



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
WIEN  
Vienna University of Technology

DISSERTATION

**qBounce – vom  
Quantum Bouncer zur  
Gravitationsresonanzspektroskopie**

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften unter der Leitung von

**Univ. Prof. Dr. Hartmut Abele**

E141 - Atominstitut

eingereicht an der Technischen Universität Wien  
Fakultät für Physik

von

**Dipl.-Phys. Tobias Jenke**

Matrikelnummer 928493

Fasangasse 50/18, A-1030 Wien

Wien, am 09. September 2011



## Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Spektrometer *qBounce* entwickelt, mit dessen Hilfe die Dynamik quantenmechanischer Wellenpakete im Gravitationsfeld der Erde studiert und erstmalig eine Resonanzmethode zur Untersuchung der Gravitation realisiert wurde. Die dazu verwendeten ultrakalten Neutronen bilden im Gravitationspotential der Erde quantenmechanische Zustände mit diskreten, nicht-äquidistanten Eigenenergien im Picoelektronenvolt-Bereich. Die Experimente erlauben daher die Überprüfung des Newton'schen Gravitationsgesetzes bei kleinen Abständen mit den hochpräzisen Messmethoden der Quantenmechanik. Die Messungen wurden in mehreren Experimentierzeiten am Instrument PF2 des Instituts Laue-Langevin in Grenoble, Frankreich durchgeführt.

Der erste Teil der Dissertation beschreibt die erste experimentelle Untersuchung des *Quantum Bouncers* mit Neutronen. Als *Quantum Bouncer* wird ein quantenmechanisches Teilchen im Gravitationspotential bezeichnet, welches sich zeitlich entwickelt. Nach einer Darstellung des Messprinzips und der mathematischen Beschreibung wird auf die technische Realisierung der Experimente eingegangen. Einen großen Stellenwert nimmt hierbei die Weiterentwicklung von Spurdetektoren mit einer Ortsauflösung von ca. zwei Mikrometern sowie die Entwicklung eines automatisierten Ausleseverfahrens ein. Der Beschreibung der Messungen folgt eine ausführliche Analyse und Diskussion der gewonnenen Daten.

Im zweiten Teil der Dissertation wird die experimentelle Umsetzung einer resonanzspektroskopischen Methode in Verbindung mit dem *Quantum Bouncer* beschrieben. Diese stellt die erstmalige Realisierung einer Resonanzmethode zur Untersuchung der Gravitation dar. Darüber hinaus ist die umgesetzte Anregung der gravitativ gebundenen Zustände mit Hilfe mechanischer Vibrationen die erste Resonanzmethode, welche sich nicht auf eine elektromagnetische Wechselwirkung zurückführen lässt.

Nach einer Vorstellung verschiedener möglicher experimenteller Konzepte folgt eine mathematische Beschreibung der Anregung der Übergänge. Danach wird die technische Umsetzung des Versuchsaufbaus erläutert. Von besonderer Wichtigkeit ist hierbei die Erzeugung kontrollierbarer und reproduzierbarer Vibrationen der verwendeten Neutronenspiegel. Im Rahmen mehrerer durchgeführter Experimente wurden alle möglichen Übergänge zwischen den ersten drei Eigenzuständen der gravitativ gebundenen Neutronen nachgewiesen. Diese Messungen werden ausführlich analysiert und diskutiert.

Im letzten Abschnitt werden aus diesen Messungen neue experimentelle Grenzen auf hypothetische spinabhängige kurzreichweitige Wechselwirkungen abgeleitet. Diese verbessern die einzigen im Mikrometerbereich gemessenen Grenzen im Reichweitenbereich von 5  $\mu\text{m}$  bis 50  $\mu\text{m}$  um einen Faktor zwischen 14 und 149.



## Abstract

In the scope of this thesis, the spectrometer *qBounce* was developed to study the time evolution of a quantum particle in the gravitational field of the Earth and to realise a resonance method to explore gravity.

As test particles, ultracold neutrons were used. They form bound states in the gravity potential with discrete, non-equidistant eigenenergies in the range of peV. Therefore, the experiments allow for testing of Newton's Inverse Square Law at short distances with the precise measuring techniques of quantum mechanics. The measurements were performed at the instrument PF2 of the Institut Laue–Langevin in Grenoble, France.

The first part of this thesis describes the first experimental investigation of the *Quantum Bouncer* with neutrons. A *Quantum Bouncer* is a quantum particle in the gravity field, which evolves in time.

After describing the principles of both measurement and the underlying mathematics, technical details on the realisation of the experiment are elaborated. At this point, the further development of track detectors with a spatial resolution of about two microns and the development of an automated readout process play a significant role. The description of the measurement is followed by a detailed data analysis and discussion.

The second part of the thesis deals with the experimental realisation of a resonance spectroscopy method linked with the *Quantum Bouncer*, which can also be regarded as the first realisation of such a method in order to explore gravity. Furthermore, the realised excitation of the gravitationally bound quantum states by means of mechanical vibrations results in the first resonance method that may not be described by electromagnetism.

The presentation of different possible experimental designs is followed by a mathematical description of vibrationally induced transitions of quantum states of neutrons in the Earth's gravitational field. Technical details of the set-up are provided, with the main focus being on the generation of controllable and reproducible vibrations of the used neutron mirrors.

In various experiments, all possible transitions between the first three eigenstates of the gravitationally bound neutrons were substantiated. These measurements are analysed and discussed in full detail. In the last part, these measurements are used to set new experimental limits for the existence of hypothetical short-ranged spin-dependant interactions. The only existing limits measured in the micron range are constrained in a range from 5  $\mu\text{m}$  to 50  $\mu\text{m}$  by a factor of 14 to 149.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>Experimentelle Realisierung des Quantum Bouncers</b>	<b>17</b>
2.1	Messprinzip . . . . .	17
2.2	Technische Realisierung . . . . .	22
2.2.1	Charakterisierung der Neutronenspiegel . . . . .	23
2.2.2	Spurdetektoren mit Mikrometer-Ortsauflösung . . . . .	24
2.2.3	Spurdetektorauslese . . . . .	27
2.2.4	Neigungskontrolle . . . . .	34
2.2.5	Anforderungen an die Experimentumgebung . . . . .	36
2.3	Messungen . . . . .	38
2.4	Analyse . . . . .	39
2.4.1	Flugzeitspektrum des UCN-Strahls . . . . .	39
2.4.2	Extraktion des Geschwindigkeits- und Flugzeitspektrums . . . . .	43
2.4.3	Präparationsmessungen . . . . .	45
2.4.4	Dynamik des Quantum Bouncing Balls . . . . .	49
<b>3</b>	<b>Gravitationsresonanzspektroskopie</b>	<b>53</b>
3.1	Gegenüberstellung möglicher Realisierungen . . . . .	54
3.2	Der Quantum Bouncer mit zeitlich oszillierenden Randbedingungen . . . . .	56
3.2.1	Untersuchung des Quantum Bouncers mit Rabis Methode . . . . .	57
3.2.2	Übertragung auf Rabis Methode mit Dämpfung . . . . .	60
3.2.3	Rabis Methode mit Dämpfung als effektives 3-Zustandssystem . . . . .	62
3.3	Technische Realisierung . . . . .	65
3.3.1	Untergrundarmer Detektor . . . . .	65
3.3.2	Realisierung des Neutronenspiegelaufbaus . . . . .	69
3.3.3	Erzeugung kontrollierter Vibrationen der Neutronenspiegel . . . . .	71
3.4	Messungen . . . . .	75
3.5	Analyse . . . . .	77
3.5.1	Extraktion des Geschwindigkeits- und Flugzeitspektrums . . . . .	77
3.5.2	Bestimmung der Anfangsbedingungen . . . . .	78
3.5.3	Experimentelle Realisierung der Resonanzmethode . . . . .	79
3.6	Grenzen auf hypothetische spinabhängige kurzreichweitige Kräfte . . . . .	86
3.6.1	Prinzip der Messungen . . . . .	87
3.6.2	Änderungen am Versuchsaufbau . . . . .	89
3.6.3	Durchführung und Analyse der Messungen . . . . .	91
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>93</b>





# Kapitel 1

## Einleitung

Nach heutigem Wissensstand lassen sich alle auf der Erde und im Universum ablaufenden Prozesse einer von vier fundamentalen Wechselwirkungen zuordnen. Die Gravitation ist die uns am längsten bekannte und aus dem Alltag sehr vertraute Kraft. Sie ist – verglichen mit den anderen Wechselwirkungen – sehr schwach, dominiert aber auf großen Distanzen und ist für die Struktur des Universums verantwortlich. Die theoretische Beschreibung der Gravitation ist durch die Allgemeine Relativitätstheorie, einer *klassischen* Feldtheorie, gegeben, in der die Gravitation als geometrische Eigenschaft der Krümmung der Raumzeit interpretiert wird. Die Beschreibung im Rahmen dieser klassischen Feldtheorie unterscheidet die Gravitation von den drei anderen Wechselwirkungen, der elektromagnetischen, der schwachen und der starken. Diese lassen sich im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik als *Quantenfeldtheorien* beschreiben.

Die gemeinsame Beschreibung aller vier Wechselwirkungen in einer einzigen vereinheitlichten Theorie stellt Physiker seit einigen Jahrzehnten vor ungelöste Probleme. Die Behandlung der Gravitation als Quantenfeldtheorie mit den heute bekannten mathematischen Methoden scheitert, da die Gravitation nicht renormierbar ist. Eine solche Vereinheitlichung wäre jedoch nötig, um die Physik in den Extremen der Plancklänge, Planckzeit bzw. Planckmasse

$$l_P = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} \approx 1,6 \cdot 10^{-35} \text{m}, \quad t_P = \frac{l_P}{c} \approx 5,4 \cdot 10^{-44} \text{s}, \quad M_P = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx 1,2 \cdot 10^{19} \frac{\text{GeV}}{c^2} \quad (1.1)$$

korrekt beschreiben zu können.

Der Versuch, alle vier Wechselwirkungen zu vereinheitlichen, ist heute ein sehr aktives Feld der Forschung mit einer Vielzahl unterschiedlicher Ansätze. Eine aussichtsreiche Klasse von Ansätzen sind *Stringtheorien*, im Rahmen derer die Vereinheitlichung aller Wechselwirkungen möglich ist. Der Preis dafür ist, dass sich Stringtheorien nur in minimal zehn räumlichen Dimensionen widerspruchsfrei und konsistent formulieren lassen. Aus unserer täglichen Erfahrung wissen wir jedoch, dass in unserem Alltagsleben nur drei Raumdimensionen existieren. Dies muss nicht zwingend ein Widerspruch sein, denn die Extradimensionen könnten kompaktifiziert, also beispielsweise zu Zylindern oder Tori aufgerollt, sein. Die Existenz von  $n$  solcher kompaktifizierten Extradimensionen mit einem Radius  $R$  würde allerdings das Gravitationsgesetz bei Abständen  $r \ll R$  zu

$$V_{\text{grav}} = -\tilde{G} \cdot \frac{mM}{r^{1+n}} \quad (1.2)$$

verändern, wie sich unter Zuhilfenahme des Gauß'schen Satzes in  $n + 3$  Dimensionen zeigen lässt. Die Gravitationskonstante  $\tilde{G}$  wäre von der Newton'schen Gravitationskonstante  $G$  verschieden, um die Einheiten korrekt zu erhalten.

Anzahl an Extradimensionen	n	1	2	3	4	...
Kompaktifizierungsradius	R	$2 \cdot 10^{15}$ m	4 cm	0,1 $\mu$ m	2 Å	...

Tab. 1.1: Kompaktifizierungsradius in Abhängigkeit der Anzahl der Extradimensionen. Je mehr Extradimensionen existieren würden, um so kleiner wäre der Kompaktifizierungsradius, um das Hierarchieproblem konsistent zu lösen.

Ein Vorschlag zur Lösung eines weiteren grundlegenden Problems der Physik, des Hierarchieproblems, lässt die bisherigen Überlegungen für Experimentalphysiker überprüfbar werden. Das Hierarchieproblem besteht darin, dass sich die Skala der Gravitation  $G = \hbar c/M_P^2$  von der Skala der elektroschwachen Wechselwirkung um etwa 34 Größenordnungen unterscheidet. Der Vorschlag von N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos und G. Dvali aus dem Jahr 1998 zur Lösung des Problems besteht darin, dass lediglich *eine* Skala für die elektroschwache und die gravitative Wechselwirkung existiert [1, 2]. Diese liegt in der Größenordnung der Skala der elektroschwachen Wechselwirkung, die durch den Higgs-Erwartungswert  $\nu = 246$  GeV gegeben ist:

$$\tilde{G} = \frac{\hbar^{n+1}}{c^{n-1}} \frac{1}{\widetilde{M}_P^{2+n}} \stackrel{!}{=} \frac{\hbar^{n+1}}{c^{n-1}} \frac{1}{\nu^{2+n}}. \quad (1.3)$$

Die Existenz von  $n$  Extradimensionen verdünnt die Stärke der Gravitation, während die anderen drei Wechselwirkungen nur in den drei uns bekannten Raumdimensionen wirken können. Für große Abstände  $r \gg R_n$  soll das Gravitationspotential in das bekannte Newton'sche Gravitationspotential in drei Raumdimensionen übergehen:

$$V_{\text{grav}} = -G \cdot \frac{mM}{r} \stackrel{!}{=} -\frac{\tilde{G}}{R^n} \cdot \frac{mM}{r}. \quad (1.4)$$

Dies führt zu einer Bedingung für die Größe des Kompaktifizierungsradius der Extradimensionen:

$$R = \left( \frac{\tilde{G}}{G} \right)^{1/n} = \frac{\hbar}{c} \cdot \frac{1}{\nu} \cdot \left( \frac{M_P}{\nu} \right)^{2/n} \approx 8 \cdot 10^{-19} \text{ m} \cdot (2,4 \cdot 10^{33})^{1/n}. \quad (1.5)$$

Ein Szenario mit einer einzigen Extradimension würde zu Abweichungen vom Gravitationsgesetz bei Abständen im Bereich von  $r \approx 2 \cdot 10^{15}$  m führen, was durch astronomische Beobachtungen ausgeschlossen ist. Die Kompaktifizierungsradien in Abhängigkeit der Anzahl der Extradimensionen  $n$  sind in Tab. 1.1 aufgelistet.

Allgemein lassen sich derartige Abweichungen vom Gravitationsgesetz durch die Verallgemeinerung des Newton'schen Gravitationspotentials mit einem Yukawa-Term parametrisieren:

$$V(r) = -G \cdot \frac{mM}{r} \left( 1 + \alpha \cdot e^{-r/\lambda} \right). \quad (1.6)$$

Dieser Ansatz beinhaltet zwei freie Parameter, die Reichweite  $\lambda$  und die Stärke  $\alpha$ . Verschiedene theoretische Modelle liefern Vorhersagen, die dann von Experimentalphysikern überprüft werden können. Die Existenz von Eichfeldern in den oben beschriebenen Extradimensionen führt beispielsweise zu einer Vorhersage von Abweichungen des Gravitationsgesetzes im Mikrometerbereich mit einer Stärke von  $10^6 \leq \alpha \leq 10^9$  [1, 2].

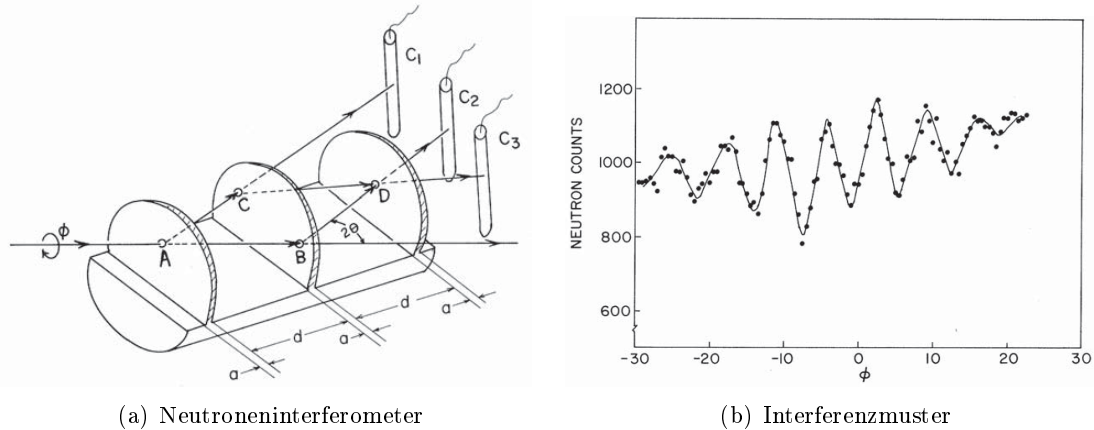


Abb. 1.1: Nachweis des gravitativ verursachten Phasenschubs in einem Neutroneninterferometer. (Quellen: [9], S. 1472, Abb. 1 u. S. 1473, Abb. 2)

Ein anderer Vorschlag von Callin und Burgess betrachtet die Dunkle Energie und sagt Änderungen des Gravitationsgesetzes im Mikrometerbereich durch die Einführung supersymmetrischer großer Extradimensionen vorher [3]. Die Idee ist es, die Energiedichte der Dunklen Energie mit der Größe der Extradimensionen zu koppeln, ohne dass dabei die Physik der anderen drei wohlbekannten Wechselwirkungen verändert wird. Eine gravitationsähnliche Wechselwirkung vermittelt das sogenannte Axion [4]. Axionenmassen sind nur zwischen  $10 \mu\text{eV}$  und  $1 \text{eV}$  möglich [5], was einer Reichweite zwischen  $2 \text{cm}$  und  $0,2 \mu\text{m}$  entspricht.

Derartige Vorhersagen motivieren Gravitationsexperimente bei kleinen Abständen mit Neutronen. Diese sind elektromagnetischen Störeinflüssen um Größenordnungen weniger ausgesetzt und erlauben daher prinzipiell systematisch störunanfällige Messungen. Dies liegt zum einen an der Neutralität der Neutronen. Die experimentelle Grenze für eine mögliche elektrische Ladung liegt bei  $q_n = (-0,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-21} q_e$  [6]. Ein zweiter, wesentlicher Aspekt und experimenteller Vorteil im Vergleich zu Atomen besteht jedoch darin, dass die elektromagnetische Polarisierbarkeit von Neutronen mit  $\alpha = (11,6 \pm 1,5) \cdot 10^{-4} \text{fm}^3$  [5] um viele Größenordnungen geringer ist. Dies macht die Experimente mit Neutronen unanfällig gegenüber Störeffekten durch Casimir- und van-der-Waals-Kräfte, die eine große Herausforderung für Gravitationsexperimente mit Atomen darstellen. Auch das magnetische Moment von Neutronen ist um drei Größenordnungen geringer als jenes von Atomen, was experimentell die Abschirmung von magnetischen Störfeldern erleichtert. Einen Überblick der physikalischen Eigenschaften des Neutrons sowie den aktuellen Stand der Forschung liefert der Übersichtsartikel [7]. Der Bezug der Forschung mit kalten und ultrakalten Neutronen zur Kosmologie und Teilchenphysik ist in [8] ausführlich dargestellt.

Das erste Gravitationsexperiment mit Neutronen im quantenmechanischen Regime wurde 1975 von R. Colella, A.W. Overhauser und S.A. Werner durchgeführt [9]. Dazu wurde das in Abb. 1.1(a) dargestellte Neutroneninterferometer verwendet. Ein monochromatischer Neutronenstrahl wird am Punkt A in zwei Wellenpakete aufgespalten, die dann die Wege  $A \rightarrow B \rightarrow D$  oder aber  $A \rightarrow C \rightarrow D$  durchlaufen. Die Wellenpakete

werden am Punkt  $D$  wieder zusammengeführt, bevor ein Neutron in einem der Zählrohre  $C_2$  bzw.  $C_3$  gezählt wird. Im Experiment wurde das gesamte Interferometer um die in der Abbildung eingezeichnete Achse um den Winkel  $\phi$  gedreht. Dadurch liegen die Punkte  $A$  und  $D$  auf verschiedenen Höhen im Gravitationsfeld der Erde, was zu einer Phasenverschiebung im Interferometer  $\Delta\phi = -q_{COW} \sin \phi$  führt. Dabei ist  $q_{COW}$  durch die Erdbeschleunigung  $g$ , die Wellenlänge der Neutronen  $\lambda$  und die Fläche des von den Interferometerpfaden aufgespannten Parallelogramms gegeben. Abb. 1.1(b) zeigt die Abhängigkeit der Differenz der Zählraten  $C_2 - C_3$  in Abhängigkeit des Drehwinkels  $\phi$ . Der sinusförmige Verlauf ist deutlich zu erkennen. Für den Koeffizienten  $q_{COW}$  ergibt sich eine Abweichung von 12% vom theoretisch erwarteten aufgrund systematischer Effekte, z. B. durch Biegungen des Interferometers aufgrund des Eigengewichts. Die systematischen Effekte wurden in Nachfolgeexperimenten sehr gründlich studiert [10].

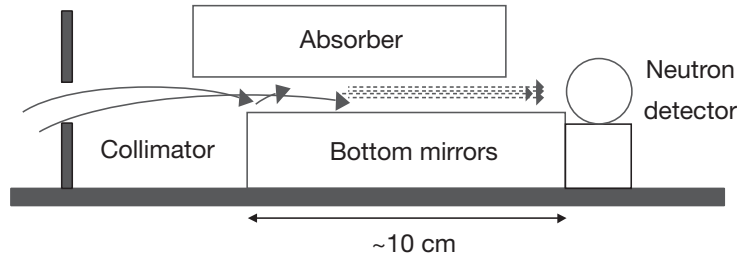
Die Verfügbarkeit ultrakalter Neutronen (UCN) ermöglicht eine weitere Art von Gravitationsexperimenten. Ultrakalte Neutronen haben eine so geringe kinetische Energie, dass sie an Oberflächen unter allen Eintrittswinkeln total reflektiert werden. Die Existenz ultrakalter Neutronen wurde bereits 1959 postuliert [11], die Produktion und der Nachweis gelangen unabhängig voneinander im Jahre 1969 am Joint Institute for Nuclear Research in Dubna, Russland [12] und am Forschungsreaktor München [13]. Seit 1985 liefert der Experimentierplatz PF2 des Instituts Laue-Langevin (ILL) in Grenoble, Frankreich [14] den weltweit stärksten Fluss ultrakalter Neutronen. Dieser kann von Forschern der gesamten Welt für Experimente genutzt werden.

Ultrakalte Neutronen sind für Gravitationsexperimente sehr interessant, da sie oberhalb einer horizontalen Oberfläche eines geeigneten Materials, im Folgenden Neutronenspiegel genannt, quantenmechanische Zustände ausbilden. Die Eigenfunktionen sind durch Airy-Funktionen gegeben. Die Eigenenergien der Zustände sind lediglich durch Nullstellen der Airy-Funktionen, die Erdbeschleunigung  $g$ , die Neutronenmasse  $m_n$  und das Planck'sche Wirkungsquantum  $\hbar$  bestimmt. Schon im Jahr 1978, sehr bald nach der Realisierung der ersten Quellen für ultrakalte Neutronen, wurden Experimente zum Nachweis der gravitativ gebundenen Zustände durch Lushchikov und Frank vorgeschlagen [15].

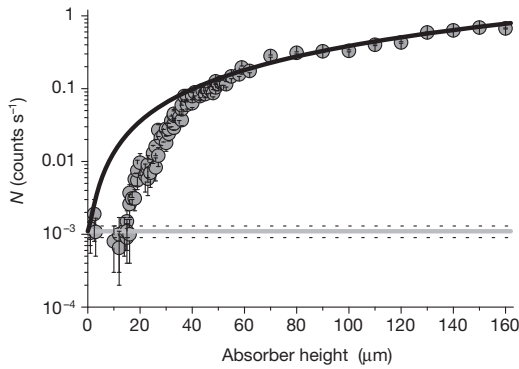
Der experimentelle Nachweis dieser Zustände wurde im Jahr 2002 durch eine Kollaboration des ILL, des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg, Deutschland, des Petersburg Nuclear Physics Institute in Gatchina, Russland und des Joint Institute for Nuclear Research in Dubna, Russland veröffentlicht [16]. Der Versuchsaufbau ist in Abb. 1.2(a) dargestellt. Ultrakalte Neutronen passieren den Aufbau von links nach rechts. Mit Hilfe eines Blendensystems lässt sich auf die Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen schließen. Zusätzlich verhindert es eine direkte Sicht des Detektors auf die Neutronenquelle. In einem gewissen Abstand befindet sich ein System bestehend aus einem unteren glatt polierten ebenen Neutronenspiegel und einem oberen aufgerauten Neutronenspiegel. Die aufgeraute Fläche führt dazu, dass Neutronen, die an ihr anstoßen, aus dem System gestreut und absorbiert werden. Ein Detektor hinter diesem Neutronenspiegelsystem weist die Neutronen nach. Die Transmission wurde in Abhängigkeit des Abstands zwischen den beiden Neutronenspiegeln  $l$  bestimmt. Die klassische Erwartung für die Transmission in Abhängigkeit der Schlitzbreite  $l$  lautet

$$T(l) \propto l^{3/2}. \quad (1.7)$$

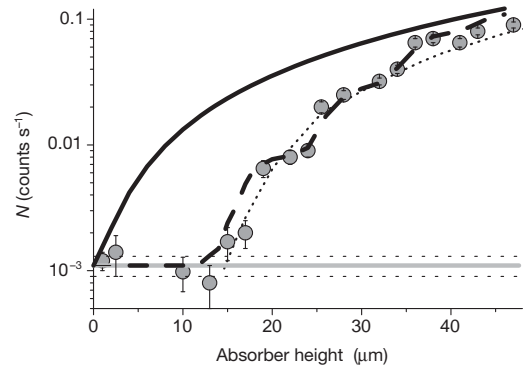
Für Abstände  $l \geq 60 \mu\text{m}$  stimmt dies mit den Messdaten überein, wie Abb. 1.2(b) ent-



(a) Versuchsaufbau der erstmaligen Realisierung



(b) Messergebnisse



(c) Messergebnisse (Ausschnitt)

Abb. 1.2: Nachweis der Existenz der gravitativ gebundenen quantenmechanischen Zustände ultrakalter Neutronen (Quellen: [16], S. 298, Abb. 2 u. 3, S. 299, Abb. 4)

nommen werden kann. Die schwarze, durchgezogene Linie entspricht hier der klassischen Erwartung. Der Detektoruntergrund mit seinem statistischen Fehler ist als hellgraues Band bei  $10^{-3}$  1/s dargestellt. Für Schlitzabstände von  $l \leq 60$   $\mu\text{m}$  weichen die klassische Kurve und die Messdaten erheblich voneinander ab. Insbesondere können Neutronen für makroskopisch große, mit bloßem Auge sichtbare, Schlitzbreiten von 10  $\mu\text{m}$  das System nicht passieren.

Dieses Experiment wird als Nachweis der gravitativ gebundenen Zustände ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld der Erde angesehen. Ein auf quantenmechanischem Wege berechnetes Modell kann die Transmission bei kleinen Abständen zufriedenstellend beschreiben, siehe Abb. 1.2(c). In dieser Abbildung wurden die Daten in 2  $\mu\text{m}$ -Schritten zusammengefasst. Die durchgezogene Linie entspricht wieder der klassischen Erwartung. Die gestrichelte Kurve stellt die quantenmechanisch berechnete Kurve dar. Die gepunktete Linie wurde lediglich unter Verwendung des quantenmechanischen Grundzustands berechnet.

Die Messergebnisse wurden in einer Reihe weiterer Experimente am ILL bestätigt [17–19]. Die Übereinstimmung der gemessenen Daten mit dem quantenmechanischen Modell erlaubte es, erste Grenzen für Nicht-Newton'sche Gravitation zu setzen [20–22]. Um allerdings präzisere Aussagen über die Gravitation treffen zu können, wäre eine bessere Kenntnis des aufgerauten Neutronenspiegels notwendig. Dieser war der systematisch

limitierende Faktor des Experiments. Im Laufe der Jahre wurden verschiedene Modelle zur Beschreibung der Wechselwirkungen der Neutronen mit der rauen Oberfläche entwickelt [19, 23–25].

Ein nächster Entwicklungsschritt des Experiments stellte die orts aufgelöste Messung der Neutronen nach Durchlaufen des in Abb. 1.2(a) gezeigten Versuchsaufbaus dar. Zu diesem Zweck wurden Spurdetektoren aus CR39-Plastik mit einer Neutronen-Konverterschicht aus Bor-10 bzw. Uran hergestellt [26, 27]. Erste Messungen sind in [18] veröffentlicht.

Ein Ziel dieser Doktorarbeit im Rahmen des *qBounce*-Projekts ist es, basierend auf den Messungen der Jahre 1998 – 2005 und der Diplomarbeit [28] einen Versuchsaufbau zur erstmaligen Messung der Dynamik eines quantenmechanischen Wellenpakets ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld der Erde, eines sog. *Quantum Bouncing Balls*, zu entwickeln. Die Dynamik des Systems wird durch die Messung der quantenmechanischen Wahrscheinlichkeitsdichte der Wellenpakete für verschiedene Ausbreitungszeiten bestimmt. Ein Vorteil dieser Messungen ist es, dass sie nahezu unabhängig vom systematisch limitierenden aufgerauten Neutronenspiegel durchführbar sind. Die grundlegende Planung des Experiments erfolgte im Rahmen meiner Diplomarbeit [28]. Die Konstruktion und der Bau des Experiments erfolgte zu großen Teilen am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg. Die Experimente wurden daraufhin am Experimentierplatz PF2 des ILL im Rahmen zweier Experimentierzeiten durchgeführt.

Die Grundlagen des Experiments, dessen technische Realisierung sowie die Messungen, deren Auswertung und Bewertung sind in Kap. 2 ausführlich dargestellt.

Ein zweites Ziel dieser Arbeit ist es, den *Quantum Bouncer* mit einer Methode der Resonanzspektroskopie zu verbinden, um so eine präzise Messmethode zur Untersuchung der Gravitation zu entwickeln. Allgemein stellt ein ultrakaltes Neutron über einem reflektierenden Spiegel ein Quantensystem mit nicht-äquidistanten Eigenenergien dar. Die Differenz zweier Eigenenergien besitzt einen eindeutigen Wert. Dies sind die Grundvoraussetzungen dafür, die Eigenenergien spektroskopisch untersuchen zu können. Dabei wird die zu messende Größe einer Energie in eine Frequenz transformiert, die sich experimentell sehr genau bestimmen lässt. Die Anregung der Übergänge ist auf zweierlei Weg möglich. Mit Hilfe eines magnetischen Gradientenfeldes in Richtung des Gravitationsfeldes können Übergänge durch die Kopplung an das magnetische Moment des Neutrons induziert werden. Dieser – in der technischen Umsetzung sehr anspruchsvolle – Weg wird von der GRANIT-Kollaboration verfolgt [29, 30]. Eine weitere Möglichkeit der Induzierung der Übergänge stellt die zeitliche Oszillation der Randbedingungen dar. Diese Variante wurde in unserem Experiment realisiert. Das Messprinzip und der mathematische Hintergrund werden in den ersten beiden Abschnitten von Kap. 3 erläutert.

Der in Kap. 2 vorgestellte Versuchsaufbau wurde im Rahmen dieser Arbeit am Physik-Department E18 der Technischen Universität München und am Atominstitut TU Wien erweitert, so dass im Jahr 2009 die ersten Resonanzspektroskopiemessungen zur Untersuchung der Gravitation in einem Experiment nach Rabis Methode [31] durchgeführt werden konnten. Die Messungen zeigen den Übergang  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld der Erde mit einer statistischen Signifikanz von 4,9 Standardabweichungen [32]. Sie stellen zudem das erste Spektroskopie-Experiment dar, welches *nicht* auf eine elektromagnetische Wechselwirkung zurückzuführen ist. Die technische Realisierung ist in Abschnitt 3.3 beschrieben, die Messungen werden in Abschnitt 3.4 vorgestellt.

---

Nach dem Umzug der Arbeitsgruppe an das Atominstitut TU Wien wurde der Versuchsaufbau für eine weitere Experimentierzeit im Jahr 2010 ausgebaut, um systematische Einflüsse besser kontrollieren zu können. Im Rahmen dieser Experimente wurden alle Übergänge der ersten drei Zustände nachgewiesen. Zudem konnten Rabi-Oszillationen mit großer statistischer Genauigkeit und bis hin zu einem sogenannten  $\pi$ -Flip beobachtet werden. Die Messungen und deren Auswertung werden in Abschnitt 3.5 vorgestellt. Die Experimentierzeit konnte im Frühjahr 2011 fortgesetzt werden, um die Abhängigkeit der Resonanzkurven vom Neutronenspin zu untersuchen. Mit Hilfe dieser Messungen ist es möglich, experimentelle Grenzen auf die Existenz hypothetischer kurzreichweitiger spinabhängiger Wechselwirkungen zu setzen. Auf diese Messungen wird in Abschnitt 3.6 eingegangen.





## Kapitel 2

# Experimentelle Realisierung des Quantum Bouncers

Ein sich im linearen Gravitationspotential zeitlich entwickelndes quantenmechanisches Teilchen wird als *Quantum Bouncer* bzw. *Quantum Bouncing Ball* bezeichnet [33, 34]. Die Zeitentwicklung zeigt interessante quantenmechanische Eigenschaften wie den Kollaps und die Wiederbelebung der Wellenfunktion [35].

Im Jahr 1978 wurde ein Experiment zum Nachweis gravitativ gebundener Zustände ultrakalter Neutronen mit Hilfe eines Durchflussexperiments vorgeschlagen [15]. Die erfolgreiche Realisierung eines solchen Experiments wurde 24 Jahre später veröffentlicht [16].

Das Ziel der in diesem Kapitel beschriebenen Messungen ist die direkte Beobachtung der zeitlichen Entwicklung des *Quantum Bouncers* durch Messen der quantenmechanischen Wahrscheinlichkeitsdichten zu verschiedenen Ausbreitungszeiten. Neben interessanten, durch die Gravitation verursachten quantenmechanischen Interferenzeffekten bieten die Messungen die Möglichkeit, das Newton'sche Gravitationsgesetz im Mikrometerbereich zu testen. Die Experimente sind zudem sensitiv auf hypothetische kurzreichweitige Wechselwirkungen.

Das Messprinzip wird in Abschnitt 2.1 dargelegt. Details zur technischen Realisierung befinden sich in Abschnitt 2.2. Die Messungen wurden am Experimentierplatz PF2 des ILL im Rahmen der Experimentierzeiten 3-14-237, 3-14-245 und 3-14-253 durchgeführt. Sie werden im Abschnitt 2.3 vorgestellt, bevor im Abschnitt 2.4 eine ausführliche statistische und systematische Analyse erfolgt.

### 2.1 Messprinzip

Das Prinzip der Messungen zum *Quantum Bouncer* ist in Fig. 2.1 schematisch dargestellt. Ultrakalte Neutronen passieren den Versuchsaufbau in Pfeilrichtung von links nach rechts. Die Messung läuft in vier Schritten ab: Bedingt durch ein Blendensystem in *Region I* können nur Neutronen mit einer longitudinalen Geschwindigkeitskomponente innerhalb eines Bereichs von ca. 5 m/s bis 7 m/s den Spalt zwischen zwei Neutronenspiegeln in *Region II* erreichen. Zwischen diesen beiden Spiegeln in *Region II* wird ein Wellenpaket präpariert, welches eine definierte Stufe zwischen *Region II* und *Region III* hinabfällt und sich danach in *Region III* zeitlich entwickeln kann. Die quantenmechanische Wahrscheinlichkeitsdichte des Wellenpakets wird in *Region IV* mit Hilfe eines ortsauflösenden Spurdetektors bestimmt. Diese Messung wird für verschiedene Spiegel-längen bzw. Ausbreitungszeiten in *Region III* wiederholt, um die Zeitentwicklung des Wellenpakets zu rekonstruieren.

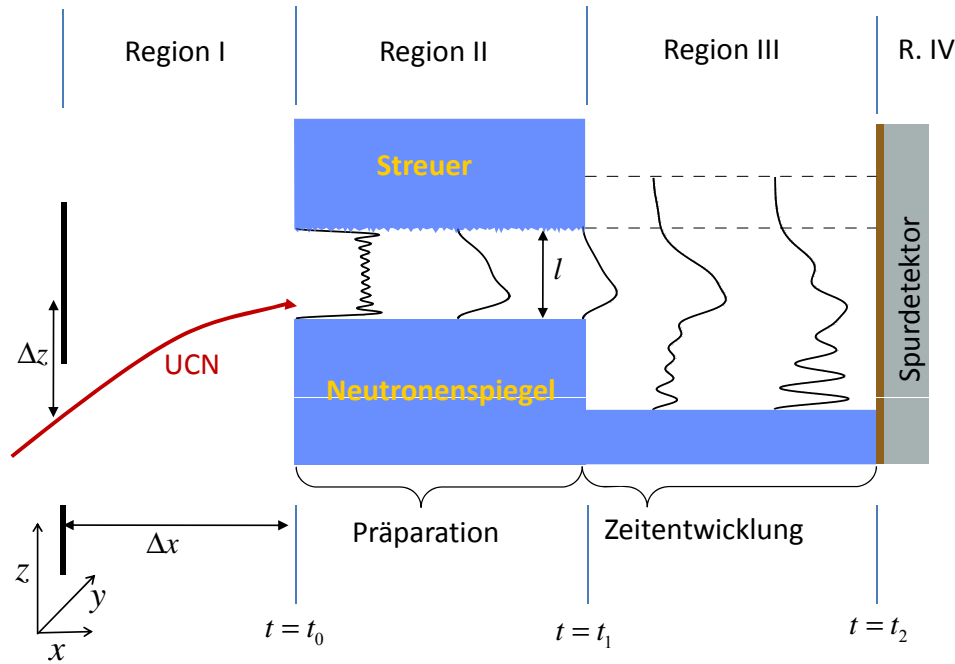


Abb. 2.1: Schematischer Versuchsaufbau zur Realisierung eines *Quantum Bouncing Balls*. Das Experiment läuft in vier Schritten ab. Nach der Selektion der Neutronen mit passender Geschwindigkeitskomponente  $v_x$  in *Region I* wird in *Region II* ein quantenmechanisches Wellenpaket präpariert. Dieses fällt eine wohldefinierte Stufe hinab und breitet sich in *Region III* frei aus, bevor es in *Region IV* ortsaufgelöst nachgewiesen wird.

Die zu erwartende Wahrscheinlichkeitsdichte ist in Abbildung 2.2 für experimententypische Parameter dargestellt. Die Zeitachse verläuft von links nach rechts. *Region II* kann nur von ultrakalten Neutronen in einem der niedrigsten Eigenzustände passiert werden. Die Präparation ist qualitativ umso besser, je kleiner die Schlitzbreite  $l$  zwischen den beiden Neutronenspiegeln von *Region II* gewählt wird. In *Region III* äußert sich eine gute Präparation in einem deutlich sichtbaren quantenmechanischen Interferenzmuster der Wahrscheinlichkeitsdichte, welches lediglich durch die Gravitation sowie evtl. systematische Effekte durch Spiegelunebenheiten etc. gegeben ist. Ziel dieser Messungen ist es, dieses Interferenzmuster zu bestimmen, um dadurch Aussagen über die Gravitation bei kleinen Abständen zu treffen.

Es folgt eine kurze mathematische Diskussion der einzelnen Regionen.

**Eigenzustände** Die Lösungen der Schrödingergleichung für ein ultrakaltes Neutron im linearisierten Gravitationspotential mit horizontalen Neutronenspiegeln als Randbedingung

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + m_n g z + V(\Theta(-z) + \Theta(z-l)) \right) \Psi(z,t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(z,t) \quad (2.1)$$

ist durch eine Linearkombination von Airy-Funktionen gegeben. Hierbei bezeichnet  $m_n$  die Masse des Neutrons,  $g$  die Erdbeschleunigung,  $z$  die Höhe und  $\Psi(z,t)$  die Wellenfunktion zur Zeit  $t$ . Das Potential  $V$  der Neutronenspiegel kann in guter Näherung als

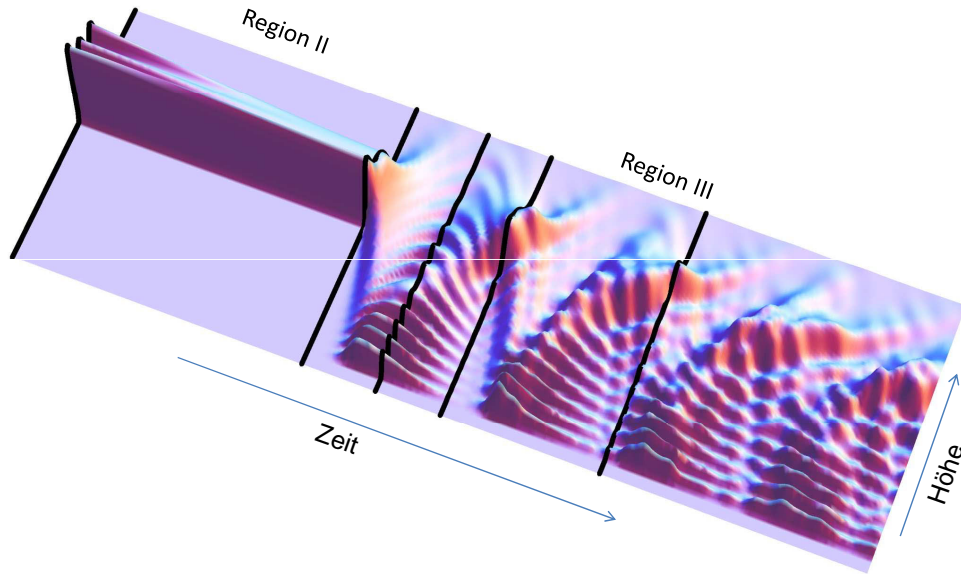


Abb. 2.2: Berechnung der Wahrscheinlichkeitsdichte des Wellenpakets in *Region II* und *III*. Die Zeitachse verläuft von links nach rechts. Die Schlitzbreite  $l$  in *Region II* beträgt  $27 \mu\text{m}$ , die Stufenhöhe  $48 \mu\text{m}$ . Es entsteht ein deutlich sichtbares quantenmechanisches Interferenzmuster in *Region III*. Durch Messen der Wahrscheinlichkeitsdichten für verschiedene Ausbreitungszeiten mit Hilfe ortsauflösender Detektoren wird dieses bestimmt.

unendlich groß gegenüber den geringen Eigenenergien angenommen werden, weshalb die Neutronenspiegel an den  $z$ -Positionen  $z = 0$  und  $z = l$  als harte Randbedingungen wirken.  $\Theta(z)$  bezeichnet die Heaviside-Funktion.

Alle Variablen obiger Gleichung sind in SI-Einheiten angegeben. Es ist jedoch vorteilhaft, eine Transformation

$$z_{\text{SI}} = z \cdot z_0, \quad E_{\text{SI}} = E \cdot E_0, \quad t_{\text{SI}} = t \cdot t_0 \quad (2.2)$$

mit den Faktoren

$$z_0 = \sqrt[3]{\frac{\hbar^2}{2m_n^2 g}}, \quad E_0 = mgz_0 \quad \text{und} \quad t_0 = \frac{\hbar}{E_0} \quad (2.3)$$

zu definieren. Die transformierte Schrödingergleichung wird so dimensionslos.

