jedoch nicht als signifikant eingestuft werden, da der mechanische Zusammenbau der Strahlrohre eine zu große Unsicherheit darstellt.

¹⁶Zum einen wurde die Brennstab-Konfiguration geändert und die Mechanik des Pulsstabs repariert, zum anderen wird in regelmäßigen Abständen eine Leistungskalibrierung der Reaktorleistung in Abhängigkeit der eingebrachten Reaktivität (Position von Steuer- und Regelstab) durchgeführt.

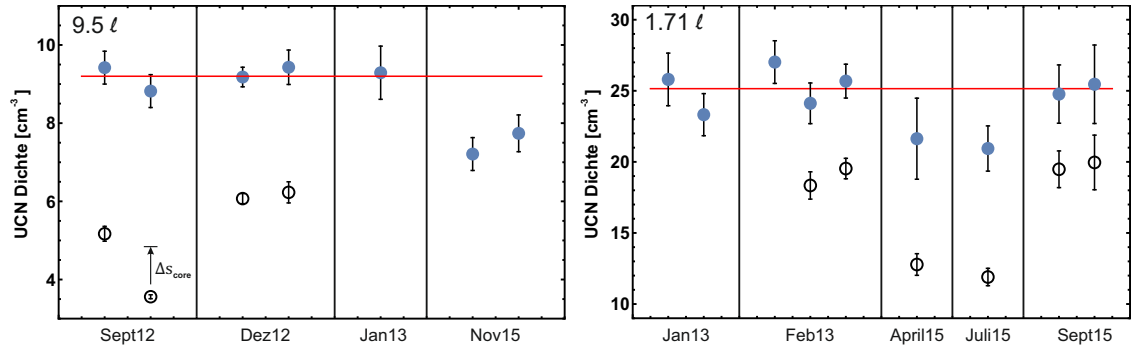


Abbildung 3.22: Graphische Darstellung der UCN-Dichte im Verlauf der Strahlzeiten für $V_{\text{st}}^{\theta} = 9.5 \text{ L}$ und $V_{\text{st}}^{\alpha} = 1.71 \text{ L}$. Für einige der Messwerte (schwarze Kreise) wurde entsprechend Tabelle 3.10 eine Korrektur der verminderten Detektoreffizienz durchgeführt. Die rote Linie entspricht dem gewichteten Mittelwert (nicht berücksichtigt wurden die Daten [Nov15] bei V_{st}^{θ} und [April15, Juli15] bei V_{st}^{α}). In der Strahlzeit Sept12 wurde die UCN-Dichte mit V_{st}^{θ} zusätzlich in Position 3 der Strahlense relativ zur Kernmitte gemessen und kann entsprechend den Angaben in Tabelle B.3 relativ zu Position 1 skaliert werden.

Die Absolutwerte der UCN-Dichten von V_{st}^{θ} und V_{st}^{α} der durchgeführten Strahlzeiten weichen zum Teil stark voneinander ab. In Abbildung 3.22 ist dies zur Übersicht graphisch dargestellt. Als Ursache konnte die Nachweiseffizienz der Neutronendetektion (CASCADE-U 100 Detektoren [113] der Firma CDT GmbH) identifiziert werden. Dabei handelt es sich um Gasdetektoren, die mittels Neutronenkonversion in einer ^{10}B -Schicht den Nachweis durch Detektion der Zerfallsprodukte (^7Li , α) erbringen. In Abschnitt E.3 wird der Detektor wie auch das Detektionsprinzip näher beschrieben. Ebenfalls dort aufgeführt sind Messungen, die die Zählratenabhängigkeit des Detektors gegenüber dem Gasfluss des Spülgases zeigen. Es konnte nachgewiesen werden, dass bei nicht ausreichender Gasspülung die Nachweiseffizienz um bis zu 50 % zurückgeht.

Für die folgende Betrachtung seien die Messwerte vom Jan13 mit der Konfiguration Conf-I (VM: sH_2) als Referenzstandard definiert. Die Datenaufnahme der Dichte- und Transmissions-Messungen in Jan13 erfolgte wiederholt mit zwei unterschiedlichen Neutronendetektoren¹⁷, wobei die Übereinstimmung der Messwerte bei $\geq 98\%$ lag.

Um die Abweichung der absoluten UCN-Dichten zu quantifizieren, erfolgt ein Vergleich der gemessenen Intensität $I_{V=1.71 \text{ L}}$ bzw. $I_{V=9.5 \text{ L}}$ im Modus *Transmission* der einzelnen Strahlzeiten gegenüber den Werten aus Jan13. Die evaluierten Werte sind in Tabelle 3.10 aufgelistet. Das Verhältnis der Intensitäten wird als Skalierungsfaktor ε_{tof} verwendet. Die Korrektur erfolgt für die Strahlzeiten [Sept12, Dez12, April15, Juli15, Sept15], da hier nachweislich ein verminderter Gasfluss zur Spülung der CASCADE-Detektoren vorlag.

Eine Ausnahme stellen die Messungen im Feb13 dar. Während der Strahlzeit erwärmte sich der sD_2 -Kristall innerhalb von 6 min auf 30 K (Ausfall der ℓHe -Kühlung), was eine Verminderung der Produktionsrate von 33 % zur Folge hatte. Die Korrektur erfolgt

¹⁷Zum einen wurde der nach Abschnitt E.3 benannte Detektor *CASCADE-Alt* verwendet, zum anderen ein CASCADE-U 100 Detektor von T. Lauer [107]. Die Detektor-Effizienz relativ zu einem ^3He -Detektor wurde vor der Strahlzeit von T. Lauer an der UCN-Quelle am Institut Laue-Langevin, Grenoble, Frankreich verifiziert [109].

Tabelle 3.10: Auflistung der gemessenen Intensität I_V sowie dem ermittelten Detektor-Effizienzfaktor der einzelnen Strahlzeiten bei Verwendung von V_{st}^α und V_{st}^θ . Die Messwerte aus *Jan13* dienen als Referenzstandard (siehe Text). Der Effizienzfaktor ε_{tof} entspricht dem Verhältnis der Intensitäten I_V . Auf Grundlage der in Abschnitt E.3 dargestellten Messungen zur Zählratenabhängigkeit des CASCADE-U 100 Detektors gegenüber dem Gasfluss wurde der Effizienzfaktor ε_{gas} ermittelt. Für *Sept12* und *Dez12* können nur qualitative Aussagen für eine reduzierte Nachweiseffizienz angegeben werden. So ist mit (a) eine geringe Reinheit des Spülgases, sowie Polyethylen (PE) statt Teflon als Material der Gasleitung, und mit (b) eine Verunreinigung der ^{10}B Konverterschicht als Begründung anzuführen.

Strahlzeit	Messaufbau	$I_{V=1.71\text{ L}}$	$I_{V=9.5\text{ L}}$	ε_{tof}	ε_{gas}
Sept12	<i>Conf-I</i>		89 300	1.82(3)	(a),(b)
Dez12	<i>Conf-I</i>		107 600	1.51(2)	(a)
Jan13	<i>Conf-I</i>	367 000	162 800	1	1
	<i>Conf-II</i>	659 600		1	1
Feb13	<i>Conf-II</i>	607 800		1	1
April15	<i>Conf-I</i>	217 500		1.69(9)	1.67(18)
Juli15	<i>Conf-I</i>	197 600		1.76(10)	1.65(13)
Sept15	<i>Conf-I</i>	288 000		1.27(6)	1.27(3)
Nov15	<i>Conf-I</i>		129 400	1	1

hierbei auf Basis von vorher und nachher durchgeführten Vergleichsmessungen mit einem identischen Messaufbau.

Anmerkung zu *Conf-II*: Gegenüber der Angabe in [22], Tabelle 2 sind die Werte in Tabelle 3.10 für V_{st}^α um etwa 20 % größer. Ursache dafür ist die Korrektur der Totzeit von *CASCADE-Alt* nach der in Abschnitt E.3.2 vorgestellten Prozedur (Methode II). Die Totzeit beträgt $\sim 1.4\ \mu\text{s}$.

3.2.4 Variation der Speichergeometrie

Experimente zur Untersuchung fundamentaler Größen wie die Neutronenlebensdauer (z.B. τSPECT [129], $\text{UCN}\tau$ [130], PENeLOPE [74], HOPE [73]), Winkelkorrelationen im Neutronenzerfall (z.B. UCNA [41]) oder das elektrische Dipolmoment des Neutrons (kurz nEDM , z.B. [131]) basieren auf der Speicherung von ultrakalten Neutronen. Bei jedem dieser Experimente spielt die Statistik, also die Anzahl N_{st} gespeicherter Neutronen, eine entscheidende Rolle für den Erfolg der Präzisionsmessung. Im Folgenden wird die Abhängigkeit von N_{st} gegenüber der Geometrie und dem Volumen des Speichergefäßes untersucht.

Die Messreihe besteht aus sieben unterschiedlichen Volumina, die sich in Form und Größe unterscheiden (Abbildung 3.23, rechts), wobei drei Grundformen existieren: 1. Neutronenleiter ($\varnothing = 66\text{ mm}$) unterschiedlicher Länge, 2. Edelstahlzylinder ($\varnothing = 150\text{ mm}$)

unterschiedlicher Länge mit zwei Adapterrohren ($\varnothing = 66 \text{ mm}$, $\ell = 100 \text{ mm}$) für den Anschluss an das Shutter-System und 3. das sogenannte „UCN-Quellen Vergleichs-Setup“ ($\varnothing = 200 \text{ mm}$) [132]. Jedes der Volumen wurde mit der Konfiguration *Conf-I* bei einer Höhendifferenz von $\Delta h = (113 \pm 3) \text{ cm}$ gemessen (vgl. Abbildung 3.14).

Wie bereits beschrieben erfolgte zu Beginn jeder UCN-Dichtemessung eine Optimierung der Füllzeit. Am Beispiel von V_{st}^α und V_{st}^θ ist in Abbildung 3.16 (links) die Abhängigkeit von $N_{\text{st}=5\text{s}}$ bzw. $\rho(5\text{s})$ als Funktion der Füllzeit Δt_{fill} dargestellt.

Abbildung 3.23 zeigt die so ermittelte optimale Füllzeit als Funktion des Speichervolumens. Der grau eingefärbte Bereich beschreibt das Zeitintervall $\Delta t_{\text{fill}}^{\text{max}} \pm \delta t_{95}$, in der $N_{\text{st}=5\text{s}}(\Delta t_{\text{fill}})$ größer als 95 % des Maximalwertes ist. Die Bemessungsgrenze dieses Zeitintervalls wurde entsprechend der Unsicherheit $\Delta N_{\text{st}}/N_{\text{st}} \simeq 4\%$ gewählt, wobei die Schwankung der Pulsenergie dominiert. Für die Diskussion der Messdaten sei auf den folgenden Unterabschnitt verwiesen.

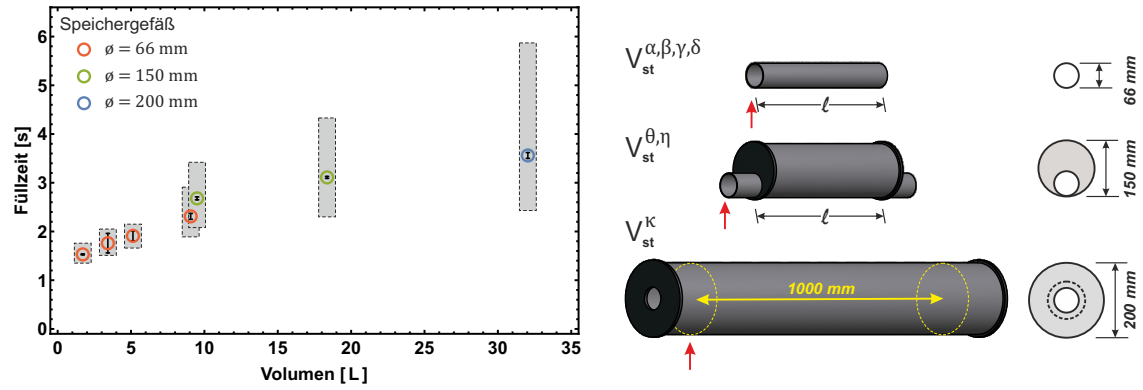


Abbildung 3.23: Links: Die anhand der Messdaten evaluierte optimale Füllzeit als Funktion des Speichervolumens V_{st} . Der grau schattierte Bereich entspricht dem Zeitintervall $\Delta t_{\text{fill}}^{\text{max}} \pm \delta t_{95}$ (siehe Text). Rechts: CAD-Ziehzeichnungen der für die Messreihe verwendeten Speichergefäße. Rechts daneben ist der Querschnitt (grau) sowie Ein- und Ausgang (weiß) dargestellt. V_{st}^κ entspricht dem sogenannte „UCN-Quellen Vergleichs-Setup“ [132]. Der rote Pfeil markiert die Position von Shutter S_2 .

Mit der jeweils optimalen Füllzeit erfolgte die Messung der Speichercurve, sowie durch Kurvenanpassung von Gleichung 3.11 die Bestimmung der bei $t = 0 \text{ s}$ gespeicherten Neutronen N_{st} bzw. die auf das Volumen normiert Dichte $\rho(0)$ (siehe Tabelle 3.11 sowie 3.12). Die Abhängigkeit von N_{st} und $\rho(0)$ als Funktion des Speichervolumens V_{st} ist in Abbildung 3.24 zu sehen.

Mit der Größe des Speichervolumens steigt auch die Zahl der gespeicherten UCN, wobei ab einer bestimmten Volumengröße ein Sättigungsverhalten zu beobachten ist: Für die Geometrie „Neutronenleiter“ ab $V_{\text{st}} = 10 \text{ L}$ und für den „Edelstahlzylinder“ ab $V_{\text{st}} = 20 \text{ L}$.

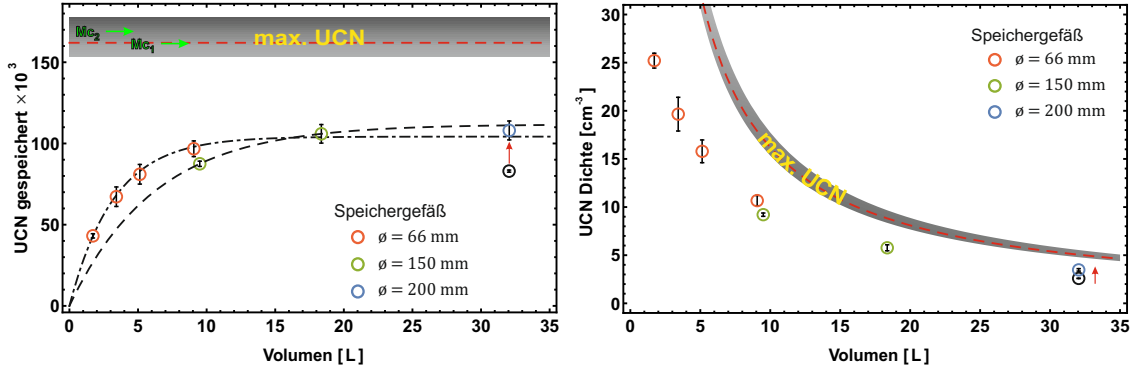


Abbildung 3.24: Darstellung der Abhängigkeit von N_{st} (links) und $\rho(0)$ (rechts) als Funktion des Speichervolumens V_{st} . Der Wert für V_{st}^κ wurde zur Berücksichtigung der verminderten Produktionsrate (roter Pfeil) um einen Faktor 1.3 skaliert. Ebenfalls eingezeichnet ist die maximale Zahl ultrakalter Neutronen, die innerhalb von 4s nach dem Reaktor puls am Ort von Shutter S_2 (Eingang Speichervolumen) eintreffen (rot gestrichelte Linie). Anhand der MC Simulation (MC₁ und MC₂, grüne Pfeile) konnte der Messwert bestätigt werden (siehe Text). Der grau schattierte Bereich entspricht der Unsicherheit aus Messdaten und MC Simulation. Die hier angegebenen Werte beziehen sich alle auf eine Pulsenergie von $E_R = 10$ MW s.

Der funktionale Zusammenhang lässt sich mit der Gleichung

$$N_{\text{st}}(V_{\text{st}}) = N_0(1 - \exp(-V_{\text{st}}/\Omega)), \quad (3.13)$$

sowie den folgenden Parametern

$V_{\text{st}}^{\alpha,\beta,\gamma,\delta}$	: $N_0 = 104.2 \cdot 10^3 \pm 4.1 \%$	$\Omega = 3.2(2)\text{L}$
$V_{\text{st}}^{\theta,\eta}$	: $N_0 = 111.8 \cdot 10^3 \pm 4.2 \%$	$\Omega = 6.2(4)\text{L}$

beschreiben. N_0 entspricht dabei dem Sättigungswert und stellt gleichzeitig das Limit $N_{\text{st}}^{\text{max}}$ für $V_{\text{st}} \rightarrow \infty$ der betrachteten Speichergeometrie dar.

Die Messung mit dem „UCN-Quellen Vergleichs-Setup“ fand in der Strahlzeit *Nov15* statt. Wie aus Abbildung 3.22, links entnommen werden kann muss von einer reduzierten Leistungsstärke der UCN-Quelle ausgegangen werden. Die um etwa 30 % verminderte UCN-Produktionsrate konnte unabhängig voneinander durch zwei Messaufbauten zu Beginn und am Ende der Strahlzeit bestätigt werden¹⁸. Als Referenz dienen Messungen frühere Strahlzeiten mit identischer Messanordnung. Berücksichtigt man diesen Faktor, ergibt sich eine Übereinstimmung zwischen N_{st} und dem Sättigungswert N_0 der beiden anderen Speichergeometrien. In Abbildung 3.24 ist die Skalierung jeweils durch den roten Pfeil angedeutet.

Von Interesse ist die zum Ort des Speichervolumens transportierte Zahl ultrakalter Neutronen $N_{\text{trans}}^{\text{UCN}}$ eines Reaktor pulses, da diese das absolute Limit der zu speichernden Neutronen

¹⁸Zu Beginn: Messung der UCN & VCN-Transmission für horizontalen Neutronenleiter („Nocado“ HE40), zum Ende: Messung der UCN & VCN-Transmission sowie UCN-Dichte mit *Conf-I* und V_{st}^θ .

darstellt. Aus dem Verhältnis $N_{\text{st}}/N_{\text{trans}}^{\text{UCN}}$ ergibt sich die sogenannte „Einfang-Effizienz“ eines gegebenen Speichervolumens.

Statt des Speicher-Setups wurde der CASCADE-U 100 Detektor an die Position von Shutter S_2 platziert und die UCN & VCN-Intensität I_{trans} detektiert (siehe Abbildung 3.25, links). Das gemessene Spektrum ist entsprechend der Form des Reaktorpulses $P_R(t)$ mit der zeitlichen Startverteilung der Neutronen gefaltet (siehe Abschnitt B.3). Um eine präzisere Trennung der UCN- von der VCN-Intensität zu erhalten müssen die Messdaten entfaltet werden. Dafür wurde der numerische Algorithmus aus Abschnitt 3.1.3 verwendet.

Basierend auf dem klassischen Weg-Zeit-Gesetz unter Berücksichtigung der Gravitation ergibt sich bei einer Gesamtwegstrecke von $s = 6.691 \text{ m}$ für Neutronen mit der Geschwindigkeit $v = 5.95 \text{ m/s}$ eine Flugzeit von $\Delta t_{\text{min}} = 0.92 \text{ s}$. Anhand einer MC-Simulation (spekulare & diffuse Streuung, isotrope Startverteilung $[\mathbf{r}_0, \mathbf{p}_0]$) folgt für Neutronen der Geschwindigkeit $v = 5.95(2) \text{ m/s}$ eine asymmetrische Verteilung der Ankunftszeit mit einem Maximalwert bei $\Delta t_{\text{MC}}^{\text{max}} = 0.95 \text{ s}$ und einer mittleren Flugzeit von $\langle \Delta t \rangle_{\text{MC}} = 1.00 \text{ s}$ (siehe schwarz gestrichelte Linie in Abbildung 3.25, links).

Die Integration der entfalteten Zählrate (Messdaten) im Intervall $0.95 \text{ s} < t < 5 \text{ s}$ liefert einen UCN-Anteil von $(29.5 \pm 0.5) \%$. Es ist anzumerken, dass aufgrund des Eintrittsfensers des Detektors¹⁹ nur Neutronen mit einer transversalen Energie oberhalb der Potentialbarriere detektiert werden können. Ausgehend von einem v^2 -Spektrum des UCN-Flusses (siehe Abschnitt 3.2.6) und einem mittleren Einfallswinkel von 30° zur Flächennormalen ergibt sich ein Wert von $185^3/(185^3 - 62^3)$, um den die integrale Zählrate der Messdaten zu faktorisieren ist.

Zur Validierung dieses Ergebnisses erfolgte eine MC-Simulation der UCN & VCN-Intensität des Messaufbaus, wobei sich softwareseitig zwischen UCN- und VCN-Signal unterscheiden lässt. In Bezug zu I_{trans} konnte der UCN-Anteil zu $(30.5 \pm 1.5) \%$ bestimmt werden (Integrationsintervall: $0 \text{ s} < t < 5 \text{ s}$, wobei $T_{\text{max}} = 0 \text{ s}$ ist).

Damit ergibt sich die absolute Zahl transportierte UCN zu:

	$N_{\text{trans}}^{\text{UCN}}$	UCN-Anteil	Integrationszeit
Messdaten	162 000	$(29.5 \pm 0.5) \%$	$0.95 \text{ s} < t < 5 \text{ s}$
MC ₁	161 500	$(30.5 \pm 1.5) \%$	$0 \text{ s} < t < 5 \text{ s}$
MC ₂	169 000		$0 \text{ s} < t < 6 \text{ s}$

Die Unsicherheit von $N_{\text{trans}}^{\text{UCN}}$ liegt bei jeweils 5 %. Der Wert der MC-Simulation MC₂ entspricht der integralen Zählrate des simulierten UCN-Anteils von *Conf-I* mit V_{st}^α (siehe Abbildung 3.17, links, rot gestrichelte Linie). Aufgrund der diffus gestreuten UCN wurde die obere Integrationsgrenze auf 5 s bzw. 6 s beschränkt. Die Werte sind in Abbildung 3.24 mit der rot gestrichelten Linie sowie den grünen Pfeilen eingezeichnet. Der grau schattierte Bereich entspricht der Unsicherheit aus Messdaten und Simulation.

¹⁹ Aluminium, $V_F = 54 \text{ neV}$ [112]

Mit der Normierung von Gleichung 3.13 auf den Wert $N_{\text{trans}}^{\text{UCN}}$ ergibt sich in Abhängigkeit von V_{st} die UCN-„Einfang-Effizienz“ $\varepsilon_{\text{cap}}^{\text{UCN}}$, welche in Tabelle 3.11 aufgelistet ist. Wie sich zeigt gelingt es maximal 2/3 des direkten UCN-Flusses ($t < 5$ s) zu speichern. Es sei angemerkt, dass etwa 15 % der detektierten Ereignisse die als UCN ($E > 62$ neV) identifiziert werden können erst nach 5 s am Detektor ankommen. Bei *Conf-I* mit V_{st}^{α} (UCN: $E > 0$ neV, Detektor vertikal nach unten versetzt) liegt dieser Wert sogar bei 25 % für $t > 6$ s. Dies demonstriert die Notwendigkeit von Neutronenleitern hoher Oberflächenqualität zur Minimierung diffuser Reflexion.

Tabelle 3.11: Auflistung der experimentellen Daten in Abhängigkeit des Speichervolumens V_{st} : UCN & VCN-Intensität I_V im Modus *Transmission* sowie die Anzahl gespeicherter Neutronen N_{st} zum Zeitpunkt $t = 0$ s (jeweils auf $E_R = 10$ MW s normiert) und die UCN-„Einfang-Effizienz“ $\varepsilon_{\text{cap}}^{\text{UCN}} = N_{\text{st}}(V_{\text{st}})/N_{\text{trans}}^{\text{UCN}}$.

Speichervolumen V_{st}		Länge [m]	I_V	Füllzeit [s]	N_{st}	$\varepsilon_{\text{cap}}^{\text{UCN}}$
<i>Conf-I</i>	$V_{\text{st}}^{\alpha} = 1.71$ L	0.5	367 000	1.53(3)	43 000	27 %
<i>Conf-I</i>	$V_{\text{st}}^{\beta} = 3.42$ L	1.0	345 200	1.76(20)	67 200	42 %
<i>Conf-I</i>	$V_{\text{st}}^{\gamma} = 5.13$ L	1.5	345 600	1.91(10)	81 000	50 %
<i>Conf-II</i>	$V_{\text{st}}^{\delta} = 9.07$ L	2.65	480 500	2.31(6)	96 800	60 %
<i>Conf-I</i>	$V_{\text{st}}^{\theta} = 9.50$ L	0.5	163 000	2.68(3)	87 500	54 %
<i>Conf-I</i>	$V_{\text{st}}^{\eta} = 18.36$ L	1.0	170 000	3.11(3)	106 000	65 %
<i>Conf-I/II</i>	$V_{\text{st}}^{\kappa} = 32.04$ L	1.0	185 300	3.56(6)	107 900	67 %
<i>Conf-II</i>	$V_{\text{st}}^{\alpha} = 1.71$ L	0.5	607 800	1.53(2)	43 800	27 %

Tabelle 3.12: Auflistung der experimentellen Daten in Abhängigkeit des Speichervolumens V_{st} : UCN-Dichte bei $t = 0$ s (normiert auf $E_R = 10$ MW s) sowie die Speicherzeitkonstanten der Kurvenanpassung nach Gleichung 3.11.

Speichervolumen V_{st}		Länge [m]	$\rho(0)$ [cm ⁻³]	τ_1 [s]	τ_2 [s]
<i>Conf-I</i>	$V_{\text{st}}^{\alpha} = 1.71$ L	0.5	25.2(6)	7.0 ± 0.5	20.7 ± 2.6
<i>Conf-I</i>	$V_{\text{st}}^{\beta} = 3.42$ L	1.0	19.7 ± 2.4	11.9 ± 2.2	37.6 ± 24.7
<i>Conf-I</i>	$V_{\text{st}}^{\gamma} = 5.13$ L	1.5	15.8 ± 1.1	15.1 ± 4.3	48.4 ± 72.7
<i>Conf-II</i>	$V_{\text{st}}^{\delta} = 9.07$ L	2.65	10.7(5)	12.9 ± 13.3	38.3 ± 10.9
<i>Conf-I</i>	$V_{\text{st}}^{\theta} = 9.50$ L	0.5	9.2(2)	13.0 ± 2.9	40.3 ± 3.9
<i>Conf-I</i>	$V_{\text{st}}^{\eta} = 18.36$ L	1.0	5.8(3)	13.8 ± 17.1	50.8 ± 18.0
<i>Conf-I/II</i>	$V_{\text{st}}^{\kappa} = 32.04$ L	1.0	3.4(2)	31.6 ± 3.4	108.3 ± 6.1
<i>Conf-II</i>	$V_{\text{st}}^{\alpha} = 1.71$ L	0.5	25.6 ± 1.5	7.4 ± 0.9	20.1 ± 1.0

Die Speicherzeitkonstanten τ_1 und τ_2 (siehe Tabelle 3.12) deuten an, dass sich die spektrale Verteilung der gespeicherten UCN ab einem Speichervolumen von 5 L nur noch geringfügig verändert. Außerdem kann beobachtet werden, dass die Kurvenanpassung unter Berücksichtigung langer Speicherzeiten größere τ -Werte liefert.

In den Tabellen 3.11 und 3.12 wurde auch das Ergebnis für den Leitergang der mit Ni-Mo 85/15 beschichteten Glasrohre, *Conf-II*, und V_{st}^α aufgelistet. Zwar konnte die UCN & VCN-Transmission um einen Faktor 1.66 gesteigert werden, jedoch blieb die gemessene UCN-Dichte unverändert. Wie in Abschnitt 3.1.6 gezeigt wird, liegt die besser Transmission vor allem am größeren Radius der 45° Bögen (statt $\rho_1 = \rho_2 = 8 \text{ cm}$ ist bei *Conf-II* $\rho_1 = 124.5 \text{ cm}$ und $\rho_2 = 53.5 \text{ cm}$) und steigert damit in erster Linie den VCN-Fluss.

Randnotiz: Die Messdaten zum Speichervolumen V_{st}^κ („UCN-Quellen Vergleichs-Setup“) entstammen der am TRIGA Mainz (Strahlrohr D) in Kooperation mit dem Paul Scherrer Institut (PSI, Villigen, Schweiz) und D. Ries durchgeführten Versuchsreihe zum weltweiten Vergleich der Leistungsstärke unterschiedlicher UCN-Quellen [88]. Die in der Publikation angegebenen Messwerte beziehen sich auf eine Speicherzeit von 2 s.

Zum Vergleich der hier dargestellten Messreihen wurde entgegen der Darstellung in [88] der Wert bei $t = 0 \text{ s}$ mittels Gleichung 3.11 bestimmt. Das Ergebnis ist $\rho(0) = 2.59(2) \text{ cm}^{-3}$ und $N_{\text{st}} = 82987 \pm 0.8\%$ mit den Fit-Parametern: $A = 8.4(1)$, $B = 8.3(1)$, $\tau_1 = (108.3 \pm 6.1) \text{ s}$ und $\tau_1 = (31.6 \pm 3.4) \text{ s}$.

Detailbetrachtungen zum Füllvorgang

Der Füllvorgang eines UCN-Speichervolumens an einer DC-Quelle²⁰, wie zum Beispiel der UCN-Turbine [133] am Institut Laue-Langevin [134], ist von dem an einer gepulsten Quelle (UCN-D, TRIGA Mainz) verschieden. Die Zahl der gespeicherten UCN bei einem konstanten Neutronenfluss steigt proportional zu $(1 - \exp(-t/\tau_{\text{dc}}))$ an und sättigt für $t \gg \tau_{\text{dc}}$ bei einem gegebenen Maximalwert in Abhängigkeit von Stärke und Neutronenspektrum der UCN-Quelle [67]. Dagegen existiert an einer gepulsten Quelle, wie Abbildung 3.16 zeigt, ein Zeitpunkt $t = t_{\text{fill}}$ zu dem die UCN-Dichte im Inneren des Speichervolumens maximal ist.

Die Zeitkonstante τ_{dc} setzt sich aus der Speicherzeit τ_{tot} nach Gleichung 3.8 und der charakteristischen Füllzeit τ_{fill} zusammen (reziprok addiert). Entsprechend der kinetischen Gastheorie ergibt sich die Füllzeit zu $\tau_{\text{fill}} = 4V/(v \cdot A_{\text{pipe}})$, wobei v die Geschwindigkeit der UCN, V das Speichervolumen und A_{pipe} die Querschnittsfläche des Speichereingangs ist. Für $A_{\text{pipe}} = A_{\text{exit}}$ ist diese gleich τ_{empty} (siehe Gleichung 3.12) und beschreibt den Abfluss der UCN aus dem Speichervolumen während des Füllvorgangs. Für $t \rightarrow \infty$ stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht zwischen Zu- und Abfluss der UCN in das Speichervolumen ein. Die Gleichgewichtsdichte entspricht der spektralen Dichte $n_{\text{quelle}} [\text{n neV}^{-1} \text{ cm}^{-3}]$ der UCN-Quelle, reduziert um den Faktor $1/(1 + \tau_{\text{fill}}/\tau_{\text{tot}})$ [67]. Für $\tau_{\text{tot}} \gg \tau_{\text{fill}}$ ist die Gleichgewichtsdichte und somit der Füllprozess unabhängig vom Volumen V_{st} des Speichergefäßes.

²⁰UCN-Quelle mit konstantem Neutronenfluss $\phi_{\text{UCN}} [\text{n s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$ (englisch für *direct current*, DC).

Nun zur Betrachtung des Füllvorgangs der gepulsten UCN-Quelle an Strahlrohr D. Die zeitliche Entwicklung der im Inneren des Speichervolumens befindlichen UCN N kann nach

$$\frac{dN}{dt} = \dot{N}_{\text{quelle}} - \frac{N}{\tau_{\text{tot}}} - \frac{N}{\tau_{\text{fill}}} \quad (3.14)$$

beschrieben werden, wobei $\dot{N}_{\text{quelle}}(t)$ [n/s] den zeitabhängigen UCN-Fluss aus Richtung der UCN-Quelle charakterisiert. Zu beachten ist, dass sowohl $N(t, V_{\text{st}})$ also auch $\tau(t, V_{\text{st}})$ Funktionen der Zeit²¹ t und dem Volumen V_{st} sind. Um $\dot{N}_{\text{quelle}}(t)$ zu ermitteln wurde wie bereits zuvor erwähnt der UCN & VCN-Fluss am Ort von Shutter S_2 gemessen. Der Messaufbau wie auch die Messdaten (grüne Kreise) sind in Abbildung 3.25 (links) dargestellt. Während die rot gestrichelte Linie den UCN-Fluss zeigt, stellt die rote Volllinie die integrale Zählrate dar (in der Summe $162 \cdot 10^3$ UCN nach 5 s).

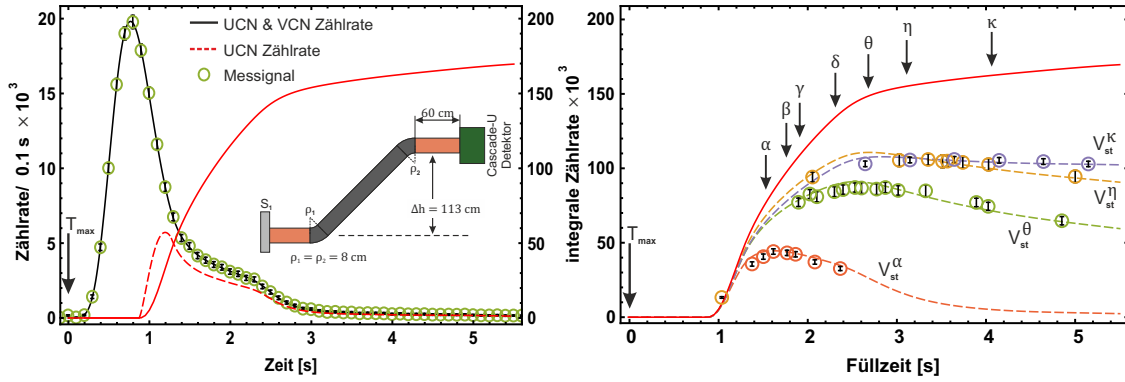


Abbildung 3.25: Links: UCN & VCN-Zählrate als Funktion der Zeit ($E_R = 6.0$ MW s, Juli15) am Ort von Shutter S_2 (Speichereingang). Die schwarze Linie entspricht einer Spline-Funktion an die Messdaten und dient der optischen Führung. Anhand der rot gestrichelten Linie ist der evaluierte UCN-Anteil der totalen Zählrate zu sehen. Die integrale UCN-Zählrate $\int \dot{N}_{\text{quelle}} dt$ ist mit der roten Volllinie dargestellt. Wie die nebenstehende Skizze zeigt befindet sich der Detektor am Ort von Shutter S_2 (vgl. Abbildung 3.14). Rechts: Anpassung der Differentialgleichung 3.14 an die Messdaten der Füllzeit-Optimierung (gestrichelte Linien). Die Parameter befinden sich in Tabelle 3.13. Die schwarzen Pfeile zeigen die optimale Füllzeit t_{fill} des jeweiligen Speichervolumens an. Die Zeitachse fängt entgegen der sonstigen Darstellung bei $T_{\text{max}} = 0$ s an.

Die Zeitabhängigkeit der τ -Werte kann mit einem Polynom 2. Ordnung abgeschätzt werden, wobei die Größenordnung für τ_{tot} durch die ermittelten Werte in Tabelle 3.12 und für τ_{fill} durch τ_{empty} gegeben ist.

Das Ergebnis der Anpassung von Gleichung 3.14 an die Messdaten der Füllzeit-Optimierung ist in Abbildung 3.25, rechts für V_{st}^{α} , V_{st}^{β} , V_{st}^{η} und V_{st}^{κ} zu sehen. Tabelle 3.13 listet die evaluierten Parameter auf.

²¹Genauer gesagt ist τ von der Neutronenenergie ϵ_0 abhängig. Aus der Flugzeitverbreiterung ergibt sich daraus eine zeitliche Abhängigkeit, die es zu berücksichtigen gilt.

Tabelle 3.13: Auflistung der gemessenen und evaluierten Parameter nach Gleichung 3.14 zum Füllvorgang der UCN-Speichermessungen.

V_{st}	Füllzeit [s]	$\tau_{\text{tot}}(t)$ [s]	$\tau_{\text{fill}}(t)$ [s]	$\tau_{\text{fill}}(t_{\text{fill}})$ [s]	$(\tau_{\text{empty}})_{1,2}$ [s]
$V_{\text{st}}^{\alpha} = 1.71 \text{ L}$	1.53(1)	10	0.5	0.5	{0.2, 0.9}
$V_{\text{st}}^{\theta} = 9.50 \text{ L}$	2.68(3)	$16 + 1 \cdot t^2$	$1 + 0.3 \cdot t^2$	3.2	{2.3, 3.6}
$V_{\text{st}}^{\eta} = 18.36 \text{ L}$	3.11(2)	$14 + 1 \cdot t^2$	$1 + 0.75 \cdot t^2$	8.3	{3.9, 6.3}
$V_{\text{st}}^{\kappa} = 32.04 \text{ L}$	3.06(6)	$32 + 1 \cdot t^2$	$0.2 + 0.95 \cdot t^2$	9.1	{5.2, 8.9}

3.2.5 Variation der Höhendifferenz zwischen Speichergefäß und Quellenausgang

Um die Vorhersage der MC-Simulation zur UCN-Dichte in Abhängigkeit der Höhendifferenz Δh zwischen Quellenausgang und Speichervolumen (siehe Skizze des Messaufbaus, Abbildung 3.14) zu untersuchen wurde in Strahlzeit *April15* eine entsprechende Testreihe durchgeführt. Das Ergebnis der MC-Simulation für *Conf-I* und V_{st}^{α} ist in Abbildung 3.26 (links) mit den orangeroten Quadraten dargestellt. Der Simulation zu Folge wird bei $\Delta h = 67 \text{ cm}$ die maximale UCN-Dichte erreicht, also gegenüber der experimentellen Standardhöhe von $\Delta h = 113 \text{ cm}$ bei einer geringeren Höhe. Die gemessene UCN-Dichte $\rho(0)$ als Funktion von Δh ist ebenfalls in Abbildung 3.26 (links, grüne Kreise) zu sehen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.14 aufgelistet.

Experimentell konnte der Verlauf der simulierten Daten nicht reproduziert werden. Vielmehr zeigt sich anhand der Messdaten eine mit der Höhe Δh ansteigende UCN-Dichte, und zwar über die Standardhöhe von 113 cm hinaus. Im Rahmen der Kooperationsmessung mit dem PSI zum weltweiten UCN-Quellen-Vergleich [88] wurde mit V_{st}^{κ} eine Höhenoptimierung durchgeführt, wobei der untersuchte vertikale Bereich vergleichbar ist. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.26 (rechts) dargestellt. Hier zeigt sich ebenfalls eine mit der Höhe Δh anwachsende UCN-Dichte, mit einem Maximum größer gleich 125 cm.

Die Kurvenanpassung zur Bestimmung der UCN-Dichte erfolgte wieder mit Gleichung 3.11, wobei die Messdaten von $\Delta h = 60 \text{ cm}$ und $\Delta h = 66.5 \text{ cm}$ sich einfach exponentiell verhalten. Die kurze Speicherzeitkonstante sowie Füllzeit deuten an, dass lediglich die schnellere Komponente des UCN-Geschwindigkeitsspektrum gespeichert wird.

Tabelle 3.14: Ergebnisse der Höhenoptimierung: UCN-Dichte $\rho(0)$, Speicherzeitkonstanten $(\tau)_{1,2}$, optimale Füllzeit (Messung, MC) und Intensität I_V .

Δh [cm]	$\rho(0)$ [cm^{-3}]	τ_1 [s]	τ_2 [s]	t_{fill} [s]	$(t_{\text{fill}})_{\text{MC}}$ [s]	I_V
60	17.2 ± 0.6	4.7 ± 0.1		1.41(3)	1.40	418 000
66.5	18.3 ± 0.7	4.5 ± 0.1		1.34(1)	1.42	418 200
76	19.9 ± 1.3	4.2 ± 1.1	8.2 ± 1.2	1.44(3)	1.45	406 000
113	21.7 ± 1.3	6.9 ± 0.7	18.8 ± 4.7	1.83(20)	1.56	369 500

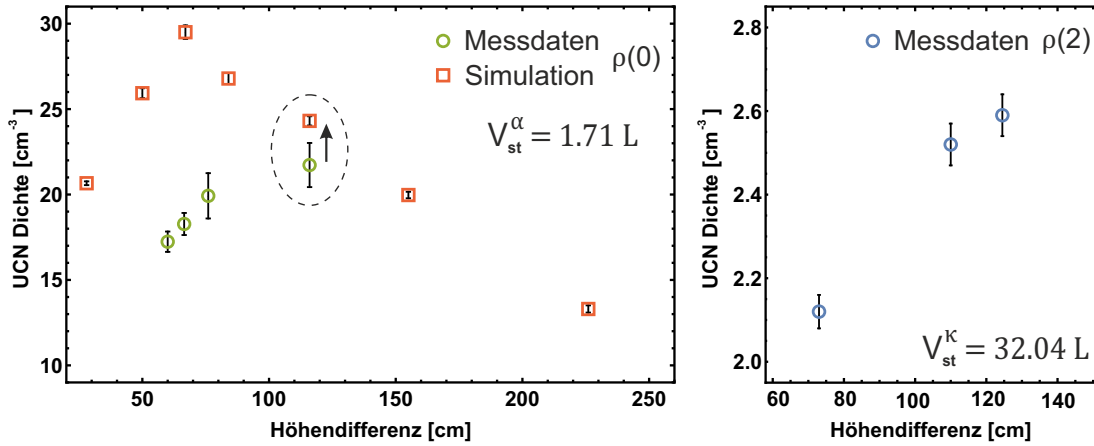


Abbildung 3.26: Links: Gemessene (grüne Kreise) und simulierte (orangerote Quadrate) UCN-Dichte als Funktion von Δh für *Conf-I* mit V_{st}^{α} . Für die experimentelle Durchführung wurden 1.5\$ Pulse verwendet. Der Messwert der Standardhöhe $\Delta h = 113$ cm zeigt gegenüber dem Durchschnittswert dieser Konfiguration (siehe Abbildung 3.22) eine Abweichung von -13% (schwarzer Pfeil), was an der kürzeren Füllzeit relativ zu sonstigen Messungen liegen könnte. Rechts: Gemessene UCN-Dichte als Funktion von Δh für *Conf-II* mit V_{st}^{κ} [88].

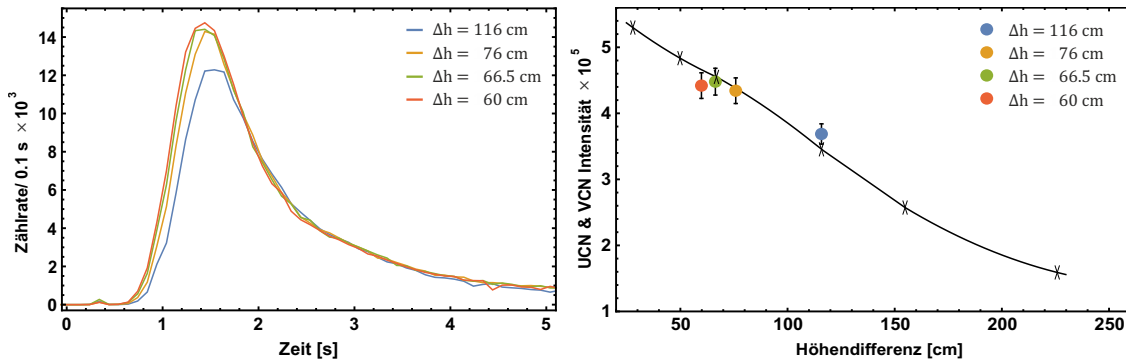


Abbildung 3.27: Links: Detektierte Zählrate als Funktion der Zeit für unterschiedliche Δh . Der erste Peak im Spektrum entspricht dem Signal thermischer Neutronen des Reaktorpulses. Rechts: Intensität I_V als Funktion der Höhendifferenz (farbige Kreise). Die schwarze Linie entspricht dem Ergebnis der MC-Simulation. Dabei erfolgte die Simulation für die mit einem Kreuz markierten Höhen. Die Abnahme der Intensität bei steigender Höhendifferenz liegt an der damit verbunden längeren Wegstrecke des Messaufbaus (Transmission Neutronenleiter: $T < 1$).

Die Messdaten des Modus *Transmission* sind in Abbildung 3.27 zu sehen: links die Zählrate als Funktion der Zeit, rechts die Intensität I_V als Funktion der Höhe. Auch das Ergebnis der MC-Simulation (schwarze Linie) ist eingezeichnet. Im Rahmen der Unsicherheit kann die Simulation den Verlauf der gemessenen Intensität in Abhängigkeit der Höhendifferenz wiedergeben.

Schlussfolgerung: Wie in den vorhergehenden Abschnitten gezeigt wurde ist es mit der MC-Simulation von Y. Sobolev möglich die Messdaten, sowohl die Zeitstruktur als auch den Absolutwert der transmittierten Neutronen, zu reproduzieren. Um jedoch Vorhersagen

zu treffen bedarf es einer intensiveren Feinabstimmung der einzelnen Simulationsparameter (für *Conf-I* sind dies über 170), um so mit einem einheitlichen Parametersatz die Messdaten unterschiedlicher experimenteller Konfiguration zu beschreiben.

3.2.6 Variation des Wand-Speicherpotentials

Der initiale UCN & VCN-Fluss der UCN-Quelle kann mit $\phi_{\text{ini}} = a_0 \cdot v^2$ angenommen werden [123]. Die spektrale Verteilung am Ort des Experiments außerhalb der Quelle hängt jedoch von den Transporteigenschaften der Neutronenleiter (Material, Rauheit) sowie deren Geometrie ab. Zur näheren Charakterisierung dieser Verteilung wurde das Wandpotential des Speichervolumens variiert und die maximal erreichbare UCN-Dichte $\rho(0)$ gemessen (*Conf-I*, siehe Abbildung 3.14, Strahlzeit: *April15*). Das Speichervolumen war je ein Neutronenleiter ($\varnothing = 66 \text{ mm}$, $\ell \simeq 1 \text{ m}$) der Materialien: Edelstahl, Kupfer, Quarz und Aluminium. Weitere Details sind in Tabelle 3.15 aufgelistet.

Tabelle 3.15: Eigenschaften der verwendeten Speicherrohre zur Bestimmung der UCN-Dichte. Aufgrund der elliptischen Verformung des Quarzrohrs war für den Einbau in das Shutter-System zu einer Seite hin ein Adapter aus Edelstahl nötig. Die Oberflächenqualität (Rauheit) der Metallrohre ist stark verschieden. Referenz Wandpotential V_F : * [112] und ** [122], wobei man für ** in der Literatur Werte zwischen 90 neV und 110 neV findet [131].

Speichervolumen	Länge [cm]	V_{st} [liter]	V_F [neV]	Oberflächenqualität
Edelstahl	98	3.35	185*	mech. + elektroly. poliert
Kupfer	100	3.42	168*	Industriestandard
Quarz mit Adapter	100 + 20	4.11	95**	Glas, gezogen
Aluminium	100	3.42	54*	mech. poliert

In Abbildung 3.28 ist die gemessene UCN & VCN-Zählrate sowie Intensität I_V im Modus *Transmission* aller vier Speicherrohre dargestellt. Dabei zeigt sich beim Kupfer- sowie Aluminium-Rohr ein Einbruch der gemessenen Intensität (−59 %, 47 %) gegenüber dem erwarteten Verlauf, basierend auf der MC-Simulation (schwarze Linie in Abbildung 3.28, rechts). Verantwortlich dafür ist die für den Neutronentransport viel zu raue Oberfläche der Rohre²² (siehe Tabelle 3.15). Um den Effekt abzuschätzen wurde eine Vergleichsmessung zwischen zwei Edelstahlrohren (1. Güteklasse²³ HE4o, 2. Güteklasse H3o, zusätzlich mechanisch poliert) der Länge 1.5 m (*Conf-I*, Einbau in 45° vertikaler Strecke) durchgeführt. Dabei zeigte das H3o Rohr gegenüber dem elektrochemisch polierten HE4o Rohr einen Rückgang der UCN & VCN-Intensität um 69 %.

²²Größenordnung: mechanisch + elektrolytisch poliert $\sim 100 \text{ nm}$, technisch glatt, gezogen $\gtrsim 1000 \text{ nm}$

²³Bezeichnung nach DIN 11866 (Hygieneklasse).

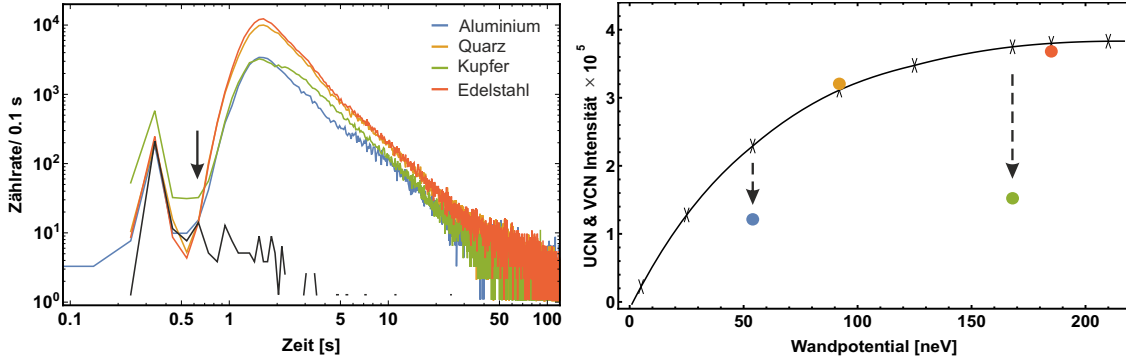


Abbildung 3.28: UCN & VCN-Zählrate als Funktion der Zeit für *Conf-I* bei Verwendung unterschiedlicher Materialien des Speichervolumens. Die schwarze Linie entspricht dem erwarteten Verhalten, ermittelt durch die MC-Simulation (siehe Abschnitt 3.2.2). Zur Anpassung der Nachweisempfindlichkeit des CASCADE-U Detektors wurden die Daten um einen Faktor 1.76 skaliert (siehe Tabelle 3.10).

Die Ergebnisse zur Bestimmung der UCN-Dichte in Abhängigkeit des Wand-Speicherpotentials sind in Abbildung 3.29 dargestellt, sowie den Tabellen 3.16 und 3.17 aufgelistet. Ausgehend von der Beziehung $E_n = \Lambda \cdot v^2$ zwischen Energie E_n und Geschwindigkeit v der Neutronen mit $\Lambda = 5.227 \text{ neV s}^2 \text{ m}^{-2}$ sowie einer v^2 -Abhängigkeit des Neutronenflusses ergibt sich die UCN-Dichte entsprechend der integralen Zählrate zu

$$\rho(E_{\max}) = \frac{1}{V_{\text{st}}} \int a_{\text{st}} \cdot v^2 \, dv = \frac{1}{V_{\text{st}}} \frac{a_{\text{st}}}{3} \cdot v_c^3 = \frac{1}{V_{\text{st}}} \frac{a_{\text{st}}}{3} \left(\frac{E_{\max}}{\Lambda} \right)^{3/2}. \quad (3.15)$$

Dabei ist $V_{\text{st}} = 3.58 \text{ L}$ das mittlere Volumen der Speicherrohre, a_{st} ein empirischer Parameter der die UCN & VCN-Flussstärke am Ort des Speichervolumens charakterisiert und $E_{\max} = V_F$ die maximal speicherbare Neutronenenergie. Für das effektive Speicherpotential (Fermi-Potential) V_F (siehe Kapitel 1, Abschnitt A.2) wurden die Literaturwert in Tabelle 3.15 verwendet.

Die Kurvenanpassung von Gleichung 3.15 an die Messdaten ist in Abbildung 3.29 anhand der roten Linie zu sehen. Die parametrisierte Neutronenflussstärke ergibt sich zu

$$a_{\text{st}} = (1051.2 \pm 67.6) \text{ s}^3 \text{ m}^{-3}.$$

Auch bei der UCN-Dichte zeigt sich der Einfluss der rauen Oberfläche des Kupfer- sowie Aluminiumrohrs. Zur Kurvenanpassung wurden daher lediglich die Ergebnisse der beiden anderen Speicherrohre (Edelstahl, Quarz) verwendet.

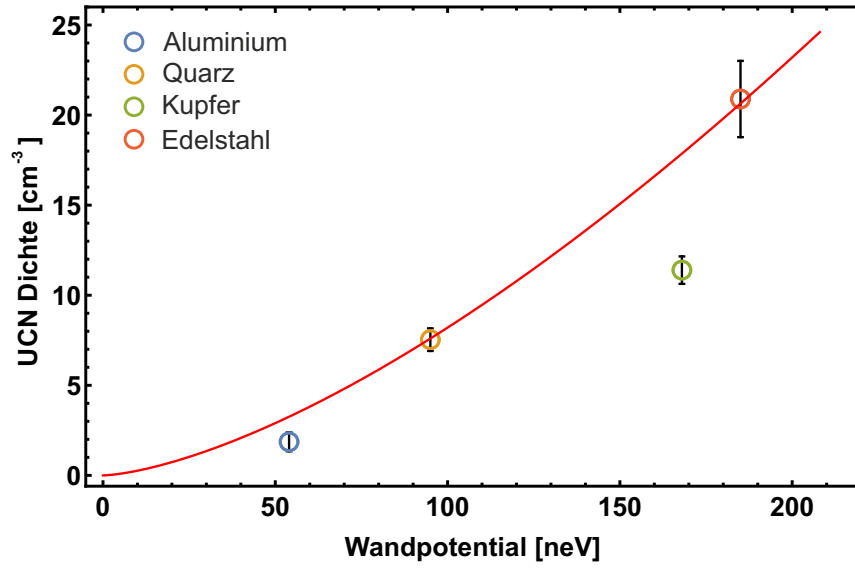


Abbildung 3.29: UCN-Dichte als Funktion der maximal speicherbaren UCN-Energie $E_{\max}$, was dem effektiven Potential V_F (Fermi-Potential) entspricht. Verwendet wurde der Messaufbau *Conf-I* mit einem Speichervolumen von im Mittel 3.58 L. Aufgrund der rauen Oberfläche der Speicherrohre Kupfer und Aluminium ergibt sich ein um etwa 40 % geringerer Messwert. Zur Anpassung der Nachweisempfindlichkeit des Neutronendetektors wurden die Werte entsprechend dem Faktor ε_{tof} in Tabelle 3.10 für *April15* skaliert.

Tabelle 3.16: Messwerte zur Bestimmung der UCN-Dichte bei variiertem Speicherpotential.

Speichervolumen	Füllzeit [s]	N_{st}	$\rho(0)$ [cm^{-3}]	$\delta\rho(0)$
Edelstahl	1.76(20)	70 000	20.9 ± 2.4	-
Kupfer	1.97(10)	39 000	11.4 ± 1.0	-36 %
Quarz mit Adapter	2.13(70)	30 900	7.5 ± 0.7	-
Aluminium	3.50(7)	6 400	1.9 ± 0.5	-43 %

Tabelle 3.17: Parameter der Kurvenanpassung von Gleichung 3.11 zur Bestimmung der UCN-Dichte $\rho(0)$ bei variiertem Speicherpotential.

Speichervolumen	τ_1 [s]	τ_2 [s]	$\exp(A)$ [cm^{-3}]	$\exp(B)$ [cm^{-3}]
Edelstahl	4.2 ± 2.1	15.9 ± 0.6	6.1 ± 1.7	14.9 ± 1.4
Kupfer	6.8 ± 1.0	21.8 ± 2.2	8.1 ± 0.7	3.3 ± 0.8
Quarz mit Adapter	5.8 ± 1.6	26.3 ± 2.0	3.7 ± 0.5	3.83 ± 0.5
Aluminium	2.5 ± 4.5	26.2 ± 1.5	0.3 ± 0.4	1.55 ± 0.1

3.2.7 Einfluss der Verschlusszeit des Shutter

Experimentell wurde die Schließ- und Öffnungszeit des Shutter-Systems zu 28.7(7) ms bestimmt (Messung der Lichtintensität, Signaländerung: 2 % zu 98 %). Wie gezeigt werden konnte bewirkt eine verlängerte Verschlusszeit den selben Effekt wie eine nicht optimalen Füllzeit.

Die zeitliche Sensitivität einer nicht optimalen Füllzeit ist in Abbildung 3.23 (links) anhand der grau schattierten Rechtecke dargestellt (Änderung der UCN-Dichte um -5% gegenüber Maximalwert). Je kleiner das Speichervolumen, desto kürzer ist das ermittelte Zeitfenster. Für $V_{st}^{\alpha} = 1.71\text{ L}$ ergibt sich $[-180\text{ ms}, +230\text{ ms}]$, was etwa sieben Mal größer als die Schließzeit des Shutter-Systems ist. Somit liegt der Einfluss der endlichen Verschlusszeit in der Größenordnung von $\mathcal{O}(10^{-3})$. Alle weiteren Details befinden sich in Kapitel E, Unterabschnitt E.1.1.

Anmerkung zur MC-Simulation: Die endliche Verschlusszeit der Shutter-Blende wird nicht berücksichtigt.

3.3 Untersuchungen zur Stabilität der UCN-Quelle

Kristallqualität Da der Mechanismus zur Erzeugung ultrakalter Neutronen auf dem Energieaustausch durch Phononen (Gitterschwingungen) basiert (siehe Abschnitt 1.4.2), muss der Konverter einen hohen Grad kristalliner Ordnung aufweisen. In einem idealen sD_2 -Kristall hängt die mittlere freie Weglänge λ_{inc} von der inkohärenten elastischen Streulänge b_{inc} ab. Mit der Teilchendichte $n_D = 2 \cdot 2.989 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ (relevant ist die Anzahl der D-Atome im sD_2) ergibt sich $\lambda_{\text{inc}} = 1/(4\pi b_{\text{inc}}^2 \cdot n_D) = 8.2\text{ cm}$ [112]. Jegliche Störung der Kristallordnung, wie zum Beispiel Gitterfehler oder Kristallränder, reduzieren die mittlere freie Weglänge.

Um diesen Effekt zu berücksichtigen wurde in [135] eine Korrelationsfunktion zur Beschreibung von Dichtefluktuation in einem ungeordnetem Material eingeführt. Damit ergibt sich der folgende Ausdruck: $1/\lambda_{\text{el}} = 1/\lambda_{\text{inc}} + 1/\lambda_{\text{dis}}(v)$. Anhand der MC-Simulationen (siehe Abschnitt 3.2.2) zeigte sich für $\lambda_{\text{el}} = \lambda_{\text{inc}}$ die beste Übereinstimmung gegenüber den Messdaten [22]. Dies deutet auf eine entsprechend gute Kristallqualität hin, die im wesentlichen durch die Ausfrier-Prozedur zur Herstellung des sD_2 -Kristalls gesteuert werden kann (siehe Abschnitt 2.2).

Langzeitstabilität Durch die Installation des Heliumverflüssigers (siehe Abschnitt 2.2) konnte die Dauer einer Strahlzeit auf mehrerer Wochen erweitert werden. Wenn auch nicht explizit untersucht, wurde im Rahmen der durchgeführten 2 bis 3-Wochen-Zyklen (*April15*, *Juli15*, *Sept15*, *Nov15*) keine wesentliche Änderung der Konverter-Qualität beobachtet. Auch mit ℓHe -Verflüssiger konnte eine Temperaturstabilität von 0.1 K über die gesamte Betriebsdauer erreicht werden.

3.3.1 Para-/Ortho-Konzentration des sD₂-Konverters

Neben der Kontamination mit Wasserstoff ist der Anteil von para-Deuterium im sD₂-Kristall bei der UCN-Produktion ein wesentlicher Verlustparameter [136] (siehe Abschnitt A.1). Unter Normalbedingungen beträgt die para-D₂-Konzentration 33 %. Zwar steigt im gefrorenen Zustand die ortho-D₂-Konzentration von Deuterium im Verlauf der Zeit, jedoch ist die Konversionsrate K ohne einen paramagnetischen Katalysator mit $K_{\text{nat}} = 6 \cdot 10^{-4} \text{h}^{-1}$ [137] sehr klein. Aus diesem Grund wurde ein sogenannter *para/ortho-Konverter* für Deuterium konstruiert. Dabei wird Oxsorb[®] als Katalysator eingesetzt. Es dauert etwa 5 h zum Pumpen des Gases in den Konverter ($T = 8 \text{ K}$) und weitere 5 h bei $T = 22 \text{ K}$ für eine maximierte ortho-Konzentration von 98.2 %. Diese Prozedur wird vor jeder Strahlzeit durchgeführt. Die technischen Details können in [107] nachgelesen werden.

Da der Katalysator einer natürlichen Alterung unterliegt, sowie zum Ausschluss sonstiger technischer Fehlfunktionen des Konverters, erfolgte nach jeder Strahlzeit eine Kontrolle der para/ortho-Konzentration. Wie bereits an anderen UCN-Quellen demonstriert [138] kann die para/ortho-Konzentration durch Raman-Spektroskopie der Rotationslinien vom gasförmigen D₂ bestimmt werden. Dafür wird das *Sentinel-II-532* Spektrometer von Bruker Optik GmbH verwendet. Für die Messung wird eine direkt am Gassystem der UCN-Quelle befindliche zylinderförmige Glaszelle²⁴ mit etwa 980 mbar D₂ Gas befüllt. Zuvor erfolgt eine Untergrundmessung der evakuierten Zelle. Abbildung 3.30 (links) zeigt das gemessene Raman-Spektrum im Anschluss der *Dez. 2015* Strahlzeit bei einem Druck von 980 mbar. Das Untergrund-Spektrum, produziert durch das Glasfenster der Zelle, wurde bereits mit der Software²⁵ zur Datenaufnahme abgezogen.

Die ortho-D₂ Konzentration c_0 kann nach [137] durch Raman-Streuung mittels dem Verhältnis der Raman-Intensitäten der wohl bekannten Spin-Übergänge $J = \text{gerade (ortho)}$ und $J = \text{ungerade (para)}$ ermittelt werden. Das Verhältnis R ist dabei gegeben durch

$$R = \frac{S(0 \rightarrow 2)}{S(1 \rightarrow 3)} = \frac{c_0}{1 - c_0} \cdot k_{\text{cal}}, \quad (3.16)$$

wobei $k_{\text{cal}} = 0.76$ [107] ein speziell für den Messaufbau bestimmter Kalibrierungsfaktor ist. Die Intensität $S(J \rightarrow J + 2)$ ist durch die Fläche der Peaks $J = 0$ und $J = 1$ gegeben. Diese wurde durch Kurvenanpassung der Funktion

$$I(\nu) = \Delta I + \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.17)$$

bestimmt, wobei A die Fläche, ν_0 die Lage des Maximums und $2\sigma\sqrt{2\ln 2}$ die FWHM-Breite der Peaks ist. ΔI stellt den trotz Untergrundabzug übrig gebliebenen Restwert dar. In Abbildung 3.30 (rechts) sind die nach Gleichung 3.16 evaluierten ortho-D₂ Konzentration der zwischen 2012 bis 2016 durchgeführten Strahlzeiten zu sehen. Die Parameter der

²⁴Duran[®] Glas, Länge: 150 mm, $\varnothing = 150 \text{ mm}$

²⁵OPUS Spektroskopiesoftware, Version 6, BRUKER OPTIK GmbH

Kurvenanpassung für das in Abbildung 3.30 (links) gezeigte Spektrum befinden sich in Tabelle 3.18.

Anhand der gemessenen ortho-D₂-Konzentrationen kann auch nach über 7 Jahren Betriebszeit eine funktionsfähige und stabile para/ortho-Konvertierung durchgeführt werden.

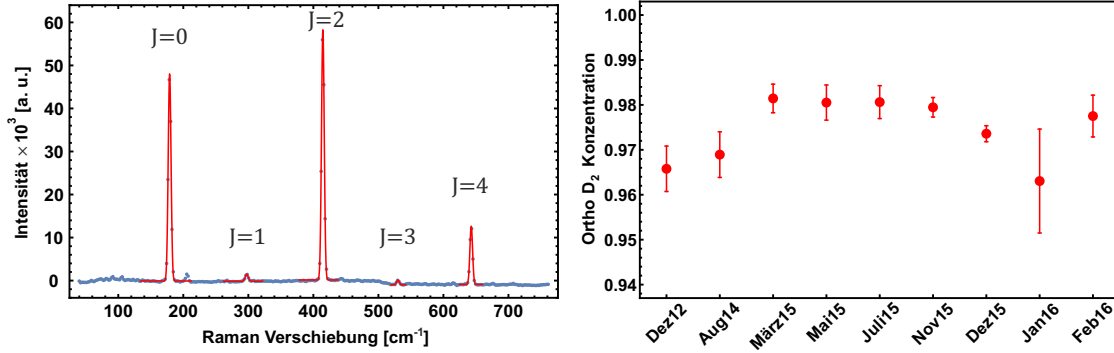


Abbildung 3.30: Links: Das im Anschluss der Strahlzeit *Dez. 2015* gemessene Raman Spektrum von D₂ Gas bei einem Druck von 980 mbar (blaue Punkte). Der Untergrund wurde bereits abgezogen. Durch Anpassung der Gauß-Funktion aus Gleichung 3.17 (rote Linien) wurde die Fläche der einzelnen Peaks bestimmt. Zu sehen sind lediglich die Rotationslinien des D₂.

Rechts: Die nach Gleichung 3.16 ermittelte ortho-D₂ Konzentration der einzelnen Strahlzeiten im zeitlichen Verlauf. Die Fehlerbalken entsprechen der Unsicherheit durch die Kurvenanpassung.

Tabelle 3.18: Parameter der Kurvenanpassung nach Gleichung 3.17 für das in Abbildung 3.30 (links) gezeigte Spektrum. Die Literaturwerte stammen aus [139].

J	A	ΔA	FWHM [cm ⁻¹]	ν_0	
				Experiment	Literatur
0	260 101	0.7 %	5.1	178.97	179.07
1	9 285	6.9 %	5.4	297.57	297.53
2	303 325	0.6 %	4.9	414.62	414.65
3	5 690	8.5 %	5.1	530.02	529.90
4	69 547	0.5 %	4.8	642.77	642.81

3.4 Zusammenfassung und Ausblick

Zielsetzung war es, die Performance der Quelle hinsichtlich des produzierten UCN & VCN-Spektrums zu charakterisieren, um so Optimierungsmöglichkeiten zu identifizieren. Untersucht wurde der UCN & VCN-Transport von der UCN-Quelle zum experimentellen Aufbau im Außenbereich (Wegstrecke etwa 8 m) und die Speicherung von UCN in unterschiedlich großen materiellen Speichergefäßen.

Zusammenfassend ergeben sich die folgenden Beobachtungen:

- Die UCN & VCN-Produktion ist proportional zum thermischen Neutronenfluss. Im „Dauerbetrieb“ konnte ein UCN-Fluss ($E_n \leq 185 \text{ neV}$) von 1.7 kHz (horizontal) und im „Pulsmodus“ bei einer Pulsstärke von 2% ($E_R = 10 \text{ MW s}$) eine UCN-Intensität von $N_{\text{trans}}^{\text{UCN}} = 162\,000$ (vertikal, $\Delta h = 116 \text{ cm}$) gemessen werden. Siehe Abschnitt 3.1.7 und 3.2.4.
- Für *Conf-I* bei $\Delta h = 116 \text{ cm}$ konnte die spektrale Energieverteilung des transmittierten UCN & VCN-Spektrums evaluiert werden. Speichermessungen mit unterschiedlichen Wandmaterialien bestätigten die Annahme der v^2 -Abhängigkeit des UCN-Flusses (TOF), wobei der gerichtete UCN-Anteil der transmittierten Intensität bei 34 % und der diffuse UCN-Anteil bei 12 % liegt. Siehe Abschnitt 3.1.3.
- Die Analysen der TOF-Spektren deuten darauf hin, dass der Neutronenpuls im Wesentlichen parallel zur Strahlachse gerichtet ist, womit für viele Anwendungen die Zeitstruktur des TOF-Spektrums durch eine ballistische Flugbahn der Neutronen angenähert werden kann.
- Die UCN-Einfangeffizienz ist in erster Ordnung vom Volumen des Speichergefäßes abhängig. Für die untersuchten Volumina konnte ab etwa $V_{\text{st}} = 10 \text{ L}$ eine maximale Einfangeffizienz von etwa 65 % evaluiert werden. Siehe Abschnitt 3.2.4.
- Werden für den Neutronentransport gebogene Leiter (45°) eingesetzt, ist die UCN-Transmission bei einem Radius von 25 cm am höchsten. Die segmentierten Glasbögen zeigten eine um $(18 \pm 7) \%$ reduzierte UCN-Transmission. Siehe Abschnitt 3.1.6.
- Mittels der MC-Simulation konnte die Zeitstruktur der gemessenen TOF-Spektren reproduziert werden (Transmission wie auch Speicherung). Die Genauigkeit der MC-Simulation zur Evaluierung des absoluten Neutronenflusses liegt in der Größenordnung von $\pm 10 \%$. Allerdings existiert zurzeit kein allgemeingültiger Parametersatz zur einheitlichen Beschreibung beliebig zusammengesetzter Messaufbauten.
- Durch die Installation des ℓHe -Verflüssigers wurde die technische Voraussetzung zum Betrieb der UCN-Quelle über mehrere Wochen hinweg geschaffen. Die Temperaturstabilität des sD_2 -Kristalls beträgt 0.1 K. Während den dreiwöchigen Strahlzeiten konnte keine Abnahme der UCN-Produktionsrate festgestellt werden. Basierend auf den MC-Simulationen kann von einem idealen Kristallgefüge des sD_2 ausgegangen werden [22]. Der para/ortho-Konverter zeigt keine Alterungseffekte und der ortho- D_2 -Anteil liegt bei etwa 98 %. Siehe Abschnitt 3.3.1.

- Der Effekt des Vormoderators reduziert sich im Wesentlichen auf die Funktion, die thermische Belastung des sD₂-Konverters beim Reaktorpuls zu minimieren. Die Steigerung der UCN-Produktionsrate ist maximal 30 %. Siehe Abschnitt C.3 und [22].

Ausblick

Wie Abbildung 9 in [22] zeigt, können laut der MC-Simulation weniger als 20 % der produzierten UCN ($v_n < 6$ m/s) den sD₂-Kristall verlassen und nur etwa 2 % überhaupt das außerhalb der UCN-Quelle befindliche Experiment (*Conf-I*, V_{st}^α) erreichen.

Zur Optimierung der UCN-Quelle an Strahlrohr D (nicht mehr Gegenstand dieser Arbeit) erfolgte im Anschluss von Strahlzeit *Jan16* ein Upgrade hinsichtlich 1. verbesserter Neutronenleiter (geringer Oberflächenrauheit) im in-pile-Rohr und 2. einer Beschichtung der Konverteroberfläche mit ⁵⁸NiMo 85/15 (siehe Abschnitt A.1). Bei Verwendung von $V_{\text{st}}^\kappa = 32$ L [132] konnte im Vergleich zum alten System [88] durch die Maßnahmen eine um einen Faktor 3.5 höhere UCN-Dichte gemessen werden [140].

4 Design und Aufbau von τ SPECT

In diesem Kapitel wird das neue Experiment τ SPECT, mit der Aufgabe die Lebensdauer τ_n freier Neutronen präzise zu messen, vorgestellt. Die anvisierte Genauigkeit beträgt $\Delta\tau_n < 0.3\text{ s}$ und soll schrittweise erreicht werden. Phase 1 hat zum Ziel die Speicherung von UCN in einem longitudinalen Magnetfeld zu demonstrieren und ist Teil dieser Arbeit (siehe Abschnitt 4.10). Eine vollständige magnetische Speicherung mit $\Delta\tau_n \simeq 1\text{ s}$ erfolgt in Phase 2. Entwicklung und Status relevanter Komponenten, wie ein Multipolmagnet aus Permanentmagneten oder eine Detektionssystem zum Nachweis der Produkte des Neutronenzerfalls, werden ebenfalls präsentiert. Die theoretischen Aspekte zum Neutronenzerfall können in Abschnitt 1.1.2 nachgelesen werden.

4.1 Das Konzept der Lebensdauerermessung

τ SPECT ist ein Experiment zur präzisen Messung ($\Delta\tau_n < 0.3\text{ s}$) der Lebensdauer freier Neutronen. Das Messprinzip beruht auf der dreidimensionalen magnetischen Wand-speicherung von ultrakalten Neutronen, sodass während der Speicherung kein materieller Wandkontakt entsteht. Wie in Kapitel 1.3 beschrieben, stellt die Interaktion der UCN mit dem Wandmaterial während der Speicherung einen experimentell nur schwer zu kontrollierenden Parameter dar und führt in jedem Fall zu anomalen Verlusten, d.h. zu einer verkürzten Speicherzeit. Mit der magnetischen Speicherung bei τ SPECT nutzt man daher eine neue systematische Methode, die es ermöglicht direkt die Zerfallskonstante τ_n des Neutronenzerfalls zu messen, ohne Extrapolation etwaiger Verluste gegen Null.

Aufgrund der Stern-Gerlach-Kraft $\mathbf{F} = \nabla(\boldsymbol{\mu}_n \cdot \mathbf{B})$ ist es möglich ultrakalte Neutronen durch einen Magnetfeldgradienten zu speichern¹, wobei μ_n das magnetische Moment des Neutrons ist (vgl. Abschnitt 1.5.2).

Die technische Realisierung der dreidimensionalen magnetischen Speicherfalle² erfolgt durch die Überlagerung eines longitudinalen sowie eines radialen Magnetfeldes (zylindersymmetrische Anordnung). Wichtig dabei ist eine möglichst hohe Magnetfeldstärke ($\sim 1\text{ T}$) am Rand der Falle zu erzeugen, wohingegen die longitudinale Feldstärke im Inneren nicht vollständig verschwindet (siehe Abbildung 4.1). Dieses Restfeld dient der Definition eines Bezugssystems für den Neutronenspin ($s_n = \frac{1}{2}$). Wie in Kapitel 1.5 erläutert orientiert sich der Neutronenspin an den Magnetfeldlinien durch eine parallel bzw. antiparallele Ausrichtung. Dementsprechend spricht man von Low-Field Seeker (LFS) oder High-Field Seeker

¹Diese Technik wird ebenso bei der Speicherung neutraler Atome mit einem magnetischem Moment genutzt. Als Beispiel sei die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats genannt.

²Für die weitere Betrachtung ist es zweckmäßig ein zylindersymmetrisches Koordinatensystem einzuführen, wobei die z-Koordinate als longitudinale und die x-y-Koordinaten als radiale Richtungen bezeichnet werden.

(HFS). Aufgrund der repulsiven Wirkung der Magnetfeldwand auf die LFS können diese im Inneren der Falle gespeichert werden, während die sogenannten HFS aus der Falle entweichen. Die Zuordnung der Neutronen als HFS oder LFS bleibt solange erhalten, wie der Spin der Neutronen den Feldlinien adiabatisch folgen kann (vgl. Gleichung 1.39). Ist diese Bedingung nicht mehr erfüllt, kann der Spin umklappen und ein zuvor als LFS gespeichertes Neutron als HFS die Falle verlassen. Wie bei der materiellen Wandspeicherung ergibt sich daraus ein anomaler Verlustkanal, den es zu vermeiden gilt.

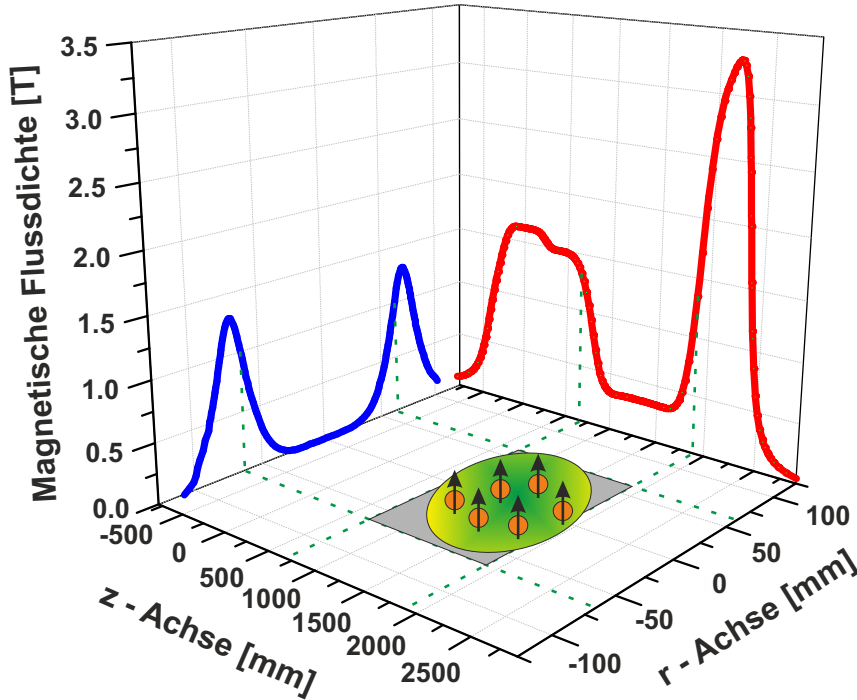


Abbildung 4.1: Darstellung der longitudinalen (z -Achse) und radialen (r -Achse) magnetischen Flussdichte zum Speichern der UCN (LFS) bei τ SPECT.

Speicherbare Neutronen sind LFS mit einer kinetischen Energie E_n kleiner als die magnetische Potentialbarriere $V_{\text{mag}} = \mu_n \cdot B$. Gerade diese Neutronen werden jedoch beim Transport in das Speichervolumen am ersten Magnetfeldmaximum reflektiert. Zur Lösung dieses Problems existieren zwei Möglichkeiten:

1. Zu Beginn der Füllung ist das longitudinale Feld am Eingang ausgeschaltet, sodass die UCN durch die „offene Tür“ in die Falle eintreten können. Anschließend wird so schnell wie möglich das Magnetfeld hochgefahren ($\sim$ wenige Sekunden). Diese Methode ist für eine kontinuierliche UCN-Quelle geeignet, birgt allerdings die Gefahr während des Hochfahrens im Bereich des Magnetfeldmaximums high-field-seeking Neutronen zu speichern [141]. Diese Neutronen können in ihrem lokalen Speichervolumen mit der Gehäusewand des Magneten interagieren, sodass eine stark verkürzte Speicherzeit vorliegt. Ohne entsprechende Reinigungsprozesse³ folgt damit eine Unterschätzung von τ_n . Minimieren lässt sich dieses Problem durch das Befüllen mit einem bereits polarisierten Neutronenstrahl [142].

³Typischerweise als „Reinigung des Spektrums“ (engl. *spectral cleaning*) bezeichnet.

2. Anders als die LFS können die HFS bei eingeschaltetem Magnetfeld in das Speichervolumen eintreten. Mittels einer sogenannten schnellen adiabatischen Passage (englisch für *adiabatic fast passage*, AFP) kann der Spin der Neutronen um exakt 180° gedreht werden (vgl. Abschnitt 1.5.3). Damit werden die HFS in speicherbare LFS konvertiert. Diese Methode ist besonders für gepulste Quelle geeignet und wird daher auch bei τ SPECT verwendet. Eine detaillierte Beschreibung der experimentellen Durchführung einer solchen Speichermessung wird in Abschnitt 4.10 dargestellt, während Abschnitt 4.6 die technische Realisierung der AFP dokumentiert.

Letztendlich wird τ_n durch die Echtzeitmessung der Zerfallsprodukte (Proton, Elektron) während der Speicherung ermittelt, wobei der Fokus auf der Protonendetektion liegt („counting the dead“). Die Herausforderung hierbei ist mit einer über die Messzeit hinweg konstant bleibenden, möglichst hohen Effizienz die Zerfallsprodukte außerhalb der Falle zu detektieren.

Alternativ besteht die Möglichkeit, nach einer gewissen Speicherzeit die ultrakalten Neutronen durch erneute Aktivierung der AFP aus der Falle zu entlassen und mittels eines Neutronendetektors nachzuweisen („counting the survivors“). Hierbei werden wiederholt Messungen mit variiertem Speicherzeit t_i durchgeführt und aus der exponentiell abnehmenden Zahl gespeicherter Neutronen N_i die Lebensdauer zu $1/\tau_n = \ln(N_2/N_1)/(t_2 - t_1)$ bestimmt. Diese Methode soll der Untersuchung systematischer Effekte und zur Verifizierung der Echtzeitmessung dienen. Vervollständigt wird die Analyse durch Monte-Carlo-Simulationen des kompletten Speichervorgangs.

Im Folgenden seien die relevanten Komponenten des Aufbaus näher beschrieben, sowie durch die Skizze in Abbildung 4.2 graphisch dargestellt.

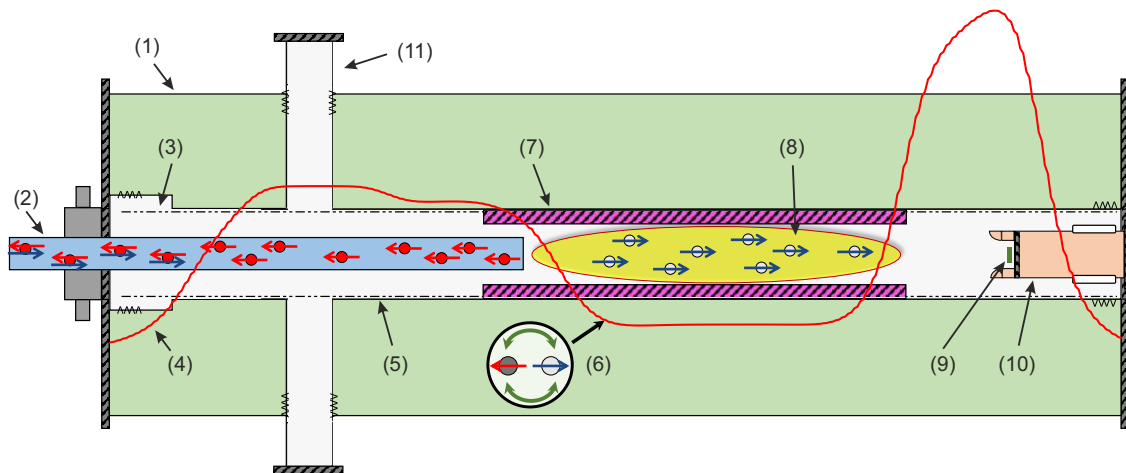


Abbildung 4.2: Skizze des Messprinzips von τ SPECT: (1) Kryostat des supraleitenden Magneten, (2) Neutronenleiter von UCN-Quelle kommend, (3) innerer Edelstahlzylinder, (4) Feldverlauf des longitudinalen Magnetfeldes, (5) kalte Bohrung des Kryostaten, (6) Position der AFP, (7) Halbach-Magnetsystem für radiale Speicherung, (8) effektives Speichervolumen der LFS, (9) Halbleiterdetektor zur Protonen-/Elektronen-Detektion, (10) Detektorelektrode und (11) insgesamt vier seitliche Zugänge zur inneren Bohrung.

Longitudinales Magnetfeld

Für das longitudinale Magnetfeld wird das supraleitende Magnetsystem des ehemaligen a SPECT Experiments verwendet [45, 38, 46]. Es wurde speziell für den adiabatischen Transport von Protonen entwickelt [143] und fungierte in Verbindung mit einem in die kalte Bohrung⁴ eingebrachten Elektrodensystem als MAC-E Filter⁵ [144].

Für den longitudinalen Einschluss der UCN bei τ SPECT bedarf es zweier räumlich getrennter Magnetfeldmaxima, wobei das Feld zwischen den Maxima nicht auf Null absinken darf. Diese Kriterien werden von dem supraleitenden Magnetsystem ausreichend erfüllt. Eine ausführliche Darstellung und Analyse des Magnetfeldverlaufs befindet sich in Kapitel 4.3.

Radiales Magnetfeld

Das radiale Magnetfeld wird durch ein zylinderförmiges Ringsystem von Permanentmagneten erzeugt. Durch Aneinanderreihen der Magnete in einem Kreis, wobei der Magnetisierungsvektor benachbarter Elemente um einen definierten Winkel gedreht wird, kommt es zu einer Verstärkung des magnetischen Flusses auf der einen Seite, während der Fluss auf der gegenüberliegenden Seite fast vollständig verschwindet. Die Idee dazu geht auf J. C. Mallinson [145] und K. Halbach [146] zurück. Ein solches System wird als *Halbach-Array* bezeichnet.

Die Magnetfeldstärke eines ringförmigen Halbach-Arrays in radialer Richtung besitzt eine r^{N-1} -Abhängigkeit, wobei $2N$ der Multipolordnung entspricht. Das Design von τ SPECT sieht einen Oktupol mit $N = 4$ vor. Details zu dem Magnetsystem werden in Abschnitt 4.5 genannt.

Anmerkung zur radialen Speicherung: Zur Untersuchung systematischer Effekte (z.B. nicht-adiabatische Prozesse) bei der UCN-Speicherung ist es von Vorteil die Magnetfeldstärke und damit das Speicherpotential variieren zu können. Mit einem supraleitenden Magnetsystem zur radialen Speicherung, wie zum Beispiel bei dem Experiment *PENeLOPE* [74, 142], wäre dies gegeben. Ein solches System war bei τ SPECT ursprünglich angedacht, musste jedoch aus technischen Gründen (Platzbedarf) verworfen werden.

AFP Spin-Flipper

Für den im Folgenden als „Spin-Flip“ bezeichneten Prozess der adiabatischen Passage wird ein rotierendes Radiofrequenzfeld (englisch für *radio frequency*, RF) benötigt, welches transversal zum longitudinalen Hauptfeld appliziert wird (vgl. Abbildung 1.15). Dieses Feld wird bei τ SPECT durch eine Resonanzspule, genauer gesagt einen *Birdcage Resonator*, realisiert (siehe Kapitel 4.6).

⁴Damit ist die in axialer Richtung durch den Kryostat führende Öffnung mit $\varnothing = 200$ mm gemeint. Die Bezeichnung „kalt“ soll auf die kryogene Wandtemperatur der Röhre hinweisen ($\simeq 100$ K). Für den Betrieb des supraleitenden Spulensystems muss diese Röhre evakuiert werden.

⁵MAC-E Filter ist eine Abkürzung und bedeutet im Englischen: **M**agnetic **A**diabatic **C**ollimation combined with an **E**lectrostatic Filter.

Der Birdcage Resonator ist im Bereich der Kernspinresonanzspektroskopie⁶ wohl bekannt [147] und besitzt im Vergleich zu alternativen Bauformen die höchste Homogenität: 90 % der Probenfläche liegt innerhalb einer Feldabweichung von weniger als $\pm 5\%$ [148]. Außerdem hat sich diese Technik bei vergleichbaren Experimenten⁷ mit ultrakalten Neutronen bewährt [94].

Protonendetektion

Aufgrund der Lorentzkraft folgen die geladenen Teilchen dem magnetischen Feldlinienverlauf⁸, wobei die Dichte der Feldlinien proportional zur Feldstärke ist (vgl. Abschnitt 1.5). Daraus ergibt sich eine Fokussierung der Teilchenbahnen hin zu hohen Feldstärken. Bei τ SPECT befindet sich daher ein Halbleiterdetektor (Silizium Drift Detektor⁹, SDD) in einem der beiden Maxima des longitudinalen Feldes (siehe Abbildung 4.2).

Zusätzliche Beschleunigungselektroden mit negativem elektrischen Potential dienen der Überwindung des magnetischen Spiegeeffekts (siehe Abschnitt 1.5.1) und der Totschicht des Halbleiterdetektors $\mathcal{O}(< 100 \text{ nm})$ [46]. Das Konzept der Protonendetektion wurde vom erfolgreich durchgeführten Experiment a SPECT [149, 150, 46] übernommen und entsprechend den neuen Anforderungen angepasst. Mit dem Datenaufnahmesystem ist ebenfalls ein Nachweis der Zerfallselektronen möglich, wobei aus kinematischen Gründen nur solche am SDD ankommen, die in direkter Richtung zum Detektor emittiert werden (reduzierte Signalarate). Die Details werden in Abschnitt 4.7 aufgeführt.

Neutronendetektion

Da Aus- und Eingang des Speichervolumens für die UCN identisch sind, befindet sich im derzeitigen Design eine Neutronenweiche im Strahlengang, sodass der Rücktransport nicht zur Quelle sondern zum Neutronendetektor erfolgt (vgl. Abbildung 4.4). Für die Detektion der nach der Speichersequenz noch vorhandenen UCN wird ein kommerzieller CASCADE-U 100 Detektor¹⁰ (vgl. Abschnitt E.3) verwendet.

Ein wesentliches Kriterium zur präzisen Bestimmung von τ_n ist die Kenntnis der anomalen Verluste der UCN während der Speicherung aufgrund nicht-adiabatischer Prozesse (z.B. Spin-Flip oder up-scattering¹¹).

Zur Untersuchung dieser Verlustkanäle ist bei τ SPECT der Einsatz von weiteren Neutronendetektoren in der Nähe des Speichervolumens geplant. Die größte Sensitivität wird

⁶NMR-Spektroskopie, englisch für *nuclear magnetic resonance*.

⁷Als Beispiel sei das UCNA Experiment zur Messung der Neutron-Elektron Asymmetrie im Neutronenzerfall am Los Alamos National Laboratory, USA genannt [41].

⁸Entlang der Flugbahn führen die geladenen Teilchen eine gyrierende Bewegung um die magnetischen Feldlinien herum aus.

⁹Hersteller: **PNDetector GmbH**, München, Detektor-Typ: UM-141101

¹⁰Kommerzielles Detektionssystem mit digitalem Datenaufnahmesystem der Firma CDT GmbH, Heidelberg [113].

¹¹Begriff aus dem englischen Sprachraum. Damit ist der Energieübertrag auf ein Neutron gemeint, infolgedessen es aufgrund der höheren Bewegungsenergie nicht mehr gespeichert werden kann und somit verloren geht. Als Beispiel sei der Energieübertrag durch Vibrationen des Speichervolumens genannt.

dabei durch den Einsatz eines auf die Innenwand des Oktupolmagneten platzierten, dünnwandigen (<1 mm) Detektors erreicht. In Betracht kommen dafür biegsame Siliziumwafer (Dicke $\mathcal{O}(< 100 \mu\text{m})$) [151] mit einer ^{10}B Beschichtung oder ^6Li dotierte Szintillatoren. Erste Studien mit einer mit ^{10}B beschichteten Silizium PIN-Diode wurden bereits durchgeführt (siehe Abschnitt E.2.2).

4.2 Technischer Aufbau

Im Folgenden seien relevante Informationen zum technischen Aufbau aufgeführt und anhand der CAD Zeichnung¹² in Abbildung 4.3 graphisch illustriert. Detaillierte Informationen zum supraleitenden Magnetsystem findet man bei [152, 38, 153] und im Benutzerhandbuch des Magnetsystems [154].

Anhand der Benennung *unten* sei die zur UCN-Quelle (1) und mit *oben* die zum Protonendetektor (14) zeigende Seite des Kryostaten (15) gemeint.

4.2.1 Die inneren Komponenten von τ SPECT

Die kalte Bohrung des Kryostaten (3) ist über einen Federbalg (16) zu jeder Seite mit dem Gehäuse (15) verbunden und laut Hersteller¹³ nur mit einem maximalen Gewicht von 50 kg zu belasten. Zusätzlich verfügt der Kryostat über vier seitliche Zugänge im Bereich des ersten Magnetfeldmaximums (5). Bei dem Vorgängerexperiment *a*SPECT wurde dieser Bereich als „Zerfallsvolumen“ (englisch für *decay volume*, DV) bezeichnet, wobei das Zentrum den Nullpunkt der *z*-Achse definierte. Diese Definition wird auch bei τ SPECT fortgeführt.

Aufgrund der geringen Belastbarkeit der kalten Bohrung, sowie aus Gründen des zu vermeidenden Wärmeeintrags, befindet sich ein zusätzliches Edelstahlrohr¹⁴ im Inneren (7), welches lediglich zu beiden Seiten auf den Endflanken des Kryostatgehäuses gelagert ist (17). Als Auflager dient eine gefräste Halbschale aus PEEK¹⁵ (geringe Wärmeleitfähigkeit, kompatibel für UHV), die mit dem Edelstahlrohr verschraubt ist. Damit sich in Folge der Wärmekontraktion die inneren Komponenten nicht verschieben, wurde das untere Auflager mit dem Gehäuse fest verschraubt. Die Innenwand des Kryostaten wirkt im Betrieb aufgrund der niedrigen Temperatur ($T \approx 100$ K) wie eine Kryopumpe für das Restgas. Um diese Eigenschaft trotz zusätzlichem Innenrohr zu erhalten, ist das Edelstahlrohr siebartig durchlöchert ($\varnothing = 20$ mm), mit entsprechend größeren Öffnungen im Bereich der seitlichen Zugänge. Zur Vermeidung möglicher Feldspitzen am Ort der Nachbeschleunigungselektrode des Protonendetektors befinden sich in diesem Bereich keine Löcher. Im Anschluss zur Kaltbearbeitung des Rohrs erfolgte eine mechanische sowie elektrochemische Politur.

¹²Die Abkürzung „CAD“ (engl. *computer-aided design*) bedeutet zu deutsch rechnerunterstütztes Konstruieren.

¹³Cryogenic Limited, London, UK.

¹⁴Abmessungen: $\varnothing_{\text{außen}} = 184.0$ mm, Wandstärke: 3.0 mm, Länge: (3370 ± 1) mm, Material: WNr. 1.4404 (AISI 316L), geschweißt, Schweißnaht innen blechen verschliffen

¹⁵Abkürzung für *Polyetheretherketon* (PEEK), hochtemperaturbeständiger thermoplastischer Kunststoff.

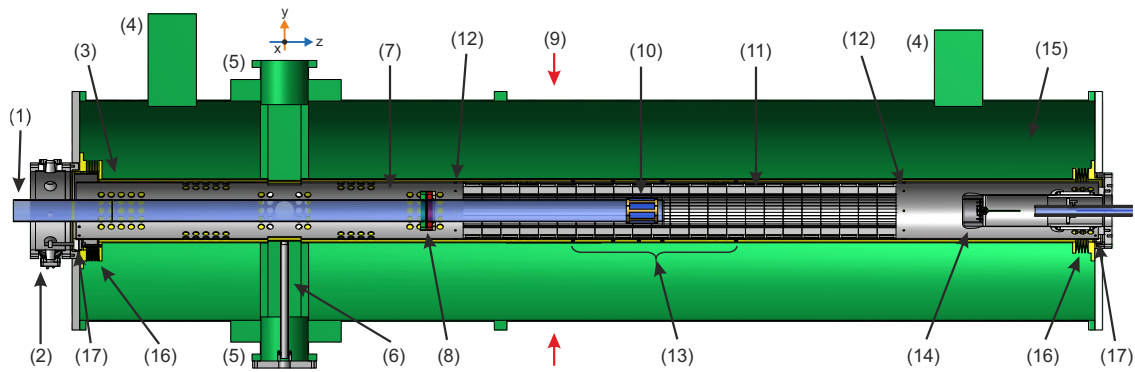


Abbildung 4.3: CAD Zeichnung der Inneren Komponenten von τ SPECT: (1) Neutronenleiter (Ein-/Ausgang), (2) Vakuumkammer (CF DN250) mit radialen Zugängen (CF DN16, CF DN40), (3) kalte Bohrung, (4) Kaltköpfe, (5) seitliche Zugänge (4 Stück, CF DN160), (6) Kabelkanal der inneren Korrekturspulen, (7) innenliegendes Edelstahlrohr, (8) Vakuum-Separationsfolie, (9) Position des Drehlagers (senkrecht zur Papierebene), (10) AFP Spin-Flipper (Birdcage Resonator), (11) Oktupol-Magnet, (12) Fixierung des Oktupol-Magneten, (13) Bereich der inneren Korrekturspulen, (14) Beschleunigungselektrode mit Halbleiterdetektor (CF DN200), (15) Kryostat, (16) Federbalg zur flexiblen Verbindung von Kryostat und kalter Bohrung und (17) Auflager (PEEK) des Edelstahlrohrs.

Der Oktupolmagnet (11) zur radialen Speicherung lagert im Inneren des Edelstahlrohrs bei $z = 570$ mm bis $z = 1950$ mm und ist mit diesem verschraubt (12). Der Außendurchmesser des Magneten ($\varnothing_{\text{außen}} = 174.0(4)$ mm) wurde auf das Innenmaß des Edelstahlrohrs angepasst. Da dieses keine exakt zylindrische Form besitzt, erfolgte eine Toleranzbestimmung mit Hilfe eines GFK-Rohrs¹⁶ als Dummy ($\varnothing_{\text{außen}} = 174$ mm, Länge: 1 m). Das Gesamtgewicht des Magneten samt Schalung (Material: Aluminium) beträgt 150 kg. Eine Belastungsanalyse mittels der Software *Autodesk Inventor Professional* 2012 [155] ergab eine maximale Durchbiegung von $\Delta y < 0.4$ mm.

Das Protonendetektionssystem (Silizium Drift Detektor sowie Elektrodensystem) befindet sich am oberen Ende des Kryostaten (14). Die Beschleunigungselektrode (*Detektor-Cup*) ist mit dem Endflansch fest verschraubt. Der Hochspannungsgenerator sowie das Datenaufnahmesystem (englisch für *data acquisition system*, DAQ) befinden sich in einem Faraday-Käfig außerhalb der magnetischen Abschirmung. Details zum Detektionssystem werden in Kapitel 4.7 diskutiert.

Aufgrund der Entfernung zwischen dem Eingang des Kryostaten und dem magnetischen Speichervolumen müssen die UCN im Inneren des Kryostaten über eine Strecke von etwa 1.23 m geführt werden. Für den Neutronenleiter (1) kommen dabei nur nicht-magnetische Materialien¹⁷ mit positivem Fermi-Potential V_F in Frage. Im Bereich der RF-Spule (10) können aufgrund der endlichen Eindringtiefe der elektromagnetischen Wellen (sogenannter Skin-Effekt) zusätzlich nur nicht-metallische Materialien verwendet werden. Geeignete

¹⁶Glasfaserverstärkter Kunststoff, Lieferant: Dr. Dietrich Müller GmbH, Ahlhorn.

¹⁷Magnetische Materialien werden durch das äußere Magnetfeld magnetisiert. Bei der Streuung von polarisierten Neutronen an magnetisierten Wänden kommt es während der Wandreflexion zur Umorientierung des Neutronenspins (Spin-Flip) [156, 141].

Materialien sind daher Kupfer und Quarz, wobei Kupfer eine hohe Wärmeleitfähigkeit besitzt, die es zu berücksichtigen gilt.

Zur effizienten Protonendetektion ist ein Ultrahochvakuum von $\mathcal{O}(10^{-8} \text{ mbar})$ nötig (Streuung und Absorption durch Restgas) [143]. Um dieses Ziel zu erreichen sind bei τ SPECT zwei CF DN160 Turbopumpen, sowie eine Ionengetterpumpe direkt am Kryostat (seitliche Zugänge (5)) verbaut. Außerdem wirkt, wie bereits erwähnt, die Innenwand des Kryostaten als Kryopumpe.

Zur Separation des Hauptvakuum gegenüber der äußeren Strahlführung befindet sich eine Aluminiumfolie im Strahlengang (8). Aufgrund des neutronenoptischen Wandpotentials von $V_F = 54 \text{ neV}$ [112] ist die Folie im Bereich des ersten Magnetfeldmaximums ($B > 1 \text{ T}$) platziert. Durch die magnetische Beschleunigung ($V_{\text{mag}} = \pm 60 \text{ neV/T} \cdot B$) können auch die niederenergetischen HFS (–) die Potentialbarriere überwinden.

Die mechanische Bewegung der zwei Kalkköpfe, welche das supraleitende Magnetsystem kühlen, erzeugen spürbare Vibrationen. Diese übertragen sich auf das Magnetfeld, insbesondere auf den Oktupolmagneten. In Folge der Vibrationen kann es zum Energieübertrag auf die gespeicherten Neutronen kommen und ist unbedingt zu minimieren. Um die Stärke der Schwingungen zu messen sollen 3-Achsen Beschleunigungssensoren am Oktupolmagneten wie auch am Kryostaten selbst befestigt werden.

Außerdem befinden sich an relevanten Stellen Temperatursensoren zur Überwachung des Wärmeeintrags (Resonanzspule, Korrekturspulen) wie auch ein Überdruckventil (Berstscheibe) an einem der seitlichen Zugänge.

4.2.2 Der Messplatz am TRIGA Mainz

τ SPECT ist am Messplatz von Strahrohr D des TRIGA Mainz aufgebaut (siehe CAD-Zeichnung in Abbildung 4.4). Die Quelle für ultrakalte Neutronen wurde bereits in Kapitel 3 im Detail beschrieben. Aufgrund der Abmessungen der Magnetfeldabschirmung und den eingeschränkten Platzverhältnissen am Strahlplatz ist die Platzierung in direkter Sichtlinie des Strahlrohrs nicht möglich. Die gesamte Konstruktion wurde daher um 90° gedreht seitlich versetzt zur Quelle aufgebaut.

Am Messplatz befindet sich eine höhenverstellbare Plattform¹⁸ (mobile Hubanlage für LKW, Antrieb: Elektromotor mit Spindel, maximale Traglast: 26 t) (8) auf der das gesamte Experiment platziert ist. Der maximale Hub beträgt 1.7 m (Auflagepunkt 2.0 m über dem Hallenboden).

Die Elektronik von τ SPECT und das Datenaufnahmesystem der Detektoren befindet sich ebenfalls hier. Die Systeme sind so aufgebaut, dass eine vollständige Steuerung und Überwachung per Computer möglich ist. Aus Sicherheitsgründen ist während des Reaktorbetriebs der Aufenthalt am Messplatz untersagt (zu hohe Strahlenbelastung).

¹⁸Hersteller: IME Autolift GmbH, Hallwang-Salzburg, Österreich.

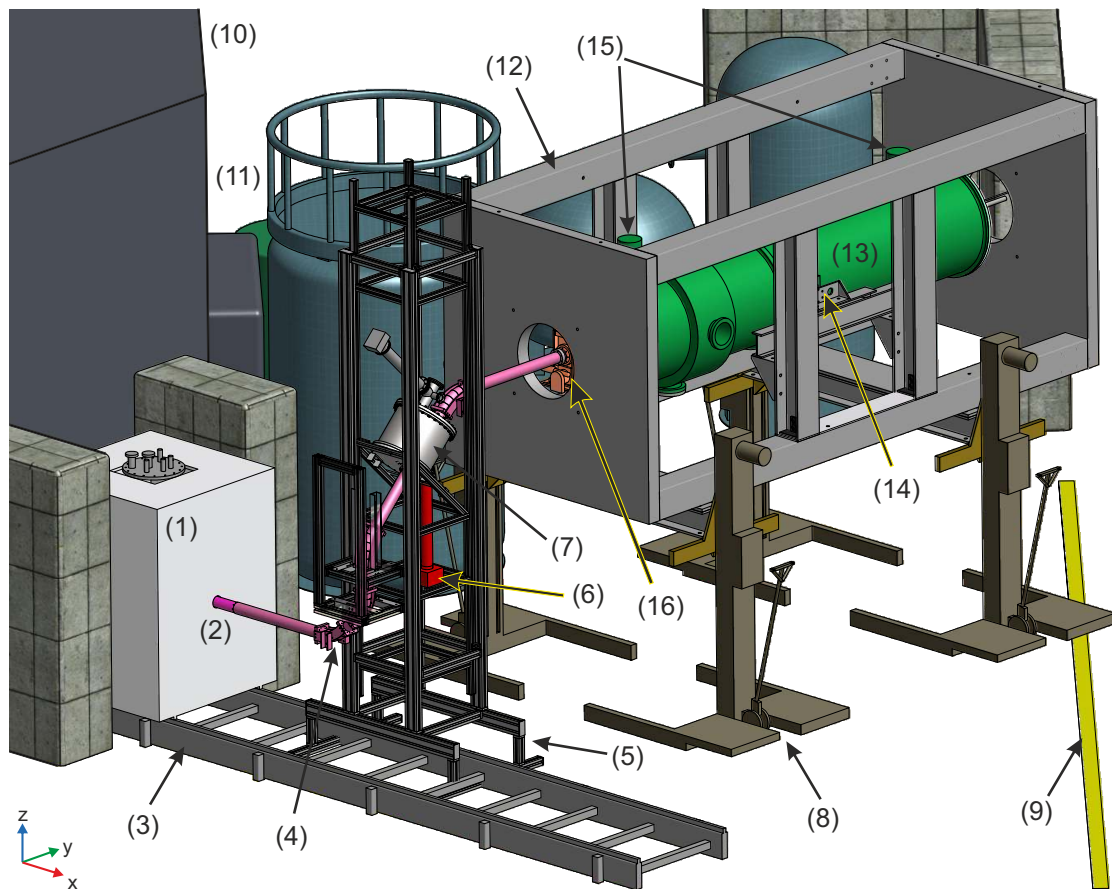


Abbildung 4.4: CAD Zeichnung des kompletten Messaufbaus von τ SPECT an Strahlrohr D des TRIGA Mainz: (1) UCN-Quelle, (2) Strahlrohrausgang der Quelle, (3) Schienensystem der Quelle, (4) Neutronenleitersystem, (5) Aluminium-Gerüst zur Fixierung der äußeren Strahlführung, (6) Neutronendetektor, (7) Neutronenweiche, (8) Hebebühne, (9) Begrenzung des Fluchtweges, (10) TRIGA, (11) ^4He -Verflüssiger mit 1500 L Dewar, (12) Magnetfeldabschirmung, (13) Kryostat des supraleitenden Magneten, (14) Drehlager des Kryostaten, (15) Kälteköpfe des Kryostaten und (16) Ein-/Ausgang des Neutronenleitersystems zu τ SPECT mit Vakuumschieber.

