

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG



KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK



Fakultät für Physik und Astronomie  
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

DIPLOMARBEIT  
im Studiengang Physik

vorgelegt von

**Andreas Burck**

aus Germersheim / Pfalz

2004



# Entwicklung großflächiger magnetischer Kalorimeter zur energieaufgelösten Detektion von Röntgenquanten und hochenergetischen Teilchen

Die Diplomarbeit wurde ausgeführt von Andreas Burck am  
Kirchhoff-Institut für Physik  
unter der Betreuung von  
**Herrn Prof. Dr. S. Hunklinger**



Im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit wurde ein Detektorprototyp basierend auf dem Prinzip magnetischer Kalorimeter für den großflächigen Nachweis hochenergetischer Atome und Molekülfragmente entwickelt. Metallische magnetische Kalorimeter besitzen einen paramagnetischen Temperatursensor, der sich in einem äußeren Magnetfeld befindet. Eine Energiedeposition im Sensor, die durch den Einschlag eines Teilchens hervorgerufen wird, führt zu einer Temperaturerhöhung in diesem. Dies wiederum führt zu einer Änderung der Magnetisierung des Sensormaterials, die sehr präzise mit einem rauscharmen SQUID-Magnetometer nachgewiesen werden kann und als Maß für die eingetragene Energie dient. Zur besonders rauscharmen Auslesung der Magnetisierungsänderung wurde ein zweistufiger SQUID-Aufbau verwendet. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Detektorgeometrie basiert auf zwei mäanderförmigen Detektionsspulen, auf die das Sensormaterial aufgebracht ist. Es wird der Aufbau und die Funktionsweise dieser neuartigen Detektorgeometrie diskutiert. Es konnte gezeigt werden, dass sich die Signalhöhe mit dieser Anordnung im Fall großflächiger Sensoren gegenüber Detektorgeometrien mit einer kreisförmigen Detektionsspule, um mehr als eine Größenordnung steigern lässt. Zur Charakterisierung des Prototyps wurde eine  $^{55}\text{Fe}$ -Röntgenquelle verwendet. Bei einer Rate von 35 Ereignissen pro Sekunde beträgt die gemessene Energieauflösung  $\Delta E_{\text{FWHM}} = 1,3 \text{ keV}$  bei 5,9 keV. Die Diskussion der beobachteten Signalhöhe und des gemessenen Rauschens legt es nahe, dass die Energieauflösung in zukünftigen Experimenten deutlich gesteigert werden kann.

## **Development of a large area magnetic calorimeter for the detection of x-ray quanta and high energetic particles**

This thesis describes the development of a new large area magnetic calorimeter for the detection of atoms and molecule fragments having kinetic energies between 1 keV and 100 keV. Deposition of energy in the detector causes a rise in temperature and results in a change of magnetization of a paramagnetic temperature sensor, which is part of the detector. This change in magnetization can be detected with high accuracy using a low-noise two stage SQUID system and acts as a measure of the absorbed energy. The developed detector geometry is based on two meander-shaped detection coils to read out the magnetic signal of two paramagnetic foils, which are used as temperature sensors. The setup and the detection principle of this prototype detector are discussed. It is shown that the use of this geometry results in a gain of signalsize of more than one order of magnitude compared to a detector geometry, which uses circular loops as detection coils. X-rays from a  $^{55}\text{Fe}$  source were used to characterize the properties of the detector. The measured energy resolution is  $\Delta E_{\text{FWHM}} = 1,3 \text{ keV}$  at 5,9 keV. The discussion of noise and signalsize shows that significant improvement of the energy resolution can be expected in further experiments.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Detektionsprinzip magnetischer Kalorimeter . . . . .	3
2.2	Physikalische Eigenschaften des Sensormaterials <u>Au:Er</u> . . . . .	4
2.2.1	Allgemeine Eigenschaften des Sensormaterials <u>Au:Er</u> . . . . .	4
2.2.2	Magnetisierung und Wärmekapazität . . . . .	6
2.2.3	Detektorsignal . . . . .	9
2.2.4	Thermodynamische Beschreibung wechselwirkender magnetischer Momente . . . . .	11
2.3	Mäanderförmige Sensorgeometrie . . . . .	14
2.3.1	Motivation . . . . .	15
2.3.2	Magnetfeldverteilung . . . . .	20
2.3.3	Berechnung des Detektorsignals . . . . .	25
2.3.4	Flussänderung im SQUID-Magnetometer . . . . .	30
2.3.5	Abschließende Diskussion . . . . .	33
2.4	Energieauflösung magnetischer Kalorimeter . . . . .	37
2.4.1	Thermodynamische Energiefluktuationen . . . . .	37
2.4.2	Magnetisches Johnson-Rauschen . . . . .	40
<b>3</b>	<b>Experimentelle Methoden</b>	<b>43</b>
3.1	Erzeugung tiefer Temperaturen . . . . .	43

3.2	DC-SQUID-Magnetometer . . . . .	44
3.2.1	Eigenschaften des DC-SQUIDs . . . . .	45
3.2.2	Doppel-SQUID-Aufbau . . . . .	47
3.2.3	Magnetisches Flussrauschen . . . . .	49
3.3	Detektoraufbau . . . . .	49
3.4	Röntgenquelle zur Charakterisierung des Detektors . . . . .	54
<b>4</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>55</b>
4.1	Detektoraufbau . . . . .	55
4.2	Charakterisierung der Detektoreigenschaften . . . . .	55
4.2.1	Pulsform . . . . .	55
4.2.2	Magnetisierung des Sensormaterials . . . . .	57
4.2.3	Spektrum einer $^{55}\text{Fe}$ -Röntgenquelle . . . . .	59
4.3	Rauschbeiträge . . . . .	60
4.4	Kritischer Strom . . . . .	66
4.5	Zusammenfassende Diskussion . . . . .	67
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>69</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>71</b>
A.1	Geometriefaktor . . . . .	71
A.2	Mikrostrukturierung . . . . .	73
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>77</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>81</b>

# 1. Einleitung

Ein aktuelles Forschungsgebiet in der Physik ist die Untersuchung der dissoziativen Rekombination molekularer Ionen. Bei diesem Prozess rekombiniert ein molekulares Ion mit einem Elektron niedriger Energie und es entstehen dabei neutrale Molekülfragmente. Ein tieferes Verständnis der komplexen Dynamik dieses Vorgangs ist von großer Bedeutung für die Beschreibung von Vorgängen in astrophysikalischen Plasmen, der planetaren Ionosphäre oder Laborplasmen.

Für die Untersuchung dieser Reaktionen ist es sehr wichtig, dass in den Molekülonen die Schwingungsfreiheitsgrade kontrolliert angeregt sind, da diese die Reaktionsrate stark beeinflussen. Zu diesem Zweck sind in der Vergangenheit die Molekülonen in Schwerionen-Speicherringen gespeichert worden, da dort die Schwingungsfreiheitsgrade über Strahlungskühlung abgeregt werden können, bevor es zur Kollision mit einem Elektronentarget kommt. Solche Experimente wurden in den vergangenen zehn Jahren zum Beispiel auch am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg am Testspeicherring (TSR) durchgeführt. Dort ist in den nächsten Jahren der Aufbau eines Tieftemperatur-Speicherrings (cryogenic electrostatic storage ring, CSR) geplant, der bei Temperaturen von etwa 2 K arbeiten kann [Za04]. Ein solches Design hat zwei wesentliche Vorteile: Man kann die Ionen bei sehr niedrigen Drücken speichern. Dies erlaubt eine längere Speicherzeit als bei herkömmlichen Speicherringen. Außerdem ist bei tiefen Temperaturen die Schwarzkörperstrahlung wesentlich erniedrigt, so dass die Ionen in ihrem Rotationsgrundzustand gespeichert werden können. Dies ist notwendig, da gezeigt werden konnte, dass auch die Rotationsanregungen die Reaktionsrate beeinflussen.

Von großem Interesse für die Molekülphysik ist die Untersuchung der Molekülfragmente nach der dissoziativen Rekombination, um Rückschlüsse auf die dynamischen Prozesse ziehen zu können. Bis heute sind die meist eingesetzten Detektoren für Teilchen mit Energien im keV-Bereich die sogenannten Mikrokanalplatten (engl. micro-channel-plate, MCP). Diese erlauben zwar eine schnelle Detektion, besitzen aber nur eine Nachweiseffizienz von etwa 50 % und lassen keine Energieauflösung zu.

Auf der Suche nach neuen Detektorprinzipien, die diese Nachteile nicht besitzen, stößt man auf magnetische Mikrokalorimeter. Diese Tieftemperaturteilchen-Detektoren wurden für den Nachweis einzelner Röntgenquanten im keV Bereich entwickelt. Sie können eine Nachweiseffizienz von nahezu 100 % erreichen. Die beste bisher mit magnetischen Kalorimetern erzielte Energieauflösung beträgt 3,4 eV bei 5,9 keV [F103].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Prototyp eines Detektors für massive Teilchen mit einer Energie zwischen 1 keV und 100 keV entwickelt, der auf dem Prinzip magnetischer Kalorimeter basiert. Ziel ist es, eine Energieauflösung von etwa 5% der maximalen Teilchenenergie, bei einer Zählrate von 100 bis 1000 Ereignissen pro Sekunde zu erreichen. Aufgrund des kalorimetrischen Messprinzips und der sehr geringen Eindringtiefe von massiven Teilchen in diesem Energiebereich in einen Festkörper, sollte eine Nachweiseffizienz von nahezu 100% ohne Schwierigkeiten erreichbar sein. Die Detektionsfläche ist mit einigen Quadratmillimetern bis Quadratzentimetern im Vergleich zu den bisher entwickelten Mikrokalorimetern zum Nachweis von Röntgenquanten um einige Größenordnungen größer. Um allen Anforderungen gerecht zu werden, wurde eine neuartige, mäanderförmige Sensorgeometrie entwickelt und erste vielversprechende Tests mit dem Detektorprototyp durchgeführt.

In Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen eines magnetischen Kalorimeters und die Eigenschaften des metallischen paramagnetischen Sensormaterials beschrieben. Im Anschluß daran wird die für die oben beschriebene Anwendung entwickelte mäanderförmige Geometrie der Detektionsspulen motiviert und ihre Funktionsweise diskutiert. Durch eine geeignete Wahl der Parameter des Detektors ist es möglich eine Optimierung der Größe des Detektorsignals zu erreichen.

In Kapitel 3 werden die experimentellen Grundlagen beschrieben. Es wird eine kurze Einführung in die Erzeugung tiefer Temperaturen gegeben. Desweiteren erfolgt eine ausführliche Beschreibung von DC-SQUID-Magnetometern, die ein wesentlicher Bestandteil des Detektionsprinzips von magnetischen Kalorimetern sind. Außerdem werden der experimentelle Detektoraufbau und die Röntgenquelle zur Charakterisierung des Detektors diskutiert.

In Kapitel 4 werden die experimentellen Ergebnisse vorgestellt und diskutiert. Es werden die gemessene Temperaturabhängigkeit der Gleichfeld-Magnetisierung und die im Experiment beobachtete Signalhöhe mit den theoretischen Berechnungen verglichen. Im Rahmen der Analyse des gemessenen Rauschens werden die einzelnen Beiträge zum magnetischen Flussrauschen diskutiert. Zur Charakterisierung des Prototyps wurde eine  $^{55}\text{Fe}$ -Röntgenquelle verwendet. Es wird das gemessene Spektrum dieser  $^{55}\text{Fe}$ -Röntgenquelle gezeigt. Bei einer Rate von 35 Ereignissen pro Sekunde beträgt die gemessene Energieauflösung  $\Delta E_{\text{FWHM}} = 1,3 \text{ keV}$  bei 5,9 keV. Die Diskussion der beobachteten Signalhöhe und des gemessenen Rauschens legt es nahe, dass die Energieauflösung in zukünftigen Experimenten deutlich gesteigert werden kann.

## 2. Theoretische Grundlagen

### 2.1 Detektionsprinzip magnetischer Kalorimeter

Das Funktionsprinzip magnetischer Kalorimeter basiert auf dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik. Im folgenden Kapitel soll erklärt werden wie sich das kalorimetrische Prinzip zur Detektion massiver Teilchen und einzelner Röntgenquanten einsetzen lässt.

Die wesentlichen Komponenten eines magnetischen Kalorimeters sind in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

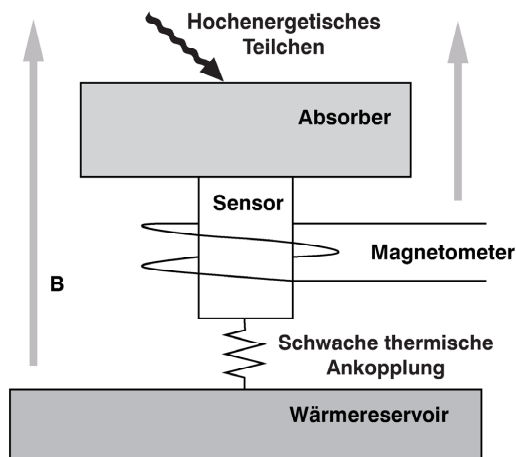


Abb. 2.1: Schematische Darstellung eines magnetischen Kalorimeters.

Zentraler Bestandteil ist ein metallischer paramagnetischer Sensor, der über eine schwache thermische Ankopplung mit einem Wärmebad verbunden ist. An dem Sensor ist ein Absorber für Röntgenquanten bzw. hochenergetische Teilchen angebracht. Diese beiden Systeme stehen in gutem thermischen Kontakt zueinander. Die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung des paramagnetischen Sensors in einem äußeren Magnetfeld  $B$  ermöglicht es, die Temperatur des Kalorimeters zu messen. Im Folgenden wird das aus dem Sensor und dem Absorber bestehende System als Detektor bezeichnet.

Die Deposition einer Energiemenge  $\delta E$  im Detektor führt bei gegebener Wärmekapazität  $C_{\text{tot}}$  des Detektors zu einer Temperaturerhöhung

$$\delta T = \frac{\delta E}{C_{\text{tot}}}. \quad (2.1)$$

Das bedeutet, dass sich die Messung des Energieeintrages  $\delta E$  auf eine Temperaturmessung reduzieren lässt. Eine Temperaturänderung  $\delta T$  des Sensors bewirkt eine

Abnahme der Magnetisierung  $M$  des Sensors um

$$\delta M \simeq \frac{\partial M}{\partial T} \delta T \simeq \frac{\partial M}{\partial T} \frac{\delta E}{C_{\text{tot}}}. \quad (2.2)$$

Diese induziert in der umgebenden Leiterschleife eines Magnetometers eine Änderung des magnetischen Flusses um

$$\delta \Phi \propto \frac{\partial M}{\partial T} \frac{1}{C_{\text{tot}}} \delta E. \quad (2.3)$$

Die auf diese Weise erzeugte Flussänderung lässt sich äußerst empfindlich mit Hilfe eines SQUID-Magnetometers<sup>1</sup> nachweisen. Für kleine Energieeinträge ( $\delta T \ll T$ ) ist das Detektorsignal  $\delta \Phi$  proportional zum Energieeintrag  $\delta E$ . Aus der Beziehung 2.3 lassen sich bereits zwei wichtige Forderungen an den Aufbau eines magnetischen Kalorimeters ableiten. Zur Optimierung der Signalgröße und der Energieauflösung sollte der Detektor zum einen eine möglichst geringe Wärmekapazität besitzen, um den Temperaturanstieg als Folge der Deposition einer Energiemenge  $\partial E$  zu maximieren. Zum anderen sollte das Sensormaterial eine starke Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung aufweisen, um möglichst stark auf Temperaturänderungen zu reagieren.

Im folgenden Abschnitt werden die wesentlichen Eigenschaften des verwendeten Sensormaterials diskutiert und die zur Beschreibung des Systems notwendigen thermodynamischen Größen hergeleitet.

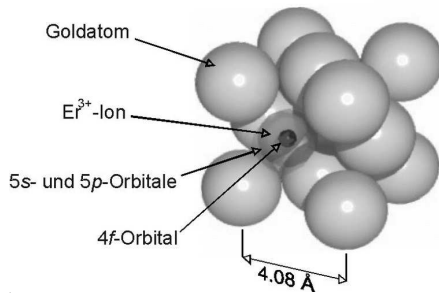
## 2.2 Physikalische Eigenschaften des Sensormaterials Au:Er

### 2.2.1 Allgemeine Eigenschaften des Sensormaterials Au:Er

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden verdünnte Legierungen aus Gold (Au) und dem Seltenerdmetall Erbium (Er) als Sensormaterial verwendet. Bei der Dotierung von Gold mit Erbium besetzen die Erbiumatome, wie in der Abbildung 2.2 gezeigt, reguläre Plätze des kubisch flächenzentrierten Gold-Wirtsgitters. Dabei geben die Er-Atome drei Elektronen an das System der delokalisierten Elektronen ab. Die Elektronenkonfiguration der verbleibenden dreiwertigen Er-Ionen ist durch  $[Kr]4d^{10}4f^{11}5s^25p^6$  gegeben. Reines Gold ist diamagnetisch und besitzt eine nahezu temperaturunabhängige Volumenssuszeptibilität<sup>2</sup> von  $\chi_{\text{Au}} = -3,45 \cdot 10^{-5}$ . Für das paramagnetische Verhalten des Sensormaterials sind alleine die nicht vollständig besetzten  $4f$ -Orbitale der Erbium-Ionen verantwortlich.

<sup>1</sup>Abkürzung aus dem Englischen für Superconducting Quantum Interference Device

<sup>2</sup>Der Wert ist in 'SI-Einheiten' angegeben.



**Abb. 2.2:** Schematische Darstellung eines Gitterausschnittes einer Au:Er-Legierung. Die  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen nehmen regulären Gitterplätze der fcc-Gold Matrix ein.

Da die  $4f$ -Schale ( $r_{4f} \approx 0,3 \text{ \AA}$ ; [Fr76]) tief im Inneren der Erbium-Ionen ( $r_{\text{ion}} \approx 1 \text{ \AA}$ ) liegt, wird sie von den weiter außen liegenden Elektronen der  $5s$ - und  $5p$ -Orbitale abgeschirmt. Dadurch ist die Größe des Kristallfeldes am Ort der  $4f$ -Elektronen stark reduziert. Aus diesem Grund ist es bei der Berechnung des magnetischen Moments der Er-Ionen in Gold in guter Näherung möglich, die Gesamtdrehimpulse  $\mathbf{L}$ ,  $\mathbf{S}$  und  $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$  nach den Hundschen Regeln zu ermitteln. Man erhält auf diese Weise  $L = 6$ ,  $S = 3/2$  und  $J = 15/2$ . Anhand dieser Werte können der Landé-Faktor  $g_J = 1,2$  und das magnetische Moment  $\boldsymbol{\mu} = -g_J \mu_B \mathbf{J}$  berechnet werden [Ab70].

Messungen der magnetischen Suszeptibilität von Au:Er zeigen bei hohen Temperaturen ( $T > 100 \text{ K}$ ) eine gute Übereinstimmung zwischen der theoretischen Vorhersage und den experimentellen Daten [Wi69]. Um korrekte theoretische Vorhersagen auch für tiefe Temperaturen treffen zu können, muss der Einfluss des Kristallfeldes berücksichtigt werden. Die Beschreibung des Kristallfeldes erfolgt durch ein zusätzliches Potential mit der Symmetrie des Wirtskristalles Gold. Die  $(2J + 1)$ -fache Entartung des  $\text{Er}^{3+}$ -Grundzustandes wird aufgehoben und geht in eine Gruppe von Multipletts über ( $\Gamma_6^-$ ,  $\Gamma_7$ -Doublett,  $3 \times \Gamma_8$ -Quartett), deren energetisch günstigstes ein  $\Gamma_7$ -Kramers-Doublett ist. Im Nullfeld beträgt die Energieaufspaltung zwischen diesem und dem ersten angeregten Multiplett etwa  $\Delta E = 17 \pm 5 \text{ K} \cdot k_B$ . Dies wurde u.a. durch Neutronenstreuung [Ha92], Suszeptibilitätsmessungen [Wi69], Hyperfein-Resonanz-Spektroskopie [Sj75] und Magnetisierungsmessungen [F100] bestätigt. Im Fall tiefer Temperaturen und kleiner magnetischer Felder lässt sich das magnetische Verhalten von Erbium in Gold durch ein Zwei-Niveau-System beschreiben, dessen Quasi-Spin  $\tilde{S} = 1/2$  ist und dessen effektiver, isotroper Landé-Faktor  $\tilde{g} = 34/5$  beträgt [Ab70]. Anhand von ESR<sup>3</sup>-Messungen wurde dieser theoretische Wert mehrfach bestätigt, wie zum Beispiel bei [Ta71].

Die folgende thermodynamische Beschreibung des Au:Er-Systems beschränkt sich auf diese Näherung für tiefe Temperaturen und kleine Felder.

<sup>3</sup>Electron Spin Resonance

### 2.2.2 Magnetisierung und Wärmekapazität

Wie in Kapitel 2.1 gezeigt wurde, ist das Detektorsignal  $\delta\Phi$  proportional zur Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung  $\frac{\partial M}{\partial T}$  des Sensors und umgekehrt proportional zur gesamten Wärmekapazität des Detektors. Im folgenden Abschnitt werden diese beiden Größen zunächst für den Fall wechselwirkungsfreier magnetischer Momente berechnet. Anschließend wird der Einfluss der Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten berücksichtigt.

Das für die thermodynamische Beschreibung geeignete thermodynamische Potential ist die Freie Energie  $F$  mit dem dazugehörigen vollständigen Differenzial

$$dF = -SdT - VMdB. \quad (2.4)$$

Da der Einfluss der Volumenänderung im betrachteten Temperaturbereich klein ist, wurde er hier vernachlässigt. Die Verbindung zur Statistischen Physik ist durch den Ausdruck

$$F = -Nk_B T \ln z, \quad (2.5)$$

gegeben, wobei  $N$  die Zahl der magnetischen Momente im betrachteten System,  $k_B$  die Boltzmann-Konstante,  $T$  die Temperatur und  $z$  die Ein-Teilchen-Zustandsumme

$$z = \sum_i e^{-\frac{E_i}{k_B T}}, \quad (2.6)$$

darstellen. Die Größen  $E_i$  sind hierbei die *einem* magnetischen Moment zugänglichen Energieeigenwerte.

Anhand der Gleichungen 2.4-2.6 lässt sich zeigen, dass für die Wärmekapazität  $C$ , die Magnetisierung  $M$  und deren Ableitung nach der Temperatur folgende Ausdrücke gelten:

$$C = \frac{N}{k_B T^2} \left\{ \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 \right\}, \quad (2.7)$$

$$M = -\frac{N}{V} \left\langle \frac{\partial E}{\partial B} \right\rangle, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial M}{\partial T} = -\frac{N}{V k_B T^2} \left\{ \left\langle E \frac{\partial E}{\partial B} \right\rangle - \langle E \rangle \left\langle \frac{\partial E}{\partial B} \right\rangle \right\}. \quad (2.9)$$

Dabei berechnen sich die in Klammern  $\langle \dots \rangle$  stehenden thermodynamischen Ein-Teilchen-Erwartungswerte durch

$$\langle X \rangle = \frac{1}{z} \sum_i X_i e^{-\frac{E_i}{k_B T}}. \quad (2.10)$$



Die Betrachtungen in Abschnitt 2.2.1 haben gezeigt, dass sich das Verhalten von Erbium in Gold bei tiefen Temperaturen durch ein Zwei-Niveau-System beschreiben lässt. Das heißt, die magnetischen Momente besitzen in einem äußeren Magnetfeld  $B$  zwei mögliche Orientierungen.

Die quantenmechanische Beschreibung erfolgt mit Hilfe eines Hamilton-Operators:

$$\mathcal{H}^{\text{Zeeman}} = -\tilde{g}\mu_B\tilde{S}B, \quad (2.11)$$

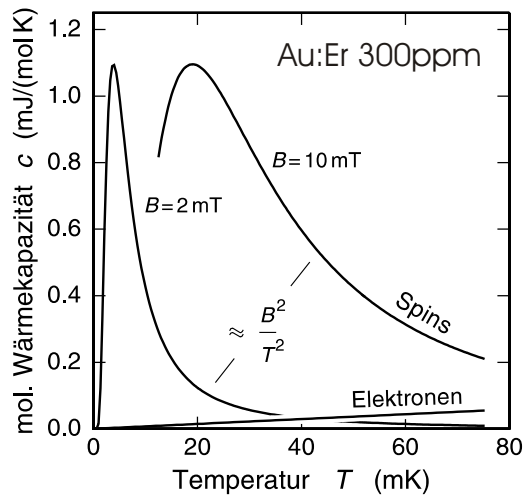
mit den Energieeigenwerten

$$E_{m_{\tilde{S}}} = m_{\tilde{S}}\tilde{g}\mu_B B, \quad (2.12)$$

wobei  $m_{\tilde{S}} = \pm 1/2$  die magnetische Quantenzahl des Quasi-Spins  $\tilde{S}$ ,  $\tilde{g} = 6,8$  der effektive Landé-Faktor,  $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$  das Bohrsche-Magneton und  $B$  der Betrag des äußeren Magnetfelds ist. Die Energieaufspaltung der beiden Niveaus ist durch  $E = \tilde{g}\mu_B B$  gegeben. Unter Anwendung der Gleichungen 2.7, 2.10 und 2.12 findet man für die Wärmekapazität der magnetischen Momente im äußeren Magnetfeld den Ausdruck

$$C_Z = Nk_B \left( \frac{E}{k_B T} \right)^2 \frac{e^{E/k_B T}}{(e^{E/k_B T} + 1)^2}. \quad (2.13)$$

Abbildung 2.3 zeigt den Temperaturverlauf der berechneten molaren Wärmekapazität  $c$  des Spinsystems von Au:Er für eine Konzentration von 300 ppm in zwei verschiedenen Magnetfeldern  $B = 2 \text{ mT}$  und  $B = 10 \text{ mT}$ . Der Kurvenverlauf zeigt ein Maximum, wenn die thermische Energie  $k_B T$  etwa gleich der halben Energieaufspaltung  $E = \tilde{g}\mu_B B$  ist. Das Auftreten dieses ausgeprägten Maximums wird auch als Schottky-Anomalie bezeichnet. Etwas oberhalb der zugehörigen Temperatur lässt



**Abb. 2.3:** Temperaturverlauf der berechneten molaren Wärmekapazität  $c$  des Spinsystems von Au:Er (300 ppm) in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$  für zwei Magnetfelder  $B$  im wechselwirkungsfreien Fall. Das Auftreten des ausgeprägten Maximums wird als Schottky-Anomalie bezeichnet. Zum Vergleich ist die Wärmekapazität der Leitungselektronen des Sensormaterials dargestellt.

sich die Wärmekapazität der magnetischen Momente in guter Näherung durch

$$C_Z \simeq \frac{Nk_B}{4} \left( \frac{E}{k_B T} \right)^2, \quad (2.14)$$

angeben.

Um sicherzustellen, dass der Großteil eines Energieeintrages in das Spinsystem fließt und somit zur Flussänderung im Magnetometer beiträgt, ist es wichtig, dass die Spinwärmekapazität den dominanten Anteil an der Gesamtwärmekapazität des Sensors ausmacht. Zum Vergleich ist in Abbildung 2.3 der Beitrag der Leitungselektronen des Sensormaterials miteingezeichnet, welcher proportional zur Temperatur  $T$  ist. Es zeigt sich, dass die oben genannte Forderung im Bereich tiefer Temperaturen stets erfüllt werden kann.

Die Magnetisierung  $M$  berechnet sich mit der Beziehung 2.8 zu

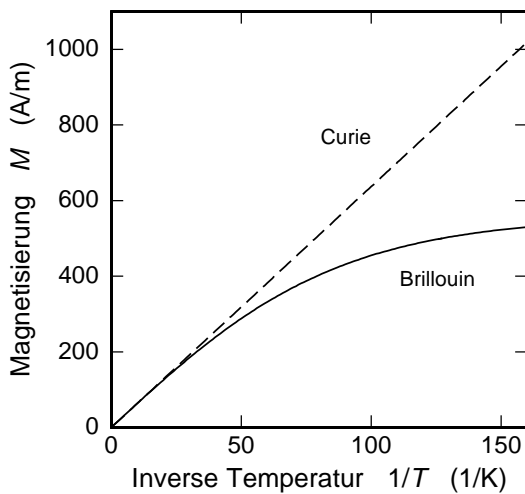
$$M = \frac{N}{V} \tilde{g} \tilde{S} \mu_B \mathcal{B}_{\tilde{S}}(h), \quad (2.15)$$

mit der Brillouinfunktion

$$\mathcal{B}_{\tilde{S}}(h) = \frac{2\tilde{S} + 1}{2\tilde{S}} \coth \left[ \frac{(2\tilde{S} + 1)h}{2\tilde{S}} \right] - \frac{1}{2\tilde{S}} \coth \left[ \frac{h}{2\tilde{S}} \right] \quad (2.16)$$

und deren Argument

$$h = \frac{\tilde{S} \tilde{g} \mu_B B}{k_B T}. \quad (2.17)$$



**Abb. 2.4:** Temperaturverlauf der berechneten Magnetisierung  $M$  im wechselwirkungsfreien Fall für eine Au:Er-Probe mit einer Konzentration von 300 ppm in einem Magnetfeld von 5 mT. Die einfache Curie-Näherung weicht bei tiefen Temperaturen deutlich von der Brillouinfunktion ab.

Betrachtet man den Grenzfall hoher Temperaturen,  $k_B T \gg \tilde{g}\mu_B B$ , so ergibt sich für die Brillouinfunktion  $\mathcal{B}_{1/2}(h) = \tanh(h) \simeq h$  und man erhält für das Hochtemperaturverhalten der Magnetisierung die charakteristische  $1/T$ -Abhängigkeit, das sogenannte Curie Gesetz:

$$M \approx \mu_0 \frac{N}{V} \tilde{S}(\tilde{S} + 1) \frac{(\tilde{g}\mu_B)^2}{3k_B T} H = \frac{\lambda}{T} H. \quad (2.18)$$

Dabei ist  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$  die magnetische Permeabilität des Vakuums und  $\lambda$  die sogenannte Curie-Konstante. Abbildung 2.4 zeigt den Temperaturverlauf der Magnetisierung für die Brillouin-Funktion und die Curie-Näherung im wechselwirkungsfreien Fall. Die Magnetisierung wurde für einen Au:Er-Sensor mit einer Konzentration von 300 ppm berechnet, der sich in einem Magnetfeld von 5 mT befindet. Die Brillouin-Funktion zeigt für tiefe Temperaturen ein Sättigungsverhalten und geht für hohe Temperaturen gegen Null. Die Sättigung entspricht der Situation, in der alle magnetischen Momente parallel zum Magnetfeld ausgerichtet sind. Während die beiden gezeigten Kurven zu hohen Temperaturen hin zusammenlaufen und das gleiche Verhalten beschreiben, weicht die Curie-Näherung zu niedrigen Temperaturen immer stärker von der mit Hilfe der Brillouin-Funktion berechneten Magnetisierung ab.

### 2.2.3 Detektorsignal

Die durch einen Energieeintrag  $\delta E$  hervorgerufene Magnetisierungsänderung  $\delta M$  ist über das Sensorvolumen  $V$  mit einer Änderung des magnetischen Moments  $\delta m$  des Sensors verbunden,

$$\delta m = V \delta M. \quad (2.19)$$

Um bei der folgenden Diskussion des Detektorsignals von der Geometrie des Sensors unabhängig zu sein, bietet es sich an, die Änderung des gesamten magnetischen Moments  $\delta m$  des Sensors zu betrachten.

Wäre das thermodynamische Verhalten des Detektors lediglich durch das wechselwirkungsfreie Spinsystem bestimmt, so ergäbe sich für das Detektorsignal  $\delta m$  die Beziehung

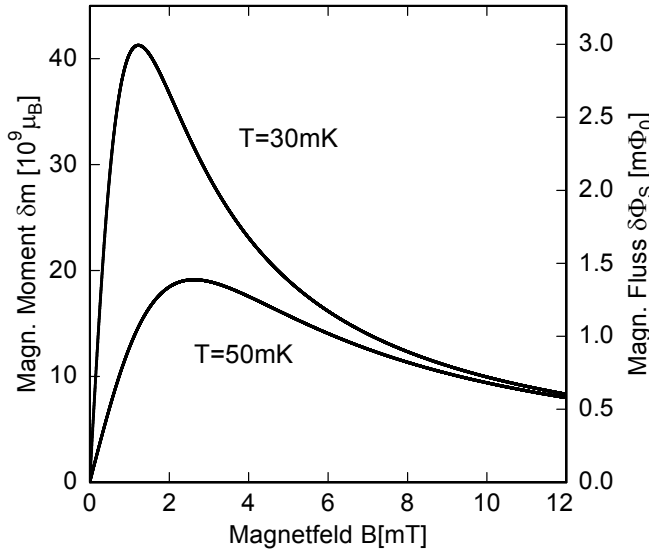
$$\delta m = \frac{\delta E}{B}. \quad (2.20)$$

Diese Beziehung spiegelt die Tatsache wider, dass das Spinsystem nur durch das Umklappen magnetischer Momente Energie aufnehmen kann. Jeder dieser Elementarprozesse, bei dem sich das magnetische Moment des Sensors um  $\tilde{g}\mu_B$  ändert, benötigt eine Energie  $\tilde{g}\mu_B B$ . In diesem Modell nimmt die Signalgröße proportional zu  $1/B$  zu. Grund dafür ist, dass die Zeeman-Aufspaltung mit kleiner werdendem Magnetfeld  $B$  abnimmt, so dass es bei gleichem Energieeintrag zu mehr Umklappprozessen kommt.

