

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

**Diplomarbeit
im Studiengang Physik**

vorgelegt von

**David Stadler
aus Waiblingen**

2009

Dynamik ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld der Erde



Die Diplomarbeit wurde von David Stadler ausgeführt am

Physikalischen Institut
der Universität Heidelberg

unter der Betreuung von
Herrn Prof. Hartmut Abele

Dynamik ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld der Erde

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Experiment aufgebaut, mit dem die quantenmechanische Fallbewegung ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld der Erde realisiert wird. Die Fallbewegung eines quantenmechanischen Teilchens ist in der Literatur auch unter dem Namen *Quantum Bouncing Ball* bekannt.

Aufgrund der typischen Fallhöhen von einigen Mikrometern ist das Experiment in diesem Bereich sensitiv auf etwaige Abweichungen vom Newtonschen Kraftgesetz und bietet somit einen experimentellen Zugang, die Existenz Nicht-Newtonscher Kräfte bei kleinen Abständen zu prüfen. Diese werden von Stringtheorien mit großen Extradimensionen vorhergesagt.

In der Experimentierzeit im Sommer 2008 an der Europäischen Neutronenquelle des Institut Laue-Langevin in Grenoble/ Frankreich war es Ziel, den experimentellen Aufbau zu charakterisieren und erste Messungen zum Quantum Bouncing Ball durchzuführen. Weiterhin wurde ein Zählrohr für ultrakalte Neutronen entwickelt und optimiert, das bei einer hohen Nachweiseffizienz gleichzeitig eine sehr geringe Untergrundrate von wenigen 10^{-2} s^{-1} aufweist. So konnten mit dem hier vorgestellten Zählrohr verschiedene Kalibrationsmessungen am Gravitationsexperiment durchgeführt werden.

Dynamics of ultracold neutrons in the Earth's gravitational field

In the framework of this diploma thesis an experiment was assembled, that measures the quantum mechanical motion of ultracold neutrons in the Earth's gravitational field. In literature, the dynamics of a quantum mechanical particle bouncing under the influence of gravity is known as the *Quantum Bouncing Ball*.

Due to the typical fall heights of several micrometers, the experiment is sensitive to possible deviations from Newton's inverse square law and offers the possibility to prove the existence of non-Newtonian gravity at small length scales. These forces are predicted by String Theories with large extra dimensions.

The aim of the beamtime in summer 2008 at the European Neutron Source at the Institut Laue-Langevin in Grenoble, France was to characterise the experimental setup and to perform first measurements of the Quantum Bouncing Ball. Furthermore a proportional counter for ultracold neutrons has been developed and optimised, which has a high efficiency together with a very low background rate of several 10^{-2} s^{-1} . The presented proportional counter was used to perform calibration measurements in the gravity experiment.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	9
2	Ultrakalte Neutronen und Gravitation	11
2.1	Das Neutron	11
2.1.1	Eigenschaften	11
2.1.2	Ultrakalte Neutronen im Labor	13
2.1.3	Wechselwirkung ultrakalter Neutronen mit Oberflächen	15
2.2	Ultrakalte Neutronen und Galileis Fallgesetz	16
2.2.1	klassische Physik	16
2.2.2	Quantenmechanik	17
2.3	Der Quantum Bouncing Ball	22
3	Das Gravitationsexperiment	27
3.1	Das Experiment im Überblick	27
3.2	Die Geschwindigkeitsselektion	29
3.2.1	Funktionsweise	29
3.2.2	Messung des Geschwindigkeitsspektrums	30
3.3	Das Gravitationssetup	31
3.4	Der hochauflösende Spurdetektor	36
3.4.1	Detektion	36
3.4.2	Testmessungen	37
3.4.3	Ortsauflösung	40
3.5	Die Neigungskontrolle	41
3.5.1	Regelprinzip	41
3.5.2	Kalibrierung der Winkelmesser	42
3.5.3	Das Labview Frontend	43
3.5.4	Die Neigungskontrolle in Betrieb	46
3.6	Die Vibrationsdämpfung	47
3.7	Messung des Magnetfeldes	49
4	Entwicklung eines Zählrohrs für ultrakalte Neutronen	53
4.1	Das Detektionsprinzip	53
4.2	Charakterisierung des Detektors	54
4.2.1	Der Aufbau	55
4.2.2	Eine dünne Borschicht als Neutronenkonverter	56
4.2.3	Nachweis der ionisierenden Teilchen	60
4.2.4	Auslese der Pulse	61
4.3	Drei verschiedene Designs	62
4.4	Testmessungen	64

4.4.1	Effizienz	65
4.4.2	Untergrund	68
4.5	Fazit	70
5	Erste Analyse der Messung	73
5.1	Analyse des Quantum Bouncing Ball	73
5.1.1	Auslese des Spurdetektors	74
5.1.2	Korrektur der Daten	76
5.1.3	Theorie und Messung im Vergleich	79
6	Zusammenfassung und Ausblick	83
6.1	Die aktuelle Messung	83
6.2	Suche nach Abweichungen vom Newtonschen Gravitationsgesetz	84

Kapitel 1

Einführung

Die Erforschung der Gravitation durch *Galileo Galilei* im 17. Jahrhundert markiert den Beginn der modernen, empirischen Wissenschaft. Im selben Zeitraum studierten *Tycho Brahe* und *Johannes Kepler* intensiv die Bahnen der Planeten um die Sonne. Kepler stellte daraufhin seine berühmten drei Keplerschen Gesetze auf.

Doch erst mit der Formulierung des allgemeinen Gravitationsgesetzes fand *Isaac Newton* kurze Zeit später eine mathematische Formulierung und führte den freien Fall und die Planetenbewegung auf das gemeinsame Prinzip der Gravitation zurück.

Schließlich gelang es *Albert Einstein* zu Beginn des 20. Jahrhunderts, die Gravitation als geometrische Eigenschaft der vierdimensionalen Raumzeit selbst zu beschreiben und schuf damit die Allgemeine Relativitätstheorie. Sie beschreibt die Beobachtungen im Bereich von Millimetern bis hin zu kosmischen Längenskalen korrekt und enthält die Newtonsche Formulierung der Gravitation als Grenzfall kleiner Massendichten und Geschwindigkeiten, wie wir es aus unserer Alltagswelt kennen.

Bis heute nimmt die Gravitation jedoch eine Sonderrolle gegenüber den anderen drei fundamentalen Wechselwirkungen ein. Während die elektromagnetische, starke und schwache Kraft im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik als quantisierte Feldtheorien formuliert werden und mit extremer Genauigkeit experimentell geprüft sind, widersetzt sich die allgemeine Relativitätstheorie trotz jeder Anstrengung bisher erfolgreich, von einer klassischen in eine quantisierte Theorie überführt zu werden. Die Gravitation ist bislang nicht mit den Prinzipien der Quantenmechanik vereinbar.

Einer der aussichtsreichsten Ansätze, alle vier fundamentalen Kräfte zu einer vereinheitlichten Theorie zu führen, sind Stringtheorien. Allerdings erfordert dies die Einführung zusätzlicher Raumdimensionen, die aber in unserer Alltagswelt nicht beobachtet werden. Wir leben in einer dreidimensionalen Welt. Innerhalb einer bestimmten Klasse von Stringtheorien ist es aber möglich, die zusätzlichen Raumdimensionen zu sehr kleinen Tori oder Zylindern aufzurollen, sodass sie für uns nicht wahrnehmbar sind. Die Größe der auf diese Weise *kompaktifizierten* Dimensionen wurde bisher mit der Plancklänge $l_P = 1.6 \cdot 10^{-35}$ m in Verbindung gebracht. Auf dieser Längenskala erreichen quantenmechanische und gravitative Effekte eine ähnliche Stärke, was eine gemeinsame, vereinheitlichte Theorie erfordert. Die klassische Newtonsche Beschreibung der Gravitation verliert in diesem Bereich ihre Gültigkeit. Eine experimentelle Prüfung der Abweichung vom Newtonschen Kraftgesetz $F \propto r^{-2}$ erscheint hoffnungslos angesichts der extrem kleinen Ausdehnung der zusätzlichen Raumdimensionen.

Erst seit einigen Jahren sind von theoretischer Seite auch große Extradimensionen mit einer Ausdehnung überhalb der Plancklänge möglich, die im Bereich von Mikro- bis Millimetern liegen. Bahnbrechende Arbeiten hierzu wurden unter anderem von N. Arkani-Hamed et al., P. Callin und C. P. Burgess veröffentlicht [AHDD98, CB05]. In diesen Arbeiten wird auch ein möglicher Zusammenhang zwischen der Existenz der zusätzlichen Raumdimensionen und zwei weiteren ungeklärten Rätseln der Physik, der Kleinheit der kosmologischen Konstante sowie dem Hierarchieproblem, diskutiert. Vor diesem Hintergrund bekommen Tests auf Abweichungen des Gravitationsgesetzes im Mikro- bis Millimeterbereich eine völlig neue Bedeutung.

Seit 1999 werden bereits Experimente mit ultrakalten Neutronen durchgeführt, die die Beziehung zwischen Quantenmechanik und Gravitation untersuchen [Nes02, Nes03, Nes05]. Die Neutronen bilden dabei einen quantenmechanisch gebundenen Zustand aus, der zu einem diskreten Energiespektrum führt. Dies bedeutet, in Analogie zu den quantisierten Elektronenbahnen im Wasserstoffatom, dass sich die Neutronen nur auf bestimmten, erlaubten Höhen im Gravitationspotential befinden. Diese rein quantenmechanische Eigenschaft konnte durch Transmissionsmessungen ultrakalter Neutronen durch einen schmalen Schlitz nachgewiesen werden. Bei bestimmten Schlitzbreiten nimmt die Transmission stärker zu, während sie dazwischen einen geringeren Anstieg zeigt. Die so entstehende, stufenartige Form der Transmissionskurve ist ein klarer Hinweis auf die quantisierten Zustände der ultrakalten Neutronen. Es konnten außerdem erste Grenzen für die Stärke der Abweichung vom Newtonschen Kraftgesetz ermittelt werden.

Auch das hier vorgestellte, neue Projekt *Q-Bounce* hat zum Ziel, den Zusammenhang zwischen Quantenmechanik und Gravitation zu untersuchen. Konkret soll mit diesem Experiment zum ersten Mal der sogenannte *Quantum Bouncing Ball* realisiert werden, also die quantenmechanische Hüpfbewegung eines Teilchens unter dem Einfluss der Gravitation. Durch die direkte Messung der Dynamik ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld der Erde bekommt man einen experimentellen Zugang, das Newtonsche Kraftgesetz auf etwaige Abweichungen zu prüfen.

In dieser Diplomarbeit wurde das Gravitationsexperiment vollständig neu aufgebaut und im Sommer 2008 im Rahmen zweier Experimentierzeiten an der Neutronenquelle des *Institut Laue-Langevin* (ILL) in Grenoble/ Frankreich erste Messungen durchgeführt. Hauptsächliche Aufgabe war es, das gesamte Experiment systematisch zu charakterisieren, um die weiteren Messergebnisse auf eine solide physikalische Grundlage stellen zu können. In Kapitel 3 findet sich eine detaillierte Beschreibung des Experiments. Weiterhin wurde ein Detektor nach dem Prinzip eines Geiger - Müller - Zählrohrs entwickelt, das für die Detektion ultrakalter Neutronen optimiert ist. Der Detektor wird zu verschiedenen Kalibrationsmessungen im Experiment eingesetzt. Im Rahmen einer vorbereitenden dreitägigen Experimentierzeit am TEST-Strahlplatz des ILL wurde dieser Detektor getestet und charakterisiert. Kapitel 4 ist diesem Thema gewidmet.

Es wurden außerdem erste Messungen zum Quantum Bouncing Ball durchgeführt. Die Analyse dieser ersten Daten ist in Kapitel 5 dargestellt.

Kapitel 2

Ultrakalte Neutronen und Gravitation

In diesem Kapitel werden die physikalischen Eigenschaften des Neutrons beschrieben und die Frage geklärt, warum gerade ultrakalte Neutronen so geeignet für Gravitationsexperimente sind. Weiterhin wird das Verhalten ultrakalter Neutronen im Gravitationspotential der Erde im Rahmen der klassischen Physik und der Quantenmechanik betrachtet.

2.1 Das Neutron

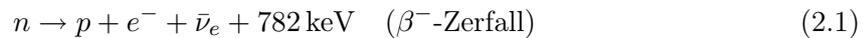
2.1.1 Eigenschaften

Das Neutron und sein geladener Partner, das Proton, unterliegen wie alle Baryonen der schwachen, elektromagnetischen, starken und gravitativen Wechselwirkung.

Neutronen und Protonen besitzen beide einen Spin vom Betrag $s = \hbar/2$ und sind die Grundbausteine aller Atomkerne. In diesem gebundenen System können Neutronen und Protonen als entartetes Fermigas beschrieben werden. Die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen (n, p) ist dabei weitgehend unabhängig von den spezifischen Eigenschaften des Neutrons und des Protons. Als freie Teilchen ist ihr Verhalten jedoch sehr unterschiedlich.

Das Proton ist das leichteste Baryon. Im Einklang mit der Baryonenzahlerhaltung wurde bisher kein Zerfall beobachtet, die aktuellen Grenzen für die Zerfallszeit überschreiten das Alter des Universums.

Dagegen ist das Neutron im freien Zustand instabil und zerfällt über einen Prozess der schwachen Wechselwirkung



nach einer mittleren Lebenszeit von 885.7 s [pdg].

Während das Proton die Ladung $+e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, also eine Elementarladung, besitzt, ist das Neutron auf einem Niveau von

$$q = (-0.4 \pm 1.1) \cdot 10^{-21} e \quad (2.2)$$

neutral [pdg]. Trotz seiner Neutralität hat das Neutron ein magnetisches Moment, das proportional zum Kernmagneton

$$|\vec{\mu}_K| = \frac{e\hbar}{2m_p} = 3.15 \cdot 10^{-8} \frac{\text{eV}}{\text{T}} \quad (2.3)$$

ist und den Wert

$$\vec{\mu}_n = -1.91 \cdot \vec{\mu}_K, \quad |\vec{\mu}_n| = -6.02 \cdot 10^{-8} \frac{\text{eV}}{\text{T}} = -60.2 \frac{\text{neV}}{\text{T}} \quad (2.4)$$

besitzt. Im Erdmagnetfeld $|B| \approx 60 \mu\text{T}$ hat das Neutron somit eine potentielle Energie von

$$V_{mag} = -\vec{\mu}_n \cdot \vec{B} \approx 3.6 \text{ peV}. \quad (2.5)$$

Im Gegensatz zur magnetischen ist die elektrostatische Wechselwirkung trotz ihrer enormen Stärke

$$\frac{\alpha_{em}}{G_N m_p^2} \approx \frac{10^{-2}}{10^{-39}} = 10^{37} \quad (\text{natürliche Einheiten}) \quad (2.6)$$

gegenüber der Gravitation zu vernachlässigen, da für die Ladung des Neutrons

$$\frac{e_n^2}{4\pi} = \frac{q^2}{4\pi} \approx 10^{-45} \alpha_{em} \quad (2.7)$$

gilt. Setzt man $10^{-45} \alpha_{em}$ anstatt α_{em} in Gleichung (2.6) ein, ist die elektrische gegenüber der gravitativen Wechselwirkung für das Neutron um mindestens 6 Größenordnungen unterdrückt. Die potentielle Energie V_{grav} eines Neutrons im linearen Gravitationspotential der Erde ist

$$V_{grav} = mgz = 0.102 \frac{\text{peV}}{\mu\text{m}} \cdot z[\mu\text{m}]. \quad (2.8)$$

Zusätzlich weist das Neutron eine sehr kleine Polarisierbarkeit [ABW03] auf, die Energieänderungen aufgrund elektromagnetischer Effekte in der Größenordnung

$$\begin{aligned} \Delta E_{el.} &\approx 10^{-26} \text{ peV} \\ \Delta E_{mag.} &\approx 10^{-13} \text{ peV} \end{aligned} \quad (2.9)$$

erzeugen und somit vernachlässigbar sind. Im Gegensatz dazu führt die Polarisierbarkeit bei Atomen zu einem 100%-Effekt und macht die Messung gravitativer Effekte unmöglich. Das Neutron ist somit im Vergleich zu geladenen Teilchen oder Atomen ideal für Gravitationsexperimente, da bei externen magnetischen Feldern im Bereich von $1 \mu\text{T}$, die durch magnetische Abschirmung erzielt werden können, die Gravitation die stärkste Kraft ist. Erst ab einigen Femtometern, also typischen Kernradien, ist es dann die starke Kraft mit $\alpha_s = 1$, die die Wechselwirkung der Neutronen dominiert.

Die Wechselwirkung des Neutrons durch die starke Kraft kann man sich auf verschiedene Weise bei der Durchführung von Neutronenexperimenten zu Nutze machen. Beispielsweise basiert die Detektion von Neutronen darauf, dass diese über Kernreaktionen in hochenergetische, ionisierende Teilchen konvertiert werden. Ferner können Neutronen unter bestimmten Bedingungen von Oberflächen reflektieren, was es einem erlaubt, sie über längere Strecken zu transportieren.

In Abschnitt 2.1.3 wird auf die starke Wechselwirkung von ultrakalten Neutronen mit Oberflächen etwas näher eingegangen, da dies für das Gravitationsexperiment von großer Bedeutung ist.

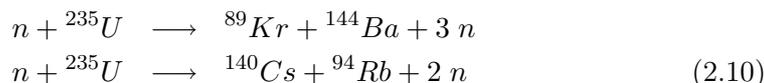
Tabelle 2.1: Eigenschaften des Neutrons [pdg].

Masse	$m = 939.56536(8) \text{ MeV}$
Neutralität	$q = -0.4(1.1) \cdot 10^{-21} e$
Spin	$s = -\frac{\hbar}{2}$
magn. Moment	$\mu_n = -1.9130427(5) \mu_K$
Lebensdauer	$\tau = 885.7(8) \text{ s}$
Quarkstruktur	udd

2.1.2 Ultrakalte Neutronen im Labor

Die Messungen wurden an der derzeit stärksten Quelle für ultrakalte Neutronen, dem Forschungsreaktor des *Institut Laue-Langevin* (ILL), durchgeführt. Abbildung 2.1 zeigt schematisch den inneren Aufbau des Forschungsreaktors. Die Produktion der ultrakalten Neutronen findet auf folgende Weise statt:

- Ein Brennelement mit hochangereichertem Uran setzt durch Spaltung, zum Beispiel über



im Mittel 2.4 Neutronen mit einer typischen Energie von einigen MeV frei. Ein Teil dieser Neutronen hält die Kernspaltung aufrecht, der andere Teil verlässt das Brennelement und gelangt in den Moderatortank, der mit flüssigem D_2O gefüllt ist. Da die Deuteriumkerne eine Masse von $\approx 2m_n$ haben, werden die Neutronen durch Stöße sehr effizient auf die Umgebungstemperatur $T \approx 300 \text{ K}$ thermalisiert.

- Ein Teil der *thermischen Neutronen* dringt nun in die sogenannte „kalte Quelle“ aus flüssigem D_2 ein, wo die Neutronen durch einen weiteren Thermalisierungsprozess auf $T \approx 25 \text{ K}$ gebracht werden. Man spricht hier von *kalten Neutronen* ($E \approx \text{meV}$).
- Will man die Energie weiter verringern, muss man die niederenergetische Seite des thermischen Maxwell-Spektrums der kalten Neutronen selektieren. Da aus Sicherheitsgründen ein Fenster zwischen der kalten Quelle und den Neutronenleitern ist, können die ultrakalten Neutronen nicht direkt an der kalten Quelle selektiert werden. Die ultrakalten Neutronen können das Fenster nicht durchdringen und werden reflektiert. Für kalte Neutronen ist diese Barriere jedoch nahezu transparent. Einige dieser kalten Neutronen gelangen in den vertikalen Neutronenleiter und werden unter Totalreflexion an den Innenwänden 13 m nach oben transportiert. Durch die Krümmung des Neutronenleiters werden Neutronen mit zu hoher Geschwindigkeit in den Wänden absorbiert. Am oberen Ende des Leiters erhält man nun *sehr kalte Neutronen* (engl. „very cold neutrons“, VCN) bei einer Energie von $\approx \mu\text{eV}$.

- Über ein Turbinenrad, das sich mit der Hälfte der typischen Geschwindigkeit der ankommenden Neutronen dreht, kann die Geschwindigkeitskomponente in eine Richtung weiter verringert werden. Allerdings wird dabei die Divergenz der Neutronen erhöht (Liouville-Theorem). Man erhält dann *ultrakalte Neutronen*, die an vier Experimentierplätze über ein Shutter-System verteilt werden und eine typische Energie von $\approx 200 \text{ neV}$ besitzen. Zusätzlich gibt es den TEST - Strahlplatz, der eine etwa 15 mal geringere Flussdichte als die anderen Experimentierplätze aufweist und an dem die Neutronen im Mittel etwas schneller sind.

Um Quantenzustände im Gravitationsexperiment zu beobachten, werden Energien im peV -Bereich benötigt. Dies wird durch eine weitere Geschwindigkeitsselektion im Experiment erreicht. Die Zählrate der ultrakalten Neutronen sinkt dabei enorm. Typische Werte sind etwa $30 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, also nur rund 2 Neutronen pro Minute.

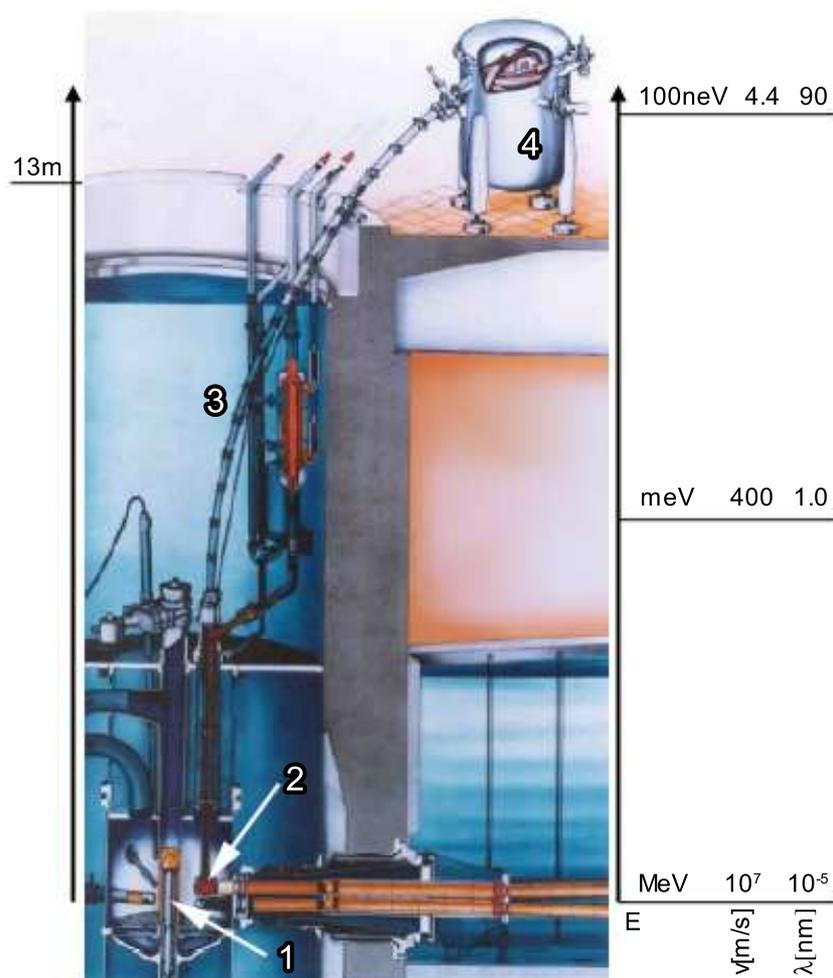


Abbildung 2.1: Die Neutronen werden im Moderatortank (1) gebremst, ein Teil gelangt in die kalte Quelle (2) und steigt durch den vertikalen Leiter (3) bis zur Turbine (4) auf.

2.1.3 Wechselwirkung ultrakalter Neutronen mit Oberflächen

Eine Eigenschaft, die man aus pragmatischer Sicht oft als Definition für ultrakalte Neutronen heranzieht, ist die folgende:

Ultrakalte Neutronen werden unter allen Einfallswinkeln von Oberflächen elastisch gestreut beziehungsweise reflektiert ¹.

Dies hat seine Ursache in der sehr geringen kinetischen Energie der ultrakalten Neutronen.

Fermipotential Die Wechselwirkung mit der Oberfläche eines Festkörpers stellt sich in einem mikroskopischen Bild als Wechselwirkung mit den einzelnen Kernrümpfen dar. Das Potential eines Kerns kann in sehr guter Näherung durch

$$U_K(r) = \begin{cases} -40 \text{ MeV} & : r \leq R \approx 10 \text{ fm} \\ 0 & : r > R \end{cases} \quad (2.11)$$

beschrieben werden. Aufgrund der geringen kinetischen Energie des Neutrons kann eine reine s-Wellenstreuung angenommen werden. Für den Wechselwirkungsquerschnitt ergibt sich dann nach dem *optischen Theorem*

$$\sigma_{tot} = 4\pi a^2, \quad (2.12)$$

wobei a die Streulänge des Potentials ist. Da aber nun die De-Broglie-Wellenlänge der ultrakalten Neutronen

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE_{kin}}} \approx 60 \text{ nm} \quad (2.13)$$

rund 6 Größenordnungen über dem typischen Kernabstand $d \approx 20 \text{ fm}$ liegt, erfährt das Neutron ein effektives, gemitteltes Potential über sehr viele Atomkerne, deren Ausdehnung vernachlässigt werden kann. Fermis Idee war es für das Kernpotential

$$U_{Fermi}(\vec{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} a \cdot \delta(\vec{r}) \quad (2.14)$$

anzusetzen, wobei nun über alle Atomkerne der Oberfläche summiert wird:

$$U(\vec{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \sum_i a_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i). \quad (2.15)$$

Als gemitteltes Potential ergibt sich

$$U_{eff} = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \cdot \bar{a}n \quad (2.16)$$

dabei ist \bar{a} die mittlere, im allgemeinen komplexwertige Streulänge und n die Teilchendichte des Festkörpers. Meistens wird das effektive Potential U_{eff} kurz als „Fermipotential“ bezeichnet. Eine detailliertere Beschreibung hierzu findet sich auch in [GRL91].

¹ In dieser Arbeit wird eine solche Oberfläche kurz als „Neutronenspiegel“ bezeichnet

Die starke Wechselwirkung an Oberflächen ist nun auf eine makroskopische Beschreibung zurückgeführt, was die mathematische Behandlung stark vereinfacht. Das einlaufende Neutron wird an einem Stufenpotential der Höhe U_{eff} reflektiert, sofern $E_{kin} < U_{eff}$ gilt.

In Tabelle 2.2 sind die Fermipotentiale der wichtigsten Materialien, die auch in diesem Experiment eingesetzt werden, zusammengestellt. Die maximale Geschwindigkeit, unter der ein Neutron bei senkrechtem Einfall noch von der Oberfläche reflektiert wird, ergibt sich aus der Bedingung $E_{kin} = U_{eff}$.

Tabelle 2.2: Fermipotentiale und Grenzggeschwindigkeiten verschiedener Materialien.

	$\Re(U_{eff})$ [neV]	v_{max} [m/s]
Al	54.2	3.2
BK7	100	4.4
^{10}Bor	39	2.7

BK7 ist ein optisches Glas, das mit hoher Präzision bearbeitet werden kann. Durch sein relativ großes Fermipotential ist es ideal als Neutronenspiegel geeignet und kommt auch in dem hier beschriebenen Experiment zu Einsatz.

2.2 Ultrakalte Neutronen und Galileis Fallgesetz

Wie gezeigt wurde, sind ultrakalte Neutronen ideale Probeteilchen, um gravitative Effekte zu messen. Für das hier beschriebene Experiment muss die kinetische Energie jedoch um weitere 3 Größenordnungen von neV auf peV verringert werden. Denn wie in 2.2.2 beschrieben wird, liegt die Energieskala des quantenmechanischen Systems im Bereich von einigen peV. Dies wird durch Geschwindigkeitsselektion erreicht, sodass ultrakalte Neutronen mit einer vertikalen Geschwindigkeit $v_z \approx \text{cm/s}$ selektiert werden.

Was ist nun die korrekte Beschreibung, wenn man das Verhalten der ultrakalten Neutronen im Gravitationsfeld der Erde betrachtet?

2.2.1 klassische Physik

Zunächst sei angemerkt, dass das hier beschriebene Experiment das Newtonsche Gravitationsgesetz bei sehr kleinen Längenskalen nahe der Erdoberfläche überprüft. Die typische Fallhöhe z ist also sehr klein gegen den Erdradius R_E , im Folgenden soll daher die genäherte, linearisierte Form des Gravitationspotentials verwendet werden. Die potentielle Energie ist dann

$$V_{grav}(z) = mgz . \quad (2.17)$$

Dabei ist m die Masse des Objekts im Gravitationspotential, $g = 9.81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ die Erdbeschleunigung bei $r = R_E$ und z die Fallhöhe. Klassisch betrachtet ist die Dynamik eines

massiven Objekts im Gravitationsfeld durch die Newtonsche Bewegungsgleichung

$$\vec{F} = m \cdot \vec{a} = -m \cdot \vec{g} \quad (2.18)$$

bestimmt.

Die Ortskoordinaten des Objekts werden durch Randbedingungen eindeutig festgelegt und sind bei einer gleichförmigen Bewegung in x -Richtung durch

$$z(t) = -\frac{1}{2}gt^2 + v_{z0}t + z_0 \quad (2.19)$$

$$x(t) = v_{x0}t \quad (2.20)$$

gegeben. Klassisch würde ein Neutron, wenn es sich mit einer ursprünglichen Höhe z_0 und Geschwindigkeit \vec{v}_0 über eine horizontale spiegelnde Fläche bewegt, eine Hüpfbewegung mit einer Periodendauer von

$$\tau = 2 \cdot \tau_{Fall} = 2 \cdot \sqrt{\frac{v_{z0}^2}{g^2} + \frac{2z_0}{g}} \quad (2.21)$$

ausführen.

2.2.2 Quantenmechanik

Die Schrödingergleichung ist die fundamentale Bewegungsgleichung der Quantenmechanik. Will man also die Dynamik eines quantenmechanischen Systems beschreiben, muss man die Schrödingergleichung

$$\mathcal{H}(x, y, z; t)\Psi(x, y, z; t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}\Psi(x, y, z; t) \quad (2.22)$$

lösen. Nach dem Korrespondenzprinzip lautet der Hamiltonoperator für ein massives Teilchen im Gravitationspotential

$$\mathcal{H} = E_{kin} + V_{grav} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + mgz. \quad (2.23)$$

wobei

$$p = -i\hbar\nabla \quad (2.24)$$

der Impulsoperator in Ortsdarstellung ist. Folgende, wichtige Punkte sind festzuhalten:

- Der Hamiltonoperator ist nicht explizit zeitabhängig, die Lösung der *stationären* Schrödingergleichung liefert das Eigenwertspektrum der Energien.
- Die Koordinaten (x, y) werden durch einen Separationsansatz

$$\Psi(x, y, z; t) = \psi(z; t)\chi(x)\xi(y) \quad (2.25)$$

in Gleichung (2.22) abgespalten und beschreiben die freie Lösung der Schrödingergleichung

$$\chi(x) = N_x \cdot e^{-ip_x x/\hbar} \quad (2.26)$$

$$\xi(y) = N_y \cdot e^{-ip_y y/\hbar}, \quad (2.27)$$

da das Gravitationspotential nur von der z -Koordinate abhängt.

- Die Zeitentwicklung eines Eigenzustands ist durch

$$\psi(z; t) = \psi(z) \cdot e^{-iE/\hbar (t-t_0)} \quad (2.28)$$

mit einer beliebigen aber festen Phase t_0 gegeben, da wie erwähnt der Hamiltonoperator nicht von der Zeit abhängt und diese ebenfalls absepariert werden kann.

