

Bestimmung der Verlust- und Spinflipwahrscheinlichkeit ultrakalter Neutronen an DLC-beschichteten Oberflächen

DIPLOMARBEIT

von

Cédric Wermelinger

Prof. Dr. R. A. Eichler, Leiter

Dr. R. Henneck, Betreuer

Institut für Teilchenphysik
ETH - Zürich

Schweiz

August 2004

Zusammenfassung

Es wird ein Experiment zur Untersuchung der Eigenschaften von DLC (diamantähnlicher Kohlenstoff) bezüglich der Speicherung ultrakalter Neutronen beschrieben. Die dabei relevanten Grössen μ , die Verlustwahrscheinlichkeit pro Wandstoss, und β , die Spinflipwahrscheinlichkeit pro Wandreflektion, werden als energieunabhängig über den betrachteten Energiebereich angenommen, aus den gemessenen Daten berechnet und auf ihre Temperaturabhängigkeit hin untersucht. Es werden zwei Proben analysiert: DLC auf PET-Folie und DLC auf Aluminium-Folie (DLC(PET), DLC(Al)). Die angenäherte Verlustwahrscheinlichkeit zeigt eine Temperaturabhängigkeit und beträgt im besten Fall (für DLC(PET) bei 67 K) $2.6 \cdot 10^{-5}$ bei einer mittleren Energie von 42.3 neV. Die angenäherte Spinflipwahrscheinlichkeit lässt keine Temperaturabhängigkeit erkennen und beträgt $1.3 \cdot 10^{-5}$ für DLC(PET) und $1.1 \cdot 10^{-6}$ für DLC(Al).

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Ultrakalte Neutronen	6
2.1	Die Gravitationswechselwirkung	6
2.2	Die schwache Wechselwirkung	6
2.3	Die magnetische Wechselwirkung	6
2.4	Die starke Wechselwirkung	7
2.4.1	Streuung an einem einzelnen Kern	7
2.4.2	Streuung an einer Vielzahl von Kernen	8
2.4.3	Reflektion ultrakalter Neutronen an Oberflächen	9
3	Messapparatur	12
3.1	Übersicht des Experimentes	12
3.2	Die einzelnen Bestandteile des Experimentes	13
3.2.1	Die Proben	13
3.2.2	Die Strahlweiche	14
3.2.3	Der Magnet	15
3.2.4	Detektor und Datenaufnahme	16
3.2.5	Das Heiz- und Kühlsystem	18
3.2.6	Das Vakuumsystem	19
3.2.7	Die Quelle	20
4	Messprinzip	22
4.1	Die Berechnung von τ , μ und β	22
4.2	Die verschiedenen Messungen	23
4.2.1	Die N_1 -Messung	24
4.2.2	Die N_2 -Messung	26
4.2.3	Spektrummessungen	27
4.3	Die Temperaturabhängigkeit von N_1 , N_2 und N^{sp}	27
5	Datenanalyse	29
5.1	Vorgehensweise	29
5.2	Untersuchung von Ausleerzeit und Untergrund	29
5.3	Ermittlung des differentiellen Energiespektrums	31
5.3.1	Mittels Differenzenquotienten	31
5.3.2	Mithilfe einer Fitfunktion des integralen Spektrums	33

5.4	Die mittlere Wandstossfrequenz	36
5.5	Die Temperaturabhängigkeit von τ , μ_0 und β_0	38
5.6	Diskussion	39
6	Schlussfolgerung und Ausblick	42
A	Fehlerformeln	44

Kapitel 1

Einleitung

Die vorliegende Diplomarbeit beschreibt ein Experiment des Paul Scherrer Institutes zur Speicherung ultrakalter Neutronen (ultracold Neutrons, UCN), das am ILL in Grenoble, Frankreich, vom 22.04. bis 10.06.2004 durchgeführt wurde. Es sollte die Speicherfähigkeit von bewährten und neuentwickelten Materialien vergleichen und deren Eigenschaften diesbezüglich untersuchen.



Abbildung 1.1: Das Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble, zwischen der Drac und der Isère gelegen. Das Experiment wurde in der Reaktorhalle am linken Bildrand durchgeführt.

Das Interesse an ultrakalten Neutronen ($E_{kin} \lesssim 300$ neV, $v \lesssim 8$ m s⁻¹, $\lambda_n \gtrsim 50$ nm) und die Suche nach Materialien, welche eine lange Speicherung erlauben, haben mehrere Gründe. Möchte man gewisse fundamentale Grössen, wie die Lebensdauer des freien Neutrons, sein (möglicherweise endliches) elektrisches Dipolmoment oder Asymmetrien im β -Zerfall messen¹, so muss das Neutron während langer Zeit (vergleichbar mit seiner Lebensdauer) untersucht werden können, um die erforderliche Genauigkeit zu erreichen. Zudem ist im Hinblick auf die geplante Quelle ultrakalter Neutronen am PSI [1] ein möglichst verlustfreier Transport

¹Diese Experimente könnten Hinweise für eine Physik jenseits des Standardmodells liefern und experimentell bestätigte Phänomene wie die Baryon-Asymmetrie im Universum erklären.

über Neutronenleiter wichtig, um solche Experimente überhaupt mit den zu untersuchenden Neutronen zu versorgen.

Eine wichtige Grösse bei der Speicherung ultrakalter Neutronen ist die Verlustwahrscheinlichkeit pro Wandstoss μ . Zu den am meisten verwendeten Materialien gehört Beryllium, da es Neutronen mit Energien bis 250 neV speichern kann mit $\mu_{Be} \lesssim 10^{-4}$, abhängig von der Temperatur und der Energie der Neutronen [2],[3]. Beryllium ist jedoch giftig und daher schwierig zu verarbeiten und zu handhaben. Das ebenfalls bewährte Fomblinöl hat eine noch kleinere Verlustwahrscheinlichkeit ($\lesssim 10^{-5}$), reflektiert jedoch nur Neutronen mit Energien, die tiefer sind als etwa 100 neV [4],[5]. Zudem ist bei Speichermessungen oftmals ein wiederholtes Auftragen des Öles auf die Wände des Speichervolumens nötig, was die Anwendung erschwert. Eine vielversprechende Alternative ist diamantähnlicher Kohlenstoff (DLC), welcher Neutronen mit Energien bis ~ 280 neV (je nach Anteil der sp^3 Diamantbindung) speichern kann und zudem ungiftig, hydrophob und in der industriellen Anwendung zunehmend verbreitet [6]. Seine Eigenschaften bezüglich der Speicherung ultrakalter Neutronen wurden bereits untersucht [7], bis anhin liegen jedoch keine Veröffentlichungen darüber vor.

Es gibt im wesentlichen drei verschiedene experimentelle Methoden, um ultrakalte Neutronen zu speichern und dabei die Verlustwahrscheinlichkeit pro Wandstoss zu messen. In der ersten Methode dienen neben dem eigentlichen Probenmaterial mechanische Ventile als Abschluss des Speichervolumens [8],[3]. Über sie werden Neutronen eingefüllt und später wieder ausgeleert. Das Problem sind die vorhandenen Schlitze in einer solchen Apparatur, über die ultrakalte Neutronen das Speichervolumen verlassen können und damit nicht zur effektiven Wandstossverlustrate beitragen. In einer zweiten, sogenannten Kofsch-Methode (russisch für Schöpfkelle), vermeidet man deshalb jegliche Schlitze und benutzt statt dessen eine Art beschichteten Kessel als Speichervolumen [2],[9]. Der Kessel steht anfangs auf dem Kopf, während Neutronen von unten her eingefüllt werden. Wird er um 180° gedreht, können die ultrakalten Neutronen durch das Probenmaterial und das Gravitationsfeld der Erde darin gespeichert werden. Die Schwierigkeit hierbei liegt in der Beschichtung des Speichervolumens, das gewöhnlich nicht rund ist, sondern eine Anzahl von Kanten aufweist. Die gegenwärtige Technologie erlaubt keine Beschichtung von zu grossen ($\sim \text{m}^3$) oder zu komplizierten Geometrien. Aufgrund dieser Nachteile wurde für das betrachtete Experiment eine dritte Methode gewählt. Sie benützt anstelle eines mechanischen Ventils ein Magnetfeld als Abschluss des Speichervolumens und vermeidet somit einen Neutronenverlust aufgrund vorhandener Schlitze. Neutronen werden in einem einfachen Rohr mit einem Innendurchmesser von ~ 7 cm gespeichert, das mit heutigen Techniken routinemässig beschichtet werden kann.

Gerade bei Experimenten mit polarisierten Neutronen oder magnetischer Speicherung ist die Wahrscheinlichkeit eines Spinflips (d.h. das Umdrehen der Spinrichtung) pro Wandreflektion β von entscheidender Bedeutung. Diese Depolarisation ultrakalter Neutronen wurde das erste Mal im Jahr 2000 beobachtet [10]. Für Beryllium wurde ein temperaturunabhängiges β von $\sim (1 - 2) \cdot 10^{-5}$ im Bereich von 80 bis 300 K gemessen, für Fomblin ist der Wert etwa halb so gross [11]. Neben den inkohärenten Wechselwirkungen der Neutronen mit Oberflächen, könnte auch die Spinflipwahrscheinlichkeit eine wichtige Rolle bei der Erklärung der sogenannten anomalen Verluste spielen (die auch bei nichtmagnetischer Speicherung beobachtbar sind). Dieser Begriff wurde aufgrund der grossen Diskrepanz zwischen theoretisch erwartetem und (ein bis zwei Grössenordnungen höherem) experimentell gemessenem Wert von μ eingeführt und die Herkunft dieser Verluste ist bis heute nicht geklärt.

Kapitel 2

Ultrakalte Neutronen

Neutronen wechselwirken mit allen bekannten Kräften, unterliegen also der Gravitation, der schwachen, elektromagnetischen und starken Wechselwirkung. In den folgenden Abschnitten werden die wichtigsten Auswirkungen dieser Kräfte auf ultrakalte Neutronen beschrieben.

2.1 Die Gravitationswechselwirkung

Anders als in den meisten Gebieten der Neutronenphysik, wo der Effekt der Gravitation vernachlässigbar klein ist, spielt das Gravitationsfeld der Erde für ultrakalte Neutronen eine wichtige Rolle. Es ist durch

$$V_g = mgh \quad (2.1)$$

gegeben und die entsprechende Kraft, die auf ein Neutron in diesem Feld wirkt, kann geschrieben werden als

$$F_g = 102 \cdot 10^{-9} \text{ eV m}^{-1}. \quad (2.2)$$

2.2 Die schwache Wechselwirkung

Eine Konsequenz der schwachen Wechselwirkung ist die Instabilität des freien Neutrons. Es zerfällt über die Reaktion

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e + 782 \text{ keV} \quad (2.3)$$

mit einer Zerfallszeit $\tau_n = (885.7 \pm 0.8) \text{ s}$ [12]. Dies stellt die natürliche obere Grenze in der erreichbaren Speicherzeit dar. Neutronen sind nur innerhalb von Atomkernen langlebiger. Um freie Neutronen zu untersuchen, muss ihre Bindung im Kern, z.B. mittels Kernspaltung oder Spallation, gelöst werden.

2.3 Die magnetische Wechselwirkung

Obwohl das Neutron elektrisch neutral ist, besitzt es dennoch ein magnetisches Dipolmoment und als Fermion einen Spin der Grösse $\frac{1}{2}\hbar$. Das magnetische Moment des Neutrons wechselwirkt mit einem äusseren magnetischen Feld $\vec{B}(\vec{r})$ über die Beziehung

$$V_m = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r}) = \pm 60 B \cdot \text{neV/Tesla}, \quad (2.4)$$

wobei das Vorzeichen von der relativen Richtung des Spins zur Richtung des Feldes bestimmt wird. Da das Neutron ein negatives magnetisches Moment besitzt ($\mu = -1.91\mu_K$, mit dem Kernmagneton $\mu_K = e\hbar/2m_p$, wobei m_p die Masse des Protons bezeichnet), entspricht das positive Vorzeichen einer parallelen Ausrichtung. In einem inhomogenen Feld erfährt das Neutron eine Kraft

$$\vec{F}_m = -\vec{\nabla}V_m = \vec{\nabla}[\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r})] = \pm|\vec{\mu}|\vec{\nabla}|\vec{B}(\vec{r})|, \quad (2.5)$$

wobei in der letzten Gleichung der adiabatische Fall angenommen wurde. Er gilt dann, wenn die Bewegung des Neutrons so langsam ist, dass sein magnetisches Moment stets die selbe Orientierung zum Magnetfeld beibehält. Dies setzt voraus, dass die Zeitabhängigkeit des Feldes, die vom Neutron wahrgenommen wird, wenn es sich durch das inhomogene Feld bewegt, viel kleiner ist als die Präzessionsfrequenz (Larmorfrequenz) des Neutronmoments im Feld:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{|\vec{B}|} \cdot \left| \frac{d\vec{B}}{dt} \right| \ll \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{B}}{\hbar} = \omega_L. \quad (2.6)$$

Wird die Bedingung in Gleichung 2.6 stark verletzt, das heisst $\omega_L\tau \ll 1$, dann tendiert das Dipolmoment des Neutrons dazu, seine Richtung im Raum beizubehalten.

2.4 Die starke Wechselwirkung

Das Potential, in dem sich das Neutron innerhalb eines Atomkernes bewegt, kann (bei tiefen Energien) als sphärischer Topf mit einer Tiefe von etwa 40 MeV und einem Radius R von etwa $R_0A^{1/3}$, mit $R_0 = 1.21$ fm und A die Massenzahl des Atomkerns, beschrieben werden. Neutronen können nicht nur an Kernen gestreut, sondern auch von ihnen eingefangen werden. Diese Absorption resultiert in der Emission von γ -Strahlen oder geladenen Teilchen, was für den indirekten Nachweis von Neutronen verwendet werden kann. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktionen ist proportional zu $|M|^2/(\text{einfallender Fluss})$, mit einem Matrixelement

$$M = \langle \psi_f | V_{int} | \psi_i \rangle, \quad (2.7)$$

wobei $|\psi_{i,f}\rangle$ den Anfangs- bzw. Endzustand des Neutrons bezeichnet und der einfallende Fluss proportional zu v_i , der einfallenden Geschwindigkeit des Neutrons, ist. Da die starke Wechselwirkung (wenn auch nur in einem sehr kleinen Bereich) viel grösser als die Energie des einfallenden Neutrons ist, wird sich die Wellenfunktion $\psi_i(r)$ sehr stark von der ungestörten einfallenden Wellenfunktion unterscheiden, jedoch nur über eine sehr kurze Distanz. Weil die betrachteten Neutronenergien aber so klein sind im Vergleich zur Stärke der Wechselwirkung, sind die gestörte Wellenfunktion und das Matrixelement praktisch unabhängig davon. Der Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{abs} ist also proportional zu $1/v_i$.

2.4.1 Streuung an einem einzelnen Kern

Für langsame Neutronen mit einer de Broglie Wellenlänge, die

$$kR = \frac{2\pi R}{\lambda} \ll 1 \quad (2.8)$$

erfüllt, kann die Gesamtwellenfunktion ausserhalb des Potentialtopfes (einfallende ebene Welle $e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ plus gestreute Welle) geschrieben werden als

$$\psi = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (2.9)$$

wobei die Streuamplitude $f(\theta)$ aus den Grenzbedingungen bei $r = R$ folgt und das Streuzentrum im Ursprung lokalisiert sei. Da die Wellenlänge des Neutrons viel grösser ist, als die Reichweite der Kernkräfte, überwiegt die s-Wellen Streuung (orbitaler Drehimpuls, $l = 0$) und ein Neutron, das in einem Abstand λ am Kern vorbeifliegt, wird nicht gestreut. Man erhält damit

$$f(\theta) = \text{konstant} = -a, \quad (2.10)$$

wobei a als die Streulänge bezeichnet wird. Daraus ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt pro Raumwinkelement zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 = a^2. \quad (2.11)$$

In der Praxis wird die Streulänge a als experimentell bestimmter Parameter verwendet und kann auch spin-abhängig sein, obwohl diese Abhängigkeit für viele Kerne schwach ist.

Zwar bewirken die Kernkräfte eine starke Änderung der Wellenfunktion, die vorderhand keine störungstheoretische Beschreibung des Streuprozesses erlauben. Die Änderung jedoch erfolgt nur über sehr kleine Distanzen und die Wellenfunktion ist ausserhalb der Reichweite der Wechselwirkung nur in geringem Masse verändert, sodass es möglich ist, ein äquivalentes Potential $U(\vec{r})$ einzuführen und die leicht veränderte Wellenfunktion mittels Störungstheorie zu berechnen [13].

Es wird angenommen, dass

$$U(\vec{r}) = \begin{cases} -U_0 & \text{für } |\vec{r}| < \rho \\ 0 & \text{für } |\vec{r}| > \rho, \end{cases} \quad (2.12)$$

wobei die Distanz ρ so gewählt wird, dass die Bedingungen $\rho \ll \lambda$, $\rho \gg a$ und $\rho \gg R$ erfüllt sind. Falls weiterhin

$$U_0 \ll E, \quad (2.13)$$

wobei $E = \hbar^2 k^2 / 2\mu$ die Energie des Neutrons mit der reduzierten Masse μ ist, dann kann die Born Approximation für das effektive Potential U verwendet werden und man erhält schliesslich [8]:

$$U_F(\vec{r}) = \frac{2\pi\hbar^2 a}{\mu} \delta^{(3)}(\vec{r}) \quad (\text{Fermi Potential}). \quad (2.14)$$

2.4.2 Streuung an einer Vielzahl von Kernen

Für eine Vielzahl N von Atomen, die sich an Orten R_i befinden ($i = 1, \dots, N$), wird Gleichung (2.14) zu

$$U_F(\vec{r}) = \frac{2\pi\hbar^2 a}{m} \sum_i \tilde{a}_{(i)} \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{R}_i), \quad (2.15)$$

wobei von nun an $\tilde{a}_{(i)} = \frac{m}{\mu} a_{(i)}$, die gebundene Kernstreu­länge für den i ten Kern, verwendet wird, um die Masse des Neutrons benutzen zu können. Unter Verwendung dieses Potentials ergibt sich ein differentieller Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a_{coh}^2 \left| \sum_i e^{i\vec{Q}\cdot\vec{R}_i} \right|^2 + N a_{inc}^2, \quad (2.16)$$

wobei $\vec{Q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f$ den Impulsübertrag während der Streuung (dividiert durch \hbar) bezeichnet [8]. Gleichung (2.16) definiert die kohärente und inkohärente Streulänge a_{coh} und a_{inc} bzw. den kohärenten und den inkohärenten Streuwirkungsquerschnitt. Inkohärente Streuung tritt deshalb auf, weil Kerne verschiedener Isotope, verschiedener Elemente oder in verschiedenen Spin­zuständen Neutronen unterschiedlich streuen. In einem System, in welchem alle streuenden Kerne die selbe Streulänge haben, existiert keine inkohärente Streuung.