4.2.3 Äußere Strahlführung

Die Geometrie der äußeren UCN-Strahlführung ist recht anspruchsvoll, da nicht nur eine Höhendifferenz überwunden werden muss, sondern Ausgang UCN-Quelle (2) und Ein-/Ausgang τ SPECT (16) rechtwinklig zueinander stehen. Außerdem befindet sich eine Neutronenweiche (7) im Strahlengang. Die relativen Abstände zwischen UCN-Quelle und τ SPECT können der technischen Zeichnung in Abbildung D.3 im Anhang entnommen werden.

Grundvoraussetzung ist die UCN-Dichte innerhalb des magnetischen Speichervolumens zu Maximieren (hohe UCN-Transmission der Neutronenleiter, kurze Wegstrecke). Entsprechend der Potentialtiefe ΔE_{pot} der magnetischen Falle und der spektralen Energie-

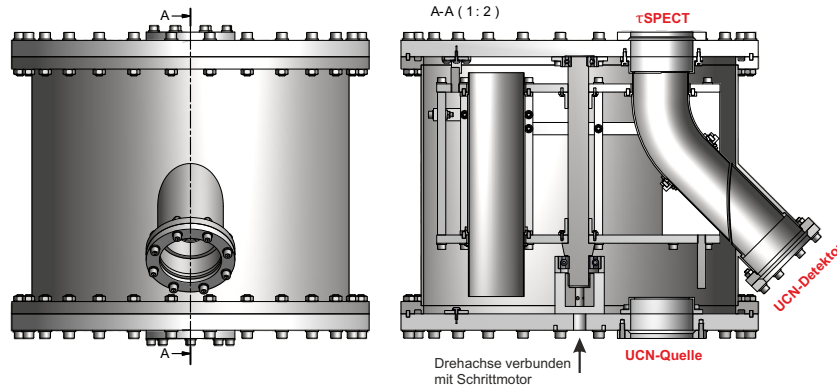


Abbildung 4.5: CAD Zeichnung der UCN-Neutronenweiche (Seitenansicht und Halbschnitt). Die Verbindung von jeweils zwei der Ein-/Ausgänge erfolgt durch ein drehbares Gestell im Inneren der Weiche, welches entweder den geraden oder den, wie im Bild zu sehen, 45° gebogenen Leiter entsprechend positioniert. Die Schlitzweite zwischen den Leiterstücken beträgt etwa 0.5 mm. Als Neutronenleiter sind Edelstahlrohre (Güte H30, siehe Anmerkung in Abschnitt 3.1.5) mit nachträglicher mechanischer Polierung ($R_a 40$ nm [117]) und $^{58}\text{NiMo}$ 85/15 Beschichtung verbaut.

verteilung des transmittierten Neutronenspektrums existiert eine optimale Höhendifferenz Δz . Mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation¹⁹ konnte für $\Delta E_{\text{pot}} = 54$ neV eine optimale Höhe von $\Delta z \approx 2$ m evaluiert werden (vgl. Abbildung D.2 im Anhang).

Zum Neutronentransport in den Strahlzeiten *April15* und *Juli15* wurden beschichtete Glasrohre²⁰ mit den Abmessungen ($\varnothing_{\text{au\ss en}} = 75$ mm, Wandstärke: 4.2 mm) verwendet. Die Beschichtung (gerade Leiter: NiMo 85/15, 45°-Bögen: $^{58}\text{NiMo}$ 85/15) wurde mittels der Sputter-Technologie aufgedampft [121, 120]. Insgesamt befinden sich vier 45°-Bögen in der Strahlführung, wobei jeder Bogen aus fünf Segmenten zusammengesetzt ist. Details zur Transmission der Bögen werden in Abschnitt 3.1.6 genannt.

Die Höhendifferenz bei den genannten Strahlzeiten betrug $\Delta z = 1.50$ m und basiert auf einer Abschätzung unter Zuhilfenahme von Monte-Carlo Simulationen. Siehe dazu Abschnitt D.2 im Anhang.

Die Neutronenweiche (7) wurde im Rahmen der Diplomarbeit von D. Stepanow zur Entwicklung eines Neutronen-Gravitationsspektrometers konstruiert (siehe Abbildung 4.5). Für weitere Details sei auf [117] verwiesen. Zur Verbesserung der Vakuumbedingungen im Strahlengang wurde die Neutronenweiche um einen Pumpstutzen erweitert²¹. Die mechanische Fixierung der Strahlführung erfolgte durch das Gerüst des Gravitationsspektrometers²².

¹⁹Eine kurze Beschreibung der Simulation findet sich in Abschnitt 3.2.2. Für weitere Details sei auf [22] verwiesen.

²⁰Produkt: DURAN®-Glas der Firma Schott AG, Mainz

²¹Installation von Turbopumpe (TURBO-V 81-T, Agilent) und Drucksensor (TKR-70, Pfeiffer Vacuum)

²²Aluminium-Profiltechnik, Hersteller: Robotunits GmbH, Österreich

Anmerkung: Der äußere Strahlengang kann erst nach Installation der UCN-Quelle aufgebaut werden (vgl. Abbildung D.3), jedoch ist es aus zeitlichen Gründen nötig den Abkühlprozess des Kryostaten bereits davor zu starten. Wie sich in der experimentellen Durchführung zeigte, kühlt der Neutronenleiter im Inneren des Kryostaten auf etwa 240 K ab. Zur Vermeidung der Kondensation von Luftfeuchtigkeit muss der Neutronenleiter zu τ SPECT hin mit einem geeigneten Ventil²³ (16) verschlossen und evakuiert sein.

4.3 Die longitudinale Speicherung

4.3.1 Das supraleitende Magnetsystem

Das supraleitende Spulensystem, bestehend aus dem Material Niob-Titan (NbTi)²⁴, sowie der Kryostat wurden von der Firma *Cryogenic Limited*²⁵ konstruiert und gebaut [154]. Die Spulenkonfiguration ist in der Skizze von Abbildung 4.7 maßstabsgetreu dargestellt. Neun der elf Spulen²⁶ sind in Reihe miteinander verbunden und sollten mit maximal $I \equiv I_{\text{main}} = 70$ A belastet werden (designt wurde das System für $I_{\text{main}} = 100$ A).

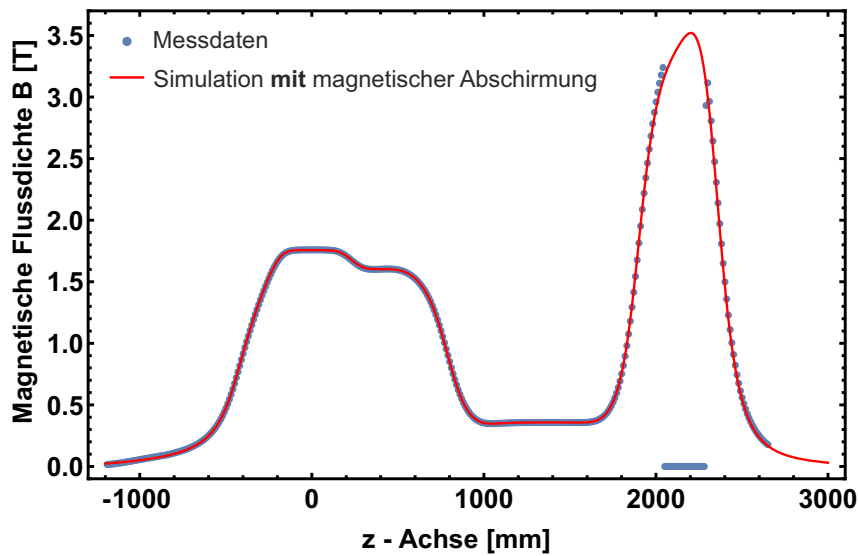


Abbildung 4.6: $B_z(z)$ des supraleitenden Magnetsystem bei $x = y = 0$ für $I_{\text{main}} = 56.68$ A. Es ist anzumerken, dass der Messbereich der Hall-Sonde auf $B \leq 3$ T beschränkt und bis $B \simeq 2.1$ T kalibriert ist [158].

²³Für die Strahlzeiten *April15* und *Juli15* wurde dafür ein zum Sicherheitsventil der UCN-Quelle D des TRIGA Mainz baugleiches Ventil verwendet und entspricht einer Spezialanfertigung des Herstellers VAT Vakuumventile AG, Haag, Schweiz.

²⁴NbTi, Hochtemperatursupraleiter mit einer Sprungtemperatur von 9.2 K [157]

²⁵Cryogenic Limited, London, United Kingdom

²⁶Die Spulen *c3* und *c5* sind lediglich Korrekturspulen auf Höhe des Zerfallsvolumens (DV) von α SPECT und werden für τ SPECT nicht benötigt. Beide Spulen können einzeln betrieben werden.

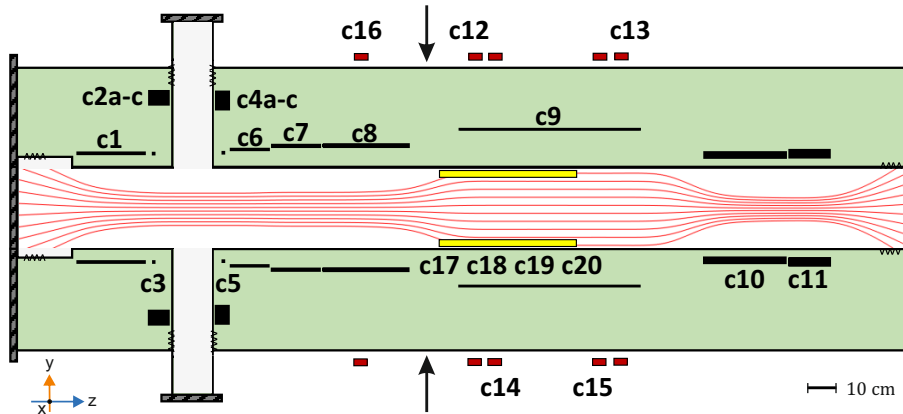


Abbildung 4.7: Skizze (Maßstab 1:25) des supraleitenden Magnetsystems im Längsschnitt: $c1$ bis $c11$ sind die supraleitenden Spulen im inneren des Kryostaten, die von zwei Kaltköpfen (nicht eingezeichnet) gekühlt werden. $c12$ bis $c16$ entspricht äußeren und $c17$ bis $c20$ inneren normalleitenden Korrekturspulen. Die roten Linien entsprechen den simulierten magnetischen Flusslinien im Bereich der kalten Bohrung ($I_{\text{main}} = 56.68 \text{ A}$).

Der Magnet kann sowohl im *driven mode* als auch im *persistent mode*²⁷ betrieben werden. Die Kühlung erfolgt durch zwei Kaltköpfe der Firma Sumitomo²⁸. Zusätzlich besteht die Möglichkeit einer Vorkühlung mittels flüssigem Stickstoff. Das Gesamtgewicht des Kryostaten beträgt etwa 1 t.

Zur Minimierung des magnetischen Streufelds im Außenbereich befindet sich das Magnetsystem innerhalb einer 10 t schweren ferromagnetischen Eisenabschirmung: 4 Säulen aus ARMCO Weicheisen und 2 Endplatten aus S235JRG2 Konstruktionsstahl (siehe Abbildung 4.4). Innerhalb der Abschirmung lagert der Kryostat auf einer im Zentrum positionierten drehbaren Achse (14).

Für eine detaillierte Charakterisierung des Spulensystems inklusive der magnetischen Eisenabschirmung sei auf [153] verwiesen. Abbildung D.6 im Anhang zeigt die Positionierung von τ SPECT an Strahlrohr D des TRIGA Mainz (Draufsicht). Der Zeichnung überlagert ist das simulierte magnetische Streufeld mit der 5 G Herzschrittmacher-Grenze.

4.3.2 Korrekturspulen für das longitudinale Magnetfeld

Die schnelle adiabatische Passage (AFP) zum Speichern der ultrakalten Neutronen erfolgt in der Talsohle nach dem ersten Maximum des longitudinalen Magnetfelds, um so eine maximale Speichertiefe zu erhalten. In Abschnitt 1.5 wird die Theorie zur AFP erläutert und eine Abschätzung zur Spin-Flip-Effizienz angegeben.

²⁷Begriffe aus dem Englischen, bezeichnen die Betriebsart eines supraleitenden Magneten: *driven mode* = Netzteil mit Spulensystem verbunden, „switch“ geheizt (normalleitend) und *persistent mode* = Netzteil von Spulensystem entkoppelt, „switch“ nicht geheizt (supraleitend). Der sogenannte „switch“ ist dabei der Einspeisepunkt für den elektrischen Strom. Für Temperaturen oberhalb von 10 K wird das kurze Leiterstück normalleitend.

²⁸Modell: RDK-408D, zweistufig, 1.0 W @ 4 K

Motivation und Design

Für den auf Basis der adiabatischen schnellen Passage (AFP) benötigten Spin-Flip der UCN am Eingang der magnetischen Falle sind zwei Aspekte der Magnetfeldform wichtig:

1. Der Gradient $\nabla_z B_z$ des longitudinalen Magnetfelds sollte für UCN-Geschwindigkeiten in der Größenordnung von $\simeq -1 \text{ G/cm}$ liegen.
2. Im Bereich der Resonanzspule (Länge $\simeq 10 \text{ cm}$) sollte der Gradient konstant oder zumindest monoton sein.

Nach Gleichung 1.47 wäre damit die Effizienz $\varepsilon > 99 \%$ für einen Spin-Flip, wobei $v = 5 \text{ m/s}$ und $B_1 = 1 \text{ G}$ angenommen wird.

Der supraleitende Magnet des früheren Experiments *a*SPECT besitzt zwischen den beiden Hauptmaxima ein lokales Maximum mit einer Amplitude von $\Delta B_z^{\text{lokal}} = 1.7 \text{ G/A} \cdot I_{\text{main}}$. Diese Feldform ist mit den genannten Kriterien nicht vereinbar, da $\nabla_z B_z \simeq -100 \text{ G/cm}$ und nicht monoton ist (vgl. schwarze Linie im linken Diagramm von Abbildung 4.8). Die Effizienz für einen Spin-Flip wäre nur $\varepsilon \approx 12 \%$.

Zur Anpassung der Feldform werden zusätzliche Spulen benötigt, da das vom supraleitenden Magneten erzeugte longitudinale Feld selbst nicht modifiziert werden kann²⁹. Die Modifikation muss dabei über einen Bereich von etwa 12 cm erfolgen (vgl. Abbildung 4.8). Außerhalb des Kryostaten angebrachte Luftspulen erzeugen ein Magnetfeld, dessen räumliche Breite³⁰ etwa 45 cm ist, sodass weitere Spulen innerhalb der kalten Bohrung nötig sind.

Die zur Korrektur der Feldform benötigte Spulenkonfiguration wurde anhand der Software *COMSOL Multiphysics*[®], Version 4.3b und dem Modul *Magnetic Fields* berechnet und ist in Abbildung 4.8 dargestellt. In einem ersten Schritt erfolgte die Simulation des supraleitenden Magneten 2D-achsensymmetrisch ohne Eisenabschirmung. Die benötigten Spulenparameter entsprechen den Angaben des Herstellers³¹ und können Tabelle 1 in [153] entnommen werden. Basierend auf dem simulierten Feldverlauf $B_z(z)$ konnten im zweiten Schritt die Parameter der Korrekturspulen ermittelt werden (siehe Tabelle 4.1). Um Position und Anzahl der benötigten Spulen abzuschätzen, wurde zuvor der Feldverlauf auf Basis des Biot-Savart-Gesetzes [159] analytisch untersucht.

Anmerkung: Im Zeitraum von Planung und Konstruktion der Korrekturspulen befand sich das supraleitende Spulensystem am Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble,

²⁹Aufgrund der in Reihe verbundenen Spulen des supraleitenden Magneten wäre ein technischer Umbau durch den Hersteller (Cryogenic Limited) nötig.

³⁰Das Magnetfeld einer Leiterschleife mit dem Radius r_L kann nach dem Biot-Savart-Gesetz analytisch berechnet werden [159]. Die volle Halbwertsbreite entlang der Achse beträgt $\Delta z \approx 1.18 \cdot r_L$. Für eine außerhalb des Kryostaten angebrachte Luftspule ist $r_L \approx 380 \text{ mm}$.

³¹Gegenüber dem früheren Betrieb beim Experiment *a*SPECT werden die Spulenpaare *c3* und *c5* bei τ SPECT nicht benötigt. Ebenso erfolgt die Nutzung der äußeren Korrekturspulen in einer anderen Funktion.

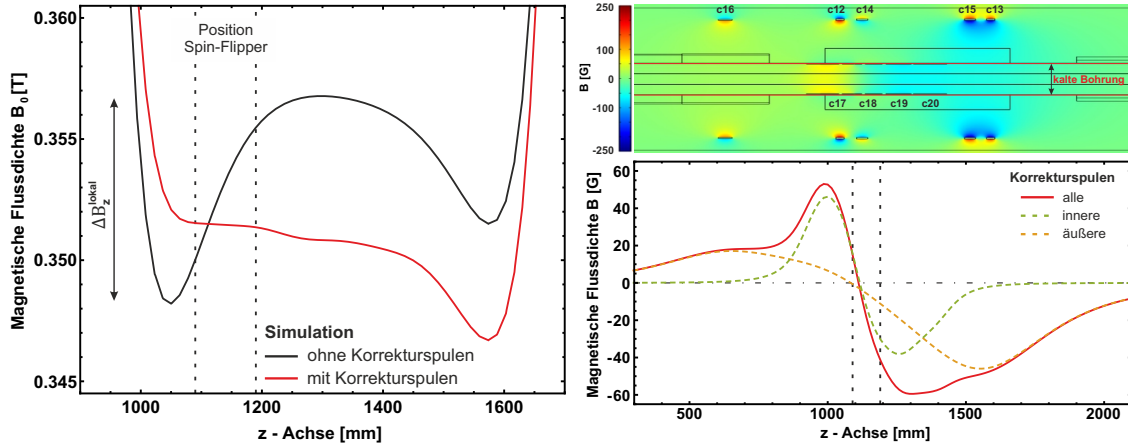


Abbildung 4.8: Im linken Diagramm sieht man die simulierte magnetische Flussdichte des longitudinalen Magnetsystems ohne (schwarze Linie) und mit evaluierten Korrekturspulen (rote Linie), basierend auf den Parametern aus [153] und $I_{\text{main}} = 56.68$ A. Auf der rechten Seite ist die magnetische Flussdichte der Korrekturspulen entlang der z -Achse dargestellt. Durch die Korrektur wird der Gradient laut Simulation von etwa $\nabla_z B_z \simeq -100$ G/cm auf $\nabla_z B_z < -0.5$ G/cm reduziert.

Tabelle 4.1: Geometrie der Korrekturspulen beim Experiment τ SPECT: Die erste Spalte gibt die Bezeichnung der Spule an. In Spalte zwei bis vier werden innerer Radius, Dicke, untere Kante und Länge der Spule aufgelistet. Die sechste Spalte gibt die Stromdichte der Spule in Einheiten des angelegten Spulenstroms I [A] an. Die letzte Spalte listet die Windungen der Spule auf.

	Spule	r_{in} [cm]	t [cm]	z_{min} [cm]	l [cm]	J_ϕ [A cm $^{-2}$]	N
Externe Spulen	c12	37.4	2.10	102.0	5.0	$3.05 \cdot I$	32
	c13	37.4	2.10	156.5	5.0	$3.05 \cdot I$	32
	c14	37.4	2.80	109.5	5.0	$2.86 \cdot I$	40
	c15	37.4	2.80	148.5	5.0	$2.86 \cdot I$	40
	c16	37.4	3.00	60.5	5.2	$7.18 \cdot I$	112
Interne Spulen	c17	9.3	0.34	92.4	4.9	$27.01 \cdot I$	45
		9.3	0.53	97.3	6.7	$25.63 \cdot I$	91
		9.3	0.53	105.3	4.2	$24.71 \cdot I$	55
	c18	9.3	0.53	109.7	2.7	$24.46 \cdot I$	35
		9.3	0.53	113.6	6.1	$26.29 \cdot I$	85
	c19	9.3	0.53	121.1	9.2	$25.84 \cdot I$	126
	c20	9.3	0.34	131.1	12.1	$26.25 \cdot I$	108

Frankreich (Hauptmessphase *a*SPECT). Daher war es nicht möglich Magnetfeldmessungen zur Validierung der simulierten Daten durchzuführen.

Eine detailliertere Ausführung der Simulationsmethode zur Berechnung des magnetischen Feldverlaufs mit der Software *COMSOL*, basierend auf der „Methode der finiten Elemente“ (FEM), findet sich bei G. Konrad [153].

Technische Umsetzung der äußeren Korrekturspulen

Im Prinzip könnte die Feldkorrektur ausschließlich mit inneren Spulen umgesetzt werden. Aufgrund der Dissipation in den Leitern reduziert der künstliche Wärmeeintrag die Kühlleistung der Kaltköpfe und gefährdet so den Betrieb des supraleitenden Magneten. Durch Verwendung von äußeren Spulen verringert sich die dissipierte Leistung um das 2 bis 3-fache.

Bereits bei der Analyse wurden die vier vorhandenen Korrekturspulen (*c12*–*c15*) des Vorgängerexperiments *a*SPECT berücksichtigt, sodass diese ohne Weiteres Verwendung finden. Darüber hinaus musste eine fünfte baugleiche Spule (*c16*) installiert werden, jedoch mit reduziertem Leiterquerschnitt von 2.5 mm^2 . Jede Spule ist auf einem gebogenen Aluminium U-Profil gewickelt und besitzt eine Wasserkühlung. Position und Dimension der Spulen sind Tabelle 4.1 zu entnehmen. Wie dem rechten Diagramm der Abbildung 4.8 zu entnehmen ist erzeugt die Stromverteilung in der Summe eine alternierende magnetische Flussdichte (vergleichbar mit einer nicht symmetrischen Anti-Helmholtz Spulen-Konfiguration). Der im Experiment anliegende Spulenstrom ist Tabelle 4.2 zu entnehmen.

Tabelle 4.2: Experimentelle Parameter der äußeren Korrekturspulen bei τ SPECT. Für die Analyse wurde $I_{\text{main}} = 56.68 \text{ A}$ gewählt.

	<i>c12</i>	<i>c13</i>	<i>c14</i>	<i>c15</i>	<i>c16</i>
Widerstand R [Ω]	0.6	0.6	0.4	0.5	2.3
Strom I [A]	+40	−40	−20	−40	+8

Technische Umsetzung der inneren Korrekturspulen

Zum Bau der inneren Korrekturspulen konnte die Mantelfläche des zusätzlich in den Kryostaten eingebrachten Edelstahlrohrs verwendet werden (siehe (7) & (13) in Abbildung 4.3). Aus Gründen der Vakuumkompatibilität wurde als Stromleiter ein mit Kapton[®] isoliertes Kabel³² verwendet. In radialer Richtung beträgt der Abstand zwischen Edelstahlrohr und Kryostatwand $8.0(6) \text{ mm}$, sodass bis zu drei Kabellagen möglich sind. Relevante Parameter wie Position und Anzahl der Windungen befinden sich in Tabelle 4.1.

Auch die inneren Korrekturspulen besitzen eine gegensinnige Stromverteilung zueinander, sodass in der Summe ein alternierender Feldverlauf entsteht (vgl. Abbildung 4.8, rechts).

³²Kupferleiter, vernickelt, Querschnitt Litze: 2.0 mm^2 , Außendurchmesser: $(2.15(20) \text{ mm})$, Temperaturbereich: 93 K bis 473 K , Lieferant: Thermo Sensor GmbH, Bönen.

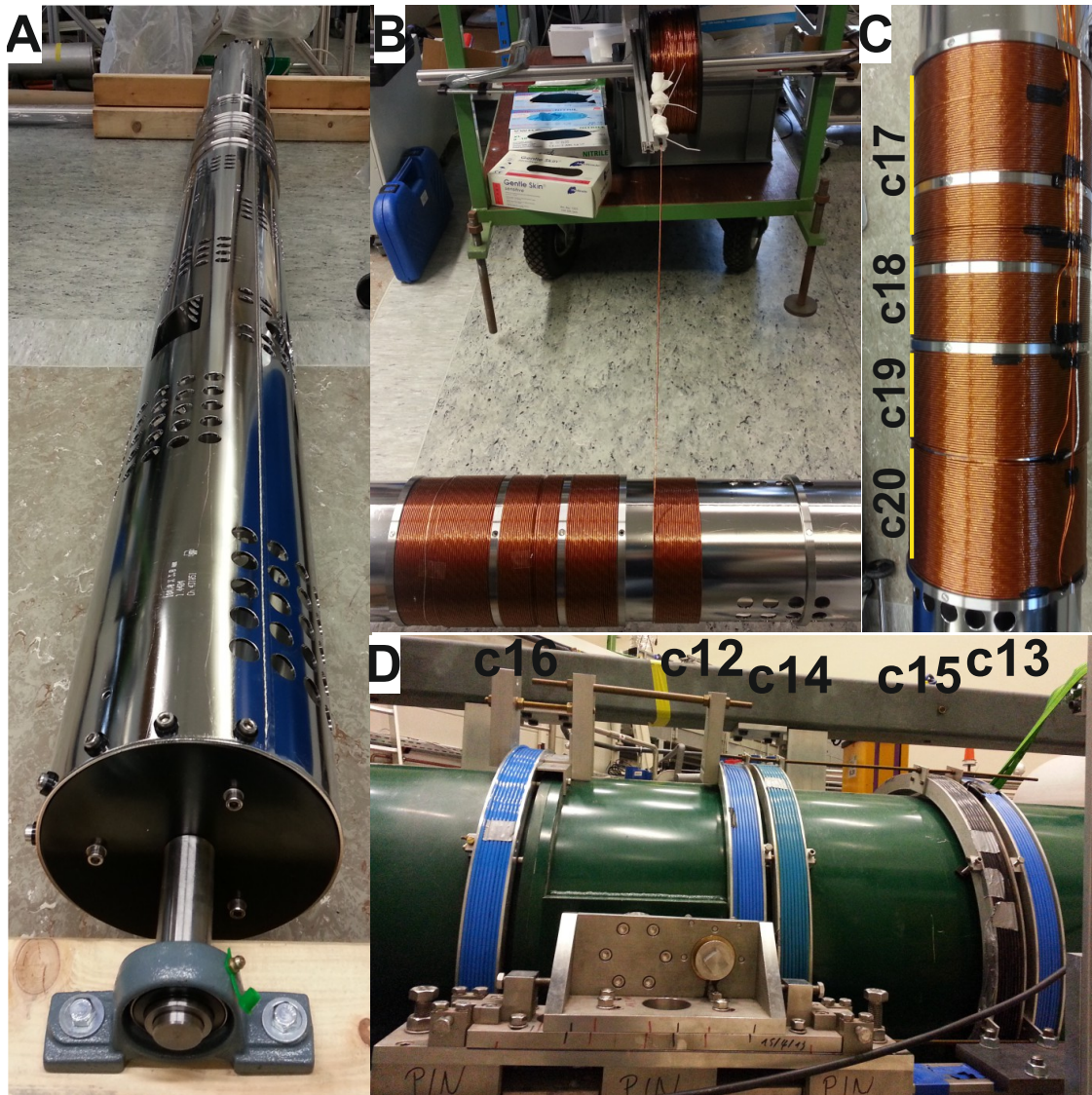


Abbildung 4.9: A: Das fertig bearbeitete 3.37 m lange Edelstahlrohr nach dem Elektropolieren. Für das Anbringen der Spulen wurde es drehbar gelagert. B: Technischer Aufbau zum Wickeln der inneren Korrekturspulen. Für einen kompakten Sitz der Windungen muss der Draht immer unter Zugspannung stehen. C: Endresultat der inneren Korrekturspulen inklusive der Stromzuleitungen. Zur Fixierung wurde ein Epoxy 2-Komponenten-Kleber (Stycast 2850 FT) verwendet. Die gelben Striche markieren jeweils den Bereich der vier Einzelspulen. D: Kryostat des supraleitenden Magneten im Bereich des Drehlagers. Zu sehen sind die fünf äußeren Korrekturspulen c12 bis c16. Die stromführenden Windungen befinden sich unter den blau/schwarzen Kunststoffschläuchen, die zur Wasserkühlung der Spulen dienen.

Tabelle 4.3: Experimentelle Parameter der inneren Korrekturspulen bei τ SPECT. Gegenüber dem Wert bei Raumtemperatur konnte im kalten Zustand ein um -26% geringerer Widerstand gemessen werden. Für die Analyse wurde $I_{\text{main}} = 56.68$ A gewählt.

	$c17$	$c18$	$c19$	$c20$
Widerstand @ 293 K R [Ω]	1.29	0.89	1.00	1.09
Widerstand @ 220 K R [Ω]	0.97	0.65	0.74	0.80
Strom I [A]	+5.46	-3.51	-3.655	-2.65

Anmerkung: Die Toleranz der kalten Bohrung des Kryostaten, wie auch die des Edelstahlrohrs sind kleiner als angenommen. Beim Einbau des Edelstahlzylinders in die kalte Bohrung hat sich herausgestellt, dass der radial zur Verfügung stehende Raum nicht für drei Kabellagen des gewählten Leiters ausreicht. Zwar konnte das System installiert werden, jedoch nicht ohne Beschädigung der Kabelisolation.

4.4 Vermessung des longitudinalen Magnetfelds

Die Magnetfeldmessung des kompletten Systems konnte aus zeitlichen Gründen erst nach den beiden Strahlzeitblöcken (*April15* & *Juli15*) stattfinden.

4.4.1 Mechanischer Aufbau

Zur Magnetfeldmessung wurde eine kalibrierte Hall-Sonde³³ mit einer vom Hersteller spezifizierten relativen Genauigkeit von $\leq \pm 0.01\%$ und einer sensitiven Fläche von (1.0×0.5) mm² verwendet. Das Verfahren zur experimentellen Durchführung wurde vollständig automatisiert und per Software³⁴ gesteuert. Der mechanische Aufbau ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Die Sonde (1) befindet sich auf einem Schlitten (4) und wird axial durch ein Aluminiumprofil (7) geführt, wobei sich die sensitive Fläche bei $r = 0$ mm befindet. Ein Schrittmotor³⁵ (9) außerhalb der magnetischen Abschirmung des supraleitenden Magneten bewegt den Schlitten mittels eines umlaufenden Zahnriemens (6). Das Sondenkabel wird durch einen Rollenmechanismus (12) reibungsfrei geführt. Während der Messung war der Schrittmotor mit einem μ -Metall-Blech umhüllt, um so das Streufeld des supraleitenden Magneten abzuschirmen.

Die Abbildung D.4 im Anhang zeigt eine Bilderserie des mechanischen Aufbaus.

³³Modell: *MPT-141-2S* mit Teslameter *DTM-151-DS*, Hersteller: Group3 Technology Ltd, Vertrieb durch Schaefer Technologie GmbH, in Langen, Deutschland. Kalibriert vom Hersteller bis zu einem Feld von 2.1 T [158].

³⁴LabVIEWTM 2014 von National Instruments.

³⁵Hersteller: Nanotec Elec. GmbH, Motor ST5909L3008 - High Resolution 0.9°.

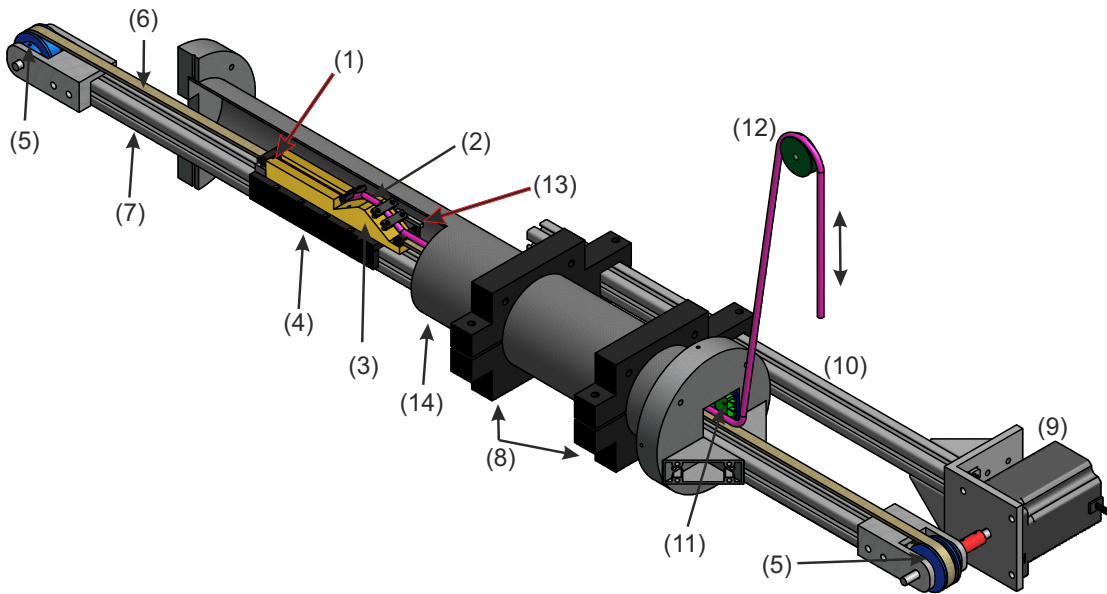


Abbildung 4.10: CAD Zeichnung der Mechanik zur longitudinalen Magnetfeldmessung: (1) Position Hall-Sonde, (2) Kabel der Sonde, (3) Halterung (PVC) der Sonde mit Zugentlastung zur Fixierung des Kabels, (4) Teflon-Schlitten, (5) Spezielle Umlenkrolle für Zahnriemen, (6) Zahnriemen, (7) Aluminiumprofil (Länge: 5 m), (8) Kunststoffklammern, (9) Schrittmotor, (10) Fixierung Schrittmotor, (11) Mikroschalter (tastend) zur Referenzierung der Nullposition, (12) Umlenkrolle zur Kabelführung, (13) Referenzpunkt Schlitten und (14) Edelstahlrohr (invertierter Dewar).

4.4.2 Durchführung

Ein 4 m langes Edelstahlrohr³⁶ entlang der Mittelachse des Kryostaten sorgt für die Trennung der sich an Atmosphäre befindlichen Mechanik und der kalten Bohrung (Prinzip eines invertierten Dewargefäßes). Zur thermischen Abschirmung wurde Aluminiumfolie auf der Außenseite des Edelstahlrohrs (vakuumseitig) gewickelt, wobei die Folie durch Abstandhalter vom Rohr separiert war.

Das Messprotokoll sah bei einer Schrittweite von $\Delta z = 10$ mm pro Messpunkt eine zehnmahlige Werterfassung vor, wobei der arithmetische Mittelwert abgespeichert wurde. Die relative Positionierungsgenauigkeit beträgt < 0.1 mm und die Messdauer für die gesamte Wegstrecke von 384 cm etwa 15 min.

Vor jeder Messung erfolgte eine Referenzierung der Nullposition (11). Durch die endliche Spannung des Zahnriemens ergab sich bei der anschließende Fahrtrichtungsumkehr eine Verschiebung von $\Delta z = (2 \pm 1)$ mm. Die Schwankung dieser Korrektur stellt die absolute Unsicherheit der Positionierung dar.

Die Magnetfeldmessungen fanden bei ausgeschaltetem Heizkontakt (engl. *switch heater*) statt, wobei das Netzgerät nicht entfernt wurde.

³⁶Material: WNr. 1.4435 (AISI 316L)

4.4.3 Auswertung

Magnetisierung und Unsicherheiten

Systematische Unsicherheiten können sich durch die Bewegung des Sondenkabels (induzierte Ströme), Änderung der Außentemperatur (Kabel, Sonde), weitere Experimente in der Umgebung oder ein Drift der Elektronik ergeben. Die folgenden Einflüsse mit Angabe ihrer Grenze konnten identifiziert werden:

Sensitivität der Hall-Sonde (Hersteller)	: $< \pm 3 \text{ G @ } 3 \text{ T}$ Messintervall
Zeit-Drift der Messwerte	: $< \pm 0.1 \text{ G in } 15 \text{ h @ } 0 \text{ T}$ $< \pm 0.5 \text{ G in } 64 \text{ h @ } < 1 \text{ T}$
Temperatur-Drift der Messwerte	: $+8 \text{ G in } 6 \text{ h @ } 1.6 \text{ T}$ (Sättigungswert) und $< +4 \text{ G in } 15 \text{ min @ } 1.6 \text{ T}$
Drift bei Nullposition	: $< \pm 0.5 \text{ G}$
Kabelbewegung	: $< \pm 0.5 \text{ G}$

Nach Herstellerangaben beträgt der Temperatur-Drift $\pm 5 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ für die Hall-Sonde und $-3 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ pro Meter Sondenkabel. Die Temperatur des Edelstahlrohrs (14) betrug konstant 239 K in der Mitte und 255 K im vorderen Drittel (PT1000 Sensoren vakuumseitig auf Zylindermantel). Zur Messung des Temperatur-Drifts befand sich die Sonde etwa 1.6 m innerhalb des Kryostaten ($z = 456 \text{ mm}$). Demnach hatten sich Sonde und Kabel in 15 min um etwa -25 K abgekühlt³⁷. Nach Beendigung einer Messsequenz konnte noch keine Eisbildung am Kabel beobachtet werden, eine Abkühlung war jedoch spürbar.

Eine detaillierte Untersuchung der genannten Einflüsse findet sich auch bei [160, 158], durchgeführt für das Experiment *a*SPECT.

Der Kryostat (Metallhülle, Kaltköpfe), das stark strukturierte Edelstahlrohr in der kalten Bohrung und insbesondere die äußere Magnetfeldabschirmung (Weicheisen) besitzen eine magnetische Suszeptibilität [159] ungleich Null. Aufgrund der Symmetrie ist das rein zylinderförmige Edelstahlrohr ((14) in Abbildung 4.10) bei $r = 0$ zu vernachlässigen.

In Abbildung 4.11 ist das Restfeld nach der langsamen Abschaltung (im englischen *ramp down*) von $I_{\text{main}} = 56 \text{ A}$ dargestellt (grüne Punkte). Aufgrund der Diskretisierung der Stromwerte I_{main} des Netzgeräts (16Bit Auflösung, $\Delta I = 1.8 \text{ mA}$), verbleibt nach dem Herunterfahren ein endlicher Reststrom, der mit 2 mA abgeschätzt werden konnte (vgl. Abbildung 4.11). Die daraus resultierende magnetische Flussdichte ist anhand der roten Strichlinie gezeigt. Aus der Differenz der beiden Kurven folgt die Magnetisierung des Gesamtsystems entlang der z -Achse (blaue Datenpunkte). Eine Terminierung des Reststroms (Netzgerät „kurzschließen“ oder Magnetsystem erwärmen) würde ebenso zum gezeigten Kurvenverlauf führen. Die gemessene Magnetisierung schwankt zwischen unterschiedlichen Rampenzyklen des Magneten um $< 0.4 \text{ G}$ entlang der kompletten Wegstrecke.

³⁷Der Temperatursensor der Sonde war zum Zeitpunkt der Messung defekt.

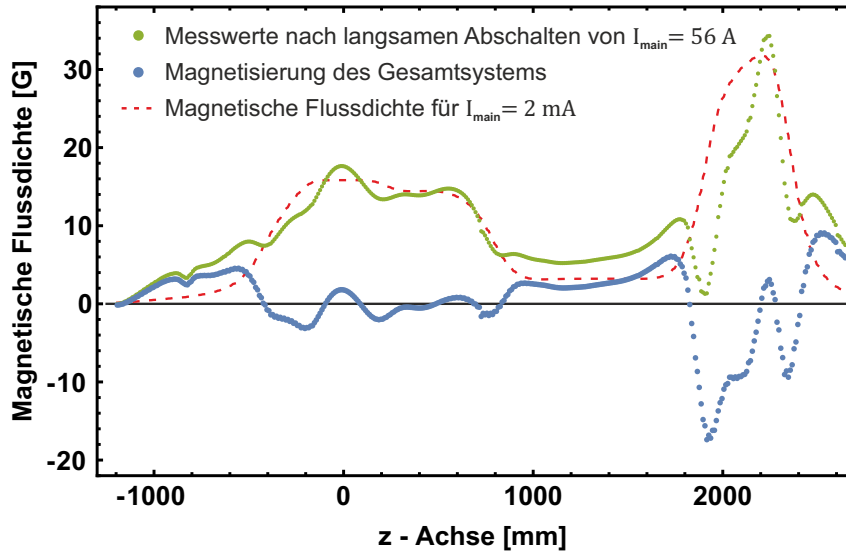


Abbildung 4.11: Restfeld des supraleitenden Magneten nach Herunterfahren des Spulenstroms ohne den Magneten aufzuwärmen oder das Netzgerät zu entfernen. Nach Abzug des Restfelds (rote Strichlinie) ergibt sich die Magnetisierung des Gesamtsystems.

Linearität

Der lineare Zusammenhang von magnetischer Flussdichte und I_{main} ist für die experimentelle Durchführung bei τ SPECT relevant, da der Resonanzpunkt $\omega = \omega_L$ für den Spin-Flip durch die magnetische Flussdichte B_z des supraleitenden Magnetfeldes definiert wird: $\omega_L = \gamma \cdot B_z$ (vgl. Abschnitt 1.5.3). Da ω durch die Resonanzspule fest vorgegeben ist, dient die Anpassung von ω_L zur Optimierung der Spin-Flip Effizienz. Für die experimentelle Durchführung sei auf Abschnitt 4.10 verwiesen.

Die zeitliche Schwankung der vom Netzgerät des Kryostaten angezeigten Stromwerte liegt in einem Zeitintervall von 2 h bei $\Delta I/I < 2 \cdot 10^{-4}$. Durch die bereits erwähnte 16Bit Auflösung des Netzgeräts kann lediglich eine obere Grenze ermittelt werden.

Zur Abschätzung der Unsicherheit in $B_z(I_{\text{main}})$ wurde die magnetische Flussdichte für 14 verschiedene Ströme gemessen. Dabei wurde I_{main} schrittweise erhöht. In Abbildung 4.12 ist das Verhältnis B_z/I_{main} als Funktion von I_{main} für drei Positionen entlang der Mittelachse dargestellt. Die Punkte wurden entsprechend einem geringen Magnetfeldgradienten $\nabla_z B_z$ ausgewählt, um die systematische Unsicherheit aufgrund der Positionierung entlang der z -Achse zu minimieren.

Die Auswertung der Linearität ergibt eine relative Schwankung von $\Delta B_z/B_z \leq 0.15\%$ und ist direkt proportional zu $\Delta I/I$. Absolut entspricht dies zum Beispiel für $I_{\text{main}} = 50$ A am Ort des Spin-Flippers einer Unsicherheit von $\Delta B_z \leq 5$ G.

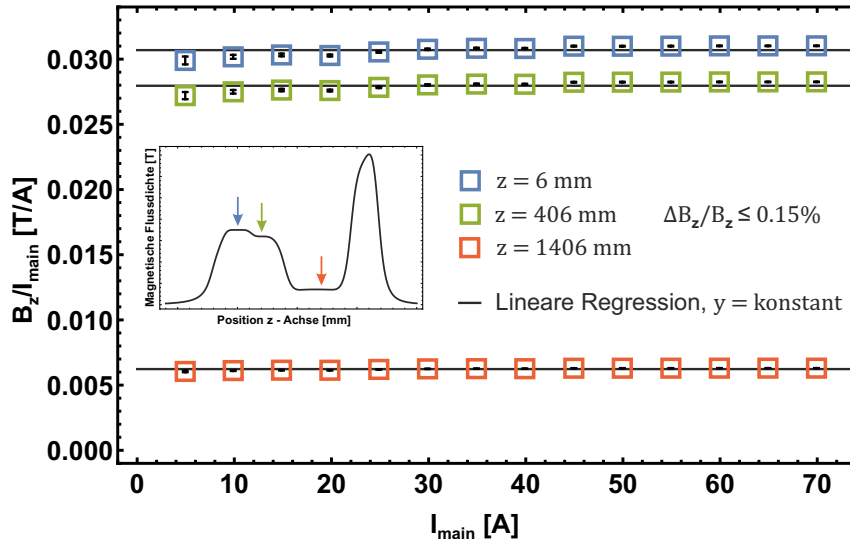


Abbildung 4.12: Normierte magnetische Flussdichte als Funktion des Spulenstroms I_{main} für drei z -Positionen. Die schwarzen Linien entsprechen der Datenanpassung durch lineare Regression. Der y -Fehler eines einzelnen Messpunkts ist kleiner als die Symbolgröße und ergibt sich aus der Unsicherheit $\Delta B_z = 0.01\%$ und $\Delta I_{\text{main}} = 50\text{ mA}$.

Wie eingangs erwähnt erfolgt das Laden des supraleitenden Magneten über ein resistives Leiterstück, das durch einen Heizstrom („switch heater“) normalleitend gemacht wird. Beim Hoch- und Runterfahren von I_{main} steigt die Temperatur der Brücke auf Werte von über 20 K. In Folge des abschließenden erneuten Abkühlens, zum Betrieb des Magneten im „persistent mode“, ist ein Drift der vom Netzgerät angezeigten Stromwerte zu beobachten ($\simeq 10\text{ min}$). Es ist zu vermuten, dass zwischen dem letztlich angezeigten Wert am Netzgerät und dem im Spulensystem eingeschlossen Strom I_{main} die beobachtete Schwankung vorliegt.

Reproduzierbarkeit

Mit einem am Schrittmotor angebrachten Drehgeber (engl. *Encoder*) konnten die tatsächlich gefahrenen Schritte des Motors überwacht werden. Im Mittel betrug die Schwankung eine Schrittweite, was $\pm 50\text{ }\mu\text{m}$ entspricht.

Die Reproduzierbarkeit des Messverfahrens wird anhand von vier Wiederholungsmessungen ($I_{\text{main}} = 56.68\text{ A}$) mit identischen Parameter evaluiert und ist in Abbildung 4.13 für $1.0\text{ m} < z < 1.6\text{ m}$ dargestellt. Das Inset in der Abbildung zeigt die relative Feldabweichung, wobei diese durch $\delta = 2 \cdot (B_i(z) - B_j(z)) / (B_i(z) + B_j(z))$ definiert ist. Dabei entspricht $B_i(z)$ mit $i = 1, \dots, 4$ der gemessenen magnetischen Flussdichte entlang der z -Achse. Im Bereich der magnetischen UCN-Falle beträgt $\delta < 0.03\%$, was $\Delta B < 1\text{ G}$ @ 0.357 T entspricht.

Wird die Messung nach Runter- und erneutem Hochfahren des Spulenstroms wiederholt (schwarze Datenpunkte in Abbildung 4.13), zeigt sich eine Verschiebung der Messdaten

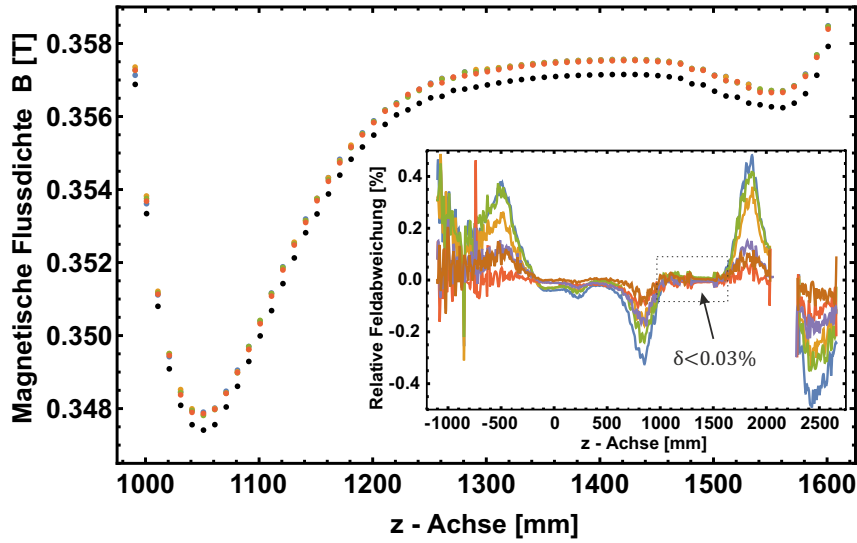


Abbildung 4.13: $B_z(z)$ von vier identischen Wiederholungsmessungen (farbige Punkte) und nach Runter- und Hochfahren des Spulenstroms (schwarze Punkte). Das Inset zeigt die relative Feldabweichung δ (Definition siehe Text) der vier Wiederholungsmessungen. Durch den begrenzten Messbereich der Hall-Sonde liegen für $z = (217 \pm 13)$ cm keine Daten vor. Der eingrahmte Bereich entspricht dem Speichervolumen der UCN bei τ SPECT.

von etwa -0.12% ($\Delta B = -4$ G @ 0.357 T). Die Abweichung kann auf die Unsicherheit in I_{main} zurückgeführt werden, da $\Delta I/I = \Delta B/B$ gilt und wie bereits gezeigt werden konnte $\Delta B_z/B_z \leq 0.15\%$ beträgt, wenn der Spulenstrom variiert wird (vgl. vorhergehenden Unterabschnitt zur Linearität). Die Hysterese der magnetischen Komponenten, insbesondere der Weicheisen-Abschirmung, tragen ebenfalls dazu bei.

Korrekturspulen

Eine Gegenüberstellung von Messdaten und Simulation der inneren und äußeren Korrekturspulen ist in Abbildung 4.14 gezeigt. Vergleiche dazu auch Abschnitt 4.3.2 zum Design der Spulen. Die Parameter der Spulen können den Tabellen im genannten Abschnitt entnommen werden.

Die Messdaten der inneren Korrekturspulen (linkes Diagramm) zeigen gegenüber der Simulation einen Versatz von $\Delta z_{\text{min}} \simeq -2$ mm. Dies lässt sich durch die Längenkontraktion des Edelstahlrohrs in Folge der Abkühlung um etwa -100 K motivieren. Bei $T = 200$ K beträgt für Edelstahl 316L die integrierte lineare Expansion $\Delta L/L_{293} = -193 \cdot 10^{-5}$ [161], womit man im Bereich der Spulen eine Verschiebung von $-2.5(5)$ mm erwarten kann, was mit den Messdaten verträglich ist.

Der Spulenstrom von $c14$ und $c15$ war zum Zeitpunkt der Magnetfeldmessung um $\Delta I_{c14} = -2$ A und $\Delta I_{c15} = -1$ A gegenüber den Nominalwerten verringert (siehe Tabelle 4.2). Ursache ist ein Driftverhalten der Netzgeräte. Anhand der Simulation zeigt

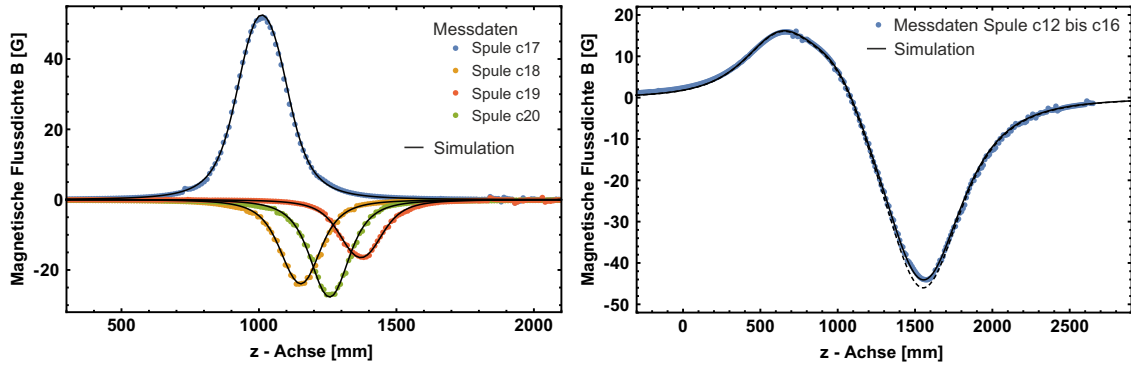


Abbildung 4.14: $B_z(z)$ der inneren (links) und äußeren (rechts) Korrekturspulen entlang der z -Achse. Die Strichlinie im rechten Diagramm entspricht der Simulation basierend auf den Werten aus Abschnitt 4.3.2. Mit einer begründeten Anpassung der Parameter kann die Simulation den Verlauf der Messdaten wiedergeben (schwarze Volllinie).

sich, dass die Spule c15 eine axiale Verschiebung um etwa $\Delta z_{\min} \simeq +5$ mm besitzt (siehe schwarze Strichlinie im rechten Diagramm von Abbildung 4.14).

Einfluss der magnetischen Abschirmung

Wie bereits in [38] gezeigt werden konnte, ist der Einfluss der Magnetfeldabschirmung nicht zu vernachlässigen. Aufgrund der nicht achsensymmetrischen Bauform erfolgte die Simulation³⁸ des gesamten Systems dreidimensional unter Ausnutzung der vierzähligen Symmetrie und Berücksichtigung der magnetischen Suszeptibilität des Weicheisens bzw. Konstruktionsstahls [153]. Basis der Berechnung ist das ampèresche Gesetz [159] mit der magnetischen Flussdichte $\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}$, wobei $\mathbf{H}$ die magnetische Feldstärke, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ N/A² und μ_r die relative magnetische Permeabilität ist. Eine detaillierte Ausführung des der Simulation zugrundeliegenden mathematischen Modells kann in Abschnitt 4 bei [153] nachgelesen werden.

Das Ergebnis der Simulation ohne Korrekturspulen im Bereich des Spin-Flippers ist in Abbildung 4.15 für den Fall mit und ohne Abschirmung dargestellt. Gegenüber den in Tabelle 1 bei [153] angegebenen Parametern des supraleitenden Magnetsystems ergab der Vergleich zwischen Simulation und Messdaten eine deutliche Diskrepanz, wie anhand der Strichlinien zu sehen ist.

Basierend auf der Annahme, dass die Spule c9 eine Verschiebung von $\Delta z_{\min} = +2.8$ mm und eine Streckung von $\Delta l = +5.1$ mm besitzt, lässt sich der Datenverlauf durch die Simulation präzise wiedergeben. Ohne Änderung der Windungszahl ($N = 308700$) der Spule reduziert sich die Stromdichte dadurch auf $J_\phi = 254.45 \text{ cm}^{-2} \cdot I_{\text{main}}$.

In Abbildung D.5 (Anhang, Abschnitt D.4) ist eine Gegenüberstellung von Messdaten und Simulation für den Bereich des ersten Magnetfeldmaximums (als „Zerfallsvolumen“ bei aSPECT bezeichnet) gezeigt.

³⁸Auch hierfür wurde die Software *COMSOL Multiphysics*[®] und das Modul *Magnetic Fields* verwendet.

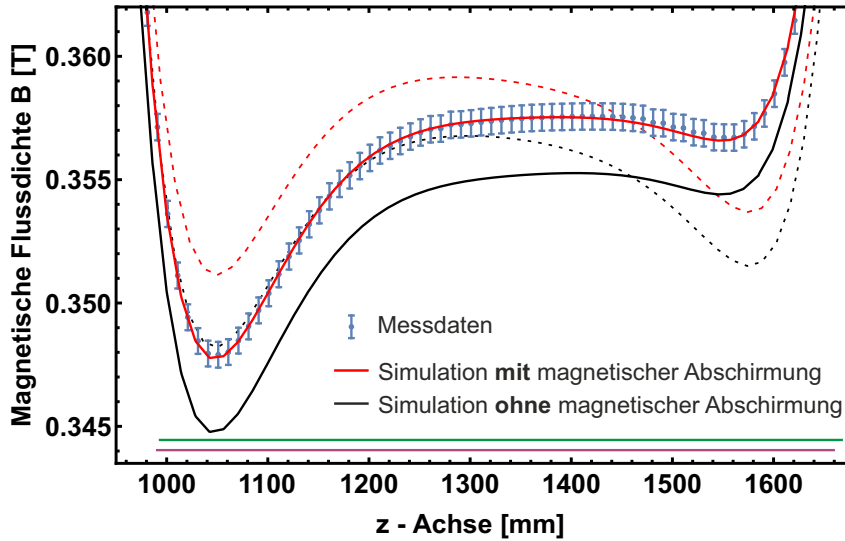


Abbildung 4.15: $B_z(z)$ im Bereich des Spin-Flippers von τ SPECT bei $I_{\text{main}} = 56.68$ A. Die Messung fand ohne Korrekturspulen statt und besitzt eine Unsicherheit von $\Delta B_z/B_z \leq 0.15\%$. Entsprechend den Herstellerangaben [153] (Strichlinien) können die Messdaten nicht mittels der Simulation reproduziert werden. Eine geringfügige geometrische Anpassung der Spule $c9$ des supraleitenden Systems genügt, um eine Übereinstimmung mit den Messdaten zu erhalten. Die räumliche Position von Spule $c9$ nach Herstellerangabe (lila) und entsprechend der Korrektur (grün) sind im unteren Bereich des Diagramms zu sehen.

Auch in den Messdaten früher Magnetfeldmessungen [162] im Zeitraum 2006 bis 2008 findet sich die aufgezeigte Diskrepanz. Entweder die Angaben des Herstellers sind unpräzise oder die Spule hat sich in Folge der ersten Inbetriebnahme verzogen³⁹. Zusätzliche Kräfte auf einzelne Spulen/ Windungen können durch die Rückführung der magnetischen Feldlinien mit Hilfe der Eisenabschirmung entstehen, falls der Kryostat innerhalb der Abschirmung nicht in der Gleichgewichtslage positioniert wurde, vergleiche dazu Abschnitt 5 bei [153].

Magnetfeldkorrektur für den UCN-Spin-Flip

In Abbildung 4.16 ist der gemessene wie auch simulierte Feldverlauf inklusive aller Korrekturspulen für $I_{\text{main}} = 56.68$ A zu sehen. Die verwendeten Parameter der Korrekturspulen entsprechen denen aus Abschnitt 4.3.2.

Die grüne Strichlinie deutet den Feldverlauf der im Vorfeld durchgeführten Designstudie, basierend auf den Parametern des Herstellers [153] an (vgl. Abbildung 4.8). Mit den im letzten Unterabschnitt aufgeführten Korrekturen der Spule $c9$ kann auch der Feldverlauf mit Korrekturspulen anhand der Simulation reproduziert werden. Dabei wurde der Versatz der äußeren Spule $c15$, die Verschiebung der inneren Korrekturspulen aufgrund der Längenkontraktion des Edelstahlrohrs und der Drift der Netzgeräte von $c13$ und $c14$ berücksichtigt (vgl. vorhergehende Unterabschnitte).

³⁹ Aufgrund der magnetischen Kräfte kann es, je nach mechanischer Fixierung, während den ersten Stromladezyklen zu einem „Wandern“ einzelner oder mehrerer Windungen kommen. Dieser Prozess stoppt sobald ein Kräftegleichgewicht vorliegt. Für weitere Details sei auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen.

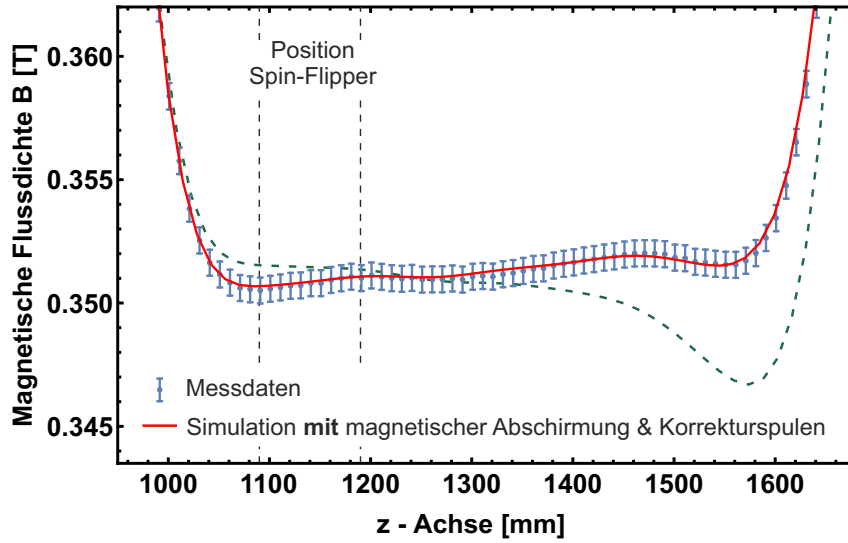


Abbildung 4.16: $B_z(z)$ im Bereich des Spin-Flippers von τ SEPCT bei $I_{\text{main}} = 56.68$ A inklusive aller Korrekturspulen. Die grüne Strichlinie entspricht dem im Vorfeld berechneten Feldverlauf aus Abschnitt 4.3.2.

Der sich im Bereich des Spin-Flippers ergebende Magnetfeldgradient ist positiv und beträgt $\nabla_z B_z(z) < +0.5$ G/cm, mit einer Schwankung von ± 0.2 G/cm. Für die schnelle adiabatische Passage der UCN ist die positive Steigung von B_z unbedeutend, die Schwankungen des Feldes mit positiver und negativer Steigung im Bereich dahinter schon eher. Weitere Details folgen in Abschnitt 4.10.3.

4.4.4 Ausblick

Eine zusätzliche Komplikation entsteht durch die r^3 -Abhängigkeit des radialen Feldverlaufs des Oktupolmagneten (siehe Gleichung 4.1). Der Magnetfeldgradient $\nabla_r B_r$ ist wesentlich größer und nimmt Werte von 200 G/cm bis 2000 G/cm an. Die Resonanzbedingung $\omega = \omega_L$ ist dann nicht mehr einfach nur eine Funktion von z , sondern auch vom Radius r : $\omega = \omega_L(z, r) = \gamma \cdot B(z, r)$, wobei $B(z, r) = \sqrt{B_z^2(z) + B_r^2(r)}$ und γ das gyromagnetische Verhältnis des Neutrons ist (vgl. Abschnitt 1.5.2).

Abbildung 4.17 illustriert die Überlagerung der beiden Felder am Ort der Resonanzspule. Die schwarze Linie deutet dabei den Verlauf von $\omega_L(z, r)$ im Resonanzfall $\omega = \omega_L$ an. Hierdurch wird deutlich, dass lediglich Neutronen im Zentrum des UCN-Leiters die Resonanzbedingung⁴⁰ erfüllen können. Es bedarf auch hier einer entsprechenden Feldkorrektur zur Minimierung von $\nabla_r B_r$. Angedacht ist ein weiterer Oktupolmagnet zur Kompensation auf Höhe der Resonanzspule [163]. Dies ist Gegenstand der Masterarbeit von K. Ross [164].

⁴⁰Die adiabatische Passage setzt voraus, dass die Neutronen beim Durchqueren des B_1 -Feldbereiches den Resonanzpunkt einmal passieren.

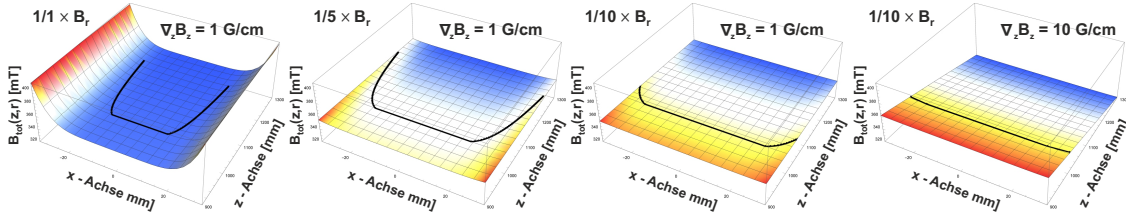


Abbildung 4.17: Darstellung von $B(z, r)$ im Bereich des Spin-Flippers. Die schwarzen Linien zeigen jeweils die Resonanzbedingung $\omega = \omega_L(z, r)$ an, wobei folgende Parameter gewählt wurden: $I_{\text{main}} = 68$ A und $\omega/(2\pi) = 10.24$ MHz.

4.5 Die radiale Speicherung

Für eine vollständige, rein magnetische Speicherung wird auch in radialer Richtung ein mit dem Radius ansteigendes Magnetfeld benötigt. Bei τ SPECT wird dies mit Hilfe eines ringförmigen Halbach-Arrays bestehend aus Permanentmagneten bewerkstelligt [145, 146]. Die radiale Magnetfeldabhängigkeit einer nicht-segmentierten ringförmigen Struktur mit Innenradius r_i und Außenradius r_a folgt dem Ausdruck [146]:

$$B(r) = B_r \cdot \left(\frac{r}{r_i}\right)^{N-1} \frac{N}{N-1} \left[1 - \left(\frac{r_i}{r_a}\right)\right]^{N-1}. \quad (4.1)$$

Dabei entspricht B_r etwa der Remanenz der Permanentmagnete und liegt in der Größenordnung von ~ 1 T. Die genannte Formel geht von einer kontinuierlichen Drehung des Magnetisierungsvektors entlang eines Umlaufs aus. In der Praxis muss jedoch der Ring in M Teilsegmente diskretisiert werden. Der Magnetisierungsvektor α_m ist dann durch

$$\alpha_m = (N + 1) \cdot m \cdot \theta \quad (4.2)$$

gegeben, wobei $\theta = M/360$ und $m = 0, 1, \dots, M - 1$ ist.

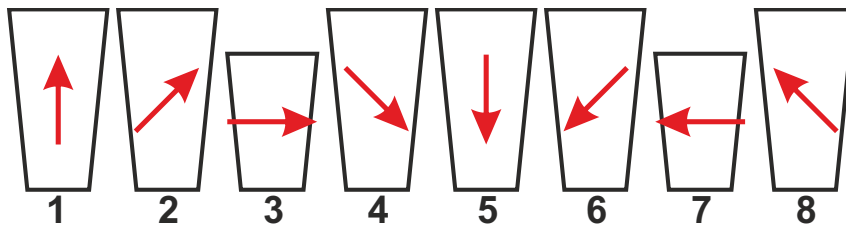


Abbildung 4.18: Form der Magnetsegmente mit Magnetisierungsvektor, der pro Segment um $+45^\circ$ gedreht ist. Die Reihenfolge der 8 Segmente wiederholt sich in einem Ring vier Mal, wodurch die Symmetrie eine Oktupols entsteht. Je zwei der acht Segmente sind verkürzt, um so eine Verschraubung der Ringe miteinander zu ermöglichen.

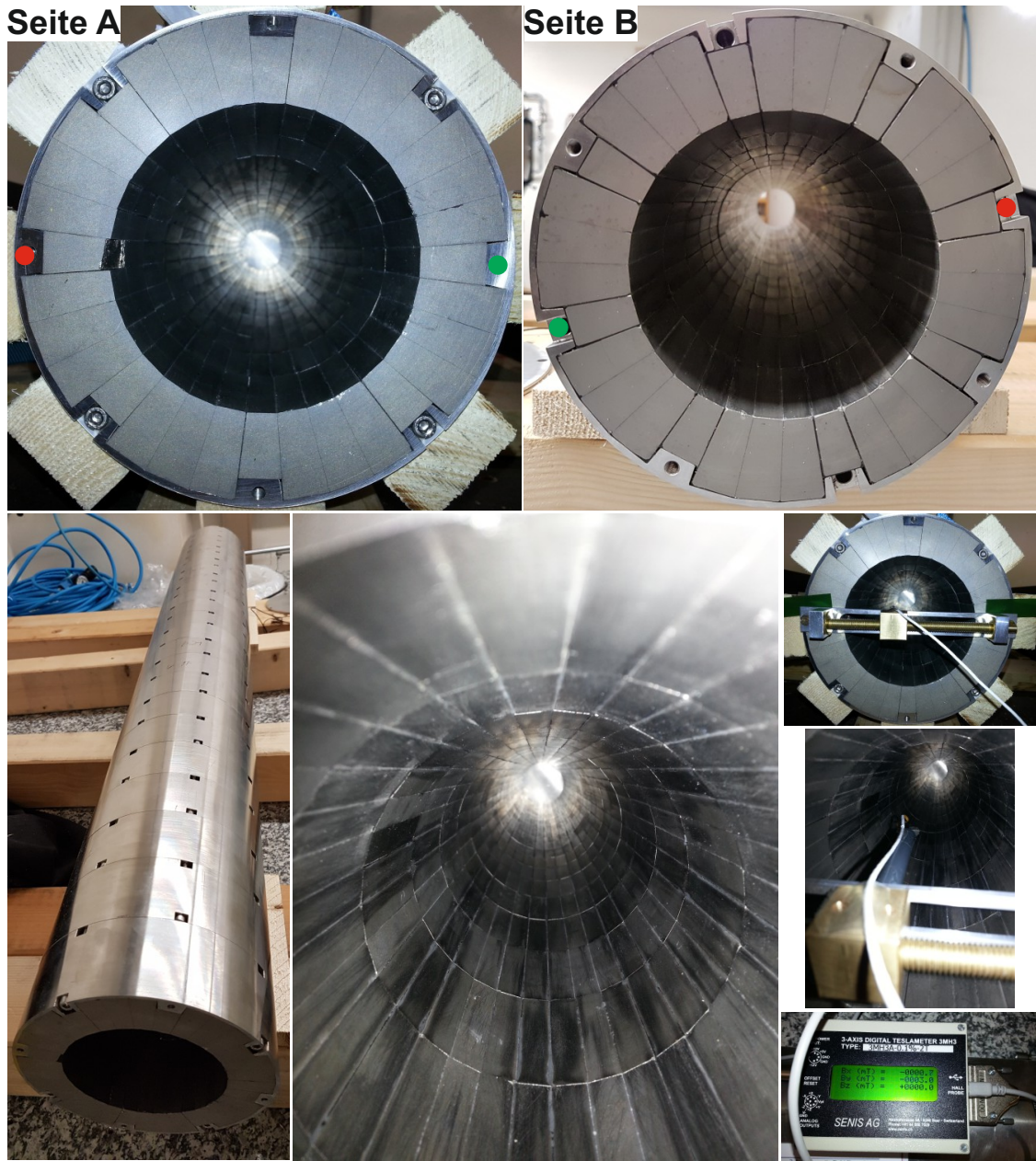


Abbildung 4.19: Photoserie des Multipol-Magnetsystems: 32 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ Permanentmagnete, zusammengefasst in einem Haltering aus Aluminium, bilden einen Ring. Der gesamte Magnet besteht aus 24 Ringen mit einer Gesamtlänge von 1.38 m. Bei τSPECT zeigt Seite A zur UCN-Quelle und Seite B zum Protonendetektor. Während des Planschliffs der Stirnseiten kam es zur Beschädigung eines Ringelements (Seite A, links). Daher wurde auf den Schliff der inneren Mantelfläche verzichtet. Zur Messung der radialen Flussdichte $B(r)$ mit einer 3-Achsen Hall-Sonde diente eine von Hand linear verfahrbare Mechanik.

Das Design von τSPECT sieht einen Oktupol ($N = 4$) bestehend aus $M = 32$ Segmenten pro Ring mit $r_i = 54.0\text{ mm}$ und $r_a = 84.1\text{ mm}$ (Trapezform) vor. Dies ist das Ergebnis einer Designstudie im Rahmen der Diplomarbeit von S. Dragisic. Im Folgenden sollen ledig-

lich die relevanten Punkte kurz zusammengefasst werden, für eine detaillierte Betrachtung sei auf [165] verwiesen. Hergestellt wurde das komplette System von der Firma *Arnold Magnetic Technologies* [166].

4.5.1 Der Multipolmagnet

Dimension des Magneten

Eine Randbedingung ergibt sich durch die kalte Bohrung des supraleitenden Magnetsystems ($\varnothing = 200$ mm), in die alle weiteren Komponenten installiert werden müssen. Das innere Edelstahlrohr wie auch die benötigten Korrekturspulen reduzierten dieses Maß auf $\varnothing = 178$ mm. Mit Berücksichtigung einer Toleranz von $\Delta r = 2$ mm beträgt der Außendurchmesser des Multipolmagneten somit $\varnothing = 174$ mm, wobei dies das äußere Maß des Halterings der Permanentmagnete ist (Material: Aluminium, Maße siehe CAD-Zeichnung in Abbildung D.8 im Anhang).

Mit einem Außenradius $r_a = 84.1$ mm der Magnetsegmente konnte anhand von FEM-Simulationen ein optimaler Innenradius bzw. Segmenttiefe evaluiert werden (siehe Abbildung 4.42). Zielsetzung dabei war die Zahl gespeicherter UCN in der Falle zu maximieren, was in Abschnitt 4.9 näher ausgeführt wird. Auch hier mussten geometrische Aspekte zusätzlich benötigter Komponenten, wie dem AFP Spin-Flipper, bedacht werden, sodass ein Innenradius von $r_i = 54.0$ mm gewählt wurde⁴¹.

Die benötigte Länge des Magnetsystems beträgt 1380 mm und ergibt sich aus dem Verlauf von $B_z(z)$ (siehe Abbildung 4.6), wobei diese auch von der Wahl des Spulenstroms I_{main} abhängt (vgl. Abbildung 4.40). Der Hersteller limitierte aus technischen Gründen die Segmenthöhe auf 57.5 mm, womit das gesamte System aus 24 Einzelringen zusammengesetzt ist. Abbildung 4.19 zeigt eine Photoserie des Magnetsystems.

Wahl des Materials

Die stärksten Permanentmagnete heutzutage bestehen aus einer Legierung von Eisen (Fe) und/oder Cobalt (Co) mit Seltenerdmetallen wie zum Beispiel Neodym (Nd), Praseodym (Pr) oder Samarium (Sm). Das besondere an diesen Werkstoffen ist, dass sowohl die Remanenz $B_r \sim \mathcal{O}(1 \text{ T})$ als auch die Koerzitivfeldstärke $H_{ci} \sim \mathcal{O}(1000 \text{ kA/m})$ hoch sind, was eine hohe magnetische Energiedichte $(BH)_{\text{max}}$ zur Folge hat. Zusätzlich besitzen die Materialien einen negativen Temperaturgradienten, sodass B_r und H_{ci} steigen, wenn man die Magnete abkühlt. Für weitere Details sei auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen, zum Beispiel [167].

Vor- und Nachteile der am vielversprechendsten Materialien sind [165]:

⁴¹Die Analyse ergab ein Maximum der zu erwartenden UCN-Dichte bei $r_i = 52.0$ mm, was einer Abweichung von etwa 5 % gegenüber dem gewählten Innenradius entspricht.

Neodym-Eisen-Bor (NdFeB): $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$

Vorteil	- von allen verfügbaren Legierungen mit die höchste magnetische Energiedichte - kostengünstig, geringer technischer Aufwand
Nachteil	- Material besitzt bei $T \simeq 135\text{ K}$ einen Phasenübergang, sodass sich die bevorzugte Magnetisierungsrichtung von einer einachsigen auf eine kegelförmige ändert („easy cone anisotropy“). Dies kann zu einer 25 %-igen Reduktion von $(BH)_{\text{max}}$ bei entsprechendem Gegenfeld führen [168].

Praseodym-Eisen-Bor (PrFeB): $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$

Vorteil	- von allen verfügbaren Legierungen mit die höchste magnetische Energiedichte - großer negativer Temperaturgradient bzgl. B_r
Nachteil	- geringe Koerzitivfeldstärke, Zusatzbehandlung mittels Dysprosium-Diffusion nötig - kostenintensiv, technisch aufwendig

Samarium-Cobalt (SmCo): $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$

Vorteil	- kein Phasenübergang bei niedrigen Temperaturen - kostengünstig, geringer technischer Aufwand
Nachteil	- 25 % geringere Remanenz als NdFeB - gegenüber NdFeB bzw. PrFeB nur geringer negativer Temperaturgradient bzgl. B_r

Da die kalte Bohrung des Kryostaten Temperaturen $T < 100\text{ K}$ erreicht, ist der Einsatz von NdFeB zu riskant. Daher fiel die Wahl auf das Material $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ (RECOMA 28HE⁴²) mit im Mittel $B_r = 1.11(1)\text{ T}$ und $H_{ci} \simeq (2100\text{ kA/m})$. Die vom Hersteller gemessenen Entmagnetisierungskurven können der Abbildung D.7 im Anhang entnommen werden.

Laut Herstellerangabe beträgt für SmCo (RECOMA 28HE) der Temperaturkoeffizient bzgl. B_r $-0.035\text{ \%/K}$. Bei τSPECT wird eine Abkühlung des Multipol-Magnetsystems von $\Delta T \simeq -150\text{ K}$ erwartet.

Anmerkungen zur technischen Konstruktion

Spezifiziert wurde das Magnetsystem mit einer Unsicherheit von 0.1 mm und 0.1° pro Dimension. Die FEM-Simulationen haben gezeigt, dass jegliche Lücke zwischen den einzelnen Magnetsegmenten zu einer Minderung der magnetischen Flussdichte in diesem Bereich führt [165]. Aus technischer Sicht wurde eine maximale Spaltbreite von 0.1 mm vereinbart. Die Segmente innerhalb eines Rings sind mit einem 2-Komponenten-Epoxy-Kleber (Torr

⁴²Siehe Datenblätter auf der Webseite von Arnold Magnetic Technologies.

Seal^{®43}) verklebt, wobei durch Beimischung von entsprechend dimensionierten Glaskugeln (70 μm -100 μm) eine konstante Spaltbreite entstehen sollte.

Nach Verklebung aller Segmente in einem Ring erfolgte ein Planschliff der beiden Strinflächen, jedoch nicht der inneren Mantelfläche. Die Unebenheit durch hervorstehende oder abgesenkte Segmente liegt bei etwa $\pm 0.5\text{ mm}$ maximal.

Jeder Ring ist durch vier M5-Gewindestangen⁴⁴ mit dem nach- bzw. vorhergehenden Ring fest verschraubt (entsprechend gering sollte die Spaltbreite in axialer Richtung sein). Es ist daher **nicht** möglich den gesamten Multipolmagneten ohne weitere Stützkonstruktion zu transportieren oder zu einer Seite hin an einen Kran aufzuhängen!

4.5.2 Simulation des Magnetfeldverlaufs

Die Simulation der vom Multipol erzeugten magnetischen Flussdichte erfolgt mit der Software *COMSOL Multiphysics*[®], Version 4.3b und dem Modul *Magnetic Fields*. Zur Verkürzung der Rechenzeit wurde das 3D-Modell auf drei Ringe mit einer Höhe von je 6 cm reduziert. Die Schlitzbreite zwischen den Segmenten innerhalb eines Rings beträgt 0.1 mm und keine Lücke zwischen den Stirnseiten der Ringe. Die Dimension der Segmente entspricht den Herstellerangaben [169] und für weitere Details sei auf [165] verwiesen.

Das Farbdigramm links in Abbildung 4.20 zeigt die magnetische Flussdichte $B(\mathbf{r})$ in der xy -Ebene, mittig des zentralen Ringelements. Die dem Farbschema überlagerten schwarzen Linien entsprechen den Konturlinien $B(\mathbf{r}) = \text{konstant}$, mit einem Abstand von jeweils 36 mT.

Entsprechend der Konzipierung des Multipolmagneten als Oktupol ($N = 4$) entsteht eine achtzählige Symmetrie des magnetischen Flusses, wie sich unschwer anhand dem Diagramm oben rechts in Abbildung 4.20 erkennen lässt. Die roten Pfeile (Länge normiert) entsprechen dem magnetischen Fluss, der durch die Magnetisierung der einzelnen Segmente (grüne Pfeile) vorgegeben wird.

Betrachtet man die magnetische Flussdichte entlang eines festen Abstands zur inneren Oberfläche des Magnetsystems, zeigt sich eine periodische Struktur von Maxima (Position zwischen zwei Segmenten) und Minima (Position mittig eines Segments), die sich 32 Mal wiederholt ($M = 32$). Dies ist im rechten unteren Diagramm der Abbildung für den ersten Quadranten und verschiedene Abstände zur Oberfläche dargestellt.

⁴³Für Anwendungen im UHV geeignet, siehe Kurt J. Lesker Comapny.

⁴⁴Laut Spezifikation axial mit 1600 N belastbar. Zu beachten ist, dass die Schrauben durch die abstoßenden magnetischen Kräfte unter Vorspannung stehen und nicht kontrolliert mit dem erforderlichen Drehmoment angezogen werden konnten.

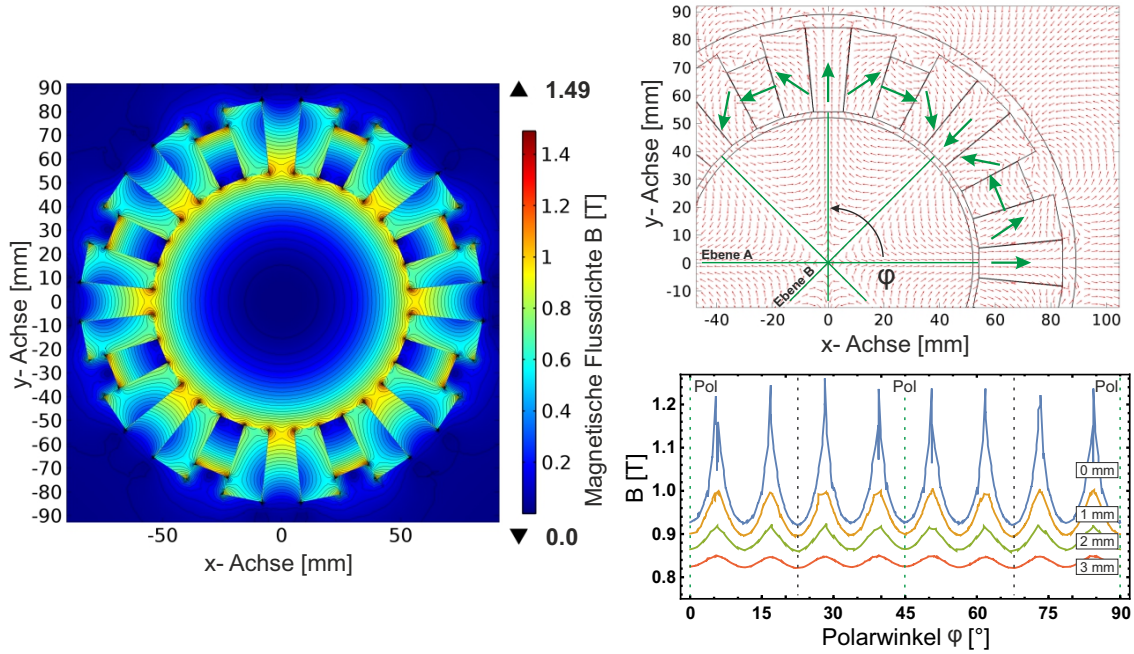


Abbildung 4.20: 3D FEM Simulation des Multipol-Magensystems: Links die magnetische Flussdichte $B(\mathbf{r})$ und rechts oben der magnetische Fluss (rote Pfeile) in der xy -Ebene, mittig des zentralen Elements. Im unteren Diagramm sieht man $B(\varphi)$ als Funktion des Polarwinkels φ (1. Quadrant) für einen festen Radius r (siehe Angabe im Kasten). Entsprechend dem Design des Multipols als Oktupol ($N = 4$) liegt eine achtzählige Symmetrie vor, wobei die Pole anhand der grünen Linien markiert werden.

Jegliche Unsicherheit beim Bau des Magnetsystem (Magnetisierungsrichtung, Dimension oder Position der Segmente) führt zu einem Bruch dieser Symmetrie (vgl. Abbildung 4.21) und sollte sich positiv auf eine chaotische Phasenraumentwicklung der gespeicherten UCN auswirken.

Der minimale Wert $B(r)$ bei einem gegebenen Radius r definiert das Speicherpotential $E_{\text{trap}} = E_n^{\text{max}}$ der maximalen Neutronenenergie. Da $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ ein positives Fermi-Potential⁴⁵ von $V_F = 53 \text{ neV}$ [112] besitzt und $E_{\text{trap}} < 53 \text{ neV}$ ist (siehe Abschnitt 4.9), können höherenergetische UCN auch per Wandreflexion gespeichert werden. Dies ist beim spektralen Reinigungsprozess der UCN zu Beginn einer Speichermessung zu berücksichtigen. Um diese Komplikation zu umgehen wäre es denkbar, ein Neutronen absorbierendes Material (z.B. Titanblech oder Neutronendetektor) auf die Innenwand des Multipols anzubringen. Eine weitere Möglichkeit ist nach dem Füllvorgang der UCN-Falle $I_{\text{main}} < 32 \text{ A}$ einzustellen, um so die Falle in longitudinaler Richtung zu entleeren (Reduktion der höherenergetischen UCN, siehe Abschnitt 4.9).

⁴⁵Der Absorptionsquerschnitt von Samarium ist vergleichsweise hoch und beträgt $\sigma_{\text{abs}} = 5922 \text{ b}$. Dies führt für $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ zu $f = W/V = 0.03$ [112].

Wechselwirkung mit dem longitudinalen Magnetfeld

Die endliche Länge des zylinderförmigen Magnetsystems führt an den Stirnseiten zu einer in z -Richtung orientierten magnetischen Flussdichte $B_z^{\text{mp}}(x, y, z)$. Aufgrund der Symmetrie alterniert das Vorzeichen von $B_z^{\text{mp}}(x, y, z)$ zwischen den Polpaaren, sodass in der Summe $B_z^{\text{mp}} = 0$ ist und demnach auch die Kraft, hervorgerufen durch die Wechselwirkung mit dem longitudinalen Feld B_z des supraleitenden Magnetsystems.

Vereinfacht lässt sich die Kraftwirkung zwischen den beiden Systemen durch

$$F = \frac{B_z \cdot B_z^{\text{mp}}}{2\mu_0} A \quad (4.3)$$

ausdrücken, wobei A die Querschnittsfläche eines SmCo Segments und $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/m}^2$ ist. Für $I_{\text{main}} = 50 \text{ A}$ ergibt sich danach eine maximale Kraft von $F_z \leq \pm 220 \text{ N}$ am unteren und $F_z \leq \pm 340 \text{ N}$ am oberen Ende, bezogen auf den supraleitenden Magneten. Zum Vergleich, die in radialer Richtung nach außen wirkende Kraft auf ein SmCo-Segment, hervorgerufen durch die Magnetisierung der übrigen Element in einem Ring, beträgt $F_r = 500 \text{ N}$.

4.5.3 Vergleich erster Messdaten zur Simulation

Der magnetische Fluss des Multipolmagneten besitzt, wie in Abbildung 4.20 gezeigt ist, Feldgradienten in alle Raumrichtungen, sodass zur Messung der magnetischen Flussdichte $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ eine 3-Achsen-Hall-Sonde verwendet werden muss. Gleichzeitig bedingt dies die Anforderung einer hohen Präzision der Mechanik zur Führung der Hall-Sonde. Aufgrund der Unsicherheiten wird sich auf eine Betrachtung des Betrags $B(\mathbf{r})$ beschränkt, wobei $\mathbf{r} = (r, \varphi, z)$ gilt.

Die im Folgenden dargestellten Daten entstammen drei unabhängigen Messungen:

1. Messung von $B(\varphi)$ eines einzelnen Rings, bei halber Ringhöhe und einem Wandabstand von 2 mm. Die Daten wurden vom Hersteller bereitgestellt und sind im linken Diagramm von Abbildung 4.21 zu sehen.
2. Messung von $B(z)$ des gesamten Magnetsystems bei einem radialen Abstand zur Mantelfläche von 2.5(5) mm. Details zur Messung findet man bei [169]. Das rechte Diagramm in Abbildung 4.21 zeigt den Feldverlauf beim Übergang in die Magnetröhre.
3. Messung von $B(r)$ bei $\varphi = 0^\circ$ bzw. $\varphi = 180^\circ$ und $\Delta z = 95 \text{ mm}$ (ab Kante 1. Ring: $z = 665 \text{ mm}$), mit dem in Abbildung 4.19 unten rechts gezeigten Aufbau. Dabei konnte ein minimaler Abstand von 4.4 mm erreicht werden. Der Feldverlauf $B(r)$ und zusätzlich die Ergebnisse von $B(\varphi)$ und $B(z)$ bei $r = 52 \text{ mm}$ bzw. $r = 51.5 \text{ mm}$ sind in Abbildung 4.22 dargestellt.

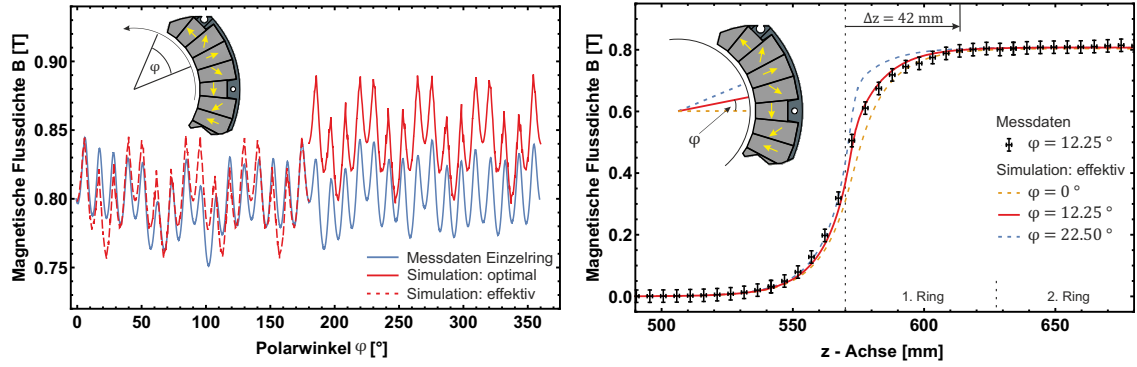


Abbildung 4.21: Gegenüberstellung von Messdaten und 3D FEM Simulation: $B(\varphi)$ als Funktion des Polarwinkels in der xy -Ebene (links) und $B(z)$ als Funktion der longitudinalen Position im späteren Experiment τ SPECT (rechts). Die magnetische Flussdichte $B(z)$ erreicht nach etwa 42 mm ihren maximalen Wert ab der Kante des 1. Ringelements.

Vergleicht man die Messdaten mit der Simulation (siehe vorhergehenden Abschnitt), zeigt sich bei allen drei Datensätzen eine vergleichbar große Abweichung. Beispielhaft ist dies für $B(\varphi)$ in Abbildung 4.21 (links) gezeigt, wobei im Fall *optimal* eine Remanenz von $B_r = 1.106$ T (Herstellerangabe) und im Fall *effektiv* eine Remanenz von $B_r = \varepsilon \cdot 1.106$ T verwendet wurde. Der Parameter ε soll vereinfacht die reduzierte magnetische Flussdichte der Messdaten ausdrücken. Anhand der drei Datensätze ergaben sich die folgenden Werte:

Messung	Effektivwert ε
radial	0.955(15)
polar	0.950(10)
longitudinal	0.955(15)

Damit ergibt sich am Rand bei $r \equiv R = 54$ mm des Multipolmagneten eine effektive magnetische Flussdichte von $B(R) = 0.898(13)$ T.

Gegenüber den bei der Simulation verwendeten exakten Parameter, ergeben sich in der Realität einige Unsicherheiten: Dimension und Magnetisierungsrichtung der einzelnen Segmente, Schlitzbreite und die damit verbundene Verkipfung der Segmente und eine Schwankung der absoluten Remanenz wie auch homogenen Magnetisierung über das gesamte Volumen eines Segments. Letzteres wird als der dominante Effekt angesehen.

Die Analyse mittels FEM-Simulationen [165] haben gezeigt, dass die Unsicherheiten der Magnetisierung und der Schlitzbreite lokale Effekte hervorrufen, jedoch nicht eine globale Reduzierung der Flussdichte bewirken. Die Schwankung der Magnetisierungsrichtung α lässt sich mit $\sigma_\alpha \leq 3^\circ$ abschätzen (spezifiziert waren $\pm 2^\circ$).

Der vom Mutlipol erzeugte magnetische Fluss bewirkt an gewissen Positionen in der xy -Ebene ein zur Magnetisierung der Einzelsegmente gegensinniges Magnetfeld (für Details siehe [165]). Dies führt zur Entmagnetisierung (siehe Abbildung D.7) und damit zur Reduzierung der Remanenz (in der Simulation nicht berücksichtigt).

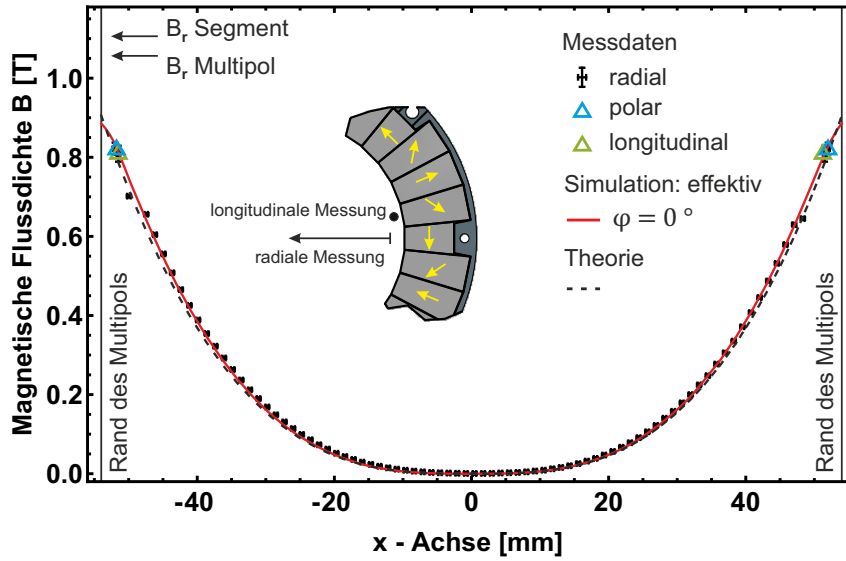


Abbildung 4.22: Gegenüberstellung von Messdaten und 3D-FEM-Simulation: $B(r)$ entlang der x -Achse ($\varphi = 0^\circ$). Ebenfalls sind die Ergebnisse der Messreihen $B(\varphi)$ und $B(z)$ dargestellt. Gegenüber der Herstellerangabe ergibt sich beim gebauten Multipol-Magneten eine reduzierte Remanenz von $B_r = \varepsilon \cdot 1.106 \text{ T} = 1.056 \text{ T}$.

Anmerkung zur Theorie: Um die Diskretisierung der Magnetisierung innerhalb eines Rings in Gleichung 4.1 zu berücksichtigen, muss B_r durch einen Effektivwert ersetzt werden. Aus der FEM-Simulation folgt dafür $B_r^{\text{theo}} = 0.87 \cdot \varepsilon \cdot B_r$, wobei $B_r = 1.106 \text{ T}$ (Herstellerangabe) ist (siehe schwarze Strichlinie in Abbildung 4.22).

4.6 Design und Konstruktion eines Adiabatic Fast Passage Spin-Flippers

In diesem Abschnitt geht es um die technische Realisierung des AFP Spin-Flippers in Form einer Radiofrequenzspule (RF-Spule). Die physikalischen Grundlagen zur AFP findet man in Abschnitt 1.5.3 und die Motivation zur Anwendung bei τ SPECT in Abschnitt 4.1.

Für die folgende Betrachtung sei mit $B_z(z)$ das longitudinale statische Feld des supraleitenden Magnetsystems (siehe Abschnitt 4.3) und mit $B_1(\mathbf{r})$ das von der HF-Spule erzeugte oszillierende Feld gemeint. Wie in der Theorie erläutert muss B_1 senkrecht zu B_z orientiert sein, womit festgelegt ist, dass B_1 in der xy -Ebene oszilliert. Bei τ SPECT befindet sich die HF-Spule auf der Mantelfläche des UCN-Leiters in einem Feld von etwa 0.34 T , wodurch die Frequenz der Spule mit $\omega = \omega_L$ bei 10 MHz liegt.

Die Aufgabenstellung ist nicht neu und wurde erfolgreich bei vergleichbaren Experimenten mit ultrakalten Neutronen angewendet [41]. Den Ausführungen in [94] folgend kann mit einem sogenannten Birdcage Resonator ein effizienter Spin-Flipper konstruiert werden.

4.6.1 Prinzip des Birdcage Resonators

Der Birdcage Resonator wurde 1985 initial von C. Hayes [170, 171] zur Anwendung in der Magnetresonanztomographie (MRT) vorgeschlagen, die theoretischen Grundlagen dazu findet man unter anderem bei [147].

Das Design eines Birdcage Resonator beruht auf der Beobachtung, dass eine sinusförmige Stromverteilung $\sigma(\phi, z) = \sigma_0 \sin(\phi) \hat{z}$ auf einer Zylinderoberfläche S ein transversales Feld innerhalb von S in der Form

$$\mathbf{B}(r, \phi, z) = B_t \hat{x} \quad (4.4)$$

erzeugt, wobei die $+x$ -Achse in radiale Richtung zeigt und durch $\phi = 0$ geht [94]. Abbildung 4.23 (links) zeigt $\sigma(\phi, z)$ auf S und in der Mitte die daraus resultierende magnetische Flussdichte. Durch sinusförmiges Variieren der Stromdichte in der Zeit lässt sich das Feld folgendermaßen zerlegen

$$\mathbf{B} = B_t \sin \omega t \hat{x} = \frac{B_t}{2} [\{\sin(\omega t) \hat{x} + \cos(\omega t) \hat{y}\} - \{\sin(-\omega t) \hat{x} + \cos(-\omega t) \hat{y}\}]. \quad (4.5)$$

Das Resultat sind zwei Felder mit einer Amplitude $B_t/2 = B_1$, die mit der Kreisfrequenz ω in entgegengesetzte Richtungen rotieren. In Überlagerung zu einem statischen longitudinalen Feld entspricht dies den theoretischen Anforderungen für einen adiabatischen Spin-Flip. Solange $B_1 \ll B_z$ ist, befindet sich das mit $-\omega$ rotierende Feld, wie Gleichung 1.42 zeigt, weit abseits der Resonanz und kann vernachlässigt werden.

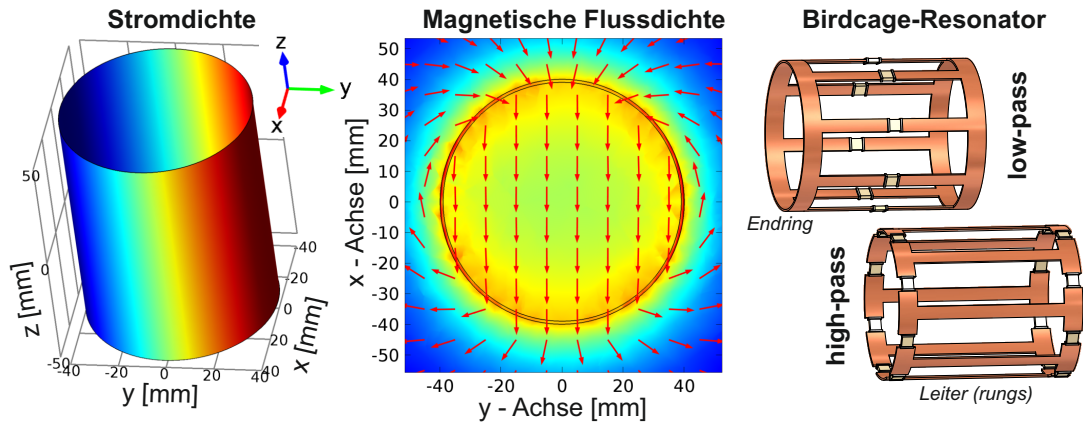


Abbildung 4.23: 3D-FEM-Simulation von $\sigma(\phi, z)$ auf einer Zylinderoberfläche mit $\sigma_0 = 1$ A/mm. Das mittlere Diagramm zeigt die resultierende magnetische Flussdichte ($B \simeq 5$ G) in der xy -Ebene bei $z = 0$. Die roten Pfeile deuten den magnetischen Fluss an, der im Inneren von S streng entlang $\hat{x}$ zeigt. Mittels des Birdcage Resonators (rechts abgebildet) ist es möglich eine diskretisierte Approximation von $\sigma(\phi, z)$ technisch zu realisieren, hier für $N = 8$.

Der Birdcage Resonator stellt eine diskretisierte Approximation des Oberflächenstroms $\sigma(\phi, z)$ dar: Der Strom wird auf N (N gerade) parallele gerade Leiter (engl. *rungs*), die äquidistant um eine Zylinderoberfläche herum angeordnet sind, aufgeteilt. Durch die Kopplung benachbarter Leiter entstehen N Maschen, wobei dafür im Wesentlichen zwei Möglichkeiten existieren: *low-pass* und *high-pass*. Beim *low-pass* Design befinden sich leitfähige Endringe zu jeder Seite, die kapazitiv mit den *rungs* gekoppelt sind. Demgegenüber erfolgt beim *high-pass* Design die kapazitive Kopplung der *rungs* entlang einem oder beiden Endringen. Dies ist im rechten Teil von Abbildung 4.23 illustriert.

4.6.2 Technischer Aufbau

Zur Demonstration der AFP bei τ SPECT wurde in Anlehnung an [94] ein *high-pass birdcage* Resonator mit $N = 8$ entwickelt (siehe Abbildung 4.24). Ziel war es UCN im longitudinalen Magnetfeld zu speichern, jedoch ohne Multipol-Magnet⁴⁶. Für die radiale Speicherung sollte ein Quarzrohr ($\varnothing = 66$ mm) mit einem Fallenpotential von $E_{\text{trap}} = 95$ neV [122] dienen (siehe Abschnitt 4.10).

Damit ergab sich das Designziel der Spule zu $\omega/(2\pi) = 10$ MHz und $B_1 \simeq 5$ G. Die Dimension wurde wie folgt gewählt:

Länge (inkl. Endringe)	: 100 mm
Innendurchmesser	: 80 mm
Breite des rungs	: 10 mm
Dicke der rungs	: 0.5 mm.

Die Resonanzspule entspricht im Prinzip einem Netzwerk aus Kapazitäten (C), Induktivitäten (L) und Widerständen (R). Es ist daher zweckmäßig in einem ersten Schritt ein sogenanntes *lumped-element* Modell⁴⁷ zu erstellen, um das Verhalten der Spule bei entsprechender Auslegung der einzelnen Parameter (C,L,R) zu studieren.

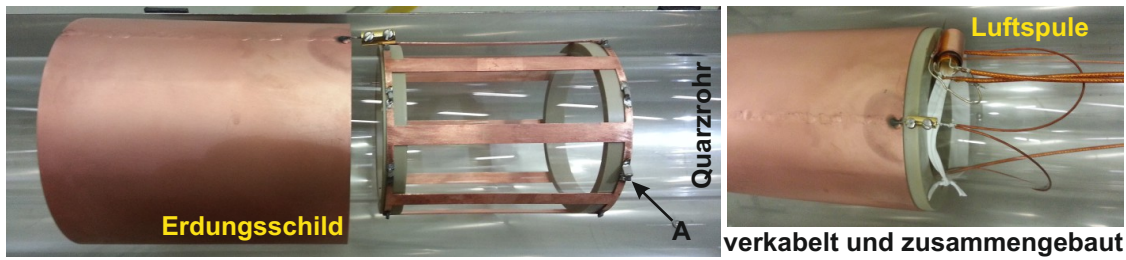


Abbildung 4.24: Der $N = 8$ Birdcage Resonator von τ SPECT zur Demonstration der AFP während den Strahlzeiten *April15* und *Juli15*. Die Leistung wird kapazitiv bei Punkt A, sowie auf der davon gegenüberliegenden Seite eingekoppelt. Zum Bau wurden Keramikkondensatoren (Bauform: SMD) des Herstellers American Technical Ceramics [172], mit einer Güte von $Q > 10\,000$ bei 1 MHz verwendet.

⁴⁶Die Auslieferung des Magnetsystems erfolgt erst 12/2016, während die Strahlzeiten im Sommer 2015 stattfanden.

