

Die approbierte Originalversion dieser Diplom-/Masterarbeit ist an der Hauptbibliothek der Technischen Universität Wien aufgestellt (<http://www.ub.tuwien.ac.at>).

The approved original version of this diploma or master thesis is available at the main library of the Vienna University of Technology (<http://www.ub.tuwien.ac.at/englweb/>).



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
WIEN  
Vienna University of Technology

MASTERRARBEIT

**Ein magnetischer Wanderwellenresonator  
zur zeitlichen und spektralen Präparation  
polarisierter Neutronenstrahlen**

ausgeführt am Atominstitut  
der Technischen Universität Wien

unter der Anleitung von  
**Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Gerald Badurek**  
**Ass.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Erwin Jericha**  
**Dipl.-Ing. Dr.techn. Christoph Gösselsberger**

duch  
**Tina Gerstmayr**  
Hartlgasse 29/29  
1200 Wien

Wien, Jänner 2013

Tina Gerstmayr

Diese Arbeit entstand 2012

# Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wird das Konzept der Wellenlängenselektion eines polarisierten Neutronenstrahls mittels alternierender Magnetfelder aufgegriffen. Zu diesem Zweck soll basierend auf Vorgängermodellen ein neuer Prototyp eines magnetischen Wanderwellenresonators entwickelt werden, der insbesondere für einen  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  großen Neutronenstrahlquerschnitt geeignet ist. Um die hohen Anforderungen an die Homogenität des Magnetfeldes zu erfüllen, werden mit *CST EM Studio* verschiedene Resonatorelemente entworfen und Magnetfeldsimulationen durchgeführt. Basierend auf den Simulationsergebnissen wird ein optimales Resonatordesign festgelegt.

Im Weiteren erfolgt eine technische Umsetzung des Prototypen sowie der für die experimentelle Untersuchung notwendigen Komponenten des Messaufbaus. Der entwickelte Wanderwellenresonator wird anschließend am dichromatischen Neutronenstrahl des Forschungsreaktors der TU Wien in Betrieb genommen. Die experimentellen Ergebnisse zeigen eindrucksvoll, dass die beiden Wellenlängen des Neutronenstrahls allein durch die Änderung der Magnetfeldstärke präzise selektiert werden können. Zudem können durch eine Amplitudenmodulation des Magnetfeldes die unerwünschten Wellenlängenteile des selektierten Neutronenpeaks verringert werden.

Die Messergebnisse bestätigen nicht nur die Funktionstüchtigkeit und Flexibilität der Anwendung, sondern liefern auch Erkenntnisse zur Optimierung der Wellenlängenselektion: Zum einen sollten Störfelder so weit als möglich verringert werden, zum anderen würde die Implementierung einer elektronischen Steuerung ein feineres Justieren der Magnetfeldamplituden ermöglichen und so die Qualität der Wellenlängenselektion weiter verbessern.

# Abstract

In order to improve the idea of selecting a particular wavelength out of a white polarised neutron beam only by magnetic fields, a new prototype of a spatial magnetic spin resonator is developed. Based on predecessor applications, the new prototype shall be prepared for the application on a neutron beam cross section of  $6 \times 6 \text{ cm}^2$ . In order to meet the demands of high homogeneity of the magnetic fields, different construction components of the resonator are designed and their magnetic field distributions are simulated with *CST EM Studio*. On the basis of the simulation results the optimal parameters for the new resonator prototype are chosen.

Accordingly, the spatial magnetic spin resonator is technically implemented and a measurement setup is arranged at the research reactor of the Vienna University of Technology. The experimental results show that every wavelength of the dichromatic neutron beam can be selected precisely only by varying the strength of the magnetic fields. Furthermore, a modulation of the amplitude of the magnetic fields reduces unwanted wavelength components of the selected neutron peak.

The detailed measurement data do not only demonstrate the functional efficiency of the new prototype, but also reveal possibilities of optimisation: On the one hand stray fields shall be suppressed, on the other hand the implementation of an electronic control of the magnetic field amplitude could simplify the adjustment and improve the accuracy of the wavelength selection.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung</b>	<b>iii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iv</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Drabkin-Resonator . . . . .	3
2.1.1 Wellenlängenselektion mittels räumlich alternierender Magnetfelder . . . . .	3
2.2 Badurek-Resonator . . . . .	8
2.2.1 Erzeugung gepulster Neutronenstrahlen . . . . .	8
2.2.2 Amplitudenmodulation des alternierenden Magnetfeldes . . . . .	9
<b>3 Simulation und Design eines neuen Resonatormodells</b>	<b>11</b>
3.1 Motivation und technische Anforderungen . . . . .	11
3.2 Umsetzung des Prototypen V1.0 . . . . .	11
3.3 Resonatortyp V2.0 . . . . .	13
3.3.1 Designüberlegungen und Simulationen . . . . .	13
3.3.2 Experimentelle Magnetfeldmessung . . . . .	22
<b>4 Technische Umsetzung</b>	<b>23</b>
4.1 Komponenten des Messaufbaus . . . . .	23
4.1.1 Neutronenquelle - Forschungsreaktor an der TU Wien . . . . .	24
4.1.2 Superspiegel . . . . .	24
4.1.3 Gradientenflipper . . . . .	24
4.1.4 Führungsfeldspulen . . . . .	26
4.1.5 Detektor . . . . .	27
4.1.6 Graphitkristallfilter und Chopper . . . . .	28
4.2 Anfertigung des Resonators . . . . .	28
4.2.1 Elektronische Steuerung . . . . .	29
<b>5 Inbetriebnahme des Resonators und Messergebnisse</b>	<b>31</b>
5.1 Erzielen eines Neutronenspinflips bei 2.6 Å . . . . .	31

5.2	Neutronenspinflip bei 1,3 Å und Time-Of-Flight Messungen . . . . .	36
5.3	Amplitudenmodulation des Resonatorfeldes . . . . .	39
5.4	Variation der Resonatorconfiguration . . . . .	42
5.4.1	Zweidrittel-Resonator . . . . .	43
5.4.2	Halber Resonator . . . . .	46
5.4.3	Doppelstage-Resonator . . . . .	48
5.4.4	Sechsstage-Resonator . . . . .	52
5.4.5	Trippelstage-Resonator . . . . .	56
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>59</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>60</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Moderne Experimente in der Neutronenphysik stellen aufgrund ihrer hohen Präzision und Messgenauigkeit immer höhere Anforderungen an die Präparation des Neutronenstrahls. Dies beinhaltet zum Einen die exakte Selektion eines definierten Wellenlängenbereiches und die Bereitstellung eines hohen Polarisationsgrades, zum Anderen die genaue Definition der räumlichen und zeitlichen Verteilung eines Neutronenpaketes [1], [2].

Die Präparation eines Neutronenstrahls mit definierten Anfangsbedingungen kann u.a. mittels Bragg-Streuung oder mechanischer Chopper erfolgen [3]. Bei erstgenannter Methode trifft der Neutronenstrahl auf einen Monochromatorkristall mit parallelen Gitterebenen im Abstand  $d$ , wobei je nach Einfallswinkel  $\theta$  des Strahls nur jene Wellenlängenanteile reflektiert werden, die die Braggbedingung

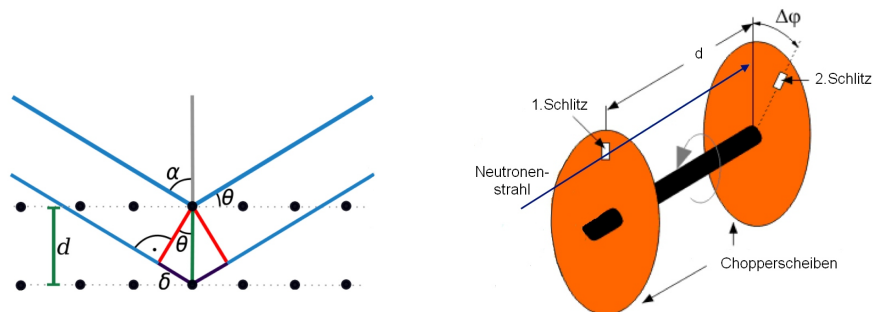
$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (1.1)$$

erfüllen (siehe Abb. 1.1, links). Die sogenannte Flugzeitmethode nutzt den Zusammenhang zwischen dem Impuls des Neutrons  $p = mv$  und seiner Wellenlänge  $\lambda$ , die sog. *De-Broglie-Gleichung*

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad (1.2)$$

wobei  $h$  dem Planckschen Wirkungsquantum entspricht [3]. Basierend auf (1.2) kann ein mechanischer Chopper den Neutronenstrahl periodisch unterbrechen und so die Zeitstruktur des Strahls definieren. Ein mögliche Realisierung des Choppers besteht aus zwei rotierenden Scheiben mit jeweils einem Schlitz, die phasenversetzt zueinander rotieren (siehe Abb. 1.1, rechts). Je nach Größe der Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  können nur Neutronen eines bestimmten Geschwindigkeitsfensters  $v \pm \Delta v$  beide Schlitze passieren. Dadurch wird nach Formel (1.2) ein entsprechender Wellenlängenbereich  $\lambda \pm \Delta\lambda$  selektiert.

Aufgrund der Wellenlängenselektion über mechanische Parameter (Drehen des Monochromatorkristalls und Wahl der Phasenverschiebung beim Chopper) ist bei den beiden Methoden die Variation der gefilterten Wellenlänge nur in einem eingeschränkten Bereich möglich. Zudem beschränken die mechanischen Bauteile die Genauigkeit der Wellenlängenselektion und sind verschleißanfällig.



**Abbildung 1.1:** links: Streuung eines Neutronenstrahls (blau) an einem Monochromator-kristall mit Gitterkonstante  $d$  [4]; rechts: mechanischer Chopper. Abhängig von der Phasenverschiebung  $\Delta\phi$  werden Neutronen verschiedener Geschwindigkeiten bzw. Wellenlängen selektiert [5].

Basierend auf den magnetischen Eigenschaften des Neutrons schlug G.M. Drabkin erstmals eine elegante Alternative zur Strahlpräparation vor [6]: Mithilfe alternierender Magnetfelder kann die Polarisation eines Neutronenstrahls der Wellenlänge  $\lambda \pm \Delta\lambda$  manipuliert werden. Die Auswahl des Wellenlängenbereichs erfolgt über die Änderung des Magnetfeldes und ermöglicht so eine präzise Strahlpräparation in einem großen Wellenlängenbereich [1]. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Konzept der magnetischen Wellenlängenselektion aufgegriffen und basierend auf Vorgängerentwicklungen technisch umgesetzt.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

### 2.1 Drabkin-Resonator

#### 2.1.1 Wellenlängenselektion mittels räumlich alternierender Magnetfelder

Ausschlaggebend für die Wechselwirkung eines Neutronenstrahls mit einem Magnetfeld sind die elektromagnetischen Eigenschaften des Neutrons. Es ist elektrisch neutral und besitzt als Fermion einen halbzahligen Spin  $S = 1/2$ , sowie ein magnetisches Moment  $\mu$  mit

$$\mu = -1.91304184(88)\mu_N \quad (2.1)$$

wobei  $\mu_N$  als Kernmagneton bezeichnet wird und einen Wert von

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5.05078353(11) * 10^{-27} \frac{J}{T} \quad (2.2)$$

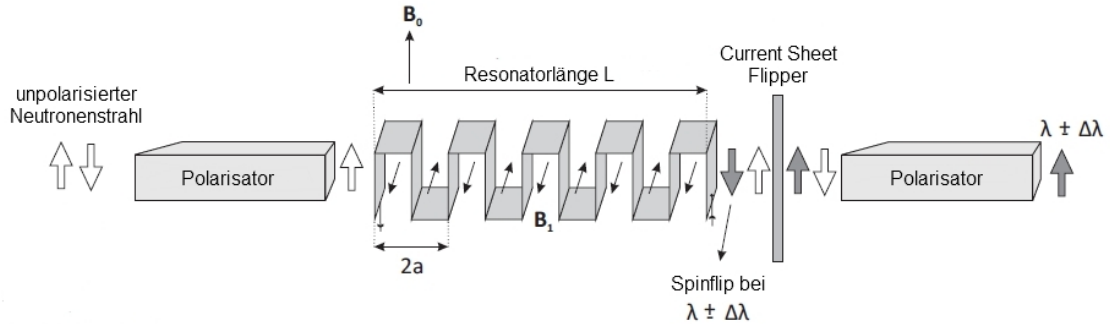
annimmt [3], [7], [8]. Zur wellenlängenabhängigen Polarisationänderung von Neutronen schlug Drabkin 1963 vor, eine mäanderförmige Leiterschleife aus Aluminium zu verwenden, welche mit Gleichstrom versorgt wird und so ein räumlich alternierendes Magnetfeld erzeugt [1]. Eine Möglichkeit der technischen Umsetzung ist in Abb. 2.1 illustriert: Ein unpolarisierter Neutronenstrahl durchläuft einen Polarisator, welcher nur Neutronen einer ausgezeichneten Spinrichtung durchlässt<sup>1</sup>. Nach dem Polarisator treffen die Neutronen auf die stromdurchflossene Leiterschleife - im Folgenden als *Resonator* bezeichnet - welche ein Magnetfeld  $B_1$  mit abwechselndem Vorzeichen in  $y$ -Richtung erzeugt. Abhängig von ihrer Geschwindigkeit  $v$  erfahren die Neutronen ein zeitabhängiges Magnetfeld mit einer Oszillationsfrequenz

$$\omega(v) = \frac{\pi v}{a}. \quad (2.3)$$

Dabei entspricht  $a$  der Halbperiode des Resonators, d.h. jener Länge, entlang der sich die Richtung des magnetischen Feldes  $B_1$  nicht ändert. Nützt man den Zusammenhang von

---

<sup>1</sup>Diese Richtung wird künftig als positive  $z$ -Richtung angenommen und der Spin mit Spin-Up bezeichnet. Des Weiteren wird die Flugrichtung der Neutronen im Folgenden als positive  $x$ -Richtung angenommen.



**Abbildung 2.1:** Wellenlängenabhängige Polarisation eines Neutronenstrahls mittels eines Drabkin-Resonators [1]: Nach dem Durchqueren der mäanderförmigen Leiterschleife hat ein Spinflip für Neutronen der Wellenlänge  $\lambda \pm \Delta\lambda$  stattgefunden.

De-Broglie zwischen der Geschwindigkeit der Neutronen und deren Wellenlänge aus Formel (1.2), so erhält man im Weiteren für die Oszillationsfrequenz

$$\omega(\lambda) = \frac{\pi h}{ma\lambda}. \quad (2.4)$$

Zusätzlich zu dem abwechselnden Magnetfeld in  $y$ -Richtung erzeugt man ein magnetisches Führungsfeld  $B_0$  in positiver  $z$ -Richtung<sup>2</sup>. Dieses Führungsfeld bewirkt, dass die Spins der polarisierten Neutronen mit der Larmorfrequenz

$$\omega_0 = |\gamma| B_0 \quad \gamma = -1.833 * 10^8 T^{-1} s^{-1} \quad (2.5)$$

um die  $z$ -Achse präzedieren. Beim Durchqueren des Resonators ändert sich die Orientierung der Spins der Neutronen bezüglich der  $z$ -Achse. Für alle Neutronen mit einer vorerst noch nicht näher definierten De-Broglie-Wellenlänge  $\lambda \pm \Delta\lambda$  findet ein sogenannter *Spinflip* statt, d.h. eine Drehung des Spins von seiner Spin-Up Position in die genau entgegengesetzte, negative  $z$ -Richtung (Spin-Down). Die übrigen Neutronen, welche nicht in diesem Wellenlängenbereich liegen, behalten ihre ursprüngliche Spinrichtung bei, wodurch hinter dem Resonator eine Mischung aus Neutronen mit Spin-Up und Spin-Down entsteht. Nach dem Resonator passieren alle Neutronen einen sogenannten *Current Sheet Flipper*, der ausnahmslos alle Spins um 180 Grad dreht<sup>3</sup>. Anschließend filtert ein weiterer Polarisor - aufgrund seiner Position auch als *Analysator* bezeichnet - alle Neutronen mit Spin-Down aus dem Strahl. Der hinter dem Polarisor entstandene Neutronenstrahl enthält somit nur noch Neutronen mit einer Wellenlänge von  $\lambda \pm \Delta\lambda$  und positiver Spinrichtung, d.h. es

<sup>2</sup>Dieses kann zum Beispiel mithilfe von Helmholtzspulen realisiert werden. Genauer dazu wird in Kapitel 4.1.4 erläutert.

<sup>3</sup>Zum Funktionsprinzip des Current Sheet Flippers siehe [9].

hat neben der Polarisierung auch eine Wellenlängenselektion stattgefunden. Die Wahl des gewünschten Wellenlängenbereiches findet mithilfe einer optimalen Anpassung der Parameter des Resonators (seiner Gesamtlänge  $L$  und der Halbperiode  $a$ ) sowie der Magnetfelder  $B_0$  und  $B_1$  statt. Die Bedingungen für einen Spinflip der Neutronen bei einer gewünschten Wellenlänge lassen sich im Rahmen der Quantenmechanik berechnen und werden im Folgenden kurz umrissen: Ausgangspunkt ist die Pauligleichung, welche die nicht relativistische zeitliche Entwicklung eines Teilchens mit Spin  $\frac{1}{2}$  in einem elektromagnetischen Feld beschreibt [10]. Da es sich bei der Gleichung um eine gekoppelte Differentialgleichung handelt, welche nur schwer analytisch zu berechnen ist [11], löst man diese vorerst im Ruhesystem des Neutrons. Unter der Annahme, dass die Spinrichtung der einzige Freiheitsgrad des Neutrons ist und dieses nur unter dem Einfluss eines magnetischen Feldes steht, nimmt die Gleichung die einfache Form

$$i\hbar \frac{d}{dt} \chi(t) = -\vec{\mu} \vec{B}(t) * \chi(t) \quad (2.6)$$

an, wobei  $\chi(t)$  dem zweikomponentigen Spinor und  $\vec{\mu}$  dem magnetischen Moment des Neutrons entspricht [11]. Setzt man für das Magnetfeld  $\vec{B}(t)$  in  $z$ -Richtung das konstante Führungsfeld  $B_z = B_0$  und in  $y$ -Richtung ein alternierendes rechteckförmiges Magnetfeld

$$B_x = B_1 \frac{4}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin[(2k-1)\omega t]}{2k-1} \quad (2.7)$$

ein, so kann man das zeitliche Verhalten des Neutronen-Spinors  $\chi(t)$  berechnen. Die Änderungswahrscheinlichkeit des Spins ergibt sich aus dem Betragsquadrat  $|\chi(t)|^2$ . Um diese Übergangswahrscheinlichkeit im Laborsystem zu erhalten, führt man eine Transformation vom Ruhesystem des Neutrons in das Ruhesystem des Magnetfeldes durch [2]. In diesem bewegt sich das Neutron, wodurch der Spin mit der Larmorfrequenz (2.5) um die Richtung des Führungsfeldes  $B_z$  zu präzedieren beginnt. Unter der Annahme, dass  $B_0 \gg B_1$ , kann die Übergangswahrscheinlichkeit des Spins von seiner anfänglichen Spin-Up Position in die Spin-Down Position analytisch berechnet werden [11], [12], [13] und ergibt

$$W(\lambda) = \frac{\beta^2}{\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2 + \beta^2} \cdot \sin^2 \left( \frac{\pi\lambda L}{2a\lambda_0} \sqrt{\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2 + \beta^2} \right) \quad (2.8)$$

mit

$$\beta = \frac{2B_1}{\pi B_0} \quad \Delta\lambda = \lambda - \lambda_0. \quad (2.9)$$

Während  $\beta$  das Verhältnis von Führungsfeld und Resonatorfeld angibt, entspricht  $\lambda$  der Wellenlänge des Neutrons aus (2.4), welche die Oszillationsfrequenz des Resonatorfeldes bestimmt.  $\lambda_0$  kann durch Umformen der Gleichung (2.4) analog mit

$$\lambda_0 = \frac{\pi\hbar}{m a \omega_0} \quad (2.10)$$

angeschrieben werden [1], wobei die Oszillationsfrequenz  $\omega$  durch die Larmorfrequenz  $\omega_0 = |\gamma| B_0$  aus (2.5) ersetzt wurde.  $\lambda_0$  wird also durch die Larmorpräzession des Spins bestimmt und hängt von der Stärke des Magnetfeldes  $B_0$  ab.

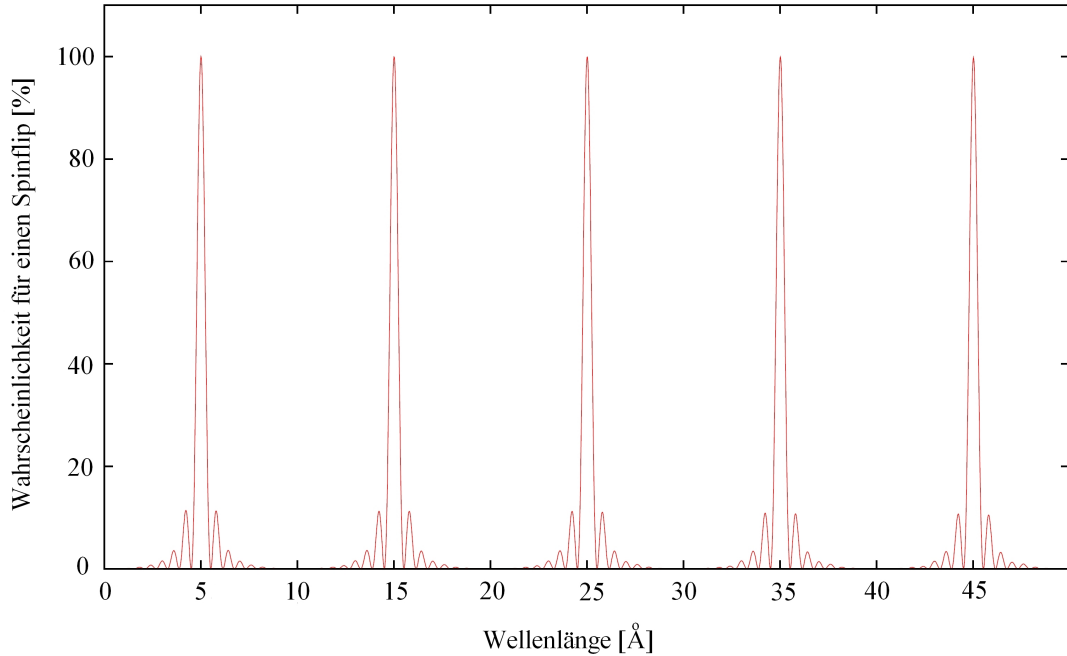
Um die Wahrscheinlichkeit für einen Spinflip zu maximieren, müssen die Parameter so angepasst werden, dass der Ausdruck in (2.8) maximal wird. Dies ist genau dann der Fall, wenn  $\Delta\lambda = 0$ , d.h. wenn die Oszillationsfrequenz  $\omega$  des Resonatorfeldes gleich der Larmorfrequenz  $\omega_0$  ist. Zusätzlich erhält man aus der Forderung eines Maximalwertes für den Sinus-Term die sogenannte *Amplitudenbedingung*:

$$\frac{B_1 L}{B_0 a} = (2k + 1) \frac{\pi}{2} \quad k \in N_0 \quad (2.11)$$

Möchte man also eine bestimmte Wellenlänge  $\lambda \stackrel{!}{=} \lambda_0$  eines weißen Neutronenstrahls selektieren, besteht die Aufgabe im Wesentlichen darin, das zugehörige Führungsfeld  $B_0$  mithilfe von Gleichung (2.10) zu berechnen und anschließend die Amplitudenbedingung zur Bestimmung von  $B_1$  bei fixen Parametern  $L$  und  $a$  zu verwenden. Zusätzlich muss in der Amplitudenbedingung noch der Parameter  $k$  festgelegt werden. Dieser kann ganzzahlige Werte  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$  annehmen und trägt der Tatsache Rechnung, dass auch Drehungen um  $\frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}$  usw. möglich sind. Einen Spinflip bei  $\lambda$  erhält man also nicht nur durch Drehen von Spin-Up nach Spin-Down ( $\uparrow\downarrow$ ), sondern auch durch Mehrfachdrehungen ( $\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$ ), ( $\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$ ) usw. Je nachdem wie  $k$  gewählt wird, erhält man ein Resonatorfeld  $B_1$ , welches entweder einen einfachen oder einen mehrfachen Spinflip verursacht. Die Kombination der beiden berechneten Felder  $B_0$  und  $B_1$  liefert schließlich die größtmögliche Wahrscheinlichkeit für einen Spinflip bei der Wellenlänge  $\lambda$ .

Abb. 2.2 zeigt die Übergangswahrscheinlichkeit in Formel (2.8) in Abhängigkeit der Wellenlänge, wobei die Parameter des Resonators und die Magnetfelder so gewählt wurden, dass ein Spinflip bei einer Wellenlänge von  $5 \text{ \AA}$  stattfindet. Man erkennt deutlich, dass neben einem Maximum bei  $\lambda = 5 \text{ \AA}$  auch Maxima höherer Ordnungen für Ungerade Vielfache der Hauptwellenlänge vorhanden sind. Eine weitere Auffälligkeit im Kurvenverlauf sind die Nebenmaxima, welche symmetrisch um das Maximum der jeweiligen Hauptwellenlänge liegen. Letztere ergeben sich aus der endlichen Länge des Resonatorfeldes aus (2.7): Durch die scharfe Rechtecksform erhält man im Frequenzspektrum des Magnetfeldes Seitenbänder, die schließlich einen Spinflip bei Wellenlängen außerhalb der Hauptwellenlänge ermöglichen (*Cut-Off*-Effekt, [14]). Die Hauptmaxima höherer Ordnungen sind durch das Alternieren des rechteckförmigen Magnetfeldes begründet [14], [15]. Je öfter das Magnetfeld seine Richtung wechselt, desto mehr Maxima höherer Ordnungen tauchen auf. Beide Eigenheiten im Verlauf der Übergangswahrscheinlichkeit bringen für die Selektion einer bestimmten Wellenlänge Schwierigkeiten mit sich, da man bei einem Neutronenstrahl mit sehr breitbandigem Wellenlängenspektrum auch unerwünschte Nebenbänder sowie höhere Ordnungen mitfiltert.





**Abbildung 2.2:** Übergangswahrscheinlichkeit von Spin-Up nach Spin-Down für  $B_0 = 13,57 \text{ G}$ ,  $B_1 = 1,25 \text{ G}$ ,  $L = 17 \text{ cm}$ ,  $a = 1 \text{ cm}$  [11].

Ein weiteres Kriterium für die Genauigkeit der Wellenlängenselektion ist die Halbwertsbreite des Hauptmaximums. Die Wellenlängenaufösung des Resonators bei  $k = 0$  ist gegeben durch

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cong \frac{1.6a}{L} = \frac{0.8}{N}, \quad (2.12)$$

wobei  $N$  die Anzahl der räumlichen Feldperioden angibt [1], [12]. Eine Variation der Breite der Wellenlängenverteilung ist also nur über die Parameter des Resonators und somit nur eingeschränkt möglich.

Drabkins Konzept zur Wellenlängenselektion liefert vielversprechende Ansätze, lässt jedoch hinsichtlich der Genauigkeit und Flexibilität in der Wellenlängenauswahl zu wünschen übrig. Mithilfe eines neuen Resonatordesigns gelingt es G.Badurek et al. die oben erwähnten Probleme zu umgehen und zusätzlich eine präzise Methode zur Erzeugung von Neutronenpulsen zu etablieren [12], [14].

## 2.2 Badurek-Resonator

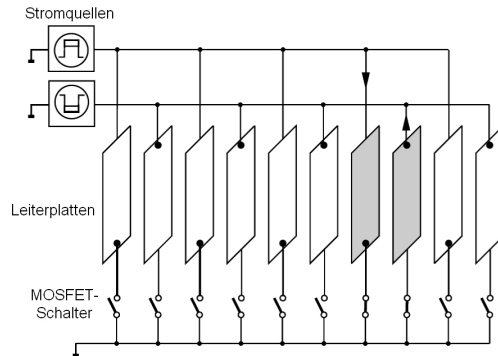
### 2.2.1 Erzeugung gepulster Neutronenstrahlen

Wie bereits erwähnt, kann ein Drabkin-Resonator als Monochromator für polarisierte Neutronenstrahlen verwendet werden. Der Vorteil dieser Methode ist die sehr flexible Variation der Output-Wellenlänge, die rein durch die Wahl der Magnetfelder, d.h. durch die Wahl der elektrischen Ströme im Resonator und in den Helmholtzspulen, bestimmt wird [14]. Der Drabkin-Resonator kann aber nicht nur als Monochromator, sondern auch als elektronisch steuerbarer Chopper verwendet werden [12]. Das „Zerhacken“ des Neutronenstrahls zu einzelnen Neutronenpulsen erfolgt durch rasches Ein- und Ausschalten des gesamten Resonators. Sobald der Resonator ausgeschaltet wird, werden die Neutronenspins nicht mehr geflippt und können den zweiten Polarisator (siehe Abb. 2.1, rechts) nicht mehr durchqueren. Die Dauer des Neutronenpulses kann flexibel gewählt werden und lässt sich über die Einschaltzeit steuern: Je länger der Resonator eingeschaltet ist, desto länger ist auch das resultierende Neutronenpaket. Allerdings ist die zeitliche Auflösung nach unten hin begrenzt. Die kleinstmögliche Breite für einen gepulsten Neutronenstrahl ist durch

$$\Delta t = \frac{L}{v} \quad (2.13)$$

gegeben, wobei  $v$  jener Neutronengeschwindigkeit entspricht, bei der ein Spinflip stattfindet. Der Grund liegt darin, dass alle Neutronen, die sich beim plötzlichen Ein- oder Ausschalten des Resonators bereits im Resonator befinden, nur noch einen Weg  $< L$  vor sich haben und dadurch die Amplitudenbedingung (2.11) für einen Spinflip nicht mehr exakt erfüllen können [6], [12].