2.4.3 Reflexion ultrakalter Neutronen an Oberflächen

Nach Gleichung (2.15), kann die Oberfläche eines Materials mit positiver Streulänge a als Potentialstufe der Höhe

$$V = \frac{2\pi\hbar^2}{m} N a \quad (2.17)$$

beschrieben werden [8], wobei N die Anzahl­dichte der Atome im Material ist, die als homogen angenommen wird. Dies stellt ein einfaches quantenmechanisches Problem dar, das eindimensional betrachtet und gelöst werden kann. Mit k als Wellenvektor des freien Neutrons und k' als Wellenvektor des Neutrons im Bereich der Potentialstufe ist die Amplitude der reflektierten Welle

$$R = \frac{k - k'}{k + k'} = \frac{(E_{\perp})^{1/2} - (E_{\perp} - V)^{1/2}}{(E_{\perp})^{1/2} + (E_{\perp} - V)^{1/2}}, \quad (2.18)$$

wobei $E_{\perp} = E \cos^2(\theta)$ die ‘‘Energie senkrecht zur Oberfläche’’, mit Einfallswinkel θ , sein soll. Für $E_{\perp} > V$ ist k' reell und die Reflektions­wahrscheinlichkeit $|R^2| < 1$. Für $E_{\perp} < V$ ist $k' = i\kappa = i\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(V - E_{\perp})}$ und $|R|^2 = 1$. In diesem Fall hat die transmittierte Welle die Form

$$T e^{ik'x} = T e^{-\kappa x} = \left(\frac{2k}{k + i\kappa} \right) e^{-\kappa x}, \quad (2.19)$$

wenn vorausgesetzt wird, dass die Potentialstufe bei $x = 0$ lokalisiert ist. Für gute Neutronenreflektoren wie Beryllium ($V = 252$ neV) liegt die Eindringtiefe $1/\kappa$ in der Größenordnung von 100 \AA . Obwohl also Neutronen mit einer Gesamtenergie $E < V$ für jeden beliebigen Einfallswinkel total reflektiert werden, können sie dennoch mit den Atomen innerhalb der Oberfläche wechselwirken. Die beiden wichtigsten Wechselwirkungen sind Neutronenabsorption und inelastisches Hochstreuen. Absorption tritt dann auf, wenn ein Neutron, während es sich im Kernpotential aufhält, in einen gebundenen Zustand innerhalb des Kernes wechselt. Als eine Folge davon wird γ -Strahlung emittiert. Da die Atome des reflektierenden Materials bei endlicher Temperatur in ständiger zufälliger Bewegung um ihre Gleichgewichtslage sind, kann ein Teil der Energie dieser thermischen Anregung an das einfallende Neutron übertragen werden und man spricht von *up-scattering*. Mit einer Energie $E > V$ wird das Neutron bei

weiteren Stößen an Materialoberflächen nicht mehr reflektiert und geht somit verloren. Diese Verluste können durch einen zusätzlichen imaginären Anteil im Potential der Oberfläche beschrieben werden. Die Schrödinger-Gleichung lautet dann

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + (V - iW)\psi \quad (2.20)$$

und führt in der Kontinuitätsgleichung eine zusätzliche Verlustrate der Wahrscheinlichkeitsdichte ρ ein:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j} = -\frac{2W}{\hbar} \rho, \quad (2.21)$$

mit der üblichen quantenmechanischen Stromdichte $\vec{j} = -\frac{i\hbar}{2m}(\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*)$. Für Materialien, die zur Speicherung ultrakalter Neutronen verwendet werden, beträgt das Verhältnis $\eta = \frac{W}{V}$ einige 10^{-5} (für Beryllium sagt die Theorie einen Wert $\eta = 0.5 \cdot 10^{-5}$ bei Raumtemperatur voraus), d.h. $W \ll V$. Um die Reflektionswahrscheinlichkeit auszurechnen, können deshalb in Gleichung (2.18) (mit dem neuen Potential $V - iW$) die Terme zweiter und höherer Ordnung in W vernachlässigt werden. Man erhält damit

$$|R|^2 = 1 - 2\eta \left(\frac{E \cos^2 \theta}{V - E \cos^2 \theta} \right)^{1/2} \equiv 1 - \mu(E, \theta), \quad (2.22)$$

wobei $\mu(E, \theta)$ die Verlustwahrscheinlichkeit pro Wandstoss definiert.

In einem Speichervolumen, dessen Oberflächen nicht vollkommen glatt sind, wird ein gewisser Anteil ($\sim 1\%$ im Falle einer gut polierten Oberfläche) der Wandstöße eine diffuse Reflektion zur Folge haben und somit die Flugrichtung der Neutronen nach genügend vielen Stößen zufällig verteilt sein. μ kann dann für eine gegebene Energie über den Einfallswinkel gemittelt werden. Benützt man, dass die Rate der auf eine Oberfläche einfallenden Teilchen proportional ist zu

$$\cos \theta d\Omega = 2\pi \cos \theta \sin \theta d\theta, \quad (2.23)$$

so ist die mittlere Verlustwahrscheinlichkeit pro Wandstoss für ultrakalte Neutronen mit Energie E gegeben durch

$$\bar{\mu}(E) = 2 \int_0^1 \mu(E, \theta) \cos \theta d(\cos \theta) = 2\eta \left[\frac{V}{E} \sin^{-1} \left(\frac{E}{V} \right)^{1/2} - \left(\frac{V}{E} - 1 \right)^{1/2} \right]. \quad (2.24)$$

$\bar{\mu}(E)$ ist in Abbildung 2.1 in Einheiten von η als Funktion von E/V gezeichnet. (Der Querstrich halber wird der Querstrich in Zukunft weggelassen.)

Wie bereits in der Einleitung kurz erwähnt, kann eine Depolarisation der Neutronen ebenfalls Verluste bewirken, wenn magnetische Felder für die Speicherung benützt werden. Daraus resultiert die Beobachtung einer scheinbar höheren Verlustwahrscheinlichkeit μ . Man nimmt an, dass ultrakalte Neutronen bei der Reflektion infolge inkohärenter Streuung an para- oder ferromagnetischen Zentren in der Materialoberfläche ihren Spin umdrehen können. Solche mikroskopischen, lokalen Unreinheiten können auch in nichtmagnetischen Materialien vorkommen und die Polarisierung ultrakalter Neutronen verändern. Dies wurde experimentell mit einer Spinflipwahrscheinlichkeit pro Wandreflektion von $\sim 10^{-5}$ beobachtet [10]. Der Ursprung dieser inkohärenten Streuung ist bis anhin aber unbekannt und Gegenstand aktueller Forschung.

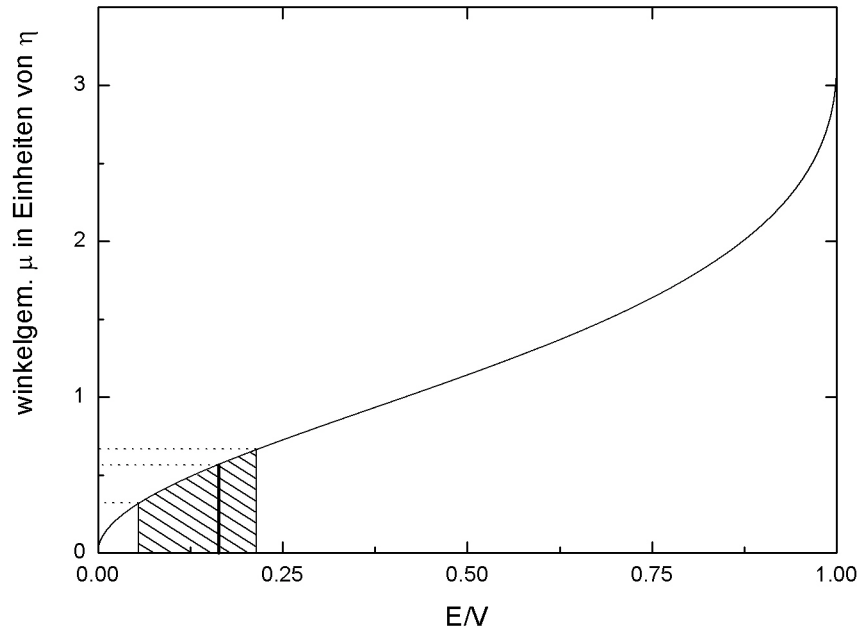


Abbildung 2.1: Die winkelgemittelte Verlustwahrscheinlichkeit pro Wandstoss $\bar{\mu}$, in Einheiten von $\eta = W/V$ (materialabhängig) und als Funktion der (kinetischen) Energie E der gespeicherten Neutronen. Der Bereich, der im betrachteten Experiment (mit den DLC-Proben) ausgemessen wurde, ist schraffiert dargestellt. Die mittlere kinetische Energie der gespeicherten Neutronen wird durch die dicke Linie gekennzeichnet.

Das beschriebene Experiment speichert Neutronen mit einer Gesamtenergie zwischen ~ 22 und ~ 84 neV (siehe Kapitel 5). Simulationen haben gezeigt, dass im Falle einer Oberfläche, die einen gewissen Anteil diffuser Reflexionen bewirkt und für ein Speichergefäß, das nach oben hin durch die Schwerkraft abgeschlossen wird, die Anzahl Wandstöße linear mit zunehmender Höhe abnimmt [14]. Das bedeutet, dass die Wandstöße im Mittel auf einer Höhe, die $1/3$ der Gesamthöhe entspricht, stattfinden, wo die relevante kinetische Energie der Neutronen $2/3$ der Gesamtenergie beträgt. Die kinetische Energie liegt also zwischen 15 und 56 neV. Für diamantähnlichen Kohlenstoff beträgt das Fermi-Potential ~ 260 neV¹. Daraus ergibt sich ein Energiebereich, der in Abbildung 2.1 schraffiert dargestellt ist. Da eine energieabhängige Betrachtung von μ den Rahmen dieser Diplomarbeit sprengen würde, wird für die hier vorgestellte Analyse ein energieunabhängiges μ_0 angenommen, das den Wert von μ an der Stelle der mittleren (kinetischen) Energie (~ 42 neV, siehe Kapitel 5) bezeichnen soll. Man kann in Abbildung 2.1 erkennen, dass diese Annahme einen systematischen relativen Fehler bewirkt, der etwa 20% zu höheren und etwa 40% zu niedrigen Energien hin beträgt. Somit sollte die Bestimmung von μ_0 eine Abschätzung für das wahre energiegemittelte μ erlauben.

¹Das Fermi-Potential ist abhängig vom Verhältnis der Anteile an graphit- (170 neV) und diamantähnlichem (282 neV) Kohlenstoff im Material. Die angegebenen 260 neV sind typisch für den hier verwendeten DLC.

Kapitel 3

Messapparatur

3.1 Übersicht des Experimentes

Das Ziel des Experimentes war die Untersuchung der Speicherfähigkeit verschiedener Proben. Also mussten die material- und temperaturabhängigen Grössen μ und β mit der verwendeten Apparatur bestimmt werden können. Hier soll gezeigt werden, wie diese Anforderung experimentell erfüllt wurde. Welche Daten genau gemessen werden müssen, um die Berechnung der Spinflip- und Verlustwahrscheinlichkeiten zu ermöglichen, welche Prozeduren dazu nötig sind und wie die Berechnungen im Detail zu machen sind, wird in Kapitel 4 erläutert werden. Ein Schema des experimentellen Aufbaus ist in Abbildung 3.1 gegeben.

Über einen Neutronenleiter werden der Apparatur unpolarisierte ultrakalte Neutronen zugeführt. Ein Eingangsventil, das sich etwa zwei Meter vor dem Experiment befindet, erlaubt es, die Neutronen bei Bedarf zurückzuhalten. Ist es geöffnet, gelangen sie zu einer Strahlweiche im unteren Teil der Apparatur und werden an einem polierten Stahlspiegel nach oben durch ein Steigrohr in das Speicherrohr abgelenkt. Über der Strahlweiche befindet sich ein Magnet, dessen Feld als unterer Abschluss des höher gelegenen Speichervolumens dient, indem es fallende Neutronen einer Spinrichtung und genügend tiefer Energie reflektiert. Die Oberfläche des Speicherrohrs ist mit der zu untersuchenden Probe beschichtet. Das Rohr steht in einem Vakuumgehäuse, das wiederum von einer Haltefeldspule umschlossen ist. Diese erzeugt ein axiales Magnetfeld in der Grössenordnung von 20 Gauss, das den Spin der gespeicherten Neutronen davon abhalten soll, in Nullfeldern zu depolarisieren und somit die Bestimmung von β zu verunmöglichen. Auf dem Vakuumgehäuse befindet sich ein Kryo-Kühler, der ein Abkühlen der Probe und somit eine Messung der Temperaturabhängigkeit von μ und β ermöglicht. Das Vakuumgehäuse, das Speicherrohr und auch die Strahlweiche sind an separate Vakuumsysteme angeschlossen, die von mehreren Pumpen betrieben werden. Wird die Strahlweiche in ihre zweite Position gebracht, öffnet sich der Durchgang vom Speichervolumen zum Detektor, der am unteren Ende der Apparatur angebracht ist und die aus dem Speicherrohr einfallenden Neutronen zählt.

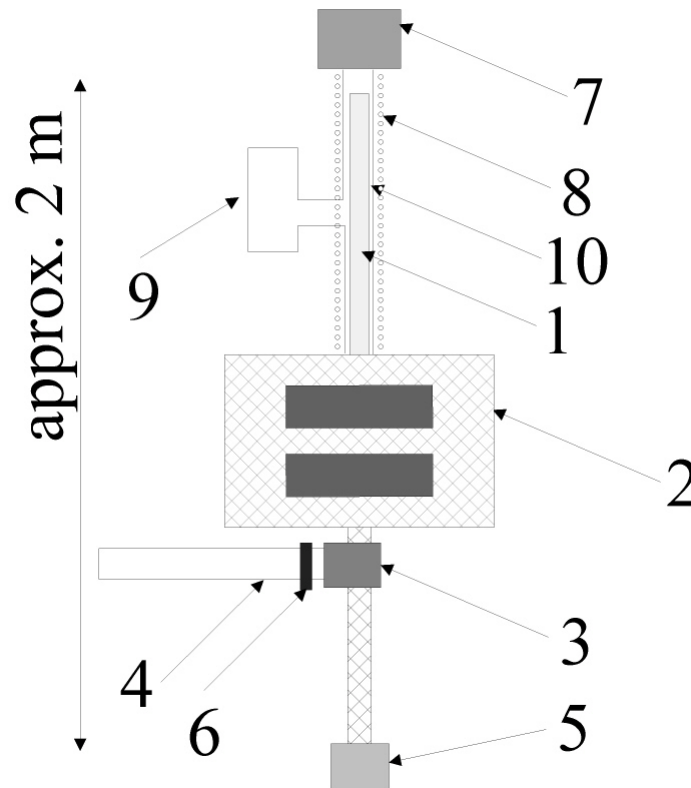


Abbildung 3.1: Die Messapparatur: 1 - Speicherrohr, dessen Oberfläche mit der zu untersuchenden Probe beschichtet ist, 2 - Magnet mit Eisenjoch, 3 - Strahlweiche, 4 - Neutronenleiter, 5 - Detektor, 6 - Eingangsventil, 7 - Kryo-Kühler, 8 - Haltefeldspule, 9 - Vakuumpumpe, 10 - Vakuummantel.

3.2 Die einzelnen Bestandteile des Experimentes

3.2.1 Die Proben

Für das Experiment standen mehrere Proben unterschiedlicher Hersteller zur Verfügung. Die Auswahl an Speichermaterialien beschränkte sich auf Beryllium und diamantähnlichen Kohlenstoff (diamond-like Carbon, DLC), dessen Eigenschaften bezüglich Speicherkapazität und Beschichtung von Oberflächen gegenwärtig am PSI untersucht werden [6]. Sie sind auf verschiedenen Trägermaterialien mit unterschiedlichen Methoden, Magnetron sputtering, Pulsed Laser Deposition (PLD) und dem Laser-Arc-Verfahren (auch Vacuum Arc Deposition genannt) aufgetragen worden.

Die Beryllium-Proben des Petersburg Nuclear Physics Institute (PNPI) sollten als Referenz dienen, da in den früheren Speichereperimenten mit ultrakalten Neutronen grösstenteils Beryllium-Beschichtungen verwendet wurden und sich die veröffentlichten Resultate darauf beziehen. Des weiteren wurde das Experiment mit einer Beryllium-Probe der Technischen Universität München und zwei DLC-Proben vom Virginia Tech [15] beliefert. Analysiert wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit jedoch nur die beiden DLC-Proben (Diamor[®]), die vom Fraunhofer Institut Werkstoff- und Strahltechnik in Dresden bereitgestellt wurden [16]. DLC

war dabei auf flexible Folien mit einer Schichtdicke von 150 nm (auf Aluminium) und 120 nm (auf PET) aufgetragen worden. Eine Übersicht der verwendeten Proben ist in Tabelle 3.1 gegeben.

Probe	Träger	Hersteller	Methode
Be	Al, Quartz	PNPI, Russland	Magnetron sputtering
Be	Al	TUM, Deutschland	Magnetron sputtering
DLC	Al, Quartz	VT, USA	PLD
DLC (Diamor [®])	Al-, PET-Folie	IWS, Deutschland	Laser-Arc-Verfahren

Tabelle 3.1: Die verwendeten Proben, ihre Trägermaterialien, die Hersteller und die Herstellungsmethoden. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden nur die beiden letztgenannten DLC-Proben (Diamor[®]) aus Deutschland analysiert.

Alle Proben befinden sich in einem 1080 mm langen Rohr mit einem Innendurchmesser von 70 mm, das als Trägermaterial dient. Mit Ausnahme der beiden Folien-Proben war die Innenseite des Rohres direkt mit dem zu untersuchenden Speichermaterial beschichtet worden. Um die Folien in einem entsprechenden Rohr zu fixieren, wurden ihre Kanten zusammengeklemt und in der Wand des Rohres befestigt, so dass sich ein tropfenförmiger Querschnitt ergibt. Dies gestaltete sich für die weniger flexible Aluminiumfolie schwierig und machte die Verwendung einer zusätzlichen Befestigungsleiste notwendig. Abbildung 3.2 zeigt die untere Öffnung der verwendeten Speicherrohre mit den fixierten DLC-Folien. Bei dieser Befestigungsart entsteht kein Schlitz, durch den die Neutronen das Speichervolumen verlassen können. Es wurde durch Simulationen gezeigt, dass sich Neutronen im engeren Bereich in der Nähe der Befestigung der Folien nur für kurze Zeit aufhalten und dann in andere Regionen reflektiert werden [14]. Es ist also keine Zunahme der Verlustrate aufgrund einer stark ansteigenden Wandstossfrequenz in diesem Bereich zu erwarten.