⁴⁷Begriff aus dem Englischen und meint hier die vereinfachte Beschreibung eines komplexen Systems durch Approximation mittels diskreter elektronischer Bauelemente.

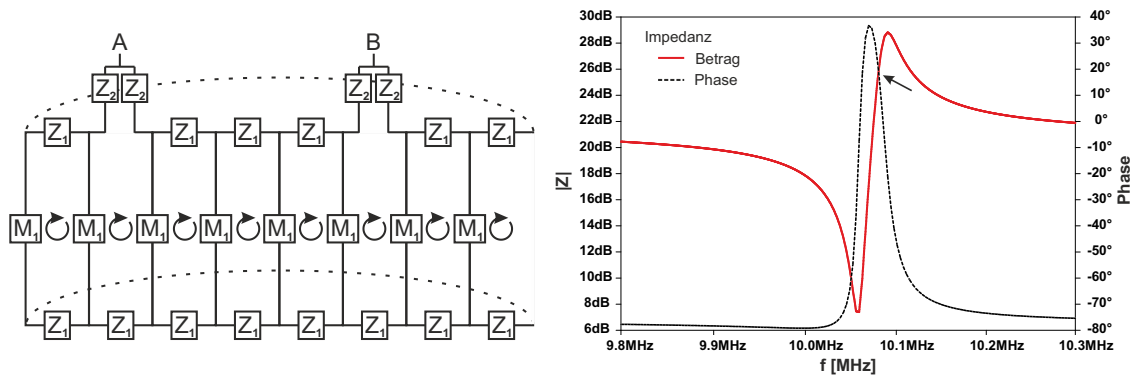


Abbildung 4.25: Links: *Lumped-element* Modell eines Birdcage Resonators mit 8 *rungs*. Die Strichlinie soll dabei andeuten, dass es sich um ein geschlossenes Netzwerk von 8 nahezu identischen Maschen handelt. Einzig die kapazitiven Einkopplungspunkte A und B der elektrischen Leistung brechen die Symmetrie. Rechts: Bode-Diagramm zur Netzwerkanalyse mittels LTspice: Bei der Frequenz $f = 10.08$ MHz besitzt das Netzwerk eine Resonanz (schwarzer Pfeil), wobei die Impedanz $Z = 44 \Omega + i8 \Omega$ beträgt.

Mittels der Software *LTspice*⁴⁸ wurde das in Abbildung 4.25 vereinfacht dargestellte Netzwerk mit $N = 8$ analysiert (das vollständige Modell ist in Abbildung D.10 im Anhang zu sehen). Dabei beschreibt M_1 die Kombination aus Selbstinduktivität der *rungs*, wie auch die Gegeninduktivität benachbarter Maschen. Die Impedanz $Z_i = 1/(i\omega C_i) + i\omega L_i$ setzt sich aus der Kapazität C_i der Kondensatoren, die physikalisch mit den *rungs* verbunden sind, und der Selbstinduktivität L_i des Ringelements zusammen, wobei ω die Anregungsfrequenz ist. Die Induktivitäten wurden anhand tabellierter Werte [173] für die gewählte Geometrie abgeschätzt und die Kapazität anhand der Simulation ermittelt:

$$\begin{aligned} \text{Induktivität} &: M_1 = 77.3 \text{ nH}, \quad L_1 = L_2 = 4.9 \text{ nH} \\ \text{Kapazität} &: C_1 = 8.2 \text{ nF}, \quad C_2 = 10.2 \text{ nF} \end{aligned}$$

Die elektrische Leistung wird an den Punkten A und B kapazitiv zwischen zwei Kondensatoren (Z_2) symmetrisch in das Netzwerk eingekoppelt. Da eine linear oszillierende stehende Welle in der Spule erzeugt werden soll, befinden sich die zwei Punkte räumlich gegenüberliegend und die eingekoppelte Leistung besitzt einen Phasenversatz von 180° . Das rechte Diagramm in Abbildung 4.25 zeigt die simulierte Impedanz $Z = |Z| \exp(i\varphi)$ (Betrag und Phase) an den Einkopplungspunkten (A oder B) der Resonanzspule. Ziel ist eine Impedanzanpassung auf die technisch üblichen $Z = 50 \Omega$, was mit einem zusätzlichen externen Netzwerk („Matching-Box“) erfolgt.

Abbildung 4.26 zeigt den elektrischen Anschlussplan des Spin-Flipper-Systems. Zur Differenzierung und 180° Phasenverzögerung des verstärkten HF-Signals (J2), welches von einem Funktionsgenerator (Rigol-DG1032Z) und einem Verstärker (Dressler-LPPA1330) erzeugt wird, dient ein 180° Leistungsteiler von *Werlatone* (Modell H1484-10). Der summierte Signalausgang (J1) ist mit einem 50Ω Abschlusswiderstand verbunden. Der Birdcage Resonator befindet sich innerhalb eines Erdungsschildes aus sauerstofffreiem Kupfer ($\varnothing = 104$ mm). Die Impedanzanpassung erfolgt vor der Differenzierung des HF-Signals

⁴⁸SPICE Simulator der Firma Linear Technology Corporation. Die Abkürzung „SPICE“ steht für Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis.

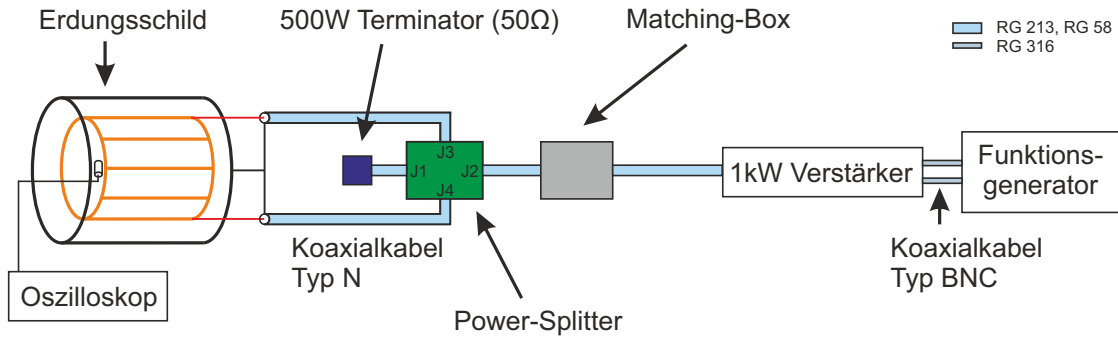


Abbildung 4.26: Skizze vom elektrischen Anschlussplan des Spin-Flippers.

(„Matching-Box“) und wurde mit Hilfe eines Vektor-Netzwerkanalysators⁴⁹ ermittelt. Eine Luftspule im Randbereich des Birdcage Resonators dient im späteren Experiment der Funktionskontrolle, da nicht auszuschließen ist, dass die Lötkontakte des Resonators in Folge der Temperaturzyklen brechen oder die Resonanzfrequenz driftet. Im Inneren der kalten Bohrung des supraleitenden Magnetsystems kühlt der Spin-Flipper auf (200 ± 20) K ab.

4.6.3 Charakterisierung der Feldform

Eine ausführliche Charakterisierung der Resonanzspule wurde durch S. Kunz im Rahmen seiner Bachelorarbeit [174] durchgeführt. Hier sollen lediglich die relevanten Aspekte diskutiert werden.

Das linke Diagramm der Abbildung 4.27 zeigt die lineare Abhängigkeit der magnetischen Flussdichte B_{rf} von der am Funktionsgenerator eingestellten Ausgangsspannung U_0 , wobei in [174] gezeigt werden konnte, dass die Leistung des Verstärkers $P \sim U_0^2$ ist. Dafür wurde die induzierte Spannung in einer zuvor kalibrierten Zylinderspule gemessen. Es ist zu beachten, dass $B_1 = B_{rf}/2$ bedeutet.

Im rechten Diagramm der Abbildung ist B_{rf} als Funktion der Anregungsfrequenz $\omega/(2\pi)$ dargestellt. Die für den Spin-Flip benötigte Resonanz liegt bei $f_0 = 10.08$ MHz mit einer FWHM von 110 kHz. Durch eine nachträgliche Impedanzanpassung verschob sich die Resonanzfrequenz auf $f_{exp} = 10.24$ MHz. Die Güte der Spule konnte mit $Q = 100$ bestimmt werden [175].

Zur Visualisierung der vom Resonator erzeugten magnetischen Flussdichte in der xy -Ebene wurde eine 3D-FEM-Simulation durchgeführt (siehe Abbildung 4.28, links), wobei lediglich die vertikalen Leiter (*rungs*) implementiert sind. Die zu erwartenden Ströme I_1 und I_2 konnten zuvor anhand der Netzwerkanalyse mittels LTspice ermittelt werden. Im rechten Diagramm der Abbildung ist die axiale Abhängigkeit der magnetischen Flussdichte B_{rf} als Funktion der z -Position bei τ SPECT dargestellt.

⁴⁹Modell: MiniVNA TINY, Hersteller: Mini Radio Solutions.

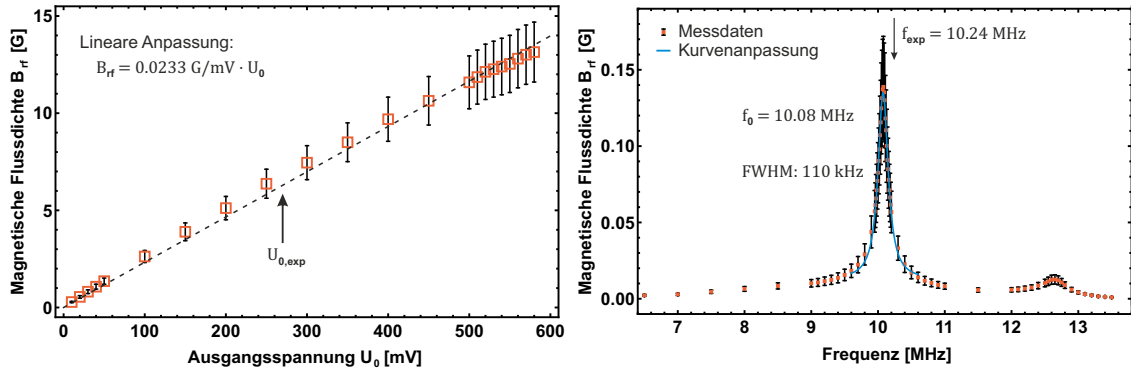


Abbildung 4.27: B_{rf} als Funktion der Ausgangsspannung U_0 des Funktionsgenerators (links) und der Frequenz $f = \omega/(2\pi)$ (rechts).

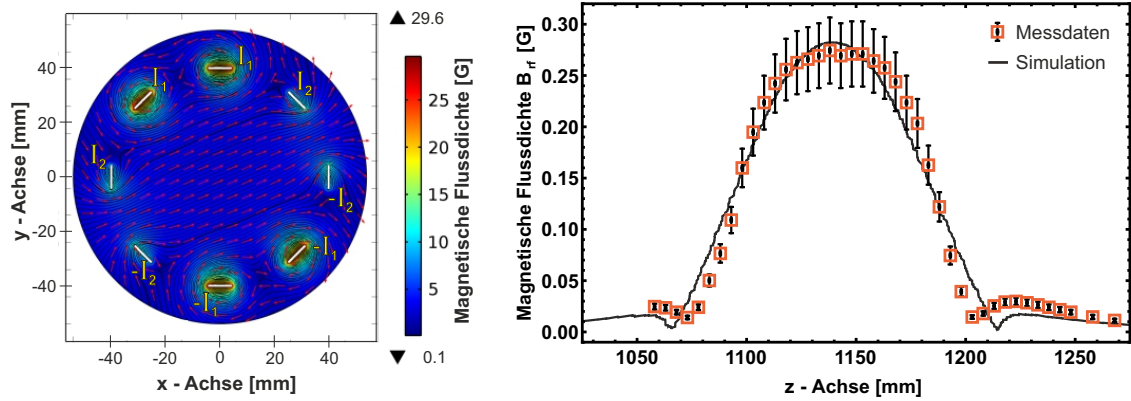


Abbildung 4.28: 3D-FEM-Simulation der magnetischen Flussdichte B_{rf} in der xy -Ebene mit $I_1 = 38.5 \text{ A}$ und $I_2 = 16.0 \text{ A}$. Die mittlere Flussdichte im Inneren beträgt 6.8 G. Rechts ist B_{rf} als Funktion der z -Position bei τ SPECT für $U_0 = 10 \text{ mV}$ dargestellt. Die Simulation entspricht einem Strom von $I_1 = 1.9 \text{ A}$ und $I_2 = 0.8 \text{ A}$.

4.6.4 Ausblick

Wie in Abschnitt 4.10.3 gezeigt wird, ist der hier vorgestellte Birdcage Resonator effizient als UCN-Spin-Flipper zu verwenden. Durch den Einbau des Multipolmagneten (siehe Abschnitt 4.4.4) ist ein höherer Magnetfeldgradient zu erwarten, sodass eine höhere B_1 Feldstärke (Leistung) als bisher benötigt wird. Die nicht vollständige Impedanzanpassung limitiert die Leistung und damit B_{rf} . Es existieren die folgenden Möglichkeiten zur Optimierung der Resonanzspule [175]:

- Leistungseinkopplung in räumlicher Quadratur mit 90° Phasenversatz. Damit entspricht $B_{rf} = B_1$, womit die Leistung verdoppelt werden kann.
- Konstruktion der Spule im Design *low-pass*, um so die Kapazitäten zu verringern. Dies führt zu einer höheren Güte und damit effizienteren Leistungsverstärkung.
- Statt Lötzinn sollte Indium (mit Flussmittel) verwendet werden.
- Der Schirm sollte nicht als Erdpotential verwendet werden. Die kapazitive Kopplung er-

folgt zwischen zwei in Reihe befindlichen Kondensatoren C_1 und C_2 , wobei $C_1 \gg C_2 \approx C$ mit $1/C = 1/C_1 + 1/C_2$ ist.

- Die Impedanzanpassung sollte balanciert hinter dem Resonator erfolgen.

4.7 Das Detektionssystem zum Nachweis der Zerfallsprodukte

In diesem Abschnitt wird das Detektionssystem zum Nachweis der Zerfallsprodukte (Proton, Elektron) vorgestellt, wobei das Konzept auf dem Design des beim Experiment a SPECT [176, 46] verwendeten Detektorsystems aufbaut [150, 38]. Wesentliche Änderungen sind die Anpassung der Geometrie für einen horizontalen statt vertikalen Betrieb und eine Weiterentwicklung des Datenaufnahmesystems (DAQ) [177, 178].

Das Ziel ist eine möglichst hohe Nachweiseffizienz der Protonen zu erreichen, während das Signal der Elektronen zur Untersuchung systematischer Effekte dient.

4.7.1 Prinzip und Aufbau

Das Detektionsprinzip beruht auf dem adiabatischen Transport der Protonen und Elektronen entlang der Magnetfeldlinien (vgl. Abschnitt 1.5.1). Die Teilchen starten im Inneren der magnetischen UCN-Falle bei niedriger Feldstärke ($B \simeq 0.3$ T) und fliegen entsprechend dem initialen Impuls in $+z$ - oder $-z$ -Richtung. Bei $+z$ befindet sich im rechten Magnetfeldmaximum (vgl. Abbildung 4.2) ein Silizium-Drift-Detektor⁵⁰ (SDD) (7) zur Teilchendetektion und in $-z$ -Richtung bei $z \approx 570$ mm eine Zylinderelektrode (Spiegelelektrode, $U \simeq +1$ kV) zur Reflexion der Protonen in $+z$ -Richtung, um so einen 4π -Nachweis⁵¹ zu ermöglichen.

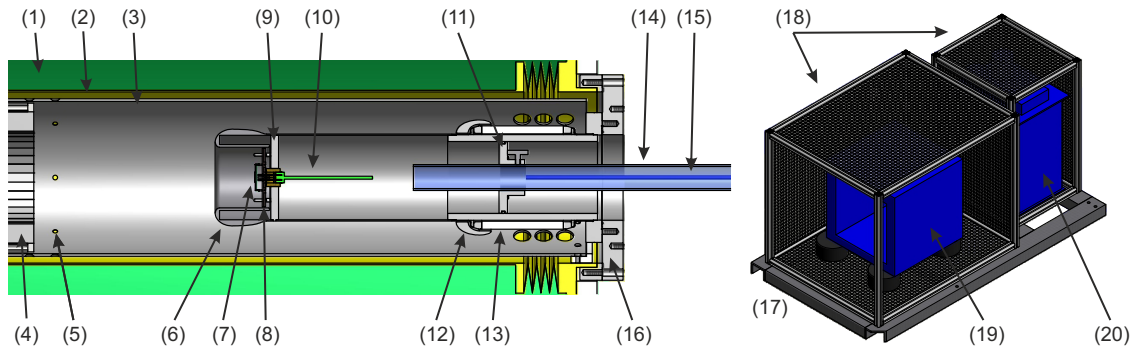


Abbildung 4.29: CAD-Zeichnung des Detektionssystems zum Nachweis der Zerfallsprodukte: (1) Kryostat des supraleitenden Magneten, (2) kalte Bohrung, (3) inneres Edelstahlrohr, (4) letztes Segment und (5) Fixierung des Multipolmagneten, (6) Detektor-Cup, (7) SDD-Detektor mit (8) Keramik-Leiterplatte, (9) Vakuumseparation mit Durchführung (SUB-D50), (10) Vorverstärker, (11) Diffusionssperre (12) Elektrostatischer Abschirmring (Bor-Nitrid), (13) Keramik-Isolator, (14) Plexiglasrohr zur Kabelführung, (15) Zuleitung N_2 Spülgas, (16) CF-DN200 und CF-DN100 Flansch, (17) U-Profil Konstruktionsrahmen, (18) Faraday-Käfige, (19) NIM Steckmodul und (20) HV-Trenntrafo.

⁵⁰Hersteller: PNDetector GmbH, München, SDD-300 Bar, Detektor-Typ: UM-141101

⁵¹Meint die Abdeckung des vollen Raumwinkels.

Zur Nachbeschleunigung der Protonen⁵², um die Totschicht des Detektors zu überwinden, befindet sich der SDD innerhalb eines Edelstahltopfes („Detektor-Cup“) (6) mit $U = -15\text{ kV}$ gegenüber dem Kryostaten (Erddpotential). Der zurückgesetzte Einbau dient der Minimierung der elektrischen Feldstärke im Bereich des SDD, um so eine potentielle Schädigung durch ionisiertes Restgas oder Elektronen aus Feldentladungen zu vermeiden [38, 150]. Die Detektor-Cup ist mittels eines Keramik-Isolators (13) über eine CF-DN100 zu CF-DN200 Flansch-Kombination (16) mit dem Kryostaten (1) fest verbunden (vgl. Abbildung 4.32).

Der SDD befindet sich vakuumseitig auf einer speziell angefertigten Keramik-Leiterplatte⁵³ und ein SUB-D50-Stecker dient zur elektrischen Vakuumdurchführung (siehe Abbildung 4.31). Direkt dahinter befindet sich der Vorverstärker (VV) und wird durch die kalte Bohrung gekühlt. Zur Vermeidung der Kondensation von Luftfeuchtigkeit auf der Platine wird das Volumen mit Stickstoff (N_2) geflutet (15), wobei eine PVC-Scheibe (11) als Diffusionssperre dient.

Die auf Hochspannung liegenden Signalkabel werden über ein Plexiglasrohr (14) zu einem außerhalb der magnetischen Eisenabschirmung des supraleitenden Magnetsystems befindlichen Faraday-Käfigs (18) geleitet. Dort befindet sich die restliche, ebenfalls auf Hochspannung liegende DAQ (19), sowie ein entsprechender Trenntrafo (20). Um möglichst kurze Wegstrecken einzuhalten wird an der Endplatte der Eisenabschirmung eine Plattform aus Aluminiumprofil befestigt, worauf die Faraday-Käfige auf Höhe der Kryostat-Achse platziert sind.

4.7.2 Elektronik

Aufbau und Verkablung der DAQ ist durch die schematische Skizze in Abbildung 4.30 dargestellt. Anhand der Rahmung soll die jeweilige Position der Komponente im experimentellen Aufbau angedeutet werden. Zur Gegenüberstellung sei auch auf den vorhergehenden Unterabschnitt verwiesen.

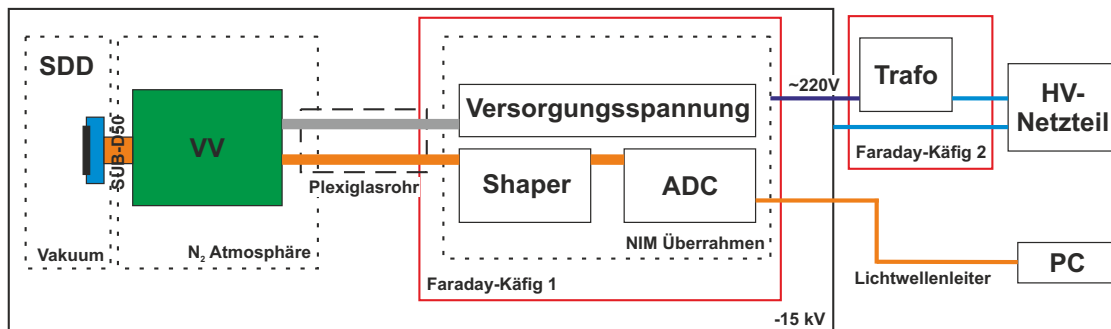


Abbildung 4.30: Schematische Skizze der DAQ zum Nachweis der Produkte des Neutronenzerfalls (Proton, Elektron) bei τ SPECT.

⁵²Die Endpunktenergie des Protonen-Zerfallsspektrums liegt bei 751 eV und das der Elektronen bei 782.3 keV [15].

⁵³Spezialanfertigung: 1. Leiterplatte aus Macor, hergestellt von HANS SAUER Produktionsges.mbH (HaSaPro) und 2. Druck der Leiterbahnen am Institut für Aufbau- und Verbindungstechnik der Elektronik (IAVT), TU Dresden, Kontaktperson Marco Luniak.

Silizium-Drift-Detektor (SDD) Halbleiterdetektor mit einer *pnp*-Struktur, wobei die der Strahlung abgewandte *p*-Schicht aus konzentrischen Ringen besteht. Eine Potentialdifferenz zwischen den Ringen bewirkt einen Drift der erzeugten Ladungsträger zur Anode im Zentrum [149, 150], wodurch gegenüber herkömmlichen PIN-Dioden eine Reduktion des thermischen Rauschens erreicht wird [38]. Eine Besonderheit des SDD ist auch, dass der erste signalverstärkende Feldeffekttransistor (FET) auf dem Detektor-Chip verbaut ist. Für weitere Details zu Halbleiterelektronik im Allgemeinen und Halbleiterdetektoren sei auf [179, 180] verwiesen.

Der Detektor besteht aus drei SDDs, die sich in einer Reihe auf einem Silizium-Chip befinden, jeder mit einer quadratischen aktiven Fläche von 100 mm^2 . Zum Schutz befindet sich eine 30 nm dicke Aluminiumschicht auf der Oberfläche des Detektors, wobei die Totschicht etwa $\mathcal{O}(< 100\text{ nm})$ beträgt [46].

Vorverstärker Zur Minimierung des elektronischen Rauschens ist der VV direkt mit der Vakuumdurchführung (SUB-D50) verbunden. Der gekühlte Zustand aufgrund der kalten Bohrung trägt ebenfalls dazu bei. Außerdem verteilt der VV die verschiedenen Spannungen, welche der Detektor benötigt. Zusätzlich ist ein Schaltkreis zur Auslese der Temperatursensoren auf dem Detektor-Chip verbaut.

Spektroskopieverstärker Die vorverstärkten Signale werden an den Spektroskopieverstärker (im Folgenden Shaper genannt) weitergeleitet, wobei dieser sich außerhalb in einem NIM-Überrahmen⁵⁴ befindet. Der Shaper verstärkt und formt das Signal zu einem für den Analog-Digital-Wandler verarbeitbaren Puls. Eine Besonderheit des Spektroskopieverstärkers ist die logarithmische Verstärkung der analogen Eingangssignale (siehe Abbildung 4.31 rechts), d.h. Signale niedriger Energie (Protonen) werden stark und Signale hoher Energie (Elektronen) nur schwach verstärkt [178]. Diese Charakteristik verhindert eine Sättigung des Verstärkers (pile-up) aufgrund der zuerst am Detektor eintreffenden Elektronen aus dem Neutronenzerfall, sodass das Protonen-Signal weiterhin messbar bleibt [150].

Analog-Digital-Wandler (englisch für *analog-to-digital converter*, ADC) Zur Digitalisierung der Signale wird das kommerzielle System *Multiport II* von Canberra Industries, Inc. mit 6 Eingangskanälen verwendet. Dieser befindet sich ebenfalls im NIM-Überrahmen. Die maximale Pulshöhe beträgt 10 mV.

Computer Die Datenübertragung erfolgt mittels Lichtwellenleiter, sodass eine elektrostatische Trennung zum ADC ($U = -15\text{ kV}$) vorliegt. Zur weiteren Datenverarbeitung wird die kommerzielle Software *GENIE 2000* von Canberra Industries, Inc. genutzt.

Zur elektrischen Abschirmung der HV befindet sich die DAQ, wie auch der Trenntransformator (Trafo) in einem Faraday-Käfig. Mittels des Trafos wird das Erdpotential der DAQ auf -15 kV gesetzt, womit auch die Detektor-Cup auf HV liegt. Die Versorgungsspannungen der DAQ und im Speziellen des Detektors werden durch ein zusätzliches Modul (Spannungsteiler) generiert, welches ebenfalls im NIM-Überrahmen platziert ist.

⁵⁴Meint NIM-Standard (engl. für *Nuclear Instrumentation Modul-Standard*), modulares Stecksystem für Elektronik, siehe <https://cds.cern.ch/record/2026631>.

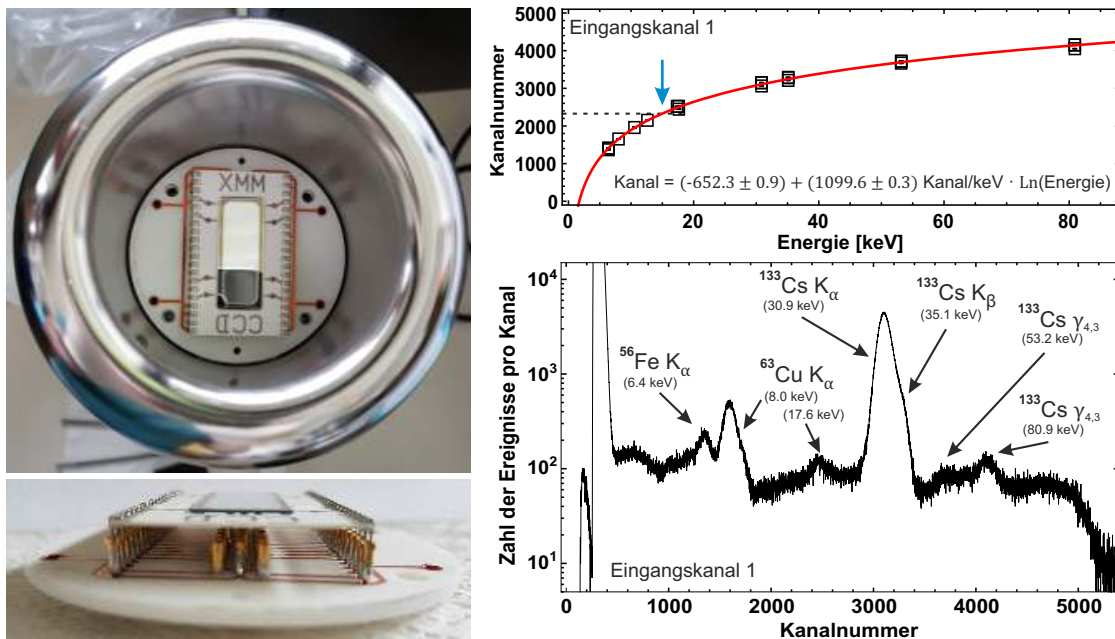


Abbildung 4.31: Photographie des SDDs innerhalb der Detektor-Cup (Draufsicht) und Seitenansicht der Keramik-Platine mit SDD. Auf der rechten Seite ist im oberen Diagramm die logarithmische Verstärkung der DAQ und im unteren Diagramm ein gemessenes Pulshöhenspektrum einer ^{133}Ba -Quelle dargestellt [178]. Zur Fixierung der Quelle wurde Kupfer und Eisen verwendet, wodurch die charakteristischen niederenergetischen Röntgenlinien resultieren. Der blaue Pfeil im oberen Spektrum markiert die Position der späteren Protonen-Signale im Spektrum bei einer HV von -15 kV.

4.7.3 Design des Elektrodensystems

Die Adaption der Detektor-Cup (siehe Abbildung 4.32) für einen horizontalen Einbau bei τSPECT gegenüber dem vertikalen Design beim Vorgängerexperiment αSPECT erforderte auch eine Anpassung der geometrischen Form der Elektrode im Bereich des Drift-Detektors. Unter Berücksichtigung der neuen Randbedingungen wurde mittels einer 2D-axial-symmetrischen FEM-Simulation und der Software Comsol Multiphysics®, Modul Electrostatics, die Form hinsichtlich minimaler elektrischer Feldstärken optimiert. Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 4.33 dargestellt. Eine vergleichbare Analyse für das Experiment αSPECT ist bei [38, 158] zu finden.



Abbildung 4.32: Photographie der Detektor-Cup zur Nachbeschleunigung der Protonen und Überwindung der Totschicht des Silizium-Drift-Detektors.

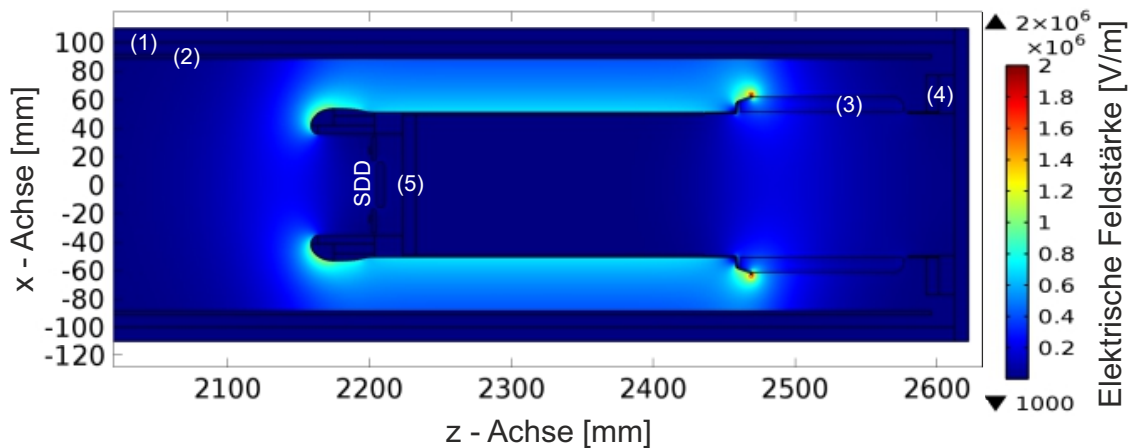


Abbildung 4.33: 2D-axial-symmetrische FEM-Simulation der elektrischen Feldstärke des Detektor-Cups bei einer Potentialdifferenz von -15 kV gegenüber der kalten Bohrung (1) und dem inneren Edelstahlrohr (2). (3) Keramik-Isolator, (4) CF-DN100 Flansch und (5) elektrische Vakuumdurchführung (SUB-D50-Stecker). Links davon befindet sich der SDD.

Die Öffnung der Cup beträgt im Durchmesser 71 mm , um so die Keramik-Platine des Detektors auf die SUB-D50-Vakuumdurchführung stecken zu können. Der SDD befindet sich 46 mm tief innerhalb der Cup (bei $z = 2208\text{ mm}$) und ist einem elektrischen Feld von 43 V/mm ausgesetzt. Zur Minimierung des elektrischen Feldes im Außenbereich wurde die Rundung gewölbt gestaltet ($\varnothing = 113\text{ mm}$), da der Durchmesser des Verbindungsrohrs durch den Keramik-Isolator zu 101.6 mm festgelegt ist. Die Feldstärke in diesem Bereich ist kleiner 1.1 kV/m .

Der kritische Bereich ist der Edelstahladapterring des Keramik-Isolators mit Feldstärken bis zu 5.0 kV/m . Um im späteren Experiment Feldentladungen an dieser Stelle zu vermeiden, wurde ein zusätzlicher Isolatorring aus Bornitrid⁵⁵ entworfen, der aus zwei zusammengesteckten Halbschalen besteht (siehe Abbildung 4.32).

Der minimale radiale Abstand zum inneren Edelstahlrohr (Erdpotential) beträgt 32.5 mm und in axialer Richtung zum letzten Segment des Multipolmagneten 212 mm .

Hergestellt wurde der Detektor-Cup durch die mechanische Werkstatt am Institut für Physik der Universität Mainz aus nicht-magnetischem Edelstahl (W.Nr. 1.4404). Zum Abschluss des Herstellungsprozesses erfolgte ein elektrochemisches Polieren der Oberflächen.

Anmerkung: Ursprünglich war angedacht, dass die Detektor-Cup horizontal frei schwebend eingebaut wird. Im Rahmen des Herstellungsprozesses hat sich jedoch gezeigt, dass die Verschweißung der dünnwandige Zylinderhülle mit dem Isolator problematisch ist und es aufgrund der Vibrationen des Kryostaten (Helium-Kaltköpfe) zur Rissbildung kommen kann. Daher muss die Detektor-Cup zusätzlich radial mit einem Isolator (PEEK) unterstützt werden.

⁵⁵Hergestellt von Henze BNP AG, in Lauben, Materialbezeichnung: HeBoSint[®].

Zusätzliche Elektroden zum Überwinden des magnetischen Spiegeleffekts

Entsprechend dem Impuls der Zerfallsprotonen und -elektronen führt der magnetische Spiegeleffekt dazu, dass nicht der komplette kinematische Phasenraum auf den SDD abgebildet wird (vgl. Abschnitt 1.5.1). Sei θ der Winkel zwischen dem initialen Impuls $\mathbf{p}$ und der magnetischen Flussdichte $\mathbf{B}$, dann werden alle Teilchen mit $\sin^2(\theta) > 1/R_m$ vom magnetischen Spiegel reflektiert, wobei $R_m = B_{\max}/B_{\min}$ das Magnetfeldverhältnis zwischen UCN-Falle und der Position des Drift-Detektors ist (siehe Gleichung 1.35).

Bei τ SPECT beträgt $R_m = 9.98(4)$ im Zentrum der UCN-Falle bei $z = 1200$ mm (inklusive Korrekturspulen, vgl. Abschnitt 4.3) und im Mittel $R_m = 7.7(1)$ unter Berücksichtigung des longitudinalen Magnetfeldprofils. Dies hat zur Folge, dass lediglich etwa 11 % der geladenen Teilchen in Richtung Detektor transmittiert werden, während der Rest entweder im longitudinalen Magnetfeld verbleibt ($\simeq 78$ %) oder in $-z$ -Richtung emittiert ($\simeq 11$ %).

Zusätzliche Beschleunigungselektroden im Bereich des ansteigenden Magnetfelds (negatives Potential), sowie eine sogenannte Spiegelelektrode (positives Potential) am unteren Rand des UCN-Speichervolumens können das Problem lösen. Modellhaft wurde das benötigte elektrische Potential mittels einer 2D-FEM-Simulation analysiert und ist in Abbildung 4.34 dargestellt. Zum Vergleich wurde auch das longitudinale Magnetfeld B_z für $I_{\text{main}} = 50$ A eingezeichnet (grüne Linie).

Für den Extremfall, dass ein Proton senkrecht zur Magnetfeldlinie mit der maximalen Zerfallsenergie emittiert wird, ist eine Potentialdifferenz von etwa $\Delta U = -7.5$ kV über eine Strecke von 390 mm nötig. Zur Umsetzung wurden 13 Lochscheiben mit einem konstanten Abstand von 30 mm, sowie eine zylinderförmige Spiegelelektrode (Länge = $\varnothing = 120$ mm)

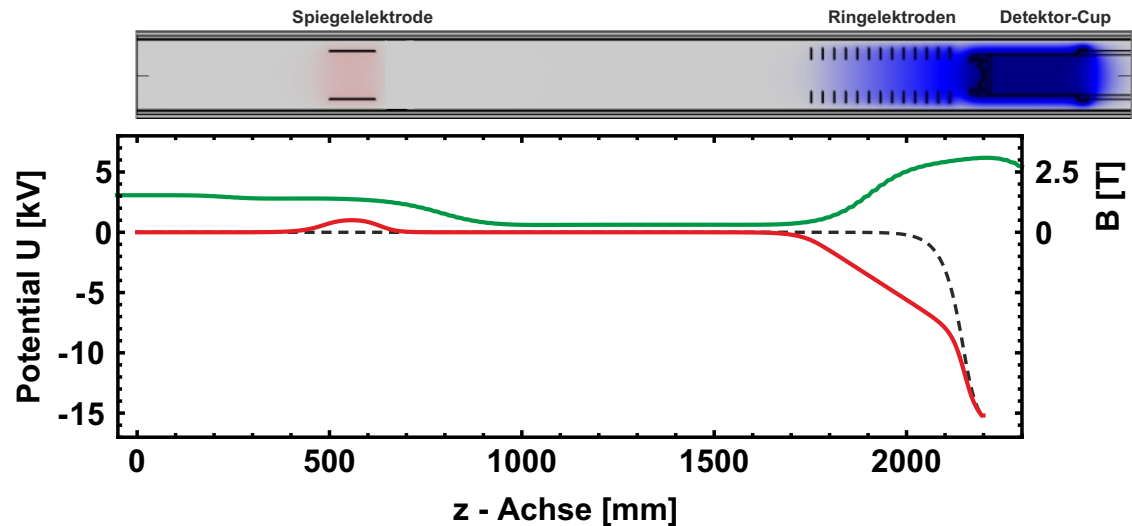


Abbildung 4.34: Elektrisches Potential entlang der z -Achse des Kryostaten mit (rote Linie) und ohne zusätzlicher Beschleunigungselektroden (schwarze Strichlinie). Das longitudinale Magnetfeld B_z ist mittels der grünen Linien dargestellt. Die Grafik im oberen Bereich zeigt die simulierte elektrische Potentialverteilung, erzeugt durch den Detektor-Cup ($U = 15$ kV) in Kombination zu den zusätzlichen Beschleunigungselektroden.

mit $U = +1.1$ kV simuliert. Die Geometrie des Elektrodensystems ist anhand der schwarzen Linien im oberen Teil von Abbildung 4.34 dargestellt. Die farbliche Codierung stellt das elektrische Potential dar (rote Linie im Diagramm darunter), wobei grau $U = 0$ V entspricht.

Einfluss durch das radiale Feld des Multipolmagneten

Neben dem longitudinalen Magnetfeld B_z , welches die Protonen adiabatisch zum SDD leitet, hat auch das radiale Magnetfeld des Multipolmagneten B_r und die achtshligige Symmetrie in der xy -Ebene einen Einfluss auf die Flugbahn der geladenen Zerfallsprodukte. Wie aus Abbildung 4.20 (rechts) oben ersichtlich ist, verlaufen die Feldlinien benachbarter Pole entgegengesetzt: Ebene A mit $\varphi = \{0^\circ, 90^\circ\}$ zum äußeren Rand und Ebene B mit $\varphi = \{45^\circ, 135^\circ\}$ zum Zentrum.

Die Flugbahn der geladenen Teilchen richtet sich nach dem uberlagerten Feld beider Magnetsysteme, wobei vereinfacht gesagt werden kann, dass solange $B_z > B_r$ die Teilchen dem longitudinalen Flussschlauch folgen und zum Detektor gelangen können (siehe Abbildung 4.35). Ist die Bedingung nicht erfüllt, hängt es davon ab ob die Teilchen sich in Ebene A oder B befinden. Dies veranschaulicht die FEM-Simulation in Abbildung 4.36: Die schwarzen Linien repräsentieren die Magnetfeldlinien des Gesamtmagnetfelds, wobei der Startpunkt auf der weißen vertikalen Linie liegt (20 Punkte äquidistant zwischen $r = 0$ und $r = 52$). Vorausgesetzt sei, dass der initiale Impuls nach $+z$ zeigt. Dann driften die Teilchen in Ebene A zum Rand, während in Ebene B eine Fokussierung zum Zentrum hin erfolgt.

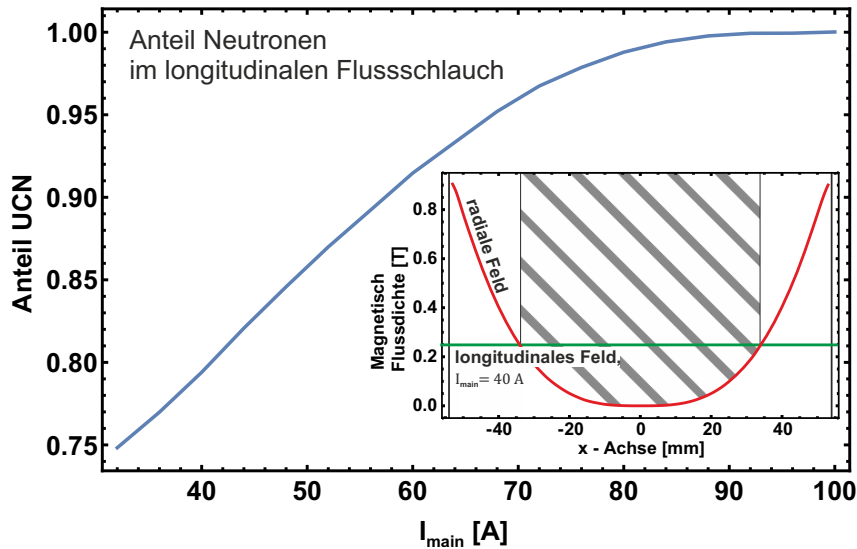


Abbildung 4.35: Anteil der UCN im Bereich des Speichervolumens mit $B_z < B_r$ als Funktion von I_{main} . Die Berechnung erfolgt nach der in Abschnitt 4.9 vorgestellten Methode. Die Zerfallsprodukte dieser UCN können dem longitudinalen Flussschlauch in erster Ordnung folgen und mittels eines zusätzlichen Elektrodensystems auf den SDD fokussiert werden.

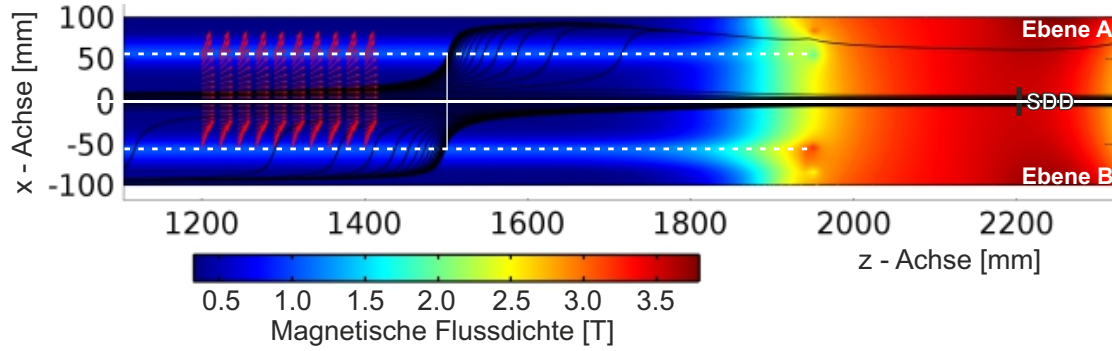


Abbildung 4.36: Magnetische Flussdichte der kombinierten Magnetsystem B_z und B_r in Ebene A ($\varphi = 0^\circ$) und Ebene B ($\varphi = 45^\circ$), berechnet mittels FEM-Simulation. Die schwarzen Linien entsprechen den magnetischen Flusslinien, welche in der mit dem weißen vertikalen Strich gekennzeichneten Ebene starten. Ist $B_r > B_z$ führen diese in Ebene A radiale nach außen und in Ebene B ins Zentrum und damit zum SDD.

Eine detaillierte Analyse aller Effekte und die Evaluierung der Detektionsrate muss auf Basis einer Monte-Carlo Simulation und der Berechnung der einzelnen Trajektorien unter Berücksichtigung des vollen dreidimensionalen Magnetfelds erfolgen.

4.7.4 Status und Ausblick

Die DAQ zusammen mit dem SDD wurden im Rahmen zweier Bachelorarbeiten getestet und charakterisiert [177, 178], der Detektor-Cup hat den HV-Testbetrieb bestanden und ist ebenfalls einsatzbereit. Da die zusätzlichen Beschleunigungselektroden bis in das magnetische Speichervolumen hineinragen, ist die technische Realisierung durch den ebenfalls in diesem Bereich vorhandenen Multipol recht anspruchsvoll. Das Schild des Birdcage Resonators könnte gleichzeitig als Spiegelelektrode genutzt werden.

4.8 Statistische Betrachtung

Bei τ SPECT existieren die zwei Möglichkeiten um τ_n zu bestimmen: „counting the dead“, also das Messen der Zerfallsprotonen, und „counting the survivor“ mit dem Zählen der nach einer bestimmten Speicherzeit noch vorhandenen UCN in der Falle. Allgemeine Zielsetzungen zur Messung von τ_n wurden bereits in Abschnitt 1.2 und 1.3 erläutert.

Berücksichtigt man die durchgeführten Speichermessungen (vgl. Abschnitt 4.10.3), die Optimierung der UCN-Quelle an Strahlrohr D [140] sowie Detektionseffizienzen gleichwohl für Protonen oder Neutronen, lässt sich die zu erwartende Signalintensität mit $N_0 \simeq 5000$ abschätzen. Zur Evaluierung von τ_n mit einer Genauigkeit von $\Delta\tau_n = 1$ s anhand der „counting the dead“-Methode und einer Untergrundzählrate von 0.1 s (vgl. [46]), werden etwa 370 Messzyklen benötigt. Umgerechnet entspricht dies für eine typische Strahlzeit am TRIGA Mainz 42 Messtage à 15 h Betrieb.

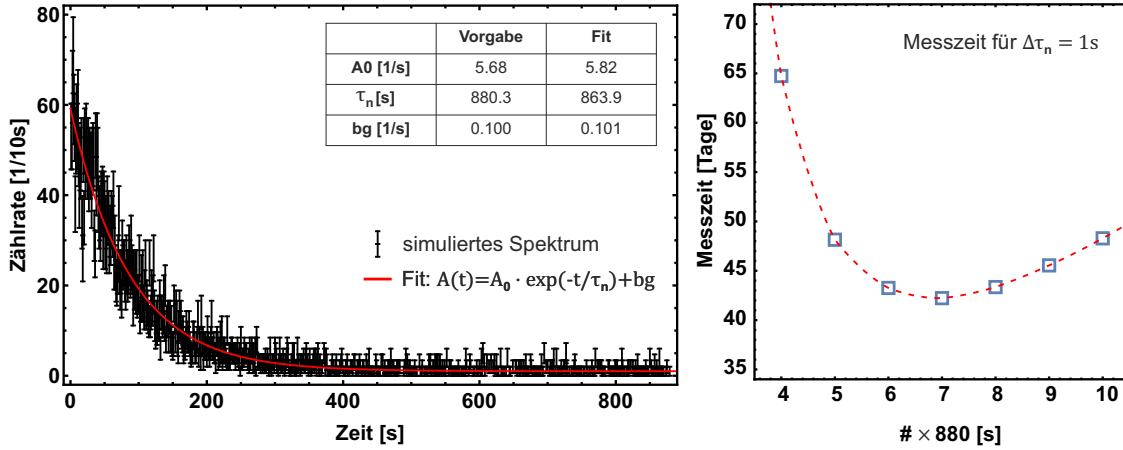


Abbildung 4.37: Links: Simulierte Zählrate detektierter Protonen als Funktion der Zeit. Rechts: Benötigte Messtage für $\Delta\tau_n \simeq 1$ s als Funktion der der Messzeit einer einzelnen Speichermessung, in vielfache von τ_n . Die rote Strichlinie dient dem Führen der Augen.

Die Analyse wurde mittels der Software *Wolfram Mathematica* (Version 11.0) durchgeführt. In einem ersten Schritt erfolgte das Würfeln von Zufallszahlen echter Signale mit der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (englisch für *probability density function*, pdf) $f_\lambda = \lambda \cdot \exp(-\lambda t)$ und von im Messintervall gleichmäßig verteilten Untergrundereignissen (engl. *background*) bg . Die Spektren wurden anschließend mit einer Maximum-Likelihood-Methode [181] ausgewertet und die Parameter $\tau_n = 1/\lambda$, $A_0 = N_0 \cdot \lambda$ und bg bestimmt.

4.9 Speicherpotential und effektives Volumen

Die totale Energie eines Neutrons E_n am Raumpunkt $\mathbf{r} = (x, y, z)$ ist gegeben durch

$$\begin{aligned} E_n &= E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}} = E_{\text{kin}} + V_{\text{grav}}(y) + V_{\text{mag}}(\mathbf{r}) \\ &= E_{\text{kin}} + mgy \pm \mu_n B(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (4.6)$$

wobei E_{kin} die kinetische Energie, m die Neutronenmasse, g die gravitative Beschleunigung, μ_n das magnetische Moment des Neutrons und y die Höhe ist. Das Pluszeichen des letzten Terms bezieht sich auf den Spinzustand der LFS. Die Überlagerung der beiden Magnetfelder $B_z(z)$ (longitudinales Hauptfeld) und $B_r(x, y)$ (radiales Multipolfeld) führt zu $B(\mathbf{r}) = |B(\mathbf{r})| \simeq \sqrt{B_z^2 + B_r^2}$.

Während die potentielle Energie in der horizontalen xz -Ebene symmetrisch ist, erfolgt durch die Gravitation in der vertikalen yz -Ebene eine Symmetriebrechung. Die Karten der potentiellen Energie für $y = 0$ und $x = 0$ in den Abbildungen 4.38 bzw. 4.39 illustrieren dies.

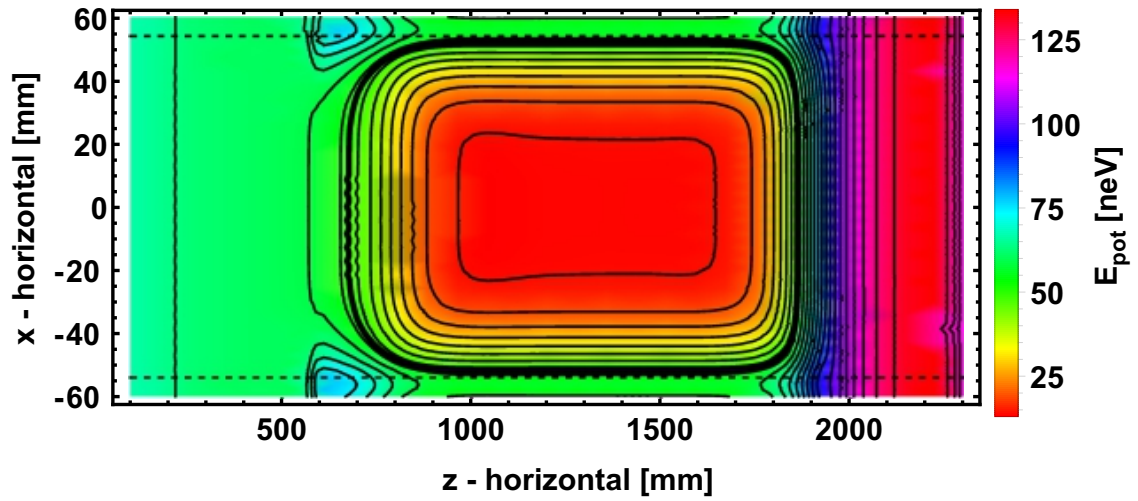


Abbildung 4.38: Karte von E_{pot} für einen horizontalen Schnitt bei $y = 0$ durch das Speichervolumen. Für die Darstellung wurde B_z aus Abbildung 4.6 bei $I_{\text{main}} = 36 \text{ A}$ und B_r aus Abbildung 4.22 verwendet. Die schwarzen Konturlinien starten bei 14 neV mit einem Zuwachs von je 5 neV . Die dicke schwarze Linie entspricht $E_{\text{trap}} = 51.9 \text{ neV}$.

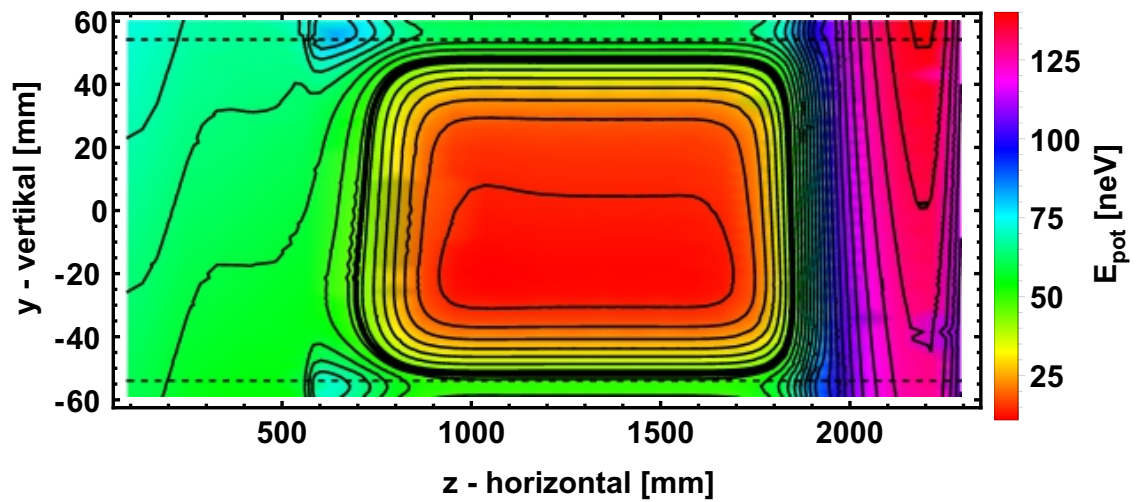


Abbildung 4.39: Karte von E_{pot} für einen vertikalen Schnitt bei $x = 0$ durch das Speichervolumen. Für die Darstellung wurde B_z aus Abbildung 4.6 bei $I_{\text{main}} = 36 \text{ A}$ und B_r aus Abbildung 4.22 verwendet. Die schwarzen Konturlinien starten bei 14 neV mit einem Zuwachs von je 5 neV . Die dicke schwarze Linie entspricht $E_{\text{trap}} = 46.4 \text{ neV}$.

Nach dem Eintritt in das Speichervolumen besitzen die LFS aufgrund des nicht auf Null abfallenden Magnetfeldes im Zentrum⁵⁶ eine minimale potentielle Energie von

$$\begin{aligned} E_{\min} &= 0.37 \text{ neV/A} \cdot I_{\text{main}} && \text{bei } (x, y) = (0, 0), \\ E_{\min} &\approx 0.37 \text{ neV/A} \cdot I_{\text{main}} - 1.9(2) \text{ neV} && \text{bei } (x, y) = (0, -21 \text{ mm}), \end{aligned}$$

wobei im ersten Fall $B_r(0, 0) = 0$ ist. Dem gegenüber stellt die Feldstärke des Multipols im Randbereich mit $B_r \simeq 0.86 \text{ T}$ bei $r = 53 \text{ mm}$, wobei $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, das maximale, rein magnetische Speicherpotential⁵⁷ von

$$\begin{aligned} E_{\text{trap}} &\approx 52 \text{ neV} && \text{bei } (x, y) = (0, 0), \\ E_{\text{trap}} &\approx 46 \text{ neV} && \text{bei } (x, y) = (0, -53 \text{ mm}) \end{aligned}$$

dar. Der zweite Werte berücksichtigt jeweils den gravitativen Einfluss. Die dickere schwarze Linie in den Abbildungen 4.38 bzw. 4.39 zeigt E_{trap} an.

Aus der Differenz $E_{\text{trap}} - E_{\min}(I_{\text{main}})$ ergibt sich die Speichertiefe und kann entsprechend I_{main} variiert werden, was eine Möglichkeit zur Untersuchung systematischer Effekte darstellt. Vergleiche dazu Abbildung 4.40 und 4.41.

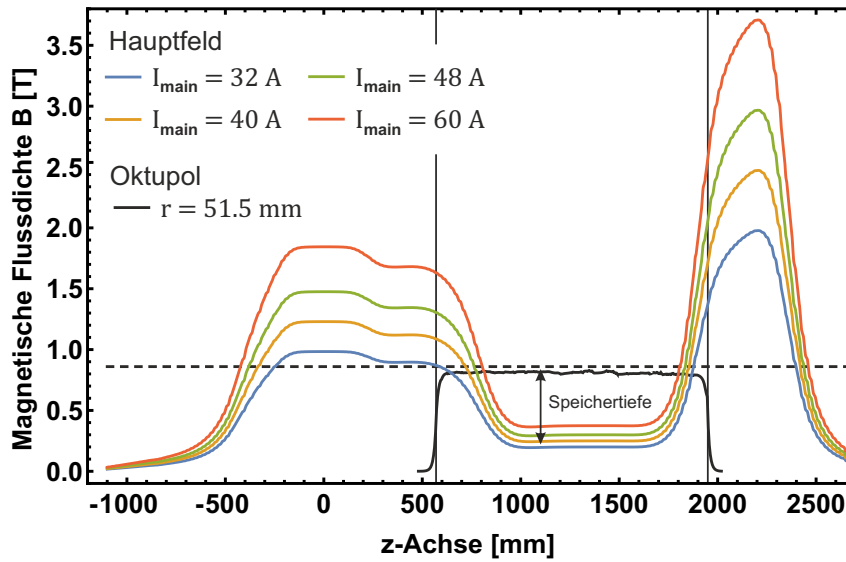


Abbildung 4.40: Darstellung von longitudinalem und radialem Magnetfeld entlang der z -Achse. Die schwarze Linie entspricht den Messdaten $B_r(z)$ bei einem Wandabstand von 2.5 mm [169] und die gestrichelte Linie $B_r(r)$ bei $r = 53 \text{ mm}$. Die Amplitude von B_z und somit die Potentialtiefe kann entsprechend dem Spulenstrom I_{main} variiert werden. Anhand der vertikalen schwarzen Linien ist die Position des Multipols angezeigt.

⁵⁶Messwert bei $z = 1140 \text{ mm}$ (Zentraler Bereich des Spin-Flippers): $B_z = 0.3506 \text{ T}$ bei einem Strom von $I_{\text{main}} = 56.687 \text{ A}$.

⁵⁷Das Speicherpotential E_{trap} einer rein magnetischen Falle (engl. *trap*) entspricht der maximalen Energie E_n eines UCN, sodass keine Möglichkeit besteht aus dem Speichervolumen zu entkommen oder mit einer materiellen Wand in Kontakt zu treten.

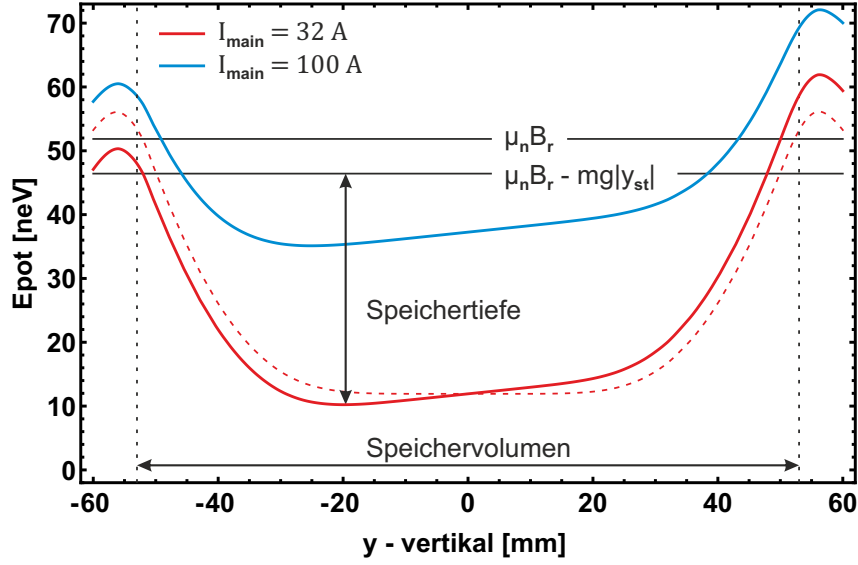


Abbildung 4.41: Potentielle Energie der magnetischen Falle als Funktion der Höhe (y -Achse) für verschiedene Spulenströme. Die Gravitation führt zur Symmetriebrechung, wie der Vergleich von E_{pot} horizontal (rote Strichlinie) zeigt. Die Speichertiefe ergibt sich aus der Differenz $E_{\text{trap}} = \mu_n B_r - mg|y_{\text{st}}|$ und der potentiellen Energie, wobei $|y_{\text{st}}| = 53 \text{ mm}$ die radiale Ausdehnung des Speichervolumens ist.

Die UCN in der Speicherfalle können nur solche Bereiche erreichen für die $E_n < E_{\text{pot}}(\mathbf{r})$ ist. Aufgrund dieser Energieabhängigkeit ist es zweckmäßig ein effektives Speichervolumen [67] $V_{\text{eff}}(E_n)$ zu definieren, welches durch

$$V_{\text{eff}}(E_n) = \text{Re} \left[\int_V \sqrt{\frac{E_n - E_{\text{pot}}(\mathbf{r})}{E_n}} dV \right] \quad (4.7)$$

ausgedrückt werden kann, wobei sich $\int_V$ über das Volumen der Falle erstreckt und dV das Volumenelement bei $\mathbf{r}$ ist. Im linken Diagramm von Abbildung 4.43 wurde dies für verschiedene Amplituden des Hauptfeldes, charakterisiert durch I_{main} , dargestellt. Die Integrationsgrenzen wurden entsprechen der Bedingung $E_{\text{pot}} \leq \mu_n B_r^{\text{max}} \simeq 52 \text{ neV}$ gewählt.

Das Integral $\int_0^{E_{\text{trap}}} n(E_n) V_{\text{eff}}(E_n) dE_n$ gibt die totale Anzahl der in der magnetischen Falle gespeicherten Neutronen an, wobei $n(E_n)$ die energieabhängige spektrale UCN-Dichte ist. Für eine typische Maxwell'sche-Geschwindigkeitsverteilung gilt $n(E_n) \propto \sqrt{E_n}$. Die Gültigkeit dieser Annahme konnte in vergleichbaren Messungen an der UCN-Quelle D des TRIGA Mainz demonstriert werden (vergleiche dazu Abschnitt 3.1).

Betrachtet man $n(E_n)$ als das initiale Spektrum ($E_{\text{pot}} = 0$), muss zur Ausführung des Integrals die Energieverschiebung von $E_{\text{pot}} = \mu_n B(z_{\text{sf}}) > 0$ in der Form $\sqrt{E_n} \rightarrow \sqrt{E_n - \mu_n B(z_{\text{sf}})}$ berücksichtigt werden. Dabei ist $z_{\text{sf}} = (1140 \pm 50) \text{ mm}$ die Position des Spin-Flippers.

Das rechte Diagramm von Abbildung 4.43 zeigt die relative Zahl gespeicherter Neutronen als Funktion der Speichertiefe bzw. I_{main} , normiert auf den Wert bei $I_{\text{main}} = 32 \text{ A}$.

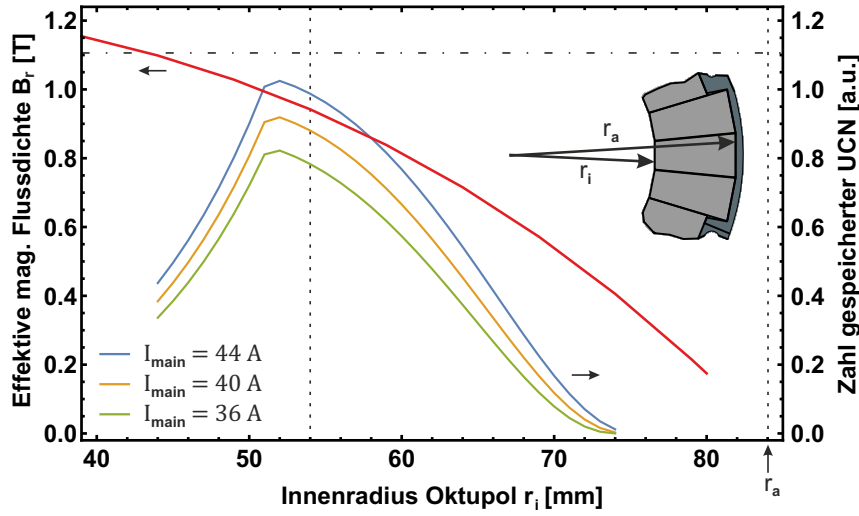


Abbildung 4.42: Abhängigkeit der effektiven magnetischen Flussdichte B_r^{eff} gegenüber der Segmenttiefe, dargestellt als Funktion des Innenradius r_i des Multipolmagneten, wobei $r_a = 84.1$ mm konstant ist (rote Linie). Mit dem Innenradius ändert sich auch das effektive Speichervolumen und somit die Zahl der gespeicherten UCN in der Falle (rechte vertikale Achse), wobei der Maximalwert bei $r_i = 52$ mm liegt.

Für $I_{\text{main}} = 32$ A entspricht die Amplitude des longitudinalen Feldes vom unteren Maximum (bei $z = 0$) etwa der des radialen Multipolfeldes ($r = 53$ mm). Eine weitere Reduktion bewirkt das Öffnen der Falle und kann für den spektralen Reinigungsprozess zu Beginn einer Lebensdaueremessung genutzt werden.

Eine weitere Möglichkeit zur Untersuchung systematischer Effekte bzgl. der Phasenraumentwicklung während der UCN-Speicherperiode bietet eine Verkipfung des supraleitenden Magneten, sodass auch die Symmetrie der z -Achse aufgrund der Gravitation gebrochen ist. Durch die geringe Speichertiefe von < 40 neV sollte ein Höhenunterschied von etwa 10 cm (Verkipfung von $\simeq 6^\circ$) bereits einen signifikanten Einfluss bewirken.

Anmerkung: Während die Speichertiefe der magnetischen Falle mit steigender Stromstärke abnimmt (vgl. rechtes Diagramm in Abbildung 4.43), steigt die Transmission der UCN durch die Vakuum-Separationsfolie (Aluminium, $V_F = 54$ neV [112]) im Strahlengang an (siehe (8) in Abbildung 4.3). Die potentielle Energie⁵⁸ bei $z = 456$ mm, was etwa der Position der Aluminiumfolie entspricht, ist $E_{\text{pot}} = 1.687 \text{ neV/A} \cdot I_{\text{main}}$. Insofern existiert zur Maximierung der gespeicherten UCN-Dichte ein optimaler Wert I_{main} , den es experimentell zu bestimmen gilt.

Die hier präsentierten Betrachtungen beziehen sich auf die Ausführungen in [128], Seite 149-152. Der interessierte Leser findet dort eine Gegenüberstellung zu einem vergleichbaren Lebensdauerexperiment.

⁵⁸Der Messwert des magnetischen Flusses bei $z = 456$ mm beträgt $B_z = 0.0280 \text{ T/A} \cdot I_{\text{main}}$.

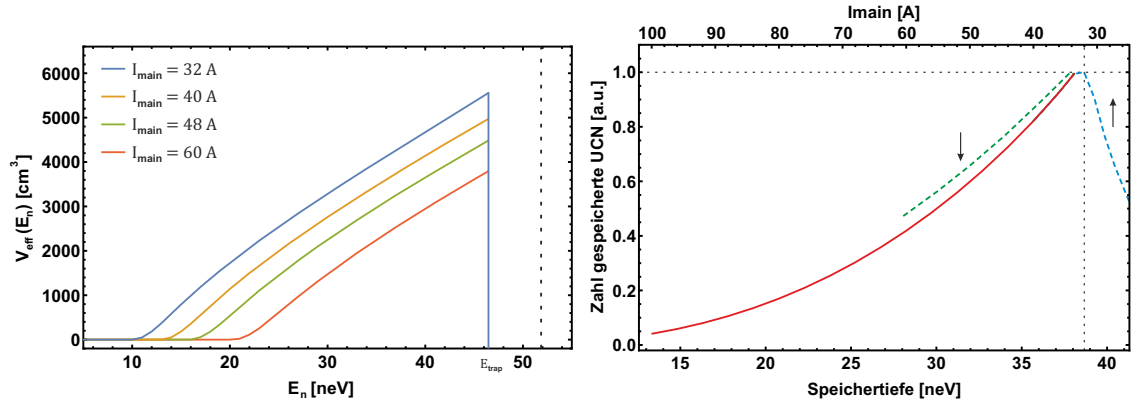


Abbildung 4.43: Links: Das energieabhängige effektive Volumen der UCN als Funktion von E_n für verschiedene Spulenströme nach Gleichung 4.7. In Abhängigkeit von I_{main} verschiebt sich die Potentialtiefe und damit E_{min} , während $E_{\text{trap}} \approx 46 \text{ neV}$ unverändert bleibt. Die schwarze Strichlinie korrespondiert zu E_{trap} für den hypothetischen Fall ohne Gravitation.

Rechts: Relative Zahl gespeicherter UCN als Funktion der Speichertiefe bzw. I_{main} . Für $I_{\text{main}} < 32 \text{ A}$ limitiert das longitudinale Magnetfeld die Speichertiefe, sodass die Zahl gespeicherter UCN in der Falle wieder abnimmt (blaue und grüne Strichlinie).

4.10 Erste UCN-Speicherung in τ SPECT

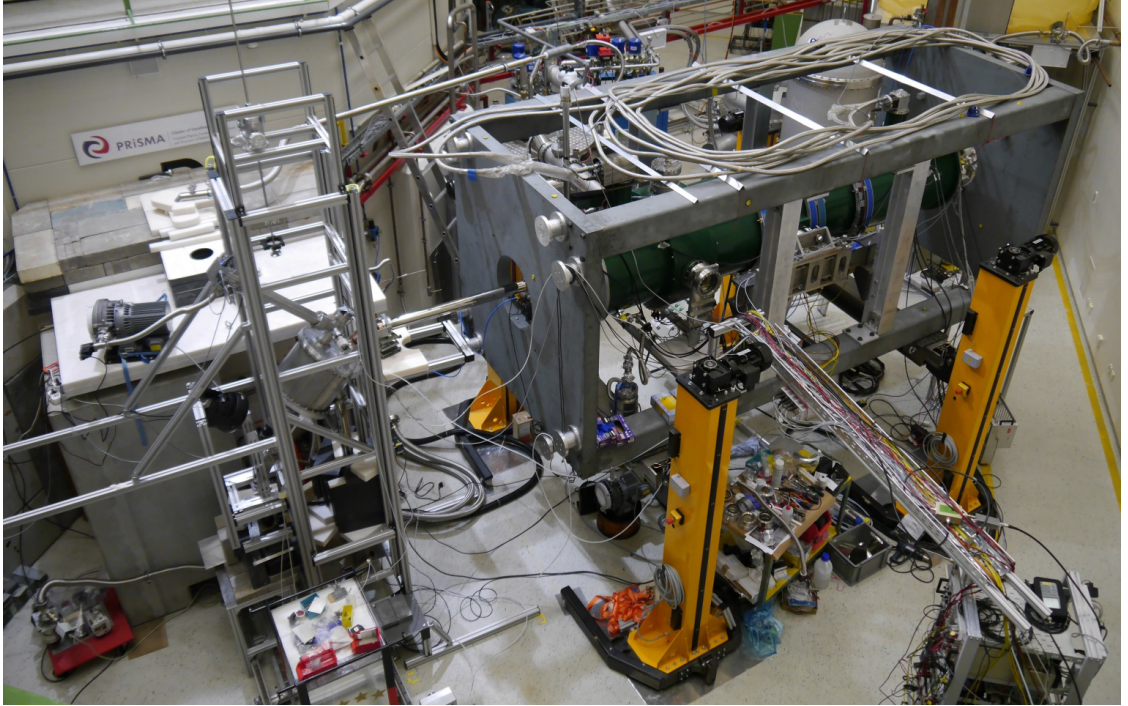


Abbildung 4.44: Photo des experimentellen Aufbaus von τ SPECT am TRIGA Mainz während der Strahlzeit *Juli15*.

In der Strahlzeit *Juli15* ist es zum ersten Mal gelungen, UCN innerhalb von τ SPECT zu speichern und deren Dichte zu bestimmen. Gleichzeitig stellt dies die Funktionalität der AFP unter Beweis. Außerdem wurde die relative Transmission des Leitersystems und die spektrale Energieverteilung der zum Experiment transmittierten UCN untersucht.

Zur Speicherung wurde das longitudinale Magnetfeld (vgl. Abschnitt 4.3) und ein Quarzrohr ($\varnothing = 66$ mm, $V_F = 95$ neV [122]) verwendet. Der Messaufbau ist in Abbildung 4.45 dargestellt und entspricht im Wesentlichen der Beschreibung aus Abschnitt 4.2. Es fehlen der Multipolmagnet und das Elektrodensystem inklusive Detektor-Cup, dafür führt das Quarzrohr (11) durch den kompletten Kryostaten (9), sodass außerhalb der magnetischen Abschirmung (12) mittels eines Neutronendetektors wahlweise vertikal (14) oder horizontal (15) die UCN-Transmission gemessen werden konnte.

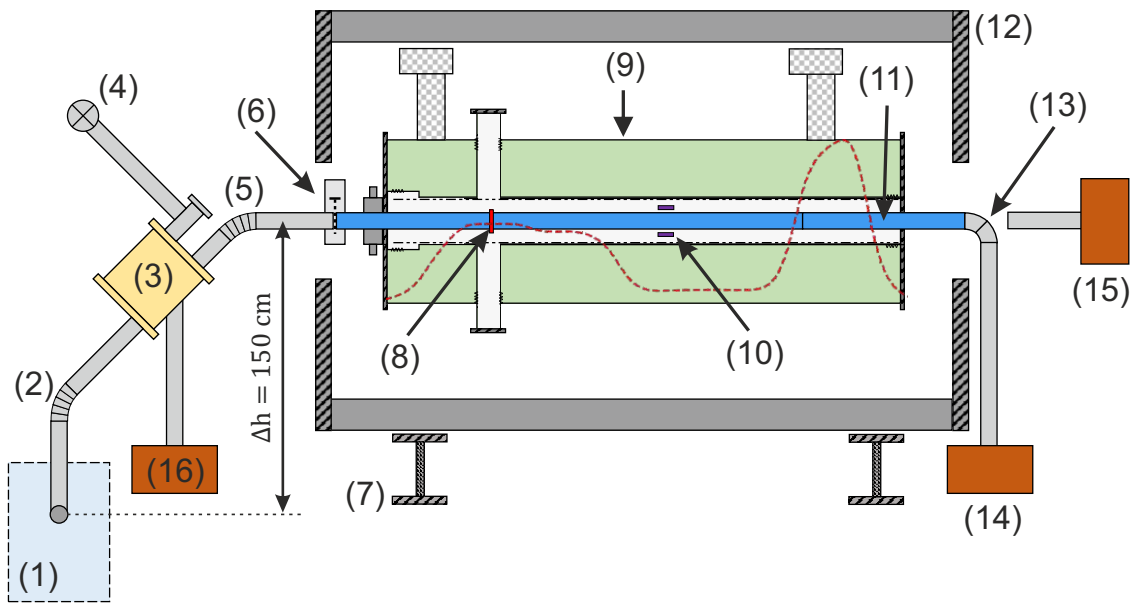


Abbildung 4.45: Skizze des experimentellen Aufbaus zur Demonstration der Speicherung von UCN in τ SPECT.: (1) UCN-Quelle D, (2) Vertikaler Leitergang⁵⁹, (3) UCN-Weiche, (4) Turbopumpe, (5) vierter 45° Glasbogen (Kupfer-Beschichtung), (6) Vakuumventil, (7) Höhenverstellbare Plattform, (8) Vakuum-Separationsfolie, (9) Kryostat, (10) Spin-Flipper, (11) Quarzrohr (Länge: 4 m), (12) Eisenabschirmung und (13) 90° Edelstahlbogen. Position der Neutronendetektoren: Wahlweise (14) *horizontal* oder (15) *vertikal* zur Transmissionsmessung und (16) zur Messung der gespeicherten UCN.

Anmerkung: Die Messdaten des Neutronendetektors *CASCADE-Neu* in diesem Abschnitt wurde entsprechend der Detektor-Effizienz für *Juli15* (vgl. Abschnitt E.3.3) angepasst und mit einem Faktor $\varepsilon_{\text{Detektor}} = 1.76$ multipliziert.

⁵⁹Zum Transport der UCN wurden Glasrohre und Glasbögen mit einer NiMo 85/15 Beschichtung verwendet (gerade Leiter mit natürlichem und 45°-Bögen mit angereichertem Nickel).

4.10.1 Spektrale Energieverteilung

Zum tieferen Verständnis der experimentellen Resultate, wie die gespeicherte UCN-Dichte, die Effizienz des Spin-Flippers und weitere Optimierungsmöglichkeiten, ist die Kenntnis der spektralen Energieverteilung von Interesse. Um diese zu messen wurden zwei Methoden gewählt:

1. Bestimmung des UCN-Anteils mittels Neutronenspeicherung, was dem Messen des integralen Spektrums entspricht. Dies ist mit einem Gravitationsspektrometer möglich, bei dem die maximale UCN-Energie innerhalb des Speichervolumens durch einen in der Höhe verstellbaren Neutronenabsorber definiert wird. Für jede Höhendifferenz $\Delta h = E_{\max}/mg$, wobei m die Neutronenmasse und $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ ist, wird eine Speicherkurve aufgenommen und die Zahl der gespeicherten Neutronen bei t_0 bestimmt. Die Differenzierung des integralen Spektrums ergibt die gesuchte spektrale Energieverteilung, wie dies in Abbildung 4.46 dargestellt ist. Für Details zur Bestimmung der UCN-Dichte auf Basis von Speichermessungen sei auf Abschnitt 3.2 verwiesen.
2. Der VCN-Anteil lässt sich näherungsweise mit einem Flugzeitspektrum (TOF) ermitteln, wobei die zickzack-artige Bewegung der Neutronen entlang des Neutronenleiters vernachlässigt wird. Da VCN unter einem flachen Winkel zur Oberfläche reflektieren, ist die Unsicherheit der Annahme gering (vgl. Abschnitt A.2.3). In einem ersten Schritt muss das Spektrum von der zeitlichen Startverteilung, aufgrund der endlichen Breite des Reaktorpulses, entfaltet werden (vgl. Abschnitt 3.1.3). Im zweiten Schritt erfolgt dann die Transformation $\phi(t) dt = \phi(t(v(E))) |\partial t/\partial v| |\partial v/\partial E| dE$ um die spektrale Energieverteilung zu erhalten (siehe Abbildung 4.47).

Um das integrale UCN-Spektrum zu messen wurde eine modifizierte Version des bei [117] vorgestellten Gravitationsspektrometers verwendet, wobei das Messprinzip unverändert bleibt. Statt eines in der Höhe verstellbaren Absorbers wurden unterschiedliche lange Neutronenleiter (mit NiMo 85/15 beschichtete Glasrohre, $\varnothing_{\text{innen}} = 66 \text{ mm}$) zur Speicherung verwendet, wobei eine 2 mm dicke Titanscheibe am oberen Ende die maximale Höhendifferenz gegenüber der Shutter-Blende definierte.

Die optimale Füllzeit wurde zu $t_{\text{fill}} = 1.7 \text{ s}$ bei $\Delta h = 1.79 \text{ m}$ bestimmt und sonst für alle weiteren Rohrlängen beibehalten. Aufgrund der benötigten Zeit zum Drehen der UCN-Weiche betrug die kürzeste Speicherzeit 10 s, was gleichzeitig auch t_0 entspricht. Vergleichsweise erfolgte für einige Rohrlängen die Speichermessung zusätzlich mit einem mit Kupfer statt mit $^{58}\text{NiMo}$ beschichteten 45° Glasbogen.

Der Datenverlauf entspricht im Wesentlichen der theoretisch erwarteten $E^{3/2}$ -Abhängigkeit (schwarze Strichlinie in Abbildung 4.46) für ein initiales Maxwell'sches Geschwindigkeitspektrum der UCN-Quelle. Absolut gesehen muss jedoch die Einfangeffizienz des Neutronenpulses bei der Speicherung berücksichtigt werden. Das Wandpotential der NiMo beschichteten Glasrohre ($V_F = 225 \text{ neV}$) limitiert $E_{\max} \propto \Delta h$, was einem Volumen von 7.5 L entspricht. Nach der Analyse in Abschnitt 3.2.4 lässt sich damit die Effizienz zu $\varepsilon = 0.55$ abschätzen.

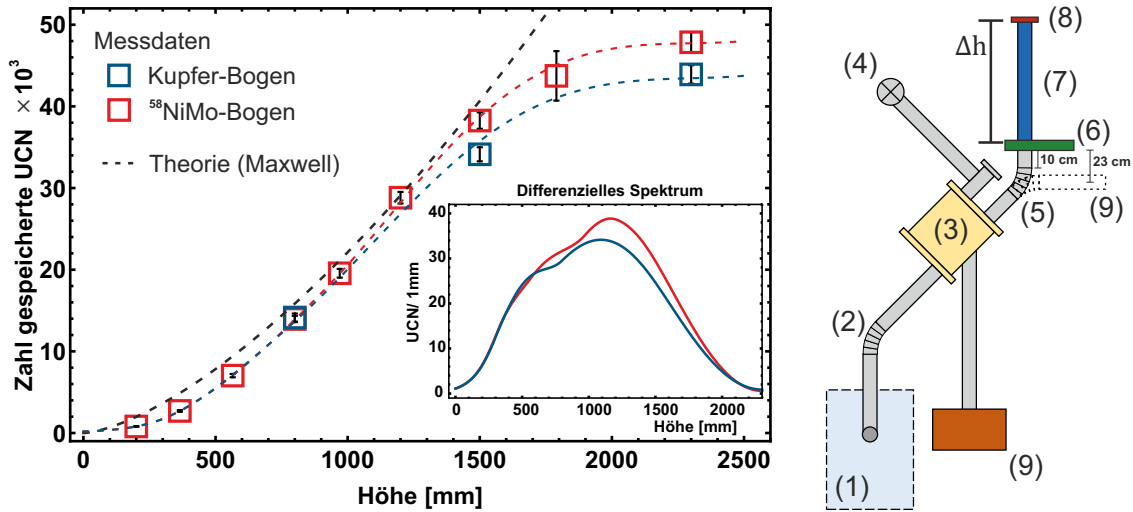


Abbildung 4.46: Messung des integralen UCN-Spektrums mittels eines Gravitationspektrometers: (1) UCN-Quelle D, (2) Strahlrohr, (3) UCN-Weiche, (4) Turbopumpe, (5) vierer 45°-Bogen: Kupfer oder $^{58}\text{NiMo}$ Beschichtung, (6) UCN-Shutter, (7) Speicherrohr (variable Längen), (8) Neutronenabsorber und (9) Anschluss zu τ SPECT.

Das Diagramm zeigt die integrale Zählrate als Funktion der maximalen Höhe Δh , wobei dies durch den Absorber am oberen Ende die maximale UCN-Energie definiert. Die farbigen Strichlinien entsprechen einem Polynom-Fit, während die schwarze Strichlinie den theoretischen Verlauf unter der Annahme einer Maxwell'sche-Geschwindigkeitsverteilung angibt. Das Inset zeigt das differentielle Spektrum als Ableitung der Polynom-Fits.

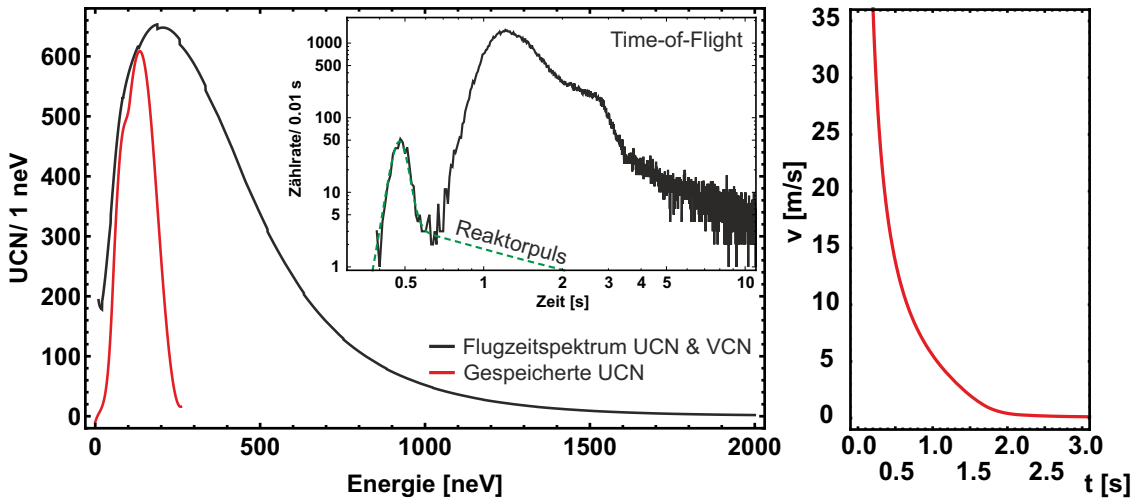


Abbildung 4.47: Evaluierung des Energiespektrums am Eingang von τ SPECT bei Nutzung des mit Kupfer beschichteten vierten Glasbogens. Der UCN-Anteil (rote Linie) wurde dabei mittels des Gravitationspektrometers und der VCN-Anteil (schwarze Linie) auf Basis der Analyse eines Flugzeitspektrums (siehe Inset) ermittelt. Im rechten Diagramm ist der Zusammenhang zwischen Ankunftszeit und Geschwindigkeit der UCN & VCN dargestellt, wobei v der Geschwindigkeit am Detektor entspricht.

Die Abbildung 4.47 zeigt das mittels der Flugzeitanalyse (Detektor horizontal bei (9) positioniert) gewonnene Energiespektrum, wobei zusätzlich der mit dem Gravitationspektrometer ermittelte UCN-Anteil (rote Linie) eingezeichnet ist. Zum Vergleich der Spektren wurde bei der Speichermessung (rote Linie) die UCN-Einfangeffizienz durch Multiplikation mit $1/\varepsilon$ und der Höhenunterschied von -23 cm berücksichtigt.

In absoluten Zahlen ergeben sich

78 000 UCN mit $E < 225$ neV und
266 000 VCN,

wobei die Unsicherheit 5 % beträgt. Eine detailliertere Analyse sollte mittels einer MC-Simulation und der Verfolgung einzelner Teilchenbahnen erfolgen.

4.10.2 UCN-Transmission durch das longitudinale Magnetfeld

Gegenstand der Untersuchung ist die UCN & VCN-Transmission durch den Kryostaten hindurch. Dafür wurde außerhalb der magnetischen Abschirmung (oberes Ende) horizontal entlang der Mittelachse und vertikal um $\Delta h = -90$ cm versetzt die Neutronenintensität eines Reaktorpulses gemessen (vgl. Abbildung 4.45).

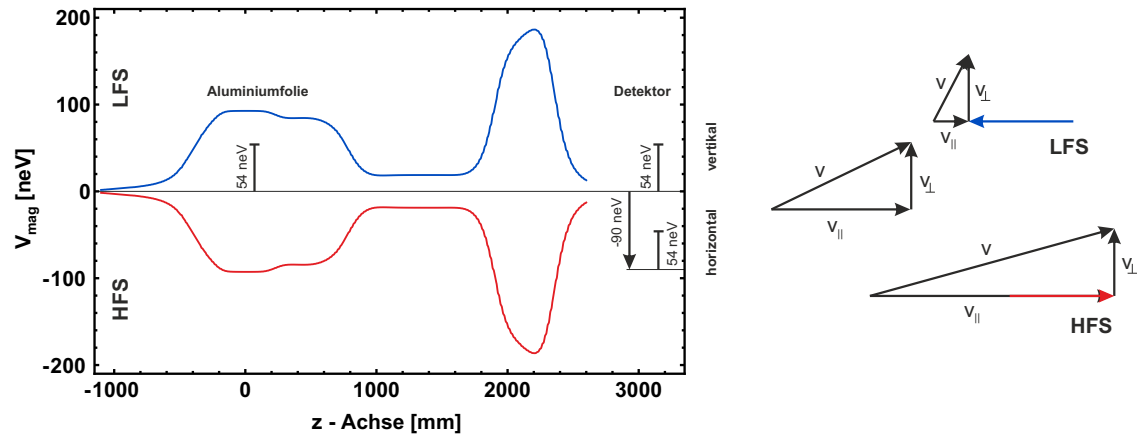


Abbildung 4.48: Potentielle Energie der LFS und HFS aufgrund der magnetischen Flussdichte $B_z(z)$ des longitudinalen Magnetsystems. Die magnetische Wechselwirkung führt wie rechts im Bild gezeigt zu einer longitudinalen Beschleunigung von $\sqrt{v_{||}^2 \pm 2V_{\text{mag}}/m_n}$, wobei + den HFS und – den LFS entspricht.

Die Transmission der UCN & VCN-Intensität durch das longitudinale Magnetsystem hängt von den folgenden Aspekten ab:

1. Wandpotential der Quarzrohre, $V_F = 95$ neV [122]
2. Oberflächeneigenschaft der Quarzrohre: Aus technischen Gründen (Montage der Detektoren) konnte ein Belüften der inneren Strahlrohre nicht vermieden werden, sodass Luftfeuchtigkeit auf der Oberfläche der Quarzrohre ($T = 233$ K) ausfrieren konnte. Zum direkten Belüften wurde Stickstoff verwendet.

3. Transmission durch die Vakuumseparationsfolie (Aluminium, $V_F = 54 \text{ neV}$ [112]) bei $z = 70 \text{ mm}$
4. Transmission durch das Eintrittsfenster des Detektors (ebenfalls Aluminium), betrifft nur horizontale Positionierung
5. Stromstärke I_{main} des supraleitenden Spulensystems: Für LFS (Spin parallel zu B_z) ist das Potential $V_{\text{mag}} = +\mu_n B_z$ repulsiv und für HFS (Spin antiparallel zu B_z) mit $V_{\text{mag}} = -\mu_n B_z$ attraktiv. Vergleiche dazu Abbildung 4.48.

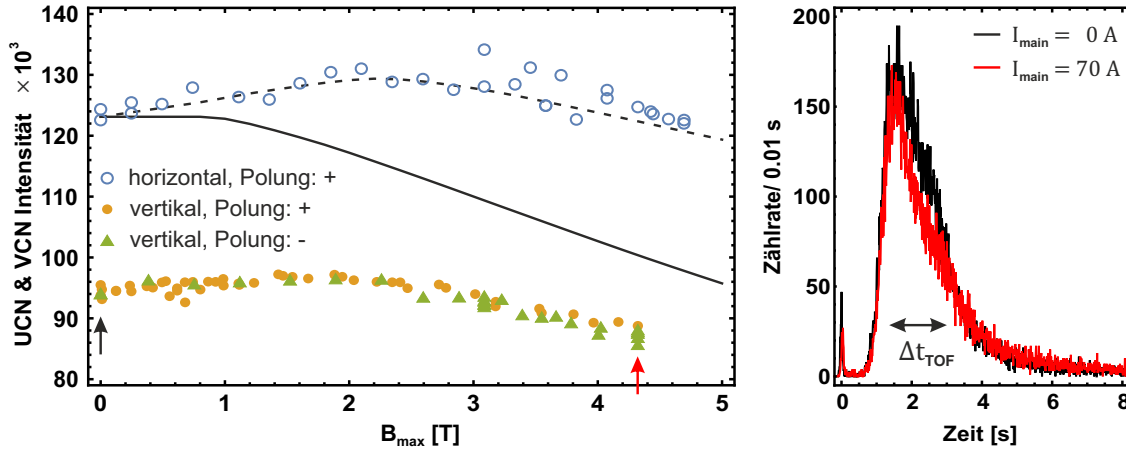


Abbildung 4.49: Die durch das longitudinale Magnetfeld transmittierte UCN & VCN-Intensität als Funktion von B_{max} . Die schwarze Linie entspricht der theoretischen Erwartung für einen coaxialen Neutronenstrahl unter Berücksichtigung des Energiespektrums aus Abbildung 4.47. Die diffuse Streuung der UCN und eine verbesserte Transmission der HFS mit steigendem Magnetfeld aufgrund der longitudinalen Beschleunigung können den Datenverlauf prinzipiell erklären (schwarze Strichlinie). Im rechten Diagramm sieht man die UCN & VCN-Zählrate als Funktion der Zeit ($t = 0 \text{ s}$ entspricht T_{max} Reaktorpuls) für ohne und maximales Magnetfeld.

Anmerkung: Die Vakuumseparationsfolie war für die experimentelle Durchführung nicht nötig, sollte jedoch die Verhältnisse der späteren Lebensdauerermessung widerspiegeln.

Die magnetische Flussdichte am Ort der Folie, sowie die des zweiten Maximums bei $z = 2207 \text{ mm}$ in Abhängigkeit des Spulenstroms I_{main} ist

$$B_z(2207) = (618.0 \pm 1.2) \text{ G/A} \cdot I_{\text{main}} \quad B_z(70) = (307.3 \pm 0.6) \text{ G/A} \cdot I_{\text{main}}. \quad (4.8)$$

In Abbildung 4.49 ist die gemessene UCN & VCN-Intensität als Mittelwert zweier Reaktorpulse (1.5 σ) in Abhängigkeit der maximalen Flussdichte $B_{\text{max}} \equiv B_z(2207)$ dargestellt. Dabei wurde stufenweise I_{main} in 5 A bis 6 A Schritten auf 70 A bzw. 76 A erhöht. Untersucht wurde der Einfluss der Magnetfeldorientierung durch Messen mit $+I_{\text{main}}$ und $-I_{\text{main}}$ (vertikaler Modus). Wie in der Abbildung zu sehen ist, konnte kein Unterschied festgestellt werden.

Mit der horizontalen Positionierung des Detektors ist es möglich den höherenergetischen Anteil des transmittierten Spektrums zu messen⁶⁰. Die um +28 % höhere Intensität spiegelt den großen VCN-Anteil des initialen Spektrums am Eingang wider. Geht man von einem coaxialen Neutronenstrahl aus, ergibt sich unter Berücksichtigung der spektralen Energieverteilung aus Abbildung 4.47 der mittels der schwarzen Linie gezeigte Zusammenhang. Die Abweichung lässt sich durch die diffuse Winkelverteilung der UCN, insbesondere der LFS (kann als Versatz des Spektrums um $\Delta E = +80 \text{ neV} \cdot \exp(-E/200 \text{ neV})$ interpretiert werden), sowie einer mit der magnetischen Flussdichte linear ansteigenden Transmission der HFS von $+5 \text{ \%}/\text{T} \cdot B_{\text{max}}$ erklären und ist anhand der schwarzen Strichlinie eingezeichnet. Wie in Abbildung 4.48 gezeigt ist, werden die HFS longitudinal beschleunigt, sodass die Zahl der Wandstöße abnimmt und somit die Transmission steigt.

4.10.3 Resonanzfrequenz und UCN-Dichte

Für eine effiziente AFP muss $\omega = \omega_L$ sein (siehe Abschnitt 1.5.3), wobei die Resonanzfrequenz des Spin-Flippers $\omega/(2\pi) = 10.24(1) \text{ MHz}$ ist⁶¹. Die Feinabstimmung erfolgte durch Messen der transmittierten UCN & VCN-Intensität in Abhängigkeit der Stromstärke $I_{\text{main}} \propto B_z \propto \omega_L$ bei eingeschaltetem Spin-Flipper mit dem CASCADE-U 100 Detektor (vgl. Abschnitt E.3) in vertikaler Position (14) (siehe Abbildung 4.45). In Abbildung 4.50 sind zwei Flugzeitspektren am Resonanzpunkt, sowie weit abseits der Resonanz und die gemessene Intensität als Funktion von I_{main} dargestellt.

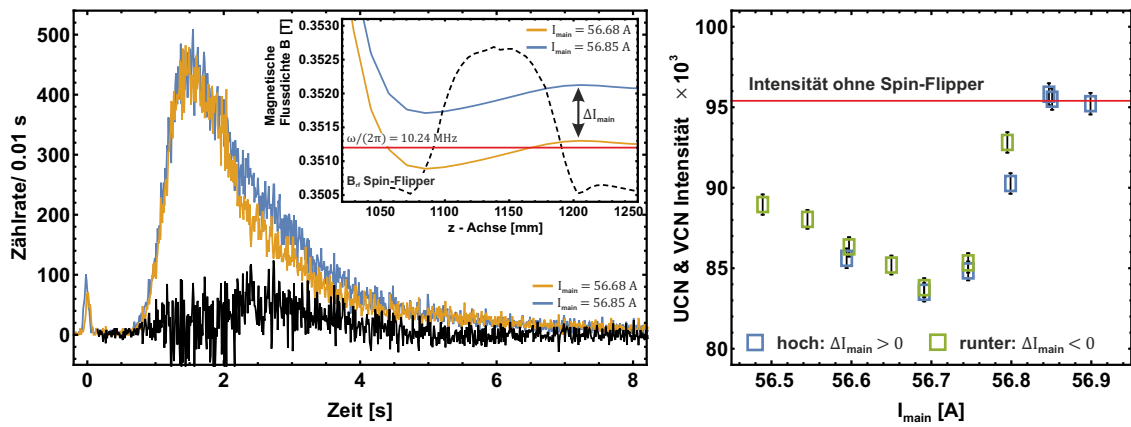


Abbildung 4.50: Bestimmung des Resonanzpunkts $\omega = \omega_L$ durch Variation des Spulenstroms I_{main} , wobei $\omega/(2\pi) = 10.24 \text{ MHz}$ ist. Dafür wurde am oberen Ende von τ SPECT die transmittierte UCN & VCN-Intensität mit dem CASCADE-U 100 Detektor gemessen. Die schwarze Linie im Spektrum des linken Diagramms zeigt die Differenzzählrate des blauen ($I_{\text{main}} = 56.85 \text{ A}$) und orangefarbenen ($I_{\text{main}} = 56.68 \text{ A}$) Spektrums, was den Spin-geflippten Neutronen entspricht. Die Anregungsbandbreite des Spin-Flipper-Systems liegt in der Größenordnung von 10 kHz.

⁶⁰Der 90°-Edelstahlbogen wirkt wie ein Energiefilter für VCN.

⁶¹Durch den Einbau in den Kryostaten, sowie die geringfügig veränderte Kabellänge, ergab sich gegenüber der im Labor bestimmten Resonanzkurve ein Versatz von $\Delta f = 160 \text{ kHz}$ (siehe Abbildung 4.27).

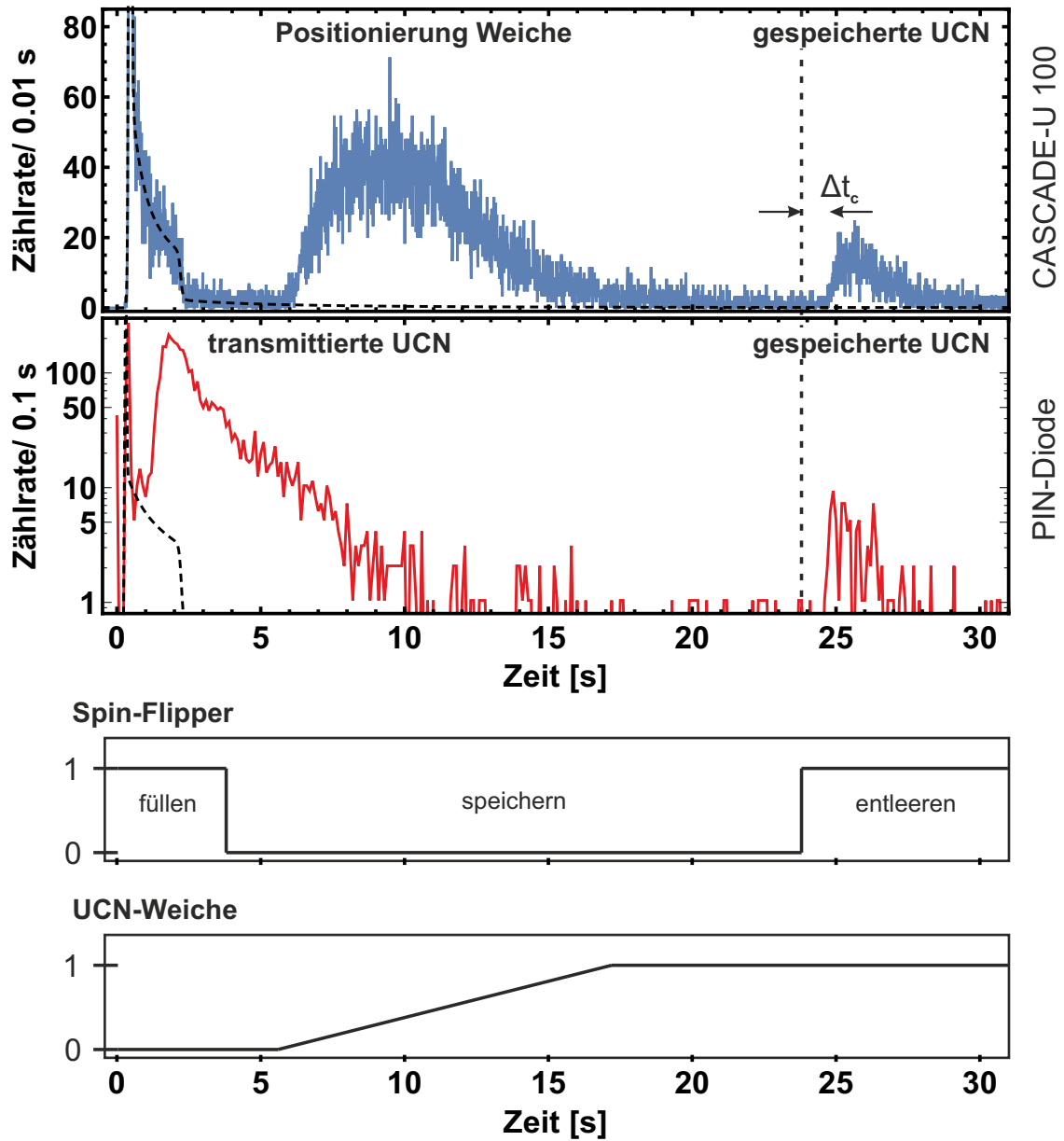


Abbildung 4.51: Zählrate des CASCADE-Detektors (Summe von acht Messungen) und der beschichteten PIN-Diode (Summe von vier Messungen) als Funktion der Zeit. Zu sehen ist eine Messung mit $t_{\text{fill}} = 3.3\text{ s}$ und 20 s Speicherung, normiert auf $E_R = 10\text{ MW s}$. Im unteren Bereich ist das Zeitdiagramm des Spin-Flippers, wie auch der UCN-Weiche dargestellt. Der Spin-Flipper agiert als Shutter-Blende mit einer Reaktionszeit von $\mathcal{O}(100\text{ }\mu\text{s})$ [174]. Durch Drehen der inneren Komponenten der Weiche um 180° können die gespeicherten Neutronen am Ende der Speicherzeit zum CASCADE-Detektor geleitet werden. Während dem Drehen der UCN-Weiche erreichen noch vom Reaktor kommende UCN & VCN den CASCADE-Detektor. Die Zeitdifferenz Δt_c entspricht den Erwartungen: Der Rückweg beträgt etwa 3.2 m, sodass ein diffus streuendes UCN mit $v_{\text{max}} = 4.2\text{ m/s}$ etwa 1 s benötigt.

Experimentell konnte die Resonanz bei $I_{\text{main}}^{\text{res}} = 56.69 \text{ A}$ bestimmt werden. Dies entspricht nach Abschnitt 4.4.3 einer magnetischen Flussdichte im Zentrum des Spin-Flippers ($z = 1140 \text{ mm}$) von $(3507 \pm 5) \text{ G}$ und damit $\omega_L/(2\pi) = 10.23(2) \text{ MHz}$, was in guter Übereinstimmung mit der am Funktionsgenerator eingestellten Frequenz ist.

Die nicht vollständige Impedanzanpassung der Resonanzspule limitierte die maximal ein-koppelbare Leistung des HF-Verstärkers auf 270 W , was einer Einstellung am Funktionsgenerator von 270 mV Spitze-Spitze entspricht. Transmissionsmessungen bei variierter Leistung zeigten bereits ab 250 W ein Plateau-Verhalten.

Um UCN in der Hybridfalle⁶² zu speichern, sowie anschließend deren Dichte (Zahl gespeicherter Neutronen) zu messen, muss eine definierte Sequenz eingehalten werden. Diese ist analog zu der in Abschnitt 3.2 ausführlich beschriebenen Messmethode und anhand von Abbildung 4.51 illustriert.

