

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Martin Oliver Klein
aus Würzburg am Main

Tag der mündlichen Prüfung: 26. Juli 2000

**Experimente zur Quantenmechanik
mit ultrakalten Neutronen**

und

**Entwicklung eines neuen Detektors
zum orts aufgelösten Nachweis
von thermischen Neutronen
auf großen Flächen**

Gutachter: Prof. Dr. Dirk Dubbers

Prof. Dr. Norbert Herrmann

Abstract

Im ersten Teil dieser Arbeit werden zwei Experimente zur Quantenmechanik mit ultrakalten Neutronen durchgeführt. Die *anomale* Larmorphase ist ein Zusatzterm zu der *normalen* Larmorphase $\Phi = \omega_L \cdot t$, die ein Spin in einem Magnetfeld B aufammelt. Sie tritt immer dann auf, wenn ein Teilchen mit Spin und endlicher Ruhemasse einen Magnetfeld-Gradienten durchläuft. Da bei ultrakalten Neutronen die Energie der Zeeman-Aufspaltung in starken Magnetfeldern von derselben Größenordnung ist wie ihre kinetische Energie, können die anomalen Beiträge zur Larmorphase nicht mehr vernachlässigt werden. Dies äußert sich darin, daß die Larmorphase nicht mehr linear von der Magnetfeldstärke B und der Aufenthaltsdauer t im Magnetfeld abhängt. Anhand der von N. F. Ramsey entwickelten Methode der „getrennt oszillierenden Hochfrequenz-Felder“ wurde dieser Effekt von uns mit ultrakalten Neutronen am Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble untersucht. Das zweite Experiment beschäftigt sich mit einer alternativen Methode zur Gewinnung ultrakalter Neutronen durch magnetisches Abbremsen.

Im zweiten Teil wird ein neues Detektorkonzept zum orts aufgelösten Nachweis thermischer Neutronen auf großen Flächen entwickelt. Dabei wird ein fester Neutronenkonverter auf beiden Seiten einer GEM-Folie aufgebracht. Da die GEM transparent für Ladung geschaltet werden kann, ist es möglich, die Nachweiseffizienz durch eine Kaskade beschichteter GEM-Folien zu steigern und die Ortsinformation vollständig zu erhalten. Dieser Detektor wird bei Normaldruck betrieben, besitzt eine hohe Ratenakzeptanz und ist unempfindlich gegenüber Gammastrahlung.

In the first part of this thesis two quantum-mechanical experiments of ultracold neutrons are described. The *anomalous* Larmor phase is an additional term to the *normal* Larmor phase $\Phi = \omega_L \cdot t$ of a spin in a magnetic field. This effect takes place if a particle with spin and mass passes through a magnetic field gradient. If the energy of the Zeeman-splitting in strong magnetic fields for ultracold neutrons is of the same order as their kinetic energy, the anomalous contribution to the Larmor phase could not be neglected. Thus the Larmor phase is neither proportional to the magnetic field strength B nor to the time it spends in the field. In order to measure this effect, we have employed the „separated oscillatory field“ magnetic resonance technique with ultracold neutrons at the Institute Laue-Langevin (ILL) in Grenoble. In the second experiment we tested an alternative method of producing ultracold neutrons by magnetic deceleration.

In the second part of this work a new concept for position sensitive neutron detection on large areas is presented. A solid neutron-converter is placed on both sides of a GEM-foil. The GEM-foil could be operated in a mode where it is transparent for charges. Thus it is possible to put a couple of GEM-foils in series. The accumulated charge by all foils can be collected. As a consequence the detection efficiency is increased without a loss of spatial information. This detector runs at normal pressure, has a high count rate capability and is not sensitive for γ -rays.

gewidmet
meiner Frau Kristina

Einleitung

Die physikalischen und chemischen Eigenschaften der kondensierten Materie sind seit je ein grundlegender Forschungsbereich in den Naturwissenschaften. Um die Eigenart der einzelnen Bausteine der Materie als auch ihre mannigfaltigen Wechselwirkungen zu verstehen, wurde eine Vielzahl an Untersuchungsmethoden entwickelt. In der Physik werden hierzu hauptsächlich Streuexperimente durchgeführt; sei es durch Streuung von Photonen wie in der Röntgenstrukturanalyse oder durch Streuung von Elektronen oder Ionen. Neutronen sind aufgrund ihrer physikalischen Eigenschaften besonders gut zur Untersuchung der kondensierten Materie geeignet. Als neutrales Kernteilchen besitzt das Neutron ein großes Durchdringungsvermögen und stellt sozusagen einen idealen „Spion“ zur Untersuchung der Materie dar.

Die in Forschungsreaktoren und Spallationsquellen erzeugten schnellen Neutronen besitzen zunächst eine kinetische Energie von mehreren MeV. Mit Hilfe verschiedener Moderatorstufen und Monochromatoren wird ihre kinetische Energie und ihre Wellenlänge jeweils optimal an die zu untersuchende Probe angepaßt. Bei thermischen Neutronen mit einer kinetischen Energie von 25 meV entspricht die de Broglie-Wellenlänge von 1.8 \AA gerade den atomaren Abständen in Festkörpern. So kann mit Hilfe der elastischen Neutronenstreuung die Anordnung und Struktur der Atomkerne im Festkörper aufgelöst werden. Da eine thermische Energie von einigen 10 meV gerade auch der typischen Anregungsenergie von Phononen entspricht, ermöglicht die Messung des Energieübertrags bei inelastischer Neutronenstreuung Aussagen zur Dynamik in Festkörpern. Das Zusammentreffen von Wellenlänge und kinetischer Energie, die bei thermischen Neutronen dieselbe Größenordnung wie die in Festkörpern relevanten Größen von Gitterkonstante und Anregungsenergie besitzen, begründet ihre Einzigartigkeit bei der Untersuchung der kondensierten Materie.

Als neutrale Teilchen wechselwirken Neutronen im allgemeinen nicht mit den Elektronenhüllen der Atome sondern mit deren Kernen. Im Gegensatz zur Röntgenstreuung hängt deshalb der Wirkungsquerschnitt nicht von der Kernladungszahl Z ab, so daß verschiedene Isotope des gleichen Elements sowie benachbarte Elemente sehr leicht unterschieden werden können. Insbesondere erlauben die unterschiedlichen Streuquerschnitte von Wasserstoff und Deuterium den Einsatz von Deuterium als Kontrastmittel in biologischen Proben. Obschon Neutronen elektrisch neutral sind, besitzen sie doch ein magnetisches Moment, so daß sie ebenfalls zur Untersuchung des Magnetismus und der magnetischen Ordnung auf atomarer Ebene verwendet werden.

Auch in der technischen Anwendung werden Neutronenstrahlen eingesetzt. Aufgrund ihres großen Durchdringungsvermögens können industrielle Werkstücke zerstörungsfrei auf Materialfehler und Alterungseffekte untersucht werden. Über die Analyse der spezifischen Gammastrahlung von mit Neutronen aktivierten Kernen kann mit einer in chemischen Verfahren nicht erreichbaren Sensitivität die element- und isotopenspezifische Zusammensetzung einer Substanz bestimmt werden.

Ergänzend zu der großen Anzahl von Experimenten der Hochenergiephysik können eine ganze Reihe von Fragestellungen der Teilchenphysik und der Kosmologie in Niederenergie-Experimenten mit Hilfe von Neutronen untersucht werden [Du99]. So kann z. B. die Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung durch die Messung der β -Asymmetrie beim Neutronenzerfall studiert werden. Die besondere Klasse der ultrakalten Neutronen mit Geschwindigkeiten in der Größenordnung von nur 5 m/s eignet sich vor allem zur Untersuchung der Eigenschaften des Neutrons an sich. Aufgrund ihrer geringen kinetischen Energie lassen sich ultrakalte Neutronen in geeigneten Behältern speichern. Experimente zur Bestimmung der Neutronenlebensdauer sowie zur Suche nach einem elektrischen Dipolmoment des Neutrons (EDM) machen sich diese Eigenschaft zunutze.

Darüber hinaus stellen ultrakalte Neutronen ideale Modellteilchen für quantenmechanische Effekte dar. Im Bereich ihrer kinetischen Energie und Wellenlänge treten schöne und subtile Effekte der Quantenphysik klarer zutage als in anderen Systemen, in denen die Wechselwirkung aufgrund der elektrischen Ladung mit der Umgebung den untersuchten Effekt verschleiert.

Im ersten Teil dieser Arbeit werden zwei Experimente zur Quantenmechanik mit ultrakalten Neutronen beschrieben. Dazu werden im ersten Kapitel die wichtigsten Eigenschaften ultrakalter Neutronen kurz vorgestellt. Der Effekt der *anormalen* Larmorphase, der immer dann auftritt, wenn ein Teilchen mit Spin und endlicher Ruhemasse einen Magnetfeld-Gradienten durchläuft, wird im zweiten Kapitel erläutert. Die Größe der anomalen Beiträge wird durch das Verhältnis von potentieller Energie V_{mag} zur Gesamtenergie E_0 des Teilchens bestimmt. Damit läßt sich die anomale Larmorpräzession über eine nicht lineare Abhängigkeit der Larmorphase sowohl von der Wellenlänge als auch von der magnetischen Feldstärke nachweisen. Da bei ultrakalten Neutronen die Energie der Zeeman-Aufspaltung in starken Magnetfeldern von derselben Größenordnung ist wie ihre kinetische Energie, können die anomalen Beiträge zur Larmorphase nicht mehr vernachlässigt werden. Dies äußert sich darin, daß die Larmorphase nicht mehr linear von der Magnetfeldstärke B und der Aufenthaltsdauer t im Magnetfeld abhängt. Anhand der von N. F. Ramsey entwickelten Methode der „getrennt oszillierenden Hochfrequenz-Felder“ [Ra50] wurde dieser Effekt mit ultrakalten Neutronen am Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble untersucht. Im dritten Kapitel wird ein Experiment zum magnetischen Abbremsen von Neutronen vorgestellt, in dem eine alternative Methode zur Gewinnung von ultrakalten Neutronen untersucht wurde.

Im Gegensatz zu Röntgen- bzw. Synchrotronstrahlen stehen Neutronenstrahlen nur in verhältnismäßig geringer Intensität zur Verfügung. Die Produktion der Neutronen in Forschungsreaktoren oder Spallationsquellen ist aufwendig und kostspielig, so daß die bestehenden Intensitäten so effektiv wie möglich genutzt werden müssen. Aus diesem Grund werden die Neutronen von ihrem Entstehungsort in der Quelle durch sogenannte Neutronenleiter, dies sind mit Metall beschichtete Glaskanäle, mittels Totalreflexion zu den Experimentierplätzen geführt. Neben der Erhöhung des zur Verfügung stehenden Neutronenflusses spielen aber auch die zum Nachweis der Neutronen verwendeten Detektoren eine entscheidende Rolle. Dabei bestimmt die Größe des detektierten Raumwinkels die am Experiment genutzte Gesamtintensität. Die erreichbare Informationsdichte ist dagegen durch die Anzahl der Kanäle pro Raumwinkel gegeben. Es werden also Detektoren mit entsprechender Ortsauflösung und Flächenabdeckung benötigt. Die für eine gewünschte statistische Genauigkeit erforderliche Meßzeit ergibt sich aus der zur Verfügung stehenden Intensität und der maximalen Ratenakzeptanz des Detektors. Die Zeitauflösung des Detektors bestimmt bei der Untersuchung dynamischer Prozesse, wie gut Energieänderungen mit Hilfe von Flugzeitmessungen aufgelöst werden können.

Der zweite Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung eines neuen Detektors zum ortsaufgelösten Nachweis thermischer Neutronen auf großen Flächen. Eine kurze Beschreibung der bisher verwendeten Detektoren im vierten Kapitel zeigt, daß eine Steigerung von Ortsauflösung, Flächenabdeckung und Ratenakzeptanz wünschenswert ist. Im Rahmen des neuen Millennium-Programms am Institut Laue-Langevin werden deshalb unter anderem neue Detektorkonzepte gesucht, um bestehende Detektorsysteme zu erneuern und in ihrer Effizienz zu steigern.

Der Nachweis von Neutronen kann nur über eine Kernwechselwirkung mit einem sogenannten Neutronenkonverter realisiert werden. Dabei wird das Neutron von einem Atomkern eingefangen, der daraufhin spontan zerfällt. Die entstehenden schnellen, elektrisch geladenen Fragmente können dann durch ihre ionisierende Wirkung nachgewiesen werden. Als geeignete Konvertermaterialien stehen nur wenige Isotope zur Verfügung, die einen vergleichsweise hohen Einfangsquerschnitt für Neutronen aufweisen. Von technischer Bedeutung sind hier ^3He , ^6Li , ^{10}B , ^{157}Gd und ^{235}U . Im Detektorbau kommt bisher überwiegend das Gas ^3He zum Einsatz, da in einem solchen Gasdetektor die entstehenden Ladungen einfach aufgesammelt und nachgewiesen werden können. Um bei einem solchen gasförmigen Konverter eine attraktive Nachweiseffizienz von mindestens 50% für thermische Neutronen zu erlangen, und gleichzeitig den Ort des Auftreffens des Neutrons bestimmen zu können, müssen solche Detektoren bei einem Druck von fünf bis zehn Bar betrieben werden. Der Bau großflächiger Detektoren wird darum mit Arrays von Einzelzählrohren realisiert, deren räumliches Auflösungsvermögen jedoch nur ca. 2cm x 10cm beträgt und deren Ratenakzeptanz auf 10^4 Hz beschränkt ist.

Im Prinzip sind feste Neutronenkonverter sehr viel besser geeignet, da die erforderliche Dichte an Konverteratomen, die für die Nachweiseffizienz notwendig ist, tausendmal größer als im Gas ist. Die Probleme liegen hier im Nachweis der Reaktionsprodukte, die zu einem großen Teil schon in dem festen Konverter selbst stecken bleiben und ihre Energie nur in geringem Maße an ein Zählgas abgeben können. Effektiv nachgewiesen werden nur aus Oberflächenschichten herrührende Reaktionsprodukte. Der Vorteil eines dichtgepackten Neutronenabsorbers in Form eines Festkörpers wird durch die mangelnde Austrittswahrscheinlichkeit der Fragmente in das umgebende Zählgas wieder zunichte gemacht. Im fünften Kapitel werden die erreichbare Effizienz und Ortsauflösung sowie das Pulshöhenspektrum einer festen Konverterschicht am Beispiel von Bor ausführlich diskutiert. Mehrere Schichten hintereinander konnten bisher nicht verwendet werden, da das Ionisationssignal die Schichten nicht durchdringen kann und die Information über den Ort des Neutroneneinfangs im Detektor verloren geht.

In der vorliegenden Arbeit wurde nach einer Möglichkeit gesucht, mehrere feste Konverterschichten hintereinander anzuordnen, ohne die Ortsinformation des Ionisationssignals zu verlieren. Dazu müssen die Konverterschichten für die im Zählgas entstehenden Ladungen transparent sein. Die GEM-Folie (GEM = Gas Electron Multiplier) bietet Ladungstransparenz (s. Kapitel 4.5.4). Das neue Detektorkonzept besteht darin, den Neutronenkonverter auf einer oder auf beiden Seiten der GEM-Folie aufzubringen. Durch die Verbindung der GEM-Technologie mit einem Neutronenkonverter wie z. B. ^{10}B oder einem anderen festen Konvertermaterial ist es somit möglich, diskrete Neutronenkonvertierungsschichten zu kaskadieren, das heißt hintereinander zu schalten und die Ortsinformation vollständig zu erhalten.

Da der Detektor bei Normaldruck betrieben werden kann, ist es möglich, den Detektor mit einem billigen Zählgas zu füllen und im Betrieb kontinuierlich zu spülen, um Alterungseffekte zu verhindern und die Lebensdauer extrem zu verlängern. Weiterhin sind leichte und vor allem auf große Flächen erweiterbare Detektorgehäuse ohne großen Aufwand an Material und Kosten möglich. Im sechsten Kapitel werden der benutzte Aufbau des Detektors und die Auslese-Elektronik beschrieben. Abschließend erfolgen im siebten Kapitel die Darstellung der bisher erreichten Meßergebnisse und ein Ausblick auf die weitere Entwicklung des Detektorprojekts.

Inhaltsverzeichnis

I	Experimente zur Quantenmechanik mit ultrakalten Neutronen	1
1	Ultrakalte Neutronen	3
1.1	Die Eigenschaften ultrakalter Neutronen	4
1.2	Die Gewinnung ultrakalter Neutronen	9
1.3	Das Wellenlängenspektrum am UCN-Teststrahl des ILL	12
2	Suche nach der anomalen Larmorphase	18
2.1	Die anomale Larmorphase	18
2.2	Die Ramseymethode	21
2.2.1	Die Theorie der HF-Spinflip-Spulen	22
2.2.2	Das Ramseysignal	25
2.3	Der Aufbau des Experiments	26
2.3.1	Der Geschwindigkeitsselektor	27
2.3.2	Die Polarisatoren	30
2.3.3	Die B_0 -Spule und die μ -Metallabschirmung	32
2.3.4	Die HF-Spinflip-Spulen	33
2.3.5	Die magnetische Probe	35
2.4	Die Auswertung der Meßergebnisse	36
3	Magnetisches Abbremsen ultrakalter Neutronen	40
3.1	Das Prinzip	41
3.2	Der fast-adiabatic Spinflip	42
3.3	Der experimentelle Aufbau	43
3.3.1	Das statische B_0 -Feld	43
3.3.2	Die Korrekturspule	45
3.3.3	Die HF-Spinflip-Spule	46
3.4	Die Auswertung der Meßergebnisse	48

II	Entwicklung eines neuen Detektors zum orts aufgelösten Nachweis von thermischen Neutronen auf großen Flächen	53
4	Detektoren für thermische Neutronen	55
4.1	Neutronenkonverter	55
4.2	Szintillatoren	56
4.3	Bildplatten (Image Plates)	58
4.4	Halbleiterdetektoren	59
4.5	Gasdetektoren	60
4.5.1	Grundlagen des Gasdetektors	60
4.5.2	Vom Zählrohr zur Vieldrahtkammer	62
4.5.3	Von der Vieldrahtkammer zum Mikrostreifen-Detektor	64
4.5.4	Der Gas Electron Multiplier (GEM)	66
4.5.5	Gasdetektoren mit festem Neutronenkonverter	68
4.6	Das neue Detektor-Konzept	71
5	Bor als fester Neutronen- Konverter	74
5.1	Allgemeine physikalische und chemische Eigenschaften von Bor	74
5.2	Die Nachweiseffizienz einer Borschicht	76
5.3	Nachweiseffizienz einer Kaskade aus substratverstärkten Borschichten	80
5.4	Das Pulshöhenspektrum einer festen Borschicht	82
5.5	Das eindimensionale Ortsspektrum einer festen Borschicht	85
5.6	Methoden zur Herstellung von Borschichten	91
5.6.1	Galvanisches Abscheiden	91
5.6.2	CVD-Verfahren	91
5.6.3	Schichten aus Bor-Pulver	91
5.6.4	PVD-Verfahren	94
6	Detektoraufbau und Auslese-Elektronik	96
6.1	Die Methode der Ladungsteilung	96
6.2	Der Aufbau des Detektors	99
6.3	Die Auslese-Elektronik	102
7	Die Auswertung der Meßergebnisse	105
7.1	Das Neutronensignal	105
7.2	Das Pulshöhenspektrum	106
7.3	Die Ortsauflösung	108
7.4	Messungen mit einer GEM-Folie	110
7.5	Messungen mit einer Kaskade borbeschichteter GEM-Folien	111

Teil I

**Experimente zur
Quantenmechanik mit ultrakalten
Neutronen**

Kapitel 1

Ultrakalte Neutronen

Einige der fundamentalen Eigenschaften des Neutrons sind über die letzten 15 Jahre mit immer gesteigerter Präzision vermessen worden. Basis dieser Erfolge war die Verfügbarkeit einer neuen Quelle für ultrakalte Neutronen (UCN = Ultra Cold Neutron) am ILL in Grenoble [St86], [Dr90]. Als ultrakalte Neutronen werden ganz pragmatisch solche Neutronen bezeichnet, deren kinetische Energie so gering ist, daß sie von den meisten Materialien unter beliebigem Einfallswinkel reflektiert werden. Man kann auch sagen, „ultrakalte Neutronen sind Neutronen, die sich in geeigneten Behältern (z. B. aus Nickel) speichern lassen“.

Durch die Möglichkeit, UCN's für längere Zeit zu speichern, wurden Beobachtungszeiten von mehreren 100 s im Vergleich zu ca. 0.01 s in bisherigen Strahlexperimenten erreicht und damit eine höhere experimentelle Sensitivität möglich. Dadurch konnte die obere Grenze für ein elektrisches Dipolmoment (EDM) des Neutrons immer weiter gesenkt werden [Ha00]. Auch die Neutronenlebensdauer τ_n konnte mit Speicherexperimenten um ca. einen Faktor 5 besser gemessen werden [Ar00], [Pi00]. Beide Größen schränken Theorien zur Erweiterung des Standardmodells ein [Pe00], [Abe00].

Mit einem ultrakalten Neutron liegt ein quantenmechanisches Teilchen vor, das allen vier fundamentalen Wechselwirkungen unterliegt. Dabei liegen die Beiträge der starken, der elektromagnetischen und der gravitativen Wechselwirkung zum Potentialterm im zugehörigen Hamiltonoperator in der gleichen Größenordnung wie der Anteil der kinetischen Energie. Alle vier Größen können mit sehr einfachen Mitteln gezielt verändert werden. Damit stellen ultrakalte Neutronen ideale Modellteilchen für quantenmechanische Effekte dar. Im Bereich ihrer kinetischen Energie und Wellenlänge treten schöne und subtile Effekte der Quantenphysik klarer zutage als in anderen Systemen, in denen die Wechselwirkung aufgrund der elektrischen Ladung mit der Umgebung den untersuchten Effekt verschleiert.

So ist für ultrakalte Neutronen die Energie der Zeeman-Aufspaltung in magnetischen Feldern von einigen Tesla von derselben Größenordnung wie ihre kinetische Energie. Dies führt dazu, daß sich die Wellenfunktion dramatisch ändert, wenn UCN's durch ein Magnetfeld fliegen. Damit lassen sich in einem Experiment die quantenmechanischen Eigenschaften des Systems gezielt manipulieren. Die folgenden Experimente machen sich diese Eigenschaft zunutze.

1.1 Die Eigenschaften ultrakalter Neutronen

Der Geschwindigkeitsbereich der ultrakalten Neutronen, die in geeigneten Gefäßen speicherbar sind, reicht von 0 m/s bis etwa 8 m/s. Mit 50-100 nm ist ihre Wellenlänge 500-mal größer als die der thermischen Neutronen (1.8 Å). Dies entspricht einer kinetischen Energie von rund 80 neV ($v = 4$ m/s).

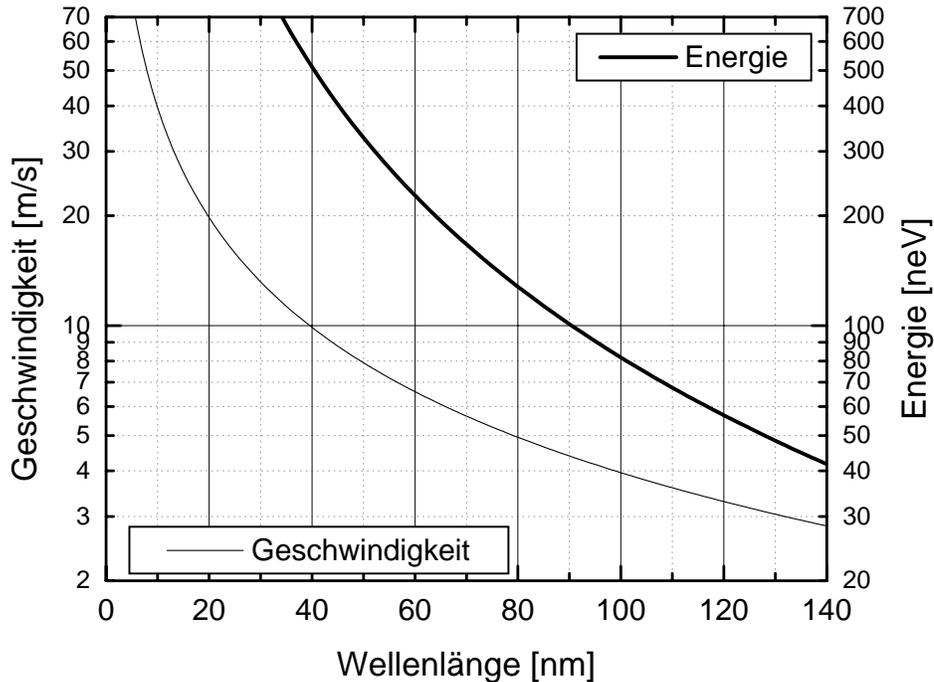


Abbildung 1.1: Umrechnung von Wellenlänge in Geschwindigkeit oder kinetische Energie für ultrakalte Neutronen.

Die schwache Wechselwirkung

Aufgrund der schwachen Wechselwirkung ist das freie Neutron nicht stabil, sondern zerfällt bei einer mittleren Lebensdauer von $\tau_n = 885.8 \pm 0.9$ sec über einen β -Zerfall



unter Freisetzung einer Energie von 782 keV. Für die folgenden Strahlexperimente mit UCN's ist die endliche Lebensdauer des freien Neutrons nur insofern relevant, als daß sie groß genug ist, damit die meisten UCN's das Experiment auch durchlaufen können¹. Auf die schwache Wechselwirkung soll hier nicht weiter eingegangen werden.

¹Die Verweildauer im Experiment bei typischen 5 m Länge beträgt 1-2 s.

Die Gravitations-Wechselwirkung

Aufgrund seiner Masse von $m_n = (939.485 \pm 0.051) \text{ MeV}/c^2 \approx 1.6749 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ [Cr89] besitzt das Neutron im Gravitationsfeld der Erde eine potentielle Energie V_{grav} von

$$V_{grav} = 102.4 \frac{\text{neV}}{m} \cdot \text{Höhe}[m]. \quad (1.2)$$

UCN's mit einer kinetischen Energie von $E_{kin} = 102.4 \text{ neV}$ und einer Geschwindigkeit von entsprechend $v = 4.43 \text{ m/s}$ können im Gravitationsfeld der Erde nur einen Meter steigen, bevor sie zur Umkehr gezwungen werden und wieder hinunterfallen. Dadurch ist es auf einfache Weise möglich, UCN's durch Steigen- bzw. Fallenlassen abzubremesen bzw. zu beschleunigen. Die Kombination aus Steigen und Fallen ergibt dann einen einfachen Bandpaß-Energiefilter (s. Abb. 1.2). In Strahl-experimenten beschreiben UCN's Wurfparabeln, da schon auf einer Flugstrecke von einem Meter ein anfangs waagrecht fliegendes UCN mit $v = 5 \text{ m/s}$ allein durch die Gravitation um 20 cm fällt.

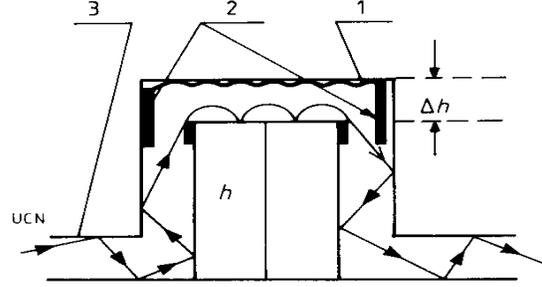


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung eines Bandpaß-Energiefilters für UCN's [Ko77]: (1) und (2) UCN-Absorber (Polyethylen), (3) Strahlrohr. Nur UCN's mit einer kinetischen Energie im Bereich $mgh < E_{kin} < mg(h + \Delta h)$ können den Filter von links nach rechts überwinden. UCN's mit einer anderen kinetischen Energie können entweder nicht hoch genug steigen oder werden an der Decke absorbiert.

Die starke Wechselwirkung

Die Wechselwirkung von ultrakalten Neutronen mit Materie beruht vor allem auf der starken elastischen Streuung an den Atomkernen der Materie. Dabei kann die elastische Streuung an einem einzelnen Nukleon durch einen sphärischen Potentialtopf der Tiefe $V_0 \approx -40 \text{ MeV}$ mit dem Radius $R \approx 2 \text{ fm}$ beschrieben werden [Go91]. Der Ansatz für die Gesamtwellenfunktion des Streuproblems besteht aus einer ins Streuzentrum einlaufenden ebenen Welle $\psi_0(\vec{r})$ und einer gestreuten auslaufenden Kugelwelle $\psi_s(\vec{r})$:

$$\psi(\vec{r}) = \psi_0(\vec{r}) + \psi_s(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}. \quad (1.3)$$

Dabei sind θ der Streuwinkel und $f(\theta)$ die sogenannte Streuamplitude, die die gesamte Information über das streuende Potential enthält. Die Streuamplitude bestimmt den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |f(\theta)|^2 \quad (1.4)$$

und ist in der ersten Bornschen Näherung als die Fouriertransformierte des Wechselwirkungspotentials V_0 bekannt

$$f(\theta) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int V_0(\vec{r}') e^{-i(\vec{k}-\vec{k}')\cdot\vec{r}'} d^3r'. \quad (1.5)$$

Im Falle der Streuung von UCN's mit Wellenlängen von 10-100 nm an einem Kernpotential der Reichweite $R \approx 2 \text{ fm}$ findet nur s-Wellen-Streuung statt. Dies wird zum einen deutlich bei

der Entwicklung der Wellenfunktion (Gl. 1.3) nach Partialwellen, in der alle Streuphasen δ_l mit Drehimpuls $l > 0$ vernachlässigbar klein sind². Dies läßt sich aber auch in einem semiklassischen Bild der Streuung anschaulich verstehen: Ein Neutron, das im Abstand d am Streuzentrum vorbeifliegt, hat diesbezüglich den klassischen Drehimpuls $l = m_n v \cdot d$. Um aber den Drehimpuls auf das Streuzentrum übertragen zu können, muß l mindestens $1 \hbar$ betragen:

$$l = m_n v \cdot d = p_n \cdot d = \frac{\hbar}{\lambda} \cdot d \geq \hbar \iff \frac{d}{\lambda} \geq \frac{1}{2\pi} . \quad (1.6)$$

Da das Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ sowohl für thermische als auch für ultrakalte Neutronen kleiner als 10^{-5} ist, ist die Kernstreuung immer eine reine s-Wellen-Streuung. Diese ist räumlich isotrop, d. h. winkelunabhängig, so daß die Streuamplitude $f(\theta) = -b$ eine Konstante ist. Die sogenannte Streulänge b ist im Falle der Streuung von Neutronen isotonenabhängig und bei obiger Vorzeichenkonvention für fast alle Materialien positiv, d. h. die Wechselwirkung ist im allgemeinen repulsiv.

Die Reichweite des Wechselwirkungspotentials ist zwar räumlich begrenzt, die potentielle Energie der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ist aber sehr groß im Vergleich zur Energie des Neutrons, so daß die Wellenfunktion des Neutrons im Bereich der Wechselwirkungszone sehr verändert wird. Außerhalb davon ändert sie sich nur wenig. Nach einer Idee von E. Fermi kann jedoch das kurzreichweitige starke Kernpotential V_0 durch ein schwächeres Kastenpotential $V(r)$ längerer Reichweite ersetzt werden [Fe36]:

$$V(r) = \begin{cases} -V & , r \leq r_0 \\ 0 & , r > r_0 \end{cases} . \quad (1.7)$$

Dieses liefert für größere Abstände vom Zentrum äquivalente Lösungen wie das wirkliche Kernpotential und ist so schwach, daß das gesamte Streuproblem störungstheoretisch behandelt werden kann. In erster Bornscher Näherung kann die Streuung schließlich als reine s-Wellen-Streuung an einem hierzu äquivalenten δ -Potential beschrieben werden [Go91].

$$V(r) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \cdot b \cdot \delta(\vec{r}) \quad (1.8)$$

Für die Streuung an einer Flüssigkeit oder einem Festkörper heißt das, daß ein einfallendes Neutron einen „ganzen Wald“ an δ -förmigen Potentialen an verschiedenen Orten \vec{R}_i sieht:

$$V(\vec{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \sum_i b_i \cdot \delta(\vec{r} - \vec{R}_i) . \quad (1.9)$$

Da die Wellenlänge der UCN's (10-100 nm) sehr groß im Vergleich zur Reichweite der Kernkräfte (wenige fm) ist, ist der einzelne Impulsübertrag $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$ sehr klein, d. h. der einzelne Streuprozess ist sehr schwach. Die kohärente Mittelung über alle einzelnen Streuprozesse im Bereich einer Wellenlänge ergibt dann ein effektives Potential für die starke Wechselwirkung. UCN's sehen also jedes Material als ein homogenes Medium, solange es keine Strukturen in der Größenordnung ihrer Wellenlänge gibt. Das gemittelte, ortsunabhängige Potential läßt sich durch die kohärente Streuamplitude b_c beschreiben und wird als effektives Fermipotential bezeichnet:

$$V_F = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \cdot n \cdot b_c \quad (1.10)$$

²Für eine Herleitung der Methode der Zerlegung nach Partialwellen siehe [No90].

mit der Teilchenzahldichte n . Die Absorption von ultrakalten Neutronen durch Materie kann als Wechselwirkung mit einem imaginären effektiven Kernpotential iW beschrieben werden. Ist die Streuung von Neutronen an den einzelnen Kernen eines Materials unterschiedlich, sei es weil verschiedene Isotope gemischt vorliegen oder weil die Kernspins unterschiedlich ausgerichtet sind, so spricht man von inkohärenter Streuung. Die einzelnen Streuprozesse besitzen dann keine feste Phasenbeziehung mehr zueinander und führen zu einem strukturlosen isotrop verteilten Streuuntergrund, der sich aus der inkohärenten Addition von s-Wellen ergibt. Die darin befindliche Streuintensität geht wie im Fall der Absorption für das eigentliche Signal verloren und kann deswegen ebenfalls durch einen imaginären Potentialbeitrag beschrieben werden [Go91]. Damit lautet das gesamte effektive Fermipotential

$$V_F = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \cdot n \cdot \left(b_c - i \frac{\sigma_{abs} + \sigma_{inc}}{4\pi} \cdot k \right), \quad (1.11)$$

wobei σ_{abs} den Absorptionswirkungsquerschnitt und σ_{inc} den inkohärenten Streuquerschnitt bezeichnen. Das Produkt $(\sigma_{abs} + \sigma_{inc}) \cdot k$ ist im Bereich „normaler Absorption“ ohne Resonanzen wellenlängenunabhängig, da sowohl der Absorptionswirkungs- als auch der inkohärente Streuquerschnitt von der Wechselwirkungsdauer $t \sim \frac{1}{v}$ mit dem Streuzentrum abhängen. Damit können die für thermische Neutronen gemessenen Werte übernommen werden (s. Tabelle 1.1).

Element	Teilchenzahldichte n [$1/m^3$]	kohärente Streulänge [fm]	inkohärenter Streuquerschnitt [b]	Absorptionsquerschnitt [b]	Realteil von V_F [neV]
Al	$6.03 \cdot 10^{28}$	3.449	0.0085	0.231	54.2
Fe	$8.48 \cdot 10^{28}$	9.54	0.39	2.56	210.7
Co	$9.09 \cdot 10^{28}$	2.5	4.8	37.18	59.2
Cu	$8.45 \cdot 10^{28}$	7.718	0.52	3.78	169.9

Tabelle 1.1: Streulängen und Wirkungsquerschnitte einiger wichtiger Elemente für thermische Neutronen (1.8 Å) [Be88].

Das Vielteilchenproblem wird mit diesem Potential in ein Einteilchenproblem überführt. Die effektiven Fermipotentiale der meisten Materialien betragen ca. 50-350 neV (s. Tabelle 1.1). Eine 100 μm dicke Aluminiumfolie stellt somit für UCN's ein einfaches Kastenpotential dar. Der Anteil der durch eine entsprechend dicke Folie (Dicke $d \gg \lambda$) transmittierten UCN's ist durch die bekannte Transmission $T(k)$ einer Welle durch ein absorbierendes Kastenpotential aus der Quantenmechanik gegeben:

$$T(k) = \left| \frac{2k}{k+k'} \right|^2 \cdot e^{-\Im(k') \cdot d} \cdot \left| \frac{2k'}{k+k'} \right|^2 \quad (1.12)$$

$$\text{mit } k' = \sqrt{k^2 - \frac{2m}{\hbar^2} \cdot V_F}.$$

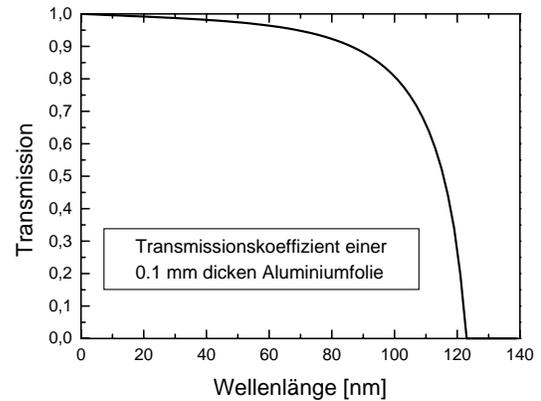


Abbildung 1.3: Theoretische Transmission durch eine 100 μm dicke Aluminium-Folie in Abhängigkeit von der Wellenlänge der UCN's.

Die magnetische Wechselwirkung

Als Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen besitzt das Neutron ein magnetisches Moment $\vec{\mu} = \gamma \cdot \vec{S}$, das über das gyromagnetische Verhältnis $\gamma = -183.25 \text{ MHz/T}$ mit dem Spin $\vec{S} = \frac{1}{2}\hbar\vec{\sigma}$ des Neutrons verknüpft ist. Das gyromagnetische Verhältnis γ unterscheidet sich von dem eines klassischen Teilchens mit einer positiven Elementarladung e und der Masse eines Protons um den Kern-g-Faktor von $g = -3.826$:

$$\gamma = g \cdot \frac{\mu_K}{\hbar} = g \cdot \frac{e}{2m_P} = -1.913 \cdot \frac{e}{m_p} = -183.25 \frac{\text{MHz}}{\text{T}} . \quad (1.13)$$

Über das magnetische Moment wechselwirken Neutronen mit einem äußeren Magnetfeld. Dabei hängt die Wechselwirkungsenergie von der relativen Spinstellung des Neutrons zum Magnetfeld ab:

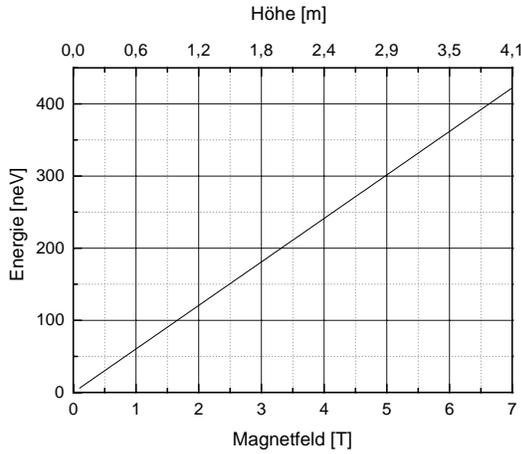


Abbildung 1.4: Verlauf der magnetischen Energie $E_{mag}/2$ nach Gleichung (1.15) und der potentiellen Energie E_{grav} nach Gleichung (1.2) für UCN's.

Beim Eintritt in ein hinreichend hohes Magnetfeld ändert sich die kinetische Energie derart, daß die UCN's mit Spin-Up zum Stillstand kommen und schließlich reflektiert werden. Der transmittierte Anteil des UCN-Strahls ist dann zu 100% Spin-Down polarisiert.

Ein ähnlicher Effekt tritt bei der Streuung von UCN's an magnetischen Proben wie z. B. an einem Ferromagneten auf. Neben dem starken Kernpotential (vgl. Gleichung 1.11) ist ein Neutron bei einer magnetisierten Probe auch dem Magnetfeld und damit dem zusätzlichen magnetischen Potential V_{mag} ausgesetzt. Die magnetische Streuung wird durch eine magnetische Streulänge b_{mag} beschrieben (s. Tabelle 1.2), so daß sich je nach der relativen Spinstellung von Neutron und Magnetisierung der Probe ein unterschiedliches effektives Potential ergibt:

$$\begin{aligned} V_{eff} &= V_F \pm V_{mag} = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \cdot n \cdot \left(b_c \pm b_{mag} - i \frac{\sigma_{abs} + \sigma_{inc}}{4\pi} \cdot k \right) \\ &= \frac{2\pi\hbar^2}{m} \cdot n \cdot \left(b_{\pm} - i \frac{\sigma_{abs} + \sigma_{inc}}{4\pi} \cdot k \right) . \end{aligned} \quad (1.16)$$

$$V_{mag} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} . \quad (1.14)$$

Ein unpolarisierter Neutronenstrahl besteht bezüglich eines gegebenen Magnetfeldes aus einer inkohärenten Mischung von 50% Neutronen mit zum Magnetfeld parallelem Spin ($n\uparrow = \text{Spin-Up}$) und 50% mit antiparallelem Spin ($n\downarrow = \text{Spin-Down}$). Die Wechselwirkung der Neutronen mit dem Magnetfeld führt zu einer Zeeman-Aufspaltung der kinetischen Energie von

$$\begin{aligned} \Delta E_{kin} &= E_{mag} = 2\mu B \\ &\approx 120 \frac{\text{neV}}{\text{T}} \cdot B[\text{T}] . \end{aligned} \quad (1.15)$$

Da sowohl das effektive Fermipotential V_F als auch das magnetische Potential V_{mag} von der Größenordnung der kinetischen Energie ultrakalter Neutronen sind, kann das Potential z. B. bei einer durchmagnetisierten Eisenfolie so gewählt werden, daß UCN's mit Spin-Up vollständig reflektiert und UCN's mit Spin-Down vollständig transmittiert werden. Diese Polarisationsfolien können in Transmission oder Reflexion betrieben werden [Pe78].

Element	Teilchenzahldichte n [$1/m^3$]	kohärente Streulänge [fm] b_c	magnetische Streulänge [fm] b_{mag}	Streulänge Spin-Up [fm] b_+	Streulänge Spin-Down [fm] b_-
Fe	$8.48 \cdot 10^{28}$	9.54	5.89	15.52	3.56
Co	$9.09 \cdot 10^{28}$	2.5	4.64	7.14	-2.14
Ni	$9.14 \cdot 10^{28}$	10.3	1.62	11.9	8.7

Tabelle 1.2: Magnetische Streulängen der wichtigsten Ferromagneten für thermische Neutronen (1.8 Å) [Se89].

1.2 Die Gewinnung ultrakalter Neutronen

Alle Experimente mit thermischen ($E_{kin} \approx 25$ meV) oder kalten ($E_{kin} \approx 2$ meV) Neutronen sind auf einige wenige Neutronenquellen in Form von Forschungsreaktoren oder Spallationsquellen angewiesen. Im Bereich der ultrakalten Neutronen gibt es weltweit nach dem Wegfall der Anlage am Leningrad Institute of Nuclear Physics (LINP) in Gatchina (Rußland) sogar nur noch eine leistungsfähige UCN-Quelle, nämlich am Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble. Für die beiden hier im folgenden vorgestellten Experimente stand am Instrument PF2 des ILL der Teststrahl mit ultrakalten Neutronen zur Verfügung.

Abbildung (1.5) zeigt den Aufbau des Forschungsreaktors am ILL in Grenoble. Der Reaktorkern besteht aus einem Brennelement (1), das mit Hilfe eines Regelstabes (2) innerhalb von 50 Tagen (typischer Reaktorzyklus) abgebrannt wird. Die bei der Kernspaltung entstandenen Neutronen haben eine Energie von mehreren MeV und eine Geschwindigkeit, die etwa einem Zehntel der Lichtgeschwindigkeit entspricht. Sie geben den größten Teil dieser Energie durch inelastische Stöße an den sogenannten Moderator ab. Am ILL dient schweres Wasser (D_2O , $T \approx 300$ K) im Primärkreislauf sowohl als Moderator als auch als Kühlmittel des Brennelementes.

Schon nach ca. 20 Stößen ist die Energie der Neutronen vergleichbar mit der thermischen Bewegung der Kerne des Moderators. Die Neutronen können dann als ein Gas im thermischen Gleichgewicht mit dem Moderator betrachtet werden. Die dadurch erzeugten thermischen Neutronen besitzen ein Maxwellspektrum mit einem Maximum bei einer Energie von etwa 25 meV und einer Geschwindigkeit von 2200 m/s. Ihre Wellenlänge, die einige Angström beträgt, ist vergleichbar mit dem Abstand der Atome in Festkörpern. Wie in Abbildung (1.5) zu sehen ist, reichen in den Bereich des höchsten Neutronenflusses³ von ca. $1.5 \cdot 10^{15} \frac{n}{cm^2 s}$ im Moderator eine Vielzahl von sogenannten Neutronenleitern hinein, die die Neutronen zu den Experimenten außerhalb des Reaktors leiten.

³Der capture flux im Innern des Reaktors wird durch Goldfolien-Aktivierung bestimmt.

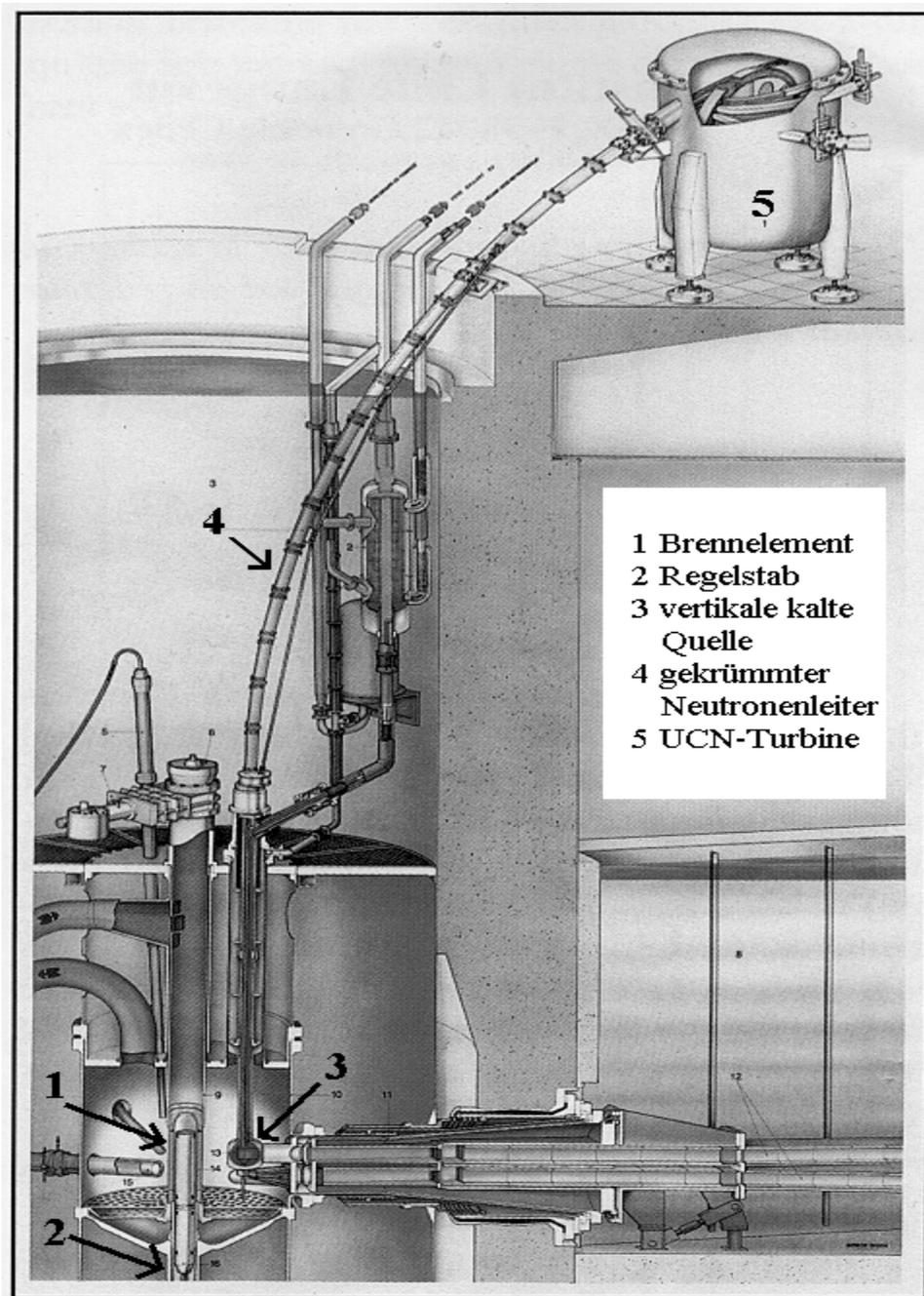


Abbildung 1.5: Schematischer Querschnitt durch den Aufbau des Forschungsreaktors am ILL in Grenoble.

Kalte Neutronen mit einer mittleren Energie von ca. 2 meV und damit Wellenlängen oberhalb von 5 Å werden verstärkt in einer sogenannten kalten Quelle erzeugt. Am ILL stehen sowohl eine horizontale als auch eine vertikale kalte Quelle zur Verfügung. Der Fluß von thermischen Neutronen durchsetzt die kalten Quellen, die mit flüssigem Deuterium bei 25 K gefüllt sind. Die Neutronen werden hier weiter auf die tiefere Umgebungstemperatur heruntermoderiert, so daß der Fluß bei Wellenlängen größer 3 Å erhöht wird.

Sehr kalte Neutronen mit einer mittleren kinetischen Energie von $E_{kin} \approx 10 \mu\text{eV}$ ($v = 50 \text{ m/s}$, $T = 150 \text{ mK}$) und ultrakalte Neutronen mit Energien von $E_{kin} \approx 100 \text{ neV}$ ($v = 5 \text{ m/s}$, $T = 2 \text{ mK}$) können nicht mehr durch weitere Abkühlung in Moderatoren gewonnen werden. Sie werden aus dem Spektrum kalter Neutronen extrahiert. Dazu führt, wie in Abbildung (1.5) zu sehen, ein leicht gekrümmter Neutronenleiter (4) auf eine rund 13 Meter höher liegende Plattform.

Bei diesem Anstieg gegen das Erdgravitationsfeld verlieren Neutronen $1.3 \mu\text{eV}$ an kinetischer Energie. Neutronen, die die kalte Quelle mit zu geringer kinetischer Energie verlassen, erreichen die Plattform nicht. Neutronen höherer Energie können der Krümmung des Strahlrohrs nicht folgen, da ihr Einfallswinkel auf die Oberflächen des Neutronenleiters zu groß ist. Sie fliegen weiter geradeaus und erreichen die Plattform ebenfalls nicht. Am Ende des vertikalen Leiters erreichen nur sehr kalte Neutronen (VCN = Very Cold Neutron) die Plattform, von denen ein Teil direkt in Experimenten genutzt wird.

Der andere Teil der VCN's gelangt in die von A. Steyerl entwickelte und gebaute UCN-Turbine (5), die aus einem Rad mit 690 reflektierenden gekrümmten Schaufeln aus dünnen, halbkreisförmigen Nickelschalen besteht [St86]. Das Rad hat einen Durchmesser von 1.7 m und dreht sich mit einer Bahngeschwindigkeit von rund $V_T = 25 \text{ m/s}$ (230 Umdrehungen/min) in der Richtung der einfallenden Neutronen (s. Abb. 1.6). Die mit einer mittleren Geschwindigkeit von $v_n = 50 \text{ m/s}$ ankommenden Neutronen werden so geführt, daß sie von den Schaufeln total reflektiert werden. Bezüglich der Schaufeln hat das Neutron eine Geschwindigkeit von $v_n - V_T$ vor dem Stoß und $V_T - v_n$ danach. Im Laborsystem ist also die Geschwindigkeit des Neutrons nach dem Stoß $(V_T - v_n) + V_T = 2V_T - v_n \approx 0$. Die Verteilung der Eingangsgeschwindigkeiten und Auftreffwinkel der Neutronen führen zu einer Geschwindigkeitsverteilung der die Turbine verlassenden

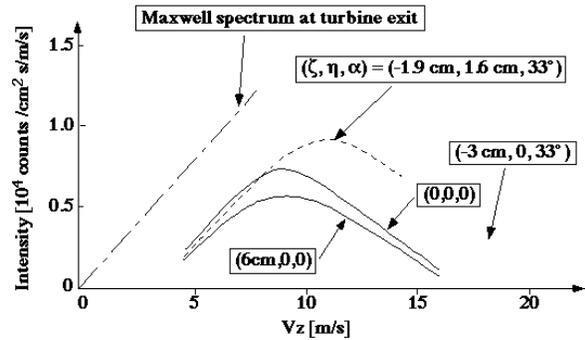
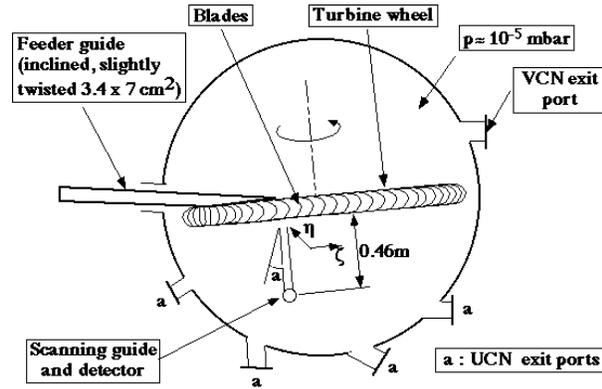


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung der Neutronenturbine von oben (Bild oben), UCN-Spektren der Turbine (Bild unten) [St86]. Sehr kalte Neutronen (VCN's) gelangen von links aus dem Neutronenleiter auf die Nickel-Schaufeln des Turbinenrades. Durch wenige Reflektionen an den sich mit den VCN's bewegenden Schaufeln werden diese in den UCN-Bereich abgebremst. Das UCN-Gas wird dann von mehreren Neutronenleitern an der Turbine aufgefangen und zu vier verschiedenen Experimenten geleitet.

Neutronen von $v_n \sim 0 - 20$ m/s mit einem Intensitätsmaximum bei $v_n = 12$ m/s, entsprechend einer Wellenlänge von $\lambda = 35$ nm. Aufgrund des sehr großen Luftwiderstandes des laufenden Schaufelrades und der kurzen Reichweite von UCN's in Luft wird die Turbine unter Vakuum ($p \approx 10^{-5}$ mbar) betrieben. Ein Aluminiumfenster trennt das Vakuumgefäß von den Experimenten. Das effektive Fermipotential von Aluminium sorgt daher für einen Cut-Off im niederenergetischen Bereich des Spektrums bei einer kritischen Wellenlänge von $\lambda_{krit}(Al) = 123$ nm entsprechend einer Geschwindigkeit von $v_{krit} = 3.2$ m/s (vgl. Abb. 1.3).

In diesem Zusammenhang wird auch der eigentliche Grund für die UCN-Turbine deutlich. Da die Turbine mit konservativen Kräften arbeitet, kann sie an der Phasenraumdichte nichts ändern. Im Bereich sehr geringer kinetischer Energie $E_{kin} \ll T_{kalt}$ ist die Zustandsdichte im Phasenraum fast konstant. Es ist zunächst also gar kein mechanisches Abbremsen notwendig, um die entsprechende Intensität an UCN's aus dem unteren Ende des kalten Neutronenspektrums zu extrahieren. Aus Sicherheitsgründen besitzt die kalte Quelle, die sich mitten im Reaktor befindet, eine ganze Reihe massiver Fenster aus speziellem Edelstahl (s. Abb. 1.5 (3)). Deswegen ist gar keine direkte Extraktion von UCN's aus der kalten Quelle möglich. Stattdessen dient die Turbine dazu, die Phasenraumdichte der UCN's hinter allen Fenstern in den UCN-Bereich zu verschieben.

1.3 Das Wellenlängenspektrum am UCN-Teststrahl des ILL

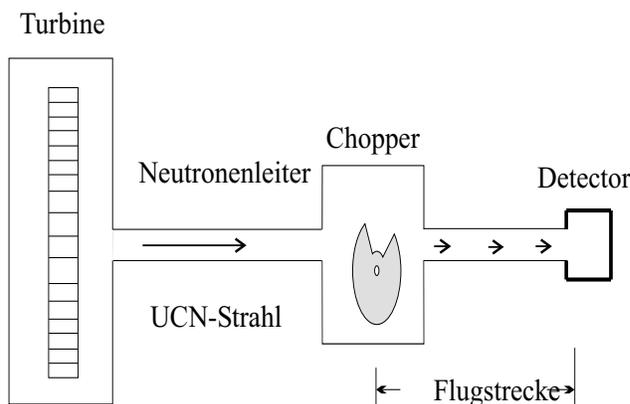


Abbildung 1.7: Schematischer Aufbau der Flugzeitmessung zur Bestimmung des UCN-Wellenlängenspektrums. Der kontinuierliche UCN-Strahl der Turbine wird mit Hilfe eines Choppers in kleine Neutronenpakete zerteilt. Mit einem Detektor wird die Flugzeit der Neutronen über die Laufstrecke bestimmt. Die gemessene Verteilung der Neutronen über der Flugzeit (s. Abb. 1.8) ist proportional zum Wellenlängenspektrum. Zum Nachweis der UCN's wird ein mit ^3He gefüllter Mikrostreifengasdetektor benutzt, wie er in Kapitel (4.5.3) ausführlich erläutert wird.

Das Wellenlängenspektrum der UCN's wird mit Hilfe einer Flugzeitmessung (TOF = Time Of Flight) bestimmt. Dazu wird der zunächst kontinuierliche Neutronenstrahl mit einem Chopper in einzelne Neutronenpakete zerteilt und die Zeit t gemessen, die die einzelnen Neutronen eines jeden Pulses benötigen, um eine gegebene Flugstrecke s zurückzulegen (s. Abb. 1.7). Daraus läßt sich deren Geschwindigkeit $v = s/t$ bzw. deren De-Broglie-Wellenlänge $\lambda = \frac{h}{m_n \cdot v} \cdot t$ bestimmen. Die Flugstrecke wird dabei durch den Abstand zwischen Chopper und Detektor definiert.

Der Chopper selbst besteht zunächst aus einer für Neutronen nicht durchlässigen Scheibe mit einer Öffnung, die sich mit konstanter Frequenz senkrecht zum Strahl dreht und nur dann Neutronen durchläßt, wenn sich die Öffnung gerade im Strahlengang befindet (s. Abb. 1.9 linke Scheibe und vgl. Abb. 1.10).

Eine solche Anordnung erzeugt zu einer Startzeit $t_0 = 0$ einen Teilchen-Puls, der Neutronen aller aus der Turbine kommenden Geschwindigkeiten enthält. Auf der Flugstrecke s wird dieser

Puls breiter und unterschiedlich schnelle Neutronen erreichen den Detektor zu unterschiedlichen Zeiten t (s. Abb. 1.8). Der Detektor wird mit einer Vielkanalkarte (MCA) ausgelesen, sodaß zu verschiedenen Zeiten eintreffende Neutronen in verschiedene Kanäle einsortiert werden. Die Kanalbreite entspricht einem vorwählbaren Flugzeitintervall. Eine am Chopper befindliche Lichtschranke gibt der Vielkanalkarte ein Startsignal, wenn der Chopper gerade maximal geöffnet ist, so daß die Registrierung in verschiedene Kanäle der Karte die direkte Information über die Flugzeit der Neutronen und damit über deren Geschwindigkeit und Wellenlänge beinhaltet.

Die maximale Zeitaufösung einer solchen Flugzeitmessung ist zunächst durch die Öffnungszeit t_{Chop} des Choppers gegeben. Das relative Auflösungsvermögen $\Delta t/t$ ist durch das Verhältnis zwischen Öffnungszeit und Periodendauer des Choppers t_{Chop}/T_{Chop} also dem geometrischen Abtastverhältnis gegeben. Durch den Kehrwert ist die Anzahl der über einer Chopperperiode physikalisch sinnvoll zu messenden Datenpunkte festgelegt. Um diese Zahl der Datenpunkte nutzen zu können, muß die Flugstrecke hinreichend groß bzw. die Chopperfrequenz hinreichend klein gewählt werden, damit sich der auseinanderlaufende Neutronenpuls über eine Periode am Detektor verteilt, d. h. daß die Breite τ_S des Pulses nach der Flugstrecke s gleich der Periodendauer T_{Chop} des Choppers sein sollte. So ergibt sich für die Zeitaufösung

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{t_{Chop}}{T_{Chop}} = \frac{t_{Chop}}{\tau_s} = \frac{t_{Chop}}{s \cdot \left(\frac{1}{v_{min}} - \frac{1}{v_{max}} \right)}, \quad (1.17)$$

wobei v_{min} die kleinste und v_{max} die größte Geschwindigkeit der Neutronen im Strahl ist. Die Auflösung läßt sich jedoch allein durch Verlängerung der Flugstrecke nicht beliebig steigern, da zwei im Zeitabstand T_{Chop} aufeinanderfolgende Neutronenpulse ineinanderlaufen, sobald die langsamsten Neutronen eines Pulses von den schnellsten des folgenden Pulses eingeholt werden; d. h. wenn

$$t_{Chop} + \frac{s}{v_{min}} \leq T_{Chop} + \frac{s}{v_{max}}. \quad (1.18)$$

Aus Intensitätgründen wurde im Experiment ein Chopper mit einer Öffnung von 10% des Gesamtumfangs, d. h. einer Winkelöffnung von 36° verwendet, so daß die theoretisch maximal erreichbare Zeitaufösung bei 10% liegt. Er wurde bei einer Drehfrequenz von $\nu_{Chop} = 3$ Hz betrieben, so daß bei der gewählten Flugstrecke von $s = 0.925$ m die Auflösung rund 14% beträgt. Das mit diesem Chopper erreichte relativ schlechte Verhältnis von Intensität und Auflösung beruht zum Teil auf der ungünstigen Dreiecksform des vom Chopper erzeugten Neutronenpulses.

Mit Hilfe einer zweiten Scheibe mit einer größeren Öffnung, die sich mit entsprechend höherer Frequenz in entgegengesetzter Richtung zur ersten dreht, läßt sich ein schmalere Startpuls mit steileren Flanken erzeugen (s. Abb. 1.9). Durch Hinzufügen dieser zweiten Scheibe mit fünfmal größerer Öffnung, die sich mit fünfmaliger Frequenz in entgegengesetzter Richtung dreht, wurde im Experiment eine Zeitaufösung von rund 8.3% erreicht.

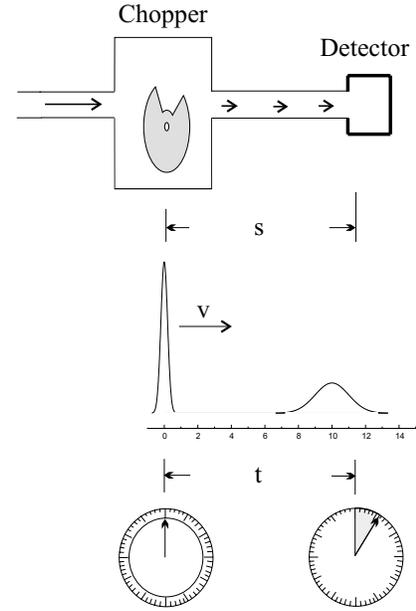


Abbildung 1.8: Die Methode der Flugzeitmessung.

