

Messung der paritätsverletzenden  
Neutronenspin-Rotation in  $^{139}\text{La}$   
unter Einsatz von  
 $^3\text{He}$ -Neutronenspin-Filtern

Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“  
am Fachbereich Physik  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz

Dirk Hofmann  
geb. 12.02.1970 in Bad Kreuznach  
Mainz, Juli 2000

Jahr der mündlichen Prüfung: 2000

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Symmetrieverletzung in der Neutron-Kern-Streuung</b>	<b>6</b>
1.1	Motivation . . . . .	6
1.2	Fundamentale Symmetrien in der Neutronenoptik . . . . .	8
1.3	Resonanzüberhöhung der Symmetriebrechung . . . . .	12
1.4	Experimentelle Aspekte und Schwierigkeiten . . . . .	18
1.5	Das $^3\text{He}$ -Neutronenspin-Filter . . . . .	22
1.5.1	Vorteile des $^3\text{He}$ -NSF . . . . .	22
1.5.2	Funktionsweise und Charakteristika . . . . .	23
<b>2</b>	<b>Messung der Spinrotation in <math>^{139}\text{La}</math></b>	<b>30</b>
2.1	Aufbau und Messprinzipien . . . . .	30
2.1.1	Erzeugung und Polarisation des Neutronenstrahles . . . . .	30
2.1.2	Polarisationsanalyse und Neutronen-Nachweis . . . . .	33
2.1.3	Das Polarimeter . . . . .	35
2.2	Ablauf der Messungen . . . . .	39
2.2.1	Kalibration des Polarimeters . . . . .	39
2.2.2	$^3\text{He}$ - und Neutronenpolarisation . . . . .	42
2.2.3	Messung des Dichroismus und der Spinrotation . . . . .	45
2.3	Datenanalyse . . . . .	49
2.3.1	Modell für Spektrum und Transmission . . . . .	49
2.3.2	Anpassung an Spektrum und Transmissionskurve . . . . .	51
2.3.3	Analyse von Dichroismus und Spinrotation . . . . .	54
2.4	Schlussfolgerungen . . . . .	57
<b>3</b>	<b>Instrumentelle Entwicklungen</b>	<b>59</b>
3.1	Der $^3\text{He}$ -Spin-Rotator . . . . .	60
3.1.1	Konstruktion und Funktionsweise . . . . .	60
3.1.2	Optimierung und Messung der Magnetfelder . . . . .	64
3.1.3	Erster Test am Neutronenstrahl . . . . .	68

3.2	Das neue Polarimeter . . . . .	72
3.3	Flussmessungen und Strahlzeitabschätzung . . . . .	75
3.4	Möglichkeiten zur Steigerung des Neutronenflusses . . . . .	81
<b>4</b>	<b>Detektion der <math>\mathcal{P}, \mathcal{T}</math>-Verletzung</b>	<b>85</b>
4.1	Dichtematrix-Formalismus . . . . .	85
4.2	$\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung an einer idealen Anordnung . . . . .	88
4.3	Experimentelle Schwierigkeiten . . . . .	92
4.3.1	Abtrennung der falschen Beiträge . . . . .	92
4.3.2	Kompensation des Pseudomagnetismus . . . . .	93
4.3.3	Das Simulationsprogramm . . . . .	95
4.3.4	Übergangsfelder . . . . .	97
4.3.5	Rotation der Apparatur um $180^\circ$ . . . . .	100
4.4	Schlussfolgerungen . . . . .	101
<b>A</b>	<b>Resonanzen</b>	<b>104</b>
A.1	Streuamplitude und Wirkungsquerschnitte . . . . .	104
A.2	Potential- und Resonanzstreuung . . . . .	106
A.3	Teilchen mit Spins, statistische Gewichte, Spinabhängigkeit . . . . .	110
A.4	Die Resonanzparameter von $^{139}\text{La}$ . . . . .	112
<b>B</b>	<b>Adiabatische Rotation</b>	<b>114</b>
<b>C</b>	<b>Signal-zu-Rausch-Verhältnisse</b>	<b>117</b>
<b>D</b>	<b>Verschaltung des Solenoiden</b>	<b>118</b>
<b>E</b>	<b>Effektives Potential für <math>^{139}\text{La}</math></b>	<b>119</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Messprinzipien für Dichroismus und Spinrotation . . . . .	20
1.2	Termschema von $^4\text{He}$ . . . . .	24
1.3	Filtercharakteristiken . . . . .	25
1.4	Füllstation für $^3\text{He}$ -NSF . . . . .	26
1.5	Schema des optischen Pumpens metastabiler $^3\text{He}$ -Atome . . . . .	27
2.1	Übersichtsskizze des Aufbaus . . . . .	31
2.2	Erzeugung des polarisierten Neutronenstrahles . . . . .	32
2.3	Neutronennachweis . . . . .	33
2.4	Polarimeter . . . . .	35
2.5	Kalibration von x-, y- und z-Spule . . . . .	40
2.6	Kalibration der oszillierenden Spulen . . . . .	41
2.7	$^3\text{He}$ -Relaxation und Filtereigenschaften . . . . .	42
2.8	Neutronenpolarisation . . . . .	44
2.9	Spektrum und Transmissionskurve . . . . .	46
2.10	Messung zum Dichroismus . . . . .	47
2.11	Messungen zur Spinrotation . . . . .	48
3.1	Der $^3\text{He}$ -Spin-Rotator . . . . .	61
3.2	Rechnung und Messung der Solenoidenfelder . . . . .	65
3.3	Gradienten im $\mu$ -Metall: Solenoid . . . . .	66
3.4	Gradienten im $\mu$ -Metall: Rechteckspule . . . . .	67
3.5	Aufbau zum Test des $^3\text{He}$ -Spin-Rotators . . . . .	68
3.6	Rotationskurve . . . . .	69
3.7	Relaxation in der $\mu$ -Metall-Kiste . . . . .	70
3.8	Das neue Polarimeter . . . . .	73
3.9	Reflexe der Cu-Monochromatoren . . . . .	76
3.10	Lanthan-p-Wellenresonanz und Neutronenspektrum an IN1 . . . . .	78
3.11	Totale Wirkungsquerschnitte verschiedener Elemente . . . . .	82
3.12	Transmission und Spektrum mit Bandpassfilter . . . . .	83

4.1	Schema zum Nachweis der $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung. . . . .	88
4.2	Verhältnis von falscher zu guter Komponente . . . . .	92
4.3	Unterdrückung der $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung durch das pseudomagnetische Feld . . .	95
4.4	Falscheffekte durch Übergangsfelder an den Enden der Probe . . . . .	98
D.1	Umschaltmechanismus am Solenoiden . . . . .	118

# Tabellenverzeichnis

1.1	Transformationseigenschaften wichtiger Größen . . . . .	9
2.1	Werte der angepassten Modellparameter . . . . .	53
2.2	Ergebnisse für das schwache Matrixelement . . . . .	55
2.3	Systematische Abhängigkeiten . . . . .	56
3.1	Messzeitaufwand für $^{81}\text{Br}$ . . . . .	80
3.2	Massenbelegung des Energiefilters . . . . .	82
4.1	Mögliche Kombinationen zum Nachweis der $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung . . . . .	89

# Kapitel 1

## Symmetrieverletzung in der Neutron-Kern-Streuung

### 1.1 Motivation

Symmetriebetrachtungen erweisen sich oftmals als wirkungsvolle Zugänge zum grundlegenden Verständnis physikalischer Systeme. Über den Satz von Emmy Noether führt der Symmetriegedanke unmittelbar auf Erhaltungsgrößen:

Jede  $n$ -parametrische Gruppe von kontinuierlichen Transformationen, unter denen die Bewegungsgleichungen invariant sind, bestimmt genau  $n$  Erhaltungsgrößen.<sup>1</sup>

Als Konsequenz ergeben sich Erhaltungssätze für die Energie (Invarianz unter Translation der Zeitachse), den Impuls (Translation des Raumes) und den Drehimpuls (Rotation des Raumes). Da nicht einzusehen ist, warum die in einem à priori isotropen Raum formulierten Bewegungsgesetze irgendeine willkürliche Richtung auszeichnen sollten, erscheint die Drehimpulserhaltung in der Isotropie des Raumes verwurzelt. Ebenso der Impulssatz in der Homogenität des Raumes, der Energiesatz in der Homogenität der Zeit.

Im Gegensatz zu diesen *kontinuierlichen Symmetrien* liegt der Fall bei einer weiteren Klasse von Symmetrien, den *diskreten Symmetrien*, etwas anders. Als klassische Vertreter sind hier die Raumspiegelung  $\mathcal{P} : \vec{r} \rightarrow -\vec{r}$  und die Zeitumkehr  $\mathcal{T} : t \rightarrow -t$  zu nennen. Man bezeichnet sie „diskret“, da sie sich nicht durch eine Reihe infinitesimaler Operationen kontinuierlich erzeugen lassen. Dass alle Bewegungsgesetze zu diesen Transformationen symmetrisch sein sollten, galt lange als grundlegendes Postulat und bewährt sich auch heute noch in vielen Bereichen der Physik. Eine tiefere Begründung für die Invarianz unter diesen diskreten Transformationen kennt man bis heute nicht. Es sind hingegen Fälle bekannt, in denen diese Symmetrieprinzipien verletzt sind.

---

<sup>1</sup>zitiert nach: Prof. Arenhövel: Theoretische Physik II: Mechanik, im WS91/92 an der Uni Mainz

So erhält die schwache Wechselwirkung nicht die Parität [Lee56, Wu57], welche in der Quantenmechanik als Erhaltungsgröße aus der  $\mathcal{P}$ -Invarianz folgt: eine Wellenfunktion wird bei der Raumspiegelung auf sich selbst abgebildet – bis auf ein Vorzeichen, welches man die Parität der Wellenfunktion nennt.

Auf der Suche nach einer neuen, in der schwachen Wechselwirkung immer noch gültigen Erhaltungsgröße fand man die Kombination der räumlichen Inversion  $\mathcal{P}$  mit der Ladungskonjugation  $\mathcal{C} : q \rightarrow -q$ , einer weiteren diskreten Transformation. Alle Wechselwirkungen schienen bezüglich  $\mathcal{CP}$  symmetrisch zu sein, die zugehörige  $\mathcal{CP}$ -Parität war erhalten. Im Zerfall des  $K^\circ$ -Mesons wurde schließlich nachgewiesen, dass auch die  $\mathcal{CP}$ -Symmetrie nicht uneingeschränkt gültig ist [Chr64, Chr65]. Als ein allgemeingültiges Symmetrieprinzip sieht man heute die Dreier-Kombination  $\mathcal{CPT}$  an. Dieses „ $\mathcal{CPT}$ -Theorem“, d. h. die Invarianz der Naturgesetze unter  $\mathcal{CPT}$ , wird in Feldtheorien aus den allgemeinen Annahmen der Kausalität, Lokalität und der Lorentzinvarianz hergeleitet; eine Zurückführung auf tiefere Zusammenhänge scheint erneut gefunden.

Wenn  $\mathcal{CP}$  verletzt ist und man davon ausgeht, dass  $\mathcal{CPT}$  erhalten ist, so erfordert dies, dass auch die  $\mathcal{T}$ -Symmetrie gebrochen ist. Im CPLEAR-Experiment am CERN in Genf wurde 1998 in der Tat eine  $\mathcal{T}$ -brechende Erscheinung beobachtet. Man fand eine Asymmetrie in den Kaon-Antikaon- und Antikaon-Kaon-Oszillationen, beschrieben durch unterschiedliche Übergangsraten  $\Gamma(\bar{K}^\circ \rightarrow K^\circ) \neq \Gamma(K^\circ \rightarrow \bar{K}^\circ)$ . [Ang98] Dies berührt u. a. die fundamentale Frage, ob eine solche Asymmetrie zwischen Teilchen und Antiteilchen erklären kann, warum der Urknall einen Überschuss an Materie erzeugt hat. Das Standardmodell vermag andererseits eine Zeitumkehrverletzung nur bis zu einem bestimmten Grad zu beschreiben.

$\mathcal{CP}$ - und  $\mathcal{T}$ -Verletzung wurden bisher nur im Kaonensystem beobachtet und es ist daher nicht klar, inwieweit es sich um eine universelle Erscheinung handelt bzw. mit welcher Stärke sie in anderen Systemen anzutreffen ist. Ein weiteres System, dessen Untersuchung nun von Teilchenphysikern anvisiert wird, stellt das  $B^\circ$ -Meson dar, quasi ein schwereres Homologes zum  $K^\circ$ .

Ein weiterer Kandidat ist das Neutron, das als Hadron an allen bekannten Wechselwirkungen teilnimmt. Die Verletzung der  $\mathcal{T}$ -Invarianz wäre beispielsweise nachgewiesen, wenn man ein von Null verschiedenes elektrisches Dipolmoment  $d_n$  des Neutrons finden würde. Dazu müsste man die  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -unsymmetrische Wechselwirkung  $(d_n \cdot \hat{s} \bullet \vec{E})$  nachweisen (siehe Tab. 1.1). Diese würde bewirken, dass senkrecht zum elektrischen Feld  $\vec{E}$  polarisierte Neutronen um  $\vec{E}$  präzedieren. [Smi90, Alt92]

Diese Arbeit widmet sich einer weiteren Möglichkeit, der Streuung von Neutronen an Kernen. In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels wird erläutert, wie Symmetriebrechungen bei Transmissionsmessungen mit Neutronen nachgewiesen werden können. Es wird dargelegt, dass in bestimmten Fällen die  $\mathcal{P}$ - und  $\mathcal{T}$ -verletzende Effekte erhebliche Resonanzüberhöhun-

gen erfahren, worin das Interesse für dieses Gebiet begründet liegt. Die prinzipiellen experimentellen Vorgehensweisen und Schwierigkeiten werden anschließend diskutiert.

Der Nachweis von Symmetriebrechungen ist von einer schrittweisen Verfeinerung der Experimentiertechniken geprägt. Diese Arbeit ist ein Abschnitt in dieser Entwicklung und untersucht die Vorteile einer bestimmten Technik für derartige Symmetriexperimente: es handelt sich um  $^3\text{He}$ -Neutronenspin-Filter (kurz  $^3\text{He}$ -NSF) als Polarisator und Analysator für Neutronen. Vorteile und Funktionsweise dieser Filter werden am Ende dieses Kapitels besprochen.

In Kapitel 2 wird eine Messung der paritätsverletzenden Neutronenspin-Rotation in  $^{139}\text{La}$  vorgestellt, wobei ein  $^3\text{He}$ -NSF zum Einsatz kam. Die Resultate regten zu bestimmten Weiterentwicklungen an, von denen man sich eine Verringerung der statistischen und systematischen Fehlergrenzen erhofft. Diesem Thema widmet sich das 3. Kapitel.

Gegenstand von Kapitel 4 ist eine Diskussion der apparativen, systematischen Effekte, die man für den Nachweis einer  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung überwinden muss.

Es sind aber zunächst die Phänomene und Messvorschriften zu diskutieren, die alldem zugrunde liegen.

## 1.2 Fundamentale Symmetrien in der Neutronenoptik

Die Wechselwirkung von Neutronen mit Kernen lässt sich auf drei Weisen beobachten: i.) in der elastischen Streuung, ii.) in Kernreaktionen und iii.) in der Transmission. In den Fällen i.) und ii.) werden die Winkel- und die Energieverteilung und eventuell auch die Polarisation der gestreuten Neutronen bzw. der Reaktionsprodukte aufgenommen. Bei Transmissionsmessungen erhält man lediglich Informationen über den totalen Wirkungsquerschnitt und die Polarisation der transmittierten Neutronen. Allerdings besticht die Transmissionsanordnung durch ihre geometrische Einfachheit und Symmetrie: viel mehr als eine lineare Abfolge von Neutronenquelle, Polarisator, Probe, Polarisationsnachweis und Detektor werden nicht benötigt. Das kann sich insbesondere dann als hilfreich erweisen, wenn kleine symmetriebrechende Anteile gegenüber experimentellen Asymmetrien diskriminiert werden müssen. Einerseits trifft dies auf unser Vorhaben zu und andererseits wird sogleich dargelegt, dass alle wesentlichen Informationen zur Symmetriebrechung im transmittierten Strahl enthalten sind. Diese Arbeit beschränkt sich daher auf diesen Fall.

Bei Transmissionsmessungen hängen alle Messgrößen letztendlich von der Vorwärtsstreuamplitude  $f(0)$  ab. Die Aufgabe besteht darin, die symmetrieerhaltenden von den symmetriebrechenden Anteilen zu trennen. Eine dazu zweckmäßige Zerlegung der Vorwärtsstreu-

		$\mathcal{P}$	$\mathcal{T}$
Ort	$\vec{r}$	$-\vec{r}$	$+\vec{r}$
Impuls	$\vec{k} \propto \frac{\partial \vec{r}}{\partial t}$	$-\vec{k}$	$-\vec{k}$
Drehimpuls	$\vec{l} \propto \vec{r} \times \vec{k}$	$+\vec{l}$	$-\vec{l}$
Spins	$\hat{\vec{s}}, \hat{\vec{I}}$	$+\hat{\vec{s}}, +\hat{\vec{I}}$	$-\hat{\vec{s}}, -\hat{\vec{I}}$
Magnetfeld	$\vec{B}$	$+\vec{B}$	$-\vec{B}$
elektr. Feld	$\vec{E}$	$-\vec{E}$	$+\vec{E}$

Tabelle 1.1: Raumspiegelung  $\mathcal{P}$  und Zeitumkehr  $\mathcal{T}$  wichtiger Größen.

amplitude für Neutronen mit Energien  $E \leq 1$  eV lautet [Mic64, Kab82, Sto86]:

$$f(0, E) = a(E) + b(E) \left( \hat{\vec{s}} \bullet \hat{\vec{I}} \right) + c(E) \underbrace{\left( \hat{\vec{s}} \bullet \vec{k} \right)}_{\mathcal{P}} + d(E) \underbrace{\left( \hat{\vec{s}} \bullet \left( \hat{\vec{I}} \times \vec{k} \right) \right)}_{\mathcal{P}, \mathcal{T}} \quad (1.1)$$

$\hat{\vec{s}}, \hat{\vec{I}}$ : Neutronen- und Kernspin

$\vec{k}, E$ : Impuls (bzw. Wellenvektor) und Energie des Neutrons

$a(E), b(E), c(E), d(E)$ : komplexe, energieabhängige Amplituden.

Benutzt man die Transformationseigenschaften von  $\vec{k}$ ,  $\hat{\vec{I}}$  und  $\hat{\vec{s}}$  aus Tab. 1.1, so findet man, dass der dritte Term unter  $\mathcal{P}$  und der vierte Term unter  $\mathcal{P}$  und  $\mathcal{T}$  sein Vorzeichen wechselt. Die Paritätsverletzung wäre also gezeigt, wenn man eine von Null verschiedene Amplitude  $c(E)$  messen würde. Dann hätte man die schwache Wechselwirkung anhand ihres Symmetrieverhaltens nachgewiesen. Entsprechend wäre ein endliches  $d(E)$  die Manifestation einer gleichzeitigen Verletzung von  $\mathcal{P}$  und  $\mathcal{T}$ . Die beiden anderen Terme bleiben invariant und beschreiben den spinunabhängigen ( $a(E)$ ) sowie den spinabhängigen ( $b(E)$ ) Anteil von starker und elektromagnetischer Wechselwirkung.

Eine etwas andere Formulierung erweist sich jedoch als zweckmäßiger: die gesamte, makroskopische Probe kann durch eine mittlere, effektive Wechselwirkung  $\hat{V}_{eff}$  beschrieben werden, die man sich genau während der Aufenthaltsdauer des Neutrons in der Probe eingeschaltet denkt [Abr82, Lam94]:

$$\hat{V}_{eff} = A(E) + p_t I B(E) \left( \hat{\vec{s}} \bullet \hat{\vec{I}} \right) + C(E) \left( \hat{\vec{s}} \bullet \vec{k} \right) + p_t I D(E) \left( \hat{\vec{s}} \bullet \left( \hat{\vec{I}} \times \vec{k} \right) \right) \quad (1.2)$$

Es wurde hierbei angenommen, dass die Probe homogen polarisiert ist;  $p_t$  sei ihr Polarisationsgrad.  $I$  ist der Betrag des Kernspins (z. B.  $I = 7/2$  für  $^{139}\text{La}$ ).  $\vec{k}$  und  $\hat{\vec{I}}$  seien von nun an Einheitsvektoren in Richtung des Neutronenimpulses bzw. der Probenpolarisation. Der Übergang von Gl. (1.1) zu Gl. (1.2) bedeutet, dass man die Neutron-Kern-Wechselwirkung über die makroskopische Probe gemittelt hat. Eine Symmetrieverletzung ist in diesem Bild

gegeben, falls  $C$  oder  $D$  von Null verschieden sind. Die Propagation des Neutrons wird nun durch eine Schrödingergleichung mit  $\hat{V}_{eff}$  als makroskopischem Potentialterm beschrieben. Details findet man in [Sea89]. Nur zwei wichtige Tatsachen seien hier erwähnt: Erstens lässt sich dieser Übergang formal exakt durchführen, d. h. das Potential  $\hat{V}_{eff}$  kann eindeutig aus der Streuamplitude berechnet werden und erfüllt exakt die resultierende „makroskopische“ Schrödingergleichung. Zweitens ist im einfachsten Fall dieses Potential proportional zur Streuamplitude. Dies gilt unter Vernachlässigung von Vielfachstreuereffekten und unter Zuhilfenahme der beobachteten Kleinheit des makroskopischen Potentials (d. h.  $\langle \hat{V}_{eff} \rangle \ll E$ ). Aus dem gleichen Grund ist es zulässig, die Neutronenpropagation nur im Spinraum zu betrachten, weil man Reflexionen der Neutronenwelle an den Oberflächen der Probe vernachlässigen kann. In [Sea89] wird zwar nur der spinlose Fall besprochen, jedoch hat beispielsweise das Potential  $D(E)$  dasselbe Symmetrieverhalten wie die Amplitude  $d(E)$ ; daher sollten auch die einzelnen Potentialterme zu ihren analogen Amplituden proportional sein, d. h. es gilt (analog für  $B, C, D$ , Vorfaktor aus [Sea89]):<sup>2</sup>

$$A = -\frac{2\pi\hbar^2 N}{m} \cdot a \quad (1.3)$$

$N$  ist die Teilchenzahldichte in der Probe und  $m$  die Masse des Neutrons.

Den Erwartungswert von  $\hat{V}_{eff}$  nennt man auch *optisches Potential*  $V_{opt}$ . (Dieses darf nicht mit dem optischen Potential aus der Kernphysik verwechselt werden, welches die Wechselwirkung lediglich über das Volumen eines einzelnen Kernes mittelt!) Analog zur Optik wird die Probe durch einen Brechungsindex  $n$  charakterisiert:

$$n = \sqrt{1 - \frac{V_{opt}}{E}}. \quad (1.4)$$

Man spricht daher von der *Neutronenoptik*.  $V_{opt}$  und  $n$  sind komplexe Größen; der Realteil beschreibt die Änderung der Phasengeschwindigkeit bei Eintritt in die Probe, der Imaginärteil die Dämpfung, d. h. die Absorption. In einer mehr quantenmechanischen Betrachtungsweise muss der Zeitentwicklungsoperator  $\exp(-i\frac{t}{\hbar}\hat{V}_{eff})$  auf die Neutronenwellenfunktion angewendet werden, wobei die Realteile der Einzelpotentiale  $A(E), \dots, D(E)$  Phasen-, ihre Imaginärteile Dämpfungsfaktoren ergeben.

Zur Gl. (1.2) sollte noch Folgendes angemerkt werden. Für Spins mit  $I > 1/2$  ist die Probe nicht mehr alleine durch eine Polarisation  $p_t$  charakterisiert, es treten höhere Ordnungsparameter (z. B. die sog. Tensorpolarisation) auf. Führt man Messungen von  $A(E)$  und  $B(E)$  mit Neutronen durch, so tragen nach Aussage von [Gol00] (siehe auch [Abr82]) die höheren Polarisationsterme nicht bei, so dass auch in diesem Fall eine Kenntnis der Probenpolarisation  $p_t$  ausreichend ist. In der Literatur wird das gleiche Verhalten für den

---

<sup>2</sup>Eine etwas anschaulichere Begründung, wieso diese Proportionalität in unserem Fall immer gut erfüllt sein sollte, findet sich in [For73].

$D(E)$ -Term angesetzt [Lam94]. Gl. (1.2) sei daher unter dem Vorbehalt angegeben, dass die statistische Mittelung über die Probenspins mit der Polarisation  $p_t$  beschrieben sei. Eine überzeugende Herleitung für den Wegfall der höheren Polarisationssterme war nirgends zu finden<sup>3</sup>. Dass der hier angegebene Übergang von der Streuamplitude zu  $\hat{V}_{eff}$  richtig ist, wird für die Zwecke dieser Arbeit angenommen. Mit Ausnahme von Kapitel 4 wird ohnehin nur der von der Targetpolarisation unabhängige Term  $C(E)$  explizit benötigt. Desweiteren sind die Aussagen von Kapitel 4 eher prinzipieller Natur und sollten zumindest qualitativ richtig bleiben.

Durch die Übertragung in die Neutronenoptik wurde erreicht, dass  $V_{opt}$  bzw.  $n$  spinabhängig sind. Daraus lassen sich die Messvorschriften für eine Bestimmung von  $A(E)$ ,  $B(E)$ ,  $C(E)$  und  $D(E)$  ableiten. Sei die Probe zunächst unpolarisiert,  $V_{opt}$  reduziert sich zu:

$$V_{opt} = A(E) + C(E) \langle \hat{\vec{s}} \bullet \vec{k} \rangle \quad (1.5)$$

Der Imaginärteil des paritätsverletzenden Potentials  $C$  bewirkt nun eine Spinabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts:  $\sigma_{tot} = \sigma_0 \pm \Delta\sigma$ , falls  $\langle \hat{\vec{s}} \bullet \vec{k} \rangle = \pm \frac{1}{2}$ , d.h. je nachdem ob die Neutronen parallel oder antiparallel zu ihrer Ausbreitungsrichtung polarisiert sind. Diesen Effekt bezeichnet man *Dichroismus* in Analogie zur Doppelbrechung in der Optik. Den Zusammenhang zwischen  $V_{opt}$  und  $\sigma_0$ ,  $\Delta\sigma$  erhält man durch einen Vergleich des Zeitentwicklungsoperators  $U(t) = \exp(-t \frac{i}{\hbar} \hat{V}_{eff})$  mit dem Absorptionsgesetz<sup>4</sup>  $\exp(-N\sigma l)$ . Man berechnet die Wahrscheinlichkeit  $\rho(t)$  das Neutron  $|\vec{s}, \pm\rangle$  nach der Zeit  $t$  immer noch vorzufinden:

$$\begin{aligned} \rho(t) &= \langle \vec{s}, \pm | U^\dagger(t) U(t) | \vec{s}, \pm \rangle = \langle \vec{s}, \pm | \exp(-t \frac{i}{\hbar} (\hat{V}_{eff} - \hat{V}_{eff}^\dagger)) | \vec{s}, \pm \rangle \\ &= \exp(t \frac{2}{\hbar} \Im(V_{opt}^\pm)) \stackrel{!}{=} \exp(-N(\sigma \pm \Delta\sigma)l). \end{aligned} \quad (1.6)$$

„ $\pm$ “ deutet die Helizität der Neutronen an, entsprechend ist  $V_{opt}^\pm = A(E) \pm \frac{1}{2}C(E)$ . Es folgt:<sup>5</sup>

$$\sigma_0 = -\frac{2m}{N\hbar^2 k} \frac{\Im(V_{opt}^+ + V_{opt}^-)}{2} = -\frac{2m}{N\hbar^2 k} \Im(A) \quad (1.7)$$

$$\Delta\sigma = -\frac{2m}{N\hbar^2 k} \frac{\Im(V_{opt}^+ - V_{opt}^-)}{2} = -\frac{m}{N\hbar^2 k} \Im(C). \quad (1.8)$$

$k$  ist die Wellenzahl des Neutrons.

<sup>3</sup>Einige Hinweise zur Streuung von polarisierten Neutronen an polarisierten Kernen habe ich kurz vor Abgabe im Buch „Neutrons, Nuclei and Matter“ von J. Byrne gefunden. Über diesen Punkt sollte auf jeden Fall nochmals nachgedacht werden. Siehe auch die Einwendungen im Anhang E

<sup>4</sup>Der Begriff „Absorption“ soll an dieser Stelle auch für Neutronen gelten, die aus dem direkten Strahl herausgestreut werden.

<sup>5</sup>Die Zeit  $t$  wird durch den Neutronenimpuls  $p = \hbar k$  und die Probenlänge  $l$  ersetzt:  $t = l/v = l/(p/m)$ .  $v$  ist die Geschwindigkeit des Neutrons.

$\Re(C)$  erzeugt eine spinabhängige Phasengeschwindigkeit; das makroskopische Resultat erkennt man am einfachsten durch einen Vergleich mit dem Hamiltonoperator  $-\gamma\hat{\vec{s}} \bullet \vec{B}$ , welcher die Präzession einer senkrecht zum Magnetfeld  $\vec{B}$  stehenden Spinpolarisation beschreibt.<sup>6</sup> Für senkrecht zum Strahl polarisierte Neutronen erhält man also eine Drehung der Polarisationsachse um  $\vec{k}$ . Für diese sogenannte *Spinrotation* ergibt sich daraus der Drehwinkel pro Probenlänge zu:

$$\frac{\partial\phi}{\partial z} = \frac{2m}{\hbar^2 k} \frac{\Re(V_{opt}^+ - V_{opt}^-)}{2} = \frac{m}{\hbar^2 k} \Re(C). \quad (1.9)$$

Der  $\Re(A)$  beinhaltet eine zusätzliche Phase, welche immer und für alle Spinrichtungen gleichermaßen auftritt. Sie kann in der hier zugrunde gelegten Geometrie nicht nachgewiesen werden.<sup>7</sup>

Ist die Probe schließlich polarisiert, so erzeugen die Real- und die Imaginärteile von  $B$  und  $D$  ganz analog je einen weiteren Dichroismus und eine weitere Spinrotation. Die Quantisierungsachse  $\vec{k}$  ist dabei einfach nur durch  $\vec{I}$  bzw.  $(\vec{k} \times \vec{I})$  zu ersetzen. An einem polarisierten Target kann man nur eine Überlagerung von allen Beiträgen zu  $V_{opt}$  für verschiedene Orientierungen von  $\vec{s}$ ,  $\vec{k}$  und  $\vec{I}$  beobachten. In Kapitel 4 wird näher untersucht, ob man auf diese Weise einen eindeutigen Nachweis für ein von Null verschiedenes  $D$  und damit für eine  $\mathcal{P}$ ,  $\mathcal{T}$ -Verletzung erbringen kann.

### 1.3 Resonanzüberhöhung der Symmetriebrechung

Symmetrieverletzungen äußern sich in der Neutronenoptik nur in sehr kleinen Phänomenen, weil sie von den anderen Wechselwirkungen diskriminiert werden müssen. Da bei Kernreaktionen mit dem ungeladenen Neutron die elektromagnetische Wechselwirkung praktisch bedeutungslos ist, lässt sich die Nachweisgrenze für die Paritätsverletzung im Wesentlichen aus dem Verhältnis der Kopplungskonstanten von schwacher und starker Wechselwirkung abschätzen:

$$\frac{g_w}{g_s} \propto \frac{G_F}{1/m_\pi^2} \approx 10^{-7}. \quad (1.10)$$

( $G_F$ : Fermi-Konstante,  $m_\pi$ : Pionenmasse.) Für die Praxis bedeutet dies alles, dass man nur eine Relativmessung durchführen kann, z. B. durch Asymmetriebildung.

Aus dem derzeitigen Limit der Messungen zum elektrischen Dipolmoment des Neutrons kann man folgern, dass für den  $\mathcal{P}$ ,  $\mathcal{T}$ -verletzenden Beitrag  $d(E)$  relativ zur  $\mathcal{P}$ -verletzenden

<sup>6</sup>Dieser verletzt keine der beiden Symmetrien, wie man aus Tab. 1.1 ablesen kann.

<sup>7</sup>Es handelt sich dabei um die Streuphase; weil die Betrachtung jedoch auf den Spinraum eingeschränkt wurde, trägt diese nicht bei. Dies ist auch der Grund dafür, dass  $\Re(A)$  bei dem im Kapitel 4 eingeführten Formalismus herausfällt.

Amplitude gilt [Boe88, Her88]:

$$|d| \leq 10^{-3}|c|. \quad (1.11)$$

Die Nachweisgrenze für  $d$  läge folglich bei  $10^{-10}$  relativ zur starken Kraft. Die Neutronenflüsse der gegenwärtig verfügbaren und selbst denkbaren Neutronenquellen sind jedoch um einige Größenordnungen zu niedrig, um statistisch derart sensitiv zu werden (siehe Abschnitt 3.3/3.4) – selbst unter völliger Vernachlässigung systematischer Fehlergrenzen (Kapitel 4).

Hier leistet ein glücklicher Umstand Hilfestellung. In einem bestimmten Typ von Neutron-Kern-Resonanzen tritt eine Überhöhung des paritätsverletzenden Anteils  $c(E)$  um bis zu  $10^6$  auf; eine Diskussion der am Neutronenstrahl gefundenen experimentellen Bestätigungen folgt im nächsten Abschnitt. Wichtig ist, dass identische Verstärkungsmechanismen und -faktoren für die  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -verletzende Amplitude  $d(E)$  theoretisch vorhergesagt wurden. [Kab82, Bun83] Dies ist der eigentliche Grund, weshalb ein Nachweis der Zeitumkehrverletzung mittels neutronenoptischer Methoden überhaupt erwogen wird.

Es handelt sich konkret um sogenannte Compoundkern-Resonanzen, bei denen sich mittelschwere bis schwere Kerne in einem hochangeregten Zustand befinden, in unserem Fall wird er durch den Einfang eines Neutrons erzeugt. Die Anregungsenergie ist über alle Nukleonen verteilt. Man spricht von einem Vielteilchen-Zustand, der nur noch durch statistische Ansätze beschrieben werden kann. Es dauert im Mittel relativ lange, bis sich auf einem einzelnen Teilchen zufällig genug Energie vereinigt und es zu einem Emissionsprozess kommt. Dies hat zur Folge, dass es sich um langlebige und damit scharfe Resonanzzustände ( $\Delta E/E \approx 1\% - 10\%$ ) handelt. Da im Folgenden keine spaltbaren Kerne betrachtet werden, kann der Compoundkern nur noch durch Emission von  $\gamma$ -Quanten zerfallen, man spricht daher von  $(n, \gamma)$ -Reaktionen.<sup>8</sup>

In der Streuamplitude für Neutronen werden diese Resonanzen durch folgende Breit-Wigner-Resonanzformeln beschrieben (für Details siehe Anhang A):

$$\begin{aligned} f^{res}(E) &= \frac{1}{k} \cdot \frac{-\Gamma^n(k)}{2(E - E^{res}) + i\Gamma^{tot}} \\ &= \frac{1}{k} \cdot \frac{-2\Gamma^n(k)(E - E^{res})}{4(E - E^{res})^2 + (\Gamma^{tot})^2} + i\frac{1}{k} \cdot \frac{\Gamma^n(k)\Gamma^{tot}}{4(E - E^{res})^2 + (\Gamma^{tot})^2}. \end{aligned} \quad (1.12)$$

$E$  ist die Neutronenenergie,  $E^{res}$  die Resonanzenergie und  $\Gamma^{tot} = \Gamma^n + \Gamma^\gamma$  die totale Resonanzbreite. Die partiellen Breiten  $\Gamma^n$  und  $\Gamma^\gamma$  nennt man Neutronen- und Gammabreite. Bei  $E = E^{res}$  ist  $f^{res} \propto \Gamma^n/\Gamma^{tot}$ , so dass man dieses Verhältnis als ein Maß für die Stärke der Resonanz auffassen kann. Die Neutronenbreiten sind energieabhängige Größen.

Es werden vor allem Compoundkernresonanzen mit Bahndrehimpuls des Neutrons  $l = 0$  (s-Wellenresonanzen) und mit  $l = 1$  (p-Wellenresonanzen) beobachtet. An einem einzelnen

---

<sup>8</sup>Ein Zerfall durch Reemission eines Neutrons ist zwar ebenso möglich, aber extrem unwahrscheinlich.

Nuklid gilt im Großen und Ganzen  $\Gamma_s^n > \Gamma_p^n$ , d. h. p-Wellenresonanzen sind in der Regel schwächer als s-Wellenresonanzen; der Unterschied kann bis zu mehrere Größenordnungen betragen. Außerdem findet man einen Unterschied in der Energieabhängigkeit der Breiten:

$$\Gamma_s^n = \Gamma_s^n(E_s^{res}) \cdot \frac{k}{k_s^{res}} \quad (1.13)$$

$$\Gamma_p^n = \Gamma_p^n(E_p^{res}) \cdot \left( \frac{k}{k_p^{res}} \right)^3. \quad (1.14)$$

$k_{s,p}^{res}$  bezeichnen die Wellenzahlen bei  $E = E_{s,p}^{res}$ . In diesen unterschiedlichen Eigenschaften von  $\Gamma_s^n$  und  $\Gamma_p^n$  manifestiert sich, dass s- und p-Wellen verschiedene Drehimpulsbarrieren überwinden müssen.

Real- und Imaginärteil von  $f^{res}$  folgen dem Verlauf einer Dispersions- bzw. einer Lorentzkurve. Dies ist typisch für Resonanzerscheinungen, z. B. findet man ein analoges Verhalten von Dispersion und Absorption in der Optik. Mathematisch ist dieser Zusammenhang durch die Kramers-Kronig-Integralrelationen begründet, welche Real- und Imaginärteil einer analytischen Funktion auf der reellen Achse miteinander verknüpfen. [Jac75]

Die Verstärkungsmechanismen kommen durch das Zusammenspiel einer p-Wellenresonanz mit einer benachbarten s-Wellenresonanz zustande. Die schwache Wechselwirkung kann zwischen den beiden Zuständen mit unterschiedlicher Parität ( $\pi \propto (-1)^l$ ) mischen, d. h. eine p-Welle in eine s-Welle überführen und umgekehrt. Dies ist allerdings nur bei Resonanzen mit gleichem Gesamtspin  $\vec{J} = \vec{I} + \vec{l} + \vec{s}$  (Kernspin, Bahndrehimpuls, Neutronenspin) möglich, da die Drehimpulserhaltung insgesamt unangetastet bleibt. Die Theorie kennt zwei Verstärkungsmechanismen. Zum einen gibt es eine sogenannte *dynamische* Verstärkung, die den Effekt der schwachen Wechselwirkung direkt, d. h. *absolut* anhebt; diese tritt gleichermaßen in der s- und in der p-Wellenresonanz auf. Zum anderen findet man *kinematische* Beiträge, die man nur *relativ* zur starken Wechselwirkung beobachten kann. Diese werden in der p-Wellenresonanz maximal und bewirken in der s-Wellenresonanz sogar eine Dämpfung des Effektes. Unter diesem Gesichtspunkt wird eine Messung in der p-Wellenresonanz besonders interessant sein. Die nun folgende Diskussion der Verstärkungsmechanismen folgt der in [Sus82] und [Bun83] gegebenen Darstellung (siehe auch [Bun81]) und gibt eine etwas anschaulichere Interpretation [Wei00] der kinematischen Verstärkung als in [Bun83].

Die absolute, dynamische Resonanzüberhöhung liegt in der hohen Niveaudichte  $dn/dE$  der hoch angeregten Compoundkerne begründet.  $dn/dE$  ist durch einen mittleren Niveauabstand von  $\bar{D} \approx |E_s - E_p| \approx 1 - 10$  eV charakterisiert, gegenüber typischen  $\bar{D}_0 \approx 1$  MeV zwischen Einteilchenzuständen. Wegen des hierdurch recht guten Überlapps von benachbarten s- und p-Wellenfunktionen  $\phi_s$  und  $\phi_p$ , wird der Beitrag der schwachen Wechselwirkung  $\hat{H}_W$  ungewöhnlich groß. Dies wird in einem störungstheoretischen Ansatz deutlich. In 1. Ord-

nung Störungsrechnung erhält man den Mischungsparameter

$$\frac{\langle \phi_s | \hat{H}_W | \phi_p \rangle}{\bar{D}} = \frac{\langle \phi_s | \hat{H}_W | \phi_p \rangle}{\bar{D}_0} \cdot \frac{\bar{D}_0}{\bar{D}}, \quad (1.15)$$

welcher im Vergleich zum entsprechenden Wert bei Einteilchenanregungen um  $\bar{D}_0/\bar{D} \approx 10^6$  angehoben ist. Jedoch ist wegen der statistischen Struktur der Compoundkern-Zustände das schwache Matrixelement  $v = \langle \phi_s | \hat{H}_W | \phi_p \rangle$  zwischen den komplizierten s- und p-Compoundzuständen kleiner als das Matrixelement  $\langle \psi_j | \hat{H}_W | \psi_k \rangle$  zwischen zwei Zuständen  $\psi_{j,k}$  mit einfacher Konfiguration. Es sei kurz skizziert, wie man die Größenordnung von  $v$  abschätzt. [Haa59, Sus82]

Man denkt sich die Compoundzustände in die  $\psi_j$  zerlegt:

$$\phi_{s,p} = \sum_{i=1}^N a_j^{s,p} \psi_j. \quad (1.16)$$

$\psi_j$  sind dabei Produktwellenfunktionen, ihre Faktoren die Wellenfunktionen von Einteilchenzuständen. Die Anzahl  $N$  der beteiligten Zustände wird aus der Stärke der Restwechselwirkung zwischen zwei Nukleonen abgeschätzt (wiederum ca.  $1 \text{ MeV} \approx \bar{D}_0$ ), welche mit dem Niveauabstand  $D$  der Compoundkernzustände verglichen wird:  $N = \bar{D}_0/D \approx 10^6$ . Bei einer solch hohen Zahl von beteiligten Zuständen kann man von einer vollständigen Mischung ausgehen, d. h. alle  $a_j^{s,p}$  sind ungefähr gleich groß. Aus der Normierung folgt daher  $|a_j^{s,p}| \approx 1/\sqrt{N}$ . Man bildet das Matrixelement

$$v = \langle \phi_s | \hat{H}_W | \phi_p \rangle = \sum_{j,k} (a_j^s)^* \cdot (a_k^p) \langle \psi_j | \hat{H}_W | \psi_k \rangle. \quad (1.17)$$

Es zeigt sich, dass für festes  $j$  nur einige wenige Matrixelemente  $\langle \psi_j | \hat{H}_W | \psi_k \rangle$  beitragen (siehe hierzu [Haa59]), bei welchen sich  $\psi_j$  und  $\psi_k$  nur um den Zustand eines einzelnen Teilchens unterscheiden. Außerdem können nur Zustände unterschiedlicher Parität aber gleichen Drehimpulses verknüpft werden. Man erhält daher grob geschätzt  $N$  Summanden. Wegen der statistischen Struktur der Compoundkerne sind die Phasen der einzelnen Summanden völlig zufällig und die Summation kann als „random walk“ in der komplexen Ebene angesehen werden. Im Ergebnis erhält man daher nicht  $N$ -mal, sondern nur  $\sqrt{N}$ -mal den mittleren Summanden. Damit findet man:

$$v \approx \frac{\overline{\langle \psi_j | \hat{H}_W | \psi_k \rangle}}{\sqrt{N}}, \quad (1.18)$$

wobei ein mittleres Matrixelement bzgl. der Zustände  $\psi_{j,k}$  eingesetzt wurde.

Aus Gl. (1.15) ergibt sich schließlich:

$$\frac{v}{\bar{D}} = \frac{\langle \phi_s | \hat{H}_W | \phi_p \rangle}{\bar{D}} \approx \sqrt{N} \cdot \frac{\overline{\langle \psi_j | \hat{H}_W | \psi_k \rangle}}{\bar{D}_0}. \quad (1.19)$$

Die dynamische Resonanzüberhöhung beträgt folglich  $\sqrt{N} = \sqrt{\bar{D}_0/\bar{D}} \approx 10^3$ .

Bevor die weiteren Verstärkungsfaktoren diskutiert werden, ist es zweckmäßig, zunächst die theoretischen Vorhersagen für die Spinrotation und den Dichroismus anzugeben. In [Bun83] werden diese hergeleitet, indem die schwachen Anteile der Streuamplitude explizit für die Wellenfunktionen  $\phi_s, \phi_p$  von Compoundkern-Resonanzen ausgerechnet werden. Dabei wird eine Zwei-Resonanzen-Näherung verwendet, in der genau eine s- und eine p-Wellenresonanz auftritt. Wegen der gut erfüllten Proportionalität der Streuamplitude zum Potential  $V_{opt}$  erhält man daraus mit Hilfe von Gln. (1.8, 1.9):

$$\Delta\sigma = \frac{2\pi g}{k^2} \frac{v \left( \Gamma_s^n \Gamma_p^n \right)^{(1/2)}}{[s][p]} [(E - E_s)\Gamma_p^{tot} + (E - E_p)\Gamma_s^{tot}] \quad (1.20)$$

$$\frac{d\phi}{dz} = \frac{4\pi n g}{k^2} \frac{v \left( \Gamma_s^n \Gamma_p^n \right)^{(1/2)}}{[s][p]} [(E - E_s)(E - E_p) - \frac{1}{4}\Gamma_s^{tot}\Gamma_p^{tot}] \quad (1.21)$$

$k, E$ : Wellenzahl und Energie des Neutrons

$n$ : Teilchenzahldichte in der Probe

$E_{s,p}$ : Position der s- bzw. p-Wellenresonanz

$\Gamma_{s,p}^{tot}$ : totale Resonanzbreiten

$\Gamma_{s,p}^n$ : Neutronenbreiten

$[s], [p] \equiv [(E - E_{s,p})^2 + (\Gamma_{s,p}^{tot})^2/4]$ : Resonanznenner

$g = (2J + 1)/[2(2I + 1)]$ : stat. Gewicht,  $I/J$ : Kern-/Gesamtspin.

Analog zu den Resonanz-Streuamplituden folgt der Realteil ( $\hat{=}d\phi/dz$ ) näherungsweise einer Dispersions-, der Imaginärteil ( $\hat{=}\Delta\sigma$ ) einer Absorptionskurve. Berücksichtigt man die  $k$ -Abhängigkeit der Neutronenbreiten (Gln. (1.13, 1.14)) und nimmt man die totalen Breiten als konstant an, so kann man auf analytischem Wege verifizieren, dass  $\Delta\sigma$  und  $(d\phi/dz)/n$  die Kramers-Kronig-Integral-Relationen erfüllen.

Die Maximalwerte werden erreicht bei  $E \approx E_{s,p}$  (für  $\Delta\sigma$ ) bzw. bei  $E \approx E_{s,p} \pm \Gamma_{s,p}^{tot}/2$  (für  $d\phi/dz$ ). Nach dem Einsetzen dieser Energiewerte wird die dynamische Verstärkung als Faktor  $(v/D)$  offensichtlich, wobei  $D = |E_s - E_p| \gg \Gamma_{s,p}^{tot}$  den Abstand der Resonanzen<sup>9</sup> bezeichnet (Zuordnung der Indizes  $s, p$  stets gemäß ihrer Reihenfolge):

$$(\Delta\sigma)_{max} \approx \frac{8\pi}{k^2} \frac{v \left( \Gamma_s^n \Gamma_p^n \right)^{1/2}}{D \Gamma_{s,p}^{tot}} \quad (1.22)$$

$$\left( \frac{d\phi}{dz} \right)_{max} \approx \pm \frac{4\pi n}{k^2} \frac{v \left( \Gamma_s^n \Gamma_p^n \right)^{1/2}}{D \Gamma_{s,p}^{tot}}. \quad (1.23)$$

Im Gegensatz zu Gl. (1.19) wird an dieser Stelle der wohldefinierte Niveauabstand  $D$  verwendet, und nicht der „typische“ Mittelwert  $\bar{D}$ .

<sup>9</sup>Wegen der Schärfe der Compoundkernresonanzen ist dieser i. d. R. groß gegenüber den Resonanzbreiten.

Wie oben erwähnt sind die eigentlichen Mess-Signale jedoch immer auf den totalen Wirkungsquerschnitt bezogene Größen:

$$P := \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \quad (1.24)$$

$$\Phi := \frac{d\phi}{dz} \cdot \frac{1}{n\sigma_0}. \quad (1.25)$$

Hierbei ist  $\Phi$  der Spinrotations-Winkel über eine Absorptionslänge  $L = 1/\sigma_0 n$ . Dies ist insofern ein typischer Messwert, als das Signal-zu-Rausch-Verhältnis für eine  $2L$ -dicke Probe maximal wird (s. Anhang).  $P$  ist die sogenannte Polarisierstärke einer Probe der Länge  $L$ ; sie ergibt sich aus den Transmissionsfaktoren  $T_{\pm}$  für  $\pm$ -Helizität der einfallenden Neutronen zu:

$$P := \frac{T_+ - T_-}{T_+ + T_-}. \quad (1.26)$$

Mit  $T_{\pm} = \exp(-n(\sigma_0 \pm \Delta\sigma)L)$  erhält man Gl. (1.24), wobei man  $n\Delta\sigma L \ll 1$  und  $L = 1/n\sigma_0$  verwenden muss. Im Anhang A wird dargelegt, dass man  $\sigma_0$  zerlegen kann als:

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= (\sigma_s^{res} + \sigma_s^{int} + \sigma_s^{pot} + \sigma_p^{res}) \\ &= \frac{\pi}{k^2} \left( g_s \frac{\Gamma_s^{tot} \Gamma_s^n}{[s]} + g_s \frac{4(kR')(E - E_s)\Gamma_s^n}{[s]} + 4(kR')^2 + g_p \frac{\Gamma_p^{tot} \Gamma_p^n}{[p]} \right). \end{aligned} \quad (1.27)$$

Bei den vier Beiträgen handelt es sich der Reihe nach um die totalen Wirkungsquerschnitte für s-Wellenresonanz, Interferenz zwischen s-Resonanz- und Potentialstreuung, Potentialstreuung und p-Wellenresonanz ( $\sigma_{s,p}^{res} = \sigma_{s,p}^{res, streu} + \sigma_{s,p}^{res, reak}$ , vgl. Anhang A).  $R'$  ist die sogenannte Potentialstrelänge und  $g_{s,p} \approx 0.5$  sind statistische Faktoren, welche im Folgenden vernachlässigt werden (Erklärungen im Anhang A).

Berechnet man  $\Phi$  bei  $E \approx E_s \pm \Gamma_s^{tot}/2$ , so findet man:

$$\begin{aligned} \Phi(E_s \pm \Gamma_s^{tot}/2) &\approx \pm \frac{4\pi}{k^2} \frac{v}{D} \frac{(\Gamma_s^n \Gamma_p^n)^{1/2}}{\Gamma_s^{tot}} \frac{1}{\underbrace{\sigma_s^{res} \left( 1 + \frac{\sigma_s^{int}}{\sigma_s^{res}} + \frac{\sigma_s^{pot}}{\sigma_s^{res}} + \frac{\sigma_p^{res}}{\sigma_s^{res}} \right)}_{\approx 1}} \\ &\approx \pm 2 \frac{v}{D} \left( \frac{\Gamma_p^n}{\Gamma_s^n} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (1.28)$$

Im zweiten Schritt wurde davon Gebrauch gemacht, dass in der Nähe der s-Resonanz  $\sigma_s^{res}$  die anderen Beiträge dominiert. Ferner wurde  $\sigma_s^{res}(E_s \pm \Gamma_s^{tot}/2) = (2\pi/k^2)\Gamma_s^n/\Gamma_s^{tot}$  eingesetzt (s. Gl. (1.27)).

Für  $E \approx E_p \pm \Gamma_p^{tot}/2$  findet man analog:

$$\Phi(E_p \pm \Gamma_p^{tot}/2) \approx \pm \frac{4\pi}{k^2} \frac{v}{D} \frac{(\Gamma_s^n \Gamma_p^n)^{1/2}}{\Gamma_p^{tot}} \frac{1}{\sigma_p^{res} \left( 1 + \frac{\sigma_s^{res}}{\sigma_p^{res}} + \frac{\sigma_s^{int}}{\sigma_p^{res}} + \frac{\sigma_s^{pot}}{\sigma_p^{res}} \right)} \quad (1.29)$$

$$\approx \pm 2 \frac{v}{D} \left( \frac{\Gamma_s^n}{\Gamma_p^n} \right)^{1/2} \frac{1}{\underbrace{\left( 1 + \frac{1}{2} \frac{\Gamma_s^{tot} \Gamma_p^{tot}}{D^2} \left( \frac{\Gamma_s^n}{\Gamma_p^n} \right) \right)}_{\equiv 1 + \sigma_s^{res} / \sigma_p^{res}}}.$$

$\sigma_s^{int}$  und  $\sigma_s^{pot}$  wurden in der zweiten Gleichung der besseren Übersichtlichkeit wegen zunächst weggelassen. Man sieht nun, dass neben der dynamischen Verstärkung  $v/D$  ein weiterer Faktor  $(\Gamma_s^n/\Gamma_p^n)^{\pm 1/2}$  auftritt. Wegen  $\Gamma_s^n > \Gamma_p^n$  wirkt er in der s-Resonanz abschwächend, in der p-Resonanz um denselben Wert verstärkend. Aufgrund des oben erwähnten Zusammenhanges der Neutronenbreiten mit den Drehimpulsbarrieren ist es naheliegend, dies folgendermaßen zu interpretieren. Durch den Übergang in den Zustand mit der „falschen“ Parität wird die Drehimpulsbarriere durch die s-p-Wellenmischung regelrecht ein- bzw. ausgeschaltet. Dadurch kommt es zu einer kinematischen Behinderung bzw. Bevorzugung des paritätsverletzenden Anteils der Wechselwirkung. So kann eine einlaufende p-Welle leichter streuen, wenn sie an der schwachen Wechselwirkung teilnimmt, da sie anschließend als s-Welle ausläuft und keine Drehimpulsbarriere mehr überwinden muss. Diese Abschwächung bzw. Verstärkung kann daher auch nur *relativ* zur starken Wechselwirkung beobachtet werden, welche diese Bevorzugung/Behinderung nicht erfährt. Der Verstärkung sind in der p-Wellenresonanz allerdings dadurch Grenzen gesetzt, dass  $\sigma_s^{res}$  nicht zu groß werden darf und das Signal insgesamt unterdrückt (Nenner in Gl. (1.29)). Man findet ein Optimum, wenn  $(\Gamma_s^n/\Gamma_p^n)$  so eingestellt ist, dass gilt:<sup>10</sup>

$$(\sigma_s^{res} / \sigma_p^{res}) = 1. \quad (1.30)$$

Wird  $\sigma_s^{res}$  kleiner, so sinkt gleichzeitig  $\Gamma_s^n$  gegenüber  $\Gamma_p^n$  und damit auch der kinematische Verstärkungsfaktor. Wenn  $\sigma_s^{int}$  und  $\sigma_p^{pot}$  korrekter Weise nicht außer Acht gelassen werden, ist das Optimum gegenüber Gl. (1.30) verschoben.

Bei einer analogen Diskussion von  $P$  an seinen Extremstellen  $E = E_s$  und  $E = E_p$ , findet man bis auf einen zusätzlichen Faktor 2 erneut die Gln. (1.28, 1.29).  $P$  unterliegt damit denselben kinematischen Verstärkungsmechanismen.