Für die eindimensionale Schrödingergleichung in z -Richtung ergibt sich

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + mgz \right) \psi = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi . \quad (2.29)$$

Wie sieht die Lösung der stationären Schrödingergleichung in z -Richtung aus? Zunächst können die charakteristischen Skalen des quantenmechanischen Systems mithilfe der Heisenbergschen Unschärferelation

$$\Delta p_z \Delta z \geq \frac{\hbar}{2} \quad (2.30)$$

berechnet werden. Hierbei handelt sich um eine Abschätzung, da (2.30) eine *Ungleichung* ist. Für die Gesamtenergie des Teilchens folgt dann durch Gleichsetzen der linken und rechten Seite von (2.30)

$$E = E_{kin} + V_{grav} = \frac{(\Delta p_z)^2}{2m} + mg\Delta z = \frac{(\Delta p_z)^2}{2m} + mg \frac{\hbar}{2\Delta p_z} . \quad (2.31)$$

Die Bedingung

$$\frac{\partial E}{\partial \Delta p_z} = \frac{\Delta p_z}{m} - mg \frac{\hbar}{2(\Delta p_z)^2} \stackrel{!}{=} 0 \quad (2.32)$$

liefert die minimal mögliche Energie, die im Rahmen der Unschärferelation erlaubt ist. Für Δp_z und Δz gilt im Minimum

$$\Delta p_z^{min} = \sqrt[3]{\frac{m^2 g \hbar}{2}} , \quad \Delta z^{min} = \sqrt[3]{\frac{\hbar^2}{4m^2 g}} = 4.67 \mu\text{m} . \quad (2.33)$$

Für die kleinste Energie folgt mit Gleichung (2.31)

$$E_{min} = \frac{(\Delta p_z^{min})^2}{2m} + mg\Delta z^{min} = 0.72 \text{ peV} , \quad (2.34)$$

wobei m die Masse des Neutrons und g die Erdbeschleunigung ist. Misst man nun Energien im peV- beziehungsweise Abstände im μm -Bereich, werden quantenmechanische Effekte auftreten.

Lösung der stationären Schrödingergleichung Um die Gestalt der Schrödingergleichung zu vereinfachen, führt man zunächst einen Skalierungsfaktor der Länge

$$R := \sqrt[3]{\frac{\hbar^2}{2m^2g}} = 5.88 \mu\text{m} \quad (2.35)$$

ein. R stimmt bis auf einen Faktor $1/\sqrt[3]{2}$ mit Δz^{min} aus Gleichung (2.33) überein. Wie der Bohrsche Radius $a_0 = 0.053 \text{ nm}$ im Wasserstoffatom ist auch R eng mit der kleinstmöglichen Ortsunschärfe des gebundenen Teilchens verbunden.

Durch Definition der Größen

$$\zeta := \frac{z}{R}, \quad \epsilon := \frac{E}{mgR} \quad (2.36)$$

erhält die stationäre Schrödingergleichung die dimensionslose Gestalt

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} + \zeta\right) \psi(\zeta) = \epsilon \psi(\zeta) \quad \text{bzw.} \quad \left(-\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} + (\zeta - \epsilon)\right) \psi(\zeta) = 0. \quad (2.37)$$

Die beiden linear unabhängigen Lösungen der Eigenfunktionen $\psi(\zeta)$ sind bekannt; es sind die Airy-Funktionen $Ai(\zeta - \epsilon)$ und $Bi(\zeta - \epsilon)$. Die vollständige Lösung ist also eine Linearkombination

$$\psi(\zeta) = a \cdot Ai(\zeta - \epsilon) + b \cdot Bi(\zeta - \epsilon) \quad (2.38)$$

mit noch zu bestimmenden Koeffizienten a und b .

Wie in Abbildung 2.2 zu sehen ist, zeigen die Airy-Funktionen folgendes Verhalten:

- Für $\zeta \rightarrow \infty$ divergiert $Bi(\zeta)$, während $Ai(\zeta)$ gegen 0 konvergiert.
- Für $\zeta \rightarrow -\infty$ zeigen $Bi(\zeta)$ und $Ai(\zeta)$ ein oszillierendes Verhalten.

Durch Randbedingungen können die Koeffizienten a und b festgelegt werden. Für die Wahrscheinlichkeit, das Teilchen im gesamten Integrationsbereich zu finden, gilt

$$\int_D \psi^* \psi d\zeta = 1 \quad \Rightarrow \quad b = 0. \quad (2.39)$$

Außerdem ist durch den experimentellen Aufbau die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Neutrons nach unten durch eine Potentialbarriere beschränkt. Dies wird durch einen Neutronenspiegel aus BK7-Glas realisiert, der im Vergleich zur Energie der ultrakalten Neutronen in z -Richtung ($\approx \text{peV}$) ein hohes Fermipotential $U_{Fermi} = 100 \text{ neV}$ besitzt. Als hinreichend gute Näherung kann das Potential an der Spiegeloberfläche auf $U_{Fermi} = \infty$ gesetzt werden.

Die Neutronen sind in z -Richtung gewissermaßen zwischen dem linearen Gravitationspotential und dem Neutronenspiegel eingeschlossen. Durch die damit vorgegebenen Potentialbereiche

$$V(\zeta) = \begin{cases} mg\zeta R & : \quad \zeta > 0 \\ \infty & : \quad \zeta \leq 0 \end{cases} \quad (2.40)$$

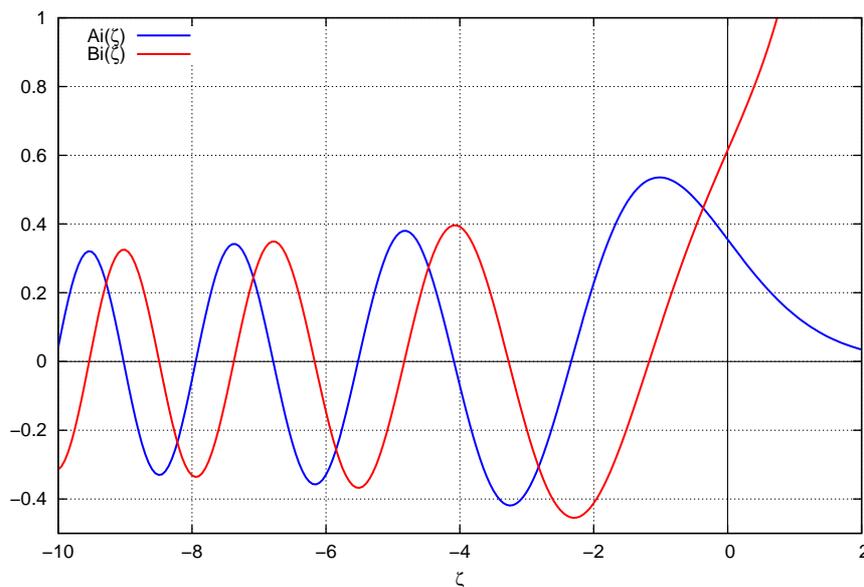


Abbildung 2.2: Die Airy-Funktionen

muss

$$\psi(\zeta) |_{\zeta=0} = 0 \quad (2.41)$$

gelten. Das durch (2.40) definierte Potential führt zur Quantisierung der Energieeigenwerte $\epsilon \rightarrow \epsilon_n$. Diese können durch Lösung von Gleichung (2.41) berechnet werden.

Zum Zwecke der Anschaulichkeit soll von nun an wieder in physikalischen Einheiten gerechnet werden.

Energieeigenwerte der Schrödingergleichung Um das System vollständig zu charakterisieren, muss nun noch das Eigenwertspektrum der Energien unter Benutzung von Gleichung (2.41) bestimmt werden. Dies kann auf numerischem Wege oder mithilfe der WKB-Methode durchgeführt werden. Eine genauere Herleitung findet sich in [Wes01]. In physikalischen Einheiten lautet das Ergebnis der WKB-Methode

$$E_n = mgR\epsilon_n = mgR \left(\frac{3\pi}{2} \left(n - \frac{1}{4} \right) \right)^{2/3}, \quad (2.42)$$

die Energieeigenwerte steigen also proportional zu $n^{2/3}$ an. Tabelle 2.3 zeigt die exakten und die nach der WKB-Methode berechneten Energieeigenwerte. Dazu ist die entsprechende klassische Fallhöhe $z_n = \frac{E_n^{\text{exakt}}}{mg}$ des quantenmechanischen Teilchens berechnet. Wir können nun unter Berücksichtigung der Randbedingungen die spezielle Lösung der Schrödingergleichung angeben. In physikalischen Einheiten ergibt sich

$$\psi_n(z) = \begin{cases} a_n \cdot Ai\left(\frac{z}{R} - \frac{E_n}{mgR}\right) & : z > 0 \\ 0 & : z \leq 0 \end{cases} \quad (2.43)$$

Tabelle 2.3: Vergleich der Eigenenergien der ersten fünf Zustände. Zusätzlich sind die klassischen Fallhöhen angegeben. Sie wurden mithilfe von E_n^{exakt} berechnet.

n	E_n^{exakt} [peV]	E_n^{WKB} [peV]	z_n [μm]
1	1.41	1.41	13.77
2	2.47	2.46	24.12
3	3.33	3.32	32.52
4	4.09	4.08	39.95
5	4.79	4.78	46.78

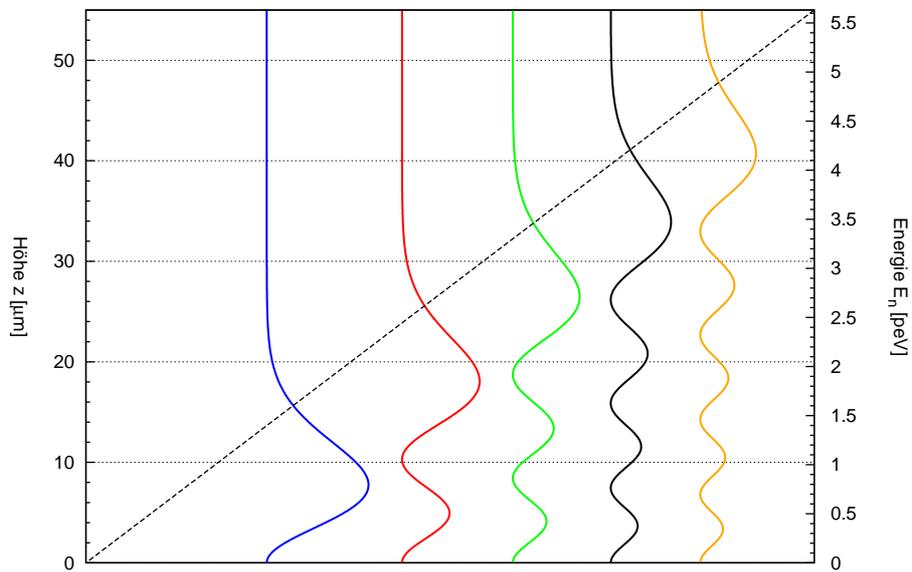


Abbildung 2.3: Die ersten fünf Zustände $|\psi_n(z)|^2$. Die gestrichelte Linie symbolisiert das lineare Gravitationspotential. Bei $z = 0$ befindet sich der Neutronenspiegel.

wobei a_n die Normierungskonstante des n -ten Zustandes ist und jeweils über die Bedingung

$$\int_D \psi_n^*(z) \psi_n(z) dz \stackrel{!}{=} 1 \quad (2.44)$$

bestimmt wird. In Abbildung 2.3 ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit $|\psi_n(z)|^2$ der ersten fünf Zustände in Abhängigkeit von der Höhe z über dem Neutronenspiegel dargestellt.

Wir haben nun ein quantenmechanisches Modell, das das Verhalten ultrakalter Neutronen im linearisierten Gravitationspotential beschreibt.

Vorangegangene Experimente wiesen bereits auf die Quantennatur eines solchen Systems hin [Nes02, Nes03, Nes05]. Die stufenförmige Transmissionskurve ultrakalter Neutronen,

die durch einen in der Höhe variablen Schlitz propagierten, konnte für Schlitzbreiten im Bereich von $10\ \mu\text{m}$ bis $100\ \mu\text{m}$ gemessen werden [Nes02]. Das stufenartige Verhalten deutet auf die quantisierten Energieniveaus der ultrakalten Neutronen hin und steht im Widerspruch zur klassischen Erwartung. Dies wird als klarer Hinweis für quantenmechanische Effekte gewertet.

2.3 Der Quantum Bouncing Ball

Das hier vorgestellte neue Projekt *Q-Bounce* hat zum Ziel, direkt die Zeitentwicklung eines Wellenpakets zu messen, das über eine Stufe propagiert und aufgrund der Gravitationskraft nach unten fällt.

Diese quantenmechanische Fallbewegung ist in der Literatur auch unter dem Begriff „Quantum Bouncing Ball“ oder „Quantum Bouncer“ bekannt [GB99, Gib75]. Es ist das Ziel, den Quantum Bouncing Ball zum ersten Mal experimentell nachzuweisen.

In einer kompakten Darstellung soll nun von theoretischer Seite beschrieben werden, wie der Quantum Bouncing Ball im hier vorgestellten Experiment realisiert wird. Für eine ausführliche Beschreibung wird an dieser Stelle auf [Jen08] verwiesen. Abbildung 2.4 soll helfen, ein anschauliches Bild des Quantum Bouncing Ball zu bekommen.

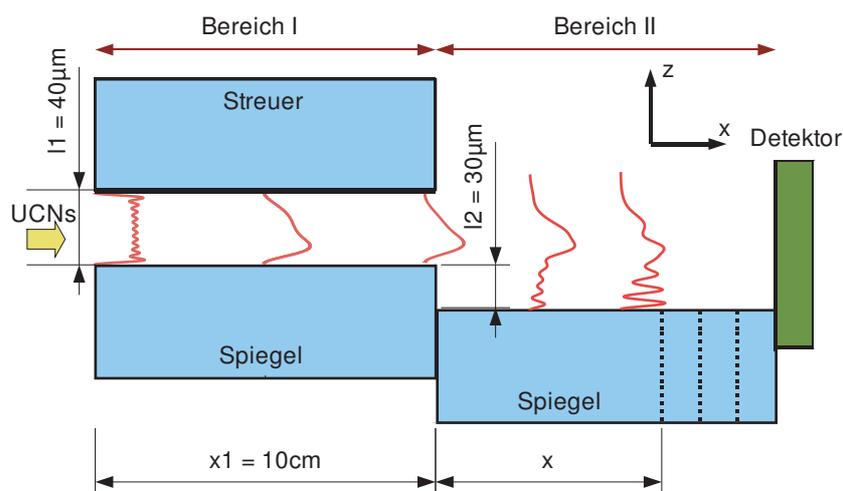


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Setups. Durch den Einsatz von Spiegeln unterschiedlicher Länge können verschiedene x -Positionen detektiert werden.

Der quantenmechanische Zustand der ultrakalten Neutronen wird in *Bereich I* präpariert. Der Präparationsschlitz wird von unten durch einen Neutronenspiegel und von oben durch eine streuende Oberfläche (kurz: „Streuer“) beschränkt.

In *Bereich II* propagiert das Wellenpaket weiter in x -Richtung, bis es auf den ortsauflösenden Detektor gelangt.

Bereich I Abbildung 2.4 zeigt ein von links einlaufendes Wellenpaket im Bereich I, das am Ende über eine Stufe propagiert. Das Wellenpaket kurz vor der Stufe setzt sich

aus der inkohärenten Summe der untersten gebundenen Zustände zusammen. Dies entspricht in etwa der experimentellen Situation, da die anfängliche Phaseninformation t_0 der ankommenden ultrakalten Neutronen unbestimmt ist und die Anzahl der zugelassenen Eigenzustände von oben durch den Streuer beschränkt wird. Neutronen mit einer zu hohen transversalen Energie erfahren diffuse Streuung an der rauen Oberfläche des Streuers und werden anschließend absorbiert.

Der Streuer definiert eine zusätzliche Randbedingung $V(z = l_1) = \infty$. Insgesamt stellt sich das Potential in Bereich I also dar als

$$V(z) = \begin{cases} mgz & : 0 < z < l_1 \\ \infty & : \text{sonst} \end{cases} \quad (2.45)$$

und die Eigenzustände ψ_n^I haben die allgemeine Form

$$\psi_n^I(z) = \begin{cases} a_n^I \cdot Ai\left(\frac{z}{R} - \frac{E_n}{mgR}\right) + b_n^I \cdot Bi\left(\frac{z}{R} - \frac{E_n}{mgR}\right) & : 0 < z < l_1 \\ 0 & : \text{sonst} . \end{cases} \quad (2.46)$$

Es muss betont werden, dass die Eigenzustände ψ_n^I in Bereich I *nicht* mit den freien Lösungen aus Gleichung (2.43) übereinstimmen. In Gleichung (2.46) sorgen die Bi-Funktionen dafür, dass auch bei $z = l_1$ die Wellenfunktion verschwindet.

In Abbildung 2.5 sind die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Zustände $n = \{1, 2, 3, 4, 5\}$ für ein festes $l_1 = 40 \mu\text{m}$ dargestellt. Die zugehörigen numerisch berechneten Eigenenergien dieser Zustände in Abhängigkeit von l_1 zeigt Abbildung 2.6.

Man erkennt, dass sich die freien Zustände aus Abbildung 2.3 und die Zustände im Bereich I aus Abbildung 2.5 für kleine n ähnlich sind. Diese Zustände spüren nur sehr wenig von der zusätzlichen Potentialbarriere des Streuers. Für größere n ist dies nicht mehr der Fall. Die Zustände im Bereich I erfahren durch den Streuer eine Stauchung gegenüber den freien Zuständen.

Dieser Sachverhalt drückt sich auch in den Eigenenergien E_n^I in Abbildung 2.6 aus. Für große Schlitzbreiten gehen diese wieder in die Eigenenergien von Tabelle 2.3 über.

Als Superposition mehrerer Eigenzustände ergibt sich für das präparierte Wellenpaket in Bereich I

$$\begin{aligned} \varphi^I(z, t) &= \sum_{n=1}^N d_n \cdot P_n(l_1, x_1, v_x) \cdot \psi_n^I(z) \cdot e^{-iE_n/\hbar(t-t_0)} \\ |\phi^I(z)|^2 := |\varphi^I(z, t)|^2 &= \sum_{n=1}^N d_n^2 \cdot P_n(l_1, x_1, v_x)^2 \cdot |\psi_n^I(z)|^2 . \end{aligned} \quad (2.47)$$

- Im letzten Schritt wurde die inkohärente Summe der $\psi_n^I(z)$ gebildet, da über alle möglichen Anfangsphasen t_0 summiert wird. Die Interferenzterme mitteln sich dabei heraus.

- Es wird angenommen, dass die Besetzungswahrscheinlichkeiten d_n zu Beginn gleichverteilt sind. Somit ist $d_n = 1/\sqrt{N}$ die Besetzungswahrscheinlichkeit im n -ten Eigenzustand.
- Außerhalb des Präparationsschlitzes ist aufgrund der Randbedingungen $\psi_n^I(z)$ Null.
- $P_n(l_1, x_1, v_x)^2$ beschreibt den Streuer und ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Zustand den Präparationsbereich passieren wird. In Abschnitt 3.3 auf Seite 34 ist das Streuermodell näher beschreiben.

Bereich II Die Eigenzustände ψ_m^{II} entsprechen hier den freien Zuständen aus Gleichung (2.43). Ein weiterer Neutronenspiegel, der um $30 \mu\text{m}$ gegenüber dem ersten Spiegel nach unten versetzt ist, liefert die Randbedingung.

Aufwendig ist die Berechnung der Besetzungswahrscheinlichkeiten f_m der Zustände unmittelbar nach der Stufe. Das Wellenpaket erfährt eine plötzliche Änderung der Randbedingungen. Die Zeitkonstante der Änderung ist dabei wesentlich kürzer als die charakteristische Zeitkonstante des freien Falls $\tau_{Fall} = \sqrt{2R/g} \approx 1.1 \text{ ms}$. Damit können die Übergangsmatrixelemente mithilfe der *Sudden Approximation* numerisch berechnet werden. Man erhält

$$f_m = \sum_{n=1}^N d_n \cdot P_n(l_1, x_1, v_x) \cdot \langle \psi_m^{II} | \psi_n^I \rangle \cdot e^{-iE_n/\hbar(t_1-t_0)} \quad \text{mit} \quad t_1 = \frac{x_1}{v_x}. \quad (2.48)$$

Das Matrixelement $\langle \psi_m^{II} | \psi_n^I \rangle$ kann als Wahrscheinlichkeit dafür gedeutet werden, dass ψ_n^I in den Zustand ψ_m^{II} übergeht.

Unter Einbeziehung der Zeitentwicklung erhält man für das Wellenpaket in Bereich II

$$\begin{aligned} \varphi^{II}(z, t) &= \sum_{m=1}^M f_m \cdot \psi_m^{II}(z) \cdot e^{-iE_m/\hbar(t-t_1)} \\ |\varphi^{II}(z, t)|^2 &:= \int |\varphi^{II}(z, t)|^2 dt_0 = \sum_{m=1}^M |\psi_m^{II}(z)|^2 \cdot \sum_{n=1}^N d_n^2 \cdot P_n(l_1, x_1, v_x)^2 \cdot \langle \psi_m^{II} | \psi_n^I \rangle^2 \\ &+ \sum_{m \neq m'} \langle \psi_m^{II} | \psi_{m'}^{II} \rangle \cdot \cos\left(\frac{1}{\hbar}(E_m - E_{m'})(t - t_1)\right) \\ &\cdot \sum_{n=1}^N d_n^2 \cdot P_n(l_1, x_1, v_x)^2 \cdot \langle \psi_m^{II} | \psi_n^I \rangle \langle \psi_{m'}^{II} | \psi_n^I \rangle. \quad (2.49) \end{aligned}$$

Um die Wahrscheinlichkeitsdichte zu berechnen, muss wieder über alle möglichen t_0 summiert werden. Trotzdem bleibt die Kohärenz der Zustände erhalten, da die Phase der ultrakalten Neutronen durch die Stufe festgelegt wird, also zum Zeitpunkt t_1 . Die quantenmechanischen Interferenzphänomene werden durch den Cosinus-Term des zweiten Summanden in Gleichung (2.49) hervorgerufen. Dies sieht man in Abbildung 2.4, wo das Wellenpaket deutliche Oszillationseffekte nach der Stufe zeigt.

Fazit Folgende Punkte sind festzuhalten:

- Die Bewegung in x -Richtung verläuft nach dem klassischen Bild, da die transversalen Energien von ≈ 200 neV nicht im Quantenregime liegen.
- Die eigentliche Messgröße ist nicht die Zeit t , sondern die x -Position entlang des Neutronenspiegels. Es gilt aber stets

$$t = \frac{x}{v_x} . \quad (2.50)$$

- Die x -Geschwindigkeit der Neutronen ist nicht scharf definiert, sie weist eine Verteilung auf und muss gemessen werden. Das bedeutet, dass die Wahrscheinlichkeitsdichte mit dieser Verteilung gewichtet werden muss.
- Misst man nun $|\phi^{II}(z, t)|^2$ bei verschiedenen x -Positionen nach der Stufe, erhält man die Zeitentwicklung des Wellenpakets in vertikaler Richtung, also die *Dynamik des Quantum Bouncing Balls*.

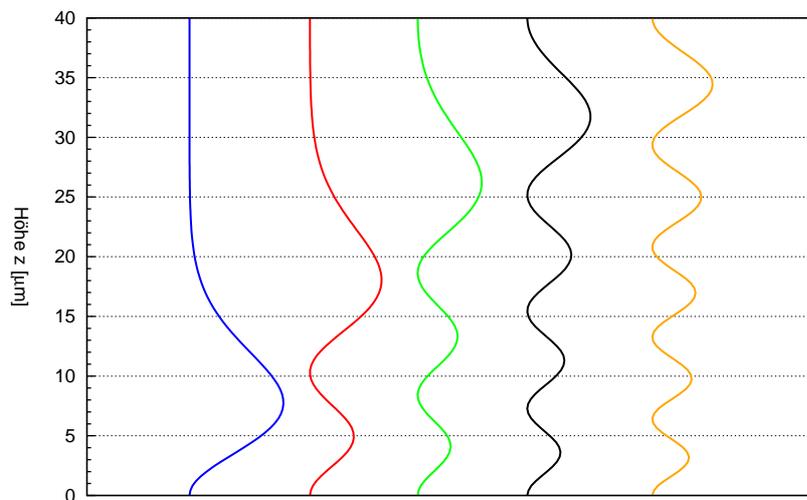


Abbildung 2.5: Die Wahrscheinlichkeitsdichten der Zustände $n = \{1, 2, 3, 4, 5\}$ im Bereich I für eine feste Schlitzbreite von $l_1 = 40 \mu\text{m}$.

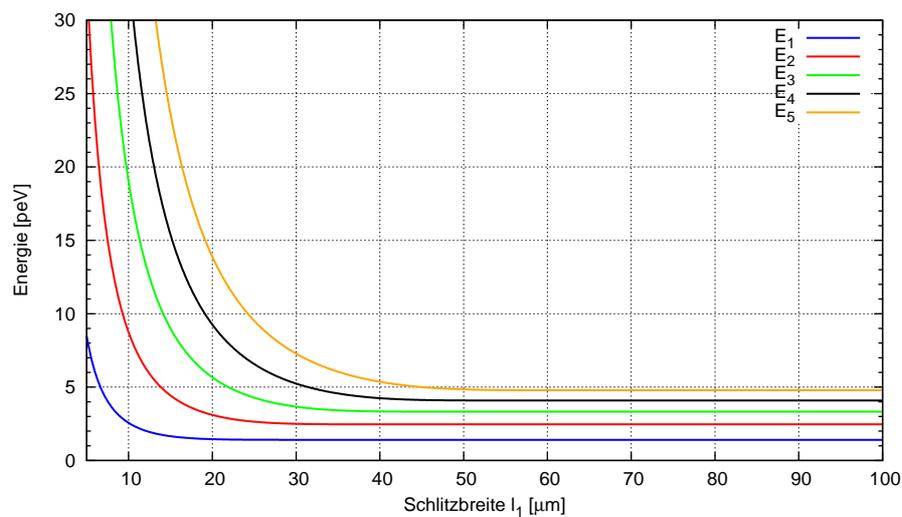


Abbildung 2.6: Abhängigkeit der Eigenenergien von der Schlitzbreite l_1 im Bereich I. Ein senkrechter Schnitt bei $l_1 = 40 \mu\text{m}$ ergibt die Energien zu den oben dargestellten Zuständen.

Kapitel 3

Das Gravitationsexperiment

In der ersten Hälfte des Jahres 2008 wurde ein neues Gravitationsexperiment aufgebaut. Ziel des Experiments ist es, die Dynamik der ultrakalten Neutronen im Gravitationspotential der Erde zu studieren und den *Quantum Bouncing Ball* ortsaufgelöst zu detektieren. Die Messungen wurden am Strahlplatz PF2/ UCN des ILL während der Experimentierzeiten 3-14-237 und 3-14-245 im Sommer 2008 durchgeführt.

Zum einen kann die Quantennatur der ultrakalten Neutronen weiter experimentell geprüft werden. Zum anderen ist das Experiment sensitiv auf sogenannte *Fünfte Kräfte*, deren Existenz Abweichungen vom bekannten Newtonschen $1/r^2$ -Kraftgesetz auf kurzen Längenskalen bedeuten würden.

Die Anforderungen an die Präzision des Experiments sind enorm. Wenn mechanische Genauigkeiten im Bereich von $1\ \mu\text{m}$ erreicht werden sollen, müssen externe Einflüsse wie Vibrationen oder Neigungen des gesamten Aufbaus auf ein Minimum reduziert werden. Dieses Kapitel widmet sich der detaillierten Beschreibung des Experiments und der einzelnen Komponenten.

3.1 Das Experiment im Überblick

Zunächst soll das Experiment als ganzes beschrieben werden, bevor dann näher auf die einzelnen Details eingegangen wird. Abbildung 3.1 stellt den Aufbau schematisch im seitlichen Querschnitt dar.

Die Abmessungen der Grundfläche sind etwa $(1.5 \times 1)\text{m}^2$, also typisch für ein *Table-top*-Experiment. Das gesamte Experiment wurde auf der etwa 3m erhöhten Plattform des UCN-Strahlplatzes aufgebaut. Die ultrakalten Neutronen können so von der Turbine über ein gewinkeltes Strahlrohr ¹ (1) fast horizontal zum Experiment geführt werden. Das Ende des Rohres ist so geformt, dass es einem rechteckigen Strahlprofil von ungefähr $(12 \times 1)\text{cm}^2$ entspricht.

Um Vibrationen zu vermeiden, die durch die Turbine auf das Experiment übertragen werden könnten, besteht keine mechanische Kopplung zwischen dem Experiment und dem Strahlrohr. Die ultrakalten Neutronen passieren daher einen etwa 10mm breiten Luftspalt zwischen dem Strahlrohr und der Vakuumkammer. Als Ein- und Austrittsfenster dienen dünne Aluminiumfolien. Sie sind aufgrund des geringen Absorptionsquerschnitts

¹ Ein Strahlrohr besteht beispielsweise aus Edelstahl, wobei die Innenseite des Rohrs mit Nickel oder einem anderen Material mit hohem Fermipotential beschichtet ist. So werden die ultrakalten Neutronen unter Totalreflexion durch das Rohr geleitet.

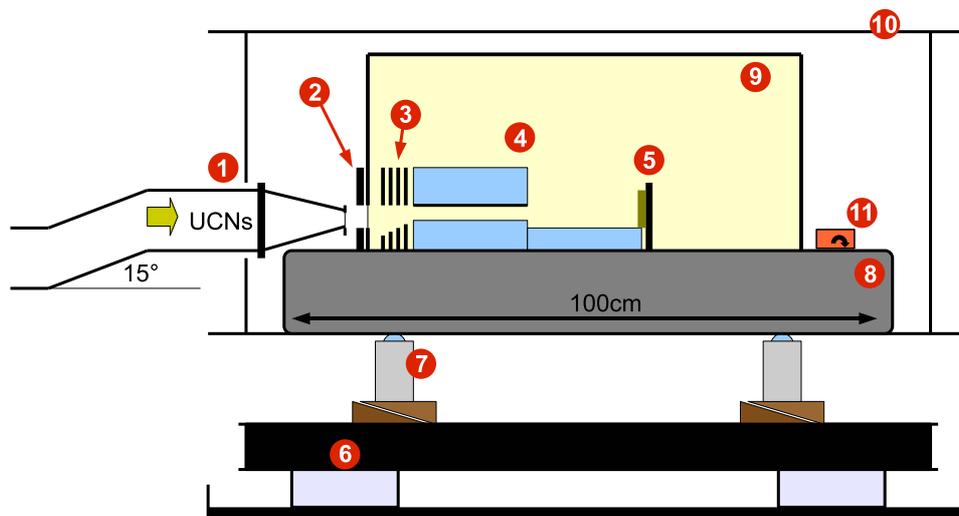


Abbildung 3.1: Schematische Seitenansicht des Experiments. Die Erklärung zu den einzelnen Punkten findet sich im Text.

für ultrakalte Neutronen mit einer Geschwindigkeit $> 3.2 \text{ m/s}$ (Tabelle 2.2) nahezu transparent. Neutronen mit einer kleineren Geschwindigkeit werden an der Folie reflektiert und gelangen nicht in das Experiment.

Über eine in z -Richtung verstellbare Schlitzeblende (2) gelangen nur noch ultrakalte Neutronen mit sehr geringer vertikaler Geschwindigkeit $v_z \approx \text{cm/s}$ und einer horizontalen Geschwindigkeit v_x von etwa 6.5 m/s in den inneren Bereich des Experiments, dem System aus Streuer und Neutronenspiegeln. Ein zusätzliches Blindensystem (3) aus Kupfer und B_4C -Material² innerhalb der Vakuummotte schränkt die mögliche Flugbahn der ultrakalten Neutronen weiter ein, diese werden am Kupfer gestreut und dann im B_4C absorbiert.

Das eigentliche Herzstück des Experiments ist der Bereich des *Gravitationssetups* (4), also dem System aus Streuer und Neutronenspiegeln. Dort werden die ultrakalten Neutronen zunächst in einen quantenmechanischen Zustand präpariert und „fallen“ dann eine Stufe von $30 \mu\text{m}$ hinunter auf einen weiteren Neutronenspiegel. Schließlich wird die Position der Neutronen mit einem ortsauflösenden Detektor (5) registriert.

