

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG



Richard Weldle

Untersuchung des Effekts magnetischer
Verunreinigungen auf das
Thermalisierungsverhalten von supraleitenden
Teilchenabsorbern

Diplomarbeit

HD-KIP 08-25

KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

DIPLOMARBEIT
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Richard Weldle
aus Oberndorf a. N.

2008

Untersuchung des Effekts magnetischer
Verunreinigungen auf das
Thermalisierungsverhalten von
supraleitenden Teilchenabsorbern

Die Diplomarbeit wurde ausgeführt von Richard Weldle am
Kirchhoff-Institut für Physik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. C. Enss

Supraleitende Materialien wären wegen ihrer geringen spezifischen Wärme hervorragend als Absorber von kalorimetrischen Detektoren geeignet. Allerdings wurden in fast allen Experimenten mit supraleitenden Absorbern bei tiefen Temperaturen sehr lange Thermalisierungszeiten beobachtet, die häufig der langsamen Rekombination von Quasiteilchen zugeschrieben wurden und den Einsatz solcher Absorber in hochauflösenden Detektoren unmöglich machten. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde experimentell untersucht, ob das Thermalisierungsverhalten supraleitender Absorber durch ein Dotieren mit magnetischen Verunreinigungen modifiziert werden kann. Dazu wurden zwei metallische magnetische Mikrokalorimeter (MMC) mit supraleitenden Absorbern entwickelt und charakterisiert. Ein MMC ist ein energiedispersiver Tieftemperaturteilchendetektor, der als Temperatursensor eine paramagnetische Legierung in einem äußeren Magnetfeld verwendet. Die Temperaturerhöhung bei der Absorption eines Teilchens führt zu einer Änderung der Magnetisierung, die als Flussänderung von einem SQUID-Magnetometer nachgewiesen wird, und als Maß für die deponierte Energie dient. Das supraleitende Material der Teilchenabsorber wurde variiert und bestand zum einen aus hochreinem Aluminium und zum anderen aus mit Mangan dotiertem Aluminium, das sich u.a. durch eine reduzierte Energielücke auszeichnet. Zur Charakterisierung wurden die pulsformigen Detektorantworten nach der Absorption von Röntgenquanten einer ^{55}Fe -Quelle aufgezeichnet. Die Analyse der Signalförmigkeit zeigt, dass der schnelle Signalanstieg, der bei reinen Al-Absorbern aufgrund ballistischer Phononenausbreitung existiert, bei AlMn-Absorbern fehlt. Des Weiteren wurden bei Temperaturen unter 80 mK sehr lange Signalabklingzeiten beobachtet, die durch magnetische Verunreinigungen kaum beeinflusst werden.

Investigation of the effect of magnetic impurities on the thermalisation of energy in superconducting absorbers

Superconducting materials would be very suitable as absorbers of calorimetric detectors due to their low specific heat. However, in most experiments using superconducting absorbers at low temperatures very long relaxation times were observed, which are thought to be caused by the slow recombination of quasiparticles, and make their use as absorbers in high resolution detectors impossible. Within this thesis it was investigated whether doping a superconductor by adding magnetic impurities results in faster thermal relaxation. For that purpose two metallic magnetic calorimeters (MMC) with superconducting absorbers were designed and characterized. A MMC is an energy dispersive detector based on a temperature sensor consisting of a paramagnetic alloy in an external magnetic field. The temperature increase due to an absorbed particle leads to a magnetisation change which is detected by a SQUID magnetometer. In order to characterize the detector response upon the absorption of X-rays of a ^{55}Fe source was recorded. The superconducting absorber material was varied in the experiments, consisting of pure aluminium in one case and aluminium doped with manganese in the other. The analysis of the pulse shape revealed that the fast signal rise existing in pure Al-absorbers due to ballistic phonon propagation is absent in detectors with AlMn-absorbers. Furthermore, at temperatures below 80 mK very long signal decay times were observed, which are hardly affected by magnetic impurities.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Detektionsprinzip von magnetischen Kalorimetern	3
2.2	Physikalische Eigenschaften von Golderbium	5
2.2.1	Magnetische Eigenschaften von <u>Au:Er</u>	5
2.2.2	Magnetisierung und Wärmekapazität	6
2.2.3	Detektorsignal	9
2.2.4	<u>Au:Er</u> im Modell wechselwirkender magnetischer Momente	11
2.2.5	Einfluss des Kernspins von ^{167}Er	14
2.3	Geometrie des Detektors	16
2.3.1	Motivation der Mäandergeometrie	16
2.3.2	Verteilung des Magnetfeldes im Sensorvolumem	20
2.3.3	Signalgröße und Optimierung	22
2.4	Generelle Limitierung der Energieauflösung	25
2.4.1	Thermodynamische Fluktuationen	25
2.4.2	Magnetisches Johnson-Rauschen	27
2.5	Supraleitende Absorber	29
2.5.1	Beobachtungen in früheren MMC-Experimenten mit supraleitenden Absorbern	29
2.5.2	Absorptionsprozess von Röntgenquanten in Supraleitern	30

2.5.3	Supraleiter mit reduzierter Energielücke	32
2.5.4	Eigenschaften von Aluminium	35
2.5.5	Wärmekapazität des Absorbers	36
3	Experimentelle Methoden	39
3.1	Erzeugung tiefer Temperaturen	39
3.2	SQUID-Magnetometer	41
3.2.1	dc-SQUIDs und Fluss-Rückkopplung	41
3.2.2	Zweistufiger SQUID-Aufbau	44
3.2.3	Magnetisches Flussrauschen des dc-SQUIDs	45
3.3	Aufbau des Experiments	46
3.3.1	Detektor-SQUID MagCal Nr.15	46
3.3.2	Detektoraufbau	48
3.3.3	⁵⁵ Fe Röntgenquelle	52
3.3.4	Leitungsführung	52
3.3.5	Thermometrie und Datennahme	54
4	Experimentelle Ergebnisse	57
4.1	Magnetisches Flussrauschen	57
4.1.1	Rauschen bei 4,2 K	57
4.1.2	Rauschen bei tiefen Temperaturen	59
4.2	Magnetisierung und Sensortemperatur	62
4.3	Spektrum der Röntgenquelle und Energieauflösung	65
4.4	Signalform	68
4.4.1	Signalabfall	70

4.5	Quantitative Beschreibung der Pulsformen	71
4.5.1	Wärmeleitfähigkeit zwischen Detektor und Wärmebad	73
4.5.2	Relaxationszeiten	75
4.5.3	Thermisches Modell	76
4.5.4	Signalanstieg und erste Abfallszeit	77
4.5.5	Lange Abfallszeiten	80
5	Zusammenfassung und Ausblick	83
	Literaturverzeichnis	85
7	Danksagung	89

1. Einleitung

Bereits 1903 bemerkten Pierre Curie und Albert Laborde an einem Radium-Präparat eine leichte Erhöhung der Temperatur der Probe [Cur03]. Sie begründeten dies mit einem Wärmeeintrag im Präparat aufgrund von radioaktiven Zerfällen. Die Temperaturerhöhung der Probe war jedoch trotz einer Vielzahl an Zerfällen sehr klein. 1935 wies Franz Eugen Simon darauf hin, dass sich die Empfindlichkeit von solchen kalorimetrischen Experimenten steigern lässt, wenn die Messungen bei tiefen Temperaturen durchgeführt werden [Sim35]. Dies beruht auf der verringerten Wärmekapazität des Kalorimeters, die größere Temperaturerhöhungen zu Folge hat. Durch den Übergang zu immer kleineren Kalorimetern, die bei immer tieferen Temperaturen betrieben wurden, war es bald sogar möglich, die Wärmeeinträge einzelner Teilchen zu detektieren.

Zu Beginn der 90er Jahre gab es eine Reihe von Vorschlägen, Tieftemperaturkalorimeter für konkrete Fragestellungen in der Astro- und Elementarteilchenphysik einzusetzen. Hierzu zählten die Suche nach dunkler Materie, das sogenannte Sonnenneutrino-Problem und die Röntgenastronomie. In der Folgezeit wurden verschiedenartige Tieftemperaturteilchendetektoren realisiert und auch zur Anwendung gebracht.

Über die Jahre hinweg entwickelten sich verschiedene Methoden für das Auslesen der Temperaturänderungen in den Kalorimetern, wobei das jeweilige Design der Detektoren stark von der beabsichtigten Anwendung abhängt. Bekannte Vertreter in den Reihen der Mikrokalorimeter sind z.B. TES-Detektoren (Transition Edge Sensor), die die starke Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes eines Supraleiters am Sprungpunkt T_c zum Auslesen der Temperatur benutzen, oder etwa die STJs (Superconducting Tunnel Junction), die in Form eines Tunnelstroms den Quasiteilchenstrom messen, der durch das Aufbrechen von Cooperpaaren bei der Teilchenabsorption entsteht ([Irw05] und [Ler05]). Weitere Beispiele sind die STs (Semiconductor Thermistors), die den starken Anstieg des Widerstandes von Halbleitern bei tiefen Temperaturen nutzen [McC05], oder aber die in dieser Arbeit verwendeten MMCs (Metallic Magnetic Calorimeters). Letztere nutzen die temperaturabhängige Magnetisierung eines paramagnetischen Sensors in einem externen Magnetfeld und zeichnen sich durch eine hohe Energieauflösung, ein geringes intrinsisches Rauschen und eine schnelle Thermalisierung im Sensor aus.

Bei den individuellen Detektoraufbauten ist es häufig der Fall, dass neben dem Temperatursensor auch ein Absorber benötigt wird, um die Teilchen mit der gewünschten Quanteneffizienz abzustoppen oder die Detektionsfläche zu vergrößern. Um nach der Absorption eine größtmögliche Temperaturerhöhung des Sensors zu erhalten, soll-

te die Gesamtwärmekapazität des Detektors möglichst gering sein. Optimierungsrechnungen zeigen zudem, dass die optimalen Ausmaße des Sensors stark von der Dimensionierung des Absorbers abhängen. Daher ist, neben guten Absorptionseigenschaften, vor allem eine geringe spezifische Wärmekapazität entscheidend für die Wahl des Absorbermaterials.

Hierfür wurden zunächst dielektrische Materialien untersucht, deren spezifische Wärmekapazität bei tiefen Temperaturen allein durch die Phononen bestimmt und somit sehr klein ist. Die Verwendung von Dielektrika erwies sich allerdings als problematisch, da es dort bei der Absorption von Teilchen z.B. zur Bildung von Elektron-Loch-Paaren kommt und diese an Verunreinigungen gebunden werden können. Die damit verbundenen langen Relaxationszeiten führen zu einer deutlichen Verschlechterung der erreichbaren Zählraten des Detektors.

Als Alternative bot sich die Verwendung von Supraleitern an, die aufgrund der Cooperpaarbildung der Elektronen bei tiefen Temperaturen ebenfalls eine geringe, von Phononen dominierte spezifische Wärmekapazität besitzen. Auch hierbei zeigten sich jedoch überraschend lange Relaxationszeiten nachdem ein Teilchen absorbiert wurde. Es wird angenommen, dass lange Rekombinationszeiten der bei der Absorption aufgebrochenen Cooperpaare für die langsame Relaxation verantwortlich sind.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei MMCs mit unterschiedlichen supraleitenden Absorbern zur Untersuchung des Thermalisierungsverhaltens aufgebaut und charakterisiert. Bei den Supraleitern handelt es sich dabei um einen sehr reinen Aluminium-Einkristall und um gezielt magnetisch verunreinigtes Aluminium-Mangan, das sich durch eine reduzierte Energielücke auszeichnet. Es soll damit unter anderem überprüft werden, ob eine Verringerung der Energielücke des Supraleiters zu einer schnelleren Rekombination der Quasiteilchen zu Cooperpaaren führt.

Im folgenden Kapitel der vorliegenden Arbeit werden, nach einer kurzen Erläuterung des generellen Funktionsprinzips der MMCs, die physikalischen Eigenschaften des Sensormaterials Au:Er beschrieben. Die Eigenheiten der speziellen Geometrie des Detektors werden betrachtet und prinzipielle Grenzen diskutiert. Anschließend erfolgt eine Diskussion von supraleitenden Absorbern im Allgemeinen und der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Materialien im Speziellen.

Eine ausführliche Erläuterung der SQUID-Magnetometer, die einen wesentlichen Bestandteil des Detektionsprinzips von MMCs darstellen, erfolgt im 3. Kapitel. Zudem wird die Präparation der supraleitenden Absorber beschrieben und der experimentelle Aufbau der Detektoren erläutert.

In Kapitel 4 werden die experimentellen Ergebnisse mit Fokus auf das supraleitende Material des Teilchenabsorbers präsentiert, und im 5. Kapitel die gesamte Arbeit kurz zusammengefasst und zukünftige Perspektiven für die Weiterentwicklung aufgezeigt.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Detektionsprinzip von magnetischen Kalorimetern

Das Detektionsprinzip metallischer magnetischer Mikrokalorimeter (MMC), beruht auf der Strategie, die Energie, die ein zu detektierendes Teilchen bei seiner Absorption in einem Volumen deponiert, anhand der dabei auftretenden Temperaturänderung zu bestimmen. Will man die Energien einzelner Photonen oder auch massiver Teilchen wie zum Beispiel α -Strahlen messen, so müssen verhältnismäßig kleine Absorptionsvolumina gewählt werden, da sonst die während des Detektionsprozesses entstehenden Temperaturänderungen aufgrund der großen Wärmekapazitäten nicht mehr nachweisbar wären.

Dies führt uns zu den in dieser Arbeit behandelten Mikrokalorimetern, die für den Nachweis von niederenergetischen Röntgenquanten entwickelt wurden. Allen Mikrokalorimetern gemeinsam ist der prinzipielle Detektoraufbau, bestehend aus einem Absorber, einem Temperatursensor und einem Wärmebad. Der Absorber ist dabei thermisch stark an den Temperatursensor gekoppelt¹. Das gesamte System aus Absorber und Sensor ist wiederum schwach an ein Wärmereservoir gekoppelt. Im Falle der metallischen magnetischen Mikrokalorimeter geschieht das Auslesen der Temperatur, wie der Name schon sagt, auf magnetischem Wege. Der Schematische Aufbau ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

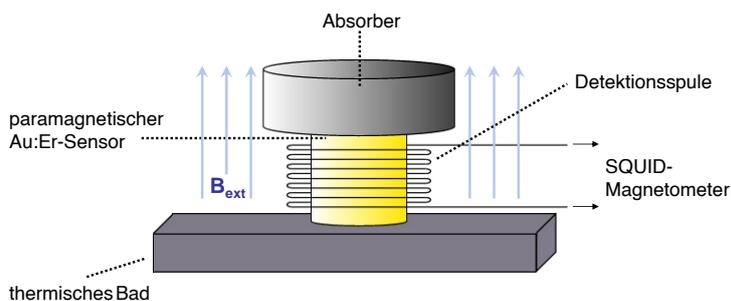


Abb. 2.1: Prinzip der magnetischen Kalorimeter

Die im Absorber deponierte Energie erzeugt einen Wärmepuls im paramagnetischen Au:Er-Sensor, dessen Magnetisierung M in einem externen Magnetfeld B_{ext} bei tiefen Temperaturen stark temperaturabhängig ist. Die Änderung der Magnetisierung verändert auch den magnetischen Fluss in der um den Sensor angebrachten Detektionsspule, welche von einem hochsensitiven SQUID²-Magnetometer nachgewiesen

¹in einigen Fällen wird auch das Sensormaterial selbst als Absorber benutzt

²aus dem Englischen: Superconducting Quantum Interference Device

wird. Die in den Detektor³ eingebrachte Energiemenge δE führt zu einer Temperaturerhöhung, die durch die Wärmekapazität C_{tot} gegeben ist:

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

Die gesamte Wärmekapazität C_{tot} des Detektors setzt sich zusammen aus allen verfügbaren Freiheitsgraden, was je nach Art der verwendeten Materialien neben den magnetischen Momenten des Temperatursensors, den Elektronen und Phononen, auch Kernmomente, oder im Fall von Supraleitern, auch Quasiteilchen einschließen kann. Eine Erhöhung der Sensortemperatur T um δT bewirkt in Folge der Boltzmannstatistik, dass sich mehr Spins antiparallel zum äußeren Magnetfeld ausrichten und verursacht somit eine Abnahme der Magnetisierung M um

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

Die gemessene Größe ist die in der Detektionsspule erzeugte Flussänderung, die proportional zur Änderung der Magnetisierung und im Fall kleiner Temperaturerhöhungen ($\delta T \ll T$) auch proportional zur deponierten Energie δE ist:

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

Anhand Gleichung 2.3 lassen sich die beiden für das Detektordesign wichtigsten Größen ablesen. Um bei einer vorgegebenen Teilchenenergie ein möglichst großes Messsignal und damit auch ein gutes Signal-zu-Rauschen-Verhältnis zu erhalten, muss die Wärmekapazität des Absorber-Sensor-Systems minimiert werden. Dem entgegen stehen praktische Anforderungen an den Detektor, wie eine möglichst große Detektionsfläche sowie eine hohe Quanteneffizienz. Desweiteren sollte das Sensormaterial eine möglichst starke Abhängigkeit der Magnetisierung von der Temperatur aufweisen, um die bei der Teilchenabsorption auftretenden Temperaturänderungen in möglichst große Flussänderungen umzuwandeln. Dies lässt sich beispielsweise durch die Wahl eines Sensormaterials mit einer großen Konzentration von magnetischen Momenten erreichen. Um hohe Zählraten des Detektors zu ermöglichen, ist es zudem notwendig, dass das thermische System nach einem Absorptionsprozess schnell wieder in den Ausgangszustand relaxiert.

In bisherigen Arbeiten (siehe z.B. [Ban93] und [Fle04]) wurde gezeigt, dass paramagnetische Legierungen von Gold mit Erbium einen ausgewogenen Kompromiss dieser Anforderungen darstellt. Im nächsten Abschnitt soll das paramagnetische Sensormaterial Au:Er näher erläutert und die für die Beschreibung des Systems relevanten Größen thermodynamisch hergeleitet werden.

³womit hier das System, bestehend aus Absorber und Sensor, bezeichnet sein soll

2.2 Physikalische Eigenschaften von Golderbium

2.2.1 Magnetische Eigenschaften von Au:Er

Als Sensormaterial wurde in der vorliegenden Arbeit Gold verwendet, das mit Erbium dotiert wurde. In der verdünnten Legierung besetzt Erbium in der fcc-Struktur des Goldes reguläre Gitterplätze und gibt dabei drei Elektronen an das Wirtsgitter ab, wie in Abbildung 2.2 veranschaulicht wird.

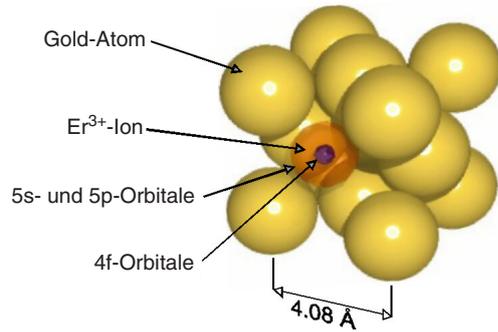


Abb. 2.2: Schematische Darstellung eines Gitterausschnittes von Erbiumdotiertem Gold. Die Er^{3+} -Ionen nehmen in der fcc-Struktur des Goldes reguläre Gitterplätze ein.

Die Er^{3+} -Ionen besitzen die Elektronenkonfiguration $[Kr]4d^{10}4f^{11}5s^25p^6$. Gold als Wirtskristall ist selbst diamagnetisch mit einer Größe der Volumenssuszeptibilität von $\chi_{Au} = -3,45 \cdot 10^{-5}$, die für die noch folgende Diskussion vernachlässigbar klein ist, und kaum von der Temperatur abhängt. Die gewünschten paramagnetischen Eigenschaften erhält die Legierung durch die nur teilweise besetzte 4f-Schale der Erbiumionen. Aufgrund deren geringer räumlichen Ausdehnung mit $r_{4f} \approx 0,3\text{\AA}$ [Fra76] wird sie komplett von den größeren 5s- und 5p-Orbitalen umschlossen ($r_{ion} \approx 1\text{\AA}$), wodurch es zu einer Abschirmung des Kristallfeldes kommt [Fle05]. Daher können die Gesamtdrehimpulse \mathbf{S} , \mathbf{L} und \mathbf{J} der Ionen in guter Näherung nach den Hund'schen Regeln ermittelt werden, und damit der Landé-Faktor

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (2.4)$$

Für den betrachteten Fall erhält man mit $L = 6$, $S = 1/2$ und $J = 15/2$ einen Wert von $g_J = 1,2$, und kann damit das magnetische Moment über $\boldsymbol{\mu} = -g_J \mu_B \mathbf{J}$ berechnen, mit dem Bohr'schen Magneton $\mu_B = 9,2740 \cdot 10^{-24} \text{J/T}$ [Kit99]. Die daraus gewonnenen Vorhersagen stimmen im Bereich hoher Temperaturen ($T > 100 \text{K}$) gut mit experimentellen Daten überein. Geht man zu tiefen Temperaturen über, so können die Effekte des Kristallfeldes nicht länger vernachlässigt werden. Der Einfluss, den die benachbarten Goldatome im Kristallgitter am Ort des Erbiumions ausüben, lässt sich durch ein zusätzliches Potential mit der Symmetrie des Wirtskristalls in den entsprechenden Hamilton-Operator miteinbeziehen. Hierbei kommt

es zu einem Übergang vom ursprünglich $(2J + 1)$ -fach entarteten Grundzustand der Er^{3+} -Ionen zu einer Gruppe von Multipletts. Das dabei energetisch am günstigsten liegende ist ein Γ_7 -Kramers-Doublett, das im Nullfeld durch eine Energie ΔE vom ersten angeregten Multiplett Γ_8 separiert ist. In Neutronenstreuexperimenten [Hah92], Suszeptibilitätsmessungen [Wil69], Magnetisierungsmessungen [Fle00] und mittels Hyperfein-Resonanz-Spektroskopie [Sjö75] konnte diese Energieaufspaltung zu $\Delta E = 17 \pm 5 \text{ K} \cdot k_B$ bestimmt werden. Im Bereich tiefer Temperaturen und für kleine magnetische Felder lässt sich das Verhalten von Erbium in Gold daher durch ein Zwei-Niveau-System beschreiben, in dem den Ionen ein Quasispin $\tilde{S} = 1/2$ zugeordnet werden kann. Der zugehörige, effektive Landé-Faktor ist isotrop und besitzt einen Wert von $\tilde{g} = 34/5$, der mehrfach experimentell bestätigt wurde (z.B. in [Tao71]). Von eben dieser Näherung für kleine Magnetfelder und tiefe Temperaturen wollen wir im folgenden Abschnitt, der thermodynamischen Beschreibung des Systems Au:Er, ausgehen.

2.2.2 Magnetisierung und Wärmekapazität

Zur Beschreibung der Wärmekapazität C und der Magnetisierung M des Systems Au:Er bedient man sich der Thermodynamik sowie der statistischen Physik. Als thermodynamisches Potential wählt man hierbei die freie Energie. Vernachlässigt man den von der Volumenänderung abhängigen Term, der für den betrachteten Temperaturbereich sehr klein ist, erhält man für das vollständige Differential der freien Energie

$$dF = -SdT - VMdB . \quad (2.5)$$

Der Ausdruck

$$F = -Nk_B T \ln z \quad (2.6)$$

stellt die Verbindung zur Statistischen Physik her, mit der Anzahl der magnetischen Momente N , der Boltzmann-Konstanten k_B , der Temperatur T und der kanonischen Ein-Teilchen-Zustandssumme z , die gegeben ist durch

$$z = \sum_i e^{-\frac{E_i}{k_B T}} . \quad (2.7)$$

Die den magnetischen Momenten zugänglichen Energieeigenwerte sind hier mit E_i bezeichnet. Die Wärmekapazität C , die Magnetisierung M und deren Änderung mit

der Temperatur $\partial M/\partial T$ können aus den Gleichungen 2.5 - 2.7 abgeleitet werden:

$$C = -T \frac{\partial^2 F}{\partial T^2} = \frac{N}{k_B T^2} \{ \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 \} \quad (2.8)$$

$$M = -\frac{1}{V} \frac{\partial F}{\partial B} = -\frac{N}{V} \left\langle \frac{\partial E}{\partial B} \right\rangle \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial M}{\partial T} = \frac{N}{V k_B T^2} \left\{ \langle E \rangle \left\langle \frac{\partial E}{\partial B} \right\rangle - \left\langle E \frac{\partial E}{\partial B} \right\rangle \right\} . \quad (2.10)$$

Ausdrücke in eckigen Klammern stehen hierbei für die thermodynamischen Einzelteilchen-Erwartungswerte:

$$\langle X \rangle = \frac{1}{z} \sum_i x_i \cdot e^{-\frac{E_i}{k_B T}} . \quad (2.11)$$

Diese allgemeine Beschreibung lässt sich nun auf den Spezialfall der magnetischen Momente in Au:Eranwenden. Für diesen kann, beschränkt man sich auf tiefe Temperaturen, nach Abschnitt 2.9 die Näherung eines quantenmechanischen Zwei-Niveausystems verwendet werden. In einem solchen gibt es für ein magnetisches Moment in einem äußeren Magnetfeld nur zwei Einstellungsmöglichkeiten, entweder parallel oder antiparallel. Die zugehörigen Energieeigenwerte sind:

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

wobei $m_{\tilde{S}} = \pm 1/2$ für die z -Komponente des effektiven Spins \tilde{S} steht und $\tilde{g} = 6,8$ den effektiven Landé-Faktor bezeichnet, sowie B den Betrag des äußeren Feldes. Für die Wärmekapazität von N wechselwirkungsfreien Spins findet man unter Verwendung der Gleichungen 2.8, 2.11 und 2.12 den Ausdruck:

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

Die auftretende Energie E entspricht hierbei der Energieaufspaltung $E = \tilde{g} \mu_B B$ des Doublets. Trägt man die erhaltene Wärmekapazität als Funktion der reduzierten Temperatur $k_B T/E$ auf (Abbildung 2.3), so zeigt sich die sogenannte Schottky-Anomalie. Das ausgeprägte Maximum in der Wärmekapazität liegt bei $k_B T/E = 0,42$, also bei einer Temperatur, bei der die thermische Energie $k_B T$ etwa der halben Energieaufspaltung entspricht, und hat einen Maximalwert von $C_Z = 0,44 N k_B$. Wie in Abbildung 2.3 angedeutet, erwartet man zu tiefen Temperaturen hin ($k_B T \ll E$) ein exponentielles Verhalten $\propto e^{E/k_B T}$, während man im Bereich hoher Temperaturen ($k_B T \gg E$) einen Abfall proportional zu $1/T^2$ erwartet.

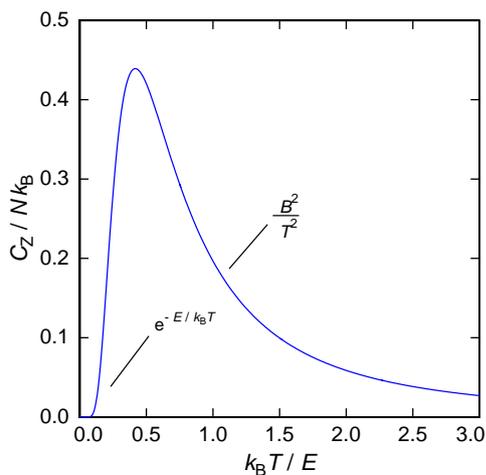


Abb. 2.3: Wärmekapazität von N wechselwirkungsfreien magnetischen Momenten mit Spin $\tilde{S} = 1/2$ und einer Energieaufspaltung von $E = \tilde{g}\mu_B B$, aufgetragen über der reduzierten Temperatur. Die Wechselwirkungen der magnetischen Momente werden hierbei nicht berücksichtigt.