Um die zeitliche Auflösung  $\Delta t$  der Neutronenpulse weiter zu verringern und so den Drabkin-Resonator für seine Anwendung als Chopper noch flexibler zu gestalten, entwickelte G. Badurek ein neues Resonatordesign [12]. Sein Vorschlag für eine experimentelle Umsetzung ist in Abb. 2.3 zu sehen: Anstelle einer einzigen Leiterschleife werden mehrere aufeinanderfolgende Leiterplatten verwendet, welche abwechselnd an eine von zwei Stromquellen mit entgegengesetzter Stromrichtung angeschlossen sind. Dies hat den Vorteil, dass die einzelnen Resonatorperioden individuell angesteuert werden können, wodurch eine neue Art des Resonatorbetriebs möglich wird, der sog. *Travelling Wave Mode*: Hierbei werden die Ströme der Leiterplatten nicht gleichzeitig ein- oder ausgeschaltet, sondern hintereinander. Die Geschwindigkeit des „wandernden“ Strompulses wird dabei so gewählt, dass sich die Neutronen, deren Spins geflippt werden sollen, immer gerade zwischen zwei aktiven Leiterplatten, d.h. einer Halbperiode des Resonators, befinden (siehe Abb. 2.3, grau gefärbte Platten). Das Magnetfeld  $B_1$  läuft also mit allen Neutronen im Geschwindigkeitsintervall  $v \pm \Delta v$ , die nach Formel (1.2) die Wellenlängen  $\lambda \pm \Delta \lambda$  haben, mit. Alle anderen Neutronen außerhalb dieses Geschwindigkeits- bzw. Wellenlängenbereiches erfahren kein äußeres Magnetfeld und behalten ihre Spinrichtung bei. Die minimal mögliche zeitliche Auflösung für einen so präparierten Neutronenpuls ist somit nur noch durch die Halbperiode  $a$  der



**Abbildung 2.3:** Badurek-Resonator: Anstelle der mäanderförmigen Leiterschleife des Drabkin-Resonators werden mehrere Leiterplatten verwendet. Diese können über MOSFET-Schalter unabhängig voneinander bestromt werden [12].

Resonatoranordnung beschränkt und reduziert sich auf

$$\Delta t = \frac{a}{v} \quad (2.14)$$

[6], [12]. Die einzeln ansteuerbaren Leiterplatten des Badurek-Resonators sind auch für die Wellenlängenaufösung  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  von Vorteil. Wie aus Formel (2.12) ersichtlich, hängt  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  nur von den Parametern  $a$  und  $L$  des Resonators ab und ist beim Drabkin-Resonator nach seiner Herstellung nicht mehr variabel. Beim Badurek-Resonator hingegen kann sowohl die Gesamtlänge  $L$  (durch Ausschalten der Platten am Ende) als auch die Halbperiode  $a$  (durch Gleichschalten mehrere aufeinanderfolgender Platten mit derselben Stromrichtung) variiert werden. Die Wellenlängenaufösung wird somit ebenso flexibel und zudem elektronisch steuerbar.

### 2.2.2 Amplitudenmodulation des alternierenden Magnetfeldes

In Kapitel 2.1.1 wurde die Wahrscheinlichkeit für einen Spinflip bei der Wellenlänge  $\lambda$  in einem alternierenden rechteckigen Magnetfeld analysiert. Die präzise Selektion dieser Wellenlänge wird dadurch eingeschränkt, dass im Spektrum der Übergangswahrscheinlichkeit (Abb. 2.2) abseits des Hauptmaximums bei  $\lambda$  auch Nebenmaxima und Hauptmaxima höherer Ordnungen auftreten.

Wie bereits erwähnt, ergeben sich Erstere aufgrund des Cut-Off-Effekts und können mit dem Design des Drabkin-Resonators nur schwer eliminiert werden. Eine mögliche Methode ist eine Hintereinanderreihung von mehreren Polarisator-Resonator-Analysator-Systemen. Wählt man die Längen der Resonatoren im richtigen Verhältnis, fallen die Nebenmaxima des ersten Systems mit den Minima des zweiten Systems zusammen und bewirken so ein Auslöschen der Nebenmaxima (detailliertere Informationen siehe [14], [16]). Eine konzeptionell elegantere Methode basiert auf einer Amplitudenmodulation des Resonatorfeldes [14]. M.M.Agamalyan et al. zeigten 1988, dass eine gaußförmige Amplitudenmodulation des Re-

sonatorfeldes zu einer Unterdrückung der Nebenmaxima führt [15]. Diese kann qualitativ dadurch verstanden werden, dass die Gaußkurve durch Fouriertransformation ihre Form nicht ändert und somit auch ein gaußförmiges Wellenlängenspektrum in der Übergangswahrscheinlichkeit bewirkt. Durch die einzeln ansteuerbaren Leiterplatten des Badurek-Resonators kann die Gaußform einfach umgesetzt werden: Die Ströme werden in jeder Leiterplatte so angepasst, dass die einhüllende Amplitude des Magnetfeldes  $B_1$  gaußförmig wird (*Gauß Shaping*, siehe [6], [14]).

Auch die höheren Ordnungen für ungerade Vielfache der Wellenlänge  $\lambda$  können durch eine Amplitudenvariation des Magnetfeldes unterdrückt werden. Wie in [15] gezeigt, führt eine Sinusform zum gewünschten Effekt (*Sinus Shaping*). Ein Vorschlag zur Realisierung eines sinusförmigen Magnetfeldes für den Drabkin-Resonator ist die Ineinanderfaltung mehrerer mäanderförmiger Leiterschleifen. Diese technisch anspruchsvolle Lösung erübrigt sich beim Badurek-Resonator, da auch hier aufgrund der individuellen elektronischen Steuerung ein Sinus Shaping allein durch Variation der Stromstärke möglich ist [6], [12].

Trotz der vielversprechenden Aussichten bringt die experimentelle Umsetzung des Badurek-Resonators Probleme mit sich. Simulationen mit 18 aufeinanderfolgenden Leiterplatten liefern zwar für den Travelling Wave Mode und das Amplituden-Shaping die gewünschten Ergebnisse, jedoch stellt sich heraus, dass eine Spinflipwahrscheinlichkeit von annähernd 100% nur erreicht werden kann, wenn der Strahldurchmesser viel kleiner ist als die Fläche der Leiterplatten [6]. Das liegt daran, dass das Magnetfeld, welches durch die Platten erzeugt wird, nur in der Mitte die gewünschte Stärke erreicht und nach außen hin rasch abfällt. Nur wenn innerhalb des verwendeten Strahlquerschnitts ein Magnetfeld mit gleichbleibender Stärke, d.h. ein *homogenes* Magnetfeld, vorliegt, kann die Spinflipwahrscheinlichkeit für alle Neutronen des Strahls maximal werden. Um die Homogenität des Magnetfeldes zu verbessern, wurde von C. Gösselsberger et al. ein neues Resonatormodell entworfen [6], [17]. Im Rahmen dieser Arbeit wird dieses neue Resonatordesign weiterentwickelt und für die Anwendung im  $\beta$ -Zerfallsexperiment *PERC* vorbereitet [1], [17], [18].

## Kapitel 3

# Simulation und Design eines neuen Resonatormodells

### 3.1 Motivation und technische Anforderungen

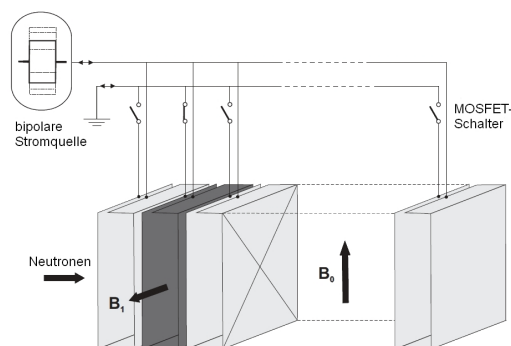
Die Stärke einer Resonator-Anordnung liegt in der präzisen Selektion eines Neutronenpulses mit genau definierter Wellenlänge und zeitlicher Struktur. Das macht sie für experimentelle Anwendungen attraktiv, da hochpräzise Messanordnungen nur bei genauer Kenntnis der Anfangsparameter zuverlässige Ergebnisse liefern können [1]. Eine davon ist *PERC* (Proton Electron Radiation Channel), ein Instrument zur Untersuchung des  $\beta$ -Zerfalls kalter Neutronen in einem ausgedehntem Zerfallsvolumen. In diesem ist es möglich, die Zerfallsprodukte des Neutrons unter genau definierten, variablen Anfangsbedingungen vom Neutronenstrahl zu trennen. Dadurch können viele Messgrößen, die den  $\beta$ -Zerfall beschreiben, zugänglich gemacht und so die theoretischen Ergebnisse des Standardmodells der Teilchenphysik überprüft werden [1], [18]. Für das Zerfallsexperiment müssen die Anfangsparameter des Neutronenpulses, der in das Zerfallsvolumen geschleust wird, genau bekannt sein. Im Standard-Setup wäre zu diesem Zweck eine Hintereinanderreihung eines Geschwindigkeitsselektors und eines Choppers vorgesehen. Die Wahl einer Resonator-Anordnung führt zu einer höheren Zahlrate und ist deswegen bevorzugt [1], [6].

Natürlich stellt die Verwendung eines Resonators hohe Anforderungen an dessen technische Umsetzung. Zum Einen muss die Homogenität des Resonatorfeldes und des Führungsfeldes hoch genug sein, zum Anderen muss auch die Dimensionierung des Resonators an das Wellenlängenspektrum und die Querschnittsfläche des verwendeten Neutronenstrahls angepasst werden. Zusätzlich muss eine elektronische Steuerung entwickelt und getestet werden, um den Resonator benutzerfreundlich bedienen zu können.

### 3.2 Umsetzung des Prototypen V1.0

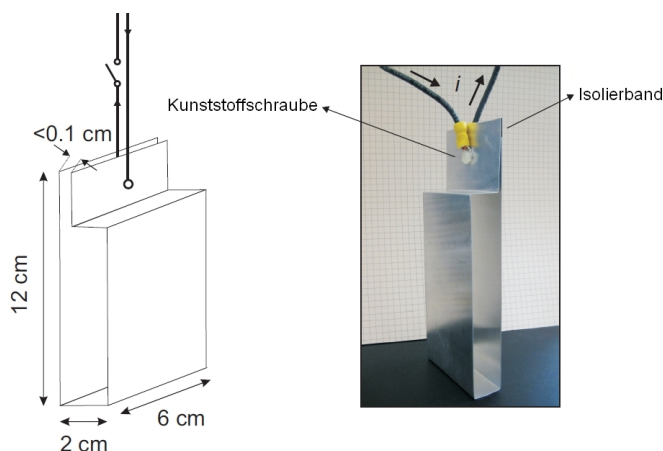
Wie in Kapitel 2.2 erläutert, ist der Badurek-Resonator für eine technische Umsetzung noch nicht ausgereift genug. Die Homogenität des Resonatorfeldes ist nur im Zentrum der Leiterplatten ausreichend gut und somit nur für Neutronenstrahlen mit sehr kleiner

Querschnittsfläche geeignet. Um die Magnetfeldhomogenität zu verbessern, entwarfen C. Gösselsberger et al. basierend auf mehreren Magnetfeldsimulationen ein neues Resonatordesign und setzten dieses technisch um [6], [17], [19]. Grundüberlegung für den neuen Resonatorprototypen (V1.0) war es, zusätzlich zu den vertikal verlaufenden elektrischen Strömen noch horizontale Stromanteile hinzuzufügen und so ein homogeneres Magnetfeld zu erreichen. Zu diesem Zweck verwendete man statt der einfachen rechteckigen Geometrie der Leiterplatten mehrfach gebogene Platten (sog. *Stages*), wie sie in Abb. 3.1 zu sehen sind [1].



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung des Resonatorprototypen V1.0: Alle Stages sind an eine bipolare Stromquelle angeschlossen, sodass ein alternierendes Magnetfeld entsteht. Das Ein- und Ausschalten einzelner Stages erfolgt wie beim Badurek-Resonator mit MOSFET-Schaltern [1].

Für die technische Umsetzung dieses Prototypen wurde eine Dimensionierung gewählt, die bei der Simulation des Magnetfeldes und der Berechnung der Spinflip-Wahrscheinlichkeit für verschiedene Neutronentrajektorien vielversprechende Ergebnisse lieferte (Details siehe [17]). Die Abmessungen einer Stage sowie ein Foto nach der Realisierung sind in Abb. 3.2 zu sehen. Neben der Planung des Resonators an sich war es auch notwendig, eine elektronische Stromsteuerung zu entwickeln. Diese sollte die Bedienung einer variablen Anzahl an Stromquellen mit einer maximalen Stärke von 15A und einer Genauigkeit im mA-Bereich ermöglichen. Um die Flexibilität der Wellenlängenselektion und der Pulserzeugung zu gewährleisten (siehe Kapitel 2.2), war es außerdem notwendig, die Stromrichtung ändern zu können und möglichst kurze Ein- und Ausschlusszeiten zu erreichen. Diese Anforderungen wurden von S.Nowak im Rahmen seiner Diplomarbeit umgesetzt (Details siehe [11]).



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung und technische Realisierung einer Resonatorstages des Prototypen V1.0 [17].

Der Resonatorprototyp V1.0 wurde mit zehn einzeln ansteuerbaren Resonatorstages in Betrieb genommen und am Forschungsreaktor der Technischen Universität Wien getestet. Die experimentellen Ergebnisse entsprechen den Erwartungen aus den Simulationen: Zum Einen finden tatsächlich Neutronenspinflips bei der gewünschten Wellenlänge statt, zum Anderen lässt sich ein gepulster Betrieb, bei dem der gesamte Resonator ein- und wieder ausgeschaltet wird, mit der elektronischen Steuerung leicht realisieren (Details zu den Messergebnissen siehe [17]).

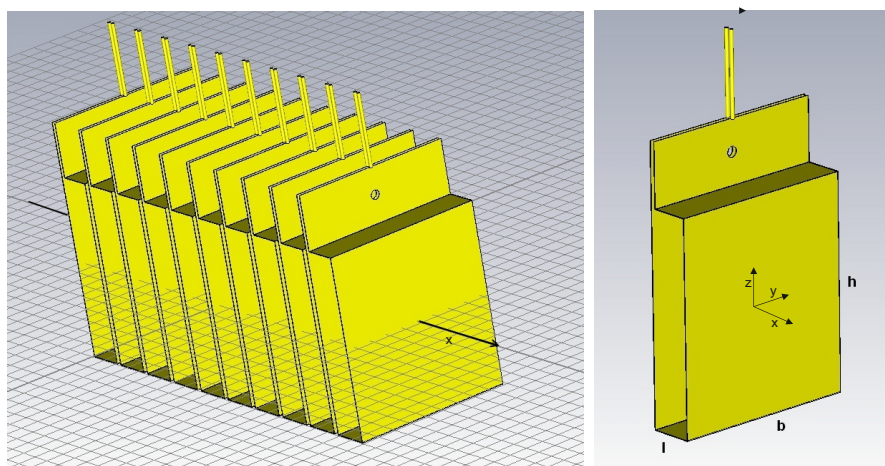
### 3.3 Resonatorprototyp V2.0

#### 3.3.1 Designüberlegungen und Simulationen

Obwohl der Resonatorprototyp V1.0 aufgrund des neuen Resonatorplattendesigns eine verbesserte Magnetfeldhomogenität gegenüber dem Plattendesign des Badurek-Resonators aufweist [6], ist er nur für einen Neutronenstrahl mit sehr kleiner Querschnittsfläche geeignet. Betrachtet man nämlich den Verlauf des Magnetfeldes ausgehend vom Zentrum der Stage, so erhält man einen deutlichen Magnetfeldabfall je weiter man sich nach außen bewegt. Dies führt dazu, dass bei jenen Neutronen, deren Trajektorien nicht genau im Zentrum des Resonators verlaufen, ein unvollständiger Spinflip stattfindet, d.h. die Neutronenspins richten sich nicht exakt entlang der negativen  $z$ -Achse aus [17].

Im Folgenden soll ein neuer Resonatorprototyp V2.0 entwickelt werden, welcher für die Anwendung an einem Neutronenstrahl mit größerer Querschnittsfläche geeignet ist. Um diesen Prototypen in Zukunft auch für PERC einsetzen zu können, soll eine Realisierung für den bei diesem Experiment verwendeten Strahlquerschnitt von  $6 \times 6\text{ cm}$  erfolgen [1]. Damit bei allen Neutronen innerhalb einer Querschnittsfläche von  $6 \times 6\text{ cm}$  ein vollständiger Spinflip stattfindet, ist innerhalb dieses Stagebereiches ein sehr homogenes Magnetfeld

notwendig. Da der Resonatorprototyp V1.0 diese Anforderung nicht erfüllt, ist die Entwicklung eines neuen Resonatordesigns erforderlich. Um die für diesen Strahlquerschnitt optimale Resonatordimensionierung zu finden, werden mithilfe von *CST EM Studio* verschiedene Resonatorelemente entworfen und deren Magnetfelder simuliert. In Abb. 3.3 sind eine mit dem Simulationsprogramm erstellte Resonatoranordnung und eine einzelne Resonatorstape illustriert. Bei allen nachfolgenden Simulationen wird das Koordinatensystem so gewählt, dass sich die Neutronen - abgesehen von divergierenden Strahlanteilen - entlang der  $x$ -Achse bewegen (wie auch in Kapitel 2.1 erwähnt). Der Mittelpunkt des Koordinatensystems (0/0/0) entspricht entweder dem Mittelpunkt der einzelnen Stage oder dem Mittelpunkt der gesamten Resonatoranordnung.



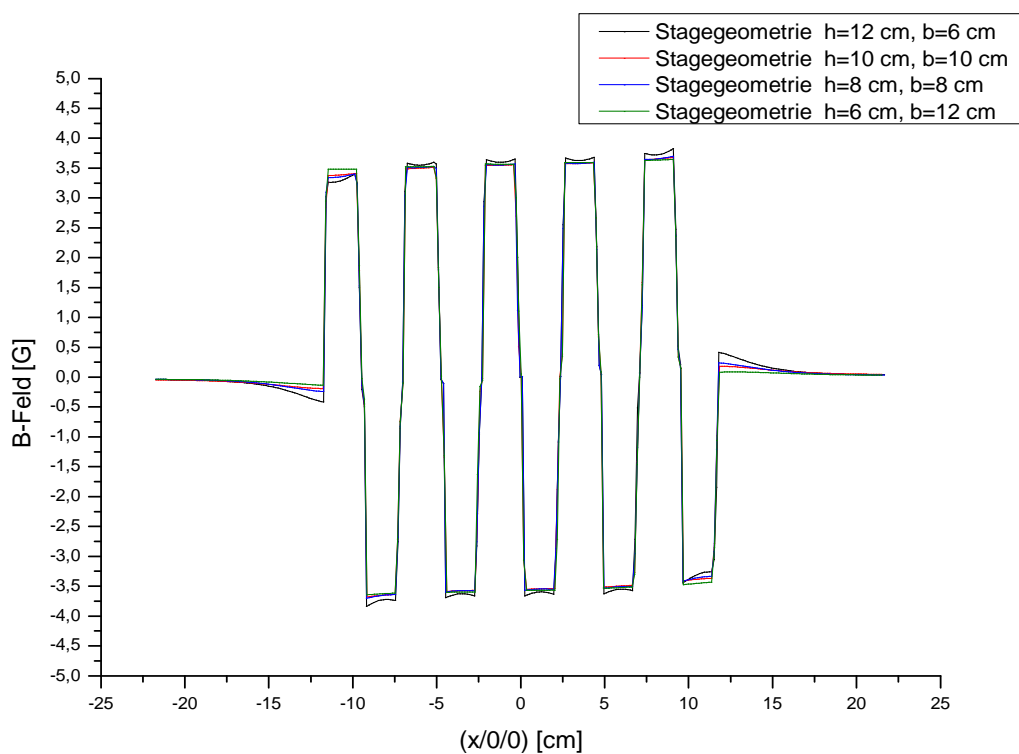
**Abbildung 3.3:** links: ein mit CST EM Studio modellierter Resonator. Die Pfeilrichtung ( $x$ -Richtung) entspricht der Durchflugsrichtung der Neutronen; rechts: einzelne Resonatorstape mit Höhe  $h$ , Breite  $b$  und Länge  $l$ .

In einem ersten Schritt wird untersucht, wie sich das Magnetfeld des Resonators bei einer Bewegung der Neutronen entlang der  $x$ -Achse verhält. Dazu werden jeweils 10 Resonatorstages hintereinander angeordnet und das Magnetfeld für verschiedene Variationen der Höhe  $h$  und Breite  $b$  der Resonatorstages simuliert. Für die Länge der Stages und die Materialdicke werden  $l = 2 \text{ cm}$  und  $d = 0,3 \text{ cm}$  verwendet. Abb. 3.4 und Abb. 3.5 zeigen die  $y$ -Komponente des Resonatorfeldes in Abhängigkeit der  $x$ -Koordinate, d.h. für einen Neutronenstrahl, der sich genau in der Mitte der Stages entlang der  $x$ -Achse bewegt (siehe Vektor in Abb. 3.3, links). Die Magnetfelder sind auf den ersten Blick nahezu identisch. Bei einer genaueren Betrachtung (Abb. 3.5) erkennt man aber deutliche Unterschiede in den Maximalwerten des Resonatorfeldes<sup>1</sup> ( $B_1 \cong 3,6 \text{ G}$ ). Für eine Stagegeometrie mit  $h = 12 \text{ cm}$  und  $b = 6 \text{ cm}$  ist das Magnetfeld an den Wänden einer Resonatorstape gegenüber jenem in

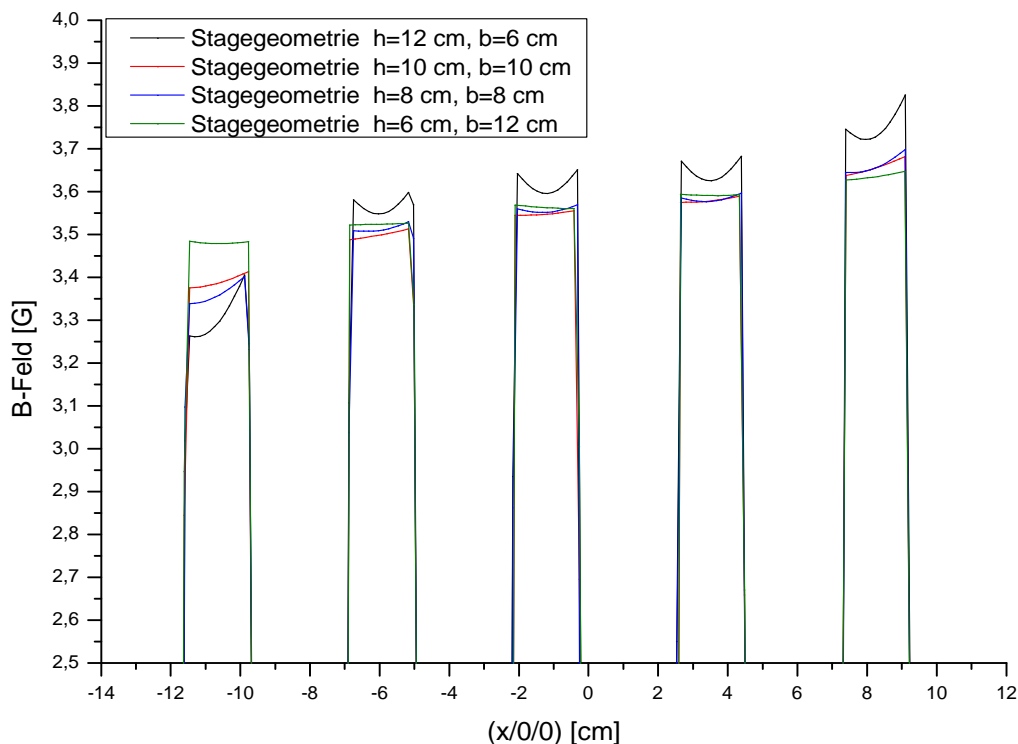
<sup>1</sup>Gleiches gilt natürlich auch für die Minimalwerte des Resonatorfeldes.



der Mitte der Stage etwas erhöht. Das bedeutet, dass ein Neutron, wenn es sich genau innerhalb einer Stage befindet (z.Bsp. bei  $x = -6$ ) einem niedrigeren Magnetfeld ausgesetzt ist, als beim Durchgang durch die Wand der Stage (z.Bsp. bei  $x = -5$ ). Im Gegensatz dazu unterscheidet sich bei einer Stagegeometrie mit  $h = 6 \text{ cm}$  und  $b = 12 \text{ cm}$  das Magnetfeld an den Wänden fast nicht von dem in der Mitte der Stage. Betrachtet man auch die anderen Stagegeometrien, so wird offensichtlich, dass das Magnetfeld umso homogener wird, je größer die Breite  $b$  der Stage wird. Dies ist dadurch begründet, dass bei breiter werdenden Stages der Einfluss der Randeffekte auf ein in der Stagemitte befindliches Neutron immer kleiner wird. Die gleiche Überlegung gilt natürlich auch für Neutronen, die sich nicht genau entlang der  $x$ -Achse, sondern entlang beliebiger Wege innerhalb der  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  großen Strahlquerschnittsfläche bewegen. Um also für alle Neutronen innerhalb des gewünschten Strahlquerschnitts Spinflips mit möglichst guter Effizienz zu erreichen, sollten möglichst große Resonatorstages verwendet werden.

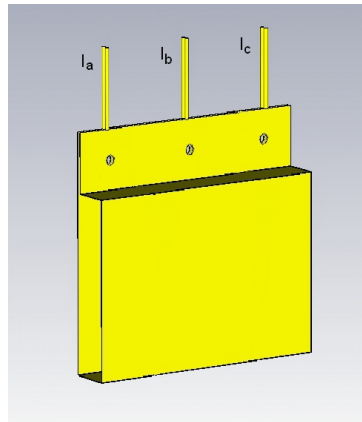


**Abbildung 3.4:** Magnetfeld des Resonators für verschiedene Stagegeometrien bei einer Bewegung der Neutronen entlang der  $x$ -Achse.

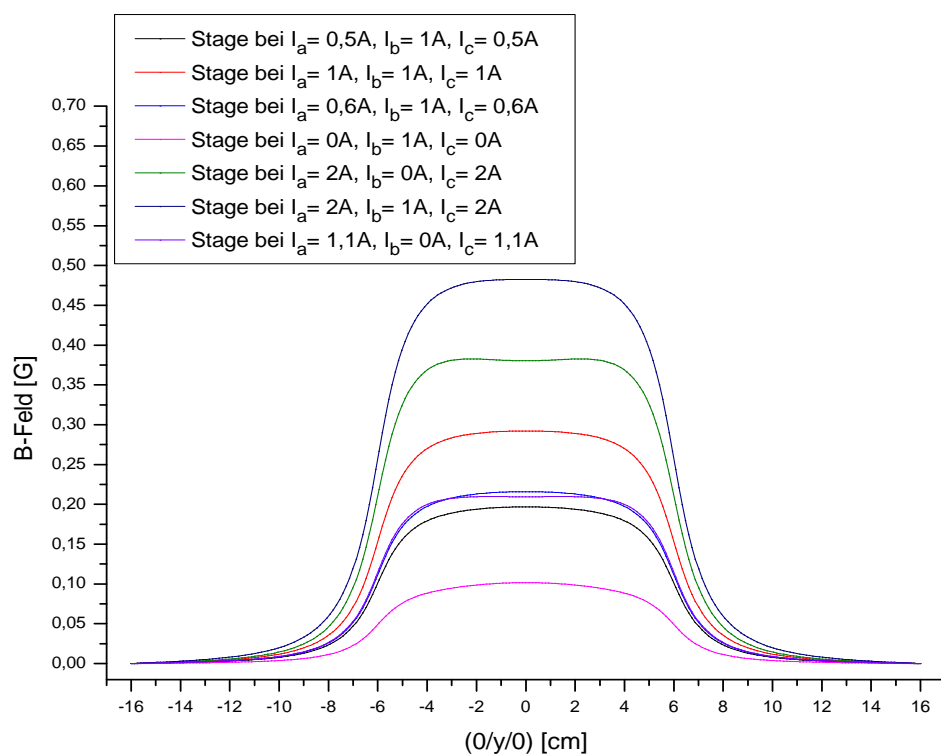


**Abbildung 3.5:** Detailansicht zu Abb. 3.4: Maximalwerte des Resonatorfeldes für verschiedene Stagegeometrien in Abhängigkeit der  $x$ -Koordinate.