Als Unterbau dient eine aktive sowie passive Vibrationsdämpfung (6), wie sie auch in Experimenten der Laseroptik eingesetzt werden. Darauf befinden sich drei höhenverstellbare Piezoaktoren (7), die für die nötige Stabilität des Aufbaus gegen langsame Neigungen sorgen. Hochpräzise Winkelmesser (11) geben die momentane Neigung an einen Messrechner aus, der wiederum die Piezoaktoren auf die entsprechende Regelspannung setzt. So werden sehr geringe Winkelabweichungen von nur $0.67 \mu\text{Rad}$ erreicht. Eine etwa 300 kg schwere, geschliffene Granitplatte (8) bildet die Auflagefläche für den inneren Teil des Experiments. Die Oberseite hat eine Ebenheit über die gesamte Länge von $1 \mu\text{m}$. Die

² B_4C (Borcarbid) wird in eine Trägermatrix eingearbeitet und liegt in gummiartigen Matten vor. Es lässt sich gut bearbeiten und wird häufig als Abschirmung gegen Neutronen verwendet.

Fläche der Granitplatte ist $(100 \times 60) \text{ cm}^2$.

Die Vakuumkammer (9) dient dazu, die Verluste durch Streuung und Absorption der ultrakalten Neutronen an Luft möglichst gering zu halten. Dazu genügt ein Vorvakuum von $\approx 10^{-2}$ mbar.

Um die Neutronen gegen das Erdmagnetfeld von $\approx 60 \mu\text{T}$ abzuschirmen, kommt eine passive Lösung zum Einsatz: Der gesamte Aufbau ist mit einem Gehäuse aus 1 mm dickem μ -Metall umgeben (10), ein Metall, das eine sehr hohe magnetische Permeabilität besitzt und somit effektiv gegen statische Felder abschirmt. Messungen im Gehäuse ergaben Felder von $\pm 1 \mu\text{T}$.

3.2 Die Geschwindigkeitsselektion

Durch eine in z -Richtung verstellbare Schlitzblende, die aus zwei gegeneinander verschiebbaren Aluminiumblechen besteht, können nur ultrakalte Neutronen mit einer sehr kleinen v_z -Komponente von $\approx \text{cm/s}$ in den Präparationsbereich gelangen, während die v_x -Komponente $\approx 6.5 \text{ m/s}$ beträgt. Abbildung 3.2 zeigt eine Detailansicht. Die beiden gestrichelten Linien symbolisieren zwei mögliche Flugbahnen.

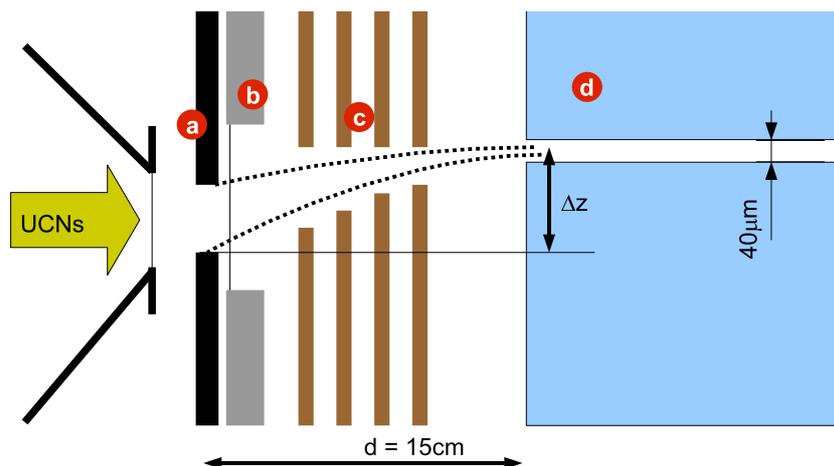


Abbildung 3.2: Detailansicht des gesamten Blendensystems: Schlitzblende (a), Vakuumkammer (b), inneres Blendensystem (c), Bereich I des Gravitationssetups(d).

3.2.1 Funktionsweise

Die in z -Richtung verstellbare Schlitzblende ist so eingestellt, dass nur ganz bestimmte Parabelbahnen vom Strahlrohr bis zum Eintrittsspalt zugelassen sind. Zusätzlich wurde die Schlitzblende zur Abschirmung mit Bor beschichtet. Das innere Blendensystem sorgt dafür, dass Neutronen mit zu hoher v_z -Komponente absorbiert werden. Ist v_z zu klein, erreichen die Neutronen nicht die nötige Mindesthöhe und werden nicht in den Schlitz

zwischen Spiegel und Streuer eingekoppelt. Die z -Position der Schlitzblenden kann mit

$$\Delta z = \frac{1}{2}g \cdot \tau^2, \quad \tau = \frac{d}{v_x} \quad \Rightarrow \quad v_x = d \cdot \sqrt{\frac{g}{2\Delta z}} \quad (3.1)$$

optimal eingestellt werden. Der Abstand d von der Schlitzblende bis zur Vorderkante des Neutronenspiegels betrug im Experiment 15 cm. Mit Δz wird die Höhendifferenz zwischen den Kanten der Schlitzblende und der Mitte des Präparationsschlitzes bezeichnet. Die Neutronen beschreiben eine parabolische Flugbahn und haben bei $x = d$ eine verschwindende v_z -Komponente mit einer kleinen Divergenz, da der Präparationsschlitz eine endliche Breite hat. Für das Experiment wurde das v_x -Intervall (6.5 ± 0.7) m/s ausgewählt, in diesem Bereich ist der Neutronenfluss maximal. Dies ergibt

$$\begin{aligned} \Delta z_{\text{unten}} &= 3.12 \text{ mm} \\ \Delta z_{\text{oben}} &= 2.10 \text{ mm} \end{aligned} \quad (3.2)$$

für die z -Position der oberen und unteren Kante der Blende.

3.2.2 Messung des Geschwindigkeitsspektrums

Mithilfe der höhenverstellbaren Schlitzblenden hat man die Möglichkeit, das Spektrum der horizontalen Geschwindigkeit v_x der ultrakalten Neutronen zu messen und die optimale z -Position der Blenden damit zu prüfen.

Zunächst wird die Blende vollständig geöffnet und dann in definierten Schritten die obere Kante in den Strahl gefahren. Dieselbe Messung wird für die untere Kante wiederholt, sie wird von unten nach oben bewegt.

Direkt hinter Bereich I ist ein Zählrohr für ultrakalte Neutronen positioniert, das den Fluss der Neutronen durch den Schlitz misst. Dieser ist bei der Messung weit geöffnet ($l_1 = 100 \mu\text{m}$). Außerdem ist der Streuer durch einen ebenfalls 10 cm langen Neutronenspiegel ersetzt. Man erhält also einen Schlitz, der von unten *und* oben durch zwei glatte Oberflächen begrenzt ist. Auf diese Weise ist eine ausreichende Rate an Neutronen gewährleistet.

In Abhängigkeit der z -Position der Schlitzblenden ergibt sich dann ein integrales Geschwindigkeitsspektrum, wie es in Abbildung 3.3 zu sehen ist. Für beide Messungen ergibt sich eine symmetrische Verteilung. Der Unterschied liegt lediglich darin, dass die obere Kante der Blende zuerst die höheren Geschwindigkeiten abschneidet, bei der unteren Kante ist es umgekehrt. Dies wird auch durch Gleichung (3.1) verdeutlicht.

Extraktion des Geschwindigkeitsspektrums Für die Fit-Funktion des integralen Spektrums wurde folgender Ansatz gewählt:

$$F(z) = c \cdot \text{Erf}[-a \cdot z + k] + b \quad (3.3)$$

Die durchgezogenen Linien in Abbildung 3.3 zeigen den Fit an die Messdaten für die Messung mit der oberen und unteren Kante. Es muss beachtet werden, dass die z -Abhängigkeit der Transmission mithilfe von Gleichung (3.1) in eine v_x -Abhängigkeit umgerechnet wird.

Parameter	Fit-Ergebnis obere Kante	Fit-Ergebnis untere Kante
a	0.593	0.546
k	28.921 mm	15.741 mm
b	3.500 s^{-1}	3.749 s^{-1}

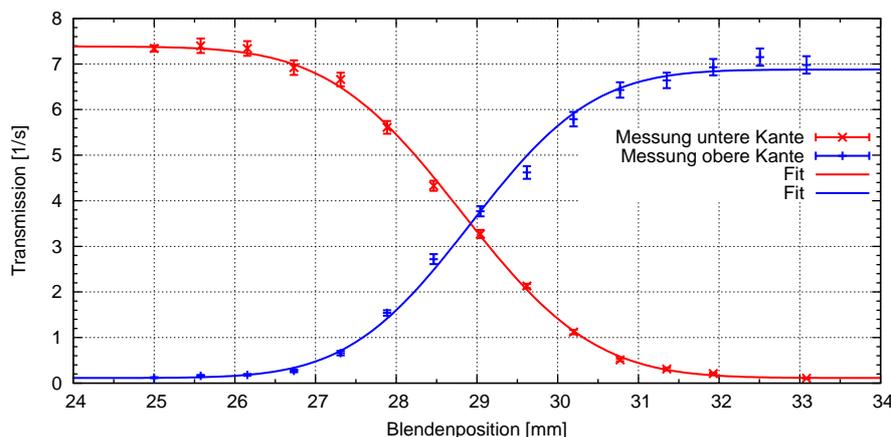


Abbildung 3.3: Integrale Messung des Geschwindigkeitsspektrums.

Durch die negative Ableitung von $F(z(v_x))$ erhält man das Geschwindigkeitsspektrum in x -Richtung mit

$$\begin{aligned}
 -\frac{d}{dv_x} F(z(v_x)) &= -\left| \frac{\partial z}{\partial v_x} \right| \cdot \frac{\partial}{\partial z} F(z(v_x)) = -\frac{d^2}{v_x^3} \cdot c \frac{2(-a)}{\sqrt{\pi}} \cdot \exp\left[-(k - a z(v_x))^2\right] \\
 &= \frac{d^2}{v_x^3} \cdot c \frac{2a}{\sqrt{\pi}} \cdot \exp\left[-\left(k - a \cdot g \frac{d^2}{2v_x^2}\right)^2\right] =: f(v_x), \quad (3.4)
 \end{aligned}$$

wie es in Abbildung 3.4 dargestellt ist. Die schwarze Markierung zeigt den gemittelten v_x -Bereich, der durch die Position der Blenden aus dem Gesamtspektrum selektiert wurde. Die Kenntnis des so gewonnenen Geschwindigkeitsbereichs ist von entscheidender Wichtigkeit. Die Ausbreitung der Wellenfunktion in x -Richtung ist abhängig von v_x , das Spektrum geht also als Gewichtung in die theoretischen Rechnungen ein. Es treten dann Faltungsintegrale auf, was bei monochromatischen ultrakalten Neutronen nicht der Fall wäre.

3.3 Das Gravitationssetup

Das Herzstück des Experiments ist das Gravitationssetup. Abbildung 3.5 zeigt noch einmal eine Skizze.

Als Material für den Streuer sowie für die Spiegel wurde BK7 eingesetzt, ein optisches Glas mit hohem Fermipotential, das sehr präzise bearbeitet werden kann.

- In Bereich I wird der quantenmechanische Zustand präpariert. Dabei ist es erforderlich, dass Spiegel und Streuer äußerst parallel ($\pm 0.5 \mu\text{m}$) übereinander angeordnet

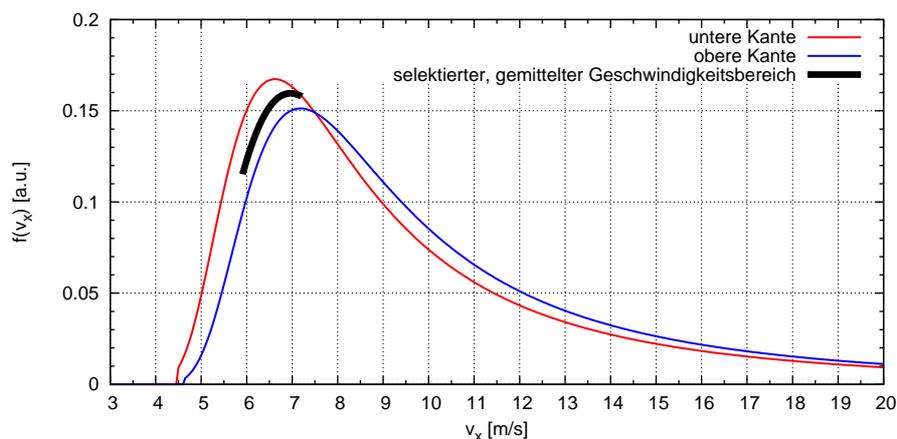


Abbildung 3.4: Extrahiertes Geschwindigkeitsspektrum $f(v_x)$ aus beiden Messungen. Die Kurven sind auf 1 normiert.

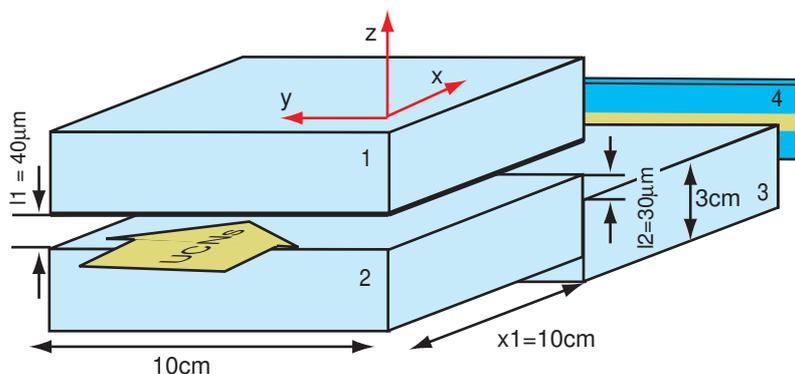


Abbildung 3.5: Ansicht von vorn auf das Gravitationssetup. Die Neutronen befinden sich zwischen Streuer (1) und Spiegel (2) im Präparationsschlitz und propagieren über einen weiteren Spiegel (3), bis zum Detektor (4).

sind, um die Symmetrie des Systems in y -Richtung zu erhalten und eine konstante Schlitzbreite zu garantieren. Eine wie bisher eindimensionale Betrachtung des Systems unter Vernachlässigung der y -Komponente wäre sonst nicht mehr gültig.

Eine hohe Parallelität wird durch sehr präzise Fühlerlehrenbänder aus gehärtetem Metall gewährleistet. Sie eignen sich gut als Abstandhalter zwischen den einzelnen BK7-Glasblöcken, deren Ober- und Unterseite ebenfalls eine sehr hohe Parallelität aufweisen. Als Auflagefläche dient die Granitplatte, sie ist bis auf $1 \mu\text{m}$ eben.

- in Bereich II befindet sich ein zweiter Neutronenspiegel, der aber relativ zum ersten betrachtet um $30 \mu\text{m}$ nach unten versetzt ist. Wiederum ist eine hohe Parallelität zwischen dem ersten und dem zweiten Spiegel gefordert, um systematische Effekte gering zu halten. An dieser Stelle besteht sicher noch Optimierungsbedarf, in Zukunft werden beide Spiegel über parallel verschiebbare z -Verschiebetische gesteuert.

In diesem Experiment wurden wiederum Fühlerlehrenbänder so kombiniert, dass sich eine $30\ \mu\text{m}$ hohe Stufe ergab.

Wichtig ist, dass die Glasblöcke eine sehr scharfe Kante aufweisen. Nur so ist eine klar definierte Stufe gewährleistet. Bei der Lieferung wiesen die Kanten der Glasblöcke jedoch eine Fase auf. Diese war für den Bearbeitungsprozess der Oberfläche der Blöcke notwendig. In Zusammenarbeit mit der Glasbläserei des Physikalischen Instituts wurden die Glasblöcke in einem aufwendigen Schleifprozess nachträglich bearbeitet. Durch eine spezielle Haltevorrichtung konnten von den Stirnseiten jeweils $200\ \mu\text{m}$ abgeschliffen werden, ohne die polierte Ober- und Unterseite der Glasblöcke zu beschädigen.

Charakterisierung des Spiegels Es sind hohe Anforderungen an Rauheit und Welligkeit der spiegelnden Oberfläche gestellt. Eine zu hohe Rauheit hätte diffuse Streuung der ultrakalten Neutronen zur Folge, was zu weiteren Verlusten führt beziehungsweise die x - und z -Komponente der Geschwindigkeit mischen würde. Die klassische und die quantenmechanische Bewegung des Neutrons im Präparationsschlitz wären nicht mehr entkoppelt. Eine Strukturanalyse durch Röntgenbeugung der Firma *S-DH* gibt Aufschluss über diese Parameter. Die Oberfläche wird unter unterschiedlichen Einfallswinkeln mit Röntgenlicht bestrahlt und der reflektierte Anteil detektiert. Bei größerem Winkel nimmt die Reflektivität ab, da die Röntgenstrahlen leichter in das Glas eindringen. Abbildung 3.6 (links) zeigt das Ergebnis zweier Messungen. Eine der beiden Oberflächen wurde mit einem herkömmlichen Mikrofaser-Tuch behandelt. Aufgrund der geringen Statistik bei größeren Winkeln sind die Fehler in diesem Bereich relativ groß. Aus der Reflektivität in Abhängigkeit des Einfallswinkels wurden für die Rauheit die Werte

$$\begin{aligned}\bar{\sigma}_{vor} &= (1.5 \pm 0.1)\ \text{nm} \\ \bar{\sigma}_{nach} &= (2.6 \pm 0.1)\ \text{nm}\end{aligned}\tag{3.5}$$

extrahiert [Sch08]. Der Fit an die Daten wird, aufgrund der oben erwähnten geringen Statistik bei größeren Winkeln, bis etwa 0.6° durchgeführt. Die Rauheiten liegen rund zwei Größenordnungen unter der De-Broglie-Wellenlänge der ultrakalten Neutronen. Die Neutronen wechselwirken tatsächlich mit einer *glatten* Oberfläche. Jedoch hat sich die Rauheit der behandelten Oberfläche $\bar{\sigma}_{nach}$ etwas erhöht. Dies begründet den hohen Aufwand, die spiegelnden Flächen vor externen Einflüssen zu schützen.

Das Welligkeitsprofil in Abbildung 3.6 (rechts) ist ein Maß dafür, wie gut die Oberfläche des Spiegels bei $z = 0$ definiert ist. Eine Variation in z -Richtung hätte eine Änderung der Randbedingungen zur Folge. Auch hier sind die Ergebnisse innerhalb der geforderten Toleranzen von $\pm 0.5\ \mu\text{m}$.

Charakterisierung des Streuers Der Streuer besteht ebenfalls aus BK7-Glas, seine Oberfläche hat allerdings eine höhere Rauheit von $\bar{\sigma} > \lambda_{dB,UCN}$.

Um die Oberflächenstrukturen sichtbar zu machen eignet sich hier keine Röntgenstrahlung, da ihre Wellenlänge zu klein ist. Eine bereits erprobte Methode ist die Abtastung der Oberfläche mit einem Rasterkraftmikroskop oder einem mechanischen Tastkopf. Ein Histogramm der Höhenverteilung der Spitzen und Vertiefungen eines Probestücks lieferte

$$\bar{\sigma} = (0.8 \pm 0.1)\ \mu\text{m}\tag{3.6}$$

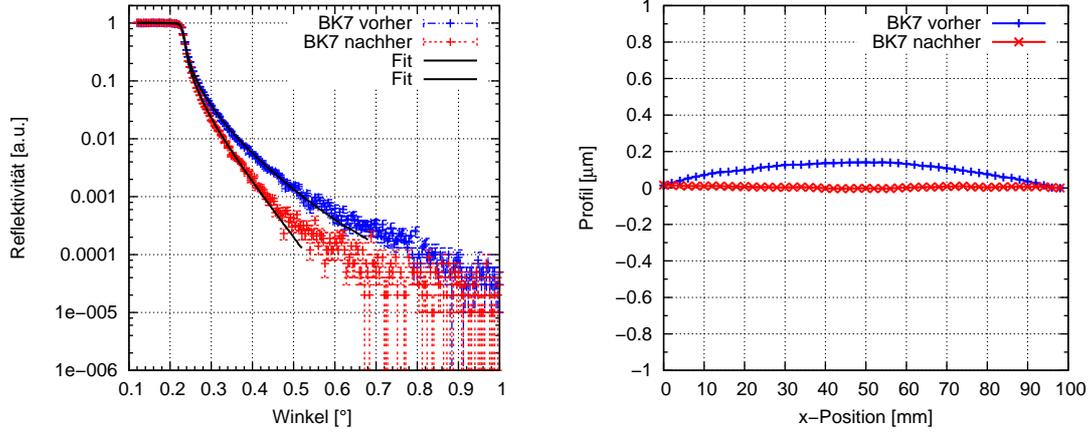


Abbildung 3.6: Messungen zur Rauheit und Welligkeit des BK7-Spiegels vor und nach der Behandlung mit dem Mikrofaser-Tuch.

für die mittlere Rauheit. Sie wird definiert als die Standardabweichung der histogrammierten Daten vom Mittelwert. Dieser Parameter ist entscheidend bei der physikalischen Beschreibung des Streuers. Die Streueffizienz ist direkt von $\bar{\sigma}$ abhängig.

Wirkung des Streuers Der Streuer oberhalb des Neutronenspiegels dient dazu, die Anzahl der möglichen Zustände einzuschränken. Ultrakalte Neutronen mit zu hoher Energie berühren die raue Oberfläche und erfahren dort keine Reflexion sondern diffuse Streuung, da $\bar{\sigma}$ größer als $\lambda_{dB,UCN}$ ist. So gelangen diese ultrakalten Neutronen nicht durch den Präparationsschlitz. Der Abstand l_1 von 40 μm zwischen Spiegel und Streuer ist so gewählt, dass bei ausreichend hoher Zählrate von $\approx 30 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ nur die untersten Quantenzustände den Schlitz passieren können.

Ein einfaches Modell für die Streuwahrscheinlichkeit [Wes07] kommt mit einem mikro-physikalischen Parameter $\alpha(\bar{\sigma})$ aus, der ein Maß für die Streueffizienz darstellt und von $\bar{\sigma}$ abhängt.

Die Verlustrate ist durch den Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des ultrakalten Neutrons mit der rauen Oberfläche gegeben:

$$\Gamma_n(l_1) = \int_{l_1 - 2\bar{\sigma}}^{l_1} \alpha_n \cdot |\psi_n^I(z)|^2 dz \quad \left[\frac{1}{\text{s}} \right]. \quad (3.7)$$

Es wird angenommen, dass α_n unabhängig vom gestreuten Zustand ist, sodass $\alpha_n = \alpha$ gesetzt werden kann. Die Änderung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit ist in erster Ordnung proportional zur Aufenthaltswahrscheinlichkeit selbst und zur Verlustrate:

$$\frac{d}{dt} \langle \psi_n^I | \psi_n^I \rangle = -\Gamma_n(l_1) \langle \psi_n^I | \psi_n^I \rangle, \quad (3.8)$$

was auf

$$\langle \psi_n^I | \psi_n^I \rangle = |P_n(l_1, x_1, v_x)|^2, \quad P_n(l_1, x_1, v_x) = e^{-\frac{1}{2}\Gamma_n(l_1)x/v_x} \quad (3.9)$$

mit

$$t = \frac{x}{v_x}$$

führt, also eine exponentielle Dämpfung der Wahrscheinlichkeitsdichte. Der Parameter α ist ein Maß für die Streueffizienz der rauhen Oberfläche und muss als freier Parameter aus einer Messung bestimmt werden. In früheren Messungen ergab sich $\alpha = 3.4 \cdot 10^{41}/s$, jedoch war der Streuer aus einem anderen Material gefertigt und ist somit nicht direkt vergleichbar. Wie in Kapitel 5 beschrieben wird, ist für die Messung des Quantum Bouncing Ball die genaue Kenntnis von α nicht zwingend notwendig. Dies verbessert die Systematik des Experiments erheblich.

Mit einer integralen Transmissionsmessung wurde untersucht, ob der Streuer tatsächlich Neutronen, die die raue Oberfläche berühren, aus dem Experiment herausstreut. Dazu wurde die Transmission durch den Präparationsschlitz bei der Schlitzbreite $l_1 = 50 \mu\text{m}$ gemessen. In Abbildung 3.7 ist der Versuchsaufbau zur Integralmessung skizziert, als Zählrohr kam das im nächsten Kapitel beschriebene Zählrohr (Detektor 2) zum Einsatz. In der ersten Messung befand sich der Streuer oben, dies entspricht der normalen Geometrie. Bei der zweiten Messung wurde das System umgedreht, sodass sich der Neutronspegel oben befand und der Streuer unten. Dieser Aufbau wird als inverse Geometrie bezeichnet.

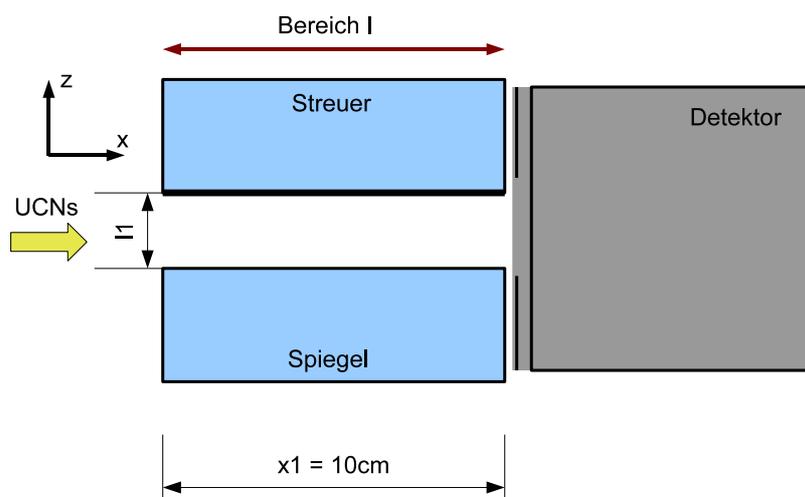


Abbildung 3.7: Messaufbau der Integralmessung, hier bei normaler Geometrie. Die Größe des Detektors ist nicht maßstabsgetreu dargestellt.

Wenn der Streuer als solcher fungiert, muss die Transmission bei inverser Geometrie geringer sein als bei normaler Geometrie. Jedes ultrakalte Neutron, das in den Präparationsschlitz gelangt, erfährt mehrmals eine Wechselwirkung mit der rauhen Oberfläche des Streuers, da in einer semiklassischen Betrachtungsweise die typische Hüpfweite eines ultrakalten Neutrons im Schlitz etwa 3 cm beträgt und der Streuer eine Länge x_1 von 10 cm hat. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Neutron durch den Schlitz gelangen kann, ist daher aufgrund der diffusen Streuung geringer.

Bei normaler Geometrie ergab sich eine Transmission von $0.089 \pm 0.004 \text{ s}^{-1}$. Bei inverser Geometrie wurde der Wert $0.016 \pm 0.001 \text{ s}^{-1}$ gemessen, also eine deutliche Verringerung der Zählrate.

3.4 Der hochauflösende Spurdetektor

Um die charakteristische Interferenzstruktur der Aufenthaltswahrscheinlichkeit $|\phi^{II}(z)|^2$ der ultrakalten Neutronen detektieren zu können, ist eine extrem hohe Ortsauflösung von $\approx 2 \mu\text{m}$ nötig. In der vergangenen Experimentierzeit stand kein Online-Detektor mit diesen Anforderungen zur Verfügung. Die Methode, die auch schon in vorangegangenen Experimenten [Rue00, Nah04, Kra06] zum Einsatz kam, wird im Folgenden näher beschrieben.

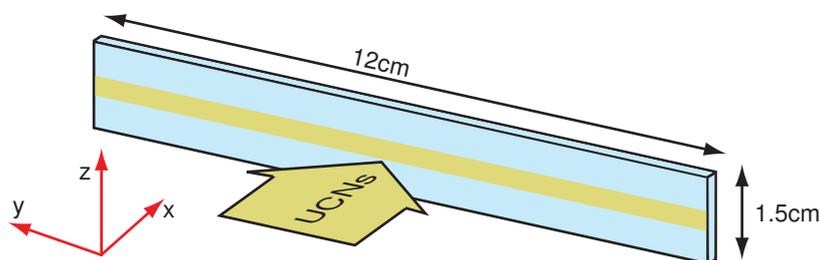


Abbildung 3.8: Ansicht von vorn auf den Spurdetektor. Der gelbe Streifen symbolisiert den durch ultrakalte Neutronen exponierten Bereich.

3.4.1 Detektion

Auf die Physik des Neutroneneinfangs durch Bor wird in Abschnitt 4.2.2 näher eingegangen. Es genügt an dieser Stelle darauf hinzuweisen, dass Bor einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt für den Einfang ultrakalter Neutronen aufweist und in einer anschließenden Kernreaktion einen α - und Lithiumkern freisetzt.

Die Detektion der Neutronen ist im Wesentlichen ein dreistufiger Prozess.

- Eine 200 nm dicke Borschicht wirkt als Neutronenkonverter, die auf ein Polymer-Träger (CR39-Plastik)³ der Dicke 1.5 mm aufgedampft wurde. Nach der Kernreaktion tritt eines der beiden Spaltprodukte (Li, α) in das Polymer ein und hinterlässt dort Defekte in der Molekülstruktur. Die Exposition eines Spurdetektors entspricht dabei *einer* Messung bei fester x -Position.
- Nach der Exposition des Spurdetektors können mithilfe von 25-prozentiger Natronlauge die mikroskopischen Defekte durch einen Ätzprozess aufgeweitet werden, sodass sie unter einem optischen Mikroskop als Spuren sichtbar werden. Der gesamte Prozess muss in einem sehr temperaturstabilen Heizbad ($\pm 0.1 \text{ K}$) ablaufen, da die Ätzgeschwindigkeit, mit der das Polymer abgetragen wird, stark von der

³ CR39 ist ein Kunststoff, der auch zur Herstellung von Brillengläsern eingesetzt wird. In der Kernphysik dient er als Festkörperdetektor, um vor allem α -Strahlung nachzuweisen.

Temperatur T abhängt. In Tabelle 3.1 sind die Ätzgeschwindigkeiten v_b für drei verschiedene Temperaturen angegeben.

- Die aufgeweiteten Spuren können nun mit einem optischen Mikroskop ausgelesen werden. Über die gesamte Länge des exponierten Bereichs von rund 10 cm wird in einem automatisierten Verfahren eine Bilderserie in y -Richtung aufgenommen. Insgesamt wurden 393 Bilder aufgezeichnet, wobei ein Bildausschnitt $(211 \times 282) \mu\text{m}^2$ entspricht. Auf diese Weise erhält man den exponierten Bereich des Detektors als schmales Band aus Spuren.

Ein Detektionsalgorithmus erkennt die runden bis ovalförmigen Spuren und speichert anhand des Schwerpunkts der Grauwertverteilung deren (y, z) -Position. Um Fehldetektionen auf ein Minimum zu reduzieren, war eine Sichtkontrolle jedes einzelnen Bildes nötig. In Zukunft sollen aber verbesserte Ausschlusskriterien für falsche Spuren angewendet werden, die die sehr mühsame manuelle Sichtkontrolle überflüssig machen.

Tabelle 3.1: Ätzgeschwindigkeiten v_b von CR39 [Nah04].

Temperatur[°C]	v_b [$\mu\text{m}/\text{h}$]
40	0.100 ± 0.002
70	1.20 ± 0.02
80	4.20 ± 0.21

3.4.2 Testmessungen

Um die Ätzparameter zu optimieren wurden Testmessungen durchgeführt. Dabei sind folgende Punkte zu beachten:

- Die Ätztemperatur sollte nicht zu hoch sein, um Biegungen und thermische Ausdehnungen des Polymers zu vermeiden, denn dies beeinflusst die Ortsauflösung des Detektors. Es wurde eine Ätztemperatur von 42°C verwendet.
- Die Ausdehnung der Spuren durch die Einwirkung der Natronlauge sollte nicht zu gering sein, um eine Trennung zwischen tatsächlichen Spuren und Defekten im Polymer für eine automatische Detektion mit dem Mikroskop zu ermöglichen. Als guter Wert stellte sich eine Ätzzeit von 6 h heraus. Mit Tabelle 3.1 ergibt sich

$$d_b = v_b \cdot 6 \text{ h} = 0.6 \mu\text{m} \quad (3.10)$$

für die Dicke d_b der abgeätzten Schicht von der Oberfläche. Gleichzeitig wurde der Durchmesser D der Spuren dabei auf $\approx 1.5 \mu\text{m}$ geweitet. Die Ätzgeschwindigkeit für die Oberfläche des Polymers v_b und für die Spuren v_{tr} ist also unterschiedlich. Genaueres zu diesem Thema findet sich auch in [Nah04].