In der Realität existieren neben dem Spinsystem noch weitere Systeme, wie z.B. das System der Phononen und das der Leitungselektronen. Bedingt durch die geringe Elektronen-Spin-Relaxationszeit ( $\tau < 1 \mu\text{s}$ ) von Au:Er befinden sich das System der Elektronen und das der Spins bereits wenige  $\mu\text{s}$  nach dem Energieeintrag annähernd im Gleichgewicht. Das Elektronensystem von Gold hat eine spezifische Wärme von  $c_e = \gamma T$  mit  $\gamma = 7,29 \cdot 10^{-4} \text{ J}/(\text{mol K}^2)$ . Sie ist in der Abbildung 2.3 mit dargestellt, um sie mit der Wärmekapazität der Spinsysteme vergleichen zu können. Die spezifische Wärme des Phononensystems beträgt  $c_{\text{ph}} = \beta T^3$ , mit  $\beta = 4,4 \cdot 10^{-4} \text{ J}/(\text{mol K}^4)$  [Ki93]. Sie ist vergleichsweise gering und wird deshalb im Folgenden vernachlässigt. Von der insgesamt im Detektor deponierten Energie  $\delta E$  entfällt auf das Spinsystem demnach der Energieanteil

$$\delta E_Z = \frac{C_Z}{C_Z + C_e} \delta E, \quad (2.21)$$

wobei es sich bei den Größen  $C_Z$  und  $C_e$  um die Wärmekapazitäten des Spinsystems und der Elektronen handelt.



**Abb. 2.5:** Änderung des magnetischen Moments  $\delta m$  eines paramagnetischen Au:Er-Sensors bei der Absorption von  $5,9 \text{ keV}$  im Detektor, der bei der Temperatur  $T = 30 \text{ mK}$  bzw.  $T = 50 \text{ mK}$  betrieben wird. Die angenommene Er-Konzentration des Sensors beträgt  $300 \text{ ppm}$ . Er besitzt einen Durchmesser von  $1,5 \text{ mm}$  und eine Höhe von  $5 \mu\text{m}$ . Die Bedeutung der rechten Achse erschließt sich im Kapitel 2.3.5.

Nimmt man die Wärmekapazität der Elektronen in das Modell auf, so ändert dies das Verhalten des Detektorsignal grundlegend. Abbildung 2.5 zeigt die berechnete Änderung des magnetischen Moments als Funktion des Magnetfeldes  $B$ . Dabei wird angenommen, dass ein Röntgenquant der Energie  $5,9 \text{ keV}$  absorbiert wird und dass die Arbeitstemperatur des Detektors  $30 \text{ mK}$  bzw.  $50 \text{ mK}$  beträgt. Der Detektor, von dem man in der Rechnung ausgeht, besteht aus einem Temperatursensor mit einem Durchmesser von  $1,5 \text{ mm}$  und einer Höhe von  $5 \mu\text{m}$ . Die angenommene Er-Konzentration beträgt  $300 \text{ ppm}$  [F103].

In kleinen Magnetfeldern nimmt das Detektorsignal proportional zum Magnetfeld zu. Der Grund dafür ist, dass der vom Spinsystem aufgenommene Energieanteil  $\delta E_Z$  mit  $C_Z \propto B^2$  anwächst. Dies führt zu einer Signalgröße  $\delta m = \delta E_Z/B \propto B$ .

Bei größeren Magnetfeldern dominiert die Wärmekapazität des Spinsystems die Gesamtwärmekapazität, so dass nahezu die gesamte im Detektor deponierte Energie in das Spinsystem fließt. Daher ist das Detektorsignal durch Gleichung 2.20 gegeben und fällt zu großen Magnetfeldern hin proportional zu  $1/B$  ab. Für sehr große Magnetfelder reduziert sich die Signalgröße weiter. Dies ist auf den exponentiellen Abfall der Wärmekapazität nach dem Durchlaufen der Schottky-Anomalie zurückzuführen. Im Bereich mittlerer Magnetfelder durchläuft die Kurve ein Maximum. Es kann gezeigt werden, dass dieses Maximum, bei vorgegebener Geometrie und fester Arbeitstemperatur etwa bei dem Magnetfeld maximal ist, bei dem die Wärmekapazität des Spinsystems gleich der Wärmekapazität der restlichen Systeme des Detektors ist:  $C_Z(B_{\max}, T) = C_e(T)$ .

### 2.2.4 Thermodynamische Beschreibung wechselwirkender magnetischer Momente

Das im letzten Abschnitt entwickelte Modell eines Paramagneten, in dem die magnetischen Momente zwar mit dem äußeren Magnetfeld wechselwirken allerdings untereinander keinerlei Wechselwirkung zeigen, ist im Stande das Sensormaterial qualitativ zu beschreiben. Um eine quantitative Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment zu erzielen, ist es erforderlich die auftretenden Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momenten der  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen in das Modell zu integrieren. Zu diesen zählen die Dipol-Dipol-Wechselwirkung und die indirekte RKKY-Wechselwirkung.

#### Dipol-Dipol-Wechselwirkung

Die Wechselwirkung zweier paramagnetischer Ionen an den Orten  $\mathbf{r}_i$  und  $\mathbf{r}_j$  über ihr magnetisches Moment  $\boldsymbol{\mu}$  geht in Form eines zusätzlichen Terms

$$H_{ij}^{\text{Dipol}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r_{ij}^3} \{ \boldsymbol{\mu}_i \cdot \boldsymbol{\mu}_j - 3(\boldsymbol{\mu}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij})(\boldsymbol{\mu}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij}) \} \quad (2.22)$$

in den Hamiltonoperator ein. Hier steht  $\hat{\mathbf{r}}_{ij}$  für den Einheitsvektor in Richtung  $\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$  und  $r_{ij}$  ist der Abstand der betrachteten Momente an den Orten  $\mathbf{r}_i$  und  $\mathbf{r}_j$ . Dieser Ausdruck lässt sich unter Ausnutzung des isotropen Verhaltens des effektiven Landé-Faktors im  $\Gamma_7$ -Kramers-Doublett auch mit Hilfe der Quasi-Spins  $\tilde{\mathbf{S}}_i$  und  $\tilde{\mathbf{S}}_j$  formulieren:

$$H_{ij}^{\text{Dipol}} = \underbrace{\frac{\mu_0}{4\pi} (\tilde{g}\mu_B)^2 (2k_F)^3}_{\Gamma_{\text{Dipol}}} \left( \tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \tilde{\mathbf{S}}_j \right) \frac{1 - 3(\tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij})(\tilde{\mathbf{S}}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij}) / (\tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \tilde{\mathbf{S}}_j)}{(2k_F r_{ij})^3}. \quad (2.23)$$

Dabei wurde der Ausdruck anhand des Betrags des Fermi-Wellenvektors der Elektronen in Gold,  $k_F = 1,2 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-1}$ , in eine Form gebracht, die den Vergleich mit der

noch folgenden RKKY-Wechselwirkung erleichtert. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung erweist sich als anisotrop und hat auf der so definierten Längenskala eine Größe von  $\Gamma_{\text{Dipol}} = 0,0343 \text{ eV}$ , die mit zunehmender Entfernung proportional zu  $r_{ij}^{-3}$  abnimmt.

### RKKY-Wechselwirkung

Zusätzlich zur Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten existiert in Metallen noch eine weitere Wechselwirkung, die sogenannte RKKY-Wechselwirkung<sup>4</sup>. Dieser indirekte Wechselwirkungsmechanismus zwischen den lokalisierten  $4f$ -Elektronen der magnetischen  $Er^{3+}$ -Ionen in Gold basiert auf der Austauschwechselwirkung der  $4f$ -Elektronen mit den Elektronen des Leitungsbandes.

Bei der mathematischen Beschreibung der Wechselwirkung zwischen zwei magnetischen Momenten geht man von einem Hamilton-Operator der Form

$$H = H_0 + H_1 \quad (2.24)$$

mit

$$H_1 = J \{ \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{s}(\mathbf{r}_i) + \mathbf{S}_j \cdot \mathbf{s}(\mathbf{r}_j) \} \quad (2.25)$$

aus. Hierbei beschreibt  $H_0$  die Energie der ungestörten Leitungsband- und  $4f$ -Elektronen,  $\mathbf{S}_i$  und  $\mathbf{S}_j$  sind die *wahren Spins*<sup>5</sup> der beiden  $4f$ -Systeme und  $\mathbf{s}(\mathbf{r})$  ist der Spinoperator der freien Elektronen.  $J$  ist die sogenannte Austauschenergie, die ein Maß für die Stärke der Austauschwechselwirkung darstellt. Stellt diese Wechselwirkung lediglich einen kleinen Korrekturterm dar, so lässt sich eine Störungsrechnung in  $J$  durchführen. Für das  $\Gamma_7$ -Doublett lässt sich die RKKY-Wechselwirkung für die Quasispins  $\tilde{\mathbf{S}}$  dadurch in die Form eines Heisenberg-Spin-Hamiltonoperators bringen. Der Einfluss auf die Energie ist durch

$$H^{RKKY} = \sum_{i>j} \Gamma_{\tilde{\mathbf{S}}} F(2k_F r_{ij}) \tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \tilde{\mathbf{S}}_j \quad (2.26)$$

gegeben. Hierbei ist  $F(\rho)$  die sogenannte Kittel-Funktion

$$F(\rho) = \frac{\cos \rho - \frac{1}{\rho} \sin \rho}{\rho^3} \quad (2.27)$$

und  $\Gamma_{\tilde{\mathbf{S}}}$  ist durch

$$\Gamma_{\tilde{\mathbf{S}}} = J^2 \frac{\tilde{g}^2 (g_J - 1)^2}{g_J^2} \frac{4V_p^2 m_e^* k_F^4}{\hbar^2 (2\pi)^3} \quad (2.28)$$

<sup>4</sup>Diese wurde nach den Anfangsbuchstaben der Physiker M. A. Rudermann, C. Kittel, T. Kasuya und K. Yosida benannt, die diesen Wechselwirkungsmechanismus vorschlugen.

<sup>5</sup>Unter dem Begriff *wahrer Spin* wird hier der Gesamtspin  $\mathbf{S}$  eines Er-Ions verstanden.

gegeben, wobei  $V_p$  das Volumen der primitiven Elementarzelle und  $m_e^*$  die effektive Masse der freien Elektronen des Wirtsmaterials ist. Bei  $\tilde{g}$  handelt es sich um den effektiven Landé-Faktor des  $\Gamma_7$ -Kramers-Doublett, während  $g_J$  der Landé-Faktor ist, den man mit Hilfe der Hund'schen Regeln für ein freies Erbium-Ion ohne Kristallfeld erhält. Das Auftreten der Kombination der Landé-Faktoren im Ausdruck 2.28 ist dabei eine Folge der Projektion der zum Gesamtspin  $\mathbf{S}$  gehörigen Zustände auf die Zustände des Gesamtdrehimpulses  $\mathbf{J}$  im  $\Gamma_7$ -Kramers-Doublett.

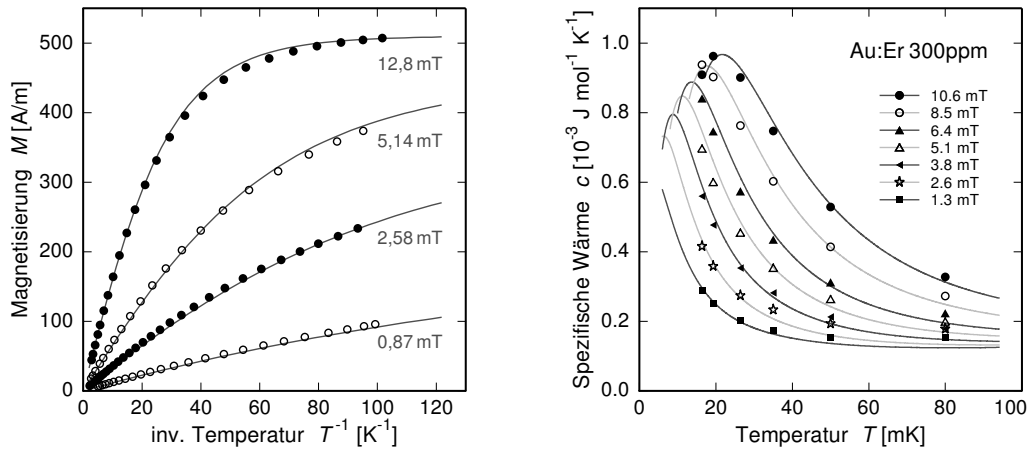
Im Gegensatz zur Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist die RKKY-Wechselwirkung in dieser Näherung isotrop und weist aufgrund der Kittel-Funktion ein räumlich oszillierendes Verhalten auf. Beide Wechselwirkungen sind jedoch proportional zu  $r_{ij}^{-3}$ . Daher wird die Stärke der RKKY-Wechselwirkung im Folgenden mit Hilfe des Wechselwirkungsparameters  $\alpha = \Gamma_{\tilde{S}}/\Gamma_{\text{Dipol}}$  in Einheiten der Stärke der Dipol-Dipol-Wechselwirkung angegeben.

### Numerische Berechnungen der thermodynamischen Größen

Um den Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momenten bei der Berechnung der thermodynamischen Größen Rechnung zu tragen, wurden im Zusammenhang mit der Entwicklung magnetischer Mikrokalorimeter eine Reihe von numerischen Methoden entwickelt und angewandt [F103].

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Methode basiert auf der numerischen Diagonalisierung des Hamilton-Operators, die von J. Schönefeld [Sc00] und A. Fleischmann [F103] entwickelt wurde. Dabei wird ein würfelförmiger Gitterausschnitt betrachtet, der durch die Verwendung quasiperiodischer Randbedingungen auf eine effektive Kantenlänge von 40-80 Gitterkonstanten ausgedehnt wird. Auf dem Gitterausschnitt werden  $n \leq 10$  Spins in zufälliger Anordnung verteilt. Hierbei ist die Häufigkeit der Konfigurationen mit der man die  $n$  Spins auf dem Gitterausschnitt anordnen kann, von der betrachteten Konzentration und der Zahl der Möglichkeiten abhängig. Für jede Konfiguration wird der Hamiltonoperator in Matrixform aufgestellt, wobei die Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momenten auf quantenmechanisch korrekte Weise eingebunden werden. Dann werden die Energieeigenwerte durch numerische Diagonalisierung bestimmt. Anhand dieser können die thermodynamischen Größen  $C$ ,  $M$  und  $\frac{\partial M}{\partial T}$  mit den Beziehungen 2.7, 2.8 und 2.9 berechnet werden. Abschließend wird über die Ergebnisse der Konfigurationen gemittelt.

Abbildung 2.6 zeigt die gemessenen Werte der Magnetisierung  $M$  in Abhängigkeit von der inversen Temperatur  $1/T$  für eine Reihe von Magnetfeldern zwischen 0,87 mT und 12,8 mT. Ferner ist die spezifische Wärme  $c$  in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$  gezeigt. Die spezifische Wärme wurde für sieben verschiedenen Magnetfelder im Bereich zwischen 1,3 mT und 10,6 mT gemessen. In beiden Fällen wurde ein



**Abb. 2.6:** Magnetisierung  $M$  in Abhängigkeit von der inversen Temperatur  $1/T$  und spezifische Wärme  $c$  in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$  eines Au:Er-Sensors mit einer Konzentration von 300 ppm für verschiedene Magnetfelder. Gemessene Daten sind als Punkte eingezeichnet, die durchgezogenen Linien entsprechen einer theoretischen Berechnung unter der Annahme eines Wechselwirkungsparameters  $\alpha = 5$  mit einer Methode, die auf der numerischen Diagonalisierung des Hamilton-Operators basiert ([F103]).

Au:Er-Sensor mit einer Konzentration von 300 ppm verwendet. Die durchgezogenen Linien entsprechen einer theoretische Berechnung mit der oben beschriebenen Methode. Dabei wurde ein Wechselwirkungsparameter von  $\alpha = 5$  angenommen. In großen Magnetfeldern und bei niedrigen Temperaturen zeigt die Magnetisierung das erwartete Sättigungsverhalten, während man bei hohen Temperaturen das zu erwartende Curie-Verhalten beobachtet. Die maximal erreichbare Magnetisierung liegt allerdings etwa 10% unter dem Wert für den wechselwirkungsfreien Fall. Der Temperaturverlauf der spezifischen Wärme zeigt den erwarteten Verlauf einer Schottky-Anomalie. Allerdings ist die Breite etwa doppelt so groß wie im wechselwirkungsfreien Fall.

### 2.3 Mäanderförmige Sensorgeometrie

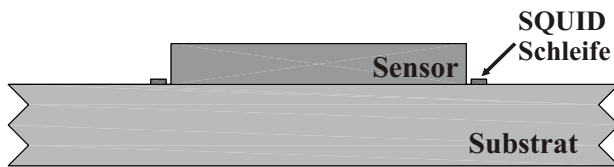
Wie bereits in Kapitel 1 beschrieben wurde, sind die wesentlichen Anforderungen an den Detektor eine große Detektionsfläche im Bereich einiger Quadratmillimeter bis Quadratzentimeter, eine hohe Nachweiseffizienz von nahezu 100%, eine Energieauflösung von  $\Delta E \simeq 500 \text{ eV}$  und eine Zählrate von 100 bis 1000 Ereignissen pro Sekunde. Im Folgenden wird das hierfür entwickelte mäanderförmige Detektordesign motiviert und anschließend seine Funktionsweise diskutiert.



### 2.3.1 Motivation

Die Sensitivität  $S = \delta\Phi/\delta E$  eines magnetischen Kalorimeters lässt sich als die Flussänderung  $\delta\Phi$  im Magnetometer pro Energieeintrag  $\delta E$  definieren. Sie hängt einerseits von der Geometrie des Detektors, andererseits von den thermodynamischen Eigenschaften des Sensor- und Absorbermaterials ab. In Kapitel 2.2.4 wurde gezeigt, dass sich die spezifische Wärme und die Magnetisierung des Sensormaterials anhand numerischer Berechnungen gut beschreiben lassen, so dass die Sensitivität bei bekannter Geometrie berechnet werden kann. Der folgende Abschnitt wird sich mit der Geometrie des Detektors auseinandersetzen. Dabei wird sich zeigen, dass eine mäanderförmige Geometrie der Detektionsspule einen ausgewogenen Kompromiss zwischen der erzielbaren Sensitivität und den übrigen experimentellen Anforderungen - wie große Fläche und hohe Zählrate - darstellt.

Bei der Entwicklung des Detektors im Rahmen der vorliegenden Arbeit stand die in Kapitel 1 dargestellte Anwendung im Vordergrund. Das heißt, Ziel ist der Nachweis von Atomen mit einer kinetischen Energie im Bereich zwischen 1 keV und 100 keV. Da die freie Weglänge von energiereichen Atomen im Festkörper typischerweise kleiner als 500 nm ist<sup>6</sup>, konnte bei der Konzeption auf einen Absorber verzichtet werden, ohne dadurch die Nachweiseffizienz zu beeinträchtigen.



**Abb. 2.7:** Schematisches Schnittbild eines magnetischen Kalorimeters, dessen zylindrischer Sensor sich in der kreisförmigen Leiterschleife eines dc-SQUID-Magnetometers befindet.

Ausgangspunkt der folgenden Diskussion ist daher das in Abbildung 2.7 skizzierte Detektordesign. Der Detektor besteht in diesem Fall aus einem zylinderförmigen paramagnetischen Sensor des Volumens  $V$ , der gleichzeitig als Absorber dient. Der Sensor befindet sich in der kreisförmigen Leiterschleife eines dc-SQUID-Magnetometers.

Für einen Sensor, der sich im Zentrum der Leiterschleife befindet und dessen Radius sehr viel kleiner ist als der Radius der Leiterschleife, lässt sich die Flussänderung  $\delta\Phi$ , die von einer Magnetisierungsänderung  $\delta M$  im Sensor erzeugt wird, analytisch berechnen:

$$\delta\Phi = \frac{1}{2} \frac{1}{R} \mu_0 \delta m. \quad (2.29)$$

<sup>6</sup>Die mittlere Reichweite von einfach geladenen Phosphor-Ionen mit einer Energie von 100 keV in Silizium beträgt beispielsweise etwa 130 nm, während Bor-Ionen der gleichen Energie gerade die doppelte Eindringtiefe besitzen [Wi96].

Dabei ist  $\delta m = V\delta M$  die Änderung des magnetischen Moments des Sensors,  $V$  steht für das Sensorvolumen,  $R$  ist der Radius der Leiterschleife und  $\mu_0$  ist die magnetische Permeabilität des Vakuums. In Anlehnung an die Form dieser Beziehung bietet es sich an, die Sensitivität  $S = \delta\Phi/\delta E$  des in Abbildung 2.7 dargestellten Kalorimeters, in der Form

$$S = \mu_0 G \frac{1}{r} \frac{\partial M}{\partial T} \frac{1}{c} \quad (2.30)$$

zu parametrisieren. Hierbei steht  $c$  für die spezifische Wärme des Sensors,  $r$  ist der Radius der Leiterschleife und  $\partial M/\partial T$  beschreibt die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung des Sensormaterials. Der dimensionslose Parameter  $G$  ist ein Maß für die geometrieabhängige Kopplung zwischen Sensor und Magnetometerschleife und wird im Folgenden auch Geometriefaktor genannt. Er hängt im Wesentlichen vom Durchmesser-zu-Höhe-Verhältnis  $\xi = 2r/h$  des Sensor ab.

Für die weiteren Betrachtungen erweist es sich als sinnvoll, den Ausdruck 2.30 für die Sensitivität  $S$  in eine andere Form zu bringen:

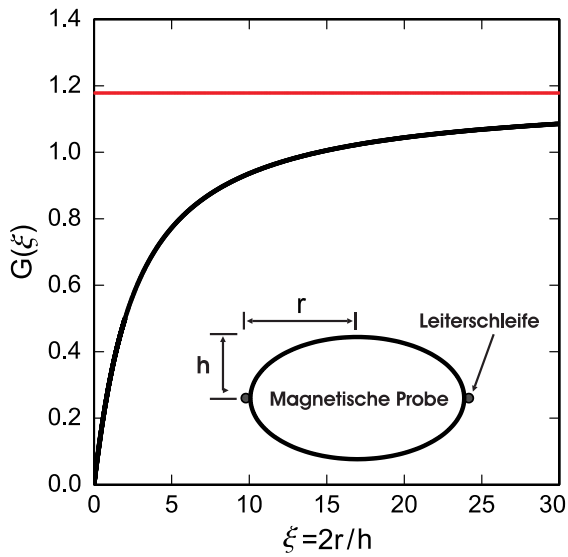
$$S = \mu_0 G(\xi) \sqrt{\frac{\pi}{A}} \frac{1}{c} \frac{\partial M}{\partial T}. \quad (2.31)$$

Dabei ist  $A = \pi r^2$  die Fläche, die von der Leiterschleife des Magnetometers aufgespannt wird.

Der Geometriefaktor  $G(\xi)$  hängt sowohl von der Form des Sensors als auch von der Anordnung der Leiterschleife relativ zu diesem ab. Es ist nicht möglich, den Geometriefaktor für die betrachtete Anordnung analytisch zu berechnen. Für Sensoren, die die Form eines Rotationsellipsoids haben, kann der Geometriefaktor  $G(\xi)$  hingegen analytisch berechnet werden. In erster Näherung wird die Form eines zylinderförmigen Sensors durch ein Rotationsellipsoid angenähert. Um ein Gefühl für die Werte des Geometriefaktors  $G$  und seine Abhängigkeit von  $\xi$  für die in der Abbildung 2.7 gezeigte Anordnung zu entwickeln, bietet es sich daher an, den Geometriefaktor für einen Sensor zu betrachten, der die Form eines Rotationsellipsoids hat. Die Leiterschleife befinde sich, wie in der Abbildung 2.8 angedeutet, in der Symmetrieebene eines Rotationsellipsoids und sei gerade so groß, dass sie das Ellipsoid eng umschließe. Der Radius des Sensors habe den Wert  $r$  und seine Höhe betrage  $2h$ . Zeigt das Magnetfeld in Richtung der Rotationsachse des Ellipsoids, so ergibt sich für den Geometriefaktor dieser Anordnung in Abhängigkeit von dem Verhältnis  $\xi = 2r/h$  der in Abbildung 2.8 dargestellte Verlauf<sup>7</sup>.

Der Geometriefaktor steigt mit zunehmenden Werten von  $\xi$ , das heißt zu flachen Sensorformen hin, zunächst steil an und nähert sich dann asymptotisch dem Wert  $3\pi/8 \simeq 1,18$ . Das monoton anwachsende Verhalten lässt darauf schließen, dass flache

<sup>7</sup>Eine ausführliche Berechnung findet man in [F198].



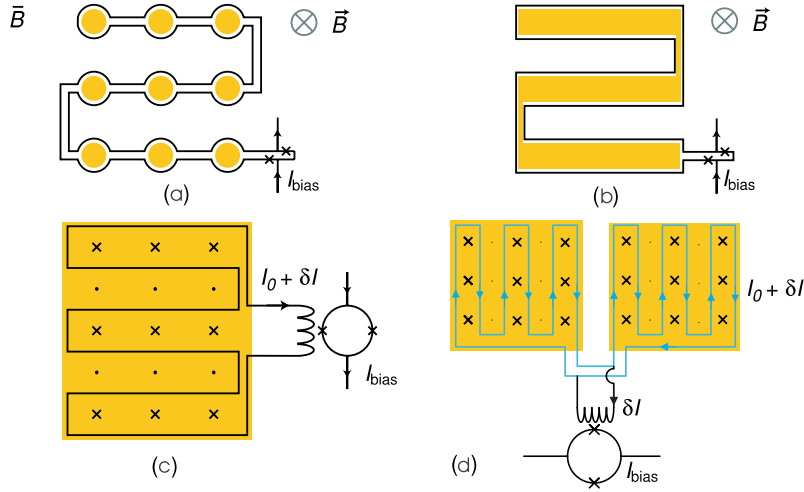
**Abb. 2.8:** Analytisch berechnete Werte des Geometriefaktors als Funktion des Verhältnisses  $\xi = 2r/h$  für die unten im Bild gezeigte Anordnung. Der Sensor hat dabei die Form eines Rotationsellipsoid und wird von einer Leiterschleife umschlossen. Zu flachen Sensorformen hin nähert sich der Geometriefaktor an die miteingezeichnete Asymptote an.

Sensorformen bevorzugt sind. Grund dafür ist, dass im Fall flacher Sensorformen ein größerer Volumenanteil des paramagnetischen Sensors von der Leiterschleife 'gesehen' wird. Im Bereich großer  $\xi = 2r/h$  flacht die Kurve mehr und mehr ab. Im Grenzfall sehr flacher Sensoren wirken sich daher Änderungen des Verhältnisses  $\xi$  nur noch unmerklich auf den Wert des Geometriefaktors aus. Es kann daher angenommen werden, dass der Geometriefaktor für sehr flache Sensorformen konstant ist.

In [F103] wurde der Geometriefaktor für einen zylinderförmigen Sensor numerisch berechnet, der wie in der Abbildung 2.7 angeordnet ist. Der Verlauf des Geometriefaktors  $G(\xi)$  in Abhängigkeit von dem Durchmesser-zu-Höhe-Verhältnis  $\xi$  des Sensors unterscheidet sich dabei sowohl von der Größenordnung als auch von der Form nur unmerklich von dem in Abbildung 2.8 dargestellten Verlauf. Demnach lassen sich die vorherige Überlegungen bezüglich der in Abbildung 2.8 gezeigten Anordnung auch auf den hier interessanten Fall eines zylinderförmigen Sensors übertragen.

Bei der Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung  $\partial M/\partial T$  und der spezifischen Wärme  $c$  des Sensors handelt es sich um geometrieunabhängige Größen. Ein Vergleich mit dem Ausdruck 2.31 zeigt, dass die Sensitivität für ein konstantes  $\xi$  zu kleinen Flächen hin proportional mit  $A^{-1/2}$  zunimmt. Im Grenzfall sehr flacher Sensorformen ist es nicht nötig  $\xi$  explizit festzuhalten, da der Geometriefaktor für große  $\xi$  nahezu konstant ist. Der Wunsch nach einer großen Detektionsfläche scheint daher auch im Optimalfall sehr flacher Sensorformen mit einer großen Sensitivität unvereinbar zu sein. Beide Forderungen lassen sich jedoch erfüllen, wenn man zu einer mäanderförmigen Geometrie der Detektionsspule übergeht. Dies soll nun anhand eines Gedankenexperimentes gezeigt werden.

Man geht dazu von einer fest vorgegebenen Detektionsfläche  $A$  aus und teilt diese auf  $N$  gleich große zylinderförmige Sensoren auf, die wie in der Abbildung 2.9a ange-

**Abb. 2.9:**

Schematische Skizzen alternativer Sensorgeometrien. Die auf der Detektionsspule liegende Goldfolie im Fall c) und d) wurde der Übersichtlichkeit halber transparent gezeichnet. Das unter d) dargestellte Design wurde im Rahmen dieser Arbeit realisiert.

ordnet seien. Das Durchmesser-zu-Höhe-Verhältnis habe für jeden Sensor den Wert  $\xi$ . Man nehme an, die Sensoren ständen untereinander in gutem thermischen Kontakt, so dass sich die von einem massiven Teilchen deponierte Energie gleichmäßig auf die  $N$  Sensoren verteilt. Das externe Magnetfeld sei homogen im Bereich der Sensoren und stehe senkrecht zur Zeichenebene. Die Sensoren werden von der Leiterschleife eines SQUID-Magnetometers umgeben. Der Einschlag eines massiven Teilchens, bei dem die Energie  $\delta E$  deponiert wird, führt dann zu einem Signal der Größe:

$$\delta\Phi_N = \sum_{i=1}^N \mu_0 G(\xi) \sqrt{\frac{\pi}{A/N} \frac{\partial M}{\partial T} \frac{1}{c} \frac{\delta E}{N}} \propto \sqrt{N} \delta E. \quad (2.32)$$

Die Flussänderung in der Detektionsspule, die die aus  $N$  Sensoren bestehenden Anordnung umgibt, ist demnach um einen Faktor  $N^{1/2}$  größer als die eines einzelnen Sensors, der das gleiche Durchmesser-zu-Höhe-Verhältnis  $\xi$  besitzt und die gleiche Detektionsfläche wie die  $N$  Sensoren zusammen hat. Da der Geometriefaktor im Grenzfall flacher Sensorformen kaum vom Durchmesser-zu-Höhe-Verhältnis  $\xi$  abhängt, gilt diese Proportionalität auch, falls sich beide Sensorgeometrien in  $\xi$  unterscheiden.

Zu berücksichtigen ist, dass der Abstand zwischen den Sensoren groß sein sollte, um ein übermäßiges Einkoppeln des gegenläufigen Fernfeldes der anderen Sensoren in die Leiterschleife zu vermeiden. Ist der Abstand doppelt so groß wie der Sensordurchmesser, so ist Flussänderung um 10 % geringer als in Gleichung 2.32 angegeben.

Abbildung 2.9b zeigt eine Geometrie, die auf streifenförmigen Sensoren beruht. Das externe Magnetfeld steht wiederum senkrecht zu Zeichenebene. Man wählt die Streifenbreite und den Streifenabstand so groß wie den Durchmesser eines Sensors in Teilbild 2.9a. In dieser Konfiguration ist zu erwarten, dass die Steigerung der Sensitivität etwas geringer ausfällt, allerdings lässt sich diese Geometrie im Gegensatz zu unserem vorangehenden Gedankenexperiment technisch leichter realisieren. Die in dem idealisierten Modell theoretisch eingeführte thermische Kopplung zwischen den zylinderförmigen Sensoren, die zu einer gleichmäßigen Verteilung der Energie führt, ist in dieser neuen Geometrie implizit enthalten. Ähnlich wie bei der zuvor diskutierten Anordnung wirkt sich auch hier ein großer Abstand zwischen den Sensoren bzw. Sensorabschnitten vorteilhaft auf die Sensitivität aus. Die Forderung nach einer großen zusammenhängenden Fläche ist damit allerdings unvereinbar.

Abbildung 2.9c zeigt ein Design, welches dieser Anforderung genügt und gleichzeitig zu keiner Reduzierung des Signals bzw. der Sensitivität führt. Unmittelbar über der mäanderförmigen Detektionsspule befindet sich eine dünne Schicht Sensormaterial. Anders als in den beiden zuvor diskutierten Varianten ist die Detektionsspule nicht Teil der Leiterschleife des SQUID-Magnetometers, sondern ist supraleitend mit einer weiteren Spule verbunden, über die magnetischer Fluss in das Magnetometer eingekoppelt werden kann. Bei den ersten beiden Geometrien wurde ein externes Magnetfeld angenommen. Im Gegensatz dazu dient hier der supraleitende Stromkreis, bestehend aus Detektionsspule und Einkoppelspule, selbst zur Erzeugung des benötigten Magnetfeldes. Dazu präpariert man den Aufbau so, dass ein verhältnismäßig großer Strom  $I_0$  im supraleitenden Stromkreis permanent fließt. Der magnetische Fluss in einem vollständig supraleitenden Stromkreis ist eine Erhaltungsgröße. Infolgedessen führt eine Änderung des magnetischen Flusses  $\delta\Phi$  in der Detektionsspule zu einer Stromänderung  $\delta I = -\delta\Phi/(L_D + L_I)$  im supraleitenden Stromkreis aus Detektionsspule und Einkoppelspule. Hierbei steht  $L_D$  bzw.  $L_I$  für die Induktivität der Detektionsspule bzw. der Einkoppelspule. Dadurch wird der magnetische Fluss konstant gehalten. Ist die Gegeninduktivität zwischen Einkoppelspule ( $L_I$ ) und SQUID ( $L_S$ ) durch die Größe  $M_{IS} = k\sqrt{L_I L_S}$  mit der dimensionslosen Kopplungskonstante  $k \lesssim 1$  gegeben<sup>8</sup>, so beträgt die Flussänderung im SQUID-Magnetometer  $\delta\Phi_S = \delta\Phi M_{IS}/(L_D + L_I)$ . Um eine optimale Kopplung zu gewährleisten, ist es daher erforderlich die Induktivität  $L_I$  der Einkoppelspule an die Induktivität  $L_D$  der Detektionsspule anzupassen. Man erhält  $L_D = L_I$ .

