



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
WIEN
Vienna University of Technology

PROJEKTARBEIT

Aufbau und Betreuung des qBounce-Versuchsaufbaus

während der Experimentierzeit 3-14-305 am Institut Laue-Langevin in
Grenoble/Frankreich

Ausgeführt am
Atominstitut
der Technischen Universität Wien
unter der Anleitung von
Univ.Prof.Dr. Hartmut Abele
durch

Jason Jung

Weyringergasse 37/2/31
A-1040 Wien

Wien, am 19. Februar 2013

Jason Jung

Aufbau und Betreuung des qBounce-Versuchsaufbaus

Projektarbeit Technische Physik
Technische Universität Wien

Bearbeitungszeitraum: 16. August 2012 - 7. Oktober 2012

Kurzfassung

Diese Projektarbeit entstand während der Durchführung des *qBounce* Experiments am Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble, Frankreich in der Strahlzeit (3-14-305). Dabei handelt es sich um den Versuch, Gravitationsresonanzspektroskopie an gebundenen Zuständen von ultrakalten Neutronen im Gravitationsfeld der Erde zu betreiben. Die Arbeit soll einen Einblick in den Aufbau und die notwendigen Vorbereitungen des Experiments geben.

Nach einer kurzen Einleitung wird die Zuleitung der Neutronen zum Experimentierplatz dargelegt. Kapitel 2.2 beschreibt den dafür notwendigen Aufbau und dessen Charakterisierung. Im Zuge der Realisierung gebundener Zustände der Neutronen werden sogenannte Neutronenspiegel eingesetzt. Ihre Aufgabe besteht darin, die Neutronen unabhängig von deren Einfallrichtung total zu reflektieren. Um unerwünschte höhere Zustände aus dem System zu streuen besitzt ein Teil der eingesetzten Neutronenspiegel aufgeraute Oberflächen. Kapitel 2.3 beschäftigt sich mit der Bestimmung von deren Rauheit. Im letzten Kapitel wird die Reflexion der gebundenen Zustände an Potentialstufen untersucht. Dabei werden die gemessenen Daten mit einer zugehörigen Theoriekurve verglichen und interpretiert.

Abstract

This project thesis was created during the beam time (3-14-305) of the *qBounce* experiment at the Institute Laue-Langevin (ILL) in Grenoble, France. It uses gravity resonance spectroscopy on ultracold neutrons forming bound states in the gravitational field of the earth. The thesis gives insight into the structure and the necessary preparations of the experiment.

After a brief introduction, the used system of beam lines is established, which is responsible for bringing the neutrons to the experimental site. Section 2.2 gives a description of the vacuum setup and its characterisation. So called neutron mirrors are used in order to realize bound states of the neutrons. Their job is the total internal reflection of the neutrons independent from their angle of incident. Some of the neutron mirrors have roughened surfaces in order to scatter unwanted higher bound states. Their roughness is determined in section 2.3. The reflection of the bound states at potential steps is subject to the last section. The measured values are interpreted and compared to the corresponding theoretical curve.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Realisierung des Experiments	7
2.1	Aufbau des Strahlrohrsystems	7
2.2	Das Vakuumsystem	8
2.3	Die Oberfläche der aufgerauten Neutronenspiegel	13
2.4	Die Transmission bei variierender Stufenhöhe	16
3	Conclusio	26
	Abbildungsverzeichnis	27
	Literaturverzeichnis	28

Kapitel 1

Einleitung

Sämtliche physikalische Phänomene der Natur lassen sich heute über vier fundamentale Wechselwirkungen erklären. Die elektromagnetische, die starke und die schwache Wechselwirkung werden über Quantenfeldtheorien beschrieben, einer Vereinheitlichung der Quantenmechanik und den Prinzipien klassischer Feldtheorien. Der Gravitationskraft als vierter fundamentaler Wechselwirkung wird die allgemeine Relativitätstheorie zugrunde gelegt. Viele Bemühungen der modernen Forschung gehen dahin, eine gemeinsame Beschreibung aller vier Wechselwirkungen zu finden [1, 2, 3, 4].

Als Teil davon beschäftigen sich Experimente im Rahmen des *qBounce*-Projekts [5, 6, 7, 8] mit der Wirkung der Gravitation auf Neutronen. Im Jahr 2012 wurde dabei am Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble, Frankreich in der Strahlzeit (3-14-305) ein Aufbau zur Gravitations-Resonanzspektroskopie realisiert. Dabei nehmen ultrakalte Neutronen quantenmechanische Zustände mit diskreten Eigenenergien im Gravitationsfeld der Erde ein. Über Messungen der Anregungsfrequenz für Übergänge zwischen diesen gemäß $E = h \cdot \nu$ können nun Aussagen über die Gültigkeit der Theorie der Gravitation auf der Skala von μm getroffen werden.

Diese Arbeit entstand während des Aufbaus des Experiments und soll, neben dessen Funktionsweise, Einblicke in die Vorbereitungen und die dabei notwendigen Messungen geben.

Kapitel 2

Realisierung des Experiments

2.1 Aufbau des Strahlrohrsystems

Zur Realisierung des Experiments werden ultrakalte Neutronen benötigt. Dank ihrer niedrigen kinetischen Energie $E_{kin} < 200$ neV werden diese von den meisten Oberflächen unabhängig von ihrem Einfallswinkel total reflektiert. Sie können gebundene Zustände mit Energien weniger peV im Gravitationspotential der Erde einnehmen.

Als geeignete Quelle solcher Neutronen dient der Experimentierplatz PF2 des Instituts Laue-Langevin in Grenoble, Frankreich [9]. Dort werden Neutronen einer vertikalen kalten Quelle über Neutronenleiter zu einer Turbine geleitet, deren ultrakalter Anteil selektiert und dieser auf die individuellen Strahlplätze der Experimente verteilt. Um die Neutronen von dem zentral geregelten Shutter des Strahlplatzes zu dem Experimentaufbau leiten zu können wurde ein System aus Strahlrohren aufgebaut. Abbildung 2.1 zeigt eine Skizze des Aufbaus.

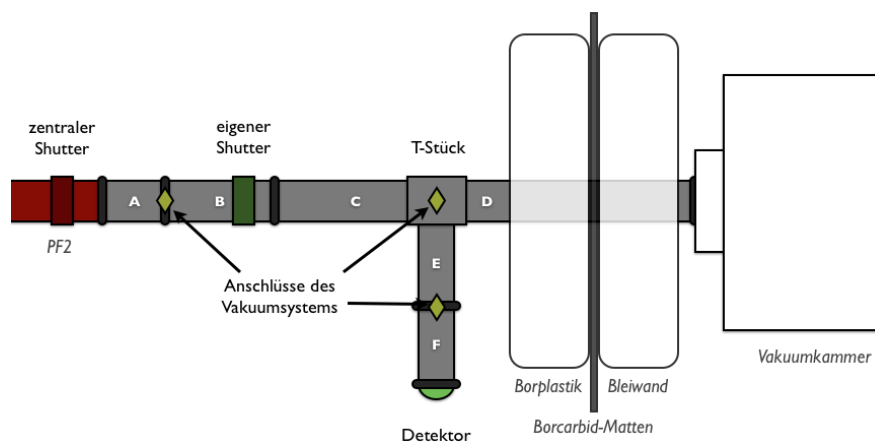


Abbildung 2.1: Skizze des Strahlrohraufbaus in der Aufsicht.

Die Teilstücke A-D stellen eine gerade Verbindung vom Strahlrohr des PF2 zum Vakuumgehäuse des Experiments her. Sie sind über abgedichtete Flansche miteinander verbunden. Im Gegensatz zu vorhergehenden Experimentaufbauten [8] wurde hier zu Gunsten der Zählrate ein direkter Anschluss des Strahlrohres an das Gehäuse hergestellt. Daher wurden die Flansche wenn nötig mit Schellen fixiert um eine Beschädigung durch das Verrutschen der Rohre auszuschließen. Neben dem PF2-eigenen Shutter ist zur leichteren Bedienung des Experiments ein zweiter Shutter eingebaut, der über Druckluft vom Arbeitsplatz aus gesteuert werden kann.

Über ein T-Stück ist ein senkrecht abgehendes Strahlrohr E-F verbunden, an dessen Ende ein ^3He -Detektor liegt. Da stetig ein Teil der Neutronen über Reflexionen in diesen Strahlrohrbereich gelangt, kann die Zählrate des Detektors als Referenz für den Neutronenfluss genutzt werden.

Als biologisches Schild für den Experimentierplatz wurde auf Höhe von D eine ca 1 m hohe Mauer aus Borcarbid B_4C und schwalbenschwanzförmigen Bleiklötzen errichtet. Diese absorbiert sowohl den Neutronenuntergrund als auch die speziell aus dem vertikalen Neutronenleiter der Turbine austretende Gamma-Strahlung.