Aus Messungen weiß man, dass für das Verhältnis der Neutronenbreiten Werte von bis zu  $(\Gamma_s^n/\Gamma_p^n)^{(1/2)} \approx 10^2 - 10^3$  erreicht werden können [Mug81]; zusammen mit der dynamischen Verstärkung ergibt sich somit eine Resonanzüberhöhung von insgesamt bis zu  $10^6$ .

## 1.4 Experimentelle Aspekte und Schwierigkeiten

Es ist noch nicht geklärt, ob man bei Transmissionsmessungen mit Neutronen ausreichend sensitiv werden kann, um einen Test der  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung durchzuführen. Da die Effekte

<sup>10</sup>Die einzige Möglichkeit dies „einzustellen“ besteht darin, ein passendes Isotop auszuwählen.

(Dichroismus/Spinrotation) prinzipiell gleicher Natur sind, bietet es sich an, zunächst nur die Paritätsverletzung gemäß Gl. (1.5) zu messen, und dabei die Machbarkeit eines  $\mathcal{P}$ ,  $\mathcal{T}$ -Nachweises im Rahmen statistischer und systematischer Fehlergrenzen zu studieren. Parallel können die experimentellen Methoden Schritt für Schritt verfeinert werden. Man hat bei der  $\mathcal{P}$ -Verletzung die Vorteile eines größeren Effektes und eines einfacheren Experimentieraufbaus, da kein polarisiertes Target benötigt wird.

Ferner kann man auf die Ergebnisse einer Reihe früherer Experimente zur Paritätsverletzung in der Neutron-Kern-Wechselwirkung zurückgreifen. Diese und die damals in ihrem Ausmaß überraschenden Verstärkungsfaktoren wurden zum ersten Mal Ende der 70'er Jahre in der Kernspaltung beobachtet; dort maß man paritätsverletzende Asymmetrien in den Fragmentverteilungen.<sup>11</sup> Anfang der 80'er Jahre begann eine Serie von Experimenten zur Paritätsverletzung in der Neutronenoptik,<sup>12</sup> die zunächst noch zur Erforschung der schwachen Wechselwirkung zwischen den Nukleonen durchgeführt wurden. Letzten Endes lernte man dabei jedoch mehr über die Struktur der Compoundkernresonanzen und über die Möglichkeit des  $\mathcal{P}$ ,  $\mathcal{T}$ -Tests in diesen Systemen, als über die schwache Wechselwirkung, da sich die verwendeten Kerne hierfür als zu komplex erwiesen. Aus einer statistischen Analyse der Paritätsverletzung in vielen p-Resonanzen eines Nuklides gewann man immerhin Werte für die mittlere, effektive schwache Wechselwirkung in verschiedenen Kernen. [Mit99] Es wurde vorgeschlagen die Spinrotation an einfacheren Systemen (z. B. an Para-Wasserstoff) zu messen, wobei man allerdings ohne die Verstärkungsfaktoren wieder Effekte der Größenordnung  $10^{-7}$  detektieren müsste. Die weitere Forschung auf allen diesen Gebieten bedarf einer Verfeinerung der Messmethodiken, so dass sich diese Arbeit eigentlich nur einen Teilaspekt eines weit größeren Umfeldes herausgreift.

In Abb. 1.1 sind die Messprinzipien im Falle der Paritätsverletzung skizziert. Für den Nachweis des Dichroismus benötigt man einen longitudinal polarisierten Neutronenstrahl, und man misst die Zählraten für positive und negative Helizität. Bei der Spinrotation wird ein gekreuztes Paar von transversalem Polarisator und Analysator verwendet – eine völlig analoge Geometrie kennt man vom Studium optisch aktiver Substanzen.

Die ersten Experimente zur Spinrotation wurden hauptsächlich mit kalten und thermischen Neutronen durchgeführt. Dies lag hauptsächlich daran, dass zum einen mit dem Hochflussreaktor des Instituts Max von Laue-Paul Langevin (kurz ILL) in Grenoble eine leistungsfähige Quelle für diese Neutronenenergien vorhanden war. Andererseits standen in diesem Energiebereich schon bald effiziente und handliche Neutronenpolarisatoren (Superpiegel) zur Verfügung. Auf diese Weise vermaß man die Spinrotation in  $^{117}\text{Sn}$  [For80] und in  $^{139}\text{La}$  [Hec84] für Neutronen der Wellenlänge  $\lambda = 7.2 \text{ \AA}$  bzw. der Energie  $E = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ .

---

<sup>11</sup>Eine ausführliche Referenzliste findet man in [Sus82].

<sup>12</sup>Siehe hierzu den Übersichtsartikel von Blayne Heckel [Hec89].

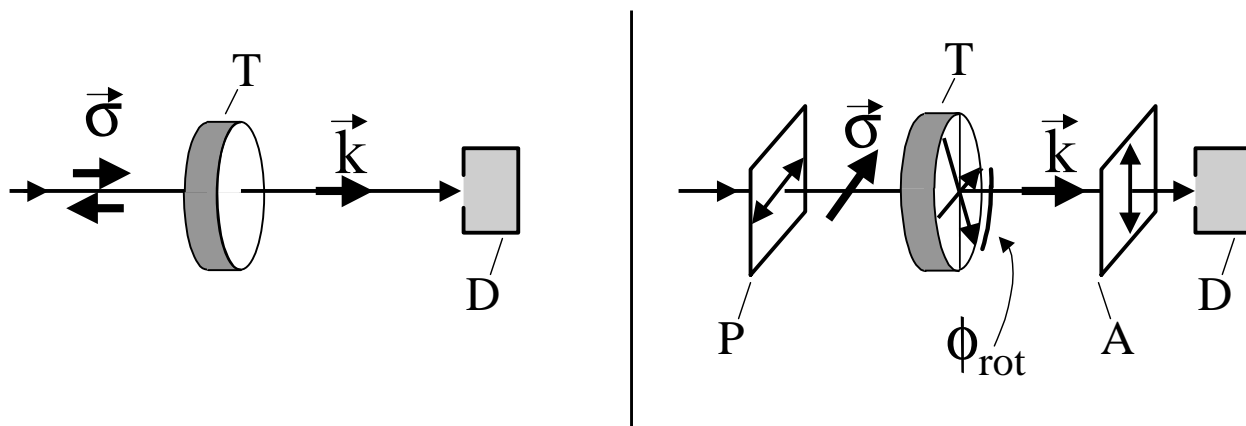


Abbildung 1.1: Messprinzipien für Dichroismus (links) und Spinrotation (rechts). Im ersten Fall genügt ein longitudinal polarisierter Neutronenstrahl, dessen Helizität gewechselt werden kann. Für die Spinrotation ist ein gekreuztes Paar von transversalem Polarisator und Analysator notwendig, wie es ganz analog zum Nachweis optischer Aktivität verwendet wird.  $\vec{\sigma}$ ,  $\vec{k}$ : Neutronenspin und -impuls, T: Probe, P,A: Polarisator/Analysator, D: Detektor.

Rechnet man in beiden Referenzen Isotopenreinheit und Dicke der Proben heraus, so wurde beide Male ein Rotationswinkel von  $\approx 2 \cdot 10^{-4}$  rad gemessen. Für den Nachweis einer  $\mathcal{P}$ ,  $\mathcal{T}$ -Verletzung müsste demzufolge eine Spinrotation der Größenordnung  $10^{-7}$  rad bestimmt werden, jedoch haben die Experimente bereits im Bereich von  $10^{-5}$  rad bis bestenfalls einigen  $10^{-6}$  rad mit systematischen Einflüssen zu kämpfen. [Gol99] Diese werden vermutlich durch Spinpräzessionen in Restfeldern der Apparatur in Zusammenarbeit mit der Kleinwinkelstreuung der Probe verursacht. Die Effekte lassen sich dann nicht mehr durch Messungen mit verschiedenen Targetpositionen eliminieren, weil die Aufstreuung dabei an verschiedenen Orten mit unterschiedlichen Restfeldern erfolgt (siehe hierzu das Messkonzept mit der  $\pi$ -Spule in Abschnitt 3.2). Die Messung des  $\mathcal{P}$ ,  $\mathcal{T}$ -verletzenden Dichroismus mit thermischen und kalten Neutronen ist kein Ausweg, da dieser bei Messungen fern der Resonanz deutlich kleiner wird als die Spinrotation. Letztere fällt als dispersionsförmiger Effekt mit einer Asymptote  $\propto (E - E_{res})^{-1}$ , während der lorentzförmige Dichroismus mit  $(E - E_{res})^{-2}$  gegen Null strebt.

Eine Möglichkeit zur Lösung dieser Probleme ist eine Messung in der p-Wellenresonanz. Diese bringt gleich zwei Vorteile mit sich: man macht sich den maximal möglichen Effekt zu Nutze und kann diesen leichter von den systematischen Erscheinungen trennen. Außerdem sind die Resonanzneutronen um ein Vielfaches schneller und akkumulieren aufgrund einer kürzeren Flugzeit kleinere Spinpräzessionswinkel in den Restfeldern, so dass die damit verknüpften Systematiken viel geringer sein sollten. Wendet man die im letzten Abschnitt präsentierte Theorie auf die Ergebnisse für kalte Neutronen an, so würde man in

der p-Resonanz eine  $\mathcal{P}$ -Verletzung in der Größenordnung von  $10^{-2}$  rad erwarten, eine  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung läge nach obiger Abschätzung dann bei  $10^{-5}$  rad. Im Vergleich zu den oben zitierten, bereits erreichten Genauigkeiten, sollte eine Messung in der Resonanz dann aber unter systematischen Gesichtspunkten machbar sein. Leider zeigt sich, dass man bei genauer Betrachtung eines polarisierten Targets eine Reihe neuer Probleme findet. Siehe hierzu Kapitel 4. Weil diese zum Teil auch durch unerwünschte Spinpräzession hervorgerufen werden, sollten sie sich mit den schnelleren Resonanzneutronen zumindest leichter beheben lassen.

Der mit Abstand interessanteste Kandidat für Messungen in der Resonanz ist  $^{139}\text{La}$ . Dieses Isotop, welches in einer natürlichen Anreicherung von 99.9% vorkommt, zeigt einen der größten bekannten Effekte, die Bedingung in Gl. (1.30) für eine maximale Resonanzüberhöhung ist recht gut erfüllt. Außerdem liegt seine p-Wellenresonanz mit  $E_p = 0.75$  eV bei einer niedrigeren Energie als bei allen anderen Kandidaten (z.B.  $^{81}\text{Br}$  bei 0.88 eV,  $^{117}\text{Sn}$  bei 1.33 eV,  $^{111}\text{Cd}$  bei 4.53 eV, entnommen aus [Hec84]), und ist daher dem Experiment mit Reaktorneutronen noch am ehesten zugänglich.

An den p-Resonanzen wurde bisher nur der Dichroismus gemessen, die erwarteten 1%-Effekte bestätigten sich. [Alf83, Mas89] Die einzig verfügbaren, effizienten Polarisatoren für Resonanzneutronen waren polarisierte Protonentargets. Sie arbeiten jedoch mit hohen Magnetfeldern und sind für Spinrotationsmessungen eher ungeeignet, weil diese einen feldfreien Raum zwischen Polarisator und Analysator erfordern. Zu hohe Magnetfelder im Probenbereich würden durch Larmorpräzession Spinrotationen hervorrufen, welche die gesuchten Effekte überdecken würden.

Es liegt aus diesen Gründen auf der Hand, als nächsten Schritt der experimentellen Fortentwicklung eine Messung der paritätsverletzenden Spinrotation *in* der p-Wellenresonanz von  $^{139}\text{La}$  anzustreben. Eine solche wurde von unseren russischen Kollegen 1995 in Gatchina durchgeführt. [Ser95] Als Polarisatoren diente eine Paar von magnetisierten Heusslerkristallen ( $\text{Cu}_2\text{MnAl}$ ), welche in der Bragg-Geometrie arbeiteten und so gleichzeitig die Neutronenenergie selektierten. Bei den im Vergleich zu thermischen Messungen sehr hohen Energien der Resonanzneutronen haben diese Kristalle jedoch eine Reflektivität von unter  $\approx 2\%$  [Pet97]. Darüber hinaus ist diese Technik für derartige Experimente mit weiteren Nachteilen verbunden, die sogleich besprochen werden sollen. Im Ergebnis aus Gatchina konnte zwar erstmals die Signatur der Dispersionskurve klar erkannt werden, jedoch deuteten sich am oberen Ende der Kurve unverstandene, systematische Effekte an. Angesichts der geringen Statistik (ein Datenpunkt pro Tag) war eine weitere Optimierung unter diesen Bedingungen schwierig; zudem war kein erkennbares Steigerungspotential in Richtung eines  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Nachweises mehr vorhanden.

Um die uneffiziente Polarisationsanalyse als hauptsächlichen Schwachpunkt der Messung zu überwinden, kann die Technik des  $^3\text{He}$ -Neutronenspin-Filters ( $^3\text{He}$ -NSF) verwendet wer-

den. Diese ist seit Ende 1996 am ILL verfügbar [Hei98]. Eine erneute Messung der Spinrotation in der p-Wellenresonanz von  $^{139}\text{La}$  unter Einsatz eines solchen Spinfilters als Analysator ist Gegenstand des nächsten Kapitels. Zunächst werden die Vorteile und die Funktionsweise dieser Technik vorgestellt.

## 1.5 Das $^3\text{He}$ -Neutronenspin-Filter

### 1.5.1 Vorteile des $^3\text{He}$ -NSF

In der Neutronenstreuung kennt man zwei klassische Wege, um Neutronen zu polarisieren. Die eine Richtung nutzt Bragg-Reflexe bestimmter magnetischer Kristalle oder Reflexionen an bestimmten magnetischen Oberflächen aus. In beiden Fällen tritt der Reflex nur bzw. bevorzugt für eine Spineinstellung des Neutrons auf [Bac75, Sch89]. Bragg-Kristalle selektieren zusätzlich die Wellenlänge der reflektierten Neutronen und agieren so als Monochromator. Neben der bereits erwähnten geringen Reflektivität für Resonanzneutronen erweist sich die geringe geometrische Akzeptanz als problematisch. Im einen Fall muss die Braggbedingung erfüllt sein, im anderen Fall muss der Strahl flach auf die Oberfläche auftreffen und darf einen Grenzwinkel von wenigen Grad nicht überschreiten. Um möglichst viele Neutronen zu zählen und so statistisch hinreichend genau zu werden, benötigt man in unserem Fall jedoch einen aufgeweiteten Strahl von mehreren cm Durchmesser, was angesichts dieser restriktiven Strahloptik nicht einfach zu bewerkstelligen ist. Insbesondere ist es schwierig einen solchen Strahl über seinen vollen Querschnitt homogen zu polarisieren, was jedoch zur Vermeidung systematischer Effekte wichtig ist.

Sogenannte Spinfiler zeigen hier insgesamt bessere Eigenschaften. Als Spinfiler bezeichnet man ein kernspinpolarisiertes Medium mit spinabhängigem Wirkungsquerschnitt, d. h. mit spin-selektiver Transmission. Es gibt Spinfiler, welche auch für Resonanzneutronen noch effizient arbeiten. Ihr Einsatz gestaltet sich strahloptisch recht einfach: wie Polarisationsfolien in der Optik sind sie einfach nur in den Strahl zu stellen. Ihre Wirkungsweise hängt in erster Ordnung nicht von ihrer Justage oder von Strahlparametern wie der Divergenz ab und wird durch ein einfaches Transmissionsgesetz

$$T_{\pm} = \frac{1}{2} \exp(-Nl(\sigma_0 \pm p_t \Delta\sigma)) \quad (1.31)$$

für die Spinkomponenten parallel (+) und antiparallel (−) zur Kernspinpolarisation beschrieben.<sup>13</sup> Die Größen  $N, l, p_t, \sigma_0$  und  $\Delta\sigma$  sind analog zu Abschnitt 1.2 definiert.

In der Neutronenphysik werden vor allem zwei Filtertypen eingesetzt: Zum einen Protonen-Spinfiler (im folgenden:  $^1\text{H}$ -Neutronenspin-Filter, kurz  $^1\text{H}$ -NSF), die in der Li-

---

<sup>13</sup>Der Faktor  $\frac{1}{2}$  tritt auf, da die Transmission bzgl. des einfallenden, unpolarisierten Strahles definiert wird.

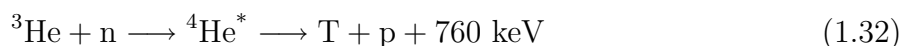
teratur auch „polarisierte Protonentargets“ genannt werden. Diese nutzen die starke Spinabhängigkeit der (n,p)-Streuung aus. Desweiteren kennt man  $^3\text{He}$ -NSF, welche auf der Spinabhängigkeit der Absorptionsreaktion  $^3\text{He}(n,p)\text{T}$  beruhen.

Im Vergleich zu  $^3\text{He}$ -NSF sind  $^1\text{H}$ -NSF abgesehen von der schon erwähnten Problematik hoher Magnetfelder schwieriger zu handhaben und wesentlich aufwendiger. Sie basieren auf dynamischen Polarisationsmethoden, welche am Experimentieraufbau für jedes Filter ein sehr homogenes Teslafeld, einen Kryostaten und leistungsfähige, stabile Mikrowellen erfordern [Abr78, Pol95]. Es ist zudem nicht einfach sicherzustellen, dass die Protonen homogen über einen großen Strahlquerschnitt polarisiert sind.

Die gasförmigen  $^3\text{He}$ -NSF haben bedingt durch die Diffusion eine stets homogene Kernspinpolarisation. Sofern die Filterzelle von planparallelen Fenstern begrenzt wird, ist ihre Polarisierstärke daher über den vollen Strahlquerschnitt konstant. Bei  $^3\text{He}$ -NSF ist es überdies besonders einfach die Kernspinpolarisation und damit die Richtung der Polarisierstärke zu drehen; ein Test dieser Technik wird in Kapitel 3 präsentiert. Polarisiertes  $^3\text{He}$  kann am ILL durch bestehende Infrastrukturen bereitgestellt werden, es ist daher recht günstig zu erhalten. Da schließlich Produktion und Verwendung des polarisierten  $^3\text{He}$ -Gases räumlich voneinander getrennt sind, ist die Handhabung denkbar praktisch. Am Experiment genügt ein homogenes magnetisches Führungsfeld von wenigen Gauss. Das Problem der Abschirmung von sehr hohen Magnetfeldern am Probenort stellt sich daher nicht. Aus diesen Gründen wurden im Rahmen dieser Arbeit  $^3\text{He}$ -NSF eingesetzt.

## 1.5.2 Funktionsweise und Charakteristika

Die Reaktion



läuft über die 0.27 MeV breite, bei 20.1 MeV liegende ( $J^\pi = 0^+$ )-Resonanz  $^4\text{He}^*$  ab. Wie im Termschema Abb. 1.2 ersichtlich [Cer65, Sur95] können Neutronen im eV-Bereich keine höheren Zustände des  $^4\text{He}$  erreichen. Wegen der Drehimpulserhaltung darf die Reaktion daher nur bei antiparalleler Einstellung von Neutronen- und  $^3\text{He}$ -Kernspin stattfinden, d. h. sie ist vollständig spinabhängig mit  $\sigma_0 = \Delta\sigma$ . Der Reaktionsquerschnitt gehorcht einem einfachen  $1/v$ -Gesetz ( $v$ : Neutronengeschwindigkeit), welches allgemein aus Phasenraumbetrachtungen für den Einfang niederenergetischer Neutronen hergeleitet werden kann ([May94], siehe auch Anhang A).

Von [Als64, Pas66] weiß man:

$$\sigma_0 = 2962.6(5.1) \text{ barn} \frac{\lambda}{\text{\AA}} \quad (1.33)$$

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = -1.010(32). \quad (1.34)$$

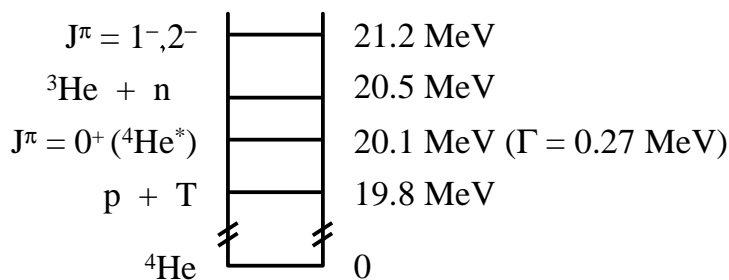


Abbildung 1.2: Termschema von  ${}^4\text{He}$ . Die breite  $0^+$ -Resonanz wird als Zwischenstufe beim Neutroneneinfang in  ${}^3\text{He}$  benötigt. Höhere Resonanzen sind mit eV-Neutronen nicht erreichbar.

$\lambda$  ist die De-Broglie-Wellenlänge des Neutrons. Die spinunabhängige Potentialstreuung mit  $\approx 5$  barn kann demgegenüber vernachlässigt werden. Transmission  $T_n$  und Polarisierstärke  $P_n$  (Analysierstärke  $A$ ) eines  ${}^3\text{He}$ -NSF folgen unmittelbar aus Gl. (1.31):

$$T_n = T_+ + T_- = \exp(-x) \cosh(xP_3) \quad (1.35)$$

$$P_n \equiv A = \frac{T_+ - T_-}{T_n} = \tanh(xP_3). \quad (1.36)$$

$P_3$  ( $\hat{=} p_t$  in Gl. (1.31)) ist die Kernspinpolarisation des  ${}^3\text{He}$  und  $x$  die Filterdicke, für die in praktischen Einheiten gilt:

$$x = [{}^3\text{He}] \cdot \sigma_0(\lambda) \cdot l = 0.0733 \cdot \frac{p}{\text{bar}} \cdot \frac{\lambda}{\text{\AA}} \cdot \frac{l}{\text{cm}}, \quad (1.37)$$

mit der Teilchendichte  $[{}^3\text{He}]$ , dem Gasdruck  $p$  bei 293 K und der Filterlänge  $l$ . Der Begriff Polarisation ist für ein Spin-1/2-System definiert als:

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \quad (1.38)$$

wobei  $N_{\pm}$  die Besetzungszahlen der beiden Zeeman-Niveaus des Systems bezeichnen. Wird ein  ${}^3\text{He}$ -NSF als Polarisator in einen unpolarisierten Strahl gestellt, so beträgt die Neutronenpolarisation anschließend  $P_n$ . An einem bereits polarisierten Strahl wird es als Analysator eingesetzt und weist die vorhandene Strahlpolarisation mit einer Effizienz  $A$  nach (siehe Abschnitt 2.1.3 zur Messvorschrift).

In Abb. 1.3 sind die Eigenschaften eines  ${}^3\text{He}$ -NSF mit  $P_3 = 70\%$  in Abhängigkeit von der Filterdicke  $x$  dargestellt. Auf der rechten Achse ist der sogenannte Gütefaktor  $Q = (P_n)^2 \cdot T_n$  aufgetragen, welcher bei vielen wie auch unseren Experimenten der Messzeit für konstanten statistischen Fehler proportional ist (Anhang B). Man sieht, dass  $Q$  für eine Filterdicke von  $x \approx 1.9$  maximal wird, dort gilt  $P_n = 87\%$  und  $T_n = 30\%$ . Hieraus folgt, dass das Produkt  $p \cdot l$  – die Massenbelegung des Filters – an die jeweilige Wellenlänge angepasst werden muss.

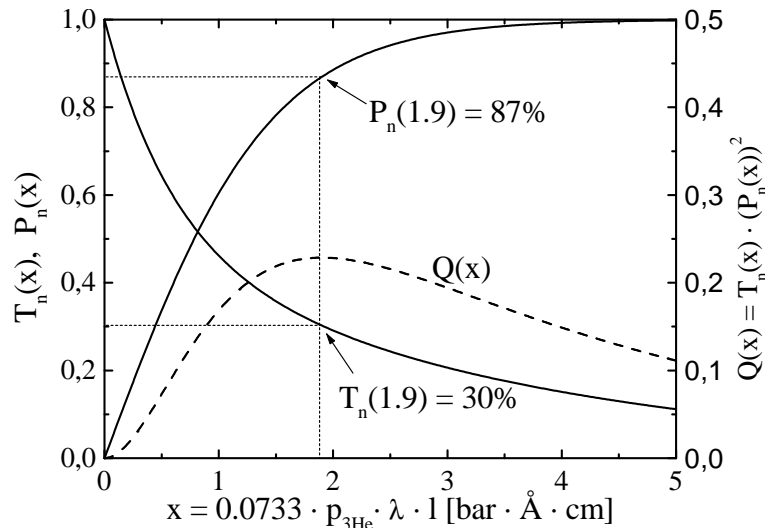


Abbildung 1.3: Die Charakteristiken eines  $^3\text{He}$ -NSF mit  $P_3 = 70\%$ . Aufgetragen sind die Filtertransmission  $T_n$ , Polarisier- oder Analysierstärke  $P_n$  und der Gütefaktor  $Q = T_n \cdot P_n^2$ . Letzterer gibt die Messzeit an, die für einen vorgegebenen statistischen Fehler erforderlich ist.

Jedoch kann das Optimum auf diese Weise über einen weiten Wellenlängenbereich erreicht werden.

Bei typischen Neutronenwellenlängen von  $0.286 \text{ \AA}$  bis  $1 \text{ \AA}$  (das entspricht Energien  $E = 1 \text{ eV}$  bis  $0.06 \text{ eV}$ ) werden Filter mit  $p \cdot l = 90 \text{ bar}\cdot\text{cm}$  bis  $26 \text{ bar}\cdot\text{cm}$  benötigt; für ein Filter mit einem typischen Durchmesser von  $\varnothing = 5 \text{ cm}$  ergeben sich daraus  $0.5 \text{ bar}\cdot\text{liter}$  bis  $1.7 \text{ bar}\cdot\text{liter}$  polarisierten  $^3\text{He}$ -Gases. Am ILL steht die in der Prinzipskizze Abb. 1.4 dargestellte Füllstation zur Verfügung, um die erforderlichen Gasmengen zu produzieren. Dabei durchläuft das  $^3\text{He}$ -Gas einen zweistufigen Prozess, bei welchem die Kernspinpolarisation bei niedrigem Druck durch optisches Pumpen aufgebaut wird. Die für das Filter benötigten hohen Drücke werden anschließend durch mechanische Kompression erreicht.

Eine Möglichkeit  $^3\text{He}$  auf optischem Wege zu polarisieren führt über Spinaustauschstöße von polarisiertem Rubidiumdampf mit  $^3\text{He}$  Grundzustandsatomen. Die Atomhülle des Rubidiums wird dabei durch zirkuläres  $795 \text{ nm}$  Laserlicht spinpolarisiert. Jedoch ist im Falle eines Stoßes die Ankopplung der Rb-Atomhülle an den Helium-Kernspin sehr klein, so dass die Spinaustauschrate äußerst gering ist. Aus diesem Grund wird in der Füllstation der andere bekannte Mechanismus verwendet. (Ein eingehender Vergleich der beiden Methoden findet sich in [Eck92].) Dabei werden metastabile  $^3\text{He}^*$ -Atome, die sich im tiefsten Triplett-Zustand  $|1s2s^3S_1\rangle$  befinden, auf direktem Wege mit zirkulärem  $1083 \text{ nm}$  Laserlicht polarisiert (Abb. 1.5). Die mit  $21 \text{ eV}$  angeregten  $^3\text{He}^*$  werden durch eine Gasentladung erzeugt. Der Prozess läuft am effizientesten über die als C8 und C9 bezeichneten Linien des  $^3\text{He}$ -Spektrums,

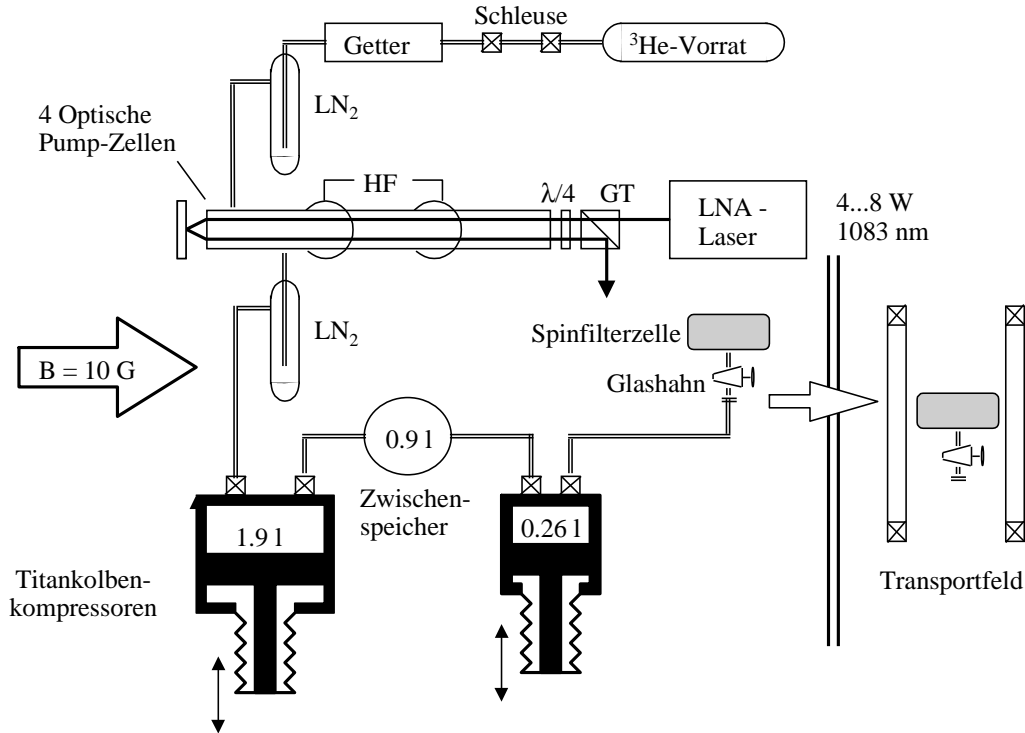
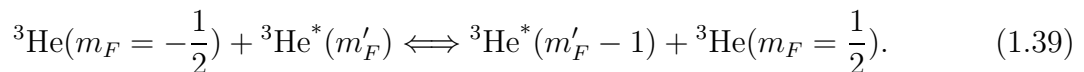


Abbildung 1.4: Füllstation für  $^3\text{He}$ -NSF. Die Funktionsweise wird im Text erläutert.

denen Übergänge aus den Hyperfeinniveaus  $|^3\text{S}_1, F = \frac{1}{2}\rangle$  (C8) und  $|^3\text{S}_1, F = \frac{3}{2}\rangle$  (C9) in den Zustand  $|^3\text{P}_0, F = \frac{1}{2}\rangle$  entsprechen.

Bei einem bzgl. des magnetischen Führungsfeldes rechtszirkular polarisierten Laserstrahl („ $\sigma^+$ “-Licht) sind nur Übergänge mit  $\Delta m_F = +1$  erlaubt, welche die Quantenzahl  $m_F$  der HFS-Zeeman-Niveaus um 1 erhöhen. Durch gaskinetische Stöße sind die Zeeman-Zustände im  $|^3\text{P}_0, F = \frac{1}{2}\rangle$ -Niveau vollständig durchmischt, so dass die Reemission isotrop erfolgt. Dies bedeutet, dass die Reemission alle Zeeman-Niveaus gleichmäßig bevölkert und so keine Polarisation mitnimmt. Wie in Abb. 1.5 durch Balken angedeutet, häufen sich die metastabilen  $^3\text{He}^*$  in den Zuständen mit hohem  $m_F$  an; die Atome werden in die hohen  $m_F$ -Zustände „gepumpt“, weshalb man eine solche Methode *optisches Pumpen* nennt. Die so entstehende Polarisation wird durch sogenannte metastabile Austauschstöße auf Grundzustandsatome übertragen:



Es wird lediglich die Anregungsenergie ausgetauscht; die Projektion ( $m_F$ ) des Drehimpulses bleibt dabei erhalten, so dass die Polarisation auf den Grundzustand übergeht. Desweiteren steht das neu angeregte Atom dem Pumpprozess zur Verfügung. Man spricht daher von „metastability exchange pumping“ im Gegensatz zum erwähnten „spin exchange pumping“ oder Rubidium-Pumpen. Der Vorteil gegenüber der Rubidium-Methode liegt im effizienten Spin-

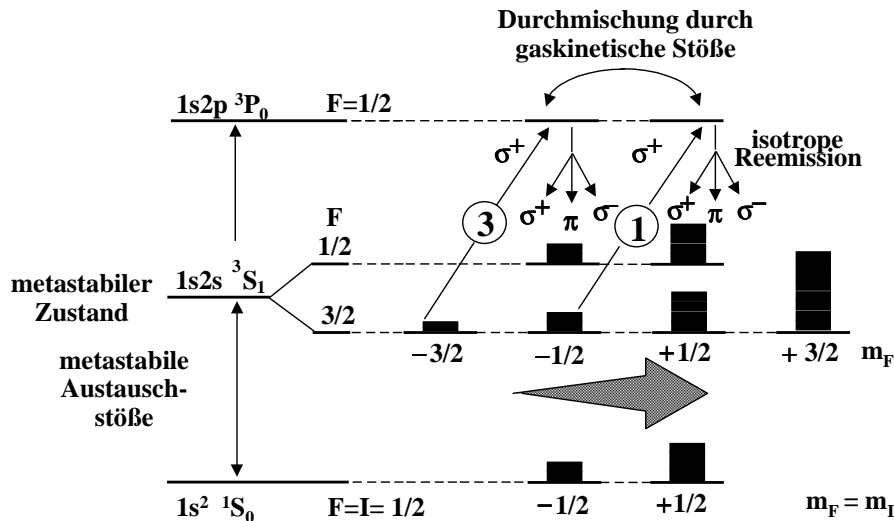


Abbildung 1.5: Optisches Pumpen metastabiler  $^3\text{He}$ -Atome ( $^3\text{He}^*$ ). Eingezeichnet sind die  $\sigma^+$ -Übergänge im Falle des C9-Pumpens. Die eingekreisten Zahlen zeigen die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten an, die Balkenhöhe soll die Besetzungszahlen der einzelnen Niveaus andeuten.

transfer durch die hohe Rate der metastabilen Austauschstöße begründet, weshalb größere Aufpolarisationsraten erreicht werden. Dies ist insbesondere wegen der pro Filter benötigten Gasmenge von  $\approx 1$  bar·liter ein wichtiges Argument. Nachteilig ist jedoch, dass das  $^3\text{He}^*$ -Pumpen nur bei Drücken um 1 mbar effizient funktioniert und das polarisierte Gas anschließend verdichtet werden muss. Bei höherem Druck kommt es vermehrt zur Bildung von  $(^3\text{He})_2^+$  Excimeren (Dreikörperstoß:  $^3\text{He}^* - ^3\text{He} - ^3\text{He}$ ), wodurch die  $^3\text{He}^*$ -Dichte einbricht.

Dies war nur ein kurzer Abriss über das optische Pumpen von  $^3\text{He}$ . Für eine eingehendere Behandlung als auch für umfangreiche Referenzlisten auf Originalarbeiten siehe [Eck92] und [Sur97].

In der Füllstation in Abb. 1.4 [Sur95, Sur97], welche sich komplett in einem magnetischen Führungsfeld von 5 - 10 Gauss befindet, wird das  $^3\text{He}$ -Gas bei  $\approx 1$  mbar über Reinigungseinheiten in die optischen Pumpzellen eingelassen. In diesen wird durch äußere HF-Elektroden die Gasentladung induziert. Ein LNA-Laser stellt  $\approx 5$  W Laserleistung zur Verfügung, die durch ein Glan-Thompson und eine  $\lambda/4$ -Platte zirkular polarisiert und dann durch die Pumpzellen geleitet wird. In diesen baut sich eine Kernspinpolarisation von ca. 70% auf. Ein zweistufiges System aus unmagnetischen Titankolben-Kompressoren saugt das aufpolarisierte Gas kontinuierlich an und komprimiert es in die Spinfilterzelle. Dort werden, bedingt durch Verluste während der Kompression,  $^3\text{He}$ -Polarisationen von  $P_3 = 50\%$  - 55% bei Drücken von bis zu 5 bar erreicht. Die Produktionsrate polarisierten Gases liegt gegenwärtig bei ca. 0.5 bar·liter/h. Neuere Entwicklungen lassen auf Endpolarisationen von

70% bei gesteigerter Produktionsrate hoffen [Ebe00]. Die Filterzelle wird durch einen Glashahn verschlossen und in einem batteriebetriebenen, magnetischen Haltefeld von wenigen Gauss an das Experiment transportiert.

In der Filterzelle zerfällt die Kernspinpolarisation exponentiell mit  $P_3(t) = P_3^0 \exp(-t/T_1)$ . Die äußerst praktische Entkopplung von Produktion und Verwendung des polarisierten  $^3\text{He}$ -Gases erfordert Relaxationszeiten  $T_1 \geq 100$  h. Dann genügt es, das Filter einmal täglich auszuwechseln um eine im Mittel ausreichend hohe Polarisation aufrecht zu erhalten.

Der Relaxationsprozess zerfällt in drei Anteile, wobei sich die Raten aufaddieren:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_1^{\text{dipolar}}} + \frac{1}{T_1^{\text{Feld}}} + \frac{1}{T_1^{\text{Wand}}}. \quad (1.40)$$

Um eine langes  $T_1$  zu erzielen, sind dementsprechend an drei Punkten Optimierungen vorzunehmen.

Der erste Beitrag, die *dipolare Relaxation*, rührt von der Kopplung der  $^3\text{He}$ -Kernspins untereinander her. Dieser hängt von der Spindichte und daher vom Druck ab. Es gibt hierzu theoretische Abschätzungen, die neuste dem Autor bekannte [New93] besagt, dass bei Raumtemperatur gilt:

$$\frac{1}{T_1^{\text{dipolar}}} = \frac{p}{817 \text{ h bar}}. \quad (1.41)$$

Eine erste genaue Messung wurde von [Wol00] durchgeführt. Im Mittel über die beiden dort angegebenen Werte findet man:  $T_1^{\text{dipolar}} = 731(55) \text{ h}/p[\text{bar}]$ . Die Messung erweist sich als äußerst schwierig, so dass die kleine Abweichung zum obigen theoretischen Wert noch nicht entgültig bewertet werden kann.

Durch die dipolare Relaxation ist man also zu hohen Drücken hin limitiert. Da für die Filterfunktion nur das Produkt  $p \cdot l$  eine Rolle spielt, kommt es auf den besten Kompromiss zwischen Druck und Filterlänge  $l$  an. Außerdem ist  $T_1^{\text{dipolar}}$  die natürliche Grenze des Erreichbaren, weil man den Druck nicht beliebig reduzieren kann.

$T_1^{\text{Feld}}$ , die sogenannte *Feldrelaxation*, wird durch Feldinhomogenitäten verursacht:

$$\frac{1}{T_1^{\text{Feld}}} = \alpha \frac{1}{p} \overline{\left( \frac{\partial B}{\partial r} / B_0 \right)^2}. \quad (1.42)$$

$G_{\text{rel}} = \left( \frac{\partial B_r}{\partial r} \right) / B_0$  ist der relative Feldgradient radial zum Führungsfeld  $B_0$ . Hierbei ist

$$\frac{\partial B_r}{\partial r} := \sqrt{\left( \frac{\partial B_x}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial B_y}{\partial y} \right)^2}, \quad (1.43)$$

wobei das Hauptfeld  $B_0$  in z-Richtung laufen soll. Der Strich deutet eine Mittelung von  $G_{\text{rel}}^2$  über das Filtervolumen an. Für die Konstante  $\alpha$  gibt es mehrere Literaturwerte [Sch65,

Bar74], anscheinend davon abhängig in welchem Druck-Regime man sich befindet. Im Bereich hoher Drücke ( $\mathcal{O}(1 \text{ bar})$ ) gilt nach [Sch65]

$$\alpha = 1.7 \cdot 10^4 \text{ bar cm/h}, \quad (1.44)$$

was durch eine Messung von [Wol00] in der Größenordnung bestätigt wurde. Das Magnetfeld sollte daher möglichst so ausgelegt werden, dass in der ganzen Filterzelle  $G_{rel} \leq 2.5 \cdot 10^{-4}/\text{cm}$  ist, und damit  $T_1^{Feld} \geq 1000 \text{ h}$  erreicht wird.<sup>14</sup>

Die Depolarisation durch Stöße an der Behälterwand (*Wandrelaxation*) macht den dritten Beitrag aus:

$$\frac{1}{T_1^{Wand}} = \gamma \frac{O}{V}. \quad (1.45)$$

Dieser ist dem Oberflächen-zu-Volumen-Verhältnis  $O/V$  proportional. Die Materialkonstante  $\gamma$  kann durch Wahl und Präparation des Wandmaterials beeinflusst werden. Für  $^3\text{He}$ -NSF haben sich Aluminiumsilikat-Gläser und Reinstquarze bewährt. Wegen des enorm großen Neutronen-Absorptionsquerschnitts des Bors sind die AlSiO-Gläser trotz ihres geringen Bor-Gehaltes nur bedingt geeignet; während bei ca. 1 eV knapp 10% der Neutronen in den Zellenfenstern hängen bleiben sind es bei 2 Å-Neutronen ( $\approx 30 \text{ meV}$ ) bereits um die 50%. Bei Quarzgläsern misst man hingegen Verluste von unter 5%.

Für die Präparation der Zellen hat es sich bisher am meisten bewährt, die gut vorgereinigten Zellen bei über 400 °C auszuheizen, sie dann mit einer starken, mikrowellen-induzierten Gasentladung in einer reinen He-Atmosphäre von 10 - 20 mbar zu behandeln und sie abschließend mit Cäsium zu beschichten [Hei95]. Auf diese Weise wurden für  $T_1^{Wand}$  Werte von über 100 h, in wenigen Ausnahmefällen sogar von weit über 200 h erreicht. Leider sind die ursächlichen Effekte der Wandrelaxation nur unvollständig verstanden und lediglich 30% - 50% der präparierten Zellen taugen für den Einsatz im Experiment. Verständnis und Steigerung bzw. Stabilisierung der Wandrelaxationszeiten ist daher noch aktueller Forschungsgegenstand [Den97, Wol00].

Zusammenfassend gesagt steht polarisiertes  $^3\text{He}$  als Filtermaterial zur Verfügung und der Experimentator muss lediglich für ein langes  $T_1$  sorgen, indem er sich um ein homogenes Magnetfeld, einen nicht zu hohen Gasdruck und um „richtig“ präparierte Zellen kümmert.

---

<sup>14</sup>Bezogen auf  $p = 1 \text{ bar}$ , bei  $p = 4 \text{ bar}$  sind  $5 \cdot 10^{-4}/\text{cm}$  noch akzeptabel.

# Kapitel 2

## Messung der paritätsverletzenden Spinrotation in $^{139}\text{La}$

Eine Schlussfolgerung des letzten Kapitels war, dass ein großes Interesse besteht, die Neutronenspin-Rotation in  $^{139}\text{La}$  mit guter Präzision unmittelbar an der 0.75 eV p-Wellenresonanz zu messen. Durchführung und Auswertung eines entsprechenden Experimentes werden in diesem Kapitel besprochen.

### 2.1 Aufbau und Messprinzipien

Der Aufbau lässt sich grob in die folgenden Abschnitte unterteilen (Abb. 2.1): der polarisierte Neutronenstrahl wird vom Instrument „D3“ am Hochflussreaktor des Instituts Laue-Langevin (Grenoble) zur Verfügung gestellt. Dort wird die Neutronenpolarisation noch auf „klassische“ Weise mit einem magnetisierten Bragg-Kristall erzeugt. Die Polarisationsanalyse erfolgt durch einen  $^3\text{He}$ -NSF, was eine wichtige apparative Neuheit darstellt. Zwischen Strahlerzeugung und -analyse befindet sich das sogenannte Polarimeter, welches von unseren russischen Kollegen entwickelt wurde, und in welchem die eigentlichen Abläufe zum Nachweis der Spinrotation stattfinden.

Diese drei Grundbestandteile des Aufbaus wie auch die dahinter stehenden Messprinzipien werden nun im Detail beschrieben.

#### 2.1.1 Erzeugung und Polarisation des Neutronenstrahles

In Abb. 2.2 ist die Strahlführung von D3 skizziert. Neben dem Reaktorkern befindet sich die heiße Quelle (HQ): ein Graphitblock, der laut Reaktorbeschreibung [Yel97] auf einer Temperatur von 2400 K gehalten wird und so den Neutronenfluss für Wellenlängen  $\lambda < 0.8 \text{ \AA}$  (Energien  $E > 130 \text{ meV}$ ) erhöht. Das im Reaktorbecken bereits auf Raumtemperatur

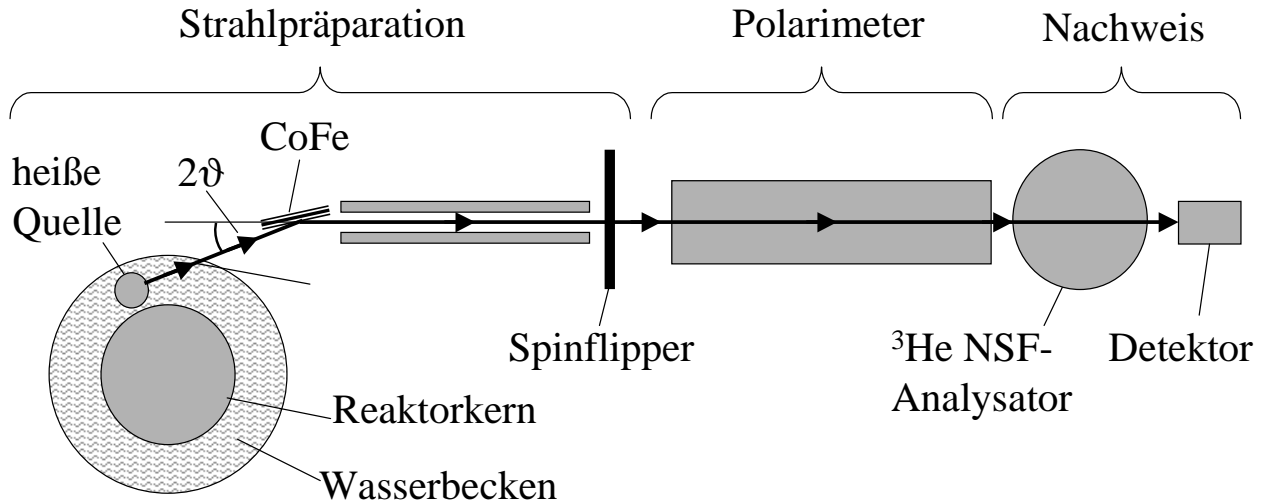


Abbildung 2.1: Übersichtsskizze des Aufbaus. Die einzelnen Komponenten sind in den folgenden Abbildungen detailliert dargestellt.

thermalisierte Maxwellspektrum der Neutronen wird in der heißen Quelle wieder zu höheren Energien hin verschoben. Dadurch ist auch bei der benötigten Energie von 0.75 eV noch ein mäßiger Neutronenfluss vorhanden.<sup>1</sup> Die so rethermalisierten Neutronen treffen auf einen CoFe-Kristall, welcher auf seinen (200) Reflex mit dem Gitterebenenabstand  $d = 1.771 \text{ \AA}$  justiert ist. In Abhängigkeit des Einstellwinkels  $\vartheta$  ergibt sich die reflektierte Wellenlänge aus der Bragg-Bedingung:

$$n\lambda = 2d \sin(\vartheta). \quad (2.1)$$

Die ganze Zahl  $n$  bezeichnet die Ordnung des Reflexes, in der Regel betrachtet man nur die 1. Ordnung mit  $n = 1$ . Höhere Ordnungen treten nur mit stark abfallenden Intensitäten auf und es muss hauptsächlich auf eine eventuelle Kontamination von Wellenlängen mit  $n = 2$  geachtet werden. Der Bragg-Winkel wird durch Schwenken des kompletten Aufbaus um die Kristallachse eingestellt; hierzu befinden sich alle Elemente auf Luftkissen-Modulen.

Der Kristall sitzt in einem Dipolmagneten (D1) und wird damit vollständig magnetisiert. In dieser Situation tritt der Reflex bevorzugt für eine Spinkomponente bzgl. des Magnetfeldes auf und folglich ist der reflektierte Strahl polarisiert.<sup>2</sup> Wie aus den technischen Unterlagen des D3 hervorgeht, kann man im Energiebereich um  $E \approx 0.75 \text{ eV}$  eine Neutronenpolarisation von ca. 80% erwarten [Lel99].

In Abb. 2.2 sieht man mehrfach die Kombination eines Dipolmagneten (D1, D2, D3) mit einem benachbarten Solenoiden (S1, S2). Im Zwischenraum einer solchen Anordnung wird

<sup>1</sup>Um die 0.75 eV in das Maximum des Maxwellspektrums zu schieben wäre eine Quelltemperatur in der Größenordnung  $10^4 \text{ K}$  erforderlich, was klarerweise nicht erreicht werden kann; zur Problematik des daher prinzipiell limitierten Neutronenflusses in diesem Energiebereich siehe nächstes Kapitel.

<sup>2</sup>Wie dies genau geschieht wird z. B. in [Sur95] schön erklärt.

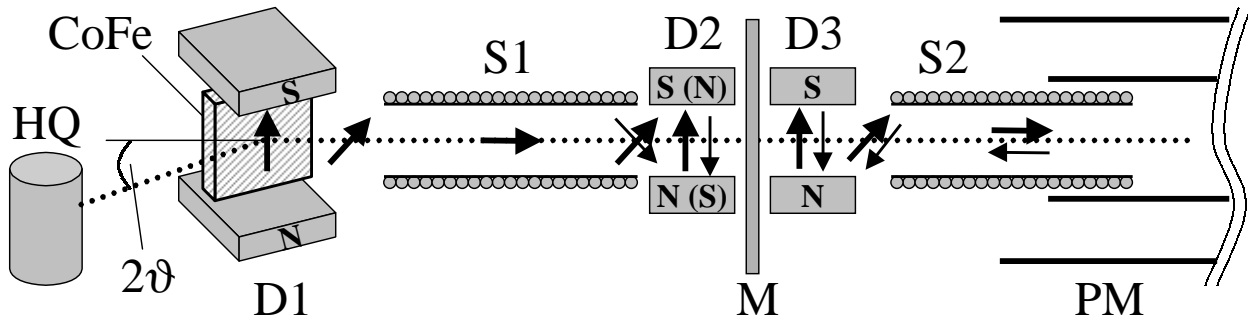


Abbildung 2.2: Erzeugung des polarisierten Neutronenstrahles am ILL Messplatz „D3“. D1, D2, D3: Dipolmagnete; S1, S2: Solenoide; HQ: heiße Quelle; M: Meissner-Schirm; PM: Polarimeter. Die Kombination D2-M-D3 bildet den Spinflipper. Die Pfeile deuten das Verhalten der Neutronenpolarisation an, die dünnen Pfeile illustrieren den Fall mit invertierter Polarität von D2.

ein Magnetfeld erzeugt, welches in Abhängigkeit des Ortes rotiert. Ist die Larmorfrequenz der passierenden Neutronen erheblich größer als die von ihnen wahrgenommene Rotationsfrequenz des Magnetfeldes,  $\omega_L \gg \omega_{rot}$ , so folgt die Neutronenpolarisation der Feldrichtung („adiabatische Rotation“, siehe Anhang B) und wird von der Transversalen in die Longitudinale gedreht und umgekehrt. Wie weiter unten besprochen wird, ist dieses Hin- und Herdrehen für unsere Zwecke mit Nachteilen verbunden; technische Änderungen konnten in diesem Bereich der bestehenden Instrumentierung jedoch nicht vorgenommen werden.

Die Polarität des Dipols (D2) kann invertiert werden. Auf diese Weise wird im Zusammenspiel mit dem Solenoiden (S1) ein entweder nach links oder nach rechts drehendes Magnetfeld erzeugt. Zwischen den Dipolen (D2) und (D3) befindet sich ein auf flüssig Helium-Temperatur gekühlte, supraleitende Platte aus Niob, auch „Meissner-Schirm“ genannt. Diese dient zur sauberen magnetischen Trennung von linker und rechter Seite, das Umpolen des Magneten (D2) kann die Magnetfelder hinter dem Meissner-Schirm nicht beeinflussen. Sind (D2) und (D3) entgegengesetzt gepolt, so erfährt die Neutronenpolarisation beim Durchtritt durch den Meissner-Schirm eine plötzlich umspringende Feldrichtung, der sie nicht folgen kann. Führungsfeld und Polarisation haben ihre relative Orientierung zueinander geändert. Die Kombination von (D3) mit (S2) lässt das Magnetfeld in stets dieselbe Richtung rotieren, so dass die Helizität des Neutronenstrahles am Ende von der Polarität des Dipols (D2) abhängt; in der Abbildung ist dies durch dünne und dicke Pfeile angedeutet. Die Anordnung um den Meissner-Schirm agiert daher als sogenannter nicht-adiabatischer „Spin-Flipper“ (siehe Anhang B). Beschreibt man das plötzlich umspringende Magnetfeld ebenfalls durch eine Rotationsfrequenz, so muss in diesem Fall gelten:  $\omega_L \ll \omega_{rot}$ .

Auf den Solenoiden (S2) folgt das Polarimeter (PM), welches von einer doppelten,

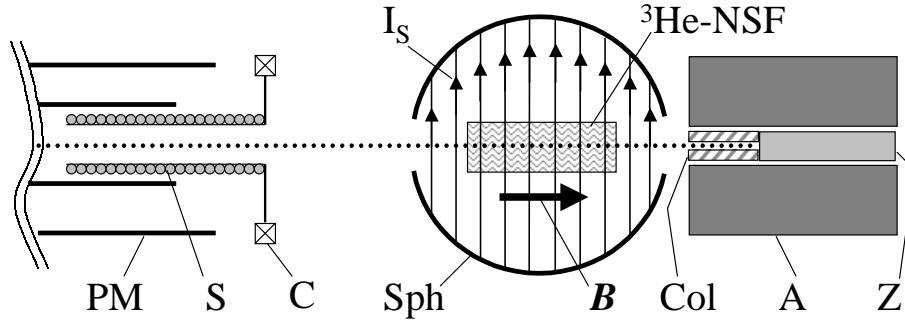


Abbildung 2.3: Im Anschluss an das Polarimeter PM folgt der  $^3\text{He}$ -NSF Analysator sowie ein  $^3\text{He}$ -Gaszählrohr Z. Das Spinfilter ist in einem sphärisch angeordneten Führungsfeld Sph gelagert; durch die in regelmäßigen Abständen aufgebrachten Windungen fließt der Strom  $I_S$ . Es entsteht das longitudinale Feld  $B$  (siehe Text). Der Solenoid S sorgt für eine Auskopplung einer longitudinalen Neutronenpolarisation aus dem  $\mu$ -Schirm des Polarimeters. Die Korrekturspule C korrigiert Feldgradienten in Sph, welche durch das  $\mu$ -Metall und den Solenoiden hervorgerufen werden. Ein  $\text{Ø}10 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$  Detektorkollimator Col war nur bei einem Teil der Messungen eingebaut.

rohrförmigen magnetischen Abschirmung aus  $\mu$ -Metall umgeben ist. In eine solche Anordnung kann eine longitudinale Polarisation besonders einfach eingekoppelt werden; dies geschieht über das Streufeld des Solenoiden, welches noch ein Stück weit in das innere Rohr aus  $\mu$ -Metall hineingreifen kann. Transversale Magnetfelder werden hingegen wesentlich stärker abgeschirmt, so dass es in einem solchen Fall leicht zu undefinierten Feldrichtungen im Übergangsbereich kommen kann. Die Überführung einer transversalen Polarisation ist daher nur unter einem erhöhten Aufwand möglich (für ein Beispiel siehe [For80]).