In diesem Abschnitt sind im Folgenden alle Variablen, die nicht explizit durch den Index  $\text{SI}$  gekennzeichnet sind, als dimensionslos mit obiger Substitution aufzufassen.

Eine sehr ausführliche, auf das Experiment angepasste Berechnung der Eigenzustände  $\varphi_n$  und Eigenenergien  $E_n$  befindet sich in den Kap. 2 und 3 der Diplomarbeit [28] und soll an dieser Stelle nicht wiederholt werden. Die Wahrscheinlichkeitsdichten der ersten drei Eigenzustände sind in Fig. 2.3 dargestellt. Die schwarz gezeichneten Funktionen entsprechen den Wahrscheinlichkeitsdichten der Eigenfunktionen  $\psi_m$  in *Region III*, in der

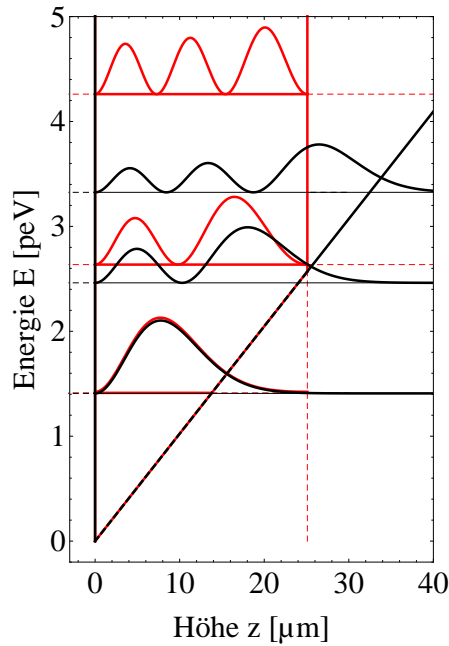


Abb. 2.3: Wahrscheinlichkeitsdichten der ersten drei Zustände. Die in schwarz dargestellten Funktionen entsprechen den Wahrscheinlichkeiten  $|\psi_m|^2$  der freien Zustände aus *Region III*. In rot sind die Wahrscheinlichkeitsdichten  $|\varphi_n|^2$  der Zustände aus *Region II* für eine Schlitzbreite  $l$  von  $27 \mu\text{m}$  dargestellt.

der Neutronenspiegel an der Stelle  $z = 0$  die einzige Randbedingung darstellt. Die  $m$ -te Eigenenergie ergibt sich aus der  $m$ -ten Nullstelle der Airy-Funktion  $Ai(x)$  und dem Faktor  $E_0$ , der die Naturkonstante  $\hbar$ , die Neutronenmasse  $m_n$  und die Erdbeschleunigung  $g$  enthält.

Durch eine zweite Randbedingung in der Höhe  $z = l$  werden die Eigenenergien zu größeren Werten hin verschoben und sind damit zusätzlich explizit von der Randbedingung abhängig. In Fig. 2.3 sind die ersten drei Zustände  $|\varphi_n|^2$  für eine Schlitzbreite von  $l_{\text{SI}} = 27 \mu\text{m}$  in Rot dargestellt. Die zweite Randbedingung kann in Form eines zweiten Neutronenspiegels realisiert werden. In Verbindung mit einer rauen Oberfläche eignet sich eine solche Anordnung zur Zustandspräparation in *Region II*.

**Region I** Ein Blendensystem bestehend aus neutronenabsorbierendem Material legt die möglichen Flugparabeln der Neutronen und damit die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung fest. Um den Spalt zwischen den beiden Neutronenspiegeln zu erreichen, müssen die ultrakalten Neutronen in der Zeit, in der sie die Distanz  $\Delta x$  zurücklegen, die Strecke  $\Delta z$  an Höhe gewinnen. Außerdem muss aufgrund der Funktionsweise der Anordnung in *Region II* die  $z$ -Komponente der Geschwindigkeit beim Eintritt in den Schlitz verschwindend gering sein, um diesen passieren und den Detektor erreichen zu können. Für die longitudinale Komponente der Neutronengeschwindigkeit  $v_{x,\text{SI}}$  ergibt sich

$$v_{x,\text{SI}} = \frac{\Delta x_{\text{SI}}}{\Delta t_{\text{SI}}} = \Delta x_{\text{SI}} \cdot \sqrt{\frac{g}{2\Delta z_{\text{SI}}}}. \quad (2.4)$$

Eine ausführliche Darstellung und Auswertung der Messungen zum longitudinalen Geschwindigkeitsspektrum  $f(v_x)$  befindet sich in Abschnitt 2.4.2.

**Region II** Nach Eintritt der Neutronen in das Spiegelsystem bilden sich in  $z$ -Richtung gebundene Zustände im linearen Gravitationspotential der Erde. In longitudinaler Richtung  $x$  kann sich das Wellenpaket frei ausbreiten.

Der erste Teil des Neutronenspiegelsystems in Fig. 2.1 besteht aus zwei Spiegeln im definierten Abstand  $l$  in der Größenordnung einiger zehn Mikrometer. Der untere Spiegel ist bestmöglich poliert und eben. Der obere Spiegel ist ebenfalls eben, weist aber eine definierte Rauheit im Mikrometerbereich auf. Die Charakterisierung der Spiegel wird in Abschnitt 2.2.1 beschrieben. Dieser Aufbau dient der Präparation der Zustände: Niedrige Zustände besitzen weniger Überlapp mit dem aufgerauten Bereich des oberen Spiegels als höhere. Unter der Annahme, dass die Transmissionswahrscheinlichkeit der Zustände proportional zum Überlapp mit dem aufgerauten Bereich ist, lassen sich in Abhängigkeit der Schlitzbreite  $l$  die unteren Zustände präparieren [19]. Die Wellenfunktion  $\Psi(z, t_1)$  nach Durchlaufen der Präparation zur Zeit  $t_1$  lautet:

$$\Psi(z, t_1) = \sum_n d_n(t_0) e^{-i\phi_n} \cdot e^{-\frac{\gamma_n}{2} t_1} \cdot e^{-iE_n t_1} \varphi_n(z). \quad (2.5)$$

Dabei bezeichnen  $d_n(t_0)$  die Koeffizienten der Eigenzustände  $\varphi_n$  bei Eintritt in das System zur Zeit  $t_0$ ,  $\phi_n$  mögliche feste Phasen zwischen den Zuständen und  $\gamma_n$  die zustandsabhängige Dämpfung der Wahrscheinlichkeitsamplituden, die durch die Rauheitsparameter des oberen Neutronenspiegels und die Schlitzbreite  $l$  gegeben ist.  $E_n$  bezeichnet die Eigenenergien.

Die relativen Phasen  $\phi_n$  sind in *Region II* experimentell unbestimmt. Die Integration über alle diese unbestimmten Phasen überführt die kohärente Superposition der Zustände in die inkohärente:

$$\int_0^{2\pi} d\phi_n |\Psi(z, t_1)|^2 = \sum_n |c_n(t_1)|^2 \cdot |\varphi_n(z)|^2. \quad (2.6)$$

Die Koeffizienten  $c_n(t_1)$  sind durch

$$c_n(t_1) = d_n(t_0) \cdot e^{-\frac{\gamma_n}{2} t_1} \quad (2.7)$$

gegeben. Die räumliche Wahrscheinlichkeitsdichte kann mit einem ortsauflösenden Detektor direkt hinter dem Spiegel-Streuer-System gemessen werden.

**Region III** Hinter dem Präparationsteil des Spiegelaufbaus befindet sich ein weiterer ebener und bestmöglich polierter Neutronenspiegel, der um eine wohldefinierte Stufe der Höhe  $s$  in der Größenordnung einiger zehn Mikrometer nach unten versetzt ist. Dies führt zu einem definierten Fall des zuvor präparierten Wellenpakets. Die Wellenfunktion nach Durchlaufen von *Region III* lautet

$$\Psi(z, t_2) = \sum_m f_m(t_1) \cdot e^{-iE_m(t_2-t_1)} \psi_m(z). \quad (2.8)$$

Die Koeffizienten  $f_m(t_1)$  ergeben sich zu

$$f_m(t_1) = \sum_n c_n(t_1) e^{-i\phi_n} \langle \psi_m | \varphi_n \rangle e^{-iE_n(t_1-t_0)}, \quad (2.9)$$

wobei die Vorfaktoren  $c_n(t_1)$  durch Gl. 2.7 gegeben sind. Die Matrixübergangselemente  $\langle \psi_m | \varphi_n \rangle$  enthalten die Stufenhöhe als Integrationsgrenze:

$$\langle \psi_m | \varphi_n \rangle = \int_s^{s+l} dz \psi_m^* \varphi_n. \quad (2.10)$$

**Region IV** Die quantenmechanische Wahrscheinlichkeitsdichte  $|\Psi(z, t_2)|^2$  kann mit Hilfe ortsauflösender Neutronendetektoren bestimmt werden. Am rechten Ende des Neutronspegels in *Region III* beträgt sie

$$\begin{aligned} |\Psi(z, t_2)|^2 &= \int_0^{2\pi} d\phi_n \left| \sum_m f_m(t_1) \cdot e^{-iE_m(t_2-t_1)} \psi_m(z) \right|^2 \\ &= \sum_m |\psi_m(z)|^2 |f_m(t_1)|^2 \\ &\quad + 2 \sum_{m>m'} f_{m,m'} \psi_m(z) \psi_{m'}(z) \cdot \cos((E_m - E_{m'})(t_2 - t_1)), \end{aligned} \quad (2.11)$$

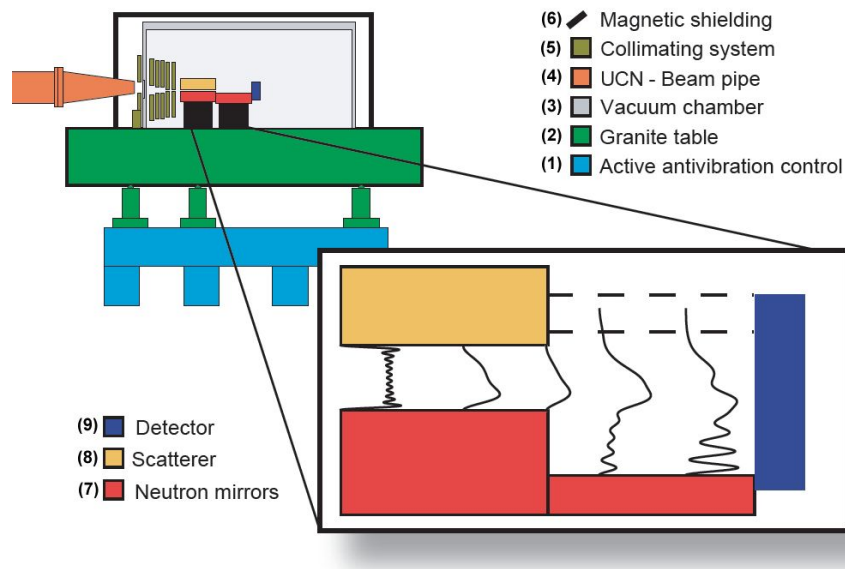
$$f_{m,m'} = \sum_n |c_n(t_1)|^2 \cdot \langle \psi_m | \varphi_n \rangle \langle \psi_{m'} | \varphi_n \rangle. \quad (2.12)$$

Für diese Berechnung wurde ausgenutzt, dass die Eigenfunktionen  $\varphi_n$  bzw.  $\psi_m$  reelle Funktionen darstellen. Wiederholte Messungen für verschiedene Spiegellängen in *Region III* erlauben eine Messung der zeitlichen Entwicklung des *Quantum Bouncers*.

## 2.2 Technische Realisierung

Einen Überblick über den Versuchsaufbau zur experimentellen Realisierung des *Quantum Bouncers* mit ultrakalten Neutronen zeigt Abb. 2.4.

Ein aktives und passives Vibrationsdämpfungssystem (1) bildet den Grundaufbau des Experiments. Die Referenzebene für alle Ausrichtungen von Neutronsiegeln bildet die Oberseite eines Messgranits (2). Dieser ist feinstgeläppt und besitzt eine Welligkeit von 0,7  $\mu\text{m}$ . Der Messgranit befindet sich dreipunktgelagert auf einer Konstruktion mit Piezoaktoren, die Verkippungen der Referenzebene ausgleichen und eine manuelle Höhen- und Neigungsjustage erlauben. Die Neigung wird mittels sensitiver kapazitiver Winkelmesser mit einer theoretischen Auflösung von 100 nrad ermittelt. Auf dem Messgranit befindet sich ein bodenloses, O-Ring-gedichtetes Vakuumgehäuse (3). Die zugehörige Vakuumpumpe befindet sich in ausreichender Entfernung zum Experiment und ist über einen 3 m langen Wellschlauch mit dem Gehäuse verbunden. Dies ist notwendig, um Vibrationen zu vermeiden. Die ultrakalten Neutronen gelangen über ein Strahlrohr (4) zum Experiment, welches den Versuchsaufbau aus Gründen der Sensitivität auf Vibrationen nicht berührt. Die Neutronen passieren stattdessen ein Aus- bzw. Eintrittsfenster aus

Abb. 2.4: Schematischer Versuchsaufbau der *qBounce*-Experimente.

Aluminium. Nach Passieren zweier Kollimationsblenden zur Justage des Geschwindigkeitsbereichs der Neutronen und zur Untergrundsunterdrückung (5) erreichen die Neutronen die Spiegelanordnung (7,8) und werden mittels eines Spurdetektors (9) ortsaufgelöst nachgewiesen. Der gesamte Versuchsaufbau ist mit einer  $\mu$ -Metallabschirmung (6) versehen.

### 2.2.1 Charakterisierung der Neutronenspiegel

Die Neutronenspiegel stellen die Randbedingungen für das propagierende Wellenpaket aus ultrakalten Neutronen dar. Je exakter diese Randbedingungen definiert sind, desto geringer sind störende systematische Effekte.

Die Neutronenspiegel bestehen aus dem Bor-Kronglas BK7, einem Standardglas für optische Anwendungen. BK7-Glas kann technisch sehr gut bearbeitet werden und besitzt folgende physikalischen Eigenschaften:

Dichte	$\rho$	2,51 g/cm <sup>3</sup>
Elastizitätsmodul	$E$	82 kN/mm <sup>2</sup>
Fermipotential	$V$	ca. 100 neV

Die größten verwendeten Spiegel haben eine Länge  $l$  bzw. Breite  $b$  von 15 cm. Die Dicke  $d$  der Spiegel wurde so gewählt, dass die Durchbiegung  $f$  aufgrund des Eigengewichts  $m$  selbst im ungünstigsten Fall unterhalb eines Mikrometers liegt. Dieser Fall tritt auf, wenn der Spiegel z.B. aufgrund von Staubkörnern nur an zwei Punkten diagonal gehalten würde. Der Abstand dieser Haltepunkte beträgt dann  $\sqrt{2} \cdot 15$  cm und die Durchbiegung [36] ergibt sich zu

$$f = \frac{5}{384} \frac{mgl^3}{EI} = \frac{5}{32} \frac{\rho gl^4}{Ed^2} = \frac{0,95\mu\text{m}}{d^2[\text{cm}^2]}. \quad (2.13)$$

Das Flächenträgheitsmoment  $I$  beträgt  $I = bd^3/12$ . Alle verwendeten Neutronenspiegel haben eine Dicke von 3 cm und damit eine Durchbiegung von weniger als 0,11  $\mu\text{m}$  aufgrund ihres Eigengewichts.

Bei der Produktion der Neutronenspiegel wurden vom Hersteller folgende Spezifikationen verlangt:

- Die vorgegebenen Längen bzw. Breiten sollten auf 0,1 mm eingehalten werden. Diese Vorgabe ist unkritisch, da die Länge der Spiegel von uns selbst bestimmt werden kann. Dieselbe Toleranz gilt für die Dicken der Spiegel. Es ist zu beachten, dass jeder Spiegel eine individuelle Dicke aufweisen kann, weil er solange poliert wurde, bis er die Rauheitsanforderungen erfüllt.
- Die Rauheit der Spiegel sollte 2 nm nicht übersteigen. Diese Anforderung wurde stichprobenhaft von der Firma S-DH<sup>1</sup> mit Hilfe eines Röntgenreflektometers kontrolliert. Die getesteten Spiegel wiesen Rauheiten zwischen 1,2 und 1,5 nm auf.
- Die Welligkeit der Spiegel sollte 0,1  $\mu\text{m}$  nicht übersteigen. Diese Vorgabe wurde ebenfalls extern bei der Firma S-DH überprüft. Mit Hilfe eines Laserinterferometers, welches eindimensional Strecken auf 0,1  $\mu\text{m}$  Welligkeit abfahren kann, wurden keine Abweichungen von der Toleranz gefunden.
- Die Parallelität der Spiegel zwischen Ober- und Unterseite sollte genauer sein als 0,8  $\mu\text{m}$ . Parallele Ober- bzw. Unterseiten vereinfachen die Justage der Neutronenspiegel im Experiment. Die Parallelität wurde mit feinen Bügelmessschrauben erfolgreich nachgeprüft.

Der obere Neutronenspiegel in *Region II* selektiert die unteren Eigenzustände des quantenmechanischen Systems aufgrund seiner definierten Rauheit. Diese soll gleichmäßig für den gesamten Spiegel sein und im Bereich von 1  $\mu\text{m}$  liegen. Bei der Herstellung der rauen Oberfläche dürfen die übrigen Eigenschaften des Spiegels, insbesondere Welligkeit und Parallelität, nicht bzw. nur wenig beeinflusst werden. Die rauen Oberflächen der Spiegel wurden von der Glasbläserei des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg<sup>2</sup> aus den glatten Neutronenspiegeln gefertigt.

Die Bestimmung der Rauheitsparameter erfolgt mittels eines Oberflächen-Rauheitsmessers. Dieser fährt mit einer sehr spitzen, wohldefinierten Nadel die Oberfläche einer Probe eindimensional ab und bestimmt so das Oberflächenprofil für Rauheiten und Welligkeiten zwischen etlichen zehn Nanometern und einigen zehn Mikrometern. Die Gleichmäßigkeit der rauen Oberfläche sowie die Größe der Rauheit konnte so für jeden rauen Neutronenspiegel bestimmt werden.

## 2.2.2 Spurdetektoren mit Mikrometer-Ortsauflösung

Um die Zeitentwicklung des *Quantum Bouncers* zu bestimmen, wird die räumliche Wahrscheinlichkeitsdichte des quantenmechanischen Systems für verschiedene Ausbreitungszeiten bestimmt. Der direkte Nachweis der quantenmechanischen Interferenzmuster (siehe Abschnitt 2.2) erfordert einen ortsauflösenden Detektor mit einer Auflösung von weni-

---

<sup>1</sup>S-DH GmbH Heidelberg, Hans-Bunte-Straße 8-10, 69123 Heidelberg, Deutschland

<sup>2</sup>Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, Philosophenweg 12, 69120 Heidelberg, Deutschland



gen Mikrometern. Da zusätzlich die zu erwartende Zählrate lediglich einige zehn Neutronen pro Stunde beträgt, muss die Detektoreffizienz so hoch wie möglich sein. Ein geringer intrinsischer Detektoruntergrund sichert ein vernünftiges Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

Eine Möglichkeit bestünde im Einsatz eines Pixeldetektors, der mit einer Neutronenkonverterschicht ausgestattet ist. Die Konverterschicht besteht aus einer dünnen Schicht eines stark neutronenabsorbierendem Materials. Der Nachweis des Neutrons erfolgt dann über den Nachweis eines der Zerfallsprodukte der Kernreaktion. Die Ortsauflösung derartiger Detektoren kann prinzipiell besser sein als die Größe der Pixel, insofern der Durchgang eines geladenen Teilchens in mehreren Pixeln nachgewiesen wird.

Es gibt aktuell mehrere Kollaborationen, die – unabhängig von unserem Experiment – an einer Realisierung eines solchen Detektorkonzepts arbeiten [37, 38]. Zum jetzigen Zeitpunkt ist die Ortsauflösung dieser Detektoren jedoch mit ca. 5  $\mu\text{m}$  (noch) zu schlecht, um die Interferenzmuster des *Quantum Bouncers* nachzuweisen [37].

In Experimenten der vorigen Kollaboration wurden erfolgreich erste Messungen mit Spurdetektoren aus Plastik unternommen [26, 27, 39]. Diese bestehen aus dem Polymer CR39, auf das eine dünne Schicht eines der neutronenabsorbierenden Materialien Bor bzw. Uran aufgedampft wird. Bei der Kernreaktion der Neutronen im absorbierendem Material werden geladene Teilchen erzeugt, die im Kunststoff zu Strukturstörungen führen. Diese können nach der Messung nach Ablösen der Konverterschicht durch Ätzen verstärkt werden. Mit Hilfe eines optischen Mikroskops werden die Spurdetektoren danach ausgelesen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden derartige Bor-beschichtete Spurdetektoren weiterentwickelt. Ausgehend von den Erkenntnissen aus [26, 27] wurde der Produktionsprozess optimiert und stabilisiert. In Zusammenarbeit mit dem Beschichtungslabor von D. Seiler<sup>3</sup> wurden grundlegende Eigenschaften der Detektoren wie die Homogenität der Beschichtung sowie die Schichtdicke charakterisiert und in einem iterativen Prozess optimiert. Die Haftung der Borschicht auf dem Substrat wurde durch das Hinzufügen einer Zwischenschicht aus Kupfer verbessert. Diese Zwischenschicht hilft gleichzeitig, die Bor-Konverterschicht nach der Belichtung wieder vom Detektor zu entfernen.

Nach dem Ätzen des Plättchens werden die Spuren mit Hilfe eines optischen Mikroskops sichtbar gemacht. Das Mikroskop ist mit einem mikrometergenauen Positioniertisch ausgestattet. Es kann eine Fläche abrastern und mit Hilfe einer hochwertigen Kamera dokumentieren. Bilderkennungsalgorithmen vermessen anschließend die Teilchenspuren und liefern Informationen über ihre Position, Größe, Form und den Grauwert. Dieser Ausleseprozess wurde so optimiert, dass er weitestgehend automatisiert ablaufen kann. Es wurden Filterkriterien erstellt, um automatisch Staubteilchen und Artefakte wie Risse im Plastik aus den Daten zu filtern.

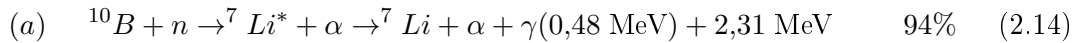
Schlussendlich wurde die Ortsauflösung zu  $\sigma \leq 2,1 \mu\text{m}$  und die Effizienz der Detektoren zu 60% experimentell bestimmt.

<sup>10</sup>**B als fester Neutronenkonverter** Der Nachweis der ultrakalten Neutronen im Experiment erfolgt über die Konversion der Neutronen in einer dünnen Schicht der Dicke  $d$

---

<sup>3</sup>Physik Department E12, Technische Universität München, James-Franck-Straße, 85748 Garching, Deutschland

aus  $^{10}\text{B}$  in geladene Teilchen. Es kommt zu folgenden Kernreaktionen:



Aufgrund von Energie- und Impulserhaltung werden die Reaktionsprodukte in beiden Reaktionszweigen ungefähr in entgegengesetzte Richtungen emittiert. Somit dringt genau ein Reaktionsprodukt pro Kernreaktion in die CR39-Plastik ein und hinterlässt dort Störstellen in der Struktur der Plastik.

Die Dicke der Borschicht  $d$  bestimmt die Effizienz der Konversion: Ist die Borschicht zu dünn, so reagieren nicht alle Neutronen. Ist sie jedoch zu dick, so erreichen nicht alle Reaktionsprodukte die CR39-Plastik. Die Schichtdicke wurde nach Überlegungen von [40] für das Geschwindigkeitsspektrum der ultrakalten Neutronen am Experimentierplatz PF2/UCN am Institut Laue-Langevin auf 220 nm optimiert [41, 42]. Die Effizienz der Borschicht beträgt so 90,9%.

**Die Herstellung der Spurdetektoren** Die Spurdetektoren bestehen aus  $(110 \times 15 \times 1,5) \text{ mm}^3$  großen Plättchen des Polymers Polyallyldiglycolcarbonat (PADC), welches auch unter dem Namen CR39 bekannt ist. CR39 findet als Brillenglas oder als Spurdetektor in der Kernphysik Verwendung. Auf diese Plättchen wird das Konvertermaterial  $^{10}\text{B}$  aufgedampft. Dieser technologisch komplizierte Prozess wurde in der Arbeitsgruppe Atom- und Neutronenphysik des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg entwickelt [26, 27, 39, 40] und im Rahmen dieser Arbeit in Zusammenarbeit mit D. Seiler<sup>4</sup> systematisch verfeinert.

Im Ergebnis weisen die Spurdetektoren eine ausreichend hohe Haftung der Schichten auf, so dass die Detektoren robust sind und keine sichtbaren Alterungserscheinungen im Laufe mehrerer Monate zeigen. Durch den Einsatz einer dünnen Zwischenschicht aus Kupfer lassen sich alle Schichten problemlos wieder vom CR39 entfernen. Dies ist vor dem Ätzzvorgang zwingend notwendig. Die Variation der Borschichtdicke wurde zu 10% bestimmt. Dies deckt sich mit dem durch die Beschichtungsgeometrie gegebenem Wert.

**Die Belichtung des Detektors** Abb. 2.5 zeigt den Detektorhalter, der in den Messungen 2008 und 2009 verwendet wurde. Der Detektor wird mit zwei Schrauben am Halter befestigt. Mit Hilfe zweier Mikrometerschrauben kann die Höhe des Spurdetektors um mehrere Millimeter verändert werden. Durch das mechanische Spiel der Haltevorrichtung ist eine geringe definierte Verstellung der Neigung des Detektors möglich. Als Markierung wurden vor jeder Messung mit Hilfe eines Skalpell zwei waagerechte Linien 1 mm bzw. 2 mm überhalb der unteren Kante des Spurdetektors geritzt. Die Höhe des Neutronenspiegels wurde dann 3 mm überhalb der oberen Markierung einjustiert. Die Skalpellmarkierungen helfen, den Neutronenstreifen unter dem Mikroskop leichter zu finden.

Vermutlich wird das Plättchen beim Einspannen in den Detektorhalter mit den Messingschrauben leicht verbogen. Dies könnte zu den beobachteten Verzerrungen des Neutronenstreifens der Messungen von 2008 und 2009 geführt haben. Deshalb wurden die

---

<sup>4</sup>Physik Department E12, Technische Universität München, James-Franck-Straße, 85748 Garching, Deutschland



Abb. 2.5: Der Spurdetektor wird mit zwei Schrauben am Halter befestigt und mit Hilfe der beiden Mikrometerschrauben in Höhe und Neigung justiert.

Spurdetektoren in den Messungen von 2010 mit Sekundenkleber fixiert. Die Neutronenstreifen weisen keine Verzerrung mehr auf.

**Die Nachbehandlung des Detektors** Bevor die Neutronenspuren unter einem optischen Mikroskop ausgelesen werden können, muss die Borschicht entfernt und das Plastik geätzt werden.

Detektoren ohne Kupfer-Zwischenschicht werden mit Natronlauge mit einer Konzentration von 20% bei Zimmertemperatur im Ultraschallbad behandelt, um die Borschicht zu entfernen. Das Plättchen wird anschließend mit schwach konzentrierter Salzsäure neutralisiert und mit ausreichend Wasser gespült. Dieser Vorgang benötigt je nach Haftung der Schicht zwischen einigen Sekunden und einigen Minuten. Spurdetektoren mit einer Zwischenschicht aus Kupfer können mit einer Lösung aus 20%iger Schwefelsäure und 30%igem Wasserstoffperoxid im Mischungsverhältnis 30 : 1 behandelt werden. Das löst die Bor- bzw. Zwischenschicht zuverlässig in wenigen Sekunden und greift das CR39-Plastik nicht an.

Anschließend wird das Plättchen in einem Reagenzglas mit 20%iger Natronlauge in einem Wasserbad möglichst konstanter Temperatur von 42°C fünf Stunden lang geätzt. Das Plättchen muss vorher langsam mit dem Wasserbad auf die richtige Temperatur aufgewärmt werden, um Verbiegungen des Plättchens gering zu halten. Die Ätztemperatur ist ein sehr kritischer Parameter, weil die Ätzgeschwindigkeit exponentiell von ihr abhängt. Nach dem Ätzen wird das Plättchen mit schwach konzentrierter Salzsäure neutralisiert, mit Wasser gespült und zusammen mit dem Wasserbad abgekühlt. Das langsame Abkühlen verhindert Verbiegungen des Plastiks.

### 2.2.3 Spurdetektorauslese

Nachdem die Borschicht gelöst ist und die Störstellen aufgeätzt sind, kann das CR39-Plättchen unter einem optischen Mikroskop untersucht werden. Für alle Auswertungen wurde ein Mikroskop der Firma Olympus<sup>5</sup> mit einem Positioniertisch der Firma Märzhäuser<sup>6</sup> verwendet.

<sup>5</sup>Olympus Deutschland GmbH, Wendenstrasse 14-18, 20097 Hamburg, Deutschland

<sup>6</sup>Märzhäuser Wetzlar GmbH & Co. KG, In der Murch 15, 35579 Wetzlar, Deutschland

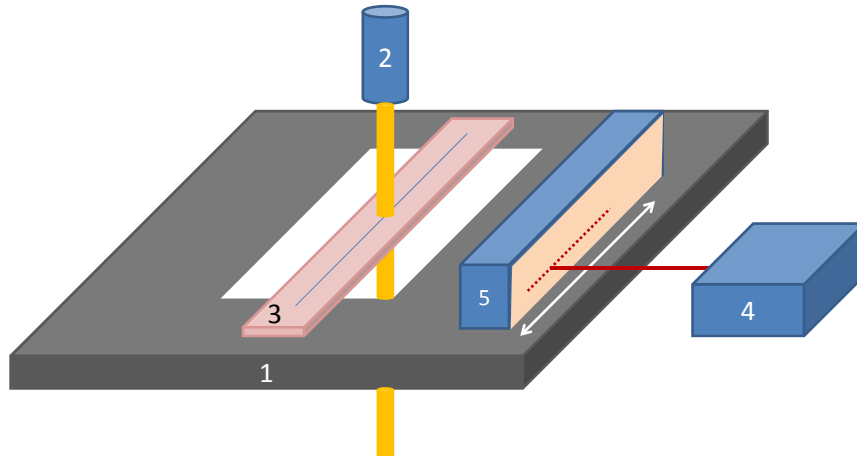


Abb. 2.6: Test der Verfahrengenauigkeit des Positioniertischs des Mikroskops. Auf dem Positioniertisch (1) liegt als Referenz ein Neutronenspiegel (5), dessen Oberfläche während des Verfahrens in Pfeilrichtung mit einem Laserinterferometer (4) abgetastet wird. Zur Veranschaulichung sind der auszuwertende Spurdetektor (3) und das Objektiv des Mikroskops (2) eingezeichnet.

**Charakterisierung des Mikroskops** Die Wiederanfahrngenaugigkeit des Positioniertischs ist mit  $1 \mu\text{m}$  angegeben. Dieser Wert wurde in mehreren Tests bestätigt. Die Teilchenspuren eines vollständig gescannten Detektors hat ungefähr die Ausmaße  $10 \text{ cm} \times 100 \mu\text{m}$ . Um sicherzustellen, dass der Positioniertisch in diesem Bereich gerade fährt, wurde ein spiegelnder Neutronenspiegel auf den Verschiebetisch gelegt, siehe Abb. 2.6. Bedingt durch die kleine Welligkeit der spiegelnden Oberfläche von weniger als  $0,1 \mu\text{m}$  kann diese als ideale Referenz angesehen werden. Anschließend wurde der Abstand der Spiegeloberfläche zu einem festen Punkt laserinterferometrisch vermessen. Die Auflösung der Messmethode war gegeben durch die Stabilität des Aufbaus und betrug ca.  $0,1 \mu\text{m}$ . Durch Verfahren des Positioniertischs und gleichzeitiges Bestimmen des Abstands wurde ein Bewegungsprofil für den Verfahrtschiff aufgezeichnet. Die totale Abweichung von einer perfekten Gerade beim Verfahren über  $10 \text{ cm}$  betrug ca.  $2 \mu\text{m}$ . Die verwendete Kamera hat eine Farbtiefe von 14 bit und kann daher 16384 verschiedene Grauwerte unterscheiden. Bei Verwendung des 50x-Objektivs deckt ein Bild eine Fläche von  $280 \times 211 \mu\text{m}$  ab. Mit der mikroskopeigenen Software *cell^D* können sowohl die Kamera als auch der Verschiebetisch als gesamtes System bedient werden. Zusätzlich bietet die Software eine große Funktionalität an Bildverarbeitungs- und Bilderkennungsmechanismen.

**Mikroskopie der Spurdetektoren** Die Auswertung eines Spurdetektors erfolgt in folgenden Stufen:

- Die Korrekturbilder für die Kameraaufnahmen, ein Dunkelbild  $D$  und ein Flatfieldbild  $F$ , werden aufgenommen. Die Kamerasoftware vollzieht für jedes aufgenommene Bild  $B$  die Korrektur

$$B_{\text{korr}} = \frac{B - D}{F - D}. \quad (2.16)$$

Mit Hilfe dieser Korrektur wird der Grauwertoffset der Kamera subtrahiert sowie Artefakte wie ungleichmäßige Beleuchtung, Staub auf dem Bildsensor oder im Strahlengang sowie defekte Pixel, sogenannte Hot Spots, beseitigt.

- Der Detektor wird nun so justiert, dass der Verschiebetisch lediglich eindimensional verfahren werden muss, um den Streifen mit den Spuren vollständig abzudecken. Die abzurasternde Fläche beträgt  $280\ \mu\text{m} \times 8\ \text{cm}$ , wobei  $8\ \text{cm}$  der maximal mikroskopierbare Bereich ist. Dieser Bereich wird als Verfahrestrecke für eine Automatisierung definiert.
- Es werden die Parameter für die Teilchenerkennung definiert und für ein beliebiges Bild getestet.
- Die Aufnahme wird gestartet und durchläuft jeweils folgende Schritte:
  - Nach jedem Verfahren des Mikroskops muss das Bild neu scharfgestellt werden, weil die Spurdetektoren leicht gebogen sind. Dies lässt sich intern mit einer Autofokusfunktion realisieren. Eine manuelle Fokussierung erwies sich als vorteilhaft, weil eine leichte Defokussierung des Gesamtbilds Staubteilchen unscharf werden lässt, während die tiefen Neutronenspuren<sup>7</sup> weiterhin im Fokus bleiben.
  - Eine grauwertbasierte Schwellwertanalyse extrahiert das erste Merkmalsbild, es unterscheidet die Strukturen zwischen Untergrund und Spuren.
  - Die erkannten Spuren werden hinsichtlich zuvor eingestellter Parameter vermessen. Die Mikroskopsoftware bietet dazu eine Fülle verschiedener Analysen an. Wichtig zur Charakterisierung der Neutronenspuren sind die Position des Schwerpunkts der Grauwertverteilung in Bildkoordinaten, die Position in Schwerpunktkoordinaten, die Fläche, der Formfaktor sowie der mittlere Grauwert und seine Standardabweichung.
  - Es wird ein Merkmalsbild bezüglich eines Parameters, zum Beispiel bezüglich der Fläche, extrahiert. Die erkannten Spuren werden hinsichtlich der Größe dieses Parameters eingefärbt, nummeriert und über dem Rohdatenbild dargestellt.
  - Alle Messergebnisse werden in eine Ergebnistabelle geschrieben und stehen im Anschluss zur Verfügung.

**Trennung von Neutronenspuren und Untergrund** In einem nächsten Schritt werden die Neutronenspuren von Artefakten anhand der Parameter aus der Ergebnistabelle getrennt. Sonstige erkannte Spuren können Staubteilchen oder Störungen wie Kratzer in der CR39-Plastik sein. Bei diesem Prozess wird ausgenutzt, dass die Neutronenspuren gewisse Eigenschaften hinsichtlich Größe, Ausdehnung, Formfaktor etc. aufweisen, die sie z.B. von Kratzern unterscheiden, siehe Abb. 2.7.

---

<sup>7</sup>Selbstverständlich sind es nicht die Neutronen, die Spuren in der CR39-Plastik hinterlassen, sondern die Zerfallsprodukte der in Gl. 2.15 beschriebenen Kernreaktion. Mit Neutronenspuren sind also die Spuren gemeint, die durch ein auf der Konverterschicht auftreffendes Neutron ursächlich erzeugt wurden und die nach den im vorigen Abschnitt beschriebenen Arbeitsschritten unter einem optischen Mikroskop sichtbar werden.

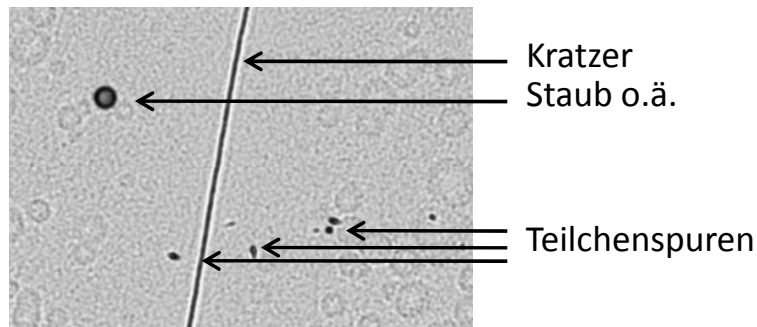


Abb. 2.7: Neutronenspuren und Artefakte. Die Neutronenspuren entsprechen den kleinen, kometenhaften Spuren im unteren Bildbereich. Die lange, vertikal verlaufende Spur lässt sich aufgrund ihres geringen Formfaktors problemlos von den Neutronenspuren trennen. Der runde, große Fleck besitzt eine deutlich größere Fläche als die Neutronenspuren.

**Feinkorrektur der Neutronenspuren** Die Mikroskopsoftware *cell<sup>D</sup>* stellt verschiedene Algorithmen bereit, um die Position einer detektierten Teilchenspur zu bestimmen. Standardmäßig wird der Grauwertschwerpunkt der Spur als Position definiert. Dieser Punkt ist grundsätzlich verschieden vom eigentlichen Ort der Kernreaktion des Neutrons in der Borschicht. Unter Ausnutzung der spezifischen Form der Teilchenspuren ist ein Rückrechnen auf den Ort der Kernreaktion jedoch möglich. Das Prinzip dieses Vorgehens ist in Fig. 2.8 dargestellt. Die Abbildung zeigt die Seitenansicht und Mikropskopsicht zweier Neutronenspuren mit verschiedenen Eintrittswinkeln  $\phi$ . Der Ort der Kernreaktion in der gelb dargestellten Borschicht ist mit einem roten Punkt markiert. Diese Borschicht wird vor dem Ätzzvorgang entfernt. Der Ätzzvorgang findet bei einer Temperatur von 42 °C statt, was einer Ätzzgeschwindigkeit von ca. 0,1  $\mu\text{m}/\text{h}$  entspricht. Nach einer Ätzzzeit von fünf Stunden wurden demnach ca. 0,5  $\mu\text{m}$  CR39 weggeätzt. Die Länge der Spuren ist statistisch verteilt und beträgt zwischen 1,8 und 4,4  $\mu\text{m}$ .

Das Mikroskop ermittelt für jede erkannte Spur deren Orientierung. Diese stellt die Achse, entlang die Korrektur stattfinden muss, dar. Die Orientierung eines Teilchens ist jedoch nur zwischen 0° und 180° definiert. Um eine eindeutige Aussage bezüglich der Lage der Spur zu erhalten, muss ein zweites Merkmal verwendet werden. Hier wird ausgenutzt, dass eine Seite der Ellipse bei jeder Neutronenspur heller ist als die andere. Der Kontrast ist umso stärker, je länglicher die Spuren sind. Der Grauwertunterschied führt dazu, dass die Schwerpunktkoordinaten (unter Einbeziehung der Grauwertverteilung) verschieden sind von den Mittelpunktkoordinaten (bei denen alle Pixel einer Spur gleich gewichtet werden). Aus der Differenz der Positionsangaben kann die Orientierung  $\Theta$  eindeutig zwischen 0° und 360° festgelegt werden.

Die Berechnung der Größe der Korrektur ist in Abb. 2.8 für zwei Spuren mit unterschiedlichem Eintrittswinkel illustriert. Näherungsweise lassen sich die Borschichtdicke  $d_1$ , die Dicke der abgeätzten Schicht  $d_2$  und der Eintrittswinkel  $\phi$  in die Beziehung

$$\tan \phi = \frac{y}{\frac{d_1}{2} + d_2} \quad (2.17)$$

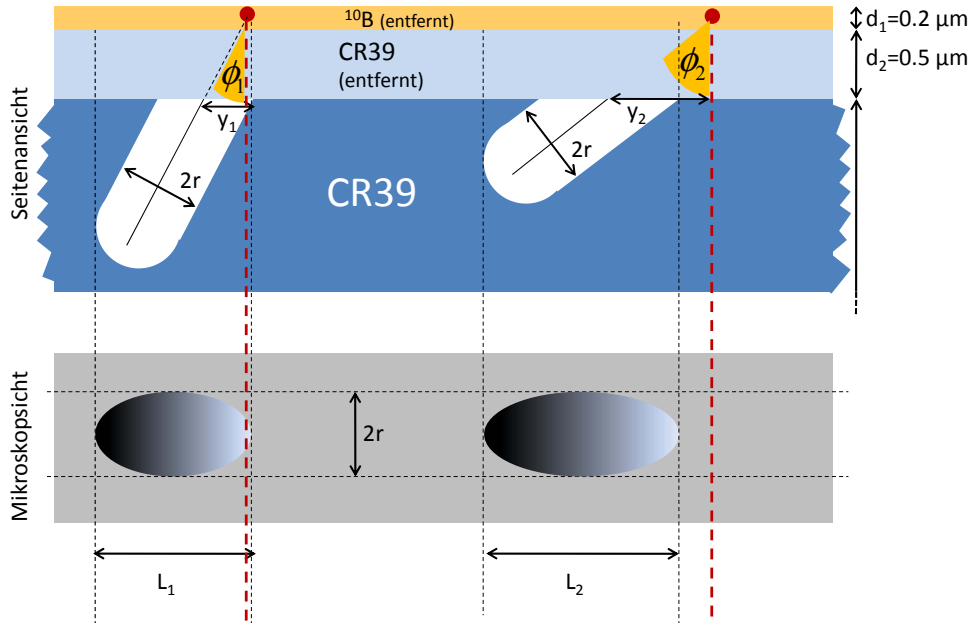


Abb. 2.8: Prinzip der Feinkorrektur anhand zweier Neutronenspuren mit unterschiedlichem Eintrittswinkel  $\phi$ . Der Ort der Kernreaktion in der Borschicht ist mit einem roten Punkt markiert. Unter dem Mikroskop erscheinen Neutronenspuren elliptisch bzw. kometenhaft mit einem Grauwertgradienten. Die vom Mikroskop bestimmte Position der Spur entspricht dem Schwerpunkt der Grauwertverteilung und kann mit der Information über das Aspektverhältnis  $A = L/2r$  entlang der Orientierungsgerade der Neutronenspur auf den Punkt der Kernreaktion zurückgerechnet werden.

setzen.  $y$  bezeichnet den Versatz zwischen dem Ort der Kernreaktion und der Mitte der Spur an der Detektoroberfläche in Richtung der Orientierungsgerade. Es wurde vereinfachend angenommen, dass die Kernreaktion in der Mitte der Borschicht stattfindet. Die Dicke der Spurellipsen ist für alle Spuren sehr ähnlich und liegt bei rund  $3,5 \mu\text{m}$ .