Ist der Spin-Flipper aktiv, können UCN mittels der AFP in die Falle ein- und austreten, was dem Öffnen und Schließen einer Shutter-Blende entspricht. Bei Variation der aktiven Zeitspanne des Spin-Flippers zu Beginn⁶³ ergibt sich eine optimale Füllzeit von $t_{\text{fill}} = 3.3 \text{ s}$ (siehe Inset von Abbildung 4.52). Dabei wurde die Falle nach 20 s Speicherung durch erneutes Anschalten des Spin-Flippers entleert und die gespeicherten UCN mit dem CASCADE-U 100 Detektor bei (16) (siehe Abbildung 4.45) nachgewiesen. Zum Messen der gespeicherten UCN musste zuvor die Weiche in die entsprechende Position gedreht werden, was etwa 10 s dauert.

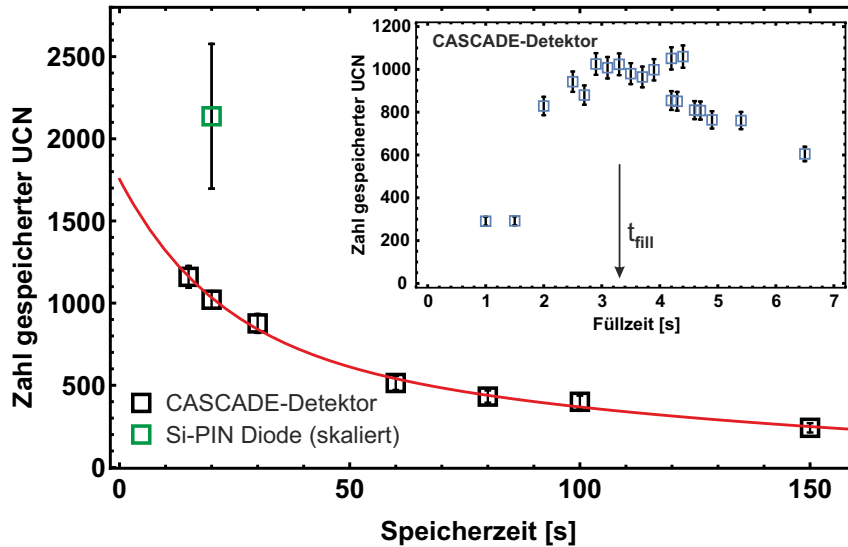


Abbildung 4.52: Zahl der gespeicherten UCN in der Hybridfalle als Funktion der Speicherzeit. Die rote Linie entspricht der Anpassung einer bi-exponentiellen Funktion (siehe Gleichung 3.11) zur Evaluierung der initialen Speicherdichte. Die Signalintensität der PIN-Diode (grüner Datenpunkt) nach 20 s Speicherung wurde entsprechend dem Verhältnis von Detektorfläche zu Querschnittsfläche des UCN-Leiters skaliert. Das Inset zeigt die Abhängigkeit der Intensität gegenüber der Füllzeit bei konstanter Speicherzeit von 20 s . Die Daten sind jeweils auf eine Pulsenergie von 10 MW s normiert.

⁶²In radialer Richtung durch das Quarzrohr (Wandspeicherung) und in longitudinaler Richtung mittels des supraleitenden Magnetsystems.

⁶³ $t = 0 \text{ s}$ entspricht T_{max} des Reaktorpuls-Maximums P_{max} , siehe Abschnitt B.3.

In analoger Weise erfolgte die Bestimmung der zu Beginn in der Falle gespeicherten Neutronen durch Messen der bi-exponentiell abnehmenden Speicherkurve bei variierteter Speicherzeit und fester Füllzeit t_{fill} , siehe Abbildung 4.52. Unter Berücksichtigung der Detektoreffizienz (*CASCADE-Neu*) und der Anpassung von Gleichung 3.11 ergeben sich die folgenden Parameter:

A	B	τ_1	τ_2	$N(t=0)$
6.6 ± 0.4	6.9 ± 0.3	$(134 \pm 57) \text{ s}$	$(134 \pm 57) \text{ s}$	1753 ± 489

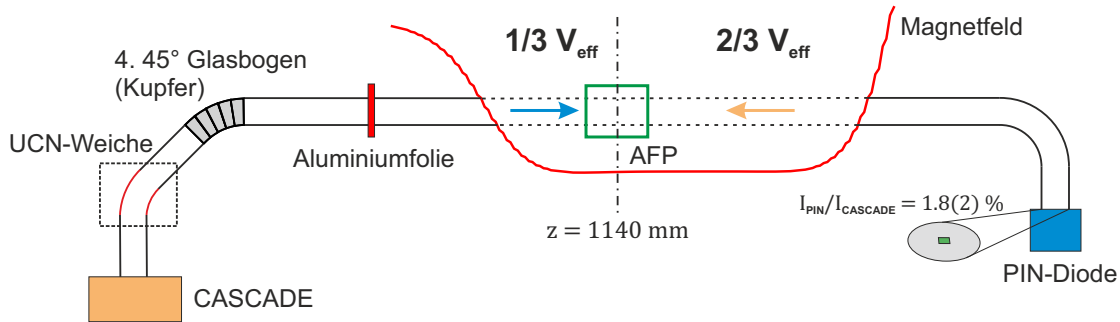


Abbildung 4.53: Prinzipskizze zum Nachweis der gespeicherten UCN in der Hybridfalle: Am Ende der Speicherzeit wird der Spin-Flipper erneut aktiviert, sodass alle UCN rechts davon zum CASCADE-Detektor und alle UCN auf der linken Seite zur PIN-Diode transmittieren.

Bei der 20 s Speicherung erfolgte auch die Messung der zum oberen Ende hin emittierten UCN mittels der mit ^{10}B beschichteten Silizium PIN-Diode (siehe Abschnitt E.2.2), vergleiche dazu die Prinzipskizze in Abbildung 4.53. Aufgrund von TOF-Messungen ist bekannt, dass die PIN-Diode aufgrund der geringeren Detektionsfläche lediglich 1.8(2) % der Neutronen detektiert⁶⁴. Nach Abzug der Untergrundzählrate beträgt die Signalintensität der PIN-Diode nach 20 s Speicherung (39 ± 8) UCN. Dies entspricht für den gesamten Leiterquerschnitt (2137 ± 440) gespeicherten UCN und damit um einen Faktor zwei höheren als der am CASCADE-Detektor gemessene Wert von (1021 ± 53) UCN. Basierend auf dem Volumenverhältnis, wobei $V_{\text{eff}} = 3.5 \text{ L}$ ist, sollte 1/3 der gespeicherten UCN in Richtung PIN-Diode und 2/3 in Richtung CASCADE-Detektor die Falle verlassen (siehe farbige Pfeile in Abbildung 4.53). Die Diskrepanz der am CASCADE-Detektor gemessenen Intensität könnte an einer verminderten Transmission von lediglich $\approx 24 \%$ entlang des rückwärts verlaufenden Leitergangs für diffus streuende UCN liegen. Während in Richtung PIN-Diode keine neutronenoptische „Hindernisse“ auftreten, müssen die UCN in Richtung CASCADE-Detektor die Aluminiumfolie, den segmentierten Glasbogen sowie die UCN-Weiche⁶⁵ passieren.

⁶⁴Dieser Wert reproduziert im Rahmen der Unsicherheiten das in einer unabhängigen Messung bestimmte Nachweisverhältnis der PIN-Diode gegenüber dem CASCADE-Detektor von 1.5(1) % (siehe Tabelle E.4).

⁶⁵Die Rohrsegmente im Inneren der Weiche wurden mechanisch, jedoch nicht elektrochemisch poliert (Ursprüngliche Qualität: Hygieneklasse H3o). UCN & VCN-Transmissionsmessungen mit geraden Edelstahlleitern (Länge: 1.5 m) ergaben eine um 70 % reduzierte Intensität, wenn der Leiter lediglich mechanisch poliert wurde.

Nimmt man die Intensität der PIN-Diode, beachtet die Detektionsfläche, das Volumenverhältnis und die evaluierte Speicherzeit, ergibt sich bei $t = 0$ s und einer Pulsenergie von 10 MW s eine Speicherdichte von

$$\rho(0) = (3.2 \pm 1.1) \text{ UCN/cm}^3, \quad (4.9)$$

was $11\,000 \pm 3900$ gespeicherten UCN entspricht. Dieser Wert deckt sich mit der anhand der TOF-Spektren evaluierten Differenz am Resonanzpunkt von $11\,000 \pm 500$ Signalen. Zum Vergleich: In einem von zwei Shutter-Blenden aus Edelstahl berandeten Quarzrohr vergleichbaren Volumens konnte an der UCN-Quelle eine Dichte von 7.5 UCN/cm^3 (unpolarisiert, Faktor 2) gemessen werden (siehe Abschnitt 3.2.6).

Anmerkung: Die Angaben der UCN & VCN-Zählrate sowie Intensität sind normiert und beziehen sich immer auf eine Pulsenergie von $E_R = 10 \text{ MW s}$.

4.10.4 Fazit und Ausblick

Das Konzept zum Speichern von UCN in der magnetischen Falle von τ SPECT mittels der AFP konnte erfolgreich bestätigt werden. Der Rücktransport zum Entleeren und Nachweisen der gespeicherten UCN besitzt scheinbar nur eine geringe Transmission von etwa 24 % und ist somit nicht für eine Lebensdauermessung geeignet. Um τ_n mittels den gespeicherten UCN (statt den Zerfallsprotonen) zu messen, wird empfohlen einen linear verfahrenbaren Neutronendetektor, welcher am Ende der Speicherzeit langsam von der oberen Seite in das Speichervolumen bewegt wird, zu nutzen. Als Beispiel für einen großflächigen UCN-Detektor sei auf [182] verwiesen.

Durch den Einbau des Multipolmagneten verringert sich das effektive Speicherpotential auf etwa 46 neV. Geht man von einem v^2 -Neutronenspektrum aus, so ist die Dichte proportional zu $E^{3/2}$ und die zu erwartende Zahl gespeicherter Neutronen beträgt etwa $(46/95)^{3/2} \cdot 4/3 \approx 40\%$ des mit der Hybridfalle gemessenen und evaluierten Wertes (vgl. Gleichung 4.9). Der Faktor $4/3$ berücksichtigt das größere effektive Volumen der rein magnetischen Falle von etwa 5 L (vgl. Abschnitt 3.2.4).

Anmerkung zur adiabatischen Spindynamik: Die vollmagnetische Speicherung der UCN erfordert eine adiabatische Spindynamik, d.h. die Feldänderung muss stets viel kleiner als die Larmorpräzession der Neutronen sein (siehe Gleichung 1.39). In [71] wurde die Feldkonfiguration eines Oktupolmagneten, ähnlich zu dem von τ SPECT, hinsichtlich der Depolarisationsrate τ_{dep} untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass τ_{dep} in erster Ordnung vom Haltefeld B_z (longitudinales Magnetfeld) abhängt und durch entsprechende Auslegung unterdrückt werden kann. Für einen Oktupolmagneten und $B_z \simeq 0.1 \text{ T}$ ergibt sich $1/\tau_{\text{dep}} \sim 10^{-10} \text{ 1/s}$ [71].

Zusammenfassung und Ausblick

Mit τ SPECT wurde ein neues Experiment zum Messen der Neutronenlebensdauer τ_n initiiert. Das Konzept basiert auf der Speicherung von ultrakalten Neutronen (UCN) innerhalb einer magnetischen Feldanordnung, sodass die UCN während der Speicherzeit keinen materiellen Wandkontakt erfahren. Gegenüber bisherigen Methoden kann dadurch die wesentliche systematische Unsicherheit eliminiert werden. Die Bestimmung von τ_n erfolgt entweder anhand der Zählrate N_P der Zerfallsprodukte („counting the dead“) mit $1/\tau_n \propto dN_P/dt$ oder mittels dem Nachweis der nach einer definierten Speicherzeit noch innerhalb der Falle verbliebenen UCN („counting the survivors“). Bei der zuletzt genannten Methode gilt $1/\tau_n = \ln(N_2/N_1)/(t_2 - t_1)$, wobei N_i die nach einer Speicherzeit t_i gemessene Zahl gespeicherter Neutronen ist.

Das konzeptionelle Ziel ist eine Genauigkeit von $\Delta\tau_n < 0.3\text{ s}$ zu erreichen, was dem Niveau der theoretischen Strahlungskorrekturen zur Bestimmung von V_{ud} mittels τ_n und $\lambda = g_A/g_V$ entspricht. Dies soll schrittweise erfolgen, wobei für die erste vollmagnetische Speichermessung (Phase 2) $\Delta\tau_n \simeq 1\text{ s}$ anvisiert ist.

Ziel von Phase 1 war es die Speicherung von UCN innerhalb des longitudinalen Magnetfelds zu demonstrieren. Dies ist in der Strahlzeit *Juli15* mit etwa 11 000 gespeicherten UCN erfolgreich gelungen. Das Speichervolumen bestand aus zwei Komponenten: Longitudinal aus einem supraleitenden Magnetsystem (siehe Abschnitt 4.3) und radial aus einem Quarzrohr ($\varnothing = 66\text{ mm}$)⁶⁶. Das longitudinale Magnetfeld ist so ausgelegt, dass die Polarisierung der Neutronen nach Durchlaufen des ersten Feldmaximums erfolgt, wobei man zwischen „high field seeker“ (HFS) und „low field seeker“ (LFS) unterscheidet. Die vom Magnetfeld beschleunigten HFS werden in der ersten Talsohle (vordere Bereich der Speicherfalle) mittels einer adiabatischen schnellen Passage (AFP) in LFS konvertiert und verbleiben in der Falle gespeichert. Die dabei erreichte Dichte von $\rho = (3.2 \pm 1.1)\text{ UCN/cm}^3$ ist unter Berücksichtigung des Faktors 2 aufgrund der Polarisierung mit dem Messwert in einem reinen Quarzrohr⁶⁷ von 7.5 UCN/cm^3 vergleichbar.

Das Konzept der adiabatischen schnellen Passage basiert auf der Rotation des Teilchen-Spins um exakt 180° beim Durchqueren (z -Richtung) eines Magnetfeldgradienten $\nabla_z B_z$, wobei zusätzlich ein dazu senkrecht orientiertes Radiofrequenzfeld B_1 mit der Winkelgeschwindigkeit ω eingestrahlt wird. Passieren die UCN den Resonanzpunkt $\omega = \omega_L \propto B_z$ kommt es zur Spin-Rotation. Die technische Umsetzung erfolgte durch den Bau einer Reso-

⁶⁶Neutronen besitzen ein magnetisches Moment μ_n , sodass $V_{\text{pot}} = -\mu_n \cdot \mathbf{B}$ ist. Wie in Abschnitt 1.5.2 gezeigt, werden UCN einer bestimmten Spinorientierung reflektiert und somit gespeichert. Das repulsive Fermipotential V_F der Quarzrohroberfläche bewirkt ebenfalls eine Speicherung von Neutronen mit Energien $E_n < V_F$.

⁶⁷Rohr mit identischem Durchmesser (Länge etwa 1 m), flankiert von zwei Shutter-Blenden aus Edelstahl.

nanzspule, ein in der Kernspinresonanzspektroskopie (NMR) wohl bekannter *birdcage* Resonator. Die spezielle Anordnung von Induktivitäten und Kapazitäten (*high-pass*-Design) erzeugt eine cosinusförmige Stromverteilung entlang der Mantelfläche, wobei diese in Form von $N = 8$ äquidistanten geraden Leitern (genannt „rungs“) diskretisiert ist. Aufgrund der um 180° phasenverschoben Ansteuerung wird ein linear oszillierendes Radiofrequenzfeld B_{rf} mit $B_{\text{rf}}/2 = B_1$ generiert. Mittels einer Zylinderspule („pick-up coil“) wurde die vom Resonator erzeugte Feldform und das Resonanzverhalten vermessen. Die Resonanz liegt bei $f_{\text{res}} = 10.24 \text{ MHz}$ mit einer Halbwertsbreite von 110 kHz und einer Güte von $Q = 100$.

Parallel zur Umsetzung von Phase 1 wurden wesentliche Komponenten für Phase 2 designed und konstruiert. Dazu gehören der magnetische Multipol zur radialen Speicherung und das Detektionssystem zum Nachweis der Zerfallsprodukte.

Neben dem longitudinalen Magnetsystem wird bei τ SPECT eine in radialer Richtung orientierte magnetische Wand benötigt. Erzeugt wird dies durch ein sogenanntes Halbach-Array, bestückt mit Permanentmagneten aus Samarium-Cobalt ($\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$) in einer ringförmigen Anordnung. Der Magnet mit einer Gesamtlänge von 1.38 m besteht aus 24 Ringen mit jeweils 32 Einzelsegmenten. Die Magnetisierungsrichtung der Segmente ist derart orientiert, dass eine multipolare Feldform (Oktupol) mit einer radialen Abhängigkeit proportional zu r^3 entsteht, wobei die Remanenz $B_r = 1.1 \text{ T}$ beträgt. Die Messung der magnetischen Flussdichte mittels einer 3-Achsen-Hall-Sonde bei einem festen Wandabstand von 2.5 mm ergab **keine** „magnetischen Löcher“ durch eventuell fehlerhafte Segmente. Es konnte gezeigt werden, dass die Flussdichte am Rand $B(R) = 0.898(13) \text{ T}$ mit $R = 54 \text{ mm}$ beträgt.

Das Konzept zur Detektion der Zerfallsprodukte, wobei der Fokus bei den Protonen liegt, wurde vom Vorgängerexperiment *a*SPECT übernommen und entsprechend auf die Bedingungen bei τ SPECT angepasst. Der Detektor ist ein kommerzieller Silizium-Drift-Detektor (SDD) mit einer aktiven Fläche von $3 \times 1 \text{ cm}^2$ (für Phase 2). Um die Zielgenauigkeit von $\Delta\tau_n < 0.3 \text{ s}$ zu erreichen, sollte die aktive Fläche jedoch verdreifacht werden. Zum Durchqueren der Totschicht des Drift-Detektors, $\mathcal{O}(< 100 \text{ nm})$, dient eine Beschleunigungselektrode („Detektor-Cup“) mit einer Potentialdifferenz von -15 kV . Vorverstärker und Spektroskopie-Verstärker wurden speziell für den SDD entwickelt und besitzen eine logarithmische Verstärkung um Sättigungseffekte (pile-up) zu vermeiden (ein wesentliches Problem bei den ersten Messungen von *a*SPECT). Mittels einer ^{133}Ba -Quelle erfolgte eine Energiekalibrierung des Systems, wobei Röntgenlinien von lediglich 8 keV eindeutig vom Untergrund zu separieren waren.

τ SPECT (Gesamtgewicht etwa 12 t) wurde am Forschungsreaktor TRIGA Mainz, Strahlplatz D, aufgebaut und kann über eine Höhe von 1.7 m stufenlos mittels einer motorisierten Hebeanlage, designed bis zu 26 t Traglast, positioniert werden. Diese Variabilität ermöglicht es eine optimale Höhendifferenz gegenüber dem UCN-Quellenausgang einzustellen, um so die UCN-Dichte im Speichervolumen zu maximieren.

Der TRIGA Mainz besitzt neben dem Dauerbetrieb ($P_{\text{th}} = 100 \text{ kW}$) auch einen Pulsmodus mit einer Spitzenleistung von aktuell 200 MW für etwa 35 ms . Im Rahmen einer Neutronenaktivierungsanalyse mittels Goldfolien konnte bei maximaler Pulsleistung die Neutronenfluenz am Ort der UCN-Quelle (Deuterium-Kristall, sD_2) in Strahlrohr D zu $5 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ bestimmt werden. Darüber hinaus erfolgten experimentelle Studien, gestützt

durch Simulationsrechnungen, zur Wärmebelastung des sD_2 während des Pulsbetriebs. Es konnte gezeigt werden, dass ohne thermische Belastung eine homogene Temperaturverteilung von im Mittel 6.7(1) K vorliegt und die Temperatur bei einem Reaktorpuls mit maximaler Leistung auf im Mittel 9.5 K ansteigt. Die UCN-Quelle besitzt die Möglichkeit Wasserstoff, Deuterium oder Methan im Außenbereich des sD_2 -Konverters auszufrieren, um so eine Vormoderation des thermischen Neutronenspektrums zu bewirken. Entgegen den Erwartungen liegt der Effekt zur Steigerung der UCN-Produktionsrate bei lediglich maximal +30 %. Es hat sich jedoch gezeigt, dass durch den Vormoderator die Wärmebelastung des sD_2 -Kristalls deutlich reduziert werden konnte, womit ein Betrieb der UCN-Quelle von mehreren Wochen ohne Probleme möglich ist.

Es erfolgten detaillierte Untersuchungen zum Transport und Speicherung von UCN außerhalb der UCN-Quelle an Strahlrohr D. Dabei konnte in einem 10 L Edelstahlgefäß mit einer Einfangeffizienz von etwa 60 % 9.2(3) UCN/cm³ gespeichert werden. Wie sich zeigte hängt die Einfangeffizienz in erster Ordnung vom Volumen des Speichergefäßes ab.

Basierend auf der Analyse einer Monte-Carlo-Simulation konnte gezeigt werden, dass lediglich 2 % aller im sD_2 -Kristall produzierten UCN ($v_n < 6$ m/s) außerhalb der UCN-Quelle am Ort des Experiments ankommen. Mit den Erkenntnissen der in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen wurde eine Optimierung der UCN-Quelle an Strahlrohr D durchgeführt. Dabei konnte die UCN-Ausbeute außerhalb der Quelle um einen Faktor 3.5 gesteigert werden [140].

Wie in dieser Arbeit gezeigt werden konnte ist der Fluss sehr kalter Neutronen (VCN) an Strahlrohr D durch die radiale Sicht zum Reaktor entsprechend hoch. Ein beweglicher Neutronenspiegel (Reflektor)⁶⁸ außerhalb des Reaktors kann eine zusätzliche Entschleunigung der VCN in den magnetisch speicherbaren Energiebereich $E_n < 50$ neV bewirken. Simulationsrechnungen zeigen eine Steigerung der UCN-Dichte um bis zu einem Faktor von 10 [124].

Die Methode „counting the survivors“ verlangt, dass man immer von der gleichen UCN-Anzahl zum Startzeitpunkt der Speichermessung ausgeht. Der nicht-statistische Jitter in der UCN-Speicherdichte zeigt jedoch, dass die Normierung auf die mitgeschriebene Pulsenergie E_R nicht ausreichend ist (Schwankung größer 2 %). Es ist daher angedacht einen Teil (~ 50 %) der eingangs gespeicherten Neutronen zur Normierung der nach einer bestimmten Speicherzeit wieder extrahierten UCN zu nutzen. Der Nachweis des exponentiellen Zerfalls über die Zerfallsprotonen („counting the dead“) während der Speicherung bedarf keiner Normierung.

Ausblick

In Phase 2 von τ SPECT erfolgt der Einbau des magnetischen Multipols, um mittels der Methode „counting the survivors“ $\Delta\tau_n \simeq 1$ s zu erreichen. Statt des Protonen-Detektionssystems wird ans obere Ende des Kryostaten ein verfahrbarer Neutronendetektor platziert, um so die gespeicherten UCN („survivors“) nachzuweisen. Das Proof of Principle dieser Methode erfolgte im Rahmen dieser Arbeit und ist am weitesten fortgeschritten.

⁶⁸Das Prinzip ist analog zur UCN-Turbine am Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble, Frankreich [87].

Für eine effiziente AFP muss der radiale Magnetfeldgradient im Bereich des Spin-Flippers durch einen weiteren Oktupolmagneten kompensiert werden. Zusätzlich muss der Spin-Flipper mechanisch in longitudinaler Richtung beweglich sein: Zum Füllen der magnetischen Falle befindet sich die Resonanzspule etwa 60 cm innerhalb des Speichervolumens ($z \simeq 1140$ mm) und während der Speicherzeit außerhalb ($z < 570$ mm).

Primäres Ziel ist es, charakteristische Speicherzeiten von über 800 s zu erreichen, also möglichst nahe an den wahren Lebensdauerwert zu kommen, um schließlich τ_n zu bestimmen.

Im Anschluss dazu erfolgt die Lebensdauerermessung durch Nachweis der Zerfallsprodukte. Die parallel Ausführung beider Methoden, wie ursprünglich angedacht war, ist nicht möglich.

Für einen effizienten Nachweis der Protonen wird ein zusätzliches Elektrodensystem benötigt, wobei die technische Herausforderung darin besteht, dass auch innerhalb des Multipols (etwa 25 cm) Beschleunigungselektroden benötigt werden.

A Ultrakalte Neutronen: Produktion und Transport

A.1 UCN-Produktion in einem gefrorenen Deuterium Kristall

Den Ausführungen von [183] folgend ist die spezifische Produktionsrate $P(E_u)dE_u$ ultrakalter Neutronen im Energieintervall dE_u durch einen dünnen Deuterium-Film mit einer Querschnittsfläche A und einem Volumen V gegeben durch:

$$P(E_u) = N_D \int \phi(E_0) \sigma_+(E_0 \rightarrow E_u) dE_0. \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist $\phi(E_0)dE_0$ die nach Maxwell-Boltzmann gegebene Flussverteilung bei einer Temperatur T_n :

$$\phi(E_0)dE_0 = \frac{\phi_0 E_0}{(k_B T_n)^2} e^{-E_0/k_B T_n} dE_0, \quad (\text{A.2})$$

mit dem totalen Neutronenfluss ϕ_0 [$\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$] und dem Wirkungsquerschnitt pro Energieeinheit $\sigma_+(E_0 \rightarrow E_u)$ für einen Energieverlust von initial E_0 zu final E_u . N_D entspricht der Teilchendichte des festen Deuteriums. Der Streuprozess für langsame Neutronen bei einer niedrigen Temperatur T des Konvertermaterials bestehend aus identischen Atomen ist im Wesentlichen ein 1-Phononen Stoßprozess¹.

Unter der Voraussetzung der *inkohärenten Näherung*² ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für Auf- (−) und Abwärtsstreuung (+) zu [184]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\pm}(E_0 \rightarrow E_u) &\equiv \frac{d\sigma^{\text{inc}}(+, -)}{dE} = \\ &\sigma_0 \frac{\tau}{2E_0} \frac{g(|\epsilon|)}{\epsilon (1 - 2^{-\epsilon/k_B T})} \cdot e^{-\frac{E_0+E}{\mu\tau}} \\ &\times \left[(E_0 + E + \mu\tau) \sinh\left(\frac{2\sqrt{E_0 E}}{\mu\tau}\right) - 2\sqrt{E_0 E} \cosh\left(\frac{2\sqrt{E_0 E}}{\mu\tau}\right) \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Dabei definiert $\epsilon = E_0 - E$ den Energietransfer, $g(\epsilon)$ die Phononen-Zustandsdichte (siehe Abbildung A.1 links), σ_0 den total gebundenen Wirkungsquerschnitt für inelastische

¹Streuprozess, bei dem ein Energieübertrag zwischen Neutron und Kristallgitter durch Absorption oder Emission eines Phonons erfolgt.

²Eine ausführliche Darstellung kann im Anhang 3 bei [67] nachgelesen werden.

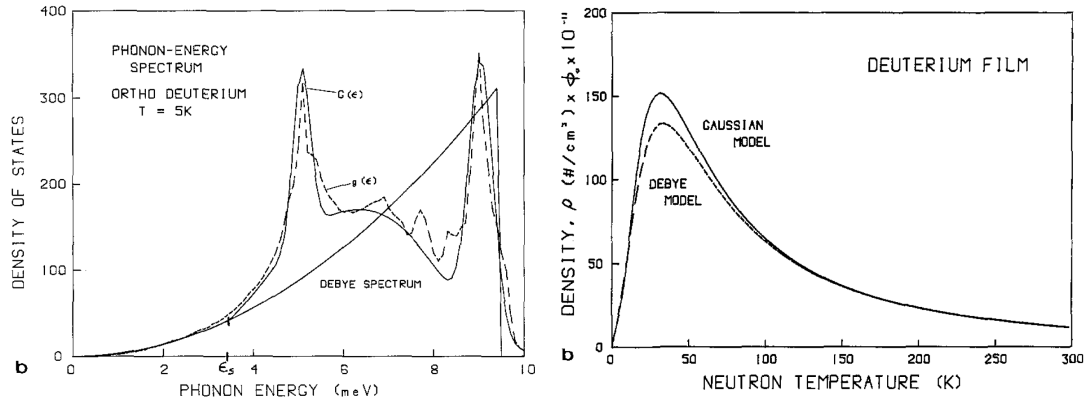


Abbildung A.1: Links: Phononen-Zustandsdichte als Funktion der Energie von ortho-Deuterium bei $T = 5$ K [183].

Rechts: UCN-Dichte in Abhängigkeit der Neutronentemperatur T_n des initialen Spektrums für ortho-Deuterium [183].

Streuung, $\mu = M/m$ die Nuklidmasse normiert auf die Neutronenmasse sowie Sh und Ch den Sinus bzw. Kosinus Hyperbolicus. Die charakteristische Energie τ ist gegeben durch

$$\tau = \frac{\hbar^2}{2M\gamma} \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{\hbar^2}{2M} \int_0^\infty \frac{1}{\epsilon} \coth\left(\frac{\epsilon}{2k_B T}\right) g(\epsilon) d\epsilon. \quad (\text{A.4})$$

Die UCN-Dichte ergibt sich nun mit den Gleichungen A.1 bis A.4 zu folgendem Ausdruck:

$$\rho = \int_0^{E_{u,f}} \frac{P(E_u)}{v_u \sigma_u(v_u)} dE_u, \quad (\text{A.5})$$

wobei v_u die UCN-Geschwindigkeit der Energie E_u , $E_{u,f}$ die Grenzenergie und $\sigma_u(E_u)$ der Wirkungsquerschnitt für Absorption im Konvertermaterial ist.

Für den interessierten Leser sei auf die folgenden aktuelleren Publikationen verwiesen [185, 186, 187, 188].

UCN-Verlustmechanismen

Neben der Produktion ultrakalter Neutronen durch inelastische Abwärtsstreuung existieren ebenso Verlustmechanismen, die im Folgenden aufgeführt sind:

UCN up-scattering durch Phononen Der Energieübertrag durch Phononen-Absorption (Gitterschwingung) führt zur Beschleunigung der Neutronen aus dem UCN-Bereich hinaus. Entsprechend dem detailliertem Gleichgewicht nach Gleichung 1.30 wird die Auf- und Abwärtsstreuung durch die Temperatur des Deuteriumkristalls (Boltzmann-Faktor) gesteuert. Mit $T \leq 5.5$ K ist der Verlust durch Phononenanregung mit dem durch Neutronenabsorption von Deuterium vergleichbar [123].

UCN up-scattering an para-Deuterium Da das Deuteron einen Kernspin von $s = \frac{1}{2}$ besitzt, existieren zwei unterschiedliche Konfigurationen des D_2 -Moleküls: symmetrisch (S ungerade) und anti-symmetrisch (S gerade), wobei S der Gesamtspin ist. Benannt werden die Konfigurationen mit *ortho*- und *para*-Deuterium. Der Übergang vom ortho-Grundzustand $S = 0$ zum $S = 1$ para-Zustand hat durch den Spin-Flip einen Energieübertrag von $E_{\text{Spin-Flip}} = 7 \text{ meV}$ zur Folge. Für den nicht an Phononen gekoppelten Übergang ergibt sich $\sigma_{S=1 \rightarrow 0}^{\text{Phonon}} = 31 \text{ b}^3$ für $v_{\text{UCN}} \approx 7.2 \text{ m/s}$ [136].

Nukleare Absorption durch Deuterium Entsprechend der Reaktion ${}^2\text{d}(n, \gamma){}^3\text{t}$ können Neutronen durch Deuterium absorbiert werden. Der thermische Absorptionswirkungsquerschnitt dabei ist $\sigma_{\text{abs}} = 0.57(1) \text{ mb}$ [189].

Nukleare Absorption durch Verunreinigungen Die wesentliche Verunreinigung in hoch reinem Deuterium ist durch Wasserstoff mit einem vergleichsweise hohen thermischen Absorptionsquerschnitt von $\sigma_{\text{abs}} = 326(3) \text{ mb}$ [190] gegeben.

Die Wirkungsquerschnitte der genannten Prozesse folgen einer $1/v$ -Abhängigkeit, also $\sigma(v) = v_{\text{th}}/v \cdot \sigma_{\text{th}}$ für $v \leq v_{\text{th}} = 2200 \text{ m/s}$, d.h. $E < E_{\text{th}} = 0.0253 \text{ eV}$.

Entsprechend Gleichung A.1 skaliert die UCN & VCN-Produktionsrate mit der Masse des Konverters. Damit die UCN & VCN das Volumen in Richtung Vakuum verlassen können, ohne dabei absorbiert oder aufwärts gestreut zu werden, ist die Größe des Volumens jedoch limitiert. Die mittlere freie Verlustlänge ist durch $\lambda_x(v) = 1/(N_D \cdot \sigma_x(v))$ gegeben, wobei N_D die Teilchendichte der Deuterium-Atome ist. Die totale mittlere freie Verlustlänge ergibt sich aus der reziproken Summe der oben genannten Einzellängen (Absorption durch D_2 , H_2 : *abs*, up-scattering in sD_2 : *up*, up-scattering in $para\ sD_2$: *para*) zu:

$$\frac{1}{\lambda_{\text{loss}}(v, T, c_{\text{para}})} = \frac{1}{\lambda_{\text{abs}}^{D_2}(v)} + \frac{1}{\lambda_{\text{up}}^{D_2}(v, T)} + \frac{1}{\lambda_{\text{para}}^{D_2}(v, c_{\text{para}})} + \frac{1}{\lambda_{\text{abs}}^{H_2}(v, c_{H_2})}. \quad (\text{A.6})$$

In einem idealen Einkristall aus Deuterium hängt die mittlere freie Weglänge λ_{inc} von der inkohärenten elastischen Streulänge b_{inc} mit einem Wert von $\lambda_{\text{inc}} = 1/(4\pi b_{\text{inc}}^2 \cdot N_D) = 8.2 \text{ cm}$ [112] ab.

Für die genannten Prozesse zeigt Abbildung A.2 die mittlere freie Verlustlänge λ_{loss} als Funktion der initialen Neutronengeschwindigkeit. Nach der kinetischen Gastheorie ergibt sich die mittlere UCN-Geschwindigkeit im Inneren des Konverters zu $\bar{v}_{\text{UCN}} = \frac{3}{4} \cdot \sqrt{2(V_F(\text{Nase}) - V_F(sD_2))/m_n}$, wobei V_F das sogenannte *Fermi-Potential* (siehe Abschnitt A.2) darstellt. Mit $V_F(sD_2) = 106 \text{ neV}$ [114] folgt bei einer Oberflächenbeschichtung der Strahlröhre mit nat-NiMo und ${}^{58}\text{NiMo}$ (Massenverhältnis 85/15) [112]:

$$\begin{aligned} \text{nat-NiMo: } V_F(\text{Nase}) &= 225 \text{ neV} & \bar{v}_{\text{UCN}} &= 3.6 \text{ m/s} & \lambda_{\text{loss}} &= 6.5 \text{ cm} \\ {}^{58}\text{NiMo: } V_F(\text{Nase}) &= 312 \text{ neV} & \bar{v}_{\text{UCN}} &= 4.7 \text{ m/s} & \lambda_{\text{loss}} &= 8.4 \text{ cm} \end{aligned}$$

³Einheit für den Wirkungsquerschnitt, $1\text{b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

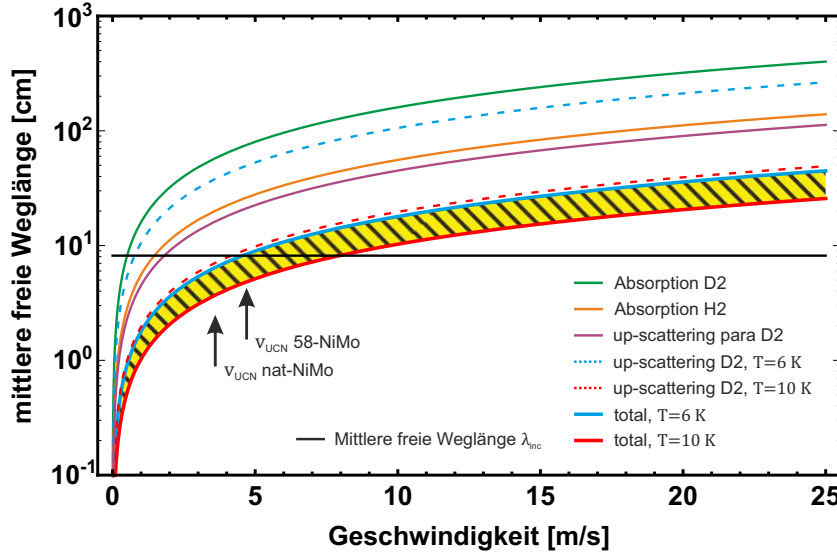


Abbildung A.2: Mittlere freie Verlustlänge (farbige Linien) als Funktion der initialen Neutronengeschwindigkeit im sD₂-Kristall. Ebenfalls eingezeichnet ist die mittlere freie Weglänge von Neutronen für inkohärente elastische Streuung an Deuterium (schwarze Linie). Die mittlere Verlustzeit $\tau_{\text{loss}} = \lambda_{\text{loss}} / \bar{v}_{\text{UCN}}$ beträgt bei einer Kristalltemperatur von 6 K etwa 18 ms und von 10 K etwa 10 ms.

A.2 Konzepte zur Beschreibung der UCN-Reflexion an Oberflächen

A.2.1 Kohärente und inkohärente Streuung langsamer Neutronen

Die Interaktion eines Neutrons mit einem Atomkern kann als elastischer Streuprozess der Wellenfunktion des Neutrons am Kernpotential, vermittelt durch die starke Wechselwirkung, verstanden werden. Das Potential ist näherungsweise ein sphärisches Rechteckpotential⁴ mit einer Tiefe von 40 MeV und einem Radius⁵ von $R \sim 2$ fm (siehe Abbildung A.3 B).

Die Wellenfunktion des gestreuten Neutrons setzt sich aus einer einlaufenden ebenen Welle und einer gestreuten Kugelwelle (siehe Abbildung A.3 A), multipliziert mit der winkelabhängigen Streuamplitude $f(\theta)$ zusammen. Für langsame Neutronen ist die Wellenlänge $\lambda = 2\pi/k$ um ein vielfaches Größer als der Einflussbereich des Kernpotentials: $\lambda \gg R$. Damit kann man von einer sogenannten s-Wellen-Näherung der Winkelabhängigkeit ausgehen, womit $f(\theta) = \text{konstant} = -b$ gilt (siehe Abbildung A.3 B). Des Weiteren hat dies

⁴Ein exakterer Ansatz stellt das sogenannte *Woods-Saxon-Potential* dar, welches im Rahmen des Schalenmodells des Atomkerns zur Beschreibung der potentiellen Energie zwischen Protonen und Neutronen verwendet wird (gestrichelte Linie in Abbildung A.3 B). Der Unterschied besteht in der stetig differenzierbaren Randunschärfe a : $V(r) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}$

⁵In Streuexperimenten (mit $[\alpha, e^-, n]$ -Teilchen) wurde die Ladungsdichte der verschiedenen Atomkerne vermessen. Dabei ergab sich folgende empirische Formel für den Kernradius bei konstanter Ladungsdichte: $R = r_0 \cdot A^{1/3}$ mit $r_0 = (1.25 \pm 0.20)$ fm [191].

zur Folge, dass der Streuprozess an einem Kollektiv von Atomkernen, lokalisiert bei $\mathbf{r}_i$, stattfindet:

$$\Psi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} - \sum_i b_i \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_i|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_i|} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_i}. \quad (\text{A.7})$$

Außerhalb des Kernpotentials im Bereich $R < r < 1/k$ und für $i = 1$ lässt sich $\Psi(\mathbf{r}) \approx 1 - \frac{b}{r}$ nähern, sodass die Streulänge b sich aus der Bedingung $\Psi(r = b) = 0$ ergibt. Für fast alle Nuklide ist diese positiv mit einem repulsiven Charakter. Der stark eingeschränkte Lösungsraum von $\Psi = 0$ bedingt die geringe Anzahl Nuklide bei denen b negativ ist.

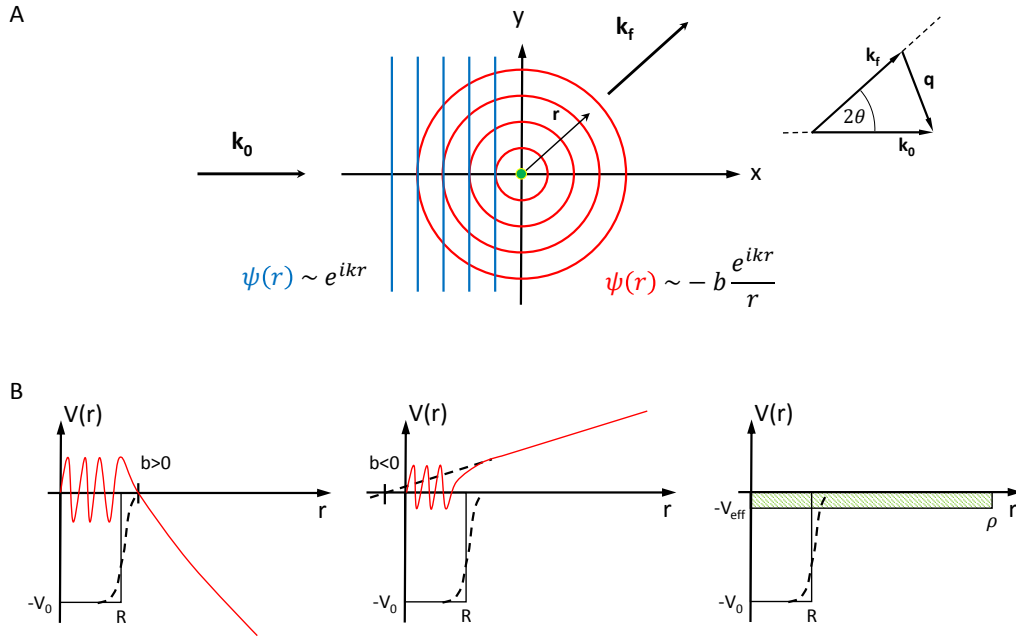


Abbildung A.3: A: Elastische Neutronenstreuung an einem fixierten Nuklid. Die Gesamtwellenfunktion setzt sich aus einer einlaufenden ebenen Welle (blau) und einer gestreuten Kugelwelle (rot) zusammen. Der Impulsübertrag dabei ist $\mathbf{q} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_f$.

B: Darstellung des sphärischen Rechteckpotentials sowie die exaktere Beschreibung durch das Woods-Saxon-Potential (gestrichelte Linie) zur Neutronenstreuung. Je nach Stärke $V(r)$ und Größe R des Potentials ergibt sich eine positive (links) oder negative Streulänge (Mitte). Im rechten Diagramm ist durch den grün schraffierten Bereich das effektive Potential $V_{\text{eff}} \ll V_0$ dargestellt, wobei $\rho \gg R$ gilt.

Da das Wechselwirkungspotential $V(\mathbf{r})$ viel größer als die Neutronenenergie E_n ist, unterscheidet sich die Wellenfunktion des Neutrons im gestörten Fall stark von der im nicht-gestörten Fall. Es ist daher nicht möglich, den Streuprozess mittels der Störungstheorie zu berechnen. Enrico Fermi erkannte 1936 jedoch, dass durch Einführung eines effektiven Potentials $V_{\text{eff}} \sim E_n \ll V(r)$ das Problem umgangen werden kann. Sei ρ der Radius des effektiven Potentials, dann gilt $R \ll \rho \ll \lambda$ und $b \ll \rho$.

Mit Hilfe der Störungstheorie und dem Ansatz der Wellenfunktion aus Gleichung A.7 folgt somit ein Ausdruck für das effektive Potential⁶:

$$V_{\text{eff}}(r) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \sum_i b_i \delta^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i), \quad (\text{A.8})$$

wobei die Summe über i alle Atome im System enthält. Im Allgemeinen unterscheidet sich die Streulänge von einem zum anderen Isotop und hängt vom relativen Spin-Zustand zwischen Neutron und Nuklid ab. Zur Berechnung der Streurate sowie des differentiellen Wirkungsquerschnittes⁷ ist es daher notwendig über die Isotopen- wie auch Spin-Verteilung zu mitteln:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |\langle \mathbf{k}_f | V_{\text{eff}} | \mathbf{k}_0 \rangle|^2 = \left| \sum_i b_i e^{i(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_f) \cdot \mathbf{r}_i} \right|^2. \quad (\text{A.9})$$

Betrachtet man die Streulänge eines einzelnen Nuklids als Summe aus Mittelwert und Fluktuation: $b_i = \langle b \rangle + \delta b_i$, so führt die Mittelwertbildung von $\langle b_i b_j \rangle$ zu folgendem Ausdruck: $\langle b_i b_j \rangle = \langle b \rangle^2 + \delta_{ij} (\langle b^2 \rangle - \langle b \rangle^2)$. Dies hat zur Folge, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt sich aus zwei Komponenten zusammen setzt: einem kohärenten und einem inkohärenten Teil:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{i,j} \langle b_i b_j \rangle \langle e^{i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)} \rangle = \underbrace{\langle b \rangle^2 \sum_{i,j} \langle e^{i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)} \rangle}_{\text{kohärent}} + \underbrace{N_{\text{tot}} (\langle b^2 \rangle - \langle b \rangle^2)}_{\text{inkohärent}}, \quad (\text{A.10})$$

wobei N_{tot} die Gesamtzahl der Atome im streuenden System repräsentiert. Zu beachten ist, dass nur der kohärente Teil abhängig vom Impulsübertrag $\mathbf{q}$ ist. Die Wirkung des inkohärenten Anteils kann als zufällige Phasenverschiebung angesehen werden, wobei diese für die Streuung langsamer Neutronen vernachlässigbar klein ist. Abschließend ergibt sich damit für das effektive Potential, welches auch unter dem Namen *Fermi-Potential* bekannt ist, folgender Ausdruck

$$V_F = \frac{2\pi\hbar^2}{m} N b_{\text{coh}}. \quad (\text{A.11})$$

Dabei ist N die Teilchendichte und b_{coh} die gebundene kohärente Streulänge des Wandmaterials.

⁶Um die Rechnung zu vereinfachen nutzt man das Konzept der *gebunden Streulänge*, um so den Rückstoßeffect bei der Streuung an einem ungebundenen Nuklid zu berücksichtigen: $b_B = \frac{m}{\mu} b$. Dabei ist μ die reduzierte Masse von Neutron und Nuklid.

⁷Hierbei wird der Übergang des Impulses $\hbar\mathbf{k}_0$ zu $\hbar\mathbf{k}_f$ vermittelt durch V_{eff} betrachtet.

A.2.2 Reflexion an einer Potentialstufe

Im vorherigen Kapitel wurde die Streuung langsamer Neutronen an einer Wandoberfläche durch das Einführen eines Potentials V_F (Gleichung A.11) beschrieben. Dieser Beschreibung folgend lässt sich mit Hilfe der eindimensionalen Schrödingergleichung ein Ausdruck für die Reflexions- bzw. Transmissionswahrscheinlichkeit ableiten.

Betrachtet wird eine Potentialstufe mit $V(x \geq 0) = V_F$ und $V(x < 0) = 0$, wie in Abbildung A.4 dargestellt. Der Ansatz $\Psi(x, t) = \phi(x) \exp(-i\omega t)$ stellt die allgemeinste Lösung dar, jedoch genügt es die stationäre Schrödingergleichung für $\phi(x)$ im Bereich 1: $x < 0$ und im Bereich 2: $x \geq 0$ zu lösen. Daraus ergeben sich die folgenden zwei Gleichungen:

$$\begin{aligned} x < 0 : \quad & \partial_x^2 \phi(x) = \left(-\frac{2m}{\hbar^2} E \right) \phi(x) \\ x \geq 0 : \quad & \partial_x^2 \phi(x) = \left(-\frac{2m}{\hbar^2} (E - V_F) \right) \phi(x). \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Der Ansatz ebener Wellen⁸ führt für die beiden Bereiche zu der allgemeinen Lösung von Gleichung A.13, wobei A den nach rechts laufenden und B den nach links laufenden Anteil im Bereich 1 darstellt. Amplitude C beschreibt den transmittierten Anteil in Bereich 2.

$$\begin{aligned} x < 0 : \quad & \phi(x) = A \cdot e^{ik_1 x} + B \cdot e^{-ik_1 x} \quad \text{mit} \quad \hbar k_1 = \sqrt{2mE} \\ x \geq 0 : \quad & \phi(x) = C \cdot e^{-ik_2 x} \quad \text{mit} \quad \hbar k_2 = \sqrt{2m(E - V_F)} \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Durch die stetige Randbedingung von $\phi(x)$ und $\partial_x \phi(x)$ bei $x = 0$ werden die Amplituden A , B und C festgelegt. Mit der Reflexionsamplitude $R = B/A$ und der Transmissionsamplitude $T = C/A = 1 + R$ kann die Wahrscheinlichkeit für Reflexion bzw. Transmission der Neutronen wie folgt berechnet werden:

$$\begin{aligned} r := |R|^2 &= \left| \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right|^2 \\ t := \frac{k_2}{k_1} |T|^2 &= \frac{k_2}{k_1} \left| \frac{2k_1}{k_1 + k_2} \right|^2, \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

wobei $r + t = 1$ gilt. Für $E < V_F$ ist der Wellenvektor k_2 imaginär, womit die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Neutronen im Bereich 2 exponentiell mit x abnimmt (siehe Abbildung A.4). Es erfolgt eine vollständige Reflexion ($r = 1$). Für $E > V_F$ ist k_2 real, sodass für große Energien $r \rightarrow 0$ und $t \rightarrow 1$ strebt. Dieses Verhalten ist in A.4 dargestellt. Es sei angemerkt, dass im Gegensatz zu einem klassischen Teilchen bei $E > V_F$ immer eine Teilreflexion mit $r \sim 1 - 4\sqrt{E - V_F}$ auftritt. Nur für $E \gg V_F$ gilt $r \rightarrow 0$.

Die endliche Eindringtiefe⁹ $\Delta x \sim |1/k_2|$ in das Wandpotential hat zur Folge, dass die

⁸Im Grenzfall $E/V_F \rightarrow 0$ kann die Wellenfunktion $\Psi(x, t) = \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi} (a(k)e^{ikx} + b(k)e^{-ikx}) e^{-iE(k)t/\hbar}$ auch als Wellenpaket mit den Amplituden $a(k)$ und $b(k)$ beschrieben werden.

⁹Für Edelstahl mit $V_F = 190 \text{ neV}$ ist Δx etwa 20-40 nm.

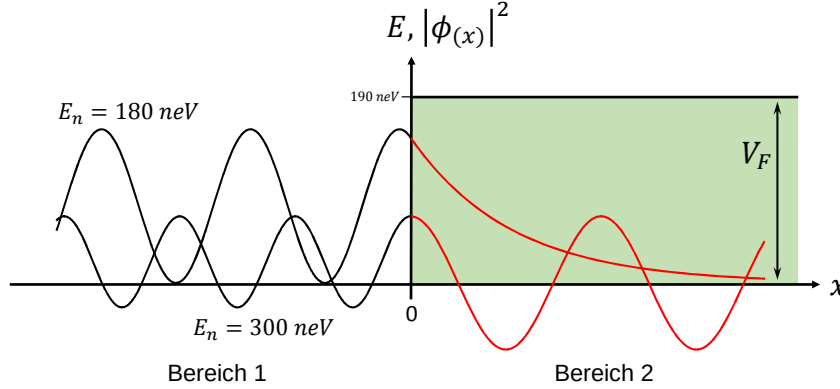


Abbildung A.4: Reflexion an einer eindimensionalen Potentialstufe der Höhe $V(x \geq 0) = V_F$. Neutronen mit $E < V_F$ werden vollständig reflektiert (schwarze Linie), wobei eine endliche Eindringtiefe in das Potential (rote Linie) besteht. Ist $E > V_F$ werden die Neutronen transmittiert. Als Beispiel wird die Streuung an einer Edelmetalloberfläche ($V_F = 190 \text{ neV}$) gewählt. Dargestellt ist das Betragsquadrat $|\phi(x)|^2$ der Wellenfunktion (Wahrscheinlichkeitsdichte) für $E_n = 180 \text{ neV}$ und $E_n = 300 \text{ neV}$.

Neutronen mit den Wandatomen interagieren können. Die zwei relevanten Prozesse dabei sind:

1. **Absorption durch Neutroneneinfang:** Das Neutron geht in einen gebundenen Zustand des Kernpotentials eines der Wandatome über. Dabei wird ein Photon emittiert.
2. **Inelastischer Energieübertrag:** Die Wandatome führen kontinuierlich Gitterschwingungen um ihre Gleichgewichtslage aus. Hierbei kann es zum Energieübertrag auf das Neutron kommen, wobei in der Regel $E_f \gg E_i$ ist und somit $E_f > V_F$.

Beide Prozesse haben zur Folge, dass Neutronen trotz $E < V_F$ nicht vollständig reflektiert werden, sondern sozusagen „verloren“ gehen können.

In der Optik wird die Streuung von Licht an einer Grenzfläche durch einen materialspezifischen Brechungsindex n beschrieben. Durch Einführung eines komplexen Brechungsindex $n = n' - in''$ kann durch den Imaginärteil n'' die Lichtabsorption berücksichtigt werden. Dieses Konzept gilt analog für die Neutronenoptik, sodass

$$n' = \frac{k_2}{k_1} = \sqrt{1 - \frac{V_F}{E}} \quad \text{und} \quad n'' = \sqrt{\frac{N\sigma_l}{k_1}} = \sqrt{\frac{W}{E}} \quad (\text{A.15})$$

$$\text{mit} \quad E = \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} \quad \text{und} \quad W = \frac{\hbar^2}{2m} N\sigma_l k_1 \quad (\text{A.16})$$

ist. W stellt dabei den Imaginärteil des neutronenoptischen Potentials $U = V_F - iW$ dar, wobei N die Teilchendichte und σ_l der Wirkungsquerschnitt für Absorption und inelastische Streuung¹⁰ des Wandmaterials ist. Bei den meisten Materialien ist das Verhältnis

¹⁰Ausgehend von einer Wellenausbreitung in einem homogenen Medium erzeugt die kohärente Streuung lediglich eine Phasenverschiebung, sodass der kohärente Wirkungsquerschnitt nicht zur Abschwächung der Wellenfunktion beiträgt.

$\eta = W/V_F \ll 1$ (für einige Materialien die zur Wandspeicherung von UCN eingesetzt werden ist $\eta \sim 10^{-5}$) [28].

Um die Reflexions- und Transmissionswahrscheinlichkeit vollständig zu beschreiben, muss in Gleichung A.13 das Wandpotential V_F durch $U = V_F(1 - i\eta)$ ersetzt werden. Dies führt zu folgender Änderung für den Wellenvektor in Bereich 2:

$$\hbar k_2 = \begin{cases} i\sqrt{2m(V_F(1 - i\eta) - E)} & \text{für } E < V_F \\ \sqrt{2m(E - V_F(1 - i\eta))} & \text{für } E \geq V_F. \end{cases}$$

Daraus resultiert auch für alle Energien mit $E < V_F$ eine Reflexionswahrscheinlichkeit von $r < 1$. Da in der Regel $\eta \ll 1$ ist es zweckmäßig einen energieabhängigen Verlustparameter pro Wandstoß zu definieren:

$$\mu(E_\perp, V_F, W) := 1 - r(k_1, k_2) = \frac{E_\perp - \sqrt{E_\perp} [2\alpha - 2(V_F - E_\perp)]^{1/2} + \alpha}{E_\perp + \sqrt{E_\perp} [2\alpha - 2(V_F - E_\perp)]^{1/2} + \alpha}$$

mit $\alpha = \sqrt{(V_F - E_\perp)^2 + W^2}$ und $E_\perp = E \cdot \cos^2(\theta_i)$ (A.18)

Bei der Wandspeicherung von ultrakalten Neutronen ergibt sich damit auch eine charakteristische Verlustrate: $\tau_\mu^{-1} = f(E) \cdot \mu(E_\perp, V_F, W)$ mit einer von der Geometrie des Speichergefäßes abhängigen Wandstoßfrequenz $f(E)$.

Bisher erfolgte die Betrachtung der Wellenausbreitung lediglich in einer Dimension. Für die Streuung unter einem beliebigen Einfallswinkel $\Omega = (\theta, \phi)$ zur Oberfläche genügt es jedoch, wie mit Abbildung A.5 dargestellt, eine Einfallsebene mit $(\theta, \phi) = (\theta_i, 0)$ zu wählen, wobei θ der Winkel zwischen Neutronenflugbahn und Normalenvektor $\mathbf{n}$ der Oberfläche und das dazugehörige Azimut ϕ ist. Dementsprechend lässt sich die Energie eines Neutrons in einen senkrechten und einen parallelen Anteil zur Tangentialebene aufspalten, wobei $E^2 = E_\perp^2 + E_\parallel^2$ gilt. Relevant für die Streuung an einer Potentialstufe ist der senkrechte Anteil $E_\perp$, was in Gleichung A.18 bereits berücksichtigt wurde. Entsprechend ist in den zuvor aufgestellten Gleichungen E durch $E_\perp$ zu ersetzen. In diesem Kontext lässt sich das Fermi-Potential durch einen kritischen Einfallswinkel θ_c ausdrücken:

$$\cos(\theta_c) = \sqrt{\frac{V_F}{E}} = \sqrt{\frac{N b_{koh}}{\pi}} \lambda, \quad (\text{A.19})$$

wobei $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$ die Wellenlänge des Neutrons darstellt. Die elastische Streuung eines ultrakalten Neutrons $n(E, \Omega_i)$ an einer Oberfläche kann mittels einer Funktion $\omega(\Omega_i, \Omega_f)$

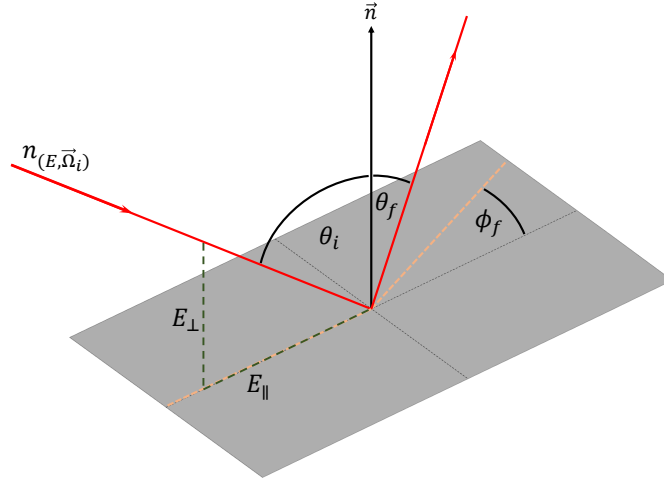


Abbildung A.5: Definition des Raumwinkels $\Omega(\theta, \phi)$ bei der Streuung an einer Oberfläche: Neutronen die unter einem beliebigen Winkel auf eine Oberfläche treffen können entweder spiegelnd $(\theta_i, 0) = (\theta_i, 0)$ oder diffus $(\theta_i, 0) = (\theta_f, \phi)$ reflektiert werden.

beschrieben werden, welche die Reflexionswahrscheinlichkeit¹¹ in den Raumwinkel Ω_f beschreibt [192]:

$$\omega(\Omega_i, \Omega_f) = [1 - G A(\Omega_f)] \delta(\Omega_i - \Omega_f) + c G A(\Omega_i) A(\Omega_f) \cos(\theta_f). \quad (\text{A.20})$$

Dabei ist $G \in [0, 1]$ ein Parameter der den nicht-spiegelnden Anteil darstellt und von Neutronenenergie sowie Oberflächenbeschaffenheit (Rauheit) abhängt. c ist eine Normierungskonstante, sodass $\int \omega(\Omega_i, \Omega_f) d\Omega_f = 1$ gilt. Der erste Summand in Gleichung A.20 beschreibt den spiegelnden Anteil¹² $(\theta_i, 0) = (\theta_i, 0)$, während der zweite Summand den diffusen Anteil¹³ $(\theta_i, 0) = (\theta_f, \phi_f)$ repräsentiert. Im Folgenden werden zwei Fälle unterschieden:

1. $A(\Omega_f) = 1$: Mischung aus diffuser und spiegelnder Reflexion mit $c = 1/\pi$. In diesem Fall ist der Anteil spiegelnder Reflexion, $1 - G$, unabhängig vom Einfallswinkel. Selbiges gilt für die diffuse Reflexion, die vollständig isotrop erfolgt. Mit $G = 1$ liegt eine rein diffuse Streuung vor, während bei $G = 0$ die Reflexion rein spiegelnd ist.
2. $A(\Omega_f) = \cos(\theta_f)$: Modifizierte Abhängigkeit bei der der Anteil spiegelnder Reflexion, $1 - G \cos(\theta_i)$, mit dem Einfallswinkel zunimmt. Dieses Verhalten wird in der Optik oft beobachtet. Die Normierung führt zu $c = 3/2\pi$.

Gleichung A.20 berücksichtigt lediglich die verlustfreie Streuung für $E_\perp \leq V_F$ und $\mu = 0$ (siehe Gleichung A.18).

¹¹Folgende Bedingung muss für die mathematische Betrachtung erfüllt sein: Der Streuprozess befindet sich im detaillierten Gleichgewicht, d.h. für die Streurrate gilt die Zeitumkehrinvarianz.

¹²Bei der spiegelnden Reflexion ist die Flugbahn entsprechend der Geometrie nach dem ersten Stoß ballistisch für alle weiteren Stöße vorgegeben.

¹³Dagegen ist der Streuwinkel der diffusen Reflexion zufallsverteilt und folgt nach der kinetischen Gastheorie einer Kosinus-Verteilung: $P(\theta_f, \phi_f) d\Omega = \cos(\theta_f) d\Omega$.

Die Beschaffenheit der Oberfläche ist ein wesentliches Kriterium für die Art der Streuung niederenergetischer Neutronen. Zu beachten ist:

- Die Zusammensetzung des Wandmaterials, $V_F \sim \sum_i N_i b_{koh,i}$, bei i verschiedenen Atomsorten.
- Eine Beschichtung der Oberfläche, sodass die Streuung an einer Serie von Lagen erfolgt, jede mit einem Potential U_i und einer Schichtdicke d_i . Anwendung: *super mirror* zur Erweiterung des kritischen Winkels θ_c (Gleichung A.19).
- Verunreinigungen die einen Film auf der Oberfläche bilden, wie zum Beispiel Wasserdampf oder Öl.
- Die Strukturierung der Oberfläche, wobei die Rauheit das lokale Höhenprofil beschreibt (oft mit dem RMS-Wert¹⁴ charakterisiert) und die Welligkeit eine langreichweitige Korrelation der Streuamplitude zur Folge hat.

Der zuletzt genannte Punkt entscheidet über die Stärke der diffusen Reflexion, die in Gleichung A.20 durch den Parameter G beschrieben wird. Beim Transport von UCN führt dies zur Rückwärtsstreuung und reduziert somit den Transmissionswert des Neutronenleiters [193].

Für Neutronen mit $E_\perp > V_F$ erfolgt ebenfalls eine reduzierte spiegelnde Reflektivität bei der Streuung an strukturierten Oberflächen. Sei σ der RMS-Wert der Oberflächenrauheit, dann ergibt sich der Korrekturfaktor f_{red} zu:

$$f_{\text{red}} = 1 - \exp\left(-q_z \sqrt{q_z^2 - q_c^2} \sigma^2\right), \quad (\text{A.21})$$

wobei $q_z = 2k_1 \cos(\theta_1)$ der Impulstransfer bei spiegelnder Reflexion und $q_c = 2k_1 \cos(\theta_c)$ ist. Für die Reflexionswahrscheinlichkeit aus Gleichung A.14 folgt damit $r := |R|^2 \cdot f_{\text{red}}$.

A.2.3 Transmissionswahrscheinlichkeit von Neutronenleiter

Da bei allen Experimenten die Statistik eine entscheidende Rolle spielt, ist der effiziente Neutronentransport ein vorrangiges Ziel. Der Streuprozess für niederenergetische Neutronen, speziell für UCN und VCN, hängt stark von den Oberflächenverhältnissen ab, sodass der Vergleich zwischen experimentellen Daten und theoretischem Modell recht komplex ist. Im Folgenden sei eine Übersicht zur Transmission gerader und gebogener Neutronenleiter aufgeführt. Zu beachten ist, dass hier die Angabe des Streuwinkels der Trajektorie in Bezug zur Tangentialebene erfolgt (siehe Abbildung A.6).

¹⁴Effektivwert oder quadratisches Mittel, englisch für *Root Mean Square*

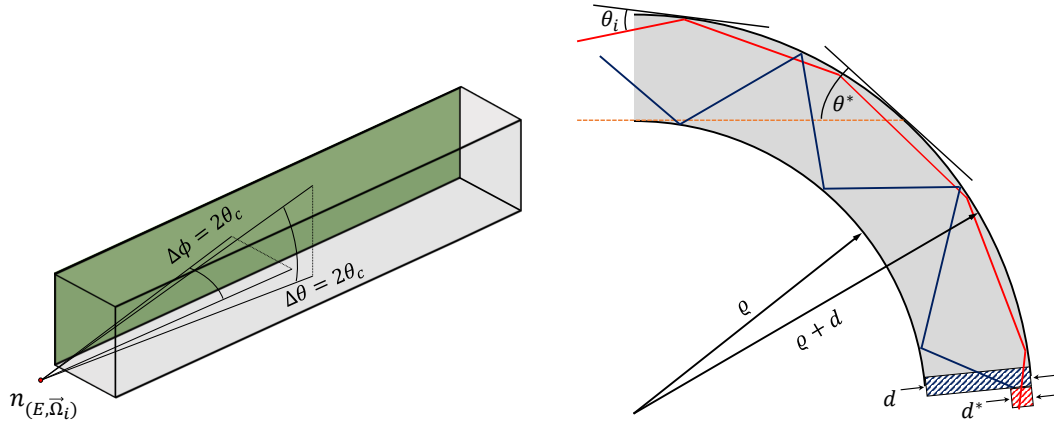


Abbildung A.6: Links: Transmission von Neutronen durch einen geraden Leiter. Rechts: Transmission von Neutronen durch einen gebogenen Leiter. Es werden zwei Arten unterschieden: Garland-/ Flüstergalerie-Trajektorie (rote Linie) und Zickzack-Trajektorie (blaue Linie).

Gerader Leiter:

In einem geraden Leiter können nur Neutronen mit $\theta_i \leq \theta_c$ transmittiert werden¹⁵. Der Raumwinkel reduziert sich damit auf $\Omega = 4\theta_c \sin(\theta_c)$, wobei der kritische Winkel dabei $\sin(\theta_c) = \sqrt{V_F/E}$ ist. Für UCN, die unter jedem Winkel total-reflektieren, bleibt $t = 1$, jedoch nicht für VCN.

Um den Einfluss der diffusen Streuung zu berücksichtigen existieren verschiedene Ansätze der kinetischen Gastheorie oder der Diffusionstheorie [67, 192]. Für ultrakalte Neutronen lässt sich ein Ausdruck zur Beschreibung der Transmissionswahrscheinlichkeit finden. Im

Tabelle A.1: Formelsammlung zur Beschreibung der Neutronentransmission gerader Leiter. Dabei ist D die von der Geschwindigkeit v abhängige Diffusionskonstante und L sowie r die Länge bzw. der Radius des Neutronenleiters. $\mu(E_\perp, V_F, W)$ entspricht dem Verlustparameter pro Wandstoß aus Gleichung A.18. Für $\xi(L, L_D)$ siehe [67]. Speziell für die Berechnung zylinderförmiger Neutronenleiter sei auf [192, 194] verwiesen.

spiegelnde Reflexion	$E \leq V_F$	$t = 1$	für $\mu = 0$
		$t \approx \exp(-2\mu \cdot L/r)$	für $\mu \neq 0$
	$E > V_F$	$t = \frac{1}{2\pi} 4\theta_c \sin(\theta_c)$	mit $\theta_c \in [0, \pi/2]$
spiegelnde & diffuse Reflexion	$E \leq V_F$	$t = \left(1 + \frac{L/r}{4D}\right)^{-1}$	für $\mu = 0$
		$A(\Omega) = 1 : D = \frac{2}{3} v \frac{2-G}{G}$	
		$A(\Omega) = \cos(\theta) : D = \frac{2}{3} v \left[\ln(\sqrt{2GL/r}) - 1 - G/3 \right]$	
		$t = \xi(L, L_D) \cdot \exp(-L/L_D)$	für $\mu \neq 0$
		$A(\Omega) = 1 : L_D^2 = \frac{4}{3} \frac{2-G}{G\mu} \cdot r^2$	

¹⁵Entgegen Gleichung A.14 wird hierbei $r = 0$ für $E_\perp > V_F$ gesetzt.

Falle von VCN ist dies nicht ohne weiteres möglich [195]. Durch den diffusen Streuprozess ändert sich der Raumwinkel, sodass nach dem Stoß die Bedingung $\theta_{i,f} \leq \theta_c$ nicht mehr erfüllt sein muss und kein detailliertes Gleichgewicht mehr vorliegt.

Gebogene Leiter:

Maier-Leibnitz und Springer leiteten 1963 einen exakten analytischen Ausdruck für die Transmission eines verlustfreien gebogenen Neutronenleiters her [196]. Auch hier muss für eine Reflexion die Bedingung $\theta_i \leq \theta_c$ erfüllt sein, wobei der Winkel zur Tangentialebene im Reflexionspunkt definiert wird. Die Passage durch einen gebogenen Neutronenleiter ist von zwei Reflexionsmustern geprägt [195, 197], wie in Abbildung A.6 dargestellt:

- Garland-/ Flüstergalerie-Trajektorie (rote Linie): Neutronen reflektieren lediglich an der Außenwand, wobei der erleuchtete Bereich des Leiters, durch $d^* = d_1 + d_2$ gekennzeichnet, von θ_c abhängt. Sei θ_i der initiale Streuwinkel, dann ist $d_1 = (\rho + d) \cdot (1 - \cos(\theta_c - \theta_i))$ und $d_2 = (\rho + d) \cdot \sin(\theta_c - \theta_i) \cdot \tan(\theta_i)$. Solange $\theta_c \leq \theta^*$ ist wird die Innenwand nicht berührt, d.h. $d^* \leq d$ wobei $\sin(\theta^*) = \sqrt{\frac{(\rho+d)^2 - \rho^2}{(\rho+d)^2}}$ den charakteristischen Winkel des Bogens darstellt ($d^*(\theta_c = \theta^*, \theta_i = 0) = d$).
- Zickzack-Trajektorie (blaue Linie): Neutronen reflektieren sowohl an der Außen- als auch an der Innenwand ($\theta_c > \theta^*$).

Unter Berücksichtigung der Absorption an den Leiterwänden kann nach [195] ein Ausdruck für die Transmission hergeleitet werden. Sei L die Länge des gebogenen Leiters, $L_0 = 2 \sin(\theta^*) (\rho + d)$ die minimale Länge bei der die direkte Sicht durch den Leiter zum Eingang hin geblockt ist und $l = L/L_0$. Weiterhin soll die Wellenlänge λ durch die charakteristische Wellenlänge λ^* ausgedrückt werden:

$$x = \frac{\lambda}{\lambda^*} = \frac{\sin(\theta_c)}{\sin(\theta^*)} \quad (\text{A.22})$$

Damit folgt nun ein Ausdruck für die Transmissionswahrscheinlichkeit durch Reflexion ($r \leq 1$) an den gebogenen Seitenwänden (horizontal) und Vernachlässigung etwaiger Oberflächenstrukturen:

$$t_h = \frac{1}{x} \int_{n_0}^{\infty} g(n) e^{-\alpha n} dn + \frac{1}{x} \int_2^{n_1} z(n) e^{-\alpha n} dn, \quad (\text{A.23})$$

wobei der Verlustkoeffizient $\alpha = l \cdot \ln(r^{-1})$ ist. $g(n)$ und $z(n)$ stellen die Verteilungen von Garland- und Zickzack-artigen Wandstößen pro Einheitslänge L_0 dar und sind gegeben durch:

$$g(n) = \frac{2}{n^4} \quad \text{und} \quad z(n) = \frac{1}{4} \left(1 - \left(\frac{2}{n} \right)^2 \right). \quad (\text{A.24})$$

Die Integrationsgrenzen von Gleichung A.23 sind:

$$\begin{aligned} \text{für } x < 1 : \quad n_0 &= 1/x & \text{und} & \quad n_1 = 2 \\ \text{für } x \geq 1 : \quad n_0 &= 1 & \text{und} & \quad n_1 = 2 \left(x + \sqrt{x^2 - 1} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

Unter Berücksichtigung der räumlichen Einschränkung in vertikaler Richtung mit einer Höhe h ergibt sich die Gesamttransmission des gebogenen Leiters zu

$$t_B = \Delta\Omega \cdot t_h \cdot t_v \quad \text{wobei} \quad t_v = \frac{1}{\delta} \left(1 - e^{-\delta} \right) \quad \text{mit} \quad \delta = 4 \frac{d}{h} \alpha x. \quad (\text{A.26})$$

Dabei ist $\Delta\Omega = \frac{1}{2\pi} 4\theta_c \sin(\theta_c)$ der akzeptierte Raumwinkel.

B Charakterisierung des thermischen Neutronenflusses

B.1 Messung des thermischen und epi-thermischen Neutronenflusses

Von Interesse ist der Neutronenfluss am Ort des sD₂-Konvertervolumens der UCN-Quelle, da dieser direkt proportional zur UCN-Produktionsrate (vgl. Gleichung A.1) und zur thermischen Wärmebelastung (siehe Abschnitt C.2) ist. Neben der Maximierung der Produktionsrate durch thermische Neutronen ist die Minimierung der Wärmebelastung durch epi-thermische und schnelle Neutronen Ziel der Untersuchung. Dafür wurde der thermische und epi-thermische Neutronenfluss in den Strahlrohren D und C des TRIGA Mainz bei Verwendung unterschiedlicher Einsätze (Stopfen) zur erweiterten Moderation experimentell gemessen. Zur Validierung der Messdaten wurde eine der Konfiguration zusätzlich mit einer *MCNP5*-Simulation [198] (siehe Abschnitt B.1.4) analysiert.

B.1.1 Physikalische Grundlagen

Das Prinzip der Aktivierungsmethode basiert auf der Bestrahlung einer Substanz in einem Neutronenfeld und der anschließenden Messung der dabei entstandenen Radioaktivität [199, 200, 201]. Zur Bestimmung des thermischen und epi-thermischen Neutronenflusses kann die sogenannte Cadmium (Cd)-Differenzmethode verwendet werden. Dabei erfolgt die Bestrahlung der Sonde einmal ohne Cd-Absorber und gleichzeitig mit vollständiger Cd-Blechumhüllung. Dünne Gold (Au)-Folien mit einer Dicke von etwa 10 µm stellen geeignete Sondenmaterialien dar. Aus der Sondenaktivität A [Bq] kann der Neutronenfluss ϕ [n cm⁻² s⁻¹] bestimmt werden. Das Zerfallsschema von ¹⁹⁸Au ist in Abbildung B.1 illustriert.

Bei einer Bestrahlungsdauer von t_{irr} ergibt sich die Aktivität $A(t) = \lambda N(t)$ mit $dN/dt = N_0 R_s - \lambda N$ der Reaktion ¹⁹⁷Au(n, γ)¹⁹⁸Au zu

$$A_{\text{irr}} \equiv A(t_{\text{irr}}) = N_0 R_s (1 - \exp(-\lambda t_{\text{irr}})), \quad (\text{B.1})$$

wobei $\lambda = 0.000\,178\,6\,\text{min}^{-1}$ die Zerfallskonstante¹ von ¹⁹⁸Au und $N_0 = \frac{m_{\text{Au}} \cdot N_A}{M_{\text{Au}}}$ die Anzahl der Goldatome in der Folie mit Masse m_{Au} ist. N_A entspricht der Avogadro-Konstante [29]

¹ $\lambda = \ln(2)/t_{1/2}$, mit der Halbwertszeit $t_{1/2}$ von 2.69517(21) d [202]

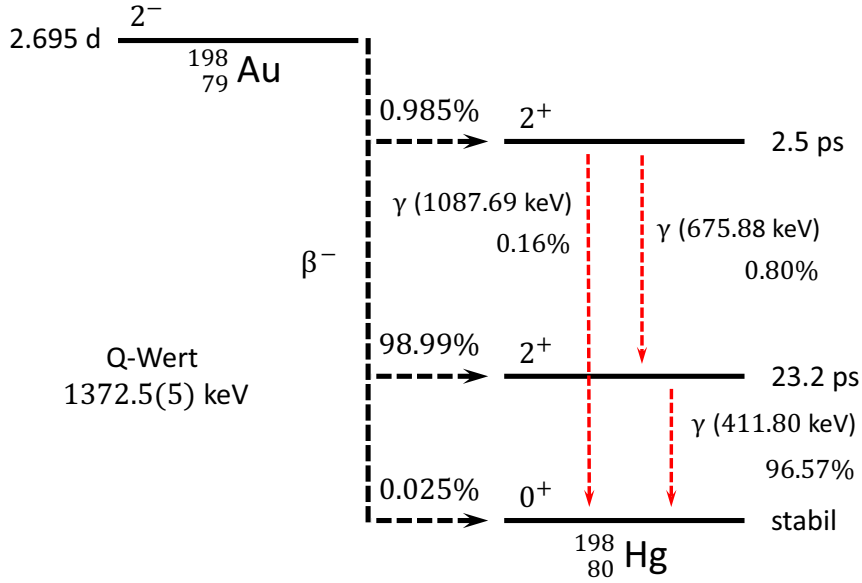


Abbildung B.1: Zerfallsschema von ^{198}Au zu ^{198}Hg durch β^- Zerfall (Verzweigungsverhältnis: 100 %). Das Quecksilberatom befindet sich anschließend bei etwa 99 % der Reaktionen in einem angeregten Zustand mit einer Übergangsenergie von 411.8044(11) keV [202]. Die Prozentangaben beziehen sich auf die Ausbeute pro Neutroneneinfang.

und $M_{\text{Au}} = 196.97 \text{ u}$ [203] der molaren Masse von Gold. Die Reaktionsrate R_s ist dabei das Integral über die Neutronenenergie E [eV]:

$$R_s = \int_0^\infty \sigma_{\text{abs}}(E) \cdot \phi(E) \, dE, \quad (\text{B.2})$$

vom Produkt aus Wirkungsquerschnitt für Neutronenabsorption σ_{abs} [cm^2] und differentielltem Neutronenfluss $\phi(E)$ [$\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1}$] [200].

Wie in Abbildung B.2 zu sehen ist, zeigt Gold im thermischen Energiebereich ein $1/v$ -Verhalten des Wirkungsquerschnitts. Für entsprechend dünne Goldfolien kann von einer konstanten Neutronendichte im Bereich der Sonde (keine Fluß- und Aktivierungsstörungen) ausgegangen werden. Sei $n = \int n(v) dv$ die gesamte Neutronendichte, so ist A_{irr} proportional zu $\int \sigma_{\text{abs}}(v) \cdot \phi_0(v) \, dv = \int \frac{k}{v} \cdot n(v) v dv = k \cdot n$. Somit ist die Aktivierung einer dünnen $1/v$ -Sonde proportional zur Neutronendichte. Dementsprechend können die bei niedriger Reaktorleistung gemessenen Neutronenflüsse zu Werten bei hoher Leistung extrapoliert werden.

Bei einem idealen, epi-thermischen Neutronenspektrum, ist $\phi(E)$ invers proportional zur Neutronenenergie E : $\phi_{\text{epi}}(E) = \phi'_{\text{epi}} \cdot \frac{1}{E}$, wobei ϕ'_{epi} eine energieunabhängige Proportionali-

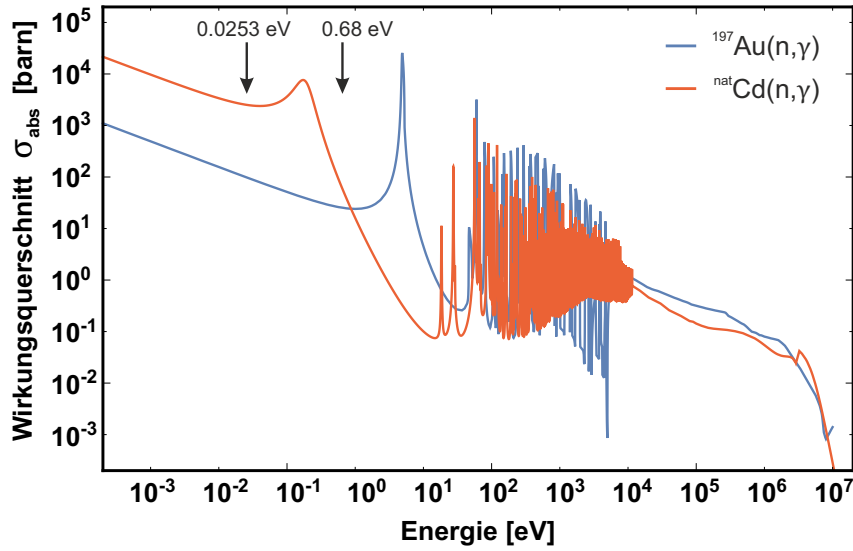


Abbildung B.2: Neutronen-Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{abs} [b] der Reaktion (n, γ) von ^{197}Au und $^{\text{nat}}\text{Cd}$ (*nat* steht für natürliche Häufigkeit). Der Energiewert 0.0257 eV entspricht einem Temperaturwert von 293 K bzgl. einer Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung. $E_{\text{Cd}} = 0.68$ eV stellt die sogenannte Cd-Abschneideenergie dar. Die erste Resonanz von ^{197}Au liegt bei 4.906 eV [199].

tätskonstante² ist [199]. Das Resonanzintegral eines Isotops in einem $1/E$ -epithermischen Neutronenspektrums ist definiert als [199, 201]:

$$I_0 = \int_{E_{\text{Cd}}}^{\infty} \frac{\sigma_{\text{abs}}(E)}{E} dE, \quad (\text{B.3})$$

wobei von einer unendlichen Verdünnung des Absorbers innerhalb des moderierenden Materials ausgegangen wird. E_{Cd} ist die sogenannte effektive Cd-Abschneideenergie³ (engl. *effective cadmium cut-off energy*) mit einem Wert von 0.68 eV. Dieser ergibt sich nach [205] für einen Detektor, der eine $\sigma(v) \sim 1/v$ -Abhängigkeit der (n, γ) -Reaktion bis etwa 2 eV besitzt, bestrahlt mit einer isotropen Neutronenflussrate und eingepackt in einem zylindrischen Cd-Behälter mit einer Wandstärke⁴ von 1 mm.

²Der epi-thermische Neutronenfluss ergibt sich zu $\phi_{\text{epi}} = \int_{E_{\text{Cd}}}^{E_2} \phi_{\text{epi}}(E) dE = \phi'_{\text{epi}} \cdot \ln(E_2/E_{\text{Cd}})$.

³Da der Absorptionsquerschnitt von Cadmium nicht sprunghaft von sehr hohen Werten zu sehr niedrigen Werten abfällt (siehe Abbildung B.2), wird eine effektive Abschneideenergie eingeführt. Per Definition werden alle Neutronen unterhalb E_{Cd} vollständig absorbiert, während die Absorptionsrate der Sonde oberhalb E_{Cd} mit der einer Cd-bedeckten Sonde übereinstimmen sollte. Die Abschneideenergie hängt von Form und Wandstärke der Hülle, der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes des Sondenmaterials und der Winkelverteilung des Neutronenfeldes ab [204].

⁴Die Cd-Hülle sollte mindestens eine Wandstärke von 0.76 mm besitzen [206].

Durch Zerlegung des Integrals aus Gleichung B.2 in einen thermischen (0 bis 0.68 eV) und epi-thermischen (0.68 bis $0.5 \cdot 10^6$ eV) Anteil kann anhand dieser Überlegungen die Reaktionsrate R_s vereinfacht als Summe von

$$R_s \approx \sigma_0 \cdot \phi_0 + I_0 \cdot \phi_{\text{epi}} \quad (\text{B.4})$$

ausgedrückt werden. Für Gold (^{197}Au) ist $\sigma_0 = 98.69(14)$ b der thermische Absorptionsquerschnitt [207] bei $E = 0.0253$ eV ($v = 2200$ m/s, $T_0 = 293$ K) und $I_0 = 1543 \pm 20$ b [199]. Der Beitrag schneller Neutronen ($E > 0.5 \cdot 10^6$ eV) zum Integral ist $< 0.02\%$. Für einen isotropen Neutronenfluss kann eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung im thermischen Bereich des Energiespektrums angenommen werden. Damit ergibt sich der gemittelte (physikalische) thermische Neutronenfluss zu

$$\phi_{\text{th}} = \int_0^\infty n(v, T_\Theta) v dv = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{T_\Theta}{T_0}} \cdot \phi_0, \quad (\text{B.5})$$

bei der wirklichen Temperatur T_Θ des Neutronenspektrums [208]. Mit den Gleichungen B.9, B.4 und B.5 lässt sich der thermische Neutronenfluss aus der gemessenen Aktivität einer Goldfolie wie folgt bestimmen:

$$\phi_{\text{th}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{T_\Theta}{T_0}} \frac{A_{\text{th}}/G_{\text{th}}}{N_0 \sigma_0 (1 - \exp(-\lambda t_{\text{irr}}))}, \quad (\text{B.6})$$

wobei der Korrekturfaktor G_{th} die Flussdepression und die Selbstabschirmung (engl. self-shielding-factor) in der Sonde berücksichtigt. Für die hier verwendeten Goldfolien⁵ ergibt sich ein Wert von $G_{\text{th}} = 0.9959(5)$ [209]. Experimentell wird jedoch A_{tot} und A_{epi} gemessen, sodass sich A_{th} folgendermaßen berechnet:

$$A_{\text{th}} = A_{\text{tot}} \left(1 - \frac{1}{R}\right) \quad \text{mit} \quad R = \frac{A_{\text{tot}}}{A_{\text{epi}}/F_{\text{Cd}}} \frac{m_{\text{Cd}}}{m_{\text{tot}}}. \quad (\text{B.7})$$

Dabei ist m_x die Masse und A_x die gemessene Aktivität der blanken ($x = \text{tot}$) und der Cd-bedeckten ($x = \text{Cd}$) Goldfolie. Der Korrekturfaktor F_{Cd} berücksichtigt die Absorption und Streuung epithermischer Neutronen im Cadmium. Für die verwendete Cd-Hülle ist $F_{\text{Cd}} = 0.991$ [210]. Der Parameter R wird auch als Cd-Verhältnis bezeichnet. Der epithermische Neutronenfluss kann mit

$$\phi_{\text{epi}} = \phi_{\text{th}} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{T_0}{T_\Theta}} \frac{\sigma_0}{I_0} \frac{G_{\text{th}}}{G_{\text{epi}}} \frac{1}{R - 1} \quad (\text{B.8})$$

berechnet werden, wobei $G_{\text{epi}} = 0.9120(93)$ [209] ist.

⁵ $G = \frac{1 - \exp(-d \cdot \Sigma_{\text{tot}})}{d \cdot \Sigma_{\text{tot}}}$, mit der Wandstärke d der Sonde und dem makroskopischen totalen Wirkungsquerschnitt Σ_{tot} .

B.1.2 Versuchsaufbau und Durchführung

Mit der im letzten Abschnitt beschriebenen Cd-Differenzmethode wurde an den Strahlrohren D und C des TRIGA Mainz der thermische und epi-thermische Neutronenfluss ermittelt. Da Strahlrohr D direkt auf den Reaktorkern blickt⁶, also kein moderierendes Material vorhanden ist, sollte der Einfluss eines direkt an der Kernhülle platzierten Moderators untersucht werden. Zum Einsatz kamen zwei zylinderförmige Stopfen ($\varnothing = 150$ mm): 1. reiner Graphit, 100 mm lang und 2. eine Kombination aus Graphit und Bismut, 40 mm und 11 mm lang⁷ (siehe Abbildung C.1, rechts). Während Graphit ein guter Moderator für Neutronen ist [199], dient Bismut, durch sein hohes Z von 83 der Abschirmung von Gammastrahlung.

Tabelle B.1: Parameter der durchgeführten Neutronen-Aktivierungsmessungen. Parameter der Graphit-Scheibe ($\rho = 1.85$ g/cm³): NBG-18 von SGL Carbon Group, Deutschland.

	Leistung	Bestrahlungsdauer	Anzahl Goldfolien	
	P_0 [W]	t_{irr} [min]	blank	cadmiumbedeckt
Strahlrohr D				
ohne Stopfen	100	10.32(17)	16	4
Graphit	100	10.32(17)	8	1
Graphit & Bismut	100	10.37(17)	12	8
Strahlrohr C				
ohne Stopfen	1000	10.35(17)	7	2

Die Goldfolien wie auch die Cd-Kapseln ($\varnothing = 14$ mm, Höhe: 3.5 mm, Wandstärke: ≈ 1 mm) wurden auf kreisförmige Scheiben, welche an einer Führungsstange befestigt waren, geklebt (siehe Abbildung B.3). Die Stange wiederum befand sich in einem Überrohr, welches in das Strahlrohr eingebracht wurde. Alle Konstruktionsteile bestanden aus Aluminium. Verwendet wurden Goldfolien von *Goodfellow*⁸ mit folgender Abmessung: Dicke: 12.5 μm (10 % Toleranz) und Fläche: 5×5 mm². Jede Folie wurde einzeln gewogen ($m_{\text{Au}} \simeq 5.7$ μg) und nummeriert⁹.

Die Bestrahlungsdauer wurde nominell mit 10 min gewählt. Allerdings muss die Zeit zum Hoch- und Herunterfahren der maximalen Leistung P_0 des Reaktors berücksichtigt werden. Die Leistungskurve des logarithmischen Leistungsschreibers (siehe Abbildung B.4) wurde

⁶Der Reaktorkern mit seinen 76 Brennstäben ist von einer Aluminiumhülle (Wandstärke 7.1 mm) und von einem Graphit-Ring zur Moderation umschlossen. Strahlrohr D ($\varnothing = 152$ mm) durchstößt den Graphit-Ring und reicht direkt an die Aluminiumhülle (siehe Abbildung B.5 und C.1, rechts).

⁷Der Stopfen wurde mit der Bismut-Seite zum Reaktorkern hin installiert und nach der Aktivierungsmessung nicht wieder entfernt.

⁸<http://www.goodfellow.com>

⁹Vielen Dank an T. Schmitz für die freundliche Leihgabe.



Abbildung B.3: Fotoserie zur Neutronenflussmessung am TRIGA Mainz. Oben: Aluminiumkonstruktion zur Fixierung der Sonden. Für die Bestrahlung wurde diese in ein Überrohr aus Aluminium eingeschoben. Unten: Standardisierter Messplatz zur Aktivitätsmessung der Sonden mittels einem HPGe-Detektor. Durch eine am HPGe-Detektorkopf fest angebrachte Steckschiene konnte eine reproduzierbare Absolutmessung durchgeführt werden.

graphisch mit Hilfe einer Software¹⁰ ausgewertet, um so die tatsächliche Bestrahlungsdauer zu ermitteln. Die digitalisierte Leistungskurve wurde interpoliert und integriert. Durch die anschließende Normierung auf P_0 erhält man die effektive Bestrahlungsdauer t_{irr} . Die zu den Neutronen-Aktivierungsmessungen gehörenden Parameter befinden sich in Tabelle B.1. Um die persönliche Strahlenbelastung zu minimieren, wurden die aktivierten Goldfolien erst etwa eine Stunde nach Bestrahlungsende von der Aluminium-Konstruktion entfernt.

Die Aktivität der bestrahlten Goldfolien wurde mit einem hochreinem Germanium-Halbleiter-Detektor¹¹ (engl. *high purity germanium (HPGe) detector*) gemessen. Dafür wurde ein standardisierter Messplatz am Institut für Kernchemie der Universität Mainz genutzt (siehe Abbildung B.3). Mit einer vom Institut für Kernchemie bereitgestellten radioaktiven Referenzprobe¹² wurde eine Energie-Effizienzkalibrierung durchgeführt, um so die absolute Aktivität der Goldfolien zu ermitteln. Die Geometrie der Referenzprobe wie auch

¹⁰GetData Graph Digitizer, Version 2.25.0.32, <http://getdata-graph-digitizer.com/>

¹¹CANBERRA XtRa, Modell: GX6020 [211]

¹²Das Präparat wurde aus einer Teilmenge einer Lösung, welche multiple Gammastrahlung emittiert, hergestellt: 12 Radionuklide im Energiebereich von 60 keV bis 1836 keV mit einer ursprünglichen Gesamtaktivität von 199 kBq. Hersteller: Eckert & Ziegler Nuclitec GmbH, Typ: QCYA48, Zertifiziert durch den Deutschen Kalibrierdienst (DKD).

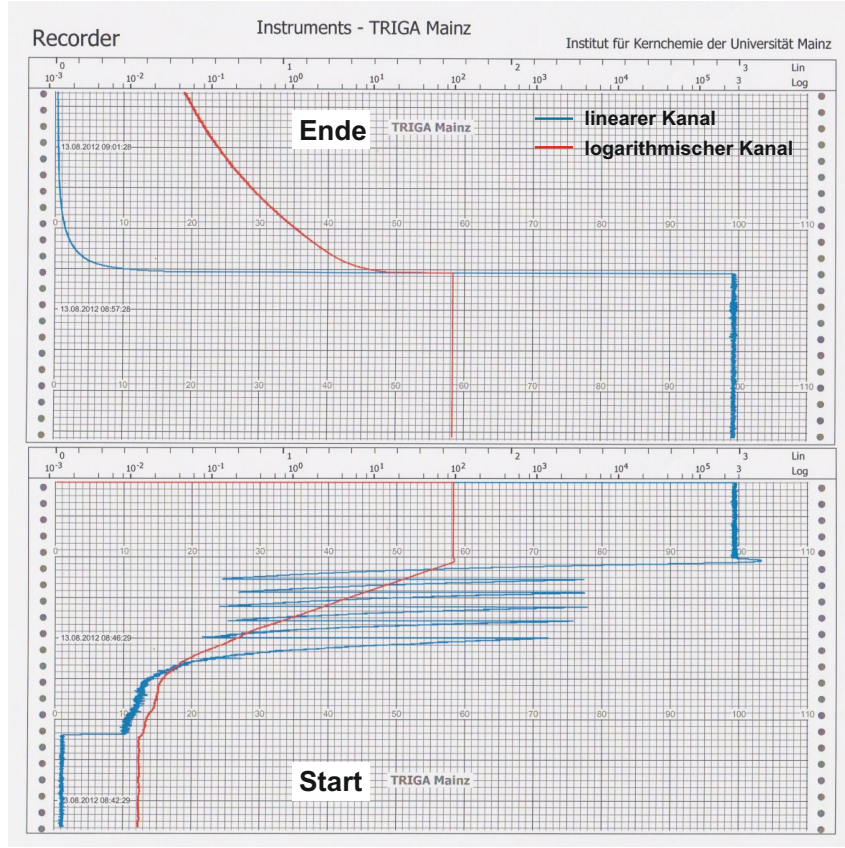


Abbildung B.4: Ausschnitt der Leistungskurve des logarithmischen Leistungsschreibers der Messung *Graphit & Bismut* während des Leistungsanstiegs (rechts) und -abfalls (links). Mit Hilfe einer Bildbearbeitungssoftware wurde die Kurve digitalisiert und die Daten anschließend interpoliert und integriert. Durch Normierung der integrierten Leistung auf P_0 ergibt sich die effektive Bestrahlungszeit t_{irr} . Die Reaktorperiode T , wobei $P_2/P_1 = \exp(t/T)$, beträgt 18.1 s für den Leistungsanstieg.

die räumliche Platzierung/Orientierung war zu der im Anschluss gemessenen Goldfolien identisch.

Die Datenaufnahme, wie auch Auswertung erfolgte mittels der Software *GENIE 2000* [211]. Der Wert der Aktivität A_{irr} ergibt sich dabei aus der Nettozählrate $N_{\text{eff}}^{\text{Peak}}$ der 411.8 keV Linie, korrigiert um den Untergrund, die energieabhängige Nachweiseffizienz der Messapparatur ($\epsilon = 0.086$ @ 411 keV) und der Ausbeute pro Neutroneneinfang (siehe Abbildung B.1), mit

$$A_{\text{irr}} = \frac{\lambda N_{\text{eff}}^{\text{Peak}}}{(1 - \exp(-\lambda t_c)) \exp(-\lambda t_w)}, \quad (\text{B.9})$$

wobei t_c die spektroskopische Messzeit (*real time*) und t_w die Zeit zwischen Bestrahlungsende und Start der spektroskopischen Messung ist. Die relativen Unsicherheiten der Aktivitätsmessungen können Tabelle B.2 entnommen werden.

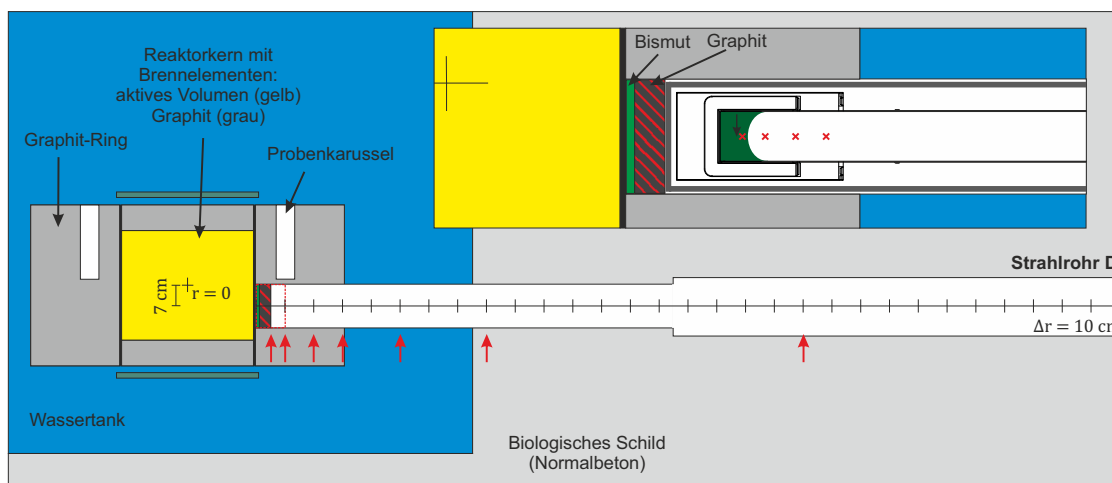


Abbildung B.5: Maßstabsgetreue Skizze (vertikaler Schnitt) von Strahlrohr D am TRIGA Mainz. Das Strahlrohr verläuft radial bis direkt an den Reaktorkern ($r = 22.9$ cm) und ist 7 cm gegenüber der Kernmitte in vertikaler Richtung nach unten versetzt. Der Kern (76 Brennelemente, aktives Volumen in gelb) ist von einem Graphit-Ring ($r = 54.5$ cm, $\rho \approx 1.65$ g/cm³) umgeben. Mittels Neutronen-Aktivierungsmessungen wurde der thermische und epi-thermische Fluss entlang der Achse von Strahlrohr D bestimmt. Die roten Pfeile markieren die Position der Sonden (Goldfolie: blank oder cadmiumbedeckt). Untersucht wurde der Einfluss unterschiedlicher Stopfen (Moderatoren), welche im Inneren des Strahlrohrs direkt an der Kernhülle platziert wurden. Abgebildet ist der Hybridstopfen aus Graphit & Bismut. Die rot gestrichelte Umrandung symbolisiert den 10 cm langen Graphit-Stopfen.

Inset: Maßstabsgetreue Detailansicht des vorderen Bereichs von Strahlrohr D mit eingezeichneter Strahlnahe der UCN-Quelle in Position 0. Dies entspricht einem Abstand von $r = 38.3$ cm bis zur Mitte (schwarzer Pfeil) des sD₂-Volumens (dunkelgrüne Fläche). Die roten Kreuze markieren die angenommene effektive Position des sD₂-Volumens bei den UCN-Transmissionsmessungen.

Tabelle B.2: Relative Unsicherheiten der Au-Aktivitätsmessungen.

Statistik	: 2–3 %
Effizienzkalibrierung	: 1.4 %
2. Messplatz, anderer HPGe Detektor	: 1.6 %
Wiederholungsmessung	: < 0.5 %
Zeit t_w	: < 0.1 %

B.1.3 Darstellung der experimentellen Ergebnisse

Aus den gemessenen Aktivitäten der blanken und cadmiumbedeckten Goldfolien sowie Formel B.7 lässt sich das Cd-Verhältnis $R(r)$ entlang der Achse von Strahlrohr D berechnen. r ist dabei der Abstand zur Reaktorkernmitte. Die Werte sind in Abbildung B.6 dargestellt und in Tabelle B.4 aufgelistet. Wie sich zeigt, wächst das Verhältnis bis $r \approx 600$ mm

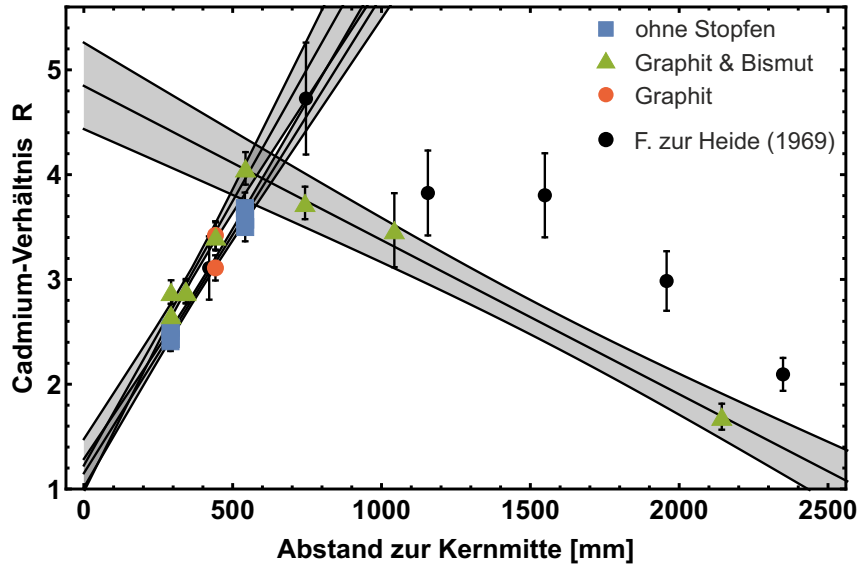


Abbildung B.6: Bei $P_0 = 100$ W gemessenes Cd-Verhältnis R als Funktion des Abstandes r zur Reaktormitte in Strahlrohr D bei Verwendung unterschiedlicher Stopfen zur Moderation (siehe Text). Durch lineare Regression wurde eine Geradenanpassung für die zwei Bereiche $r < 600$ mm und $r > 600$ mm durchgeführt. Die grau schattierten Bereiche stellen jeweils das 1σ -Intervall dar. Im Bereich $r < 600$ mm erfolgte die Anpassung für *Graphit & Bismut* getrennt von der für *ohne Stopfen* und *Graphit*. Zusätzlich wurden die früheren Messdaten von F. zur Heide [212] (schwarze Kreise) zum Vergleich eingezeichnet. Diese folgen mit Gleichung B.8 aus den gemessenen Neutronenflussdaten von F. zur Heide.

linear an und fällt danach, ebenfalls linear, ab. Die Geradenanpassung ergibt folgenden Zusammenhang:

$$R(r) = \begin{cases} 1.15(13) + 4.55(33)/\text{m} \cdot r, & r \leq 0.6 \text{ m} \quad (\text{A}) \\ 1.23(23) + 5.05(62)/\text{m} \cdot r, & r \leq 0.6 \text{ m} \quad (\text{B}) \\ 4.85(24) - 1.47(14)/\text{m} \cdot r, & r > 0.6 \text{ m} \quad (\text{B}), \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

wobei mit A die Daten der Messreihe *ohne Stopfen* sowie *Graphit* und mit B die der Messreihe *Graphit & Bismut* gemeint sind.

In Strahlrohr C ergibt sich bei $\Delta s = 106$ mm R zu ≈ 7.5 und bei $\Delta s = 206$ mm zu ≈ 7.9 , wobei Δs der relative Abstand in Bezug zum Strahlrohrende ist (vergleiche Inset in Abbildung B.8).

Mit den Formeln B.6 und B.8 und dem Cd-Verhältnis R kann der thermische und epi-thermische Neutronenfluss $[\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$ im Strahlrohr D (Abbildung B.7) und Strahlrohr C (Abbildung B.8) bestimmt werden¹³. Die Zahlenwerte entsprechen einer Reaktorleistung von $P_0 = 100$ kW und befinden sich in den Tabellen B.7 und B.6. Die Unsicherheit der dargestellten Ergebnisse wurde mittels quadratischer Fehlerfortpflanzung voneinander un-

¹³Für die Messung in Strahlrohr D mit *Graphit & Bismut*-Stopfen musste ein zusätzliches Brennelement eingesetzt werden, da die Reaktivität des Reaktors nach der Installation des Stopfens zu gering war.