### 2.1.2 Polarisationsanalyse und Neutronen-Nachweis

Im Anschluss an das Polarimeter ist wiederum ein Solenoid (S) installiert, um eine longitudinale Polarisation aus der magnetischen Abschirmung herauszuführen (Abb. 2.3). Als Polarisationsnachweis folgt ein  $^3\text{He}$ -NSF, dessen Führungsfeld (Sph) parallel zur Strahlachse angeordnet ist. Die  $^3\text{He}$ -Polarisation und die Analysierstärke sind damit ebenfalls longitudinal ausgerichtet und das Filter kann die ankommende Neutronenpolarisation direkt analysieren. Als Führungsfeld für die Neutronenpolarisation dient im Zwischenbereich die Überlagerung der Streufelder von Solenoid (S) und sphärischer Spule (Sph), welche nach folgendem Prinzip konstruiert wurde.

Auf eine Sphäre aus Aluminium (Radius  $R = 20 \text{ cm}$ ) wurden in regelmäßigen Abständen von  $\Delta z = 1.1 \text{ cm}$  Wicklungen aufgebracht. Dabei wurde dieser Abstand in der *seitlichen Projektion* eingehalten, d. h. der *auf der Sphäre* gemessene Abstand der Wicklungen erhöht

sich zu den Enden hin. Eine derartige Spule wirkt wie eine homogen magnetisierte Kugel und hat folgende Eigenschaften [Dan71]:

- Im Inneren erhält man bei einem Strom  $I_S$  ein konstantes Magnetfeld von

$$B = \mu_0 \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{I_S}{\Delta z}. \quad (2.2)$$

- Außen ergibt sich das Feld eines magnetischen Dipols mit Dipolmoment

$$M = \frac{4\pi}{3} \cdot R^3 \cdot \frac{I_S}{\Delta z}. \quad (2.3)$$

- Über den größten Teil des Volumens genügt die Homogenität des Magnetfeldes den im letzten Kapitel beschriebenen Anforderung für den Einsatz von <sup>3</sup>He-NSF.
- Sie ist leicht transportierbar, weshalb das Filter direkt an der Füllstation in die Sphäre eingesetzt werden kann. Man hat daher ein handliches Transport- *und* Führungsfeld in einem Gerät vereinigt.

Damit die gute Homogenität nicht vom Streufeld des Solenoiden (S) und durch Ankopplung des Sphärenfeldes an das  $\mu$ -Metall zerstört wird, ist ein gewisser Abstand zwischen Solenoid/ $\mu$ -Metall und Sphäre notwendig. Die verbleibenden Inhomogenitäten werden von der Korrekturspule (C) beseitigt. Bei einem Führungsfeld von rund 5 Gauss zeigten Feldmessungen in der Experimentierhalle einen relativen Feldgradienten von besser als  $3 \cdot 10^{-4} \text{cm}^{-1}$  im quadratischen Mittel über das Zellenvolumen. Bei den verwendeten <sup>3</sup>He-Gasdrücken von 3 bar beträgt die Feldrelaxationszeit somit über 1000 h und kann vernachlässigt werden. Die sphärische Spule ist ein Beispiel einer kompakten und praktikablen Führungsfeldkonfiguration für den Einsatz von <sup>3</sup>He-NSF am Neutronenstrahl. Eine weitere Möglichkeit wird im nächsten Kapitel vorgestellt, dort wird die Polarisier- bzw. Analysierstärke hingegen transversal zum Strahl stehen.

Die Spinfilter-Zellen bestehen aus dem Glas Corning 1720 und wurden auf die in Abschnitt 1.5.2 beschriebene Weise präpariert. Sie haben eine zylindrische Geometrie mit Ø45 mm Durchmesser und  $\approx 19.5$  cm Länge (Innenmaße).

Die Neutronen werden über ein <sup>3</sup>He-Gaszählrohr detektiert, welches dieselbe Kernreaktion wie ein <sup>3</sup>He-NSF ausnutzt. Man weist die Ladungslawinen nach, welche durch die entstehenden Protonen und Tritiumkerne ausgelöst werden. Das in seiner Abschirmung (A) installierte Zählrohr (Z) ist ebenfalls zylindrisch; es hat den Durchmesser Ø=50 mm und die Länge 10 cm. Für Neutronen von 0.75 eV folgt mit Hilfe von Gl. (1.35) ( $P_3 \equiv 0$ ) eine Detektoreffizienz von rund  $\epsilon = 1 - T_n = 70\%$ .

Bei einem Teil der Messungen war zusätzlich ein 10 cm langer Kollimator (Col) vorhanden, der mit einem Ø= 10 mm Loch durchbohrt war.

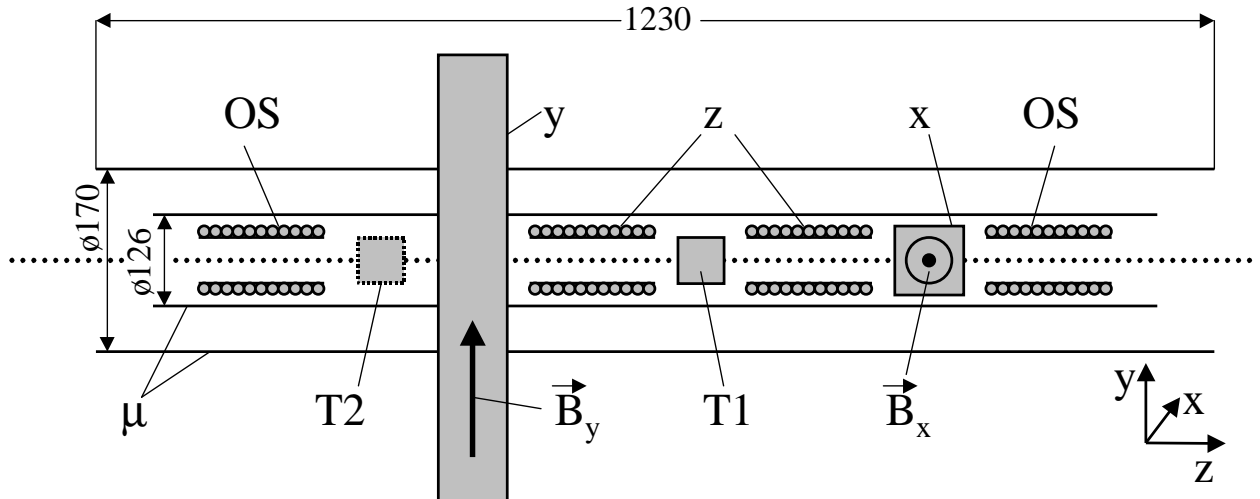


Abbildung 2.4: Das Polarimeter. T1 und T2 sind zwei Probenpositionen, die über einen mechanischen Antrieb abwechselnd belegt werden können. x und y sind rechteckige Spinpräzessionsspulen, welche den Neutronenspin je  $\pi/2$  um die x- bzw. y-Achse drehen lassen.  $\vec{B}_{x,y}$  deuten ihre Magnetfelder an. Die z-Spulen (Solenoiden) erzeugen eine Spinpräzession von wenigen Grad um die z-Achse (siehe Text). x-, y- und z-Spulen verwirklichen zusammen das Prinzip des gekreuzten Polarisator/Analysator-Paares. x- und y-Spule ragen weit über das Polarimeter hinaus, so dass ihre Außenfelder gut vom Inneren des doppel-zylindrischen  $\mu$ -Metall-Schirmes  $\mu$  abgeschirmt sind. Die oszillierenden Spulen OS werden mit einer Wechselspannung betrieben und unterdrücken transversale Polarisationskomponenten, die am Anfang und Ende des Polarimeters unerwünscht sind. Alle Maße sind in mm angegeben. Nicht dargestellt sind eine Reihe von Kollimatoren, die den Strahl definieren und dafür Sorge tragen, dass alle nachgewiesenen Neutronen die Probe durchlaufen haben.

### 2.1.3 Das Polarimeter

Abb. 2.4 zeigt ein Schema des russischen Polarimeters. (Über eine Messung mit einem ähnlichen Vorläufermodell berichtet [Ser95].) Neben der schon erwähnten doppelten  $\mu$ -Metall-Abschirmung besteht es aus einer Reihe von Feldspulen (x,y,z,OS) und zwei Probenpositionen (T1, T2). Durch eine motorgetriebene Mechanik kann entweder die eine oder die andere Position mit je einem Lanthanblöckchen ( $49\text{mm} \times 40\text{mm} \times 30\text{mm}$ , erstes Maß in Strahlrichtung) belegt werden.

Die mit „z“ und „OS“ bezeichneten Spulen sind kleine Solenoiden (Durchmesser  $\varnothing \approx 50$  mm, Länge  $l \approx 100$  mm) und erzeugen Magnetfelder entlang der z-Achse (Koordinaten wie in Abb. 2.4). Die beiden anderen Spulen sind auf einen im Querschnitt rechteckigen Aluminiumkörper aufgewickelt und haben die ungefähren Maße  $59\text{ mm} \times 47\text{ mm} \times 450\text{ mm}$  (erstes Maß in Strahlrichtung). Sie erzeugen Felder in x- bzw. y-Richtung und ragen weit

über das äußere  $\mu$ -Metall-Rohr mit  $\varnothing = 17$  cm hinaus. Dies trägt zur Verringerung ihrer Streufelder innerhalb des Polarimeters bei.

Alle Feldspulen arbeiten als Spinpräzessionsspulen. Sie basieren auf der Tatsache, dass die zu einem Magnetfeld senkrecht stehende Polarisationskomponente mit der Larmorfrequenz  $\omega = \gamma_n B$  um die Feldachse rotiert. Die zum Magnetfeld parallele Komponente bleibt dabei unverändert (s. Anhang B).  $B$  bezeichnet die magnetische Flussdichte und  $\gamma_n = 2\pi \cdot 2.916\text{kHz/Gauss}$  das gyromagnetische Verhältnis des Neutrons.

Lediglich das Zusammenspiel von x-, y- und z-Spule dient unmittelbar zur Messung der Spinrotation, auf die Bedeutung der Spulen „OS“ soll daher erst später eingegangen werden. Der Strom in x- und y-Spule wird jeweils so eingestellt, dass beim Durchflug der Neutronen deren Polarisation  $90^\circ$  um die x- bzw. y-Achse dreht. Hierfür wird für  $E = 0.75$  eV-Neutronen ein Magnetfeld von  $\approx 17$  Gauss benötigt. Diese Drehung kann als eine Koordinatentransformation angesehen werden, durch welche die einlaufende, longitudinale Polarisation auf die x-Achse abgebildet wird. Eine eventuell vorhandene Polarisationskomponente in y-Richtung wird von der zweiten Spule wieder in die longitudinale Richtung zurücktransformiert. Um die Funktionsweise des Polarimeters zu verstehen, kann man sich an Stelle der y-Spule einen Polarisator in x-Richtung zu denken. Die x-Spule erscheint wie ein Analysator in y-Richtung. Beide Spulen zusammen verwirklichen daher das in Abb. 1.1 angedeutete Schema mit gekreuztem Polarisator und Analysator.

Die Intensität, die von einem Polarisator/Analysator-Paar transmittiert wird, kann im Allgemeinen geschrieben werden als:

$$I_{\pm} = N_0 (1 \pm \vec{P} \bullet \vec{A}), \quad (2.4)$$

wobei Polarisier-/Analysierstärke als Vektoren  $\vec{P}, \vec{A}$  aufgefasst wurden und  $N_0$  die mittlere Zählrate angibt. Der Index „ $\pm$ “ deutet bereits an, dass zwei Zählraten gemessen werden sollen. Bei der zweiten Messung ( $I_-$ ) wird die einfallende Polarisation  $\vec{P}$  mit einem Spinflipper invertiert.<sup>3</sup> Im Polarimeter geschieht dies durch Umpolen der y-Spule. Man findet:

$$\frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = \frac{\frac{I_+}{I_-} - 1}{\frac{I_+}{I_-} + 1} = \vec{P} \bullet \vec{A}. \quad (2.5)$$

Selbst im einfachsten Fall  $\vec{P} \parallel \vec{A}$  kann man daher immer nur das *Polarisationsprodukt*  $P \cdot A$  messen; für eine absolute Bestimmung der Neutronenpolarisation  $P$  ist eine genau Kenntnis der Analysierstärke  $A$  erforderlich (und umgekehrt). Das *Zählratenverhältnis*  $\frac{I_+}{I_-}$  nennt man *Flippverhältnis* und sollte nicht mit dem Besetzungszahlenverhältnis  $\frac{N_+}{N_-}$  der Niveaus eines Spin- $\frac{1}{2}$ -Systems verwechselt werden. Die Messung der Neutronenpolarisation ist gleichbedeutend mit der Messung des Flippverhältnisses.

<sup>3</sup>Ein Beispiel, bei welchem stattdessen *direkt* die Richtung der Polarisier-/Analysierstärke invertiert wird, findet sich im folgenden Kapitel.

Für ein gekreuztes Polarisator-/Analysatorpaar kann man schreiben,

$$\begin{aligned} I_{\pm} &= N_0 (1 \pm P A \cos(\frac{\pi}{2} - \phi)) = N_0 (1 \pm P A \sin(\phi)) \\ \Rightarrow \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} &= P A \sin(\phi), \end{aligned} \quad (2.6)$$

wenn im Zwischenraum eine Spinrotation mit Winkel  $\phi$  um die z-Achse aufgetreten ist.

Das Polarisationsprodukt  $P \cdot A$  ist jedoch nicht bekannt und, um den Spinrotationswinkel  $\phi$  zu erhalten, muss dieses mitgemessen werden. Zu diesem Zweck enthält das Polarimeter die z-Spulen, welche eine zusätzliche Spinrotation um einen bekannten, kleinen Winkel  $\phi_z$  erzeugen. Dabei können sowohl die y- als auch die z-Spule mit zwei Polaritäten betrieben werden, so dass man insgesamt vier Zählraten erhält (erster Index = z-Spule, zweiter Index = y-Spule):

$$\begin{aligned} I_{\pm-} &= N_0 (1 - P A \sin(\phi \pm \phi_z)) \\ I_{\pm+} &= N_0 (1 + P A \sin(\phi \pm \phi_z)). \end{aligned} \quad (2.7)$$

Mit diesen ergibt sich [Ser95]:

$$A_{rotation} = \frac{(I_{++} - I_{+-}) - (I_{--} - I_{-+})}{(I_{++} - I_{+-}) + (I_{--} - I_{-+})} = \frac{\tan(\phi)}{\tan(\phi_z)}. \quad (2.8)$$

Das Polarisationsprodukt kürzt sich jetzt heraus und der Spinrotationswinkel  $\phi$  ist bestimmt. Anschaulich gesprochen muss für die Messung des (kleinen) Winkels  $\phi$  eine große Komponente (= Radius) und eine kleine Komponente (= Bogen) bestimmt werden. Die Aufgabe der z-Spule ist die Bestimmung der großen Komponente, von der ein bekannter Bruchteil auf den Analysator projiziert wird.

Diese Messkonzept wurde gewählt, weil sich die Doppelasymmetrie  $A_{rotation}$  als besonders unanfällig hinsichtlich instrumenteller Effekte erweist [Pet97]. So ist beispielsweise unmittelbar ersichtlich, dass sich ein polarisationsunabhängiger Untergrund in Gl. (2.8) heraushebt.

An dieser Stelle ist es aufschlussreich, sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis anzuschauen (Herleitung in Anhang C):

$$\begin{aligned} (S/R)_{rotation} = \frac{A_{rotation}}{\Delta A_{rotation}} &= \sqrt{2N_0} P A \frac{\sin 2\phi \sin \phi_z \cos \phi_z}{(1 - \cos 2\phi \cos 2\phi_z)^{1/2}} \quad (2.9) \\ &\stackrel{\phi_z \gg \phi, \cos(2\phi) \approx 1}{\approx} \sqrt{N_0} P A \sin(2\phi) \cos \phi_z. \end{aligned}$$

Sowohl für  $\phi_z \rightarrow 0$ , als auch für  $\phi_z \rightarrow 90^\circ$  geht  $S/R$  gegen Null. Die z-Spulen sind optimal eingestellt, d. h.  $S/R$  wird maximal, falls:

$$(\phi_z)_{opt} = \frac{1}{2} \arccos \left( \frac{1}{\cos 2\phi} - \sqrt{\frac{1}{\cos^2 2\phi} - 1} \right). \quad (2.10)$$

Magnetische Restfelder innerhalb des Polarimeters verursachen ebenfalls eine Spinrotation. Um diesen Nulleffekt zu bestimmen, steht die zweite Probenposition (T2) außerhalb des gekreuzten x-/y-Spulenpaares zur Verfügung. Auch zur Messung des Nulleffektes ist eine Probe im Strahl vorgesehen. Dies soll den Messvorgang so symmetrisch wie möglich gestalten, z. B. wird so die Aufstreuung des Strahles durch die Probe nicht verändert. Die paritätsverletzende Spinrotation ergibt sich als Differenz der an (T1) und (T2) gemessenen Signale.

Der bis hierher geschilderte Aufbau kann auch zur Messung des Dichroismus herangezogen werden. Dazu werden x-,y- und z-Spulen abgeschaltet und das <sup>3</sup>He-NSF aus dem Strahl genommen. Für die beiden Stellungen des Spinflippers werden die entsprechenden Zählraten

$$I_{\pm} = I_0 \exp(-Nl(\sigma_0 \mp P \Delta\sigma)) \quad (2.11)$$

bestimmt. Erneute Bildung einer Asymmetrie liefert mit der Annahme  $Nl \Delta\sigma \ll 1$ :

$$A_{\text{dichroismus}} = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = NlP\Delta\sigma. \quad (2.12)$$

Für die absolute Bestimmung des Dichroismus ist eine genaue Kenntnis der Neutronenpolarisation  $P$  unabdingbar. Näheres hierzu im folgenden Abschnitt zum Ablauf der Messungen.

Eine Besonderheit des Polarimeters stellen die Spulen „OS“ dar, welche mit einer Wechselspannung von 100 Hz betrieben werden. Ihr Zweck ist die Unterdrückung von unerwünschten transversalen Polarisationskomponenten außerhalb des Probenbereiches zwischen x- und y-Spule. Findet dort beispielsweise keine Spinrotation statt, so steht die gesamte Neutronenpolarisation auch nach der x-Spule noch transversal in x-Richtung. Es wurde schon diskutiert, dass es schwierig ist eine transversale Polarisation definiert aus der  $\mu$ -Metall Abschirmung ein- bzw. auszukoppeln. Wenn dabei jedoch nur eine kleine Drehung in Richtung der z-Achse erfolgt, so erzeugt dies unmittelbar ein falsches Polarisationsignal.

Die Funktionsweise der oszillierenden Spulen<sup>4</sup> (OS) bedarf zweier Voraussetzungen:

- Die Durchflugszeit  $\Delta t_{\text{Flug}}$  der Neutronen muss sehr kurz gegenüber einer Periode  $T$  der Wechselspannung sein, so dass ein einzelnes Neutron ein konstantes Feld erfährt.
- Ferner muss  $T$  sehr klein gegenüber der Dauer einer einzelnen Datennahme  $\Delta t_{\text{Mess}}$  sein, damit die effektive Transversalpolarisation durch eine zeitliche Mittelung bestimmt werden kann.

Zusammenfassend heißt dies:  $\Delta t_{\text{Flug}} \ll T \ll \Delta t_{\text{Mess}}$ . Bei einer Spulenlänge von 10 cm und einer Neutronengeschwindigkeit von ca. 12 km/s (0.75 eV) einerseits, sowie Zählzeiten von minimal 4 s andererseits, sind beide Voraussetzungen für  $1/T = 100$  Hz gut erfüllt.

---

<sup>4</sup>Diese sind eine Entwicklung unseres Kollegen Alexander Petukhov

Sei vor der oszillierenden Spule eine transversale Polarisation  $(P_x, P_y) = (P_0, 0)$  in x-Richtung vorhanden und sei das Magnetfeld durch  $B(t) = B_0 \sin(\omega t)$  mit  $\omega = 2\pi/T$  gegeben. Neutronen, welche die Spule zur Zeit  $t$  passieren, erfahren eine Larmorpäzession mit Winkel  $(\gamma_n B(t) \Delta t_{Flug})$  um die z-Achse. Ihr Polarisationsvektor beträgt anschließend:

$$\begin{pmatrix} P_0 \cos(\gamma_n B(t) \Delta t_{Flug}) \\ P_0 \sin(\gamma_n B(t) \Delta t_{Flug}) \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Während einer Datennahme tritt aber eine Mittelung über alle Präzessionswinkel ein. Die effektiv gemessene Polarisation ergibt sich nach obigen Voraussetzungen durch Integration über eine Periodendauer  $T$ :

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \end{pmatrix} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \begin{pmatrix} P_0 \cos(\gamma_n B(t) \Delta t_{Flug}) \\ P_0 \sin(\gamma_n B(t) \Delta t_{Flug}) \end{pmatrix} dt = \begin{pmatrix} P_0 J_0(\gamma_n B_0 \Delta t_{Flug}) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

$J_0()$  ist die Besselfunktion 0. Ordnung.  $P_y$  ist nie von Null verschieden. Justiert man außerdem das Magnetfeld, so dass  $\gamma_n B_0 \Delta t_{Flug} = 2.405$  gilt, dann befindet man sich an der 1. Nullstelle von  $J_0()$  und die transversale Polarisationskomponente ist – im zeitlichen Mittel – unterdrückt.

## 2.2 Ablauf der Messungen

### 2.2.1 Kalibration des Polarimeters

Zu Beginn der Messungen wurden zunächst die Ströme in den einzelnen Feldspulen kalibriert. Hierzu war ein  $^3\text{He}$ -NSF im Strahl.

Zur Kalibration von x-, y- und z-Spule wurde der Spulenstrom schrittweise durchgeföhren und die Zählrate gemessen. Dabei präzediert die Neutronenpolarisation mit ansteigendem Winkel um die Achse der jeweiligen Spule. Nach Gl. (2.4) erwartet man ein Signal, welches mit dem Präzessionswinkel oszilliert. Die Resultate sind in Abb. 2.5 wiedergegeben. Dieses Verfahren wurde zunächst mit x- und y-Spule einzeln durchgeföhrt (linker Graph); diese wurden dann beide auf eine  $90^\circ$  Rotation eingestellt. Daraufhin konnte die z-Spule vermessen werden; in Abb. 2.5 rechts sieht man das Ergebnis, welches quasi ein Spinrotationssignal darstellt. Nach Anpassen von Sinus- bzw. Kosinusfunktionen konnte der Präzessionswinkel in der z-Spule auf ca.  $10^{-2}$ , in der x- und y-Spule auf ca.  $5 \cdot 10^{-3}$  genau eingestellt werden. Die Kalibration erfolgte für Neutronen mit  $E = 0.75$  eV. Für andere Energien wurden die Spulenströme mit  $\propto \sqrt{E}$  skaliert, um die veränderte Flugzeit auszugleichen.

Die Kalibration der ersten oszillierenden Spule ist in Abb. 2.6 dargestellt; diesmal ist eine Polarisation in Abhängigkeit der angelegten Spannung aufgetragen.<sup>5</sup> Die gezeigte Polarisati-

<sup>5</sup>Diese Bilder wurden mir von A. Petukhov zur Verfügung gestellt; da mir die Rohdaten nicht vorliegen, konnte ich keine Messfehler mehr angeben.

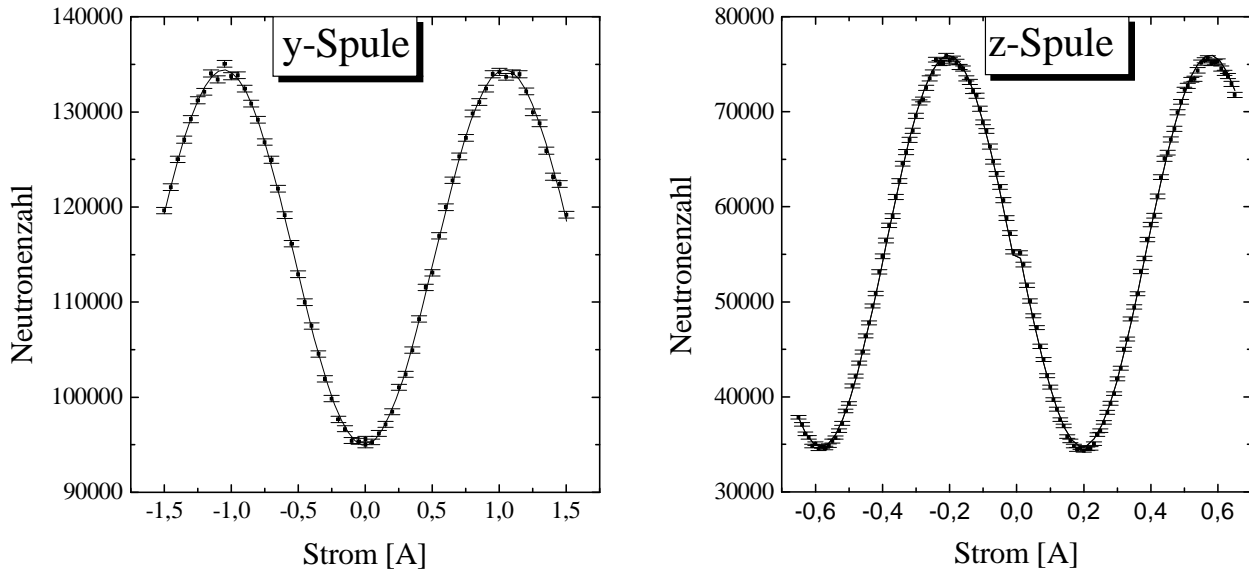


Abbildung 2.5: Kalibration von x-, y- und z-Spule. Dargestellt sind die im gleichen Zeitintervall gezählten Neutronen in Abhängigkeit des Spulenstromes. Die Kurven von x- und y-Spule ähneln sich so sehr, dass nur eine von beiden wiedergegeben ist (links). Die Fehlerbalken beruhen auf der Neutronenstatistik.

on war eine falsche transversale Komponente, welche vom Spinflipper her in das Polarimeter eintrat.<sup>6</sup> Die Messung erfolgte, indem die Transversalpolarisation mit Hilfe der y-Spule in die Longitudinale zurückgedreht wurde (sie stand zufällig fast senkrecht zur y-Spule [Pet97]). Durch Umpolen der y-Spule wurde das Flipperverhältnis in Abhängigkeit des Stromes der oszillierenden Spule gemessen. Die  $^3\text{He}$ -Polarisation und damit die Analysierstärke  $A$  des Filters waren ungefähr bekannt. In Abb. 2.6 sieht man für vier Neutronenenergien, wie die Transversalpolarisation mit steigendem Spulenstrom den angepassten Besselfunktionen folgt und schließlich durch Null geht.

Leider waren während des Experimentes keine Ausstattungen vorhanden, um auch den Strom der oszillierenden Spulen an die Neutronenenergie anzupassen. Die oszillierenden Spulen wurden daher fest auf den Nulldurchgang für 0.75 eV Neutronen eingestellt. Aus den gezeigten Kalibrationsmessungen kann man abschätzen, dass im Mittel über den verwendeten Energiebereich 0.4 eV-1.2 eV die Transversalpolarisation um ca. einen Faktor 10 unterdrückt wird (unter stärkerer Wichtung des Bereichs 0.65 eV-0.85 eV, in welchem die paritätsverlet-

<sup>6</sup>Nach Abschluss des Experimentes wurde festgestellt, dass das Niob des Meissner-Schildes stellenweise durchoxidiert war [Lel99]. Am Supraleiter konnten recht starke Magnetfelder gemessen werden, die dieser sich „eingefangen“ hatte. Hier lag vermutlich die Ursache für die falsche Polarisationskomponente. Man kann mit Fug und Recht behaupten, dass die oszillierenden Spulen die komplette Messung gerettet haben!

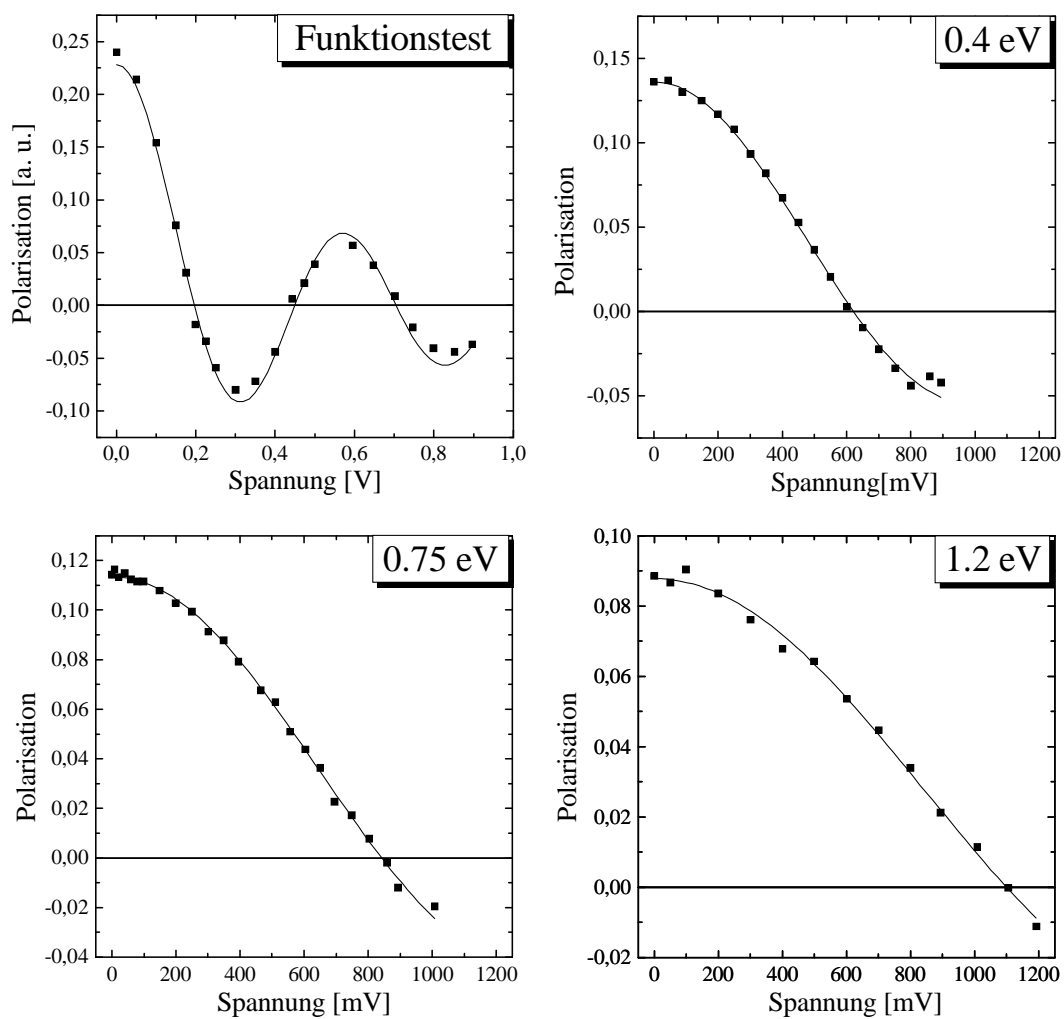


Abbildung 2.6: Kalibration der oszillierenden Spulen. Oben links ist ein Funktionstest mit einer niedrigen Neutronenenergie gezeigt. Dies erlaubte es, das Verhalten über einen größeren Bereich zu beobachten. Die übrigen Graphen zeigen den Verlauf für drei Neutronenenergien im Messbereich.

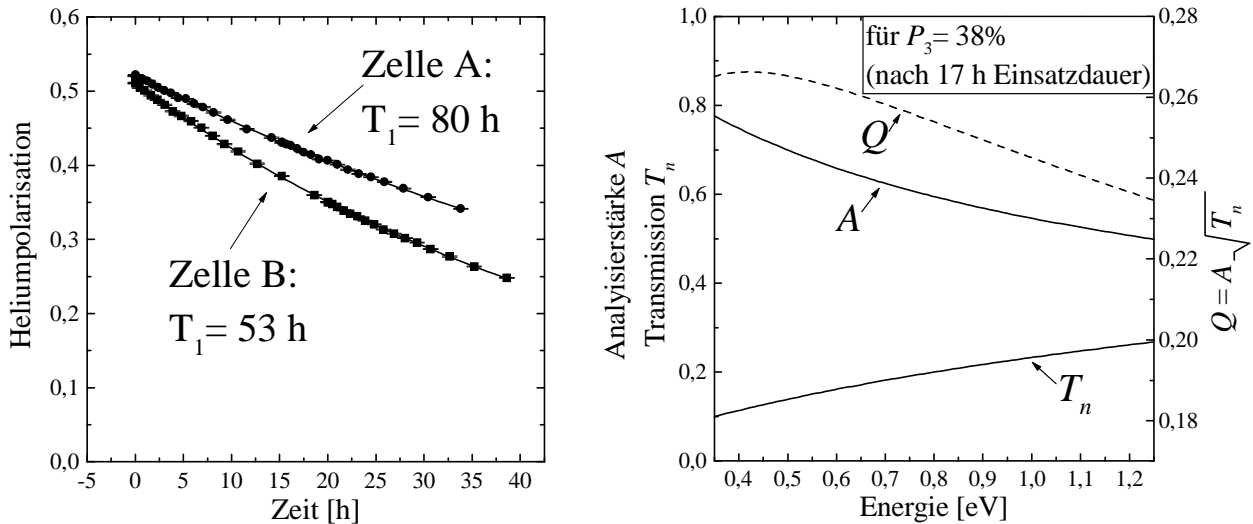


Abbildung 2.7: Links ist die Relaxation der  $^3\text{He}$ -Polarisation  $P_3$  für beide Filterzellen aufgetragen. Die Abnahme ist völlig glatt. Durch Messen der  $^3\text{He}$ -Polarisation in regelmäßigen Abständen, ist  $P_3$  zu jedem Zeitpunkt der Messung genau bekannt. Rechts sind die Charakteristika der Filterzelle mit  $T_1 = 53$  h nach 17 Stunden Einsatzdauer gezeigt; dies entspricht in etwa den mittleren Eigenschaften bei einem durchgehenden Einsatz von 35 h bis 40 h. (Die Kurven errechnen sich aus dem Wert für  $P_3$  zu diesem Zeitpunkt, sowie aus der bekannten Filterdicke  $x$ .) Der hier gezeigte Gütefaktor  $Q$  ist dem Signal-zu-Rauschverhältnis proportional.

zende Spinrotation im Wesentlichen auftritt).

An der zweiten, baulich identischen Spule wurde der gleiche Strom eingestellt.<sup>7</sup>

## 2.2.2 $^3\text{He}$ - und Neutronenpolarisation

Im Verlauf der Messungen wurden abwechselnd zwei  $^3\text{He}$  Spinfilterzellen (innere Länge  $\approx 19.5$  cm) an der Füllstation des ILL mit ca. 3.0 bar gefüllt. Ein Zellenwechsel wurde im 1- oder 2-tägigen Rhythmus vorgenommen. Bei Beendigung des Füllvorganges lag die  $^3\text{He}$ -Polarisation zwischen 54% und 59%. Diese wird an der Füllstation bestimmt, indem ein geringer Teil des Gases aus der Filterzelle in die optischen Pumpzellen zurückgeführt wird (Abb. 1.4). Dort ist ein optischer Polarisationsnachweis vorhanden, der die Kernspinpolarisation über die Zirkularpolarisation einer Linie im Fluoreszenzspektrum der  $^3\text{He}$ -Gasentladung bestimmt (siehe Referenzen [Eck92, Sur95]). Im Zusammenhang mit einem anderen Expe-

<sup>7</sup>Es stand keine weitere Präzessionsspule zur Verfügung, um eine transversale Polarisation nach der zweiten oszillierenden Spule wieder auf die Analysatorachse des Spinfilters abzubilden. Dies wäre für eine direkte Kalibration aber nötig gewesen.

riment [Zim00] konnte dieser Nachweis später nachkalibriert werden,<sup>8</sup> so dass die initiale  $^3\text{He}$ -Polarisation  $P_3^0$  auf absolut  $\approx \pm 1\%$  bekannt ist.

Um den Zerfall der  $^3\text{He}$ -Polarisation mitzuschreiben, wurden während den Spinrotationsmessungen in Abständen von im Mittel 1 h Flippverhältnisse bei ausgeschalteter x-, y- und z-Spule gemessen. Dies wurde bei immer derselben Neutronenenergie mit folglich stets gleicher Neutronenpolarisation vorgenommen. Auf diese Weise konnte der in Abb. 2.7 links aufgetragene Zerfall der  $^3\text{He}$ -Polarisation  $P_3$  beobachtet werden.  $P_3$  wurde durch eine Umkehrung der Beziehung in Gl. (1.36) berechnet.<sup>9</sup> Durch Anpassen einer Exponentialfunktion wurde die Relaxationszeit für die beiden verwendeten Zellen bestimmt, es ergeben sich 53 h und 80 h. Aus einem Vergleich der im ersten Kapitel eingeführten Relaxationsterme folgt, dass diese Werte von der Wandrelaxation dominiert werden. Dies verdeutlicht, warum die  $^3\text{He}$ -NSF Technik durch eine Steigerung der Wandrelaxationszeiten weiter optimiert werden sollte [Den97, Wol00].

Die Filterdicke  $x$  wurde gemäß Gl. (1.37) über den an der Füllstation gemessenen  $^3\text{He}$ -Gasdruck und die Länge des Filters bestimmt. (Für  $p = 3.0$  bar und  $l = 19.5$  cm ist  $x = 4.29 \cdot \lambda[\text{Å}]$ .) Als Gegencheck wurde an wenigen Zellen die Transmission des depolarisierten Gases gemessen. Hierzu musste auch die Transmission des Fensterglases berücksichtigt werden, welche man mit den evakuierten Zellen misst.  $x$  folgt dann aus Gl. (1.35) mit  $P_3 = 0$ . Nach Totzeit- und Untergrundkorrektur ergibt sich im Vergleich mit dem berechneten Wert aus  $x = 0.0733 \cdot p[\text{bar}] \cdot l[\text{cm}] \cdot \lambda[\text{Å}]$  eine Abweichung von lediglich 1%. Dies ist eine ausgezeichnete Übereinstimmung, weil eine Temperaturschwankung von 2 °C schon  $7 \cdot 10^{-3}$  ausmacht (für die Filterfunktion zählt nicht der Druck sondern die  $^3\text{He}$ -Dichte!) und der Druck nur auf 0.01 bar genau ( $\hat{=} 3 \cdot 10^{-3}$ ) abgelesen werden konnte.<sup>10</sup>

Kennt man den zeitlichen Verlauf der  $^3\text{He}$ -Polarisation, so ist die Analysierstärke des Spinfilters zu allen Zeiten bekannt. Für ein Filter mit  $P_3 = 38\%$  als Durchschnittswert sind die Filtereigenschaften in Abb. 2.7 rechts aufgetragen. Die Analysierstärke beträgt je nach Neutronenenergie 50%–80%, die Transmission 10%–25%. Der ebenfalls eingezeichnete Gütefaktor  $Q = P \cdot \sqrt{T}$  ist bei gegebener Messzeit dem statistischen Fehler proportional.

---

<sup>8</sup>Dort wurde eine Präzisionsmessung der Neutronenpolarisation an einem anderen ILL-Instrument vorgenommen. Nachdem die Neutronenpolarisation bekannt war, konnte diese verwendet werden, um nach Gl. (1.36) die Kernspinpolarisation des  $^3\text{He}$  zu messen.

<sup>9</sup>Die unbekannt Neutronenpolarisation wird durch ein iteratives Vorgehen gleich mitbestimmt: (i) aus dem an der Füllstation gemessenen  $P_3^0$  und einem Schätzwert für  $T_1$ , erhält man einen Schätzwert für das  $P_3$  zum Zeitpunkt der Messung. (ii) Mit diesem bestimmt man einen Schätzwert für die Neutronenpolarisation. (iii) Mit dem so gewonnen Wert für die Neutronenpolarisation kann man durch Anpassung an die Relaxationskurve ein neues  $T_1$  ermitteln. (iv) Mit dem neuen  $T_1$  fährt man wieder bei (i) fort, bis das Verfahren konvergiert.

<sup>10</sup>Die entspricht der letzten Stelle des Auslesegerätes, die Genauigkeit des Druckmessgerätes ist mir nicht bekannt.

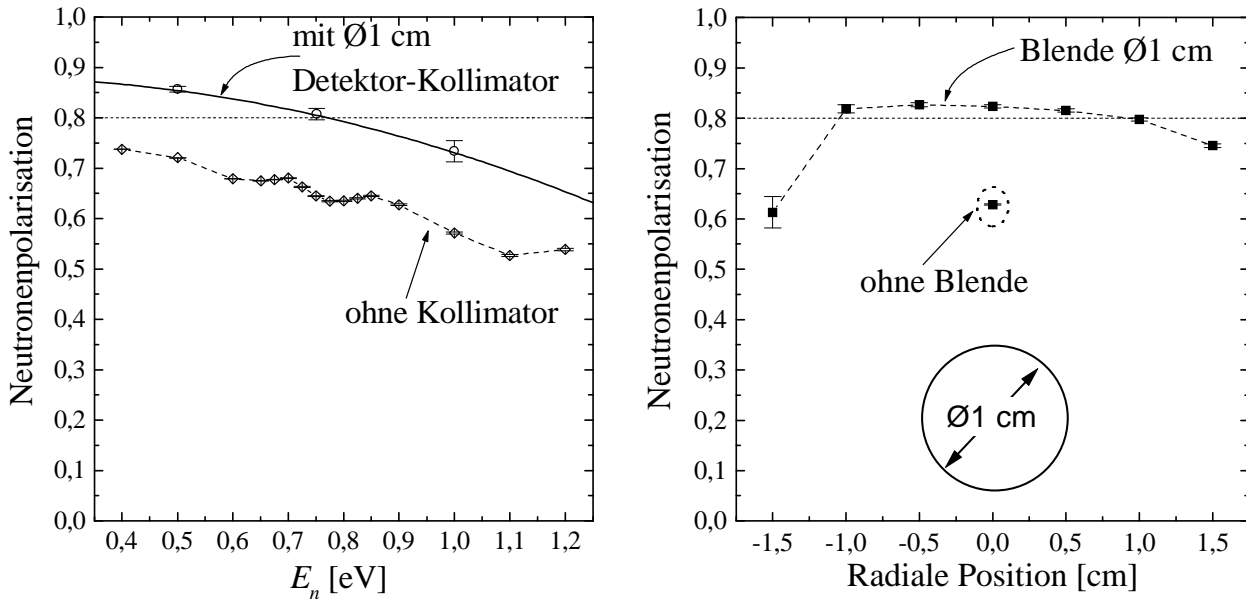


Abbildung 2.8: Links ist die Neutronenpolarisation in Abhängigkeit der Energie aufgetragen. Wenn der Detektor-Kollimator („Col“ in Abb. 2.3) nicht installiert war, zeigte sich eine deutlich niedrigere Polarisation. Dementsprechend kann man eine starke Ortsabhängigkeit der Neutronenpolarisation beobachten (rechts). Dazu wurde das  $^3\text{He}$ -NSF zusammen mit einer  $\text{Ø}1$  cm Blende durch den Strahl geschoben. Alle Fehler sind rein statistisch.

Man sieht, dass das Filter nicht optimal für 0,75 eV eingestellt war; an der Füllstation war der Druck zum damaligen Zeitpunkt aus Vorsichtsmaßnahmen auf 3 bar limitiert.

Aus Messungen des Flippverhältnisses an verschiedenen Neutronenenergien kann nun der Verlauf der Neutronenpolarisation bestimmt werden (Abb. 2.8 links). In der Abbildung erkennt man zweierlei. Zum einen ist eine starke Abnahme der Neutronenpolarisation zu hohen Energien hin sichtbar, was eine prinzipielle Limitierung polarisierender Braggkristalle demonstriert. Zum anderen zeigt sich eine deutlich höhere Polarisation, wenn sich der  $\text{Ø}10$  mm Kollimator vor dem Detektor befindet und man sich so den Kernbereich des Strahles anschaut.

Um diesen Sachverhalt näher zu beleuchten, wurde vor das  $^3\text{He}$ -NSF eine  $\text{Ø}10$  mm Blende installiert und zusammen mit dem Filter horizontal durch den Strahl geschoben. Das so bei  $E_n = 0,75$  eV aufgenommene Polarisationsprofil zeigt Abb. 2.8 rechts. Angesichts der im Verhältnis zur Strahlausdehnung (ca. 35–40 mm) relativ großen Blendenöffnung ist der Abfall an den Rändern als recht drastisch zu bewerten. Auf den ersten Blick irritiert, dass die über den ganzen Strahl gemittelte Polarisation deutlich unter der gemessenen Kurve liegt (Messpunkt „ohne Blende“). Dies liegt einerseits an der integrierenden Wirkung der 1 cm großen Blende; andererseits wurde das Polarisationsprofil nur in der Horizontalen aufgenommen. Es kann daher sein, dass der Abfall in vertikaler Richtung sogar noch viel drastischer

ausfällt. (Eine direkte Messung war mit vertretbarem Aufwand nicht möglich). Es ist zu bedenken, dass dies *nicht* gleichbedeutend mit einem Abfall des Betrages der Polarisation ist. Weil nur die Projektion von  $\vec{P}$  auf  $\vec{A}$  sichtbar ist, kann dies auch bedeuten, dass die Polarisation am Rand des Strahles eine andere Richtung hat.

Neben eines Defektes im Meissner-Schirm (s. Fußnote 6) sind hier zwei Erklärungsmöglichkeiten plausibel: zum einen Inhomogenitäten im CoFe-Kristall, zum anderen Randeffekte in den Magnetfeldern der D3-Strahlführung (Abb. 2.2). Hierzu sollte angemerkt werden, dass das Instrument D3 normalerweise mit Strahldurchmessern von  $\varnothing \leq 1$  cm und bei niedrigeren Neutronenergien  $\leq 150$  meV betrieben wird. Ob bei hohen Energien und großen Strahldurchmessern die Adiabasiebedingung  $\omega_L \gg \omega_{rot}$  (s. Abschnitt 2.1.1) entlang der ganzen D3-Strahlführung noch hinreichend gut erfüllt ist, darf bezweifelt werden. Diese Argumentation zeigt aber auch eine Schwäche des Polarimeters bis einschließlich des  $^3\text{He}$ -NSF auf. Alle Feldspulen hatten eine nur wenig größere Ausdehnung als der Strahl und auch hier sollte man Randeffekte erwarten.

Auch wenn die oszillierenden Spulen solche Effekte wesentlich unterdrücken können, ist diese Situation für eine Spinrotationsmessung dennoch alles andere als wünschenswert, schon gar nicht wenn man das Fernziel einer  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Detektion im Auge behält. Vor diesem Hintergrund erscheint eine Neukonstruktion unausweichlich (nächstes Kapitel) und auf eine nähere Untersuchung aller Unzulänglichkeiten wurde daher verzichtet. Das Polarimeter ist in der verwendeten Form als eine Kompromisslösung anzusehen. Durch das Verlagern von Präparation und Analyse der Neutronenpolarisation in den Außenbereich konnte auf einfache Weise auf einen bestehenden, polarisierten Strahl zurückgegriffen werden; zudem war eine rasche und unkompliziert Anpassung des  $^3\text{He}$ -Führungsfeldes möglich.

Die Neutronenpolarisation wird lediglich für eine absolute Bestimmung des Dichroismus benötigt, und zwar zählt einzig ihre longitudinale Komponente unmittelbar vor der La-Probe. Jedoch war eine Messung nur am Ort des  $^3\text{He}$ -NSF möglich. Angesichts dieser Tatsache und allen soeben diskutierten Unwägbarkeiten ist die systematische Unsicherheit in der Neutronenpolarisation mit relativ  $\pm 7\%$  sicherlich nicht überschätzt.

### 2.2.3 Messung des Dichroismus und der Spinrotation

Für das Experiment standen insgesamt 3 Wochen Strahlzeit zur Verfügung. Der größte Teil wurde dafür verwendet, um das Polarimeter einzustellen und zu optimieren, und um die soeben beschriebenen Probleme zu verstehen. Die entgeltliche Datennahme fand in den letzten 9 Tagen statt.

Während dieser Messungen wurde auf die Lanthanprobe in der Position (T2) verzichtet; der Gewinn an Statistik wog angesichts der ohnehin schon vorhandenen Probleme schwerer, als die kleine Unsymmetrie, die so entsteht. Außerdem war es möglich, gleichzeitig die

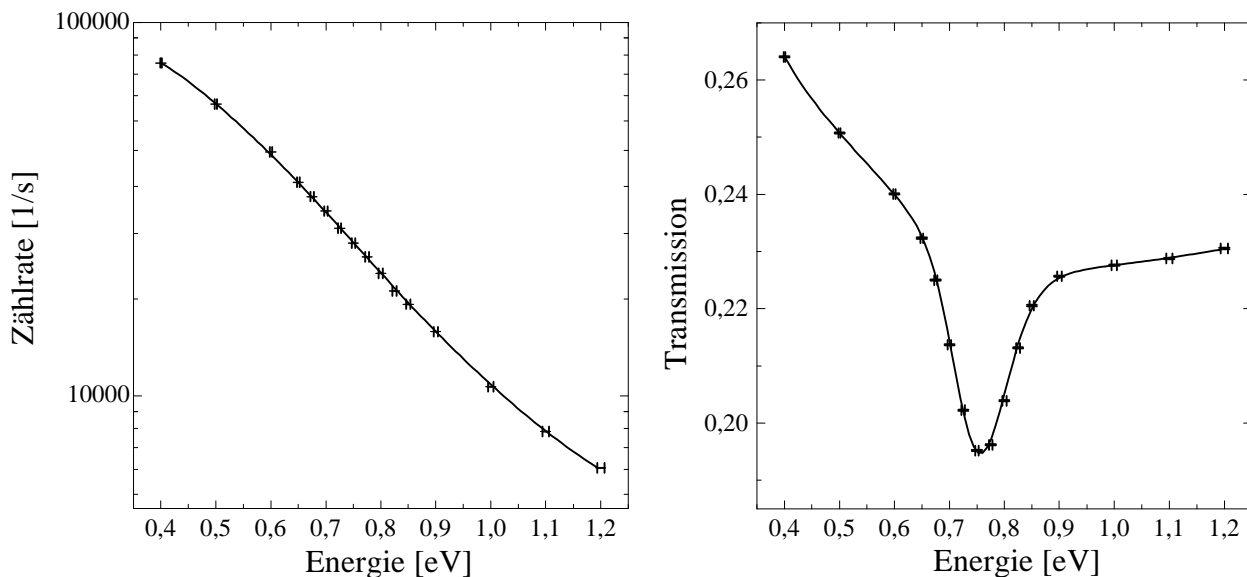


Abbildung 2.9: Links ist das beobachtete Spektrum gezeigt, welches sehr stark abfällt (logarithmische Auftragung!). Rechts sieht man die Transmissionskurve der Lanthan-Probe. Mit Ausnahme des Untergrundes sind die Daten nicht auf instrumentelle Effekte wie die Detektortotzeit korrigiert; diese wurden in den eingezeichneten, angepassten Kurven (s. u.) berücksichtigt. Der Anstieg der Transmission bei niedrigen Energien kann durch die Detektortotzeit erklärt werden, die sich bei den dort herrschenden hohen Flüssen besonders stark bemerkbar macht.

Transmission von Lanthan zu bestimmen.

Das Spektrum ohne Lanthan im Strahl und die La-Transmissionskurve sind in Abb. 2.9 dargestellt; letztere ist also bereits der Quotient der Spektren mit und ohne Lanthan. Alle hier und im Folgenden eingezeichneten Linien sind angepasste Funktionen, auf die im Abschnitt zur Datenanalyse eingegangen wird. Dort werden auch die Fehler in der Energie erläutert. Die Fehlerbalken der Ordinate sind, wenn nicht anders angegeben, aus der Neutronenstatistik berechnet. Das gezeigte Beispiel entstand während einer Messung zur Spinrotation.<sup>11</sup> Der Anstieg der Transmission im unteren Kurvenbereich ist ein instrumenteller Effekt, der durch die Totzeit des Detektors hervorgerufen wird.

Zur Messung des Dichroismus war der Detektor-Kollimator installiert (Abb. 2.3). Indem man sich so auf den Kernbereich des Strahles beschränkte, wurden die Unsicherheiten in der Neutronenpolarisation minimiert. Für beide Stellungen des Spinflippers wurden die

<sup>11</sup>Dazu wurde über alle vier Zählraten  $I_{\pm\pm}$  summiert. Man überzeuge sich anhand von Gl. (2.7), dass dann alle polarisationsabhängigen Beiträge herausfallen. Die Polarisation spielt lediglich noch für die Transmission des  $^3\text{He}$ -NSF eine Rolle (Gl. (1.35)), dies wurde in der Datenanalyse berücksichtigt (s. u.). Um die Transmission während der Dichroismus-Messung zu bestimmen, wurden entsprechend die beiden Zählraten  $I_{\pm}$  addiert.

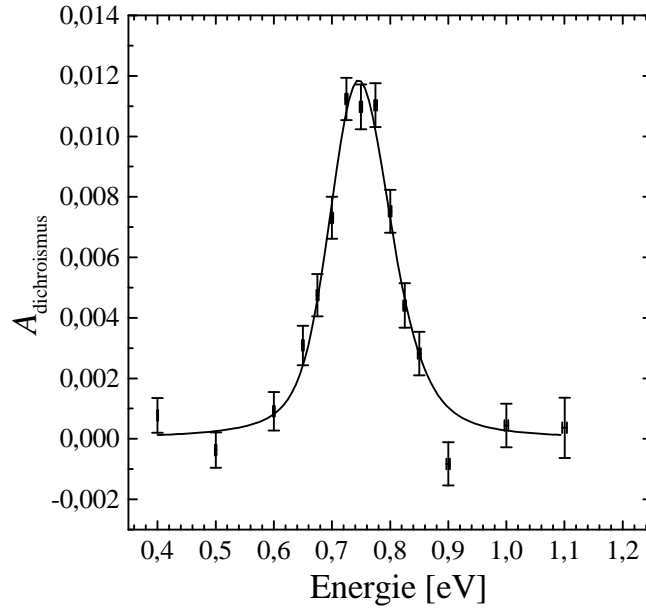


Abbildung 2.10: Ergebnis der Dichroismus-Messung. Aufgetragen ist  $A^{\text{dichroismus}}$ , welches das eigentliche Mess-Signal darstellt. Bei dieser Messung war der Detektor-Kollimator installiert. Die Neutronenpolarisation (obere Kurve in Abb. 2.8 links) wurde in der angepassten Kurve berücksichtigt und nicht zur Korrektur der Daten herangezogen.