Das Mikroskop liefert einen weiteren wichtigen Parameter, das Aspektverhältnis  $A$ . Dabei wird die zu vermessende Spur in ein kleinstmögliches Rechteck eingeschlossen. Das Aspektverhältnis bezeichnet den (größeren) Quotienten der beiden Seitenlängen und beträgt demnach für die elliptische Spuren

$$A = \frac{L}{2r} \approx \frac{y}{r} = \frac{1}{\cos \phi}. \quad (2.18)$$

Die gesamte Korrektur ergibt sich dann zu

$$\begin{pmatrix} y_{kor} \\ z_{kor} \end{pmatrix} = \sqrt{A^2 - 1} \left( \frac{d_1}{2} + d_2 \right) \begin{pmatrix} \sin \Theta \\ \cos \Theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y \\ z \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

Abb. 2.9 zeigt die Feinkorrektur am Beispiel zweier Neutronenspuren mit unterschiedlichem Aspektverhältnis  $A$ . Die Orientierungsgeraden sind in blau dargestellt. Die vom Mikroskop ermittelten Grauwertschwerpunkte sind in rot, die nach Gl. 2.19 korrigierten Werte in grün eingezeichnet. Die Korrektur nach dieser Methode erfolgt für alle Spuren

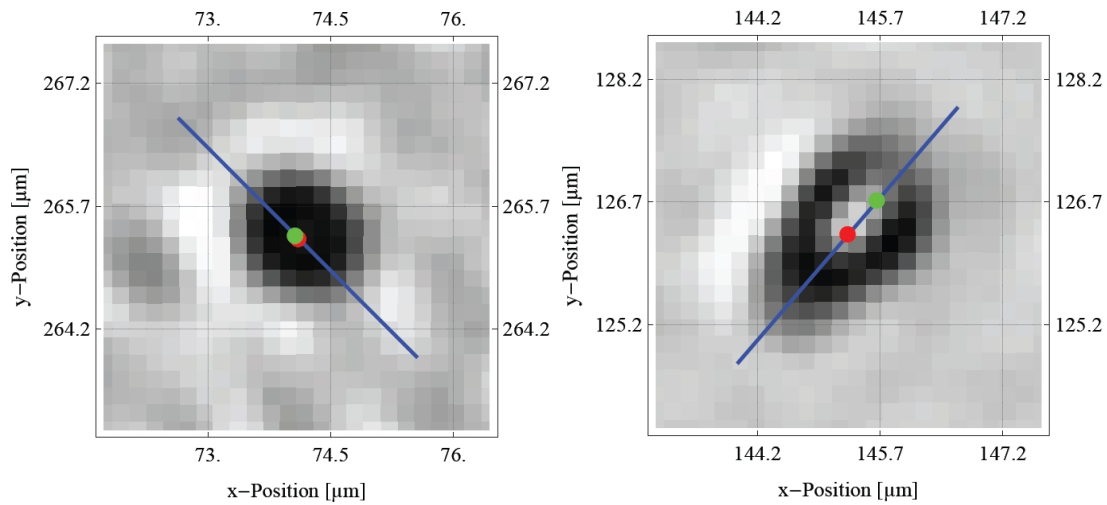


Abb. 2.9: Feinkorrektur der Neutronenspuren. Für die im linken (rechten) Bild gezeigte Spur beträgt das Aspektverhältnis  $A = 1,11$  ( $A = 1,42$ ). Die roten Punkte entsprechen den vom Mikroskop bestimmten Schwerpunkten der Teilchenspuren, die blauen Geraden ihrer Orientierung. Die grün eingezeichneten Punkte stellen die nach Gl. 2.19 korrigierten Schwerpunkte dar.

in Richtung hellerer Grauwerte. Es ist prinzipiell schwierig zu entscheiden, ob dies die richtige Richtung ist. Daher wird in der Praxis ein globaler, multiplikativer Faktor  $f$  in Gl. 2.19 vorangestellt. Dieser wirkt gleichbedeutend auf alle erkannten Neutronenspuren eines Detektors. Es wird dann untersucht, wie sich die Ortsauflösung unter Variation des Parameters  $f$ , insbesondere seines Vorzeichens, verhält. Für ein Vorzeichen sollte die Ortsauflösung schlechter werden, für die andere besser. Diese Analyse ist gleichzeitig ein Indikator dafür, inwiefern die Feinkorrektur die Ortsauflösung verbessern kann.

**Biegekorrektur** Im Anschluss an die Feinkorrektur könnte im Idealfall direkt das Histogramm über die Höhenkoordinate erzeugt werden. Die Datenauslese der Spurdetektoren wäre somit abgeschlossen. Allerdings tritt ein systematischer Effekt auf, der eine weitere Korrektur nötig werden lässt. In Abb. 2.10 ist dieser Effekt am Beispiel des Spurdetektors HB04 der Experimentierzeit 3-14-253 dargestellt. Der Graph zeigt die Positionen aller erkannten Neutronenspuren. Im Vergleich mit einer Gerade (rote Linie) bei  $z = 0 \mu\text{m}$  ist eine deutliche Wölbung der Struktur zu erkennen. Dieses Problem trat bei allen Spurdetektoren auf, allerdings in verschiedener Größenordnung zwischen 5–50  $\mu\text{m}$ , was bei der Bildung der Histogramme zu einer massiven Verzerrung führt.

Um den Effekt besser zu verstehen und die Fehlerquelle zu beseitigen, wurden verschiedene Ansätze verfolgt:

- Die verwendeten Neutronenspiegel wurden auf eine Durchbiegung hin untersucht. Das Ergebnis war negativ.
- Es wäre möglich, dass der Mikroskoptisch eine Wölbung fährt. Dafür würde sprechen, dass die Biegung aller ausgelesenen Detektoren in dieselbe Richtung weist. Diese Möglichkeit wurde auf zwei Arten ausgeschlossen:



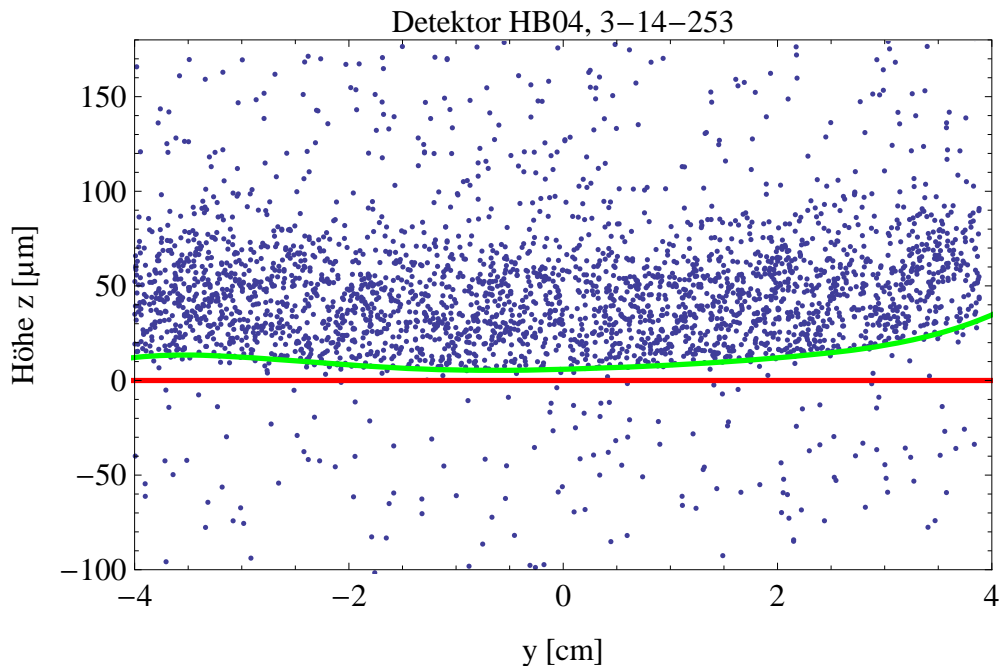


Abb. 2.10: Positionsdaten des Detektors HB04. Jeder blaue Punkt entspricht der Position einer erkannten Neutronenspur. Der in Bildmitte befindliche Neutronenstreifen hat eine Ausdehnung von ungefähr  $8\text{ cm} \times 100\text{ }\mu\text{m}$  und weist eine Wölbung im rechten Bereich der Abbildung in der Größenordnung von  $15\text{ }\mu\text{m}$  auf.

- Ein Scannen eines Detektors von der Rückseite her kehrt die Richtung der Krümmung qualitativ um. Der Mikroskopisch kann daher nicht alleinige Ursache der Wölbung sein.
- Der im ersten Teil dieses Abschnitts vorgestellte laserinterferometrische Test des Mikroskopischs schließt eine gekrümmte Bahn des Mikroskopischs zweifelsfrei aus.
- Die Krümmung könnte beim Ätzen des Spurdetektors entstanden sein, insbesondere bei den Aufheiz- bzw. Abkühlvorgängen. Dagegen spricht, dass die Krümmung immer in dieselbe Richtung weist. Um diese Möglichkeit weiter auszuschließen, wurden CR39-Plättchen mit einem Skalpell entlang eines geraden Neutronenspiegels angeritzt und beim Ätzevorgang verschieden schnell aufgewärmt bzw. abgekühlt.
- Mehrmaliges Scannen eines Detektors führt zu reproduzierbaren Wölbungen. Es wurde der Einfluss der Justage des Spurdetektors während des Mikroskopiervorgangs auf die Wölbung untersucht. Die Halterung hat einen großen Einfluss auf die Veränderung des Fokus der Plastikoberfläche. Es wurde ausgiebig nach einem Zusammenhang zwischen Fokus und Wölbung gesucht, jedoch nicht gefunden.
- Es wäre möglich, dass der im letzten Abschnitt vorgestellte Detektorhalter die Wölbung verursacht. Beim Einspannen des Detektors wird zuerst eine Schrau-

be angezogen. Der am anderen Ende noch freie Detektor kann der entstehenden Torsion folgen. Beim Anziehen der zweiten Schraube könnte dann die Wölbung entstehen. Die Tatsache, dass die Wölbung zumeist in dieselbe Richtung verläuft, würde sich dann erklären, wenn die Schrauben immer in derselben Reihenfolge angezogen worden wären. Um diesen Punkt auszuschließen, wurde im Rahmen der Experimentierzeit 3-14-283 ein Detektor belichtet, der nicht mit zwei Schrauben, sondern mit Sekundenkleber befestigt war.

Bei der Auslese dieses Detektors trat keine Wölbung auf.

Die Erkenntnis, dass die Wölbung der Daten durch einen fehlerhaft konstruierten Detektorhalter entstanden sein könnte, führt zu der Tatsache, dass es unumgänglich ist, die Messdaten zu korrigieren. Hierzu werden drei Ansätze verfolgt:

- Die Wölbungen werden nicht korrigiert. Stattdessen werden nur die Ausschnitte an Daten verwendet, in denen über einen großen Bereich keine Wölbung auftritt. Verschiedene Bereiche können prinzipiell zusammengefasst werden. Bei der Zusammenfassung tritt pro Datensatz ein weiterer freier Fitparameter auf. Aufgrund der geringen Statistik kann eine Zusammenfassung problematisch sein. Prinzipiell ist diese Methode mit Datenverlust behaftet, dafür findet aber keine weitere Korrektur statt.
- An die Positionsdaten (vgl. Abb. 2.10) wird ein Polynom  $n$ -ten Grades gefittet. Dieses wird dann von den Positionsdaten abgezogen. Der Vorteil der Methode ist es, dass kein Datenverlust auftritt. Da die Wölbung jedoch größer ist als die intrinsische Ortsauflösung der Detektoren, kann eine solche Korrektur problematisch sein.
- Unter der Annahme, dass die Wölbung des Detektors durch die Einspannung im Detektorhalter reversibel und reproduzierbar ist, könnte es eine Lösung sein, den Detektor im eingespannten Zustand zu mikroskopieren. Die Halterung am Mikroskop sollte dann identisch zu der im Experiment sein. Ein korrektes Einspannen des Detektors unter dem Mikroskop würde dann dazu führen, dass keine Wölbung mehr auftritt.

**Histogrammierung** Als letzter Schritt werden die Positionsdaten bezüglich der Höhenachse  $z$  histogrammiert. Um die quantenmechanischen Interferenzmuster nicht zu verwaschen, muss dabei die Binbreite das Abtasttheorem bezüglich der oszillierenden Wahrscheinlichkeitsdichten erfüllen. Der typische Abstand zwischen zwei Minima der quantenmechanischen Wahrscheinlichkeitsdichten beträgt ungefähr  $5 \mu\text{m}$ , so dass die Binbreite zwischen  $1\text{-}2 \mu\text{m}$  liegen sollte. Es ist zudem wichtig, den Einfluss des Binoffsets auf die Ergebnisse zu untersuchen.

### 2.2.4 Neigungskontrolle

Bedingt durch die geringe Zählrate von nur wenigen zehn Neutronen pro Stunde ist eine Messzeit pro Spurdetektor von mehreren Tagen notwendig. Dies führt dazu, dass ein sehr stabiler Experimentunterbau benötigt wird. Die Experimente sind insbesondere

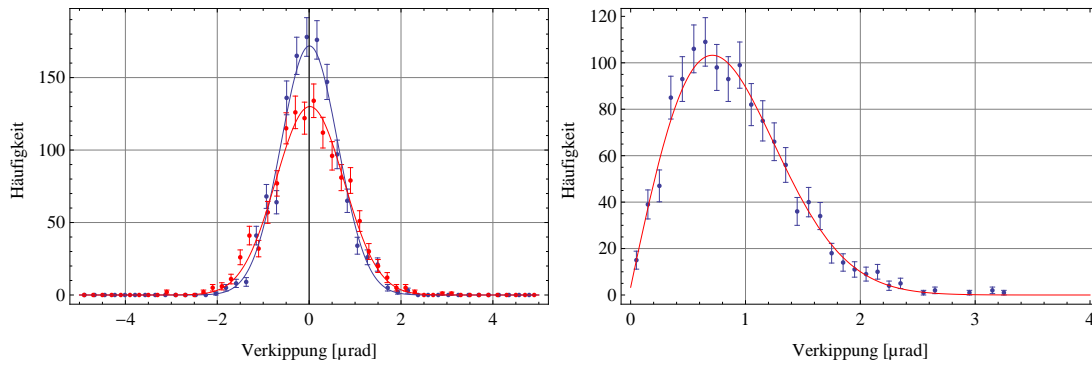


Abb. 2.11: Histogramme der Verkipfung des Versuchsaufbaus während der Messungen 2009 (Experimentierzeit 3-14-253): Im linken Graph ist die Verkipfung des Versuchsaufbaus relativ zur Neutronenflugrichtung (blau) bzw. senkrecht dazu (rot) dargestellt. Die rechte Abbildung zeigt die zugehörige rms-Verkipfung  $\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$ . Sie beträgt im Mittel  $(0,895 \pm 0,017)$   $\mu\text{rad}$ .

sensitiv auf Verkipfungen, da diese die Erdbeschleunigung  $g$  auf  $\tilde{g} = g \cos \Theta$  und damit das beobachtete Interferenzmuster ändern. Besonders störend wären sich ändernde Verkipfungen.

Das Experiment *qBounce* ist auf eine  $(1000 \times 600 \times 160)$   $\text{mm}^3$  große und 330 kg schwere Granitplatte aufgebaut. Diese Granitplatte wird mit Hilfe dreier Piezoaktoren in einer Closed-Loop-Steuerung nivelliert. Das Messsignal kommt von einem auf dem Granit montierten Winkelmessgerät, das eine durch elektronisches Rauschen bestimmte Auflösung von 1  $\mu\text{rad}$  besitzt. Der Winkelmessgerät gibt für zwei Achsen senkrecht zur Erdbeschleunigung ein zur jeweiligen Verkipfung proportionales Spannungssignal an einen Steuerrechner weiter. Dieser berechnet die aktuelle Verkipfung des Granits sowie die Piezoaktorspannungen, die zum Ausgleich der Verkipfung nötig sind. Diese werden dann über einen Spannungsverstärker an die Piezoaktoren weitergegeben. Nach einer Wartezeit von einigen Sekunden beginnt der Regelkreislauf erneut. Die Piezoaktoren-Halterungen besitzen zusätzlich jeweils eine manuelle Höhenverstellung mit einem Regelbereich von 20 mm. Mit dieser Verstellmöglichkeit kann der Versuchsaufbau anfangs auf die richtige Höhe und auf ungefähr 10  $\mu\text{rad}$  Verkipfung nivelliert werden. Die Closed-Loop-Regelung hat danach einen Regelbereich, der sich durch den maximalen Hub der Piezoaktoren und die Geometrie des Grundaufbaus zu ungefähr  $\pm 100$   $\mu\text{rad}$  ergibt. Dieser Regelbereich hat sich für den Experimentierplatz PF2 als ausreichend herausgestellt.

Fig. 2.11 zeigt Histogramme der Verkipfung des Messaufbaus während der Messungen zum *Quantum Bouncer* 2009. Der linke Graph zeigt die Verkipfungen in Neutronenflugrichtung (blau) bzw. senkrecht dazu (rot). Der rechte Graph zeigt die rms-Verkipfung  $\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$ . Die Verteilung folgt einer zweidimensionalen Gaußkurve. Die wahrscheinlichste Verkipfung beträgt  $(0,711 \pm 0,015)$   $\mu\text{rad}$ , die mittlere Verkipfung  $(0,895 \pm 0,017)$   $\mu\text{rad}$ . Dieser Winkel entspricht dem Öffnungswinkel zwischen der Länge des Experiments und dem Schwerpunkt der Erde!

Die Steuerung liefert das hohe Maß an Robustheit, um am Strahlplatz PF2 über mehrere Wochen stabil messen zu können, ohne den Versuchsaufbau nachregeln zu müssen. Im Falle einer unruhigen Experimentumgebung, z.B. verursacht durch Umbauarbeiten an

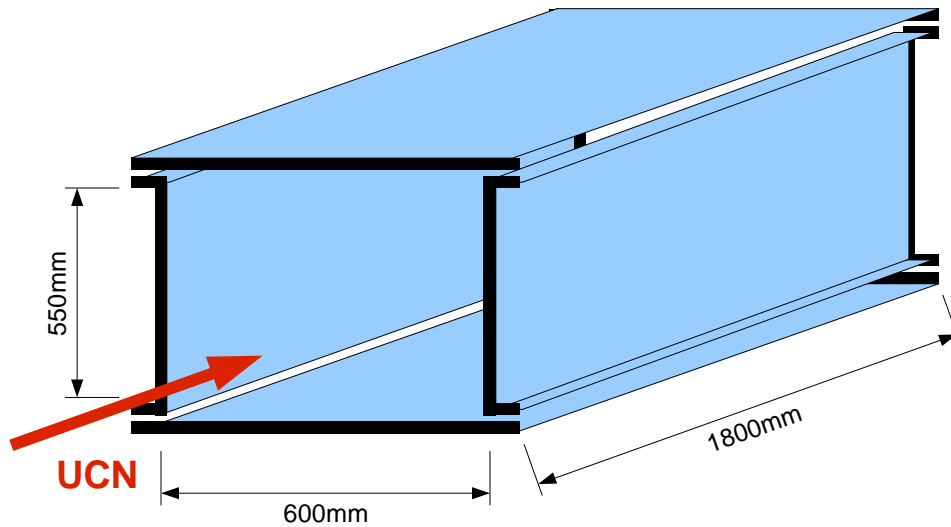


Abb. 2.12: Die Magnetfeldabschirmung besteht aus 1 mm starken  $\mu$ -Metallblechen und umschließt den gesamten Versuchsaufbau inklusive Granit und Vakuumgehäuse. Die Abschirmung ist so konstruiert, dass die Stirnseiten geöffnet bleiben können.

Nachbarexperimenten, fahrende Kräne, Erschütterungen etc., kann es zu Verkippungen kommen, die jedoch durch die Steuerung in wenigen Sekunden wieder in den gewünschten Bereich zurückgeregelt werden können.

## 2.2.5 Anforderungen an die Experimentumgebung

**Magnetfeldabschirmung** Neutronen besitzen ein magnetisches Moment der Größe  $\vec{\mu}_n = -1,913\vec{\mu}_N$ , wobei  $\vec{\mu}_N$  das Kernmagneton bezeichnet. Die potentielle Energie eines Neutrons in einem Magnetfeld beträgt ca. 60 neV/T. Es ist deshalb notwendig, den Versuchsaufbau gegen die  $z$ -Komponente des Erdmagnetfelds von ungefähr 44  $\mu$ T abzuschirmen. Dieses Feld würde einer potentiellen Energie von 2,6 peV entsprechen, was in der Größenordnung der Eigenenergien der quantenmechanischen Zustände liegt.

Die Magnetfeldabschirmung wurde nach einem Vorschlag von I. Altarev<sup>8</sup> in Form von Abbildung 2.12 realisiert. Die Abschirmung besteht aus vier 1 mm starkem  $\mu$ -Metallblechen und umschließt den Granit und das Vakuumgehäuse des Aufbaus. Die vier Bleche werden mit Parallelschraubzwingen spaltfrei miteinander verbunden. In Neutronenflugrichtung ist die Magnetfeldabschirmung mit 1,80 m Länge erheblich größer als der eigentliche Versuchsaufbau, welcher sich ungefähr mittig im Gehäuse befindet. Dafür ist es möglich, die Stirnseiten der Abschirmung geöffnet zu belassen. Dies hat entscheidende praktische Vorteile, weil an diesen Stirnseiten alle Vakuumdurchführungen sowie das Strahlrohr angebracht sind. Die Komponente des Magnetfelds in Flugrichtung der Neutronen wird durch die große Länge der Abschirmung unterdrückt. Sie kann bei Bedarf mit einer Solenoidspule um das  $\mu$ -Metallgehäuse weiter minimiert werden, was sich

<sup>8</sup>Physik Department E18, Technische Universität München, James-Franck-Straße, 85748 Garching, Deutschland

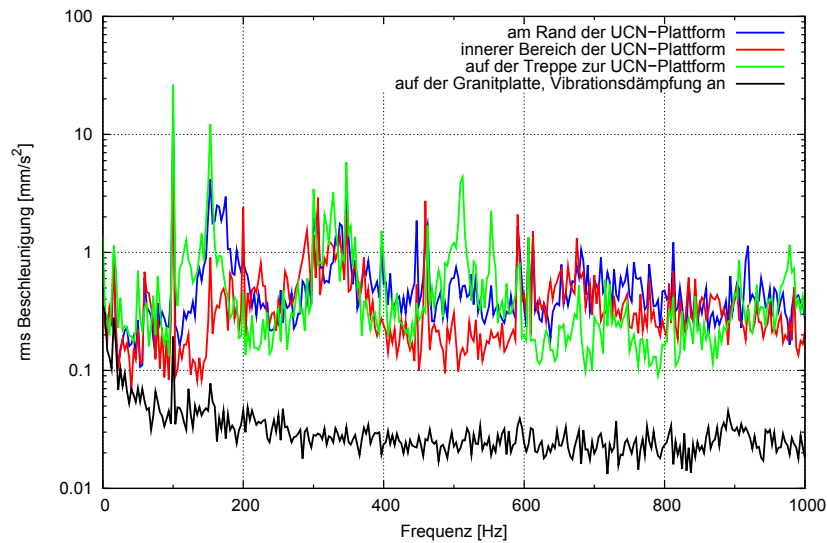


Abb. 2.13: Vibrationsspektrum (Messung 2008). Die rote, grüne bzw. blaue Kurve zeigt das Vibrationsniveau an verschiedenen Stellen auf der Experimentierplattform am PF2/UCN. Die schwarze Kurve stellt das Vibrationsspektrum auf dem Granit dar, auf dem das Neutronenspiegel-Setup steht. Die Vibrationen werden durch das aktive und passive Dämpfungssystem um eine bis zwei Größenordnungen unterdrückt. (Quelle: [41], S. 47, Abb. 3.15)

beim Ausmessen des tatsächlichen Feldes an den Neutronenspiegeln als nicht notwendig erwiesen hat.

**Unterdrückung von Vibrationen** Die Experimente reagieren sehr sensibel auf Vibrationen. So können mit Hilfe von Vibrationen Übergänge zwischen den quantenmechanischen Zuständen induziert werden, siehe Kap. 3. Dies würde die zu messenden Interferenzmuster verändern. Vibrationen führen außerdem zum Verlust von Kohärenz. Deshalb müssen geeignete Maßnahmen ergriffen werden, um das Experiment gegen Vibrationen abzusichern. Dazu war das Experiment während der Messungen 2008 und 2009 mit einem aktiven und passiven Vibrationssystem ausgestattet. Das passive System besteht aus einem 11 cm starken optischen Tisch. Dieser steht auf vier aktiven Komponenten, die auftretende Vibrationen im Frequenzbereich 1 – 500 Hz aktiv ausgleichen. Vor Beginn der Messungen wurde die Experimentierplattform PF2 mechanisch von den Nachbarexperimenten entkoppelt. Besonderes Augenmerk wurde hierbei auf die Abluftschläuche von Vakuumpumpen sowie Druckluftregelungen gelegt. Während der Messungen wurde ständig kontrolliert, dass sich dieser Zustand nicht verschlechtert. Die Vakuumpumpen befanden sich während der Messungen nicht auf der eigenen Experimentierplattform, sondern in ungefähr 4 m Abstand. Der Vakuumschlauch wurde so gelagert, dass er die Plattform nicht berührte.

Die Vibrationen wurden mit Hilfe eines vierkanaligen Messgeräts der Firma OROS<sup>9</sup>

<sup>9</sup>OROS GmbH, Coenen Palais, Hofstraße 272, 56077 Koblenz, Deutschland

Experimentierzeit	Dauer [Tage]	Beginn [Datum]	Messungen
3-14-237	21	03.07.2008	Flugzeitspektrum des UCN-Strahls systematische Spurdetektortests
3-14-245	23	27.08.2008	Messungen zum <i>Quantum Bouncer</i> Fortführung der Messungen zum <i>Quantum Bouncer</i> systematische Tests
3-14-253	50	10.03.2009	Messungen zum <i>Quantum Bouncer</i>
TEST 1463	4	30.06.2008	Parameteroptimierung des Zählrohrs

Tab. 2.1: Überblick über die im Rahmen der Messungen zum *Quantum Bouncing Ball* durchgeführten Experimente.

überwacht. Ein Sensorkopf wurde auf der Experimentierplattform angebracht. Ein weiterer Sensorkopf wurde zum Messen der Vibrationen auf dem Granit verwendet. Das zugehörige Vibrationsspektrum zeigt Abbildung 2.13. Das aktive und passive Dämpfungssystem führt demnach zu einer Unterdrückung der Vibrationen um eine bis zwei Größenordnungen.

## 2.3 Messungen

Die Messungen zum *Quantum Bouncer* erfolgten in insgesamt drei Experimentierzeiten am Instrument PF2 des ILL. Die Experimente fanden jeweils am UCN-Strahl des Instruments statt. Zusätzlich wurden einige vorbereitende Experimente am TEST-Strahl durchgeführt. Tab. 2.1 gibt einen Überblick über die durchgeführten Messungen.

**Messungen 2008** In der ersten Experimentierzeit wurden die von D. Stadler im Rahmen seiner Diplomarbeit entwickelten Zählrohre am TEST-Strahl in Betrieb genommen und hinsichtlich ihrer Betriebsparameter optimiert [41]. Es stellte sich heraus, dass der in Messing gefertigte Detektor einen deutlich geringeren Untergrund aufwies als der in Aluminium. Deswegen wurde für alle weiteren durchgeführten Messungen der Messingdetektor verwendet.

Am Strahlplatz UCN wurde zuerst das Flugzeitspektrum des Strahls mit einer konventionellen Time-of-Flight-Methode vermessen. Die Messung wurde für verschiedene Strahlrohrkonfigurationen durchgeführt, um den Aufbau des *qBounce*-Experiments zu optimieren. Die Höhe des Strahlrohrs über der Plattform beträgt ca. 43 cm. Bedingt durch unseren Aufbau mit aktivem und passivem Vibrationsdämpfungssystem sowie stabilem Granit als Unterlage liegt die Höhe der Neutronenspiegel deutlich über 43 cm. Dies wurde mit zwei um 15° geknickten Strahlrohrstücken ausgeglichen. Ziel der Time-of-Flight-Messungen war es, die Abhängigkeit des Flugzeitspektrums von der Strahlrohrkonfiguration zu bestimmen, um damit die Messungen bei optimalem Neutronenfluss und -geschwindigkeitsbereich durchführen zu können. Für die Messungen wurde uns der von P. Fierlinger entwickelte Chopper des Paul-Scherrer-Instituts zur Verfügung gestellt [43].

Nach Beendigung der Messungen des Flugzeitspektrums am UCN-Strahl wurde der Versuchsaufbau schrittweise in Betrieb genommen und systematisch untersucht. Zuerst wurde das Flugzeitspektrum direkt in unserem Neutronenspiegel Aufbau mit der in Abschnitt 2.1 vorgestellten Methode vermessen. Anschließend wurden mehrere Serien von Spurdetektoren mit ultrakalten Neutronen belichtet, um das Ablösen der Borschicht und das Ätzen des CR39-Plastiks zu testen und systematisch hinsichtlich Qualität und Reproduzierbarkeit zu untersuchen. Im letzten Teil der Strahlzeit blieb genügend Zeit, um die Justage des Neutronenspiegelsetups zu üben und die ersten beiden Spurdetektormessungen zum *Quantum Bouncer* durchzuführen. Die Messungen wurden nach der Sommerpause von einem Monat im Rahmen der Strahlzeit 3-14-245 weitergeführt. Es wurden vier weitere Messungen zum *Quantum Bouncer* durchgeführt. Vor Abbau des Experiments wurde der Verlust an Neutronenfluss durch den Einsatz der beiden geknickten Strahlrohre untersucht. Ein Teil der Messdaten ist in [44] und [45] veröffentlicht.

**Messungen 2009** Die Messungen zum *Quantum Bouncer* wurden im Rahmen der Experimentierzeit 3-14-253 im Frühjahr 2009 fortgesetzt. Im Vergleich zu den Experimenten 2008 wurden nur wenige Teile des Versuchsaufbaus verändert. So kam ein neu konstruiertes Strahlrohrendstück zum Einsatz. Dieses leuchtet die Eintrittsblende besser aus und ist leichter justierbar.

Im Vergleich zu den Messungen des Vorjahres wurden die Neutronen in einem nur noch 27  $\mu\text{m}$  weiten Schlitz (anstelle von 43  $\mu\text{m}$ ) präpariert. Diese Maßnahme verstärkt (auf Kosten der Transmission) den Kontrast des quantenmechanisch erwarteten Interferenzmusters. Die Transmissionsverluste konnten durch eine Optimierung des Neutronenflusses durch eine bessere Justage weitgehend ausgeglichen werden.

Neben den Messungen zum *Quantum Bouncer* wurde eine Reihe systematischer Tests durchgeführt. Die Detektoreffizienz unserer Zählrohre wurde mit den Helium-3-basierten Zählrohren des PF2 verglichen und durch den Vergleich mit einer Goldfolienaktivierung absolut bestimmt. Weiterhin wurden Testbelichtungen mit Spurdetektoren durchgeführt, um die Gammasensitivität der CR39-Plastik zu testen und das Verfahren von Borablösen, Ätzen und Auslesen zu optimieren.

## 2.4 Analyse

### 2.4.1 Flugzeitspektrum des UCN-Strahls

Um die Experimente zum *Quantum Bouncer* optimal durchführen zu können, ist eine präzise Information über das Geschwindigkeitsspektrum des Neutronenstrahls notwendig. Eine höhere Durchflugszeit sowie eine geringere Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen im Experiment lässt die quantenmechanischen Interferenzeffekte stärker sichtbar werden. Dies geht jedoch auf Kosten der Transmission und damit der statistischen Signifikanz. Daher ist es notwendig zu wissen, welche Geschwindigkeiten mit welcher Wahrscheinlichkeit im Neutronenstrahl auftreten.

Zu Beginn der Experimentierzeit 3-14-237 wurde das Geschwindigkeitsspektrum des UCN-Strahls in Neutronenflugrichtung mit der Flugzeitmethode vermessen. Eine Skizze des Versuchsaufbaus ist in Fig 2.14 dargestellt. Der Aufbau besteht aus drei Teilen.

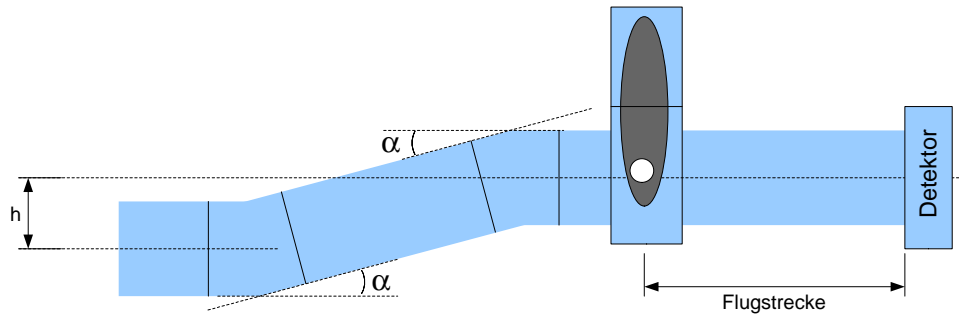


Abb. 2.14: Skizze des Versuchsaufbaus zur Bestimmung des Flugzeitspektrums des UCN-Strahls des Instruments PF2 des ILL

Ein sog. Chopper, der im einfachsten Fall aus einer sich drehenden Scheibe eines neutronenabsorbierendem Materials besteht, lässt die Neutronen nur zu bestimmten Zeiten passieren. Die Neutronen durchlaufen nach dem Chopper eine Flugstrecke bekannter Länge, bevor sie schließlich in einem Zählrohr nachgewiesen werden. Die Detektorsignale werden von einem sog. Single Channel Analyzer aufgezeichnet. Dieser erzeugt ein Histogramm der Anzahl der Neutronen gegen die vergangene Zeit. Die Zeitmessung wird bei jedem Umlauf des Choppers wieder zurückgesetzt und entspricht daher der Summe aus Flugzeit der Neutronen und einem Offset. Der Offset tritt auf, weil das Choppersignal einmal pro Umlauf erzeugt wird, dies aber nicht zwangsläufig mit dem Öffnen des Choppers geschieht. Neben dem Chopperoffset wird die Messung durch einen zweiten Effekt systematisch verfälscht. Das gemessene Flugzeitspektrum entspricht nur dann dem tatsächlichen, wenn die Öffnung des Choppers unendlich schnell geschieht. Ansonsten entspricht das gemessene Spektrum einer Faltung aus dem tatsächlichen Spektrum mit der sogenannten Öffnungsfunktion.

**Chopperoffset und Öffnungsfunktion** Chopperoffset und Öffnungsfunktion können aus einer Messung bestimmt werden, in der eine Periode des Choppers sehr viel größer ist als die Flugzeit der Neutronen. Abbildung 2.15 zeigt die gemessene Öffnungsfunktion des Choppers. Die Doppel-Trapezstruktur erklärt sich daher, dass es sich bei dem verwendeten Chopper um einen Zwei-Scheiben-Chopper handelt. Die Chopperperiode der Messung betrug 25,97 s. Dies ist ca. zwei Größenordnung über der durchschnittlichen Flugzeit der Neutronen. Die Öffnungsfunktion ist bezüglich der Nullachse um den Chopperoffset  $t_{\text{Offset}}$  verschoben. Dies erklärt sich daher, dass der Chopper zwar bei jedem Umlauf ein Signal erzeugt, aber nicht bei mittig geöffneten Chopperscheiben. Um den Offset messen zu können, wurden mit Hilfe des Single Channel Analyzers zwei Perioden aufgezeichnet, bevor das Zeitsignal zurückgesetzt wurde. In der gezeigten Abbildung ist der zweite Durchgang dargestellt, wobei in der Zeitachse die Chopperperiode abgezogen wurde.

Der Chopperoffset beträgt

$$t_{\text{Offset}} = (467,4 \pm 0,2) \text{ms} \cdot \frac{t_{\text{Periode}} [\text{s}]}{25,97 \text{ s}}. \quad (2.20)$$



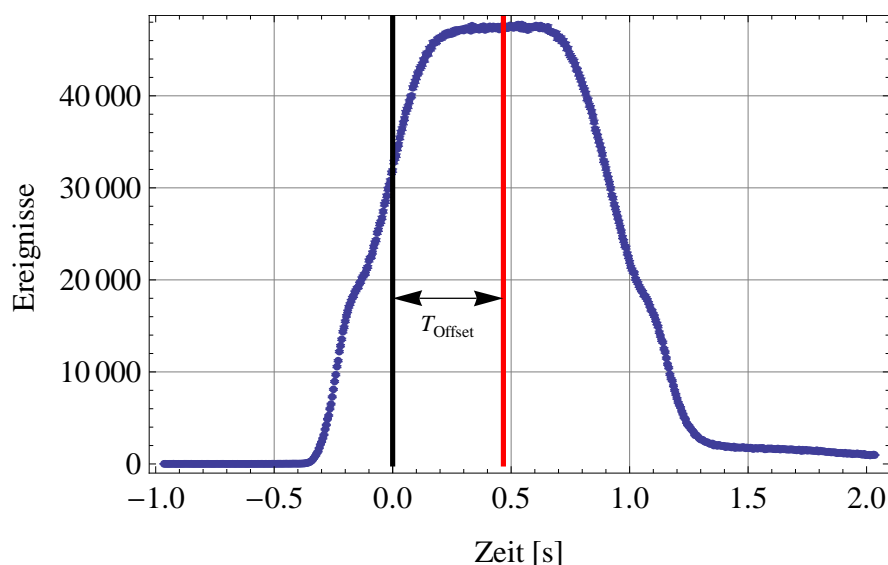


Abb. 2.15: Öffnungsfunktion des Choppers. Das Spektrum entspricht einer Langzeitmessung mit einer Chopperperiode von 25,97 s. Dies ist rund zwei Größenordnung mehr als die durchschnittliche Flugzeit der Neutronen. Die Verschiebung des gemessenen Spektrums bezüglich der Nullachse entspricht dem Chopperoffset.

Jede Flugzeitmessung muss mit diesem Offset korrigiert werden, wobei der Faktor  $t_{\text{Periode}}[\text{s}]/25,97\text{s}$  die Umrechnung auf eine beliebige Chopperperiode berücksichtigt.

**Geschwindigkeitsspektren** Die Flugzeitspektren wurden für vier verschiedene Strahlrohrkonfigurationen gemessen.

**Messung (1)** Zuerst wurde das Flugzeitspektrum an der Position des Experiments ca. 2 m hinter der Turbine für ein gerades Strahlrohr vermessen.

**Messung (2)** Anschließend wurden anstelle des geraden Strahlrohrs zwei um  $30^\circ$  gewinkelte Strahlrohrstücke mit einem geraden Zwischenstück verwendet, um den für das Experiment benötigten Höhenunterschied von ungefähr 160 mm zu realisieren (vgl. Fig. 2.14,  $\alpha = 30^\circ$ ). Die Entfernung zur Turbine wurde gleich belassen.

**Messung (3)** Um die Transmissionsverluste durch die gewinkelten Strahlrohre gering zu halten, wurde die Messung (2) mit  $15^\circ$ -Winkelstücken und einem längeren Zwischenstück wiederholt. Diese Konfiguration kann durch Drehen der Anordnung auf eine beliebige Höhe über der Experimentplattform eingestellt werden. Konfiguration (3) entspricht der Höhe, die benötigt wird, wenn die Neutronenspiegel für die Messungen zum *Quantum Bouncer* direkt auf dem Experimentunterbau justiert werden.

**Messung (4)** Die vierte und letzte Strahlrohrkonfiguration entsprach der vorigen, allerdings wurde die Strahlrohranordnung so gedreht, dass die Strahlrohrhöhe 82 mm höher war und somit Positioniertische für die Neutronenspiegel verwendet werden können.

Die Ergebnisse der Messungen sind in Fig. 2.16 dargestellt. Die gezeigten Spektren sind bei einer kurzen Chopperperiode von  $T = 1,331$  s aufgenommen, um den Einfluss der Öffnungsfunktion gering zu halten. Die Spektren sind offset-korrigiert, numerisch mit der Öffnungsfunktion entfaltet und interpoliert. Die schwarz gezeichneten Spektren, die an

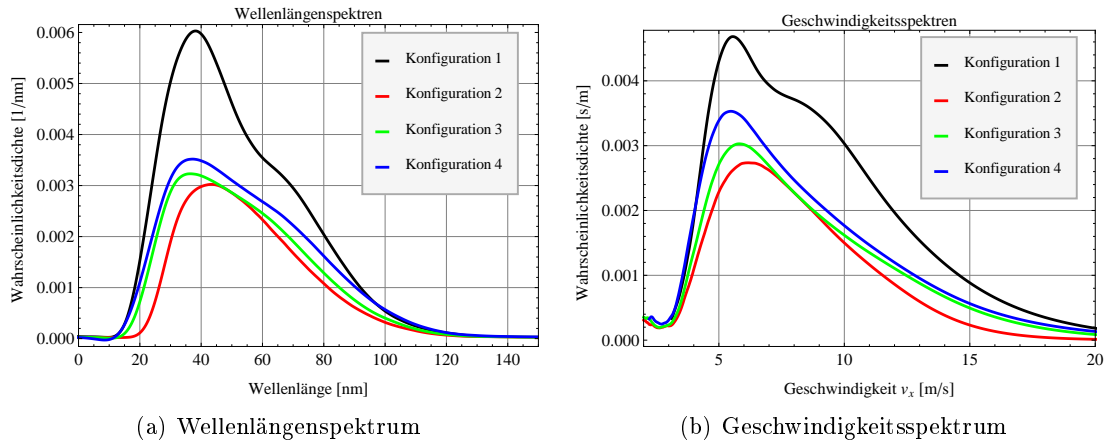


Abb. 2.16: Extrahierte Spektren des PF2/UCN-Strahls für verschiedene Strahlrohrkonfigurationen. (Schwarz: gerades Strahlrohr. Rot: Einsatz von 30°-Winkelstücken. Grün: 15°-Winkelstücke, Höhe 1. Blau: 15°-Winkelstücke, 82 mm höher als Höhe 1.) Alle Spektren sind auf gleiche Messzeit normiert, so dass die geschwindigkeitsabhängigen Verluste bzgl. der Konfiguration mit geradem Strahlrohr direkt aus den Graphen abgelesen werden können.

der Position des Experiments bei geradem Strahlrohr vermessen wurden, sind auf eine Gesamtwahrscheinlichkeit von eins normiert. Alle anderen Spektren wurden bezüglich dieser auf gleiche Messzeit normiert. Aus den dargestellten Kurven lässt sich daher der Verlust an Transmission in einem bestimmten Wellenlängen- bzw. Geschwindigkeitsbereich bedingt durch die gewinkelten Strahlrohre direkt ablesen. Es ergeben sich folgende Schlussfolgerungen:

- Die wahrscheinlichste Geschwindigkeit im Neutronenstrahl beträgt ca. 6 m/s. Das Spektrum fällt zu kleinen Geschwindigkeiten deutlich schneller ab als zu großen.
- Das Spektrum beinhaltet einen relativ großen Anteil an schnelleren Neutronen ( $v_x > 10$  m/s). Der Versuchsaufbau muss im Experiment gut gegen diese Neutronen abgeschirmt werden.
- Die Verluste durch die gewinkelten Strahlrohrstücke sind enorm. Ein Umbau des Experiments auf die ideale Höhe könnte sich trotz des großen Aufwands lohnen.
- Durch den Einsatz von flacheren Winkelstücken können die Verluste minimiert werden.