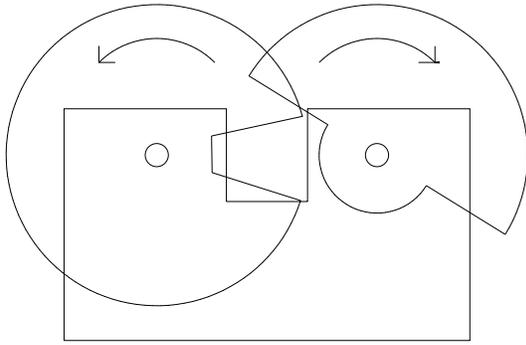


Abbildung 1.9: Schematischer Aufbau des Zwei-Scheiben-Choppers. Die sich langsam drehende Scheibe mit einer Öffnung von 36° (links) definiert den Neutronenpuls. Die rechte Scheibe dreht sich fünf mal so schnell und verbessert die Flankensteilheit.

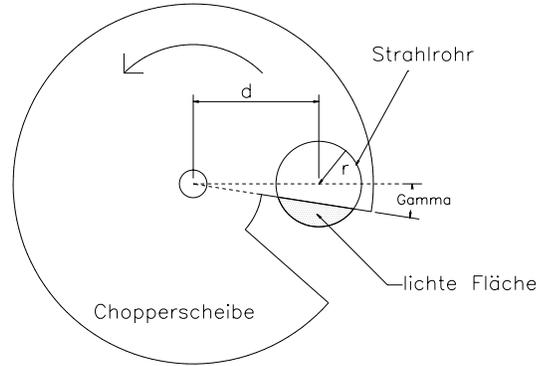


Abbildung 1.10: Skizze der langsamen Chopperscheibe, die eine Öffnung von 36° besitzt und sich vor dem Strahlrohr (Radius r) dreht. Passiert die Öffnung der Scheibe das Strahlrohr, so ergibt sich für einen bestimmten Drehwinkel γ die schraffierte lichte Fläche für die Neutronen.

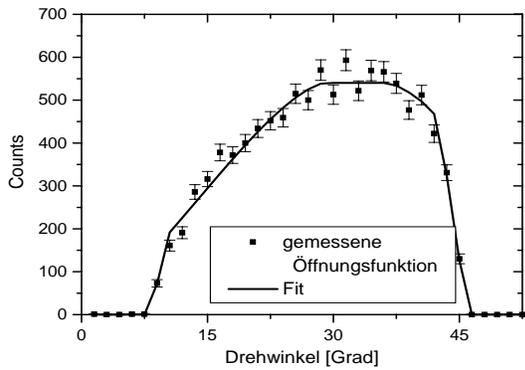


Abbildung 1.11: Gemessene und gefittete Öffnungsfunktion des 2-Scheiben-Choppers. Es ist deutlich zu sehen, daß die schnelle Scheibe etwas zu früh öffnet, und damit die Öffnungsfunktion etwas breiter wird.

Abbildung (1.11) zeigt die gemessene Öffnungsfunktion des 2-Scheiben-Choppers. Hierzu lief der Chopper mit einer Periodendauer von $T = 480$ sec, also 0.125 U/min, so langsam, daß der UCN-Strahl die jeweils geöffnete Teilfläche wie einen Schatten auf den Detektor abgebildet hat. Um die gemessenen Wellenlängenspektren später numerisch einfach entfalten zu können, ist eine Parametrisierung der Öffnungsfunktion des Choppers hilfreich.

Wenn sich die langsamen Chopperscheibe vor dem Strahlrohr öffnet (s. Abb. 1.10), ergibt sich als lichte Fläche für die Neutronen in Abhängigkeit vom Drehwinkel γ ($\sim t = \gamma/\omega$) zunächst ein Kreisabschnitt der Größe $A(\gamma)$:

$$A(\gamma) = r^2 \cdot \arccos\left(\frac{d}{r} \cdot \sin(\gamma)\right) - d \cdot \sin(\gamma) \cdot \sqrt{r^2 - d^2 \cdot \sin^2(\gamma)}, \quad (1.19)$$

mit $-\arcsin\left(\frac{r}{d}\right) \leq \gamma \leq 0$.

Dabei ist d der Abstand zwischen der Drehachse der Chopperscheibe und dem Mittelpunkt des Strahlrohrs. Der Kreisabschnitt $A(\gamma)$ vergrößert sich schließlich solange, bis die gesamte Fläche πr^2 des Strahlrohrs freigegeben ist. Für die Öffnungsfunktion $F(\gamma)$ der langsamen Scheibe, die eine Öffnung von $36^\circ = \frac{\pi}{5}$ besitzt, ergibt sich somit:

$$F(\gamma) = \begin{cases} 0 & , \gamma \leq -\gamma_{max} = -\arcsin\left(\frac{r}{d}\right) \\ A(\gamma) & , -\gamma_{max} < \gamma \leq 0 \\ \pi r^2 - A(\gamma) & , 0 < \gamma \leq \gamma_{max} \\ \pi r^2 & , \gamma_{max} < \gamma \leq \frac{\pi}{5} - \gamma_{max} \\ \pi r^2 - A\left(\frac{\pi}{5} - \gamma\right) & , \frac{\pi}{5} - \gamma_{max} < \gamma \leq \frac{\pi}{5} \\ A\left(\frac{\pi}{5} - \gamma\right) & , \frac{\pi}{5} < \gamma \leq \frac{\pi}{5} + \gamma_{max} \\ 0 & , \gamma_{max} < \gamma \end{cases} . \quad (1.20)$$

Der gesamte Chopper besteht nun aus einer sich langsam drehenden Scheibe und einer sich fünfmal so schnell gegenläufig drehenden Scheibe mit einer Öffnung von $180^\circ = \pi$. Deren Öffnungsfunktion $G(\gamma)$ ergibt sich somit aus (1.20) durch Ersetzen von γ mit $5 \cdot \gamma$ und der Null durch πr^2 (gegenläufig):

$$G(\gamma) = \begin{cases} \pi r^2 & , \gamma \leq -\frac{1}{5} \cdot \gamma_{max} \\ \pi r^2 - A(5 \cdot \gamma) & , -\frac{1}{5} \cdot \gamma_{max} < \gamma \leq 0 \\ A(5 \cdot \gamma) & , 0 < \gamma \leq \frac{1}{5} \cdot \gamma_{max} \\ 0 & , \frac{1}{5} \cdot \gamma_{max} < \gamma \leq \frac{\pi}{5} - \frac{1}{5} \cdot \gamma_{max} \\ A(\pi - 5 \cdot \gamma) & , \frac{\pi}{5} - \frac{1}{5} \cdot \gamma_{max} < \gamma \leq \frac{\pi}{5} \\ \pi r^2 - A(\pi - 5 \cdot \gamma) & , \frac{\pi}{5} < \gamma \leq \frac{\pi}{5} + \frac{1}{5} \cdot \gamma_{max} \\ \pi r^2 & , \frac{1}{5} \cdot \gamma_{max} < \gamma \end{cases} . \quad (1.21)$$

Sind beide Scheiben richtig justiert (auf einer Linie mit dem Mittelpunkt des Strahlrohrs), so daß sie beide für $\gamma = 0$ den Neutronenstrahl öffnen, so ist die Öffnungsfunktion des Choppers $f(\gamma)$ gegeben durch:

$$f(\gamma) = \begin{cases} 0, & F(\gamma) < G(\gamma) \\ F(\gamma) - G(\gamma), & \text{sonst} \end{cases} . \quad (1.22)$$

Im Falle, daß beide Scheiben um einen Winkel δ gegeneinander versetzt sind, ist in Gleichung (1.22) der Winkel γ der schnellen Scheibe durch $\gamma + \delta$ zu ersetzen. Dies führt zu der in Abbildung (1.11) zu sehenden asymmetrischen Form der Öffnungsfunktion, da hier die schnelle Chopperscheibe bereits vor der langsamen Scheibe den UCN-Strahl freigibt. Abbildung (1.11) zeigt die gemessene Öffnungsfunktion des UCN-Choppers mit der nach Gleichung (1.22) berechneten theoretischen Öffnungsfunktion. Für einen Abstand von $d = 132$ mm zwischen den Drehachsen der Chopperscheiben und dem Mittelpunkt des Strahlrohrs und einem Innenradius des Strahlrohres von $r = 33$ mm ergibt der Fit der theoretischen Öffnungsfunktion nach Gleichung (1.22) an die gemessenen Daten für den Winkel δ ein Wert von $\delta = 0.1109 \pm 0.0013$.

Um für die folgenden Experimente eine analytische Funktion des Flugzeitspektrums $\frac{dN}{dt}(t)$ zu besitzen, wurde folgende empirische Parametrisierung gewählt:

$$\frac{dN}{dt}(t) = t^{-n} \cdot \left(e^{-\frac{t-t_1}{a_1}} + 1\right)^{-1} \cdot \left(e^{-\frac{t-t_2}{a_2}} + 1\right)^{-2} \cdot T_{Atu}(d) . \quad (1.23)$$

Von großen Wellenlängen her kommend steigt das Maxwellspektrum der kalten Quelle zunächst mit λ^{-4} ($\Rightarrow \frac{dN}{dt}(t) \sim t^{-4}$) an. Nun ist die Wahrscheinlichkeit, daß Neutronen der Geschwindigkeit v durch die Austrittsfläche der Quelle in den Neutronenleiter fliegen, gleich der relativen Häufigkeit $\frac{dN}{dv}$ multipliziert mit der Geschwindigkeit v . Dadurch steigt das Spektrum im Endeffekt mit λ^{-5} ($\Rightarrow \frac{dN}{dt}(t) \sim t^{-5}$) an. Der Wert der Potenz n in Gleichung (1.23) sollte also zwischen 4 und 5 liegen. Zu kurzen Wellenlängen wird das Spektrum durch die filternde Wirkung der Krümmung

des Neutronenleiters hin abgeschnitten. Schließlich verschiebt die UCN-Turbine die gesamte Intensität im Phasenraum zu größeren Wellenlängen und man erhält je nach Ort und Richtung der Extraktion an der Turbine ein leicht unterschiedliches Wellenlängenspektrum (vgl. Abb. 1.6). Die Form der Exponentialfunktionen besitzt keinen weiteren physikalischen Hintergrund, als daß sie die Abschneidewirkung der Neutronenleiter zu kurzen Wellenlängen hin modellieren. Bei dem Versuch, das Wellenlängenspektrum zu fitten, hat sich die Wahl von zwei Exponentialfunktionen am geeignetsten herausgestellt, um den Absatz im Spektrum bei ca. 50 nm am besten zu erfassen. Der Faktor $T_{Alu}(d)$ (vgl. Gleichung 1.12) berücksichtigt die endliche Transmission durch das Aluminiumfenster ($d = 300 \mu\text{m}$) am Ausgang der UCN-Turbine und beim Eintritt in den Detektor, so daß das UCN-Spektrum endgültig bei ca. 120 nm abgeschnitten wird.

n	t_1	a_1	t_2	a_2
4.596 ± 0.009	10.84 ± 0.03	56.69 ± 0.13	2.36 ± 0.02	26.88 ± 0.02

Tabelle 1.3: Ergebnis für die Fitparameter des theoretischen Flugzeitspektrums $\frac{dN}{dt}(t)$.

Zur Bestimmung der Parameter des theoretischen Flugzeitspektrums $\frac{dN}{dt}(t)$ wurde diese analytische Funktion mit der Öffnungsfunktion des Choppers $f(t)$ gefaltet und in einem Fit an das gemessene Spektrum angepaßt.

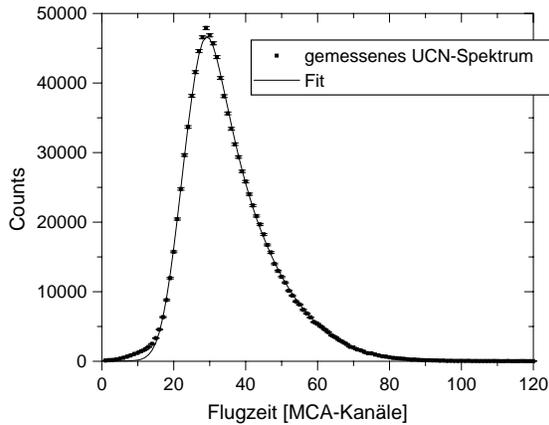


Abbildung 1.12: Fit des theoretischen UCN-Spektrums an die Meßdaten.

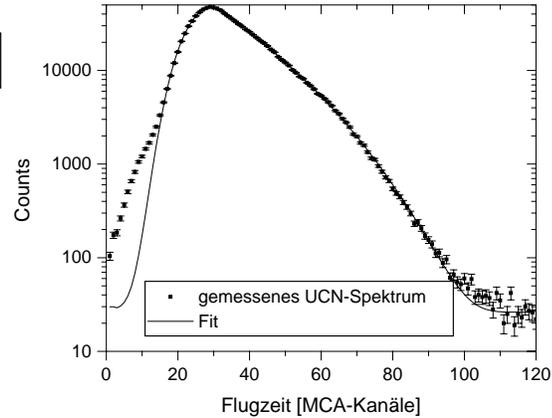


Abbildung 1.13: Logarithmische Darstellung von Abbildung (1.12).

Abbildung (1.12, 1.13) zeigt den Fit des gefalteten theoretischen Spektrums an die gemessenen Daten. Im für die folgenden Experimente relevanten Wellenlängenbereich von 30-90 nm ist die relative Abweichung fast durchgehend besser als 5%. Dies ist für die bis jetzt erreichte statistische Genauigkeit völlig ausreichend. Die kleine Schulter an der linken Flanke des gemessenen Flugzeitspektrums (s. Abb. 1.13) kann eine Funktion der Form von Gleichung (1.23) natürlich nicht beschreiben und wurde deshalb bei der Anpassung der Parameter nicht mitberücksichtigt. Dies ist aber auch nicht nötig, da in den folgenden Experimenten die UCN's mit kurzen Wellenlängen ($\lambda < 25 \text{ nm}$) durch einen Geschwindigkeitsselektor abgeschnitten werden.

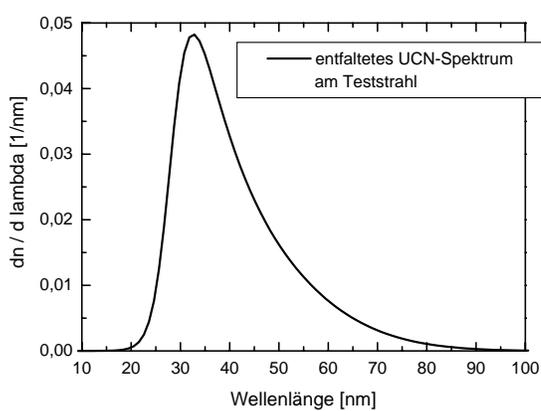


Abbildung 1.14: Entfaltetes theoretisches Wellenlängenspektrum des UCN-Teststrahls.

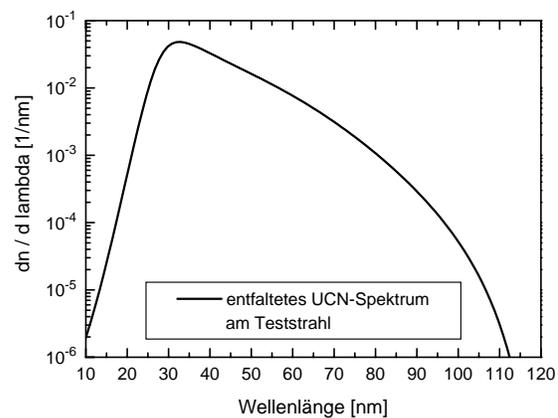


Abbildung 1.15: Logarithmische Darstellung von Abbildung (1.14).

Kapitel 2

Suche nach der anomalen Larmorphase

Eine Vielzahl von Spin-Präzisionsexperimenten basiert auf der Linearität der aufgesammelten Larmorphase Φ eines Spins in Abhängigkeit des wirkenden Magnetfeldes B und der Einwirkungs-dauer t : $\Phi = \omega_L \cdot t = \gamma B \cdot \frac{v}{\Gamma}$. Hier wären zu nennen die Experimente zur Messung von $(g-2)$ beim Elektron und beim Myon, die Suche nach einem EDM des Neutrons oder ganz allgemein NMR-Methoden. In all diesen Experimenten gilt die Linearität zwischen aufgesammelter Larmorphase und dem wirkenden Magnetfeld B bzw. der Einwirkungs-dauer t exakt. Bei Neutronen-Spinecho-Experimenten bzw. allgemein bei In-Beam-NMR stellt diese Beziehung jedoch nur die Näherung in erster Ordnung einer Entwicklung der Larmorphase nach dem Verhältnis (V_{mag}/E_0) dar. Ist dieses Verhältnis, wie in all diesen Experimenten der Fall, klein gegen eins, so können Beiträge höherer Ordnung, die ebenfalls zur Phase beitragen, vernachlässigt werden. Erst bei Verhältnissen, in denen die kinetische Energie von der gleichen Größenordnung wie die Zeeman-Aufspaltung im starken Magnetfeld ist, werden diese zusätzlichen Phasenanteile meßbar groß und relevant.

2.1 Die anomale Larmorphase

Der Effekt der *anomalen* Larmorphase wurde bereits 1979 von Bernstein vorhergesagt [Be79]. Sie ist ein Zusatzterm zu der *normalen* Larmorphase $\Phi = \omega_L \cdot t$, die ein Spin in einem Magnetfeld aufammelt. Sie tritt immer dann auf, wenn ein Teilchen mit Spin und endlicher Ruhemasse einen Magnetfeld-Gradienten durchläuft. Dabei ist sie eine natürliche Folge der Dispersionsrelation zwischen Impuls und Energie eines massebehafteten Teilchens, die ja nicht linear, sondern quadratisch verläuft.

Die allgemeine Schrödinger-Gleichung zur Beschreibung eines quantenmechanischen Systems lautet:

$$H(\vec{r}, t)\psi(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{r}, t) \quad \text{mit} \quad H(\vec{r}, t) = \frac{\hat{p}^2}{2m} + V(\vec{r}, t) . \quad (2.1)$$

Für ein freies Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen ($V(\vec{r}, t) = 0$) führt die Schrödinger-Gleichung (2.1) zu einer Wellenfunktion, die sich aus einem Orts- und einem Spinanteil zusammensetzt (ein sogenannter Spinor).

Bei einem monochromatischen Teilchenstrahl, der sich z. B. entlang der z-Richtung ausbreitet, entspricht die Ortswellenfunktion einer ebenen Welle mit dem Wellenvektor k_0 und der kinetischen Energie $E_0 = \hbar^2 k_0^2 / 2m$. Als Quantisierungsachse für den Spin wird o.B.d.A. die z-Richtung gewählt. So ergibt sich für die Gesamtwellenfunktion eines in x-Richtung polarisierten Teilchens

$$\psi(z, t) = \begin{pmatrix} \psi_+(z, t) \\ \psi_-(z, t) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right] \quad (2.2)$$

mit den beiden Eigenzuständen für Spin-Up ($\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$) und Spin-Down ($\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$). Fliegt nun ein spinpolarisiertes Neutron in ein konstantes, in z-Richtung orientiertes Magnetfeld $\vec{B} = B\vec{e}_z$, so lautet der zugehörige Hamiltonoperator im Bereich des Magnetfeldes nach Gleichung (1.14) im Laborsystem

$$H = \frac{\hat{p}^2}{2m} \cdot \mathbf{I}_2 - \vec{\mu} \cdot \vec{B} = \frac{\hat{p}^2}{2m} \cdot \mathbf{I}_2 + \frac{\hbar}{2} \gamma \cdot \sigma_z \cdot B. \quad (2.3)$$

Dabei sind $\vec{\mu} = -\gamma \cdot \vec{S} = \frac{1}{2} \hbar \gamma \vec{\sigma}$ das magnetische Moment und \mathbf{I}_2 die Einheitsmatrix für zwei Dimensionen. Aufgrund des negativen gyromagnetischen Verhältnisses für Neutronen (vgl. Gleichung 1.13) wurde hier bereits das negative Vorzeichen vorgezogen und γ steht im folgenden für dessen Betrag. $\vec{S} = \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma}$ ist der Spinoperator mit den Paulischen Spinmatrizen als Komponenten von $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$.

Für die beiden Anteile ψ_{\pm} des Spinors in Gleichung (2.2) zerfällt die Schrödinger-Gleichung nun in zwei unabhängige Differentialgleichungen, die sich nur im Vorzeichen für das Potential unterscheiden, dem die Spin-Up- (ψ_+) und Spin-Down-Komponente (ψ_-) ausgesetzt sind. Dies hat zur Folge, daß die Komponente mit zum Magnetfeld parallelem Spin (Spin-Up, +) einen Potentialwall sieht und abgebremst wird (vgl. Abb. 2.1). Die andere Spinkomponente (Spin-Down, -) dagegen sieht ein Potentialtal und wird in dieses hinein beschleunigt. Man kann dieses Verhalten als longitudinalen Stern-Gerlach-Effekt bezeichnen. Da die Gesamtenergie jeder Spinkomponente erhalten bleibt, muß sich die kinetische Energie E_0 bzw. der Wellenvektor k_0 ändern.

$$\begin{aligned} k_{\pm} &= \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m \cdot (E_0 \mp \gamma \frac{\hbar}{2} B)} \\ &= k_0 \cdot \sqrt{1 \mp \frac{V_{mag}}{E_0}} \end{aligned} \quad (2.4)$$

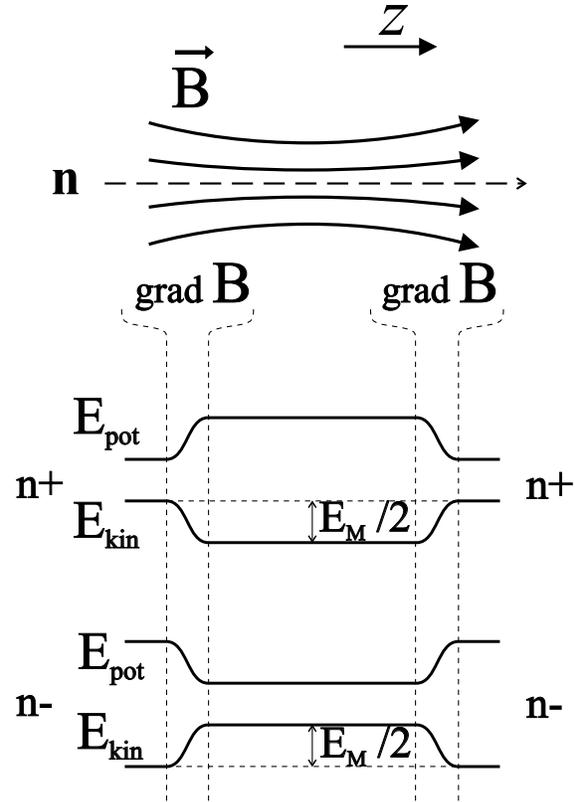


Abbildung 2.1: Zustandsschema für Neutronen im Magnetfeld. Aufgetragen sind für Spin-Up ($n+$) und für Spin-Down ($n-$) jeweils der Verlauf der potentiellen Energie (obere Kurve) und der kinetischen Energie (untere Kurve).

Damit ergibt sich für die Wellenfunktion:

$$\psi(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i(k_+ z - \omega_0 t)} \\ e^{i(k_- z - \omega_0 t)} \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

Im klassischen Bild beginnt der Spin senkrecht zum Magnetfeld mit der Larmorfrequenz $\omega_L = \gamma \cdot B$ zu präzedieren. Die Präzession ist experimentell durch die Messung der Polarisation zugänglich.

$$P_x = \langle \sigma_x \rangle = \psi^*(z, t) \cdot \sigma_x \cdot \psi(z, t) = \cos((k_- - k_+) \cdot z) = \cos(\Phi) \quad (2.6)$$

Die Wellenvektoren k_{\pm} lassen sich nun wie folgt entwickeln:

$$\begin{aligned} k_{\pm} &= k_0 \cdot \sqrt{1 \mp \frac{V_{mag}}{E_0}} \\ &= k_0 \cdot \left(1 \mp \frac{1}{2} \cdot \frac{V_{mag}}{E_0} - \frac{1}{8} \left(\frac{V_{mag}}{E_0} \right)^2 \mp \frac{3}{48} \left(\frac{V_{mag}}{E_0} \right)^3 - \dots \right) \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\Rightarrow \Phi = k_0 z \cdot \frac{V_{mag}}{E_0} \left(1 + \frac{1}{8} \left(\frac{V_{mag}}{E_0} \right)^2 + \frac{7}{128} \left(\frac{V_{mag}}{E_0} \right)^4 + \dots \right) \quad (2.8)$$

$$= \underbrace{\gamma B \cdot \frac{z}{v}}_{\omega_L \cdot t} \quad \underbrace{+ k_0 z \cdot \frac{V_{mag}}{E_0} \left(\frac{1}{8} \left(\frac{V_{mag}}{E_0} \right)^2 + \frac{7}{128} \left(\frac{V_{mag}}{E_0} \right)^4 + \dots \right)}_{\text{anomale Larmorphase}}. \quad (2.9)$$

normale
Larmorphase

Da das magnetische Potential V_{mag} im Vergleich zur Gesamtenergie E_0 des Teilchens im allgemeinen sehr klein ist, kann die Entwicklung (2.9) nach der ersten Ordnung abgebrochen werden. Es ergibt sich die bekannte Larmorphase $\omega_L \cdot t$, die linear in der Magnetfeldstärke B und der Aufenthaltsdauer t im Magnetfeld ist. Dies ist die Grundlage der IN-Beam-NMR Experimente wie zum Beispiel dem Neutronen-Spinocho.

Im Fall von ultrakalten Neutronen ist diese Näherung jedoch nur für kleine Magnetfelder noch zulässig. Im Falle starker Felder von mehreren Tesla, wie sie im Innern einer supraleitenden Spule oder einer durchmagnetisierten ferromagnetischen Schicht herrschen, werden die anomalen Beiträge höherer Ordnung in V_{mag}/E_0 groß und können in Gleichung (2.9) nicht vernachlässigt werden. Die Larmorphase ist in diesem Fall nicht mehr proportional zur Magnetfeldstärke und zur Aufenthaltsdauer! Dies ist ein grundlegendes Limit, das in allen In-Beam-Experimenten der Neutronen Interferometrie nicht unterschritten werden kann.

Um die anomale Larmorphase zu bestimmen, muß die Spinphase bzw. Polarisation in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke B und der Gesamtenergie E_0 , d. h. der Geschwindigkeit v der UCN's vor Eintritt in das Magnetfeld, gemessen werden. Dazu wird in dem hier vorgestellten Experiment ein dünner durchmagnetisierter Cobaltfilm benutzt. Die Geschwindigkeit wird mit Hilfe eines Geschwindigkeitsselektors eingestellt. Weiterhin wird eine Methode benötigt, die die anomalen Phasenbeiträge möglichst genau bestimmen kann und die normalen Anteile am besten gleich kompensiert.

2.2 Die Ramseymethode

Um die *anomale* Larmorphase zu messen, wird die Ramseymethode der „getrennt oszillierenden HF-Felder“ [Ra50] verwendet, die die *normale* Larmorphase kompensiert und damit die direkte Messung der *anomalen* Larmorphase ermöglicht. Sie ist eine etablierte magnetische Resonanzmethode und wird unter anderem sowohl in Caesium-Atomuhren als auch bei der Suche nach einem EDM elementarer Teilchen eingesetzt.

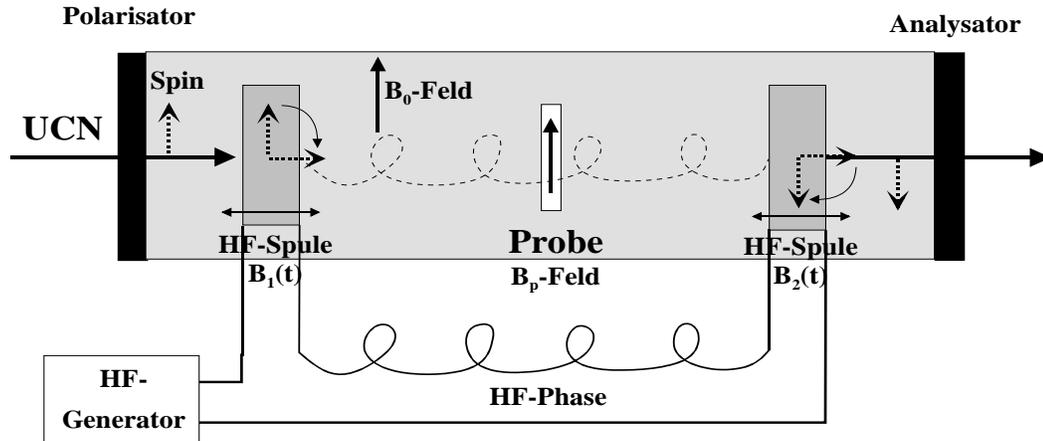


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau der Ramseyapparatur. Der UCN-Strahl kommt von links.

Bei der Ramseymethode befindet sich der Spin entweder parallel oder antiparallel polarisiert in einem ausgedehnten homogenen und zeitlich konstanten Magnetfeld B_0 (s. Abb. 2.2). Sowohl am Anfang als auch am Ende dieses Feldes befinden sich zwei Hochfrequenzspulen im Abstand l voneinander. Deren HF-Felder $B_{1,2}(t)$ stehen senkrecht auf B_0 und oszillieren mit der Frequenz $\omega_{HF} = \omega_L = \gamma B_0$, die gerade der Larmorfrequenz des Spins im Magnetfeld B_0 entspricht. Diese Resonanzbedingung wird als Rabiresonanz bezeichnet (s. Abb. 2.15). Da beide Spulen von derselben Hochfrequenz gespeist werden, schwingen sie immer in Phase. Mit Hilfe der ersten HF-Spule wird ein sogenannter $\pi/2$ -Flip durchgeführt, d.h. der Spin liegt nach Durchlaufen der ersten Flipspule nun senkrecht zu B_0 . Dies stellt die eigentliche Präparation des Spin-Zustandes für die Messung der anomalen Larmorphase dar. Der Spin ist nun in x-Richtung polarisiert¹ und beginnt - klassisch gesprochen - im B_0 -Feld mit der Larmorfrequenz ω_L zu präzedieren.

Am Ende des B_0 -Feldes angelangt, wurde insgesamt die Spinphase $\Phi_{Spin} = \gamma B_0 \cdot \frac{l}{v} = \omega_L \cdot \frac{l}{v}$ aufgesammelt. Da beide HF-Spulen mit der Frequenz, mit der der Spin im B_0 -Feld präzediert, in Phase schwingen, befinden sich Spin und Hochfrequenz ebenfalls in Phase. Damit hat aber auch die Hochfrequenz die Phase $\Phi_{HF} = \omega_{HF} \cdot t = \omega_{HF} \cdot \frac{l}{v}$ aufgesammelt, wobei die relevante Schwingungszeit t durch die Flugzeit $\frac{l}{v}$ des Neutrons definiert ist. Dies führt dazu, daß der Spin am Ende des B_0 -Feldes angelangt die HF-Phase unverändert vorfindet und in der zweiten HF-Spule ein weiteres Mal um $\frac{\pi}{2}$ geflippt wird. Die zweite HF-Spule führt den in der ersten Spule begonnenen Flip-Prozeß sozusagen lediglich weiter.

¹UCN's sind so langsam, daß sie jeder noch so kleinen Änderung bzw. Drehung eines Magnetfeldes adiabatisch folgen. Deswegen ist es bei UCN's nicht möglich, einen $\pi/2$ -Flip durch eine diabatatische Änderung der Feldrichtung zu generieren. Der HF-Spinflip stellt die einzige technische Möglichkeit dar, UCN's senkrecht zu einem Magnetfeld zu polarisieren.

Der Spin wird also insgesamt einmal um π geflippt und ist nach Verlassen der zweiten HF-Spule entgegengesetzt polarisiert. Für die mit dem Analysator meßbare Phasendifferenz zwischen Spinphase und Phase der Hochfrequenz ergibt sich:

$$-\cos(\Phi) = -\cos(\Phi_{Spin} - \Phi_{HF}) = -\cos\left(\gamma B_0 \cdot \frac{l}{v} - \omega_{HF} \cdot t\right) = -\cos\left((\omega_L - \omega_{HF}) \cdot \frac{l}{v}\right). \quad (2.10)$$

Nach dem Analysator ergibt sich damit ein Intensitätsminimum², da die Resonanzbedingung $\omega_{HF} = \omega_L$ erfüllt ist. Dieses ist **unabhängig** von der Geschwindigkeit v des Neutrons! Dadurch ermöglicht die Ramseymethode die Präzessionsmessung von Spinphasen an kontinuierlichen polychromatischen Strahlen hoher Intensität.

Wird nun die Hochfrequenz ein wenig gegen die Larmorfrequenz verstimmt, so baut sich über die Flugstrecke l des Spins eine Phasendifferenz zwischen Spinphase und HF-Phase auf, die mit dem Analysator gemessen werden kann. Kontinuierliches Durchstimmen der Hochfrequenz führt dann zu den bekannten Ramseyfringes, die daher rühren, daß sich der Spin im Vergleich zur Hochfrequenz ein-, zwei- oder mehrmals gedreht hat (s. Abb. 2.19).

In dem bisher beschriebenen Ramsey-Aufbau tritt außer dem π -Flip keinerlei zusätzliche Spinphase auf, die vom Magnetfeldintegral oder der Geschwindigkeit der UCN's in der Magnetfeldregion abhinge. Die *normale* Larmorphase wird, wie bereits oben erwähnt, kompensiert. Um nun die *anomale* Larmorphase messen zu können, wird eine intern magnetisierte Probe in das B_0 -Feld gebracht. Die Probe besteht aus einem ferromagnetischen Cobaltfilm der Dicke $d = 100$ nm, der auf ein für UCN's durchlässiges Quarzglas aufgesputtert wurde. Der Cobaltfilm ist intern parallel zur Oberfläche magnetisiert, so daß sein Feld B_P nach Einbau in die Ramseyapparatur parallel zu B_0 liegt (vgl. Abb. 2.2). Bei Ein- und Austritt in diese Probe durchlaufen die UCN's also einen großen Magnetfeldgradienten, der zu einer zusätzlichen Spinphase Φ_P führt.

Der normale Anteil $\Phi_{P,normal} = \gamma B_P \cdot \frac{d}{v} = \omega_P \cdot \frac{d}{v}$ der zusätzlichen Spinphase Φ_P führt lediglich zu einer Verschiebung des Ramseyminimums.

$$-\cos(\Phi) = -\cos(\Phi_{Spin} + \Phi_{P,normal} - \Phi_{HF}) = -\cos\left((\omega_L l + \omega_P d - \omega_{HF} l) \cdot \frac{1}{v}\right) \quad (2.11)$$

Das Minimum ist aber nach wie vor unabhängig von der Geschwindigkeit v . Erst wenn die anomalen Beiträge groß genug werden, erhält man ein von der Geschwindigkeit und der Feldstärke B_P abhängiges Ramseyminimum (vgl. Gleichung 2.9). In diesem Experiment soll die anomale Phase über die Geschwindigkeitsabhängigkeit des Ramseyminimums nachgewiesen werden.

2.2.1 Die Theorie der HF-Spinflip-Spulen

In diesem Abschnitt wird das Verhalten des Neutronenspins innerhalb einer Spinflip-Spule quantenmechanisch beschrieben. Der Hamiltonoperator wird durch die Überlagerung aus dem statischen B_0 -Feld mit dem HF-Feld $B_1(t)$ zeitabhängig. Dabei ist die Bewegung eines Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchens in einem zirkular polarisierten HF-Feld eines der wenigen exakt lösbaren zeitabhängigen Probleme. Im Experiment wird jedoch der Einfachheit halber ein linear polarisiertes Magnetfeld benutzt. Dieses Feld läßt sich in zwei entgegengesetzt rotierende Magnetfelder zerlegen. Dabei

²Durch Umpolen der zweiten HF-Spule schwingen die Felder beider Spulen gegensinnig. Dann erfolgt in der zweiten Flipspule ein Spinflip um $-\frac{\pi}{2}$. So ergibt sich ein Intensitätsmaximum hinter dem Analysator.

rotiert die eine Komponente in Resonanz mit der Larmorfrequenz ω_L des Neutronenspins im B_0 -Feld, die andere Komponente liegt mit $2\omega_L$ weit außerhalb. Die außerresonante Komponente sorgt für eine Verstärkung des effektiven B_0 -Feldes (Bloch-Siegert-Shift) und wächst mit dem Verhältnis der Magnetfeldstärken $(B_1/B_0)^2$. Im vorliegenden Experiment ist dieses Verhältnis so klein ($\approx 10^{-4}$), daß die außerresonante Komponente vernachlässigt werden kann. Diese Näherung wird als „rotating wave approximation“ bezeichnet. Herrscht also zusätzlich zum konstanten Feld $\vec{B}_0 = B_0 \cdot \vec{e}_z$ ein in der xy-Ebene mit der Frequenz ω rotierendes Magnetfeld $\vec{B}_1(t)$, so nimmt der Hamiltonoperator (2.3) im Wirkungsbereich dieser Felder folgende Gestalt an:

$$\begin{aligned} H(t) &= \frac{\hat{p}^2}{2m} \cdot \mathbf{I}_2 - \vec{\mu} \cdot \vec{B}(t) = \frac{\hat{p}^2}{2m} \cdot \mathbf{I}_2 + \frac{\hbar}{2} \gamma \cdot \vec{\sigma} \cdot \begin{pmatrix} B_1 \cos(\omega t + \varphi) \\ B_1 \sin(\omega t + \varphi) \\ B_0 \end{pmatrix} \\ &= \frac{\hat{p}^2}{2m} \cdot \mathbf{I}_2 + \frac{\hbar}{2} \cdot \begin{pmatrix} \gamma B_0 & \gamma B_1 e^{-i(\omega t + \varphi)} \\ \gamma B_1 e^{i(\omega t + \varphi)} & -\gamma B_0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Hier wurde noch die Phase φ eingeführt, welche die Phase der Hochfrequenz zum Eintrittszeitpunkt $t = 0$ des Neutronenspins in den Bereich der Flipspule darstellt. Die Lösung der Schrödinger-Gleichung erfordert zunächst die Diagonalisierung und Transformation in das Eigensystem des Hamiltonoperators. Zur Transformation in die jeweils geeignete Basis wird die Wechselwirkungsdarstellung (Dirac-Bild) verwendet [Sc93]. Der Hamiltonoperator (2.12) wird in einen konstanten und einen zeitabhängigen Anteil zerlegt.

$$H(t) = H_0 + H_1(t) \quad (2.13)$$

$$H_0 = \frac{\hat{p}^2}{2m} \cdot \mathbf{I}_2 + \frac{\hbar}{2} \cdot \begin{pmatrix} \omega & 0 \\ 0 & -\omega \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

$$H_1(t) = \frac{\hbar}{2} \cdot \begin{pmatrix} \gamma B_0 - \omega & \gamma B_1 e^{-i(\omega t + \varphi)} \\ \gamma B_1 e^{i(\omega t + \varphi)} & -(\gamma B_0 - \omega) \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Bei dieser Zerlegung des Hamiltonoperators wird die Transformation ins Eigensystem zeitunabhängig, da sie der Transformation in das mit der Hochfrequenz rotierende Koordinatensystem entspricht³. In diesem Koordinatensystem existiert die ruhende HF-Feldstärke, o.B.d.A. in x-Richtung angenommen, und ein Magnetfeld in z-Richtung, das aus der Differenz des konstanten B_0 -Feldes im Laborsystem und einem mit der Rotationsfrequenz zunehmenden Feld besteht.

Die Zustände der Wechselwirkungsdarstellung $\psi_W(t)$ ergeben sich aus den Zuständen des Schrödinger-Bildes durch

$$\psi_W(t) = e^{\frac{i}{\hbar} H_0 \cdot t} \psi(t) \quad (2.16)$$

und genügen der Bewegungsgleichung

³Jede andere Zerlegung in einen konstanten Anteil H_0 und einen zeitabhängigen Anteil $H_1(t)$ führt zu zeitabhängigen Transformationsoperatoren bei der Diagonalisierung des Hamiltonoperators. Die Lösung wird dadurch unnötig kompliziert.

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_W = \left(e^{\frac{i}{\hbar} H_0 \cdot t} H_1(t) e^{-\frac{i}{\hbar} H_0 \cdot t} \right) \psi_W = H_{1,W} \psi_W \quad (2.17)$$

$$\text{mit } H_{1,W} = \frac{\hbar}{2} \cdot \begin{pmatrix} \gamma B_0 - \omega & \gamma B_1 e^{-i\varphi} \\ \gamma B_1 e^{i\varphi} & -(\gamma B_0 - \omega) \end{pmatrix}. \quad (2.18)$$

Durch Einführen des Zeitentwicklungsoperators $U_W(t)$ wird die dynamische Entwicklung der Zustände $\psi_W(t) = U_W(t) \cdot \psi_W(t=0)$ auf die Lösung der Schrödinger-Gleichung für diesen abgewälzt. Er muß folgender Schrödinger-Gleichung genügen:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} U_W(t) = H_{1,W} U_W(t). \quad (2.19)$$

Ist der Hamiltonoperator gegeben, so läßt sich die Operatorgleichung für den Zeitentwicklungsoperator formal integrieren

$$i\hbar \frac{\dot{U}_W(t)}{U_W(t)} = H_{1,W} \implies \ln(U_W(t)) = \frac{1}{i\hbar} \int H_{1,W} dt \implies U_W(t) = e^{-\frac{i}{\hbar} \int H_{1,W} dt}. \quad (2.20)$$

Die Logarithmus- und die Exponentialfunktion sind im allgemeinen mit einem Operator in Diagonalform als Argument wohldefiniert und gelten komponentenweise. Liegt der Hamiltonoperator nicht in Diagonalform vor, so ist er zunächst durch eine unitäre Transformation T auf die Eigenvektoren zu diagonalisieren. Da T nicht explizit von der Zeit abhängt, läßt sich Gleichung (2.20) durch Taylorentwicklung der Exponentialfunktion formal integrieren:

$$U_W(t) = e^{-\frac{i}{\hbar} \int H_{1,W} dt} = e^{-\frac{i}{\hbar} \int T^* T H_{1,W} T^* T dt} = T^* e^{-\frac{i}{\hbar} \int T H_{1,W} T^* dt} T, \quad (2.21)$$

mit⁴ $TT^* = 1$ und dem diagonalen Operator $H_{1,W}^{diag} = T H_{1,W} T^*$. Die Transformationsmatrix T^* besteht aus den normierten Eigenvektoren zu den Eigenwerten α_{\pm} von $H_{1,W}$.

$$\alpha_{\pm} = \pm \frac{\hbar}{2} \omega_R = \pm \frac{\hbar}{2} \sqrt{d^2 + (\gamma B_1)^2} = \pm \frac{\hbar}{2} \sqrt{(\gamma B_0 - \omega)^2 + (\gamma B_1)^2} \quad (2.22)$$

$$T^* = \begin{pmatrix} \frac{\gamma B_1}{\sqrt{(\omega_R - d)^2 + (\gamma B_1)^2}} \cdot e^{-i\varphi} & \frac{\gamma B_1}{\sqrt{(\omega_R + d)^2 + (\gamma B_1)^2}} \cdot e^{-i\varphi} \\ \frac{\omega_R - d}{\sqrt{(\omega_R - d)^2 + (\gamma B_1)^2}} & \frac{-(\omega_R + d)}{\sqrt{(\omega_R + d)^2 + (\gamma B_1)^2}} \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

$$\implies H_{1,W}^{diag} = \frac{\hbar}{2} \cdot \begin{pmatrix} \omega_R & 0 \\ 0 & -\omega_R \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Dabei bezeichnet ω_R die Rabifrequenz für die Rotation des Neutronenspins um das effektive Magnetfeld $(\sqrt{(\gamma B_0 - \omega)^2 + (\gamma B_1)^2}/\gamma)$ im rotierenden Koordinatensystem. Damit läßt sich der Zeitentwicklungsoperator $U_W(t)$ im rotierenden Koordinatensystem berechnen.

⁴Allgemein läßt sich durch Taylorentwicklung zeigen, daß $e^{T^* A T} = T^* e^A T$, falls $TT^* = 1$ gilt.

$$U_W(t, \varphi) = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\omega_R}{2}t\right) - i\frac{d}{\omega_R}\sin\left(\frac{\omega_R}{2}t\right) & -i\frac{\gamma B_1}{\omega_R}\sin\left(\frac{\omega_R}{2}t\right)e^{-i\varphi} \\ -i\frac{\gamma B_1}{\omega_R}\sin\left(\frac{\omega_R}{2}t\right)e^{i\varphi} & \cos\left(\frac{\omega_R}{2}t\right) + i\frac{d}{\omega_R}\sin\left(\frac{\omega_R}{2}t\right) \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Die zeitliche Entwicklung im Laborsystem folgt aus Gleichung (2.16) für die Beziehung zwischen den Zuständen im Laborsystem und derjenigen in der Wechselwirkungsdarstellung.

$$U_{HF}(t, \varphi) = e^{-\frac{i}{\hbar}H_0 \cdot t} U_W(t, \varphi) \quad (2.26)$$

Für einen Spinflip sind nun zwei Bedingungen zu erfüllen. Die Resonanzbedingung $\gamma B_0 - \omega \equiv 0$ ist gleichbedeutend damit, daß die Hochfrequenz auf die Larmorfrequenz abgestimmt und im mit der Hochfrequenz rotierenden Koordinatensystem somit keine B-Komponente mehr in z-Richtung vorhanden ist. Als zweites ist die Aufenthaltszeit t im HF-Feld durch den gewünschten Winkel Φ des Spinflips mit $\omega_R \cdot t = \Phi$ festgelegt.

Für einen ursprünglich parallel zum B_0 -Feld polarisierten Neutronenspin ergibt sich für den Verlauf der Polarisation in einer HF-Spinflip-Spule:

$$\begin{aligned} P_z &= \langle \sigma_z \rangle = \psi^*(t) \cdot \sigma_z \cdot \psi(t) = \psi^*(0) \cdot U_{HF,\varphi}^*(t) \cdot \sigma_z \cdot U_{HF,\varphi}(t) \cdot \psi(0) \\ &\quad \text{mit } \psi(0) = e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \frac{d^2}{\omega_R^2} + \frac{(\gamma B_1)^2}{\omega_R^2} \cdot \cos(\omega_R \cdot t) = \frac{\beta^2 + \cos\left(\gamma B_1 \sqrt{1 + \beta^2} t\right)}{1 + \beta^2} \end{aligned} \quad (2.27)$$

mit dem Detuning-Parameter $\beta = \frac{\gamma B_0 - \omega}{\gamma B_1}$. Die Aufenthaltszeit $t = \frac{l}{v} = \frac{lm}{h} \lambda$ in der HF-Spule kann durch die Wellenlänge λ des Neutrons und die Länge l des Wirkungsbereichs des HF-Feldes ersetzt werden. Da im Experiment ein ganzes Neutronenspektrum $f(\lambda)$ vorliegt, muß noch über alle Wellenlängen integriert werden.

$$P_z = \frac{\beta^2 + \int \cos\left(\gamma B_1 \cdot \frac{lm}{h} \cdot \sqrt{1 + \beta^2} \cdot \lambda\right) \cdot f(\lambda) d\lambda}{1 + \beta^2} \quad (2.28)$$

Die Abbildungen (2.15) und (2.16) zeigen die gemessenen Rabi-Resonanzkurven und Spinrotationskurven, deren Verlauf durch Gleichung (2.28) beschrieben wird.

2.2.2 Das Ramsey-Signal

Für die quantenmechanische Beschreibung der Ramsey-Apparatur wird neben der Zeitentwicklung des Neutronenspins in den beiden HF-Spulen noch die zeitliche Entwicklung des Spins im konstanten Magnetfeld B_0 zwischen den beiden Spulen benötigt. Der Hamiltonoperator hat in diesem Bereich die Gestalt von Gleichung (2.3) und der Zeitentwicklungsoperator U_{B_0} kann nach (2.20) direkt berechnet werden, da der Hamiltonoperator bereits diagonal ist.

$$U_{B_0}(t) = \begin{pmatrix} e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{\vec{p}^2}{2m} - i \frac{\omega_L}{2} \cdot t} & 0 \\ 0 & e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{\vec{p}^2}{2m} + i \frac{\omega_L}{2} \cdot t} \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

Die zeitliche Entwicklung des Neutronenspins wird durch die Wechselwirkung mit den beiden HF-Spulen $U_{HF}(\tau_1, \varphi_1)$ und $U_{HF}(\tau_2, \varphi_2)$ sowie die Präzession im konstanten B_0 -Feld $U_{B_0}(t)$ bestimmt. Dabei bezeichnen τ_1 und τ_2 die Aufenthaltszeiten in den beiden HF-Feldern und t die Flugzeit durch das konstante B_0 -Feld. Auch hier muß am Ausgang der Apparatur zur Berechnung der Polarisation über alle Wellenlängen integriert werden.

$$P_z = \int \psi^*(t) \cdot \sigma_z \cdot \psi(t) \cdot f(\lambda) d\lambda \quad (2.30)$$

$$= \int \psi^*(0) \cdot U_{HF}^*(\tau_1, \varphi_1) \cdot U_{B_0}^*(t) \cdot U_{HF}^*(\tau_2, \varphi_2) \cdot \sigma_z \cdot U_{HF}(\tau_2, \varphi_2) \cdot U_{B_0}(t) \cdot U_{HF}(\tau_1, \varphi_1) \cdot \psi(0) \cdot f(\lambda) d\lambda \quad (2.31)$$

$$= 1 - 8 \cdot \frac{(\gamma B_1)^2}{\omega_R^2} \int \sin^2 \left(\frac{\omega_R}{2} \tau \right) \left[\cos \left(\frac{\omega_R}{2} \tau \right) \cos \left(\frac{\omega_L - \omega_{HF}}{2} \cdot t \right) - \frac{d}{\omega_R} \cdot \sin \left(\frac{\omega_R}{2} \tau \right) \sin \left(\frac{\omega_L - \omega_{HF}}{2} \cdot t \right) \right]^2 \cdot f(\lambda) d\lambda \quad (2.32)$$

Dabei wurde angenommen, daß beide Flipspulen identisch sind ($\tau_1 = \tau_2 = \tau$) und in Phase schwingen ($\varphi_2 = \varphi_1 + \omega_{HF} \cdot (\tau + t)$). Werden beide Resonanzbedingungen, ($\omega_r \cdot \tau = \frac{\pi}{2}$) und ($\omega_{HF} = \omega_L \Rightarrow d = 0$), erfüllt, so ergibt sich für den Verlauf der Polarisation in der Nähe des Ramseyminimums:

$$P_z = - \int \cos \left((\omega_L - \omega_{HF}) \cdot t \right) \cdot f(\lambda) \cdot d\lambda . \quad (2.33)$$

Dieses Ergebnis ist damit identisch mit Gleichung (2.10), die bereits zu Beginn dieses Kapitels (2.2) aus der Anschauung des Verlaufs des Neutronenspins in der Ramseyapparatur gewonnen wurde.

2.3 Der Aufbau des Experiments

Im folgenden Kapitel werden die einzelnen Komponenten des experimentellen Aufbaus kurz beschrieben und charakterisiert. Der Reaktor als Neutronenquelle und die UCN-Turbine als Lieferant eines UCN-Wellenlängenspektrums wurden bereits in Kapitel (1.2) vorgestellt. Das Experiment fand am sogenannten Teststrahl des Experimentierplatzes PF-2 am ILL in Grenoble statt. An diesem Strahl steht ein geringer, aber kontinuierlicher Fluß von ca. 10^3 UCN's/(cm² s) zur Verfügung. Um die UCN's durch den Aufbau zu leiten, stehen geeignete Neutronenleiter beliebiger Länge mit speziellen Anschlußflanschen zur Verfügung. Die Strahlrohre bestehen aus Edelstahl mit einem relativ hohen effektiven Fermipotential für Neutronen von ca. 210 neV, was einer kritischen Geschwindigkeit von $v_{krit} = 6.2$ m/s entspricht. Die Rohre haben einen

Innendurchmesser von $d = 67$ mm und werden durch einfache Verbindungsflansche mit Viton-Auabdichtungen untereinander und mit den anderen Komponenten des Experiments verbunden. Aufgrund des großen Absorptionsquerschnitts von Stickstoff beträgt die mittlere freie Weglänge von UCN's in Luft nur wenige Zentimeter, weshalb das gesamte Experiment im Vakuum ($p < 10^{-2}$ mbar) durchgeführt werden muß.

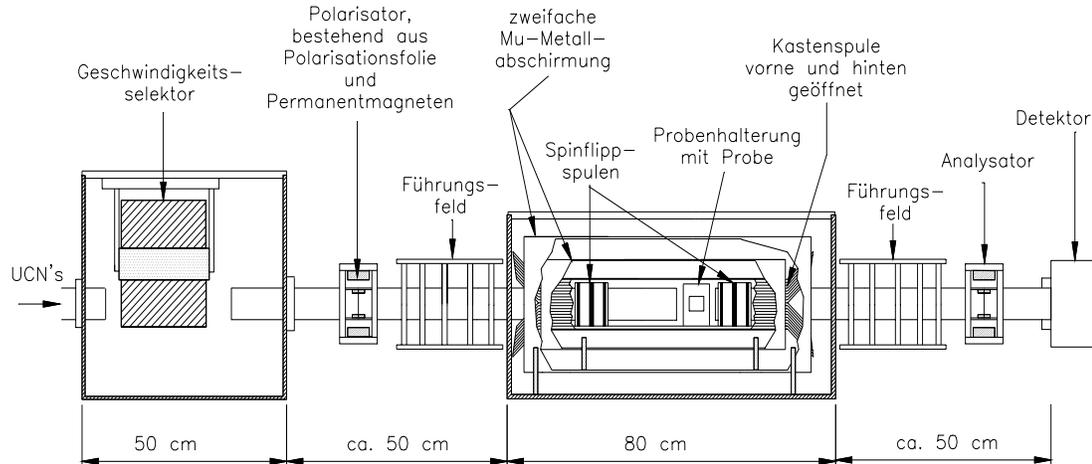


Abbildung 2.3: Seitenansicht des experimentellen Aufbaus der Ramseyapparatur.

Abbildung (2.3) zeigt den gesamten Aufbau des Experiments. Das breite UCN-Wellenlängenspektrum, das die Neutronen-Turbine liefert, wird zunächst mit Hilfe eines mechanischen Geschwindigkeitsselektors eingeschränkt. Es folgt der Polarisator, der die UCN's senkrecht zur Strahlachse polarisiert. Mit Hilfe von magnetischen Führungsfeldern wird die Spinstellung sowohl in die eigentliche Ramseyapparatur hinein als auch wieder herausgeführt. Der Ramseyaufbau besteht aus einer großen Kastenspule zur Erzeugung des homogenen B_0 -Feldes sowie aus zwei einfachen zylinderförmigen Spinflipp-Spulen für die $\frac{\pi}{2}$ -Spinflips. Die konstanten Magnetfelder von Polarisator, Analysator, Kastenspule und die Führungsfelder stehen senkrecht zur Strahlrichtung. Die beiden HF-Felder dagegen liegen senkrecht zum B_0 -Feld der Kastenspule in Strahlrichtung. Sowohl die Homogenität des B_0 -Feldes als auch die Abschirmung gegen äußere Störfelder wird durch μ -Metallabschirmungen erreicht. Hinter dem Analysator werden die transmittierten UCN's schließlich mit einem ^3He -MSGC-Detektor nachgewiesen, wie er in Kapitel (4.5.3) ausführlich erläutert wird.

2.3.1 Der Geschwindigkeitsselektor

Um die Abhängigkeit der Larmorphase von der Wellenlänge bzw. von der Aufenthaltszeit des Spins im Magnetfeld messen zu können, wird mit Hilfe eines mechanischen Geschwindigkeitsselektors das Spektrum eingeschränkt und je nach dessen Drehfrequenz ein bestimmter Wellenlängenbereich ausgewählt. Dazu sind auf einem Zylinder helixförmig wie bei einer Förderschnecke „neutronenabsorbierende“ Wände angebracht⁵ (s. Abb. 2.4). Dreht sich der Zylinder

⁵Diese Flügel bestehen hier aus einem wasserstoffhaltigen Kunststoff. Da Wasserstoff einen großen inkohärenten inelastischen Streuquerschnitt besitzt, erlangen UCN's bereits bei einem einzigen Stoß thermische Energie („upscattering“). Die in alle Richtungen gestreuten Neutronen werden dann nicht mehr von den Edelstahlrohren reflektiert und verlassen das Experiment.

mit einer bestimmten Geschwindigkeit um seine Achse, so entspricht diese Geschwindigkeit einer zur Zylinderachse parallelen Vorschubgeschwindigkeit v_0 . Es gelangen also nur Neutronen mit einer Geschwindigkeit v_0 durch den Selektor, die parallel zur Achse durch den Selektor fliegen, ohne auf die Wände zu treffen. Solche mechanischen Geschwindigkeitsselektoren bieten eine hohe Transmission für die in UCN-Experimenten chronisch geringen Neutronenflüsse.

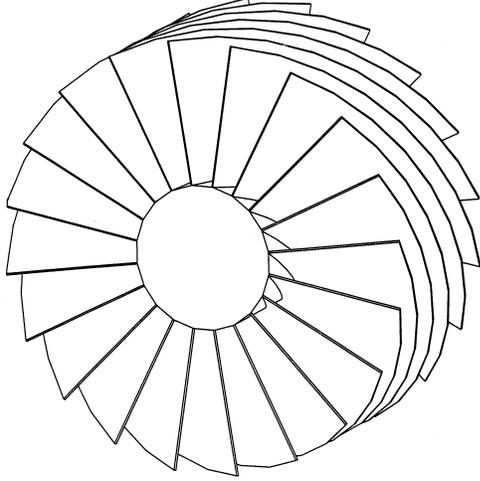


Abbildung 2.4: Aufbau des mechanischen Geschwindigkeitsselektors.

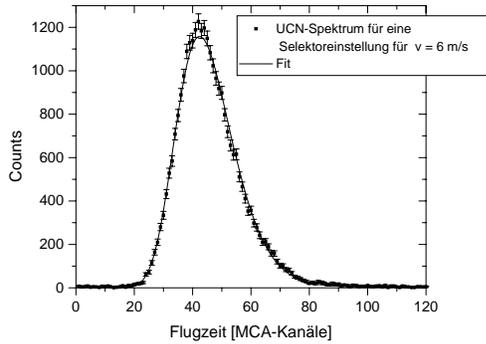


Abbildung 2.5: Flugzeitspektrum des Geschwindigkeitsselektors bei einer Drehfrequenz für $v_0 = 6$ m/s.

realistische Beschreibung der Transmission durch den Selektor ein aufgeweitetes Geschwindigkeitsspektrum in Form einer Gaußkurve angenommen. Für das Flugzeitspektrum des Selektors ergibt sich dann folgende Parametrisierung

$$\frac{dN_{\text{Selektor}}}{dt}(t, t_0) = \frac{dN}{dt}(t) \cdot e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2 \cdot \Delta t^2}} \cdot \frac{1}{t^2} \quad (2.36)$$

mit der mittleren Flugzeit t_0 ($\Leftrightarrow v_0$) und der Breite der Verteilung Δt .

⁶Ein Schrittmotor läuft synchron mit der Phase seiner Steuerkarte. Unregelmäßigkeiten im eigenen Laufverhalten führen zu einem Aussetzen der Drehbewegung und damit zu einem Stop der Messung.

Wird der Verdrillungswinkel der Helix mit α bezeichnet, so ergibt sich für die Geschwindigkeit v_0 bei einem Zylinder der Gesamtlänge L und in Abhängigkeit von der Winkelgeschwindigkeit ω :

$$v_0 = \frac{L}{t} = \frac{L\omega}{\alpha} \quad (2.34)$$

Der Selektor besteht aus einem 15 cm langen Plexiglaszylinder mit einem Durchmesser von 70 mm, in den 18 Helixscheiben aus Polyethylen mit einer Wandstärke von jeweils 1 mm eingesetzt sind. Mit einer Scheibenhöhe von 100 mm läßt sich der Strahlquerschnitt von 67 mm komplett abdecken. Der Selektor wird mit einem Schrittmotor betrieben, so daß eine exakte Kontrolle und Reproduzierbarkeit der eingestellten mittleren Geschwindigkeit möglich ist⁶. Der Verdrillungswinkel α beträgt $\alpha = 90^\circ$ und der Öffnungswinkel θ eines Kanals zwischen zwei Flügelscheiben ist $\theta = 20^\circ$. Damit ergibt sich für die Breite der Geschwindigkeitsverteilung nach Durchqueren des Selektors

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{a(r)}{L} = \frac{r\theta}{L} \quad (2.35)$$

mit der Kanalbreite $a(r)$ im Abstand r von der Zylinderachse. Für einen mittleren Abstand r von der Achse von ca. 85 mm ergibt sich damit eine Breite des transmittierten Spektrums von rund 20%. Für einen idealen Selektor und einen divergenzfreien Neutronenstrahl besitzt dann das transmittierte Geschwindigkeitsspektrum die Form eines gleichschenkligen Dreiecks mit der Basisbreite Δv um die mittlere Geschwindigkeit v_0 . Da der UCN-Strahl jedoch eine große Divergenz aufweist, wird für eine

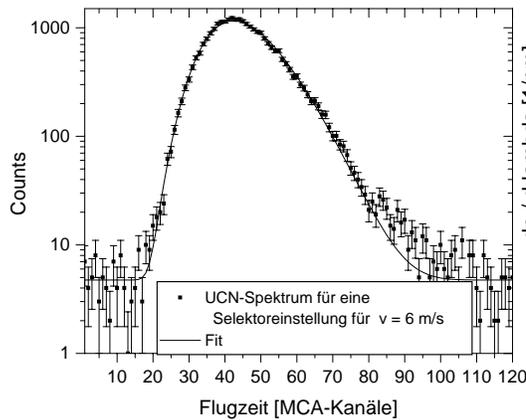


Abbildung 2.6: Logarithmische Darstellung von Abbildung (2.5).

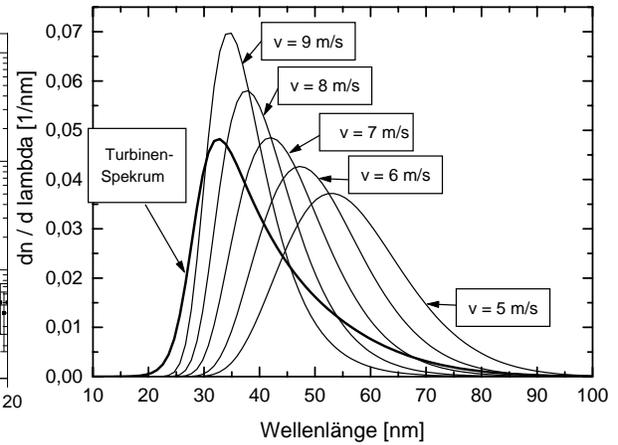


Abbildung 2.7: Entfaltete Spektren des Geschwindigkeitsselektors für $v_0 = 5, 6, 7, 8$ und 9 m/s. Die Gesamtfläche jedes Spektrums ist immer auf eins normiert.