Auf dieselbe Weise lässt sich mittels der Gleichungen 2.7, 2.9, 2.11 und 2.12 die erwartete Magnetisierung berechnen. Man erhält dabei den Ausdruck:

$$M = \frac{N}{V} \tilde{g} \tilde{S} \mu_B \mathcal{B}_{\tilde{S}}(h) \quad (2.14)$$

mit der Brillouin-Funktion

$$\mathcal{B}_{\tilde{S}}(h) = \frac{2\tilde{S} + 1}{2\tilde{S}} \coth\left(\frac{(2\tilde{S} + 1)h}{2\tilde{S}}\right) - \frac{1}{2\tilde{S}} \coth\left(\frac{h}{2\tilde{S}}\right) \quad (2.15)$$

und deren Argument

$$h = \frac{\tilde{S} \tilde{g} \mu_B B}{k_B T} . \quad (2.16)$$

Entwickelt man Gleichung 2.14 nach ihrem Argument, so erhält man für hohe Temperaturen ($h \ll 1$) das bekannte Curie-Gesetz, das ein $1/T$ -Verhalten der Magnetisierung voraussagt. Im betrachteten Fall ($\tilde{S} = 1/2$) lässt sich die Brillouin-Funktion darstellen als $\mathcal{B}_{\tilde{S}}(h) = \tanh(h)$. Zeichnet man diese Funktion zusammen mit der Curie-Näherung auf (Abbildung 2.4), so erkennt man eine wachsende Abweichung der Brillouin-Funktion von der Näherung für steigendes h und somit tiefe Temperaturen. Diese Abweichung lässt sich durch eine Sättigung der Magnetisierung bei tiefen Temperaturen erklären, die auftritt, wenn alle magnetischen Momente parallel zum äußeren Magnetfeld ausgerichtet sind.

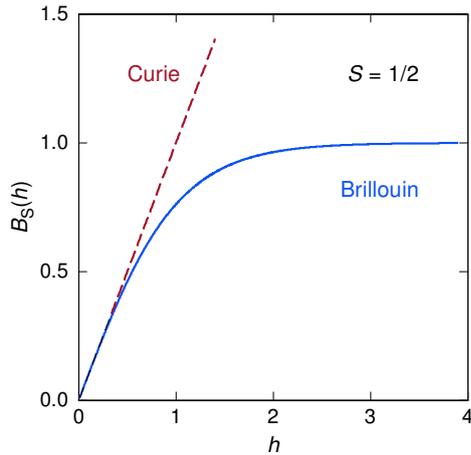


Abb. 2.4: Brillouin-Funktion für magnetische Momente mit Spin $S = 1/2$. Gestrichelt eingezeichnet ist zudem der Verlauf der Curie-Näherung.

2.2.3 Detektorsignal

Im Folgenden soll die Größe des Detektorsignals diskutiert werden. Deponiert ein im Detektor absorbiertes Teilchen eine Energie δE so erhöht sich dessen Temperatur, und die Magnetisierung des Sensors nimmt geringfügig ab. Diese Änderung der Magnetisierung δM ist über das Volumen V mit einer Verringerung δm des magnetischen Moments des Sensors verbunden:

$$\delta m = V \delta M . \quad (2.17)$$

Das magnetische Moment bietet sich zur Beschreibung der Signalgröße an, da es nicht von der Geometrie des Sensors abhängt. Vernachlässigt man die anderen thermodynamischen Systeme, sowie die Wechselwirkungen zwischen den lokalisierten magnetischen Momenten der Er^{3+} -Ionen, so ist die Größe des Signals gegeben durch die einfache Beziehung:

$$\delta m = \frac{\delta E}{B} . \quad (2.18)$$

Hierbei wurde angenommen, dass der Energieeintrag δE im Sensor δN Spins zum Umklappen bringt. Jeder dieser Spinflips ändert das magnetische Moment des Sensors um einen Wert $\tilde{g}\mu_B$ und nimmt dabei die Energiemenge $\tilde{g}\mu_B B$ auf. Dies hätte zur Folge, dass die Empfindlichkeit des Detektors mit sinkendem äußeren Magnetfeld B proportional zu $1/B$ steigen würde, da aufgrund der geringeren Zeeman-Aufspaltung mehr Spinflips bei gegebenem Energieeintrag möglich werden.

Um zu einer realistischeren Beschreibung der magnetischen Kalorimeter zu gelangen müssen auch die Elektronen und Phononen als thermische Systeme in die Überlegungen miteinbezogen werden. Zu diesen tragen einerseits die Leitungselektronen und Phononen des Sensormaterials, andererseits diejenigen eines etwaigen Absorbers bei.

Nach dem Sommerfeldmodell liefern die freien Elektronen im Leitungsband eines Metalls einen Beitrag zur spezifischen Wärmekapazität, der linear mit der Temperatur steigt, und gegeben ist durch $c_{\text{el}} = \gamma T$, mit dem Sommerfeldkoeffizienten $\gamma = 7,3 \cdot 10^{-4} \text{J}/(\text{mol} \cdot \text{K}^2)$. Hinzu kommt noch das phononische System, dessen Wärmekapazität bei tiefen Temperaturen in der Debyenäherung berechnet werden kann mit $c_{\text{ph}} = \beta T^3$. Der Koeffizient ergibt sich dabei zu $\beta = 4,3 \cdot 10^{-4} \text{J}/(\text{mol} \cdot \text{K}^4)$, wofür mit der Debyetemperatur von Gold $\Theta_{\text{D}} = 165 \text{K}$ ([Kit99]) gerechnet wurde. Im relevanten Temperaturbereich von 20 mK bis 100 mK ist der Phononenbeitrag wegen der starken Temperaturabhängigkeit $c_{\text{ph}} \propto T^3$ vernachlässigbar gegenüber dem elektronischen und dem Spin-System. Da die Relaxationszeiten der Elektronen mit den Spins in Au:Er auch bei tiefen Temperaturen noch sehr kurz sind ($\tau < 1 \mu\text{s}$) befinden sich die beiden Systeme bereits nach sehr kurzer Zeit (wenige Mikrosekunden) im thermischen Gleichgewicht. Daher kann der Energieanteil, die bei dem Absorptionsprozess auf das Spinsystem entfällt, durch

$$\delta E_{\text{Z}} = \frac{C_{\text{Z}}}{C_{\text{Z}} + C_{\text{el}}} \delta E \quad (2.19)$$

berechnet werden, mit der Wärmekapazität der Spins C_{Z} und der der Elektronen C_{el} .

Die zusätzliche Wärmekapazität der Elektronen ändert das Verhalten des Detektorsignals auf grundlegende Art und Weise, besonders wenn man zudem noch einen normalleitenden Absorber in die Überlegungen miteinbezieht. Betrachten wir hierfür beispielhaft einen Detektor bestehend aus einem quaderförmigen Röntgenabsorber aus Gold ($250 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$), und einem zylindrischen Au:Er-Sensor (Durchmesser $d = 52 \mu\text{m}$, Höhe $h = 6,5 \mu\text{m}$, Erbiumkonzentration $x_{\text{Er}} = 900 \text{ppm}$) in homogenen äußeren Magnetfeldern. Der elektronische Beitrag des Absorbers zur Wärmekapazität des Detektors bei den Temperaturen 30 mK und 50 mK ist 0,7 pJ/K bzw. 1,1 pJ/K. Dagegen ist der Beitrag der Leitungselektronen des Sensors mit 31 fJ/K bzw. 49 fJ/K vergleichsweise gering. Für diese Temperaturen ist in Abb. 2.5 die Änderung des magnetischen Moments gemäß 2.19 bei Absorption eines Röntgenquants der Energie 5,9 keV in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld aufgetragen.

Für kleine äußere Magnetfelder ($\tilde{g}\mu_{\text{B}}B \ll k_{\text{B}}T$) nimmt der auf das Spinsystem entfallende Energieanteil δE mit $C_{\text{Z}} \propto B^2$ zu, weshalb das magnetische Moment δm , und damit das Detektorsignal, proportional zum Magnetfeld ansteigt (siehe Gleichungen 2.13, 2.18 und Abb. 2.3). Geht man zu größeren Magnetfeldern über, so wird der Anteil der Spins zur Gesamtwärmekapazität dominant. Daher kann $\delta E_{\text{Z}} \approx \delta E$ gesetzt werden, und es zeigt sich das nach Gleichung 2.18 erwartete $1/B$ -Verhalten. Erhöht man die Magnetfeldstärke noch weiter ($\tilde{g}\mu_{\text{B}}B \gg k_{\text{B}}T$), so zeigt sich schließlich ein noch schnelleres Abfallen der Signalgröße, da sich die Wärmekapazität des Spinsystems hier exponentiell verringert (Gleichung 2.13). Somit durchläuft die Änderung

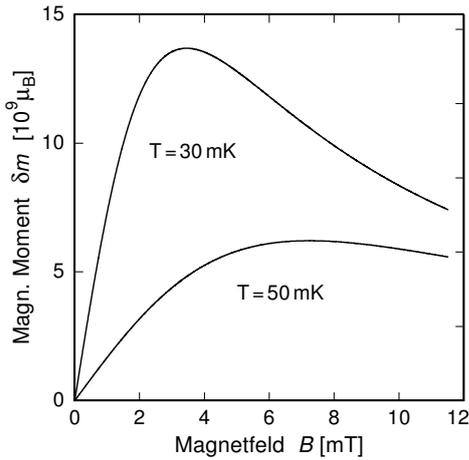


Abb. 2.5: Änderung des magnetischen Moments eines Detektors bestehend aus Sensor und Absorber (Details im Text), verursacht durch die Absorption eines Röntgenquants mit 5,9 keV, aufgetragen über dem äußeren Magnetfeld und für die Temperaturen 30 mK und 50 mK.

des magnetischen Moments δm ein Maximum bei mittleren Magnetfeldern. Im bisher verwendeten Modell der wechselwirkungsfreien magnetischen Momente kann gezeigt werden, dass dieses Maximum bei einem Magnetfeld B_{\max} liegt, bei dem das Spinsystem und die restlichen Systeme, stark dominiert durch die Elektronen, Wärmekapazitäten der gleichen Größe besitzen: $C_Z(B_{\max}, T) = C_{\text{el}}(T)$.

2.2.4 Au:Er im Modell wechselwirkender magnetischer Momente

In der bisherigen Betrachtung wurde nur die Wechselwirkung der Er^{3+} -Ionen mit dem Kristallfeld und dem äußeren Magnetfeld berücksichtigt, jegliche Wechselwirkung zwischen den lokalisierten magnetischen Momenten selbst aber vernachlässigt. Will man von einer qualitativen zu einer quantitativen Beschreibung übergehen, so ist dies nicht länger zulässig. Die lokalisierten magnetischen Momente der Erbiumionen beeinflussen sich gegenseitig vorwiegend über die Dipol-Dipol-Wechselwirkung sowie über die indirekte RKKY-Wechselwirkung⁴, die beide im Folgenden kurz erläutert werden sollen.

Dipol-Dipol-Wechselwirkung

Um die Dipol-Dipol-Wechselwirkung in das Modell mit einzubinden, muss dem beschreibenden Hamiltonoperator ein weiterer Term hinzugefügt werden. Dieser hängt von den magnetischen Momenten μ_i und μ_j an den Orten r_i und r_j ab, und kann aufgrund des isotropen Verhaltens des effektiven Landé-Faktors im Γ_7 -Kramers-

⁴eine zusätzliche direkte Austauschwechselwirkung der Ionen kann aufgrund der geringen Ausdehnung der 4f-Schalen und dem daraus resultierenden geringen Überlapp der Wellenfunktionen vernachlässigt werden

Doublett unter Benutzung der Quasi-Spins $\tilde{\mathbf{S}}_i$ und $\tilde{\mathbf{S}}_j$ ausgedrückt werden als:

$$\mathcal{H}_{ij}^{\text{Dipol}} = \underbrace{\frac{\mu_0}{4\pi} (\tilde{g}\mu_B)^2 (2k_F)^3}_{\Gamma_{\text{Dipol}}} (\tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \tilde{\mathbf{S}}_j) \frac{1 - 3(\tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij})(\tilde{\mathbf{S}}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij})/(\tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \tilde{\mathbf{S}}_j)}{(2k_F r_{ij})^3}. \quad (2.20)$$

Die benutzten Größen sind hierbei $\hat{\mathbf{r}}_{ij}$ der Einheitsvektor in Richtung $\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$, r_{ij} der Abstand der jeweils betrachteten magnetischen Momente bei \mathbf{r}_i und \mathbf{r}_j und $k_F = 1,2 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-1}$. Letzterer bezeichnet den Betrag des Fermi-Wellenvektors der Leitungselektronen in Gold und wurde zu quantitativen Vergleichszwecken zwischen der Dipol-Dipol-Wechselwirkung und der noch folgenden RKKY-Wechselwirkung eingeführt. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist anisotrop und fällt mit zunehmender Entfernung mit r_{ij}^{-3} ab.

RKKY-Wechselwirkung

Zusätzlich zur Dipol-Dipol-Wechselwirkung existiert in der metallischen Legierung Au:Er noch die RKKY-Wechselwirkung, die nach den Physikern benannt wurde, die sie zuerst vorgeschlagen haben: M. A. Rudermann, C. Kittel, T. Kasuya und K. Yosida. Es handelt sich bei diesem Mechanismus um eine indirekte Wechselwirkung der lokalisierten 4f-Elektronen der Er^{3+} -Ionen. Sie wird vermittelt durch die räumlich oszillierende Polarisation des umgebenden Elektronengases des Gold-Wirtsgitters um jedes magnetische Moment. Zur mathematischen Beschreibung der Wechselwirkung wird die Hamiltonfunktion der ungestörten Leitungsband- und 4f-Elektronen um einen Zusatzterm erweitert. Hierbei geht unter anderem auch der Parameter \mathcal{J} mit ein, der ein Maß für die Stärke der Austauschwechselwirkung zwischen Leitungs- und 4f-Elektronen darstellt, und auch als Austauschenergie bezeichnet wird. Der Korrekturterm zum Hamiltonoperator wird als klein angenommen, weswegen sich eine Störungsrechnung in \mathcal{J} durchführen lässt. Das Ergebnis dieser Rechnung lässt sich mit dem Quasispin $\tilde{\mathbf{S}}$ in die folgende Form bringen:

$$\mathcal{H}_{ij}^{\text{RKKY}} = \underbrace{\mathcal{J}^2 \frac{\tilde{g}^2 (g_J - 1)^2}{g_J^2} \frac{4V_P^2 m_e^* k_F^4}{(2\pi)^3 \hbar^2}}_{\Gamma_{\text{RKKY}}} (\tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \tilde{\mathbf{S}}_j) F(2k_F r_{ij}). \quad (2.21)$$

Hierbei steht \tilde{g} für den effektiven Landé-Faktor des Γ_7 -Kramers-Doubletts und g_J für den Landé-Faktor, den man mit Hilfe der Hund'schen Regeln für ein freies Erbium-Ion ohne Kristallfeld erhält. Desweiteren treten die Größen n und m_e^* auf, sie stehen für die Anzahldichte der Elektronen und die effektive Masse eines freien Elektrons in Gold, sowie z für die Anzahl der Elektronen in einer primitiven Elementarzelle.

Die Funktion $F(\rho) = (\cos \rho - \frac{1}{\rho} \sin \rho)/\rho^3$ wird als Kittel-Funktion bezeichnet, und beschreibt sowohl die räumliche Oszillation der RKKY-Wechselwirkung, als auch den Abfall mit r_{ij}^{-3} . Somit findet man sowohl für die Dipol-Dipol- als auch für die RKKY-Wechselwirkung die gleiche $1/r^3$ Abhängigkeit vom Abstand der lokalisierten Momente, weswegen es sich als praktisch erweist, die Stärke der letzteren in Abhängigkeit der Dipol-Dipol-Wechselwirkung anzugeben. Den Parameter, der diesen Sachverhalt beschreibt, wollen wir definieren als:

$$\alpha = \frac{\Gamma_{\text{RKKY}}}{\Gamma_{\text{Dipol}}} . \quad (2.22)$$

Numerische Berechnung der thermodynamischen Größen

Will man diese Wechselwirkungsmechanismen zwischen den lokalisierten magnetischen Momenten der Er^{3+} -Ionen nun in die Berechnung der thermodynamischen Größen Magnetisierung und Wärmekapazität mit einfließen lassen, so ist dies nur mittels einer Reihe von numerischen Methoden möglich. Eben solche wurden von J. Schönefeld [Sch00] und A. Fleischmann [Fle03] in Zusammenhang mit der Entwicklung magnetischer Mikrokalorimeter entwickelt, und basieren auf einer numerischen Diagonalisierung des Hamiltonoperators.

In ihrem Modell wählen Schönefeld und Fleischmann einen würfelförmigen Gitterausschnitt, der unter Verwendung quasiperiodischer Randbedingungen auf eine effektive Kantenlänge von 40-80 Gitterkonstanten ausgedehnt wird. In diesem Gitterausschnitt werden nun $n \leq 10$ Spins zufällig verteilt. Für jede der möglichen Konfigurationen wird der Hamiltonoperator in Matrixform aufgestellt. An dieser Stelle werden auch die Dipol-Dipol- und die RKKY-Wechselwirkung quantenmechanisch korrekt miteingebunden. Aus der Matrix können nun durch das Verfahren der numerischen Diagonalisierung die Energieeigenwerte bestimmt und damit die thermodynamischen Größen C , M und $\frac{\partial M}{\partial T}$ berechnet werden (unter Verwendung der Gleichungen: 2.8, 2.9 und 2.10). Zuletzt werden die Ergebnisse dieser Berechnungen für alle möglichen Konfigurationen gemittelt.

Der aus den oben genannten Berechnungen erwartete theoretische Verlauf der Magnetisierung für einen Au:Er-Sensor mit einer Erbiumkonzentration von 300 ppm ist in Abbildung 2.6 links für verschiedene Magnetfelder von 0,87 mT bis 12,8 mT über der inversen Temperatur aufgetragen (durchgezogene Linie). Die Punkte im Graphen entsprechen gemessenen Daten, für die eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen beobachtbar ist. In Abbildung 2.6 rechts sind theoretische Werte für die Wärmekapazität über der Temperatur aufgetragen, wiederum für verschiedene äußere Magnetfelder. Auch hier findet man eine gute Übereinstimmung zwischen

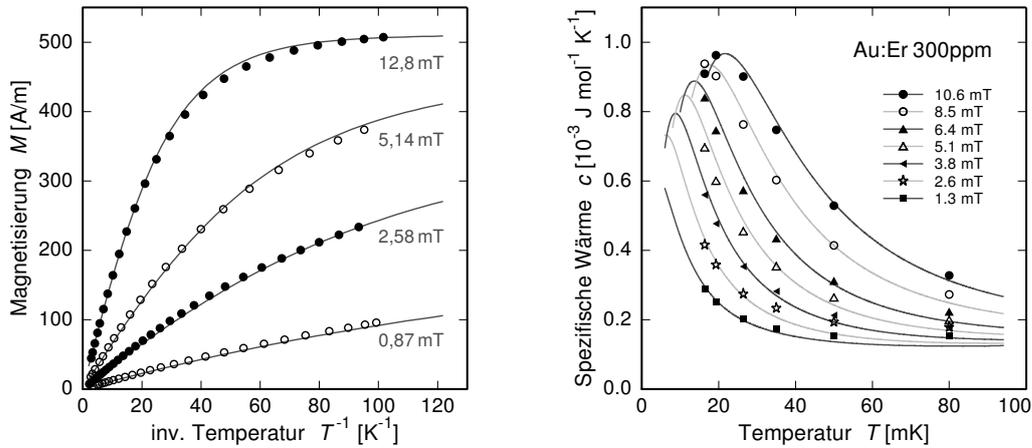


Abb. 2.6: Magnetisierung eines Au:Er-Sensors mit einer Erbiumkonzentration von 300 ppm aufgetragen über der inversen Temperatur (links) sowie die spezifische Wärme über der Temperatur (rechts) für verschiedene Magnetfelder. Die Punkte entsprechen gemessenen Daten, und die durchgezogenen Linien stammen aus theoretischen Berechnungen die durchgeführt wurden nach der Methode der numerischen Diagonalisierung.

Theorie (durchgezogene Linien) und experimentellen Daten (Punkte). Die Magnetisierungskurve zeigt bei hohen Magnetfeldern und tiefen Temperaturen das erwartete Sättigungsverhalten (Abschnitt 2.9). Im Bereich höherer Temperaturen beobachtet man Curie-Verhalten, wie nach Abschnitt 2.9 erwartet. Für den Maximalwert der Magnetisierung zeigt sich eine Verringerung um ca. 10% gegenüber dem wechselwirkungsfreien Fall. Betrachtet man den Temperaturverlauf der Wärmekapazität, so erkennt man die erwartete Schottky-Anomalie, die hier jedoch gegenüber der Beschreibung ohne Berücksichtigung der Wechselwirkung der magnetischen Momente um nahezu einen Faktor zwei verbreitert ist.

2.2.5 Einfluss des Kernspins von ^{167}Er

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde das Subsystem der Kernspins der Erbiumionen nicht beachtet. Benutzt man das Selten-Erdmetall Erbium allerdings in seiner natürlichen Zusammensetzung, so ist dies nicht länger zulässig, da es nur zu ca. 77% aus kernspinfreien Isotopen besteht. Die restlichen 23% stellt das Isotop ^{167}Er , das einen Kernspin von $I = 7/2$ besitzt. Die damit verbundenen magnetischen Momente bewirken eine Änderung der Magnetisierung und der Wärmekapazität aufgrund ihrer Wechselwirkung mit den $4f$ -Elektronen und den äußeren Magnetfeldern. In der Arbeit von M. E. Sjöstrand und G. Seidel [Sjö75] wurden mittels Elektronen-Spin-Resonanz-Messungen ^{167}Er -Ionen in einem Gold-Wirtsgitter untersucht. Dabei wurde

der Wert $A/k_B = -0,0335K$ für die Hyperfeinstrukturkonstante sowie $g_N = -29$ für den hyperfeinverstärkten g -Faktor des Kerns bestimmt. Die Energieeigenwerte des hyperfeinaufgespaltenen Γ_7 -Kramers-Doublets können somit bestimmt werden. Die berechneten Werte für diese 16 Energieniveaus sind in Abbildung 2.7 in Abhängigkeit des äußeren Magnetfeldes dargestellt.

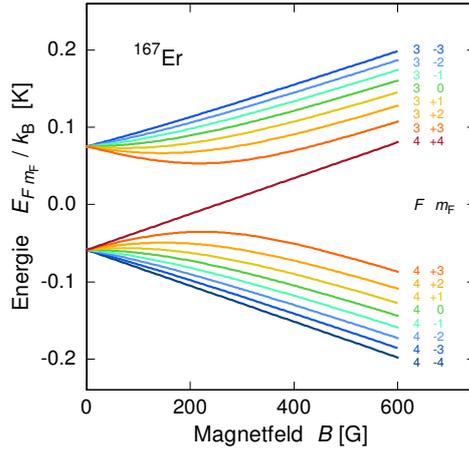


Abb. 2.7: Dargestellt ist die Hyperfeinaufspaltung des Γ_7 -Kramers-Doublets des Erbiumisotops ^{167}Er über dem äußeren Magnetfeld. Die Energieeigenwerte sind aufgespalten in zwei Gruppen, korrespondierend zu den Gesamtdrehimpulsen $F = 3$ und $F = 4$ und sind im Nullfeld getrennt durch eine Energielücke von $140 \text{ mK} \cdot k_B$. Die z-Komponenten m_F der Drehimpulse F der Energieniveaus ist mit angegeben.

Man erkennt für kleine Magnetfelder zwei Gruppen von Energieniveaus, die im Nullfeld getrennt sind durch eine Energielücke von $140 \text{ mK} \cdot k_B$, und zu den Gesamtdrehimpulsen $F = 3$ bzw. $F = 4$ gehören. Zwischen den Energieniveaus können thermisch angeregte Übergänge stattfinden, wobei zwischen solchen unterschieden werden muss, die sich innerhalb eines Multipletts abspielen, und solchen, bei denen es zu einem Übergang zwischen den beiden Multipletts kommt. Im ersten Fall hängt mit dem Übergang auch eine Änderung der Ausrichtung des magnetischen Moments und somit ein Beitrag zur Magnetisierungsänderung zusammen, während sich im zweiten Fall die Ausrichtung der Momente nicht zwangsläufig ändern muss. Somit kann es durch das System der Kernspins von ^{167}Er zu einer Energieaufnahme kommen, ohne dass sich die Magnetisierung dabei ändert, womit eine Verringerung des Messsignals verbunden ist.

Für eine Au:Er -Legierung mit 480 ppm ist in Abbildung 2.8 die gemessene spezifische Wärmekapazität bei verschiedenen Magnetfeldern über der Temperatur aufgetragen. Bei tiefen Temperaturen ist ein ausgeprägtes magnetfeldabhängiges Maximum zu sehen, das neben der bereits erwähnten Schottky-Anomalie der Erbiumisotope ohne Kernspin auch auf Übergänge innerhalb des Multipletts mit dem Gesamtspin $F = 4$ in ^{167}Er zurückzuführen ist. Zudem erkennt man bei Temperaturen um 55 mK ein magnetfeldunabhängiges Maximum, welches durch Übergänge zwischen den beiden zuvor genannten Multipletts in ^{167}Er erklärbar ist. Dieses zusätzliche Maximum dominiert im Temperaturbereich um 55 mK die Wärmekapazität und führt somit zu

einer deutlichen Reduktion der Signalgröße. Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten gesputterten Golderbium-Schichten wurden nicht mit angereichertem, sondern mit Erbium in seiner natürlichen Isotopenzusammensetzung angefertigt. Für eine quantitativ korrekte Beschreibung der thermodynamischen Größen muss der Einfluss der Kernspins von ^{167}Er also in die Berechnungen miteingebunden werden.

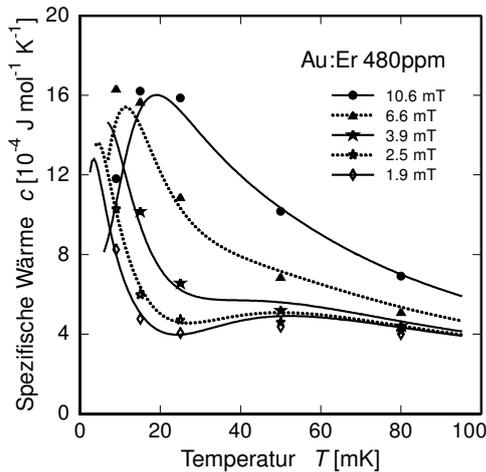


Abb. 2.8: Spezifische Wärme von Au:Er mit einer Konzentration von 480 ppm an Erbium in seiner natürlichen Isotopenzusammensetzung für verschiedene Magnetfelder. Neben dem erwarteten magnetfeldabhängigen Maximum bei tiefen Temperaturen ist ein zweites magnetfeldunabhängiges bei ca. 55 mK zu beobachten, das durch Übergänge zwischen verschiedenen Multipletts in ^{167}Er verursacht wird.

2.3 Geometrie des Detektors

In der vorhergehenden Diskussion des Detektorsignals in Abschnitt 2.2.3 wurde vereinfachend angenommen, dass sich die Änderung des magnetischen Moments des Sensors $\delta m = \delta M \cdot V$ aufgrund der Absorption eines Teilchens im Detektor geometrieunabhängig in eine Änderung des magnetischen Flusses $\delta\Phi$ und somit in ein messbares Signal umwandeln lässt. Um zu einem quantitativen Verständnis des Signals $\delta\Phi/\delta E$ zu kommen, ist es nötig, die Kopplung zwischen den auftretenden Magnetisierungsänderungen und den dadurch erzeugten Flussänderungen in der Einkoppelspule eines Magnetometers zu bestimmen. Im Folgenden wollen wir die Geometrie der Detektionsspule näher betrachten und die im Experiment verwendete Mäanderform derselben motivieren, die insbesondere im Zusammenhang mit supraleitenden Absorbern von großem Vorteil ist.

2.3.1 Motivation der Mäandergeometrie

Die bisher beste Energieauflösung von metallischen magnetischen Mikrokalorimetern für die hochauflösende Röntgenspektroskopie von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 2,7 \text{ eV}$ bei Teilchenenergien von 5,9 keV wurde mit einem Detektoraufbau erzielt, in dem ein zylindri-

scher Sensor direkt innerhalb der kreisförmigen Detektionsspule eines dc-SQUID-Magnetometers angeordnet war [Lin07].