Es ist klar ersichtlich, dass der nötige Höhenunterschied besser mit flachwinkligen Strahlrohrstücken realisiert werden sollte.

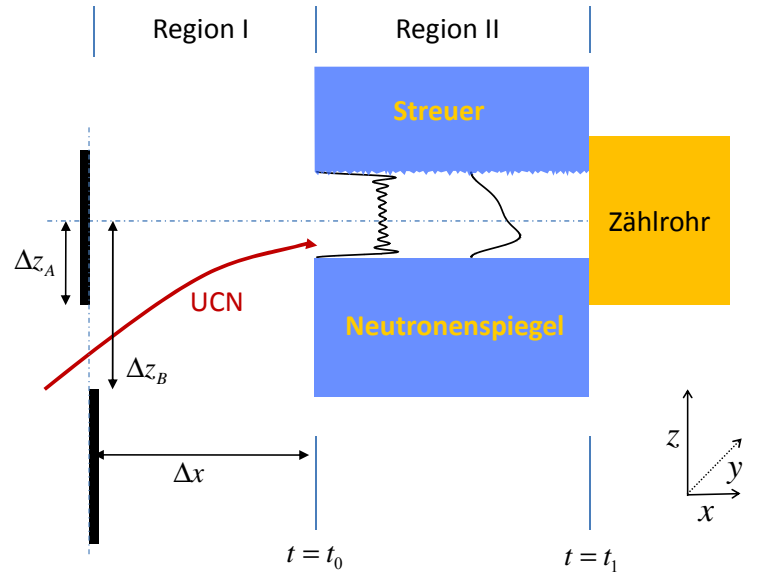


Abb. 2.17: Skizze zur Bestimmung des Geschwindigkeitsprofils der Neutronen. Die  $z$ -Achse ist nicht maßstabsgerecht dargestellt. Während die Schlitzbreite  $l$  zwischen den Spiegeln nur im Bereich eines Zehntelmillimeters liegt, ist eine Verstellung der Blenden um mehrere Millimeter nötig.

### 2.4.2 Extraktion des Geschwindigkeits- und Flugzeitspektrums

Das Spektrum  $\partial f / \partial v_x$  der Geschwindigkeitskomponente in Neutronenflugrichtung  $v_x$  wird mit Hilfe zweier Blenden vor dem Neutronenspiegelaufbau bestimmt. Die Blenden bestehen aus 3 mm dicken Borblechen. Boral ist eine Aluminiumlegierung mit einem Anteil an Bor, welches einen extrem hohen Absorptionsquerschnitt für ultrakalte Neutronen aufweist. Das Messprinzip ist in Fig. 2.17 skizziert, wobei die  $z$ -Achse zur Veranschaulichung stark vergrößert dargestellt ist.

Je nach Stellung der Blenden  $\Delta z_A$  bzw.  $\Delta z_B$  können nur Neutronen in einem durch Gl. 2.4 definierten Geschwindigkeitsbereich den Detektor erreichen:

$$\Delta x \cdot \sqrt{\frac{g}{2\Delta z_B}} \leq v_x \leq \Delta x \cdot \sqrt{\frac{g}{2\Delta z_A}}. \quad (2.21)$$

Hierbei spielt der obere, aufgeraute Neutronenspiegel eine wichtige Rolle. Neutronen, die bei Eintritt in das Neutronenspiegelsystem eine  $z$ -Komponente der Geschwindigkeit  $v_z > 0$  besitzen, werden aus dem Experiment gestreut.

Um das Geschwindigkeitsspektrum zu bestimmen, wird Blende A auf einen festen Wert etwas unterhalb des Spalts zwischen den Neutronenspiegeln  $\Delta z_A \approx 0$  fixiert. Dies stellt sicher, dass die Neutronen das System nur von unten kommend erreichen können. Aus der Messkurve der Transmission  $T(\Delta z_B)$  von Neutronen in Abhängigkeit der Höhe  $\Delta z_B$  von Blende B kann das Geschwindigkeitsspektrum extrahiert werden:

$$T(\Delta z_B) = \int_{\Delta z_B}^{\Delta z_A} dh \frac{\partial \tilde{f}}{\partial h} = \int_{v_{min}}^{v_{max}} dv_x \frac{\partial f}{\partial v_x}. \quad (2.22)$$

Die Umrechnung zwischen Höhen  $h$  und Geschwindigkeiten  $v_x$  ist durch

$$h = \frac{g}{2} \left( \frac{x}{v_x} \right)^2 \quad (2.23)$$

mit der Erdbeschleunigung  $g$  und dem Abstand zwischen Blende und Neutronenspiegel  $x$  gegeben.

Eine Möglichkeit der Bestimmung des Geschwindigkeitsspektrums aus den Daten wäre es, die Daten abzuleiten und Höhen in Geschwindigkeiten zu substituieren. Dieser Weg führt bei begrenzter Statistik zu numerischen Artefakten. Deshalb wird im Folgenden ein anderer Ansatz gewählt: Es wird ein Ansatz für ein Geschwindigkeitsspektrum gewählt, der eine gewisse Anzahl an freien Parametern besitzt. Die freien Parameter werden im Anschluss so variiert, dass der über die Geschwindigkeitskomponente  $v_x$  integrierte Ansatz die Verträglichkeit mit den Messdaten maximiert. Die Blendeneinstellung des jeweiligen Messpunktes definiert dabei die Integrationsgrenzen. Die Anpassung von Theorie und Messung erfolgt nach der Methode der kleinsten Quadrate.

Die exakte Form des Ansatzes ist von vielen geometrischen Parametern abhängig und lässt sich nur schwer physikalisch herleiten. Daher wird an den Ansatz lediglich die Anforderung gestellt, dass die Daten mit einer kleinen Zahl an freien Parametern zufriedenstellend beschrieben werden können.

Im Folgenden wird die Bestimmung des Geschwindigkeitsspektrums exemplarisch an den Messdaten der Strahlzeit 3-14-253 vollzogen. Für das Geschwindigkeitsspektrum wird ein Ansatz der Form

$$\frac{\partial f}{\partial v_x} = \begin{cases} e^{-(v_x - v_0)^b} \cdot (v_x - v_0)^c & z_B \geq 0 \\ 0 & z_B < 0 \end{cases} \quad (2.24)$$

gewählt. Der Geschwindigkeitsversatz  $v_0$  bezeichnet die minimal mögliche Geschwindigkeit und ist durch Umrechnung des Fermipotentials der Aluminiumfenster in eine Geschwindigkeit gegeben. Die Umrechnung ergibt  $v_0 = 3,24$  m/s. Die Parameter  $b$  und  $c$  sind freie Fitparameter.

Der obige Ansatz besitzt den Vorteil, dass die Integration über die Geschwindigkeit analytisch ausführbar ist. Es ergibt sich unter Ausnutzung der Beziehung

$$\int_{v_B}^{v_A} dv_x \frac{\partial f}{\partial v_x} = \int_{z_B}^{z_A} dz_B \frac{\partial f}{\partial z_B} \quad (2.25)$$

eine Fitfunktion der Form

$$F(z_B) = N \cdot \Gamma \left( \frac{c+1}{b}, (z_B(v_x) - v_0)^b \right) + N_0, \quad (2.26)$$

wobei  $\Gamma(x,y)$  die unvollständige Gammafunktion bezeichnet und die Umrechnung zwischen Blendenhöhe  $\Delta z_B$  und Geschwindigkeit  $v_x$  nach Gl. 2.23 erfolgt. Es wurden zwei weitere Parameter, die globale Norm  $N$  und der Detektoruntergrund  $N_0$ , eingeführt.

Das Ergebnis der Auswertung zeigt Fig. 2.18. Die Abbildung auf der linken Seite zeigt die Messdaten sowie die Fitfunktion für den Parametersatz  $b$ ,  $c$  und  $N$ , für die die Verträglichkeit zwischen Theorie und Daten maximal ist. Die Wahrscheinlichkeit beträgt in

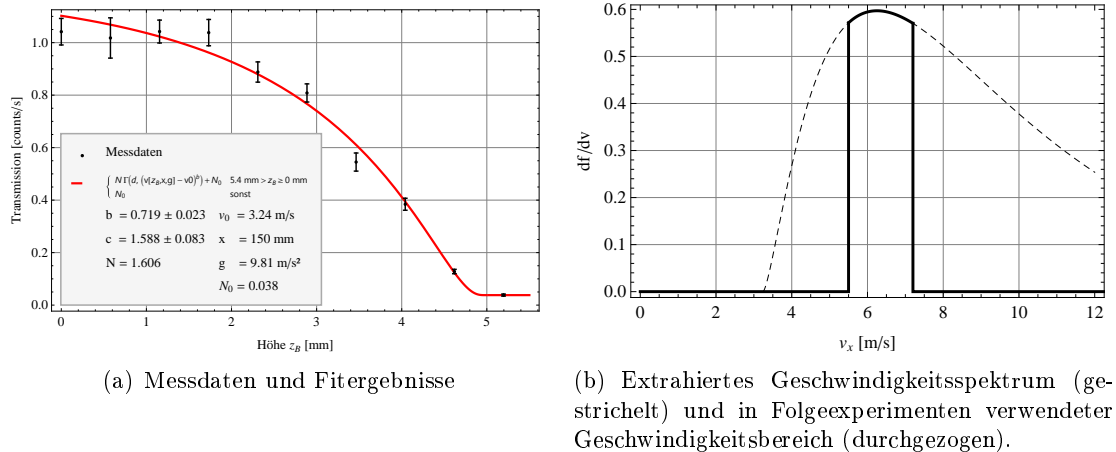


Abb. 2.18: Auswertung des Geschwindigkeitsspektrums der Experimentierzeit 3-14-253

diesem Fall 13%. Das hieraus extrahierte Geschwindigkeitsspektrum zeigt die gestrichelte Kurve in der rechten Abbildung.

Im Anschluss an diese Messungen wurden die Blenden *A* und *B* auf feste Höhen eingestellt und blieben für die restliche Messperiode unverändert. Die Blendenpositionen entsprachen einem Geschwindigkeitsbereich von  $(5,5 \leq v_x \leq 7,2)$  m/s. Das resultierende Geschwindigkeitsspektrum ist in derselben Abbildung als schwarze, durchgezogene Linie dargestellt.

### 2.4.3 Präparationsmessungen

Der erste Schritt zur eigentlichen Realisierung des *Quantum Bouncing Balls* ist die Bestimmung der Präparation der Zustände in *Region II*. Diese wird in diesem Abschnitt exemplarisch an den Daten der Experimentierzeit 3-14-253 (Spurdetektor ID *HA01*) nachvollzogen.

Zur Präparationsmessung wird ein in Abschnitt 2.2.2 beschriebener Spurdetektor direkt hinter *Region II* angebracht und mit ultrakalten Neutronen belichtet, siehe Fig. 2.19. Anschließend wird der Detektor wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, ausgelesen. Fig. 2.20 zeigt auf der linken Seite den ausgewerteten Spurdetektor. Jeder Punkt entspricht dem Auftreffort eines Neutrons auf dem Neutronenkonverter. Die Abbildung auf der rechten Seite zeigt das zugehörige Histogramm über die Höhenachse  $z$ . Dieses entspricht der räumlichen Wahrscheinlichkeitsdichte der Wellenfunktion  $|\Psi(z, t_1)|^2$  und gibt Aufschluss über die relativen Anteile der einzelnen Zustände nach Durchlaufen von *Region II*.

Die über alle möglichen Phasen integrierte Wahrscheinlichkeitsdichte entspricht nach Gl. 2.6 der inkohärenten Summe aller Zustände  $\varphi_n(z)$

$$|\Psi(z, t_1)|^2 = \sum_n |c_n(t_1)|^2 \cdot |\varphi_n(z)|^2. \quad (2.27)$$

Die Koeffizienten  $|c_n(t_1)|^2$  entsprechen den zu extrahierenden Parametern, die durch einen Fit nach der Methode der kleinsten Quadrate an die Daten gewonnen werden. Die Fitfunktion besitzt folgende Parameter:

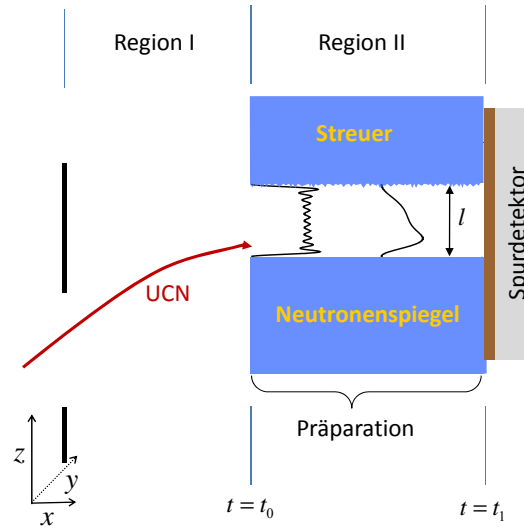


Abb. 2.19: Zur Messung der Präparation der Zustände wird direkt hinter *Region II* ein Spurdetektor gestellt.

- Die Schlitzbreite  $l$  des Neutronenspiegelsetups bestimmt wesentlich die Form der Zustände. Sie kann aufgrund der Rauheit des oberen Neutronenspiegels nur schwer direkt gemessen werden. Die im Experiment verwendeten Abstandshalter stellen lediglich eine untere Grenze für  $l$  dar. Daher geht dieser Parameter als freier Fitparameter ein.
- Der Koeffizient eines jeden Zustands geht als freier Fitparameter in die Analyse ein. Die Normierungsbedingung der quantenmechanischen Wahrscheinlichkeitsdichte

$$\sum_n |c_n|^2 = 1 \quad (2.28)$$

reduziert die Anzahl freier Parameter um eins.

- Der begrenzten Ortsauflösung der Spurdetektoren  $\sigma$  wird durch eine Faltung mit der gaußförmigen Ortsauflösungsfunktion

$$f(z, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{z^2}{2\sigma^2}} \quad (2.29)$$

Rechnung getragen. Die Ortsauflösung  $\sigma$  hat einen theoretisch berechneten Erwartungswert von  $1,84 \mu\text{m}$  [41]. Um diese Aussage zu prüfen, wurde in dieser Analyse die Ortsauflösung als freier Fitparameter gewählt.

- Ein weiterer freier Fitparameter ist der Höhenoffset  $z_0$ . Dieser ist notwendig, da die Höhenachse nur eine relative Skala darstellt und die absolute Position des Neutronenstreifens auf dem Spurdetektor nicht bekannt ist.
- Die Norm  $N$  geht als freier Parameter in die Analyse ein.

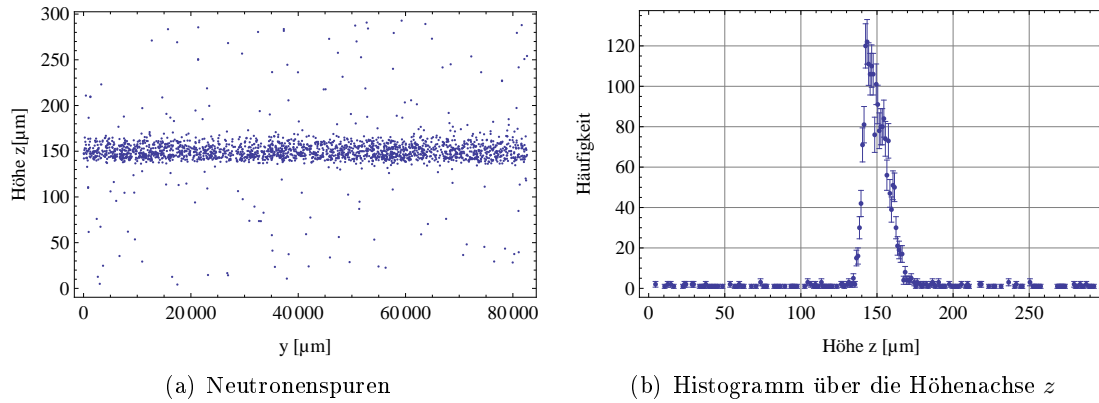


Abb. 2.20: Ausgelesener Spurdetektor *HA01* (3-14-253). Der Untergrund  $N_0$  lässt sich aus dem Histogramm auf der rechten Seite durch einen Fit mit einer Konstante im Bereich  $0 \leq z \leq 100 \mu\text{m}$  bzw.  $z \geq 200 \mu\text{m}$  bestimmen.

- Der Untergrund  $N_0$  wird durch einen unabhängigen Fit mit einer Konstante im Bereich  $0 \leq z \leq 100 \mu\text{m}$  bzw.  $z \geq 200 \mu\text{m}$  bestimmt, vgl. Abb. 2.20. Für den Detektor *HA01* ergibt sich  $N_0 = (0,51 \pm 0,05)$  Spuren/ $\mu\text{m}$ . Zur Bestimmung des Untergrunds wurden die Daten im entsprechenden Höhenbereich stärker zusammengefasst, so dass die statistischen Fehler poissonverteilt sind, vgl. Abb. 2.20(b).

Die Fitfunktion ergibt sich nach diesen Überlegungen zu

$$\begin{aligned}
 |\Psi(z, t_1)|_{\text{Fit}}^2 &= \left( N \sum_n |c_n(t_1)|^2 \cdot |\varphi_n(z - z_0)|^2 \right) * f(z, \sigma) + N_0 \\
 &= N \sum_n |c_n(t_1)|^2 \cdot \left( |\varphi_n(z - z_0)|^2 * f(z, \sigma) \right) + N_0 \\
 &= \frac{N}{1 + \tilde{c}_2 + \dots} (\Phi_1(z, z_0, \sigma) + \tilde{c}_2 \cdot \Phi_2(z, z_0, \sigma) + \dots) + N_0. \quad (2.30)
 \end{aligned}$$

Die mit der Ortsauflösungsfunktion  $f(z, \sigma)$  gefalteten Wahrscheinlichkeitsdichten der Zustände werden mit  $\Phi_n$  bezeichnet:

$$\Phi_n(z, z_0, \sigma) := |\varphi_n(z - z_0)|^2 * f(z, \sigma). \quad (2.31)$$

Der Zusammenhang zwischen den Koeffizienten der Zustände und den Fitparametern  $\tilde{c}_n$  ist gegeben durch:

$$|c_n(t_1)|^2 := \frac{\tilde{c}_n}{\sum_n \tilde{c}_n}, \quad (2.32)$$

$$\tilde{c}_1 := 1. \quad (2.33)$$

Das Ergebnis des Fits ist in Fig. 2.21(a) dargestellt. Die blauen Datenpunkte entsprechen denen des Histogramms in Fig. 2.20(b). Für den Fit wurden die in Grün eingezeichneten Messdaten im Höhenbereich  $132 \leq z \leq 170 \mu\text{m}$  verwendet. Die eingezeichneten

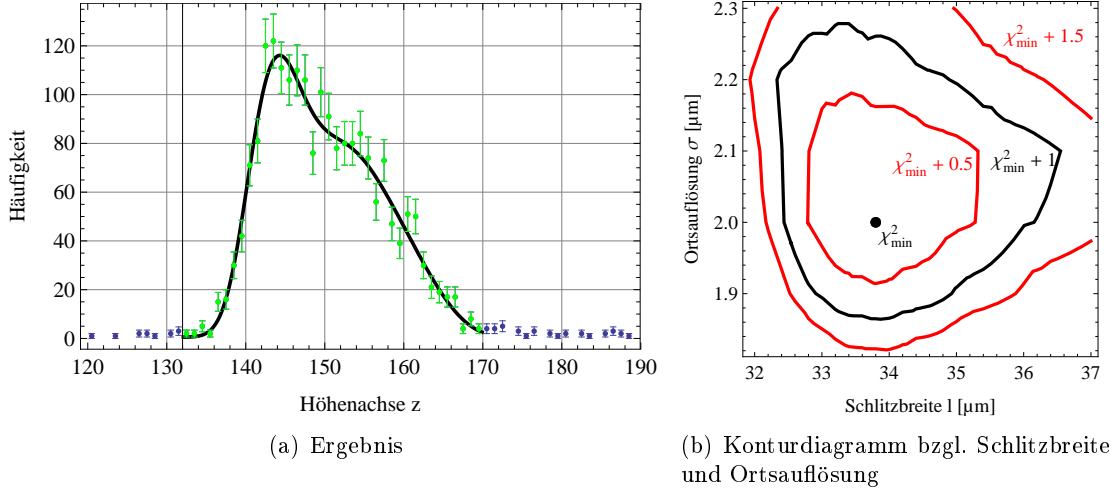


Abb. 2.21: Ergebnis des Fits. **(a)** Die blauen Datenpunkte entsprechen denen des Histogramms aus Fig. 2.20(b). Die grünen Datenpunkte wurden in den Fit einbezogen. Die schwarze Kurve stellt die Fitfunktion mit dem optimalen Parametersatz dar. Es wurden die ersten drei Zustände berücksichtigt. Das minimale  $\chi^2_{\min} = 42,1$  entspricht bei 38 Datenpunkten und den freien Fitparametern  $|c_i(t_1)|^2$ ,  $N$  und  $z_0$  einer Verträglichkeit von 9%. **(b)**  $\chi^2$ -Karte bezüglich der Fitparameter Schlitzbreite  $l$  und Ortsauflösung  $\sigma$ . Für die Erstellung dieses Konturdiagramms wurden alle anderen freien Parameter simultan variiert und optimiert.

Fehlerbalken entsprechen den Standardabweichungen der Histogrammdata. Die optimalen Parameter wurden durch eine Minimierung der quadratischen Abweichung zwischen Messdaten und der Fitfunktion aus Gl. 2.30 unter Berücksichtigung der ersten drei Eigenzustände extrahiert. Um das globale Minimum zu erhalten, wurde eine  $\chi^2$ -Karte berechnet. Das globale Minimum  $\chi^2_{\min} = 42,06$  entspricht einer Verträglichkeit von 9%. Die optimalen Parameter mit ihren  $1\sigma$ -Standardabweichungen lauten:

$$\begin{aligned}
 l &= \left(33,7^{+2,8}_{-1,4}\right) \mu\text{m}, & z_0 &= (137,45 \pm 0,18) \mu\text{m}, & \sigma &= \left(2,04^{+0,22}_{-0,17}\right) \mu\text{m}, \\
 \tilde{c}_1 &= 1, & \tilde{c}_2 &= \left(0,728^{+0,080}_{-0,072}\right), & \tilde{c}_3 &= \left(0,139^{+0,063}_{-0,059}\right). \quad (2.34)
 \end{aligned}$$

Die Ortsauflösung ist geringfügig schlechter als der theoretisch berechnete Wert von  $\sigma = 1,84 \mu\text{m}$  [41]. Die Beziehung zwischen der Ortsauflösung  $\sigma$  und der Schlitzbreite  $l$  zeigt die  $\chi^2$ -Umgebung, die in Fig. 2.21(b) als Konturdiagramm dargestellt ist. Die Umgebung weist ein eindeutiges Minimum auf. Eine Vergrößerung der Schlitzbreite  $l$  kann *nicht* beliebig durch eine Verkleinerung der Ortsauflösung ausgeglichen werden. Dies liegt daran, dass die Ortsauflösung die Steilheit der Flanke bei kleinen Höhen definiert, vgl. Fig. 2.21(a).

Mit Hilfe der  $\chi^2$ -Karte und Gl. 2.33 können die Koeffizienten der Eigenzustände  $|c_n(t_1)|^2$  mit ihren statistischen Fehlern bestimmt werden. Es ergibt sich:

$$|c_1(t_1)|^2 = 0,535^{+0,023}_{-0,020}, \quad |c_2(t_1)|^2 = 0,391^{+0,034}_{-0,034}, \quad |c_3(t_1)|^2 = 0,075^{+0,032}_{-0,031}. \quad (2.35)$$



### 2.4.4 Dynamik des Quantum Bouncing Balls

Nach der Bestimmung der relativen Anteile der Eigenzustände nach *Region II* wird die Dynamik der Wellenpakete nach Durchlaufen einer Stufe der Höhe  $s$  untersucht. Der Versuchsaufbau entspricht Fig. 2.1 auf Seite 18. Die Auswertung der Spurdetektoren wird in diesem Abschnitt exemplarisch an den Daten des Detektors *HB04* der Experimentierzeit 3-14-253 gezeigt.

Im Vergleich zu der im vorigen Abschnitt vorgestellten Auswertung der Präparationsmessungen gibt es folgende Unterschiede bezüglich der auftretenden Parameter:

- Die Stufenhöhe  $s$  stellt einen weiteren Parameter dar. Für die Messung *HB04* beträgt sie  $s_{\text{exp}} = (48 \pm 0,1 \pm 1,0) \mu\text{m}$ . Der Fehler ergibt sich aus der Ablesegenauigkeit der Messtaster von  $\pm 0,1 \mu\text{m}$  und der Genauigkeit der Justage von  $\pm 1,0 \mu\text{m}$ .
- Die Ausbreitungszeit  $\Delta t = t_2 - t_1 = x_{\text{Sp}}/v_x$  ist durch die Spiegellänge  $x_{\text{Sp}} = (30 \pm 0,1) \text{mm}$  und das in Abschnitt 2.4.2 extrahierte Geschwindigkeitsspektrum der Neutronen  $g(v_x)$  gegeben. Die Blendenstellung bestimmt die beiden Abschneidekanten des Geschwindigkeitsprofils von  $(5,5 \leq v_x \leq 7,2) \text{m/s}$ .
- Die aus der Präparationsmessung extrahierten Koeffizienten  $|c_n(t_1)|^2$  gehen als Parameter in die Fitfunktion ein. Die zum Detektor *HB04* zugehörige Präparationsmessung *HA01* ist im vorigen Abschnitt 2.4.3 dargestellt. Die Ergebnisse sind in Gl. 2.34 zusammengefasst.

Die Fitfunktion ergibt sich aus der in Gl. 2.12 auf Seite 22 berechneten Wahrscheinlichkeitsdichte  $|\psi(z, t_2)|^2$ :

$$|\psi(z, t_2)|_{\text{Fit}}^2 = N \left( \left( |\psi(z, t_2)|^2 * f(z, \sigma) \right) * g(v_x) \right) + N_0. \quad (2.36)$$

Die Qualität der Messungen wird wesentlich von der Ortsauflösung  $\sigma$  und der Schärfe des Geschwindigkeitsprofils  $g(v_x)$  beeinflusst. Dies ist in Fig. 2.22 verdeutlicht. Die Abbildungen zeigen die Wahrscheinlichkeitsdichte eines Wellenpakets, welches nach Gl. 2.35 präpariert wurde, eine Stufe von  $48 \mu\text{m}$  fällt und in einem Abstand von  $30 \text{mm}$  zur Stufe detektiert wird. In der Abbildung auf der linken Seite ist dasselbe Wellenpaket für eine Geschwindigkeit von  $v_x = 6 \text{m/s}$  in Abhängigkeit der Ortsauflösung  $\sigma$  des Spurdetektors dargestellt. Eine schlechtere Ortsauflösung äußert sich dramatisch in einem Verlust an Interferenzstruktur. Die Abbildung auf der rechten Seite zeigt das Wellenpaket in Abhängigkeit der zugelassenen Breite des in Abschnitt 2.4.2 bestimmten Geschwindigkeitsspektrums (Fig. 2.18). Die Ortsauflösung wurde in dieser Darstellung vernachlässigt. Eine größere Breite der Verteilung ändert die Wahrscheinlichkeitsdichte stark im rechten Bereich, führt aber nicht zu einer prinzipiellen Änderung des Interferenzmuster bei kleinen Höhen.

Da die Ortsauflösung die Qualität der Messungen sehr stark beeinträchtigt, sind die in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Probleme mit der Durchbiegung der Neutronenspur kritisch. Der Detektor *HB04* wurde deshalb mit Hilfe einer speziellen Vorrichtung ausgelesen, die den Detektor äquivalent zum in Fig. 2.5 dargestellten Detektorhalter einspannt. Auf diese Weise kann die Durchbiegung des Detektors über dessen gesamte Breite weitgehend korrigiert werden. Zusätzlich wurde die in Abschnitt 2.2.3 beschriebene

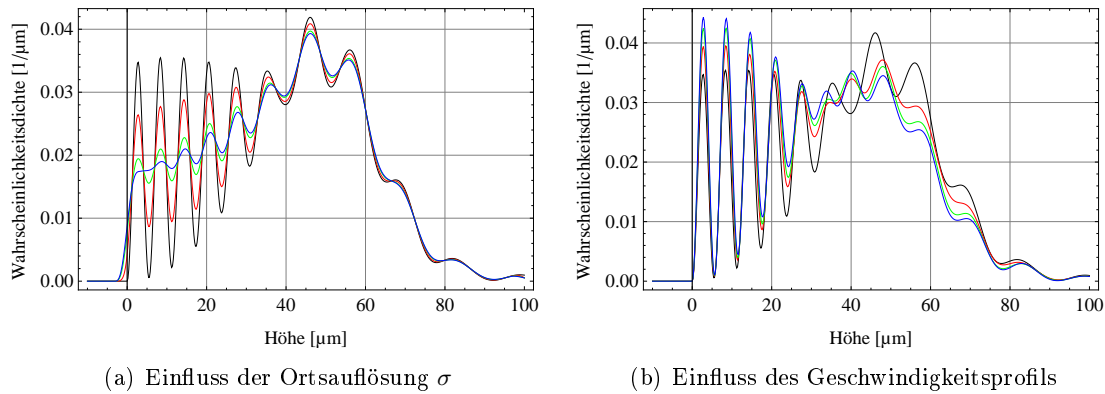


Abb. 2.22: Einfluss von Ortsauflösung und Geschwindigkeitsprofil. Dargestellt sind die Wahrscheinlichkeitsdichten für ein Wellenpaket, welches nach Gl. 2.35 präpariert wurde, eine Stufe von  $48 \mu\text{m}$  fällt und sich anschließend auf einem  $3 \text{ cm}$  langen Spiegel ausbreitet.

(a) Gezeigt sind die Wahrscheinlichkeitsdichten für die Ortsauflösungen  $\sigma = 0 \mu\text{m}$  (schwarz),  $\sigma = 1 \mu\text{m}$  (rot),  $\sigma = 2 \mu\text{m}$  (grün) und  $\sigma = 3 \mu\text{m}$  (blau). Die Geschwindigkeit des Wellenpakets beträgt  $6 \text{ m/s}$ . Eine schlechtere Ortsauflösung führt dazu, dass die Strukturen der Wahrscheinlichkeitsdichte verschwinden.

(b) Die Wahrscheinlichkeitsdichte wurde mit der in Fig. 2.18 dargestellten Geschwindigkeitsverteilung im Bereich  $6 \pm 0 \text{ m/s}$  (schwarz),  $6 \pm 1 \text{ m/s}$  (rot),  $6 \pm 2 \text{ m/s}$  (grün) bzw.  $6 \pm 3 \text{ m/s}$  (blau) gefaltet. Die Ortsauflösung wurde in dieser Darstellung vernachlässigt. Eine größere Breite der Verteilung ändert die Wahrscheinlichkeitsdichte stark im rechten Bereich, führt aber nicht zu einer prinzipiellen Änderung des Interferenzmuster bei kleinen Höhen.

Feinkorrektur der Mikroskopauslese angewendet<sup>10</sup>. Die Ortsauflösung sollte sich durch diese Maßnahme um ca.  $0,6 \mu\text{m}$  verbessern. Das extrahierte Höhenprofil der Messung ist in den beiden Graphen von Abb. 2.23 dargestellt. Die Theriefunktion in der linken Abb. 2.23(a) entspricht Gl. 2.36, wobei der optimale Parametersatz der Präparationsmessung *HA01* (Gl. 2.34) verwendet wurde. Die Stufenhöhe  $s$ , die Ausbreitungslänge  $x$  und die Geschwindigkeitsverteilung  $g(v_x)$  entsprechen den gemessenen Werten. Der Untergrund  $N_0$  wurde aus dem Höhenbereich  $200 \leq z \leq 245 \mu\text{m}$  zu  $4,03 \pm 0,14 \text{ Spuren}/\mu\text{m}$  bestimmt. Für diesen Fit wurden die Daten stärker zusammengefasst, um sicherzugehen, dass die Fehler poissonverteilt sind. Die einzigen freien Fitparameter sind die Norm  $N$  sowie eine Höhenverschiebung  $z_0$ . Diese ist notwendig, weil die absolute Position der Spuren auf dem Spurdetektor unbekannt ist.

Im Gegensatz dazu wurde für die Bestimmung der Theriefunktion in Abb. 2.23(b) zusätzlich die Abschneidekanten der Geschwindigkeitsverteilung  $g(v_x)$  im Rahmen des Fehlers aus der Positionierung der Blenden variiert. Dies ändert die Ausbreitungszeit des Wellenpakets. Die Verträglichkeit zwischen Theorie und Daten steigt sichtbar. Eine Übersicht über die extrahierten Parameter und deren statistische Fehler gibt Tab. 2.2.

<sup>10</sup>Die Auslese der Spurdetektoren mit gleichzeitiger Korrektur der Krümmung und Feinkorrektur wurde durch K. Mitsch (Atominstutit TU Wien) vorgenommen und erfolgt unabhängig von der weiteren Auswertung. Die arbeits- und zeitintensive Auslese der weiteren Spurdetektoren dauert zum jetzigen Zeitpunkt noch an.

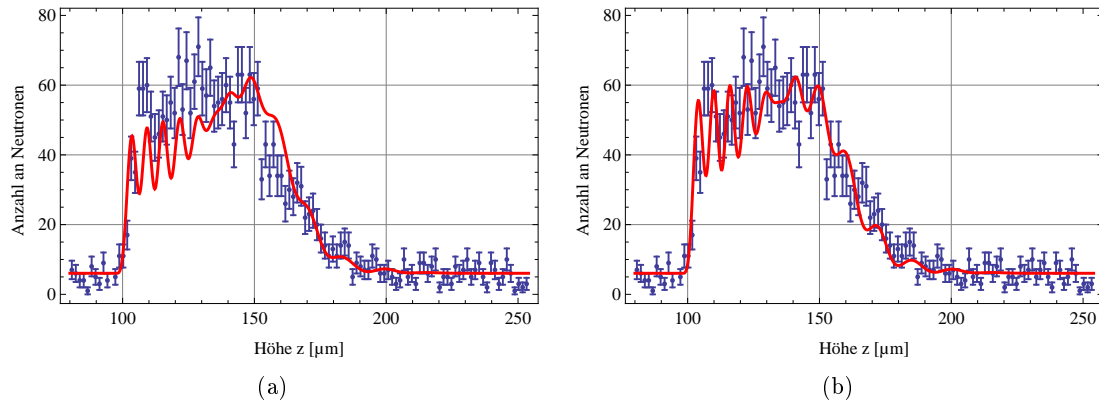


Abb. 2.23: Ergebnisse des Spurdetektors *HB04*. Die Messdaten zeigen das Höhenprofil der Neutronenverteilung in einer Entfernung von 3 cm zu einer 48  $\mu\text{m}$  hohen Stufe. Die Wahrscheinlichkeitsdichte direkt an dieser Stufe entspricht der Messung *HA01* und ist im vorigen Abschnitt 2.4.3 dargestellt.

(a) Die Theoriefunktion entspricht der quantenmechanischen Wahrscheinlichkeitsdichte des *Quantum Bouncers* mit einer experimentell bestimmten Anfangspräparation nach Gl. 2.34, einer gemessenen Stufenhöhe von 48,1  $\mu\text{m}$  und einer Ausbreitungszeit, die sich aus der Länge des Systems ( $x = 3$  cm) und dem gemessenen Geschwindigkeitsprofil ergibt. Die Ortsauflösung wurde mit 1,5  $\mu\text{m}$  angenommen. Nur die Norm  $N$  und ein Höhenoffset  $z_0$  gehen als freie Parameter ein.

(b) Im Gegensatz zu Abb. (a) wurde die Ausbreitungszeit im Rahmen des Fehlers des Geschwindigkeitsprofils variiert. Die Verträglichkeit zwischen Theorie und Daten steigt sichtbar.

Die Mikroskopauslese der Spurdetektoren mit gleichzeitiger Korrektur der Krümmung hat sich als funktionsfähig erwiesen. Ein Vorteil ist, dass die Statistik des gesamten Spurdetektors in die Auswertung eingehen kann. Die in Abschnitt 2.2.3 vorgestellte Feinkorrektur der einzelnen Neutronenspuren, die aus der Form der vom Mikroskop nachgewiesenen Teilchenspur auf den Ort der Kernreaktion in der Borschicht zurückrechnet, ist in der Lage, die Ortsauflösung der Spurdetektoren signifikant zu verbessern. Der einzige Nachteil ist der enorm erhöhte Zeitaufwand bei der Auslese der Spurdetektoren, die – unabhängig von der weiteren Auswertung – von K. Mitsch<sup>11</sup> durchgeführt wird und zum jetzigen Zeitpunkt noch andauert.

<sup>11</sup>Atominstytut TU Wien

Parameter	Abb. 2.23(a)	Abb. 2.23(b)
$z_0$	$100,8_{+0,22}^{-0,24}$ $\mu\text{m}$	$101,30_{+0,24}^{-0,23}$ $\mu\text{m}$
$v_1$	5,5 m/s	$6,1_{+0,1}^{-0,1}$ 1/s
$v_2$	7,2 m/s	$7,7_{+0,1}^{-0,6}$ 1/s
$\chi_{\min}^2$	175,4	130,8

Tab. 2.2: Extrahierte Fitparameter und deren statistische Fehler



## Kapitel 3

# Gravitationsresonanzspektroskopie

Präzise Aussagen über die Gravitation bei Abständen im Mikrometerbereich lassen sich durch die genaue Vermessung der Eigenenergien der Zustände des *Quantum Bouncers* treffen. Die Motivation, solche Aussagen treffen zu können, ist vielfältig:

- Große, kompaktifizierte Extradimensionen mit einem Kompaktifizierungsradius in der Größenordnung der Ausdehnung der Zustände würden das  $1/r$ -Potential der Newton'schen Gravitation zu einem  $1/r^{1+n}$ -Potential verändern und damit die Eigenenergien des *Quantum Bouncers* verschieben. ( $n$  bezeichnet die Anzahl der Extradimensionen.) Es gibt eine Vielzahl moderner Theorien, die mehr als drei Raumdimensionen benötigen [1, 2]. Im Gegensatz dazu ist das Gravitationspotential im Mikrometerbereich experimentell nur relativ schlecht getestet.
- Außerdem lässt sich in Experimenten mit polarisierten Neutronen der Parameterraum für hypothetische Spin-Masse-Kopplungen eingrenzen. Derartige axionartige Teilchen werden als ein möglicher Kandidat für die Dunkle Materie des Universums gehandelt. Im Experiment sollten sich die Eigenenergien des *Quantum Bouncers* je nach Stellung eines äußeren Magnetfelds zu größeren bzw. kleineren Werten hin verschieben.
- Ein ähnlicher Versuchsaufbau kann genutzt werden, um nach einer hypothetischen elektrischen Ladung des Neutrons zu suchen. Es wird die Abhängigkeit der Eigenenergien des *Quantum Bouncers* von der Richtung eines äußeren elektrischen Feldes untersucht [46].

Zur präzisen Vermessung der Eigenenergien des *Quantum Bouncers* bietet sich die Implementierung einer Resonanzspektroskopiemethode an. Derartige Methoden übersetzen eine zu messende Energie  $E$  über die Beziehung

$$E = h \cdot \nu \tag{3.1}$$

in eine Frequenz  $\nu$ . Dies ist experimentell vorteilhaft, weil Frequenzen sehr genau bestimmt werden können und das Planck'sche Wirkungsquantum  $h$  auf einen relativen Fehler von  $4,4 \cdot 10^{-8}$  genau bekannt ist.

Die Eigenzustände des *Quantum Bouncers* erfüllen prinzipiell alle Grundvoraussetzungen, die die Realisierung einer Resonanzmethode erfordert. Die diskreten Eigenenergien der quantenmechanischen Zustände sind nicht äquidistant und die Differenz zweier beliebiger Eigenenergien nimmt einen eindeutigen Wert an. Im folgenden Abschnitt 3.1 werden verschiedene Realisierungen von Resonanzspektroskopiemethoden in Verbindung

mit dem *Quantum Bouncer* gegenübergestellt. Deren mathematische Beschreibung folgt in Abschnitt 3.2. Die technische Umsetzung des Versuchsaufbaus wird in Abschnitt 3.3 beschrieben, bevor im folgenden Abschnitt 3.4 die Messungen vorgestellt werden. Eine ausführliche Analyse dieser Messungen befindet sich in Abschnitt 3.5. Neue Grenzen auf hypothetische spinabhängige Wechselwirkungen werden im Abschnitt 3.6 gesetzt.

### 3.1 Gegenüberstellung möglicher Realisierungen

**Rabis Methode** Die einfachste Möglichkeit, eine Resonanzspektroskopiemethode zu implementieren, folgt einer Anpassung von Rabis Methode [31]. Die zugehörige Versuchsskizze ist in Fig. 3.1 dargestellt. Neutronen passieren den Aufbau in Pfeilrichtung von links nach rechts. Im ersten Teil, dem Polarisator, wird ein quantenmechanischer

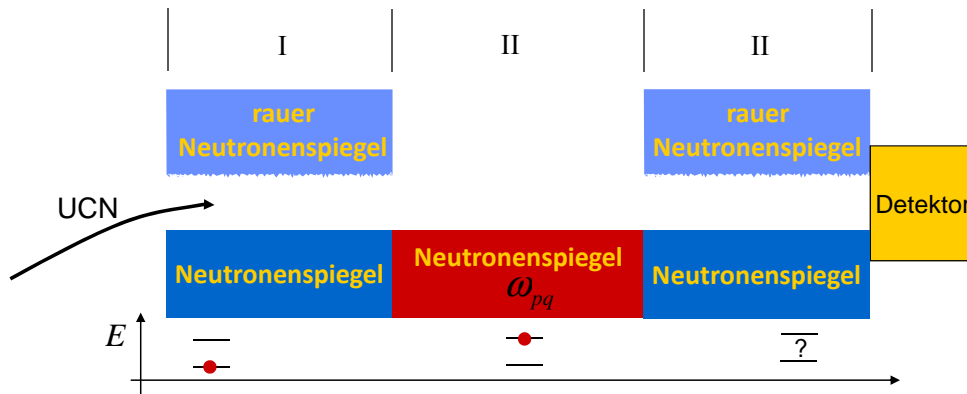


Abb. 3.1: Der Versuchsaufbau nach Rabis Methode besteht aus drei Teilen. Ein Polarisator präpariert einen Zustand  $|p\rangle$ , bevor Übergänge in den Zustand  $|q\rangle$  induziert werden. Der entstandene Zustand wird anschließend analysiert und nachgewiesen.