- Die tatsächlichen Spuren im Polymer sollten gut von anderen Defekten und Schmutz unterscheidbar sein, jedoch verringert eine zu starke Vergrößerung der Spuren die Ortsauflösung des Detektors.

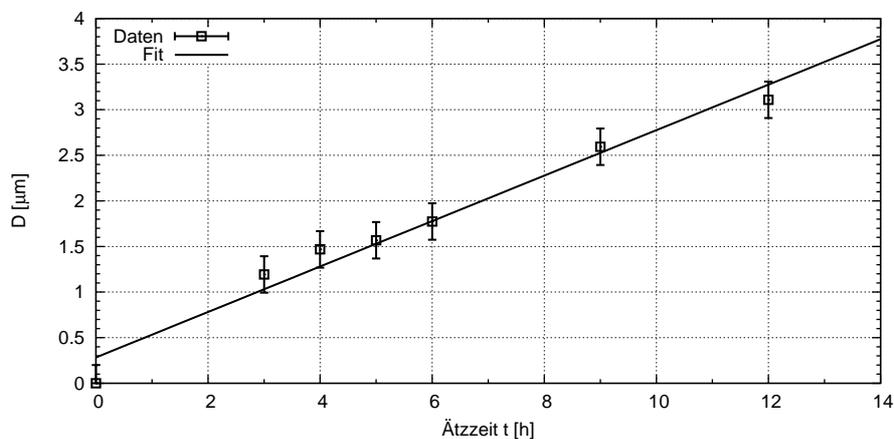


Abbildung 3.9: Zusammenhang zwischen dem mittleren Durchmesser D der Spuren und der Ätzzzeit t .

In den Testmessungen wurde der Zusammenhang zwischen dem mittleren Durchmesser D der Spuren und der Ätzzzeit t untersucht. Ein zumindest phänomenologischer Zusammenhang zwischen D und t kann für spätere Messungen die Wahl der Parameter erleichtern und es kann im Vorfeld abgeschätzt werden, welche Spurdurchmesser nach einer gewissen Ätzzzeit zu erwarten sind.

Zu diesem Zweck wurden mehrere Detektoren am UCN-Strahlplatz des ILL mit Neutronen belichtet. Zwei dieser Detektoren („TM5“; „TI12“) wurden anschließend stufenweise in 25-prozentiger Natronlauge behandelt und jeweils ein Bildausschnitt (5×5 Bilder) jeder Ätzzstufe aufgezeichnet. In Abbildung 3.10 sind exemplarisch vier Ätzzstufen für den Detektor „TM5“ abgebildet. Es ist immer der selbe Bildausschnitt zu sehen.

Die Ergebnisse der Messungen zeigt Abbildung 3.9. Die Durchmesser mehrerer Spuren wurde nach den Ätzzstufen $\{3, 4, 5, 6, 9, 12\}$ h unter dem Mikroskop vermessen und anschließend über die Einzelergebnisse gemittelt. In erster Näherung kann ein linearer Zusammenhang im untersuchten Bereich zwischen $t = 3$ h und $t = 12$ h

$$D(t) = v_{tr} \cdot t[\text{h}] + b, \quad (3.11)$$

Parameter	Fit-Ergebnis
v_{tr}	$0.25 \pm 0.01 \mu\text{m}/\text{h}$
b	$0.028 \pm 0.008 \mu\text{m}$

zwischen dem Durchmesser der Spuren und der Ätzzzeit angenommen werden. Bei einer Ätzzzeit von 6 h ergibt sich somit ein Durchmesser von

$$D = 1.53 \mu\text{m} \quad (3.12)$$

der zu detektierenden Spuren. Dies stellt einen sinnvollen Kompromiss zwischen Reduktion der Orstauflösung und der korrekten Identifikation der Spuren durch die automatische Auslese des Mikroskops dar. Die Spuren haben dann eine Form, wie sie im rechten, oberen Bildausschnitt der Abbildung 3.10 zu sehen ist.

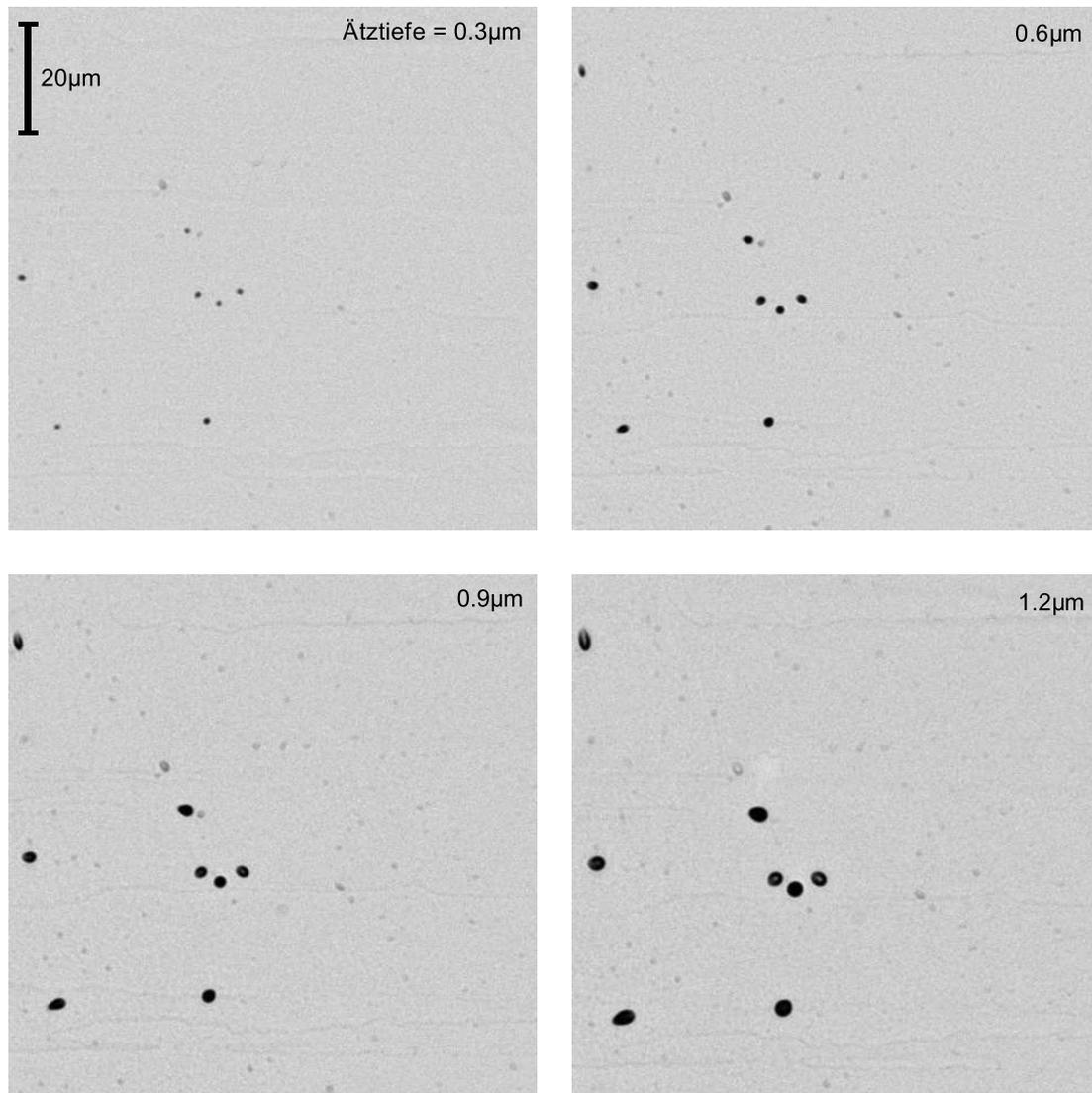


Abbildung 3.10: Bildausschnitt der stufenweise geätzten Spuren des Detektors „TM5“. Die Zunahme des mittleren Durchmessers der Spuren ist deutlich zu erkennen.

3.4.3 Ortsauflösung

Entscheidend für die Rekonstruktion der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Neutronen ist eine extrem hohe Ortsauflösung des Spurdetektors. Diese ist vor allem durch zwei Effekte bestimmt.

Wie oben beschrieben haben die detektierten Spuren eine endliche Ausdehnung. Eine konservative Annahme für die Unsicherheit in der Positionsbestimmung ist der halbe Durchmesser $\sigma_{trace} = D/2 = 0.77 \mu\text{m}$ der Spuren.

Einen weiteren Beitrag erhält man durch die Tatsache, dass die Kernreaktion und die detektierte Spur nicht notwendigerweise am selben Ort zu finden sind.

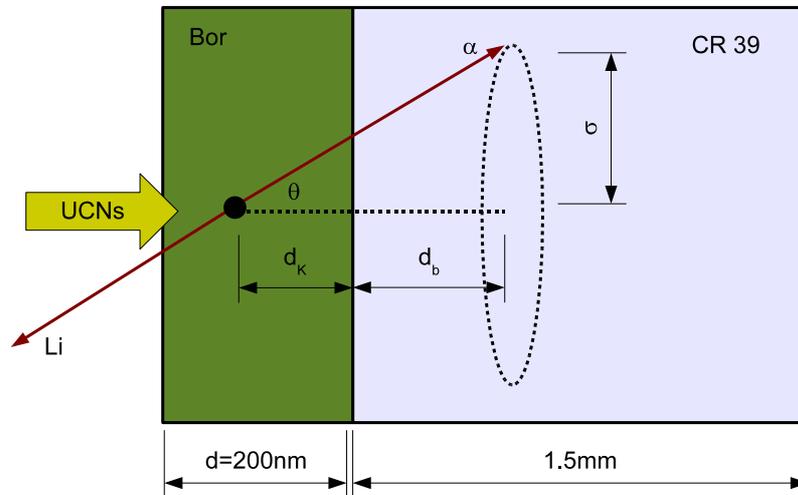


Abbildung 3.11: Skizze zur Ortsauflösung des Detektors. Für eine bessere Übersicht sind die Abstände verzerrt dargestellt.

Der zweite Punkt ist vor allem von der Dicke der abgeätzten Schicht abhängig. Der Akzeptanzwinkel θ_c , unter dem Spuren im Polymer noch nachgewiesen werden können, beträgt für CR39 70° . Dies ist in Abbildung 3.11 illustriert. Die Auflösung ist durch

$$\sigma = r \tan \theta = (d_K + d_b) \tan \theta \quad (3.13)$$

gegeben, wobei man $d_b = 0.6 \mu\text{m}$ aus Gleichung (3.10) erhält und d_K der Ort der Kernreaktion ist. Bei einer 200 nm dicken Borschicht ist der Erwartungswert für den Reaktionsort

$$\bar{d}_K = 0.2 \mu\text{m} - \frac{\int_0^{200\text{nm}} x \cdot \epsilon_{tot}(x) dx}{\int_0^{200\text{nm}} \epsilon_{tot}(x) dx} = 0.2 \mu\text{m} - 0.13 \mu\text{m} = 0.07 \mu\text{m} . \quad (3.14)$$

Die Winkelabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund von Projektionsfehlern wird in erster Näherung vernachlässigt. So ergibt sich für die geometrische Ortsauflösung

$$\sigma_{geo} = (\bar{d}_K + d_b) \tan \theta_c = (0.07 + 0.6) \tan 70^\circ = 1.84 \mu\text{m} . \quad (3.15)$$

Beide Größen σ_{trace} und σ_{geo} werden als unabhängig angenommen. Für die gesamte Ortsauflösung erhält man schließlich

$$\sigma_{ges} = \sqrt{\sigma_{geo}^2 + \sigma_{trace}^2} = \sqrt{(1.84 \mu\text{m})^2 + (0.77 \mu\text{m})^2} = 2.0 \mu\text{m} . \quad (3.16)$$

3.5 Die Neigungskontrolle

Ein weiteres Projekt dieser Diplomarbeit war es, eine Kontrollsteuerung weiterzuentwickeln, die als Steuerkreislauf dafür sorgt, dass über lange Messzeiten von mehreren Tagen das gesamte Experiment auf einer ebenen Position gehalten wird. Die geforderte Präzision von höchstens $5 \mu\text{Rad}$ Winkelschwankungen über die Ausdehnung des gesamten Aufbaus konnte dabei erreicht und sogar deutlich unterschritten werden.

3.5.1 Regelprinzip

Die Neigung des gesamten Aufbaus wird über hochpräzise Winkelmesser registriert, die eine Auflösung von $0.1 \mu\text{Rad}$ und eine Wiederholbarkeit von $1.0 \mu\text{Rad}$ aufweisen. Das Messprinzip ist dem einer Wasserwaage ähnlich. Ein flüssiges Dielektrikum in einem Kondensator ändert bei geringfügiger Neigung die Kapazität. Über ein hochfrequentes Signal wird diese Änderung gemessen und als Gleichspannungssignal im Bereich von $\pm 8 \text{ V}$ ausgegeben. Durch einen integrierten Temperatursensor wird auf etwaige Temperaturschwankungen intern korrigiert. Jeder dieser Winkelmesser hat 2 Kanäle, die die orthogonalen Achsen in x - und y -Richtung repräsentieren.

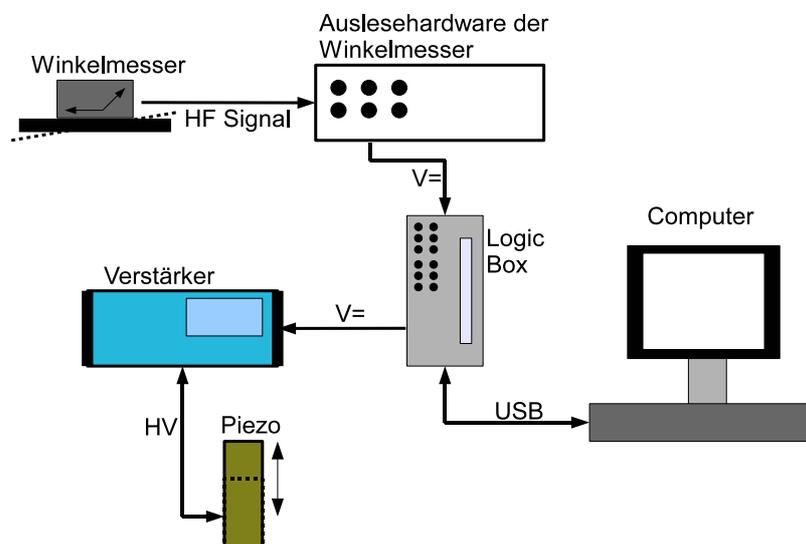


Abbildung 3.12: Skizze des Regelkreises.

Eine schematische Skizze des gesamten Regelkreises ist in Abbildung 3.12 zu sehen. Über eine Logic Box, die in Zusammenarbeit mit der Elektronikwerkstatt des Physikalischen Instituts entwickelt wurde, werden die Signale an den Messrechner weitergegeben beziehungsweise Signale ausgegeben.

Das Gleichspannungssignal der Winkelmessers wird von einem ADC digitalisiert und vom Steuerprogramm weiter verarbeitet. Nach dem Prinzip einer PID-Regelung (P = proportional, I = integral, D = differentiell) wird die Abweichung von einem vorgegebenen Sollwert ermittelt und ein Regelwert berechnet.

Dieser Regelwert im Bereich von $\pm 6\text{ V}$ wird dann über einen DAC als analoges Signal auf die Verstärkereinheit der Piezoaktoren gegeben und in ein Hochspannungssignal $\pm 600\text{ V}$ gewandelt.

Die drei Piezoaktoren können den Neigungswinkel des gesamten Aufbaus entsprechend dem Regelwert verändern, der dynamische Winkelbereich ist dabei $\pm 100\ \mu\text{Rad}$. Allein das vorsichtige Bewegen nahe dem Experiment bewirkte Schwankungen um $70\ \mu\text{Rad}$, die Experimentierplattform durfte also während der Messzeit nicht betreten werden.

Die typische Zeitskala des Regelkreises ist etwa 1 s. Aufgrund der großen Masse des Systems ist eine Regelzeit weit unter 1 s nicht sinnvoll. Bedingt durch den Aufbau kann es außerdem zu einer Kopplung der Regelung mit der Vibrationsdämpfung kommen, deren Zeitskala einige Millisekunden beträgt.

3.5.2 Kalibrierung der Winkelmessers

Um eine präzise Regelung im μRad -Bereich zu gewährleisten, ist eine genaue Kenntnis des Ansprechverhaltens der Winkelmessers nötig. Im Idealfall gehorcht das Ansprechverhalten einer linearen Funktion des Neigungswinkels α

$$U(\alpha) = k \left[\frac{\text{mV}}{\mu\text{Rad}} \right] \cdot \alpha . \quad (3.17)$$

Insgesamt standen drei Winkelmessers zur Verfügung, wovon im Experiment einer eingesetzt wurde. Die Linearität wurde mit einem Verschiebetisch geprüft, der in vertikaler Richtung mit einer Mikrometerschraube gekippt werden konnte. Parallel wurden die Spannungswerte der Winkelmessers ausgelesen. Abbildung 3.13 (links) zeigt exemplarisch die hohe Linearität eines Winkelmessers.

Der Offset wurde als Mittelwert aus mehreren, unabhängigen Messungen bestimmt. Wie in Abbildung 3.13 (rechts) zu sehen ist, wurde bei dieser Messung ein Winkelmessers auf der sehr ebenen Oberfläche der Granitplatte in 10° -Schritten um seinen eigenen Achse gedreht. Der Drehwinkel sollte dabei mindestens eine Periode, also 2π , überstreichen.

Die Amplitude der Sinuskurve zeigt die Neigung des Winkelmessers während der Drehung. Die Verschiebung der Nulllinie der Kurve ergibt den Offset, also den *gemessenen* Spannungswert, der der absoluten Nulllage des Winkelmessers entspricht. Bei der Umrechnung der gemessenen Spannungen in μRad muss dieser Wert als Offset berücksichtigt werden.

Mit der Fit-Funktion

$$g(\gamma) = c \cdot \sin(\gamma - q) + b \quad (3.18)$$

konnten die Parameter $\{c, q, b\}$ bestimmt werden. Von Bedeutung ist der Offset-Parameter b . Die Fit-Ergebnisse für b aller Winkelmessers sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt. Die

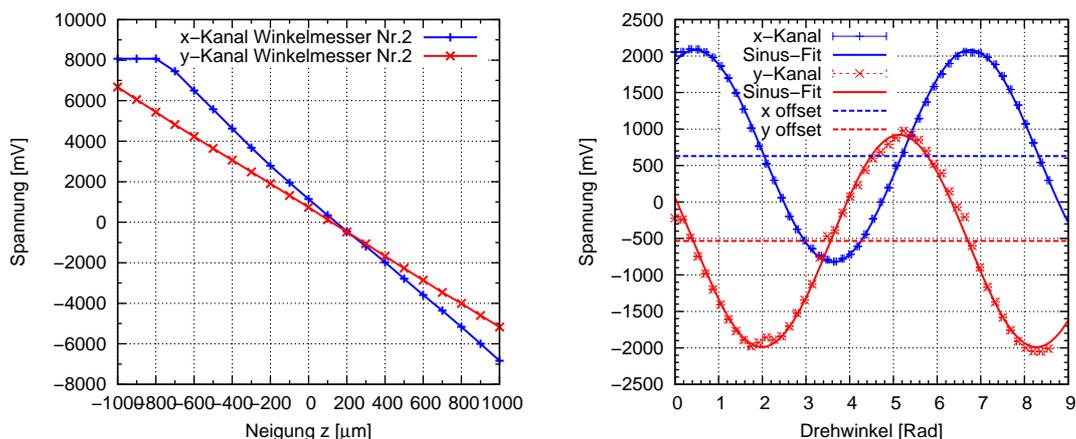


Abbildung 3.13: Messungen zur Linearität und Nulllage des Winkelmessers Nr.2.

Bestimmung des Parameters b gestaltete sich als schwierig, da bedingt durch den Unterbau und der Gebäudeschwankungen im Physikalischen Institut systematische Effekte auftraten. Unter diesen Bedingungen konnte eine Genauigkeit von $\approx 10 \mu\text{Rad}$ erreicht werden.

Für die Schwankungen um eine vorgegebene, relative Nulllage ist der Offset unerheblich. Bezogen auf die absolute Nulllage der Granitplatte tritt jedoch eine konstante Neigung im Rahmen der Genauigkeit des Offset-Wertes auf.

Um systematische Effekte des Experiments weiter zu verringern, sollten die Kalibrationsmessungen in einer stabileren Umgebung noch einmal durchgeführt werden.

Tabelle 3.2: Gemittelte Offset-Werte der Winkelmesser von mehreren unabhängigen Messungen.

	Winkelmesser 1	Winkelmesser 2	Winkelmesser 3
x-Kanal [mV]	136.03	685.88	137.59
y-Kanal [mV]	-2424.63	-619.52	-648.23

3.5.3 Das Labview Frontend

Ein Labview Frontend bietet die Möglichkeit, alle nötigen Einstellungen zur Steuerung vorzunehmen. Wichtige Parameter wie

- Sampling-Rate
- Anzahl der ausgelesenen Samples, über die gemittelt wird
- Relative Anteile des P-, I- und D-Teils der Regelung

- Kalibrationsdaten der Winkelmesser

können festgelegt werden.

Die Sampling-Rate und die Anzahl der ausgelesenen Samples definieren im Wesentlichen die Zeitskala des Regelkreises. Eine hohe Anzahl an ausgelesenen Samples reduziert dabei das elektronische Rauschen der Ausleseelektronik, im Gegenzug muss die Sampling-Rate erhöht werden. Für die Regelzeit gilt

$$\frac{1}{\text{Sampling-Rate}[\text{s}^{-1}]} \cdot \text{Anzahl der ausgelesenen Samples}, \quad (3.19)$$

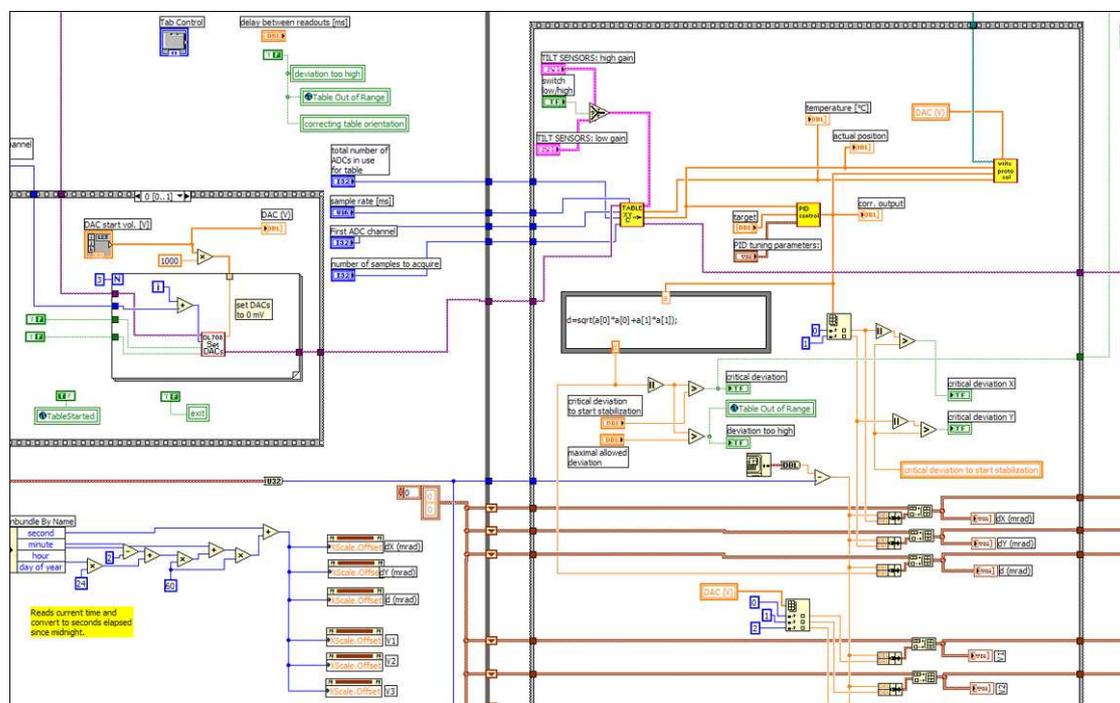
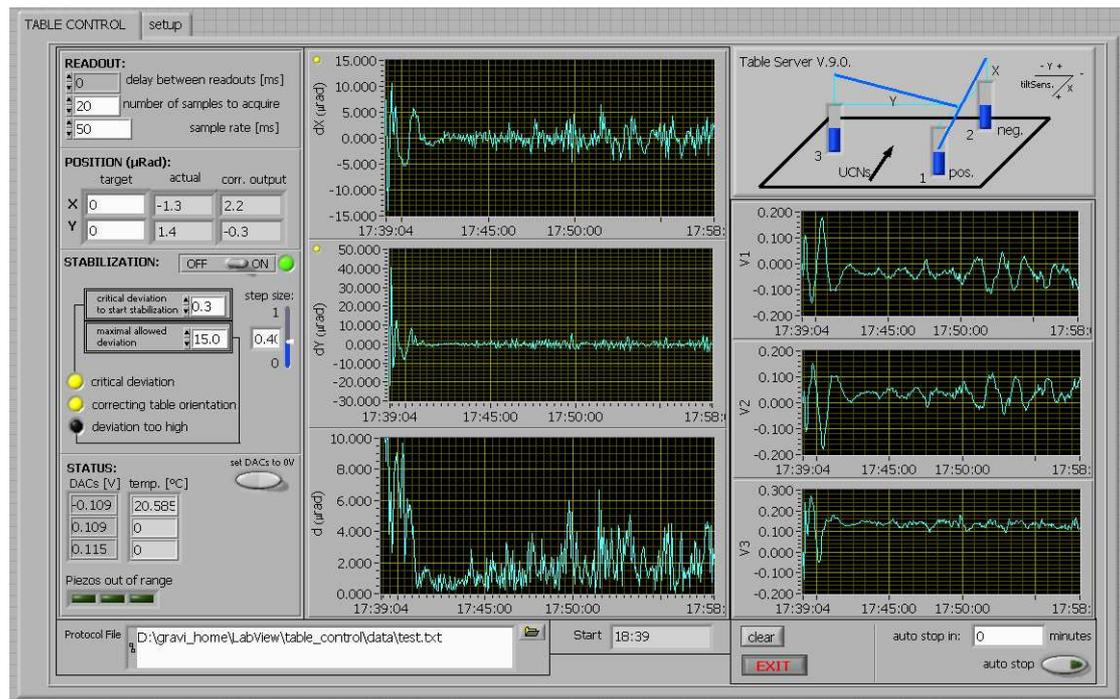
wobei Verzögerungen innerhalb der Elektronik und des Programms vernachlässigt werden. Das Produkt aus Gleichung (3.19) sollte etwa 1 s ergeben. Als Kombination wurde eine Sampling-Rate von 50 Hz mit 50 ausgelesenen Samples gewählt.

Bezüglich der relativen Regelanteile hat sich in verschiedenen Tests gezeigt, dass Konfigurationen mit $\{P = 90..95\%, I = 10..5\%, D = 0\%\}$ ein guter Kompromiss zwischen Stabilität und Trägheit des Systems darstellt. Selbst bei geringen Werten für den Differentialteil zeigte das System ein sehr instabiles Verhalten. Auch bei ruhiger Umgebung gerieten die Piezoaktoren nach wenigen Regelzyklen aus dem dynamischen Bereich. Die Masse und damit die Trägheit des Systems ist zu hoch, um auf die schnellen Änderungen, die durch den Differentialteil auftreten, entsprechend reagieren zu können.

Der geringe Integralteil gewährleistet, dass periodische Schwankungen, die über einen längeren Zeitraum auftreten, herausgemittelt werden. Dies kann der Proportionalteil nicht leisten, er korrigiert lediglich die momentanen Abweichungen zwischen Soll- und Istwert.

Zusätzlich bietet das Programm die Möglichkeit, den Zustand des Systems während des Betriebs zu beobachten. Wichtig ist die Winkelabweichung in der x - und y -Richtung sowie die momentane Höhenposition der Piezoaktoren. Diese dürfen nicht über den dynamischen Bereich gelangen, da sonst keine Regelung mehr möglich ist.

Um einen Eindruck von der Labview-Steuerung zu geben, zeigt die folgende Seite das Frontend sowie einen Ausschnitt des Blockdiagramms.



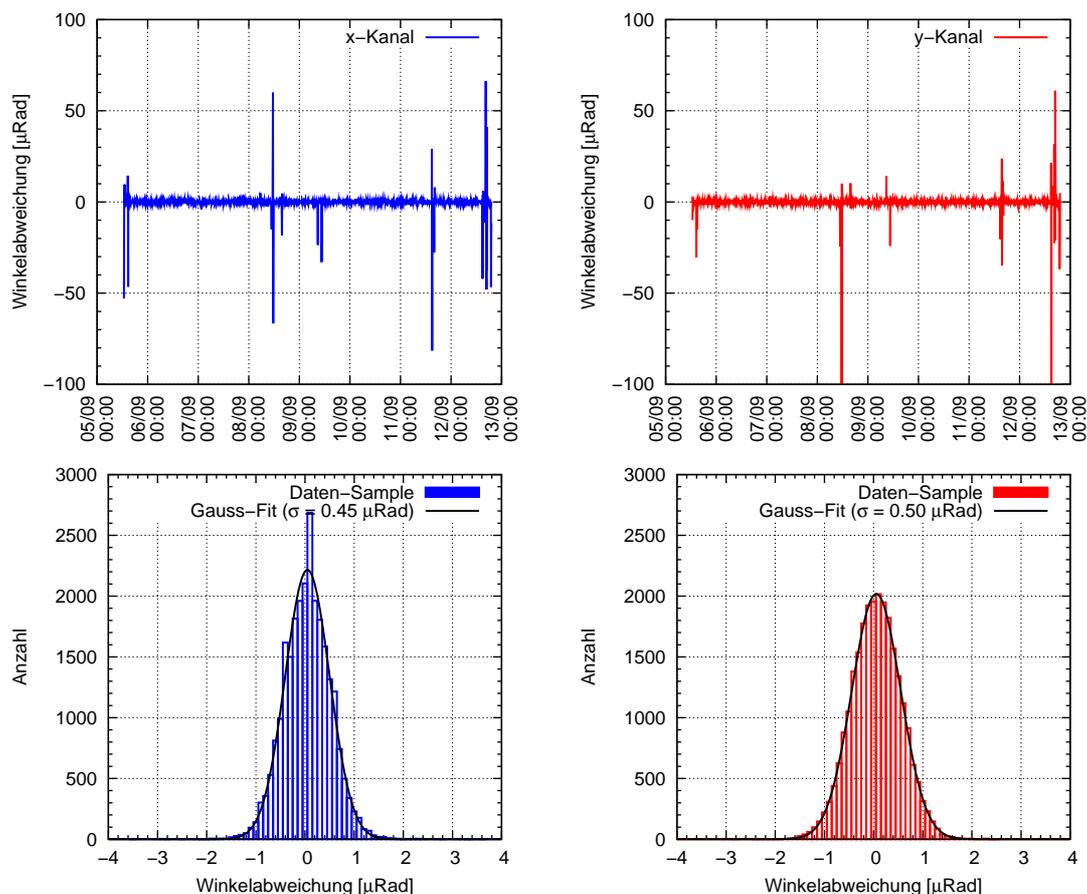


Abbildung 3.14: Winkelabweichungen in x - und y -Richtung über eine Messzeit von mehreren Tagen.

3.5.4 Die Neigungskontrolle in Betrieb

Auf der Plattform des Strahlplatzes PF2/UCN zeigte die Neigungskontrolle während den Messzeiten ein sehr stabiles Verhalten. Die Winkelabweichungen in x - und y -Richtung über eine Zeitspanne von mehreren Tagen sind in Abbildung 3.14 zusammengestellt.

Die Halbwertsbreite der gefitteten Gaußkurven liegen bei beiden Richtungen weit unterhalb der geforderten $5 \mu\text{Rad}$ Abweichung. Insgesamt ergibt sich eine mittlere Winkelabweichung von

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2} = \sqrt{0.50^2 + 0.45^2} = 0.67 \mu\text{Rad} . \quad (3.20)$$

Auch größere externe Störungen, wie der Betrieb des Reaktorkrans, wurden nach einigen Sekunden ausgeglichen und das System stabilisierte sich wieder. Diese kurzen Schwankungen entsprechen rund 0.01% der gesamten Messzeit und sind somit vernachlässigbar.