Abbildung 2.9d zeigt eine Weiterentwicklung des gerade beschriebenen Designs. Der Unterschied besteht darin, dass die Detektionsspule durch zwei Detektionsspulen

---

<sup>8</sup>In der modernen SQUID-Fabrikation werden die Einkoppelspule und das SQUID mit Dünnschicht-Technologie auf ein Siliziumträgermaterial aufgebracht. Mit dieser Technik ist es möglich die Spule unmittelbar über dem SQUID-Magnetometer zu positionieren, so dass für  $k$  Werte zwischen 0,9 und 1 erreicht werden.

ersetzt wurde. Anders als in dem zuvor beschriebenen Detektordesign, muss der Aufbau allerdings so präpariert werden, dass der Strom  $I_0$  in dem Stromkreis fließt, der von den beiden Detektionsspulen gebildet wird (blau gezeichneter Stromkreis). Wie sich dies experimentell realisieren lässt, wird in Kapitel 3.3 beschrieben. Dieser verhältnismäßig hohe Dauerstrom, der zur Erzeugung des Magnetfeldes nötig ist, fließt nur durch die Leiterbahnen der beiden Detektionsspulen und nicht durch die Einkoppelspule und die Zuleitungen zu dieser. Auf diese Weise können Störsignale aufgrund von Vibrationen vermieden werden. Ferner ist die Schaltung unabhängig vom kritischen Strom der Einkoppelspule, so dass jedes kommerziell erhältliche SQUID verwendet werden kann. Ein weiterer Vorteil liegt in der gradiometrisch wirkenden Geometrie. Hierauf soll in Abschnitt 2.3.4 näher eingegangen werden.

Die Sensorabschnitte zwischen den Windungen der Detektionsspule(n) in den Abbildungen 2.9c und 2.9d werden abwechselnd in Magnetfeldern wechselnder Polarität betrieben. In Abschnitt 2.3.3 wird gezeigt, dass alle Sensorbereiche konstruktiv zum Detektorsignal beitragen, unabhängig davon, ob sie innerhalb der Fläche liegen, die von der Detektionsspule umrandet wird, oder außerhalb. Infolgedessen ist für diese Detektoranordnungen eine besonders große Steigerung der Sensitivität zu erwarten. Wie die in Abbildung 2.9b skizzierte Geometrie, so können auch diese Geometrien mit Mikrofabrikations-Prozessen hergestellt werden. Es ist allerdings zu beachten, dass die in der Realität minimal erzeugbare Strukturbreite der Detektionsspule einen endlichen Wert besitzt, der nicht vernachlässigt werden kann. Das bedeutet, dass sich ein nicht vernachlässigbarer Teil des Sensormaterials auch über der Struktur der Detektionsspule(n) befindet. Der Abschnitt 2.3.3 wird zeigen, dass auch dieser Teil des Sensormaterials konstruktiv zum Signal beiträgt.

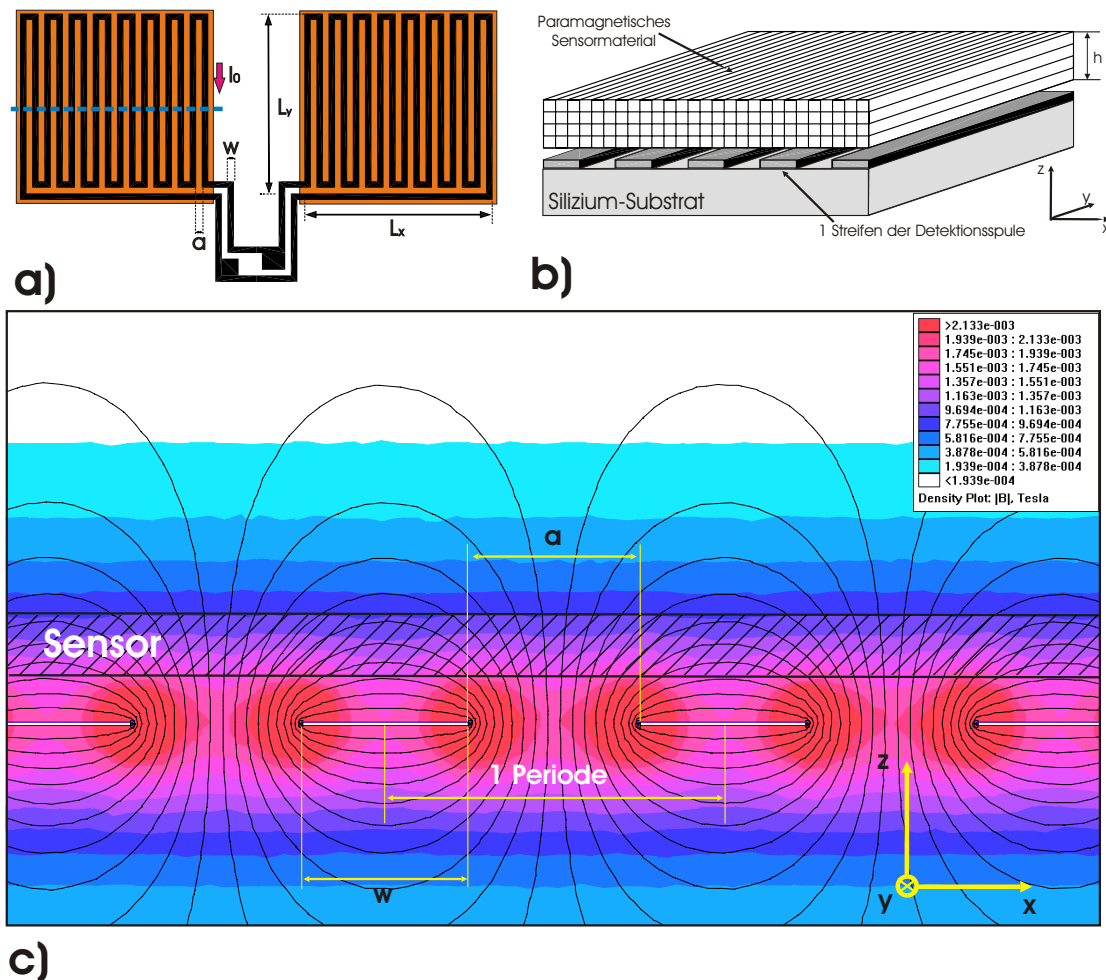
Im Rahmen dieser Arbeit wurde die zuletzt beschriebene Detektoranordnung realisiert. Die folgenden Betrachtungen und Überlegungen werden sich daher auf diese Geometrie beschränken.

### 2.3.2 Magnetfeldverteilung

Die Betrachtungen des Detektorsignals in Abschnitt 2.2.3 waren eher prinzipieller Natur. Insbesondere wurde dabei von der Änderung des gesamten magnetischen Moments  $\delta m$  des Sensors ausgegangen, um von der Geometrie des Sensors unabhängig zu sein. Um eine Vorhersage über die zu erwartende Signalgröße treffen zu können, ist es allerdings unabdingbar die Geometrie des Detektoraufbaus miteinzubeziehen. Grund dafür ist im Wesentlichen die Tatsache, dass die Überlegungen zum Detektorsignal in Abschnitt 2.2.3 davon ausgehen, dass das Magnetfeld im Bereich des Sensors homogen ist, was für die im Experiment realisierte Anordnung jedoch nicht mehr gilt. Zunächst soll daher auf die im Sensormaterial herrschende Magnetfeldver-

teilung näher eingegangen werden.

Die beiden Detektionsspulen bilden zusammen einen geschlossenen Stromkreis. Wie bereits erwähnt wurde, dient dieser Stromkreis nicht nur der Detektion, sondern wird gleichzeitig für die Erzeugung des Magnetfeldes verwendet. Hierzu präpariert man den Aufbau so, dass ein verhältnismäßig großer Strom  $I_0$  in diesem Stromkreis fließt. Wie sich dies experimentell realisieren lässt, wird in Kapitel 3.3 beschrieben. Die Magnetfeldverteilung dieser Anordnung kann nicht analytisch berechnet werden. Aus diesem Grund wurde das Finite-Elemente-Programm FEMM zur Berechnung eingesetzt.



**Abb. 2.10:**

- Schematische Darstellung des im Rahmen dieser Arbeit verwirklichten Detektordesigns.
- Schematische Schnittzeichnung des Detektors für einen vertikalen Schnitt entlang der in a) eingezeichneten blau gestrichelten Linie.
- Numerisch berechnete Magnetfeldverteilung für einen vertikalen Schnitt entlang der in a) eingezeichneten blau gestrichelten Linie.

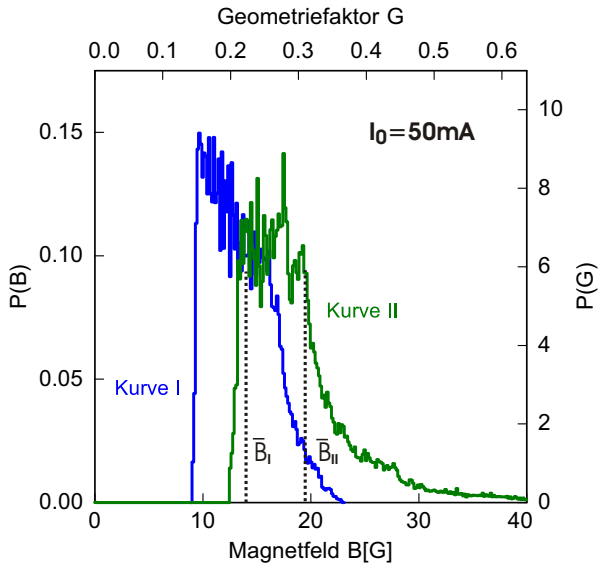
In Abbildung 2.10a ist die in dieser Arbeit verwendete Geometrie des Detektors skizziert. Teilbild 2.10c zeigt die numerisch berechnete Magnetfeldverteilung für einen vertikalen Schnitt entlang der in Teilbild 2.10a eingezeichneten gestrichelten Linie. Dabei kennzeichnen die rot eingefärbten Bereiche hohe Magnetfelder. Für die Berechnung wurde angenommen, dass die Detektionsspule supraleitend ist und sich perfekt diamagnetisch verhält. Die Ausdehnungen  $L_x$  und  $L_y$  der Detektionsspulen in  $x$ - und  $y$ -Richtung sind weitaus größer als die Strukturbreite  $w$  der Niob-Leiterbahnen der Detektionsspulen. Im Experiment betragen die Ausdehnungen in  $x$ - und  $y$ -Richtung 2,6 mm und die Strukturbreite  $w$  hat einen Wert von  $10 \mu\text{m}$ . Daher können die an den Rändern der Detektionsspule auftretenden Effekte vernachlässigt werden. Dies geht bei der Simulation an zwei Stellen ein. Zum einen wird die Detektionsspule, durch den Einsatz periodischer Randbedingungen in  $x$ -Richtung, quasi unendlich oft wiederholt. Dies ist gerechtfertigt wenn man berücksichtigt, dass die Anzahl der Streifen einer Detektionsspule im Experiment etwa 130 beträgt. Zum anderen können mit dem Finite-Elemente-Programm FEMM nur quasi 2-dimensionale Probleme gelöst werden. Vernachlässigt man die Querverbindungen der Detektionsspule im Randbereich, so lässt sich die Detektionsspule auf ein 2-dimensionales Problem abbilden. Der in der  $x$ - $z$ -Ebene gezeichnete Querschnitt wird in der Simulation wie ein in  $y$ -Richtung unendlich ausgedehnter Leiter dieses Querschnitts behandelt. Demnach wird die Detektionsspule in der Simulation durch unendlich viele nebeneinander angeordnete unendlich lange supraleitende Leiter mit rechteckigem Querschnitt angenähert, in denen der Strom abwechselnd in die entgegengesetzte Richtung fließt.

Das Sensormaterial Au:Er mit einer Konzentration von 300 ppm hat in kleinen Magnetfeldern bei einer Temperatur von 25 mK eine relative magnetische Permeabilität von etwa  $\mu_r = 1,078$ . Das Sensormaterial über der Detektionsspule wirkt sich daher nur unmerklich auf die Magnetfeldverteilung aus und wurde deshalb bei der Simulation der Magnetfelder vernachlässigt.

Die Simulation wurde für eine Strukturbreite von  $w = 10 \mu\text{m}$  und einen Streifenabstand von  $a = 10 \mu\text{m}$  durchgeführt. Für den Strom wurde  $I_0 = 50 \text{ mA}$  angenommen. Das Magnetfeld  $B(\mathbf{r})$  an einem beliebigen Ort  $\mathbf{r}$ , das von den Detektionsspulen erzeugt wird, ist proportional zum Strom  $I_0$ .

Zur Bestimmung der Häufigkeitsverteilung, der im Sensorbereich auftretenden Magnetfelder, bestimmt man den Betrag der Magnetfelder für eine möglichst große Anzahl von Punkten aus diesem Bereich. Die Punkte werden dabei homogen über den ganzen Querschnitt des Sensormaterial verteilt. Abbildung 2.11 zeigt die auf diese Weise ermittelbaren Häufigkeitsverteilungen für zwei unterschiedliche Anordnungen. Die Größe  $P(B)\Delta B$  gibt dabei die Häufigkeit an, mit der ein Magnetfeld vom Betrag  $B$  im Intervall  $[B, B + \Delta B]$  auftritt, mit  $\int P(B)dB = 1$ . Auf der rechten Achse und der oberen Achse sind die Größen  $G$  und  $P(G)$  aufgetragen. Auf die Bedeutung dieser





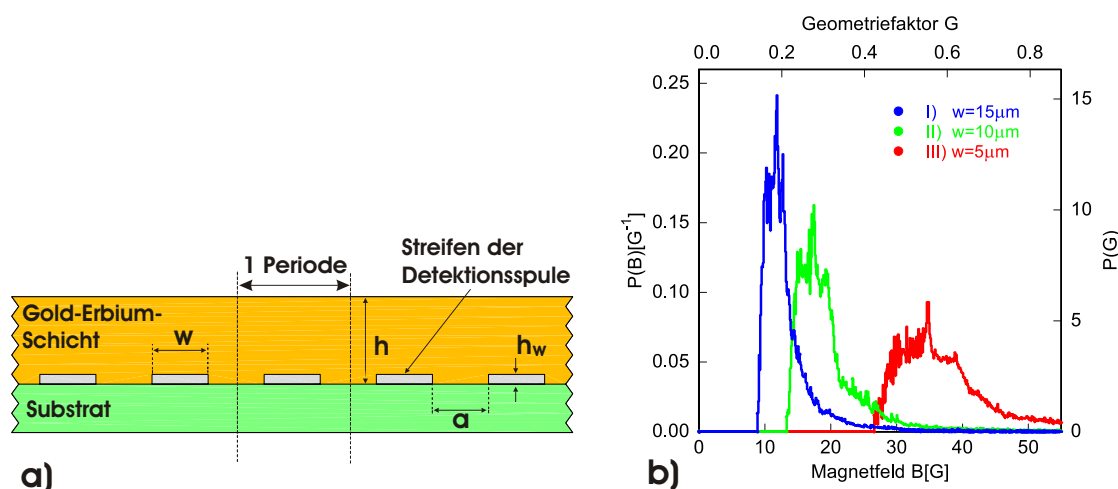
**Abb. 2.11:** Die Kurve I) zeigt die Häufigkeitsverteilung einer  $4,5 \mu\text{m}$  dicken Au:Er-Schicht, die sich in einem Abstand von  $2 \mu\text{m}$  über der Detektionsspule befindet. Kurve II) zeigt die entsprechende Häufigkeitsverteilung für eine unmittelbar auf der Detektionsspule aufgebraute Au:Er-Schicht der selben Dicke. Die Detektionsspule hat in beiden Fällen eine Strukturhöhe von  $h_w = 200 \text{ nm}$ , eine Strukturbreite von  $w = 10 \mu\text{m}$  und einen Streifenabstand von  $a = 10 \mu\text{m}$ .

beiden Größen soll zu einem späteren Zeitpunkt eingegangen werden.

Der Kurvenverlauf I) zeigt die auf diese Weise gewonnene Magnetfeldverteilung für eine  $4,5 \mu\text{m}$  dicke Au:Er-Folie, die sich in einem Abstand von  $2 \mu\text{m}$  über den Streifen der Detektionsspule befindet. Die Strukturbreite ist gleich dem Streifenabstand und hat den Wert  $w = a = 10 \mu\text{m}$ . Kurve II) zeigt die Häufigkeitsverteilung, für eine Anordnung in der dieselbe Au:Er-Folie direkt auf die Detektionsspule aufgebracht ist. Die Kurven I) und II) unterscheiden sich dadurch, dass im Fall II) größere Magnetfelder auftreten. Das liegt daran, dass das Magnetfeld mit größer werdendem Abstand des Sensormaterials zur Detektionsspule abnimmt. Folglich ist das mittlere Magnetfeld  $\bar{B}_{II} = 19,3 \text{ G}$  im Fall der direkt aufgebrauten Au:Er-Schicht größer als  $\bar{B}_I = 13,5 \text{ G}$  im Fall, dass die Sensorschicht einen Abstand von  $2 \mu\text{m}$  von der Detektionsspule hat.

Zwei weitere für die Magnetfeldverteilung relevante Größen sind die Strukturbreite  $w$  und der Streifenabstand  $a$ . Im Rahmen dieser Arbeit wurde davon ausgegangen, dass die Strukturbreite gleich dem Streifenabstand ist. Diese Annahme ist nicht zwingend, der Parameterraum ist jedoch sehr groß, so dass einige Einschränkungen gemacht werden mussten, um die Komplexität des Problems in einem vertretbaren Rahmen zu halten.

Abbildung 2.12b zeigt die Magnetfeldverteilung im Volumenbereich des Sensors für drei unterschiedliche Strukturbreiten  $w = 5 \mu\text{m}$ ,  $w = 10 \mu\text{m}$  und  $w = 15 \mu\text{m}$ . Der Sensor ist dabei, wie in der Abbildung 2.12a gezeigt unmittelbar auf die Detektionsspulen aufgebracht. Für die Strukturbreite  $w = 5 \mu\text{m}$  beträgt die Schichtdicke  $h = 2 \mu\text{m}$  und die Strukturhöhe  $h_w = 100 \text{ nm}$ . Die Maße für die anderen Anordnungen sind so angepasst, dass die Größenverhältnisse beibehalten werden. Durch



**Abb. 2.12:**

- a) Schematische Darstellung des Querschnitts einer Detektionsspule auf die eine  $\text{Au:Er}$ -Schicht direkt aufgebracht ist.
- b) Die Kurve I) zeigt die Häufigkeitsverteilung der auftretenden Magnetfeldbeiträge  $B$  für eine Anordnung, bei der die  $6 \mu\text{m}$  dicke Sensorschicht direkt aufgebracht ist. Die Detektionsspule wird von einem Strom  $I_0 = 50 \text{ mA}$  durchflossen, hat eine Strukturbreite  $w = 15 \mu\text{m}$  und eine Strukturhöhe von  $300 \text{ nm}$ . Die Häufigkeitsverteilungen II) und III) gehören zu Anordnungen, die unter Beibehaltung der Größenverhältnisse bei Variation der Strukturbreite  $w$  entstanden sind.

alle Anordnungen fließt ein Strom von  $50 \text{ mA}$ . Auf die Bedeutung der auf den beiden anderen Achsen aufgetragenen Größen  $G$  und  $P(G)$  wird später eingegangen werden.

Intuitiv ist klar, dass die Form der Magnetfeldverteilung gleich bleibt, wenn beim Strecken einer Anordnung die Proportionen erhalten bleiben. Die dargestellten Häufigkeitsverteilungen lassen sich demnach ineinander überführen. Für den Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Strukturbreite gilt:  $B \propto 1/w$ . Zusammen mit der Tatsache, dass das Magnetfeld proportional zu dem in den Detektionsspulen fließenden Strom  $I_0$  ist, ergibt sich als wesentliches Ergebnis dieses Abschnitts die Beziehung

$$B \propto \frac{I_0}{w}. \quad (2.33)$$

Im Hinblick auf die nächsten beiden Kapitel soll an dieser Stelle die dimensionslose Größe  $G$  anhand des Ausdrucks

$$B(\mathbf{r}_i) = \mu_0 G(\mathbf{r}_i) \frac{I_0}{w}. \quad (2.34)$$

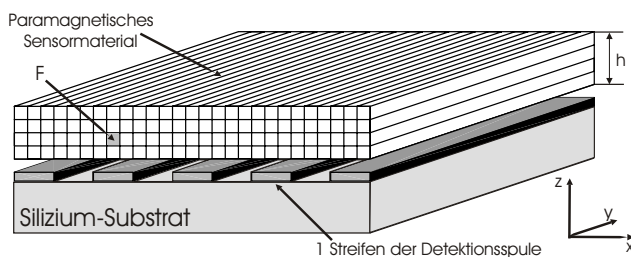
eingeführt werden. Bei bekanntem Strom  $I_0$  und bekannter Strukturbreite  $w$  lässt sich die Größe  $G$  aus dem Magnetfeld  $B$  berechnen. Die genaue Bedeutung dieses Faktors wird sich erst im Rahmen des nächsten Kapitels erschließen. Es wird sich dabei

zeigen, dass  $G$  eng mit dem in Kapitel 2.3.1 eingeführten Geometriefaktor verwandt ist. Daher wird die Größe  $G$  im Folgenden auch als Geometriefaktor bezeichnet.

Gemäß der Beziehung 2.34, lässt sich auch für den Geometriefaktor  $G$  eine Häufigkeitsverteilung angeben. In den Abbildungen 2.11 und 2.12b ist der Geometriefaktor  $G$  auf der oberen Achse aufgetragen während man die zugehörige Häufigkeit  $P(G)$ , mit der dieser Geometriefaktor im Bereich der Sensorschicht auftritt, der rechten Achse entnehmen kann.

### 2.3.3 Berechnung des Detektorsignals

Im folgenden Abschnitt wird das Detektorsignal in einer mäanderförmigen Detektionsspule berechnet. Das von den Detektionsspulen erzeugte Magnetfeld führt zu einer Ausrichtung der magnetischen Momente im Sensormaterial. Im Gegensatz zu den Überlegungen in Kapitel 2.2.3 kann bei der Berechnung des Detektorsignals nicht davon ausgegangen werden, dass das Magnetfeld über das gesamte Sensorvolumen hinweg homogen ist. Zur Berechnung des Detektorsignals teilt man daher das Sensorvolumen  $V_S$ , wie in Abbildung 2.13 angedeutet, in  $N_Q$  (typischerweise 60000) gleich große längliche Quader auf. Für eine sehr kleine Quader-Querschnittsfläche  $F$  kann wegen der Translationssymmetrie des Problems in  $y$ -Richtung angenommen werden, dass das Magnetfeld im Bereich eines jeden Quaders homogen ist. Durch Ausnutzung der Translationssymmetrie wird implizit davon ausgegangen, dass die Randbereiche vernachlässigt werden können.



**Abb. 2.13:** Modell zur Berechnung des Detektorsignals. Das Sensorvolumen wird in eine große Anzahl quaderförmiger Zellen aufgeteilt. Das Magnetfeld ist dann näherungsweise homogen im Bereich eines solchen Quaders.

Die Thermalisierungszeit des Sensormaterials nach der Deposition der Energiemenge  $\delta E$  liegt für die betrachtete Geometrie im Bereich von etwa  $10^{-6}$  s, so dass angenommen werden kann, dass die Thermalisierung instantan erfolgt. Ausgehend von dieser Annahme herrscht zu jeder Zeit an jedem Ort in der Au:Er-Schicht die gleiche Temperatur.

Trifft ein massives Teilchen auf die Au:Er-Schicht, so hat dies einen Energieeintrag  $\delta E$  zur Folge. Dieser Energieeintrag führt zu einer Temperaturerhöhung  $\delta T$  im Sensormaterial. Die daraus resultierende Änderung des magnetischen Moments  $\delta m_i$

des  $i$ -ten Quaders beträgt:

$$\delta m_i = V_i \frac{\partial M(B_i, T)}{\partial T} \frac{\delta E}{C_{\text{ges}}}. \quad (2.35)$$

Bei  $\partial M(B_i, T)/\partial T$  handelt es sich um die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung im Volumenbereich  $V_i$  des  $i$ -ten Quaders. Die Größe  $C_{\text{ges}}$  entspricht der Wärmekapazität der gesamten Au:Er-Schicht und ist durch den Ausdruck

$$C_{\text{ges}} = C_{\text{ph}}(T) + C_e(T) + \sum_{i=1}^{N_Q} V_i c_s(B_i, T) \quad (2.36)$$

gegeben. Die Größen  $C_e(T)$  und  $C_{\text{ph}}(T)$  stehen hierbei für die Wärmekapazitäten der Leitungselektronen bzw. des Systems der Phononen der gesamten Au:Er-Schicht, während es sich bei  $V_i c_s(B_i, T)$  um die Wärmekapazität der magnetischen Momente des  $i$ -ten Quaders handelt. Für den Fall, dass die magnetischen Momente nicht miteinander wechselwirken, ist  $c_s(B_i, T)V_i$  durch den Ausdruck 2.13 gegeben. Die Wärmekapazität der Phononen  $C_{\text{ph}}(T)$  ist vergleichsweise gering und kann deshalb vernachlässigt werden.

Die Änderung des magnetischen Moments  $\delta m_i$  des  $i$ -ten Quaders führt zu einer Flussänderung  $\delta \Phi_i$  in der Detektionsspule. Diese ist proportional zu der Änderung des magnetischen Moments  $\delta m_i$  des  $i$ -ten Quaders. Für die Flussänderung  $\delta \Phi_i$  gilt die Beziehung

$$\delta \Phi_i = \frac{B_i}{I_0} \delta m_i. \quad (2.37)$$

Eine Herleitung dieses Ausdrucks befindet sich im Anhang A.1.

Der vorangegangenen Abschnitt hat sich mit der Magnetfeldverteilung beschäftigt, die von den Detektionsspulen erzeugt wird. Es konnte dabei gezeigt werden, dass der Betrag des an einem beliebigen Ort herrschenden Magnetfeldes invers proportional zur Strukturbreite  $w$  der Detektionsspulen und proportional zu dem durch die Detektionsspulen fließenden Strom  $I_0$  anwächst. In diesem Zusammenhang wurde der Geometriefaktor  $G$  mit Hilfe des Ausdrucks 2.34 eingeführt. Die genaue Bedeutung dieses Faktors erschließt sich, wenn man in den Ausdruck 2.37 für den Betrag des Magnetfeldes  $B_i$  die Beziehung 2.34 einsetzt. In diesem Fall ergibt sich der Ausdruck:

$$\delta \Phi_i = \mu_0 \frac{G(\mathbf{r}_i)}{w} \delta m_i. \quad (2.38)$$

Demnach gibt der Geometriefaktor  $G$  an wie groß die Flussänderung  $\delta \Phi_i$  in der Detektionsspule ist, die von der Änderung des magnetischen Moments  $\delta m_i$  in dieser hervorgerufen wird.

Das Gesamtsignal  $\delta\Phi$  ergibt sich, indem man die Flussänderungen der  $N_Q$  Quader aufsummiert:

$$\delta\Phi = \sum_{i=1}^{N_Q} \delta\Phi_i(\mathbf{r}_i) \quad (2.39)$$

Erwartungsgemäß sollte der Geometriefaktor  $G$  eines Quaders sowohl von dessen Lage relativ zu den Detektionsspulen abhängen, als auch von der Richtung in die die Änderung des magnetischen Moments an diesem Ort zeigt. Bei einer genaueren Betrachtung, des Ausdrucks 2.34 stellt man fest, dass sich diese beiden Abhängigkeiten lediglich in der Ortsabhängigkeit des Magnetfeld-Betrages  $B$  widerspiegeln. Anhand der Ausdrücke 2.15 bis 2.17 für die Magnetisierung macht man sich leicht klar, dass die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung  $\partial M/\partial T$ , die man durch das Ableiten der Beziehung 2.15 nach der Temperatur erhält, ebenfalls nur über den Betrag des Magnetfeldes  $B(\mathbf{r}_i)$  vom Ort abhängt. Die Wärmekapazität  $C_{\text{ges}}$  der Au:Er-Folie ist eindeutig bestimmt, wenn die Wahrscheinlichkeitsverteilung der auftretenden Magnetfeld-Beträge bekannt ist (vgl. hierzu 2.36). Die Ortsabhängigkeit des Detektorsignals  $\delta\Phi_i$  des  $i$ -ten Quaders reduziert sich demnach auf eine Abhängigkeit von dem Betrag  $B_i$  des im Quader herrschenden Magnetfeldes.

Infolgedessen hängt auch das Detektorsignal  $\delta\Phi_i$  eines Quaders nur über den Betrag  $B(\mathbf{r}_i)$  des im Bereich des Quader herrschenden Magnetfeldes vom Ort ab. Die Detektorsignale  $\delta\Phi_k$  und  $\delta\Phi_l$  zweier unterschiedlicher Quader an den Orten  $\mathbf{r}_k$  und  $\mathbf{r}_l$  sind somit immer dann gleich, wenn  $B_k = B_l$  gilt.

Es ist daher möglich, das Detektorsignal mit Hilfe der im Rahmen der Magnetfeldverteilung eingeführten Häufigkeitsverteilung  $P(B)$  der auftretenden Magnetfeld-Beträge zu berechnen.

Die Flussänderung in einer Detektionsspule, die von einem Energieeintrag  $\delta E$  in der sich darüber befindlichen Sensorschicht hervorgerufen wird, lässt sich mit Hilfe des Ausdrucks

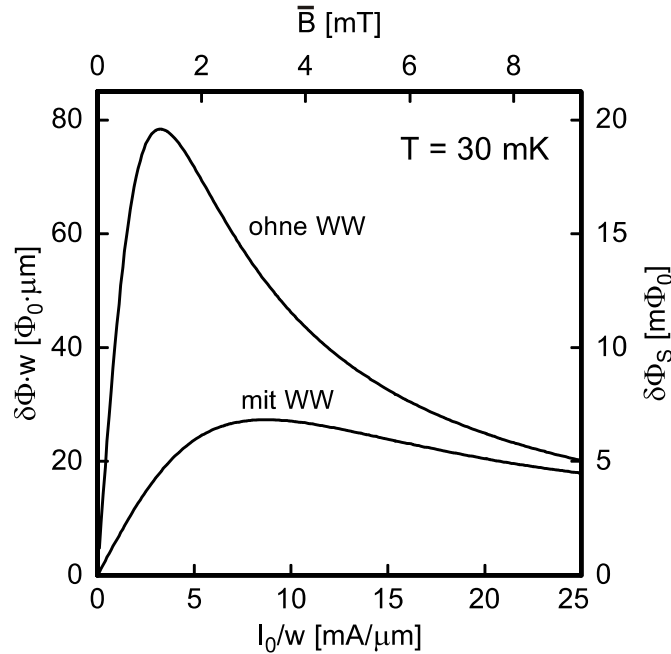
$$\delta\Phi = \int dB P(B) \frac{B}{I_0} V \frac{\partial M(B, T)}{\partial T} \frac{\delta E}{C_{\text{ges}}} \quad (2.40)$$

berechnen.

### Beispiel

In Abbildung 2.14 ist das Produkt aus dem auf diese Weise berechneten Detektorsignal  $\delta\Phi$  in der Detektionsspule und der Strukturbreite  $w$  in Abhängigkeit von dem Verhältnis aus dem in den Detektionsspulen fließenden Strom  $I_0$  und der Strukturbreite  $w$  aufgetragen. Gezeigt ist zum einen der Kurvenverlauf, den man erhält, wenn man die Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momente der Erbium-Ionen

vernachlässigt und zum anderen der Fall, wenn diese Wechselwirkungen bei der Berechnung berücksichtigt werden.



**Abb. 2.14:** Darstellung des Produkts aus der Flussänderung  $\delta\Phi$  in einer Detektionsspule und der Strukturbreite  $w$  in Abhängigkeit von dem Verhältnis aus dem im Detektionsspu­lenkreis fließenden Strom  $I_0$  und dessen Strukturbreite  $w$  für eine  $0,5 \cdot w$  dicke Au:Er-Folie ( $L_x=L_y=2,6 \text{ mm}$ ), die unmittelbar auf die Detektionsspule ( $h_w=200 \text{ nm}$ ) aufgebracht ist. Die Temperatur besitzt den Wert  $T=30 \text{ mK}$  und die Konzentration der Erbiumionen be­trägt  $300 \text{ ppm}$ . Für den Energieeintrag wurden  $5,9 \text{ keV}$  angenommen. Auf der oberen Achse ist das mittlere Magnetfeld  $\bar{B}$  aufgetragen. Die rechte Skala gibt die Flussänderung  $\delta\Phi_S$  im SQUID in Einheiten des elementaren Flussquants  $\Phi_0$  an, wenn von einer Strukturbreite  $w = 10 \mu\text{m}$  ausgegangen wird.

Die Sensorschichten sind dabei  $0,5 \cdot w$  dick,  $2,6 \text{ mm}$  lang und  $2,6 \text{ mm}$  breit und be­finden sich unmittelbar auf den Detektionsspulen ( $h_w=200 \text{ nm}$ ). Für die Erbium­konzentration wurde ein Wert von  $300 \text{ ppm}$  angenommen und die Temperatur des Detektors betrug  $T=30 \text{ mK}$ . Es wurde von einem Energieeintrag von  $5,9 \text{ keV}$  ausge­gangen. Beide Kurven wachsen zunächst linear mit dem Verhältnis  $I_0/w$  - das heißt mit dem mittleren Magnetfeld - an, durchlaufen ein Maximum und streben dann wieder gegen Null. Dabei liegt die Kurve, bei deren Berechnung die Wechselwirkun­gen zwischen den magnetischen Momente berücksichtigt wurden, deutlich unter der, bei der diese vernachlässigt wurden. Zudem ist die Kurve stark verbreitert und das Maximum deutlich weniger ausgeprägt.