Zustand  $|p\rangle$  präpariert. Im mittleren Teil werden durch zeitlich oszillierende Potentiale Zustandsänderungen in den Zustand  $|q\rangle$  induziert. Im Idealfall, dem sogenannten  $\pi$ -Flip, beträgt die Übergangswahrscheinlichkeit 100%. Der dritte Teil, der Analysator, ist identisch zum ersten Teil. Dieser kann daher nur vom Zustand  $|p\rangle$  passiert werden. Hinter diesem Aufbau befindet sich ein Detektor.

Eine ausführliche mathematische Behandlung dieser experimentellen Methode folgt im nächsten Kapitel. Es ergibt sich ein charakteristischer Einbruch der Transmission bei der Übergangsfrequenz  $\omega_{pq}$ , die nach Gleichung 3.1 der Energiedifferenz der Eigenenergien entspricht. Die Breite des Einbruchs und damit die Messgenauigkeit der Übergangsfrequenz ist durch den Kehrwert der Durchflugzeit durch den mittleren Teil gegeben. Eine genauere Messung ist daher möglich, wenn entweder bei langsameren Geschwindigkeiten gemessen oder der mittlere Teil verlängert wird. Leider haben beide Möglichkeiten ihre Grenzen: Die Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen ist durch das gemessene Spektrum in Kapitel 3.5.1 gegeben. Eine Verlängerung des mittleren Teils stößt an ihre Grenzen, sobald die Qualitätsanforderungen an die oszillierenden Potentiale technisch nicht mehr erfüllt werden können und zu systematischen Effekten führen.

**Ramseys Methode der separierten oszillierenden Felder** Einen Ausweg bietet die in Fig. 3.2 skizzierte Methode der separierten oszillierenden Felder nach Ramsey [47]. Im Vergleich zu Rabis Methode besteht der Aufbau aus fünf Teilen. Nach der Präparation des Zustands  $|p\rangle$  im ersten Teil wird im zweiten ein sogenannter  $\pi/2$ -Flip in Zustand  $|q\rangle$  induziert. Das Teilchen befindet sich dann in einer kohärenten Superposition  $1/\sqrt{2} \cdot |p\rangle + 1/\sqrt{2} \cdot |q\rangle$ . Im dritten Teil entwickelt sich dieser Zustand zeitlich, bevor im vierten wieder ein  $\pi/2$ -Flip induziert wird und im fünften schließlich der Zustand analysiert wird. Hinter dem System befindet sich wiederum ein Neutronenzähler. Der Vorteil dieses Systems liegt

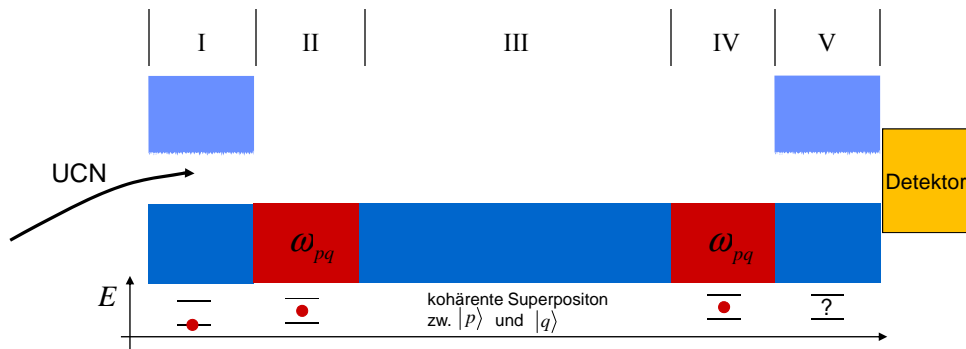


Abb. 3.2: Ramseys Methode der separierten oszillierenden Felder besteht aus fünf Bereichen. Im Vergleich zu Rabis Methode ist der mittlere Teil in zwei identische Bereiche aufgeteilt. Dazwischen befindet sich ein längerer Mittelteil, indem sich der Zustand zeitlich entwickeln kann.

darin, dass die Zustandsänderungen in zwei nur relativ kurzen Abschnitten induziert werden. Die Messgenauigkeit ist aber hauptsächlich durch die Länge des mittleren Teils gegeben, der prinzipiell sehr lang gewählt werden kann.

**Rabioszillationen mit Dämpfung** Eine direkte Umsetzung von Rabis oder Ramseys Methode hat die technologische Schwierigkeit, dass an den Übergängen der einzelnen Bereiche Stufen in der Größenordnung von Mikrometern zu vermeiden sind. Dieses Problem kann zwar prinzipiell gelöst werden, der Versuchsaufbau verkompliziert sich jedoch erheblich. Für ein anfängliches Experiment wäre ein einfacherer Aufbau wünschenswert. Ein solcher ist in Anlehnung an Rabis Methode in Fig. 3.3 skizziert. Der Versuchsaufbau

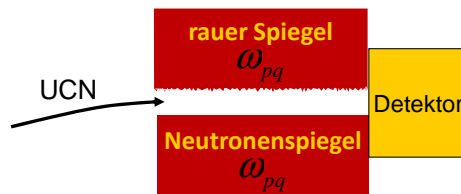


Abb. 3.3: Die drei Bereiche von Rabis Methode - Zustandspräparation, Übergänge und Zustandsanalyse - finden bei dieser Methode gleichzeitig statt.

besteht aus nur einem Bereich, in dem gleichzeitig alle Prozesse von Rabis Methode ablaufen. Werden die Systeme zur Induzierung von Zustandsänderungen ausgeschaltet, so entspricht der Aufbau dem ersten Teil von Rabis Methode. Es wird dann ein Zustand  $|p\rangle$  präpariert, der nach dem Aufbau in einem Zählrohr detektiert wird. Die Präparation erfolgt dadurch, dass alle anderen Zustände aus dem Experiment gestreut werden. Nach Einschalten des mit der Frequenz  $\omega_{pq}$  zeitlich oszillierenden Potentials werden Teilchen im Zustand  $|p\rangle$  in den Zustand  $|q\rangle$  angeregt. Dieser Zustand hat aufgrund der gleichzeitig erfolgenden Präparation eine geringere Lebensdauer als der Zustand  $|p\rangle$  und wird daher sehr wahrscheinlich aus dem Experiment gestreut. Ein Teilchen im Zustand  $|q\rangle$  kann ebenso in den Zustand  $|p\rangle$  angeregt werden und dann das System ungestört durchlaufen. Aufgrund der geringeren Lebensdauer des Zustands  $|q\rangle$  ist dieser Prozess jedoch unwahrscheinlicher, was zu einem Nettoeffekt in der Transmission führt.

Daher ist dieses System gleichermaßen geeignet, um eine Resonanzmethode zur Untersuchung der Gravitation zu realisieren. Eine exakte mathematische Behandlung befindet sich im folgenden Kapitel. Die Vorteile liegen im vergleichsweise einfachen Versuchsaufbau und der kurzen Gesamtlänge des Systems. Dies birgt einen statistischen Vorteil bei der anfänglichen Suche nach Resonanzen. Ein Nachteil ist, dass die obere Randbedingung durch den rauen Spiegel Einfluss auf die Eigenenergien des *Quantum Bouncers* hat. Die Rauheit des Spiegels limitiert daher systematisch die Präzision der Messungen. Sobald diese Grenze an Präzision erreicht ist, sollte in späteren Experimenten daher auf einen Versuchsaufbau nach Ramseys Methode gewechselt werden, insofern die absolute Lage der Eigenenergien von Wichtigkeit ist. Nullmessungen wie zum Beispiel zur Suche nach hypothetischen Spin-Masse-Kopplungen sind mit diesem vereinfachten Versuchsaufbau ohne Beschränkung sehr präzise möglich.

### 3.2 Der Quantum Bouncer mit zeitlich oszillierenden Randbedingungen

Die grundlegende Frage bei der Verbindung des *Quantum Bouncers* mit einer Resonanzspektroskopie-Methode ist die Frage nach der Art der Induzierung der quantenmechanischen Übergänge. Eine Möglichkeit stellt die Induzierung der Übergänge mittels oszillierenden magnetischen Gradientenfeldern dar. Diese technologisch anspruchsvolle Möglichkeit wird von der GRANIT-Kollaboration verfolgt. Die mathematische Behandlung dieser Methode ist ausführlich in [29] dargelegt und soll hier nicht wiederholt werden.

Alternativ können Übergänge durch mechanische Oszillation der Randbedingungen erzeugt werden. Derartige Experimente wurden in der Vergangenheit bereits zur Untersuchung der zeitabhängigen Schrödingergleichung durchgeführt, allerdings in einem anderen Energiebereich [48]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Vibrationssystem entwickelt, welches kontrollierbar, zuverlässig und reproduzierbar im Frequenzbereich der quantenmechanischen Übergänge zwischen 100 und 1000 Hz arbeitet.

Die mathematische Darstellung erfolgt in drei Teilen. Zuerst wird Rabis Methode auf den *Quantum Bouncer* übertragen. Dies funktioniert, weil zwei beliebige Zustände des *Quantum Bouncers* als ein 2-Zustandssystem aufgefasst werden können. Das System, welches dem mittleren Teil in Fig. 3.1 entspricht, lässt sich unter Annahme der sehr gut



erfüllten Säkularnäherung vollständig analytisch lösen.

Als zweiter Schritt wird diese Rechnung auf den komplizierteren Fall von Rabis Methode mit Dämpfung, wie sie in unserem Experiment realisiert und in Fig. 3.3 skizziert wurde, übertragen.

Da mit unserem Versuchsaufbau gleichzeitig präpariert und vibriert wird, muss dieses System als Mehrzustandssystem aufgefasst werden, insofern sich Übergangsfrequenzen im Rahmen der Breite der Übergänge überschneiden. Es hat sich herausgestellt, dass das System als effektives 3-Zustandssystem mit simultanen Übergängen  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  und  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  aufgefasst werden kann. Dieses System lässt sich ebenfalls vollständig analytisch lösen, was im Folgenden gezeigt wird.

Wie schon in Kapitel 2.1 sind in diesem Abschnitt alle auftretenden Variablen einheitenlos, insofern sie nicht mit einem Index  $SI$  gekennzeichnet sind. Die Skalierung für Abstände, Energien und Zeiten entspricht den Gleichungen 2.2, zusätzlich skalieren Frequenzen wie die Kehrwerte von Zeiten:

$$\begin{aligned} z_{SI} &= z \cdot z_0, & E_{SI} &= E \cdot E_0, \\ t_{SI} &= t \cdot t_0, & \omega_{SI} &= \frac{1}{t_0} \cdot \omega. \end{aligned} \quad (3.2)$$

### 3.2.1 Untersuchung des Quantum Bouncers mit Rabis Methode

**Schrödingergleichung** Es wird angenommen, dass sich die Neutronen in Flugrichtung  $x$  und senkrechter Richtung  $y$  frei ausbreiten können, während in der Höhe  $z$  das lineare Gravitationspotential sowie eine zeitlich veränderliche Randbedingung wirkt. Die Lösung der Schrödingergleichung lässt sich daher in  $x$  und  $y$  separieren, die Lösungen entsprechen ebenen Wellen. In  $z$ -Richtung ergibt sich die – explizit zeitabhängige – Schrödingergleichung zu

$$\{H_0 + W(z,t)\} \Psi_z(z,t) = i \frac{\partial}{\partial t} \Psi_z(z,t). \quad (3.3)$$

$H_0$  bezeichnet den Hamiltonoperator für ein Teilchen im linearen Gravitationspotential und  $W(z,t)$  beinhaltet die oszillierende Randbedingung:

$$H_0 = -\frac{\partial^2}{\partial z^2} + z, \quad (3.4)$$

$$W(z,t) = V \cdot \Theta(-z + A \sin \omega t). \quad (3.5)$$

Dabei bezeichnet  $V \cdot \Theta(-z + A \sin \omega t)$  das Fermipotential des Neutronenspiegels, der um seine Gleichgewichtslage bei  $z = 0$  mit der Amplitude  $A$  und der Frequenz  $\omega$  oszilliert.  $\Theta(x)$  stellt die Heaviside-Funktion dar.

**Substitution** Zunächst wird die Zeitabhängigkeit des Potentials durch die Substitution

$$(z,t) \leftrightarrow (\tilde{z} + A \sin \omega t, t) \quad (3.6)$$

aus der Heaviside-Funktion herausgetrennt: Mit  $\tilde{\Psi}(\tilde{z}, t) = \Psi(z - A \sin \omega t, t)$  ergeben sich durch Bildung des totalen Differentials und Koeffizientenvergleich die Transformationsregeln

$$\frac{\partial \Psi(z, t)}{\partial z} = \frac{\partial \tilde{\Psi}(\tilde{z}, t)}{\partial \tilde{z}}, \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \Psi(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial \tilde{\Psi}(\tilde{z}, t)}{\partial t} - A\omega \cos \omega t \frac{\partial \tilde{\Psi}(\tilde{z}, t)}{\partial \tilde{z}}. \quad (3.8)$$

Die transformierte Schrödingergleichung lautet

$$\left\{ \tilde{H}_0 + \tilde{W}(\tilde{z}, t) \right\} \tilde{\Psi}(\tilde{z}, t) = i \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\Psi}(\tilde{z}, t), \quad (3.9)$$

wobei sich die transformierten Operatoren zu

$$\tilde{H}_0 = -\frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2} + \tilde{z} + V\Theta(-\tilde{z}), \quad (3.10)$$

$$\tilde{W}(\tilde{z}, t) = A \sin \omega t + iA\omega \cos \omega t \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \quad (3.11)$$

ergeben.

**Lösungsansatz** Der transformierte Hamiltonoperator hat dieselbe Form wie der ursprüngliche und besitzt daher die in Kapitel 2.1 berechnete Lösung. Die Eigenzustände bzw. Eigenenergien werden mit  $|m\rangle$  bzw.  $E_m$  ( $m = 1, 2, 3, \dots$ ) bezeichnet. Der allgemeinste Lösungsansatz mit zeitabhängigen Koeffizienten  $b_m(t)$  lautet

$$\tilde{\Psi}(\tilde{z}, t) = \sum_m b_m(t) \cdot e^{-iE_m t} e^{-i\phi_m} |m\rangle. \quad (3.12)$$

Einsetzen des Ansatzes in die Schrödingergleichung und durchmultiplizieren mit  $\langle n|$  liefert das Differentialgleichungssystem

$$\dot{b}_n(t) = -i \sum_m b_m(t) e^{-i\omega_{mn} t} e^{-i\phi_{mn}} \langle n | \tilde{W}(\tilde{z}, t) | m \rangle. \quad (3.13)$$

Dabei bezeichnen

$$\omega_{mn} := E_m - E_n, \quad (3.14)$$

$$\phi_{mn} := \phi_m - \phi_n \quad (3.15)$$

die Energie- bzw. Phasendifferenz der beiden Zustände. Der Term  $\langle n | \tilde{W}(\tilde{z}, t) | m \rangle$  lässt sich unter Ausnutzung der Orthonormiertheit der Eigenzustände als

$$\langle n | \tilde{W}(\tilde{z}, t) | m \rangle = A \sin \omega t \delta_{nm} + iA\omega \cos \omega t \cdot Q_{nm}, \quad (3.16)$$

$$Q_{nm} := \langle n | \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} | m \rangle, \quad (3.17)$$

$$T_{nm} := A\omega Q_{nm} \quad (3.18)$$

schreiben. Die Matrixübergangselemente  $Q_{nm}$  sind reell und antisymmetrisch:

$$Q_{mm} = 0, \quad Q_{nm} = -Q_{mn}, \quad Q_{mn} \in \mathbb{R}. \quad (3.19)$$

Dies bedeutet, dass die Übergangswahrscheinlichkeiten symmetrisch sind. Ein Übergang  $|p\rangle \rightarrow |q\rangle$  ist gleich wahrscheinlich wie der umgekehrte Prozess.

**Säkularnäherung** Als Nächstes wird die sogenannte Säkularnäherung auf das Differentialgleichungssystem angewendet. Dabei werden Sinus- und Kosinusterme in ihre komplexe Schreibweise überführt. Alle Terme, die nun mit  $\omega$  oder schneller oszillieren, werden vernachlässigt. Das entstehende Differentialgleichungssystem lautet

$$\dot{b}_n(t) = -\frac{1}{2} \sum_m b_m(t) e^{-i\delta_{mn}t} e^{-i\phi_{mn}} T_{mn}, \quad (3.20)$$

wobei

$$\delta_{mn} := \begin{cases} \omega_{mn} - \omega & E_m > E_n \\ \omega_{mn} + \omega & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.21)$$

die Frequenzverstimmung bezeichnet. Diese wurde so definiert, dass die Säkularnäherung stets erfüllt bleibt.

**Beschränkung auf ein 2-Zustandssystem** Die Energieeigenwerte des *Quantum Bouncers* sind nicht äquidistant. Vielmehr ergibt die Differenz zweier Eigenenergien einen eindeutigen Wert. Daher können zwei beliebige Zustände als ein 2-Zustandssystem betrachtet werden. Das zugehörige Gleichungssystem nach Gl. 3.20 lautet

$$\begin{pmatrix} \dot{b}_p(t) \\ \dot{b}_q(t) \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -e^{-i\delta_{qp}t} e^{-i\phi_{qp}} \cdot T_{qp} \\ e^{i\delta_{qp}t} e^{i\phi_{qp}} \cdot T_{qp} & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} b_p(t) \\ b_q(t) \end{pmatrix}. \quad (3.22)$$

Dieses Gleichungssystem wird durch die Substitution

$$b_p(t) = c_p(t) \cdot e^{-\frac{i}{2}\delta_{qp}t}, \quad b_q(t) = c_q(t) \cdot e^{\frac{i}{2}\delta_{qp}t} \quad (3.23)$$

auf die Form

$$\begin{pmatrix} \dot{c}_p(t) \\ \dot{c}_q(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{i}{2}\delta_{qp} & -\frac{1}{2}e^{-i\phi_{qp}}T_{qp} \\ \frac{1}{2}e^{i\phi_{qp}}T_{qp} & -\frac{i}{2}\delta_{qp} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_p(t) \\ c_q(t) \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

gebracht. Da die Koeffizientenmatrix nun nicht mehr explizit zeitabhängig ist, führt der Ansatz

$$c_p(t) = c_p(0) \cdot e^{\frac{i}{2}\Omega t}, \quad c_q(t) = c_q(0) \cdot e^{\frac{i}{2}\Omega t} \quad (3.25)$$

das Gleichungssystem auf ein Eigenwertproblem zurück. Die vollständige Lösung lautet

$$\begin{pmatrix} c_p(t) \\ c_q(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\Omega t}{2} + i \frac{\delta_{qp}}{\Omega} \sin \frac{\Omega t}{2} & -\frac{T_{qp}}{\Omega} e^{-i\phi_{qp}} \sin \frac{\Omega t}{2} \\ \frac{T_{qp}}{\Omega} e^{i\phi_{qp}} \sin \frac{\Omega t}{2} & \cos \frac{\Omega t}{2} - i \frac{\delta_{qp}}{\Omega} \sin \frac{\Omega t}{2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_p(0) \\ c_q(0) \end{pmatrix}. \quad (3.26)$$

Die verallgemeinerte Rabi-Frequenz  $\Omega$  beträgt

$$\Omega = \sqrt{\delta^2 + T_{qp}^2}. \quad (3.27)$$

Die Messungen mit Rabis Methode erfolgen als Transmissionsexperiment. Die Transmission ist proportional zum Betragsquadrat der Wellenfunktion und ergibt unter Ausnutzung der Orthonormiertheit der Zustände:

$$\begin{aligned} |\tilde{\Psi}(\tilde{z}, t)|^2 &= \left| \sum_m b_m(t) \cdot e^{-iE_m t} e^{-i\phi_m} |m\rangle \right|^2 = \sum_m |b_m(t)|^2 \\ &= |b_p(t)|^2 + |b_q(t)|^2 = |c_p(t)|^2 + |c_q(t)|^2. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Für den Fall, dass die Zustandspräparierung im ersten und dritten Teil des Rabi-Experiments perfekt funktioniert, lauten die Anfangsbedingungen  $c_p(0) = 1$  sowie  $c_q(0) = 0$  und die Transmissionswahrscheinlichkeit ergibt die bekannte Rabi-Formel:

$$|\tilde{\Psi}(\tilde{z}, t)|^2 = |c_p(t)|^2 = \left(\frac{T_{qp}}{\Omega}\right)^2 \cdot \sin^2 \frac{\Omega t}{2}. \quad (3.29)$$

### 3.2.2 Übertragung auf Rabis Methode mit Dämpfung

**Schrödingergleichung** Im Fall des in Fig. 3.3 vorgestellten Systems können die Rechnungen des vorigen Abschnitts mit zwei Änderungen übernommen werden. Zum einen sorgt ein oberer Neutronenspiegel im Abstand  $l$  für eine zweite Randbedingung, zum anderen ist dieser Spiegel aufgeraut, was zu einer Dämpfung der Zustände führt. Die Schrödingergleichung und der Hamiltonoperator aus Gleichung 3.3 und 3.4 bleiben erhalten.  $W(z, t)$  verändert sich zu

$$W(z, t) = V \cdot \Theta(-z + A \sin \omega t) + V \cdot \Theta(z - l - A \sin \omega t). \quad (3.30)$$

Die zusätzliche Heaviside-Funktion trägt der zweiten Randbedingung Rechnung, die in Phase mit der ersten Randbedingung bei gleicher Amplitude und Phase vibriert.

**Substitution** Die in den Gl. 3.6 bis 3.8 definierten Substitutionen und Transformationsregeln bleiben erhalten und transformieren die Schrödingergleichung zu Gl. 3.9. Die transformierten Operatoren  $\tilde{H}_0$  und  $\tilde{W}(\tilde{z}, t)$  lauten

$$\tilde{H}_0 = -\frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2} + \tilde{z} + V\Theta(-\tilde{z}) + V\Theta(\tilde{z} - l), \quad (3.31)$$

$$\tilde{W}(\tilde{z}, t) = A \sin \omega t + iA\omega \cos \omega t \frac{\partial}{\partial \tilde{z}}. \quad (3.32)$$

**Lösungsansatz** Im Vergleich zum vorigen Abschnitt verändert sich die Lösung der Schrödingergleichung zum Hamiltonoperator  $\tilde{H}_0$  bedingt durch die zweite Randbedingung. Diese Lösung ist jedoch wohlbekannt, sie entspricht einfach der Lösung des *Quantum Bouncers* mit zwei Randbedingungen, siehe Kap. 2.1. Die Eigenzustände bzw. Eigenenergien dieses Systems werden der Einfachheit halber ebenfalls mit  $|m\rangle$  bzw.  $E_m$  bezeichnet. Aus dem Kontext heraus ist leicht ersichtlich, ob eine zweite Randbedingung durch einen oberen Neutronenspiegel existiert oder nicht.

Der allgemeinste Lösungsansatz entspricht dem in Gl. 3.12. Nach Einsetzen dieses Ansatzes in die Schrödingergleichung und durchmultiplizieren mit  $\langle n|$  ergibt sich Gleichung 3.13, zu der zusätzlich Dämpfungsterme addiert werden:

$$\dot{b}_n(t) = -\frac{\gamma_n}{2} b_n(t) - i \sum_m b_m(t) e^{-i\omega_{mn}t} e^{-i\phi_{mn}} \langle n|\tilde{W}(\tilde{z}, t)|m\rangle. \quad (3.33)$$

Der Dämpfungsterm  $-\frac{\gamma_n}{2} b_n(t)$  wurde phänomenologisch zur Beschreibung der Rauheit des oberen Spiegels eingeführt. Er entspricht dem Term, der bei der Präparation der Zustände verwendet wird. In Abschnitt 2.4.3 wurde gezeigt, dass die Beschreibung des oberen rauen Spiegels mit diesem Formalismus sehr gute Übereinstimmung mit den

Messungen zeigt. Für das Funktionieren des Experiments ist es essentiell, dass verschiedene Zustände verschieden stark vom rauen Neutronenspiegel beeinflusst werden. Dies wurde in den vorangegangenen Messungen ebenfalls experimentell verifiziert, siehe Abschnitt 2.4.3. Gl. 3.16 und 3.19 bleiben identisch.

**Säkularnäherung und Beschränkung auf ein 2-Zustandssystem** Die Säkularnäherung überführt Gleichung 3.33 in

$$\dot{b}_n(t) = -\frac{\gamma_n}{2}b_n(t) - \frac{1}{2}\sum_m b_m(t)e^{-i\delta_{mn}t}e^{-i\phi_{mn}}T_{mn}. \quad (3.34)$$

Die Beschränkung auf zwei Zustände  $|p\rangle$  und  $|q\rangle$  analog zu Gleichung 3.22 sowie Einsetzen der Substitution aus Gl. 3.23 ergibt das Differentialgleichungssystem

$$\begin{pmatrix} \dot{c}_p(t) \\ \dot{c}_q(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\gamma_p}{2} + \frac{i}{2}\delta_{qp} & -\frac{1}{2}e^{-i\phi_{qp}}T_{qp} \\ \frac{1}{2}e^{i\phi_{qp}}T_{qp} & -\frac{\gamma_q}{2} - \frac{i}{2}\delta_{qp} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_p(t) \\ c_q(t) \end{pmatrix}, \quad (3.35)$$

welches Gl. 3.24 verallgemeinert.

**Lösung** Ein zu Gl. 3.25 äquivalenter Lösungsansatz führt das Gleichungssystem auf ein Eigenwertproblem zurück. Mit der verallgemeinerten Rabi-Frequenz

$$\Omega = \sqrt{-\left(\frac{\gamma_q - \gamma_p}{2} + i\delta_{qp}\right)^2 + T_{qp}^2} \quad (3.36)$$

lautet die Gesamtlösung

$$\begin{pmatrix} c_p(t) \\ c_q(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\Omega t}{2} + \frac{(\gamma_q - \gamma_p)/2 + i\delta_{qp}}{\Omega} \sin \frac{\Omega t}{2} & -\frac{T_{qp}}{\Omega} e^{-i\phi_{qp}} \sin \frac{\Omega t}{2} \\ \frac{T_{qp}}{\Omega} e^{i\phi_{qp}} \sin \frac{\Omega t}{2} & \cos \frac{\Omega t}{2} - \frac{(\gamma_q - \gamma_p)/2 + i\delta_{qp}}{\Omega} \sin \frac{\Omega t}{2} \end{pmatrix} \cdot e^{-\frac{\gamma_q + \gamma_p}{4}t} \cdot \begin{pmatrix} c_p(0) \\ c_q(0) \end{pmatrix}. \quad (3.37)$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichte  $|\tilde{\Psi}(\tilde{z}, t)|^2$  berechnet sich analog zu Gleichung 3.28.

**Diskussion** Die Lösung nach Gl. 3.37 hat eine deutlich kompliziertere Struktur im Vergleich zur ursprünglichen Methode von Rabi ohne Dämpfung. Insbesondere die verallgemeinerte Rabi-Frequenz  $\Omega$  nach Gl. 3.36 ist komplex und beinhaltet eine Wurzel. Die Lösung erfüllt folgende Eigenschaften:

- Im Fall  $\gamma_q = \gamma_p$  geht die Lösung in die ursprüngliche Lösung nach Gl. 3.28 über und es wäre im Experiment kein Effekt messbar:

$$\gamma_q = \gamma_p =: \gamma \quad \Rightarrow \quad |\tilde{\Psi}(\tilde{z}, t)|^2 = |c_p(t)|^2 + |c_q(t)|^2 = e^{-\gamma t}. \quad (3.38)$$

- Im Grenzfall unendlich großer Frequenzverstimmung  $\delta_{qp}$  oder unendlich kleiner Amplitude der Oszillation  $A$  konvergiert die allgemeine Lösung gegen die Zustandspräparation:

$$\delta_{qp} \rightarrow \infty \vee A \rightarrow 0 \quad \Rightarrow \quad |\tilde{\Psi}(\tilde{z}, t)|^2 = |c_p(0)|^2 e^{-\gamma_p t} + |c_q(0)|^2 e^{-\gamma_q t}. \quad (3.39)$$

- Im Grenzfall sehr großer Vibrationsamplituden  $A$  ergibt sich der maximale Effekt zu

$$A \rightarrow \infty \wedge \delta_{qp} \rightarrow 0 \quad \Rightarrow \quad \left| \tilde{\Psi}(\tilde{z}, t) \right|^2 = e^{-(\gamma_p + \gamma_q)t}. \quad (3.40)$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichte ist in diesem Grenzfall unabhängig von der Phasendifferenz der Zustände  $\phi_{qp}$ .

- Die Phasendifferenz  $\phi_{qp}$  ist im Experiment nicht festgelegt. Deshalb muss die allgemeine Lösung über alle Phasen integriert werden. Dies ist analytisch möglich. Das Ergebnis für die Wahrscheinlichkeitsdichte lautet:

$$\left| \tilde{\Psi}(\tilde{z}, t) \right|^2 = \frac{e^{-\frac{\gamma_p + \gamma_q}{2}t}}{2|\Omega|^2} \left( \left( |c_p(0)|^2 + |c_q(0)|^2 \right) s_1 + \left( |c_p(0)|^2 - |c_q(0)|^2 \right) s_2 \right), \quad (3.41)$$

$$s_1 := |\Omega|^2 (\cos \Omega t + 1) - \left( \left( \frac{\gamma_p - \gamma_q}{2} \right)^2 + (\delta_{qp}^2 + T_{qp}^2) \right) (\cos \Omega t - 1), \quad (3.42)$$

$$s_2 := (\gamma_q - \gamma_p) \Omega \sin \Omega t. \quad (3.43)$$

- Im Experiment können die Anfangsbedingungen  $c_p(0)$  bzw.  $c_q(0)$  zum Zeitpunkt des Eintritts in das System nicht direkt gemessen werden. Es ist aber möglich, die Besetzungen nach Durchlaufen des Systems ohne Vibrationen mit einem Spurdetektor zu analysieren und so  $c_p(t_1)$  und  $c_q(t_1)$  zu bestimmen. Die Zeit  $t_1$  ist durch die Länge des Neutronenspiegelsystems und das unabhängig bestimmte Flugzeitpektrum des Versuchsaufbaus gegeben, siehe Kap. 3.5.1. Die Wahrscheinlichkeitsdichte ist dann gegeben durch:

$$\left| \tilde{\Psi}(\tilde{z}, t) \right|^2 = \frac{e^{-\frac{\gamma_q - \gamma_p}{2}t}}{2|\Omega|^2} (c_1 \cdot s_1 + c_2 \cdot s_2), \quad (3.44)$$

$$c_1 := |c_p(t_1)|^2 + |c_q(t_1)|^2 \cdot e^{(\gamma_q - \gamma_p)t}, \quad (3.45)$$

$$c_2 := |c_p(t_1)|^2 - |c_q(t_1)|^2 \cdot e^{(\gamma_q - \gamma_p)t}. \quad (3.46)$$

Gl. 3.44 ist in Fig. 3.4 für experimenttypische Parameter graphisch dargestellt. Alle Variablen wurden zuvor in SI-Einheiten umgerechnet. Die roten bzw. blauen Kurven stellen die Grenzfälle nach Gleichungen 3.39 bzw. 3.40 dar.

### 3.2.3 Rabis Methode mit Dämpfung als effektives 3-Zustandssystem

Prinzipiell muss Rabis Methode mit Dämpfung als Mehrzustandssystem aufgefasst werden, da die Präparation der Zustände nicht getrennt von der Induzierung der Übergänge stattfindet. Dies ist wichtig, insofern sich verschiedene Übergänge im Rahmen ihrer Resonanzbreite überlappen. Übergänge ohne Überlapp können dagegen in sehr guter Näherung als 2-Zustandssysteme angesehen werden, wobei alle nicht beteiligten Zustände  $|x\rangle$  mit der Transmissionswahrscheinlichkeit  $|c_x(t_1)|^2 \cdot e^{-\gamma_x t_1}$  das System passieren und zum Untergrund beitragen.

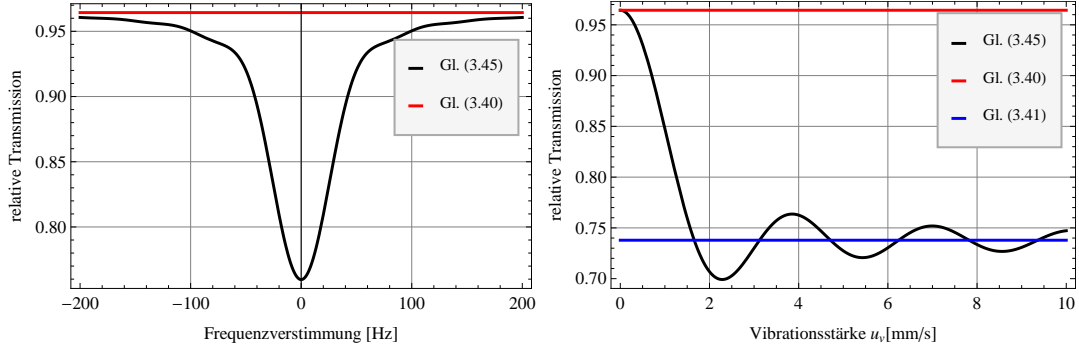


Abb. 3.4: Erwartete Messkurven bei Variation der Vibrationsfrequenz bei konstanter Vibrationsstärke bzw. bei Variation der Vibrationsstärke bei resonanter Vibrationsfrequenz.

Die Präparation der Zustände durch die Rauheit des oberen Neutronenspiegels unterdrückt höhere Zustände stärker als niedrige. In den Messungen zum *Quantum Bouncing Ball* wurde experimentell gezeigt, dass bei einer Schlitzbreite im Bereich von ca. 30  $\mu\text{m}$  die untersten drei Zustände die Transmission dominieren.

Die nachfolgende Tabelle zeigt die Übergangsfrequenzen bei einer Schlitzbreite zwischen den beiden Spiegel von 30  $\mu\text{m}$ . Bei einer Durchflugszeit in der Größenordnung

	2	3	4	5
1	263,1 Hz	545,0 Hz	925,2 Hz	1417,9 Hz
2		281,9 Hz	662,1 Hz	1154,8 Hz
3			380,2 Hz	872,9 Hz
4				492,7 Hz

Tab. 3.1: Übergangsfrequenzen der ersten fünf Zustände bei einer Schlitzbreite  $l$  von 30  $\mu\text{m}$ .

von 20 ms ist die erwartete Resonanzbreite im Bereich von 50 Hz. Dies bedeutet, dass die Übergänge  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  bzw.  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  simultan ablaufen. Die anderen Übergänge sind recht gut getrennt.

**3-Zustandssystem** Im Folgenden soll das System auf ein 3-Zustandssystem erweitert werden. Ausgangspunkt der Überlegungen ist Gl. 3.34, die für die drei Zustände  $|p\rangle$ ,  $|q\rangle$  und  $|r\rangle$

$$\begin{pmatrix} \dot{b}_p(t) \\ \dot{b}_q(t) \\ \dot{b}_r(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\gamma_p}{2} & -\frac{1}{2}e^{-i\phi_{qp}}e^{-i\delta_{qp}t}T_{qp} & -\frac{1}{2}e^{-i\phi_{rp}}e^{-i\delta_{rp}t}T_{rp} \\ \frac{1}{2}e^{i\phi_{qp}}e^{i\delta_{qp}t}T_{qp} & -\frac{\gamma_q}{2} & -\frac{1}{2}e^{-i\phi_{rq}}e^{-i\delta_{rq}t}T_{rq} \\ \frac{1}{2}e^{i\phi_{rp}}e^{i\delta_{rp}t}T_{rp} & \frac{1}{2}e^{i\phi_{rq}}e^{i\delta_{rq}t}T_{rq} & -\frac{\gamma_r}{2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} b_p(t) \\ b_q(t) \\ b_r(t) \end{pmatrix}, \quad (3.47)$$

lautet. Die explizite Zeitabhängigkeit der Koeffizientenmatrix lässt sich **nicht** durch eine zu Gl. 3.23 analoge Transformation

$$b_n(t) = c_n(t) \cdot e^{ix_n t} \quad (3.48)$$

beheben. In unserem Experiment sind allerdings simultane Übergänge aller drei Zustände bei Einstrahlung nur einer Oszillationsfrequenz aufgrund der unterschiedlichen Über-

gangsfrequenzen des *Quantum Bouncers* nicht möglich. Lediglich die Übergänge  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  und  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  können simultan induziert werden. Der Übergang  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  ist deutlich von den beiden anderen getrennt und kann problemlos als 2-Zustandssystem addiert werden.

**Lösungsansatz** Mit  $Q_{13} \stackrel{!}{=} 0$  und  $x_{ab} := x_a - x_b$  lautet Gl. 3.47 unter Anwendung der Substitution aus Gl. 3.48

$$\begin{pmatrix} \dot{c}_1(t) \\ \dot{c}_2(t) \\ \dot{c}_3(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\gamma_1}{2} - ix_1 & -e^{-i\phi_{21}} e^{-i(\delta_{21}+x_{21})t} \frac{T_{21}}{2} & 0 \\ e^{i\phi_{21}} e^{i(\delta_{21}+x_{21})t} \frac{T_{21}}{2} & -\frac{\gamma_2}{2} - ix_2 & -e^{-i\phi_{32}} e^{-i(\delta_{32}+x_{32})t} \frac{T_{32}}{2} \\ 0 & e^{i\phi_{32}} e^{i(\delta_{32}+x_{32})t} \frac{T_{32}}{2} & -\frac{\gamma_3}{2} - ix_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1(t) \\ c_2(t) \\ c_3(t) \end{pmatrix}. \quad (3.49)$$

Die Koeffizientenmatrix wird zeitunabhängig, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

$$\delta_{21} - x_1 + x_2 \stackrel{!}{=} 0, \quad (3.50)$$

$$\delta_{32} - x_2 + x_3 \stackrel{!}{=} 0. \quad (3.51)$$

Wird  $x_2 = 0$  gesetzt, so ist die entstehende Koeffizientenmatrix symmetrisch.

**Diskussion der Lösung** Das entstehende Differentialgleichungssystem lässt sich analog zu den Ausführungen der letzten Abschnitte als Eigenwertproblem analytisch lösen. Die Lösung wird aufgrund ihrer Länge hier nicht explizit angegeben, kann aber zum Beispiel mit Mathematica durch Eingeben obiger Differentialgleichung innerhalb kurzer Zeit erhalten werden.

- Das charakteristische Polynom dritten Grades lässt sich mit Hilfe der Formeln von Cardano lösen. Die Nullstellen und damit die verallgemeinerte Rabi-Frequenz ist unabhängig von den relativen Phasen  $\phi_{21}$ ,  $\phi_{31}$  und  $\phi_{32}$ .
- Überlappen sich zwei Resonanzfrequenzen im Rahmen ihrer Breiten, so macht es durchaus einen Unterschied, ob zur Lösung des Systems zwei 2-Zustandssysteme nach Gl. 3.44 addiert werden oder das System konsequent als 3-Zustandssystem betrachtet wird. Für experimentennahe Parameter zeigt Fig. 3.5a die Unterschiede auf: Die grüne (blaue) Kurve entspricht einer Resonanz bei  $\nu_{qp} = 250$  Hz ( $\nu_{rq} = 300$  Hz), die jeweils nach Gl. 3.44 berechnet wurden. Die Durchflugszeit wurde mit 19 ms angenommen, der raue Neutronenspiegel wirkt nicht auf Zustand  $|p\rangle$  und auf Zustand  $|r\rangle$  sechs mal stärker als auf Zustand  $|q\rangle$ . Die relativen Anteile der Zustände nach Durchlaufen des Setups ohne Vibrationen entsprechen den Anfangsbedingungen und wurden experimentell auf  $c_p(t_1) : c_q(t_1) : c_r(t_1) = 0,7 : 0,3 : 0,0$  gesetzt. Die Summe der grünen bzw. blauen Kurve ist in rot dargestellt und unterscheidet sich erheblich von der schwarzen Kurve, die das vollständige 3-Zustandssystem nach Gl. 3.49 bei gleichen Parametern darstellt. Dies liegt daran, dass die Summe der 2-Zustandssysteme Mehrfachübergänge wie beispielsweise  $|p\rangle \rightarrow |q\rangle \rightarrow |r\rangle$  nicht einbezieht.



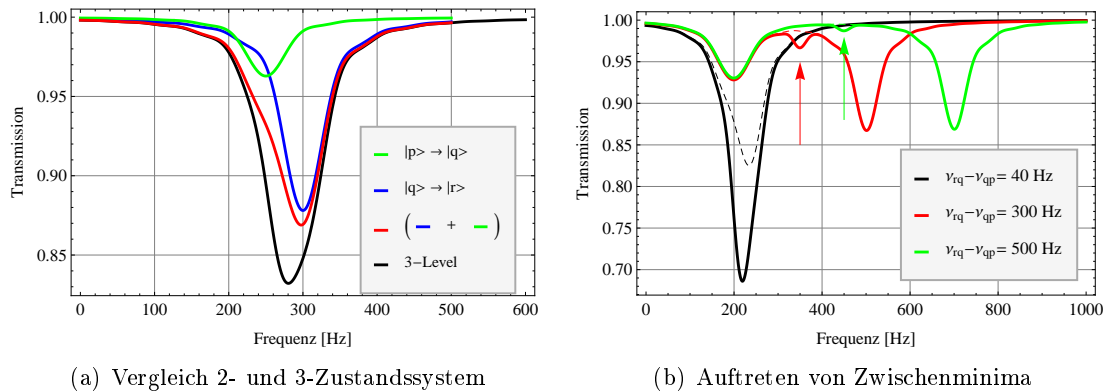


Abb. 3.5: Vergleich der Lösungen des 2- und 3-Zustandssystems

(a) Überlappen sich zwei Resonanzen (grün, blau) im Rahmen ihrer Breiten, muss das System als 3-Zustandssystem betrachtet werden (schwarze Kurve). Die Summe der 2-Zustandssysteme (rot) vernachlässigt Mehrfachübergänge und führt daher zu einem inkorrekten Ergebnis.

(b) Bei 3-Zustandssystemen (durchgezogene Kurven) treten zusätzliche Effekte auf. Mittig zwischen zwei Resonanzen erscheint ein Zwischenminimum (Pfeilmarkierung). Dieser Effekt verschwindet bei größer werdendem Abstand, so dass weit entfernte Übergänge als Addition von 2-Zustandssystemen (gestrichelte Kurven) berechnet werden können.