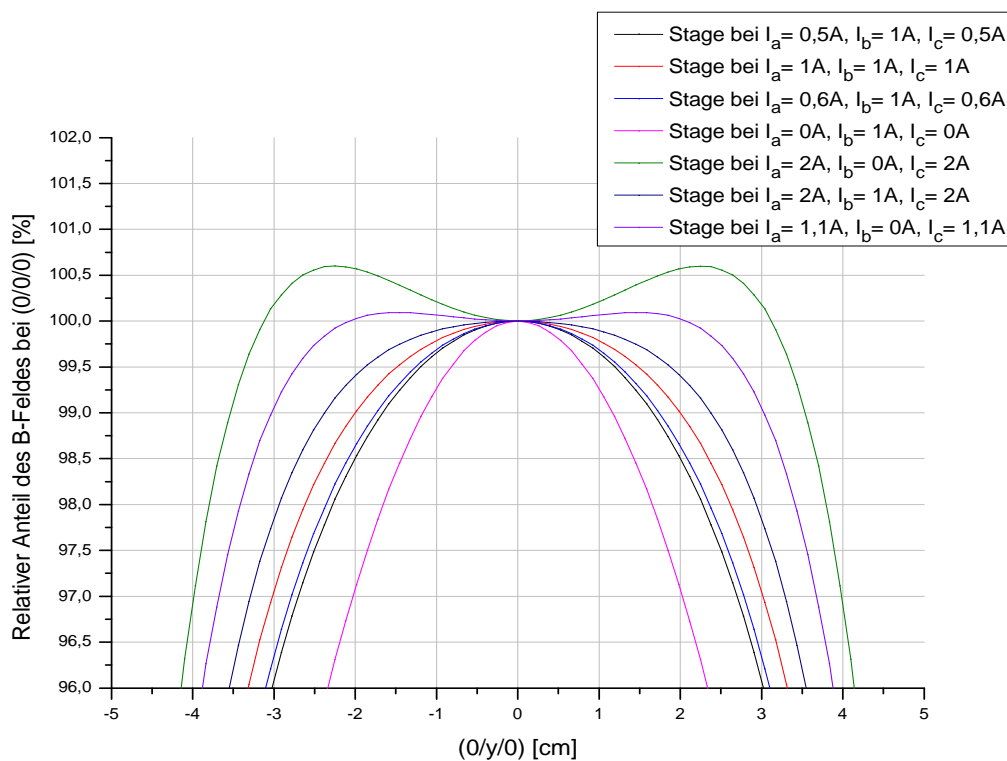
Die Verwendung großer Resonatorstages hat allerdings einen Nachteil: Je größer die Stage wird, desto höher müssen die Stromstärken sein, um gleich große Magnetfelder wie bei kleineren Resonatorstages zu erreichen. Höhere Stromstärken bedeuten zum Einen höhere Anforderungen an die maximale Strombelastung der Zuleitungskabel, zum Anderen muss die erhöhte Wärmeentwicklung der Resonatorstages berücksichtigt werden. Eine Möglichkeit, die Strombelastung pro Kabel gering zu halten, ist der Anschluss mehrerer Zuleitungen an eine Stage (siehe Abb. 3.6). Dies hat aber Auswirkungen auf die Magnetfeldverteilung, da sich aufgrund der zusätzlichen Stromquellen eine andere Stromverteilung in der Stage ergibt. Um den Einfluss mehrerer Stromquellen auf die Homogenität des Magnetfeldes zu untersuchen, wird das Magnetfeld einer Einzelstage (Abb. 3.6) für verschiedene Bestromungen der Kabel ( $I_a$ ,  $I_b$ ,  $I_c$ ) simuliert. In Abb. 3.7 ist der Magnetfeldverlauf der Stage für verschiedene Stromstärken in Abhängigkeit der  $y$ -Richtung aufgetragen. Aufgrund der unterschiedlichen Gesamtstromstärken, d.h. der Summe der Stromstärken pro Zuleitung, erhält man unterschiedliche Magnetfeldstärken. Um die Magnetfeldverläufe besser vergleichen zu können, wird anstatt des absoluten Magnetfeldwertes der relative Anteil des Magnetfeldes, bezogen auf den Absolutwert bei (0/0/0), aufgetragen (siehe Abb. 3.8).



**Abbildung 3.6:** Resonatorstage mit drei Zuleitungen.  $I_a$ ,  $I_b$  und  $I_c$  bezeichnen die verwendeten Stromstärken pro Zuleitung.



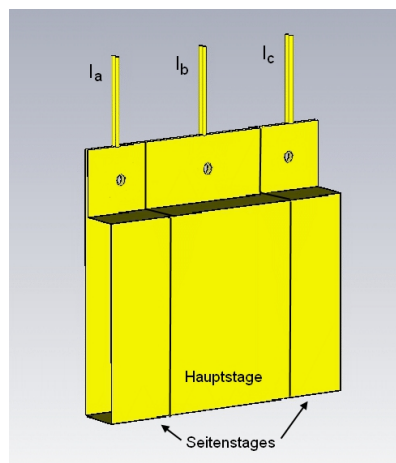
**Abbildung 3.7:** Magnetfeld einer Resonatorstage mit drei Zuleitungen in Abhängigkeit der  $y$ -Richtung. Je nach Wahl der Stromstärken  $I_a$ ,  $I_b$  und  $I_c$  erhält man unterschiedliche Magnetfeldverläufe.



**Abbildung 3.8:** Relativer Anteil des Magnetfeldes einer Resonatorstage mit drei Zuleitungen (bezogen auf den Magnetfeldwert bei  $(0/0/0)$ ). Die Magnetfeldverläufe sind so für unterschiedliche Stromstärken  $I_a$ ,  $I_b$  und  $I_c$  besser vergleichbar.

Die Simulationen zeigen, dass die Verwendung einer einzigen Zuleitung definitiv unbrauchbar für einen Strahlquerschnitt von  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  ist: Betrachtet man in Abb. 3.8 den Magnetfeldverlauf einer Stage, bei der nur die mittlere Zuleitung bestromt wird ( $I_a = 0 \text{ A}$ ,  $I_b = 1 \text{ A}$ ,  $I_c = 0 \text{ A}$ , (rosa Kurve)), so erkennt man einen sehr starken Abfall des Magnetfeldes je weiter man sich von der Mitte der Stage entfernt: Für ein Neutron, welches sich bei  $(0/-2/0)$  befindet, hätte man in diesem Fall bereits einen Magnetfeldunterschied von etwa 3% im Vergleich zu einem Neutron bei  $(0/0/0)$ . Bestromt man auch die äußeren Kabel, so erhält man mit steigenden Stromstärken  $I_a$  und  $I_c$  eine immer breitere Verteilung (siehe  $I_a = 0,5 \text{ A}$ ,  $I_b = 1 \text{ A}$ ,  $I_c = 0,5 \text{ A}$  (schwarze Kurve),  $I_a = 0,6 \text{ A}$ ,  $I_b = 1 \text{ A}$ ,  $I_c = 0,6 \text{ A}$  (blaue Kurve),  $I_a = 1 \text{ A}$ ,  $I_b = 1 \text{ A}$ ,  $I_c = 1 \text{ A}$  (rote Kurve)). Dennoch ist bei diesen Stromwerten der Abfall des Magnetfeldes im Bereich um  $\pm 3 \text{ cm}$  noch zu stark, d.h. die Neutronen wären am Rand des Strahlquerschnittes immer noch einem deutlich geringeren Magnetfeld ausgesetzt als in der Mitte. Bestromt man die mittlere Zuleitung nicht ( $I_a = 1,1 \text{ A}$ ,  $I_b = 0 \text{ A}$ ,  $I_c = 1,1 \text{ A}$  (lila Kurve)), erhält man einen vergleichsweise großen Homogenitätsbereich: Die Magnetfelder unterscheiden sich zwischen  $(0/\pm 3/0)$  und  $(0/0/0)$  lediglich um 1%. Allerdings führt eine Erhöhung der Stromstärken in den äußeren Zuleitun-

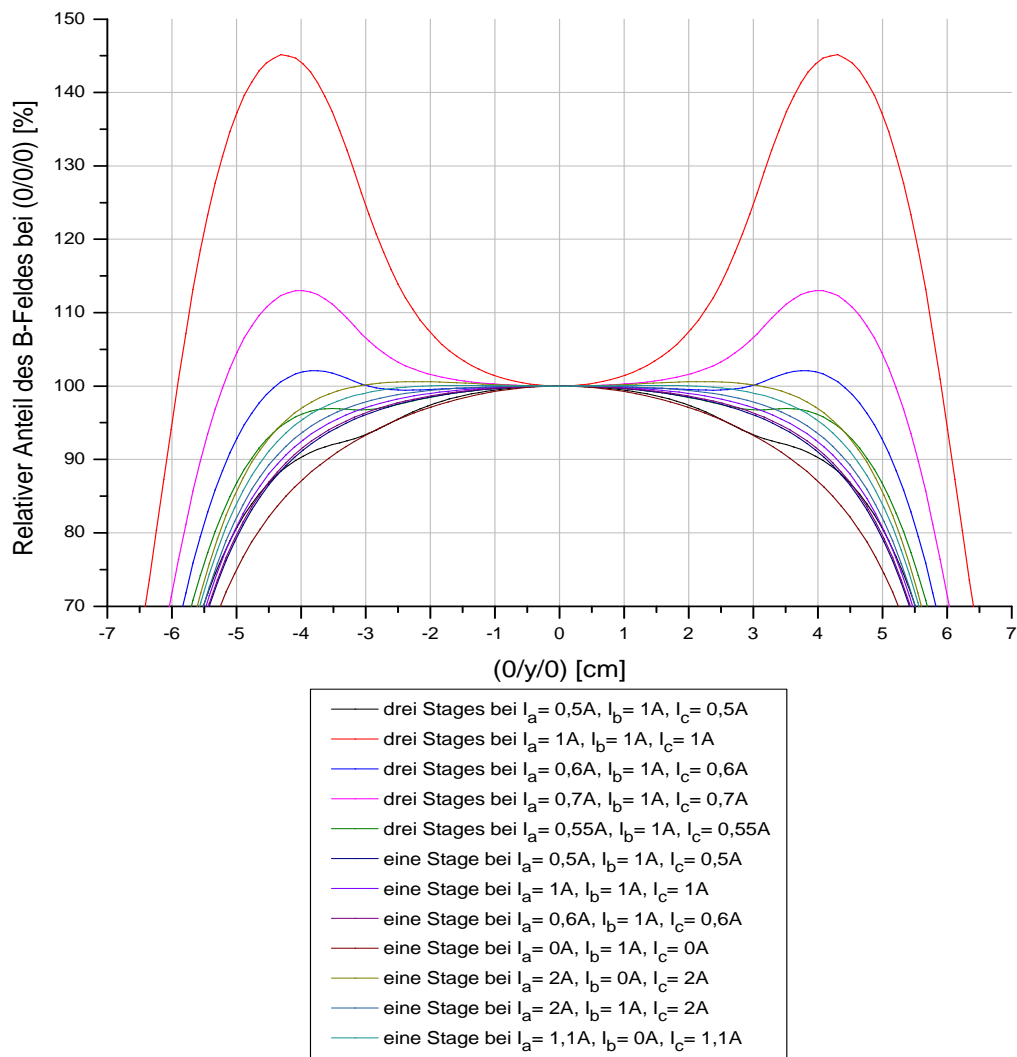
gen ( $I_a = 2\text{ A}$ ,  $I_b = 0\text{ A}$ ,  $I_c = 2\text{ A}$  (grüne Kurve)) zu einer Erhöhung der Magnetfelder je weiter man sich vom Zentrum entfernt. Die Verwendung mehrerer Zuleitungen liefert somit kein zufriedenstellendes Ergebnis. Um trotzdem für entsprechend große Stageabmessungen ein ausreichend hohes und homogenes Magnetfeld zu erreichen, wird die Stage in Abb. 3.6 in drei parallele Stages, eine sog. *Hauptstage* und zwei *Seitenstages*, unterteilt (siehe Abb. 3.9). Dies hat den Vorteil, dass die insgesamt erforderlichen Abmessungen für einen  $6 \times 6\text{ cm}^2$  großen Strahlquerschnitt beibehalten werden können, ohne mehrere Zuleitungen pro Stage zu verwenden: Durch die Aufteilung in drei entsprechend kleinere Stages sind mehrere Stromquellen pro Stage nicht mehr notwendig, da man auch mit einer einzigen Zuleitung pro Stage ausreichend hohe Magnetfelder erreicht.



**Abbildung 3.9:** Parallele Anordnung dreier Resonatorstages mit je einer Zuleitung.

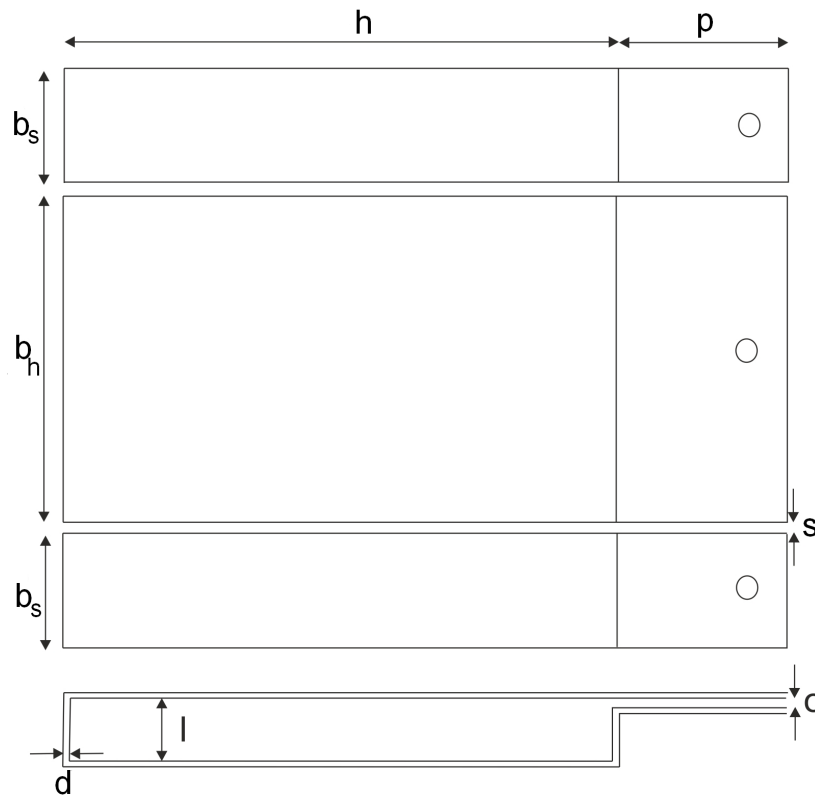
Zur Untersuchung des Magnetfeldverlaufs dreier paralleler Stages wurden mehrere Simulationen mit unterschiedlichen Bestromungen  $I_a$ ,  $I_b$  und  $I_c$  durchgeführt. Um die Magnetfelder einer einzigen Stage und dreier paralleler Stages besser vergleichen zu können, wird wie in Abb. 3.8 der relative Anteil des Magnetfeldes bezüglich des Absolutwertes bei (0/0/0) aufgetragen: In Abb. 3.10 sind die relativen Magnetfeldverläufe einer und dreier Stages gegenübergestellt. Man erkennt, dass sich bei gleicher Wahl der Stromstärken für die einzelne Stage und die drei parallelen Stages ( $I_a = 1\text{ A}$ ,  $I_b = 1\text{ A}$ ,  $I_c = 1\text{ A}$ , lila Kurve und rote Kurve) deutlich unterschiedliche Magnetfelder ergeben. Während bei der einzelnen Stage ein Abfall des Magnetfeldes abseits des Zentrums zu erkennen ist, erhält man bei drei parallelen Stages für größer werdenden Abstand zum Zentrum stark ansteigende Magnetfelder.

Dies bietet auf den ersten Blick keine Verbesserung gegenüber einer Stage mit mehreren Zuleitungen. Das neue Stagedesign hat allerdings Potential: Der Vorteil der Anordnung ist, dass sich die Magnetfelder der drei Stages aufgrund der parallelen Anordnung überlagern.



**Abbildung 3.10:** Vergleich der relativen Magnetfelder einer einzelnen und dreier paralleler Stages. Für gleiche Bestromungen  $I_a$ ,  $I_b$  und  $I_c$  (lila und rote Kurve) erhält man unterschiedliche Magnetfeldverläufe.

Dadurch können sich die abfallenden Magnetfelder an den Rändern benachbarter Stages addieren und so ein insgesamt höheres Magnetfeld bewirken. Bei perfekter Abstimmung der Ströme der Seitenstages und der Hauptstage zueinander könnte so ein ausreichend homogenes Magnetfeld erreicht werden. Zudem kann der Magnetfeldverlauf über die Variation der Abmessungen der Haupt- und Seitenstages noch weiter verbessert werden. Die Optimierung dieser Parameter wurde im Rahmen der Bachelorarbeit von M. Bazak, A. Hawlik und B. Hinterleitner durchgeführt [20]. Basierend auf deren Ergebnissen entschied man sich für das Resonatordesign in Abb. 3.11 mit den Abmessungen in Tabelle 3.1.



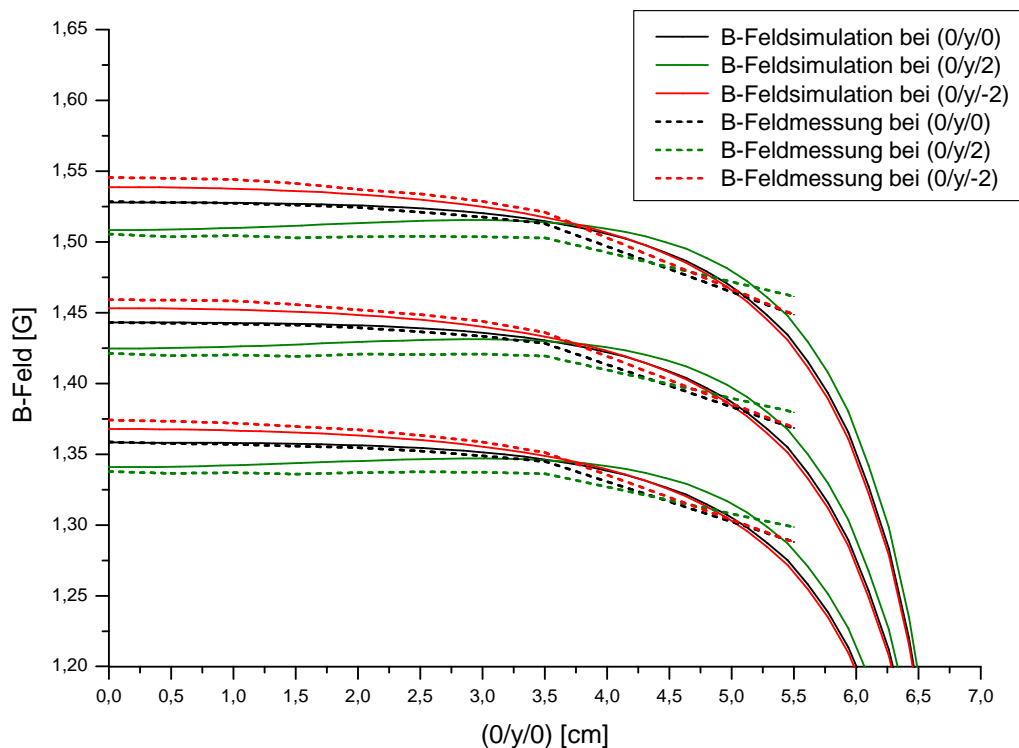
**Abbildung 3.11:** Skizzierung eines Resonatorelementes bestehend aus einer Haupt- und zwei Seitenstages [21].

Beschreibung	Parameter	Wert
Höhe der Stages	$h$	15 cm
Breite der Hauptstage	$b_h$	8 cm
Breite der Seitenstages	$b_s$	3 cm
Länge der Stages	$l$	1 cm
Abstand zwischen Haupt- und Seitenstages	$s$	0,01 cm
Plattenverlängerung	$p$	3 cm
Öffnung	$o$	0,1 cm
Materialdicke (Aluminium)	$d$	0,03 cm
Anzahl der Resonatorstages	$N$	48

**Tabelle 3.1:** Übersicht aller Stageparameter für das endgültige Resonatordesign.

### 3.3.2 Experimentelle Magnetfeldmessung

Bevor eine technische Umsetzung des Resonators mit den Parametern aus Tabelle 3.1 erfolgte, sollten die mithilfe der Simulationen ermittelten Magnetfeldverläufe noch plausibilisiert werden. Dazu wurde ein Prototyp einer Stage technisch umgesetzt und dessen Magnetfeld für verschiedene Stromstärken experimentell vermessen. Gleichzeitig erfolgten für diese Stageabmessungen mehrere Magnetfeldsimulationen mit den im Experiment verwendeten Stromstärken. Abb. 3.12 vergleicht die Ergebnisse aus den Simulationen mit den experimentell bestimmten Magnetfeldstärken für verschiedene  $z$ -Werte ( $-2$ ,  $0$ ,  $2$ ) und Bestromungen ( $7\text{ A}$ ,  $8\text{ A}$ ,  $9\text{ A}$ ) in Abhängigkeit der  $y$ -Richtung. Man erhält eine sehr gute Übereinstimmung der experimentellen Messung mit den Simulationsergebnissen.



**Abbildung 3.12:** Vergleich der experimentell bestimmten Magnetfelder mit den Simulationsergebnissen für eine Stage mit  $l = 1\text{ cm}$ ,  $b = 8\text{ cm}$ ,  $h = 12\text{ cm}$ . Die Werte sind für verschiedene  $z$ -Koordinaten ( $-2$ : rote Kurven,  $0$ : schwarze Kurven,  $2$ : grüne Kurven) und verschiedenen Bestromungen ( $7\text{ A}$ :  $B_0 \cong 1,35\text{ G}$ ,  $8\text{ A}$ :  $B_0 \cong 1,45\text{ G}$ ,  $9\text{ A}$ :  $B_0 \cong 1,55\text{ G}$ ) in Abhängigkeit der  $y$ -Richtung aufgetragen.

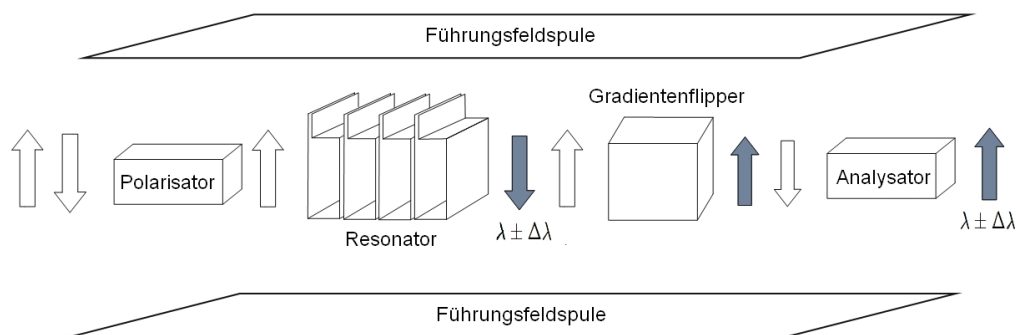


# Kapitel 4

## Technische Umsetzung

### 4.1 Komponenten des Messaufbaus

Nachdem die optimalen Parameter für das neue Resonatormodell festgelegt waren (siehe Tabelle 3.1), konnte mit der praktischen Umsetzung begonnen werden. Neben der technischen Konstruktion des Resonators waren allerdings noch weitere Komponenten für den Versuchsaufbau notwendig. Diese waren entweder vorhanden oder mussten eigens angefertigt werden. Eine schematische Übersicht des Messaufbaus und aller benötigten Elemente ist in Abb. 4.1 zu sehen. Eine nähere Beschreibung der einzelnen Messkomponenten erfolgt in den nächsten Abschnitten.



**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus: Ein unpolarisierter Neutronenstrahl verlässt den Forschungsreaktor und durchquert den ersten Superspiegel, der als Polarisator fungiert. Die polarisierten Neutronen durchlaufen danach das Magnetfeld des Resonators und der Führungsfeldspulen, wodurch ein Spinflip im Wellenlängenbereich  $\lambda \pm \Delta\lambda$  stattfindet. Der Gradientenflipper kehrt die Spins aller Neutronen um, sodass nach dem Durchqueren des zweiten Superspiegels (Analysator) nur noch Neutronen der Wellenlängen  $\lambda \pm \Delta\lambda$  mit Spin-Up den Detektor erreichen.

### 4.1.1 Neutronenquelle - Forschungsreaktor an der TU Wien

Als Neutronenquelle für den Versuchsaufbau fungiert der TRIGA Mark-II Forschungsreaktor der TU Wien. Dieser liefert ein weißes Neutronenspektrum, welches durch einen Graphitkristall mittels Bragg-Reflexion (siehe Gleichung (1.1)) auf einen dichromatischen Neutronenstrahl mit den Wellenlängen  $\lambda_1 = 2,6 \pm 0,04 \text{ \AA}$  und  $\lambda_2 = 1,3 \pm 0,02 \text{ \AA}$  reduziert wird [17], [22]. Obwohl der Resonator zukünftig auch an einem weißen Neutronenstrahl zum Einsatz kommen soll, ist das dichromatische Neutronenspektrum für erste Funktionstests ausreichend.

### 4.1.2 Superspiegel

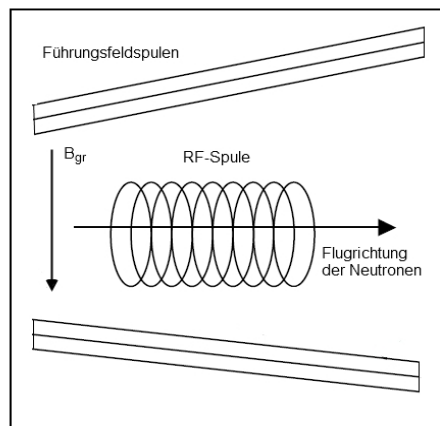
Zur Polarisation des Neutronenstrahls kommt ein sogenannter Superspiegel zum Einsatz. Dieser ist aus mehreren ferromagnetischen Schichten aufgebaut und erzeugt ein starkes Magnetfeld in  $z$ -Richtung, welches die Neutronen zwingt, ihren Spin-Up oder Spin-Down beizubehalten. Aufgrund der unterschiedlichen Streulängendichten für die beiden Spinkomponenten werden alle Neutronen mit Spin-Down am ferromagnetischen Material absorbiert, während jene mit Spin-Up reflektiert werden und so den Superspiegel wieder verlassen können [23].

Im Messaufbau werden zwei Superspiegel verwendet. Der Erste dient als Polarisator und gewährleistet, dass nur Neutronen mit Spin-Up in den Resonator gelangen können. Dadurch können jene Neutronen aus dem Bereich  $\lambda \pm \Delta\lambda$ , deren Spins nach dem Durchlaufen des Resonators geflippt wurden, von den anderen Neutronen mit Spin-Up unterschieden werden (siehe Abb. 4.1). Der zweite Superspiegel wird direkt vor dem Detektor positioniert und als Analysator verwendet. Der vor diesem Analysator befindliche Gradientenflipper bewirkt bei allen Neutronen einen Spinflip (zum Funktionsprinzip siehe Kapitel 4.1.3). Dadurch sind nun alle Neutronenspins, welche durch den Resonator invertiert wurden und deswegen Spin-Down hatten, wieder in der Spin-Up Position. Passiert nun der Neutronenstrahl den Analysator, so können die vom Resonator präparierten Neutronen diesen wieder verlassen und erreichen so den Detektor.