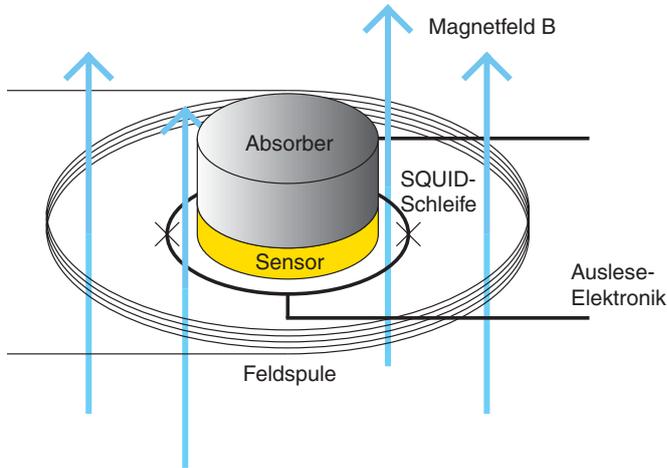


Abb. 2.9: Im Bild ist eine Detektorgeometrie veranschaulicht, in der ein zylindrischer paramagnetischer Temperatursensor innerhalb der Leiter schleife eines SQUID-Magnetometers liegt, die ihrerseits von einer Magnetfeldspule umgeben ist. Auf dem Sensor und in gutem thermischen Kontakt zu diesem ist ein Teilchenabsorber angebracht.

Abbildung 2.9 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Detektors. Zu sehen ist ein stark gekoppeltes System aus Sensor und Absorber, das sich auf einem als Wärmebad dienenden Substrat befindet. Die zugehörigen Wärmekapazitäten von Sensor und Absorber seien hier mit C_s und C_{abs} bezeichnet. Der zylindrische paramagnetische Sensor wird von der kreisförmigen SQUID-Schleife des verwendeten dc-SQUID-Magnetometers umschlossen. Kommt es zu einer Magnetisierungsänderung des Sensors aufgrund der Absorption eines Teilchens im Absorber, so wird dadurch eine Änderung des magnetischen Flusses innerhalb der SQUID-Schleife verursacht, die gegeben ist durch:

$$\delta\Phi = \mu_0 \frac{G}{r} \delta m \quad (2.23)$$

Die auftretenden Größen sind die magnetische Permeabilität des Vakuums $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$, der Radius der SQUID-Schleife r sowie der dimensionslose Geometriefaktor G , der die Kopplung zwischen Sensor und Magnetometerschleife beschreibt. Sind die Abmessungen des Sensors sehr viel kleiner als der Radius der Detektionsspule, lässt sich dieser Faktor analytisch zu $G = 1/2$ bestimmen [Fle98]. Für die betrachtete Geometrie berechnet sich damit unter Verwendung der Gleichungen 2.3 und 2.2 die Signalgröße zu:

$$\frac{\delta\Phi}{\delta E} = \mu_0 \frac{G}{r} \frac{V}{C_{abs} + C_s} \frac{\partial M}{\partial T} \quad (2.24)$$

Nimmt man eine Wärmekapazität von $C_{abs} = 1 \text{ pJ/K}$ für den Absorber bei 50 mK an, so ergaben Berechnungen, die die Optimierung der erreichbaren Energieauflösung zum Ziel hatten, für die optimalen Abmessungen des zylindrischen paramagnetischen

Sensors eine Höhe $h = 5,7 \mu\text{m}$ und einen Radius $r = 10,7 \mu\text{m}$ [Fle05]. Will man den Sensor, wie im vorliegenden Fall, mit einem supraleitenden Absorberkristall mit einer Wärmekapazität $C_V < 1 \text{ pJ/K}$ bestücken, so erweist sich diese zylindrische Konfiguration mit externem Magnetfeld als ungeeignet. Einerseits ist es nur schwer möglich, die mit $250 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m} \times 450 \mu\text{m}$ verhältnismäßig großen Absorberkristalle auf einem Sensor mit einem Durchmesser von nur $20 \mu\text{m}$ zu befestigen. Andererseits ist das für den zylindrischen Aufbau geforderte optimale Magnetfeld $B = 12 \text{ mT}$ ([Fle05]) nicht mit den supraleitenden Eigenschaften des Absorbers vereinbar. Aluminium z.B. hat als Supraleiter vom Typ I ein kritisches Magnetfeld von $B_c = 10,5 \text{ mT}$ [Poo95]. Eine Überschreitung von B_c führt dazu, dass die supraleitenden Eigenschaften verloren gehen, was eine große Zunahme der Wärmekapazität und somit eine starke Abnahme der Signalgröße zur Folge hätte, sowie ein stark erhöhtes magnetisches Johnson-Rauschen.

Es stellt sich also die Frage nach einer anderen Detektorgeometrie, die besser an die physikalischen und experimentellen Anforderungen bei der Verwendung von supraleitenden Absorberkristallen angepasst ist, ohne dabei das Augenmerk auf eine gute Energieauflösung zu verlieren. Es zeigt sich, dass eine mäanderförmige Geometrie der Detektionsspule den gestellten Anforderungen gerecht wird. Für eine eingehende Diskussion dieser Geometrie sei auf [Bur04] und [Fle05] verwiesen.

Unter einem Mäander versteht man hierbei eine schlingenförmig verlaufende und in sich geschlossene Leiterschleife (siehe Abbildung 2.11). Der Übergang zu einer solchen Detektorgeometrie hat weitreichende Folgen für den oben genannten Geometriefaktor und, wenn man wie im vorliegenden Fall, die Detektionsschleife gleichzeitig auch als felderzeugende Spule verwenden will, auch auf die Magnetfeldverteilung innerhalb des Sensorvolumens. In Abschnitt 3.2 wird gezeigt, dass bei einem gradiometrischen Aufbau der Detektionsspule nur Änderungen des eingeschlossenen magnetischen Flusses detektiert werden, nicht aber konstante Flüsse. Daher ist es möglich, in derselben Spule zusätzlich einen magnetfelderzeugenden Dauerstrom zu präparieren. Eine Möglichkeit, einen solchen Dauerstrom im Mäander einzufrieren, wird in Kapitel 3.3.1 vorgestellt. Auf eine zweite Spule zur Erzeugung des zur Ausrichtung der magnetischen Momente im Sensor benötigten Magnetfeldes kann somit verzichtet werden.

In Abbildung 2.10 sehen wir einen Teil des schematischen Querschnitts einer mäanderförmigen Detektionsspule, die sich auf einem Substrat befindet, und auf der die paramagnetische Sensorschicht aufgebracht worden ist. Zu sehen sind die Querschnitte der supraleitenden Streifen des Mäanders, die aus Niob gefertigt sind und durch eine elektrisch isolierende Schicht, z.B. SiO_2 , vom paramagnetischen Sensor des Kalorimeters getrennt sind. Die Geometrie kann durch wenige Parameter beschrieben werden: die Breite der Mäanderstreifen w , dem Mitte-zu-Mitte-Abstand p

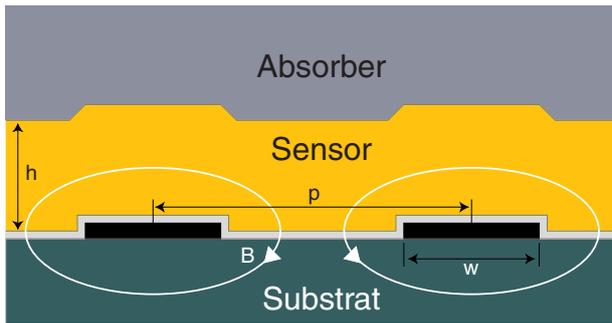


Abb. 2.10: Schematischer Schnitt durch eine mäanderförmige Detektionsspule. Eine nähere Beschreibung erfolgt im Text.

und die Höhe des Sensors h . Ebenfalls angedeutet ist das Magnetfeld, das nach der Präparation eines Dauerstroms im Mäander, der in den beiden dargestellten Streifen in entgegengesetzter Richtung fließt, erzeugt wird.

Wie man in der Abbildung erkennen kann, sind die Magnetfelder innerhalb des Sensorvolumens inhomogen, im Gegensatz zu den homogenen Feldern der vorher beschriebenen ausgedehnten zylindrischen Spule. Durch diese starke Inhomogenität der Felder kommt es zu einem nahezu exponentiellen Abfall des Magnetfeldes in vertikaler Richtung. Dies hat den Vorteil, dass mit dieser Konfiguration ein hoher Füllfaktor⁵ erreicht werden kann. Zudem ist, bedingt durch den starken Abfall, die Feldstärke bis zur Höhe h des Sensors soweit gesunken, dass auch supraleitende Absorber mit moderaten kritischen Feldern auf den Sensoren angebracht werden können, ohne dass ein lokales Zusammenbrechen der Supraleitung befürchtet werden muss [Hau06]. Um eine weitere Reduktion des Magnetfeldes im Absorbervolumen zu bewirken, wurde in den später diskutierten Experimenten zur Vergößerung des Abstandes eine zusätzliche, $4\ \mu\text{m}$ dicke Schicht aus reinem Gold zwischen Sensor und Absorber angebracht. Ein weiterer Vorteil bei der Verwendung von mäanderförmigen Detektionsspulen ist, dass sich der Sensor im Mittel näher an der Detektionsspule befindet, was zu einer besseren Kopplung zwischen magnetischen Momenten und Spule führt. Dies ermöglicht es, großflächige Sensorschichten zu verwenden, ohne dass sich dies negativ auf die Signalgröße auswirkt.

Für die Realisierung eines Detektoraufbaus mit mäanderförmiger Detektionsspule gibt es verschiedene Strategien, wobei jeweils die an den Detektor gestellten Anforderungen für die Einzelheiten des dabei verwendeten Designs maßgebend sind. Eine erste Variante ist die transformatorgekoppelte, gradiometrisch verschaltete Doppelmäanderstruktur, wie sie in Abbildung 2.11 links gezeigt ist, und zum Beispiel in [Bur04], [Rot03] oder [Kem07] verwendet wurde. Die beiden Mäander sind hierbei mit einem dünnen Au:Er-Sensor bestückt, wodurch man zusammen mit der Verschaltung als Gradiometer erreicht, dass eine Erwärmung des linken bzw. rechten Sensors zu Signalen entgegengesetzter Polarität führen. Somit werden thermische Schwankungen

⁵dieser gibt den Anteil der den Sensor durchsetzenden magnetischen Feldenergie an

des Wärmebades, die vom Substrat auf die beiden Sensoren übertragen werden, nicht als Signale an das SQUID weitergegeben, was zu einer deutlichen Verbesserung des Rauschverhaltens des Detektors führt [Fle05]. Eine alternative Strategie zur Verwen-

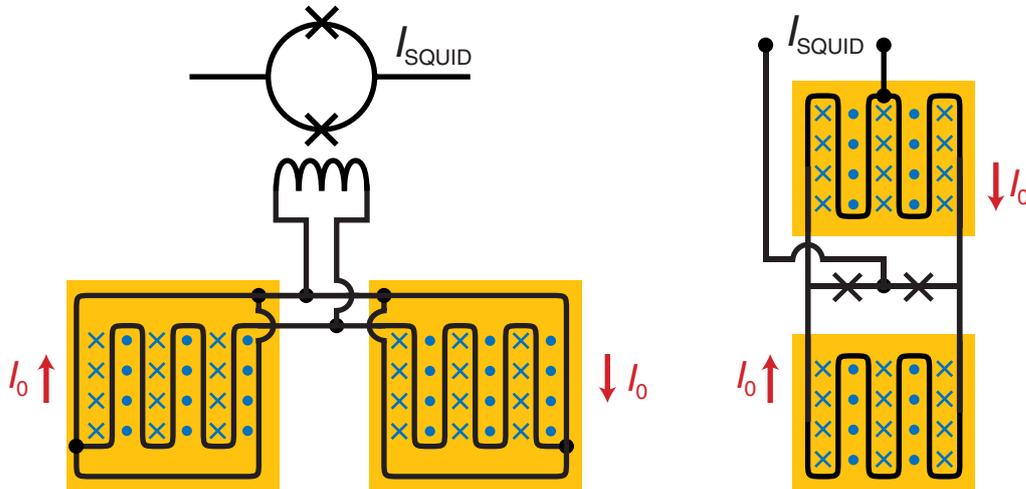


Abb. 2.11: Schematische Darstellung zweier Auslesetypen für gradiometrische Detektionsspulen in Mäanderform. Die Richtung des vom Dauerstrom I_0 erzeugten Magnetfeldes ist mit eingezeichnet. **Links:** Transformatorgekoppelte Auslese über ein externes SQUID. **Rechts:** Direktes Auslesen der Detektionsspule mit integriertem SQUID.

dung des Mäanderprinzips ist in Abbildung 2.11 rechts gezeigt. Hierbei wird auf eine Transformatorkopplung des magnetischen Flusssignals über die Einkoppelspule eines SQUID-Magnetometers verzichtet. In diesem Fall bilden die parallelgeschalteten mäanderförmigen Detektionsspulen unmittelbar die Induktivität des SQUIDS.

In der vorliegenden Arbeit wurde ein SQUID-Chip vom Typ MagCal Nr.15 verwendet, der in Jena am Institut für Physikalische Hochtechnologie (IPHT) entwickelt wurde, und der auf letztgenanntem Kopplungsschema beruht. Die Mäanderspulen bestehen dabei aus jeweils acht Streifen mit einer Höhe von 400 nm und der Breite $w = 20 \mu\text{m}$, die mit einem Mitte-zu-Mitte-Abstand von $p = 25 \mu\text{m}$ angeordnet sind. Eine nähere Betrachtung des SQUID-Chips erfolgt in Kapitel 3.3.1.

2.3.2 Verteilung des Magnetfeldes im Sensorvolumem

Will man zu quantitativen Vorhersagen für das zu erwartende Signal eines Detektors in oben beschriebener Konfiguration übergehen, so kann nicht länger, wie im Falle einer ausgedehnten zylindrischen Feldspule, von homogenen Magnetfeldern im paramagnetischen Sensor ausgegangen werden. Es muss vielmehr die starke Inhomogenität der durch die Mäandergeometrie entstehenden Magnetfelder berücksichtigt

werden. Aufgrund der komplexen Geometrie des Feldes, das von einem in einer mäanderförmigen Spule eingefrorenen Strom erzeugt wird, ist eine analytische Lösung des Problems nur schwer möglich. Die Berechnung der Feldverteilung im Sensorvolumen wurde daher numerisch mit Hilfe des Programmes FEMM⁶ durchgeführt. Das Simulationsprogramm für Magnetfeldverteilungen verfolgt dabei die Methode der finiten Elemente. Da mit FEMM nur quasi-zweidimensionale Probleme berechnet werden können, wurden die Mäanderstreifen als unendlich lang angenommen und somit Einflüsse der Randbereiche der Struktur vernachlässigt.

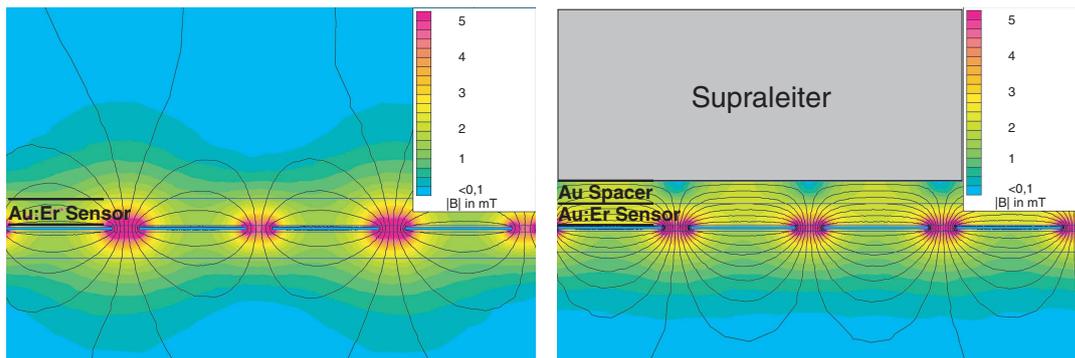


Abb. 2.12: Links: Ergebnis einer FEMM-Simulation für die Magnetfeldverteilung der verwendeten mäanderförmigen Detektionsspule bei einem Feldstrom von 100 mA.

Rechts: Feldverteilung bei Verwendung eines supraleitenden Absorbers auf der Goldschicht, die als Spacer zwischen Absorber und Sensor dient.

In Abbildung 2.12 links ist ein Ausschnitt des Ergebnisses einer solchen Simulation graphisch dargestellt. Zu sehen sind die Niobstreifen eines Mäanders mit den oben genannten Dimensionen, die in abwechselnder Polarität von einem eingefrorenen Feldstrom von $I_0 = 100$ mA durchflossen und als perfekt diamagnetisch ($\chi = -1$) angenommen werden. Oberhalb des Mäanders ist, getrennt durch eine dünne Schutzschicht aus SiO_2 und einen Klebefilm von $1,5 \mu\text{m}$, der paramagnetische Sensor mit einer Höhe von $3 \mu\text{m}$ dargestellt. Für das Sensormaterial Au:Er wurde angenommen, dass es die Magnetfeldverteilung nicht ändert, was aufgrund der geringen magnetischen Suszeptibilität ($\chi < 0,15$) für die benutzte Erbiumkonzentration im relevanten Temperaturbereich als gute Näherung betrachtet werden kann.

Die Verteilung der Felder ändert sich grundlegend, bringt man auf der Sensorschicht einen supraleitenden Absorber an. Diese Situation ist in Abbildung 2.12 rechts dargestellt, wobei zwischen Sensor und Absorber hier noch eine Spacer-Schicht aus Gold eingefügt wurde. Um in der FEMM-Simulation den Effekt zu berücksichtigen, dass kein magnetisches Feld in den Supraleiter eindringen kann, an der Oberfläche also $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} = 0$ gelten muss, wurden entlang der Absorberoberflächen Randbedin-

⁶Finite Element Methods Magnetics von David Meeker, Freeware, <http://femm.foster-miller.net>

gungen implementiert, in denen das Vektorpotential \mathbf{A} gleich null gesetzt wurde. Wie in der Darstellung zu sehen ist, verdrängt der supraleitende Absorber jegliches Magnetfeld aus seinem Volumen, was eine Erhöhung der Feldliniendichte und somit der Magnetfeldstärke in den Volumina des Spacers und des Sensors zur Folge hat. Dies ermöglicht wiederum eine stärkere Magnetisierung des Sensors, was sich positiv auf die Signalgröße auswirkt. Aufgrund der starken Krümmung, die die Feldlinien an einer supraleitenden Oberfläche erfahren, kann es zu hohen lokalen Feldstärken kommen, was in den entsprechenden Grenzregionen zu einem Verlust der supraleitenden Eigenschaften oder zu sogenannten Mischphasen führen kann. Da die Entstehung solcher Regionen aber mit einem starken Anstieg der Wärmekapazität verbunden wäre, sollte dies möglichst vermieden werden. Aus diesem Grund wurde die bereits erwähnte Gold-Spacer-Schicht zwischen Sensor und Absorber eingefügt. Wie man anhand der Graphik sieht, bleibt die Magnetfeldstärke entlang der angrenzenden Absorberoberfläche dadurch deutlich unterhalb der kritischen Feldstärke B_c , die für Aluminium bei etwa 10,5 mT liegt. Somit ist unter Verwendung einer mäanderförmigen Detektions- und Feldspule der Einsatz eines supraleitenden Aluminium-Absorbers möglich.

2.3.3 Signalgröße und Optimierung

Nachdem wir in Abschnitt 2.2.3 eine geometrieunabhängige Beschreibung der Signalgröße in Form einer Änderung des magnetischen Moments δm gefunden haben, wollen wir nun eine quantitative Aussage über das Detektorsignal $\delta\Phi/\delta E$ für den Fall der mäanderförmigen Detektionsspule erarbeiten. Ausgangspunkt der Betrachtung ist wiederum eine durch eine Temperaturerhöhung δT innerhalb des Sensors verursachte Verringerung der Magnetisierung δM . Diese ist verbunden mit einer Änderung des magnetischen Moments $\delta M(\mathbf{r}) d^3r$ des Volumenelements d^3r am Ort \mathbf{r} , wodurch es zu einer Änderung des Flusses $d(\delta\phi)$ innerhalb der vom Mäander umschlossenen Fläche kommt. Diese lässt sich analog zu Gleichung 2.23 schreiben als:

$$d(\delta\phi) = \mu_0 \frac{G(\mathbf{r}/p)}{p} \delta M(\mathbf{r}) d^3r. \quad (2.25)$$

Der dimensionslose Parameter $G(\mathbf{r}/p)$ hat hierbei abermals die Bedeutung eines geometrieabhängigen Faktors, der die Kopplung zwischen den magnetischen Momenten des Sensors und der Detektionsspule beschreibt. Hierbei handelt es sich allerdings nicht länger um eine über das gesamte Sensorvolumen konstante Größe. Sie wird vielmehr, bedingt durch die Inhomogenität der Magnetfelder und die Geometrie des Mäanders, zu einer positionsabhängigen Größe. In [Bur04] wurde gezeigt, dass der

besagte Geometriefaktor $G(\mathbf{r}/p)$ über die einfache Relation

$$B(\mathbf{r}) = \mu_0 G(\mathbf{r}/p) \frac{I_0}{p} \quad (2.26)$$

mit dem im Mäander eingefrorenen Strom I_0 und dem von ihm erzeugten Magnetfeld $B(\mathbf{r})$ zusammenhängt. Durch Kombination der Gleichungen 2.2 und 2.25 und anschließender Integration über das gesamte Sensorvolumen erhält man für die Signalgröße den Ausdruck:

$$\frac{\delta\phi}{\delta E} = \frac{1}{C_{\text{abs}} + \int_V c_s(\mathbf{r}) d^3r} \int_V \mu_0 \frac{G(\mathbf{r}/p)}{p} \frac{\partial M(B(\mathbf{r}, T))}{\partial T} d^3r. \quad (2.27)$$

Die Berechnung der Signalgröße ist augenscheinlich hier nicht so einfach durchzuführen wie im Falle der zylindrischen Detektionsspule. Da sowohl der Geometriefaktor als auch der Betrag des Magnetfeldes ortsabhängig ist, und auch die Sensorwärmekapazität eine implizite Ortsabhängigkeit aufweist, ist die direkte Berechnung der auftretenden Integrale sehr aufwendig. Diese Schwierigkeit kann in gewissem Maße umgangen werden, geht man von der Volumenintegration in 2.27 zu einer Integration über die ortsabhängigen Geometriefaktoren über. Unter Benutzung von gewichteten Mittelwerten, die für eine Größe A definiert sind als:

$$\langle A \rangle_G = \int P(G) A(G) dG, \quad (2.28)$$

kann Gleichung 2.27 ausgedrückt werden als:

$$\frac{\delta\phi}{\delta E} = \frac{V}{C_{\text{abs}} + V \langle c_s \rangle_G} \left\langle \mu_0 \frac{G}{p} \frac{\partial M}{\partial T} \right\rangle_G, \quad (2.29)$$

wobei wir als Wichtungsfaktor die Häufigkeitsverteilung der Geometriefaktoren, d.h. der Magnetfelder im Sensor verwenden, die sich aus den mit FEMM gewonnenen Simulationsdaten ermitteln lässt.

Bei einer Optimierung der Energieauflösung des Detektors zeigt sich, dass nicht allein die Signalgröße der limitierende Faktor für die erreichbare Energieauflösung ist, sondern vielmehr das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis. Nimmt man an, dass das Rauschen durch ein SQUID am Quantenlimit gegeben ist [Fle05], so ist das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis proportional zu einer Größe \mathcal{S} :

$$\mathcal{S} \propto \frac{\delta\phi/\delta E}{\sqrt{S_\Phi}} \propto \frac{\delta\phi/\delta E}{\sqrt{L_S}}. \quad (2.30)$$

Hierbei steht L_s für die Induktivität der SQUID-Schleife und S_Φ für die spektrale Leistungsdichte des Flussrauschens.

Im Folgenden wollen wir die Größe der Sensitivität \mathcal{S} für den Fall einer mäanderförmigen Detektionsspule bestimmen. Die Induktivität L_S der Detektionsspule lässt sich im Falle eines Mäanders bestimmen zu:

$$L = \ell \mu_0 \frac{A}{p}, \quad (2.31)$$

wobei Randeffekte vernachlässigt werden. Mit A ist hier die Fläche bezeichnet, die von der Mäanderstruktur aufgespannt wird. Anhand der durchgeführten FEMM-Simulation kann der dimensionslose Parameter ℓ bestimmt werden, der vom Verhältnis von Streifenbreite zu Streifenabstand w/p abhängt. Für die Größe \mathcal{S} erhalten wir mit 2.30 und 2.31 den Ausdruck:

$$\mathcal{S} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\ell}} \frac{h \sqrt{A/p}}{C_{\text{abs}} + A \cdot h \langle c_s \rangle_G} \left\langle G \frac{\partial M}{\partial T} \right\rangle_G. \quad (2.32)$$

Will man nun die Größe \mathcal{S} und damit das Signal-zu-SQUID-Rauschen des magnetischen Kalorimeters optimieren, so stehen verschiedene Parameter zur Auswahl, wobei technisch bedingt meist nicht alle direkt zugänglich sind.

Eine solche Optimierungsrechnung wurde in [Fle05] durchgeführt, wobei die Temperatur, die Wärmekapazitäten des Absorbers und das Sensormaterial vorgegeben waren. Als freie Parameter bleiben somit die Fläche des Sensors A und seine Wärmekapazität, die gegeben ist durch $A \cdot h \langle c_s \rangle_G$. Nach diesen Berechnungen stellt sich eine Konfiguration, in der die Wärmekapazität des Sensors derer des Absorbers entspricht, als optimal heraus, womit für die optimale Sensorfläche gilt:

$$A_{\text{opt}} = \frac{C_{\text{abs}}}{h \langle c_s \rangle_G}. \quad (2.33)$$

Dies bedeutet, dass es bei vorgegebener Absorberkapazität zwar ein optimales Sensorvolumen gibt, man aber die Sensorfläche, und somit auch die Fläche des Mäanders, an die jeweiligen Anforderungen der Detektoren anpassen kann.

Im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit wurde keine gesonderte Optimierung durchgeführt, sondern auf Berechnungen aus [Por07] zurückgegriffen, in denen durch Variation der freien Parameter Erbiumkonzentration und Sensorhöhe die Signalgröße maximiert wurde. Andere freie Parameter stehen aufgrund des vorgegebenen Designs des verwendeten SQUID-Chips nicht zur Verfügung, weshalb es an dieser Stelle zu deutlichen Einbußen gegenüber einer optimalen Konfiguration kommt. Vergleicht man die hierfür erwartete mit der in [Fle05] berechneten maximal erreichbaren Sensitivität, so kann gezeigt werden, dass sich durch eine weitere Optimierung des SQUID- und Detektordesigns eine Verbesserung des Signal-zu-SQUID-Rauschens um eine Größenordnung erreichen lässt. Da es in der hier diskutierten Arbeit jedoch nicht um

eine maximale Energieauflösung, sondern um das Studium der auftretenden Thermalisierungsprozesse ging, und die verwendeten SQUID-Chips zur Verfügung standen, wurde diese Limitierung in Kauf genommen.

2.4 Generelle Limitierung der Energieauflösung

Es gibt eine Reihe von Einflüssen, die die prinzipiell mit metallischen magnetischen Mikrokalorimetern erreichbare Energieauflösung beschränken können. Zu den äußeren Einflüssen zählen z.B. Temperaturschwankungen der Experimentierplattform des Kryostaten, Wärmeeinstrahlung aufgrund von suboptimalen Strahlungsschilden, jegliche Art von Vibrationen, sowie direkt in das SQUID koppelnde hochfrequente elektromagnetische Strahlung. Diese Faktoren lassen sich durch einen sorgfältigen Aufbau und wirksame Abschirmungen weitgehend unterdrücken. Eine intrinsische Beschränkung erfährt die Energieauflösung prinzipiell durch die thermodynamischen Energiefluktuation zwischen Subsystemen des Detektors und des Wärmereservoirs, das magnetische Johnsonrauschen und das Flussrauschen des SQUID-Magnetometers.

2.4.1 Thermodynamische Fluktuationen

Ein mögliches Modell, ein metallisches magnetisches Kalorimeter zu beschreiben, ist ein kanonisches Ensemble mit zwei Subsystemen, wie es in Abbildung 2.13 gezeigt ist.