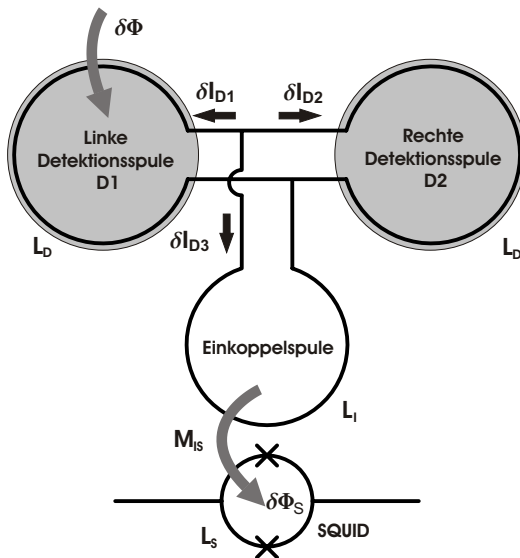
Ordnet man jedem Verhältnis  $I_0/w$  den entsprechenden mittleren Magnetfeldbe-

trag  $\bar{B}$  zu, so ergibt sich die Skala der oberen Achse. Anhand dieser lässt sich der Verlauf der beiden dargestellten Kurven mit dem in Abbildung 2.5 gezeigten Verlauf der Signalgröße für  $T = 30$  mK vergleichen. Dieser wurde für den wechselwirkungsfreien Fall und unter der Annahme eines homogenen Magnetfeldes berechnet. Die dort angestellten Überlegungen lassen sich auf die hier betrachtete Situation einer Magnetfeldverteilung im Sensormaterial übertragen. Im wechselwirkungsfreien Fall entfällt auf das Spinsystem von der gesamten im Sensor deponierten Energie  $\delta E$  der Energieanteil  $\delta E_z = \delta E \cdot C_z / (C_z + C_e)$ , wobei es sich bei den Größen  $C_z$  und  $C_e$  um die Wärmekapazitäten des Spinsystems und der Elektronen handelt. Die Flussänderung  $\delta\Phi$  ist proportional zur Änderung des magnetischen Moments  $\delta m$ . Dabei ist  $\delta m$  durch  $\delta E_z / B$  gegeben. In kleinen Magnetfeldern nimmt das Detektorsignal  $\delta\Phi$  bei konstanter Strukturweite  $w$  proportional zum Magnetfeld zu, da der Anteil der vom Spinsystem aufgenommenen Energie  $\delta E_z$  proportional zur Wärmekapazität  $C_z \propto B^2$  anwächst. Zu größeren Magnetfeldern hin dominiert die Wärmekapazität des Spinsystems die Gesamtwärmekapazität des Kalorimeters, und das Spinsystem nimmt annähernd die gesamte im Detektor deponierte Energie auf. In diesem Fall gilt  $\delta E_z \simeq \delta E$ . Das führt dazu, dass das Detektorsignal zu großen Magnetfeldern hin zunächst invers proportional zum Magnetfeld abfällt,  $\delta\Phi \propto \delta m = \delta E / B$  (siehe dazu Abschnitt 2.2.3). Für sehr große Magnetfelder reduziert sich die Signalgröße weiter. Dies kann auf den exponentiellen Abfall der Wärmekapazität nach dem Durchlaufen der Schottky Anomalie zurückgeführt werden. Im Bereich mittlerer Magnetfelder durchläuft die Kurve ein Maximum. Wie im Zusammenhang mit der Abbildung 2.5 diskutiert wurde, so wird auch hier das Maximum im wechselwirkungsfreien Fall bei demjenigen mittleren Magnetfeld  $\bar{B}$  erreicht, bei dem die Wärmekapazität des Systems der Elektronen gleich der Wärmekapazität des Spinsystems ist,  $C_e(T) = C_z(\bar{B}, T)$ .

Unter Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten (untere Kurve) verschiebt sich das Maximum einerseits zu einem größeren mittleren Magnetfeld  $\bar{B}$  hin und besitzt zum anderen einen etwa 60% geringeren Wert. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Wechselwirkung zu einer zusätzlichen Wärmekapazität führt. Diese ist nahezu unabhängig vom Magnetfeld und verhält sich damit ähnlich wie die Wärmekapazität des Systems der Elektronen. Durch diese zusätzliche Wärmekapazität wird der auf das Spinsystem entfallende Anteil reduziert, was somit zu einer Stauchung der Kurve in  $y$ -Richtung führt. Außerdem muss die Beziehung  $C_e(T) = C_z(\bar{B}, T)$  auf der linken Seite durch die Wärmekapazität ergänzt werden, die auf die Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momenten zurückzuführen ist. Dadurch verschiebt sich das Maximum nach rechts. Die Bedeutung der rechten Achse wird im nächsten Abschnitt erläutert.

### 2.3.4 Flussänderung im SQUID-Magnetometer

Bisher wurde die von einem einschlagenden Teilchen hervorgerufene Flussänderung  $\delta\Phi$  in einer Detektionsspule berechnet. Der Detektions-Stromkreis besteht, wie in der Abbildung 2.9d gezeigt, aus zwei Detektionsspulen, die supraleitend miteinander verbunden sind. Parallel zu diesen beiden Detektionsspulen ist eine weitere Spule angeordnet, die ebenfalls supraleitend mit diesen verbunden ist. Mit Hilfe dieser sogenannten Einkoppelspule wird eine magnetische Flussänderung  $\delta\Phi_S \propto \delta\Phi$  in das SQUID eingekoppelt. Um eine optimale Kopplung zu gewährleisten ist es erforderlich die Induktivitäten aneinander anzupassen. Im Folgenden soll dieser Aspekt näher untersucht werden. Dazu betrachtet man die in Abbildung 2.15 gezeigte stark vereinfachte schematische Darstellung der hierfür relevanten Stromkreise.



**Abb. 2.15:** Stark abstrahierte schematische Darstellung der Stromkreise. Die Flussänderung  $\delta\Phi$  in einer der Detektionsspulen führt zu einer Flussänderung  $\delta\Phi_S$  im SQUID.

Die beiden Detektionsspulen sind spiegelsymmetrisch aufgebaut und besitzen beide die Induktivität  $L_D$ . Die Größen  $L_I$  und  $L_S$  stehen für die Induktivitäten der Einkoppelspule und des SQUID-Magnetometers.

Über jeder der beiden Detektionsspulen befindet sich jeweils eine als Sensor funktionierende Au:Er-Schicht. Der Einschlag eines hochenergetischen Teilchens bzw. die Absorption eines Röntgenquants führt zu einer Änderung der Magnetisierung in der paramagnetischen Schicht, in der die Energie deponiert wird. Dies wiederum führt zu einer Flussänderung in der sich unter der Au:Er-Schicht befindlichen Detektionsspule. Ausgehend von der Erhaltung des magnetischen Flusses für jeden vollkommen supraleitenden geschlossenen Stromkreis und der Kirchhoffschen Knotenregel erhält man für ein Teilchen, das zum Beispiel in die linke Au:Er-Schicht einschlägt das



folgende überbestimmte Gleichungssystem:

$$\begin{aligned}
1) \quad & \delta I_{D1} + \delta I_{D2} + \delta I_I = 0 \\
2) \quad & -\delta\Phi + L_D \delta I_{D1} - L_D \delta I_{D2} = 0 \\
3) \quad & -\delta\Phi + L_D \delta I_{D1} - L_I \delta I_I = 0 \\
4) \quad & L_D \delta I_{D2} - L_I \delta I_I = 0
\end{aligned} \tag{2.41}$$

Die Größen  $\delta I_{D1}$ ,  $\delta I_{D2}$  und  $\delta I_I$  stehen für die Ströme, die in den Detektionsspulen D1 und D2 und dem Einkoppelstromkreis fließen müssen, um den Fluss in allen supraleitenden Stromkreisen gleichzeitig konstant zu halten. Das überbestimmte Gleichungssystem besitzt eine eindeutige Lösung für diese Ströme. Für  $\delta I_I$  ergibt sich:

$$\delta I_I = \frac{\delta\Phi}{L_D + 2L_I}. \tag{2.42}$$

Änderungen der Magnetisierung in der Au:Er-Schicht über der linken Detektionsspule führen genaugenommen auch zu Flussänderungen im Bereich der rechten Detektionsspule und umgekehrt. Die Flussbilanzen in 2.41 gelten streng genommen nur dann, wenn alle Flussänderungen berücksichtigt werden. Die beiden 'Detektionsspulen-Flügel' haben wie in Abbildung 2.10a angedeutet einen vergleichsweise großen Abstand voneinander. Ferner ist die Fläche des 'Verbindungsstückes' zwischen den beiden Detektionsspulen sehr schmal und vergleichsweise gering. Wählt man die Fläche der Au:Er-Schichten genau so groß wie die Detektionsspulen (vgl. Abbildung 2.10a), so kann man davon ausgehen, dass der Einschlag eines massiven Teilchens z.B. in die linke Au:Er-Schicht nur zu einer vernachlässigbaren Flussänderung im Bereich der rechten Detektionsspule führt. In dieser Näherung beschränkt sich die Flussänderung  $\delta\Phi$  also auf den Bereich des unter der Sensorschicht liegenden Detektionsspulen-Flügels, in den das Teilchen einschlägt.

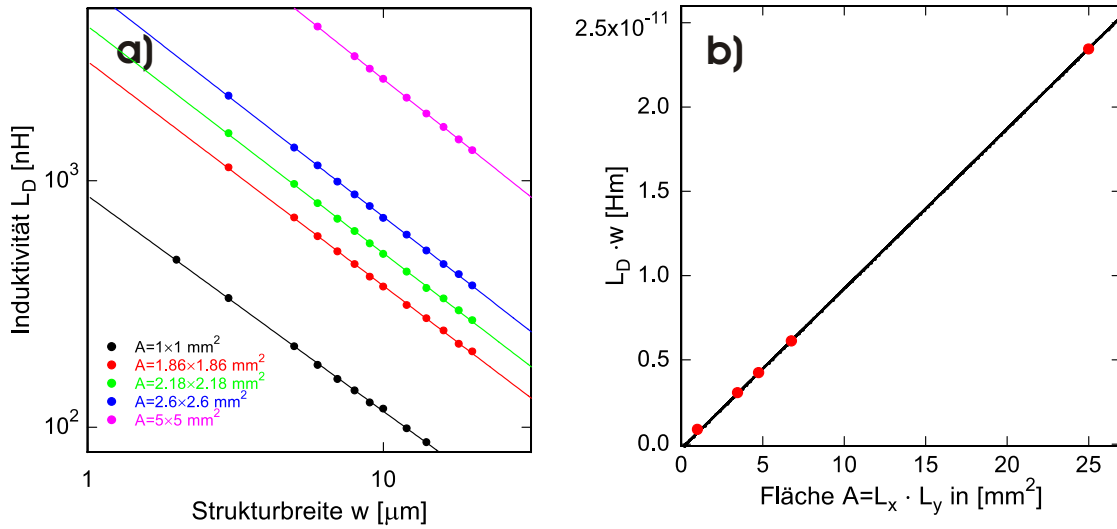
Für die im Experiment tatsächlich gemessene Flussänderung  $\delta\Phi_S$  im SQUID ergibt sich mit Hilfe der Gegeninduktivität  $M_{IS} = k\sqrt{L_I L_S}$  zwischen der Einkoppelspule und dem SQUID-Magnetometer der Ausdruck:

$$\delta\Phi_S = M_{IS} \delta I_I = \frac{k\sqrt{L_I L_S}}{L_D + 2L_I} \delta\Phi, \tag{2.43}$$

mit dem dimensionslosen Faktor  $k$ , dessen Wert typischerweise zwischen 0,9 und 1 liegt.

Die Induktivität  $L_D$  der mäanderförmigen Detektionsspule lässt sich nicht analytisch berechnen. Daher wurde das Finite-Elemente-Programm FastHenry<sup>9</sup> zur Berechnung der Induktivität  $L_D$  eingesetzt.

<sup>9</sup>Finite-Elemente-Programm zur Berechnung der Eigen- und Gegeninduktivitäten zwischen Leitern komplexer dreidimensionaler Geometrie (Version 0951) von Enrico Di Lorenzo, <http://www.fastfieldsolvers.com>.

**Abb. 2.16:**

- a) Numerisch berechnete Induktivitätswerte als Funktion der Strukturbreite  $w$  für den Fall, dass der Streifenabstand  $a$  und die Strukturbreite  $w$  den gleichen Wert haben. In der Simulation wurde berücksichtigt, dass die Detektionsspule supraleitend ist.
- b) Gezeigt ist das Produkt  $L_D \cdot w$  in Abhängigkeit von der Fläche  $A = L_x \cdot L_y$ . Das Produkt lässt sich dabei aus den in a) gezeigten Geraden ermitteln.

Für die Induktivität  $L_D$  einer Detektionsspule mit der Detektionsfläche  $A = L_x \cdot L_y$  und der Strukturbreite  $w$  (vgl. Abbildung 2.10a) ergibt sich durch eine Anpassung an die numerisch berechneten Werte der Ausdruck<sup>10</sup>:

$$L_D = 0,76\mu_0 \frac{A}{w} \quad (2.44)$$

Bei diesen Berechnungen wurde davon ausgegangen, dass die Strukturbreite  $w$  dem Streifenabstand  $a$  entspricht.

Die Abbildung 2.16a zeigt die numerisch berechneten Induktivitätswerte (Punkte) einer Detektionsspule in Abhängigkeit von deren Strukturbreite  $w$  für verschiedene Detektionsflächen  $A$  in doppeltlogarithmischer Auftragung. Wie im Folgenden gezeigt werden soll, lässt sich der Ausdruck 2.44 ableiten, indem man für jede Detektionsfläche eine Gerade durch die entsprechenden Punkte legt. Bei einer optimalen Anpassung haben die Geraden in dieser doppeltlogarithmischen Auftragung eine Steigung von ungefähr  $-1$ . Das heißt die Induktivität ist invers proportional zur Strukturbreite  $w$ . In der Abbildung 2.16 ist das Produkt  $L_D \cdot w$  aus der Induktivi-

<sup>10</sup>Den Ausdruck erhält man aus einer Anpassung an die numerisch berechneten Induktivitätswerte. Für Detektionsflächen unterhalb von  $2,5 \text{ mm}^2$  werden die numerisch berechneten Induktivitätswerte besser durch Ausdruck  $L_D = 0,70\mu_0 \frac{A}{w}$  beschrieben.

tät  $L_D$  und der Strukturbreite  $w$  gegen die Detektionsfläche aufgetragen. Die Werte (Punkte) können aus den in Abbildung 2.16a gezeigten Geraden ermittelt werden. Durch die Werte lässt sich eine Gerade mit der Steigung  $0,76\mu_0$  legen, wobei  $\mu_0$  die magnetische Permeabilität des Vakuums ist. Demnach ist die Induktivität proportional zur Detektionsfläche  $A$ . Die Abweichungen der numerisch berechneten Werte von  $L_D \cdot w$  und damit auch von der Induktivität  $L_D$  liegen für Detektionsflächen mit einem Wert oberhalb von  $5 \text{ mm}^2$  bei weniger als 3%. Für Detektionsspulen, die eine kleinere Detektionsfläche haben, nehmen die Abweichungen mit kleiner werdender Fläche zu. Der Grund dafür ist, dass die Randeffekte mit abnehmender Detektionsfläche zunehmend an Bedeutung gewinnen. Bereits bei einer Fläche von  $1,5 \text{ mm}^2$  betragen die Abweichungen etwa 10%.

Abschließend soll noch auf die gradiometrische Wirkung der Detektoranordnung eingegangen werden. Die beiden in der Abbildung 2.15 stark vereinfacht dargestellten Detektionsspulen sind im Experiment auf einem Substrat mikrostrukturiert. Temperaturfluktuationen in diesem Substrat führen zu Temperaturschwankungen in den Sensorschichten und verursachen damit ein zusätzliches Rauschen. Geht man von einem völlig spiegelsymmetrischen Aufbau der Detektionsspulen und der darauf aufgetragenen Sensorschichten aus, so führen Temperaturschwankungen, die das ganze Substrat betreffen zu gleich großen Temperaturänderungen in den beiden Sensorschichten. Da die daraus resultierenden Flussänderungen im Bereich der beiden Detektionsspulen ebenfalls gleich sind, gilt dies auch für die beiden Ströme, die die Konstanthaltung des magnetischen Flusses gewährleisten. Beide Ströme fließen entweder im oder gegen den Uhrzeigersinn, aber stets in die gleiche Richtung. Berücksichtigt man nun die Kirchhoffsche Knotenregel, so macht man sich leicht klar, dass im Zweig der Einkoppelspule kein Strom fließt. Dadurch lässt sich dieser Rauschbeitrag stark reduzieren.

### 2.3.5 Abschließende Diskussion

Im Folgenden werden die Ergebnisse der vorangegangenen Abschnitte zusammengefasst und diskutiert.

Der Verlauf der beiden Kurven in Abbildung 2.14 macht deutlich, dass das Signal  $\delta\Phi$  in den Detektionsspulen invers proportional zur Strukturbreite  $w$  ansteigt, sofern die Magnetfeldverteilung gleich bleibt. Überträgt man die Forderung nach einer konstanten Magnetfeldverteilung auf den, in den Detektionsspulen fließenden Dauerstrom  $I_0$ , so bedeutet dies, dass der Strom bei der Variation der Strukturbreite so mitverändert werden muss, dass das Verhältnis  $I_0/w$  konstant bleibt. Nimmt man an, dass die Detektionsfläche durch die Anwendung fest vorgegeben ist, so kann man wegen des Ausdrucks 2.44 davon ausgehen, dass das Signal  $\delta\Phi$  proportional zur Induktivität  $L_D$

der Detektionsspulen ist. Setzt man daher im Ausdruck 2.43  $\delta\Phi = \text{Konstante} \cdot L_D$  an, so ergibt eine Extremwertbetrachtung, dass das Signal  $\delta\Phi_S$  im SQUID ein Maximum annimmt, wenn die Induktivität  $L_I$  der Einkoppelspule gerade halb so groß ist wie die Induktivität  $L_D$  der Detektionsspulen. Passt man die Induktivitäten dementsprechend an, so ist die Flussänderung  $\delta\Phi_S$  im SQUID proportional zu  $\sqrt{L_D L_S}$  und damit zu  $\sqrt{L_S/w}$ . Bei vorgegebener Fläche sollte es also das Ziel sein, die Strukturbreite  $w$  zu minimieren. Das setzt implizit voraus, dass ein SQUID verwendet wird, dessen Einkoppelinduktivität  $L_I$  entsprechend groß ist. Gleichzeitig sollte die Induktivität  $L_S$  dieses SQUIDs möglichst groß sein.

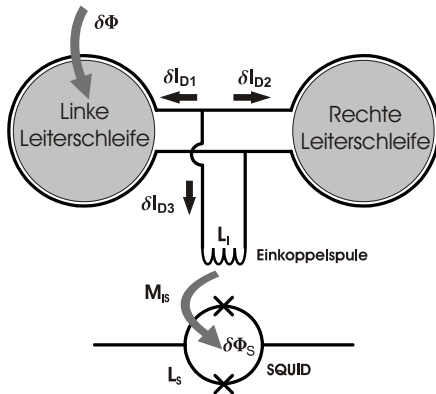
Die Verwendung einer doppelt so großen Detektionsfläche führt bei gleichbleibender Dicke der Sensorschicht und Strukturbreite  $w$  (=Streifenabstand  $a$ ) zu einer Verdopplung der Gesamtwärmekapazität  $C_{\text{ges}}$  der Sensorschicht. Entsprechend des Ausdrucks 2.35 ergibt sich damit für jeden Quader eine nur halb so große Änderung des magnetischen Moments. Dies hebt sich bei der Berechnung der Flussänderung im Detektionsspulen-Stromkreis gemäß des Ausdrucks 2.39 bzw. 2.40 gerade wieder heraus, da zwar der Beitrag eines jeden Quaders nur halb so groß ist nun allerdings auch doppelt so viele Quader beitragen. Das bedeutet, dass das Detektorsignal  $\delta\Phi$  in den Detektionsspulen von der Detektionsfläche unabhängig ist. Gleichzeitig nimmt aber die Induktivität der Detektionsspulen proportional mit der Fläche zu. Ein Vergleich mit der Beziehung 2.43 macht deutlich, dass die Flussänderung  $\delta\Phi_S$  im SQUID bei einer Vergrößerung der Detektionsfläche  $A$  proportional zu  $1/\sqrt{A}$  abnimmt, wenn man davon ausgeht, dass die Induktivität der Einkoppelspule optimal an die Induktivität der Detektionsspulen angepasst ist.

Im Folgenden soll die mäanderförmige Detektorgeometrie mit der in Abbildung 2.17 gezeigten Anordnung verglichen werden.

In Abschnitt 2.3.3 wurde das Detektorsignal  $\delta\Phi_S$  im SQUID explizit für eine mäanderförmige Detektorgeometrie berechnet (vgl. Abbildung 2.14). Die Sensorschichten waren dabei  $5\ \mu\text{m}$  dick,  $2,6\ \text{mm}$  lang und  $2,6\ \text{mm}$  breit und befanden sich unmittelbar auf den mäanderförmigen Detektionsspulen. Die Erbium-Konzentration in der Au:Er-Legierung lag bei 300 ppm, für die Temperatur wurde  $T=30\ \text{mK}$  angenommen und die Strukturbreite  $w$  betrug  $10\ \mu\text{m}$ . Es wurde von einem Energieeintrag von  $5,9\ \text{keV}$  ausgegangen. Ein Vergleich mit der Abbildung 2.14 zeigt, dass die maximal erreichbare Signalamplitude  $\delta\Phi_S$  im SQUID bei einem mittleren Magnetfeld  $\bar{B}$  von etwa  $3,0\ \text{mT}$  erreicht wird und einen Wert von etwa  $6,7\ \text{m}\Phi_0$  hat. Diese Angabe bezieht sich auf den Fall, in dem die Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momente der Erbiumionen berücksichtigt wurden.

Der in Abbildung 2.17 gezeigte Aufbau ergibt sich, indem man die beiden mäanderförmigen Detektionsspulen des zuvor beschriebenen Detektoraufbaus durch zwei kreisförmige Detektionsschleifen ersetzt. Jede dieser Leiterschleifen ist mit einem zy-

linderförmigen Sensor bestückt.



**Abb. 2.17:** Schematische Darstellung der zum Vergleich herangezogenen Anordnung. Die Detektionsfläche und Dicke der Sensoren sowie die Strukturbreite der Leiterschleife wurden genauso groß gewählt wie in der Anordnung, der die Berechnung des Detektorsignals in Abbildung 2.14 zugrunde liegt.

Anders als im Fall der mäanderförmigen Detektorgeometrie wird das Magnetfeld nicht von den Detektionsspulen bzw. den Leiterschleifen selbst erzeugt, sondern durch eine externe Feldspule und ist im Bereich der Sensorschichten homogen. Um die Signalgrößen der beiden Anordnungen besser miteinander vergleichen zu können, werden die Detektionsfläche der Sensoren und deren Dicke sowie die Strukturbreiten  $w$  beider Anordnungen gleich groß gewählt. Da sich der prinzipielle Aufbau der beiden Anordnungen nicht unterscheidet, lässt sich der Ausdruck 2.43 zur Berechnung des Signals für die in 2.17 gezeigte Anordnung verwenden, wenn man die Induktivität  $L_D$  einer mäanderförmigen Detektionsspule entsprechend durch die Induktivität einer kreisförmigen Leiterschleife ersetzt. Ausgehend von einer Strukturbreite von  $10 \mu\text{m}$  ergibt sich für die Induktivität einer Leiterschleife ein Wert von etwa  $15 \text{ nH}$ <sup>11</sup>. Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, dass die Induktivität der Einkoppelspule im Fall des mäanderförmigen Detektordesigns etwa halb so groß sein sollte wie die Induktivität einer Detektionsspule, um das Detektorsignal im SQUID zu maximieren. Diese Überlegungen lassen sich auf die in 2.17 gezeigte Anordnung entsprechend übertragen. Abschnitt 2.2.3 hat gezeigt, dass die Änderung des magnetischen Flusses maximal wird, wenn die Wärmekapazität des Elektronensystems gleich der Wärmekapazität des Spinsystems ist. Diese Bedingung ist bei einer Arbeitstemperatur von  $30 \text{ mK}$  erfüllt, wenn das homogene Magnetfeld, welches die Probe durchsetzt, einen Wert von  $1,2 \text{ mT}$  hat (vgl. dazu Abbildung 2.5). Ist die Induktivität der Einkoppelspule optimal an die Induktivität der Detektionsspule angepasst und erzeugt die Feldspule ein Magnetfeld von  $1,2 \text{ mT}$ , so ergibt sich für das von einem Röntgenquant der Energie  $5,9 \text{ keV}$  im SQUID hervorgerufene Detektorsignal  $\delta\Phi_S$  ein Wert von  $3,0 \text{ m}\Phi_0$ . Dieser Wert kann der rechten Achse der Abbildung 2.5 entnommen werden, auf der die Flussänderung  $\delta\Phi_S$  im SQUID für die hier betrachtete Anordnung aufgetragen

<sup>11</sup>Die Induktivität einer Leiterschleife mit einer Windung lässt sich anhand des Ausdrucks  $L = \mu_0 R \ln(2R/d)$  berechnen, wobei  $R$  der Radius der Leiterschleife ist und  $d$  für den Durchmesser des verwendeten Leiters steht. Diese Beziehung gilt nur für  $d \ll 2R$ .

ist. Diese Überlegungen gelten strenggenommen nur, wenn man die Wechselwirkungen der magnetischen Momente der paramagnetischen Erbium-Ionen untereinander vernachlässigt. Aus [Sc00] (Abbildung 3.13, Seite 29) kann man entnehmen, dass das maximal erreichbare Detektorsignal bei einer Erbium-Konzentration von 300 ppm und einer Temperatur von 30 mK etwa um 50% kleiner ist, wenn man die Wechselwirkungen der magnetischen Momente untereinander berücksichtigt. Demnach ergibt sich für die Flussänderung im SQUID ein Wert von etwa  $1,5 m\Phi_0$ . Dieser Wert ist etwa 4,5-mal kleiner als der Wert, den man für die mäanderförmige Detektorgeometrie erhält.

Zur Herleitung des Ausdrucks 2.43 wurde die Induktivität der Leitungen zwischen der Einkoppelspule und den Detektionsspulen vernachlässigt. Bei der Berechnung des Detektorsignals  $\delta\Phi_S$  im SQUID für die mäanderförmige Geometrie ist dieser Ansatz gerechtfertigt, da die Einkoppelspule und die Detektionsspulen eine viel größere Induktivität besitzen als die Zuleitungen. Dies gilt allerdings für die Anordnung aus Abbildung 2.17 nicht mehr. Die Zuleitungen führen zu einer 'parasitären' Induktivität, die zu einer Reduzierung des Signals führt. Geht man von dem obigen Beispiel aus, so hatten die Leiterschleifen jeweils eine Induktivität von etwa 15 nH. Für zwei 3 mm lange parallele Zuleitungsdrähte mit einem Durchmesser von  $25 \mu\text{m}$ , die einem Abstand von 0,25 mm zueinander haben, ergibt sich eine Induktivität von  $3,6 \text{ nH}^{12}$ . Bereits für diese beiden Drähte reduziert sich die Signalgröße um 20%.

Die Tatsache, dass diese 'parasitäre' Induktivität im Fall der mäanderförmigen Detektorgeometrie vernachlässigt werden kann, erlaubt es, die Zuleitungen zu verlängern, ohne dabei nennenswerte Einbußen im Signal erwarten zu müssen. Vorallem dann, wenn man zu vielen feldartig neben- und untereinander angeordneten Detektoren übergehen möchte, könnte sich dieser Aspekt als sehr hilfreich erweisen, wenn man bedenkt, dass ein SQUID für sich genommen eine Heizquelle darstellt und möglichst weit vom eigentlichen Detektor entfernt sein sollte. Neben der Tatsache, dass durch eine solche Anordnung vermieden werden kann, dass die mit größer werdender Fläche zwangsläufig ansteigende Rate nicht mehr zeitlich aufgelöst werden kann, hätte eine solche Anordnung zudem den Vorteil, dass der Detektor neben der Energieauflösung auch eine Ortsauflösung besitzen würde.

Ein weiterer Vorteil der mäanderförmigen Geometrie liegt darin, dass das von den Detektionsspulen erzeugte Magnetfeld bezogen auf die nähere Umgebung des Detektors sehr lokalisiert ist und mit größer werdendem Abstand schnell abfällt. Das gleiche gilt auch für das Fernfeld, das durch die Magnetisierungsänderung im Bereich des Sensors in Folge eines Energieeintrags  $\delta E$  hervorgerufen wird. Hat man sich für ein

---

<sup>12</sup> Die Induktivität zweier sich in einem Abstand  $d$  befindlicher Drähte, die eine Länge  $l$  und einen Durchmesser  $R$  haben, lässt sich wenn  $l \gg d$  ist mit der Beziehung  $L = \frac{\mu_0 l}{\pi} \ln \left( \frac{d}{R} + \frac{1}{4} - \frac{d}{l} \right)$  berechnen.

ganzes Feld neben- und untereinander angeordneter einzelner Detektoren entschieden, so lässt sich durch die Verwendung einer mäanderförmigen Detektorgeometrie das Übersprechen sehr gering halten.

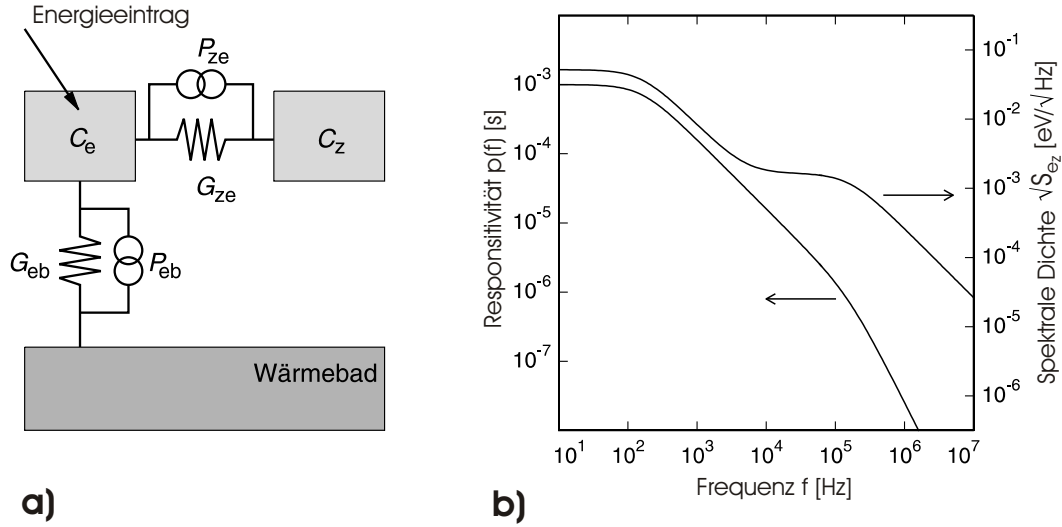
## 2.4 Energieauflösung magnetischer Kalorimeter

Die bisherigen Überlegungen haben gezeigt, dass sich die thermodynamischen Eigenschaften eines magnetischen Kalorimeters theoretisch beschreiben lassen. Über die Energieauflösung magnetischer Kalorimeter wurde bisher jedoch noch keine Aussage getroffen. Grundsätzlich existieren für ein magnetisches Kalorimeter drei Quellen des Rauschen, die die Energieauflösung auf fundamentale Weise limitieren könnten, da sie eng mit dem Detektionsprinzip verknüpft sind. Diese sind das magnetische Johnson-Rauschen der Leitungselektronen des Sensormaterials, das intrinsische Flussrauschen des SQUIDs (vgl. Kapitel 3.2.3) und thermodynamische Energiefluktuationen zwischen den Subsystemen des Kalorimeters und dem Wärmereservoir.

### 2.4.1 Thermodynamische Energiefluktuationen

Im Folgenden soll zunächst der Einfluss der thermodynamischen Energiefluktuationen auf die Energieauflösung eines magnetischen Kalorimeters diskutiert werden. Dazu bietet sich das in Abbildung 2.18a gezeigte Modell eines vollständig thermalisierten Kalorimeters an. Dieses ist in zwei diskrete thermodynamische Subsysteme unterteilt. Das linke System beschreibt die Leitungselektronen des Sensors und hat eine Wärmekapazität  $C_e$ , während das rechte System dem Zeeman-System der magnetischen Momente Rechnung trägt und eine Wärmekapazität  $C_z$  besitzt. Um die Ausdrücke möglichst einfach zu halten, soll der Beitrag der Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momenten zur Wärmekapazität vernachlässigt werden. Ferner soll angenommen werden, dass das Elektronensystem nach der Deposition einer Energiemenge  $\delta E$  instantan thermalisiert und dass sich der Energieinhalt  $\delta E_z$  beliebig schnell und mit beliebiger Genauigkeit<sup>13</sup> bestimmen lässt. Das System der Elektronen ist sowohl mit dem Zeeman-System als auch mit dem Wärmebad thermisch verbunden. Dabei seien  $G_{ze}$  und  $G_{eb}$  die Wärmeleitfähigkeiten der entsprechenden Kopplungen zwischen dem Elektronen-System und dem Zeeman-System bzw. dem Elektronen-System und dem Wärmereservoir. Anhand des in Abbildung 2.18a gezeigten Ersatzschaltbildes lassen sich zwei gekoppelte Differenzialgleichungen aufstellen,

<sup>13</sup>Dabei sei angemerkt, dass die Annahme einer beliebig schnellen Energiemessung das Modell unrealistisch macht. Mit einem magnetischen Kalorimeter misst man über den magnetischen Fluss sehr präzise das magnetische Moment  $m$  des paramagnetischen Sensors. Dieses ist über  $E = -m \cdot B$  mit dem Energieinhalt des Kalorimeters verknüpft. Das heißt, die besonders genaue Energiemessung ist nicht apriori unrealistisch.