Zählraten  $I_{\pm}$  aufgenommen, wobei ein einzelner Datensatz 32 s Messzeit umfasste. Danach wurde jeweils die Probenposition (T1 bzw. T2) gewechselt. Um das stark abfallende Neutronenspektrum auszugleichen, wurde die Anzahl der Messdurchläufe mit steigender Energie erhöht; die Messzeit zu einer Neutronenenergie steigt dabei von rund 10 min auf 50 min an. Die gesamte Datennahme zum Dichroismus dauerte insgesamt knapp 10 h. Das Ergebnis für  $A^{\text{Dichroismus}}$  zeigt Abb. 2.10; dieses ist nicht auf die Neutronenpolarisation korrigiert. Der Dichroismus wurde nur zu Vergleichszwecken mitgemessen; für diesen gibt es bereits weitaus genauere Messungen. [Mas89]

Bei der Aufnahme der Spinrotation war der Detektor-Kollimator nicht eingebaut, um den ganzen Strahl auszunutzen und so möglichst viel Statistik zu sammeln. Die vier Zählraten  $I_{\pm\pm}$  wurden für beide Orientierungen des Spinflippers gemessen, um eventuelle systematische Einflüsse herauszumitteln. Ansonsten erfolgte die Datennahme völlig identisch zu oben, mit wiederum 32 s für einen vollständigen Datensatz. Es wurden insgesamt 6 Messungen der Spinrotationskurve vorgenommen, die 13.5 h bis 19 h dauerten und zusammen rund 100 h Datennahme abdeckten. (Abb. 2.11) Die z-Spulen waren auf  $\phi_z \approx 31^\circ$  eingestellt. Bei den im Polarimeter auftretenden Spinrotationen von  $\approx 1^\circ$  hätte das Optimum nach Gl. (2.10) bei  $\phi_z = 7.5^\circ$  gelegen. Doch wegen mangelnder Stabilität der Netzgeräte [Pet97] wurde ein höherer Wert gewählt, was mit einer Verminderung des  $S/R$ -Verhältnisses von lediglich 15% erkauft wurde.

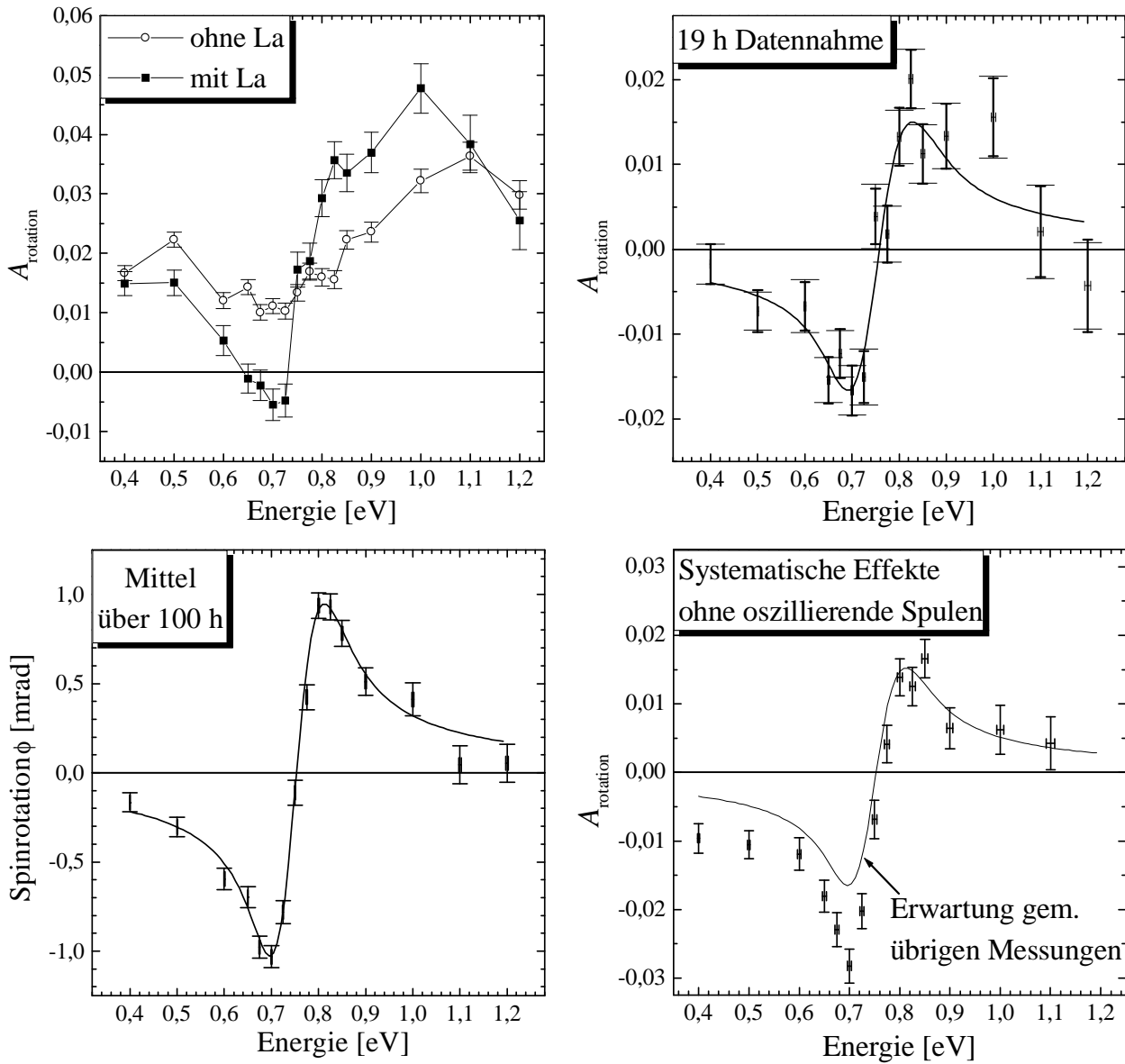


Abbildung 2.11: Eine Auswahl der Messungen zur Spinrotation. Mit Ausnahme der Kurve links unten ist das Spinrotations-Signal  $A_{\text{rotation}}$  dargestellt, um den Winkel in mrad zu erhalten müssen die Kurven mit  $\tan \phi_z = \tan 31^\circ \approx 0.6$  multipliziert werden. Links oben: Daten mit und ohne Lanthan-Probe im Strahl. Rechts oben: die paritätsverletzende Spinrotation als Differenz aus beiden Datensätzen. (Wegen  $\tan \phi \approx \phi$  darf die Differenzbildung auch in  $A_{\text{rotation}}$  erfolgen.) Links unten: Gesamtergebnis in mrad nach 100 h Messzeit. Rechts unten: ohne Betrieb der oszillierenden Spulen zeigen sich erhebliche systematische Effekte.

In der Abbildung oben links sind die Resultate für eine Messung aufgetragen, man sieht das Spinrotations-Signal für die Fälle mit und ohne Lanthan. Dabei wurde bereits über beide Spinflipper-Stellungen gemittelt. Etwas überraschend ist, dass der Nulleffekt mit steigender Energie eine insgesamt ansteigende Tendenz zeigt. Wegen der abnehmenden Flugzeit würde man einen abnehmenden Trend erwarten, da man sich den Nulleffekt als eine Spinpräzession in den Restfeldern der Apparatur vorstellt. Entweder zeigen sich hier abermals Probleme mit der Neutronenpolarisation, oder aber das Erdmagnetfeld war stark ortsabhängig, so dass sich die Restfelder in der  $\mu$ -Metall-Abschirmung mit der Neutronenenergie änderten. (Für die Einstellung der Neutronenenergie musste ja der komplette Aufbau um die Achse des CoFe-Kristalls geschwenkt werden.) Da der Nulleffekt teilweise sogar größer als die eigentliche Spinrotation im Lanthan ist, wäre eine bessere Abschirmung des Polarimeters wünschenswert. (Für x- und y-Spule sowie für die Probenschlitten waren jeweils ca.  $8 \times 8 \text{ cm}^2$  große Löcher im  $\mu$ -Metall!)

Nach der Subtraktion des Nulleffektes ergibt sich der Verlauf oben rechts, die nach 100 h erreichte Genauigkeit der Spinrotation ist unten links gezeigt. Eine Spinrotationsmessung wurde ohne die oszillierenden Spulen durchgeführt. Wie man unten rechts erkennt, treten dabei erhebliche systematische Effekte auf.

## 2.3 Datenanalyse

Ziel der hier vorgestellten Datenanalyse war es nicht, die Daten bis ins letzte Detail zu verstehen. Dies dürfte aufgrund der zahlreichen Schwierigkeiten während der Messung ohnehin kaum mehr möglich sein. Es wird im Folgenden daher angestrebt, Mittelwert, statistischen Fehler sowie eine vernünftige Abschätzung für den systematischen Fehler des schwachen Matrixelementes  $v$  zu bestimmen.

Das Grundproblem der Auswertung besteht darin, dass die paritätsverletzenden Signale mit der Responsefunktion der Apparatur gefaltet sind. Diese enthält neben der Energieauflösung auch die nicht genau bekannten Detektortotzeiten. Zunächst müssen daher das gemessene Spektrum als auch die beobachtete Transmission auf geeignete Weise beschrieben, d. h. parametrisiert werden. Die schwachen, paritätsverletzenden Signale werden im zweiten Schritt als kleine Änderung dieser Kurven eingeführt.

### 2.3.1 Modell für Spektrum und Transmission

Ein reines Maxwellspektrum

$$M(E) \propto \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{k_B T_Q}\right) \quad (2.15)$$

mit der Moderator- oder Quelltemperatur  $T_Q$  und der Boltzmannkonstanten  $k_B$  erweist sich als unzureichend, um das Neutronenspektrum zu beschreiben. Daher wird empirisch angenommen, dass ein nicht-thermalisierter Anteil  $x_{nontherm}$  des Spektrums mit  $\propto 1/E$  abfällt, wie es meist an Reaktoren beobachtet wird [Pet97].  $x_{nontherm}$  soll sich dabei auf den relativen Beitrag bei  $E = 0.75$  eV beziehen. Für das Spektrum findet man damit<sup>12</sup>:

$$S(E) \propto (1 - x_{nontherm}) \frac{M(E)}{M(0.75 \text{ eV})} + x_{nontherm} \frac{0.75 \text{ eV}}{E}. \quad (2.16)$$

Braggkristalle bilden eine Mikrostruktur von kleinsten Kristallen aus, deren Ausrichtung einer gaussischen Verteilung folgt [Bac75]. Wie stark eine bestimmte Energie aus dem Spektrum in Richtung des Detektors reflektiert wird, hängt unmittelbar mit der Wahrscheinlichkeit zusammen, einen entsprechend orientierten Mikrokristall zu finden. Für die Reflektivität bzgl. einer Energie  $E$  setzt man daher an:

$$\begin{aligned} R(E) &\propto \frac{1}{E^{3/2}} \exp\left(-\left(\frac{\vartheta - \vartheta_0}{\Delta\vartheta}\right)^2\right) \\ &= \frac{1}{E^{3/2}} \exp\left(-\left(\frac{k_\lambda}{2d\Delta\vartheta}\right)^2 \left(\frac{1}{\sqrt{E}} - \frac{1}{\sqrt{E_0}}\right)^2\right). \end{aligned} \quad (2.17)$$

Im zweiten Schritt wurden die Bragg-Bedingung Gl. (2.1) und die Wellenlänge-Energie-Beziehung  $E = k_\lambda^2/\lambda^2$  (für Neutronen ist  $k_\lambda^2 = (0.286 \text{ \AA})^2 \text{ eV}$ ) verwendet. Ferner wurde die Näherung  $\sin \vartheta \approx \vartheta$  für kleine Winkel eingesetzt.<sup>13</sup>  $d = 1.771 \text{ \AA}$  ist wieder die Gitterkonstante des CoFe(200)-Reflexes.  $\Delta\vartheta$  soll die Winkelauflösung der ganzen Apparatur umfassen, welche neben der Mikrostruktur des Kristalls zusätzlich auch von der Geometrie und der Kollimation des Aufbaus beeinflusst wird. Diese Vorgehensweise macht Sinn, weil man in der Regel einen insgesamt in etwa gaussförmigen Strahl beobachtet.  $\vartheta_0$  bzw.  $E_0$  bezeichnen den Bragg-Winkel bzw. die Neutronenenergie, auf welche der CoFe-Kristall justiert ist. Der Vorfaktor  $E^{-3/2}$  beschreibt das abfallende Reflexionsvermögen von CoFe, für steigende Energien wird der Kristall immer transparenter [Bac75].

Nicht alle Neutronen werden im Detektor absorbiert, die endliche Detektoreffizienz trägt daher (aus Gl. (1.35) mit  $P_3 = 0$ ):

$$\epsilon(E) = 1 - \exp\left(-0.0733 \sqrt{\frac{k_\lambda^2}{E}} \frac{1}{\text{\AA}} \frac{p_D}{\text{bar}} \frac{l_D}{\text{cm}}\right). \quad (2.18)$$

$p_D$  und  $l_D$  sind der <sup>3</sup>He-Gasdruck und die Länge des Zählrohres.

<sup>12</sup>Vielleicht würde die Wirklichkeit besser durch die Überlagerung zweier Maxwellspektren beschrieben, eines mit Raumtemperatur, für die im Reaktorbecken thermalisierten Neutronen, und ein anderes mit  $T_Q$ , für den Teil der Neutronen, die tatsächlich mit der heißen Quelle in Wechselwirkung getreten sind. Der verwendete Ansatz parametrisierte das Spektrum jedoch hinreichend gut

<sup>13</sup>Diese ist in unserem Fall gut erfüllt, da  $E \geq 0.40 \text{ eV} \Rightarrow \lambda \leq 0.45 \text{ \AA} \Rightarrow \vartheta \leq 7^\circ$ .

Befindet sich ein  $^3\text{He}$ -NSF im Strahl, so ist dessen Transmission durch

$$T_3(E, \vec{P}, \vec{A}) = T_{\text{Glas}}(E) \cdot T_n(E) \cdot (1 + \vec{P}(E) \bullet \vec{A}(E)) \quad (2.19)$$

gegeben (siehe Gl. (2.4)), wobei  $T_n$  aus Gl. (1.35) die polarisationsgemittelte Filtertransmission ist.  $T_{\text{Glas}}(E)$  ist die separat gemessene Transmission des Glases Corning 1720, aus dem die Filterzelle besteht.  $\vec{A}$  ist die Analysierstärke (Gl. (1.36)) des Spinfilters und  $\vec{P}$  die Neutronenpolarisation, für deren Verlauf in Abb. 2.8 eingesetzt wurde. Als Polarisationsrichtung zählt diejenige unmittelbar vor dem  $^3\text{He}$ -NSF. Wertet man polarisationsgemittelte Messungen aus, so setzt man  $\vec{P} = 0$ , und der in Klammern gesetzte Ausdruck entfällt.

Die Transmission der La-Probe beträgt:

$$T_{La}(E) = \exp(-N_{La} l_{La} \sigma_{La}(E)) \quad (2.20)$$

mit der Teilchendichte  $N_{La} = 2.675 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  und der Länge der Probe  $l_{La} = 49 \text{ mm}$ . Für den Wirkungsquerschnitt wurde die Parametrisierung

$$\sigma_{La}(E) = \sigma_1 + \frac{\sigma_2}{\sqrt{E}} + \frac{\sigma_3 w^2}{4(E - E_p)^2 + w^2} \quad (2.21)$$

verwendet. Neben der p-Wellenresonanz ( $\sigma_3$ ) berücksichtigt diese eine konstante Potentialstreuung ( $\sigma_1$ ) und einen  $1/\sqrt{E}$ -Term<sup>14</sup> ( $\sigma_2$ ) für den mit  $E \rightarrow 0$  ansteigenden Anteil.

Insgesamt erwartet man die Zählrate:

$$r = r_0 \int_0^{+\infty} S(E) \cdot R(E) \cdot \epsilon(E) \cdot T_3(E, \vec{P}(E), \vec{A}(E)) \cdot T_{La}(E) dE \quad (2.22)$$

$r_0$  steht für die Stärke des Neutronenflusses des ILL-Reaktors. Bei Messungen ohne Filter bzw. Lanthan entfallen  $T_3(E)$  oder  $T_{La}(E)$ .

Jedoch ist noch die Detektortotzeit zu berücksichtigen, die gemessene Zählrate wird empirisch durch den Ansatz

$$r_{\text{Mess}} = r \cdot (1 - A_{\text{tot}} r - B_{\text{tot}} r^2 - C_{\text{tot}} r^3) \quad (2.23)$$

beschrieben.

### 2.3.2 Anpassung an Spektrum und Transmissionskurve

Von den im letzten Abschnitt aufgeführten Parametern konnten nur die Neutronenpolarisation und die Parameter des  $^3\text{He}$ -NSF<sup>15</sup> anderweitig bestimmt werden (s. o.). Die übrigen

<sup>14</sup>Siehe den vorletzten Abschnitt von Anhang A.2

<sup>15</sup> $T_{\text{glass}}(E)$ , Filterlänge  $l$ , Gasdruck  $p$ ,  $T_1$  und daraus der zeitliche Polarisationsverlauf  $P_3(t)$

müssen durch eine Anpassung des obigen Modells an die Daten ermittelt werden. Dafür stehen die Spektren, die mit und ohne Lanthan im Strahl gemessen wurden, zur Verfügung. Da die in Ref. [Mug81] aufgeführten Resonanzparameter nicht mit der gemessenen Proben-Transmission übereinstimmen (auch nicht nach der in Anhang A vorgenommenen Korrektur), waren auch  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  und  $\sigma_3$  freie Parameter. Die Resonanzbreite  $w$  wurde auf den tabellierten Wert  $w = 0.045$  eV fixiert, da die Auflösung  $\Delta\vartheta$  der Apparatur nur aus der *beobachteten* Resonanzbreite gewonnen werden kann. Ein gleichzeitiges Extrahieren von  $w$  und  $\Delta\vartheta$  ist daher ausgeschlossen.

Es wird bei dieser Vorgehensweise *nicht* der Anspruch erhoben, etwa die physikalische Temperatur der heißen Quelle  $T_Q$ , die wirklichen Detektortotzeiten oder aber einen neuen Satz von Resonanzparametern für Lanthan zu erhalten. Sinn und Zweck bestehen darin, einen Parametersatz zu finden, der zusammen mit obigem Modell die Messwerte für Neutronenspektrum und Proben-Transmission richtig wiedergibt. In einem zweiten Schritt dient dies dann zur Modellierung und Anpassung von Dichroismus und Spinrotation.

Die Unsicherheit  $\delta\vartheta$  in der Einstellung des Bragg-Winkels ist nicht genau bekannt. Dieser schlägt sich in einem Fehler der eingestellten Neutronenenergie  $E_0$  nieder. Um für die Anpassung von Spektrum und Transmission ein  $\chi^2 \approx 1$  zu erhalten, musste ein  $\delta\vartheta \approx 2 \cdot 10^{-4}$  angenommen werden. Dies erscheint äußerst vernünftig, da die interne Ablesegenauigkeit des Instrumentes D3 bei  $1/100^\circ \hat{=} 1.75 \cdot 10^{-4}$  liegt [Lel99]. Die in den obigen Graphen bereits eingetragenen x-Fehler entsprechen diesen Werten.<sup>16</sup>  $\delta\vartheta$  soll dabei statistischer Natur sein. Sollte es hier auch systematische Effekte gegeben haben, so würden diese sich vor allem in einem Versatz der p-Wellenresonanz äußern. Dies ist für unsere Zwecke jedoch nur von untergeordneter Bedeutung.

Es zeigt sich, dass vor allem die Transmissionskurve und zwar in ihrem vorderen Bereich auf die Detektortotzeiten sensitiv ist, im Spektrum selbst kann bei der Anpassung eine etwas andere Totzeit durch eine Änderung von  $T_Q$ ,  $x_{nontherm}$  oder  $r_0$  relativ gut ausgeglichen werden. Um den Parametersatz eindeutig zu bestimmen, muss daher eine gleichzeitige Anpassung von Spektrum und Transmissionskurve vorgenommen werden, d. h. aus beiden Kurven wurde ein gemeinsames  $\chi^2$  berechnet. Die Transmissionskurve ist hier dem Spektrum mit der La-Probe im Strahl vorzuziehen, da sich bei der Quotientenbildung ein großer Teil der Unsicherheiten herauskürzt und so vor allem die „Resonanzparameter“  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  und  $\sigma_3$  erheblich genauer bestimmt werden können. Beispielsweise trägt der x-Fehler in den sehr stark abfallenden Spektren gewaltig bei und macht faktisch den gesamten Fehler aus; in der

---

<sup>16</sup>Der x-Fehler in der Energie wurde bei den Kurvenfits durch ein iteratives Verfahren berücksichtigt. An einem Punkt einer ersten Fitkurve wurde eine numerische Ableitung berechnet und mit dieser der x-Fehler in einen y-Fehler umgeschlagen. Letzterer wurde quadratisch zum „echten“ y-Fehler addiert und danach eine neue Fitkurve bestimmt und so fort.

Parameter	Ergebnis
$T_Q$	1886(14) K
$x_{nontherm}$	22.0(6)%
$r_0$	$1.17(4) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$
$\Delta\vartheta$	$3.3(1) \cdot 10^{-3} \text{ rad}$
$E_p$	0.750(2) eV
$\sigma_1$	9.0(1) barn
$\sigma_2$	$2.6(2) \text{ barn}\sqrt{\text{eV}}$
$\sigma_3$	2.89(8) barn
$A_{tot}$	$5.3(4) \cdot 10^{-6} \text{ s}$
$B_{tot}$	$-2.7(5) \cdot 10^{11} \text{ s}^2$
$C_{tot}$	$8(2) \cdot 10^{-17} \text{ s}^3$
$\chi^2$	1.14(31) (Transmission + Spektrum)

Tabelle 2.1: Beispiel für das Ergebnis der Anpassung der Modellparameter an Spektrum und Transmissionskurve.

vergleichsweise flachen Transmissionskurve spielt er nur noch in den Flanken der Resonanz eine Rolle.

Man kann argumentieren, dass ein gleichzeitiger Fit an zwei grundverschiedene Kurven ein unsauberes Verfahren ist. Um diese Vorgehensweise abzusichern, wurde an einigen Beispielen zur Kontrolle ein anderer Weg beschritten. Die unmittelbar das Spektrum bestimmenden Werte  $T_Q$ ,  $x_{nontherm}$  und  $r_0$  wurden an eben dieses angepasst, alle übrigen Parameter an die Transmissionskurve. Dabei wurde iterativ zwischen beiden Kurven hin- und hergesprungen, bis das Verfahren konvergierte. Innerhalb der Fitfehler der Parameter lieferten beide Wege identische Resultate. Lediglich in den Standardabweichungen weniger Parameter zeigten sich Abweichungen, im Folgenden wird von den jeweils größeren Fehlern ausgegangen.

Abb. 2.9 zeigte bereits das Ergebnis der Anpassung an eine Messung; die Daten wurden zuvor lediglich um den gemessenen Untergrund korrigiert. Für dieses Beispiel sind die Resultate der Modellparameter in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Vergleicht man alle Messungen miteinander so ergeben sich Parameter, welche innerhalb von zwei Standardabweichungen gut miteinander verträglich sind.<sup>17</sup> Weil es hier nur darauf ankommt, jede einzelne Messung für sich geeignet zu parametrisieren, kann man damit sehr

<sup>17</sup>Für den Dichrosimus ergibt sich wegen des Detektorkollimators ein anderes  $r_0$ , auch findet man hier andere Detektortotzeiten und ein 10% - 15% größeres  $\Delta\vartheta$  und ein 1.5% kleineres  $E_p$ . Dass diese Werte durch die Veränderung der Strahlgeometrie beeinflusst werden können, ist nicht unwahrscheinlich.

gut leben.

### 2.3.3 Analyse von Dichroismus und Spinrotation

Das im vorletzten Abschnitt vorgestellte Modell wird nun um die paritätsverletzenden Effekte Gl. (1.20, 1.21) erweitert. Für die Resonanzenergien und -breiten von s- und p-Wellenresonanz werden hierfür die in [Mug81] tabellierten Resonanzparameter verwendet,<sup>18</sup> jedoch unter Berücksichtigung der im Anhang A durchgeführten Korrektur. Dies bedeutet, dass ausschließlich das schwache Matrixelement  $v$  zu dem Satz der freien Parameter hinzutritt. Um die in Abschnitt 2.1.3 eingeführten Zählraten  $I_{\pm}$  (Dichroismus) bzw.  $I_{\pm\pm}$  (Spinrotation), und hieraus die entsprechenden Asymmetrien  $A_{dichroismus}$  und  $A_{rotation}$  berechnen zu können, muss das Modell lediglich an zwei Punkten ergänzt werden.

In der Lanthantransmission Gl. (2.20) wird zusätzlich der paritätsverletzende, helizitätsabhängige Wirkungsquerschnitt  $\Delta\sigma$  berücksichtigt, analog zu Gl. (2.11) setzt man daher an:

$$T_{La}^{\pm}(E) = \exp(-N_{La} l_{La} [\sigma_{La}(E) \pm P(E)\Delta\sigma(E)]). \quad (2.24)$$

Den paritätsverletzenden Spinrotationswinkel  $\phi$  führt man in Gl. (2.19) wie folgt ein:

$$T_3^{\pm\pm}(E, \vec{P}, \vec{A}) = T_{Glas}(E) \cdot T_n(E) \cdot [1 \pm P(E) A(E) \sin(\phi(E) \pm \phi_z(E))]. \quad (2.25)$$

Dies wird durch einen Vergleich mit Gl. (2.7) verständlich. Für die Neutronenpolarisation  $P(E)$  werden wieder die Werte aus Abb. 2.8 verwendet,  $A(E)$  ist die Analysierstärke des <sup>3</sup>He-NSF, welche aus den bekannten, da gemessenen Filtereigenschaften ( $P_3$ , Druck, Länge) berechnet werden kann. Der Präzessionswinkel  $\phi_z$  der z-Spulen ist nun energieabhängig ( $\propto 1/\sqrt{E}$ ); dies liegt daran, dass über das Energiespektrum integriert wird und die Durchflugszeit daher nicht mehr für alle Neutronen gleich ist.

Weil Dichroismus und Spinrotation als resonante Effekte auftreten, wurden bei der Anpassung der modellierten an die gemessenen Asymmetrien neben dem schwachen Matrixelement  $v$  auch  $E_p$  (Energie der p-Wellenresonanz) und  $\Delta\vartheta$  als freie Parameter verwendet. Die übrigen Modellparameter waren auf die aus Spektrum und Transmission bestimmten Werte fixiert. Die x- bzw. Energie-Fehler wurden zwar analog zu oben berücksichtigt, haben hier aber kaum noch einen Einfluss.

Die Ergebnisse für das schwache Matrixelement sind in Tabelle 2.2 zusammengestellt. Alle hier aufgeführten Fehler sind statistisch. Die Fehler im reduzierten  $\chi^2$  ergeben sich aus  $\sqrt{2/f}$  mit der Anzahl der Freiheitsgrade  $f$ . Neben den Werten für die einzelnen Messungen, ist auch das gewichtete Mittel über die Werte 1-6, sowie der Wert für die Anpassung an die mittlere Kurve (Abb. 2.11 links unten) angegeben. Messung Nr. 7 war diejenige ohne

<sup>18</sup>Die angepassten Parameter  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  und  $\sigma_3$  sind zu diesem Zweck nicht aussagekräftig genug.

Messung Nr.		$v$ [meV]	$\chi^2$
Dichroismus		1.62(7)	1.15(41)
Spinrotation	1	1.38(15)	1.71(39)
	2	1.47(11)	2.03(39)
	3	1.68(18)	1.59(39)
	4	1.61(14)	0.85(39)
	5	1.43(13)	0.63(39)
	6	1.49(11)	0.790(39)
gew. Mittel		1.50(6)	-
mittl. Kurve		1.51(6)	1.02(39)
7		2.33(16)	2.53(41)

Tabelle 2.2: Zusammenstellung der Ergebnisse für das schwache Matrixelement. Alle 6 Spinrotationsmessungen sind einzeln aufgeführt. „Gew. Mittel“ ist das aus den Messungen 1-6 gebildete gewichtete Mittel, der Eintrag „mittl. Kurve“ wurde durch Anpassung an die mittlere Kurve bestimmt. Messung Nr. 7 ist diejenige ohne oszillierende Spulen.

Betrieb der oszillierenden Spulen (in der Abbildung rechts unten). In Abb. 2.11 oben war eine Einzelmessung am Beispiel von Messung Nr. 4 dargestellt.

Nicht in allen Fällen erhält man ein mit Eins verträgliches  $\chi^2$ , in den entsprechenden Messungen liegt die Ursache in recht starken Fluktuationen für die drei Punkte mit  $E \geq 1$  eV. Die über alle Messungen gemittelte Kurve passt hingegen sehr gut. Dies legt die Vermutung nahe, dass die Messfehler nicht alleine auf der Neutronenstatistik beruhen und daher unterschätzt sind. Daher wurde noch ein zweiter, geschätzter Messfehler bestimmt, indem die Standardabweichung über alle Datensätze ( $\hat{=}$  je 32 s Messzeit, s. o.) zu einer Neutronenergie berechnet wurde. In Abb. 2.11 rechts oben ist dieser geschätzte Fehler neben dem auf Grund der Neutronenstatistik erwarteten eingetragen, beide sind praktisch identisch und kaum zu unterscheiden. Dasselbe Bild ergibt sich für die anderen Messungen. Die Ursache für die beobachteten Schwankungen konnte nicht näher eingegrenzt werden.

Zum Abschätzen der systematischen Fehler wurden die Modellparameter im Rahmen ihrer Standardabweichungen variiert und der Dichroismus bzw. die Spinrotation neu angepasst. Die Auswirkungen auf  $v$  sind in Tabelle 2.3 zusammengetragen.

Die Unsicherheit in den meisten Parametern schlägt sich nicht im schwachen Matrixelement nieder. Nur deshalb war eine Auswertung trotz der großen instrumentellen Ungewissheiten möglich. Außerdem ist damit gezeigt, dass man in der Tat aus allen 6 Messungen eine mittlere Spinrotationskurve erzeugen darf.

Der systematische Fehler des Dichroismus ist bei weitem von der Unkenntnis der Neutro-

Parameter	Variationsbereich	$\Delta v(\text{Dichr.})$ [meV]	$\Delta v(\text{Spinrot.})$ [meV]
$T_Q$	$\pm\sigma$	$\ll 0.01$	$\ll 0.01$
$x_{\text{nontherm}}$	$\pm\sigma$	$\ll 0.01$	$\ll 0.01$
$r_0$	$\pm\sigma$	$\ll 0.01$	$\ll 0.01$
$\sigma_1$	$\pm\sigma$	$\ll 0.01$	$\ll 0.01$
$\sigma_2$	$\pm\sigma$	$\ll 0.01$	$\ll 0.01$
$\sigma_3$	$\pm\sigma$	$\ll 0.01$	$\ll 0.01$
$A_{\text{tot}}$	$\pm\sigma$	$\ll 0.01$	$\ll 0.01$
$B_{\text{tot}}$	$\pm\sigma$	$\ll 0.01$	$\ll 0.01$
$C_{\text{tot}}$	$\pm\sigma$	(konstant)	$\ll 0.01$
$l_{La}$	$\pm 0.5$ mm	$\pm 0.015$	$\pm 0.015$
Filterdicke $p \cdot l$	$\pm 5\%$	—	$\ll 0.01$
$P_n$	$\pm 7\%$ (rel.)	$\pm 0.113$	$\ll 0.01$
$\phi_z$	$\pm 1\%$	—	$\pm 0.020$
$P_3(t = 0)$	$\pm 10\%$	—	$\ll 0.01$
$T_1$	$\pm 10\%$	—	$\ll 0.01$

Tabelle 2.3: Systematische Abhängigkeiten. Es ist gezeigt, wie empfindlich das Matrixelement  $v$  auf die Unsicherheiten in den einzelnen Modellparametern reagiert. In der oberen Hälfte findet man die Parameter die ihrerseits durch eine Anpassung an Spektrum und Transmission bestimmt wurden. Die im unteren Teil aufgelisteten Parameter konnten direkt gemessen werden.

nenpolarisation dominiert, der systematische Fehler der Spinrotation vom Präzessionswinkel in den  $z$ -Spulen. Die Unsicherheit  $\Delta\phi_{x,y}$  der  $\pi/2$ -Rotation in  $x$ - und  $y$ -Spule wurde nicht explizit untersucht. Diese würden als  $\sin(\pi/2 + \Delta\phi_{x,y}) = \cos \Delta\phi_{x,y}$  und somit nur in höherer Ordnung eingehen; das Modell würde daher prinzipiell eine schwächere Abhängigkeit als von  $\Delta\phi_z$  generieren, welches in erster Ordnung zum Fehler beiträgt.  $\Delta\phi_{x,y}$  sind daher vernachlässigbar.

Allerdings lässt sich im Falle der Spinrotation auf eine weitere Systematik schließen. Vergleicht man die ohne diese Spulen erfolgte Messung Nr. 7 mit dem Mittelwert, so ergibt sich in  $v$  eine Differenz von 0.61 meV (Abstand der Fehlerbalken). Es wurde oben konstatiert, dass die oszillierenden Spulen die transversalen Polarisationskomponenten um etwa einen Faktor 10 unterdrücken. Unter der Annahme, dass damit verbundene Fehler linear mit diesen falschen Polarisationskomponenten skalieren, ist es sicherlich sinnvoll, für die Spinrotation einen weiteren systematischen Fehler von  $\pm 0.061$  meV anzunehmen.

Im Bragg-Reflex können auch auch Neutronen 2. Ordnung ( $n = 2$  in Gl. (2.1)) mit halber

Wellenlänge bzw. vierfacher Energie vorhanden sein. Legt man das oben angepasste Spektrum zu Grunde und berücksichtigt man, dass die Reflektivität des Kristalles mit  $\propto E^{-3/2}$  abnimmt, dann findet man einen Beitrag von etwa 1%. Man macht nicht viel falsch, wenn man in erster Näherung von einem unpolarisierten Untergrund ausgeht: sowohl die Neutronenpolarisation als auch die Analysierstärke des  $^3\text{He}$ -NSF nehmen mit steigender Energie deutlich ab. In  $A_{\text{Dichroismus}}$  wird diese Kontamination daher über den Nenner als 1%-Effekt eingehen.  $A_{\text{Spinrotation}}$  hat die Eigenschaft auf einen polarisationsunabhängigen Untergrund nicht sensitiv zu sein. Der Fehler durch die Neutronen 2. Ordnung kann im Rahmen der anderen Systematiken daher vernachlässigt werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Messresultate für Dichroismus und Spinrotation sowohl untereinander als auch mit dem theoretisch vorhergesagten Verlauf übereinstimmen. Für das schwache Matrixelement kann man angeben:

$$\text{Dichroismus: } v = 1.62(7)_{\text{stat}}(12)_{\text{syst}} \text{ meV} \quad (2.26)$$

$$\text{Spinrotation: } v = 1.51(5)_{\text{stat}}(7)_{\text{syst}} \text{ meV.} \quad (2.27)$$

In [Ser95] ist das Messergebnis  $v = 1.77(13)$  meV angegeben. Dies stimmt im Rahmen von statistischen und systematischen Fehlern gerade noch mit unseren Resultaten überein. Zwar wurden in [Ser95] die in [Mug81] tabellierten Resonanzparameter verwendet, während in dieser Arbeit die im Anhang A aufgeführten korrigierten Werte zu Grunde gelegt wurden. Jedoch ergibt eine Auswertung unserer Messungen mit den tabellierten Daten aus [Mug81] nur geringfügige Abweichungen, welche im Rahmen der Fehler keine Rolle spielen.

## 2.4 Schlussfolgerungen

In diesem Kapitel wurde eine Messung vorgestellt, bei der erstmals die paritätsverletzende Spinrotation in  $^{139}\text{La}$  in unmittelbarer Umgebung der p-Wellenresonanz mit guter statistischer und systematischer Genauigkeit gemessen wurde. Bei einer früheren Messung [Ser95] am Reaktor des St. Petersburg Nuclear Physics Institut lag zwar der polarisierte Neutronenfluss um 20% höher, jedoch wurde der Strahl mit einem zweiten Bragg Kristall analysiert, was die Statistik limitierte [Pet97]. Das vorgestellte Ergebnis war nur aufgrund des Einsatzes eines  $^3\text{He}$ -NSF als Polarisationsanalysator möglich, da dieser auch mit Resonanzneutronen noch effizient arbeitet. Ferner erlaubte es diese Technik einen auf ca.  $\varnothing 40$  mm aufgeweiteten Strahl zu analysieren.

Während der Messung wurden systematische Effekte beobachtet, die sehr wahrscheinlich mit der unzureichenden Kontrolle der Neutronenpolarisation entlang der sehr ausgedehnten Strahlführung zusammenhängen. Einerseits war das verwendete ILL-Instrument D3 weder für einen aufgeweiteten Neutronenstrahl noch für die verwendeten Neutronenenergien kon-

struiert worden. Andererseits war die Ein- und Auskopplung der Neutronenpolarisation an den Enden des Polarimeters nicht elegant gelöst, der Durchmesser der Führungfeldspulen lag nur unwesentlich über der Ausdehnung des Strahles. Diese Schwachstellen dürften der Grund dafür gewesen sein, dass die Neutronenpolarisation in den Randbereichen des Strahles einbrach. Deshalb konnte auch die prinzipiell ausgezeichnete Homogenität des  $^3\text{He}$ -NSF nicht ausgenutzt werden.

Bei der Auswertung erwies es sich als problematisch, dass die Mess-Signale mit der Auflösungsfunktion der Apparatur gefaltet, und die Detektortotzeiten nicht genau bekannt waren. Die Totzeiteffekte waren erheblich und äußerten sich in einer Verzerrung der Transmissionskurve.<sup>19</sup>

Als Konsequenz fiel die Entscheidung ein gänzlich neues Polarimeter zu entwickeln, in welchem die  $^3\text{He}$ -NSF Technik nunmehr sowohl als Polarisator als auch als Analysator Verwendung findet. Diesem Thema widmet sich das nächste Kapitel.

---

<sup>19</sup>Bei den höchsten aufgetretenen Flüssen kann man mit den angepassten Parametern einen Totzeitverlust von bis zu 40% abschätzen!

# Kapitel 3

## Instrumentelle Entwicklungen

Während des im letzten Kapitel vorgestellten Experimentes zur Spinrotation wurde klar, dass der verwendete Aufbau erhebliche Mängel aufwies und nicht mehr als eine Kompromißlösung darstellte. Die Behebung der Probleme macht eine komplette Neukonstruktion erforderlich. Aus den gemachten Erfahrungen heraus lassen sich dafür folgende Anforderungen formulieren:

1. Um eine vollständige Kontrolle der Neutronenpolarisation zu gewährleisten sollte der ganze Bereich von einschließlich des Polarisators bis einschließlich des Analysators in einem möglichst kompakten Polarimeter untergebracht werden.
2. Die  $^3\text{He}$ -NSF Technik sollte als Polarisator *und* Analysator eingesetzt werden. Dies würde es erlauben nunmehr auch die Homogenität solcher Filter über einen großen Strahlquerschnitt auszunutzen. Um beide Filter in die  $\mu$ -Metall-Abschirmung des Polarimeters integrieren zu können (Punkt 1.), benötigt man ein kompaktes Führungsfeld, welches zudem nach außen hin abgeschirmt ist.
3. Es wäre vorteilhaft, wenn man die Neutronenpolarisation möglichst überhaupt nicht mehr drehen müsste. Eine solche Operation ist insbesondere bei einem aufgeweiteten Strahl problematisch, da Randeffekt der eingesetzten Feldspulen kaum vermieden werden können. Dies gilt sowohl für Drehungen über Spinpräzession als auch für adiabatische Felddrehungen. Für letzteren Fall ist zudem problematisch, dass es bei den von uns verwendeten, recht hohen Neutronenenergien nicht mehr unbedingt einfach ist, die Adiabasiebedingung sicher zu erfüllen.

Die Alternative wäre, die Kernspinpolarisation des  $^3\text{He}$  und damit die Polarisier-/Analysestärke senkrecht zum Strahl zu stellen. Würde es zudem gelingen die  $^3\text{He}$ -Polarisation während der Messung um die Strahlachse zu drehen, so könnte das  $^3\text{He}$ -NSF gleichzeitig als Spinflipper verwendet werden. Ein Invertieren, d. h. Drehen der Neutronenpolarisation um  $180^\circ$  entfele völlig.

4. Eine solche Apparatur sollte so konzipiert sein, dass sie auch mit Flugzeitmethoden betrieben werden könnte. Dies würde die Auswertung der Daten um ein erhebliches vereinfachen und klarer gestalten, da man die Energieauflösung der Apparatur besser im Griff hätte. Außerdem käme auch ein Einsatz an gepulsten Neutronenquellen (Spaltungsquellen) in Frage. Dabei kommt zum Tragen, dass ein  $^3\text{He}$ -NSF breitbandig ist, d. h. einen ganzen Energiebereich auf einmal polarisieren/analysieren kann.
5. Um die Statistik weiter steigern zu können, ist dringend ein neuer Detektor mit geringeren Totzeitverlusten erforderlich.
6. Der Einsatz eines  $^3\text{He}$ -NSF auch als Polarisator erzwingt eine Trennung von Monochromator und Polarisator. Für Messungen an Reaktoren sollte der Einsatz von Cu oder Be-Kristallen als Monochromatoren geprüft werden. Für diese erwartet man an der Resonanzenergie eine deutlich höhere Reflektivität als für einen CoFe-Kristall [Lel99]. Der Vorteil des letzteren ist lediglich, dass er den Strahl gleichzeitig polarisiert. Trotz der zusätzlichen Absorption im zweiten  $^3\text{He}$ -NSF darf man in der Kombination mit einem derartigen Monochromator unterm Strich auf eine Steigerung der Neutronenrate hoffen.

Die  $^3\text{He}$ -NSF Technologie erlaubt es die Punkte 1.-3. zu verwirklichen. Die Entwicklung und den ersten Einsatz einer neuen Führungsfeldkonfiguration wird im folgenden Abschnitt behandelt. Das neue Polarimeter setzt diese Feldkonfiguration ein und befindet sich derzeit in der Konstruktionsphase. Sein Konzept sowie ein neuer von unseren russischen Kollegen entwickelter Detektor werden im übernächsten Abschnitt vorgestellt. Danach werden Flussmessungen beschrieben, bei welchen der Frage nachgegangen wurde, welchen Neutronenfluss man am ILL-Reaktor mit Cu-Monochromatoren erhalten kann. Abschätzungen für die mit dem neuen Polarimeter benötigte Strahlzeit werden angegeben.

Zum Schluss dieses Kapitels wird diskutiert, welche anderen Möglichkeiten verbleiben, die Statistik weiter zu verbessern. Denn um für den Nachweis einer  $\mathcal{P}$ ,  $\mathcal{T}$ -Verletzung ausreichend sensitiv zu werden, ist immer noch eine deutliche Steigerung des Neutronenflusses notwendig.

## 3.1 Der $^3\text{He}$ -Spin-Rotator

### 3.1.1 Konstruktion und Funktionsweise

In Abb. 3.1 (s. auch Abb. 3.5 auf S. 68) ist das neue Führungsfeld für  $^3\text{He}$ -NSF dargestellt. Innerhalb einer Rechteckspule (R) befindet sich in gekreuzter Orientierung eine als Solenoid gewickelte Spule (S). Die Anordnung wird wie angedeutet in eine Kiste aus  $\mu$ -Metall (M) geschoben, welche mit einem  $\mu$ -Metall-Deckel (M) verschlossen wird. Die aus 2 mm dickem

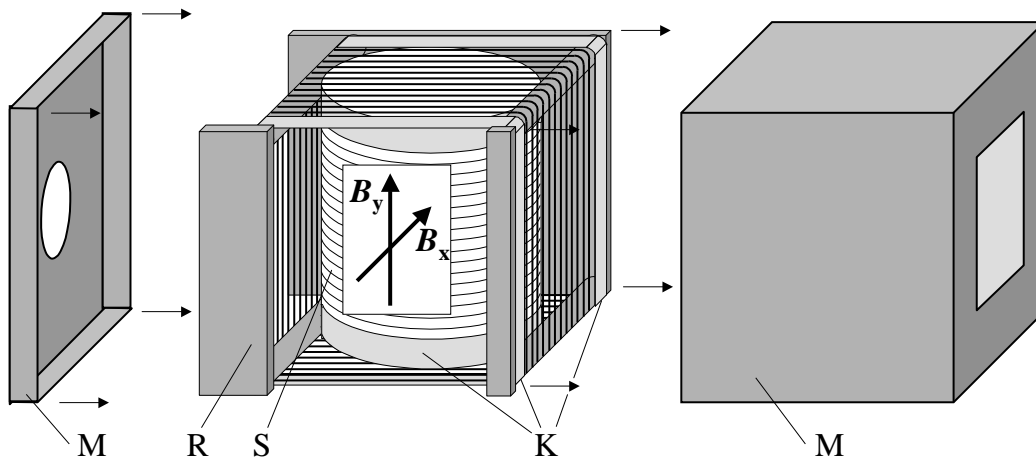


Abbildung 3.1: Der  $^3\text{He}$ -Spin-Rotator. M: Kiste mit Deckel aus  $\mu$ -Metall, R: Rechteckspule, S: Solenoid, K: Kompensationswicklungen. Anders als in der Zeichnung angedeutet ist der Draht selbstverständlich dicht gewickelt. Nicht gezeigt sind 1 mm dicke Alu-Bleche, welche auf der Innenseite der Rechteckspule zwischen Haltestangen und Draht eingespannt sind und so den Draht auf der Innenseite schützen. Für die Spulen wurde Aluminiumdraht verwendet, welcher für Neutronen fast transparent ist. Im Solenoiden befindet sich das  $^3\text{He}$ -NSF, siehe die Querschnittsskizze in Abb. 3.5 auf S. 68. Die beiden Laschen auf der linken Seite dienen zur Befestigung von Griffen und elektrischen Anschlüssen.

$\mu$ -Metall gefertigte Kiste ist  $L \times B \times H = 400 \text{ mm} \times 350 \text{ mm} \times 350 \text{ mm}$  groß (Innenmaße) und damit ausreichend kompakt, um in einem neuen Polarimeter untergebracht zu werden. Für den ein- und austretenden Neutronenstrahl sind im Deckel ein  $\text{Ø}80 \text{ mm}$  Loch, und in der Kiste ein  $200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$  großer Ausschnitt ausgespart. Die Kiste ist vom Hersteller in einer Wasserstoffatmosphäre ausgeglüht worden und sollte daher optimale magnetische Eigenschaften besitzen. Die Wicklung der Rechteckspule hat die Außenmaße  $345 \text{ mm} \times 345 \text{ mm} \times 345 \text{ mm}$ , die des Solenoiden  $\text{Ø}250 \text{ mm} \times 341 \text{ mm}$ . Beide Spulen sind einlagig aus  $\text{Ø}1.38 \text{ mm}$  Aluminiumdraht gefertigt. Aluminium ist bei den verwendeten Neutronenenergien fast transparent. Die mit (K) bezeichneten Kompensationswicklungen wurden aus  $\text{Ø}0.6 \text{ mm}$  Kupferdraht angefertigt. Der Solenoid ist auf ein 5 mm dickes Aluminiumrohr aufgewickelt. An den Stellen, die für den Neutronendurchtritt vorgesehen sind, wurde die Wandstärke auf der Innenseite auf 1 mm reduziert.

Der  $\mu$ -Metall-Kasten erfüllt zwei Aufgaben. Zum einen werden die Streufelder der Spulen durch das  $\mu$ -Metall kurzgeschlossen, so dass im idealen Fall (d. h. magnetische Permeabilität  $\mu \rightarrow \infty$ ) im Außenbereich keine Magnetfelder mehr auftreten. Zum anderen wirkt er im Inneren wie ein magnetischer Spiegel und homogenisiert dadurch die Magnetfelder: sämtliche Feldlinien müssen senkrecht in das Metall eintreten. Eine von idealem  $\mu$ -Metall begrenzt-

te Spule erzeugt daher ein Magnetfeld, welches dem einer unendlich ausgedehnten Spule entspricht. Weil die magnetische Permeabilität  $\mu$  in Wirklichkeit jedoch begrenzt ist, sind an den Enden beider Spulen die Kompensationswicklungen (K) aufgebracht. Diese sollen mit einem verhältnismäßig kleinen Strom die Unvollkommenheit des  $\mu$ -Metalls sowie den endlichen Abstand zwischen Spule und  $\mu$ -Metall ausgleichen. Bei der Konstruktion wurde außerdem darauf geachtet, dass dieser Abstand möglichst gering bleibt. Auf diese Weise wird das Magnetfeld ausreichend homogen, so dass es zur Speicherung der  $^3\text{He}$ -Polarisation verwendet werden kann. Man muss lediglich den Strom in den Kompensationsspulen anpassen; den dazu nötigen Feldmessungen ist unten ein eigener Abschnitt gewidmet.

Die Spinfilterzellen werden an der Füllstation direkt in den Solenoiden eingesetzt. Dieser dient damit gleichzeitig als batteriebetriebenes Transportfeld und wird am Experiment mitsamt dem Filter in die Rechteckspule eingesetzt, und an ein Netzgerät angeschlossen.

Damit auch während des Transportes das Magnetfeld ausreichend homogen ist, werden die Kompensationsspulen des Solenoiden so berechnet, dass sie ohne  $\mu$ -Metall ein möglichst homogenes Magnetfeld erzeugen. In diesem Fall wird ein starker Kompensationsstrom benötigt, so dass sie in Reihe zur Hauptwicklung verbunden werden. Während des Einbaus in den  $\mu$ -Metall-Kasten müssen sie auf den Betrieb mit niedrigem Kompensationsstrom umgeschaltet werden, ohne dass das Hauptfeld unterbrochen wird. Danach werden sie, ebenso wie die Kompensationsspulen der Rechteckspule, über Vorwiderstände parallel zur Hauptspule betrieben. Wie dieser Umschaltprozess technisch realisiert wurde, findet sich im Anhang.

Durch geeignete Überlagerung der Magnetfelder beider Spulen kann das resultierende Feld jede Richtung senkrecht zum Strahl einnehmen. Insbesondere kann man durch Ansteuerung mit einem sinus- und kosinusförmigen Strom das Magnetfeld kontinuierlich drehen. Ist die Rotationsfrequenz  $\Omega$  des Feldes klein gegenüber der Larmorfrequenz  $\omega_L = \gamma_3 B_0$  von  $^3\text{He}$ , so folgt die  $^3\text{He}$ -Kernspinpolarisation der Feldrichtung. ( $\gamma_3 = 2\pi \cdot 3.244$  kHz/Gauss ist das gyromagnetische Verhältnis von  $^3\text{He}$  sowie  $B_0$  die Stärke des rotierenden Magnetfeldes.)

Man kann zeigen (Anhang B), dass nach einer Zeit  $t$  folgende  $^3\text{He}$ -Polarisation noch in Richtung des sich drehenden Magnetfeldes weist:

$$P_3(t) = P_3(t=0) \cdot \frac{1}{1 + (\Omega/\omega_L)^2} \cdot \left( 1 + (\Omega/\omega_L)^2 \cos\left(\sqrt{\omega_L^2 + \Omega^2} t\right) \right). \quad (3.1)$$

Bei einem typischen Magnetfeld von  $B_0 = 5$  Gauss beträgt die Larmorfrequenz  $\omega_L \approx 10^6$  rad/s. Um die Kernspinpolarisation zu drehen, reicht andererseits eine Drehgeschwindigkeit von einer Umdrehung pro Sekunde aus, d. h.  $\Omega = 2\pi$  rad/s. Zur Messung von Flippverhältnissen könnte man so beispielsweise 10 s lang Neutronen zählen und anschließend die  $^3\text{He}$ -Polarisation invertieren. D. h. man führt alle 20 s eine volle Umdrehung durch und es tritt dadurch ein Messzeitverlust von lediglich 5% auf. Ferner ergibt sich  $(\Omega/\omega_L) \approx 6 \cdot 10^{-6}$

und nach einer vollen Umdrehung (setze  $\Omega t = 2\pi \Leftrightarrow t = 2\pi/\Omega$ ) findet man den Polarisationsverlust:

$$\epsilon = 1 - P_3(2\pi/\Omega)/P_3(t=0) \leq 10^{-10}. \quad (3.2)$$

Hat das Spinfilter eine Relaxationszeit  $T_1 = 100$  h, so verliert man durch Relaxationsprozesse innerhalb denselben 20 s bereits  $5.6 \cdot 10^{-5}$  der  $^3\text{He}$ -Polarisation. Die Rotationsverluste  $\epsilon$  sind völlig vernachlässigbar und man könnte sich sogar vorstellen, die Kernspinpolarisation innerhalb von 1/10 s umzukehren. Jedoch induzieren die zeitabhängigen Magnetfelder im  $\mu$ -Metall und in den Spulenkörpern Wirbelströme, diese könnten Feldgradienten hervorrufen und so über den Mechanismus der Feldrelaxation die Verluste erhöhen. Dieser Effekt würde über das Induktionsgesetz von der Drehfrequenz des Felds abhängen. Bei einem Test des Gerätes (s. u.) wurde in der Tat ein derartiger Effekt beobachtet, jedoch können diese Verluste in ihrem Ausmaß noch toleriert werden.

Nur die in Abb. 3.1 rechte Seite des  $\mu$ -Metall-Kastens ist für den Ein- bzw. Austritt polarisierter Neutronen gedacht und muss daher dem gegenüberliegenden Polarisator bzw. Analysator zugewandt sein. Der Ausschnitt im  $\mu$ -Metall ist hier bewusst groß gehalten, um eventuelle, an den Schnittkanten austretende Streufelder von den polarisierten Neutronen fernzuhalten. Die Rechteckspule grenzt unmittelbar an diese Öffnung an. Nachteilig an der Konstruktion ist jedoch, dass bis zum Solenoiden 5 cm Abstand auftreten (Abstand „Z“ in Abb. 3.5). Ist das Magnetfeld innerhalb des Solenoiden schräg zu den Spulenachsen orientiert, so ist in diesem Zwischenbereich nur das Magnetfeld der Rechteckspule vorhanden. Aus diesem Grund ist es derzeit noch nicht möglich eine schräg stehende Polarisation zu erzeugen bzw. zu analysieren. Denn ihre Komponente senkrecht zum Magnetfeld der Rechteckspule würde im Zwischenbereich durch Präzession von ihrer ursprünglichen Richtung wegdrehen, so dass das  $^3\text{He}$ -NSF einen falschen Polarisationswert messen würde. Wird nur der Solenoid betrieben, so sind zwischen Solenoid und Austrittsöffnung Rückfelder vorhanden. Wo es empfindlich auf die Polarisation ankommt, sollte daher mit der Rechteckspule als Führungsfeld gemessen werden.

Um diese Einschränkungen zu umgehen, wären zwei gekreuzte Rechteckspulen notwendig, die an der Austrittsöffnung dicht aufeinander liegen. An diesem Punkt wäre eine Weiterentwicklung des Gerätes durchaus sinnvoll. Die gezeigte Lösung war jedoch einfacher und schneller zu realisieren und sollte für unsere Zwecke ausreichen, was bei der Besprechung des neuen Polarimeters klar werden wird. Der Solenoid hat außerdem den Vorteil, dass er aufgrund seiner höheren Symmetrie ein homogeneres Magnetfeld als eine Rechteckspule gleichen Ausmaßes erzeugt. Er ist daher besser als Transportfeld geeignet.