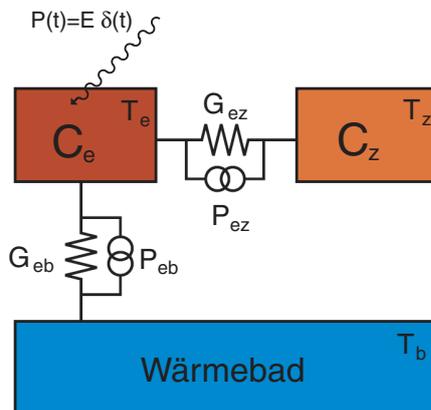


Abb. 2.13: Modell eines metallischen magnetischen Kalorimeters als Ensemble mit zwei Subsystemen.

Das System der Elektronen mit der Wärmekapazität C_e ist über die thermische Kopplung G_{ez} mit dem Zeeman-System der magnetischen Momente mit der Wärmekapazität C_z verbunden. Desweiteren ist es über G_{eb} mit dem Wärmebad verknüpft. Zwischen den Untersystemen kommt es zu zufälligen Energiefluktuationen, und somit zu Energieflüssen, die sich mit den Größen $P_{ez} = 4k_B G_{ez} T^2$ und $P_{eb} = 4k_B G_{eb} T^2$

quantifizieren lassen. Dieses System lässt sich anhand der Energieinhalte der Untersysteme und deren zeitlichen Entwicklung durch zwei Differentialgleichungen beschreiben:

$$\dot{E}_z = C_z \dot{T}_z = -(T_z - T_e)G_{ez} + P_{ez} \quad (2.34)$$

$$\dot{E}_e = C_e \dot{T}_e = -(T_e - T_z)G_{ez} - (T_e - T_0)G_{eb} + P_{ez} + P_{eb} + P(t) \quad (2.35)$$

Der Ausdruck $P(t) = E\delta(t)$ beschreibt hierbei einen zusätzlichen Energieeintrag im Elektronen-System, wie er zum Beispiel bei der Absorption eines energetischen Teilchens im Absorber erwartet wird. Transformiert man die Differentialgleichungen 2.34 und 2.35 in den Frequenzraum und setzt den Energieeintrag $P(t)$ gleich null, so lässt sich aus der Lösung der Gleichungen die spektrale Dichte S_E der Energiefluktuationen bestimmen:

$$S_E(f) = k_B C_z T^2 \left(\alpha_0 \frac{4\tau_0}{1 + (2\pi\tau_0 f)^2} + \alpha_1 \frac{4\tau_1}{1 + (2\pi\tau_1 f)^2} \right). \quad (2.36)$$

Hierbei bezeichnen τ_0 und τ_1 die charakteristischen Zeitkonstanten des Systems und α_0 und α_1 sind dimensionslose Faktoren, die sowohl von den Wärmekapazitäten der Untersysteme als auch von den thermischen Kopplungen abhängen [Fle03]. Ist die Anstiegszeit τ_0 sehr viel kleiner als die Zerfallszeit τ_1 ($\tau_0 \ll \tau_1$), und sind die Wärmekapazitäten C_e und C_z in etwa gleich groß ($C_e \approx C_z$), so können die auftretenden Faktoren durch $\alpha_0 \simeq 1 - \beta$ bzw. $\alpha_1 \simeq \beta$ approximiert werden. Hierbei bezeichnet β den Anteil des Zeeman-Systems an der Gesamtwärmekapazität:

$$\beta = \frac{C_z}{C_e + C_z}. \quad (2.37)$$

Auf äquivalente Weise lässt sich die Antwortfunktion $p(t)$ eines δ -förmigen Energieeintrages berechnen. Hierzu werden die Störquellen P_{ez} und P_{eb} gleich null gesetzt. Als Ergebnis findet man:

$$|\tilde{p}(f)| \simeq \frac{2\tau_1\beta}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau_0)^2} \sqrt{1 + (2\pi f\tau_1)^2}}. \quad (2.38)$$

Bestimmt man nun aus der Punktantwortfunktion im Frequenzraum und der spektralen Dichte der Energiefluktuationen (2.36) das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis $SNR^2(f) df = |p(f)|^2 / S_{E_z} df$, so ist dies eine frequenzabhängige Größe, für die man ab einer Frequenz f_{eff} einen Abfall mit f^{-1} beobachtet. Die Energieauflösung ΔE

errechnet sich als:

$$\Delta E = \left(\int_0^\infty SNR^2(f) df \right)^{-1/2} = \sqrt{4k_B C_e T^2} \left[\frac{G_{eb}}{G_{ez}} + \left(\frac{G_{eb}}{G_{ez}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{4}}. \quad (2.39)$$

Somit ist die Energieauflösung proportional zu den für ein kanonisches Ensemble erwarteten Energiefluktuationen $\sqrt{k_B C_e T^2}$. Formuliert man Gleichung 2.39 für die charakteristischen Zeitkonstanten, so erhält man:

$$\Delta E = \sqrt{4k_B C_e T^2} \left(\frac{1}{\beta(1-\beta)} \cdot \frac{\tau_0}{\tau_1} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (2.40)$$

Diese Gleichungen zeigen, dass die Energieauflösung proportional zum Verhältnis der Zeitkonstanten τ_i ist. Da die Anstiegszeit der Signale τ_0 durch die Korrunga-Relation $\tau_K T = \kappa$ gegeben ist, demnach also nicht beliebig verkleinert werden kann, und zudem die Abfallszeit τ_1 durch die gewünschten Zählrate nach oben beschränkt ist, erkennt man, dass die Energieauflösung auf endliche Werte limitiert ist. Des weiteren folgt aus 2.40, dass die Energieauflösung für $\beta = 1/2$ ein Minimum besitzt, und somit für $C_Z = C_e$ minimal ist.

2.4.2 Magnetisches Johnson-Rauschen

Neben den thermodynamischen Energiefluktuationen zwischen den verschiedenen Untersystemen des Detektors kann die erreichbare Energieauflösung eines metallischen magnetischen Mikrokalorimeters durch das magnetische Johnson-Rauschen limitiert sein. Dieser Rauschbeitrag wird durch die freien Elektronen im Leitungsband der metallischen Detektorkomponenten, wie etwa dem Sensor oder dem Absorber, erzeugt. Es handelt sich dabei um zeitlich fluktuierende Magnetfelder, die durch die thermische Bewegung der Leitungselektronen entstehen. Diese erzeugen wiederum eine Fluktuation des magnetischen Flusses⁷ in der Detektionsspule, wodurch es zu einem Flussrauschen im SQUID-Magnetometer kommt. Die Stärke der Fluktuationen, und damit der Beitrag zur spektralen Dichte, sind proportional zum Volumen, zur Temperatur bzw. der thermischen Energie $k_B T$ der Leitungselektronen und zur elektrischen Leitfähigkeit σ :

$$\sqrt{S_\Phi} = \kappa \mu_0 \sqrt{V k_B T \sigma}. \quad (2.41)$$

⁷die Berechnungen erfolgt mittels des Fluktuations-Dissipations-Gesetzes [Har68]

Der Proportionalitätsfaktor wurde in [Fle05] für eine zylindrische Geometrie zu $\kappa = 0,5$ bestimmt. Die Größe des magnetischen Johnson-Rauschens für eine mäanderförmige Detektionsspule lässt sich anhand der Gleichung 2.41 abschätzen. So erhält man bei 50 mK für einen Mäander mit $h/p = 0,36$, einem Volumen des Au:Er-Sensors von $V = 240 \times 240 \times 3 \mu\text{m}^3$ und einer zur Erbium-Konzentration 1000 ppm korrespondierenden Leitfähigkeit $\sigma = 1,3 \cdot 10^{-8} \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ einen Wert von $\sqrt{S_{\Phi}} \approx 3 \cdot 10^{-6} \Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$ [Fle05]. Für die geometrieabhängige Konstante ergibt sich dabei $\kappa \simeq 0,14$.

Das zu erwartende Johnson-Rauschen für die in der vorliegenden Arbeit charakterisierten Detektoren wurde auf die in [Por07] diskutierte Weise durch Simulation mit FEMM berechnet. Hierbei ist zu beachten, dass in diesem Aufbau das intrinsische Rauschen bei einer Arbeitstemperatur von 4,2 K nicht länger durch den Au:Er-Sensor, sondern vielmehr durch den Absorber bestimmt ist. Besonders im Falle des Aluminium-Experiments (siehe Kapitel 3.3.2), bei dem das Ausgangsmaterial der Absorberpräparation in einkristalliner Form vorlag, wird, bedingt durch die hohe Leitfähigkeit, ein Beitrag zum Johnson-Rauschen erwartet, der deutlich höher ist als der des Sensors. Das verhältnismäßig große Volumen des Absorbers, der zwar die gleiche Grundfläche, aber mit 450 μm eine sehr viel größere Stärke als der nur 3 μm dicke Sensor hat, spielt in diesem Zusammenhang keine entscheidende Rolle, da nur die Elektronen zum Rauschen beitragen, deren thermische Bewegung sich nahe der Detektionsspule abspielt.

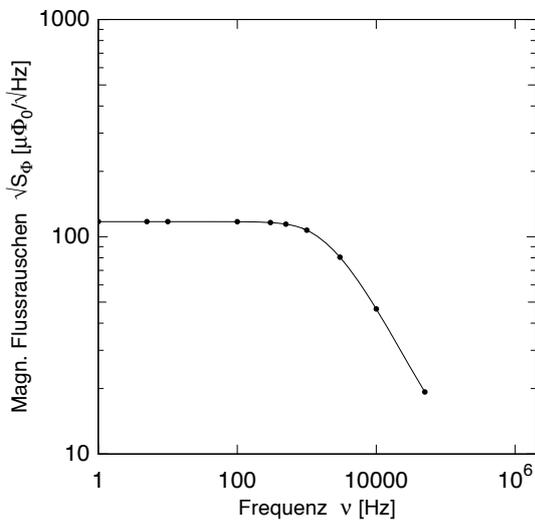


Abb. 2.14: Simulationsergebnis für das magnetische Johnson-Rauschen des Aufbaus mit Aluminium-Absorber bei $T = 4,2 \text{ K}$. Bei einem Restwiderstandsverhältnis des Aluminium-Einkristalls von 600 ergibt sich ein Niveau des beobachteten Plateaus von ca. $\sqrt{S_{\Phi}} = 120 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$.

In Abbildung 2.14 ist das Ergebnis einer solchen Simulation dargestellt. Hierbei wurden für den Absorber die Dimensionen $250 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m} \times 450 \mu\text{m}$ angenommen. Desweiteren wurde das Johnson-Rauschen aufgrund der Leitungselektronen des 4 μm dicken Gold-Spacers und des 3 μm dicken Au:Er-Sensors berücksichtigt, deren Beiträge aber verglichen mit dem vom Aluminiumabsorber verursachten Rauschen kaum ins Gewicht fallen. Für die elektrischen Leitfähigkeiten bei 300 K von Aluminium und

Gold wurden die Literaturwerte $\sigma_{\text{Al}} = 3,65 \cdot 10^7 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ und $\sigma_{\text{Au}} = 4,55 \cdot 10^7 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ verwendet [Kit99]. Die Leitfähigkeit für Au:Er mit einer Konzentration $x = 775$ ppm wurde mit $\sigma_{\text{Au}} = 0,75 \cdot 10^7 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ abgeschätzt. Dafür wurde zunächst der Wert für Bulkmaterial mit $\sigma_{\text{Au:Er}} = 1/(x \cdot 6,7 \cdot 10^{-6})\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ [Ara66] berechnet, und dann angenommen, dass sich durch den Sputtervorgang bei der Herstellung des Sensors das Restwiderstandsverhältnis (RRR) im selben Maße verschlechtert hat, wie dies beim Sputtern von reinem Gold der Fall ist. Die in der Simulation benutzten Werte waren $RRR_{\text{Al}} = 600$ für das einkristalline Aluminium und $RRR_{\text{Au}} = 2$ für das gesputterte Gold. Das Niveau des Rauschens im Bereich des Plateaus bei niedrigen Frequenzen liegt bei ca. $\sqrt{S_{\Phi}} = 120 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Zu hohen Frequenzen hin nimmt die Amplitude des Rauschens aufgrund der abnehmenden Skintiefe ab. Sowohl die Höhe des Plateaus als auch die Abschneidefrequenz hängen von dem Abstand der elektrisch leitenden Struktur von der Detektionsspule, dem Volumen der leitenden Materialien und deren Leitfähigkeit ab.

2.5 Supraleitende Absorber

Für die Verwendung als Absorber eines Kalorimeters eignen sich verschiedene Materialien. Dabei sind die Hauptkriterien bei der Auswahl einerseits die Wärmekapazität, die für eine ideale Signalgröße so klein wie möglich sein sollte, und andererseits das Absorptionsverhalten gegenüber den zu detektierenden Teilchen. Man unterscheidet vor allem drei Typen von Absorbern, namentlich metallische, dielektrische und supraleitende. In der vorliegenden Arbeit wurden supraleitende Aluminium-Absorber untersucht, die in einem Fall sehr rein waren und im anderen Fall mit magnetischen Verunreinigungen versehen wurden. Supraleiter zeichnen sich vor allem durch ihre kleine Wärmekapazität bei tiefen Temperaturen aus. Dies macht es möglich, zu dicken Absorberstrukturen mit großen Volumina überzugehen, womit sich, für die hier betrachteten Röntgenstrahlen im keV-Bereich, Quanteneffizienzen von nahezu 100 % erreichen lassen.

2.5.1 Beobachtungen in früheren MMC-Experimenten mit supraleitenden Absorbern

In verschiedenen Mikrokalorimeter-Experimenten mit Absorbern aus supraleitendem Rhenium, die im Rahmen des internationalen MARE-Projekts⁸ zur Messung der Neutrinomasse entwickelt wurden ([Hau06], [Por07], [Höh08]), zeigte sich ein charakteristisches Verhalten der durch die absorbierten Teilchen verursachten Temperaturpulse. Diese wiesen in ihrer Form deutliche Abweichungen auf, gegenüber den in Ex-

⁸Abkürzung aus dem Englischen für Microcalorimeter Array for a Rhenium Experiment

perimenten mit normalleitenden Goldabsorbern beobachteten Pulsen (z.B. [Rot03], [Bur04] oder [Lin07]). Auch entsprachen die Zeitkonstanten nicht den aufgrund der geringen Wärmekapazität erwarteten Werten. So zeigten die bei einer Arbeitstemperatur von ca. 50 mK gemessenen Pulse mit supraleitenden Absorbern eine deutlich längere Anstiegszeit, die im Bereich von mehreren hundert Mikrosekunden lag, im Gegensatz zu unter $5\ \mu\text{s}$ in den Experimenten mit Absorbern aus Gold. Für die Verwendung der metallischen magnetischen Mikrokalorimeter als Teilchendetektoren ist neben dem Signal-zu-Rauschen-Verhältnis und der Dauer des Signalanstieges vor allem die Länge des Pulses entscheidend, also die Zeit, die nach einem Ereignis vergeht bis sich der Detektor wieder in seinem Ausgangszustand befindet. In eben diesem Kriterium lässt sich bei der Verwendung von supraleitenden Absorbern eine weitere Abweichung zwischen den erwarteten und den gemessenen Pulsen beobachten. So wurden zum Beispiel in [Por07] Zerfallszeiten des Signals von ca. 10 ms, und in [Höh08] gar bis zu 20 ms beobachtet, wohingegen die aufgrund der verschwindend kleinen Wärmekapazität des Absorbers erwarteten Abfallszeiten der Pulse bei 50 mK deutlich unterhalb von 10 ms liegen sollten.

Um zu einem tieferen Verständnis der beobachteten Signalformen zu kommen, ist es zunächst nötig, die ablaufenden Prozesse bei der Absorption eines Röntgenquantens im Volumen eines supraleitenden Materials näher zu betrachten.

2.5.2 Absorptionsprozess von Röntgenquanten in Supraleitern

Trifft ein hochenergetisches Photon auf einen supraleitenden Absorber und wird dort absorbiert, so wird die deponierte Energie über einen mehrstufigen Prozess auf verschiedene Arten von Festkörperanregungen verteilt. Unterschiede zum Absorptionsprozess bei normalleitenden metallischen Absorbern beruhen in erster Linie auf dem zusätzlichen System der schwach gebundenen Cooperpaare, die aufgebrochen werden können und deren Fragmente sich anschließend in einem semistabilen Zustand befinden, der auch als Quasiteilchenzustand bezeichnet wird.

Am Anfang der Prozesskette steht ein hochenergetisches Elektron, das durch das Röntgenquant über den Photoeffekt aus der Atomhülle des Absorbermaterials herausgelöst wird. Bei seinem kurzen Weg innerhalb des Absorbers verursacht das Photoelektron durch Ionisationskaskaden eine Blase aus schnellen Elektronen, die auch als Elektronenplasma bezeichnet wird, und es kommt zudem zur Erzeugung von sogenannten Plasmonen [Poo95]. Die Ausdehnung des Plasmas beträgt nur wenige Nanometer und auch die Dauer vom Einschlag bis zum Ende der Ionisationsphase ist mit wenigen Femtosekunden sehr gering. An diesem Punkt wird die Energie durch Elektron-Elektron-Streuung weiter reduziert. Unterschreitet die mittlere thermische Energie der Elektronen einen bestimmten Schwellenwert, so beginnt eine Phase von

sehr effizienter Erzeugung von Phononen. Diese ersten hochfrequenten Gitterschwingungen ziehen vielstufige Kaskaden nach sich, in denen eine große Anzahl neuer Phononen erzeugt wird. Das Ende dieser Phase, das auch als Phononenplasma bezeichnet wird, besteht aus einer athermischen Blase langlebiger Phononen. Ein Teil der deponierten Energie wird zudem noch vom Elektronensystem getragen, wobei die auftretenden Elektronenenergien kleiner sind als die Debyeenergie. Für eine eingehende Diskussion dieser ersten Absorptionsphase sei hier auf [Koz00a], [Koz00b] verwiesen.

An dieser Stelle gewinnt nun die supraleitende Eigenschaft des Absorbermaterials an Bedeutung. Ausgehend von oben diskutierter Phase stehen dem System mehrere Kanäle zur weiteren Thermalisierung zur Verfügung. Neben einer ballistischen Ausbreitung der hochfrequenten Phononen können diese auch in niederenergetische Gitterschwingungen zerfallen. Erreichen die Phononen, entweder auf ballistischem oder auf diffusivem Wege, den metallischen Sensor, so kommt es dort zu einer Thermalisierung mit dem System der Leitungselektronen. Diese wechselwirken wiederum mit den magnetischen Momenten der paramagnetischen Erbium-Ionen, wobei die auftretenden Relaxationszeiten durch die Korringakonstante bestimmt sind und selbst bei einer Temperatur von 20 mK noch unter $1 \mu\text{s}$ liegen. Desweiteren können durch die athermischen Elektronen und hochenergetischen Phononen im Absorber die für die Supraleitung verantwortlichen Cooperpaare aufgebrochen werden, da die beiden beteiligten Elektronen nur über eine verhältnismäßig schwache Kopplung verfügen. Die dabei entstehenden ungepaarten Quasiteilchen emittieren niederfrequente Phononen und besetzen anschließend semistabile Quasiteilchen-Zustände. Durch eine weitere Abgabe von Phononen können die Quasiteilchen zu Cooperpaaren rekombinieren, jedoch sind bei tiefen Temperaturen die auftretenden Zeitkonstanten sehr lang. Somit bleibt ein Teil der bei der Absorption deponierten Energie im System der Quasiteilchen erhalten, und es kommt nur langsam zu einer vollständigen Thermalisierung des Absorbersystems mit dem Sensor und dem Wärmebad.

Die Rekombination von Cooperpaaren und die dabei auftretenden Zeitkonstanten werden in [Kap76] in einem detaillierten Modell beschrieben. Darin wird die Rekombinationsrate τ_r^{-1} abgeschätzt mit:

$$\tau_r^{-1}(T) = \frac{\sqrt{\pi}}{\tau_0} \left(\frac{2\Delta_0}{k_B T_c} \right)^{\frac{5}{2}} \sqrt{\frac{T}{T_c}} e^{-\frac{\Delta_0}{k_B T}}. \quad (2.42)$$

Dabei bezeichnen Δ_0 die Energielücke des Supraleiters bei $T = 0 \text{ K}$ und T_c die Sprungtemperatur. Die materialspezifische Zeitkonstante τ_0 ist gegeben durch:

$$\tau_0 = \frac{Z_1(0) \hbar}{2\pi b (k_B T_c)^3}. \quad (2.43)$$

und wird für das in dieser Arbeit betrachtete System aus reinem Aluminium mit $\tau_0 = 438 \cdot 10^{-9}$ s angegeben. Der einheitenlose Parameter $Z_1(0)$ ist ein Normierungsfaktor der Einteilchen-Greensfunktion des Supraleiters und b eine Proportionalitätskonstante, die bei der Abschätzung der Phononenzustandsdichte auftritt (für Aluminium ist $Z_1(0) = 1,43$ und $b = 0,317 \cdot 10^{-3} \text{ meV}^{-2}$) [Kap76]. Ermittelt man mit diesem Modell die Rekombinationszeiten der Quasiteilchen für das betrachtete System und damit auch die zu erwartenden Pulslängen, so erhält man für typische Arbeitstemperaturen des Kalorimeters von 50 mK Zeitkonstanten in der Größenordnung von über 100.000 Jahren. Das Modell eignet sich nur bedingt für den hier betrachteten Fall, da es sich nicht wie in der Theorie gefordert um ein geschlossenes System in thermischem Gleichgewicht, sondern vielmehr um einen äußerst dynamischen Thermalisierungsprozess handelt. Zudem handelt es sich im Experiment nie um einen perfekten Einkristall, sondern um einen Kristall hoher Qualität, aber mit endlicher Größe und mit einer endlichen Zahl von Defekten. Der von der Theorie vorhergesagte rasante Anstieg der Rekombinationszeit zu tiefen Temperaturen hin beschreibt das in Experimenten beobachtete Verhalten (z.B. [Cos93], [Hau06] und [Por07]) zwar qualitativ, allerdings sind die beobachteten Thermalisierungszeiten um viele Größenordnungen kleiner, wenn auch viel zu lang für den Einsatz in hochauflösenden Detektoren. Die bei der Thermalisierung von Supraleitern ablaufenden Prozesse sind auch heute noch nicht vollständig verstanden, und es ist noch nicht möglich, die Rekombinationszeiten der Quasiteilchen korrekt vorherzusagen.

2.5.3 Supraleiter mit reduzierter Energielücke

Supraleiter würden sich aufgrund ihrer geringen Wärmekapazität (siehe hierzu Abschnitt 2.5.5) hervorragend als Absorbermaterial für metallische magnetische Mikrokalorimeter eignen. In bisherigen Experimenten mit supraleitenden Rhenium-Absorbern wurden jedoch sehr lange Zerfallszeiten der Temperaturpulse festgestellt, wobei angenommen wird, dass diese von den langen Rekombinationszeiten der bei der Absorption erzeugten Quasiteilchen herrühren. Da große Zeitkonstanten bei der Thermalisierung des Absorbers mit dem Sensor und dem Wärmebad zu langen Totzeiten des Detektors führen, wird nach Möglichkeiten gesucht, die Rekombination der Quasiteilchen zu beschleunigen. So wurde unter anderem von G. M. Seidel vorgeschlagen [Sei06], die Energielücke des verwendeten Supraleiters zu verkleinern und somit die Bildung von Cooperpaaren zu erleichtern. Berechnet man wiederum nach dem Modell von Kaplan (Gleichung 2.42) die erwartete Rekombinationszeit der Quasiteilchen in Aluminium, nimmt aber beispielsweise eine nur halb so große Energielücke bei sonst ungeändertem System an, so reduziert sich der zuvor ermittelte Betrag um ca. 9 Größenordnungen. Zwar müsste für eine korrekte Berechnung auch die geänderte Sprungtemperatur T_c berücksichtigt werden, doch lässt sich aufgrund der beispiel-

haften Rechnung vermuten, dass sich die Rekombinationszeit der Quasiteilchen bei einer Verringerung der Energielücke stark verkleinert. Ein weitergehender Vorschlag war die Nutzung eines bei speziellen Legierungen beobachteten Phänomens, der sogenannten gapless superconductivity⁹, die im Folgenden erläutert werden soll.

Zunächst betrachten wir die Zustandsdichte der Quasiteilchen in klassischen BCS-Supraleitern, die sich in der Praxis durch Tunnelexperimente auch direkt messen lässt. Der Verlauf wird durch die rote Kurve in Abbildung 2.15 veranschaulicht. Die Energie ist hier auf die Energielücke des reinen BCS-Supraleiters E_{gap} bei $T = 0\text{ K}$ und die Zustandsdichte auf den Wert der elektronischen Zustandsdichte an der Fermikante $D_N(0)$ normiert. Beschrieben wird die Quasiteilchen-Zustandsdichte durch ([Ens05]):

$$D_S(\epsilon) = D_N(0) \frac{|\epsilon|}{(\epsilon^2 - \Delta^2)^{1/2}}. \quad (2.44)$$

Hierbei bezeichnet ϵ die Energie der Quasiteilchen und der Ordnungsparameter Δ ist gleichzusetzen mit der halben Energielücke E_{gap} des Supraleiters. Innerhalb der Energielücke, in der bildhaften Darstellung der Bereich, der zwischen der punktierten vertikalen Linie und der Ordinate liegt, existieren bei BCS-Supraleitern keine Zustände.

Die Situation ändert sich, geht man zu einem supraleitenden Material über, das, wie bereits erwähnt, magnetische Verunreinigungen beinhaltet. Derartige Systeme lassen sich mit der Theorie nach Abrikosov und Gor'kov beschreiben ([Abr62]), die voraussagt, dass eine geringe Konzentration von magnetischen Verunreinigungen zu Zuständen innerhalb des in der BCS-Theorie verbotenen Bereiches führt. Durch die Streuung der Elektronen an den magnetischen Momenten kommt es zu einer Abschwächung der von virtuellen Phononen getragenen Kopplung zwischen den am Cooperpaar beteiligten Quasiteilchen. Dies verursacht effektiv eine Verringerung der Energielücke E_{gap} und der Sprungtemperatur T_c des Supraleiters. Der Grad der Störung aufgrund von Verunreinigungen lässt sich durch den dimensionslosen Abrikosov-Gor'kov-Parameter, oder auch Paar-Brechungs-Parameter, beschreiben:

$$\xi = \frac{\hbar}{\tau_s \Delta}, \quad (2.45)$$

wobei $1/\tau_s$ für die mittlere Rate steht, mit der Quasiteilchen an magnetischen Störstellen streuen. Die geänderte Quasiteilchen-Zustandsdichte lässt sich beschreiben

⁹aus dem Englischen für Supraleitung ohne Energielücke

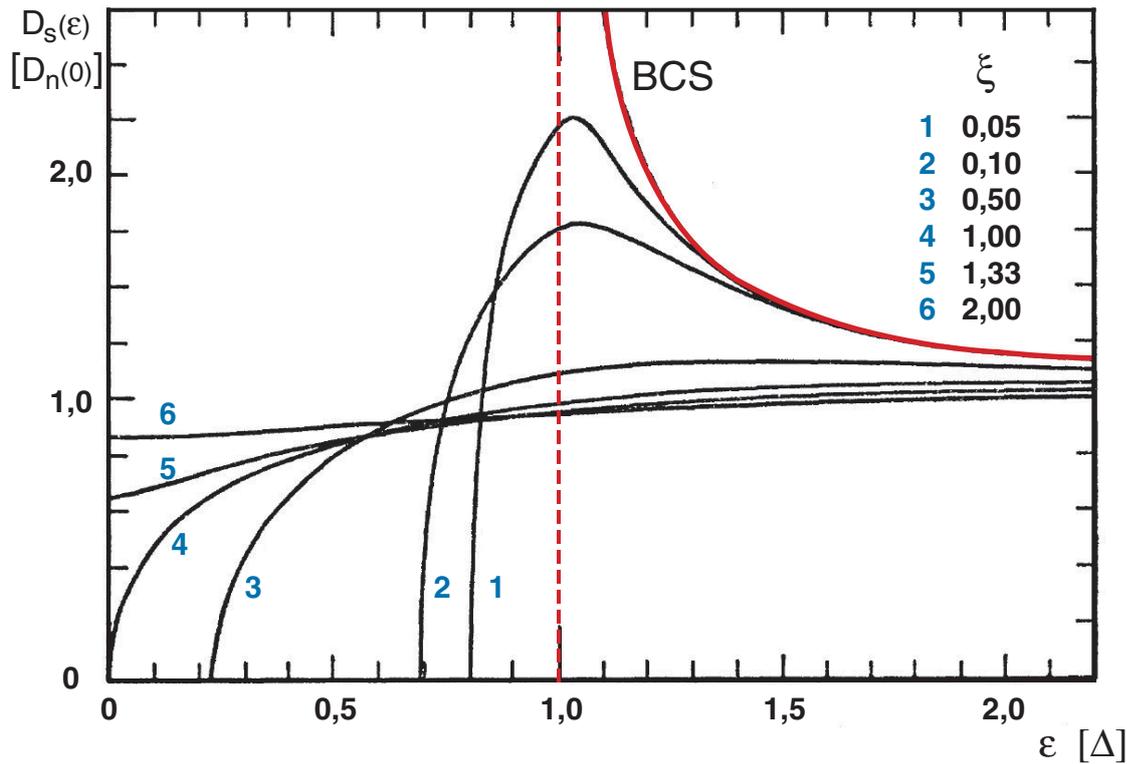


Abb. 2.15: Zustandsdichte der Quasiteilchen in Supraleitern. Die rote Kurve beschreibt das klassische BCS-Verhalten. Bei den schwarzen Kurven der verunreinigten Supraleiter ist der jeweils zugehörige Abrikosov-Gor'kov-Parameter mit angegeben.

mit

$$D_S(\epsilon) = D_N(0) \sqrt{\frac{2}{3}} \xi^{-2/3} (1 - \xi^{2/3})^{-1/4} \sqrt{\frac{\epsilon - E_{\text{gap}}}{\Delta}} \Theta(\epsilon - E_{\text{gap}}), \quad (2.46)$$

und ist für verschiedene Werte von ξ in Abbildung 2.15 dargestellt. Bei niedrigen Konzentrationen x der magnetischen Verunreinigungen und somit kleinen Werten des Parameters ξ verschwindet die in der BCS-Theorie vorhergesagte Wurzelsingularität der Zustandsdichte am Rande der Energielücke, und es werden Zustände innerhalb der Energielücke verfügbar. Erhöht man die Konzentration der Verunreinigungen, so wird die Energielücke weiter reduziert. Erreicht der AG-Parameter einen Wert $\xi > 2$, was einem Überschreiten einer kritischen Konzentration x_c entspricht, so ist die Kopplung der Elektronen so weit geschwächt, dass sich keine Cooperpaare mehr bilden können und das Material normalleitend bleibt.