Mit der in Kapitel (1.3) beschriebenen Methode der Flugzeitmessung wurde das Flugzeitspektrum für verschiedene Drehfrequenzen des Selektors gemessen. Die Abbildungen (2.5, 2.6) zeigen die gemessene Flugzeitverteilung bei einer Selektoreinstellung für $v_0 = 6$ m/s. Auch hier wurden die Parameter t_0 und Δt (wie bereits bei der Entfaltung des Spektrums der UCN-Turbine in Kapitel (1.3)) durch einen Fit an die Meßdaten bestimmt. Als Grundlage für die Berechnung der Spektren, die in das Ramseysignal eingehen, stellt diese Parametrisierung eine ausreichend gute Beschreibung dar⁷.

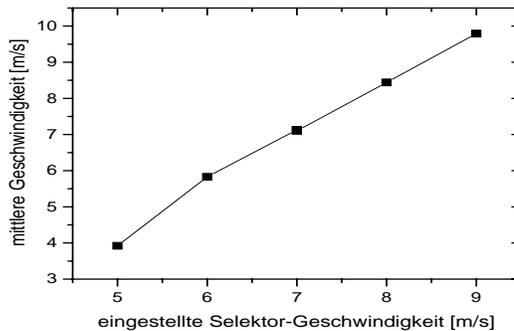


Abbildung 2.8: Die Mittlere Geschwindigkeit v_0 ($\Leftrightarrow t_0$) für die nach Gleichung (2.36) angepaßten Fitkurven an die Meßdaten. Die x-Achse stellt die nach Gleichung (2.34) erwartete Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der eingestellten Drehfrequenz des Selektors dar.

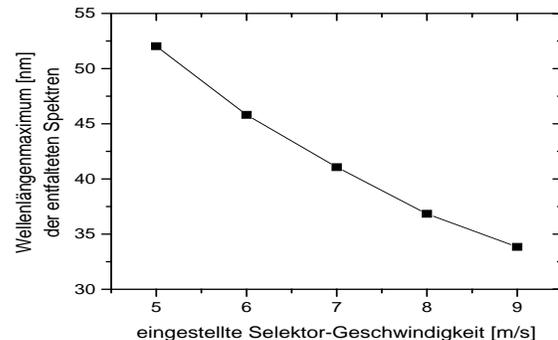


Abbildung 2.9: Maximum der Wellenlänge für die in Abbildung (2.7) dargestellten entfaltenen Selektorspektren.

⁷Hier zeigt sich auch, daß die kleine Schulter an der linken Flanke des UCN-Turbinen-Spektrums (s. Abb. 1.13) durch den Geschwindigkeitsselektor vollständig unterdrückt wird, so daß der in Kapitel (1.3) gewählte Ansatz zur Beschreibung des UCN-Spektrums (vgl. Gleichung 1.23) völlig ausreicht.

Insgesamt wurde das Transmissionsverhalten des Selektors bei 5 verschiedenen Geschwindigkeitseinstellungen vermessen (s. Abb. 2.7). Abbildung (2.8) zeigt die im Fit bestimmte mittlere Geschwindigkeit v_0 ($\Leftrightarrow t_0$) des Selektorspektrums in Abhängigkeit der eingestellten Geschwindigkeit. Weiterhin hat die Auswertung der Spektren gezeigt, daß die angestrebte Halbwertsbreite von 20% vor allem wohl aufgrund der großen Divergenz des UCN-Gases bei weitem nicht erreicht wurde. Wie in Abbildung (2.7) deutlich zu sehen ist, sind die Spektren sehr breit mit Halbwertsbreiten bis zu 100%. Dadurch ergibt sich für die maximale (wahrscheinlichste) Wellenlänge in Abhängigkeit von der Drehfrequenz des Selektors nur eine sehr kleine Variation zwischen 34-52 nm (s. Abbildung 2.9). Die mittlere Wellenlänge der Spektren variiert zwischen 37-55 nm.

2.3.2 Die Polarisatoren

Die herkömmliche Methode der Spin-Polarisation und -Analyse von Neutronen beruht auf der starken Spinabhängigkeit der Reflexion, Absorption oder Streuung. Solche Instrumente existieren in der Form von Supermirrors, polarisierten ^3He -Filtern oder polarisierten Proton-Targets (siehe [Zi00] und Referenzen darin).

Bei UCN's nutzt man die Spinabhängigkeit der Kernstreuung aus und baut einen einfachen Stern-Gerlach-Versuch auf. Dazu befindet sich eine dünne Eisenfolie im homogenen Feld eines starken Permanentmagneten, so daß abhängig von der Spinstellung des Neutrons das effektive Wechselwirkungspotential erhöht beziehungsweise erniedrigt wird (vgl. Gleichung 1.16). Neutronen mit Spin-Up (n+) sehen im Magnetfeld einen Potentialwall und werden abgebremst (s. Abb. 2.1). Neutronen mit Spin-Down (n-) dagegen sehen ein Potentialtal und werden in dieses hinein beschleunigt (longitudinaler Stern-Gerlach-Effekt). Das Potential kann so gewählt werden, daß Neutronen mit Spin-Up vollständig reflektiert und Neutronen mit Spin-Down vollständig transmittiert werden. Diese Polarisationsfolien können in Transmission oder Reflexion betrieben werden.

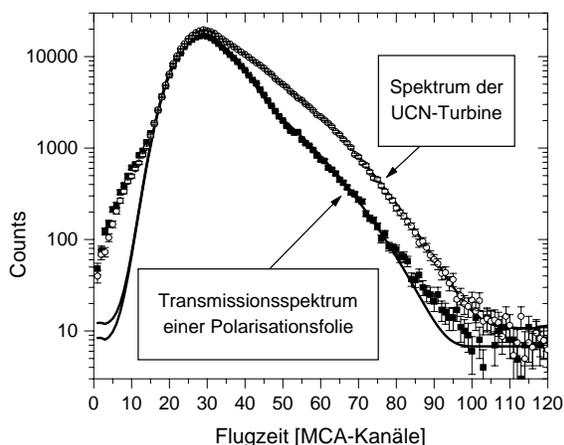


Abbildung 2.10: Vergleich zwischen dem UCN-Spektrum am Teststrahl und dem Transmissionspektrum einer Polarisationsfolie.

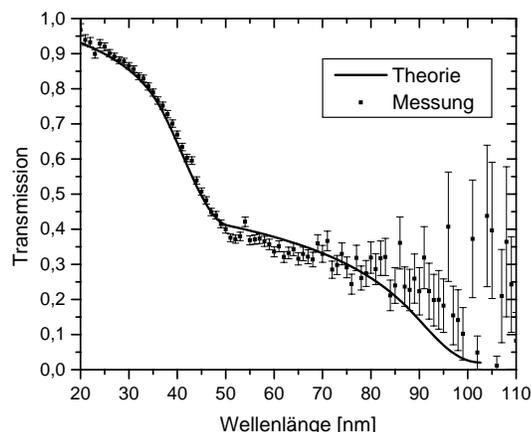


Abbildung 2.11: Verlauf der Transmission einer Polarisationsfolie. Die theoretische Kurve ergibt sich aus der Faltung von (2.37) mit der Öffnungsfunktion des Choppers.

Da alle magnetischen Materialien UCN's verhältnismäßig stark absorbieren, werden sie üblicherweise in einer relativ dünnen Schicht auf einem Träger wie zum Beispiel einer Aluminiumfolie

aufgebracht. Die beiden hier verwendeten Polarisationsfolien wurden in der Sputteranlage im Physikalischen Institut hergestellt. Eine ca. $1 \mu\text{m}$ dicke Eisenschicht wurde in einem starken äußeren Magnetfeld auf eine $20 \mu\text{m}$ dicke Aluminium-Folie aufgesputtert, um bereits von Anfang an eine einheitliche Magnetisierung in der dünnen Schicht zu erzeugen. Auch hier wurde die Polarisationswirkung der Folien mit Hilfe der Methode der Flugzeitmessung durch Messung der Transmission bestimmt. Abbildung (2.10) zeigt das Transmissionspektrum der Polarisationsfolie im Vergleich zur gemessenen Flugzeitverteilung des UCN-Strahls der Neutronen-Turbine.

Um das gemessene Spektrum der Polarisationsfolie zu beschreiben, wird die Abhängigkeit der Transmission von der Wellenlänge λ (\Leftrightarrow Flugzeit t) und der relativen Spinstellung nach Gleichung (1.12) benutzt. Dabei ist im effektiven Fermipotential der magnetische Potentialbeitrag nach Gleichung (1.16) mitzuberechnen. Für einen unpolarisierten Strahl ergibt sich die Transmission dann aus der inkohärenten Überlagerung der Transmission für Spin-Up (+) und Spin-Down (-).

$$\frac{dN_{pol}}{dt}(t) = \frac{dN}{dt}(t) \cdot \frac{1}{2} \left(T_+(t, f_{im}) + T_-(t, f_{im}) \right) \quad (2.37)$$

Abbildung (2.10) zeigt das Ergebnis eines Fits an die Daten nach (2.37), wobei als Fitparameter neben einem Amplituden- und Untergrundparameter der multiplikative Faktor „ f_{im} “ für die Stärke des imaginären Potentialanteils in Gleichung (1.16) angesetzt wurde. Das Ergebnis ($f_{im} = 54.4 \pm 3.8$) zeigt einen deutlich größeren Imaginäranteil als theoretisch für Eisen erwartet wird, der aber auch bei anderen UCN-Experimenten bereits beobachtet wurde [St98].

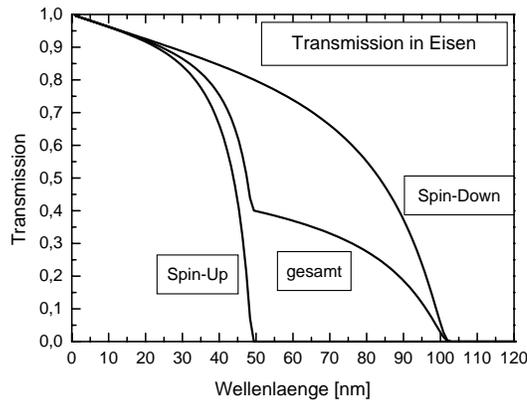


Abbildung 2.12: Transmission durch eine $1 \mu\text{m}$ dünne Eisenschicht mit einer relativen imaginären Potentialstärke von $f_{im} = 54.4$. Die Gesamttransmission entspricht der in Abbildung (2.11) eingezeichneten theoretischen Kurve.

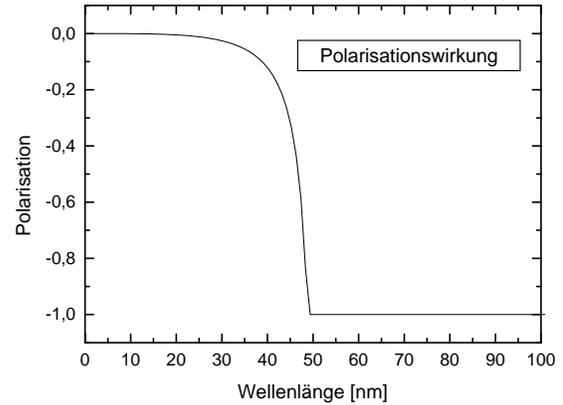


Abbildung 2.13: Der Verlauf der Polarisation in Abhängigkeit der Wellenlänge ergibt sich aus dem Verhältnis der Transmissionskurven für Spin-Up und Spin-Down aus Abbildung (2.12).

Neben Verunreinigungen können auch leichte strukturelle Inhomogenitäten mit Ausdehnungen in der Größenordnung der UCN-Wellenlänge eine Ursache dafür sein. Ferner kann aber auch die mit zunehmender Neutronenwellenlänge deutlich abnehmende Zeitaufösung der TOF-Messung zu einem systematischen Fehler in der experimentellen Bestimmung des imaginären Potentialanteils führen. Wie bereits in Kapitel (1.3) angesprochen, kann und braucht die gewählte Form des theoretischen Spektrums nicht die „Schulter“ in der linken Flanke der Flugzeitspektren zu beschreiben. Durch den Einsatz des Geschwindigkeitsselektors werden diese Anteile des Spektrums

später ausgeblendet. Bei genauerer Betrachtung der Abbildungen (2.6, 2.10) fällt weiterhin auf, daß bei sehr großen Wellenlängen ($\lambda > 85$ nm) die theoretische Beschreibung systematisch etwas zu kleine Werte in den Spektren liefert. Dies rührt vor allem daher, daß die Beschreibung nichtspekulare Reflektionen an den Innenwänden der Strahlrohre nicht erfaßt. Diese machen sich gerade bei den äußerst geringen Intensitäten bei großen Wellenlängen bemerkbar.

Abbildung (2.11) zeigt die aus dem Verhältnis der beiden Meßkurven von Abbildung (2.10) bestimmte Transmission einer Polarisationsfolie. Die starken Schwankungen für das Transmissionsverhältnis bei großen Wellenlängen rühren von der geringen Statistik in diesem Bereich her und dem damit verbundenen hohen relativen Rauschen. Für die im Fit bestimmte relative imaginäre Potentialstärke von $f_{im} = 54.4$ zeigt Abbildung (2.13) den Verlauf der Polarisation für eine 1 μm dünne Eisenschicht.

Ein Vergleich der Polarisationswirkung der Eisenschicht mit dem Arbeitsbereich des Geschwindigkeitsselektors (vgl. Abb. 2.9) zeigt, daß bei den Messungen mit der Ramseyapparatur der Polarisationsgrad nicht sehr groß ist. Leider konnten sowohl die Effizienz der Polarisationsfolien als auch vor allem das Verhalten des Geschwindigkeitsselektors erst mit Hilfe der Flugzeitmessungen am UCN-Strahl vermessen und charakterisiert werden. Eine Neukonstruktion des Selektors war während der Strahlzeit nicht möglich.

2.3.3 Die B_0 -Spule und die μ -Metallabschirmung

Das Kernstück der Ramseyapparatur ist das homogene Magnetfeld B_0 , in dem die Neutronen die Larmorpräzession ausführen. Ein homogenes Magnetfeld über eine große Strecke läßt sich mit Hilfe einer rechteckigen Kastenspule erzeugen. Eine reine Kastenspule kann im Fall von UCN's jedoch nicht benutzt werden, da diese die Stirnseiten der Spule nicht durchdringen können.

Deswegen ist die Kastenspule zu beiden Enden hin zu einer Art „Maul“ aufgebogen. Dazu wurden je 36 Windungen des mit Kaptan isolierten Kupferdrahtes nach oben und nach unten abgelenkt. Dieses Konzept der Maulspule wurde aufgrund der bereits positiven Erfahrungen in den Experimenten zum Neutronen-Resonanz-Spinocho in unserer Arbeitsgruppe übernommen [Ha98]. Die Abbildung (2.14) zeigt den Verlauf des Magnetfeldes vom Führungsfeld in den Maulbereich der Spule. Auch wenn das Feld der B_0 -Spule im Bereich des Mauls inhomogen ist, so folgt im Fall ultrakalter Neutronen der Spin doch immer adiabatisch dem Feldverlauf. Damit bleibt die Polarisation des UCN-Strahls relativ zum Magnetfeld vom Polarisator über das Führungsfeld bis ins Innere der Kastenspule jederzeit erhalten und wird ohne Verluste eingekoppelt. Die Spule selbst ist 78 cm lang, 12 cm breit und 10 cm hoch. Ober- und Unterseite der Kastenspule sind je mit einer 1 mm dicken μ -Metallplatte abgedeckt.

μ -Metall besteht aus einer Eisen-Nickellegierung, die sich durch eine sehr hohe magnetische Permeabilität ($\mu \approx 10^4 - 10^5$) und geringe Remanenz auszeichnet. Dadurch enden magnetische Feldlinien fast senkrecht auf solchen Metallflächen und der magnetische Fluß wird bis zu einem bestimmten Sättigungswert im Innern des μ -Metalls weitergeleitet. Durch die eingebauten μ -Metallplatten werden also die Feldlinien im Innern der Spule senkrecht vom Boden bis zur Decke geführt, so daß insgesamt eine größere Homogenität im Inneren erreicht wird. Mit Hilfe des Computerprogramms MAFIA [MA] wurde der Feldverlauf im Innern der Kastenspule für verschiedene Geometrien simuliert [Si98]. Das Ziel der Berechnungen war eine Magnetfeldstrecke von rund 40 cm im Inneren der Kastenspule mit einer möglichst großen Homogenität.

Ein weiterer Faktor für ein möglichst homogenes und definiertes B_0 -Feld stellt die Abschirmung gegen äußere Störfelder wie zum Beispiel dem Erdmagnetfeld ($\approx 40 \mu\text{T}$) dar. Dazu befindet sich der gesamte innere Bereich der Ramseyapparatur in einer doppelten μ -Metallabschirmung aus

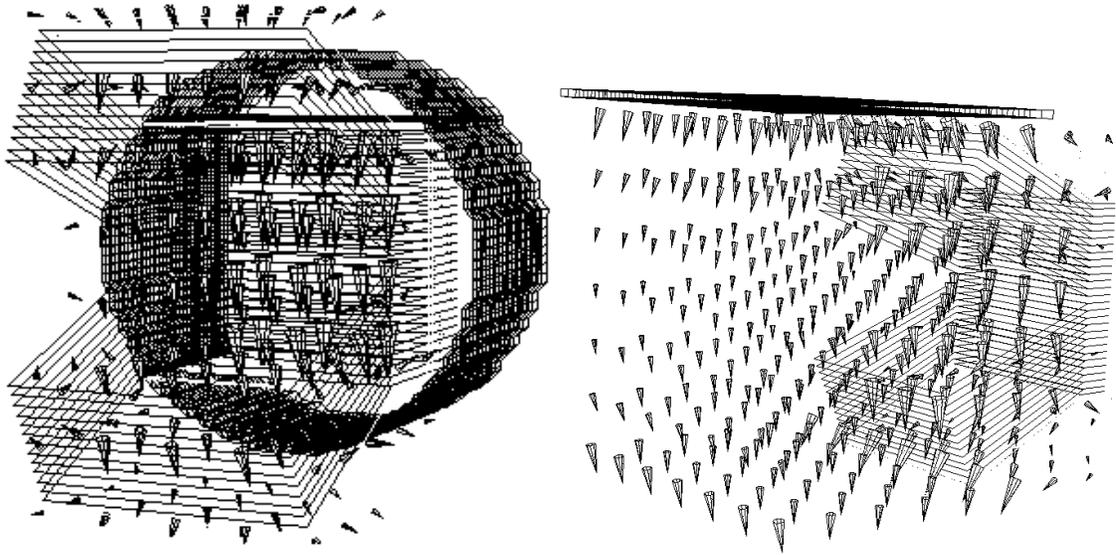


Abbildung 2.14: Maulartige Öffnung der Kastenspule zur Ein- und Auskopplung des Spins aus dem Führungsfeld ins Innere der Kastenspule. Links ist der vordere, maulförmige Teil der Wicklungen zu erkennen. Im Hintergrund der linken Abbildung ist der Beginn der Abschirmung aus μ -Metallzylindern angedeutet. Die Pfeile kennzeichnen das numerisch berechnete Magnetfeld der Spule.

zwei μ -Metallzylindern von 78 cm Länge und 20 cm bzw. 60 cm Durchmesser (s. Abb. 2.3). Die Wandstärke beträgt 1.4 mm. Die Zylinder aus μ -Metall wirken wie eine Art Faradayscher Käfig gegenüber äußeren Magnetfeldern.

Simulationen mit MAFIA haben einen ausreichenden Abschirmfaktor von rund 1000 ergeben. Durch eine zusätzliche Solenoidspule auf dem äußeren μ -Metallzylinder wird die longitudinale Komponente des Restfeldes auf der Strahlachse kompensiert. Schließlich werden alle restlichen Remanenzen im μ -Metall durch sogenanntes „Abmagnetisieren“ stark verringert. Dazu wird die Hysteresekurve des μ -Metalls durchfahren, indem der Strom der B_0 -Spule in langsamen Oszillationen ($\nu \approx 0.02$ Hz) von hohen Werten mit abnehmender Amplitude auf den konstanten Wert des B_0 -Feldes von rund $70 \mu\text{T}$ eingestellt wird. Der dafür notwendige Strom von 150 mA ist so gering, daß keine spezielle Kühlung für die Kastenspule im Vakuum nötig ist.

Um die Feldhomogenität durch einen Eintrag von Remanenzen aus weiteren Bauteilen nicht zu zerstören, müssen alle Elemente des Experiments im Innern der B_0 -Spule aus absolut nichtmagnetischen Materialien bestehen. Deshalb sind die HF-Spulenkörper und die Probenhalterung im Innern der Kastenspule aus Polyethylen gefertigt. Um die auf Wurfparabeln sich fortbewegenden ultrakalten Neutronen durch die Ramseyapparatur zu leiten, dienen auf der Innenseite mit Kupfer besputterte Glasrohre als UCN-Leiter. Dabei ist die Kupferschicht so dünn, daß die HF-Felder im Bereich der Spinflipspulen durch den Skinneffekt nur unwesentlich geschwächt werden.

2.3.4 Die HF-Spinflip-Spulen

Die Flipspulen, die sich im B_0 -Feld in einem Abstand von 28.5 cm voneinander befinden, sind für die Drehung des Neutronenspins in die zum B_0 -Feld senkrechte Ebene verantwortlich. Die Drehung der Spins findet während des Durchflugs durch die HF-Feldregion statt. Bei einem

endlich breiten Wellenlängenspektrum kann die Flipbedingung nur für eine mittlere Wellenlänge erfüllt werden. Die Flipregion sollte deshalb möglichst lokal beschränkt sein. Die Ausdehnung des HF-Feldes wird deshalb durch zusätzliche Gegenwicklungen in geringem Abstand von den Hauptwicklungen auf dem Spulenkörper eingeschränkt. Deren Wicklungssinn ist dem der eigentlichen HF-Wicklung entgegengesetzt, so daß sich an den Rändern der HF-Spule die Felder kompensieren. Die resultierende Magnetfeldausdehnung wird dadurch schmaler. Bei zehn Hauptwicklungen auf einem rohrförmigen Spulenkörper aus Polyethylen befinden sich je zwei Gegenwicklungen rechts und links in einem Abstand von 2.5 cm. Die notwendigen Stromstärken von rund 20 mA sind so klein, daß keine Kühlung der Spulen erforderlich ist.

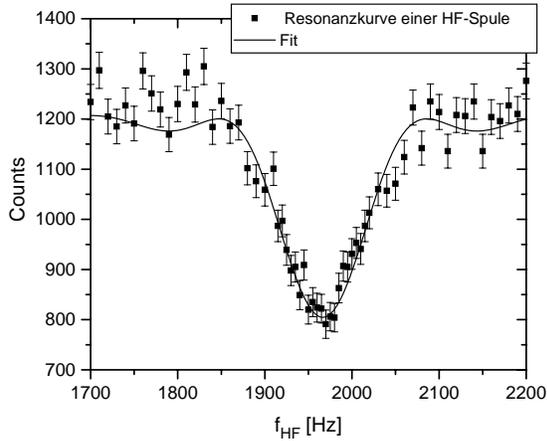


Abbildung 2.15: Rabi-Resonanzkurve einer HF-Flipspule bei einer mittleren Wellenlänge von $\lambda = 55$ nm.

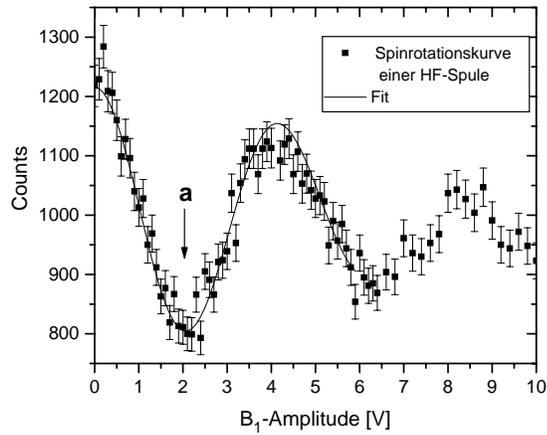


Abbildung 2.16: Spinrotationskurve einer HF-Flipspule bei einer mittleren Wellenlänge von $\lambda = 55$ nm.

Für jede der 5 Selektoreinstellungen aus Kapitel (2.3.1) wurden beide HF-Spinflipspulen vermessen. Dazu wurde das geschwindigkeitselektierte UCN-Spektrum mit der ersten Polarisationsfolie polarisiert und die nach Passieren der HF-Spule resultierende Spinstellung mit der Analysatorfolie analysiert. Die sogenannte Rabiresonanzkurve wurde durch Variation der Oszillationsfrequenz bei gegebener B_0 -Feldstärke aufgenommen (s. Abb. 2.15). Der Verlauf der Polarisation nach Gleichung (2.28) wird in einem Fit angepaßt, um die Resonanzfrequenz der einzelnen Flipspulen zu bestimmen. Wie in Abbildung (2.16) zu sehen, wurden am Resonanzpunkt Spinrotationskurven in Abhängigkeit von der HF-Amplitude B_1 aufgenommen. Diese können ebenfalls durch einen Fit nach (2.28) beschrieben werden, um die für einen $\frac{\pi}{2}$ -Flip nötige B_1 -Stromstärke zu ermitteln (siehe Punkt a in Abb. 2.16). Die Spinrotation kommt dadurch zustande, daß Neutronen mit unterschiedlicher Wellenlänge sich unterschiedlich lange im Bereich der HF-Felder aufhalten und damit unterschiedlich stark geflippt werden. Für ein breites UCN-Spektrum sind bereits nach wenigen Spindrehungen alle Spins gleichmäßig verteilt, so daß sich eine mittlere Polarisation von Null ergibt.

Die Ergebnisse der Fits an die Resonanzkurven ergeben für die Resonanzfrequenzen beider Spulen ($\omega_{HF1} = 1948.3 \pm 2.3$ Hz, $\omega_{HF2} = 1966.5 \pm 1.7$ Hz) einen Unterschied von rund 18 Hz. Dies entspricht einer relativen Feldinhomogenität über die Flugstrecke der Spins in der Ramseyregion von 0.9%. Letztere hat eine Verbreiterung der gemeinsamen Rabiresonanzkurve beider HF-Spulen zur Folge, innerhalb der die Ramseyoszillationen stattfinden (s. Abb. 2.19). In unserem Fall ist dies sogar hilfreich, da so mehrere Ramsey-Fringes aufgelöst werden können und eine gute Bestimmung der Spinphase möglich ist.

2.3.5 Die magnetische Probe

Die Probe besteht aus einem (100 ± 10) nm dünnen ferromagnetischen Kobaltfilm, der auf einem für ultrakalte Neutronen durchlässigen Quarzglas (Dicke: 0,2 mm) der Größe 21×21 mm² aufgebracht wurde. Dazu wurde das Glas in einem starken Magnetfeld besputtert, um eine einheitliche Magnetisierung in der dünnen Schicht zu erzeugen. Die Probe wird in einem Rahmen aus Polyethylen gehalten, der über einen Gummizug mit Hilfe eines Klappmechanismus in und aus dem Strahl geklappt werden kann, ohne die Ramseyapparatur öffnen zu müssen.

Um den Einfluß der Probe auf den Polarisationsverlauf beurteilen zu können, wurden Spinrotationskurven aufgenommen, bei denen das innere Magnetfeld B_P der Kobaltprobe zunächst senkrecht zu B_0 lag (s. Abb. 2.17). Es hat sich gezeigt, daß in diesem Fall der Wechsel einer äußeren Magnetfeldrichtung, nämlich der Wechsel der Richtung von B_0 zu B_P , sich innerhalb der Oberfläche der Kobaltschicht so schnell vollzieht, daß die ursprüngliche Stellung des UCN-Spins erhalten bleibt. Der Spin eines UCN kann in dieser Feldanordnung nicht mehr adiabatisch dem Richtungswechsel des Magnetfeldes folgen (diabatischer Spinflip). Vielmehr beginnt der Spin um das Feld B_P zu präzedieren und sich damit wieder aus der xy -Ebene herauszudrehen, was zu einem zusätzlichen Phasenschub in der Spinrotationskurve führt.

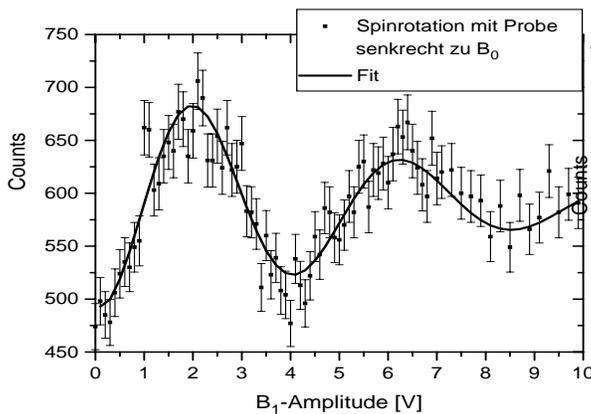


Abbildung 2.17: Spinrotationskurve der Kobaltprobe, wenn das innere Magnetfeld B_P der Probe senkrecht zum B_0 -Feld liegt. Der im Vergleich zur Messung in Abbildung (2.16) auftretende Phasenschub ermöglicht die Bestimmung der Magnetisierung der Probe.

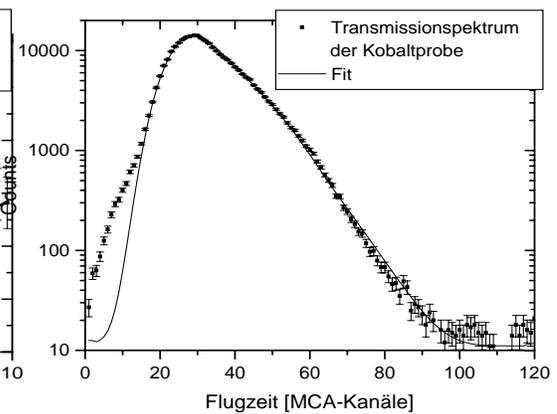


Abbildung 2.18: Transmissionspektrum durch die 100 nm dünne Kobaltprobe für einen unpolarisierten UCN-Strahl.

Bei Kenntnis der Schichtdicke und des Phasenschubs, den die Probe erzeugt, läßt sich die effektive Magnetfeldstärke innerhalb der Probe abschätzen. Der durch einen Fit an die Spinrotation bestimmte Wert der zusätzlichen Phase aufgrund der Probe beträgt $3.182 \pm 0.055 \pmod{2\pi}$. Das Magnetfeld ergibt sich dann aus der normalen Larmorphase zu (1.04 ± 0.11) T, wobei die Unsicherheit in der Probendicke hier mitberücksichtigt wurde. Die Unbestimmtheit der Phase bezüglich eines ganzen Vielfachen von 2π wird durch den Sättigungswert von 1.787 T für die Magnetisierung in Kobalt aufgehoben [Cr89].

Eine weitere wichtige Eigenschaft der Kobaltprobe ist ihre unterschiedliche Transmission von Spin-Up und Spin-Down (vgl. Tabelle 1.2). Wie bei den Polarisationsfolien wurde das transmittierte Spektrum für einen unpolarisierten UCN-Strahl mit Hilfe der Flugzeitmessung aufgenommen (s. Abb. 2.18). Analog zu Gleichung (2.37) wurde die Transmission durch Kobalt an das

gemessenen Spektrum angepaßt. Der Fit ergab dabei für den Imaginärteil des effektiven Fermipotentials eine relative Stärke von $f_{im} = (71.4 \pm 3.5)$. Dieser Wert wird später für die Transmission des UCN-Strahls in der Ramseyapparatur benötigt.

2.4 Die Auswertung der Meßergebnisse

Das Minimum des Ramseysignals ist normalerweise bei Erfüllung der Resonanzbedingung $\omega_L = \omega_{HF}$ geschwindigkeits- bzw. wellenlängenunabhängig (vgl. Gleichung 2.33). Die Probe, die bei unserem Experiment aus dem oben beschriebenen dünnen Kobaltfilm besteht, sollte im Fall normaler Larmorpräzession lediglich zu einem zusätzlichen Magnetfeldintegral $B_P \cdot d$ führen, so daß die Resonanzfrequenz gegenüber den Messungen ohne Probe nur eine konstante Verschiebung aufweist, die für alle Geschwindigkeiten, d.h. für alle Durchflugszeiten, gleich groß ist (vgl. Gleichung 2.11). Anomale Beiträge in der Larmorphase äußern sich dann in einer geschwindigkeits- bzw. wellenlängenabhängigen Resonanzfrequenz für das Minimum der Ramseykurven mit Probe.

Der Verlauf der Polarisation für das Ramsey signal ohne Probe ergibt sich aus der Zeitentwicklung des Neutronenspins in beiden Flipspulen und im Magnetfeld der B_0 -Spule (vgl. Gleichung 2.32). Die Spin-Down-Komponente wird durch die Polarisationsfolie und die Analysatorfolie durchgelassen und damit im Detektor nachgewiesen. Im Bereich der Resonanz beider Spinflip-Spulen wird dann die Ramseykurve durch Variation der eingestrahlten Oszillationsfrequenz durchfahren. Durch einen Fit von Gleichung (2.32) an die Meßkurve wird die Resonanzfrequenz im Hauptminimum bestimmt.

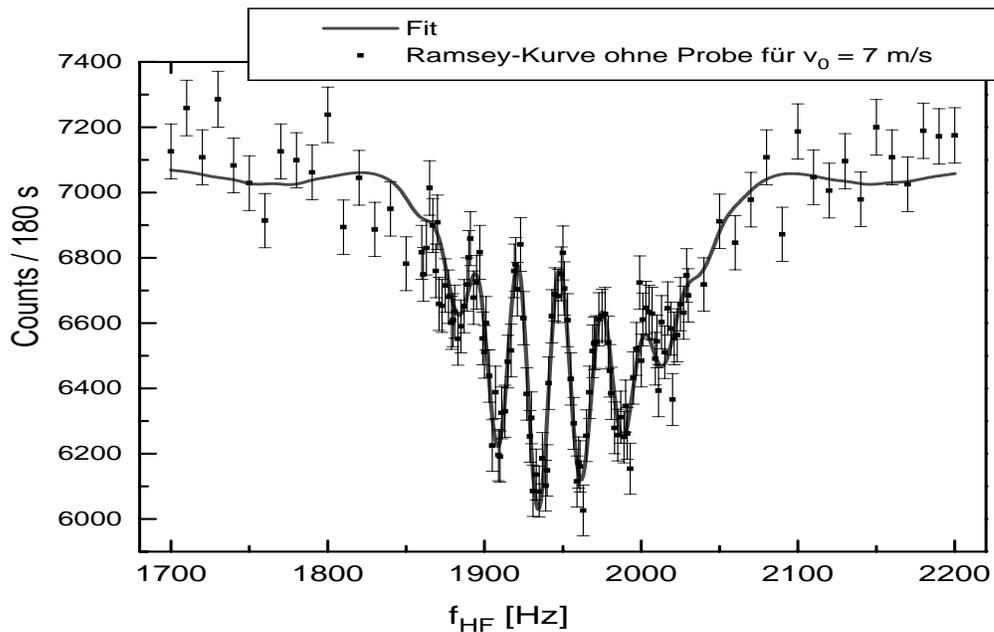


Abbildung 2.19: Ramseykurve ohne Probe mit einer Selektoreinstellung für $v_0 = 7$ m/s.

Die Genauigkeit, mit der die Resonanzfrequenz und damit die Spinphase bestimmt werden kann, ist schließlich statistisch durch die sehr geringe Zählrate limitiert. Im schlechtesten Fall bei großen

Wellenlängen und mit eingebauter Probe wurden typischerweise 6 Neutronen pro Sekunde gemessen. Damit wurden für die Vermessung einer Ramseykurve je nach Geschwindigkeit der Neutronen bis zu 8 Stunden benötigt.

Für den zur Verfügung stehenden Geschwindigkeitsbereich wurden bei festen Selektordrehzahlen Ramseykurven ohne Probe aufgenommen (s. Abb. 2.19). Die für einen $\frac{\pi}{2}$ -Spinflip notwendigen B_1 -Amplituden wurden aus den entsprechenden Spinrotationsdaten, wie in Kapitel (2.3.4) vorgestellt, übernommen. Aufgrund einer verbleibenden Inhomogenität des B_0 -Feldes von ca. 0.9% (s. Kapitel 2.3.4) sind die Resonanzfrequenzen beider Flipspulen nicht identisch, was sich darin äußert, daß das Minimum aller Ramsey signale zu niedrigeren Frequenzen hin verschoben ist und, wie in Abbildung (2.19) deutlich zu erkennen ist, daß das Ramsey signal unsymmetrisch in der Gesamtresonanz liegt.

Ebenso wie die einzelnen Resonanzfrequenzen der HF-Spulen (Parameter „d“ in Gleichung 2.22) und deren Amplituden B_1 ist auch das geschwindigkeitsselektierte und polarisierte Wellenlängenspektrum $f(\lambda)$ bereits eindeutig festgelegt. Neben Amplitude (Zählrate) und Untergrund gehen somit als freie Fitparameter in Gleichung (2.32) nur noch die Resonanzfrequenz ω_L und ein Depolarisationsfaktor ein.

Anschließend wurde die Kobaltprobe in den Strahlengang geklappt und für die gleichen Einstellungen die Ramseykurven aufgenommen. Abbildung (2.20) zeigt einen vergrößerten Ausschnitt einer Messung mit Probe im Vergleich zu einer Messung ohne Probe bei einer Selektoreinstellung für $v_0 = 6$ m/s. Bereits mit bloßem Auge ist eine Verschiebung in der Resonanzfrequenz um rund 10 Hz zu höheren Frequenzen erkennbar. Diese Verschiebung ist auf das zusätzliche Magnetfeldintegral $B_P \cdot d$ der Probe zurückzuführen, deren Magnetisierung hier parallel zu B_0 eingebaut war. Wäre die Magnetisierungsrichtung der Probe antiparallel zu B_0 , so wäre die Verschiebung zu kleineren Frequenzen hin erfolgt.

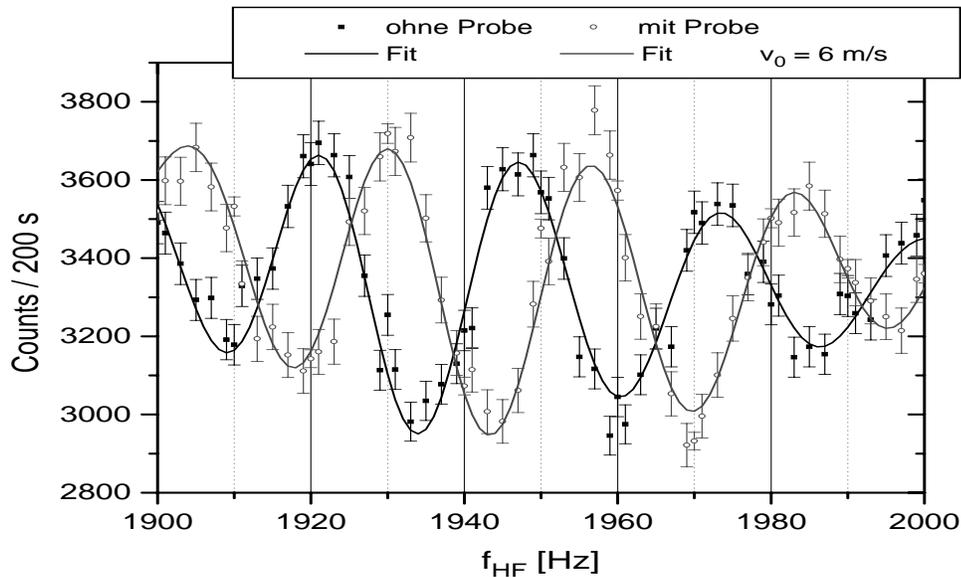


Abbildung 2.20: Vergrößerter Ausschnitt zweier Ramseykurven. Beide Messungen wurden bei einer Selektoreinstellung für $v_0 = 6$ m/s durchgeführt. Die dunkler gezeichnete Kurve beschreibt die Messung ohne Probe, die hellere Kurve die Messung mit Probe. Deutlich ist eine Verschiebung von rund 10 Hz zu höheren Frequenzen für die Messung mit Probe zu erkennen.

Um die Ramseykurven mit Probe beschreiben zu können, ist in Gleichung (2.32) die Zeitentwicklung für die Präzession des Spins um das zusätzliche konstante Magnetfeld B_p der Probe miteinzuberechnen. Dabei ist die Aufspaltung in die Wellenvektoren k_{\pm} zu berücksichtigen, die mit einer unterschiedlichen Transmission von Spin-Up und Spin-Down durch die ferromagnetische Probe einhergeht. Abbildung (2.21) zeigt das Ergebnis der Fits an die Messungen.

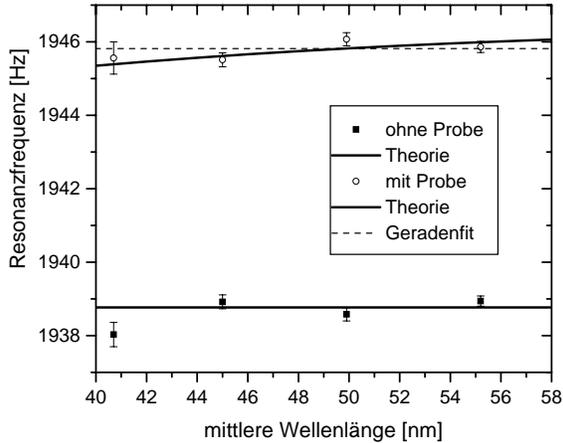


Abbildung 2.21: Vergleich der Resonanzfrequenzen für Messungen mit und ohne Probe.

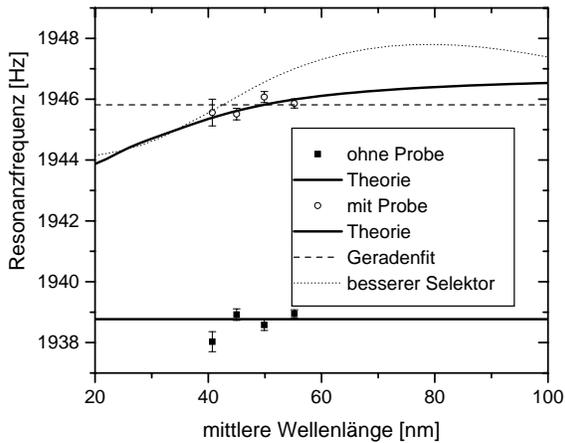


Abbildung 2.22: Größerer Bereich von Abbildung (2.21). Zusätzlich ist der theoretische Verlauf bei einer besseren Wellenlängenselektion von 25% über dem gesamten Wellenlängenbereich eingezeichnet.

Der größere Hub der Kurve bei großen Wellenlängen rührt daher, daß bei besserer Selektion nicht mehr über alle Wellenlängen gemittelt wird. An dieser Kurve ist auch deutlich zu erkennen, daß die Phase nicht beliebig ansteigt, wie spontan vielleicht zu vermuten wäre. Dies rührt daher, daß im Falle sehr großer Wellenlängen die Spin-Up-Komponente bereits durch die Kobaltprobe tunneln muß und damit nicht mehr zur Spinphase beiträgt.

Für vier Selektoreinstellungen konnten Ramseykurven gemessen werden, deren Resonanzfrequenz des Minimums in Abbildung (2.21) in Abhängigkeit von der mittleren Wellenlänge eingezeichnet ist. Dabei konnten die Resonanzfrequenzen im Mittel auf 0.3 Hz ($\approx 5 \cdot 10^{-3}$) genau bestimmt werden. Die durchgehende Linie in Abbildung (2.21) zeigt die Erwartung für den Verlauf der Resonanzfrequenz unter Berücksichtigung der anomalen Phasenbeiträge. Die Streuung der Datenpunkte bei den Messungen ohne Probe ist leider genauso groß, zum Teil sogar größer als bei den Messungen mit Probe. Dies hängt vor allem an der schlechten Polarisierung der Spektren bei kurzen Wellenlängen. Abbildung (2.22) zeigt die Verhältnisse noch einmal auf dem gesamten zur Verfügung stehenden Wellenlängenbereich ultrakalter Neutronen. Der im vorliegenden Experiment zugängliche Wellenlängenbereich ist durch das Versagen der Polarisationsfolien zu kurzen Wellenlängen hin und durch die geringe Variation der mittleren Wellenlänge durch den breitbandigen Geschwindigkeitsselektor stark eingeschränkt. Dabei ist die Effizienz der Polarisationsfolien grundsätzlich durch die Höhe des effektiven Fermipotentials auf Wellenlängen größer 40 nm beschränkt.

Im Falle einer besseren Wellenlängenselektion, vor allem bei großen Wellenlängen, sollten im Rahmen der bisher erreichten Auflösung die anomalen Phasenbeiträge meßbar sein. Dazu ist in Abbildung (2.22) der theoretische Verlauf der Resonanzfrequenz für eine Wellenlängenselektion mit 25% Halbwertsbreite für den gesamten Wellenlängenbereich unter sonst identischen Bedingungen eingetragen (Kurve: besserer Selektor).

Als Ausblick dieses Kapitels zeigt Abbildung (2.23) eine mögliche Lösung für beide hier geschilderten Probleme. Durch eine Wellenlängen- bzw. Energieselektion mit einem Gravitations-Bandpaßfilter wurden bei gleichzeitig hoher Transmission für die UCN's Energieauflösungen zwischen 10-20 neV über dem gesamten UCN-Bereich bereits erreicht [Ko77].

Nur UCN's mit einer kinetischen Energie im Bereich $mgh < E_{kin} < mg(h + \Delta h)$ können den Filter von links nach rechts überwinden. UCN's mit einer anderen kinetischen Energie können entweder nicht hoch genug steigen oder werden an der Decke absorbiert. Wird nun die Polarisationsfolie noch zusätzlich nur wenig unterhalb der Decke des Absorbers in einem Abstand h_0 angebracht, so werden immer alle durch den Bandpaß transmittierten UCN's polarisiert. Der Abstand h_0 der Polarisationsfolie unterhalb des oberen Absorbers definiert die bei der Polarisation relevante Wellenlänge bzw. maximale Energie der UCN's und kann so eingestellt werden, daß der Polarisator immer in seinem effektivsten Wellenlängenbereich arbeitet. Für eine äquivalente Analysestärke des Analysators muß dieser sich dann natürlich auch in einem entsprechenden Aufbau am Ende des Experiments befinden.

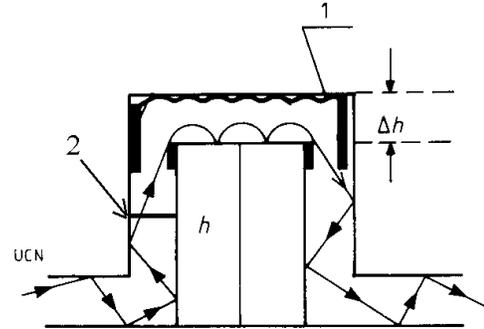


Abbildung 2.23: Schematische Darstellung eines Bandpaß-Energiefilters für UCN's [Ko77] mit eingebautem Polarisator: (1) UCN-Absorber (Polyethylen), (2) Polarisationsfolie in einem festen Abstand h_0 unter dem oberen Absorber.

Im Rahmen der bislang durchgeführten Messungen war es nicht möglich, die anomalen Beiträge zur Larmorphase statistisch signifikant nachzuweisen. Die Größe der anomalen Beiträge wird durch das Verhältnis von potentieller Energie V_{mag} zur Gesamtenergie E_0 des Teilchens bestimmt. Damit läßt sich die anomale Larmorpräzession über eine nicht lineare Abhängigkeit der Larmorphase sowohl von der Wellenlänge als auch von der magnetischen Feldstärke nachweisen. Da die Auswahl unterschiedlicher Wellenlängenbänder keinen Einfluß auf die übrige apparative Konstellation ausübt und darum höchste Reproduzierbarkeit versprach, wurde im vorliegenden Experiment die Variation der Wellenlänge der Neutronen eingesetzt. Dabei hat sich gezeigt, daß der hierzu verwendete mechanische Geschwindigkeitsselektor in Kombination mit den in Kapitel (2.3.2) beschriebenen Polarisationsfolien keine ausreichende Variation des polarisierten Wellenlängenspektrums ermöglichte. Im Experiment zeigte sich, daß der zugängliche Bereich zu kurzen Wellenlängen durch den Polarisator und zu langen Wellenlängen durch den breitbandigen Geschwindigkeitsselektor sehr stark eingeschränkt war. Dadurch war der erwartete Hub im Signal statistisch nicht mehr aufzulösen.

Mit der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Ramseyapparatur konnten Ramseyresonanzkurven mit ultrakalten Neutronen aufgenommen werden. Mit Hilfe der Methode der Flugzeitmessung wurden alle beteiligten Komponenten des experimentellen Aufbaus vermessen und in ihrer Wirkungsweise auf ultrakalte Neutronen charakterisiert. Die beobachteten Resonanzkurven ließen sich durch den quantenmechanischen Formalismus der Ramseyapparatur vollständig beschreiben. Damit war es schließlich möglich, die Ramseyresonanz durch eine Anpassung der Theorie an die Meßkurve auf $\frac{\Delta\nu}{\nu} = 5 \cdot 10^{-3}$ genau zu bestimmen. Im Verlauf der Experimente wurde ein alternatives Konzept für die Kombination eines Energiefilters und eines Polarisators entwickelt, das den zugänglichen Wellenlängenbereich polarisierter ultrakalter Neutronen stark erweitert und den Nachweis der anomalen Larmorphase ermöglichen wird.

Kapitel 3

Magnetisches Abbremsen ultrakalter Neutronen

Die Hauptbedeutung der Forschung mit ultrakalten Neutronen liegt in der Möglichkeit, UCN's über lange Zeiten zu speichern. Erst damit wurden die großen Erfolge in den letzten 10 Jahren bei der Bestimmung der Lebensdauer τ_n des Neutrons und bei der Suche nach einem elektrischen Dipolmoment des Neutrons (EDM) möglich. Dabei ist die im Moment einzige zur Verfügung stehende leistungsfähige Quelle für solche Neutronen die in Kapitel (1.2) beschriebene UCN-Turbine am ILL in Grenoble. Aber selbst diese liefert nur UCN-Dichten in der Größenordnung von $50 - 100 \frac{n}{cm^3}$, so daß alle Experimente nach wie vor stark in der Statistik limitiert sind. Der Grund für diesen geringen UCN-Fluß liegt darin, daß bisher kein Verfahren realisiert wurde, das aktiv thermischen bzw. kalten Neutronen kinetische Energie entzieht, um den Großteil der Intensität des maxwellverteilten Moderatorspektrums einer kalten Quelle in die Domäne der sehr kalten bis ultrakalten Neutronen zu kühlen. Die UCN-Turbine am ILL verschiebt lediglich einen Teil der Intensität an sehr kalten Neutronen in den Bereich der ultrakalten Neutronen, ohne dabei jedoch die Phasenraumdichte zu ändern und damit die Dichte der UCN's zu erhöhen.

Um den Fluß an ultrakalten Neutronen zu steigern, werden bis heute hauptsächlich zwei Konzepte diskutiert. Durch eine weitere Erniedrigung der Moderatortemperatur kann der UCN-Anteil im Maxwellspektrum erhöht werden. Dazu ist ein fester Moderator aus D_2 bei $T \approx 4.2$ K vorgesehen [Se94]. Im Zusammenhang mit dem im Bau befindlichen FRM II in München existieren Überlegungen für eine UCN-Quelle, deren Innenwand zum Teil mit einem Film aus festem D_2 bedeckt sein soll. Dieser Teil befindet sich im hohen Fluß einer kalten Quelle, so daß die im Filmkonverter erzeugten UCN's über einen Neutronenleiter zum Experiment geführt werden können.

In der sogenannten „Superthermal ^4He -Source“, bereits in den siebziger Jahren von R. Golub und J. Pendlebury vorgeschlagen [Go75], werden die Neutronen an den Phononen im suprafluidem ^4He direkt in den UCN-Bereich gestreut („down-scattering“). Damit sollten in einer ^4He -Matrix mindestens 100-mal höhere UCN-Dichten als bisher erreicht werden können.

Das magnetische Abbremsen von Neutronen ist dagegen schon ein recht altes Konzept und wurde bereits 1960 von Drabkin et al. [Dr60] vorgeschlagen. 1980 erneut aufgegriffen von Badurek, Rauch und Zeilinger [Ba80], wurde 1981 eine Verschiebung in der kinetischen Energie von thermischen Neutronen von Alefeld et al. [Al81] durch Wechselwirkung mit einem Magnetfeld nachgewiesen. Eine Designstudie und Simulationen für eine periodisch arbeitende Maschine finden sich in [Ut92].

3.1 Das Prinzip

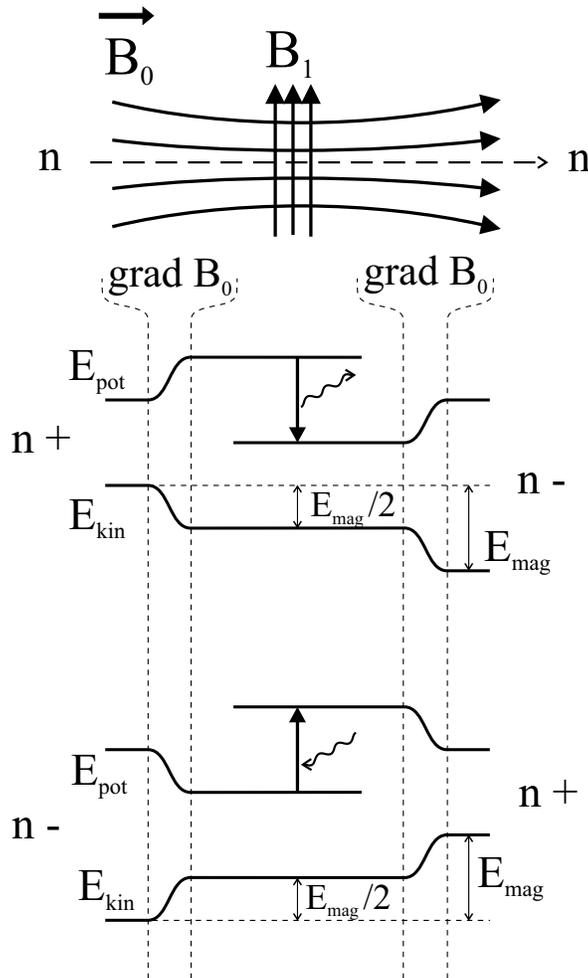


Abbildung 3.1: Zustandsschema und mögliche Endzustände für Neutronen mit Spin-Up (n+) und Spin-Down (n-) im Magnetfeld.

In Abbildung (3.1) sind der Verlauf der potentiellen Energie (obere Kurve) und der kinetischen Energie (untere Kurve) für Neutronen im Spin-Up-Zustand (n+) und im Spin-Down-Zustand (n-) im Magnetfeld aufgetragen. Wenn Neutronen über einen Gradienten in ein Magnetfeld eintreten, so wird die Spin-Up-Komponente durch den longitudinalen Stern-Gerlach-Effekt abgebremst (vgl. Kapitel 2.1). Beim Verlassen des Magnetfeldes wird sie aber auch wieder auf ihre Originalgeschwindigkeit beschleunigt, so daß die Energie erhalten bleibt.

Wird jedoch im Maximum des Magnetfeldes Spin-Up durch einen resonanten Hochfrequenz-Flip umgeklappt (induzierte Emission), so wird das Neutron ein zweites Mal beim Verlassen des Feldes abgebremst (s. Abb. 3.1, Verlauf der Kurve für Spin-Up (n+)). Die dabei entzogene Energie wurde an das HF-Feld abgegeben. Im Fall von Spin-Down führt die induzierte Absorption eines Photons zur Beschleunigung des Teilchens.

Durch wiederholtes Abbremsen in mehreren hintereinander geschalteten Magneten erhält man schließlich einen sehr bis ultrakalten und zu 100% polarisierten Neutronenstrahl. Zu diesem Zweck ist der Spin des Neutrons zwischen den Bereichen starker Magnetfelder, die zum Abbremsen benutzt werden, jeweils in einem möglichst schwachen Feld (\Leftrightarrow geringe Beschleunigung) von Spin-Down nach Spin-Up zu flippen, um immer mit der richtigen Polarisation in die starken Magnetfelder einzutreten.

In einem Experiment zur hochfrequenzinduzierten Polarisation von ultrakalten Neutronen, das in unserer Arbeitsgruppe durchgeführt wurde, konnte der Effekt der Beschleunigung der Spin-Down-Komponente bereits nachgewiesen werden [Ab00], [St98]. Nach einem resonanten Hochfrequenz-Flip im Magnetfeld einer etwa 1 Tesla starken supraleitenden Spule konnte eine Verschiebung eines schmalen Wellenlängenspektrums zu kürzeren Wellenlängen hin gemessen werden. Nach diesen Erfahrungen lag es nahe, den Effekt genauer zu untersuchen. In einem einfachen Experiment sollten die Anforderungen und technischen Probleme (Stärke und Einkopplung der notwendigen HF-Power und HF-Verstärker, Feld- und Feldspulengeometrie, etc.) ausgelotet werden, um diesmal ein breites Neutronen-Spektrum möglichst effizient abzubremsen.

Die bisher in Kapitel (2.2.1) beschriebene Methode des hochfrequenzinduzierten Spinflips, ist jedoch nur in der Lage, ein schmales Wellenlängenspektrum zu flippen, das sie von der Durchflugszeit t durch die HF-Region abhängt. Im Fall des magnetischen Abbremsens soll jedoch möglichst die gesamte Intensität aller zur Verfügung stehenden Wellenlängen geflippt und abgebremst werden. Genau dies liefert die Methode des sogenannten „fast-adiabatic“ Spinflips, die erstmals von Egorov et al. [Eg74] auf ultrakalte Neutronen angewandt wurde. Der fast-adiabatic Spinflip ermöglicht es, einen großen Wellenlängenbereich im Neutronenspektrum zu flippen, und kann prinzipiell eine Effizienz von 100% erreichen [VI60].

3.2 Der fast-adiabatic Spinflip

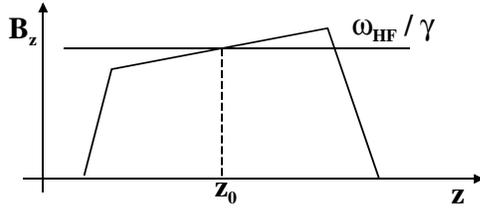


Abbildung 3.2: Verlauf des magnetischen Gradientenfeldes für den fast-adiabatic Spinflip. Im rotierenden Koordinatensystem der Hochfrequenz ergibt sich das effektive Magnetfeld aus dem Gradientenfeld und einem von der eingestrahlten Frequenz ω_{HF} abhängigen virtuellen Feld $-\omega_{HF}/\gamma$.

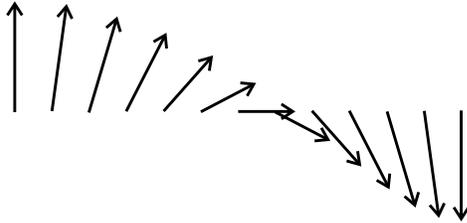


Abbildung 3.3: Effektives Magnetfeld im rotierenden Koordinatensystem.

Die Magnetfeldkonfiguration beim fast-adiabatic Spinflip ist der der Resonanzmethode ähnlich. Sie besteht aus der Überlagerung eines homogenen statischen Magnetfeldes B_0 mit einem Gradienten ∇B_0 in Richtung des mit der Geschwindigkeit v einlaufenden Spins (s. Abb. 3.2). Ungefähr in der Mitte z_0 des Gradientenfeldes liegt ein in der Ebene senkrecht zum B_0 -Feld liegendes Hochfrequenzfeld $B_1(t)$, dessen Frequenz ω_{HF} der Larmorfrequenz ω_L des Neutronenspins an dieser Stelle im statischen Gradientenfeld entspricht.

Die Wirkungsweise des Gradientenfeldes läßt sich anschaulich verstehen, wenn man sich in das mit der Hochfrequenz rotierende Bezugssystem versetzt. In diesem ruht die Hochfrequenzfeldstärke B_1 und es wirkt das effektive Magnetfeld

$$\vec{B}_{eff} = (B_1, 0, B_0 + \nabla B_0 \cdot (z - z_0) - \omega_{HF}/\gamma) . \quad (3.1)$$

Da die eingestrahlte Frequenz ω_{HF} gleich der Larmorfrequenz $\omega_L = \gamma B_0$ des Neutronenspins etwa in der Mitte z_0 des statischen Gradientenfeldes entspricht, sieht der Spin als effektives Magnetfeld

$$\vec{B}_{eff} = (B_1, 0, \nabla B_0 \cdot (z - z_0)) . \quad (3.2)$$

Dies bedeutet aber, daß sich im rotierenden Bezugssystem die z -Komponente des effektiven Magnetfeldes an der Stelle $z = z_0$ umdreht. Der Spin folgt dem Verlauf des effektiven Feldes adiabatisch, wenn seine Larmorfrequenz ω_R um B_1 größer ist als die Geschwindigkeit, mit der sich das effektive Feld am Resonanzpunkt umkehrt, d. h. wenn die entsprechende Adiabazitätsbedingung

$$\omega_R^2 \gg \frac{d\omega_L}{dt} \iff (\gamma B_1)^2 \gg v\gamma |\nabla B_0| \quad (3.3)$$

erfüllt wird. Da diese Bedingung relativ schwach ist und in einem Gradientenfeld für verschiedene Geschwindigkeiten ein Resonanzpunkt zur Verfügung steht, kann auf diese Weise ein relativ

breites Geschwindigkeitsband geflippt werden. Für eine ausführliche Herleitung der Bedingung (3.3) sei auf die Abhandlung von V. Vladimírski verwiesen [V160].

3.3 Der experimentelle Aufbau

Das Experiment fand ebenfalls am bereits in Kapitel (2.3) beschriebenen Teststrahl des Experimentierplatzes PF-2 am ILL in Grenoble statt. Abbildung (3.4) zeigt den gesamten experimentellen Aufbau. Um die Verschiebung des Wellenlängenspektrums deutlicher zu sehen wird aus dem breiten UCN-Wellenlängenspektrum, das die Neutronen-Turbine liefert, das Spektrum zunächst mit Hilfe des mechanischen Geschwindigkeitsselektors eingeschränkt. Als nächstes folgt die Magnetfeldkonfiguration, in der der fast-adiabatic Spinflip stattfindet. Das statische B_0 -Feld wird von einer knapp 1 T starken supraleitenden Spule mit Namen „Perkino“ erzeugt und weist in Strahlrichtung. Mit Hilfe einer Korrekturspule kann das gewünschte Gradientenfeld eingestellt werden. Ganz im Innern von Perkino befinden sich die Wicklungen der Hochfrequenzspule, deren Feld senkrecht auf der Strahlrichtung steht und die für den fast-adiabatic Spinflip verantwortlich ist.