### 4.1.3 Gradientenflipper

Wie bereits in Kapitel 4.1.2 erwähnt, wird der Gradientenflipper dazu verwendet, die Spins aller Neutronen zu invertieren. Das Funktionsprinzip ähnelt dem des Resonators und ist in Abb. 4.2 illustriert: Der Gradientenflipper besteht aus zwei Führungsfeldspulen, welche ein Magnetfeld  $B_{gr}$  in  $z$ -Richtung erzeugen, sowie einer sogenannten *R(adio)F(requency)*-Spule, die ein magnetisches Wechselfeld  $B_1$  in Flugrichtung der Neutronen bewirkt [24], [25]. Im Gegensatz zum Resonator ist aber das Magnetfeld  $B_{r,f}$  nicht räumlich alternierend, sondern als zeitlich oszillierendes, hochfrequentes Wechselfeld ausgeführt und wird durch einen zeitlich alternierenden Wechselstrom in der RF-Spule realisiert. Außerdem ist das Führungsfeld  $B_{gr}$  entlang der Flugrichtung der Neutronen nicht konstant, sondern weist aufgrund der Verkipfung der beiden Führungsfeldspulen zueinander einen Gradienten auf [26]. Ein Spinflip findet, wie auch beim Resonator, genau dann statt, wenn die Oszillationsfrequenz des Wechselfeldes mit der Larmorfrequenz des Neutrons übereinstimmt

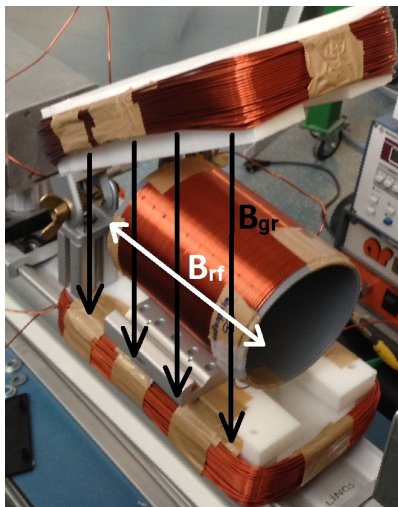
(siehe auch Kapitel 2.1). Während die Oszillationsfrequenz durch den Wechselstrom in der RF-Spule vorgegeben ist, hängt die Larmorfrequenz vom magnetischen Führungsfeld ab. Dieses ist aufgrund der Verkippung der beiden Führungsfeldspulen zueinander an jeder Stelle entlang der Flugrichtung der Neutronen unterschiedlich groß, wodurch die Larmorfrequenz vom Ort der Neutronen im Gradientenflipper abhängig wird. Die Parameter des Gradientenflippers (d.h. Länge und Windungszahl der Spule, Stärke des Wechselfeldes, sowie Stärke und Gradient des Führungsfeldes) können nun so gewählt werden, dass es für alle Wellenlängen des Neutronenstrahls einen Ort im Gradientenflipper gibt, an dem die Oszillationsfrequenz der Larmorfrequenz entspricht. Ist diese Bedingung erfüllt, so findet ein Neutronenspinflip bei allen Wellenlängen des einfallenden Neutronenstrahls statt (genauere Details zur Herleitung siehe [24]).



**Abbildung 4.2:** Gradientenflipper bestehend aus zwei Führungsfeldspulen und einer R(adio)F(requency)-Spule. Aufgrund der Verkippung der beiden Führungsfeldspulen zueinander findet bei allen Neutronen des einfallenden Strahls ein Spinflip statt [26].

Die Notwendigkeit, alle Neutronenspins zu invertieren, ergibt sich aufgrund der Verwendung zweier baugleicher Superspiegel, welche alle Neutronen mit Spin-Down absorbieren (siehe Kapitel 4.1.2). Da die Neutronen, die vom Resonator manipuliert werden, Spin-Down haben (siehe Abb. 4.1) und deswegen im Analysator absorbiert werden würden, muss eine Invertierung aller Spins stattfinden, um ein positives Signal im Detektor zu erhalten.

Die technische Umsetzung eines ersten Prototypen erfolgte im Rahmen der Bachelorarbeit von M. Bacak, A. Hawlik und B. Hinterleitner [20] und ist in Abb. 4.3 zu sehen. Erste Messungen lieferten eine Spinflipwahrscheinlichkeit von rund 80%, welche für einen Funktionalitätstest zwar ein Erfolg, für die erforderliche Präzision des Messaufbaus aber nicht ausreichend hoch war. Dies liegt zum Einen an der nicht optimal gewählten Dimensionierung und Windungszahl der Spulen und zum Anderen am Verkippungswinkel der Führungsfeldspulen zueinander, welcher nur manuell und somit nicht exakt genug eingestellt werden kann. Des Weiteren befindet sich der Gradientenflipper bei dem ver-



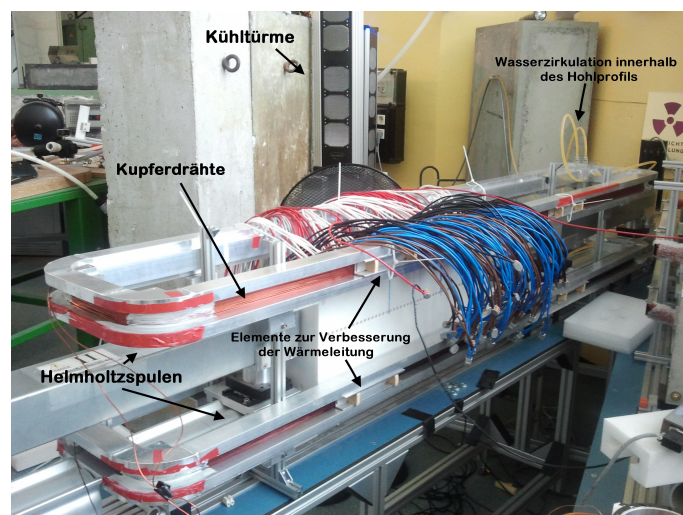
**Abbildung 4.3:** Prototyp eines Gradientenflippers für einen Strahlquerschnitt von  $6 \times 6 \text{ cm}$  [20]: Die RF-Spule mit 105 Windungen (Durchmesser:  $110 \text{ mm}$ ) erzeugt ein Magnetfeld  $B_{rf}$  in Neutronenflugrichtung, zwei Helmholtzspulen zu je 100 Windungen bewirken ein Gradientenfeld  $B_{gr}$ . Die beiden Helmholtzspulen können in beliebigem Winkel zueinander verkippt und so der Feldgradient variiert werden.

wendeten Messaufbau innerhalb des Führungsfeldes (siehe Abb. 4.1) und müsste somit bei jeder Änderung des Führungsfeldstromes neu justiert werden. Um dies präzise genug zu bewerkstelligen, wäre eine elektronische Steuerung der Stromstärken der Spulen und des Verkipfungswinkels erforderlich. Da diese Anforderungen in dem zur Verfügung stehenden Zeitrahmen nicht umgesetzt werden konnten, wurde vorerst auf einen Gradientenflipper verzichtet. In den Messungen führt dies zu einer Invertierung des Neutronenpeaks: Die vom Resonator manipulierten Neutronen mit Spin-Down werden nun nicht mehr invertiert und deswegen im Analysator absorbiert. Folglich können sie den Detektor nicht erreichen und man erhält bei der geflippten Wellenlänge statt eines Maximums ein Minimum in der Neutronenzählrate (siehe auch Messergebnisse in Kapitel 5).

#### 4.1.4 Führungsfeldspulen

Die Larmorpräzession der Neutronenspins wird durch ein magnetisches Führungsfeld  $B_0$  bewirkt, welches in diesem Messaufbau durch ein Helmholtzspulenpaar realisiert werden soll. Da die Wellenlänge, bei der ein Spinflip stattfindet, indirekt proportional zum Magnetfeld  $B_0$  ist (siehe Formel (2.10)), kann eine Invertierung des Spins bei sehr kleinen Wellenlängen nur bei entsprechend großen Magnetfeldern stattfinden. Für die Realisierung großer Magnetfelder mittels Helmholtzspulen benötigt man aufgrund der Proportionalität zwischen Magnetfeld, Stromstärke und Windungszahl [27] möglichst viele Windungen und robuste Stromkabel, welche hohe Stromstärken von  $15\text{--}20 \text{ A}$  ermöglichen. Infolge der hohen Ströme kommt es zudem durch den Innenwiderstand der Kabel zu einer Erhitzung der Spu-

le, was eine externe Kühlung notwendig macht. Des Weiteren müssen die Helmholtzspulen aufgrund der Abmessungen des Resonators (siehe Tabelle 3.1) entsprechend groß dimensioniert werden, um ein homogenes Führungsfeld im gesamten Resonator zu gewährleisten. Die Anfertigung der Spulen erfolgte in Handarbeit, wobei ein doppelt lackierter Kupferdraht mehrlagig um zwei eigens konstruierte Hohlprofile aus Aluminium mit Abmessungen von je  $2 \times 0,5 \text{ m}$  gewickelt wurde. Eine grobe Abschätzung der Windungszahl ergibt ca. 200 Windungen [20]. Zur Kühlung der Spulen wurde in die Hohlprofile Wasser geleitet, welches über zwei PC-Kühltürme auf konstanter Temperatur gehalten wird und so der Erwärmung des Spulendrahtes entgegenwirkt. Um die Wärmeleitung zwischen den Kupferdrähten und dem Aluminiumprofil zu verbessern, wurden die Drähte mit zusätzlichen Aluminiumbauteilen gegen das Profil gedrückt. Abb. 4.4 zeigt die beiden Helmholtzspulen im Versuchsaufbau.



**Abbildung 4.4:** Helmholtzspulen ( $2 \times 0,5 \text{ m}$ , ca. 200 Windungen) zur Erzeugung eines magnetischen Führungsfeldes im Versuchsaufbau: Um die Kupferdrähte nicht zu überhitzen werden PC-Wasserkühltürme verwendet; zusätzliche Al-Bauteile drücken die Kupferdrähte gegen das Hohlprofil und sorgen für eine verbesserte Wärmeleitung.

#### 4.1.5 Detektor

Zur Detektion der Neutronen wird ein ( $^3\text{He}$ )-Detektor verwendet. Gelangen die Neutronen in das Detektionsvolumen, so reagieren sie mit  $^3\text{He}$  und es entstehen Protonen und Tritium [28]. Diese führen aufgrund der angelegten Spannung im Detektor zu einem Stromfluss, welcher verstärkt und in den Diskriminator eingespeist wird. Je nach Stärke des Signals wird zwischen Untergrundrauschen und tatsächlichen Neutronen unterschieden [29]. Die

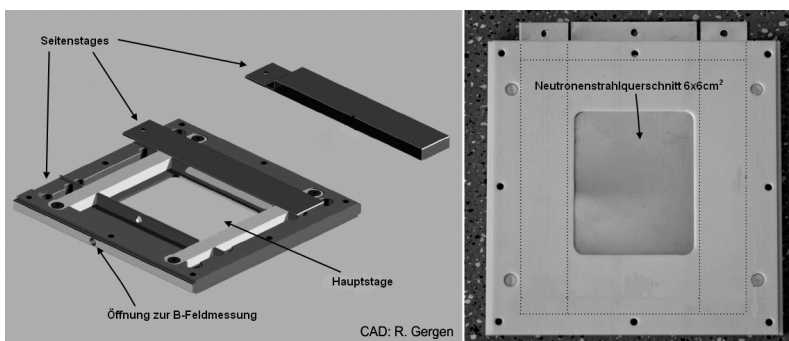
Messung liefert somit die Neutronenzählrate in Abhängigkeit von der jeweiligen Resonator-konfiguration (siehe Messergebnisse in Kapitel 5).

#### 4.1.6 Graphitkristallfilter und Chopper

Der Graphitkristallfilter und der Chopper dienen zur Manipulation des einfallenden Neutronenstrahls, bevor dieser auf den ersten Superspiegel trifft. Der Graphitkristallfilter filtert mittels Bragg-Reflexion die Wellenlänge  $\lambda_2 = 1,3 \text{ \AA}$  aus dem dichromatischen Neutronenspektrum und ermöglicht es so, Messungen mit einer einzigen Wellenlänge ( $\lambda_1 = 2,6 \text{ \AA}$ ) durchzuführen. Der Chopper „zerhackt“ den kontinuierlichen Neutronenstrahl in mehrere Neutronenpulse und sendet gleichzeitig ein periodisches Triggersignal an die Datenelektronik. Dadurch kann diese die eintreffenden Neutronen nach ihrer Geschwindigkeit und somit nach ihrer De-Broglie-Wellenlänge (Formel (1.1)) auflösen. Als Ergebnis erhält man die Neutronenzählrate des Detektors in Abhängigkeit von der Neutronenwellenlänge. Beide Komponenten können optional vor dem ersten Superspiegel positioniert werden und ermöglichen unterschiedliche Betrachtungen der Messergebnisse.

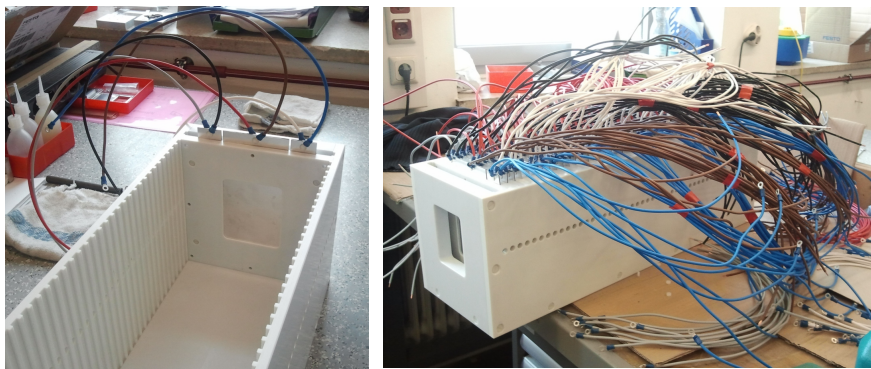
## 4.2 Anfertigung des Resonators

Die einzelnen Aluminiumelemente des Resonators wurden mit den optimalen Parameterwerten aus Tabelle 3.1 umgesetzt. Die präzise Hinter- und Nebeneinanderreihung der Stages war eine herausfordernde Aufgabe: Einerseits sollten die für ein homogenes Magnetfeld optimalen Abstände zwischen den Stages erreicht werden (je  $0,1 \text{ cm}$  zwischen Haupt- und Seitenstages und zwischen zwei aufeinanderfolgenden Resonatorelementen), andererseits musste ein Kurzschluss durch Kontakt zweier Stages vermieden werden. Zu diesem Zweck wurde für je ein Resonatorelement bestehend aus einer Haupt- und zwei Seitenstages ein Kunststoffrahmen entwickelt, in dem dieses befestigt werden konnte (siehe Abb. 4.5).



**Abbildung 4.5:** CAD Zeichnung des Rahmens von R.Gergen [30]: Links erkennt man die Aussparungen für die Seitenstages und die Hauptstage sowie die Öffnung für B-Feldmessungen mit dem Gaußmeter. Rechts ist der Kunststoffrahmen mit bereits befestigten Stages, sowie die Auftrefffläche des Neutronenstrahls zu sehen.

Um eine Verbiegung der Aluminiumplatten zu vermeiden, wurde der Rahmen großflächig ausgelegt, sodass lediglich eine  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  große Öffnung für die Anwendung an einem ebenso großen Neutronenstrahl übrig blieb (Abb. 4.5, rechts). Zudem wurden an der Breitseite des Rahmens Löcher ausgespart, um mittels Hallsonden und Gaußmeter noch Magnetfeldmessungen innerhalb einer Resonatorstage durchführen zu können. Das Befestigen der Stages im Kunststoffrahmen sowie die Verkabelung jeder Stage wurden händisch durchgeführt. Um auch am verkabelten Teilstück der Platten keinen Kurzschluss zu erhalten, wurde an den Innenseiten der Stages zusätzlich noch Isolationsfolie angebracht. Anschließend wurde jeder Kunststoffrahmen in eine dafür eigens angefertigte Kunststoffbox gesteckt, wodurch der gesamte Resonator einfach transportiert werden konnte (siehe Abb. 4.6).



**Abbildung 4.6:** links: Einzelnes Resonatorelement in der Kunststoffbox; rechts: Fertige Resonator konstruktion.

#### 4.2.1 Elektronische Steuerung

Wie bereits in Kapitel 1 und 2 erläutert, zählt vor allem die hohe Flexibilität der Wellenlängenselektion und der zeitlichen Pulsstruktur zu den Stärken des Resonators: Die Wahl der selektierten Wellenlänge erfolgt allein durch die Einstellung der Magnetfelder und somit der elektrischen Ströme. Außerdem können durch Ein- und Ausschalten der Ströme in den Resonatorstages gepulste Neutronenstrahlen erzeugt werden. Obwohl die Justierung des Resonators also allein über die Höhe und das Zeitverhalten der Stromstärke in den einzelnen Resonatorstages erfolgt und somit in der Handhabung sehr einfach ist, stellt sie sehr hohe Anforderungen an die Steuerungselektronik: Zum Einen muss für jede Resonatorstage eine Stromeinstellung zwischen 0 und 20 Ampere möglich sein, um einen möglichst breiten Magnetfeldbereich abzudecken. Zum Anderen ist es notwendig, die Resonatorstages einzeln anzusteuern und so ein flexibles Ein- und Ausschalten zu ermöglichen. Dabei sollen Ein- und Ausschaltzeiten von wenigen  $\mu\text{s}$  realisiert werden [31], um den Resonator auch im Travelling Wave Mode betreiben zu können (siehe Kapitel 2.2.1). Die Steuerungselektronik wurde im Rahmen der Diplomarbeit von M.Zach entwickelt [31], konnte aber

aus Zeitgründen nicht mehr am Resonator getestet werden. Für die Inbetriebnahme des Resonators wurden stattdessen die Stromquellen direkt mit den Resonatorstages verbunden. Dadurch konnten die Stromstärken zwar variiert werden, jedoch war ein Betrieb im Travelling Wave Mode im Rahmen dieser Arbeit leider nicht möglich. Außerdem wurde auf eine Inbetriebnahme der Seitenstages vorerst verzichtet, da eine manuelle Abstimmung der Ströme zwischen Seitenstages und Hauptstage zu langwierig erschien. Für den Test des Resonators am zur Verfügung stehenden Neutronenstrahl brachte dies keine Einschränkung, da das Magnetfeld der Hauptstages für die Abmessung dieses Strahls ausreichend homogen war.



## Kapitel 5

# Inbetriebnahme des Resonators und Messergebnisse

### 5.1 Erzielen eines Neutronenspinflips bei 2.6 Å

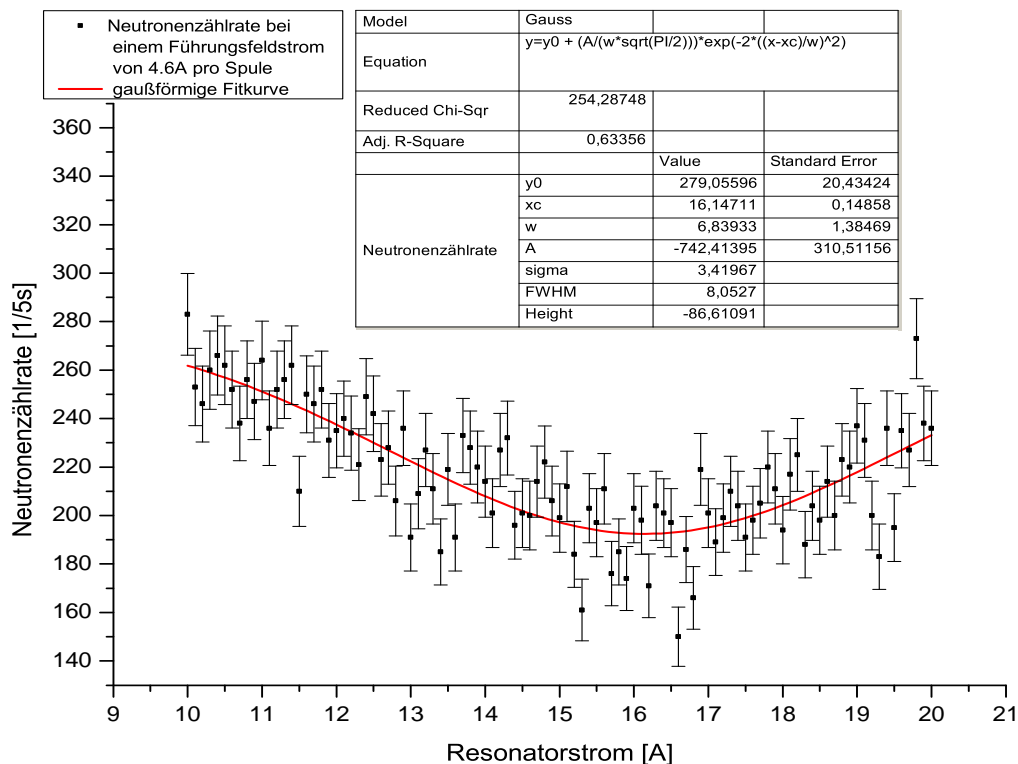
Nach dem Aufbau des Resonators und aller zugehörigen Messkomponenten kann dieser erstmals in Betrieb genommen werden. Ein erstes Ziel ist es, die prinzipielle Funktionalität des Resonators zu prüfen. Zu diesem Zweck sollen die Parameter des Resonators und des Führungsfeldes so eingestellt werden, dass ein Spinflip bei allen Neutronen mit einer Wellenlänge von 2,6 Å stattfindet. Dazu wird zuerst das zugehörige Führungsfeld  $B_0$  mithilfe der Formel (2.10) berechnet und anschließend die Amplitudenbedingung (2.11) verwendet um das Resonatorfeld  $B_1$  zu bestimmen. Dabei wird für die Halbperiode des Resonators  $a = 1,16 \text{ cm}$  und für die Anzahl der Resonatorelemente  $N = 48$  verwendet. Für das Führungsfeld erhält man einen Wert von  $B_0 = 22,48 \text{ G}$  und für das Resonatorfeld  $B_1 = 0,74 \text{ G}$ . Um die gewünschten Magnetfelder zu erhalten, müssen die Stromstärken der Führungsfeldspulen ( $I_0$ ) und der Resonatorspulen ( $I_1$ ) richtig eingestellt werden. Da Magnetfeld und Stromstärke proportional sind [27], benötigt man lediglich geeignete Umrechnungsfaktoren  $c_0$  und  $c_1$  für das Führungsfeld und das Resonatorfeld. Diese können experimentell einfach festgelegt werden, indem man jene Stromwerte bestimmt, bei denen die Neutronenspins bei 2.6 Å mit maximaler Wahrscheinlichkeit geflippt werden. Geht man davon aus, dass diese Stromwerte den obigen, berechneten Magnetfeldern entsprechen, können die Faktoren  $c_0$  und  $c_1$  über

$$I_{0/1}[A] * c_{0/1}[G/A] = B_{0/1}[G] \quad (5.1)$$

bestimmt und für alle späteren Umrechnungen zwischen Magnetfeld und Stromstärke herangezogen werden. Dennoch sind die berechneten Stromwerte nur als Referenzwerte zu betrachten: Der Grund hierfür liegt in der Abweichung von der Linearität aufgrund von nur schwer bestimmbareren Störfeldern im Messaufbau wie z.Bsp. die Magnetfelder der Polarisatoren, der angeschlossenen Kabel etc. Um also einen Spinflip bei einer gewünschten Wellenlänge mit maximaler Effizienz zu erreichen, ist ein experimentelles Feintuning der Stromwerte unerlässlich.

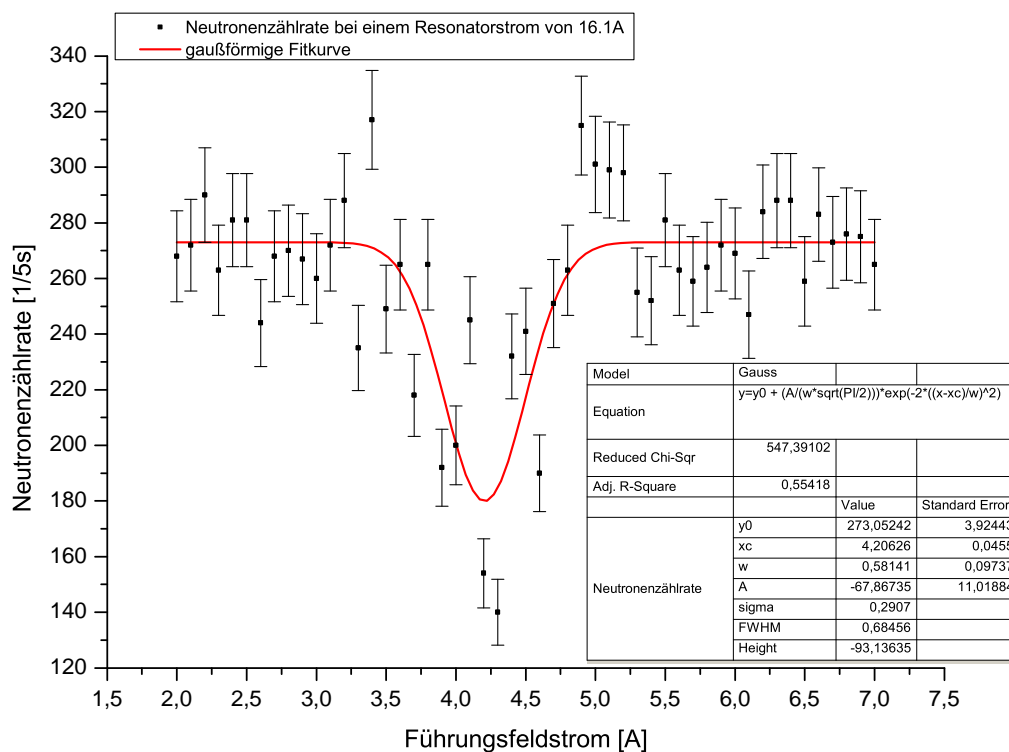
Um nun die optimalen Stromwerte für einen Spinflip bei  $2,6 \text{ \AA}$  zu bestimmen und daraus die Umrechnungsfaktoren zu berechnen, wird der Graphitkristallfilter vor den ersten Superspiegel in den Strahl gestellt. Wie bereits in Kapitel 4.1.6 erwähnt, gewährleistet dieser, dass alle Neutronen mit  $\lambda = 1,3 \text{ \AA}$  aus dem Strahl gefiltert und somit nur Neutronen mit  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  detektiert werden. Dadurch kann leicht festgestellt werden, ob ein Spinflip bei  $2,6 \text{ \AA}$  stattgefunden hat: Je niedriger die Neutronenzählrate des Detektors ist, desto mehr Neutronenspins wurden bei den eingestellten Stromstärken invertiert. Durch abwechselnde Variation der Stromeinstellungen der Führungsfeldspulen und des Resonators können so die optimalen Stromwerte bestimmt werden.