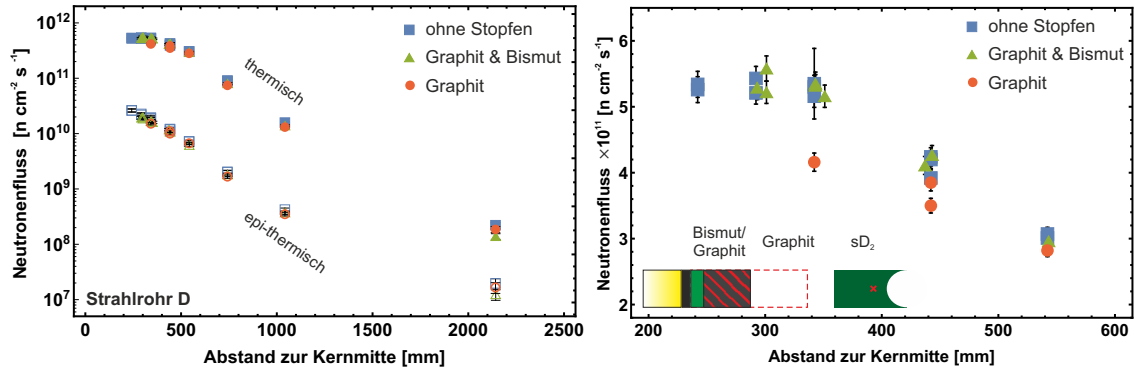


Abbildung B.7: Links: Darstellung des gemessenen thermischen und epi-thermischen Neutronenflusses als Funktion des Abstandes r zur Reaktormitte im radialen Strahlrohr D für eine Reaktorleistung $P_0 = 100 \text{ kW}$ bei Verwendung unterschiedlicher Stopfen zur Moderation. Die Unsicherheit der Datenpunkte ist kleiner gleich der Symbolgröße.

Rechts: Detailansicht des thermischen Flusses im vorderen Bereich von Strahlrohr D (lineare Achsenskalierung). Im unteren Bereich ist die Position der Stopfen wie auch das sD_2 -Volumen der UCN-Quelle für Position 0 (siehe Tabelle B.3) eingezeichnet.

abhängiger Messgrößen berechnet. Die Neutronenfluenz $\Phi_x [\text{n cm}^{-2}]$ bei einem Reaktorpuls der Stärke $E_{\text{Puls}} [\text{MW s}]$ ergibt sich zu

$$\Phi_x = \phi_x^{\text{DC}} \cdot \Delta t \quad \text{mit} \quad \Delta t = \frac{E_{\text{Puls}}}{P_0} = \frac{E_{\text{Puls}}}{100 \text{ kW}}, \quad (\text{B.11})$$

wobei $x = \{\text{th}, \text{epi}\}$ ist. Für einen 10 MW s -Puls entspricht dies also einem Δt von 100 s .

Wie eingangs bereits erläutert, ist der Neutronenfluss am Ort des sD_2 -Konvertervolumens der UCN-Quelle von Interesse, da dieser direkt proportional zur UCN-Produktionsrate und zur thermischen Wärmebelastung ist. Für die UCN-Quelle an Strahlrohr D ist der mittlere Abstand der Außenfront des in-pile-Rohrs zum sD_2 -Volumen¹⁴ (Mitte) $96 \pm 24 \text{ mm}$ (siehe Abbildung B.5). In Tabelle B.5 befinden sich für diese Position die Zahlenwerte des thermischen und epi-thermischen Flusses bei jeweils lückenlosem Abstand des in-pile-Rohrs zur Reaktorhülle bzw. zum Stopfen (vergleiche Inset in Abbildung B.5).

Wie sich zeigt, führt der 100 mm lange Stopfen aus Graphit zwar zu einer deutlichen Reduktion des epi-thermischen Flusses (-45%), jedoch auch zu einem niedrigeren thermischen Fluss (-30%). Neben der Moderation zeigt sich scheinbar ein ausgeprägter Albedo-Effekt (diffuse Streuung und Rückreflexion des Neutronenflusses). Da der *Graphit & Bismut*-Stopfen insgesamt eine bessere Performance liefert, wurde dieser für den weiteren Betrieb in Strahlrohr D belassen.

Durch Positionierung mehrerer Sonden (links, rechts, oben und unten) bei einem gegebenen Abstand r konnte die räumliche Verteilung des Neutronenflusses entlang der Strahlachse in Strahlrohr D analysiert werden. Innerhalb der Unsicherheit der Einzelwerte konnte dabei keine Abweichung festgestellt werden. Vielmehr zeigt dies die Reproduzierbarkeit der Messung. Im vorderen Bereich ($300 \text{ mm} < r < 440 \text{ mm}$) wurde die Isotropie des Neu-

¹⁴Ein 8 mol großer Kristall besitzt eine axiale Länge von 48 mm bei $\varnothing = 66 \text{ mm}$.

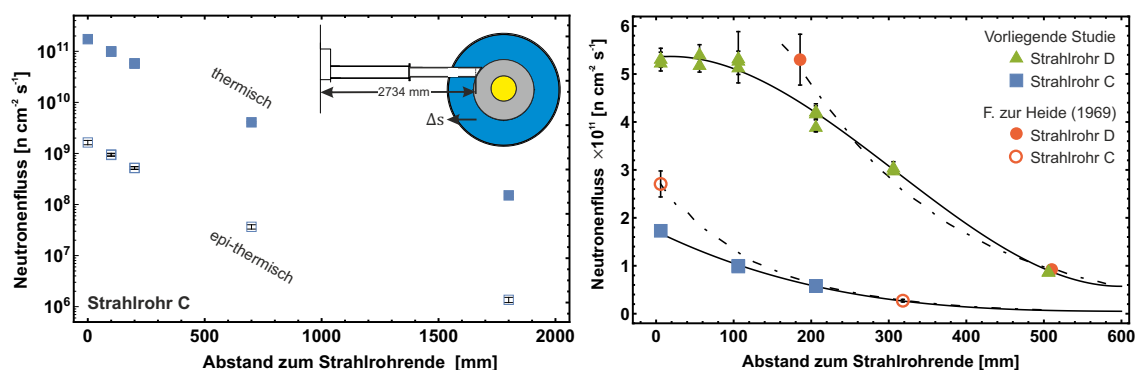


Abbildung B.8: Links: Darstellung des gemessenen thermischen und epi-thermischen Neutronenflusses als Funktion des Abstandes Δs im tangentialen Strahlrohr C für eine Reaktorleistung $P_0 = 100 \text{ kW}$. Der Abstand Δs bezieht sich auf die maximale Einschubtiefe im Strahlrohr. Die Unsicherheit der Datenpunkte ist kleiner gleich der Symbolgröße.

Rechts: Gegenüberstellung des thermischen Neutronenflusses an Strahlrohr D (grün) und C (blau) jeweils ohne Stopfen. Ebenfalls eingezeichnet sind die Ergebnisse der früheren Messungen von F. zur Heide. Die schwarzen Linien (durchgezogen, gestrichelt) dienen der optischen Führung.

tronenflusses durch senkrecht zur Strahlachse positionierte Sonden untersucht. Auch hier konnte keine Abweichung festgestellt werden.

Für Strahlrohr C ist das Verhältnis $\phi_{\text{th}}/\phi_{\text{epi}}$ etwa viermal so groß wie an Strahlrohr D. Durch die tangentielle Lage außerhalb des Graphit-Rings, welcher den Reaktorkern umschließt, erfolgt eine entsprechend höhere Moderation des Neutronenspektrums. Dafür ist allerdings der thermische Fluss in Strahlrohr C gegenüber D um einen Faktor 4.9 kleiner (siehe Abbildung B.8, rechts).

Der Vergleich mit früheren Messdaten¹⁵ (F. zur Heide, 1969 [212]), kurz nach Inbetriebnahme des Reaktors, zeigt eine gute Übereinstimmung bezüglich der axialen Abhängigkeit entlang des Strahlrohres. Der absolute thermische Fluss direkt an der Kernhülle ($\Delta s = 0 \text{ mm}$) der in dieser Arbeit ermittelten Daten zeigt gegenüber den früheren Messungen eine Abnahme von etwa 25 bis 30 % in Strahlrohr D und 46 % in Strahlrohr C. Dies kann durch den Abbrand der Brennelemente (etwa 4 g pro Jahr¹⁶) sowie durch Änderungen in der Kernkonfiguration, was die räumliche Verteilung des Neutronenflusses wesentlich beeinflusst, bedingt sein. Um den Abbrand zu kompensieren, werden etwa alle vier bis fünf Jahre frische Brennelemente eingesetzt.

Proportionalität zwischen thermischen Neutronenfluss und UCN-Produktionsrate

Im Rahmen einer UCN-Messkampagne (*Sept12*) wurde der Abstand der UCN-Quelle zum Reaktor variiert. Wie in Abbildung B.9 zu sehen, ist der Anstieg der UCN & VCN-Ausbeute bei verringertem Abstand zum Reaktorkern eindeutig mit der Zunahme des thermischen Neutronenflusses korreliert (siehe Tabelle B.3), wie theoretisch zu erwarten war (siehe Abschnitt A.1).

¹⁵Die Daten wurden vor dem Einbau der Rohrpostanlage erhoben.

¹⁶Brennstoffmenge: 76 Brennelemente à 36 g, <http://www.kernchemie.uni-mainz.de/718.php>

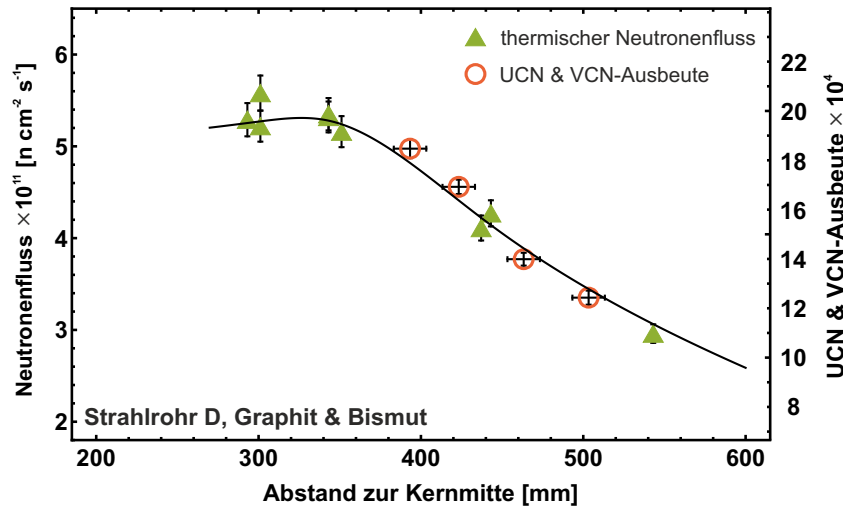


Abbildung B.9: Vergleich des gemessenen thermischen Neutronenflusses ($P_0 = 100 \text{ kW}$) und der UCN & VCN-Ausbeute als Funktion des Abstandes r zur Reaktormitte in Strahlrohr D bei Verwendung des *Graphit & Bismut*-Stopfens. Die vertikale Unsicherheit der Datenpunkte ist kleiner gleich der Symbolgröße. Gemessen wurde die UCN & VCN-Ausbeute im Modus *Transmission* mit dem in Abbildung 3.14 skizzierten experimentellen Aufbau. Diagramm entspricht Figur 3 in [22].

Tabelle B.3: Gemessener Zuwachs der UCN & VCN-Ausbeute und des thermischen Neutronenflusses in Strahlrohr D bei Verwendung des *Graphit & Bismut*-Stopfens. Angegeben ist der relative Zuwachs, normiert auf Position 3.

	r [mm]	Δr [mm]	UCN & VCN	ϕ_{th}
Position 0	393	30	1.484(20)	1.425(26)
Position 1	423	40	1.360(17)	1.299(19)
Position 2	463	40	1.125(18)	1.136(24)
Position 3	503	—	1.000(22)	1.000(20)

Ausblick

Die Cd-Differenzmethode eignet sich gut zum Bestimmen des thermischen Neutronenflusses, jedoch liefert sie keine Informationen über den epi-thermischen und schnellen Energiebereich des Spektrums. Hierfür existieren bessere Methoden, die sich in der Praxis etabliert haben. Als Beispiel sei die Multi-Folien-Aktivierung [213] genannt. Die durch Bestrahlung resultierende Aktivität der einzelnen Folien ist proportional zu $\int \sigma_i(E) \phi(E) dE$. Da die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Reaktionen bekannt sind, kann mit Hilfe von Entfaltungsalgorithmen (SANDII [214], SANDBP [215] oder SPECTRA [216]) das Neutronenspektrum berechnet werden. Analog dazu kann der epi-thermische Fluss mit der sogenannten *Sandwich-Folien-Methode* evaluiert werden [217].

Tabelle B.4: Gemessenes Cd-Verhältnis R in Strahlrohr D und C bei Verwendung unterschiedlicher Stopfen zur Moderation.

Position D r [mm]	Cd-Verhältnis R		
	ohne Stopfen	Graphit	Graphit & Bismut
291	2.51 (1)		2.66 (11)
291	2.41 (1)		2.89 (11)
292	2.54 (1)		
292	2.44 (1)		
343			2.89 (11)
343			2.88 (11)
442		3.42 (14)	3.41 (13)
442		3.11 (12)	
541	3.61 (15)		4.06 (16)
541	3.68 (15)		
542	3.50 (14)		
542	3.57 (14)		
743			3.74 (16)
1043			3.47 (35)
2143			1.69 (12)

Position C Δs [mm]	Cd-Verhältnis R	
	ohne Stopfen	
100	7.60 (29)	
100	7.45 (28)	
200	7.84 (31)	
200	7.93 (30)	

Tabelle B.5: Zahlenwerte des gemessenen Neutronenflusses am Ort des sD₂-Volumens der UCN-Quelle bei lückenlosem Abstand des in-pile-Rohrs zur Reaktorhülle bzw. zum Stopfen. Die aufgeführten Flussverhältnisse dienen zur Illustration der Wirkung der einzelnen Moderatoren (Stopfen) sowie dem Unterschied zwischen den beiden Strahlrohren.

	ϕ_{th} [n cm ⁻² s ⁻¹]	ϕ_{epi}	Ratio			$r, \Delta s$ [mm]
			$\phi_{\text{th}}/\phi_{\text{epi}}$	$\phi_{\text{th}}^{\text{D}}/\phi_{\text{th}}^{\text{C}}$	$\phi_{\text{epi}}^{\text{D}}/\phi_{\text{epi}}^{\text{C}}$	
Strahlrohr D						
ohne Stopfen	$5.3 \cdot 10^{11}$	$2.0 \cdot 10^{10}$	26.5	4.9	20.4	332
Graphit & Bismut	$4.9 \cdot 10^{11}$	$1.4 \cdot 10^{10}$	34.3	4.6	17.7	383
Graphit	$3.7 \cdot 10^{11}$	$1.1 \cdot 10^{10}$	34.0	3.5	11.2	432
Strahlrohr C						
ohne Stopfen	$1.1 \cdot 10^{11}$	$9.7 \cdot 10^8$	110.7	—	—	96
Unsicherheit	3.3 %	3.3 %	4.7 %	4.7 %	4.7 %	24

Tabelle B.6: Gemessene Neutronenflusswerte der Aktivierungsmessung in Strahlrohr D bei Verwendung der Stopfen *Graphit* und *Graphit & Bismut*. Die Angabe der Neutronenfluss-Werte entspricht [n/cm²].

Position D	Graphit		Graphite & Bismut	
r [mm]	$\phi_{\text{th}} \cdot 10^{11}$	$\phi_{\text{epi}} \cdot 10^{10}$	$\phi_{\text{th}} \cdot 10^{11}$	$\phi_{\text{epi}} \cdot 10^{10}$
293			5.291 (3.4%)	1.922 (5.5%)
342	4.158 (3.3%)	1.507 (4.6%)	5.346 (3.3%)	1.692 (4.7%)
342			5.319 (3.2%)	1.684 (4.6%)
442	3.846 (3.3%)	1.100 (4.4%)	4.268 (3.3%)	1.074 (5.0%)
442	3.501 (3.2%)	1.002 (4.3%)		
542	2.824 (3.3%)	0.668 (4.7%)	2.957 (3.4%)	0.617 (5.9%)
742	0.744 (3.3%)	0.167 (6.7%)	0.805 (3.6%)	0.181 (6.8%)
1042	0.131 (3.7%)	0.035 (6.7%)	0.139 (3.7%)	0.037 (6.7%)
2142	0.002 (12.7%)	0.002 (22.0%)	0.001 (11.7%)	0.001 (21.4%)

Tabelle B.7: Gemessene Neutronenflusswerte der Aktivierungsmessung in Strahlrohr D und C ohne Stopfen. Die Angabe der Neutronenfluss-Werte entspricht $[n/cm^2]$.

Position D	ohne Stopfen		Position C	ohne Stopfen	
r [mm]	$\phi_{th} \cdot 10^{11}$	$\phi_{epi} \cdot 10^{10}$	Δs [mm]	$\phi_{th} \cdot 10^{11}$	$\phi_{epi} \cdot 10^{10}$
242	5.265 (3.7%)	2.601 (6.4%)	0	1.728 (3.4%)	1.640 (9.7%)
242	5.339 (3.7%)	2.638 (6.4%)	100	1.004 (3.2%)	0.953 (5.9%)
293	5.429 (3.4%)	2.270 (5.1%)	100	0.984 (3.2%)	0.934 (5.9%)
293	5.212 (3.2%)	2.179 (5.1%)	200	0.575 (3.3%)	0.517 (6.0%)
342	5.301 (3.3%)	1.921 (4.6%)	200	0.582 (3.1%)	0.523 (5.9%)
342	5.349 (10.0%)	1.938 (10.5%)	700	0.041 (3.3%)	0.037 (9.8%)
342	5.155 (3.3%)	1.868 (4.6%)	1800	0.002 (7.2%)	0.001 (11.7%)
442	3.923 (3.1%)	1.122 (4.3%)			
442	4.200 (3.2%)	1.202 (4.4%)			
442	4.244 (3.3%)	1.214 (4.4%)			
542	3.012 (3.3%)	0.712 (4.7%)			
542	3.073 (3.3%)	0.726 (4.7%)			
742	0.895 (3.4%)	0.201 (6.7%)			
742	0.907 (3.6%)	0.204 (6.8%)			
1042	0.158 (3.5%)	0.042 (6.6%)			
2142	0.002 (11.2%)	0.002 (21.1%)			

B.1.4 MCNP-Simulation des Neutronenspektrums in Strahlrohr D

In Zusammenarbeit mit M. Ziegner [198] erfolgte eine Berechnung des Neutronen- und Photonenflusses in Strahlrohr D, basierend auf einer Kritikalitäts-Simulation der TRI-GA Kernkonfiguration. Dafür wurde das *MCNP5*-Softwarepaket (engl. *Monte Carlo N-Particle Transport Code*, [218]) verwendet. Bei bekannter Kernzusammensetzung berechnet das Programm für eine konstante Leistung (stationärer Zustand) die Zahl der produzierten Neutronen sowie deren räumliche Verteilung. Dies wird solange variiert, bis das System konvergiert, wobei der Output jeweils als Startverteilung des nächsten Zyklus dient. Der Transport der Teilchen wird auf die umliegende Geometrie (Strahlrohr D) erweitert. Der Output der Simulation (engl. *Tally*) muss mit dem Faktor [218]

$$M = 3.467 \cdot 10^{10} [\text{fission/W}] \cdot \nu_{av} \cdot P_0 \quad (\text{B.12})$$

multipliziert werden, um den totalen Neutronenfluss ϕ_i im Energieintervall ΔE_i zu erhalten. Dabei ist $\nu_{av} = 2.45 \text{ n/fission}$ die mittlere Anzahl Neutronen, die pro Kernspaltung

produziert werden und P_0 [W] die Reaktorleistung im Dauerbetrieb. Da der Reaktor bereits seit 1965 in Betrieb ist, wurde der Abbrand der Brennelemente mit dem Programm *ORIGEN2* analysiert [219]. Weitere Details zur Simulation befinden sich in [220].

Simuliert wurde die Konfiguration mit *Graphit & Bismut*-Moderator an 27 Positionen in Strahlrohr D in radialer Richtung. In Abbildung B.10 (links) ist der totale Neutronenfluss ϕ_i pro Energieintervall ΔE_i mit einer doppelt-logarithmischen Skalierung für $r = 343$ mm gezeigt¹⁷. Die schwarzen Pfeile dienen der Definition der drei Energiegruppen thermisch ($E < 0.68$ eV, $i = \{1, \dots, 13\}$), epi-thermisch ($i = \{14, \dots, 36\}$) und schnell ($E > 0.5$ MeV, $i = \{37, \dots, 45\}$). Durch Summierung der einzelnen Beiträge in jedem Intervall ergibt sich der entsprechende Neutronenfluss ϕ_{th} , ϕ_{epi} und ϕ_{schnell} .

In Abbildung B.10 (rechts) ist das dazu korrespondierende differentielle Spektrum $\phi(\widetilde{E}_i)$ [$\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1}$] gezeigt. Dies ergibt sich durch folgende Transformation:

$$\phi(\widetilde{E}_i) = \frac{\phi_i}{E_i - E_{i-1}} \quad \text{mit} \quad \widetilde{E}_i = \frac{E_{i-1} + E_i}{2}, \quad (\text{B.13})$$

wobei die Flussänderung im Intervall E_i als maximal linear angenommen wird.

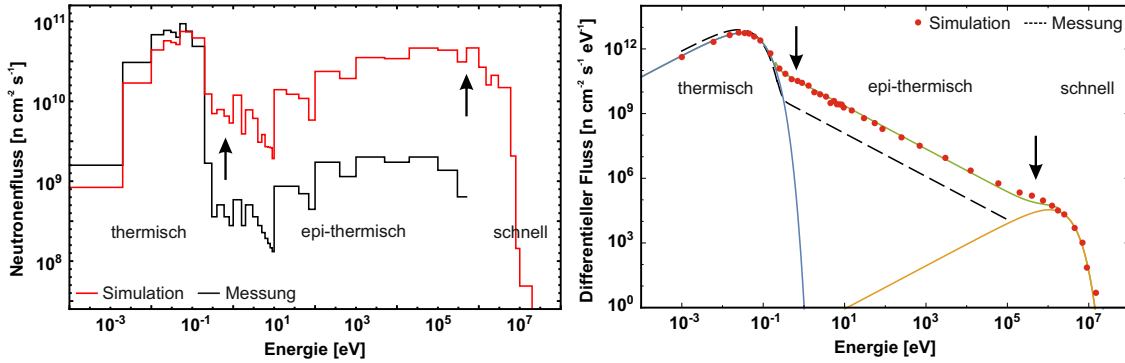


Abbildung B.10: Links: Totaler Neutronenfluss pro Energieintervall als Funktion der Energie der simulierten und gemessenen Daten, für einen Abstand $r = 343$ mm in Strahlrohr D. Der Verlauf der Messdaten ergibt sich aus Gleichung B.14 und B.15 und den Werten in Tabelle B.8, wobei $T_\theta = 293$ K und $\alpha = 0$ ist. Die schwarzen Pfeile dienen der optischen Trennung der drei Energieintervalle.

Rechts: Differentielles Neutronenspektrum als Funktion der Energie für das im linken Diagramm gezeigte Spektrum. An die Daten wurde eine Kurvenanpassung mit den im Text genannten Gleichungen durchgeführt. Im epi-thermischen Bereich ist die $1/E$ -Abhängigkeit deutlich zu erkennen. Dabei wurde $\alpha = 0$ gesetzt. Auch hier ist durch die schwarz gestrichelte Linie der Vergleich zu den Messdaten gezeigt.

¹⁷Der Abstand entspricht etwa der Position der Frontfläche des sD₂-Volumens der UCN-Quelle in Position 0.

Die Energieabhängigkeit des differentiellen Neutronenflusses in den drei Bereichen ist gegeben durch:

$$\text{thermisch :} \quad \phi_{\text{th}}(E) = \phi_{\text{th}} \cdot \frac{E}{(k_B T)^2} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \quad (\text{B.14})$$

$$\text{epi-thermisch :} \quad \phi_{\text{epi}}(E) = \phi'_{\text{epi}} \cdot \frac{1}{E^{1+\alpha}} \quad (\text{B.15})$$

$$\text{schnell :} \quad \phi_{\text{schnell}}(E) = a \cdot \sqrt{E} \exp(-b \cdot E) \sinh(\sqrt{c \cdot E}), \quad (\text{B.16})$$

wobei k_B die Boltzmann-Konstante, $T = T_\Theta$ die Temperatur des thermischen Spektrums und ϕ'_{epi} der epi-thermische Fluss pro logarithmischen Energie-Dekrement $\ln(E_2/E_{\text{Cd}})$ ist. Der Parameter α beschreibt eine Korrektur der $1/E$ -Abhängigkeit¹⁸ des epi-thermischen Flusses [221]. Gleichung B.16 stellt eine semi-empirische Approximation des Neutronenflusses, der sich aus der Uran-235-Spaltung ergibt¹⁹, dar [222] [223]. Die Gleichungen wurden an die Simulationsdaten angepasst und sind in Abbildung B.10, rechts, ebenfalls eingezeichnet (farbige Linien). Für das gezeigte Spektrum ergeben sich die in Tabelle B.8 aufgeführten Werte.

Abbildung B.11 (links) zeigt den simulierten thermischen und epi-thermischen Fluss im Vergleich zu den Messdaten. Der thermische Neutronenfluss weist eine scheinbar systematische Abweichung von -20% auf, während der epi-thermische Fluss um einen Faktor 16.7 zu hoch ausfällt. Für die Temperatur des thermischen Spektrums ergibt sich im Mittel ein Wert von $T_\Theta = 333 \pm 15\text{K}$.

Im Folgenden soll das Cd-Verhältnis R nach Formel B.8 betrachtet werden, wobei die simulierten Flüsse entsprechend der Abweichung zu den Messwerten korrigiert wurden, also

Tabelle B.8: Daten der simulierten Neutronenflüsse in Strahlrohr D bei $r = 343\text{ mm}$, sowie der Vergleich zu den Messdaten der Aktivierungsanalyse auf Basis der Cd-Differenz-Methode.

	Neutronenfluss [$\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]			Abweichung vom Messwert
	$\int \phi(E) dE$	$\sum \phi_i$	Messwert	
thermisch	$4.47(12) \cdot 10^{11}$	$4.63(46) \cdot 10^{11}$	$5.33(17) \cdot 10^{11}$	-19%
epi-thermisch	$3.11(10) \cdot 10^{11}$	$3.35(34) \cdot 10^{11}$	$1.69(8) \cdot 10^{10}$	95%
schnell	$0.98(12) \cdot 10^{11}$	$1.28(13) \cdot 10^{11}$	—	—
$T_\Theta = 348 \pm 9 \text{ K}$				
$a = 71.6 \text{ n cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-3/2}$, $b = 1.16 \text{ MeV}^{-1}$, $c = 1.47 \text{ MeV}^{-1}$				

¹⁸Die energieabhängige Diffusionsgleichung zur Beschreibung des Neutronentransports kann für den epi-thermischen Energiebereich durch wenige Annahmen vereinfacht werden. Unter anderem wird die Absorption vernachlässigt. Damit ergibt sich $\phi_{\text{epi}} \sim 1/\Sigma_s(E)E$. Da in der Regel der makroskopische Streuquerschnitt $\Sigma_s(E)$ der Materialien zur Moderation (H, D, C) nur eine geringe Energieabhängigkeit im epi-thermischen Bereich zeigt, kann vereinfacht von einer reinen $1/E$ -Abhängigkeit ausgegangen werden.

¹⁹Die Parameter liegen in der Größenordnung $b \simeq 1 \text{ MeV}^{-1}$ und $c \simeq 2 \text{ MeV}^{-1}$.

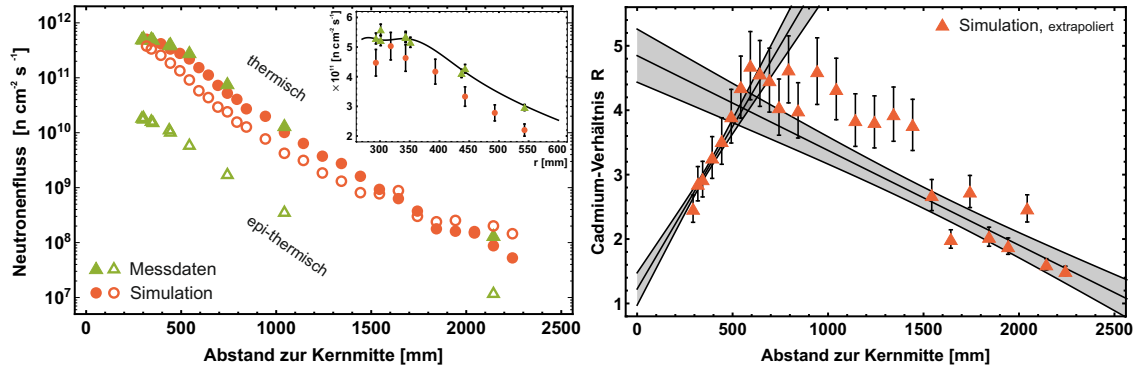


Abbildung B.11: Links: Thermischer und epi-thermischer Neutronenfluss in Strahlrohr D als Funktion des Abstandes zur Kernmitte mit vertikal logarithmischer Skalierung. Dargestellt sind die Ergebnisse der MCNP5-Simulation sowie die mittels der Neutronenaktivierungsmessung erhaltenen Messdaten. Die Unsicherheit ist kleiner gleich der Symbolgröße. Das Inset zeigt in linearer Skalierung den vorderen Bereich im Strahlrohr.

Rechts: Cd-Verhältnis der simulierten Flüsse, wobei diese entsprechend der Abweichung gegenüber den experimentellen Werten skaliert wurden. Mit einem Skalierungsfaktor von $\xi = 1.2 \cdot 16.7 = 20.0$ ergeben sich die dargestellten Werte zu: $\tilde{R} = 1 + \xi (R_{\text{sim}} - 1)$, wobei R_{sim} nach Formel B.8 berechnet wird. Der grau schattierte Bereich entspricht dem 1 σ -Intervall der Geradenanpassung an die Messdaten *Graphit & Bismut*, siehe Abbildung B.6. Wenn auch die absoluten Werte der Simulation nicht mit den Messdaten übereinstimmen, so wird zumindest der funktionale Zusammenhang $R(r)$ wiedergegeben.

$\phi_{\text{th}}^{\text{scal}} = \phi_{\text{th}} \cdot 1.2$ und $\phi_{\text{epi}}^{\text{scal}} = \phi_{\text{epi}}/16.7$. Wie in Abbildung B.11 (rechts) zu sehen, ergibt sich zumindest hierbei eine im Rahmen der Unsicherheiten gute Übereinstimmung. Die Unsicherheit der simulierten Flusswerte wurde mit 10% abgeschätzt. Dies entspricht der statistischen Schwankung bei wiederholter Ausführung der Simulation.

Mögliche Ursache der systematischen Abweichung, besonders im epi-thermischen Bereich, könnte die zu geringe Anzahl simulierter Zyklen sein. Experimentell kann der epi-thermische Energiebereich mit der bereits erwähnten Sandwich-Folien-Methode, unter Ausnutzung der Resonanzintegrale, besser bestimmt werden. Um die Abweichung von der $1/E$ -Abhängigkeit zu bestimmen, kann die sogenannte *Dualer-Monitor-Methode* genutzt werden. Hierbei wird die Cd-Differenzmethode für zwei unterschiedliche Sonden-Materialien angewendet [224].

B.2 Analyse der Zeitstruktur eines Reaktorpulses

B.2.1 Theoretische Grundlagen

In einem Reaktor vom Typ TRIGA werden Brennelemente²⁰ verwendet, bei denen der Brennstoff Uran (U) in einer Matrix aus Zirkoniumhydrid (ZrH) eingebettet ist. Pro induzierter Kernspaltung von ^{235}U erfolgt eine Freisetzung von im Mittel 2.44 prompten Spaltneutronen [225]. Aufgrund von Streuung und Absorption stehen jedoch für den folgenden Spaltprozess netto weniger Neutronen zur Verfügung, was mit k_{eff} (Multiplikationsfaktor) beziffert wird. Im Dauerbetrieb zum Beispiel ist $k_{\text{eff}} = 1$. In Folge des radioaktiven β^- -Zerfalls der Spaltprodukte kommt es zur Emission von weiteren Neutronen, sogenannte β -verzögerte Neutronen (engl. *delayed neutrons*). Deren Anteil pro induzierter Kernspaltung ist durch

$$\beta_{\text{eff}} = 1 - \frac{k_p}{k_{\text{eff}}} \quad (\text{B.17})$$

gegeben, wobei k_p der allein durch die prompten Neutronen erzeugte Multiplikationsfaktor ist. Im Allgemeinen muss β_{eff} für jede Kernkonfiguration simuliert werden [220, 226, 227]. Die Reaktivität eines Reaktorkerns ist mit

$$\rho = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} \quad (\text{B.18})$$

definiert. Um einen intensiven Neutronenpuls zu erzeugen, muss $\rho(t)$ instantan erhöht werden, sodass der Kern prompt überkritisch wird. Die positive Neutronenbilanz, d.h. $k_{\text{eff}} > 1 + \beta_{\text{eff}}$, führt zu einer Kettenreaktion mit exponentiellem Leistungsanstieg. Die dabei erzeugte Wärme regt die Zirkoniumhydrid-Matrix zum Schwingen an, sodass die Spaltneutronen nicht mehr ausreichend moderiert werden. Da der Wirkungsquerschnitt der induzierten Spaltung von ^{235}U (siehe Abbildung 1.2) mit steigender Neutronenenergie sinkt, nimmt auch die Spaltrate ab (ebenfalls exponentiell).

Der Prozess findet auf einer Zeitskala von einigen $10 \mu\text{s}$ statt, viel schneller als eine mechanische Sicherheitseinrichtung reagieren könnte. Daher nennt man diesen Reaktortyp auch „inhärent sicher“.

Es ist zweckmäßig eine reduzierte Reaktivität $\rho_r = \rho/\beta_{\text{eff}}$ einzuführen, deren Einheit in Dollar [$\$$] gemessen wird.

Das Fuchs-Hansen-Modell

Für eine umfassende Darstellung der theoretischen Grundlagen sei auf das Buch von G. Bell und S. Glasstone „Nuclear Reactor Theory“ [228] verwiesen. Ebenfalls zu empfehlen ist die Vorlesung „Nuclear, Plasma and Radiation Science“ von M. Ragheb [229], deren Inhalt frei zugänglich ist.

²⁰Allgemeine Informationen sind auf der Webseite von General Atomics (GA) zu finden: <http://www.ga.com/triga-fuels>.

In der Theorie kann die Dynamik in Folge der sprunghaft ansteigenden Reaktivität auf eine Dimension²¹ reduziert werden (unabhängig vom Raum). Grundlage ist die Annahme einer Neutronenflussverteilung über den gesamten Reaktorkern hinweg und der Berechnung der Reaktorleistung als Funktion der Zeit. Dafür müssen zwei Aspekte beachtet werden, auf der einen Seite die Reaktorleistung basierend auf der Reaktivität und auf der anderen Seite die Abhängigkeit der Reaktivität von der Temperatur jeder einzelnen Kernkomponente. Da die thermodynamischen Verhältnisse ihrerseits von der Reaktorleistung abhängig sind, ergibt sich ein gekoppeltes System, das simultan gelöst werden muss.

In einer erweiterten Form des Fuchs-Hansen-Modells²² [231, 232] ergibt sich das gekoppelte Gleichungssystem zur Berechnung der Reaktorleistung zu

$$\frac{dP(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta_{\text{eff}}}{\Lambda} P(t) + \lambda_i C_i(t) \quad (\text{B.19})$$

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\gamma_i \beta_i}{\Lambda} - \lambda_i C_i(t), \quad i = 1, 2, \dots, 6 \quad (\text{B.20})$$

wobei $P(t)$ = momentane Reaktorleistung
 Λ = Generationszeit der prompten Neutronen²³
 β_{eff} = totaler Anteil der verzögerten Neutronen
 β_i = Anteil der i -ten Gruppe verzögerter Neutronen
 γ_i = Effektivwert der i -ten Gruppe verzögerter Neutronen
 λ_i = Zerfallskonstante der i -ten Gruppe verzögerter Neutronen
 $C_i(t)$ = Konzentration der Ausgangsprodukte (engl. precursor) der i -ten Gruppe verzögerter Neutronen.

Die mittlere Temperatur der Brennelemente (engl. *fuel*) $T_f(t)$ kann mit

$$C_p(T_f) \frac{dT_f(t)}{dt} = P(t) - K_{\text{core}} [T_f(t) - T_W] \quad (\text{B.21})$$

ausgedrückt werden, wobei

$C_p(T_f)$ = totale Wärmekapazität des Reaktorkerns (Summe aller Brennelemente)
 $P(t)$ = momentane Reaktorleistung
 K_{core} = Wärmeleitfähigkeit des gesamten Kerns und
 T_W = Temperatur des Kühlwassers.

Der erste Schritt zur Erzeugung eines Neutronenpulses ist die Erhöhung der Reaktor-

²¹Im englischen Sprachraum verwendet man den Begriff *point reactor kinetics equations*.

²²Analoge Betrachtungen zur Beschreibung des Problems wurden unabhängig von L. Nordheim [230] aufgestellt.

²³Die Generationszeit entspricht der Summe aus 1. Emission nach der Spaltung $\sim 10^{-14}$ s, 2. Moderation (engl. *slowing down*) $\sim 10^{-6}$ s und 3. thermische Diffusion bis zur Absorption oder Verlassen der Kernkonfiguration $\sim 10^{-4}$ s.

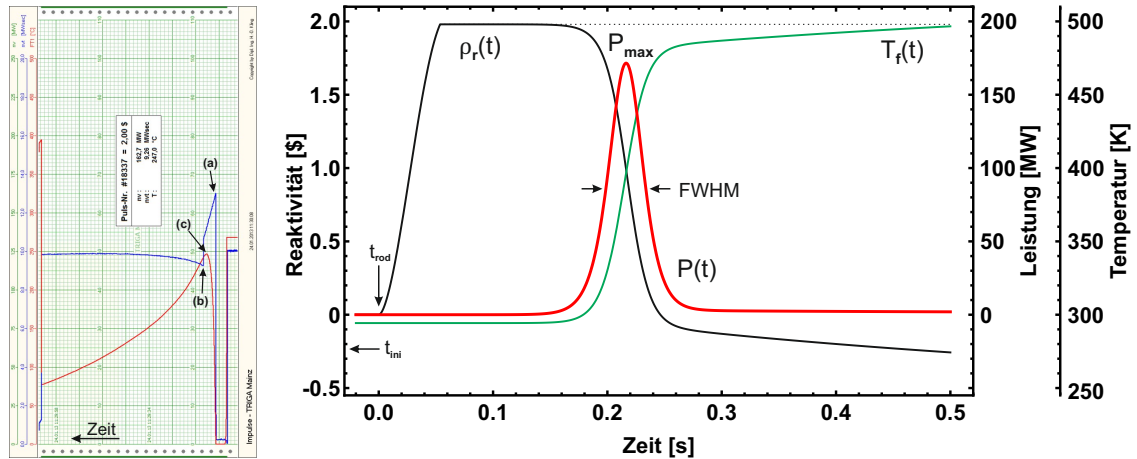


Abbildung B.12: Links: Ausschnitt des digitalen Leistungsschreibers der Steuerungseinheit des TRIGA Mainz: Die blaue Linie zeigt die aktuelle Leistung („nv-Kanal“), wobei Punkt (a) den Wert $P_{\max}$ markiert. Nach 3 s erfolgt eine elektronische Umschaltung („nvt-Kanal“), sodass die blaue Kurve die aktuelle Energie anzeigt. Der Wert E_R wird bei Punkt (b) bestimmt. Die rote Kurve entspricht der aktuellen Temperatur der Brennelemente, wobei der Maximalwert $T_{\max}$ bei (c) liegt. Die Werte werden per Mausklick durch den Operateur ermittelt.

Rechts: Darstellung der numerischen Lösung des gekoppelten Differentialgleichungssystems für eine Reaktivität von $\rho_r = 1.98 \$$. Die Bewegung des Pulsstabs startet bei $t_{\text{rod}} = 0$ s, wobei die Initiierung durch den Operateur bei $t_{\text{ini}} \simeq -0.1$ s erfolgt.

leistung auf konstante $P(t \leq 0) = 50$ W und somit $\rho(t \leq 0) = 0$. Für $t \geq 0$ wird die Reaktivität durch

$$\rho(t) = f_{\text{rod}}(t) + \alpha(T_f(t)) \cdot [T_f(t) - T_f(0)] \quad (\text{B.22})$$

beschrieben. Die nicht stufenartig eingeführte Reaktivität aufgrund der endlichen Bewegungsdauer des Pulsstabs (engl. *pulse rod*) wird anhand der Funktion f_{rod} charakterisiert. Mit dem Feedback-Parameter $\alpha(T)$, besser bekannt als *negativer Temperaturkoeffizient*, wird die Abnahme der Reaktivität in Folge des exponentiellen Leistungsanstiegs berücksichtigt.

Es ist anzumerken, dass das Modell nicht gültig ist, wenn die eingebrachte Reaktivität $\rho = \rho_p + \beta_{\text{eff}}$ kleiner als die prompte Reaktivität ρ_p ist, d.h. für Pulse mit $\rho_r < 1 \$$.

B.2.2 Reaktorparameter

Verzögerte Neutronen

Der Anteil der β -verzögerten Neutronen²⁴ bei der Kernspaltung von ^{235}U liegt bei 0.66 % [225]. Durch die geringe initiale Energie der verzögerten Neutronen erfolgt gegenüber den

²⁴Bei der isolierten Betrachtung des reinen Isotops ergibt sich $\beta = \nu_d / (\nu_p + \nu_d)$, wobei ν_d die Anzahl der verzögerten und ν_p die Anzahl der prompten Neutronen pro Kernspaltung ist.

Tabelle B.9: Parameter der β -verzögerten Neutronen bei thermischer Kernspaltung von ^{235}U : Die mehr als 66 möglichen Spaltfragmente (engl. precursor nuclei) werden in sechs Gruppen aufgeteilt [235, 236]. Aktuelle Forschungsergebnisse findet man bei [237]. Die Werte γ_i wurden anhand der experimentellen Daten für $\beta_{\text{eff}} = 0.0075$ (siehe Gleichung B.23) abgeschätzt.

Gruppe	Halbwertszeit ²⁶ [s]	Anteil β_i	γ_i
1	55.72	0.000215	1.000
2	22.72	0.001424	0.672
3	6.22	0.001274	1.588
4	2.30	0.002568	1.135
5	0.61	0.000748	1.207
6	0.23	0.000273	1.790

prompten Neutronen eine schnellere Moderation zu thermischen Energien. Dies begünstigt die Initiierung einer weiteren Kernspaltung, was durch einen effektiv höheren Anteil der verzögerten Neutronen berücksichtigt werden kann:

$$\beta_{\text{eff}} = \sum_i \gamma_i \cdot \beta_i. \quad (\text{B.23})$$

Dabei ist β_i der Anteil der i -ten Gruppe verzögerter Neutronen der isolierten ^{235}U Kernspaltung.

In der Literatur findet man für Reaktoren vom Typ TRIGA β_{eff} -Werte²⁵ zwischen 0.007 bis 0.008 [233, 234, 227]. Für die weitere Betrachtung sei $\beta_{\text{eff}} \equiv 0.0075$.

Die Parameter γ_i wurden anhand der experimentellen Daten abgeschätzt (siehe Abschnitt B.3) und sind in Tabelle B.9 aufgelistet.

Brennelemente

Der aktuelle Ladeplan (Stand: März 2017) des Reaktorkerns beinhaltet 76 Brennelemente, von denen 60 Elemente eine Aluminium-Hülle und 16 Elemente eine Edelstahl-Hülle besitzen [238]. Der Unterschied liegt im inneren Aufbau und der Zusammensetzung der ZrH-Matrix [21, 233, 239]. Tabelle B.10 listet die zur Datenanalyse relevanten physikalischen Parameter der beiden Brennelement-Typen auf [233]. Die Wärmeleitfähigkeit kann, unabhängig vom Typ, mit $k_{\text{U-ZrH}} = (18 \pm 1) \text{ W/(mK)}$ angenommen werden [240, 241].

²⁵Der Wert hängt von der aktuellen Kernzusammensetzung ab: Verteilung und Typ der Brennelemente, Urankonzentration, Abbrand, Anreicherung von Reaktorgiften (Neutronen absorbierenden Spaltprodukten),

²⁶Der Zusammenhang von Halbwertszeit $t_{1/2}$ und Zerfallskonstante λ ist: $t_{1/2} = \ln 2 / \lambda$.

Tabelle B.10: Physikalische Parameter der TRIGA-Brennelemente [233]: C_p , ρ und m entsprechen der Wärmekapazität, der Dichte und der Masse pro Brennelement von U-ZrH. Die Kennziffer x bei ZrH_x definiert das atomare Wasserstoff zu Zirkonium-Verhältnis.

Aluminium-Hülle	$\rho = 6.29 \text{ g/cm}^3$ $m = 2.21 \text{ kg}$ $\beta_{\text{eff}} = 0.0070$ $\Lambda = 43 \mu\text{s}$
8 Gew.-% U-ZrH _{1.0}	$C_p = 672.6 \text{ J/K} + 1.59 \text{ J/K}^2 \cdot T$
Edelstahl-Hülle	$\rho = 5.95 \text{ g/cm}^3$ $m = 2.34 \text{ kg}$ $\beta_{\text{eff}} = 0.0073$ $\Lambda = 60 \mu\text{s}$
8 Gew.-% U-ZrH _{1.7}	$C_p = 379.0 \text{ J/K} + 1.60 \text{ J/K}^2 \cdot T$

Für den gesamten Kern ergeben sich damit

$$C_p = 46\,419.4 \text{ J/K} + 121.03 \text{ J/K}^2 \cdot T \quad \text{und} \quad (\text{B.24})$$

$$\Lambda = 56.4 \mu\text{s}. \quad (\text{B.25})$$

Der prompt negative Temperaturgradient $\alpha(T)$ liegt in der Größenordnung von $\sim 0.8(2) \cdot 10^{-4} \text{ 1/K}$ und kann im Temperaturbereich von $290 \text{ K} < T < 650 \text{ K}$ durch das folgende Polynom ausgedrückt werden:

$$\alpha(T) = -(a + b \cdot x + c \cdot x^2 + d \cdot x^3) \cdot 10^{-5} \text{ 1/K}, \quad (\text{B.26})$$

$$\text{mit } a = 0.911, \quad b = 1.54 \cdot 10^{-2}, \quad c = 2.13 \cdot 10^{-5} \quad \text{und} \quad d = -3.85 \cdot 10^{-8}.$$

Die Werte wurden Figur 8 aus [233] entnommen (Aluminium-Hülle, 8 Gew.-% U-ZrH_{1.0}).

Pulsstab

Der Pulsstab lässt sich pneumatisch in weniger als 100 ms aus der Kernkonfiguration herauschießen. Die vertikale Wegstrecke s [m] definiert dabei die eingebrachte Reaktivität $\rho_r(s)$ [\$] und wurde im Rahmen einer Pulsstab-Kalibrierung gemessen²⁷ [238]. Der funktionale Zusammenhang ergibt sich zu

$$\rho_r(s) = a \cdot x^8 + b \cdot x^3 + c \cdot x^2 + d \cdot x \quad (\text{B.27})$$

$$\text{mit } a = 614.2, \quad b = -85.9, \quad c = 38.6 \quad \text{und} \quad d = 2.38.$$

Der Weg-Zeit-Zusammenhang des Pulsstabs $s(t)$ [m/s] ist aktuell nicht bekannt, sodass auf Messdaten von Menke et al. (Tabelle 2 in [102]) zurückgegriffen wird:

$$s(t) = -\frac{A}{B^2} [1 - \exp(-B \cdot t) - B \cdot t] \quad (\text{B.28})$$

$$\text{mit } A = 124.1 \text{ m/s}^2 \quad \text{und} \quad B = 33.31/\text{s}$$

²⁷Pulsstabkurve #29 vom 31.03.2015, Kalibrierung gegen Regelstab.

Der Endanschlag des Pulsstabs definiert nicht nur die maximal eingebrachte Reaktivität sondern dient gleichzeitig auch als elektromagnetischer Anker, der den Stab für eine bestimmte Zeit festhält. Nach $\delta t = 2.12(5)\text{s}$ seit dem Herausschießen fällt der Stab wieder zurück in den Reaktorkern und terminiert die Restaktivität mit $\omega = 2.6(1)\text{ ct/ms}$ um etwa $(85 \pm 5)\%$ (siehe Abschnitt B.3).

Die Bewegung des Pulsstabs $f_{\text{rod}}(t)$ kann analytisch durch

$$f_{\text{rod}}(t) = \rho_r(s(t)) \cdot \Theta(t)\Theta(\tau - t) + \Theta(t - \tau) \left[\frac{\rho_r - \rho_{\text{term}}}{1 + \exp(\omega \cdot (t - \delta t))} + \rho_{\text{term}} \right] \quad (\text{B.29})$$

beschrieben werden. Dabei ist $\Theta(t)$ die Heaviside-Funktion und τ die Zeitdauer bis zum Erreichen der maximalen Wegstrecke des Pulsstabs (Endanschlag), was der maximal zugeführten Reaktivität entspricht: $\rho_r \equiv \rho_r(s(\tau))$. Mit $\rho_{\text{term}} = 4.2\%$ wird die Terminierung der Restaktivität aufgrund der in den Reaktorkern fallenden Absorberstäbe (Steuer-, Regel- und Pulsstab) berücksichtigt.

B.2.3 Prinzip der Messung

Mit einem Neutronendetektor (CASCADE-U 100 Detektor, siehe Abschnitt E.3) wurde an der thermischen Säule des TRIGA Mainz (vgl. Abbildung 2.1) der Neutronenfluss im Pulsbetrieb mit einer Zeitaufösung von $500\text{ }\mu\text{s}$ gemessen. Für die Datenanalyse erfolgte eine Korrektur der Totzeit nach der in Abschnitt E.3.2 beschriebenen Prozedur.

Für die Analyse wurden 30 Pulse mit einer Reaktivität von 1.25% , 1.5% , 1.75% und 2% aufgenommen. Die reaktorseitige Instrumentierung zur Leistungsmessung²⁸ liefert die Werte der maximalen Pulsleistung P_R , die Pulsenergie E_R , sowie den zeitlichen Verlauf der Temperatur im Inneren eines Brennelements $T_f(t)$. Aufgezeichnet werden die Daten in Form eines digitalen Leistungsschreibers und die Auswertung erfolgt graphisch durch den Reaktoroperator (vgl. Abbildung B.12). Der Wert E_R entspricht der integralen Leistung für ein Zeitfenster von 3 s , angefangen beim Herausschießen des Pulsstabes.

B.2.4 Auswertung und Interpretation

Die Datenanalyse erfolgte mit der Software *Wolfram Mathematica*, Version 11.0. Für weitere Details, insbesondere den Methoden zum Lösen numerischer Differentialgleichungen, sei auf die Dokumentation des Herstellers verwiesen²⁹.

In der Praxis ist eine analytische Lösung zur Beschreibung des zeitlichen Neutronenflusses von Vorteil (z.B. bei der Analyse von TOF-Spektren ultrakalter Neutronen oder als Startverteilung einer Monte-Carlo Simulation). Dafür wird in Abschnitt B.3 eine einpara-

²⁸Für den Pulsbetrieb steht eine unkompenzierte Ionisationskammer zur Verfügung, wobei Bor-10 als Neutronenkonverter dient [242]. Die Kammer befindet sich innerhalb des Wassertanks (Reaktor) und wird in regelmäßigen Zeitabständen kalibriert [243].

²⁹<https://www.wolfram.com/mathematica/>

metrige analytische Funktion angegeben, bei der allein die Kenntnis der Pulsenergie E_R zur Definition der Pulsform ausreicht.

Reaktivität als Funktion von E_R

Die Position des Pulsstabs definiert wie zuvor erläutert die eingebrachte prompte Reaktivität. Um die Anfangsbedingung von $P_0 = 50$ W (Dauerbetrieb) zu erreichen, muss die Position von Regel- und Steuerstab entsprechend angepasst werden. Abhängig vom vorherigen Betrieb, d.h. aktuelle Temperatur der Brennelemente, Anreicherung von Reaktorgiften wie Xenon-135 oder Restaktivität durch verzögerte Neutronen, variiert diese Position leicht³⁰. Diese Faktoren führen zu „temporären Instabilitäten“, sodass die Pulsenergie E_R einer gewissen Schwankung unterliegt. In Abbildung B.13 ist E_R der im Jahr 2015 durchgeführten Reaktorpulse als Häufigkeitsverteilung dargestellt. Davon abgeleitet lässt sich eine effektive Reaktivität ρ_r^{eff} [\$] als Funktion der Pulsenergie bestimmen:

$$\rho_r^{\text{eff}} - 1 = E_R \cdot a [1 - \exp(-b \cdot (E_R - c))] \quad (\text{B.30})$$

mit $a = 0.1190$ $b = 0.2432$ und $c = 0.7865$,

was ebenfalls in Abbildung B.13 zu sehen ist. Der Schwerpunkt $E_R(\rho_r)$ der jeweiligen Verteilung ist in Tabelle B.11 aufgelistet.

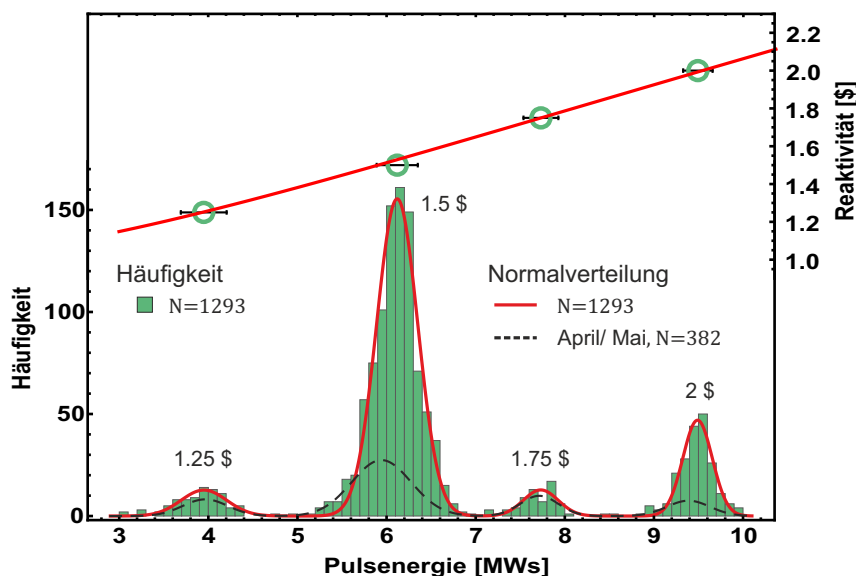


Abbildung B.13: Häufigkeitsverteilung der Pulsenergie E_R der im Jahr 2015 (UCN-Strahlzeiten) durchgeführten Reaktorpulse ($N = 1293$). Zur quantitativen Analyse wurde eine Normalverteilung an die Daten angepasst (rote Linie). Als Unsicherheit des wahrscheinlichsten Energiewertes wird die 1σ -Breite der Verteilung verwendet. Im oberen Bereich ist die Anpassung von Gleichung B.31 zu sehen. Mit der schwarzen Strichlinie sei die Häufigkeitsverteilung der im April/Mai durchgeführten Reaktorpulse alleine dargestellt. Dabei ist ein Versatz von 0.2 MWs zu beobachten, was in Abschnitt B.2.5 diskutiert wird.

³⁰Die vom Reaktoroperator durchgeführten Maßnahmen im Vorfeld eines Pulses haben einen signifikanten Einfluss auf die Pulsstärke, insbesondere für Pulsraten von $> 1/10$ min.

Tabelle B.11: Schwerpunkt $E_R(\rho_r)$ der gemessenen Pulsenergie-Verteilung in Abhängigkeit der mittels des Pulsstabs eingestellten Reaktivität.

1.25 \$	1.5 \$	1.75 \$	2 \$
3.95(26) MW s	6.12(23) MW s	7.73(20) MW s	9.49(17) MW s

Numerische Lösung des gekoppelten Systems

Die numerische Lösung des gekoppelten Gleichungssystem (Gleichungen B.19, B.20 und B.22) ist für vier Reaktorpulse unterschiedlicher Reaktivität in Abbildung B.14 dargestellt. Der Vergleich zwischen Theorie und Messdaten erfolgt durch einen Skalierungsfaktor

$$\xi = \frac{\sum_i n_i}{E_R} \simeq 1.14(2) \text{ MW s}^{-1} \quad (\text{B.31})$$

und entspricht dem Verhältnis aus integraler Zählrate der Messdaten gegenüber der Pulsenergie E_R im Zeitintervall von $0 \text{ s} < t < 3 \text{ s}$. Die Temperatur der Brennelemente als Funktion der Zeit ist in Abbildung B.15 zu sehen. Es wurden die Anfangsbedingungen $P(0) = 50 \text{ W}$, $C_i(0) = 0$ für alle i und $T_f(0) = T_W = 21^\circ \text{C}$ gewählt. $t = 0$ entspricht dem Bewegungsstart des Pulsstabs.

Zur Anpassung der theoretischen Erwartung an die Messdaten mussten die Reaktorparameter wie folgt angepasst werden:

Parameter	Abweichung
negativer Temperaturkoeffizient	
$\alpha'(T) = \alpha(T) \cdot (1 + \eta(\rho_r))$ mit $\eta(\rho_r) = -0.196 / \$ \cdot \rho_r + 0.283$	+5 % -9 %
Wärmekapazität	
$C'_p = C_p \cdot 0.38(1)$	-62 %
Thermische Leitfähigkeit	
$k'_{\text{U-ZrH}} = k_{\text{U-ZrH}} \cdot 1.00(8)$	$\pm 8 \%$
Generationszeit prompter Neutronen	
$\Lambda' = 78.9(6) \mu\text{s}$	+40 %
Beschleunigung des Pulsstabs (Gleichung B.29)	
$A' = A \cdot 25.0$ und $B' = B \cdot 15.6$	$\Delta t \simeq -55 \text{ s}$

Die endliche Geschwindigkeit des Pulsstabs beeinflusst die zeitliche Position, jedoch nicht die Form des Neutronenpulses. Mit Hilfe eines Oszilloskops konnte eine Zeitverzögerung zwischen dem elektronischen Auslösen des Pulses³¹ und dem Bewegungsstart des Pulsstabs von im Mittel $(96.3 \pm 5.2) \text{ ms}$ beobachtet werden (siehe Abbildung B.17).

³¹Entweder durch den Operateur (manuelle Schaltung) oder durch ein analoges Trigger-Signal, welches mit der DAQ der Experimentatoren rückgekoppelt wird.

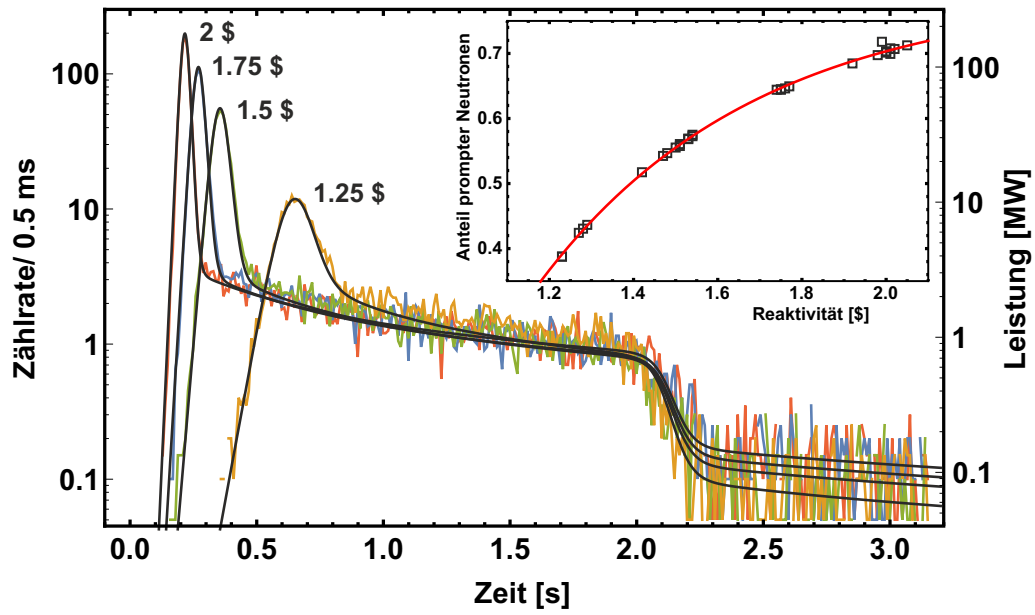


Abbildung B.14: Zählrate thermischer Neutronen als Funktion der Zeit ($t = 0$ entspricht dem Bewegungsstart des Pulsstabs) für vier unterschiedliche Pulsstärken (Angabe von ρ_r), in logarithmischer Darstellung. Die Peak-Zählrate entspricht den prompten Neutronen n_p und das exponentiell abfallende Signal im Anschluss den verzögerten Neutronen n_d . Die schwarzen Linien entsprechen der numerischen Lösung des gekoppelten Differentialgleichungssystems aus Abschnitt B.2.1. Im Inset ist der Anteil der prompten Neutronen gegenüber der Summe aller bei einem Puls produzierten Neutronen zu sehen: $n_p/(n_p + n_d)$.

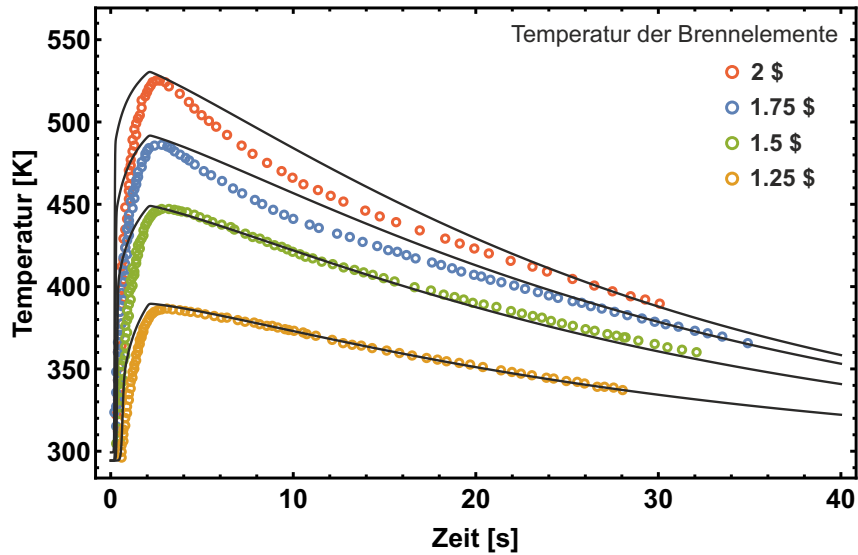


Abbildung B.15: Temperatur eines Brennelements als Funktion der Zeit in Abhängigkeit der Pulsstärke. Die Messdaten entstammen der graphische Auswertung (digital) des Leistungsschreibers (vgl. Abbildung B.12), und korrespondieren zu den in Abbildung B.14 gezeigten Reaktorpulsen. Die schwarzen Linien entsprechen der numerischen Lösung des gekoppelten Differentialgleichungssystems aus Abschnitt B.2.1.

Die Generationszeit (Lebenszeit) prompter Neutronen bestimmt maßgeblich die Halbwertsbreite des Pulses und ist antiproportional zur ^{235}U -Masse [234]. Mit steigendem Abbrand der Brennelemente³² nimmt Λ folglich zu, wobei der Effekt bei maximal +10 % liegen sollte. Auf der anderen Seite geht das Verhältnis $\beta_{\text{eff}}/\Lambda$ (Gleichung B.19) ein, womit die Werte direkt korreliert sind. Eventuell wurde β_{eff} zu groß abgeschätzt.

Vergleich von Theorie und Messdaten

Abbildung B.16 (links) zeigt den Zusammenhang zwischen der zugeordneten Reaktivität ρ_r (siehe Gleichung B.31) und der Pulsenergie E_R . Die Unsicherheit ergibt sich aus der Kurvenanpassung. Im rechten Diagramm ist die maximale Leistung P_{max} als Funktion von ρ_r dargestellt. Anhand der roten Linien ist das Ergebnis der numerischen Lösung angegeben. Nach dem reinen Fuchs-Hansen-Modell (Vernachlässigung der verzögerten Neutronen (siehe Abschnitt B.3) gilt $E_R \sim \rho_r$ und $P_{\text{max}} \sim \rho_r^2$, was in guter Übereinstimmung zu den Messwerten ist.

Betrachtet man die Zeitspanne bis zum Erreichen der maximalen Leistung t_{max} bzw. die Halbwertsbreite (FWHM) als Funktion von ρ_r (siehe Abbildung B.17), zeigt sich ebenfalls eine Übereinstimmung von Theorie und Messdaten.

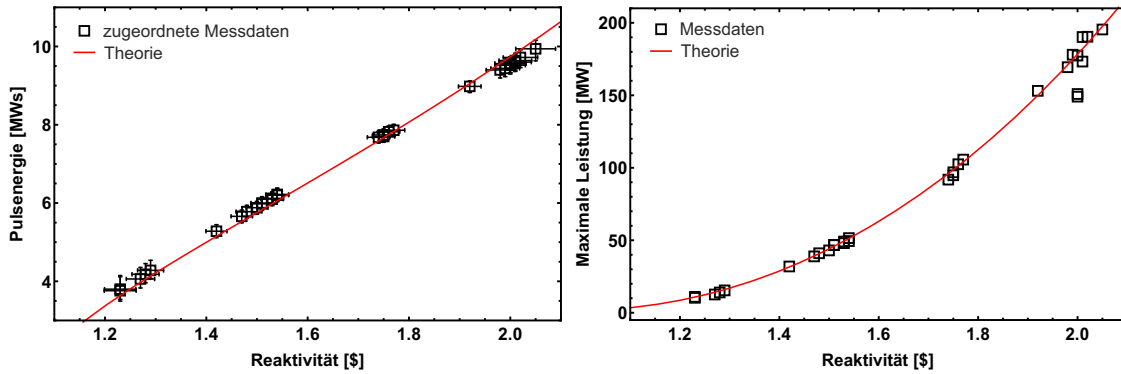


Abbildung B.16: Vergleich zwischen Messdaten und theoretischer Erwartung: Links die zugeordnete Pulsenergie E_R (nach Gleichung B.31) und rechts die maximale Pulsleistung P_{max} als Funktion der reduzierten Reaktivität ρ_r . E_R und P_{max} werden durch die Instrumentierung des Reaktors (unkompensierte Ionisationskammer) gemessen und von einem Operateur graphisch (digital) ausgewertet.

³²Der Abbrand beträgt etwa 4 g pro Jahr [243].

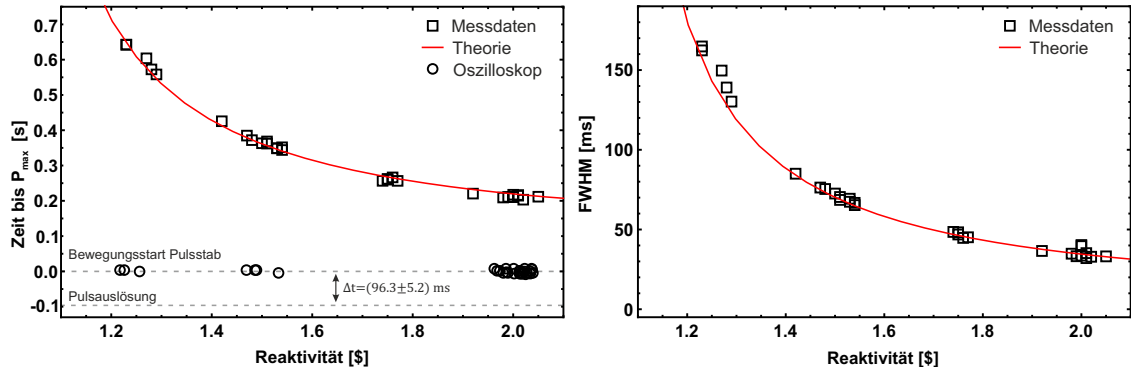


Abbildung B.17: Vergleich zwischen Messdaten und theoretischer Erwartung: Links die Zeitspanne $t_{\max}$ bis zum Erreichen von $P_{\max}$ ($t = 0$ entspricht dem Bewegungsstart des Pulsstabs) und rechts die FWHM als Funktion der reduzierten Reaktivität ρ_r . Die Zeitverzögerung zwischen dem elektronischen Auslösen eines Pulses und dem Bewegungsstart des Pulsstabs wurde in einer unabhängigen Messreihe ($N = 31$) mit einem Oszilloskop bestimmt. Die Verzögerung ist unabhängig von der gewählten Pulsstärke.

B.2.5 Saisonale Einflüsse

Die zur Verfügung stehenden Messdaten E_R , $P_{\max}$ und $T_{\max}$ aus dem Jahr 2015 deuten auf eine saisonale Abhängigkeit der Reaktor-Performance hin, wie in Abbildung B.18 dargestellt. Während zu Beginn und am Ende des Jahres eine funktionale Abhängigkeit mit geringer Streuung der Daten vorliegt, zeigt sich in den Sommermonaten eine verstärkte Streuung. Die veränderten Bedingungen zur Sommerzeit führen zu einer Verschiebung, bei der $P_{\max}$ geringer ($\simeq -9 \text{ MW}$) und E_R größer ($\simeq +0.2 \text{ MW s}$) wird (vgl. auch Abbildung B.13). Dabei schwankt die Stärke der Verschiebung zwischen den einzelnen aufeinanderfolgenden Messtagen (siehe farbliche Codierung).

Im betrachteten Zeitraum wurden keine Maßnahmen am Reaktor durchgeführt: Identische Kernkonfiguration, keine neue Absorberstab-Kalibrierung oder sonstige Änderungen der technischen Komponenten. Eine systematische Beeinflussung durch die Operateure kann ebenfalls ausgeschlossen werden.

Einzig die Kühlwasser- sowie Reaktorhallentemperatur unterliegen einer jahreszeitlichen Schwankung. Die Temperatur des Kühlwassers beträgt im Winter 21°C und im Sommer bis zu 25°C , während die Hallentemperatur auf bis zu 28°C ansteigt [243].

Nach dem Fuchs-Hansen-Modell ist [228]

$$\frac{P_{\max}}{E_R^2} \sim \frac{\alpha(T)}{\Lambda \cdot C_p(T)}, \quad (\text{B.32})$$

was den Einfluss der Temperaturverhältnisse im Reaktorkern verdeutlicht.

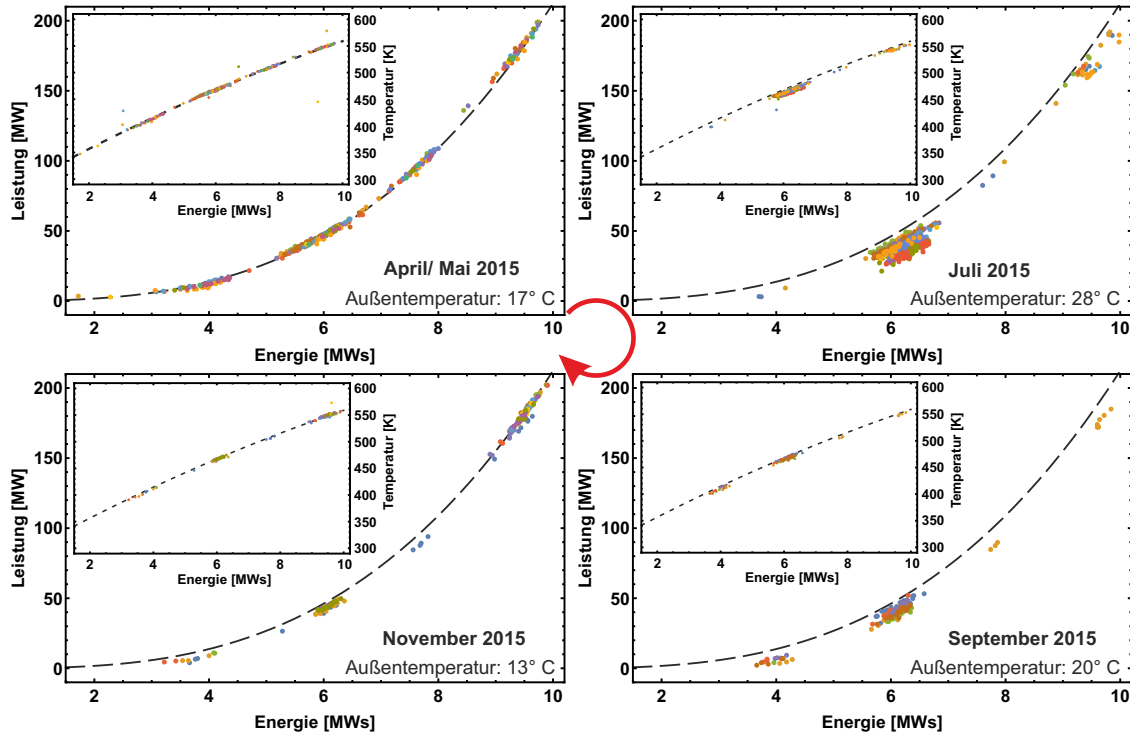


Abbildung B.18: Gegenüberstellung der maximalen Pulsleistung $P_{\max}$ als Funktion der Pulsenergie E_R zu verschiedenen Jahreszeiten. Die Daten von Juli und September zeigen einen systematischen Versatz, wobei die farbliche Codierung die Darstellung einzelner Messtage berücksichtigt. Anhand der schwarzen Strichlinie wird der theoretisch erwartete Zusammenhang $P_{\max} \sim E_R^2$ (vgl. Gleichung B.33) angezeigt. Das Inset zeigt jeweils die Abhängigkeit von $T_{\max}$ der Brennelemente gegenüber E_R . Die schwarze Strichlinie dient dabei der optischen Führung. Zwischen Frühjahr/Winter und Sommer/Herbst kann eine Reduzierung der maximalen Temperaturwerte von etwa -3 K beobachtet werden.

B.3 Empirische Charakterisierung der Pulsform

Für die praktische Anwendung ist es zweckmäßig, einen analytischen Ausdruck zur Beschreibung des zeitlichen Verlaufs eines Reaktorpulses zu besitzen. Als Beispiel sei die Analyse von TOF-Spektren (siehe Abschnitt 3.1) oder zur Definition der Neutronen-Startzeitverteilung in MC-Simulationen genannt.

Das Fuchs-Hansen-Modell [231, 232] ohne Erweiterungen vernachlässigt die verzögerten Neutronen ($C_i(t) \equiv 0$ für alle i), sodass Gleichung B.19 analytisch gelöst werden kann [228]. Die Feedback-Reaktivität ist dabei $-\gamma \cdot \int_0^t P(t') dt'$, wobei $\gamma \sim \alpha(T)/C_p(T)$ mit dem negativen Temperaturkoeffizienten und der Wärmekapazität des Reaktorkerns ist. Die prompte Reaktorleistung ergibt sich damit zu

$$P_p(t) = 2c^2 A \frac{\exp(-ct)}{b(A \exp(-ct) + 1)^2} \quad (\text{B.33})$$

mit

$$A \equiv \frac{c + a_0}{c - a_0} \approx \frac{c}{b} \frac{c + a_0}{P_0} \quad \text{und} \quad c \equiv \sqrt{a_0^2 + 2bP_0}. \quad (\text{B.34})$$

Die Parameter a_0 und b sind wie folgt definiert:

$$a_0 = \frac{\beta_{\text{eff}}(\rho_r - 1)}{\Lambda} \quad \text{und} \quad b = \frac{\gamma}{\Lambda}, \quad (\text{B.35})$$

wobei Λ der Generationszeit prompter Neutronen, ρ_r [\$] die reduzierte Reaktivität und β_{eff} der effektive Anteil verzögerter Neutronen ist. Vergleiche dazu Abschnitt B.2.

Um dennoch den Einfluss der verzögerten Neutronen zu berücksichtigen³³, kann Gleichung B.33 genutzt werden, um mit Gleichung B.20 den Anteil der verzögerten Neutronen $P_d(t)$ zu berechnen. Mit der Summe $P_p(t) + P_d(t)$ können nun in einem iterativen Verfahren die freien Parameter Λ und γ bestimmt werden. Der Anteil der verzögerten Neutronen ist mit

$$C_i(t) = \lambda_i \cdot \beta_i \cdot \gamma_i \cdot \exp(-\lambda_i \cdot t), \quad i = 1, 2, \dots, 6 \quad (\text{B.36})$$

gegeben (vgl. Tabelle B.9), sodass der Beitrag der verzögerten Neutronen zur Leistung

$$P_d(t) = \xi \cdot \left(\chi(t) + \text{step}(t, 0, b_1, \omega_1, t_1) \cdot \sum_{i=1}^6 C_i(t) \right) \cdot \text{step}(t, a_2, 1, \omega_2, t_2) \quad (\text{B.37})$$

ist. Dabei beschreibt der Ausdruck $\text{step}(t, a, b, \omega, t_0) = a + (b - a)/(1 + \exp(-\omega(t - t_0)))$ eine stetige Stufenfunktion und $\chi(t)$ eine empirisch eingeführte Korrektur zur besseren Anpassung der Messdaten. Durch iterative Anpassung der genannten Gleichungen ergab die Analyse von 30 Datensätzen die in Tabelle B.12 aufgelisteten Parameter.

In Gleichung B.33 ist die Zeit t durch $t - t_0$, mit $t_0 = (0.1203 \cdot \rho_r^{-1} + 0.09133)$ s, zu ersetzen. Es gilt der folgende Zusammenhang für die maximale Leistung P_{max} zum Zeitpunkt T_{max} :

$$P_{\text{max}}(\rho_r) = 173.3 \text{ MW } (\rho_r - 1)^2 \quad (\text{B.38})$$

$$T_{\text{max}}(\rho_r) = (0.273 \cdot (\rho_r - 1)^{-0.657} + 0.0402) \text{ s}, \quad (\text{B.39})$$

wobei $t = 0$ den Zeitpunkt des Auslösens des Reaktorpulses durch den Reaktoroperator definiert (siehe Abschnitt B.2).

Es ist anzumerken, dass die Pulsform allein durch die Kenntnis der Pulsenergie E_R definiert ist. Die Messung von E_R erfolgt anhand einer unkompenzierten Ionisationskammer innerhalb des Reaktorbeckens.

³³Besonders relevant für Pulse mit geringer Reaktivität ($\rho_r < 1.5$ \$), da hier der Anteil der verzögerten Neutronen auf $\sim 50\%$ ansteigt (siehe Inset in Abbildung B.14).

Tabelle B.12: Evaluierte Parameter des empirischen Modells zur Beschreibung der Zeitstruktur eines Reaktorpulses am TRIGA Mainz.

$$\begin{aligned}
 \rho_r(E_R) &= 0.7114 + 0.1346 \cdot E_R \\
 P_0 &= 50 \text{ W} \\
 \beta_{\text{eff}} &= 0.0075 \\
 \Lambda &= 73.43 \mu\text{s} \\
 \gamma(\rho_r) &= (0.719 \cdot \rho_r^{-8.063} + 2.220) \cdot 10^{-9} \text{ 1/J} \\
 b_1(\rho_r) &= 84100 \cdot [1 + \exp(-9.022 \cdot (\rho_r - 1))]^{-1} \\
 \omega_1(\rho_r) &= 100.81 \cdot (\rho_r - 1) \text{ 1/s} \\
 t_1(\rho_r) &= T_{\text{max}}(\rho_r) \\
 a_2(\rho_r) &= 11.16 \cdot (\rho_r - 1)^{0.00607} - 10.97 \\
 \omega_2 &= -25.48 \text{ 1/s} \\
 t_2 &= 2.21 \text{ s} \\
 \xi &= 10254.4 \\
 \chi(t, \rho_r) &= 1.4 \cdot \rho_r \cdot \exp(-(t - t_1)/60) \cdot \text{step}(t, 0, 1, \omega_1, t_1)
 \end{aligned}$$

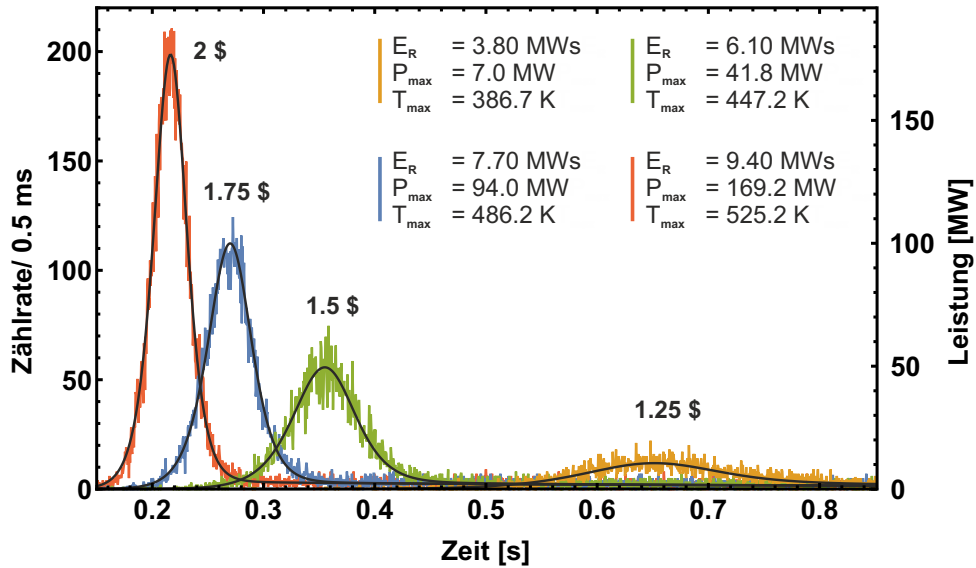


Abbildung B.19: Zählrate thermischer Neutronen als Funktion der Zeit ($t = 0$ entspricht dem Bewegungsstart des Pulsstabs) für vier unterschiedliche Pulsstärken (Angabe von ρ_r). Die schwarzen Linien entsprechen der numerischen Lösung des gekoppelten Differentialgleichungssystems aus Abschnitt B.2.1. Angegeben sind die Messwerte der Pulse, ermittelt aus den Daten des Leistungsschreibers des Reaktors.

C Wärmebelastung des sD_2 -Kristalls während der Bestrahlung

Die Produktionsrate ultrakalter Neutronen ist direkt proportional zum thermischen Neutronenfluss, sodass der UCN-Konverter (sD_2) möglichst nahe zum Reaktorkern platziert werden sollte. Damit einher geht jedoch auch eine hohe thermische Strahlenbelastung des Konverters selbst, sowie der aus Edelstahl bestehenden Strahlröhre. Zur Illustration der Strahlröhre zeigt Abbildung C.1 A ein dreidimensionales Schnittbild, wobei der technische Aufbau bereits im Kapitel 2.2 beschrieben wurde.

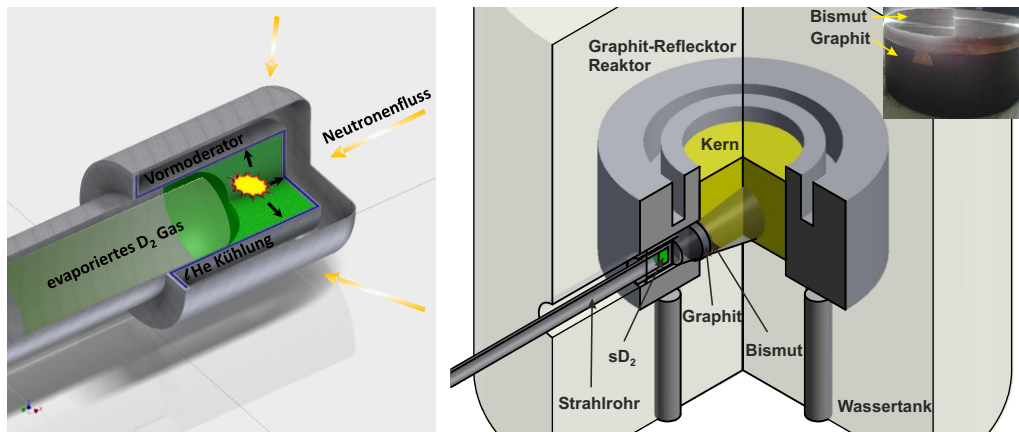


Abbildung C.1: Skizze zum Wärmeeintrag bei einem Reaktor puls: Der sD_2 -Kristall (grün eingefärbt) besitzt bei einer Stoffmenge von 8 mol eine Länge von 48 mm. Die Tiefe der Strahlröhre, also der vom ℓHe umspülte Bereich, ist 100 mm lang. Auf der Außenseite befindet sich das Volumen des Vormoderators. Die Zuleitungen für ℓHe sowie des Vormoderators wurden nicht eingezeichnet. Im rechten Bild ist der Reaktorkern mit Strahlrohr D und der Bismut-Graphit-Scheibe abgebildet.

Während Neutronen (thermische, epithermische, schnelle) zur Energiedeposition im Konverter und Vormoderator führen, stellt die Gammastrahlung die wesentliche Quelle der Energiedeposition in der Edelstahlhülle dar. Starke Temperaturänderungen können zur Schädigung der kristallinen Ordnung des sD_2 -Kristalls führen¹ [244], wodurch die Produktionsrate ultrakalter Neutronen verringert wird.

Daraus ergibt sich folgende Zielsetzung: Minimierung der Strahlenbelastung, sodass der Kristall keine Schädigung während des Betriebs nimmt. Gleichzeitig wird ein minimaler Abstand zum Kern angestrebt, um so den thermischen Neutronenfluss zu maximieren.

¹Analog zu gefrorenem Wasser ergibt sich für eine hohe kristalline Ordnung ein durchsichtiger Kristall. Durch Risse und Versetzungslinien wird dieser jedoch milchig (engl. *opaque*).

C.1 Analyse des simulierten Wärmeeintrags

C.1.1 Installation zusätzlicher Abschirmung

Um die Energiedeposition am Strahlrohr D des TRIGA Mainz zu reduzieren, wurde eine Bismut/Graphit-Abschirmung an das vordere Ende des Strahlrohrs zum Kern hin platziert (siehe Abbildung C.1). Die Abschirmung besteht aus einer 11 mm dicken Bismut-Scheibe ($\varnothing = 150$ mm) und einer 40 mm dicken Graphit-Scheibe von selbigem Durchmesser. Dabei dient Bismut ($Z = 83$) zur Abschirmung der Gammastrahlung, sowie Graphit zur Moderation der epithermischen und schnellen Neutronen.

Die Abschwächung der Gammastrahlung durch die Bismut-Scheibe ($\rho = 9.78$ g/cm³, $d = 11$ mm) folgt der Gesetzmäßigkeit:

$$I/I_0 = e^{-(\mu/\rho)(E_\gamma) \cdot \rho \cdot d}, \quad (\text{C.1})$$

wobei $(\mu/\rho)(E_\gamma)$ der energieabhängige Massen-Abschwächungs-Koeffizient ist. Der Photonenfluss ϕ [Photons MeV⁻¹ fission⁻¹] der prompten Gammastrahlung bei der Kernspaltung in einem Reaktor erstreckt sich von etwa 0.01 bis 5 MeV [245]. Im genannten Energieintervall besitzt $(\mu/\rho)(E_\gamma)$ von Bismut eine starke Energieabhängigkeit [246], womit für einen senkrecht auf die Scheibe auftreffenden Photonenfluss die Abschwächung $1 - I/I_0$ von 42 bis 100 % reicht. Dabei wurde eine effektive Dicke der Bismut-Scheibe von $d^* = d \cdot 1.16 = 12.8$ mm genutzt (Abschätzung mittels MC-Simulation).

Mit der Kenntnis der spektralen Verteilung des Photonenflusses [245] lässt sich die mittlere Abschwächung wie folgt berechnen:

$$\overline{I/I_0} = \frac{\int \phi(E_\gamma) \cdot e^{-(\mu/\rho)(E_\gamma) \cdot \rho \cdot d^*} dE_\gamma}{\int \phi(E_\gamma) dE_\gamma}. \quad (\text{C.2})$$

Die mittlere prozentuale Abschwächung des Photonenflusses $\varepsilon = 1 - \overline{I/I_0}$ durch die Bismut-Scheibe beträgt damit 61 bis 82 %.

Aufgrund der geometrischen Position der Bismut-Scheibe (siehe Abbildung C.1) erfolgt keine vollständige Abdeckung des Reaktorkerns gegenüber der Strahlenseite, sowie insbesondere des sD₂-Volumens. Mittels einer MC-Simulation (*Kassiopeia* [247]) wurde der „Sichtfaktor“ des Kerns gegenüber dem sD₂-Kristall (Mantel- und Kopffläche getrennt) bestimmt. Die prozentuale geometrische Abschwächung beträgt:

$$\text{Kopf: } (57.7 \pm 1.0) \% \quad \text{und} \quad \text{Mantel: } (6.2 \pm 3.2) \%. \quad (\text{C.3})$$

Unter Berücksichtigung der geometrischen Verhältnisse ergibt sich somit eine theoretische prozentuale Abschwächung der Mantelfläche von $(4.4 \pm 3.0) \%$ und der Kopffläche von $(41.0 \pm 6.5) \%$.

Zur Validierung der theoretischen Abschätzung wurde der Abschwächungseffekt der Bismut-Graphit-Scheibe mit einer *MCNP5*-Simulation ermittelt [198] (siehe Abschnitt B.1.4). Diese ergab für die Mantelfläche eine prozentuale Abschwächung von (10 ± 10) % und für die Kopffläche von (9 ± 2) %.

Anhand der Resultate lässt sich zeigen, dass durch den Einbau der Bismut-Scheibe der Photonenfluss geometrisch nur in Teilen abgeschwächt werden kann. Der energetische Effekt ist darüber hinaus noch geringer und liegt in der Größenordnung von 10 %.

Bei Betrachtung der einzelnen Beiträge zur deponierten Energie, in Abhängigkeit der ursprünglichen Photonen-Energie, zeigt sich, dass 31 % der Energie durch Photonen mit $E_\gamma < 1$ MeV und 69 % durch Photonen mit $E_\gamma > 1$ MeV deponiert wird.

C.1.2 Effekt des Materials der Strahl Nase

In Bereichen hoher Strahlenbelastung wird zur Konstruktion typischerweise Aluminium verwendet, da nur eine kurzzeitige Aktivierung durch Neutronenbeschuss stattfindet. Beim Bau der Strahl Nase von Strahlrohr D war dies jedoch nicht möglich: Durch Abkühlen zu kryogenen Temperaturen ergaben sich immer wieder Leckagen, sodass Edelstahl zur Anwendung kam. Die Aktivierung der Strahl Nase während des Betriebs erschwert jedoch enorm den Umgang mit der UCN-Quelle, insbesondere beim Ein- und Ausbau der Quelle in Strahlrohr D zu jedem Strahlzeitintervall.

Mit einer *MCNP5*-Simulation [198] wurde der Effekt der deponierten Energie in Bezug auf die Wahl des Materials untersucht (siehe Tabelle C.2). Dafür wurde die Geometrie der Strahl Nase in 8 Teilbereiche untergliedert, was in Abbildung C.13 schematisch gezeigt wird.

Zur Gegenüberstellung der Materialien wurde die totale deponierte Energie bei einem 2 \$-Puls mit $E_R = 10$ MW s berechnet (siehe Tabelle C.1). Es zeigt sich, dass durch die Verwendung von Aluminium eine Reduktion von 82 % und durch Titan von 43 % resultiert. Außerdem wird durch die Simulation deutlich, dass im Wesentlichen Photonen zur Energiedeposition beitragen. Das Verhältnis Neutron/Photon der deponierten Energie im Fall von Edelstahl liegt bei 1/148.

Tabelle C.1: Angabe der summierten deponierten Energie bei einem 2 \$-Puls mit $E_R = 10$ MW s.

	Edelstahl	Aluminium	Titan
Dichte [g/cm ³]	7.95	2.70	4.50
Summe der deponierten Energie			
für einen 2 \$-Puls @ 10 MW s [J]	236.7 ± 8.8	42.4	135.5
Reduzierte Wärmebelastung		82 %	43 %
Ratio Neutron/Photon	1/148	1/26	1/148

Tabelle C.2: Ergebnisse der *MCNP5*-Simulation zur Bestimmung der durch Neutronen- und Photonenbeschuss deponierten Energie im Material der Strahlröhre in Strahlrohr D. Untersucht wurden die Materialien Edelstahl, Aluminium und Titan. Zur Geometrie gehört auch die Bismut-Graphit-Scheibe. Die Angaben beziehen sich auf eine Reaktorleistung von 100 kW im Dauerbetrieb. Die relative Schwankung (Standardabweichung des Mittelwertes) der Werte beträgt 5 % bezüglich der Photonen und 8 % bezüglich der Neutronen induzierten deponierten Energie.

	Volumen [cm ³]	deponierte Energie pro Zeit und Gewicht @ 100 kW					
		Edelstahl		Aluminium		Titan	
		[J s ⁻¹ kg ⁻¹]		[J s ⁻¹ kg ⁻¹]		[J s ⁻¹ kg ⁻¹]	
		Photon	Neutron	Photon	Neutron	Photon	Neutron
		$\times 10^{-2}$		$\times 10^{-2}$		$\times 10^{-2}$	
He-Ring	21.6	2.78	2.10	1.43	5.70	2.86	2.05
Kopf H ₂	3.2	4.42	3.06	1.91	7.98	4.30	3.07
Mantel H ₂	13.9	3.10	1.86	1.46	5.01	3.05	1.81
Kopf D ₂	2.8	4.25	2.94	1.88	7.84	4.19	3.22
Mantel D ₂	12.8	3.05	1.82	1.46	4.94	3.00	1.77
Hülle H ₂	31.5	2.78	2.10	1.43	5.70	2.86	2.05
N-Leiter 1	8.0	1.62	0.87	0.95	2.34	1.65	0.86
N-Leiter 2	49.2	0.54	0.24	0.36	0.61	0.56	0.24

C.1.3 Energieübertrag auf Konverter und Vormoderator

Die Strahlenbelastung von Konverter (sD₂) und Vormoderator (sH₂, sD₂, sCH₄) erfolgt im Wesentlichen durch den Neutronenbeschuss. Auch hierzu wurde mit einer *MCNP5*-Simulation [198] die Wärmebelastung für unterschiedliche Kombinationen von Konverter und Vormoderator (VM) untersucht. Die Ausgabe der deponierten Energiewerte pro Zeit und Gewicht wurde in Bezug auf die primäre Neutronenenergie in drei Gruppen aufgeteilt: thermisch ($E_n \leq 0.5$ eV), epithermisch ($0.5 \text{ eV} < E_n \leq 1 \text{ MeV}$) und schnell ($E_n > 1 \text{ MeV}$). Zur detaillierteren Betrachtung der Wärmebelastung des Konverters wurde das Volumen geometrisch in vier Abschnitte separiert (siehe Abbildung C.13). Um die Unsicherheiten abzuschätzen, wurde die Simulation wiederholt ausgeführt und aus den Resultaten die Standardabweichung bestimmt. Die gemittelten Ergebnisse sind in Tabelle C.3 aufgelistet.

Die Parameter der Simulation wurden auf die Verhältnissen der im August und September 2012 durchgeführten Strahlzeiten angepasst:

- Abstand zur Kernmitte: 390 mm in Bezug zur Kopffläche D₂ (siehe Abbildung B.5)
- Konverter: 8 mol sD₂, Vormoderator (VM): 20 mol sH₂, 15.1 mol sD₂, kein VM
- Mittlere Schichtdicke VM: $d_{sH_2} = 17 \text{ mm}$ und $d_{sD_2} = 9 \text{ mm}$

Tabelle C.3: Simulierte deponierte Energie durch Neutronenbeschuss im Vormoderator und Konverter der UCN-Quelle in Strahlrohr D. Die Angabe der Positionen P1 bis P4 ist in Abbildung C.13 dargestellt.

Position	deponierte Energie pro Zeit und Gewicht @ 100 kW [J s ⁻¹ kg ⁻¹]			deponierte Energie für 2 \$-Puls @ 10 MW s [J]		
	Wasserstoff	Deuterium	kein VM	Wasserstoff	Deuterium	kein VM
VM	20.2	7.0	/	81.5	42.8	/
				3.8(1) J/mol	2.7(1) J/mol	/
P1	8.7	9.4	10.7	7.0	7.6	8.6
P2	7.4	7.8	8.9	6.0	6.3	7.2
P3	6.1	6.6	7.5	4.9	5.3	6.0
P4	5.6	5.6	6.5	4.5	4.5	5.2
Summe Konverter:				22.4 ± 1.4	23.7 ± 0.9	27.1 ± 0.6

Wie zu erwarten war, ist die thermische Belastung im Konverter in der Konfiguration ohne VM, gefolgt von der mit sD₂, am höchsten. Für einen 2 \$-Puls mit $E_R = 10 \text{ MW s}$ ergeben sich die in der rechten Spalte von Tabelle C.3 aufgelisteten Energiewerte. Die Daten zeigen im Mittel über alle Positionen einen Rückgang² der deponierten Energie um $(12 \pm 4) \%$ bei sD₂ und $(17 \pm 6) \%$ bei sH₂ als VM. Dies gilt sowohl für die epithermischen als auch für die schnellen Neutronen.

Schlussfolgerungen:

- Der geringe Unterschied des Energieverlustes im VM zwischen sH₂ und sD₂ (Faktor 1.4) kann damit begründet werden, dass die Energiedeposition im Wesentlichen durch schnelle Neutronen verursacht wird (Wirkungsquerschnitt von vergleichbarer Größe). Die prozentuale Verteilung der deponierten Energie nach Energieintervallen ist in Tabelle C.4 aufgeführt. Demnach tragen schnelle Neutronen mit 2/3 und epithermische mit 1/3 dazu bei.
- Vergleicht man die deponierte Energie, die im Konverter (mit sH₂ als VM) und in der Edelstahlhülle (siehe Tabelle C.2: Kopf und Mantel D₂, $40.8 \pm 2.9 \text{ J}$) deponiert wird, ergibt sich ein Verhältnis von 1/3 Neutronen zu 2/3 Photonen als Quelle der Wärmebelastung des sD₂-Kristalls. Durch Simulation der zeitlichen Temperaturentwicklung in der Strahlröhre kann gezeigt werden, dass die Wärmeentwicklung im Edelstahl einen deutlich geringeren Einfluss auf den Kristall hat (siehe Abschnitt C.2.4).

²Der Referenzwert ($\hat{=}$ 100 %) ist dabei die deponierte Energie bei Nutzung von *kein* VM.

Tabelle C.4: Simulierte prozentuale Verteilung der deponierten Energie in Abhängigkeit der initialen Neutronenenergie.

	Konverter			Vormoderator	
	[%]			[%]	
	Wasserstoff	Deuterium	kein VM	Wasserstoff	Deuterium
thermisch	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$62.1 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$
epithermisch	33.2	33.4	33.2	44.3	33.5
schnell	66.8	66.6	66.8	55.6	66.5

C.2 Experimentelle Untersuchung des Wärmeeintrages

Der experimentelle Zugang zur Untersuchung des Wärmeeintrags durch den Reaktorbetrieb erfolgt anhand des Dampfdruckes von Konverter und Vormoderator. Dabei äußert sich die Energiedeposition in einem scharfen Anstieg des Dampfdruckes (siehe Abbildung C.2) im horizontalen Leiter der UCN-Quelle ($V_K = 12.8$ L) sowie der Zuleitung des VM ($V_{VM} = 0.114$ L) kurz nach dem Reaktorpuls. Der Dampfdruck (p_K, p_{VM}) wird mit einer zeitlichen Auflösung von 2.02(29) s mit einem Drucksensor nahe der ALMg₃ Vakuum-Separationsfolie am Ende des Leiters sowie in der Zuleitung des VM im vertikalen Teil der UCN-Quelle ermittelt. Die durch einen Reaktorpuls deponierte Energie ΔE_{dep} kann wie folgt berechnet werden:

$$\Delta E_{dep} = \int_{T_1}^{T_2} \Delta m \cdot C_p(T) \cdot dT - \Delta H_{subl} \cdot n. \quad (C.4)$$

Dabei ist Δm die Menge des gefrorenen Gases in Einheiten von mol, $C_p(T)$ [J mol⁻¹ K⁻¹] die spezifische Wärmekapazität, ΔH_{subl} [J mol⁻¹] die molare latente Sublimationsenthalpie und $n = p_0 \cdot V / (R \cdot T_0)$ die molare Anzahl des verdampften Gases bei der Temperatur $T_0 = 293$ K. p_0 [Pa] stellt den maximalen Druckanstieg des jeweiligen Dampfdruckes von Konverter und VM dar. Zur Analyse der Wärmebelastung werden Daten aus verschiedenen Messkampagnen genutzt.

C.2.1 Wärmeeintrag im Konverter

Die spezifische Wärmekapazität³ für festes Ortho-Deuterium [248, 249] im Temperaturintervall zwischen 2 K < T < 18 K kann durch ein Polynom der Form

$$C_p^{D_2}(T) = 0.00237 \cdot T^3 - 1.482 \cdot 10^{-6} \cdot T^5 \quad (C.5)$$

³Die Angabe der Parameter des Polynoms weicht gegenüber [22] ab. Die Kurvenanpassung selbiger Daten wurde lediglich für einen erweiterten Temperaturbereich durchgeführt (siehe Gleichung C.5).

beschrieben werden. Die latente Sublimationsenthalpie $\Delta H_{subl}^{D_2}(T)$ ergibt sich aus der Steigung der Dampfdruckkurve $p(T)$ von festem Ortho-Deuterium [250] durch Verwendung der Clausius-Clapeyron Gleichung. Mit dem Logarithmus des Dampfdruckes, gegeben durch

$$\ln(p^{D_2}(T)/133) = (6.1571 - 67.5678/T + 0.03056 \cdot T) / \log(e), \quad (C.6)$$

erhält man $\Delta H_{subl}^{D_2}(T) = R/\log(e) \cdot (67.5678 + 0.03056 \cdot T^2)$. Im für die Analyse interessanten Temperaturbereich ergibt sich im Mittel ein Wert von $\Delta H_{subl}^{D_2} \approx 1350$ J/mol. Für die Berechnung des Integrals aus Gleichung C.4 ist es zweckmäßig die erhöhte Temperatur T_2 des Konverters als Funktion des maximalen Druckanstiegs p_0 auszudrücken. Mit der Annahme, dass das verdampfte Gas zum Zeitpunkt der Druckmessung Raumtemperatur besitzt, kann dies mit Hilfe des Idealen Gasgesetzes und der Dampfdruckkurve (Gleichung C.6) durch lösen der transzendenten Gleichung $T_2 = p_2(T_2) \cdot T_0/p_0$ erfolgen. Es ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$T_2^{D_2} = 34.607 \cdot \left(\ln [0.1591 \cdot 10^{-8} \cdot p_0] + \sqrt{8.734 + \ln [0.1591 \cdot 10^{-8} \cdot p_0]^2} \right). \quad (C.7)$$

Damit ist es möglich ΔE_{dep} aus Gleichung C.4 als Funktion von p_0 auszudrücken. Die Teilchenfluenz von Photonen und Neutronen ist proportional zur thermischen Gesamtenergie E_R des Reaktorpulses und somit auch $\Delta E_{dep} \propto E_R$. Um den unterschiedlichen Bedingungen im Betrieb der UCN-Quelle gerecht zu werden, ergibt sich der Proportionalitätsfaktor wie folgt:

$$\kappa = \alpha \cdot \frac{[n_{th}]_d}{[n_{th}]_{d=425}} \cdot \xi_x, \quad (C.8)$$

wobei $[n_{th}]_d$ der thermische Neutronenfluss bei Position d der UCN-Quelle⁴ (siehe Abschnitt B.1) ist, mit der Annahme von $\Delta E_{dep,d} \propto [n_{th}]_d$. Zur Unterscheidung zwischen Messungen *mit* ($x = w$) und *ohne* ($x = w/o$) Vormoderator wird der Skalierungsfaktor ξ_x eingeführt, wobei $\xi_{w/o} \equiv 1$ gesetzt wird. Damit beschreibt α [J g⁻¹ MW s⁻¹] die deponierte Energie pro Masse und Reaktorenergie in Bezug auf einen Abstand $d = 425$ mm ohne Nutzung eines Vormoderators. Die durch ξ_w ausgedrückte relative Abweichung kann so mit den Ergebnissen der MCNP5-Simulation aus Abschnitt C.1.3 verglichen werden. Damit erfolgt die Kurvenanpassung von Gleichung C.4 an die unterschiedlichen Datensätze $i = \{sD_2, sH_2, sCH_4\}$ mit den Parametern $(T_1, \alpha, \xi_{w,i})$ in einem multivariaten Verfahren.