Um das Strahlrohr evakuieren zu können ist es über drei Kleinflansche mit dem Vakuumsystem verbunden.

2.2 Das Vakuumsystem

Ein entscheidender Faktor des Experiments ist eine ausreichend hohe Zählrate. Dafür muss die Streuung und Absorption an Luftmolekülen gering gehalten werden. Der dabei benötigte Druck lässt sich aus einer Bestimmung der mittleren freien Weglänge Λ_N der Neutronen abschätzen.

Diese ist indirekt proportional zu der Teilchendichte n_i und dem Wirkungsquerschnitt σ_i der zu dem Anteil a_i enthaltenen Gase.

$$\Lambda_N^{-1} = \sum_i a_i n_i \sigma_i \quad (2.1)$$

Vordergründig ist der in der Luft enthaltene Stickstoff und Sauerstoff zu beachten. Speziell Stickstoffmoleküle zeichnet ein vergleichsweise hoher Wirkungsquerschnitt σ_i bezüglich Neutronen aus.

Der Wirkungsquerschnitt σ_i setzt sich dabei aus dem Wirkungsquerschnitt für inkohärente Streuung $\sigma_{i_{inc}}$ und dem Absorptionswirkungsquerschnitt $\sigma_{i_{abs}}$ zusammen.

$$\sigma_i = \sigma_{i_{inc}} + \sigma_{i_{abs}} \quad (2.2)$$

Im niederenergetischen Bereich verhält er sich indirekt proportional zur Geschwindigkeit v_N der Neutronen.

Die Teilchendichte n_i lässt sich über die Dichte ρ_i und die Atommasse m_i des betreffenden Elements berechnen. Im Fall vom Stickstoff und Sauerstoff muss die Atommasse aufgrund der in der Luft üblichen Verbindung zu N_2 und O_2 Molekülen verdoppelt werden.

$$n_i = \frac{\rho_i}{2m_i} \quad (2.3)$$

Unter Kenntnis der mittleren freien Weglänge lässt sich die Wahrscheinlichkeit P_N eines Neutrons angeben, nach der Laufstrecke x nicht mit Luftmolekülen in Wechselwirkung getreten zu sein.

$$P_N(x) = e^{-x \cdot \Lambda_N^{-1}} \quad (2.4)$$

Abbildung 2.2 zeigt den Zusammenhang zwischen der mittleren freien Weglänge Λ_N und dem Druck p . Bei einem Versuchsaufbau von 0.5 m Länge¹ liegt bei Atmosphärendruck die mittlere freie Weglänge in der Größenordnung des Aufbaus. Im Durchschnitt würden damit nur $\frac{1}{e}\%$ der UCN den Versuchsaufbau passieren ohne von Luftmolekülen gestreut oder absorbiert zu werden. Das Experiment wird daher im Vakuum durchgeführt.

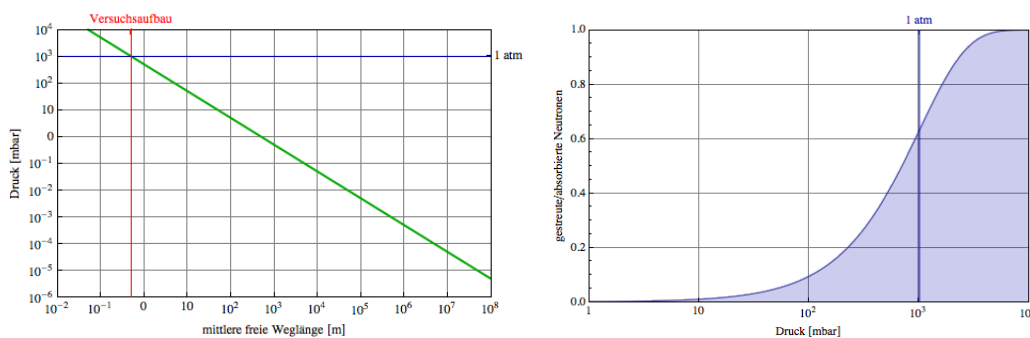


Abbildung 2.2: Links die mittlere freie Weglänge Λ_N der Neutronen in Abhängigkeit des Drucks bei Raumtemperatur $T = 295\text{K}$. Die mittlere Geschwindigkeit der Neutronen wurde in einer vorhergehenden Strahlzeit [10] auf $\bar{v}_N = 6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bestimmt. Für die Wirkungsquerschnitte der Luftmoleküle wurden empirische Werte [11] genommen. Zur Orientierung sind Atmosphärendruck sowie die Länge des Versuchsaufbaus eingezeichnet. Rechts der Anteil der Neutronen die bei einem Versuchsaufbau von 0.5 m Länge in Abhängigkeit vom Druck gestreut oder absorbiert werden.

¹ siehe Kapitel 2.4

Strahlrohr und Vakuumkammer des Experiments werden getrennt voneinander abgepumpt. Das Strahlrohr wird durch eine Vorpumpe² auf Vorvakuum gebracht um anschließend mit einer Turbomolekularpumpe³ auf Enddruck gepumpt zu werden. Da der Strahlrohraufbau nach einmaliger Justierung nicht mehr verändert wird, kann er bei geregelterm Versuchsverlauf durchgehend evakuiert bleiben. In diesem Vakuumkreislauf wurde damit ein Druck von $6.66 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht.

Das Strahlrohr ist von der Vakuumkammer und dem PF2 eigenen Aufbau mittels sogenannter Neutronenfenster getrennt. Dabei handelt es sich um quer über den Flansch gespannte dünne Alufolien. Diese senken die Transmission der Neutronen signifikant im Bereich unter $3.2 \frac{m}{s}$, ermöglichen jedoch unabhängig evakuierbare Bereiche. Dies schafft die Voraussetzung für das Öffnen der Vakuumkammer ohne den Pumpkreislauf des Strahlrohres brechen zu müssen. Die Stabilität solcher Folien wurde eigens im Zuge der Vorbereitungen zu dieser Strahlzeit (3-14-305) getestet [12]. Um ein Reißen der Folie zu verhindern sollte diese nur in eine Richtung durchgebogen werden. Dies wurde in unserem Fall durch die durchgehende Evakuierung des Strahlrohres gewährleistet.

Die Kammer ist an einen eigenen Vakuumkreislauf angeschlossen der aus einer Vorpumpe² und einer direkt am Gehäuse sitzenden Turbomolekularpumpe⁴ besteht. Letztere ist vom Rest des Kreislaufs über einen Bypass getrennt, so dass die Vakuumkammer geöffnet werden kann ohne die Turbomolekularpumpe stoppen zu müssen. Dies spart Zeit, die sonst bei dem Erreichen der für den Betrieb der Pumpe notwendigen hohen Drehzahlen verloren geht. Auch zum Vakuumsystem der Kammer wurden bereits im Vorfeld dieser Strahlzeit Tests durchgeführt [13].

Der Druckverlauf beim Abpumpen der Kammer hängt von der Leckrate ab. Man unterscheidet dabei die durch reale Lecks von der durch virtuelle Lecks verursachten Leckrate, L_{real} und L_{virt} .

Unter einem realen Leck versteht man undichte Stellen des Rezipienten die einen Teilchenstrom vom äußeren in das evakuierte Volumen hervorrufen. Das vermutlich größte solche Leck bilden die Swagelok-Anschlüsse der Vakuumkammer durch die die Gasversorgung des Detektors geführt ist. Abbildung (2.3) zeigt den Druckverlauf beim Abpumpen der Kammer. Dabei kann aus dem Vergleich der Messung bei blindgeschlossenen Swagelokanschlüssen zu der Messung bei durchgeführtem Swagelockschlauch auf mögliche reale Lecks geschlossen werden. Der ähnliche zeitliche Verlauf sowie Enddruck der beiden Graphen deutet jedoch auf eine kaum merkliche Verschlechterung der Leckrate hin.