Bei der ersten Messung werden für die beiden Führungsfeldspulen vorerst Stromstärken von jeweils  $4,6 \text{ A}$  eingestellt, während der Resonatorstrom zwischen  $10$  und  $20 \text{ A}$  variiert wird. Abb. 5.1 zeigt die Neutronenzählrate in Abhängigkeit von der eingestellten Resonatorstromstärke bei konstantem Führungsfeldstrom. Um das Minimum der Neutronenzählrate, d.h. die maximal mögliche Wahrscheinlichkeit für einen Spinflip bei einem Führungsfeldstrom von  $I_0 = 4,6 \text{ A}$  zu bestimmen, wird eine gaußförmige Fitkurve durch den experimentelle Datensatz gelegt (die Parameter der Gaußkurve sind aus Abb. 5.1 zu



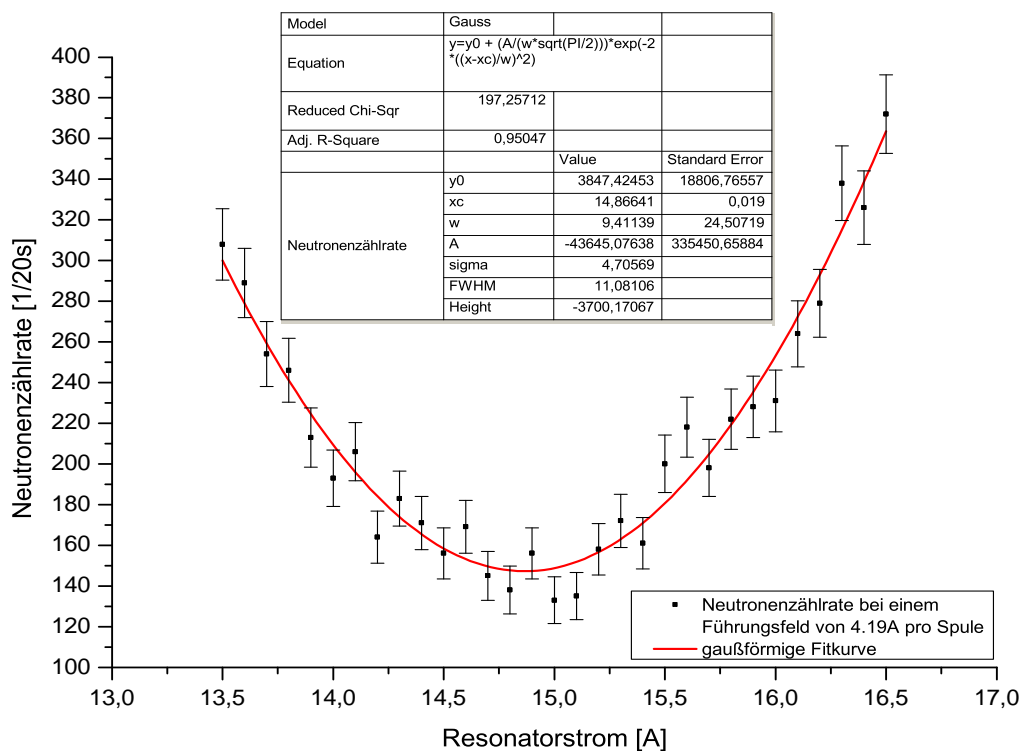
**Abbildung 5.1:** Neutronenzählrate in Abhängigkeit vom Resonatorstrom bei einem Führungsfeldstrom von  $I_0 = 4,6 \text{ A}$  pro Spule. Pro Messpunkt sind zusätzlich Fehlerbalken eingetragen.

entnehmen). Diese hat ein Minimum der Neutronenzählrate bei einem Resonatorstrom von  $I_1 = 16,1 \text{ A}$ . Das Diagramm lässt allerdings erkennen, dass die experimentellen Werte stark schwanken und das Minimum der Gaußkurve nicht mit dem tatsächlichen Minimum der Messdaten übereinstimmt. Außerdem ist das Minimum nicht sehr ausgeprägt und das Verhältnis von maximaler zu minimaler Neutronenzählrate liegt nur im Bereich von  $\approx 50\%$ . All dies deutet darauf hin, dass das Verhältnis von magnetischem Führungsfeld zu Resonatorfeld noch nicht optimal eingestellt ist. Um einen passenderen Wert für das Führungsfeld zu erhalten, wird nun der Resonatorstrom konstant gehalten und der Strom in den Führungsfeldspulen variiert. Für den Resonatorstrom wird der optimale Wert aus der vorangegangenen Messung ( $I_1 = 16,1 \text{ A}$ ) verwendet. Abb. 5.2 zeigt die Neutronenzählrate für eine Variation der Stromstärken des Führungsfeldes zwischen 2 und 7 A. In diesem Diagramm ist das Minimum bereits viel deutlicher ausgeprägt als in der vorherigen Messung in Abb. 5.1. Das liegt daran, dass die Wellenlänge, bei der ein Spinflip stattfindet, direkt mit der Stärke des magnetischen Führungsfeldes verknüpft ist (siehe Gleichung (2.10)), während das Resonatorfeld nur über die Amplitudenbedingung (2.11) festgelegt wird und deshalb die Wellenlänge, bei der geflippt wird, nicht so stark beeinflusst. Die Fitkurve liefert eine minimale Neutronenzählrate bei einem Führungsfeldstrom von  $I_0 = 4,2 \text{ A}$ . Um die Strom-



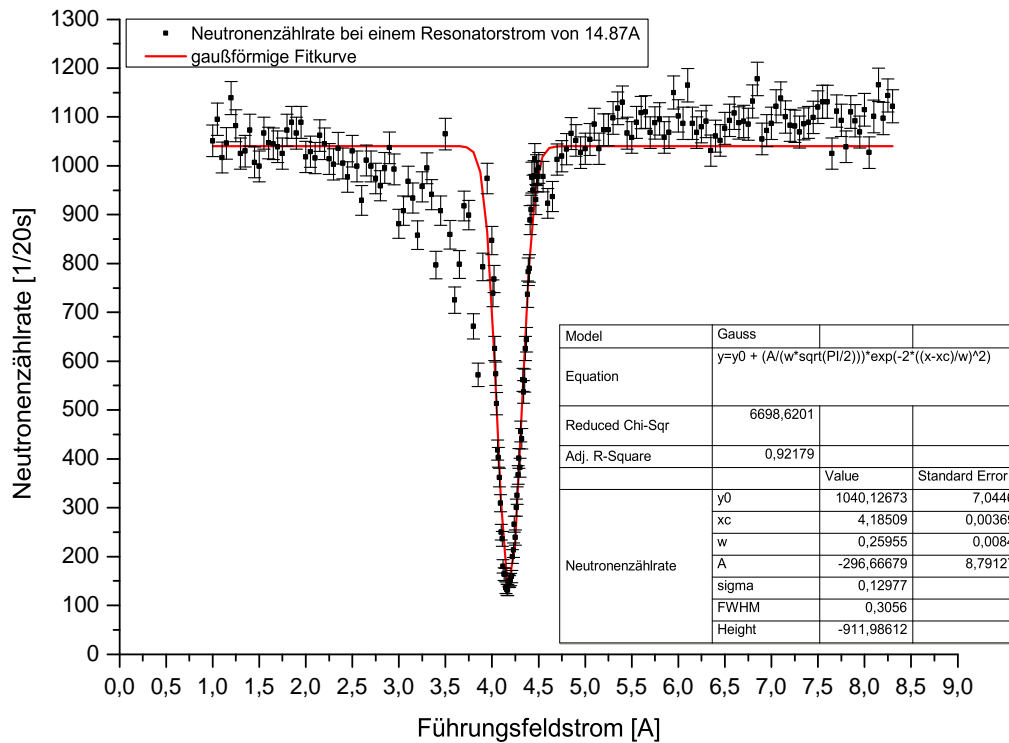
**Abbildung 5.2:** Neutronenzählrate in Abhängigkeit vom Führungsfeldstrom bei einem Resonatorstrom von  $I_1 = 16,1 \text{ A}$ .

werte noch weiter zu optimieren, wird nun wiederum der Führungsfeldstrom bei diesem Minimalwert festgehalten und die Stromstärke für das Resonatorfeld variiert. Danach wird abermals der aus dieser Messung optimale Stromwert für die minimale Neutronenzählrate bestimmt und mit diesem der Strom in den Führungsfeldspulen variiert. Wiederholt man diese Vorgehensweise mehrere Male, so erhält man schließlich die optimalen Stromeinstellungen für einen Spinflip bei  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$ . Diese ergeben für das Resonatorfeld  $I_1 = 14,87 \text{ A}$  und für das Führungsfeld  $I_0 = 4,19 \text{ A}$ . Die abschließenden Messungen zur Bestimmung dieser Werte sind in Abb. 5.3 und 5.4 zu sehen. In Abb. 5.3 erkennt man, dass das Minimum bereits deutlicher zu erkennen ist als bei der ersten Messung in Abb. 5.1. Das liegt daran, dass hier bereits mit der optimalen Führungsfeldeinstellung von  $4,19 \text{ A}$  gemessen wurde und somit die Amplitudenbedingung in diesem Variationsbereich für den Resonatorstrom bereits recht gut erfüllt ist.



**Abbildung 5.3:** Neutronenzählrate in Abhängigkeit vom Resonatorstrom bei einem Führungsfeldstrom von  $I_0 = 4,19 \text{ A}$  pro Spule.

Abb. 5.4 zeigt eindrucksvoll, dass die Stromeinstellungen für einen Spinflip bei  $2,6 \text{ \AA}$  optimal gewählt wurden: Bei einer Führungsfeldeinstellung von  $4,19 \text{ A}$  erhält man einen scharfen Peak, der von der Gaußkurve sehr gut beschrieben wird. Obwohl die Neutronenzählrate in Abb. 5.4 in Abhängigkeit des Führungsfeldstromes aufgetragen ist, hat die



**Abbildung 5.4:** Neutronenzählrate in Abhängigkeit vom Führungsfeldstrom bei einem Resonatorstrom von  $I_1 = 14,87 \text{ A}$ .

Messkurve eine ähnliche Form<sup>1</sup> wie die theoretisch berechneten Übergangswahrscheinlichkeit für einen Spinflip in Abb. 2.2. Der Grund dafür ist die Proportionalität zwischen der zu flippenden Wellenlänge und dem Führungsfeld in Formel (2.10). Zu beachten ist allerdings, dass ein größeres magnetisches Führungsfeld einen Spinflip bei einer kleineren Wellenlänge bewirkt und umgekehrt. Zudem erkennt man in Abb. 5.4 links und rechts des Peaks deutliche Nebenmaxima, wie sie auch in der Übergangswahrscheinlichkeit vorhanden sind. Diese kommen im Experiment dadurch zustande, dass der verwendete Neutronenstrahl eine Halbwertsbreite von  $\lambda_1 = 2,6 \pm 0,04 \text{ \AA}$  hat (siehe dazu auch Kapitel 4.1.1) und ein Spinflip aufgrund des Cut-Off-Effekts auch bei Wellenlängen abseits von  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  stattfinden kann (siehe Kapitel 2.1.1). Die Nebenmaxima der Messkurve sind aber, im Gegensatz zu den theoretisch berechneten, zu niedrigeren Führungsfeldströmen (d.h. größeren Wellenlängen) hin stärker ausgeprägt als auf der rechten Seite des Peaks. Diese Asymmetrie erklärt sich aus der Position des Resonators in der Beamline. Bei den ersten Messungen wurde dieser direkt vor den zweiten Superspiegel, d.h. in größerem Abstand zum ersten Superspiegel

<sup>1</sup>Die Ähnlichkeit bezieht sich auf die qualitative Form der Peaks. Die Invertierung kommt daher, dass die Übergangswahrscheinlichkeit bei  $2,6 \text{ \AA}$  maximal wird, während die Neutronenzählrate aufgrund des fehlenden Gradientenflippers minimal wird (siehe auch Kapitel 4.1.3).

gestellt, was zu einer asymmetrischen Störung des Resonatorfeldes aufgrund der Magnetfelder der Superspiegel führte. Dies konnte durch mittige Positionierung des Resonators zwischen den beiden Superspiegeln behoben werden. Da der Grund für die Asymmetrie erst recht spät entdeckt wurde, konnten vorerst keine besseren Messkurven erzielt werden. Abgesehen von den Nebenmaxima erhält man in der Übergangswahrscheinlichkeit in Abb. 2.2 auch Maxima höherer Ordnungen für ungerade Vielfache der Hauptwellenlänge  $\lambda$ . Da diese Wellenlängen ( $3\lambda$ ,  $5\lambda$ ,  $7\lambda$  etc.) aber im verwendeten Neutronenspektrum nicht vorkommen, würde ein Auftragen der experimentellen Neutronenzählrate in Abhängigkeit der Wellenlänge nur einen einzigen Peak ergeben. Wir werden später noch sehen, dass es aufgrund der höheren Ordnungen aber möglich ist, die Wellenlänge  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  auch bei anderen Führungsfeldeinstellungen zu flippen. Dies wird in Kapitel 5.4.3 noch genauer erläutert werden.

Nach der experimentellen Bestimmung der optimalen Stromwerte der Führungsfeldspulen und des Resonators für einen Spinflip bei  $2,6 \text{ \AA}$  können diese nun dazu verwendet werden, die Umrechnungsfaktoren  $c_0$  und  $c_1$  mithilfe von Gleichung (5.1) zu berechnen. Das Verhältnis aus magnetischem Führungsfeld  $B_0 = 22,48 \text{ G}$  zur Stromstärke der Führungsfeldspulen  $I_0 = 4,19 \text{ A}$  ergibt

$$c_0 = \frac{B_0}{I_0} = 5,37 \frac{\text{G}}{\text{A}}. \quad (5.2)$$

Für den Umrechnungsfaktor  $c_1$  erhält man mit dem Resonatorfeld  $B_1 = 0,74 \text{ G}$  und der zugehörigen Stromstärke  $I_1 = 14,87 \text{ A}$

$$c_1 = \frac{B_1}{I_1} = 0,05 \frac{\text{G}}{\text{A}}. \quad (5.3)$$

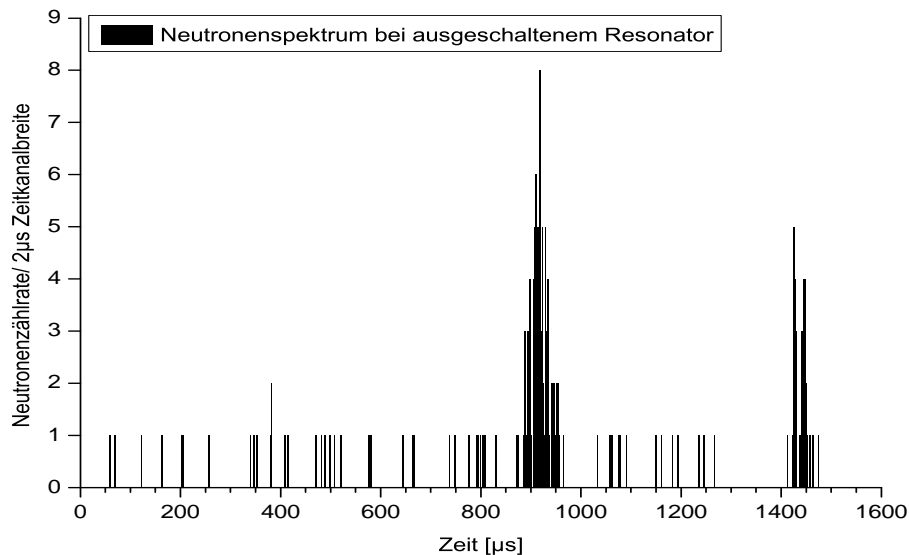
Mithilfe dieser beiden Umrechnungsfaktoren können nun einfach die optimalen Stromeinstellungen für das Führungsfeld und den Resonator für einen Spinflip bei beliebiger Wellenlänge bestimmt werden.

## 5.2 Neutronenspinflip bei $1,3 \text{ \AA}$ und Time-Of-Flight Messungen

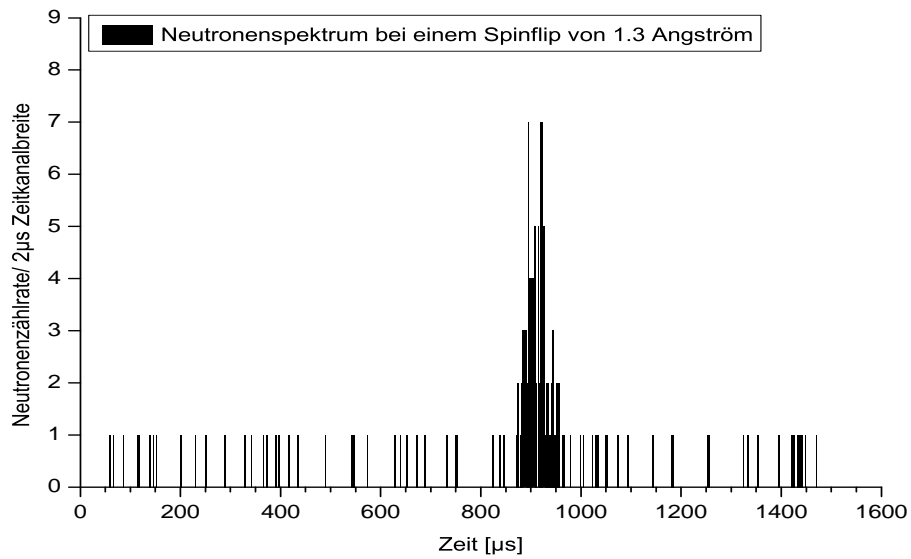
Da auch Neutronen mit Wellenlängen von  $\lambda = 1,3 \pm 0,02 \text{ \AA}$  zur Verfügung stehen (siehe Kapitel 4.1.1), sollen die Magnetfelder des Resonators und der Führungsfeldspulen nun so eingestellt werden, dass ein Spinflip bei dieser Wellenlänge stattfindet. Dazu wird wie in Kapitel 5.1 zuerst die Stärke des magnetischen Führungsfeldes mit Formel (2.10) bestimmt und daraus mithilfe der Amplitudenbedingung (2.11) das Resonatorfeld berechnet. Man erhält die Werte  $B_0 = 44,96 \text{ G}$  und  $B_1 = 1,47 \text{ G}$ . Um die zu den Magnetfeldern passenden Stromstärken für das Führungsfeld und den Resonator zu bestimmen, können nun die Umrechnungsfaktoren aus Formel (5.2) und (5.3) verwendet werden. Für die Stromstärke der Führungsfeldspulen ergibt sich  $I_0 = 8,37 \text{ A}$  und für die des Resonators  $I_1 = 29,17 \text{ A}$ . Um sich zu überzeugen, dass diese Stromwerte tatsächlich einen Spinflip bei  $1,3 \text{ \AA}$  bewirken, werden nun wieder Messungen durchgeführt. Da aber kein Graphitkristallfilter zur Verfügung steht, welcher nur Neutronen mit  $\lambda = 1,3 \text{ \AA}$  aus dem ursprünglichen Neutronenstrahl

filtert, sind Messungen in Analogie zu den Diagrammen 5.3 und 5.4 nicht aussagekräftig genug: Wenn der Graphitkristallfilter nicht in den Strahl gestellt wird, erreichen Neutronen beider Wellenlängen den Detektor. Ergibt sich nun bei den Messungen ein Minimum der Neutronenzählrate, so erhält man keine Aussage darüber, welche der beiden Wellenlängen tatsächlich geflippt wurde.

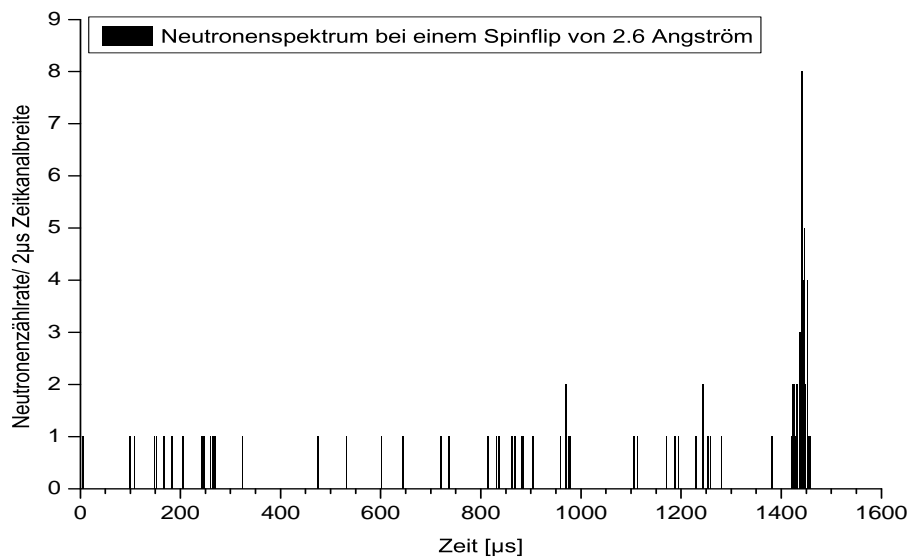
Um dieses Problem zu umgehen, werden Time-Of-Flight (*TOF*) Messungen durchgeführt. Diese haben den Vorteil, dass die Neutronenzählrate in Abhängigkeit von der Ankunftszeit, d.h. der Geschwindigkeit der Neutronen, im Detektor aufgelöst wird. Da nach De-Broglie die Geschwindigkeit des Neutrons mit seiner Wellenlänge in Zusammenhang steht (Formel (1.1)) erhält man dadurch auch eine Auflösung der Neutronenzählrate in Abhängigkeit der Wellenlänge. Voraussetzung für eine TOF-Messung ist ein Chopper, welcher vor dem ersten Superspiegel positioniert wird (genauer wurde bereits in Kapitel 4.1.6 erläutert). Bevor der Resonator und das Führungsfeld für einen Spinflip bei  $1,3 \text{ \AA}$  vorbereitet werden, wird zuerst eine Leermessung durchgeführt. Abb. 5.5 zeigt das Neutronenspektrum bei ausgeschaltetem Resonator. Man erkennt deutlich zwei Peaks, die den Wellenlängen  $\lambda = 1,3 \text{ \AA}$  (rechts) und  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  (links) entsprechen. Für einen Spinflip bei  $1,3 \text{ \AA}$  werden die Stromstärken der Führungsfeldspulen und des Resonators auf die oben berechneten Werte gestellt und erneut eine TOF-Messung durchgeführt. Das Diagramm in Abb. 5.6 zeigt, dass tatsächlich ein Spinflip bei  $1,3 \text{ \AA}$  stattgefunden hat. Der rechte Peak ist fast verschwunden während der linke nach wie vor zu sehen ist. Die Messung bestätigt, dass die über die Umrechnungsfaktoren bestimmten Stromstärken tatsächlich die gewünschten Werte für die Magnetfelder liefern und so einen Spinflip bei der richtigen Wellenlänge verursachen.



**Abbildung 5.5:** Neutronenspektrum bei ausgeschaltetem Resonator: der rechte Peak entspricht der Wellenlänge  $\lambda = 1,3 \text{ \AA}$ , der linke  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$ .

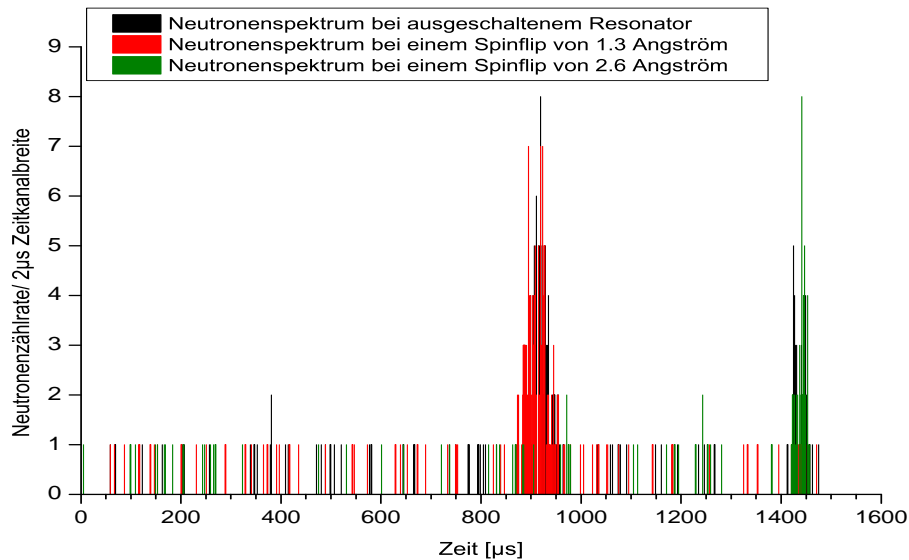


**Abbildung 5.6:** Neutronenspektrum bei eingeschaltetem Resonator ( $I_1 = 29,17 A$ ) und einem Führungsfeldstrom von  $I_0 = 8,37 A$ : Neutronen mit  $\lambda = 1,3 \text{ \AA}$  werden geflippt und der rechte Peak verschwindet.



**Abbildung 5.7:** Neutronenspektrum bei eingeschaltetem Resonator ( $I_1 = 14,87 A$ ) und einem Führungsfeldstrom von  $I_0 = 4,19 A$ : Neutronen mit  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  werden geflippt und der linke Peak verschwindet.





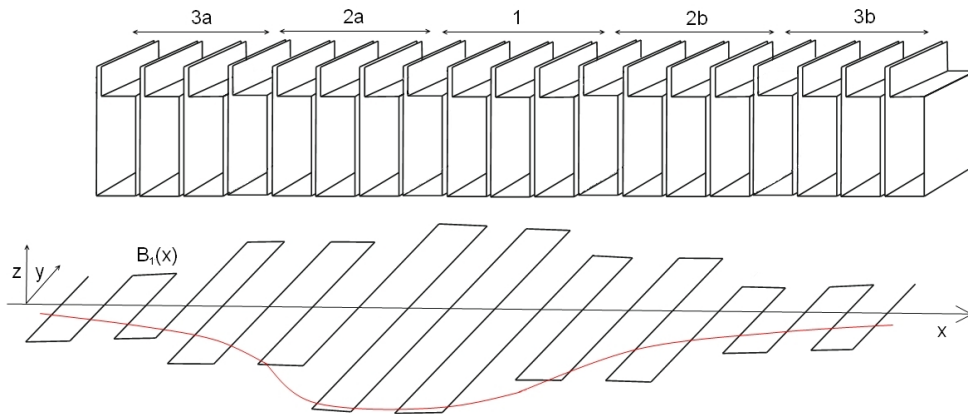
**Abbildung 5.8:** Überlagerung der Neutronenspektren aus Abb. 5.5, 5.6 und 5.7.

Zusätzlich wird eine weitere TOF-Messung durchgeführt, die den Spinflip bei Neutronen mit  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  demonstriert. Abb. 5.7 zeigt das Neutronenspektrum bei den Stromeinstellungen aus Kapitel 5.1, welche einen Spinflip bei  $2,6 \text{ \AA}$  bewirken. Auch hier erkennt man gut, dass nur noch ein Peak vorhanden ist. Zum besseren Vergleich der Neutronenspektren bei unterschiedlichen Magnetfeldeinstellungen sind alle Daten noch einmal in Abb. 5.8 zusammengefasst.

### 5.3 Amplitudenmodulation des Resonatorfeldes

Wie bereits in Kapitel 2 erläutert, zeichnet sich der Resonator gegenüber herkömmlichen Anwendungen als präzise und flexible Methode zur Wellenlängenselektion aus. Dennoch entstehen in der Übergangswahrscheinlichkeit (2.2) höhere Ordnungen und Nebenmaxima, die die Qualität der Wellenlängenauswahl beeinträchtigen. Diese können eliminiert werden, indem die Amplitude des alternierenden Resonatorfeldes sinus- oder gaußförmig moduliert wird (siehe auch Kapitel 2.2.2). Da der verwendete Neutronenstrahl dichromatisch ist und deswegen keine höheren Ordnungen im selektierten Wellenlängenspektrum auftreten, wurde vorerst kein Sinus Shaping durchgeführt. Allerdings zeigt die Messung in Abb. 5.4 deutliche Nebenmaxima, welche im Folgenden durch ein Gauß Shaping eliminiert werden sollen. Da aufgrund der fehlenden elektronischen Steuerung die Ströme der Resonatorstages nicht einzeln variiert werden können, ist eine gaußförmige Amplitudenmodulation nur qualitativ möglich: Der Resonator wird in fünf Teilbereiche mit  $3 \times 10$  und  $2 \times 9$  Resonatorstages eingeteilt, wobei jeder Teilbereich mit unterschiedlicher Stromstärke gespeist werden kann. Durch die Wahl einer höheren Stromstärke in der Mitte des Reso-

nators und geringeren Stromstärken am Anfang und Ende des Resonators ist es möglich, eine annähernd gaußförmige Magnetfeldamplitude zu erhalten (siehe Abb. 5.9). Aufgrund der Symmetrie des Shapings sind die Ströme in Teilbereich 2a und 2b, sowie in 3a und 3b gleich hoch und werden experimentell über je eine gemeinsame Stromquelle versorgt.



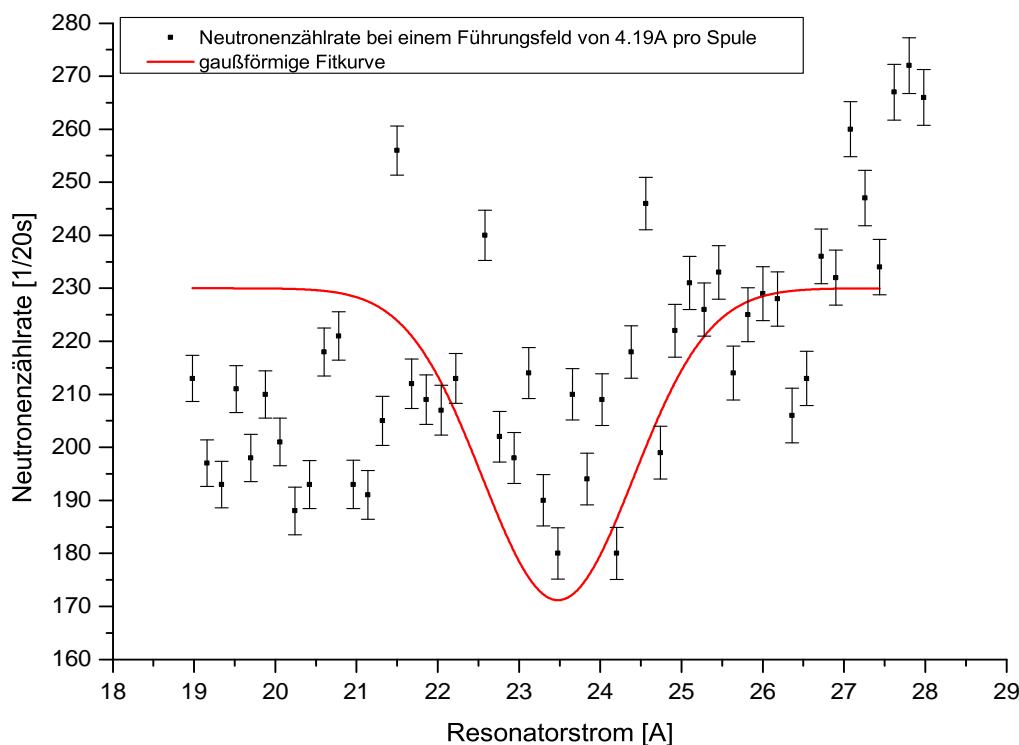
**Abbildung 5.9:** Darstellung eines Resonatorfeldes  $B_1$  mit gaußförmiger Amplitudenmodulation. Um ein derartiges Shaping zu erhalten, wird der Resonator in fünf Bereiche unterteilt, welche mit unterschiedlichen Stromstärken gespeist werden.