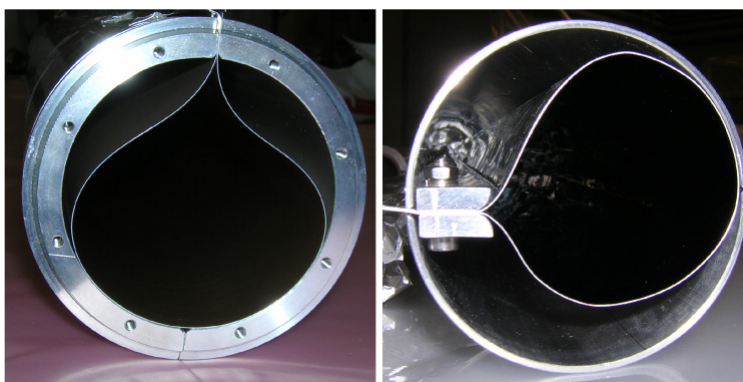


Abbildung 3.2: Die beiden DLC-Proben auf Folie. Auf dem linken Bild sieht man die PET-Folie, auf dem rechten die Aluminiumfolie tropfenförmig im Aluminiumrohr eingespannt.

3.2.2 Die Strahlweiche

Um zwischen einer Verbindung vom Neutronenleiter zum Speichervolumen für das Einfüllen der Neutronen und einer Verbindung vom Speichervolumen zum Detektor für die Zählung

der gespeicherten Neutronen wechseln zu können, wird eine Strahlweiche aus rostfreiem Stahl benützt. In ihrer Füllstellung sorgt ein polierter Stahlspiegel, der um 45° gegenüber dem Speiserohr und dem Steigrohr geneigt ist, dafür, dass die Neutronen ins Speicherrohr gelangen. In ihrer Entleer- oder Zählstellung dient die Strahlweiche als einfaches vertikales Rohr, das Steigrohr und Detektor verbindet. Sie wird mit Druckluft betrieben und ändert innerhalb von ein bis zwei Sekunden ihre Stellung. Abbildung 3.3 zeigt das Innenleben der Strahlweiche mit ihren zwei Stellungen, sowie das Rohr, in welchem sie mit Druckluft hin und her bewegt wird. Auch ihre Anschlüsse an das Vakuumsystem sind dargestellt.

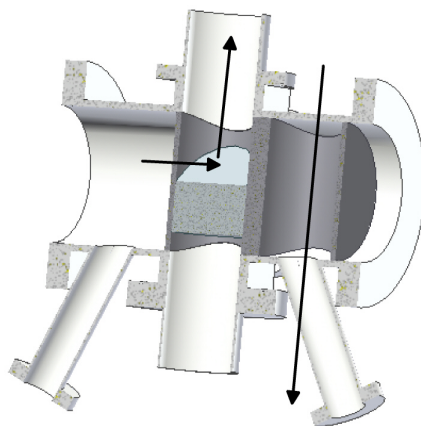


Abbildung 3.3: Die Strahlweiche in Füllstellung. Die Neutronen treffen von vorne (senkrecht zur Schnittebene) auf den Stahlspiegel und werden nach oben ins Speichervolumen abgelenkt. Die zweite Stellung der Strahlweiche (auf der rechten Seite) gäbe den Weg vom Speicherrohr in den Detektor frei. Mit Druckluft wird von einer Stellung in die andere gewechselt. Die beiden unteren diagonalen Rohre verbinden die Strahlweiche mit dem Vakuumsystem.

3.2.3 Der Magnet

Um die Möglichkeit auszuschliessen, dass Neutronen das Speichervolumen durch Schlitzte oder Löcher in mechanischen Verschlüssen verlassen und verlorengehen, wird das Speicherrohr nach unten hin mit Hilfe eines Magnetfeldes abgeschlossen. Es wird von einem konventionellen Dipolmagneten, mit einer maximalen Leistung von 60 kW (300 A / 200 V), erzeugt. Er wurde für dieses Experiment mit einer Bohrung von 81 mm versehen, um das Vakuumgehäuse einlassen zu können. Die zwei Spulen müssen mit einem Druck von 12 bar wassergekühlt werden, um nicht zu überhitzen. Sie umschliessen das Speicherrohr in einem Abstand von wenigen Zentimetern und erzeugen darin ein Magnetfeld, das im Bereich zwischen den Spulen vorwiegend in vertikale Richtung zeigt und weiter oben zunehmend zu den Ränder des Speicherrohres hin gebogen ist. Die maximale Magnetfeldstärke von 1.52 Tesla kann in weniger als drei Sekunden erreicht werden, der umgekehrte Vorgang dauert etwa eine Sekunde. Dies ist für das Experiment von grosser Wichtigkeit. Zur Rückführung des Magnetfeldes dient ein rund 3.5 Tonnen schweres Eisenjoch. Die Steuerung des Feldes geschieht mittels Variation einer Regelspannung zwischen null und zehn Volt. Der Spulenstrom ist proportional zu dieser Regelspannung, aufgrund von Sättigungseffekten ist das resultierende Magnetfeld jedoch nur bei kleinen Feldern

proportional zum Strom. Abbildung 3.4 zeigt die zugehörige gemessene Eichkurve. Die Werte für die Feldstärken beziehen sich dabei stets auf das Zentrum des Magnetfeldes, das sich zwischen den zwei Spulen auf der Mittelachse des Speicherrohres befindet. Die Feldstärke nimmt in radialer Richtung mit zunehmendem Abstand von der Mittelachse zu und erreicht am Rand des Rohres (zwischen den zwei Spulen) einen Wert von etwa 2 Tesla. In Abbildung 3.5 ist ein Bild des Magneten und des oberen Teils der Apparatur gezeigt, auf dem die beiden Spulen und das massive Eisenjoch zu sehen sind.

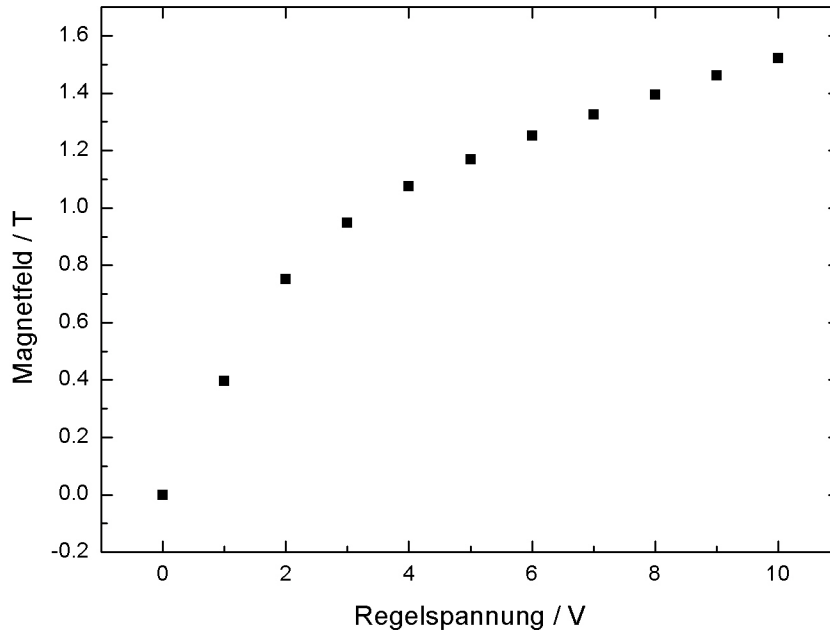


Abbildung 3.4: Die Magnetfeldstärke in Abhängigkeit der Regelspannung. Der Magnet liefert eine maximale Feldstärke von 1.5 Tesla.

3.2.4 Detektor und Datenaufnahme

Für die Zählung der gespeicherten Neutronen wurde ein ^3He -Detektor des Frank Laboratory of Neutron Physics am JINR, Dubna, verwendet. Neutronen gelangen über ein etwa $100\ \mu\text{m}$ dickes Aluminium-Fenster in ein mit ^3He - (18 mbar), CO_2 - (10 mbar) und Argongas (bis etwa 1.1 Atmosphärendruck) gefülltes Volumen, wo sie über die Reaktion



eingefangen werden können. Treffen die erzeugten Protonen oder Tritiumkerne auf ein Argonatom wird dieses entweder ionisiert oder angeregt. Im Falle einer Ionisation produzieren die freigesetzten Elektronen in der Nähe eines unter Hochspannung stehenden vergoldeten Wolframdrahtes eine Ladungswave, welche einen messbaren Spannungspuls bewirkt und so das

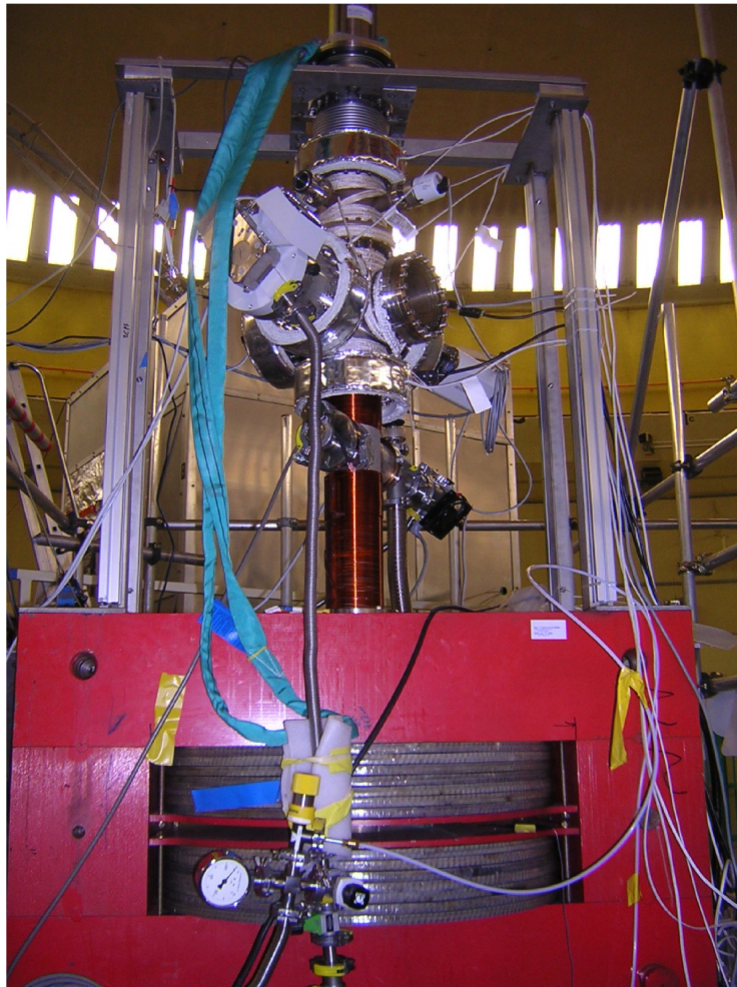


Abbildung 3.5: Der Magnet mit dem oberen Teil der Messapparatur.

Neutron, das die Reaktion ausgelöst hat, indirekt nachweist. Das CO_2 -Gas dient als Absorber von hochenergetischen Photonen die nach einer Anregung der Argonatome abgestrahlt werden und ohne dieses sogenannte Quencher-Gas eine kontinuierliche Entladung bewirken könnten. Der ^3He -Detektor liefert weder eine Energie-, noch eine Ortsinformation des registrierten Neutrons, was für dieses Experiment jedoch auch nicht nötig ist. Die Detektoreffizienz, die nahe an 100% ist, hebt sich in den Berechnungen von τ , μ und β weg (siehe Kapitel 4, Gleichungen (4.2) bis (4.4)) und muss somit nicht bekannt, sondern lediglich stabil sein. Der Detektor wird mit Polyethylen-Blöcken, die thermische Neutronen abbremsen und Borplastik, das als Absorber dient, gegen Untergrundneutronen abgeschirmt.

Die analogen Signale des Detektors werden über einen Diskriminator in digitale Signale umgewandelt und ihre Ankunftszeit mit einer Auflösung von $2 \mu\text{s}$ registriert. Daraus erhält man die Anzahl der eingefallenen Neutronen pro Zeiteinheit $N(t)$, was eine spätere Berechnung der Speicherzeit, sowie der Verlust- und der Spinflipwahrscheinlichkeit pro Wandstoss erlaubt. Zu Kontrollzwecken wurde auch das Pulshöhenspektrum periodisch aufgezeichnet.

3.2.5 Das Heiz- und Kühlsystem

Um soviel wie möglich über die Temperaturabhängigkeit der Spinflip- und Verlustwahrscheinlichkeit erfahren zu können, sollten die Proben über einen grossen Temperaturbereich vermessen werden können, ohne die Beschichtungen unter den Belastungen zu schädigen. Drei Sensoren ermöglichen die Temperaturmessung an verschiedenen Punkten der Apparatur. Der erste ist unmittelbar am Kryo-Kühler angebracht, der zweite etwa 10 cm unterhalb des oberen Randes des Speicherrohres und der dritte etwa 25 cm über dem unteren Rand. Die beiden letzteren sind dabei an der Aussenseite des Rohres befestigt und nicht im Speichervolumen selbst. Der Kryo-Kühler ist über Kupferlitzen sowohl direkt mit dem Speicherrohr, als auch mit einem Kupferrohr, das als Wärmeschild dient, verbunden. Das Speicherrohr wird durch zwei Zentrierringe aus Teflon im Kupferrohr fixiert. Abbildung 3.6 zeigt den Kryo-Kühler und die Kupferlitzen, die ihn mit den beiden Rohren verbindet.

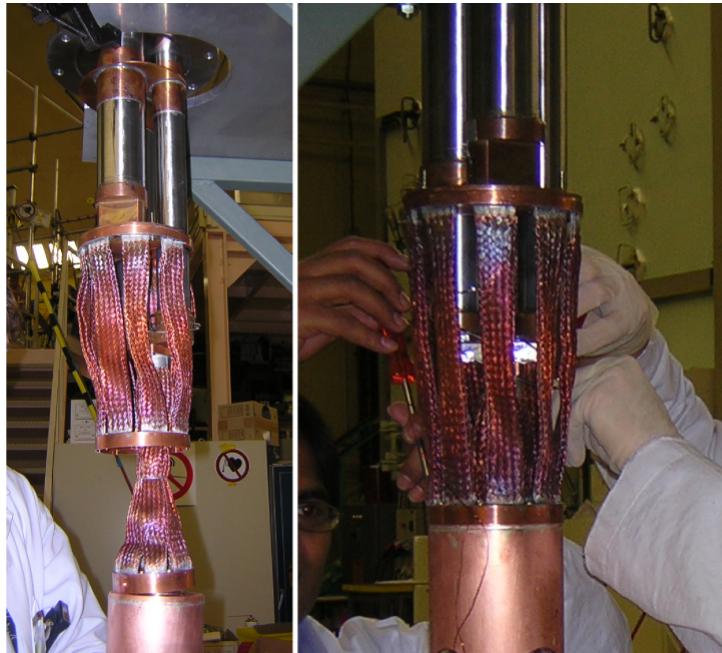


Abbildung 3.6: Der Kryo-Kühler, die Kupferlitzen und der Wärmeschild. Auf dem linken Bild kann man den unteren Teil des Kryo-Kühlers und die befestigten Kupferlitzen für das Probenrohr und das Kupferrohr, das als Wärmeschild dient, erkennen. Auf dem rechten Bild ist das Probenrohr bereits im Kupferrohr fixiert.

Der Kryo-Kühler arbeitet mit einem geschlossenen Helium-Kreislauf und erreichte während der Strahlzeit mit angeschlossenem Speicherrohr tiefste Temperaturen von etwa 50 Kelvin die über lange Zeit aufrechterhalten werden konnten. Ein typischer Abkühlvorgang ist in Abbildung 3.7 für DLC(Al) dargestellt.

Um die Proben aufzuheizen wurden mehrere Methoden geprüft. So wurden beispielsweise Heizwiderstände und -drähte direkt am Probenrohr angebracht. Der Heizvorgang wurde dabei von der Wärmeabgabe der Haltefeldspule unterstützt. Es wurden Höchsttemperaturen von um die 370 Kelvin erreicht und aufrechterhalten.

Wie in Abbildung 3.2 gezeigt, sind die beiden Folien-Proben derart im Halterrohr festge-

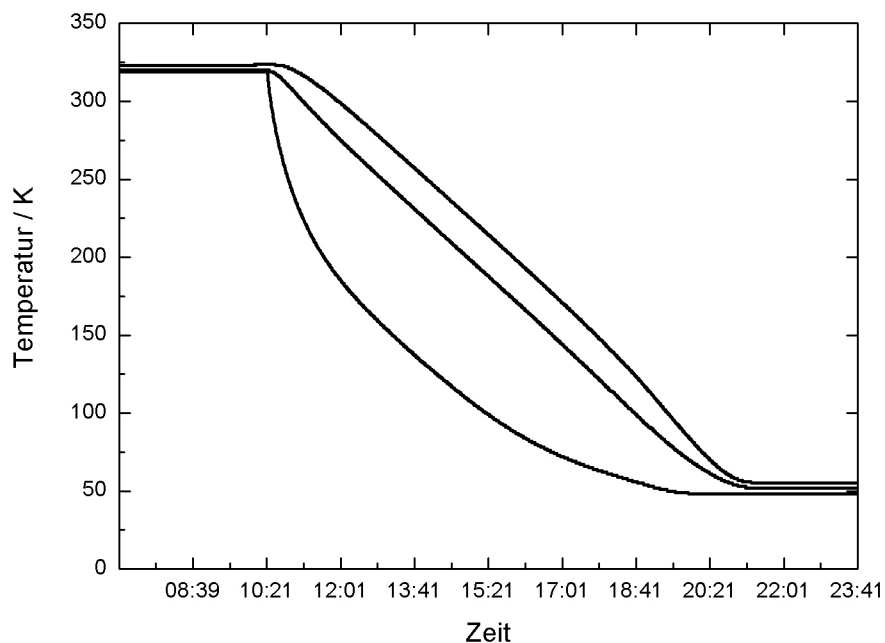


Abbildung 3.7: Der Temperaturverlauf während des Abkühlvorganges für DLC(Al) vom 10. Juni. Der Sensor, der direkt am Kryo-Kühler angebracht war, hat die jeweils tiefsten Temperaturen gemessen, derjenige am oberen Teil des Speicherrohres (10 cm unterhalb der Oberkante) entsprechend höhere und derjenige am unteren Teil des Speicherrohres (18 cm oberhalb der Unterkante) die höchsten.

macht, dass kaum ein direkter thermischen Kontakt zwischen Rohr und Probe besteht. Somit erfolgt die Wärmeübertragung zum grössten Teil über Strahlung und es ist zu erwarten, dass der Temperaturverlauf der Probe während eines Abkühl- oder Aufwärmvorganges gegenüber demjenigen des Halterrohres verspätet ist. Diese Frage wird in Abschnitt 5.5 genauer untersucht.