² Modell Alcatel Adixen ACP 28 von Pfeiffer Vacuum Technology AG, Asslar, Germany

³ Modell Alcatel Adixen ATP 100 von Pfeiffer Vacuum Technology AG, Asslar, Germany

⁴ Modell TMU 521P von Pfeiffer Vacuum Technology AG, Asslar, Germany

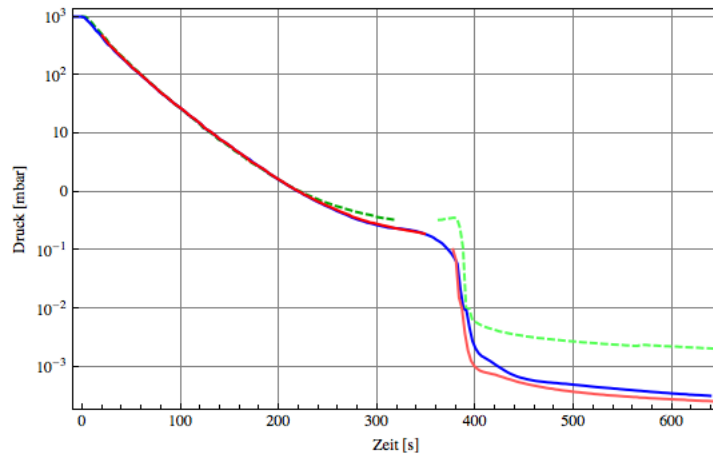


Abbildung 2.3: Abpumpverhalten der leeren Vakuumkammer mit blindgeschlossenen Swagelok-Anschlüssen (rot), durchgeführtem und kurzgeschlossenem Swagelok-Schlauch (blau) und des finalen Setups (grün, gestrichelt). Der zweite steile Druckabfall entsteht bei Zuschalten der Turbomolekularpumpe. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde dieser Zeitpunkt für alle drei Verläufe gleichgesetzt wodurch Lücken im zeitlichen Verlauf entstehen (rot, grün).

Unter einem virtuellen Leck versteht man die Druckzunahme aufgrund der Desorption von sich im Vakuum befindlichen Materialien. L_{virt} lässt sich als Produkt eines materialspezifischen Faktors mit der Oberfläche des zugehörigen Körpers bilden. Seinen Effekt kann man ebenfalls Abbildung (2.3) entnehmen. Die Druckmessung bei vollem Setup, daher mehr ausgasenden Körpern im evakuierten Volumen, weist ein zeitlich schlechteres Abpumpverhalten und einen höheren Enddruck auf.

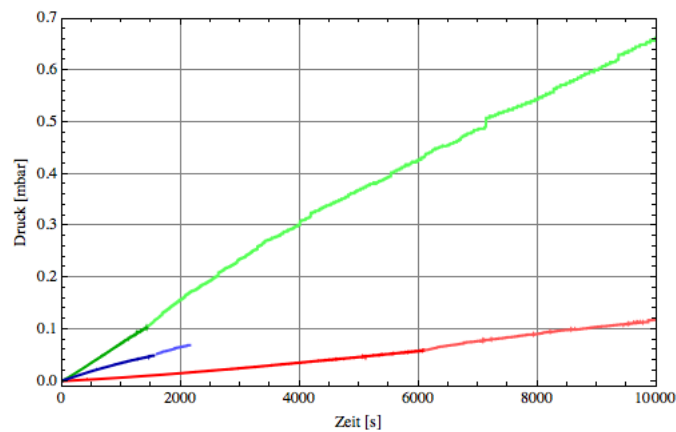


Abbildung 2.4: Druckzunahme der leeren Kammer mit blindgeschlossenen Swagelokanschlüssen (rot), durchgeführtem Swagelochschlauch (blau) und mit Detektor und Magnetfeldspulen in der Vakuumkammer (grün). Gemessen wurde mit einer Heißkathodendrucksonde IMR265. Der Wechsel von Hell auf Dunkel markiert das Umschalten des eingesetzten Pirani Manometers auf das hochdruckempfindliche Heißkathoden-Ionisationsmanometer der IMR265.

Die Gesamtleckrate $L_{ges} = L_{real} + L_{virt}$ bestimmt sich durch die Summe der realen L_{real} und virtuellen Leckrate L_{virt} . Zu ihrer experimentellen Messung wurde eine Leckratenbestimmung durchgeführt. Dafür wurde bei unterschiedlichem Setup nach Erreichen des Enddrucks der Abpumpvorgang beendet und die zeitliche Druckzunahme gemessen. Damit bleibt die Aussage über die Leckrate unabhängig von der eingesetzten Pumpe. Abbildung (2.4) vergleicht die leere Kammer mit blindgeschlossenen Swagelokanschlüssen, die leere Kammer mit durchgeführtem Swagelockschlauch und die Kammer mit Detektor und Magnetspulen im Setup. Die Leckrate lässt sich aus dem zeitlichen Verhalten des Drucks $\frac{\Delta p}{\Delta t}$ und dem Volumen V des evakuierten Körpers bestimmen.

$$L_{ges} = \frac{\Delta p \cdot V}{\Delta t} \quad (2.5)$$

Die zeitliche Steigung des Drucks wurde aus einem linearen Fit an den Druckverlauf bestimmt. Als Beispiel ist in Abbildung 2.5 der Fit für die Messung mit Detektor und Spulen gezeigt. Abweichungen vom linearen Verhalten der Druckzunahme sind auf virtuelle Lecks zurückzuführen, da Materialien umgekehrt proportional zum Druck ausgasen. Daher wurde der Fit bis zu $t = 1400$ s angepasst aus dem sich eine obere Abschätzung der Leckrate ableiten lässt.

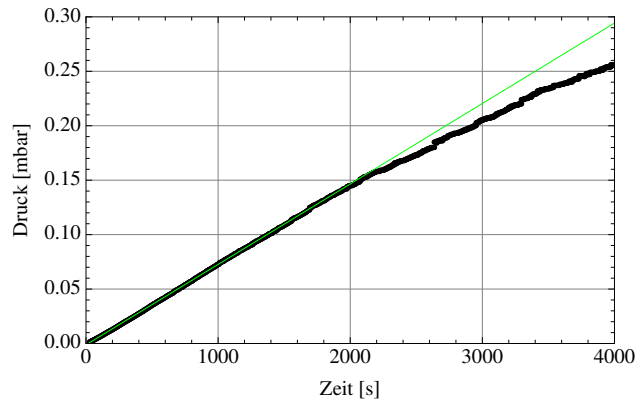


Abbildung 2.5: Fit (grün) an die zeitliche Steigung des Drucks (schwarz).

Das Volumen V des Körpers setzt sich aus dem Volumen der Kammer V_{Kammer} , des Vakuumrohres V_{Rohr} und des Sondenaufbaus V_{Sonde} zusammen. Der Fehler berücksichtigt die dabei getroffenen Vereinfachungen der Geometrie und den beinhalteten Experimentaufbau.

$$V = V_{Kammer} + V_{Rohr} + V_{Sonde} = 0,238 \pm 0,014 \text{ m}^3 \quad (2.6)$$

Der Enddruck p_{end} der Kammer hängt von ihrer Leckrate L_{ges} und der Saugleistung q_{pV} der eingesetzten Pumpe ab.

$$p_{end} = \frac{L_{ges}}{q_{pV}} \quad (2.7)$$

Die Saugleistung der verwendeten TMU 512 P Turbomolekularpumpe beträgt $q_{pV} = 510 \frac{l}{s}$.

Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Der Fehler lässt sich über die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung ermitteln. Innerhalb der signifikanten Stellen sind die relative Ungenauigkeit der eingesetzten Drucksonde ($\pm 15\%$) und der Fehler bei Abschätzung des Volumens ($\pm 6\%$) zu beachten.

Tabelle 2.1: Steigung des Drucks und die daraus berechneten Leckraten.

	$\frac{\Delta p}{\Delta t} [\frac{m}{s}]$	$L_{ges} [\frac{mbar \cdot m^3}{s}]$	$p_{end} [mbar]$
leere Kammer mit blindgeschlossenen Swagelok-Anschluss	$(72 \pm 10) \cdot 10^{-7}$	$(1.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-6}$	$(3.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-6}$
leere Kammer mit durchgeführtem Swagelockschlauch	$(316 \pm 47) \cdot 10^{-7}$	$(7.5 \pm 1.2) \cdot 10^{-6}$	$(1.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$
Vakuumkammer mit Detektor und Magnetfeldspulen	$(737 \pm 111) \cdot 10^{-7}$	$(1.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$	$(3.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}$

Erwartungsgemäß nimmt der Enddruck p_{end} mit steigender Komplexität des Aufbaus zu. Der erreichte Druck genügt jedoch um Verluste durch Streuung und Absorption an Molekülen in der Luft sehr gering zu halten. Einen Schwachpunkt des Rezipienten bilden die Swagelok-Anschlüsse der Vakuumkammer. Bessere Dichtungen können dem zukünftig Abhilfe verschaffen.

2.3 Die Oberfläche der aufgerauten Neutronenspiegel

Abbildung 2.6 zeigt den Aufbau des Selektors. Dabei handelt es sich um die erste Region des Experiments. Sie besteht aus einem Mikropositioniersystem⁵ auf dem ein glatt polierter Neutronenspiegel montiert ist. Im vertikalen Abstand einiger zehn Mikrometer dazu liegt ein auf der Unterseite aufgerauter Neutronenspiegel, welcher künftig als Absorber bezeichnet wird. Im Experiment wurden zwei Absorber eingesetzt, die zu deren Erkennbarkeit mit der Nummer 306

⁵ Modell P-528 von Physik Instrumente GmbH & Co. KG, Karlsruhe, Deutschland

bzw. 307 markiert wurden. Sie dienen dazu höher gelegene unerwünschte Energiezustände aus dem System zu streuen. Die Wahrscheinlichkeit der Streuung eines Zustandes hängt dabei vom Überlapp der quantenmechanischen Wellenfunktion mit dem Absorber ab. Daher muss der Abstand zwischen Absorber und Neutronenspiegel genau festgelegt und dessen Rauheit bestimmt sein.