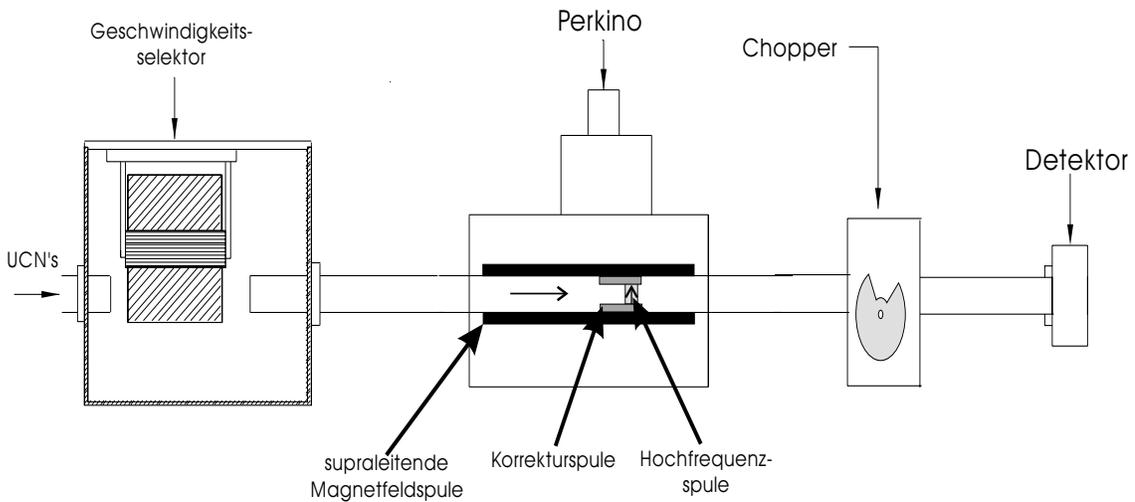


Abbildung 3.4: Seitenansicht des experimentellen Aufbaus zum magnetischen Abbremsen ultrakalter Neutronen.

Das verschobene Wellenlängenspektrum wird schließlich durch eine Flugzeitmessung bestimmt. Auf den Einsatz eines Polarisators für ein polarisiertes UCN-Spektrum wurde bewußt aus Intensitätsgründen verzichtet. Somit werden im geflippten und verschobenen Spektrum sowohl die abgebremste als auch die beschleunigte Komponente vorhanden sein. Zum Nachweis der transmittierten UCN's wird wieder ein ^3He -MSGC-Detektor eingesetzt.

3.3.1 Das statische B_0 -Feld

Um die Spin-Up-Komponente mit Hilfe des fast-adiabatic Spinflips sowohl beim Eintritt als auch beim Verlassen des B_0 -Feldes möglichst stark abzubremsen, wird ein statisches Magnetfeld B_0 hoher Feldstärke benötigt. Zur Erzeugung dieses Magnetfeldes steht eine supraleitende Spule (Länge ca. 30 cm, Innendurchmesser 8 cm, Außendurchmesser 13 cm) zur Verfügung, die mit

flüssigem Helium bei einer Temperatur von rund 4 K betrieben wird. Bei einem Strom von 56 A kann sie ein Magnetfeld von bis zu 7 T erzeugen. Das Gehäuse, in dem sich die Spule befindet,

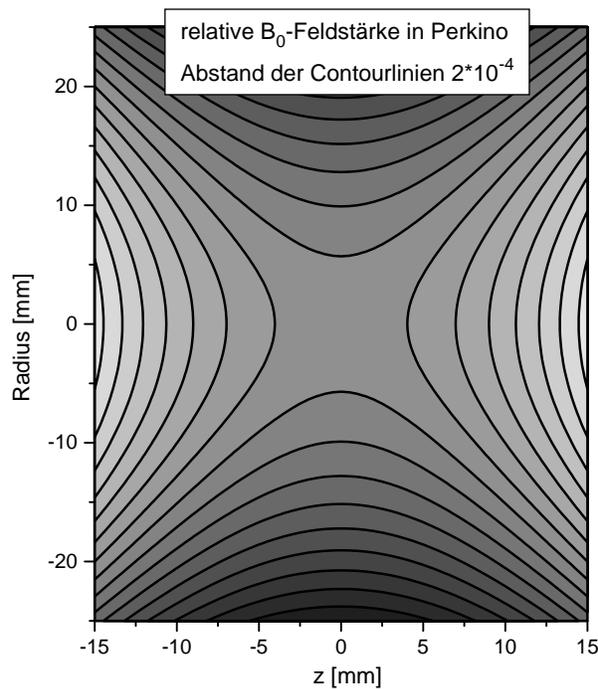


Abbildung 3.5: Verlauf der relativen z -Komponente $\Delta B_0/B_0$ des Magnetfelds von Perikino. Die Länge der supraleitenden Spule erstreckt sich entlang der z -Achse. Der Radius r bezeichnet den radialen Abstand von der Symmetrieachse. Die Koordinaten $(z, r) = (0, 0)$ bezeichnen das Zentrum von Perikino.

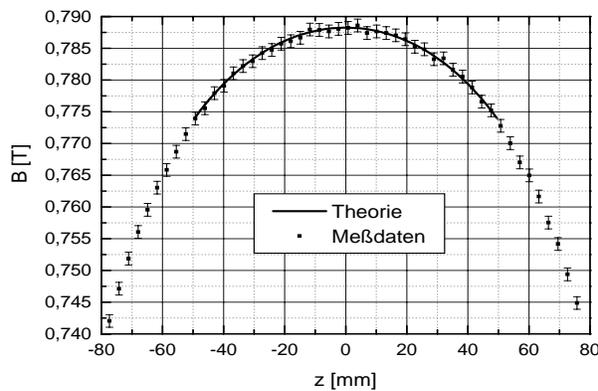


Abbildung 3.6: Gemessener Verlauf der z -Komponente des Magnetfelds von Perikino auf der Strahlachse im Vergleich mit der Theorie.

besitzt an den Stirnflächen der Spule eine warme Bohrung mit einem Durchmesser von 50 mm, so daß der Innenraum der Spule auch während des Betriebs des Magneten zugänglich ist. Der komplette Magnet ist ein Standardprodukt und wird von uns „Perikino“ genannt. Das Innenrohr der warmen Bohrung, durch das im Experiment das UCN-Gas strömt, besteht aus elektropoliertem Edelstahl und wird mit Hilfe eines stufenförmigen Übergangstücks mit den übrigen Neutronenleitrohren verbunden. Aufgrund des geringeren Durchmessers des Innenrohrs von 50 mm gelangen nur gut 50% der UCN's durch den Magneten.

Da die Maße der Spule mit Toleranzen von 1% sehr genau bekannt sind, kann das von ihr erzeugte Magnetfeld berechnet werden (s. Abb. 3.5). Dabei zeigt sich, daß das Feld von Perikino im zentralen Bereich über den Querschnitt der warmen Bohrung in lateraler Richtung bis auf 10^{-3} homogen ist. Für den fast-adiabatic Spinflip ist der Verlauf des Feldes in z -Richtung (= Flugrichtung der UCN's) relevant. Die Stärke des Gradienten ∇B_0 bestimmt nämlich nach Gleichung (3.3) die Größe der B_1 -Feldstärke, die notwendig ist, um ein breites Wellenlängenspektrum flippen zu können. Für die Ausdehnung des HF-Feldes von gut 10 mm ergibt sich in z -Richtung ebenfalls eine relative Homogenität von ca. 10^{-3} .

Um die Berechnung in Abbildung (3.5) zu überprüfen und die weiteren Rechnungen zu rechtfertigen, wurde mit Hilfe eines schrittmotorgesteuerten Verfahrtes und einer gepulsten Hallsonde¹ der Feldverlauf im Innern von Perikino vermessen. Abbildung (3.6) zeigt den Verlauf der gemessenen Feldstärke auf der Symmetrieachse von Perikino entlang der z -Richtung. Die durchgezogene Kurve zeigt das Ergebnis der Rechnung für den

¹Gaussmeter 9500 der Firma F. W. Bell, 3 μ T - 3 T Meßbereich, 10^{-4} relative Genauigkeit.

inneren Bereich des Magnetfeldes. In diesem Bereich weicht die Theorie um weniger als 1% von den Meßdaten ab.

Da für den fast-adiabatic Spinflip ein Magnetfeldgradient benötigt wird, kann die HF-Spule nicht im Maximum des Magnetfeldes von Perkino liegen. Sie muß sich entweder in der linken oder rechten abfallenden Flanke des Magnetfeldes der B_0 -Spule befinden. Und weil die HF-Feldstärke auf einer Strecke von ca. 10 mm wirksam ist, muß die HF-Spule außerdem so weit vom Zentrum entfernt sein, daß der Spin nicht am gegenüberliegenden Resonanzpunkt jenseits des Feldmaximums ein zweitesmal geflippt wird. Darum wird die HF-Spule weiter nach außen plaziert, obschon die laterale Homogenität dort schlechter ist. Ein Wert von $\nabla B_0 = 10^{-3} T/cm$ für den Feldgradienten erfordert nach der Adiabazitätsbedingung (3.3) bereits $114 \mu T$ für die HF-Feldstärke B_1 , wobei hier eine mittlere Geschwindigkeit von $v = 6 \text{ m/s}$ eingesetzt wurde². Mit der in Kapitel (3.3.3) beschriebenen Flipsule kann dieser Wert jedoch nicht erreicht werden. Deswegen wird eine zusätzliche Korrekturspule im Innern von Perkino eingesetzt, um den Gradienten an der Stelle der HF-Spule zu verringern.

3.3.2 Die Korrekturspule

Die Korrekturspule soll mit Hilfe eines inhomogenen Gegenfeldes zum B_0 -Feld dessen Gradienten in einem Bereich von etwa 15 mm auf 10^{-4} verringern. Dabei ist die Spule darauf optimiert, ein möglichst großes Gegenfeld zum B_0 -Feld bei möglichst kleinem Spulenstrom zu erzeugen. Jedoch ist als Randbedingung zu berücksichtigen, daß die Korrekturspule im Strahlrohr von Perkino liegt und den Strahlquerschnitt für die UCN's möglichst wenig einschränken soll. Zu diesem Zweck besteht die Korrekturspule aus 6 Lagen zu je 57 Wicklungen eines 0.6 mm dicken kaptonisolierten Kupferdrahtes. Die Spule ist 40 mm lang und schränkt den Strahlrohrquerschnitt von 50 mm auf 36 mm ein. Durch die gerade Anzahl an Wicklungslagen wird ein effektiver Stromfortschritt innerhalb der Spule und somit eine effektive Neigung des Korrekturfeldes gegenüber dem B_0 -Feld vermieden.

Da aufgrund der Enge des zur Verfügung stehenden Raumes keine Möglichkeit für eine aktive Kühlung der Korrekturspule bestand³, wurden die einzelnen Wicklungen in einen wärmeleitfähigen, doch elektrisch isolierenden Epoxidharz⁴ eingebettet, so daß sich innerhalb der Spule keine großen Temperaturgradienten bilden konnten. Um möglichst viel Wärme über einen guten Kontakt zum Strahlrohr abzuleiten, ist der Außendurchmesser der Korrekturspule auf 0.1 mm an den Innendurchmesser des Perkino-Strahlrohres angepasst.

Ein wesentlicher Faktor für die absolute Feldstärke, die in der HF-Spule erreicht werden kann, stellt die Dämpfung des HF-Feldes durch die in der Wand des Strahlrohres induzierten Spiegelströme dar. Um den Abstand der HF-Wicklungen von leitenden Metallflächen so groß wie möglich zu gestalten, besteht der Spulenkörper der Korrekturspule nicht aus Metall, sondern aus Keramik.

²Im Experiment wird anstatt einem zirkular polarisierten HF-Feld der Einfachheit halber ein linear polarisiertes B_1 -Feld benutzt. Dieses Feld läßt sich in zwei entgegengesetzt rotierende Magnetfelder zerlegen. Dabei rotiert die eine Komponente in Resonanz mit der Larmorfrequenz ω_L des Neutronenspins im B_0 -Feld, die andere Komponente liegt mit $2\omega_L$ weit außerhalb, so daß die außerresonante Komponente vernachlässigt werden kann. Diese Näherung wird als „rotating wave approximation“ bezeichnet. Sie führt jedoch dazu daß im Falle eines linearpolarisierten Feldes die doppelte Feldstärke benötigt wird, da in beide HF-Komponenten dieselbe Leistung geht.

³Wie bei allen UCN-Experimenten befindet sich der gesamte experimentelle Aufbau unter Vakuum (besser als 10^{-2} mbar).

⁴Der Epoxidharz „Stycast“ der Firma Grace besitzt eine relative hohe Wärmeleitfähigkeit und ist temperaturbeständig bis ca. 250 C° .

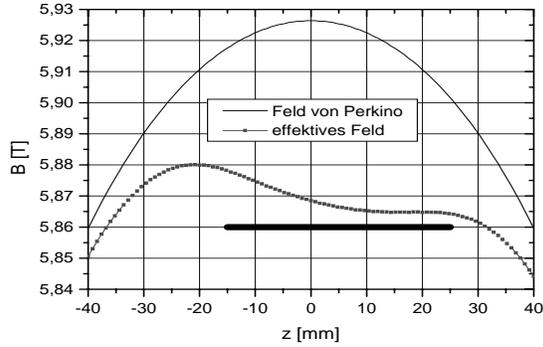


Abbildung 3.7: Simulation des effektiven B_0 -Feldes. Die relative Lage der Korrekturspule innerhalb von Perkino ist durch den schwarzen Querbalcken gekennzeichnet.

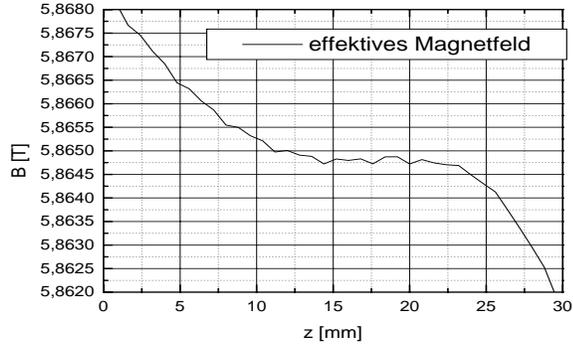


Abbildung 3.8: Ausschnitt aus Abbildung (3.7) für den Bereich der größten Homogenität des effektiven B_0 -Feldes.

Abbildung (3.7) zeigt den Verlauf des effektiven B_0 -Feldes auf der Strahlachse bei eingebauter Korrekturspule. Die Lage der Korrekturspule ist durch einen schwarzen Querbalcken angedeutet. Für einen Korrekturstrom von $I = 8.16$ A zeigt Abbildung (3.8) einen Ausschnitt aus Abbildung (3.7), so daß nach der Simulation im Bereich zwischen 15 und 20 mm außerhalb des Zentrums ein Feldgradient von nur noch $\nabla B_0 = 10^{-4} T/cm$ herrscht. Nach der Adiabazitätsbedingung (3.3) sind damit ca. $40 \mu T$ für die B_1 -Feldstärke notwendig.

Die Korrekturspule wird über eine stabilisierte Leistungsversorgung (Heinzinger TN 100-250) betrieben. Die Konstanz des Spulenstroms wird mit einem Präzessionsstromshunt (0.1Ω) in einer Vierpolmessung kontrolliert. Die abfallende Spannung wird an einem Präzessionsvoltmeter (Prema 5020) bestimmt.

3.3.3 Die HF-Spinflip-Spule

Ungefähr in der Mitte des durch die Korrekturspule erzeugten Gradientenfeldes befindet sich das Hochfrequenzfeld $B_1(t)$. Dieses liegt in der Ebene senkrecht zu B_0 und ist auf die Larmorfrequenz ω_L des Neutronenspins an dieser Stelle abgestimmt, um den fast-adiabatic Spinflip zu erzwingen.

Die Leistung, die in eine Hochfrequenzspule eingespeist werden kann, wird durch deren Induktivität begrenzt. Um diese möglichst gering zu halten, besitzt die HF-Spule nur vier Wicklungen. Um ein senkrecht zu B_0 liegendes B_1 -Feld zu erzeugen, sind die vier Wicklungen als Anti-Helmholtz-Spule ausgeführt (s. Abb. 3.9). Dabei sind die beiden Wicklungen jeder Anti-Helmholtz-Seite so weit auseinander gezogen, daß dadurch in einem ringförmigen Bereich um die Strahlachse ein B_1 -Feld senkrecht zu B_0 erzeugt wird. Die Halterung der HF-Spule besteht aus für UCN's undurchlässigem Steatit⁵ und ist nur in dem ringförmigen Bereich um die Strahlachse ausgefräst (s. Abb. 3.10).

Die vier Wicklungen sind auf der Strahlachse miteinander verbunden. Die Verbindungsleitungen zwischen innerer und äußerer Wicklung liegen möglichst dicht beieinander, damit sich ihre an dieser Stelle unerwünschten Felder so gut wie möglich kompensieren (vgl. Abb. 3.10). In dem für UCN's blockierten Bereich auf der Strahlachse befindet sich auch die Anpassungsschaltung,

⁵Steatit ist ähnlich wie Keramik ein hochtemperaturbeständiges Material und beeinflusst als Isolator nicht das Feld der HF-Spule.

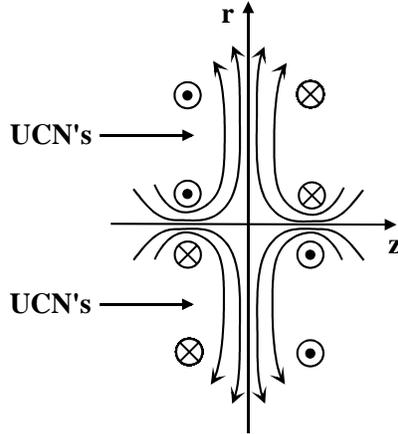


Abbildung 3.9: Querschnitt durch die HF-Spinflip-Spule. Die vier Wicklungen bilden eine Anti-Helmholtz-Spule. Die Wicklungen der inneren und äußeren Lage sind so weit in radialer Richtung voneinander entfernt, daß sich in einem ringförmigen Bereich um die Strahlachse ein senkrecht zu B_0 liegendes B_1 -Feld ergibt. In diesem Bereich ist die Halterung der HF-Spule ausgefräst und für UCN's durchlässig.

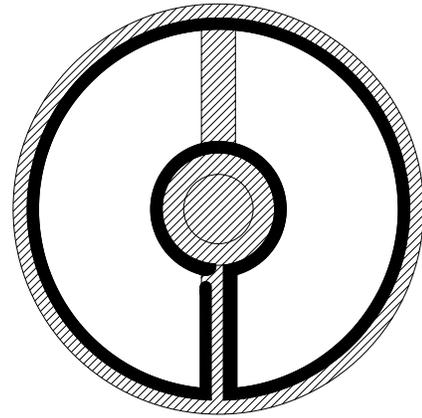


Abbildung 3.10: Aufsicht der Anti-Helmholtz-Spule. Die Wicklungen sind schwarz dargestellt, die Spulenhalterung ist schraffiert. Durch den ausgesparten ringförmigen Bereich um die Strahlachse können die UCN's das B_1 -Feld durchlaufen.

bestehend aus zwei Kapazitäten, die die Impedanz der HF-Spule für einen schmalen Frequenzbereich an die Impedanz des Zuleitungskabels von 50Ω anpaßt.

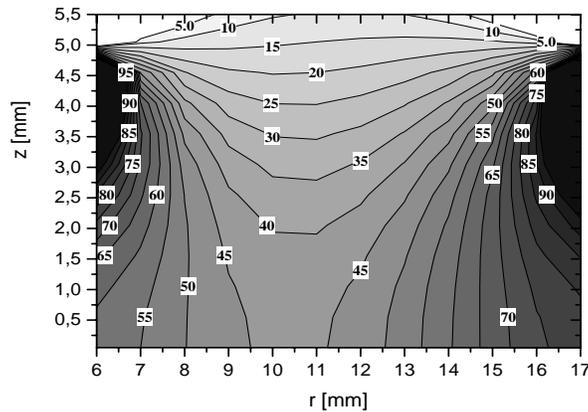


Abbildung 3.11: Simulation der radialen B_1 -Feldstärke der HF-Spule für einen Spulenstrom von 1 A. An den Höhenlinien ist die Feldstärke in μT angegeben.

Das Zentrum der HF-Spule befindet sich im Innern der Korrekturspule 5 mm vom rechten Rand entfernt, d. h. sie befindet sich in Abbildung (3.7) bei Position $z = 20$ mm. Die Lage von HF-Spule und Korrekturspule sowie der Verlauf des effektiven B_0 -Feldes wurden im Experiment mit Hilfe der bereits in Kapitel (3.3.1) erwähnten gepulsten Hallsonde überprüft.

Der fast-adiabatic Spinflip soll bei verschiedenen B_0 -Feldstärken durchgeführt werden, um sich schrittweise dem maximal erreichbaren Abbremsen bei der höchsten von Perkins einstellbaren Feldstärke von 7 T zu nähern. Verschiedene B_0 -Feldstärken erfordern jeweils eine eigene Anpassung für den neuen Wert der Larmorfrequenz. Für drei verschiedene Feldstärken (0.9 T, 2.5 T und 4 T) liegt jeweils eine Hochfrequenzanpassung (26, 73 und 118 MHz) vor, die direkt an der HF-Spule durch An- und Ablöten ausgetauscht werden kann.

Damit die relative Lage von B_0 -Feld, Korrekturspule und HF-Spule definiert und stabil ist, wurde der HF-Spulenträger in den Spulenkörper der Korrekturspule eingepaßt.

Abbildung (3.11) zeigt den Verlauf der radialen B_1 -Feldstärke der HF-Spule für einen Spulenstrom von 1 A. Im Bereich der ringförmigen Aussparung der HF-Spulenhalterung ($7 \text{ mm} < r < 16.5 \text{ mm}$) erreicht die B_1 -Feldstärke in der Mitte der HF-Spule ($z = 0 \text{ mm}$) mindestens $40 \mu\text{T}$. Da magnetische Feldlinien geschlossen sind, muß der magnetische Fluß natürlich auch wieder im Bereich vor und nach der HF-Spule ($z < -6 \text{ mm}$, $z > 6 \text{ mm}$) zurückgeführt werden (vgl. Abb. 3.9). Dies führt dort zu einem entgegengesetzt gepolten B_1 -Feld, dessen Stärke jedoch bei maximal $15 \mu\text{T}$ liegt, und somit zu schwach für einen weiteren Spinflip ist.

Die HF-Spulen werden von einem Hochfrequenz-Generator der Firma Adret gespeist, der im Bereich zwischen 0.4 MHz und 600 MHz auf 1 Hz genau die Frequenz regelt. Um die notwendige HF-Leistung zu erreichen, wird das Signal des Frequenzgenerators über einen HP-Röhrenverstärker (Hewlett Packard 230A) geleitet, der in einem Bereich von 10-500 MHz bis zu 10 Watt HF-Leistung liefert. Mit Hilfe einer Stehwellenmeßbrücke konnte die in der HF-Spule verbrauchte Leistung im Verhältnis zur reflektierten Leistung überwacht werden.

3.4 Die Auswertung der Meßergebnisse

Das Ziel der Messung ist es, den im starken Magnetfeld der supraleitenden Spule abgebremsten und beschleunigten Anteil des UCN-Wellenlängenspektrums zu messen. Ultrakalte Neutronen, die beim Eintritt in das starke Magnetfeld abgebremst bzw. beschleunigt wurden, werden mit Hilfe der HF-Spule durch einen fast-adiabatic Spinflip umpolarisiert, so daß sie beim Verlassen des Magnetfeldes ein zweitesmal abgebremst bzw. beschleunigt werden. Dies äußert sich in einer Verschiebung des Wellenlängenspektrums, das mit Hilfe der Methode der Flugzeitmessung nachgewiesen wird.

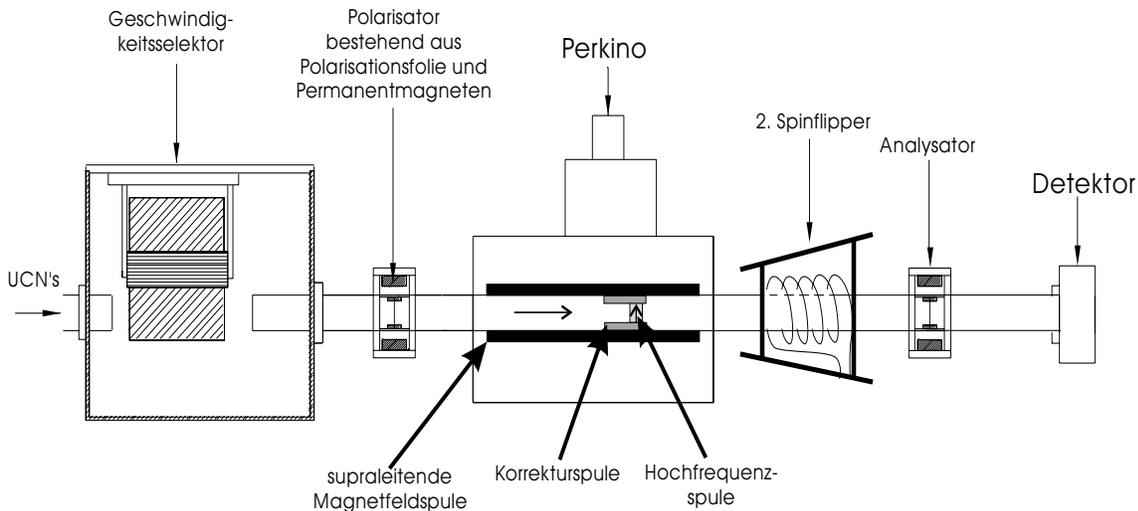


Abbildung 3.12: Seitenansicht des experimentellen Aufbaus zum magnetischen Abbremsen ultrakalter Neutronen.

Die Resonanzfrequenz der HF-Spule kann über das Flipping der Polarisation bei einem polarisierten Spektrum präzise bestimmt werden. Dazu wurde der Aufbau, wie er in Abbildung (3.4) zu sehen ist, zunächst abgeändert. Durch Einbau der bereits in Kapitel (2.3.2) beschriebenen Polarisationsfolien als Polarisator und Analysator (vgl. Abb. 3.12) erhält man ein pola-

risiertes Spektrum, anhand dessen die Resonanzkurve des fast-adiabatic Spinflippers vermessen werden kann⁶ (s. Abb. 3.13). Ein Fit mit einer Lorentzkurve ergibt für die Resonanzfrequenz $\nu_{HF} = (27.2852 \pm 0.0008)$ MHz, was einer B_0 -Feldstärke von 0.9355 T entspricht. Aus dem Verhältnis der Intensität im Maximum des Spinflips und weit außerhalb der Spin-Resonanz kann eine sichtbare Polarisation von $(31.1 \pm 1.4)\%$ ermittelt werden. Diese sichtbare Polarisation ergibt sich aus der Polarisations- und der Analysestärke der beiden Polarisationsfolien sowie aus der Fliepeffizienz der HF-Spule. Die Resonanzkurve wurde bei einer Selektoreinstellung für 5 m/s aufgenommen. Die Faltung der in Kapitel (2.3.2) gezeigten Polarisationsstärke der Polarisatoren mit dem Wellenlängenspektrum des Selektors für 5 m/s ergibt einen Wirkungsgrad von 81.5% für jede Polarisationsfolie bei dieser Einstellung. Damit ergibt sich für die Fliepeffizienz p der HF-Spule ein Wert von $p = (0.59 \pm 0.02)$.

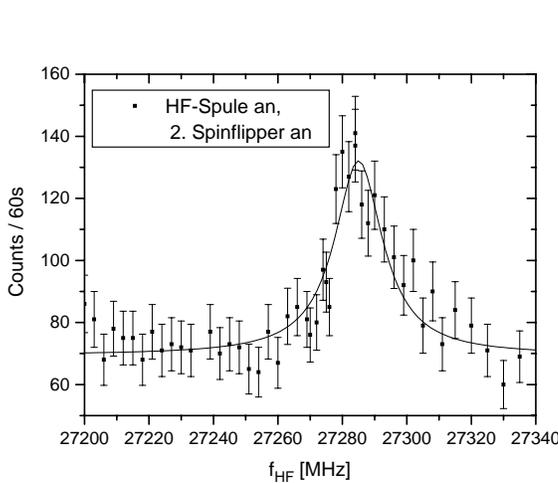


Abbildung 3.13: Resonanzkurve der HF-Spule in Abhängigkeit von der eingestrahlten Hochfrequenz bei einem B_0 -Feld von 0.9355 T.

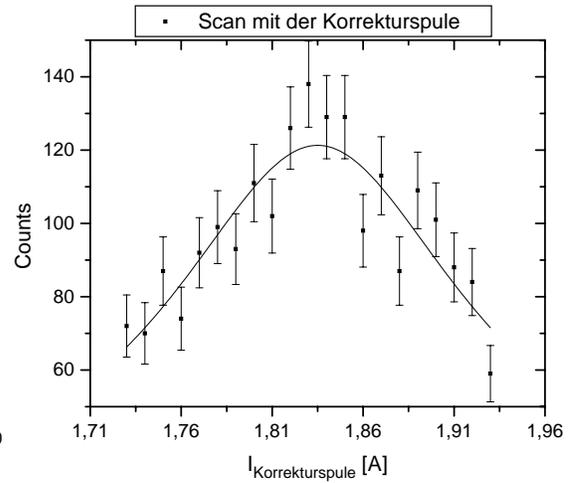


Abbildung 3.14: Zählrate in Abhängigkeit der Stromstärke durch die Korrekturspule, die das Gradientenfeld bestimmt.

Bei eingeschalteter HF-Spule wird dann an der Stelle der Resonanzfrequenz das Feld der Korrekturspule optimiert (s. Abb. 3.14). In diesem Fall wird eine optimale Einstellung des Feldgradienten für einen Korrekturstrom von 1.83 A erreicht.

⁶Um die Resonanzkurve in Abbildung (3.13) mit einem deutlichen Ausschlag in der Zählrate am Resonanzpunkt messen zu können, wurde ein zweiter fast-adiabatic Spinflipper (s. Abb. 3.12) eingesetzt. Die Polarisationsfolien sind für die Spin-Down-Komponente durchlässig. Diese Komponente wird im Fall der Resonanz durch das Magnetfeld beschleunigt. Zu kürzeren Wellenlängen hin sinkt jedoch die Analysestärke des Analysators rapide ab. Somit würde trotz Spinflip von Spin-Down nach Spin-Up der Großteil der geflippten Intensität den Analysator passieren. Durch den Einsatz des zweiten Spinflippers wird nun außerhalb der Resonanz die transmittierte Intensität merklich geschwächt (Spin-Up wird reflektiert) und innerhalb der Resonanz deutlich durchgelassen. Der zweite Spinflipper besteht zu diesem Zweck aus zwei Weicheisenplatten in einem mittleren Abstand von ca. 20 cm und unter einem Winkel von etwa 30° zueinander. Diese Platten sind über eine Reihe von Stabmagneten sich ändernder Länge miteinander verbunden, so daß ein Gradientenfeld zwischen 0.3 mT und 0.8 mT senkrecht zur Strahlrichtung erzeugt wird. Die entsprechende Larmorfrequenz des Neutronenspins und damit die erforderliche Hochfrequenz liegt im kHz-Bereich und ist damit wesentlich einfacher zu handhaben, als die zum Abbremsen notwendigen HF-Felder. Aufgrund des Skineffekts kann jedoch die zweite Flipspule nicht direkt auf das Strahlrohr aus Edelstahl gewickelt werden. Deswegen wird der Neutronenleiter im Bereich des zweiten Spinflippers durch ein Glasrohr ersetzt. Dieses ist auf der Innenseite mit einer so dünnen Kupferschicht besputtert, daß der Skineffekt nicht wirksam ist, die UCN's aber am relativ hohen Fermipotential von Kupfer im Vergleich zu Glas weitergeleitet werden.

Schließlich wurden Polarisator, Analysator und der zweite Spinflipper wieder ausgebaut und durch den Chopper, wie in Abbildung (3.4) zu sehen, ersetzt. Abbildung (3.15) zeigt das gemessene, verschobene Flugzeitspektrum im Vergleich zu einem Spektrum, bei dem die Hochfrequenz ausgeschaltet war. Da das Spektrum unpolarisiert ist, werden zu gleichen Anteilen UCN's beschleunigt wie abgebremst. Deswegen unterscheiden sich verschobenenes und unverschobenenes Spektrum nicht sehr voneinander, zumal da bei einer B_0 -Feldstärke von rund 0.9 T nur ca. 108 neV an kinetischer Energie entzogen bzw. hinzugefügt werden.

Bei der Betrachtung des verschobenen Flugzeitspektrums fällt auf, daß im wesentlichen nur eine beschleunigte Komponente zu sehen ist. Erst in logarithmischer Darstellung (s. Abb. 3.16) wird deutlich, daß sich die beiden Spektren bei großen Wellenlängen wieder kreuzen und daß das verschobene Spektrum bei großen Wellenlänge eine leichte Erhöhung der Intensität aufweist. Dies rührt daher, daß ein Teil der Neutronen bereits beim Eintritt in das Magnetfeld derart stark abgebremst wird, daß diese Neutronen den Magneten nicht mehr in Strahlrichtung verlassen können, nachdem sie von Spin-Up nach Spin-Down geflippt worden sind (vgl. Abb. 3.1). Sie sind in dem Magnetfeld gefangen und können nur durch einen weiteren Spinflip entgegengesetzt zur Strahlrichtung wieder entkommen. Eine weitere Barriere für die abgebremste Komponente des Flugzeitspektrums stellt das Eintrittsfenster des Detektors aus Aluminium (Höhe des effektiven Fermipotentials: 54.2 neV) dar. UCN's, deren Energie durch das zweite Abbremmen beim Verlassen des Magneten so gering ist, daß sie dieses Fenster nicht mehr durchdringen können, fehlen damit ebenfalls im gemessenen Flugzeitspektrum.

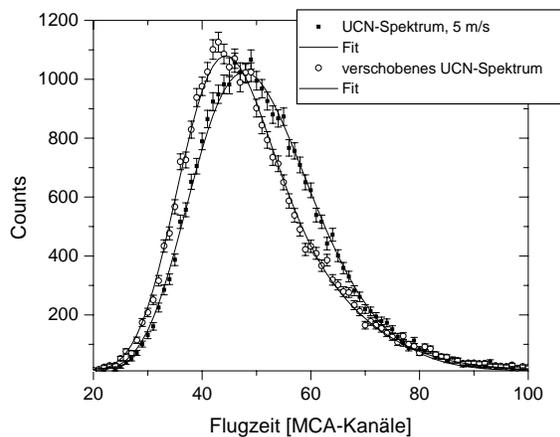


Abbildung 3.15: Vergleich zwischen verschobenem und unverschobenem Flugzeitspektrum.

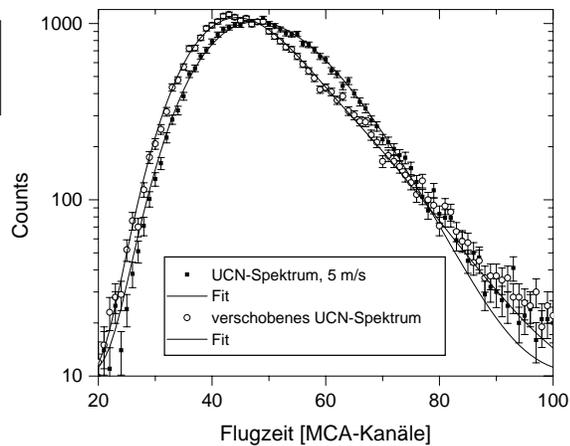


Abbildung 3.16: Logarithmische Darstellung von Abbildung (3.15).

Zur Beschreibung der gemessenen Flugzeitspektren wird wieder die bereits in Kapitel (2.3.1) eingeführte Modellfunktion für das UCN-Spektrum und die Filterfunktion des Geschwindigkeitsselektors eingesetzt. Um das verschobene Spektrum zu simulieren, muß das Wellenlängenspektrum zunächst in ein Energiespektrum transformiert werden. Da das Spektrum unpolarisiert ist, werden zu gleichen Anteilen UCN's beschleunigt wie abgebremst. Weil die Größe der Magnetfeldstärke über die Resonanzfrequenz sehr genau bekannt ist, kann die Verschiebung im Energiespektrum berechnet werden. Schließlich muß das verschobene Energiespektrum nur noch auf Wellenlängen zurücktransformiert werden.

Bei beiden Flugzeitmessungen, sowohl bei denen mit als auch ohne fast-adiabatic Spinflip, ist der Untergrund gleich, weshalb dieser Parameter bereits aus dem unverschobenem Spektrum be-

kannt ist. Als einziger Fitparameter zur Beschreibung des verschobenen Flugzeitspektrums tritt demzufolge neben einem Faktor für die Amplitude (= Zählrate) die Größe p auf, die den in der HF-Spule geflippten Anteil des Spektrums angibt. In Abbildung (3.15) ist das Ergebnis des Fits ebenfalls eingezeichnet. Für den geflippten Anteil p des Spektrums ergibt sich ein Wert von $p = (0.565 \pm 0.017)$. Dieser Wert ist konsistent mit der aus der Resonanzkurve bestimmten Fliepfizienz. Abbildung (3.17) zeigt noch einmal das entfaltete verschobene Wellenlängenspektrum, wobei der Verlauf der einzelnen Anteile von Spin-Up (abgebremste Komponente), Spin-Down (beschleunigte Komponente) und von dem ungeflippten Anteil des Spektrums eingetragen sind.

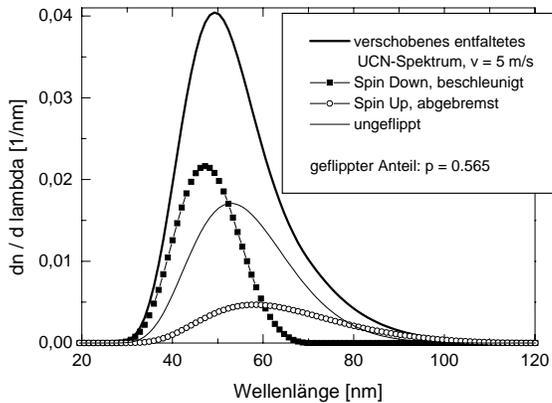


Abbildung 3.17: Entfaltetes verschobenes Wellenlängenspektrum.

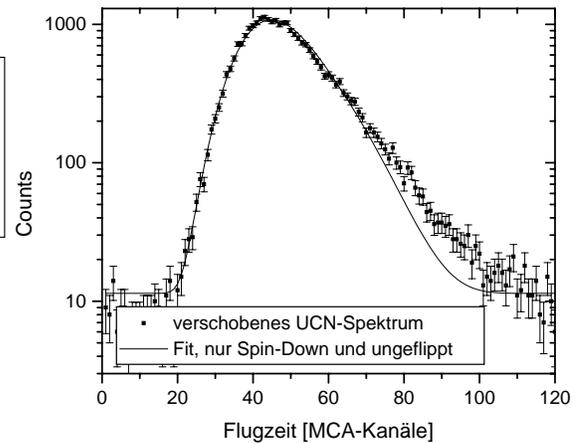


Abbildung 3.18: Test-Fit an die gemessenen Daten, der nur Spin-Down und einen ungeflippten Anteil berücksichtigt.

Wie in Abbildung (3.17) deutlich zu erkennen ist, ist der Anteil an Spin-Up nur etwa halb so groß wie derjenige an Spin-Down. Dies ist genau der bereits weiter oben diskutierte Effekt, daß ein Teil der Neutronen durch das Magnetfeld reflektiert wird bzw. so stark abgebremst wird, daß diese Neutronen das Eintrittsfenster des Detektors nicht mehr durchdringen können.

Zur Kontrolle wurden eine Reihe alternativer Hypothesen getestet, indem bei der Beschreibung des verschobenen Flugzeitspektrums der Spin-Up-Anteil oder der ungeflippte Anteil des Spektrums ($p=1$) nicht mitberücksichtigt wurden. All diese Hypothesen waren jedoch nicht in der Lage, das verschobene Spektrum befriedigend zu beschreiben und haben stets zu einem erheblich höheren χ^2 geführt. Eine Kombination aus Spin-Down und ungeflipptem Spektrum kann selbst mit einem unverschobenen Anteil von $1-p = 0.76$ im besten Fit nicht das Spektrum zu großen Wellenlängen hin beschreiben (s. Abb. 3.18). In Abbildung (3.18) ist deutlich zu sehen, daß der zu größeren Wellenlängen hin abgebremste Teil des Wellenlängenspektrums fehlt.

In einem zweiten Schritt wurde die Spinflipresonanz bei einer effektiven B_0 -Feldstärke von $B_0 = 2.47$ T gesucht, um eine größere Verschiebung des Wellenlängenspektrums zu erreichen. Dazu mußte die Anpassung der HF-Spule ausgewechselt und die Stromstärke des Korrekturfeldes auf 2.2 A hochgeregelt werden. Hierbei zeigte sich, daß die von der Korrekturspule eingebrachte Wärmeleistung mit der Zeit zu einer merklichen Aufheizung der HF-Spule führte. Dies machte sich vor allem in einer Änderung der Gesamtimpedanz bemerkbar, so daß aufgrund der schlechten Anpassung dann der Großteil der HF-Leistung nicht mehr in die HF-Spule gelangen konnte. Ausschalten der Apparatur und längeres Abkühlen ermöglichten zwar die Reproduktion der Spinflipresonanz, jedoch war damit keine stabile Flugzeitmessung möglich. Aufgrund der gerin-

gen Zählraten von 7 UNC's pro Sekunde sind Integrationszeiten von 10 Stunden und mehr für ein Flugzeitspektrum notwendig. Bei einer effektiven B_0 -Feldstärke von 3.9 T war ein Korrekturstrom von rund 3 A notwendig. Der Wärmeeintrag war in diesem Fall jedoch so groß, daß die Schaltung der HF-Anpassung, die direkt auf der HF-Spule sitzt, innerhalb kurzer Zeit zerschmolz und somit ebenfalls keine Messung des Wellenlängenspektrums möglich war.

Im Rahmen der zur Verfügung stehenden Strahlzeit am ILL sollten mit dem hier vorgestellten Experiment die Anforderungen und technischen Probleme ausgelotet werden, um ein breites Neutronen-Spektrum möglichst effizient abzubremesen. Dazu wurde im Maximum des starken Magnetfeldes einer supraleitenden Spule der Spin der Neutronen mit einem breitbandigen fast-adiabatic Spinflipper umgeklappt, so daß den Neutronen die Energie der Zeeman-Aufspaltung im Magnetfeld entzogen wurde. Bei einem Magnetfeld von knapp einem Tesla konnte der Effekt nachgewiesen werden. Dabei zeigte sich, daß die Stärke und Einkopplung der notwendigen HF-Leistung keine Probleme bereitet und mit Hilfe von kommerziell erhältlichen Standardkomponenten erreicht werden kann.

Da das Experiment für die Erzeugung des starken Magnetfeldes an eine bereits bestehende supraleitende Spule gebunden war, lagen somit auch die Dimensionen und die Geometrie des B_0 -Feldes sowie des notwendigen HF-Feldes fest. Innerhalb dieser Parameter war es deshalb nur in geringem Umfang möglich, den Feldverlauf zu optimieren und damit die größtmögliche Flippeffizienz zu erreichen. So konnten rund 57% der gesamten Strahlintensität geflippt werden. Da aufgrund der gegebenen Dimensionen des Magneten eine aktive Kühlung der zur Feldformung notwendigen Korrekturspule nicht möglich war, war es nicht möglich, den Effekt auch bei größeren Feldstärken mit einer Messung des Wellenlängenspektrums zu belegen. Dies stellt jedoch kein prinzipielles Problem der Methode dar. Durch ein entsprechendes Design, das die supraleitende Spule, das Gradientenfeld und die Hochfrequenzspule von Anfang an berücksichtigt, wird breitbandig ein entsprechendes Neutronenspektrum abgebremst werden können.

Teil II

Entwicklung eines neuen Detektors zum orts aufgelösten Nachweis von thermischen Neutronen auf großen Flächen

Kapitel 4

Detektoren für thermische Neutronen

Für die optimale Nutzung der an Reaktoren oder gepulsten Quellen erzeugten Flüsse thermischer Neutronen ist im Idealfall ein sehr schneller Detektor mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit und mit einer sehr guten Ortsauflösung erwünscht. Darüberhinaus sollte der Detektor ein möglichst homogenes Ansprechverhalten auf einer großen sensitiven Fläche besitzen. Weiterhin sollte der Detektor über lange Zeiten hohe Zählraten stabil und unempfindlich gegen Gamma-Untergrund nachweisen können. Leichte Handhabung und Wartung, sowie eine geringe Störanfälligkeit sind ebenso relevant, da sie doch oft über den tatsächlichen Einsatz des Detektors entscheiden. Aufgrund der Fülle unterschiedlicher Anforderungen ist man zur Konstruktion eines Universaldetektors fast nicht in der Lage und damit oft auf speziell angepasste Detektorkonzepte angewiesen.

In den letzten Jahren wurden immer wieder neue Anstrengungen unternommen, um bessere ortsauflösende Detektoren zu entwickeln. Beim Durchblättern des Yellowbooks [Ye97] des Instituts Laue-Langevin (ILL), das sämtliche verfügbaren Experimentierplätze dieses weltweit größten Reaktors für die Neutronenforschung dokumentiert, stellt man jedoch schnell fest, daß nach wie vor das ^3He -Zählrohr, sei es als einzelner Detektor oder in Form von ganzen Arrays aus Zählrohren, der am meisten eingesetzte Neutronendetektor ist. Trotz der schlechten Orts- und Zeitauflösung sowie der unbefriedigenden Ratentauglichkeit veranlassen die leichte Handhabung, keine Alterungserscheinungen und die hohe Effizienz den Experimentator häufig zum Einsatz des ^3He -Zählrohrs. Die nächst häufigen Detektoren basieren vor allem in der Radiographie und Tomographie auf Szintillatoren.

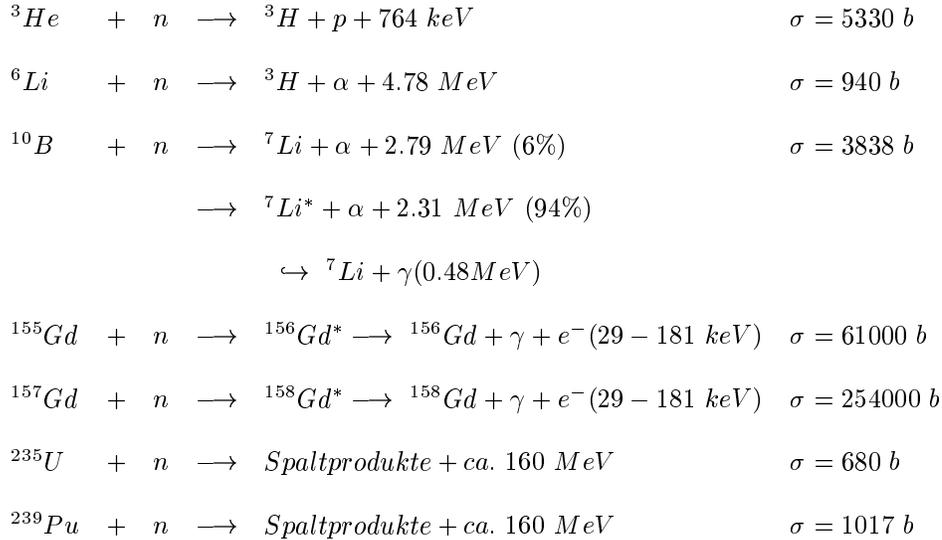
In diesem Kapitel werden zunächst die für den Neutronennachweis geeigneten Konverter vorgestellt. Die Eigenschaften, Vor- und Nachteile der am häufigsten eingesetzten Neutronendetektoren werden erläutert und die neuen Entwicklungen der letzten zehn Jahre diskutiert. Das Konzept eines neuen, ortsauflösenden Gasdetektors für große Flächen mit Bor als festem Neutronenkonverter, mit dem sich diese Arbeit beschäftigt, wird schließlich bei der Besprechung der Gasdetektoren motiviert und vorgestellt.

4.1 Neutronenkonverter

Da Neutronen elektrisch neutral sind, können sie nicht direkt über einen Ionisationsprozeß nachgewiesen werden. Man benötigt zunächst einen sogenannten Neutronenkonverter, der nach einem

Neutroneneinfang aufgrund einer prompten Kernreaktion geladene Teilchen liefert. Diese können dann mit allen herkömmlichen Verfahren zum Nachweis ionisierender Strahlung detektiert werden.

Für den Nachweis von thermischen Neutronen werden vor allem folgende Kernreaktionen verwendet [Kn79], [Ti78].



Aufgrund der chemischen Eigenschaften der eingesetzten Neutronenkonverter sowie je nach Art und Energie der Konvertierungsprodukte ergeben sich sehr unterschiedliche Detektoreigenschaften. Grundsätzlich wird zwischen gasförmigen und festen Konvertern unterschieden. Weiterhin kann der Nachweis der geladenen Teilchen entweder über im Detektor freigesetzte Elektronen oder Photonen erfolgen. Im folgenden wird ein kurzer Überblick über die am häufigsten eingesetzten Detektorkonzepte zum Nachweis thermischer Neutronen gegeben. Für detaillierte Beschreibungen von Teilchendetektoren ([Kn79], [Le94], [K192]) und speziell von Neutronendetektoren [Co83] wird auf die Literatur verwiesen. Neue Entwicklungen auf dem Gebiet der Detektion von thermischen Neutronen auf der Basis von Festkörperkonvertern finden sich in den Arbeiten von G. Bruckner [Br98] und Ch. Schulz [Sc99].

4.2 Szintillatoren

Ein Szintillator wandelt die durch ionisierende Strahlung in ihm deponierte Energie in Licht um. Dabei sollte der Wirkungsgrad der Umwandlung möglichst hoch sowie die Lichtausbeute proportional zur deponierten Energie sein. Weiterhin muß der Szintillator transparent sein für sein eigenes Licht. Eine charakteristische Größe von Szintillatoren ist die Abklingzeit der Lumineszenz, die unter 10 Nanosekunden bei organischen Szintillatoren und bis zu einigen Mikrosekunden bei anorganischen Szintillatoren betragen kann.

Wird dem Szintillator ein Neutronenkonverter beigemischt, so erzeugen die nach einem Neutroneneinfang freiwerdenden Konvertierungsprodukte Szintillationslicht. Als einziger kristalliner Szintillator für den Nachweis thermischer Neutronen besitzt LiI(Eu) jedoch nur eine mäßige Quanteneffizienz. Aufgrund des gewichtsmäßig geringen Anteils von Lithium (ca. 5%) sind für

einen effizienten Neutronennachweis Szintillatordicken von 2-3 mm notwendig. Zusammen mit der hohen Kernladungszahl von Jod ($Z = 53$) führt dies zu einer hohen Gammaempfindlichkeit [Kn79], die beim Neutronennachweis äußerst unerwünscht ist, da bei allen Experimenten an Neutronenquellen auch stets ein gewisser Untergrund an γ -Quanten vorliegt. Schließlich verhindern die lange Abklingzeit von über einer Mikrosekunde eine hohe Ratenakzeptanz sowie die zeitliche Struktur des Lichtpulses eine gute Zeitauflösung des Detektors.

Cer dotierte Li-Aluminiumsilikatgläser eignen sich dagegen für den Einsatz bei Flugzeitmessungen (TOF), da ihre Abklingzeiten sehr kurz sind. Terbium dotierte Gläser besitzen eine große Lichtausbeute und emittieren Licht in einem Wellenlängenbereich, der besonders gut an die Auslese durch CCD-Kameras angepaßt ist [Sp93]. Auch hier sind die Lithiumanteile gering, so daß effiziente Szintillatorschichten wieder mehrere Millimeter dick sind und somit eine hohe Gammaempfindlichkeit aufweisen.

In den letzten zehn Jahren hat ZnS(Ag) als Szintillatormaterial immer mehr an Bedeutung gewonnen. Es ist ein polykristallines Pulver, das zusammen mit ${}^6\text{LiF}$ in ein Trägermaterial gemischt wird und einen guten Neutronenszintillator ergibt. Da es für sein eigenes Licht jedoch nur wenig transparent ist, liegen die maximalen Schichtdicken im Bereich von 0.5 mm. Neuere Entwicklungen von Szintillatoren basierend auf ${}^6\text{Li}$ -, ${}^{10}\text{B}$ - und ${}^{157}\text{Gd}$ -haltigen Mischungen (wie z. B. $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3$) wollen die Eigenschaften jedoch weiter verbessern [Cz99].

Organische Szintillatoren sind aufgrund ihrer sehr kurzen Abklingzeit von einigen 10 Nanosekunden zwar sehr interessant für Anwendungen mit hohen Anforderungen an die Zeitauflösung, wie zum Beispiel Time-Of-Flight Messungen. Die bisher erreichte Lichtausbeute ist jedoch zu gering, um einen brauchbaren Neutronendetektor zu erhalten.

Die einfachste Methode, die in einem Szintillator erzeugten Photonen orts aufgelöst nachzuweisen, ist die sogenannte „Neutronenkamera“. Hier wird ein handelsüblicher Polaroidfilm direkt vor einer für Neutronen empfindlichen Szintillatorschicht (wie z. B. ${}^6\text{LiF}$ -ZnS(Ag)) montiert. Die entstehenden Photonen schwärzen den Film. Somit lassen sich auf einfachste Weise größere Flächen mit einer sehr guten Ortsauflösung im Bereich von unter einem halben Millimeter abbilden. Eine quantitative Auswertung der Daten ist jedoch aufgrund der nichtlinearen Schwärzung des Films und der nicht vernachlässigbaren Gammaempfindlichkeit nur mit Hilfe aufwendiger Referenzmessungen möglich. Die Neutronenkamera wird meistens für einfache Justagearbeiten am Neutronenstrahl eingesetzt.

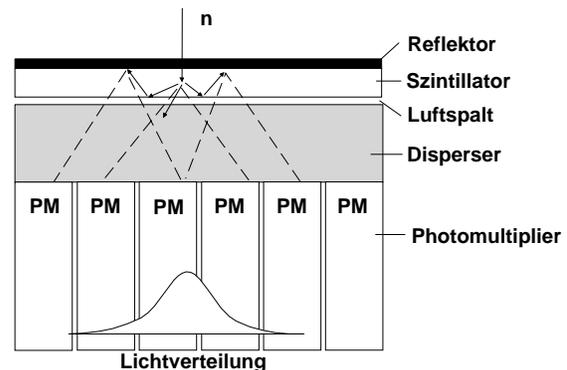


Abbildung 4.1: Prinzip der Angerkamera.

Werden mehrere kleine Szintillatorflächen über je einen Photo-Multiplier (PM) ausgelesen und zu einer größeren Fläche modular zusammengesetzt, so erhält man ebenfalls einen einfachen ortsauflösenden Neutronendetektor. Eine Verbesserung dieses Konzepts stellt die sogenannte Angerkamera dar [An58]. Sie besteht aus einer Szintillatorplatte, die über einen Lichtverteiler (Disperser) an mehrere PM's angekoppelt ist. Der Disperser und ein zusätzlicher Luftspalt fächern das Szintillatorlicht so weit auf, daß mehrere PM's gleichzeitig ansprechen. Die Position des Neutrons wird dann aus dem Schwerpunkt der registrierten Lichtverteilung rekonstruiert (s. Abb. 4.1). Die erreichte Ortsauflösung liegt im Millimeterbereich. Der Wirkungsgrad, die Zeitauflösung und die Gammaempfindlichkeit hängen im Wesentlichen von dem eingesetzten

Szintillatormaterial ab.

In einem anderen Konzept geschieht die Verteilung der Photonen der kleinen Szintillatorelemente mit Hilfe von Glasfasern [Co83]. Jedes absorbierte und konvertierte Neutron führt dann zu einem koinzidenten Signal in den über Glasfaser angeschlossen PM's, so daß die Adresse des angesprochenen Szintillatorelements dekodiert werden kann.

Die Kombination eines Neutronenzintillators mit einem sogenannten Micro-Channel-Plate (MCP) ermöglicht eine Ortsauflösung von unter einem Millimeter [Sc84]. MCP's bestehen aus vielen dünnen, parallel angeordneten Kanälen in einem Glassubstrat mit Durchmessern von 10 Mikrometern bis zu einem Millimeter. Die Innenseite der Kanäle besteht aus einer hochhohmigen Widerstandsschicht, die einen hohen Koeffizienten für Sekundärelektronenemission hat. Betrieben werden die MCP's im Vakuum durch Anlegen einer Spannung zwischen Ober- und Unterseite des Glassubstrates. Man erhält damit mehrere zehntausend parallel angeordnete Channeltrons, die als Photo-Multiplier für einfallende Elektronen dienen. In Kombination mit einer Photokathode und einem Neutronenzintillator ergibt sich damit ein ortsauflösender Neutronendetektor. Die Nachweiseffizienz beträgt jedoch nur einige Prozent, da nur sehr dünne Szintillatoren verwendet werden können. Dies ist notwendig, wenn die sehr gute Ortsauflösung nicht durch die isotrope Ausbreitung des Szintillationslichtes beeinträchtigt werden soll. Schließlich ist bei den bisher kommerziell erhältlichen MCP's von nur 1-2 Zoll Durchmesser der Preis pro Detektorfläche sehr hoch.

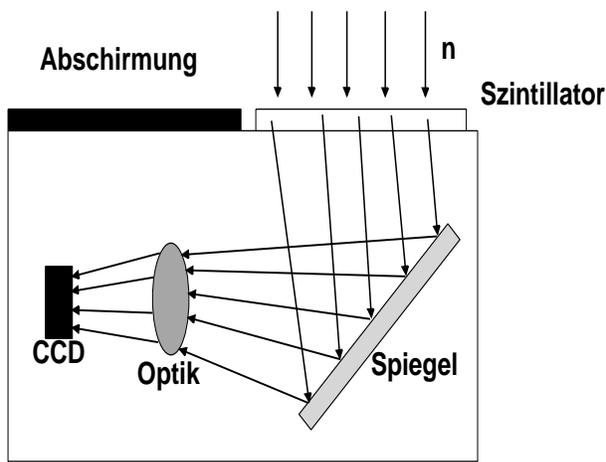


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau eines CCD-Kamera-Systems für Neutronen.

Eine weitere Möglichkeit, das Szintillatorlicht ortsaufgelöst zu registrieren, besteht in der Verwendung von CCD-Elementen. Mit Hilfe von CCD-Kameras sind jedoch nur integrierende Detektoren möglich, da sie keine präzise Zeitinformation liefern können. Selbst bei den besten High-Speed Kameras werden im Moment noch immer mindestens 2 ms benötigt, um ein Bild auszulesen [Sa99]. Anwendung finden solche Systeme deshalb vor allem in der Neutronen-Radiographie und Tomographie [Sch99]. Da die CCD-Chips nicht strahlungsbeständig sind, müssen sie sich außerhalb des Neutronenstrahls befinden. Die Ortsauflösung beträgt dann je nach Fläche, die über ein Spiegel- und Linsensystem abgebildet wird (s. Abb. 4.2), bis zu $300 \mu\text{m}$.

4.3 Bildplatten (Image Plates)

Eine Alternative zu den bereits oben erwähnten Filmen stellen die sogenannten Image Plates dar. Ursprünglich für den ortsaufgelösten Nachweis von Röntgenstrahlung entwickelt [So83], wurde diese Art von Detektoren seit Beginn der 90-er Jahre durch Beimischungen von Konvertermaterialien wie ^6Li oder Gd_2O_3 auch für den Nachweis von Neutronen nutzbar gemacht [Ok90]. Bei den Image Plates handelt es sich um phosphoreszierende Materialien (hauptsächlich BaFBr:Eu^{2+}), die als Bildspeicher dienen. Sie zeichnen den lokalen Verlauf von Ionisationsspuren durch die Bildung von Gitterfehlern im Kristall auf. Dabei ist die Dichte der Defekte direkt proportional zur

absorbierten Energie. Durch Abtasten mit einem He-Ne-Laser werden die gebildeten Farbzentren zur Phosphoreszenz angeregt, so daß die Orts- und Energieinformation ausgelesen werden kann. Anschließendes Durchfluten der Platte mit Licht zerstört die Störstellen und überführt den Kristall wieder in seinen Ausgangszustand, so daß die Bildplatte erneut eingesetzt werden kann.

Image Plates werden wie CCD-basierte Szintillatorsysteme hauptsächlich in der Neutronen-Radiographie und Tomographie eingesetzt und besitzen als Detektor ähnliche Werte bezüglich Linearität und dynamischem Bereich. Sie erreichen jedoch eine bessere Ortsauflösung von bis zu $50 \mu\text{m}$ bei einer dafür höheren Gammaempfindlichkeit verglichen mit ${}^6\text{LiF-ZnS(Ag)}$ -Szintillatoren [Le99].

4.4 Halbleiterdetektoren

Die Vielzahl an Halbleiterstrukturen, die in den letzten Jahren auf der Basis von Silizium entwickelt worden sind, ergeben in Kombination mit einem Konverter einen Neutronendetektor mit sehr guter Ortsauflösung (weit unter $100 \mu\text{m}$). Dabei befindet sich die Konverterfolie entweder direkt auf dem Halbleiter [Br99] oder einige Millimeter davon entfernt [Pe96]. Die vom Konverter (meist ${}^{157}\text{Gd}$ oder ${}^6\text{Li}$) emittierten geladenen Teilchen deponieren ihre kinetische Energie in der Verarmungszone des Halbleiters durch Bildung von Elektron-Loch-Paaren. Diese driften im elektrischen Feld zu den jeweils entgegengesetzt liegenden Elektroden, werden dort aufgesammelt und über Vorverstärker ausgelesen.