3.2.6 Das Vakuumsystem

Eine Besonderheit der Messapparatur ist ihr, verglichen mit bisherigen Speichermessungen mit ultrakalten Neutronen, ausserordentlich gutes Vakuum im Speichervolumen von bis zu 10^{-9} mbar. Das Vakuumsystem ist in drei Subsysteme unterteilt. In der Strahlweiche herrscht ein separates Vakuum, das vom restlichen Experiment durch eine $12.5 \mu\text{m}$ dicke Kaptonfolie getrennt wird, die zwischen Strahlweiche und Steigrohr gelegen ist. Es wird von einer separaten Pumpe erzeugt und sein stabiler Tiefstwert liegt im Bereich von 10^{-5} mbar. Im Steig- und Speicherrohr herrscht das sogenannte Probenvakuum, im Rest des Vakuumgehäuses das Isoliervakuum. Aus praktischen Gründen sind das Isolier- und das Probenvakuum an manchen Stellen nur durch den Kontakt zweier Metalle und nicht durch eigentliche Vakuumdichtungen voneinander getrennt. Im Bereich unterhalb von etwa 10^{-3} mbar, wo keine laminare Strömung

mehr auftritt, ist diese Vakuumtrennung jedoch ausreichend.

Im isolierenden Vakuumgehäuse sorgt eine Turbopumpe mit einer Pumpleistung von 70 Litern pro Sekunde für ein Isoliervakuum in der Grössenordnung von einigen 10^{-7} mbar. Das Probenvakuum wird mit einer Pumpleistung von 500 Litern pro Sekunde bis auf einen Wert von wenigen 10^{-9} mbar (im kalten Zustand) gesenkt.

Es werden trockene Vor- und Turbopumpen verwendet, um zu verhindern, dass Ölrückstände ins Speichervolumen und auf die Proben gelangen. In Abbildung 3.8 ist der Druckverlauf aller drei Vakuumsysteme während des Abkühlens von DLC(Al) gezeigt. Es wurde rund 20 Stunden vor dem gezeigten Zeitintervall damit begonnen, die verschiedenen Systeme zu pumpen. Aufgrund der unterschiedlichen Dampfdrücke der in der Apparatur vorhandenen Stoffe, entweichen diese phasenweise und der Druckverlauf zeigt keinen regelmässigen Abfall. Während des Abkühlens kommt es zusätzlich vor, dass gewisse Stoffe auf der Oberfläche des Speicherrohres festfrieren und damit zwar den Druck im Speichervolumen weiter verringern, aber auch die Probe verunreinigen und seine Speicherfähigkeit verschlechtern.

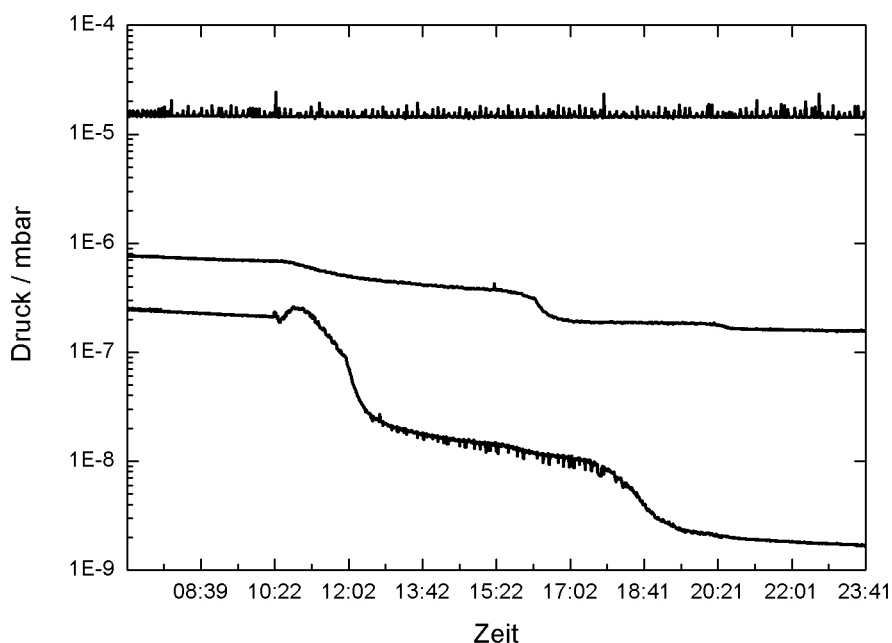


Abbildung 3.8: Die Druckveränderung während des Abkühlens vom 10. Juni. Die oberste Kurve zeigt den Druck des separierten Strahlweichenvakuums, die mittlere den des Isoliervakuums und die unterste den des Probenvakuums.

3.2.7 Die Quelle

Der schwerwassergekühlte Reaktor des Institutes Laue-Langevin stellt die derzeit intensivste Neutronenquelle für Forschungszwecke und einzige Quelle ultrakalter Neutronen im regelmässigen Nutzerbetrieb weltweit dar. Neutronen werden über einen mit ^{58}Ni (das Isotop mit dem

höchsten bekannten Fermipotential von 335 neV, das jedoch sehr teuer ist) beschichteten vertikalen Leiter daraus extrahiert. In Abbildung 3.9 kann man erkennen, wie dieser Leiter aus dem Reaktorbecken des ILL herausragt. Er sieht direkt auf die kalte Quelle (flüssiges D_2 bei 22 K). Die Neutronen fliegen nach oben und werden im Gravitationsfeld der Erde langsamer. Schnellere Neutronen können der Biegung des Leiters nicht folgen und werden so aus dem Strahl ausgefiltert. Neutronen mit einer Geschwindigkeit von nur noch etwa 50 m/s werden schliesslich am Ende des vertikalen Leiters durch Vielfachreflektion an den Nickelblättern der sogenannten Steyerl Turbine [26], die sich mit 25 m/s in Strahlrichtung dreht, bis zu UCN Energien abgebremst.

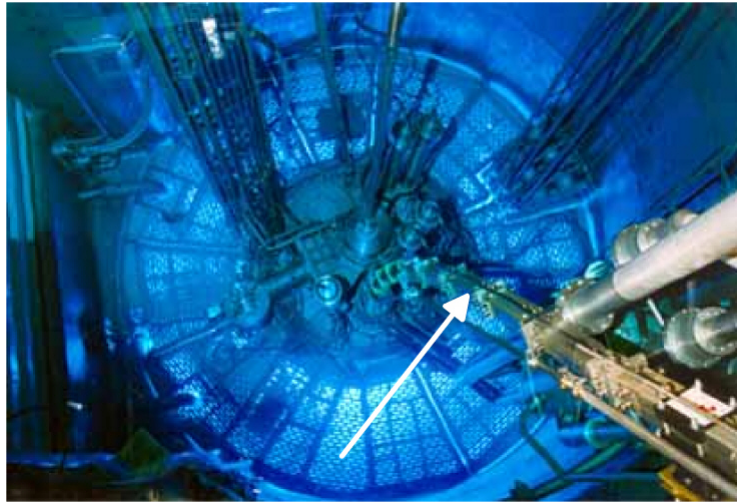


Abbildung 3.9: Blick in das Reaktorbecken am ILL. In der unteren rechten Bildecke ist der vertikale Leiter zu erkennen, der die kalten bis ultrakalten Neutronen zur Turbine befördert, wo sie weiter abgebremst werden (Bildquelle: [17]).

Auf diese Art und Weise wird ein $16 \times 8 \text{ cm}^2$ weiter Strahl ultrakalter Neutronen mit einer Stromdichte von $2.6 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und totalem Strom von $3.3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ (für $v_z < 6.2 \text{ m s}^{-1}$) erzeugt. Das Brennelement des Reaktors lieferte eine Leistung von 53 MW über eine Strahlzeit von 50 Tagen.

Kapitel 4

Messprinzip

Im folgenden Kapitel wird diskutiert, wie mit der betrachteten Apparatur die Speicherzeit τ , die Verlustwahrscheinlichkeit pro Wandstoss μ und die Spinflipwahrscheinlichkeit pro Wandreflektion β gemessen werden kann. Es wird die Annahme gemacht, dass Wandstöße mit dem umgebenden Material die einzige Quelle für Verluste und Depolarisation darstellen (neben dem β -Zerfall).

4.1 Die Berechnung von τ , μ und β

Die Zuwachsrate an Neutronen, die während der Speicherung ihren Spin umdrehen, ist durch

$$\frac{dN^{sp}}{dt} = N^+(t) \cdot \nu \cdot \beta \quad (4.1)$$

gegeben, wobei β die Spinflipwahrscheinlichkeit pro Wandreflektion, ν die Wandstossfrequenz ist und $N^+(t)$ diejenigen Neutronen bezeichnet, deren Spin (+) parallel zum Magnetfeld ausgerichtet ist, sodass sie davon reflektiert werden und im Volumen gefangen bleiben. Die Anzahl der Neutronen, die in einem Zeitintervall $t_2 - t_1$ ihren Spin umdrehen ergibt sich durch Integration von Gleichung (4.1):

$$N_{12}^{sp} = \int_{t_1}^{t_2} N_{in}^+ \cdot e^{-t/\tau} \nu \beta dt = \tau \nu \beta (N_1^+ - N_2^+), \quad (4.2)$$

wobei N_{in}^+ die anfängliche Population an Neutronen zu Beginn der Speicherung ($t = 0$) und N_1^+ bzw. N_2^+ die Population zu Zeiten t_1 bzw. t_2 bezeichnet. τ ist die totale Speicherzeit, die alle auftretenden Verluste (β -Zerfall, Wandstossverluste und Verluste infolge Spinflip) berücksichtigt. Sie ist durch die Beziehung

$$\tau = \frac{t_2 - t_1}{\ln(N_1^+/N_2^+)} \quad (4.3)$$

gegeben. Um sie experimentell zu bestimmen, sind somit zwei Messungen der Anzahl gespeicherter Neutronen zu verschiedenen Zeiten t_1 und t_2 nötig. Die Wandstossfrequenz ν wird mithilfe von MonteCarlo Simulationen berechnet. Wird in einem Experiment auch die

Zahl an spingeflippten Neutronen im betrachteten Zeitintervall gemessen, dann erhält man die Spinflipwahrscheinlichkeit β aus Gleichung (4.2)

$$\beta = \frac{N_{12}^{sp}}{\tau\nu(N_1^+ - N_2^+)} \quad (4.4)$$

und die Verlustwahrscheinlichkeit pro Wandstoss μ aus

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_\mu} + \frac{1}{\tau_\beta} = \frac{1}{\tau_n} + \nu\mu + \nu\beta, \quad (4.5)$$

wobei $\tau_n = (885.7 \pm 0.8)$ s die Zerfallszeit des freien Neutrons [12], τ_μ die Speicherzeit aufgrund von Wandverlusten und τ_β die Speicherzeit aufgrund von Verlusten, die aus Spinflip resultieren, bezeichnen. Es ist zu beachten, dass diese Gleichungen nur dann gelten, wenn man Neutronen mit einer einzelnen festen Energie betrachtet, die alle mit derselben konstanten Frequenz an die Speicherwände stossen¹. Da diese Voraussetzungen im betrachteten Experiment natürlich nicht gegeben sind, wäre es nötig, $\nu(E, h)\mu(E, h)$ und $\nu(E, h)\beta(E, h)$ über alle gespeicherten Energien und über die Höhe des Speichervolumens zu mitteln [5],[8]. Die Wandstossfrequenz ist aufgrund der teilweise diffusen Reflektionen an der Oberfläche des Speichervolumens nicht nur von der Gesamtenergie der gespeicherten Neutronen, sondern auch von der Höhe, auf welcher die Wandstösse erfolgen, abhängig. Auch die kinetische Energie ändert sich mit der Höhe um einen Wert $mg\Delta h$. Um die Formeln (4.3) bis (4.5) trotzdem benutzen zu können, werden deshalb vereinfachende Annahmen gemacht. Zum Einen wird anstelle von $\mu(E)$ ein energieunabhängiges μ_0 angenommen, das die Verlustwahrscheinlichkeit an der Stelle der mittleren (kinetischen) Energie bezeichnen soll (siehe Abschnitt 2.4.3). Zum Anderen wird auch die Spinflipwahrscheinlichkeit energieunabhängig betrachtet und in Zukunft mit β_0 bezeichnet. Es wurde bisher keine Energieabhängigkeit von β (wohl aber von μ) beobachtet und auch die verwendeten Simulationen setzen ein ein β voraus, das energieunabhängig ist.

4.2 Die verschiedenen Messungen

Das Experiment muss in der Lage sein, die drei Grössen N_{12}^{sp} , N_1^+ und N_2^+ in einer Messreihe bei konstanten äusseren Bedingungen zu bestimmen. Um die Wandstossfrequenz $\nu(E)$ für dieses Experiment zu berechnen, sind weiterhin Messungen des Energiespektrums der gespeicherten Neutronen notwendig. In den nächsten Abschnitten werden deshalb die Messprozeduren erläutert, die eine anschliessende Berechnung von τ , μ_0 und β_0 erlauben. In Zukunft werden N_{12}^{sp} als N^{sp} und N_i^+ als N_i geschrieben ($i = 1, 2$), da alle Neutronen, die man am Ende der Speicherung zählt ohnehin einen Spin + haben und diejenigen Neutronen, die ihren Spin auf – wechseln während der Speicherung als N^{sp} gezählt werden.

Jeder Messvorgang besteht aus verschiedenen Phasen, die für die unterschiedlichen Messungen grösstenteils identisch sind. So enthält jede Messung eine Einfüll-, eine Säuberungs-, eine Speicher- und eine Ausleerphase, sowie eine anschliessende Untergrundmessung. Unterschiede ergeben sich, wenn die Dauer der Speicherung oder die Stärke des Magnetfeldes variiert werden.

¹Dies wäre der Fall, wenn man monochromatische Neutronen in einem Volumen speichern könnte, dessen Wände die Neutronen vollkommen spekulär reflektieren würden, da sich in diesem Fall die Geschwindigkeit senkrecht zu den Wänden, und damit auch die Wandstossfrequenz, mit der Höhe nicht ändern würde.

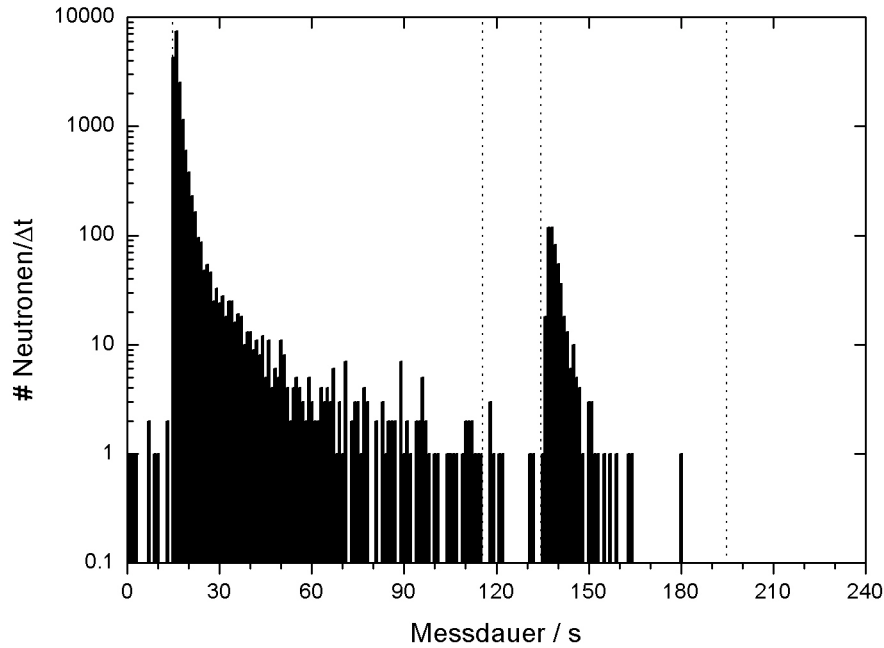


Abbildung 4.1: Histogramm einer N_1 -Messung mit DLC(PET). Man unterscheidet folgende Phasen: Einfüllen (0 – 15 s), Säuberung (15 – 116 s), Speicherung (116 – 135 s), Ausleeren (135 – 195 s) und Untergrundmessung (195 – 237 s) (Für Details siehe Text).

4.2.1 Die N_1 -Messung

Eine typische N_1 -Messung zur Bestimmung von N_1 in Gleichungen (4.3) und (4.4) ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Sie zeigt die vom Detektor gezählten Neutronen während einer Messdauer von 237 Sekunden. Man kann die folgenden Phasen unterscheiden:

Einfüllphase (von 0 bis 15 Sekunden): Die Strahlweiche ist in der Einfüllstellung und schliesst den Durchgang zum Detektor ab. Das Magnetfeld ist ausgeschaltet. Die Neutronen, die während dieser Phase gezählt werden, gelangen durch undichte Stellen oder Schlitze in der Strahlweiche in den Detektor oder stammen aus dem Untergrund. Es wird solange eingefüllt, bis sich im Speichervolumen ein Gleichgewicht in der Neutronendichte eingestellt hat. Um diese Zeit zu bestimmen wurde eine Einfüllkurve gemessen, die in Abbildung 4.2 gezeigt ist. Nach mehr als 15 Sekunden Einfüllzeit lässt sich keine weitere Zunahme in der Neutronendichte erkennen.