- Ein 3-Zustandssystem beinhaltet eine Fülle an physikalischen Effekten, die bei einem 2-Zustandssystem nicht auftreten. So erscheinen mittig zwischen zwei Resonanzen Einbrüche der Transmission. Dieser Effekt wird jedoch mit zunehmendem Abstand der beiden Übergänge geringer, so dass weit entfernte Resonanzen trotzdem in guter Näherung als Summe von 2-Zustandssystemen interpretiert werden können. Dieser Effekt ist in Abb. 3.5b dargestellt. Die durchgezogenen Linien zeigen die Lösung des 3-Zustandssystems, wobei die Differenz der Resonanzfrequenzen variiert werden, während alle anderen Parameter konstant bleiben. Die Nebenminima exakt zwischen zwei Resonanzen lassen sich mit 2-Zustandssystemen nicht erklären.

### 3.3 Technische Realisierung

Um eine Resonanzmethode zur Untersuchung des *Quantum Bouncers* zu realisieren, wurde der Versuchsaufbau in einigen Details erweitert. Diese Ergänzungen und Neuentwicklungen werden in diesem Abschnitt dargestellt.

#### 3.3.1 Untergrundarmer Detektor

Einen zentralen Punkt für das Gelingen des Experiments stellt ein auf die Messungen zugeschnittenes Detektorkonzept dar. Im Gegensatz zu den Spurdetektormessungen, die in Kap. 2 dargestellt sind, werden für die Resonanzmessungen hauptsächlich Zählrohre zur Bestimmung der Transmission verwendet. Die Hauptanforderungen an die Detektoren

ergeben sich aus dem geringen Neutronenfluss: hohe Effizienz, geringer Detektoruntergrund und Langzeitstabilität.

Alle Zählrohre basieren auf demselben Funktionsprinzip: Eine dünne Schicht aus isotoopenreinem Bor-10, die auf der Rückseite der Detektoreintrittsfolie aus Aluminium aufgedampft ist, konvertiert die ultrakalten Neutronen in geladene Teilchen. Die Konversionsschicht ist in Abschnitt 2.2.2 beschrieben. Die geladenen Teilchen ionisieren Atome des sie umgebenden Zählgas Argon. Die frei werdenden Elektronen werden von einem auf positiven Potential liegenden Zählendraht angezogen. Bei genügend kleinem Abstand zum Zählendraht ist die Feldstärke hoch genug, um einen Kaskadeneffekt, die Gasverstärkung, auszulösen. Hierbei setzen Elektronen weitere Elektronen frei. Die entstehende Elektronenwolke wird am Zählendraht eingesammelt. Das entstehende Signal wird dann über die Ausleseelektronik verarbeitet.

Die Zählrohre wurden im Rahmen mehrerer Diplomarbeiten entwickelt, ausführlich charakterisiert und stetig verbessert. Die zugehörige Ausleseelektronik wurde ebenso stetig optimiert. Für alle Transmissionsmessungen zum *Quantum Bouncing Ball* und die Messungen zur Gravitationsresonanzspektroskopie 2009 wurden die Zählrohre der ersten Generation eingesetzt, die im Rahmen der Diplomarbeit von D. Stadler [41] entwickelt wurden. Diese wurden im Rahmen der Diplomarbeit von H. Saul [42] grundlegend weiterentwickelt und verbessert und ab 2010 eingesetzt (zweite Generation).

**Unterdrückung des intrinsischen Detektoruntergrunds** Die Wahl des Detektormaterials hat einen großen Einfluss auf den Detektoruntergrund, da die Eigenradioaktivität der verwendeten Materialien eine nicht vernachlässigbare Untergrundquelle darstellt. Es wurden verschiedene Materialien getestet, wobei sich Messing als am günstigsten erwies. Eine galvanische Beschichtung mit reinem Kupfer konnte den intrinsischen Untergrund des besten Detektors weiter minimieren. Außerdem wurde die Innenfläche des Detektors kontinuierlich verkleinert, um Untergrund aufgrund der Eigenradioaktivität des Materials zu unterdrücken.

Eine weitere Untergrundquelle sind nicht-isotrope Feldlinienverläufe des elektrischen Feldes, die zu Spannungsüberschlägen neigen. Um diesen Effekt zu minimieren, wurde die quaderförmige Innengeometrie der Detektoren der ersten Generation zu einer zylinderförmigen Geometrie verändert. Einen Vergleich der beiden Geometrien zeigt Abb. 3.3.1.

Ein weiterer wichtiger Parameter ist die Dicke des Zählendrahts, die die Gasverstärkung bestimmt. Je dünner der Zählendraht, desto geringer ist die benötigte Hochspannung. Kleinere Spannungen erzeugen weniger Hochspannungsüberschläge und damit weniger Untergrund. Die Dicke des Zählendrahts kann jedoch aufgrund von Schwankungen in der Homogenität nicht beliebig dünn gewählt werden. Im Wechsel von der ersten auf die zweite Generation wurde die Zählendrahtdicke von 25  $\mu\text{m}$  auf 15  $\mu\text{m}$  verringert.

**Minimierung des Untergrunds durch Neutronen** An einem Experimentierplatz wie dem PF2 des ILL, in unmittelbarer Nähe zu einer Neutronenquelle, ist Neutronenuntergrund unvermeidlich. Um diesen zu minimieren, wurden die Ausmaße der Borschicht und damit die aktive Fläche kontinuierlich auf das nötige Mindestmaß reduziert. Es ist außerdem hilfreich, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit der Schicht auf die Neutronen-

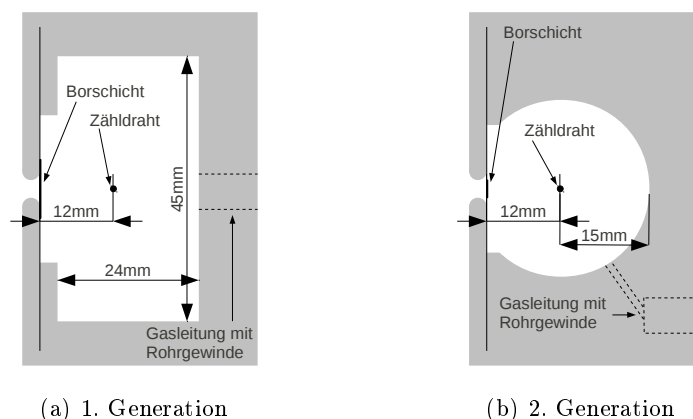


Abb. 3.6: Vergleich der Detektorgeometrien der ersten [41] bzw. zweiten [42] Generation.  
(Quelle: [42], S. 45 , Abb. 3.9)

geschwindigkeit der UCN optimiert ist. Die Borschicht ist daher nahezu transparent für schnellen Neutronenuntergrund.

Einen wichtigen Anteil zur Unterdrückung des Neutronenuntergrunds hat ein passendes Abschirmungskonzept. Das Detektorgehäuse selbst wurde in allen Messungen mit einer mindestens 5 mm starken Schicht aus  $B_4C$  abgeschirmt. Zusätzlich wurde auf der Plattform in Richtung eines untergrunderzeugenden gekrümmten Neutronenleiters eine Wand aus borierten Plastiksteinen und Blei errichtet. Das Borplastik moderiert schnelle Neutronen, die dann in Bor absorbiert werden. Entstehende  $\gamma$ -Strahlung wird von der folgenden Bleiwand abgeschwächt.

**Optimierung der Detektorauslese** Die Signale am Detektor werden über einen ladungssensitiven Vorverstärker von der Hochspannung entkoppelt und verstärkt. Die Höhe der Pulse ist proportional zur Anzahl der gesammelten Elektronen am Zähl draht, die wiederum proportional zur Energie der geladenen Teilchen aus der Konversionsreaktion ist. Die weitere Verarbeitung der Signale ist in Abbildung 3.7 schematisch dargestellt. Im Verlauf der Messungen wurden verschiedene Auslesekonzepte realisiert, die im Folgenden mit ihren Vor- und Nachteilen kurz vorgestellt werden.

Die einfachste Auslese (vgl. 3.7a) erfolgt über einen Diskriminator mit anschließendem digitalen Zähler. Der Diskriminator erzeugt für jedes eintreffende Spannungssignal in einem bestimmten Spannungsbereich einen Puls, der dann von einem Zähler registriert wird. Durch periodisches Auslesen der Digitalzähler in festen Intervallen können die Messungen zeitaufgelöst durchgeführt werden. Der Nachteil dieser Methode ist, dass die Energieinformation der Pulse verloren geht. Störungen der Messungen wie veränderliches elektronisches Rauschen oder Störsignale durch Einschaltvorgänge können nur schwer erkannt werden. Ein solches System ist fest am Experimentierplatz PF2 installiert und wurde für alle Messungen verwendet.

Eine zweite Möglichkeit stellt die Auslese über einen Vielkanalanalysator dar (vgl. 3.7b). Im Gegensatz zur vorigen Methode wird für jedes registrierte Signal die Pulshöhe analysiert und registriert. Fig. 3.8 zeigt ein typisches Pulshöhenspektrum unserer De-

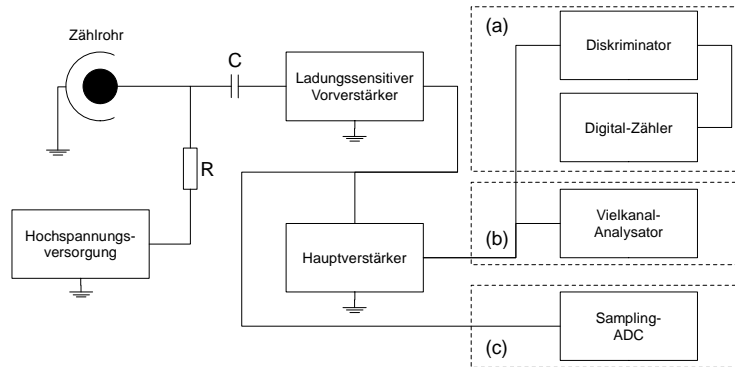


Abb. 3.7: Prinzipische Skizze des Auslesekonzepts. (Quelle: vgl. [42], S. 40, Abb. 3.7)

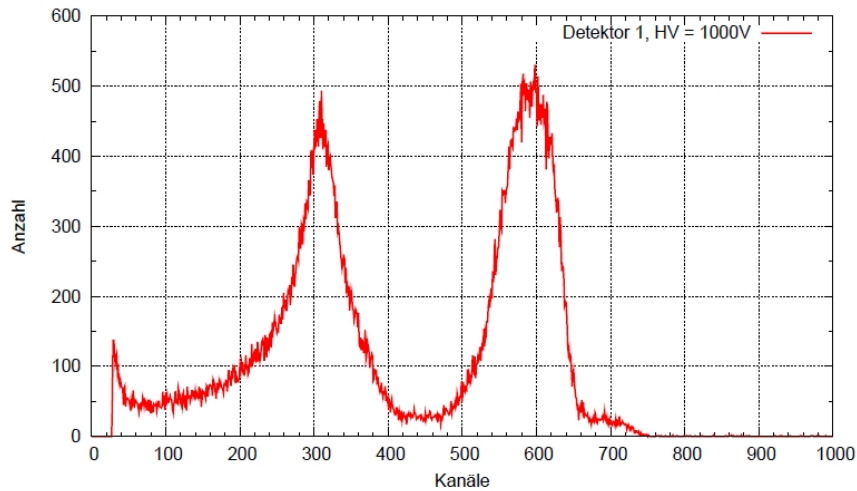


Abb. 3.8: Typisches Pulshöhenspektrum der Zählrohre mit Bor-10-Konverterschicht. (Quelle: [41], S. 62, Abb. 4.6)

tektoren. Die  $x$ -Achse ist proportional zur Energie der Reaktionsprodukte der Konversionsreaktion in der Borschicht. Ein Vorteil der Methode ist es, dass die Langzeitstabilität des Detektors gut überprüft werden kann. Sollten sich die Eigenschaften des Detektors während der Messungen ändern, so wäre dies im Pulshöhenspektrum an Änderungen der Peaks sichtbar. Ebenso wären Änderungen im elektronischen Rauschverhalten an Veränderungen in der steigenden Flanke bei kleinen Kanälen sichtbar. Ein Nachteil ist es, dass Störsignale, die zum Beispiel durch das Einschalten von Geräten verursacht werden, zwar eventuell bemerkt, aber nicht korrigiert werden können, da die Zeitinformation des Eintreffens der Pulse verloren geht.

Die aufwendigste Methode der Signalverarbeitung, der Einsatz eines Sampling-ADC (SADC), ist in Fig. 3.7c erwähnt. Ein solches Gerät mit 32 Kanälen wurde uns vom Physik-Department E18 der Technischen Universität zur Verfügung gestellt und im Rahmen der Diplomarbeit von H. Saul in Betrieb genommen und charakterisiert [42].

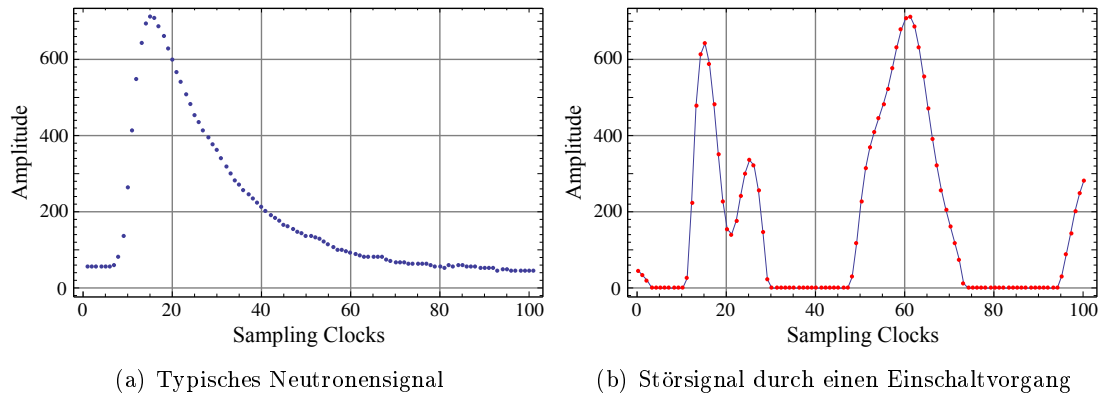


Abb. 3.9: Vergleich eines Signals durch ein registriertes Neutronenergegnis mit einem Störsignal durch einen Einschaltvorgang. Charakteristisch für diese Art von Störsignalen sind negative Spannungswerte, die vom SADC als konstant null interpretiert werden. (Quellen: [42], S. 60, Abb. 4.2 u. S. 67, Abb. 4.8)

Der SADC analysiert die vorverstärkten Pulse und speichert zu jedem erkannten Signal einen Zeitstempel, die Pulshöheninformation sowie die Pulsform in Form von 128 Datenpunkten in einem Abstand von 25 ns. Aus diesen Daten lassen sich prinzipiell alle Informationen extrahieren. Ein großer Vorteil dieser Methode ist es, dass Störsignale aufgrund ihrer Pulsform problemlos aus den Daten gefiltert werden können, siehe Fig. 3.8. Der SADC liefert daher einen wichtigen Beitrag zur Untergrundunterdrückung. Einen weiteren Gewinn brachte die Anpassung des Systems an den Experimentierplatz PF2. Dort verteilt eine Turbine den kontinuierlichen Neutronenstrahl zwischen drei Experimenten. Es wurde ein Kanal des SADC verwendet, um ein Signal zu registrieren, ob gerade mit geöffnetem Neutronenstrahl gemessen oder auf diesen gewartet wurde. Die Wartezeit kann nun als Untergrund-Messzeit verwendet werden. Mit dieser Methode konnte die Untergrund-Messzeit um einen Faktor acht (!) gesteigert werden, ohne dabei die eigentliche Messzeit zu reduzieren!

### 3.3.2 Realisierung des Neutronenspiegelbaus

Das Herzstück des Experiments bildet der Neutronenspiegelbau. Um das letzte in Abschnitt 3.1 beschriebene Experiment zu realisieren, müssen zwei Neutronenspiegel mikrometergenau parallel mit einem Abstand  $l$  ausgerichtet werden. Der gesamte Aufbau muss kontrolliert vibriert werden können.

Dieser Aufbau wurde wie folgt realisiert: Ein Neutronenspiegel liegt auf einem Positioniertisch auf, der mit Piezoaktoren in der Höhenachse  $z$  positioniert werden kann. Mittels mechanischer Fühlerlehren wird der Abstand zum oberen rauen Spiegel realisiert. Die Fühlerlehren bestehen aus Messing und haben eine definierte Dicke mit einer Schwankung von weniger als  $\pm 0,5 \mu\text{m}$ . Sie sind lasergeschnitten, um Variationen der Dicke an den Rändern zu vermeiden. Das System der beiden Neutronenspiegel wird mittels zweier Bügel fest mit dem Positioniertisch verbunden. Der eigentliche Kontakt wird über Feingewindeschrauben mit einer Ganghöhe von  $150 \mu\text{m}$  hergestellt. Die Vibrationen werden induziert, indem sinusförmige Spannungssignale an die Piezoaktoren angelegt werden.

Die entstehenden Oszillationen der Neutronenspiegel werden mit einem unabhängigen Messsystem bewertet.

**Justage der beiden Neutronenspiegel** Der kritische Punkt bei der Justage des Versuchsaufbaus ist die Anforderung, dass oberer und unterer Spiegel so parallel wie möglich sein sollten. Dabei hat sich folgende Vorgehensweise als vorteilhaft erwiesen:

- Zuerst wird der untere Spiegel auf die Halterung am Positioniertisch gelegt. Der zweite, raue Spiegel wird direkt auf den ersten gelegt. Es ist wichtig, dass dieser Schritt in einer staubfreien Umgebung geschieht.
- Nun werden drei Messtaster<sup>1</sup> auf der Oberseite des rauhen Spiegels platziert und auf Null gesetzt. Dies definiert eine Bezugsebene. Es wird eine Zeit gewartet und überwacht, dass die Messsysteme nicht zeitlich driften.
- Als Nächstes werden die Fühlerlehren vorsichtig zwischen die beiden Spiegel gegeben. Die Werte an den Messsensoren werden kontinuierlich beobachtet.
- Als letzter Schritt werden die Feingewindeschrauben der beiden Bügel vorsichtig reihum angezogen, bis das System fest ist. Es wird darauf geachtet, dass nun alle Messsysteme denselben Wert anzeigen. Dies ist mit einiger Übung bis auf 0,1  $\mu\text{m}$  Genauigkeit möglich.

Es ist anzumerken, dass der Wert, den die Messsysteme anzeigen, leider nicht dem Abstand der beiden Neutronenspiegel entspricht, da die Unterseite des oberen Spiegels aufgeraut ist.

**Parallelisierung des Neutronenspiegelaufbaus bezüglich des Messgranits** Eine weitere Justage ist nötig, um die Verkippung  $\theta$  des Neutronenspiegelaufbaus bezüglich der horizontalen Ebene (senkrecht zur Gravitation) zu minimieren. Eine solche Verkippung verfälscht die zu messenden Resonanzfrequenzen um einen Faktor  $\cos\theta$ . Die Minimierung der Verkippung erfolgt dadurch, dass der Neutronenspiegelaufbau bezüglich der Grundplatte, eines Messgranits, parallelisiert wird. Dieser Granit besitzt eine Ebenheit, die besser als 0,7  $\mu\text{m}$  ist und wird als perfekte Ebene angenommen. Die Granitplatte wird während des gesamten Experiments auf konstante Neigung geregelt, siehe Abschnitt 2.2.4. Der Offset der verwendeten Winkelmessung wird korrigiert.

Die Parallelisierung der beiden Systeme erfolgt wieder mit Hilfe dreier Messtaster. Diese sind auf einem verschiebbaren Granit gelagert und werden einer nach dem anderen auf das Neutronenspiegelsystem gesetzt, auf Null gesetzt und an eine beliebige Ecke verschoben. Die Neigung des Neutronenspiegelaufbaus kann dann mittels dreier Verstellerschrauben so eingestellt werden, dass alle drei Messtaster null anzeigen.

---

<sup>1</sup>Die verwendeten Messtaster der Firma Mitutoyo Messgeräte GmbH, Borsigstraße 8-10, 41469 Neuss, Deutschland erlauben die Messung relativer Längenänderungen mit einer Anzeigege nauigkeit von 0,1  $\mu\text{m}$ .

### 3.3.3 Erzeugung kontrollierter Vibrationen der Neutronenspiegel

**Anforderungen** Die Zustandsänderungen werden mittels mechanischer Oszillationen der Randbedingungen induziert. Dazu wird der im vorigen Abschnitt vorgestellte Neutronenspiegelaufbau in der Höhenachse  $z$  sinusförmig vibriert. An das System werden folgende Anforderungen gestellt:

- Die Übergangsfrequenzen zwischen den ersten Zuständen liegen in einem Frequenzbereich von 200 bis 1000 Hz. Dieser Bereich soll abgedeckt werden können.
- Die Vibrationsstärke  $u$  der Spiegel kann gleichermaßen als Auslenkung  $u_z$ , als Geschwindigkeit  $u_v$  oder als Beschleunigung  $u_a$  definiert werden. Die Umrechnung erfolgt über die Beziehung

$$u_a = u_v \cdot \omega = u_z \cdot \omega^2. \quad (3.52)$$

Für die Aufnahme der Resonanzkurven, d.h. für die Messung der Transmission an Neutronen in Abhängigkeit der Frequenz, ist es vorteilhaft, die Vibrationsstärke  $u_v$  konstant zu halten. Die Matrixübergangselemente sind dann frequenzunabhängig und die Resonanzkurven erhalten eine symmetrische Form. Um einen  $\pi$ -Flip und damit einen maximalen Effekt zu erhalten, sind bei experimententypischen Parametern (Durchflugszeit  $t = 20$  ms) folgende Vibrationsstärken nötig:

$$u_v \cdot Q_{pq} \cdot t \stackrel{!}{=} \pi \quad \Rightarrow \quad |1\rangle \leftrightarrow |2\rangle : \quad u_v = 1,24 \text{ mm/s}, \quad (3.53)$$

$$|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle : \quad u_v = 2,15 \text{ mm/s}. \quad (3.54)$$

Das Neutronenspiegelsystem soll diese Werte erreichen können.

- Die Vibrationen sollen auf der gesamten Spiegelfläche möglichst homogen sein. Insbesondere soll die Phasendifferenz der Vibrationen an zwei beliebigen Punkten auf der Oberfläche des Spiegels gering sein. Diese Forderung bedeutet, dass das System lediglich in seiner Grundmode schwingen soll.
- Die Vibrationen des Spiegelsystems sollen mit Hilfe eines unabhängigen Systems charakterisiert werden können. Dazu gehört es, Vibrationsspektren an verschiedenen Punkten der Spiegeloberfläche zu bestimmen. Das Messsystem muss mindestens zwei Kanäle aufweisen, um die Phase der Vibrationen zwischen zwei Punkten bestimmen zu können.

**Realisierung** Die erstmalige Realisierung der Methode erfolgte 2009 mit einem bereits bestehenden Positioniertisch, der mit vier Piezoaktoren ausgestattet war. Die sinusförmigen Modulationen wurden hierbei an den  $z$ -Trieb des Tisches sowie an drei Aktoren der Neigungsverstellung angelegt. Dieses System wurde für die folgenden Messungen durch den Mikropositioniertisch P518 der Firma Physik Instrumente<sup>2</sup> ersetzt. Dieser Tisch beinhaltet die drei Achsen Höhe, Neigungs- und Kippwinkel, die von vier Piezoaktoren

<sup>2</sup>Physik Instrumente (PI) GmbH und Co. KG, Auf der Römerstraße 1, 76228 Karlsruhe/Palmbach, Deutschland

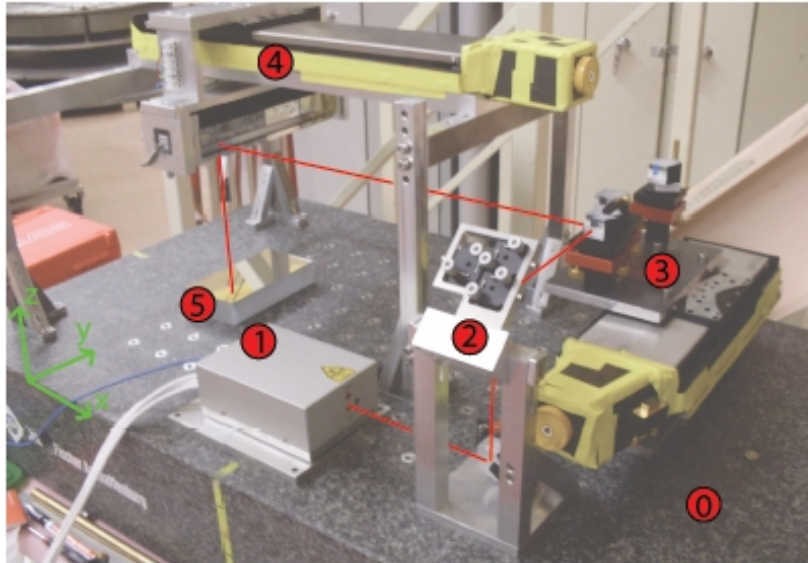


Abb. 3.10: Aufbau des Abstands- und Vibrationsmesssystems. Die drei Laserstrahlen des Interferometers (1) werden mit Hilfe eines Prismas und dreier Spiegel (2) auf optische Elemente umgelenkt, die in  $y$ -Richtung (3) bzw. in Neutronenflugrichtung  $x$  (4) mikrometergenau verfahren können. Der Neutronenspiegel Aufbau ist in Form eines einzelnen Spiegels (5) angedeutet. (Quelle: [49], S. 32, Abb. 4.1)

aktiv geregelt werden können. Die Steuerung des Tisches erlaubt das Zuschalten externer Signale auf die drei Achsen.

Die Vibrationen wurden mittels zweier komplementärer Messsysteme überwacht. Ein Analysesystem der Firma OROS<sup>3</sup> mit vier Messsensoren wurde zum stationären Überwachen der Vibrationen verwendet. Mit einem im Rahmen der Diplomarbeit von T. Lins [49] entwickelten laserbasierten Abstandsmesssystem wurden die Vibrationseigenschaften aller im Experiment verwendeten Spiegelsysteme bezüglich Vibrationsstärken und -phasen charakterisiert. Das System wurde ab 2010 bei allen Messungen eingesetzt, um die Vibrationen während der Messungen zu charakterisieren und zu überwachen.

**Beschreibung des laserbasierten Systems zur Vibrationsanalyse** Das laserbasierte System zur Analyse der Vibrationen ist in Fig. 3.10 abgebildet. Grundlage des Systems ist ein dreistrahliges Laserinterferometer SP2000-TR der Firma SIOS<sup>4</sup>. Das Interferometer misst relative Abstände zu spiegelnden Oberflächen. Es kann sehr schnell ausgelesen werden und daher Oszillationen der spiegelnden Oberflächen direkt vermessen. Das Interferometer kann mit einer eigenen Software oder alternativ mit LabView angesteuert werden. Über ein dreiteiliges Spiegelsystem (2,3,4) können die Laserstrahlen auf das auszumessende Objekt (5) abgelenkt werden. Die optischen Elemente (3) bzw. (4) sind auf bzw. unter Linearverschiebetische der Firma MICOS gebaut. Mit deren Hilfe können die

---

<sup>3</sup>OROS GmbH, Coenen Palais, Hofstraße 272, 56077 Koblenz, Deutschland

<sup>4</sup>SIOS Meßtechnik GmbH, Am Vogelherd 46, 98693 Ilmenau, Deutschland



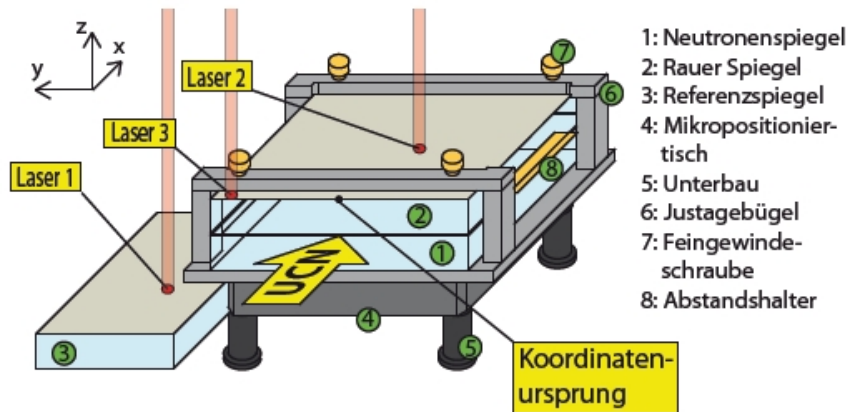


Abb. 3.11: Positionierung der Laserstrahlen auf den Neutronenspiegeln. *Laser 1* dient als Referenzstrahl für Abstands- und Vibrationsmessungen. *Laser 2* ist frei auf dem Neutronenspiegel beweglich. *Laser 3* ist ortsfest auf einem Punkt des Neutronenspiegels positioniert. (Quelle: [49], S. 61, Abb. 5.1)

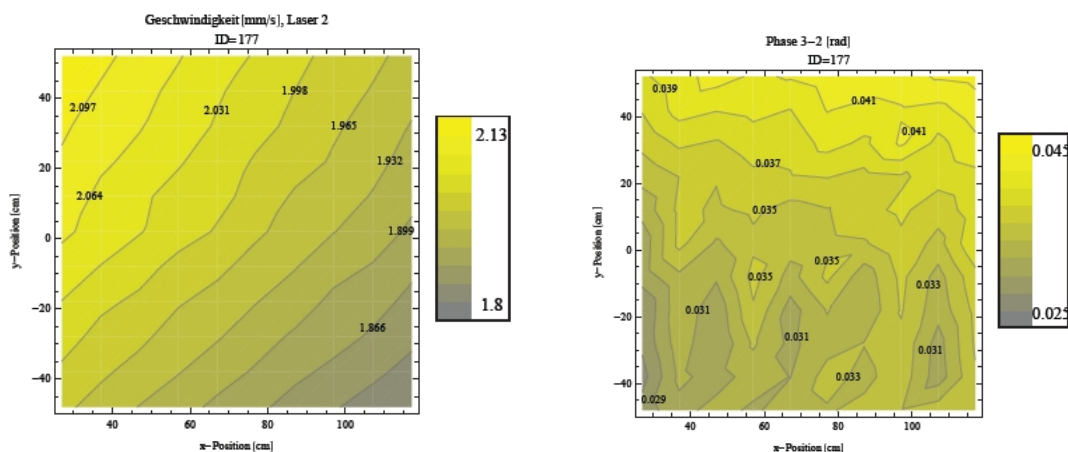
Laserstrahlen in der horizontalen Ebene definiert verfahren werden. Durch eine geschickte Konstruktion der Strahlführung heben sich Positionierfehler und Verkippungen der optischen Elemente in erster Ordnung heraus, wenn ein Laserstrahl in beiden Achsen verfahren wird, während die beiden anderen als Referenzstrahlen fungieren. Auf diese Weise kann die Positionierung des Neutronenspiegelaufbaus auf  $\leq 0,1 \mu\text{m}$  genau überwacht werden. Die Details zur Realisierung des Systems befinden sich in der Diplomarbeit von T. Lins [49].

Zur Überwachung der Vibrationen der Neutronenspiegel werden die Laserstrahlen wie in Abb. 3.11 dargestellt, positioniert:

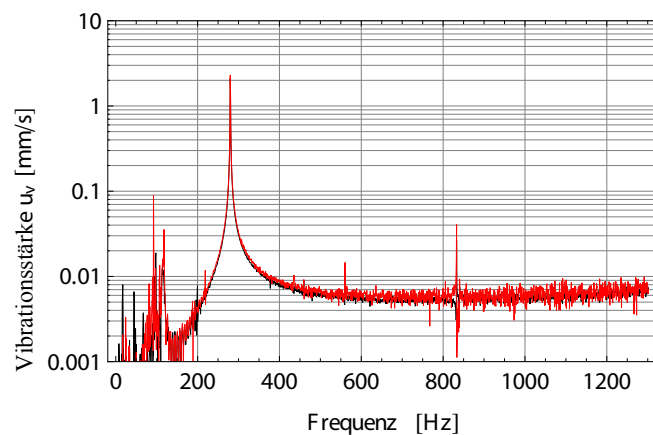
- Der Referenzlaserstrahl  $L_1$  befindet sich auf einem unabhängigen Neutronenspiegel, der sich auf dem Granit befindet und misst dort die Vibrationen des Experimentaufbaus.
- Laserstrahl  $L_2$  befindet sich auf dem oberen Neutronenspiegel und ist sowohl in Neutronenflugrichtung  $x$  als auch in senkrechter Richtung  $y$  verfahrbar.
- Laserstrahl  $L_3$  befindet sich nah am Rand des oberen Neutronenspiegels und ist positionsfest.

Die Vibrationsmessungen der drei Strahlen  $L_1$ ,  $L_2$  und  $L_3$  werden durch einen gemeinsamen Trigger ausgelöst und erfolgen daher gleichzeitig. Das Messsignal besteht aus Zahlenpaaren (Zeit, Auslenkung). Abstraten und Dauer der Messung können frei eingestellt werden. Durch rasterartiges Verfahren des Strahls  $L_2$  können Karten der Vibrationen erzeugt werden. Aus den fouriertransformierten Daten lässt sich die Vibrationsstärke bei einer beliebigen Frequenz in Einheiten einer Auslenkung, Geschwindigkeit oder Beschleunigung sowie die Phasenlage zwischen zwei Strahlen bestimmen.

**Messdaten (exemplarisch)** Figur 3.12 zeigt exemplarisch die gemessenen Vibrationsdaten für die Messung Nr. 177 der Experimentierzeit 3-14-283. Die Vibrationsfrequenz



(a) Ortsabhängige Vibrationsstärke  $u_v$  für  $\nu = 280 \text{ Hz}$  (b) Ortsabhängige Phasendifferenz zwischen L2 und L3 bei  $\nu = 280 \text{ Hz}$



(c) Vibrationsspektren am Ort  $(x,y) = (80,0)$  (rot) bzw.  $(5,70)$  (schwarz)

Abb. 3.12: Messdaten der Vibrationsüberwachung exemplarisch am Datensatz der Messung Nr. 177 der Strahlzeit 3-14-283. Die eingestellte Vibrationsfrequenz betrug  $\nu = 280 \text{ Hz}$ . Der im Vibrationsspektrum sichtbare kleine Peak bei  $\nu = 833 \text{ Hz}$  wird durch unsere Vakuumpumpe verursacht, die bei dieser Drehfrequenz arbeitet.

Experimentierzeit	Dauer [Tage]	Beginn [Datum]	Messungen
3-14-253	6	23.04.2009	- erste erfolgreiche Realisierung der Resonanz $ 1\rangle \leftrightarrow  3\rangle$
TEST1692	15	16.07.2009	- Bestätigung der Messungen der Exp.zeit 3-14-253
3-14-283	50	28.10.2010	- systematische Tests - Realisierung aller Übergänge des 3-Zustandssystems $ 1\rangle \leftrightarrow  2\rangle \leftrightarrow  3\rangle$ - Nachweis gedämpfter Rabioszillationen
DIR94	13 37	19.04.2011	- systematische Tests - polarisierte Messungen - Erweiterungen des Experiments ( <i>durch G. Cronenberg</i> )
TEST 1812	11	26.08.2010	- Parameteroptimierung eines verbesserten Zählrohrs

Tab. 3.2: Überblick über die im Rahmen der Messungen zur Gravitations-Spektroskopie durchgeführten Experimente.

betrug  $\nu = 280$  Hz. Fig. 3.12(c) zeigt zwei gemessene Vibrationsspektren. Das rot gezeichnete Spektrum wurde mittig auf dem oberen Neutronenspiegel aufgenommen (L2), das schwarze auf einer der vier äußeren Ecken (L3). In beiden ist ein schmaler Peak bei der angeregten Frequenz zu sehen. Dessen Breite von ca. 0,6 Hz ist durch die Vibrationsmesszeit bestimmt. Es treten keine weiteren, die Messung störenden Peaks auf. Der kleine Ausschlag bei  $\nu = 833$  Hz wird durch die bei dieser Drehfrequenz arbeitende Vakuumpumpe verursacht.

Fig. 3.12(a) zeigt die Vibrationsstärke  $u_v$  orts aufgelöst auf dem oberen Neutronenspiegel. Sie ist auf einem 10%-Niveau homogen. Qualitativ fallen sehr viele gemessenen Karten zur unteren rechten Ecke hin ab. Dies könnte daran liegen, dass einer der vier Piezoaktoren im Positioniertisch eine etwas geringere interne Verstärkung besitzt.

Die orts aufgelöste Phasendifferenz zwischen Scanlaserstrahl L2 und Referenzlaserstrahl L3 ist in Abb. 3.12(b) gezeigt. Es treten praktisch keine Phasenunterschiede auf.

### 3.4 Messungen

Die Messungen zur Realisierung einer Resonanzmethode zur Untersuchung der Gravitation mit ultrakalten Neutronen erfolgten in mehreren Experimentierzeiten am Instrument PF2 des ILL. Die Experimente fanden jeweils am UCN-Strahl des Instruments statt. Vorbereitende Experimente wurden am TEST-Strahl durchgeführt. Tab. 3.2 gibt einen Überblick über die durchgeführten Messungen.

**2009** Zu Ende der Experimentierzeit 3-14-253 (siehe Abschnitt 2.3) blieb genügend Zeit, um die Realisierung der Resonanzmethode nach Rabi mit Dämpfung zu testen. Die Übergänge wurden mittels Vibrationen des Neutronenspiegelsystems angeregt. Dazu

wurden die Piezoaktoren eines Verschiebetisches zur Justage der Neutronenspiegel sinusförmig moduliert. In der Nähe der erwarteten Resonanz  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  wurde ein scharfer Einbruch der Transmission gefunden. Die statistische Signifikanz betrug 3,5 Standardabweichungen.

Es ergab sich kurzfristig die Möglichkeit, die Messungen im Sommer 2009 zu wiederholen und zu erweitern. Die Ergebnisse des vorigen Experiments konnten bestätigt werden. Eine Reihe systematischer Tests und Messungen unterstützte unsere Interpretation der Ergebnisse. Die Gesamtsignifikanz liegt bei 4,9 Standardabweichungen.

Die Messergebnisse wurden in [32] veröffentlicht.

**2010** Für die Experimentierzeit 2010 wurde der bestehende Versuchsaufbau grundlegend abgeändert, um systematischen Einflüssen in Experimenten höherer Präzision Einhalt zu gebieten und Platzprobleme zu lösen. Die Vakuumkammer wurde erheblich vergrößert, um Platz für die zusätzlichen Komponenten zu schaffen. Das System zur Neutronenstrahlüberwachung wurde grundlegend überarbeitet und kann nun fest installiert werden. Im Rahmen der Diplomarbeit von H. Saul [42] wurden die Detektoren weiterentwickelt und im Untergrundverhalten um einen Faktor 5 verbessert. Außerdem wurde das Auslesekonzept der Detektorsignale grundlegend verändert. Ein Sampling ADC speichert die gesamte Signalf orm jedes Pulses sowie die Zeit seines Eintreffens. Damit wird das Experiment weniger anfällig gegenüber Störsignalen. Das System zur Erzeugung der Vibrationen wurde gegen ein kommerziell verfügbares ausgetauscht. Im Rahmen der Diplomarbeit von T. Lins [49] wurde ein Aufbau für ein Laserinterferometer entwickelt, mit dessen Hilfe die Position und Vibrationen der Neutronenspiegel zeit- und orts aufgelöst während der Messungen bestimmt werden können.

Nach ihrer erfolgreichen Inbetriebnahme wurden alle Systeme ausgiebig charakterisiert. Im Anschluss wurde der gesamte Frequenzbereich zwischen 0 und 900 Hz für verschiedene Vibrationsstärken vermessen. Dabei wurde eine schiefssymmetrische Resonanz bei ca. 280 Hz und eine symmetrische Resonanz bei ca. 550 Hz gefunden. Die schiefssymmetrische Resonanz lässt sich als Überlagerung der Übergänge  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  bzw.  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  verstehen. Außerdem wurde eine Reihe von Messungen bei konstanter Frequenz und veränderlicher Vibrationsstärke durchgeführt. Im Bereich der Resonanz sind für diese Messreihen gedämpfte Rabi-Oszillationen gefunden worden. Im nicht-resonanten Bereich ist dagegen die Transmission unabhängig von der Vibrationsstärke.

**2011** Es ergab sich kurzfristig die Möglichkeit, ohne Abbau des Experiments nach einer Pause von drei Monaten fünfzig weitere Tage messen zu können. Dies wurde genutzt, um die Messungen mit dem identischen und sehr gut charakterisierten Neutronenspiegelsystem der letzten Strahlzeit mit polarisierten Neutronen fortzuführen.

Es wurde der Einfluss der Richtung eines äußeren Magnetfeldes parallel bzw. antiparallel zum Gravitationsfeld der Erde auf die Resonanzfrequenzen untersucht. Ein positiver Effekt entspräche einer hypothetischen Spin-Masse-Kopplung. In einer Messzeit von nur einigen Tagen wurden die bisher existierenden Grenzen für eine solche Wechselwirkung um mehr als eine Größenordnung verbessert.

Weiterhin wurden von G. Cronenberg Erweiterungen für das Experiment getestet, auf die in dieser Arbeit nicht weiter eingegangen werden soll.

## 3.5 Analyse

In diesem Abschnitt werden die zur Gravitationsresonanzspektroskopie durchgeführten und im letzten Abschnitt erwähnten Messungen analysiert. Die Lösung der experimentell bestimmten Resonanzkurven wurde in Kap. 3.2 hergeleitet. Sie enthält folgende Parameter:

- Die Flugzeit  $t$  lässt sich aus der Länge der Neutronenspiegel und dem gemessenen Geschwindigkeitsspektrum  $\partial f / \partial v_x$  bestimmen. Die Auswertung der Daten zur Messung des Flugzeitspektrums erfolgt analog zu der in Abschnitt 2.4.2 vorgestellten Methode, weshalb die Auswertung nur in verkürzter Form in Abschnitt 3.5.1 dargestellt wird.
- Für die Bestimmung der Anfangsbedingungen  $|c_n(t = t_1)|^2$  wurden Spurdetektormessungen durchgeführt. Die Ergebnisse der zu Abschnitt 2.4.3 analogen Auswertung sind in Abschnitt 3.5.2 aufgelistet.
- Die Absorberparameter  $\gamma_n$  beschreiben die Dämpfung des Systems. Sie sind abhängig von den Oberflächeneigenschaften des oberen Neutronenspiegels, insbesondere dessen Rauheit und gehen als freie Fitparameter in die Auswertung ein.
- Die Schlitzbreite  $l$  geht ebenfalls als freier Parameter in die Auswertung ein, da der bei der Justage des Neutronenspiegelsystems nach Abschnitt 3.3.2 erhaltene Wert nicht dem tatsächlichen entspricht, sondern einer unteren Grenze. Dies liegt an der rauen Auflage des oberen Neutronenspiegel auf den Abstandshaltern.
- Die Vibrationsfrequenz  $\nu$  und die Vibrationsstärke  $u$  werden mit Hilfe eines der in Abschnitt 3.3.3 vorgestellten Systeme während der Messungen laufend bestimmt.
- Die Norm  $N$  stellt einen freien, globalen Fitparameter dar.
- Der Detektoruntergrund  $N_0$  wird in unabhängigen Messungen bestimmt.