Eine Besonderheit, die sich neben den betrachteten magnetisch verunreinigten Systemen auch bei sogenannten Dünnsfilm-Supraleitern mit parallel zur Oberfläche verlaufenden äußeren Magnetfeldern beobachten lässt [Mey01], ist die im Bereich $1 < \xi < 2$

auftretende Phase ohne Energielücke. Ab einem Konzentrationswert x der Verunreinigungen, der 91 % des kritischen Wertes x_c entspricht ([Mey01]), ist die Energielücke völlig verschwunden, die supraleitenden Eigenschaften bleiben aber, wenn auch zum Teil in modifizierter Form, erhalten. Somit kann der Ordnungsparameter Δ nicht weiter mit der halben Energielücke identifiziert, sondern muss vielmehr als entkoppelte Größe betrachtet werden. Im Bereich $0 < \xi < 1$ kann die Energielücke beschrieben werden mit:

$$E_{\text{gap}} = \Delta (1 - \xi^{2/3})^{2/3} \quad (2.47)$$

Eine der Hauptvoraussetzungen für die Gültigkeit der von Abrikosov und Gor'kov formulierten Gesetzmäßigkeiten ist eine statistische Verteilung der magnetischen Verunreinigungen innerhalb des Wirtsgitters [Wal69]. Solche Systeme lassen sich zum Beispiel durch schwaches Dotieren von Aluminium oder Zink mit Mangan verwirklichen.

2.5.4 Eigenschaften von Aluminium

In der vorliegenden Arbeit wurden Aluminium sowie eine verdünnte Legierung aus Aluminium und Mangan als supraleitende Absorbermaterialien untersucht, wobei Letzteres dafür bekannt ist, die oben genannten Eigenschaften eines Supraleiters mit reduzierter Energielücke zu besitzen. In Tabelle 2.1 sind die wichtigsten physikalischen und chemischen Eigenschaften von Aluminium aufgelistet ([Wea82], [Kit99]).

Ordnungszahl	13
Stabile Isotope	^{27}Al (100%)
Molmasse M_{mol}	27 g mol^{-1}
Dichte ρ	$2,70 \text{ g cm}^{-3}$
Elektronenkonfiguration	$[\text{Ne}]3s^23p$
Kristallstruktur	fcc
Schmelzpunkt T_{Schmelz}	933,52 K
Atomradius r_a	143,1 pm
Molvolumen V_a	$10,0 \text{ cm}^3 \text{ mol}^{-1}$
Debyetemperatur Θ_D	423 K
Sommerfeldkoeffizient γ	$1,36 \text{ mJ mol}^{-1} \text{ K}^{-2}$
Elektrische Leitfähigkeit σ (300 K)	$37,7 \cdot 10^6 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$

Tab. 2.1: Eigenschaften und Kenngrößen von Aluminium.

Aluminium wird bei ca. 1,18 K supraleitend, wobei es sich bedingt durch die große Kohärenzlänge ξ der Cooperpaare und die geringe Londonsche Eindringtiefe λ strikt

der Klasse der Typ I Supraleiter zuordnen lässt. Die wichtigsten Kenngrößen von Aluminium als Supraleiter sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst ([Poo95]).

Sprungtemperatur T_c	1,18 K
Kritisches Magnetfeld B_C ($T = 0$ K)	10,5 mT
Energielücke $2\Delta_0$	0,35 meV
Londonsche Eindringtiefe λ	16 nm
Kohärenzlänge ξ	1,6 μm

Tab. 2.2: Kenngrößen von Aluminium als Supraleiter.

2.5.5 Wärmekapazität des Absorbers

Der Hauptgrund Supraleiter als Material für kalorimetrische Detektoren zu verwenden, ist ihre geringe spezifische Wärme C_V . Bei $T < T_c$ paaren sich im Supraleiter Elektronen zu Cooperpaaren, die bei Temperaturen weit unter T_c nicht mehr zur Wärmekapazität beitragen. Da bei tiefen Temperaturen C_V bei normalleitenden Metallen durch den Beitrag der Elektronen dominiert ist, erwartet man eine deutliche Reduktion der Wärmekapazität im supraleitenden Zustand gegenüber der im normalleitenden Zustand beobachteten. Im Folgenden wird für beide Fälle die zu erwartende Wärmekapazität des Aluminium-Absorberkristalls bei 50 mK berechnet.

C_V im normalleitenden Zustand

Im normalleitenden Zustand bei $T = 50$ mK, der sich unterhalb von T_c z.B. durch überlagerte Magnetfelder erreichen lässt, ist die Wärmekapazität von Aluminium gegeben durch:

$$C_V^n = C_V^{\text{el}} + C_V^{\text{ph}} = \gamma T + \beta T^3. \quad (2.48)$$

Der erste Term beschreibt den Beitrag der Leitungselektronen, der ein lineares Verhalten mit der Temperatur T zeigt, und dessen Koeffizient γ sich nach dem Sommerfeld-Modell für freie Elektronen berechnen lässt. Der kubisch mit der Temperatur verlaufende Term beschreibt den Beitrag der Phononen. Für tiefe Temperaturen lässt sich dieser nach dem Debye-Modell berechnen zu:

$$C_V^{\text{ph}} = \frac{12\pi^{12}}{5} N k_B \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3, \quad (2.49)$$

mit der Anzahl der Atome N , der Boltzmann-Konstante k_B und der stoffspezifischen Debye-Temperatur Θ_D . Berechnet man mit den in Tabelle 2.1 angegebenen Konstan-

ten die Einzelbeiträge der Wärmekapazität bei $T = 50$ mK für einen Aluminium-Quader mit den Ausmaßen des in dieser Arbeit verwendeten Absorber-Kristalls $250 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m} \times 450 \mu\text{m}$, so erhält man $C_V^{\text{el}} = 190$ pJ/K und $C_V^{\text{ph}} = 11$ fJ/K. Die Wärmekapazität im normalleitenden Zustand ist bei tiefen Temperaturen also allein durch den elektronischen Beitrag bestimmt, wohingegen der phononische Beitrag aufgrund seiner starken Temperaturabhängigkeit mit T^3 vernachlässigbar klein ist.

C_V im supraleitenden Zustand

Die Situation ändert sich grundlegend, wenn das System in den supraleitenden Zustand übergeht. Da das thermisch aktivierte Aufbrechen von Cooperpaaren zu tiefen Temperaturen hin exponentiell abnimmt, errechnet sich der Beitrag des elektronischen Systems zu:

$$C_{\text{el}}^{\text{s}} = a\gamma T_c e^{-\frac{\Delta_0}{k_B T}}, \quad (2.50)$$

mit der stoffspezifischen Konstante $a = 14.25$ [Poo95]. Mit γ , T_c und Δ_0 aus den Tabellen 2.1 und 2.2 errechnet man für den elektronischen Anteil bei 50 mK $C_{\text{el}}^{\text{s}} = 4,8 \cdot 10^{-11}$ fJ/mol \cdot K. Der Phononenanteil ändert sich beim Übergang in den supraleitenden Zustand kaum und beträgt weiterhin $C_V^{\text{ph}} = 11$ fJ/K. Die Wärmekapazität ist also bei Temperaturen, die deutlich unter T_c liegen, hauptsächlich durch die Phononen bestimmt. Der elektronische Beitrag, der im normalleitenden Zustand dominant war, kann vernachlässigt werden. Gerade dieser Effekt macht supraleitende Absorber für kalorimetrische Teilchendetektoren so attraktiv.

3. Experimentelle Methoden

3.1 Erzeugung tiefer Temperaturen

Die Arbeitstemperaturen für metallische magnetische Mikrokalorimeter liegen typischerweise im Bereich von 20 mK bis 100 mK. Um das Wärmebad des Detektors auf entsprechende Temperaturen zu bringen, wurde ein adiabatischer Elektronenspinentmagnetisierungskryostat (ADR¹) benutzt. Das Erreichen von Temperaturen unter 30 mK geschieht bei diesem Typ von Kryostat, wie auch bei allen anderen, in einem mehrstufigen Prozess. In Abbildung 3.1 ist ein Schnitt durch den verwendeten ADR-Kryostaten skizziert.

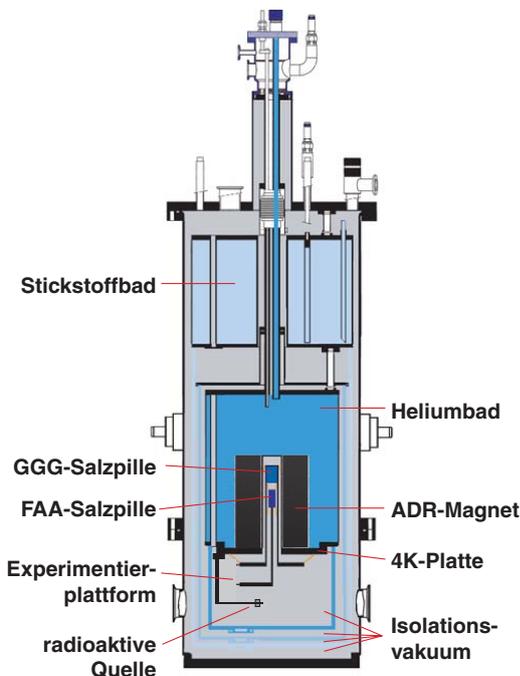


Abb. 3.1: Schnitt durch den verwendeten ADR-Kryostaten. Eine genauere Beschreibung erfolgt im Text.

Die unterschiedlichen Kühlstufen sind durch ein Isolationsvakuum und Strahlungsschilde thermisch voneinander getrennt. An ein mit flüssigem Stickstoff (77 K) gefülltes Bad ist das Heliumbad gekoppelt, dessen Bodenplatte direkt mit der sogenannten 4K-Platte verbunden ist. Helium kann von seiner Siedetemperatur bei Normaldruck von 4,2 K durch eine Verringerung des Dampfdrucks (was sich technisch durch einfaches Abpumpen am Bad erreichen lässt) auf ca. 1,5 K gebracht werden. An der 4 K Platte sind in zwei Stufen Pillen aus paramagnetischen Salzen mittels Kevlarfäden

¹aus dem Englischen für Adiabatic Demagnetisation Refrigerator

aufgehängt. Die Kevlarfäden zeichnen sich hierbei durch eine geringe Wärmeleitfähigkeit aus. Die an der 4 K-Platte befestigte GGG²-Pille dient als Puffer um parasitäre Wärmeeinträge auf der Experimentierplattform abzufangen. Die darauf folgende FAA³-Pille ist an der GGG-Pille aufgehängt und direkt mit der Experimentierplattform verbunden. Beide Pillen hängen innerhalb einer zylindrischen supraleitenden Magnetfeldspule, die sich direkt im Heliumbad befindet. Zudem können die Salzpillen über einen mechanischen Wärmeschalter thermisch mit der 4 K-Platte verbunden werden. Von der Basistemperatur des gepumpten Heliumbades ausgehend, beginnt man den Prozess der Aufmagnetisierung. Hierfür wird in den supraleitenden Magneten zunächst ein Strom von 15 A injiziert, was ein maximales magnetisches Feld von etwa 2,5 T am Ort der Salzpillen zur Folge hat. Während der Erhöhung des äußeren Feldes richten sich die magnetischen Momente in den Pillen parallel zum Magnetfeld aus. Die bei diesem Prozess entstehende Wärmeenergie wird nach und nach an das Heliumbad abgegeben. Stehen das Wärmebad und die aufmagnetisierten Salzpillen in thermischem Gleichgewicht, so werden sie durch Öffnen des Wärmeschalters thermisch entkoppelt. Bei der folgenden adiabatischen Entmagnetisierung wird das Magnetfeld langsam verringert, wodurch es zu einem Relaxieren der magnetischen Momente kommt. Die hierfür benötigte Energie wird dem Phononenbad entzogen, womit es zu einer Abkühlung des Systems kommt. Die erste Stufe (GGG) erreicht dabei typischerweise ca. 300 mK und die Endstufe (FAA) eine Temperatur von ca. 25 mK. Zur thermodynamischen Beschreibung des Abkühlvorganges sei hier auf [Ens05] verwiesen.

Äußere Einflüsse, wie Vibrationen oder hochfrequente elektromagnetische Wellen, können zu einer starken Beeinträchtigung der später im Kryostaten durchgeführten Experimente führen. Um diese Effekte abfangen zu können, ist der gesamte Kryostat von einem Faraday-Käfig umgeben, wodurch auch hochfrequente Störsignale effektiv abgeschirmt werden können. Dies ist vor allem in Hinblick auf die Verwendung von hochempfindlichen SQUID-Magnetometern sehr wichtig. Die für die Messungen benötigten elektronischen Geräte werden zur Verringerung des 50 Hz-Hintergrundrauschens nicht vom Stromnetz, sondern von einem ebenfalls im Käfig befindlichen Blei-Gel-Akkumulator gespeist. Zudem ist der Kryostat auf einer schweren Betonplatte (> 300 kg) gelagert, die vom Fundament des Gebäudes getrennt ist und die aufgrund ihrer Massenträgheit leichte Bodenvibrationen ausgleichen kann.

²aus dem Englischen für Gadolinium Gallium Garnet (Gadolinium-Gallium-Granat)

³aus dem Englischen für Ferric Ammonium Alum (Eisen-Ammonium-Alaun)

3.2 SQUID-Magnetometer

Um die Idee der metallischen magnetischen Mikrokalorimeter und die Detektionsstrategie realisieren zu können, muss die Aufgabe einer hochsensitiven Messung einer magnetischen Flussänderung $\Delta\Phi$ bewältigt werden. Die empfindlichsten Magnetometer über die wir heute verfügen sind sogenannte SQUID⁴-Magnetometer. Hierbei werden neben dem Tunneln von Cooperpaaren durch dünne normalleitende Schichten auch die makroskopischen Quanteneigenschaften eines Supraleiters genutzt. Aufgrund des Effektes der Flussquantisierung innerhalb eines supraleitenden Ringes, sowie der Optik ähnliche Interferenzerscheinungen, können selbst kleinste Änderungen des magnetischen Flusses innerhalb der Spule detektiert werden. Von den beiden SQUID-Typen, den rf- und den dc-SQUIDs, ist nur letzterer für diese Arbeit relevant, und soll im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

3.2.1 dc-SQUIDs und Fluss-Rückkopplung

Für Cooperpaare lässt sich, wie in der BCS-Theorie (benannt nach den Physikern die sie vorgeschlagen haben: J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer) beschrieben [BCS57], eine gemeinsame Wellenfunktion definieren, die über den gesamten Supraleiter ausgedehnt ist. Geht man zu einem supraleitenden Ring über, so ergeben sich aus der Eindeutigkeitsbedingung des ortsabhängigen Anteils der makroskopischen Wellenfunktion, sowie aus der Periodizität des Phasenterms, Bedingungen für den innerhalb des Ringes eingeschlossenen magnetischen Fluss. Dieser muss demnach einer Quantisierungsbedingung genügen, die besagt, dass nur magnetische Flüsse innerhalb des Ringes zulässig sind, die dem ganzen Vielfachen eines elementaren Flussquants ($\Phi_0 = h/2e = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{Vs}$ [Poo95]) entsprechen. Um dies zu erreichen, werden Abschirmströme innerhalb des Supraleiters angeworfen. Wird ein solcher supraleitender Ring an zwei oder mehr Stellen durch eine sehr dünne (meist nur wenige Nanometer dicke) isolierende bzw. normalleitende Schicht (häufig Oxidschichten) unterbrochen, so kann dort magnetischer Fluss in die Schleife eindringen. Die Kontaktstellen, die auch als Josephson-Kontakte bezeichnet werden [Can04], können von Cooperpaaren durchtunnelt werden, ohne dass diese dabei ihre Kohärenz verlieren. Ein solcher Ring wird auch als SQUID-Schleife bezeichnet. Wird nun ein Biasstrom I_b durch die Schleife getrieben, so hängt die über dem Bauteil anfallende Spannung U sowohl vom Strom, als auch von dem im Ring befindlichen magnetischen Fluss ab. Für eine theoretische Beschreibung dieser SQUID-Eigenschaften sei auf [Che04] verwiesen.

In Abbildung 3.2 a) ist ein dc-SQUID schematisch skizziert. Zu sehen ist die vom magnetischen Fluss Φ durchdrungene supraleitende SQUID-Schleife, die an zwei Stel-

⁴Abkürzung aus dem Englischen für Superconducting Quantum Interference Device

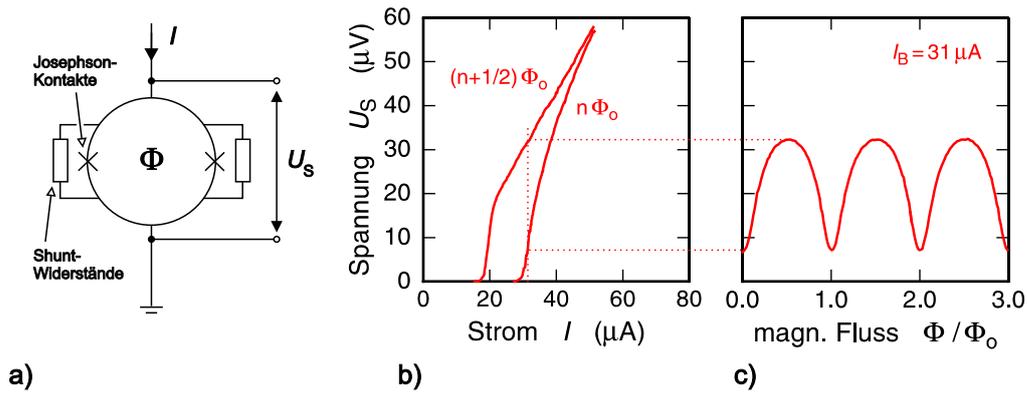


Abb. 3.2: Funktionsprinzip eines dc-SQUID-Magnetometer:

a) Schematische Darstellung eines dc-SQUIDs

b) Beispiel für eine Strom-Spannungskennlinie, wenn die SQUID-Schleife einen magnetischen Fluss von $n\Phi_0$ bzw. $(n + \frac{1}{2})\Phi_0$ umschließt.

c) Über dem SQUID abfallende Spannung bei Änderung des magnetischen Flusses, bei konstantem Biasstrom I_b

len durch Josephson-Kontakte (mit Kreuzen dargestellt) unterbrochen wird. Parallel zu den Kontakten sind sogenannte Shunt-Widerstände geschaltet, wodurch hysteretisches Verhalten des SQUID vermieden werden kann [Che04]. An die Schleife wird ein Strom I_b angelegt, der die als Messsignal dienende vom magnetischen Fluss abhängende Spannung erzeugt.

Der maximale Suprastrom $I_c/2$, der in Form von Cooperpaaren verlustfrei durch einen Josephson-Kontakt fließen kann, hängt von dessen Geometrie ab, sowie von der Cooperpaardichte, die einerseits ein materialspezifische Größe, andererseits aber auch von der Temperatur abhängig ist. Wird der Wert von I_c für das SQUID überschritten, so kommt es zu Tunnelvorgängen ungepaarter Quasiteilchen die mit einem Spannungsabfall U_s verbunden sind. Interferenzeffekte der Wellenfunktionen der beiden möglichen Stromzweige führen zu einer Modulation des kritischen Stromes I_c , der eine periodische Abhängigkeit mit dem magnetischen Fluss Φ innerhalb der Schleife aufweist, wobei die Periodizität gerade einem Flussquant Φ_0 entspricht. Die Abbildung 3.2 b) zeigt die beiden Strom-Spannungskennlinien für maximal destruktive ($\Phi = n\Phi_0$) bzw. maximal konstruktive ($\Phi = (n + \frac{1}{2})\Phi_0$) Interferenz.

Durch die Wahl eines Biasstroms I_b , der leicht über dem kritischen Strom I_c gewählt wird, fällt dauerhaft eine Spannung über dem SQUID ab. Ändert sich der magnetische Fluss innerhalb der Schleife, so oszilliert die Strom-Spannungskennlinie zwischen den beiden gezeigten Extremfällen, und verursacht so einen periodisch vom Fluss abhängigen Spannungsabfall (Abbildung 3.2 c)). Somit kommt dem SQUID die Funktion eines Fluss-Spannungs-Wandlers zu. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass das durch einen monoton steigenden magnetischen Fluss im SQUID erzeugte

Spannungssignal im besten Falle über einen Bereich von $\delta\Phi \simeq \pm\Phi_0/4$ annähernd linear verhält. Um über einen weiten Flussbereich hinweg ein lineares Verhalten des Spannungssignals zu erreichen, wird eine Rückkopplungsschaltung verwendet, die in Abbildung 3.3 skizziert ist. Sie dient dazu, den Fluss in der Detektionsspule konstant (weswegen diese Beschaltung auch als FLL für Flux Locked Loop bezeichnet wird) und somit auch das SQUID bei einem festen Arbeitspunkt zu halten.

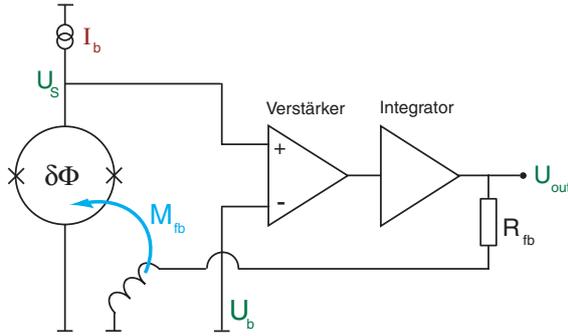


Abb. 3.3: Rückkopplungsschaltung zur Linearisierung des SQUID-Signals

in der Abbildung ist links das SQUID zu sehen, über das der Biasstrom I_b getrieben wird. Die abfallende Spannung U_s wird an einen rauscharmen Verstärker gegeben, an dem zusätzlich das Referenzpotential U_b anliegt, über das der Arbeitspunkt des SQUIDs festgelegt wird. Hierfür wählt man die steilste Stelle der Fluss-Spannungs-Charakteristik, um Flussänderungen möglichst effektiv in Spannungen umzuwandeln. Bewegt sich die SQUID-Spannung durch eine magnetische Flussänderung innerhalb der Schleife vom Arbeitspunkt weg ($U_s \neq U_b$), so liefert der Verstärker ein endliches Spannungssignal, das an einen Integrator weitergegeben wird. Dieser liefert einen zum Fluss proportionalen Strom, der über einen Messwiderstand R_{fb} an eine Rückkopplungsspule gegeben wird, die um die eigentliche SQUID-Schleife angebracht ist. Sie erzeugt einen der magnetischen Flussänderung entsprechenden Fluss entgegengesetzter Richtung in der Schleife, und führt dadurch das SQUID auf den Arbeitspunkt U_b zurück. Die Signalfolgegeschwindigkeit hängt dabei vor allem von der verwendeten Elektronik ab, und beträgt im vorliegenden Fall bis zu $5 M\Phi_0/s$ [Dru02], womit es der Elektronik möglich sein sollte, den erwarteten Flussänderungen zu folgen. Als linearisiertes Detektorsignal dient die über dem Messwiderstand R_{fb} abfallende Spannung, für die gilt:

$$U_{out} = \frac{\Delta\Phi_{fb} \cdot R_{fb}}{M_{fb}} . \quad (3.1)$$

Hierbei bezeichnet $\Delta\Phi_{fb}$ den Kompensationsfluss und M_{fb} die Gegeninduktivität zwischen Rückkopplungsspule und SQUID. Bei gegebener Ausgangsspannung U_{out} legt der Messwiderstand R_{fb} den Strom durch die Rückkopplungsspule fest. Eine detaillierte Beschreibung der SQUID-Elektronik findet sich in [Dru02].

3.2.2 Zweistufiger SQUID-Aufbau

Der in 3.3 dargestellte Aufbau hat den Nachteil, dass sich die Rauscheigenschaften des bei Zimmertemperatur betriebenen Verstärkers dominant auf das Gesamttrauschen auswirken. Dem kann entgegengewirkt werden, indem man zu einem zweistufigen SQUID-Aufbau übergeht. Hierbei wird das Signal des primären in ein sekundäres SQUID eingekoppelt, das als rauscharmer Vorverstärker dient. Der eigentliche Effekt der Rauschunterdrückung beruht auf der Vergrößerung der erreichbaren Steigung der Fluss-Spannungs-Kennlinie $\partial U/\partial\Phi$, wodurch der Aufbau weniger anfällig für das Eingangsrauschen der Mess- und Rückkoppel elektronik wird (siehe Kapitel 3.2.3). Abbildung 3.4 skizziert den verwendeten zweistufigen SQUID-Aufbau.

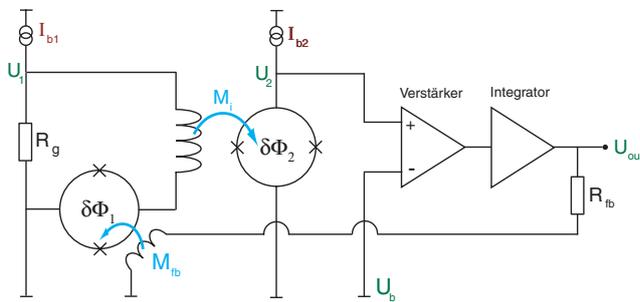


Abb. 3.4: Elektronische Schaltung eines zweistufigen SQUID-Aufbaus mit Rückkopplung.