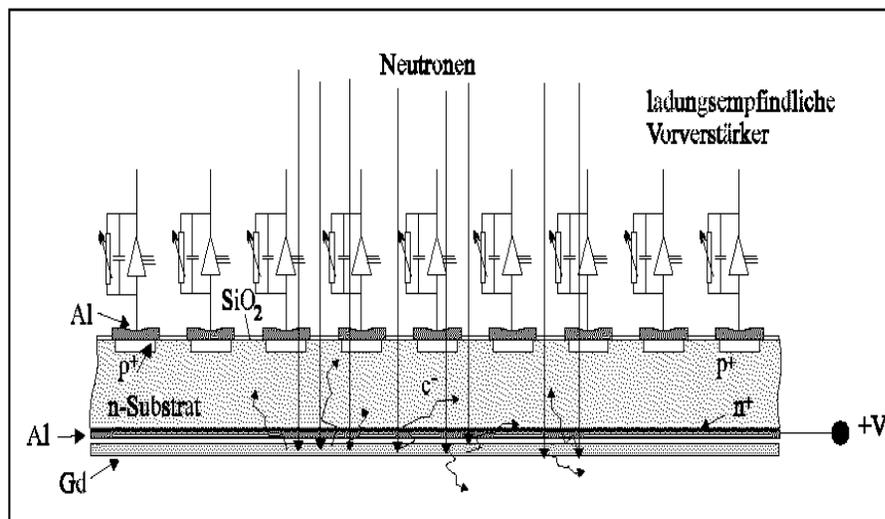


Abbildung 4.3: Querschnitt durch einen Silizium-Halbleiterdetektor mit einer festen Gadoliniumschicht als Neutronenkonverter [Br98]. In rund 87% aller Neutronen-Einfangreaktionen emittiert Gadolinium Konversionselektronen mit einer kinetischen Energie von 29-181 keV. Diese werden vollständig in der Verarmungszone des Halbleiters absorbiert und die gebildeten Elektron-Loch-Paare werden ortsaufgelöst nachgewiesen.

Die Nachweeffizienz und die Gammaempfindlichkeit hängen stark vom verwendeten Neutronenkonverter ab. ${}^6\text{Li}$ -haltige Konverterschichten liefern zwar Sekundärteilchen mit hoher Energie, besitzen aber aufgrund des kleinen Absorptionswirkungsquerschnitts nur Nachweeffizienzen von einigen Prozent. Mit festen Gadolinium-Schichten können dagegen bis zu 35% aller Neutronen

(1.8 Å) detektiert werden [Br99]. Die dabei emittierten Konversionselektronen besitzen jedoch ein quasi-kontinuierliches Energiespektrum zwischen 29 keV und 181 keV. In diesem Energiebereich liegt jedoch der Hauptanteil der Signale des typischen Gamma-Hintergrundes. Es kann damit nicht mehr eindeutig zwischen einem Gamma-Ereignis und einem Neutron diskriminiert werden (vgl. das Pulshöhenspektrum in [Br99]).

Somit ist diese Art von Detektoren vorwiegend für Anwendungen in der Neutronen-Radiographie und -Tomographie geeignet, wenn hohe Anforderungen an die Ortsauflösung gestellt werden. Denn trotz der guten Zeitauflösung für jedes einzelne Event sind aufgrund der relativ hohen Gammaempfindlichkeit hohe Neutronenflüsse notwendig, um einen guten Kontrast zu erreichen. Zur Einzeldetektion von Neutronen bei geringen Flüssen, wie sie in der Neutronenstreuung häufig der Fall sind, sind die bisherigen Konzepte auf Halbleiterbasis nicht geeignet. In der Radiographie und Tomographie sollen die Daten jedoch am besten mit sehr guter Ortsauflösung bereits während der Messung digital zur Verfügung stehen, so daß Image Plates nicht in Frage kommen. Dafür sind die Kosten aufgrund des aufwendigen Fertigungsprozesses der Halbleiterstrukturen und der komplexen elektronischen Signalauslese relativ hoch pro Flächeneinheit verglichen mit einem Image Plate.

4.5 Gasdetektoren

In Gasdetektoren geschieht der Nachweis geladener Teilchen über die Ionisation der Gasmoleküle. Zum Nachweis von Neutronen wird dem Zählgas meist ein gasförmiger Neutronenkonverter hinzugefügt. Im Fall von ^3He oder $^{10}\text{BF}_3$ stellen diese Gase dann gleichzeitig Neutronenkonverter und Zählgas dar. Da die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ionenpaares etwa 20-40 eV beträgt, werden bei Verwendung von ^3He als Neutronenkonverter rund 18000 Elektron-Ion-Paare pro absorbiertem Neutron erzeugt. Durch Anlegen eines elektrischen Feldes werden die primären Elektron-Ion-Paare getrennt und driften zu den Elektroden. Durch entsprechende Formgebung ist das elektrische Feld in der Nähe der Anode so hoch, daß die primäre Ladung mit Hilfe von sekundären Gasionisationen enorm verstärkt wird. Die erzeugte Gesamtladung wird dann an der Anode aufgesammelt und über einen Vorverstärker ausgelesen.

4.5.1 Grundlagen des Gasdetektors

Diffusion

Eine Ladungsmenge N_0 , die zum Zeitpunkt $t = 0$ punktförmig am Ursprung lokalisiert ist, diffundiert in Abwesenheit eines elektrischen Feldes durch Vielfachstreuung in den umgebenden Raum, wobei sich eine zerfließende Gaußverteilung um den Ursprung bildet. Es gilt für die differentielle Dichteverteilung $\frac{dN}{dx}(x, t)$ der Ladungsträger am Ort x zur Zeit t :

$$\frac{dN}{dx}(x, t) = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi \cdot D \cdot t}} \cdot e^{-\frac{x^2}{4 \cdot D \cdot t}} \cdot dx, \quad (4.1)$$

d. h. die Standardabweichung dieser Verteilung in einer Koordinate ist:

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt}, \quad \text{mit } D = \frac{1}{3}v\lambda. \quad (4.2)$$

Dabei sind D der Diffusionskoeffizient, v die mittlere thermische Geschwindigkeit der Ladung und λ die mittlere freie Weglänge im Gas. Für typische Zählgase wie Argon oder Helium liegt der Wert des Diffusionskoeffizienten für einfach positive Ionen in der Größenordnung von 0.02 bis 0.4 $\frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ [Kl92]. Ist ein Driftfeld präsent, so ist die Diffusion parallel und transversal zum elektrischen Feld verschieden (siehe dazu [GD]). Bei ortsauffösenden Gasdetektoren mit Mikrostrukturen zur Gasverstärkung und Ladungsauslese (z. B. Mikrostreifendetektoren) kann dann die transversale Diffusion bereits die Gasverstärkung selbst und die erreichbare Ortsauflösung beeinflussen¹.

Ionen- und Elektronendrift

In Anwesenheit eines elektrischen Feldes werden die Elektronen bzw. Ionen entlang der Feldlinien auf die Anode bzw. Kathode hin beschleunigt. Durch inelastische Stöße mit den Atomen oder Molekülen des Zählgases werden diese jedoch nach einer mittleren freien Weglänge wieder abgebremst. Für eine gegebene Feldstärke E und einen Gasdruck p bewegen sie sich dann im Mittel mit der Driftgeschwindigkeit v_D^+ in Richtung der elektrischen Feldlinien.

$$v_D^+ = \mu^+ \cdot E \cdot \frac{p_0}{p} \quad (4.3)$$

Dabei ist μ^+ die sogenannte Beweglichkeit, deren Wert vom betrachteten Ion-Gas-Paar abhängt. p_0 bezeichnet den Normaldruck. Die Werte für die Ionenbeweglichkeiten μ^+ liegen in der Größenordnung von einigen $\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ [Kl92], [GD]. Die Beweglichkeiten μ^- von Elektronen sind um einen Faktor 100 bis 1000 größer als die der Ionen.

Ladungssammlungszeit und Ratenakzeptanz

Die Form und Dauer des Meßsignals wird im wesentlichen durch die Drift der Ionen und Elektronen zur Kathode und Anode und nicht durch das letztliche Aufsammeln der Ladung bestimmt. Während der Drift der Ladungen im elektrischen Feld werden bereits auf den Elektroden Spiegelladungen influenziert. Die Lawinenbildung selbst findet unmittelbar vor der Anode statt. Hier wird auch der Großteil an Ionen und Elektronen erzeugt. Damit ist der Driftweg der Ionen zur Kathode viel länger als derjenige der Elektronen zur Anode. Da zudem die Ionenbeweglichkeiten bis zu tausendmal kleiner sind als die der Elektronen, ist die Form und Dauer des Signals durch die Ionendrift bestimmt. Die Ladungssammlungszeit der Ionen kann je nach Detektorgeometrie bis zu einigen Millisekunden betragen. Im Allgemeinen wird deshalb das Signal durch eine impulsformende Elektronik auf einige Mikrosekunden begrenzt.

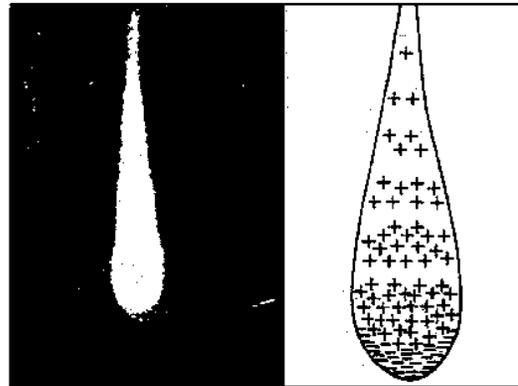


Abbildung 4.4: Räumliche Ausdehnung der Ladungsverteilung in einer Lawine um einen Anodendraht im Proportionalzähler; links: Nebelkammerbild; rechts: schematische Verteilung der Ionen (+) und Elektronen (-) [Lo61].

Der Kehrwert der Ladungssammlungszeit bestimmt jedoch die maximale Ratenakzeptanz des Detektors, da bei höheren Zählraten die positiven Raumladungen der noch nicht abtransportierten Ionen zu Feldverzerrungen und einer unkontrollierten Verminderung der Gasverstärkung

¹Im Bereich großer Feldstärken kann es zu einer Diffusion in der Größenordnung von 10 μm kommen. Diese wird durch die einsetzende Gasverstärkung noch vergrößert, da sich die Lawine in Form eines Tropfens nach außen verbreitert. Bei Mikrostreifendetektoren (MSGC) und vor allem beim Gas Electron Multiplier (GEM) sind die Elektrodenstrukturen nur einige 10 μm groß. Im kritischen Bereich der GEM-Löcher führt die Diffusion dazu, daß Ladungen auf der Unterseite der GEM neutralisiert werden und damit für das Signal verloren gehen [Wi98].

führen. Mit zunehmendem Druck des Zählgases nimmt die Driftgeschwindigkeit weiter ab, damit aber auch die maximal verkräftbare Zählrate. Typische Proportionalzählrohre mit Driftstrecken im Bereich einiger Zentimeter und hohem Fülldruck erreichen somit nur eine niedrige Ratenakzeptanz von etwa 10 kHz/cm^2 , die physikalisch durch Raumladungseffekte limitiert ist.

Gasverstärkung

Ist die kinetische Energie, die die Elektronen auf ihrer freien Weglänge im Gas aus dem elektrischen Feld aufnehmen, größer oder gleich der Ionisationsenergie im Gas, so setzt Sekundärionisation ein. Dies ist im allgemeinen in unmittelbarer Nähe des Anodendrahtes der Fall und führt zur Bildung einer Elektronenlawine, deren Nebelkammerbild in Abbildung (4.4) zu sehen ist. Die Zahl der Elektron-Ion-Paare, die ein Elektron pro Zentimeter Wegstrecke bildet, wird als der erste Townsend-Koeffizient α bezeichnet. Er ist gleich dem Inversen der mittleren freien Weglänge der Elektronen im Gas.

Ist die Anzahl der Elektronen am Ort x gleich N , so ist sie am Ort $x+dx$ um $dN = \alpha \cdot N \cdot dx$ gestiegen. Da α im allgemeinen von der lokalen Feldstärke abhängt, folgt für den Zusammenhang zwischen der Primärladung Q_0 und der nach der Lawine vorhandenen Gesamtladung Q :

$$Q = Q_0 \cdot \exp\left(\int \alpha(x) dx\right) \quad \text{mit} \quad \frac{\alpha}{p} = A \cdot \exp\left(-B \cdot \frac{p}{E}\right). \quad (4.4)$$

Danach ist die Gasverstärkung (Gain) über den Faktor $\exp\left(\int \alpha(x) dx\right)$ gegeben. Ladungsproportionale Gasverstärkungen betragen typischerweise bis zu 10^4 . In Niederdruck-Gasdetektoren werden sogar Werte von bis zu 10^6 erreicht, da in diesem Fall die mittlere freie Weglänge so groß ist, daß die Elektronen überall im Zählgas genug Energie für Ionisationsprozesse gewinnen. Der erste Townsend-Koeffizient α selbst hängt in Gleichung (4.4) über die Konstanten A und B von der Art des Gases sowie von der elektrischen Feldstärke E und dem Druck p des Zählgases ab [Ro41], [Ko85].

UV-Photonen und Quench-Gas

Innerhalb einer Ladungslawine kommt es durch Rekombination von Ionen und Elektronen zur Emission von UV-Photonen. Diese können ihrerseits über den Photoeffekt im Gas und am Elektrodenmaterial wieder Elektronen auslösen. Dies führt zu einer erneuten Ladungslawine und leitet so eine dauerhafte Gasentladung ein. Um solches Brennen der Entladung zu verhindern, werden dem eigentlichen Zählgas sogenannte Löschgase (Quencher) wie CH_4 , C_2H_6 , Isobutan, CO_2 oder CF_4 beigefügt. Diese unterdrücken die Ausbreitung der UV-Photonen durch Absorption und dissipieren die Energie durch Dissoziation oder elastische Stöße. Die über die angelegte Spannung geregelte maximale Gasverstärkung kann noch durch Zugabe elektronegativer Gase wie CF_4 gesteigert werden. Da diese Gase neben Photonen auch Elektronen binden können, werden selbständige Gasentladungen unterdrückt.

4.5.2 Vom Zählrohr zur Vieldrahtkammer

Die einfachste Verwirklichung eines Gasdetektors für Neutronen ist das ^3He - oder $^{10}\text{BF}_3$ -Proportionalzählrohr (s. Abb. 4.5). Mit einem Gasdruck zwischen 8 und 10 bar und typischen Zählrohrdurchmessern von 2-5 cm werden Effizienzen von über 95% erreicht.

Aufgrund der niedrigen Kernladungszahl $Z=2$ für ${}^3\text{He}$ ist die Gammaempfindlichkeit gering.

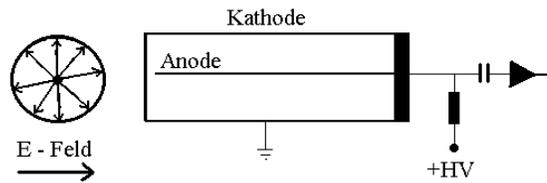


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau eines ${}^3\text{He}$ -Proportionalzählers.

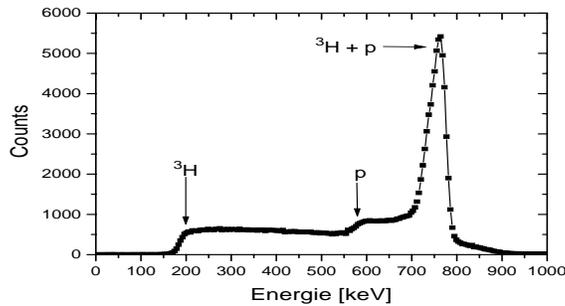


Abbildung 4.6: Typisches Pulshöhenspektrum eines ${}^3\text{He}$ -Proportionalzählrohrs. Protonen und Tritiumkerne, die durch Reaktionen nahe der Detektorwand erzeugt wurden, deponieren im Falle eines Auftreffens auf der Detektorwand nicht mehr ihre gesamte Energie im Gasvolumen und sind damit verloren. Diese Ereignisse erzeugen kleinere Signale (unteres Ende bei 191 keV und 573 keV) als diejenigen, bei denen die Energie beider Teilchen vollständig absorbiert wird. So kommt es zu „Wandeffekten“ im Pulshöhenspektrum.

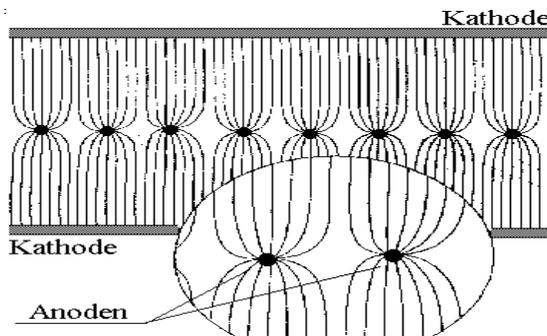


Abbildung 4.7: Schematischer Aufbau einer Vieldrahtkammer (MWPC). Eingezeichnet ist der Verlauf der elektrischen Feldlinien.

Kathode auch hier in der Größenordnung von 10 kHz/cm^2 . Aufgrund des hohen Fülldrucks für einen effizienten Neutronennachweis lassen sich keine großflächigen Detektoren bauen, ohne

Der Verlauf des Pulshöhenspektrums ermöglicht eine einfache Diskriminierung des verbleibenden Gammauntergrundes in den Kanälen niedriger Energie (s. Abb. 4.6). Ein Nachteil stellt die schlechte Ortsauflösung von etwa $2 \times 10\text{ cm}^2$ (Durchmesser \times Länge) dar. Zudem ist die Zeitauflösung auf einige Mikrosekunden beschränkt, da thermische Neutronen irgendwo in der Tiefe des Gasvolumens absorbiert werden können, so daß sich die Zeitauflösung aufgrund der Flugzeit durch den Detektor zu einigen Mikrosekunden ergibt. Schließlich verursacht die große Driftstrecke zwischen Anode und Kathode lange Sammlungszeiten für die Ionen und damit eine niedrige Ratenakzeptanz von etwa 10 kHz/cm^2 .

Um die schlechte Ortsauflösung von Proportionalzählrohren zu verbessern, wurde in den sechziger Jahren von G. Charpak die Vieldrahtkammer (MWPC = Multi Wire Proportional Chamber) entwickelt [Ch68]. Im einfachsten Fall besteht eine Vieldrahtkammer aus einer Reihe parallel gespannter Anodendrähte in einem Gasvolumen zwischen zwei ebenen Kathodenplatten (s. Abb. 4.7). Die Ortsinformation in einer Koordinate ergibt sich aus der Position des angesprochenen Drahtes. Die zweite Koordinate kann entweder über zusätzliche Kathodendrähte oder über die Methode der Ladungsteilung direkt an den Anodendrähten bestimmt werden. Die Ortsauflösung ist durch den Drahtabstand und durch die Länge der Ionisationsspur der Konvertierungsprodukte begrenzt und beträgt wenige Millimeter. Der Abstand zwischen den Anodendrähten kann nicht beliebig verringert werden, da die Coulombabstoßung zwischen den Drähten zu mechanischen Verschiebungen und damit zu einem inhomogenen Ansprechverhalten der MWPC durch Feldverzerrungen führen würde. Die minimalen Drahtabstände liegen im Millimeterbereich.

Die Ratenakzeptanz ist aufgrund der immer noch großen Abstände zwischen Anoden und

die Neutronenintensität durch massive Eintrittsfenster bereits abzuschwächen. Deshalb bestehen bis heute großflächige Detektoranordnungen in den meisten Experimenten, zum Beispiel am ILL, aus ganzen Arrays von Hunderten von ^3He -Proportionalzählrohren (siehe zum Beispiel den Experimentierplatz IN5 am ILL [Ye97]).

4.5.3 Von der Vieldrahtkammer zum Mikrostreifen-Detektor

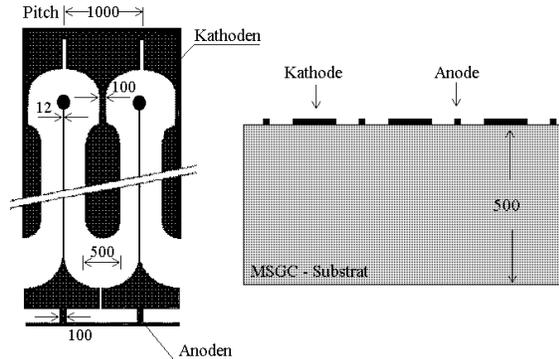


Abbildung 4.8: Typische Streifenstruktur einer MSGC in Aufsicht (links) und im Querschnitt (rechts). Alle Längenangaben in Mikrometer.

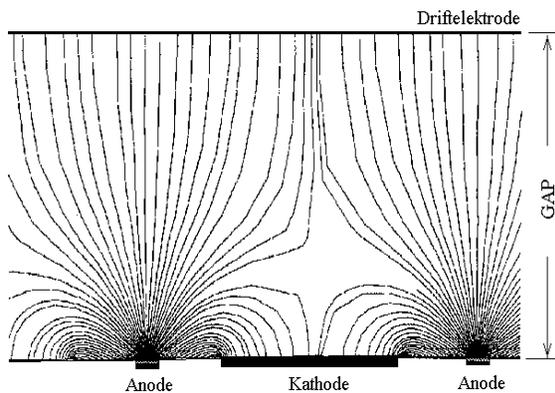


Abbildung 4.9: Verlauf der elektrischen Feldlinien in einer MSGC [Br97].

Die Verringerung des Anoden-Kathoden-Abstandes gelang 1988 A. Oed am ILL [Oe88] mit der Entwicklung des Mikrostreifen-detektors (MSGC = Micro strip gas counter). Damit verbunden ist eine deutliche Verbesserung der Ortsauflösung und der maximalen Ratenakzeptanz, was eine völlig neue Generation von Gasdetektoren ins Leben gerufen hat.

Das Herzstück der MSGC besteht aus einem ca. 0.5 mm dicken Glassubstrat (Wafer), auf dem mit Hilfe der Photolithographie eine periodische Abfolge von elektrisch leitenden Streifen aufgebracht ist. Die Abbildung (4.8) zeigt eine typische Anordnung der Anoden und Kathoden. Da die Elektroden räumlich fixiert sind, können sie mit sehr geringem Abstand nebeneinander angeordnet werden. So beträgt die Distanz zwischen zwei benachbarten Anoden bzw. Kathoden (Pitch) je nach MSGC-Typ zwischen $130\ \mu\text{m}$ und 1 mm. Die Zusammensetzung des Wafers mit einer Driftelektrode zu einem abgeschlossenen, mit Zählgas gefüllten Volumen bildet die MSGC.

Den elektrischen Feldlinienverlauf einer MSGC zeigt die Abbildung (4.9). Die eng benachbarte Lage zwischen Anoden und Kathoden verkürzt die Driftwege und damit die Ladungssammelzeiten bis zu einem Faktor 1000 im Vergleich zur MWPC. Das erhöht die Ratenakzeptanz des MSGC-Detektors auf über $1\ \text{MHz}/\text{mm}^2$ [Sa94].

Die bisher ausführlich untersuchten und am ILL eingesetzten MSGC-Neutronendetektoren arbeiten mit ^3He als Neutronenkonverter (s. Abb. 4.10). Mit 3 bar ^3He , 1.5 bar CF_4 und einem Abstand zwischen Wafer und Driftelektrode (Gap) von 15 mm wurde eine Effizienz von 46% für thermische Neutronen bei einer Ortsauflösung von 1.3 mm (FWHM) erreicht [Vel97]. Die aktive Detektorfläche betrug $127 \times 127\ \text{mm}^2$. Um dem hohen Fülldruck standzuhalten, war ein massives Metallgehäuse mit 5 mm dicken Aluminium-Eintrittsfenstern notwendig. Somit sind auch mit diesem Konzept keine großflächigen Detektoren ($A \sim 0.5\ \text{m}^2$) einfach zu realisieren. Zudem ist die Zeitauflösung aufgrund des Gaps von 15 mm mit der eines Zählrohres vergleichbar.

Eine der Grundvoraussetzungen für den Einsatz von MSGC-Detektoren auch bei hohen Zählraten ist eine Mindestleitfähigkeit der Waferoberfläche. Aufgrund der hohen Ladungsdichte während der Gasverstärkung an der Anode kommt es zur Ladungsdeposition auf dem Glassubstrat zwischen Anoden und Kathoden. Auf isolierenden Glasoberflächen und bei hohen Raten führt dies unvermeidlich zu elektrostatischen Aufladungen, die starke Feldverzerrungen verursachen. Somit kommt es zu einer unkontrollierbaren örtlichen Variation der Gasverstärkung und sogar zu Überschlägen, die die Elektrodenstruktur zerstören können.

Praktikabel für mittlere Zählraten ist das Glas DESAG D-263 [DE], das sehr alkaliarm ist und dessen ionische Volumenleitfähigkeit ca. $10^{16} \Omega \text{cm}$ beträgt. Bei langem Einsatz unter hohen Raten wurde zunächst ein kontinuierliches Absinken der Gasverstärkung beobachtet, um schließlich abrupt völlig zusammenzubrechen („Sudden Death“) [Ho97]. Die starken Felder zwischen Anode und Kathode führen im Zusammenhang mit der hohen absorbierten Energiedosis über längere Zeit zu einer Art „Elektrolyse“ des Glassubstrates; d. h. die Alkali-Ionen werden zu den Elektroden abtransportiert und dies führt zu einer gainmindernden Erhöhung des Substratwiderstandes². Abhilfe bieten alkalifreie Gläser wie DESAG AF45 in Kombination mit Undercoatings, die sich zwischen Wafer und Elektrodenstruktur befinden. Besonders geeignet sind dabei diamantähnliche Schichten (diamond-like coating), die in einem CVD-Plasmaverfahren abgeschieden werden und die der Oberfläche einen definierten Widerstand von etwa $2 \cdot 10^{14} \Omega/\square$ geben³. Damit konnten auch unter hohen Raten von bis zu $2 \cdot 10^7 \text{ Hz/cm}^2$ über lange Zeit stabile Betriebsbedingungen erreicht werden [Hi99].

Wie alle Gasdetektoren, so sind vor allem auch MSGC's mit ihrer filigranen Elektrodenstruktur sehr anfällig für sogenannte Alterungseffekte (Ageing). Ageing-Untersuchungen am CERN haben gezeigt [Sa94], daß bei konstanter Bestrahlung der MSGC Verunreinigungen des Zählgas mit Kohlenwasserstoffen zu einer deutlichen Abnahme der Gasverstärkung mit der Zeit geführt haben. Die Ursache liegt in der Polymerisation der Kohlenwasserstoffe zu langkettigen Molekülen. Diese bedarf einer Aktivierungsenergie, die durch das UV-Rekombinationslicht in den Elektronenlawinen bereitgestellt wird. Das Abscheiden dieser Riesenmoleküle auf dem Substrat und an den Rändern der Elektroden erhöht den elektrischen Oberflächenwiderstand des Substrates bzw. führt zu scharfen Ecken und Spitzen an den Elektroden. Damit lädt sich das Substrat wieder elektrostatisch auf und es kommt zu Feldverzerrungen, die den Gain herabsetzen. Im allerschlimmsten Fall kann es zu Spitzenentladungen und Überschlägen führen, die die Elektrodenstruktur gänzlich zerstören. Völlig vermeiden läßt sich dieser Effekt nur durch ständiges Spülen der Kammer mit einem reinen Zählgas, so daß eine Anreicherung mit Kohlenwasserstoffen, die aus den Bauteilen des Detektors ausgasen, und deren Polymerisation zu langen Ketten vermieden wird. Aus diesem Grund werden zum Beispiel alle MSGC's bei HERA-B im Flow-Betrieb eingesetzt [Ho97]. Ist dies wie z. B. im Fall von ^3He -Detektoren nicht praktikabel, so ist auf eine extrem saubere Verarbeitung, verbunden mit einem großen Aufwand an Reinigung und Ausheizen des Detektors, zu achten.

²Der neue Detektoraufbau am Experiment D20 des ILL, bestehend aus 48 MSGC-Detektoren mußte im November 1998 nach nur einem knappen Jahr Laufzeit seinen Betrieb einstellen. Eine Analyse der Oberfläche mit Auger-Elektronen-Spektroskopie zeigte, daß die Anoden durch eine elektrolytische Reaktion mit dem Glas oxidiert waren. Dies führte zu Überschlägen und zur Zerstörung der Elektrodenstruktur. Durch ein neues Design der MSGC-Platten soll D20 ab Juni 2000 wieder in Betrieb gehen [An99].

³Da der Oberflächenwiderstand eines Flächenelements proportional zu seiner Länge l und umgekehrt proportional zu seiner Breite b ist ($R \sim \frac{l}{b}$), ergibt sich für alle quadratischen Oberflächen eines Materials derselbe Widerstand, den man üblicherweise in $1/\square$ angibt.

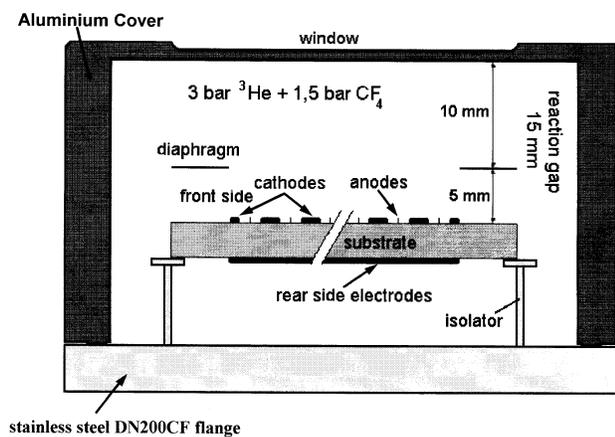


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung eines Mikrostreifen-Gasdetektors (MSGC) mit ^3He als Neutronenkonverter [Vel97].

Aber auch schon beim Einsatz von organischen Quench-Gasen wie CH_4 oder CF_4 führen Polymerisationsprozesse der Quencher selbst zu Ablagerungen und Alterungseffekten des Detektors [Le94]. Quench-Gase mit Gruppen, die Sauerstoff enthalten, neigen weniger zur Polymerisation. Atomarer Sauerstoff bildet in Reaktionen mit Kohlenwasserstoffen stabile, leicht flüchtige Moleküle (CO , CO_2 , H_2O), die aus dem Detektor gespült werden.

Seit der Erfindung der MSGC wurde in den letzten 12 Jahren ein weites Anwendungsfeld für diese Art von Detektoren erschlossen. Große Anstrengungen und Entwicklungsarbeiten wurden für den Einsatz der MSGC als Spurdetektor in Experimenten der Hochenergiephysik wie z. B. HERA-B oder CMS am LHC unternommen. Sowohl in der medizinischen Anwendung als auch im Bereich von Ring-Cherenkov-Detektoren sind sie interessant zum Nachweis einzelner Elektronen oder in Kombination mit einem Elektronenemitter für einzelne Photonen. In der Neutronenphysik wurden mit ^3He betriebene MSGC-Detektoren im Experiment D20 des ILL bereits erfolgreich zur höchstauflösenden Neutronendiffraktometrie eingesetzt. Gleichzeitig hat ihre große Empfindlichkeit gegenüber Verunreinigungen aber auch gerade in den letzten drei Jahren dazu geführt, daß intensiv an neuen Detekorkonzepten mit robusteren Mikrostrukturen geforscht wird. Seit der Entwicklung des Gas Electron Multipliers (GEM), der im nächsten Kapitel vorgestellt wird, führt die Entwicklung von den MSGC-Detektoren wieder fort.

4.5.4 Der Gas Electron Multiplier (GEM)

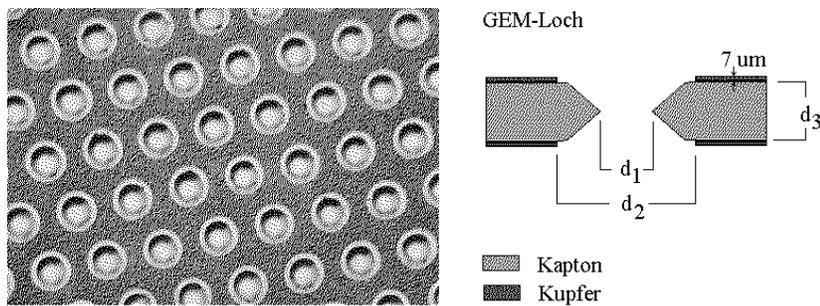


Abbildung 4.11: GEM-Aufsicht (links) und GEM-Lochquerschnitt (rechts). Die mikroskopische Aufnahme zeigt eine GEM mit HERA-B-Geometrie: $d_1 = 55 \mu\text{m}$, $d_2 = 95 \mu\text{m}$ und $d_3 = 50 \mu\text{m}$. Der Lochabstand beträgt $140 \mu\text{m}$.

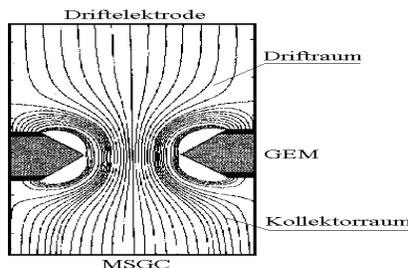


Abbildung 4.12: Verlauf der elektrischen Feldlinien in einem GEM-Loch [Cw00].

Die GEM ist eine beidseitig mit Kupfer beschichtete Polyimidfolie (Kaptonfolie), in die mittels eines photolithographischen Verfahrens eine regelmäßige Lochstruktur geätzt ist, ohne daß die Kupferober- und unterseite elektrisch kontaktiert werden (s. Abb. 4.11). Die GEM wurde 1997 am CERN von F. Sauli entwickelt [Sa97] und hat inzwischen eine ähnlich große Entwicklung auf dem Gebiet der Gasdetektoren (vor allem in der Hochenergiephysik) entfacht wie seinerzeit die Einführung der MSGC.

Wird die GEM zwischen Driftelektrode und MSGC eingebaut und werden an den GEM-Kupferflächen geeignete Spannungen angelegt, so ergibt sich der in Abbildung (4.12) gezeigte elektrische Feldlinienverlauf. Der Bereich zwischen der GEM und der Driftelektrode bzw. der MSGC wird Driftraum bzw. Kollektorraum genannt. Die Feldli-

nien des Driftraums, die der Driftelektrode entspringen, werden im Bereich des GEM-Lochs eingeschürt. Danach aber setzen sie ihren Verlauf im Kollektorraum unverzerrt fort. Im Driftraum entstandene Elektronen werden also aufgrund des angelegten elektrischen Feldes ohne Verlust der lateralen Ortsinformation in den Kollektorraum transportiert, d. h. die GEM ist ladungstransparent. Durch eine entsprechend hohe Potentialdifferenz an den beiden Elektroden der GEM können derart hohe Feldstärken im Lochinnern erzeugt werden, daß die ins Loch hineindriftenden Elektronen Sekundärionisation durchführen. In diesem Fall dient die GEM sogar als Gasverstärker mit Verstärkungsfaktoren bis zu 10^4 [Be98].

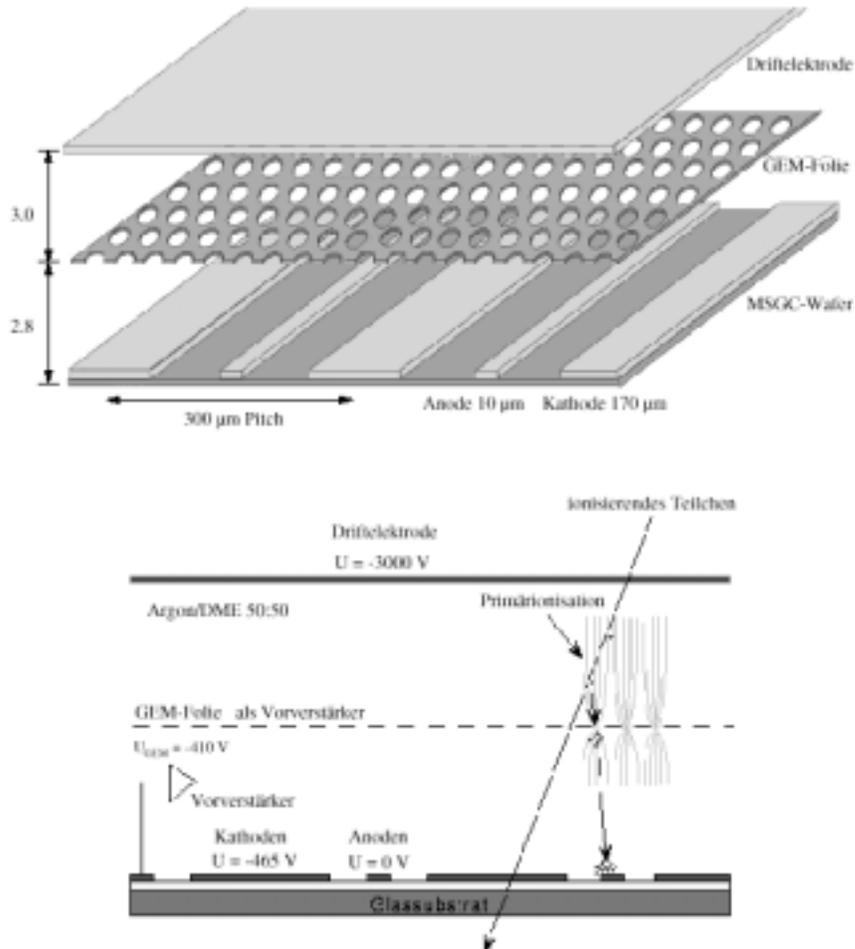


Abbildung 4.13: Schematische Darstellung des GEM-MSGC-Detektors von HERA-B [Hi99]. Die im Driftraum über der MSGC erzeugte Primärladung wird durch die GEM auf die MSGC abgebildet. Dabei wird bereits an der GEM die Ladung um einen Faktor 20 verstärkt. Durch Absenken der Anodenspannung kann deshalb die Gasverstärkung an der MSGC-Anode von 4000 auf 200 reduziert werden. Dies steigert die Lebensdauer des Detektors und ermöglicht überhaupt erst den Einsatz in Anwesenheit von starkionisierenden Teilchen.

Durch die Kombination einer MSGC mit einer GEM-Folie kann man also die im Driftraum erzeugte Primärladung zweimal verstärken (s. Abb. 4.13). Dabei ist die Gasverstärkung in zwei

makroskopisch voneinander getrennte Bereiche aufgeteilt. Unter der Annahme, daß es keine Rückwirkung der beiden Gasverstärkungszone aufeinander gibt und beide Verstärker linear arbeiten, ergibt sich die Gesamtverstärkung aus dem Produkt der beiden Einzelverstärkungen. Dadurch lassen sich die hohen Spannungswerte, die man üblicherweise bei nur einer Verstärkerstufe zum Nachweis minimalionisierender Teilchen (MIP = minimal ionizing particle) braucht, immens verringern, da die Gesamtverstärkung nun in zwei Stufen aufgeteilt ist.

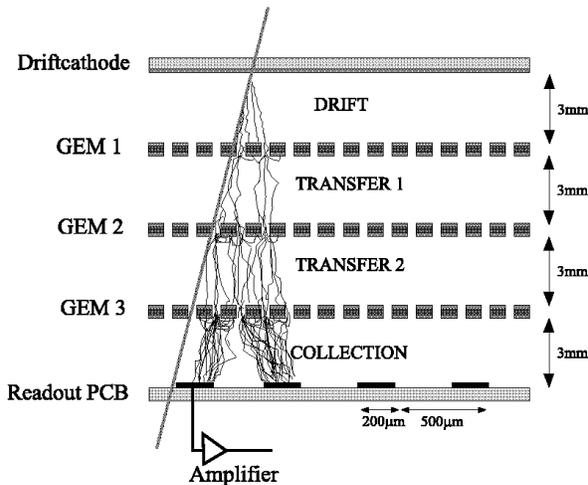


Abbildung 4.14: Schematischer Aufbau eines Triple-GEM-Detektors [Zi99]. In dieser Simulation durchfliegt ein minimalionisierendes Teilchen den Detektor. Die entlang seiner Bahn erzeugten Primärelektronen werden von den einzelnen GEM-Folien verstärkt und auf ein PC-Board abgebildet. Dieses ist mit einer einfachen Elektrodenstruktur zur orts aufgelösten Auslese der Gesamtladung beschichtet.

Dies war notwendig, um im Fall von HERA-B bei gemischten Teilchenstrahlen (stark- und minimalionisierend) überhaupt stabile Betriebsbedingungen erreichen zu können. Bei Nur-MSGC-Detektoren haben starkionisierende Teilchen in Verbindung mit dem hohen Gain für MIP's sofort zu Überschlügen und zur Zerstörung der Elektroden geführt [Ho97].

Inzwischen wurde bereits auch der Betrieb von bis zu drei GEM-Folien hintereinander erfolgreich getestet [Bu99], [Zi99]. Ohne weiteres werden Gasverstärkungen über 10^5 erreicht und man kann auf weitere empfindliche und teure auslesende Verstärkerstrukturen wie die MSGC ganz verzichten. Ein einfaches PC-Board (Printed-Circuit-Board) mit Elektrodenstreifen auf Erdpotential kann zur ortsaufgelösten Auslese benutzt werden. Abbildung (4.14) zeigt den Aufbau eines solchen Detektors.

4.5.5 Gasdetektoren mit festem Neutronenkonverter

Alle bisher zum Nachweis von Neutronen diskutierten Gasdetektoren benutzen die Gase ^3He oder $^{10}\text{BF}_3$ sowohl als Neutronenkonverter als auch als Zählgas. Um eine ausreichende bis hohe Nachweiseffizienz von $\approx 40\text{-}95\%$ für thermische Neutronen zu erreichen, müssen diese Detektoren unter hohem Druck von bis zu 10 bar betrieben werden. Dies erfordert bei großen Flächen massive und unhandliche Gehäuse. Da beide Gase sehr teuer sind, sollen die Detektorgehäuse auch hermetisch abgeschlossen sein. Um Ageing-Effekte zu verhindern, müssen sehr hohe Anforderungen an die Sauberkeit bei der Herstellung der Detektoren als auch an die verwendeten Zählgase gestellt werden. So ist nach wie vor das ^3He -Zählrohr trotz seiner schlechten Orts- und Zeitauflösung der am meisten eingesetzte Neutronendetektor (siehe z. B. Instrumentierung am ILL [Ye97]).

Bei einem festen Neutronenkonverter wird dieser als feste Schicht auf einem Substrat in geringem Abstand parallel zu einer Auslesestruktur z. B. zu einer MSGC oder MWPC eingebaut. Die entstandenen Konvertierungsprodukte verlassen die dünne Schicht und erzeugen Primärladungen im Zählgas, die aufgrund der Gasverstärkung an den Anoden nachgewiesen werden. Dies hat den

Vorteil, daß der Absorptionsort sehr gut lokalisiert ist und auch bei schrägem Neutroneneinfall keine Parallaxe auftritt. Durch den Einsatz eines festen Konverters können billige Zählgase im Spülmodus eingesetzt werden, wodurch Alterungseffekte im Detektor verhindert werden. Ein weiterer Vorteil ist die Verbesserung der Zeitauflösung des Detektors, die sich aus der Trennung von Zählgas und Neutronenkonverter ergibt. Die Zeitunschärfe ist nicht mehr durch die Dimension des Gasvolumens bestimmt, sondern durch die Dicke der Konverterschicht.

Bei einem solchen Schichtkonverter sind neben einem hohen Einfangsquerschnitt für Neutronen insbesondere die Reichweite der nach dem Einfang emittierten geladenen Teilchen sowie die von ihnen erzeugte Ionisationsdichte von Bedeutung. Damit die Teilchen den Festkörper verlassen können, muß ihre Reichweite bzw. Abschwächungslänge deutlich größer sein als die optimale Schichtdicke, die für eine gute Nachweiseffizienz nötig ist. Tabelle (4.1) listet die Eigenschaften der wichtigsten Festkörperkonverter für Neutronen auf.

Reaktion	thermischer Absorptions- Wirkungsquerschnitt	Absorptionslänge λ_n	Reichweite R	R/λ_n
${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$	940 barn	230 μm	$R_{3H} = 130 \mu\text{m}$	0.57
${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$	3837 barn	19.9 μm	$R_\alpha = 3.14 \mu\text{m}$	0.16
${}^{157}\text{Gd}(n, e^-){}^{158}\text{Gd}$	254000 barn	1.3 μm	$R_{e^-} = 11.9 \mu\text{m}$	9.2

Tabelle 4.1: Eigenschaften der wichtigsten Festkörperkonverter zum Nachweis thermischer Neutronen [Sc99].

Es wird deutlich, daß für eine einzelne feste Konverterschicht aus ${}^{157}\text{Gd}$ das Verhältnis R/λ_n aus der Reichweite der geladenen Konvertierungsprodukte und der Absorptionslänge der Neutronen am größten ist. Außerdem weist ${}^{157}\text{Gd}$ von allen Materialien den größten Absorptionswirkungsquerschnitt für Neutronen auf, weshalb mit einer nur 3 μm dicken Konverterschicht auch absolut die größte Nachweiseffizienz von knapp 40% erreicht werden kann [Br99]. Da bei Gadolinium jedoch nur ein Sekundärelektron pro eingefangenen Neutron emittiert wird, muß der Detektor in der Lage sein, dieses niederenergetische Elektron ($29 \text{ keV} \leq E_{kin} \leq 181 \text{ keV}$) auch nachzuweisen.

Weiterhin besitzt ein solcher Detektor zunächst auch nur eine sehr schlechte Ortsauflösung, da die Konversionselektronen eine Reichweite von vielen Zentimetern im Zählgas besitzen. Deshalb wurden bisher für dieses Detektorkonzept vornehmlich Niederdruck-Gasdetektoren eingesetzt.

Bei niedrigen Gasdrücken (ca. 5-60 mbar) kann im ganzen Detektorvolumen eine reduzierte Feldstärke E/p erreicht werden, die überall Gasverstärkung ermöglicht (vgl. Gleichung 4.4). Durch diese Zweistufenverstärkung, d. h. aus der Volumenverstärkung im konstanten Feld und der üblichen Verstärkung am Anodendraht, werden Gesamtverstärkungen von 10^5 - 10^6 erreicht [Br84]. Die Abbildung (4.15) zeigt den schematischen Aufbau eines solchen Detektors, der auch Multistep Avalanche Chamber (MSAC) genannt wird. Da der Verstärkungsfaktor im Vorverstärkungsbereich exponentiell mit der Entfernung von der Driftelektrode abnimmt, werden die in der Nähe der Konverterschicht erzeugten Ladungen bevorzugt. Dadurch ergeben sich geringere Abweichungen zwischen Ladungsschwerpunkt im Zählgas und Austrittsort der Ladung aus dem festen Neutronenkonverter.

Die Ortsauflösung kann entschieden verbessert werden, indem der Konverter mit einer Schicht eines Sekundärelektronen-Emitters (SEE) wie zum Beispiel CsI überzogen wird. In dieser erzeugen die Konvertierungsprodukte sehr niederenergetische sekundäre Elektronen ($E_{kin} \leq 6 \text{ eV}$). Diese Elektronen erzeugen bei genügend hoher Vorverstärkung den Großteil der Ladungswolke, die dann nachgewiesen wird. Die Ladungen, die durch primäre Ionisation im Gasvolumen entstehen, können dagegen vernachlässigt werden. Weiterhin verringert sich die Signalbreite, da die

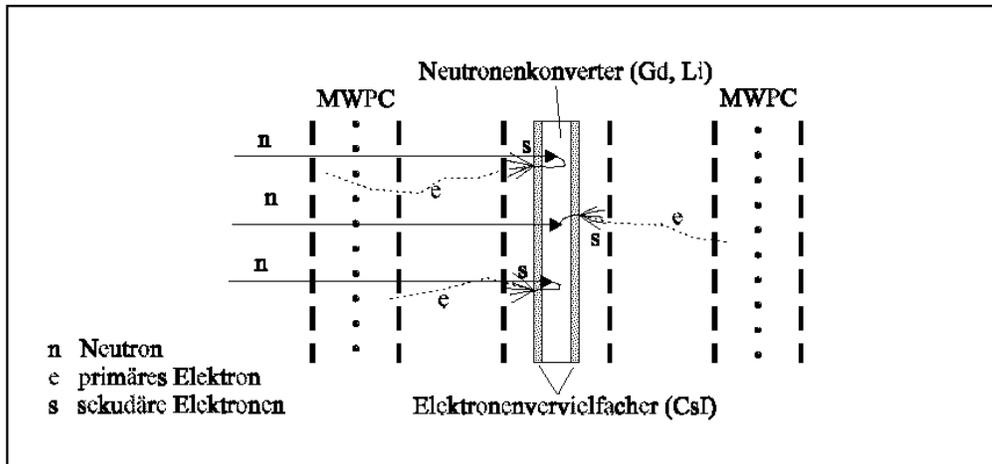


Abbildung 4.15: Schematische Darstellung einer Multistep Avalanche Chamber. Die nach einem Neutroneneinfang im Konverter entstandenen geladenen Teilchen erzeugen im Zählgas Primärladungen. Der Detektor wird bei geringen Drücken von 5-60 mbar betrieben, so daß bereits während der Drift der Primärelektronen zur Anode aufgrund der reduzierten Feldstärke E/p Gasverstärkung einsetzt. Mit Hilfe einer zweiten Verstärkerstufe (hier einer MWPC) werden so Verstärkungsfaktoren bis zu 10^6 erreicht. Durch eine zusätzliche CsI-Schicht als SEE auf dem Neutronenkonverter kann die in den Gasraum emittierte Elektronenwolke lokal beschränkt und die Orsauflösung entschieden verbessert werden.

Elektronendriftgeschwindigkeit bei größerem E/p höher ist (vgl. Gleichung 4.3). Dies verbessert die Zeitauflösung.

Für den Nachweis von thermischen Neutronen wurden erstmals 1994 von Dangendorf und Brekin einige Mehrschichtkonverter aus $300 \mu\text{m}$ dicken ^{nat}Gd -Folien mit CsI-Beschichtung in einem Niederdruck-Gasdetektor untersucht [Da94]. Dabei konnte für natürliches Gadolinium eine Ortsauflösung von 0.65 mm und eine Nachweiseffizienz von etwa 7% gemessen werden. Allerdings ist aufgrund der hohen Kernladungszahl von Gadolinium ($Z=64$) die Wahrscheinlichkeit der Produktion von Elektronen durch Photoeffekt sehr hoch, was in Verbindung mit der hohen Gasverstärkung eine große Gammaempfindlichkeit dieses Detektors zur Folge hat. Die Kombination von $60 \mu\text{m}$ dicken ^{nat}Li -Folien mit CsI-Schichten erwies sich dagegen als unempfindlich gegen Gammastrahlung und es konnte eine Ortsauflösung von 0.4 mm erreicht werden. Jedoch lag die Nachweiseffizienz nur bei 0.5%. Zudem ist Lithium wegen seiner stark hygroskopischen Eigenschaften und seiner Weichheit so schwer zu verarbeiten, daß es nicht gelungen ist, einen stabilen Konverter zu produzieren [De95].

Seit gut vier Jahren laufen am Hahn-Meitner-Institut (HMI) in Berlin im Hinblick auf die geplante europäische Spallationsquelle (ESS) die Entwicklungsarbeiten an einem neuen Detektor mit einem $^{157}\text{Gd}/\text{CsI}$ -Zweischichtenkonverter von optimierter Dicke [Ge97]. Diese Doppelschicht aus $0.5\text{-}1.5 \mu\text{m}$ dickem ^{157}Gd und $100\text{-}200 \text{ nm}$ dickem CsI befindet sich auf beiden Seiten einer $5 \mu\text{m}$ starken Aramid-Trägerfolie (s. Abb. 4.16). Das durch den Einfang eines Neutrons gebildete ^{158}Gd regt sich in rund 87% aller Fälle mit der Emission eines Konversionselektrons im Energiebereich zwischen 29-181 keV ab. Beim Durchgang eines solchen Konversionselektrons durch die CsI-Schicht werden dann mehrere niederenergetische ($E_{kin} \leq 6 \text{ eV}$) Sekundärelektronen in den Gasraum emittiert. Der Konverter selbst ist das zentrale Element und gemeinsame Driftelektrode eines Niederdruck-Gasdetektors, ähnlich wie es in Abbildung (4.15) zu sehen ist. Statt mit MWPC's werden die erzeugten Sekundärelektronen von zwei MSGC-Ebenen ortsaufgelöst nachgewiesen.

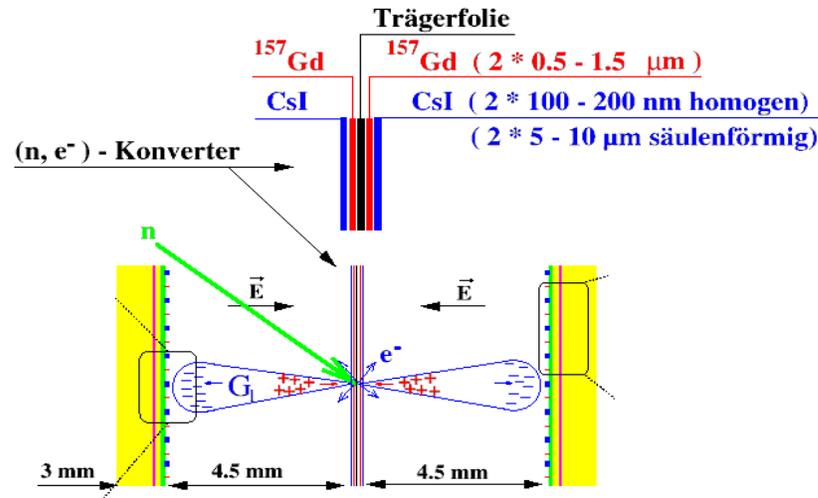


Abbildung 4.16: Schematischer Aufbau des neuen Niederdruck-Detektors, der am HMI zur Zeit entwickelt wird [Ge97]. Die feste Konverterschicht aus Gadolinium in der Mitte dient als gemeinsame Drift-elektrode für die beiden MSGC-Ebenen, mit denen die Sekundärelektronen der CsI-Schicht orts aufgelöst nachgewiesen werden.

Der Detektor ist mit 20 mbar Isobutan gefüllt, um bereits auf dem Weg zur MSGC eine Gasverstärkung von über 100 erreichen zu können, bevor an den Anoden der MSGC die zweite Gasverstärkungsstufe stattfindet. Es wird eine Nachweiseffizienz für thermische Neutronen (1.8 \AA) von bis zu 55% erwartet, eine Ortsauflösung von rund $200 \mu\text{m}$ sowie eine Zeitauflösung von ca. 5 ns. Bisher wurde in umfangreichen Simulationen eine optimierte MSGC-Struktur entworfen sowie eine schnelle Ausleseelektronik entwickelt [Sc99]. Sowohl die Fertigung der neuen MSGC-Struktur als auch die Bedampfung von effizienten CsI-Schichten wirft jedoch große technische Probleme auf. Bis jetzt konnte noch kein Prototyp gebaut und vermessen werden. Vor allem die Ausbeute der CsI-Schicht an Sekundärelektronen und die Gammaempfindlichkeit des Detektors sind nach wie vor ungeklärt.

4.6 Das neue Detektor-Konzept

Das neue Konzept für einen ortsauflösenden Detektor zum effizienten Nachweis von thermischen Neutronen auf großen Flächen wurde aus der Betrachtung aller Vor- und Nachteile der hier bisher vorgestellten Detektoren entwickelt. Möchte man einen schnellen und großflächigen Detektor (mehrere m^2) möglichst einfach und kostengünstig bauen, so kommt nur ein Gasdetektor in Frage. ^3He ist ein sehr teures Gas und deswegen im Flow-Betrieb wirtschaftlich kaum haltbar. $^{10}\text{BF}_3$ ist zudem noch sehr giftig.

Durch den Einsatz eines festen Neutronenkonverters können billige Zählgase im Spülmodus eingesetzt werden. Der Spülmodus verhindert Alterungseffekte im Detektor. Um die Eigenschaft niedriger Gammaempfindlichkeit von Gasdetektoren weiterhin zu erhalten, wird ein fester Konverter aus ^6Li oder ^{10}B benutzt, der wegen seiner niedrigen Kernladungszahl kaum Photoelektronen erzeugt. ^{10}B besitzt im Gegensatz zu ^6Li den größeren Absorptionswirkungsquerschnitt für Neutronen und ist zudem chemisch äußerst stabil.

Die geladenen Konvertierungsprodukte (α -Teilchen und ${}^7\text{Li}$ -Kern) der Neutroneneinfangsreaktion in ${}^{10}\text{B}$ erzeugen in geeigneten Zählgasen mit hoher Stopping Power (z. B. CF_4) unter Normalbedingungen eine sehr große Ionisationsdichte. Ihr Ladungsschwerpunkt liegt nur 1-3 mm vom Konvertierungsort entfernt, so daß sich eine für viele Anwendungen zunächst ausreichende Ortsauflösung von 2-6 mm ergibt. Da der Detektor bei Normalbedingungen betrieben wird (kein Hoch- oder Niederdruck-Detektor), werden leichte, handliche und vor allem auf große Flächen erweiterbare Detektorgehäuse ohne großen Aufwand an Material und Kosten möglich.

Ein grundlegendes Problem fester Schichten zum Nachweis von Neutronen liegt jedoch in ihrer geringen Nachweeffizienz von nur wenigen Prozent. Selbst mit einer isotonen Schicht aus ${}^{10}\text{B}$ kann eine Effizienz von höchstens 5% zum Nachweis thermischer Neutronen erreicht werden (s. Kapitel 5.2). Dies macht den Bau und Einsatz solcher Detektoren bis heute unattraktiv. Durch das Hintereinanderstellen von mehreren Schichten kann zwar die Nachweeffizienz auf über 80% gesteigert werden. Die MSGC muß dann aber senkrecht zu den Folien aufgestellt werden, um die entstandene Primärladung nachzuweisen. Da die Borschicht nicht transparent für die Ionisationsladungen ist, geht jede Ortsinformation verloren.

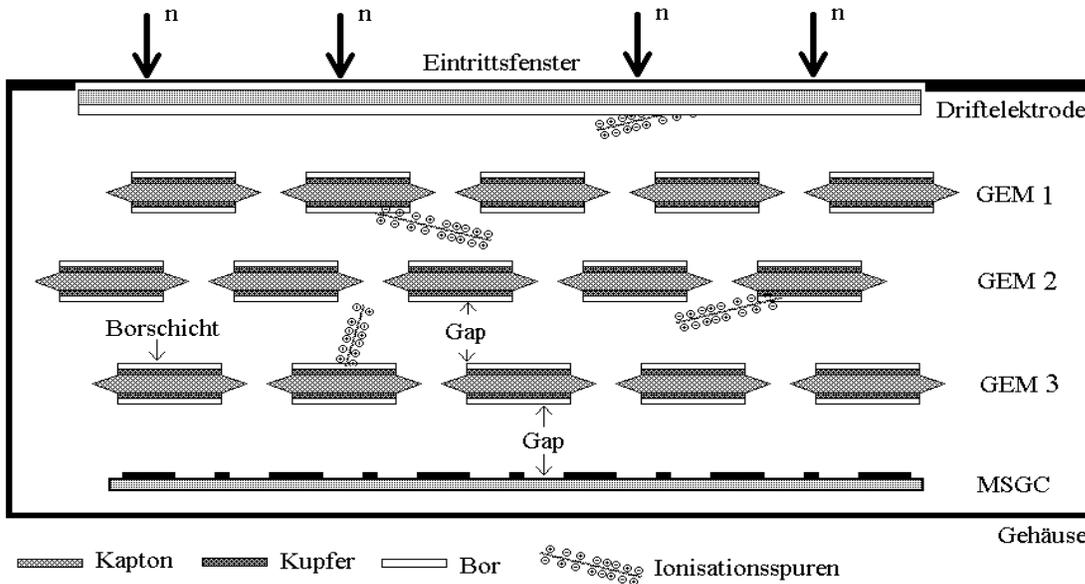


Abbildung 4.17: Schematischer Aufbau einer GEM-Kaskade aus drei borbeschichteten GEM's und borbeschichteter Driftfeldelektrode. Entlang der Ionisationsspuren wird Primärladung erzeugt, die durch alle GEM's hindurch bis zur MSGC drifftet, um dort gasverstärkt und nachgewiesen zu werden. Dabei bleibt die Ortsinformation erhalten.

In der vorliegenden Arbeit wurde nach einer Möglichkeit gesucht, eine Kaskade von dünnen substratverstärkten Borschichten parallel zu einer MSGC derart anzuordnen, daß die Ionisationsladung jeder Schicht ortsaufgelöst nachgewiesen werden kann. Demzufolge benötigt man ein Substrat, das neben der Funktion als Borschichtträger die Eigenschaft völliger Ladungstransparenz aufweist.

Der 1997 von F. Sauli am CERN entwickelte Gas Electron Multiplier (GEM) besitzt die Eigenschaft der Ladungstransparenz bei entsprechender elektrischer Beschaltung. Die Idee dieser Arbeit für einen neuen ortsauflösenden Neutronendetektor für große Flächen besteht darin, die GEM als ladungstransparenen Träger der Borschicht einzusetzen. Diese Möglichkeit der GEM

als Träger einer festen Neutronenkonverterschicht wurde bis heute weder vorgeschlagen bzw. realisiert. Das Konzept stellt eine Kaskade aus mehreren mit Bor beschichteten GEM-Folien dar mit einer MSGC-Struktur am Kaskadenende zum effizienten Nachweis thermischer Neutronen (s. Abb. 4.17). Dabei wird die Verstärkungseigenschaft der GEM lediglich zur Kompensation des Ladungsverlustes benutzt, der sich durch die nicht völlige optische Transparenz der GEM ergibt. Es wird eine Nachweiseffizienz für thermische Neutronen (1.8 Å) von bis zu 50% angestrebt. Die Methode ist nicht auf Bor als Neutronenkonverter oder die MSGC als Gasverstärkungs- und Auslesestruktur festgelegt. Vor allem in Kombination mit den allerneuesten Entwicklungen auf dem Gebiet der Mikrostruktur-Gasdetektoren wie Micrgrove, Microdot etc. ([Be99], [Ch99]) ergeben sich Perspektiven für äußerst robuste aber gleichzeitig leichte und einfach zu handhabende Detektorstrukturen. Dies wird möglich, da der Detektor mit einem festen Neutronenkonverter unter Normalbedingungen betrieben werden kann.

Die Eigenschaften dieses neuartigen ortsauflösenden Gasdetektors für thermische Neutronen sind folgende:

- Der Betrieb bei Normalbedingungen erlaubt die Erweiterung des Detektors auf große Flächen bei leichtem Gehäuse.
- Die Kaskadierung von borbeschichteten GEM-Folien sollte eine Detektoreffizienz von 40% bis 50% für thermische Neutronen (1.8 Å) ermöglichen.
- Der Einsatz von GEM-Folien erlaubt hohe Zählraten bis $10^7 \frac{n}{cm^2s}$ [Bre99].
- Die Ortsauflösung liegt bis jetzt bei 2-6 mm.
- Der Detektor kann mit billigen Zählgasen gespült werden, um Alterungseffekte zu vermeiden.
- Aufgrund der niedrigen Kernladungszahl von ^{10}B , der großen Energie der geladenen Konvertierungsprodukte und als Gasdetektor ist der Detektor frei von Gamma-Untergrund.

Kapitel 5

Bor als fester Neutronen-Konverter

Im folgenden Kapitel werden nach einer kurzen Darstellung der allgemeinen physikalischen und chemischen Eigenschaften von Bor die für den Nachweis von thermischen Neutronen relevanten Eigenschaften von festen Borschichten diskutiert. Die theoretisch erreichbare Nachweiseffizienz sowohl einer einzelnen Schicht als auch einer ganzen Kaskade von festen Borschichten wird berechnet. Daraus erhält man einen Wert für die optimale Dicke der Borschicht. Das Pulshöhenspektrum der geladenen Konvertierungsprodukte bestimmt das zu erwartende Ortsspektrum, das mit dem Detektor gemessen wird. Dieses bestimmt letztlich die Ortsauflösung des Detektors. Schließlich wird auf die verschiedenen Verfahren und Versuche eingegangen, die für einen effizienten Neutronennachweis notwendigen Bor-Schichtdicken auf GEM-Folien herzustellen.