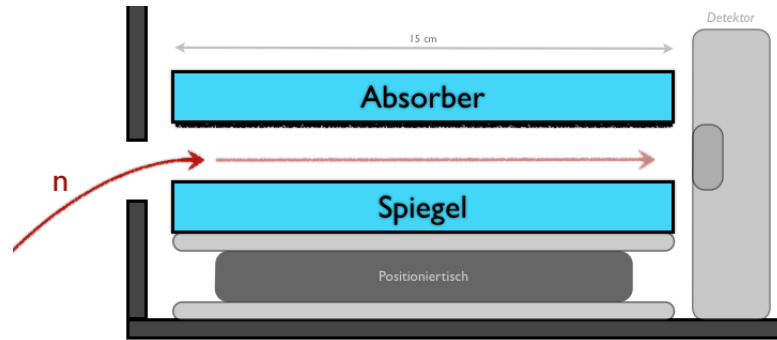


Abbildung 2.6: Aufbau von Spiegel und Absorber. Die Neutronen durchfliegen das Setup von links nach rechts (roter Pfeil).

Dafür wurde ein Rauheitsmessgerät⁶ eingesetzt, welches die Struktur der Oberfläche als eindimensionales Profilbild über die mechanische Auslenkung eines Tastkopfes bestimmt. Aus diesen Daten lassen sich Profil, Rauheit und Welligkeit des Systems bestimmen. Diese sind in Abbildung 2.7 für einen der im Experiment verwendeten Absorber dargestellt. Als Profil bezeichnet man die ungefilterte gemessene Oberfläche. Diese setzt sich aus Rauheit und Welligkeit zusammen. Welligkeit bezeichnet die langwelligen Profilanteile, die zur Bestimmung der Rauheit mittels Hochpassfilter gedämpft werden.

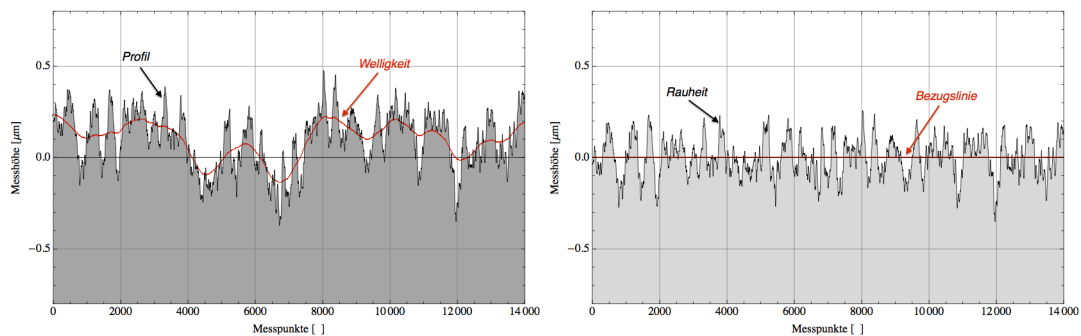


Abbildung 2.7: Profil und Welligkeit des Absorbers 307 und die daraus bezogene Rauheit aufgenommen an 14400 Punkten über eine Strecke von 7200 mm. Zur besseren Sichtbarkeit der Welligkeit wurde in der Grafik das Profil und die Rauheit über Paare von 200 Punkten gemittelt.

⁶ Modell SE 1700 von Innovatech Holding BV, Maastricht, Niederlande

Abbildung 2.8 zeigt die gemessenen Werte der Rauheit als Histogramm. Den Nullpunkt bildet der Erwartungswert der Messhöhe y . Die Verteilung ist nicht symmetrisch. Jedoch würde selbst bei einer gleichmäßigen Verteilung der realen Höhen ein systematischer Fehler das Maximum ins Positive verschieben - zu enge Täler können aufgrund der endlichen Dicke der Spitze nicht gemessen werden, während Spitzen unabhängig von ihrer Breite kein Problem darstellen.

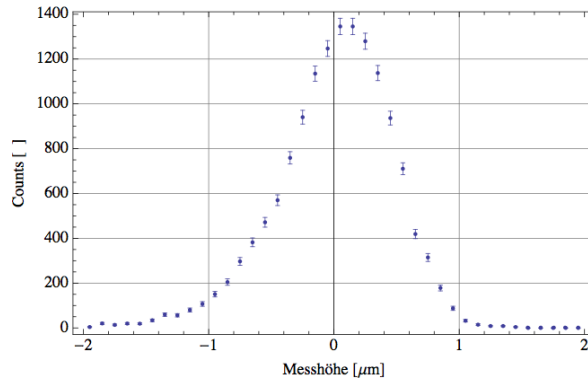


Abbildung 2.8: Histogramm der gemessenen Höhen.

Aus der Rauheit können dann die gemittelte Rauhtiefe R_z und der Mittenrauhwert R_a bestimmt werden. Diese beiden Parameter sind in der DIN EN ISO 4287 festgelegt. Zu ihrer Bestimmung wird die Taststrecke in sieben gleichlange Abschnitte unterteilt. Die beiden äußeren dienen dem Ein- und Ausschwingen des Filters während die fünf mittig liegenden Teilstrecken die tatsächliche Messstrecke L bilden. Um R_z zu berechnen werden die Maxima y_{max_i} und Minima y_{min_i} der Ordinatenwerte y der Teilstrecken bestimmt, und deren arithmetisches Mittel gebildet.

$$R_z = \frac{\sum_{i=1}^5 |y_{min_i}| + \sum_{i=1}^5 |y_{max_i}|}{5} \quad (2.8)$$

Den Mittenrauhwert R_a bildet das arithmetische Mittel aller Ordinatenwerte y der Messstrecke L .

$$R_a = \frac{1}{L} \int_0^L |y| dx \quad (2.9)$$

Die raue Seite der zwei eingesetzten Absorber 306 und 307 wurde jeweils an den vier Ecken der Länge nach vermessen um Beschädigungen am für das Experiment vordergründigen mittigen Teil zu verhindern. Absorber 307 wurde zum Vergleich zusätzlich einmal quer vermessen.

Tabelle 2.2 fasst die Ergebnisse mit den zugehörigen statistischen Fehlern zusammen. Dieser wird im Fall von R_a als Standardabweichung des Betrags der Ordinatenwerte $|y|$ berechnet, und im Fall von R_z als Standardabweichung der Beträge der Maxima $|y_{max_i}|$ und Minima $|y_{min_i}|$ der Teilstrecken.

Tabelle 2.2: gemittelte Rauhtiefe R_z und der Mittenrauhwert R_a der im Experiment eingesetzten Absorber. Diese waren bei der Messung so orientiert, dass die Nummernmarkierung links unten lag.

Absorber Nr.307	links unten	rechts unten	links oben	rechts oben	quer
$R_z[\mu m]$	3.09 ± 0.40	3.88 ± 0.92	3.96 ± 0.81	3.56 ± 0.76	3.40 ± 0.63
$R_a[\mu m]$	0.36 ± 0.29	0.37 ± 0.33	0.36 ± 0.32	0.36 ± 0.31	0.40 ± 0.32
Absorber Nr.306	links unten	rechts unten	links oben	rechts oben	quer
$R_z[\mu m]$	3.36 ± 0.51	4.03 ± 0.84	3.72 ± 0.76	3.89 ± 0.75	-
$R_a[\mu m]$	0.384 ± 0.31	0.40 ± 0.34	0.35 ± 0.32	0.39 ± 0.34	-

2.4 Die Transmission bei variierender Stufenhöhe

Abbildung 2.9 zeigt eine Skizze des Versuchsaufbaus. Ziel ist die Beobachtung quantenmechanischer Übergänge in den Energieniveaus gravitativ gebundener Neutronen. Das Experiment wurde dafür in dieser Strahlzeit (3-14-305) erstmals auf drei Regionen erweitert.