Links ist wiederum das primäre SQUID (Detektor-SQUID) zu sehen, das über eine Spule induktiv an ein sekundäres SQUID (Verstärker-SQUID) in der Mitte der Schaltung gekoppelt ist. Im Primärkreis teilt sich der konstante Bias-Strom I_{b1} in zwei Zweige auf, die zum einen aus einem Gain-Widerstand R_g und zum anderen aus der mit dem Detektor-SQUID in Serie geschalteten Einkoppelspule des Verstärker-SQUIDs bestehen. Ein Spannungsabfall im Primär-SQUID aufgrund einer Flussänderung $\delta\Phi_1$ innerhalb der Detektionsspule verursacht eine Änderung δI_1 des Stromflusses in der Einkoppelspule. Diese erzeugt somit eine Änderung des magnetischen Flusses $\delta\Phi_2$ in der sekundären SQUID-Schleife, deren Größe von der Gegeninduktivität M_i und dem Gain-Widerstand abhängt. Über letzteren lässt sich auch der Arbeitspunkt festlegen, der den Spannungshub und damit auch die auf dem SQUID-Chip dissipierte Wärmeleistung bestimmt (eine eingehende Betrachtung dieses Sachverhaltes findet sich in [Sch07]). Man erhält somit eine Fluss-zu-Fluss-Verstärkung am Arbeitspunkt, die gegeben ist durch:

$$G_\Phi = \frac{\partial\Phi_2}{\partial\Phi_1} = M_i \left(\frac{\partial I_1}{\partial\Phi_1} \right)_{R_g, I_b} . \quad (3.2)$$

Für Werte $G_\Phi > 1$ wird der Beitrag der SQUID-Elektronik zum magnetischen Flussrauschen zusätzlich verringert (siehe Abschnitt 3.2.3). Die Flussänderung $\delta\Phi_2$ führt zu einem Spannungsabfall über dem mit dem konstanten Bias-Strom I_{b2} betriebenen

Verstärker-SQUID, der als Regelsignal für die Rückkoppel-Elektronik dient. Diese erzeugt über eine Rückkoppelspule wiederum einen magnetischen Fluss von $-\delta\Phi_1$ in der primären SQUID-Schleife, also einen Fluss mit umgekehrter Polarität, der den dort aufgetretenen magnetischen Fluss kompensiert. Als Ausgangssignal der Schaltung dient wieder die über dem Rückkoppelwiderstand abfallende Spannung U_{out} .

In der vorliegenden Arbeit wurde als Verstärker-SQUID ein 16-SQUID-Array⁵ benutzt, das sich durch eine große Steigung der Fluss-Spannungs-Charakteristik am Arbeitspunkt auszeichnet. Diese wurde bei 4,2 K zu $1\text{ mV}/\Phi_0$ bestimmt und zudem der vom Hersteller angegebene Wert des intrinsischen Flussrauschens von $\sqrt{S_{\Phi,2}} = 0,7\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ bestätigt. Es besteht, wie der Name schon sagt, aus einer Reihe von 16 in Serie geschalteten SQUIDs, deren Ausgangsspannungen sich kohärent überlagern, wodurch große Werte für $\partial U/\partial\Phi$ erreicht werden können. Der im Primärkreis in Abbildung 3.4 dargestellte Gain-Widerstand, sowie die Einkoppelspule des Verstärker-SQUIDs befinden sich hier direkt auf dem Array-Chip, was diesen somit zu einem empfindlichen Strom-Sensor macht. Seine Eingangssensitivität ist mit $1/M_i = 17,4\mu\text{A}/\Phi_0$ allerdings zu gering, als dass mit den vom Detektor-Chip⁶ gelieferten Strömen ein ganzes Flussquant Φ_0 im Sekundär-SQUID erzeugt werden könnte. Daher kann man sich auch im nicht rückgekoppelten Modus, der auch als AMP-Mode bezeichnet wird, stets auf einem näherungsweise linearen Teil der Verstärker-SQUIDs-Kennlinie bewegen. Die Charakteristik des zweistufigen Aufbaus ist somit qualitativ die gleiche, wie die eines einstufig ausgelesenen SQUIDs (siehe Abbildung 3.2 c)). Ein weiterer Vorteil des zweistufigen SQUID-Aufbaus liegt in einer aktiven Fluss-zu-Fluss-Verstärkung mit $G_\Phi > 1$, wie sie in [Fle03] diskutiert wird.

3.2.3 Magnetisches Flussrauschen des dc-SQUIDs

Neben dem magnetischen Johnson-Rauschen, das bereits in Kapitel 2.4.2 behandelt wurde, ist für die Rauschcharakteristik des Detektors vor allem das magnetische Flussrauschen des SQUID-Magnetometers von Bedeutung. Aufgrund der dissipativen Eigenschaften der in Abbildung 3.2 links schematisch dargestellten Shunt-Widerstände R kommt es in der supraleitenden SQUID-Schleife zu einem Stromrauschen, dem sogenannten Nyquist-Rauschen mit $\sqrt{S_I} = \sqrt{4k_B T/2R}$. Über die Eigeninduktivität des SQUIDs L_S führt dies zu einem Rauschen des magnetischen Flusses. Berechnungen von Tesche und Clarke [Tes77] für ein optimiertes dc-SQUID, die auf der Basis von Computersimulationen durchgeführt wurden, ergaben für das

⁵es handelte sich hierbei um einen Chip des Typs C503E15 CX16FL, der an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Berlin entwickelt wurde

⁶MagCal Nr.15, hergestellt am Institut für Physikalische Hochtechnologie Jena (IPHT)

scheinbare intrinsische Flussrauschen den Ausdruck:

$$\sqrt{S_{\Phi}^{SQUID}} = \frac{\partial\Phi}{\partial U} \sqrt{S_U^{SQUID}} \simeq L\sqrt{16k_B T/R}. \quad (3.3)$$

Setzt man mit $L_S = 200$ pH und $R = 4\Omega$ typische Werte für die Eigeninduktivität des SQUIDs und die Shunt-Widerstände ein, so erhält man bei 4,2 K für das Flussrauschen $\sqrt{S_{\Phi}} = 1,47 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ bzw. $\sqrt{S_{\Phi}} = 0,16 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ bei der Arbeitstemperatur des Detektors von 50 mK. Das gesamte Flussrauschen des oben diskutierten zweistufigen SQUID-Aufbaus ist gegeben durch:

$$S_{\Phi} = S_{\Phi,1} + \frac{4k_B T}{R} \left(\frac{M_i}{G_{\Phi}} \right)^2 + \frac{S_{\Phi,2}}{G_{\Phi}^2} + \frac{S_{U,\text{el}}}{(\partial U_2/\partial\Phi_2)^2 G_{\Phi}^2}. \quad (3.4)$$

Hier beschreiben der erste und der dritte Term die intrinsischen Rauschbeiträge des Detektor- sowie des Verstärker-SQUIDs. Mit dem zweiten Term wird das vom Gain-Widerstand R_g verursachte Rauschen berücksichtigt, und der verbleibende vierte Term beschreibt den Beitrag der bei Zimmertemperatur betriebenen SQUID-Elektronik. Das Flussrauschen beruht hierbei auf dem Spannungsrauschen $S_{U,\text{el}}$ am Eingang des Verstärkers. Bemerkenswert ist hier auch die starke Abhängigkeit des Rauschbeitrages von der Fluss-zu-Fluss-Verstärkung G_{Φ} , wodurch dem zweistufigen SQUID-Aufbau eine wichtige Rolle bei der Unterdrückung des Elektronikrauschens zukommt. Zudem wird hier der Vorteil einer großen Steigung der Fluss-Spannungskennlinie $\partial U_2/\partial\Phi_2$ am Arbeitspunkt deutlich, die sich zum Beispiel durch die Verwendung von sogenannten SQUID-Arrays zur Verstärkung erreichen lässt.

3.3 Aufbau des Experiments

Im folgenden Abschnitt sollen der experimentelle Aufbau des metallischen magnetischen Kalorimeters erläutert werden. Hierfür erfolgt zunächst eine kurze Einführung der verwendeten Detektor- und Verstärker-SQUID-Chips und der Anordnung der in den vorangehenden Kapiteln erwähnten Bestandteile der zweistufigen Schaltung, sowie eine Beschreibung des Gesamtaufbaus, wie er für die Verwendung des Kalorimeters als Röntgendetektor nötig ist.

3.3.1 Detektor-SQUID MagCal Nr.15

Bei dem in dieser Arbeit zum Aufbau des Detektors verwendeten SQUID-Chip handelt es sich um ein MagCal Nr.15, der am Institut für Physikalische Hochtechnologie (IPHT) in Jena von V. Zakosarenko, R. Stolz und H. G. Meyer entwickelt wurde. Auf dem Chip mit der Grundfläche $2,5\text{ mm} \times 2,5\text{ mm}$, befinden sich vier in ihrem Aufbau

identische SQUIDs mit zugehörigen SQUID-Schleifen in Doppelmäandergeometrie, wovon im Experiment jedoch nur einer Verwendung findet. Die Zuleitungen enden am Rand des Chips in sogenannten Bond-Pads, die den Anschluss an Kupferplatinen und von dort an die Kabelführung innerhalb des Kryostaten ermöglichen. Eines der vier zur Verfügung stehenden SQUIDs ist in Abbildung 3.5 sowohl photographisch als auch schematisch dargestellt.

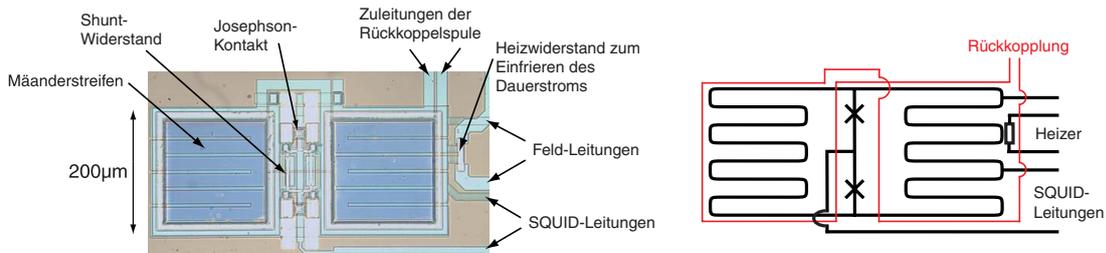


Abb. 3.5: Chip-Design des im Experiment verwendeten Detektor-SQUIDs MagCal Nr.15, in photographischer und schematischer Darstellung.

Zu sehen sind die beiden gradiometrisch miteinander verbundenen Mäanderstrukturen, die in ihrer Mitte durch zwei Josephson-Kontakte unterbrochen werden. Parallel zu den Kontakten liegen die Shunt-Widerstände zur Unterdrückung von hysteretischem Verhalten. Die Mäander bedecken jeweils eine quadratische Fläche der Größe $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ und bestehen aus acht Niobbahnen, mit einer Streifenbreite von $20\ \mu\text{m}$ und einem Streifenabstand von $5\ \mu\text{m}$. Sie sind umschlossen von der Rückkoppelspule (in Abbildung 3.5 rechts rot dargestellt), in der durch die Rückkoppellektronik der Kompensationsfluss in der Mäanderschleife erzeugt wird. Von der Option, beide Seiten des Doppelmäanders mit einem paramagnetischen Sensor zu belegen, wurde im Experiment kein Gebrauch gemacht. Dies würde zwar einer Verwendbarkeit des Aufbaus als zwei-Pixel-Detektor⁷ und zu einer Unterdrückung von Störsignalen aufgrund von Temperaturschwankungen des Substrates führen, aber man verliert dadurch auch die Möglichkeit, die Änderung der Magnetisierung eines einzelnen Sensors beim Abkühlen des Detektors zu messen. Wie wir in Kapitel 4.2 sehen werden, lassen sich aus diesem Magnetisierungsverhalten des Sensors wichtige Informationen über die Größe des im Mäander eingefrorenen Stroms, sowie über die Temperaturdifferenz zwischen Experimentierplattform und SQUID-Chip gewinnen, ohne die eine Charakterisierung des Detektors in diesem Aufbau nicht möglich wäre. Überdies formen die beiden Mäander zusammen einen geschlossenen supraleitenden Kreis, in den mittels des in Abbildung 3.5 gezeigten Heizers ein Dauerstrom eingefroren werden kann. Hierfür wird ein an die Feldleitungen angelegte Strom I_0 durch

⁷abhängig davon in welchem der beiden Sensoren ein zu detektierendes Teilchen einschlägt würden hierbei positive bzw. negative Pulssignale erwartet

einen kurzen Heizpuls, der einen Teil des linken Mänders kurzzeitig normalleitend treibt, in den Doppelmäander gezwungen, wo er einen magnetischen Fluss Φ' erzeugt. Am Ende des Pulses ist wieder die gesamte Mäanderstruktur supraleitend und innerhalb des geschlossenen Kreises wird durch den vom Supraleiter umschlossenen Fluss ein Dauerstrom I erzeugt. Eine ausführliche Diskussion des Einfriervorgangs findet sich in [Hau06]. Wie dort gezeigt wird, besteht aufgrund der Geometrie der Mäander und der Anordnung der Feldleitungen zwischen dem angelegten Strom I_0 und dem eingefrorenen Strom I der Zusammenhang:

$$I = \frac{L_1}{L_1 + L_2} I_0 \approx 0,75 I_0 . \quad (3.5)$$

Die Größen L_1 und L_2 stehen hierbei für die Induktivitäten der jeweils von den beiden möglichen Stromwegen durchflossenen Mäanderteile. Da in geschlossenen supraleitenden Ringen eingefrorene Ströme prinzipiell keinerlei Dämpfung unterliegen, ist es somit möglich, ein konstantes inhomogenes Magnetfeld zu erzeugen. Nachteilig wirkt sich die so genutzte Doppelmäandergeometrie allerdings auf die zu erwartende Signalgröße aus. Aus Gründen der Flusserhaltung und als Folge der Kirchhoff'schen Regeln wird nur die Hälfte der in einem der beiden Mäander erzeugten Flussänderung als effektiver Fluss im SQUID nachgewiesen. Der dadurch verursachte Verlust an Signalgröße wird durch den Effekt eines um den Faktor $\sqrt{2}$ verringerten Flussrauschens aufgrund der halbierten Gesamtinduktivität des Doppelmänders vermindert. Effektiv wird das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis somit um einen Faktor von $\sqrt{2}$ reduziert.

3.3.2 Detektoraufbau

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zwei metallische magnetische Kalorimeter aufgebaut und charakterisiert, wobei der einzige Unterschied zwischen den Aufbauten in der Verwendung unterschiedlicher Absorberkristalle lag. Als Ausgangsmaterial für die Absorberpräparation wurde hierfür in einem Fall ein hochreiner Aluminiumeinkristall verwendet⁸. Der zweite Absorber wurde aus Aluminium-Mangan gefertigt, das in einem speziellen Schmelzverfahren [Boa64] erzeugt wurde. Hierbei wird dem Wirtsmaterial Aluminium kurz oberhalb des Schmelzpunktes bei 933K die gewünschte Menge an Mangan untergemischt. Die Schmelze wird anschließend gequentscht, als sehr schnell abgekühlt, wodurch die rein statistische Verteilung der Manganatome innerhalb der fcc-Kristallstruktur erhalten bleibt. Bei einem Ätzworgang mit Natronlauge (NaOH) zur Reinigung der verwendeten Probe wurden an

⁸dieser wurde ursprünglich für mechanische Zugexperimente in der Gruppe um Charles Elbaum an der Brown University in den USA hergestellt

manchen Stellen des Bulkmaterials geclusterte Bereiche aus körnigem schwarzen Pulver entdeckt. Es wird angenommen, dass es sich dabei um Cluster der Verbindung Al_6Mn handelt, die beim schnellen Abkühlen der Probe aufgrund von lokalen Temperaturschwankungen entstanden sein könnten. Diese scharf begrenzten Ansammlungen von Mangan innerhalb des Bulks legen die Vermutung nahe, dass die mittlere Konzentration der nicht geclusterten Bereiche zwar verringert ist, eine statistische Verteilung der Verunreinigungen aber nach wie vor angenommen werden kann. Der Beobachtung wurde daher durch eine Reduktion der vom Hersteller der Probe angegebenen Mangan-Konzentration von 2000 ppm um 10 % Rechnung getragen. Messungen auf Seiten des Herstellers ergaben zudem, dass die Energielücke der mit 2000 ppm verunreinigten Probe gänzlich verschwunden ist, womit diese auch bei der als etwas geringer eingeschätzten Konzentration noch als sehr gering erachtet werden kann. Da die Präparation der Absorberkristalle, Sensoren und Gesamtaufbauten für beide Experimente völlig analog verlief, beschränkt sich der weitere Verlauf der Beschreibung auf den Fall mit Aluminiumabsorber.

Da Aluminium bei tiefen Temperaturen supraleitend wird, und deshalb nur noch eine sehr geringe Wärmekapazität besitzt (siehe Kapitel 2.5.5), sowie praktisch keinerlei magnetisches Johnson-Rauschen mehr verursacht, ist es möglich, auch Absorberkristalle mit großem Volumen zu verwenden. Möchte man zudem eine Quanteneffizienz von mehr als 90 % für Röntgenquanten im Bereich von einigen keV gewährleisten, sind wegen dem schwachen Absorptionsverhalten aufgrund der geringen Kernladungszahl und Massendichte von Aluminium, hohe Absorber notwendig. Die Querschnittsfläche des quaderförmigen Kristalls, und somit auch des Sensors (siehe im Text unten), sollte für eine optimale Signalgröße, in etwa der Fläche der verwendeten Mäanderspule entsprechen. Die Absorberdimensionen wurden daher auf ca. $250\ \mu\text{m} \times 250\ \mu\text{m} \times 450\ \mu\text{m}$ festgelegt.

Zur Präparation des Kristalls, wurden mit einer Diamantbandsäge zunächst kleine Quader mit einer Kantenlänge von ca. 1 mm aus dem Ausgangsmaterial ausgesägt. Diese wurden anschließend mittels einer Poliermaschine bis auf die gewünschte Größe poliert. Besonderes Augenmerk wurde dabei auf die beiden Stirnflächen des kubischen Kristalls gelegt, da diese für eine Verwendung als aufklebbarer Absorber besonders sauber und planparallel sein sollten. Beim Poliervorgang selbst wird der Kristall in einer Spannvorrichtung auf eine Glasscheibe mit Polierpaste gedrückt und von einem motorgetriebenen Schwenkarm hin und her bewegt. Die Polierpaste besteht dabei aus Glycerin in das Korundpulver⁹ mit einer Korngröße von $3\ \mu\text{m}$ untergemischt ist. Der Prozess des Polierens von Kristallen mit geringen Abmessungen unterliegt, besonders bei der Bearbeitung eines so weichen Materials wie Aluminium, starken Schankungen aufgrund der schwer zu kontrollierenden Positionierung beim

⁹Korund (Al_2O_3) zeichnet sich durch eine hohe Mohshärte von 9 aus [Wea82]

Einspannen der Absorber in die Poliervorrichtung. Da die Kristalle im vorliegenden Fall auch nicht auf Maß gesägt werden konnten, sondern poliert werden mussten, wichen die Grundflächen der angefertigten Absorber mit $240\ \mu\text{m} \times 240\ \mu\text{m}$ beim reinen Aluminium und $160\ \mu\text{m} \times 160\ \mu\text{m}$ beim Aluminium-Mangan deutlich voneinander ab.

Um einen möglichst guten thermischen Kontakt zwischen Absorber und paramagnetischem Sensor zu gewährleisten wird letzterer mittels eines Sputterprozesses direkt auf dem Kristall aufgebracht. Da Gold allerdings auf Aluminium eine schlechte Haftung zeigt, wird zunächst eine 50 nm dünne Schicht Kupfer als Haftvermittler aufgesputtert. Werden, wie im vorliegenden Fall, supraleitende Absorber verwendet, muss zur Reduktion des Magnetfeldes innerhalb des Absorbervolumens der Abstand zwischen felderzeugender Mäanderspule und Supraleiter ausreichend groß gewählt werden (wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben). Der dafür benötigte Abstandhalter wurde hierbei in Form einer zusätzlichen 4 μm dicken Gold-Schicht realisiert. Diese wird ebenso wie der darauf folgende 3 μm dicke Sensor durch Sputtern aufgebracht. Der Sensor selbst besteht aus Au:Er, wobei das Erbium in seiner natürlichen Isotopenzusammensetzung vorliegt und im Gold eine Konzentration von etwa 780 ppm besitzt. Um zu verhindern, dass dabei auch die Seitenflächen des Kristalls beschichtet werden, wird dieser auf einer Trägerplatte mit einem in Lösungsmitteln gut löslichen Kleber so fixiert, dass lediglich die zu besputternde Stirnfläche sichtbar bleibt.

Der Kristall wird nun mit der Sensorseite nach unten auf einen der beiden Mäander des gewählten SQUIDs auf dem Chip aufgeklebt. Hierfür wird ein Zwei-Komponenten-Kleber aus Epoxidharz¹⁰ verwendet. Um hohe Magnetfelder im Sensorvolumen und somit einen kleinen Abstand zwischen Sensor und felderzeugender Mäanderspule zu gewährleisten, sollte die Klebeschicht so dünn wie möglich sein, weswegen der Kristall während des Aushärtens des Klebers von einem fixierten Keramikstempel angedrückt wird. Abbildung 3.6 zeigt schematisch einen Ausschnitt des verwendeten MagCal Nr.15 Chips mit aufgeklebtem Sensor und Absorber.

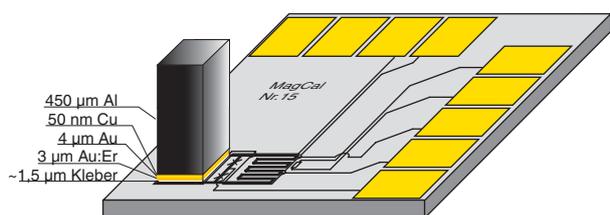


Abb. 3.6: Die schematische Darstellung zeigt einen Ausschnitt des im Experiment verwendeten SQUID-Chips, bei dem eine Hälfte des Doppelmäanders mit einem System aus Sensor und Absorber bestückt ist.

Der Gesamtaufbau befindet sich, wie in Bild 3.7 dargestellt, auf einem Messinghalter, der etwa 12 mm breit und 30 mm lang ist. Der SQUID-Chip wird mit Epoxidharz¹¹ aufgeklebt, das sich durch eine gute Wärmeleitfähigkeit auszeichnet. Daneben

¹⁰es handelt sich hierbei um den Klebertyp Stycast 1266 des Herstellers Emerson & Cumings

¹¹Typ Stycast 2850 des Herstellers Emerson & Cumings

wird eine auf den Chip angepasste Platine geklebt, an der ein Stecker angelötet wird, über den das Detektor-SQUID mit dem Verstärker-SQUID verbunden werden kann. Die Kontaktierung des Chips erfolgt über Aluminium-Bonddrähte (Durchmesser $d = 25 \mu\text{m}$), die zum einen auf die leitenden Kupferbahnen der Platine und zum anderen auf dafür vorgesehene Gold-Bondpads, die in Abbildung 3.6 als gelbe Flächen zu sehen sind, ultraschallverschweißt werden. Da die zum Präparieren des Dauerstroms benötigten Feld- und Heizerleitungen supraleitend sein müssen, können diese nicht über die Kupferbahnen der Platine zum Chip gelegt werden. Die vier benötigten supraleitenden Drähte, in diesem Fall verdrehte ca. $100 \mu\text{m}$ starke NbTi-Drähte in CuNi-Matrix, werden in eine Nut auf der Unterseite des Experimenthalters geklebt und über eine Durchführung zum Chip geführt. Die Kontaktierung erfolgt erneut durch die bereits erwähnten Aluminium-Bonddrähte. Da es bei der Verwendung des SQUIDs, über das ein konstanter Biasstrom fließt und über das eine Spannung abfällt, unweigerlich zu einer Leistungsdissipation kommt, erwärmt sich der gesamte Chip. Um für eine gute Thermalisierung zwischen Chip und Wärmebad zu sorgen, werden gut wärmeleitende ebenfalls $25 \mu\text{m}$ starke Golddrähte von ungenutzten Bondpads auf dem Chip auf den Messinghalter gebondet.

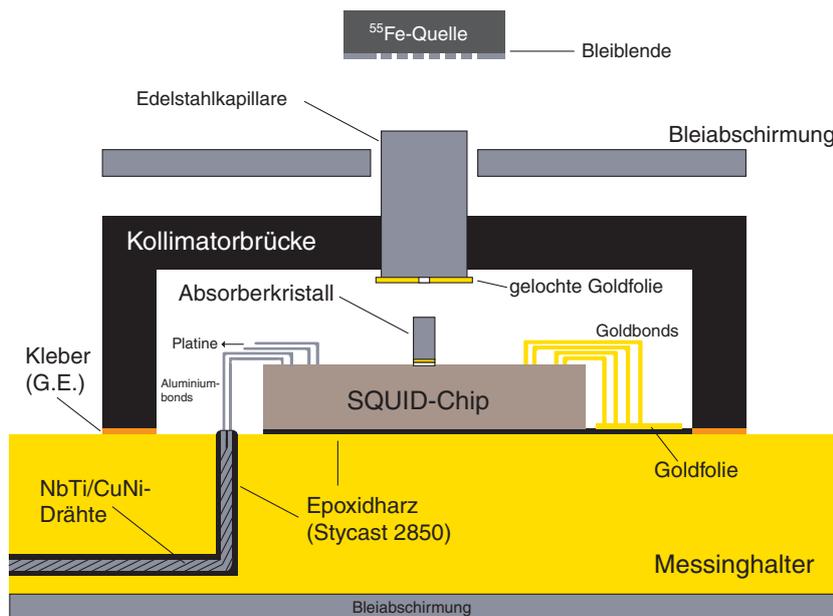


Abb. 3.7: Skizze des kollimierten Experiments. Die Röntgenquelle wird an einem justierbaren Arm befestigt.

Da die zu detektierenden Röntgenstrahlen nur auf die obere Stirnseite des Absorberkristalls und nicht etwa auf dem SQUID-Chip auftreffen sollen, wird ein Kollimator benötigt. Diese wurde in Form einer Kollimatorbrücke aus Messing realisiert, wie sie in Abbildung 3.7 skizziert ist. In ein Loch in der Mitte der Brücke ist eine Edel-

stahlkapillare eingeklebt, die auf der Unterseite durch eine Goldfolie mit einer Stärke $> 5 \mu\text{m}$ verschlossen wird. Die Kollimation geschieht durch ein schmales Loch in der Folie, das einen Durchmesser von etwa $80 \mu\text{m}$ besitzt.

Der gesamte Experimenthalter ist umhüllt von einem supraleitenden Bleimantel, der das Experiment vor elektromagnetischen Störsignalen von außen, sowie dem vom Magneten des Kryostaten herrührenden Restfeld am Ort der Experiments, abschirmen soll. Zur Befestigung des Messinghalters verfügt dieser über eine nicht von Blei umhüllte Thermalisierungsstufe auf der Unterseite, die an die Experimentierplattform des Kryostaten angeschraubt werden kann. Die Kontaktfläche wird zuvor mit einer Schicht aus Vakuumfett bedeckt, womit die thermische Ankopplung verbessert werden kann. Die radioaktive ^{55}Fe -Quelle, die die zur Charakterisierung des Detektors benötigten Röntgenquanten liefert und sich in einer Abschirmkapsel mit definiertem Austrittsfenster befindet, wird mit einem justierbaren Haltearm im Abstand von ca. 10 cm direkt über dem Kollimator befestigt. Da die hier benutzte Quelle eine für das Experiment zu hohe Aktivität hat, und mit der zur Verfügung stehenden Halterung nicht höher montiert werden kann, wird das Austrittsfenster der Quelle mit einer Lochblende aus Blei versehen.

3.3.3 ^{55}Fe Röntgenquelle

Um den hier beschriebenen Detektor charakterisieren zu können, ist eine radiokative Quelle mit möglichst genau bekannten Energien der abgestrahlten Photonen nötig. Für die Experimente wurden zwei in ihren Kenngrößen identische ^{55}Fe -Quellen verwendet. ^{55}Fe zerfällt über einen Elektronen-Einfang-Prozess unter Aussendung von charakteristischen Röntgenstrahlen in ^{55}Mn und hat eine Halbwertszeit 2,73 Jahren. Der mit rund 90 % wahrscheinlichste Schalenübergang der kernnahen Elektronen ist der aus der L- in die K-Schale, bei dem ein Röntgenquant der Energie $E_{K_\alpha} = 5,9 \text{ keV}$ frei wird. Die bei dem ungefähr neun mal weniger wahrscheinlichen Übergang von der M- in die K-Schale frei werden Teilchen der Energie $E_{K_\beta} = 6,5 \text{ keV}$ werden ebenfalls im Experiment beobachtet.