**Abb. 2.18:** (a) Modell eines magnetischen Kalorimeters mit zwei Subsystemen. (b) Spektrum der Responsivität  $|\tilde{p}(f)|$  (linke Achse) und spektrale Dichte des Rauschens  $\sqrt{S_{Ez}(f)}$  (rechte Achse) für ein magnetisches Kalorimeter mit  $T = 50$  mK,  $C_z = C_e = 1$  pJ/K,  $\tau_0 = 1$   $\mu$ s und  $\tau_1 = 1$  ms

die das System beschreiben. Die thermodynamischen Energiefluktuationen haben dabei ihren Ursprung in den Kopplungen  $G_{ze}$  und  $G_{eb}$ . Durch die Lösung dieser Differenzialgleichungen lässt sich die spektrale Dichte  $S_{Ez}$  der thermodynamischen Energiefluktuationen des Zeemann-Systems bestimmen:

$$S_{Ez}(f) = k_B C_z T^2 \left( \alpha_0 \frac{4\tau_0}{1 + (2\pi\tau_0 f)^2} + \alpha_1 \frac{4\tau_1}{1 + (2\pi\tau_1 f)^2} \right). \quad (2.45)$$

Bei den verwendeten dimensionslosen Größen  $\alpha_0$  und  $\alpha_1$  handelt es sich um lange und unhandliche Ausdrücke mit den Parametern  $C_e$ ,  $C_z$ ,  $\tau_0$  und  $\tau_1$ . Dabei entspricht  $\tau_0$  der Anstiegszeit und  $\tau_1$  der Abklingzeit des Signals nach dem Einschlag eines hochenergetischen Teilchens oder eines Röntgenquants. Ist die Zeitkonstante  $\tau_0$  sehr viel kleiner als  $\tau_1$ , und sind die Wärmekapazitäten  $C_e$  und  $C_z$  etwa gleich groß, so kann man  $\alpha_0 \simeq 1 - \beta$  und  $\alpha_1 \simeq \beta$  setzen, mit

$$\beta = \frac{C_z}{C_e + C_z}. \quad (2.46)$$

Der Parameter  $\beta$  gibt den relativen Anteil der Wärmekapazität des Zeeman-Systems an der Gesamtwärmekapazität an. Das Spektrum der Energiefluktuationen  $\sqrt{S_{Ez}}$  setzt sich aus zwei stufenförmigen Anteilen zusammen, deren Plateaus durch die Werte  $\sqrt{4k_B C_z T^2 \tau_1 \beta}$  für die niederfrequente Stufe und  $\sqrt{4k_B C_z T^2 \tau_0 (1 - \beta)}$  für die hochfrequente Stufe gegeben sind. Die Abbildung 2.18b zeigt die spektrale Dichte  $\sqrt{S_{Ez}}$  des Rauschens in Abhängigkeit von der Frequenz  $f$ . Ausgangspunkt der Berechnung war ein Detektor, der bei einer Temperatur von 50 mK betrieben wird und



die Wärmekapazitäten  $C_z = C_e = 1 \text{ pJ/K}$  besitzt. Für die Zeitkonstanten wurden die Werte  $\tau_0 = 1 \mu\text{s}$  und  $\tau_1 = 1 \text{ ms}$  gewählt.

Durch die Lösung der Differenzialgleichungen lässt sich ferner die Punktantwortfunktion  $|p(t)|$  des Systems beziehungsweise deren Fourier-Transformierte  $|\tilde{p}(f)|$  bestimmen. Die Fourier-Transformierte der Punktantwortfunktion  $|\tilde{p}(f)|$  wird auch als Responsivität bezeichnet und hat die folgende anschauliche Bedeutung: Führt man dem Elektronensystem eine sinusförmig modulierte Leistung mit der Frequenz  $f$  und einer Amplitude  $P_0$  zu, so wird die Energie des Zeemann-Systems sinusförmig mit der Amplitude  $E_z$  variieren. Das Verhältnis der beiden Größen ergibt die Responsivität  $|\tilde{p}(f)| = E_z/P_0$ . Die Berechnung der Responsivität  $|\tilde{p}(f)|$  für das von uns betrachtete Modell ergibt den Ausdruck:

$$|\tilde{p}(f)| \simeq \frac{2\tau_1\beta}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau_0)^2}\sqrt{1 + (2\pi f\tau_1)^2}} . \quad (2.47)$$

gegeben. Dabei wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit wiederum nur die Näherung für den Fall  $\tau_0 \ll \tau_1$  und  $\beta \simeq 0,5$  angegeben.

In Abbildung 2.18b ist neben der spektralen Dichte  $\sqrt{S_{Ez}}$  des Rauschens auch die Fourier-Transformierte der Punktantwortfunktion  $|\tilde{p}(f)|$  des entsprechenden Detektors ( $T = 50 \text{ mK}$ ,  $C_z = C_e = 1 \text{ pJ/K}$ ,  $\tau_0 = 1 \mu\text{s}$  und  $\tau_1 = 1 \text{ ms}$ ) dargestellt. Sie ist bei kleinen Werten konstant, fällt oberhalb der Frequenz  $f_1 = 1/(2\pi\tau_1)$  proportional zu  $f^{-1}$  und oberhalb der Frequenz  $f_0 = 1/(2\pi\tau_0)$  proportional zu  $f^{-2}$ .

Anzumerken ist, dass die beiden Größen  $|\tilde{p}(f)|$  und  $\sqrt{S_{Ez}}$  eine sehr unterschiedliche Frequenzabhängigkeit aufweisen. Bei einer Frequenz  $f_{\text{eff}}$  geht die spektrale Dichte des Rauschens  $\sqrt{S_{Ez}}$  in das zweite Plateau über, während die Fourier-Transformierte der Punktantwortfunktion weiterhin mit  $|\tilde{p}(f)| \propto f^{-1}$  abfällt. Somit ist das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis,  $SNR(f) = |\tilde{p}(f)|^2/S_{Ez}$  nur bis zu einer Frequenz  $f_{\text{eff}}$  konstant, und fällt oberhalb dieser Frequenz proportional zu  $f^{-1}$  ab. Die nutzbare Bandbreite der Messung ist daher auf Frequenzen  $f < f_{\text{eff}}$  beschränkt. Dies ist der Grund, weshalb die Energieauflösung eines magnetischen Kalorimeters stets einen endlichen Wert besitzt.

Unter Verwendung der Ausdrücke (5) bis (10) aus [Mo84] erhält man aus dem Signal-zu-Rauschen-Verhältnis  $SNR$ <sup>14</sup> für die Energieauflösung eines kalorimetrischen Detektors den Ausdruck:

$$\Delta E_{\text{rms}} = \sqrt{4k_{\text{B}}C_eT^2} \left[ \frac{G_{\text{eb}}}{G_{\text{ze}}} + \left( \frac{G_{\text{eb}}}{G_{\text{ze}}} \right)^2 \right]^{1/4} . \quad (2.48)$$

<sup>14</sup>Hierbei ist zu beachten, dass die 'noise equivalent power'  $NEP$  in [Mo84] mit dem Signal-zu-Rauschen-Verhältnis über  $NEP^2(f) = 1/SNR(f)$  verknüpft ist.

Dieser Ausdruck ist im Rahmen dieses Modelles exakt und gilt somit für alle Werte von  $\beta$ ,  $\tau_0$  und  $\tau_1$ .

Im Fall magnetischer Kalorimeter ist die thermische Leitfähigkeit  $G_{ze}$  zwischen dem System der Leitungselektronen und dem Spinsystem kein rein materialabhängiger Parameter des Sensors, sondern ist proportional zur Zahl der Spins des Sensors. Daher bietet es sich an, statt  $G_{ze}$  die Relaxationszeit  $\tau_0$  zu verwenden, da sie die Elektronen-Spin-Relaxationszeit repräsentiert. Diese ist durch die Korringa-Relation gegeben. Entwickelt man  $G_{eb}/G_{ze}$  für kleine Werte von  $\tau_0/\tau_1$  so lässt sich der Ausdruck 2.48 umschreiben in

$$\Delta E_{\text{rms}} \simeq \sqrt{4k_{\text{B}}C_e T^2} \left[ \frac{\tau_0}{\tau_1} \frac{1}{\beta(1-\beta)} \right]^{1/4}. \quad (2.49)$$

Anhand dieses Ausdruckes lassen sich zwei wichtige Aussagen ableiten:

- Die Energieauflösung eines magnetischen Kalorimeters ist aufgrund der thermodynamischen Energiefluktuationen zwischen den Subsystemen des Detektors auf endliche Werte beschränkt.
- Dieses untere Limit  $\Delta E_{\text{rms}}$  nimmt bei kleiner werdendem Verhältnis  $\tau_0/\tau_1$  langsam und zwar proportional zu  $(\tau_0/\tau_1)^{1/4}$  ab.

### 2.4.2 Magnetisches Johnson-Rauschen

Neben den im letzten Kapitel behandelten thermodynamischen Energiefluktuationen existieren noch weitere Rauschbeiträge die zu einer zusätzlichen Verschlechterung der Energieauflösung führen. Der folgende Abschnitt wird sich mit dem sogenannten Johnson-Rauschen beschäftigen.

Im Folgenden wenden wir uns zunächst dem magnetischen Johnson-Rauschen der Leitungselektronen des Sensormaterials zu. Der Sensor eines metallischen magnetischen Kalorimeters besteht aus einem leitenden Material. Die thermisch angeregten Leitungselektronen führen innerhalb des Sensormaterials ungeordnete Bewegungen aus. Aus den Bewegungen eines jeden Elektrons resultieren zeitlich fluktuierende Magnetfelder in der Umgebung des jeweiligen Elektrons. Dies wiederum führt zu einem Rauschen des magnetischen Flusses in der Detektionsspule und damit zu einem Flussrauschen im SQUID. Die Größe des Rauschens hängt dabei von der elektrischen Leitfähigkeit des Sensormaterials und von der thermischen Energie der Elektronen ab.

Da die mäanderförmigen Detektionsspulen eine relativ komplexe Struktur besitzen, kann der Rauschbeitrag nur abgeschätzt werden (vgl. Abschnitt 4.3). Dazu ist

es hilfreich das magnetische Johnson-Rauschen eines zylindrischen Sensors zu betrachten, der sich innerhalb einer Leiterschleife mit dem Radius  $R$  befindet. Die Leiterschleife sei dabei in der Ebene einer der beiden Stirnflächen des Sensors angeordnet. Für einen Sensor mit dem Radius  $r = 0,95R$  und einer Höhe  $h < r$ , der sich bei einer Arbeitstemperatur  $T$  befindet und eine spezifische Leitfähigkeit  $\sigma$  hat, beträgt das Flussrauschen in der Leiterschleife

$$\sqrt{S_\Phi} \simeq 0,5\mu_0\sqrt{\sigma\pi r^2 h k_B T} \quad (2.50)$$

Das Flussrauschen ist proportional zur Wurzel aus der Leitfähigkeit, der Temperatur und dem Sensorvolumen  $V = \pi r^2 h$ . Es ist darauf hinzuweisen, dass der numerisch ermittelte Wert 0,5 nur für die oben beschriebene Geometrie gilt. Mit Hilfe dieses Ausdrucks kann das von den Sensorschichten in den Detektionsspulen hervorgerufene Flussrauschen abgeschätzt werden.

Der aus den Detektionsspulen, den beiden Sensorschichten und dem SQUID bestehende Detektoraufbau ist auf einem Messinghalter aufgebracht (siehe dazu Kapitel 3.3). Die ungeordneten Bewegungen der thermisch angeregten Leitungselektronen in Messing führen nach der gleichen Überlegung wie oben ebenfalls zu einem Rauschen des magnetischen Flusses in den Detektionsspulen und damit zu einem Flussrauschen im SQUID. Da sich der Messinghalter allerdings auch direkt unter dem SQUID befindet und nicht nur unter bzw. über den Detektionsspulen, wie das etwa für die Sensorschichten der Fall war, liefert dies einen zusätzlichen Beitrag zum Rauschen. Dieser geht nicht den 'Umweg' über die Detektionsspulen, sondern wird direkt im SQUID erzeugt.

Um diese beiden vom Johnson-Rauschen der Leitungselektronen des Messings herührenden Rauschbeiträge besser abschätzen zu können, soll eine zweite interessante Geometrie betrachtet werden. Dabei ist eine Leiterschleife des Radius  $R$  parallel zur Oberfläche einer sehr großen<sup>15</sup> elektrisch leitenden Platte der Dicke  $t$  angeordnet. Der Abstand zwischen der Leiterschleife und der Platte wird mit  $z$  bezeichnet. Für diese Geometrie erhält man gemäß [Va84] und [En00] den Ausdruck:

$$\sqrt{S_\Phi} \simeq \mu_0\pi R^2 \sqrt{\frac{\sigma k_B T}{8\pi} \frac{t}{z(z+t)}} \quad (2.51)$$

Ein weiterer Rauschbeitrag, der die Energieauflösung beeinflussen kann, ist das magnetische SQUID-Rauschen. Eine Diskussion dieses Rauschbeitrags erfolgt im Abschnitt 3.2.3.

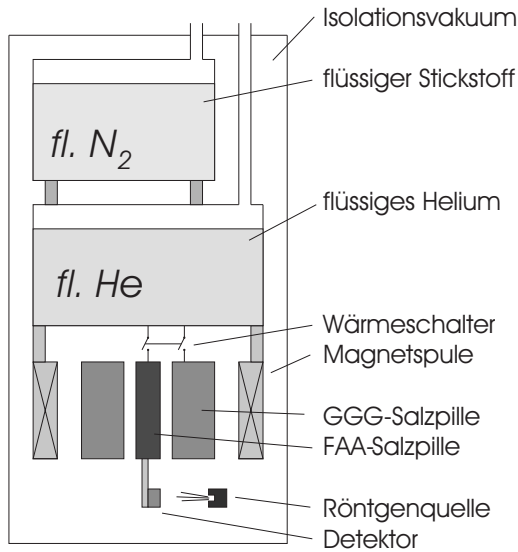
---

<sup>15</sup>Zur Berechnung des Ausdrucks wurde angenommen, dass die laterale Ausdehnung der Platte unendlich ist. Diese Annahme ist für eine Vielzahl im Experiment auftretender Geometrien in guter Näherung erfüllt.



## 3. Experimentelle Methoden

### 3.1 Erzeugung tiefer Temperaturen



**Abb. 3.1:** Schematische Darstellung eines Elektronenspin-Entmagnetisierungs-Kryostaten zur Erzeugung tiefer Temperaturen. Zur Vorkühlung dient flüssiger Stickstoff und flüssiges Helium. Die beiden paramagnetischen Salzpillen (GGG, FAA) können über einen mechanischen Wärmeschalter thermisch mit der Bodenplatte des Heliumbads verbunden werden. Der Detektor und die Röntgenquelle zur Charakterisierung des Detektors sind miteingezeichnet.

Zur Erzeugung der für den Betrieb des Detektors erforderlichen tiefen Temperaturen wurde ein Kryostat verwendet, dessen Kühlprinzip auf der adiabatischen Entmagnetisierung paramagnetischer Salze beruht. Abbildung 3.1 zeigt ein schematisches Schnittbild eines solchen Kryostaten. Zunächst erzeugt man in dem geschlossenen Volumen ein Isolationsschicht. Zur Vorkühlung auf 4,2 K füllt man flüssigen Stickstoff und flüssiges Helium in die dafür vorgesehenen Behälter. Dann magnetisiert man die paramagnetischen Salze isotherm auf. Durch eine anschließende adiabatische Entmagnetisierung der Elektronenspins in den paramagnetischen Salzen lassen sich Temperaturen im mK-Bereich erreichen. Eine genauere Betrachtung findet sich z.B. bei [En00a]. Die thermodynamischen Eigenschaften dieser Salze werden bei tiefen Temperaturen hauptsächlich durch die Freiheitsgrade des Gitters und der lokalisierten magnetischen Momente der paramagnetischen Ionen bestimmt.

Der Kühlmechanismus durch adiabatische Entmagnetisierung macht sich die Tatsache zu Nutze, dass sich die Entropie der magnetischen Momente mit einem äußeren Magnetfeld gezielt beeinflussen lässt. Zunächst stehen die Salzpillen in gutem thermischen Kontakt zu einem Wärmebad der Temperatur  $T$ . Im thermodynamischen Gleichgewicht befinden sich die magnetischen Momente in einem Zustand großer

Unordnung. Legt man ein äußeres Magnetfeld an, so kommt es zu einer Zeeman-Aufspaltung der bisher entarteten Zustände der magnetischen Momente. Für den Fall, dass die Aufspaltung zwischen den einzelnen Zeeman-Niveaus größer ist als die thermische Energie  $g\mu_B B > k_B T$ , befindet sich der überwiegende Teil der Spins in den energetisch günstigsten Zuständen. Die Magnetisierung ist nun nahezu maximal und die Entropie des Spinsystems sehr gering. Man unterbricht nun den thermischen Kontakt zwischen dem paramagnetischen Salz und dem Wärmereservoir und reduziert dann langsam das äußere Magnetfeld. Dabei sollte darauf geachtet werden, dass dies so langsam geschieht, dass sich das Phononensystem und das System der magnetischen Momente zu jedem Zeitpunkt im thermischen Gleichgewicht befinden. Bedingt durch die Reduktion der Zeeman-Aufspaltung wird die thermische Besetzung der höherliegenden Zustände wieder möglich. Diese Entropiezunahme des Spinsystems wird von einem Wärmefluss aus dem System der Phononen gespeist, welches sich infolgedessen abkühlt.

Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Kryostat besitzt zwei Salzpillen mit den Bezeichnungen GGG<sup>1</sup> und FAA<sup>2</sup>. Um den Wärmeaustausch zwischen den Pillen und dem Heliumbad zu ermöglichen, existiert ein mechanischer Wärmeschalter, der nach Bedarf geöffnet oder geschlossen werden kann. Mit Hilfe der oben beschriebenen Entmagnetisierung lassen sich im Experiment Temperaturen von 250 mK für die GGG-Pille und etwa 21 mK für die FAA-Salzpille erreichen. Die GGG-Pille fungiert als Puffer zwischen der kalten FAA-Pille und dem relativ warmen Heliumbad. Aufgrund parasitärer Wärmeeinträge (Zuleitungen) steigt die Temperatur der Pillen, nach der Entmagnetisierung langsam wieder an (0,1 mK/h). In Abbildung 3.1 sind zusätzlich der Detektor und die zur Charakterisierung des Detektors verwendete Röntgenquelle (vgl. Abschnitt 3.4) eingezeichnet. Der Detektor ist auf einem Kupferarm montiert, der guten thermischen Kontakt zur FAA-Pille besitzt.

## 3.2 DC-SQUID-Magnetometer

Eine wesentliche Voraussetzung für die Realisierung hochauflösender magnetischer Kalorimeter ist die Existenz rauscharmer Magnetometer. Die Flussänderung, welche durch die Magnetisierungsänderung im Sensor nach einem Energieeintrag hervorgerufen wird, kann heutzutage am empfindlichsten mit Hilfe sogenannter SQUID-Magnetometer gemessen werden.

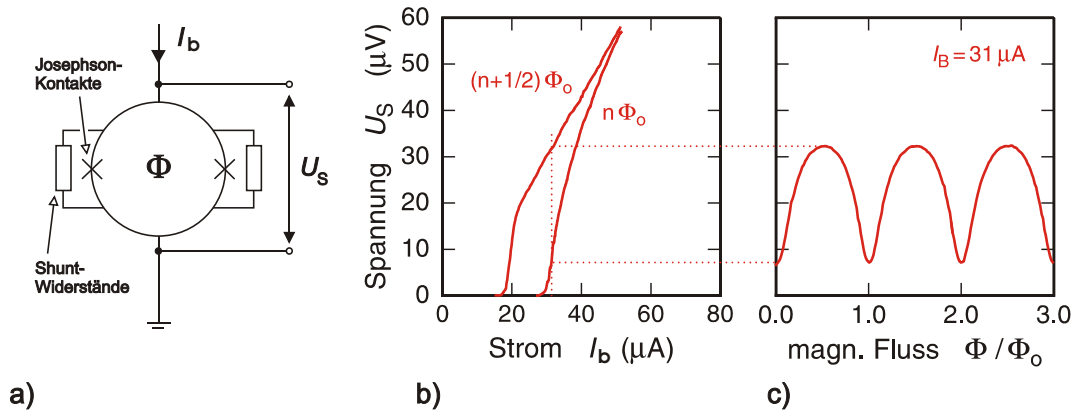
---

<sup>1</sup>Abkürzung aus dem Englischen für Gadolinium Gallium Garnet (Gadolinium-Gallium-Granat).

<sup>2</sup>Abkürzung aus dem Englischen für Ferric Ammonium Alum (Eisen-Ammonium-Alaun)

### 3.2.1 Eigenschaften des DC-SQUIDs

Ein DC-SQUID-Magnetometer ist ein supraleitendes Bauteil mit Hilfe dessen es möglich ist magnetischen Fluss auf ein Spannungssignal abzubilden. Es basiert auf dem sogenannten Josephson-Effekt, der das Tunneln von Cooper-Paaren durch eine Tunnelbarriere beschreibt. Diese Tunnelbarriere, die man als Josephson-Kontakt bezeichnet, besteht meist aus einer dünnen nichtleitenden Metall-Oxid-Schicht. Eine ausführliche Beschreibung des Josephson-Effekts findet sich unter anderem in [En00a].



**Abb. 3.2:**

- Schematische Darstellung des DC-SQUIDs. Die parallel zu den Josephson-Kontakten angeordneten Shunt-Widerstände unterdrücken das hysteretische Verhalten des SQUIDs.
- Spannungs-Strom-Charakteristik für zwei verschiedene magnetische Flüsse  $\Phi = n\Phi_0$  und  $\Phi = (n + 1/2)\Phi_0$ .
- Spannungs-Fluss-Charakteristik für den in b) markierten Biasstrom  $I = I_b$  [We96]

Abbildung 3.2 a) zeigt eine schematische Darstellung eines DC-SQUIDs. Es besteht aus einer supraleitenden Leiterschleife, die an zwei Stellen von Josephson-Kontakten unterbrochen ist. An diesen dünnen Isolationsschichten ist es für den Fluss möglich ins Innere des supraleitenden Kreises einzudringen. Die Veränderung des magnetischen Flusses  $\Phi$  in der Leiterschleife führt zu einer Veränderung der Phasendifferenz der makroskopischen Wellenfunktion der Cooper-Paare zwischen den Josephson Kontakten. Der Spannungsabfall  $U_S$  über dem SQUID-Magnetometer wird daher zum einen vom magnetischen Fluss  $\Phi$  in der Leiterschleife bestimmt und zum anderen vom Biasstrom<sup>3</sup>  $I_b$ . Zur Unterdrückung des hysteretischen Verhaltens des SQUIDs sind parallel zu den Josephson Kontakten meist Shuntwiderstände angebracht.

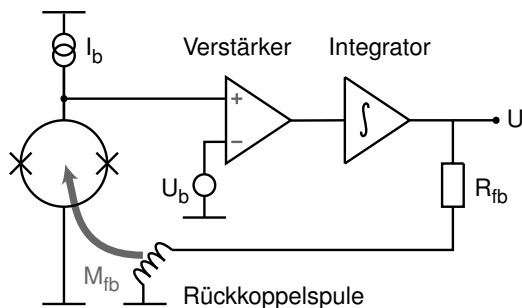
Bild 3.2 b) zeigt die Spannungs-Strom-Charakteristik des SQUID-Magnetometers. Bis zu einem kritischen Strom  $I_C$  fällt über dem SQUID keine Spannung ab, da sich

<sup>3</sup>Englischer Ausdruck für den Vor- oder Betriebsstrom des SQUID

das SQUID im supraleitenden Zustand befindet und die Cooper-Paare durch die Isolationschicht tunneln können. Oberhalb des kritischen Stromes steigt die Spannung über dem SQUID steil an und geht dann in ein ohmsches Verhalten über. Bedingt durch die Interferenz der Wellenfunktionen der beiden Stromzweige durch das SQUID hängt der kritische Strom zum einen von der Geometrie der Tunnelbarriere und zum anderen auf periodische Weise vom magnetischen Fluss durch das SQUID ab. Abbildung 3.2 b) zeigt die beiden Extremfälle der Kennlinien für  $\Phi = n\Phi_0$  und  $\Phi = (n + 1/2)\Phi_0$ , für die der kritische Strom besonders groß bzw. besonders klein ist. Die Größe  $\Phi_0 = h/(2e) = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$  stellt dabei das elementare Flussquant dar.

Betrieibt man das SQUID bei einem Betriebsstrom  $I_b$ , der etwas größer ist als der kritische Strom  $I_C$ , so reagiert die Spannung, die über dem Bauteil abfällt, äußerst empfindlich auf Flussänderungen im SQUID. In Abbildung 3.2 c) ist der periodisch oszillierende Spannungsverlauf in Abhängigkeit vom eingekoppelten Fluss dargestellt. Demnach handelt es sich bei einem SQUID um einen äußerst empfindlichen Fluss-Spannungs-Wandler, der jedoch stark nichtlinear ist.

Der nutzbare Arbeitsbereich, das heißt der Flussbereich in dem die über dem SQUID abfallende Spannung linear oder zumindest monoton vom Fluss  $\Phi$  im SQUID abhängt, beschränkt sich auf einen sehr kleinen Bereich,  $\delta\Phi \simeq \pm\Phi_0/4$ . Um die Kennlinie in einem größeren Flussbereich zu linearisieren ist eine zusätzliche Elektronik erforderlich, die sogenannte Flux-Locked-Loop-Schaltung. Abbildung 3.3 zeigt eine schematische Darstellung dieser elektronischen Schaltung.



**Abb. 3.3:** Darstellung der Flux-Locked-Loop-Schaltung zur Linearisierung der Fluss-Spannungskennlinie eines DC-SQUIDs.

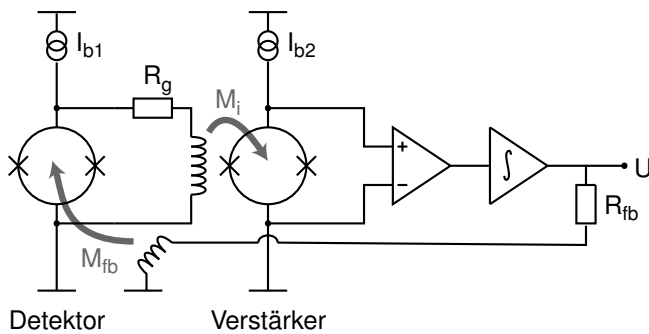
Ziel dieser Schaltung ist es den Fluss im SQUID auf einen Wert zu stabilisieren, an dem die Kennlinie möglichst steil ist. Zur Wahl dieses sogenannten Arbeitspunktes kompensiert man die im Experiment auftretende Flussänderung durch einen Kompensationsfluss gleicher Größe und entgegengesetzter Polarität. Erzeugen lässt sich dieser Kompensationsfluss mit Hilfe einer zusätzlichen Rückkoppelspule. Das SQUID-Magnetometer wird mit einem konstanten Biasstrom betrieben. Die über dem SQUID abfallende Spannung wird von einem Verstärker bei Zimmertemperatur ausgelesen und dadurch von einigen Mikrovolt auf einige Millivolt verstärkt. Ein Regler liefert schließlich ein dem äußeren Fluss proportionalen Strom  $I_{fb}$ . Dieser



fließt durch die Rückkoppelpule und erzeugt dadurch den entsprechenden Kompensationsfluss. Für den Fall dass man, die am gewünschten Arbeitspunkt über dem SQUID abfallende Spannung als Referenzpotential  $U_b$  des Verstärkers wählt, lässt sich der Regler durch einen einfachen Spannungsintegrator realisieren. Die Ausgangsspannung  $U$  ist proportional zum Kompensationsfluss  $\Phi_{fb} = M_{fb}U/R_{fb}$  und dient als Ausgangssignal. Die Größe  $M_{fb}$  ist dabei die Gegeninduktivität zwischen Rückkoppelpule und SQUID. Der Widerstand  $R_{fb}$  begrenzt den Strom durch die Rückkoppelpule bei vorgegebener Spannung  $U$ .

### 3.2.2 Doppel-SQUID-Aufbau

Die Betrachtungen des letzten Abschnitts haben gezeigt, dass sich ein SQUID-Magnetometer als sehr empfindlicher Fluss-Spannungs-Wandler einsetzen lässt. Dabei lässt sich die Linearisierung der Kennlinie durch eine Rückkopplungsschaltung umsetzen. Das Eingangsruschen des hierbei verwendeten, bei Zimmertemperatur arbeitenden Verstärkers dominiert jedoch im Allgemeinen das Rauschen des SQUIDs. Eine erhebliche Verbesserung des dadurch limitierten Signal-zu-Rauschen-Verhältnisses lässt sich durch eine Erweiterung der Auslese-Elektronik erreichen. Dazu verstärkt man die über dem bisher verwendeten SQUID abfallende Spannung mit Hilfe eines zweiten, ebenfalls bei tiefen Temperaturen arbeitenden, SQUIDs. Erst danach wird das Signal an die Elektronik weitergeleitet. Diese befindet sich bei Zimmertemperatur. Eine genaue Diskussion der Rauschbeiträge erfolgt in Abschnitt 3.2.3.

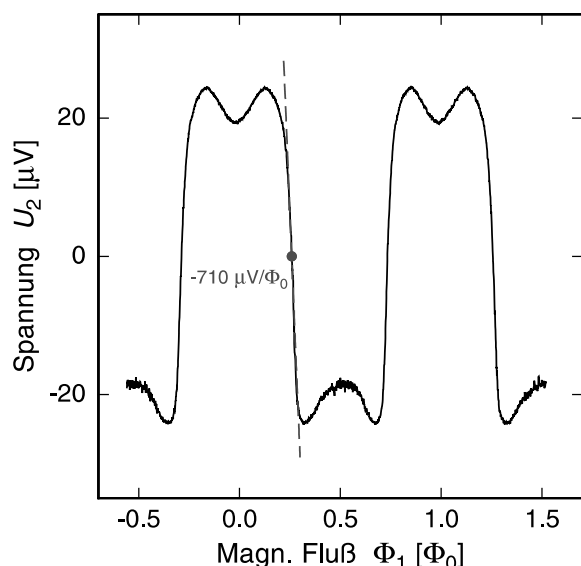


**Abb. 3.4:** Schematische Darstellung der elektronischen Schaltung eines zweistufigen SQUID-Aufbaus.

Abbildung 3.4 zeigt eine schematische Darstellung des Schaltbildes eines zweistufigen SQUID-Magnetometers. Im Folgenden wird das primäre SQUID (links) auch häufig als Detektor-SQUID und das als Stromsensor fungierende sekundäre SQUID (rechts) als Verstärker-SQUID bezeichnet. Sowohl das Verstärker-SQUID als auch das Detektor-SQUID werden mit konstantem Strom ( $I_{b1}$  und  $I_{b2}$ ) betrieben. Eine vom Experiment hervorgerufene Flussänderung im Detektor-SQUID führt, gemäß dem dadurch hervorgerufenen Spannungsabfall  $U_1$  über diesem SQUID, zu einem Stromfluss durch den Widerstand  $R_g$ . Dieser Stromfluss induziert über die Einkoppelpule eine Flussänderung im Verstärker-SQUID. Dabei bestimmt sowohl die Größe

der Einkoppelpule als auch der Widerstand  $R_g$  die Verstärkung des Spannungssignals zwischen den SQUIDs. Wie in [F103] gezeigt wird, dient der Widerstand  $R_g$  der Wahl des optimalen Arbeitspunktes. Unter einem optimalen Arbeitspunkt versteht man einen Arbeitspunkt der eindeutig ist, und an dem die Kennlinie eine maximale Steilheit besitzt. Die über dem Verstärker-SQUID abfallende Spannung  $U_2$  wird von dem sich auf Zimmertemperatur befindlichen Verstärker ausgelesen und dient dann als Regelsignal für die Rückkopplung eines Kompensationsflusses in das primäre SQUID. Die Spannung  $U$ , die man am Ausgang des Reglers abgreift ist dabei direkt proportional zum Detektorsignal.

Die Kennlinie eines einzelnen nicht-rückgekoppelten SQUIDs ähnelt der Funktion  $\sin(2\pi\Phi/\Phi_0)$  (vgl. Abbildung 3.2c). Die Gesamtkennlinie eines zweistufigen Aufbaus lässt sich daher näherungsweise durch die Funktion  $\sin(A \cdot \sin(2\pi\Phi/\Phi_0))$  beschreiben. Der Faktor  $A$  ist dabei ein Maß für die Fluss-zu-Fluss-Kopplung zwischen den beiden SQUIDs und hängt damit von den Widerstand  $R_g$  ab. Das Bild 3.5 zeigt die Gesamtkennlinie eines zweistufigen nicht-rückgekoppelten SQUID-Aufbaus, wie sie typischerweise im Detektorbetrieb verwendet wird. Die Spannung  $U_2$  ist dabei die über dem Verstärker-SQUID abfallende Spannung und  $\Phi_1$  ist der Fluss im Detektor-SQUID. Das Detektor-SQUID vom Typ K-SUP-10-50<sup>4</sup> befindet sich in einem Magnetfeld von 2,6 mT und wird mit einem Strom von  $I_{b1} = 2,2 \mu\text{A}$  betrieben. Der Widerstand  $R_g$  wurde dabei so gewählt, dass es nur eine Art von Arbeitspunkt gibt. Als Verstärker-SQUID wurde ein Magnetometer vom Typ CCBlue<sup>5</sup> verwendet. Die Steigung der Spannungs-Fluss-Kennlinie im Arbeitspunkt hat den Wert  $\partial U/\partial\Phi = 710 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ .



**Abb. 3.5:** Gesamtkennlinie eines zweistufigen SQUID-Magnetometers. Als Detektor-SQUID wurde ein Magnetometer des Typs K-SUP-10-50 verwendet und als Verstärker-SQUID kam ein CCBlue-SQUID zum Einsatz. Das Detektor-SQUID befindet sich in einem Magnetfeld von 2,6 mT und wird mit einem Strom von  $I_{b1} = 2,2 \mu\text{A}$  betrieben. Anhand von  $R_g = 5,4 \Omega$  wurde die Fluss-zu-Fluss-Verstärkung auf  $G_\Phi = 2,7$  eingestellt.

<sup>4</sup>Hersteller: IBM

<sup>5</sup>Hersteller des Stromsensor-SQUID vom Typ 'CC-Blue' ist die Supracon AG, Jena.