Der maximale Dampfdruckanstieg $p_{0,K}$ der analysierten Messdaten liegt im Bereich von 2 bis 1000 Pa, wobei die Standardabweichung des Rauschens der Messröhre im Mittel 2.2 Pa beträgt. Zur Minimierung dieser Ungenauigkeit, insbesondere bei kleinen Signalen, wur-

⁴Hiermit ist der Abstand zwischen Mitte des Reaktorkerns und Mitte des sD_2 Konvertervolumens gemeint.

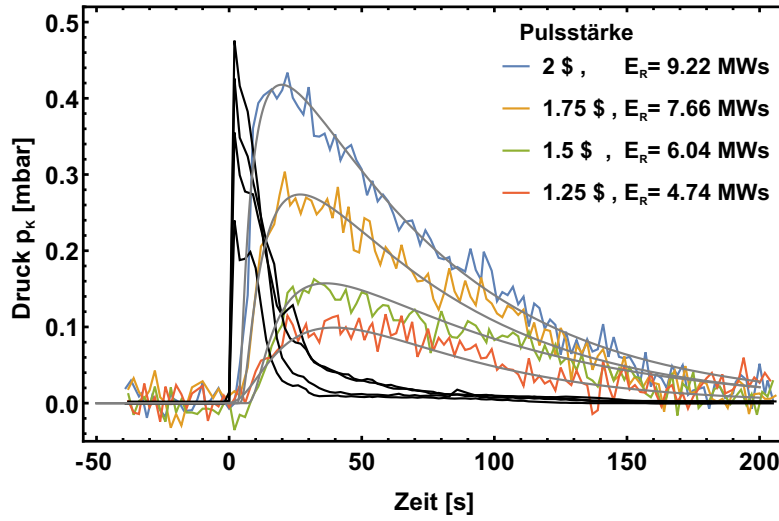


Abbildung C.2: Zeitlicher Verlauf des Dampfdruckanstiegs p_K in Folge eines Reaktorpulses. Dargestellt sind Messdaten vom 2. Tag der Strahlzeit *Dez12* für verschiedene Pulsstärken. Die den Daten überlagerte graue Linie entspricht der Kurvenanpassung mit Gleichung C.9, während die schwarze Linie das Messsignal des Temperatursensors der Nase zeigt. Der maximale Temperaturwert $T_{\text{Nase}}^{\text{max}}$ dient zur zeitlichen Referenzierung, wobei $t_{\text{Nase}}^{\text{max}} \approx 2$ s beträgt.

de eine Kombination aus Exponential- und Gauß-Funktion (engl. *Exponential-Gaussian Hybrid*), *EGH* [251] mittels:

$$p_{\text{egh}}(t) = \begin{cases} p_{0,K} \cdot \exp\left(\frac{-(t-t_R)^2}{2\sigma_g^2 + \tau(t-t_R)}\right), & 2\sigma_g^2 + \tau(t-t_R) > 0 \\ 0, & 2\sigma_g^2 + \tau(t-t_R) \leq 0 \end{cases} \quad (\text{C.9})$$

als Impulsantwort an die Druckdaten angepasst. Dabei ist t_R die Lage des Maximums, σ_g die Standardabweichung der Gauß-Funktion sowie τ die Zeitkonstante der e-Funktion. In Abbildung C.2 ist der zeitliche Verlauf der Druckkurve, sowie die dazugehörige Kurvenanpassung, für verschiedene Pulsstärken gezeigt. Im Mittel beträgt t_R 10 bis 30 s und zeigt nur eine schwache reziproke Abhängigkeit von der Reaktorenergie E_R . Die Zeitspanne zum Re-Sublimieren ($p_{0,K} < 90\%$) variiert zwischen 50 bis 200 s ohne erkennbare Variation mit E_R . Vielmehr zeigt sich ein Unterschied zwischen den einzelnen Strahlzeiten, sodass t_R somit von den Betriebsparameter der UCN-Quelle, wie zum Beispiel dem ℓHe Fluss, abhängt.

Die Betrachtung der p_0 -Werte in Abhängigkeit von E_R zeigt systematische Auffälligkeiten, sodass eine entsprechende zeitliche Gruppierung der Daten erfolgte (siehe Tabelle C.5). Bei der Ursachenforschung spielen unterschiedliche Faktoren eine Rolle, wie im Folgenden dargestellt:

ohne VM Starker Rückgang von $p_{0,K}$ nach den ersten 10 Reaktorpulsen. Dieses Verhalten wurde, unabhängig vom VM, zu Beginn einer jeden Bestrahlung beobachtet. Ist der sD₂ Kristall mit einem ausgeprägten Meniskus ausgefroren, führt die Wärmedeposition im Edelstahl in Kombination mit einer geringen Eisschicht am Rand zu erhöhten Dampfdruckwerten. In Folge der Re-Sublimation verringert sich der Effekt.

sH₂-VM Änderung der Abhängigkeit $p_{0,K}(E_R)$ nach etwa 70 Pulsen ($\sum E_R \gtrsim 440$ MWs) bei gleichzeitiger Änderung des zeitlichen Verhaltens der Re-Sublimation des sH₂ VM ($p_{VM}(t)$). Die zeitlich voranschreitende Konvertierung von ortho- zu para-Wasserstoff führt zu wesentlichen Veränderungen der thermodynamischen Eigenschaften ($C_p(T)$, $k(T)$) des sH₂ und könnte eine mögliche Erklärung darstellen (siehe dazu Abschnitt *Wärmeeintrag im Vormoderator*).

sD₂-VM Die Systematische Abhängigkeit $p_{0,K}(E_R)$ ändert sich nach mehr als 20 Pulsen erst durch Verwendung maximaler Pulsstärke von 2\$. Die Migration des sD₂ ist nach weiteren 10 Pulsen abgeschlossen.

sCH₄-VM Methan wurde mittels Sublimation der Gasphase ausgefroren. Für mehr als 40 Pulse ist das $p_{0,K}(E_R)$ Verhalten reproduzierbar, jedoch in der Stärke um 60 % gegenüber dem Fall *ohne VM* erhöht. Aufgrund einer kurzzeitigen Unterbrechung der ℓ He Versorgung erwärmte sich die Strahl Nase um $\Delta T \sim 25$ K. Der anschließende Messbetrieb zeigte einen Rückgang der Wärmebelastung um 50 %. Als Erklärung kann sowohl der Meniskus des sD₂, als auch eine gesteigerte Moderationsfähigkeit sowie thermische Anbindung des VM an die Strahl Nase in Folge der vorangegangenen Erwärmung in Betracht gezogen werden.

Die globale Kurvenanpassung⁵ $1/(\alpha \cdot \xi_i) \cdot \Delta \tilde{E}_{dep}(T_1, T_2(p_{0,K}))$, $i = (1 \dots 8)$ beinhaltet 8 Datensätze mit 9 Parametern $\{T_1, \alpha, 7 \xi_i\}$ und $\xi_{w/o} \equiv 1$. Der Algorithmus basiert auf der Minimierung des χ^2 , wobei die relative Unsicherheit für E_R mit 5 % abgeschätzt wurde. In Tabelle C.5 sind die Ergebnisse aufgelistet und in Abbildung C.3 durch $p_{0,K}(\Delta E_{dep})$ graphisch dargestellt. Die gemessenen Druckdaten reproduzieren den funktionalen Zusammenhang von $p_{0,K}$ in Abhängigkeit der deponierten Energie, sowie der Annahme von $\Delta E_{dep} \propto E_R$.

Für den sD₂ Kristall ergibt sich demnach eine Temperatur von 6.7 K sowie ein Proportionalitätsfaktor von $0.098 \text{ J g}^{-1} \text{ MW s}^{-1}$. Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit jenen der MCNP5-Simulation bezüglich der deponierten Energie bei einem 2\$-Puls zeigt eine Abweichung von ± 12 %. Der Trend zur abschirmenden Wirkung durch Verwendung eines Vormoderators, gleichwohl welcher, kann jedoch sowohl experimentell als auch von der Simulation bestätigt werden. Im Mittel ergibt sich eine experimentell ermittelte Reduktion der deponierten Energie durch den VM von 22 ± 3 %.

Zur weiteren Untersuchung der systematischen Unterschiede der einzelne Datensätze wurde eine individuelle Kurvenanpassung durchgeführt. Dabei wurde α durch den Wert der globalen Anpassung fixiert (siehe Tabelle C.6). Gegenüber der globalen Anpassung stimmen die Werte der einzelnen ξ_i im Rahmen ihrer Unsicherheit überein. Neben dem Effekt der reduzierten deponierten Energie mit voranschreitender Bestrahlung ($\xi_x|_{\text{Ende}} < \xi_x|_{\text{Anfang}}$), zeigt sich auch eine Veränderung der Temperatur T_1 des sD₂-Kristalls mit der Zeit (siehe Abbildung C.4).

Der erhöhte Druckanstieg in der Anfangsphase (10-50 Pulse) kann auf einen ausgeprägten Meniskus der Kristalloberfläche zurückgeführt werden. Die von der Edelstahlhülle zufließende Wärme im Randbereich führt aufgrund der geringeren effektiven Masse und somit der niedrigeren Wärmekapazität zu einer stärkeren Temperaturerhöhung und somit zu ei-

⁵Es sei angemerkt, dass die Funktion $\Delta \tilde{E}_{dep}$ auf die Masse Δm des Kristalls normiert wurde.

Tabelle C.5: Auflistung der Ergebnisse zur globalen Kurvenanpassung der sD₂-Druckdaten. Als Referenzdatensatz ($\xi_{w/o} \equiv 1$) wurde die Messung *ohne VM, Ende* verwendet. Die Zusatzbezeichnung *Anfang/Ende* bzw. *1. Tag/2. Tag* definiert die zeitliche Aufteilung der Daten der jeweiligen Konfigurationen. Die Unsicherheiten ergeben sich aus der Kurvenanpassung, wobei die relative Genauigkeit von E_R 5 % beträgt. Mit $\Delta E_{dep} = \Delta m \cdot \alpha \cdot \xi_x \cdot E_R$, wobei $\Delta m = 32.13$ g die Masse des sD₂-Kristalls ist, wurde die deponierte Energie bei einem 2-\$-Puls angegeben. Zur Gegenüberstellung befinden sich in der rechten Spalte die Ergebnisse der MCNP5-Simulation aus Abschnitt C.1.3. Im Vergleich zur Simulation stellen die Ergebnisse der experimentellen Untersuchung eine Kombination aus deponierter Energie im Kristall sowie im Edelstahl dar. Insofern ist eine Abweichung zu höheren ΔE_{dep} im Experiment durchaus möglich.

sD ₂ Konverter - Multivariate Datenanalyse			
Parameter	Wert	ΔE_{dep} [J]	ΔE_{dep}^{MCNP} [J]
		@ 10 MW s	@ 10 MW s
T_1 [K]	6.67(5)		
α [J g ⁻¹ MW s ⁻¹]	0.0975(13)		
$\xi_{w/o}$ Anfang	1.72(3)	53,9 ± 1.2	
$\xi_{w/o}$ Ende	1	31,3 ± 0.4	27.1 ± 0.6
ξ_w , sH ₂ 1. Tag	0.83(1)	26,0 ± 0.5	
ξ_w , sH ₂ 2. Tag	0.80(1)	25,1 ± 0.5	22.4 ± 1.4
ξ_w , sD ₂ Anfang	1.05(2)	32,9 ± 0.8	
ξ_w , sD ₂ Ende	0.67(1)	21,0 ± 0.4	23.7 ± 0.9
ξ_w , sCH ₄ Anfang	1.61(2)	50,4 ± 0.9	
ξ_w , sCH ₄ Ende	0.86(1)	26,9 ± 0.6	
χ^2/dof	671.3/466		

nem höheren Druckanstieg. Hierbei lag jeweils ein systematisches Verhalten vor.

Bei den durchgeführten Strahlzeiten ergibt sich nach 100 Pulsen im Mittel eine aufsummierte evaporierte Gasmenge von 10 mmol. Der Dampfdruck von 1 mbar korrespondiert zu einer molaren D₂-Gasmenge von 0.53 mmol bei $T_0 = 293$ K, also lediglich 66 ppb. Bezogen auf die Querschnittsfläche der Strahlase entspricht dies einer Schichtdicke von 3 µm. Zu beachten ist, dass durch die vergrößerte Oberfläche im Fall einer nicht zylinderförmigen Kristallform (Meniskus) dieser Wert eine obere Grenze darstellt. Im Vergleich dazu beträgt das Schichtwachstum während des Ausfrierens (8 mol in 16 h) zwischen 13 und 81 µm/s.

Die dargelegten Beobachtungen lassen den Schluss zu, dass der sD₂-Kristall durch den Reaktorbetrieb strukturellen Umformungen in der Anfangsphase (~ 100 Pulse) unterliegt. Der Einfluss des Re-Sublimierten D₂-Gases (1.25 ppm) kann als gering angesehen werden. An anderen UCN-Quellen mit sD₂-Konverter werden ähnliche Effekte, die zur Formänderung des Kristalls durch thermische Manipulation führen beobachtet [252].

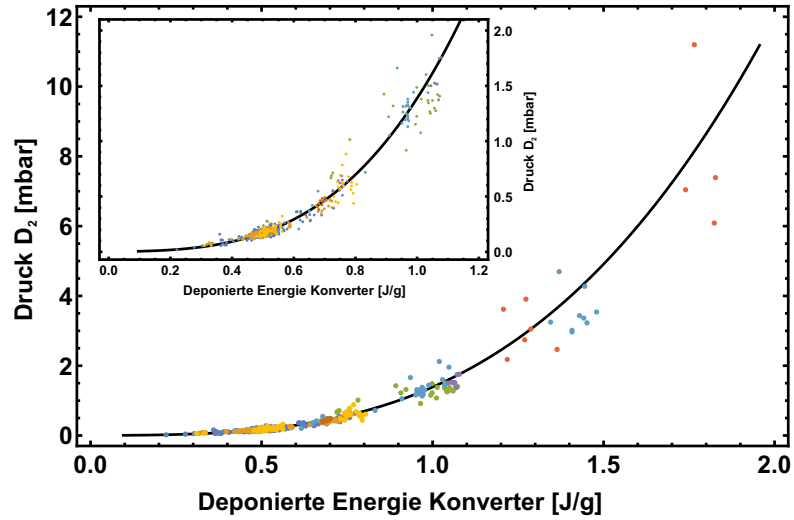


Abbildung C.3: Maximaler Druckanstieg p_K im horizontalen Leiter der UCN-Quelle in Abhängigkeit der deponierten Energie ΔE_{dep} im sD₂-Konverter. Die farbliche Codierung der Daten entspricht der Gruppierung zu 9 Datensätzen (siehe Tabelle C.5). Die schwarze Linie beschreibt den erwarteten funktionalen Zusammenhang, basierend auf thermodynamischen Überlegungen. Zur Analyse wurde ein Referenzabstand zwischen Reaktorkern und Quelle von 425 mm benutzt. Das eingesetzte Diagramm zeigt eine Detailansicht für $\Delta E_{dep} < 1.2 \text{ J/g}$.

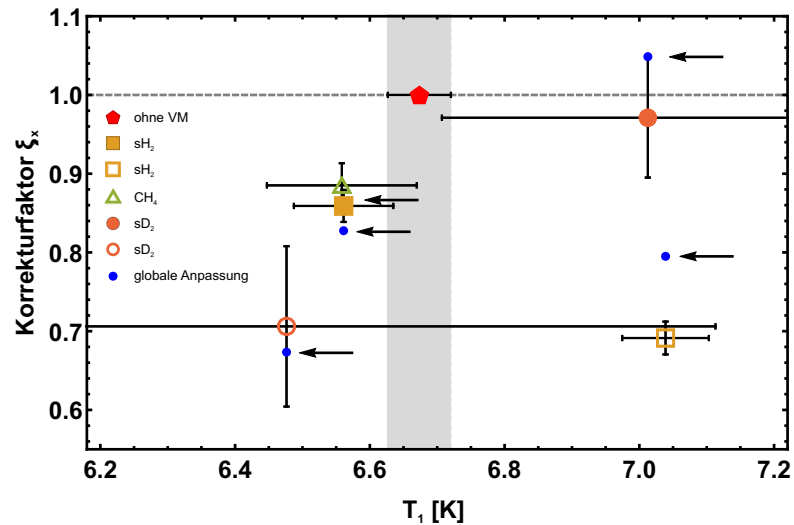


Abbildung C.4: Gegenüberstellung der evaluierten Proportionalitätsfaktoren ξ_x als Funktion der Kristalltemperatur T_1 , basierend auf der individuellen Anpassung der einzelnen Datensätze. Die reduzierte Datenlage führt zu einer höheren Unsicherheit. Zum Vergleich wird mit den in blau dargestellten Punkten das Ergebnis der einzelnen ξ_x sowie mit dem grauen Streifen die Kristalltemperatur der globalen Anpassung gezeigt. Die Daten lassen zum einen erkennen, dass durch Verwendung eines Vormoderators die deponierte Energie im sD₂-Kristall geringer ist, und zum anderen ist ein zeitlich bedingten Rückgang des Druckanstiegs sichtbar. Eine eindeutige zeitliche Veränderung der Kristalltemperatur ist lediglich bei der Messreihe mit sH₂ als VM zu beobachten.

Tabelle C.6: Parameter der Einzelanalyse zur deponierten Energie im sD₂ Konverter mit Gleichung C.4 und C.8. Der Wert für α in Gleichung C.8 entspricht dem der globalen Anpassung (siehe Tabelle C.5). Der relative Fehler der Reaktorenergie E_R wurde mit 5 % abgeschätzt. Die Daten sind in Abbildung C.4 graphisch dargestellt.

sD ₂ Konverter - individuelle Datenanalyse		
Datensatz	ξ_w	T ₁ [K]
sH ₂ 1. Tag	0.86(2)	6.56(7)
sH ₂ 2. Tag	0.69(2)	7.04(6)
sD ₂ Anfang	0.97(6)	7.01(3)
sD ₂ Ende	0.71(10)	6.48(64)
sCH ₄ Anfang	1.62(6)	6.64(22)
sCH ₄ Ende	0.89(3)	6.56(11)

C.2.2 Wärmeeintrag im Vormoderator

Die Wärmebelastung für den Vormoderator kann in einer zum Konverter analogen Vorgehensweise untersucht werden. Zum Einsatz kamen die genannten Stoffe (H_2 , D_2 , CH_4), wobei der Dampfdruck bei Methan bereits bei 50 K kleiner als 0.6 Pa [253] ist und damit im Experiment nicht messbar. Der Wasserstoff wurde in natürlicher Form, d.h. mit einem ortho- zu para-H₂-Anteil⁶ von 3 : 1, ausgefroren. Die zeitliche Änderung kann mit $X(t) = 1/(k \cdot t + 1/X_0)$ und $X_0 = 0.75$ berechnet werden, wobei die Konversionsrate von ortho- zu para-H₂ im festen Zustand $k = 0.019 \pm 0.0003 \text{ h}^{-1}$ [254] beträgt. Damit lag der ortho-Anteil während den Strahlzeiten im Mittel bei etwa 51 % am ersten und 41 % am zweiten Messtag (siehe Abbildung C.5, hellblaue Streifen in Teilabbildung).

Die Dampfdruckkurve $p^{H_2}(T)$ [255] sowie Die Wärmekapazität $C_p^{H_2}(T)$ [256] von festem H_2 variieren im Temperaturbereich von $2 \text{ K} < T < 12 \text{ K}$ entsprechend der ortho-para-Konzentration. Die Wärmekapazität für $X = \{0.74, 0.66, 0.56, 0.41, 0.25, 0.07, 0.005\}$ wurde mit den Daten aus [257], Abbildung 2 durch Anpassung eines Polynoms 4. Ordnung ermittelt. Der Logarithmus der Dampfdruckkurve für natürliches nH₂ und sich im thermischen Gleichgewicht befindliches eH₂⁷ sind gegeben durch

$$\begin{aligned} \ln(p^{nH_2}(T)) &= (7.5710 - 86.9415/T + 2.8607 \cdot \ln(T)) \\ \ln(p^{eH_2}(T)) &= (7.4162 - 85.3520/T + 2.9033 \cdot \ln(T)). \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

⁶Bei ortho-H₂ sind die Kernspins parallel zueinander ausgerichtet, während bei para-H₂ diese antiparallel zueinander stehen. Für Deuterium sind die Verhältnisse gerade umgekehrt.

⁷Der Index *e* meint „equilibrium“ und bezieht sich auf den Zustand im thermodynamischen Gleichgewicht. Bei $T = 20 \text{ K}$ beträgt die para-H₂-Konzentration dann bereits 99.8 % [258]. Somit sind diese Werte dem reinen para-H₂ gleichzusetzen.

Die latente Sublimationsenthalpie $\Delta H_{subl}^{H_2}(T)$ resultiert wieder durch Verwendung der Clausius-Clapeyron-Gleichung. Der Zusammenhang zwischen der erhöhten Temperatur T_2 und dem Messwert p_0 für Wasserstoff ergibt sich zu:

$$T_2^{nH_2} = 29.468 \cdot \left(\ln [0.7202 \cdot 10^{-8} \cdot p_0] + \sqrt{6.856 + \ln [0.7202 \cdot 10^{-8} \cdot p_0]^2} \right)$$

$$T_2^{eH_2} = 28.832 \cdot \left(\ln [0.7537 \cdot 10^{-8} \cdot p_0] + \sqrt{6.910 + \ln [0.7537 \cdot 10^{-8} \cdot p_0]^2} \right). \quad (C.11)$$

Durch Interpolation zwischen $(T_2^{nH_2}, T_2^{eH_2})$ wurde der funktionale Zusammenhang für jede beliebige Konzentration $X \leq 0.75$ berechnet.

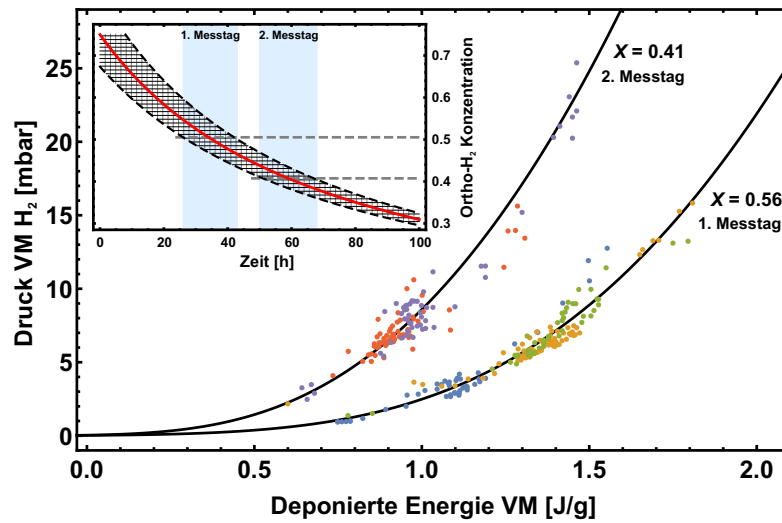


Abbildung C.5: Maximaler Druckanstieg p_{VM} in der Gasleitung des Vormoderators in Abhängigkeit der deponierten Energie ΔE_{dep} im sH₂-VM. Die ortho-H₂-Konzentration des gefrorenen VM bestimmt den funktionalen Zusammenhang von p_{VM} (ΔE_{dep}) merklich. Während der Messzeit sinkt diese von etwa 51 % auf 41 % (siehe Detailabbildung: horizontal gestrichelte Linien). Daher wurde eine zeitliche Gruppierung der Daten (1. Tag/ 2. Tag) vorgenommen, um so in einem multivariaten Verfahren die Kurvenanpassung durchzuführen. Die schwarzen Linien beschreiben den erwarteten funktionalen Zusammenhang, basierend auf den thermodynamischen Überlegungen. Der Referenzabstand zwischen Reaktorkern und Quelle beträgt 425 mm.

Die multivariate Anpassung von Gleichung C.4 an die Druckdaten des sH₂-VM unter Berücksichtigung der ortho-H₂-Konzentration, ist in Abbildung C.5 für $X = \{0.41, 0.56\}$ dargestellt. Dabei wurde wie zuvor beim sD₂-Konverter eine Gruppierung der Daten (siehe farbliche Codierung) vorgenommen. Die zugehörigen Parameter befinden sich in Tabelle C.7. Auch die Druckdaten des Vormoderators sH₂ bestätigen den funktionalen Zusammenhang von p_{VM} in Abhängigkeit der deponierten Energie. Die mit der Zeit abnehmende ortho-H₂-Konzentration korrespondiert zu einer Abnahme von $C_p^{H_2}(T)$, sodass die deponierte Energie eine stärkere Erwärmung des VM bewirkt, was sich wiederum in einem höheren Druckanstieg widerspiegelt. Zusätzlich ergibt sich ein Rückgang der deponierten Energie um 15 bis 35 %, während die Temperatur T_1 an beiden Messtagen vergleichbar

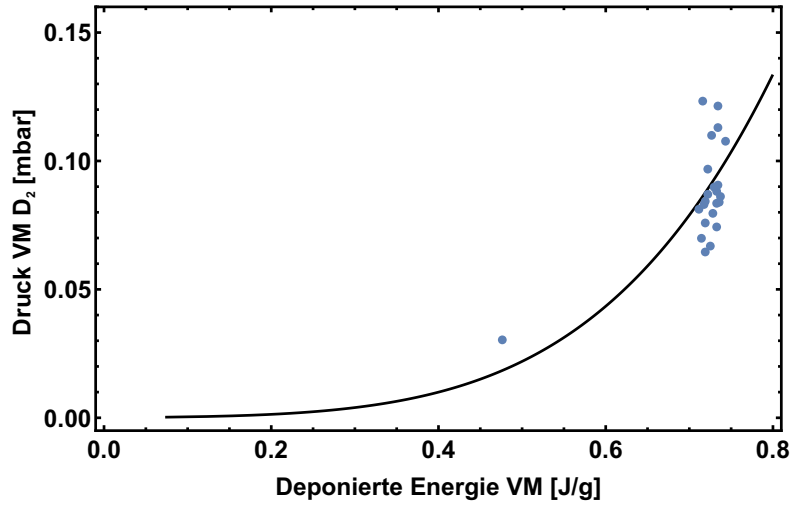


Abbildung C.6: Maximaler Druckanstieg p_{VM} in der Gasleitung des Vormoderators in Abhängigkeit der deponierten Energie ΔE_{dep} im sD₂-VM. Zur Analyse stehen im Wesentlichen nur Druckdaten von Reaktorpulsen mit $9 \leq E_R \leq 10$ MW s zur Verfügung, sodass ein 2-Parameter-Fit von (α, T_1) nicht möglich ist. Daher wurde die Kurvenanpassung bei vorgegebener Kristalltemperatur T_1 durchgeführt. Um die Ergebnisse der *MCNP5*-Simulation zu reproduzieren, ergibt sich $T_1 = 6.0$ K. Dies wird durch die schwarze Linie dargestellt. Verwendet man dagegen die Ergebnisse der Analyse zum sH₂-VM mit $T_1 = 5.6$ K stellt sich ein um 13 % höherer Wert für die deponierte Energie im sD₂ ein.

ist. Die Vorhersage der *MCNP5*-Simulation anhand der deponierten Energie bei einem 2 \$-Puls kann durch die Messdaten bestätigt werden (siehe Tabelle C.7).

Zwar unterscheidet sich der Wirkungsquerschnitt für Neutronenstreuung von ortho- und para-H₂ im subthermischen Energiebereich wesentlich (siehe Abbildung 1.2), für die Energiedeposition spielt dies jedoch keine Rolle. Wie die *MCNP5*-Simulation zeigt erfolgt die Wärmebelastung fast ausschließlich durch epithermische und schnelle Neutronen (siehe Tabelle C.4). Auch hier sollten viel mehr strukturelle Umformungsprozesse des Kristalls in Betracht gezogen werden.

Für den sD₂-VM erfolgte keine forcierte para- zu ortho-D₂-Konvertierung, sodass bei der Auswertung der Daten eine natürlichen Zusammensetzung (Verhältnis 1 : 2 para/ortho [249]) vorausgesetzt wurde. Für die Wärmekapazität wurde ein Polynom 4. Grades an Daten aus [249] angepasst und die Dampfdruckkurve aus [250] verwendet. Damit ergibt sich für die erhöhte Temperatur T_2 im Intervall $2 \text{ K} < T < 14 \text{ K}$ folgender Zusammenhang:

$$T_2^{nD_2} = 33.915 \cdot \left(\ln [0.1595 \cdot 10^{-8} \cdot p_0] + \sqrt{8.934 + \ln [0.1595 \cdot 10^{-8} \cdot p_0]^2} \right) \quad (\text{C.12})$$

Die Ergebnisse der Auswertung sind in Tabelle C.7 aufgeführt. Zur Diskussion der Analyse sei auf die Bildunterschrift der Abbildung C.6 verwiesen.

Tabelle C.7: Auflistung der Ergebnisse zur globalen Kurvenanpassung der sH₂- und sD₂-VM-Druckdaten. Als Referenzdatensatz ($\xi_{w,\text{Ref}} \equiv 1$) der sH₂-Daten wurde die Messung *Jan13, 1. Tag* verwendet. Die Analyse der Daten erfolgte in einer zum sD₂-Konverter analogen Vorgehensweise. Zur Gegenüberstellung befinden sich in der jeweils rechten Spalte die Ergebnisse der *MCNP5*-Simulation aus Abschnitt C.1.3

Parameter	VM Wasserstoff		VM Deuterium	
	Wert	ΔE_{dep} [J] @ 10 MW s	Wert	ΔE_{dep} [J] @ 10 MW s
1. Tag	T ₁ [K], 1. Tag	5.57(6)	6.0	
	T ₁ [K], 2. Tag	5.72(11) K		
	α [J g ⁻¹ MW s ⁻¹]	0.227(1)	0.070(1)	42.3 ± 0.4
	Sep 12	0.732(8)	66.9 ± 1.6	
	Dez 12	0.966(9)	88.3 ± 2.1	
	Jan 13	1	91.4	
2. Tag	Sep 12/Dez 12	0.633(26)	57.9 ± 2.7	
	Jan 13	0.691(28)	63.2 ± 2.9	
χ^2/dof		362.3/302	25.2/22	
$\Delta E_{dep}^{\text{MCNP}} @ 10 \text{ MW s}$		81.5 J	42.8 J	

C.2.3 Wärmeeintrag im Edelstahl der Strahl Nase

Anhand der Daten des Temperatursensors T_{Nase} , welcher am Edelstahlring der Strahl-nase (siehe Abbildung C.8) befestigt ist, lässt sich die dort deponierte Wärmebelastung durch den Reaktorbetrieb abschätzen. Basierend auf der Annahme $E_R \sim \Delta E_{dep}$ wurde die Funktion

$$E_R(T_2) = 1/\alpha \cdot \Delta \tilde{E}_{dep}(T_1, T_2) + \text{offset}, \quad (\text{C.13})$$

wobei $\Delta \tilde{E}_{dep} = \int_{T_1}^{T_2} C_p(T) \cdot dT$ die deponierte Energie pro Masse Δm ist, an die Daten angepasst. Die spezifische Wärmekapazität $C_p(T)$ entspricht einem Polynom 3. Grades

$$C_p(T) = 0.543 \cdot T - 0.01253 \cdot T^2 + 9.499 \cdot 10^{-4} \cdot T^3 \quad (\text{C.14})$$

basierend auf den Daten aus [259] im Intervall von $2 \text{ K} < T < 30 \text{ K}$. Der Parameter *offset* wurde heuristisch eingefügt, um den Verlauf der Daten wiederzugeben. Bedingt durch die geringe Zeitaufösung der Datenaufnahme, $\Delta t = 2.02 \text{ s}$, könnte eine Unterschätzung von T_{max} erfolgen. Die Anstiegszeit des Temperatursignals ist wesentlich kleiner als 2 s, wie durch zeitaufgelöste Wärmetransport-Simulationen gezeigt werden kann (siehe Abbildung C.15). Bedingt durch Auflösungsvermögen und ℓHe -Kühlung wäre ein Effekt, der

Tabelle C.8: Auflistung der Ergebnisse zur Kurvenanpassung der Temperaturdaten T_{Nase} auf Basis von Gleichung C.13 (Methode 1) sowie der Korrektur der Temperaturwerte $T_2^* = T_2 + \Delta T_2$, mit $\Delta T_2 = \lambda/E_R$ (Methode 2). Liegt keine Wärmebelastung durch den Reaktorbetrieb vor, ist der experimentelle Wert $T_{\text{Nase}} = 6.6(1)$ K. Diesen Wert können beide Methoden reproduzieren.

Edelstahl	Methode 1		Methode 2	
Parameter	Wert	ΔE_{dep} [J] @ 10 MW s	Wert	ΔE_{dep} [J] @ 10 MW s
T ₁ [K]	7.0(5)		6.2(6)	
α [J g ⁻¹ MW s ⁻¹]	0.0214(2)	36.9 ± 0.4	0.0229(3)	39.5 ± 0.5
offset [MW s]	2.17(5)			
λ [MW s K]			23	
χ^2/dof	876.1/527		2195.7/527	
$\Delta E_{dep}^{\text{MCNP}}$ @ 10 MW s	48.2 J			

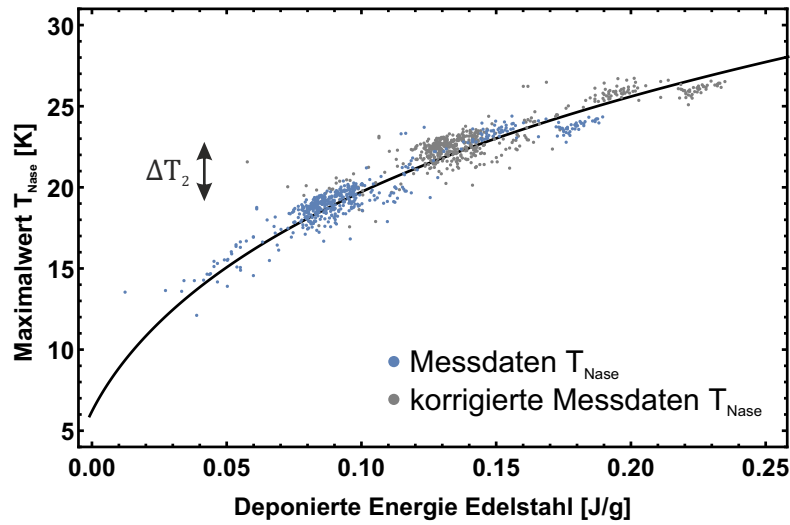


Abbildung C.7: Maximalwert des Temperatursensors T_{Nase} der UCN-Quelle in Abhängigkeit der im Edelstahl deponierten Energie. Die schwarze Linie zeigt die erwartete Abhängigkeit basierend auf den thermodynamischen Überlegungen (siehe Text). Die blauen Datenpunkte entsprechen den Messwerten und der Funktionsanpassung durch Gleichung C.13, wobei von einem heuristischen Ansatz ausgegangen wurde. Basierend auf der Annahme, dass der Maximalwert T_2 durch die Messmethode unterschätzt wird, wobei der Effekt reziprok mit E_R skaliert, können die Messdaten auch ohne *offset* angepasst werden. Die grauen Datenpunkte entsprechen denen der Blauen, jedoch um $T_2^* = T_2 + \lambda/E_R$ korrigiert, wobei im dargestellten Fall $\lambda = 23 \text{ MW s K}$ ist. Es sei angemerkt, dass der Proportionalitätsfaktor α sich dabei nicht ändert.

reziprok zur Pulsstärke ist, in der Größenordnung von 2 bis 4 K denkbar. In Abbildung C.7 ist die Abhängigkeit $T_2(\Delta E_{dep})$ nach Gleichung C.13 dargestellt. Die evaluierten Daten befinden sich in Tabelle C.8.

C.2.4 Simulierte Temperaturverteilung der Strahlase

Die Temperaturverteilung der Strahlase hängt von der Geometrie sowie den thermodynamischen Materialparametern ($C_p(T)$: spezifische Wärmekapazität, $k(T)$: Wärmeleitfähigkeit, ρ : Dichte) ab und kann mittels der partiellen Differentialgleichung der Wärmeleitung,

$$\rho C_p(T(r, t)) \frac{\partial T(r, t)}{\partial t} = \nabla \cdot [k(T(r, t)) \nabla T(r, t)] + q_V(r, t), \quad (C.15)$$

berechnet werden. Der Term $q_V(r, t)$ [$\text{J m}^3 \text{s}^{-1}$] beschreibt dabei die externe volumetrische Wärmestromdichte, also die im Edelstahl wie auch im Konverter/VM deponierte Energie pro Masse und Zeit durch einen Reaktorpuls. Die im Folgenden dargestellten Berechnungen wurden auf Basis der Methode der finiten Elemente (engl. *Finite-Element-Method*, FEM) numerisch mittels der Software *COMSOL Multiphysics*®, Version 4.2a, Modul *Heat Transfer in Solid* durchgeführt.

Temperaturverteilung ohne Reaktorbetrieb

Die Geometrie der Strahlase inklusive thermischer Brücke wurde als zur x-y-Ebene symmetrisches 3D-Modell erstellt (siehe Abbildung C.9), Wärmeübertragung durch Konvektion und Strahlung nicht implementiert und das Isolationsvakuum als Luft ($k = 1/20 \cdot k_{\text{Luft}}$, $\rho = 10^{-3} \text{ Pa}$) mit einer um den Faktor 20 reduzierten thermischen Leitfähigkeit angenommen. Um den endlichen Energieübertrag auf die Oberfläche des Konverters zu berücksichtigen wurde der Innenraum des Neutronenleiters als Luft ($k = k_{\text{Luft}}$, $\rho = 7 \text{ Pa}$) definiert. Der Einfluss ist allerdings gering und liegt bei etwa $\Delta T = 0.1 \text{ K}$. Für die Simulation wurden Helium Zu- und Rückleitung, Joule-Thomson-Ventil mit Vorschubstange sowie Kühlring des Aluminium-Hitzeschildes als auch das Hitzeschild selbst berücksichtigt.

Die Kühlung der Strahlase zum Betrieb der UCN-Quelle erfolgt mit ℓHe im Durchflussmodus ($\dot{V} \simeq 10 \text{ L/h}$). Zwar ist es möglich diese Eigenschaft in der Simulation zu implementieren, jedoch wurde aufgrund des enormen Rechenaufwands darauf verzichtet. Stellvertretend wurde mit der Randbedingung einer konstanten Oberflächentemperatur gearbeitet. Durch Schaffung einer Fläche entlang der Mittelachse der Volumina V_x , welche von $\ell\text{He}/g\text{He}$ durchströmt werden, konnte die Randbedingung $T \equiv T_x^{\ell\text{He}}$ festgelegt werden (siehe Detailansicht in Abbildung C.8). Die Breite der Fläche ist dabei kleiner als die Abmessung des entsprechenden Volumens.

Basierend auf der Kenntnis einiger weniger Temperaturwerte, die experimentell mittels kalibrierter Tieftemperatursensoren⁸ gemessen werden, erfolgte iterativ die Bestimmung

⁸Hersteller: Lake Shore Cryotronics, Sensor-Typ: *Cernox*™ Resistor, Sensor-Model: CX-1050-AA-4L, kalibriert für Messbereich 4.00 bis 325 K

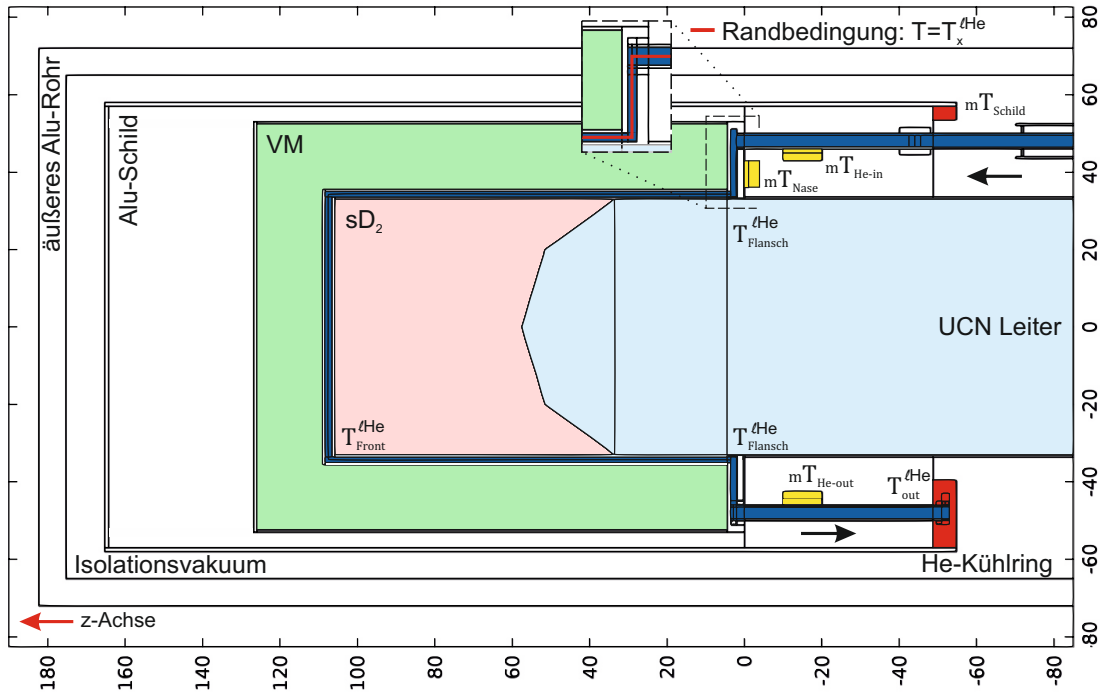


Abbildung C.8: Die zur Simulation der Temperaturverteilung der Strahlennase verwendete Geometrie (2D-Schnittbild). Relevante Bereiche sind eingefärbt und benannt. Die Definition der Randbedingung $T = T_x^{\ell\text{He}}$ erfolgt auf einer Fläche entlang der Mittelachse des ℓHe -Volumens. Dies ist in der Detailansicht im oberen Bereich der Abbildung durch die rote Linie zu sehen. Mit $T_x^{\ell\text{He}}$ ist die Lage der Randbedingung eingezeichnet. Durch Definition eines linearen Gradienten $\Delta T / \Delta z$ entlang der z -Richtung erfolgte eine stufenlose Anpassung der unterschiedlichen Randbedingungen. Die Flussrichtung des ℓHe sei mit den schwarzen Pfeilen angedeutet. Die Positionen der Temperatursensoren mT_x entsprechen den gelben Flächen.

der $T_x^{\ell\text{He}}$ Werte. Für einen stetigen Verlauf wurde entlang des Konvertervolumens sowie für die He-Zu- und Rückleitung ein linearer Temperaturgradient verwendet. Die Position der Temperaturwerte ist in Abbildung C.8, welche ein 2D-Schnittbild der verwendeten Geometrie zeigt, vermerkt. Zur Gegenüberstellung sind die experimentellen Messwerte mT_x wie auch die Resultate der Simulation T_{sim} in Tabelle C.9 aufgelistet. Abbildung C.11 zeigt das Temperaturprofil entlang der Edelstahloberfläche des UCN-Leiters sowie des Konverters.

Wie sich zeigt können die im Betrieb gemessenen Temperaturwerte mit lediglich sechs Randbedingungen reproduziert werden. Für den sD₂-Konverter ergibt sich eine homogene Temperaturverteilung mit einer mittleren Temperatur von $T_K = 6.70(7)$ K, bei einer maximalen Variation von $[6.48 - 6.83]$ K. Die Temperatur der Oberfläche beträgt $T = 6.59(30)$ K, was in guter Übereinstimmung mit dem auf Basis der Dampfdruckkurve experimentell ermitteltem Wert $T_1 = 6.67(5)$ K (siehe Tabelle C.5) steht. Die Variation der Temperatur in Abhängigkeit der radialen Positionierung des Sensors T_{Nase} ist in Abbildung C.12 zu sehen.

Abbildung C.10 zeigt eine Serie von 2D-Schnittbildern der Strahlnase mit Zoom auf das Konverter/VM Volumen. Es werden die vier Fälle: *ohne VM*, sD_2 (ortho), sH_2 ($X = 0.75$) und sH_2 ($X = 0.005$) untersucht. Im Vergleich zum Konverter zeigt sich beim VM eine stärkere räumliche Variation der Temperatur, wobei diese beim natürlichem sH_2 am größten ist. Ursache ist die größere Wärmekapazität von ortho- sH_2 gegenüber para- sH_2 . Der Effekt ist natürlich mit dem vorgegebenen Gradienten von $\Delta T/\Delta z = 1.3 \text{ K}/104 \text{ mm}$ korreliert, entzieht sich jedoch der experimentellen Beobachtung. Anhaltspunkt für die Annahme ist der Unterschied von $T_{\text{He-out}} - T_{\text{He-in}} \simeq 1 \text{ K}$.

sD_2 (ortho)	: $T = 6.7(3) \text{ K}$ mit $[6.3 - 6.9] \text{ K}$
sH_2 (natürlich)	: $T = 6.9(2) \text{ K}$ mit $[5.9 - 7.6] \text{ K}$
sH_2 (para)	: $T = 6.6(4) \text{ K}$ mit $[6.3 - 6.9] \text{ K}$

Die Simulation unterschiedlicher Vormoderatoren zeigt keinen Effekt gegenüber dem Konverter. Dies liegt an der verwendeten Randbedingung: $T = \text{konstant}$ zwischen Konverter und VM.

Tabelle C.9: Die Rubrik *Input* listet die als Randbedingung gesetzten Temperaturwerte auf. Mittels dieser soll die Wirkung der ℓHe -Kühlung simuliert werden. Die Position der Sensoren ist in Abbildung C.8 zu sehen. Das Ende der He-Rückleitung befindet sich bei $z = -480 \text{ mm}$ und das Ende des UCN-Leiters bei $z = -530 \text{ mm}$).

Zielsetzung war es, die Werte der im Betrieb der Quelle gemessenen Temperaturen zu reproduzieren. Dazu befinden sich auf der rechten Seite sowohl die experimentellen Messdaten als auch die simulierten Werte, welche an der jeweilige Stelle des Sensors evaluiert wurden. Die Unsicherheit ist in Klammern dem Wert nachstehend angegeben. Die Position des Sensors *thermische Brücke* ist nur grob bekannt und wird mit $z = (-275 \pm 50) \text{ mm}$ abgeschätzt. Damit resultiert eine Unsicherheit des simulierten Wertes von $\Delta T = 24 \text{ K}$.

Input		Output		
Position	Wert	Sensor	Experiment	Simulation
Flansch	5.4 K	He-in	5.7(1) K	5.7 K
Front	6.7 K	He-out	6.6(2) K	6.6 K
out	8 K	Nase	6.6(1) K	6.3 – 7.0 K
Ende Kühlring	40 K	VM	57(2) K	54(4) K
Ende He-Rückleitung	80 K	Schild	54(4) K	54 K
Ende UCN-Leiter	293.15 K	thermische Brücke	224(5) K	218(24) K

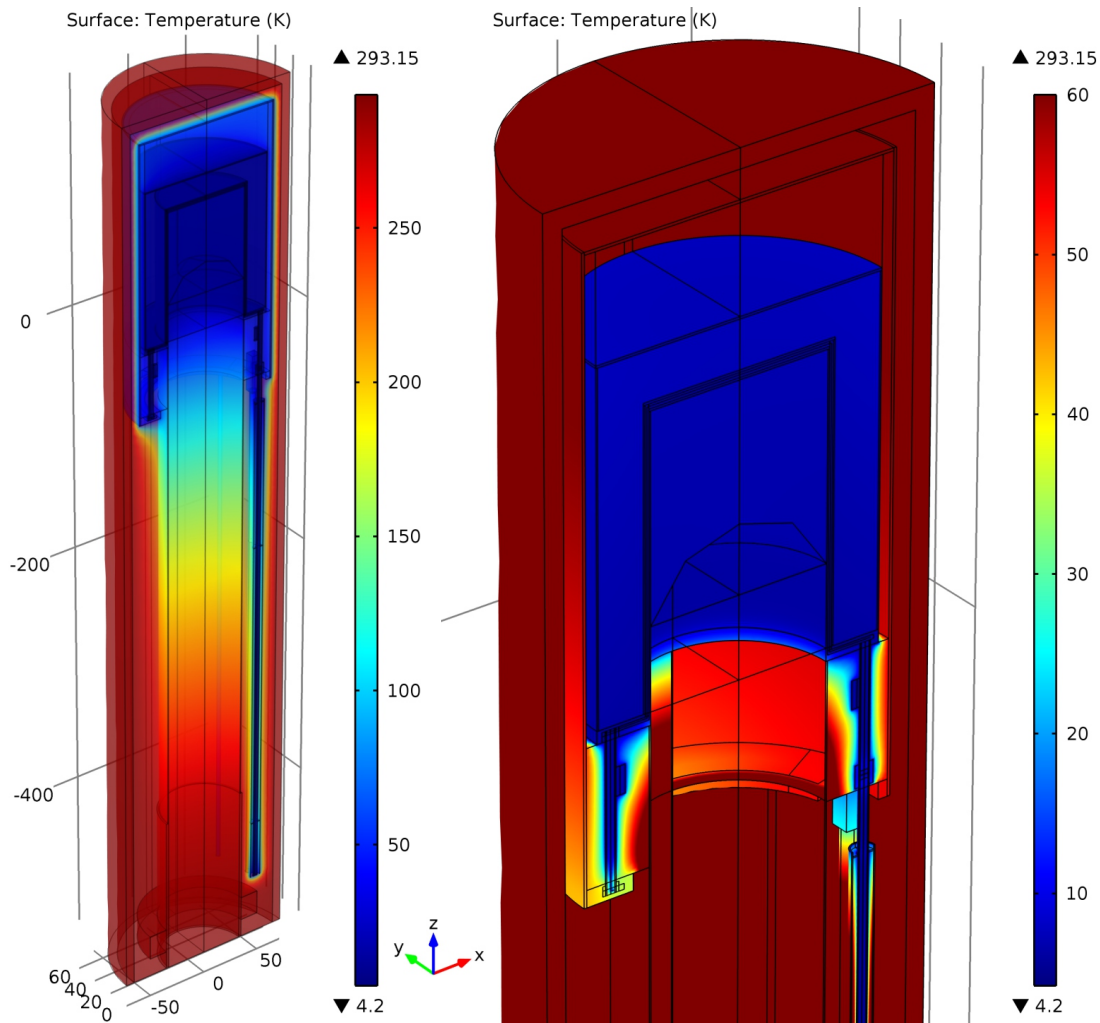


Abbildung C.9: 3D-Schnittbild der simulierten Temperaturverteilung der UCN-Quelle am Strahlrohr D des TRIGA Mainz. Auf der linken Seite ist die gesamte Geometrie, Strahlase und thermische Brücke, mit einer farblichen Codierung von $4.2\text{ K} < T < 293.15\text{ K}$ zu sehen. Die Abbildung besitzt zusätzlich eine Transparenz zur dreidimensionalen Visualisierung.

Das rechte Bild zeigt einen Zoom auf den zentralen Bereich der Strahlase mit angepasster farblicher Codierung von $4.2\text{ K} < T < 60\text{ K}$. Simuliert wurde ein 10.2 mol sD_2 Konverter und ein $21\text{ mol sH}_2\text{-VM}$ (75 % ortho- H_2). Für den Konverter wurde eine gekrümmte Oberfläche (in [22] als Meniskus bezeichnet) verwendet. Im rechten Quadranten der Konstruktion wurde der Neutronenleiter unsichtbar gemacht, um so die dahinter liegende Struktur einzusehen. Zu erkennen ist dort der vom zurückströmenden Helium durchspülte Kühlring des Aluminium-Hitzeschildes.

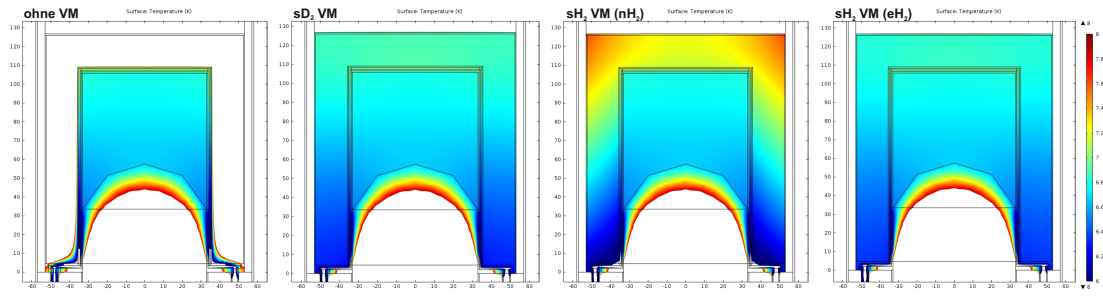


Abbildung C.10: 2D-Darstellung der simulierten Temperaturverteilung mit Zoom auf das Konverter/VM-Volumen. Die farbliche Codierung ist $6\text{ K} < T < 8\text{ K}$, wobei Temperaturwerte außerhalb des Intervalls *weiß* dargestellt werden. Simuliert wurden die vier Fälle: *ohne VM*, *sD₂ VM*, *sH₂ VM (nH₂)* und *sH₂ VM (eH₂)* ($X = 0.75$) und *sH₂ VM (eH₂)* ($X = 0.005$), wobei das VM-Volumen ($V_{\text{VM}} = 620\text{ cm}^3$) jeweils vollständig gefüllt war. Dies entspricht einer Stoffmenge von 31 mol sD₂ und 21 mol sH₂. Bei der Kühlung durch ℓHe wurde entlang des Konverter-Volumens ein Temperaturgradient von $\Delta T/\Delta z = 1.3\text{ K}/104\text{ mm}$ angenommen. Für weitere Details siehe Text.

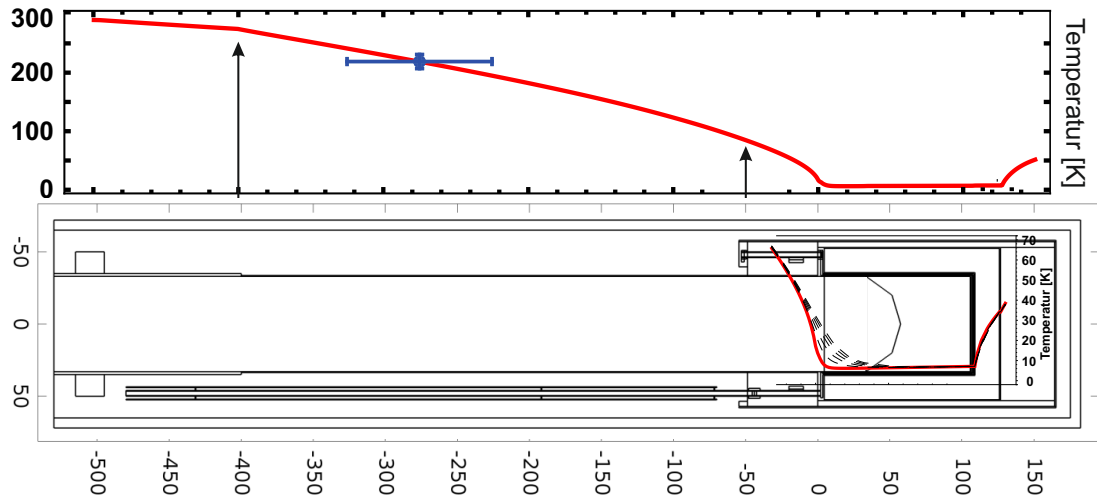


Abbildung C.11: Temperaturprofil entlang der Edelstahloberfläche in axialer Richtung (innen) bei $r = 33\text{ mm}$. Die Simulation wurde ohne Konverter und VM ausgeführt. Die Pfeile markieren die Position des ℓHe Kühlrings der He-Rückleitung sowie das Ende der thermischen Säule (reduzierte Wandstärke). Der blaue Datenpunkt zeigt die Position des Temperatursensors *thermische Brücke* an. Im Bereich des Konverters ist ein Zoom des Temperaturprofils eingebettet. Die rote Linie zeigt die Oberflächentemperatur, während die schwarz gestrichelten Linien das Profil hin zu kleineren Radien wiedergeben.

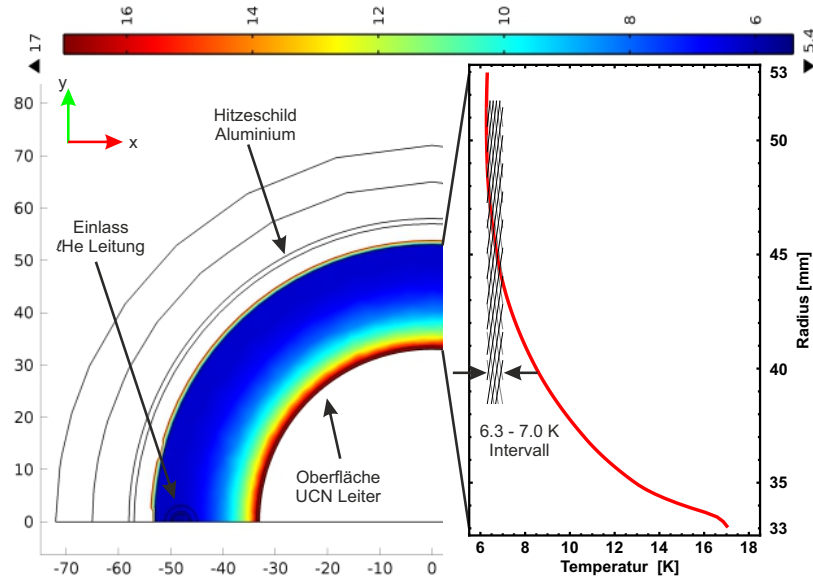


Abbildung C.12: Radiales Temperaturprofil entlang der Edelstahloberfläche bei $z = 0$ mm (Boden der Strahlröhre, siehe Abbildung C.11). Der Temperatursensor T_{Nase} der UCN-Quelle befindet sich auf dieser Oberfläche (um etwa 180° versetzt zum ${}^4\text{He}$ -Einlass). Wie sich zeigt ist der experimentelle Messwert stark von der radialen Position des Sensors abhängig. Im Betrieb der Quelle ergibt sich ein Wert von $T = 6.6(1)$ K.

Temperaturverteilung mit Reaktorbetrieb

Wurde im letzten Abschnitt das stationäre Temperaturprofil analysiert, so geht es nun um das zeitliche Verhalten während eines Reaktorpulses und die Reaktion auf den Wärmeeintrag durch den Neutronen- und Photonenbeschuss. Grundlage der Simulation von $T(\mathbf{r}, t)$ sind die folgenden zwei Aspekte:

1. Das Maß der deponierten Energie im Edelstahl wie auch im Konverter/VM entspricht den Ergebnissen der im Unterkapitel C.1.2 und C.1.3 beschriebenen *MCNP5*-Simulationen.
2. Die Nebenbedingung $T(\mathbf{r}, 0)$ ist durch die Lösung der stationären Rechnung aus dem letzten Abschnitt gegeben.

Um Ressourcen zu sparen, wurde die Simulation auf ein 2D-axialsymmetrisches-Modell reduziert. Abbildung C.13 zeigt die verwendete Geometrie wie auch die Lösung für $T(\mathbf{r}, 0)$. Ebenfalls ist die Bezeichnung der einzelnen Wärmequellen angegeben.

Entsprechend der Pulsform $P_R(t)$ des TRIGA Mainz (siehe Abschnitt B.3) wurden zwei geglättete Stufenfunktionen $f(t)$ und $g(t)$ mit $\int f(t) dt = \Delta t_f$ und $\int g(t) dt = \Delta t_g$ zur Definition der externen Wärmequelle $g_V(\mathbf{r}, t)$ (vergleiche Gleichung C.15) verwendet. Die Breite der Stufenfunktionen für einen 2 s -Puls ist dabei $\Delta t_f = 0.034\text{ s}$ und $\Delta t_g = 1.9\text{ s}$. $f(t)$ entspricht somit dem prompten Teil des Pulses, während $g(t)$ den β -verzögerten Teil beschreibt (siehe Inset in Abbildung C.16, links).

Die Gesamtenergie, hier $E_R = 10\text{ MW s}$, ergibt sich aus $E_R = \int P_R(t) dt$ mit

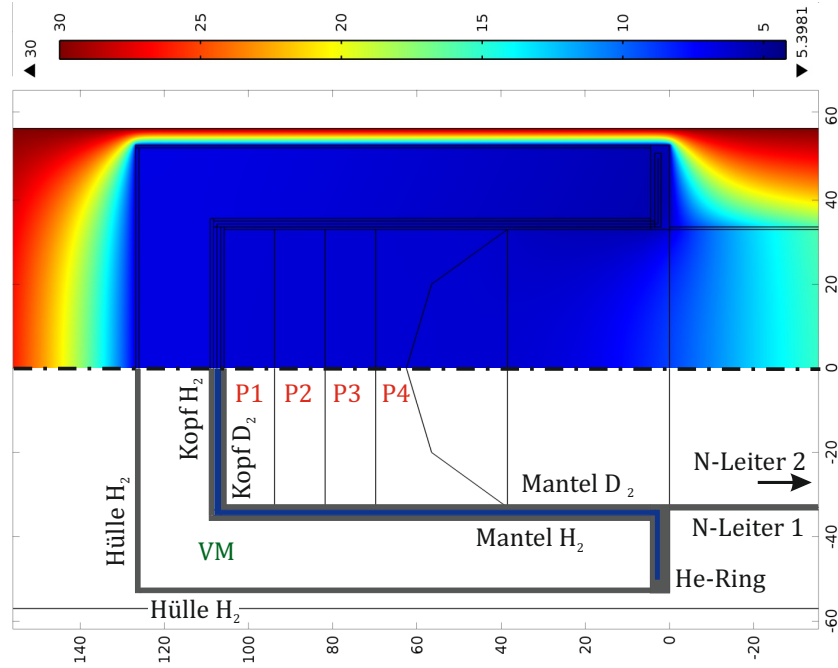


Abbildung C.13: Die zur Analyse der zeitlichen Entwicklung des Temperaturprofils in Folge eines Reaktorpulses verwendete 2D axialsymmetrische Geometrie (Teilausschnitt). Die Lösung von $T(\mathbf{r}, 0)$ ist farblich in einem Intervall von $4.2\text{ K} < T < 30\text{ K}$ dargestellt. Die schwarze Punkt-Strich-Linie zeigt die Symmetrieachse an.

$P_R(t) = P_f \cdot f(t) + P_g \cdot g(t)$. Wie in Abschnitt B.2 erläutert gilt bei einem 2\$-Puls $E_f/E_R = 0.64$ und $E_g/E_R = 0.36$. Damit folgt für die Amplituden der Pulsleistung

$$P_f = \frac{0.64 \cdot E_R}{\Delta t_f} = 188.2\text{ MW s} \quad P_g = \frac{0.36 \cdot E_R}{\Delta t_g} = 1.9\text{ MW s}. \quad (\text{C.16})$$

Analog gilt für die deponierte Energie $\Delta E_{\text{dep}} = \int P_{\text{dep}}(t) dt$ mit $P_{\text{dep}}(t) = P_{\text{dep},f} \cdot f(t) + P_{\text{dep},g} \cdot g(t)$. Damit ergeben sich die Amplituden der deponierten Leistung zu:

$$P_{\text{dep},f} = \Delta Q_x \cdot \frac{\Delta m}{100} \cdot P_f \quad P_{\text{dep},g} = \Delta Q_x \cdot \frac{\Delta m}{100} \cdot P_g, \quad (\text{C.17})$$

wobei $\Delta Q_x [\text{J s}^{-1} \text{ kg}^{-1}]$ die im Bereich x der Strahlense deponierte Energie pro Zeit und Masse bei 100 kW Reaktorbetrieb ist. Die Werte sind in Tabelle C.2 und C.3 aufgelistet.

Die Methode zur Simulation der Kühlung von ℓHe auf Basis einer konstanten Temperatur als Randbedingung funktioniert im zeitabhängigen Fall nicht mehr ohne Weiteres. Zur Validierung wurde die berechnete Temperatur entlang der sD₂-Oberfläche geometrisch gemittelt und mit der Umkehrfunktion von Gleichung C.7 auf den korrespondierenden Dampfdruck $p_K(T_2^{D_2}(t))$ umgerechnet. Damit war es möglich die simulierten Ergebnisse mit den Messwerten des Drucksensors (Dampfdruck) zu vergleichen (siehe Inset von Ab-

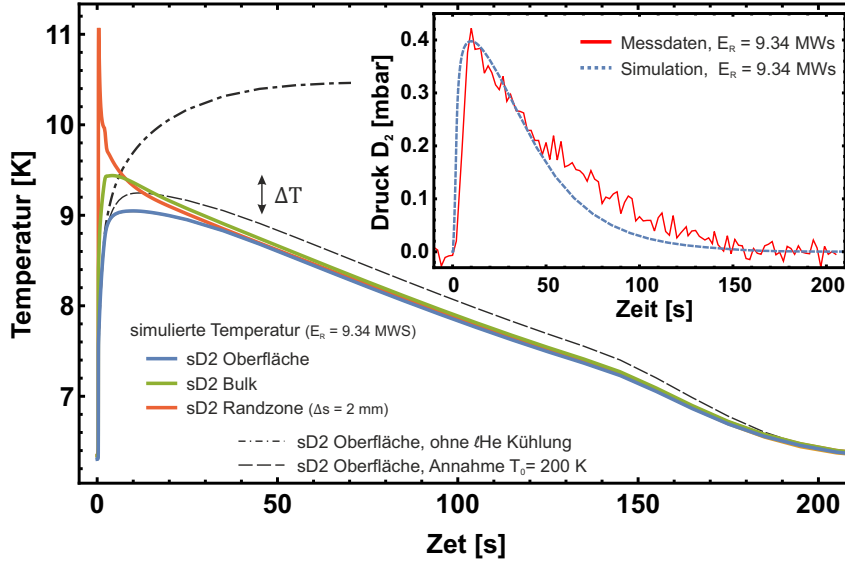


Abbildung C.14: Zeitliches Verhalten der Temperatur des sD₂-Konverters bei einem 2\$-Puls.

bildung C.14), wobei ein thermodynamisches Gleichgewicht beider Phasen vorausgesetzt wurde.

Wie sich zeigt ist der Anstieg der Temperatur in Folge der Energiedeposition nahezu unabhängig von der Kühlung (4/5 von ΔE_{dep} werden in $t < 1$ s deponiert), dagegen sind der Maximalwert, wie auch die anschließende Abkühlphase wesentlich davon geprägt. Da sich die Randbedingung $T = \text{konstant}$ im Inneren der Heliumschicht befindet (vgl. Abbildung C.8), kann durch entsprechende Wahl der thermischen Wärmeleitfähigkeit $k_{\text{He}}(t)$ die Simulation an die Messdaten angepasst werden. Die Ergebnisse sind in Abbildung C.14 dargestellt.

Der Anstieg der simulierten Temperaturwerte scheint gegenüber den experimentellen Daten schneller zu erfolgen. Zum einen liegt wohl kein vollständiges thermodynamisches Gleichgewicht vor, zum anderen benötigt das evaporierte Gas, wie eine unabhängige Simulation belegt, etwa 3-8 s zum vollständigen Erwärmen auf $T_0 = 293$ K. Die anschließende Re-Sublimation des D₂ Gases wird im wesentlichen durch die Oberflächentemperatur bestimmt. Diesem Prozess überlagert ist jedoch eine zeitliche Verzögerung, in der das Gas von T_0 auf T_{Nase} erneut abkühlen muss ($\tau \simeq 2-4$ s⁹).

In Abbildung C.15 ist der simulierte wie auch experimentell gemessene Verlauf von T_{Nase} abgebildet. Hierbei ist weniger der zeitliche Verlauf als viel mehr der maximale Temperaturwert von Interesse. Die Auswertung der Temperaturdaten (vgl. Unterabschnitt C.2) ergab eine mögliche Diskrepanz zwischen Messwert und theoretischer Erwartung von etwa 2 K bei einem 2\$-Puls. Die Abweichung durch die Simulation ($E_R = 9.34$ MW s) gegenüber den Messdaten beträgt 2.2 K. Ursache der Diskrepanz könnte wie bereits diskutiert die geringe Auflösung der Datenaufzeichnung sein.

⁹Experimentelle Beobachtung: Der Druckabfall nach Beendigung des Ausfriervorgangs folgt $\Delta p \sim \exp(-t/\tau)$, wobei τ dem genannten Wert entspricht.

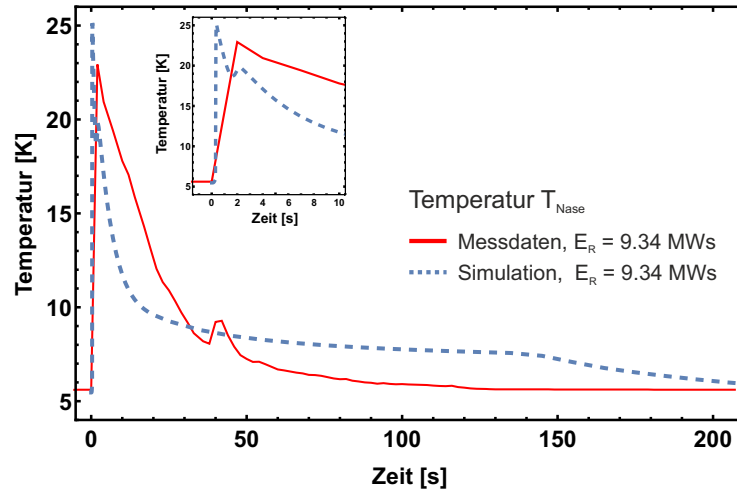


Abbildung C.15: Temperatur des Sensors T_{Nase} als Funktion der Zeit nach einem Reaktor puls bei $t = 0$ s, wobei $T_1 = 6.3$ K ist.

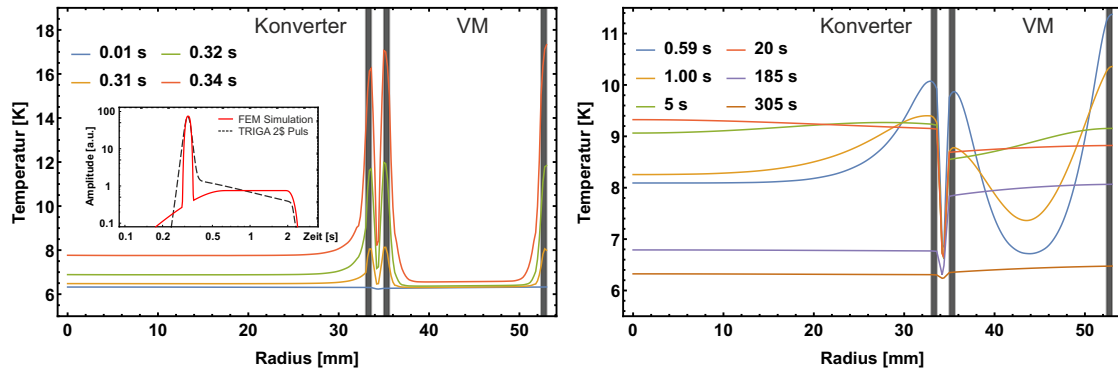


Abbildung C.16: Zeitliche Entwicklung der Temperaturverteilung innerhalb der Strahl nase bei einem Reaktor puls ($E_R = 10$ MW s entlang r bei $z = 70$ mm).

Ziel der Berechnung war es, die zeitliche Entwicklung der Temperatur im Bereich der Strahl nase bei einem Reaktor puls zu untersuchen. In Abbildung C.16 ist daher die Temperatur $T(r, t)|_{z=70 \text{ mm}}$ zu unterschiedlichen Zeitpunkten dargestellt. Die vertikalen Balken entsprechen der Edelstahlhülle, welche die einzelnen Zonen trennt. Die Zeitstruktur der Wärmequelle $q_V(t)$ ist im Inset von Abbildung C.16 (links) zu sehen. Wie sich zeigt, erwärmt sich der Kristall in der Randzone (≈ 2 mm) zur Edelstahlhülle hin deutlich stärker als der Rest. Der mittlerer Temperaturverlauf in diesem Bereich ist in Abbildung C.14 durch die orange/rote Linie dargestellt. Dabei werden Temperaturen von über 10 K in einer Zeitspanne von 300 ms nach dem Pulsmaximum erreicht.

In Abbildung C.14 ist für $E_R = 9.34$ MW s der Temperaturverlauf sowohl für die sD₂-Oberfläche (blau) als auch den Kristallkern (grün) gezeigt, wobei sich die Maximalwerte um $\Delta T = 0.4$ K unterscheiden. Mit Gleichung C.4 entspricht das einer deponierten Energie von 24 – 30 J. Dies steht im Einklang mit dem experimentell bestimmten Wert (siehe

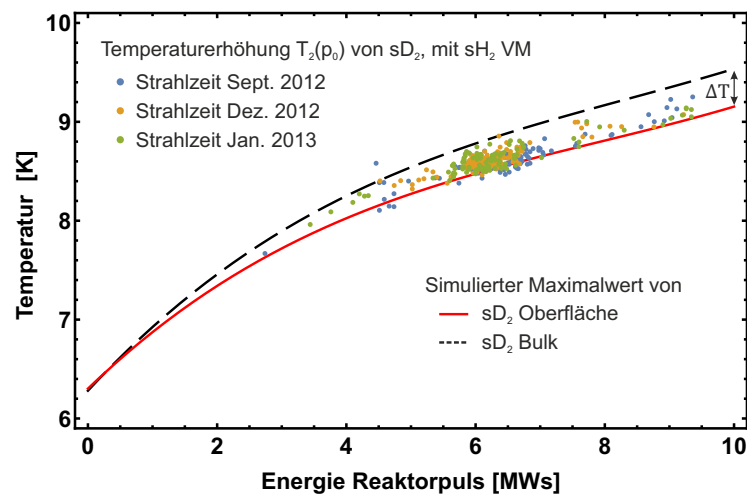


Abbildung C.17: Abhängigkeit der Temperatur T –Nase gegenüber der Pulsenergie E_R , wobei $T_1 = 6.3$ K ist.

Tabelle C.5) von 25.1(5) J. Basierend auf der *MCNP5*-Simulation ist der Beitrag durch den Neutronenbeschuss allein 22.4 ± 1.4 J, der Rest erfolgt durch den Überfluss der Wärmeentwicklung im Edelstahl. Somit trage Neutronen zu 4/5 und Photonen zu 1/5 bei der Erwärmung des Kristalls bei.

Ebenso lässt sich die experimentelle Temperaturerhöhung T_2 mit dem Maximalwert der simulierten Temperatur von sD₂-Oberfläche/Bulk in Abhängigkeit der Pulsenergie E_R vergleichen, wie in Abbildung C.17 gezeigt wird.

C.2.5 Zusammenfassung

Zusammenfassung der wichtigsten Erkenntnisse zur quantitativen Analyse der Wärmebelastung des sD₂-Kristalls während des Reaktorbetriebs:

Einfluss des Bismut-Scheibe	effektive Abschwächung von $\simeq 10\%$
Einfluss des VM (experimentell)	effektive Abschwächung von $\simeq 22 \pm 3\%$
Quelle der Wärmebelastung (FEM-Simulation, experimentell)	1/5 Photonen, 4/5 Neutronen wobei (2/3 schnelle, 1/3 epithermische)
Effektiv deponierte Energie im Kristall bei $E_R = 10$ MW s	25 bis 30 J/g
Maximaler Temperaturanstieg bei $E_R = 10$ MW s	Kristall: 9 K Randzone: 10 bis 14 K für $\simeq 300$ ms Edelstahl: $T_{\text{Nase}} \simeq 25$ K

C.3 Einfluss des Wärmeeintrags auf die UCN-Produktionsrate

C.3.1 Langzeitstabilität

Neben der Quantifizierung der Wärmebelastung ist vor allem deren Auswirkung auf die UCN-Produktionsrate und die damit verbundene Langzeitstabilität des Kristalls von Interesse. Dafür wurden die für einen Vergleich geeigneten Datensätze der bereits genannten Strahlzeiten (siehe Abschnitt 3.2) herangezogen. In Abbildung C.18 ist die normierte UCN & VCN-Zählrate gegenüber der Nummer des Reaktorpulses dargestellt. Es wurden sowohl Daten vom Typ *Transmission* (quadratische Symbole) als auch vom Typ *Speicherung* (runde Symbole) verwendet (vgl. Abschnitt 3.1). Die Datensätze sind jeweils zu unterschiedlichen Zeitpunkten normiert, was durch die schwarzen Pfeile angedeutet ist. Die Ergebnisse geben eine direkte Information über die zeitliche Stabilität des sD_2 Konverters (8 mol) in Bezug auf eine mögliche wärmeinduzierte Minderung der UCN & VCN-Produktionsrate.

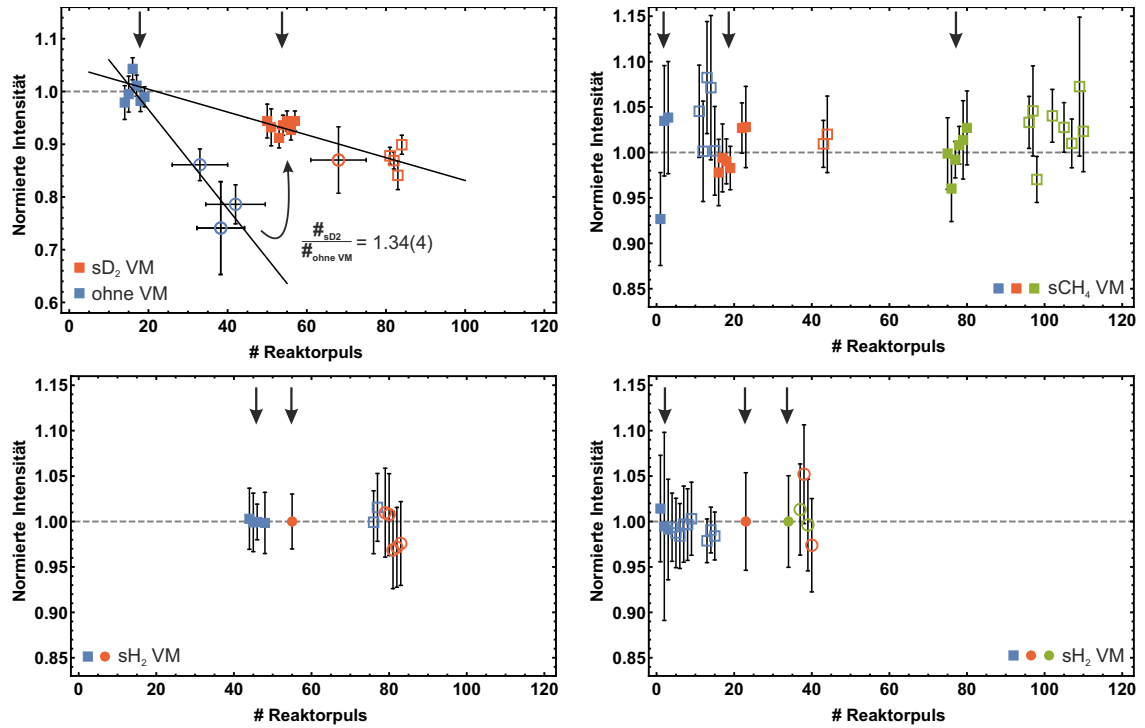


Abbildung C.18: Normierte gemessene UCN & VCN-Intensität als Funktion der Reaktorpuls-Nummer. In einem 2-Tage-Strahlzeitblock werden typischerweise 120 Pulse vom Typ *Transmission* (Quadrate) und *Speicherung* (Kreise) durchgeführt. Die unterschiedlichen Datensätze sind jeweils farblich getrennt, wobei die Normierung durch die Teilmenge mit den ausgefüllten Symbolen erfolgt. Diese sind zusätzlich mit den vertikalen Pfeilen markiert. Während bei der Verwendung von sH_2 und sCH_4 als Vormoderator keine Änderung beobachtet werden kann, ist ein deutlicher Abfall der UCN & VCN-Produktionsrate im Fall von sD_2 (0.2 % pro Reaktorpuls) zu verzeichnen. Ohne VM ist der Rückgang sogar noch größer (0.9 % pro Reaktorpuls). Außerdem konnte ein Zuwachs der Produktionsrate um 34 % aufgrund der Verwendung des sD_2 -VM gegenüber der Messung ohne Vormoderator beobachtet werden. Die Abbildung wurde in Anlehnung an *Fig. 5.* in [22] erstellt.

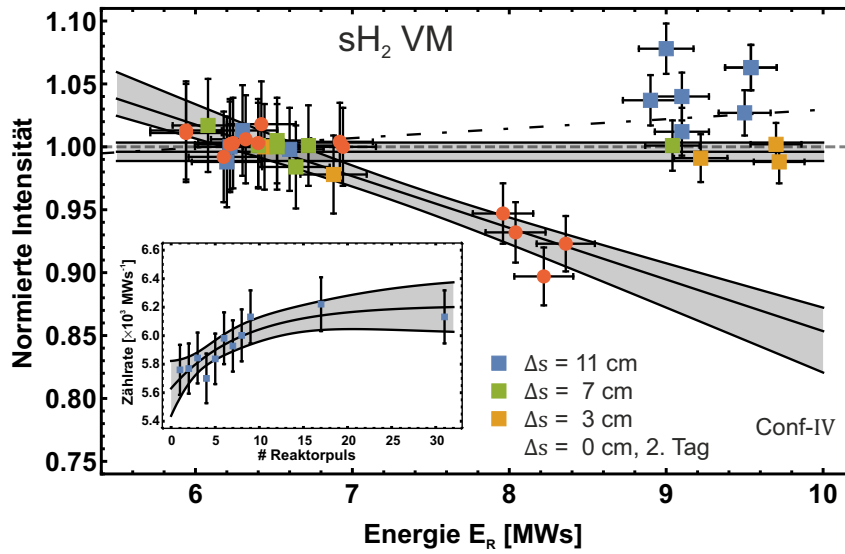


Abbildung C.19: Normierte UCN & VCN-Intensität bei verschiedenen Abständen der Strahlröhre zum Reaktorkern (Δs entspricht der Entfernung zum Bismut-Stopfen). Zwei Effekte konnten hierbei beobachtet werden: 1. Zu Beginn der Strahlzeit (größte Entfernung vom Kern) stieg die Zählrate unabhängig von der Pulsenergie an (Dauer: 30 Pulse). 2. Befindet sich der sD₂ Konverter nahe der Quelle, zeigt die normierte Intensität eine Abhängigkeit gegenüber der E_R (die Daten wurden nach 72 Reaktorpulse gemessen, Übergang zum 2. Messtag). Wie im Kapitel C erläutert, zeigt der sD₂-Konverter nach 60-80 Reaktorpulsen (Wärmeexposition) ein verändertes Verhalten in Abhängigkeit der deponierten Energie. Der experimentelle Aufbau entspricht Conf-IV.

Bei den Messungen kamen drei unterschiedliche Vormoderatoren zum Einsatz: D₂ (15.1 mol), H₂ (20.4 mol) und CH₄ (10.3 mol). Bei Verwendung des sH₂ wie auch des sCH₄-VM zeigt sich im beobachteten Zeitraum von $\simeq 120$ Reaktorpulse keine Änderung der Zählrate. Dagegen nimmt die UCN & VCN-Produktionsrate im Fall ohne Vormoderator¹⁰ mit 0.9 % pro Reaktorpulse deutlich ab. Die Messungen mit sD₂ als VM zeigen ebenfalls eine, wenngleich geringere Zählratenabnahme von 0.2 % pro Reaktorpulse. Im Vergleich zu den Messreihen der wasserstoffhaltigen Vormoderatoren beläuft sich dabei der Beobachtungszeitraum auf lediglich $\simeq 36$ Pulse.

Es ist anzumerken, dass der sD₂-VM im Anschluss der Messreihe *ohne VM* (bei Puls-Nummer #50) ausgefroren wurde ohne dabei den Konverter zu erneuern. Daher sind die Daten der fortlaufenden Puls-Nummer zugeordnet. Der vertikale Sprung ergibt sich aus dem Zuwachs der Zählrate gegenüber den letzten Messungen ohne VM. Mögliche Gründe dafür sind eine gesteigerte Vormodeartion des thermischen Neutronenspektrums und somit eine höhere Produktionsrate ultrakalter Neutronen, als auch eine bessere Transparenz des Konverters in Folge der thermischen Belastung während des Ausfriervorgangs des sD₂-VM.

¹⁰Zu Beginn der Strahlzeit erfolgten bei einer ausgefrorenen sD₂-Menge von 2 mol bereits 13 Reaktorpulse (1.5 \$ und 2 \$).

Anmerkung: Bei den in Abbildung C.18 dargestellten Daten handelt es sich um Messungen mit unterschiedlichen Pulsstärken (1.5 \$, 2 \$). Dies wurde bei der Normierung berücksichtigt.

C.3.2 Sensitivität gegenüber der Pulsstärke

Betrachtet wird die UCN & VCN-Intensität I_V eines Reaktorpulses (Summe aller Neutronensignale) normiert auf die Reaktorenergie E_R in Abhängigkeit von E_R . Da die UCN & VCN-Produktionsrate proportional zur Reaktorleistung ist (siehe Abschnitt 3.1.7) gilt $I_V \sim E_R$ und somit ist $I_V/E_R = \text{konstant}$. Dies ist anhand der blauen Datenpunkte im linken Diagramm von Abbildung C.20 zu sehen (relative Darstellung, $\langle I_V/E_R \rangle = 36\,780 \text{ (MW s)}^{-1}$, Reaktorpuls #55 – #59).

Messbedingungen:

Strahlzeit: <i>Jan13</i>	Vormoderator: sH ₂
Aufbau: <i>Conf-Ia</i>	Abstand zum Reaktor: Position 1
Detektor 1: CASCADE-U 100 (neuerer Generation) [109]	
Detektor 2: CASCADE-U 100 (erste Generation), („CASCADE-Alt“, Abschnitt E.3)	

Die Untersuchungen zum Dampfdruckverhalten des sD₂-Konverters deuten auf strukturelle Änderungen des Kristalls im zeitlichen Verlauf des Betriebs hin (vgl. Abschnitt C.2). Insbesondere in der Übergangsphase vom ersten zum zweiten Messtag (Reaktorpuls #60), wie in Abbildung C.4 dargestellt ist.

Inwieweit sich dies auf die UCN & VCN-Produktionsrate auswirkt zeigen die grünen und roten Datenpunkte im linken Diagramm von Abbildung C.20. Das nicht konstante Verhalten deutet auf eine Sensitivität der Produktionsrate gegenüber der Pulsstärke und damit der Wärmebelastung hin, dies allerdings reproduzierbar, also unabhängig von der Abfolge der gewählten Reaktorenergie. Normiert wurden die Daten auf den Mittelwert der blauen Datenpunkte.

Der Effekt zeigt sich unabhängig vom verwendeten Neutronendetektor und ist auch nicht auf ein Totzeitverhalten zurückzuführen¹¹.

Nicht nur die summierte UCN & VCN-Intensität, auch der zeitliche Verlauf der Zählrate (TOF-Spektrum) zeigt ein verändertes Verhalten. Dies ist im rechten Diagramm von Abbildung C.20 dargestellt. Zur besseren Abgrenzung zwischen dem UCN- und VCN-Anteil im Spektrum wurde mittels einer MC-Simulation die zu erwartete Verteilung von Neutronen mit 6 m/s simuliert (histogrammierte Verteilung, schattierter Bereich).

Während die Intensität I_V zum zweiten Tag hin um -6% abnimmt, zeigt das TOF-Spektrum zwei ausgezeichnete Bereiche mit gegensätzlichem Verhalten: I $+12\%$, II -34% .

¹¹Entsprechend den Einstellungen für Detektor 2 (Vorverstärker, shaping time: 1 μs) beträgt die evaluierte Totzeit etwa 1.8 μs . Der Wert der Totzeit müsste um einen Faktor 10 höher sein, um die beobachtete Sensitivität damit zu erklären.

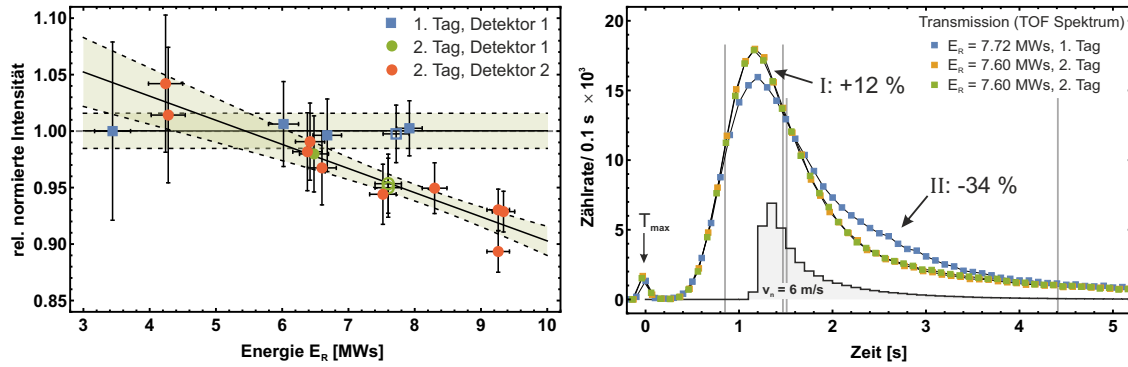


Abbildung C.20: Links: Abhängigkeit der relativen normierten Intensität I_V/E_R gegenüber der Pulsenergie E_R . Während die Messdaten vom 1. Tag das erwartete konstante Verhalten wiedergeben, zeigt sich am Folgetag eine Abnahme bei steigender Pulsenergie. Die schwarze Linie entspricht einer linearen Regression, wobei das 1σ -Fehlerintervall anhand des grün schattierten Bereiches zu sehen ist.

Rechts: Gemessene UCN & VCN-Zählrate als Funktion der Zeit, wobei die maximale Pulsleistung bei $T_{max} = 0$ s liegt. Deutlich zu sehen ist die Abweichung der TOF-Spektren beider Messtage im Bereich I und II. Zur Demonstration der statistischen Schwankung wurden zwei Spektren vom 2. Messtag dargestellt ($\delta I_V \simeq 0,45\%$). Die zeitliche Verteilung von Neutronen mit 6 m/s (kritische Geschwindigkeit Edelstahl) basierend auf einer MC-Simulation ist ebenfalls zu sehen.

Über die ursächlichen Effekte kann nur spekuliert werden und sollten viel mehr mittels einer entsprechenden Monte-Carlo-Simulation untersucht werden.

C.4 Anmerkungen zum Vormoderator

Die primäre Aufgabe des Vormoderators ist die Anpassung des ankommenden thermischen Spektrums an das Phononen-Anregungsspektrum des sD₂-Konverters, um so die UCN & VCN-Produktionsrate zu maximieren (siehe [183]). Wie bereits in [106] gezeigt werden konnte beginnt die Zuwachsrate der UCN & VCN-Ausbeute bei höherem Anteil von sD₂ (> 7 mol) zu sättigen, vergleicht man Messungen mit und ohne Vormoderator. In der Vergangenheit wurden bereits Studien mit zwei unterschiedlichen Substanzen zur Vormoderation an Strahlrohr C durchgeführt: Mesitylen und eine Mixtur aus 33 Vol.% Toluol und 67 Vol.% Mesitylen. Für die UCN-Quelle an Strahlrohr D, bei Verwendung von sD₂, sH₂ oder sCH₄ als Vormoderator und 8 mol sD₂ als Konverter, wurde das gleiche Verhalten beobachtet: Der absolute Wert der Ausbeute von UCN & VCN unterscheidet sich um nicht mehr als $\approx 30\%$ in Messungen mit und ohne Vormoderator.

D Messung der Neutronlebensdauer mit τ SPECT

D.1 Aufgaben zukünftiger Experimente

Während bei der „In-beam“-Methode absolute Messgrößen zu bestimmen sind, hat man es bei der materiellen Wandspeicherung mit anomalen Verlusten durch die Interaktion der Neutronen mit den Wandatomen zu tun. Diese Limitierungen hat die wissenschaftliche Gemeinschaft dazu bewegt, neue experimentelle Wege zu suchen um τ_n zu bestimmen [128] (siehe Abbildung D.1). Die magnetische Wandspeicherung in Kombination mit der Detektion der Zerfallsprodukte gilt dabei als die erfolgversprechendste Möglichkeit [65].

Die Liste der systematischen Effekte zur Messung von τ_n durch magnetische Wandspeicherung ist jedoch ebenfalls lang [128]:

A. Mechanismen die zum Verlust von gespeicherten Neutronen führen: τ_{loss}

- Majorana-Spin-Flips (nicht-adiabatische Bewegung) [71]
- Ineffiziente Reinigung des initialen UCN-Spektrums um marginal gespeicherte Neutronen zu entfernen ($v_{\perp} < v_{\text{max}}$ aber $v_{\text{total}} > v_{\text{max}}$) [260]
- Heizen von UCN durch mechanische Vibrationen des Speichervolumens oder Rauschen im B-Feld
- Nicht kontrollierbare Variationen des initialen UCN-Spektrums beim Füllen, sowie unvollständiges Entleeren
- „Löcher“ in der magnetischen Wand
- Streuung am Restgas

B. Probleme der UCN-Detektion

- Zeitliche Änderung der Nachweiseffizienz
- Detektion marginal gespeicherter UCN
- Induzierter Untergrund durch Neutroneneinfang in der Nähe des Detektors
- Totzeit sowie Unsicherheiten der zeitlichen Signalregistrierung

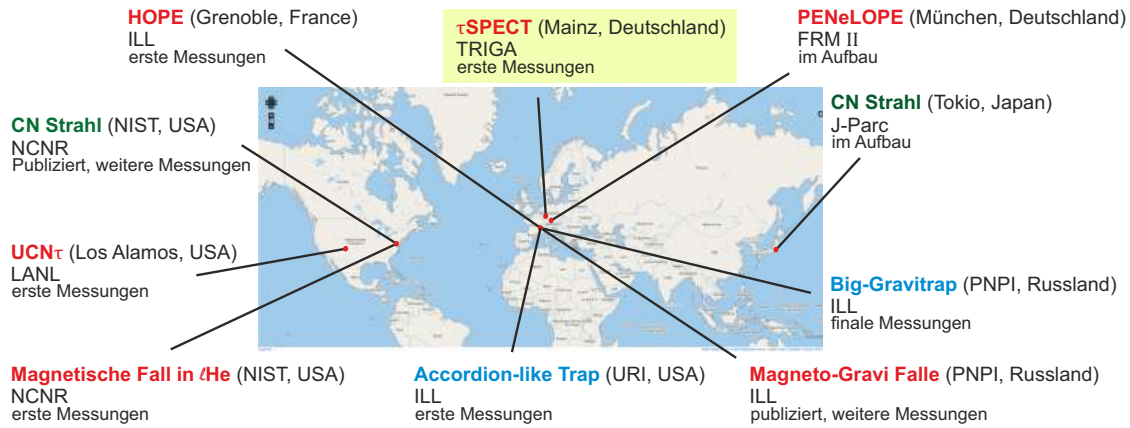


Abbildung D.1: Weltkarte der Neutronlebensdauer-Experimente. Kartenmaterial von OpenStreetMap - Veröffentlicht unter ODbL

Wesentliche Gesichtspunkte zukünftiger Experimente zur präzisen Untersuchung und Minimierung systematischer Effekte sind [65]:

- Verständnis geschwindigkeitsabhängiger Effekte durch Formung des UCN-Spektrums (selektieren von Energie-Intervallen).
- Vermeidung großer Korrekturen der initialen Messdaten, insbesondere durch τ_{loss} . Aufgabe: Messung der Verlustneutronen, um ein oberes Limit für τ_{loss} zu setzen.
- Anwendung beider Messmethoden „counting the survivors“ und „counting the dead“ ermöglicht es τ_n auf unterschiedlichen Wegen zu bestimmen. Die Echtzeitmessung liefert zusätzliche Informationen zur Dynamik des Entleervorgangs.
- Änderung der Geometrie, Form oder Potentialtiefe des Speichergefäßes, um geometrische Effekte zu untersuchen: marginal gespeicherte Neutronen, UCN auf festen Bahnen (engl. *closed orbit motion*).
- Entfernung falscher Spin-Zustände („High-Field-Seeker“, siehe Abschnitt 1.5.2).
- Untersuchung der Phasenraumentwicklung und der zeitlichen sowie räumlichen Detektionseffizienz (edge-effects).
- Höhere Statistik!

Zielvoraussetzung aller neuen Experimente muss eine Genauigkeit von $\delta\tau_n/\tau_n < 10^{-4}$, d.h. $\tau_n < 0.08\text{ s}$ sein. Bei analoger Genauigkeit des Wertes λ (vgl. Gleichung 1.7) limitieren nur noch theoretische Strahlungskorrekturen die Bestimmung von V_{ud} [261].

Tabelle D.1: Liste der aktuellen Experimente zur Messung der Neutronlebensdauer τ_n . Vergleiche auch Abbildung D.1. Die Abkürzung „LFT“ steht für *Low-Temperature-Fomblin*. Fomblin ist ein spezielles synthetisches Öl (flüssiges Fluorpolymer) mit einem sehr niedrigen UCN-Verlustparameter η (up-scattering) von etwa $2 \cdot 10^{-6}$ [262].

Projekt	Gruppe	Messplatz	Experiment	Ziel
„in-beam“-Experimente				
CN Strahl [263]	Dewey et al., NIST, USA	NCNR	Penning-Falle für Protonen	~ 0.1 s
CN Strahl [264, 265]	Mishima et al., KEK, Japan	J-Parc	$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ gefülltes Zerfallsvolumen	~ 1 s
Materielle Wandspeicherung				
Big-Gravitrapp [70]	Serebrov et al., PNPI, Russland	ILL	LTF Beschichtung, gravitative Speicherung	~ 0.2 s
„Accordion-like Trap“ [266]	Steyerl et al., URI, USA	ILL	LTF Beschichtung, variables Volumen	~ 1 s
Magnetische Wandspeicherung				
UCN τ [130]	Bowman et al., USA	LANL	NdFeB, „counting the survivors“	~ 0.1 s
Magnetische Falle [75]	Huffman et al., NIST, USA	NCNR	Speicherung in sfHe, SC, „counting the dead“	< 2.4 s
Magneto-Gravitrapp [267, 84]	Ezhov et al., PNPI, Russland	ILL	NdFeB, „counting the survivors“	~ 0.3 s
HOPE [73, 260]	Zimmer et al., ILL, Frankreich	ILL	SC, NdFeB, „counting the dead“	~ 0.3 s
PENeLOPE [74]	Paul et al., TUM, Deutschland	FRM-II	SC, „counting the dead“	~ 0.1 s
τ SPECT [129]	Heil et al., Mainz, Deutschland	TRIGA	SC, Sm $_2$ Co $_{17}$, „counting the dead“	~ 0.3 s

D.2 Optimale Höhendifferenz gegenüber dem Quellenausgang

Evaluierung der optimalen Höhendifferenz gegenüber dem UCN-Quellenausgang bei radialer Wandspeicherung in einem Quarzrohr, was Gegenstand der Strahlzeiten *April15* und *Jul15* war. Abbildung D.2 zeigt die simulierte UCN-Dichte ρ als Funktion der Höhendifferenz Δh gegenüber dem UCN-Quellenausgang für ein Speichervolumen mit V_{st}^α ($V_{\text{st}} = 1.71 \text{ L}$) aus Edelstahl und Aluminium. Unter der Annahme eines linearen Zusammenhangs von $\Delta h(\rho_{\text{opti}}) \sim V_F$ ergibt sich $\Delta h \approx 1.5 \text{ m}$ für ein Quarzrohr mit $V_F = 95 \text{ neV}$ [122].

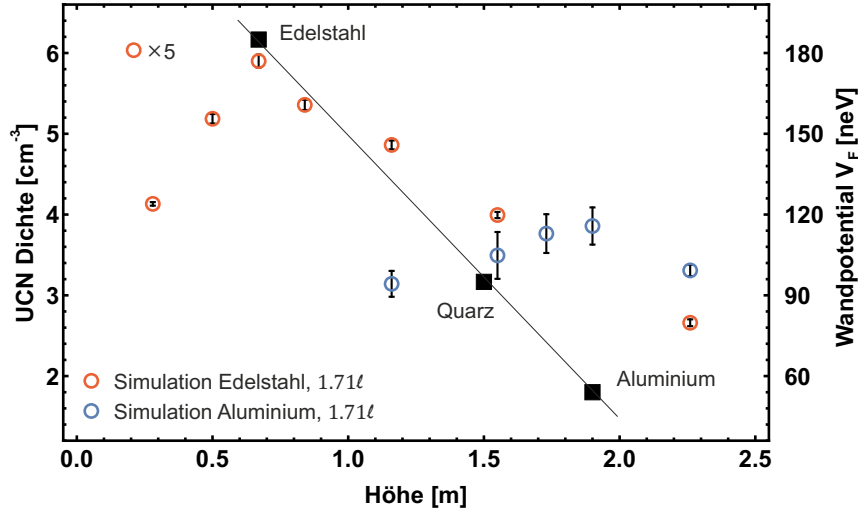


Abbildung D.2: Evaluierung der optimalen Höhendifferenz bei radialer Wandspeicherung in einem Quarzrohr. Die MC-Simulation des Aluminium-Speichergefäßes ergab eine optimale Füllzeit von 2.2 s.

D.3 Relative Positionierung von τ SPECT am Strahlplatz D TRIGA Mainz

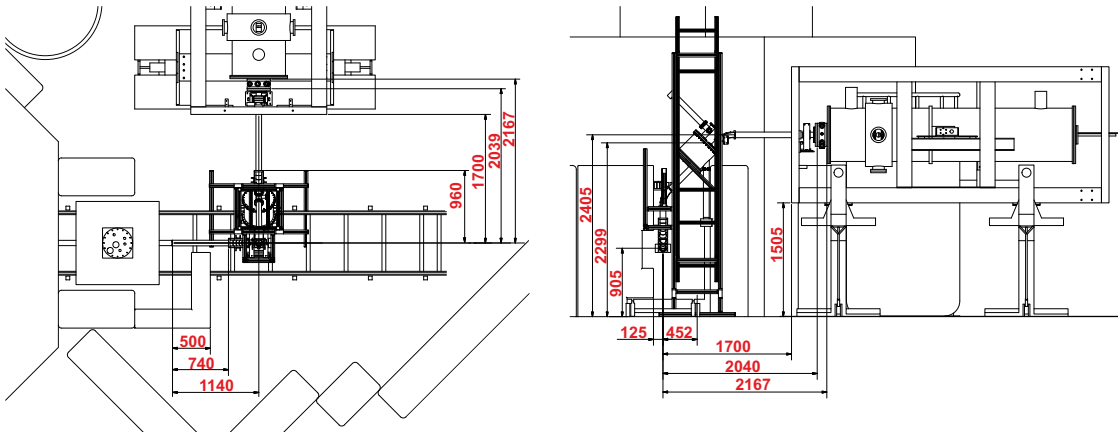


Abbildung D.3: Relative Position von τ SPECT zur UCN-Quelle am TRIGA Mainz, Strahlrohr D.

D.4 Zusatzinformationen zum supraleitenden Magnetfeld

D.4.1 Magnetfeldmessung mittels Hall-Sonde

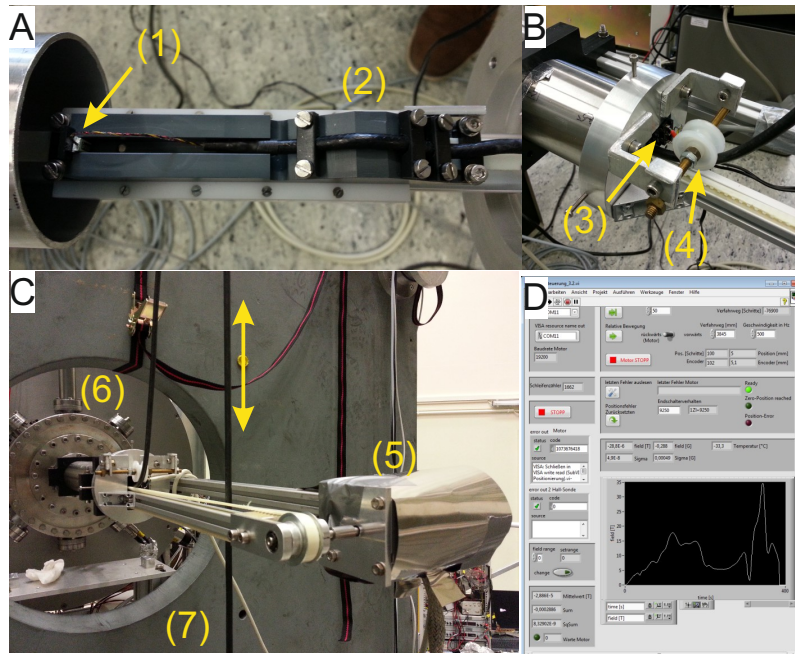


Abbildung D.4: Photoserie des experimentellen Aufbaus zur Messung des longitudinalen Magnetfelds: A) Schlitten mit (1) Hall-Sonde und (2) Zugentlastung des Kabels, B) Definition der Null-Position durch (3) Taster und (4) Kabelführung, C) (5) Schrittmotor mit Mu-Metall-Abschirmung, (6) Eisenabschirmung und Kryostat, (7) Sensorkabel und D) LabVIEW®-Programm (Motorsteuerung und Datenaufnahme).