Die Herstellung der Rechteckspule erwies sich als recht schwierig, weshalb die entscheidenden Kniffe an dieser Stelle kurz skizziert werden. Damit die einzelnen Windungen in den Seitenflächen eine glatte Lage ausbilden, ist es nötig den Draht mit hoher Spannung

zu wickeln. In der Summe über alle Wicklungen entsteht so eine Zuglast in der Größenordnung einer Tonne. Wenn das Aluminiumgestell dabei auch nur ganz wenig nachgibt, fällt der Draht durcheinander<sup>1</sup>. Jedoch kommt eine dauerhafte, massive Verstrebung weder im Innen- noch im Außenraum in Frage. Beide Spulen müssen sich möglichst dicht an das  $\mu$ -Metall anschließen und praktisch der gesamte Innenraum wird für den Solenoiden und das <sup>3</sup>He-NSF benötigt. Eine zusätzliche Schwierigkeit ist, dass die Halterung der Rechteckspule zum Einsetzen des Solenoiden auf einer Seite offen bleiben muss. Diese Seite kann dann aber in der Horizontalen überhaupt nicht stabilisiert werden (siehe Abb. 3.1). Daher konnte das Gestell der Rechteckspule nur während des Wickelns von innen über Kreuz verstrebt werden. Die Lösung lag darin, den Draht anschließend mit Epoxidharz-Kleber zu verkleben. (Dabei ist es hilfreich, den Draht mit Streifen aus starkem Klebeband zu raffern und diese Stellen in einem zweiten Durchgang zu verkleben.) Lediglich die Stellen, durch welche später die Neutronen fliegen, wurden dabei ausgespart. War der Kleber ausgehärtet, so konnten die Kreuzstreben entfernt werden, ohne dass dies das Ergebnis beeinträchtigt hätte.

### 3.1.2 Optimierung und Messung der Magnetfelder

Die Wicklungszahl für die Kompensationsspulen des Solenoiden wird folgendermaßen bestimmt: das Feld wird entlang der Symmetrieachse der Spule berechnet. Dabei werden die Kompensationswicklungen so angepasst, dass sich im Zentrum ein möglichst flaches, d. h. konstantes Feld ergibt. Dies ist in Abb. 3.2 links oben dargestellt. Es wird von einer Reihenschaltung ausgegangen, d. h. in den Kompensationswicklungen fließt der gleiche Strom wie in der Hauptspule.

Es wurden auf jeder Seite 53 Kompensationswicklungen (in zwei Lagen zu 26 und 27 Windungen) aufgebracht. Diese Zahl liegt zwar schon etwas über dem Idealfall, jedoch erhält man so bei unwesentlichen Gradienten im Spulenzentrum einen insgesamt etwas breiteren homogenen Feldbereich. Eine Feldmessung ohne  $\mu$ -Metall (in Abb. 3.2 rechts oben) bestätigte die Rechnung. Etwas informativer sind die Feldgradienten, welche in den beiden unteren Graphen aufgetragen sind. Gezeigt sind der berechnete und der gemessene relative Feldgradient.<sup>2</sup> Die eingetragenen Punkte ergeben sich durch eine numerische Ableitung der Messwerte. Messung und Rechnung liegen recht gut beieinander. Die schraffierten Kästchen deuten an, in welchen

<sup>1</sup>Aus dem Satz des Pythagoras kann man Folgendes abschätzen: gibt das Gestell um 1/10 mm nach, so hat der Draht in der Mitte einer Seitenfläche bereits 4 mm Spiel!

<sup>2</sup>Wegen  $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$  hängt  $\partial B_z / \partial z$  eng mit  $\partial B_r / \partial r$  zusammen; auf der Achse einer zylindersymmetrischen Anordnung gilt  $\partial B_z / \partial z = \sqrt{2} \partial B_r / \partial r$ . Zudem lehrt die Erfahrung, dass in einem solchen Fall auch abseits der Symmetrieachse eine Messung des longitudinalen Gradienten  $\partial B_z / \partial z$  ausreichend ist, um die Feldrelaxationszeit abzuschätzen. Weil eine Messung des echten radialen Gradienten  $\partial B_r / \partial r$  erheblich schwieriger ist, beschränkt man sich im Falle von nahezu zylindersymmetrischen Spulenanordnungen auf eine Messung von  $\partial B_z / \partial z$ .

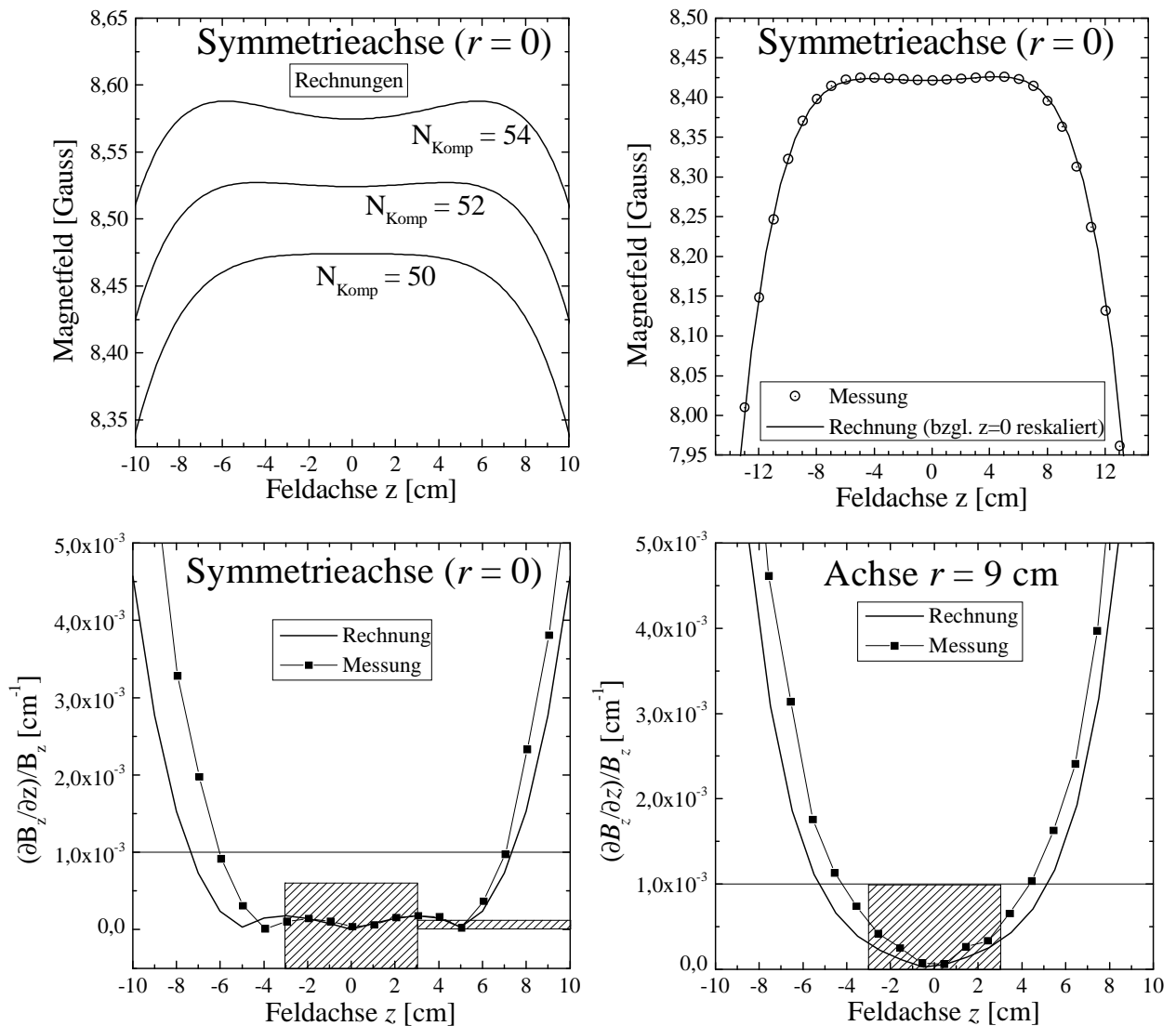


Abbildung 3.2: Berechnung und Messung der Magnetfelder im Solenoiden. Links oben: rechnerische Anpassung der Kompensationswicklungen. Rechts oben: eine Feldmessung bestätigt die Rechnung. Die Rechnungen mussten allerdings auf den Messwert für  $z = 0$  skaliert werden: die Unsicherheiten im Wicklungsabstand (Drahtstärke) tragen hier schon bei. Unten: aus den Feldmessungen wurden numerische Feldgradienten bestimmt. Links: relative Gradienten auf der Symmetrieachse, rechts: eine dazu um 9 cm versetzte Achse. Die schraffierten Flächen deuten an, wo sich das polarisierte  $^3\text{He}$ -Gas innerhalb der Filterzelle befindet, der schmale lange Bereich repräsentiert die Kapillare des Füllstutzens.

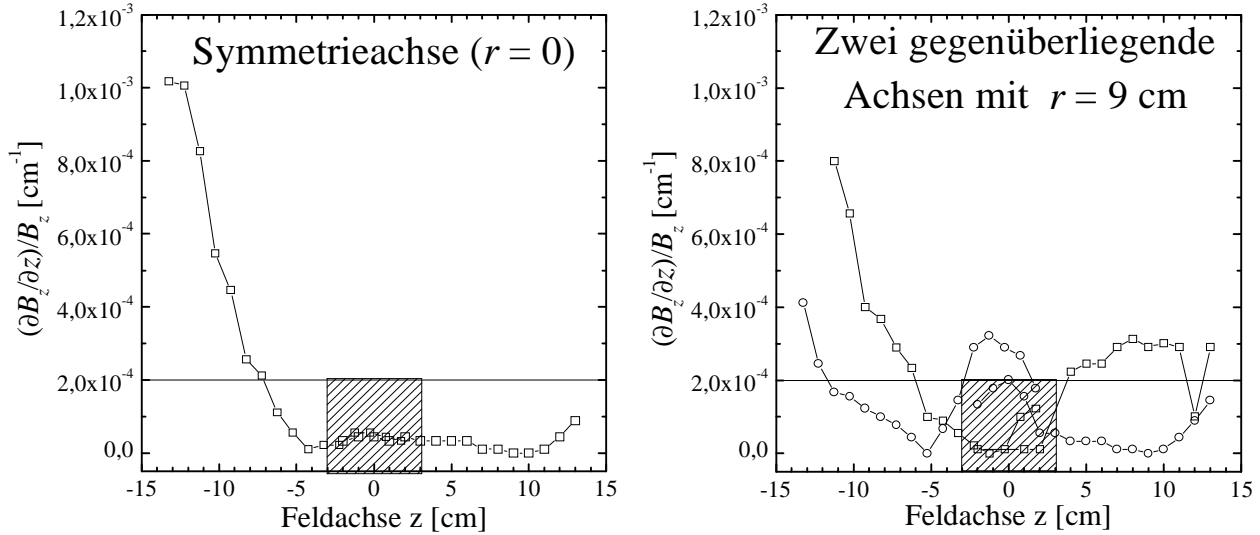


Abbildung 3.3: Mit dem Solenoiden konnten innerhalb der  $\mu$ -Metall Kiste diese Feldgradienten durch Anpassung der Kompensationsströme erreicht werden.

Bereichen sich das polarisierte Gas der Filterzelle befindet. Der schmale Balken repräsentiert die  $\varnothing 2 \text{ mm} \times 70 \text{ mm}$  Kapillare des Füllstutzens. Selbst unter der Annahme, dass in dieser  $G_{rel} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  herrschen, ergibt sich im quadratischen Mittel über das ganze Zellenvolumen immer noch ein  $G_{rel} \leq 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  (Zelle mit  $350 \text{ cm}^3$  und  $G_{rel} = 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ). Die Feldrelaxationszeit sollte daher mit Sicherheit deutlich mehr als 100 h betragen. Während des höchstens 15 min dauernden Transportes sind daher keine Polarisationsverluste durch ein inhomogenes Führungsfeld zu befürchten.

Zur Anpassung des Solenoiden an die  $\mu$ -Metall-Kiste wird das Magnetfeld entlang der Symmetrieachse gemessen. Die Ströme in den beiden Kompensationsspulen werden unabhängig voneinander solange variiert, bis auch hier ein möglichst glatter Feldverlauf entsteht. Abb. 3.3 zeigt die erreichten Feldgradienten. Man erkennt, dass  $G_{rel} \approx 1 \cdot 10^{-4}$  sicher erfüllt ist. Der Anstieg im unteren Bereich korreliert mit einer leichten Wölbung des  $\mu$ -Metalls in der entsprechenden Seitenfläche. Auf gleiche Weise wurde mit der Rechteckspule verfahren. In Abb. 3.4 ist das Endergebnis aufgetragen. Dieses Mal gilt  $G_{rel} \approx 2 \cdot 10^{-4}$ . Die Anordnung ereugt damit innerhalb des  $\mu$ -Metall-Kastens ein Magnetfeld, welches den Anforderungen für ein  $^3\text{He}$ -NSF genügt.

Weniger günstig waren die Streufelder außerhalb des  $\mu$ -Metall-Kastens. Betreibt man die Rechteckspule mit 5 Gauss und mittelt man über 20 cm entlang der Strahlachse, so findet man ein Streufeld von ca. 0.2 Gauss! Davon zeigen 0.1 Gauss in Richtung des Neutronenstrahles. Für Neutronen mit  $E = 0.75 \text{ eV}$  würde dies entlang der 20 cm eine Spinpräzession von  $\approx 2^\circ$  verursachen. Vor der Konstruktion des vorgestellten Aufbaus waren an einer vergleichbaren  $\mu$ -Metall-Kiste Vortests durchgeführt worden. Diese Kiste beherbergte einen Soleno-

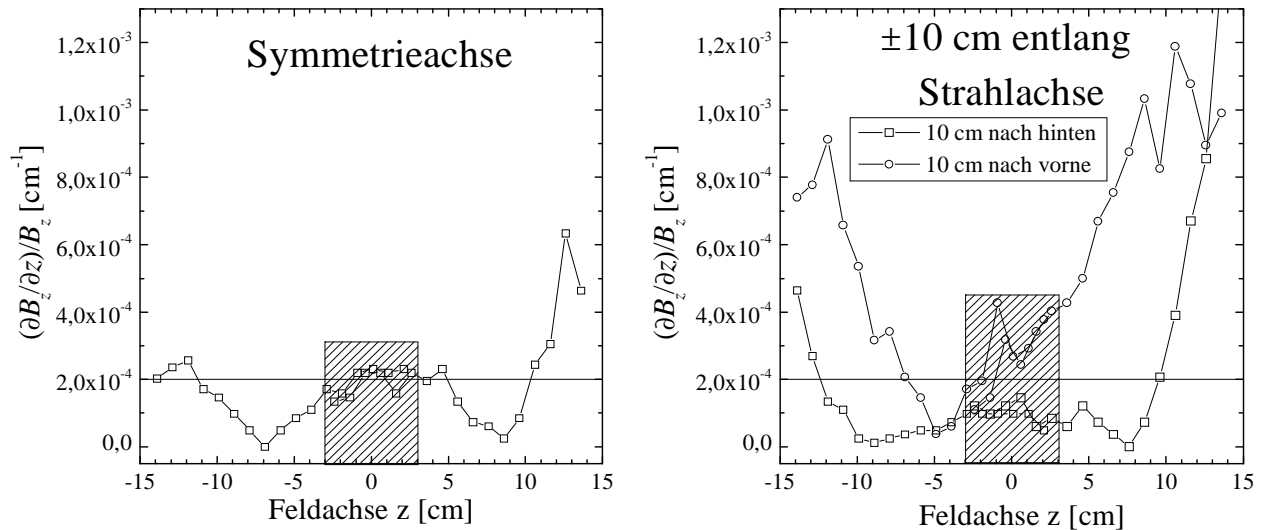


Abbildung 3.4: Optimierte Feldgradienten für die innerhalb der  $\mu$ -Metall-Kiste betriebene Rechteckspule.

iden, dessen Länge und Umfang den Kasten vollständig ausnutzten. Die dort beobachteten Streufelder waren – bei gleichem Innenfeld – um einen Faktor 100 kleiner! Der Grund für dieses unterschiedliche Abschirmverhalten konnte während dieser Arbeit nicht mehr aufgeklärt werden. Der entgeltliche Abschirmfaktor kann ohnehin erst mit der  $\mu$ -Metall-Abschirmung des neuen Polarimeters (Abb. 3.8 auf S. 73) bestimmt werden. Es ist zu erwarten, dass die Streufelder der  $\mu$ -Metall-Kiste zumindest zum Teil kurzgeschlossen werden, wenn diese sich innerhalb einer weiteren magnetischen Abschirmung befindet.

Bei dem erwähnten Vortest war auch überprüft worden, wie gut sich die Richtung des Magnetfeldes nach einer Rotation desselben reproduzieren lässt. Hierfür war eine Magnetfeldsonde in der  $\mu$ -Metall-Kiste installiert, welche gleichzeitig entlang der drei Raumachsen messen kann. Es wurde eine provisorische Rechteckspule eingebaut, um ein rotierendes Magnetfeld erzeugen zu können. Zwar konnte das Magnetfeld nur auf etwa  $10^{-3}$  rad genau invertiert werden. Die Richtung des Magnetfeldes war allerdings auf jeweils besser als  $10^{-4}$  rad reproduzierbar. Man muss jedoch darauf achten, dass man den Drehsinn beibehält, so dass man sich stets auf demselben Punkt der Hysteresekurve wiederfindet. Für die Messung einer paritätsverletzenden Spinrotation ist vor allem die Reproduzierbarkeit entscheidend. Dass die Felder nicht genau invertiert werden können, würde sich in einem Nulleffekt bemerkbar machen, welcher durch ein Subtraktionsverfahren beseitigt werden kann (siehe letztes Kapitel und die Beschreibung des neuen Polarimeters). Mit dem  $^3\text{He}$ -Spin-Rotator sollte es also möglich sein, einen Spinrotationswinkel von  $10^{-3}$  rad nachzuweisen (z. B. von  $^{81}\text{Br}$ , s. u.). Bei diesen Tests entstand der Eindruck, dass die Reproduzierbarkeit dadurch limitiert war, dass die Spulenströme von Hand gefahren wurden und der Stromverlauf nicht jedesmal exakt der-

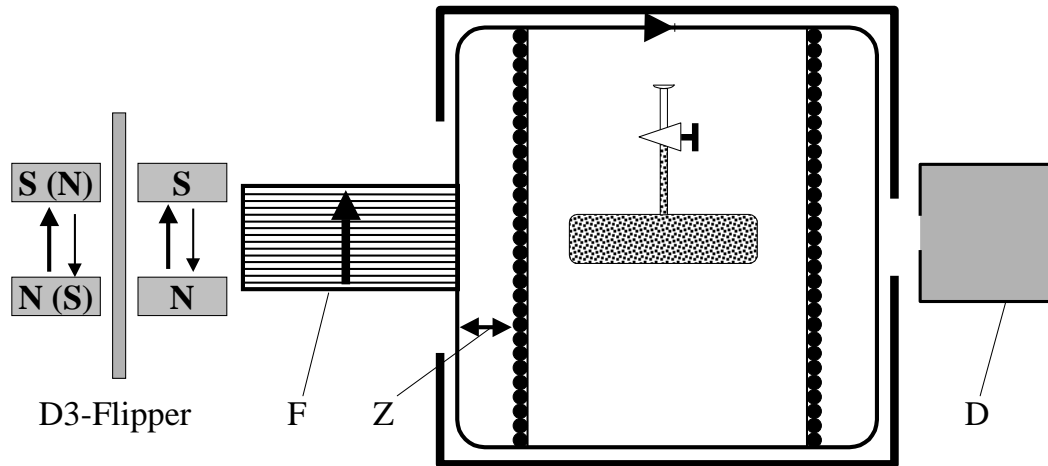


Abbildung 3.5: Aufbau zum Test des  $^3\text{He}$ -Spin-Rotators. Es wird der polarisierte Neutronenstrahl des ILL-Instrumentes D3 verwendet, um die Analysierstärke bzw. die  $^3\text{He}$ -Polarisation des Spinfilters zu messen. Das Führungsfeld F ist eine Rechteckspule, welche sich in einem links und rechts offenen Eisenrahmen befindet. Wie im neuen  $^3\text{He}$ -Führungsfeld wird das Magnetfeld nach außen hin abgeschirmt und ein störender Einfluss auf die Feldhomogenität innerhalb des  $\mu$ -Metall-Kastens ist ausgeschlossen. Auf diese Weise kann die Neutronenpolarisation bis an die Rechteckspule herangeführt werden.

selbe war. Es erscheint denkbar, dass eine automatische Ansteuerung die Genauigkeit noch um einen Faktor 10 erhöhen könnte. Da eine Präzision von  $\pm 10^{-4}$  rad für die derzeitigen Pläne ausreichend ist, wurde diesem Aspekt nicht weiter nachgegangen.

Im Transport-Modus, d. h. wenn die Kompensationswicklungen in Serie zum Hauptfeld laufen, hat der Solenoid einen Widerstand von  $R = 9.6 \Omega$ . Mit einem 12 V Blei-Akku erreicht man bei einem Spulenstrom von  $I = 1.2 \text{ A}$  ein Führungsfeld von knapp 9 Gauss bei einer Leistungsaufnahme von ca. 15 W. Im  $\mu$ -Metall-Modus mit parallel geschalteten Kompensationsspulen hat man ein  $R = 3.6 \Omega$  und erhält für  $I = 0.65 \text{ A}$  ein  $B_0 = 5$  Gauss bei 1.5 W. Die Rechteckspule benötigt für das gleiche Feld  $I = 0.61 \text{ A}$ , hat einen Widerstand  $R = 6.5 \Omega$  und nimmt so etwa 2.4 W Leistung auf. Ein übermäßiges Aufheizen des  $\mu$ -Metall-Kastens ist daher nicht zu befürchten.

### 3.1.3 Erster Test am Neutronenstrahl

Die Funktion des neuen Führungsfeldes wurde am polarisierten Strahl des ILL-Instrumentes D3 getestet. Ziel war zum einen eine Messung der Relaxationszeiten in den beiden Feldspulen. Es sollte sichergestellt werden, dass keine Feldrelaxation auftritt. Zum anderen sollte das Prinzip der adiabatischen Drehung der  $^3\text{He}$ -Polarisation verifiziert werden. Dazu wurde der Aufbau in Abb. 3.5 verwendet. Die Neutronenpolarisation  $P_n$  diente als Sonde zum Messen

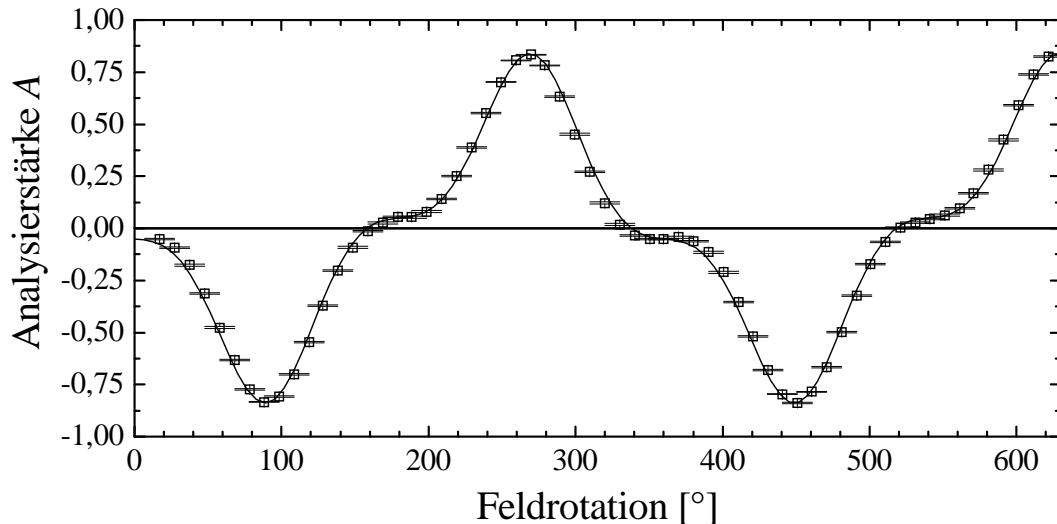


Abbildung 3.6: Ergebnis einer langsamen Rotation der  $^3\text{He}$ -Polarisation. Aufgetragen ist die beobachtete Analyserstärke des Filters. Die Abweichung von einem sinusförmigen Verlauf kann durch das Magnetfeld der Rechteckspule im Bereich Z (Abb. 3.5) erklärt werden, das unsymmetrische Verhalten der Nulldurchgänge durch eine leichte Neigung des Aufbaus zur einfallenden Neutronenpolarisation. Es sind die statistischen Fehler eingetragen.

der Analyserstärke  $A$  des  $^3\text{He}$ -NSF, daraus lässt sich wieder die  $^3\text{He}$ -Polarisation  $P_3$  errechnen. Nur die Projektion von  $P_3$  bzw.  $A$  auf die Richtung von  $P_n$  ist dabei sichtbar. Zum Messen der Flippverhältnisse wurde die Neutronenpolarisation mit dem Spinflipper von D3 invertiert (s. Kapitel 2). Das Experiment wurde mit  $\lambda = 0.843 \text{ \AA}$  Neutronen durchgeführt. An der Füllstation wurde eine 19.5 cm lange Zelle mit 2.1 bar polarisiertem  $^3\text{He}$  abgefüllt. Die Startpolarisation betrug  $P_3^0 = 54\%$ .

Um zunächst zu zeigen, dass die  $^3\text{He}$ -Polarisation der Magnetfeldrichtung folgt, wurde das Magnetfeld langsam und Schritt für Schritt gedreht. Simultan wurden Flippverhältnisse gemessen. Dabei fand man die in Abb. 3.6 aufgetragene Abhängigkeit der Analyserstärke vom Drehwinkel. Im Idealfall würde man einen sinusförmigen Verlauf erwarten, jedoch treten im Zwischenraum (Z) (Abb. 3.5) wie oben schon erläutert Spinpräzessionen auf, da die Neutronenpolarisation senkrecht zum Feld der Rechteckspule einfällt. Die Magnetfelder in Abhängigkeit des Spulenstromes sind für beide Spulen aus Feldmessungen bekannt. Man kann die Präzession der Neutronenpolarisation daher berechnen, und sie beim Eintritt in den Solenoiden auf die dortige Feldrichtung projizieren. Das Ergebnis einer solchen Rechnung zeigt die durchgezogene Linie. Dass die Nulldurchgänge asymmetrisch sind, resultiert aus einem Justagefehler von  $\approx 3.5^\circ$ . Dieser Wert ergibt sich aus dem schwachen Polarisationsignal, welches man auch dann noch beobachtet, wenn die  $^3\text{He}$ -Polarisation vollständig in Richtung der Rechteckspule gedreht ist. Qualitativ werden die Messwerte recht gut be-

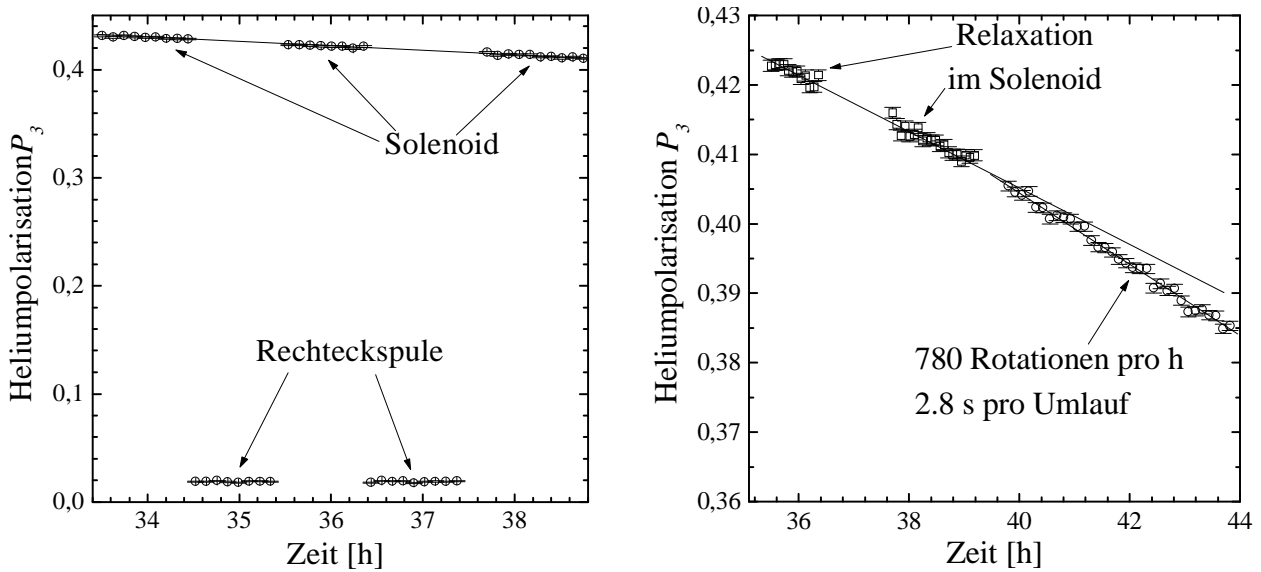


Abbildung 3.7: Links: zur Messung der Relaxationszeiten wurde der  $^3\text{He}$ -Spin-Rotator abwechselnd mit Solenoid und Rechteckspule betrieben. Rechts: bei häufigem Drehen der  $^3\text{He}$ -Polarisation fällt diese schneller ab. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler wieder.

schrieben; um noch genauer zu werden, müssten die Felder zunächst detailliert ausgemessen werden.

Nur im Solenoiden konnte der Zerfall der  $^3\text{He}$ -Polarisation direkt beobachtet werden, indem andauernd Flippverhältnisse gemessen wurden (Abb. 3.7 links). Um die Relaxationszeit in der Rechteckspule zu bestimmen, wurde die  $^3\text{He}$ -Polarisation regelmäßig für 1 h in Richtung dieser Spule gedreht. Danach wurde mit der Messung im Solenoidenfeld fortgefahren. Passt man Exponentialfunktionen an die Messungen im Solenoiden an, so ist die  $^3\text{He}$ -Polarisation kurz vor und nach jedem Aufenthalt im Magnetfeld der Rechteckspule bekannt. Daraus kann jeweils ein Wert für die Relaxationszeit in der Rechteckspule berechnet werden. Im Mittel über alle nach diesem Schema durchgeführten Messungen wurden folgende Relaxationszeiten bestimmt:

$$\begin{aligned} \text{Solenoid: } T_1 &= 101(2) \text{ h} \\ \text{Rechteckspule: } T_1 &= 102(10) \text{ h} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Diese Werte liegen im Bereich dessen, was man aufgrund der Wandrelaxation in der verwendeten Filterzelle erwarten würde. Verluste durch Feldrelaxation konnten also erwartungsgemäß nicht beobachtet werden.

Um zu untersuchen, inwieweit die adiabatische Rotation der  $^3\text{He}$ -Spins verlustfrei ist, wurde wie folgt verfahren. Zwischen zwei Polarisationsmessungen wurden jeweils 100 Drehungen durchgeführt, um so auf etwaige Verluste möglichst sensitiv zu werden. Dies wurde

mit zwei verschiedenen Drehfrequenzen (Umlaufzeiten  $T = 2.8$  s und  $T = 1.45$  s) durchgeführt. Die Messung mit der kleineren Umlauffrequenz ist in Abb. 3.7 rechts dargestellt: wenn die Drehungen durchgeführt werden fällt die  $^3\text{He}$ -Polarisation offensichtlich schneller ab. Rechnet man die zusätzlichen Verluste  $\epsilon$  pro einer Umdrehung aus, so findet man:

$$\begin{aligned}\epsilon &= 4.1(4) \cdot 10^{-6} && \text{bei } T = 2.8 \text{ s} \\ \epsilon &= 8.3(7) \cdot 10^{-6} && \text{bei } T = 1.45 \text{ s.}\end{aligned}\tag{3.4}$$

Zum Vergleich: bei einer Relaxationszeit von 100 h verliert man innerhalb von 20 s  $\epsilon = 5.6 \cdot 10^{-5}$ . Andererseits wird man im echten Experiment die Polarisation binnen 20 s einmal drehen. Die gemessenen Verluste sind eine Größenordnung schwächer und damit gerade noch akzeptabel.

Dass die Verluste wesentlich größer sind, als man nach Gl. (3.2) erwartet, könnte an Wirbelströmen liegen, welche von den zeitabhängigen Feldern im  $\mu$ -Metall und in den Spulenhalterungen induziert werden. Diese Ströme rufen ihrerseits zusätzliche Feldgradienten hervor, so dass der Verlustmechanismus letztlich eine Feldrelaxation wäre. Nach dem Induktionsgesetz gilt für die induzierten Feldgradienten:  $G_{ind} \propto B_{ind} \propto B_0 \Omega$ .  $B_{ind}$  sei das induzierte Magnetfeld,  $B_0$  das rotierende Feld und  $\Omega$  dessen Winkelgeschwindigkeit. Für den induzierten relativen Feldgradienten findet man dann:  $G_{rel,ind} = G_{ind}/B_0 \propto \Omega$ , so dass während der Drehung ein Relaxationsterm  $1/T_1 \propto (G_{rel,ind})^2 \propto \Omega^2$  hinzukommt (Gl. (1.42)). Wegen  $\exp(-T/T_1) \approx 1 - (T/T_1)$  können die Verluste auch direkt als  $\epsilon = (T/T_1)$  geschrieben werden, wobei  $T = 2\pi/\Omega$  die Umlaufperiode bezeichnet. Setzt man  $T$  und  $T_1$  ein, so findet man schließlich:  $\epsilon \propto \Omega$ . Die Verluste müssten proportional zur Drehfrequenz sein, was exakt dem Messergebnis Gl. (3.4) entspricht. Diese Tatsache unterstreicht die Wirbelstromhypothese.

Schaut man sich den Aufbau nochmals genau an, so sollte man vielleicht das  $\text{\O}250 \text{ mm} \times 341 \text{ mm}$  Alu-Rohr des Solenoiden durch nicht-leitendes Material ersetzen. Dieses ragt besonders nahe an die fast 200 mm lange Zelle heran und dürfte am stärksten zu den Wirbelstromverlusten beitragen.

Bei Experimenten zur Spinrotation an der La-Resonanz wird man Zellen mit 4 bar statt wie hier mit 2 bar verwenden; dies sollte nach Gl. (1.42) die Verluste um einen Faktor 2 reduzieren. Wenn man ferner die Zählzeiten verdoppelt und nur alle 40 s die Polarisation einmal vollständig herumdreht, so hätte man einen weiteren Reduktionsfaktor von 2.

Selbst wenn dies alles nichts mehr bringen würde, so kann man dennoch resümieren, dass der adiabatische  $^3\text{He}$ -Spin-Rotator funktioniert. Wie dieser für ein neues Polarimeter verwendet werden kann, wird im Folgenden vorgestellt.

## 3.2 Das neue Polarimeter

In Abb. 3.8 ist das neue Polarimeter im Querschnitt dargestellt. Es befindet sich zur Zeit in der Konstruktion. Innerhalb einer doppelten, zylindrischen magnetischen Abschirmung ( $\mu$ ) aus  $\mu$ -Metall befinden sich zwei adiabatische  $^3\text{He}$ -Spin-Rotatoren. Diese werden direkt als gekreuztes Polarisator-Analysator-Paar verwendet. Die eingetragenen Magnetfelder  $\vec{B}_P$  und  $\vec{B}_A$  deuten jeweils die Orientierung der beiden Rechteckspulen an, welche zueinander gekreuzt sind. Damit kann der Zwischenraum zwischen Solenoid und Rechteckspule nicht stören, wenn die verhältnismäßig kleinen Signale der Spinrotation gemessen werden. Durch Invertieren der  $^3\text{He}$ -Polarisation in Polarisator oder Analysator kann ein Flippverhältnis gemessen werden, aus welchem nach Gl. (2.6) der Spinrotationswinkel folgt. Um einen absoluten Messwert zu erhalten, muss jedoch auf das Polarisationsprodukt  $P \cdot A$  normiert werden. Hierfür werden die beiden Spinfilter in zueinander paralleler und antiparalleler Einstellung betrieben und  $P \cdot A$  folgt aus Gl. (2.5). In diesem Fall muss einer der beiden Solenoiden benutzt werden; der Zwischenraum bis zur Rechteckspule spielt hier jedoch kaum eine Rolle. Sollte es in diesem zu unerwünschten Spinpräzessionen  $\Delta\phi$  kommen, so würden diese nur in 2. Ordnung mit  $\propto \cos(\Delta\phi)$  in das Signal eingehen. Außerdem kann die Normierungsmessung keine nicht vorhandene Spinrotation vortäuschen.

Soweit kommt die Apparatur prinzipiell ganz ohne Drehung der Neutronenpolarisation  $P_n$  aus. Jedoch ist optional eine rechteckige Spinpräzessionsspule vorgesehen, die sogenannte  $\pi$ -Spule (II). Die Idee hinter dieser Spule geht auf [For80] zurück und hat sich auch bei anderen Spinrotationsexperimenten bewährt [Gol99]. Ihr Feld  $\vec{B}_\pi$  wird auf eine  $180^\circ$  Drehung von  $P_n$  kalibriert und steht parallel zur einfallenden Neutronenpolarisation (in der Abbildung in x-Richtung). Die Probe kann vor oder hinter der  $\pi$ -Spule positioniert werden (Positionen T1 und T2). Sie befinde sich zunächst in Position (T1) und erzeuge eine paritätsverletzende Spinrotation  $\phi$  in Richtung positiver y-Achse. In der  $\pi$ -Spule wird die y-Komponente der Polarisation invertiert, so dass man im Analysator eine Spinrotation  $(-\phi)$  beobachtet. Bei einer Messung an (T2) bleibt es jedoch bei  $(+\phi)$ . Die Spinpräzession in den Restfeldern der Apparatur hängt nicht von der Probenposition ab und beträgt jedesmal  $\phi_0$ . In Position (T1) misst man  $(\phi_0 - \phi)$  und in Position (T2) findet man  $(\phi_0 + \phi)$ ; bildet man die Differenz aus beiden Messungen, so hebt sich  $\phi_0$  heraus, und man erhält  $2\phi$ . Genau wie die beiden  $^3\text{He}$ -Führungsfelder ist die  $\pi$ -Spule auf vier Seiten von  $\mu$ -Metall umgeben, so dass ihr Feld nach außen hin abgeschirmt ist. Weil sie während der Messung ihre Polarität beibehält, kann sie sogar die Effekte der eigenen Streufelder kompensieren.

Der Vorteil einer Messung mit der  $\pi$ -Spule ist, dass sich in der Differenzbildung Systematiken herausheben können; der Messvorgang ist symmetrischer, da sich die Probe immer im Strahl befindet. Kommt es durch eventuellen Restmagnetismus der Probe zu Spinpräzes-

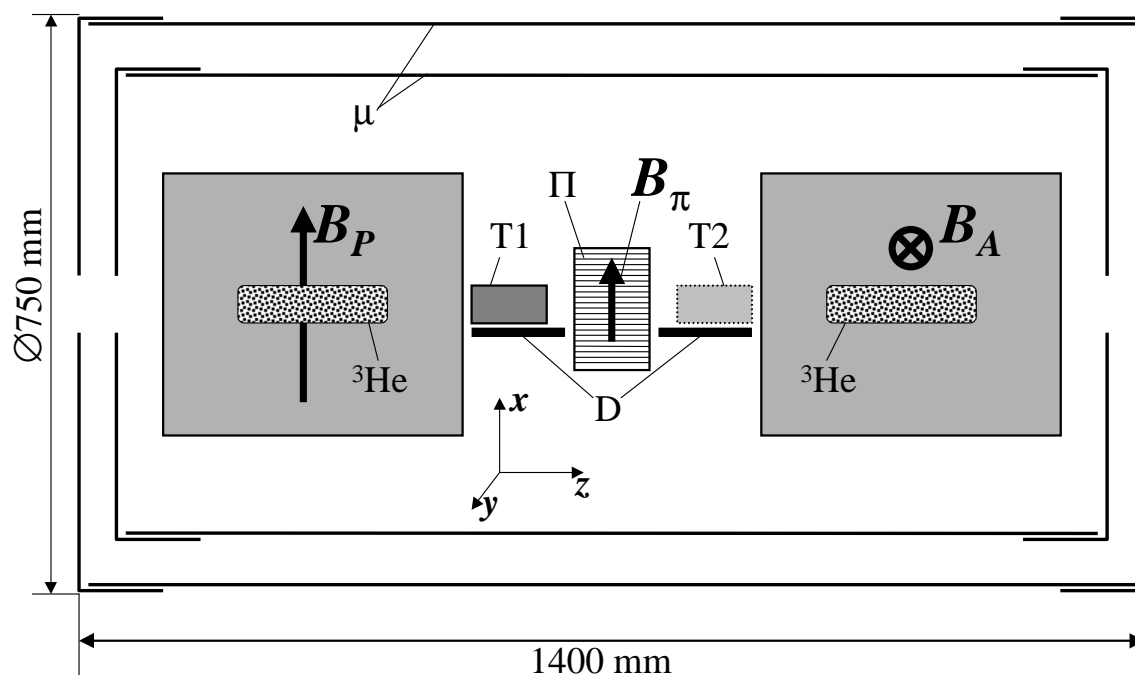


Abbildung 3.8: Prinzipskizze des neuen Polarimeters. Es beinhaltet zwei adiabatische  $^3\text{He}$ -Spin-Rotatoren in einer doppelten, zylindrischen  $\mu$ -Metall-Abschirmung  $\mu$ . Die eingezeichneten Magnetfelder entsprechen den Orientierungen der Rechteckspulen, welche zueinander gekreuzt sind. In der Mitte befindet sich die  $\pi$ -Spule II; es handelt sich erneut um eine Rechteckspule, die von einem Eisenrahmen umgeben ist. Sie soll eine eventuelle  $y$ -Komponente der Neutronenpolarisation durch Präzession um  $180^\circ$  drehen, also invertieren. Die Probe kann durch einen Drehtisch D vor (T1) und hinter (T2) der II-Spule sowie außerhalb des Neutronenstrahles positioniert werden.

sionen, so heben diese sich ebenfalls heraus. Da der Positionswechsel durch einen Drehtisch realisiert ist, dreht sich die Probe dabei um  $180^\circ$ . Gleichzeitig wird auch der Restmagnetismus relativ zur Neutronenpropagation invertiert. In Position (T1) würde dieser Falscheffekt also durch die  $\pi$ -Spule sein Vorzeichen wechseln, in der Position (T2) ist er wegen der  $180^\circ$ -Drehung der Probe ebenfalls umgekehrt. Er tritt daher in beiden Positionen mit dem gleichen Vorzeichen auf und fällt bei der Differenzbildung heraus.

Ungenauigkeiten  $\Delta\phi$  bei der  $180^\circ$  Spinpräzession in der  $\pi$ -Spule tauchen im Signal wiederum nur als  $\propto \cos(\Delta\phi)$  und somit als höhere Terme auf. Dennoch war die Verwendung von Spinpräzessionsspulen einer der hauptsächlichen Kritikpunkte am alten Polarimeter (s. Kapitel 2). Deshalb ist es alternativ auch möglich, die Probe ganz aus dem Strahl herauszufahren und auf diese Weise eine Nullmessung vorzunehmen. So kann das Experiment entscheiden, ob die  $\pi$ -Spule Sinn macht.

Bei Messungen mit kalten Neutronen wurden jedoch auch schon Grenzen dieses Messprinzips gesehen [Gol99]. Als Erklärung hierfür vermutet man, dass der Strahl in der Probe aufgestreut wird. Die Strahlgeometrie hängt daher ein klein wenig von der Probenposition ab. Die mittleren Streufelder, welche der Strahl erfährt, ändern sich damit auch,  $\phi_0$  bleibt nicht konstant und fällt bei der Differenzbildung nicht mehr vollständig heraus. Jedoch kann man hoffen, dass dieser Effekt bei der Messung mit den schnelleren Resonanzneutronen keine Rolle mehr spielt.

Von unseren russischen Kollegen ist inzwischen ein neuer Detektor konstruiert worden. Dieser kann bei einem Durchmesser von  $\varnothing 5$  cm einen Fluss von bis zu  $\approx 10^6$   $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  oder eine integrale Zählrate von  $2 \cdot 10^7$   $\text{s}^{-1}$  verkraften.<sup>3</sup> Er besteht aus 19 in einem Wabenmuster angeordneten Zählrohren mit  $\varnothing=10$  mm, und soll eine genauere Beobachtung von Inhomogenitäten im Strahl erlauben. Die einzelnen Zählrohre sind 15 cm lang und sind mit 6 bar  $^3\text{He}$  (+4 bar Argon als Löschgas) gefüllt, sie haben daher für Neutronen mit  $E = 0.75$  eV eine Effizienz von 90%.

Es ist geplant, mit dem neuen Polarimeter die paritätsverletzende Spinrotation in der p-Wellenresonanz von  $^{81}\text{Br}$  bei  $E_p = 0.88$  eV zu messen. Diese Resonanz scheint geeignet, da die  $\mathcal{P}$ -Verletzung  $10\times$  kleiner ist als in der p-Wellenresonanz von  $^{139}\text{La}$  [Pet97]. Auf diese Weise kann man testen, ob das neue Polarimeter tatsächlich eine Steigerung der Sensitivität bringt.

Als Monochromatoren stehen am ILL-Instrument IN1 Kupfer-Kristalle zur Verfügung. Zur Planung des Experimentes muss noch die Frage beantwortet werden, welchen Fluss unpolarisierter Neutronen man dort für  $E = E_p = 0.88$  eV erreichen kann.

---

<sup>3</sup>Mit dem Zählrohr von D3 sind vernünftige Messungen nur mit Raten von aller höchstens bis zu  $5 \cdot 10^4/\text{s}$  möglich.

### 3.3 Flussmessungen und Strahlzeitabschätzung

Zur Messung des Neutronenflusses standen am ILL zwei Möglichkeiten zur Verfügung. Zum einen konnten Goldfolien aktiviert werden. Diese Methode benutzt den bekannten Wirkungsquerschnitt der Reaktion



$^{198}\text{Au}$  ist ein  $\beta$ -Strahler und zerfällt mit einer Halbwertszeit von  $T_{1/2} = 2.7$  d bzw. einer Lebensdauer  $\tau = T_{1/2}/\ln(2) = 3.9$  d in  $^{198}\text{Hg}$ .

Eine sehr dünne ( $d \approx 1/100$  mm) Goldfolie mit Durchmesser  $\varnothing=1$  cm wird dem Neutronenstrahl ausgesetzt. Die Anzahl der pro Zeiteinheit aktivierten Atome beträgt  $f N \sigma(E)$ , wobei  $N$  die mittels einer Präzisionswaage bestimmte Anzahl der Goldatome ist,  $f$  ist der gesuchte Neutronenfluss in  $[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$  und  $\sigma(E)$  ist der Reaktionsquerschnitt bei der Strahlenergie  $E$ . Sind  $n(t)$  Atome zum Zeitpunkt  $t$  aktiviert, so ergibt sich durch den  $\beta$ -Zerfall eine Verlustrate  $n(t)/\tau$ , so dass für die zeitliche Änderung von  $n(t)$  insgesamt gilt:

$$\frac{dn(t)}{dt} = f N \sigma(E) - \frac{n(t)}{\tau}. \quad (3.6)$$

Nach Integration mit  $n(0) = 0$  folgt für die Aktivität der Goldfolie nach einer Aktivierungszeit  $t_a$ :

$$a(t_a) = \frac{n(t_a)}{\tau} = f N \sigma(E) (1 - \exp(-t_a/\tau)). \quad (3.7)$$

Im Anschluss an die Aktivierung kann  $a(t_a)$  am ILL mit einem kalibrierten  $\beta$ -Zähler gemessen werden, so dass der Fluss  $f$  bestimmt ist.

Zum anderen war ein kalibrierter Monitor vorhanden<sup>4</sup>. Dieser bestand aus einem flachen Gaszähler, dessen Innenseite mit Bor beschichtet war. Es werden die Ladungslawinen der geladenen Endprodukte der Reaktion



nachgewiesen. Der Begriff „Monitor“ deutet an, dass es sich um einen niedereffizienten Detektor handelt; dieser ist dafür ausgelegt, die hohen thermischen Neutronenflüsse an den ILL-Strahlrohren zu messen, ohne durch Totzeitverluste beeinflusst zu sein. Seine Effizienz skaliert wie der Wirkungsquerschnitt der  $\text{B}(n,\alpha)\text{Li}$ -Reaktion präzise mit  $1/v \propto 1/\sqrt{E}$  ( $v$ : Neutronengeschwindigkeit) und war für unsere Zwecke eher zu niedrig. Er war jedoch unter anderen Bedingungen (Strahlrohr/Neutronenenergie) durch Goldfolienaktivierung kalibriert worden, so dass man mit diesem einen Vergleichswert zu unserer Goldfolienmessung erhielt und man zudem direkt am Strahl absolute Flüsse bestimmen konnte.

<sup>4</sup>Dieser wurde mir freundlicher Weise von Alain Brochier dem IN14-Techniker für die Messungen überlassen.

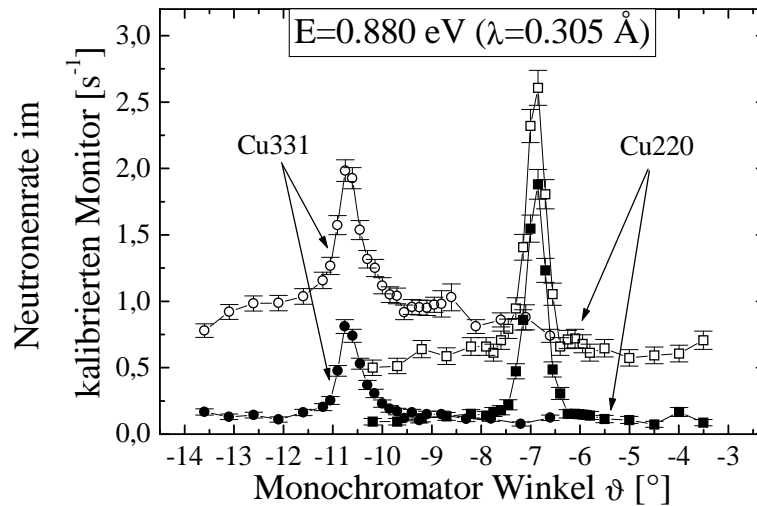


Abbildung 3.9: Reflexe der Cu-Monochromatoren. Diese wurden aufgenommen, indem der Monochromator-Kristall um seine vertikale Achse gedreht wurde. Bei den Kurven mit niedrigerem Untergrund war 1 mm Cadmium im Strahl. Der Cu(220)-Monochromator erzeugt den größeren Fluss. Es sind die statistischen Fehler eingetragen.

Im neuen Polarimeter ist die Strahlgeometrie im Wesentlichen durch eine Kollimation beschränkt, wie sie durch die beiden Spinfilter-Zellen vorgegeben wird (vgl. Abb. 3.8). Für die Flussmessungen wurde diese Geometrie nachempfunden, indem in einem Abstand von 1 m zwei Loch-Kollimatoren mit einer Öffnung  $L \times B \times H = 150 \text{ mm} \times 45 \text{ mm} \times 36 \text{ mm}$  aufgestellt wurden. Diese bestanden aus Bor-haltigem Paraffin und waren auf den Innenseiten zusätzlich mit stark  $B_4C$ -haltigen Platten ausgekleidet. Bor hat vor allem wegen obiger Reaktion einen hohen Einfangquerschnitt für Neutronen und ist daher gut als Absorbermaterial geeignet.

In der IN1 Strahlführung war ein  $1^\circ$ -Soller-Kollimator installiert. Ein derartiger Kollimator besteht aus mehreren planparallelen Platten eines Neutronen-absorbierenden Materials und schränkt die Divergenz des Strahles ein. Der  $1^\circ$ -Kollimator dient an IN1 jedoch vor allem dazu, den Untergrund niederenergetischer Neutronen zu begrenzen, während weder der Neutronenfluss noch die Auflösung der Apparatur wesentlich beeinflusst werden [Iva99]. Diese sind vielmehr von der Mosaikstruktur der Monochromatoren begrenzt, deren Winkelverteilung deutlich schmaler als  $1^\circ$  ist.

Es wurden zwei der an IN1 vorhandenen Cu-Monochromatoren bei  $E = 880 \text{ meV}$  getestet: einer ist auf den Cu(220)-Reflex justiert (Gitterebenenabstand  $d = 1.278 \text{ \AA}$ ), der andere auf den Cu(331)-Reflex ( $d = 0.829 \text{ \AA}$ ). Der dritte Monochromator (Cu(200),  $d = 1.807 \text{ \AA}$ ) konnte nicht verwendet werden. Durch seinen großen Gitterebenenabstand wären für unsere Neutronenenergien ungewöhnlich niedrige Braggwinkel nötig, welche mit der bestehenden Instrumentierung nicht eingestellt werden können [Iva99].

Der kalibrierte Monitor wurde hinter dem zweiten Loch-Kollimator plaziert. Um die Re-

flexe der Monochromatoren abzutasten, wurde das Instrument auf  $E = 0.880$  eV eingestellt, und der Monochromator um seine vertikale Achse gedreht. Die Ergebnisse für den Cu(331)- und den Cu(220)-Monochromator zeigt Abb. 3.9. Weil unter dem Bragg-Reflex ein sehr hoher Untergrund beobachtet wurde, wurde eine 1 mm dicke Platte aus Cadmium in den Strahl gestellt und das Experiment wiederholt. Wie man in der Abbildung erkennt, konnte der Untergrund dadurch fast völlig eliminiert werden, während der Bragg-Reflex nur wenig an Intensität einbüßte. Die Neutronenabsorption in Cadmium nimmt zu geringen Energien hin stark zu [Mug81]. Daher kann gefolgert werden, dass es sich um einen Untergrund niederenergetischer Neutronen handelt. Weil die Effizienz des Monitors mit sinkender Energie ebenfalls stark ansteigt, hat er den Untergrund aber übermäßig betont, welcher also nicht derart hoch ist, wie es in Abb. 3.9 den Anschein hat. Der Cu(220) scheint der geeignetere Kristall zu sein: er bringt den doppelten Fluss des Cu(331). Bei  $E = 0.88$  eV beträgt die Effizienz des Monitors  $\epsilon = 1.12 \cdot 10^{-5}$ , seine Eintrittsöffnung hat den Durchmesser  $\varnothing = 10$  mm. Nach Anpassen einer Gauss-Kurve an den Bragg-Reflex findet man im Maximum 1.7 Neutronen/s, woraus sich ein Fluss von  $1.9 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  ergibt.

Mit dem Monitor wurde der Fluss an verschiedenen Positionen innerhalb des  $45 \text{ mm} \times 36 \text{ mm}$  großen Strahles gemessen. Im Mittel über den ganzen Strahl findet man etwa 60% des Flusses im Zentrum, so dass man angeben kann:

$$f(880 \text{ meV}) = 1.1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (3.9)$$

Eine Goldfolien-Aktivierung wurde nur mit dem Cu(331) durchgeführt, es wurde  $f = 1.2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  bestimmt. Aus dem Braggpeak ergeben sich für die gleiche Situation  $7.2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Es zeigt sich hier die Schwierigkeit, den Neutronenfluss genau zu messen. Die Messung mit der Goldfolie hat den Nachteil, dass für  $^{197}\text{Au}$  bei  $E = 5$  eV eine mächtige Resonanz auftritt ( $\sigma > 25000$  barn). Da sich sowohl der Messplatz des IN1 als auch die heiße Quelle beide vergleichsweise nahe am Reaktorkern befinden, scheint es nicht unwahrscheinlich, dass eine geringe Kontamination nicht-thermalisierter Neutronen im Bereich dieser Resonanz vorhanden ist. Diese würden von der Goldfolie fast vollständig absorbiert werden und so deren Aktivität künstlich nach oben treiben. Der IN14-Monitor wurde jedoch schon an diversen Strahlen verwendet, auch an solchen die sich am Ende eines langen Neutronenleiters befinden. Größere Diskrepanzen zum angegebenen Kalibrationswert wurden jedoch nie beobachtet [Bro99]. Die Messung mit dem Monitor sollte daher vertrauenswürdig sein und stellt mit dem niedrigeren Fluss den ungünstigsten Fall dar.