5.1 Allgemeine physikalische und chemische Eigenschaften von Bor

Das Element Bor wurde erstmals 1808 von Gay-Lussac und Thenard durch Reduktion von B_2O_3 dargestellt. Bor kommt in der Natur nicht in elementarem Zustand vor, sondern vor allem in Form von Borax ($Na_2B_4O_7 \cdot 10H_2O$), Kernit ($Na_2B_4O_7 \cdot 4H_2O$) und Colemanit ($Ca_2B_6O_{11} \cdot 5H_2O$). Neben der Anwendung von ^{10}B in der Neutronenphysik und der Reaktortechnik ist der Einsatz von borhaltigen Verbindungen vielfältig und reicht vom Antiseptikum (Orthoborsäure) über Schleifmittel (B_4C , BN) bis hin zu Waschmitteln (Natriumperborat). Geringe Borgehalte (0.002%) in Stählen erhöhen deren Härte. Borsilikatgläser sind sehr beständig gegenüber vielen Chemikalien und starken Temperaturwechseln (Jenaer Glas) [St95].

Elementares Bor wird als Halbleiter eingestuft. Seine Chemie ähnelt im allgemeinen der des Silizium. Amorphes Bor ist das häufigste Allotrop und tritt als dunkles Pulver auf, das weder mit Wasser, Sauerstoff, Säuren noch mit Alkalien reagiert. Die wichtigsten Eigenschaften von Bor sind in Tabelle (5.2) aufgeführt.

Es gibt zwei stabile Bor-Isotope (^{10}B und ^{11}B), wobei ^{11}B zu 80.2 % im natürlichen Isotopengemisch enthalten ist. Für den Einsatz als Konverter für thermische Neutronen ist der von der Neutronenenergie abhängige Absorptionswirkungsquerschnitt σ des ^{10}B relevant. Er ist in Ab-

5.1. ALLGEMEINE PHYSIKALISCHE UND CHEMISCHE EIGENSCHAFTEN VON BOR75

bildung (5.1) gegen die Neutronenenergie aufgetragen. Für thermische Neutronen der mittleren Energie von 25 meV (1.8 Å) sind die Werte in Tabelle (5.1) dargestellt.

	natürliches Bor	¹⁰ B	¹¹ B
σ [barn]	759	3837	0.005

Tabelle 5.1: Absorptionswirkungsquerschnitte für thermische Neutronen (1.8 Å) in Bor.

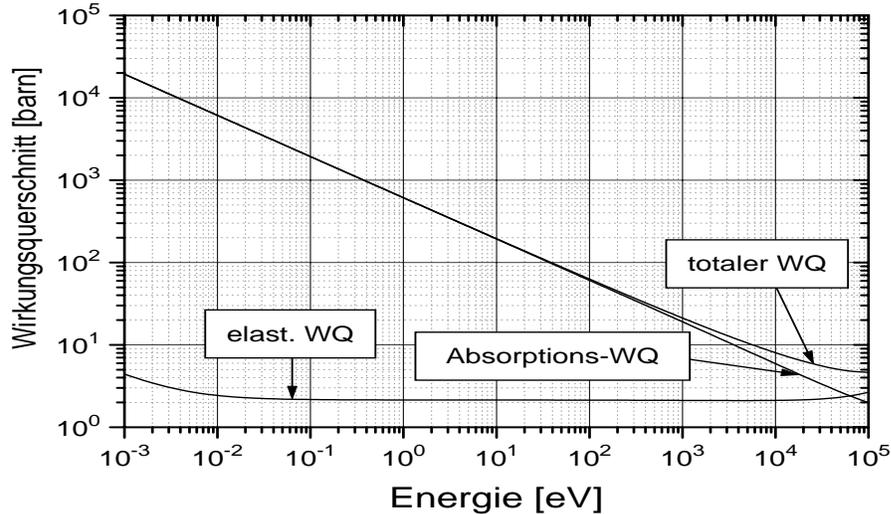


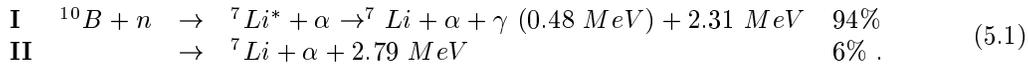
Abbildung 5.1: Wirkungsquerschnitte für Neutronen in ¹⁰B in Abhängigkeit von der Neutronenenergie [Ko00]. Deutlich ist das Potenzgesetz $\sigma \propto E^{-\frac{1}{2}} \propto \frac{1}{v}$ für den Absorptionswirkungsquerschnitt zu erkennen. Die Absorptionswahrscheinlichkeit skaliert mit der Aufenthaltsdauer des Neutrons am Ort des absorbierenden Kerns.

stabile Isotope:	¹⁰ B	19.8%
	¹¹ B	80.2%
Elektronenkonfiguration	[He] 1s ² 2p	
mittlere Atommasse	10.81 u	
Dichte	2.34 $\frac{g}{cm^3}$	
Schmelzpunkt	2573 K [Em89], 2300 K [Cr89]	
Siedepunkt	3931 K [Em89], 2550 K [Cr89]	
therm. Leitfähigkeit [273 K]	31.8 $\frac{W}{mK}$	
therm. Ausdehnungskoeffizient	5 · 10 ⁻⁶ K ⁻¹	
spezifischer Widerstand [273 K]	18000 Ω m	
Bandlücke [273 K]	1.55 eV	
Elektronegativität nach Allred u. Rochow	2.01	
Elektronenaffinität	+ 0.16 eV	
Oxidationsstufe	+3	

Tabelle 5.2: Allgemeine physikalische und chemische Eigenschaften von Bor [Em89] [Cr89] [St95].

5.2 Die Nachweiseffizienz einer Borschicht

Der Nachweis von Neutronen durch ^{10}B basiert auf der folgenden prompten Kernreaktion:



Es gibt zwei Einfangszweige, die hier mit **I** und **II** bezeichnet werden. In beiden Fällen entstehen ein α -Teilchen und ein ^7Li -Kern mit hoher kinetischer Energie. Im vorwiegend auftretenden Reaktionszweig **I** entsteht zusätzlich ein γ -Quant mit einer Energie von 0.48 MeV. Es trägt bei einem Gasdetektor, wie bereits in Kapitel (4.6) besprochen, nicht zum Detektorsignal bei. Sein Impuls ist etwa um den Faktor 100 kleiner als der des Lithiumkerns, so daß hier vereinfachend angenommen wird, daß der angeregte $^7\text{Li}^*$ -Kern ($\tau \approx 10^{-13}$ s [Kn79]) nach dem Übergang in den Grundzustand mit unveränderter Richtung seine Bewegung fortsetzt. Da sowohl das Neutron als auch der ^{10}B -Kern nur thermische Energie besitzen, können darüber hinaus ihr Impuls und ihre kinetische Energie gegenüber der freiwerdenden Reaktionsenergie von 2.79 MeV vernachlässigt werden. Das α -Teilchen und der ^7Li -Kern werden isotrop vom Konvertierungsort aus emittiert, wobei beide Teilchen jeweils in entgegengesetzte Richtung fliegen. Weiterhin sind Impuls und kinetische Energie der beiden Teilchen eindeutig festgelegt. Durch Einsetzen der Ruhemassen $m_\alpha = 4.0026$ u und $m_{^7\text{Li}} = 7.016$ u [Cr89] erhält man für das 2-Körper-Problem die Werte, die in Tabelle (5.3) angegeben sind¹.

	E_α	$R_{max,\alpha}$	$E_{^7\text{Li}}$	$R_{max,^7\text{Li}}$
Zweig I	1.47 MeV	3.16 μm	0.84 MeV	1.53 μm
Zweig II	1.78 MeV	3.92 μm	1.01 MeV	1.73 μm

Tabelle 5.3: Die kinetische Energie von α -Teilchen und ^7Li -Kern nach dem Neutroneneinfang durch ^{10}B und ihre maximale Reichweite in festem Bor.

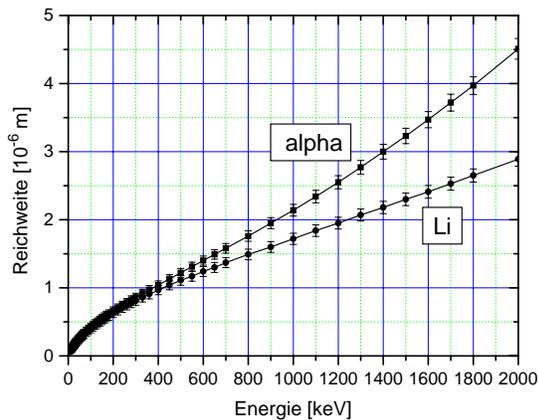


Abbildung 5.2: Reichweite von α -Teilchen und Li-Kernen in Abhängigkeit ihrer kinetischen Energie in festem Bor berechnet mit dem Programm SRIM [Sr96].

Die Reichweiten R_{max} der Teilchen in festem Bor, die auch in Tabelle (5.3) aufgeführt sind, wurden mit dem Programm „SRIM“ [Sr96] berechnet. Neben vollständigen Monte-Carlo-Simulationen bietet dieses Programm auch einen großen Satz an bereits parametrisierten Kurven an, die den Energieverlust von vielen Ionensorten in den verschiedensten Gastargets beschreiben. Eine vollständige Beschreibung von SRIM (= Stopping and Range of Ions in Matter), das auf Arbeiten von J. P. Biersack [Bi80] und J. P. Ziegler basiert, findet sich in [Zi85]. Abbildung (5.2) zeigt den Verlauf der mit SRIM berechneten Reichweite von α -Teilchen und ^7Li -Kernen in festem Bor in Abhängigkeit ihrer kinetischen Energie. Die Fehlerbalken spiegeln dabei den Bereich des longitudinalen „straggling“ wider, wie er sich aus der statistischen Mittelung über viele Monte-Carlo-Simulationen ergibt.

¹Das Problem wird nichtrelativistisch behandelt, da die Geschwindigkeiten der Teilchen nur ca. 1% der Lichtgeschwindigkeit betragen.

Die Nachweiseffizienz einer festen Borschicht für Neutronen setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Zum einen hängt sie davon ab, wieviele der eintreffenden Neutronen absorbiert und konvertiert werden. Dies ist für unendlich dicke Borschichten zu 100% möglich. Zum anderen müssen die durch die Konvertierung erzeugten geladenen Teilchen (α und ${}^7\text{Li}$ -Kern) aber auch das Gasvolumen des Detektors erreichen, um nachgewiesen werden zu können. Dies ist nur für unendlich dünne Schichten (gasförmiger Konverter) zu 100% möglich. Für eine feste Konverterschicht erhält man also einen Kompromiß aus Absorption der Neutronen und Transmission der geladenen Teilchen.

Für die Absorption von Neutronen gilt:

$$N(x, t) = N(x = 0, t) \cdot e^{-\sigma n_a \cdot x} = N_0(t) \cdot e^{-\sigma n_a \cdot x} . \quad (5.2)$$

Dabei bezeichnet σ den thermischen Absorptionswirkungsquerschnitt für Neutronen, n_a die Anzahl der Absorberteilchen pro Volumen und $N_0(t)$ die Anzahl von Neutronen am Ort $x = 0$, an dem der Absorber beginnt. Nun ist $-\frac{dN(x, t)}{dx} \cdot dx$ gerade die Anzahl der auf der Weglänge dx absorbierten Neutronen. Für einen homogenen und zeitlich konstanten Neutronenfluß läßt sich die Dichte $n(x)$ der an der Stelle x pro Weglänge dx entstandenen α - bzw. ${}^7\text{Li}$ -Teilchen schreiben als:

$$n(x) = N_0 \cdot \sigma n_a \cdot e^{-\sigma n_a \cdot x} . \quad (5.3)$$

Um nun die Anzahl der nachgewiesenen Neutronen zu berechnen, betrachte man eine Borschicht der Dicke d , auf die von links Neutronen auftreffen (s. Abb. 5.3). Die Borschicht selbst wird von einem Substrat getragen, das für die Konvertierungsprodukte undurchlässig ist (z. B. eine $100 \mu\text{m}$ dicke Aluminiumfolie oder eine GEM-Folie). Nun muß noch der Anteil an geladenen Teilchen berechnet werden, der vom Entstehungsort x_0 aus die Schicht auch verlassen kann. Aus der endlichen Reichweite R_{max} der geladenen Teilchen in Bor ergibt sich ein Grenzwinkel θ_{max} , unter dem die Borschicht gerade noch verlassen werden kann:

$$\cos(\theta_{max}) = \frac{d - x_0}{R_{max}} . \quad (5.4)$$

So werden nur Teilchen mit Trajektorien in einem um die Neutronenflußachse rotationssymmetrischen Kegel mit Öffnungswinkel $2 \cdot \theta_{max}$ die Gasphase in Vorwärtsrichtung erreichen. Da die Emission der geladenen Teilchen isotrop ist, ergibt sich die Wahrscheinlichkeit P_{vor} , daß eine zufällig ausgewählte Trajektorie in den genannten Vorwärtskegel fällt, aus dem Verhältnis der Oberfläche der Kugelkappe mit dem Öffnungswinkel $2 \cdot \theta_{max}$ zu der gesamten Kugeloberfläche.

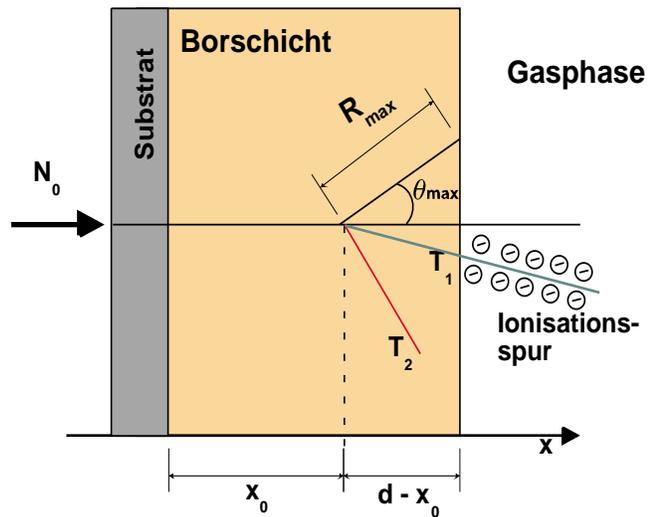


Abbildung 5.3: Querschnitt durch eine substratverstärkte Borschicht. Von dem von links einfallenden Neutronenstrom werden beispielhaft an der Stelle x_0 Neutronen absorbiert. Die geladenen Konvertierungsprodukte werden in diesem Fall „vorwärts“ (in Richtung des Neutronenfluß) emittiert. Die resultierenden Trajektorien T_1 und T_2 erreichen nur für Emissionswinkel $\theta < \theta_{max}$ die Gasphase des Detektors.

$$P_{vor} = \frac{\text{Fläche der Kugelkappe}}{\text{Fläche der gesamten Kugel}} = \frac{2\pi R_{max}^2}{4\pi R_{max}^2} \cdot \int_0^{\theta_{max}} \sin(\theta) d\theta = \frac{1}{2} \cdot (1 - \cos(\theta_{max})) \quad (5.5)$$

Hat das geladene Teilchen eine größere Strecke als R_{max} in Bor zurückzulegen ($d - x > R_{max}$), so gelangt es nicht in die Gasphase.

$$P_{vor}(x) = \begin{cases} \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{d-x}{R_{max}}\right) & , (d-x) \leq R_{max} \\ 0 & , (d-x) > R_{max} \end{cases} \quad (5.6)$$

Da die GEM auf beiden Seiten mit Bor bedeckt werden soll (vgl. Kapitel 4.6), tritt auch der Fall auf, daß die Neutronen von rechts auftreffen (siehe in Abb. 5.3). In diesem Fall können die Konversionsprodukte die Borschicht nur entgegen (Rückwärtsrichtung) dem einfallenden Neutronenstrom verlassen. Dann vertauschen x und $(d - x)$ ihre Rollen:

$$P_{rück}(x) = \begin{cases} \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{x}{R_{max}}\right) & , x \leq R_{max} \\ 0 & , x > R_{max} \end{cases} \quad (5.7)$$

Die Anzahl der nachgewiesenen geladenen Konvertierungsprodukte ist nun gleich dem Integral über das Produkt der Dichte der erzeugten Zerfallsteilchen (Gl. 5.3) und der Austrittswahrscheinlichkeit in die Gasphase (Gl. 5.6) entlang des Neutronenstrahls durch die Borschicht. Die Nachweiseffizienz ϵ berechnet sich aus dem Verhältnis der Anzahl der nachgewiesenen geladenen Konvertierungsprodukte und der Zahl der eingestrahelten Neutronen. Somit ergibt sich für die Nachweiseffizienz einer substratverstärkten Borschicht in Vorwärts- bzw. in Rückwärtsrichtung:

$$\begin{aligned} \epsilon_{vor} &= \frac{1}{N_0} \cdot \int_0^d n(x) \cdot P_{vor}(x) dx & (5.8) \\ &= \frac{1}{2\sigma n_a \cdot R_{max}} \begin{cases} 1 + \sigma n_a \cdot (R_{max} - d) - (1 + \sigma n_a \cdot R_{max})e^{-\sigma n_a \cdot R_{max}} & , \text{für } d \leq R_{max} \\ 1 - (1 + \sigma n_a \cdot R_{max})e^{-\sigma n_a \cdot R_{max}} & , \text{für } d > R_{max} \end{cases} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{rück} &= \frac{1}{N_0} \cdot \int_0^d n(x) \cdot P_{rück}(x) dx & (5.9) \\ &= \frac{1}{2\sigma n_a \cdot R_{max}} \begin{cases} \sigma n_a \cdot R_{max} - 1 + (1 + \sigma n_a \cdot (d - R_{max}))e^{\sigma n_a \cdot R_{max}} & , \text{für } d \leq R_{max} \\ \sigma n_a \cdot R_{max} - 1 + e^{-\sigma n_a \cdot R_{max}} & , \text{für } d > R_{max} \end{cases} \end{aligned}$$

Unter Berücksichtigung beider Reaktionszweige (**I** und **II**) und beider geladener Teilchen (α und ${}^7\text{Li}$ -Kern) ergibt sich dann die Gesamteffizienz einer Schicht in Vorwärtsrichtung zu:

$$\begin{aligned} \epsilon_{vor} &= 0.94 \cdot (\epsilon_{vor}(\alpha, \text{Zweig I}) + \epsilon_{vor}({}^7\text{Li}, \text{Zweig I})) + & (5.10) \\ &0.06 \cdot (\epsilon_{vor}(\alpha, \text{Zweig II}) + \epsilon_{vor}({}^7\text{Li}, \text{Zweig II})) \end{aligned}$$

	maximale Effizienz		zugehörige Schichtdicke
natürliches Isotopengemisch Bor	vorwärts	1.15 %	3.1 μm
	rückwärts	1.2 %	3.0 μm
reines ^{10}B	vorwärts	5.3 %	2.9 μm
	rückwärts	5.7 %	3.2 μm

Tabelle 5.4: Borschichtdicken für maximale Effizienz beim Nachweis von thermischen Neutronen.

Analog berechnet sich die Gesamteffizienz in Rückwärtsrichtung. Die Schichtdicken, die die maximale Effizienz ergeben, sind in Tabelle (5.4) angegeben.

Die Abbildung (5.4) zeigt den Verlauf der Gesamteffizienzen ϵ_{vor} und $\epsilon_{rück}$ für thermische Neutronen in Abhängigkeit der Schichtdicke d einer Borschicht. Die Effizienzen in Rückwärtsrichtung sind etwas größer als die zugehörigen Werte in Vorwärtsrichtung und erreichen einen konstanten Wert für Borschichtdicken, die größer als die maximale Reichweite der geladenen Teilchen in Bor sind. Dies rührt daher, daß im Fall „rückwärts“ immer der gesamte Neutronenfluß auf die Seite auftrifft, aus der die Konvertierungsprodukte emittiert werden (s. Abb. 5.3). Im Gegensatz hierzu fällt die Effizienzkurve ϵ_{vor} bei großen Schichtdicken ab, da die Seite der Borschicht, aus der in diesem Fall die geladenen Teilchen austreten, nur noch einen von der Schichtdicke abhängigen, exponentiell geschwächten Neutronenfluß sieht.

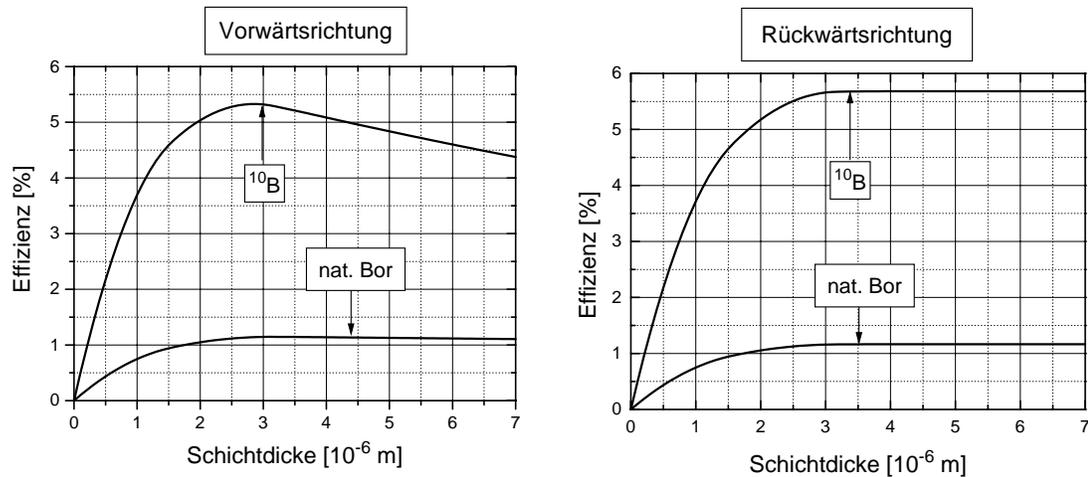


Abbildung 5.4: Nachweiseffizienzen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung einer einzelnen festen, substratverstärkten Borschicht für thermische Neutronen in Abhängigkeit von der Schichtdicke.

Wie bereits bei der Herleitung von Gleichung (5.6) erwähnt, liegt aufgrund der planaren Schichtgeometrie ein Teil der Trajektorien der geladenen Konvertierungsprodukte außerhalb des Austrittskegels. Die in diesem Fall absorbierten Neutronen sind endgültig für den weiteren Nachweis verloren und limitieren damit die insgesamt durch Kaskadierung von festen Borschichten erreichbare Nachweiseffizienz. Abbildung (5.5) zeigt den Verlauf der Absorption von thermischen Neutronen in festem Bor. Bei Verwendung der Schichtdicke mit maximaler Nachweiseffizienz nach Tabelle (5.4) von rund $3 \mu\text{m}$ für eine isotonenreine ^{10}B -Schicht werden dann bereits mehr als doppelt so viele Neutronen absorbiert ($\approx 13.5\%$) wie nachgewiesen ($\approx 5.5\%$).

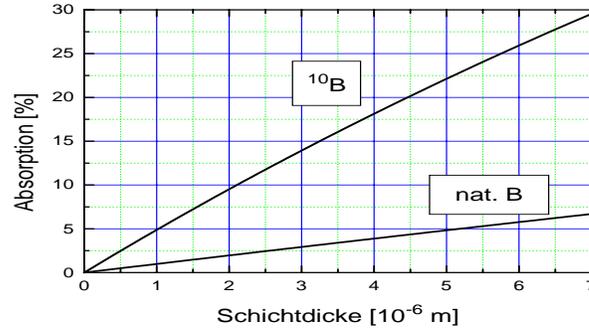


Abbildung 5.5: Verlauf der Absorption von thermischen Neutronen in Bor in Abhängigkeit der Schichtdicke.

5.3 Nachweiseffizienz einer Kaskade aus substratverstärkten Borschichten

Die Abbildung (5.6) zeigt das Beispiel einer Kaskade aus 20 Borschichten, die mit derselben Dicke d auf Vorder- und Rückseite eines Substrates aufgebracht sind. Dies ist also genau die Situation, wie sie mit der Kaskadierung von borbeschichteten GEM-Folien angestrebt wird (vgl. Abb. 4.17). Zur Berechnung der Gesamteffizienz dieser Kaskade muß die Abnahme des Neutronenstroms über die Folge der Borschichten berücksichtigt werden. Für den prozentualen Anteil an noch nachweisbaren Neutronen in Vorwärtsrichtung $p_{i,vor}$ bzw. in Rückwärtsrichtung $p_{i,rück}$ in der i -ten Folie gilt:

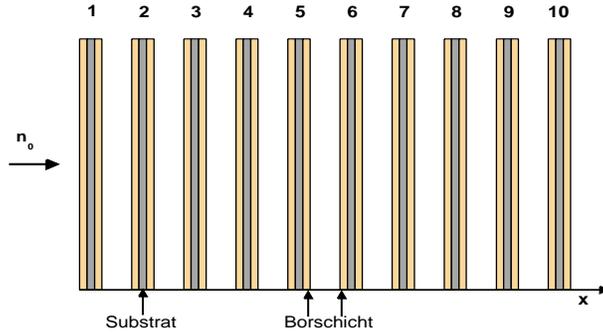


Abbildung 5.6: Querschnitt durch eine Kaskade aus 20 Borschichten, die auf Vorder- und Rückseite von Substrat-Folien aufgebracht sind.

$$p_{i,vor} = e^{-\sigma n_a \cdot (2i-1) \cdot d} \quad \text{und} \quad p_{i,rück} = e^{-\sigma n_a \cdot (i-1) \cdot 2d}, \quad i = 1, \dots, k. \quad (5.11)$$

Die Effizienzen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung in der i -ten Folie ergeben sich dann einfach aus dem Produkt der Wahrscheinlichkeit, daß das Neutron noch vorhanden ist, mit der Nachweiseffizienz für eine einzelne Borschicht (Gl. 5.10):

$$\epsilon_{i,vor} = p_{i,vor} \cdot \epsilon_{vor} \quad \text{und} \quad \epsilon_{i,rück} = p_{i,rück} \cdot \epsilon_{rück}. \quad (5.12)$$

So ergibt sich für die gesamte Nachweiseffizienz:

$$\epsilon = \sum_{i=1}^k (\epsilon_{i,vor} + \epsilon_{i,rück}) = \sum_{i=1}^k (p_{i,vor} \cdot \epsilon_{vor} + p_{i,rück} \cdot \epsilon_{rück}). \quad (5.13)$$

Die beiden Teilsummen in Gleichung (5.13) lassen sich als endliche geometrische Reihen schreiben

$$\epsilon = (\epsilon_{vor} \cdot \sqrt{y} + \epsilon_{rück}) \cdot \sum_{i=1}^k y^i \quad (5.14)$$

mit $y = e^{-\sigma_{na} \cdot 2d} < 1$. Die Nachweiseffizienz einer Kaskade aus k beidseitig mit Bor beschichteten Folien ist demnach gleich

$$\epsilon = (\epsilon_{vor} \cdot \sqrt{y} + \epsilon_{rück}) \cdot \frac{y^k - 1}{y - 1} . \quad (5.15)$$

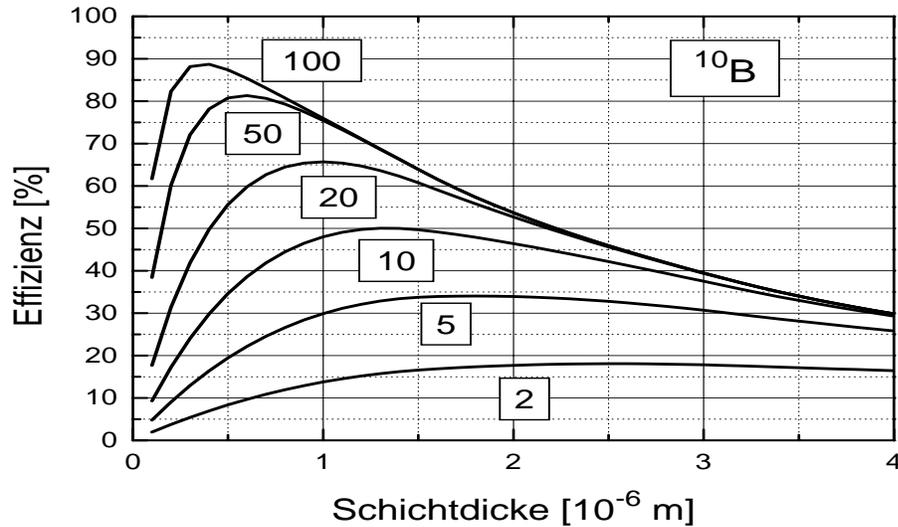


Abbildung 5.7: Nachweiseffizienz einer Kaskade aus festen substratverstärkten Borschichten für thermische Neutronen in Abhängigkeit der Schichtdicke. Die Kurven wurden für 2, 5, 10, 20, 50 und 100 beidseitig beschichtete Folien nach Gleichung (5.15) berechnet.

In Abbildung (5.7) ist der Verlauf der Nachweiseffizienz einer Kaskade aus beidseitig mit Bor beschichteten Folien nach Gleichung (5.15) in Abhängigkeit von der Schichtdicke gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, daß eine 100%-ige Nachweiseffizienz nur im Fall unendlich vieler, unendlich dünner Borschichten erreicht werden kann, wie dies bereits im Kapitel (5.2) erwähnt wurde. Dieser Fall entspricht einem gasförmigen Konverter unendlicher Dicke. Bei einer angestrebten Kaskade von 10 beidseitig mit ^{10}B beschichteten GEM-Folien (optimale Dicke der Borschicht ca. $1.3 \mu\text{m}$) sollte eine maximale Nachweiseffizienz von 50% für thermische Neutronen möglich sein.

In diesem Fall werden dabei gut 70% aller Neutronen, die den Detektor durchqueren, absorbiert. Abbildung (5.9) zeigt dazu noch einmal für einen größeren Schichtdickenbereich die Gesamtabsorption thermischer Neutronen in festem ^{10}B . Für den Fall, daß mehrere Detektoren hintereinander gestellt werden sollen (z. B. in einer weiteren Ausbaustufe), ist damit die insgesamt erreichbare Nachweiseffizienz bereits limitiert, sofern nicht von vornherein etwas dünnere Schichtdicken eingeplant werden.

Alle bisher berechneten theoretischen Effizienzkurven stellen sicherlich nur eine obere Schranke für die experimentell erreichbaren Werte dar. So führen zum Beispiel die Form des Pulshöhenpektrums, das kontinuierlich in das Rauschen des Vorverstärkers einmündet (s. Kapitel 5.4),

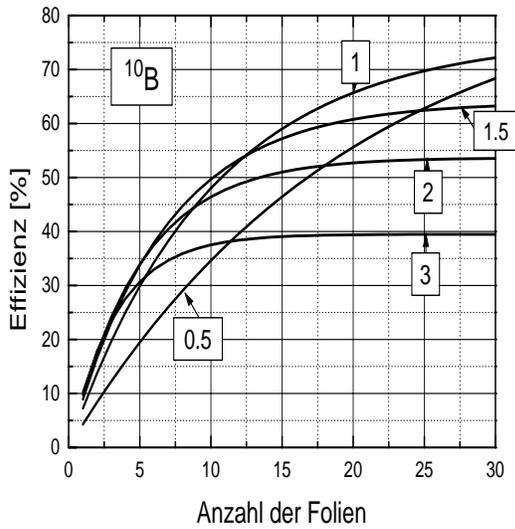


Abbildung 5.8: Nachweiseffizienz einer Kaskade aus festen, substratverstärkten Borschichten für thermische Neutronen in Abhängigkeit der Anzahl der Folien. Die Kurven wurden für 0.5, 1, 1.5, 2 und 3 µm dicke Borschichten berechnet.

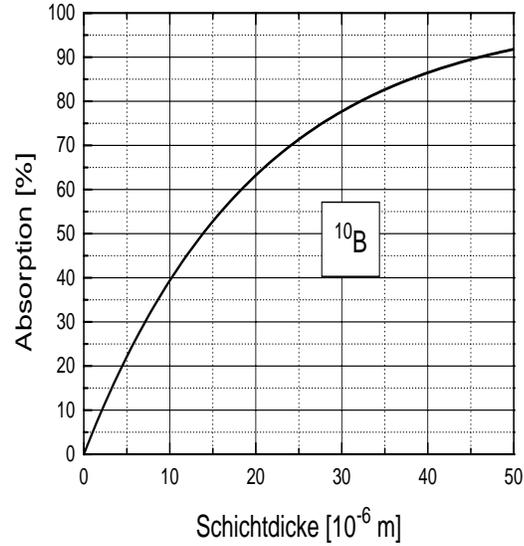


Abbildung 5.9: Verlauf der Absorption thermischer Neutronen in Bor in Abhängigkeit der Schichtdicke.

und die Notwendigkeit einer Triggerschwelle zu einer Minderung der Gesamteffizienz, die von der Güte des Vorverstärkers abhängt. Weiterhin stellen die mit Bor beschichteten GEM-Folien keine einheitliche Fläche dar. Das Verhältnis zwischen Trag- und Gesamt-GEM-Fläche beträgt bei den momentan untersuchten Standardversionen vom CERN aufgrund der Lochgeometrie nur 65%. Dies verringert entsprechend die Nachweiseffizienz. Der Einsatz von Lochgeometrien mit Bedeckungsgraden zwischen 80%-90%, die an das vorliegende Detektorkonzept angepaßt sind, stellt jedoch kein prinzipielles Problem dar.

5.4 Das Pulshöhenspektrum einer festen Borschicht

Das Pulshöhenspektrum $\frac{dN}{dE}(E_{kin})$ gibt die Dichte aller ionisierenden Teilchen an, die die Borschicht mit der kinetischen Energie im Intervall $[E_{kin}, E_{kin} + dE_{kin}]$ verlassen. Bei der Berechnung wird angenommen, daß die Teilchen ihre kinetische Energie vollständig im Zählgas abgeben können.

Betrachtet man einen festen Konvertierungspunkt x_0 (s. Abb. 5.3), so ist die Anzahl der Teilchen dN , die mit der kinetischen Energie im Intervall $[E_{kin}, E_{kin} + dE_{kin}]$ die Schicht verlassen, gleich dem Produkt der Dichte der an der Stelle x_0 erzeugten Konvertierungsprodukte $n(x_0)$ und der Wahrscheinlichkeit $dP_{vor}(E_{kin}, x_0)$ der Borschicht zu entkommen.

$$dN(E_{kin}, x_0) = n(x_0) \cdot dP_{vor}(E_{kin}, x_0) = n(x_0) \cdot \frac{dP_{vor}}{dE}(E_{kin}, x_0) \cdot dE \quad (5.16)$$

Nach Gleichung (5.6) ist nun:

$$\frac{dP_{vor}}{dE}(E_{kin}, x_0) = \begin{cases} \frac{d-x_0}{2R^2(E_{kin})} \cdot \left(\frac{dE}{dx}(E_{kin})\right)^{-1} & , (d-x_0) \leq R_{max} \\ 0 & , (d-x_0) > R_{max} \end{cases} \quad (5.17)$$

Um mit der kinetischen Restenergie E_{kin} zu entkommen, müssen die Teilchen beim Austritt aus der Borschicht eine definierte Wegstrecke $R = R(E_{kin})$ im Bor zurückgelegt haben. Die Strecke $R(E_{kin})$ ist durch das Integral des Inversen des Energieverlustes $\frac{dE}{dx}$ für das Teilchen in Bor gegeben.

$$R(E_{kin}) = \int_{E_{max}}^{E_{kin}} \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE \quad (5.18)$$

Für das endgültige Pulshöhenspektrum muß schließlich noch über alle Entstehungsorte x integriert werden.

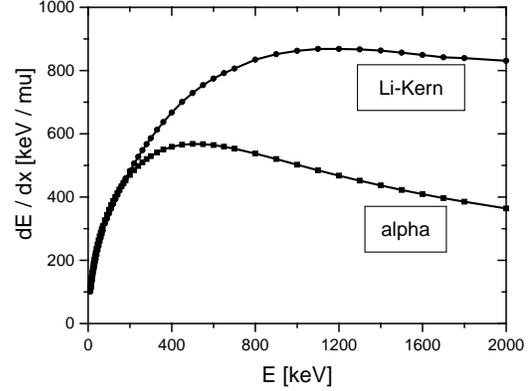


Abbildung 5.10: Verlauf des differentiellen Energieverlusts $\frac{dE}{dx}$ für α -Teilchen und ${}^7\text{Li}$ -Kerne in Bor in Abhängigkeit von der kinetischen Energie.

$$\frac{dN_{vor}}{dE}(E_{kin}) = \int_{x'}^d n(x) \cdot \frac{d-x}{2R^2(E_{kin})} \cdot \left(\frac{dE}{dx}(E_{kin})\right)^{-1} \cdot dx \quad (5.19)$$

$$\text{mit } x' = \begin{cases} 0 & , d - R(E_{kin}) < 0 \\ d - R(E_{kin}) & , 0 \leq d - R(E_{kin}) < d \end{cases}$$

Die untere Integrationsgrenze x' ist dabei gleich 0 (= Beginn der Borschicht), wenn die Borschicht dünner als die maximale Reichweite der Teilchen in Bor ist ($d < R_{max}$). Ist die Borschicht jedoch dicker, so können nur Konvertierungsprodukte beitragen, die maximal $(d - R_{max})$ von der Boroberfläche entfernt entstehen. Damit läßt sich das Pulshöhenspektrum vollständig analytisch beschreiben.

$$\frac{dN_{vor}}{dE}(E_{kin}) = \frac{\left(\frac{dE}{dx}(E_{kin})\right)^{-1}}{2\sigma n_a \cdot R^2(E_{kin})} \cdot \begin{cases} \sigma n_a \cdot d - 1 + e^{-\sigma n_a \cdot d} & , d - R(E_{kin}) < 0 \\ (\sigma n_a \cdot R(E_{kin}) - 1) \cdot e^{-\sigma n_a \cdot (d - R(E_{kin}))} + e^{-\sigma n_a \cdot d} & , 0 \leq d - R(E_{kin}) < d \\ \frac{(\sigma n_a)^2}{2} \cdot R^2(E_{kin}) \cdot e^{-\sigma n_a \cdot d} & , d - R(E_{kin}) = d \\ 0 & , d - R(E_{kin}) > d \end{cases} \quad (5.20)$$

Obschon sowohl $R(E_{kin})$ als auch der Wert des Integrals in Gleichung (5.19) für $E_{kin} \rightarrow E_{max}$ gegen Null gehen, muß schon aus Gründen der Teilchenzahlerhaltung der Wert des Pulshöhenspektrums in diesem Fall endlich bleiben. Den in Gleichung (5.20) angegebenen Funktionswert für $E_{kin} = E_{max}$ ($\Leftrightarrow R(E_{kin}) = 0$) erhält man schließlich nach der Regel von de l'Hospital.

Für die Berechnung des Pulshöhenspektrums wird noch der differentielle Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ für α -Teilchen und ${}^7\text{Li}$ -Kerne in Bor benötigt, welcher wiederum mit dem Programm SRIM [Sr96] berechnet wurde (s. Abb. 5.10). Für ein vollständiges Pulshöhenspektrum müssen natürlich auch die beiden Reaktionszweige beider geladener Teilchen berücksichtigt werden.

$$\begin{aligned} \frac{dN_{vor}}{dE} = & 0.94 \cdot \left(\frac{dN_{vor}}{dE}(\alpha, \text{Zweig I}) + \frac{dN_{vor}}{dE}({}^7\text{Li}, \text{Zweig I}) \right) + \\ & 0.06 \cdot \left(\frac{dN_{vor}}{dE}(\alpha, \text{Zweig II}) + \frac{dN_{vor}}{dE}({}^7\text{Li}, \text{Zweig II}) \right) \end{aligned} \quad (5.21)$$

Abbildung (5.11) zeigt das nach Gleichung (5.21) berechnete Pulshöhenspektrum einer sehr dünnen substratverstärkten Borschicht der Dicke $d = 0.2 \mu\text{m}$. Deutlich zu sehen sind die beiden Peaks, die vom α -Teilchen (Zweig I) und ${}^7\text{Li}$ -Kern (Zweig I) herrühren. Die Peaks beginnen genau bei den Energien, die die Teilchen am Konvertierungsort besitzen (vgl. Tab. 5.3), d. h. hier findet die Konvertierung unmittelbar an der Oberfläche der Borschicht statt.

Die Breite der Peaks spiegelt die Dicke der Borschicht wider, die zu einer Verschmierung der kinetischen Energie der Teilchen beim Eintritt ins Zählgas führt. Da die Schicht jedoch um einiges dünner ist als die Reichweite der geladenen Teilchen in Bor, erhält man nach wie vor deutlich voneinander getrennte Peaks. Mit entsprechend geringerer Intensität sind auch die Peaks vom Reaktionszweig II zu sehen. Für ein realistisches Spektrum muß diese Verteilung noch mit der Energieauflösung des Detektors gefaltet werden.

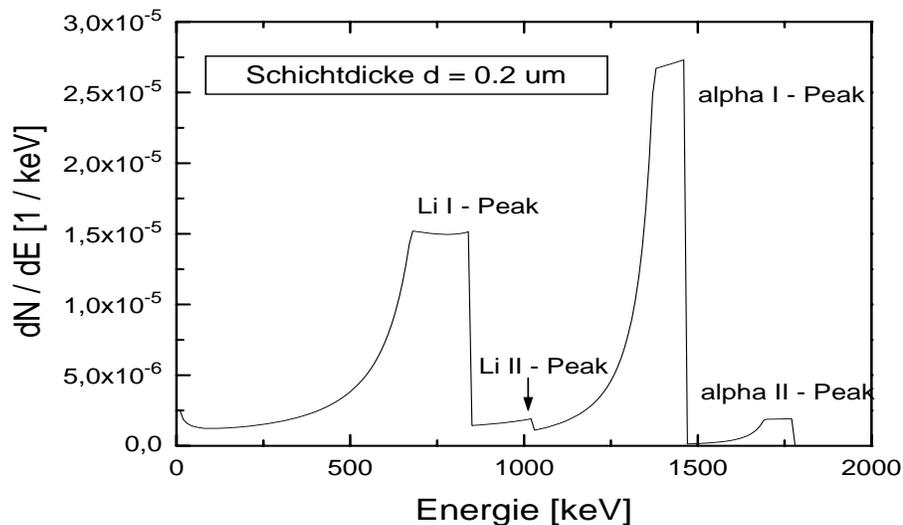


Abbildung 5.11: Theoretisches Pulshöhenspektrum einer $0.2 \mu\text{m}$ dünnen ${}^{10}\text{B}$ -Schicht. Da die Reichweiten der geladenen Konvertierungsprodukte sehr viel größer sind als $0.2 \mu\text{m}$ (s. Tabelle 5.3), sind die vier verschiedenen Teilchenenergien noch deutlich voneinander zu unterscheiden. Die Gesamtfläche entspricht der Nachweiseffizienz in Vorwärtsrichtung einer Borschicht von $0.2 \mu\text{m}$ Dicke nach Abbildung (5.4).

Mit zunehmender Schichtdicke werden die Energiepeaks immer breiter (s. Abb. 5.12), und es entsteht schließlich ein kontinuierliches Spektrum. Gleichzeitig wächst aber auch die Gesamtfläche, da die Nachweiseffizienz steigt. Der starke Anstieg des Pulshöhenspektrums bei niedrigen Energien ($E_{kin} < 200$ keV) rührt von Teilchen, die unter großen Winkeln θ ins Gas eintreten, was den Term $\frac{dF_{var}}{dE}$ in Gleichung (5.17) verhältnismäßig groß werden läßt. Zusätzlich verursacht der steile Abfall des differentiellen Energieverlusts $\frac{dE}{dx}$ in diesem Energiebereich große Funktionswerte in Gleichung (5.17).

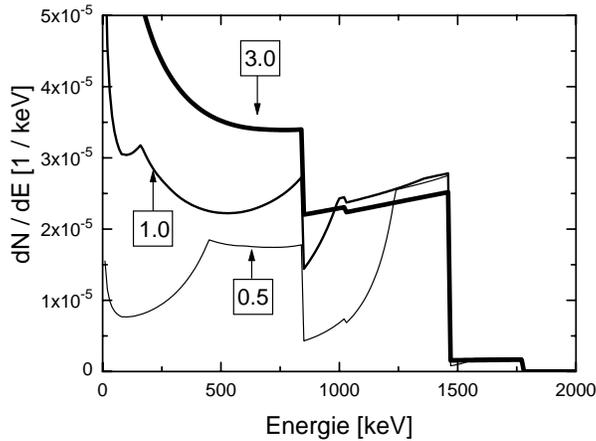


Abbildung 5.12: Pulshöhenspektren für 0.5, 1 und 3 μm dicke ^{10}B -Schichten. Die immer länger werdenden Teilchenwege in der Borschicht haben einen zunehmenden Anteil an Teilchen mit niedriger Energie zur Folge.

Diese Form des Pulshöhenspektrums stellt einen Nachteil der festen Borschicht als Neutronenkonverter dar. Das Spektrum weist kein Minimum auf, in das eine Schwelle für die Signaldiskriminierung gesetzt werden könnte. Ein Diskriminator schneidet somit in Abhängigkeit von seiner Schwelle am Signal, so daß je nach Güte des Vorverstärkers wieder ein Teil an Nachweiseffizienz verloren geht. Bei einer Triggerschwelle von 100 keV und einer Dicke der Borschicht von 1 μm sind dies bereits 7%.

5.5 Das eindimensionale Ortsspektrum einer festen Borschicht

Neben der Nachweiseffizienz stellt die erreichbare Ortsauflösung die zweite wichtige Kenngröße des Detektors dar. Sie ist gegeben durch die räumliche Verteilung der durch Primäriodisation erzeugten Elektronen im Zählgas. Durch das angelegte Driftfeld wird diese Ladungsverteilung auf die MSGC abgebildet². Der Ladungsschwerpunkt wird dann durch die ortsaufgelöste Auslese der Anoden der MSGC bestimmt.

Der Ort des Ladungsschwerpunktes hängt von der Reichweite bzw. der kinetischen Energie E_{kin} der Konvertierungsprodukte im Zählgas und von deren Emissionsrichtung (θ, ϕ) ab. Da die Richtung der Emission isotrop verteilt ist, erhält man eine Kreisscheibe an möglichen Ladungsschwerpunkten um den Konvertierungsort herum. Damit ist die intrinsische Ortsauflösung des Detektors mit einer festen Konverterschicht festgelegt³.

²Die transversale Aufweitung der primären Ladungsverteilung aufgrund von Diffusionsprozessen während der Drift kann im Vergleich zur räumlichen Verteilung der Primärladung (einige Millimeter) im folgenden vernachlässigt werden.

³Bei einer ausreichend hohen Granularität der Anodenstreifen an der MSGC kann jedoch durch ein Tracking der Teilchenbahnen im Zählgas mit entsprechend hohem Aufwand an Ausleseelektronik der Austrittspunkt aus der Borschicht rekonstruiert werden. Damit wäre theoretisch sogar eine Ortsauflösung in der Größenordnung der Reichweite der Teilchen in Bor ($\approx 2 \cdot 4 \mu\text{m}$) möglich.

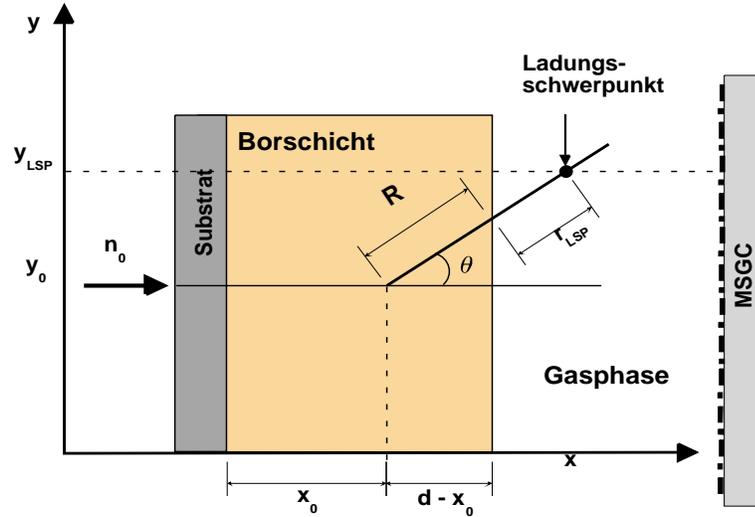


Abbildung 5.13: Schematische Skizze der Verhältnisse für die Aufnahme eines eindimensionalen Ortspektrums mit einer MSGC. Ein von links kommendes Neutron wird an der Stelle x_0 absorbiert. Eines der beiden geladenen Konvertierungsprodukte erreicht nach Durchlaufen der Strecke R in der Borschicht das Gasvolumen des Detektors. Die Emissionsrichtung θ und die verbleibende kinetische Energie E_{kin} bestimmen die Lage des Ladungsschwerpunktes r_{LSP} , der mit der MSGC bestimmt wird.

Abbildung (5.13) skizziert den einfachen Aufbau für die Aufnahme eines eindimensionalen Ortspektrums mit einer festen Borschicht. Dabei ist der Abstand (Gap) zwischen Borschicht und MSGC größer als die längste Ionisationsspur, die ein Konvertierungsprodukt im Zählgas erzeugen kann. Als Zählgas wird dabei ein Gemisch aus 80% Argon und 20% CF_4 unter Normalbedingungen eingesetzt, mit dem auch die Meßergebnisse in Kapitel (7) erzielt wurden. Mit Hilfe der MSGC wird die Projektion des Ladungsschwerpunktes auf die MSGC gemessen. Findet die Konvertierung am Punkt (x_0, y_0, z_0) in der Borschicht statt, so ergibt sich für die y -Koordinaten des gemessenen Ladungsschwerpunktes y_{LSP} :

$$y_{LSP} = y_0 + (R(\theta) + r_{LSP}) \cdot \sin(\theta) \cos(\phi) . \quad (5.22)$$

Dabei sind $R(\theta)$ der bereits in der Borschicht zurückgelegte Weg und r_{LSP} der Ladungsschwerpunkt der Ionisationsspur im Zählgas. Ist der spezifische Energieverlust $f(r, E_0)$ eines geladenen Teilchens entlang seiner Bahn im Zählgas bekannt, wenn es mit der kinetischen Energie E_0 gestartet ist, so berechnet sich der Ladungsschwerpunkt r_{LSP} zu:

$$r_{LSP}(E_{kin}) = \frac{1}{E_{kin}} \cdot \int_0^{R(E_{kin})} r \cdot f(r, E_{kin}) \cdot dr . \quad (5.23)$$

Abbildung (5.15) zeigt den Verlauf des spezifischen Energieverlusts, eine sogenannte Bragg-Kurve, für α -Teilchen mit einer Startenergie von 1780 keV entlang ihrer Trajektorie in einem Ar: CF_4 -Gemisch. Um den spezifischen Energieverlust $f(r, E_{kin})$ aus dem bekannten differentiellen Energieverlust $\frac{dE}{dr}(E)$ (s. Abb. 5.14) zu berechnen, wird zunächst die Beziehung zwischen der bereits im Zählgas zurückgelegten Wegstrecke s (s. Abb. 5.16) und der danach noch verbleibenden kinetischen Energie E_{kin} benötigt.

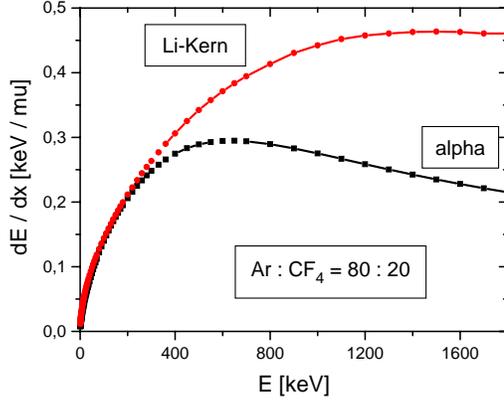


Abbildung 5.14: Verlauf des differentiellen Energieverlusts für α -Teilchen und ${}^7\text{Li}$ -Kerne in einem Gasgemisch $\text{Ar}:\text{CF}_4 = 80:20$ in Abhängigkeit von der kinetischen Energie (berechnet mit SRIM für Normalbedingungen).

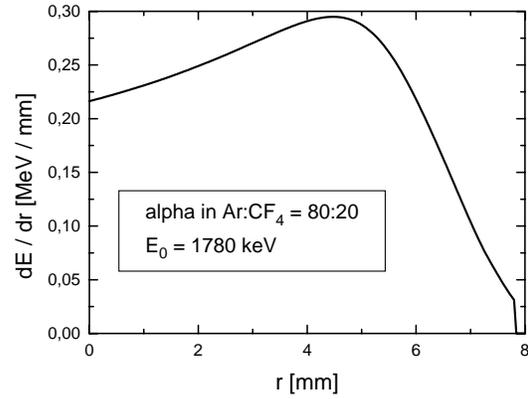


Abbildung 5.15: Spezifischer Energieverlust $f(r, E_{kin})$ eines α -Teilchens als Funktion seiner Eindringtiefe in ein $\text{Ar}:\text{CF}_4$ -Gemisch unter Normalbedingungen (Bragg-Kurve). Dabei wird die meiste Energie gegen Ende der Teilchenbahn im Zählgas deponiert. Das abrupte Abbrechen der Kurve für $r \approx 8$ mm basiert auf der Unkenntnis des genauen $\frac{dE}{dx}$ -Verlaufs für Energien kleiner als 10 keV in Abbildung (5.14).

$$s(E_{kin}, E_0) = \int_{E_{kin}}^{E_0} \left(\frac{dE}{dr}(E') \right)^{-1} dE' \quad (5.24)$$

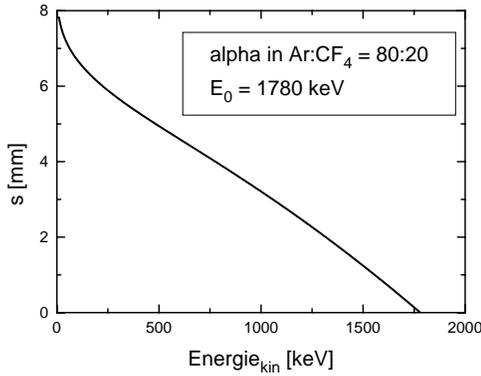


Abbildung 5.16: Nach Gleichung (5.24) berechnete Wegstrecke s , die ein α -Teilchen in einem $\text{Ar}:\text{CF}_4$ -Gemisch zurückgelegt hat, wenn es noch die kinetische Restenergie E_{kin} besitzt. Der Wert der ursprünglichen kinetischen Energie E_0 ist in diesem Beispiel 1780 keV.

vertiert wird und dabei der zweite Reaktionszweig das α -Teilchen statt des ${}^7\text{Li}$ -Kerns in das Zählgas emittiert wird.

Die Beziehung (5.24) läßt sich für ein gegebenes geladenes Teilchen in einem bestimmten Zählgas numerisch eindeutig invertieren $E_{kin} = E_{kin}(s, E_0)$, um im folgenden $f(r, E_{kin})$ angeben zu können:

$$f(r, E_0) = \frac{dE}{dr}(E_{kin} = E_{kin}(s = r, E_0)) \quad (5.25)$$

Damit läßt sich der Ladungsschwerpunkt $r_{LSP}(E_0)$ in Abhängigkeit von der Startenergie E_0 schließlich berechnen (s. Abb. 5.17).

In dem hier betrachteten Zählgas erzeugt das α -Teilchen des zweiten Reaktionszweigs mit einer Energie von 1.78 MeV die längste Ionisationsspur, deren Ladungsschwerpunkt bei der Wegstrecke von 3.4 mm liegt. Damit beträgt für ein einzelnes nachgewiesenes Neutron die maximale Ortsunschärfe 6.8 mm. Dies ist aber nur der „worst case“, wenn das Neutron an der Oberfläche der Borschicht konvertiert wird und dabei der zweite Reaktionszweig das α -Teilchen statt des ${}^7\text{Li}$ -Kerns in das Zählgas emittiert wird.

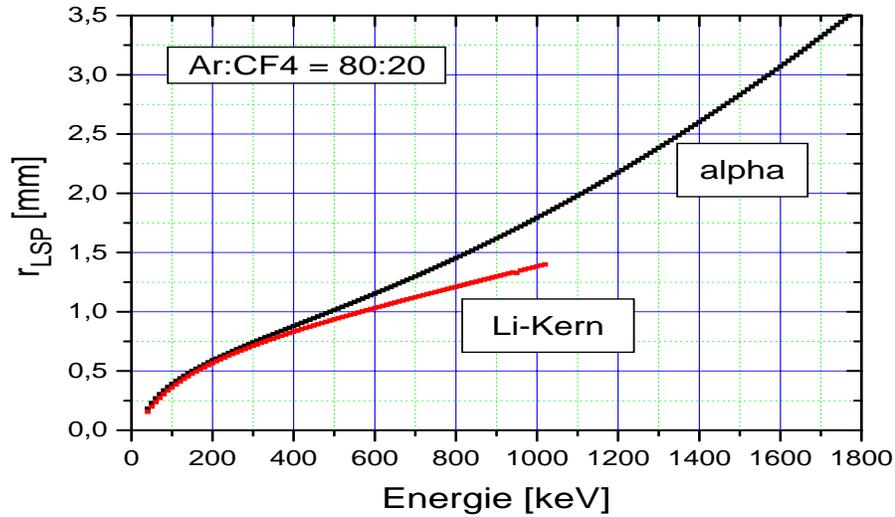


Abbildung 5.17: Ladungsschwerpunkte $r_{LSP}(E_0)$ für α -Teilchen und ${}^7\text{Li}$ -Kerne in Abhängigkeit von der Startenergie E_0 in einem Ar:CF₄-Gemisch bei Normalbedingungen.

Gerade für integrierende ortsauflösende Anwendungen wird vielmehr der erreichbare Kontrast eine Rolle spielen. Dieser ist bestimmt durch die Verteilung der Ladungsschwerpunkte um den Ort der Konvertierung. Da die Invertierung von Gleichung (5.24) nur numerisch möglich ist, kann diese Verteilung der Ladungsschwerpunkte (das Ortsspektrum) nur durch numerische Integration gewonnen werden. Es läßt sich keine analytische Form angeben. Die Integration wird in folgender Schleife numerisch durchgeführt:

- Berechnung der im Intervall $[x_{i+1}, x_i]$ konvertierten Neutronen: $N_i = e^{-\sigma n \cdot x_i} - e^{-\sigma n \cdot x_{i+1}}$, $0 < x_i < d$ (Integration über die Dicke der Borschicht)
- Auswahl einer Emissionsrichtung: θ_i , $0 < \theta_i < \theta_{max}$ (Integration über den Emissionswinkel)
 - Bestimmung des Raumwinkels, in den die Teilchen emittiert werden:
 $\Delta\Omega = (\cos(\theta_{i-1}) - \cos(\theta_i)) \cdot \Delta\phi$
 - Berechnung der Wegstrecke $R(\theta_i)$ in der Borschicht nach Gleichung (5.4)
 - Berechnung der verbleibenden kinetischen Energie $E_0 = E_{kin}(R(\theta_i))$ beim Austritt aus der Borschicht durch numerische Inversion der Beziehung (5.18)
 - Berechnung des Ladungsschwerpunktes r_{LSP} im Zählgas nach Gleichung (5.23)
- Auswahl des Azimutwinkels: ϕ_i , $0 \leq \phi_i \leq 2\pi$ (Integration über den Azimutwinkel simuliert die eindimensionale Auslese)
 - Berechnung des gemessenen Ladungsschwerpunktes y_{LSP} nach Gleichung (5.22)
 - Erhöhung der Intensität im Kanal $[y_{LSP}]$ um die Anzahl der an dieser Stelle nachweisbaren geladenen Konvertierungsprodukte: $N_i \cdot \Delta\Omega$

Da die geladenen Teilchen, je nachdem aus welcher Tiefe der Borschicht sie stammen, mit einer kinetischen Energie zwischen 0 und E_{max} (vgl. Tabelle 5.3) ins Zählgas eintreten, erhält man eine

Verteilung der Ladungsschwerpunkte (= Ortsspektrum), wie sie in Abbildung (5.18) dargestellt ist. Abbildung (5.18) stellt das Ortsspektrum eines punktförmigen Neutronenstrahls dar, der durch eine $1.3 \mu\text{m}$ dicke Borschicht konvertiert und in einem Ar:CF₄-Gemisch nachgewiesen wird.

Das Ortsspektrum ist stark gepeakt, da der $\sin(\theta)$ -Term in Gleichung (5.22) einen Großteil der Intensität in die mittleren Kanäle schiebt. Außerdem werden unter großen Winkeln θ nur Teilchen emittiert, die bereits einen Großteil ihrer Energie in der Borschicht abgegeben haben, so daß ihr Ladungsschwerpunkt nicht mehr weit ins Zählgas hineinreicht. Die ungewöhnliche Struktur in den Seitenflanken des Ortsspektrums rührt daher, daß hier α -Teilchen und ${}^7\text{Li}$ -Kerne mit stark unterschiedlicher Energie und entsprechend unterschiedlicher Reichweite ins Zählgas emittiert werden.

Die Halbwertsbreite des Ortspeaks alleine (FWHM = 0.3 mm) ist auch nicht ausreichend, um das Ortsspektrum zu charakterisieren. Die Breite der Peakbasis (≈ 5 mm) entspricht gerade der maximalen Ortsunschärfe aufgrund des α -Teilchens aus dem dominanten ersten Reaktionszweig⁴. Für dessen Energie von 1.46 MeV liegt nämlich der Ladungsschwerpunkt bei 2.7 mm (vgl. Abb. 5.17).

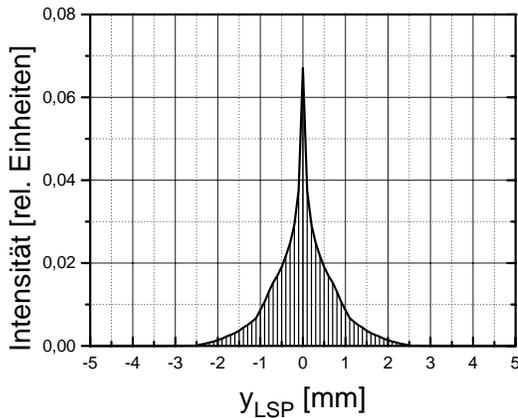


Abbildung 5.18: Theoretisch berechnetes Ortsspektrum für einen punktförmigen Neutronenstrahl. Die ${}^{10}\text{B}$ -Schicht ist $1.3 \mu\text{m}$ dick und das Zählgas ist ein Ar:CF₄-Gemisch (80:20) unter Normalbedingungen.