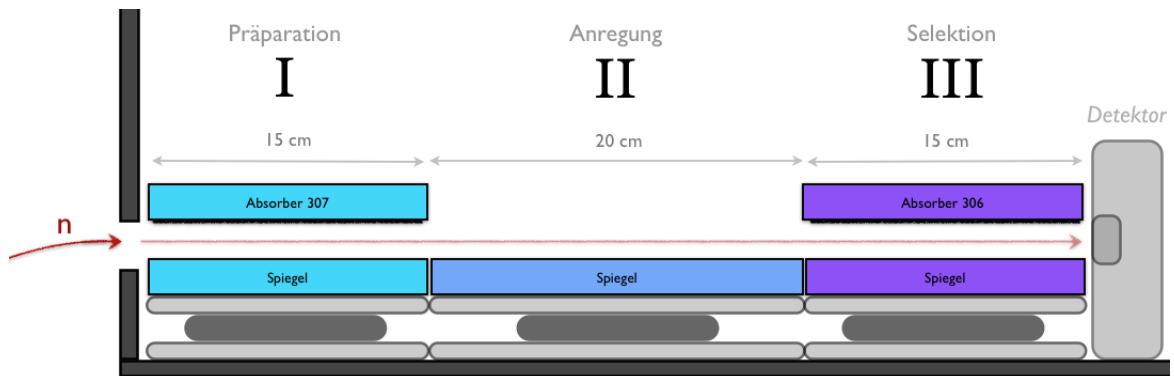


Abbildung 2.9: Skizze des Versuchsaufbaus mit drei Regionen.

Zwischen den beiden Spiegeln in Region I wird ein quantenmechanischer Zustand $|p\rangle$ präpariert. Die ultrakalten Neutronen passieren den Aufbau von links nach rechts und nehmen im linearen Gravitationspotential der Erde gebundene

Zustände an. Die Spiegel bilden dabei harte Randbedingungen, da ihr Potential im Vergleich mit den niedrigen Eigenenergien als unendlich groß angenommen werden kann. Unerwünschte energetisch höher liegende Zustände werden durch den Absorber aus dem System gestreut. In Region II wird mittels mechanischer Vibration des Neutronenspiegels ein zeitlich oszillierendes Potential geschaffen. Dieses regt einen Übergang in einen zweiten Zustand $|q\rangle$ an. Die Übergangswahrscheinlichkeit hängt dabei sowohl von der Frequenz der Schwingung als auch von deren Amplitude ab. Region III ist analog zu Region I aufgebaut und selektiert damit wieder $|p\rangle$. Entspricht die Anregungsfrequenz gemäß $E = h \cdot \nu_{pq}$ nun einem Übergang in den Energieniveaus werden Einbrüche in der Transmissionsrate beobachtet. Der Vergleich der gemessenen mit den theoretischen Werten der Anregungsfrequenzen ν_{pq} liefert eine Möglichkeit die Gültigkeit des Newton'schen Gravitationsgesetz im Bereich weniger Mikrometer zu überprüfen.

Über die Positioniertische können die darauf gelagerten Neutronenspiegel auf bis zu $0.5 \mu\text{m}$ genau aufeinander abgestimmt werden. Diese müssen insbesondere parallel zum Messtisch und auf der selben Höhe liegen. Bilden sich Stufen aufgrund von Höhendifferenzen zwischen den Spiegeln, so treten Interferenzen aufgrund der Reflexionen der Materiewelle an der Potentialstufe auf und die Transmissionsrate sinkt.

Um die Abhängigkeit der Neutronenzählrate von der Höhendifferenz der Spiegel zu kennen wurde eine eigene Messreihe gestartet. Dafür wurden Region I und Region III gemäß Abbildung 2.10 hintereinander gestellt und deren Transmission sowohl bei gleicher Höhe als auch unter kontrollierten Stufen Δz gemessen.

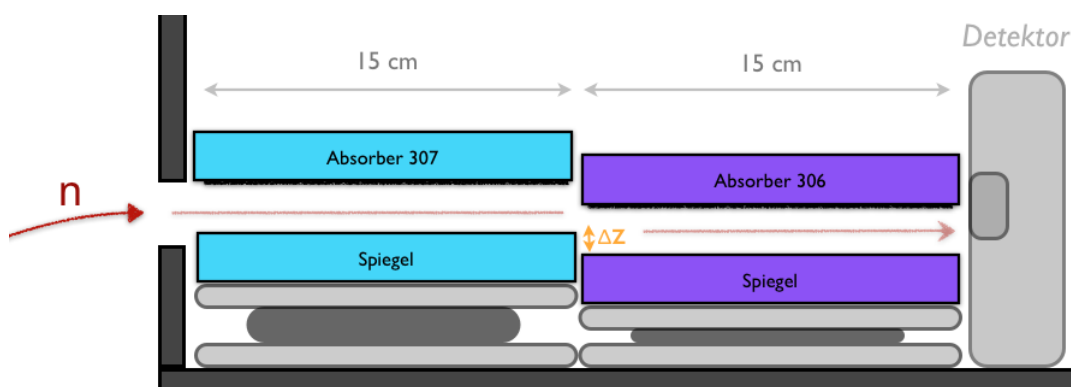


Abbildung 2.10: Messung bei zwei hintereinander gestellten Neutronenspiegel. Δz ist dabei übertrieben dargestellt, der tatsächliche Höhenunterschied liegt im Bereich weniger Mikrometer.

Ein paar einfache Überlegungen liefern die zugehörige Theoriekurve. Die Neutronen nehmen im Gravitationsfeld der Erde gebundene Zustände ein. Wenn wir dabei den unteren Neutronenspiegel als unendlich hohe Potentialstufe annähern so ergibt sich ohne Einbezug des Absorbers folgendes lineares Potential.

$$V(z) = \begin{cases} m_n \cdot g \cdot z, & \text{wenn } z > 0 \\ \infty, & \text{wenn } z \leq 0 \end{cases} \quad (2.10)$$

Dabei bezeichnet m_n die Masse des Neutrons, g die Erdbeschleunigung und z die Höhe mit der Spiegeloberfläche im Ursprung.

Die Lösungen der Schrödingergleichung $\Phi_n(z)$ dieses vereinfachten Potentials sind über die Airy-Funktion $Ai(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \cos(\frac{t^3}{3} + xt) dt$ beschreibbar. Ihre zugehörigen Eigenenergien E_n sind proportional zur n-ten Nullstelle von $Ai(x)$. Abbildung 2.11 zeigt die Wellenfunktion und Aufenthaltswahrscheinlichkeit der ersten drei Zustände.

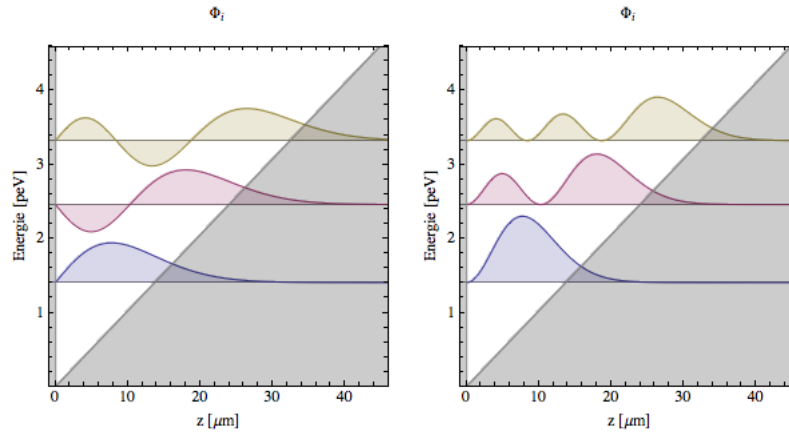


Abbildung 2.11: Wellenfunktion (links) und Aufenthaltswahrscheinlichkeit (rechts) der ersten drei Zustände im linearen Potential.

Unter Einbezug des Absorbers erhalten wir eine zweite harte Randbedingung.

$$V(z) = \begin{cases} m_n \cdot g \cdot z, & \text{wenn } 0 < z < h \\ \infty, & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.11)$$

Die Lösungen der Schrödingergleichung lassen sich dann als Linearkombination der beiden Airy-Funktionen $Ai(x)$ und $Bi(x)$ bilden. Ihre Eigenenergien E_n sind aufgrund der höheren Lokalisierung zu größeren Werten verschoben.

Abbildung 2.12 zeigt die Wellenfunktion und Aufenthaltswahrscheinlichkeit der ersten drei Zustände unter Einbezug des Absorbers.