Säuberungsphase (von 15 bis 116 Sekunden): Nach einer Messdauer von 12 Sekunden wird der Magnet in drei Sekunden von null auf 1.4 Tesla, d.h. $\sim 90\%$ seiner Leistung hochgefahren und dann die Strahlweiche in die Entleerstellung gebracht. Damit werden nun Neutronen einer Spinrichtung mit einer Energie kleiner als 83.7 neV gespeichert, während Neutronen mit der anderen Spinrichtung oder zu hoher Energie das Speichervolumen verlassen und vom Detektor registriert werden. Ebenfalls wird nach 15 Sekunden

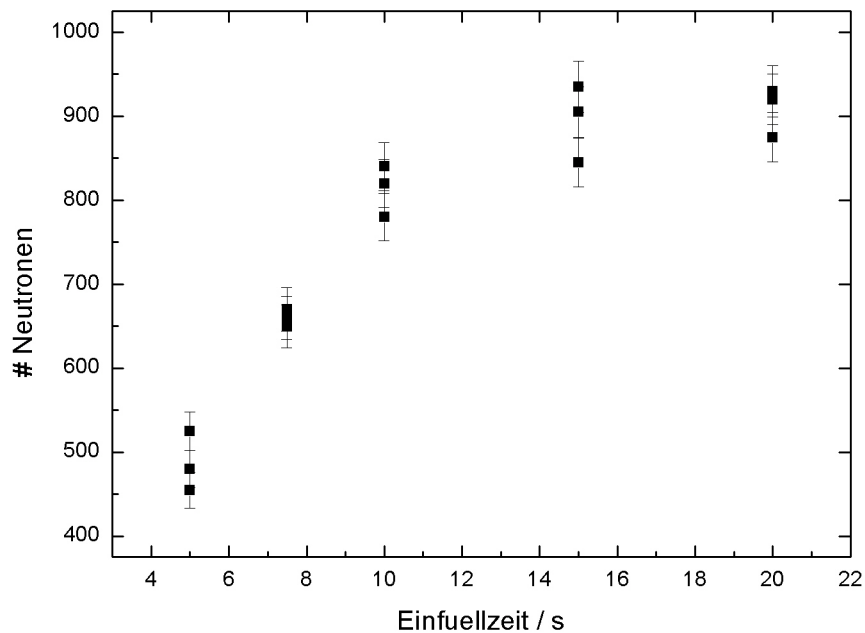


Abbildung 4.2: Die Einfüllkurve. In drei einzelnen Messungen wurden die Dauer der Einfüllphase variiert und die in der anschließenden Säuberungsphase ausfallenden Neutronen gezählt. Es lässt sich keine weitere Zunahme in der Neutronendichte innerhalb des Speichervolumens ab einer Einfüllzeit von 15 Sekunden erkennen.

das Neutroneneingangsventil (6 in Abbildung 3.1) geschlossen. Nach 115 Sekunden wird der Magnet in einer Sekunde auf seine volle Leistung (1.52 Tesla) gebracht und damit die Säuberungsphase beendet. Dieses stufenweise Hochfahren des Magneten dient dazu, die Säuberungsphase so kurz wie möglich zu halten. Es hat sich gezeigt, dass bei einer Säuberung mit konstantem maximalen Magnetfeld viel länger gewartet werden muss, bis alle ungewollten Neutronen das Speichervolumen verlassen haben².

Speicherphase (von 116 bis 135 Sekunden): Die Neutronen werden 19 Sekunden im Volumen gespeichert, um eine klare Trennung zwischen Ausleer- und Säuberungsphase zu haben. Der Magnet arbeitet mit voller Leistung und der Detektor zählt eventuell übriggebliebene Neutronen der Säuberungsphase, solche, die während dieser Zeit ihren Spin umdrehen, sowie Untergrundneutronen.

Ausleerphase (von 135 bis 195 Sekunden): Nach 135 Sekunden ($= t_1$) wird der Magnet

²Dies liegt daran, dass bei der betrachteten magnetischen Speicherung die “Energie in vertikaler Richtung”, d.h. in Magnetfeldrichtung, entscheidend ist, dass also kurzzeitig durchaus höhere Energien als 83.7 neV (bzw. 91.4 neV bei 1.52 Tesla) gespeichert werden können. Da jedoch ein gewisser Anteil ($\sim 10\%$) diffuser Streuung erwartet wird, ändert sich diese Energie mit der Zeit (im Bereich von null bis maximal speicherbarer Vertikalenergie) und schlussendlich verlassen (nach genügend langer Speicherung) alle Neutronen mit zu hoher Gesamtenergie das Speichervolumen.

innerhalb einer Sekunde auf Feld null heruntergefahren und die gespeicherten Neutronen fallen aus dem Behälter in den Detektor. Während der nächsten 60 Sekunden werden diese Neutronen gezählt und somit N_1 gemessen. (Zur Wahl der Ausleerzeit von 60 Sekunden siehe Abschnitt 5.2.)

Untergrundmessung (von 195 bis 237 Sekunden): Die restlichen 42 Sekunden werden für eine Untergrundmessung verwendet und sollen später eine Korrektur von N^{sp} auf Untergrundneutronen ermöglichen.

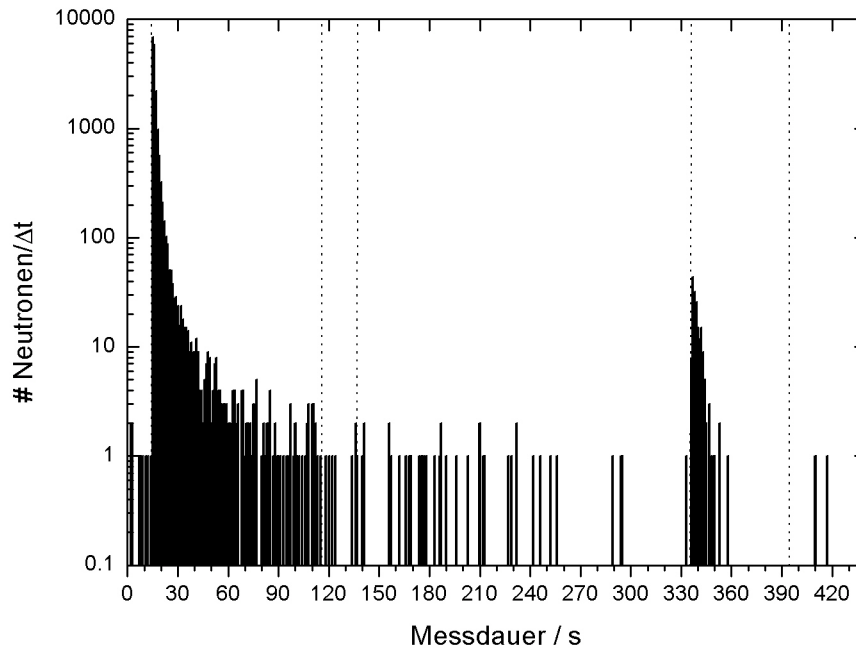


Abbildung 4.3: Histogramm einer N_2 -Messung mit DLC(PET). Man unterscheidet folgende Phasen: Einfüllen (0 – 15 s), Säuberung (15 – 116 s), Speicherung (116 – 135 s), Messung spingeflipter Neutronen während der Speicherung (135 – 335 s), Ausleeren (335 – 395 s) und Untergrundmessung (395 – 437 s) (Für Details siehe Text).

4.2.2 Die N_2 -Messung

Die N_2 -Messung (gezeigt in Abbildung 4.3) unterscheidet sich nur in der Dauer der Speicherphase von der N_1 -Messung. Sie beträgt hier 200 Sekunden mehr, d.h. 219 Sekunden. Die Ausleerphase beginnt nach insgesamt 335 Sekunden ($= t_2$) Messzeit und ist identisch mit derjenigen der N_1 -Messung. Zwischen den Zeiten t_1 und t_2 werden (neben den Untergrundneutronen) die Neutronen registriert, die ihren Spin umgedreht haben und infolgedessen aus dem Speichervolumen fallen. Dies ergibt den Wert für N^{sp} , der zur Berechnung der Spinflipwahrscheinlichkeit β_0 benötigt wird.

4.2.3 Spektrummessungen

Durch Variation des Magnetfeldes lassen sich Messungen durchführen, die eine Bestimmung des integralen (und indirekt auch des differentiellen) Energiespektrums möglich machen. Diese Spektrummessungen unterscheiden sich von den oben beschriebenen N_1 - und N_2 -Messungen nur in der Stärke des Magnetfeldes während der Säuberungs- und der Speicherphase. Es wurden fünf verschiedene Feldstärken für die Säuberungsphase verwendet (siehe Tabelle 5.1) und jeweils um 10% höhere Werte für die nachfolgende Speicherphase. Die Spektrummessungen ergeben also, abgesehen von der geringeren Anzahl gezählter Neutronen während der Ausleerphase, die gleichen Histogramme wie in den Abbildungen 4.1 und 4.3 gezeigt.

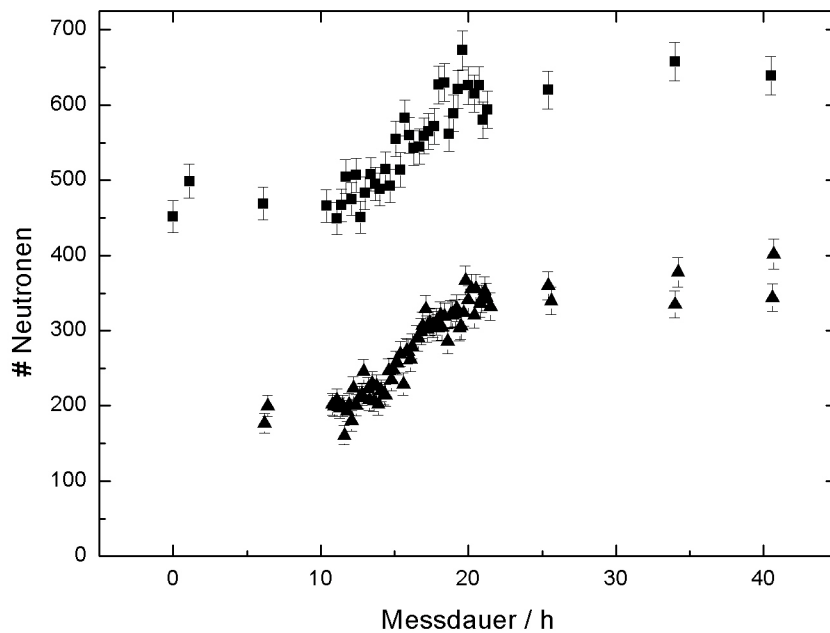


Abbildung 4.4: Der zeitliche Verlauf der N_1 -Messungen (Quadrate) und der N_2 -Messungen (Dreiecke) am Beispiel von DLC(PET). Während der ersten elf Stunden betrug die Temperatur der Folie 325 K. In den folgenden elf Stunden wurde sie bis auf eine Temperatur von 67 K abgekühlt und für den Rest der Messserie auf diesem Wert gehalten.

4.3 Die Temperaturabhängigkeit von N_1 , N_2 und N^{sp}

Für einige der getesteten Materialien wurden Messungen bei erhöhter und erniedrigter Temperatur, sowie während des Abkühlvorganges gemacht (so zum Beispiel für DLC(PET) und DLC(Al)). Es lassen sich damit Abhängigkeiten im Speicherverhalten von der Temperatur des Testmaterials ableiten (siehe Abschnitt 5.5). Man erwartet eine bessere Speicherfähigkeit der Neutronen bei tieferer Temperatur, da die thermische Anregung der Atome geringer ist und somit ein Hochstreuen unterdrückt wird. Die Anzahl gespeicherter Neutronen, N_1 und N_2 ,

sollte also mit abnehmender Temperatur ansteigen. Die durchgeführten Messungen bestätigen diese Annahme, wie in Abbildung 4.4 gezeigt ist. Es ist schwierig, eine Voraussage über die Temperaturabhängigkeit der Anzahl spingeflippter Neutronen zu machen, da nicht klar ist, ob und wie sich die Spinflipwahrscheinlichkeit mit der Temperatur des Speichermaterials verändert. Nimmt man an, dass sie unabhängig davon ist, sollte aufgrund der grösseren Anzahl gespeicherter Neutronen auch die Anzahl Neutronen, die ihren Spin umgedreht haben, mit fallender Temperatur zunehmen. Es zeigt sich experimentell, dass die spingeflippten Neutronen eine ähnliche Abhängigkeit zeigen, wie die gespeicherten (Abbildung 4.5). In Abschnitt 5.5 wird gezeigt werden, dass tatsächlich keine Temperaturabhängigkeit für β_0 auszumachen ist.

Die hier angestellten Überlegungen können nur dann als Erklärung dienen, wenn im Speichervolumen ein hinreichend gutes Vakuum vorherrscht. Ansonsten könnten sich unerwünschte, verunreinigende, Neutronen absorbierende Stoffe, die sich bei höherer Temperatur im gasförmigen Zustand befinden und die gespeicherten Neutronen nicht beeinflussen, beim Abkühlvorgang auf dem Speichermaterial ablagern und festfrieren. Dies würde die Speicherfähigkeit der Oberfläche verschlechtern und eine andere Temperaturabhängigkeit zur Folge haben.

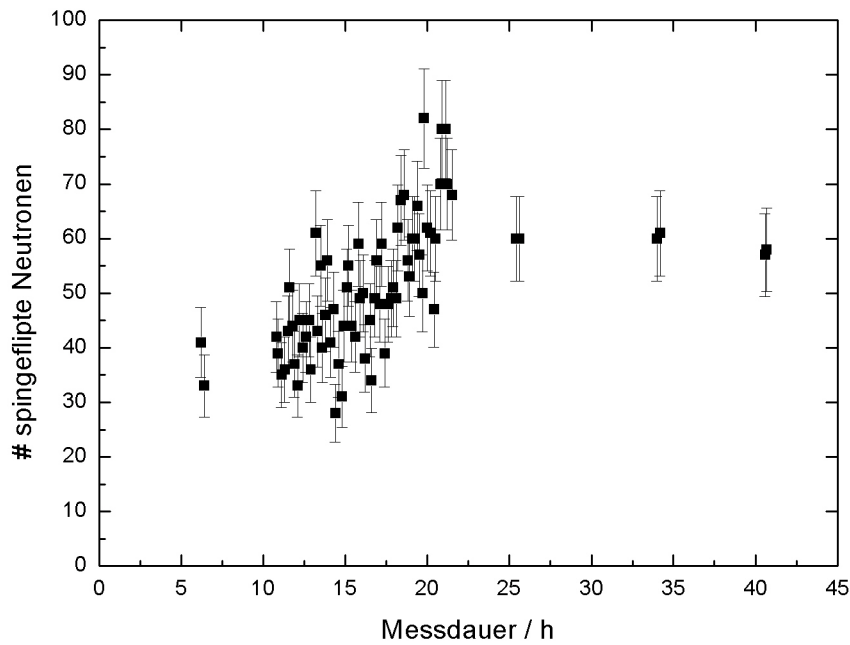


Abbildung 4.5: Der zeitliche Verlauf der Anzahl Neutronen, die während der Speicherung ihren Spin umgedreht haben am Beispiel von DLC(PET). Während der ersten elf Stunden betrug die Temperatur der Folie 325 K. In den folgenden elf Stunden wurde sie bis auf eine Temperatur von 67 K abgekühlt und für den Rest der Messserie auf diesem Wert gehalten.

Kapitel 5

Datenanalyse

5.1 Vorgehensweise

Die Datenanalyse wurde für zwei verschiedene Proben (DLC(PET) und DLC(Al)) gemacht, die zuerst im warmen Zustand (325 K bzw. 317 K) untersucht und danach auf tiefe Temperaturen (67 K bzw. 52 K) abgekühlt wurden. Energiespektrummessungen existieren für beide Proben bei hoher und tiefer (konstanter) Temperatur, während des Abkühlens wurden Speicherzeitmessungen durchgeführt. Die Analyse wird anhand von DLC(PET) demonstriert, wurde aber auf die gleiche Art und Weise für DLC(Al) durchgeführt. Die Ergebnisse werden jeweils für beide Proben angegeben.

Als Erstes sollte man sich über die Menge an Untergrundneutronen während der Messung im Klaren sein, da gerade die Rate der Neutronen, welche Spinflip erfahren, in der gleichen Größenordnung liegen kann und in diesem Fall eine Korrektur notwendig würde. Um Verlustwahrscheinlichkeit pro Wandstoss und Spinflipwahrscheinlichkeit pro Wandreflektion berechnen zu können, benötigt man die mittlere Wandstossfrequenz der gespeicherten Neutronen, welche ihrerseits die Kenntnis des Energiespektrums voraussetzt. Den Zusammenhang zwischen Energie und Frequenz, unter Berücksichtigung der Geometrie des Speichervolumens, stellt die MonteCarlo-Simulation her. Im nächsten Schritt wird deshalb vom integralen auf das differentielle Energiespektrum geschlossen und aus $\nu(E)$ die mittlere Frequenz bestimmt. Danach können die gewünschten Wahrscheinlichkeiten berechnet und ihre Temperaturabhängigkeit bestimmt werden.

5.2 Untersuchung von Ausleerzeit und Untergrund

Wie in Abschnitt 4.2 erläutert, wird nach der Zählung der gespeicherten Neutronen eine Untergrundmessung bis zum Ende der Messdauer durchgeführt. Die Neutronendichte im Speicherrohr nimmt bei Entleerung der Strahlweiche mit einer temperaturabhängigen Zeitkonstanten exponentiell ab, und der Detektor zählt nach genügend langer Ausleerzeit nur noch Untergrundneutronen. Es stellt sich nun die Frage, wie die Ausleerzeit gewählt werden muss, um alle gespeicherten Neutronen während dieser Phase zu registrieren. Um dies zu beantworten, wurde die Dauer der Ausleerphase variiert und der Effekt auf die gezählten Neutronen während der Untergrundmessung betrachtet. In Abbildung 5.1 ist der Zusammenhang zwischen der Wahl der Ausleerzeit und der resultierenden Neutronenrate während der Phase der

Untergrundmessung für DLC(PET) dargestellt¹.

Da die Rate der spingeflippten Neutronen sehr niedrig sein kann, ist es wichtig, den Untergrund genau zu bestimmen. Zu der Anzahl gespeicherter Neutronen jedoch, liefert er einen vernachlässigbaren Anteil. Die Ausleerzeit wird auf 60 Sekunden gesetzt, um sicher zu sein, dass danach nur noch Untergrundneutronen gezählt werden (siehe Abbildung 5.2). Mit dieser Wahl ergibt sich ein Untergrund von (7.5 ± 0.8) mHz für die Messungen mit DLC(PET) und (4.3 ± 0.6) mHz für DLC(Al). Grund für den Unterschied dieser beiden Werten war eine Veränderung der Detektorabschirmung während dem Probenwechsel. Zwar wurden auch längere Messungen speziell für die Bestimmung des Untergrundes gemacht², da die Detektorabschirmung zwischen den einzelnen Messreihen jedoch öfters verändert wurde, ist es von Vorteil, nur die Werte, die während der betrachteten Messreihe genommen wurden, zu benutzen.

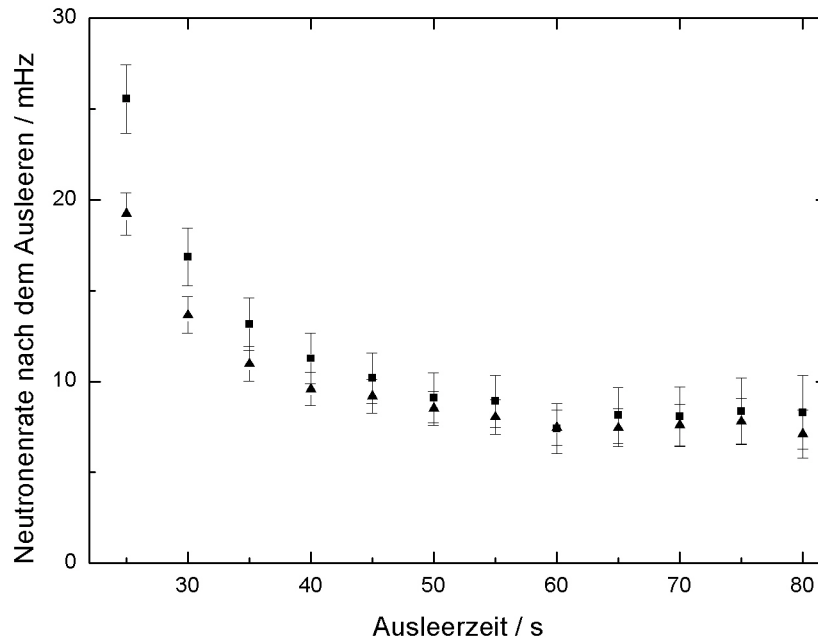


Abbildung 5.1: Die Neutronenrate während der Phase der Untergrundmessung in Abhängigkeit der Wahl der Ausleerzeit für DLC(PET). Die Quadrate bezeichnen die Daten aus N_1 -Messungen, die Dreiecke diejenigen aus N_2 -Messungen. Zu beachten ist, dass in dieser Untersuchung die Werte für den Untergrund korreliert sind und deshalb nicht die erwarteten statistischen Fluktuationen zeigen.