Mit beiden Monochromatoren wurde ferner die p-Wellenresonanz von  $^{139}\text{La}$  durchgemessen (Abb. 3.10 links). Man erkennt in beiden Fällen keinen wesentlichen Unterschied, d. h. der größere Fluss des Cu(220) ist im Rahmen der Resonanzbreite nicht mit einer schlechteren Energieauflösung erkauft worden.

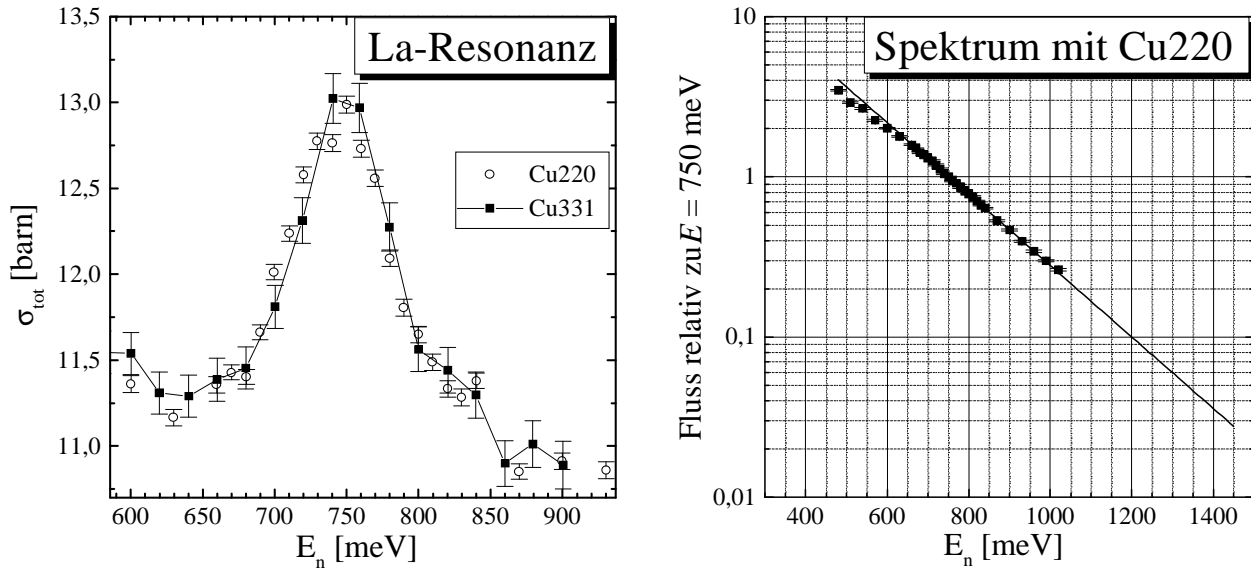


Abbildung 3.10: Links: mit beiden Monochromatoren wurde die p-Wellenresonanz von Lanthan aufgenommen; es zeigt sich kein wesentlicher Unterschied. Rechts: auch an IN1 fällt das Neutronenspektrum mit zunehmender Energie stark ab. Die eingetragenen Messfehler sind statistisch.

Wie der Fluss von der Energie abhängt ist in Abb. 3.10 rechts gezeigt. Diese Kurve wurde mit dem Cu(220) und dem Detektor von IN1 aufgenommen (dieser ist identisch zu dem von D3, s. letztes Kapitel). Sie ist auf die energieabhängige Detektoreffizienz korrigiert und auf den Fluss bei  $E = 0.75$  eV normiert.

Um aus den gemessenen Flüssen eine Strahlzeitabschätzung für eine Messung der paritätsverletzenden Spinrotation in  $^{81}\text{Br}$  abzuleiten, benötigt man zunächst die Neutronenrate  $r$ , welche zum Detektor gelangt. Neben dem gemessenen Neutronenfluss gehen folgende Größen ein:

- Der Detektor misst  $\varnothing=5$  cm und die  $^3\text{He}$ -NSF Zellen können gleich groß gebaut werden. Ein Strahl mit  $\varnothing=4$  cm, das entspricht einer Querschnittsfläche  $S = 12.5 \text{ cm}^2$ , ist daher nutzbar.
- Für die Transmission des Bromes kann  $T_{Br} = 0.15$  veranschlagt werden ( $\approx \exp(-2)$ , s. Anhang C).
- Die Glas-Transmission der Filterzellen wird mindestens  $T_{Glass} = 0.95$  betragen. (Es ist vorgesehen Quarzglas zu verwenden.)
- Eine Relaxationszeit für die  $^3\text{He}$ -Polarisation von  $T_1 = 70$  h erscheint derzeit realistisch. Diese setzt sich aus einem Erfahrungswert von 120 h für die Wandrelaxtion und aus der dipolaren Relaxation für eine mit 4.5 bar gefüllte Zelle zusammen. Ferner

kann eine anfängliche Helium-Polarisation von 50% angesetzt werden. Im Mittel über eine Einsatzdauer von 24 h findet man für eine unter diesen Bedingungen optimierte Filterdicke eine Gastransmission von  $\bar{T}_{3He} = 0.21$  und eine Polarisier-/Analysestärke  $\bar{A} = 0.65$ .

Als Zählrate im Detektor kann man daher erwarten:

$$r = f(880 \text{ meV}) \cdot S \cdot T_{Br} \cdot (T_{Glas} \cdot \bar{T}_{3He})^2 = 7760 \text{ s}^{-1}. \quad (3.10)$$

Für die Messung des Spinrotationswinkels  $\phi$  benötigt man zwei Polarisationsmessungen: mit parallelem Polarisator-Analysator-Paar erhält man die große Komponente  $P_{\parallel}$ . In gekreuzter Stellung detektiert man die kleine Komponente  $P_{\perp}$ . Man erhält:

$$\begin{aligned} \phi &\approx \tan \phi = \frac{P_{\perp}}{P_{\parallel}} \\ \Delta\phi &= \sqrt{\left(\frac{\Delta P_{\perp}}{P_{\parallel}}\right)^2 + \left(\frac{P_{\perp}}{P_{\parallel}}\right)^2 \left(\frac{\Delta P_{\parallel}}{P_{\parallel}}\right)^2} \approx \left(\frac{\Delta P_{\perp}}{P_{\parallel}}\right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

Der zweite Term unter der Wurzel kann wegen  $P_{\perp}/P_{\parallel} = \phi \approx 10^{-3}$  vernachlässigt werden. Der Fehler von  $P_{\perp}$  ergibt sich aus Gln. (2.4, 2.5) und Fehlerfortpflanzung mit  $\Delta I_{\pm} = \sqrt{I_{\pm}}$  zu:

$$\begin{aligned} \Delta P_{\perp} &= \frac{\sqrt{1 - (P_{\perp} \cdot A)^2}}{A \sqrt{2N_0}} \approx \frac{1}{A \sqrt{2N_0}} \\ \Rightarrow \Delta\phi &= \frac{1}{A P_{\parallel} \sqrt{2N_0}}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Für die Messung müssen *zwei* Zählraten  $I_+$  und  $I_-$  bestimmt werden, so dass man nicht  $N_0$  sondern  $2N_0$  Neutronen zählen muss. ( $N_0$  wie in Gln. (2.4, 2.5)). Daher hängt  $N_0$  wie folgt mit der Messzeit  $t$  und der Neutronenrate  $r$  zusammen:  $2N_0 = r t$ . Die Messzeit zur Bestimmung des Polarisationsproduktes  $P_{\parallel} \cdot A$  (Normierungsmessung) kann vernachlässigt werden, da es sich um ein vergleichsweise großes Signal handelt, welches in kürzester Zeit mit kleinem relativen Fehler bestimmt ist.

So findet man schließlich für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis in Abhängigkeit von der Messzeit  $t$ :

$$\frac{S}{R} = \frac{\phi}{\Delta\phi} = \phi A P_{\parallel} \sqrt{2N_0} = \phi A P_{\parallel} \sqrt{r t}. \quad (3.13)$$

Für  $P_{\parallel}$  und  $A$  setzt man den zeitlichen Mittelwert  $\bar{A} = 0.65$  für die Polarisier-/Analysestärke der beiden  $^3\text{He}$ -NSF ein. Um die Signatur der Dispersionskurve nachzuweisen, sollte man mindestens 5 Messpunkte aufnehmen: zwei in den beiden Extrema der Kurve, einen am Nulldurchgang und zwei weitere, die links und rechts weit außerhalb der Resonanz liegen. Es sollte ein statistischer Fehler erreicht werden, der in den Extrema einem

$E$ [eV]	Fluss rel. zu 0.88 eV	Messzeit für $S/R = 7$
0.3	$\approx 15$	0.66 h
0.77	1.76	5.6 h
0.88	1	10 h
0.99	0.57	17 h
1.2	0.196	50 h
1.35	0.090	109 h
1.5	0.041	240 h

Tabelle 3.1: Messzeitaufwand für eine Spinrotationsmessung an Brom mit dem neuen Polarimeter. Im unteren Teil sind mehrere Vorschläge für einen Messpunkt hoher Energie aufgeführt. Die Messzeiten wurden für ein  $S/R = 7$  in den Extrema der Dispersionskurve bei  $E = 0.77$  eV und  $E = 0.88$  eV mit  $|\phi| = 10^{-3}$  berechnet.

Signal-zu-Rauschverhältnis ( $S/R$ ) = 7 entspricht. Aus Gl. (3.13) und dem rasch abfallenden Spektrum Abb. 3.10 ergibt sich der Messzeitaufwand, der für verschiedene Messpunkte in Tabelle 3.1 zusammengestellt ist. Die p-Wellenresonanz von Brom ist  $\approx 220$  meV breit [Pet97], so dass man bei  $E = 0.77$  eV und  $E = 0.99$  eV die beiden Extremstellen mit  $|\phi| = 10^{-3}$  erwartet. Bei  $E = 0.3$  eV und  $E = 1.5$  eV ist die Dispersionskurve auf etwa  $1/3$  abgefallen. Im unteren Teil der Tabelle sind mehrere Punkte mit hoher Energie vorgeschlagen; der Punkt mit 1.5 eV ist angesichts der knappen Ressource Strahlzeit kaum erreichbar. Eine Messung bei 1.35 eV scheint hingegen noch realistisch, dort hat man noch 45% des maximalen Signals. Für die so ausgewählten fünf Messpunkte benötigt man insgesamt 143 h  $\approx 6$  d. Inklusive eines Sicherheitsfaktors und um eventuelle Schwierigkeiten und Ausfallzeiten auszugleichen, sollte man 2 Wochen Strahlzeit vorsehen.

An der Stelle der p-Wellenresonanz von La ( $E = 0.75$  eV) ist, wie aus dem Spektrum (Abb. 3.10 rechts) ersichtlich, der Fluss  $2\times$  größer als bei  $E = 0.88$  eV und die dort zu erwartende Rate beträgt  $2 \times r \approx 15500$  s $^{-1}$ . Während der im letzten Kapitel vorgestellten Messung beobachtete man eine Rate von  $\approx 4000$  s $^{-1}$ . Das Ersetzen des CoFe-Kristalls durch die Kombination Cu(220)-Monochromator plus  $^3\text{He}$ -NSF wird daher lediglich eine Steigerung der Zählraten auf höchstens das Vierfache bewirken. Die Messung in der p-Wellenresonanz ist also nach wie vor statistisch begrenzt. Um auf die  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung in  $^{139}\text{La}$  sensitiv zu werden, muss die Statistik deutlich gesteigert werden. Im folgenden Abschnitt soll ein kurzer Ausblick gegeben werden, welche Möglichkeiten hierfür noch verbleiben.

## 3.4 Möglichkeiten zur Steigerung des Neutronenflusses

Am Neutronenreaktor wird der größte Teil der Neutronen verschenkt: durch den Einsatz von Braggkristallen wird jeweils nur ein schmaler Bereich des Neutronenspektrums herausgeschnitten. Auch bei einem Kupferkristall liegt die Reflektivität in unserem Energiebereich bei wenigen Prozent [Lel99], weshalb selbst von den „guten“ Neutronen der überwiegende Teil nicht genutzt wird. Würde man hinter die Neutronenquelle einen Chopper installieren und mit Flugzeitmethoden arbeiten, so würden die meisten Neutronen ebenfalls abgeblockt. Während den Flussmessungen ist eine Idee zur Überwindung dieser Einschränkungen entstanden [Hei99], welche an dieser Stelle näher untersucht werden soll.

Bei der  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung will man vor allem die Existenz des Effektes beweisen; es würde daher Sinn machen auf die Energieauflösung zu verzichten und ein integrales Signal nachzuweisen. Hierfür eignet sich insbesondere der Dichroismus. Die Dispersionskurve der Spinrotation beinhaltet sowohl positive als auch negative Werte, was bei einer integralen Messung eine Unterdrückung des Signales bewirkt. Benötigt wird ein Neutronenspektrum, welches nur Neutronen mit Energien um die p-Wellen-Resonanz aufweist. Dieses könnte durch ein Bandpass-Energiefilter für Neutronen präpariert werden. Auf folgende Weise kann ein solches Filter hergestellt werden.

Es gibt eine Reihe von Nukliden, welche für Neutronen mit Energien unter 1 eV starke Resonanzen aufweisen. Ihre totalen Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 3.11 zusammengestellt [Mug81, www00]. Es ist bereits der effektive Wirkungsquerschnitt für die natürliche Isotopenzusammensetzung des jeweiligen Elementes aufgetragen. Die vertikale Linie deutet die Resonanzenergie von  $^{139}\text{La}$  an, nur dort sollte das Filter transmittieren. Mit einer geeigneten Kombination der verschiedenen Elemente entsteht ein Filter mit der in Abb. 3.12 links gezeigten Transmissionskurve. Diese steigt bei 0.75 eV auf 20% an. Die Massenbelegung der verwendeten Materialien ist in Tab. 3.2 zusammengestellt. Die Transmissionskurve muss schließlich mit dem Neutronenspektrum multipliziert werden, um das vom Filter transmittierte Spektrum zu erhalten (Abb. 3.12 rechts). Eine angepasste Gaußkurve liefert eine Mittenenergie von 0.751 eV und eine Breite (FWHM) von 0.135 eV. Dies ist dreimal breiter als die p-Wellenresonanz in  $^{139}\text{La}$  ( $\Gamma \approx 0.045$  eV), jedoch konnte mit den von der Natur angebotenen Neutron-Kern-Resonanzen keine bessere Lösung gefunden werden.

Es wurden zwei verschiedene Neutronenspektren zu Grunde gelegt: bei einem reinen Maxwellspektrum mit der Temperatur von 2000 K sind zu höheren Energien hin keine nennenswerten Beiträge mehr vorhanden. Anders sieht der Fall aus, wenn man einen nicht-thermalisierten  $1/E$ -Ausläufer hinzunimmt. Hierfür wurde das im letzten Kapitel eingeführte Modellspektrum und die daran angepassten Parameter verwendet. Nun setzt sich das trans-

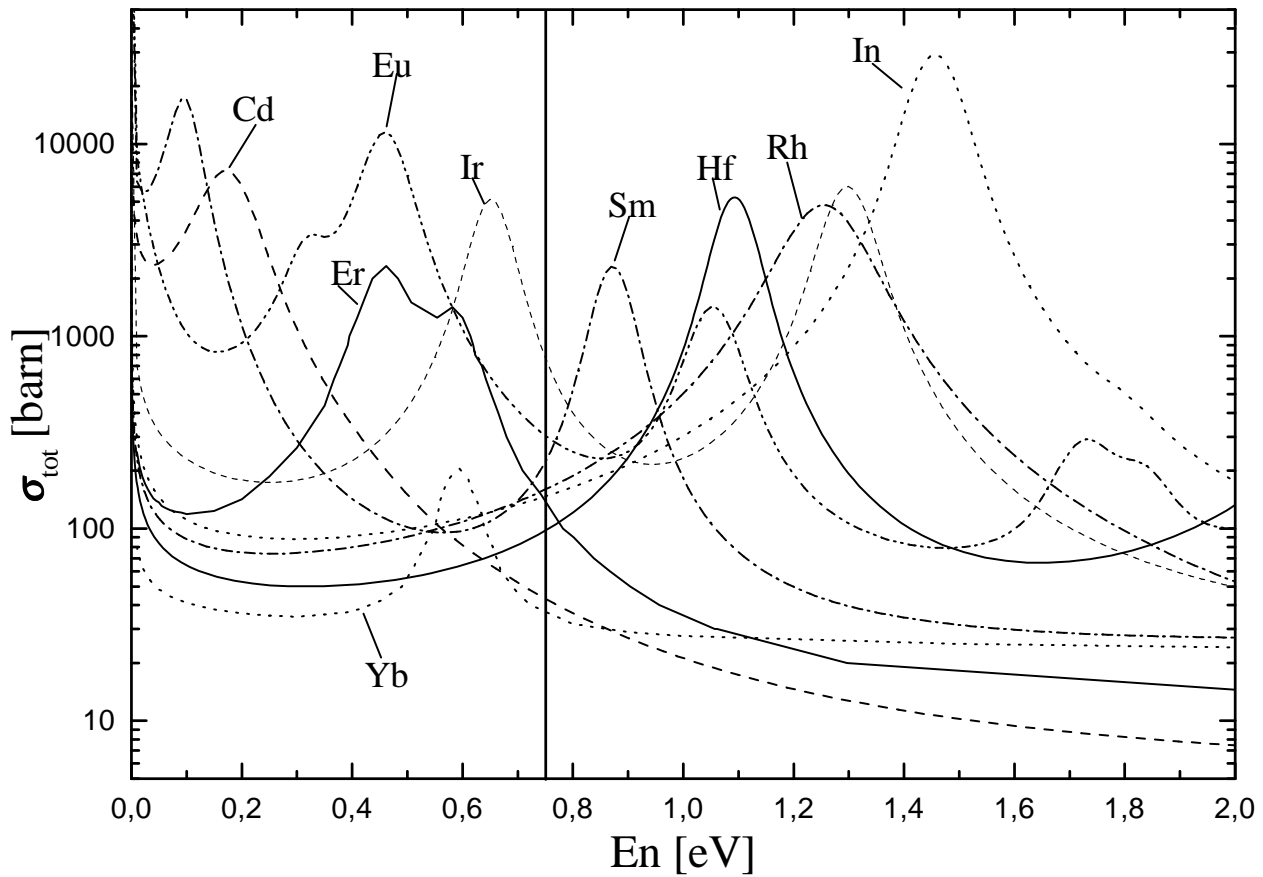


Abbildung 3.11: Totale Wirkungsquerschnitte der Elemente mit bedeutenden Neutronenresonanzen unter 1 eV. Es ist eine natürliche Isotopenzusammensetzung angenommen.

Element	Dicke [mm]	Massenbelegung [g/cm <sup>2</sup> ]	Oxid	Massenbelegung des Oxides [g/cm <sup>2</sup> ]
Hf	0.96	1.28	HfO <sub>2</sub>	1.51
Cd	2.03	1.75	CdO	2.00
Er	0.604	0.547	Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.626
Ir	0.0404	0.0915	IrO <sub>2</sub>	0.107
Sm	0.305	0.230	Sm <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.267
Eu	0.173	0.0908	Eu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.1052
Yb	0.259	0.180	Yb <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.206

Tabelle 3.2: Massenbelegung der im Energiefilter vertretenen Materialien in Element- und Oxidform.

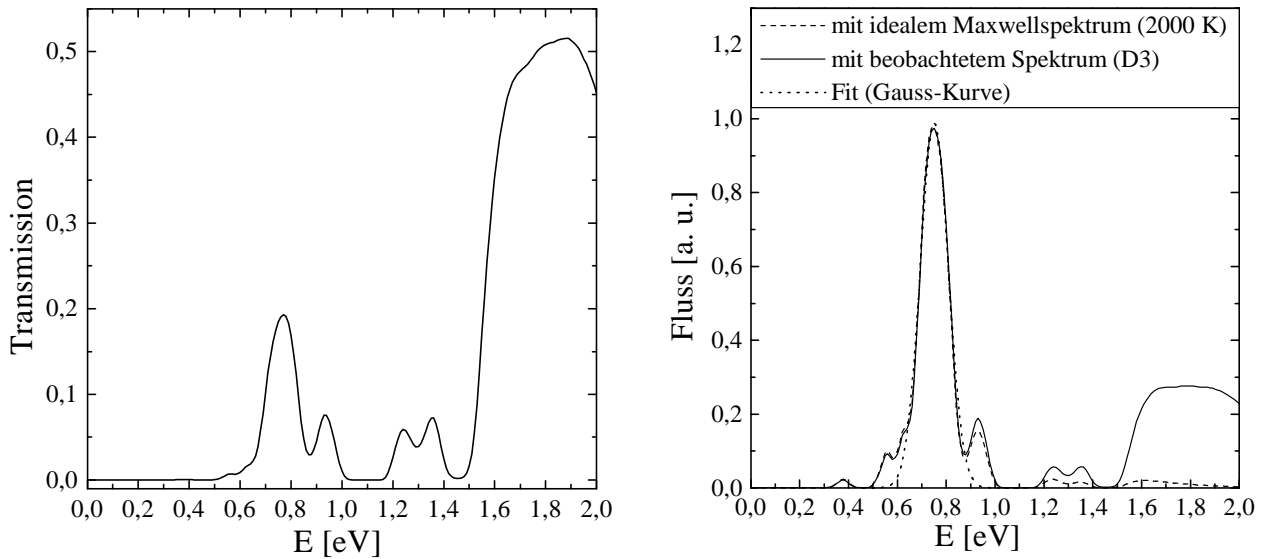


Abbildung 3.12: Links: Transmissionskurve des Bandpassfilters. Rechts: Nach Multiplikation mit dem Neutronenspektrum ergibt sich das vom Filter transmittierte Spektrum. Das Verhalten bei höheren Energien hängt wesentlich von der genauen Form des initialen Neutronenspektrums ab (Durchgezogene und gestrichelte Linie, siehe Text). Die gepunktete Linie ist eine angepasste Gaußkurve.

mittierte Spektrum auch noch für  $E > 1.5$  eV fort. Da in diesem Bereich jedoch keine Flüsse gemessen wurden, sollte ein Testexperiment entscheiden, welcher Fall zutrifft. Ein solches wurde von unserer Gruppe ins Auge gefasst.

Die in Tab. 3.2 aufgeführten Materialien sind als Folien recht teuer; Preisanfragen ergaben, dass sich der Gesamtpreis auf etwa 15000,- DM belaufen würde. Außerdem sind einige der Elemente an Luft und/oder in Kontakt mit Feuchtigkeit instabil, oder mechanisch schwer zu bearbeiten. Daher ist es sinnvoller die in der Tabelle aufgelisteten Oxide in Pulverform zu verwenden. Hierfür müssen rund 2000,- DM aufgewendet werden, wobei im Rahmen der Mindestabnahmemengen schon mehrere Filter hergestellt werden können. Die Massenbelegung ließe sich präzise durch eine Feinwaage bestimmen, die einzelnen Zutaten müssten gut vermischt in eine Form gepresst werden.

Sauerstoff hat einen relativ konstanten Wirkungsquerschnitt von  $\approx 3$  barn, für ein aus Oxiden bestehendes Filter senkt dies die Transmission um lediglich 7%. Cadmium sollte wegen seiner großen Giftigkeit (Schwermetall!) besser als Blech verwendet werden, die übrigen Oxide bilden dann eine Schicht von unter 1 mm aus. Eine derart dünne Schicht ist schwierig zu handhaben. Helfen kann ein Trägermaterial aus Si0-Pulver, für welches man bei einer Schichtdicke von 5 mm eine Transmission von 93% berechnet ( $\sigma \approx 2$  barn für Silizium).

Die Auflösung des Cu(220)-Monochromators kann aus der gemessenen Breite der La-

p-Wellenresonanz in Abb. 3.10 abgeschätzt werden, diese beträgt rund 75 meV. Mit der tabellierten Resonanzbreite für La (0.045 meV, [Mug81]) und unter der Annahme, dass sich die Auflösung und die Breiten quadratisch addieren, findet man für den Cu(220) eine Energieauflösung von  $\Delta E = 60$  meV. Verglichen mit dem Bandpassfilter ist dies sogar noch besser an die Resonanzbreite angepasst. Das Integrationsverhalten des Filters kann daher keine wirkliche Verbesserung bringen. Es bleibt lediglich ein Gewinn gegenüber der geringen Reflektivität des Monochromators von vermutlich wenigen Prozent. Verglichen mit der Filtertransmission von 20% kann durch den Einsatz eines Bandpass-Energie-Filters ein Gewinn von vielleicht einer Größenordnung erreicht werden. Da die absolute Reflektivität der Kupfer-Monochromatoren jedoch nicht genau bekannt ist, sollte das Bandpassfilter auf jeden Fall getestet werden.

Langfristig könnte es Sinn machen vom Reaktor an eine Spallationsquelle umzuziehen. Gegenwärtig ist eine europäische Spallationsquelle in der Planung (kurz ESS für European Spallation Source), welche denselben integralen Fluss wie der Reaktor des ILL erzeugen soll. Bei einer derartigen Einrichtung wird ein Protonenstrahl auf ein Target geschossen, in welchem die Neutronen durch die Zertrümmerung von Atomkernen freigesetzt werden. Mit dieser Technik könnte es leichter sein, Neutronen mit Energien um 1 eV zu erzeugen, da man direkt auf die Neutronenquelle schauen kann. An Reaktoren wird dies wegen der hohen Strahlenbelastung vermieden. Wegen der Breitbandigkeit der  $^3\text{He}$ -NSF ist das neue Polarimeter für den Einsatz an Spallationsquellen gut geeignet. Doch bleibt abzuwarten, wann die ESS in Betrieb geht und welche Spezifikationen sie besitzen wird.

# Kapitel 4

## Detektion der $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung: Möglichkeiten und Grenzen

Es soll nun darauf eingegangen werden, auf welche Weise man mit einem polarisierten Target die  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung nachweisen könnte.<sup>1</sup> Es wird angedeutet, dass die große Schwierigkeit in der Vermeidung experimenteller Asymmetrien besteht, welche ein vermeintliches Signal hervorrufen können. Zunächst wird ein Formalismus vorgestellt, der es erlaubt die Neutronenpropagation durch das polarisierte Target zu beschreiben.

### 4.1 Dichtematrix-Formalismus

Im Zusammenhang der  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung in der Neutronenoptik wurde der hier vorgestellte Formalismus erstmals von [Lam94] auf die Propagation eines Neutrons durch eine polarisierte Probe angewandt.

Ein Neutronenstrahl mit Polarisation  $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$  stellt ein statistisches Ensemble dar, welches durch eine Dichtematrix

$$\rho_p = \begin{pmatrix} (1 + p_x)/2 & p_x/2 - i p_y/2 \\ p_x/2 + i p_y/2 & (1 - p_x)/2 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

beschrieben wird. Eine Wechselwirkung  $H$  erzeugt eine Zeitenwicklung der Dichtematrix, welche man quantenmechanisch mit einem Zeitentwicklungsoperator  $U(t) = \exp(-i\frac{t}{\hbar}H)$  behandelt, wobei  $\rho(t) = U(t)^\dagger \rho(0) U(t)$  ist. Benötigt wird  $U(t)$  daher in einer Darstellung als  $2 \times 2$  Matrix; für ein polarisiertes Target lässt sich  $U(t)$  wie folgt bestimmen.

Im effektiven Potential aus Gl. (1.2) schreibt man den Neutronenspin in Form der Pauli-

---

<sup>1</sup>Erste polarisierte <sup>139</sup>La Targets sind bereits entwickelt worden, siehe z. B. [Hau00].

Matrizen  $\hat{\vec{s}} = \frac{1}{2}\vec{\sigma} = \frac{1}{2}(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  mit

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

und erhält so:

$$\begin{aligned} V_{eff} &= A \hat{e} + \sigma_x \frac{1}{2} (p_t I B I_x + C k_x + p_t I D (\vec{k} \times \vec{I})_x) \\ &+ \sigma_y \frac{1}{2} (p_t I B I_y + C k_y + p_t I D (\vec{k} \times \vec{I})_y) \\ &+ \sigma_z \frac{1}{2} (p_t I B I_z + C k_z + p_t I D (\vec{k} \times \vec{I})_z) \\ &= A \hat{e} + \vec{\sigma} \bullet \underbrace{\vec{b}} \end{aligned} \quad (4.3)$$

$\hat{e}$  steht für die  $2 \times 2$  Einheitsmatrix. Für  $U(t)$  ergibt sich nun durch Ausführen der Exponation (siehe hierzu z. B. [Sak94], Kap. 3.2) folgende  $2 \times 2$ -Matrix:

$$\begin{aligned} U(t) &= \exp(-i \frac{t}{\hbar} V_{eff}) = \exp(-i A') \cdot \left( \cos(q) \hat{e} - i \vec{\sigma} \bullet \vec{b}' \frac{\sin(q)}{q} \right) \\ &= \exp(-i A') \cdot \begin{pmatrix} \cos(q) - i b'_z \frac{\sin(q)}{q} & -i b'_x \frac{\sin(q)}{q} - i b'_y \frac{\sin(q)}{q} \\ -i b'_x \frac{\sin(q)}{q} + i b'_y \frac{\sin(q)}{q} & \cos(q) + i b'_z \frac{\sin(q)}{q} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.4)$$

mit  $q = \sqrt{\vec{b}' \bullet \vec{b}'}$ . Die gestrichenen Größen wurden lediglich definiert, um eine Reihe von Vorfaktoren nicht explizit mitführen zu müssen. Es gelte hier und im Folgenden:

$$(A', B', C', D', \vec{b}') = \frac{t}{\hbar} (A, p_t I B, C, p_t I D, \vec{b}). \quad (4.5)$$

Man sollte sich aber darüber bewusst sein, dass  $B'$  und  $D'$  die Targetpolarisation  $p_t$  beinhalten.

Die Wechselwirkung  $V_{eff}$  denkt man sich für die Zeitdauer  $t$  eingeschaltet, während der sich das Neutron in der Probe befindet; vorher und hinterher sei  $V_{eff} = 0$  und damit  $U(t) \equiv \hat{e}$ . Daher ersetzt man:  $t = l/v = ml/p = ml/\hbar k$ , wobei  $l$  für die Probenlänge und  $m, v, p, k$  für Masse, Geschwindigkeit, Impuls und Wellenzahl des Neutrons stehen. Diese Betrachtungsweise ist nur richtig, wenn Reflexionen an der Probenoberfläche vernachlässigt werden können. Weil die Potentialterme von  $V_{eff}$  auch im Vergleich zu thermischen Neutronenenergien noch äußerst klein sind (typischerweise  $10^{-8}$ - $10^{-7}$  eV), ist diese Näherung für unsere Zwecke immer zulässig. Daher ist es ausreichend die Neutronenpropagation nur im Spinraum zu betrachten.

Auch die Wirkung des Analysators lässt sich durch eine  $2 \times 2$  Matrix  $\mathcal{A}$  beschreiben; wenn der Strahl zuerst die Probe und dann den Analysator passiert hat, so ergibt sich:

$$\rho' = \mathcal{A}^\dagger U(t)^\dagger \rho_p U(t) \mathcal{A}. \quad (4.6)$$

Die Zählrate  $N$ , oder besser gesagt die Anzahl der Neutronen im Ensemble, wird im Dichtematrix-Formalismus durch Spurbildung bestimmt:

$$N = \text{tr}(\rho') = \text{tr}(\mathcal{A}^\dagger U(t)^\dagger \rho U(t) \mathcal{A}) = \text{tr}(\mathcal{A} \mathcal{A}^\dagger U(t)^\dagger \rho U(t)). \quad (4.7)$$

Im letzten Schritt wurde verwendet, dass für zwei Matrizen  $A, B$  gilt:  $\text{tr}(AB) = \text{tr}(BA)$ .

$\mathcal{A} \mathcal{A}^\dagger$  kann aber durch einen einfacheren Ausdruck ersetzt werden. Wendet man  $\mathcal{A}$  auf den unpolarisierten Strahl  $\rho = \frac{1}{2} \hat{e}$  an, so wird dieser mit der Analysierstärke des Analysators polarisiert; für  $\mathcal{A} \mathcal{A}^\dagger$  folgt aus dieser Überlegung:

$$\mathcal{A}^\dagger \frac{1}{2} \hat{e} \mathcal{A} = t_A \rho_a \Leftrightarrow \mathcal{A}^\dagger \mathcal{A} = 2 t_A \rho_a \quad (4.8)$$

$\rho_a$  sei analog zu Gl. (4.1) definiert, der Polarisationsvektor  $\vec{p}$  ist durch die Analysierstärke  $\vec{a} = (a_x, a_y, a_z)$  ersetzt.  $t_A \leq 1$  steht für die endliche Analysatortransmission, welche man auf die folgende Weise herleitet. Für den Betrag der Analysierstärke  $a = |\vec{a}|$  gilt allgemein:

$$a = \frac{T_+ - T_-}{T_+ + T_-} \quad (4.9)$$

wobei  $T_+$  ( $T_-$ ) die Transmission von Neutronen mit Spins parallel (antiparallel) zu Analysatorachse bezeichnet. In diesem Kapitel wird ein idealer Analysator angenommen. Das bedeutet, dass nur die antiparallelen Spins unterdrückt werden ( $T_- < 1$ ), während  $T_+ = 1$  ist und somit gilt:

$$a = \frac{1 - T_-}{1 + T_-} \Leftrightarrow T_- = \frac{1 - a}{1 + a}. \quad (4.10)$$

Für die Transmission eines idealen Analysators findet man auf diese Weise:

$$t_A = \frac{1}{2}(T_+ + T_-) = \frac{1}{1 + a}. \quad (4.11)$$

Durch Nachrechnen gemäß Gl. (4.8) überprüft man leicht, dass

$$\mathcal{A} = \begin{pmatrix} \alpha + \hat{a}_z \beta & \beta(\hat{a}_x - i\hat{a}_y) \\ \beta(\hat{a}_x + i\hat{a}_y) & \alpha + \hat{a}_z \beta \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

mit  $\alpha = \frac{1}{2} \left( 1 + \sqrt{\frac{1-a}{1+a}} \right)$

und  $\beta = \frac{1}{2} \left( 1 - \sqrt{\frac{1-a}{1+a}} \right)$

die richtig Wahl für  $\mathcal{A}$  ist.  $(\hat{a}_x, \hat{a}_y, \hat{a}_z)$  sei der Einheitsvektor in Richtung der Analysierstärke.

Es gilt offenkundiger Weise:  $\mathcal{A} = \mathcal{A}^\dagger$ , d. h.  $\mathcal{A} \mathcal{A}^\dagger = \mathcal{A}^\dagger \mathcal{A} = 2\rho_a/(1+a)$ . Daher kann die Zählrate nun wie folgt geschrieben werden:

$$N = \text{tr} \left( \frac{2}{1+a} \rho_a U(t)^\dagger \rho_p U(t) \right). \quad (4.13)$$

Diese Beziehung bildet die Grundlage für den Rest dieses Kapitels. Will man die Rechnung auf einen einfallenden unpolarisierten Strahl normieren, so muss noch ein Faktor  $\frac{1}{1+p}$  für die Polarisatortransmission hinzugefügt werden.

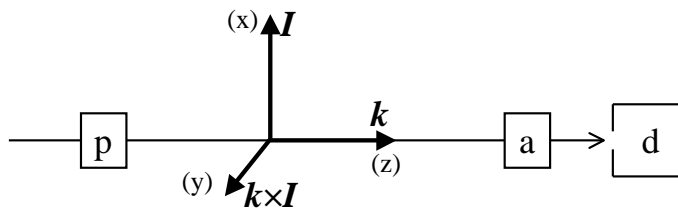


Abbildung 4.1: Schema zum Nachweis der  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung. p,a: Polarisator und Analysator; d: Detektor

## 4.2 $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung an einer idealen Anordnung

Bevor auf die experimentellen Probleme eingegangen wird, soll zunächst untersucht werden, wie man die Zeitumkehrverletzung an einer idealen Anordnung nachweisen kann. Hierzu existieren zwar schon mehrere Arbeiten [Kab82, Sto86, Kab88, Kab89, Ser93], welche sich alle jeweils nur auf wenige Fälle konzentrieren; jedoch wird nirgends eine einheitliche Herleitung und halbwegs vollständige Zusammenstellung aller prinzipiellen Messmöglichkeiten gegeben.

Zu diesem Zweck lege man sich auf die in Abb. 4.1 gezeigte Anordnung von Neutronenimpuls  $\vec{k} = (0, 0, 1)$  und Kernspinpolarisation  $\vec{I} = (1, 0, 0)$  fest, so dass  $\vec{k} \times \vec{I} = (0, 1, 0)$  ist; damit hat man eine orthogonale Anordnung der drei Bezugsachsen von  $V_{eff}$ . In diesem Fall gilt nach Gl. (4.3) einfach:

$$\vec{b}' = \frac{1}{2}(B', C', D'). \quad (4.14)$$

Die einzige nicht-ideale Annahme sei im Moment, dass Polarisierstärke  $p$  und Analysierstärke  $a$  voneinander verschieden und  $p, a < 1$  sein dürfen. Jede der drei Achsen  $\vec{I}$ ,  $\vec{k}$  und  $(\vec{k} \times \vec{I})$  kann als Referenzachse aufgefasst werden, bezüglich der man einen Dichroismus und eine Spinrotation messen kann. In Tab. 4.1, welche nun ausführlich diskutiert wird, sind diesbezüglich alle möglichen Fälle zusammengestellt.

In der ersten Spalte findet man die Referenzachse, die zweite Spalte gibt an, entlang welcher Achsen Polarisator  $\vec{p}$  und Analysator  $\vec{a}$  wirken. Sind  $\vec{a}$  und  $\vec{p}$  beide parallel zur Referenzachse, so wird ein Dichroismus gemessen; sind sie sowohl untereinander als auch zur Referenzachse senkrecht ausgerichtet, so misst man eine Spinrotation (vgl. Abb. 1.1!). In Analogie zur Paritätsverletzung am unpolarisierten Target erwartet man, dass im ersten Fall ein Imaginärteil und im zweiten Fall ein Realteil auftritt. Es ergeben sich insgesamt neun Fälle, für jeden wurde gemäß Gl. (4.13) die Zählrate  $N_{++}$  berechnet. Diese beschreibt das Messergebnis, wenn  $\vec{p}$  und  $\vec{a}$  in *positiver*  $\hat{x}$ -,  $\hat{y}$ - bzw.  $\hat{z}$ -Richtung weisen und findet sich in der dritten Spalte.

In der vierten Spalte ist gezeigt, nach welchem Schema man aus mehreren Zählraten die  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung extrahiert. Die Indizes  $\pm$  deuten an, ob Polarisator und Analysator für die jeweilige Zählrate parallel oder antiparallel zu der in Spalte 2 aufgeführten Achse orientiert

1	2	3	4	5
Achse	$\vec{a}$	$N_{ap} = N_{++} = \text{tr}(2aU^\dagger \rho U) \cdot \left(\exp(2\mathfrak{S}(A')) \frac{1}{1+a} \frac{1}{1+p}\right)^{-1}$	Messvorschrift	Resultat
1	$\hat{x}$	$( \gamma ^2 +  \tilde{B} ^2 +  \tilde{D} ^2 +  \tilde{C} ^2) + ap( \gamma ^2 +  \tilde{B} ^2 -  \tilde{D} ^2 -  \tilde{C} ^2) + 2(p-a)\mathfrak{S}(\tilde{D}^*\tilde{C}) - 2(p+a)\mathfrak{S}(\tilde{B}^*\gamma)$	$(N_{+-} - N_{-+})$	$(+4(a+p)\mathfrak{S}(\tilde{D}^*\tilde{C}) - 4(p-a)\mathfrak{S}(\tilde{B}^*\gamma))$
2	$\hat{x}$	$( \gamma ^2 +  \tilde{B} ^2 +  \tilde{D} ^2 +  \tilde{C} ^2) + 2ap(\mathfrak{R}(\tilde{D}^*\tilde{C}) - \mathfrak{R}(\tilde{B}^*\gamma)) + 2a(-\mathfrak{S}(\tilde{C}^*\gamma) - \mathfrak{S}(\tilde{B}^*\tilde{D})) + 2p(-\mathfrak{S}(\tilde{B}^*\tilde{C}) - \mathfrak{S}(\tilde{D}^*\gamma))$	$(N_{++} - N_{+-})$ $-(N_{-+} - N_{--})$	$8ap(\mathfrak{R}(\tilde{D}^*\tilde{C}) - \mathfrak{R}(\tilde{B}^*\gamma))$
3	$\hat{x}$	$( \gamma ^2 +  \tilde{B} ^2 +  \tilde{D} ^2 +  \tilde{C} ^2) + 2ap(\mathfrak{R}(\tilde{D}^*\tilde{C}) + \mathfrak{R}(\tilde{B}^*\gamma)) + 2a(\mathfrak{S}(\tilde{D}^*\gamma) - \mathfrak{S}(\tilde{B}^*\tilde{C})) + 2p(\mathfrak{S}(\tilde{B}^*\tilde{D}) - \mathfrak{S}(\tilde{C}^*\gamma))$	$(N_{++} - N_{+-})$ $-(N_{-+} - N_{--})$	$8ap(\mathfrak{R}(\tilde{D}^*\tilde{C}) + \mathfrak{R}(\tilde{B}^*\gamma))$
4	$\hat{y}$	$( \gamma ^2 +  \tilde{B} ^2 +  \tilde{D} ^2 +  \tilde{C} ^2) + ap( \gamma ^2 -  \tilde{B} ^2 +  \tilde{D} ^2 -  \tilde{C} ^2) - 2(p-a)\mathfrak{S}(\tilde{B}^*\tilde{C}) - 2(p+a)\mathfrak{S}(\tilde{D}^*\gamma)$	$(N_{++} - N_{--})$	$(-4(a+p)\mathfrak{S}(\tilde{D}^*\gamma) - 4(p-a)\mathfrak{S}(\tilde{B}^*\tilde{C}))$
5	$\hat{y}$	$( \gamma ^2 +  \tilde{B} ^2 +  \tilde{D} ^2 +  \tilde{C} ^2) + 2ap(\mathfrak{R}(\tilde{C}^*\tilde{B}) - \mathfrak{R}(\tilde{D}^*\gamma)) - 2a(\mathfrak{S}(\tilde{B}^*\gamma) + \mathfrak{S}(\tilde{D}^*\tilde{C})) - 2p(\mathfrak{S}(\tilde{D}^*\tilde{B}) + \mathfrak{S}(\tilde{C}^*\gamma))$	$(N_{++} - N_{+-})$ $-(N_{-+} - N_{--})$	$+8ap(\mathfrak{R}(\tilde{C}^*\tilde{B}) - \mathfrak{R}(\tilde{D}^*\gamma))$
6	$\hat{y}$	$( \gamma ^2 +  \tilde{B} ^2 +  \tilde{D} ^2 +  \tilde{C} ^2) + 2ap(\mathfrak{R}(\tilde{D}^*\gamma) + \mathfrak{R}(\tilde{C}^*\tilde{B})) + 2a(\mathfrak{S}(\tilde{D}^*\tilde{B}) - \mathfrak{S}(\tilde{C}^*\gamma)) + 2p(\mathfrak{S}(\tilde{D}^*\tilde{C}) - \mathfrak{S}(\tilde{B}^*\gamma))$	$(N_{++} - N_{+-})$ $-(N_{-+} - N_{--})$	$8ap(\mathfrak{R}(\tilde{D}^*\gamma) + \mathfrak{R}(\tilde{C}^*\tilde{B}))$
7	$\hat{z}$	$( \gamma ^2 +  \tilde{B} ^2 +  \tilde{D} ^2 +  \tilde{C} ^2) - ap(- \gamma ^2 +  \tilde{B} ^2 +  \tilde{D} ^2 -  \tilde{C} ^2) - 2(p-a)\mathfrak{S}(\tilde{D}^*\tilde{B}) - 2(p+a)\mathfrak{S}(\tilde{C}^*\gamma)$	$(N_{+-} - N_{-+})$	$(-4(a+p)\mathfrak{S}(\tilde{D}^*\tilde{B}) - 4(p-a)\mathfrak{S}(\tilde{C}^*\gamma))$
8	$\hat{z}$	$( \gamma ^2 +  \tilde{B} ^2 +  \tilde{D} ^2 +  \tilde{C} ^2) + 2ap(\mathfrak{R}(\tilde{B}^*\tilde{D}) - \mathfrak{R}(\tilde{C}^*\gamma)) + 2a(-\mathfrak{S}(\tilde{D}^*\gamma) - \mathfrak{S}(\tilde{C}^*\tilde{B})) + 2p(-\mathfrak{S}(\tilde{B}^*\gamma) - \mathfrak{S}(\tilde{C}^*\tilde{D}))$	$(N_{++} - N_{+-})$ $-(N_{-+} - N_{--})$	$8ap(\mathfrak{R}(\tilde{B}^*\tilde{D}) - \mathfrak{R}(\tilde{C}^*\gamma))$
9	$\hat{z}$	$( \gamma ^2 +  \tilde{B} ^2 +  \tilde{D} ^2 +  \tilde{C} ^2) + 2ap(\mathfrak{R}(\tilde{B}^*\tilde{D}) + \mathfrak{R}(\tilde{C}^*\gamma)) + 2a(-\mathfrak{S}(\tilde{B}^*\gamma) + \mathfrak{S}(\tilde{C}^*\tilde{D})) + 2p(\mathfrak{S}(\tilde{C}^*\tilde{B}) - \mathfrak{S}(\tilde{D}^*\gamma))$	$(N_{++} - N_{+-})$ $-(N_{-+} - N_{--})$	$8ap(\mathfrak{R}(\tilde{B}^*\tilde{D}) + \mathfrak{R}(\tilde{C}^*\gamma))$

Tabelle 4.1: Übersicht der möglichen Kombinationen zum Nachweis der  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung. Man beachte die Ersetzungen aus Gl. (4.15). Details siehe Text.

sind. Mit der dritten und vierten Spalte lassen sich so die in der letzten Spalte aufgelisteten Ergebnisse gewinnen. (Für den Index „-“ ersetze man  $p \rightarrow -p$  bzw.  $a \rightarrow -a$ ). In der Tat findet man für Dichroismus-Messungen Imaginärteile (Zeilen 1, 4, 7) und für Spinrotations-Messungen Realteile (übrige Zeilen).

Um die Tabelle lesbarer zu gestalten wurden folgende Größen definiert:

$$\begin{pmatrix} \tilde{B} \\ \tilde{C} \\ \tilde{D} \end{pmatrix} = \frac{\sin(q)}{2q} \begin{pmatrix} B' \\ C' \\ D' \end{pmatrix} \\ \gamma = \cos(q) \quad (4.15)$$

Man beachte ferner, dass – wie im Kopf von Spalte 3 gezeigt – die Vorfaktoren  $(\exp(2\Im(A')) \frac{1}{1+a} \frac{1}{1+p})$  herausgezogen wurden. Die Endergebnisse müssen also abschließend noch mit diesen multipliziert werden.<sup>2</sup>

Es fällt zunächst auf, dass in keinem der Fälle der  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -verletzende Beitrag  $D$  schon eindeutig bestimmt ist, es tritt immer ein weiterer Term auf, der von  $D$  unabhängig ist; in jedem Resultat sind im Grunde noch alle Effekte vertreten. (Mit Ausnahme der spinunabhängigen Neutron-Kern-Wechselwirkung  $A$ , welche sich in einem generellen, dämpfenden Vorfaktor  $\exp(\Im(A'))$  niederschlägt.) Die Frage, wie eine eindeutige Abtrennung des „guten“ Termes erfolgen kann, sei für einen Moment zurückgestellt.

Eine weitere Beobachtung ist, dass  $D$  in verschiedenen Produkten auftritt. Dies hat Konsequenzen für die Größe des Signales. In den Fällen 1-3 ( $\hat{x}$ -Achse) erhält man das Produkt  $\tilde{D}^* \tilde{C}$  aus  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ - und  $\mathcal{P}$ -verletzendem Beitrag. Es ist direkt einsichtig, dass es sich um das Produkt zweier kleiner Größen handelt, welches verschwindend klein wird. Das  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Signal bezüglich der  $\hat{x}$ -Achse wird daher in der Praxis kaum messbar sein. Zudem wird eine Diskriminierung vom störenden Term  $\propto \tilde{B}^* \gamma$  extrem schwierig, da dieser vom spinabhängigen Teil  $B$  der starken Wechselwirkung geprägt ist und dementsprechend groß sein wird.

Weniger offensichtlich ist ein Vergleich zwischen  $\hat{y}$ -Achse (Zeile 4-6) und  $\hat{z}$ -Achse (Zeile 7-9). Hierzu muss man sich die zeitumkehrverletzenden Terme  $\tilde{D}^* \gamma$  und  $\tilde{D}^* \tilde{B}$  explizit hinschreiben (nach Rückeinsetzen von Gl. (4.15)). Dazu setze man  $\Re(B') = 0$  (warum dies im idealen Fall immer erreicht werden kann, wird weiter unten beschrieben) und beachte, dass wegen  $C' \ll B'$ ,  $D' \ll B'$  der komplexe Wert  $q$  praktisch mit  $B'$  identisch ist:

$$q = \sqrt{\vec{b}' \bullet \vec{b}'} = \frac{1}{2} \sqrt{B'^2 + C'^2 + D'^2} \approx \frac{B'}{2}. \quad (4.16)$$

Auf diese Weise erhält man:

$$\tilde{D}^* \gamma = 2D'^* \frac{\sinh(\Im(B')/2) \cosh(\Im(B')/2)}{\Im(B')}$$

<sup>2</sup>Diese können insbesondere dann relevant werden, wenn man die Ausdrücke aus der Tabelle mit den numerischen Ergebnissen der weiter unten geschilderten Simulationssoftware vergleichen will. Hier möchte man zum Gegenchecken natürlich eine exakte Übereinstimmung haben.

$$\tilde{D}^* \tilde{B} = 2D^* \frac{\sinh(\Im(B')/2) \sinh(\Im(B)/2)}{\Im(B')}. \quad (4.17)$$

Wegen  $|\cosh(x)| \geq |\sinh(x)|$  folgt unmittelbar:

$$|\tilde{D}^* \gamma| \geq |\tilde{D}^* \tilde{B}| \quad (4.18)$$

Analog folgt für die beiden unerwünschten Terme aus den Zeilen 4-6 und 7-9:

$$|\tilde{C}^* \tilde{B}| \leq |\tilde{C}^* \gamma| \quad (4.19)$$

Eine Messung bezüglich der  $\hat{y}$ -Achse sollte daher immer bevorzugt werden. Nicht nur weil der gesuchte Effekt größer (Gl. (4.18)), sondern auch weil der störende Beitrag kleiner ist (Gl. (4.19)) als bei einem Experiment mit der  $\hat{z}$ -Achse als Bezugsrichtung. Dies erscheint insofern plausibel, als  $\hat{y} = (\vec{k} \times \vec{I})$  die Achse ist, bezüglich welcher die Zeitumkehrverletzung direkt auftritt.

Eine Messung nach den Zeilen 7-9 ist indirekter Natur. Am Beispiel von Zeile 7 sei nun erklärt, wie dabei das  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Signal erzeugt wird. (Der störende Term  $\tilde{C}^* \gamma$  wird bei dieser Überlegung vernachlässigt.) Die einfallende Neutronenpolarisation liegt entlang der  $\hat{z}$ -Achse und wird vom  $\Re(D)$  um die  $\hat{y}$ -Achse ( $\propto (\vec{k} \times \vec{I})$ ) gedreht. Würde sonst nichts passieren, und bestimmt man nach dem Target den Betrag der  $\hat{z}$ -Komponente der Polarisation, so würde dieser nicht vom Vorzeichen der einfallenden Polarisation abhängen. Jedoch: der  $\Im(B)$ , d. h. die spinabhängige Absorption entlang der  $\hat{x}$ -Achse, erzeugt eine zusätzliche Polarisationskomponente in  $\hat{x}$ -Richtung, welche ebenfalls um  $\hat{y}$  gedreht wird. Nun wird man aber – in Abhängigkeit von der einfallenden Polarisationsrichtung – einen Unterschied im Betrag feststellen; genau dies macht das Signal in Zeile 7 aus.

Es mag zunächst irritieren, dass, obwohl man nach Zeile 7 einen Imaginärteil misst, der  $\Re(D)$  für den Effekt verantwortlich ist. Dazu zerlege man das Produkt  $\tilde{D}^* \tilde{B}$  in seinen Real- und Imaginärteil (es gelte nach wie vor  $\Re(\tilde{B}) = 0$ , s. u.<sup>3</sup>):

$$\tilde{D}^* \tilde{B} = \Im(\tilde{B}) \cdot \Im(\tilde{D}) + i \Im(\tilde{B}) \cdot \Re(\tilde{D}) \quad (4.20)$$

Dies bedeutet, dass bei einer Messung entlang der  $\hat{z}$ -Achse Real- und Imaginärteil der Zeitumkehrverletzung in der Tat miteinander vertauscht sind! In der Energieabhängigkeit zeigt dies sich in einer Vertauschung von Dispersions- und Lorentzkurve.<sup>4</sup>

Der Rest dieses Kapitels wird nun auf  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Experimente entlang der  $\hat{y}$ -Achse eingeschränkt, bei welchen man den Term  $\tilde{D}^* \gamma$  gemäß den Zeilen 4-6 von Tab. 4.1 bestimmen will. Daran sollen eine Reihe von experimentellen Schwierigkeiten aufgezeigt werden.

<sup>3</sup>Ferner ist dann wegen  $q \approx \frac{1}{2}i \Im(B)$  der Vorfaktor  $\sin(q)/q$  aus Gl. (4.15) rein reell und daher ein für diese Betrachtung unwichtiger Vorfaktor.

<sup>4</sup>Der  $\Im(B)$  beinhaltet den totalen, spinabhängigen Wirkungsquerschnitt. Bei <sup>139</sup>La gehen die schwach energieabhängige s-Wellenstreuung und -absorption ein. Ferner hat man die p-Wellenabsorption als lorentzförmigen Peak, der etwa einen 10%-Effekt darstellt. Die Dispersionskurve vom  $\Re(D)$  wird daher nur leicht verzerrt.

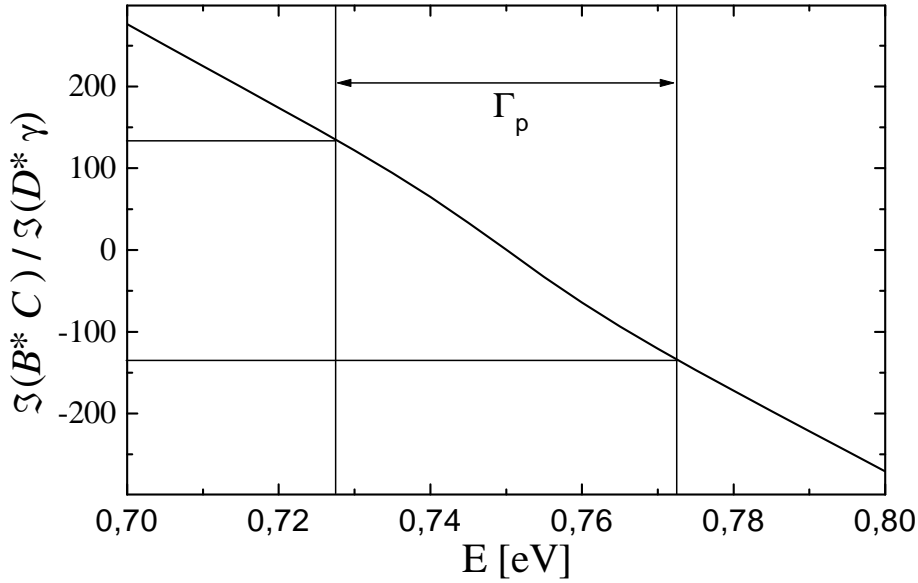


Abbildung 4.2: Verhältnis von falscher zu guter Komponente aus Zeile 4 von Tab. 4.1. Polarisier- und Analysierstärke, d. h. die Unterdrückung  $\propto ((p - a)/(p + a))$ , sind noch nicht eingerechnet.