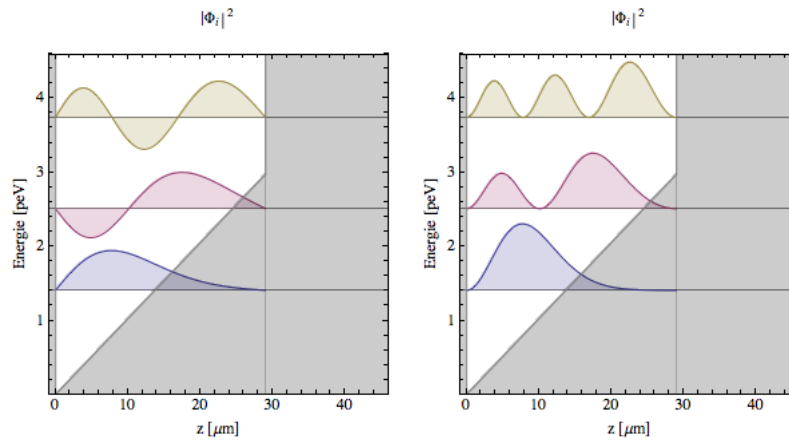


Abbildung 2.12: Wellenfunktion (links) und Aufenthaltswahrscheinlichkeit (rechts) der ersten drei Zustände im linearen Potential unter Einbezug des Absorbers im Abstand⁷ $h = 29 \mu\text{m}$. Ihre Eigenenergien E_n sind aufgrund der höheren Lokalisierung zu größeren Werten verschoben.

Gemäß Abbildung 2.13 werden Ansätze für die beiden Wellenfunktionen $\Psi_1(z, t)$ in Region I und $\Psi_2(z, t)$ Region II gemacht.

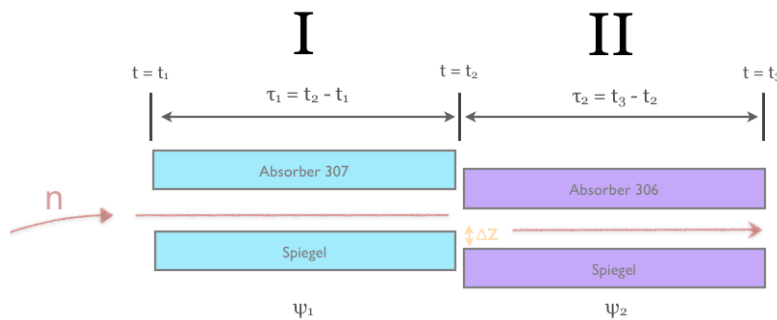


Abbildung 2.13: Skizze zur Herleitung der Transmission.

$$\Psi_1(z, t) = \sum_n c_n(t_1) e^{-i\phi_n} e^{-\frac{\gamma}{2}t} e^{-iE_n t} \Phi_n(z) \quad (2.12)$$

$$\Psi_2(z, t) = \sum_m d_m(t_2) e^{-\frac{\gamma}{2}t} e^{-iE_m t} \Phi_m(z + \Delta z) \quad (2.13)$$

mit:

c_n und d_m	als	Koeffizienten bei Eintritt in das System,
$e^{-i\phi}$	als	festem Phasenfaktor,
$e^{-\frac{\gamma}{2}t}$	als	Dämpfungsterm,
$e^{-iE t}$	als	Zeitentwicklung und
$\Phi(z)$	als	Eigenfunktionen.

⁷ Siehe Spurdetektormessung Seite 23

Unter Verwendung der Stetigkeitsbedingung

$$\Psi_1(z, t_2) = \Psi_2(z, t_2) \quad (2.14)$$

kann der Koeffizient d_m ausgedrückt werden.

$$d_m = \sum_n c_n e^{-i\phi_n} e^{-\frac{\gamma_n}{2}t} e^{-iE_n t} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_m^*(z) \cdot \Phi_n(z + \Delta z) dz \quad (2.15)$$

Bei dem Integralterm handelt es sich dabei um die Elemente der Übergangsmatrix $P_{mn}(\Delta z)$, die aus dem Überlapp der Eigenzustände $\Phi_n(z)$ beim Übergang vom ersten Neutronenspiegel auf den zweiten gebildet werden.

$$P_{mn}(\Delta z) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_m^*(z) \cdot \Phi_n(z + \Delta z) dz \quad (2.16)$$

Das Negative des Arguments der Übergangsmatrix P_{mn} bildet ihre Transponierte und $\Delta z = 0$ die Einheitsmatrix.

$$P_{mn}(-\Delta z) = P_{nm}(\Delta z) \quad \text{und} \quad P(0) = \mathbf{1} \quad (2.17)$$

Die Summe über jede Zeile der quadrierten Matrix ergibt 1, die damit die Besetzungswahrscheinlichkeit der einzelnen Zustände bei Übergang der Potentialstufe angibt. Als Beispiel sei das Quadrat der berechneten Übergangsmatrix für einen der Messwerte $\Delta z = 12 \mu\text{m}$ bis zum dritten Zustand gegeben.

$$P^2(12 m) = \left(\begin{array}{c|ccc} & \text{in } \psi_1 & \text{in } \psi_2 & \text{in } \psi_3 \\ \hline \psi_1 & 0.0845866 & 0.60422 & 0.242609 \\ \psi_2 & 0.0329819 & 0.0868683 & 0.0311134 \\ \psi_3 & 0.0201908 & 0.00933412 & 0.174386 \end{array} \right)$$

Abhängig von Δz müssen nicht zwangsweise Übergänge zwischen den selben Zuständen am wahrscheinlichsten sein. Abbildung 2.14 zeigt den Überlapp von $\Phi_2(z)$ und $\Phi_1(z)$ bei $\Delta z = 12 \mu\text{m}$. Das Quadrat des Integrals ergibt die 60.4%.

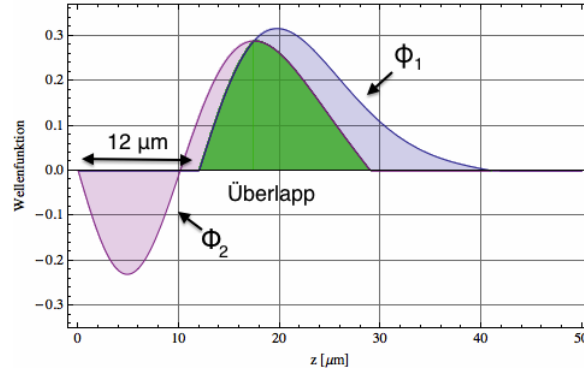


Abbildung 2.14: Der Überlapp von $\Phi_2(z)$ auf $\Phi_1(z)$ bei $\Delta z = 12 \mu\text{m}$.

Gleichung (2.15) lässt sich mit dem Matrixelement P_{mn} schreiben als

$$d_m = \sum_n c_n e^{-i\phi_n} e^{-\frac{\gamma n}{2}t} e^{-iE_n t} P_{mn}(\Delta z) \quad (2.18)$$

Und $\Psi_2(z, t = t_3)$ wird mit $\tau_1 = t_2 - t_1 = t_2$ und $\tau_2 = t_3 - t_2$ zu

$$\Psi_2(z, t_3) = \sum_{m,n} c_n e^{-i\phi_n} e^{-\frac{\gamma n}{2}\tau_1} e^{-\frac{\gamma m}{2}\tau_2} e^{-iE_n \tau_1} e^{-iE_m \tau_2} P_{mn}(\Delta z) \Phi_m(z + \Delta z) \quad (2.19)$$

Bei der Messung gemäß Abbildung 2.10 wurde die Transmission $T(\Delta z)$ und damit das Betragsquadrat von $\Psi_2(z, t = t_3)$ gemessen.

$$T(\Delta z) = \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_2(z, t_3)|^2 dz = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_2^* \Psi_2 dz = \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} & \sum_{m,n} \sum_{o,p} c_n c_p^* e^{-i\phi_n} e^{+i\phi_p} e^{-\frac{\gamma n}{2}\tau_1} e^{-\frac{\gamma p}{2}\tau_1} e^{-\frac{\gamma m}{2}\tau_2} e^{-\frac{\gamma o}{2}\tau_2} \\ & e^{-iE_n \tau_1} e^{+iE_p \tau_1} e^{-iE_m \tau_2} e^{+iE_o \tau_2} P_{mn} P_{op}^* \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\Phi_m \Phi_o}_{\delta_{mo}} dz = \\ & \sum_{m,n} \sum_p c_n c_p^* e^{-i\phi_n} e^{+i\phi_p} e^{-\frac{\gamma n}{2}\tau_1} e^{-\frac{\gamma p}{2}\tau_1} e^{-\gamma m \tau_2} e^{-iE_n \tau_1} e^{+iE_p \tau_1} P_{mn} P_{mp}^* \quad (2.21) \end{aligned}$$

Die Phase der Neutronen ist bei Eintritt in das System unbestimmt. Wird über alle Phasen $d\phi$ integriert verschwinden die Terme $n \neq p$.

$$V(z) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\phi_n} e^{+i\phi_p} d\phi = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi = 1, & \text{für } n = p \\ \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\phi_n} e^{+i\phi_p} d\phi = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\Delta\phi} d\phi = 0, & \text{für } n \neq p \end{cases} \quad (2.22)$$

Die Transmission vereinfacht sich damit zur Summe über das Produkt der aus der Spurdetektormessung bekannten Koeffizienten, dem Absolutquadrat des zugehörigen Übergangsmatrixelements und dem Dämpfungsterm der zweiten Region.

$$T(\Delta z) = \sum_{m,n} \underbrace{|c_n|^2 e^{-\gamma_n t_2}}_{\text{Spurdetektormessung}} \underbrace{|P_{mn}|^2}_{\text{Übergangsmatrix}} \underbrace{e^{-\gamma_m \tau_2}}_{\text{Dämpfungsterm}} \quad (2.23)$$

Dabei wurde $\tau_1 = t_2 - t_1 = t_2$ für $t_1 = 0$ verwendet.