¹Man hat festgestellt, dass die Neutronen bei niedrigen Temperaturen länger im Speicherrohr verweilen als bei hohen, was für die Auswertung allerdings kein Problem darstellt.

²So zum Beispiel zwischen den Messreihen für DLC(PET) und DLC(Al), wo ein Untergrund von (5.0 ± 0.8) mHz gemessen wurde.

5.3 Ermittlung des differentiellen Energiespektrums

Wie in Abschnitt 4.2.3 diskutiert, lässt sich durch Variation der Magnetfeldstärke ein integrales Spektrum bestimmen. Nacheinander wurden fünf verschiedene Magnetfeldstärken für die Säuberungsphase verwendet (siehe Tabelle 5.1). E_{max} entspricht der maximalen Energie, die ein Neutron haben kann, um noch gespeichert werden zu können. Die Höhe $h = 0$ wird dabei am Ort des Magnetfeldmaximums angenommen, wo die Energie des Neutrons also rein kinetisch ist.

level	$B - Feld/T$	E_{max}/neV
0	1.40	83.7
1	1.30	77.8
2	1.15	69.1
3	1.01	60.3
4	0.85	50.7

Tabelle 5.1: Magnetfeldstärken während der Säuberungsphase für die Spektrummessungen.

Mit einer grösseren Anzahl liesse sich zwar die Form des Energiespektrums besser ermitteln, die resultierende Statistik ist dann aber, gerade bei tiefen Energien, unzureichend. Die Analyse wurde für die N_1 - und N_2 -Messungen separat durchgeführt, weil man erwartet, dass sich aufgrund energieabhängiger Verluste das Spektrum mit der Zeit verändert. Wegen der erwarteten Temperaturabhängigkeit, wurden die Spektren bei hoher und tiefer Temperatur ebenfalls einzeln ausgewertet. Ein Beispiel ist in Abbildung 5.2 dargestellt.

Das Ziel ist es nun, von diesen integralen auf die entsprechenden differentiellen Spektren zu schliessen. Diese Prozedur wurde auf zwei verschiedene Arten durchgeführt.

5.3.1 Mittels Differenzenquotienten

Eine Möglichkeit, das differentielle Spektrum zu bestimmen, ist die Bildung der Differenzenquotienten von benachbarten Datenpunkten. Vorerst soll dieser Quotient der Funktionswert des Energiespektrums zu der Energie sein, die in der Mitte des entstehenden Bins liegt:

$$g\left(\frac{E_i + E_{i+1}}{2}\right) = \frac{f(E_i) - f(E_{i+1})}{E_i - E_{i+1}} \quad i = level0, \dots, 4. \quad (5.1)$$

Hier soll $f(E_i)$ das integrale und $g(E_i)$ das differentielle (diskrete) Spektrum kennzeichnen und E_5 wird vorerst null gesetzt. Abbildung 5.3 zeigt das differentielle Spektrum, das sich aus den Daten von Abbildung 5.2 ergibt.

Sei nun $N_i (= f(E_i))$ die Anzahl gespeicherter Neutronen bei einer Magnetfeldstärke, die einer maximal speicherbaren Energie E_i entspricht. Dann berechnet sich die mittlere Energie \bar{E} aus:

$$\bar{E} = \frac{\sum_{i=0}^4 (N_i - N_{i+1}) \cdot \frac{1}{2}(E_i + E_{i+1})}{\sum_{i=0}^4 (N_i - N_{i+1})}, \quad (5.2)$$

wobei $N_5 = 0$ und wiederum $E_5 = 0$ gelten soll.

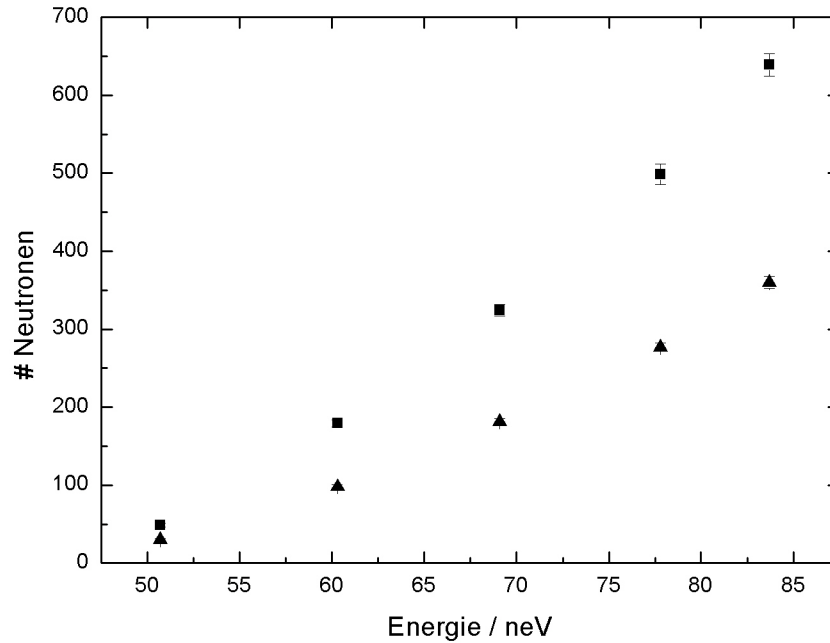


Abbildung 5.2: Integrales Energiespektrum aus den Mittelwerten aller N_1 -Messungen (Quadrate) und aller N_2 -Messungen (Dreiecke) mit DLC(PET) bei einer Temperatur von 67 K.

Es lässt sich keine Abhängigkeit der mittleren Energie, weder von der Art des Speichermaterials, noch von dessen Temperatur, feststellen. Es wird deshalb auch das gewichtete Mittel aller Messungen angegeben (siehe Tabelle 5.2).

cutoff bei 0 neV	N_1 -Messung [neV]	N_2 -Messung [neV]
PET 67 K	65.71 ± 3.15	65.66 ± 2.70
PET 325 K	64.90 ± 3.63	63.37 ± 5.69
Al 52 K	64.66 ± 5.39	63.83 ± 5.44
Al 317 K	65.05 ± 5.60	61.78 ± 8.59
gew. Mittel	65.22 ± 2.03	64.80 ± 2.16

Tabelle 5.2: Die aus dem differentiellen Energiespektrum (mittels Differenzenbildung) berechneten mittleren Energien der gespeicherten Neutronen und das gewichtete Mittel aller vier Messungen.

Da Neutronen in einem zeitlich anwachsenden Magnetfeld Energie gewinnen können und dieser Effekt in der verwendeten Messapparatur auftritt, sollte man die Möglichkeit eines unteren Cutoffs in der Energie der gespeicherten Neutronen in Betracht ziehen. Aus Gründen, die im nächsten Abschnitt erläutert werden, wurde ein Cutoff (= E_5) bei 22 neV angenommen und sein Einfluss auf die mittlere Energie untersucht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst.

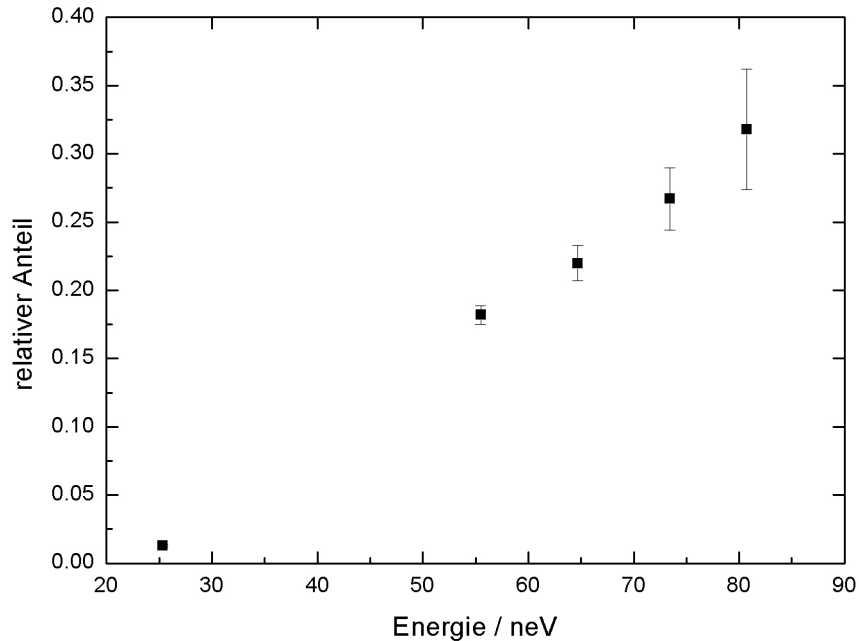


Abbildung 5.3: Differenzielles Spektrum aus den Mittelwerten aller N_1 -Messungen für DLC auf PET bei einer Temperatur von 67 K. Das Spektrum ist bereits normiert, so dass sich die Beiträge zu eins summieren.

Man kann erkennen, dass die Wahl eines Cutoffs keine signifikante Änderung in der mittleren Energie bewirkt.

5.3.2 Mithilfe einer Fitfunktion des integralen Spektrums

Eine andere Möglichkeit, das differentielle Spektrum zu erhalten, ist die Beschreibung des integralen mit einer geeigneten Fitfunktion und nachfolgender Ableitung dieser Funktion nach der Energie. Diese Methode hat den Vorteil, dass im Gegensatz zur Differenzenmethode die Fehler beim Übergang vom integralen zum differentiiellen Spektrum nicht durch Differenzenbildung vergrößert werden. Man kann in Abbildung 5.2 erkennen, dass sich die Fehler der einzelnen Datenpunkte des integralen Spektrums nicht so stark unterscheiden, wie dies im differentiiellen Spektrum (Abbildung 5.3) der Fall ist. Dort werden die tieferen Energien aufgrund der kleineren Fehler stärker gewichtet und die Unsicherheit bei höheren Energien ist grösser. Zudem sind die entstehenden Energiebins bei der Differenzenmethode gross aufgrund der wenigen Datenpunkte und somit ist es schwer zu sagen, wo genau der Energieschwerpunkt in einem Bin liegt.

Da das integrale Spektrum aus lediglich fünf Punkten besteht, ist es sinnvoll, eine Fitfunktion mit drei oder weniger Parametern zu wählen. Der Beitrag an Untergrundneutronen zum Spektrum ist vernachlässigbar klein, weshalb die Funktion bei der Energie null verschwinden soll. Die einfachste Wahl, die sich (auch aus der Betrachtung der Spektren im letzten

cutoff bei 22 neV	N_1 -Messung [neV]	N_2 -Messung [neV]
PET 67 K	66.56 ± 3.15	66.59 ± 2.71
PET 325 K	65.85 ± 3.63	64.61 ± 5.69
Al 52 K	65.66 ± 5.39	64.97 ± 5.45
Al 317 K	65.92 ± 5.60	63.04 ± 8.59
gew. Mittel	66.13 ± 2.03	65.83 ± 2.16

Tabelle 5.3: Die aus dem differentiellen Energiespektrum (mittels Differenzenbildung) berechneten mittleren Energien der gespeicherten Neutronen und das gewichtete Mittel aller vier Messungen, wobei eine untere Grenze von 22 neV der gespeicherten Energien angenommen wurde.

Abschnitt) anbietet, ist die eines Polynoms zweiten Grades ohne Konstante:

$$f(P_1, P_2, E) = P_1 \cdot E + P_2 \cdot E^2. \quad (5.3)$$

Es zeigt sich, dass für alle in dieser Analyse behandelten Proben, diese Funktion (mit von Fall zu Fall verschiedenen Parametern P_1 und P_2) das integrale Spektrum gut annähert (siehe Abbildung 5.4).

Das aus der Fitfunktion abgeleitete differentielle Spektrum wird damit durch eine lineare Funktion mit negativem Ordinatenabschnitt beschrieben. Aus der Nullstelle dieser Geraden erhält man nun die untere Grenze der gespeicherten Energien, welche für die betrachteten Messungen bei ~ 22 neV liegt. Dass die besagte Gerade das mittels Differenzenbildung berechnete differentielle Spektrum aber nicht immer befriedigend annähert, soll durch Abbildung 5.5 verdeutlicht werden. Man kann feststellen, dass die Spektren aus N_1 -Messungen dem linearen Verlauf besser folgen, als diejenigen aus den N_2 -Messungen. Wie sich zeigen wird, hat dies jedoch keinen merklichen Unterschied in der mittleren Energie oder Frequenz zur Folge.

Da nur Energien bis 83.7 neV gespeichert werden können, erhält man die mittlere Energie \bar{E} der gespeicherten Neutronen aus:

$$\bar{E}/\text{neV} = \frac{\int_{N.S.}^{83.7} E \cdot g(E) dE}{\int_{N.S.}^{83.7} g(E) dE} = N.S. + \frac{2}{3}(83.7 - N.S.), \quad (5.4)$$

mit dem linearen (kontinuierlichen) Energiespektrum $g(E)$, wobei N.S. dessen Nullstelle bezeichnet.

Die Resultate für die verschiedenen Messungen sind der Tabelle 5.4 zu entnehmen. Das Energiespektrum wird von einer linearen Funktion hinreichend gut beschrieben und dieser Ansatz zusätzlich von MonteCarlo Simulationen unterstützt³. Es zeigt sich auch, dass damit die

³Nimmt man eine flache Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen in der Ebene senkrecht zum Leiter, die durch die kritische Geschwindigkeit des Leitermaterials (etwa 5.8 m/s für rostfreien Stahl) begrenzt ist und eine linear ansteigende Verteilung in Richtung des Leiters an, so ergibt sich als Energiespektrum eine lineare Funktion mit positivem Ordinatenabschnitt. Aufgrund des zeitlich anwachsenden Magnetfeldes, gewinnen die Neutronen mit Energien zwischen null und 90 neV im Durchschnitt ~ 3.6 % Energie und das Spektrum wird verändert. Vernachlässigt man den kleinen, flach abfallenden Teil bei den niedrigsten Energien, kann es durch eine Gerade mit Nulldurchgang bei ~ 22 neV beschrieben werden.

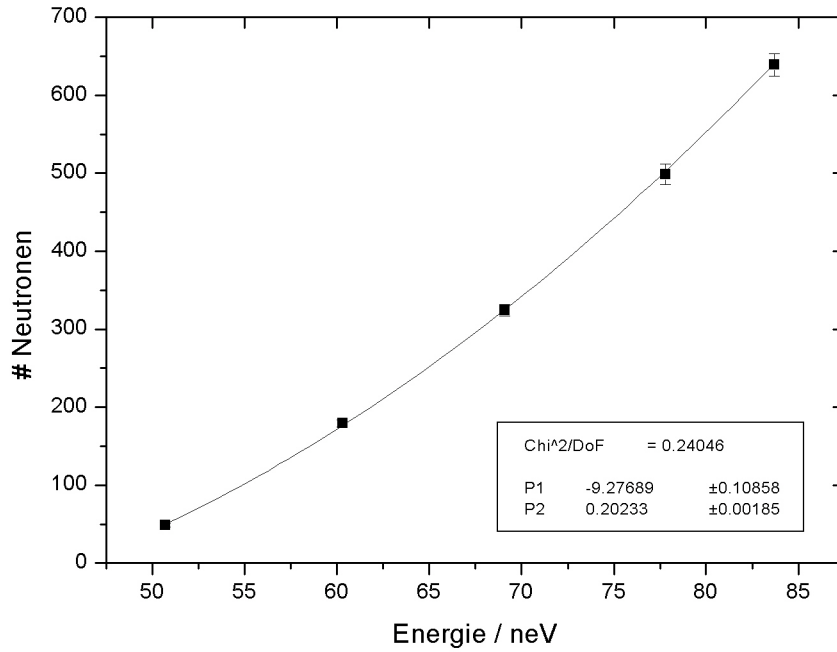


Abbildung 5.4: Integrales Spektrum aus dem Mittelwert aller N_1 -Messungen für DLC(PET) bei einer Temperatur von 67 K, angenähert durch die Fitfunktion (5.3).

mittlere Energie der gespeicherten Neutronen genauer berechnet werden kann, als mit der Differenzenmethode. Der Grund dafür sollte noch einmal erörtert werden. Die Datenpunkte des gemessenen integralen Spektrums sind wesentlich genauer bekannt, als diejenigen des mittels Differenzenmethode berechneten differentiellen Spektrums. Das integrale Spektrum lässt sich von der Funktion (5.3) gut beschreiben und die Fitprozedur (Minimierung von χ^2/ndf) liefert deswegen die beiden Parameter $P1$ und $P2$ mit einer entsprechenden Genauigkeit. Der Übergang von der integralen zur differentiellen Energiefunktion erfolgt über eine mathematische Ableitung bei der sich die relativen Fehler der beiden Parameter nicht ändern.

	N_1 -Messung [neV]	N_2 -Messung [neV]
PET 67 K	63.41 ± 0.13	63.40 ± 0.17
PET 325 K	63.40 ± 0.50	63.05 ± 0.44
Al 52 K	63.31 ± 0.48	63.09 ± 0.86
Al 317 K	63.39 ± 0.63	62.90 ± 1.25
gew. Mittel	63.40 ± 0.12	63.34 ± 0.15

Tabelle 5.4: Die aus dem differentiellen Energiespektrum (mithilfe der Fitfunktion) berechneten mittleren Energien der gespeicherten Neutronen und das gewichtete Mittel aller vier Messungen.