Um die Höhe der Stromstärken der Teilbereiche 1, 2 und 3 zu bestimmen, muss berücksichtigt werden, dass ein Spinflip bei Neutronen mit  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  stattfinden soll<sup>2</sup>. Wie in Kapitel 5.1 gezeigt, erhält man einen optimalen Spinflip bei einem Resonatorstrom von  $14,87 \text{ A}$  pro Resonatorstage. Ein Spinflip bei dieser Wellenlänge findet bei einer gaußförmigen Amplitudenmodulation nur dann statt, wenn auch die Stromstärken der einzelnen Teilbereiche so gewählt werden, dass im Mittel  $14,87 \text{ A}$  pro Resonatorstage verbleiben. Dies bedeutet z.Bsp., dass die Verringerung des Stromes in den Teilbereichen 2 und 3 unter  $14,87 \text{ A}$  zu einer Erhöhung der Strömstärke  $> 14,87 \text{ A}$  im ersten Teilbereich führt. Um die optimalen Stromeinstellungen experimentell zu bestimmen, wird für den dritten Teilbereich ein beliebiger Stromwert von  $10 \text{ A}$  gewählt. Die Stromstärken in Teilbereich 1 und 2 werden nun so variiert, dass man im Mittel immer einen Wert von  $14,87 \text{ A}$  pro Resonatorstage erhält. Die dafür verwendete Gleichung ist in (5.4) zu sehen:  $S_{ges}$  und  $S_{1,2,3}$  entsprechen dabei der Anzahl der Resonatorstages des gesamten Resonators sowie der Teilbereiche 1, 2 und 3.  $\tau_1$  und  $\tau_2$  bezeichnen die variierten Stromstärken des ersten und zweiten Teilbereiches. Die Gleichung macht offensichtlich, dass eine Erhöhung der Stromstärke  $\tau_2$  des zweiten Teilbereiches zu eine Verringerung von  $\tau_1$  des ersten Teilbereiches führt und umgekehrt.

$$14,87[A] \times 48[S_{ges}] \stackrel{!}{=} \tau_1[A] \times 10[S_1] + \tau_2[A] \times 18[S_2] + 10[A] \times 20[S_3] \quad (5.4)$$

<sup>2</sup>Für alle noch folgenden Messungen werden nur noch Neutronen mit der Wellenlänge  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  untersucht, d.h. der Graphitkristallfilter befindet sich im Weiteren immer vor dem Polarisator.

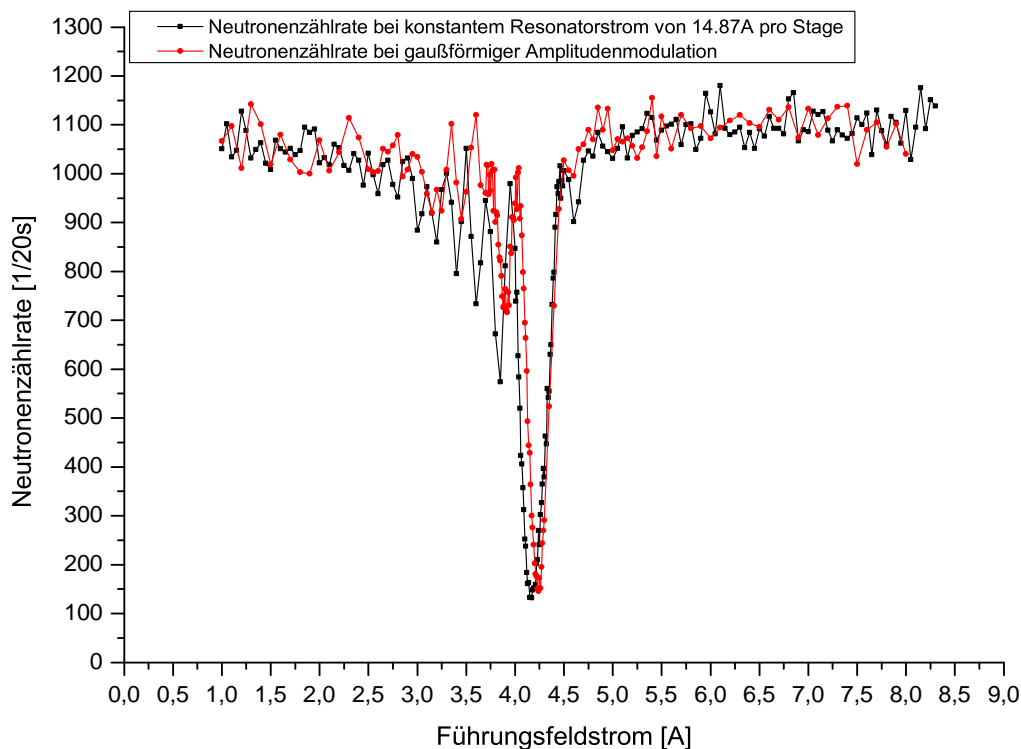
Um einen Neutronenspinflip mit maximaler Effizienz zu erhalten, werden nun Messungen für mehrere Variationen der Stromstärken  $\tau_1$  und  $\tau_2$  durchgeführt. Dazu wird  $\tau_2$  zwischen 16 und 18 A variiert und der zugehörige Stromwert  $\tau_1$  des ersten Teilbereiches mit obiger Formel berechnet. Anschließend werden alle Stromwerte am Resonator eingestellt und die Neutronenzählrate untersucht. Diese ist in Abb. 5.10 in Abhängigkeit des Resonatorstromes  $\tau_1$  des ersten Teilbereiches aufgetragen. Man erhält eine schwach ausgeprägte minimale Neutronenzählrate bei einem Wert von  $\tau_1 = 23,48$  A und dem zugehörigen  $\tau_2 = 15,5$  A.



**Abbildung 5.10:** Neutronenzählrate bei variierten Resonatorströmen  $\tau_1$  und  $\tau_2$  (aufgetragen in Abhängigkeit von  $\tau_1$ ) zur Optimierung des Gauß Shapings

Nach der Optimierung der Resonatorströme (1. Teilbereich: 23,48 A, 2. Teilbereich: 15,5 A, 3. Teilbereich: 10 A) auf einen Spinflip bei  $\lambda = 2,6$  Å kann nun die Neutronenzählrate in Abhängigkeit des Führungsfeldes untersucht und mit den Messungen ohne Gauß Shaping aus Kapitel 5.1 verglichen werden. Tatsächlich zeigt die Messung in Abb. 5.11, dass die Nebenmaxima bei obiger Amplitudenmodulation bereits weniger ausgeprägt sind als bei konstantem Resonatorstrom von 14,87 A pro Stage. Dies ist bemerkenswert, da die obige Wahl der Resonatorströme der einzelnen Teilbereiche recht beliebig war und bei weitem noch keiner Gaußkurve ähnelt. Die Untersuchung zeigt, dass eine Variation der Magnetfeldamplitude noch sehr viel Spielraum für eine Optimierung des selektierten Wellenlängenspektrums bietet. Für ein präziseres Shaping ist aber eine individuelle Ansteuerung

der Resonatorströme der einzelnen Stages notwendig, weshalb eine weitere Untersuchung im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt wurde. Dennoch zeigen die Ergebnisse, dass eine Elimination der Nebenmaxima durchaus experimentell realisiert werden kann.



**Abbildung 5.11:** Vergleich der Neutronenzählraten bei konstantem Resonatorstrom von 14,87 A pro Stage und bei gaußförmiger Amplitudenmodulation.

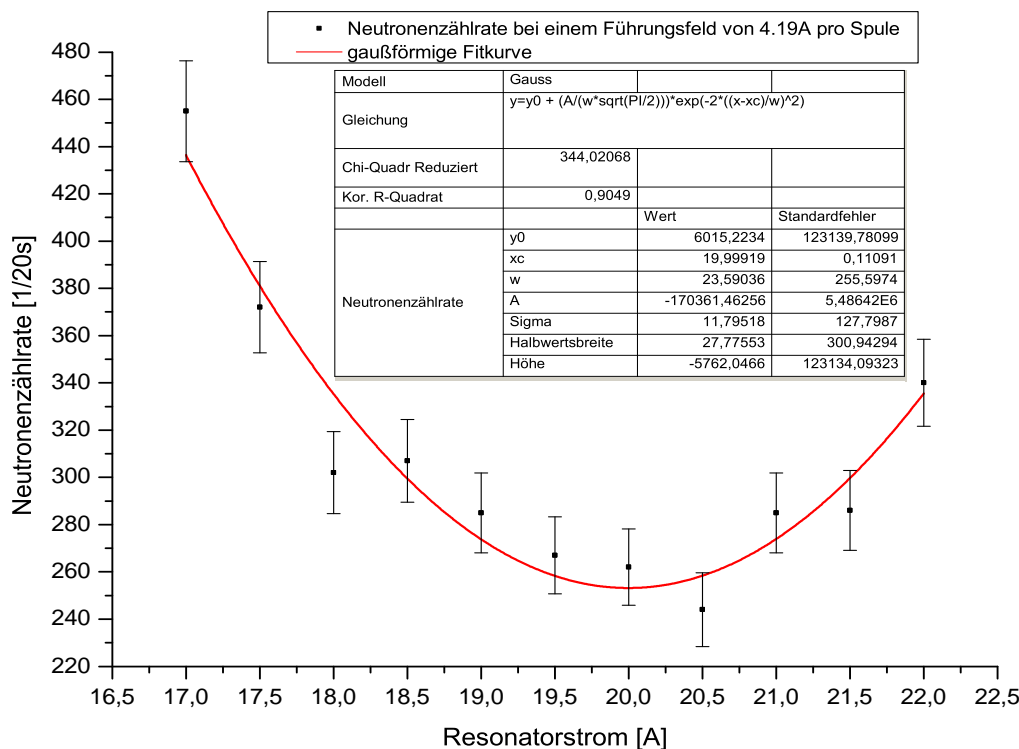
## 5.4 Variation der Resonatorkonfiguration

Wir wollen nun untersuchen, welchen Einfluss eine Änderung der Parameter des Resonators, d.h. der Halbperiode  $a$  und der Gesamtlänge  $L$ , auf dessen Magnetfелеinstellungen und auf die Peaks der Neutronenzählrate hat. Während diese Parameter beim Drabkin-Resonator nicht verändert werden können und so eine individuelle Wahl der Wellenlängenaufösung unterbinden (siehe Kapitel 2.1), ist eine Variation der Parameter beim Resonatortyp V2.0 leicht möglich. Der Grund dafür liegt in den einzeln ansteuerbaren Resonatorstages, welche eine individuelle Einstellung der Stromstärke für jede einzelne Stage ermöglichen. So kann zum Bsp. durch Ausschalten mehrerer Stages die Gesamtlänge verkürzt werden, oder durch Gleichschalten mehrerer aufeinanderfolgender Stages mit dersel-

ben Stromrichtung die Halbperiode  $a$  verändert werden (siehe dazu auch Kapitel 2.2). Im Folgenden wird das Verhalten des Resonators für verschiedene Parameterkonfigurationen genauer untersucht.

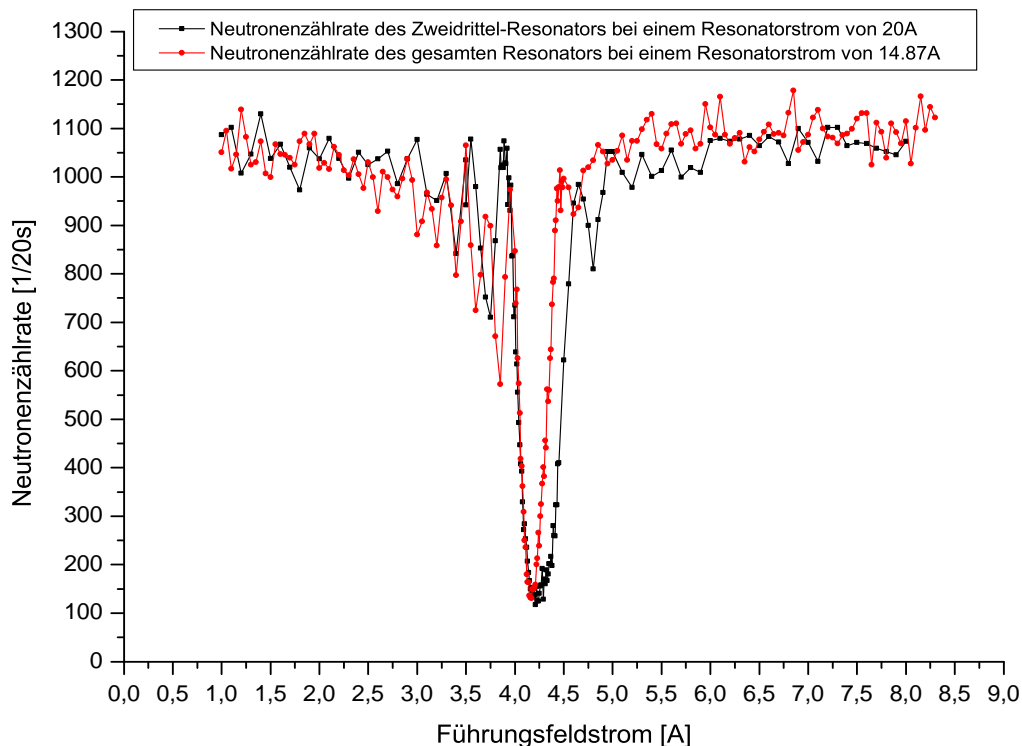
### 5.4.1 Zweidrittel-Resonator

Zu Beginn soll die Länge  $L$  des Resonators variiert werden. In einem ersten Schritt wollen wir den Resonator mit  $\frac{2}{3}$  seiner Gesamtlänge betreiben. Dies geschieht ganz einfach, indem man von den insgesamt 48 Resonatorstages nur 32 in Betrieb nimmt. Um nun für diese Resonatorconfiguration (im Weiteren als *Zweidrittel-Resonator* bezeichnet) einen Spinflip bei  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  zu erreichen, müssen wiederum die passenden Stromereinstellungen für den Resonator und das Führungsfeld ermittelt werden. Die Stärke des magnetischen Führungsfeldes hängt nach Formel (2.10) sowohl von der zu flippenden Wellenlänge als auch von der Halbperiode  $a$  ab. Da sich diese beiden Größen im Vergleich zur ursprünglichen Resonatorconfiguration aus Kapitel 5.1 nicht verändert haben, bleibt auch die Stromstärke für die Führungsfeldspulen gleich, d.h. bei  $I_0 = 4,19 \text{ A}$ . Die Stromstärke für das Resonatorfeld hat sich allerdings geändert: Setzt man statt der Gesamtlänge des Resonators  $\frac{2}{3}L$



**Abbildung 5.12:** Neutronenzählrate des Zweidrittel-Resonators in Abhängigkeit vom Resonatorstrom bei einem Führungsfeldstrom von  $I_0 = 4.19 \text{ A}$  pro Spule. Das Minimum der Fitkurve stimmt gut mit dem berechneten Resonatorstrom überein.

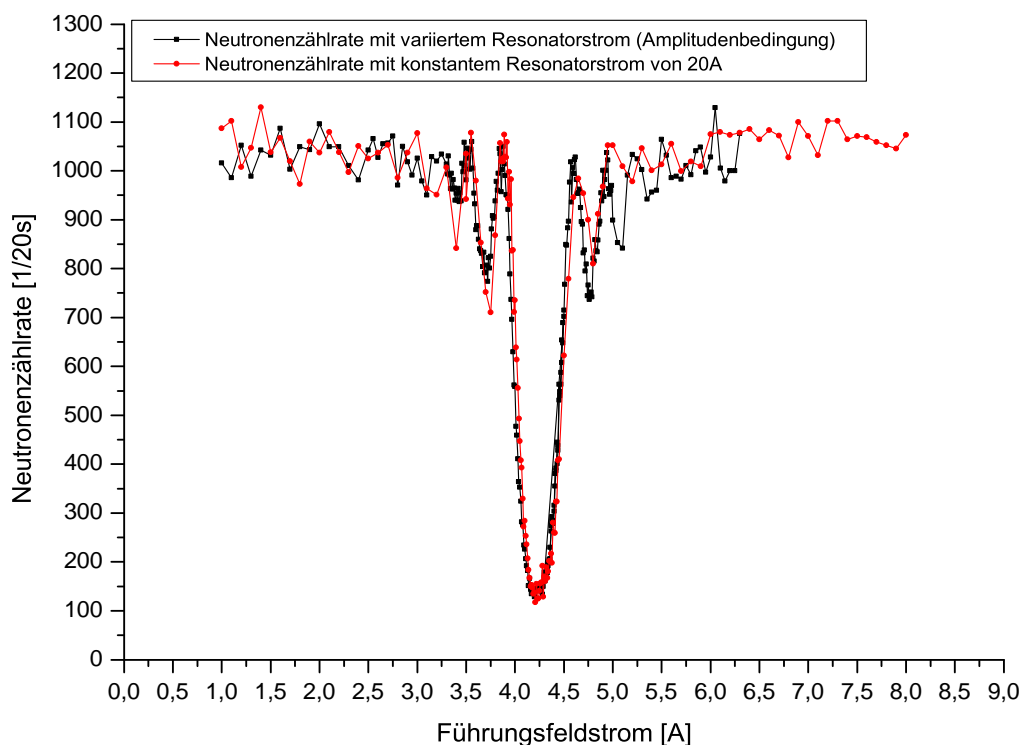
in die Amplitudenbedingung (2.11) ein, so erhält man für das Resonatorfeld einen Wert, der  $\frac{3}{2}$  des ursprünglichen Feldes beträgt. Da in Kapitel 5.1 ein optimaler Stromwert von  $I_1 = 14,87 \text{ A}$  ermittelt wurde, vermuten wir für diese Resonatorconfiguration einen ungefähren Stromwert von  $I_1 = \frac{3}{2} * 14,87 \text{ A} = 22,3 \text{ A}$ . Um dies experimentell zu bestätigen, wird eine grobe Variation des Resonatorfeldes bei einem Führungsfeldstrom von  $I_0 = 4,19 \text{ A}$  durchgeführt. Abb. 5.12 zeigt, dass beim Zweidrittel-Resonator eine minimale Neutronenzählrate bei einem Resonatorstrom von  $I_1 = 20 \text{ A}$  erreicht wird, was annähernd mit dem berechneten Wert übereinstimmt. Um zu zeigen, dass bei einem Führungsfeldstrom von  $I_0 = 4,19 \text{ A}$  und einem Resonatorstrom von  $I_1 = 20 \text{ A}$  tatsächlich ein Spinflip stattfindet, wird eine Messung der Neutronenzählrate in Abhängigkeit des Führungsfeldes durchgeführt. Abb. 5.13 vergleicht die Neutronenzählrate des gesamten Resonators der Länge  $L$  mit der des Zweidrittel-Resonators in Abhängigkeit des Führungsfeldstromes: Der Peak des gesamten Resonators ist deutlich schärfer als der des Zweidrittel-Resonators. Das liegt daran, dass die Genauigkeit der Wellenlängenselektion nach Gleichung (2.12) von der Anzahl der räumlichen Halbperioden abhängt. Da der gesamte Resonator mehr Halbperioden hat als der Zweidrittel-Resonator, ist dessen Wellenlängenauflösung besser.



**Abbildung 5.13:** Vergleich der Neutronenzählraten des Zweidrittel-Resonators ( $I_1 = 20 \text{ A}$ ) und des gesamten Resonators ( $I_1 = 14,87 \text{ A}$ ) in Abhängigkeit des Führungsfeldstromes. Der Peak des gesamten Resonators ist deutlich schmäler.

Als Nächstes wollen wir untersuchen, welche Auswirkung eine gleichzeitige Variation des Führungsfeldes und des Resonatorfeldes auf die Neutronenzählrate hat. In allen vorhergehenden Messungen wurde bei einer Variation des Führungsfeldes der Resonatorstrom konstant gehalten. Dies vernachlässigt aber die Amplitudenbedingung (2.11), die jedem Führungsfeld  $B_0$  ein dazu optimales Resonatorfeld  $B_1$  zuordnet. Um also bei einer Messung bei jeder Führungsfeldeinstellung  $B_0$  einen Spinflip mit maximaler Effizienz zu erreichen, muss das zugehörige  $B_1$  optimal eingestellt werden. So wird erreicht, dass auch abseits der zu flippenden Hauptwellenlänge ( $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$ ) jede andere Wellenlänge im Bereich  $\lambda \pm \Delta\lambda$  des Neutronenspektrums mit maximaler Effizienz geflippt wird.

Um eine Messung mit Berücksichtigung der Amplitudenbedingung durchzuführen, muss zuerst zu jedem Führungsfeldstrom  $I_0$  der zugehörige Resonatorstrom  $I_1$  berechnet werden. Da das Führungsfeld und das Resonatorfeld nach der Amplitudenbedingung proportional sind, reicht es, das Verhältnis aus Führungsfeld- und Resonatorstrom  $c_a = \frac{I_1}{I_0}$  zu bestimmen und mit diesem zu jeder Führungsfeldeinstellung  $I_0$  das Resonatorfeld  $I_1 = c_a \cdot I_0$  zu berechnen. Zur Festlegung von  $c_a$  werden jene Stromwerte verwendet, bei welchen zuvor ein Spinflip mit maximaler Effizienz erzielt werden konnte (z.Bsp. beim Zweidrittel-Resonators

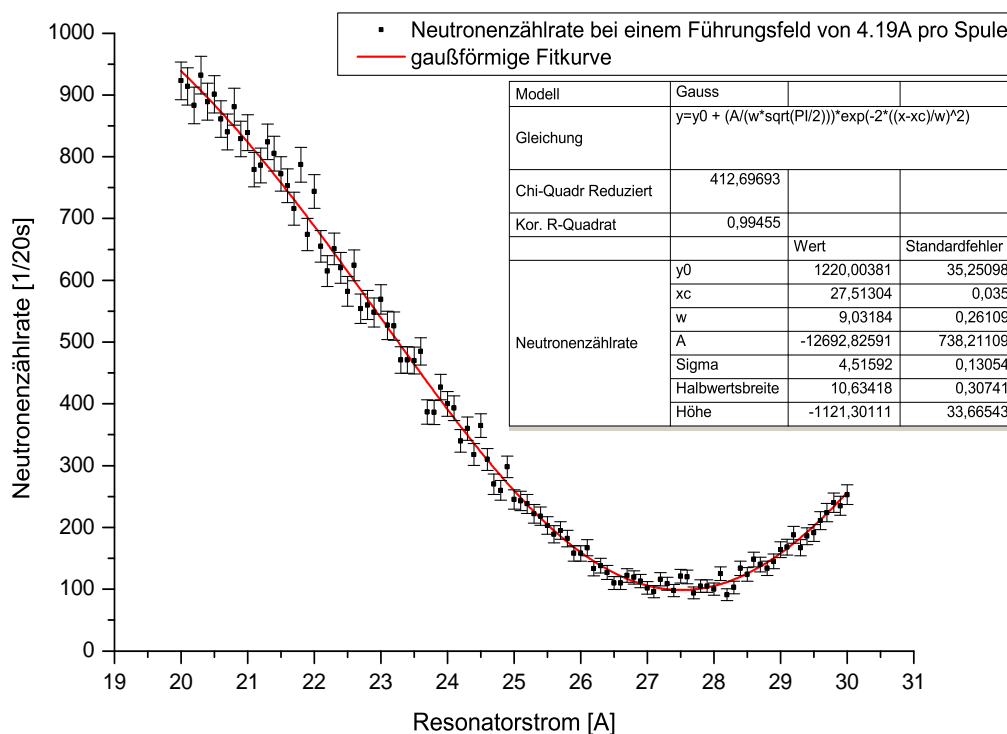


**Abbildung 5.14:** Vergleich der Neutronenzählraten des Zweidrittel-Resonators bei konstantem Resonatorstrom und bei Berücksichtigung der Amplitudenbedingung (variiertes Resonatorstrom).

$I_0 = 4,19 A$  und  $I_1 = 20 A$  bei  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$ ). Abb. 5.14 vergleicht die Neutronenzählraten des Zweidrittel-Resonators bei konstantem und bei variiertem Resonatorstrom in Abhängigkeit des Führungsfeldstromes. Man erkennt, dass bei Berücksichtigung der Amplitudenbedingung die Nebenminima der Neutronenzählrate zwar etwas symmetrischer sind, sich die beiden Peaks jedoch nicht wesentlich voneinander unterscheiden. Das liegt daran, dass ein Spinflip bei einer gewünschten Wellenlänge relativ unempfindlich gegenüber kleinen Resonatorfeldänderungen reagiert. Erst wenn man ein Resonatorfeld weit abseits des optimalen Wertes aus der Amplitudenbedingung wählt, erkennt man eine deutliche Effizienzverschlechterung. Genaueres dazu wird in Kapitel 5.4.3 noch gezeigt werden.

### 5.4.2 Halber Resonator

Wir wollen nun die Resonatorconfiguration erneut verändern, indem wir die Länge des Resonators halbieren ( $L \rightarrow \frac{L}{2}$ ). Um bei diesen Einstellungen einen Spinflip bei  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  zu erreichen, ist es wiederum notwendig, die passenden Stromeinstellungen für das Resonatorfeld und das Führungsfeld zu finden. In Analogie zu Kapitel 5.4.1 finden wir für das Führungsfeld laut Formel (2.10) denselben Wert wie für den gesamten Resonator mit Länge  $L$ , nämlich  $I_0 = 4,19 A$ . Da nach der Amplitudenbedingung (2.11) eine halbierte

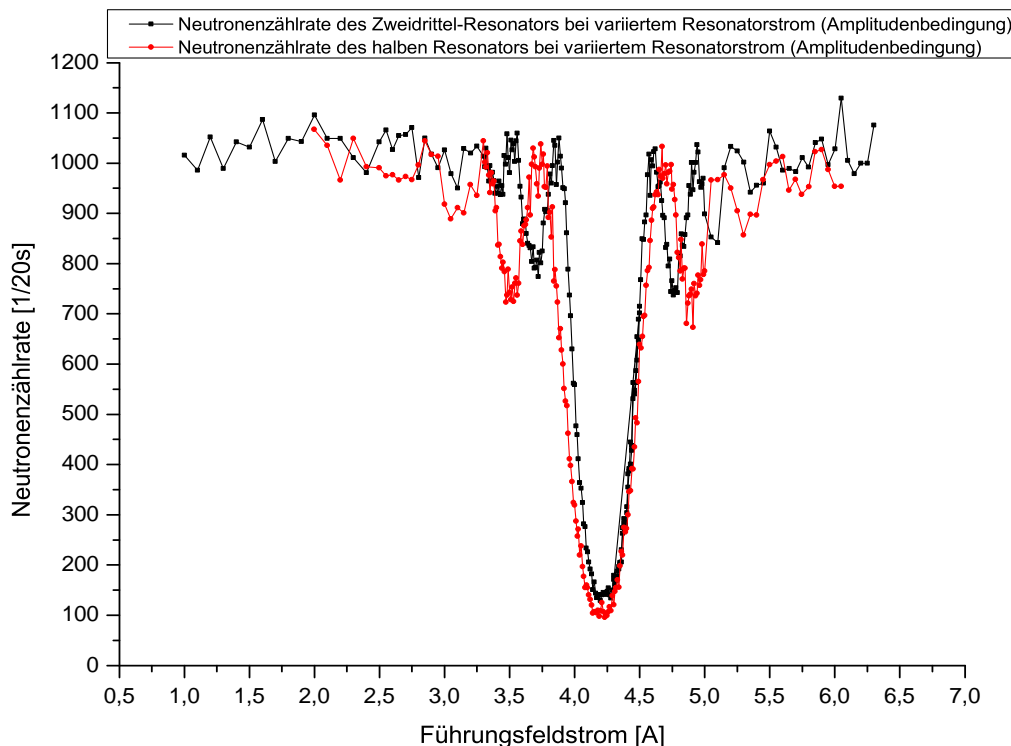


**Abbildung 5.15:** Neutronenzählrate des halben Resonators in Abhängigkeit vom Resonatorstrom bei einem Führungsfeldstrom von  $I_0 = 4.19 A$  pro Spule.



Resonatorlänge zu einem doppelt so großen Resonatorstrom führt, erwarten wir für diesen  $I_1 = 2 * 14,87 A = 29,74 A$ . Das Messen der Neutronenzählrate in Abhängigkeit vom Resonatorstrom liefert ein Minimum bei  $I_1 = 27,5 A$ , was relativ gut mit der Berechnung übereinstimmt (siehe Abb. 5.15). Wie auch in Kapitel 5.4.1 wird eine Messung der Neutronenzählrate unter Berücksichtigung der Amplitudenbedingung durchgeführt. Dabei wird das Verhältnis  $c_a$  zur Berechnung des variierten Resonatorstromes aus den optimalen Werten des halben Resonators ( $I_0 = 4,19 A$  und  $I_1 = 27,5 A$  für einen Spinflip bei  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$ ) bestimmt. Abb. 5.16 zeigt die Neutronenzählrate des Zweidrittel-Resonators und des halben Resonators bei variiertem Resonatorstrom. Auch hier erkennt man eine Verbreiterung des Peaks des halben Resonators im Vergleich zum Zweidrittel-Resonator. Wie bereits in Kapitel 5.4.1 erläutert, liegt dies an der verringerten Anzahl der räumlichen Halbperioden des halben Resonators, welche laut Gleichung (2.12) zu einer Verschlechterung der Wellenlängenauflösung führt.

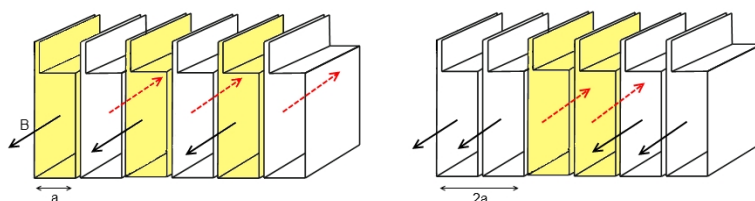
Da der optimale Stromwert für den Resonator bereits die maximale Strombelastung der Kabel überschreitet (siehe Kapitel 4.2.1) ist eine weitere Verkürzung der Resonatorlänge nicht mehr möglich.