3.3.4 Leitungsführung

Zum näheren Verständnis des Versuchsaufbaus und des Messvorgangs lohnt ein Blick auf die Leitungsführung innerhalb des Kryostaten und auf den verwendeten SQUID-Chips. Wie in Abbildung 3.8 skizziert ist, lässt sich der im Vakuum befindliche Aufbau in drei Temperaturstufen unterteilen, wobei alle durch den Kryostaten führenden Kabel auf den entsprechenden Zwischenstufen thermisch angekoppelt werden. Dies ist notwendig, da die meist verdrehten Kupferdrähte eine hohe thermische Leitfä-

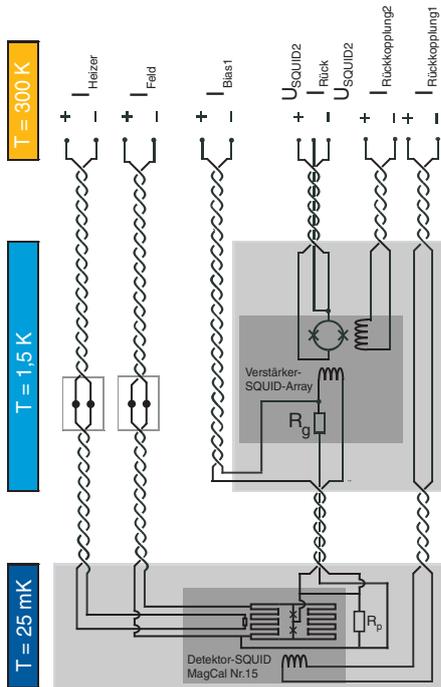


Abb. 3.8: Hier ist die Leitungsführung des zweistufigen SQUID-Aufbaus skizziert. Die Unterteilung in drei Temperaturbereiche entspricht den Kühlstufen innerhalb des Kryostaten. Eine Beschreibung erfolgt im Text.

higkeit besitzen, und ohne ausreichendes thermisches Abfangen die kälteste Stufe mit einer großen parasitären Heizleistung belasten würden. Hierfür werden auch alle Zuleitungen zur Experimentierplattform aus NbTi-Drähten in einer CuNi-Matrix gefertigt, da diese im supraleitenden Zustand sehr gute elektrische und zugleich schlechte thermische Leiter sind. Die Zwischenstufen des Stickstoffbades bei 77 K und der GGG-Pille (siehe Abschnitt 3.1) bei ca. 300 mK wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit in dieser Darstellung weggelassen. Die dunkelgrau gefärbten Bereiche begrenzen hier die zu den mikrostrukturierten Chips des Detektor- und des Verstärker-SQUIDs gehörenden Teile der Schaltung. Der Verstärker wird er auf der sogenannten 4 K-Platte, die in gutem thermischen Kontakt mit der Bodenplatte des abgepumpten Heliumbades mit ca. 1,5 K steht, betrieben, und nicht auf der kältesten Stufe des Kryostaten. Diese wird somit nicht durch einen zusätzliche Wärmeeintrag aufgrund der Leistungsdissipation des Verstärker-SQUID-Arrays aufgeheizt.

Die innerhalb einer hellgrau hinterlegten Fläche liegenden Bauteile sind jeweils von einer supraleitenden Bleiabschirmung umgeben, die sowohl Störungen durch hochfrequente elektromagnetische Felder von außen, als auch mögliche Einflüsse des starken Entmagnetisierungs-Magneten des Kryostaten vermeiden sollen. Aufgrund des relativ geringen Abstandes der 4 K-Platte vom bis zu 6 T starken Magneten wird die Abschirmung des Verstärker-SQUIDs noch durch mehrere Lagen von weichmagnetischem und somit hochpermeablen metallischen Glas¹² umwickelt, welche ein

¹²hierfür wurden Folien aus einer Legierung mit der Bezeichnung 26055A1 von Metglas Inc., Conway, SC benutzt

Überschreiten der kritischen Magnetfeldstärke des Bleis verhindern sollen.

3.3.5 Thermometrie und Datennahme

Zur Bestimmung der auf den verschiedenen Kühlstufen des Kryostaten herrschenden Temperaturen wurden Widerstandsthermometer verwendet, die über eine Widerstandsbrücke vom Typ AVS-47¹³ ausgelesen wurden. Für die Analyse der Messdaten ist vor allem die Temperatur der Experimentierplattform von Bedeutung, die mit einem Thermometer aus RuO₂ gemessen wurde, wobei sich dieses im Bereich um 30 mK durch eine besonders große Steigung der Widerstands-Temperatur-Kennlinie auszeichnet. Bei exakter Eichung der Thermometrie kann die Temperaturmessung der Experimentierplattform im Kryostaten mit einer Unsicherheit von unter 2 μ K durchgeführt werden.

Die pulsformigen, bei der Absorption eines Röntgenquants im Detektor erzeugten, magnetischen Flusssignale können mittels des in den Abschnitten 3.2.1 und 3.2.2 erläuterten zweistufigen SQUID-Aufbaus in Spannungssignale umgewandelt werden. Diese werden über die in Abbildung 3.8 gezeigte Leitungsführung an eine Steckerbuchse an der Kopfplatte des Kryostaten geführt, an die die SQUID-Elektronik angeschlossen wird. Dort werden die Signale linearisiert und anschließend über geschirmte BNC-Kabel an einen bei Zimmertemperatur betriebenen Vorverstärker¹⁴ gegeben. Zur Unterdrückung von hochfrequenten Störsignalen werden die Spannungen anschließend durch einen im Verstärker integrierten Tiefpass gefiltert, dessen Abschneidefrequenz so gewählt wird, dass die Nyquist-Bedingung¹⁵ erfüllt ist. Das Signal wird zudem direkt vor dem Vorverstärker aufgespalten, wobei der zweite Zweig lediglich als Trigger für die Aufnahme der Pulse dienen soll und daher stark gefiltert werden kann. Um eine exakte Pulsformanalyse durchführen zu können, wurde auf die Option eines zusätzlichen Hochpassfilters, der zur Unterdrückung von Langzeitdriften des Signals genutzt werden kann, verzichtet.

Im nächsten Schritt werden sowohl das gefilterte Signal als auch das des Triggers an die Eingänge einer Analog-Digital-Wandler-Karte gegeben. Am Computer erfolgt nun über eine geeignete Software die Datenaufzeichnung. Hierfür werden Ereignisse, die durch eine Überschreitung des Triggerlevels als solche identifiziert werden, in einem frei wählbaren Zeitfenster aufgezeichnet, wobei für jedes Fenster 16384 Spannungswerte mit einer Auflösung von 12 bit ausgelesen und gespeichert werden. Während der Messung, deren Umfang im vorliegenden Fall im Bereich zwischen 100 und 1000 Pulsen pro Spektrum lag, werden die Einzelpulse jeweils an einen zuvor

¹³hergestellt von Pico-Watt Electronica in Finland

¹⁴Gerät des Typs SRS-560, der Firma Stanford Research in den USA

¹⁵diese besagt, dass die Abschneidefrequenz kleiner sein muss als die Hälfte der Samplingrate des nachgeschalteten AD-Wandlers

definierten Musterpuls gefittet. Über die sogenannte χ^2 -Methode wird anschließend die zu dem gemessenen Puls korrespondierende Energie berechnet und das Ergebnis in ein Histogramm geplottet. Eine ausführliche Beschreibung der χ^2 -Methode findet sich in [Fle98].

4. Experimentelle Ergebnisse

Im Folgenden werden die Messergebnisse präsentiert und diskutiert, die mit den in den vorangehenden Kapiteln beschriebenen Detektoren erzielt wurden.

4.1 Magnetisches Flussrauschen

4.1.1 Rauschen bei 4,2 K

Mit einem Spektrumanalysator¹ wurde das magnetische Flussrauschen im Detektor-SQUID der beiden zweistufigen SQUID-Aufbauten mit aufgeklebtem Absorber-Sensor-System bei einer Temperatur von 4,2 K gemessen. Abbildung 4.1 links zeigt das ge-

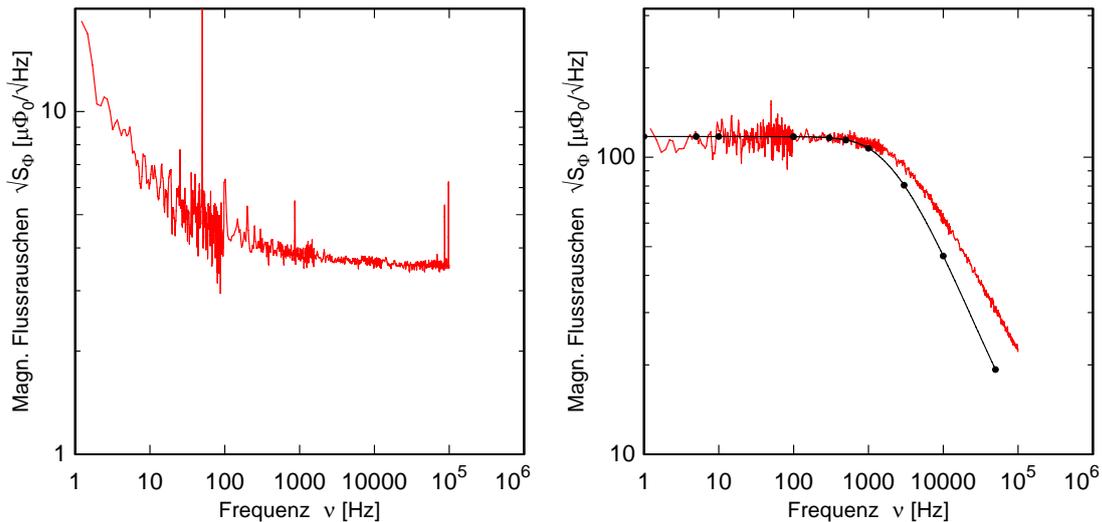


Abb. 4.1: Magnetisches Flussrauschen im Detektor-SQUID bei $T = 4,2\text{ K}$. Man beachte die unterschiedliche Skalierung der Achsen.

Links: Beim AlMn-Experiment ist neben dem weissen Rauschen bei niedrigen Frequenzen ein Anstieg mit $S_{\Phi} \propto 1/f$ zu erkennen.

Rechts: Magnetisches Flussrauschen im Experiment mit Al-Absorber zusammen mit einer Simulation des dominanten Johnson-Rauschens.

messene Spektrum für den Aufbau mit Aluminium-Mangan-Absorber. Das weisse Rauschen oberhalb von 1 kHz beträgt hier $3,65 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Um zu einem Verständnis der beobachteten Charakteristik zu kommen, müssen die einzelnen Beiträge des Ge-

¹SR760 FFT Spectrum Analyzer, Stanford Research Systems

samtrauschens des zweistufigen Aufbaus betrachtet werden. Über 3.4 kann das scheinbare Flussrauschen, das für das betrachtete Detektor-SQUID erwartet wird, abgeschätzt werden. Die Steigung der Spannungs-Fluss-Kennlinie des Verstärker-SQUIDs wurde zu $1,46 \text{ mV}/\sqrt{\Phi_0}$ bestimmt, womit sich mit der berechneten Fluss-zu-Fluss-Verstärkung $G_\Phi = 1,06$ und dem Eingangsspannungsrauschen der FLL-Elektronik von $0,33 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ ein Beitrag zum scheinbaren SQUID-Rauschen von $0,2 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ ergibt. Das intrinsische Rauschen des Verstärker-SQUIDs von $0,66 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ trägt ebenfalls zum scheinbaren Flussrauschen des Detektor-SQUIDs bei und verursacht mit $0,6 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ einen ebenfalls nicht vernachlässigbaren Rauschbeitrag. Das Stromrauschen des Gain-Widerstandes $R_g = 90 \text{ m}\Omega$, das sich mit der Nyquist-Bedingung $\sqrt{S_I} = \sqrt{4k_B T/R_g}$ bestimmen lässt, verursacht im SQUID zusätzlich $2,7 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ und ist somit bei 4 K für den dominanten Beitrag verantwortlich. Der intrinsische Rauschbeitrag des Detektor-SQUIDs lässt sich somit zu $2,3 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ abschätzen. Dieser Wert für S_Φ zeigt eine gute Übereinstimmung mit Werten, die in früheren Experimenten mit baugleichen MagCal-SQUID-Chips bestimmt wurden. Im Bereich tiefer Frequenzen zeigt sich ein starker Anstieg des Rauschens. Die Herkunft dieses als $1/f$ -Rauschen bekannten Rauschbeitrags in magnetischen Kalorimetern, der schon in früheren Experimenten beobachtet wurde (z.B. [Fle03]), ist noch nicht vollständig verstanden. Der ausgeprägte Peak, der sich im Spektrum zeigt, liegt bei einer Frequenz von 50 Hz und ist vermutlich auf eine Masseschleife zurückzuführen.

In obiger Betrachtung der Rauschbeiträge wurde das magnetische Johnson-Rauschen des Absorbers vernachlässigt. Vergleicht man Spektren, die an dem Aufbau durchgeführt wurden, einmal bevor und nachdem das System aus Sensor und Absorber aufgeklebt wurde, so lässt sich keine Änderung des Rauschlevels im Bereich des weissen Rauschens beobachten. Somit ist die Vernachlässigung des magnetischen Johnson-Rauschens im Falle des Aluminium-Mangan-Experimentes gerechtfertigt. Physikalisch kann dies verstanden werden, betrachtet man die geringe elektrische Leitfähigkeit, die sich für eine solche Legierung erwarten lässt, sowie ein RRR nahe bei eins.

Die Situation ändert sich grundlegend im Falle des Experimentes mit Aluminium-Absorber. Das zugehörige Spektrum des magnetischen Flussrauschens ist in Abbildung 4.1 rechts dargestellt. Es zeigt sich ein sehr hohes Plateau mit einem Niveau von $120 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ und einer Abschneidefrequenz von ca. 10 kHz. Die Einzelbeiträge zum gesamten scheinbaren Flussrauschen im Detektor-SQUID, gegeben durch die intrinsischen Beiträge der SQUIDs, sowie die Beiträge aufgrund des Gain-Widerstands und dem Elektronikrauschen, haben in etwa die gleichen Werte wie im Falle des AlMn-Experimentes. Eine numerische Berechnung des magnetischen Johnson-Rauschens, verursacht durch den Al-Absorber, wurde unter Verwendung von FEMM-Simulationen durchgeführt. Das Ergebnis einer solchen Simulation ist

in Abbildung 4.1 rechts mit eingezeichnet. Hierbei wurde für die Leitfähigkeit der Literaturwert $\sigma = 36,5 \cdot 10^6 \Omega/\text{m}$ bei 300 K [Kit99] benutzt und ein Restwiderstandsverhältnis von $RRR = 600$ angenommen. Wie in der Abbildung zu sehen ist, wird das beobachtete Plateau, abgesehen vom weiteren Verlauf bei höheren Frequenzen, korrekt wiedergegeben. Daraus lässt sich schließen, dass das magnetische Flussrauschen bei $T = 4,2\text{K}$ stark dominiert wird vom Johnson-Rauschen, das vom einkristallinen Aluminiumkristall des Absorbers verursacht wird. Des weiteren ist das Restwiderstandsverhältnis von $RRR = 600$ mit dem die Daten beschrieben werden können vergleichsweise hoch und spricht für eine hohe Reinheit und eine geringe Zahl von Defekten.

4.1.2 Rauschen bei tiefen Temperaturen

Das Rauschverhalten des Detektors ändert sich deutlich, geht man zu tieferen Temperaturen über. Die Temperaturabhängigkeiten der Beiträge zum Gesamtrauschen beruhen einerseits auf dem reduzierten Widerstandsrauschen aufgrund der verminderten thermischen Bewegung der Leitungselektronen, andererseits auf einer grundlegenden Veränderung der Materialeigenschaften des Sensors in Hinblick auf den Beitrag des Johnson-Rauschens. Eine direkte Messung des magnetischen Flussrauschens, wie sie bei 4,2K mit einem zugeschalteten Spektrumanalysator durchgeführt wurde, ist in diesem Fall nur bedingt von Nutzen. Bei Temperaturen, die im Arbeitsbereich des Detektors liegen, sind die Wärmekapazitäten des Systems aus Absorber und Sensor um viele Größenordnungen gesunken. Da nun auch kleine Energieeinträge zu messbaren Temperaturerhöhungen des Sensors führen, wird der Detektor somit für einzelne Röntgenquanten sensitiv. Die entstehenden Wärmepulse besitzen typischerweise Anstiegszeiten $\tau_0 < 1\text{ms}$ und Abklingzeiten τ_1 die über 100 ms betragen können. Somit kommt es bei einer einfachen Messung des Rauschspektrums, bei der Frequenzintervalle typischerweise über mehrere Sekunden gemessen werden, aufgrund der Pulse der im Detektor absorbierten Teilchen zu einem starken Anstieg der gemessenen spektralen Dichte bei niederen Frequenzen. Dieser Anstieg, der bei Frequenzen um 100 Hz nicht selten Werte von $\sqrt{S_\Phi} > 100 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ verursacht, überdeckt die wahre niederfrequente Rauschcharakteristik des Detektors, weswegen diese Messmethode hier ungeeignet ist.

Um trotz der überlagerten Pulse Informationen über das Rauschen des Detektorsignals zu bekommen, müssen die Zeitintervalle, in denen der Detektor von absorbierten Teilchen verursachte Temperaturpulse registriert, aus der Messung herausgefiltert werden. Dies kann mittels der für die Teilchendetektion verwendeten Ausleseelektronik und einer geeigneten Software realisiert werden. Hier werden bei der Datennahme, also der getriggerten Aufzeichnung von pulsförmigen Detektorsignalen, auch regelmäßig Zeitfenster aufgezeichnet, in denen kein Trigger ausgelöst wurde, d.h. kein

Teilchen absorbiert wurde. Führt man anschließend eine Fouriertransformation dieser Ruhesignale durch, so lässt sich damit die Leistungsdichte des Flussrauschens bestimmen. Abbildung 4.2 zeigt die gemessenen Rauschspektren der beiden Aufbauten bei Temperaturen von 28,5 K und 35 mK, wobei diese Temperaturwerte über eine Analyse von Magnetisierungskurven ermittelt wurden, die im nachfolgenden Abschnitt erläutert wird. In den Experimenten waren felderzeugende Dauerströme von

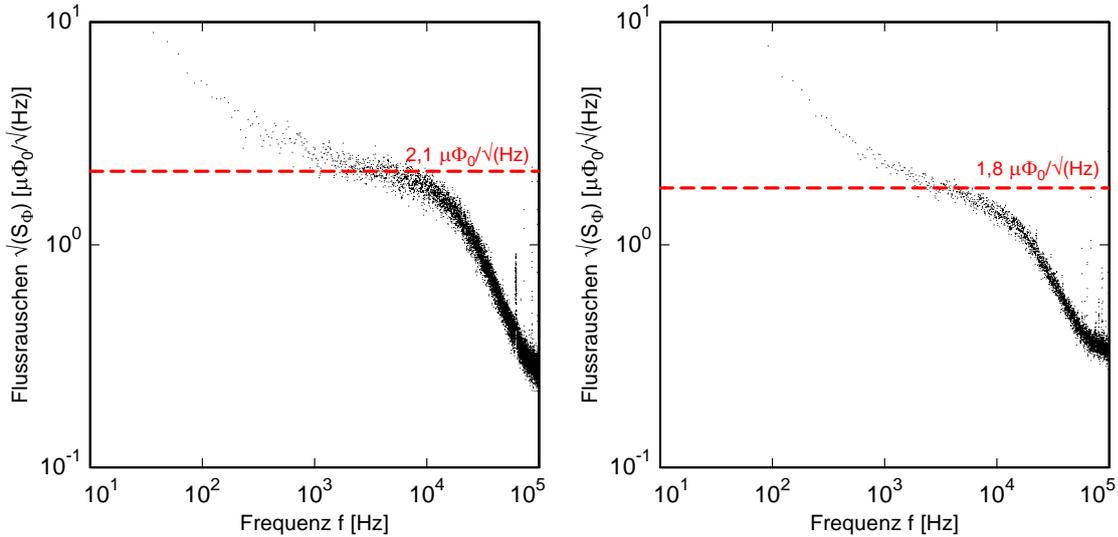


Abb. 4.2: Rauschcharakteristik der zweistufigen Experimente bei tiefen Temperaturen, aufgetragen als spektrale Leistungsdichte über der Frequenz. Neben dem $1/f$ -Rauschen ist zudem ein Abknicken des Verlaufs aufgrund des 30 kHz-Tiefpassfilters zu erkennen.

Links: AlMn-Experiment bei 28,5 mK. Das weisse Rauschen beträgt ca. $1,1 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$.

Rechts: Al-Experiment bei 35 mK mit einem weissen Rauschen von ca. $1,8 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$

78 mA beim AlMn-Aufbau und 69 mA im Falle des Al-Aufbaus eingefroren. In beiden Spektren ist bei tiefen Frequenzen wiederum der bereits erwähnte $1/f$ -Anstieg zu erkennen. Zudem ist ein Abknicken oberhalb von 10 kHz aufgrund der Abschneidefrequenz des in diesen Messungen verwendeten 30 kHz-Tiefpassfilters zu sehen. Wie im vorherigen Abschnitt müssen auch hier die einzelnen Beiträge zum Gesamtrauschen inkohärent addiert werden. Betrachten wir für den Fall des AlMn-Experiments wiederum die vier Terme in Gleichung 3.4. Für die Änderung des intrinsischen Flussrauschens der SQUIDs beim Übergang zu tiefen Temperaturen benutzen wir die in [Tes77] beschriebene Abschätzung $S_{\Phi,1}(T) = S_{\Phi,1}(4,2\text{ K}) \frac{T}{42\text{ K}}$, die ein lineares Skalieren der spektralen Leistungsdichte vorhersagt. Da das Verstärker-SQUID auf einer Plattform sitzt, die thermisch direkt an das abgepumpte Heliumbad gekoppelt ist, beträgt die Temperatur auf dem Array-Chip ca. 1,5 K. Somit erhalten wir mit oben genannter Abschätzung einen Beitrag von $0,37 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ zum Gesamtrauschen. Für das intrinsische Rauschen des Detektor-SQUIDs erhält man bei gleicher Vorge-

hensweise unter der Annahme, dass der bei 4,2K ermittelte Wert des Rauschens korrekt ist, einen Beitrag von $0,62 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Da für das intrinsische Flussrauschen eines SQUIDs in erster Linie die Shunt-Widerstände verantwortlich sind, diese aber durch den konstanten Arbeitsstrom lokal geheizt werden, wurde zur Berechnung des Rauschbeitrages die Temperatur des SQUIDs auf 300 mK abgeschätzt ([Por07]). Der Beitrag der bei Raumtemperatur betriebenen SQUID-Elektronik kann als konstant angenommen werden und beträgt somit wiederum $0,23 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Berechnet man das Rauschen, das vom $90 \text{ m}\Omega$ -Gain-Widerstand verursacht wird, der sich in diesem Aufbau auf dem Chip des Verstärker-SQUID-Arrays befindet und für den eine Temperatur von ca. 1,5K angenommen werden kann, so erhält man einen dominanten Beitrag von $1,64 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Inkohärente Addition der genannten unabhängigen Einzelbeiträge ergibt einen Gesamtwert des scheinbaren Flussrauschens des Detektor-SQUIDs von $1,8 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Das durch eine Fourier-Transformation der aufgezeichneten Rauschsignale bestimmte weiße Rauschen liegt bei $2,1 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ (Abbildung 4.2 links), und ist somit etwas höher als die Summe der hier genannten Beiträge. Die geringe beobachtete Diskrepanz wurde bereits in früheren Experimenten beobachtet [Höh08], und lässt sich durch eine Abweichung des vorhergesagten linearen Temperaturverhaltens des Detektor-SQUID-Chips begründen. Da der verwendete MagCal-Chip nicht für tiefe Temperaturen optimiert wurde, ist eine solche Annahme gerechtfertigt.

Die Berechnung des erwarteten scheinbaren Flussrauschens im Falle des Al-Experiments verläuft analog, wobei die leichten Unterschiede, eine geringfügig höhere Fluss-zu-Fluss-Verstärkung von $G_\Phi = 1,036$ und eine höhere gemessene Steigung der Fluss-Spannungs-Kennlinie am Arbeitspunkt des Verstärker-SQUIDs $\frac{\partial U_2}{\partial \Phi_2} = 1,37 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$, kaum Einfluss auf das Rauschverhalten haben sollten. Führt man die einzelnen Schritte der Berechnung durch, so erhält man ein erwartetes Niveau des weißen Flussrauschens des AlMn-Experiments von ebenfalls $1,8 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Ein Vergleich dieses Wertes mit dem beobachteten Plateau des weißen Rauschens in Abbildung 4.2 rechts zeigt eine gute Übereinstimmung.

An dieser Stelle wird ein weiterer großer Vorteil bei der Benutzung von Supraleitenden Absorbern deutlich. Das bei 4,2K stark dominierende Johnson-Rauschen des Aluminium-Absorbers (4.1 rechts) verschwindet bei Temperaturen die deutlich unter der Sprungtemperatur von ca. 1,2K liegen gänzlich. Die Cooperpaare im supraleitenden Material zeigen kein Johnson-Rauschen und schirmen zudem mögliche Beiträge aufgrund von ungepaarten Quasiteilchen ab. Somit ist es möglich, auch verhältnismäßig großflächige supraleitende Absorber zu verwenden, ohne dass das erreichbare Signal-zu-Rauschen-Verhältnis durch das Johnson-Rauschen des Absorbers verschlechtert wird.

4.2 Magnetisierung und Sensortemperatur

Magnetisierung des Au:Er-Sensors

Um die in dieser Arbeit präsentierten Detektoren zu charakterisieren wurde zunächst eine Magnetisierungsmessung durchgeführt. Dafür wurde ein Dauerstrom in die geschlossenen Mänderspulen eingefroren, wodurch es aufgrund des erzeugten Magnetfeldes (siehe hierzu 2.3.1 und 2.3.2) zu einer Ausrichtung der magnetischen Momente des Au:Er-Sensors und somit zu einer Magnetisierung desselben kommt. Von dieser Situation ausgehend wird die Experimentierplattform des Kryostaten und somit das Experiment abgekühlt, wobei in den durchgeführten Experimenten ein Temperaturintervall ΔT zwischen 600 mK und 25 mK überstrichen wurde. Ebenso wie bei der bereits betrachteten Absorption eines Röntgenquantens führt auch hier eine Temperaturänderung δT des Sensors zu einer Änderung der Magnetisierung δM . Diese Magnetisierungsänderung ruft eine Änderung des magnetischen Flusses $\delta\Phi$ in der Mänderschleife und somit in der Einkoppelspule des Detektor-SQUIDs hervor. Liest man nun die Ausgangsspannung der SQUID-FLL-Elektronik sowie die aktuell auf der Experimentierplattform herrschende Temperatur während des Abkühlvorganges kontinuierlich aus, so lässt sich der Zusammenhang $\Phi(T)$ zwischen magnetischem Fluss im Detektor-SQUID und Temperatur bestimmen. Abbildung

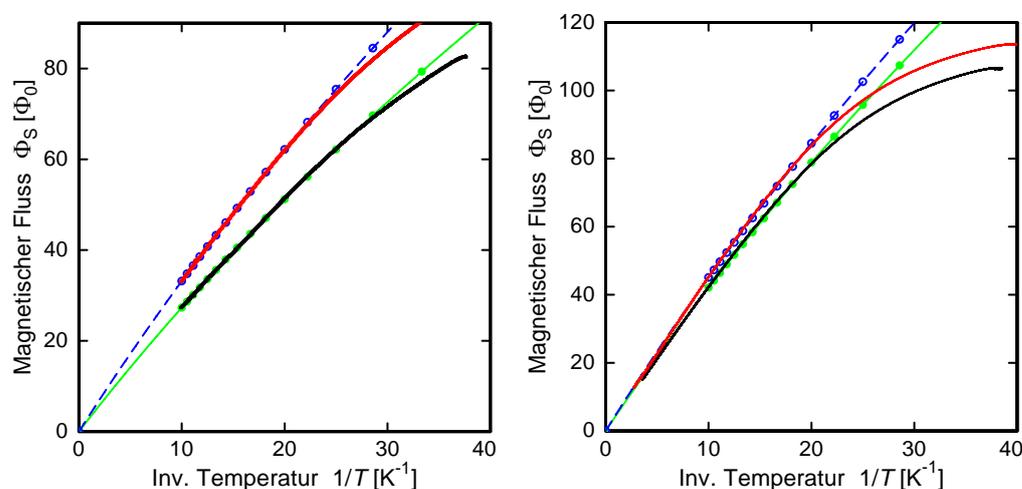


Abb. 4.3: Gemessene Magnetisierung aufgetragen über der inversen Temperatur. Die durch die gestrichelten Linien verbundenen Punkte entsprechen numerischen Simulationsdaten.