Es lässt sich in keinem der untersuchten Fälle, weder durch verschiedene Samples, noch

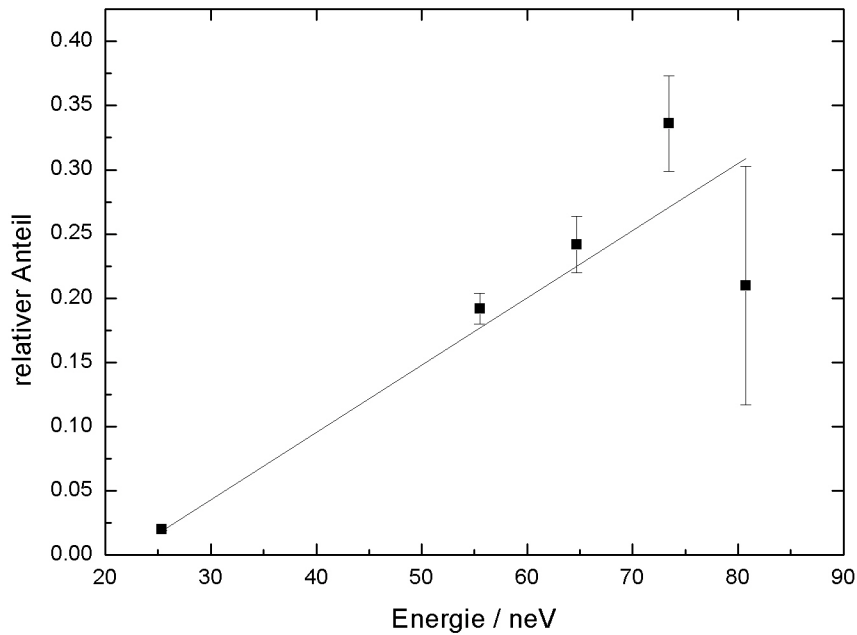


Abbildung 5.5: Normiertes differentielles Spektrum aus dem Mittelwert aller N_2 -Messungen für DLC(PET) bei einer Temperatur von 325 K, angenähert durch die Ableitung der Fitfunktion (5.3).

durch die verschiedenen Methoden bedingt, ein signifikanter Unterschied von den ermittelten Energiespektren aus N_2 -Messungen zu denjenigen aus N_1 -Messungen feststellen. Jedoch besteht ein gewisser Unterschied zwischen der Differenzen- und Fitfunktionsmethode.

5.4 Die mittlere Wandstossfrequenz der gespeicherten Neutronen

Mithilfe von MonteCarlo Simulationen lässt sich die Abhängigkeit der Wandstossfrequenz der gespeicherten Neutronen von deren Energie (und der Geometrie des Speichervolumens) bestimmen. Im betrachteten Energiebereich (bis ~ 90 neV) ist die Abhängigkeit überwiegend linearer Natur. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 5.6 für beide Folien gezeigt. Aufgrund der unterschiedlichen Geometrie ist die Frequenz der Neutronen für DLC(Al) höher als für DLC(PET) (siehe Abbildung 3.2). Die Fehler in den von der Simulation berechneten Wandstossfrequenzen standen zum Zeitpunkt dieser Datenanalyse leider nicht zur Verfügung, weshalb sie hier erstmals vernachlässigt werden. Ihr Einfluss auf die berechneten Resultate wird weiter unten diskutiert.

Um die mittlere Wandstossfrequenz $\bar{\nu}$ zu bestimmen, muss die energieabhängige Frequenz-

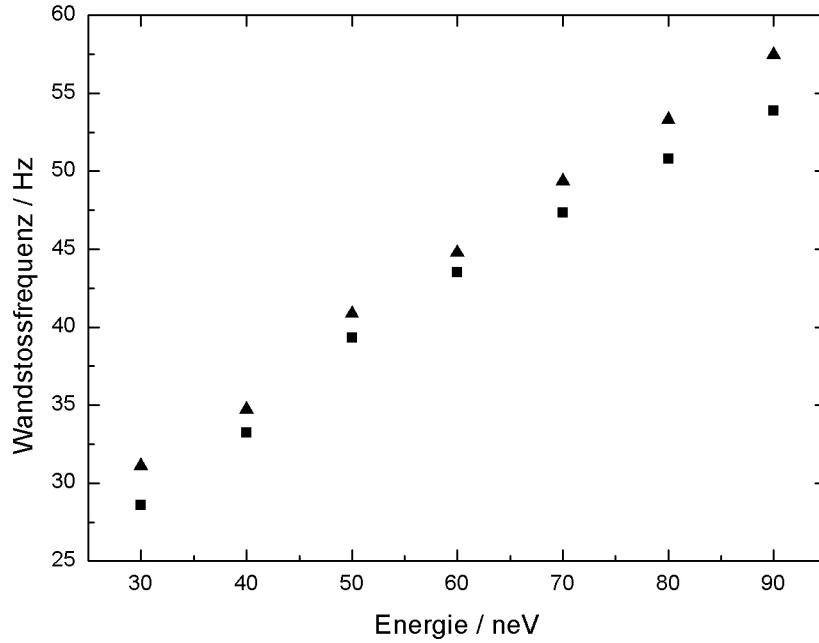


Abbildung 5.6: Die Energieabhängigkeit der Wandstossfrequenz der gespeicherten Neutronen für DLC(PET) (Quadrate) und DLC(Al) (Dreiecke).

funktion, mit dem Energiespektrum als Gewichtungsfunktion, gemittelt werden:

$$\bar{\nu} = \frac{\int_{N.S.}^{83.7} \nu(E) \cdot g(E) dE}{\int_{N.S.}^{83.7} g(E) dE}. \quad (5.5)$$

Benutzt man die Differenzenmethode zur Ermittlung des Energiespektrums und der mittleren Energie, so wird diese Formel zu:

$$\bar{\nu} = \frac{\sum_{i=0}^4 \nu\left(\frac{1}{2}(E_i + E_{i+1})\right) \cdot (N_i - N_{i+1})}{\sum_{i=0}^4 (N_i - N_{i+1})}, \quad (5.6)$$

wobei wiederum $N_5 = 0$ und $E_5 = 22 \text{ neV}$.

Werte für die mittlere Frequenz sind der Tabelle 5.5 zu entnehmen.

Aus Gründen, die im letzten Abschnitt aufgezeigt worden sind, werden für die zukünftigen Berechnungen die Werte für die mittleren Wandstossfrequenzen verwendet, die aus der Fitmethode gewonnen wurden. Da bei diesen Berechnungen nicht zwischen Frequenzen für N_1 - und N_2 -Messungen unterschieden wird und die beiden Werte auch keinen Unterschied feststellen lassen, wird ein gewichteter Mittelwert gebildet. Die Grösse der erhaltenen Fehler ist jedoch, gerade bei der Fitmethode, unglauwbüdig. Es muss zumindest ein systematischer

Werte in Hz	Diff.methode (cutoff = 22 neV)		Fitmethode	
	N_1 -Messung	N_2 -Messung	N_1 -Messung	N_2 -Messung
PET 67 K	45.69 ± 1.53	45.68 ± 1.76	44.29 ± 0.09	44.29 ± 0.11
PET 325 K	45.41 ± 1.82	44.88 ± 3.67	44.29 ± 0.36	44.13 ± 0.31
gew. Mittel	45.57 ± 1.17	45.53 ± 1.59	44.29 ± 0.09	44.27 ± 0.10
Al 52 K	47.22 ± 2.67	46.91 ± 3.71	46.15 ± 0.34	46.05 ± 0.59
Al 317 K	47.34 ± 3.07	46.07 ± 5.91	46.19 ± 0.47	45.96 ± 1.10
gew. Mittel	47.27 ± 2.02	46.67 ± 3.14	46.16 ± 0.28	46.03 ± 0.52

Tabelle 5.5: Die mittleren Wandstossfrequenzen für beide Proben und beide Methoden. Die aufgeführten Fehler resultieren aus der Annahme, dass die von Simulationen berechnete Energieabhängigkeit der Wandstossfrequenzen (siehe Abbildung 5.6) mit keinem Fehler behaftet ist. Genauer es dazu wird im Text erläutert.

Fehler in den aus Simulationen berechneten Werten für die Wandstossfrequenz berücksichtigt werden, da beispielsweise die Geometrie des Speichervolumens (siehe Abbildung 3.2) nicht beliebig genau bekannt sein kann. Da während der Zeit, als diese Arbeit geschrieben wurde keine Informationen über die Grösse solcher Fehler vorhanden war, soll hier ein relativer Fehler in den berechneten Werten von einem Prozent angenommen werden⁴. Damit ist die Wandstossfrequenz der gespeicherten Neutronen innerhalb des PET-Samples (44.28 ± 0.44) Hz und innerhalb des Aluminium-Samples (46.13 ± 0.46) Hz.

5.5 Die Temperaturabhängigkeit von τ , μ_0 und β_0

Mithilfe der Gleichungen (4.3) bis (4.5) können nun, mit Kenntnis der Wandstossfrequenz, nicht nur die energiegemittelte Speicherzeit, sondern auch die energiegemittelte Verlustwahrscheinlichkeit pro Wandstoss μ_0 und die energiegemittelte Spinflipwahrscheinlichkeit pro Wandreflektion β_0 berechnet werden. Für ihre Bestimmung benötigt man mindestens eine N_1 - und eine N_2 -Messung. Der zeitliche Verlauf der Speicherzeit τ und der gemessenen Werte der drei Temperatursensoren ist in Abbildung 5.7 gezeigt, diejenigen der Verlust- und Spinflipwahrscheinlichkeit μ_0 und β_0 in Abbildung 5.8. Die genommenen Daten wurden dabei stundenweise zusammengefasst und damit die betrachteten Grössen berechnet.

Man kann anhand der zeitlichen Verläufe von τ und μ_0 erkennen, wie sich die Temperatur der Probe derjenigen des Halterohres ohne merkliche Verzögerung angleicht. Der Wärmeaustausch durch Strahlung geschieht somit in weniger als einer Stunde. Die Speicherzeit und die Verlustwahrscheinlichkeit zeigen eine Temperaturabhängigkeit, die auf die unterdrückte Wahrscheinlichkeit des *up-scattering*, aufgrund der geringeren Vibration der Atome bei tiefen Temperaturen, zurückzuführen ist. Tatsächlich lassen die beiden Verläufe den Schluss zu, dass sowohl τ , als auch μ_0 linear von der Temperatur abhängen.

⁴Ein Prozent ist eine sinnvolle Grössenordnung, da mit ungefähr dieser Genauigkeit die linearen Dimensionen des Speichervolumens bestimmt werden können. Die Auswirkung der Grösse dieses Fehlers auf die Unsicherheit in μ_0 und β_0 wurde untersucht. Es wurde festgestellt, dass bei einem angenommenen Fehler von einem Prozent in der Wandstossfrequenz ν die Grösse der Fehler in μ_0 und β_0 noch immer von den statistischen Unsicherheiten in den Werten für N_1 , N_2 und N^{sp} dominiert wird.

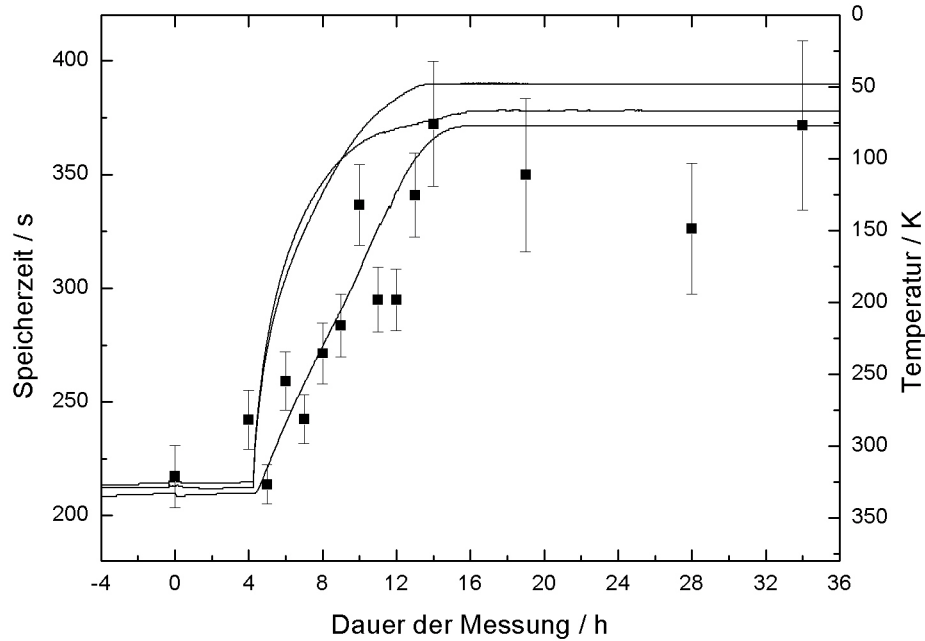


Abbildung 5.7: Die Speicherzeit τ (Quadratsymbole) für DLC(PET) und die gemessenen Temperaturen (durchgezogene Linien) als Funktion der Messdauer. Die ersten vier Stunden hatte das Sample eine konstante Temperatur von 325 K. Während den folgenden elf Stunden wurde es bis auf 67 K abgekühlt und für die restlichen 19 Stunden auf dieser Temperatur gehalten. Für einen besseren Vergleich wurde die Temperaturskala umgedreht. (Für die Position der drei Temperatursensoren siehe Abschnitt 3.2.5.)

5.6 Diskussion

Es ergeben sich markante Unterschiede für die beiden Größen τ und μ_0 bei konstant hoher und konstant tiefer Temperatur, wie Tabelle 5.6 zeigt. Darin sind auch die Resultate für DLC(Al) zu finden, welches denselben Temperaturverlauf der betrachteten Größen zeigt.

Der Verlauf der Spinflipwahrscheinlichkeit pro Wandreflektion β_0 , der in Abbildung 5.8 gezeigt ist, lässt keine Temperaturabhängigkeit dieser Grösse erkennen. Die berechneten Daten bei konstant hoher und konstant tiefer Temperatur (Tabelle 5.6) legen den Schluss nahe, dass β_0 temperaturunabhängig ist. β wurde schon in früheren Experimenten für Beryllium und Fomblin als temperaturunabhängige Grösse gemessen [11].

Aus der Tatsache, dass μ_0 eine Temperaturabhängigkeit zeigt, während β_0 offenbar nicht von der Temperatur abhängt, lässt darauf schliessen, dass Verlust und Spinflip nicht (oder zumindest nicht vollständig) durch den gleichen Mechanismus erzeugt werden.

Auffallend ist der Unterschied zwischen β_0^{Al} und des über zehnmals grösseren β_0^{PET} . Auch μ_0^{PET} und μ_0^{Al} unterscheiden sich deutlich voneinander. Da es sich bei den Proben um identische Materialien handelt, die mit der selben Methode auf die jeweilige Folie aufgetragen wurden, muss angenommen werden, dass die Art des Substrates eine entscheidende Rolle

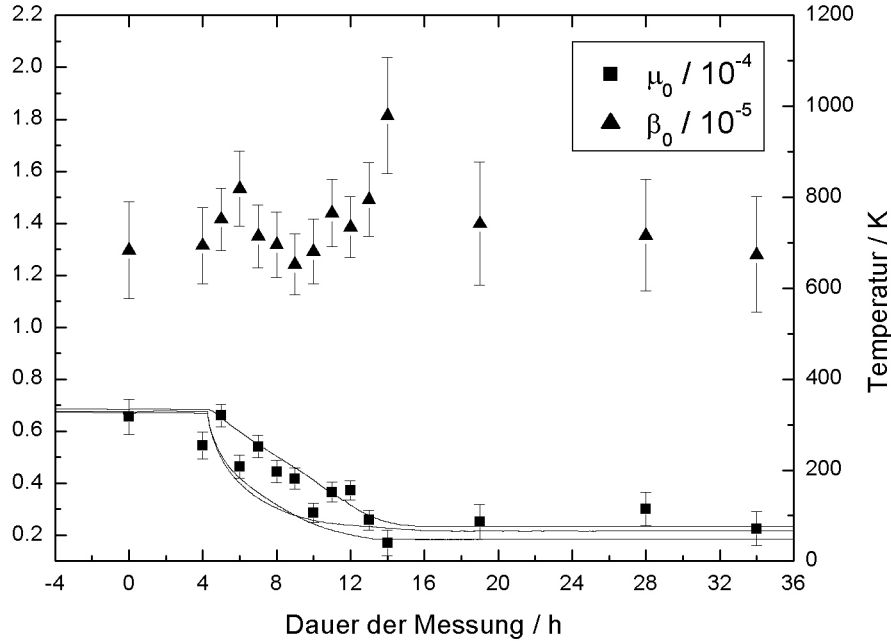


Abbildung 5.8: Die Verlust- und die Spinfliplraten μ_0 und β_0 für DLC(PET) zusammen mit den gemessenen Temperaturen (durchgezogene Linien). (Zur Erläuterung des Temperaturverlaufes siehe Abbildung 5.7)

	τ/s	$\mu_0/(10^{-4})$	$\mu_0^{warm}/\mu_0^{kalt}$	$\beta_0/(10^{-5})$	$\eta/10^{-4}$
PET 67 K	348 ± 19	0.259 ± 0.038		1.34 ± 0.13	$0.46^{+0.09}_{-0.18}$
PET 325 K	218 ± 13	0.650 ± 0.066	2.51 ± 0.45	1.30 ± 0.19	$1.15^{+0.23}_{-0.46}$
Al 52 K	234 ± 16	0.669 ± 0.064		0.108 ± 0.046	$1.18^{+0.24}_{-0.47}$
Al 317 K	119.8 ± 3.7	1.553 ± 0.057	2.32 ± 0.24	0.119 ± 0.047	$2.74^{+0.55}_{-1.10}$

Tabelle 5.6: Speicherzeit τ , Verlustwahrscheinlichkeit μ_0 , Spinfliplraten β_0 und der aus μ_0 resultierende Wert für η (siehe Gleichung (2.24)) bei konstanten Temperaturen, sowie das Verhältnis von μ_0 bei hoher und μ_0 bei tiefer Temperatur, für beide Proben. Die Werte von μ_0 und β_0 stellen dabei eine Näherung für μ und β bei einer mittleren kinetischen Energie von 42.3 neV dar. Die kinetische Energie der gespeicherten Neutronen liegt im Bereich zwischen 14.7 und 56.0 neV (vgl. Abschnitt 2.4.3).

sowohl für die Spinfliplraten, als auch für die Verlustwahrscheinlichkeit spielt, gerade, wenn man die geringe Dicke der Beschichtungen (~ 120 nm für PET und ~ 150 nm für Al) in Betracht zieht. Neueste mikroskopische Untersuchungen zeigen, dass die DLC(PET)-Oberfläche deutlich rauher ist als diejenige von DLC(Al), bedingt durch das Trägermaterial. Zudem gibt es Hinweise für Löcher in beiden Schichten. Es werden weitergehende Untersuchungen nötig sein, um glaubhafte Aussagen über mögliche Gründe dieser Diskrepanz zwischen

β_0^{Al} und β_0^{PET} und zwischen μ_0^{PET} und μ_0^{Al} machen zu können.

Desweiteren scheint das Verhältnis von μ_0 bei hohen (325 K bzw. 317 K) und μ_0 bei tiefen (67 K bzw. 52 K) Temperaturen nicht von der Art der Probe abzuhängen, sondern nur vom betrachteten Temperaturbereich, welcher für die beiden Proben nahezu identisch ist.