## 4.3 Experimentelle Schwierigkeiten

An wenigen Beispielen wird dargestellt, mit welchen Problemen man in einem realistischen Experiment zu kämpfen hat, und welche Lösungsansätze es gibt. Dabei wird immer nur ein Aspekt betrachtet, während der Rest der Apparatur ideal sei; mögliche Kopplungen zwischen verschiedenen Falscheffekten wurden nicht untersucht.

### 4.3.1 Abtrennung der falschen Beiträge

In Tab. 4.1 hat die gesuchte Wechselwirkung  $D$  immer noch einen Begleitterm, welcher die Zeitumkehr-Symmetrie erhält. Es ist nun an der Zeit zu diskutieren, auf welche Weise dieser eliminiert werden könnte.

Im Dichroismus aus Zeile 4 würde dieser wegfallen, wenn  $p = a$  wäre. Jedoch werden sich Polarisator und Analysator nie völlig identisch herstellen lassen und man wird einen Rest des störenden  $\Im(\tilde{B}^*\tilde{C})$  im Signal finden. In Abb. 4.2 ist das Verhältnis  $(\Im(\tilde{B}^*\tilde{C})) / (\Im(\tilde{D}^*\gamma))$  vom „schlechten“ zum „guten“ Beitrag aufgetragen (für die p-Wellenresonanz von  $^{139}\text{La}$ , siehe Anhang E). Es ergibt sich ein fast linearer Verlauf, weil man im Wesentlichen eine Dispersionskurve durch eine Lorentzkurve teilt, der Resonanznenner herausfällt und ein Verlauf  $\propto (E - E_p)$  übrig bleibt.

Wie durch die Linien angedeutet wird, überwiegt der störende Beitrag innerhalb einer halben Resonanzbreite bereits um einen Faktor 100. Das Verhältnis  $(p - a)/(p + a)$  wird

in einem realistischen Experiment wenige Prozent betragen<sup>5</sup>. Somit liegt der Falscheffekt  $\propto ((p - a)\mathfrak{S}(\tilde{B}^*\tilde{C}))$  aus Zeile 4 der Tabelle in der Regel um einen einstelligen Faktor über dem  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -verletzenden Signal  $\propto ((p + a)\mathfrak{S}(\tilde{D}^*\gamma))$ . Allerdings könnte man noch die unterschiedliche Energieabhängigkeit ausnutzen: der dispersionsförmige Falscheffekt erfährt bei  $E = E_p$  einen Nulldurchgang, während die lorentzförmige Zeitumkehrverletzung dort maximal wird. Bei einer Mittelung um die Resonanzenergie  $E_p$  fiele der Falscheffekt weitgehend heraus.

Eine weitere Möglichkeit bestünde darin, den Polarisator mit dem Analysator zu vertauschen, z. B. indem man die Apparatur um  $180^\circ$  dreht (siehe [Sko96, Mas00] und Abschnitt 4.3.5). Wie man in Zeile 4 leicht sieht, wechselt dabei *nur* der falsche Term sein Vorzeichen und kann somit vom  $\mathfrak{S}(\tilde{D}^*\gamma)$  unterschieden werden.

Das Vertauschen von Polarisator- und Analysatorachse<sup>6</sup> scheint mir bei der Spinrotationsmessung der einzige Weg, das gesuchte Signal zu extrahieren; es ergibt sich aus einer Subtraktion von Zeile 5 und 6. Weil der störenden Beitrag diesmal lorentzförmig ist, wird er an der Resonanzenergie maximal und kann nicht durch Mittelung beseitigt werden. Den jetzt dispersionsförmigen  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$  Effekt würde man dabei sogar zerstören. Andererseits dürfte der Versuch eine kleine, dispersionsförmige Störung der Lorentzkurve als Signal zu verwenden, ein recht gewagtes Unterfangen sein.

Dass das Drehen der Apparatur auch Nachteile haben kann, wird in einem eigenen Abschnitt dargelegt (4.3.5), da ein solches Vorgehen nicht nur im hiesigen Kontext von Bedeutung ist.

### 4.3.2 Kompensation des Pseudomagnetismus

Es wurde oben mehrfach angenommen, dass man im Idealfall ein  $\Re(B) = 0$  erreichen kann. Wie dies funktioniert und warum sich gleichzeitig ein neues Problem auftut, ist Gegenstand dieses Abschnitts.

Der Beitrag  $V_B = p_t I B \vec{s} \cdot \vec{I}$  zu  $V_{eff}$  (Gl. (1.2)) sieht formell genauso aus, wie der Hamiltonian  $V_{magn} = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} = -\gamma \hbar \vec{s} \cdot \vec{H}$  für die Wechselwirkung eines Neutrons (mit gyromagnetischem Verhältnis  $\gamma$  und magnetischen Moment  $\vec{\mu}$ ) mit einem magnetischen Feld  $\vec{H}$ . Völlig analog zur Larmorpräzession in einem magnetischen Feld veranlasst der  $\Re(B)$  daher den Polarisationsvektor der Neutronen um die Richtung  $\vec{I}$  der Kernspinpolarisation zu

---

<sup>5</sup>Bei der Verwendung von  $^3\text{He}$ -NSF muss man beispielsweise von unterschiedlichen Relaxationszeiten für die  $^3\text{He}$ -Polarisation ausgehen. Effiziente Polarisatoren, deren Polarisierstärke dicht bei Eins liegt und die sich daher kaum unterscheiden könnten, stehen im Resonanzbereich ja nicht zur Verfügung, wie es in Kapitel 1 geschildert wurde.

<sup>6</sup>Verwendet man die im letzten Kapitel vorgestellten, adiabatischen  $^3\text{He}$ -Rotatoren, so wäre es zumindest denkbar wirklich nur die *Achsen* zu vertauschen anstatt die ganze Apparatur zu drehen! Ob dies mit ausreichender Präzession geschehen kann, steht auf einem anderen Blatt...

präzedieren. Diesen Effekt nennt man daher *Pseudomagnetismus*<sup>7</sup> [Abr82, Gla87] und aus einem Vergleich von  $V_{magn}$  und  $V_B$  definiert man ein *pseudomagnetisches Feld*

$$\vec{H}_{pseudo} := p_t I \vec{I} \Re(B) / (\gamma \hbar). \quad (4.21)$$

Weil sich die Kernspinpolarisation immer in Richtung des magnetischen Führungsfeldes aufbaut, kann  $\vec{H}_{magn}$  in unserem Formalismus einfach dadurch berücksichtigt werden, dass sein (reeller!) Betrag zu  $B$  hinzuaddiert wird, und man in Gl. (1.2)  $B$  durch

$$B_{eff} = p_t I B \pm \gamma \hbar |\vec{H}_{magn}| \quad (4.22)$$

ersetzt. Das Vorzeichen wechselt, je nachdem ob  $\vec{H}_{magn}$  und  $\vec{H}_{pseudo}$  parallel oder antiparallel zueinander orientiert sind, d. h. ob die Kernpins parallel oder antiparallel zum Führungsfeld polarisiert sind. Entsprechend führt man ein *effektives Feld*  $\vec{H}_{eff}$  ein, welches in der Probe insgesamt zu wirken scheint:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{magn} + \vec{H}_{pseudo}. \quad (4.23)$$

Für Lanthan berechnet man (den Anhängen A und E folgend) bei  $E = 0.75$  eV ein  $|\vec{H}_{pseudo}| = 3039$  Gauss. Andererseits werden für polarisierte Targets üblicherweise Führungsfelder in der Größenordnung von 1 Tesla verwendet. In beiden Fällen handelt es sich um starke Magnetfelder in  $\hat{x}$ -Richtung, um welche die Neutronenpolarisation auf das heftigste zu präzedieren beginnt.

Die Auswirkungen eines effektiven Magnetfeldes seien erneut am Beispiel der Zeile 4 von Tab. 4.1 aufgezeigt. Es wurde vereinfachend angenommen, dass  $p = a$  sei, und so der Falscheffekt  $\Im(\tilde{B}^* \tilde{C})$  herausfällt. Die Neutronenpolarisation  $\vec{p}$  stehe also anfangs in  $\hat{y}$ -Richtung. Bei beispielsweise  $E = 0.75$  eV und einem effektiven Feld von rund 3 kGauss wird  $\vec{p}$  auf einer Strecke von 1.35 mm genau einmal um die  $\hat{x}$ -Achse rotieren. Die Targetdicke beträgt typischerweise mehrere Zentimeter, so dass es zu vielen Umdrehungen kommt. Da die Neutronen den  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Effekt, welcher in der Richtung  $\hat{y} = \vec{k} \times \vec{I}$  wirkt, nun abwechselnd mit positivem und negativem Vorzeichen erfahren, setzt ein starker Mittelungsprozess ein. Dieser verursacht zwar keinen Falscheffekt; jedoch wird das Signal unterdrückt. In Abb. 4.3 wird dies dargestellt, es ist das  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Signal  $\propto \Im(\tilde{D}^* \gamma)$  über dem effektiven Feld aufgetragen.  $|\vec{H}_{eff}|$  ist in Einheiten des pseudomagnetischen Feldes angegeben.

Die Kurve wird besser verständlich, wenn man  $\tilde{D}^* \gamma$  ausrechnet, indem man wieder Gl. (4.15) einsetzt und beachtet, dass  $q \approx B'/2$  (Gl. (4.16)) ist:

$$\tilde{D}^* \gamma = \left( D' \frac{\sin(q)}{2q} \right)^* \cos(q) \approx D'^* \frac{\sin(B'/2)^*}{B'^*} \cos(B'/2) \quad (4.24)$$

<sup>7</sup>Mit prinzipiell demselben Argument wurde in Kapitel 1 die Spinrotation eingeführt. Man könnte den  $\Re(C)$  entsprechend als schwachen, und den  $\Re(D)$  als  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -verletzenden Pseudomagnetismus bezeichnen. Dies ist aber unüblich.

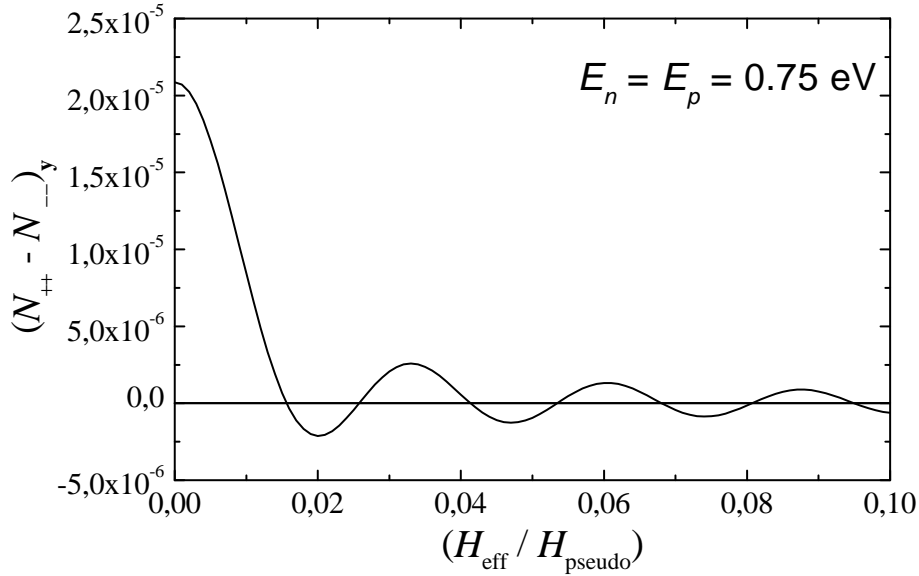


Abbildung 4.3: Unterdrückung der  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung durch das pseudomagnetische Feld. Der Effekt ist über dem Verhältnis von effektivem Feld und Pseudofeld aufgetragen. Es wurde eine Probenlänge von 5 cm angenommen.

Die Abhängigkeit vom  $\Re(B')$ , d. h. vom Pseudomagnetismus, ist nun offensichtlich. Außerdem wird die Form der Kurve verständlich, deren Verlauf vom  $\sin(q)/q$  geprägt wird.

Es ist naheliegend, in einem Experiment  $\vec{H}_{\text{magn}}$  so zu wählen, dass das effektive Feld  $\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_{\text{pseudo}} + \vec{H}_{\text{magn}} = 0$  wird. In diesem Fall ist  $\Re(B_{\text{eff}}) = 0$  und das magnetische Führungsfeld kompensiert gerade den Pseudomagnetismus. In Abb. 4.3 erkennt man, dass man den Pseudomagnetismus auf unter 1% genau kompensieren muss, wenn man nicht zuviel des ohnehin schon kleinen Signales verlieren will. Da der Pseudomagnetismus direkt von der Kernspinpolarisation  $p_t$  abhängt (Gl. (4.21)), stellt dies hohe Anforderungen an ein polarisiertes La-Target. Beispielsweise müsste man das Führungsfeld nachregeln, wenn die Kernspinpolarisation relaxiert. Ein solches, veränderliches Magnetfeld gerät jedoch mit einem anderen experimentellen Problem in Konflikt; mehr dazu im übernächsten Abschnitt.

### 4.3.3 Das Simulationsprogramm

Um ein realistisches Experiment zu beurteilen, müssen eine Reihe weiterer Einflüsse berücksichtigt werden. Beispielsweise werden sich Polarisator und Analysator niemals perfekt ausrichten lassen; Justagefehler können sich so in einem falschen Signal niederschlagen. Die zur Messung nötige Invertierung von Polarisator und Analysator wird sich nicht beliebig genau bewerkstelligen lassen (siehe z. B. den vorletzten Absatz in Abschnitt 3.1.2), wovon oben aber ausgegangen wurde. Es können außerdem diverse Streufelder auftreten, die eine unerwünschte Spinpräzession hervorrufen. Mit dem Dichtematrix-Formalismus (siehe [Lam94]

für die nötigen Erweiterungen) kann man dies zwar alles auf analytischem Wege durchrechnen, doch sind die Ergebnisse recht unübersichtlich und/oder schwer nachvollziehbar, wie es z. B. die Arbeiten von [Lam94, Mas00] zeigen. Zudem bedarf ein jeder neuer Fall eines erneuten und nicht unerheblichen Rechenaufwandes.

Es wurde daher beschlossen einen anderen Weg zu beschreiten und Messungen als Simulationen im Rechner nachzustellen. Zu diesem Zweck steht mittlerweile ein Paket von in C geschriebenen Routinen zur Verfügung. Diese erlauben es, ein Polarimeter als eine Reihung von vordefinierten Elementen zusammenzustellen. Als Komponenten wurden bisher Kollimatoren, ideale Polarisatoren/Analysatoren,  $^3\text{He}$ -NSF, konstante Magnetfelder (z. B. für Spinpräzessionspulen) sowie ein Lanthan-Target erstellt. Die Propagation eines Neutronstrahles durch die einzelnen Komponenten wird im Dichtematrix-Formalismus durchgerechnet, wie er oben und in [Lam94] eingeführt wurde. Routinen zum Umgang mit komplexen Zahlen und komplexen  $2 \times 2$ -Matrizen wurden hierfür ebenfalls programmiert. Dieses Vorgehen mag zwar nicht die Rechenzeit optimieren, sollte es einem Außenstehenden aber erleichtern, sich einzuarbeiten. Ein einheitlicher Formalismus vereinfacht es zudem, später neue Komponenten hinzuzufügen.

Für jede Fragestellung muss lediglich ein kleines Steuerprogramm erstellt werden, welches den Zustand der einzelnen Komponenten festlegt (d. h. Richtung und Stärke von Polarisator/Analysator, Targetpolarisation oder Magnetfeld einstellt), und für einen Zustand dann die Transmission ( $\hat{=}$  Zählrate!) des Polarimeters abfragt. Auf diese Weise können auf effizientem Wege die Messgrößen aus Tab. 4.1, wie beispielsweise  $[(N_{++} - N_{+-}) - (N_{-+} - N_{--})]$ , berechnet, und auf Abhängigkeiten von experimentellen Asymmetrien hin untersucht werden. Die Wechselwirkungen  $B, C, D$  können einzeln „abgeschaltet“ werden. Auf diese Weise kann man testen, ob ein von Null verschiedener Messwert für  $D = 0$  verschwindet, und so ein eindeutiges  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Signal darstellt.

Wie für die Simulation die einzelnen Wechselwirkungen  $A, B, C, D$  um die p-Wellenresonanz von Lanthan festgelegt wurden, ist im Anhang E angegeben.<sup>8</sup> Es ist ferner möglich, anstelle einer Simulation nur die Werte der vier Amplituden  $A, B, C, D$  für eine bestimmte Energie auszugeben. Beispielsweise wurde damit die obige Kurve zum Pseudomagnetismus bestimmt (Abb. 4.3). Dabei wurden die Werte für die Amplituden direkt weiterverwertet, um mittels den Routinen für komplexe Zahlen den Ausdruck  $\Im(\tilde{D}^* \gamma)$  für verschiedene Magnetfelder auszuwerten. Von Hand wäre dies ziemlich mühsam gewesen.

---

<sup>8</sup>Als Anwendungsbeispiel wurde der Aufbau und die Messung aus Kapitel 2 dieser Arbeit nachgestellt; alle benötigten Dateien finden sich in einem Unterverzeichnis mit dem Namen „La\_PNC\_spinrot“. Zur Einarbeitung wärmstens empfohlen... Die zum Paket gehörenden Programm-Module sind ausführlich kommentiert. Dort findet man dann auch, wie man  $^3\text{He}$ -NSF und Magnetfelder im Dichtematrixformalismus beschreibt. Da dies im Grunde eine Eins zu Eins Übertragung des Formalismus für das polarisierte Target ist, wird an dieser Stelle auf eine Beschreibung verzichtet.

Die Simulationssoftware geht derzeit noch von einem Target aus reinem Lanthan aus; polarisierte Targets verwenden jedoch üblicherweise chemische Verbindungen wie z. B.  $\text{LaAlO}_3$  [Hau00]. Auch das Aluminium, welches im Gegensatz zum Sauerstoff einen Kernspin trägt, wird polarisiert und trägt somit zur Spinabhängigkeit der Kernkräfte bei (also auch zum Pseudomagnetismus!). Bei Bedarf müsste das Programm also entsprechend ergänzt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit war es nicht mehr möglich, eine umfangreiche Untersuchung aller denkbaren systematischen Einflüsse durchzuführen; dies soll Gegenstand weiterführender Arbeiten werden. Die Nützlichkeit der Simulationsprogramme wird an folgendem Beispiel gezeigt, welches ein weiteres und wichtiges experimentelles Problem darstellt.

#### 4.3.4 Übergangsfelder

Im vorletzten Abschnitt wurde begründet, dass man über die Probe ein Magnetfeld von rund 3 kGauss angelegen muss, um den Pseudomagnetismus zu kompensieren. In der Praxis wird man es jedoch nie erreichen, dass das Magnetfeld ausschließlich durch das Probenmaterial läuft. An den Enden des polarisierten Target werden Übergangsbereiche vorhanden sein, in denen einerseits bereits ein Magnetfeld herrscht, aber andererseits noch keine Probe vorhanden ist. Könnte man den Spulendraht direkt auf die Probe aufwickeln, so entspräche der Übergangsbereich in etwa einer Drahtdicke. Jedoch erfahren Neutronen mit  $E = 0.75$  eV bei 3 kGauss auf einer Wegstrecke von 1.35 mm bereits eine Präzession von  $360^\circ$ . Dies verdeutlicht die Brisanz dieser Übergangsfelder.

Um diesen Sachverhalt etwas näher zu beleuchten, wurde die Anordnung aus Abb. 4.1 mit der oben skizzierten Simulationssoftware nachgestellt. Zusätzlich wurden direkt vor und hinter der Probe Magnetfelder in  $\hat{x}$ -Richtung „eingebaut“. Es wurde untersucht, wie der von diesen Magnetfeldern erzeugte Präzessionswinkel die Messung beeinflusst. Als Fallbeispiel diente wiederum das Schema aus der 4. Zeile von Tab. 4.1. Polarisator und Analysator zeigen also beide in  $\hat{y}$ -Richtung und die gewünschte Messgröße ist der  $\mathfrak{S}(\tilde{D}^*\gamma)$ . Auch hier wurde wieder die Vereinfachung  $p = a$  verwendet, so dass der falsche Beitrag  $\mathfrak{S}(\tilde{B}^*\tilde{C})$  keine Rolle spielt. Innerhalb der Probe wurde der  $\Re(B) = 0$  gesetzt, d. h. der Pseudomagnetismus sei stets ideal kompensiert.

Der in den Übergangsfeldern akkumulierte Präzessionswinkel  $\phi$  ist nicht nur vom Magnetfeld, sondern vom Pfadintegral  $\phi \propto \int H_{mag}(z)dz$ , d. h. auch von der Länge der Übergangsstrecke abhängig. Aus diesem Grund ist in Abb. 4.4 der Messwert ( $N_{++} - N_{--}$ ) über dem Präzessionswinkel  $\phi$  und nicht über dem Magnetfeld aufgetragen. Aus einem gleich zu erläuternden Grund wurde die Energie  $E = E_p - \Gamma_p/2$  (Werte s. Anhang A) eine halbe Breite außerhalb der p-Wellenresonanz gewählt.

Es wurde zunächst angenommen, dass vor *und* hinter dem Target der gleiche Präzessionswinkel  $\phi$  auftritt (linker Graph in Abb. 4.4). Wie man sieht oszilliert das Signal  $2\pi$ -periodisch

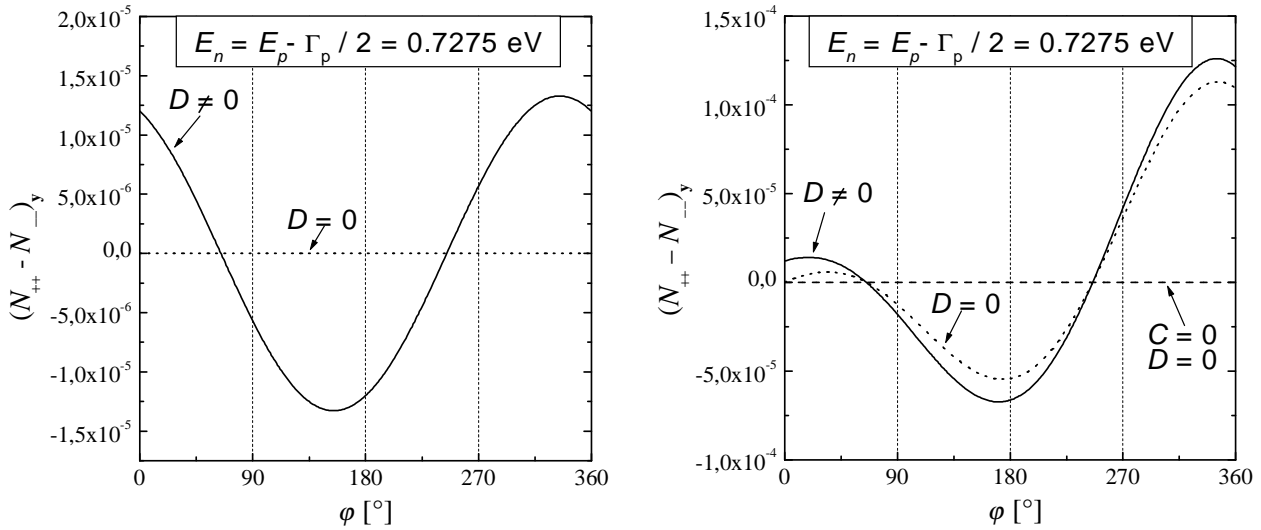


Abbildung 4.4: Falscheffekte durch Übergangsfelder an den Enden der Probe. Links: die Übergangsfelder vor und hinter der Probe sind in Stärke und Länge identisch. Es treten keine Falscheffekte auf, das Signal verschwindet, wenn man die Zeitumkehrverletzung ausschaltet. Rechts: die Felder unterscheiden sich um 1%; nun hat man ein zusätzliches Mess-Signal, welches fast eine Größenordnung über dem gesuchten Effekt liegt und diesen überdeckt. Dieses verschwindet erst, wenn auch keine  $\mathcal{P}$ -Verletzung mehr vorhanden ist ( $C = 0$ ).

und verschwindet, wenn man die gleiche Rechnung für  $D = 0$  durchführt. Letzterer Fall wird durch die gepunktete Null-Linie dargestellt. Dies bedeutet, dass es sich bei der oszillierenden Linie um ein echtes  $\mathcal{P}$ ,  $\mathcal{T}$ -Signal handelt. Ein Falscheffekt tritt nicht auf.

Auf den ersten Blick überrascht, dass der Nulldurchgang nicht bei  $90^\circ$  erfolgt. Dazu muss man sich klarmachen, dass man eine  $90^\circ$ -Rotation als eine Koordinatentransformation auffassen kann, welche die Polarisator-/Analysatorachsen von der  $\hat{y}$ - auf die  $\hat{z}$ -Achse abbildet. Dann erkennt man, dass man für  $\phi = 90^\circ$  genau das in der 7. Zeile von Tab. 4.1 aufgeführte Mess-Schema erhält, welches den  $\Im(B^*D)$  bestimmt.<sup>9</sup> Nachrechnen zeigt, dass das „Mess-Signal“ bei  $\phi = 90^\circ$  exakt diesem Wert entspricht. Entsprechend findet man bei  $\phi = 0^\circ$  den eigentlich gesuchten  $\Im(\tilde{D}^*\gamma)$ . In Abhängigkeit des Drehwinkels erhält man also lediglich verschiedene Linearkombinationen zweier  $\mathcal{P}$ ,  $\mathcal{T}$ -verletzenden Messgrößen. Haben diese gerade den gleichen Betrag und unterscheiden sie sich in ihrem Vorzeichen, so befindet man sich in einem der Nulldurchgänge des Signales. Um dies zu zeigen, war die Wahl  $E = E_p - \Gamma/2$  nötig, weil sich  $\Im(B^*D)$  wie eine Dispersionskurve verhält und an der Resonanz verschwindet. Die Messgröße  $\Im(D^*\gamma)$  folgt hingegen einer Lorentzkurve. Führt man das gleiche Experiment daher genau an der Resonanz  $E = E_p$  durch, so läge der Nulldurchgang bei  $\phi = 90^\circ$  und

<sup>9</sup>Die Zählraten  $N_{++}, N_{--}$  gehen dabei in der Tat in die Raten  $N_{+-}$  und  $N_{-+}$  über, weil man die Polarisation am Ende um  $180^\circ$  gedreht hat. D. h. der Analysator scheint insgesamt invertiert zu sein.

man würde einen rein kosinusförmigen Verlauf beobachten. Die Phasenlage dieser Kurve ist also energieabhängig!

Wenn man den Präzessionswinkel nicht kontrollieren würde, so würde man riskieren, dass sich das Signal gerade an einer Nullstelle befindet. Wie könnte dies verhindert werden? Die Übergangsbereiche sind nicht vermeidbar und im Targetbereich muss aus bekanntem Grund immer ein Magnetfeld vorhanden sein, dessen Stärke durch den Pseudomagnetismus festgelegt ist. Es bleibt als einzige Möglichkeit die Drahtdicke so zu wählen, dass man sich in einem der Extrema bei ca.  $180^\circ$ ,  $360^\circ$  etc. befindet. Doch jetzt wird es kompliziert. Weil es den Pseudomagnetismus kompensieren soll, hängt das Magnetfeld indirekt von der Targetpolarisation ab. Das bedeutet, ein maximales Signal kann dann bei einer festen Targetanordnung immer nur für einen bestimmten Polarisationswert erreicht werden. Und weiter: weil die Phasenlage des Signales energieabhängig ist, würde für jede Neutronenenergie eine andere Targetpolarisation benötigt. Nimmt man einen Signalverlust von 30% in Kauf, so bedeutet dies eine Unsicherheit von ca.  $\pm 45^\circ$  im Präzessionswinkel. Bezogen auf das Maximum bei  $\phi = 360^\circ$  müsste die Targetpolarisation daher auf etwa  $\pm 10\%$  genau eingestellt werden. Dies sollte zwar machbar sein, ist jedoch mit einem erheblichen Aufwand verbunden.

Die zwei Übergangsbereiche an den beiden Enden der Probe werden sich jedoch nie exakt gleichen, wie es bis hierher vorausgesetzt wurde. In einem weiteren Schritt wurde nun angenommen, dass sich die Präzessionswinkel vor und hinter der Probe um 1% unterscheiden. Das Signal in Abhängigkeit des  $\phi$  vor der Probe ist in Abb. 4.4 rechts aufgetragen. Wiederum zeigt die durchgezogene Linie den Fall für  $D \neq 0$ , und die gepunktete Linie den Nulleffekt mit  $D = 0$ . Fazit: ein leichter Unterschied in den Übergangsfeldern an den beiden Enden des Targets erzeugt bereits einen Falscheffekt, der leicht eine Größenordnung über dem gesuchten Mess-Signal liegt. Dabei ist die hier angenommene 1%-tige Abweichung sicherlich noch nicht einmal zu pessimistisch, wenn man bedenkt, dass der Draht dann entsprechend präzise gewickelt werden müsste. Das Signal verschwindet erst, wenn man auch  $C = 0$  setzt und so die  $\mathcal{P}$ -Verletzung ausschaltet (gestrichelte Linie). D. h. jetzt tragen, obwohl  $p = a$  gewählt wurde, wieder die störenden Terme  $\Im(\tilde{B}^*\tilde{C})$  (Zeile 4 in Tab. 4.1) und  $\Im(\tilde{C}^*\gamma)$  (Zeile 7) bei.

Leichte ortsabhängige Inhomogenitäten in den Übergangsfeldern dürften die Situationen noch verkomplizieren. Solche Untersuchungen werden in dieser Arbeit jedoch nicht mehr durchgeführt.

Es soll nicht unterschlagen werden, dass das Problem der Übergangsfelder neben einer Reihe von weiteren Falscheffekten bereits von [Lam94] erkannt wurde. Es gibt einen Denkanlass, auch mit diesen Schwierigkeiten fertig zu werden; wie im Folgenden besprochen wird, wirft dieser jedoch gleichzeitig wieder neue Fragen auf.

### 4.3.5 Rotation der Apparatur um $180^\circ$

Es lassen sich ein Reihe von weiteren Falscheffekten diskutieren, siehe z. B. [Lam94], auf die hier nicht mehr eingegangen wird. Solange man noch nicht einmal mit der Targetanordnung selbst zurecht kommt (vorhergehender Abschnitt), macht dies meines Erachtens auch wenig Sinn.

Zur Behebung aller experimentellen Asymmetrien schlägt [Mas00] vor, eine echte Zeitumkehr, d. h. eine Bewegungsumkehr vorzunehmen. Da man den Reaktor nicht versetzen und daher den Neutronenimpuls nicht direkt invertieren kann, soll stattdessen die gesamte Apparatur um  $180^\circ$  gedreht werden. Wegen der Rotationsinvarianz der Physik ist dies eine prinzipiell zulässige Vorgehensweise. Weil sowohl Spins als auch alle Magnetfelder invertiert werden müssen (siehe Tab. 1.1), wird zur Spinumkehr in Polarisator, Target und Analysator die Methode der adiabatischen Rotation vorgeschlagen, wie sie auch im Kapitel 3 dieser Arbeit besprochen wurde.<sup>10</sup>

Die Idee ist auf den ersten Blick ebenso einfach wie einleuchtend: bildet man die Differenz der beiden Signale vor und nach einer solchen Bewegungsumkehr, so müssen alle Effekte herausfallen, welche die  $\mathcal{T}$ -Symmetrie erhalten. In [Mas00] wird nach einer analytische Rechnung die Schlussfolgerung gezogen, dass die  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung auf diese Weise eindeutig von den Falscheffekten getrennt werden kann.

Der Haken bei der Sache ist jedoch, dass man das Problem darauf verlagert hat, wie genau man nun die Bewegungsumkehr verwirklichen kann. Liest man sich die soeben zitierte Arbeit unter diesem Gesichtspunkt kritisch durch, ist hierzu Folgendes anzumerken.

So macht der Autor die Annahme, dass sich die Kernspinpolarisationen durch adiabatische Rotation in exakt die umgekehrte Richtung drehen lässt und erlaubt lediglich eine kleine Depolarisation während dieses Vorganges. Da man in einem Experiment mit veränderlichen Magnetfeldern immer Remanenzen auftreten, ist diese Annahme als wenig realistisch zu bezeichnen (siehe Abschnitt 3.1.2). Außerdem wird von einer homogenen Neutronenquelle und einem homogenen Detektor ausgegangen, so dass die Umkehr des Neutronenimpulses exakt durch die Drehung der Apparatur ersetzt werden kann. Die Bewegungsumkehr wird damit idealisiert, und der Frage, inwieweit sie neue Falscheffekte einführen kann, wird nicht ausreichend nachgegangen. Es wird lediglich eingestanden, dass das Erdmagnetfeld nicht umgedreht werden kann; eine Analyse der Auswirkungen wird auf eine nicht näher bezeichnete „andere Stelle“ vertagt.

Man sollte sich dabei stets vor Augen halten, dass die störenden Terme um mindestens 3 Größenordnungen (Gl. (1.11)) über dem gesuchten Effekt liegen. Selbst bei geringen experimentellen Asymmetrien werden die Falscheffekte daher rasch überwiegen. Bei Maßnahmen

---

<sup>10</sup>Über die Art von Polarisator und Analysator schweigt sich Masuda aus; es wird beim Lesen jedoch implizit klar, dass er mehr oder minder von Spinfiltern auszugehen scheint.

zu ihrer Eliminierung (z. B. Bewegungsumkehr) ist man also letztlich darauf angewiesen, die  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung als kleine Differenz zweier großer Zahlen zu extrahieren. Bei jedem Schritt ist daher peinlich genau zu untersuchen, ob die Behebung eines Falscheffektes nicht wieder einen neuen erzeugen kann.

Eine Drehung der Apparatur wurde zuvor schon von [Sko96] vorgeschlagen. In dieser Veröffentlichung wird eine ähnliche Analyse mit denselben Idealisierungen wie in [Mas00] durchgeführt. Dabei wird die Schlussfolgerung gezogen, dass man den Pseudomagnetismus nicht kompensieren muss, da dieser keinen Falscheffekt erzeugen kann. Wie oben erläutert wurde, ist dies nur zur Hälfte richtig. Denn eine Kompensation ist trotzdem nötig, wenn man sich das Signal nicht zerstören will.<sup>11</sup>

Ohne die zitierten Autoren und deren Grundlagenarbeiten zu diesem Thema in irgendeiner Weise diskreditieren zu wollen, so zeigt dies alles dennoch, dass die experimentellen Aspekte eines  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Tests in einem *einheitlichen* Kontext behandelt werden müssen. Punktuelle Betrachtungsweisen können Schlussfolgerungen hervorbringen, die im Einzelnen zwar nicht falsch sind, die sich aber nicht auf ein realistisches Experiment werden anwenden lassen.

## 4.4 Schlussfolgerungen

Es konnte im Rahmen dieser Arbeit keine entgeltige Antwort auf die Frage gefunden werden, ob man in einem realistischen Experiment zur Neutronenoptik die  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung eindeutig nachweisen kann. Es wurde gezeigt, dass die experimentellen Probleme, welche das Signal unterdrücken oder gar ein falsches Signal erzeugen können, erheblich sind.

In der Literatur zu diesem Thema werden von verschiedenen Autoren immer nur Teilaspekte angesprochen. Eine eingehende Behandlung der denkbaren Falscheffekte und Auswege hat bisher nicht in einem einheitlichen Kontext stattgefunden, und hätte auch den Umfang dieser Arbeit gesprengt.

Die an verschiedenen Literaturstellen angegebenen Lösungsvorschläge, seien sie auch noch so überlegenswert, erweisen sich als nicht zu Ende gedacht. In Betracht der Komplexität dieses Themas ist hierfür allerdings auch eine eigenständige, umfassende Arbeit von Nöten, die sich vor allem hierauf konzentriert. Mit der während dieser Arbeit noch erstellten Simulationssoftware ist dafür nun ein Werkzeug vorhanden, mit dem man rascher zu Ergebnissen kommen sollte, als durch analytische Rechnungen.

Angesichts der komplizierten Verhältnisse am polarisierten Target ist der Autor jedoch nicht sehr optimistisch, dass Messanordnungen und -vorschriften gefunden werden können, mit denen sich die  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung zweifelsfrei nachweisen ließe. Doch muss dies die Zukunft entscheiden.

---

<sup>11</sup>Ein Hinweis hierauf findet sich dann wieder an einer anderen Literaturstelle: [Sto86].

# Zusammenfassung

Diese Arbeit ist Teil einer Machbarkeitsstudie zu einem Experiment, welches eine gleichzeitige Verletzung der Symmetrien ( $\mathcal{P}$ ) (Parität) und ( $\mathcal{T}$ ) (Zeitumkehr) in der Neutron-Kern-Streuung nachweisen könnte. Die Beobachtungsgrößen wären dabei eine spinabhängige Neutronenabsorption (*Dichroismus*) und eine Drehung des Polarisationsvektors der transmittierten Neutronen (*Spinrotation*) in einem kernspinpolarisierten Target. An p-Wellen-Compoundkernresonanzen beobachtet man eine Überhöhung von bis zu  $10^6$  der Paritätsverletzung, für die  $\mathcal{T}$ -Verletzung wurden diesselben Verstärkungsfaktoren vorhergesagt. Die niedrig liegende 0.75 eV-p-Wellenresonanz von  $^{139}\text{La}$  erweist sich für eine Messung an Reaktoren als besonders geeignet. Messungen unmittelbar in der Resonanz waren bisher durch die geringe Effizienz und die strahl optischen Einschränkungen der für diese Neutronenenergien zur Verfügung stehenden Polarisatoren limitiert. Diese Arbeit untersucht inwieweit der Einsatz von  $^3\text{He}$ -Neutronenspin-Filtern ( $^3\text{He}$ -NSF) diese Probleme beheben kann. Ein  $^3\text{He}$ -NSF nutzt die spinabhängige Absorption von Neutronen im kernspinpolarisierten  $^3\text{He}$ -Gas aus. Als ein erster Test wurde die  $\mathcal{P}$ -verletzende Neutronenspin-Rotation in unpolarisiertem  $^{139}\text{La}$  unmittelbar an der p-Wellenresonanz gemessen, wobei ein  $^3\text{He}$ -NSF als Analysator zum Einsatz kam. Dadurch konnte die Spinrotation von ca.  $1^\circ$  mit bisher unerreichter Genauigkeit bestimmt werden, ihr Verlauf folgt der theoretisch vorhergesagten Dispersionskurve. Das Matrixelement der schwachen Wechselwirkung wurde zu  $v = 1.51(5)_{stat}(7)_{syst}$  meV bestimmt. Eine eingehende Datenanalyse bildete einen Schwerpunkt dieser Arbeit. In Zukunft soll auch der Polarisator durch ein  $^3\text{He}$ -NSF ersetzt werden. Ein Hauptproblem während des Experimentes war das präzise Drehen der Neutronenpolarisation durch Spinpräzessionsspulen, was ein übliches Verfahren bei Polarisationsmessungen ist. Es wurde daher ein adiabatischer  $^3\text{He}$ -Spin-Rotator entwickelt, welcher es stattdessen erlauben soll, die  $^3\text{He}$ -Polarisation und damit die Polarisier-/Analysierstärke durch langsames Drehen des Führungsfeldes innerhalb einer Ebene beliebig einzustellen. Die Funktionsfähigkeit dieses Gerätes wurde an einem polarisierten Neutronenstrahl nachgewiesen. Das Prinzip einer neuen Apparatur mit zwei  $^3\text{He}$ -NSF als Polarisator und Analysator wird vorgestellt. Am Reaktor des Instituts Laue-Langevin wurden Flussmessungen durchgeführt, welche zeigten, dass die  $10\times$  kleinere,  $\mathcal{P}$ -verletzende Spinrotation in  $^{81}\text{Br}$  während einer 2-wöchigen Strahlzeit gemessen werden

kann. Es wird diskutiert, dass mit einem Absorptionsfilter für Neutronen, welcher den energiewählenden Bragg-Kristall ersetzen soll, nur eine geringe Steigerung des Neutronenflusses möglich ist. Abschließend wird darauf eingegangen, wie man an einem polarisierten Target die  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung nachweisen kann. Es zeigt sich, dass experimentelle Effekte ein  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Signal vortäuschen können. Die Frage, wie und ob dies vermieden werden kann, konnte noch nicht endgültig beantwortet werden. Es wurde eine Simulationssoftware erstellt, mit der weiterführende Arbeiten dieser Frage ausführlich nachgehen können.

# Anhang A

## Resonanzen: Steuamplituden, Wirkungsquerschnitte und Parameter

In der vorliegende Arbeit war es mehrfach nötig, den Wirkungsquerschnitt für  $^{139}\text{La}$  aus tabellierten Resonanzparametern zu generieren. Diese Resonanzparameter stellen weiterhin die einzige Information dar, um die Streuamplituden und daraus das optische Potential für die spinunabhängige und spinabhängige Wechselwirkung (Terme  $A(E)$  und  $B(E)$  aus Gl. (1.2)) zu konstruieren (s. Anhang E). Außerdem gehen dieselben Parameter in die Formeln für den Verlauf von Dichroismus und Spinrotation ein (Gln. (1.20), (1.21)). Es zeigten sich teilweise erhebliche Schwierigkeiten, weil verschiedene Literaturstellen entweder fragwürdige Formeln, oder unterschiedliche Konventionen hinsichtlich Faktoren und Vorzeichen benutzen. Zudem ist einer der tabellierten Resonanzparameter offenkundig fehlerhaft und musste korrigiert werden. Dieser Anhang bemüht sich um Klarstellung.

### A.1 Streuamplitude und Wirkungsquerschnitte

Bevor auf die Beschreibung von Neutron-Kern-Resonanzen eingegangen werden kann, ist es unerlässlich, einige wichtige Begriffe und Formeln zu Streuprozessen einzuführen. Dabei wird zunächst von spinlosen Teilchen ausgegangen. Die folgenden Beziehungen sind [May94] entnommen. Dort wird hergeleitet, dass man eine ebene Welle nach Bahndrehimpulsen  $l$  zerlegen kann als (Partialwellenzerlegung):

$$\psi_e = e^{ikz} = \frac{1}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^{l+1} \left[ e^{-i(kr - \frac{1}{2}l\pi)} - e^{i(kr - \frac{1}{2}l\pi)} \right] P_l(\cos\theta). \quad (\text{A.1})$$

Diese Welle repräsentiert den einfallenden Teilchenstrahl.  $k$  ist die Wellenzahl der Teilchen und wegen  $p = \hbar k$  praktisch dem Impuls gleichzusetzen.  $r$  ist der Abstand zum Streuzentrum.  $P_l$  sind die Legendre-Polynome. Die erste Exponentialfunktion steht für einlaufende,

die zweite für auslaufende Kugelwellen. Findet eine Streuung statt, so werden nur die auslaufenden Wellen modifiziert, so dass für die totale Wellenfunktion gilt:

$$\psi_T = \frac{1}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^{l+1} \left[ e^{-i(kr - \frac{1}{2}l\pi)} - \eta_l e^{i(kr - \frac{1}{2}l\pi)} \right] P_l(\cos \theta). \quad (\text{A.2})$$

Man setzt

$$\eta_l = |\eta_l| e^{2i\delta_l} \quad (\text{A.3})$$

und nennt  $\delta_l$  die Streuphase.

Die Streuwelle ergibt sich aus der Differenz von totaler und einlaufender Welle:

$$\psi_{Str} = \psi_T - \psi_e = \frac{1}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^{l+1} (1 - \eta_l) e^{i(kr - \frac{1}{2}l\pi)} P_l(\cos \theta). \quad (\text{A.4})$$

In einem mehr anschaulichen Bild stellt man sich die totale Wellenfunktion als eine einlaufende ebene Welle (hier entlang der z-Achse) und eine auslaufende Kugelwelle vor:

$$\psi_T = A \left[ e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \right] \quad (\text{A.5})$$

$f(\theta)$  nennt man die Streuamplitude. Identifiziert man die auslaufende Kugelwelle mit  $\psi_{Str} = f(\theta) e^{ikr}/r$ , so ergibt sich nach einem Vergleich mit Gl. (A.4)

$$f(\theta) = \frac{i}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - \eta_l) P_l(\cos(\theta)) \quad (\text{A.6})$$

Für den differentiellen Streuquerschnitt gilt allgemein  $(d\sigma/d\Omega) = |f(\theta)|^2$ . Der totale Streuquerschnitt ergibt sich unter Verwendung der Orthonormalitätseigenschaften der Legendre-Polynome aus:

$$\sigma_s = \int_{4\pi} |f(\theta)|^2 d\Omega = (\pi/k^2) \sum_l (2l+1) |1 - \eta_l|^2. \quad (\text{A.7})$$

Der Reaktionsquerschnitt (der Begriff Reaktion soll alle inelastischen Prozesse umfassen, d. h. inelastische Streuung, Reaktion im eigentlichen Sinn, Absorption) ergibt sich aus einer Betrachtung der quantenmechanischen Ströme  $j_T$  der totalen Teilchenwelle  $\psi_T$ , und  $j_e$  der einlaufenden Welle  $\psi_e$ . Das Integral von  $j_T$  über eine geschlossene Kugeloberfläche ist genau dann von Null verschieden, wenn mehr Teilchen ein- statt auslaufen. Hierin steckt die Information über den Reaktionsquerschnitt, in [May94] wird mit diesem Argument hergeleitet, dass für den Reaktionsquerschnitt gilt:

$$\sigma_r = (1/j_e) \int_{4\pi} j_T r^2 d\Omega = (\pi/k^2) \sum_l (2l+1) (1 - |\eta_l|^2). \quad (\text{A.8})$$

Folgende wichtige Zusammenhänge sind jetzt ersichtlich:

1. Wenn  $|\eta_l| = 1$  ist, gibt es nur elastische Streuung. Reaktionen treten genau dann auf, wenn  $|\eta_l| < 1$  ist.

2. Bei jeder Reaktion wird auch eine Streuwelle erzeugt, weil dann immer  $|1 - \eta_l| \neq 0$  gilt.
3. Die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_s$  und  $\sigma_r$  können nach Bahndrehimpulsen  $l$  bzw. Partialwellen zerlegt werden, es treten im Gegensatz zu  $d\sigma/d\Omega$  keine Interferenzterme auf.

Für den totalen Wirkungsquerschnitt findet man:

$$\sigma_{tot} = \sigma_r + \sigma_s = (2\pi/k^2) \sum_l (2l+1)(1 - \Re(\eta_l)). \quad (\text{A.9})$$

Ein Vergleich mit Gl. (A.6) zeigt sofort, dass gilt (mit  $P_l(\cos(0)) = P_l(1) = 1$ ):

$$\frac{4\pi}{k} \Im(f(0)) = \sigma_{tot} \quad (\text{A.10})$$

Diesen Zusammenhang nennt man *optisches Theorem*.

Wenn Reaktionskanäle auftreten, müssten im Grunde alle auslaufenden Kanäle berücksichtigt werden, die Wellenfunktion  $\psi_T$  wird dann mehrdimensional, die Faktoren  $\eta_l$  werden zur einer Matrix. Im Rahmen dieser Arbeit ist dies jedoch nebensächlich, da nur Transmissionsmessungen durchgeführt werden. Daher wird an dieser Stelle nur die Wellenfunktion  $\psi_T$  des elastischen Kanals betrachtet.

## A.2 Potential- und Resonanzstreuung

Die weitere Diskussion wird nun auf Neutron-Kern Prozesse beschränkt. Neutronen erfahren immer eine sogenannte Potentialstreuung, in einem anschaulichen Bild entspricht dies einem Stoß mit der Oberfläche des Kernes. Bei Neutronenenergien  $\leq 1$  eV trägt nur die s-Welle ( $l = 0$ ) zu diesem Prozess bei, für die Potentialstreuphase gilt:

$$\delta_0^{pot} = -k R', \quad (\text{A.11})$$

$$\text{so dass } \eta_0^{pot} = e^{-2ikR'}. \quad (\text{A.12})$$

Die reelle Größe  $R'$  heißt Potentialstrelänge, das Vorzeichen ist per Definition so gewählt, weil dann für die meisten Nuklide  $R' > 0$  gilt. Findet ausschließlich Potentialstreuung statt, so folgt aus den oben angegebenen Formeln der Wirkungsquerschnitt für die Potentialstreuung:

$$\sigma^{pot} = 4\pi R'^2. \quad (\text{A.13})$$

Dieser entspricht dem Querschnitt einer Kugel mit Radius  $2R'$ .  $R'$  ist immer in etwa so groß wie der Kernradius  $R$ . Hier und im Folgenden wird  $kR \ll 1$ ,  $kR' \ll 1$  angenommen; für  $E \leq 1$  eV ( $k \leq 22 \text{ \AA}^{-1}$ ) und typischen  $R \approx R' \approx 5$  fm gilt  $kR, kR' \leq 10^{-3}$ .

Führt man eine Entwicklung der Streuphase um  $k = 0$  durch,  $\delta_0(k) = c - ka + \mathcal{O}(k^2)$ , so kann man den Entwicklungskoeffizient  $a$  mit der sogenannten Streulänge identifizieren. Es zeigt sich, dass der Term  $c$  der 0. Ordnung nicht auftritt,<sup>1</sup> so dass einfach  $\delta_0(k) = -ka$  gilt. Üblicherweise wird die Streulänge jedoch als  $a = \lim_{k \rightarrow 0} -f_0$  definiert, wobei  $f_0$  die Streuamplitude der s-Welle sei. Anhand von Gl. (A.6) überzeugt man sich leicht davon, dass beide Sichtweisen für  $ka \ll 1$  identisch sind (man entwickle  $\eta_0 = e^{-2ika}$  bis zur 1. Ordnung). Eine Streulänge  $a$  kann auch imaginär sein, dann wird  $|\eta_0| < 1$  und es treten Reaktionen auf. Setzt man in Gl. (A.8)  $\eta_0 = e^{-2ika}$  ein, dann wird offenkundig, dass der Imaginärteil  $\Im(a)$  den Reaktionsquerschnitt bestimmt. Die Potentialstreulänge  $R'$  ist als *ein* Beitrag zum  $\Re(a)$  zu sehen.

Eine Resonanzstreuung (d. h. es treten keine Reaktionskanäle auf) wird durch folgenden Faktor beschrieben [Wei00], dessen Betrag offensichtlich gleich Eins ist.<sup>2</sup> Es sei dabei zunächst von einer s-Wellenresonanz ausgegangen:

$$\eta_0^{res} = \frac{(E - E^{res}) - \frac{i}{2}\Gamma^n}{(E - E^{res}) + \frac{i}{2}\Gamma^n} = e^{2i\delta_0^{res}}. \quad (\text{A.14})$$

Es handelt sich um den idealisierten Fall einer isolierten Resonanz, ihre Breite sei  $\Gamma^n$  (FWHM). Lässt man  $E$  von  $-\infty$  nach  $+\infty$  laufen, dreht  $\eta_0^{res}$  seine Phase von 0 nach  $2\pi$ ; entsprechend dreht  $\delta_0^{res}$  von 0 über  $\pi/2$  bei  $E = E_0$  nach  $\pi$ . Für die Vorwärtsstreuamplitude und den Resonanzquerschnitt findet man auf direktem Wege:

$$f^{res}(0) = \frac{1}{k} \frac{-\Gamma^n}{2(E - E^{res}) + i\Gamma^n} \quad (\text{A.15})$$

$$\sigma^{res} = \frac{\pi}{k^2} \frac{(\Gamma^n)^2}{(E - E^{res})^2 + (\Gamma^n)^2/4} \quad (\text{A.16})$$

Diese Beziehungen sind unter der Bezeichnung „Breit-Wigner-Formeln“ bekannt.

In Wirklichkeit hat man jedoch immer eine Überlagerung von Potential- und Resonanzstreuung; es addieren sich die Streuphasen und *nicht* die Streuamplituden, auch wenn dies in der Literatur (z. B. [Mug81]) desöfteren so dargestellt wird.<sup>3</sup> Dasselbe gilt, wenn mehrere Resonanzen berücksichtigt werden müssen [Wei00]. Daher folgt:

$$\eta_0 = \eta_0^{pot} \cdot \eta_0^{res} = e^{2i\delta_0^{pot}} \frac{(E - E^{res}) - \frac{i}{2}\Gamma^n}{(E - E^{res}) + \frac{i}{2}\Gamma^n}. \quad (\text{A.17})$$

<sup>1</sup>In [May94] oder [Sea89] wird die Streuphase als Phasenverschiebung zwischen einer ungestörten und einer an einem Potential gestreuten Welle konstruiert. Man findet dabei ein  $\delta_0 \propto k$ .

<sup>2</sup>Bzgl. der Reihenfolge der Vorzeichen in Nenner und Zähler herrscht in der Literatur heftigste Verwirrung. Dieses ist jedoch aus der Interferenz zwischen Potential- und Resonanzstreuung festgelegt. Das Vorzeichen ist hier so gesetzt, dass für  $E < E_0$  destruktive Interferenz auftritt, wenn  $R' > 0$  ist.

<sup>3</sup>Im Falle mehrerer, weit auseinanderliegender Resonanzen können die Resonanzamplituden näherungsweise addiert werden. Dies ist dann richtig, wenn die Phase der ersten Resonanz schon vollständig durchgedreht ist, wenn die Phase der zweiten Resonanz zu drehen beginnt [Wei00].

Für den totalen Wirkungsquerschnitt erhält man daraus nach etwas Rechnerei:

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k^2} \left( \sin^2 \delta_0^{pot} + \frac{(\Gamma^n)^2 - 2\Gamma^n(E - E^{res}) \sin(2\delta_0^{pot})}{(E - E^{res})^2 + (\Gamma^n)^2/4} \right). \quad (\text{A.18})$$

Setzt man  $\delta_0^{pot} = -kR'$  ein, so ergibt sich ( $\sin \delta_0^{pot} \approx \delta_0^{pot} = -kR'$ ):

$$\begin{aligned} \sigma^{tot} &= \sigma^{pot} + \sigma^{res} + \sigma^{int} \\ &= 4\pi R'^2 + \frac{\pi}{k^2} \frac{(\Gamma^n)^2}{(E - E^{res})^2 + (\Gamma^n)^2/4} + \frac{\pi}{k^2} \frac{4(kR')\Gamma^n(E - E^{res})}{(E - E^{res})^2 + (\Gamma^n)^2/4}. \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

Die beiden ersten Terme sind die bereits bekannten Wirkungsquerschnitte für Potential- und Resonanzstreuung.  $\sigma^{int}$  wird durch die Interferenz von Potential- und Resonanzstreuung erzeugt (vgl. Fußnote 2!).