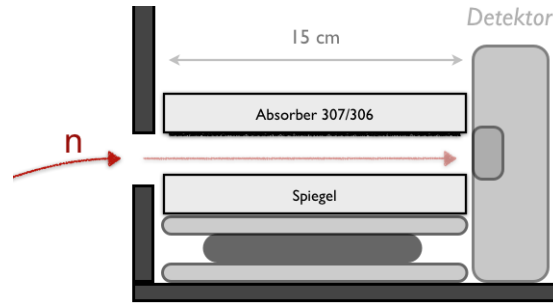


Abbildung 2.15: Messung zum Beweis der Identität von Region I und Region III.

Zur experimentellen Messung der Transmission wurde als erstes die Zählrate des in Abbildung 2.15 gezeigten einfachen Setups bestimmt. Dies wurde sowohl in der Ausführung mit Absorber 307 als auch in der Ausführung mit Absorber 306 durchgeführt. Damit konnte bewiesen werden, dass im Rahmen des Fehlers beide Absorbersetups das selbe Verhalten zeigen. Tabelle 2.3 fasst die Ergebnisse der Messung zusammen.

Tabelle 2.3: Zählrate des einfachen Setups in der Ausführung mit Absorber 307 und in der Ausführung mit Absorber 306.

Absorber Nr.307	Erste Messung	Zweite Messung
Transmission [mHz]	70.25 ± 1.90	65.25 ± 3.70
Absorber Nr.306	Erste Messung	Zweite Messung
Transmission [mHz]	66.77 ± 1.63	66.27 ± 2.67

Anschließend wurden die beiden Setups, wie bereits in Abbildung 2.10 gezeigt, hintereinander gestellt und die Transmission bei unterschiedlichen Stufenhöhen Δz gemessen.

Um die Theoriekurve den gemessenen Daten anzupassen müssen die drei Terme aus Gleichung 2.23 bestimmt werden.

Spurdetektormessung: Analog zu Abbildung 2.15 wurde eine Messung mittels ortsauflösenden Spurdetektors [14, 15] durchgeführt. Aus ihr kann die Aufenthaltswahrscheinlichkeit $|\Psi_1(z, t = t_2)|^2 = \sum_n |c_n|^2 e^{-\gamma_n t_2}$ abgeleitet werden. Sie setzt sich aus den untersten drei Zuständen $\Phi_n(z)$ zusammen. Die darüber liegenden werden größtenteils durch den Absorber aus dem System gestreut. Abbildung 2.16 zeigt das Ergebnis der Messung und die Aufenthaltswahrscheinlichkeit als Superposition der Lösungen für das lineare Potential.

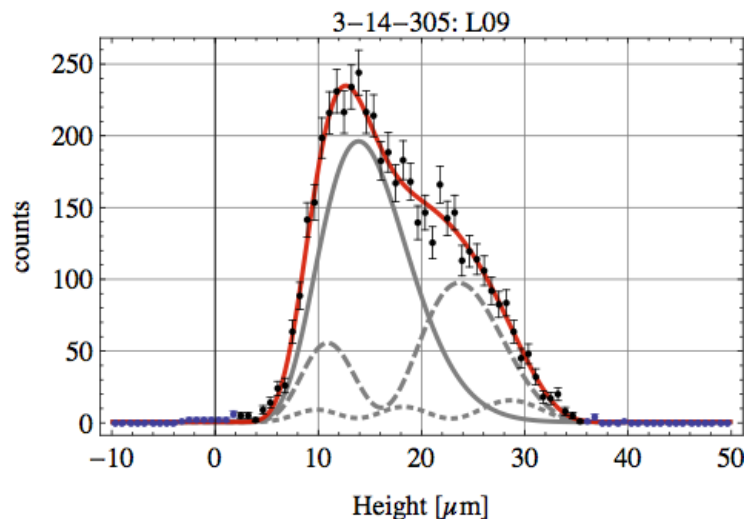


Abbildung 2.16: Das Ergebnis des ortsauflösenden Spurdetektors und die angenäherte Aufenthaltswahrscheinlichkeit als Superposition der Lösungen des linearen Potentials. Dabei wurden 59% der Neutronen im ersten, 35% im zweiten und der Rest im dritten Zustand angenommen. Der Abstand zwischen Neutronenspiegel und Absorber wurde auf $h = 29 \mu\text{m}$ bestimmt.

Da aus der Messung nur die relative Zusammensetzung der Wellenfunktion bestimmt wird, muss als erster Fitparameter von Gleichung 2.23 eine Normierung N eingeführt werden. Verluste durch seitliches Austreten der Neutronen aus dem System sind von der Länge des Versuchsaufbaus abhängig und gehen damit ebenso wie der 2π Faktor aus Gleichung (2.22) in die Normierung N ein.

Übergangsmatrix: Die Übergangsmatrixelemente können unter Kenntnis der Eigenfunktionen Φ_i der gebundenen Neutronen gebildet werden. Um die Eigenfunktionen aufzustellen muss der Abstand h zwischen Neutronenspiegel und Absorber bekannt sein. Dieser wurde aus dem Fit der Aufenthaltswahrscheinlichkeit an die Spurdetektormessung auf $h = (29.00^{+0.41}_{-0.23}) \mu\text{m}$ bestimmt.

Aufgrund eines möglichen systematischen Fehlers bei der Bestimmung der Stufenhöhe Δz wurde eine Abweichung $\Delta z \pm \Delta z_{fit}$ eingeführt.

Dämpfungsterm: Unter der Annahme, dass Region I und Region III das selbe Verhalten zeigen, wird die Wellenfunktion nach Durchlauf von Region III wieder auf die ersten drei Eigenfunktionen beschränkt. Damit tritt der Dämpfungsterm $e^{-\gamma_m \tau_2}$ nur für $m=1,2,3$ auf und wird als g_1 für $m=1$, g_2 für $m=2$ und $g_3 = 1 - g_1 - g_2$ für $m=3$ gefittet.

Gleichung 2.23 lässt sich in Abhängigkeit der eingeführten Fitparameter schreiben als

$$T(N, \Delta z_{fit}, g_1, g_2) = \sum_{m,n} N \cdot \underbrace{|c_n|^2 e^{-\gamma_n t_2}}_{\text{Spurdetektormessung}} \underbrace{|P_{mn}(\Delta z_{fit})|^2}_{\text{Übergangsmatrix}} \underbrace{e^{-\gamma_m \tau_2}}_{\text{Dämpfungsterm}}(g_1, g_2) \quad (2.24)$$

Die aus dem Fit der Funktion bestimmten Werte sind in Tabelle 2.4 aufgelistet.

Tabelle 2.4: Werte der gefitteten Parameter.

Parameter	Wert	negativer Fehler	positiver Fehler
N	24.74	-1.13	+1.36
Δz_{fit} [μm]	-1.61	-0.69	+0.92
g_1	0.76	-0.18	+0.41
g_2	0.14	-0.15	+0.25

In Abbildung 2.17 ist die Abhängigkeit der Abweichung χ^2 von den Fitparametern abgebildet. Diese ist bestimmt durch die Differenz des Messwertes T_i und der Theoriekurve $T(\Delta z)$ der selben Stufenhöhe, und wird gewichtet mit dem zugehörigen Messfehler σ_i .