### 3.5.1 Extraktion des Geschwindigkeits- und Flugzeitspektrums

Die Geschwindigkeitsspektren aller Messungen wurden wie in den in Kap. 2 beschriebenen Experimenten bestimmt und analog zu Abschnitt 2.4.2 ausgewertet. Exemplarisch sind die Messdaten sowie das extrahierte Geschwindigkeitsspektrum der Experimentierzeit 3-14-283 in Abbildung 3.13 dargestellt. Für das Geschwindigkeitsspektrum  $\partial f / \partial v_x$  wird ein Ansatz der Form

$$\frac{\partial f}{\partial v_x} = \begin{cases} e^{-(v_x - v_0)^b} \cdot (v_x - v_0)^c & z_B \geq 0 \\ 0 & z_B < 0 \end{cases} \quad (3.55)$$

gewählt. Die stufenweise Definition ergibt sich aus der Tatsache, dass für  $z_B \leq 0$  die Unterkante des Eintrittsspalts der Vakuumkammer die Transmission beschränkt. Gl. 3.55 führt unter Ausnutzung von Gl. 2.25 für  $z_B \geq 0$  auf die zu Gl. 2.26 äquivalente Fitfunktion

$$F(z_B) = N \cdot \Gamma\left(\frac{c+1}{b}, (z_B(v_x) - v_0)^b\right) + N_0. \quad (3.56)$$

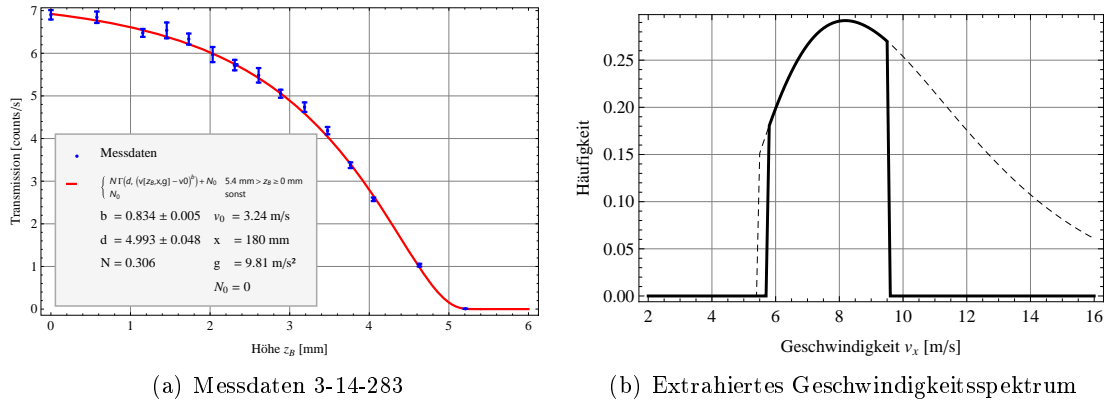


Abb. 3.13: Die linke Abbildung zeigt die Messdaten der Experimentierzeit 3-14-283 sowie deren Fit nach der Methode der kleinsten Quadrate nach Gl. 3.56. Die Parameter  $b$ ,  $c$  und die Norm  $N$  fungieren als freie Fitparameter. Das minimale  $\chi^2$  beträgt 13,86, die Verträglichkeit damit 24,1%. Die rechts dargestellte Abbildung zeigt das aus dem Fit bestimmte Geschwindigkeitsspektrum. Die untere Kante des Eintrittsfensters der Vakuumkammer führt zum steilen Abfall des Spektrums bei  $v_x = 5,4$  m/s.

Die horizontale Flugstrecke  $x = 180$  mm, die Höhendifferenz zwischen Unterkante des Eintrittsfensters der Vakuumkammer und Mitte des Schlitzes zwischen den beiden Neutronenspiegeln  $z_0 = 5,4$  mm, die Erdbeschleunigung  $g = 9,81$  m/s<sup>2</sup>, der Detektoruntergrund  $N_0 = 2,7 \cdot 10^{-3}$  Hz und die Geschwindigkeit  $v_0 = 3,24$  m/s gehen als gemessene bzw. bekannte Parameter in die Auswertung ein. Die Grenzggeschwindigkeit  $v_0$  entspricht der kritischen Geschwindigkeit der ultrakalten Neutronen für Aluminium, woraus sämtliche Fenster des Versuchsaufbaus gefertigt sind. Die Variation der freien Parameter  $b$ ,  $c$  und  $N$  führt zu einem minimalem  $\chi^2$  von  $\chi_{\min}^2 = 13,86$ , was einer Verträglichkeit von 24,1% entspricht. Die gemessenen Daten, die Fitfunktion mit dem optimalen Parametersatz sowie das extrahierte Geschwindigkeitsspektrum sind in Fig. 3.13 gezeigt.

### 3.5.2 Bestimmung der Anfangsbedingungen

Die zu erwartenden Resonanzkurven der Messungen sind von den Anfangsbedingungen  $|c_i(t_1)|^2$ , ( $i = 1,2,3,\dots$ ) abhängig, vgl. Gl. 3.44 - 3.46. Diese Parameter können im Allgemeinen nicht frei eingestellt werden. Sie sind jedoch mit einer Spurdetektormessung bestimmbar. Die Messung und Auswertung der Spurdetektoren erfolgt analog

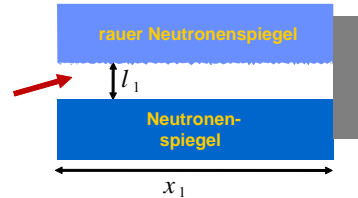
Experimentierzeit	Detektor	Anfangsbedingungen		
		$\tilde{c}_1$	$\tilde{c}_2$	$\tilde{c}_3$
3-14-253	HA01	1	$0,728^{+0,080}_{-0,072}$	$0,139^{+0,063}_{-0,059}$
TEST1692				
3-14-283	HB07	1	$0,436^{+0,037}_{-0,035}$	$0,000^{+0,024}_{-0,000}$
DIR94				

Tab. 3.3: Ergebnisse der Auswertung

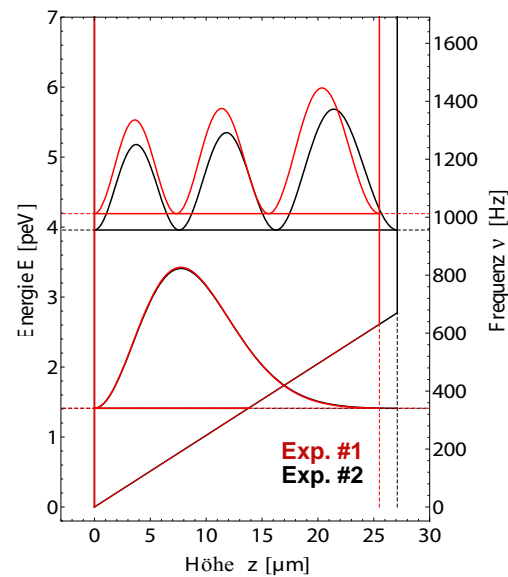
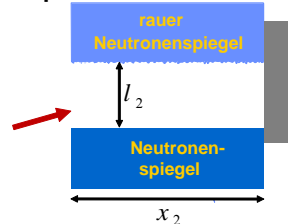
### Versuchsaufbau

Schlitzbreite  $l$   $\longleftrightarrow$  Energie  $E$   
 Länge  $x$   $\longleftrightarrow$  Resonanzbreite  $\Delta v$

Exp. #1:



Exp. #2:



### Parameter und Experimentelle Ergebnisse

	Länge der Neutronenspiegel Länge $L$ [cm] Breite $W$ [cm] Höhe $H$ [cm]	Height of scatterer $l$ [ $\mu\text{m}$ ]	Mittlere Flugzeit $t$ [ms]	Energiedifferenz $E_{13}$ [peV]	Übergangsfrequenz (berechnet) $\nu_{13}$ [Hz]	Resonanzfrequenz (gemessen) $\nu_{13}$ [Hz]	Resonanzbreite (FWHM) $\Delta\nu$ [Hz]
Experiment 1	15 x 3 x 3	25,5	23	2,78	671	(705 $\pm$ 6)	41,2
Experiment 2	10 x 3 x 3	27,1	15	2,55	615	(592 $\pm$ 11)	61,6

Abb. 3.14: Versuchsaufbau und Zusammenfassung geometrischer Parameter der ersten Realisierungen der Experimente 2009. (Quelle: vgl. [32], S. 470, Abb. 2)

zu der in Abschnitt 2.4.3 vorgestellten Methode: Die Borschicht der Spurdetektoren wird entfernt, danach werden die Störstellen im Plastik in einem Ätzprozess vergrößert, bevor der Spurdetektor unter einem Mikroskop gescannt wird. Es schließt sich eine automatisierte Spurvermessung und Teilchenidentifizierung an. Nach einer Drehung des Koordinatensystems und eventueller Krümmungskorrektur wird das Histogramm über die Höhenverteilung gebildet. Aus diesem lassen sich die gesuchten Anfangsbedingungen  $|c_i(t_1)|^2$  aus den Fitparametern  $\tilde{c}_i$  extrahieren. Die Fitfunktion entspricht Gl. 2.30. Tab. 3.3 zeigt die so erhaltenen Fitergebnisse für alle durchgeführten Resonanzspektroskopiemessungen.

### 3.5.3 Experimentelle Realisierung der Resonanzmethode

**Messungen 2009** Die im Jahr 2009 durchgeführten Messungen dienten dazu, die in Abschnitt 3.1 dargelegte Resonanzmethode nach Rabi mit Dämpfung erstmalig zu realisieren [32]. Das verwendete Neutronenspiegelsystem besteht aus einem ebenen Spiegel als untere Randbedingung sowie einem aufgerauten Neutronenspiegel als obere Randbedin-

gung und zur Selektion der Zustände. Das System kann zu Schwingungen entlang der Höhenachse  $z$  mit einstellbarer Vibrationsfrequenz und -stärke angeregt werden. Die Messung der Vibrationen erfolgt an drei Punkten der Oberseite des oberen Neutronenspiegels mit Hilfe eines Vibrationsanalysators der Firma OROS<sup>5</sup>. Der experimentelle Nachweis besteht aus der Bestimmung der Transmission an Neutronen bekannter Geschwindigkeit durch dieses System in Abhängigkeit von Vibrationsfrequenz  $\nu$  und -stärke  $u$ . Die Messungen wurden zu Ende der Experimentierzeit 3-14-253 erstmals durchgeführt und im Rahmen der Messzeit TEST-1692 mit geänderten geometrischen Parametern wiederholt. Eine Skizze des Versuchsaufbaus und Überblick über die Parameter der beiden Experimente gibt Fig. 3.14.

Aufgrund der durchgeführten Präparationsmessung wurde der Übergang  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  untersucht. Der dritte Zustand wird demnach im Vergleich zum Grundzustand um einen Faktor 7 unterdrückt, siehe Abschnitte 2.4.3 bzw. 3.5.2. Außerdem gibt es in der Nähe der Übergangsfrequenz  $\nu_{13}$  keine weiteren Resonanzen.

Fig. 3.15(a) stellt die gemessene Resonanzkurve des ersten Experiments dar. Diese zeigt einen Einbruch der Transmission bei  $\nu_{res} = (705 \pm 6)$  Hz in der Nähe der zuvor berechneten Übergangsfrequenz  $\nu_{13} = 671$  Hz. Die Abweichung ist mit der ungenauen experimentellen Bestimmung der Schlitzbreite  $l$  aufgrund der Rauheit des Absorbers erklärbar. Die experimentell gefundene Resonanzbreite von  $\Delta\nu = 41,2$  Hz entspricht dem Kehrwert der Durchflugzeit von 23 ms. Zur Auswertung der Daten wurden die gemessenen Vibrationsstärken  $u_a$  mit einem freien Fitparameter in Form eines globalen Faktors  $f$  multipliziert. Dieser Parameter ist notwendig, um die Tiefe des Einbruchs korrekt beschreiben zu können. Die Vibrationsstärke  $u_a$  wird an sich vom Vibrationsanalysator gemessen, der zusätzliche Parameter korrigiert jedoch eine inhomogene Vibrationsstärke. Während diese in Flugrichtung der Neutronen konstant war, war sie in senkrechter Richtung in Spiegelmitte geringer als an den Rändern. Dieser Effekt führt dazu, dass die im Experiment gemessene Vibrationsstärke systematisch höher ist als die tatsächliche. Es ergibt sich  $f = (0,56 \pm 0,16)$ . Aus der Unverträglichkeit von  $f$  mit  $f = 0$  lässt sich die Signifikanz des Transmissionseinbruchs zu 3,5 Standardabweichungen bestimmen.

Bei der Wiederholung der Messung im Rahmen der Experimentierzeit TEST-1692 wurde ein um 33% kürzeres Neutronenspiegelsystem eingesetzt. Zusätzlich wurde das System so präpariert, dass die Schlitzbreite um 1,6  $\mu\text{m}$  größer war. Dies sollte die Breite der Resonanz um einen Faktor 1,5 vergrößern und die gemessenen Resonanzfrequenzen zu kleineren Frequenzen hin verschieben. Beide Vorhersagen wurden im Experiment beobachtet. Es wurde ein signifikanter Einbruch der Transmission bei  $\nu_{res} = (592 \pm 11)$  Hz in der Nähe der erwarteten Übergangsfrequenz  $\nu_{13} = 615$  Hz gefunden. Die Resonanzbreite beträgt wie erwartet 61,6 Hz. Fig. 3.15(b) zeigt eine zusammengefasste Darstellung der Resonanzkurven beider Messungen von 2009. Deren statistische Signifikanz beträgt 4,9 Standardabweichungen.

Fig. 3.15(c) zeigt die Messdaten beider Experimente in der Nähe der jeweiligen gefundenen Resonanz  $|(\nu - \nu_{exp}) / \Delta\nu| \leq 0,3$  in Abhängigkeit der Vibrationsstärke  $u_a$ . Die durchgezogenen Theoriekurven entsprechen der Erwartung bei Messungen in der Resonanz. Die schattierten Bereiche beschreiben den Verlauf für den Frequenzbereich der dargestellten Messungen,  $|(\nu - \nu_{exp}) / \Delta\nu| \leq 0,3$ .

---

<sup>5</sup>OROS GmbH, Coenen Palais, Hofstraße 272, 56077 Koblenz, Deutschland



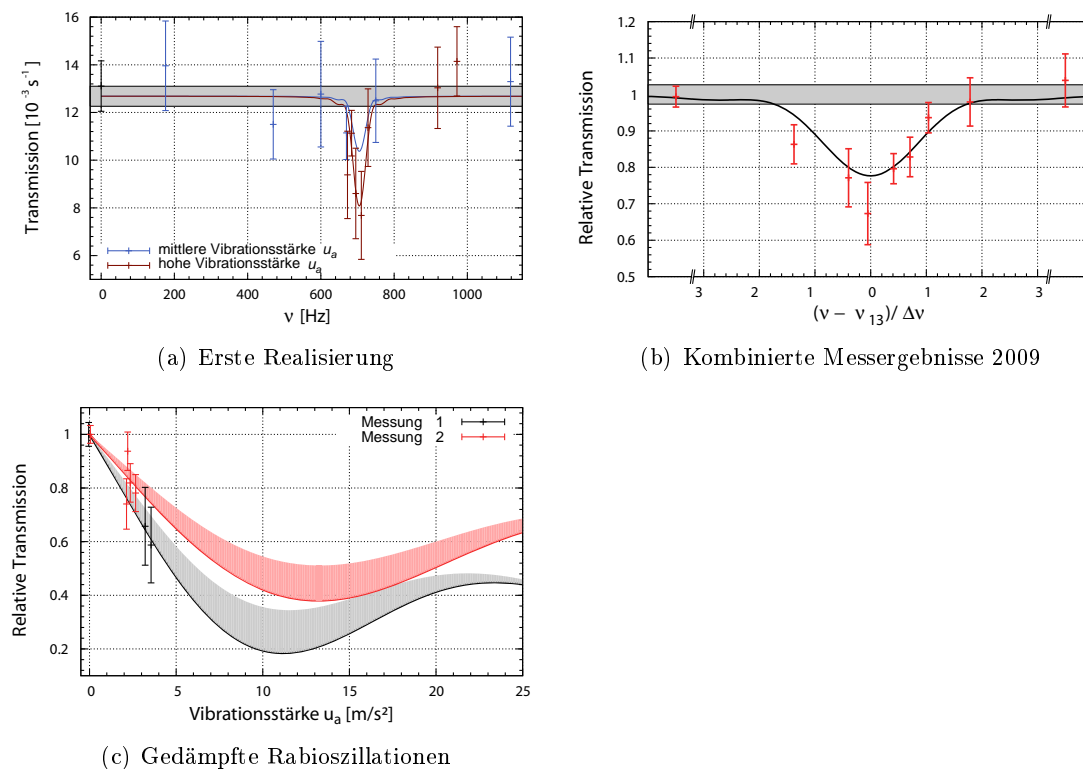


Abb. 3.15: Gemessene Resonanzkurven der beiden Realisierungen von 2009.

(a) Messungen bei mittlerer (hoher) Vibrationsstärke ( $1,5(4,9) \leq u_a \leq 4,0(7,7)$ )  $\text{m/s}^2$  sind in blau (braun) unter Abzug des Detektoruntergrunds ( $4,77 \pm 0,13$ )  $\cdot 10^{-3}$   $1/\text{s}$  eingezeichnet. Das graue Band fasst alle Daten mit  $\nu = 0$  Hz zusammen. Die Theoriekurven entsprechen den Stärken  $u_a = 2,95$   $\text{m/s}^2$  (blau) bzw.  $u_a = 5,87$   $\text{m/s}^2$  (braun).

(b) Zusammengefasste Darstellung der Resonanzkurven beider Messungen von 2009. Die relative Transmission entspricht dem Quotienten der Messdaten und der jeweiligen Norm  $N$ . Die  $x$ -Achse zeigt die Frequenz in Einheiten der Resonanzbreite. Alle Messdaten mit  $|\nu - \nu_{13}|/\Delta\nu > 1,5$  sind in den beiden äußeren Datenpunkten zusammengefasst. Die Theoriekurve wurde für die mittlere Vibrationsstärke  $u_a$  berechnet.

(c) Die Abbildung zeigt die Messdaten beider Experimente nahe der jeweiligen gefundenen Resonanz  $|(\nu - \nu_{exp})/\Delta\nu| \leq 0,3$  in Abhängigkeit der Vibrationsstärke  $u_a$ . Die durchgezogenen Theoriekurven entsprechen der Erwartung bei Messungen in der Resonanz. Die schattierten Bereiche beschreiben den Verlauf für den Frequenzbereich der dargestellten Messungen.

(Quellen: [32], S. 471, Abb. 3a–3c)

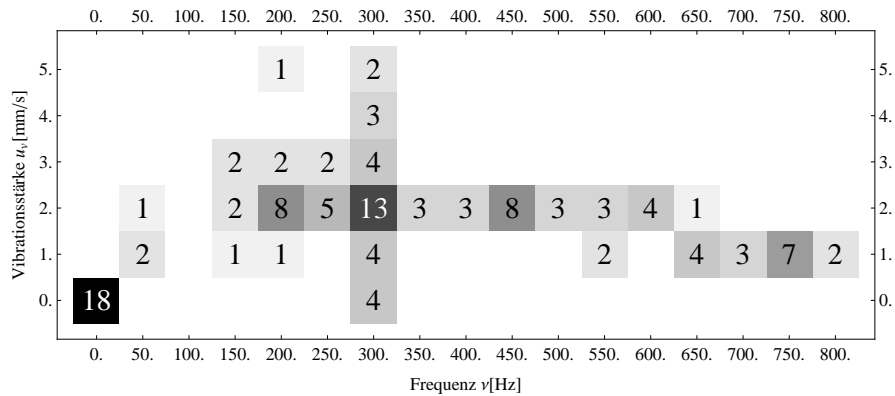


Abb. 3.16: Überblick über den abgedeckten Parameterraum bezüglich Frequenz und Vibrationsstärke. Die in der Graphik angegebenen Zahlen spiegeln die Anzahl der Messungen im jeweiligen Parameterbereich wider.

**Messungen 2010** Im Rahmen der Experimentierzeit 2010 wurden die Messungen des Vorjahres erweitert, um mehrere Übergänge der gravitativ gebundenen Zustände der ultrakalten Neutronen zu beobachten. Im Vergleich zum Vorjahr kam das von H. Saul im Rahmen seiner Diplomarbeit entwickelte und im Abschnitt 3.3.1 beschriebene Detektor- und Auslesesystem mit einem verbesserten Untergrundverhalten zum Einsatz [42]. Die Anregung und Messung der Vibrationen erfolgte mittels eines von T. Lins im Rahmen seiner Diplomarbeit entwickelten und in Abschnitt 3.3.3 beschriebenen Systems [49].

Vor Beginn der eigentlichen Resonanzmessungen wurde das Geschwindigkeitsspektrum nach der in Abschnitt 3.5.1 beschriebenen Methode bestimmt. Die Blenden wurden anschließend auf den Geschwindigkeitsbereich  $5,74 \leq v_x \leq 9,52$  m/s eingestellt. Dies entspricht einer mittleren Durchflugzeit der Neutronen durch das 15 cm lange Neutronenspiegelsystem von  $\tau = (19 \pm 2)$  ms. Der Fehler ist gegeben durch die Unsicherheiten in der Justage der Blende um maximal 0,5 mm.

Im Anschluss wurden die Oberflächeneigenschaften des zu verwendenden rauen Neutronenspiegels mit einem Oberflächen-Rauheitsmesser bestimmt. Der Mittelwert für die gemittelte Rautiefe  $R_z$  aus neun Messungen an verschiedenen Spiegelpositionen beträgt  $(3,19 \pm 0,20)$   $\mu\text{m}$ . Der Fehler entspricht dem Fehler des Mittelwerts<sup>6</sup>.

Als nächstes wurde das Neutronenspiegelsystem nach der in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Methode justiert, so dass die drei Messtaster einen Wert von  $(22,3 \pm 0,1)$   $\mu\text{m}$  anzeigten. Dieser Wert entspricht nicht der für die Lage der Übergangsfrequenzen verantwortlichen Schlitzbreite  $l$ . Vielmehr stellt der gemessene Wert eine Untergrenze für  $l$  dar, da die Abstandshalter in Kontakt mit der rauen Oberfläche des oberen Neutronenspiegels sind. Anschließend wurde die Transmission an Neutronen in Abhängigkeit von

<sup>6</sup>Das Gerät kann verschiedene Rauheitsparameter nach verschiedenen DIN-Normen bestimmen. Für diese Messungen wurde die Norm ISO97/JIS2001 verwendet. Für jede Messung wurde ein 4,0 mm langer Weg eindimensional abgefahren. Das Oberflächenprofil wurde in 5 Abschnitte zu je 0,8 mm Länge unterteilt. Die gemittelte Rautiefe entspricht dem Mittelwert aus den maximalen Auslenkungen der einzelnen Unterstrecken. In früheren Publikationen wurde statt der gemittelten Rautiefe  $R_z$  der arithmetische Mittenrauwert  $R_a$  in der Größenordnung von ca. 0,75  $\mu\text{m}$  angegeben. Der arithmetische Mittenrauwert ist ein Maß für die Standardabweichung des Oberflächenprofils von einer vom Gerät berechneten Mittellinie.

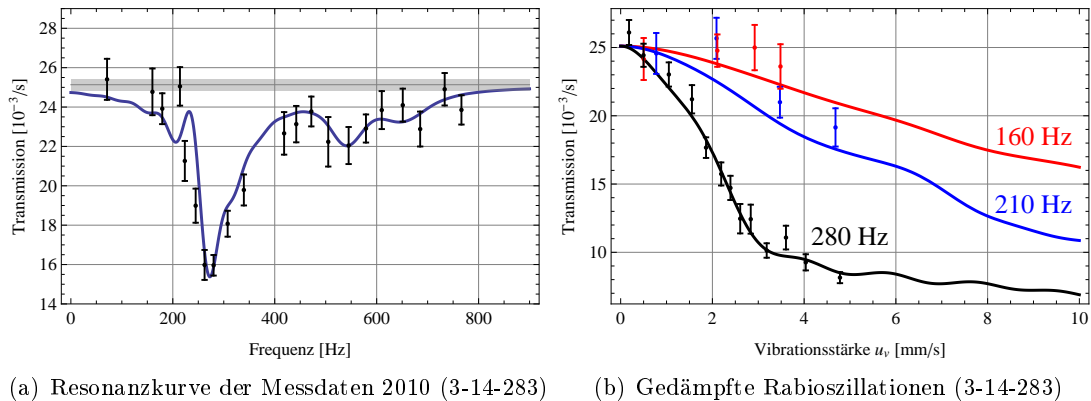


Abb. 3.17: Messdaten 2010

(a) Die Abb. zeigt die gemessene Detektorzählrate als Funktion der Frequenz unter Zusammenfassung von Einzelmessungen mit ähnlichen Experimentbedingungen. Die Fehler entsprechen den  $1\sigma$ -Standardabweichungen. Die Messdaten sind auf Flussschwankungen der Quelle korrigiert. Der Detektoruntergrund beträgt  $(2,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$  1/s. Die gezeigte Theoriefunktion entspricht der im Text beschriebenen Resonanzkurve eines 4-Zustandssystems mit dem aus dem Fit resultierenden optimalen Parametersatz sowie der mittleren Vibrationsstärke von  $u_v = 2,1$  mm/s. Die mittlere Durchflugszeit, berechnet aus der Länge des Systems und dem gemessenen Geschwindigkeitsspektrum der Neutronen, geht als fester Parameter  $\tau = 19,0$  ms in die Berechnungen ein.

(b) Die Abb. zeigt die gemessene Detektorzählrate in Abhängigkeit der Vibrationsstärke  $u$  für drei verschiedene Frequenzen. Die schwarze Kurve, aufgenommen bei einer konstanten Frequenz  $\nu = 280$  Hz, zeigt gedämpfte Rabi-Oszillationen mit einem Kontrast von 72%. Eine Wiederholung des Experiments in einiger Entfernung zur gemessenen Resonanz bei  $\nu = 160$  Hz (rote Kurve) zeigt nur eine kleine Abhängigkeit von der Vibrationsstärke. Der rot dargestellte Datensatz zeigt eine Messung innerhalb der Flanke bei  $\nu = 210$  Hz. Der Detektoruntergrund beträgt  $(2,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$  1/s.

der Vibrationsfrequenz  $\nu$  und der Vibrationsstärke  $u_v$  in 118 unabhängigen Messungen bestimmt. Einen Überblick über den abgedeckten Parameterraum bzgl. Frequenz und Vibrationsstärke gibt Fig. 3.16.

Als Theoriefunktion für die Resonanzmessungen wird die Transmission eines Systems mit den Zuständen  $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$  und  $|4\rangle$  verwendet. Die Übergänge  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  und  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  werden aufgrund ihrer Nähe und des gemeinsamen Zustands  $|2\rangle$  als 3-Zustandssystem analog zu Gl. 3.49 berechnet. Die Übergänge  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  und  $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$  werden als 2-Zustandssysteme (unter Beachtung der korrekten Normierung) addiert. Der Übergang  $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$  spielt aufgrund seiner hohen Übergangsfrequenz keine Rolle. Ebenso vernachlässigt wird der Übergang  $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ , da dieser nach den Ergebnissen der Spurdetektormessung nur über Mehrfachübergänge angeregt werden kann. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass die Fitfunktion eine – wenn auch komplizierte – analytische Funktion darstellt und mit relativ geringem Rechenaufwand berechnet werden kann.

Die so gewonnene Fitfunktion enthält die Schlitzbreite  $l$  als freien Parameter, da der gemessene Wert  $l_{\text{exp}}$  aufgrund der Rauheit des oberen Neutronenspiegels nur eine untere Grenze darstellt. Die Schlitzbreite hat Einfluss auf die Eigenenergien der Zustände und

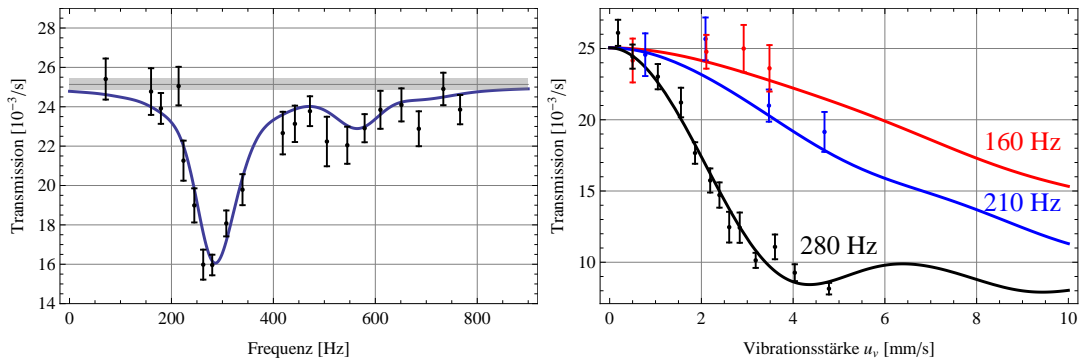
Parameter	1	2	3
$l$	$30,21_{+0,11}^{-0,09}$ $\mu\text{m}$	$29,00_{+0,23}^{-0,27}$ $\mu\text{m}$	$29,88_{+0,19}^{-0,20}$ $\mu\text{m}$
$\Delta l$	-	-	$1,6$ $\mu\text{m}$
$\gamma_2$	$74,61_{+5,36}^{-4,23}$ 1/s	$0,0_{+7,41}$ 1/s	$87,95_{+4,91}^{-4,48}$ 1/s
$\gamma_3$	$278,1_{+8,50}^{-10,2}$ 1/s	$290,4_{+13,0}^{-13,0}$ 1/s	$273,4_{+8,0}^{-9,7}$ 1/s
$\gamma_4$	$125,0_{+559}^{-40,0}$ 1/s	$294,4_{+558,9}^{-256,9}$ 1/s	$128,5_{+151,3}^{-58,8}$ 1/s
$\tilde{c}_2$	$1,12_{+0,09}^{-0,16}$	$0,40_{+0,08}^{-0,08}$	$0,56_{+0,04}^{-0,04}$
$\tau$	19 ms	$13,05_{+0,36}^{-0,32}$ ms	19,0 ms
$\chi_{\min}^2$	129,1	128,6	134,5

Tab. 3.4: Optimale Parametersätze der einzelnen Analysen

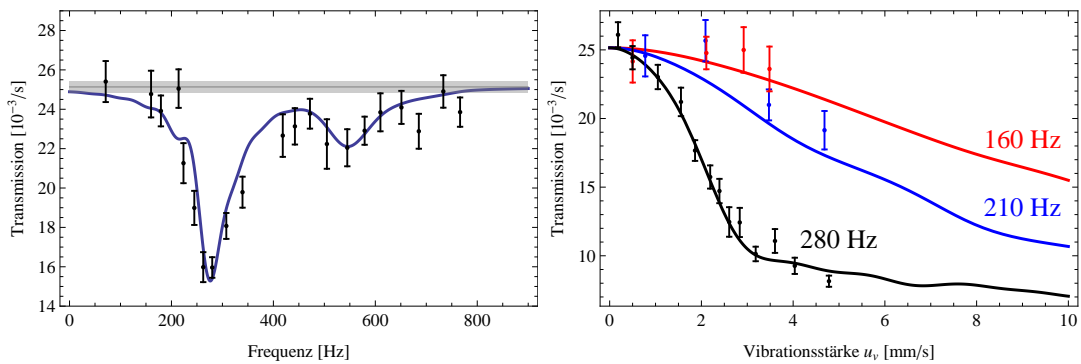
damit auf die Übergangsfrequenzen. Die Flugzeit  $t$  ist durch die Länge des Neutronenspiegels in Flugrichtung und das gemessene Geschwindigkeitsspektrum festgelegt, siehe Abschnitt 3.5.1. Aufgrund der Breite des Geschwindigkeitsspektrums muss die Theoriefunktion mit diesem gefaltet werden, was den Rechenaufwand erheblich vergrößert. Die Dämpfungsparameter  $\gamma_2$  bis  $\gamma_4$  gehen als freie Parameter in die Auswertung ein. Der Parameter für den Grundzustand kann auf  $\gamma_1 = 0$  gesetzt werden, da die Norm  $N$  ebenfalls einen freien Parameter darstellt. Der Detektoruntergrund  $N_0$  wurde in unabhängigen Messungen zu  $N_0 = (2,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$  1/s bestimmt. Die Vibrationsstärken  $u_v$  werden aus den laserinterferometerbasierten Messungen übernommen, siehe Abschnitt 3.3.3. Die Besetzung der Zustände nach Durchlaufen des Versuchsaufbaus ( $|c_1|^2$ ,  $|c_2|^2$ ,  $|c_3|^2$  und  $|c_4|^2$ ) und die Schlitzbreite  $l$  können ebenso aus den Spurdetektordaten gewonnen werden.

In einer ersten Analyse werden die Schlitzbreite  $l$ , die Besetzungszahl des zweiten Zustands  $\tilde{c}_2$ , die Absorberparameter  $\gamma_2$ ,  $\gamma_3$  und  $\gamma_4$  und ein Normierungsparameter  $N$  an die Messdaten in Form von 118 Einzelmessungen angepasst. Die Durchflugszeit  $\tau$  wird aus dem gemessenen Geschwindigkeitsspektrum und der Länge des Systems berechnet und geht als fester Parameter  $\tau = 19,0$  ms in die Berechnung ein. Das Ergebnis ist in Abb. 3.17 graphisch dargestellt. Zur besseren Übersichtlichkeit wurden Messdaten mit ähnlichen experimentellen Bedingungen zusammengefasst. Die zweite Spalte von Tab. 3.4 gibt den optimalen Parametersatz und dessen  $1\sigma$ -Fehler wieder. Die Verträglichkeit zwischen Messdaten und Theorie beträgt 11,5%. Allerdings resultiert der Fit in einer Besetzung des zweiten Zustands  $\tilde{c}_2$ , der dem Ergebnis der Spurdetektormessung ( $\tilde{c}_2 = (0,44 \pm 0,04)$ , siehe Abschnitt 3.5.2) um ca. vier Standardabweichungen widerspricht.

Allgemein scheint die Breite der gefundenen Resonanz bei  $\nu \approx 280$  Hz größer zu sein als der theoretisch berechnete Wert. In einer zweiten Analyse wurde daher zusätzlich die Durchflugszeit  $\tau$  als freier Fitparameter betrachtet. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.18(a) gezeigt. In der dritten Spalte von Tab. 3.4 ist der optimale Parametersatz dargestellt. Die gefundene mittlere Flugzeit von ca.  $\tau = 13$  ms widerspricht den durchgeführten Blendenmessungen zur Extraktion des Geschwindigkeitsspektrums. Die Messungen erlauben aufgrund möglicher Toleranzen in der Justage der Blenden maximal einen Fehler von  $\pm 2$  ms. Der Wert des Absorberparameters  $\gamma_2 = 0,0_{+7,41}$  1/s ist ungewöhnlich, lässt



(a) Im Unterschied zu der in Abb. 3.17 dargestellten Theoriekurve wurde die Durchflugzeit  $\tau$  als freier Fitparameter angenommen. Die Verträglichkeit von Theoriekurve und Messdaten erhöht sich deutlich.



(b) Im Vergleich zu der in Abb. 3.17 gezeigten Analyse wurde eine systematische, konstante Schiefstellung der beiden verwendeten Neutronenspiegel angenommen. Dies führt zu einer Verbreiterung der gemessenen Kurven, da die Schlitzbreite  $l$  Einfluss auf die Übergangsfrequenzen besitzt.

Abb. 3.18: Messdaten 2010

sich aber durch eine stark verschiedene Anfangsbesetzung der Zustände beim Eintritt in das System erklären und ist daher prinzipiell mit dem Ergebnis  $\tilde{c}_2 = 0,40_{-0,08}^{+0,08}$  sowie der Spurdetektormessung verträglich.

Eine zu breit gemessene Resonanzkurve könnte ihren Ursprung auch in einer Schiefstellung der beiden verwendeten Neutronenspiegel zueinander haben. Die Schlitzbreite wäre dann abhängig von der Richtung senkrecht zur Flugrichtung  $y$ . Der Effekt führt zu einer Verbreiterung der gemessenen Resonanzkurve. In der Tat wurde beim Abbau des Systems eine solche Schiefstellung in der Größenordnung von

$$\Delta l = (\pm 1,0 \pm 0,5) \mu\text{m} \quad (3.57)$$

gemessen. In einer dritten Analyse wurde eine solche Schiefstellung in der gemessenen Größenordnung einbezogen. Es wurde angenommen, dass die Neutronen den Neutronenspiegelaufbau in  $y$ -Richtung gleichverteilt durchlaufen. Die sich ergebenden Resonanzkurven sind in Abb. 3.18(b) gezeigt. Der optimale Parametersatz mit seinen statistischen Fehlern ist in Tab. 3.4 dargestellt. Die Verträglichkeit zwischen Messdaten und Theorie beträgt 7,3%. Das Ergebnis ist mit der Spurdetektormessung *HB07* und der Messung des Geschwindigkeitsspektrums konsistent.

Für eine Berechnung der statistischen Signifikanz der Messungen wird ein weiterer Parameter  $f$  analog zu den Messungen von 2009 eingeführt. Jede gemessene Vibrationsstärke  $u_v$  wird mit diesem Parameter multipliziert. Für  $f = 0$  geht die Resonanzkurve in eine Konstante über. Die statistische Verträglichkeit des Parameters  $f$  mit  $f = 0$  ist daher ein Maß für die statistische Signifikanz des Nachweises der Übergänge im Gravitationsfeld der Erde. Eine Variation aller anderen Fitparameter in Abhängigkeit von  $f$  ergibt

$$f = 0,951_{+0,0349}^{-0,0197}. \quad (3.58)$$

Aus diesem Ergebnis lassen sich zwei Schlüsse ziehen. Zum einen ist der Parameter im Rahmen von 1,4 Standardabweichungen mit  $f = 1$  verträglich. Dies bestätigt die gemessene Homogenität der Vibrationsstärken  $u_v$  auf der Spiegeloberfläche. Zum anderen ist der Parameter um 48,4 Standardabweichungen mit  $f = 0$  unverträglich. Dieser Wert entspricht der statistischen Signifikanz des Experiments. Die gemessenen Daten lassen sich also keinesfalls als statistische Fluktuationen interpretieren.

### 3.6 Grenzen auf hypothetische spinabhängige kurzreichweitige Kräfte

Ein aktives Feld der aktuellen Forschung stellt die Suche nach hypothetischen spinabhängigen kurzreichweitigen Wechselwirkungen dar, die durch leichte pseudoskalare Bosonen wie zum Beispiel das Axion vermittelt werden. Die Existenz des Axions wurde zur Lösung des starken CP-Problems des Standardmodells der Teilchenphysik postuliert [4, 50]. Außerdem ist es ein Kandidat für einen Bestandteil der Dunklen Materie.

Das Potential solcher Wechselwirkungen zwischen einem Neutron mit der Masse  $m_n$  und dem Spin  $1/2\hbar\vec{\sigma}$  und einem Nukleon im Abstand  $\vec{r}$  lautet

$$V_a(\vec{r}) = \alpha (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}) \left( \frac{1}{\lambda r} + \frac{1}{r^2} \right), \quad (3.59)$$

$$\alpha = \frac{\hbar g_s g_p}{8\pi m_n c}. \quad (3.60)$$

Der Faktor  $\vec{\sigma} \cdot \vec{n}$  bezeichnet die Projektion des Neutronenspins in die Magnetfeldrichtung  $\vec{n}$  und wird im Folgenden für Magnetfelder in positiver bzw. negativer  $z$ -Richtung mit  $\pm\sigma_z$  abgekürzt. Das Potential beinhaltet zwei freie Parameter, die Stärke  $g_s g_p$  und die Reichweite  $\lambda$ .

Axionen sind für einen sehr großen Parameterbereich bereits experimentell ausgeschlossen [5]. Lediglich im Massenbereich zwischen 10  $\mu\text{eV}$  und 1 eV, dem sogenannten *Axionenfenster*, existieren keine präzisen Grenzen. Dieser Bereich entspricht einer Yukawa-Reichweite von 0,2  $\mu\text{m}$  bis 2 cm [5] und lässt sich mit Gravitationsexperimenten mit ultrakalten Neutronen einschränken. Die ersten und einzigen Grenzen von Experimenten, die im Mikrometerbereich stattfinden, werden von Nachfolgemessungen des in der Einleitung vorgestellten Experiments zum Nachweis der gravitativ gebundenen Zustände [16] gesetzt [51] und sind in Abb. 3.21 in schwarz dargestellt. Die Messungen fanden allerdings nicht mit polarisierten Neutronen statt. Es wurde ausgenutzt, dass sich im Falle der Existenz von Axionen die in Abb. 1.2(c) dargestellte Messkurve für unpolarisierte

Neutronen nicht als die Summe von up- bzw. down-polarisierten Messungen ergibt. Es existieren eine Reihe weiterer Grenzen im Mikrometerbereich, die aus Messungen im Zentimeterbereich extrapoliert wurden und eine bis zwei Größenordnungen restriktiver, dafür jedoch mit einem größeren systematischen Fehler behaftet sind. Im Folgenden soll auf diese in [8] zusammengefassten Messungen nicht weiter eingegangen werden.