### 3.2.3 Magnetisches Flussrauschen

Das intrinsische Flussrauschen eines DC-SQUID ist von dessen Induktivität und der Arbeitstemperatur bei der es betrieben wird abhängig. Verursacht wird dieses durch das Stromrauschen in den normalleitenden Shuntwiderständen, die parallel zu den Josephson-Kontakten angebracht sind. Da das Spannungsrauschen frequenzunabhängig ist und den gesamten Frequenzbereich überstreicht, spricht man von Weißem Rauschen. Wie in [Te77] im Rahmen einer detaillierten Rechnung gezeigt wird, ergibt sich für das daraus resultierende intrinsische Flussrauschen eines optimierten SQUIDs ein Wert von

$$\sqrt{S_{\Phi}^{\text{SQUID}}} = \frac{\partial\Phi}{\partial U} \sqrt{S_U^{\text{SQUID}}} \simeq L \sqrt{16k_B T/R}. \quad (3.1)$$

Der Faktor  $\partial\Phi/\partial U$  berücksichtigt dabei, dass das Flussrauschen von der Steigung der Fluss-Spannungskennlinie am Arbeitspunkt abhängt, da diese ein Maß dafür ist, wie stark eine Spannungsänderung in eine Flussänderung umgesetzt wird.

Die Induktivität eines SQUIDs liegt typischerweise bei  $L \approx 100$  pH während die Shunt-Widerstände meist einen Wert im Bereich zwischen  $2\Omega$  und  $10\Omega$  haben. Ausgehend von einem SQUID mit einer Induktivität von  $L \approx 100$  pH und Shunt-Widerständen von  $5\Omega$  erhält man bei einer Temperatur von  $T = 30$  mK ein Flussrauschen  $\sqrt{S_{\Phi}} \simeq 0,05 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ , während sich bei einer Temperatur von  $T = 4,2$  K ein Wert von  $\sqrt{S_{\Phi}} \simeq 0,7 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  ergibt.

Im Vergleich zu der direkt gekoppelten Ausleseelektronik aus Abbildung 3.3 ist es durch die Verwendung der mehrstufigen SQUID-Anordnung möglich das Rauschen wesentlich zu reduzieren. Die im Experiment verwendete Flux-Locked-Loop-Elektronik<sup>6</sup> wurde am IPHT in Jena entwickelt. Der bei Zimmertemperatur betriebene Vorverstärker liefert einen ausgesprochen kleinen, jedoch nicht zu vernachlässigenden Beitrag zum scheinbaren Flussrauschen des SQUIDs von etwa  $\sqrt{S_{\Phi}} \simeq 1,7 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Bedingt wird dieser Beitrag durch das Eingangs-Spannungsrauschen  $\sqrt{S_U}$  des Vorverstärkers mit einem Wert von  $\sqrt{S_U} \simeq 0,33 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  [Ou02]. Das scheinbare Rauschen des Detektor-SQUIDs setzt sich aus dem intrinsischen Flussrauschen der beiden SQUIDs, der Fluss-zu-Fluss-Verstärkung zwischen den beiden SQUIDs und dem Eingangsrauschen des Vorverstärkers zusammen.

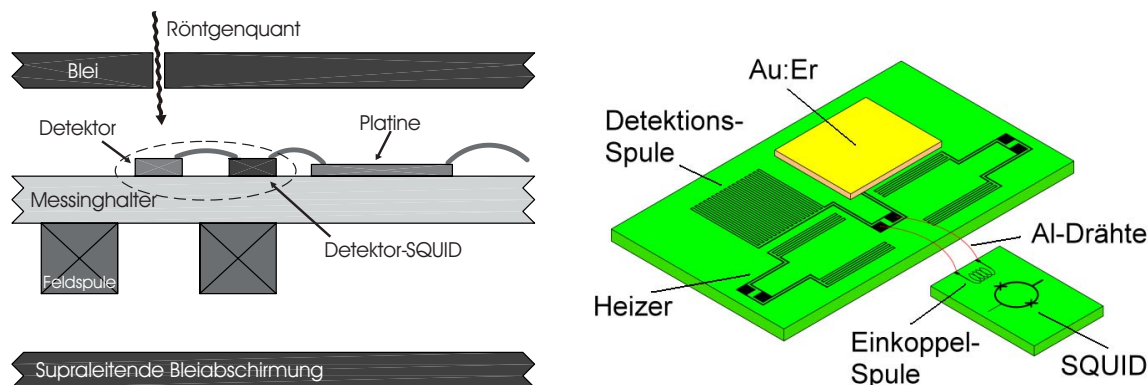
## 3.3 Detektoraufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neue Detektorgeometrie entwickelt und charakterisiert. Nachdem wir in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen geschaffen haben

<sup>6</sup>Die Elektronik ist mittlerweile bei der Firma Supracon AG, Jena, kommerziell erhältlich.

und uns in den vorangegangenen Abschnitten 3.1 und 3.2 mit der Erzeugung tiefer Temperaturen und der Funktionsweise von SQUID-Magnetometern auseinandergesetzt haben, wenden wir uns nun dem Aufbau des Detektors zu.

In Abbildung 3.6a ist ein schematisches Schnittbild des Detektoraufbaus dargestellt. Eine Vergrößerung des mit der gestrichelten Linie markierten Bereichs findet sich direkt daneben in Teilbild 3.6b.



**Abb. 3.6:** Detektoraufbau: (a) Schematische Darstellung des Detektoraufbaus im Querschnitt. (b) Vergrößerung des in a) mit der gestrichelten Linie markierten Bereichs.

Zunächst soll auf die Elemente dieses Ausschnittes näher eingegangen werden. Der Detektor besteht aus den beiden parallelgeschalteten Detektionsspulen mit einer Strukturbreite und einem Streifenabstand von  $10\ \mu\text{m}$  und einer Au:Er-Folie mit einer Dicke von  $4,5\ \mu\text{m}$ . Diese wurde mit einem stark verdünnten, tieftemperaturtauglichen Spulenlack<sup>7</sup> auf eine der beiden Detektionsspulen geklebt. Bei der Auswertung der Daten stellte sich heraus, dass der Abstand zwischen der Detektionsspule und der Au:Er-Folie wahrscheinlich  $2\ \mu\text{m}$  beträgt. Hinsichtlich des Abstandes zur Detektionsspule stellt das Fixieren der Au:Er-Schicht auf der Detektionsspule noch<sup>8</sup> keinen gut reproduzierbaren Prozess dar. Die Au:Er-Folie hat eine Länge und Breite von etwa  $2,75\ \text{mm}$  und eine Erbium-Konzentration von  $300\ \text{ppm}$ . Die Detektionsspulen wurden anhand von Mikrostrukturierungsprozessen auf einem Glas-Substrat<sup>9</sup> erzeugt und bestehen aus Niob. Die Ausdehnungen  $L_x$  und  $L_y$  der Detektionsspulen in  $x$ - und  $y$ -Richtung betragen jeweils  $2,6\ \text{mm}$  und die Höhe  $h_w$  der Niobstrukturen der Detektionsspulen hat einen Wert von  $200\ \text{nm}$ . Eine eingehendere Betrachtung der

<sup>7</sup>Der Spulenlack hat die Bezeichnung GE Varnish 7031

<sup>8</sup>Zukünftig soll die Sensorschicht aufgesputtert werden. Dadurch kann zum einen die Schichtdicke reduziert werden und zum anderen wird die Anordnung reproduzierbar.

<sup>9</sup>Glas besitzt eine geringe Wärmeleitfähigkeit. Bei  $30\ \text{mK}$  liegt der typische Wert bei etwa  $2,5 \cdot 10^{-7}\ \text{W/cmK}$ . Zur schnelleren Thermalisierung des Substrats und damit der Detektionsspulen und der Sensorschicht sollte ein Substrat mit einer höheren Wärmeleitfähigkeit verwendet werden. Aus diesem Grund wurden bereits Detektionsspulen auf einem Siliziumoxid-Substrat strukturiert und sollen im Rahmen der nächsten Messung eingesetzt werden.

für die Mikrostrukturierung erforderlichen Prozesse und Prozessparameter findet sich im Anhang A.2. Direkt neben den Detektionsspulen befinden sich zwei Heizer. Ihre Form ähnelt stark der Form der Detektionsspulen, auch wenn sie im Experiment, statt 130 Streifen wie die Detektionsspulen, nur 20 Streifen pro 'Flügel' haben. Sie wurden bei der Mikrostrukturierung mit aufgebracht, haben die gleiche Strukturbreite  $w$  und den gleichen Streifenabstand  $a$  wie die Detektionsspulen und bestehen ebenfalls aus Niob. Ihre Funktionsweise wird zu einem späteren Zeitpunkt erklärt. Das Substrat auf dem sich die mikrostrukturierten Leiterbahnen des SQUIDs befinden ist ein  $2,5\text{ mm} \times 2,5\text{ mm} \times 0,3\text{ mm}$  großes Stück Silizium und wird im Folgenden kurz SQUID-Chip genannt. Die Einkoppelspule, mit deren Hilfe die Flussänderung  $\delta\Phi$  im Detektionsspulenstromkreis an das SQUID 'weitergegeben' wird, befindet sich ebenfalls auf diesem Chip. Die Einkoppelspule ist über Aluminiumdrähte (Durchmesser:  $25\ \mu\text{m}$ ) mit den Detektionsspulen verbunden. Dazu wurden die Enden der Drähte durch Ultraschallpulse mit den Kontaktflächen der Einkoppelspule auf dem SQUID-Chip bzw. mit denen der Detektionsspulen verschweißt. Die im vergrößerten Ausschnitt gezeigten Detektor-Komponenten sind, wie in der Querschnittszeichnung 3.6a dargestellt, auf einem Messinghalter fixiert. Zur Befestigung wurde dazu der gleiche tieftemperaturbeständige Spulack verwendet, der schon zur Fixierung der Au:Er-Folie diente. Der Messinghalter selbst ist mit der kalten Experimentierplattform des Kryostaten verschraubt.

Auf der Unterseite des Messinghalters ist im Bereich der Detektionsspulen eine Spule aus supraleitendem NbTi/CuNi-Draht angebracht. Sie besteht aus 300 Windungen und hat einen Innendurchmesser von 6 mm. Mit Hilfe dieser Spule und einem der Heizer auf dem Glas-Substrat kann das für die Detektion erforderliche Magnetfeld, welches von dem Detektionsspulenkreis selbst erzeugt wird, päpariert werden. Dazu lässt man einen Strom durch die NbTi-Spule fließen, wodurch ein Feld im Bereich des Detektionsspulen-Stromkreises erzeugt wird. Da der Stromkreis allerdings supraleitend ist kann das Magnetfeld nicht eindringen. Gibt man nun einen kurzen Strompuls auf die Heizer, wobei der Strom größer sein muss als der kritische Strom des Heizers von etwa 100 mA, so bricht die Supraleitung im Heizer zusammen. Über den endlichen Widerstand wird dann Leistung dissipiert. Dadurch erwärmt sich auch der direkt angrenzende Detektionsspulen-Stromkreis, und auch dessen Supraleitung bricht kurzzeitig zusammen. In diesem kurzen Augenblick kann das Magnetfeld in den sonst supraleitenden Stromkreis eindringen. Fällt die Temperatur wieder unter die Sprungtemperatur, so wird der Fluss, der zu diesem Zeitpunkt den Stromkreis durchsetzt, 'eingefroren'.

Der im Detektionsspulen-Stromkreis herrschende Fluss stellt sobald der Stromkreis wieder in den supraleitenden Zustand zurückgekehrt ist eine Erhaltungsgröße dar. Schaltet man nun die äußere Stromzufuhr der felderzeugenden Spule aus, so muss der

Fluss durch einen Dauerstrom  $I_0$  im Detektionsspulen-Stromkreis erhalten werden. Die daraus resultierende Feldverteilung wurde in Kapitel 2.3.2 diskutiert.

Da nach dem vollständigen Entmagnetisieren keine weitere Kühlleistung mehr zur Verfügung steht, ist es vorteilhaft diese Schritte nach dem isothermen Aufmagnetisieren des Kryostaten und vor der adiabatischen Entmagnetisierung durchzuführen. Demnach befindet man sich bei der Präparation bei einer Temperatur zwischen 2K und 4,2K und die Aluminiumdrähte sind noch normalleitend. Dadurch ist die Einkoppelspule des SQUIDs noch nicht supraleitend mit den beiden Detektionsspulen verbunden.

Der gesamte Aufbau befindet sich in einer supraleitenden Abschirmung aus Blei, die äußere Magnetfelder vom Detektor abschirmt. Magnetfeldschwankungen würden den Einsatz des Detektor-SQUIDs als hochempfindliches Magnetometer unmöglich machen.

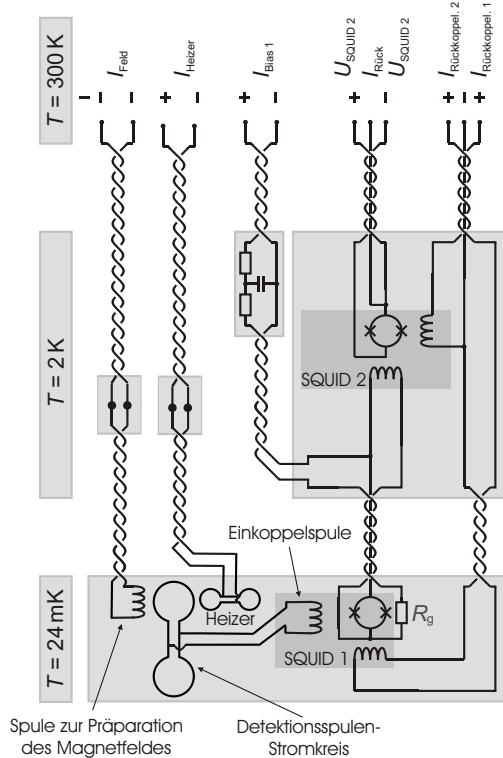
Die Röntgenquelle, die zur Charakterisierung des Detektors eingesetzt wird, befindet sich außerhalb der Bleiabschirmung und ist in Abbildung 3.6a nicht eingezeichnet. Die von ihr emittierten Röntgenquanten können durch ein Loch in der Bleiabschirmung diese passieren und werden schließlich von der direkt darunterliegende Au:Er-Folie absorbiert.

Wie wir in Kapitel 2.3.1 gesehen haben sollte die Sensorform möglichst flach gewählt werden um den Geometriefaktor und damit die Sensitivität zu maximieren. Im Fall hochenergetischer Teilchen ist es möglich die Sensorschicht bis auf eine Dicke von etwa  $0,5 \mu\text{m}$  zu reduzieren ohne dadurch die Nachweiseffizienz zu beeinträchtigen. Die Quanteneffizienz der etwa  $4,5 \mu\text{m}$  dicken Au:Er-Schicht liegt für Röntgenquanten mit einer Energie von etwa 6 keV bei etwa 98% und nimmt dann mit abnehmender Schichtdicke des Sensormaterials relativ schnell ab.

Der Grund für die Wahl von Messing als Trägermaterial ist seine vergleichsweise geringe spezifische elektrische Wärmeleitfähigkeit  $\sigma$ . Wie in Abschnitt 2.4.2 diskutiert wurde, führt das von den Leitungselektronen eines normalleitenden Metalles ausgehende magnetische Johnson-Rauschen zu einem zusätzlichen Beitrag zum Flussrauschen  $\sqrt{S_\Phi}$  im SQUID-Magnetometer. Die Größe dieses Rauschens ist proportional zur Wurzel aus der Leitfähigkeit,  $\sqrt{S_\Phi} \propto \sqrt{\sigma}$ , und kann durch eine geeignete Wahl des Materials gering gehalten werden. Mit der geringen elektrischen Leitfähigkeit ist jedoch auch eine vergleichsweise geringe Wärmeleitfähigkeit verknüpft. Ihr Wert ist im betrachteten Temperaturbereich um mehr als zwei Größenordnungen kleiner als der von Kupfer.

Abbildung 3.7 zeigt das elektrische Schaltbild des zweistufigen SQUID-Aufbaus in schematischer Form.

Insgesamt verlaufen 12 zum Teil miteinander verdrehte Kupferdrähte im Isolations-



**Abb. 3.7:** Schematische Darstellung der Leitungsführung des zweistufigen SQUID-Aufbaus.

vakuum des Kryostaten zur Bodenplatte des Heliumgefäßes, das durch Erniedrigung des Helium-Dampfdruckes, bei einer Temperatur von  $T \simeq 2\text{ K}$  gehalten wird. Die Drähte verlaufen in zwei dünnwandigen Edelstahl-Kapillaren. Die Kabel kommen von Raumtemperatur und stellen aufgrund ihrer guten thermischen Leitfähigkeit eine Quelle parasitärer Heizleistung dar. Daher werden die Drähte im Experiment bei drei Temperaturen thermisch abgefangen und zwar bei 77 K, bei 20 K und schließlich noch einmal bei 2 K. Hierzu sind die Kapillaren an diesen Stellen durch ein Kupfergehäuse unterbrochen. Zur thermischen Ankopplung sind die Drähte mit Spulenlack (GE 7031 Varnish) auf die Innwand des Kupfergehäuses geklebt. Die dunkelgrauen Flächen entsprechen den SQUID-Chips, während die hellgrau unterlegten Bereiche andeuten welche Komponenten des Aufbaus sich gemeinsam auf einem Halter bzw. einer Platine befinden und damit nahezu die gleiche Temperatur besitzen. Die Komponenten der beiden Bereiche in denen sich jeweils ein SQUID befindet sind dabei von einer supraleitenden Bleiabschirmung umgeben. Dadurch lassen sich äußere Magnetfelder gut abschirmen. Links neben dem Schaltbild sind die Temperaturen angegeben die an dem jeweiligen Ort herrschen. Als Spulendraht und als Zuleitung für den Heizer wurde  $70\ \mu\text{m}$  dicker NbTi/CuNi<sup>10</sup>- Draht verwendet. An den dick gezeichneten Punkten im Bereich der thermischen Ankopplungen gehen diese Drähte in die durch die Edelstahl-Kapillaren geführten Kupferdrähte über.

<sup>10</sup>Die supraleitenden Niob-Titan-Filamente sind in eine Matrix aus Kupfer-Nickel eingebettet, um das Lötten des Drahtes zu ermöglichen.

### 3.4 Röntgenquelle zur Charakterisierung des Detektors

Für eine erste Charakterisierung der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektorgeometrie wurde eine Röntgenquelle verwendet. Um hierbei eine gute Vergleichbarkeit gewährleisten zu können, wurde eine  $^{55}\text{Fe}$ -Röntgenquelle benutzt. Das Spektrum dieser Quelle wurde mit Kristall-Spektrographen sehr genau vermessen [Sc67] [Hö97]. Das Isotop  $^{55}\text{Fe}$  zerfällt mit einer Halbwertszeit von 2,73 Jahren über einen Elektronen-Einfang-Prozess in das Isotop  $^{55}\text{Mn}$ . Das beteiligte Elektron stammt dabei mit 90%-iger Wahrscheinlichkeit aus der K-Schale. Wird das entstandene Loch durch ein Elektron aus einer energetisch höher liegenden Schale gefüllt, so wird die frei werdende Energie in Form eines Röntgenquants emittiert. Abhängig davon, aus welcher der höherliegenden Schalen das Elektron stammt, sind die dabei frei werdenden Energien unterschiedlich, so dass sich eine ganze Reihe charakteristischer Linien ergibt. Die im Rahmen dieser Arbeit relevanten Linien sind die Mn- $K_\alpha$ - und die Mn- $K_\beta$ -Linie. Prinzipiell bestehen diese Linien selbst noch einmal aus mehreren Linien, deren Energieaufspaltung allerdings zu gering ist, als dass man sie mit dem hier diskutierten Detektor hätte unterscheiden können. Während die  $K_\alpha$ -Linie die größte Intensität besitzt, eine Energie von 5,9 keV hat und von dem Übergang aus der L-Schale in die K-Schale herrührt, ist die Wahrscheinlichkeit für den Übergang aus der M-Schale in die K-Schale ( $K_\beta$ -Linie) etwa 9-mal geringer und hat eine Energie von 6,5 keV.

Genau genommen schließt sich an einen solchen Übergang stets eine Kaskade von weiteren Übergängen an, wobei in jedem Übergang das durch den unmittelbar vorangehenden Übergang erzeugte Loch aufgefüllt wird. Die frei werdende Energie wird dabei stetig geringer. Die Wahrscheinlichkeit für die Emission von Photonen nimmt stetig ab, da der Auger-Effekt zunehmend an Bedeutung gewinnt. Durch eine Kapselung der Quelle werden diese niederenergetischen Röntgenquanten und Auger-Elektronen nahezu vollständig absorbiert und spielen im Experiment daher keine Rolle. Die  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle wurde wenigen Zentimeter entfernt vom Detektor befestigt und stand dabei mit der Bodenplatte (2K) des Heliumbads in thermischen Kontakt. Die Rate wird im Experiment über den Raumwinkel reguliert. Dieser wird durch den Abstand der Röntgenquelle vom Detektor und durch die Öffnung in der Bleiabschirmung bestimmt.



## 4. Experimentelle Ergebnisse

### 4.1 Detektoraufbau

Vor der eigentlichen Diskussion der experimentellen Ergebnisse, soll noch einmal kurz zusammengefasst werden wie der im Experiment verwendete Detektor aufgebaut ist. Der Detektor besteht aus einer als Sensor fungierenden quadratischen Au:Er-Folie mit einer Seitenlänge von 2,75 mm und einer Dicke von 4,5  $\mu\text{m}$ . Die Konzentration der Erbium-Ionen in dieser Legierung beträgt 300 ppm. Dieser Sensor bedeckt<sup>1</sup> eine von zwei miteinander verbundenen mäanderförmigen Detektionsspulen. Die beiden Spulen sind jeweils 2,6 mm lang, 2,6 mm breit und haben eine Strukturbreite und einem Streifenabstand von 10  $\mu\text{m}$ . Die Messungen werden mit einem zweistufigen SQUID-Aufbau durchgeführt. Der Strom der durch die Detektionsspulen fließt hat einen Wert von 9 mA. Dies entspricht einem mittleren Magnetfeld von  $\bar{B} = 2,4 \text{ G}$ . Die Arbeitstemperatur lag bei  $T = 32 \text{ mK}$  und die Wärmekapazität des Detektors beträgt  $C_{\text{tot}}(\bar{B}, T) = 72 \text{ pJ/K}$ .

### 4.2 Charakterisierung der Detektoreigenschaften

Zur Charakterisierung des Detektors wurde eine  $^{55}\text{Fe}$ -Röntgenquelle verwendet. Ihre Eigenschaften und die erwarteten Linien ihres Spektrums wurden in Abschnitt 3.4 gezeigt. Sie bietet eine gute Möglichkeit die Eigenschaften des Detektors, der im Energiebereich bis etwa 10 keV eingesetzt werden soll, zu bestimmen.

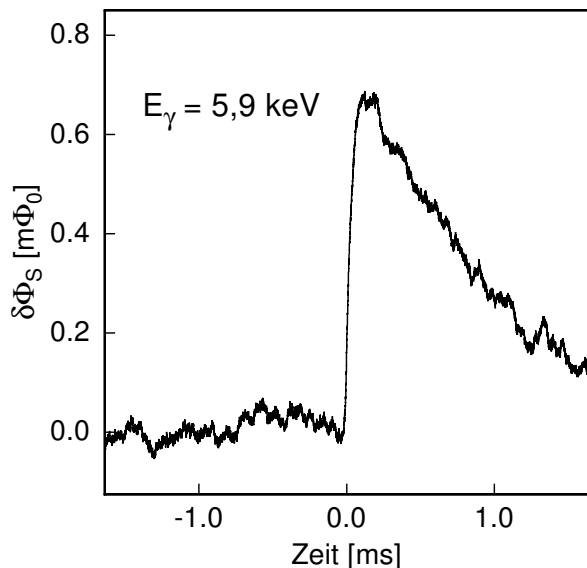
#### 4.2.1 Pulsform

In Abbildung 4.1 ist die Pulsform eines Röntgenquants mit einer Energie von 5,9 keV gezeigt. Der magnetische Fluss im SQUID ist gegenüber der Zeit dargestellt. Das Röntgenquant wird in der Au:Er-Schicht gestoppt. Seine Energie wird über mehrere Prozesse an das System der Leitungselektronen abgegeben, die mit den magnetischen Momenten wechselwirken und somit eine Erwärmung des Zeeman-Systems verursachen. Eine detaillierte Darstellung dieser Prozesse findet man in [En00]. Anschließend fließt die Energie aus dem Zeeman-System über das System der Phononen in das

---

<sup>1</sup>Die Au:Er-Schicht ist mit einem verdünnten Spulenlack (GE Varnish 7031) auf die Detektionsspulen aufgebracht. Der Abstand zwischen der Sensorschicht und den Detektionsspulen kann auf etwa 2  $\mu\text{m}$  abgeschätzt werden.

Wärmebad ab. Die resultierende Magnetisierungsänderung im Sensor, wird mit dem zweistufigen SQUID-Magnetometer in ein Spannungssignal 'umgewandelt', welches über einen Analog-Digital-Wandler von einem Computer aufgezeichnet wird.



**Abb. 4.1:** Pulsform die der Absorption von Röntgenquanten mit einer Energie von 5,9 keV entspricht. Der magnetische Fluss im SQUID ist gegenüber der Zeit dargestellt. Für die Darstellung wurde über 20 Signalformen gemittelt. Die Anstiegszeit  $\tau_0$  ist durch einen Tiefpassfilter in der Ausleseelektronik stark verlangsamt.

Der in Abbildung 4.1 gezeigte Puls ist das Ergebnis einer Mittelung über 20 Einzelpulse. Diese sind mit einem Bandpass gefiltert, um die Pulse besser vom Rauschen trennen zu können. In den hier dargestellten ersten Messungen ist der Frequenzbereich des verwendeten Bandpasses verhältnismäßig eng gewählt.

Die Anstiegszeit  $\tau_0$  der dargestellten Signalform ist durch die Zeitkonstante des Tiefpasses nach unten begrenzt und hat einen Wert von  $150 \mu\text{s}$ . Die minimal auflösbare Anstiegszeit im ungefilterten Fall ist derzeit durch die Bandbreite der SQUID-Elektronik auf etwa  $\tau_0 = 4 \mu\text{s}$  begrenzt. Die wahre Anstiegszeit der Magnetisierung kann momentan nur aus der Linienbreite von ESR-Messungen [Sj75] bei Temperaturen unter  $T = 1 \text{ K}$  abgeschätzt werden und liegt vermutlich unter  $1 \mu\text{s}$ . Daher kann davon ausgegangen werden, dass die angestrebte Rate von 100-1000 Ereignissen/s erreicht werden kann.

Die Abklingzeit der dargestellten Signalform liegt bei 1 ms und wird durch den Hochpass mit der Abschneidefrequenz von 100 Hz bestimmt. Die wahre Thermalisierungszeit  $\tau_1$  des Signals ist mit etwa 20 ms verhältnismäßig lang. Dies ist mit der schwachen thermischen Kopplung der Sensorschicht an den Messinghalter zu erklären. Der Sensor ist mit einer dünnen Schicht Spulack auf einer der beiden Detektionsspulen aufgebracht. Diese wiederum sind auf einem Glassubstrat mikrostrukturiert, welches ebenfalls nur mit einer dünnen Schicht Spulack auf dem Messinghalter befestigt ist und zudem noch eine schlechte thermische Leitfähigkeit besitzt. Die Energie muss daher zunächst von dem System der Leitungselektronen an das System der Phononen übertragen werden, um schließlich in das Wärmebad abfließen zu

können. Durch eine metallische Verbindung zwischen der metallischen Au:Er-Folie und dem metallischen Messing-Halter könnte die Thermalisierungszeit stark reduziert werden, da dort der Wärmetransport hauptsächlich von den Leitungselektronen getragen wird. Frühere Messungen haben gezeigt, dass auf diese Weise thermische Abklingzeiten unter 1 ms erzielt werden können. Die Zählrate ließe sich somit erheblich vergrößern. Die nächste Generation der Detektoren, die getestet wird, verfügt bereits über Golddrähte, die die Sensorschicht mit dem Messinghalter verbindet.

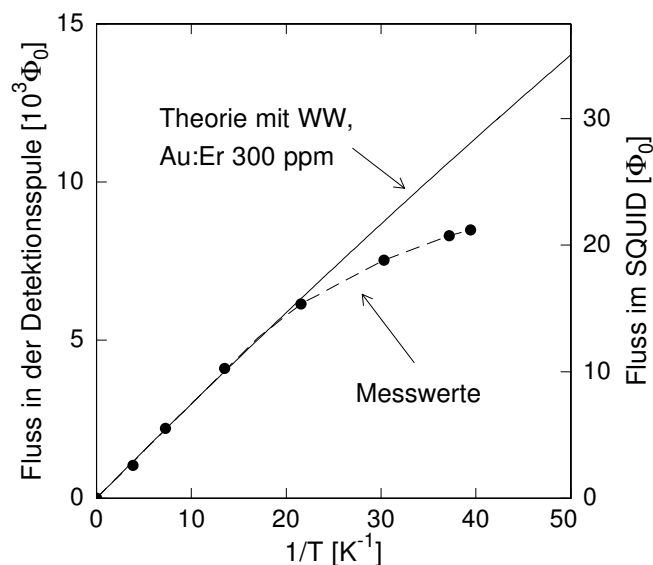
Die gemessene Pulshöhe hat einen Wert von etwa  $0,7 m\Phi_0$ . Die zu erwartende Signalamplitude kann analog wie in Kapitel 2.3.3 berechnet werden. Der im Experiment präparierte Strom  $I_0$  beträgt 9 mA. Mit der Strukturweite von  $w = 10 \mu\text{m}$  ergibt sich eine zu erwartende Signalthöhe von  $0,66 m\Phi_0$ . Der experimentell beobachtete Wert ist etwas größer. Die möglichen Ursachen für diese Abweichung sind vielfältiger Natur. Zum einen haben wir gesehen, dass eine Verringerung des Abstands zwischen der Au:Er-Schicht und den Detektionsspulen zu einer Vergrößerung des Signals führt. Zum anderen wurde die Gold-Erbium Folie mit einer Walze auf eine Dicke von  $4,5 \mu\text{m}$  gebracht. Dabei kann man sich aber auch gut vorstellen, dass die wahre Dicke etwas geringer ist, was ebenfalls das etwas größere Messresultat erklären könnte. Außerdem konnte der in den Detektionsspulen 'eingefrorene' Strom nur mit Hilfe einer Simulation abgeschätzt werden, da die supraleitende Bleiummantelung die Magnetfelder 'verbiegt'. Daher ist es möglich, dass der Strom einen etwas höheren Wert hatte. Dies würde ebenfalls die kleine Abweichung erklären.

#### 4.2.2 Magnetisierung des Sensormaterials

Im Rahmen der Messungen wurde die Gleichfeld-Magnetisierung des Sensormaterials in Abhängigkeit von der Temperatur bestimmt.

Da das Magnetfeld innerhalb des Sensormaterials nicht homogen ist (siehe dazu Abschnitt 2.3.2), ist demnach auch die Magnetisierung bei einer festen Temperatur eine ortsabhängige Größe. Eine Temperaturänderung im Sensormaterial führt zu einer Änderung der Magnetisierung, die wie die Magnetisierung selbst von Ort zu Ort variiert. Im Experiment ist es nicht möglich die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung direkt zu messen. Vielmehr wird die Flussänderung im SQUID gemessen, die schließlich aus der Veränderung der Magnetisierung mit der Temperatur resultiert. Bei der Berechnung dieser Flussänderung geht man analog zur Berechnung des Detektorsignal vor. Das heißt, man unterteilt die Sensorschicht in eine Vielzahl quaderförmiger Volumenelemente und berechnet die von jedem einzelnen Quader hervorgerufene Flussänderung in der Detektionsspule. Der Geometriefaktor gibt dabei an wie groß die Flussänderung ist, die von der Änderung des magnetischen Moments eines Quaders in der darunterliegenden Detektionsspule hervorgerufen wird.

Anschließend addiert man diese Flussänderungen noch zu einem Gesamtsignal. Obwohl die Magnetisierung nicht direkt gemessen wird, sondern eigentlich der Fluss bzw. dessen Änderung, soll im Folgenden dieses Signal als Magnetisierung bezeichnet werden.



**Abb. 4.2:** Gleichfeld-Magnetisierung in Einheiten vom Fluss in der Detektionsspule bzw. im SQUID in Abhängigkeit von der inversen Temperatur  $1/T$ . Die Sensorschicht ( $2,75 \text{ mm} \times 2,75 \text{ mm} \times 4,5 \mu\text{m}$ ) ist dabei in einem Abstand von  $2 \mu\text{m}$  über einer der Detektionsspulen angebracht und hat eine Erbium-Konzentration von 300 ppm. Die Strukturbreite der Detektionsspulen beträgt  $10 \mu\text{m}$  und der Strom, der durch die Detektionsspulen fließt hat einen Wert von 9 mA.