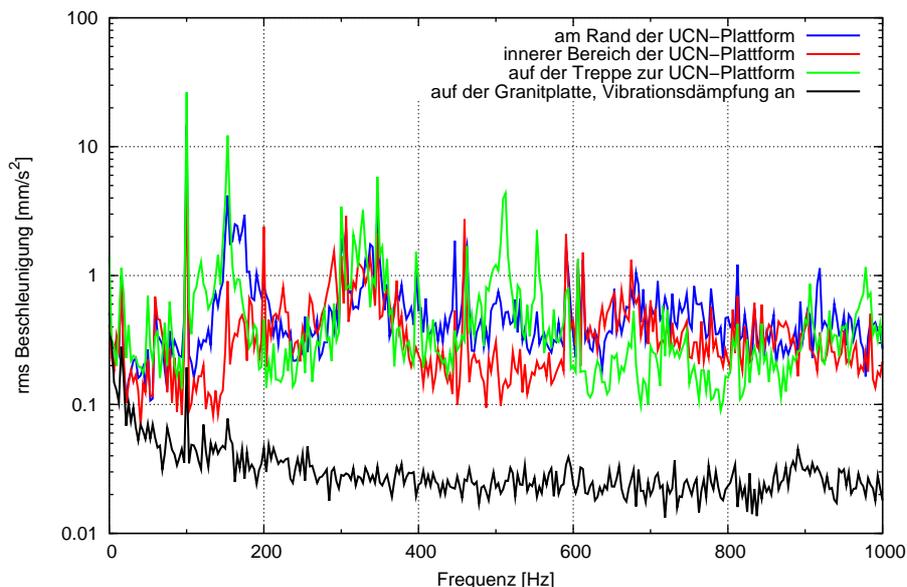


Abbildung 3.15: Gemessene rms-Beschleunigungen an verschiedenen Positionen in der Nähe des Experiments und auf der Granitplatte.

3.6 Die Vibrationsdämpfung

Ähnlich einem elektronischen Übergang im Atom, der durch Photonen induziert werden kann, können Vibrationen Übergänge zwischen den quantisierten Niveaus im Gravitationspotential induzieren. Durch Einwirkung äußerer Kräfte wird Energie in das System eingebracht. Wenn

$$\Delta E = h(\nu_n - \nu_m) = E_{Vib} \quad (3.21)$$

erfüllt ist, kann ein ultrakaltes Neutron vom Zustand m in den Zustand n gelangen. Da die Energieabstände der quantisierten Zustände (Tabelle 2.3) typischerweise einige peV besitzen, führt dies auf

$$\Delta E = h(\nu_n - \nu_m) = h\Delta\nu \approx 1 \text{ peV} \quad \Rightarrow \quad \Delta\nu \approx 240 \text{ Hz} . \quad (3.22)$$

Vibrationen in diesem Frequenzbereich müssen auf ein Minimum reduziert werden. Hierfür kam ein passives sowie aktives Dämpfungssystem zum Einsatz. Abbildung 3.15 zeigt die Ergebnisse verschiedener Vibrationsmessungen unter realistischen Experimentierbedingungen.

Man erkennt, dass über einen weiten Bereich die Vibrationen auf der Granitplatte um den Faktor ≈ 40 gedämpft werden.

Es stellt sich die Frage nach der kritischen Grenze, unter der die Vibrationen liegen sollten. Ein mögliches Maß für die Vibrationen ist das quadratische Mittel (rms) der Beschleunigung $a(\nu)$ über den gemessenen Frequenzbereich. Aber auch die Geschwindigkeit

$v_{rms}(\nu)$ oder die Auslenkung $x_{rms}(\nu)$ sind geeignet. Unter der Annahme von harmonischen Schwingungen können die Größen mit

$$\begin{aligned} a_{rms} &= v_{rms} \cdot \omega = x_{rms} \cdot \omega^2 \\ \omega &= 2\pi \nu \end{aligned} \quad (3.23)$$

ineinander umgerechnet werden. Für die mittlere mechanische Leistung, die durch die Vibrationen des unteren Neutronenspiegels auf ein Neutron wirken kann, gilt

$$\bar{P} = \bar{F} \cdot \bar{v} = m\bar{a}(\nu) \cdot \bar{v}(\nu), \quad (3.24)$$

$\bar{a}(\nu)$ und $\bar{v}(\nu)$ müssen aus den spektralen Größen

$$\begin{aligned} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{da_{rms}}{d\nu} d\nu &= \bar{a}(\nu) \\ \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{dv_{rms}}{d\nu} d\nu &= \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{1}{\nu} \frac{da_{rms}}{d\nu} d\nu = \bar{v}(\nu) \end{aligned} \quad (3.25)$$

gewonnen werden, also aus der Integration der gemessenen Spektren. Für eine Abschätzung soll ein homogenes Spektrum von

$$\frac{da_{rms}}{d\nu} = 0.0005 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \text{s} = 0.5 \frac{\text{mm}}{\text{s}^2} \text{s} \quad (3.26)$$

angenommen werden. Der Frequenzbereich reicht von 50 Hz bis 2000 Hz. Die Integration kann analytisch ausgeführt werden und ergibt

$$\begin{aligned} \bar{a}(\nu) &= 0.975 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \\ \bar{v}(\nu) &= 0.0018 \frac{\text{m}}{\text{s}}, \end{aligned} \quad (3.27)$$

was zu einer mittleren Leistung von

$$\bar{P} = 1.67 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot 0.975 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \cdot 0.0018 \frac{\text{m}}{\text{s}} = 1.88 \cdot 10^{-11} \frac{\text{eV}}{\text{s}} \quad (3.28)$$

führt. Bei einer ungefähren Flugdauer der Neutronen durch das Gravitationssetup von $x/v_x = \frac{0.2 \text{ m}}{6.5 \text{ m/s}} = 30 \text{ ms}$ ergibt sich eine Energie

$$E_{Vib} = \bar{P} \cdot 30 \text{ ms} = 0.56 \text{ peV} \cong \Delta E. \quad (3.29)$$

Dieser Wert wäre also nicht mehr tolerierbar. Ein Vergleich mit Abbildung 3.15 zeigt, dass die Dämpfung rms-Beschleunigungen im Bereich von $0.04 \frac{\text{mm}}{\text{s}^2} \text{s}$ liefert. Die Energie E_{Vib} hängt quadratisch von a_{rms} ab, was zu einer Dämpfung der Energie von

$$\left(\frac{0.04 \frac{\text{mm}}{\text{s}^2} \text{s}}{0.5 \frac{\text{mm}}{\text{s}^2} \text{s}} \right)^2 \cdot 0.56 \text{ peV} \approx \frac{1}{150} \cdot 0.56 \text{ peV} = 0.0037 \text{ peV} \quad (3.30)$$

führt! Wenn die Vibrationsdämpfung in Betrieb ist, sind die systematischen Effekte durch Vibrationen zu vernachlässigen. Für eine weiterführende Analyse muss zusätzlich eine quantenmechanische Betrachtung herangezogen werden, da bei den Frequenzen ($\nu_n - \nu_m$) resonante Übergänge stattfinden können [FGR96, HFG⁺98].

3.7 Messung des Magnetfeldes

Um das Innere des Experiments gegen statische Felder zu schützen, wurde eine μ -Metallabschirmung aus 1mm dicken Blechen in der mechanischen Werkstatt des Physikalischen Instituts konstruiert. Anschließend wurden die Bleche in einem mit Stickstoff befüllten Ofen ⁴ bei etwa 1000 °C ausgeglüht, um Magnetisierungen durch den Bearbeitungsprozess der Bleche wieder rückgängig zu machen. Der Stickstoff verhindert die Oxidation des μ -Metalls während des Ausglühens.

Mithilfe von einigen Schraubklemmen wurden die Bleche zu einem 1.50 m langen, rechteckigen Gehäuse mit offenen Enden aufgebaut. Wichtig ist, dass keine Spalte zwischen den einzelnen Blechen auftreten, da an diesen Stellen Feldlinien in das innere des Gehäuses gelangen können. Die offenen Enden sind unkritisch, da der Einfallswinkel des Erdmagnetfeldes etwa 40° beträgt.

Die Felder im Bereich des Gravitationssetups wurden mit einer Förster-Sonde ausgemessen. Dazu wurde der Messkopf durch den Pumpstutzen der Vakuumkammer geführt und auf einem langen Stab befestigt. In Schritten von 0.5 cm wurde entlang der x -Richtung direkt über den Neutronenspiegeln das Magnetfeld gemessen. Dies wurde an drei verschiedenen y -Positionen wiederholt, um auch die Feldgradienten in dieser Richtung sichtbar zu machen. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 3.16 dargestellt. Abbildung 3.17 zeigt die gemessenen Feldkomponenten in x, y, z -Richtung. Die Flugrichtung der ultrakalten Neutronen läuft entlang der x -Richtung, von vorn nach hinten. Die Abschirmung reduziert das Magnetfeld im inneren auf etwa $2 \mu\text{T}$, was einer Energie von 0.12 peV entspricht und gegenüber den Energien der Quantenzustände vernachlässigbar ist.

Im geöffneten Zustand, also ohne den Deckel der Abschirmung, stieg die Feldstärke in der Vakuumkammer auf $165 \mu\text{T}$ an. Dieser Wert wäre nicht mehr tolerierbar.

Die etwas stärkeren Feldgradienten im hinteren Bereich werden möglicherweise durch eine geringe Magnetisierung der Fühlerlehrenbänder und der Metallgewinde, die in die Granitplatte eingelassen sind, verursacht. Fühlerlehrenbänder aus Messing sowie eine bereits vorhandene neue Granitplatte ohne Gewindeeinsätze sollten an dieser Stelle zu einer weiteren Verringerung der Feldgradienten führen.

⁴ Das magnetische Schlussglühen wurde von der Firma *Bodycote Wärmebehandlung GmbH* aus Esslingen ausgeführt.

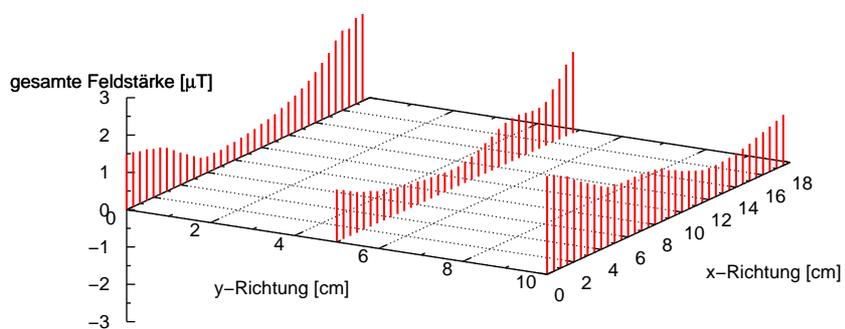
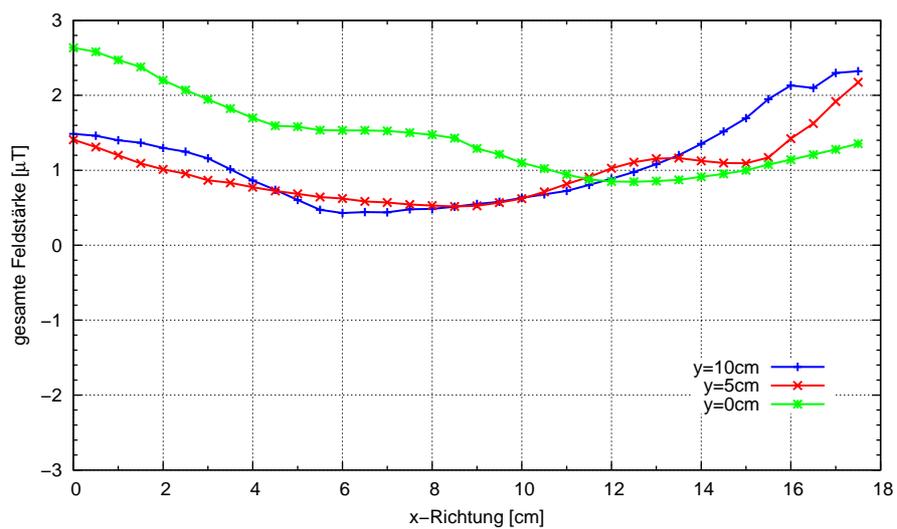


Abbildung 3.16: Der Betrag des Magnetfeldes direkt über den Neutronsiegeln.

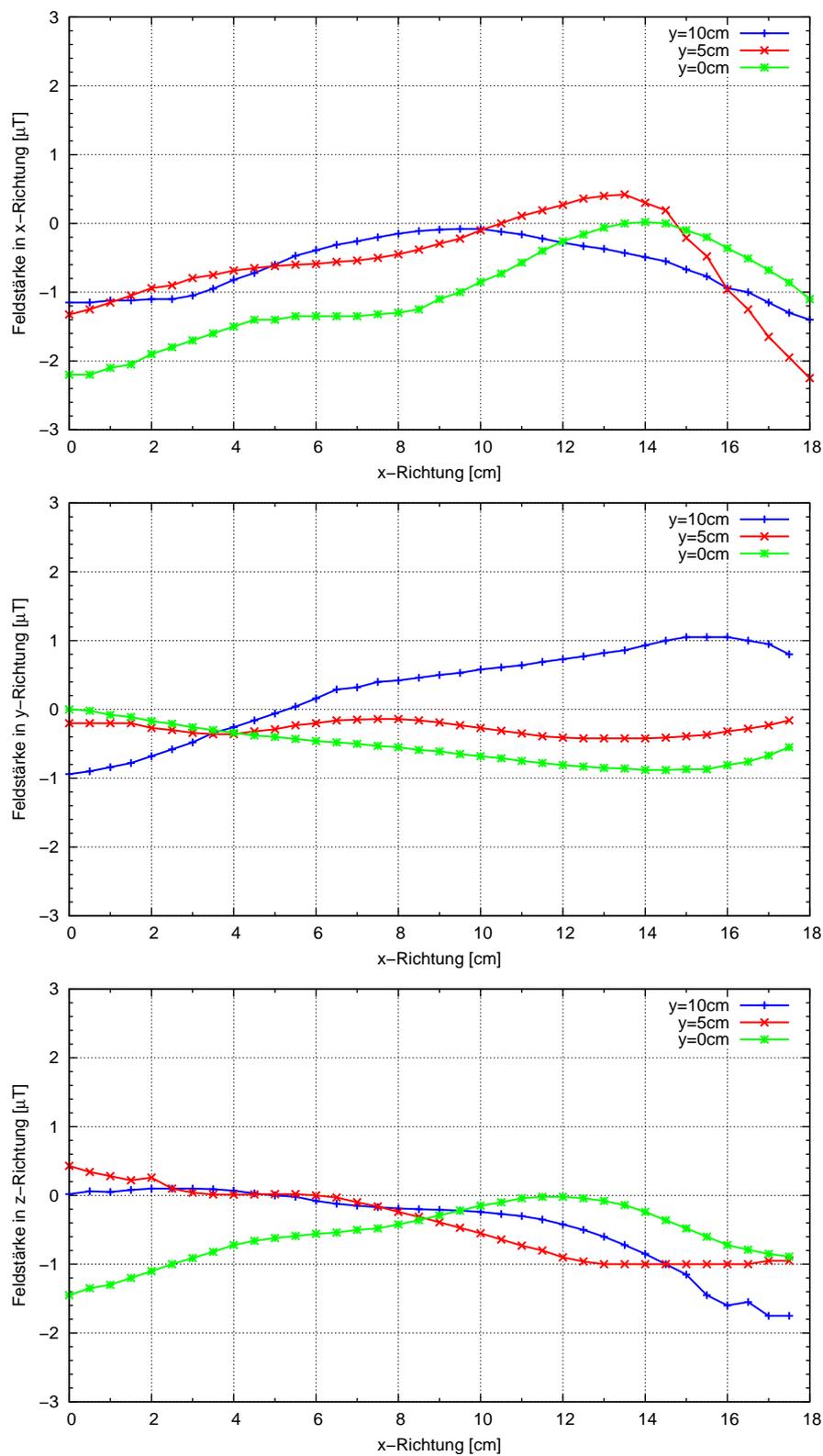


Abbildung 3.17: Ergebnisse der Magnetfeldmessungen direkt über den Neutronenspiegeln. Von oben nach unten sind die einzelnen Feldkomponenten in x , y , z -Richtung dargestellt.

Kapitel 4

Entwicklung eines Zählrohrs für ultrakalte Neutronen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Designs eines Detektors entwickelt und getestet, der für den Nachweis von ultrakalten Neutronen mit einer Geschwindigkeit zwischen 5 m/s und 7 m/s optimiert ist. Dieses Kapitel widmet sich der detaillierten Beschreibung des Aufbaus und der Charakterisierung. Testmessungen wurden auch in der Experimentierzeit 1463 am TEST-Strahlplatz des ILL durchgeführt. Auch hier stehen ultrakalte Neutronen zur Verfügung, diese haben aber im Vergleich zum UCN-Strahlplatz eine etwas höhere mittlere Geschwindigkeit von 11 m/s.

Aufgrund der im Gravitationsexperiment zu erwartenden niedrigen Zählraten von etwa $30 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ war es das Ziel, eine hohe Nachweiseffizienz bei möglichst geringer Untergrundrate zu erzielen.

Im eigentlichen Experiment zur Messung des Quantum Bouncing Ball konnte der Detektor zu verschiedenen Kalibrationsmessungen eingesetzt werden, bei denen lediglich die Transmission der ultrakalten Neutronen gemessen werden musste. Ein Beispiel hierfür ist die Messung des Geschwindigkeitsspektrums, wie es in Abschnitt 3.2.2 beschrieben wurde.

4.1 Das Detektionsprinzip

Teilchendetektion basiert darauf, dass die nachzuweisenden Teilchen mit dem Nachweismedium in elektromagnetische Wechselwirkung treten. Aufgrund der Neutralität der Neutronen müssen diese also zunächst in geladene ionisierende Teilchen konvertiert werden. Hier dient isotopenreines ^{10}B als Neutronenkonverter. In einer Kernreaktion entstehen ein Lithium- und ein α -Kern, die elektromagnetisch wechselwirken und detektiert werden können.

Der Wirkungsquerschnitt für den Neutroneneinfang durch ^{10}B zeigt über einen weiten Geschwindigkeitsbereich ein $\propto 1/v$ -Verhalten, was anschaulich durch die Aufenthaltsdauer $t \propto 1/v$ in der Nähe des Bor-kerns erklärt werden kann.

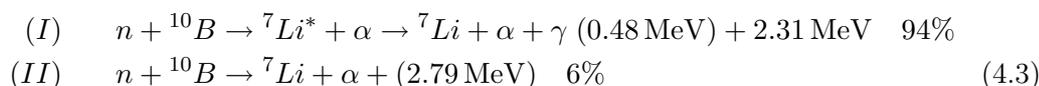
Für thermische Neutronen mit $v_0 = 2200 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ist der Wirkungsquerschnitt bekannt und beträgt $\sigma_0 = 3840 \text{ b}$ ($1 \text{ b} = 1 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$), allgemein gilt

$$\sigma(v) = \sigma_0 \cdot \frac{v_0}{v}, \quad (4.1)$$

was für die ultrakalten Neutronen im Gravitationsexperiment mit einer Geschwindigkeit von $v \approx 6.5 \text{ m/s}$ einem sehr großen Wirkungsquerschnitt von

$$\boxed{\sigma(6.5 \text{ m/s}) = 1.30 \text{ Mb}} \quad (4.2)$$

entspricht. Beim Neutroneneinfang treten die beiden Reaktionszweige



auf. Die Lebensdauer des angeregten Lithiumkerns ist sehr kurz ($\tau \approx 1 \cdot 10^{-13} \text{ s}$) und der Impuls des Photons ist gegenüber denen der Spaltprodukte vernachlässigbar, ebenso wie die Anfangsgeschwindigkeit der Borkerne aufgrund ihrer thermischen Bewegung. Der Borkern zerfällt demnach in Ruhe. Der Lithium- und der α -Kern werden aufgrund der Impulserhaltung in entgegengesetzte Richtungen emittiert, die Emission erfolgt isotrop in alle Raumrichtungen.

Die Spaltprodukte dringen in das Nachweisvolumen ein und ionisieren dort das Zählgas. In dem hier vorgestellten Detektor wurde Argon und Kohlenstoffdioxid mit einem Mischungsverhältnis 90:10 verwendet. Die durch Ionisation des Argons freigesetzten Elektronen werden über einen Zählrohrdraht als Ladungspuls registriert.

Abbildung 4.1 ist eine schematische Darstellung der Detektion der ultrakalten Neutronen. Insgesamt ist das Detektorkonzept dem eines *Geiger-Müller-Zählrohrs* sehr ähnlich.

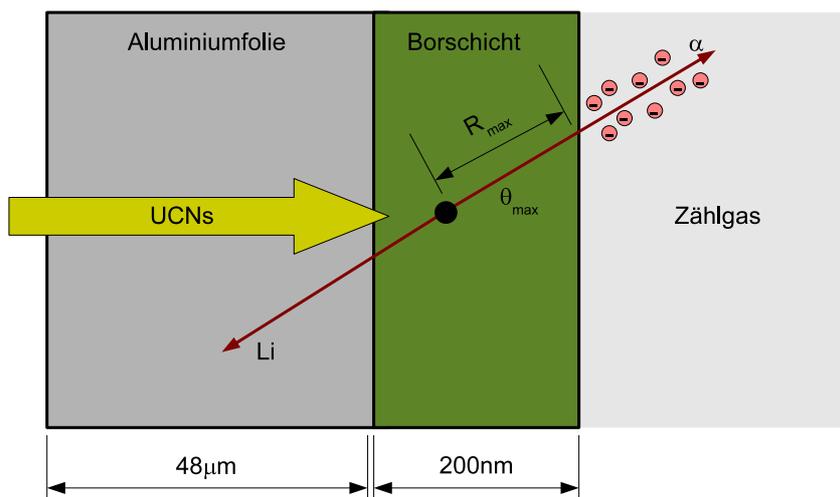


Abbildung 4.1: Schematische Ansicht der Neutronendetektion. Die Absorption findet in der substratverstärkten Borschicht statt, eines der Reaktionsprodukte dringt anschließend in den Bereich des Nachweisvolumens ein und ionisiert das Zählgas.

4.2 Charakterisierung des Detektors

Der hier vorgestellte Detektor vereint das Prinzip eines Festkörperdetektors mit dem eines Gaszählers. Dies hat, wie unter Abschnitt 4.2.2 beschrieben wird, den Vorteil, dass die

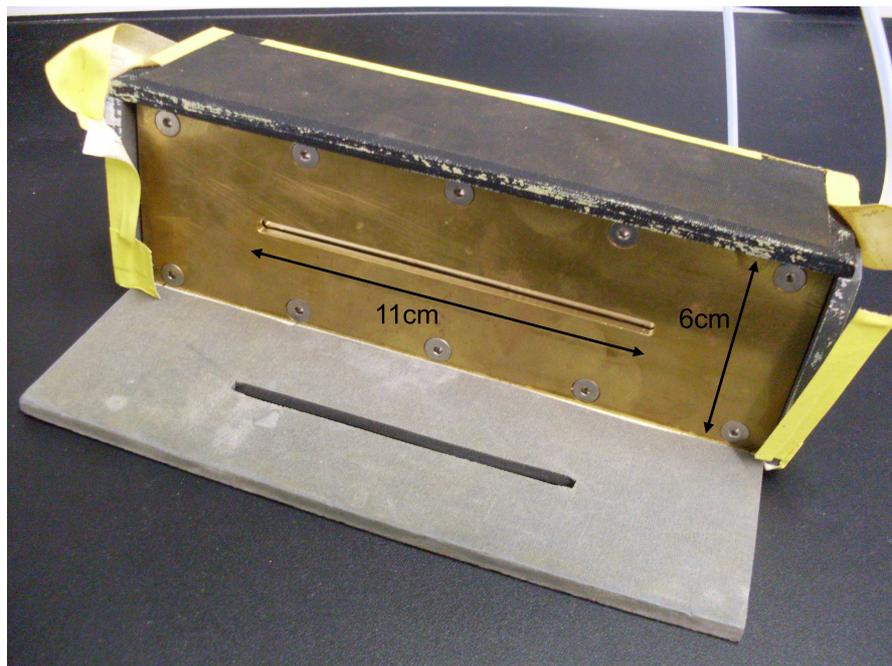


Abbildung 4.2: Frontansicht des Detektors. Das Eintrittsfenster in der Mitte der Frontplatte hat die Maße $(11 \times 0.4) \text{ cm}^2$. Die B_4C - Abschirmung der Vorderseite ist in diesem Bild abgenommen.

Nachweiseffizienz optimal auf den zu detektierenden Geschwindigkeitsbereich der Neutronen angepasst werden kann.

Der bereits existierende Detektor, der von A. V. Strelkov et. al. entwickelt wurde und in den bisherigen Experimenten zum Einsatz kam, bietet diesen Vorteil nicht. Dieser basiert auf einem reinen Gasdetektor, als Zählgas wird Helium eingesetzt. Helium hat ebenfalls einen großen Wirkungsquerschnitt für den Einfang für Neutronen, jedoch ist der Detektor für jeden Geschwindigkeitsbereich in gleichem Maße sensitiv. Das Zählgas ist zugleich Neutronenkonverter und Nachweismedium. Im folgenden wird dieses Detektorkonzept als *He-Detektor* bezeichnet, in Anlehnung an das verwendete Zählgas. So kann auf einfache Weise zwischen dem hier beschriebenen Detektor unterschieden werden.

4.2.1 Der Aufbau

Das gesamte Gehäuse ist vakuumdicht, da der Detektor auch im Vorvakuum des Gravitationsexperiments betrieben werden soll. Als Dichtungen kommen O-Ringe zum Einsatz. Die Höhe der Mitte des Eintrittsfensters ist 30 mm, dies entspricht der Dicke eines Neutronenspiegels im Experiment, somit kann der Detektor ohne weiteres direkt hinter dem Gravitationssetup platziert werden. Dies erweist sich zum Beispiel bei Transmissionsmessungen durch den Präparationsschlitz als hilfreich.

Vorn befindet sich das Eintrittsfenster des Detektors, durch das die ultrakalten Neu-

tronen gelangen. Die Geometrie des Eintrittsfensters ist optimal auf die Geometrie des Experiments angepasst. Bei integralen Transmissionsmessungen erreichen die Neutronen den Detektor in einem schmalen Band, das ungefähr den Maßen des Eintrittsfensters von $110 \times 4 \text{ mm}^2$ entspricht. Prinzipiell wäre es aber möglich, durch eine andere Geometrie des Eintrittsfensters die aktive Fläche der jeweils gegebenen Situation anzupassen. Die Frontplatte mit dem Eintrittsfenster wird auf das Gehäuse aufgeschraubt. Dazwischen befindet sich eine Aluminiumfolie, die als Träger der Borschicht dient. Die Folie wird durch die Verschraubung fest an das Gehäuse angepresst.

Da der Detektor unter Atmosphärendruck betrieben wird, aber auch vakuumtauglich sein soll, darf die Aluminiumfolie des Eintrittsfensters eine gewisse Mindestdicke nicht unterschreiten. Es wurde eine Foliendicke von $48 \mu\text{m}$ gewählt. Diese ist für ultrakalte Neutronen ausreichend transparent und widersteht dem Druck von 1 bar.

Auf der Rückseite ist der Zu- und Abfluss des Zählgas zu finden. Der Detektor wird so betrieben, dass dieser permanent vom Zählgas selbst gespült wird. Dies hat den Vorteil, dass keine Befüllung des Detektors nötig ist und das Zählgas keine Alterungserscheinungen zeigt.

Die Vakuumdurchführung der Hochspannung ist seitlich am Gehäuse angebracht und wird durch Keramik isoliert. Sie dient gleichzeitig als Halterung für den in axialer Richtung verlaufenden Zähldraht. Auf der gegenüberliegenden Seite ist der Zähldraht auf einem Metallstift angelötet, der wiederum durch ein Stück PVC-Gewinde gehalten wird. Der Kunststoff ist gleichzeitig der Isolator zwischen geerdeter Gehäusewand und dem auf Hochspannung liegenden Zähldraht.

Entscheidend ist, dass die Lötstellen keinerlei Spitzen oder Kanten aufweisen. Dort werden extrem hohe Feldliniendichten erreicht und es kommt bevorzugt zu Spannungsüberschlägen. Abbildung 4.2 zeigt eine Frontansicht und Abbildung 4.3 den Innenraum des Detektors. Am oberen Bildrand ist die Rückwand mit den Gaszuführungen zu erkennen. Der Zähldraht verläuft axial von rechts nach links.

4.2.2 Eine dünne Borschicht als Neutronenkonverter

Tabelle 4.1: Konstanten, die häufig verwendet werden.

Dichte von ^{10}Bor	ρ_B	2.34 g cm^{-3}
Avogadrokonstante	N_A	$6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Molmasse von ^{10}Bor	A	10.00 g mol^{-1}
Masse des Elektrons	m_e	$9.12 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Dielektrische Konstante	ϵ_0	$8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$
Elementarladung	e	$1.60 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

Isotopenreines ^{10}Bor wurde in Form einer dünnen Schicht auf die Aluminiumfolie des Eintrittsfensters durch einen Bedampfungsprozess aufgebracht ¹.

¹ Der Bedampfungsprozess mit Bor ist technisch anspruchsvoll, da Bor keramische Eigenschaften besitzt. Der Bedampfungsprozess wurde in der ANP - Arbeitsgruppe des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg von M. Klein et. al. erforscht und optimiert.

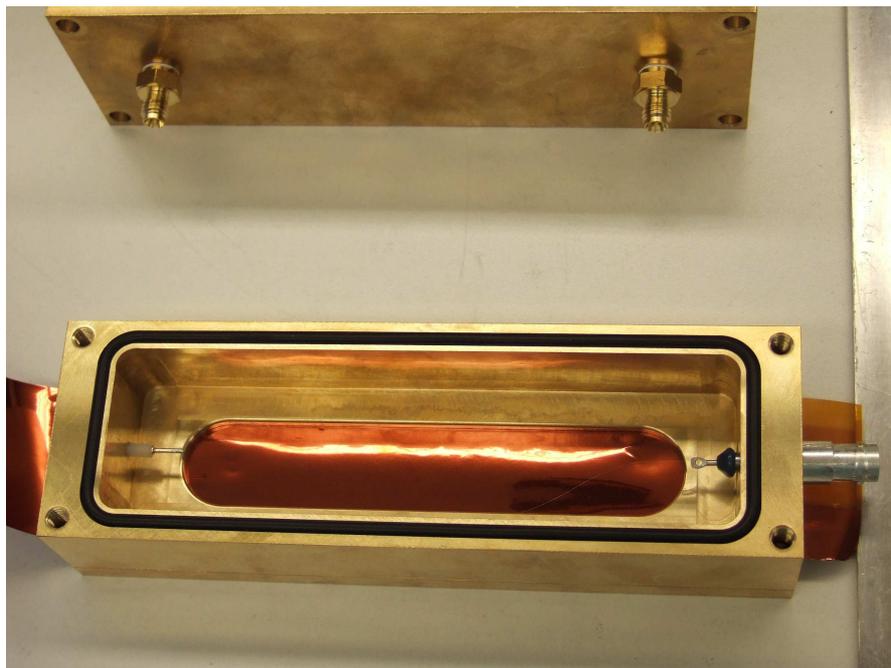


Abbildung 4.3: Innenraum des Detektors aus rückwärtiger Sicht. Das Gehäuse besteht aus Messing.

Es stellt sich nun die Frage nach der optimalen Dicke der Konverterschicht aus ^{10}B , um eine möglichst hohe Nachweiseffizienz zu erzielen. Drei wesentliche Effekte sind dabei zu berücksichtigen:

- Die Absorption der Neutronen durch eine Borschicht der Dicke x kann durch das Lambert-Beersche Gesetz

$$N(x) = N_0 \left(1 - e^{-\alpha(v)x}\right) \quad (4.4)$$

beschrieben werden, wobei $\alpha(v)$ mit Gleichung (4.1) durch

$$\alpha(v) = \frac{\sigma(v)\rho_B N_A}{A} = \frac{\sigma_0 \rho_B N_A \cdot v_0/v}{A} =: \kappa_B \frac{v_0}{v} \quad (4.5)$$

$$\kappa_B = \frac{\sigma_0 \rho_B N_A}{A} = 5.41 \cdot 10^{-5} \text{ nm}^{-1} \quad (4.6)$$

von der Geschwindigkeit der Neutronen abhängt. Die Größe κ_B dient zur Vereinfachung und fasst die geschwindigkeitsunabhängigen Konstanten zusammen.