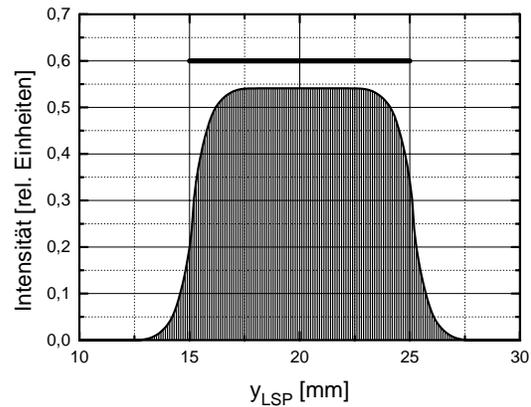


Abbildung 5.19: Theoretisch berechnetes Ortsspektrum für eine 10 mm breite ${}^{10}\text{B}$ -Schicht der Dicke $1.3 \mu\text{m}$, die gleichmäßig mit Neutronen bestrahlt wird. Die Lage der Borschicht ist in der Abbildung durch einen Querstrich von Position 15 mm bis 25 mm markiert. Das Zählgas ist wiederum ein Gemisch aus Ar:CF₄ = 80:20 unter Normalbedingungen.

Die Approximation des Ortspeaks durch eine Gaußkurve liefert zwar einen recht vernünftigen Wert von FWHM = 1.2 mm; sie kann aber den scharfen Peak nicht vollständig beschreiben. Als Maß für die Ortsauflösung kann deshalb der Anstieg von 10% auf 90% der Peakintensität dienen. Dies stellt vor allem im Hinblick auf integrierende Anwendungen ein Maß für den erreichbaren Kontrast dar. Für das Ortsspektrum eines punktförmigen Neutronenstrahls in Abbildung (5.18) ergibt sich eine Strecke von 1.1 mm, auf der die Peak-Intensität von 90% auf 10% abfällt.

In Abbildung (5.19) ist das Ortsspektrum einer 10 mm breiten Borschicht der Dicke $d = 1.3 \mu\text{m}$

⁴Der Anteil an α -Teilchen aus dem zweiten Reaktionszweig ist so klein, daß er nur in logarithmischer Darstellung zu erkennen ist.

dargestellt, die gleichmäßig mit Neutronen bestrahlt wird. Wie erwartet, ergibt sich hier ein breites Plateau. Weiterhin zeigt sich, daß an den Enden der Borschicht die Intensität bereits auf die Hälfte gesunken ist. Der Abfall der Plateau-Intensität von 90% auf 10% geschieht hier über eine Distanz von 1.8 mm.

Die Ortsauflösung stellt die Antwort des Detektors auf ein punktförmiges Eingangssignal dar, wie hier bisher berechnet. Dieses Antwort-Verhalten wird als Point-Spread-Function (PSF) bezeichnet. Da jedes Eingangssignal als aus Punkten bestehend aufgefaßt werden kann, ergibt sich die Detektorantwort $F_{out}(x, y)$ auf eine beliebige Funktion $F_{in}(x, y)$ aus der Faltung⁵ mit der PSF.

$$F_{out}(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F_{in}(x', y') \cdot PSF(x - x', y - y') dx' dy' \quad (5.26)$$

Die PSF direkt zu messen, ist sehr schwierig, da hierzu der Neutronenstrahl mit Hilfe einer Lochblende so stark kollimiert werden müßte, daß fast keine Intensität mehr nachweisbar wäre. Etwas besser läßt sich die Line-Spread-Function (LSF) messen, da immerhin Schlitzblenden benutzt werden können.

$$LSF(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x - x') \cdot PSF(x', y') dx' dy' = \int_{-\infty}^{+\infty} PSF(x, y') dy' \quad (5.27)$$

Die beste Statistik erhält man jedoch bei der Messung der Edge-Spread-Function (ESF), welche die Reaktion des Detektors auf ein stufenförmiges Eingangssignal beschreibt. Dazu muß nur die eine Hälfte des Detektors mit einem Absorber verdeckt werden.

$$\begin{aligned} ESF(x) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \theta(x - x') \cdot PSF(x', y') dx' dy' \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \theta(x - x') \cdot LSF(x') dx' = \int_{-\infty}^x LSF(x') dx' \end{aligned} \quad (5.28)$$

Um die berechneten theoretischen Ortsspektren mit Messungen einfach vergleichen zu können, zeigt sich, daß es trotz der bereits oben besprochenen Mängel sinnvoll ist, diese durch eine Gaußkurve zu approximieren. Für diese läßt sich nämlich die ESF analytisch berechnen und einfach an die gemessenen Ortsspektren anpassen.

$$LSF_{Gauß}(x) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{2}{FWHM} \cdot e^{-4\ln 2 \cdot \frac{x^2}{FWHM^2}} \quad (5.29)$$

$$\implies ESF_{Gauß}(x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cdot erf\left(2\sqrt{\ln 2} \cdot \frac{x}{FWHM}\right) \quad (5.30)$$

Mit dieser Definition der ESF läßt sich das Ortsspektrum der 10 mm breiten Borschicht in Abbildung (5.19) sehr gut beschreiben und man erhält für die Halbwertsbreite einen Wert von $FWHM = 1.5$ mm.

⁵Dies gilt allerdings nur, wenn die PSF unabhängig vom Detektionsort ist und der Zusammenhang zwischen Eingangs- und Ausgangssignal linear ist.

5.6 Methoden zur Herstellung von Borschichten

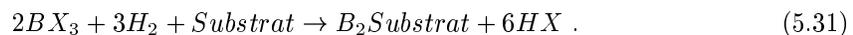
Entsprechend den vorstehend dargestellten Berechnungen der Nachweiseffizienz einer Borschicht werden für den Neutronendetektor Schichtdicken im Bereich von $1\ \mu\text{m}$ bis $2\ \mu\text{m}$ benötigt. Dabei muß der Beschichtungsprozeß bei Substrattemperaturen unter $200\ ^\circ\text{C}$ ablaufen, um die Kaptonfolie der GEM nicht zu zerstören. Weiterhin muß mit der aufgetragenen Borschicht ein stabiler Betrieb der GEM möglich sein. So darf es zum Beispiel nicht zu einem Kurzschluß zwischen Ober- und Unterseite der GEM kommen. Wie sich im Laufe der Untersuchungen herausgestellt hat, sind dadurch viele konventionelle Beschichtungsmethoden ausgeschlossen.

5.6.1 Galvanisches Abscheiden

Aufgrund des hohen ohmschen Widerstandes von $18000\ \Omega\text{m}$ bei $273\ \text{K}$ (vgl. Tabelle 5.2) läßt sich Bor nicht galvanisch aus Lösungen abscheiden. Bereits nach ein paar auf der Elektrode abgeschiedenen Monolagen ist diese elektrisch isoliert, so daß kein weiteres Bor mehr abgeschieden wird. Innerhalb weniger Sekunden bildet sich auf der Elektrode ein hauchdünner, gelblicher Film, der auch nach Stunden nicht mehr weiter zunimmt. Bor wird elektrolytisch deshalb nur aus Schmelzen von Metallboraten gewonnen [Gm81]. Die Schmelztemperaturen dieser Verbindungen liegen bei weit über $1000\ ^\circ\text{C}$ und sind somit für die GEM-Beschichtung viel zu hoch.

5.6.2 CVD-Verfahren

Es gibt eine Vielzahl von CVD-Verfahren (Chemical-Vapor-Deposition), mit deren Hilfe sich Borschichten aus der Gasphase epitaktisch auf den verschiedensten Materialien abscheiden lassen. Diese sind industriell vor allem zum Vergüten von Oberflächen (Turbinenschaufeln, Werkzeuge, etc.) mit Bor-, BN- und B_4C -Schichten wichtig. So lassen sich Borhalogenide mit Wasserstoff reduzieren, wenn ein geeignetes Substrat vorhanden ist, auf dem sich Bor abscheiden läßt. Die typische Reaktionsgleichung lautet:



Dabei steht X für das entsprechende Halogen. Allerdings sind auch in diesem Fall wiederum Substrattemperaturen im Bereich um $1000\ ^\circ\text{C}$ notwendig, was ein Abscheiden auf GEM-Folien unmöglich macht.

5.6.3 Schichten aus Bor-Pulver

Da die Suche nach einem industriellen Hersteller der gewünschten Borschichten auf GEM-Folien erfolglos blieb, wurde im Rahmen der gegebenen technischen Möglichkeiten am Physikalischen Institut zunächst ein möglichst einfaches und schnelles Verfahren gesucht, um die gewünschten Schichtdicken herzustellen. Dabei spielten die Anforderungen an Homogenität und mechanische Festigkeit der Borschichten nur eine untergeordnete Rolle. Vielmehr sollte ein Neutronensignal verfügbar sein, um die theoretischen Berechnungen bezüglich der Nachweiseffizienz, des Verlaufs des Pulshöhenspektrums und der erreichbaren Ortsauflösung überprüfen sowie auch den Aufbau des Auslesesystems testen zu können.

Leicht zu erhalten ist Naturbor in Pulverform mit einer mittleren Korngröße von $1\ \mu\text{m}$. Die daraus hergestellten Schichten aus Borpulver sind stabil gegen Erschütterung, Temperaturen bis

mindestens 200 °C, Lagerung an Luft und unter Vakuum. Die Pulverschichten erscheinen optisch glatt und homogen, sind aber nicht wischfest.

Beim Einrühren von Borphpulver (mittlere Korngröße $\approx 1\mu\text{m}$) in ein polares Lösungsmittel wie Wasser oder Alkohol erhält man eine über Monate stabile Borsuspension. Läßt man das Lösungsmittel verdunsten, so setzen sich die Borkörnchen auf einem geeigneten Substrat auf dem Gefäßboden ab. Dadurch gewinnt man auf einfache Art und Weise eine feste Borschicht. Die mittlere Dicke der Borschichten kann durch Wiegen des Substrates vor und nach dem Beschichten bestimmt werden. Damit werden Schichtdicken in der Größenordnung von $10\mu\text{m}$ erreicht. Jedoch sind diese Schichten nicht sehr homogen, da sich beim Verdunsten Trocknungsrän- der ausbilden. Ebenso läßt sich die Schichtdicke nur schlecht steuern.

Wird ein Substrat kurzzeitig in eine Borsuspension eingetaucht und wieder herausgenommen, so beobachtet man einen leicht braunen, gut benetzenden Flüssigkeitsfilm auf dem Substrat. Die relativ schnelle Verdunstung des Alkohols läßt nun auf dem ganzen Substrat die Borkörnchen zurück. Da die abgelagerten Pulverpartikel sich nicht beim erneuten Eintauchen in die Suspension wieder lösen, kann mit mehrmaliger Wiederholung des Vorgangs ein gezieltes Schichtwachstum erreicht werden. Mit Hilfe eines Schrittmotors, der über einen PC angesteuert wird, können so Borschichten zum Beispiel auf Glas, Aluminium und Kaptonfolie hergestellt werden.

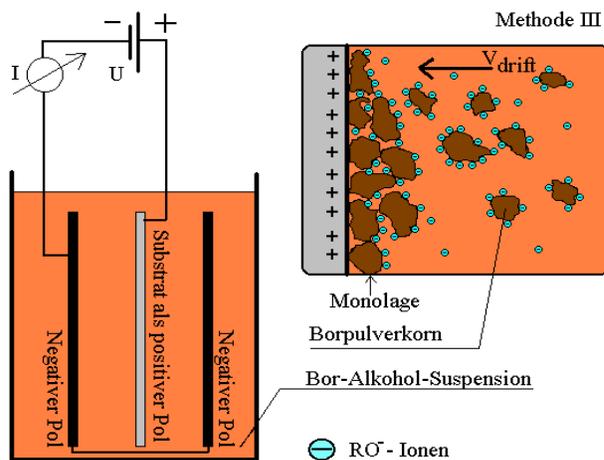


Abbildung 5.20: Elektrophoretisches Verfahren zum Abscheiden von Borschichten auf leitenden Substraten.

konnten mit einem elektrophoretischen Verfahren erzielt werden (s. Abb. 5.20). Wird nämlich in eine Borphpulver-Alkohol-Suspension ein Plattenkondensator eingetaucht, so kann bei Anlegen einer Spannungsdifferenz bereits mit bloßem Auge eine Driftbewegung der Borphpartikel zum positiven Pol beobachtet werden. Werden die Kondensatorplatten nach einigen Minuten bei angelegter Spannung vorsichtig aus der Suspension gezogen, so ist der positive Pol mit Bor beschichtet.

Das Phänomen der Bewegung von Festkörperteilchen in Flüssigkeiten oder Gasen im elektrischen Feld wird allgemein als Elektrophorese bezeichnet⁶. Der Effekt basiert auf der Adsorption disso-

GEM-Folien lassen sich mit diesem Verfahren beidseitig mit mittleren Dicken bis $1.5\mu\text{m}$ pro Seite ohne nennenswerte Verstopfung der Löcher beschichten. Um das Verdunsten des Alkohols zu beschleunigen, kann die GEM noch zusätzlich elektrisch geheizt werden. Damit lassen sich sogar spiegelnde Oberflächen erzeugen, was von einer sehr geringen Rauigkeit und sehr hohen Homogenität der Schichten zeugt. Die Borablagerungen an den Innenwänden der Löcher und damit auf dem Kapton sind jedoch zu hoch, um einen ausreichend großen ohmschen Widerstand zwischen den beiden Kupferflächen zu erreichen. Der Widerstand liegt typischerweise im Bereich von einigen $\text{k}\Omega$.

Die besten Beschichtungsergebnisse konnten mit einem elektrophoretischen Verfahren erzielt werden (s. Abb. 5.20). Wird nämlich in eine Borphpulver-Alkohol-Suspension ein Plattenkondensator eingetaucht, so kann bei Anlegen einer Spannungsdifferenz bereits mit bloßem Auge eine Driftbewegung der Borphpartikel zum positiven Pol beobachtet werden. Werden die Kondensatorplatten nach einigen Minuten bei angelegter Spannung vorsichtig aus der Suspension gezogen, so ist der positive Pol mit Bor beschichtet.

⁶Die Elektrophorese ist eine wichtige Methode zur Trennung und Identifikation von meist organischen Proben in der Biologie und der Medizin. Technisch wird die Elektrophorese vor allem zum Abscheiden von Lackteilchen und Emaille-Pulvern vor dem eigentlichen Brennvorgang eingesetzt.

ziierter oder polarisierter Moleküle des Lösungsmittels an der Oberfläche der Festkörperteilchen⁷. Das Auftreten von elektrischen Doppelschichten an Grenzflächen fest/flüssig oder fest/gasförmig ist sehr häufig und dient dem Ausgleich der chemischen Potentiale der beiden Phasen. Ausführliche Berechnungen und Messungen bezüglich des Aufbaus von elektrischen Doppelschichten finden sich in [St60] und [Ha].

Beidseitige Beschichtungen von GEM-Folien mit Bor sind mit diesem Verfahren möglich. Dabei wird die GEM-Folie als der positive Pol benutzt. Das Bor wird hauptsächlich auf den metallischen Kupferflächen der GEM abgeschieden. Borablagerungen auf den Kaptonflächen der Löcher in der GEM entstehen nur noch durch das Benetzen der Löcher mit der Suspension beim Herausziehen der Kondensatoranordnung. Das anschließende Verdunsten des Alkohols läßt die Borpartikel dann auf dem Kapton zurück.

Abbildung (5.21) zeigt eine typische mit diesem Verfahren beschichtete GEM. Die helle Fläche ist die unbeschichtete Kupferoberfläche der GEM, die während des Beschichtungsprozesses mit einem Metallstreifen abgedeckt war. Die dunkle Hälfte ist der mit Bor beschichtete Teil. Bei Schichtdicken bis $2 \mu\text{m}$ konnten die GEM-Folien ohne jegliche Verstopfung der Löcher beschichtet werden. Abbildung (5.22) verdeutlicht noch einmal in einer mikroskopischen Aufnahme die geringe Rauigkeit der mit dieser Methode erzeugten Borschichten.

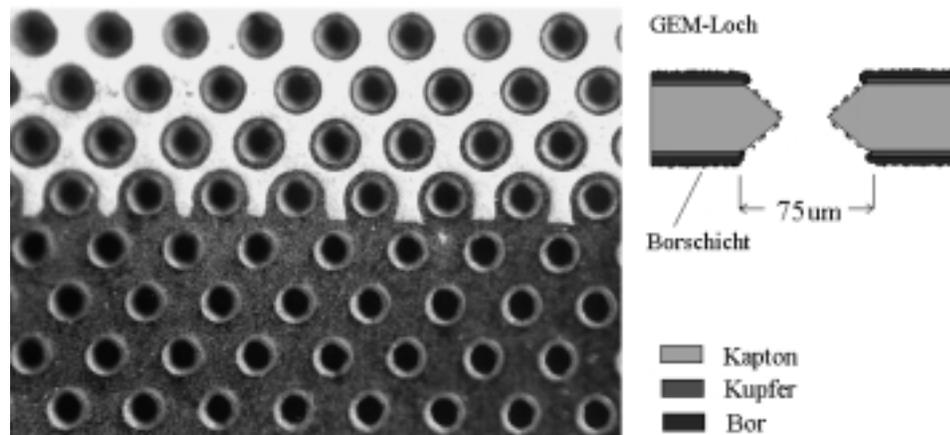


Abbildung 5.21: Die helle Fläche ist die unbeschichtete Kupferoberfläche der GEM. Die dunkle Hälfte wurde mit dem elektrophoretischen Verfahren mit Bor beschichtet (Schichtdicke ca. $0.7 \mu\text{m}$).

Mit diesen drei einfachen Verfahren zur Herstellung von Borschichten aus Borpulver, die nach und nach entwickelt und verbessert wurden, sind vor allem Aluminium-Bleche beschichtet worden, die als Driftelektrode im Detektor dienen. Auf diese Weise konnten sehr schnell erste Neutronensignale gemessen werden. Ein Teil der in Kapitel (7) vorgestellten Ergebnisse sind mit solchen Schichten erzielt worden. So konnten die theoretischen Überlegungen zum Verlauf des Pulshöhenpektrums, der Ortsauflösung und der erreichbaren Nachweiseffizienz für eine feste Borschicht direkt überprüft werden.

Leider mangelte es jedoch den mit diesen Verfahren hergestellten GEM-Folien an der erforderlichen Betriebsstabilität. Alle mit Borpulver beschichteten GEM-Folien zeigten eine ausgeprägte exponentielle Strom-Spannungskennlinie, die sehr rasch zu hohen Stromflüssen von bis zu $100 \mu\text{A}$ zwischen Ober- und Unterseite der GEM führte. Die notwendige Potentialdifferenz an der GEM von 250 V bis 350 V konnte nicht erreicht werden. Es kam zu Überschlügen und lokal in

⁷Die Elektronenaffinität von Bor ist positiv und beträgt $+0.16 \text{ eV}$ [Co], d. h. durch die Anlagerung einer zusätzlichen negativen Ladung werden 0.16 eV frei, was einer energetisch günstigeren Konfiguration entspricht und die bevorzugte Anionenadsorption erklärt.

den Löchern brennenden Plasmen, die deutlich im Ortsspektrum zu erkennen sind. Es scheint, daß sich einzelne Stromkanäle in einzelnen Löchern entlang der Borablagerungen ausbilden. Bei Stromfluß beginnen diese Stellen sich zu erwärmen und werden aufgrund der Halbleitereigenschaften von Bor schließlich leitend. Dieses Bild stützt sich vor allem auf die Beobachtung, daß der Effekt beim Evakuieren der GEM stark zunimmt, da hier die Kühlung durch Konvektion entfällt. Eine ausführliche Untersuchung und Diskussion dieser Beschichtungsverfahren und der gemessenen Effekte an der beschichteten GEM findet sich in [Fi99].

Eine ganze Reihe von Versuchen, die GEM zu beschichten, ohne sie durch Borablagerungen in den Löchern kurz-zuschließen, schlugen fehl. So wurde im Herstellungsprozeß der GEM die Borschicht vor dem Ätzen der Kapton-Löcher aufgebracht. Da die GEM aber mit der Ätzflüssigkeit Ethylendiamin stark umspült werden muß, damit der Prozeß abläuft,⁸ löst sich ein Teil der nicht wischfesten Borschicht auf und benetzt die schließlich entstandenen Löcher doch mit Bor. Weiterhin wurde versucht, die Löcher zu verstopfen, dann zu beschichten und schließlich die Löcher wieder zu öffnen. Aber auch hier konnten keine befriedigenden Ergebnisse erreicht werden.

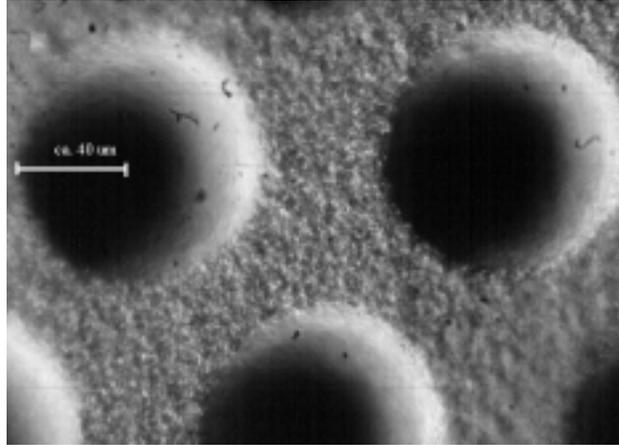


Abbildung 5.22: Mikroskopische Aufnahme einer mit dem elektrophoretischen Verfahren beschichteten GEM.

Schließlich wurden andere borhaltige Verbindungen wie B_4C - und BN -Pulver ausprobiert. Das B_4C -Pulver zeigte zwar einen bis zu hundertmal höheren Anfangswiderstand nach dem Beschichten als dies vergleichbare Borschichten taten. Aber auch hier war es nicht reproduzierbar möglich, betriebsstabile GEM-Folien zu gewinnen. Lediglich mit BN -beschichteten Folien war ein stabiles Betriebs- und Verstärkerverhalten der GEM möglich, da BN als Isolator keine Halbleitereigenschaften wie Bor und B_4C besitzt. Jedoch führt der Einsatz von BN -Schichten (nur 50% Bor-Anteil) zu einem deutlichen Verlust an Nachweiseffizienz.

So bleibt letztlich festzustellen, daß die elektrophoretische Beschichtungsmethode einfach im Labor durchzuführen ist und bereits mit geringen Bormengen (einige Gramm pro Liter) ohne jeglichen Verlust arbeitet. Sie ermöglicht eine schnelle Beschichtung (ca. 10 min) von großen Flächen leitender Substrate wie z. B. von Aluminiumfolien und stellt damit eine sehr kostengünstige Alternative dar. Sie ist jedoch nicht geeignet, GEM-Folien derart zu beschichten, daß ein betriebsstabiler Zustand erreicht wird.

5.6.4 PVD-Verfahren

Durch thermisches Verdampfen oder Hochfrequenz-Sputtern können Borschichten im Vakuum auf so gut wie allen denkbaren Substraten aufgebracht werden. Wie sich herausstellt, haftet Bor sehr gut auf den meisten Materialien wie z. B. Glas, Aluminium- oder Kaptonfolie und bildet sehr stabile Schichten.

Das Verdampfen von Bor birgt jedoch einige Probleme in sich. Aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit von Bor schmilzt dieses zunächst nur lokal um den heizenden Elektronenstrahl herum

⁸Das bereits aufgelöste Kapton setzt sich in den Löchern fest und bringt damit den Ätzzvorgang zum Erliegen. Um ein gerichtetes Durchätzen der GEM-Löcher zu erreichen, muß mit dem Lösungsmittel der bereits aufgelöste Kapton-Anteil kontinuierlich weggespült werden.

auf. Daraus resultiert eine äußerst kleine Aufdampftrate, die der Regelkreis der Aufdampfanlage⁹ durch einen größeren Elektronenstrom zu kompensieren versucht. Dadurch wird aber das Bor lokal derart stark erhitzt, daß es zu kleinen Gasexplosionen kommt, die entsprechend heiße Borpartikel ins Vakuum schleudern und die sich dann auf dem Substrat einbrennen. Dies führt auf der homogenen Borschicht vereinzelt zu Kraterbildungen, an deren Stelle die GEM-Folie zerstört ist. Das Bor-Granulat muß also über längere Zeit mit niedrigem Elektronenstrom zuerst gleichmäßig aufgeschmolzen werden, bevor man mit größeren Strömen akzeptable Dampftraten von 1 μm pro Stunde [Gm81] erreichen kann.

Weiterhin hat sich gezeigt, daß die Haftung der Borschicht auf verschiedenen Chargen der GEM-Folie unterschiedlich gut ist. Um die Haftung von dünnen Schichten zu erhöhen, wird in der Bedampfungstechnik oft ein zusätzlicher Ionenstrahl eingesetzt, mit dessen Hilfe die aufzudampfende Substanz innerhalb der ersten 10-20 Å in die Oberfläche des Substrats regelrecht „eingerieben“ wird. An der Bedampfungsanlage im Institut der Physikalischen Chemie in Heidelberg, Arbeitsgruppe Prof. Dr. Wolf, werden momentan die Parameter des Ionenstrahls untersucht, um eine reproduzierbar gute Haftung der Borschicht auf GEM-Folien zu gewährleisten.

Die anfänglichen Befürchtungen, daß die Borschicht wieder zu einem Kurzschluß zwischen Ober- und Unterseite der GEM führt (wie bei den mit Borpulver beschichteten GEM-Folien der Fall), haben sich nicht bewahrheitet, obschon sich hier das Bor ebenso auf dem Kapton wie auf dem Kupfer absetzt. Der elektrische Widerstand ist zwar wie erwartet zunächst nicht sehr groß (20 M Ω), die Strom-Spannungskennlinie zeigt aber keine exponentielle Abhängigkeit mehr. Der gute thermische Kontakt der aufgedampften Schicht zum Kupfer (im Gegensatz zu den letztlich nur lose aufliegenden Körnchen des Borpulvers) verhindert wohl ein zu starkes lokales Aufheizen und sorgt für eine schnelle Wärmeabfuhr. Dadurch bilden sich keine einzelnen Stromkanäle mehr aus, die die GEM kurzschließen würden. Der elektrische Widerstand bleibt konstant bzw. steigt sogar noch während der üblichen Konditionierungsphase der GEM auf über 2 G Ω an.

Anstatt durch thermisches Verdampfen können Borschichten auch durch Hochfrequenz-Sputtern im Vakuum hergestellt werden. Zu diesem Zweck stand ein Sputtertarget aus B₄C zur Verfügung, so daß an der HF-Sputteranlage des Instituts für Angewandte Physik im Neuenheimer Feld GEM-Folien mit B₄C-Schichten hergestellt werden konnten. Aufgrund der hohen Kosten pro Sputtertarget, vor allem in Hinblick auf isotoopenreine ¹⁰B-Targets, ist diese Methode jedoch wirtschaftlich nicht sehr attraktiv.

⁹Zum Aufdampfen von Borschichten stand die Elektronenstrahl-Verdampfungsanlage im Institut der Angewandten Physik zur Verfügung.

Kapitel 6

Detektoraufbau und Auslese-Elektronik

Im folgenden Kapitel wird zunächst die Methode der Ladungsteilung behandelt, mit deren Hilfe die MSGC orts aufgelöst ausgelesen wird. Dann wird der benutzte Aufbau des Detektors und der Auslese-Elektronik vorgestellt. Von Anfang an lag das Hauptaugenmerk darauf, möglichst rasch meßbare Neutronensignale zu erhalten, um das hier vorgeschlagene Detektorkonzept testen zu können. Mögliche prinzipielle Probleme sollten frühzeitig erkennbar werden. Nur von untergeordneter Bedeutung war die Optimierung des mechanischen Aufbaus oder der Signalauslese. Was den Detektor-Aufbau betrifft, soll auf bereits optimierte Lösungen (HERA-B, LHC-B) zurückgegriffen werden.

6.1 Die Methode der Ladungsteilung

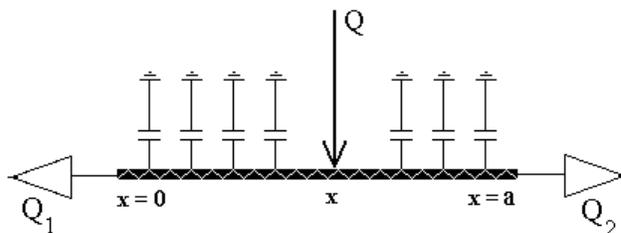


Abbildung 6.1: Einfaches Ersatzschaltbild einer Widerstandselektrode mit Kapazität C, Induktivität L und ohmschem Widerstand R. Die an der Stelle x aufgebrauchte Ladungsmenge Q teilt sich umgekehrt proportional zum Verhältnis der Widerstände nach links und rechts auf. Aus dem gemessenen Verhältnis der Ladungen Q_1 bzw. Q_2 und Q läßt sich der Aufbringensort x bestimmen.

Wird an einer Widerstandselektrode (vgl. Abb. 6.1) der Länge a an einer Stelle x mit $0 < x < a$ die Ladungsmenge Q injiziert, so fließt die Ladung umgekehrt proportional zum Verhältnis der Widerstände vom Injektionsort zu den beiden Enden der Elektrode ab. Dabei stellt die Widerstandselektrode einen einfachen Stromteiler dar, der mit den Kirchhofschen und dem Ohmschen Gesetz beschrieben werden kann. Sind die Kapazität C, die Induktivität L und der ohmsche Widerstand R pro Längeneinheit konstant, so ergibt sich der Ort der Ladungsinjektion zu

$$\frac{x}{a} = \frac{Q_2}{Q_1 + Q_2} = 1 - \frac{Q_1}{Q}, \quad (6.1)$$

wobei $Q = Q_1 + Q_2$ die injizierte Gesamtladung ist.

Gleichung (6.1) erhält man aus der Lösung der Telegraphengleichung¹, die die Signalausbreitung auf einem homogenen und isotropen Leiter beschreibt. Sie lautet im eindimensionalen Fall:

$$\frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} - \frac{CL}{a^2} \cdot \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} = \frac{RC}{a^2} \cdot \frac{\partial u(x, t)}{\partial t}. \quad (6.2)$$

Dabei ist $u(x, t)$ die Spannung am Ort x des Leiters zur Zeit t . Die Lösung der homogenen Differentialgleichung (linke Seite von Gleichung 6.2) entspricht einer ungedämpften elektromagnetischen Wellenausbreitung, während die inhomogene Differentialgleichung eine diffusionsartige Ausbreitung der Spannung beschreibt.

Mit Hilfe der Randbedingungen $u(0, t) = 0$ und $u(a, t) = 0$, welche einen Abschluß der Widerstandselektrode mit Impedanzen gleich Null bedeuten², läßt sich Gleichung (6.2) lösen. Beschränkt man sich auf den Fall verschwindender Induktivität $L = 0$, so wird Gleichung (6.2) zu einer reinen Diffusionsgleichung, die unter den obigen Randbedingungen zu folgender Lösung führt [Al76]:

$$\frac{Q_1}{Q} = 1 - \frac{x}{a} + \frac{2}{\pi} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \cdot e^{-\frac{n^2 \pi^2 t}{\tau_E}} \cdot \sin(n\pi\lambda) \quad (6.3)$$

$$\frac{Q_2}{Q} = \frac{x}{a} + \frac{2}{\pi} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \cdot e^{-\frac{n^2 \pi^2 t}{\tau_E}} \cdot \sin(n\pi(1 - \lambda)) \quad (6.4)$$

$$\text{mit } \tau_E = RC. \quad (6.5)$$

Der Beitrag der Reihe klingt aufgrund der Exponentialfunktionen sehr schnell ab, so daß nach der sogenannten Entladungszeit τ_E die gesamte Ladung praktisch abgeflossen ist. Das mit den gemessenen Ladungen Q_1 und Q_2 berechnete Ladungsverhältnis ist somit ein direktes Maß für den Ort der Ladung auf der Widerstandselektrode. Für die hier benutzte MSGC-Struktur (s. Kapitel 6.2) erhält man nach (6.5) eine Entladungszeit von 24 nsec. Sie berechnet sich aus der Kapazität zwischen Anoden und Kathoden von 20 pF und dem Widerstand der Elektrode von 1.2 k Ω . Da die Gesamtkapazität mit der Fläche der MSGC wächst, ist bei sehr großen MSGC-Flächen zu berücksichtigen, daß die Entladungszeit die Dauer des eigentlichen Signals, welche bei ca. 400 ns liegt, beeinflussen wird. Dann beschränkt die Methode der Ladungsteilung die Ratenakzeptanz und Zeitauflösung des Detektors.

Weiterhin wird die maximale Ortsauflösung durch das thermische Rauschen der Widerstandselektrode limitiert. Nach [Ra74] gilt:

$$\frac{\Delta x}{a} \approx 2.54 \cdot \sqrt{k_B T C} \cdot \frac{1}{Q} \text{ (FWHM)}. \quad (6.6)$$

Dabei ist k_B die Boltzmannkonstante. Die Ortsauflösung wird mit steigender Kapazität C der Elektrode und abnehmender Gesamtladung Q am Ort x schlechter. Der mittlere Energieverlust

¹Zur Herleitung der Telegraphengleichung siehe zum Beispiel [No90].

²Wären die angeschlossenen Widerstände an den Enden der Elektrode (zum Beispiel die Eingangsimpedanz der Vorverstärker) größer Null bzw. viel größer als R , so hat der Ort x der Ladungsinjektion auf der Widerstandselektrode keinen Einfluß mehr auf den Gesamtwiderstand, den die Ladung nach links oder rechts sieht. Das Ladungsverhältnis wäre über die gesamte Widerstandselektrode gleich und nur durch das Verhältnis der Eingangswiderstände der Vorverstärker bestimmt.

pro erzeugtem Elektron-Ion-Paar in Argon beträgt 26 eV. Es entstehen typisch 20000 Primärelektronen bei einer mittleren kinetischen Energie des α -Teilchens oder des ${}^7\text{Li}$ -Kerns von 0.5 MeV. Mit Gasverstärkungsfaktoren von bis zu 1000 ergibt sich nach Gleichung (6.6) bei Raumtemperatur eine relative Auflösung von 0.03% oder absolut von 9 μm bei einer Länge der Elektrode von 4 cm.

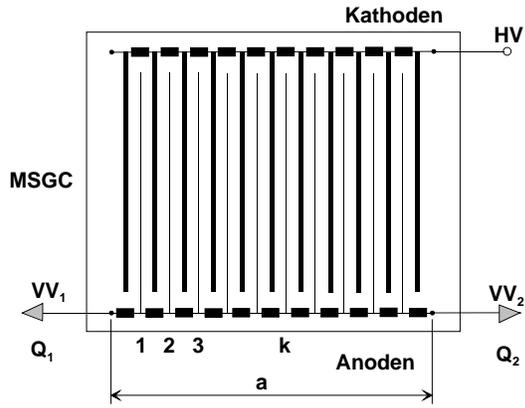


Abbildung 6.2: Vereinfachtes Ersatzschaltbild der Widerstandselektrode der MSGC. Die Anoden befinden sich auf virtuellem Erdpotential und werden am linken und rechten Ende der Widerstandselektrode über je einen Vorverstärker ausgelesen.

Damit ist die Methode der Ladungsteilung geeignet, um orts aufgelöst den Neutronendetektor auszulesen. Sie ist einfach zu realisieren und erspart einen großen Aufwand an Auslese-Elektronik und der damit verbundenen Datenerfassung, wie sie zum Beispiel bei der Einzelauslese der Anodenstreifen notwendig wäre. Da Doppel-Hits, also zwei gleichzeitige Ereignisse auf der Detektorfläche, nicht aufgelöst werden können, limitiert die Methode der Ladungsteilung aufgrund der typischen Signaldauer von 400 ns die Ratenakzeptanz des Detektors auf etwa insgesamt 2 MHz. Für viele (Streu-)Experimente mit Neutronen ist dies völlig ausreichend. Für höhere Zählraten muß dann mit einem größeren Aufwand an Auslese-Elektronik der Detektor in immer kleinere Segmente unterteilt werden. Dies ist ohne Probleme möglich, da die Ratenakzeptanz von MSGC-Detektoren bis zu 1 MHz/mm² beträgt [Sa94].

Bis jetzt wurde nur eine räumlich und zeitlich punktförmige Ladungsinjektion an einer Widerstandselektrode untersucht. Die bei der Nachweisreaktion des Neutrons entstehenden geladenen Teilchen erzeugen jedoch über der MSGC eine über mehrere Millimeter ausgedehnte Ladungsverteilung. Im allgemeinen werden also mehrere Anoden Ladung aufsammeln. Sei Q_k die Ladungsmenge, die die k-te Anode von einem Ereignis aufsammelt. Diese teilt sich an der Widerstandselektrode (s. Abb. 6.2) im Verhältnis der Widerstände nach links ($Q_{1,k}$) und rechts ($Q_{2,k}$) auf. Damit ist der Ladungsbeitrag der k-ten Anode zum Gesamtsignal an den Vorverstärkern VV1 und VV2:

$$Q_{1,k} = Q_k \cdot \left(1 - \frac{x_k}{a} + \frac{R_{ein}}{R}\right) = Q_k \cdot \frac{a - x_k + L_{virt}}{a} \quad (6.7)$$

$$Q_{2,k} = Q_k \cdot \left(\frac{x_k}{a} + \frac{R_{ein}}{R}\right) = Q_k \cdot \frac{x_k + L_{virt}}{a} \quad (6.8)$$

Dabei sind R der ohmsche Widerstand der Elektrode und $L_{virt} = a \cdot \frac{R_{ein}}{R}$ die sogenannte virtuelle Verlängerung der Widerstandselektrode, die durch den endlichen Eingangswiderstand R_{ein} der Vorverstärker verursacht wird. Die gesamte Ladung Q_1 bzw. Q_2 , die jeweils an den Vorverstärkern registriert wird, ist dann die Summe über alle Teilladungen $Q_{1,k}$ bzw. $Q_{2,k}$, die an den getroffenen Anoden K_1 bis K_2 aufgesammelt wurden.

$$Q_1 = \sum_{k=K_1}^{K_2} Q_{1,k} \quad \text{und} \quad Q_2 = \sum_{k=K_1}^{K_2} Q_{2,k} \quad (6.9)$$

Damit ergibt sich für das Ladungsverhältnis (vgl Gleichung 6.1):

$$\begin{aligned} \frac{Q_2}{Q_1 + Q_2} &= \frac{\frac{1}{a} \cdot \left(\sum_{k=K_1}^{K_2} x_k Q_k + Q \cdot L_{virt} \right)}{(1 + 2L_{virt}) \cdot Q} \\ &= \frac{1}{a \cdot (1 + 2L_{virt})} \cdot \frac{\sum_{k=K_1}^{K_2} x_k Q_k}{Q} + \frac{L_{virt}}{a \cdot (1 + 2L_{virt})} \\ &= A \cdot \frac{\bar{x}}{a} + B \quad \text{mit} \quad \bar{x} = \frac{\sum_{k=K_1}^{K_2} x_k Q_k}{Q} \end{aligned} \quad (6.10)$$

Das gemessene Ladungsverhältnis Q_2/Q entspricht also im Idealfall ($A = 1$, $B = 0$) dem relativen Schwerpunkt der Ladungsverteilung $\frac{\bar{x}}{a}$. Im allgemeinen ist der Eingangswiderstand R_{ein} der Vorverstärker jedoch endlich ($L_{virt} > 0$) und somit sind $A < 1$ und $B > 0$. Das gemessene Ladungsverhältnis kann dann einfach durch Bestimmen des Eingangswiderstandes auf den wahren Ort des Ladungsschwerpunktes korrigiert werden.

6.2 Der Aufbau des Detektors

Der Detektor besteht zunächst in seiner einfachsten Ausführung aus einer MSGC und einer Driftelektrode in einem Abstand von 5mm über der MSGC (s. Abb. 6.3). Die Driftelektrode ist eine für thermische Neutronen durchsichtige Aluminium-Folie der Dicke 0.1 mm. Sie ist selbst bereits mit einer festen Borschicht als Neutronenkonverter bedeckt, die mit dem in Kapitel (5.6.3) beschriebenen Abscheide-Verfahren hergestellt wurde. Als MSGC steht die am ILL entwickelte Version „ILL 6C“ zur Verfügung, die von der Firma IMT in Zürich hergestellt wird. Das Substrat ist ein $5 \times 5 \text{ cm}^2$ großer und $500 \mu\text{m}$ dicker Wafer aus Borosilikatglas (Desag 263), auf den die 200 nm dicken Leiterbahnen aus Chrom aufgesputtert sind. Die genaue Geometrie der MSGC ist in Abbildung (6.4) zu sehen. Der Abstand (Pitch) zwischen zwei Anoden beträgt bei dieser Version 1 mm und ist klein genug, damit die im allgemeinen mehrere Millimeter langen Trajektorien der Konvertierungsprodukte wenigstens auf 2 Anoden Ladung deponieren. Die Anoden selbst sind $8 \mu\text{m}$

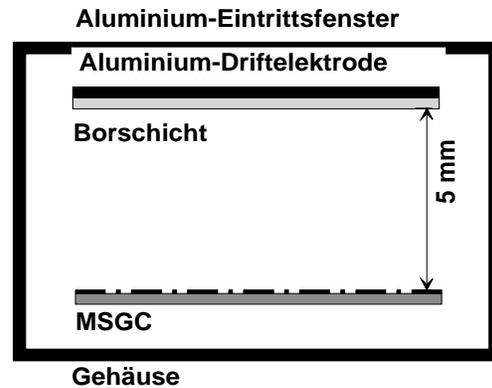


Abbildung 6.3: Schematische Zeichnung des einfachsten Detektorbaus zur Aufnahme eines Neutronensignals. Die Neutronen gelangen von oben durch das Eintrittsfenster und die Driftelektrode (beide aus Aluminium) zur Borschicht, um dort absorbiert zu werden. Die geladenen Konvertierungsprodukte verlassen die Borschicht und erzeugen im Zählgas Primärladungen. Diese werden an der MSGC vervielfacht und nachgewiesen.

breit und die Kathoden $400\ \mu\text{m}$. Der Abstand zwischen Anode und Kathode beträgt $296\ \mu\text{m}$. Alle Anoden und alle Kathoden sind jeweils durch einen Chromstreifen miteinander verbunden. Dieser ist nur $40\ \mu\text{m}$ breit und dient als Widerstandselektrode mit einem ohmschen Widerstand von rund $1.2\ \text{k}\Omega$ über seine gesamte Länge von $4\ \text{cm}$. Die aktive Fläche der MSGC beträgt $3 \times 4\ \text{cm}^2$.

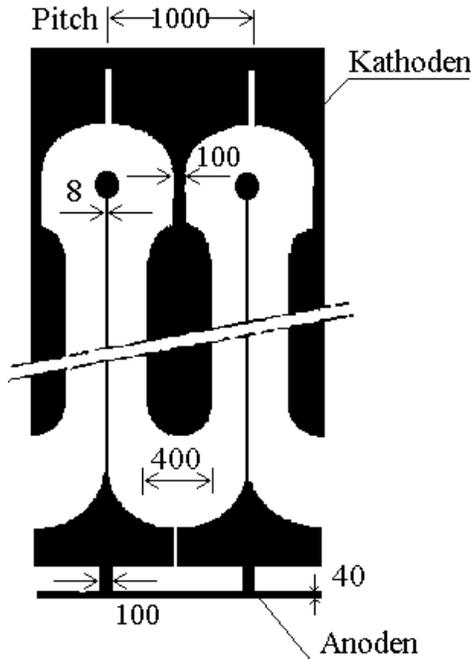


Abbildung 6.4: Geometrie der verwendeten MSGC vom Typ „ILL 6C“. Die Leiterbahnen aus Chrom sind schwarz dargestellt. Die Anodenstreifen sind $8\ \mu\text{m}$ breit und die Kathodenstreifen $400\ \mu\text{m}$. Die Periode (Pitch) der Struktur beträgt $1\ \text{mm}$. Alle Kathoden- und Anodenstreifen sind jeweils durch einen Chromstreifen miteinander verbunden.

ververstärkern ausgelesen. Diese Streifen sind senkrecht zu den Anodenstreifen auf der Vorderseite angeordnet, so daß die zweite Koordinate der Ladungsverteilung durch Ladungsteilung an der auf den Streifen influenzierten Ladung bestimmt werden kann [Vel97].

Neutronen durchlaufen den Detektor von oben nach unten (vgl. Abb. 6.3) und werden zum Teil in der Borschicht absorbiert. Die entstehenden Konvertierungsprodukte (α -Teilchen und ${}^7\text{Li}$ -Kern) erzeugen nun im Zählgas durch Primäronisation entlang ihrer Trajektorien Elektronen und Ionen. Die Elektronen bewegen sich durch das angelegte Driftfeld ($-2\ \text{kV}/\text{cm}$) zu den Anoden der MSGC. Dort werden sie im Bereich hoher Feldstärke zwischen den Anoden ($0\ \text{V}$) und Kathoden ($-600\ \text{V}$) durch Gasverstärkung vervielfacht und schließlich an den Anoden aufgesammelt. Die bei der Gasverstärkung entstandenen positiven Ionen werden von den Kathoden in der direkten Nachbarschaft (Entfernung Anode-Kathode: $100\ \mu\text{m}$) neutralisiert.

MSGC und Driftelektrode sind schließlich auf einen DN-CF-250 Flansch aus Edelstahl montiert, der die eine Seite des zylinderförmigen Detektorgefäßes abschließt. Auf diesem Flansch befinden sich auch die elektrischen Durchführungen für die Versorgungsspannungen der Driftelektrode und der Kathoden, für die Signale der Anode sowie ein DN-CF-16 Eckventil. Somit kann der gesamte Detektor evakuiert und mit dem gewünschten Zählgas gefüllt werden. Die andere Seite des Detektorgehäuses wird durch eine $5\ \text{mm}$ dicke Aluminiumscheibe abgeschlossen, die als Eintrittsfenster für die Neutronen dient. Als Zählgas wird ein Gemisch aus Argon und CF_4 bei einem Bar vorwiegend im Verhältnis $80\% : 20\%$ benutzt. Dabei dient der Anteil von CF_4 zum einen als Quench-Gas und zum anderen verbessert er aufgrund seiner hohen „stopping power“ die Ortsauflösung des Detektors.

Abbildung (6.2) zeigt die elektrische Kontaktierung der MSGC. Der Verbindungstreifen aller Anoden befindet sich auf virtuellem Erddpotential und wird rechts und links jeweils mit einem Vorverstärker ausgelesen. Mit Hilfe der Methode der Ladungsteilung kann dann, wie in Kapitel (6.1) dargestellt, der Ort der Ladung in dieser einen Dimension bestimmt werden. Die Kathoden sind mit der negativen Hochspannungsversorgung verbunden. Die Kontakte selbst werden durch Bond-Drähte hergestellt. Im Falle einer zweidimensionalen Ortsauslese der MSGC werden auch die auf der Rückseite der MSGC befindlichen Streifen mit zwei Vor-

Mit diesem einfachen Aufbau sind die ersten in Kapitel (7) beschriebenen Messungen zum Verlauf des Pulshöhenspektrums und der Nachweiseffizienz einer festen Borschicht durchgeführt worden. Außerdem konnte hiermit bereits die Auslese-Elektronik getestet und weiterentwickelt werden. Zu diesem Zweck wurde im Keller des Physikalischen Institutes eine Neutronenquelle aufgebaut. Sie besteht aus $20 \mu\text{g } ^{252}\text{Cf}$ (Halbwertszeit 2.64 Jahre) mit einer Quellstärke von ca. $4 \cdot 10^7 \frac{n}{s}$. Die Spaltneutronen dieser Quelle werden in einem Polyethylenblock auf Raumtemperatur moderiert. In einem weiteren Polyethylenblock von 1 m^3 Volumen, der die Quelle als biologischer Schild umgibt, sind zwei Strahlrohre ausgefräst. Somit stehen zwei Strahlplätze zur Verfügung, die von einem Versuch³ zur Neutronenphysik im Fortgeschrittenen-Praktikum und dem Detektormessstand belegt sind. Der effektive Fluß am Ausgang der Strahlrohre beträgt rund $120 \frac{n}{s \cdot \text{cm}^2}$ (im August 1999). Eine genaue Beschreibung des Aufbaus der Neutronenquelle und der Abschirmung findet sich in [Ma98] und [Th99].

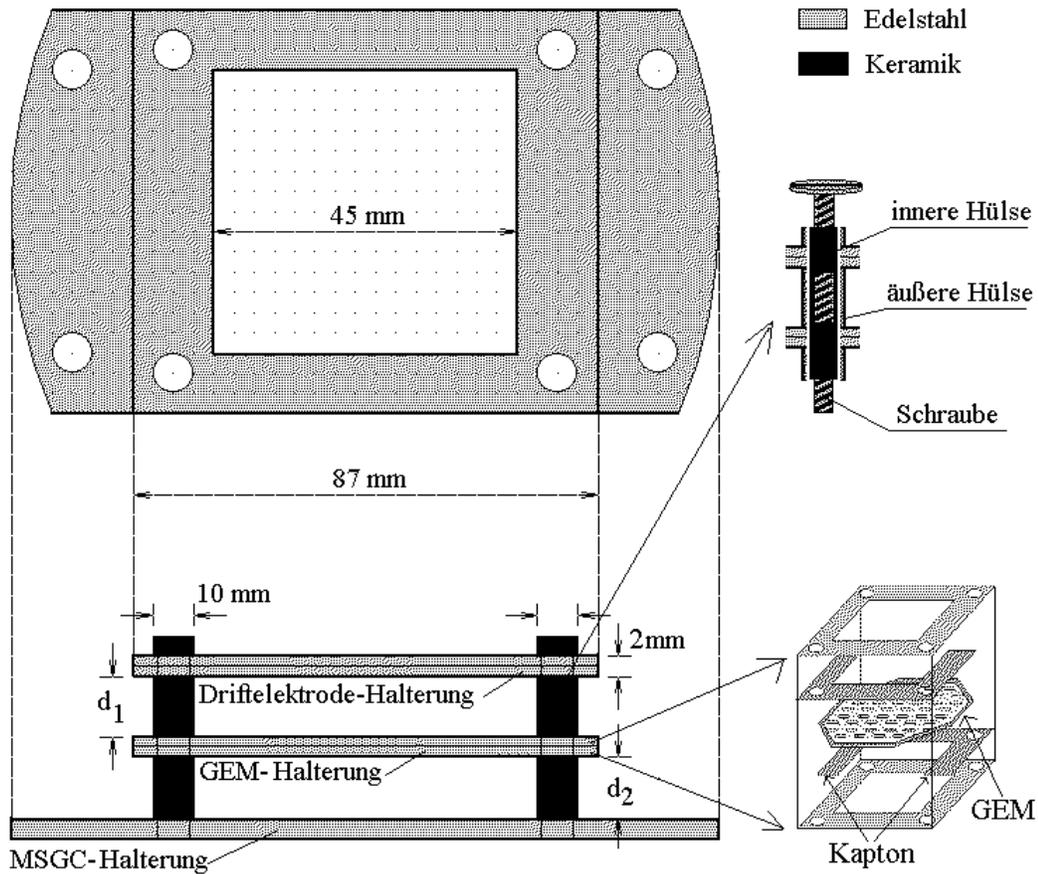


Abbildung 6.5: Mechanischer Detektor-Aufbau mit einer GEM, Driftelektrode und MSGC. Die GEM wird in einer Rahmenkonstruktion aus Edelstahlrahmen - Kaptonhalbrahmen - GEM - Kaptonhalbrahmen - Edelstahlrahmen gehalten (s. rechts unten). Durch die Kaptonhalbrahmen werden die beiden Edelstahlrahmen gegeneinander elektrisch isoliert. Somit kann die GEM direkt über die Edelstahlrahmen kontaktiert werden. Die Abstände zwischen Driftelektrode, GEM und MSGC werden über Keramikhülsen definiert.

³Dieser neue Versuch zur Neutronenphysik wurde im Rahmen dieser Doktorarbeit aufgebaut.

Die Nachweiseffizienz einer einzelnen festen Borschicht beträgt, wie in Kapitel (5.2) gezeigt, maximal nur 5%. Deswegen wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit nach einer Möglichkeit gesucht, eine ganze Reihe von Borschichten derart anzuordnen, daß die Ionisationsladung jeder Schicht orts aufgelöst nachgewiesen werden kann. Das Konzept des hier vorgestellten Detektors nutzt zu diesem Zweck die in Kapitel (4.5.4) beschriebene GEM-Folie als ladungstransparenten Träger der festen Borschicht.

Abbildung (6.5) zeigt die Halterung einer GEM-Folie im Detektor. Die GEM-Folie befindet sich in der Mitte zwischen Driftelektrode und MSGC und wird durch eine Rahmenkonstruktion gehalten. Aufgrund der geringen GEM-Fläche von $5 \times 5 \text{ cm}^2$ sind keine zusätzlichen Spannvorrichtungen notwendig. Die Rahmenkonstruktion besteht aus Edelstahlrahmen - Kaptonhalbrahmen - GEM - Kaptonhalbrahmen - Edelstahlrahmen (s. Abb. 6.5 rechts unten). Die beiden Kaptonhalbrahmen aus 0.1 mm dickem Kapton isolieren die beiden 1 mm dicken Edelstahlrahmen gegeneinander und erlauben so eine elektrische Kontaktierung der GEM-Ober- und Unterseite über die Rahmen selbst. Die elektrische Isolation der einzelnen Komponenten gegeneinander und gegenüber den Gewindestangen geschieht durch maßgeschliffene Keramikhülsen der Firma Friatec. Diese definieren auch den Abstand zwischen MSGC, GEM und Driftelektrode.

Der gesamte Detektor ist modular aufgebaut und kann jederzeit verändert werden. Dadurch daß keinerlei Teile verklebt oder verlötet werden, können jederzeit die Abstände variiert, die Driftelektrode oder die GEM ausgetauscht werden. Weitere GEM-Folien werden einfach durch Einfügen weiterer Edelstahlrahmen und weiterer Abstandshülsen aus Keramik eingebaut.

6.3 Die Auslese-Elektronik

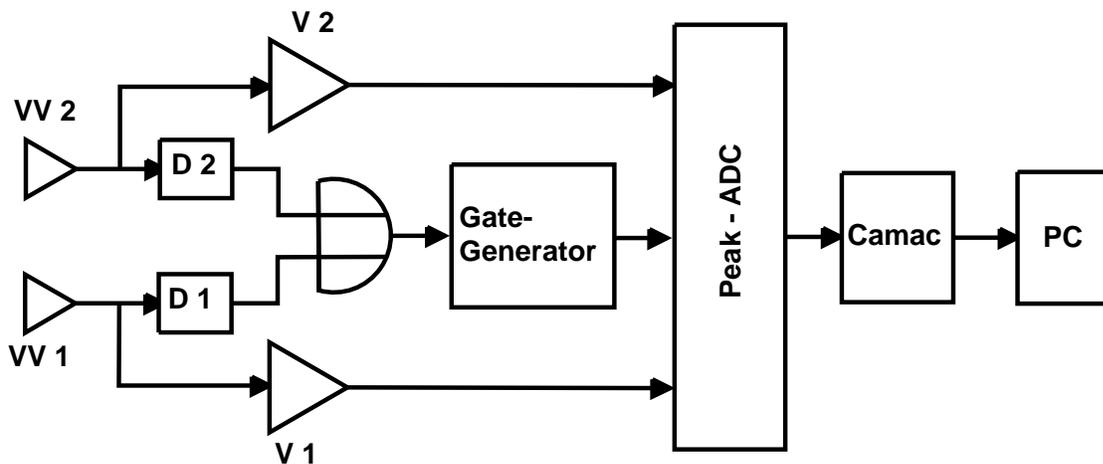


Abbildung 6.6: Schematische Zeichnung der Auslese-Elektronik des Detektors.

Abbildung (6.6) zeigt ein Blockdiagramm des Auslesesystems. Es setzt sich aus folgenden Komponenten zusammen:

- **VV1 und VV2**

Die beiden ladungsempfindlichen Vorverstärker befinden sich direkt am Detektor und sind mit den beiden elektrischen Durchführungen der Anoden verbunden. Sie sind in Anlehnung

an [Ve97] aus zwei gekoppelten Breitband-Operationsverstärkern LM6265N und LM6261N der Firma National Semiconductor aufgebaut. Der Eingangswiderstand beträgt ca. 50Ω , um mit Hilfe der Methode der Ladungsteilung die Ortsinformation des Signals zu erhalten. Die Ladungsverstärkung beträgt $(590 \pm 10) \text{ mV/pF}$. Eine ausführliche Beschreibung der selbstgebauten Vorverstärker findet sich in [Fi99]. Inzwischen werden von der Elektronischen Werkstatt des Physikalischen Instituts neue Vorverstärker auf SMD-Basis entwickelt, die eine höhere Ladungsverstärkung bei kleinerem Verstärkerrauschen besitzen werden.

- **V1 und V2**

Die beiden Hauptverstärker sind NIM-Module vom Typ Ortec 572 und passen die Amplitude der Anodensignale an den Spannungsbereich des Peak-ADC (0 - 4 V) an.

- **D1 und D2**

Die beiden Diskriminatoren erzeugen einen NIM-Normpuls, sobald das Eingangssignal die einstellbare Schwelle überschreitet. Mit ihnen wird das Rauschen der Vorverstärker unterdrückt.

- **Oder-Gatter und Gate-Generator**

Die Ausgänge der Diskriminatoren sind über ein Oder-Gatter auf den Eingang eines Gate-Generators gelegt. Dieser erzeugt ein ausreichend langes NIM-Signal, um die Konvertierung der beiden Peak-ADC's zu starten. Anstatt das auf beide Vorverstärker aufgeteilte Ladungssignal zu benutzen, kann auch das Signal der Kathode herangezogen werden, um ein Gatesignal für die ADC-Konvertierung abzuleiten. Es entspricht ebenfalls der Gesamtladung des Ereignisses.

- **Peak-ADC**

Jeweils 4 Peak-ADC-Module vom Typ DL610-A (14 Bit) befinden sich auf einem Camac-Einschub DL60-1. Durch ein gemeinsames Gate-Signal, generiert vom Gate-Generator, wird die Konvertierung in allen vier ADC-Modulen gleichzeitig gestartet. Damit können bei Bedarf beide Dimensionen mit einem Camac-Einschub ausgelesen werden. Die maximale Amplitude der analogen Signale wird digital in internen Registern abgespeichert.

- **Camac-System und PC**

Der Camac-Controller CC2 und die Interfacekarte IO-ADA⁴ ermöglichen den Zugriff auf die Daten der ADC's vom PC aus. Dies geschieht über die üblichen NAF-Befehle des Camac-Systems. Ein benutzerfreundliches Programm in Visual-C++ speichert die gemessenen Energie- und Ortsspektren ab und stellt sie auf dem Monitor entsprechend dar.

Um das Verhalten des gesamten Auslesesystems zu testen, wurde auf der MSGC bei geöffnetem Detektor lokal auf die Verbindungselektrode eine bestimmte Ladungsmenge Q injiziert. Abbildung (6.7 A, B und C) zeigt die Antwort der gesamten Auslese-Elektronik auf eine Ladungsinjektion an einem festen Ort⁵ $x = (14.5 \pm 0.5) \text{ mm}$. Grafik A zeigt die mit den Vorverstärkern VV_1 und VV_2 aufgenommenen Ladungspaare (Q_1, Q_2) , wobei Q_2 gegen Q_1 in willkürlichen Einheiten aufgetragen ist. Die Grafik B stellt das Pulshöhenspektrum der injizierten Gesamtladung $Q_1 + Q_2$ wieder in willkürlichen Einheiten dar. Grafik C zeigt das aus A berechnete Ortsspektrum durch Bildung des Ladungsverhältnisses $Q_2 / (Q_1 + Q_2)$. In Grafik D wurde schließlich der Injektionsort x variiert und die gemessenen Ladungsschwerpunkte aufgetragen.

⁴Alle Komponenten des Camac-Systems bis auf das Camac-Crate stammen von der Firma ARW Elektronik in Wiesloch.

⁵Der große Fehler des Injektionsortes x resultiert aus der Dicke der Kontaktdrähte von ca. 0.5 mm.

Die lineare Regression der Meßpunkte in Grafik D ergibt für die Steigung einen Wert von $A = 0.85 \pm 0.08$. Diese Abweichung vom Idealwert von 1 und der endliche y-Achsenabschnitt spiegeln deutlich den Einfluß der in Kapitel (6.1) bereits angesprochenen sogenannten virtuellen Länge L_{virt} wider (vgl. Gleichung 6.11). Für einen Eingangswiderstand des Vorverstärkers von $R_{ein} = 47 \Omega$, einer kontaktierten Länge der Widerstandselektrode von $a = (37 \pm 0.5) \text{ mm}$ und einem Gesamtwiderstand der Elektrode von $R = (1.26 \pm 0.02) \text{ k}\Omega$ ergibt sich eine virtuelle Länge von $L_{virt} = (1.38 \pm 0.04) \text{ mm}$. Tabelle (6.1) zeigt die damit nach Gleichung (6.11) berechneten Werte der Steigung A und des y-Achsenabschnitts B im Vergleich zu den gemessenen Werten.

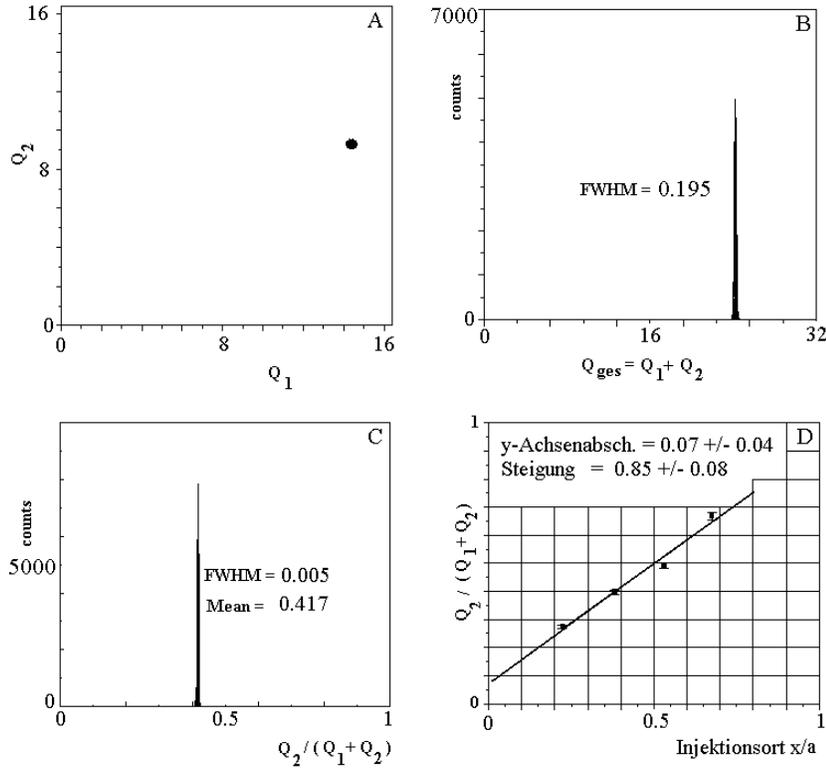


Abbildung 6.7: Antwort der Auslese-Elektronik auf ein punktförmiges Ladungssignal auf der MSGC.