Abbildung 4.2 zeigt, die gemessenen Werte (Punkte) der Gleichfeld-Magnetisierung in Einheiten des Flusses in Abhängigkeit von der inversen Temperatur. Neben diesen gemessenen Werten ist zudem noch die theoretisch berechnete Magnetisierung eingezeichnet. Die gezeigte Kurve wurde dabei unter Berücksichtigung der Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momenten berechnet. Das Sensormaterial hatte eine Erbium-Konzentration von 300 ppm. Im gezeigten Temperaturbereich wächst die Kurve zu kleiner werdenden Temperaturen nahezu linear mit  $1/T$  an. Während die Datenpunkte bei hohen Temperaturen auf der theoretisch berechneten Kurve liegen weichen die Werte zu niedrigeren Temperaturen hin immer mehr von dieser ab. Daraus lässt sich die wahre Temperatur ermitteln, die im Bereich der Sensorschicht während des Experimentes geherrscht hat. Während die Temperatur der Experimentier-Plattform des Kryostaten 24 mK betrug, hatte die Sensorschicht eine Temperatur von etwa 32 mK. Zum einen führen die auf den Sensor und das Glas-Substrat auftreffenden Röntgenquanten zu einem Wärmeeintrag. Die Rate mit der die Röntgenquanten auf die Au:Er-Schicht trafen betrug im Experiment etwa  $35 \text{ s}^{-1}$ . Berücksichtigt man, dass beim Aufbau auf ein Kollimatorsystem verzichtet wurde, so lässt sich die Rate, der auf das gesamte Glassubstrat treffenden Röntgenquanten zu etwa  $300 \text{ s}^{-1}$  abschätzen. Dies entspricht einem Leistungseintrag von zirka 0,3 pW. Ein weiterer Wärmeeintrag resultiert von dem SQUID-Magnetometer. In den Shunt-Widerständen dieses SQUIDs wird Leistung dissipiert. Frühere Messungen zeigten, dass das SQUID typischerweise eine Temperatur von 60 mK hat. Da der SQUID-Chip

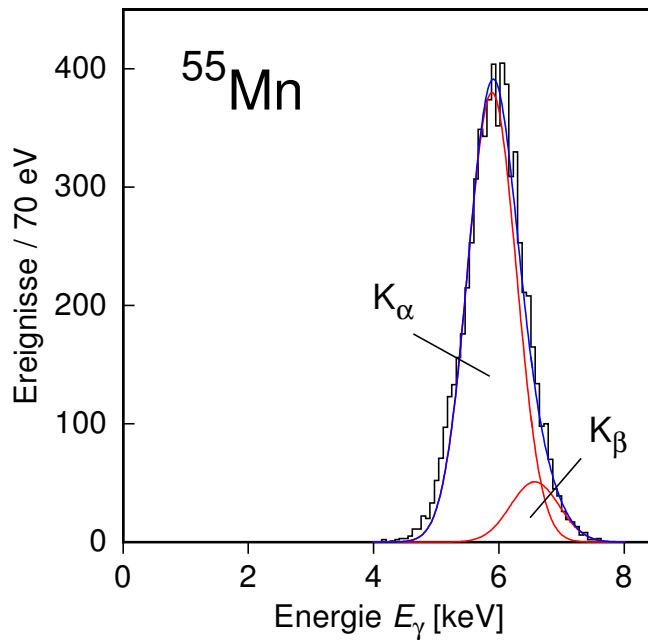
über die Aluminiumdrähte, die die Einkoppelspule mit dem Detektions-Stromkreis verbinden, in thermischen Kontakt steht, fließt ein Teil der dissipierten Leistung des SQUIDs über das Glassubstrat des paramagnetischen Sensors zum Wärmebad. Die thermische Leitfähigkeit der Aluminiumdrähte<sup>2</sup> hat im Temperaturbereich zwischen 24 mK und 60 mK einen Durchschnittswert von etwa  $3,6 \mu\text{W}/\text{cm K}$ . Berechnet man den zusätzlichen Wärmeeintrag, der vom SQUID herrührt, so ergibt sich ein Wert von  $4,6 \text{ pW}$ . Insgesamt ergibt sich demnach ein äußerer Wärmeeintrag von etwa  $5 \text{ pJ}$  pro Sekunde. Dieser Beitrag ist etwa um den Faktor drei kleiner als der Beitrag von den Strahlungseinträgen, die von der 4K-Platte herrühren, auf die der Detektoraufbau nahezu ungeschützt 'blickt'. Dabei lässt sich der Wärmeeintrag grob auf einen Wert von  $15 \text{ pW}$  abschätzen. Berechnet man den Kapitza-Widerstand zwischen dem Glassubstrat und der Messingschicht (vgl. dazu [Ch75]), so erhält man bei einer Temperatur von 30 mK für diesen etwa den Wert  $6 \cdot 10^5 \text{ cm}^2\text{K}/\text{W}$ . Zusammen mit diesem lässt sich aus dem Leistungseintrag eine zu erwartende Temperaturerhöhung berechnen. Der so ermittelte Wert liegt mit  $0,02 \text{ mK}$  allerdings weit unter der im Experiment beobachteten Abweichung von etwa  $7 \text{ mK}$ . Es wäre denkbar, dass der Josephson-Wechselstrom des SQUIDs Wirbelströme in der Au:Er-Schicht induziert, die zu einer Erhöhung der Temperatur führen könnten, die im Bereich des beobachteten Wertes liegen. Zukünftige Messungen müssen zeigen, ob dies die Temperaturdifferenz erklären kann.

### 4.2.3 Spektrum einer <sup>55</sup>Fe-Röntgenquelle

Das <sup>55</sup>Fe-Isotop zerfällt über einen Elektronen-Einfang-Prozess in das Isotop <sup>55</sup>Mn. In Abbildung 4.3 ist das gemessene Spektrum der charakteristischen Röntgenstrahlung von <sup>55</sup>Mn für Energien von 0 keV bis 8 keV gezeigt. Die gemessenen Energien wurden in einem Histogramm auf  $70,0 \text{ eV}$  breite Energieintervalle verteilt. Um eine gute Statistik zu erzielen wurden etwa 7550 Einzelpulse aufgenommen. Die Aufnahmedauer betrug dabei 23 Minuten. Die Arbeitstemperatur der Sensorschicht hatte einen Wert von etwa  $32 \text{ mK}$  und durch die Detektionsspulen floß ein Dauerstrom von  $9 \text{ mA}$ . Diesem Strom entspricht ein mittleres Magnetfeld von etwa  $2,4 \text{ G}$ .

Die deutlich erkennbare K-Linie besteht aus zwei Linien, der  $K_\alpha$ -Linie und der weniger stark ausgeprägten  $K_\beta$ -Linie. Zum Vergleich ist das Ergebnis einer Berechnung eingezeichnet, die der Faltung der natürlichen Linienform [Hö97] mit einer Gaußverteilung mit einer instrumentalen Verbreiterung von  $\Delta E_{FWHM} = 1,3 \text{ keV}$  entspricht. Zudem sind die entsprechenden Einzelkomponenten der  $K_\alpha$ - und  $K_\beta$ -Linie miteingezeichnet. Man erkennt eine gute Übereinstimmung des gemessenen Spektrums mit

<sup>2</sup>Genaugenommen bestehen die Drähte aus einer 1%igen Aluminium-Silizium-Legierung. Die angegebenen Werte der thermischen Leitfähigkeit beziehen sich auf diese Legierung.



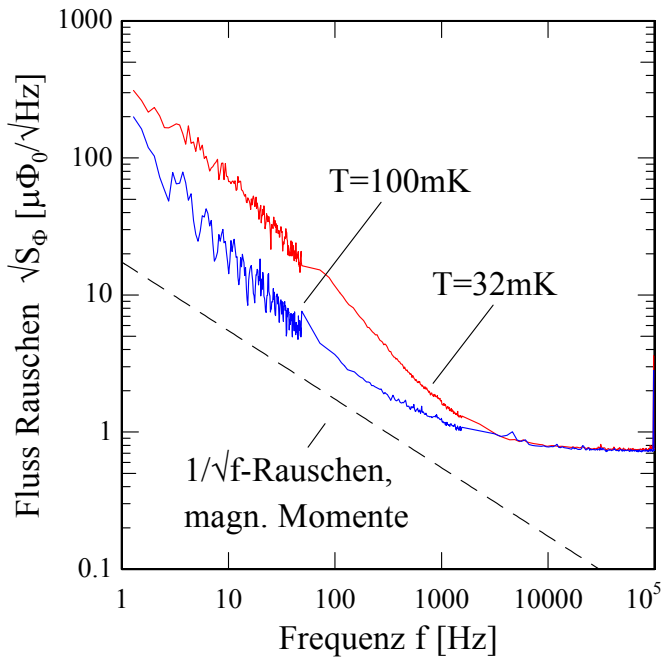
**Abb. 4.3:** Gemessenes Spektrum der charakteristischen Röntgenstrahlung von  $^{55}\text{Mn}$  für Energien zwischen 0 keV und 8 keV.

der berechneten Kurve.

Die Abweichung zwischen dem gemessenen Spektrum und der berechneten Kurve, die hauptsächlich an den Flanken des Spektrums zu kleinen Energien hin auftreten, sind möglicherweise die Folge diskreter Störungen. Diese können zum Beispiel durch mechanische Vibrationen und elektrisches Übersprechen der verwendeten Geräte verursacht werden. Ferner sind die Pulse von einem verhältnismäßig großen weißen Rauschen überlagert. Das führt dazu, dass die Trigger-Schwelle manchmal etwas früher und manchmal etwas später erreicht wird, als das für den reinen Puls der Fall wäre. Dies führt in der Regel zu einer Verfälschung der gemessenen Signalhöhe und wirkt sich entsprechend auch auf das Spektrum aus.

### 4.3 Rauschbeiträge

Das Kapitel 2.4 und der Abschnitt 3.2.3 haben gezeigt, dass im Wesentlichen drei unterschiedliche Rauschquellen existieren, die mit dem Detektionsprinzip eng verknüpft sind. Dazu gehören die thermodynamischen Energiefluktuationen zwischen den Subsystemen des Detektors, das Johnson-Rauschen der Leitungselektronen und das Flussrauschen des SQUIDs. Dabei setzt sich das scheinbare Flussrauschen des primären SQUID-Magnetometers aus dem intrinsischen Flussrauschen der beiden SQUIDs, der Fluss-zu-Fluss-Verstärkung zwischen den beiden SQUIDs und dem Eingangsrauschen des Vorverstärkers zusammen. Im folgenden Abschnitt soll das im Experiment gemessene Spektrum des Flussrauschens diskutiert werden.



**Abb. 4.4:** Gemessenen spektrale Dichte des Rauschens  $\sqrt{S_\Phi}$  für die beiden Temperaturen 32 mK und 100 mK. Auf die Bedeutung der gestrichelten Linie wird im Text näher eingegangen.

Abbildung 4.4 zeigt die gemessene spektrale Dichte des magnetischen Flussrauschens im SQUID in einem Frequenzbereich zwischen 1 Hz und 100 kHz in doppelt-logarithmischer Auftragung. Das Flussrauschen im SQUID ist dabei für die beiden Temperaturen  $T = 32\text{ mK}$  und  $T = 100\text{ mK}$  dargestellt. Der in den Detektionsspulen fließende Dauerstrom hatte einen Wert von 9 mA. Die beiden Kurvenverläufe haben qualitativ eine sehr ähnliche Form. Das Rauschen steigt in beiden Fällen unterhalb einer Frequenz von etwa 1 kHz zu kleinen Frequenzen hin in guter Näherung proportional zu  $1/\sqrt{f}$  an. Oberhalb von 1 kHz geht die Spektrale Dichte des Rauschens in ein Plateau über. Da sich dieses Plateau über einen großen Frequenzbereich erstreckt, wird es auch als weißes Rauschen bezeichnet. Während sich die Plateauwerte nur geringfügig voneinander unterscheiden und einen Wert von zirka  $0,8\ \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  haben, ist die Temperaturabhängigkeit des niederfrequenten Anstiegs des Rauschens stärker ausgeprägt. Beim Übergang von 32 mK zu 100 mK nimmt das Rauschen ab. Der Grund dafür ist die Tatsache, dass ein nicht vernachlässigbarer Anteil des niederfrequenten Rauschens durch die im Detektor absorbierten Röntgenquanten aus der Röntgenquelle und Infrarotquanten von der 4K warmen Umgebung des Detektors verursacht wird. Mit zunehmender Temperatur nimmt die Signalgröße im SQUID und damit auch der dadurch hervorgerufene Beitrag zum Rauschen ab. Wie später noch gezeigt wird, hat sich dieser Anteil im Bereich zwischen 100 mK und 400 mK soweit reduziert, dass nun wieder andere Rauschanteile mehr und mehr an Bedeutung gewinnen. Diese Beiträge sind anders als der eben beschriebene Rauschanteil nahezu temperaturunabhängig.

Es bleibt noch zu klären, wodurch das beobachtete weiße Rauschen und der zusätz-

liche Anstieg zu niedrigen Frequenzen hin verursacht wird. Zunächst betrachten wir das weiße Rauschen. Berechnet man den Beitrag, den das hochfrequente Plateau des Spektrums der thermodynamischen Energiefluktuationen zum weißen Rauschen für eine Temperatur von 32 mK liefert, so ergibt sich ein Wert von  $\sqrt{S_\Phi} = 0,03 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Vergleicht man diesen Wert mit der Größe des gemessenen weißen Rauschens bei dieser Temperatur von etwa  $0,8 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ , so ist klar, dass die thermodynamischen Energiefluktuationen nur einen verschwindend geringen Anteil am weißen Rauschen ausmachen.

In Kapitel 2.4.2 wurde das magnetische Johnson-Rauschen diskutiert. Sowohl das Johnson-Rauschen der Au:Er-Schicht als auch das der Messingplatte, auf der der Aufbau aufgebracht ist, führen zu Fluktuationen des magnetischen Flusses in den Detektionsspulen. Diese Fluktuationen werden in abgeschwächter Form mit Hilfe der Einkoppelspule an das SQUID weitergegeben. Schätzt man mit Hilfe der Beziehung 2.50 den Beitrag der Au:Er-Schicht (300 ppm) ab, so ergibt sich ein Wert von  $0,03 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Für das Johnson-Rauschen, das von der Messingplatte verursacht wird, erhält man einen Wert von  $0,06 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Berücksichtigt man, dass auch das SQUID auf dem Messinghalter befestigt ist, so erhält man auch einen Beitrag des Johnson-Rauschens, der von der Messingplatte direkt in das SQUID eingekoppelt wird. Dieser Wert liegt allerdings bei  $0,005 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  und kann vernachlässigt werden. Addiert man alle diese Rauschbeiträge und berücksichtigt dabei, dass sich die Beiträge inkohärent überlagern, so ergibt sich für den Beitrag des Johnson-Rauschens insgesamt ein Flussrauschen von etwa  $0,074 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ .

Der übrige Anteil entfällt auf das in Kapitel 3.2.3 diskutierte magnetische Flussrauschen des DC-SQUIDs. Das scheinbare Rauschen des magnetischen Flusses im primären SQUID setzt sich dabei aus einer Reihe von Beiträgen zusammen, die im Folgenden kurz aufgeführt werden. Dazu soll zunächst das Flussrauschen des sekundären SQUIDs betrachtet werden. Das sekundäre SQUID wurde bei einer Temperatur von 2 K betrieben und besitzt ein intrinsisches Rauschen von  $1,6 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Da die Steigung der Kennlinie am Arbeitspunkt  $266 \mu\text{V}/\Phi_0$  betrug trägt das Eingangsspannungsrauschen der Elektronik ( $0,33 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) mit  $1,3 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  zum scheinbaren Rauschen des sekundären SQUIDs bei. Ein weiterer Beitrag resultiert aus dem Stromrauschen in der Einkoppelspule. Dieser hat seinen Ursprung in dem Widerstand  $R_g$ , der sich bei einer Temperatur von 32 mK befindet. Für den Beitrag lässt sich ein Wert von etwa  $0,25 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  berechnen. Für die Summe dieser drei statistisch unabhängigen Rauschbeiträge ergibt sich ein Wert von  $2,0 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Um den Beitrag zu ermitteln, der schließlich zum scheinbaren Flussrauschen des primären SQUIDs beiträgt, ist dieser Wert noch durch die Fluss-zu-Fluss-Verstärkung  $G_\Phi = 3$  zu teilen. Für den Beitrag zum scheinbaren Flussrauschen des primären SQUIDs ergibt sich schließlich  $0,66 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ .



Subtrahiert man von dem gemessenen Wert des weißen Rauschens aus Abbildung 4.4 diesen Beitrag und zudem noch die Beiträge die von den thermodynamischen Energiefluktuationen und dem Johnson-Rauschens hervorgerufen werden, so erhält man für das intrinsische Rauschen des primären SQUIDs einen Wert von  $0,45 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Das SQUID besitzt eine Induktivität von  $L_S = 35 \text{ pH}$ . Ein Vergleich des gemessenen intrinsischen Flussrauschens mit früheren Messungen und Literaturangaben zu SQUIDs, die unter 4K arbeiten, macht deutlich, dass es sich um einen typischen Wert für ein SQUID mit dieser Induktivität handelt.

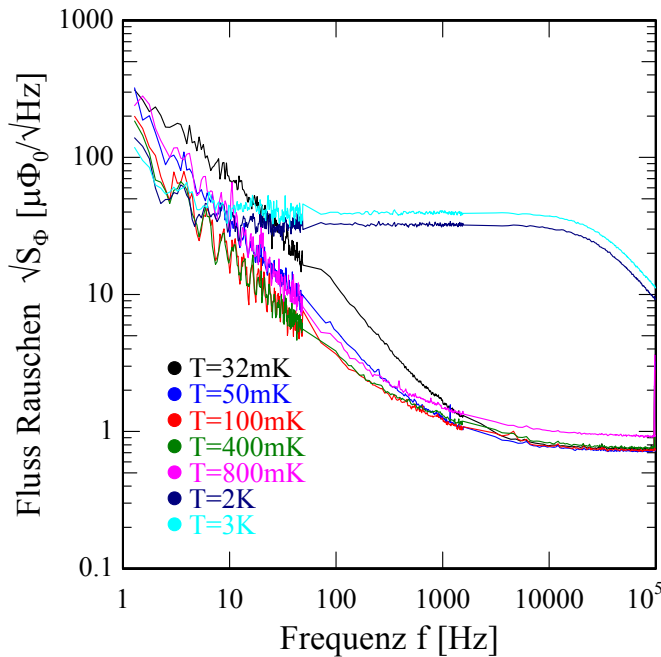
Im Folgenden sollen nun die Ursachen des niederfrequenten Anstiegs des Rauschens näher betrachtet werden. Dazu betrachten wir die zur Temperatur 100 mK gehörige Kurve, bei der die Röntgenquanten und Infrarotquanten nur noch einen vernachlässigbaren Beitrag liefern. Der gemessene niederfrequente Anstieg des Flussrauschens steigt zu niedrigen Frequenzen hin invers proportional zur Frequenz an,  $\sqrt{S_\Phi} \propto 1/f$ .

In der Literatur wird oft von einem zusätzlichen niederfrequenten Beitrag im Flussrauschen von SQUID-Magnetometern berichtet (siehe [We87]). Zum einen gilt für diesen Beitrag jedoch  $\sqrt{S_\Phi} \propto 1/\sqrt{f}$  und zum anderen ist er um mehr als eine Größenordnung kleiner als der gemessene Wert. Das hier diskutierte Rauschen kann demnach nicht alleine auf das Rauschen des DC-SQUID-Magnetometers zurückgeführt werden.

Bereits in früheren Messungen mit magnetischen Kalorimetern wurde ein Anstieg im niederfrequenten Bereich beobachtet. Es zeigte sich dabei, dass der dort beobachtete Anstieg des Flussrauschens proportional zur Anzahl der magnetischen Momente im Sensor anwächst [F103] und dass sein Frequenzverhalten der Beziehung  $\sqrt{S_\Phi} \propto 1/\sqrt{f}$  folgt. Aus [F103] (Abbildung 7.28, Seite 102) kann man entnehmen, dass der niederfrequente Beitrag des Rauschens für die dort betrachtete Anordnung bei 1 Hz einen Wert von zirka  $40 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  hat. Anzumerken ist dabei, dass dieser niederfrequente Anstieg des Rauschens auch dort nahezu temperaturunabhängig ist. Legt man diesen Wert zugrunde und berechnet daraus das Rauschen, welches man für die hier betrachtete Sensor-Geometrie erwarten sollte, so ergibt sich bei einer Frequenz von 1 Hz ein Wert von etwa  $17 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . In Abbildung 4.4 ist der auf diese Weise berechnete Beitrag in Abhängigkeit von der Frequenz in Form einer gestrichelten Linie dargestellt. Durch einen Vergleich dieser Kurve mit dem bei der Temperatur 100 mK gemessenen Spektrum wird deutlich, dass sich das gemessene Spektrum nicht vollständig durch diesen Beitrag erklären lässt.

Der restliche Beitrag ist invers proportional zur Frequenz,  $\sqrt{S_\Phi} \propto 1/f$ . Der Ursprung dieses zusätzlichen niederfrequenten Beitrags konnte bisher noch nicht geklärt werden. Ein möglicher Mechanismus, der diesen Beitrag erklären könnte, ist die Umlagerung 'eingefrorener' Flussschläuche in dem supraleitenden Detektionsspulen-

Material. Bedingt durch die Präparation des Dauerstroms  $I_0$  und die Tatsache, dass das Niob aus dem die Detektionsspulen gefertigt sind polykristalin<sup>3</sup> ist, wird bei der Präparation eine Vielzahl von Flussschläuchen in dem Detektionsspulen-Material 'eingefroren'. Die sich umlagernden Flussschläuche führen zu einem Flussrauschen in den Detektionsspulen. Ein mögliches Experiment, mit der diese Hypothese überprüft werden könnte, wäre eine modifizierte Präparation des Dauerstroms durch den Einsatz eines supraleitenden Schalters. In den herkömmlichen Detektoren wird das im Bereich der Sensoren homogene Magnetfeld mit einem solchen Prinzip präpariert. Eine genauere Betrachtung des Konzeptes eines solchen supraleitenden Schalters findet sich in [F103] (Seite 84).



**Abb. 4.5:** Gemessene spektrale Dichte des Rauschens  $\sqrt{S_\Phi}$  für sieben verschiedene Temperaturen im Bereich zwischen 32 mK und 3 K.

Abbildung 4.5 zeigt die gemessene spektrale Dichte des Flussrauschens für sieben verschiedene Temperaturen im Bereich zwischen 32 mK und 3 K in doppeltlogarithmischer Darstellung für den Frequenzbereich von 1 Hz bis 100 kHz. Dabei wurden die bereits diskutierten Kurven der Vollständigkeit halber noch einmal eingezeichnet. Während das bei den Temperaturen 50 mK, 400 mK und 800 mK gemessene Flussrauschen dem zuvor beschriebenen Verhalten für 32 mK und 100 mK qualitativ sehr ähnlich ist, unterscheidet sich die spektrale Dichte des Rauschens der beiden übrigen Kurven (2 K und 3 K) gänzlich. Auf diese Kurven soll zu einem späteren Zeitpunkt eingegangen werden.

Wie bereits oben beschrieben wurde, ist der niederfrequente Anstieg des Flussrauschens bei Temperaturen über etwa 100 mK nahezu temperaturunabhängig. Wäh-

<sup>3</sup>Die Oberfläche der Mikro- und Nanokristallite ist vermutlich von einer dünnen Oxidschicht umgeben.

rend sich die Werte des weißen Rauschens bei den Temperaturen 32 mK und 100 mK kaum voneinander unterschieden haben, erkennt man bereits bei einer Temperatur von 400 mK, dass das weiße Rauschen anwächst. Bei der Temperatur 800 mK hat sich der Wert des weißen Rauschens verglichen mit dem Wert bei 32 mK bereits um 25% vergrößert. Es kann gezeigt werden, dass sich das weiße Rauschen aus einem temperaturabhängigen und einem temperaturunabhängigen Anteil zusammensetzt. Dabei wird der temperaturabhängige Teil vom Johnson-Rauschen, den thermodynamischen Energiefluktuationen und dem intrinsischen Flussrauschen des primären SQUIDs verursacht und ist proportional zu  $\sqrt{T}$ . Durch die Messung des Rauschens in Abhängigkeit von der Temperatur ist es möglich die einzelnen Beiträge voneinander zu trennen. Die oben diskutierten Werte des Rauschens beziehen sich auf den temperaturunabhängigen Teil des Rauschens. Die Beiträge des Johnson-Rauschens und der thermischen Energiefluktuationen können in guter Näherung vernachlässigt werden. Demnach lässt sich die Temperaturabhängigkeit des Rauschens dem primären SQUID zurechnen. Ferner ist die Temperatur der Ausleseelektronik und des sekundären SQUIDs unabhängig von der Arbeitstemperatur des Detektoraufbaus, so dass der temperaturabhängige Teil des weißen Rauschens auf das intrinsische Rauschen des primären SQUIDs entfällt.

Abschließend sollen noch die gemessene spektrale Dichte des Rauschens für die Temperaturen 2 K und 3 K betrachtet werden. Bei Frequenzen unterhalb von 10 Hz erkennt man noch den niederfrequenten Anstieg des Rauschens, den man von den zuvor diskutierten Kurvenverläufen bei niedrigeren Temperaturen kennt. Ansonsten unterscheidet sich der Verlauf dieser beiden Rauschspektren stark von dem Form der anderen Kurven. Oberhalb von 10 Hz wird sowohl das zu niedrigen Frequenzen ansteigende Rauschen als auch das weiße Rauschen von einem anderen nahezu frequenzunabhängigen Rauschbeitrag dominiert. Ab einer Frequenz von etwa 30 kHz nimmt dieser Beitrag dann stetig ab.

Im Folgenden soll eine Erklärung für diesen Beitrag gegeben werden. Die Einkoppelpule des SQUIDs befindet sich auf dem SQUID-Chip und ist über Aluminiumdrähte mit den Detektionsspulen verbunden. Berücksichtigt man, dass Aluminium bei einer Temperatur von 1,2 K normalleitend wird, so macht man sich leicht klar, dass der Widerstand eines jeden Drahtes dann als zusätzliche Quelle für Johnson-Stromrauschen dient. Aus den Werten des Plateaus des Flussrauschens lassen sich die Werte des Widerstands von einem Aluminiumdraht für die beiden Temperaturen berechnen. Aus dem Rauschspektrum, das bei einer Temperatur von 2 K bzw. 3 K aufgezeichnet wurde, lässt sich ein Widerstandswert von  $0,15 \Omega$  pro Draht berechnen. Aus [Ve98] lässt sich die spezifische thermische Leitfähigkeit der Aluminiumdrähte entnehmen. Mit Hilfe dieser kann dann die elektrische Leitfähigkeit und damit auch der Widerstand der beiden etwa 3 mm langen und  $25 \mu\text{m}$  dicken Aluminiumdräh-

te mit Hilfe des Wiedemann-Franz-Gesetzes näherungsweise berechnet werden. Es ergibt sich dabei ein Wert von  $0,05 \Omega$ . Vergleicht man diesen Widerstandswert mit gemessenen Wert so stellt man fest, dass der gemessene Widerstandswert etwa um den Faktor 3 größer ist. Genaugenommen bestehen die Aluminiumdrähte aus einer Aluminium-Silizium-Legierung. Der aus [Ve98] entnommene Wert gilt für eine 1%-ige Aluminium-Silizium-Legierung. Es ist aber durchaus denkbar, dass die verwendete Legierung einen größeren Siliziumanteil aufwies, was die Abweichung erklären würde.

#### 4.4 Kritischer Strom

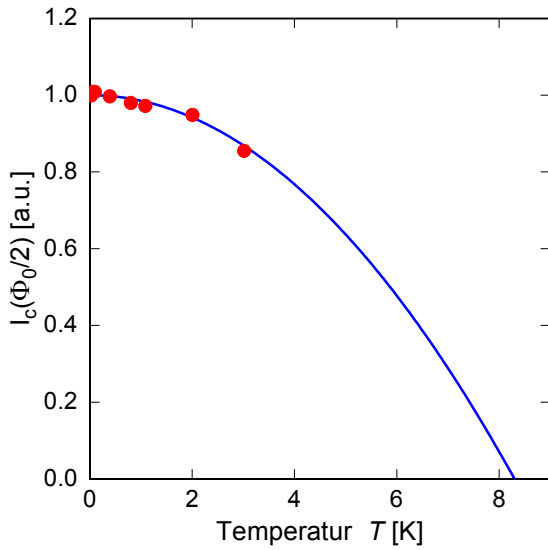
Eine wichtige Größe zur Charakterisierung eines SQUIDs ist der sogenannte kritische Strom  $I_c$ . Dies ist diejenige Mindeststromstärke bei der über dem SQUID eine Spannung abfällt (siehe Kapitel 3.2.1). Der kritische Strom hängt dabei von dem Fluss ab, der das SQUID durchsetzt. In Kapitel 3.2.1 haben wir gesehen, dass der kritische Strom einen minimalen Wert besitzt, wenn der vom SQUID eingeschlossene Fluss ein ungeradzahliges Vielfaches von  $\Phi_0/2$  annimmt. Dabei ist  $\Phi_0$  das elementare Flussquant. Die Werte des kritischen Stromes liegen abhängig von dem vom SQUID eingeschlossenen Fluss zwischen diesem Minimum und dem maximalen Wert der angenommen wird, sofern der Fluss ein ganzzahliges Vielfaches des Flussquants  $\Phi_0$  annimmt. Desweiteren ist der kritische Strom stark temperaturabhängig. Der Temperaturverlauf wird durch den Ausdruck

$$I_c(T) = I_c(T = 0K) \left( 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right) \quad (4.1)$$

beschrieben. Dabei bezeichnet  $T_c$  die Sprungtemperatur des Materials, aus dem die supraleitenden Strukturen des SQUIDs gefertigt sind. Dies ist im Wesentlichen eine Folge der Tatsache, dass die kritische Stromdichte proportional zu Cooper-Paar-Dichte ist.

In Abbildung 4.6 ist der gemessene Verlauf des kritischen Stroms für das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Detektor-SQUID<sup>4</sup> in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt. Der vom SQUID eingeschlossene Fluss hatte dabei einen Wert, der einem halbzahligem Vielfachen des elementaren Flussquants entsprach. Der kritische Strom ist auf den Wert des kritischen Stromes bei  $T = 0 \text{ K}$  normiert. Ein Vergleich mit dem Ausdruck 4.1 zeigt, dass dem Schnittpunkt mit der  $x$ -Achse eine besondere Bedeutung zukommt. Er gibt den Wert der Sprungtemperatur des Materials an aus dem das SQUID besteht. Die Leiterbahnen des SQUIDs bestehen aus Niob. Während unbehandeltes Niob einen Sprungtemperatur von etwa  $9,2 \text{ K}$  hat, schneidet die Kurve

<sup>4</sup>CC-Blue der Firma Supracon AG, Jena



**Abb. 4.6:** Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms  $I_c(T)$  normiert auf den Wert  $I_c(0)$ . Der umschlossene Fluss betrug dabei  $(n + 1/2)\Phi_0$  mit  $n \in \mathbb{N}$ .

die  $x$ -Achse bei einem Wert von 8,3 K. Frühere Messungen bestätigen dieses Ergebnis. In der modernen SQUID-Fabrikation wird das SQUID anhand von Dünnschicht-Technologien auf ein Siliziumträgermaterial aufgebracht. Dabei verändert sich die Struktur des Niobs und infolgedessen auch die Sprungtemperatur. Grundsätzlich ist die Sprungtemperatur ein Maß für die Qualität der Schicht.

Die Kenntnis der Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes ist von großer Bedeutung für die Optimierung des experimentellen Aufbaus eines Detektors, mit einer 2-stufigen SQUID-Auslesung. Mit Hilfe des in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Widerstandes  $R_g$  kann der Hub und die Form der Gesamtkennlinie eingestellt werden. Dabei sollte der Widerstand gerade so gewählt werden, dass die Steigung im Arbeitspunkt so groß wie möglich ist. Gleichzeitig ist darauf zu achten, dass es nur einen Typ von Arbeitspunkten gibt. Ist die Temperaturabhängigkeit bekannt, so kann der optimale Widerstand  $R_g$  mit Hilfe von Experimenten in Transportkannen für flüssiges Helium bei einer Temperatur von  $T = 4,2$  K ermittelt werden. Dies reduziert den Aufwand erheblich.

## 4.5 Zusammenfassende Diskussion

Die theoretischen Berechnungen in Abschnitt 2.3.3 zeigten, dass das optimale mittlere Magnetfeld für die hier verwendete Anordnung bei einem Wert von etwa 3 mT liegt<sup>5</sup>. Ausgehend von einer Strukturbreite von  $10 \mu\text{m}$  entspricht dies einem Strom  $I_0$  von 110 mA. Der im Experiment präparierte Strom  $I_0$  betrug 9 mA. Dieser ver-

<sup>5</sup>Genauer genommen geht diese Berechnung davon aus, dass sich die Sensorschicht unmittelbar auf der Detektionsspule befindet, während sie im Messaufbau einen Abstand von  $2 \mu\text{m}$  hatte. Es zeigt sich jedoch, dass dies nichts an der Lage des Maximums ändert.

hältnismäßig kleine Strom war vor allem durch die Einschränkung auf die induktive Präparation des Dauerstroms bedingt. In zukünftigen Aufbauten könnte der Dauerstrom direkt in die Detektionsspulen eingespeist und über einen thermisch geschalteten Dauerstromschalter eingefroren werden.

Die mikrostrukturierten Detektionsspulen können bei einer Temperatur von 32 mK einen Strom von bis zu etwa 100 mA führen, bevor die Supraleitung zusammenbricht. Es hat sich gezeigt, dass beim Sputtern kleine Änderungen des Drucks des Prozessgases zu großen Änderungen der Qualität der Schicht führen. Durch eine Verfeinerung der Mikrostrukturierungsprozesse sollte es in zukünftigen Messungen möglich sein, den Strom auf den optimalen Wert von 110 mA zu erhöhen<sup>6</sup>. Dadurch kann die Signalgröße um einen Faktor 6 – 7 gesteigert werden.

Eine weitere Bestrebung geht dahin, die im Experiment verwendete 4,5  $\mu\text{m}$  dicke, gewalzte Au:Er-Folie durch eine aufgesputterte<sup>7</sup> Schicht aus Au:Er zu ersetzen. In diesem Fall legt sich die Schicht unmittelbar auf die Struktur der Detektionsspule, während sie in den Zwischenräumen in direktem Kontakt mit dem Substrat steht. Ferner wäre eine Verringerung der Dicke der Schicht  $h$  auf etwa 0,5  $\mu\text{m}$  möglich. Dadurch ist im Optimalfall eine Steigerung des Signals um einen Faktor 2 möglich. Reduziert man zudem noch die Strukturbreite von 10  $\mu\text{m}$  auf etwa 2,5  $\mu\text{m}$ , so kann das Signal noch einmal um den Faktor 2 vergrößert werden.