- Am Ort der Kernreaktion entstehen ein Lithium- und α -Kern. Eines der beiden Reaktionsprodukte muss die Borschicht durchdringen und das Zählgas erreichen, um dann registriert werden zu können. Der Energieverlust und damit die maximale

Reichweite ist nach der Formel von *Bethe* und *Bloch* gegeben durch

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z\rho N_A z^2}{A m_e v^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I}\right] \quad (4.7)$$

$$R_{max} = -\int_{E_0}^{E_{cut}} \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE, \quad (4.8)$$

wobei ρ die Dichte und Z, A die Ordnungs- und Atommassenzahl des Materials ist. Die Ordnungszahl des detektierten Teilchens ist z . Mit I wird das mittlere Ionisationspotential bezeichnet, es kann durch $I = 10 \text{ eV} \cdot Z$ abgeschätzt werden. Alle weiteren Konstanten finden sich in Tabelle 4.1.

Gleichung (4.7) gilt allerdings nur näherungsweise, da im niederenergetischen Bereich die $\propto 1/v^2$ -Abhängigkeit der Bethe-Bloch-Formel nicht mehr gültig ist. Bei der Berechnung von R_{max} erstreckt sich die Integration deshalb nur bis zu einer Abschneideenergie $E_{cut} = 200 \text{ keV}$. Das Simulationsprogramm SRIM [Zie] bietet die Möglichkeit, Reichweiten und Energieverluste für ionisierende Teilchen in Materie genauer zu berechnen.

Tabelle 4.2 zeigt die Reichweiten R_{max} der Lithium- und α -Teilchen in Bor, die bei der Kernreaktion entstehen. Zum Vergleich sind sowohl die Reichweiten nach Gleichung (4.7) als auch die Werte von SRIM angegeben, es ist ein deutlicher Unterschied zu erkennen. Für weitere Betrachtungen werden stets die Ergebnisse von SRIM verwendet.

- Für eine noch genauere Beschreibung des Neutroneneinfangs durch Bor ist eine quantenmechanische Korrektur der einfachen $1/v$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes nötig. Darauf wurde aber an dieser Stelle verzichtet, denn der Effekt durch die Quantenkorrektur liegt bei etwa 10% und ist innerhalb der hier geforderten Genauigkeit vernachlässigbar.

Tabelle 4.2: Vergleich der Reichweiten R_{max} von Li und α in Bor mit den zugehörigen kinetischen Energien. Die Reichweiten R_{max}^{BB} wurden mithilfe der Bethe-Bloch-Formel berechnet. Die gültigen Werte R_{max}^{SRIM} ergeben sich mit dem Simulationsprogramm SRIM.

		Energie [MeV]	R_{max}^{SRIM} [μm]	R_{max}^{BB} [μm]
Zweig I:	α	1.47	3.52	1.70
	Li	0.84	1.87	0.28
Zweig II:	α	1.78	4.35	2.32
	Li	1.01	2.06	0.36

Unter Berücksichtigung der obigen Effekte ohne Quantenkorrekturen gilt für die Nachweiseffizienz ϵ einer Borschicht der Dicke $x \leq R_{max}$

$$\epsilon = \frac{1}{2 \cdot \kappa_B \frac{v_0}{v} \cdot R_{max}} \cdot \left(1 + \kappa_B \frac{v_0}{v} \cdot (R_{max} - x) - (1 + \kappa_B \frac{v_0}{v} \cdot R_{max}) \cdot e^{-\kappa_B \frac{v_0}{v} x}\right). \quad (4.9)$$

Eine Herleitung dieser Formel findet sich in [Kle00]. Für die totale Effizienz der Borschicht ϵ_{tot} müssen die beiden Reaktionszweige jeweils mit ihren Wahrscheinlichkeiten gewichtet werden. Dabei gehen die unterschiedlichen Reichweiten R_{max} des Lithium- und des α -Kerns ein. Es ergibt sich

$$\epsilon_{tot} = 0.94[\epsilon(\alpha, \text{Zweig I}) + \epsilon(Li, \text{Zweig I})] + 0.06[\epsilon(\alpha, \text{Zweig II}) + \epsilon(Li, \text{Zweig II})]. \quad (4.10)$$

Abbildung 4.4 zeigt die Effizienz ϵ_{tot} in Abhängigkeit der Schichtdicke x für drei verschiedene Geschwindigkeiten der Neutronen.

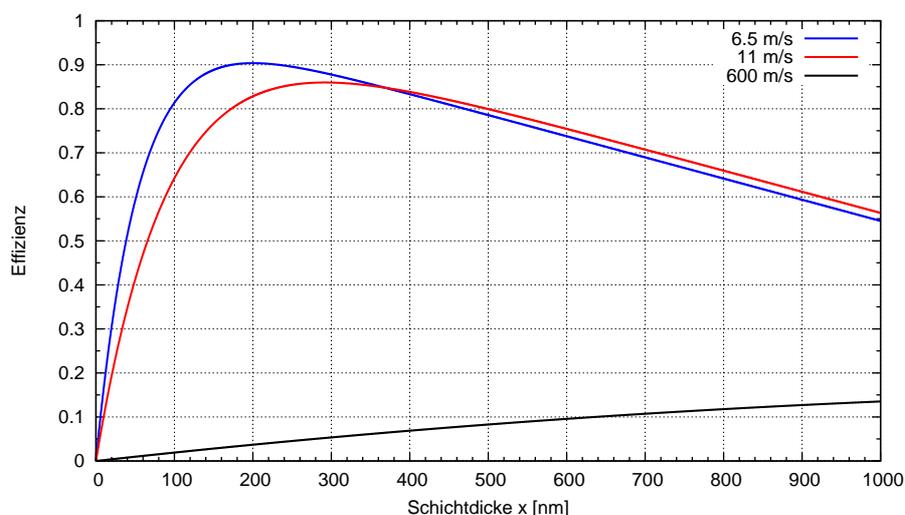


Abbildung 4.4: Nachweiseffizienz der Borschicht für verschiedene Geschwindigkeiten.

Zunächst steigt ϵ_{tot} an, bis ein Maximum der Effizienz erreicht ist. Dieser Bereich ist durch das Lambert-Beersche Gesetz dominiert. Für größere Dicken nimmt ϵ_{tot} wieder ab, da die Reaktionsprodukte mit geringerer Wahrscheinlichkeit das Zählgas erreichen können und zuvor im Bor gestoppt werden. Die optimalen Schichtdicken d_{opt} sowie die zugehörigen Nachweiseffizienzen, die sich im Maximum der Kurven ergeben, sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Tabelle 4.3: Die optimalen Schichtdicken für vier verschiedene Geschwindigkeiten der Neutronen.

	Geschwindigkeit v [m/s]	d_{opt} [nm]	Nachweiseffizienz ϵ_{tot}
ultrakalt	6.5	200	0.90
	11	291	0.86
kalt	600	1741	0.16
thermisch	2200	2022	0.05

Um die Nachweiseffizienz ϵ_{tot} optimal auf den Geschwindigkeitsbereich der ultrakalten Neutronen im Gravitationsexperiment ($v \approx 6.5 \text{ m/s}$) anzupassen, wurde eine Schichtdicke von 200 nm gewählt.

4.2.3 Nachweis der ionisierenden Teilchen

Als Zählgas wurde ein Gemisch aus Argon und Kohlenstoffdioxid im Verhältnis 90:10 eingesetzt. Mit diesem Mischungsverhältnis wird auch der CASCADE-Detektor betrieben, ein großflächiger Neutronendetektor der von Martin Klein et. al. am Physikalischen Institut entwickelt wird.

Der geringe Anteil CO_2 als Löschgas absorbiert die UV-Photonen, die bei der Sekundärionisation der freigesetzten Elektronen im Zählgas entstehen, und verhindert so Gasentladungen.

Wenn nun eines der beiden Reaktionsprodukte (Li oder α) in das Zählgas eindringt, wird die kinetische Energie des Teilchens durch Ionisation abgegeben. Dies kann wiederum mit dem Programm SRIM simuliert werden. Dabei werden Elektronen mit einer typischen Energie im Bereich von 10 eV freigesetzt, was der Größenordnung der Ionisierungsenergie des Zählgases entspricht. Die Reichweiten des Lithium- und α -Kerns im Zählgas sind in Tabelle 4.4 aufgeführt.

Tabelle 4.4: Reichweiten der Reaktionsprodukte in $ArCO_2$ mit einem Mischungsverhältnis 90:10.

		Energie [MeV]	R_{max}^{SRIM} [mm]
Zweig I:	α	1.47	7.0
	Li	0.84	3.7
Zweig II:	α	1.78	8.6
	Li	1.01	4.2

Die Trajektorien der Elektronen folgen den elektrischen Feldlinien im inneren des Detektorgehäuses und werden in der nahen Umgebung des Zähldrahtes aufgrund der hohen Feldliniendichte stark beschleunigt. Der Zugewinn an kinetischer Energie kann über

$$\Delta E_{kin} = e \int_{r_1}^{r_2} \vec{E}(\vec{r}) d\vec{r} = \frac{eU_0}{\ln r_0/r_i} \cdot \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{r} dr = \frac{eU_0}{\ln r_0/r_i} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} \approx 0.8 \text{ keV} \quad (4.11)$$

berechnet werden. Hier bezeichnet $r_0 = 12 \text{ mm}$ den Abstand zwischen Gehäusewand und Zähldraht und r_i den Radius des Drahts. Das Teilchen bewegt sich vom Abstand $r_1 = 3 \text{ mm}$ bis zu $r_2 \approx r_i$.

Es muss beachtet werden, dass aufgrund der rechteckigen Geometrie des Gehäuses das zylindersymmetrische elektrische Feld $E(r) \propto \frac{1}{r}$ nur eine Näherung darstellt, in der Umgebung des Zähldrahtes ist diese Annahme jedoch gut erfüllt.

Durch die starke Zunahme der kinetischen Energie der Elektronen werden weitere Moleküle ionisiert, was einen Kaskadeneffekt zur Folge hat und die ursprüngliche Zahl von

$\approx 10^5$ Elektronen auf $\approx 10^8 \dots 10^9$ erhöht. Die so entstandene Elektronenwolke wird am Zähl draht auf gesammelt.

Der eingesetzte Zähl draht ² besteht aus einer Wolfram-Gold-Mischung und hat die Dicke $d = 2r_i = 25 \mu\text{m}$. Die Dicke des Drahtes legt den Bereich fest, in dem das Zählrohr *proportional* betrieben werden kann. Das bedeutet, dass die Amplitude der ausgelesenen Ladungspulse proportional zur deponierten Energie der ionisierenden Teilchen im Zähl gas ist. Der Spannungsbereich liegt bei diesem Detektor typischerweise zwischen $U_0 = 800 \text{ V}$ und $U_0 = 1200 \text{ V}$.

4.2.4 Auslese der Pulse

Die Elektronen fließen als negativer Ladungspuls über den Zähl draht auf ein RC-Glied. Es definiert durch $RC = \tau \approx 1 \mu\text{s}$ die Länge des Ladungspulses, der auf dem Kondensator gespeichert wird.

Das RC-Glied wandelt den Ladungspuls in einen Spannungspuls um und entkoppelt die Nachweiselektronik von der Hochspannung, die am Zähl draht anliegt. Das Signal wird unmittelbar nach dem RC-Glied von einem Vorverstärker auf $\approx 50 \dots 100 \text{ mV}$ verstärkt, um ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu gewährleisten.

Über einen Hauptverstärker werden die Pulse auf den entsprechenden Eingangsbereich der MCA-Karte des Messrechners gebracht ($\approx 5 \text{ V}$), der die Amplitude der ankommenden Pulse und damit das Energiespektrum der detektierten Teilchen aufzeichnet. Gleichzeitig wird über einen Gate - Generator das Startsignal für die Aufzeichnung gegeben. In Abbildung 4.5 ist der schematische Schaltplan dargestellt.

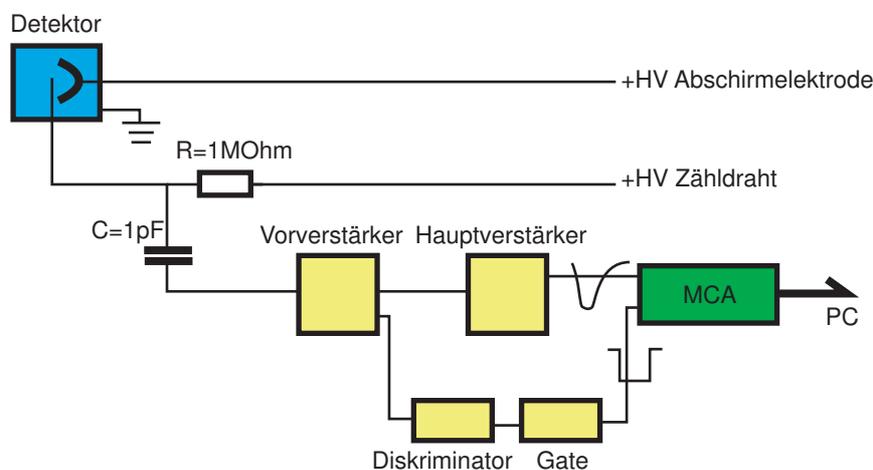


Abbildung 4.5: Schematischer Schaltplan zur Ausleseelektronik.

Ein typisches Pulshöhenspektrum ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Deutlich sichtbar sind die beiden markanten Peaks des Lithium- und α -Kerns aus dem Reaktionszweig (I). Durch den Energieverlust der ionisierenden Teilchen in der 200 nm dicken Borschicht ist

² Der Zähl draht wurde freundlicherweise von der HE-Gruppe des Physikalischen Instituts zur Verfügung gestellt.

die linke Flanke der Peaks etwas verbreitert. Das gezeigte Spektrum wurde am TEST - Strahlplatz gemessen.

Die Hochspannung am Zählrohr von 1000 V ist so gewählt, dass eine klare Trennung zwischen dem immer vorhandenen elektronischen Untergrund in den vorderen Kanälen und dem eigentlichen Signal möglich ist.

Die Einstellungen der Verstärkerelektronik fixiert den belegten Kanalbereich des MCA. Der Bereich sollte in etwa 700 bis 900 Kanäle umfassen.

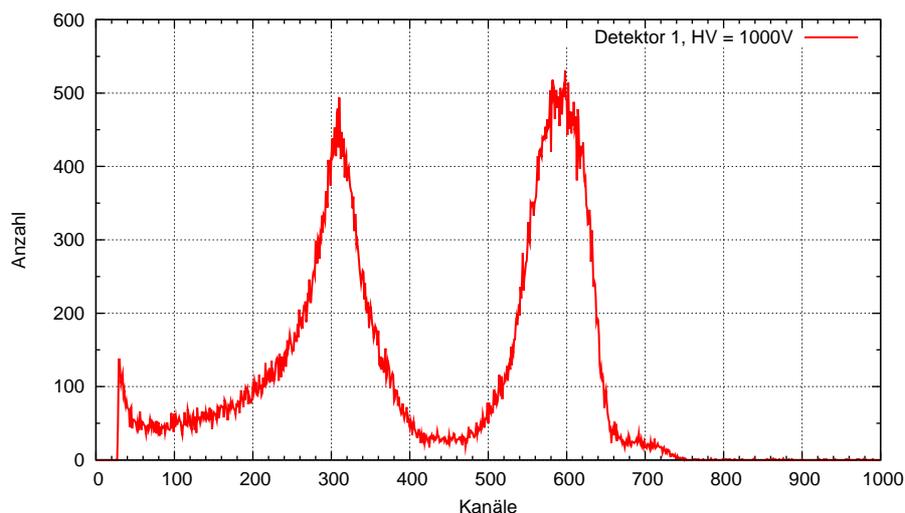


Abbildung 4.6: Typisches Pulshöhenspektrum des Zählrohrs.

4.3 Drei verschiedene Designs

Es stellt eine große Herausforderung dar, die Untergrundrate des Detektors auf einen Bereich von wenigen 10^{-2} s^{-1} zu reduzieren, ohne dabei die Nachweiseffizienz zu verringern. Um dies zu erreichen, wurden verschiedene Ansätze verfolgt und in unterschiedlichen Designs umgesetzt. Die prinzipielle Funktionsweise, wie sie unter Abschnitt 4.2 beschrieben wurde, bleibt dabei erhalten. Die Detektoren wurden an der Neutronenquelle des Physikalischen Instituts und am TEST-Strahlplatz des ILL charakterisiert. Wesentliches Ziel war es, Unterschiede bezüglich der Untergrundrate und der Effizienz herauszufinden. Folgende Ideen wurden beim Design und Bau der Detektoren in Betracht gezogen:

- Schnelle Neutronen treten als *Hallen hintergrund* im Reaktorgebäude auf. Unter realistischen Experimentierbedingungen muss der Hallenhintergrund berücksichtigt werden. Eine äußere Schicht aus dicken Polyethylen-Blöcken moderieren die schnellen Neutronen, sodass diese besser durch eine 5 mm dicke B_4C -Abschirmung absorbiert werden können.
- Jede Komponente des Detektors weist eine gewisse natürliche Eigenradioaktivität auf. Innerhalb des Nachweisvolumens muss der Materialeinsatz daher auf ein ab-

solutes Minimum reduziert werden. Jedoch soll die Hochspannungsfestigkeit bis 1500 V sichergestellt sein, da sonst Spannungsüberschläge auftreten.

- Auch die Innenwände des Gehäuses tragen durch ihre Eigenradioaktivität zum Untergrund bei. Dabei können ionisierende Teilchen wie beispielsweise Elektronen emittiert werden, die ihrerseits wieder durch Ionisation im Zählgas gestoppt werden.

Eine Abschirmelektrode zwischen Zähldraht und Gehäusewand soll das Nachweisvolumen gegen die freigesetzten niederenergetischen Elektronen schützen. Die Abschirmelektrode wird hierzu auf ein geringes positives Potential von ≈ 50 V gelegt. Alle Feldlinien laufen von der geerdeten Gehäusewand zunächst zur Abschirmelektrode und von dort zum Zähldraht. Dieser liegt auf der positiven Betriebsspannung von ungefähr 1000 V. Zusätzlich kann die Innenfläche des Detektors durch ein kleineres Gehäuse minimiert werden.

- Messing hat eine geringere Eigenradioaktivität als Aluminium [Hav00]. Daher wurde das Gehäuse eines Detektors vollständig aus Messing gefertigt. Auch hier besteht die Möglichkeit, eine Abschirmelektrode in das Gehäuse einzubauen.

Insgesamt wurden drei verschiedene Detektoren aufgebaut.

Detektor 1 Dieser erste Entwurf besteht aus einem relativ dickwandigen Aluminiumgehäuse. Die Abmessungen sind noch nicht auf eine möglichst kleine Innenfläche und ein geringes Nachweisvolumen optimiert. Eine 4π -Abschirmung aus etwa 5 mm dickem B_4C -Material soll vor Neutronen schützen, die aus einer falschen Richtung den Detektor erreichen und so zum Untergrundsignal beitragen.

Nachträglich wurde die Rückwand des Gehäuses so modifiziert, dass eine Abschirmelektrode zum Schutz vor Eigenradioaktivität und ungewollten Entladungen im Zählgas eingebaut werden konnte. Diese Elektrode besteht aus einem 0.5 mm dicken Draht und deckt die Rückwand sowie die Ober- und Unterseite des Innenraums ab. Abbildung 4.7 zeigt eine Skizze.

Detektor 2 Der Aufbau entspricht dem von Detektor 1, jedoch ist das gesamte Gehäuse aus Messing gefertigt. Auch hier ist der nachträgliche Einbau einer Abschirmelektrode vorgesehen.

Detektor 3 Bei diesem Detektor wurde versucht, das bisher gewonnene Wissen zu vereinen. Das Gehäuse besteht aus Aluminium und weist möglichst geringe Abmessungen sowie Wanddicken auf, um den Beitrag der Eigenradioaktivität weiter zu verringern. Die Abschirmung gegen schnellere Neutronen von außen sollte durch eine äußere Schicht aus Kunststoff und B_4C erfolgen. Eine erhöhte Spannungstauglichkeit wird erreicht, indem der gesamte Innenbereich des Nachweisvolumens poliert ist. Die Lötstellen, an denen der Zähldraht befestigt ist, wurden mit Stearin umschlossen. Auf diese Weise werden die Kanten und Spitzen der Lötstelle versiegelt. Da Stearin ein besserer Leiter als das Zählgas ist, kann die gesammelte Ladung abfließen, bevor ein Überschlag entsteht. Leider war es nicht möglich, diesen verbesserten Detektor systematisch zu charakterisieren, da er erst zu einem späteren Zeitpunkt einsatzfähig war.

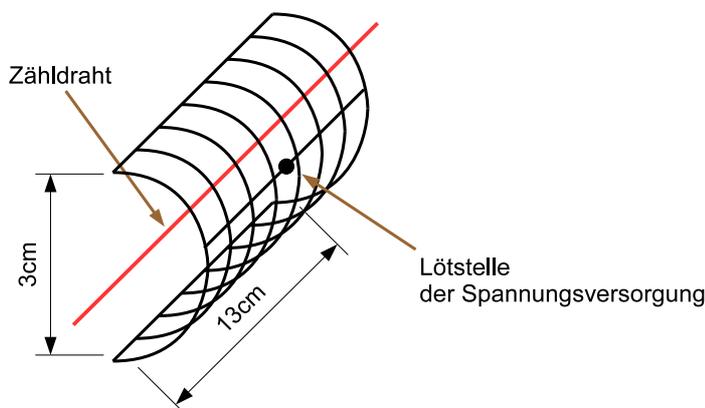


Abbildung 4.7: Skizze der Abschirmelektrode, die das Nachweisvolumen gegen Eigenradioaktivität schützt.

4.4 Testmessungen

In der Experimentierzeit 1463 am TEST-Strahlplatz wurde der Zusammenhang zwischen Effizienz und der Wahl der Spannungen am Zählrohr und der Abschirmelektrode studiert. Zusätzlich wurden Untergrundmessungen im Reaktorgebäude durchgeführt, um unter realistischen Experimentierbedingungen zu messen.

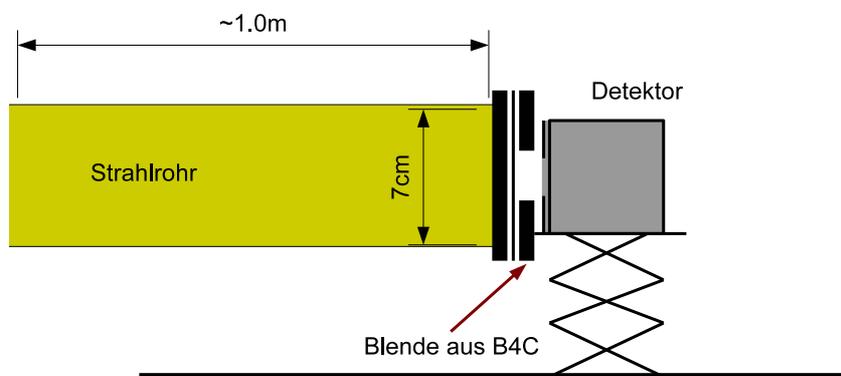


Abbildung 4.8: Seitenansicht des Messaufbaus zur Charakterisierung des Detektors.

In Abbildung 4.8 ist der Messaufbau dargestellt. Die Zuführung der Neutronen erfolgte durch ein etwa 1 m langes, gerades Strahlrohr. Das Strahlprofil der ultrakalten Neutronen wurde durch eine Blende mit definierter Größe beschränkt und direkt dahinter der Detektor platziert. Der Aufbau befand sich nicht im Vakuum, aber die Verluste durch Streuung und Absorption an der Luft sind hier vernachlässigbar. Mit einem höhenverstellbaren Tisch konnte die Position optimal eingestellt werden.

4.4.1 Effizienz

Grundsätzlich sollte die Zählrate, und damit letztlich die Nachweisschwindigkeit, nur schwach von der Hochspannung abhängen, da stets die gesamte freigesetzte Ladung auf dem Zählendraht gesammelt wird. Trotzdem muss die Hochspannung innerhalb eines gewissen Bereichs gewählt werden, da bei kleiner Spannung der Verstärkungsfaktor im Zählgas abnimmt und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis sich stark verschlechtert. Zudem ist eine Trennung des elektronischen Rauschens und dem eigentlichen Signal kaum mehr möglich.

Wählt man die Spannung zu hoch, entstehen häufig Überschlüge und der Detektor wird nicht mehr im Proportionalmodus betrieben. Die Überschlüge bilden sehr große Ladungspulse und überdecken das eigentliche Signal. Kleine Überschlüge können Pulse erzeugen, die vom tatsächlichen Signal kaum zu unterscheiden sind. Sie tragen zum Untergrund des Detektors bei, da sie im relevanten Energiebereich des Spektrums zu finden sind.

Zunächst wurden verschiedene Spannungskombinationen zwischen Zählendraht und Abschirmelektrode eingestellt und jeweils die Zählrate gemessen. Diese Messungen wurden mit Detektor 1 durchgeführt. Abbildung 4.9 bestätigt die oben diskutierte Vermutung, es ist keine signifikante Abhängigkeit zwischen Spannungsdifferenz und Zählrate zu erkennen, sie liegt bei $(80 \pm 2) \text{ s}^{-1}$.

Um eine gemessene Zählrate in eine absolute Nachweisschwindigkeit des Detektors umrechnen zu können, ist ein Referenzpunkt nötig, von dem sowohl die Zählrate als auch die zugehörige Effizienz bekannt ist.

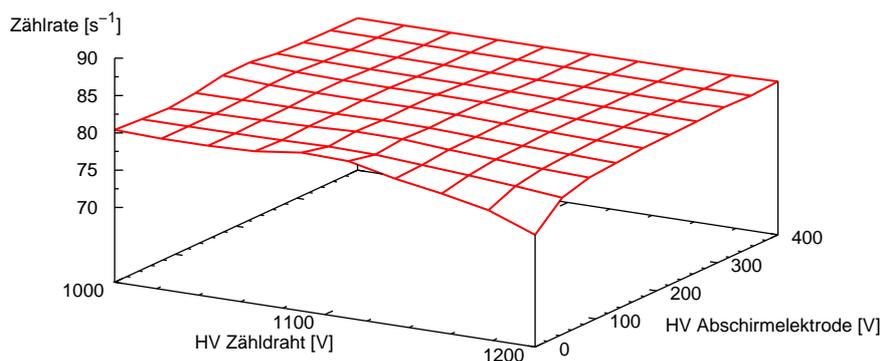
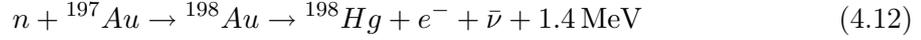


Abbildung 4.9: gemessene Zählrate in Abhängigkeit der Spannungen am Zählendraht und der Abschirmelektrode.

Dies ist mit der Methode der Goldfolienaktivierung möglich. Dabei wird eine dünne Goldfolie der Dicke $d = 12.5 \mu\text{m}$ und einer bekannten Fläche dem Neutronenstrahl aus-

gesetzt. Die Dauer der Bestrahlung ist bekannt, ebenso wie die Zeitspanne zwischen der Aktivierung durch die Neutronen und der Aktivitätsmessung der Goldfolie. Bei der Aktivitätsmessung wird die Intensität der durch



entstehenden γ -Strahlung mit einem γ -Spektrometer bestimmt.

Über die bekannte Halbwertszeit $\tau_{1/2} = 2.70 \text{ d}$ des aktivierten Goldes kann der absolute Neutronenfluss berechnet werden, der geherrscht haben muss, um die gemessene γ -Aktivität zu erzeugen.

Die nötige Flussdichte wird üblicherweise für monochromatische thermische Neutronen, also für $v_0 = 2200 \text{ m/s}$, angegeben. Typische Werte aus aktuellen Messungen der Flussdichte am TEST - Strahlplatz [Gel08] liegen im Bereich von

$$\mathcal{F} = (6.9 \pm 1.4) \cdot 10^4 \frac{\text{n}}{\text{cm}^2 \text{ s}} . \quad (4.13)$$

Die relativ große Unsicherheit ist darin begründet, dass je nach Strahlrohrlänge und eingesetzten Strahlrohren die Flussdichte variieren kann. Die Neutronen am TEST - Strahlplatz sind nicht monochromatisch und weisen eine Verteilung mit einem weit geringeren Geschwindigkeitsmaximum bei etwa 11 m/s auf. Die Größe \mathcal{F} muss also in eine entsprechende Flussdichte der ultrakalten Neutronen am TEST - Strahlplatz F_{UCN} umgerechnet werden.

Das Geschwindigkeitsspektrum und damit die Verteilung ist bekannt und wurde in der Vergangenheit bereits mehrmals mithilfe der *Time of Flight*-Methode gemessen. Dabei ist es wichtig zu beachten, dass die Strahlrohrkonfiguration ungefähr der aus Abbildung 4.8 entspricht, da dies die Form des gemessenen Flugzeitspektrums beeinflusst. Beispielsweise verringert ein gewinkeltes Strahlrohr den Anteil der höheren Geschwindigkeiten im Spektrum, da die Neutronen unter einem steileren Winkel auf die Innenwände treffen. Die Grenzgeschwindigkeit, unter der die Neutronen reflektiert werden, wird dadurch herabgesetzt.

Das Resultat einer solchen Flugzeitmessung [Jen08] ist in Abbildung 4.10 (links) dargestellt ist. Durch

$$\frac{dN}{dv} = \frac{dN}{dt} \cdot \left| \frac{dt}{dv} \right| = \frac{dN}{dt} \cdot \frac{t^2}{s} \quad (4.14)$$

kann aus der gemessenen Flugzeit und der bekannten Flugstrecke s das Geschwindigkeitsspektrum der Neutronen bestimmt werden. Das Flugzeitspektrum dN/dt wird hierfür durch eine analytische Funktion gefittet und anschließend die Rechnung aus Gleichung (4.14) durchgeführt. In Abbildung 4.10 (rechts) ist das auf 1 normierte Geschwindigkeitsspektrum des TEST - Strahlplatzes zu sehen. Es wurde nach der oben beschriebenen Methode extrahiert.

Mithilfe des bekannten Geschwindigkeitsspektrums kann folgender Zusammenhang zwischen der Flussdichte der ultrakalten Neutronen am TEST - Strahlplatz und der theoretischen Flussdichte \mathcal{F} hergestellt werden:

$$F_{UCN} \cdot \int \frac{dN}{dv} \cdot \left(1 - e^{-\kappa_G \frac{v_0}{v} d}\right) dv = \mathcal{F} \cdot \left(1 - e^{-\kappa_G \frac{v_0}{v_0} d}\right) = \mathcal{F} \cdot \left(1 - e^{-\kappa_G d}\right) . \quad (4.15)$$

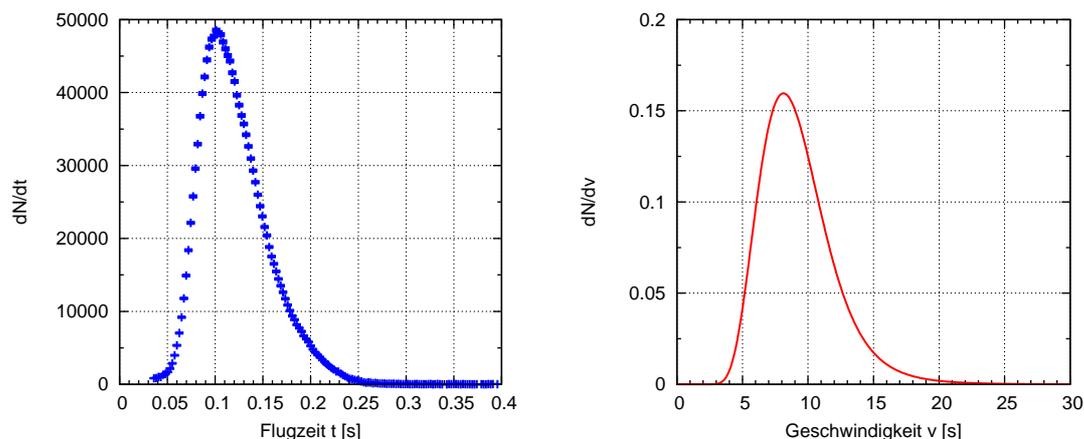


Abbildung 4.10: Flugzeitspektrum und das daraus gewonnene Geschwindigkeitsspektrum des TEST - Strahlplatzes.