**Abbildung 5.16:** Vergleich der Neutronenzählraten des Zweidrittel-Resonators und des halben Resonators unter Berücksichtigung der Amplitudenbedingung.

### 5.4.3 Doppelstage-Resonator

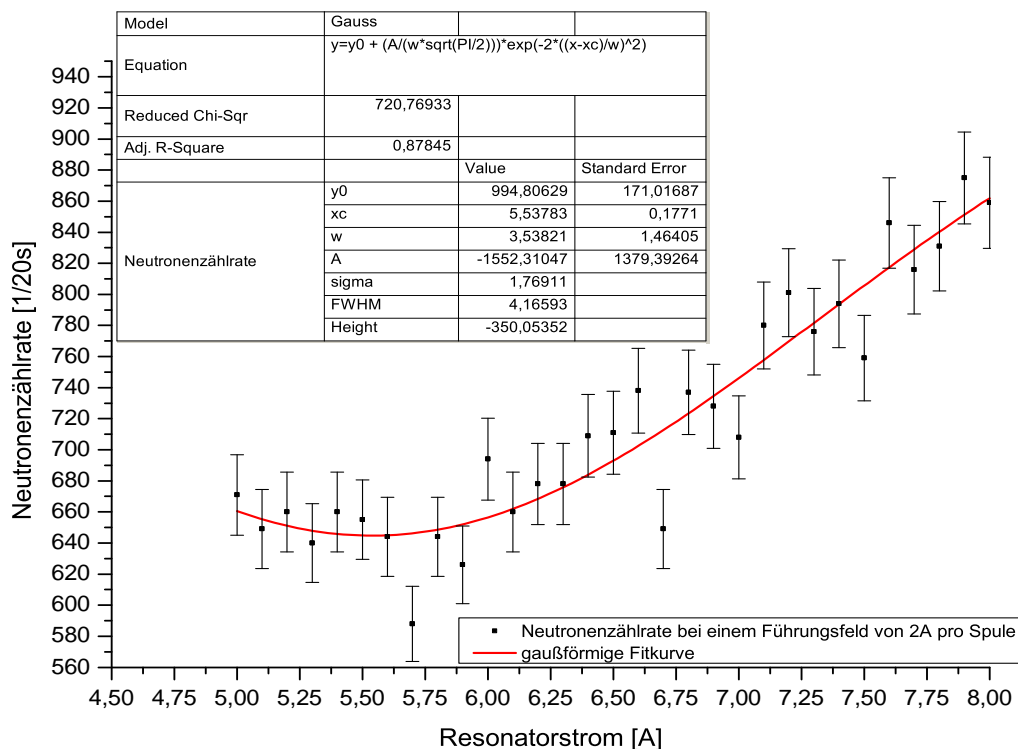
Nun soll die Halbperiode  $a$  des Resonators verändert werden. Das kann erreicht werden, indem man für je zwei aufeinanderfolgende Stages den Strom in die gleiche Richtung fließen lässt. Dadurch ist die Richtung des Magnetfeldes  $B_1$  für jeweils zwei hintereinander angeordnete Stages gleich und wechselt demnach nur halb so oft die Richtung wie bei den ursprünglichen Stromeinstellungen des Resonators. Ein Vergleich der Magnetfelder für die beiden Resonatoranordnungen ist in Abb. 5.17 illustriert. Da im ersten Schritt jeweils zwei Stages gleichgeschaltet werden, werden wir diese Resonatoranordnung im Weiteren als *Doppelstage-Resonator* bezeichnen.



**Abbildung 5.17:** Vergleich einer normalen Resonatoranwendung (links) mit einem Doppelstage-Resonator (rechts): Da beim Doppelstage-Resonator jeweils zwei Stages mit der gleichen Stromrichtung betrieben werden, verdoppelt sich die Halbperiode auf  $2a$ .

Nun soll mit dieser Resonatoranordnung ein Spinflip bei einer Wellenlänge von  $2,6 \text{ \AA}$  erreicht werden. Dazu müssen die Stärken des magnetischen Führungsfeldes und des Resonatorfeldes neu berechnet werden. Dies ist notwendig, da die Halbperiode sowie die Gesamtlänge des Resonators in Formel (2.10) und in die Amplitudenbedingung (2.11) einfließen und so andere Magnetfelder liefern als für den ursprünglichen Resonator in Kapitel 5.1. Um das Magnetfeld  $B_0$  mit Formel (2.10) zu berechnen, muss zuerst die neue Halbperiode  $a$  bestimmt werden. Da je zwei Stages ein Magnetfeld in die gleiche Richtung erzeugen, verdoppelt sich die Halbperiode auf  $a = 2 * 1,16 = 2,32 \text{ cm}$ . Setzt man diesen Wert in (2.10) ein, erhält man für das magnetische Führungsfeld  $B_0 = 11,24 \text{ G}$ , was genau der Hälfte des Wertes für den ursprünglichen Resonator entspricht. Mithilfe des Umrechnungsfaktors aus (5.2) ergibt sich ein Führungsfeldstrom von  $2,09 \text{ A}$ . Das Resonatorfeld kann aus der Amplitudenbedingung bestimmt werden: Da sich einerseits die Halbwertsbreite verdoppelt, andererseits das magnetische Führungsfeld halbiert hat, erhält man für das optimale Resonatorfeld den gleichen Wert wie für den ursprünglichen Resonator  $B_1 = 0,74 \text{ G}$ . Dies bedeutet, dass laut der Umrechnung (5.3) in Kapitel 5.1 die optimale Stromstärke des gesamten Resonators verwendet werden kann ( $I_1 = 14,87 \text{ A}$ ).

Eine Variation des Resonatorstromes bei einem Führungsfeld von  $2 \text{ A}$  liefert aber eine erstaunliche Erkenntnis: Man erhält ein Minimum der Neutronenzählrate bei einem Resonatorstrom von  $I_1 = 5,53 \text{ A}$  (siehe Abb. 5.18), was ungefähr einem Drittel des optimalen Resonatorstromes  $I_1 = 14,87 \text{ A}$  entspricht. Dieses Verhalten kann mit der Amplitudenbedingung 2.11 erklärt werden: Neben den Parametern  $L$ ,  $a$  und  $B_0$  hängt das Resonatorfeld  $B_1$  auch von dem Parameter  $k$  ab. Dieser bestimmt, wie oft der Neutronenspin bei der



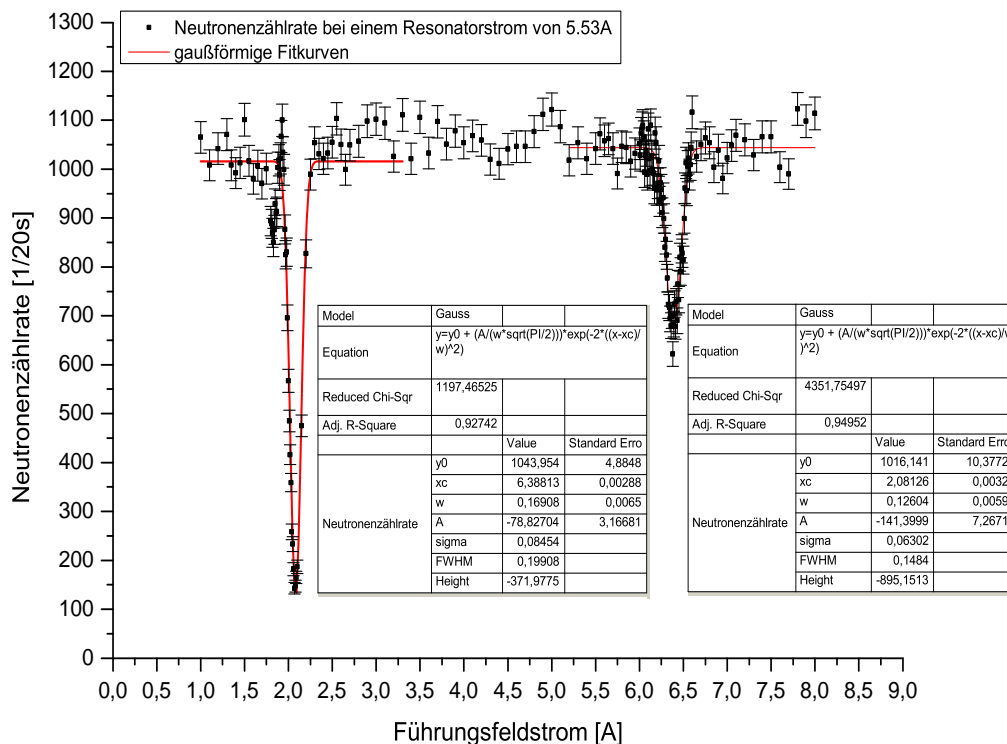
**Abbildung 5.18:** Neutronenzählrate bei eingeschaltendem Doppelstage-Resonator in Abhängigkeit vom Resonatorstrom bei konstantem Führungsfeldstrom von  $I_0 = 2 \text{ A}$  pro Spule.

Wellenlänge  $\lambda$ , die durch die Wahl von  $B_0$  bereits fest vorgegeben ist, invertiert wird (siehe dazu auch Kapitel 2.1). Bei einem Parameterwert von  $k = 0$  erhält man das optimale Resonatorfeld  $B_1(\uparrow\downarrow)$  für einen einfachen Spinflip ( $\uparrow\downarrow$ ). Wählt man jedoch  $k = 1$ , so erhält man ein Resonatorfeld  $B_1(\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow)$ , welches einen mehrfachen Spinflip ( $\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$ ) bewirkt. Aufgrund des Faktors  $(2k + 1)$  in der Amplitudenbedingung ist dieses Resonatorfeld genau dreimal so groß wie für einen einfachen Spinflip, d.h.  $B_1(\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow) = 3 * B_1(\uparrow\downarrow)$ . Diese Erkenntnis hat Auswirkungen auf unsere bisherigen Annahmen. In Kapitel 5.1 wurde die Stärke des Resonatorfeldes  $B_1(\uparrow\downarrow)$  für einen einfachen Spinflip  $k = 0$  berechnet und lieferte einen Wert von  $B_1 = 0,74 \text{ G}$ . Anschließend wurde der optimale Stromwert  $I_1 = 14,87 \text{ A}$  für den Resonator experimentell bestimmt und mit diesem der Umrechnungsfaktor  $c_1 = \frac{B_1}{I_1}$  zwischen magnetischem Feld und Stromstärke berechnet (siehe Formel (5.3)). Da aber nun der Wert der Stromstärke  $I_1 = 14,87 \text{ A}$  aufgrund des Minimums bei  $I_1 = 5,53 \text{ A}$  in Abb. 5.18 bereits einen mehrfachen Flip ( $\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$ ) bewirken muss, ist die Zuordnung zwischen Magnetfeld und Stromstärke nicht richtig. Korrekterweise müsste man entweder das dreifache Magnetfeld  $3 * B_1 = 3 * 0,74 \text{ G}$  der Stromstärke  $I_1 = 14,87 \text{ A}$  zuordnen, oder das berechnete Feld  $B_1 = 0,74 \text{ G}$  einer gedrittelten Stromstärke  $\frac{I_1}{3} = \frac{14,87}{3}$ , um so einen richtigen Umrechnungsfaktor  $c_1$  zu erhalten.

Trotz der nicht richtigen Zuordnung von  $B_1$  und  $I_1$  sind alle bisherigen Argumentationen dennoch gültig. Grund dafür ist die Proportionalität zwischen Magnetfeld und Stromstärke: Auch wenn die Ströme nicht dem berechneten Magnetfeld entsprechen, ist das Verhältnis der Stromstärken zueinander trotzdem richtig. Das beweisen auch die Neutronenzählraten des halben und des Zweidrittel-Resonators in Kapitel 5.4.2 und 5.4.1, welche Minima bei dem doppelten und dem  $\frac{3}{2}$ -fachen des Resonatorstromes  $I_1 = 14,87 A$  aufweisen (Abb. 5.15 und 5.12). Im Unterschied zur bisherigen Annahme kommt es aber bei allen obigen Messungen nicht zu einem einfachen Spinflip ( $\uparrow\downarrow$ ), sondern bereits zu einem Mehrfachflip ( $\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$ ). Die Messungen einfacher Spinflips konnten für obige Konfigurationen aus Zeitgründen leider nicht mehr durchgeführt werden, da ein Brennelementwechsel am Reaktor bevorstand. Nachfolgende Messungen am Doppelresonator zeigen aber, dass auch bei gedritteltem Resonatorstrom  $I_1 = 5,53 A$  Minima in der Neutronenzählrate (Einfachflips) auftreten.

Die Neutronenzählrate bei konstantem Resonatorstrom  $I_1 = 5,53 A$  ist in Abb. 5.19 in Abhängigkeit des Führungsfeldstromes aufgetragen: Im Unterschied zu allen anderen Neutronenzählraten sind beim Doppelresonator nicht nur ein Minimum, sondern zwei Peaks zu sehen. Das Minimum der Neutronenzählrate des linken Peaks erhält man nach der Fitkurve bei einem Führungsfeldstrom von  $I_0 = 2,08 A$ , was sehr gut mit obiger Berechnung ( $I_0 = 2,09 A$  für einen Spinflip bei  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$ ) übereinstimmt. Der rechte Peak hingegen erreicht ein Minimum bei einem Führungsfeldstrom von  $I_0 = 6,39 A$ . Rechnet man diesen Stromwert mithilfe von Gleichung (5.2) in ein magnetisches Feld  $B_0$  um, so erhält man einen Wert von  $B_0 = 34,3 G$ , was ungefähr dem Dreifachen des Magnetfeldes des linken Peaks ( $I_0 = 2,09 A$ , d.h.  $B_0 = 11,24 G$ ) entspricht. Da es laut Formel (2.10) eine eindeutige Zuordnung zwischen der geflippten Wellenlänge  $\lambda$  und der Stärke des magnetischen Führungsfeldes  $B_0$  gibt, können wir aus der Führungsfeldeinstellung des rechten Peaks ( $B_0 = 34,3 G$ ) die zugehörige Flip-Wellenlänge  $\lambda_r$  berechnen. Man erhält  $\lambda_r \approx \frac{\lambda_l=2,6}{3}$ , also eine Wellenlänge, die einem Drittel der Wellenlänge des linken Peaks  $\lambda_l$  entspricht. Wie kann es zu einem Minimum der Neutronenzählrate kommen, obwohl die Wellenlänge  $\lambda_r$  gar nicht im Spektrum des einfallenden Neutronenstrahls vorhanden ist? Da aufgrund des Graphitkristallfilters nur Wellenlängen  $\lambda_l = 2,6 \pm \Delta\lambda$  zur Verfügung stehen, müssen auch bei einem dreimal so großen Magnetfeld Neutronenspins ebendieser Wellenlänge geflippt worden sein. Wie passt diese Erkenntnis zu Formel (2.10), welche einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Führungsfeld und Wellenlänge beschreibt?

Die Lösung liegt in der Form der theoretisch berechneten Übergangswahrscheinlichkeit in Abb. 2.2. Wie schon in Kapitel 2.1.1 erläutert, erhält man in dieser aufgrund des alternierenden Magnetfeldes bei jenen Feldeinstellungen, die einen Spinflip bei  $\lambda$  bewirken sollen, auch Maxima höherer Ordnungen bei  $3\lambda$ ,  $5\lambda$  usw. Vergleichen wir nun dieses theoretische Verhalten mit dem linken Peak der experimentellen Neutronenzählrate. Bei den Führungsfeldeinstellungen  $B_0 = 11,24 G$ , d.h.  $I_0 = 2,09 A$ , welche einen Spinflip bei  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  bewirken, würden auch Neutronen der Wellenlängen  $3\lambda = 7,8 \text{ \AA}$ ,  $5\lambda = 13 \text{ \AA}$  etc. geflippt werden. Diese sind aber im Neutronenspektrum nicht vorhanden: Würde man die experimentelle Neutronenzählrate in Abhängigkeit der Wellenlänge auftragen, wäre nur ein einziger Peak bei  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  vorhanden. Beim rechten Peak ist die Situation etwas



**Abbildung 5.19:** Neutronenzählrate des Doppelstageresonators in Abhängigkeit des Führungsfeldes bei einem Resonatorstrom  $I_1 = 5,53 \text{ A}$ . Die Minima der Gaußkurven liegen bei  $I_0 = 2,081(3) \text{ A}$  und  $I_0 = 6,388(3) \text{ A}$ . Aufgrund der höheren Ordnungen in der Spinflipwahrscheinlichkeit (Abb. 2.2) erhält man zwei Peaks.

anders. Das magnetische Führungsfeld ist hier so eingestellt, dass ein Spinflip bei  $\lambda = \frac{2,6}{3}$  stattfindet. Nach der Theorie werden auch Wellenlängen höherer Ordnungen mit  $3\lambda, 5\lambda, \text{etc.}$  geflippt. Berechnet man diese Wellenlängen, wird offensichtlich, warum ein Spinflip bei  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  erfolgen kann: Die erste höhere Ordnung ergibt  $3\lambda = 3 * \frac{2,6}{3} = 2,6 \text{ \AA}$ . Den rechten Peak in der Neutronenzählrate erhält man also nur, weil die Wellenlänge  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  die erste höhere Ordnung der eigentlichen Flipwellenlänge  $\lambda = \frac{2,6}{3} \text{ \AA}$  ist.

Vergleicht man die beiden Peaks, so erkennt man einen deutlichen Effizienzunterschied: Das Minimum des linken Peaks ist deutlich tiefer als das des rechten, d.h. die Spinflipwahrscheinlichkeit ist im Vergleich zum rechten deutlich erhöht. Der Grund liegt in der Einstellung des Resonatorfeldes  $I_1 = 5,53 \text{ A}$ . Dieses wurde während der Messung konstant gehalten und berücksichtigt somit nicht die Amplitudenbedingung (2.11). Berechnet man das optimale Resonatorfeld für den rechten Peak mit dem dreifachen Führungsfeldstrom  $I_0 = 6,38 \text{ A}$ , so erhält man einen dreifachen Resonatorstrom  $I_1 = 3 * 5,53 \text{ A} = 16,59 \text{ A}$ . Dieser ist aber deutlich größer als der in der Messung eingestellte Resonatorstrom und führt somit zu einer schlechteren Fliepeffizienz. Die Messung zeigt, dass die Wahl des Re-

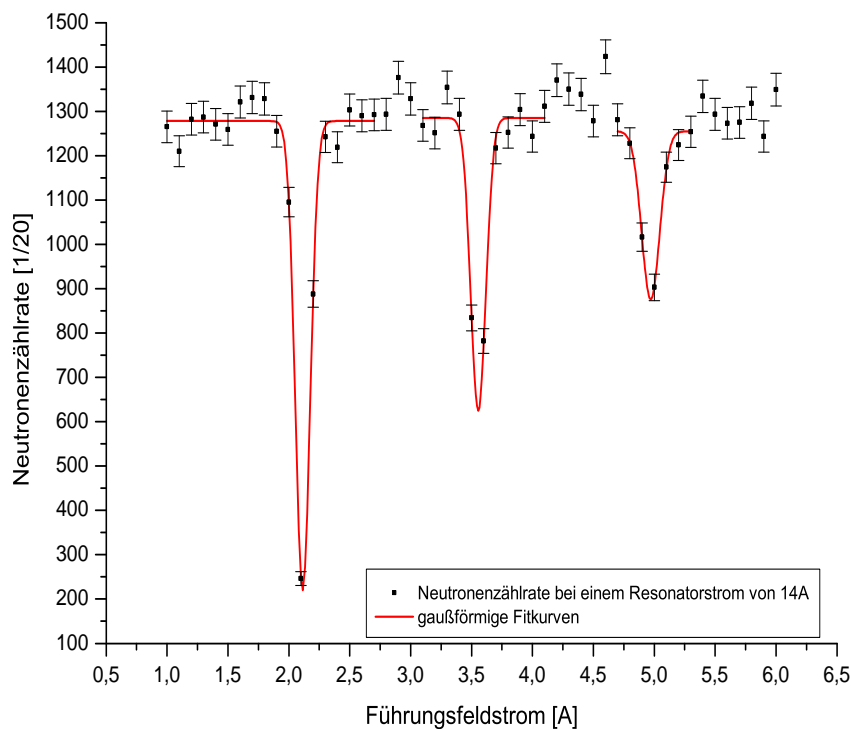
sonatorfeldes erst bei Werten weitab der optimalen Einstellung größeren Einfluss auf die Spinflip-effizienz hat. Variiert man hingegen das Resonatorfeld um einen kleineren Bereich ( $\pm 1 A$  des Optimalwertes) ist der Effizienzunterschied gering, wie ein Vergleich der Neutronenzählraten des Zweidrittel-Resonators mit und ohne Amplitudenbedingung bereits gezeigt hat (siehe Kapitel 5.4.1, Abb. 5.14). Im nachfolgenden Kapitel werden wir sehen, dass durch eine gleichzeitige Variation von Führungsfeld und Resonatorfeld mehrere Peaks mit ähnlich guter Effizienz erreicht werden können.

#### 5.4.4 Sechsstage-Resonator

Im Folgenden wollen wir versuchen, die Wellenlänge  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  nicht nur als erste höhere Ordnung  $3\lambda$ , sondern auch als zweite und dritte höhere Ordnung ( $5\lambda, 7\lambda$ ) zu flippen. Wie bereits in vorherigem Kapitel gezeigt wurde, benötigt man, um  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  als erste höhere Ordnung  $3\lambda$  zu flippen, die optimale Führungsfeldeinstellung für einen Spinflip bei  $\frac{\lambda}{3}$ . In Analogie erhält man einen Spinflip in zweiter und dritter Ordnung  $5\lambda$  und  $7\lambda$  bei Führungsfeldeinstellungen, welche Spinflips bei  $\frac{\lambda}{5}$  und  $\frac{\lambda}{7}$  verursachen. Da kleinere Wellenlängen nach Gleichung (2.10) höhere Führungsfelder für einen Spinflip benötigen und somit die Stromstärke und die thermische Belastung der Führungsfeldspulen steigt, ist es günstig, die Halbperiode  $a$  des Resonators zu erhöhen. Der Grund dafür ist die indirekte Proportionalität der Halbperiode und des Führungsfeldes bei fest vorgegebener Flipwellenlänge  $\lambda$  (siehe Gleichung (2.10)), d.h. eine Erhöhung von  $a$  führt zu einer entsprechenden Verringerung des Führungsfeldes  $B_0$ . Dies hat den Vorteil, dass der optimale Führungsfeldstrom für eine zu flippende Wellenlänge  $\lambda$  im Allgemeinen geringer ausfällt, als z.Bsp. bei der ursprünglichen Resonatorkonfiguration mit sehr kleinem  $a$ .

Zur Erhöhung der Halbperiode werden anstatt zweier aufeinanderfolgender Stages jeweils sechs aufeinanderfolgende Stages mit der gleichen Stromrichtung gespeist. Dieser *Sechsstage-Resonator* besteht nunmehr aus 4 Feldperioden, d.h. 8 aufeinanderfolgenden Magnetfeldwechseln. Um einen Spinflip bei  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  in erster Ordnung zu erreichen, müssen das Führungsfeld und das Resonatorfeld für einen Spinflip bei  $\lambda = \frac{2,6}{3}$  bestimmt werden. Dazu berechnen wir zuerst die neue Halbperiode, welche sich nun im Vergleich zur ursprünglichen Resonatorkonfiguration, bei der jede Stage einem Magnetfeldwechsel entspricht, auf  $a = 6 * 1,16 = 6,96 \text{ cm}$  versechsfacht. Durch Einsetzen von  $a = 6,96 \text{ cm}$  und  $\lambda = \frac{2,6}{3}$  in Gleichung (2.10) erhält man das zugehörige Führungsfeld  $B_0^1 = 11,24 \text{ G}$ , welches mithilfe von Gleichung (5.2) in einen Wert für die Stromstärke umgerechnet werden kann, d.h.  $I_0^1 = 2,09 \text{ A}$ . Die Führungsfelder für Spinflips von  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  in zweiter und dritter Ordnung können analog berechnet werden, indem man in Gleichung (2.10) für  $\lambda$  einmal  $\frac{2,6}{5}$  und einmal  $\frac{2,6}{7}$  einsetzt. Schließlich erhält man  $B_0^2 = 18,73 \text{ G}$  und  $B_0^3 = 26,23 \text{ G}$ , bzw.  $I_0^2 = 3,49 \text{ A}$  und  $I_0^3 = 4,88 \text{ A}$ .

Um zu verifizieren, dass bei diesen Führungsfeldeinstellungen ( $I_0^1, I_0^2$  und  $I_0^3$ ) tatsächlich Spinflips stattfinden, wurde eine grobe Messung durchgeführt. Diese ist in Abb. 5.20 dargestellt. Aus den Fitkurven wird ersichtlich, dass das Minimum jedes Peaks tatsächlich mit den berechneten Führungsfeldeinstellungen übereinstimmt. Wie auch bei der Neutronenzählrate des Doppelstage-Resonators (siehe Abb. 5.19), weisen die Peaks zudem unterschiedlich tiefe Minima auf. Grund dafür ist wiederum die Einstellung des Resonatorfeldes.



Model	Gauss			Model	Gauss			Model	Gauss		
Equation	$y=y_0 + (A/(w*\sqrt{\pi/2})) * \exp(-2*((x-xc)/w)^2)$			Equation	$y=y_0 + (A/(w*\sqrt{\pi/2})) * \exp(-2*((x-xc)/w)^2)$			Equation	$y=y_0 + (A/(w*\sqrt{\pi/2})) * \exp(-2*((x-xc)/w)^2)$		
Reduced Chi-Sqr	1286,29717			Reduced Chi-Sqr	1734,53384			Reduced Chi-Sqr	493,58643		
Adj. R-Square	0,98054			Adj. R-Square	0,95381			Adj. R-Square	0,9751		
Neutronen-zählrate	Value	Standard Error		Neutronen-zählrate	Value	Standard Error		Neutronen-zählrate	Value	Standard Error	
	y0	1278,06231	9,3485		y0	1284,98974	15,73897		y0	1254,93851	12,89206
	xc	2,11398	0,00342		xc	3,55531	0,00467		xc	4,97117	0,00543
	w	0,1221	0,0053		w	0,12413	0,02137		w	0,14836	0,01379
	A	-161,98007	7,22761		A	-102,68545	10,26081		A	-70,45774	6,84681
	sigma	0,06105			sigma	0,06207			sigma	0,07418	
	FWHM	0,14376			FWHM	0,14615			FWHM	0,17468	
Height	-1058,5289		Height	-660,03785		Height	-378,91518				

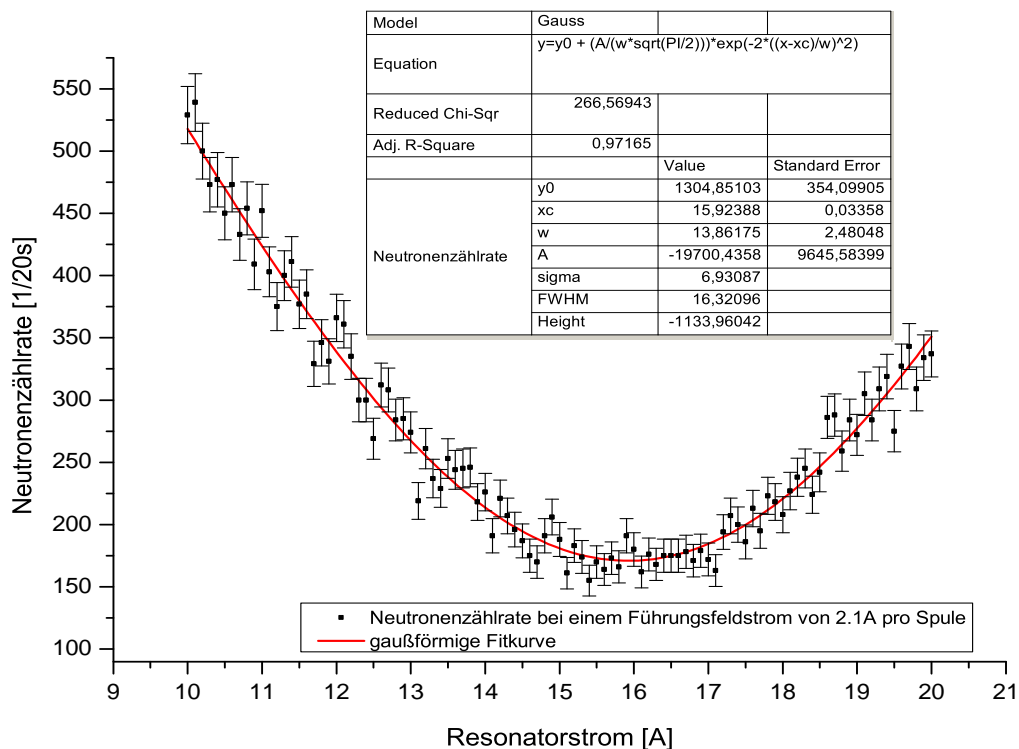
**Abbildung 5.20:** Neutronen-zählrate des Sechstages-Resonators bei variiertem Führungs-feldstrom. Die Minima der Gaußkurven liegen bei  $I_0 = 2,114(3) A$ ,  $I_0 = 3,555(5) A$  und  $I_0 = 4,971(5) A$ . Bei der Wellenlänge  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  finden Spinflips in erster, zweiter und dritter Ordnung statt. Da die Amplitudenbedingung nicht erfüllt ist, sind die Minima der Peaks unterschiedlich tief.