	A	B
berechnet	0.93 ± 0.005	0.035 ± 0.001
gemessen	0.85 ± 0.08	0.07 ± 0.04

Tabelle 6.1: Vergleich der mit der virtuellen Länge L_{virt} nach Gleichung (6.11) berechneten Werte der Steigung A und des y-Achsenabschnitts B mit den gemessenen Werten aus Abbildung (6.7), Grafik D.

Wie der Vergleich zeigt, stimmen im Rahmen der Fehler die Werte überein. Damit läßt sich der Injektionsort der Ladung von $x = (14.5 \pm 0.5) \text{ mm}$ auf $x = (15.0 \pm 0.6) \text{ mm}$ rekonstruieren. Dies ist immer noch um einen guten Faktor 5 genauer als der Wert der intrinsischen Ortsauflösung des Detektors, wie er in Kapitel (5.5) berechnet wird. Die Auslese-Elektronik limitiert deswegen nicht die Ortsauflösung der im nächsten Kapitel vorgestellten Messungen.

Kapitel 7

Die Auswertung der Meßergebnisse

Die folgenden Messungen wurden an der Neutronenquelle durchgeführt, die sich im Keller des Physikalischen Instituts befindet. Eine ausführliche Beschreibung der Quelle findet sich in [Ma98] und [Th99]. Zunächst wird das Neutronensignal des Detektors vorgestellt, dessen Dauer und Form die Ratenakzeptanz des Detektors bestimmen. Der Vergleich zwischen dem gemessenen Pulshöhenspektrum einer festen Borschicht sowie der gemessenen Ortsauflösung des Detektors mit der theoretischen Erwartung wird zeigen, daß die Eigenschaften des Detektors mit der in den Kapiteln (5.4) und (5.5) hergeleitete theoretische Beschreibung verstanden werden können. Der Einfluß der GEM-Folien auf das Detektorsignal wurde zunächst mit unbeschichteten Folien untersucht. Anschließend wurde mit Hilfe einer Kaskade aus borbeschichteten GEM-Folien das hier vorgeschlagene Detektorkonzept bezüglich der Nachweiseffizienz, der Ortsauflösung und der Gammaempfindlichkeit getestet. Schließlich wird ein Ausblick über die weitere Entwicklung des Detektorprojekts gegeben und mögliche Verbesserungen in der Ortsauflösung werden vorgestellt.

7.1 Das Neutronensignal

Abbildung (7.1) zeigt beispielhaft drei verschieden hohe Neutronensignale, die mit dem Detektor aufgenommen wurden. Um den zeitlichen Verlauf des Neutronensignals auflösen zu können, wurde die Zeitkonstante des Vorverstärkers auf eine Nanosekunde gesetzt.

Die ersten 100 ns des Signals stellen im wesentlichen die Antwort des Vorverstärkers auf ein deltaförmiges Ladungssignal am Eingang des Verstärkers dar, da die Dauer der Anstiegsflanke des eingesetzten Operationsverstärkers LM6265N laut Hersteller 50 ns beträgt. Das deltaförmige Ladungssignal rührt von der schnellen Drift der Elektronen zur Anode und der dort stattfindenden Gasverstärkung her.

Nach etwa 100 ns ändert sich die Abfallzeit des Signals merklich. Der Anteil der Elektronen ist längst abgeklungen und das Signal wird nun durch die Drift der positiven Ionen zu den beiden benachbarten Kathoden bestimmt. Nach [Kl92] ist die Beweglichkeit μ_+ für Argonionen in Argon $\mu_+ = 1.7 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. Damit ergibt sich bei einem Anoden-Kathoden-Abstand (= Driftstrecke) von $296 \mu\text{m}$ und einer angelegten Potentialdifferenz von etwa 700 V nach Gleichung (4.3) für die Driftzeit ein Wert von $0.7 \mu\text{s}$. Die hier gemessene Signaldauer von ca. $0.4 \mu\text{s}$ in einer

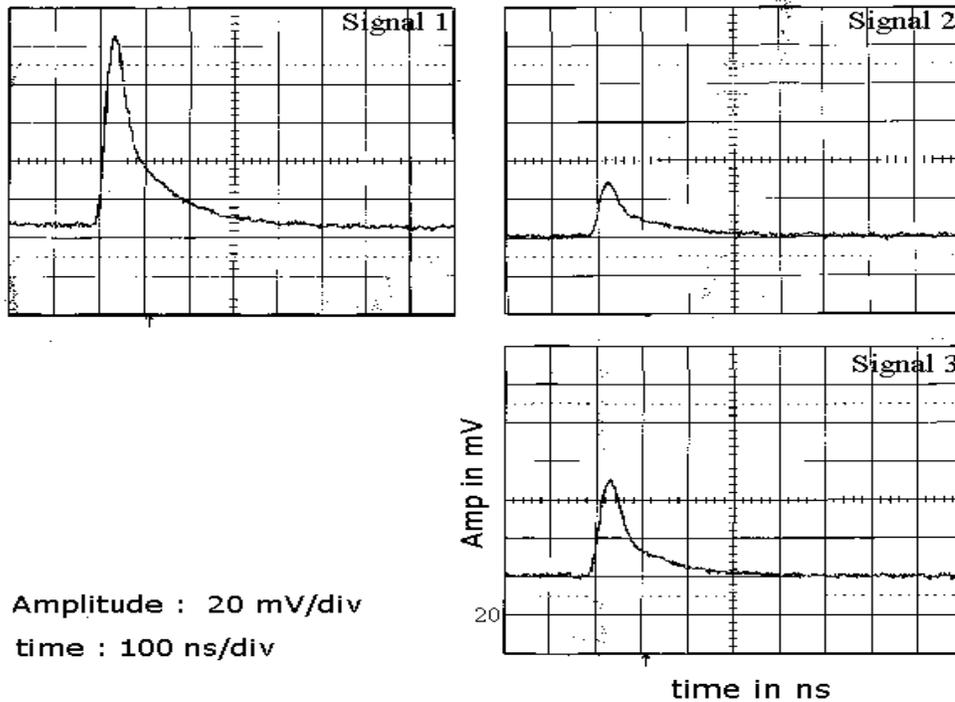


Abbildung 7.1: Zeitlicher Verlauf der Neutronensignale des Detektors.

Ar:CF₄(80:20)-Gasmischung liegt damit in derselben Größenordnung. Aufgrund der Signaldauer von $0.4 \mu\text{s}$ ist die maximale Ratenakzeptanz des Detektors auf etwa 2 MHz beschränkt. Durch eine Verringerung des Anoden-Kathoden-Abstandes und/oder ein schnelleres Zählgas ($\mu_+ \gg 1.7 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$) kann diese jedoch bei Bedarf mindestens um einen Faktor fünf gesteigert werden.

7.2 Das Pulshöhenspektrum

Die ersten Pulshöhenspektren wurden mit einem Detektoraufbau aufgenommen, wie er in Abbildung (6.3) dargestellt ist. Dazu wurde eine borbeschichtete Aluminiumfolie als Driftelektrode benutzt. Die Borschicht wurde dabei nach einem der in Kapitel (5.6.3) vorgestellten Beschichtungsverfahren aus Borphpulver hergestellt. Aus Kostengründen wurde Bor in natürlicher Isotopenzusammensetzung verwendet. Abbildung (7.2) zeigt das gemessene Pulshöhenspektrum einer solchen Borschicht, deren mittlere Schichtdicke durch Abwiegen der Aluminiumfolie vor und nach dem Beschichten zu $(2.3 \pm 0.2) \mu\text{m}$ bestimmt wurde. Da die Schichtdicke hier ungefähr der Reichweite der geladenen Teilchen in der Schicht entspricht, ergibt sich ein kontinuierliches Energiespektrum für die nachgewiesenen Teilchen (vgl. Abb. 5.12). Deutlich zu erkennen ist der stufenförmige Verlauf des Pulshöhenspektrums, der von dem Nachweis von α -Teilchen und ${}^7\text{Li}$ -Kernen herrührt. Aufgrund der hohen Diskriminatorschwelle fehlt in diesem Fall der Anstieg des Pulshöhenspektrums zu kleinen Energien (vgl. Abb. 5.12). Abbildung (7.3) zeigt noch einmal den Verlauf des Pulshöhenspektrums in logarithmischer Darstellung. Hier ist nun auch deutlich der Anteil der α -Teilchen des zweiten Reaktionszweiges mit einer kinetischen Energie von 1.78 MeV zu erkennen.

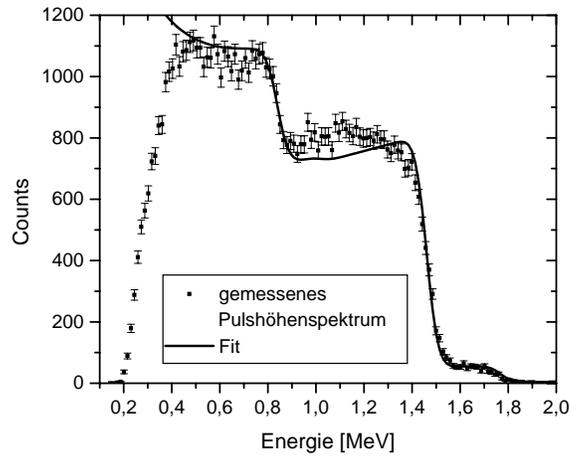


Abbildung 7.2: Gemessenes Pulshöhenspektrum einer ca. $2.3 \mu\text{m}$ dicken Borschicht.

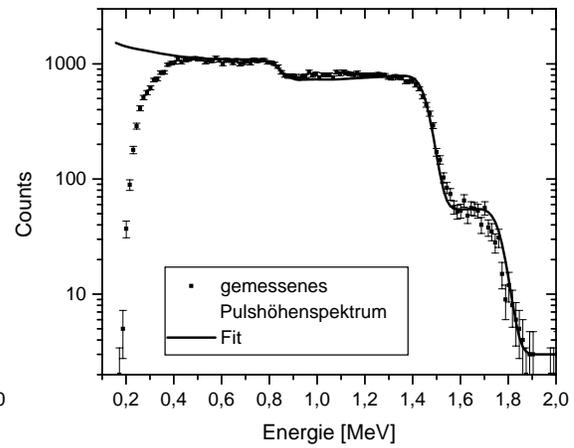


Abbildung 7.3: Logarithmische Darstellung von Abbildung (7.2).

Mit Gleichung (5.21) liegt eine analytische Beschreibung des zu erwartenden Pulshöhenspektrums vor. Um die Meßdaten sinnvoll beschreiben zu können, muß die Verbreiterung des Spektrums aufgrund der endlichen Energieauflösung des Detektors berücksichtigt werden. Dazu wurde das theoretische Spektrum einer $2.3 \mu\text{m}$ dicken Borschicht mit einer gaußförmigen Auflösungsfunktion gefaltet und an die Meßdaten angepaßt. Mit einer mittleren Energieauflösung von $\Delta E/E = 5\%$ konnte die beste Übereinstimmung erreicht werden. Für die Energieeichung wurde der ADC als linear angenommen und aufgrund der beiden steilen Flanken im Pulshöhenspektrum läßt sich die Energieeichung eindeutig festlegen. Das Ergebnis des Fits ist in Abbildung (7.2) ebenfalls eingetragen, der für Energien größer 0.5 MeV an die Daten angepaßt wurde.

In Abbildung (7.4) ist das Pulshöhenspektrum einer ($0.4 \pm 0.1 \mu\text{m}$) dünnen Borschicht dargestellt („dünne Borschicht+MSGC+Gammas“), das mit einer sehr niedrigen Diskriminatorschwelle aufgenommen wurde. Da die Gasverstärkung aufgrund der hohen Kathodenspannung von rund -700 V bei dieser Messung sehr hoch ist, ist hier auch ein Gammauntergrund bei niedrigen Energien zu festzustellen („nur Gammas“). Dieser kann durch Abdecken des Neutronenstrahls mit einer dicken Abschirmung aus boriiertem Polyethylen separat gemessen werden. Für Kathodenspannungen von -650 V und geringer konnte selbst mit einer 110 kBq starken ^{60}Co -Quelle über mehrere Stunden keine Gammaempfindlichkeit des Detektors mehr beobachtet werden. Weiterhin ist in Abbildung (7.4) eine Messung eingetragen, bei der die Driftelektrode nicht mit Bor beschichtet war („MSGC+Gammas“). Obschon sich kein Neutronenkonverter im Detektor befand, ist in diesen Daten eindeutig das Pulshöhenspektrum einer dicken Borschicht zu erkennen. Diese Signale stammen aus Neutronen-Einfangsreaktionen im Substrat des MSGC-Wafers, der hier aus 0.5 mm dickem Borsilikatglas besteht. Im niederenergetischen Bereich steigt die Zählrate im Pulshöhenspektrum des MSGC-Wafers wieder stark an. Dieser Anstieg kann nicht allein durch den Gammauntergrund erklärt werden. Vielmehr handelt es sich dabei um den bereits in Kapitel (5.4) beschriebenen Anstieg in den Pulshöhenspektren dicker Borschichten (vgl. Abb. 5.12).

Abbildung (7.5) zeigt das Pulshöhenspektrum der dünnen Borschicht, das auf den Gammauntergrund und den Anteil des MSGC-Substrates korrigiert wurde. Hier wurde nun in einem Fit neben Amplitude, Untergrund und Energieeichung auch die Schichtdicke d angepaßt. Dabei wurde die Schichtdicke zu $(0.289 \pm 0.012) \mu\text{m}$ bestimmt, was konsistent mit der durch Abwiegen

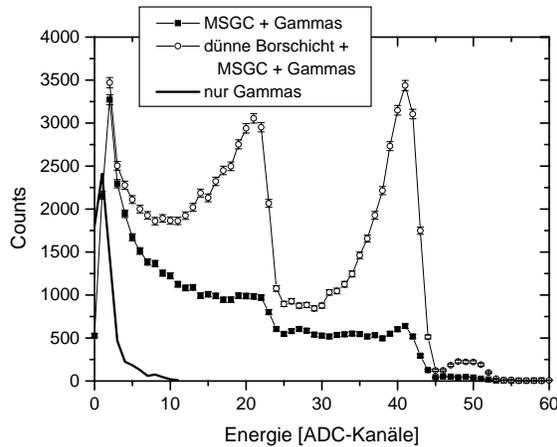


Abbildung 7.4: Gemessenes Pulshöhenspektrum einer ca. $0.4 \mu\text{m}$ dünnen Schicht aus Naturbor. Da die Nachweiseffizienz sehr gering ist, macht sich das Signal aus dem MSGC-Substrat (Borsilikatglas) bereits im Pulshöhenspektrum bemerkbar.

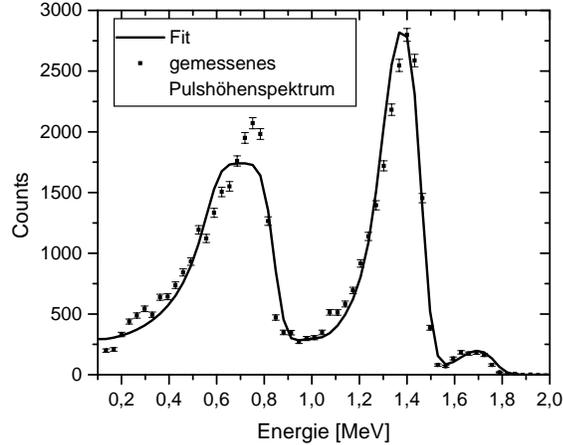


Abbildung 7.5: Pulshöhenspektrum einer ca. $0.4 \mu\text{m}$ dünnen Schicht aus Naturbor korrigiert auf den Anteil am Signal aus dem MSGC-Substrat (Borsilikatglas).

bestimmten Dicke ist. Dünne Borschichten weisen ein Minimum bei niedrigen Energien auf, das zur Untergrunddiskriminierung durch Setzen einer Schwelle geeignet ist. Da der Detektor im Hinblick auf eine möglichst große Nachweiseffizienz optimiert wird, führt dies zu relativ dicken Borschichten von ca. $1.3 \mu\text{m}$ und entsprechenden Pulshöhenspektren, die kontinuierlich in das Vorverstärkerrauschen einmünden. In diesem Fall besteht kein Minimum im Pulshöhenspektrum, auf das diskriminiert werden kann, so daß geringe Verluste in der Nachweiseffizienz in Kauf genommen werden müssen.

7.3 Die Ortsauflösung

Die maximale Ortsunschärfe für ein einzelnes nachgewiesenes Neutron ist durch die Reichweite der geladenen Konvertierungsprodukte im Zählgas gegeben. Nach Tabelle (5.3) besitzt das α -Teilchen des zweiten Reaktionszweiges, das in 3% aller nachgewiesenen Neutronen das Signal erzeugt, die größte kinetische Energie von 1.78 MeV. Für die im Rahmen dieser Arbeit vorwiegend eingesetzte Zusammensetzung des Zählgases aus $\text{Ar}:\text{CF}_4 = 80:20$ bei Normaldruck beträgt dann der Radius, auf dem sich der Ladungsschwerpunkt dieses Teilchens um den Konvertierungsort herum befindetet, ca. 3.4 mm (vgl. Abb. 5.17). Dies gilt in den Fällen, in denen das α -Teilchen direkt an der Oberfläche der Borschicht erzeugt wird und somit mit der gesamten kinetischen Energie von 1.78 MeV ins Zählgas eintritt. Damit ist der Konvertierungsort nur auf einen Umkreis mit rund 6.8 mm Durchmesser bekannt. Im Großteil der Fälle wird die Ortsauflösung für ein einzelnes nachgewiesenes Neutron dagegen 5 mm (α -Teilchen aus dem ersten Reaktionszweig) und besser sein.

Die Ortsauflösung des Detektors wurde auf zwei Arten untersucht. Dabei wurde auf ein System von Blenden zur Kollimation des stark divergenten Neutronenstrahls der Neutronenquelle aus Intensitätsgründen verzichtet. Um dennoch parallaxenfreie Messungen durchführen zu können, wurden die abzubildenden geometrischen Formen aus der Borschicht selbst herausgearbeitet, anstatt entsprechend geformte Absorber dem Neutronenstrahl in den Weg zu stellen.

Abbildung (7.6) zeigt das Bild eines (2.1 ± 0.3) mm breiten Borstreifens, der parallel zu den Anoden der MSGC auf der Driftelektrode aufgebracht wurde. Der Abstand zwischen

Driftelektrode und MSGC beträgt hier 10 mm und ist damit größer als die längste Ionisationsspur, die ein Konvertierungsprodukt im Zählgas erzeugen kann. Die Länge des Borstreifens ist durch einen schwarzen Querbalken angedeutet. Das Ortsspektrum wurde mit Hilfe der Methode der Ladungsteilung aufgenommen. Das Spektrum wurde hier bereits auf die sogenannte virtuelle Länge L_{virt} korrigiert. Der abgebildete Borstreifen befindet sich auf einem Sockel, der das Bild des MSGC-Wafers aus Borsilikatglas darstellt. Der Vergleich mit der ebenfalls eingezeichneten theoretischen Kurve für einen 2.1 mm breiten Borstreifen zeigt, daß die Breite der gemessenen Kurve unterschätzt wird, während die Basis des Peaks gut beschrieben werden kann. Die Breite der gemessenen Kurve von FWHM = 4.7 mm ist um 80% größer als die der theoretischen Kurve mit FWHM = 2.6 mm.

Der Sockel, der das Bild des MSGC-Wafers aus Borsilikatglas darstellt, endet nicht abrupt über der letzten Anode. Vielmehr beginnt die Intensität bereits 3-4 mm vorher abzufallen. Dies rührt von Ionisationsspuren her, die über den Rand der aktiven MSGC-Fläche hinauslaufen und somit nur einen Teil ihrer gesamten Ionisationsladung über den Anoden deponieren. Je weniger Ladung aber letztlich an den Anoden nachgewiesen wird, desto eher rutscht das Signal unter die eingestellte Diskriminatorschwelle. Dies hat zur Folge, daß die Zählrate zum Rand hin ungefähr ab der maximalen Reichweite der Ladungsschwerpunkte abnimmt.

Abbildung (7.7) zeigt das Bild einer zur Hälfte mit Bor bedeckten Driftelektrode. Auch hier rührt die Zählrate im linken Bereich der Abbildung (Ort < 16 mm) von echten Neutroneneinfangsreaktionen im Borsilikatglas des MSGC-Wafers her. Der Verlauf der Borschicht-Kante kann durch die in Kapitel (5.5) eingeführte Edge-Spread-Function (ESF) beschrieben werden. Für die Halbwertbreite ergibt sich dabei ein Wert von $FWHM = (5.1 \pm 0.2)$ mm. Die theoretische Beschreibung in Kapitel (5.5) sagt einen besseren Wert von rund 1.5 mm voraus und läßt vermuten, daß die experimentellen Resultate aufgrund unzureichender Justage, d. h. die Kante der Borschicht verlief nicht exakt parallel zu den Anoden

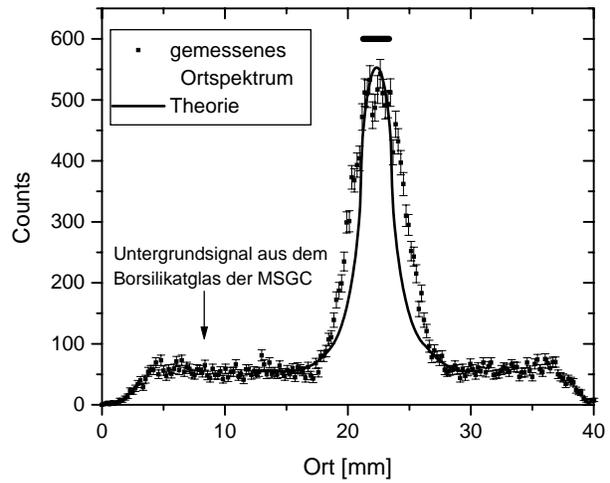


Abbildung 7.6: Ortsspektrum eines 2.1 mm breiten Borstreifens, der parallel zu den Anoden eingebaut wurde.

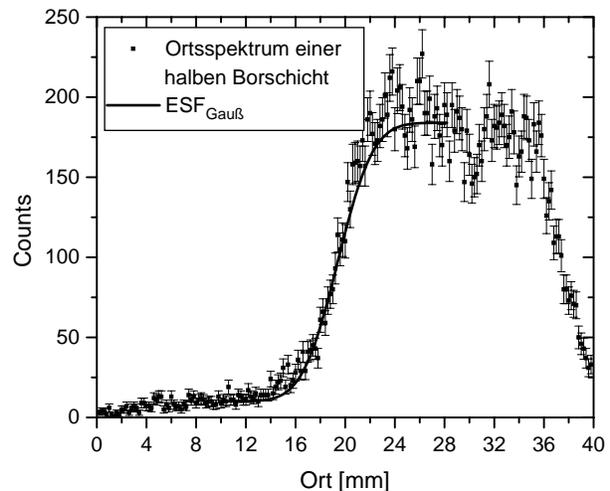


Abbildung 7.7: Ortsspektrum einer nur zur Hälfte mit Bor beschichteten Driftelektrode, wobei die Borschicht möglichst parallel zu den Anoden verläuft.

der MSGC, hier noch schlecht ausgefallen sind. Die weiteren Experimente haben gezeigt, daß der Detektor ein räumliches Auflösungsvermögen von mindestens 3-5 mm ermöglicht.

7.4 Messungen mit einer GEM-Folie

Zunächst wurden eine ganze Reihe von Messungen mit einer unbeschichteten GEM-Folie durchgeführt. Dabei galt es im wesentlichen, die Spannungsconfiguration der Elektroden zu finden, bei der die im Driftraum zwischen Driftelektrode und GEM-Oberseite erzeugte Ionisationsladung verlustfrei in den Kollektorraum zwischen GEM-Unterseite und MSGC durchgeleitet wird. Bei Beschaltung mit diesen Parametern wird die GEM ladungstransparent ohne zusätzliche Gasverstärkung.

Mit dem in Abbildung (6.5) skizzierten Detektoraufbau wurden diese Messungen durchgeführt. Die Abstände GEM-MSGC und GEM-Driftelektrode betragen jeweils $d = 6$ mm. Abbildung (7.8) zeigt die erreichte Gasverstärkung in Abhängigkeit der Potentialdifferenz ΔU_{GEM} zwischen GEM-Unter- und Oberseite. Weil im weiteren Verlauf eine Kaskade mit borbeschichteten GEM-Folien angestrebt wird, muß die Feldstärke symmetrisch bezüglich der GEM-Folie sein. Da 40% der gesamten aktiven MSGC-Fläche von Kathoden bedeckt ist und die Anoden auf Erdpotential liegen, ergibt sich für die mittlere Feldstärke im Kollektorraum $E_{Koll} = 0.4 \cdot U_{Kathode}/d$.

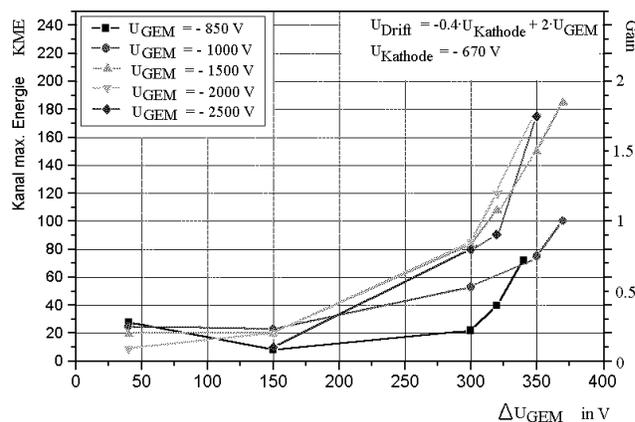


Abbildung 7.8: Die an der GEM erreichte Gasverstärkung (Gain) in Abhängigkeit der Potentialdifferenz ΔU_{GEM} zwischen GEM-Unter- und Oberseite.

Gasverstärkung für verschiedene Feldstärken im Kollektorraum bzw. im Driftraum (Variation von U_{GEM}). So ist für Feldstärken ab etwa 180 V/mm und GEM-Spannungsdifferenzen von 300 V die GEM transparent für Ladung, wobei die Gasverstärkung (Gain) an der GEM ist gleich 1 ist.

Eine ausführliche Darstellung aller Untersuchungen an unbeschichteten GEM-Folien findet sich in [F199]. Darüber hinaus gibt es seit Einführung der GEM eine Vielzahl von Untersuchungen an GEM-Folien, auf die hier verwiesen werden soll: [Ba99] und Referenzen darin.

Für einen symmetrischen Verlauf der Feldstärke um die GEM-Folie muß die Spannung an der Driftelektrode

$$U_{Drift} = 0.4 \cdot U_{Kathode} + 2 \cdot U_{GEM} \quad (7.1)$$

betragen, wobei U_{GEM} die mittlere Spannung der GEM bedeutet. Die in Abbildung (7.8) mit „Kanal maximaler Energie“ bezeichnete linke y-Achse steht für die ADC-Kanalnummer, die der Lage der Abbruchkante des α -Teilchens aus Reaktionszweig **II** entspricht (vgl. Tabell 5.3). Neben der Abhängigkeit von der Spannungsdifferenz ΔU_{GEM} an der GEM-Folie zeigt Abbildung (7.8) auch den Verlauf der

7.5 Messungen mit einer Kaskade borbeschichteter GEM-Folien

Die Idee dieser Arbeit für einen neuen ortsauflösenden Neutronendetektor für große Flächen besteht darin, die GEM als ladungstransparenten Träger der Borschicht einzusetzen. Das Konzept beinhaltet eine Kaskade aus mehreren mit Bor beschichteten GEM-Folien. Die entstandenen Ladungsträger werden mit einer MSGC-Struktur oder mit einem alternativen Anodenarray am Kaskadenende detektiert (vgl. Abb. 4.17). Die Herstellung einer betriebsstabilen, borbeschichteten GEM-Folie war mit den in Kapitel (5.6.3) beschriebenen Abscheideverfahren nicht möglich. Inzwischen liegen die ersten funktionstüchtigen GEM-Folien vor, die durch thermisches Verdampfen oder HF-Sputtern mit Bor bzw. B_4C beschichtet werden konnten.

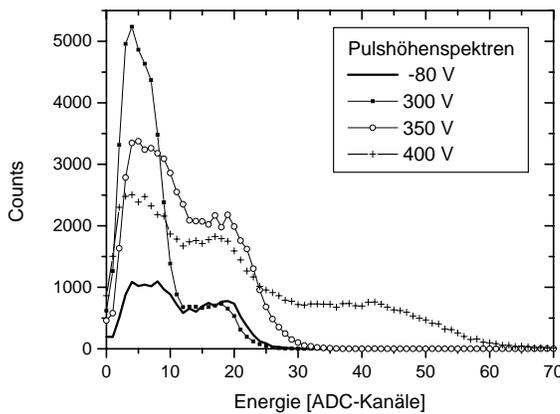


Abbildung 7.9: Gemessene Pulshöhenspektren einer mit ca. $1 \mu\text{m}$ beidseitig beschichteten GEM-Folie. Durch Variation der Spannungsdifferenz ΔU_{GEM} an der GEM-Folie wurde diese nach und nach für Ladung transparent geschaltet.

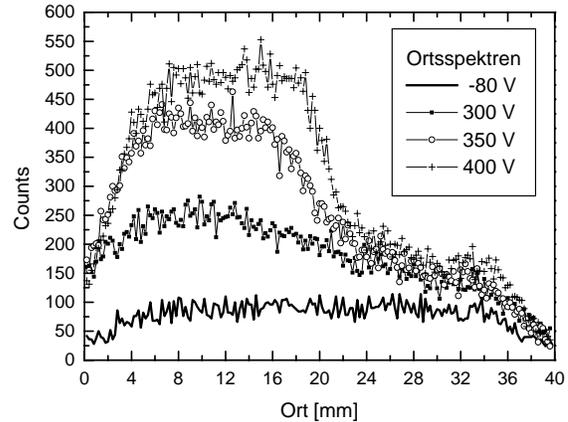


Abbildung 7.10: Gemessene Ortsspektren einer mit ca. $1 \mu\text{m}$ beidseitig beschichteten GEM-Folie. Durch Variation der Spannungsdifferenz ΔU_{GEM} an der GEM-Folie wurde diese nach und nach für Ladung transparent geschaltet.

Die Abbildungen (7.9) und (7.10) zeigen die Messungen mit einer beidseitig mit Bor bedampften GEM-Folie und einer zur Hälfte mit Bor beschichteten Drietelektrode. Zuerst wurde die GEM-Folie derart beschaltet, daß sie nicht für Ladung transparent ist (Messungen mit $\Delta U_{GEM} = -80$ V). Das Pulshöhenspektrum entspricht dem einer etwa $1 \mu\text{m}$ dicken Borschicht, das durch die Neutronen erzeugt wird, die in der Borschicht auf der Unterseite der GEM-Folie konvertiert werden. In Abbildung (7.10) ist das Ortsspektrum dieser homogenen Borschicht zu sehen (Messungen mit $\Delta U_{GEM} = -80$ V). Wird nun die GEM-Folie für Ladungen transparent geschaltet, so wird sowohl die obere Seite der GEM-Folie als auch die zur Hälfte beschichtete Drietelektrode auf die MSGC abgebildet. Bei einer Spannungsdifferenz von $\Delta U_{Gem} = 300$ V ist in diesem Fall die GEM noch nicht vollständig transparent. Die gesamte transmittierte Ladung erscheint deswegen im Pulshöhenspektrum in den Kanälen geringer Energie. Erst für $\Delta U_{Gem} = 350$ V ist die GEM hier ladungstransparent. Das Pulshöhenspektrum nimmt wieder die Form des ursprünglichen Spektrums an. Im Ortsspektrum ist neben der erhöhten Intensität deutlich das Bild der zur Hälfte beschichteten Drietelektrode zu sehen. Bei einer Spannungsdifferenz von $\Delta U_{Gem} = 400$ V wird die oberhalb der GEM erzeugte Primärladung durch die GEM um einen Faktor zwei verstärkt, so daß sich das Pulshöhenspektrum etwa doppelt so weit erstreckt. Das Ortsspektrum wird sogar noch etwas schärfer im Kontrast, da nun auch Ionisationsspuren sehr geringer Ener-

gie nachgewiesen werden, die aufgrund ihrer geringen Reichweite im Zählgas die Ortsauflösung scheinbar verbessern.

Schließlich wurden alle drei bisher zur Verfügung stehenden beschichteten GEM-Folien in den Detektor eingebaut. Die Beschaltung der GEM-Folien wurde nach und nach von Sperrichtung auf Transparenz geändert. Anhand der Pulshöhenspektren wurde die Gasverstärkung jeweils auf eins eingestellt (s. Abb. 7.11). Abbildung (7.12) zeigt die gemessenen Ortsspektren für die einzelnen Einstellungen. Zunächst sind wieder alle GEM-Folien in Sperrichtung geschaltet (Messungen mit $\Delta U_{GEM} = -80$ V). Das Ortsspektrum stellt in diesem Fall das Bild der untersten mit Bor beschichteten GEM-Folie dar. Wird die erste GEM-Folie transparent geschaltet, so wird zusätzlich die Oberseite der ersten GEM sowie die Unterseite der zweiten GEM auf die MSGC abgebildet. Sind alle drei GEM-Folien für Ladung transparent, so ist wieder das Bild der zur Hälfte mit Bor beschichteten Driftelektrode zu sehen.

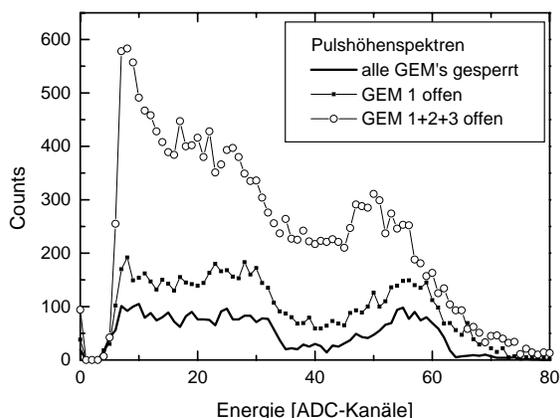


Abbildung 7.11: Gemessene Pulshöhenspektren eines mit drei beschichteten GEM-Folie ausgestatteten Detektors.

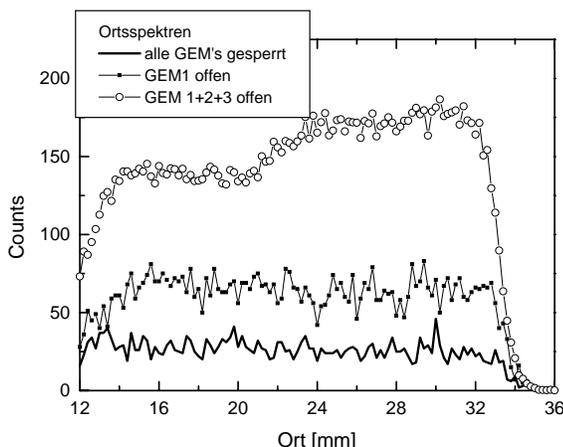


Abbildung 7.12: Gemessene Ortsspektren eines mit drei beschichteten GEM-Folie ausgestatteten Detektors. Nach und nach werden die einzelnen GEM-Folien transparent für Ladung geschaltet, so daß schließlich das Bild der nur zur Hälfte mit Bor beschichteten Driftelektrode sichtbar wird.

Beim Zusammenbau des Detektors wurde diesmal darauf geachtet, daß die Kante der Borschicht auf der Driftelektrode möglichst parallel zu den Anoden der MSGC liegt. Ein Fit der Edge-Spread-Function an den Verlauf der Kante ergibt für die Halbwertsbreite einen Wert von $FWHM = (2.9 \pm 0.4)$ mm. Eine Verzerrung (Verbreiterung oder Stauchung) des Bildes der Driftelektrode im Vergleich zu Abbildung (7.7) tritt nicht auf.

Abbildung (7.12) zeigt bereits deutlich die Steigerung der Nachweiseffizienz, die durch das Kaskadieren der drei GEM-Folien erreicht wurde. Die absolute Nachweiseffizienz wurde mit Hilfe zweier ^3He -Zählrohre bestimmt, die eine Nachweiseffizienz von rund 93% besitzen. So konnte die in Kapitel (5.2) berechnete Nachweiseffizienz von ca. 0.7% einer ca. $1 \mu\text{m}$ dünnen Schicht aus Bor im natürlichen Isotopengemisch bestätigt werden. Da die Absorption in einer solchen Schicht gering ist, steigt die Nachweiseffizienz in Abhängigkeit der Anzahl der Borschichten fast linear an (s. Abb. 7.12).

Mit dem Aufbau einer Kaskade aus bis zu zehn beidseitig mit Bor beschichteten GEM-Folien wird das Projekt fortgesetzt werden. Gleichzeitig ist die Ausdehnung der Fläche auf $10 \times 10 \text{ cm}^2$

und später auf $30 \times 30 \text{ cm}^2$ vorgesehen. In diesen Größen können im Moment GEM-Folien vom CERN bezogen werden. Schließlich ist der Übergang zu isotoopenreinen ^{10}B -Schichten geplant, um die endgültige Nachweiseffizienz von ca. 50% für thermische Neutronen (1.8 Å) zu erreichen.

Das hier vorgestellte Detektorkonzept ist prinzipiell nicht auf das Element Bor als Neutronenkonverter oder die MSGC als Auslesestruktur beschränkt. Betriebsstabile Beschichtungen der GEM mit Gadolinium könnten eventuell mit Hilfe eines galvanischen Abscheidungsverfahrens, das explizit nur auf den Kupferflächen Gadolinium abscheidet, hergestellt werden. In Kombination mit einem Sekundärelektronenemitter, wie z. B. CsI (vgl. Kapitel 4.5.5), könnten Nachweiseffizienzen von 80% erreicht werden. Die diesbezüglichen Entwicklungen (Produktion und Stabilität der CsI-Schicht, Gammaempfindlichkeit des Detektors) am Hahn-Meitner-Institut in Berlin werden mit Interesse verfolgt. Eine Kombination von CsI mit Bor könnte dagegen gerade im Hinblick auf die Gammaempfindlichkeit große Vorteile bringen. Dies wurde bereits mit Messungen an ^6Li und CsI von Dangendorf und Breskin [Da94] gezeigt. Jedoch lag damals noch kein Konzept vor, um die unzureichende Nachweiseffizienz fester Konverterschichten von 0.5% zu verbessern.

Aber auch der Einsatz der MSGC als Gasverstärkungs- und Auslesestruktur ist nicht von grundlegender Bedeutung für diesen Detektor. Da das Ionisationssignal aus der Konvertierungsreaktion in Bor genügend Energie beinhaltet, kann durch den Einsatz einer einzigen unbeschichteten GEM-Folie am Kaskadenende bereits eine hinreichende Gasverstärkung erzielt werden, um das Signal mit Hilfe eines einfachen PC-Boards (Printed-Circuit-Board) auszulesen. Dies ermöglicht die Konstruktion äußerst stabiler und leicht zu handhabender Detektoren.

Zusammenfassung

Der erste Teil dieser Arbeit behandelt zwei Experimente zur Quantenmechanik mit ultrakalten Neutronen.

Der Effekt der *anormalen* Larmorphase, der 1979 von Bernstein vorhergesagt worden ist [Be79], stellt einen Zusatzterm zu der *normalen* Larmorphase $\Phi = \omega_L \cdot t$ dar, die ein Spin in einem Magnetfeld aufammelt. Sie tritt immer dann auf, wenn ein Teilchen mit Spin und endlicher Ruhemasse einen Magnetfeld-Gradienten durchläuft. Die Größe der anomalen Beiträge wird durch das Verhältnis von potentieller Energie V_{mag} zur Gesamtenergie E_0 des Teilchens bestimmt. Damit läßt sich die anomale Larmorpräzession über eine nicht lineare Abhängigkeit der Larmorphase sowohl von der Wellenlänge als auch von der magnetischen Feldstärke nachweisen. Da bei ultrakalten Neutronen die Energie der Zeeman-Aufspaltung in starken Magnetfeldern von derselben Größenordnung ist wie ihre kinetische Energie, können die anomalen Beiträge zur Larmorphase nicht mehr vernachlässigt werden. Anhand der von N. F. Ramsey entwickelten Methode der „getrennt oszillierenden Hochfrequenz-Felder“ wurde dieser Effekt mit ultrakalten Neutronen am Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble untersucht.

Im Rahmen der bislang durchgeführten Messungen war es nicht möglich, die anomalen Beiträge zur Larmorphase statistisch signifikant nachzuweisen. Dabei hat sich gezeigt, daß der im Experiment zugängliche Bereich des polarisierten Wellenlängenspektrums so stark eingeschränkt war, daß der erwartete Hub im Signal statistisch nicht mehr aufgelöst werden konnte.

Mit der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Ramseyapparatur konnten Ramseyresonanzkurven mit ultrakalten Neutronen aufgenommen werden. Mit Hilfe der Methode der Flugzeitmessung wurden alle beteiligten Komponenten des experimentellen Aufbaus vermessen und in ihrer Wirkungsweise auf ultrakalte Neutronen charakterisiert. Die beobachteten Resonanzkurven ließen sich durch den quantenmechanischen Formalismus der Ramseyapparatur vollständig beschreiben. Damit war es schließlich möglich, die Ramseyresonanz durch eine Anpassung der Theorie an die Meßkurve auf $\frac{\Delta\nu}{\nu} = 5 \cdot 10^{-3}$ genau zu bestimmen. Im Verlauf der Experimente wurde ein alternatives Konzept für die Kombination eines Energiefilters und eines Polarisators entwickelt, das den zugänglichen Wellenlängenbereich polarisierter ultrakalter Neutronen stark erweitert und den Nachweis der anomalen Larmorphase ermöglichen wird.

In einem zweiten Experiment wurde eine alternative Methode zur Gewinnung ultrakalter Neutronen durch Abbremsen in großen Magnetfeldern untersucht. Um ein breites Neutronen-Spektrum möglichst effizient abzubremesen, wurde im Maximum eines starken Magnetfeldes der Spin der Neutronen mit einem breitbandigen fast-adiabatic Spinflipper umgeklappt, so daß den Neutronen die Energie der Zeeman-Aufspaltung im Magnetfeld beim Verlassen desselben entzogen wurde. Bei einer Magnetfeldstärke von knapp einem Tesla konnte der Effekt nachgewiesen werden.

Im zweiten Teil der vorliegenden Arbeit wurde ein neues Detektorkonzept vorgestellt, das den orts aufgelösten Nachweis thermischer Neutronen auf großen Flächen ermöglicht. Dazu wird ein fester Neutronenkonverter eingesetzt. Um die Nachweiseffizienz zu steigern, wird eine Kaskade der sogenannten GEM-Folien (GEM = Gas Electron Multiplier) als ladungstransparenter Träger der festen Konverterschicht benutzt. Die geladenen Fragmente der Neutronen-Konvertierungsreaktion können dann mit einer beliebigen Elektrodenstruktur orts aufgelöst detektiert werden.

Für die Planung der festen Konverterschichten wurden ausführliche Berechnungen bezüglich der erreichbaren Nachweiseffizienz und Ortsauflösung sowie des erwarteten Verlaufs des Pulshöhenspektrums durchgeführt. Ebenso wurden die verschiedenen Versuche und Verfahren diskutiert, mit deren Hilfe die GEM-Folien mit einer entsprechenden Konverterschicht beschichtet werden können.

Mit Hilfe einzelner fester Borschichten konnten die theoretischen Überlegungen zum erwarteten Verlauf des Pulshöhenspektrums und der Ortsauflösung überprüft werden. Inzwischen existieren die ersten funktionstüchtigen beschichteten GEM-Folien, mit deren Hilfe gezeigt werden konnte, daß die GEM-Folien kaskadiert und als ladungstransparenter Träger der Borschicht eingesetzt werden können. Das räumliche Auflösungsvermögen beträgt mindestens 3-5 mm und die Ortsinformation konnte ohne Verzerrung durch die gesamte Kaskade der Borschichten auf die MSGC abgebildet werden. Der Detektor wird bei Normaldruck betrieben, besitzt eine hohe Ratenakzeptanz von mindestens 2 MHz und ist unempfindlich gegenüber Gammastrahlung.

Mit dem Aufbau einer Kaskade aus bis zu zehn beidseitig mit Bor beschichteten GEM-Folien wird das Projekt fortgesetzt werden. Gleichzeitig ist die Ausdehnung der Fläche auf $10 \times 10 \text{ cm}^2$ und später auf $30 \times 30 \text{ cm}^2$ vorgesehen. In diesen Größen können im Moment GEM-Folien vom CERN bezogen werden. Schließlich ist der Übergang zu isopenreinen ^{10}Bor -Schichten geplant, um die endgültige Nachweiseffizienz von ca. 50% für thermische Neutronen (1.8 \AA) zu erreichen.

Literaturverzeichnis

- [Ab00] H. ABELE, A. BOUCHER, P. GELTENBORT, M. KLEIN, U. SCHMIDT, C. STELLMACH, „Radio frequency-induced polarization of ultra-cold neutrons or how to pump a two-level system“, Nucl. Instr. and Meth. **A 440** (2000) 760
- [Abe00] H. ABELE, „The Standard Model and the neutron β -decay“, Nucl. Instr. and Meth. **A 440** (2000) 499
- [Al76] J. ALBERI, V. RADEKA, „Position sensing by charge division“, IEEE Transactions Nuclear Science, Vol. NS-23, No. 1, 251, February 1976
- [Al81] B. ALEFELD ET AL., Phys. Lett. **83 A** (1981) 32
- [An58] H. O. ANGER, Rev. Sci. Instr. **29** (1958) 27
- [An99] Annual Report of the ILL 1999
- [Ar00] S. ARZUMANOV, L. BONDARENKO, S. CHERNYAVSKY, W. DREXEL, A. FOMIN, P. GELTENBORT, V. MOROZOV, YU. PANIN, J. PENDLEBURY, K. SCHRECKENBACH, „Neutron lifetime measured by monitored storing of ultra-cold neutrons“, Nucl. Instr. and Meth. **A 440** (2000) 511
- [Ba80] G. BADUREK, H. RAUCH AND A. ZEILINGER, „Dynamic Concepts in Neutron Polarization“, Z. Physik **B 38** (1980) 303
- [Ba99] S. BACHMANN, A. BRESSAN, L. ROPELEWSKI, F. SAULI, A. SHARMA, D. MÖRRMANN, „Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier“, Nucl. Instr. and Meth. **A 438** (1999) 376
- [Be79] H. BERNSTEIN, „Spin rotation during neutron interferometry; operationalism and the active view of symmetry invariance“, Proceedings of the International Workshop on Neutron Interferometry, Grenoble 1978, Oxford University Press (1979)
- [Be88] M. BÉÉ, „Quasielastic Neutron Scattering“, Adam-Hilger, Bristol (1988)
- [Be98] J. BENLLOCH ET AL., „Further developments and beam tests of the gas electron multiplier (GEM)“, Nucl. Instr. and Meth. **A 419** (1980) 410
- [Be99] R. BELLAZZINI ET AL., „The micro-groove detector“, Nucl. Instr. and Meth. **A 424** (1999) 444
- [Bi80] J. P. BIERSACK AND L. HAGGMARK, Nucl. Instr. and Meth. **174** (1980) 257

- [Br84] A. BRESKIN, G. CHARPAK, S. MAJEWSKI, „On the low-pressure operation of multistep avalanche chambers“, Nucl. Instr. and Meth. **A 220** (1984) 349
- [Br97] C. BRESCH, „Neuere Untersuchungen von Prototypen der Gas-Mikrostreifen-Kammern (MSGC) des inneren Spurkammersystems des HERA-B Experiments“, Diplomarbeit am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg (1997)
- [Br98] G. BRUCKNER, „Ortsauflösender Nachweis von thermischen Neutronen durch Siliziumdetektoren (Gd-Si-Planardioden)“, Doktorarbeit an der Universität Wien (1998)
- [Br99] G. BRUCKNER, A. CZERMAK, H. RAUCH AND P. WEILHAMMER, „Position sensitive detection of thermal neutrons with solid state detectors“, Nucl. Instr. and Meth. **A 424** (1999) 183
- [Bre99] A. BRESSAN, J. C. LABBÉ, P. PAGANO, L. ROPELEWSKI, F. SAULI, „Beam tests of the gas electron multiplier“, Nucl. Instr. and Meth. **A 425** (1999) 262
- [Bu99] A. BRESKIN, A. BUZUIUTSKOV, R. CHECHIK, G. GARTY, F. SAULI, L. SHEKHTMAN, Proc. Int. Workshop on Micro-Pattern Gas Detectors, Orsay June 28-29, 1999
- [Ch68] G. CHARPAK ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **A 62** (1968) 235
- [Ch99] H. S. CHO ET AL., „Performance of microdot (MDOT) detectors with conductive coating of doped amorphous silicon carbide (a-Si:C:H)“, Nucl. Instr. and Meth. **A 422** (1999) 296
- [Co] F. A. COTOON, G. WILKINSON, „Anorganische Chemie“, Chemie-Verlag
- [Co83] P. COVERT, J. B. FORSYTH, „Position Sensitive Detection of Thermal Neutrons“, Academic Press 1983
- [Cr89] CRC Handbook of Chemistry and Physics, 69th Edition, CRC Press, Florida, 1989
- [Cw00] P. CWETANSKI, Diplomarbeit am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg (2000)
- [Cz99] J. B. CZIRR, G. M. MACGILLIVRAY, R. R. MACGILLIVRAY AND P. J. SEDDON, „Performance and characteristics of a new scintillator“, Nucl. Instr. and Meth. **A 424** (1999) 15
- [Da94] V. DANGENDORF, A. DEMIAN ET AL., „Thermal neutron imaging detectors combining novel composite foil converters and gaseous electron multipliers“, Nucl. Instr. and Meth. **A 350** (1994) 503
- [DE] Deutsche Spezialglas AG DESAG, D-31074 Grünenplan
- [De95] A. DEMIAN ET AL., „Nachweiseffizienz eines ortsauflösenden Detektors für thermische Neutronen“, Jahresbericht des Instituts für Kernphysik der Johann-Wolfgang-Goethe Universität Frankfurt am Main (1995)
- [Dr60] G. M. DRABKIN AND R. A. ZHITUIKOV, JETP **38** (1960) 1013
- [Dr90] W. DREXEL, „The new source of ultracold neutrons at the ILL“, Neutron News **1** (1990) 23

- [Du99] D. Dubbers, „Fundamental Interactions (Experiments)“, Nuclear Physics **A 654** (1999) 297c
- [Eg74] A. I. EGOROV, V. M. LOBASHEV, V. A. NAZARENKO, G. D. PORSEV, A. P. SEREBROV, „Production, storage and polarization of ultracold neutrons“, Sov. J. Nucl. Phys. **19** (1974) 147
- [Em89] J. EMSLEY, „The Elements“, Clarendon Press, Oxford, 1989
- [Fe36] E. FERMI, *Ricerca Scientifica* **7** (1936) 13
- [Fi99] D. FIOJKA, „Entwicklung eines neuen Detektors für Neutronen“, Diplomarbeit am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg (1999)
- [Ge97] B. GEBAUER, CH. SCHULZ, TH. WILPERT, „Novel large-area thermal neutron imaging detectors comprising $^{157}\text{Gd}/\text{CsI}$ -convertors and micro-strip gas detectors with low-pressure, two-stage amplification and delay line readout“, Nucl. Instr. and Meth. **A 392** (1997) 68
- [GD] Gas Detectors Development Group of the CERN, „Properties of some gas mixtures used in tracking detectors“, gdd.web.cern.ch/GDD
- [Gm81] GMELIN, „Handbuch der anorganischen Chemie“, 8. Auflage, Vol. 2, Springer-Verlag, 1981
- [Go75] R. GOLUB AND J. PENDLEBURY, *Physics Letters A*, **53**(2) (1975) 133
- [Go91] R. GOLUB, D. J. RICHARDSON, S. K. LAMOREAUX, „Ultra-Cold Neutrons“, Adam-Hilger, Bristol (1991)
- [Ha] HAMANN, VIELSTICH, „Elektrochemie I, II“, VCH-Verlag
- [Ha98] W. HÄUSSLER, „Weiterentwicklung, Aufbau und Test eines Resonanzspinecho-Spektrometers zum Einsatz eines Multidetektors“, Doktorarbeit am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg (1998)
- [Ha00] P. G. HARRIS, D. J. R. MAY, J. M. PENDLEBURY, D. SHIERS, K. F. SMITH, M. VAN DER GRINTEN, C. A. BAKER, K. GREEN, P. IAYDJIEV, S. IVANOV, P. GELTENBORT, „The neutron EDM experiment at the ILL“, Nucl. Instr. and Meth. **A 440** (2000) 479
- [Hi99] M. HILDEBRANDT, „Entwicklung und Bau der Detektoren für das Innere Spurkammersystem bei HERA-B“, Doktorarbeit am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg (1999)
- [Ho97] TH. HOTT, „Entwicklung und Test großflächiger Mikro-Streifen-Gas-Kammern für das innere Spurkammersystem von HERA-B“, Doktorarbeit am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg (1997)
- [Kl92] K. KLEINKNECHT, „Detektoren für Teilchenstrahlung“, Teubner Studienbücher, Stuttgart 1992
- [Kn79] G. F. KNOLL, „Radiation Detection and Measurement“, John Wiley & Sons, 1979
- [Ko77] Y. Y. KOSVINTSEV, E. N. KULAGIN, Y. A. KUSHNIR, V. I. MOROZOV, A. V. STRELKOV, Nucl. Instr. and Meth. **A 143** (1977) 133

- [Ko85] T. Z. KOWALSKI, Nucl. Instr. and Meth. **A 234** (1985) 521
- [Ko00] Cross Section Plotter des Korea Atomic Energy Research Institute, <http://atom.kaeri.re.kr>
- [Le94] W. R. LEO, „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments“, Springer Verlag 1994
- [Le99] E. LEHMANN, H. PLEINERT, T. WILLIAMS, C. PRALONG, „Application of new radiation detection techniques at the Paul Scherrer Institut, especially at the spallation neutron source“, Nucl. Instr. and Meth. **A 424** (1999) 158
- [Lo61] L. B. LOEB, „Basic Processes of Gaseous Electronics“, Univ. of California Press, Berkley (1961)
- [MA] MAFIA, Computerprogramm zur Berechnung der Maxwell-Gleichungen, Computer Simulation Technology GmbH, Darmstadt
- [Ma98] I. MAUCH, „Aufbau eines Praktikumsversuches und neutronenphysikalische Experimente“, Staatsexamensarbeit am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg (1998)
- [No90] W. NOLTING, Grundkurs: Theoretische Physik, „Elektrodynamik“, 2. Auflage, Verlag Zimmermann-Neufang, 1990
- [Ok90] K. OKAMOTO ET AL., S. FUJINE ET AL. (Eds.), „Neutron Radiography (3)“, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (1990) 461
- [Oe88] A. OED, „Position sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases“, Nucl. Instr. and Meth. **A 263** (1988)
- [Pe78] J. M. PENDLEBURY ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **A 148** (1978) 353
- [Pe96] C. PETRILLO, F. SACCHETTI, O. TOKER AND N. J. RHODES, „Solid state neutron detectors“, Nucl. Instr. and Meth. **A 378** (1996) 541
- [Pe00] J. M. PENDLEBURY, E. A. HINDS, „Particle electric dipole moments“, Nucl. Instr. and Meth. **A 440** (2000) 471
- [Pi00] A. PICHLMAIER, J. BUTTERWORTH, P. GELTENBORT, H. NAGEL, V. NESVIZHEVSKY, S. NEUMAIER, K. SCHRECKENBACH, E. STEICHELE, V. VARLAMOV, „MAMBO II: neutron lifetime measurement with storage of ultra-cold neutrons“, Nucl. Instr. and Meth. **A 440** (2000) 517
- [Ra50] N. F. RAMSEY, Phys. Rev. **78** (1950) 695
- [Ra74] V. RADEKA, IEEE Trans. Nucl. Sci. **21** Februar 1974, 51
- [Ro41] M. E. ROSE, A. KORFF, Phys. Rev. **59** (1941) 850
- [Sa94] F. SAULI ET AL., „Ageing studies with gaseous microstrip gas chambers“, Nucl. Instr. and Meth. **A 348** (1994) 109
- [Sa97] F. SAULI, Nucl. Instr. and Meth. **A 386** (1997) 531
- [Sa99] Y. SAITO, K. MISHIMA, T. HIBIKI, A. YAMAMOTO, J. SUGIMOTO AND K. MORIYAMA, „Application of high-frame-rate neutron radiography to steam explosion research“, Nucl. Instr. and Meth. **A 424** (1999) 142

- [Sc84] R. A. SCHRACK, „A Microchannel Plate Neutron Detector“, Nucl. Instr. and Meth. **A 222** (1984) 499
- [Sc93] F. SCHWABL, „Quantenmechanik“, 4. Auflage, Springer Verlag (1993)
- [Sc99] C. SCHULZ, „Entwicklung eines neuartigen Niederdruck-Detektors mit hoher Orts- und Flugzeitauflösung zum Nachweis thermischer Neutronen“, Doktorarbeit an der Freien Universität Berlin (1999)
- [Sch99] B. SCHILLINGER, W. BLÜMLHUBER, A. FENT, M. WEGNER, „3D neutron tomography: recent developments and first steps towards reverse engineering“, Nucl. and Instr. Meth. **A 424** (1999) 58
- [Sc00] U. SCHMIDT, H. ABELE, A. BOUCHER, P. GELTENBORT, M. KLEIN AND C. STELLMACH, „Neutron Polarisation induced by Radio Frequency Radiation“, accepted by Phys. Rev. Lett. (2000).
- [Se89] V. F. SEARS, „Neutron Optics“, Oxford University Press (1989)
- [Se94] A. P. SEREBROV ET AL., „Is it possible to produce next generation of UCN sources with a density $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$?“, JETP Lett., Vol. **59** (1994) 757
- [Si98] R. SIMON, „Neutronenmetalloptik und anomale Larmorpräzession“, Doktorarbeit am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg (1998)
- [So83] M. SONODA, M. TAKANO, J. MIYAHARA, H. KATO, „Computed Radiography Utilizing Scanning Laser Stimulated Luminescence“, Radiology **148** (1983) 833
- [Sp93] G. B. SPECTOR, T. MCCULLUM, A. R. SPOWAT, „Advances in terbium-doped, lithium-loaded scintillatorglass development“, Nucl. Instr. and Meth. **A 326** (1993) 526
- [Sr96] SRIM by J. F. Ziegler, IBM-Research
- [St60] J. STAUFF, „Kolloidhemie“, Springer-Verlag, 1960
- [St86] A. STEYERL ET AL., „A new source of cold and ultracold neutrons“, Phys. Lett. **A 116** (1986) 347
- [St95] J. STRÄHLE, E. SCHWENDA, J. BLASIUS, „Lehrbuch der analytischen und präparativen anorganischen Chemie“, S. Hirzel, Verlag Stuttgart, 1995
- [St98] C. STELLMACH, „Anderson-Lokalisierung und hochfrequenzinduzierte Polarisation von ultrakalten Neutronen“, Doktorarbeit am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg (1998)
- [Th99] N. THAKE, „Experimente zur Neutronenphysik im Fortgeschrittenenpraktikum“, Staatsexamensarbeit am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg (1999)
- [Ti78] „Table of Isotopes“, edited by C. M. Lederer and V. S. Shirley, John Wiley & Sons, 1978
- [Ut92] M. UTSURO, Y. KAWABATA, „A possibility of magnetic pumping of very cold neutrons in a guide tube torus“, SPIE Vol. 1738 Neutron Optical Devices and Applications (1992)
- [Ve97] N. VELLETAZ, „Optimisation d'un detecteur gazeux a micro-pistes destine a la localisation a deux dimensions des neutrons thermiques“, Doktorarbeit am ILL, Grenoble, 1997

- [Vel97] N. VELLETAZ ET AL., „Two-dimensional gaseous microstrip detector for thermal neutrons“, Nucl. Instr. and Meth. **A 392** (1997) 73
- [Vi60] V. V. VLADIMIRSKII, JETP **39** (1960) 1062
- [Wi98] TH. WILHELM, „Entwicklung eines Spurdetektors mit GEM-Folien für das COMPASS Experiment“, Diplomarbeit am Max-Planck Institut für Kernphysik, Heidelberg, 1998
- [Ye97] The Yellow Book, Guide to Neutron Research Facilities at the ILL, December 1997
- [Zi85] J. F. ZIEGLER, J. P. BIRSACK AND U. LITTMARK, „The Stopping and Range of Ions in Solids“, Pergamon Press, New York, 1985
- [Zi99] M. ZIEGLER, P. CWETANSKI, U. STRAUMANN, „A Triple GEM detector for LHC-B“, LHC-B internal note TRAC 99-024, June 30, 1999
- [Zi00] O. ZIMMER ET AL., „Spin filters and supermirrors: a comparison study of two methods of high-precision neutron polarisation analysis“, Nucl. Instr. and Meth. **A 440** (2000) 764

Danksagung

An dieser Stelle soll allen gedankt werden, die zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. Dubbers möchte ich für die Ermunterung zu dieser Arbeit danken und für den Freiraum, den er mir während der gesamten Zeit gesichert hat.

Ebenso sind zu nennen die Herren Dr. Ulrich Schmidt und Dr. Hartmut Abele, die mich nach Kräften unterstützt haben.

Besonderer Dank gilt Damian Fiolka, der als Diplomand durch sein Engagement und seinen Fleiß das Projekt entscheidend mit vorangebracht hat.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Dr. Christian Schmidt, der durch seine tatkräftige Unterstützung deutlich zur Abkühlung der „heißen Phase“ während der Fertigstellung dieser Arbeit beigetragen hat.

Für die freundliche Aufnahme und die gegenseitige Unterstützung möchte ich allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe danken, besonders Dr. Robert Simon, Dr. Jürgen Reich, Dr. Christina Stellmach, Dr. Sascha Hafner, Harald Häse und Nils Haverkamp.

Ein besonderer Dank geht an die Mannschaft am Experimentierplatz PF2 des ILL. Herrn Dr. Peter Geltenbort möchte ich für den „Rundum-Strahlzeit-Support“ danken, aufgrund dessen die eigene Konzentration immer dem Experiment gelten konnte. Herrn Thomas Brenner danke ich für seine feinmechanischen Zauberkunststücke.

Herrn Thomas Wolf vom Kirchhoff-Institut für Physik sei an dieser Stelle für die Beschichtung der ersten GEM-Folien gedankt.

Schließlich sei allen Mitarbeitern der Werkstätten des Physikalischen Instituts gedankt, die bei den verschiedensten technischen Problemen stets eine kompetente und zuverlässige Anlaufstelle waren. Besonders bedanken möchte ich mich bei den Herren Weiskat, Brandt und Koch der Elektronischen Werkstatt und den Herren Stahl und Wachholz - der leider vor wenigen Monaten verstorben ist -, stellvertretend für die gesamte Mechanische Werkstatt.