Die Größe $\kappa_G = 5.83 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}^{-1}$ ist analog zu κ_B definiert, es sind lediglich die Materialkonstanten von Bor durch die von Gold ersetzt.

Das Integral auf der linken Seite von Gleichung (4.15) ist die Gewichtung der geschwindigkeitsabhängigen Absorption in Gold mit dem Geschwindigkeitsspektrum dN/dv der Neutronen aus Abbildung 4.10. Dies ist auf der rechten Seite der Gleichung nicht nötig, da \mathcal{F} einen monochromatischen Strahl der Geschwindigkeit $v_0 = 2200 \text{ m/s}$ beschreibt. Anschaulich gesprochen wird auf der linken und rechten Seite der Gleichung die Zahl der Neutronen im jeweiligen Geschwindigkeitsbereich verglichen, die die gemessene γ -Aktivität im Gold erzeugen. Für F_{UCN} ergibt sich nach Gleichung (4.15)

$$F_{UCN} = (607 \pm 120) \frac{\text{n}}{\text{cm}^2 \text{ s}}. \quad (4.16)$$

Die Flussdichte F_{UCN} kann auch dazu verwendet werden, das auf 1 normierte Geschwindigkeitsspektrum über

$$N \cdot \underbrace{\int \frac{dN}{dv} dv}_{=1} = F_{UCN} \quad \Rightarrow \quad N = F_{UCN} \quad (4.17)$$

entsprechend zu skalieren. Das Resultat ist eine *absolute* Flussdichte F pro Geschwindigkeitsintervall.

Für einen Vergleich der theoretischen und der gemessenen Effizienz des Detektors wäre dieser letzte Schritt nicht nötig, da nur integrale Flüsse über das gesamte Geschwindigkeitsspektrum gemessen werden.

Der oben erwähnte Referenzpunkt ist nun der Wert von F_{UCN} mit einer Nachweiseffizienz von 100%, wenn auf etwaige quantenmechanische Korrekturen bei der Absorption von ultrakalten Neutronen durch die Goldfolie verzichtet wird. Kennt man die gemessene Zählrate k und die aktive Fläche A des Detektors, kann über eine einfache Dreisatzrech-

nung die Detektoreffizienz bestimmt werden:

$$\frac{100\%}{x\%} = \frac{1}{\epsilon} = \frac{607 \text{ n/scm}^2}{k [\text{n/s}]} \cdot A[\text{cm}^2] \Rightarrow \epsilon = \frac{k}{607 \cdot A}. \quad (4.18)$$

Als Strahlbegrenzung kam eine Blende aus B_4C zum Einsatz, die eine runde Öffnung mit dem Durchmesser 1 cm aufwies. Das Eintrittsfenster des Detektors hat die Maße $(11 \times 0.4) \text{ cm}^2$, was eine effektive Fläche von $(1 \times 0.4) \text{ cm}^2$ ergibt.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist bei der Berechnung der Effizienz zu beachten:

Detektor 1 ist mit einer Borschicht der Dicke 200 nm nicht auf das Geschwindigkeitsspektrum des TEST-Strahlplatzes optimiert, sondern auf den Geschwindigkeitsbereich der Neutronen im Gravitationsexperiment ($v_x \approx 6.5 \text{ m/s}$). Um die Effizienz von Detektor 1 am TEST-Strahlplatz theoretisch zu berechnen, ist eine Gewichtung von ϵ_{tot} aus Gleichung (4.10) mit dem Spektrum aus Abbildung 4.10 nötig. Das Resultat ist eine Verringerung der Effizienz auf $\epsilon_{tot} = 0.86$ im Vergleich zu 0.90 bei einer Geschwindigkeit von 6.5 m/s.

Die gemessene Effizienz am TEST-Strahlplatz ist demnach entsprechend zu korrigieren! Als tatsächliche Effizienz des Detektor 1 ergibt sich

$$\frac{\epsilon_{tot}(6.5 \text{ m/s})}{\epsilon_{tot}(TEST)} \cdot \text{gemessene Effizienz} = \frac{0.90}{0.86} \cdot 0.33 = 0.35 \pm 0.07 \quad (4.19)$$

im optimierten Geschwindigkeitsbereich von 6.5 m/s. Die tatsächliche Effizienz ist also rund 40% geringer als der theoretisch berechnete Wert von 0.90. In Abschnitt 4.5 werden mögliche Gründe hierfür diskutiert.

4.4.2 Untergrund

Bei den Untergrundmessungen mit Detektor 1 wurden wiederum verschiedene Spannungskombinationen zwischen Zählrohr und Abschirmelektrode eingestellt und bei einer Messzeit von mehreren Stunden abseits vom Neutronenstrahl die Untergrundrate bestimmt. Der gesamte Detektor war während der Messung vollständig mit 5 mm dickem B_4C -Material ummantelt, so wie es auch unter realistischen Bedingungen im Experiment der Fall ist. Abbildung 4.11 zeigt ein typisches Untergrundspektrum, wie es sich nach 20 h Messzeit innerhalb des Reaktorgebäudes ergibt. Das zugehörige Spektrum mit der selben Spannungskonfiguration ist ebenfalls dargestellt. Man erkennt, dass die Einträge des Untergrundspektrums sehr homogen über den gesamten Kanalbereich verteilt sind.

Durch die homogene Verteilung des Untergrunds könnte dieser leicht durch eine engere Wahl des relevanten Kanalbereichs verringert werden. Dabei sinkt aber gleichzeitig die Nachweiseffizienz des Detektors. Diese soll aber entsprechend hoch sein, daher wurde stets ein maximaler Kanalbereich von typischerweise 120 bis 850 gewählt.

Folgende Ursachen tragen zum Untergrund des Detektors bei:

- Der Hallenhintergrund der schnelleren Neutronen, die ebenfalls mit der Borschicht reagieren können.

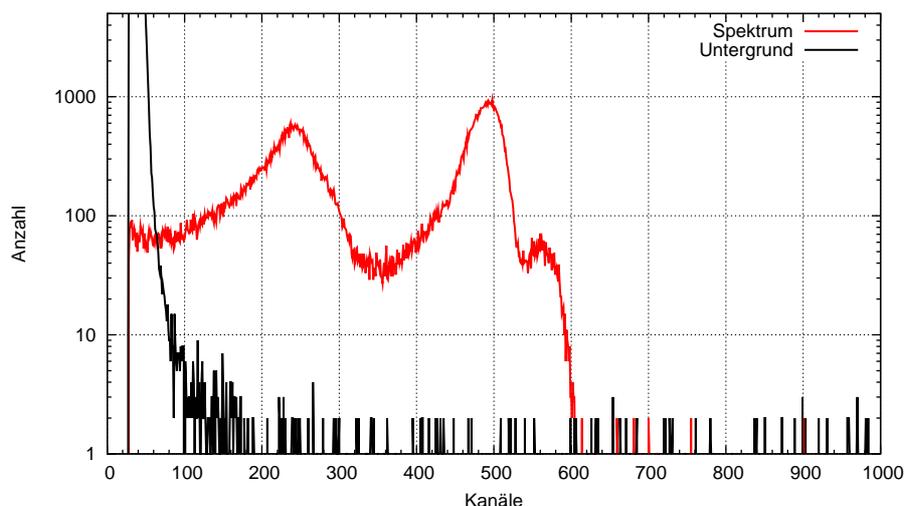


Abbildung 4.11: Typischer Untergrund innerhalb der Reaktorhalle nach 20 h Messzeit sowie das zugehörige Spektrum.

- Die Eigenradioaktivität der verwendeten Komponenten wie beispielsweise die Hochspannungsdurchführung, der Zähl draht, die Gasdurchführungen und die Gehäusewände. Näheres dazu findet sich in [Hav00].
- Kleine Spannungsüberschläge, die ein Signal im relevanten Energiebereich erzeugen und nicht vom echten Signal zu unterscheiden sind. Diese Überschläge können sowohl im Gehäuseinneren des Detektors als auch im Bereich der Hochspannungszuleitung auftreten. Die Durchführungen der Vakuumkammer sind hier eine mögliche Schwachstelle.

Es wurde auch untersucht, inwieweit schnelle Neutronen in der Reaktorhalle zum Untergrund beitragen. Dazu wurde die Abschirmung aus B_4C -Material entfernt und festgestellt, ob es eine Häufung der Zählrate um die Energiemaxima der Nachweisteilchen (Li , α) gab. Außerdem wurden Untergrundmessungen durchgeführt, als der Reaktor abgeschaltet war und kein Hallenhintergrund auftrat.

So konnte der intrinsische Untergrund des Detektors unter idealen Bedingungen mit

$$(5 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (4.20)$$

gemessen werden. Dieser Wert wird durch die vorangegangenen Untergrundmessungen am Physikalischen Institut, wo ebenfalls keine schnelleren Neutronen von außen zu finden sind, bestätigt. Dort ergaben sich Werte im Bereich von $(6 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Die Messungen wurden sowohl mit Detektor 1 als auch mit Detektor 2 durchgeführt.

Während des Reaktorbetriebs hingegen wurden stets erhöhte Zählraten von

$$(7.12 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (4.21)$$

detektiert. Bildet man die Differenz zwischen dem gesamten und dem intrinsischen Beitrag, so erhält man einen Hallenhintergrund von

$$(2.7 \pm 1.4) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (4.22)$$

innerhalb des Reaktorgebäudes.

Weiterhin hat sich gezeigt, dass die Abschirmelektrode einen Einfluss auf die Untergrundzählrate hatte. Exemplarisch sind zwei Messungen in Tabelle 4.5 zusammengestellt. Es scheint möglich, durch geschickte Wahl der Spannungen am Zähl draht und der Abschirmelektrode den Untergrund signifikant zu verringern.

Tabelle 4.5: Einfluss der Abschirmelektrode auf die gesamte Untergrundzählrate des Detektors.

HV Zähl draht [V]	HV Abschirmelektrode [V]	ΔU [V]	Untergrundrate [10^{-3} s^{-1}]
1200	400	800	5.3 ± 0.5
1000	200	800	11.6 ± 1.0

4.5 Fazit

Die Testmessungen am ILL und an der Neutronenquelle des Physikalischen Instituts haben insgesamt gezeigt, dass bezüglich der Nachweiseffizienz keine Unterschiede zwischen den verschiedenen Designs feststellbar sind. Dies ist durchaus ein sehr positives Ergebnis. Der Einbau einer Abschirmelektrode ist also unkritisch.

Durch Vergleich mit der Goldfolienaktivierung am TEST-Strahlplatz konnte die Effizienz von Detektor 1 experimentell bestimmt werden. Die große Abweichung zum theoretisch berechneten Wert kann verschiedene Ursachen haben.

- Die Dicke der Borschicht auf dem Aluminiumträger ist weit geringer als die angestrebten 200 nm. Es bestand zu diesem Zeitpunkt keine Möglichkeit, die Dicke der Borschicht nachträglich zu prüfen und basierte auf einer Eichung des Schwingquarzes in der Beschichtungsanlage, mit der die Aluminiumfolien beschichtet wurden. Diese Aluminiumfolien waren in allen Detektoren im Einsatz, daher ergab sich zwischen den drei Designs kein sichtbarer Unterschied. Die Frage der Eichung des Schwingquarzes wurde weiter untersucht und es wurden an einer ähnlichen Anlage der TU München ebenfalls Beschichtungen mit Bor angefertigt. Die Unterschiede waren beträchtlich, daher wird derzeit der Beschichtungsprozess neu kalibriert.
- Die Trägerfolie aus Aluminium ist nicht rein und enthält weitere Stoffe wie Gadolinium, das einen sehr großen Absorptionsquerschnitt für ultrakalte Neutronen aufweist. Bei einer Foliendicke von $48 \mu\text{m}$ kann dies eine nicht zu vernachlässigende Verringerung der Transmission durch die Aluminiumfolie bedeuten. Eine Messung ergab allerdings nur eine Verringerung von 10% aufgrund dieses Effekts.

Für zukünftige Messungen wird es nötig sein, Trägerfolien aus reinem Aluminium mit einer gut definierten Borschicht herzustellen.

Wie sich gezeigt hat, senkt die Abschirmelektrode die Untergrundzählrate des Detektors. Hier bedarf es jedoch weiterer Untersuchungen, denn es ist noch nicht geklärt, welcher Beitrag zum Untergrund durch den Einbau der Abschirmelektrode unterdrückt wird. Um genauer herausfinden zu können, ob es sich bei der Eigenradioaktivität der verbauten Materialien um α -, γ - oder β -Emission handelt, ist eine Analyse einzelner Pulse nötig. Mit einem Flash-ADC könnten die Pulse abgetastet und für eine spätere Untersuchung gespeichert werden.

Der externe Beitrag durch schnelle Neutronen in der Reaktorhalle kann durch eine massivere Abschirmung möglicherweise weiter verringert werden. Eine äußere Schicht aus Kunststoff moderiert die schnellen Neutronen, die in einer dicken B_4C -Ummantelung absorbiert werden. Jedoch ist die Größe der Abschirmung durch den experimentellen Aufbau beschränkt.

Die gemessene Effizienz von 0.35 liegt noch unter der Effizienz des He-Detektors, die selbst unter schlechten Bedingungen bei 0.5 liegt, eher jedoch im Bereich von 0.8.

Jedoch wurde eine deutliche Steigerung gegenüber des ersten Entwurfs eines Detektors für ultrakalte Neutronen [Hav00] bezüglich der Untergrundrate erreicht. Diese lag bei $15 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Der derzeitige Wert von $(5 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ stellt hier eine deutliche Verbesserung dar. So konnte der Detektor zu unterschiedlichen Transmissions- und Kalibrationsmessungen im Gravitationsexperiment als Monitordetektor eingesetzt werden.

Insgesamt ist aber die Leistungsfähigkeit des hier vorgestellten Detektorkonzepts noch nicht vollständig ausgeschöpft. Um die Untergrundzählrate weiter zu senken, kann beispielsweise die Fläche der Borschicht, die auf die Aluminiumfolie aufgedampft wird, kleiner gewählt werden. Dies geht direkt linear in die Untergrundzählrate ein.

Kapitel 5

Erste Analyse der Messung

In den Experimentierzeiten *3-14-237* und *3-14-245* am Strahlplatz PF2/ UCN des ILL war es das angestrebte Ziel, den experimentellen Aufbau zu charakterisieren und erste Messungen zur Dynamik ultrakalter Neutronen im Gravitationspotential durchzuführen, konkret den Quantum Bouncing Ball zu vermessen. Der Aufbau, mit dem die Messungen durchgeführt wurden, ist in Kapitel 3 ausführlich beschrieben.

In diesem Kapitel soll eine vorläufige Analyse der Messdaten erfolgen. Bereits während des Aufenthaltes am ILL in Grenoble wurde begonnen, erste Daten auszuwerten. Während dieser Analyse zeigte sich, dass bei einigen der Spurdetektoren unerwartete Effekte auftraten, die eine weitere Auslese unmöglich machten. Mittlerweile sind einige dieser Probleme verstanden und behoben, sodass eine erneute Messung des Quantum Bouncing Ball in der anstehenden Experimentierzeit im Frühjahr 2009 verbesserte Ergebnisse liefern wird.

5.1 Analyse des Quantum Bouncing Ball

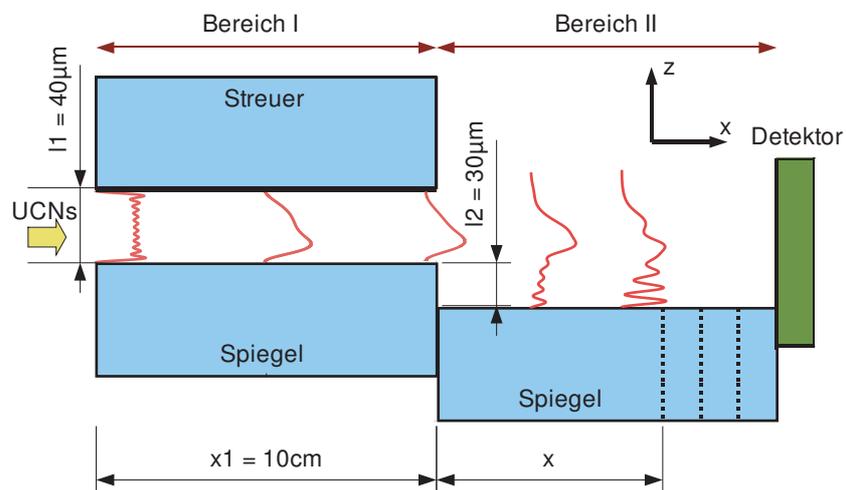


Abbildung 5.1: Der experimentelle Aufbau zur Messung des Quantum Bouncing Ball.

Kapitel 2 widmete sich bereits den theoretischen Grundlagen des quantenmechanischen Verhaltens und der Dynamik ultrakalter Neutronen im linearisierten Gravitationspotential der Erde. Es hatte sich gezeigt, dass bei der Ausbreitung des Wellenpakets in x -

Richtung quantenmechanische Interferenzeffekte auftreten, die durch die Quantennatur der Fallbewegung ultrakalter Neutronen erklärt werden kann.

Um den Quantum Bouncing Ball experimentell nachzuweisen, wurde die Aufenthaltswahrscheinlichkeit in z -Richtung orts aufgelöst mit dem in Abschnitt 3.4 erwähnten Spurdetektor gemessen. Dies wurde an vier verschiedenen x -Positionen $\{0, 6, 7, 8 \text{ cm}\}$ durchgeführt, indem Neutronenspiegel unterschiedlicher Länge nach der $30 \mu\text{m}$ hohen Stufe eingebaut und der Detektor direkt dahinter platziert wurde. Eine feste Schlitzbreite von $40 \mu\text{m}$ wurde durch dünne Metallbänder, sogenannte *Fühlerlehrenbänder*, als Abstandhalter gewährleistet. Eine spätere Überprüfung der Dicke dieser Lehrenbänder ergab jedoch, dass die wahre Schlitzbreite $43 \mu\text{m}$ entsprach. Abbildung 5.1 zeigt noch einmal den experimentellen Aufbau.

Bei der geringen Transmission durch den Präparationsschlitz von etwa $30 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ergeben sich lange Messzeiten, um eine ausreichende Statistik an gezählten Neutronen zu gewährleisten. In Tabelle 5.1 sind die Messzeiten und die Gesamtzahl der detektierten Neutronen auf dem Spurdetektor aufgeführt.

Tabelle 5.1: Die Messzeiten und zugehörige Anzahl an detektierten Neutronen bei den verschiedenen x -Positionen. Die Messungen bei $x = 7 \text{ cm}$ und $x = 8 \text{ cm}$ konnten bisher nicht ausgewertet werden.

x -Position [cm]	Messzeit [h]	Statistik
0	70	3537
6	62	2698
7	47	-
8	113	-

5.1.1 Auslese des Spurdetektors

Durch eine 200 nm dicke Borschicht werden die ankommenden Neutronen in einen Lithium- und einen α -Kern umgewandelt. Eines der beiden Teilchen dringt in den Detektor ein und hinterlässt dort Defekte in der Molekülstruktur. Diese Defekte werden durch Ätzen mit Natronlauge zu Spuren mit einem mittleren Durchmesser von $1.5 \mu\text{m}$ aufgeweitet, sodass sie unter einem optischen Mikroskop sichtbar werden. Die (y, z) -Positionen der Spuren werden von der Detektionssoftware des Mikroskops bestimmt und anschließend in Form einer Tabelle gespeichert. Abbildung 5.2 zeigt die Rohdaten an den Positionen $x = 0 \text{ cm}$ und $x = 6 \text{ cm}$ nach der Stufe.

Der Bereich des Detektors, der von den ultrakalten Neutronen aus dem Präparationsschlitz getroffen wurde, entspricht etwa der Ausdehnung des Präparationsschlitzes selbst. Es ergibt sich ein schmales Band vieler Spuren über eine Länge von 10 cm und einer Breite von etwa $40 \mu\text{m}$. Bei sorgfältiger Positionierung des Detektors auf dem Mikroskoptisch liegt das gesamte Band in z -Richtung innerhalb des Sichtfeldes von $(211 \times 282) \mu\text{m}^2$ des

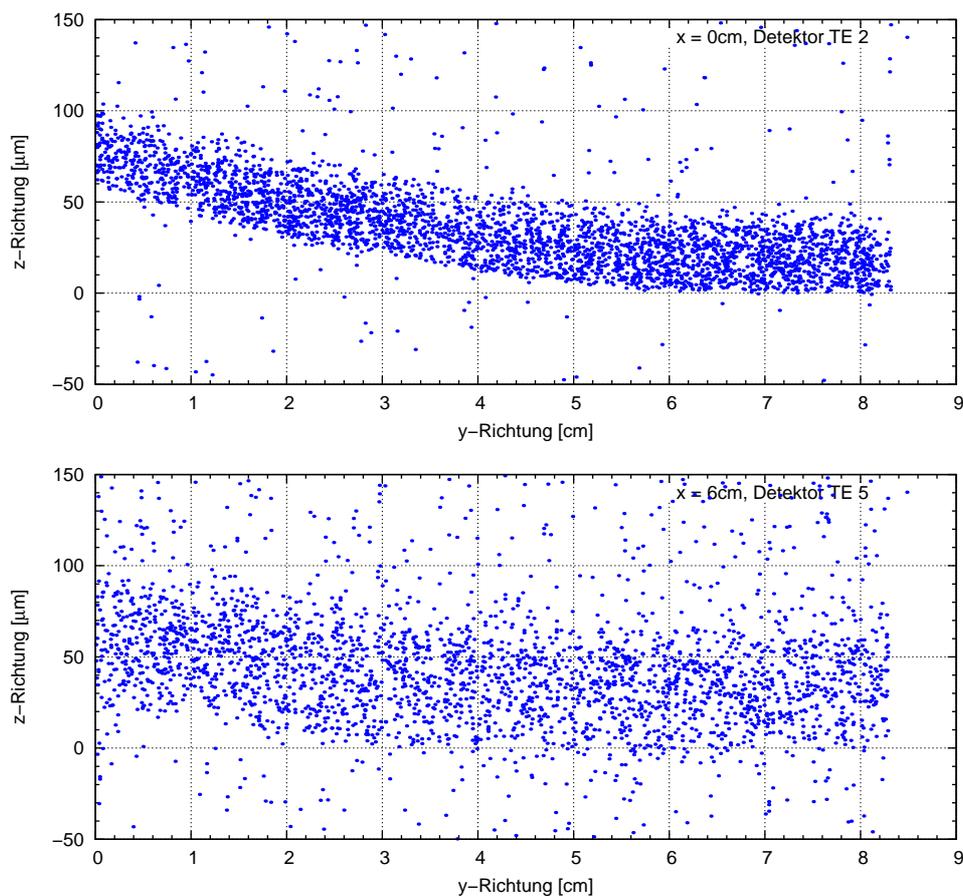


Abbildung 5.2: Rohdaten nach der Auslese mit dem Mikroskop.

Mikroskops. Dies ermöglicht eine eindimensionale, automatische Abrasterung des gesamten Bereichs in 393 Bildern. Der Mikroskoptisch hat eine sehr hohe mechanische Genauigkeit und kann eine Position mit einer Wiederholbarkeit von $1\ \mu\text{m}$ anfahren. Durch die eindimensionale Abrasterung wird während eines kompletten Scans nur die y -Koordinate verändert, was die Genauigkeit weiter erhöht.

Bis zum jetzigen Zeitpunkt ist es nicht gelungen, die Messungen bei $x = 7\ \text{cm}$ und $x = 8\ \text{cm}$ auszuwerten. Die eigentlichen Spuren konnten aufgrund einer großen Zahl von weiteren „Spuren“, die über den gesamten Detektionsbereich nahezu homogen verteilt waren, nicht ausgelesen werden.

Die Ursache dieses Effekts konnte mittlerweile festgestellt werden. Während der Bedampfung mit Bor in der Beschichtungsanlage treffen nicht nur einzelne Boratome auf die zu beschichtende Oberfläche sondern auch Cluster aus Bor, die genügend kinetische Energie besitzen um ungewollte Defekte zu erzeugen. Dies trat nur bei einem Teil der Spurdetektoren auf, wovon leider auch die Messungen bei $x = 7\ \text{cm}$ und $x = 8\ \text{cm}$ betroffen sind.

Zusätzlich traten größere Inselstrukturen auf, die mit dem Abkühlungsprozess innerhalb

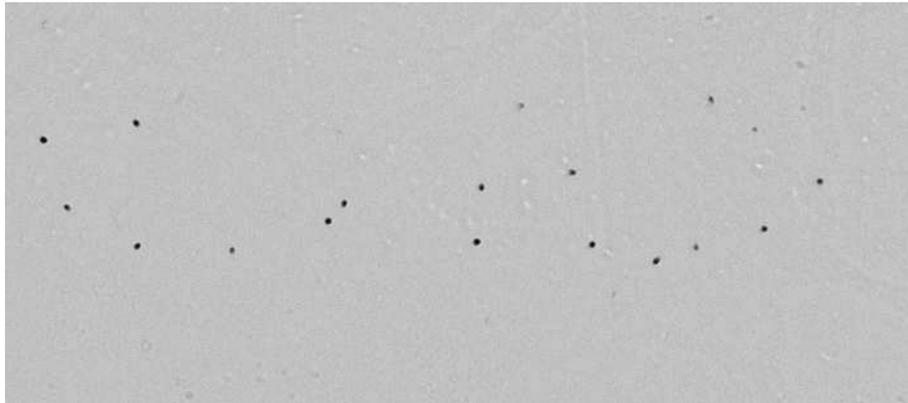


Abbildung 5.3: Bildausschnitt von etwa $(200 \times 80) \mu\text{m}^2$ des Detektors bei $x = 0 \text{ cm}$. Die Spuren sind deutlich zu erkennen und haben einen Durchmesser von $\approx 1.5 \mu\text{m}$.

der Beschichtungsanlage nach der Bedampfung zusammenhängen. In der Borschicht treten Spannungsrisse auf, die durch das spätere Ätzen des Spurdetektors ebenfalls aufgeweitet werden.

Durch Einbringen einer Schicht aus Kupfer zwischen dem Bor und der Oberfläche des Spurdetektors konnten beide Effekte weitestgehend beseitigt werden. Die hohe Wärmeleitfähigkeit des Kupfers reduziert die Zahl der Risse in der Borschicht erheblich und bietet gleichzeitig Schutz gegen die Bor-Cluster während des Bedampfungsprozesses.

In Abbildung 5.3 ist ein Ausschnitt des exponierten Bereichs des Detektors gezeigt, der bei $x = 0 \text{ cm}$ eingesetzt wurde. Das horizontale Band der Spuren ist deutlich zu erkennen.

Die Messung an der Position $x = 0 \text{ cm}$ ist die sogenannte *Präparationsmessung*, also die Form des Wellenpakets direkt nach Bereich I, wo der quantenmechanische Zustand der ultrakalten Neutronen präpariert wurde. Diese Messung ist von entscheidender Bedeutung, denn mit der Kenntnis des präparierten Wellenpakets ist ein genaues Verständnis der Physik des Streuers nicht unbedingt notwendig. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten und die Anzahl der zugelassenen Eigenzustände können direkt aus einem Fit an die Präparationsmessung bestimmt werden. Ein Modell des Streuers wurde in Abschnitt 3.3 vorgestellt, aber eine hinreichend genaue Beschreibung ist nicht trivial.

5.1.2 Korrektur der Daten

Die deutliche Biegung und Schrägstellung des Spurdetektors, wie sie in den Daten von Abbildung 5.2 zu erkennen ist, erfordert eine nachträgliche Korrektur. Die Biegung des Detektors entsteht höchstwahrscheinlich durch Temperaturgradienten während des Beschichtungs- und Ätzprozesses. Die Schrägstellung hat seine Ursache in der Spannvorrichtung des Detektors auf dem Mikroskopisch. Der Detektor konnte bisher nicht absolut parallel zur Verschieberichtung des Tisches ausgerichtet werden.

Neben dem deutlich zu erkennenden Neutronenband ist außerdem ein gewisser Signaluntergrund vorhanden. Dieser entsteht durch

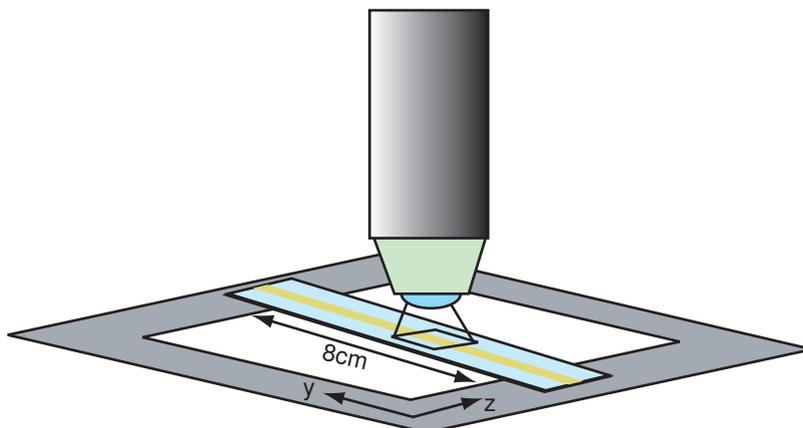


Abbildung 5.4: Schematische Ansicht der Auslese des Spurdetektors mit dem Mikroskop. Das eingezeichnete Sichtfeld enthält in z -Richtung den gesamten exponierten Bereich.

- äußere, schnellere Neutronen in der Reaktorhalle, die ebenfalls mit der Borschicht des Spurdetektors reagieren und ein Signal erzeugen.
- Schmutz und intrinsische Defekte des Detektors, die von der Detektionssoftware ebenfalls als Spuren registriert werden. Dieser Beitrag wurde durch eine manuelle Sichtkontrolle aller Spuren deutlich gesenkt.

Aufgrund der manuellen Sichtkontrolle kann bei der Messung $x = 0$ cm der Signaluntergrund vernachlässigt werden, bei $x = 6$ cm liegt er im Bereich von 3%.

Die Deformation des Detektors und die Aufnahmetechnik des Mikroskops führen insgesamt zu einem Versatz der Spuren von ungefähr $30 \mu\text{m}$ über die gesamte Länge des detektierten Bereichs. Eine nachträgliche Korrektur der (y, z) -Position der Spuren ist also unbedingt erforderlich, um eine hohe Ortsauflösung zu gewährleisten. In einem ersten Ansatz, der noch während der Experimentierzeit am ILL angewendet wurde, kann die Biegung und Schrägstellung auf folgende Weise korrigiert werden:

Die Anwendung einer zweidimensionalen Drehmatrix auf jeden einzelnen Datenpunkt sorgt dafür, dass die Biegung des Neutronenbandes symmetrisch bezüglich der Mitte, also etwa bei $y = 4$ cm, ist. Anschließend wird ein Kreisbogen an die untere Kante des Neutronenbandes angepasst. Die untere, scharf definierte Kante ist eine Abbildung der Kante des hinteren Neutronenspiegels in Bereich II, wo der Detektor platziert wurde. Die Kante des Neutronenspiegels dient als gute Referenz aufgrund der hohen Ebenheit der Spiegel.

Der Kreisbogen erlaubt nun eine *Entzerrung* der Daten durch eine Koordinatentransformation zwischen Polarkoordinaten und kartesischen Koordinaten:

$$\begin{pmatrix} r \\ \phi \end{pmatrix} \longrightarrow \begin{pmatrix} z \\ y \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

mit

$$\begin{aligned} z &= r \\ y &= r \cdot \sin \phi . \end{aligned} \quad (5.2)$$

Nach dieser Methode wurden beide Datensätze korrigiert, das Resultat ist in Abbildung 5.5 zu sehen.