D.4.2 Einfluss der magnetischen Abschirmung

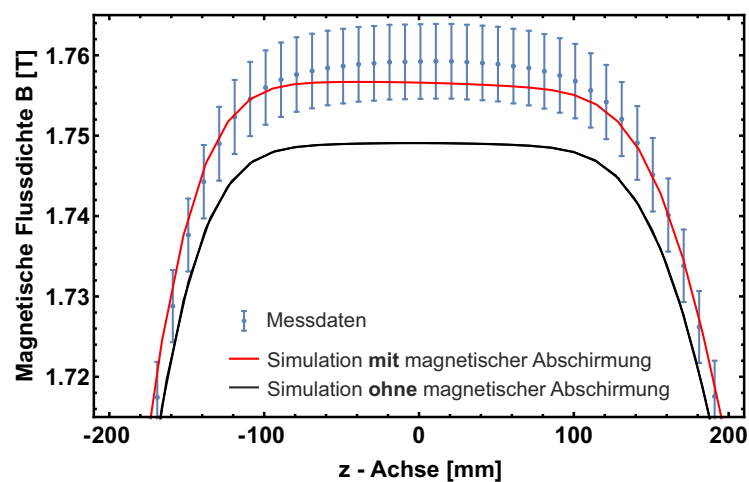


Abbildung D.5: $B_z(z)$ im Bereich des ersten Feldmaximums (als „Zerfallsvolumens“ bei α SPECT bezeichnet) bei $I_{\text{main}} = 56.68$ A. Für weitere Details siehe Abschnitt 4.4.3.

D.4.3 5 G-Grenze für Herzschrittmacher

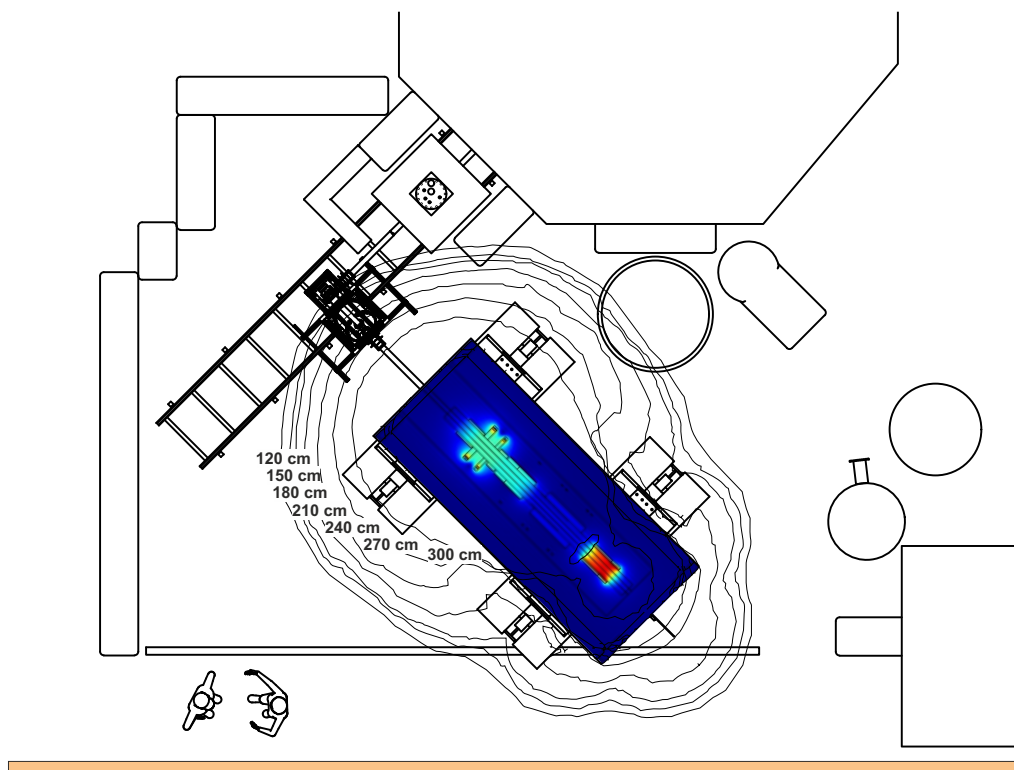


Abbildung D.6: Simulierte 5 G-Konturlinien mit Angabe der Höhendifferenz: Fußboden-zu-Mittelachse Kryostat. Im nicht angehobenen Zustand entspricht dies einer Höhe von 120 cm, welche gleichzeitig als Herz-Niveau angenommen wurde.

D.5 Multipol

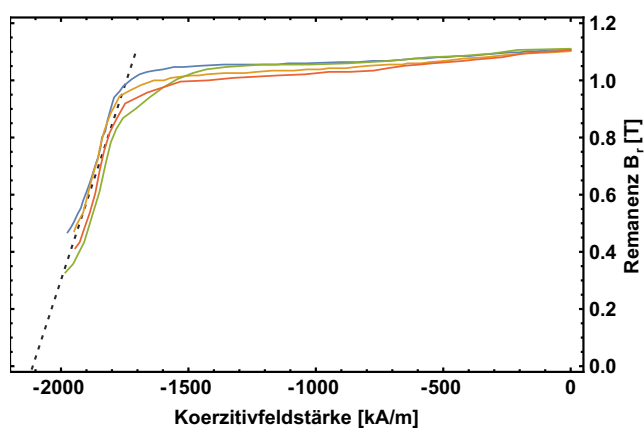
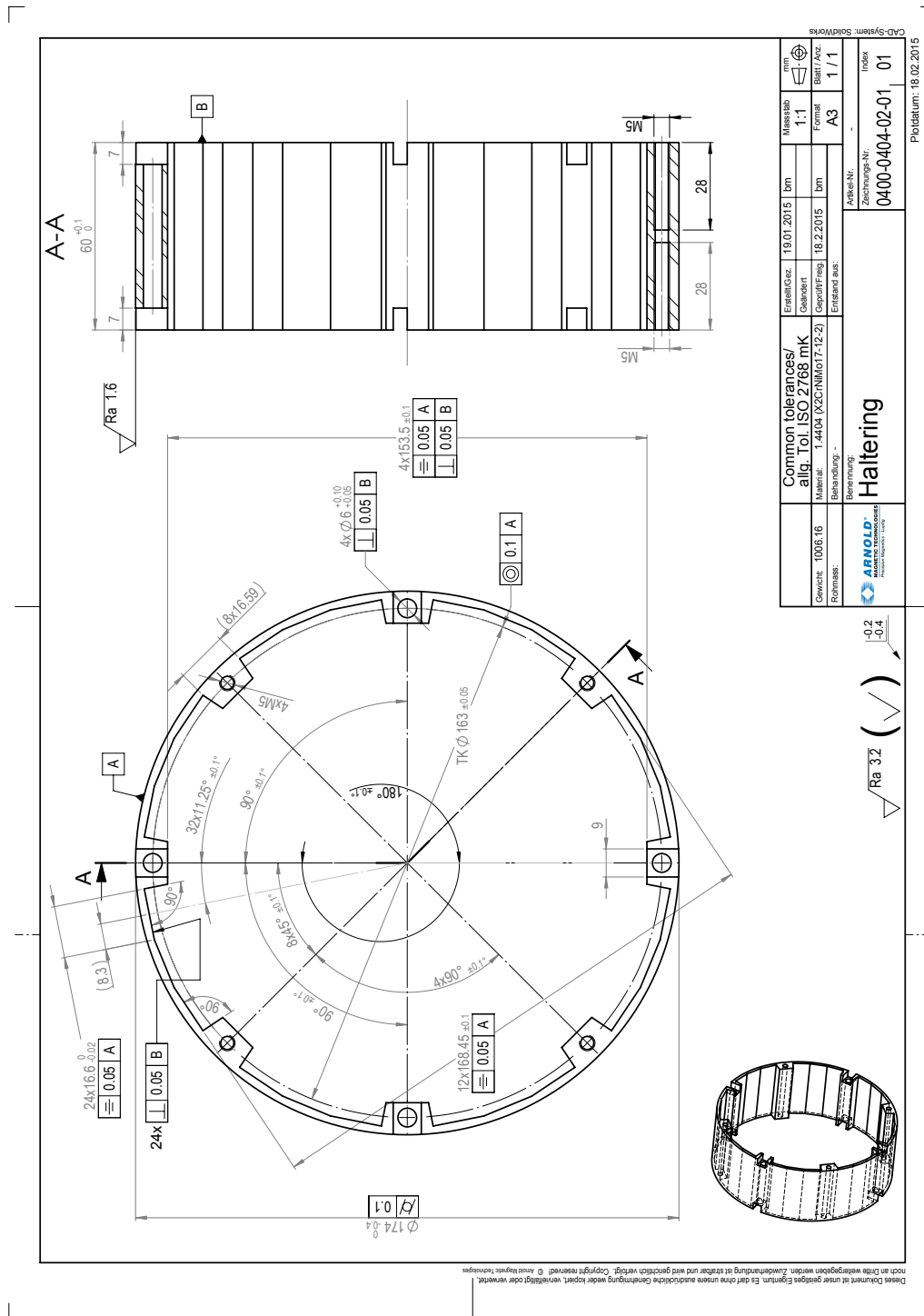


Abbildung D.7: Vom Hersteller Arnold Magnetics Technologies gemessene Entmagnetisierungskurven von vier $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ Segmenten, die zum Bau des Multipolmagneten verwendet wurden.



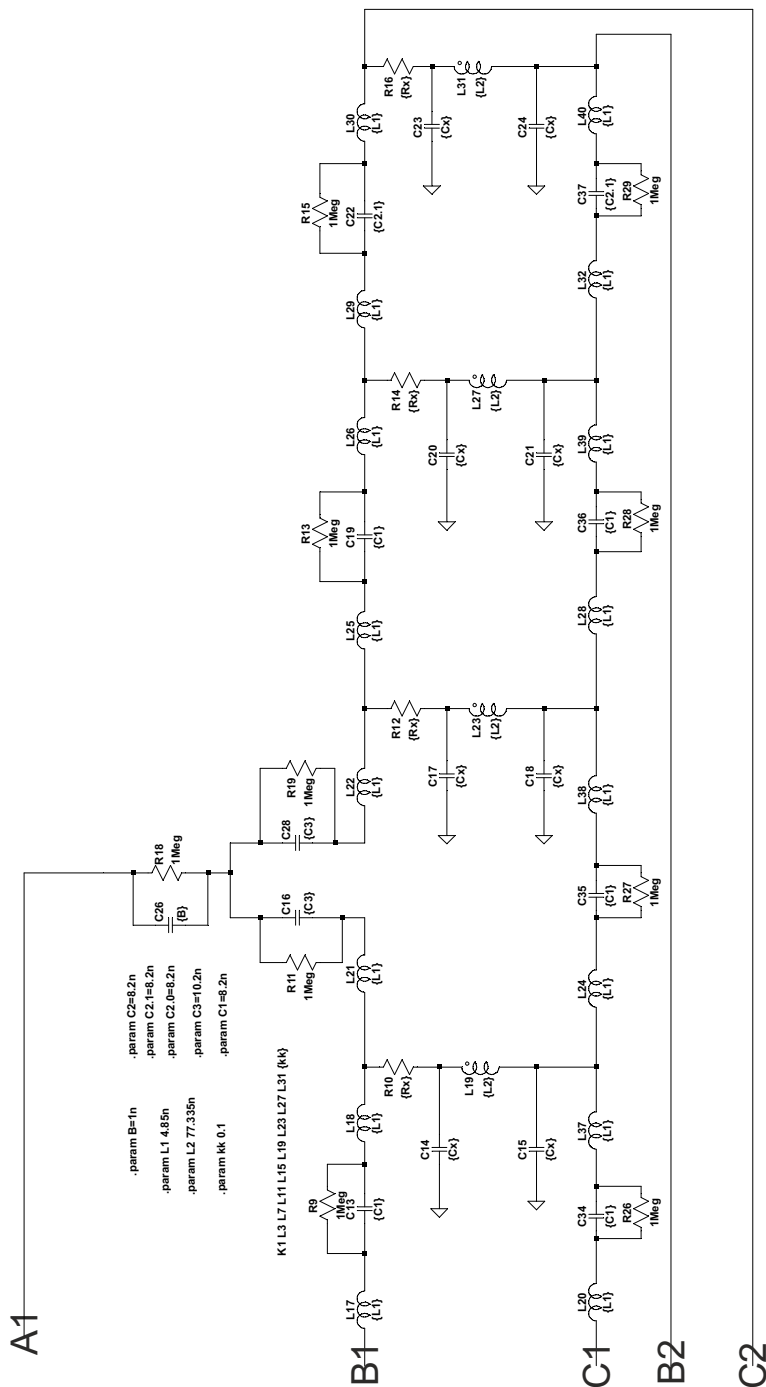


Abbildung D.9: *lumped element* Modell des *birdcage* Resonators zur Netzwerkanalyse mittels der Software LTspiece (Teil 1).

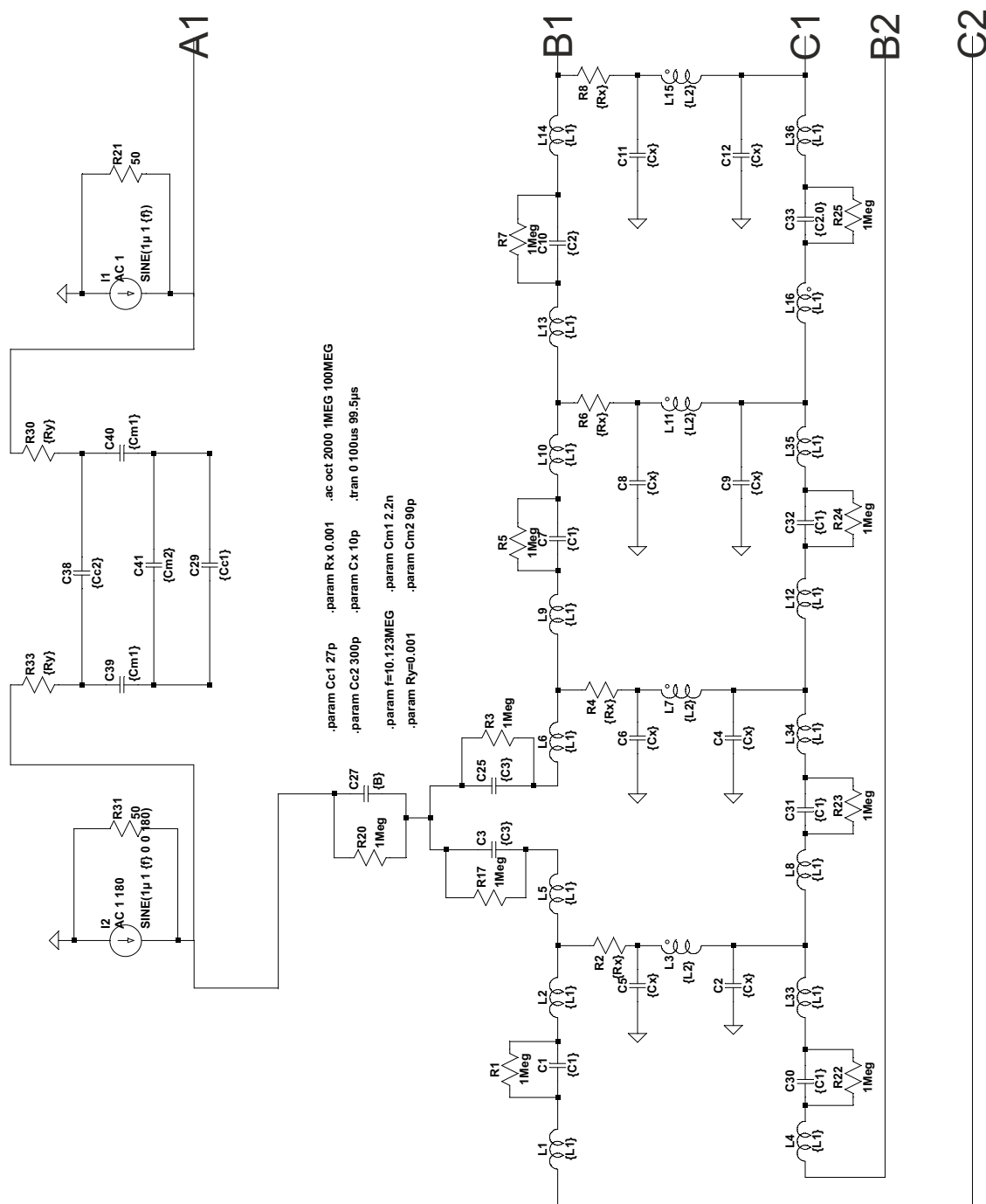


Abbildung D.10: *lumped element* Modell des *birdcage* Resonators zur Netzwerkanalyse mittels der Software LTspiece (Teil 2).

E Neutronenoptische Komponenten

E.1 Komponenten zur Strahlmanipulation

E.1.1 Reaktionsschneller Shutter

Zur Messung der UCN-Dichte [n/cm^3] in einem Speichergefäß (vgl. Kapitel 3.2) werden reaktionsschnelle mechanische Schließer (engl. *Shutter*) benötigt. Der überwiegende Teil der in dieser Arbeit präsentierten Daten wurde mit einem Shutter-System, beschrieben in [107], durchgeführt. Das System ist zwar robust und schnell ($t_{\text{close}} = 15.3(7)$ ms), jedoch wartungsintensiv¹. Basierend auf der Umsetzung von [268, 269] wurde ein neues Shutter-System entwickelt, dass robust, schnell ($t_{\text{close}} = 17.3(3)$ ms), wartungsarm und Hoch-/Ultrahochvakuum (HV/UHV) kompatibel ist. Details zur Konstruktion sowie Öffnungs-/Schließverhalten der Blende als Funktion der Zeit sind in [117] zu finden.

Der Antrieb des neuen Systems erfolgt durch einen UHV tauglichen Schrittmotor² der Firma *Phytron GmbH*. Der Vorschub der Shutter-Blende (Edelstahl: WNr. 1.4404, 3 mm, beschichtet mit natNiMo) wird mittels einer Zahnstange (1 : 1 Übersetzung) bewerkstelligt, wobei die Blende durch Kugellager (18 Stück) geführt wird. Zum Ende der Bewegung wird die Blende durch einen Hebelmechanismus [268] fest an das Gehäuse gedrückt, um so die Schlitzgröße zu minimieren. Der neue Shutter ist in Abbildung E.1 zu sehen.

Gegenüber dem alten System kann aufgrund des Schrittmotors beim neuen System die Verschlusszeit variabel eingestellt werden. Die Ansteuerung erfolgt mittels LabVIEW³ und die Motoreinstellungen sind Tabelle E.1 zu entnehmen. Mit Hilfe eines Aufbaus zum Messen der Lichttransmission [117] wurde die Verschlusszeit in Abhängigkeit der Lauffrequenz (LF) des Motors ermittelt. Das Inset in Abbildung E.1 (links) zeigt eine bei LF: 6000 Hz gemessene Schließkurve. Es wird angenommen, dass die Lichtintensität proportional zur nicht verschlossenen Querschnittsfläche (UCN-Leiter, $\varnothing = 66$ mm) ist. Zur Definition der Verschlusszeit wird die Zeitdifferenz des Lichtsignalabfalls von 90 % auf 10 % genutzt⁴. Die Taktrate des Analog-Digital-Wandlers (ADC) betrug 3 kHz. Abbildung E.1 (links) zeigt die Verschlusszeit als Funktion der Lauffrequenz. Zur Kurvenanpassung (rote Linie) wurde

¹Der mechanische Antrieb erfolgt extern mittels Druckluftkolben. Ein Wellbalg wird zur Vakuumdurchführung verwendet, wobei dieser nicht entlang der Längsachse (wie vom Hersteller vorgesehen) sondern quer dazu gestaucht und gedehnt wird. Somit reduziert sich die Lebensdauer drastisch auf $\simeq 100$ Schaltzyklen.

²Modell: VSS.57.200.5-HV-4Lp, erreichbares Vakuum: $p_{\text{min}} \simeq 10^{-11}$ mbar, Strahlungsresistenz bis zu 10^6 J/kg laut Hersteller, <http://www.phytron-elektronik.de/>.

³Systemdesignsoftware von National Instruments TM, <http://www.ni.com/labview/d/>.

⁴Nach dieser Definition ist die Blende 45.5 mm (69 %) der Gesamtstrecke gefahren. In [117] wurde zur Definition ein Lichtsignalabfall von 98 % auf 12 % genutzt, was einer Wegstrecke von 59.1 mm (90 %) entspricht. Damit ergibt sich eine um 1.83(17) fach höhere Verschlusszeit.

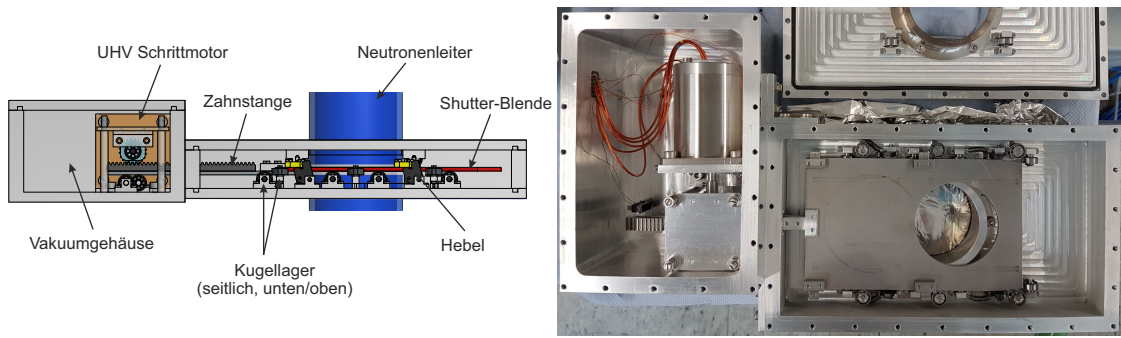


Abbildung E.1: Technische Zeichnung (links, Seitenansicht) und Photographie (rechts, Draufsicht) des neuen Shutter-Systems. Der Neutronenleiter sitzt stoßend an einem Stutzen. Die Blende wird durch einen Hebelmechanismus im geschlossenen Zustand von der anderen Seite an den Stutzen gedrückt. Der Vorschub erfolgt mittels Schrittmotor und Zahnstange.

eine Bi-Exponential-Funktion verwendet: $t_{\text{close}}(\nu) = \delta t_0 + a_1 \exp(-\nu/t_1) + a_2 \exp(-\nu/t_2)$, mit $a_1 = 154.0$, $a_2 = 843.8$, $t_1 = 1177.8$ ms, $t_2 = 198.9$ ms und $\delta t_0 = 16.7$ ms.

Experimentell wurde die Auswirkung der Verschlusszeit auf die erreichbare UCN-Dichte in einem $V_{\text{st}} = 1.71$ l Edelstahlspeicher, siehe Abbildung 3.14, untersucht. Dafür wurde die gespeicherte UCN-Intensität N_{st} bei variiertem Verschlusszeit, jedoch konstanter Füllzeit ($\Delta t_{\text{fill}} = 1.4$ s) sowie Speicherzeit ($\Delta t_{\text{storage}} = 5$ s) gemessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung E.1 dargestellt. t_{fill} wurde mittels Füllzeit-Optimierung ermittelt. Die folgenden Beobachtungen lassen sich feststellen:

- Die maximal erreichbare UCN-Dichte beider Shutter-Systeme ist nahezu identisch. Die Messung einer kompletten Speicherkurve⁵ ergab: 19.4 ± 1.0 UCN/cm³ für den alten Shutter und 18.8 ± 4.2 UCN/cm³ für den neuen Shutter.
- Die Wirkung einer verlangsamten Verschlusszeit der Blende ist mit einer verzögerten Schließung (nicht optimale Füllzeit: $\Delta t_{\text{fill}} + t_{\text{close}}$) identisch (siehe Abbildung E.1 (rechts) farbige Kreise).
- Für das verwendete Speicherrohr⁶ stellt sich erst ab einer Verschlusszeit kleiner 100 ms eine messbare Reduktion der UCN-Intensität ein. Es sei angemerkt, dass dieses Verhalten von Form und Größe des Speichergefäßes abhängt.
- Die optimale Füllzeit beider Shutter-Systeme liegt bei $\Delta t_{\text{fill}} = 1.44(5)$ s.

Abschließend sei eine mögliche Weiterentwicklung des Systems genannt: Ist keine variable Verschlusszeit gefordert, kann der Schrittmotor durch einen pneumatischen Antrieb, welcher extern befestigt ist, ersetzt werden. Die Vakuumdurchführung erfolgt mit einem Membranbalg und der Vorschub in axialer Richtung. Bei entsprechender Auslegung der Membran ist ein Lastwechsel⁷ von 10 000 Zyklen laut Hersteller möglich. Vergleiche dazu auch den mechanischen Aufbau in Abschnitt E.2.1 („In-Beam Monitor“-Detektor).

⁵Die genannten Werte entsprechen den reinen Messdaten ohne Detektor-Effizienzkalibrierung. Für Strahlzeit *Sept15* ist dieser $\varepsilon_{\text{gas}} = 1.27(3)$, wie in Tabelle 3.10 angegeben.

⁶UCN-Leiter (Edelstahl), $\varnothing = 66$ mm, Länge: 50 cm.

⁷Als Beispiel sei der Hersteller Mewesa AG genannt: <http://www.mewesa.ch/>.

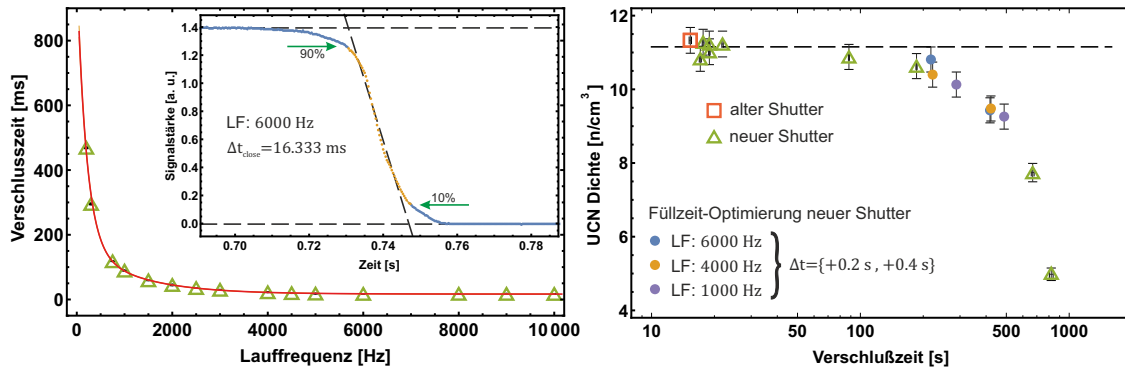


Abbildung E.2: Links: Verschlusszeit der Blende als Funktion der Laufrfrequenz des neuen Shutter-Systems. Die rote Linie entspricht der Kurvenanpassung mit einer Bi-Exponential-Funktion, siehe Text. Die Unsicherheit ist kleiner gleich der Symbolgröße. Inset: Gemessene Lichtintensität als Funktion der Zeit für einen Schließvorgang der Blende bei LF: 6000 Hz. Als Maß der Verschlusszeit wurde die Zeitdifferenz zwischen 90 % und 10 % der Signalstärke verwendet.

Rechts: UCN-Dichte als Funktion der Verschlusszeit, gemessen mit dem alten (rotorange Quadrat) und neuen (grüne Dreiecke) Shutter-System. Verschlusszeiten kleiner 100 ms führen zu keiner messbaren Reduktion der UCN-Intensität. Eine verzögerte Schließung der Blende, was einer nicht optimalen Füllzeit entspricht: $\Delta t_{\text{füll}} + t_{\text{close}}$, wirkt sich wie ein verlangsamter Verschluss aus.

E.1.2 Entwicklung eines Chopper-Systems

Im Folgenden soll das Design und die Leistungsmerkmale eines neu entwickelten Chopper-Systems zur Charakterisierung der UCN-Quelle am Strahlrohr D vorgestellt werden. Häufig ist zur Beantwortung einer experimentellen Fragestellung⁸ die Kenntnis der energetischen Verteilung des vorliegenden Neutronenspektrums nötig. Neben einem Gravitationspektrometer [117] (siehe Abschnitt 4.10) ist die sogenannte Flugzeitmethode (TOF-Spektrum) eine Möglichkeit, diese zu erhalten [67]. Dabei wird ein kontinuierlicher Neutronenstrahl durch eine Mechanik in einzelne Pakete zerhackt und entlang einer definierten geradlinigen Wegstrecke s zu einem Detektor geleitet. Aus der Flugzeitinformation Δt kann mittels $\Delta v = s/\Delta t$ auf die Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen geschlossen werden. Das Zerhacken des Strahls übernimmt dabei ein sogenannter *Chopper* [107, 116]. Die Energieauflösung ist näherungsweise durch $\Delta E/E \approx t_{\text{open}} \cdot v/s$ gegeben, wobei v die

Tabelle E.1: Parametereinstellung der Motorsteuerung des neuen Shutter-Systems.

Start-/Stopfrequenz	350 Hz
Rampfrequenz	140 kHz/s
Laufrfrequenz	variabel, 0 – 10 kHz
Vorschub	$\Delta s \approx 67$ mm

⁸Als Beispiel sei die von der Geschwindigkeit abhängige Transmission ultrakalter Neutronen durch ein Leitersystem genannt.

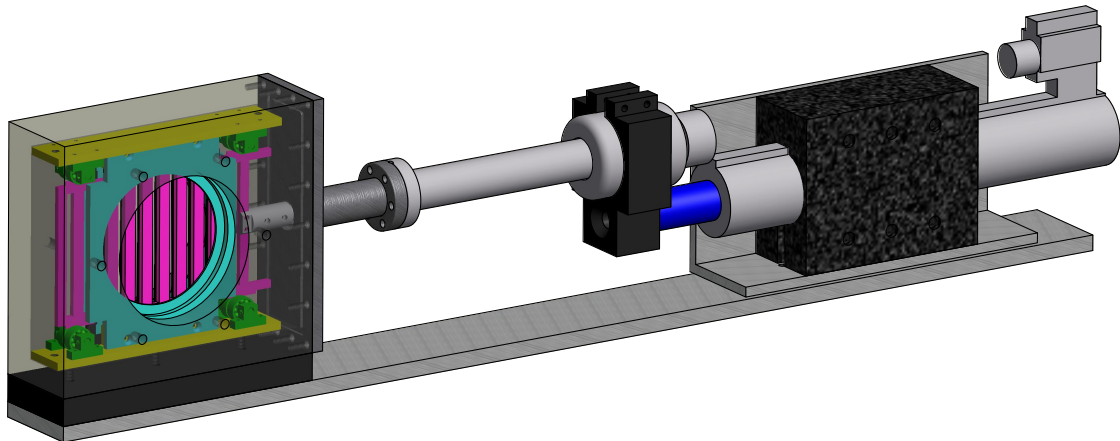


Abbildung E.3: CAD-Modell des Chopper-Systems.

Neutronengeschwindigkeit und t_{open} die Zeitspanne mit geöffneter Blende des Chopper-Systems ist.

In Abbildung E.3 ist eine technische Zeichnung des neuen Chopper-Systems gezeigt, welcher wie folgt charakterisiert werden kann:

Technischer Aufbau Der Chopper besitzt ein bewegliches Gitter, das durch einen linearen Antrieb über eine Strecke von 5 mm in einem Abstand von 0.5 mm an einem fest arretierten zweiten Gitter vorbei bewegt wird. Beide Gitter bestehen jeweils aus 3 mm dickem Titan. Zur Maximierung der Öffnungs-/ Schließgeschwindigkeit rollt das bewegliche Gitter auf Kugellagern, die gleichzeitig zur linearen Führung dienen. Der Antrieb erfolgt durch einen Linearmotor⁹ mit elektromagnetischem Direktantrieb der Firma NTI AG LinMot[®]. Der Motor befindet sich luftseitig und ist zur Kühlung von einer Kühlrippe umschlossen. Der Läufer des Linearmotors ist mit einer magnetisch gekoppelten Vakuumdurchführung¹⁰ fest verbunden (PVC-Klammer) und verfährt so das bewegliche Gitter im Inneren des Chopper-Systems. Damit befinden sich keine elektrischen oder geschmierten Bauteile innerhalb des Vakuums (HV-Tauglichkeit). Darüber hinaus ist das Chopper-Gehäuse elektrisch vom Motor isoliert, um so die Übertragung elektromagnetischer Störeinflüsse auf den Neutronendetektor (CASCADE-U 100) zu minimieren. Die magnetische Kopplung kann mit einer Kraft von maximal 90 N beschleunigt werden. Der Linearmotor besitzt eine Positioniergenauigkeit von 50 µm und eine Spitzenkraft von 163 N. Im Dauerbetrieb sollte eine forcierte Luftkühlung eingesetzt werden.

⁹Spezifikation: Stator PS 01-37x120F-HP-C, Läufer PL01-20x 240/180-HP, Steuergerät B1100-GP-HC, <http://www.linmot.com/products/linear-motors/>.

¹⁰Produktbezeichnung: MPPL16-100-H, Anschluss: CF DN16, 100 mm maximaler Hub, intern geführte Welle, bis 250 °C ausheizbar, erwerb durch Kurt J. Lesker Company Ltd..

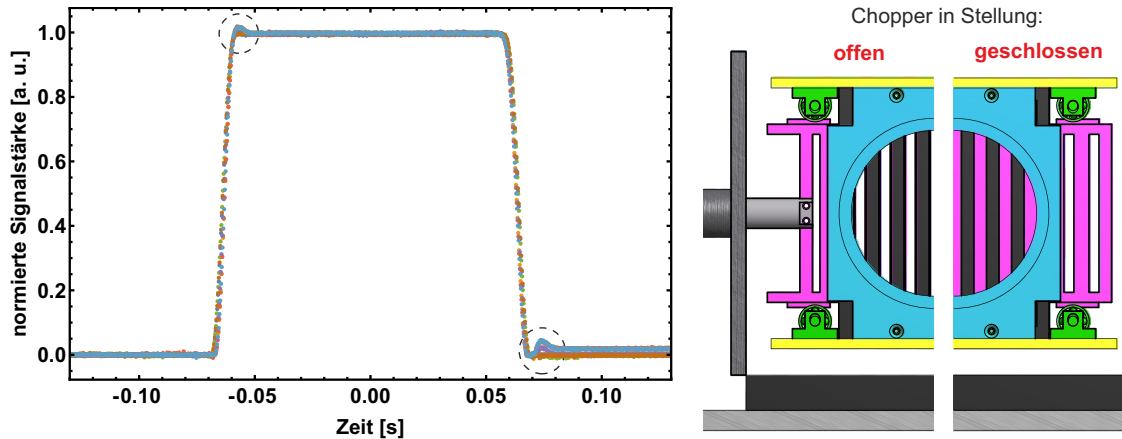


Abbildung E.4: Unter Vakuumbedingungen bei 10^{-2} mbar mittels Lichttransmission gemessene Öffnungsfunktion des Chopper-Systems als Funktion der Zeit. Die Parameter der Motorsteuerung sind dem Text und der Tabelle E.2 zu entnehmen. Zwischen dem Öffnen und Schließen der Gitter-Blende wurde eine Verzögerungszeit von 100 ms eingestellt. Das Lichtsignal wurde mit einer Taktfrequenz von 3 kHz detektiert. Aufgrund der magnetisch gekoppelten Vakuumdurchführung (keine starre Verbindung) und der starken Beschleunigung beim Abbremsen des Linearmotors zum Ende der Bewegung kommt es zu einem gedämpften Schwingungseffekt der Gitter-Blende (schwarz gestrichelte Kreise). Die Parameter wurden lediglich unter atmosphärischen Bedingungen optimiert. Der Effekt tritt nicht bei jedem Bewegungszyklus auf und lässt sich durch eine geringere Beschleunigung beseitigen. Auf der rechten Seite befindet sich eine CAD-Zeichnung der Gitter-Blende im offenen und geschlossenen Zustand. Das bewegliche Gitter ist magentafarben dargestellt.

Elektronische Ansteuerung Der Linearmotor wird mit einem kompakten und Leistungsstarken 72 V Steuergerät (32-Bit-Positionsauflösung) betrieben. Die Konfiguration erfolgt mittels der Herstellersoftware *LinMot-Talk*, Version 6. Das Steuergerät verfügt über einen externen Trigger, der zur Synchronisierung mit dem Neutronendetektor genutzt werden kann. Es wurde eine Zeitverzögerung zwischen dem externen Trigger-Signal und der Ausführung der linearen Bewegung von 12 ms festgestellt.

Um die Transmission der Neutronen bei geschlossener Gitterstellung (vgl. Abbildung E.4, rechts) zu minimieren (Untergrund-Zählrate) wurde eine Überlappung der Gitterstäbe von 0.5 mm zu jeder Seite vorgesehen. Im Experiment betrug die erhöhte Untergrundintensität¹¹ 0.7 % bei der Bestrahlung mit einem 6.7 MW s starken Reaktorpuls (vgl. Abbildung E.5). Die flächenmäßige Reduktion der Querschnittsfläche gegenüber dem Neutronenleiter beläuft sich auf $A_{\text{offen}}/A_{\text{Leiter}} = 40.7\%$. Die Referenzierung der Nullposition erfolgt mittels mechanischem Endanschlag (softwareseitig einstellbarer Modus).

Analog zur Bestimmung der Verschlusszeit des neuen Shutter-Systems (siehe Abschnitt E.1.1) mittels Lichttransmissionsmessung [117] wurde die sogenannte Öffnungsfunktion des Chopper-Systems vermessen. In Abbildung E.4, links ist die normierte Lichtsignalintensität als Funktion der Zeit dargestellt. Mit den in Tabelle E.2 aufgeführten Einstellungen des Motors ergibt sich nach Gleichung E.1 eine Öffnungszeit von 7.9(6) ms,

¹¹Der angegebene Wert bezieht sich auf das Verhältnis $I_{\text{zu}}/I_{\text{offen}}$, wobei die Intensität der thermischen Neutronen bereits subtrahiert wurde.

sowie eine Schließzeit von 9.0(1) ms. Die per Software eingestellte Verzögerung der beiden Bewegungsmuster betrug 100 ms. Aufgrund der Beschleunigungsphase zum Ende bzw. Beginn der Bewegung ergibt sich scheinbar eine zusätzliche Verzögerung, die beim verwendeten Bewegungsmusters 18 ms beträgt. Dies ist beim Design eines Bewegungsmuster zu berücksichtigen.

Mathematisch kann die Öffnungsfunktion wie folgt charakterisiert werden [118]:

$$\text{open}(t) = \begin{cases} 1 & \text{falls } |\Delta| \geq 1 \\ \chi(\Delta_+) \cdot \chi(\Delta_-) & \text{falls } |\Delta| < 1, \end{cases} \quad (\text{E.1})$$

mit

$$\chi(\Delta_{\pm}) = \frac{1}{\pi} \left[\Delta_{\pm} \cdot \sqrt{1 - \Delta_{\pm}^2} + \arcsin(\Delta_{\pm}) \right] + \frac{1}{2} \quad \text{und} \quad \Delta_{\pm} = \frac{(t - T_{\pm})}{\pm d}, \quad (\text{E.2})$$

wobei $T_{\pm} = t_0 \mp \text{HWHM}$ die Position der Flanke, t_0 die zeitliche Mitte der Öffnungsfunktion, HWHM die halbe Breite der Öffnungsfunktion bei halber Höhe und $2 \cdot d$ die Öffnungs- bzw. Schließzeit ist. Der integrale Wert $\int \text{open}(t) dt$ ergibt $2 \cdot \text{HWHM}$.

Das gemessene Flugzeitspektrum entspricht einer mathematischen Faltung der eben definierten Öffnungsfunktion des Chopper-Systems und der sich durch die unterschiedlichen Neutronengeschwindigkeiten ergebene Flugzeitverbreiterung. Durch Verwendung eines numerischen Algorithmus zur Entfaltung [118] der beiden Funktionen kann auf die Flugzeitverbreiterung und damit auf das Geschwindigkeitsspektrum geschlossen werden [115].

In Abbildung E.5 ist zur Demonstration der Funktionalität des Chopper-Systems eine Serie von Flugzeitspektren gezeigt. Dabei wurde ein einzelner Zeitabschnitt, beginnend bei 0.91 s und dann jeweils um 0.09 s versetzt, mit der in Abbildung E.4 (links) gezeigten Öffnungsfunktion aus einem im Mittel 6.5 MW s starken Reaktorpuls geschnitten. Der erste Peak entspricht dem Signal thermischer Neutronen und ist in jedem Spektrum gleich. Die in blau dargestellten Daten entsprechen der Zählrate bei geöffneter Chopper-Blende. Für die Messung wurden mit natNiMo 85/15 beschichtete Glasrohre bei einer Flugstrecke von $s = 2.70$ m verwendet. Die erreichte Statistik liegt bei $\leq 1\%$ Unsicherheit pro Puls.

Tabelle E.2: Parametereinstellung des neuen Chopper-Systems.

	Öffnen	Schließen
Position	−5.868 mm	−11.000 mm
max. Geschwindigkeit	50 m/s ²	50 m/s ²
Beschleunigung	35 m/s ²	35 m/s ²
Abbremsen	−23 m/s ²	−40 m/s ²

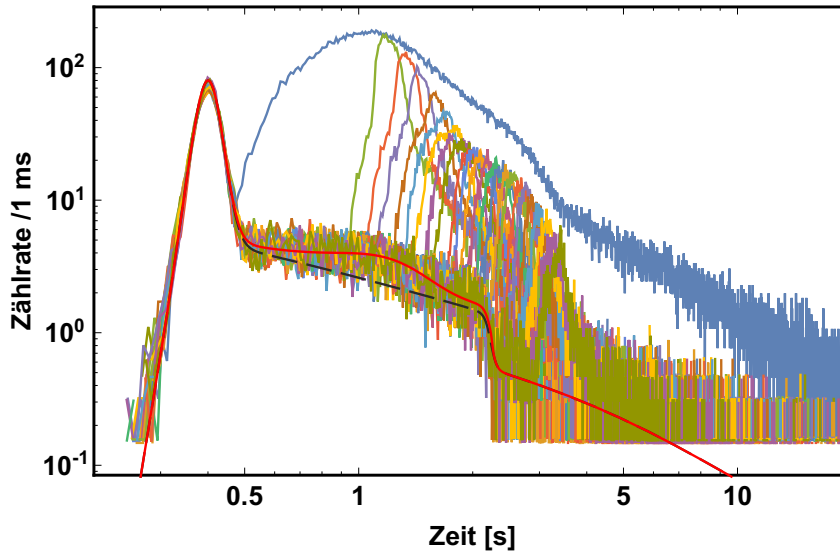


Abbildung E.5: Zählrate detektierter Neutronen als Funktion der Zeit bei geöffnetem Gitter (blau), geschlossenem Gitter (rot) und Anwendung der Chopper-Funktion. Die rote Linie entspricht $P_R(t)$ (skaliert) (siehe Abschnitt B.3) mit adaptiertem Untergrund zur Beschreibung des Reaktorimpulses, welcher aufgrund der Detektion thermischer Neutronen im Spektrum zu sehen ist. Die schwarz gestrichelte Linie zeigt das thermische Neutronensignal ohne UCN & VCN-Leckrate durch die Gitter-Blende. Für die Darstellung wurde ein Filter angewendet, der jeweils 10 aufeinanderfolgende Zeitintervalle arithmetisch mittelt.

E.2 Entwicklung und Charakterisierung verschiedener Neutronendetektoren

Trotz der Wahl identischer Reaktorparameter ist es nicht möglich, eine konstante Pulsstärke zu gewährleisten. Zum Vergleich der Daten einer Messserie ist dies jedoch zwingend erforderlich. Da die relative Flussstärke genügt, nutzt man traditionell die Angabe der Pulsenergie E_R , wobei diese durch die Instrumentierung des Forschungsreaktors TRIGA (unkompensierte Ionisationskammer [20]) gemessen und manuell vom jeweiligen Operator ausgewertet wird. Die Unsicherheit kann bis zu 3 % betragen [238]. Wie Abbildung E.6 beispielhaft zeigt, ist die Schwankung der Intensität thermischer Neutronen, gemessen am Ausgang der UCN-Quellen, auch nach der Normierung bzgl. E_R deutlich größer als es aufgrund der Statistik zu erwarten wäre.

Auf der anderen Seite ist die Normierung der UCN & VCN-Daten bzgl. einer durch thermische Neutronen bestimmten Pulsstärke in sich nicht zuverlässig. Schwankungen der UCN & VCN-Produktionsrate werden dabei nämlich nicht berücksichtigt.

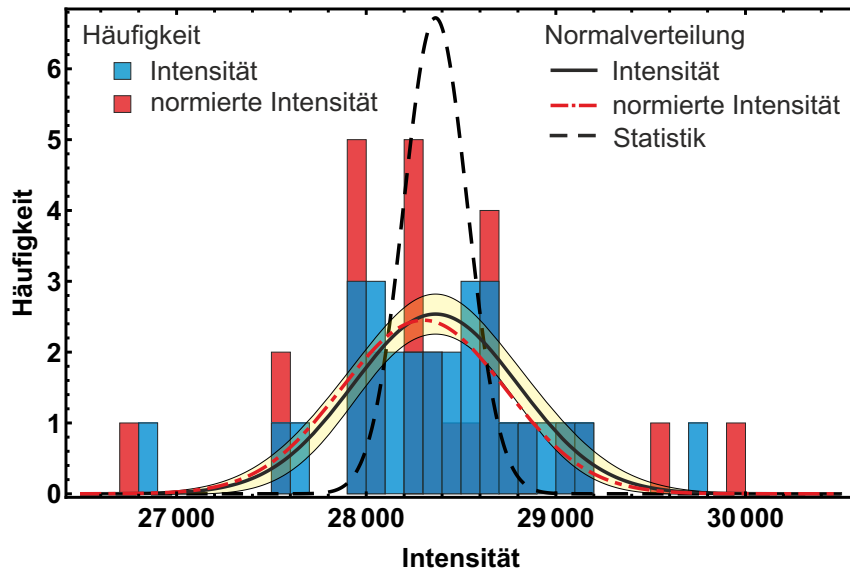


Abbildung E.6: Gemessene Häufigkeitsverteilung der Intensität thermischer Neutronen bei einer Pulsstärke von SI2\$. Die Daten wurden mit der ^{10}B beschichteten Si-PIN-Photodiode (siehe Abschnitt E.2.2) gemessen, wobei der Detektor auf dem Schienensystem der UCN-Quelle, nahe dem Quellenausgang innerhalb einer Bleiabschirmung, positioniert war. Die Streuung der Intensität (blaue Balken, $\# = 29$) beträgt 1.9(7) % und ist damit deutlich größer als die zu erwartende Standardabweichung der Normalverteilung ($1/\sqrt{N} \simeq 0.6\%$, schwarz gestrichelte Linie). Die schwarze Linie stellt die Kurvenanpassung an die blauen Daten dar, wobei der $\pm 1\sigma$ Vertrauensbereich gelb schattiert ist. Da die Pulsenergie E_R schwankt, sollten die Daten entsprechend E_R normiert werden (rote Balken, $\bar{E}_R = 9.5 \text{ MW s}$). Wie sich zeigt reduziert dies jedoch nicht die Schwankung der Daten (1.8(6) %, rote Strichpunktlinie).

E.2.1 „In-Beam Monitor“-Detektor

Im Folgenden soll das Konzept eines sogenannten „In-Beam Monitor“-Detektors zum direkten Messen der UCN & VCN-Flussstärke vorgestellt werden. Die Idee ist, einen Teil der UCN & VCN-Fluenz eines Pulses in der Nähe des UCN-Quellenausgangs zu detektieren und darauf die Messdaten zu normieren. Ziel ist eine Intensität absorbiertener Neutronen N_{norm} , die eine statistische Unsicherheit von $< 1\%$ zulässt, während die UCN & VCN-Fluenz N_0 nicht zu stark gemindert wird um eine ausreichende Statistik der Messdaten N_{data} zu garantieren.

Das Konzept sieht die Neutronenaktivierung von Vanadium ^{51}V und anschließender Messung der γ -Photonen, die in Folge des β^- -Zerfalls von ^{52}V emittiert werden [193, 128]. Vanadium als absorbierendes Material ist ein idealer Kandidat wie die Auflistung folgender Eigenschaften zeigt:

n-Einfangsquerschnitt ^{51}V	$\sigma_{\text{th}} = 4.9 \text{ b}$ [112]
Fermi-Potential	$V_F = -7 \text{ neV}$ [112]
natürliche Häufigkeit ^{51}V	99.75 %
Zerfallsmodus ^{52}V	β^- Zerfall (3.743 min) zu ^{52}Cr (ratio: 100 %), $Q_0 = 3974.5 \text{ keV}$ mit nachfolgender Emission eines γ -Photons, $E_\gamma = 1435 \text{ keV}$ (ratio: 99.22 %) [270]

Es wurde ein Prototyp entwickelt, konstruiert und experimentell getestet. Abbildung E.7 zeigt eine dreidimensionale CAD-Zeichnung mit Viertelschnitt. Vanadium in Form eines zylindrischen Drahtes ($\varnothing = 2 \text{ mm}$, $L = 119 \text{ mm}$) zur Neutronenabsorption wird mittels eines Druckluftkolbens senkrecht zur Neutronenstrahlachse in den Neutronenstrahl bewegt¹². Nach der Neutronenaktivierung wird der Draht in die ursprüngliche Position zum Messen der γ -Aktivität zurück geholt. Die Aktivierung erfolgt über eine Länge von 64 mm, wobei der Durchmesser des Neutronenleiters 66 mm beträgt. Da der Druckluftkolben luftseitig angebracht ist, wird zur Vakuum-Separation sowie Ausführung der linearen Bewegung eine Federmembran¹³ eingesetzt.

Im Experiment wurde die γ -Aktivität mit einem kommerziellen HPGe-Detektor¹⁴ gemessen. Mit Hilfe einer MC-Simulation¹⁵ lässt sich der Geometrie-Effizienzfaktor zur γ -Detektion mit etwa 11 % abschätzen. Der experimentelle Aufbau kann in Abbildung E.10 eingesehen werden.

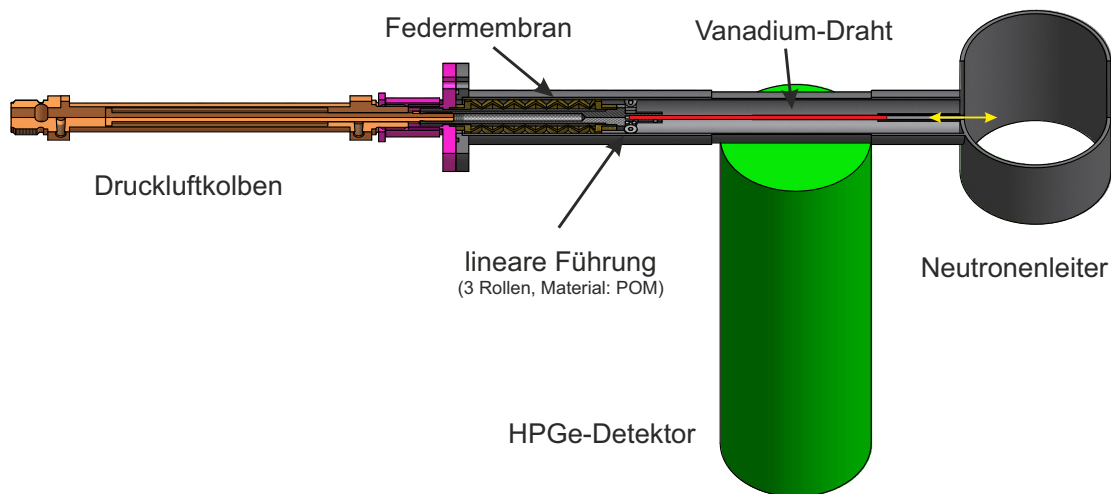


Abbildung E.7: CAD-Modell des „In-Beam Monitor“-Detektor Systems mit Viertelschnitt. Der Vanadium-Draht (rot) wird per Druckluft (7 bar, $\Delta t \lesssim 50 \text{ ms}$) in den Neutronenstrahl geschossen sowie für die anschließende γ -Aktivitätsmessung zurück geholt.

¹²Drucklufteinstellung: 7 bar am Manometer.

¹³Mewesa AG, <http://www.mewesa.ch/>

¹⁴Hersteller: ORTEC[®], Modell: GEM-50195-S, Konfiguration: CFG-SH-GEM. γ -Nachweiseffizienz: 25 % bis 65 %. Vergleiche auch Kapitel 2 zur absoluten Neutronenflussmessung im Strahlrohr D und C des TRIGA Mainz.

¹⁵Verwendet wurde das Simulationspaket *Kassiopeia* [247].

Für die Durchführung wurde das folgende Messprotokoll verwendet:

1. Auslösen des Reaktorpulses bei $t_0 = 0$ s
2. Vanadium-Draht wird in den Neutronenstrahl bewegt, $t = 0.1$ s
3. Neutronenaktivierung bis $t = 100$ s
4. Vanadium-Draht wird zur Ausgangsstellung bewegt (vgl. Abbildung E.7)
5. Messung der γ -Aktivität für etwa 22 min (~ 4 Halbwertszeiten ^{52}V)

Abbildung E.8 (links) zeigt das bei einer Pulsenergie von $E_R = 3.66$ MW s gemessene γ -Spektrum bei aktiviertem Vanadium-Draht (grüner Pfeil: ^{52}V Linie, Energieauflösung: FWHM = 2.5 keV). Mit Hilfe der zusätzlich im Spektrum vorhandenen benachbarten γ -Linien sowie der 511 keV Linie erfolgte eine Kanal-Energie-Kalibrierung: $E(\text{Kanal}) = -0.5190 \text{ keV} + 0.2502 \text{ keV/Kanal} \cdot \text{Kanal}$ ($\chi^2/\text{ndf} = 3.28/4$). Die Untergrundzählrate über die volle Breite der ^{52}V γ -Linie betrug 0.13(2) mHz.

Aufgrund der geringen Nachweiseffizienz beträgt die Nettointensität lediglich 50 Signale pro 1 MW s Pulsenergie. Viel entscheidender jedoch ist, dass wie erwartet ein linearer Zusammenhang zwischen der γ -Intensität und der Pulsenergie besteht. Hierfür wurde die Aktivität A_0 am Ende der Bestrahlung ($t = 100$ s) mit Gleichung B.9 berechnet und ist in Abbildung E.8, rechts als Funktion der Pulsenergie dargestellt.

Aus dem Vergleich der gemessenen UCN & VCN-Intensität¹⁶ mit und ohne Vanadium-Aktivierung lässt sich die Zahl der absorbierten Neutronen abschätzen (siehe Abbildung E.9, links). Es ergibt sich ein Wert von 2100 n/MW s, was einer Absorption von 3.9 % der Gesamtintensität entspricht. Wie in Abbildung E.9, rechts zu erkennen ist die Abhängigkeit der gemessenen γ -Aktivität A_0 und der UCN & VCN-Intensität als Funktion der Pulsenergie identisch. Für die gezeigte Darstellung wurden die Daten auf den jeweiligen Wert bei $E_R = 4.11$ MW s normiert.

Unter Berücksichtigung des Geometriefaktors und der γ -Sensitivität des Detektors ist eine Effizienz von 2 % bis 7 % zu erwarten. Aus dem Zahlenverhältnis detektierter γ -Photonen zu absorbierten Neutronen ergibt sich eine Nachweiseffizienz von 2.5 %, was somit den Erwartungen entspricht.

¹⁶Da die gemessene Zählrate pro Kanal kleiner als 20 kHz ist, konnte auf eine Totzeitkorrektur der Daten verzichtet werden.

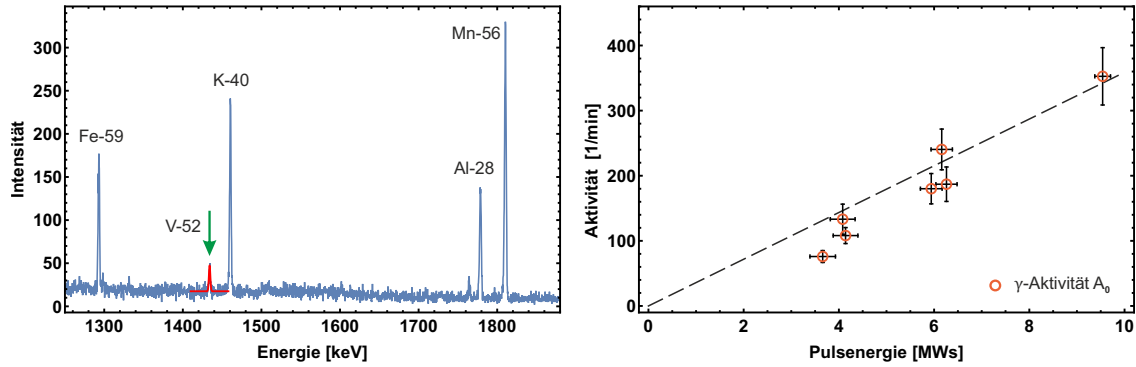


Abbildung E.8: Links: Mit dem HPGe-Detektor gemessenes γ -Spektrum bei aktiviertem Vanadium-Draht ($E_R = 3.66$ MW s). Der grüne Pfeil zeigt die 1434 keV Linie des ^{52}V . Die Peak-Fläche wurde mit Hilfe einer Gauß-Funktion (Normalverteilung) bestimmt (rote Linie). Mit Hilfe der ebenfalls im Spektrum sichtbaren γ Linien (Untergrund) wurde eine Kanal-Energie-Kalibrierung durchgeführt. Rechts: Aus der Intensität der Peak-Fläche sowie der *Real Time* wurde nach Gleichung B.9 die Aktivität A_0 der ^{52}V -Linie bestimmt, hier als Funktion der Pulsenergie E_R aufgetragen.

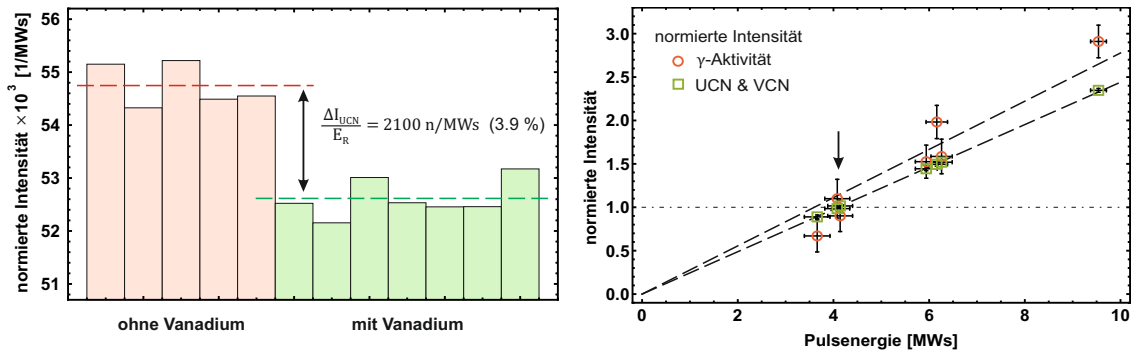


Abbildung E.9: Links: Gemessene UCN & VCN-Intensität (CASCADE-U Detektor) mit und ohne Aktivierung des Vanadium-Drahtes. Die Absorptionsrate beträgt 2100 n/MWs und entspricht damit 3.9 % der Gesamtintensität. Die Messdaten sind jeweils in aufsteigender Reihenfolge bzgl. der Pulsenergie E_R angeordnet.

Rechts: Zum Vergleich der Linearität zwischen Signalintensität und Pulsenergie beider Detektor-Systeme ist die normierte UCN & VCN-Intensität bzw. γ -Aktivität A_0 gegen die Pulsenergie E_R aufgetragen. Die Daten wurden jeweils auf den Wert bei $E_R = 4.11$ MW s normiert (schwarzer Pfeil).

Anhand der hier gezeigten Ergebnisse lässt sich die prinzipielle Funktionsweise des „In-Beam Monitor“-Detektors bestätigen. Um die zu Beginn genannten Anforderungen zu erfüllen, sollten die folgenden Erweiterungen durchgeführt werden:

- Verbesserte γ -Detektion durch eine optimierte Detektorgeometrie (4π Nachweis), wie auch höhere γ -Sensitivität (NaI(Tl) statt HPGe, $\varnothing > 20$ cm), siehe Abbildung E.11.
- Koinzidente Messung der γ -Photonen und β^- -Teilchen aus dem ^{52}V -Zerfall zur Minimierung der Untergrundzählrate. Dafür ist ein zusätzlicher dünnwandiger Szintillator (~ 3 mm) nötig [128].

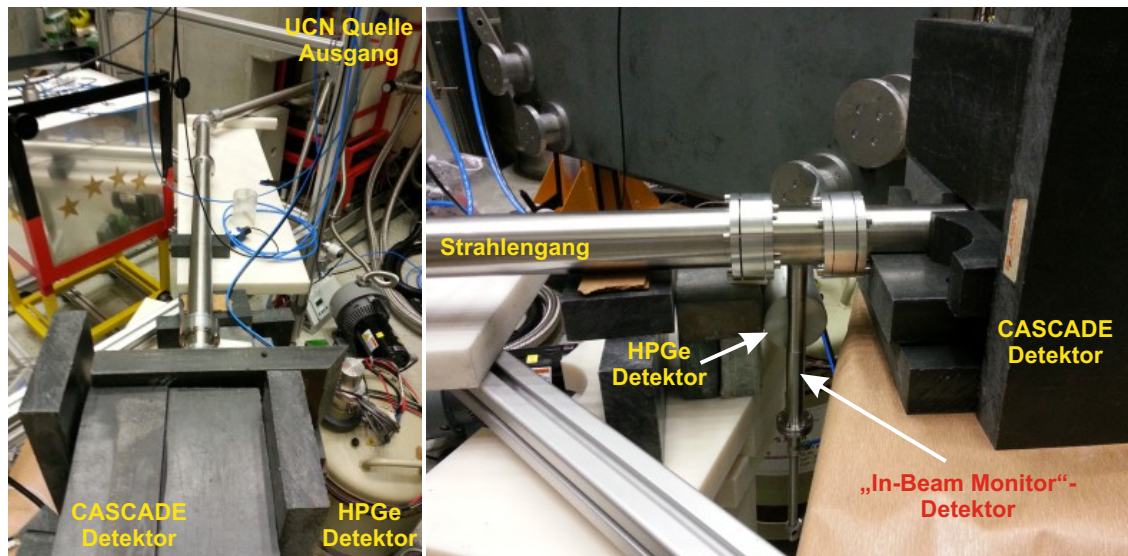


Abbildung E.10: Photographie des experimentellen Aufbaus zur „In-Beam Monitor“-Detektion. Im linken Bild ist der horizontale Neutronenleitergang zu sehen. Im rechten Bild kann man den Aufbau zur γ -Detektion sehen.

- Positionierung des Detektors nahe dem UCN-Quellenausgang für eine höhere Neutronenfluenz (Faktor 5 höher).
- Verbesserte Neutronen- und γ -Abschirmung zu Untergrundminimierung.
- Anpassung des Messprotokolls: Vanadium-Draht erst nachdem die thermischen Neutronen den Neutronenleiter passiert haben in den UCN & VCN-Strahl bewegen.
- Anpassung der ^{51}V Drahtstärke zur höheren Neutronenabsorption, falls γ -Statistik nicht ausreicht.

Mit diesem Detektor-System ist es auch möglich, die Aktivierung des Vanadium-Drahtes zu steuern. Entsprechend dem Zeitpunkt, zu dem der Draht in den Strahl und wieder heraus bewegt wird ($\Delta t \lesssim 50 \text{ ms}$), erfolgt die Aktivierung durch VCN, UCN oder UCN & VCN. Dies bietet die Möglichkeit zum Test systematischer Effekte der UCN-Produktionsrate des sD_2 Konverters.

Es sei angemerkt, dass durch die γ -Spektroskopie (Abklingzeit von Vanadium) eine Wartezeit¹⁷ von mindestens 22 min zwischen jedem Reaktorpuls entsteht. Dies soll jedoch kein Ausschlusskriterium darstellen. Experimente mit gespeicherten Neutronen, wie die Messung der Neutronenlebensdauer, bei denen eine hohe Präzision gefordert ist, also auch eine genaue Kenntnis der Pulsstärke, besitzen im Allgemeinen eine Pulsfrequenz von 1 bis 2 pro Stunde.

¹⁷Mit der Halbwertszeit für ^{52}V von $t_{1/2} = 3.743 \text{ min}$ ergibt sich bei $t = 20 \text{ min}$ ein integraler Wert der Aktivität von 97.5 %.

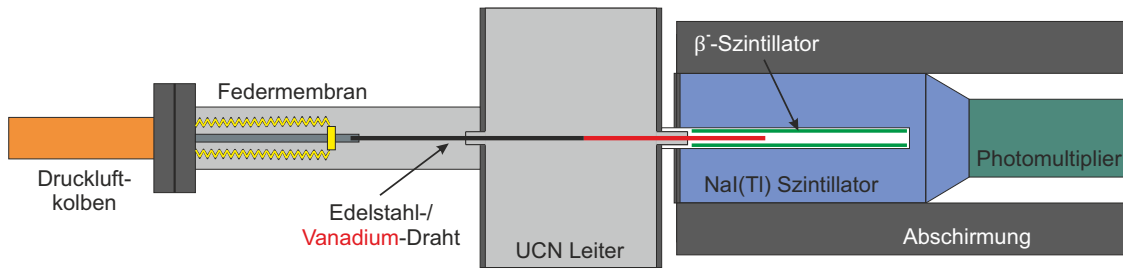


Abbildung E.11: Skizze zur Weiterentwicklung des „In-Beam-Monitor“-Detektors: Der mechanische Teil (linke Seite des Neutronenleiters) bleibt unverändert, wobei der Vanadium-Draht um eine Länge Edelstahl-Draht verlängert wird. Nach der Aktivierung wird nun der ^{51}V -Draht zur gegenüberliegenden Seite (rechts vom Neutronenleiter) bewegt. Dort befindet sich ein NaI(Tl)-Szintillator zur 4π -Detektion der γ -Photonen sowie ein auf der Innenseite positionierter dünnwandiger Szintillator zur koinzidenten β^- -Detektion. Eine entsprechende Abschirmung aus Cadmium, Polyethylen und Blei minimiert den, im Speziell durch den Reaktor erzeugten Untergrund.

E.2.2 Entwicklung eines kompakten Neutronendetektors

Wie in Kapitel 1.3 aufgeführt müssen zur präzisen Messung von τ_n die sonstigen Verlustmöglichkeiten der gespeicherten Neutronen eliminiert werden. Unabhängig davon ob dies vollständig gelingt, muss auf jeden Fall eine Möglichkeit der experimentellen Untersuchung existieren [128]. Es sind also Neutronendetektoren außerhalb der Speichergeometrie gefordert, die bestmöglich den gesamten Phasenraum der nicht gespeicherten Neutronen abdecken. Die Idee ist, ein dünnwandiger Neutronendetektor (Wandstärke $< 1\text{ mm}$) auf der Innenseite des magnetischen Multipols zu platzieren. Infrage kommen hierfür flexible Dünnschicht-Halbleitermaterialien [271, 272, 273] oder auch Szintillatoren (Fasern) [274, 275]. Zur Neutronendetektion bedarf es noch eines Konverters: ^{10}B als Oberflächenbeschichtung oder eine ^{10}B bzw. ^6Li Dotierung. Zusätzlich muss das System bei tiefen Temperaturen im UHV und hohem Magnetfeld zuverlässig arbeiten.

In dieser Arbeit wurde dazu als Vorstudie eine mit ^{10}B beschichtete kommerzielle Si-PIN-Photodiode¹⁸ der Firma Hamamatsu Photonics K.K zur Neutronendetektion getestet. Die Photodiode besitzt eine aktive Fläche von $10 \times 10\text{ mm}^2$ und ist auf der Oberfläche (Eintrittsfenster) nicht versiegelt¹⁹. Die Sperrschicht ist 0.3 mm dick. Die Konversion der Neutronen in geladene und von der Photodiode detektierbare Teilchen erfolgt nach Gleichung E.3 (Fermipotential, siehe Abschnitt A.2.2: $V_F = -3.4\text{ neV}$ und $W = 36.3\text{ neV}$ [112]).

Beschichtet wurde die Photodiode von der Firma²⁰ S-DH GmbH in Heidelberg. In einem ersten Versuch erfolgte die Beschichtung von $^{10}\text{B}_4\text{C}$ (Borcarbid, BC) mittels der Sputter-Technologie. Dies führte jedoch zum Verlust der Dioden-Eigenschaften, da die BC-Schicht selbst als elektronisch aktive Halbleiterschicht fungiert [276] und gegenüber reinem ^{10}B

¹⁸Typ: S3590-09, <http://www.hamamatsu.com/eu/en/product/category/3100/4001/4103/S3590-09/index.html>

¹⁹Die Versiegelung ist bis zu $100\text{ }\mu\text{m}$ dick, die Reichweite der Li- und α -Teilchen in ^{10}B jedoch nur etwa $2\text{ }\mu\text{m}$ bzw. $4\text{ }\mu\text{m}$ [276, 182].

²⁰Ansprechpartner: Harald Häse, <http://www.s-dh.de/>

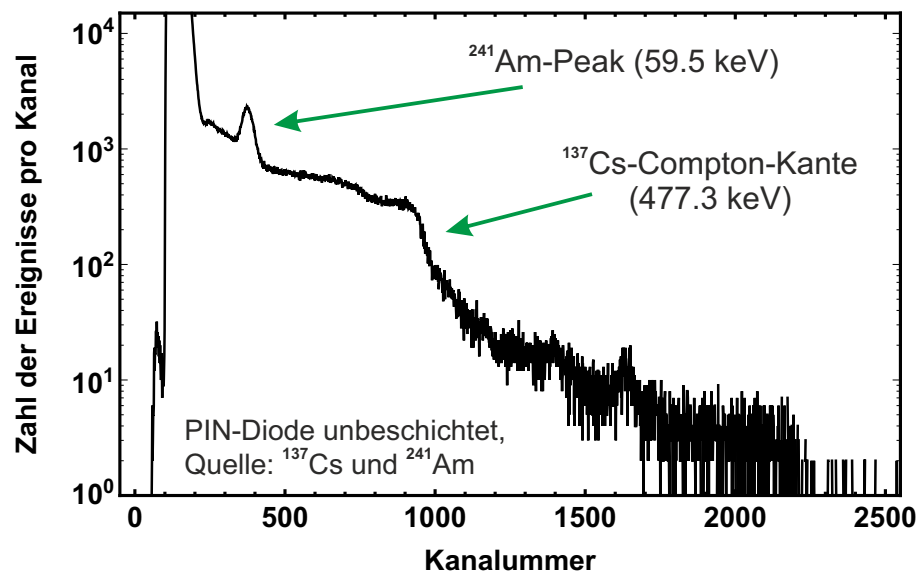


Abbildung E.12: Das Pulshöhenspektrum (PHS) der unbeschichteten Si-PIN-Photodiode bei Bestrahlung mittels einer ^{137}Cs - und ^{241}Am -Quelle (γ -Strahler) [177]. Zu sehen sind der Röntgenpeak von ^{241}Am und die Compton-Kante der ^{137}Cs -Quelle. Für die Messung wurde die DAQ aus Tabelle E.3 verwendet.

eine um acht Größenordnung höhere elektrische Leitfähigkeit besitzt [277]. Es ist zu vermuten, dass in Folge der Beschichtung eine Dotierung der pn-Schicht (Implementierung von Bor-Atomen) erfolgte.

In einem zweiten Versuch wurde die Photodiode mit reinem ^{10}B bedampft (geringere kinetische Energie der Target-Atome gegenüber dem Sputter-Prozess). Dabei wurde eine Schichtdicke von 210 nm aufgetragen (optimal zur Detektion von ultrakalten Neutronen [113]). Zwar konnte auch hierbei ein endlicher Widerstand in Sperrrichtung gemessen werden, jedoch war die Photodiode zur Detektion von Neutronen funktionsfähig.

Die Totzeit der Si-PIN-Photodiode beträgt $6 \pm 3 \mu\text{s}$ (ermittelt nach Methode II, Abschnitt E.3.2).

E.2.3 Relative Effizienzmessungen

Im Folgenden soll die experimentelle Bestimmung der relativen UCN & VCN-Nachweiss-effizienz der Detektoren *CASCADE-Neu*, *CASCADE-Alt* und der ^{10}B Si-PIN-Photodiode dargestellt werden. Im Experiment wurde dazu der UCN & VCN-Fluss geteilt und die Intensität an jeweils zwei der genannten Detektoren gleichzeitig gemessen. Durch den Einbau eines T-Stücks²² in den Strahlengang konnte der Neutronenfluss symmetrisch aufgespalten werden (siehe Abbildung E.13). Da das T-Stück keine Schenkelverlängerung zum Anbringen der Wilson-Flansche besaß, wurden 5 cm lange gerade Edelstahlrohre an jedes Ende

²¹Laut Hersteller: hochangereichertes ($> 95\%$) isotonenreines ^{10}B .

²²Bauform: Hosenboden (Vereinigung zweier 90° Bögen, Radius: 80 mm), Material: 1.4404, Hygieneklasse: H4

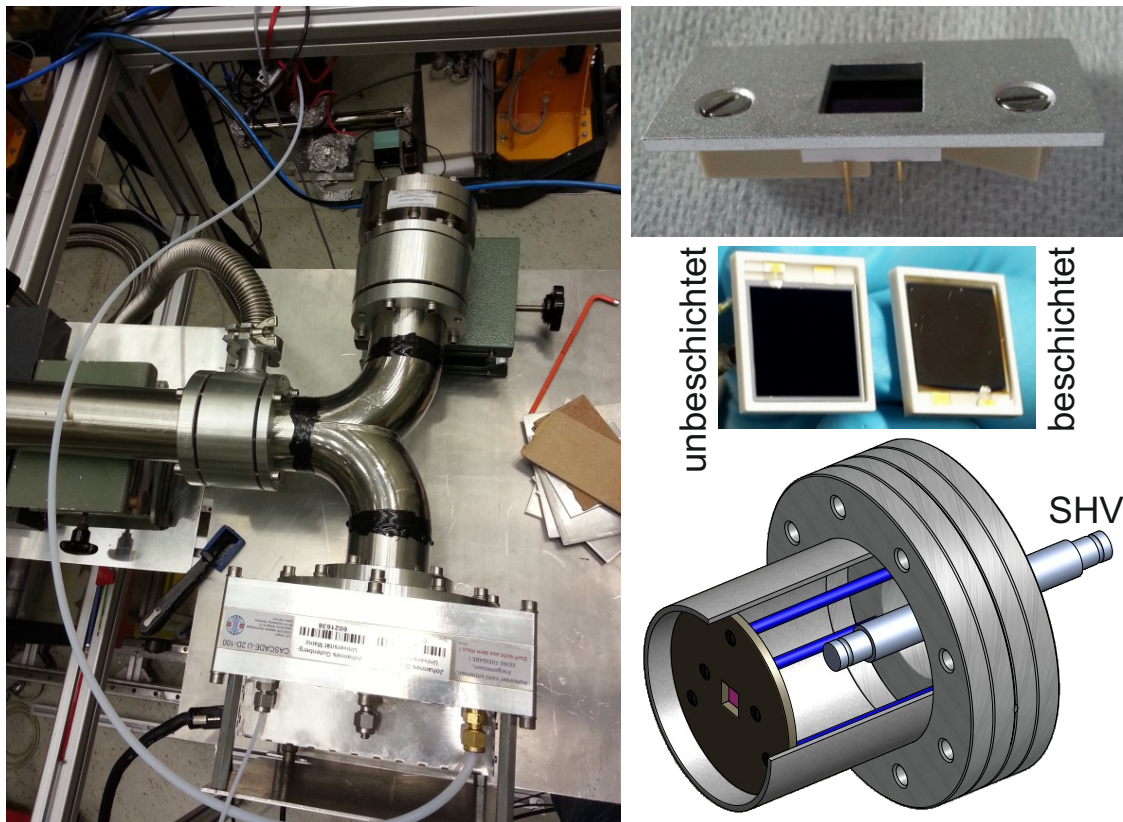


Abbildung E.13: Aufbau zur Messung der relativen Nachweiseffizienz. Links im Bild ist der Detektor CASCADE-Neu und die Si-PIN-Photodiode, verbunden durch das T-Stück in Form eines Hosenbodens, zu sehen. Rechts das Gehäuse zur mechanischen Fixierung der Photodiode (magentafarben) im Vakuum. Zur elektrischen Verbindung dient eine SHV DN 40CF Vakuumdurchführung. Der Ausschnitt der Blende (Titan, 3 mm) ist mit $9.5 \times 9.5 \text{ mm}^2$ etwas kleiner als die sensitive Fläche der Photodiode. Mit zwei Klemmen aus PEEK ist die Diode von der Rückseite her fixiert. Die Schrauben (M2.5) bestehen ebenfalls aus Titan. Das Gehäuse kann über einen Wilson-Flansch direkt mit einem Strahlrohr verbunden werden.

geklebt²³ (schwarze Ränder am T-Stück). Der Strahlengang bestand aus einer S-Kurve (45° Bögen, Radius: 9 cm) mit einer Höhendifferenz gegenüber dem Quellausgang von 116 cm. Zur Minimierung der Untergrundzählrate, insbesondere der thermischen Neutronen des Reaktorpulses, waren die Detektoren jeweils mit Polyethylen (PE) eingepackt. Die CASCADE-U Detektoren wurden jeweils mit einem Gasfluss von 500 digits (Anschlusstyp: 2-Ventile) gespült.

Zur Signalformung des vorverstärkten analogen Detektor-Signals sollten die folgenden Einstellungen am spektroskopischen Verstärker genutzt werden: coarse gain: 100, fine gain: 9.30, shaping time: 0.5 μs , polarity: +, Ausgang: unipolar.

²³Kleber: Stycast 2850 FT mit Catalyst 9. Ein Verschweißen kam nicht in Frage, da durch die Wärmeentwicklung die innere Oberfläche der Rohre beschädigt wird.

Tabelle E.3: Verwendete DAQ der Detektoren CASCADE-Alt und Si-PIN-Photodiode.

	CASCADE-Alt	Si-PIN-Photodiode
Vorverstärker	Detektorseitig, VV50-2	FAST Comtec, CSP10-4S
Verstärker	Canberra, Spectroscopy Amplifier 2022	
ADC	WIENER, NIMbox NDL8	
Spannungsversorgung	FAST Comtec, NHQ 202M	
HV	1200 V	70 V

Tabelle E.4: Daten aus dem Vergleich der relativen Nachweiseffizienz der Detektoren CASCADE-Neu, CASCADE-Alt und Si-PIN Photodiode. Zu beachten sind die nachfolgenden Anmerkungen.

I	I_A/I_N	$(105.5 \pm 0.8) \%$	
II	I_A/I_N	$(107.0 \pm 0.5) \%$	vertauschte Position
III	I_{PIN}/I_N	$(92.0 \pm 6.5) \%$	mit Aluminiumfenster
IV	PIN: $I_w/I_{w/o}$	$(37.8 \pm 3.0) \%$	Anteil cutoff-UCN
V	N: $I_w/I_{w/o}$	$(1.5 \pm 0.1) \%$	Verhältnis Detektionsfläche

Für die Effizienzanalyse wurden pro Aufbau fünf Messungen im Modus *Transmission* mit einer Pulsstärke von 1.5\$ durchgeführt und die Intensität I_x im Zeitfenster von 0.9s bis 5.0s bestimmt, wobei $x = \{N: \text{CASCADE-Neu}, A: \text{CASCADE-Alt}, PIN: \text{Si-PIN-Photodiode}\}$ ist. Referenziert wird jeweils auf die Messdaten I_N des Detektors CASCADE-Neu. Die Untergrundzählrate der thermischen Neutronen wurde bei geschlossenem Sicherheitsschieber der UCN-Quelle bestimmt und den aufgenommen Spektren abgezogen.

Da die Detektorfläche der Si-PIN-Photodiode ($A_{PIN} = 100 \text{ mm}^2$) kleiner als die des CASCADE-U 100 Detektors ($A_N = 3421 \text{ mm}^2$) ist, wurde für den Vergleich eine Blende aus Titan mit einem rechteckigen Ausschnitt von $9.5 \times 9.5 \text{ mm}^2$ vor den CASCADE-U Detektor gesetzt. Im Vergleich dazu besitzt die Si-PIN-Photodiode kein Eintrittsfenster aus Aluminium. Daher wurde auch eine Vergleichsmessung mit und ohne Aluminiumfolie vor der ^{10}B beschichteten Photodiode durchgeführt. Die aus den gemessenen Intensitäten ermittelten Verhältnisse sind in Tabelle E.4 aufgelistet.

Beobachtungen und Schlussfolgerungen:

I & II Innerhalb der Unsicherheit kann der Messaufbau als symmetrisch angesehen werden.

III Zu beachten ist, dass keine vollständige Kollimation durch die Blende (Wandstärke: 3 mm) vorliegt und der CASCADE-U 100 Detektor im Vergleich zur Photodiode auch schräg auftreffende Neutronen detektieren kann.

IV Verhältnis der gemessenen Intensität mit (w/) und ohne (w/o) Aluminiumfolie der ^{10}B beschichteten Photodiode (siehe Abbildung E.14). Dies entspricht dem Anteil Neutronen (hier als *cutoff-UCN* definiert) mit $E_n \lesssim 54 \text{ neV}$ (Fermi-Potential Aluminium [112]) zum

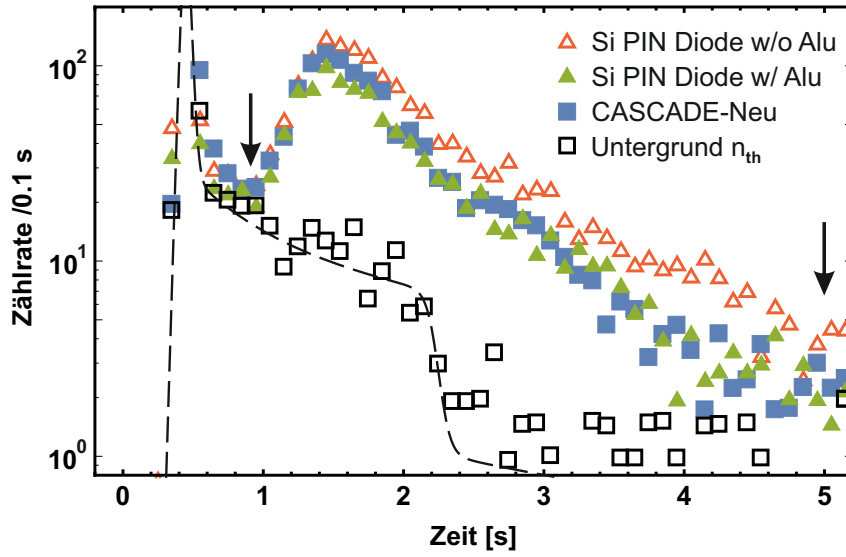


Abbildung E.14: Vergleich der Nachweiseffizienz zwischen den Detektoren CASCADE-Neu und ^{10}B beschichtete Si-PIN-Photodiode. Dargestellt ist die über vier Pulse gemittelte Zählrate pro 0.1 s Zeitintervall als Funktion der Zeit bei einer mittleren Pulsstärke von $\overline{E}_R = 6.1 \text{ MW s}$. Der erste Peak im Spektrum entspricht der Detektion thermischer Neutronen des Reaktorpulses (siehe Abschnitt B.3) und wurde jeweils den Daten zur Untergrundkorrektur abgezogen. Die Intensität I_x entspricht der Summe aller Signale im Zeitfenster 0.9 s bis 5.0 s (schwarze Pfeile).

Gesamtfluss. Die Messung der UCN-Dichte in einem $V = 30 \text{ L}$ Edelstahlspeicher [88] bei vertikaler und horizontaler Extraktion, was der Situation w/ und w/o Aluminiumfolie entspricht, ergab einen Anteil von $(34.2 \pm 3.5) \%$. Damit decken sich die Ergebnisse beider Messungen sehr gut. Zu beachten ist, dass bei der Speichermessung $E_n < V_F = 185 \text{ neV}$ (Edelstahl 1.4435 [112]) ist. Es ist zu vermuten, dass das T-Stück in Kombination mit der Blende den VCN-Anteil ($E_n > V_F = 185 \text{ neV}$ [112]) aus dem Spektrum herausfiltert.

V Vergleich der Intensität mit (w/) und ohne (w/o) Blende, gemessen mit CASCADE-Neu. Dieser Wert ist um etwa 40 % kleiner als das reine Flächenverhältnis von $A_{w/o}/A_{w/o} = 2.6 \%$.

Die Messungen haben gezeigt, dass beide CASCADE-U Detektoren untereinander eine vergleichbare Effizienz zur Detektion von sehr- und ultrakalten Neutronen aufweisen. Die mit ^{10}B beschichtete Photodiode lieferte ebenso eine mit dem Detektor CASCADE-Neu vergleichbare Effizienz.

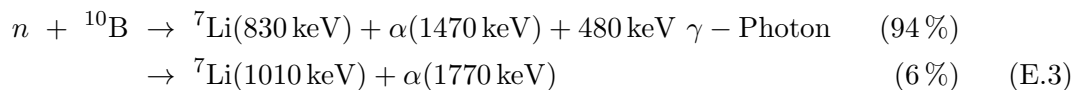
Zur präziseren Charakterisierung wird eine dickere Blende empfohlen, sodass der Neutronenstrahl stärker kollimiert wird. Zur Bestimmung der relativen Nachweiseffizienz verschiedener Detektoren ist der Messaufbau entsprechend gut geeignet.

E.3 Der kommerzielle CASCADE-U 100 Detektor

In diesem Abschnitt geht es um die Nachweiseffizienz des kommerziellen *CASCADE-U* 100 Detektors [113] der Firma CDT Cascade Detector Technologies GmbH²⁴. Zum Test stehen zwei Versionen desselben Detektortyps zur Verfügung, die im Folgenden mit *CASCADE-Alt* und *CASCADE-Neu* gekennzeichnet werden.

E.3.1 Funktionsweise und technische Details

Die sensitive Auslesestruktur ($100 \times 100 \text{ mm}^2$) ist in einem Aluminium-Detektor-Gehäuse platziert, dass von einem Zählgas (Argon 5.0/ Kohlendioxid 5.0, Mischung: 80/20) durchspült wird. Eine Multiplikationsfolie (GEM²⁵) dient zur Signalverstärkung. Aufgrund der Segmentierung der Auslesestruktur (8×8 Pads) besteht eine zweidimensionale Ortsauflösung ($12.5 \times 12.5 \text{ mm}^2$). Der Detektor wurde speziell zum Nachweis ultrakalter Neutronen entwickelt [126]. Das Eintrittsfenster (Aluminium, $100 \mu\text{m}$) ist daher auf der Innenseite mit ^{10}B beschichtet, sodass durch die Reaktion



die Neutronen in geladene Teilchen umgewandelt und durch Ionisation im Zählgas nachgewiesen werden. Bei einer Driftstrecke von 7 mm beträgt die Driftzeit der Ladungswolke zur GEM-Folie etwa 150 ns [278]. Die im CASCADE-U 100 Detektor verbaute Elektronik ist speziell für hohe Zählraten ausgelegt [126]: GEM-Folie 10 MHz/cm², CIPix ASIC Board 330 kHz bei 10 % Totzeit, was $\tau = 0.34 \mu\text{s}$ entspricht.

Der Unterschied beider Detektoren besteht in der Datenaufnahme (engl. *Data Acquisition*, DAQ). Bei der alten Version sind alle 64 Kanäle zu einem einzigen vorverstärkten analogen Ausgang zusammengeführt (DAQ, siehe Tabelle E.3). Die neue Version dagegen besitzt neben der zweidimensionalen Ortsauflösung ein vom Hersteller konfiguriertes geschlossenes DAQ-System. Lediglich die Hochspannungsversorgung erfolgt separat.

Die vom Hersteller CDT GmbH (*CASCADE Detector Technologies*, CDT) bereitgestellte Software „CDT Detector Control 9.7“ bietet zwei relevante Methoden zur Datenaufnahme an, eine zeitaufgelöste (*TOF spectrum*) sowie eine ortsauflöste (*2D measurement*). Die Messdaten werden in einer Textdatei gespeichert, wobei die 2D-Daten als 8×8 Matrix und die TOF-Daten in Form einer Tabelle geschrieben werden. Die Tabelle ist dabei so strukturiert, dass spaltenweise folgende Informationen erscheinen: 1: Messpunkt, 2: Anzahl detektierter Signale innerhalb der definierten dwell time²⁶ aller Kanäle, 3...66: Anzahl detektierter Signale innerhalb der definierten dwell time von Kanal 1 bis 64. Jeder neue Messpunkt wird in eine neue Zeile geschrieben.

²⁴Kontaktperson: Dr. Martin Klein, <http://n-cdt.com/>

²⁵www.cern.ch/gem

²⁶Definiert die Zeitdauer eines einzelnen Messpunktes, also über welche Zeit die digitalisierten Signale aufsummiert werden. Die Zählrate ergibt sich aus der Summe der Signale dividiert durch die dwell time.

Tabelle E.5: Zuordnungstabelle der Messdaten für CASCADE-U 100 Detektor. Zur weiteren Beschreibung siehe Text.

GUI Pixel	Datei 2D Matrix	Datei TOF Tabelle $\rightarrow$ Matrix $M_{i,j}$	(i, j)	(y, x)
$(7, x)$	$(8, j)$	$10 + 8 \cdot (j - 1)$	$i = 1, j = 1 \dots 8$	$y = 7, x = 0 \dots 7$
$(6, x)$	$(7, j)$	$9 + 8 \cdot (j - 1)$	$i = 2, j = 1 \dots 8$	$y = 6, x = 0 \dots 7$
$(5, x)$	$(6, j)$	$8 + 8 \cdot (j - 1)$	$i = 3, j = 1 \dots 8$	$y = 5, x = 0 \dots 7$
$(4, x)$	$(5, j)$	$7 + 8 \cdot (j - 1)$	$i = 4, j = 1 \dots 8$	$y = 4, x = 0 \dots 7$
$(3, x)$	$(4, j)$	$6 + 8 \cdot (j - 1)$	$i = 5, j = 1 \dots 8$	$y = 3, x = 0 \dots 7$
$(2, x)$	$(3, j)$	$5 + 8 \cdot (j - 1)$	$i = 6, j = 1 \dots 8$	$y = 2, x = 0 \dots 7$
$(1, x)$	$(2, j)$	$4 + 8 \cdot (j - 1)$	$i = 7, j = 1 \dots 8$	$y = 1, x = 0 \dots 7$
$(0, x)$	$(1, j)$	$3 + 8 \cdot (j - 1)$	$i = 8, j = 1 \dots 8$	$y = 0, x = 0 \dots 7$

Die entsprechende Zuordnung von Kanalnummer zu Pixel der Auslesestruktur (sensitive Fläche des Detektors), siehe Abbildung E.15, kann der Tabelle E.5 entnommen werden. Es ist dabei zu beachten, dass Kanal $(0,0)$ in der graphischen Darstellung der 2D-Daten (mittels der Detektor-Software) unten links erscheint (siehe Abbildung E.15), in der Textdatei jedoch oben links. Weiterhin ist zu beachten, dass die mit der Transformationsvorschrift erhaltene Matrix $M_{i,j}$ der TOF-Daten aus Tabelle E.5 noch transponiert werden muss, um ebenfalls der Darstellung aus Abbildung E.15 zu entsprechen.

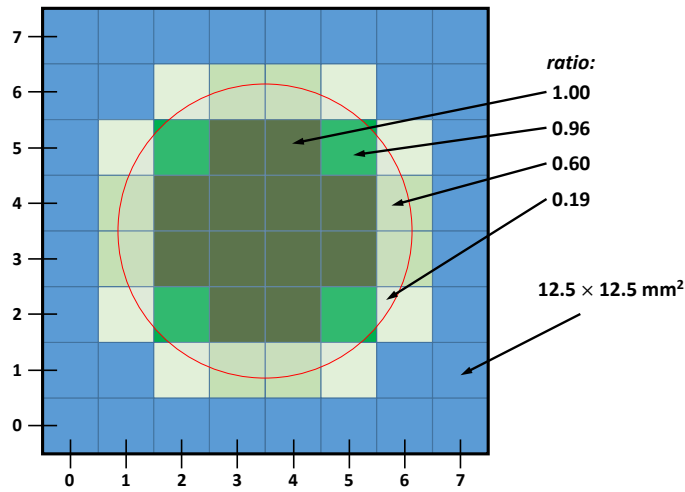


Abbildung E.15: Segmentierte Detektorfläche des CASCADE-U 100 Detektors: Die sensitive Fläche ($100 \times 100 \text{ mm}^2$) ist in 8×8 Pixel aufgeteilt, wobei jeder Pixel eine Fläche von $12.5 \times 12.5 \text{ mm}^2$ abdeckt. Der für die Messungen in dieser Arbeit verwendete Detektor besitzt eine kreisförmige Öffnung (rote Linie) mit einem Durchmesser von $\varnothing = 66 \text{ mm}$. Der akzeptierte Außendurchmesser für Neutronenleiter beträgt $\varnothing = 75 \text{ mm}$. Die Reduktion der illuminierten Fläche der am Rand befindlichen Pixel aufgrund der kreisförmigen Öffnung ist als Flächenverhältnis nebenstehend angegeben.

E.3.2 Untersuchung des Totzeit-Verhaltens

Die Totzeit des Detektors bewirkt eine Diskrepanz zwischen wahrer und beobachteter Zählrate [180, 279, 280]. Klassisch unterscheidet man zwischen zwei mathematischen Modellen: 1. nicht verlängerbare Totzeit (engl. *non-paralyzable*) und 2. verlängerbare Totzeit (engl. *paralyzable*). Zur ersteren gehört als Beispiel der Analog-Digital-Konverter (kurz ADC) und es gilt

$$m = \frac{n}{1 + n \cdot \tau_{np}}, \quad (\text{E.4})$$

wobei m die beobachtete und n die wahre Zählrate, sowie τ_{np} die nicht verlängerbare Totzeit ist. Der Prozess der Gasverstärkung wie auch die Signalformung des Vorverstärkers (VV) bewirken eine Verlängerung der Totzeit bei zwei zeitlich zu dicht aufeinanderfolgenden Signalen (Pile-up) [281]. Die Totzeit τ_p ist unter anderem proportional zur Pulslänge des VV [282] und führt zu der folgenden Zählratenabhängigkeit:

$$m = n \cdot \exp(-n \cdot \tau_p). \quad (\text{E.5})$$

Für $n = 1/\tau_p$ ergibt sich dabei die maximale beobachtbare Zählrate, d.h. $m_{\max} = \exp(-1)/\tau_p$.

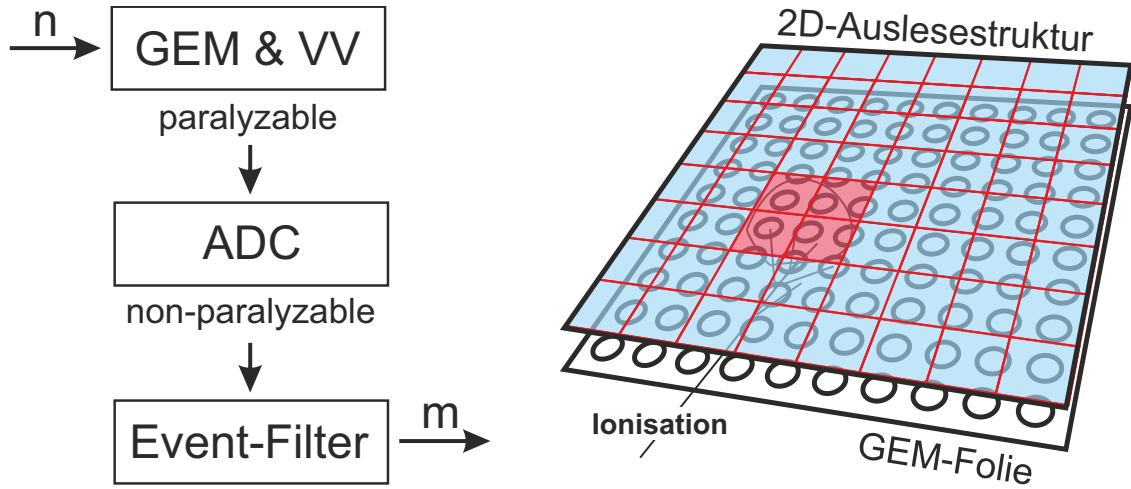


Abbildung E.16: Signalregistrierung beim CASCADE-U 100 Detektor: Die 2D-Auslestruktur registriert das Ladungssignal der Ionisation, welches durch den Vorverstärker (VV) verarbeitet wird. Der Event-Filter analysiert die zeitliche und räumliche Verteilung der vom ADC ausgegebenen binären Ereignisse (0, 1) und entscheidet, ob ein echtes Neutronensignal vorlag oder nicht [283].

Methode I - direkte Messung

Die Messungen fanden an der thermischen Säule des TRIGA Mainz im Pulsbetrieb statt²⁷. Analog zur *Methode der zwei Quellen* [284, 180] wurde das Verhalten des Detektors bei variiertem Neutronenfluss untersucht und daraus die Totzeit abgeleitet. Zwar kann der Neutronenfluss allein durch die Pulsstärke reguliert werden, jedoch ändert sich damit auch die Zeitstruktur der Zählrate B.3, sodass nur Messungen konstanter Reaktorenergie E_R miteinander vergleichbar sind.

Zusätzlich wurden Polyethylen (PE)-Platten zur Neutronen-Streuung bzw. -Absorption in den Strahl gestellt. Die Bestimmung des Abschwächungskoeffizienten κ der verwendeten PE-Platten (Stärke: 6.0 mm und 22.8 mm) erfolgte bei 100 kW Dauerbetrieb des Reaktors (vgl. Abbildung E.17).

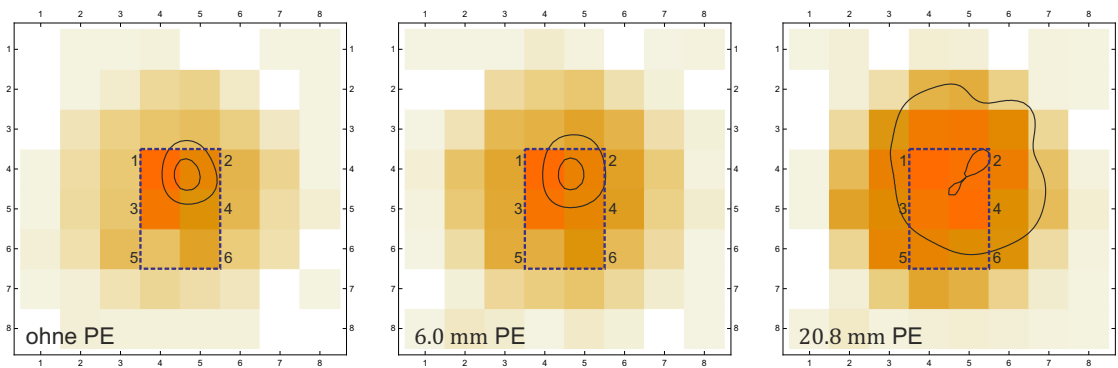


Abbildung E.17: Verteilung der gemessenen Intensität ohne und mit PE-Platte bei 100 kW Reaktorleistung und 1 min Integrationszeit. Zu sehen sind die 64 Kanäle des Detektors. Da der Neutronenstrahl der thermischen Säule kollimiert ist, erfolgt die Auswertung anhand der sechs umrandeten Pixel. Deutlich zu sehen ist die Vergrößerung der Strahldivergenz durch das PE.

Tabelle E.6: Abschwächungskoeffizienten der Totzeitanalyse des CASCADE-U 100 Detektors.

Pixel	1	2	3	4	5	6
6 mm PE	4.98	3.34	4.42	2.85	1.6	2.48
ohne PE	56.05	33.88	48.54	22.62	2.34	17.56

Mit der Definition des Abschwächungskoeffizienten

$$\kappa^x = \frac{I_j^x}{I_j^{22.8\text{ mm}}}, \quad (\text{E.6})$$

wobei I die gemessene Intensität, j die Pixelnummer und $x = \{6\text{ mm PE, ohne PE}\}$ ist, ergeben sich die in Tabelle E.6 aufgelisteten Koeffizienten der für die Auswertung genutzten sechs Pixel.

²⁷Pulsstärke: 1.5 \$ und 2 \$, Zeitauflösung CASCADE-Detektor: 500 μs .

Die Daten unter Verwendung der 22.8 mm PE-Platte dienen als Referenz, da hier die Zählrate gering und somit der Einfluss der Totzeit vernachlässigbar ist. Entsprechend dem Koeffizienten κ^x kann die Zählrate der 22.8 mm PE-Messung extrapoliert werden

$$n^x = \kappa^x \cdot n^{22.8 \text{ mm}} \quad (\text{E.7})$$

und stellt damit die zu erwartende wahre Zählrate n^x gegenüber den Messungen mit $x = \{6 \text{ mm PE, ohne PE}\}$ dar. Siehe dazu Abbildung E.18.

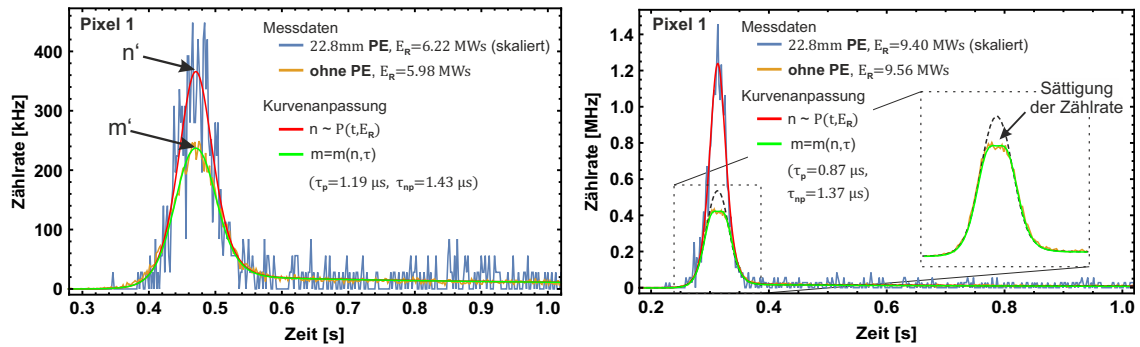


Abbildung E.18: Links: Zählrate thermischer Neutronen als Funktion der Zeit (Pulsstärke: 1.5\$) mit 20.8 mm PE-Platte (blau) und ohne PE-Platte (orange). Gezeigt ist Pixel 1. Dementsprechend wurden die Daten mit der 20.8 mm PE-Platte um einen Faktor $\kappa_1^{\text{ohne PE}} = 56.05$ multipliziert. In rot ist die Kurvenanpassung $n \sim P(t, E_R)$ (siehe Abschnitt B.3) gezeigt. Die Maxima beider Kurven ergeben das Tupel (n', m') . Zur Demonstration wurde Gleichung E.5 auf die Daten der 20.8 mm PE-Platte angewendet (hellgrüne Linie).

Rechts: Gezeigt ist die Zählrate thermischer Neutronen als Funktion der Zeit für die selbe Konfiguration wie links, jedoch bei einer Pulsstärke von 2\$. Wie sich zeigt, sättigt die Signalregistrierung ab einer Zählrate von etwa 420 kHz (pro Pixel).