Die zugehörige Streuamplitude ist:

$$\begin{aligned} f^{res}(0) &= \frac{i}{2k} e^{-2ikR'} \left[ (e^{2ikR'} - 1) + \frac{2i\Gamma^n}{2(E - E^{res}) + i\Gamma^n} \right] \\ &\stackrel{kR' \ll 1}{\approx} -e^{-2ikR'} \left[ R' + \frac{1}{k} \frac{\Gamma^n}{2(E - E^{res}) + i\Gamma^n} \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

Ein Teil der Neutronenliteratur (z. B. [Mug81], Formel (6)) führt die zweite Zeile auf etwas fragwürdige Weise als „Addition“ von Potential- und Resonanzstreuamplitude ein. Zudem wird der Phasenfaktor ( $-e^{-2ikR'}$ ) vernachlässigt, was nur dann gut geht, wenn man anschließend mit  $|f(\theta)|^2$  fortfährt. Der totale Wirkungsquerschnitt kann dann aber nicht mehr aus dem optischen Theorem bestimmt werden, da sich dieses auf den Imaginärteil bezieht und daher die richtige Phasenlage benötigt! [Mug81] nennt  $f^{res}(0)$  außerdem eine „Streulänge“, obwohl diese eigentlich den Grenzwert von  $-f(\theta)$  für  $E \rightarrow 0$  bezeichnet und so per definitionem nicht mehr von der Energie abhängen darf.

In einer Lanthanprobe tritt die Reaktion  $^{139}\text{La}(n, N\gamma)^{140}\text{La}$  auf, d. h. nach dem Neutroneneinfang regt sich der Kern über eine  $\gamma$ -Kaskade ab. Andere inelastische Kanäle sollen von nun an nicht vorhanden sein. Der genaue Ablauf der  $\gamma$ -Kaskade kann sehr unterschiedlich sein, es gibt daher eine sehr große Zahl von Reaktionskanälen. In der Praxis werden diese durch einen einzelnen  $\gamma$ -Kanal mit der Breite  $\Gamma^\gamma$  angenähert; für die Neutronenwelle beschreibt man diesen Prozess durch ein  $|\eta_0^{res}| < 1$  [Wei00]:

$$\eta_0^{res} = \frac{(E - E^{res}) - \frac{i}{2}(\Gamma^n - \Gamma^\gamma)}{(E - E^{res}) + \frac{i}{2}(\Gamma^n + \Gamma^\gamma)}. \quad (\text{A.21})$$

Man nennt  $\Gamma^\gamma$  die „Gammabreite“ und  $\Gamma^n$  die „Neutronenbreite“. Außerdem führt man zweckmäßiger Weise die totale Breite  $\Gamma^{tot} = \Gamma^n + \Gamma^\gamma$  ein. In der Streutheorie würde man hier eine Mehrkanaltheorie mit zwei Kanälen einführen. Da der Kanal einer einzelnen auslaufenden  $\gamma$ -Welle physikalisch nicht existiert, wird mit der hiesigen Vorgehensweise ein *phänomenologisches*  $\Gamma^\gamma$  bestimmt, um wenigstens die Neutronenwelle vernünftig beschreiben zu können.

Die Vorwärtsstreuamplitude kann nun wieder analog zu oben bestimmt werden und wird an dieser Stelle nicht extra wiedergegeben (Gl. (1.12) gibt  $f^{res}$  für den Fall  $R' = 0$ , d. h. ohne Potentialstreuung an). Unter Anwendung des optischen Theorems findet man wieder den totalen Wirkungsquerschnitt (in  $\int d\Omega |f(\theta)|^2$  sind nur die Streuquerschnitte, aber nicht die Reaktionsquerschnitte enthalten!):

$$\begin{aligned}\sigma^{tot} &= \sigma^{pot} + \sigma^{res,streu} + \sigma^{int} + \sigma^{res,reak} \\ &= 4\pi R'^2 + \frac{\pi}{k^2} \frac{(\Gamma^n)^2}{(E - E^{res})^2 + (\Gamma^{tot})^2/4} \\ &\quad + \frac{\pi}{k^2} \frac{4(kR')\Gamma^n(E - E^{res})}{(E - E^{res})^2 + (\Gamma^{tot})^2/4} + \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma^n\Gamma^\gamma}{(E - E^{res})^2 + (\Gamma^{tot})^2/4}.\end{aligned}\quad (\text{A.22})$$

In den Resonanzennennern ist  $\Gamma^n$  durch  $\Gamma^{tot}$  ersetzt worden und der Querschnitt  $\sigma^{res,reakt}$  für die resonante Absorptionsreaktion ist neu hinzugekommen. Anschaulich gesehen steht  $\Gamma^n$  für ein resonant ein- oder auslaufendes Neutron,  $\Gamma^\gamma$  für ein auslaufendes  $\gamma$ -Quant. In diesem Bild ist im Interferenzterm ein  $\Gamma^n$  durch den Faktor  $kR'$  ersetzt, welcher die Potentialstreuung vertritt.

Die Neutronenbreiten sind energieabhängige Größen [May94], ihr Verlauf hängt vom Bahndrehimpuls der Resonanz ab ( $l = 0$ : Index „s“,  $l = 1$ : Index „p“):

$$\Gamma_s^n(E) = \Gamma_s^n(E_s^{res}) \left( \frac{E}{E_s^{res}} \right)^{1/2} \quad (\text{A.23})$$

$$\begin{aligned}\Gamma_p^n(E) &= \Gamma_p^n(E_p^{res}) \left( \frac{E}{E_p^{res}} \right)^{1/2} \underbrace{\left( \frac{(kR)^2}{1 + (kR)^2} \right)}_{\text{Eindringfaktor}} \underbrace{\left( \frac{1 + (k_p^{res}R)^2}{(k_p^{res}R)^2} \right)}_{\substack{\text{Normierung} \\ \text{auf } k = k_p^{res}}} \\ &\approx \Gamma_p^n(E_p^{res}) \left( \frac{E}{E_p^{res}} \right)^{3/2}.\end{aligned}\quad (\text{A.24})$$

Die p-Welle ist durch die Drehimpulsbarriere behindert, weshalb ein Eindringen in den Kern für kleine Energien immer unwahrscheinlicher wird. Dies wird durch den Eindringfaktor  $((kR)^2/(1 + (kR)^2))$  berücksichtigt, welcher in dieser Form für einen rechteckigen Potentialtopf gilt [Mug81]. Dementsprechend tritt hier der Kernradius  $R$  als Potentialradius und nicht die Potentialstrelänge  $R'$  auf! Man beachte, dass  $\Gamma^{tot}$  über  $\Gamma^n$  ebenfalls von der Energie abhängt.  $\Gamma^\gamma$  kann als konstant angesehen werden.

In den Zählern der Resonanzausdrücke wird an manchen Literaturstellen die ( $\propto k$ )-Abhängigkeit aus  $\Gamma_s^n$  herausgezogen, entsprechend tritt in diesem Fall die *Konstante*  $\Gamma_s^n(E_s^{res})$  im Zähler auf. Die Energieabhängigkeit von  $\Gamma_s^{tot}$  ist dann aber immer noch gegeben!

In [Mug81] sind ferner sogenannte *reduzierte Neutronenbreiten* tabelliert. Es handelt sich dabei um Neutronenbreiten für  $E = 1$  eV, bei denen die Eindringfaktoren herausgerechnet wurden. Man gelangt zur „normalen“ Neutronenbreite für  $E = 1$  eV zurück, indem man den

Eindringfaktor wieder anmultipliziert:

$$\Gamma_p^n(1 \text{ eV}) = \Gamma_p^{\text{reduziert}}(1 \text{ eV}) \left( \frac{(k_1 R)^2}{1 + (k_1 R)^2} \right). \quad (\text{A.25})$$

$k_1 = 21.968 \text{ \AA}$  ist die Wellenzahl für  $E = 1 \text{ eV}$ -Neutronen. Da bei der s-Welle der Eindringfaktor nicht auftritt, ist die reduzierte Neutronenbreite einer s-Wellenresonanz identisch mit der Neutronenbreite bei 1 eV.

Mit der Energieabhängigkeit der Neutronenbreiten kann in Gl. (A.22) das Verhalten von  $\sigma^{\text{tot}}$  für  $E \rightarrow 0$  bzw.  $k \rightarrow 0$  extrahiert werden. Man sieht direkt, dass für eine s-Welle die resonanten Streuteile gegen einen konstanten Wert laufen. Addiert man die konstante Potentialstreuung hinzu, so kann man den Streuquerschnitt für  $E \rightarrow 0$  als  $4\pi a^2$  schreiben, da die Streulänge  $a$  ja genau für diesen Grenzfall definiert wurde. (An dieser Tatsache kann man erkennen, dass in die Streulänge neben der Potentialstreuung alle s-Wellenresonanzen eines Kernes eingehen.) Die Reaktionsterme divergieren hingegen mit  $\propto 1/k = 1/\sqrt{E}$ . Diese Divergenz kann auch aus Phasenraumbetrachtungen abgeleitet werden [May94]; bildlich gesehen wird der Aufenthalt des Neutrons in Kernnähe für kleine Geschwindigkeiten immer länger, so dass die Wahrscheinlichkeit für eine Reaktion zunimmt. Für die s-Welle gilt also:

$$\sigma_s^{\text{tot}} \xrightarrow{k \rightarrow 0} \sigma_k/k + 4\pi a^2. \quad (\text{A.26})$$

Dabei sei  $\sigma_k$  als Proportionalitätskonstante angesehen.

Bei p-Wellen laufen wegen der höheren Potenz von  $k$  in  $\Gamma_p^n$  alle resonanten Anteile gegen Null. Die Drehimpulsbarriere lässt bei sehr kleinen Geschwindigkeiten keine Wechselwirkung mehr zu. Die Potentialstreuung trägt in der p-Welle für  $kR' \ll 1$  ebenfalls nicht bei [May94, Sea89], so dass für den Wirkungsquerschnitt der p-Welle gilt:

$$\sigma_p^{\text{tot}} \xrightarrow{k \rightarrow 0} 0. \quad (\text{A.27})$$

### A.3 Teilchen mit Spins, statistische Gewichte, Spinabhängigkeit

Der Kern trage nun den Spin  $\vec{I}$  mit  $I = |\vec{I}|$ , das Neutron den Spin  $\vec{s}$  mit  $s = |\vec{s}| = 1/2$ . Eine Resonanz ist durch die Quantenzahl  $J = |\vec{J}|$  des Gesamtdrehimpulses  $\vec{J} = \vec{I} + \vec{s} + \vec{l}$ , sowie durch  $l$  für den Bahndrehimpuls charakterisiert. Weder die Neutronen noch die Kernspins seien polarisiert.

Bei  $l = 0$ , d. h. in der s-Welle, sind  $(2s + 1)(2I + 1) = 2(2I + 1)$  Spin-Kanäle vorhanden, wovon  $(2J + 1)$  die s-Wellenresonanz mit Gesamtdrehimpuls  $J$  auslösen. In den übrigen Fällen tritt nur Potentialstreuung auf. Man hat daher auf die resonanten Anteile ein statistisches

Gewicht  $g_s = (2J + 1)/[2(2I + 1)]$  anzubringen. Für eine einzelne s-Wellenresonanz kann man folglich schreiben:

$$\begin{aligned}\sigma_s^{tot} &= g_s(\sigma_s^{pot} + \sigma_s^{int} + \sigma_s^{res,streu} + \sigma_s^{res,reak}) + (1 - g_s)\sigma_s^{pot} \\ &= \sigma_s^{pot} + g_s(\sigma_s^{int} + \sigma_s^{res,streu} + \sigma_s^{res,reak})\end{aligned}\quad (\text{A.28})$$

Die statistischen Gewichte werden üblicherweise in die Querschnitte einbezogen, so auch in Gl. (1.27). Die hier gewählte Schreibweise soll den Vergleich mit Gl. (A.22) erleichtern.

Bei p-Wellen ist bereits ein statistischer Faktor  $(2l + 1)$  vorhanden (Gln. (A.6)-(A.9)). Für festen Bahndrehimpuls  $l$  gibt es durch die  $(2l + 1)$ -fache Entartung des Bahndrehimpulses insgesamt  $(2s + 1)(2I + 1)(2l + 1)$  Kombinationsmöglichkeiten der beteiligten Drehimpulse. Von diesen können  $(2J + 1)$  die Resonanz hervorrufen. Das statistische Gewicht beträgt daher  $g_p = (2J + 1)/[(2s + 1)(2I + 1)(2l + 1)]$ . In den resonanten Fällen kürzt sich das  $(2l + 1)$  im Nenner von  $g_p$  mit dem statistischen Faktor der Partialwellenzerlegung heraus. Im nichtresonanten Fall mit dem Gewicht  $(1 - g_p)$  passiert bei den p-Wellen überhaupt nichts, da keine p-Wellen-Potentialstreuung auftritt; ein Gewicht  $(1 - g_p)$  kann daher nie auftreten. Deshalb macht man keinen Fehler, wenn man in den p-Wellen den statistischen Faktor  $(2l + 1)$  aus Gln. (A.6)-(A.9) einfach durch ein statistisches Gewicht  $g = (2J + 1)/[2(2I + 1)] \equiv g_s$  ersetzt. Dies ist nach meinem Verständnis der Grund dafür, dass in den Tabellen mit den Resonanzparametern [Mug81] für s- und p-Wellenresonanzen dasselbe statistische Gewicht  $g$  verwendet wird (es sind dort immer die Neutronenbreiten  $2g\Gamma_s^n, 2g\Gamma_p^n$  angegeben). Für die p-Welle erhält man somit:

$$\sigma_p^{tot} = g(\sigma_p^{res,streu} + \sigma_p^{res,reak})\quad (\text{A.29})$$

Außerdem kann das  $g_s$  in Gl. (A.28) durch  $g$  ersetzt werden.

Aus Gln. (A.9,A.10) folgt, dass die totalen Wirkungsquerschnitte für s- und p-Welle abschließend addiert werden dürfen.

Sind die Neutronen- und Targetspins polarisiert, so kann die Spinabhängigkeit der Wechselwirkung aus den Quantenzahlen der Resonanzen ermittelt werden. Nur in denjenigen Kanälen mit den passenden Quantenzahlen  $J$  und  $l$  taucht die jeweilige Resonanz auf. Betrachtet man nur die s-Wellen-Wechselwirkung eines Neutrons mit einem Kern, so können nur Resonanzen mit  $J_+ = I + s$  und  $J_- = I - s$  auftreten, für die statistischen Gewichte findet man entsprechend  $g_+ = (I + 1)/(2I + 1)$  und  $g_- = I/(2I + 1)$  mit  $g_+ + g_- = 1$ .

Jedoch sind für den experimentellen Fall Ensembles von vielen Neutronen und Kernen über Dichtematrizen zu berücksichtigen, was insbesondere bei  $^{139}\text{La}$  mit  $I = 7/2$  recht aufwendig werden kann. Das Target wird dann nicht mehr alleine durch die Polarisation beschrieben; entsprechend den 8 Zeeman-Niveaus der Kernspins gibt es 7 freie Parameter um die Besetzungszahlen aller 8 Niveaus festzulegen; man spricht in diesem Zusammenhang von höheren Ordnungsparametern (ein Beispiel hierfür ist die sogenannte Tensor-Polarisation).

Nach Aussage von M. Goldman [Gol00] fallen die höheren Ordnungsparameter bei der s-Wellen-Streuung thermischer Neutronen heraus und nur die Polarisation  $p_t$  des Targets muss berücksichtigt werden. Daher kann der spin-abhängige Anteil der Neutron-Kern-Wechselwirkung durch den Term  $p_t \vec{s} \bullet \vec{l}$  beschrieben werden (vgl. Kapitel 1). Wie dies zustande kommt und ob dies auch bei einer p-Wellen-Resonanz noch stimmt, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr geklärt werden. Bei p-Wellen-Resonanzen müsste man eigentlich zusätzlich beachten, dass der Bahndrehimpuls nun auch in den Gesamtspin eingeht. Es müssen nun diejenigen Fälle aussortiert werden, in welchen sich  $\vec{l}, \vec{s}$  und  $\vec{l}$  zum richtigen Gesamtspin  $J$  aufaddieren (Im Anhang E wird hierzu eine vereinfachende Annahme gemacht). Für die Zwecke dieser Arbeit wurde angenommen, dass die Polarisation zur Beschreibung des Targets genügt.

## A.4 Die Resonanzparameter von $^{139}\text{La}$

In [Mug81] sind für die im Rahmen dieser Arbeit interessanten Resonanzen von  $^{139}\text{La}$  folgende Parameter angegeben:

$$\begin{aligned}
 \text{s-Welle: } E_s^{res} &= -48.63 \text{ eV}, & 2g\Gamma_s^{\text{reduziert}}(1 \text{ eV}) &= 0.168 \text{ eV}, \\
 & \Gamma_s^\gamma = 0.06 \text{ eV}, & J &= 4, l = 0, \\
 \text{p-Welle: } E_p^{res} &= 0.734(5) \text{ eV}, & 2g\Gamma_s^p(E_p^{res}) &= 7.3(1.0) \cdot 10^{-8} \text{ eV}, \\
 & \Gamma_s^\gamma = 0.045(5) \text{ eV}, & J &= 4, l = 1 \\
 I &= 7/2, & R' &= 5.0(2) \text{ fm}, & g &= (2J + 1)/[2(2I + 1)]
 \end{aligned} \tag{A.30}$$

Zur Resonanz mit negativer Energie ist Folgendes zu sagen. Für  $E \rightarrow 0$  würde man im totalen Wirkungsquerschnitt einen konstanten Streuterm plus einen  $1/\sqrt{E}$ -Anteil für die Reaktionsquerschnitte aller s-Wellenresonanzen mit positiver Energie erwarten (Gl. (A.26)). Dies reicht jedoch nicht aus um den Verlauf des Wirkungsquerschnitts für niedrige Neutronenenergien richtig wiederzugeben. Daher führt man eine negative s-Wellenresonanz ein, deren Parameter  $E_s^{res}$  und  $\Gamma_s^n$  an die Daten angepasst werden. Weil die Anpassung nur für positive Energien, d. h. an den Ausläufer der Resonanz, stattfinden kann, ist es kaum möglich auch  $\Gamma_s^\gamma$  als dritten Parameter eindeutig aus der Anpassung zu bestimmen; man *wählt* diesen Wert daher vergleichbar zu den  $\gamma$ -Breiten der s-Wellenresonanzen mit positiver Energie.

Der Resonanz mit negativer Energie wird dennoch ein Gesamtdrehimpuls  $J$  zugeordnet. Dies ist wahrscheinlich so zu interpretieren, dass die negative Resonanz einen breiten, gebundenen Zustand von  $^{140}\text{La}$  darstellt, dessen Ausläufer bis in das Kontinuum hineinragt.

Neben den Resonanzparametern sind u. a. zusätzlich folgende Wirkungsquerschnitte für

thermische Neutronen tabelliert [Mug81]:

$$\begin{aligned}\sigma_{th}^\gamma &= 8.93(4) \text{ barn}, & \sigma_{th}^{streu} &= 10.13(22) \text{ barn} \\ \sigma_{th}^\gamma(+)&= 0.006 \text{ barn}, & \sigma_{th}^\gamma(-)&= 0.0963 \text{ barn} \\ \sigma_{th}^\gamma(B)&= 8.839 \text{ barn}\end{aligned}\tag{A.31}$$

Unter thermischen Neutronen versteht man solche mit einer Temperatur von  $T = 20 \text{ }^\circ\text{C} \hat{=} 293 \text{ K}$ , diese haben gemäß  $E = k_B T$  eine Energie von 25.3 meV ( $k_B$ : Boltzmann-Konstante; ferner sind dann  $\lambda = 1.8 \text{ \AA}$  und  $k = 3.49 \text{ \AA}^{-1}$ ).  $\sigma_{th}^\gamma$  ist der Reaktionsquerschnitt für Neutronen mit thermischer Energie,  $\sigma_{th}^{streu}$  der Streuquerschnitt.  $\sigma_{th}^\gamma(\pm)$  ist der Beitrag aller s-Wellen-Resonanzen mit  $J = I \pm s$ , hier fasst man die oben erwähnten ( $\propto 1/k$ )-Anteile zusammen.  $\sigma_{th}^\gamma(B)$  ist schließlich der Reaktionsbeitrag von Resonanzen mit negativer Energie, es gilt:  $\sigma_{th}^\gamma = \sigma_{th}^\gamma(B) + \sigma_{th}^\gamma(+)$  +  $\sigma_{th}^\gamma(-)$ .

An dieser Stelle zeigt sich eine Unstimmigkeit in den tabellierten Werten. Setzt man die oben aufgeführten Resonanzparameter in die Gln. (A.22, A.28) ein, und wählt man  $E = 25.3 \text{ meV}$ , dann müssten sich die thermischen Wirkungsquerschnitte eigentlich reproduzieren lassen. Dies ist jedoch nicht der Fall. Außerdem kann man mit den Resonanzparametern im Bereich  $E \leq 1 \text{ eV}$  keine Übereinstimmung mit der in Band II von [Mug81] aufgetragenen Kurve für  $\sigma^{tot}(E)$  erreichen. Am thermischen Punkt stimmt diese Kurve jedoch mit den thermischen Wirkungsquerschnitten aus Gl. (A.31) überein (d. h.  $\sigma_{tot}(25.3 \text{ meV}) = \sigma_{th}^\gamma + \sigma_{th}^{reak}$ ). Es scheint daher, dass die angegebenen Parameter für die s-Wellenresonanz falsch sind. Aus diesem Grund wurde eine Neubestimmung von  $E_s^{res}$  und  $\Gamma_s^{reduziert}$  vorgenommen. Dazu wurden die thermischen Querschnitte wie folgt mit den Beiträgen aus Gln. (A.22, A.28) für  $E = 25.3 \text{ meV}$  identifiziert:

$$\sigma_{th}^\gamma(B) = g\sigma_s^{reak}\tag{A.32}$$

$$\sigma_{th}^{streu} = \sigma_s^{pot} + g(\sigma_s^{int} + \sigma_s^{res}).\tag{A.33}$$

Die p-Wellen-Resonanz trägt bei der thermischen Energie nicht mehr bei. Damit hat man zwei Gleichungen mit den beiden Unbekannten  $E_s^{res}$  und  $\Gamma_s^{reduziert}$ . Durch Auflösen findet man folgenden neuen Parametersatz:

$$\begin{aligned}E_s^{res} &= -42.10 \text{ eV} \\ 2g\Gamma_s^{reduziert}(1 \text{ eV}) &= 0.1276 \text{ eV}.\end{aligned}\tag{A.34}$$

Mit diesen Werten lässt sich die Kurve für  $\sigma_{tot}(E)$  aus [Mug81] *exakt* reproduzieren, was für die Richtigkeit der geschilderten Vorgehensweise spricht.

[Pet97] berichtete vom gleichen Problem und teilte mir  $E_s^{res} = -42 \text{ eV}$  mit.

# Anhang B

## Adiabatische Rotation

Um zu eruieren, wie eine Spinpolarisation  $\vec{P}$  auf ein rotierendes Führungsfeld  $\vec{B}(t)$  reagiert, betrachtet man die Magnetisierung des polarisierten Mediums:  $\vec{M} = n\mu\vec{P}$ .  $n$  ist die Dichte der Spins,  $\mu$  das magnetische Moment jedes einzelnen Teilchens. Für die Zeitentwicklung von  $\vec{M}$  lässt sich zeigen [Abr61]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt}(t) = \vec{M}(t) \times \gamma\vec{B}(t). \quad (\text{B.1})$$

$\gamma$  ist das gyromagnetische Verhältnis der Spins. Sei  $\vec{B}(t) = \vec{B}_0$  zunächst zeitlich konstant. Die auf  $\vec{B}_0$  projizierte Komponenten von  $\vec{M}$  ist gemäß Gl. (B.1) zeitlich konstant; in diesem Sinn bezeichnet man  $\vec{B}_0$  als magnetisches Führungsfeld. Eine zu  $\vec{B}_0$  senkrechte Komponente von  $\vec{M}$  präzediert mit der Larmorfrequenz  $\omega = \gamma|\vec{B}_0|$  um  $\vec{B}_0$ .

Sei nun  $\vec{M}(0) = (m_0, 0, 0)$  der Startwert und

$$\vec{B}(t) = (B_0 \cos(\Omega t), B_0 \sin(\Omega t), 0) \quad (\text{B.2})$$

ein sich drehendes Magnetfeld mit  $\vec{B}(0) \parallel \vec{M}(0)$ . Diese Anfangsbedingung ist in unserem Fall sowohl für die Neutronen- als auch für die  $^3\text{He}$ -Polarisation immer zutreffend.

Um die Zeitabhängigkeit von  $\vec{B}(t)$  zu eliminieren, transformiert man in jenes rotierende Koordinatensystem, in welchem  $\vec{B}$  ruht. Dieses System hat die Winkelgeschwindigkeit  $\vec{\Omega} = (0, 0, \Omega)$ . Für die Änderungsgeschwindigkeit eines Vektors  $\vec{M}$  im rotierenden System gilt allgemein:

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{\text{Rot}} = \left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{\text{Labor}} - \vec{\Omega} \times \vec{M}. \quad (\text{B.3})$$

Im rotierenden System erhält man  $\gamma\vec{B} = \vec{\omega} = (\omega, 0, 0) = \text{konst.}$ , wobei die Stärke des rotierenden Feldes durch die Larmorfrequenz  $\omega = \gamma B_0$  ersetzt wurde. Durch Einsetzen von Gl. (B.1) findet man:

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{\text{Rot}} = \vec{M} \times (\vec{\Omega} + \vec{\omega}) = \vec{M} \times \begin{pmatrix} \omega \\ 0 \\ \Omega \end{pmatrix}. \quad (\text{B.4})$$

Wenn nichts anderes erwähnt wird, sind die Komponenten von  $\vec{M}$  von nun an im rotierenden Koordinatensystem angegeben.

Nach erneutem Ableiten und Ineinander-Einsetzen findet man eine Differentialgleichung 2. Ordnung in  $M_y(t)$ . Mit ihrer Lösung erhält man im zweiten Schritt  $M_x(t)$  und  $M_z(t)$ . Um alle Integrationskonstanten bestimmen zu können, benötigt man eine weitere Nebenbedingung:

$$\frac{d}{dt} |\vec{M}|^2 = 2\vec{M} \bullet \frac{d\vec{M}}{dt} \stackrel{\text{Gl. (B.4)}}{=} \vec{M} \bullet \left( \vec{M} \times \begin{pmatrix} \omega \\ 0 \\ \Omega \end{pmatrix} \right) = 0. \quad (\text{B.5})$$

D. h.  $|\vec{M}|$  ist konstant mit  $|\vec{M}|^2 = m_0^2$ .

Die Lösungen lauten (im rotierenden Koordinatensystem!):

$$\begin{aligned} M_x(t) &= m_0 \left( \frac{1}{1 + (\Omega/\omega)^2} \right) \left( 1 + (\Omega/\omega)^2 \cos \left( \Omega t \sqrt{1 + (\omega/\Omega)^2} \right) \right) \\ M_y(t) &= -m_0 \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega/\Omega)^2}} \sin \left( \Omega t \sqrt{1 + (\omega/\Omega)^2} \right) \\ M_z(t) &= m_0 \frac{\Omega\omega}{\Omega^2 + \omega^2} \left( 1 - \cos \left( \Omega t \sqrt{1 + (\omega/\Omega)^2} \right) \right) \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

$M_x(t)/m_0$  gibt an, welcher Anteil der Magnetisierung/Polarisation noch parallel zum rotierenden Führungsfeld steht.

Von Bedeutung sind vor allem zwei Spezialfälle.

1.  $\Omega \ll \omega$ , die Rotationsfrequenz ist viel kleiner als die Larmorfrequenz. In diesem Fall gilt für nicht zu große Drehwinkel  $\phi = \Omega t$ :

$$\vec{M}_{Rot}(t) \approx (m_0, 0, 0). \quad (\text{B.7})$$

Im rotierenden System bleibt  $\vec{M}$  in seiner ursprünglichen Richtung stehen; im Laborsystem folgt  $\vec{M}$  somit der Drehung von  $\vec{B}$ . Man spricht von einer *adiabatischen Rotation* der Magnetisierung  $\vec{M}$  bzw. der Polarisation  $\vec{P}$ .

2. Wenn hingegen  $\Omega \gg \omega$  ist, so findet man:

$$\begin{aligned} M_x(t) &\approx m_0 \cos(\Omega t) \\ M_y(t) &\approx -m_0 \sin(\Omega t) \\ M_z(t) &\approx 0 \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Der Vektor  $\vec{M}_{Rot}$  dreht sich im rotierenden System mit  $-\vec{\Omega}$ , d. h. im Laborsystem ruht er mit  $\vec{M}_{lab} = (m_0, 0, 0)$ . Einem sehr schnell drehenden Magnetfeld folgt er überhaupt nicht. Diesen Extremfall nennt man vollständig *nicht-adiabatisch*.

Von besonderer Bedeutung ist ein plötzlicher Vorzeichenwechsel des Magnetfeldes:  $\phi = \Omega t = \pi$  mit  $\Omega \rightarrow \infty$ . Danach hat man im rotierenden System  $\vec{M}_{Rot} = (-m_0, 0, 0)$ , bzw.  $\vec{M}_{Labor} = (m_0, 0, 0)$  im Laborsystem. Die Polarisation ist der plötzlich umspringenden Feldrichtung nicht gefolgt und hat so ihr Vorzeichen relativ zum Führungsfeld geändert. Dies nutzt man bei sogenannten *nicht-adiabatischen Spinflippern* aus (siehe Kapitel 2).

# Anhang C

## Signal-zu-Rausch-Verhältnisse

Es sollen die Signal-zu-Rausch-Verhältnisse  $S/R = A/\Delta A$  der Symmetrien  $A_{spinrotation}$  und  $A_{dichroismus}$  hergeleitet werden. Dazu sei angenommen, dass die Zählzeiten konstant sind. Dann können die Intensitäten  $I_{\pm\pm}$  und  $I_{\pm}$  als Zahl der Detektorereignisse mit den statistischen Fehlern  $\Delta I_{\pm\pm} = \sqrt{I_{\pm\pm}}$  und  $\Delta I_{\pm} = \sqrt{I_{\pm}}$  aufgefasst werden.  $\Delta A$  folgt durch Fehlerfortpflanzung mit Gln. (2.8, 2.12). Auf diese Weise ergibt sich für die Spinrotation (indem man am Ende die Zählraten  $I_{\pm\pm}$  aus Gl. (2.7) wieder einsetzt):

$$\frac{A_{rotation}}{\Delta A_{rotation}} = \sqrt{2N_0} P A \frac{\sin 2\phi \sin \phi_z \cos \phi_z}{(1 - \cos 2\phi \cos 2\phi_z)^{1/2}} \quad (C.1)$$

Und für den Dichroismus (mit  $I_{\pm}$  aus Gl. (2.11)):

$$\frac{A_{dichroismus}}{\Delta A_{dichroismus}} = \sqrt{2I_0 \cosh(NlP_n\Delta\sigma) \sinh(NlP_n\Delta\sigma) \exp(-Nl\sigma_0/2)} \quad (C.2)$$

$I_0$  sei die Rate ohne Probe im Strahl,  $N_0$  diejenige mit der Probe, so dass  $N_0 = I_0 \exp(-Nl\sigma_0)$  ist.  $l$  ist die Probenlänge,  $N$  die Teilchendichte in  $[\text{cm}^{-3}]$ ,  $\sigma_0$  der totale Wirkungsquerschnitt der Probe,  $P_n$  die Neutronenpolarisation und  $A$  die Analysierstärke des  $^3\text{He}$ -NSF.

Einerseits gilt nun bei der Spinrotation  $\sin \phi \approx \phi = \frac{d\phi}{dz} \cdot l$ . Beim Dichroismus ist andererseits  $\sinh(NlP_n\Delta\sigma) \approx NlP_n\Delta\sigma$  und  $\cosh(NlP_n\Delta\sigma) \approx 1$ . Für beide Fälle hat man daher:

$$\frac{S}{R} \propto l \cdot \sqrt{N_0} \propto l \cdot \exp\left(\frac{-Nl\sigma_0}{2}\right). \quad (C.3)$$

Dieser Ausdruck wird maximal, wenn  $Nl\sigma_0 = 2$  ist. Unabhängig von der Größe des Signales beträgt die optimale Probendicke daher immer zwei Absorptionslängen.

# Anhang D

## Verschaltung des Solenoiden

In der Abbildung ist gezeigt, wie die Korrekturspulen des Solenoiden von der Reihenschaltung (Transportmodus) in die Parallelschaltung ( $\mu$ -Metall-Modus) umgeschaltet werden, ohne dass das Führungsfeld unterbrochen werden muss.

Der Solenoid befinde sich im Transportmodus: die Schalterstellungen seien wie in der Abbildung eingezeichnet, das Potentiometer (P) sei hochohmig. Durch Drehen des Potentiometers werden die Kompensationsspulen kurzgeschlossen; der Kompensationsstrom wird auf diese Weise kontinuierlich heruntergefahren. Kurz vor dem Anschlag des Potentiometers werden alle eingezeichneten Mikroschalter über eine mechanische Vorrichtung ausgelöst. Danach werden die Kompensationsspulen über die Vorwiderstände  $R_1$  und  $R_2$  parallel zum Solenoiden betrieben. Da es sich in diesem Fall um niedrige Ströme handelt, werden sie abrupt eingeschaltet und nicht mittels einem zweiten Potentiometer hochgefahren.

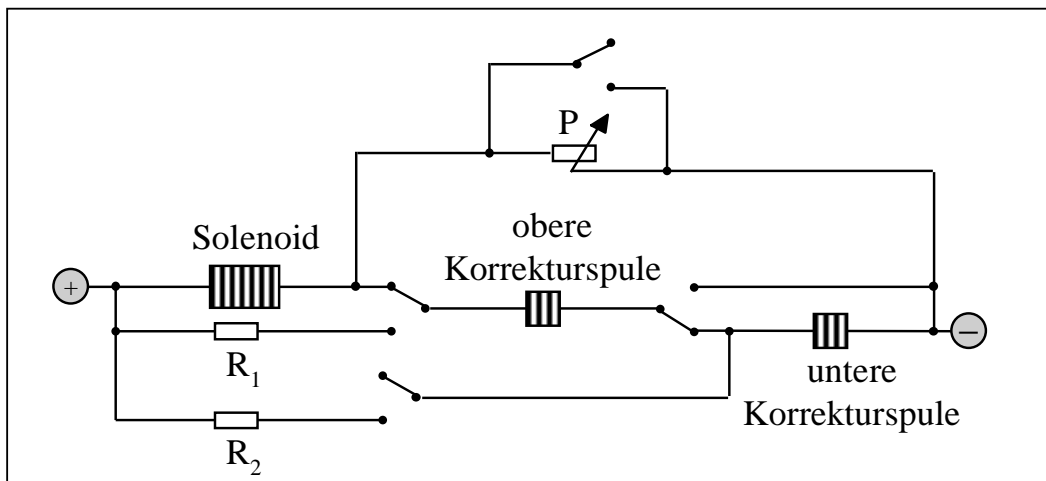


Abbildung D.1: Umschaltmechanismus am Solenoiden

# Anhang E

## Effektives Potential für $^{139}\text{La}$

Für die Simulation eines polarisierten Targets (Kapitel 4) muss man die Faktoren  $A, B, C, D$  des effektiven Potentials festlegen. Hier wird kurz skizziert, wie diese für die erstellte Simulationssoftware gewählt wurden.

Um die spinabhängige und spinunabhängige Neutron-Kernwechselwirkung  $A$  und  $B$  festzulegen, stehen lediglich die im Anhang A besprochenen Resonanzparameter zur Verfügung. Daraus können dem Formalismus von Anhang A gemäß folgende Vorwärtsstreuamplituden definiert werden:

$$f_s^+(E) = \frac{i}{2k} (1 - \eta_s^{res} \cdot \eta_s^{res}) = \frac{i}{2k} \left( 1 - \frac{(E - E_s^{res}) - \frac{i}{2} (\Gamma_s^n - \Gamma_s^\gamma)}{(E - E_s^{res}) + \frac{i}{2} (\Gamma_s^n + \Gamma_s^\gamma)} \cdot e^{-2ikR'} \right) \quad (\text{E.1})$$

$$f_s^-(E) = \frac{i}{2k} (1 - \eta_s^{res}) = \frac{i}{2k} (1 - e^{-2ikR'}) \quad (\text{E.2})$$

$$f_p(E) = \frac{i}{2k} (1 - \eta_p^{res}) = \frac{i}{2k} \left( 1 - \frac{(E - E_p^{res}) - \frac{i}{2} (\Gamma_p^n - \Gamma_p^\gamma)}{(E - E_p^{res}) + \frac{i}{2} (\Gamma_p^n + \Gamma_p^\gamma)} \right) \quad (\text{E.3})$$

Weil die betrachtete s-Wellenresonanz einen Gesamtspin von  $J = 4$  besitzt [Mug81], tritt sie nur auf, wenn sich Neutronenspin  $s$  und Kernspin  $I$  aufaddieren mit  $J = I + s$ ; im anderen Fall mit  $J = I - s = 3$  gibt es hingegen nur die Potentialstreuung. Diese beiden Fälle werden durch  $f_s^+$  und  $f_s^-$  beschrieben.  $f_p$  ist die Streuamplitude der p-Welle, welche lediglich die 0.75-eV-p-Wellenresonanz von Lanthan enthält, da die Potentialstreuung der p-Welle vernachlässigbar klein ist.

Betrachtet man im Augenblick nur die s-Welle, so kann man  $f_s^+$  und  $f_s^-$  zu einer spinabhängigen Streuamplitude zusammenfassen (siehe hierzu [For73, Gla87, Sea89]):

$$f_s(E) = \underbrace{\left( \frac{I+1}{2I+1} f_s^+ + \frac{I}{2I+1} f_s^- \right)}_{=a(E)} + \underbrace{\frac{2}{2I+1} (f_s^+ - f_s^-)}_{=b(E)} \hat{s} \cdot \hat{I} \quad (\text{E.4})$$

Durch einen Vergleich mit Gl. (1.1) und unter Anwendung von Gl. (1.3) erhält man die Potentialterme  $A(E)$  und  $B(E)$  aus Gl. (1.2). Man beachte, dass wieder dieselben statistischen Gewichte  $g_+ = (I+1)/(2I+1)$  und  $g_- = I/(2I+1)$  wie im Anhang A auftauchen.

Etwas problematisch ist die Behandlung der p-Wellenresonanz, weil der Bahndrehimpuls zum Gesamtspin der Resonanz beiträgt. Wie dies genau zu berücksichtigen ist, konnte während dieser Arbeit nicht mehr geklärt werden. Um den Beitrag der p-Wellenresonanz zur Spinabhängigkeit der Kernkräfte aber dennoch in die Simulation einfließen zu lassen, wurde folgender, etwas intuitiver Weg gewählt. Wie im Anhang A begründet, wird auch für die p-Welle das statistische Gewicht  $g_+ = (I + 1)/(2I + 1)$  verwendet, wenn man den spinunabhängigen, mittleren Wirkungsquerschnitt berechnet. Dieser wird andererseits von der spinunabhängigen Amplitude  $a(E)$  beschrieben (erste geschweifte Klammer in Gl. (E.4)). In  $a(E)$  kann  $f_p$  daher einfach zu  $f_s^+$  hinzuaddiert werden. Für  $b(E)$  wurde ohne Anspruch auf Richtigkeit genauso vorgegangen. Damit ist in der derzeitigen Version der Simulationssoftware die p-Wellenresonanz zumindest qualitativ berücksichtigt.

Es zeigt sich, dass die p-Wellenresonanz nur in den Imaginärteilen, d. h. zur Absorption beiträgt. Eine elastische p-Wellenresonanz-Streuung ist zwar möglich, jedoch aufgrund der Drehimpulsbarriere ( $\hat{=}$  kleines  $\Gamma_p^n \Rightarrow (\Gamma_p^n)^2$  gegenüber  $(\Gamma_s^n)^2$  vernachlässigbar) äußerst unwahrscheinlich. Weil man den Pseudomagnetismus im (vorwärts) gestreuten Neutronenstrahl beobachtet, hat dies insbesondere zur Folge, dass die Resonanz im Pseudomagnetismus nicht sichtbar wird. In anderen Worten: der  $\Re(B)$  zeigt nur die flache Energieabhängigkeit des Ausläufers der s-Wellenresonanz.

Die Bestimmung der paritätsverletzenden Wechselwirkung  $C(E)$  ist unproblematisch. Hierzu sind einfach die Formeln für den Dichrosimus und die Spinrotation (Gln. (1.20, 1.21)) in die Beziehungen Gln. (1.8, 1.9) einzusetzen. Für das Matrixelement der schwachen Wechselwirkung wurden das Messergebnis  $v = 1.5$  meV aus Kapitel 2 verwendet.

Schließlich wurde für die  $\mathcal{P}, \mathcal{T}$ -Verletzung  $D(E) = 10^{-3}C(E)$  gewählt, was nach Gl. (1.11) das obere Limit für diesen Effekt darstellt.

# Literaturverzeichnis

- [Abr61] A. Abragam: „The Principles of Nuclear Magnetism“, Oxford University Press, London (1961)
- [Abr78] A. Abragam, M. Goldman: „Principles of Dynamic Nuclear Polarization“, Rep. Prog. Phys. **41** (1978) 395
- [Abr82] A. Abragam, M. Goldman: „Nuclear Magnetism: Order and Disorder“, Oxford University Press, New York, London (1982)
- [Alf83] I. S. Alfimenkov, S. B. Borzakov, Vo Van Thuan, Yz. D. Mareev, L. B. Pikelner, A. S. Khrykin, E.I. Shapiro: „Parity Nonconservation in Neutron Resonances“, Nucl. Phys. **A398** (1983) 93
- [Als64] J. Als-Nielsen, O. Dietrich: „Slow Neutron Cross Sections for  $^3\text{He}$ , B and Au“, Phys. Rev. **133:4B** (1964) 925
- [Alt92] I. S. Altarev, Yu. V. Borisov, N. V. Borovikova, S. N. Ivanov, E. A. Kolomensky, M. S. Lasakov, V. M Lobashev, V. A. Nazarenko, A. N. Pirozhkov, A. P. Serebrov, Yu. V. Sobolev, E. V. Shulgina, A. I. Yegorov: „New Measurement of the Electric Dipole Moment of the Neutron“, Phys. Lett. **B276** (1992) 242
- [Ang98] A. Angelopoulos et al.: „First Direct Observation of Time-Reversal non-Invariance in the Neutral Kaon-System“, Phys. Lett. **B444** (1998) 43
- [Bac75] G. E. Bacon: „Neutron Diffraction“, 3rd edition, Clarendon Press, Oxford (1975)
- [Bar74] R. Barbé, M. Leduc, F. Laloe: „Résonance magnétique en champ de radiofréquence inhomogène“, J. Physique **35** (1974) 699 und 935
- [Bir87] S. A. Biryukov, L. N. Bondarenko, S. V. Zhukov, Yu. V. Zakharov, V. M. Zykov, V. L. Kuznetsov, P. V. Malankin, V. I. Mostovoi, A. A. Osochnikov, S. P. Pugachev, V. I. Raitsis, A. N. Chernyi: „Study of Spatial Parity Nonconservation in Neutron Resonances in  $^{139}\text{La}$  and  $^{117}\text{Sn}$ “, Sov. J. Nucl. Phys. **45:6** (1987) 937

- [Boe88] F. Boehm: „Time Reversal Tests with Polarized Nuclei - a Review“, *Hyperfine Interactions* **43** (1988) 95
- [Bro99] Alain Brochier, ILL Grenoble, private Mitteilungen (1999)
- [Bun81] V. E. Bunakov, V. P. Gudkov: „Parity Non-Conservation Effects in Neutron Elastic Scattering Reactions“ *Z. Phys.* **A303** (1981) 285
- [Bun83] V. E. Bunakov, V. P. Gudkov: „Parity Violation and Related Effects in Neutron-Induced Reactions“, *Nucl. Phys.* **A401** (1983) 93
- [Cer65] J. Cerny, C. Detraz, R. H. Pehl: „ $^4\text{Li}$  and the Excited Levels of  $^4\text{He}$ “, *Phys. Rev. Lett.* **15:7** (1965) 300
- [Chr64] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay: „Evidence of the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson“, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 138
- [Chr65] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay: „Regeneration of  $K_1^0$  Mesons and the  $K_1^0 - K_2^0$  Mass Difference“, *Phys. Rev.* **140** (1965) B75
- [Dan71] J. M. Daniels, A. K. C. Kiang, P. Kirkby: „A Large Volume Homogeneous Low Field Electromagnet“, *Can. Journ. Phys.* **49** (1971) 576
- [Den97] A. Deninger: „Systematische Untersuchungen zur Wandrelaxation in polarisierten  $^3\text{He}$  Hochdruckzellen“, Diplomarbeit an der Universität Mainz (1997)
- [Ebe00] Michael Ebert, laufende Promotion an der Universität Mainz (2000)
- [Eck92] G. Eckert, W. Heil, M. Meyerhoff, E. W. Otten, R. Surkau, M. Werner, M. Leduc, P. J. Nacher, L. D. Schearer: „A Dense Polarized  $^3\text{He}$  Target Based on Compression of Optically Pumped Gas“, *Nucl. Instr. Meth.* **A320** (1992) 53
- [For73] M. Forte: „Neutron Spin Precession in Polarized Nuclear Targets“, *Nuovo Cimento* **18A:4** (1973) 726
- [For80] M. Forte, B. R. Heckel, N. F. Ramsey, K. Green, G. L. Greene, J. Byrne, J. M. Pendlebury: „First Measurement of Parity-Nonconserving Neutron-Spin Rotation: The Tin Isotopes“, *Phys. Rev. Lett.* **45:26** (1980) 2088
- [Fra92] C. M. Frankle, J. D. Bowman, J. E. Bush, P. P. J. Delheij, C. R. Gould, D. G. Haase, J. N. Knudson, G. E. Mitchell, S. Penttilä, H. Postma, N. R. Roberson, S. J. Seestrom, J. J. Szymanski, V. W. Yuan, X. Zhu: „Parity Nonconservation for the 0.88 eV Neutron Resonance in  $^{81}\text{Br}$ “, *Phys. Rev.* **C46:4** (1992) 1542

- [Gla87] H. Glättli, M. Goldman: „Nuclear Magnetism“, Meth. Exp. Phys. **23C** (1987) 241
- [Gol99] Robert Golub, Hahn-Meitner-Institut, Berlin, private Mitteilungen (1999)
- [Gol00] Maurice Goldman, private Mitteilungen (2000)
- [Haa59] R. Haas, L. B. Leipuner, R. K. Adair: „Conservation of Parity in Strong Interactions“, Phys. Rev. **116:5** (1959) 1221
- [Hau00] P. Hautle, M. Inuma: „Dynamic Nuclear Polarization in Crystals of  $\text{Nd}^{3+}:\text{LaAlO}_3$ , a Polarized  $^{139}\text{La}$  Target for a Test of Time Reversal Invariance.“, Nucl. Instr. Meth. **A440** (2000) 639
- [Hec84] B. Heckel, M. Forte, O. Schärpf, K. Green, G. L. Greene, N. F. Ramsey, J. Byrne, J. M. Pendlebury: „Measurement of Parity Nonconserving Spin Rotation in Lanthanum“, Phys. Rev. **C29:6** (1984) 2389
- [Hec89] B. Heckel: „Parity Violation in Reactor Neutron Transmission Experiments“, Nucl. Instr. Meth. **A284** (1989) 66
- [Hei95] W. Heil, H. Humblot, E. Otten, M. Schäfer, R. Surkau, M. Leduc: „Very Long Nuclear Relaxation Times of Spin Polarized Helium 3 in Metal Coated Cells“, Phys. Lett. **A201** (1995) 337
- [Hei98] W. Heil, K. Andersen, D. Hofmann, H. Humblot, J. Kulda, E. Lelièvre-Berna, O. Schärpf, F. Tasset: „ $^3\text{He}$  Neutron Spin Filter at ILL“, Physica **B241-243** (1998) 56
- [Hei99] Werner Heil, Universität Mainz, private Mitteilungen
- [Her88] P. Herczeg: „T-Violation in Nuclear Interactions - an Overview“, Hyperfine Interactions **43** (1988) 77
- [Iva99] Alexander Ivanov, ILL Grenoble, private Mitteilungen (1999)
- [Jac75] J. D. Jackson: „Classical Electrodynamics“, 2nd ed., John Wiley & Sons, New York (1975)
- [Kab82] P. K. Kabir: „Test of T Invariance in Neutron Optics“, Phys. Rev. **D25:7** (1982) 2013
- [Kab88] P. K. Kabir: „Polarization-Asymmetry Relations in Neutron Optics“, Phys. Rev. Lett. **60:8** (1988) 686

- [Kab89] P. K. Kabir: „Symmetry Tests in Slow Neutron Interactions“, Nucl. Instr. Meth. **A284** (1989) 63
- [Kle83] A. G. Klein, S. A. Werner: „Neutron Optics“, Rep. Prog. Phys. **46** (1983) 259-335
- [Lam94] S. K. Lamoreaux, R. Golub: „General Analysis for Experimental Studies of Time-Reversal-Violating Effects in Slow Neutron Propagation through Polarized Matter“, Phys. Rev. **D50:9** (1994) 5632
- [Lee56] T. D. Lee, C. N. Yang: „Question of Parity Conservation in Weak Interaction“, Phys. Rev. **104** (1956) 254
- [Lel99] Eddy Lelièvre-Berna, ILL Grenoble, private Mitteilungen (1997-1999)
- [Mas89] Y. Masuda, T. Adachi, A. Masaike, K. Morimoto: „Longitudinal Asymmetry in a Neutron Radiative Capture Reaction of  $^{139}\text{La}$ “, Nucl. Phys. **A504** (1989) 269
- [Mas00] Y. Masuda: „Motion Reversal of Polarized Neutron-Nucleus Scattering“, Nucl. Instr. Meth. **A440** (2000) 632
- [May94] Theo Mayer-Kuckuk: „Kernphysik“, Teubner, Stuttgart (1994)
- [Mic64] F. C. Michel: „Parity Nonconservation in Nuclei“, Phys. Rev. **133:2B** (1964) 329
- [Mit99] G. E. Mitchell, J. D. Bowman, H. A. Weidenmüller: „Parity Violation in the Compound Nucleus“, Rev. Mod. Phys. **71:1** (1999) 445
- [Mug81] S. F. Mughabghab, M. Divadeenam, N. E. Holden: „Neutron Cross Sections, Volume I: Neutron Resonance Parameters and Thermal Cross Sections“  
Part A,  $Z = 1-60$ : Academic Press, New York, London (1981)  
Part B,  $Z = 61-100$  : Academic Press, New York, London (1983)  
V. McLane, C. L. Dunford, P. F. Rose: „Neutron Cross Sections, Volume II: Neutron Cross Section Curves“, Academic Press, New York, London (1988)
- [New93] N. R. Newbury, A. S. Barton, G. D. Cates, W. Happer, H. Middleton: „Gaseous  $^3\text{He}$ - $^3\text{He}$  Magnetic Dipolar Spin Relaxation“, Phys. Rev. **A48:6** (1993) 4411
- [Pas66] L. Passel, R. I. Schermer: „Measurement of the Spin Dependence of the  $^3\text{He}(n,p)\text{T}$  Reaction and of the Nuclear Suszeptibility of Adsorbed  $^3\text{He}$ “, Phys. Rev. **150:1** (1966) 146
- [Pet97] Alexander Petukhov, St. Petersburg Nuclear Physics Institute, private Mitteilungen (1997-2000)

- [Pol95] Mehrere Beispiele für polarisierte Protonentargets findet man in: „Proceedings of the 7th Workshop on Polarized Target Materials and Techniques“, Bad Honnef, 20.-22. Juni 1994, Nucl. Instr. Meth. **A356** (1995) 1-152
- [Sak94] J. J. Sakurai: „Modern Quantum Mechanics“, rev. ed., Addison-Wesley (1994)
- [Sch65] L. D. Schearer, G. K. Walters: „Nuclear Spin-Lattice Relaxation in the Presence of Magnetic Field Gradients“, Phys. Rev. **139:5A** (1965) 1398
- [Sch89] O. Schärpf: „Comparison of Theoretical and Experimental Behaviour of Supermirrors and Discussion of Limitations“, Physica **B156,157** (1989) 639  
O. Schärpf, N. Stüsser: „Recent Progress in Neutron Polarizers“, Nucl. Instr. Meth. **A284** (1989) 208
- [Sea89] Varley F. Sears: „Neutron Optics“, Oxford University Press, New York, Oxford (1989)
- [Ser93] A. P. Serebrov: „New Possibility for the Search of P,T-Noninvariant Effects“, JETP Lett. **58** (1993) 14
- [Ser95] A. P. Serebrov, A. K. Petukhov, G. V. Val'skii, G. A. Petrov, Yu. S. Pleva: „Neutron Spin Precession Near the p-Wave Resonance in  $^{139}\text{La}$ “, JETP Lett. **62:7** (1995) 545
- [Sko96] V. R. Skoy: „Analysis for an Experimental Study of Time-Reversal-Violating Effects in Polarized Neutron Propagation through a Polarized Target.“ Phys. Rev. **D53:7** (1996) 4070
- [Smi90] K. F. Smith, N. Crampin, J. M. Pendlebury, D. J. Richardson, D. Shiers, K. Green, A.I. Klivington, J. Moir, H. B. Prosper, D. Thompson, N. F. Ramsey, B. R. Heckel, S. K. Lamoreaux, P. Ageron, W. Mampe, A. Steyerl: „A Search for the Electric Dipole Moment of the Neutron“, Phys. Lett. **D234:1,2** (1990) 191
- [Sto86] L. Stodolsky, „Novel Time-Reversal Tests in Low-Energy Neutron Propagation“, Phys. Lett. **B172** (1986) 5
- [Sur95] R. Surkau: „Entwicklung und Test eines  $^3\text{He}$ -Neutronen-Spinfilter“, Promotion an der Universität Mainz (1995)
- [Sur97] R. Surkau, J. Becker, M. Ebert, T. Grossmann, W. Heil, D. Hofmann, H. Humblot, M. Leduc, E. W. Otten, D. Rohe, K. Siemensmeyer, M. Steiner, F. Tasset, N. Trautmann: „Realization of a Broad Band Neutron Spin Filter with Compressed, Polarized  $^3\text{He}$  Gas“, Nucl. Instr. Meth. **A384** (1997) 444

- [Sus82] O. P. Sushkov, V. V. Flambaum: „Parity Breaking in the Interaction of Neutrons with Heavy Nuclei“, *Sov. Phys. Usp.* **25:1** (1982) 1
- [Wei00] Prof. Weidenmüller, MPI für Kernphysik, Heidelberg, private Mitteilungen (2000)
- [Wol00] M. Wolf: „Systematische Untersuchungen zur oberflächeninduzierten Relaxation von kernspinpolarisiertem  $^3\text{He}$ “, Diplomarbeit an der Universität Mainz (2000)
- [Wu57] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson: „Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay“, *Phys. Rev.* **105** (1957) 1413
- [www00] Datensätze mit Neutronen-Wirkungsquerschnitten werden auf verschiedenen Internetseiten angeboten: <http://hpngp01.kaeri.re.kr/CoN/endfplot.shtml> (siehe auch <http://atom.kaeri.re.kr>), <http://www.nndc.bnl.gov>, <http://www.dne.bnl.gov/CoN>
- [Yel97] „The Yellow Book: Guide to Neutron Research Facilities at the ILL“, Ed. H. G. Büttner et al., ILL, Grenoble (1997) – Siehe auch: <http://www.ill.fr>
- [Zim00] O. Zimmer, P. Hautle, W. Heil, D. Hofmann, H. Humblot, I. Krasnoschekova, M. Lasakov, T. M. Müller, V. Nesvizhevsky, J. Reich, A. Serebrov, Yu. Sobolev, A. Vassilev: „Spin Filters and Supermirrors: a Comparison Study of Two Methods of High-Precision Neutron Polarisation Analysis“, *Nucl. Instr. Meth.* **A440** (2000) 764