Für eine erste grobe Peakanalyse wurde ein konstanter Resonatorstrom von  $I_1 = 14 A$  gewählt. Berechnet man jedoch die optimale Resonatorfeldeinstellung für jeden der Peaks mithilfe der Amplitudenbedingung, erhält man für  $k = 0$   $B_1^1 = 2,21 G$ ,  $B_1^2 = 3,67 G$  und  $B_1^3 = 5,15 G$ . Für die Umrechnung zwischen Magnetfeld und Stromstärke verwenden wir das optimale Verhältnis des Doppelstages-Resonators bei  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  und  $k = 0$ , nämlich  $c_1 = \frac{B_1}{I_1} = \frac{0,74G}{5,53A}$  (siehe Kapitel 5.4.3), und erhalten so  $I_1^1 = 16,27 A$ ,  $I_1^2 = 27,12 A$  und  $I_1^3 = 37,97 A$ . Zur besseren Übersicht sind die berechneten Werte noch einmal in Tabel-

Geflippte Wellenlängen $\lambda$ [ $\text{\AA}$ ]	Führungsfeld $B_0[\text{G}]/ I_0[\text{A}]$	Einfach-/Mehrfachflip $k$	Resonatorfeld $B_1[\text{G}]/ I_1[\text{A}]$
$\frac{2,6}{3}$ , 2, 6 in 1. Ordnung	11, 24/2, 09	0	2, 21/16, 27
$\frac{2,6}{5}$ , 2, 6 in 2. Ordnung	18, 73/3, 49	0	3, 67/27, 12
$\frac{2,6}{7}$ , 2, 6 in 3. Ordnung	26, 23/4, 88	0	5, 15/37, 97

**Tabelle 5.1:** Magnetfeldeinstellungen des Sechsstage-Resonators für einen Spinflip bei  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  in verschiedenen Ordnungen

le 5.1 zusammengefasst. Da der bei der Messung eingestellte Resonatorstrom  $I_1 = 14 \text{ A}$  am ehesten mit der optimalen Einstellung für den ersten (linken) Peak übereinstimmt (siehe Tabelle 5.1, 1. Zeile:  $I_1 = 16,27 \text{ A}$ ), ist die Spinflipwahrscheinlichkeit bei diesem vergleichsweise hoch (tiefes Minimum). Für die beiden Peaks in zweiter und dritter Ordnung ist das eingestellte Resonatorfeld zu gering (siehe 2. Zeile:  $I_1 = 27,12 \text{ A}$  und 3. Zeile:  $I_1 = 37,97 \text{ A}$ ), wodurch die Spinflip-effizienz deutlich verschlechtert ist. Um bei je-

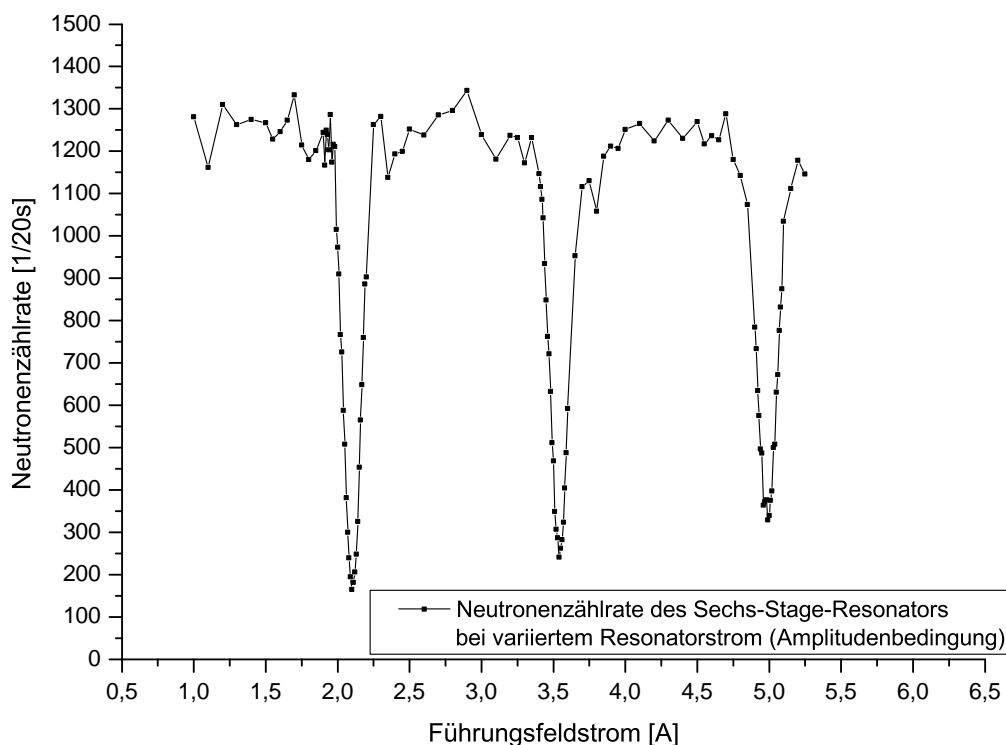


**Abbildung 5.21:** Neutronenzählrate des Sechsstage-Resonators bei konstantem Führungsfeldstrom von  $2,1 \text{ A}$  pro Spule. Das Minimum bei  $I_1 = 15,92 \text{ A}$  stimmt gut mit dem berechneten Wert aus Tabelle 5.1 (1. Zeile) überein.



der Führungsfeldeinstellung einen Spinflip mit maximaler Effizienz zu erreichen, muss die Amplitudenbedingung (2.11) berücksichtigt und somit das Resonatorfeld zu jedem Führungsfeld optimal eingestellt werden. Dies geschieht, indem zu jedem Führungsfeldstrom der passende Resonatorstrom berechnet und bei der Messung beide Größen gleichzeitig variiert werden. Wie bereits in Kapitel 5.4.1 ausführlich erläutert, muss man dazu lediglich die effizientesten Magnetfeldeinstellungen bei einer beliebigen Flipwellenlänge  $\lambda$  bestimmen und daraus das optimale Verhältnis  $c_a = \frac{I_1}{I_0}$  berechnen. Mit diesem Verhältnis kann dann aufgrund der Proportionalität zwischen Führungsfeldstrom und Resonatorstrom, welche aus der Amplitudenbedingung folgt, zu jedem Führungsfeldstrom  $I_0$  der zugehörige Resonatorstrom über  $I_1 = c_a * I_0$  bestimmt werden.

Zur Berechnung des optimalen Verhältnisses  $c_a$  wählen wir die Flipwellenlänge  $\lambda = \frac{2,6}{3}$ , welche bei einer Führungsfeldeinstellung von  $I_0 = 2,1 \text{ A}$  einen Spinflip von  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  in erster Ordnung bewirkt (siehe Tabelle 5.1, 1. Zeile). Um den dazu optimalen Resonatorstrom zu bestimmen, wird bei dieser Führungsfeldeinstellung die Neutronenzählrate in Abhängigkeit vom Resonatorstrom gemessen. Abb. 5.21 zeigt, dass ein Minimum der Neutronenzählrate bei einem Resonatorstrom von  $I_1 = 15,92 \text{ A}$  auftritt. Dies passt sehr gut zu dem berechneten Wert von  $I_1 = 16,27 \text{ A}$  (1. Zeile). Anschließend wird mit  $I_0 = 2,1 \text{ A}$



**Abbildung 5.22:** Neutronenzählrate des Sechsstage-Resonators unter Berücksichtigung der Amplitudenbedingung. Die Minima der Peaks sind annähernd gleich tief.

und  $I_1 = 15,92 \text{ A}$  das Verhältnis  $c_a = \frac{I_1}{I_0}$  bestimmt und eine Messung durchgeführt, wobei sowohl das Führungsfeld als auch das Resonatorfeld variiert werden. Abb. 5.22 zeigt eindrucksvoll, dass bei einer Berücksichtigung der Amplitudenbedingung drei Peaks mit annähernd gleicher Spinflip-effizienz erreicht werden können. Eine leichte Verschlechterung der Effizienz zu höheren Führungsfeldern hin ist durch die nicht exakte Proportionalität des Führungsfeldes und des Resonatorfeldes aufgrund von Störfeldern im Messaufbau gegeben.

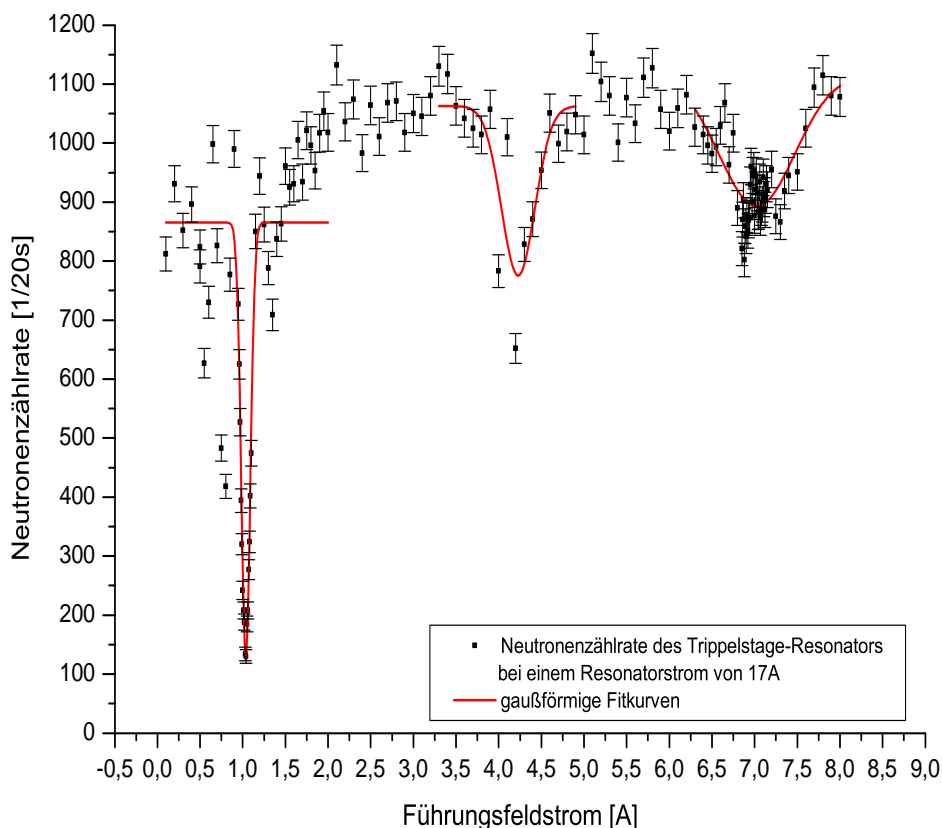
### 5.4.5 Trippelstage-Resonator

Im Rahmen der letzten Messung soll nun auf aufgetretene Probleme und Ungenauigkeiten aufgrund des Messaufbaus und des Messvorganges hingewiesen werden. Als Resonatorkonfiguration wird ein Trippelstage-Resonator verwendet, bei welchem je drei aufeinanderfolgende Stages mit der gleichen Stromrichtung gespeist werden. Dadurch erhält man im Vergleich zur ursprünglichen Resonatorkonfiguration eine Halbperiode von  $a = 3 * 1,16 = 3,48 \text{ cm}$ . Wir wollen einen Spinflip bei  $\lambda_0 = 2,6$ ,  $\lambda_1 = \frac{2,6}{5}$  und  $\lambda_2 = \frac{2,6}{7}$  erhalten. Dies führt bei dem verwendeten Neutronenspektrum zu drei Minima in der Neutronenzählrate, welche durch einen Spinflip bei  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  in nullter, erster und zweiter Ordnung zustandekommen. Eine Berechnung der entsprechenden Führungsfeldeinstellungen mithilfe von Gleichung (2.10) liefert  $B_0^0$ ,  $B_0^1$  und  $B_0^2$ , sowie nach der Umrechnung (5.2) in Stromstärken  $I_0^0$ ,  $I_0^1$  und  $I_0^2$ . Zu den jeweiligen Führungsfeldern können die optimalen Resonatorfeldeinstellungen aus der Amplitudenbedingung (2.11) bestimmt werden und ergeben je nach Wahl von  $k \in (0, 1)$  verschiedene Werte für  $B_1^0$ ,  $B_1^1$  und  $B_1^2$ . Zur Berechnung der zugehörigen Stromstärken wird wiederum der Umrechnungsfaktor  $c_1 = \frac{B_1}{I_1} = \frac{0,74G}{5,53A}$  des Doppelstage-Resonators aus Kapitel 5.4.3 verwendet. Tabelle 5.2 liefert eine detaillierte Übersicht aller berechneten Magnetfelder und Stromstärken.

Geflippte Wellenlängen $\lambda [ \text{ \AA } ]$	Führungsfeld $B_0[G]/ I_0[A]$	Einfach-/Mehrfachflip $k$	Resonatorfeld $B_1[G]/ I_1[A]$
2,6 in 0. Ordnung	7,49/1,40	0	0,74/5,53
2,6 in 0. Ordnung	7,49/1,40	1	2,21/16,61
$\frac{2,6}{3}$ , 2,6 in 1. Ordnung	22,48/4,19	0	2,21/16,61
$\frac{2,6}{3}$ , 2,6 in 1. Ordnung	22,48/4,19	1	6,62/49,82
$\frac{2,6}{5}$ , 2,6 in 2. Ordnung	37,47/6,98	0	3,67/27,68
$\frac{2,6}{5}$ , 2,6 in 2. Ordnung	37,47/6,98	1	11,03/83,03

**Tabelle 5.2:** Magnetfeldeinstellungen des Trippelstage-Resonators für einen Spinflip bei  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  in verschiedenen Ordnungen.

Abb. 5.23 zeigt die Neutronenzählrate des Trippelstage-Resonators bei konstantem Resonatorstrom von  $I_1 = 17 \text{ A}$ . Der erste Peak hat nach der Fitkurve ein Minimum bei  $I_0 = 1,03 \text{ A}$ . Aus obiger Tabelle (1. Zeile) können wir schließen, dass ein Spinflip bei  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  als Flipwellenlänge stattgefunden hat, da der berechnete Führungsfeldstrom von  $I_0 = 1,4 \text{ A}$  am besten mit dem gemessenen Wert übereinstimmt.



Model	Gauss			Model	Gauss			Model	Gauss		
Equation	$y=y_0 + (A/(w*\sqrt{\pi/2})) * \exp(-2*((x-xc)/w)^2)$			Equation	$y=y_0 + (A/(w*\sqrt{\pi/2})) * \exp(-2*((x-xc)/w)^2)$			Equation	$y=y_0 + (A/(w*\sqrt{\pi/2})) * \exp(-2*((x-xc)/w)^2)$		
Reduced Chi-Sqr	16224,73092			Reduced Chi-Sqr	6614,34538			Reduced Chi-Sqr	1924,6142		
Adj. R-Square	0,81557			Adj. R-Square	0,58598			Adj. R-Square	0,63468		
Neutronenzählrate	Value	Standard Error		Neutronenzählrate	Value	Standard Error		Neutronenzählrate	Value	Standard Error	
	y0	865,2804	22,98037		y0	1062,83132	31,52514		y0	1117,0570	57,45747
	xc	1,03587	0,00474		xc	4,22814	0,04194		xc	7,02565	0,03487
	w	0,10446	0,01203		w	0,38988	0,10329		w	0,88967	0,21919
	A	-97,42759	10,20197		A	-140,52603	41,84844		A	-249,59707	120,93543
	sigma	0,05223			sigma	0,19494			sigma	0,44483	
	FWHM	0,12299			FWHM	0,45904			FWHM	1,0475	
Height	-744,1639		Height	-287,58769		Height	-223,84719				

**Abbildung 5.23:** Neutronenzählrate des Tripelstage-Resonators bei konstantem Resonatorstrom von  $I_1 = 17 \text{ A}$ . Die Minima der Gaußkurven liegen bei  $I_0 = 1,036(5) \text{ A}$ ,  $I_0 = 4,23(4) \text{ A}$  und  $I_0 = 7,03(3) \text{ A}$ . Der erste Peak zeigt aufgrund von Störfeldern ausgeprägte Nebenminima. Da das Raster der Messpunkte zu grob gewählt wurde, ist das tiefe Minimum des zweiten Peaks nicht zu sehen.

Dennoch ist es auffällig, dass das berechnete und das gemessene Führungsfeld im Vergleich zu allen obigen Messungen relativ schlecht übereinstimmen. Zudem sind deutliche Nebenmaxima sichtbar, die in keiner vergleichbaren Messung so ausgeprägt sind. Das Verhalten des Peaks kann durch den Einfluss von Störfeldern erklärt werden. Eine mögliche Störquelle ist das Magnetfeld der Superspiegel: Aufgrund der relativ kurzen Beamlinie überlagern sich das Führungsfeld der Helmholtzspulen und das Magnetfeld des Superspiegels direkt vor und hinter dem Resonator (siehe auch Abb. 4.4). Stellt man bei einer Messung das optimale Führungsfeld  $B_{opt}$  ein, so wirkt zum Beispiel durch Addition der Magnetfelder ein tatsächliches Magnetfeld  $B_0 = B_{opt} + \Delta B$  und die Neutronenspins werden nicht so effizient geflippt. Umgekehrt kann ein Führungsfeld  $B_0$  etwas abseits des optimalen Feldes  $B_{opt}$  zu einem sehr effizienten Peak führen, wenn der Einfluss des Superspiegels  $\Delta B$  zu einem insgesamt optimalen Magnetfeld  $B_{opt} = B_0 + \Delta B$  führt. Dies ist hier offensichtlich der Fall, da das Minimum der Neutronenzählrate bei einem Führungsfeld liegt, das etwas kleiner als der optimale Führungsfeldstrom ist.

Warum macht sich aber der Einfluss des Superspiegels gerade bei diesem Peak so bemerkbar? Dafür gibt es zwei mögliche Erklärungen. Zum Einen ist das Führungsfeld hier sehr gering ( $I_0 = 1,03 A$ ), was den relativen Anteil der Störfelder erhöht. Zum Anderen spielt der Resonatorstrom eine Rolle: Vergleicht man den bei der Messung verwendeten Resonatorstrom  $I_1 = 17 A$  mit dem berechneten Wert aus Tabelle 5.2, so kann hier nur ein mehrfacher Spinflip ( $\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$ ) stattgefunden haben (2. Zeile). Dies hat aber Auswirkungen auf die notwendige Genauigkeit der Einstellung des Führungsfeldes und des Resonatorfeldes: Um einen mehrfachen Spinflip mit maximaler Effizienz zu erreichen, muss die Amplitudenbedingung viel genauer erfüllt sein als bei einem Einfachflip. Da hier das verwendete Resonatorfeld vom optimalen Wert abweicht, erhält man zusätzliche, nur schwer zu analysierende Ungenauigkeiten in der Messung.

Betrachten wir nun den mittleren Peak. Dieser hat ein Minimum bei einem Führungsfeldstrom von  $I_0 = 4,22 A$  und muss demnach ein Spinflip bei der Wellenlänge  $\lambda = 2,6 \text{ \AA}$  in erster Ordnung sein ( $I_0 = 4,19, 3.$  und  $4.$  Zeile). Vergleichen wir den bei der Messung verwendeten Resonatorstrom ( $I_1 = 17 A$ ) mit den berechneten Werten, so hat nach obiger Tabelle ein einfacher Spinflip stattgefunden ( $k = 0, I_1 = 16,27 A$ ). Obwohl die beiden Stromstärken recht gut übereinstimmen, hat der Peak ein überraschend hohes Minimum. Ein mögliche Fehlerquelle ist das Raster der Messpunkte. Da die Peaks im Allgemeinen sehr scharf sind und bei der optimalen Führungsfeldeinstellung von  $I_0 = 4,19$  kein Messpunkt vorhanden ist, könnte das tatsächliche Minimum des Peaks nicht mitaufgezeichnet worden sein. Dies erklärt auch, warum das scheinbar optimale Führungsfeld der Fitkurve etwas von dem berechneten Wert abweicht.

Für den dritten Peak erhält man ein Minimum bei  $I_0 = 7,2 A$ , was nach Tabelle 5.2 ein einfacher Spinflip zweiter Ordnung sein muss (5. Zeile,  $k = 0, I_0 = 6,98 A, I_1 = 24,97 A$ ). Da der berechnete Resonatorstrom weit vom verwendeten abweicht, ist der Peak fast nicht zu erkennen.

Die Messung am Trippelstage-Resonator zeigt, dass für den Einsatz des Resonators an hochpräzisen Messexperimenten eine sehr genaue Justierung und Messung der Resonator- und Führungsfeldströme erforderlich ist. Zudem sollten Störquellen soweit als möglich verringert oder miteinberechnet werden.

## Kapitel 6

# Zusammenfassung und Ausblick

Die Manipulation von Neutronenspins mittels alternierender Magnetfelder bietet eine effektive Alternative zur Wellenlängenselektion und Neutronenpulserzeugung. Die Wahl der Wellenlänge und der Pulsdauer erfolgt dabei einzig über die Variation der Magnetfeldhöhe und kann an einem sehr breitbandigen Wellenlängenspektrum angewendet werden. Die technische Umsetzung einer geeigneten Messanordnung stellt aber sehr hohe Anforderungen an die Homogenität der verwendeten Magnetfelder und deren stromtechnische Steuerung. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuer Resonatorprototyp für die Anwendung an einem Neutronenstrahl mit  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  großen Querschnitt entwickelt und am dichromatischen polarisierten Neutronenstrahl des Forschungsreaktors an der TU Wien erstmals in Betrieb genommen. Im Laufe der Messungen erfolgte eine Justierung des Resonators und es konnten Neutronen beider zur Verfügung stehender Wellenlängen präzise selektiert werden. Des Weiteren wurden durch die Variation der Länge des Resonators Neutronenpeaks mit unterschiedlicher Wellenlängenauflösung erzielt. Die Änderung der Halbperiode des Resonators brachte einige Erkenntnisse über mögliche Unzulänglichkeiten bei der Selektion. Zum Einen erhält man höhere Ordnungen und somit zusätzliche Peaks in der Neutronenzählrate, zum Anderen verursachen Störfelder ausgeprägte Seitenbänder, die die Qualität der Wellenlängenauswahl beeinträchtigen. Mithilfe eines gaußförmigen Amplituden-Shapings konnten bereits erste Erfolge zur Verringerung von unerwünschten Wellenlängenteilen im selektierten Neutronenspektrum verbucht werden. Für weiterführende Anwendungen ist es notwendig, mittels Magnetfeldshaping die gewünschten Neutronenspektren noch präziser zu selektieren. Dafür ist die Entwicklung einer elektronischen Magnetfeldsteuerung unerlässlich, da sonst eine exakte Justierung der Magnetfelder nicht möglich ist. Zudem ist die Erzeugung gepulster Neutronenstrahlen nur durch die Realisierung von sehr kurzen, elektronisch steuerbaren Ein- und Ausschaltzeiten möglich. Für spätere Anwendungen sollten auch Störfelder genauer analysiert und so weit als möglich eliminiert werden.

# Literaturverzeichnis

- [1] C.Gösselsberger, H.Abele, G.Badurek, E.Jericha, S.Nowak, G.Wautischer, A.Welzl. Design of a novel pulsed spin resonator for the beta-decay experiment PERC. *Physics Procedia, Physics of Fundamental Symmetries an Interactions-PSI2010*, **17** (2011) 62-68.
- [2] H. Weinfurter, G.Badurek, H.Rauch. Improved performance of neutron spin flip devices. *Physica B: Condensed Matter* **156** & **157** (1989) 650-652.
- [3] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 3, 3.Auflage*. Springer Verlag Berlin-Heidelberg, 2005.
- [4] Matthias M. Homepage. <http://de.wikipedia.org/wiki/Bragg-Gleichung>, abgerufen am 29.12.2012.
- [5] Ernst Leitner, Uli Finckh, Frank Fritsche. LEIFI Physik, Homepage. [http://www.leifiphysik.de/web\\_ph12/musteraufgaben/09quanten/fulleren\\_lk\\_10/fulleren.htm](http://www.leifiphysik.de/web_ph12/musteraufgaben/09quanten/fulleren_lk_10/fulleren.htm), abgerufen am 29.12.2012.
- [6] G. Badurek, C. Gösselsberger, E.Jericha. Design of a pulsed spatial neutron magnetic spin resonator. *Physica B: Condensed Matter* **406** (2011) 2458-2462, 2010.
- [7] G.L.Greene, N.F.Ramsey, W.Mampe, J.M.Pendlebury, K.Smith, W.B.Dress, P.D.Miller, P.Perrin. Measurement of the neutron magnetic moment. *Phys. Rev. D* **20** (1979) 2139-2153.
- [8] Physical Measurement Laboratory of NIST, Internationally recommended values of the Fundamental Physical Constants (CODATA 2010). <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mun>, aufgerufen am 3.1.2013.
- [9] T. Takeda, H. Seto, Y. Kawabata. Development of spin flippers with steady current for the TOF-NSE spectrometer at a pulsed spallation neutron source. *Applied Physics A Materials, Science and Processing A* **74** (2002) 177-179.
- [10] Franz Schwabl. *Quantenmechanik für Fortgeschrittene, 5.Auflage*. Springer Verlag Berlin-Heidelberg, 2008.
- [11] Sebastian Nowak. Wellenlängenselektion von Neutronen mittels dynamischer Magnetfelder. Diplomarbeit. TU Wien, 2011.

- [12] G. Badurek, E.Jericha. Upon the versatility of spatial neutron magnetic spin resonance. *Physica B: Condensed Matter* **335** (2003) 215-218.
- [13] Gerald Badurek. Physik polarisierter Neutronen. Habilitationsschrift. TU Wien, 1982.
- [14] G.Badurek, A.Kollmar, A.Seeger, W.Schalt. Use of a Drabkin spin resonator in inverted geometry neutron time-of-flight spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **309** (1991) 275-283.
- [15] M.M.Agamalyan, G.M.Drabkin, V.I.Sbitnev. Spatial Spin Resonance of Polarized Neutrons. A tunable slow Neutron Filter. *Physics Reports (Review Section of Physics Letters)* **168** (1988) 265-303.
- [16] G.Badurek, A.Kollmar, A.Seeger, W.Schalt. Use of a Drabkin spin resonator in inverted geometry neutron time-of-flight spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **309** (1991) 275-283.
- [17] C.Gösselsberger, H.Abele, G.Badurek, E.Jericha, W.Mach, S.Nowak, T.Rechberger. Neutron beam tailoring by means of a novel pulsed spatial magnetic spin resonator. *Journal of Physics, Conference Series*: **340** (2012) 012028.
- [18] D.Dubbers, H.Abele, S.Baekler, B.Märkisch, M.Schumann, T.Soldner, O.Zimmer. A clean, bright, and versatile source of neutron decay products. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* **596** (2008), 238-247.
- [19] Christoph Gösselsberger. Entwicklung eines Wanderwellen-Neutronenspinresonators. Dissertation. TU Wien, 2012.
- [20] Michael Bacak, Andreas Hawlik, Bernhard Hinterleitner. Optimierung eines Neutronenresonators für einen großen Strahlquerschnitt. Bachelorarbeit. TU Wien, 2012.
- [21] Sarah Gumpenberger. Implementation of a spatial magnetic spin resonator for neutron spectroscopy applications. Diplomarbeit. TU Wien, 2012.
- [22] Homepage des Atominstututs der TU Wien. <http://ati.tuwien.ac.at/reaktor/>.
- [23] M. Kreuz, V. Nesvizhevsky, A. Petoukhov, T. Soldner. The crossed geometry of two super mirror polarisers - a new method for neutron beam polarisation and polarisation analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **547** (2005) 583-591.
- [24] Martin R. Jäkel. Entwicklung eines neuartigen Speichers für kalte Neutronen. Dissertation. TU Wien, 2003.
- [25] W.G. Williams. *Polarized Neutrons*. Clarendon Press, Oxford, 1988.
- [26] Serguei Manochine. New software tools for simulations of new instruments for the future neutron sources. Dissertation. TU Berlin, 2005.
- [27] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2, 4.Auflage*. Springer Verlag Berlin-Heidelberg, 2006.

- [28] Ian S. Anderson, Hassina Z. Bilheux, Robert L. McGreevy. *Neutron Imaging and Applications: A Reference for the Imaging Community*. Springer-Verlag, 2009.
- [29] Jacob Siebach. Characterization of He-3 Detectors Typically Used in International Safeguards Monitoring. Bachelorarbeit. Brigham Young University, 2010.
- [30] C.Gösselsberger, G.Badurek, M.Bacak, T.Gerstmayr, S.Gumpenberger, A.Hawlik, B.Hinterleitner, E.Jericha. Wavelength-selected neutron pulses formed by a spatial magnetic neutron spin resonator. *Physics Procedia, in print*.
- [31] Maximilian Zach. Entwicklung eines räumlich gepulsten Magnetfeldes eines Neutrons spinresonators. Diplomarbeit. FH Technikum Wien, 2012.