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(T_i - T(\Delta z))^2}{\sigma_i^2} \quad (2.25)$$

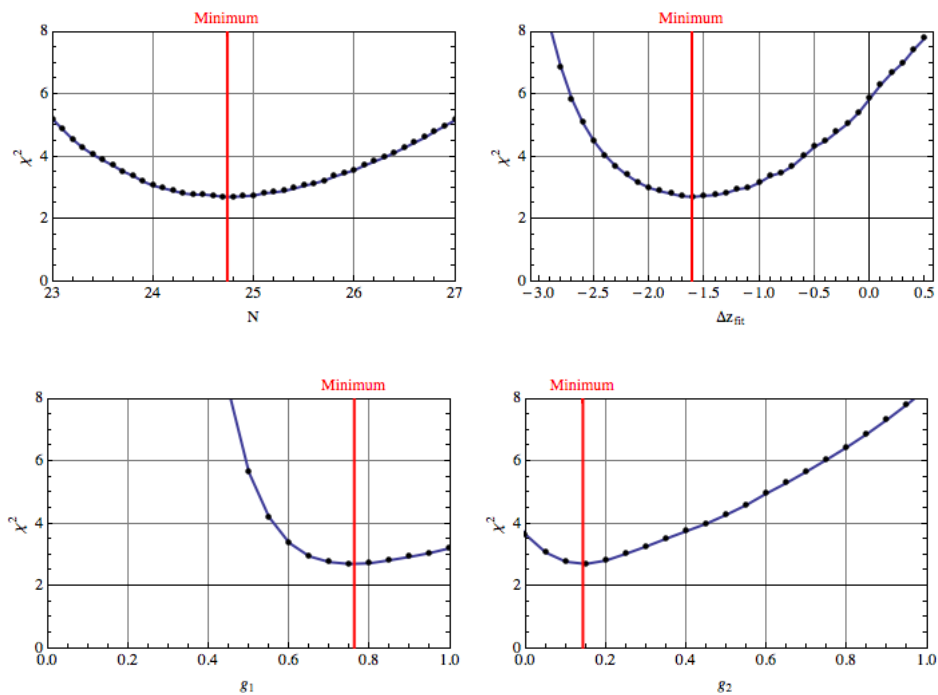


Abbildung 2.17: Abhängigkeit der Abweichung χ^2 von den Fitparametern.

Die aus Gleichung (2.24) gebildete Theoriekurve $T(\Delta z)$ und die gemessenen Transmissionsraten sind in Abbildung 2.18 in Abhängigkeit der Höhendifferenz Δz der Spiegel gezeigt. Sind diese um $\Delta z = 12 \mu\text{m}$ verschoben fällt die Neutronenzählrate bereits auf ein Drittel ab. Eine genaue Justage der Spiegel und deren Kontrolle ist daher Grundlage für ein erfolgreiches Experiment.

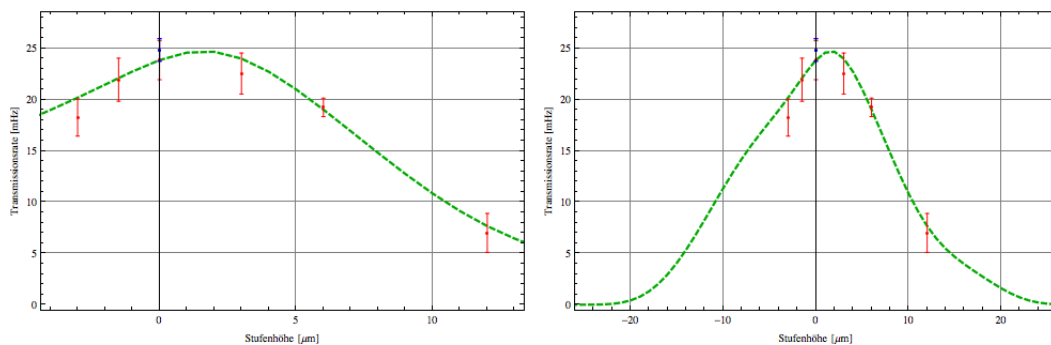


Abbildung 2.18: Experimentelle Werte und Theoriekurve der Transmissionsrate in Abhängigkeit von der relativen Höhe Δz der Spiegel. Die linke Abbildung zeigt den Bereich um die gemessenen Werte. Die Transmission für $\Delta z = 0$ wurde zur Konsistenzprüfung doppelt gemessen.

Kapitel 3

Conclusio

Das Ziel der Arbeit ist es einen Einblick in den Aufbau und die Funktionsweise des *qBounce* Experiments anhand des 2012 am Institut Laue-Langevin durchgeführten Versuchs in der Strahlzeit (3-14-305) zu geben.

Beschrieben wird der konkrete Aufbau des Strahlrohr- und des Vakuumsystems. Es werden die Leckraten und der zugehörige Enddruck in verschiedenen Stadien des Versuchs bestimmt, um zu prüfen ob sie in Einklang mit den Voraussetzungen des Experiments stehen. Danach wird die gemittelte Rauhtiefe und der Mittenrauhwert der im Experiment eingesetzten Absorber berechnet. Damit kann die Homogenität der Beschaffenheit ihrer Oberfläche und die Ähnlichkeit der Absorber zueinander bestimmt werden. Abschließend wird der Aufbau des Gravitationsresonanzspektrometers besprochen und eine Messreihe zur Untersuchung der Transmission der Materiewellen an Potentialstufen untersucht. Dies dient dem Test der Sensibilität des Experiments auf Verschiebungen der Neutronenspiegel. Zugehörig dazu wird eine Theoriekurve zur Beschreibung der Transmission in Abhängigkeit der Höhe der Potentialstufe entwickelt und im Zuge dessen auf die gebundenen Zustände der Neutronen im Gravitationspotential der Erde eingegangen.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Skizze des Strahlrohraufbaus	7
2.2	Mittlere Freie Weglänge der Neutronen	9
2.3	Abpumpverhalten der Vakuumkammer	11
2.4	Druckzunahme der Vakuumkammer	11
2.5	Zeitliche Steigung des Drucks	12
2.6	Aufbau von Spiegel und Absorber	14
2.7	Profil und Welligkeit des Absorbers 307	14
2.8	Histogramm der gemessenen Höhen	15
2.9	Versuchsaufbau mit drei Regionen	16
2.10	Messung der Transmission an einer Potentialstufe	17
2.11	Wellenfunktion und Aufenthaltswahrscheinlichkeit der ersten drei Zustände im linearen Potential	18
2.12	Wellenfunktion und Aufenthaltswahrscheinlichkeit der ersten drei Zustände mit Absorber	19
2.13	Skizze zur Herleitung der Transmission	19
2.14	Überlapp von $\Phi_2(z)$ auf $\Phi_1(z)$	21
2.15	Identität von Region I und Region III	22
2.16	Aufenthaltswahrscheinlichkeit nach Durchlauf der ersten Region	23
2.17	Abhängigkeit der Abweichung χ^2 von den Fitparametern	25
2.18	Transmissionsrate in Abhängigkeit der Höhe der Potentialstufe .	25

Literaturverzeichnis

- [1] J. Barrow. Theories of everything. *Physics and Our View of the World*, Cambridge University Press, Cambridge, pages 38–60, 1994.
- [2] M.B. Green and J.H. Schwarz. Anomaly cancellations in supersymmetric gauge theory and superstring theory. *Physics Letters B*, 149(1):117–122, 1984.
- [3] SS Gubser, I.R. Klebanov, and A.M. Polyakov. Gauge theory correlators from non-critical string theory. *Physics Letters B*, 428(1):105–114, 1998.
- [4] C. Rovelli. Loop quantum gravity. *Living Reviews in Relativity*, 1(1):18, 1998.
- [5] H. Abele, G. Cronenberg, P. Geltenbort, T. Jenke, T. Lins, and H. Saul. qbounce, the quantum bouncing ball experiment. *Physics Procedia*, 17:4–9, 2011.
- [6] H. Abele, T. Jenke, H. Leeb, and J. Schmiedmayer. Ramsey’s method of separated oscillating fields and its application to gravitationally induced quantum phase shifts. *Physical Review D*, 81(6):065019, 2010.
- [7] T. Jenke, P. Geltenbort, H. Lemmel, and H. Abele. Realization of a gravity-resonance-spectroscopy technique. *Nature Physics*, 7(6):468–472, 2011.
- [8] T. Jenke, D. Stadler, H. Abele, and P. Geltenbort. Q-bounce experiments with quantum bouncing ultracold neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 611(2):318–321, 2009.
- [9] A. Steyerl, H. Nagel, F.X. Schreiber, K.A. Steinhauser, R. Gähler, W. Gläser, P. Ageron, JM Astruc, W. Drexel, G. Gervais, et al. A new source of cold and ultracold neutrons. *Physics Letters A*, 116(7):347–352, 1986.

- [10] T. Jenke. Weiterentwicklung eines Experiments zur Realisierung eines Quantum Bouncing Balls und Suche nach Extradimensionen der Raumzeit. *Physikalisches Institut der Universität Heidelberg*, 2008.
- [11] A.J. Dianoux and GH Lander. *Neutron data booklet*. Institut Laue-Langevin, 2002.
- [12] T. Bittner. *Diplomarbeit, Technische Universität Wien*, private communication, 2013.
- [13] S. Keerl. Systematische Tests des Vakuumsystems des qBounce Experiments. *Bachelorarbeit, Technische Universität Wien*, 2012.
- [14] C. Krantz. Quantum states of neutrons in the gravitational field. 2006.
- [15] S.L. Nahrwold. Development of a detector for bound quantum states of neutrons in the earths gravitational field. 2004.