Insgesamt ist damit in naher Zukunft eine Steigerung der Signalthöhe um den Faktor 25 möglich.

Durch die Verwendung eines Si-Substrats als Untergrund für die Mikrostrukturierung der Detektionsspulen und einer metallischen Verbindung zwischen dem Sensor material und dem Wärmebad lässt sich die Thermalisierungszeit drastisch reduzieren. Dadurch ließe sich die zeitlich maximal noch auflösbare Rate erhöhen.

In Abschnitt 4.3 wurde gezeigt, dass das zu niedrigen Frequenzen hin ansteigende Rauschen des magnetischen Flusses vermutlich größtenteils durch die Umverteilung von Flussschläuchen hervorgerufen wird, die bedingt durch die Qualität des Detektionsspulen-Materials und die Art und Weise wie der Dauerstrom präpariert wird, im Detektionsspulen-Material 'eingefroren' werden. Ist dies in der Tat der Fall, so lässt sich dieser Beitrag durch eine modifizierte Präparation des Dauerstroms eliminieren. Dadurch sollte sich die Energieauflösung drastisch verbessern lassen.

---

<sup>6</sup>Legt man die kritische Stromdichte von unbehandeltem Niob zugrunde so sind für diese Geometrie Ströme bis etwa 1.0 A möglich.

<sup>7</sup>Der Begriff 'Sputtern' ist an den englischen Begriff 'sputtering' angelehnt und bezeichnet das Kathodenzerstäuben bzw. im weiteren Sinne auch die Deposition des zerstäubten Materials auf ein Substrat.

## 5. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde eine neuartige Detektorgeometrie für magnetische Kalorimeter vorgestellt und diskutiert. Diese ist besonders für die Detektion hochenergetischer Atome und Molekülfragmente geeignet. Für diese Anwendung ist eine große Sensorfläche, eine hohe Zählrate und eine Energieauflösung von circa 500 eV notwendig. Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Detektor besteht aus zwei mäanderförmigen Detektionsspulen, die mit jeweils einem Temperatursensor bedeckt sind. Als Sensormaterial wurde eine Legierung aus Gold und dem Seltenerdmetall Erbium mit einer Konzentration von 300 ppm verwendet. Das für die Detektion erforderliche Magnetfeld wird von dem aus den beiden Detektionsspulen bestehenden Stromkreis selbst erzeugt.

Ein Energieeintrag im Sensor führt zu einer Änderung der Magnetisierung im Sensormaterial, die wiederum zu einer Flussänderung in den Detektionsspulen führt. Zur Messung der Flussänderung wird diese mit Hilfe einer Einkoppelspule in ein SQUID übertragen. Zur Steigerung der Empfindlichkeit des SQUID-Magnetometers wurde ein zweistufiger SQUID-Aufbau verwendet. Hierbei wird das über dem primären SQUID abfallende Spannungssignal von einem sekundären SQUID verstärkt, bevor es von einem Vorverstärker bei Zimmertemperatur ausgelesen wird.

Eine erste Charakterisierung des Detektors wurde mit Hilfe einer  $^{55}\text{Fe}$ -Röntgenquelle durchgeführt. Dabei wurden insbesondere die  $K_\alpha$ - und die  $K_\beta$ -Linie des Spektrums betrachtet. Die Energieauflösung des Detektors konnte aus der Breite und der Form der Linien bestimmt werden. Dabei ergab sich eine Energieauflösung von  $\Delta E_{\text{FWHM}} = 1,3 \text{ keV}$  bei 5,9 keV. Da es sich bei dem getesteten Detektor nur um einen ersten Prototyp handelt, sollte es bereits durch moderate Veränderungen möglich sein, die angestrebte Energieauflösung von  $\Delta E \simeq 0,5 \text{ keV}$  zu erreichen.

Es konnte gezeigt werden, dass sich das Signal durch die Verwendung einer mäanderförmigen Detektorgeometrie um den Faktor 4,5, im Vergleich zu einem herkömmlichen Aufbau mit der gleichen Detektionsfläche, vergrößern lässt. Eine weitere Steigerung des Signals ist möglich, indem man zum einen für den in den Detektionsspulen eingefrorenen Dauerstrom den optimalen Wert wählt. Zum anderen sollte man die Schichtdicke des Sensormaterials auf etwa  $0,5 \mu\text{m}$  reduzieren. Verringert man zudem noch die Streifenbreite von  $10 \mu\text{m}$  auf  $2,5 \mu\text{m}$ , so kann die Signalthöhe noch einmal um mehr als eine Größenordnung gesteigert werden.

Der Sensor, des im Experiment verwendeten Detektors, hatte eine Detektionsfläche von 2,75 mm auf 2,75 mm. Möchte man die aktive Fläche des Detektors weiter

vergrößern, so hat man zum einen die Möglichkeit, wie in der Anordnung zur Röntgendetektion, einen nicht magnetischen Absorber zu verwenden. Dazu lässt sich beispielsweise ein Absorber aus reinem Gold mit den Maßen  $1\text{ cm} \times 1\text{ cm} \times 1,5\text{ }\mu\text{m}$  an dem hier diskutierten Sensor anbringen, wobei sich die oben diskutierte maximale Signalthöhe um weniger als einen Faktor 2 reduziert. Natürlich kann die aktive Fläche des Detektors auch jederzeit durch mehrere feldartig neben- und untereinander angeordnete Detektoren realisiert werden. Ein solches Sensorfeld hätte zudem den Vorteil, dass sich dadurch höhere Gesamtzählraten erreichen ließen. Ein weiterer Vorteil einer solchen Anordnung ist die Tatsache, dass man neben der Energieauflösung auch eine Ortsauflösung hätte.

Da das Detektor-SQUID eine Quelle parasitärer Heizleistung darstellt, empfiehlt es sich dieses thermisch und somit auch räumlich von dem restlichen Detektor zu entfernen. Ein wesentlicher Vorteil der mäanderförmigen Geometrie in diesem Zusammenhang ist die sehr große Induktivität der beiden Detektionsspulen. Erst diese Tatsache macht es möglich, dass das SQUID ausreichend weit von dem restlichen Detektor entfernt werden kann, ohne dabei die Signalgröße nennenswert zu reduzieren. Außerdem kann das Übersprechen zwischen mehreren nebeneinander angeordneten Detektoren durch das von den Detektionsspulen selbst erzeugte Magnetfeld drastisch reduziert werden.

Damit konnte gezeigt werden, dass die mäanderförmige Detektorgeometrie ein sehr zukunftsträchtiges Konzept darstellt, das auf jeden Fall weiter verfolgt werden sollte.

In Zukunft wird man bemüht sein, den Detektoraufbau dahingehend zu optimieren, dass ein größerer felderzeugender Strom in den Detektionsspulen eingefroren werden kann. Zum anderen wird man das Glassubstrat, auf dem die Detektionsspulen aufgebracht sind, durch ein Siliziumsubstrat ersetzen. Ein Bestreben ist es ferner die in Form einer Folie aufgebrachten Sensoren durch eine aufgesputterte Au:Er-Schicht zu ersetzen, und die Strukturbreite der Detektionsspulen zu reduzieren.



## A. Anhang

### A.1 Geometriefaktor

Beim Stoppen eines hochenergetischen Teilchens durch den Sensor bzw. der Absorption eines Röntgenquants zeigt die Änderung des magnetischen Moments des  $i$ -ten Quaders in die entgegengesetzte Richtung wie die Feldlinien des Magnetfeldes an diesem Ort. Um nun die dadurch hervorgerufenen Flussänderung in dem aus den beiden Detektionsspulen bestehenden Stromkreis zu berechnen macht man sich folgende Modelvorstellung. Man ersetzt den Quader  $i$  durch eine sehr schmale längliche Spule mit  $N$  Windungen und der Querschnittsfläche  $A$ . Die Form und die Größe der Querschnittsfläche sei dabei der Geometrie und der Größe des Quaders angepasst. Außerdem zeige der Flächenvektor  $\mathbf{A}$  der Spule in die Richtung des von den Detektionsspulen erzeugten Magnetfeldes, das am Ort  $\mathbf{r}_i$  herrscht. Dabei sei  $\mathbf{r}_i$  der Ort des  $i$ -ten Quaders. Das magnetische Dipolmoment  $\mathbf{m}_{\text{Sp}}$  einer Spule mit  $N$  Windungen ist durch  $\mathbf{m}_{\text{Sp}} = NI_{\text{Sp}}\mathbf{A}$  gegeben. Im Folgenden soll nun angenommen werden, dass der Spulenstrom  $I_{\text{Sp}}$  gerade so groß sei, dass das von der Spule erzeugte magnetische Moment betragsmäßig mit der Änderung des magnetischen Moments des Quaders  $i$  übereinstimmt ( $m_{\text{Sp}} = \delta m_i$ ). In diesem Fall sollte die Flussänderung, die durch das Moment der Spule in dem Detektionsspulen-Stromkreis hervorgerufen wird, gleich der Flussänderung sein, die man für den  $i$ -ten Quader erwarten würde ( $\delta\Phi_{\text{Sp}} = \delta\Phi_i$ ). Bei der Spule und dem Detektions-Stromkreis handelt es sich um zwei geschlossene Stromkreise. Nutzt man dies aus, so kann die von der Spule erzeugte Flussänderung  $\delta\Phi_{\text{Sp}}$  in dem aus den Detektionsspulen bestehenden Stromkreis in der Form

$$\delta\Phi_{\text{Sp}} = M_{\text{DS}}I_{\text{Sp}} \tag{A.1}$$

angegeben werden, wobei es sich bei  $M_{\text{DS}}$  um die Gegeninduktivität zwischen dem Detektionsspulenkreis und dem Stromkreis der Spule handelt. In der E-Dynamik wird gezeigt, dass die Gegeninduktivität zweier Stromkreise symmetrisch ist. Das heißt für unseren Fall:  $M_{\text{DS}} = M_{\text{SD}}$ .

Dies soll nun ausgenutzt werden, um einen Ausdruck für die Gegeninduktivität  $M_{\text{DS}}$  zu finden. Man geht dabei von der gleichen Anordnung und Orientierung der beiden Stromkreise zueinander aus. Anders als zuvor soll allerdings kein Strom durch die Spule fließen. Der im Detektions-Stromkreis fließende Strom  $I_0$  erzeugt am Ort  $\mathbf{r}_i$  der schmalen Spule ein Magnetfeld mit dem Betrag  $B_i$ . Da für die Spule die gleiche Anordnung gewählt wurde wie im vorangegangenen Modell, wird die Querschnittsfläche senkrecht von diesem Magnetfeld durchsetzt. Berücksichtigt man, dass

das Magnetfeld im Bereich eines Quaders als homogen betrachtet werden kann, so lässt sich der Fluss  $\delta\Phi_D$ , der die Spule durchsetzt und von dem Detektionsspulen-Stromkreis erzeugt wird in die Form

$$\Phi_D = N \int \mathbf{B} \, d\mathbf{A} = NB_i A_{Sp} \quad (\text{A.2})$$

bringen. Da es sich bei der Spule und dem Detektionsspulen-Stromkreis um zwei geschlossenen Stromkreise handelt, gilt für den Fluss gleichzeitig die Beziehung:

$$\Phi_D = M_{SD} I_0 \quad (\text{A.3})$$

Setzt man die beiden Ausdrücke A.2 und A.3 gleich, so ergibt sich für die Gegeninduktivität  $M_{SD} = (NB_i A_{Sp})/I_0$ . Mittels der Beziehung  $M_{SD} = M_{DS}$  lässt sich der Ausdruck A.1 in die Form

$$\delta\Phi_{Sp} = \frac{B_i}{I_0} \underbrace{NA_{Sp}I_{Sp}}_{m_{Sp}} = \frac{B_i}{I_0} \delta m_i \quad (\text{A.4})$$

bringen.

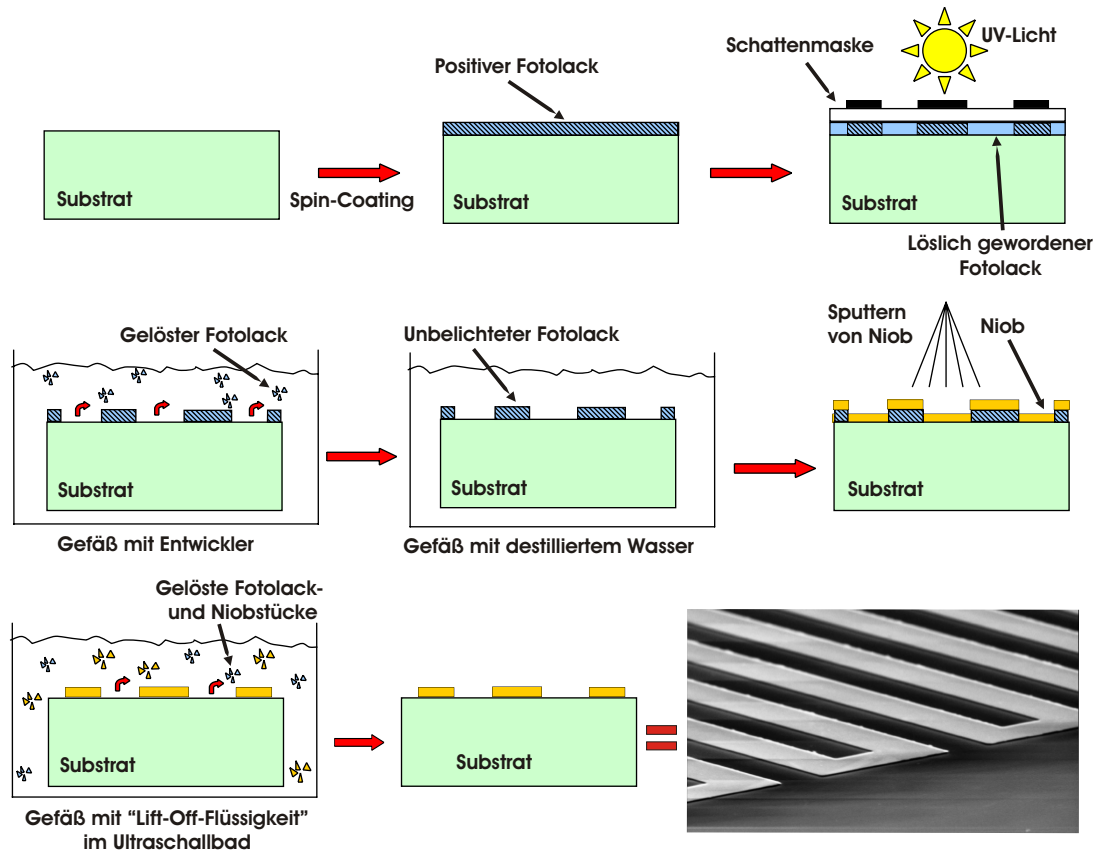
Setzt man in diese Gleichung noch für  $B_i$  die Beziehung 2.34 ein so erhält man den Ausdruck

$$\delta\Phi_i = \mu_0 \frac{G(\mathbf{r}_i)}{w} \delta m_i. \quad (\text{A.5})$$

Ein Vergleich mit der Beziehung 2.30 macht klar, dass es sich bei  $G$  um den Geometriefaktor des betrachteten Quaders bezüglich der mäanderförmigen Detektionsspule handelt.

## A.2 Mikrostrukturierung

In diesem Abschnitt soll ein kurzer Überblick darüber gegeben werden, welche Prozessschritte zur Mikrostrukturierung des Detektionsspulen-Stromkreises und der Heizer nötig sind.



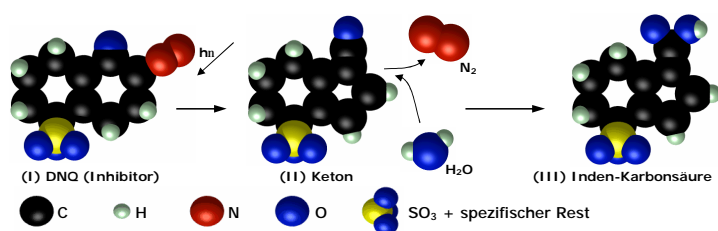
**Abb. A.1:** Prozesse zur Mikrostrukturierung der Heizer und der Detektionsspulen: 1.) Reinigen und Aufbringen eines Haftvermittlers auf das Substrat. 2.) Aufspinnen des Positiv-Fotolacks. 3.) Belichten des Lackes durch eine Schattenmaske. 4.) Entfernen der Maske und anschließende Entwicklung. 5.) Abstoppen des Entwicklungsprozesses und Trocknung des Substrats. 6.) Aufbringen der Niobschicht durch Sputtern. 7.) Lift-Off-Prozess im Ultraschallbad. Das Ultraschallbad ist der Übersichtlichkeit halber nicht mit eingezeichnet. 8.) Fertige Struktur. 9.) Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme eines Ausschnitts einer Detektionsspule.

In Abbildung A.1 sind die wesentlichen Prozessschritte in schematischer Form dargestellt. Zunächst trägt man dazu den Fotolack anhand eines Spin-Coating-Verfahrens auf das Substrat auf. Dabei wird das zuvor gereinigte und mit Haftvermittler<sup>1</sup> präparierte Substrat auf einem Halter montiert und mit Hilfe einer Pippette mit dem Foto-

<sup>1</sup>Der Haftvermittler sorgt wie der Name schon sagt für eine gute Haftung zwischen dem Substrat

lack betrauft. In unserem Fall handelte es sich um einen Positiv-Fotolack der Firma Clariant mit der Bezeichnung AZ<sup>®</sup>1505. Der Halter ist Teil einer sogenannten Lack-schleuder und wird für die gleichmäßige Belackung mit bis zu 6000 Umdrehungen/min rotiert. Die Umdrehungszahl bestimmt dabei die endgültige Schichtdicke des Fotolackes. Die zu einer bestimmten Schichtdicke gehörige optimale Umdrehungszahl hängt im Wesentlichen von der Viskosität des Lackes ab und unterscheidet sich damit von Lack zu Lack. Anschließend muss der Fotolack noch in einem Trockenofen oder auf einer Heizplatte getrocknet werden.

Die Abbildung A.2 zeigt eine schematische Darstellung der in einem Positiv-Fotolack ablaufenden Fotoreaktion, wenn dieser mit UV-Licht belichtet wird.



**Abb. A.2:** Schematische Darstellung der bei der Belichtung im Positivlack ablaufenden Fotoreaktion.

Dabei spaltet (I) der Fotoinitiator DiazoNaphtoQinon (DNQ) unter Absorption eines Photons hinreichend hoher Energie ein  $N_2$ -Molekül ab (II) und wandelt sich anschließend unter Aufnahme eines  $H_2O$ -Moleküls in eine Karbonsure (III) um, die dem Fotolack eine um Größenordnungen höhere Löslichkeit im für ihn vorgesehenen Entwickler verleiht als das Ausgangsprodukt DNQ. Die optimale Belichtungsdauer und Intensität hängen dabei sowohl vom Lack als auch von dem Reflexionsvermögen des Substrates ab und müssen für jede Fotolack-Substrat-Kombination neu ermittelt werden. Bringt man vor dem Belichten eine Schattenmaske auf, so erhält man entsprechend der Strukturen der Maske belichtete und unbelichtete Lackbereiche auf dem Substrat. Gibt man anschließend das Substrat mit dem auf diese Weise belichteten Fotolack in ein mit Entwickler<sup>2</sup> gefülltes Gefäß, so lösen sich die belichteten Strukturen heraus und die unbelichteten Strukturen bleiben stehen. Anschließend muss der Entwicklungsprozess noch in destilliertem Wasser abgestoppt werden, da auch der unbelichtete Fotolack mit der Zeit vom Entwickler angegriffen wird. Einen hochauflösenden Fotolack, eine fehlerfreie Maske und optimierte Prozessschritte vorausgesetzt hängen die kleinsten erzielbaren lateralen Strukturen im Fall der verwendeten Kontaktbelichtung empfindlich vom Abstand zwischen Maske und Lack ab.

und dem Lack. Die chemische Bezeichnung des verwendeten Haftvermittlers ist Hexamethyldisilazan.

<sup>2</sup>Es wurde der für den Lack empfohlenen Entwickler der Firma Clariant mit der Bezeichnung AZ<sup>®</sup>351B verwendet.

Im Folgenden bringt man mit Hilfe einer Technik, die man als Sputtern<sup>3</sup> bezeichnet, eine dünne Schicht Niob auf das nur noch teilweise mit Lack bedeckte Substrat auf. Der Prozess des Sputterns basiert dabei auf dem Prinzip der Kathodenzerstäubung. Heute gibt es eine ganze Reihe verschiedenster Methoden - das Dioden-Hochfrequenz-Verfahren, das Trioden-Verfahren und das Gleichstrom-Dioden-Verfahren - die alle ihre Vor- und Nachteile haben. Für die Mikrostrukturierung wurde das Dioden-Hochfrequenz-Verfahren verwendet. Eine eingehende Betrachtung dieser Verfahren und der in unserem Fall verwendeten Sputteranlage findet sich z.B. in [We91].

In einem letzten Schritt, den man im Allgemeinen auch als Lift-Off-Prozess bezeichnet, entfernt man den auf dem Substrat verbliebenen unbelichteten Lack und damit auch die Niobschicht, die sich beim Sputtern auf die Lackschicht gelegt hat. Dazu wird das Substrat in unserem Fall in ein mit DiMethylFormamid (DMF) gefülltes Gefäß gelegt. Diese Chemikalie ist in der Lage den Lack aufzulösen, während das Niob von ihr nicht angegriffen wird. Bedingt durch den Entwicklungsprozess und die Belichtung sind die Kanten des strukturierten Lackes nicht beliebig steil und die Niobschicht bildet in der Regel eine zusammenhängende Schicht. Diese Schicht isoliert den darunterliegenden Lack von dem DMF und verhindert so dass der Lack sich löst. Im Bereich der Kanten ist die Niobschicht allerdings sehr dünn. Stellt man das Gefäß in ein beheiztes Ultraschallbad und beschallt vorsichtig das Substrat, so ist es möglich die Folie an diesen 'Sollbruchstellen' zu teilen. Als Endergebnis erhält man ein genaues Abbild der Strukturen der Schattenmaske.

Die Strukturbreite ist zum einem durch die Auflösung des Maskenschreibers und zum anderen durch die Auflösung der verwendeten Fotolacke limitiert. Versuche haben gezeigt dass es mit dem verwendeten Fotolack und den vorhandenen Geräten möglich ist Strukturen zu erzeugen, deren Strukturbreite und Streifenabstand  $1,5\ \mu\text{m}$  betragen.

Zur Erzeugung der Schattenmaske stand ein Maskenschreiber des Typs DWL66 der Firma Heidelberg Instruments zur Verfügung. Die Rohmasken wurden von der Firma Stella Corporation<sup>4</sup> bezogen und bestehen aus einem UV-durchlässigen Glassubstrat auf dem eine dünne, optisch dichte Chromschicht aufgebracht ist. Direkt auf der Chromschicht befindet sich eine dünne Positiv-Fotolack-Schicht. Anhand des Maskenschreibers lassen sich die gewünschten Strukturen mit einem Laser direkt in die Lackschicht 'schreiben'. Die so belichteten Strukturen werden dann entwickelt und anschließend in destilliertem Wasser abgestoppt. Nun legt man die Maske in ein Ätzbad<sup>5</sup>. An den Stellen an denen sich kein Lack mehr befindet ist das Chrom

---

<sup>3</sup>Der Begriff 'Sputtern' ist an den englischen Begriff 'sputtering' angelehnt und bezeichnet das Kathodenzerstäuben bzw. im weiteren Sinne auch die Deposition des zerstäubten Materials auf ein Substrat.

<sup>4</sup>Die Firma Stella Corporation hat ihren Sitz in Funabashi, Chiba, Japan.

<sup>5</sup>Die verwendete Chromätze hat die Bezeichnung Chrome Edge 18 und wird von der Firma

der chemischen Lösung direkt ausgesetzt und wird aufgelöst. Die anderen Bereiche bleiben durch den Lack geschützt. Dieses Verfahren bezeichnet man auch als Nasschemisches-Ätzen.

Die im Experiment mikrostrukturierten Detektionsspulen haben eine Strukturbreite von  $10\ \mu\text{m}$ , einen ebenso großen Streifenabstand und eine Strukturhöhe von  $h_w = 200\ \text{nm}$ . Messungen bei einer Temperatur von  $4,2\ \text{K}$  ergaben für die Detektionsspulen einen kritischen Strom von etwa  $80\ \text{mA}$ . Bei einer Arbeitstemperatur von  $T = 30\ \text{mK}$  beträgt der kritische Strom demnach circa  $100\ \text{mA}$ . Das gemessene Restwiderstandverhältnis der fabrizierten Niob-Schichten betrug  $RRR = 1,5$ .

## Literaturverzeichnis

- [Ab70] A. Abragam und B. Bleaney, *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Metals*, Clarendon Press, Oxford, 1970
- [Ch75] J.D.N. Cheeke, H. Ettinger und B. Hebral, *Analysis of heat transfer between solids at low temperatures*, Can. J. Phys. **54**, 1749, 1976
- [En00] C. Enss et al., *Metallic Magnetic Calorimeters for Particle Detection*, J. Low Temp. Phys., **121**(3/4), 137, 2000
- [En00a] C. Enss, S. Hunklinger, *Tieftemperaturphysik*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, ISBN 3-540-67674-0, 2000
- [Fl98] A. Fleischmann, *Hochauflösendes magnetisches Kalorimeter zur Detektion von einzelnen Röntgenquanten*, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 1998
- [Fl00] A. Fleischmann et al., *Low Temperature Properties of Erbium in Gold*, J. Low Temp. Phys., **118**(1/2), 7-20, 2000
- [Fl03] A. Fleischmann, *Magnetische Mikrokalorimeter: Hochauflösende Röntgenspektroskopie mit energiedispersiven Detektoren*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2003
- [Fr76] S. Fraga, *Handbook of Atomic Data*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, ISBN: 0-444-41461-4, 1976
- [Ha92] W. Hahn, M. Loewenhaupt und B. Frick, *Crystal field excitations in dilute rare earth noble metal alloys*, Physica B, **180&181**, 176, 1992
- [Hö97] G. Hölzer, M. Fritsch, M. Deutsch, J. Hartwig, E. Forster,  *$K_{\alpha 1,2}$  and  $K_{\beta 1,3}$  x-ray emission lines of the 3d transition metals*, Phys. Rev. A, **56**(6), 4554-4568, 1997
- [Ki93] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, R. Oldenbourg Verlag, München, 1993
- [Mo84] S.H. Moseley, J.C. Mather, D. McCammon, *Thermal detectors as x-ray spectrometers*, J. Appl. Phys. **56**(5), 1257, 1984

- [Ou02] N. Oukhanski, R. Stolz, V. Zakosarenko und H.-G. Meyer, *Low-drift broadband directly coupled dc SQUID read-out electronics*, Physica C, **368**, 166-170, 2002
- [Sc67] H.W. Schnopper, *Atomic Readjustment to an Inner-Shell Vacancy: Manganese K X-Ray Emission Spectra from an Fe<sup>55</sup> K-Capture Source and from the Bulk Metal*, Phys.Rev. **154**,118 ,1967
- [Sc00] J. Schönefeld, *Entwicklung eines mikrostrukturierten magnetischen Tieftemperatur-Kalorimeters zum hochauflösenden Nachweis von einzelnen Röntgenquanten*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2000
- [Sj75] M.E. Sjöstrand und G. Seidel, *Hyperfine resonance properties of Er<sup>3+</sup> in Au*, Phys. Rev. B, **11**(9), 3292-3297, 1975
- [Ta71] L.J. Tao et al., *Hyperfine Splitting of Er and Yb Resonance in Au: A Separation between the Atomic and Covalent Contributions to the Exchange Integral*, Phys. Rev. B, **4**(1), 5-9, 1971
- [Te77] C.D. Tesche und J. Clarke, *DC SQUID: noise and optimization*, J. Low Temp. Phys., **29**(3-4), 301, 1977
- [Va84] T. Varpula und T. Poutanen, *Magnetic field fluctuations arising from thermal motion of electric charge in conductors*, J. Appl. Phys., **55**(11), 4015-4021, 1984
- [Ve98] G. Ventura, A. Bonetti, L. Lanzi, I. Peruzzi und G. Ponti, *Thermal conductivity of the normal and superconducting Al/Si 1% alloy*, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) **61B**, 576-581, 1998
- [We87] F.C. Wellstood, C. Urbina und J. Clarke, *Low-frequency noise in dc superconducting quantum interference devices below 1K*, Appl. Phys. Lett., **50**(12), 772-774, 1987.
- [We91] A. Weber, *Erzeugung von Oberflächenwellen auf Silizium mit Zinkoxid-Filmen*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 1991
- [We96] H. Weinstock, *SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications*, Kluwer Academic Publishers, Niederlande, ISBN: 0792343506, 1996
- [Wi96] D.Widmann, *Technologie hochintegrierter Schaltungen*, Springer Verlag, ISBN 2-540-59357-8, 1996



- [Wi69] G. Williams und L.L. Hirst, *Crystal-Field Effects in Solid Solutions of Rare Earths in Noble Metals*, Phys. Rev., **185**(2), 407-414, 1969
- [Za04] D. Zajfman, *CSR A Cryogenic Storage Ring*, persönliche Mitteilung und Working Paper, 2004



# Danksagung

Zum Schluß möchte ich mich bei allen bedanken, die auf direkte oder indirekte Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt

- Herrn Prof. Dr. S. Hunklinger für die sehr nette Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Möglichkeit diese Arbeit durchführen zu können.
- Herrn Prof. Dr. D. Schwalm für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens dieser Arbeit.
- Herrn Priv. Doz. Dr. Christian Enss für die vielen Anregungen und Diskussionen im Rahmen dieser Arbeit.
- Andreas Fleischmann für seine unermüdliche Hilfe und seine vielfältigen Hilfestellungen während der gesamten Diplomarbeit. Erst mit seiner Hilfe und seinem Wissen war es möglich das 'biestige Niob klein zu kämpfen' und die Fähigkeiten eines 'Mäandertalers' zu entwickeln. Vielen Dank auch für die Geduld beim Korrekturlesen der verschiedenen Versionen dieser Arbeit und die Ausdauer bei den sich meist daran anschließenden Diskussionen.
- Talgat Daniyarov für die unzähligen Stunden in denen er mir bei der Auswertung der Daten half. Außerdem schaffte er es immer wieder mich durch seinen ganz speziellen Humor aufzumunter, auch wenn mal wieder alles schief ging. Seine Geschichten, Lebensweisheiten und Anekdoten sind ein wichtiger Bestandteil meiner Zeit als Diplomand, den ich nicht missen möchte.
- Markus Linck für seine aufmunternden Worte immer zur richtigen Zeit. Schließlich ist es nicht zuletzt ihm zu verdanken, dass ich mich für die Tieftemperaturphysik entschieden habe. Ich erinnere mich immer noch gerne an die ersten Semester und die lustigen Partys mit ihm.
- Hannes Rotzinger für die Hilfe bei Computerproblemen jeglicher Art, was natürlich auch Anwenderfehler miteinschließt. Nur mit seinen Kenntnissen über das Eigenleben von Computern war es möglich den Server vor mir zu schützen. Jetzt kann ich diesen zwar nicht mehr herunterfahren, aber die Laborkollegen

wirken gleich schon viel entspannter. In ihm habe ich jemanden gefunden der einen guten Witz zu schätzen weiß, grins.

- Marc Layer, Xuwei Cao, Andreas Rost, Marek Bartkowiak, Hsin-yi Hao, Maximilian Brandt, Andreas Reiser, Gernot Kasper und Lars Hildebrand für die gemeinsamen lustigen Kaffeepausen, die geselligen Freizeitaktivitäten und den Spaß den wir zusammen hatten.
- Jens Wagner, der mir bei den ersten Gehversuchen im Reinraum geholfen hat und mir bei Fragen mit Rat und Tat zu Seite stand.
- Herrn Wolf ohne dessen Unterstützung und Erfahrung es nicht möglich gewesen wäre die Ideen in die Tat umzusetzen. Um dabei die Prozesse voranzutreiben scheute er sich nicht einmal seinen freien Sonntag für mich zu opfern.
- allen Mitarbeiter des Kirchhoff-Instituts, die durch ihre Arbeit für das Funktionieren der Experimente gesorgt haben. Insbesondere möchte ich dabei die technischen Facharbeiter in den Bereichen der Helium- und der Stickstoff-Verflüssigung und die Arbeiter in der Elektronik- und der Feinmechanikerwerkstatt hervorheben.
- Michael Philipp, Isabel Heimgärtner, Steffen Schwind, Tanja Zimmermann, Alex Florian, Martin Ostermayer, Sascha Reiner und Ton Van Trinh Do, dass sie mich nicht vergessen ließen, dass es außer der Physik noch andere Dinge gibt. Bedanken möchte ich mich für die lustigen Abende, die super Weinfeste, 's Dummgebabbel, den Schoppehalter, Euer Verständnis während der Lernphasen und Eure Freundschaft.
- Meinen beiden ehemaligen WG-Mitbewohnern Raphael Schmidt und Dennis Heine für das lustige WG-Treiben. Es war eine echt schöne Zeit. Gemeinsam gefrustet von dem Lernen für die Diplomprüfungen kam es immer wieder vor, dass wir zum Pivot-Element der Matrix wurden und dann  $e^x$  partiell nach  $y$  differenzierten. So rächten wir uns an ihr für all das was sie uns immer wieder aufs Neue antat.
- meiner Freundin Astrid, die mich immer wieder zum Lachen brachte und mit Ihrer Heiterkeit die Sonne für mich scheinen ließ. Sie ist in jeglicher Hinsicht ein ganz besonderer Mensch, der mein Leben bereichert.

Ganz besonders großer Dank gebührt meinen Eltern, die mir das Studium erst ermöglichen und mir stets bei meinen Entscheidungen mit Rat und Tat zur Seite standen. Auch möchte ich meiner Schwester Tamara danken, die immer ein offenes Ohr für Ihren großen Bruder hatte und mir oft einen anderen Blickwinkel der Dinge aufzeigte.

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

Heidelberg, den 13.04.2004

.....

(Andreas Burck)