Über die Beziehung zwischen μ und η in Gleichung (2.24) lässt sich nun aus μ_0 ein entsprechendes energieunabhängiges η berechnen, indem man annimmt, dass das erhaltene μ_0 den Wert von μ an der Stelle der mittleren kinetischen Energie (42.3 neV, siehe Abschnitt 2.4.3) repräsentiert. Man erhält damit Werte für η , die in Tabelle 5.6 angegeben sind. Es soll noch einmal betont werden, dass diese Näherung nur eine relativ grobe Abschätzung der wahren Werte für η erlaubt. Wie in Abschnitt 2.4.3 dargelegt, beträgt die Unsicherheit für $\mu(\bar{E}_{kin})$ zu höheren Energien hin⁵ etwa 20% und zu tieferen Energien hin etwa 40%. Vergleicht man die erhaltenen Resultate mit den gemachten Simulationen, so zeigt sich trotzdem eine gute Übereinstimmung. So wurde mit einem angenommenen $\eta = 5 \cdot 10^{-5}$ und $\beta = 1 \cdot 10^{-5}$ (energieunabhängig) eine Speicherzeit von $\tau = 375 \pm 9$ s berechnet, was recht gut mit der gemessenen Speicherzeit $\tau = 348 \pm 19$ s, $\eta = (4.6 \pm 1) \cdot 10^{-5}$ und $\beta_0 = (1.34 \pm 0.13) \cdot 10^{-5}$ für DLC(PET) bei 67 K übereinstimmt. Einschränkend muss gesagt werden, dass für diese Simulation das Magnetfeld angenähert wurde und auch das verwendete Energiespektrum und die Probengeometrie den gemessenen nicht exakt entsprechen.

An dieser Stelle sollte noch einmal der Einfluss der Untergrundkorrektur auf die erhaltenen Resultate diskutiert werden, insbesondere auf die Spinflipwahrscheinlichkeit. Während bei DLC(PET) pro N_2 -Messung während 200 Sekunden zwischen 30 und 80 Neutronen gezählt wurden, die ihre Spinrichtung geändert haben, sind es bei DLC(Al) weniger als acht. Dies hat zur Folge, dass der ermittelte Wert für β_0 im Fall der PET-Folie nur unwesentlich von der genauen Anzahl an Untergrundneutronen abhängt, dass jedoch für die Aluminium-Folie aufgrund der Untergrundkorrektur die berechnete Spinflipwahrscheinlichkeit stark variieren kann. Würde man beispielsweise einen zu hohen Untergrund von 10 mHz annehmen, so wäre β_0 im Fall der warmen Aluminium-Folie nach Abzug der Untergrundneutronen negativ. Dagegen verändert sich β_0 für die PET-Folie bis zu einem gewählten Untergrund von 20 mHz nur innerhalb des angenommenen Fehlers. Falls für die Ermittlung von β_0 fälschlicherweise zu viel Untergrund abgezogen wird, ergibt sich ein zu niedriger Wert für β_0 . Da der in Abschnitt 5.2 bestimmte Untergrund jedoch schon relativ gering ist, stellen die berechneten Werte in jedem Fall eine obere Abschätzung für β_0 dar. Wie man aus Formel (4.5) und dem relativ kleinen Wert von β_0 schon erwarten kann, ist der Einfluss des angenommenen Untergrundes auf die Verlustwahrscheinlichkeit μ_0 nur sehr gering und in allen Fällen vernachlässigbar.

⁵Diese Unsicherheit ist relevant, da man eher an einer oberen Abschätzung für η als an einer unteren interessiert ist.

Kapitel 6

Schlussfolgerung und Ausblick

Als Erstes soll erwähnt werden, dass die verwendete Messapparatur den Erwartungen gerecht werden konnte. Sie war in der Lage, ultrakalte Neutronen zu speichern und neben der Speicherzeit auch die Verlustwahrscheinlichkeit pro Wandstoss und die Spinflipwahrscheinlichkeit pro Wandreflektion für die zur Verfügung stehenden Materialien zu bestimmen. Auch die getesteten DLC-Beschichtungen konnten sich bewähren und ermöglichten im besten Fall eine Speicherzeit von 350 Sekunden.

Auffallend ist die niedrige Spinflipwahrscheinlichkeit pro Wandreflektion für DLC(Al) von $\sim 1 \cdot 10^{-6}$. Während sich für DLC(PET) der Wert von β_0 unwesentlich von demjenigen von β für Beryllium unterscheidet, ist β_0^{Al} sogar deutlich tiefer als die Spinflipwahrscheinlichkeit für Fomblin mit $\sim 6 \cdot 10^{-6}$ [11]. Die gemessenen Werte der Verlustwahrscheinlichkeit allerdings unterschreiten diejenigen von Fomblin nicht, sondern liegen im Bereich der tiefsten Werte, die mit Beryllium gemessen wurden [2],[3]. Der tiefste Wert für η wurde dabei mit DLC(PET) bei 67 K gemessen und beträgt $\eta = (4.6 \pm 1) \cdot 10^{-5}$ im Vergleich zu $\eta(Be) \approx 3 \cdot 10^{-5}$ für Beryllium bei Temperaturen um 10 K [2],[3]. Aussagekräftiger dürfte allerdings der direkte Vergleich von DLC mit Beryllium sein, d.h. der Vergleich innerhalb des betrachteten Experimentes, wo μ und β für beide Proben unter den gleichen Bedingungen gemessen wurden.

Das Experiment hat die guten Eigenschaften von DLC-Beschichtungen für die Speicherung ultrakalter Neutronen und auch die Temperaturabhängigkeit der in diesem Zusammenhang relevanten Grössen im Bereich von ~ 60 K bis ~ 320 K gezeigt. Betrachtet man die Abbildungen 5.7 und 5.8, so stellt sich die Frage nach dem Temperaturverlauf von μ_0 und β_0 bei noch tieferen Temperaturen. Tatsächlich lässt sich keine Sättigung von diesen beiden Grössen während des Abkühlens feststellen. Die Antwort auf diese Frage werden zukünftige Untersuchungen geben müssen.

Es besteht die Absicht, DLC-Beschichtungen beim Bau der geplanten Quelle ultrakalter Neutronen am PSI zu benutzen. Hauptschwierigkeit dabei wird die Auskleidung grösserer Volumen mit elastischen Folien sein. Um die Eigenschaften von DLC-Beschichtungen bezüglich der Speicherung ultrakalter Neutronen weitergehend zu untersuchen, wird das bestehende Experiment verbessert und ausgebaut werden. Die weiterentwickelte Apparatur soll fähig sein, μ und β über ein grösseres Temperaturintervall zu messen und eine Oberflächenuntersuchung an Ort und Stelle (*in situ*, d.h. während die Probe in der Apparatur fixiert ist) durchzuführen, um mehr über mögliche Verunreinigungen und Schädigungen der Probe herauszufinden. Das modifizierte Experiment wird voraussichtlich 2005 durchgeführt werden.

Danksagung

Ich möchte Prof. Ralph Eichler und Manfred Daum für die Möglichkeit danken, am beschriebenen Experiment mitarbeiten und über dieses interessante Thema meine Diplomarbeit schreiben zu können.

Ein besonderer Dank geht an meinen Betreuer Reinhold Henneck für die vielen Stunden der Unterstützung, seine zahlreichen Anregungen und zahllosen Verbesserungsvorschläge.

Ganz herzlich möchte ich mich bei Axel Pichlmaier und Peter Fierlinger bedanken, mit denen ich eine erfahrungsreiche und unterhaltsame Experimentierzeit erleben durfte und die mich mit viel Geduld und Humor unterstützt haben, wann immer es nötig war.

Vielen Dank auch an Klaus Kirch, Tomasz Brys und Stefan Heule, für das Probelesen verschiedener halbfertiger Ansätze für meine Arbeit, für moralische Unterstützung in Form von Wein und Pizza und für die grosse Hilfe bei der Bewältigung von computertechnischen Problemen.

Anhang A

Fehlerformeln

Für die Fehlerrechnung wurde die Gauss'sche Formel zur Fehlerfortpflanzung verwendet. Für eine Funktion $f(x_1, \dots, x_n)$ von n Messpunkten berechnet sich der Fehler aus

$$\Delta f(x_1, \dots, x_n) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2}, \quad (\text{A.1})$$

wobei Δx_i ($i = 1, \dots, n$) die Fehler der einzelnen Messpunkte sind.

Die in der Datenanalyse verwendeten gemessenen Werte für N_1 , N_2 und N^{sp} können, abhängig von der Art der Messung, sehr unterschiedlich sein. Wird beispielsweise die Säuberung auf der höchsten Magnetfeldstufe (level 0) durchgeführt, sind die Werte für N_1 und $N_2 > 25$, während bei einer Säuberung auf level 4 (für DLC(Al) 317 K) $N_2 < 10$ sein kann. Gerade bei DLC(Al) gilt in jedem Fall $N^{sp} < 10$. Es wurden deshalb alle Messungen mehrmals durchgeführt, um eine hinreichende Statistik zu sammeln. Somit wurde auch im schlechtesten Fall $N^{sp} > 10$ erreicht und eine Verwendung der Gauss- anstelle der Poissonstatistik gerechtfertigt. Der Fehler eines solchen gemessenen Wertes beträgt dann

$$\Delta N = \sqrt{N}, \quad (\text{A.2})$$

für $N \gtrsim 10$. In den folgenden Fehlerformeln wird mit N_1 , N_2 und N^{sp} jeweils der Mittelwert dieser Größen bezeichnet, der aus einer gewissen Anzahl Messungen (im Folgenden als $\#N_1runs$, $\#N_2runs$ und $\#N_{bg}runs$ für die Anzahl Untergrundmessungen) bestimmt wird. Der Fehler für einen solchen Mittelwert berechnet sich dann aus

$$\Delta N = \Delta \left(\frac{\sum_{j=1}^{\#Nruns} N^j}{\#Nruns} \right) = \sqrt{\frac{N}{\#Nruns}}, \quad (\text{A.3})$$

wobei N^j den Wert einer Einzelmessung bezeichnet. Für N^{sp} wurde eine Untergrundkorrektur gemacht, da es oftmals in der gleichen Größenordnung wie die gemessenen Untergrundneutronen liegt. Für N_1 und N_2 ist eine solche Korrektur in allen Fällen vernachlässigbar, da stets $N_i \gg N_{bg}$ gilt ($i = 1, 2$). N_{bg} bezeichnet die mittlere Anzahl Untergrundneutronen während einer Messdauer von 200 Sekunden. β_0 berechnet sich damit neu aus (vgl. Gleichung (4.4))

$$\beta_0 = \frac{N^{sp} - N_{bg}}{\tau\nu(N_1 - N_2)} \quad (\text{A.4})$$

und die Fehlerformeln für τ , μ_0 und β_0 (vgl. Gleichungen (4.3) und (4.5)) lauten

$$\Delta\tau = \frac{\tau}{\ln(N_1/N_2)} \cdot \sqrt{\frac{1}{N_1 \cdot (\#N_1runs)} + \frac{1}{N_2 \cdot (\#N_2runs)}}, \quad (\text{A.5})$$

$$\Delta\beta_0 = \beta_0 \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta\tau}{\tau}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)^2 + \frac{\left(\frac{N_1}{\#N_1runs} + \frac{N_2}{\#N_2runs}\right)}{(N_1 - N_2)^2} + \frac{\left(\frac{N^{sp}}{\#N_2runs} + \frac{N_{bg}}{\#N_{bg}runs}\right)}{(N^{sp} - N_{bg})^2}}, \quad (\text{A.6})$$

$$\Delta\mu_0 = \sqrt{(\Delta\beta_0)^2 + \left(\frac{1}{\nu} \cdot \frac{\Delta\tau}{\tau^2}\right)^2 + \left((\mu_0 + \beta_0) \frac{\Delta\nu}{\nu}\right)^2}, \quad (\text{A.7})$$

wobei der Fehler für τ_n , der klein gegenüber den Fehlern in τ , β_0 und ν ist, in der letzten Gleichung vernachlässigt wurde. Die Zeitinformationen t_1 und t_2 wurden mit Genauigkeiten im Bereich von μs gemessen und tragen somit nicht nennenswert zum Fehler in τ , μ_0 und β_0 bei.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Institut Laue-Langevin in Grenoble	4
2.1	Die winkelgemittelte Verlustwahrscheinlichkeit pro Wandstoss $\bar{\mu}$	11
3.1	Die Messapparatur	13
3.2	Die beiden DLC-Proben	14
3.3	Die Strahlweiche	15
3.4	Die Magnetfeldstärke in Abhängigkeit der Regelspannung	16
3.5	Der Magnet mit dem oberen Teil der Messapparatur	17
3.6	Der Kryo-Kühler, die Kupferlitzen und der Wärmeschild	18
3.7	Das Abkühlen vom 10. Juni	19
3.8	Druckveränderung während des Abkühlens vom 10. Juni	20
3.9	Blick in das Reaktorbecken am ILL	21
4.1	Histogramm einer N_1 -Messung mit DLC(PET)	24
4.2	Die Einfüllkurve	25
4.3	Histogramm einer N_2 -Messung mit DLC(PET)	26
4.4	Der zeitliche Verlauf der N_1 - und N_2 -Messungen am Beispiel von DLC(PET)	27
4.5	Der zeitliche Verlauf der Anzahl Neutronen, die während der Speicherung ihren Spin umgedreht haben am Beispiel von DLC(PET)	28
5.1	Die Neutronenrate während der Phase der Untergrundmessung in Abhängigkeit der Wahl der Ausleerzeit für DLC(PET)	30
5.2	Integrales Energiespektrum für DLC(PET) bei einer Temperatur von 67 K	32
5.3	Differentielles Spektrum aus dem Mittelwert aller N_1 -Messungen für DLC(PET) bei einer Temperatur von 67 K	33
5.4	Integrales Spektrum aus dem Mittelwert aller N_1 -Messungen für DLC(PET) bei einer Temperatur von 67 K, angenähert durch die Fitfunktion	35
5.5	Normiertes differentielles Spektrum aus dem Mittelwert aller N_2 -Messungen für DLC(PET) bei einer Temperatur von 325 K	36
5.6	Die Energieabhängigkeit der Wandstossfrequenz der gespeicherten Neutronen	37
5.7	Der zeitliche Verlauf der Speicherzeit τ für DLC(PET)	39
5.8	Die zeitlichen Verläufe der angenäherten Verlust- und Spinflipwahrscheinlichkeit μ_0 und β_0 für DLC(PET)	40

Tabellenverzeichnis

3.1	Die verwendeten Proben, ihre Trägermaterialien, die Hersteller und die Herstellungsmethoden	14
5.1	Magnetfeldstärken während der Säuberungsphase für die Spektrummessungen .	31
5.2	Die aus dem differentiellen Energiespektrum (mittels Differenzenbildung) berechneten mittleren Energien der gespeicherten Neutronen und das gewichtete Mittel aller vier Messungen	32
5.3	Die aus dem differentiellen Energiespektrum (mittels Differenzenbildung) berechneten mittleren Energien der gespeicherten Neutronen und das gewichtete Mittel aller vier Messungen, wobei eine untere Grenze von 22 neV der gespeicherten Energien angenommen wurde	34
5.4	Die aus dem differentiellen Energiespektrum (mithilfe der Fitfunktion) berechneten mittleren Energien der gespeicherten Neutronen und das gewichtete Mittel aller vier Messungen	35
5.5	Die mittleren Wandstossfrequenzen für beide Proben und beide Methoden . . .	38
5.6	Speicherzeit τ , Verlustwahrscheinlichkeit μ_0 , Spinflipwahrscheinlichkeit β_0 und der aus μ_0 resultierende Wert für η (siehe Gleichung (2.24)) bei konstanten Temperaturen, sowie das Verhältnis von μ_0 bei hoher und μ_0 bei tiefer Temperatur, für beide Proben	40

Literaturverzeichnis

- [1] <http://ucn.web.psi.ch>
- [2] A. G. Kharitonov et al., *Preliminary results of neutron lifetime measurements with gravitational UCN trap*, Nucl. Instr. and Meth. A **284**, 98 (1989).
- [3] P. Ageron et al., *The temperature dependence of ultra-cold neutron confinement times*, Z. Phys. B - Condensed Matter **59**, 261 (1985).
- [4] S. K. Lamoreaux und R. Golub, *Calculation of the ultracold neutron upscattering loss probability in fluid walled storage bottles using experimental measurements of the liquid thermomechanical properties of fomblin*, Phys. Rev. C **66**, 044309 (2002).
- [5] D. J. Richardson et al., *Measurement of the energy dependence of the neutron loss per bounce function on reflection from oil and grease surfaces using monochromatic ultracold neutrons*, Nucl. Instr. and Meth. A **308**, 568 (1991).
- [6] R. Henneck, K. Kirch, Th. Lippert, *Ultracold neutron losses during storage measured for diamond-like Carbon, Be and solid oxygen coatings*, SNF Proposal (2004).
- [7] M. Makela et al., Proposal to ILL experiment 3-14-150 und 3-14-163.
- [8] R. Golub, D. J. Richardson, S. K. Lamoreaux, *Ultra-cold Neutrons*, Adam Hilger, Bristol, Philadelphia and New York (1991).
- [9] V. P. Alfimenkov et al., *Measurement of neutron lifetime with a gravitational trap for ultracold neutrons*, JETP Lett., Vol. **52**, No. 7, 373 (1990).
- [10] A. P. Serebrov et al., *Depolarization of UCN stored in material traps*, Nucl. Instr. and Meth. A **440**, 717 (2000).
- [11] A. P. Serebrov et al., *Depolarization of ultracold neutrons during their storage in material bottles*, Physics Letters A **313**, 373 (2003).
- [12] S. Eidelman et al. (Particle Data Group), Phys. Lett. B **592**, 1 (2004) (URL: <http://pdg.lbl.gov>).
- [13] E. Fermi, *Ricerca Scientifica* **7**, 13 (1936).
- [14] F. Atchison et al., *The simulation of ultracold neutron experiments with GEANT4*, to be submitted to Nucl. Instr. and Meth. A (2004).

- [15] http://www.phys.vt.edu/~ucn/PLD_Diamond
- [16] <http://www.iws.fhg.de/projekte/027/pro027.html>
- [17] <http://www.ill.fr>
- [18] R. Henneck, U. Straumann, *Development of large UCN storage vessels and depolarization effects in high-sensitivity neutron EDM experiments*, PSI Research Committee Prop. FK-04.02. 1 (2002).
- [19] A. Pichlmaier et al., *Measurement of the loss- and depolarization probability of UCN on diamond-like Carbon films*, ILL Research Proposal 26868 (2003).
- [20] Eur. Phys. J. C **15**, 191 (2000)
- [21] P. R. Bevington, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill (1969).
- [22] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1987).
- [23] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol, H. Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch (1999).
- [24] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1999).
- [25] F. Halzen, E. Martin, *Quarks and Leptons*, Wiley and Sons (1984).
- [26] A. Steyerl et al., Phys. Lett. A **116**, 347 (1986).
- [27] F. Schwabl, *Quantenmechanik - QMI*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1998).