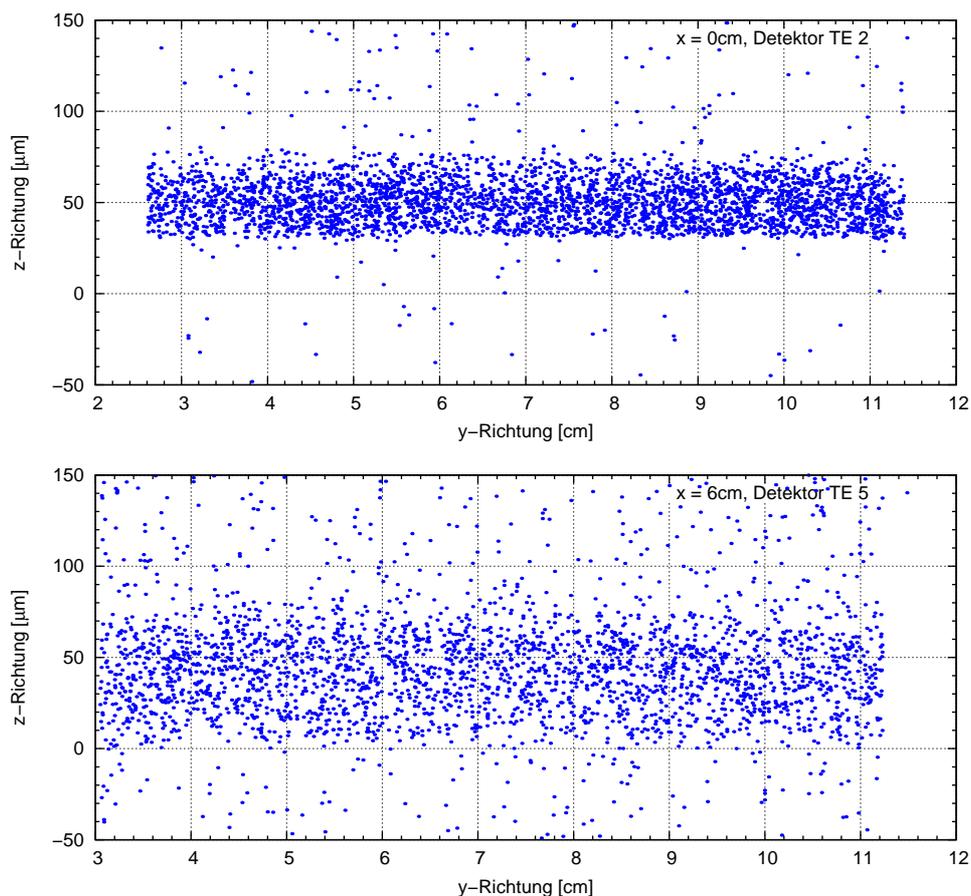


Abbildung 5.5: Die Rohdaten nach der Anwendung der Korrektur.

Nach der Transformation in kartesische Koordinaten können die Datenpunkte auf die z -Achse projiziert werden. Das Resultat ist die Höhenverteilung der Neutronen, die auf den Spurdetektor getroffen sind. Dies entspricht der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der detektierten Neutronen in Abhängigkeit der z -Koordinate.

Trotz der großen Sorgfalt, mit der die Entzerrung des Streifens durchgeführt wurde, ist die Genauigkeit dieser Methode nicht besser als auf $2 \mu\text{m}$. Die geringere Anzahl an Punkten bei $x = 6 \text{ cm}$ machte es zusätzlich schwieriger, die Daten zu korrigieren. Bisher konnten nur die inneren 30% der Messung bei $x = 6 \text{ cm}$ zur weiteren Analyse ausgewertet werden.

In einem weiterführenden, verbesserten Ansatz kann die Krümmung des Streifens ohne a priori-Annahme direkt aus den Daten gewonnen werden. Hierfür wird der gesamte Neutronenstreifen segmentiert und jeweils der Schwerpunkt jedes Segments bestimmt. Anschließend können mithilfe der Abweichung der Schwerpunkte die Daten korrigiert werden. Diese Methode stand bei der ersten Auswertung der Spurdetektoren noch nicht zur Verfügung und geht über den Rahmen dieser Diplomarbeit hinaus.

5.1.3 Theorie und Messung im Vergleich

Es soll nun versucht werden, die gemessenen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten $|\phi^{II}(z)|^2$ mithilfe des quantenmechanischen Modells, wie es in Abschnitt 2.3 vorgestellt wurde, zu beschreiben. Für die Aufenthaltswahrscheinlichkeit bei $x = 0$ cm wird die inkohärente Summe

$$|\phi(0 \text{ cm})|^2 = N_1 \cdot \sum_n^N |c_n|^2 |\psi_n^I|^2 \quad (5.3)$$

der Eigenzustände von Bereich I angenommen. Das Modell des Absorbers, wie es in Abschnitt 3.3 vorgestellt wurde, steckt in den Besetzungswahrscheinlichkeiten c_n der Zustände. Man vergleiche hierzu auch die obige Formel mit (2.47).

Die Funktion bei $x = 6$ cm hat eine kompliziertere Gestalt. Hier muss noch die Zeitentwicklung des Wellenpakets berücksichtigt werden:

$$\begin{aligned} |\phi(6 \text{ cm})|^2 &= b_2 + N_2 \cdot \left| \sum_m^N \tilde{f}_m \psi_m^{II} \cdot e^{-iE_m/\hbar(t-t_1)} \right|^2 \\ &= b_2 + N_2 \cdot \left| \sum_m^N \tilde{f}_m \psi_m^{II} \cdot e^{-iE_m/\hbar\Delta t} \right|^2 \\ \text{mit } \tilde{f}_m &= \sum_{n=1}^N c_n \cdot \langle \psi_m^{II} | \psi_n^I \rangle. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Mit der Notation \tilde{f}_m soll eine Unterscheidung zu f_m aus Gleichung (2.48) getroffen werden. Dort ist die Zeitentwicklung in f_m eingebunden. Folgende freie Parameter gehen in die Rechnungen ein:

- Die Besetzungswahrscheinlichkeiten c_n der Eigenzustände, die zum gesamten Wellenpaket beitragen. Diese werden durch die Präparationsmessung festgelegt. Die Zeitabhängigkeit und damit die Dynamik steckt in

$$e^{-iE_n/\hbar(t-t_1)}. \quad (5.5)$$

- Die Normierung N_1, N_2 der beiden Wellenpakete.
- Der Untergrund b_2 der Messung bei $x = 6$ cm.

Es muss beachtet werden, dass die x -Geschwindigkeit der ultrakalten Neutronen nicht monochromatisch ist. Zudem propagieren die Neutronen nicht absolut parallel durch das Gravitationssetup und haben eine gewisse Divergenz. Die genaue Simulation dieses Effekts ist schwierig und erfordert möglicherweise eine Monte-Carlo-Analyse.

Stattdessen wurde in einem vereinfachenden Ansatz eine mittlere Propagationszeit der ultrakalten Neutronen von 10.4 ms für die Strecke zwischen der Stufe und $x = 6$ cm angenommen.

Weiterhin ist die endliche Ortsauflösung des Spurdetektors von $\sigma_{ges} = 2.0 \mu\text{m}$ durch eine Faltung mit in die Rechnung einzubeziehen. Als Auflösungsfunktion wurde eine Lorentzverteilung

$$A(z) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{1}{2} \frac{\sigma_{ges}}{(1/2 \cdot \sigma_{ges})^2 + z^2} \quad (5.6)$$

angesetzt. Qualitativ werden dadurch die charakteristischen Interferenzstrukturen geringfügig verschmiert.

Simultaner Fit Die freien Parameter werden simultan an die beiden Datensätze bei $x = 0$ cm und $x = 6$ cm gefittet. Auf diese Weise wird geprüft, ob mit denselben Fit-Parametern beide x -Positionen beschrieben werden können. Das Ergebnis des Fits mit 9 Parametern ist in Abbildung 5.6 dargestellt.

Bis zu dem Zeitpunkt, ab dem eine absolute Höhenkalibrierung (Mikroskop) in z -Richtung jedes Spurdetektors verfügbar ist, wird ein Skalierungsfaktor

$$s_1 = 0.90 \quad \text{bei } x = 0 \text{ cm} \quad (5.7)$$

$$s_2 = 0.83 \quad \text{bei } x = 6 \text{ cm} \quad (5.8)$$

auf die histogrammierten Daten angewendet.

Mit dem Skalierungsfaktor ergibt sich für dieses Modell ein gemeinsames reduziertes χ^2 von

$$\chi_{red}^2 = 1.02 \quad (5.9)$$

bei 63 Freiheitsgraden und damit eine Wahrscheinlichkeit von

$$P(\chi^2) = 0.47 . \quad (5.10)$$

Auf den ersten Blick scheint ein so gutes Ergebnis des Fits aufgrund der großen statistischen Fehler bei $x = 6$ cm nicht verwunderlich zu sein, man beachte jedoch, dass beide Datensätze *simultan* gefittet wurden. In Tabelle 5.2 sind die Fit-Ergebnisse der freien Parameter zusammengestellt. Für $N = 6$ zugelassene Zustände ergaben sich die besten Ergebnisse. Schon der siebte Zustand konnte den Präparationsschlitz nicht mehr passieren. Es fällt auf, dass der fünfte Zustand gegenüber den anderen Zuständen stark unterdrückt ist. Möglicherweise konvergiert der χ^2 -Fit noch nicht in seinem globalen Minimum. Für zukünftige Analysen ist eine genaue Untersuchung aller χ^2 -Umgebungen der 9 Fit-Parameter nötig.

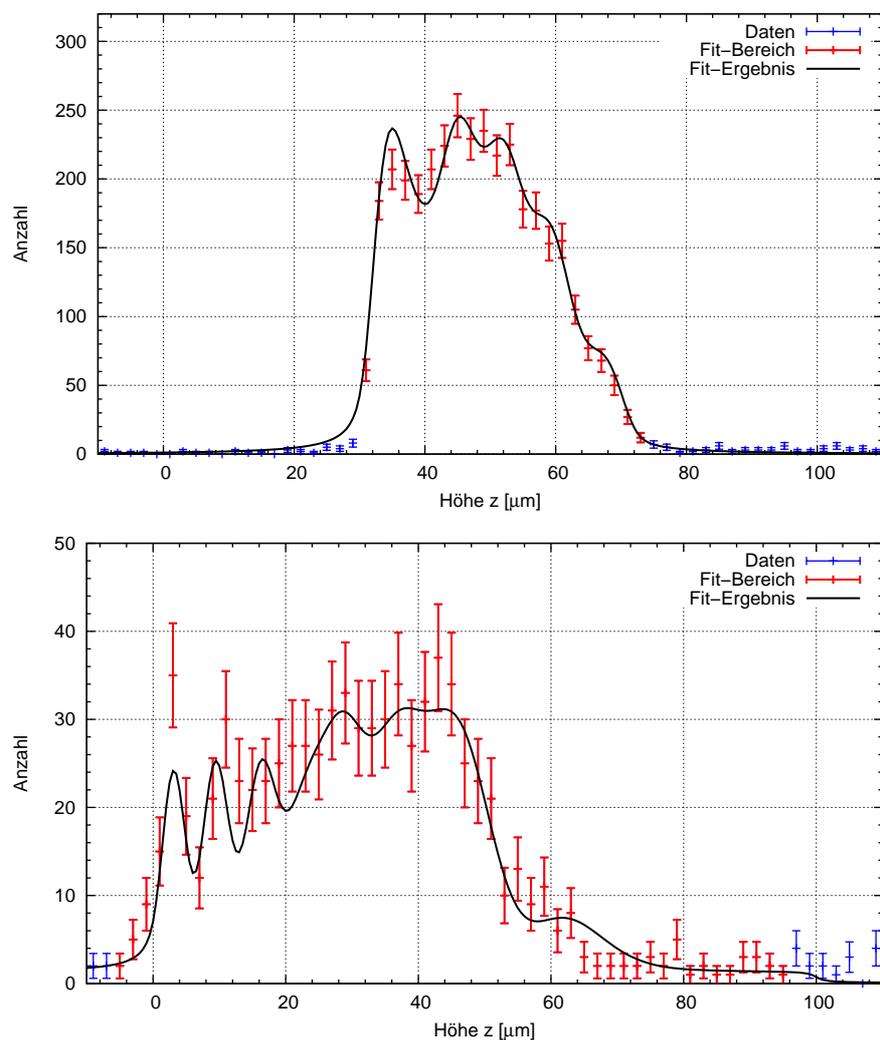


Abbildung 5.6: Die Ergebnisse des simultanen Fits. Oben ist die Position $x = 0$ cm abgebildet, unten die Position bei $x = 6$ cm. Als Bin - Breite wurde die Ortsauflösung des Detektors gewählt und beträgt $2.0 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken geben die absolute, statistische Unsicherheit wieder. Die Ergebnisse wurden im Rahmen eines Konferenz-Proceedings eingereicht [Aea09].

Tabelle 5.2: Fit-Ergebnisse der freien Parameter des „simultanen Fits“.

Besetzungswahrscheinlichkeiten	c_n	$\{17.2, 35.3, 26.5, 8.9, 10^{-16}, 12.1\}\%$
Normierungen	N_1, N_2	2143, 496 n
Untergrund	b_2	1.3 n

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Die aktuelle Messung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Experiment aufgebaut, das die quantenmechanische Fallbewegung ultrakalter Neutronen im Gravitationsfeld der Erde untersucht. Dazu werden die Neutronen in einen quantenmechanischen Zustand präpariert, um sie anschließend über eine $30\ \mu\text{m}$ hohe Stufe propagieren zu lassen.

Im Sommer 2008 wurden erste Messungen dazu durchgeführt und die Höhenverteilung der ultrakalten Neutronen nach der Stufe über einer horizontalen, spiegelnden Fläche orstaufgelöst detektiert. Dies repräsentiert die Aufenthaltswahrscheinlichkeit $|\phi(z)|^2$. Durch die Messung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit an verschiedenen x -Position nach der Stufe kann die Dynamik der Fallbewegung der ultrakalten Neutronen sichtbar gemacht werden. Dabei treten charakteristische Interferenzstrukturen aufgrund der linearen Superposition der einzelnen Eigenzustände auf. Um diese Interferenzstrukturen sichtbar zu machen, kam ein Spurdetektor mit einer sehr hohen Ortsauflösung von $2\ \mu\text{m}$ zum Einsatz. Weiterhin wurden Messungen am Experiment selbst durchgeführt, um äußere Einflüsse wie die Neigung des gesamten Aufbaus, Vibrationen und externe Magnetfelder abschätzen zu können. Dies ist entscheidend für zukünftige Messungen mit diesem Experiment, um systematische Effekte präziser angeben zu können. Es hat sich gezeigt, dass die oben erwähnten Effekte ausreichend kompensiert werden können und im Rahmen der geforderten Genauigkeit zu vernachlässigen sind. Dies ist durchaus als Erfolg zu werten.

Es wurde ein Steuerung weiterentwickelt, mit dem die Neigung des gesamten Aufbaus kontrolliert und nachgeregelt wird. Dabei konnte eine hohe Langzeitstabilität erreicht werden bei gleichzeitig sehr geringen Winkelabweichungen von nur $0.67\ \mu\text{Rad}$. Es war anfangs nicht abzusehen, ob diese hohe Winkelgenauigkeit unter den Experimentierbedingungen auf der Plattform des UCN-Strahlplatzes des ILL realisiert werden kann.

Um verschiedene Kalibrationsmessungen am Experiment durchführen zu können, wurde parallel ein Zählrohr entwickelt, das für den Nachweis ultrakalter Neutronen optimiert ist. Es konnte eine Nachweiseffizienz im relevanten Geschwindigkeitsbereich von 35% bei einer intrinsischen Untergrundzählrate im Bereich von $5 \cdot 10^{-3}\ \text{s}^{-1}$ erreicht werden.

Die erste Analyse des Quantum Bouncing Ball zeigt, dass für die beiden Messungen an den Positionen $x = 0\ \text{cm}$ und $x = 6\ \text{cm}$ eine quantenmechanische Beschreibung sinnvoll erscheint. Die Zeitentwicklung nach der Stufe zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem quantenmechanischen Modell, jedoch sind weitere Analysen an weiteren x -Positionen

nötig, um die Dynamik des Wellenpakets weiter zu prüfen. Die ad hoc eingeführten Skalierungsfaktoren sind aus physikalischer Sicht sicher noch etwas unbefriedigend. Momentan wird daran gearbeitet, diese Skalierungsfaktoren bei der Beschreibung der Daten zu vermeiden.

Im Frühjahr 2009 wird bereits eine weitere Messung mit dem bestehenden Gravitationsexperiment am UCN-Strahlplatz des ILL durchgeführt. In den letzten Monaten konnten weitere Verbesserungen am Aufbau vorgenommen werden, sodass es in der anstehenden Experimentierzeit möglich erscheint, den Quantum Bouncing Ball zu vermessen. Eine optimale Nutzung der verfügbaren Neutronen wird zusätzlich die statistische Unsicherheit weiter senken.

6.2 Suche nach Abweichungen vom Newtonschen Gravitationsgesetz

In den letzten 30 Jahren gab es von theoretischer Seite große Anstrengungen, eine gemeinsame Theorie der Quantenmechanik und der Gravitation zu finden. Spätestens im Bereich der Planckskala

$$\begin{aligned} m_P &= \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx 10^{19} \text{ GeV} \\ l_P &= \frac{1}{m_P} \frac{\hbar}{c} \approx 10^{-35} \text{ m} \\ t_P &= \frac{l_P}{c} \approx 10^{-43} \text{ s} \end{aligned} \quad (6.1)$$

ist eine Quantenmechanik der Gravitation unumgänglich, da hier die De-Broglie-Wellenlänge eines Teilchens seinem eigenen Schwarzschildradius entspricht.

Aus historischen Gründen wird für die Abweichungen vom Newtonschen Gravitationsgesetz, die von einer ganzen Reihe von Theorien vorhergesagt werden, der Begriff *Fünfte Kräfte* verwendet. Sie werden auf einfache Weise durch einen Yukawa-artigen Potentialverlauf

$$V_5(r) = \alpha \cdot e^{-r/\lambda} \quad (6.2)$$

parametrisiert. Die Größe α gibt die Stärke in Einheiten der Gravitationskonstanten G an, während λ die charakteristische Reichweite des Potentials ist. Das gesamte Potential unter Einbeziehung der Fünften Kräfte stellt sich also dar als

$$V_{ges}(r) = -G \frac{Mm}{r} \left(1 + \alpha \cdot e^{-r/\lambda} \right). \quad (6.3)$$

Zu Beginn dieser Arbeit wurde erwähnt, dass Stringtheorien eine aussichtsreiche Möglichkeit darstellen, alle vier fundamentalen Wechselwirkungen in einer vereinheitlichten Theorie zu beschreiben. Innerhalb dieses Szenarios existiert eine Klasse von Theorien, in der mindestens zwei der sechs oder mehr zusätzlich erforderlichen Raumdimensionen zu großen Extradimensionen mit einer Ausdehnung R_c im sub-Millimeter-Bereich kompaktifiziert werden. Das erfordert jedoch die Annahme, dass die Planckmasse keine

fundamentale sondern eine effektive Größe darstellt. Unter Benutzung des Gaußschen Integralsatzes in $(4+n)$ Dimensionen kann der Zusammenhang [AHDD99]

$$m_P^2 = m_{P(4+n)}^{n+2} \cdot R_c^n \quad \Rightarrow \quad R_c = \frac{1}{m_{P(4+n)}} \cdot \left(\frac{m_P}{m_{P(4+n)}} \right)^{2/n} \quad (6.4)$$

zwischen der *effektiven*, 4-dimensionalen und der $(4+n)$ -dimensionalen Planckmasse hergestellt werden. Bringt man nun die $(4+n)$ -dimensionale Planckmasse auf die Skala der schwachen Wechselwirkung $m_W = 1 \text{ TeV}$ und setzt für m_P die Planckmasse 10^{19} GeV in 4 Dimensionen ein, ist die Größe der kompaktifizierten Extradimension nur noch von n , also ihrer Anzahl, abhängig. Für $n = 1$ ergibt sich für die Ausdehnung der Extradimensionen $R_c \approx 10^{11} \text{ m}$, was durch Präzisionsmessungen der Planetenbahnen unseres Sonnensystems ausgeschlossen ist. Bei $n \geq 2$ erreicht man den sub-Millimeter-Bereich, der experimentell nur wenig erschlossen ist und im Bereich der Fallhöhen liegt, die dem hier beschriebenen Gravitationsexperiment entsprechen.

Die großen Extradimensionen sind vom ästhetischen Standpunkt äußerst interessant. Statt den beiden weit voneinander getrennten Skalen der schwachen und gravitativen Wechselwirkung m_W und m_P bleibt als einzige fundamentale Skala die der schwachen Wechselwirkung, die mit sehr hoher Genauigkeit an Beschleunigerexperimenten wie beispielsweise dem *LEP*¹ überprüft wurde. Die „Energiewüste“ von 16 Größenordnungen zwischen m_W und m_P tritt nichtmehr auf.

Die Teilchen des Standardmodells sowie deren Austauschfelder können nicht in die Extradimensionen eindringen und bleiben auf unserer 4-dimensionalen Brane lokalisiert. Die experimentelle Evidenz liefern die oben erwähnten Beschleunigerexperimente, die das Standardmodell bis in den Bereich der Quarks und Gluonen geprüft haben und keine Effekte durch Extradimensionen messen konnten. Nur die Gravitation und zusätzliche, eventuell supersymmetrische Eichfelder propagieren in die Extradimensionen.

Angenommen, die massiven Eichfelder koppeln wie die Gravitation ebenfalls an die Masse des Protons und Neutrons, kann die kurzreichweitige Wechselwirkung unabhängig von der Zahl der Extradimensionen durch

$$\frac{F_{gauge}}{F_G} = \frac{g_4^2}{G m_{proton}} \approx 10^6 \frac{g_4^2}{(m_W/m_P)^2} \approx 10^6 \left(\frac{g_4}{10^{-16}} \right)^2 \quad (6.5)$$

abgeschätzt werden [AHDD99]. Selbst bei einer sehr kleinen effektiven, 4-dimensionalen Kopplungsstärke g_4 von 10^{-16} würde dies eine zusätzliche Kraft im Bereich der Ausdehnung der Extradimensionen R_c bedeuten, die um den Faktor 10^6 bis 10^{10} stärker ist als die Gravitation.

In dieser Arbeit wurde ein Experiment aufgebaut, dass die quantenmechanische Fallbewegung ultrakalter Neutronen bei Fallhöhen im Bereich von mehreren Mikrometern untersucht. Wenn die Masse des Eichfeldes $m_{gauge} = \lambda^{-1}$ klein genug ist, um typische

¹ Der „Large Electron Positron Collider“ des CERN bei Genf in der Schweiz war ein Ringbeschleuniger, in dem Elektronen und Positronen bei einer Schwerpunktsenergie von 120 GeV zur Kollision gebracht wurden.

Reichweiten in diesem Bereich zu erzeugen, eröffnet dies die Möglichkeit Abweichungen des Newtonschen Gravitationsgesetzes bei diesen Längenskalen zu messen. Die oberen Grenzen für die Stärke $\alpha = g_4$, die bei der Messung des Quantum Bouncing Ball erreicht werden können, liegen im Bereich von

$$|\alpha| \approx 10^7 \quad (90\% \text{ CL}) , \quad (6.6)$$

wobei nur der statistische Fehler durch die limitierte Neutronenzählrate berücksichtigt ist. In vorigen Experimenten konnte bereits eine obere Grenze von

$$|\alpha| \approx 10^{12} \quad (90\% \text{ CL}) \quad (6.7)$$

für die Existenz Fünfter Kräfte im Bereich zwischen $1 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m}$ bestimmt werden [Nah04, Kra06, ABW03]. Die Steigerung der Sensitivität gegenüber früheren Experimenten gründet auf folgenden Punkten:

- Durch die Änderung des Potentials bei kleinen Abständen $\approx \lambda$ ändert sich auch die Form der Eigenzustände, da diese durch den zusätzlichen, Yukawa-artigen Potentialterm in der Schrödingergleichung beeinflusst werden. Aufgrund seiner kurzen Reichweite kann der zusätzliche Potentialterm im Rahmen der zeitunabhängigen Störungstheorie behandelt werden.
- Die Energiedifferenz der quantisierten Eigenenergien geht direkt in den Interferenzterm der Zeitentwicklung des Wellenpakets nach der Stufe ein. Werden diese Energien durch das Störpotential der Fünften Kräfte geringfügig geändert, verändert dies die Phasenbeziehung der Eigenzustände und damit die Interferenzstruktur der Zeitentwicklung.

In der Summe ergeben diese beiden Effekte eine höhere Sensitivität gegenüber den vorangegangenen Experimenten. Zusätzlich kann die Oberfläche der Neutronenspiegel mit einer dünnen Schicht im Bereich von Mikrometern aus Gold oder Wolfram beschichtet werden. Die Effekte durch die Fünften Kräfte werden zusätzlich verstärkt, da Beide Stoffe eine höhere Massendichte als das BK7-Glas aufweisen.

In Abbildung 6.1 ist der aktuelle Ausschließungsplot der Stärke α der Fünften Kräfte zwischen $\lambda = 1 \mu\text{m}$ und $\lambda = 10^4 \text{m}$ dargestellt. Das Bild entstammt [MDF⁺08]. Die Kurven 1-5 entstammen aus verschiedenen Gravitationsexperimenten, Kurve 6 kommt aus einer Messung der Casimir-Kraft. Eine genauere Beschreibung sowie der Verweis auf die zugehörigen Experimente findet sich in [MDF⁺08].

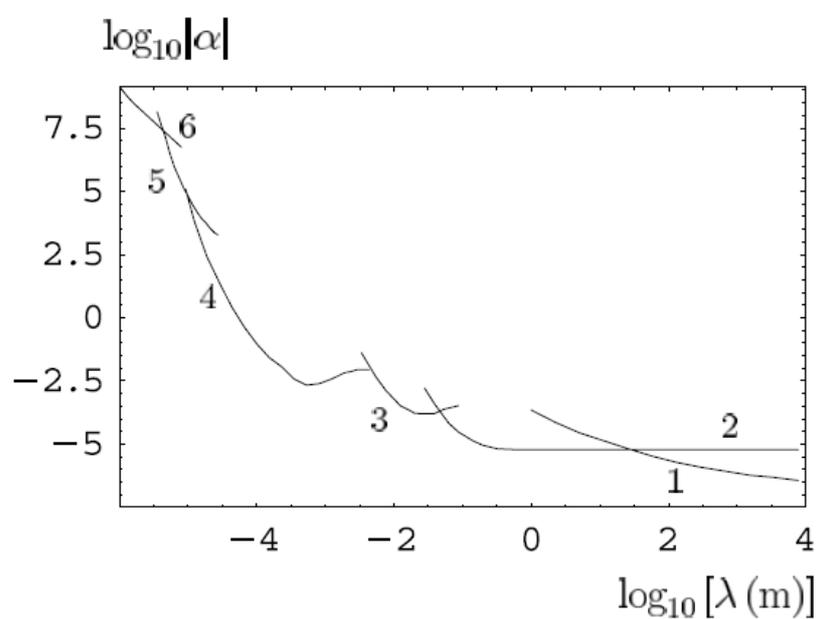


Abbildung 6.1: Aktuelle obere Grenzen für die Stärke α der Fünften Kräfte gegen die Reichweite λ aufgetragen. Die genauere Erklärung zu den Kurven ist in [MDF⁺08] zu finden.

Literaturverzeichnis

- [ABW03] H. Abele, S. Baessler, and A. Westphal. Quantum states of neutrons in the gravitational field and limits for non-newtonian interaction in the range between $1\mu\text{m}$ and $10\mu\text{m}$. *Lecture Notes in Physics*, 631, page 355, 2003.
- [Aea09] H. Abele et. al. QuBounce: the dynamics of ultra-cold neutrons falling in the gravity potential of the earth. submitted Proceedings, Particles And Nuclei PANIC08, 2009.
- [AHDD98] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Physical Letters B*, 429, page 263, 1998.
- [AHDD99] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali. Phenomenology, astrophysics and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity. *Physical Review D*, 59, 1999.
- [CB05] P. Callin and C. P. Burgess. Deviations from newton's law in supersymmetric large extra dimensions. *arXiv:0708.0911*, 2005.
- [FGR96] J. Felber, R. Gähler, and C. Rausch. Matter waves at a vibrating surface: Transition from quantum-mechanical to classical behavior. *Physical Review A* 53, 1, 1996.
- [GB99] J. Gea-Banacloche. A quantum bouncing ball. *American Journal of Physics*, 67, 1999.
- [Gel08] P. Geltenbort. Private Mitteilungen, 2008.
- [Gib75] R. L. Gibbs. The quantum bouncer. *American Journal of Physics*, 43, 1975.
- [GRL91] R. Golub, D. Richardson, and S. K. Lamoreux. *Ultra-Cold Neutrons*. Adam Hilger, 1991.
- [Hav00] N. Haverkamp. Entwicklung von Detektoren für einen Wasserstoff-Atomstrahl und für ultra-kalte Neutronen. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2000.
- [HFG⁺98] Th. Hils, J. Felber, R. Gähler, W. Gläser, R. Golub, K. Habicht, and P. Wille. Matter-wave optics in the time domain: results of a cold-neutron experiment. *Physical Review A* 58, 6, 1998.
- [Jen08] T. Jenke. Weiterentwicklung eines Experiments zur Realisierung eines Quantum Bouncing Balls und Suche nach Extradimensionen der Raumzeit. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2008.

- [Kle00] M. Klein. Experimente zur Quantenmechanik mit ultrakalten Neutronen und Entwicklung eines neuen Detektors zum orts aufgelösten Nachweis von thermischen Neutronen auf großen Flächen. Dissertation, Universität Heidelberg, 2000.
- [Kra06] C. Krantz. Quantum states of neutrons in the gravitational field. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2006.
- [MDF⁺08] V. M. Mostepanenko, R. S. Decca, E. Fischbach, G. L. Klimchitskaya, D. E. Krause, and D. López. Stronger constraints on non-newtonian gravity from the casimir effect. *Journal of Physics A*, 41, 2008.
- [Nah04] S. Nahrwold. Development of a detector for bound quantum states of neutrons in the earth's gravitational field. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2004.
- [Nes02] V. Nesvizhevsky. Quantum states of neutrons in the earth's gravitational field. *Nature*, 415, 2002.
- [Nes03] V. Nesvizhevsky. Measurement of quantum states of neutrons in the earth's gravitational field. *Physical Review D*, 67, 2003.
- [Nes05] V. Nesvizhevsky. Study of the neutron quantum states in the gravity field. *European Physics Journal*, 2005.
- [pdg] Particle physics booklet 2008.
- [Rue00] F. Rueß. Quantum states in the gravitational field. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2000.
- [Sch08] U. Schmidt. Private Mitteilungen, 2008.
- [Wes01] A. Westphal. Quantum mechanics and gravitation. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2001.
- [Wes07] A. Westphal. A quantum mechanical description of the experiment on the observation of gravitationally bound states. *European Physics Journal C*, 51, page 367, 2007.
- [Zie] J. Ziegler. *SRIM 2003*. IBM Research.

Impressionen

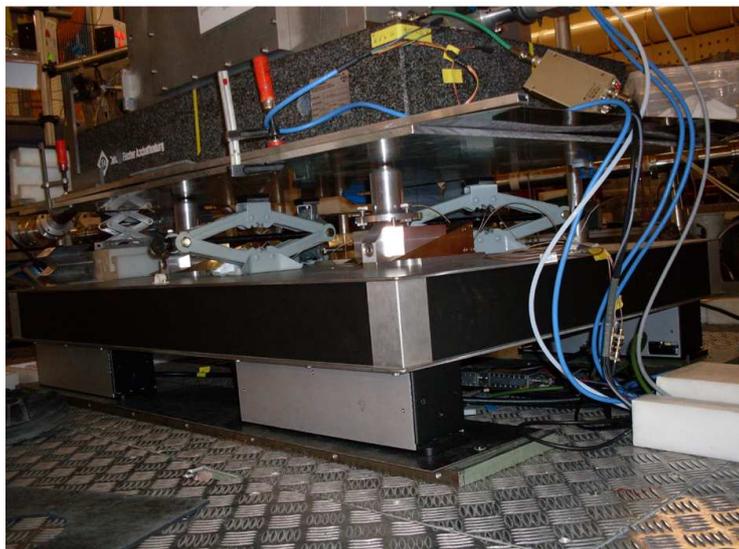


Abbildung 6.2: Im oberen Bild ist das Gravitationssetup von oben zu sehen. Die Neutronen gelangen von rechts in den Präparationsschlitz. Das untere Bild zeigt den gesamten Aufbau. Von unten: Vibrationsdämpfung, Piezoaktoren, μ -Metallabschirmung, Granitplatte, Vakuumgehäuse.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den