Zur Minimierung der statischen Fluktuationen wurde das Reaktorpuls-Modell $P(t, E_R)$ aus Abschnitt B.3 an die skalierten Daten $n^x \sim P(t, E_R)$ (rote Kurve) angepasst. Es wird angenommen, dass der dominierende Effekt zur Signalregistrierung paralyzable ist und somit Gleichung E.5 gilt. Durch erneute Kurvenanpassung von $m^x = m(n^x(t, E_R), \tau_p)$ lässt sich nun die Totzeit in Abhängigkeit der beobachteten Zählrate m^x bestimmen. Die evaluierten Werte sind im linken Diagramm von Abbildung E.20 dargestellt. Dabei zeigt sich eine klare funktionale Abhängigkeit der Totzeit τ_p [μs] gegenüber m^x , die mit

$$\tau_p(m) = \begin{cases} 0.3 + 8 \cdot 10^{-6} \cdot m + 2 \cdot 10^{-11} \cdot m^2 & m \leq \alpha \\ \beta \cdot 10^6 \frac{\exp(-1)}{m} & m > \alpha \end{cases} \quad (\text{E.8})$$

beschrieben werden kann. Für Zählraten oberhalb von 150 kHz pro Pixel lassen sich zwei Verhaltensmuster beobachten:

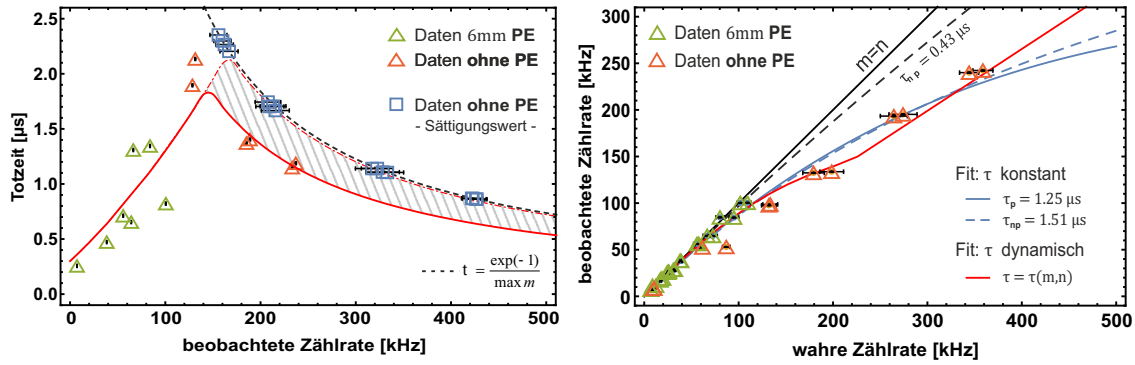


Abbildung E.19: Links: Evaluierte Totzeit τ_p als Funktion der beobachteten Zählrate m^x . Für die Darstellung wurden die maximalen Werte m' bei $P_{\max}(t_{\max})$ verwendet. Der Datenverlauf lässt sich mit der empirisch bestimmten Gleichung E.8 beschreiben (rote Linie).

Rechts: Korrelation der gemessenen wahren Zählrate n^x nach Gleichung E.7 und der beobachteten Zählrate m^x pro Pixel. Der Datenverlauf lässt sich mit einer nicht konstant gewählten Totzeit $\tau_{p(m)}$ und Gleichung E.5 wiedergeben (rote Linie).

1. Es tritt keine Sättigung der registrierten Zählrate ein und nach Gleichung E.5 mit $\tau_p(m)$ lässt sich ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der beobachteten und wahren Zählrate herstellen: rote durchgezogene Linie mit $\{\alpha, \beta\} = \{145 \text{ kHz}, 0.74\}$.
2. Die registrierte Zählrate sättigt (siehe Abbildung E.18, rechts) bei einem Maximalwert, wobei dieser von der räumlichen Verteilung des Neutronenflusses abhängt (ohne PE, 2\$): rote Strichpunktlinie mit $\{\alpha, \beta\} = \{166 \text{ kHz}, 0.98\}$. Der Zusammenhang zwischen gesättigter Zählrate und Totzeit entspricht dem theoretischen Limit von Gleichung E.5 (schwarze Strichlinie). Der resultierende numerische Wert von n weicht jedoch gegenüber dem Messwert um -20% ab. Das Verhalten deutet darauf hin, dass die Signalregistrierung eines einzelnen Pixels nicht isoliert von der Signalregistrierung der benachbarten Pixel betrachtet werden kann.

Eine Gegenüberstellung der wahren und beobachteten Zählrate erfolgt anhand der Maxima (n', m') der jeweiligen Neutronenpulse (vgl. Abbildung E.18) und ist im rechten Diagramm von Abbildung E.20 durch die grün- und rotorangefarbenen Dreiecke dargestellt. Eine konstant gewählte Totzeit kann den Verlauf der Daten weder für paralyzable noch für non-paralyzable beschreiben, $\tau_p(m)$ aus Gleichung E.8 (rote Linie) dagegen schon.

Schlussfolgerung: Entsprechend den Parametern der DAQ des Detektors (GEM-Folie, VV, ADC) sollte die Totzeit bei etwa $\simeq 300 \text{ ns}$ pro echtem Neutronensignal²⁸ liegen. Dieser Wert konnte für kleine Zählraten bis etwa 20 kHz bestätigt werden. Insgesamt zeigen die Messdaten jedoch eine Zählratenabhängigkeit von τ (vgl. Abbildung E.20) mit einem Maximalwert von etwa $2 \mu\text{s}$ @ 160 kHz . Eine Verlängerung der intrinsischen Totzeit bei hoher Zählrate sollte eigentlich bereits durch das gewählte mathematische Modell (paralyzable, Gleichung E.5, Poisson-Intervall-Verteilung) berücksichtigt werden.

²⁸Der Einfluss der GEM-Folie liegt bei 50 ns , die der DAQ bei 100 ns pro Kanal. Pro Neutronensignal und erzeugter Ladungswolke werden 2-3 Pads angesprochen, sodass sich in der Summe eine Totzeit pro Signal von $\simeq 300 \text{ ns}$ einstellt [278].

Die Interpretation der digitalisierten Signale pro Kanal erfolgt hardwareseitig (mittels FPGA-Board, Field Programmable Gate Array) und basiert auf einem Event-Filter-Algorithmus [283]. Entsprechend der räumlichen Ausdehnung und der zeitlichen Dauer²⁹ der von einem Neutronensignal erzeugten Ladungswolke hängt die Interpretation der Signale ab. Ist die räumliche Ausdehnung und/oder die zeitliche Dauer zu groß (Parametereinstellung der Software³⁰) wird das Signal komplett verworfen.

Wie genau die unterschiedlichen Bausteine zur Signalausgabe beitragen kann nicht gesagt werden. Zumindest deuten die Messdaten auf ein komplexes Zusammenspiel aus Gasverstärkung (GEM-Folie), Signalformung (VV), Digitalisierung (ADC) und Interpretation (Event-Filter) hin.

Anwendung der Totzeitkorrektur

Die eben dargestellte Analyse zum Totzeitverhalten des CASCADE-U 100 Detektors muss pro Kanal und Zeitwert erfolgen. Die Struktur der gespeicherten Messdaten stellt sich wie folgt dar:

t_i	Total	k_1	k_2	k_3	k_4	...	k_{62}	k_{63}	k_{64}
1	$\sum m_{1,j}$	$m_{1,1}$	$m_{1,2}$	_____					
2	$\sum m_{2,j}$	$m_{2,1}$							
3									
$\vdots$									

Zur Korrektur der beobachteten Zählrate $m_{i,j}$ bedarf es der Umkehrfunktion von Gleichung E.5. Diese ist in der Mathematik als *Lambert-W-Funktion* oder *Produktlogarithmus* bekannt und kann nicht durch eine elementare Funktion ausgedrückt werden. Im Folgenden sei für $f(x) = x \cdot \exp(x)$ die Umkehrfunktion im Definitionsbereich: $[-1/e, \infty)$ als $f^{-1}(x) = \text{ProductLog}(x)$ ausgedrückt.

Damit lässt sich die wahre Zählrate als Funktion der registrierten Zählrate nach

$$n(m, \tau) = -\frac{1}{\tau \cdot 10^{-6}} \cdot \text{ProductLog}(-m \cdot \tau \cdot 10^{-6}), \quad (\text{E.9})$$

berechnen, wobei für $\tau = \tau_p(m)$ [μs] Gleichung E.8 gilt.

Die Anwendung der Korrektur kann an folgendem Beispiel verdeutlicht werden. Dafür wird die UCN & VCN-Intensität $I_V = \sum_{i,j} m_{i,j}$ von Neutronen-Transmissionsmessungen unterschiedlicher Datensätzen aus *Nov15* betrachtet. Entsprechend der Pulsstärke E_R sollte die normierte Intensität konstant sein, d.h. $I_V/E_R = \text{konstant}$ (vgl. Abschnitt 3.1.7). Dies ist in Abbildung E.20 graphisch dargestellt, wobei die Messdaten einer Serie auf die mittlere Intensität der Messreihe normiert wurden. Siehe auch Tabelle E.7.

²⁹Die räumliche Ausdehnung bezieht sich auf die Verteilung pro Pixel und die zeitliche Dauer auf die Länge pro Taktzyklus ($\Delta t = 100$ ns).

³⁰CDT Detector Control , Version 9.7.

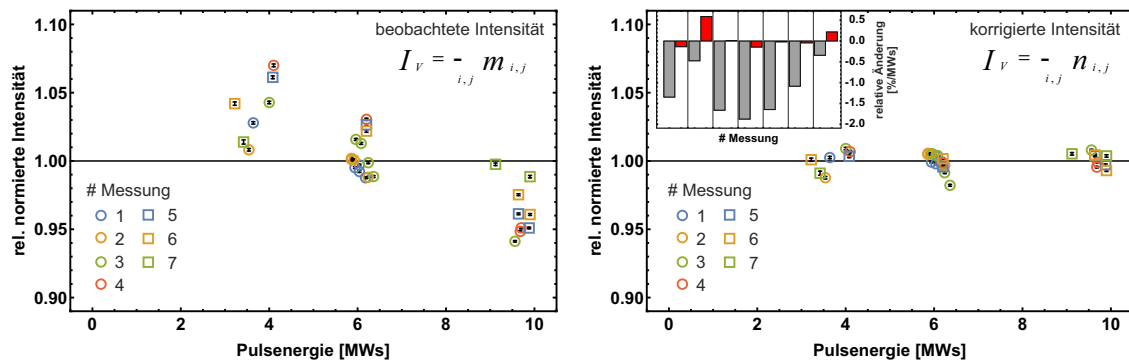


Abbildung E.20: Darstellung der normierten UCN & VCN-Intensität als Funktion der Pulsstärke E_R : links die beobachtete Intensität, rechts nach der Totzeitkorrektur anhand von Gleichung E.9. Das Inset im rechten Diagramm zeigt die prozentuale Änderung (Steigung) der einzelnen Messreihen (grau: ohne Korrektur, rot: mit Korrektur). Die am Detektor eingestellte Bin-Breite zur Datenaufnahme betrug jeweils 10 ms.

Tabelle E.7: Daten zur Totzeitkorrektur der betrachteten Messreihen aus Strahlzeit *Nov15*.

# Messung	I_V/E_R [1/MW s]	rel. Änderung [%/MW s] der normierten Intensität		maximale Zählrate in Messreihe [kHz] @ 6.2 MW s
		beobachtet	korrigiert	
1	361 300	-1.35	-0.14	115
2	336 000	-0.48	0.59	105
3	327 200	-1.66	0.01	108
4	263 500	-1.88	-0.15	125
5	255 000	-1.65	-0.02	116
6	218 800	-1.09	-0.04	95
7	129 000	-0.34	0.22	56

E.3.3 Abhängigkeit der Zählrate vom Gasfluss

Untersucht wurde die Abhängigkeit der Zählrate von der Durchflussmenge des Spülgases³¹. Jegliche O₂- oder H₂O-Kontamination³² (Größenordnung: ppm) reduziert die Signalverstärkung³³ und damit die am Vorverstärker anliegende Signalhöhe. Ab einer gewissen Kon-

³¹Dabei dient Argon als Zählgas (Ionisation durch geladenen Ionen) und Kohlendioxid als sogenanntes Quenchgas zur Absorption der UV-Strahlung. Diese würde ansonsten zu einer lawinenartigen Gasentladung führen und den Detektor vollständig sättigen.

³²Ein stationärer Betrieb ist nicht möglich, da das Zählgas kontinuierlich erneuert werden muss um so die Ablagerung polarer Kohlenwasserstoffe an der Anode zu vermeiden. Durch die clusterartige Anlagerung können diese Gasentladungen produzieren.

³³Die Anlagerung von e^- an O₂ bewirkt eine hohe Rekombinationsrate mittels $O_2^- + Ar^+ \rightarrow O_2 + Ar$.

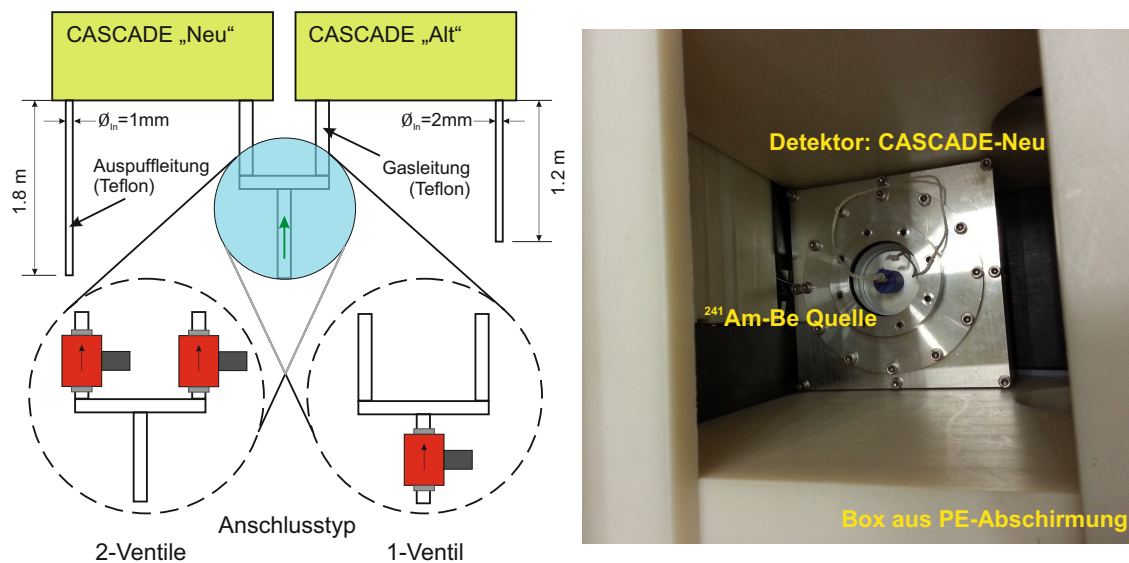


Abbildung E.21: Links: Skizze zum kombinierten Gasanschluss der beiden CASCADE-U Detektoren. Der Anschluss der Gaszuleitung erfolgt entweder mit zwei Ventilen oder nur einem Ventil. Rechts: Photographie des Messplatzes. Die $^{241}\text{Am-Be}$ Quelle ist mittig auf dem Aluminium-Eintrittsfenster des Detektors platziert.

tamination verschiebt sich das Neutronensignal (^7Li -Peak) unterhalb der Rauschschwelle und vermindert damit die Effizienz des Detektors. Nach Herstellerangaben ist der Detektor mindestens 36 h vor einer Messung zu spülen ($c[\text{O}_2] < 10\text{ ppm}$). Zur Verbindung der Gasflasche und des Detektors sollten Teflon- und Nylon-Schläuche verwendet werden [278].

Als Neutronenquelle wurde eine Americium-Beryllium Quelle³⁴ ($^{241}\text{Am-Be}$) verwendet, die neben Neutronen auch Röntgen- und Gamma-Photonen emittiert. Daher wurde mit einer Caesium-137 Quelle (^{137}Cs), ein reiner γ -Strahler³⁵, die Photo-Sensitivität bezüglich Gammastrahlung untersucht. In Abbildung E.22, links ist die Zählrate in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung (High Voltage, HV) dargestellt. Die ^{137}Cs -Quelle wurde direkt auf dem Eintrittsfenster des Detektors platziert. Für eine Arbeitsspannung von 1300 V (schwarzer Pfeil) ist gegenüber der Untergrundzählrate (rotorange Kreise) keine Signalerhöhung zu erkennen.

Zur Bestimmung der Zählratenabhängigkeit vom Gasfluss des Spülgases wurden zwei Messreihen mit unterschiedlichem Gasanschluss der beiden Detektoren durchgeführt (siehe Abbildung E.21). Beide Anschlusstypen wurden bei UCN-Strahlzeiten für die im Kapitel 3 präsentierten Daten verwendet. Die Ventile sind Präzisions-Regelventile³⁶ der Firma Vögtlin Instruments AG. Wie in Abbildung E.21 (rechts) zu sehen ist, war die $^{241}\text{Am-Be}$ Quelle

³⁴ Aktivität: $2.4 \cdot 10^6\text{ n/s}$, mittlere Neutronenenergie: 4 MeV, Halbwertszeit: 432.2 y, weitere Emission: Röntgen- und Gamma-Photonen. Die Quelle wurde vom Institut für Kernchemie der Universität Mainz bereitgestellt.

³⁵ Aktivität: 3.7 MBq, $E_\gamma = 0.6617\text{ MeV}$, Halbwertszeit: 30.17 y. Die β^- -Elektronen durchdringen nicht die Hülle der Quelle. Bereitgestellt wurde die Quelle vom Institut für Kernchemie der Universität Mainz.

³⁶ Durchgangsventil, Anschluss: G 1/8" Innengewinde, Gehäuse: Aluminium, Leckrate: $< 1 \cdot 10^{-5}\text{ mbarl/s}$ Helium, Spindel praktisch ohne Hysterese, <http://mcc-instruments.com/produkt/m-flow/>.

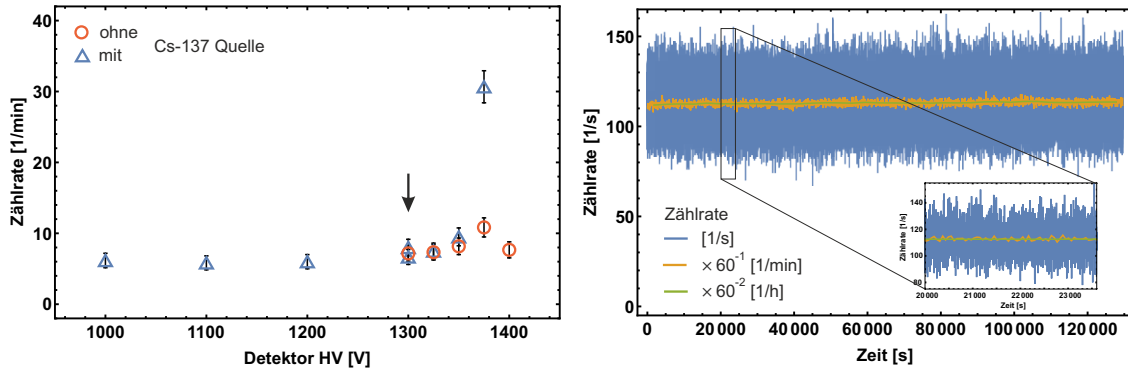


Abbildung E.22: Links: Gemessene Zählrate als Funktion der am Detektor *CASCADE-Neu* angelegten Hochspannung. Der schwarze Pfeil markiert die bei UCN-Strahlzeiten verwendete HV. Die Integrationszeit betrug 6 min pro Messpunkt. Zwischen den Messungen wurde eine Pause von 5 min eingehalten, sodass eventuelle kurzzeitig induzierte Entladungen nicht die Messung beeinflussten.

Rechts: Zählrate des Detektors *CASCADE-Neu* als Funktion der Zeit, gemessen über einen Zeitraum von 36 h. Farblich codiert ist die über einen Zeitraum von [1 s, 1 min, 1 h] gemittelte Zählrate dargestellt. Die Standardabweichung beträgt 1.27 % pro Minute und 0.20 % pro Stunde. Die Steigung der Zählrate von $0.034 \% h^{-1}$ im betrachteten Zeitintervall ist durch die Verminderung der O_2 -Konzentration aufgrund der fortwährende Spülung des Zählgases zu erklären.

mittig auf dem Eintrittsfenster des Detektors platziert. Die Abfolge der Messungen (10 min Integrationszeit) erfolgte durch schrittweise Reduzierung des Gasflusses. Eine Pause von mindestens 2 h zwischen den Messungen sollte sicherstellen, dass Gasfluss und O_2/H_2O -Rückdiffusion im Gleichgewicht sind. Dazu wurde die Zählrate während der Pause über die Zeit gemonitort.

Abbildung E.22 zeigt die Detektorzählrate als Funktion des Gasflusses für die genannten Gasanschlusstypen. Im Fall des getrennten Anschlusses (Typ: 2 Ventile) ist zum einen die reduzierte Signalrate ($\simeq 50 \%$) bei kleiner werdendem Gasfluss durch Verschwinden des 7Li -Peaks im Pulshöhenspektrum unterhalb der Rauschschwelle zu erkennen und zum anderen die Sättigung der Zählrate ab 500 digits bei *CASCADE-Neu* und 900 digits bei *CASCADE-Alt*. Als Ursache für das unterschiedliche Verhalten ist zu vermuten, dass die Rückdiffusion durch den kleineren Querschnitt der Auspuffleitung des Spülgases bei *CASCADE-Neu* geringer ist [285]. Der Unterschied der absoluten Zählrate beider Detektoren liegt an der jeweiligen Nachweiseffizienz thermischer/schneller Neutronen (Schichtdicke ^{10}B).

Bei gemeinsamer Verbindung (Typ: 1 Ventil) zeigt sich, dass das Plateau, wie zu erwarten war, erst bei etwa dem doppelten Gasfluss erreicht wird. Der Unterschied in der Zählrate und damit der Nachweiseffizienz bei Typ: 1 Ventil und 500 digits Gasfluss³⁷ und der maximalen Zählrate bei Typ: 2 Ventile ist in Tabelle E.8 aufgelistet.

³⁷Diese Einstellung wurde bei Verwendung des Anschlusses Typ: 1 Ventil für einige der UCN-Strahlzeiten verwendet.

Tabelle E.8: Skalierungsfaktor zur Nachweiseffizienz bei Verwendung der unterschiedlichen Gasanschlusstypen.

<i>CASCADE-Alt</i>	1.60(15)	500 digits→1000 digits
<i>CASCADE-Neu</i>	1.64(11)	500 digits→500 digits

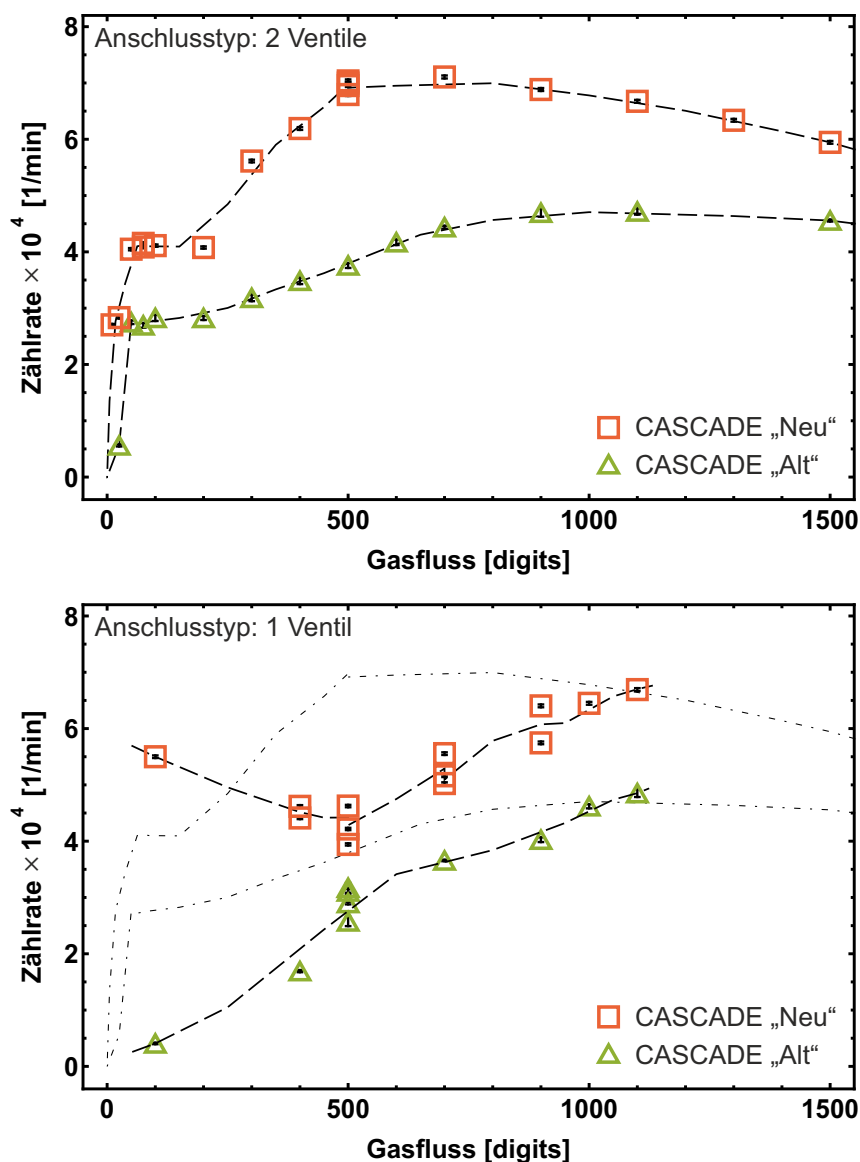


Abbildung E.23: Zählrate als Funktion des Gasflusses beider CASCADE-U Detektoren für die zwei genannten Gasanschlusstypen. Bei einem Eingangsdruck von 1 bar entsprechen 570 digits am Ventil 100 sccm Gasfluss.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Planck. Über eine Verbesserung der Wien'schen Spectralgleichung. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 2:202–204, 1900.
- [2] A. Einstein. Über die Entwicklung unserer Anschauungen über das Wesen und die Konstitution der Strahlung. *Physikalische Zeitschrift*, 10. Jahrgang, 22:817–825, 1909.
- [3] B. Povh et al. *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer Spektrum, 2014. ISBN: 978-3-642-37821-8.
- [4] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1):30 – 61, 2012.
- [5] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1):1–29, 2012.
- [6] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Physics Reports*, 405(5):279 – 390, 2005.
- [7] J.S. Nico and W. Michael Snow. FUNDAMENTAL NEUTRON PHYSICS. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 55(1):27–69, December 2005.
- [8] H. Abele. The neutron. Its properties and basic interactions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 60(1):1–81, January 2008.
- [9] D. Dubbers and M.G. Schmidt. The neutron and its role in cosmology and particle physics. *Reviews of Modern Physics*, 83(4):1111–1171, October 2011.
- [10] A. Salam and J.C. Ward. Electromagnetic and weak interactions. *Physics Letters*, 13(2):168 –171, 1964.
- [11] S. Weinberg. A model of leptons. *Physical review letters*, 19(21):1264, 1967.
- [12] J.M. Robson. The radioactive decay of the neutron. *Phys. Rev.*, 83:349–358, July 1951.
- [13] J.D. Jackson, S.B. Treiman, and H.W. Wyld Jr. Possible tests of time reversal invariance in beta decay. *Physical Review*, 106(3):517, 1957.
- [14] J.C. Hardy and I.S. Towner. Superaligned $0^+ \rightarrow 0^+$ nuclear β decays: 2014 critical survey, with precise results for v_{ud} and CKM unitarity. *Physical Review C*, 91(2):1–27, February 2015.

- [15] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):1+, 2016.
- [16] G.L. Greene and P. Geltenbort. The neutron enigma. *Scientific American*, 36:36–41, 2016.
- [17] J.S. Nico et al. Measurement of the neutron lifetime by counting trapped protons in a cold neutron beam. *Physical Review C*, 71(5), May 2005.
- [18] A.T. Yue et al. Improved Determination of the Neutron Lifetime. *Physical Review Letters*, 111(22):1–4, November 2013.
- [19] Z. Berezhiani and F. Nesti. Magnetic anomaly in UCN trapping: signal for neutron oscillations to parallel world? *The European Physical Journal C*, 72(4):1–7, April 2012.
- [20] Forschungsreaktor TRIGA Mainz, Institut für Kernchemie, Johannes Gutenberg-Universität Mainz. <http://www.kernchemie.uni-mainz.de/234.php>. abgerufen: März 2017.
- [21] R.S. Stone et al. Transient Behaviour of TRIG, a Zirconium-Hydride, Water - Moderated Reactor. *Nuclear Science and Engineering*, 6:255, 1959.
- [22] J. Karch et al. Performance of the solid deuterium ultra-cold neutron source at the pulsed reactor TRIGA Mainz. *The European Physical Journal A*, 50(4):11, April 2014.
- [23] J. Chadwick. Possible existence of a neutron. *Nature*, 129(3252):312, February 1932.
- [24] J. Chadwick. The existence of a neutron. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 136(830):692–708, May 1932.
- [25] A.I. Miller, editor. *Early Quantum Electrodynamics. A Sourcebook*. Cambridge University Press, 1995. ISBN: 9780521568913, Fußnote 48.
- [26] B. Cork et al. Antineutrons produced from antiprotons in charge-exchange collisions. *Physical Review*, 104(4):1193, 1956.
- [27] M. Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Physics Letters*, 8(3):214–215, 1964.
- [28] V.K. Ignatovich M. Utsuro. *Handbook of Neutron Optics*. 1. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2010. ISBN: 978-3-527-40885-6.
- [29] P.J. Mohr, D.B. Newell, and B.N. Taylor. CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2014. *Reviews of Modern Physics*, 88(3):1–73, September 2016. <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>.
- [30] V.K. Ignatovich. *The Physics of Ultracold Neutrons*. Oxford Science Publications, 1990.

- [31] J.R. Granada and V.H. Gillette. A review of a synthetic scattering function approach to the thermal and cold neutron scattering kernels of moderator materials. *Journal of Neutron Research*, 7(2):75–87, 1999.
- [32] E. Fermi. Versuch einer theorie der β -strahlen. i. *Zeitschrift für Physik*, 88(3):161–177, 1934.
- [33] G. Gamow and E. Teller. Selection rules for the β -disintegration. *Phys. Rev.*, 49:895–899, Jun 1936.
- [34] R.P. Feynman and M. Gell-Mann. Theory of the fermi interaction. *Phys. Rev.*, 109:193–198, Jan 1958.
- [35] N. Severijns, M. Beck, and O. Naviliat-Cuncic. Tests of the standard electroweak model in nuclear beta decay. *Reviews of Modern Physics*, 78(3):991–1040, September 2006.
- [36] T.D. Lee and C.N. Yang. Question of parity conservation in weak interactions. *Phys. Rev.*, 104:254–258, Oct 1956.
- [37] C.S. Wu et al. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, 105:1413–1415, Feb 1957.
- [38] G.E. Konrad. *Measurement of the Proton Recoil Spectrum in Neutron Beta Decay with the Spectrometer aSPECT: Study of Systematic Effects*. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, 2011.
- [39] N. Cabibbo. Unitary symmetry and leptonic decays. *Phys. Rev. Lett.*, 10:531–533, June 1963.
- [40] M. Kobayashi and T. Maskawa. CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Progress of Theoretical Physics*, 49(2):652–657, 1973.
- [41] M.P. Mendenhall et al. Precision measurement of the neutron β -decay asymmetry. *Phys. Rev. C*, 87:032501, Mar 2013.
- [42] A. Czarnecki, W.J. Marciano, and A. Sirlin. Precision measurements and CKM unitarity. *Physical Review D*, 70(9):1–13, November 2004.
- [43] W.J. Marciano and A. Sirlin. Improved calculation of electroweak radiative corrections and the value of V_{ud} . *Phys. Rev. Lett.*, 96:032002, Jan 2006.
- [44] I.S. Towner and J.C. Hardy. The evaluation of V_{ud} and its impact on the unitarity of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa quark-mixing matrix. *Reports on Progress in Physics*, 73(4):046301, April 2010.
- [45] S. Baeßler et al. First measurements with the neutron decay spectrometer aSPECT. *The European Physical Journal A*, 38(1):17–26, Oct 2008.
- [46] A.G. Wunderle. *Precision measurement of the β - $\bar{\nu}_e$ angular correlation coefficient in free neutron decay*. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, 2016.

- [47] S. Scherer. *Symmetrien und Gruppen in der Teilchenphysik*. 1. Springer Spektrum, 2016. ISBN: 978-3-662-47733-5.
- [48] B. Aubert et al. Observation of CP violation in the B 0 meson system. *Physical Review Letters*, 87(9):091801, 2001.
- [49] K. Abe et al. Observation of large CP violation in the neutral B meson system. *Physical Review Letters*, 87(9):091802, 2001.
- [50] H. Abele et al. Is the Unitarity of the Quark-Mixing CKM Matrix Violated in Neutron β -Decay? *Physical Review Letters*, 88(21):1–4, May 2002.
- [51] D. Mund et al. Determination of the weak axial vector coupling $\lambda=g_A/g_V$ from a measurement of the β -asymmetry parameter a in neutron beta decay. *Phys. Rev. Lett.*, 110:172502, Apr 2013.
- [52] J.C. Hardy and I.S. Towner. CKM unitarity normalization tests, present and future: CKM unitarity normalization tests. *Annalen der Physik*, 525(7):443–451, July 2013.
- [53] B. D. Fields, P. Molaro, and S. Sarkar. Big-bang nucleosynthesis in K. A. Olive and Particle Data Group. *Chin. Phys.*, C38(10):339–344, 2014.
- [54] R.H. Cyburt et al. Primordial nucleosynthesis with {CMB} inputs: probing the early universe and light element astrophysics. *Astroparticle Physics*, 17(1):87–100, 2002.
- [55] P.A.R. Ade Planck Collaboration. *Planck* 2015 results: XIII. Cosmological parameters. *Astronomy & Astrophysics*, 594:1–63, October 2016.
- [56] BICEP2 Collaboration, Keck Observatory. History of the Universe. <http://bicepkeck.org/visuals.html>. abgerufen: März 2017.
- [57] G. Steigman. Primordial Nucleosynthesis in the Precision Cosmology Era. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57(1):463–491, November 2007.
- [58] R.H. Cyburt et al. Big bang nucleosynthesis: Present status. *Reviews of Modern Physics*, 88(1):1–22, February 2016.
- [59] M. Wiescher et al. The Cold and Hot CNO Cycles. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 60(1):381–404, November 2010.
- [60] Y.I. Izotov, T.X. Thuan, and N.G. Guseva. A new determination of the primordial He abundance using the He I 10830 Å emission line: cosmological implications. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 445(1):778–793, September 2014.
- [61] E. Aver et al. The effects of He I λ 10830 on helium abundance determinations. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2015(07):1–23, July 2015.
- [62] D. J. Fixsen. The Temperature of the Cosmic Microwave Background. *The Astrophysical Journal*, 707(2):916–920, December 2009.
- [63] P.A.R. Ade Planck Collaboration. *Planck* 2015 results: I. Overview of products and scientific results. *Astronomy & Astrophysics*, 594(A1):1–38, October 2016.

- [64] L. Salvati et al. Cosmological constraints on the neutron lifetime. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2016(03):055, 2016.
- [65] S. Paul. The puzzle of neutron lifetime. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 611(2-3):157–166, December 2009.
- [66] J. Byrne et al. A revised value for the neutron lifetime measured using a Penning trap. *EPL (Europhysics Letters)*, 33(3):187, 1996.
- [67] R. Golub, D.J. Richardson, and S.K. Lamoreaux. *Ultra-Cold Neutrons*. IOP Publishing Ltd, 1991.
- [68] A. Serebrov et al. Measurement of the neutron lifetime using a gravitational trap and a low-temperature Fomblin coating. *Physics Letters B*, 605(1-2):72–78, January 2005.
- [69] A.P. Serebrov et al. Neutron lifetime measurements using gravitationally trapped ultracold neutrons. *Physical Review C*, 78(3), September 2008.
- [70] A.P. Serebrov et al. New installation for measuring a neutron lifetime with a big gravitational trap of ultra cold neutrons. *Technical Physics*, 58(11):1681–1687, November 2013.
- [71] A. Steyerl et al. Spin flip loss in magnetic confinement of ultracold neutrons for neutron lifetime experiments. *Physical Review C*, 95(3), March 2017.
- [72] P.R. Huffman et al. Magnetic trapping of neutrons. *Nature*, 403(6765):62–64, January 2000.
- [73] K.K.H. Leung and O. Zimmer. Proposed neutron lifetime measurement using a hybrid magnetic trap for ultra-cold neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 611(2-3):181–185, December 2009.
- [74] S. Materne et al. PENeLOPE - on the way towards a new neutron lifetime experiment with magnetic storage of ultra-cold neutrons and proton extraction. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 611(2-3):176–180, December 2009.
- [75] C.M. O’Shaughnessy et al. Measuring the neutron lifetime using magnetically trapped neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 611(2-3):171–175, December 2009.
- [76] C.E. Carlson. The proton radius puzzle. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 82:59–77, May 2015.
- [77] S. Eidelman. Review of Particle Physics. *Physics Letters B*, 592(1–4):1+, 2004.
- [78] A. Pichlmaier et al. Neutron lifetime measurement with the UCN trap-in-trap MAMBO II. *Physics Letters B*, 693(3):221–226, October 2010.
- [79] A.P. Serebrov and A.K. Fomin. Neutron lifetime from a new evaluation of ultracold neutron storage experiments. *Physical Review C*, 82(3), September 2010.

- [80] A. Steyerl et al. Quasielastic scattering in the interaction of ultracold neutrons with a liquid wall and application in a reanalysis of the Mambo I neutron-lifetime experiment. *Physical Review C*, 85(6), June 2012.
- [81] S. Arzumanov et al. A measurement of the neutron lifetime using the method of storage of ultracold neutrons and detection of inelastically up-scattered neutrons. *Physics Letters B*, 745:79–89, May 2015.
- [82] K. Nakamura et al. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, 37:1+, 2010. and 2011 partial update for the 2012 editio.
- [83] A.P. Serebrov. Review of Neutron Lifetime Experiments. in „International Workshop: Probing Fundamental Symmetries and Interactions with UCN“, April 2016. Johannes Gutenberg-Universität Mainz.
- [84] V.F. Ezhov et al. Measurement of the neutron lifetime with ultra-cold neutrons stored in a magneto-gravitational trap. *arXiv preprint arXiv:1412.7434*, 2014.
- [85] C. Morris. UCN τ : a measurement of the neutron lifetime using ultra-cold neutrons stored in an asymmetric magnetic trap. in „Physics of fundamental Symmetries and Interactions - PSI2016“, October 2016. Paul Scherrer Institut, Villigen, Schweiz.
- [86] A. Steyerl. Measurements of total cross sections for very slow neutrons with velocities from 100 m/sec to 5 m/sec. *Physics Letters B*, 29(1):33 – 35, 1969.
- [87] A. Steyerl. A neutron turbine as an efficient source of ultracold neutrons. *Nuclear Instruments and Methods*, 125(3):461 – 469, 1975.
- [88] G. Bison et al. Comparison of ultracold neutron sources for fundamental physics measurements. *Physical Review C*, 95(4), April 2017.
- [89] R. Golub et al. Operation of a superthermal ultra-cold neutron source and the storage of ultra-cold neutrons in superfluid helium4. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, 51(3):187–193, 1983.
- [90] O. Zimmer, F.M. Piegsa, and S.N. Ivanov. Superthermal source of ultracold neutrons for fundamental physics experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 107:134801, Sep 2011.
- [91] Y. Masuda et al. Spallation ultracold neutron source of superfluid helium below 1 k. *Phys. Rev. Lett.*, 108:134801, Mar 2012.
- [92] W. Gerlach and O. Stern. Der experimentelle nachweis der richtungsquantelung im magnetfeld. *Zeitschrift für Physik*, 9(1):349–352, 1922.
- [93] A. Abragam. *The Principles of Nuclear Magnetism*. Oxford University Press, 1961. ISBN: 978-0198512363.
- [94] A.T. Holley et al. A high-field adiabatic fast passage ultracold neutron spin flipper for the UCNA experiment. *Review of Scientific Instruments*, 83(7):073505, July 2012.

- [95] V.I. Luschikov and Y.V. Taran. On the Calculation of the Neutron adiabatic Spin-Flipper. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 228:159–160, May 1984.
- [96] R.T. Robiscoe. A spin flip problem. *American Journal of Physics*, 39(2):146–150, 1971.
- [97] A.N. Bazhenov et al. An adiabatic resonance spin-flipper for thermal and cold neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 332(3):534 – 536, 1993.
- [98] A. Petoukhov, T. Soldner, et al. in *Quark-Mixing, CKM-Unitarity*. (Heidelberg, Germany, 2002), Seite 97-100, 2002. e-Druck arXiv:hep-ph/0312124.
- [99] S. Afach et al. A device for simultaneous spin analysis of ultracold neutrons. *The European Physical Journal A*, 51(11):143–153, November 2015.
- [100] A.W. McReynolds et al. *PICG*, 16:297, 1958.
- [101] A.W. McReynolds et al. Neutron Thermalization by Chemical-bound Hydrogen and Carbon. *Proceedings of the 2nd UN International Conference Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958*, 10:1540, IAEA, 1958.
- [102] H. Menke, N. Trautmann, and W.J. Krebs. Irradiations by means of reactor pulses. *Kerntechnik*, 17(6):281, 1975.
- [103] M. Villa. TRIGA-Training Research Isotopes General Atomics. <http://www.ctf-homepage.de/TRIGA/index.html>. abgerufen: März 2017.
- [104] Institut für Kernchemie, JGU Mainz. Skizze kopiert von <http://www.kernchemie.uni-mainz.de/719.php>. abgerufen: März 2017.
- [105] Presseabteilung, JGU Mainz. Photographie kopiert von http://www.uni-mainz.de/bilder_presse/09_kernchemie_triga_50_jahre_02.jpg. abgerufen: März 2017.
- [106] A. Frei et al. First production of ultracold neutrons with a solid deuterium source at the pulsed reactor TRIGA mainz. *The European Physical Journal A*, 34(2):119–127, 2007.
- [107] T. Lauer. *Investigation of a superthermal ultracold neutron source on a solid deuterium converter for the TRIGA Mainz reactor*. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, 2010.
- [108] T. Lauer and T. Zechlau. A prospective pulsed source of ultracold neutrons for experiments in fundamental neutron physics. *The European Physical Journal A*, 49(8):104, 2013.
- [109] T. Lauer. Persönliche Kommunikation, 2013.

- [110] A. Hollering. A new ultracold neutron source at TRIGA Mainz. International Workshop: Probing Fundamental Symmetries and Interactions with UCN, 11 April–15 April 2016. JGU Mainz, Germany.
- [111] T. Zechlau. Parameterstudien an der neuen Quelle für ultrakalte Neutronen am TRIGA Mainz. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, 2012.
- [112] V.F. Sears. Neutron scattering lengths and cross sections. *Neutron news*, 3(3):26–37, 1992.
- [113] M. Klein, C.J. Schmidt, and U. Schmidt. CASCADE-U A 10-Boron based high count-rate area detector for UCN. http://pmle.web.psi.ch/poster1/posterfiles/klein_martin.pdf. abgerufen: März 2017.
- [114] I. Altarev et al. Direct Experimental Verification of Neutron Acceleration by the Material Optical Potential of Solid H₂. *Physical Review Letters*, 100(1), January 2008.
- [115] I. Altarev et al. Neutron velocity distribution from a superthermal solid H₂ ultracold neutron source. *The European Physical Journal A*, 37(1), July 2008.
- [116] P. Fierlinger, A. Pichlmaier, and H. Rauch. A time-of-flight chopper for ultracold neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 557(2):572–575, February 2006.
- [117] D. Stepanow. Entwicklung eines Gravitationsspektrometers für ultrakalte Neutronen zur Charakterisierung von Strahlrohr D des TRIGA-Reaktors in Mainz. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, 2014.
- [118] U. Schmidt. Persönliche Kommunikation, 2010.
- [119] Wolfram Mathematica, Version 11.0. <https://www.wolfram.com/mathematica/>. abgerufen: März 2017.
- [120] F. Kories. Doktorand am Institut für Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz. Persönliche Kommunikation, 2014.
- [121] J.P. Karch. Herstellung und Charakterisierung nicht depolarisierender UCN Leiter. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, 2011.
- [122] C.A. Baker et al. Improved experimental limit on the electric dipole moment of the neutron. *Phys. Rev. Lett.*, 97:131801, Sep 2006.
- [123] Z.-Ch Yu, S.S. Malik, and R. Golub. A thin film source of ultra-cold neutrons. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, 62(2):137–142, 1986.
- [124] Yu. Sobolev. Technischer Koordinator UCN am TRIGA Mainz. Persönliche Kommunikation, 2010 – 2017.
- [125] Schott Duran® Borosilikatglas. http://www.schott.com/tubing/german/products/duran.html?wss_setorigin=1&wss_iso=de-DE. abgerufen: März 2017.

- [126] M. Klein and C.J. Schmidt. CASCADE, neutron detectors for highest count rates in combination with ASIC/FPGA based readout electronics. http://www.physi.uni-heidelberg.de/~glassel/journalclub15/CASCADE_VCI_2010.pdf. abgerufen: März 2017.
- [127] A.C. Zemach and R.J. Glauber. Dynamics of neutron scattering by molecules. *Physical Review*, 101(1):118, 1956.
- [128] Verschiedene Autoren. *Next Generation Experiments to Measure the Neutron Lifetime*. World Scientific Publishing Co. Pte.Ltd., 2012. Workshop.
- [129] AG Heil. The τ SPECT Experiment. http://www.ag-heil.physik.uni-mainz.de/343_ENG_HTML.php. abgerufen: März 2017.
- [130] D.J. Salvat et al. Storage of ultracold neutrons in the magneto-gravitational trap of the UCN τ experiment. *Physical Review C*, 89(5), May 2014.
- [131] I. Altarev et al. Towards a new measurement of the neutron electric dipole moment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 611(2-3):133–136, 2009. Particle Physics with Slow Neutrons.
- [132] G. Bison et al. An ultracold neutron storage bottle for UCN density measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 830:449–453, September 2016.
- [133] A. Steyerl et al. A new source of cold and ultracold neutrons. *Physics Letters A*, 116(7):347 – 352, 1986.
- [134] UCN-Turbine am Institute Laue-Langevin in Grenoble, Frankreich. <https://www.ill.eu/instruments-support/instruments-groups/instruments/pf2/characteristics/>. abgerufen: März 2017.
- [135] Yu.N. Pokotilovski. UCN transport simulation in solid deuterium crystals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 675:29–33, May 2012.
- [136] C.Y. Liu, A.R. Young, and S.K. Lamoreaux. Ultracold neutron upscattering rates in a molecular deuterium crystal. *Physical Review B*, 62(6):R3581, 2000.
- [137] I.F. Silvera. The solid molecular hydrogens in the condensed phase: Fundamentals and static properties. *Reviews of Modern Physics*, 52(2):393–453, 1980.
- [138] K. Bodek et al. An apparatus for the investigation of solid d₂ with respect to ultracold neutron sources. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 533(3):491–504, November 2004.
- [139] L. Wolniewicz. Relativistic energies of the ground state of the hydrogen molecule. *The Journal of Chemical Physics*, 99(3):1851–1868, August 1993.
- [140] J. Kahlenberg et al. Upgrade of the ultracold neutron source at the pulsed reactor TRIGA Mainz. *arXiv: 1706. 07795*, page 12, 2017.

- [141] M. Daum et al. First observation of trapped high-field seeking ultracold neutron spin states. *Physics Letters B*, 704(5):456–460, October 2011.
- [142] W.S. Schreyer. *Magnets, polarizers, systematics, and optimizations of the neutron-lifetime experiment PEnLOPE*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2017.
- [143] F. Glück et al. The neutron decay retardation spectrometer aspect: Electromagnetic design and systematic effects. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 23(1):135–146, 2005.
- [144] P. Kruit and F.H. Read. Magnetic field paralleliser for 2π electron-spectrometer and electron-image magnifier. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 16(4):313, 1983.
- [145] J. Mallinson. One-sided fluxes - a magnetic curiosity? *IEEE Transactions on Magnetics*, 9(4):678–682, Dec 1973.
- [146] K. Halbach. Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt material. *Nuclear Instruments and Methods*, 169(1):1 – 10, 1980.
- [147] J. Tropp. The Theory of the Bird-Cage Resonator. *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, 82(1):51–62, 1989.
- [148] Shizhe L., Q.X. Yang, and M.B. Smith. RF coil optimization: Evaluation of B1 field homogeneity using field histograms and finite element calculations. *Magnetic Resonance Imaging*, 12(7):1079 – 1087, 1994.
- [149] M. Simson et al. Detection of low-energy protons using a silicon drift detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 581(3):772 – 775, 2007.
- [150] M. Simson. *Measurement of the electron antineutrino angular correlation coefficient a with the neutron decay spectrometer aSPECT*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2010.
- [151] J.P. Rojas et al. Transformational silicon electronics. *ACS Nano*, 8(2):1468–1474, 2014. PMID: 24476361.
- [152] M. Borg. *The electron antineutrino angular correlation coefficient a in free neutron decay: Testing the Standard Model with the aSPECT-Spectrometer*. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, 2010.
- [153] G.E. Konrad et al. The magnetic shielding for the neutron decay spectrometer aSPECT. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 767:475 – 486, 2014.
- [154] Cryogenic Limited, London, United Kingdom. *Cryogen - Free Magnet System, Cryogenic Job No. 1992*, 2004.

- [155] Autodesk Inventor Professional. <https://www.autodesk.de/products/inventor/overview>. abgerufen: März 2017.
- [156] P. Fierlinger. *Losses and Depolarization of Stored Ultracold Neutrons on Diamond-like Carbon*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2005.
- [157] R. Flükiger et al., editors. *Superconductors: Transition Temperatures and Characterization of Elements, Alloys and Compounds Nb-H, Nb-Zr, Nd-Np*, volume 21B2 of *Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter*. Springer Materials, 1994. ISBN: 978-3-540-57541-2.
- [158] M.D. Klopff. Proton Spectroscopy with aSPECT: Systematic Studies & Modification of the High Voltage Electrode System. Diplomarbeit, Technische Universität Wien, Wien, Österreich, 2013.
- [159] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, 3rd edition (1998) edition, 1962. ISBN: 978-0-471-30932-1.
- [160] F.A. Guardia. *Characterization of electromagnetic fields in the aSPECT spectrometer and reduction of systematic errors*. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, 2011.
- [161] D. Mann, editor. *Thermal Expansion of Technical Solids at Low Temperatures. A Compilation from the literature, NBS Monograph 29*. National Bureau of Standards, Cryogenics Division, 1 edition, 1979.
- [162] W. Heil. Professor am Inst. f. Physik, JGU, Mainz. Persönliche Kommunikation, 2010 – 2017.
- [163] P. Blümli. Proposal for a permanent magnet system with a constant gradient mechanically adjustable in direction and strength. *Concepts in Magnetic Resonance Part B: Magnetic Resonance Engineering*, 46(1):41–48, 2016.
- [164] K. U. Roß. Transport und Speicherung von ultrakalten Neutronen im Lebensdauerexperiment τ SPECT. Masterarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, 2017.
- [165] S. Dragisic. Entwurf eines multipolaren Halbach-Arrays zur magnetischen Speicherung von ultrakalten Neutronen für das Lebensdauerexperiment τ SPECT. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, 2014.
- [166] Arnold Magnetic Technologies. Birr-Lupfig, Schweiz. <http://www.arnoldmagnetics.com/Splash.html>. abgerufen: März 2017.
- [167] B.D. Cullity and C.D. Graham. *Introduction to Magnetic Materials*. Wiley, 2 edition, 2009. ISBN: 978-0-470-38631-6.
- [168] P.E. Stanley and R. Trout. Technotes using permanent magnets at low temperatures, TN 0302. Technical report, Arnold Magnetic Technologies, 2003. http://spontaneousmaterials.com/Papers/TN_0302.pdf.

- [169] J. Haack. Vollmagnetische Speicherung von ultrakalten Neutronen bei τ SPECT. Masterarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, 2017.
- [170] C.E. Hayes et al. An efficient, highly homogeneous radiofrequency coil for whole-body NMR imaging at 1.5 T. *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, 63(3):622–628, 1985.
- [171] C.E. Hayes. The development of the birdcage resonator: a historical perspective. *NMR in Biomedicine*, 22(9):908–918, 2009.
- [172] American Technical Ceramics (ATC). ATC 100 B Porcelain Superchip[®] Multilayer Capacitors. <http://www.atceramics.com/>. abgerufen: März 2017.
- [173] F.W. Grover. *Inductance Calculation Working Formula and Tables*. Dover Publications, Inc., 1962 (Neuaufgabe). Erstausgabe 1946 von D. Van Nostrand Company, Inc.
- [174] S. Kunz. Charakterisierung eines Birdcage-Resonators für das Neutronlebensdauer-Experiment tau-SPECT am TRIGA Mainz. Masterarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, 2015.
- [175] R. Umathum. Leiter des Spulenlabors der 7T Gruppe am DKFZ in Heidelberg. Persönliche Kommunikation, 2015.
- [176] M. Simson et al. Measuring the proton spectrum in neutron decay - Latest results with aSPECT. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 611(2-3):203–206, December 2009.
- [177] J. Haack. Aufbau der Detektorelektronik zur Protonenmessung bei τ SPECT. Bachelorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, 2015.
- [178] K. U. Roß. Inbetriebnahme und Test des Protonendetektors bei τ SPECT. Bachelorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, 2015.
- [179] G. Lutz. *Semiconductor Radiation Detectors*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1 edition, 2007. ISBN: 978-3-540-71678-5.
- [180] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 4 edition, 2010. ISBN: 978-0-470-13148-0.
- [181] S.L. Meyer. *Data Analysis for Scientists and Enegineers*. John Wiley & Sons, 1975. ISBN: 0-471-59995-6.
- [182] Z. Wang et al. A multilayer surface detector for ultracold neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 798:30–35, October 2015.
- [183] Z-Ch. Yu, S.S. Malik, and R. Golub. A thin film source of ultra-cold neutrons. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, 62(2):137–142, 1986.
- [184] V.F. Turchin. *Slow Neutrons (Jerusalem: Israel Program for Scientific Translations)*. 1965.

- [185] J. R. Granada. Neutron scattering kernel for solid deuterium. *EPL (Europhysics Letters)*, 86(6):66007, June 2009.
- [186] A. Frei et al. Density of states in solid deuterium: Inelastic neutron scattering study. *Phys. Rev. B*, 80:064301, Aug 2009.
- [187] A. Frei et al. Understanding of ultra-cold-neutron production in solid deuterium. *EPL (Europhysics Letters)*, 92(6):62001, December 2010.
- [188] Atchison et al. Production of ultracold neutrons from cryogenic $^2\text{H}_2$, O_2 , and C^2H_4 converters. *EPL (Europhysics Letters)*, 95(1):12001, 2011.
- [189] L. Kaplan, G.R. Ringo, and K.E. Wilzbach. Thermal Neutron Absorption Cross Section of Deuterium. *Physical Review*, 87(6):785, 1952.
- [190] M.J. Harris and R.E. Kay. Harmonic free determination of the thermal neutron absorption cross section of hydrogen by a pulsed source technique. *Proceedings of the Physical Society*, 85(1):79, 1965.
- [191] K.S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 3 edition, 1987. ISBN: 978-0-471-80553-3.
- [192] I. Berceanu and V.K. Ignatovich. Molecular flow of ultracold neutrons through long tubes. *Vacuum*, 23(12):441 – 445, 1973.
- [193] A. Frei et al. Transmission measurements of guides for ultra-cold neutrons using UCN capture activation analysis of vanadium. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 612(2):349–353, January 2010.
- [194] D.F.R. Mildner and H. Chen. The neutron transmission through a cylindrical guide tube. *Journal of applied crystallography*, 27(3):316–325, 1994.
- [195] D. Dubbers. The transmission of a lossy curved supermirror neutron guide. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 349(2-3):302–306, 1994.
- [196] H. Maier-Leibnitz and T. Springer. *Reactor Sci. Technol. (J. Nucl. Energy A/B)*, 17:217, 1963.
- [197] M. Utsuro and K. Okumura. Production and guide tube transmission of very cold neutrons from pulsed cold source. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 19(11):863–872, 1982.
- [198] M. Ziegner. Austrian Institute of Technology AIT), Department of Health & Environment, Wien, Österreich. Persönliche Kommunikation, 2012–2014.
- [199] J. Moteff et al. Neutron Fluence Measurements. TECHNICAL REPORTS SERIES 107, International Atomic Energy Agency (IAEA), Vienna, Austria, May 1970.
- [200] Nuclear Technology Standards. Standard Practice for Determining Neutron Fluence, Fluence Rate, and Spectra by Radioactivation Techniques. ASTM E261-16, 2016.

- [201] Nuclear Technology Standards. Standard Test Method for Determining Thermal Neutron Reaction and Fluence Rates by Radioactivation Techniques. ASTM E262-03, 2003.
- [202] Z. Chunmei. *Nuclear Data Services. NDS*, 74(259), 1995. Literature cut-off date: 1-Nov-1994.
- [203] A.D. McNaught and A. Wilkinson, editors. *Compendium of Chemical Terminology*. Blackwell Scientific Publications, Oxford, UK, 2 edition, 1997. XML on-line corrected version: <http://goldbook.iupac.org> (2006-) created by M. Nic, J. Jirat, and B. Kosata; updates compiled by A.D. Jenkins.
- [204] R. W. Stoughton, J. Halperin, and M.P. Lietzke. Effective Cadmium Cutoff Energies. *Nuclear Science and Engineering*, 6(5):441–447, November 1959.
- [205] K. Shure. Radiation Damage Exposure and Embrittlement of Reactor Pressure Vessels. *Nuclear Technology*, 2(2):106–115, April 1966.
- [206] E. Nedkov and S. Tsvetkova. Effect of gamma irradiation on the crystalline structure of ultra high molecular weight poly (ethylene oxide). *Radiation Physics and Chemistry*, 43(4):397–401, 1994.
- [207] P.J. Griffin et al. *SNL RML recommended dosimetry cross section compendium*. Sandia National Labs., Albuquerque, NM (United States), 1993.
- [208] Karl-Heinrich Beckurts and Karl Wirtz. *Neutron Physics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1 edition, 1964. ISBN: 978-3-642-87616-5.
- [209] M. Blaauw. The Derivation and Proper Use of Stewart’s Formula for Thermal Neutron Self-Shielding in Scattering Media. *Nuclear Science and Engineering*, 124(3):431–435, 1996.
- [210] T. El Nimr et al. Epicadmium neutron activation analysis (enaa) based on the k_0 -comparator method. *Journal of Radioanalytical Chemistry*, 67(2):421–435, 1981.
- [211] CANBERRA Industries, Inc. <http://www.canberra.com/products/detectors/germanium-detectors.asp>. abgerufen: März 2017.
- [212] F. zur Heide. Messung des Neutronflusses am TRIGA Mainz. Persönliche Kommunikation mit N. Trautmann, Institut für Kernchemie, JGU Mainz (2012), 1969. Unveröffentlichte Dokumentation.
- [213] J. Graham et al. Neutron flux characterization techniques for radiation effects studies. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 291(2):503–507, February 2012.
- [214] W.N. McElroy, S. Berg, T. Crockett, and R.G. Hawkins. Sand-ii neutron flux spectra determination by multiple foil activation iterative method. *RSIC Computer Code Collection*, 1967.

- [215] E.J. Szondi and E.M. Zsolnay. Documentation of the code sandbp: Report. Technical report, Institute of Nuclear Techniques, Technical University of Budapest, Budapest, 1992.
- [216] C.R. Greer, J.A. Halbleib, and J.V. Walker. A technique for unfolding neutron spectra from activation measurements. Technical report, Sandia Corp., Albuquerque, N. Mex., 1967.
- [217] A. Weitzberg. Measurement of epithermal spectra in fast assemblies using resonance sandwich detectors. Technical report, General Electric Company, Pleasanton, Calif., Vallecitos Atomic Lab., 1966. Proceedings of the International Conference on Fast Critical Experiments and their Analysis.
- [218] X-5 Monte Carlo Team. MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. *Los Alamos National Laboratory*, 1:340, 2003.
- [219] A.G. Croff. A User Manual for the ORIGEN2 Computer Code, ORNL-TM-7175, 1980.
- [220] M. Ziegner et al. Confirmation of a realistic reactor model for BNCT dosimetry at the TRIGA Mainz. *Medical physics*, 41(11):9, 2014.
- [221] T.B. Ryves. A New Thermal Neutron Flux Convention. *Metrologia*, 5:119–124, October 1969.
- [222] B.E. Watt. Energy spectrum of neutrons from thermal fission of u^{235} . *Physical Review*, 87(6):1037, 1952.
- [223] A. Trkov and R. Capote. Evaluation of the Prompt Fission Neutron Spectrum of Thermal-neutron Induced Fission in U-235. *Physics Procedia*, 64:48–54, 2015.
- [224] H. Yücel and M. Karadag. Experimental determination of the α -shape factor in the $1/E^{1+\alpha}$ epithermal-isotopic neutron source-spectrum by dual monitor method. *Annals of Nuclear Energy*, 31(6):681–695, April 2004.
- [225] International Atomic Energy Agency, IAEA. A6: Average number of neutrons emitted per fission. <https://www-nds.iaea.org/sgnucdat/a6.htm>. abgerufen: März 2017.
- [226] L. Snoj, A. Kavčič, G. Žerovnik, and M. Ravnik, editors. *Monte Carlo Calculation of Kinetic Parameters for the TRIGA Mark II Research Reactor*. Portorož, S., Sept. 8–11, 2008. Proceedings of the International Conference Nuclear Energy for New Europ.
- [227] M. Mghar, A. Chetaine, and A. Darif. Calculation of Kinetic Parameters of the Moroccan TRIGA Mark II Reactor Using the Monte Carlo Code MCNP. *Advances in Applied Physics*, 3:1–8, 2015.
- [228] G. I. Bell and S. Glasstone. *Nuclear Reactor Theory*. Van Nostrand Reinhold Inc., U.S., first edition edition, October 1970. US Atomic Energy Commission, Washington, DC (United States), ISBN: 978-0442206840.

- [229] M. Ragheb. Vorlesung: Nuclear, Plasma and Radiation Science. <http://mragheb.com/NPRE%20402%20ME%20405%20Nuclear%20Power%20Engineering/>, 2017. abgerufen: März 2017.
- [230] L.W. Nordheim. Physics Section II. Manhattan Project Report CP-2589, 1945. pp. 32-36.
- [231] K. Fuchs. Efficiency for Very Slow Assembly. Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-596, 1946.
- [232] G.E. Hansen. Burst Characteristics Associated with the Slow Assembly of Fissionable Materials. Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-1441, 1952.
- [233] G.B. West, W.L. Whittemore, J.R. Shoptough, Jr., J.B. Dee, and C.O. Coffey. Kinetic Behavior of TRIGA Reactors. General Atomic Report G.A.-7882, 1967.
- [234] Luka Snoj et al.
- [235] G.R. Keepin, T.F. Wimett, and R.K. Zeigler. Delayed Neutrons from Fissionable Isotopes of Uranium, Plutonium, and Thorium. *Phys. Rev.*, 107:1044–1049, Aug 1957.
- [236] G.R. Keepin. *Physics of Nuclear Kinetics*. Addison-Wesley series in nuclear science and engineering. Addison-Wesley Pub. Co, 1 edition, 1965.
- [237] I. Dillmann, P. Dimitriou, and B. Singh. In: Summary Report of the 2nd RCM of the CRP' Development of Reference Database for beta-delayed neutron emission, 23-27 March 2015. <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-nds-0683/>.
- [238] C. Geppert. Reaktorleiter TRIGA Mainz. Persönliche Kommunikation, 2015 -17.
- [239] D. Olander et al. Uranium-zirconium hydride fuel properties. *Nuclear Engineering and Design*, 239(8):1406–1424, 2009.
- [240] F.C. Foushee. General Atomic Company Report E-117-834, San Diego, CA, USA, June 1980.
- [241] D.R. Flynn and Jr. B.A. Peavy, editors. *Thermal Conductivity*, Proceedings of the Seventh Conference. National Bureau of Standards, MD, USA, November 13-16 1967.
- [242] M. Pollermann. *Bauelemente der Physikalischen Technik*. Springer-Verlag Berlin/Heidelberg/New York, 2 edition, 1972. ISBN: 978-3-642-65285-1.
- [243] K. Eberhardt. Stellv. Reaktorleiter TRIGA Mainz. Persönliche Kommunikation, 2016.
- [244] D. Bondoux et al. Investigation of the energy accumulation rate in solid deuterium irradiated with fast electrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 606(3):637 – 644, 2009.
- [245] J.M. Laborie et al. Measurement of Prompt Fission Gamma-Ray Spectra in Fast Fission. Presentation - Nuclear & Facility Safety (NFS) Workshop, March 2014.

- [246] National Institute of Standards and Technology (NIST). Gammastrahlung Massenabschwächungskoeffizient von Bismut. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z83.html>. abgerufen: März 2017.
- [247] F. Glück. KATRIN internes dokument. BSCW: EMD - Programs, 2010. <https://www.ekp.kit.edu/katrin.php>.
- [248] E.C. others Kerr. Condensed Gas Calorimetry. II. Heat Capacity of Ortho-deuterium between 13.1 and 23.6K., Melting and Boiling Points, Heats of Fusion and Vaporization. Vapor Pressures of Liquid Ortho-deuterium. *Journal of the American Chemical Society*, 73(1):282–284, 1951.
- [249] O.D. Gonzalez, D. White, and H.L. Johnston. The Heat Capacity of Solid Deuterium between 0.3 and 13K. *The Journal of Physical Chemistry*, 61(6):773–780, 1957.
- [250] F.G. Brickwedde, B. Scott, and H.S. Taylor. *J. Res. Natl. Bur. Std.*, 15:463, 1935.
- [251] K. Lan and J.W. Jorgenson. A hybrid of exponential and gaussian functions as a simple model of asymmetric chromatographic peaks. *Journal of Chromatography A*, 915:1–13, 2001.
- [252] E. Korobkina. Vortrag: UCN source at PULSTAR reactor. International Workshop: Probing Fundamental Symmetries and Interactions with UCN, April 2016.
- [253] G.T. Armstrong, F.G. Brickwedde, and R.B. Scott. Vapor Pressures of the Methanes. *J. Res. Natl. Bur. Std.*, 55(1):39–52, 1955.
- [254] F. Schmidt. Diffusion and ortho-para conversion in solid hydrogen. *Phys. Rev. B*, 10:4480–4484, Nov 1974.
- [255] R.W. Hill and B.W.A. Ricketson. A λ -anomaly in the specific heat of solid hydrogen. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 45(362):277–282, 1954.
- [256] R.J. Roberts and J.G. Daunt. Specific Heats of Solid Hydrogen, Solid Deuterium, and Solid Mixtures of Hydrogen and Deuterium. *Journal of Low Temperature Physics*, 6(1/2):97–129, 1972.
- [257] P.C. Soures et al. Hydrogen Vapor Pressure From 4 to 30K: A Review. *Lawrence Livermore Laboratory*, UCRL-52226, 1977. http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/08/334/8334372.pdf.
- [258] R. Gupta, A. Basile, and T.N. Veziroglu, editors. *Compendium of Hydrogen Energy*. Elsevier, 1 edition, 2015. ISBN: 9781782423621.
- [259] J. Ekin. *Experimental Techniques for Low-Temperature Measurements: Cryostat Design, Material Properties and Superconductor Critical-Current Testing*. Oxford University Press, 2010. ISBN: 9780198570547.
- [260] K.K.H. Leung et al. Neutron lifetime measurements and effective spectral cleaning with an ultracold neutron trap using a vertical Halbach octupole permanent magnet array. *Physical Review C*, 94(4), October 2016.

- [261] J.C. Hardy and I.S. Towner. The current evaluation of V_{ud} . *arXiv preprint arXiv:1509.04743*, pages 1–8, 2015.
- [262] Yu.N. Pokotilovski. Investigation of liquid fluoropolymers as possible materials for low-temperature liquid-wall chambers for ultracold neutron storage. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 96(2):172–179, 2003.
- [263] F.E. Wietfeldt et al. A path to a 0.1 s neutron lifetime measurement using the beam method. *Physics Procedia*, 51:54 – 58, 2014.
- [264] Y. Arimoto et al. Development of time projection chamber for precise neutron lifetime measurement using pulsed cold neutron beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 799:187–196, November 2015.
- [265] N. Nagakura et al. Precise neutron lifetime experiment using pulsed neutron beams at J-PARC. *arXiv preprint arXiv:1702.03099*, 2017.
- [266] A.M. Desai. *Neutron Lifetime Experiment using UCN Storage in an „Accordion-like“ Trap*. Dissertation, University of Rhode Island, Kingston, Rhode Island, 2012.
- [267] V.F. Ezhov et al. Magnetic storage of UCN for a measurement of the neutron lifetime. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 611(2-3):167–170, December 2009.
- [268] A. Schwab. Entwicklung eines energieauflösenden Spektrometers zur Charakterisierung der UCN Quelle am Mainzer TRIGA Reaktor. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, 2010.
- [269] M. Kaoui. Aufbau einer Speicherapparatur für ultrakalte Neutronen zur Charakterisierung neuartiger Materialien für zukünftige nEDM und Lebensdauer Messungen. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, 2011.
- [270] Y. Dong and H. Junde. Nuclear Data Sheets for $A = 52$. *Nuclear Data Sheets*, 128:185–314, September 2015.
- [271] J.W. Murphy et al. Optimizing diode thickness for thin-film solid state thermal neutron detectors. *Applied Physics Letters*, 101(14):143506, October 2012.
- [272] J.W. Murphy et al. Thin film cadmium telluride charged particle sensors for large area neutron detectors. *Applied Physics Letters*, 105(11):112107, September 2014.
- [273] J. Metcalfe et al. Potential of Thin Films for use in Charged Particle Tracking Detectors. *arXiv preprint arXiv:1411.1794*, 2014.
- [274] R.T. Kouzes et al. Full scale coated fiber neutron detector measurements. *Technical Rpt. PNNL-19264*, Pacific Northwest National Laboratory, Richland, WA, 2010.
- [275] B. Jamieson et al. Characterization of a scintillating lithium glass ultra-cold neutron detector. *arXiv preprint arXiv:1608.02912*, 2016.

- [276] E. Day, M.J. Diaz, and S. Adenwalla. Effect of bias on neutron detection in thin semi-conducting boron carbide films. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 39(14):2920–2924, July 2006.
- [277] J. Birch et al. $^{10}\text{B}_4\text{C}$ multi-grid as an alternative to ^3He for large area neutron detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 60(2):871–878, April 2013.
- [278] M. Klein. Persönliche Kommunikation, 2015.
- [279] R.M. Lindstrom and R.F. Fleming. Dead time, pileup, and accurate gamma-ray spectroscopy. *Radioactivity & Radiochemistry*, 6(2):20–27, 1995.
- [280] A. Patil and S. Usman. Measurement and application of paralysis factor for improved detector dead-time characterization. *Nuclear Technology*, 165(2):249–256, 2009.
- [281] L.J. Rainwater and C.S. Wu. Applications of probability theory to nuclear particle detection. *Nucleonics*, 1(2):60–67, 1947.
- [282] ORTEC, AMETEK Advanced Measurement Technology. Introduction to Amplifiers. <http://ortec-online.com/-/media/ametektortec/other/amplifier-introduction.pdf?1a=en>. abgerufen: März 2017.
- [283] CDT CASCADE Detector Technologies GmbH. *CDT Detector Control - Reference Manual & User Manual*, 2013.
- [284] Y. Beers. A Precision Method of Measuring Geiger Counter Resolving Times. *Review of Scientific Instruments*, 13(2):72–76, February 1942.
- [285] R.E. Cunningham and R.J.J. Williams. *Diffusion in Gases and Porous Media*. Springer Science and Business Media New York, 1980. ISBN: 978-1-4757-4985-4.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Spektrale Klassifizierung von Neutronen.	7
1.3	Der β -Zerfall des freien Neutrons auf Ebene der Quarks unter Austausch eines schwachen Vektorbosons W^-	9
1.4	Evaluierung des Matrixelements V_{ud} aus super-erlaubten Übergängen sowie dem freien Neutronenzerfall.	15
1.5	Zeitliche Evolution des Universums und Neutron-zu-Proton Verhältnis als Funktion der Zeit.	17
1.6	Kombinierte Aufnahme des CMB und das daraus resultierende spektrale Leistungsspektrum.	19
1.7	Dargestellt ist die primordiale ^4He Häufigkeit in Abhängigkeit von η_{10} und τ_n	20
1.8	„In-beam“-Lebensdauerexperiment am NIST.	22
1.9	Neutronlebensdauer-Experiment mit gravitativen UCN-Speichersystem. . .	23
1.10	Graphische Darstellung (Ideogram) zur Verteilung der experimentellen Ergebnisse von τ_n seit 2004.	25
1.11	Vergleich der Messungen zu τ_n , sortiert nach dem Jahr ihrer Publikation. .	25
1.12	Wirkung der vier fundamentalen Wechselwirkungskräfte auf UCN.	27
1.13	Gyrationsbewegung und magnetischer Spiegeleffekt.	30
1.14	Larmorpräzession und Stern-Gerlach Effekt.	31
1.15	Definition des Koordinatensystems zur schnellen adiabatischen Passage . .	33
2.1	Der Forschungsreaktor TRIGA Mainz, eine Übersicht.	35
2.2	Schematische Zeichnung der UCN-Quelle am Strahlrohr D.	37
2.4	Skizze der neuen Kryoanlage zur ℓHe -Produktion am FR TRIGA Mainz. . .	40
3.1	Skizze des technischen Aufbaus zur Messung der UCN & VCN-Zählrate. . .	43
3.2	UCN & VCN-Zählrate pro Pixel-Paar des CASCADE-U Detektors als Funktion der Zeit.	44
3.3	Demonstration der Entfaltung eines Flugzeitspektrums.	47
3.4	Evaluiertes Geschwindigkeitsspektrum anhand der entfalteten Messdaten aus Abbildung 3.3.	48
3.5	Gegenüberstellung der UCN & VCN-Zählrate als Funktion der Zeit für unterschiedliche Pulsstärken.	49
3.6	Bestimmung der UCN- sowie VCN-Intensität in Abhängigkeit vom Radius der 45° -Bögen.	51
3.7	Skizze der horizontalen Strahlführung.	51
3.8	Untersuchung zur Neutronentransmission von 45° -Edelstahlbögen.	52
3.9	Untersuchung zur Neutronentransmission von 45° -Glasbögen.	52

3.10	Evaluiertes UCN- sowie VCN-Anteil der entfalteten Flugzeitspektren als Funktion des Radius ρ_1	53
3.11	Evaluiertes UCN- sowie VCN-Anteil der entfalteten Flugzeitspektren als Funktion des Wandpotentials V_F	54
3.12	Zählrate als Funktion der Reaktorleistung P_R im Dauerbetrieb des Reaktors.	57
3.13	Temperatur der Strahlröhre als Funktion der Reaktorleistung P_R im Dauerbetrieb des Reaktors.	58
3.14	Skizze des experimentellen Aufbaus zur Untersuchung der Performance der UCN-Quelle an Strahlrohr D.	60
3.15	Zeitliches Ablaufschema der Messsequenz zur Speicherung von ultrakalten Neutronen.	61
3.16	Darstellung der Füllzeitoptimierung und der Zählrate gespeicherter Neutronen bei einer UCN-Speichermessung.	62
3.17	Evaluiertes UCN-Dichte und des UCN & VCN-Flusses für das V_{st}^α Speichergefäß.	64
3.18	Evaluiertes UCN-Dichte und des UCN & VCN-Flusses für das V_{st}^θ Speichergefäß.	64
3.19	Zählrate der gespeicherten Neutronen als Funktion der Zeit zur Analyse des Entleervorgangs.	66
3.20	Integrale Zählrate der gespeicherten UCN als Funktion der Zeit zur Untersuchung der Phasenraumentwicklung.	67
3.21	Simuliertes Energiespektrum der gespeicherten Neutronen des Messaufbaus <i>Conf-I</i> für V_{st}^θ und V_{st}^α	70
3.22	Graphische Darstellung der UCN-Dichte im Verlauf der Strahlzeiten.	71
3.23	Darstellung der optimalen Füllzeit als Funktion des Speichervolumens sowie CAD-Zeichnungen der Speichergeometrie.	73
3.24	Anzahl gespeicherter UCN wie auch UCN-Dichte als Funktion des Speichervolumens.	74
3.25	Detaillbetrachtungen zum Füllvorgang der UCN-Speichermessungen.	78
3.26	Messdaten der UCN-Dichte zur Höhenoptimierung.	80
3.27	Messdaten der UCN-Intensität (TOF) zur Höhenoptimierung.	80
3.28	UCN & VCN-Zählrate als Funktion der Zeit bei Verwendung unterschiedlicher Materialien des Speichervolumens.	82
3.29	UCN-Dichte als Funktion der maximal speicherbaren UCN-Energie E_{max}	83
3.30	Raman Spektrum (Strahlzeit Dez. 2015) von D ₂ Gas bei einem Druck von 980 mbar.	86
4.1	Darstellung des longitudinalen und radialen Magnetfelds bei τ SPECT.	90
4.2	Skizze des Messprinzips von τ SPECT.	91
4.3	CAD Zeichnung der Inneren Komponenten von τ SPECT.	95
4.4	CAD Zeichnung des kompletten Messaufbaus von τ SPECT an Strahlrohr D des TRIGA Mainz.	97
4.5	CAD Zeichnung der UCN-Neutronenweiche (Seitenansicht und Halbschnitt).	98
4.6	$B_z(z)$ des supraleitenden Magnetsystems bei $x = y = 0$ für $I_{main} = 56.68$ A.	99
4.7	Skizze des supraleitenden Magnetsystems im Längsschnitt mit Bezeichnung der Spulenkonfiguration.	100

4.9	Bilderserie zum Aufbau der inneren und äußeren Korrekturspulen.	104
4.10	CAD Zeichnung der Mechanik zur longitudinalen Magnetfeldmessung. . . .	106
4.11	Restfeld des supraleitenden Magneten.	108
4.12	Normierte magnetische Flussdichte als Funktion des Spulenstroms I_{main} für drei z -Positionen.	109
4.13	Magnetische Flussdichte als Funktion des longitudinalen Abstands zur Untersuchung der Reproduzierbarkeit.	110
4.14	$B_z(z)$ der inneren (links) und äußeren (rechts) Korrekturspulen entlang der z -Achse.	111
4.15	$B_z(z)$ im Bereich des Spin-Flippers von τ SPECT bei $I_{\text{main}} = 56.68$ A. . . .	112
4.16	$B_z(z)$ im Bereich des Spin-Flippers von τ SEPCCT bei $I_{\text{main}} = 56.68$ A inklusive aller Korrekturspulen.	113
4.17	Darstellung von $B(z, r)$ im Bereich des Spin-Flippers.	114
4.18	Form der Magnetsegmente des Multipols mit Magnetisierungsvektor. . . .	114
4.19	Photoserie des Multipol-Magnetsystems.	115
4.20	3D FEM Simulation des Multipol-Magnetsystems.	119
4.21	Gegenüberstellung von Messdaten und 3D FEM Simulation von $B(\varphi)$ und $B(z)$ des Multipols.	121
4.22	Gegenüberstellung von Messdaten und 3D-FEM-Simulation von $B(r)$ des Multipols.	122
4.23	3D-FEM-Simulation von $\sigma(\phi, z)$ auf einer Zylinderoberfläche mit $\sigma_0 = 1$ A mm.	123
4.24	Der $N = 8$ Birdcage Resonator von τ SPECT.	124
4.25	Netzwerkanalyse eines Birdcage Resonators mittels der Software LTspice. .	125
4.26	Skizze vom elektrischen Anschlussplan des Spin-Flippers.	126
4.27	B_{rf} als Funktion der Ausgangsspannung U_0 des Funktionsgenerators und der Frequenz $f = \omega/(2\pi)$	127
4.28	Magnetische Flussdichte im Inneren des Birdcage Resonators in der xy -Ebene und entlang der z -Achse.	127
4.29	CAD-Zeichnung des Detektionssystem zum Nachweis der Zerfallsprodukte. .	128
4.30	Schematische Skizze der DAQ zum Nachweis der Produkte des Neutronenzerfalls (Proton, Elektron) bei τ SPECT.	129
4.31	Photographie des Silizium-Drift-Detektors.	131
4.32	Photographie der Detektor-Cup zur Nachbeschleunigung der Protonen. . . .	131
4.33	FEM-Simulation der elektrischen Feldstärke des Detektor-Cups.	132
4.34	Elektrisches Potential entlang der z -Achse des Kryostaten mit und ohne zusätzlicher Beschleunigungselektroden.	133
4.35	Anteil der UCN im Bereich des Speichervolumens mit $B_z < B_r$ als Funktion von I_{main}	134
4.36	Magnetische Flussdichte der kombinierten Magnetsysteme B_z und B_r in Ebene A ($\varphi = 0^\circ$) und Ebene B ($\varphi = 45^\circ$).	135
4.37	Statistische Analyse zur Messung von τ_n mit einer Genauigkeit von 1 s. . . .	136
4.38	Karte von E_{pot} für einen horizontalen Schnitt bei $y = 0$ durch das Speichervolumen.	137
4.39	Karte von E_{pot} für einen vertikalen Schnitt bei $x = 0$ durch das Speichervolumen.	137

4.40	Longitudinales und radiales Magnetfeld entlang der z -Achse.	138
4.41	Potentielle Energie der magnetischen Falle als Funktion der Höhe (y -Achse) für verschiedene Spulenströme.	139
4.42	Abhängigkeit der effektiven magnetischen Flussdichte B_r^{eff} gegenüber der Segmenttiefe, dargestellt als Funktion des Innenradius r_i des Multipolmagneten.	140
4.43	Effektives Volumen der magnetischen Falle und relative Zahl gespeicherter Neutronen als Funktion der Speichertiefe.	141
4.44	Photo des experimentellen Aufbaus von τ SPECT am TRIGA Mainz während der Strahlzeit <i>Juli15</i>	141
4.45	Skizze des experimentellen Aufbaus zur Demonstration der Speicherung von UCN in τ SPECT.	142
4.46	Messung des integralen UCN-Spektrums mittels eines Gravitationsspektrometers.	144
4.47	Evaluierung des Energiespektrums am Eingang von τ SPECT bei Nutzung des mit Kupfer beschichteten Glasbogens.	144
4.49	Die durch das longitudinale Magnetfeld transmittierte UCN & VCN-Intensität als Funktion von B_{max}	146
4.50	Bestimmung des Resonanzpunkts $\omega = \omega_L$ durch Variation des Spulenstroms I_{main} , wobei $\omega/(2\pi) = 10.24$ MHz ist.	147
4.51	Zählrate als Funktion der Zeit des CASCADE-Detektors und der beschichteten PIN-Diode.	148
4.52	Zahl gespeicherter UCN in der Hybridfalle als Funktion der Speicherzeit.	149
4.53	Prinzipskizze zum Nachweis der gespeicherten UCN in der Hybridfalle.	150
A.1	Phononen-Zustandsdichte von ortho-Deuterium und Abhängigkeit der UCN-Dichte gegenüber der Neutronentemperatur.	158
A.2	Mittlere freie Verlustlänge als Funktion der initialen Neutronengeschwindigkeit im sD_2 -Kristall.	160
A.3	Elastische Neutronenstreuung an einem fixierten Nuklid	161
A.4	Reflexion an einer eindimensionalen Potentialstufe.	164
A.5	Definition des Raumwinkels bei der Streuung an einer Oberfläche	166
A.6	Transmission von geraden und gebogenen Neutronenleiter.	168
B.1	Zerfallsschema von ^{198}Au zu ^{198}Hg durch β^- -Zerfall.	172
B.2	Neutronen-Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{abs} der Reaktion (N, γ) von ^{197}Au und ^XCd	173
B.3	Fotoserie zur Neutronenflussmessung am TRIGA Mainz.	176
B.4	Ausschnitt der Leistungskurve des logarithmischen Leistungsschreibers der Messung <i>Graphit & Bismut</i>	177
B.5	Maßstabsgetreue Skizze (vertikaler Schnitt) von Strahlrohr D am TRIGA Mainz.	178
B.6	Gemessenes Cd-Verhältnis R als Funktion des Abstandes r zur Reaktormitte in Strahlrohr D.	179
B.7	Darstellung des gemessenen thermischen und epi-thermischen Neutronenflusses im Strahlrohr D.	180

B.8	Darstellung des gemessenen thermischen und epi-thermischen Neutronenflusses im Strahlrohr C.	181
B.9	Vergleich des gemessenen thermischen Neutronenflusses und der UCN & VCN-Ausbeute als Funktion des Abstandes r zur Reaktormitte in Strahlrohr D.	182
B.10	Simuliertes Neutronenspektrum in Strahlrohr D als Funktion der Energie. .	186
B.11	Simulierter thermischer und epi-thermischer Neutronenfluss in Strahlrohr D als Funktion des Abstands zur Kernmitte.	188
B.12	Darstellung der numerischen Lösung zur Beschreibung der Dynamik eines Reaktorpulses.	191
B.13	Häufigkeitsverteilung von E_R der durchgeführten Reaktorpulse aus 2015. .	195
B.14	Zählrate thermischer Neutronen als Funktion der Zeit für vier unterschiedliche Pulsstärken in logarithmischer Darstellung.	197
B.15	Temperatur eines Brennelements als Funktion der Zeit in Abhängigkeit der Pulsstärke.	197
B.16	Vergleich zwischen Messdaten und theoretischer Erwartung von E_R und $P_{\max}$ eines Reaktorpulses.	198
B.17	Vergleich zwischen Messdaten und theoretischer Erwartung von $t_{\max}$ und FWHM eines Reaktorpulses.	199
B.18	Gegenüberstellung der maximalen Pulsleistung $P_{\max}$ als Funktion der Pulsenergie E_R zu verschiedenen Jahreszeiten.	200
B.19	Zählrate thermischer Neutronen als Funktion der Zeit ($t = 0$ entspricht dem Bewegungsstart des Pulsstabs) für vier unterschiedliche Pulsstärken. . . .	202
C.1	Skizze zum Wärmeeintrag bei einem Reaktorpuls.	203
C.2	Zeitlicher Verlauf des Dampfdruckanstiegs p_K in Folge eines Reaktorpulses. .	210
C.3	Maximaler Druckanstieg im Konverter gegen deponierte Energie.	213
C.4	Gegenüberstellung der evaluierten Proportionalitätsfaktoren ξ_x als Funktion der Kristalltemperatur T_1	213
C.5	Maximaler Druckanstieg sH ₂ -VM gegen deponierte Energie.	215
C.6	Maximaler Druckanstieg sD ₂ -VM gegen deponierte Energie.	216
C.7	Maximalwert des Temperatursensors der UCN-Quelle in Abhängigkeit der im Edelstahl deponierten Energie.	218
C.8	Die zur Simulation der Temperaturverteilung der Strahlröhre verwendete Geometrie (2D-Schnittbild).	220
C.9	Simulierte Temperaturverteilung der UCN-Quelle in 3D-Darstellung. . . .	222
C.10	2D-Darstellung der simulierten Temperaturverteilung mit Zoom auf das Konverter/VM-Volumen.	223
C.11	Temperaturprofil entlang der Edelstahloberfläche in axialer Richtung. . .	223
C.12	Radiales Temperaturprofil entlang der Edelstahloberfläche bei $z = 0$ mm. .	224
C.13	2D axialsymmetrische Geometrie zur Analyse der zeitlichen Entwicklung des Temperaturprofils.	225
C.14	Zeitliches Verhalten der Temperatur des sD ₂ -Konverters bei einem 2 \$-Puls. .	226
C.15	Temperatur T_{Nase} als Funktion der Zeit nach einem Reaktorpuls.	227
C.16	Zeitliche Entwicklung der Temperaturverteilung innerhalb der Strahlröhre bei einem Reaktorpuls ($E_R = 10$ MW s.	227

C.17	Abhängigkeit der Temperatur T – Nase gegenüber der Pulsenergie E_R	228
C.18	Normierte gemessene UCN & VCN-Intensität als Funktion der Reaktorpuls- Nummer.	229
C.19	Normierte UCN & VCN-Intensität bei verschiedenen Abständen der Strahl- nase zum Reaktorkern.	230
C.20	Einfluss der Wärmebelastung auf die UCN & VCN-Produktionsrate.	232
D.1	Weltkarte der Neutronlebensdauer Experimente	234
D.2	Evaluierung der optimalen Höhendifferenz bei radialer Wandspeicherung in einem Quarzrohr.	236
D.3	Relative Position von τ SPECT zur UCN-Quelle am TRIGA Mainz, Strahl- rohr D.	236
D.4	Photoserie des experimentellen Aufbaus zur Messung des longitudinalen Magnetfelds.	237
D.5	$B_z(z)$ im Bereich des ersten Feldmaximums (als „Zerfallsvolumens“ bei α SPECT bezeichnet).	237
D.6	Simulierte 5 G-Konturlinien mit Angabe der Höhendifferenz.	238
D.7	Vom Hersteller Arnold Magnetics Technologies gemessene Entmagnetisie- rungskurven von vier $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ Segmenten.	238
D.8	CAD-Zeichnung des Halterings zum Bau des Multipolmagneten.	239
D.9	<i>lumped element</i> Modell des <i>birdcage</i> Resonators zur Netzwerkanalyse mittels der Software LTspiece (Teil 1).	240
D.10	<i>lumped element</i> Modell des <i>birdcage</i> Resonators zur Netzwerkanalyse mittels der Software LTspiece (Teil 2).	241
E.1	Technische Zeichnung und Photographie des neuen Shutter-Systems.	243
E.3	CAD-Modell des Chopper-Systems.	245
E.4	Unter Vakuumbedingungen mittels Lichttransmission gemessene Öffnungs- funktion des Chopper-Systems als Funktion der Zeit.	246
E.5	UCN-Zählrate als Funktion der Zeit mit dem neuen Chopper-System.	248
E.6	Gemessene Häufigkeitsverteilung der Intensität thermischer Neutronen bei einer Pulsstärke von SI2\$.	249
E.7	CAD-Modell des „In-Beam Monitor“-Detektor Systems.	250
E.8	γ -Spektrum des Vanadium-Drahts („In-Beam-Monitor“-Detektor).	252
E.9	UCN & VCN-Intensität mit und ohne Vanadium-Aktivierung („In-Beam- Monitor“-Detektor).	252
E.10	Experimenteller Aufbau zur „In-Beam Monitor“-Detektion.	253
E.11	Skizze zur Weiterentwicklung des „In-Beam-Monitor“-Detektors.	254
E.12	Pulshöhenspektrum der unbeschichteten Si-PIN-Photodiode.	255
E.13	Aufbau zur Messung der relativen Nachweiseffizienz.	256
E.14	Vergleich der Nachweiseffizienz zwischen den Detektoren CASCADE-Neu und ^{10}B beschichtete Si-PIN-Photodiode.	258
E.15	Segmentierte Detektorfläche des CASCADE-U 100 Detektors	260
E.16	Signalregistrierung beim CASCADE-U 100 Detektor.	261
E.17	Verteilung der gemessenen Intensität ohne und mit PE-Platte zur Bestim- mung des Abschwächungskoeffizienten der Totzeitanalyse.	262

E.18 Zählrate thermischer Neutronen als Funktion der Zeit zweier Reaktorpulse.	263
E.19 Evaluierte Totzeit des CASCADE-U Detektors als Funktion der beobachteten Zählrate.	264
E.20 Darstellung der normierten UCN & VCN-Intensität als Funktion der Pulsstärke E_R zur Totzeitkorrektur.	266
E.21 Skizze zum Gasanschluss der CASCADE-U Detektoren und Photographie zum Messaufbau.	267
E.22 Gemessene Zählrate als Funktion der am Detektor <i>CASCADE-Neu</i> angelegten Hochspannung.	268
E.23 Zählrate als Funktion des Gasflusses beider CASCADE-U Detektoren für die zwei genannten Gasanschlusstypen.	269

Tabellenverzeichnis

1.1	Steckbrief des Neutrons.	6
1.2	UCN-Dichte in Abhängigkeit der Temperatur des Moderators.	28
2.1	Parameter zur Kristallformierung der UCN-Quelle am Strahlrohr D.	39
3.1	Maximale Geschwindigkeit transmittierter Neutronen in Abhängigkeit vom Radius der Leiterbögen.	45
3.2	Relevante Daten zum Reaktorpuls sowie die normierten UCN & VCN-Intensitäten zum Vergleich der Flugzeitspektren.	49
3.3	Messdaten zur Untersuchung der Transmission in Abhängigkeit der Radien der beiden 45°-Bögen.	50
3.4	Eigenschaften der segmentierten Glasbögen.	51
3.5	Zahlenwerte zur Analyse der gemessenen Flugzeitspektren: UCN & VCN-Transmission -horizontal-.	53
3.6	Zahlenwerte zur Analyse der entfalteten Flugzeitspektren: UCN & VCN-Transmission -horizontal-.	55
3.7	Parameter der Kurvenanpassung von Gleichung 3.11 an die integrale Zählrate der gespeicherten Neutronen als Funktion der Speicherzeit.	65
3.8	Ergebnisse der Transmissions- und Dichtemessungen der Speichergefäße V_{st}^α und V_{st}^θ für den Messaufbau <i>Conf-I</i>	69
3.9	MC-Abschätzung zum VCN-Anteil der Speichermessung.	69
3.10	Auflistung der gemessenen Intensität I_V sowie dem ermittelten Detektor-Effizienzfaktor der einzelnen Strahlzeiten.	72
3.11	Experimentelle Daten zur Variation des Speichervolumens I.	76
3.12	Experimentelle Daten zur Variation des Speichervolumens II.	76
3.13	Auflistung der gemessenen und evaluierten Parameter zum Füllvorgang der UCN-Speichermessungen.	79
3.14	Ergebnisse der Höhenoptimierung zur Messung der UCN-Dichte mit V_{st}^α	79
3.15	Eigenschaften der verwendeten Speicherrohre zur Bestimmung der UCN-Dichte.	81
3.16	Messwerte zur Bestimmung der UCN-Dichte bei variiertem Speicherpotential.	83
3.17	Parameter der Kurvenanpassung zur Bestimmung der UCN-Dichte bei variiertem Speicherpotential.	83
3.18	Parameter der Kurvenanpassung der Raman Spektroskopie an D ₂	86
4.1	Geometrie der Korrekturspulen beim Experiment τ SPECT.	102
4.2	Experimentelle Parameter der äußeren Korrekturspulen bei τ SPECT.	103
4.3	Experimentelle Parameter der inneren Korrekturspulen bei τ SPECT.	105

A.1	Formelsammlung zur Neutronentransmission.	168
B.1	Parameter der durchgeführten Neutronen-Aktivierungsmessungen.	175
B.2	Relative Unsicherheiten der Au-Aktivitätsmessungen.	178
B.3	Gemessener Zuwachs der UCN & VCN-Ausbeute und des thermischen Neutronenflusses in Strahlrohr D.	182
B.4	Gemessenes Cd-Verhältnis R in Strahlrohr D und C.	183
B.5	Zahlenwerte des gemessenen Neutronenflusses am Ort des sD ₂ -Volumens der UCN-Quelle.	184
B.6	Gemessene Neutronenflusswerte der Aktivierungsmessung in Strahlrohr D bei Verwendung der Stopfen <i>Graphit</i> und <i>Graphit & Bismut</i>	184
B.7	Gemessene Neutronenflusswerte der Aktivierungsmessung in Strahlrohr D und C ohne Stopfen.	185
B.8	Daten der simulierten Neutronenflüsse in Strahlrohr D bei $r = 343$ mm.	187
B.9	Parameter der β -verzögerten Neutronen bei thermischer Kernspaltung von ²³⁵ U.	192
B.10	Physikalische Parameter der TRIGA-Brennelemente.	193
B.11	Schwerpunkt $E_R(\rho_r)$ der gemessenen Pulsenergie-Verteilung.	196
B.12	Evaluierte Parameter des empirischen Modells zur Beschreibung der Zeitstruktur eines Reaktorpulses am TRIGA Mainz.	202
C.1	Deponierte Energie in der Strahlröhre bei einem 2 μ s-Puls.	205
C.2	Ergebnisse der <i>MCNP5</i> -Simulation zur Bestimmung der durch Neutronen- und Photonenbeschuss deponierten Energie in der Strahlröhre.	206
C.3	Simulierte deponierte Energie im Vormoderator und Konverter der UCN-Quelle in Strahlrohr D durch Neutronenbeschuss.	207
C.4	Simulierte prozentuale Verteilung der deponierten Energie in Abhängigkeit der initialen Neutronenenergie.	208
C.5	Parameter der multivariaten Analyse der Druckdaten des sD ₂ -Konverters.	212
C.6	Parameter der Einzelanalyse der Druckdaten des sD ₂ Konverters.	214
C.7	Parameter der multivariaten Analyse der Druckdaten des Vormoderators.	217
C.8	Parameter zur experimentell untersuchten Wärmedeposition im Edelstahl der UCN-Quelle.	218
C.9	Input/Output der stationären Simulation zur Temperaturverteilung der Strahlröhre.	221
D.1	Liste der aktuellen Experimente zur Messung der Neutronenlebensdauer τ_n	235
E.1	Parametereinstellung der Motorsteuerung des neuen Shutter-Systems.	244
E.2	Parametereinstellung des neuen Chopper-Systems.	247
E.3	Verwendete DAQ der Detektoren CASCADE-Alt und Si-PIN-Photodiode.	257
E.4	Daten zur relativen Nachweiseffizienz der UCN-Detektoren.	257
E.5	Zuordnungstabelle für CASCADE-U 100 Detektor	260
E.6	Abschwächungskoeffizienten der Totzeitanalyse des CASCADE-U 100 Detektors.	262
E.7	Daten zur Totzeitkorrektur des CASCADE-U Detektors.	266
E.8	Skalierungsfaktor zur Nachweiseffizienz des CASCADE-Detektors.	269

Erklärung

Hiermit versichere ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben. Alle, auch sinngemäße, Textstellen und Grafiken anderer Arbeiten wurden an den entsprechenden Stellen, unter Angabe der Quellen, kenntlich gemacht.

Mainz, den 12. Juli 2017

.....

Jan Peter Karch

Schmiedegasse 6, 55124 Mainz
jankarch@aol.com

Curriculum Vitae

Geburtsdatum 06.09.1984
Geburtsort Kirn
Familienstand ledig, keine Kinder

Bildungsweg

- 2011 - aktuell Promotion im Fach Physik
am Institut für Physik der Johannes Gutenberg-Universität
Betreuer: Prof. Dr. Werner Heil
Design und Aufbau des Experiments τ SPECT zur Messung der Neutronlebensdauer mittels magnetischer Wandspeicherung
- 2005 - 2011 Studium Diplom-Physik
am Institut für Physik der Johannes Gutenberg-Universität
Note: 1.0 - mit Auszeichnung bestanden -
Betreuer: Prof. Dr. Werner Heil
Herstellung und Charakterisierung nicht-depolarisierender UCN-Leiter
- 2004 - 2005 Zivildienst (Mobiler Rettungsdienst)
- 2001 - 2004 Technisches Gymnasium Idar-Oberstein, Note: 1.5
- Bester des Jahrgangs -
- 1995 - 2001 Realschule Bad Sobernheim, Note: 2.0

Veröffentlichungen

- 2016 **Neutron Lifetime Measurement by Magnetic Storage**, *Poster*, Physics of fundamental Symmetries and Interactions PSI2016.
- 2015 **Status of the Neutron Lifetime Project τ SPECT**, *Vortrag*, Status Treffen DFG Schwerpunkt 1491.
- 2015 **Status report of the neutron lifetime experiment τ SPECT**, *Vortrag*, Verhandlungen DPG 4/2015, HK 72.7.

- 2014 **τ SPECT: Neutron lifetime measurement at TRIGA Mainz**, *Vortrag*, Verhandlungen DPG 2/2014, HK 9.8.
- 2014 **τ SPECT: Experiment zur Messung der Neutronenlebensdauer mittels magnetischer Speicherung**, *eingeladener Vortrag*, Seminar am Institut für Kernchemie, JGU Mainz.
- 2014 **Precision Experiments with ultracold Neutrons: Test of fundamental Symmetries**, *Poster*, Stipendiatentreffen Carl-Zeiss-Stiftung.
- 2013 **A powerful source for ultracold neutrons at TRIGA Mainz: latest results**, *Vortrag*, Physics of fundamental Symmetries and Interactions PSI2013.
- 2013 **A powerful source for ultracold neutrons at TRIGA Mainz: latest results**, *Vortrag*, Verhandlungen DPG 2/2013, HK 81.3.
- 2013 **The ultracold neutron source at TRIGA Mainz**, *eingeladener Vortrag*, Seminar am Paul Scherrer Institut, Schweiz.
- 2013 **The fabulous world of UCN Physics or catch me if you can**, *Vortrag*, Graduiertenkolleg „Symmetry Breaking“ annual retreat 2013.
- 2012 **Herstellung und Charakterisierung nicht-depolarisierender UCN-Leiter**, *Vortrag*, Verhandlungen DPG 2/2011, HK 60.2.

Lehrtätigkeiten

WS 14/15	Assistent für Experimentalphysik 1
WS 12/13, WS 13/14	Oberassistent für Experimentalphysik 5 (Atomphysik)
Studium	3 x Assistent für Experimentalphysik 3 (Quantenphysik)
Studium	1 x Assistent für Experimentalphysik 2 (Klassische Mechanik)

Stipendien

2011 - 2013	Fellow der Graduiertenschule „Symmetry Breaking“ des Instituts für Physik, JGU Mainz
2013 - 2014	Fellow der Carl-Zeiss-Stiftung

Sprachen

Deutsch (Muttersprache)	Englisch (fließend)
-------------------------	---------------------

Computerkenntnisse

MS Windows & Office, Mathematica, Comsol Multiphysics, Origin, LabVIEW, L^AT_EX, Autodesk Inventor, LTspice, CorelDRAW, Corel PHOTO-PAINT

Publikationsliste

1. **Performance of the solid deuterium ultra-cold neutron source at the pulsed reactor TRIGA Mainz** J. Karch, Yu. Sobolev, M. Beck, K. Eberhardt, G. Hampel, W. Heil, R. Kieser, T. Reich, N. Trautmann and M. Ziegner; European Physics Journal A (2014) 50:78
2. **Losses and depolarization of ultracold neutrons on neutron guide and storage materials** S.C. Bondar, M. Daum, B. Franke, P. Geltenbort, L. Goeltl, E. Gutsmedl, J. Karch, G. Kessler, K. Kirch, H.C. Koch, A. Kraft, T. Lauer, B. Lauss, S. Paul, E. Pierre, G. Pignol, D. Reggiani, P. Schmidt-Wellenburg, Yu. Sobolev, T. Zechlau and G. Zsigmond; Accepted for publication as a Regular Article in Physical Review C (July 2017)
3. **Upgrade of the ultracold neutron source at the pulsed reactor TRIGA Mainz** J. Kahlenberg, D. Ries, K.U. Ross, C. Siemensen, M. Beck, C. Geppert, W. Heil, N. Hild, J. Karch, S. Karpuk, F. Kories, M. Kretschmer, B. Lauss, T. Reich, Yu. Sobolev and N. Trautmann; arXiv:1706.07795 (2017)
4. **Comparison of ultracold neutron sources for fundamental physics measurements** G. Bison, M. Daum, K. Kirch, B. Lauss, D. Ries, P. Schmidt-Wellenburg, G. Zsigmond, T. Brenner, P. Geltenbort, T. Jenke, O. Zimmer, M. Beck, W. Heil, J. Kahlenberg, J. Karch, K. Ross, K. Eberhardt, C. Geppert, S. Karpuk, T. Reich, C. Siemensen, Y. Sobolev, and N. Trautmann; Physical Review C (2017) 95, 045503
5. **Transmission of ultra-cold neutrons through guides coated with materials of high optical potential** M. Daum, B. Franke, P. Geltenbort, E. Gutsmedl, S. Ivanov, J. Karch, M. Kasprzak, K. Kirch, A. Kraft, T. Lauer, B. Lauss, A. R. Müller, S. Paul, P. Schmidt-Wellenburg, T. Zechlau and G. Zsigmond; Nuclear Instruments and Methods in Physics A (2014) 741, 71:77
6. **First observation of trapped high-field seeking ultracold neutron spin states** M. Daum, P. Fierlinger, B. Franke, P. Geltenbort, L. Goeltl, E. Gutsmedl, J. Karch, G. Kessler, K. Kirch, A. Kraft, T. Lauer, B. Lauss, E. Pierre, G. Pignol, D. Reggiani, P. Schmidt-Wellenburg, Yu. Sobolev, T. Zechlau and G. Zsigmond; Physics Letters (2011) 704, 456:460