Mit der in diesem Kapitel vorgestellten Resonanzmethode lassen sich die experimentellen Grenzen im Mikrometerbereich weiter einschränken, wie im Folgenden dargestellt wird. Zunächst wird das in Gl. 3.60 definierte Potential auf die Neutronenspiegelgeometrie des Versuchsaufbaus umgerechnet. Für ein Neutron im Abstand  $z$  über einem Neutronenspiegel mit Massendichte  $\rho$  beträgt das Potential

$$V_1(z) = \frac{\rho}{m_n} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} dx dy dz V_a(\vec{r}). \quad (3.61)$$

Die Integration erfolgt mit Hilfe einer Substitution in Zylinderkoordinaten

$$r \rightarrow \sqrt{r'^2 + (z - z')^2} =: u. \quad (3.62)$$

Es ergibt sich

$$\begin{aligned} V_1(z) &= \frac{\rho}{m} \alpha \sigma_z \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-\infty}^0 dz' \int_0^{\infty} dr' r' \left( \frac{1}{\lambda u} + \frac{1}{u^2} \right) \cdot e^{-u/\lambda} \\ &= \frac{2\pi \alpha \rho \sigma_z}{m} \left( 2\lambda e^{-z/\lambda} + z Ei(z/\lambda) \right). \end{aligned} \quad (3.63)$$

Die Funktion  $Ei(x)$  bezeichnet die exponentielle Integralfunktion  $Ei(x) = \int_{-z}^{\infty} dt e^{-t}/t$ . Für ein Neutron in der Höhe  $z$  in einem Spalt zwischen zwei Spiegeln der Größe  $l$  führt auch der obere Spiegel zu einem zusätzlichen Potential. Eine analoge Rechnung ergibt

$$V_2(z) = -\frac{2\pi \alpha \rho \sigma_z}{m} \left( 2\lambda e^{-|z-l|/\lambda} + (l-z) \cdot Ei(-|l-z|/\lambda) \right). \quad (3.64)$$

### 3.6.1 Prinzip der Messungen

Die Suche nach hypothetischen spinabhängigen Wechselwirkungen wird als Nullexperiment durchgeführt. Es wird ausgenutzt, dass die Existenz dieser Kräfte die Übergangsfrequenzen verändern würde, was zu einer Verschiebung der gemessenen Resonanzkurven führt. Eine Verschiebung einer bekannten Resonanzkurve kann durch Messungen mit polarisierten Neutronen an den steilen Flanken der Resonanzkurve nachgewiesen werden. Dies ist in Abb. 3.19 illustriert. Eine Verschiebung der schwarz dargestellten Transmissionskurve  $T^0(\nu)$  um die Frequenz  $\pm \Delta\nu$  führt bei einer Messung bei der Frequenz  $\nu_l$  zu einer Änderung der Transmission  $T^+$  bzw.  $T^-$ . Für kleine Verschiebungen gilt näherungsweise

$$T^0(\nu + \Delta\nu) - T^0(\nu - \Delta\nu) = T^+ - T^- \approx 2 \cdot \left. \frac{\partial T^0(\nu)}{\partial \nu} \right|_{\nu_l} \cdot \Delta\nu. \quad (3.65)$$

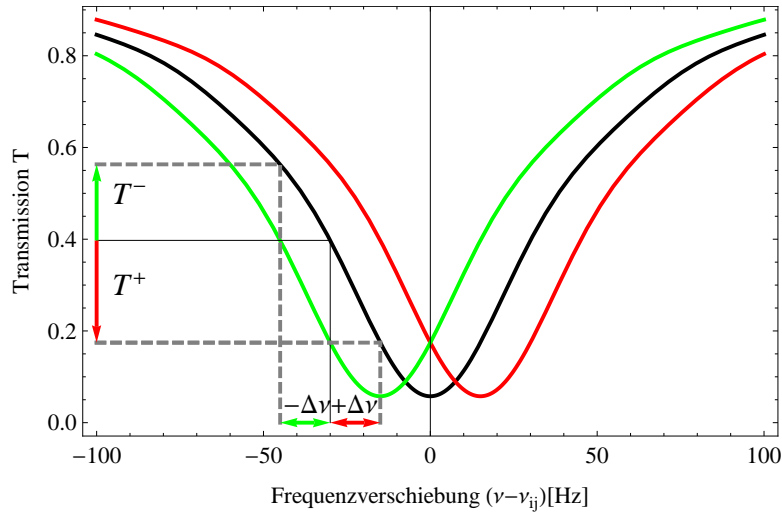


Abb. 3.19: Eine Verschiebung der in schwarz dargestellten Transmissionskurve durch hypothetische spinabhängige Wechselwirkungen kann durch die Messung der Transmission mit polarisierten Neutronen an den steilen Flanken der Kurve nachgewiesen werden. Die Differenz der gemessenen Raten bei verschiedener Neutronen-Spinrichtung wäre dann von null verschieden.

Die Frequenzverschiebung  $\Delta\nu$  ist für den Übergang  $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$  in erster Ordnung Störungstheorie durch

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi t_0} (\langle\phi_j|V_1(z) + V_2(z)|\phi_j\rangle - \langle\phi_i|V_1(z) + V_2(z)|\phi_i\rangle) =: g_s g_p \cdot h(\lambda) \quad (3.66)$$

gegeben. Die Differenz  $T^+ - T^-$  ergibt sich experimentell aus der Differenz der Zählraten, die an der Stelle  $\nu = \nu_l$  mit unterschiedlicher Richtung der Polarisation der Neutronen gemessen werden. Die Steigung der Resonanzkurve am Punkt  $\nu = \nu_l$  ist durch die Durchflugszeit  $\tau$  der Neutronen durch das Experiment sowie den Kontrast der Resonanzkurve

$$\kappa = 1 - \frac{T^0(\nu_{ij})}{T^0(0)} \quad (3.67)$$

bestimmt und beträgt

$$\left. \frac{\partial T^0(\nu)}{\partial \nu} \right|_{\nu_l} = \frac{1}{\tau} \cdot \kappa \cdot T^0(0). \quad (3.68)$$

Unter der Annahme, dass sich die Zählraten nicht stark unterscheiden, lässt sich unter Zuhilfenahme von Gl. 3.65 bis 3.68 die Sensitivität zu

$$g_s g_p = \left( \frac{1}{\kappa} - \frac{1}{2} \right) \cdot \frac{1}{\tau} \cdot \frac{1}{\sqrt{T^0(\nu_l)} \cdot t} \cdot \frac{1}{h(\lambda)} \quad (3.69)$$

berechnen. Die Zeit  $t$  beinhaltet in dieser Abschätzung lediglich die Gesamtmessdauer für die Messung der Zählraten in den Flanken der Kurve ( $\nu = \nu_l$  bzw.  $\nu = \nu_r$ ). Die Zählrate bei  $\nu = 0$  Hz muss typischerweise etwa ebenso lang gemessen werden, was zu einem zusätzlichen Faktor  $\sqrt{2}$  führt. Weiterhin geht die Polarisation  $P$  als multiplikativer



Faktor in die Gleichung ein. Diese setzt außerdem voraus, dass die Resonanzkurve  $T^0(\nu)$  mit ausreichender Genauigkeit bekannt ist, so dass die Steigung mit vernachlässigbarem Fehler extrahiert werden kann. Es ist möglich, die Messungen sowohl an der linken als auch an der rechten Flanke durchzuführen, was zu Vorteilen bei der Beurteilung systematischer Effekte führt.

Die Gleichung ist typisch für alle Experimente der Neutronenphysik, die Grenzen auf hypothetische Potentiale setzen. Eine Verdopplung der Messzeit  $t$  oder der Stärke der Quelle der Neutronen führt aufgrund des poissonverteilten statistischen Fehler nur zu einem Gewinn von  $\sqrt{2}$  in der Sensitivität. Eine Verlängerung der Flugstrecke geht dagegen linear in die Sensitivität ein. Eine Messung bei geringem Kontrast ergibt im Allgemeinen sehr schlechte experimentelle Grenzen.

Um mit dem in diesem Kapitel vorgestellten Versuchsaufbau Grenzen für hypothetische spinabhängige Wechselwirkungen setzen zu können, müssen experimentell zwei Bedingungen erfüllt sein. Zum einen muss die Resonanzkurve  $T^0(\nu)$  hinreichend gut bekannt sein, um die Stellen der steilsten Flanken zu kennen. Zum anderen müssen die Messungen auf die Polarisation der Neutronen schließen lassen. Dazu gibt es zwei Varianten:

- Die Neutronen werden vor dem Neutronenspiegelbau polarisiert und durchlaufen diesen unter Einsatz eines Führungsfeldes. Im Anschluss werden alle Neutronen nachgewiesen, die den Versuchsaufbau durchlaufen konnten. Die Spinrichtung wird mit Hilfe eines Spinflippers verändert.
- Die Neutronen werden nicht polarisiert. Ein Führungsfeld sorgt jedoch dafür, dass sich die Spins in positiver oder negativer Höhenachse  $z$  ausrichten. Nach Durchlaufen des Neutronenspiegelbaus werden lediglich diejenigen Neutronen nachgewiesen, deren Spinrichtung parallel zum Führungsfeld verläuft. Ein Wechsel der Spinrichtung erfolgt durch Umpolen der Magnetfeldanordnung.

### 3.6.2 Änderungen am Versuchsaufbau

Um den während der Experimentierzeit 3-14-283 verwendeten und sehr gut charakterisierten Neutronenspiegelbau mit wenig Änderungen für die Messungen verwenden zu können, wurde die im letzten Abschnitt vorgestellte zweite Option der Realisierung des Experiments gewählt. Hierzu ist kein Polarisator und kein Spinflipper nötig. Im Vergleich zu den bereits durchgeführten Messungen wurden lediglich zwei bauliche Veränderungen am Experiment unternommen, die in Abb. 3.20 dargestellt sind. Zum einen wurde ein Führungsfeld in  $z$ -Richtung in der Region der Neutronenspiegel und des Detektors eingeführt. Zum anderen wurde der Detektor mit einer speziellen Eintrittsfolie ausgestattet, die den spinabhängigen Nachweis der Neutronen erlaubt. Beide Veränderungen werden im Folgenden kurz erläutert.

**Führungsfeld** Der Neutronenspiegelbau und der Detektor sind von einem Kasten-spulenpaar in Helmholtzkonfiguration umschlossen. Die beiden Spulen haben einen quadratischen Querschnitt mit einer Kantenlänge von ca. 36 cm und bestehen aus 60 Windungen. Sie werden von 330 mA Strom durchflossen und erzeugen je nach Stromrichtung ein homogenes Magnetfeld in positiver bzw. negativer Richtung der Höhenachse  $z$ , das

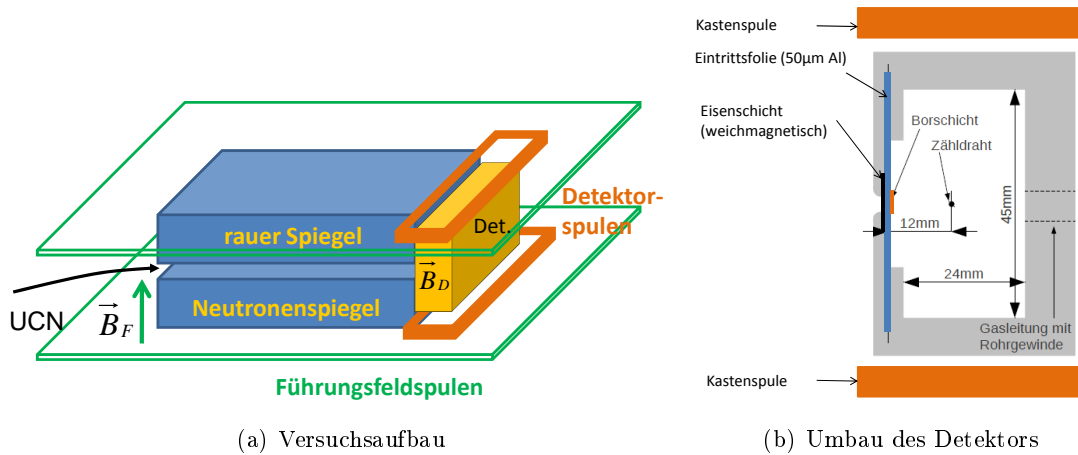


Abb. 3.20: Skizze der am Versuchsaufbau vorgenommenen Erweiterungen für spinabhängige Messungen

sogenannte Führungsfeld. Der Strom ist ausreichend klein, so dass die Spule im Vakuum nicht gekühlt werden muss. Der Betrag des Magnetfelds entspricht ungefähr  $100 \mu\text{T}$ . Dies ist mehr als eine Größenordnung über dem Restmagnetfeld am Ort der Neutronenspiegel. Dieses ist hauptsächlich durch das Erdmagnetfeld gegeben, welches durch das alles umschließende  $\mu$ -Metallschild abgeschwächt wird. Das Außenfeld des Kastenspulenpaars ist klein genug, um das  $\mu$ -Metall nicht zu sättigen.

**Umbau des Detektors** Der Detektor wird mit einer Eintrittsfolie versehen, die den spinabhängigen Nachweis der Neutronen erlaubt. Die Folie besitzt zusätzlich zur Borbeschichtung auf der Rückseite eine Schicht aus weichmagnetischem Eisen auf der Vorderseite<sup>7</sup>. Die Folie wird mit Hilfe eines weiteren Kastenspulenpaars, welches nur den Detektor umschließt, in  $z$ -Richtung polarisiert. Ein Umpolen der Polarisation der Folie ist durch die weichmagnetische Eigenschaft der Eisenschicht möglich. Dazu wird die Hysteriskurve der Schicht durchlaufen. Das nötige Folienhaltefeld beträgt  $1 \text{ mT}$ , das Feld zum Umpolen der Folie  $6 \text{ mT}$ . Dieses relativ hohe Feld ist jedoch nur kurzzeitig nötig, so dass das Spulenpaar mit 200 Windungen, einem Drahtdurchmesser von  $0,5 \text{ mm}$  und einem Strom von  $0,25 \text{ A}$  im Vakuum nicht gekühlt werden muss.

Der Einsatz der in  $\pm z$ -Richtung polarisierten Eisenschicht erlaubt den spinabhängigen Nachweis der ultrakalten Neutronen aufgrund einer starken Asymmetrie des Eisenpotentials bzgl. des Neutronenspins. Neutronen mit einem Spin antiparallel zur Polarisationsrichtung der Eisenschicht werden an der Schicht reflektiert. Parallel zur Folie polarisierte Neutronen können dagegen die Schicht durchlaufen.

<sup>7</sup>Die Detektorfolie wurde am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg von U. Schmidt und T. Lauer (Universität Mainz, Staudingerweg 7, 55128 Mainz, Deutschland) hergestellt. Die magnetischen Eigenschaften der Folie wurden an der Universität Mainz von T. Lauer bestimmt.

### 3.6.3 Durchführung und Analyse der Messungen

Die Messungen wurden im Rahmen einer zusätzlichen Experimentierzeit DIR94 im Frühjahr 2011 durchgeführt. Da der Neutronenspiegelaufbau im Vergleich zu den im Abschnitt 3.5.3 durchgeführten Experimenten nicht verändert wurde, sind die Parameter der Resonanzkurve  $T^0(\nu)$  bekannt. Zuerst wurde die neue Detektorfolie untersucht<sup>8</sup>. Polarisierete Messungen sind demnach bis zu einer Neutronengeschwindigkeit von  $v_x \leq 7,7$  m/s möglich. Das Geschwindigkeitsspektrum der Neutronen wurde daher auf einen Bereich von  $(5,4 \leq v_x \leq 7,5)$  m/s angepasst. Dies ergibt eine verlängerte Durchflusszeit von  $\tau = 22,3$  ms und führt zu einem Transmissionsverlust von einem Faktor 2,1. Die Anpassung hat Auswirkungen auf die relative Besetzung der Zustände bei Eintritt in das System. Daher gehen die Parameter der Präparation  $|c_n|^2$  als freie Fitparameter in die Analyse ein. Um die Flankensteilheit und damit die Sensitivität zu erhöhen, wurde für die Messungen eine Vibrationsstärke  $u_v \approx 3,1$  mm/s gewählt.

Die Transmission wurde für die Frequenzen  $\nu = 0$  Hz (Nullmessung),  $\nu = 243$  Hz (linke Flanke),  $\nu = 308$  Hz (rechte Flanke) und  $\nu = 290$  Hz (in der Nähe der Resonanz) jeweils in Abhängigkeit der Projektion des Neutronenspins  $\pm\sigma_z$  bestimmt. Zusätzlich wurden Untergrundmessungen durchgeführt. Alle Messungen sind bezogen auf ihre statistischen Fehler in Bezug auf die Spinrichtung miteinander verträglich. Es wurde kein positives Signal für die Existenz spinabhängiger Wechselwirkungen gefunden. Die experimentellen Grenzen werden aus einem Fit an die Messdaten der Einzelmessungen extrahiert. Diese sind auf schwankenden Neutronenfluss mit Hilfe eines Monitorzählrohrs korrigiert.

Die von den Messungen der Experimentierzeit 3-14-283 bekannte Transmissionskurve  $T^0(\nu)$  (siehe Abschnitt 3.5.3) wird um die Frequenzverschiebungen der Übergänge  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  und  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  erweitert. In die Fitfunktion gehen als weitere freie Parameter die Stärke  $g_s g_p$ , die Reichweite  $\lambda$  sowie eine globale Normierungskonstante  $N$  ein. Die Variation der übrigen Parameter erfolgt im Rahmen ihrer in Tab. 3.4 abgeleiteten Fehler.

**Systematische Betrachtungen** Bei der Justage des Neutronenspiegelaufbaus wurde dieser nach der in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Methode bezüglich des darunterliegenden Messgranits auf  $1,0 \mu\text{m}$  bezüglich der gesamten Länge des Systems von  $(15 \times 15) \text{ cm}^2$  parallelisiert. Der Messgranit wurde mit Hilfe einer präzisen Richtwaage auf eine absolute Verkippung gegenüber der Schwerkraft von  $0 \pm \sqrt{2} \cdot 0,12$  mrad justiert. Eine Ansteuerung sorgt für eine Konstanz der Verkippung auf  $\mu\text{rad}$ -Niveau, siehe 2.2.4. Die hieraus resultierende maximal mögliche Verkippung des Systems  $\theta_1$  von

$$\theta_1 \approx \sqrt{\left(\frac{1 \mu\text{m}}{15\sqrt{2} \text{ cm}}\right)^2 + \left(\sqrt{2} \cdot 0,12 \text{ mrad}\right)^2} \quad (3.70)$$

wirkt sich auf die Messungen mit einem multiplikativen Faktor von  $1/\cos\theta_1 = (1 + 1,44 \cdot 10^{-8})$  auf die extrahierten experimentellen Grenzen aus und ist vernachlässigbar.

Ein weiterer Effekt ist durch die Richtung des Führungsfelds  $\vec{n}$  gegeben, die sich im Faktor  $\vec{\sigma} \cdot \vec{n}$  in Gl. 3.60 widerspiegelt. Das Führungsfeld wurde in allen drei Raumrichtungen

<sup>8</sup>Die Messungen wurden von T. Lauer (Universität Mainz) und G. Cronenberg (Atominstut TU Wien) durchgeführt.

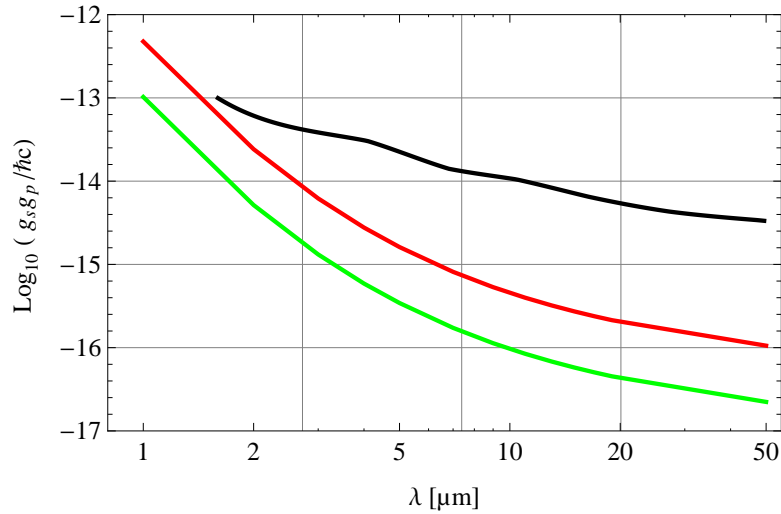


Abb. 3.21: Experimentelle Grenzen für hypothetische spinabhängige Wechselwirkungen mit einer Reichweite zwischen 1  $\mu\text{m}$  und 50  $\mu\text{m}$ . Die abgeleiteten Grenzen sind für  $g_s g_p < 0$  in grün dargestellt, für  $g_s g_p > 0$  in rot. Die in schwarz dargestellten Grenzen des Vorgängerexperiments [51] werden für eine Reichweite von  $\lambda = 5 \mu\text{m}$  um einen Faktor 15,4 bzw. 72,2 verbessert, für eine Reichweite von 50  $\mu\text{m}$  um 34,6 bzw. 164,0.

an 15 verschiedenen Positionen auf der Höhe des Neutronenspiegelbaus präzise vermessen<sup>9</sup>. Die maximal gefundene Abweichung  $\theta_2$  beträgt  $\theta_2 \leq 0,125$  rad und führt damit auf einen Faktor von

$$\frac{1}{\cos \theta_2} = 1,0079. \quad (3.71)$$

Die Polarisation  $P$  der Detektorfolie geht als multiplikativer Faktor in die Extraktion der experimentellen Grenze ein. Sie wurde zu  $P = 99,0 \pm 4,7$  bestimmt<sup>10</sup>.

**Extraktion der experimentellen Grenzen** Die – statistischen – experimentellen Grenzen werden durch Variation aller Fitparameter im Rahmen ihrer statistischen Fehler in Abhängigkeit der Parameter  $g_s g_p$  und  $\lambda$  extrahiert.

Die Einbeziehung aller oben beschriebenen systematischen Effekte führt zu den abgeleiteten Grenzen, die in Abb. 3.21 für 90% Konfidenz im experimenttypischen Reichweitenbereich zwischen 1  $\mu\text{m}$  und 50  $\mu\text{m}$  dargestellt sind. Die Grenzen für ein attraktives Potential ( $g_s g_p < 0$ ) sind grün gezeichnet, für ein repulsives ( $g_s g_p > 0$ ) rot. Die experimentellen Grenzen des Vorgängerexperiments [51] sind in schwarz dargestellt. Diese werden für eine Reichweite von  $\lambda = 5 \mu\text{m}$  um einen Faktor 13,9 bzw. 65,5 verbessert, für eine Reichweite von 50  $\mu\text{m}$  um 31,4 bzw. 148,9.

<sup>9</sup>Die Messungen wurden im Anschluss an die Experimentierzeit von G. Cronenberg (Atominstut TU Wien) durchgeführt.

<sup>10</sup>Die Polarisation der Folie wurde in einem zusätzlichen Experiment am TRIGA Reaktor Mainz von T. Lauer (Universität Mainz) in Zusammenarbeit mit U. Schmidt (Universität Heidelberg) in 24 h Messzeit bestimmt. Zum aktuellen Zeitpunkt ist der angegebene Fehler der Polarisation statistisch dominiert. Die Messungen werden daher in naher Zukunft fortgeführt.

# Kapitel 4

## Zusammenfassung und Ausblick

Ultrakalte Neutronen sind die idealen Testobjekte, um die Quantenmechanik mit der Gravitation experimentell zu verbinden. Mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Versuchsaufbau *qBounce* wurde eine Reihe verschiedenartiger Gravitationsexperimente mit ultrakalten Neutronen am Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble, Frankreich durchgeführt.

In einem ersten Schritt wurde die Zeitentwicklung von Wellenpaketen ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld der Erde durch die orts aufgelöste Messung der quantenmechanischen Wahrscheinlichkeitsdichte für verschiedene Ausbreitungszeiten untersucht. Dazu wurden Spurdetektoren weiterentwickelt und optimiert. Die erhaltene Ortsauflösung von ca. 2  $\mu\text{m}$  ist ausreichend, um prinzipiell quantenmechanische Interferenzeffekte nachweisen zu können. Besonderes Augenmerk wurde auf die Realisierung einer automatisierten Auslese der Detektoren mit einem optischen Mikroskop und die Weiterverarbeitung der erhaltenen Bilddaten gelegt. Die Trennung der Spuren vom Untergrund sowie die eigentliche Extraktion der Messdaten erfolgt als blinde Analyse durch eine andere Person. Bedingt durch eine unerwartete Durchbiegung der Spurdetektoren gestaltet sich die Auslese eines kompletten Detektors ohne Verlust an Ortsauflösung als sehr aufwendig und ist daher noch nicht vollständig abgeschlossen. Die bereits fertig ausgewerteten Messungen weisen eine hohe Qualität auf und sind mit der theoretischen Beschreibung eines *Quantum Bouncing Balls* mit ultrakalten Neutronen verträglich.

In einem zweiten Schritt wurden Übergänge zwischen den Eigenzuständen mit Hilfe mechanischer Vibrationen induziert und in einem Rabi-ähnlichen Versuchsaufbau nachgewiesen. Im untersuchten Frequenzbereich zwischen 0 Hz und 1000 Hz wurden die Übergänge  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ ,  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  und  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  beobachtet. Zur theoretischen Beschreibung der realisierten Messmethode wurde ein 3-Zustandssystem mit Dämpfung und simultanen Übergängen  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  und  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  vollständig analytisch gelöst. Dieses Experiment ist das erste, welches eine Resonanzspektroskopiemethode zur Untersuchung der Gravitation verwendet. Außerdem konnten zum ersten Mal Übergänge zwischen quantenmechanischen Zuständen angeregt werden, die sich nicht auf eine elektromagnetische Wechselwirkung beziehen.

Bedingt durch den direkten Zugang zu den Übergangsfrequenzen der Zustände sowie die steilen Flanken der Messkurven bringen Resonanzmessungen einen deutlichen Gewinn an Sensitivität bei der Suche nach Abweichungen von der zugrundeliegenden Theorie. In einer dritten Ausbaustufe des Versuchsaufbaus wurden die Resonanzspektroskopiemessungen verwendet, um neue experimentelle Grenzen auf hypothetische spinabhängige Kräfte zu setzen. Dazu wurde der Detektor so verändert, dass Neutronen spinabhängig nachgewiesen werden können.

Die einzigen im Mikrometerbereich gemessenen experimentellen Grenzen für die Existenz hypothetischer spinabhängiger Wechselwirkungen [51] konnten im Reichweitenbereich von 5  $\mu\text{m}$  bis 50  $\mu\text{m}$  um einen Faktor zwischen 14 und 149 verbessert werden.

Der Versuchsaufbau *qBounce* ist so konstruiert, dass mit ihm verschiedenartige Gravitationsexperimente – prinzipiell auch an verschiedenen Experimentierplätzen – durchgeführt werden können. Die derzeitige Konstruktion neuer, stärkerer ultrakalter Neutronenquellen [52–56] löst eventuell das grundsätzliche Problem geringer Zählraten aller durchgeführter Messungen. Die neuen Quellen optimieren allerdings die erreichbaren Neutronendichten. Diese ist für Speicherexperimente relevant, für unsere derzeitigen Durchflussesexperimente jedoch nicht direkt übertragbar.

Weitere, vertiefende Messungen zur Dynamik des *Quantum Bouncing Balls* haben das Potential, mit einer Verbesserung des Detektorhalters die Qualität der Messungen grundlegend zu erhöhen, weil die aktuell auftretenden, systematisch limitierenden Verbiegungen vermieden werden könnten. Pixeldetektoren können aufgrund sich jährlich verbessernder Ortsauflösungen schon in naher Zukunft die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Spurdetektoren ablösen [37, 38].

Die im letzten Abschnitt vorgestellten Messungen zur Suche nach hypothetischen spinabhängigen Wechselwirkungen sind aktuell statistisch und nicht systematisch limitiert. Eine Verlängerung der Messzeit hat daher das Potential, die experimentellen Grenzen weiter einzuschränken. Allgemein kann die in dieser Arbeit realisierte resonanzspektroskopische Methode direkt für die Suche nach Abweichungen der gemessenen Kurven verwendet werden, die sich als Nullexperimente realisieren lassen. Die Suche nach einer hypothetischen Ladung ist ein solches Experiment. Dafür müsste im Bereich der Neutronenspiegel ein elektrisches Feld in  $z$ -Richtung realisiert werden.

Die Beobachtung von Übergängen gravitativ gebundener, quantenmechanischer Zustände bietet die Grundlage für eine Reihe weiterer, grundlegend verschiedener Experimente. Ein nächster Schritt wäre die Realisierung eines Versuchsaufbaus nach Rabis Methode, in dem die Präparation der Zustände, die Induzierung der Übergänge und die Zustandsanalyse getrennt ablaufen. Damit wären die Messungen der Übergangsfrequenzen nicht mehr vom Potential eines oberen Neutronenspiegels beeinflusst. Die Messung dieser Übergangsfrequenzen wäre dann ein direkter Test der Gravitation bei Abständen im Mikrometerbereich. Einen experimentellen Vorteil würde der Aufbau eines ramseyartigen Experiments mit fünf Abschnitten bilden [57]. Mit diesem ließe sich ebenfalls nach einer hypothetischen elektrischen Ladung eines Neutrons suchen [46]. Eine Steigerung der Genauigkeit der Experimente um mehrere Größenordnungen ließe sich erreichen, wenn die Speicherung der gravitativ gebundenen Zustände experimentell realisiert werden könnte.

# Literaturverzeichnis

1. Arkani-Hamed, N., Dimopoulos, S. & Dvali, G. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Phys. Lett* **B429**, 263–272 (1998).
2. Arkani-Hamed, N., Dimopoulos, S. & Dvali, G. Phenomenology, astrophysics, and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity. *Phys. Rev.* **D59**, 086004 (1999).
3. Callin, P. & Burgess, C. P. Deviations from Newton's law in supersymmetric large extra dimensions. *Nucl. Phys.* **B752**, 60–79 (2006).
4. Moody, J. E. & Wilczek, F. New macroscopic forces? *Phys. Rev.* **D30**, 130 (1984).
5. Nakamura, K. P. D. G. u. Rev. Part. Phys. *J. Phys. G* **37**, 075021 (2010).
6. Baumann, J., Gähler, R., Kalus, J. & Mampe, W. Experimental limit for the charge of the free neutron. *Phys. Rev.* **D37**, 3107–3112 (1988).
7. Abele, H. The neutron. Its properties and basic interactions. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **60**, 1–81 (2008).
8. Dubbers, D. & Schmidt, M. G. The neutron and its role in cosmology and particle physics. *Rev. Mod. Phys.* im Druck (2011).
9. Colella, R., Overhauser, A. W. & Werner, S. A. Observation of Gravitationally Induced Quantum Interference. *Phys. Rev. Lett* **34**, 1472–1474 (1975).
10. Rauch, H. & Werner, S. A. *Neutron Interferometry* (Clarendon Press, Oxford, 2000).
11. Zel'dovic, Y. B. Storage of cold neutrons. *J. Exptl. Theoret. Phys.* **36**, 1952f (1959).
12. Lushchikov, V. I., Pokotilovskii, Y. N., Strelkov, A. V. & Shapiro, F. L. Observation of ultracold neutrons. *ZhETF Pis. Red.* **9**, 40–45 (1969).
13. Steyerl, A. Measurements of total cross sections for very slow neutrons with velocities from 100 m/sec to 5 m/sec. *Phys. Lett* **B29**, 33–35 (1969).
14. Steyerl, A. *u. a.* A new source of cold and ultracold neutrons. *Phys. Lett* **A116**, 347–352 (1986).
15. Lushchikov, V. I. & Frank, A. Quantum effects occurring when ultracold neutrons are stored on a plane. *JETP Lett* **28**, 559–561 (1978).
16. Nesvizhevsky, V. V. *u. a.* Quantum states of neutrons in the Earth's gravitational field. *Nature* **415**, 297–279 (2002).
17. Nesvizhevsky, V. V. *u. a.* Measurement of quantum states of neutrons in the Earth's gravitational field. *Phys. Rev.* **D67**, 102002 (2003).
18. Nesvizhevsky, V. V. *u. a.* Study of the neutron quantum states in the gravity field. *Eur. Phys. J.* **C40**, 479–491 (2005).

19. Westphal, A. *u. a.* A quantum mechanical description of the experiment on the observation of gravitationally bound states. *Eur. Phys. J.* **C51**, 367–375 (2007).
20. Abele, H., Baeßler, S. & Westphal, A. in *Lect. Notes Phys.* 631, 1–13 (Springer, 2003).
21. Nesvizhevsky, V. V. & Protasov, K. V. Constraints on non-Newtonian gravity from the experiment on neutron quantum states in the earth’s gravitational field. *Classical and Quant. Gravity* **21**, 4557–4566 (2004).
22. Westphal, A., Abele, H. & Baeßler, S. Analytically derived limits on short-range fifth forces from quantum states of neutrons in the Earth’s gravitational field. arXiv: [hep-ph/0703108](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0703108) (2007).
23. Westphal, A. *Quantum Mechanics and Gravitation* Diplomarbeit (Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 2001).
24. Meyerovich, A. E. Gravitational quantum states of neutrons in a rough waveguide. *Phys. Rev.* **A73**, 063616 (2006).
25. Voronin, A. Y. *u. a.* Quantum motion of a neutron in a waveguide in the gravitational field. *Phys. Rev.* **D73**, 044029 (2006).
26. Nahrwold, S. *Development of a Detector for Bound Quantum States of Neutrons in the Earths Gravitational Field* Diplomarbeit (Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 2004).
27. Krantz, C. *Quantum States of Neutrons in the Gravitational Field* Diplomarbeit (Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 2006).
28. Jenke, T. *Weiterentwicklung eines Experiments zur Realisierung eines Quantum Bouncing Balls und Suche nach Extradimensionen der Raumzeit* Diplomarbeit (Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 2008).
29. Pignol, G. *Préparation de l’expérience GRANIT et recherche de nouvelles interactions avec les neutrons* Thèse (Université Joseph Fourier - Grenoble 1, 2009).
30. Kreuz, M. *u. a.* A method to measure the resonance transitions between the gravitationally bound quantum states of neutrons in the GRANIT spectrometer. arXiv: [arXiv:0902.0156v2](https://arxiv.org/abs/0902.0156v2) (2009).
31. Rabi, I. I., Millman, S., Kusch, P. & Zacharias, J. R. The molecular beam resonance method for measuring nuclear magnetic moments. The magnetic moments of  $^3\text{Li6}$ ,  $^3\text{Li7}$  and  $^9\text{F19}$ . *Phys. Rev.* **55**, 526–535 (1939).
32. Jenke, T., Geltenbort, P., Lemmel, H. & Abele, H. Realization of a gravity-resonance-spectroscopy technique. *Nature Physics* **7**, 468–472 (2011).
33. Langhoff, P. W. Schrödinger Particle in a Gravitational Well. *Am. J. Phys.* **39**, 954–957 (1971).
34. Gibbs, R. L. The quantum bouncer. *Am. J. Phys.* **43**, 25–28 (1975).
35. Gea-Banacloche, J. A quantum bouncing ball. *Am. J. Phys.* **67**, 776–782 (1999).
36. Fischer, U. *u. a.* *Tabellenbuch Metall* (Verlag Europa Lehrmittel, Nourney, Vollmer GmbH und Co. KG, 2008).



- 
37. Jakubek, J. *u. a.* Position-sensitive spectroscopy of ultra-cold neutrons with Time-pix pixel detector. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A607**, 45–47 (2009).
  38. Lauer, T. *Universität Mainz* private Mitteilung. 2011.
  39. Rueß, F. *Quantum States in the Gravitational Field* Diplomarbeit (Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 2000).
  40. Klein, M. *Experimente zur Quantenmechanik mit ultrakalten Neutronen und Entwicklung eines neuen Detektors zum orts aufgelösten Nachweis von thermischen Neutronen auf großen Flächen* Doktorarbeit (Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 2000).
  41. Stadler, D. *Dynamik ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld der Erde* Diplomarbeit (Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 2009).
  42. Saul, H. *Weiterentwicklung des Detektor- und Auslesekonzepts für das Gravitationsexperiment qBounce* Diplomarbeit (Physik-Department E18, Technische Universität München und Atominstitut TU Wien, 2011).
  43. Fierlinger, P., Pichlmaier, A. & Rauch, H. A time-of-flight chopper for ultracold neutrons. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A557**, 572–575 (2006).
  44. Jenke, T., Stadler, D., Abele, H. & Geltenbort, P. Q-BOUNCE – Experiments with quantum bouncing ultracold neutrons. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A611**, 318–321 (2009).
  45. Abele, H., Jenke, T., Stadler, D. & Geltenbort, P. QuBounce: the dynamics of ultra-cold neutrons falling in the gravity potential of the Earth. *Nucl. Phys.* **A827**, 593c–595c (2009).
  46. Durstberger-Rennhofer, K., Jenke, T. & Abele, H. Probing neutron’s electric neutrality with Ramsey Spectroscopy of gravitational quantum states of ultra-cold neutrons. *Phys. Rev.* **D84**, 036004 (2011).
  47. Ramsey, N. F. *Molecular Beams* (Hrsg. paperback edition 1985) 124–134 (Clarendon Press, 1956).
  48. Felber, J., Gähler, R., Rausch, C. & Golub, R. Matter waves at a vibrating surface: Transition from quantum-mechanical to classical behavior. *Phys. Rev.* **A53**, 319–328 (1996).
  49. Lins, T. *Quantenzustände im Gravitationsfeld der Erde* Diplomarbeit (Physik-Department E18, Technische Universität München und Atominstitut TU Wien, 2011).
  50. Peccei, R. The Strong CP Problem and Axions. *Lect. Notes Phys.* **741**, 3–17 (2008).
  51. Baefler, S., Nesvizhevsky, V. V., Protasov, K. V. & Voronin, A. Y. Constraint on the coupling of axionlike particles to matter via an ultracold neutron gravitational experiment. *Phys. Rev.* **D75**, 075006 (2007).
  52. Daum, M. *u. a.* The PSI ultra-cold neutron source. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A611**, 272–275 (2009).
  53. Serebrov, A. P. *u. a.* Preparation of facilities for fundamental research with ultracold neutrons at PNPI. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A611**, 276–279 (2009).

54. Zimmer, O. *u. a.* Superthermal source of ultracold neutrons for fundamental physics experiments. *Phys. Rev. Lett.*, accepted (2011).
55. Gutmiedl, E. *u. a.* Understanding UCN production in solid D<sub>2</sub>: The generalized density of states measured via inelastic neutron scattering. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A611**, 256–258 (2009).
56. Lauer, T. *Investigation of a superthermal ultracold neutron source based on a solid deuterium converter for the TRIGA Mainz reactor* Doktorarbeit (Johannes Gutenberg – Universität Mainz, 2010).
57. Abele, H., Jenke, T., Leeb, H. & Schmiedmayer, J. Ramsey’s method of separated oscillating fields and its application to gravitationally induced quantum phase shifts. *Phys. Rev.* **D81**, 065019 (2010).

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen herzlich bedanken, die zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Prof. H. Abele für sein in mich gesetztes Vertrauen und die exzellente Betreuung, was sich in uneingeschränkter Gestaltungsfreiheit des Projekts auf der einen und die notwendige Unterstützung auf der anderen Seite widerspiegelte. Für eine Vielzahl gewinnbringender fachlicher Diskussionen und seine Bereitschaft zur Zweitkorrektur meiner Dissertation bedanke ich mich bei Dr. U. Schmidt.

Für die Organisation des reibungslosen Ablaufs der Experimentierzeiten am Institut Laue-Langevin danke ich dem Experimentierplatzverantwortlichen Dr. P. Geltenbort, dessen beiden Technikern T. Brenner und R. Bebb sowie dem gesamten Betreuungsstab des ILL. Ich bedanke mich bei Dr. I. Altarev für die konstruktiven Vorschläge bei der Realisierung des  $\mu$ -Metallgehäuses. Die Zusammenarbeit mit dem Beschichtungslabor D. Seilers führte zu einer grundlegenden qualitativen Verbesserung der Spurdetektoren, wofür ich ihm zu großem Dank verpflichtet bin. Für die unbürokratische und schnelle Hilfe bei der Herstellung und Charakterisierung der polarisierenden Folie danke ich Dr. T. Lauer und Dr. U. Schmidt.

Ich bedanke mich bei allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppen Atom- und Neutronenphysik des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg, des Physik-Departments E18 der Technischen Universität München sowie des Atominstututs TU Wien für die sehr angenehme Zusammenarbeit. Mein Dank gilt ebenso den Mechanischen und Elektronischen Werkstätten aller genannten Institute, deren tatkräftiges Engagement eine Grundvoraussetzung für den Erfolg der Experimente darstellte.

Ich danke all meinen Kollegen des Projekts *qBounce*. Ohne euer Engagement, David und Hanno, wäre das erste Experiment im Jahr 2008 wohl niemals pünktlich messfähig gewesen. Vielen Dank, Tobias, für Deinen unermüdlichen – und erfolgreichen – Einsatz, uns Nicht-Bayern die bairische Kultur sowie deren Sitten und Gebräuche verständlich und sympathisch zu machen. Durch Deinen Einsatz, Heiko, haben wir trotz sehr kleiner Zählraten ein zu PERKEO konkurrenzfähiges Experiment bezüglich der entstehenden Datenmengen bekommen. Vielen Dank dafür, auch für Dein Engagement, diese enorme Datenmenge im Anschluss wieder zu komprimieren, so dass sie wieder auf A4-Blattgröße druckbar ist. Vielen Dank, Kevin, für die ungezählten Stunden, die Du für die Mikroskopauslese der Spurdetektoren in unserem Labor verbracht hast. Vielen Dank für Deine Tapferkeit, Gunther, eine 60-tägige Experimentierzeit in Frankreich als einziger Wiener der Arbeitsgruppe erfolgreich zu meistern.

Vielen Dank, Stefan und Gunther, für die konstruktiven Verbesserungsvorschläge für das Manuskript.

Nicht zuletzt danke ich meiner Familie, allen voran meiner Schwester, für die geduldige Beratung in Fragen der Orthografi. Vielen Dank, Stéphanie. Einfach so.



# Lebenslauf

## Angaben zur Person

Name: Tobias Jenke  
Adresse: Fasangasse 50/18  
1030 Wien  
Telefon: +43 699 10 63 22 59  
E-Mail: tjenke@ati.ac.at  
Geboren: 31. Oktober 1982 in Berlin-Friedrichshain  
Familienstand: Ledig  
Nationalität: Deutsch

## Werdegang

seit 10/2009 Fortsetzung der Doktorarbeit am Atominstitut TU Wien nach dem Umzug der Arbeitsgruppe  
05/2008 – 09/2009 Doktorarbeit am Physik-Department E18 der TU München  
04/2008 Diplom der Physik der Universität Heidelberg  
10/2002 – 04/2008 Studium der Physik an der Universität Heidelberg mit einem einjährigen Studienaufenthalt an der Universität Bergen/Norwegen  
07/2001 – 03/2002 Ableistung des Grundwehrdienstes  
06/2001 Erwerb der Allgemeinen Hochschulreife  
09/1993 – 06/2001 Weiterführende Schule am Prof.–Carl–Fielder–Gymnasium in Suhl  
09/1989 – 08/1993 Grundschule in Suhl

## Publikationen

begutachtet Durstberger-Rennhofer, K., Jenke, T. & Abele, H.,  
*Phys. Rev.* **D84**, 036004 (2011)  
Jenke, T., Geltenbort, P., Lemmel, H. & Abele, H.,  
*Nature Physics* **7**, 468 – 472 (2011).  
Abele, H., Jenke, T., Leeb, H. & Schmiedmayer, J.,  
*Phys. Rev.* **D81**, 065019 (2010).  
Jenke, T., Stadler, D., Abele, H., & Geltenbort, P.,  
*Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A611**, 318–321 (2009).  
Abele, H., Jenke, T., Stadler, D. & Geltenbort, P.,  
*Nucl. Phys.* **A827**, 593c–595c (2009).

Diplomarbeit Jenke, T., *Weiterentwicklung eines Experiments zur Realisierung eines Quantum Bouncing Balls und Suche nach Extradimensionen der Raumzeit*, Diplomarbeit (Universität Heidelberg, 2008)