Links: AlMn-Experiment mit gefitteten Daten für 78 mA und 95 mA.

Rechts: Al-Experiment mit gefitteten Daten für 69 mA und 74 mA.

4.3 zeigt die für die beiden Experimente aufgenommenen Magnetisierungskurven bei jeweils zwei eingefrorenen Strömen (jeweils als durchgezogenen Linien), die über der

inversen Temperatur aufgetragen sind. Bei höheren Temperaturen ist ein deutliches Curie-Verhalten ($M \propto 1/T$) zu erkennen, das erst bei tiefen Temperaturen von diesem linearen Zusammenhang abweicht. Dieses Abknicken der Kurven wird nicht von einer Sättigung der Magnetisierung verursacht, sondern durch eine zunehmende Überhöhnung der Temperatur des Sensors gegenüber der auf der Experimentierform gemessenen. Aufgrund der Leistungsdissipation im SQUID, das sich auf demselben Chip und daher in unmittelbarer Nähe zum Sensor befindet, kommt es zu einer Erwärmung des gesamten SQUID-Chips und somit auch des Sensors. Die Sensor- bzw. Chip-Temperatur konnte in dem hier diskutierten Experiment nicht durch eine unabhängige Messung bestimmt werden. Die hier gezeigten Magnetisierungsmessungen können jedoch dazu verwendet werden, um auf die Sensortemperatur zurückzuschließen.

Durch FEMM-Simulationen, wie sie in 2.3.2 erläutert wurden, lassen sich Theoriekurven für die Magnetisierungskurven numerisch berechnen. In den Simulationen wurde eine Klebeschichtdicke zwischen Sensor und SQUID-Chip von $1,0 \mu\text{m}$ für das Experiment mit AlMn-Absorber und $1,6 \mu\text{m}$ für das Experiment mit Al-Absorber, sowie Grundflächen der Kristalle von $160 \mu\text{m} \times 160 \mu\text{m}$ beim AlMn- und $240 \mu\text{m} \times 240 \mu\text{m}$ beim Al-Experiment. Die unterschiedlichen Ausmaße der Absorberkristalle beruhen hierbei auf den Abweichungen, die zwischen den Polierprozessen eines so weichen Materials wie Aluminium entstehen. Das Ergebnis dieser Berechnungen ist in Abbildung 4.3 mit gestrichelten Linien dargestellt, wobei in den Simulationen für die eingefrorenen Dauerströme Werte von 78 mA und 95 mA für das AlMn-Experiment bzw. 69 mA und 74 mA im Falle des Al-Experiments angenommen wurden.

Die Wechselwirkungen zwischen den Er^{3+} -Ionen, die in 2.2.4 beschrieben sind, werden in der Simulation berücksichtigt. Der Parameter α , der die relative Stärke der RKKY-Wechselwirkung gegenüber der Dipol-Dipol-Wechselwirkung beschreibt, wurde dabei mit $\alpha = 3$ angenommen. Die starke Änderung des magnetischen Verhaltens eines Supraleiters am Sprungpunkt T_c lässt sich ebenfalls in den gemessenen Magnetisierungskurven beobachten. Beim Abkühlen des Detektors kommt es aufgrund der Feldverdrängung aus den supraleitenden Absorbern (die in Abbildung 2.12 im Kapitel 2.3.2 anhand von Simulationsrechnungen veranschaulicht wurden) zu einer starken Änderung des magnetischen Flusses im SQUID. Diese großen Signaländerungen können genutzt werden, um Aussagen über die Sprungtemperatur T_c des verwendeten Supraleiters zu machen. Somit konnte die kritische Temperatur des Aluminium-Absorbers zu ca. 1,1 K bestimmt werden. Im Falle des Aluminium-Mangan-Absorbers wurde ein sehr breiter supraleitender Übergang über einen Bereich von 200 mK bis 300 mK beobachtet. Dieser lässt sich durch die erwartete Inhomogenität der verdünnten Legierung und die dadurch verursachten lokalen Schwankungen der Sprungtemperatur T_c und der Energielücke ΔE_{gap} erklären.

Temperaturkorrektur

Da die simulierten Kurven den gemessenen Magnetisierungsverlauf bei höheren Temperaturen gut beschreiben, lässt sich durch einen Vergleich der Kurven eine Korrektur der gemessenen Temperaturdaten durchführen. Das Ergebnis dieses Vergleiches liefert einen Zusammenhang zwischen Sensortemperatur und Badtemperatur, wie er in Abbildung 4.4 für beide Experimente bei Feldströmen von 78 mA bzw. 69 mA gezeigt ist.

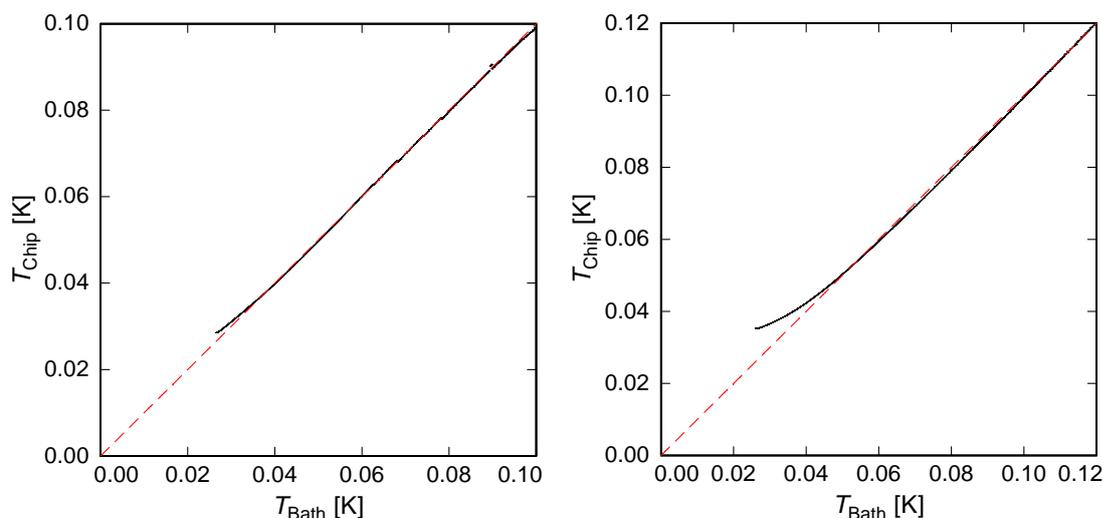


Abb. 4.4: Temperatur des Au:Er-Sensors T_{Chip} in Abhängigkeit von der Temperatur der Experimentierplattform T_{Bath} .

Links: AlMn-Experiment bei einem Feldstrom von 78 mA.

Rechts: Al-Experiment bei einem Feldstrom von 69 mA.

In beiden gezeigten Fällen erreicht die Experimentierplattform eine tiefste Temperatur von 26 mK. Der Chip des Aufbaus mit Aluminium-Mangan-Absorber erreichte eine Minimaltemperatur von 28,5 mK, wohingegen das Aluminium-Experiment lediglich eine Chiptemperatur von 35 mK erreichte. Beide Werte liegen deutlich tiefer als die Minimaltemperaturen, die in früheren Experimenten mit baugleichen MagCal-SQUID-Chips beobachtet wurden, in denen bei etwa gleichen Badtemperaturen auf dem Chip typischerweise Temperaturen von ca. 50 mK herrschten (z.B. [Sch07] und [Por07]). Dies liegt zum einen an der verbesserten thermischen Kontaktierung des Chips mit Hilfe von Gold-Bonddrähten und zum anderen an der geringeren Leistungsdissipation im SQUID wegen des kleineren Widerstandswertes von $R_g = 90 \text{ m}\Omega$ anstelle von $R_g = 270 \text{ m}\Omega$.

4.3 Spektrum der Röntgenquelle und Energieauflösung

Energiespektrum der ^{55}Fe -Röntgenquelle

Mit den aufgebauten Detektoren wurde das Energiespektrum der verwendeten ^{55}Fe -Röntgenquelle aufgenommen. Dafür wurden die Detektor-SQUIDs im FLL-Modus betrieben und die getriggerten pulsformigen Detektorsignale, sowie ungetriggerte Ruhesignale über einen Zeitraum von ca. einer Stunde aufgezeichnet. Die Zählrate betrug in beiden Experimenten in etwa 10 Röntgenquanten pro Minute. Die Temperatur auf den SQUID-Chips wurde durch die zuvor erwähnte Temperaturkorrektur über die gemessenen Magnetisierungskurven ermittelt und betrug in beiden Fällen 35 mK. Während der Messung wurde die Temperatur des Kryostaten nicht aktiv stabilisiert. In die Mäanderspulen waren Dauerströme von 69 mA im Falle des Al-Experiments und 94 mA beim AlMn-Aufbau eingefroren. Die von der ^{55}Fe -Quelle abgegebene charakteristische Röntgenstrahlung besitzt zwei dominante Linien, K_α bei einer Energie von 5,9 keV und die etwa neun mal schwächere Linie K_β mit einer Energie von 6,5 keV.

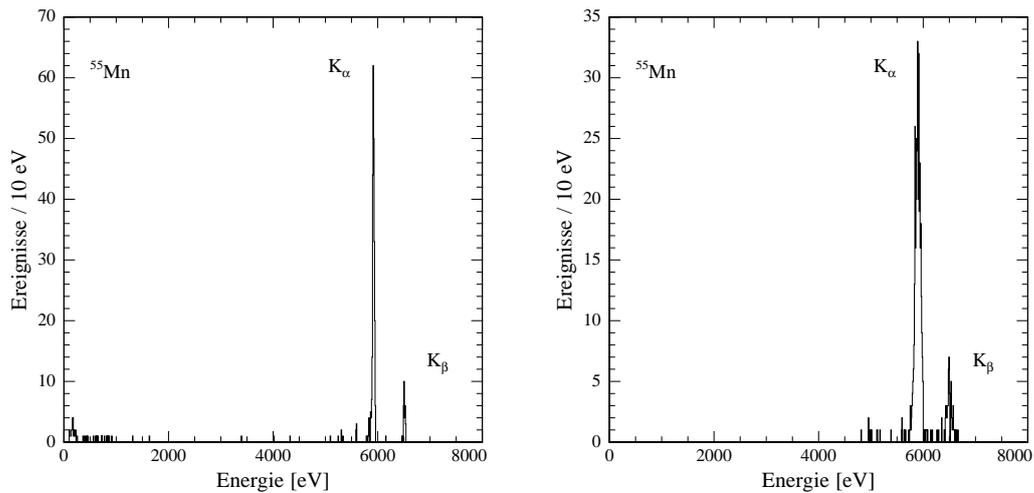


Abb. 4.5: Gemessene Energiespektren der ^{55}Fe -Röntgenquellen. Deutlich zu erkennen sind die dominante K_α -Linie (Literaturwert $E = 5,9\text{ keV}$) und die mit einer neunmal geringeren Wahrscheinlichkeit auftretende K_β -Linie ($E = 6,4\text{ keV}$) von Mangan.

Links: AlMn-Detektor bei 35 mK mit einem Feldstrom von 94 mA.

Rechts: Al-Detektor bei 35 mK mit einem Feldstrom von 69 mA.

In der Messung wurde zunächst die Amplitude eines aus mehreren Pulsen gemittelten rauscharmen Musterpulses der K_α -Linie auf den Wert 1 normiert. Der Musterpuls wird anschließend an alle gemessenen Detektorsignale mittels einer χ^2 -Minimierung angepasst und der dabei auftretende Streckfaktor den Detektorsignalen als Ampli-

tude zugeordnet [Fle03]. Die Amplituden werden mit der bekannten Energie der K_α -Linie skaliert und in einem Histogramm aufgetragen. Die so gemessenen ^{55}Mn -Spektren sind in Abbildung 4.5 dargestellt.

Die beiden dominanten Linien sind deutlich zu erkennen. Die Tatsache, dass die Energie der K_β -Linien bei der korrekten Energie wiedergegeben wird, kann als Zeugnis für die Linearität der Detektoren gewertet werden. Aufgrund der begrenzten Energieauflösung der Detektoren kommt es in den Spektren zu einer Verbreiterung der Linien. Der Untergrund des Spektrums, d.h. die Ereignisse, die nicht zu den K_α - und K_β -Linien zählen, können durch Substratereignisse erklärt werden. Trifft ein Photon aus der Röntgen-Quelle nicht auf den Teilchenabsorber des Kalorimeters, sondern auf das Silizium-Substrat des SQUID-Chips, so fließt ein gewisser Anteil der deponierten Energie in Form von Wärme durch die Klebeschicht in den paramagnetischen Sensor und erzeugt dort einen Temperaturpuls mit reduzierter Signalamplitude, dem ebenfalls eine Energie zugeordnet wird. Im Falle des AlMn-Detektors (4.5 links) ist eine Reihe von Ereignissen zu sehen, denen nur eine geringe Energie zugewiesen wurde. Dabei handelt es sich zum Teil um getriggertes Rauschen, das sich aufgrund des höheren Triggerlevels im Falle der Messung mit dem Al-Detektor (4.5 rechts) nicht beobachten lässt.

Energieauflösung der Detektoren

Um die Energieauflösung der Detektoren zu bestimmen, wurde an die gemessene Linienform der K_α -Linie eine Gauß-Verteilung angefitzt, wie in Abbildung 4.6 links für den Fall des AlMn-Detektors dargestellt ist. Aus der Breite der Gauß-Kurve kann die instrumentelle Halbwertsbreite ΔE_{FHWM} bestimmt werden. Hierbei wurde die K_α -Linie als scharfe Linie angenommen und die natürliche Linienbreite von 2,5 eV sowie die Feinstrukturaufspaltung von 12 eV in K_α und K_β außer Acht gelassen. Die auf diese Weise ermittelte Energieauflösung des AlMn-Detektors beträgt für die Röntgenphotonen mit einer Energie von 5,9 keV etwa $\Delta E_{\text{FWHM}} = 36$ eV, was einem Auflösungsvermögen von ca. $E/\Delta E_{\text{FWHM}} = 160$ entspricht. Ebenso wie den Pulsantworten des Detektors werden auch den aufgezeichneten Ruhesignalen mit der χ^2 -Methode Energien zugeordnet. Diese liegen bei $E = 0$ eV und besitzen aufgrund des elektronischen Rauschens während der Messung ebenfalls eine Linienverbreiterung der zugeordneten Energien. Führt man nun ebenfalls eine Analyse der Linienbreite durch, so erhält man aus der angepassten Gauß-Kurve einen Wert für die Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 23$ eV (siehe Abbildung 4.6 rechts).

Der durch die Linienbreite der Ruhesignale erhaltene Wert kann als minimale Linienbreite verstanden werden, die mit den Detektoren in der aktuellen Konfiguration und den in der Messung verwendeten Betriebsparametern erreicht werden kann. Die Ab-

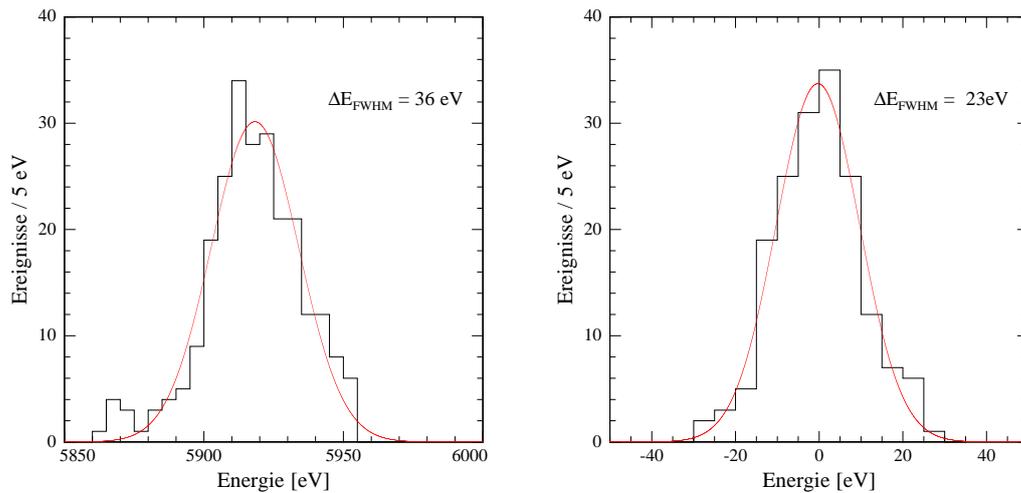


Abb. 4.6: Energiespektren im AlMn-Experiment bei 35 mK und einem Feldstrom von 94 mA

Links: Energiespektrum der K_α -Linie von ^{55}Mn . Die Energieauflösung beträgt hier $\Delta E_{\text{FWHM}} = 36 \text{ eV}$ bei einer Energie von 5,9 keV.

Rechts: Verteilung der Ruhesignale, die angepasste Gauß-Verteilung besitzt eine Breite von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 23 \text{ eV}$.

weichung der Werte für die Energieauflösung bei 5,9 keV und 0 keV lässt sich einerseits durch die begrenzte Temperaturstabilität der Experimentierplattform begründen, die aufgrund der sich ändernden Wärmekapazitäten im Detektor unterschiedliche Pulsamplituden und somit leichte Variationen der zugeordneten Energien verursachen. Andererseits könnte es aufgrund der zu erwartenden Wärmediffusionsprozesse im mit Mangan dotierten Aluminium zu einer Positionsabhängigkeit der Pulshöhen kommen. Abhängig davon, in welcher Höhe des ca. $450 \mu\text{m}$ hohen Absorber-Kristalls das Photon bei der Absorption seine Energie deponiert, sind leichte Variationen der Pulsformen nicht auszuschließen, die somit zu einer zusätzlichen Verbreiterung der Linie beitragen könnten.

Abbildung 4.7 zeigt das Ergebnis der Analyse die für die Linienbreite der K_α -Linie und der Ruhesignale auf analoge Weise für den Detektor mit Aluminium-Absorber durchgeführt wurde. Die ermittelten Werte für die Energieauflösung sind mit $\Delta E_{\text{FWHM}} = 121 \text{ eV}$ für die K_α -Linie und $\Delta E_{\text{FWHM}} = 118 \text{ eV}$ für die Ruhesignale innerhalb des statistischen Fehlers nahezu identisch. Die relativ schlechte Energieauflösung des Detektors mit Aluminium-Absorber wird plausibel wenn man die Amplitude der gemessenen Detektorsignale näher betrachtet. Diese sind etwa fünfmal kleiner als die Signalamplitude des Detektors mit AlMn-Absorber. Da das Niveau des Rauschens, wie bereits in Abschnitt 4.1.2 gezeigt wurde, in etwa gleich groß war, besitzt das AlMn-Experiment ein etwa fünfmal besseres Signal-zu-Rauschen-

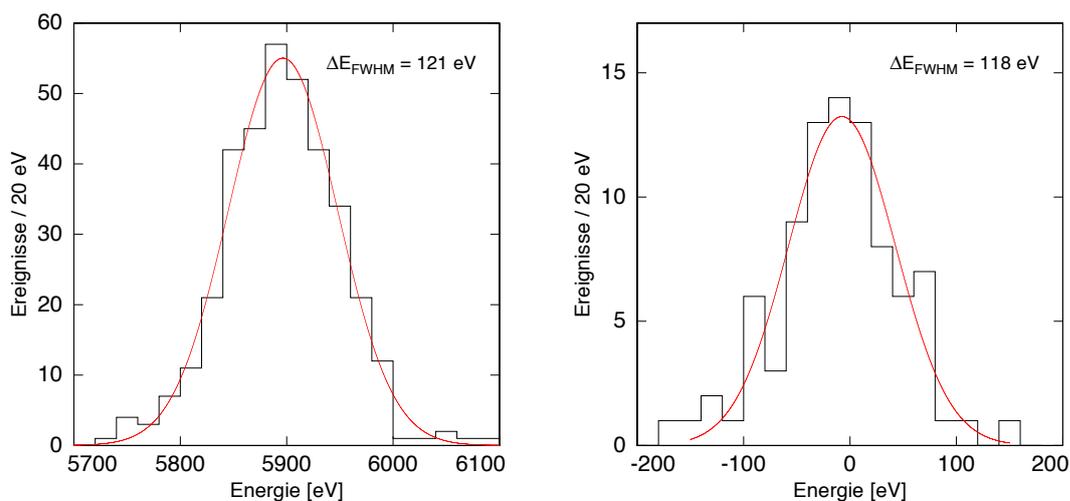


Abb. 4.7: Al-Experiment bei 35 mK und einem Feldstrom von 69 mA

Links: Energiespektrum der K_α -Linie von ^{55}Mn . Die Energieauflösung beträgt hier $\Delta E_{\text{FWHM}} = 121$ eV bei Energien von 5,9 keV.

Rechts: Verteilung der Untergrundsignale, die angefittete Gauß-Verteilung ergibt eine Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 118$ eV.

Verhältnis. Derselbe Faktor ist somit auch für die Energieauflösung zu erwarten, und deckt sich gut mit den beobachteten Werten für ΔE_{FWHM} .

4.4 Signalform

In Abbildung 4.8 ist der zeitliche Verlauf des magnetischen Flusses im Detektor-SQUID bei der Absorption von Röntgenquanten mit einer Energie von 5,9 keV dargestellt. Die Chip-Temperatur des AlMn-Detektors (4.8 links) betrug 40 mK und es war ein Dauerstrom von 78 mA in der Mänderspule eingefroren. Im Falle des Al-Detektors (4.8 rechts) betrug die Chip-Temperatur 38 mK und der eingefrorene Strom 74 mA. Vergleicht man die Anstiege der beiden Pulsantworten der Detektoren, die als Bildausschnitte rechts oben in den jeweiligen Abbildungen zu sehen sind, so erkennt man sofort qualitative Unterschiede im Kurvenverlauf. Im Falle des Aluminium-Experiments erkennt man einen ersten steilen Signalanstieg, dem ein zweiter, langsamer Anstieg mit einer Relaxationszeit von $\tau_0 = 500 \mu\text{s}$ folgt. Dieses Verhalten lässt sich durch einen schnellen Wärmetransport vom Ort der Absorption des Röntgenquants zum Sensor über ballistische Phononen erklären. Da es sich bei dem Ausgangsmaterial, aus dem der Absorber gefertigt wurde, um einen sehr reinen Einkristall handelt, ist die Annahme des Auftretens von solchen athermischen Phononen, die sich ballistisch ausbreiten können, gerechtfertigt. Der zweite Anstieg

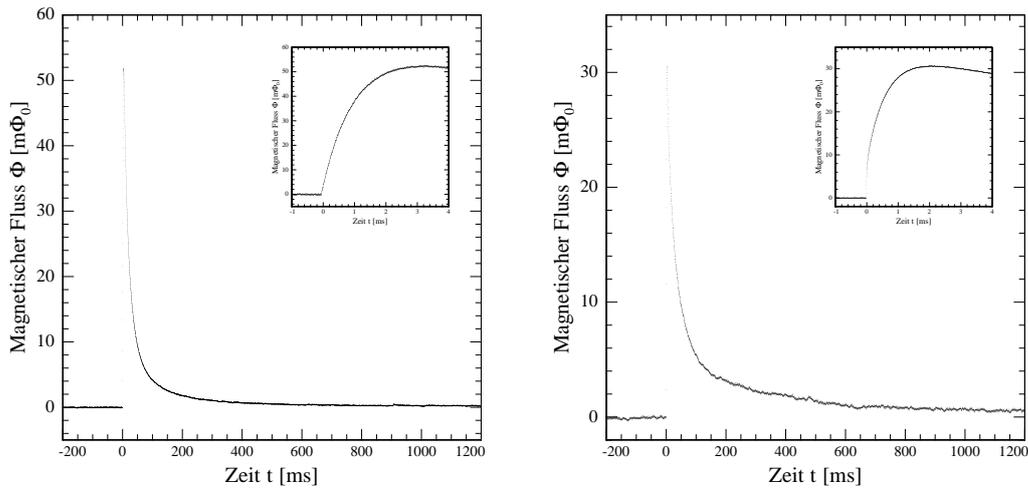


Abb. 4.8: Detektorsignal bei der Absorption von 5,9 keV-Röntgenquanten.

Links: AlMn-Experiment bei einer Chip-Temperatur von 40 mK und einem Feldstrom von 78 mA.

Rechts: Al-Experiment bei einer Chip-Temperatur von 38 mK und einem Feldstrom von 74 mA.

beruht vermutlich auf einer diffusen Wärmeausbreitung im Absorber und der thermischen Kopplung zwischen Sensor und Absorber. Der AlMn-Detektor zeigt keinen ersten schnellen Anstieg des Signals, wofür die Verunreinigungen des Kristalls verantwortlich gemacht werden könnten, da sie eine ballistische Ausbreitung der Phononen verhindern. Die Relaxationszeit des Signalanstiegs ist mit $\tau_0 = 1,1$ ms langsamer als die des Aluminium-Aufbaus.

Die Pulshöhe beträgt im Fall des AlMn-Detektors ca. $52 m\Phi_0$ und ca. $30 m\Phi_0$ beim Al-Aufbau. Für die Unterschiede der Amplituden sind vor allem die unterschiedlichen Wärmekapazitäten der Sensoren verantwortlich. Die Absorberkristalle besitzen unterschiedliche Grundflächen. Während der Aluminium-Kristall eine Grundfläche von ca. $240 \mu\text{m} \times 240 \mu\text{m}$ besitzt, misst der AlMn-Kristall nur ca. $160 \mu\text{m} \times 160 \mu\text{m}$. Die Sensoren wurden direkt auf die Absorber gesputtert, womit die Sensorfläche des Aluminium-Detektors um einen Faktor 2,25 größer ist als die des AlMn-Aufbaus. Da die Wärmekapazität des Sensors bei Temperaturen um 40 mK dominant ist, wird für das Al-Experiment bei der Absorption eines Photons eine Temperaturerhöhung erwartet, die nur etwa halb so groß ist wie die im AlMn-Detektor. Zudem ist zu beachten, dass jeweils nur eine Fläche von $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ des Sensors eine gute Kopplung zur mäanderförmigen Pickup-Spule des SQUIDs besitzt, was letztlich zu der kleineren Amplitude des Flusssignals im Fall des Detektors mit Al-Absorber führt.

Die beiden dargestellten Detektorsignale zeigen zudem ein extrem langsames Abklin-

gen des Signals mit Relaxationszeiten von mehreren hundert Millisekunden. Im Falle des Al-Aufbaus ist das Signal selbst nach 1200 ms noch nicht vollständig abgefallen. Zwar wurden auch in früheren Experimenten mit supraleitenden Absorbern schon lange Zerfallszeiten der Detektorsignale beobachtet, allerdings lagen diese nie über 100 ms.

4.4.1 Signalabfall

Abbildung 4.9 zeigt gemittelte Pulse, die bei verschiedenen Temperaturen aufgezeichnet wurden, wobei aufgrund der sehr unterschiedlichen Signalgrößen eine logarithmische Skalierung gewählt wurde. Die Feldströme betragen beim AlMn-Aufbau 78 mA und 74 mA im Falle des Al-Experiments. Die Reduzierung der Pulshöhen bei steigender Temperatur beruht auf der abnehmenden Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung $\partial M/\partial T$ des paramagnetischen Temperatursensors, die zu einer Abnahme der Flussänderung führt. Bei beiden Experimenten hängt die qualitative Form des Signalabfalls stark von der Arbeitstemperatur des Detektors ab. Die Pulse bei niedrigen Temperaturen zeigen einen ersten, verhältnismäßig schnellen Signalabfall, der übergeht in einen zweiten, sehr langsamen Abfall. Für diese langen Relaxionszeiten werden bei der Teilchenabsorption aufgebrochene Cooperpaare verantwortlich gemacht. Die entstehenden Quasiteilchen besitzen bei Temperaturen die deutlich unter der Sprungtemperatur liegen sehr lange Rekombinationszeiten. Bei ihrer Rekombination zu Cooperpaaren werden hochenergetische Phononen frei, die zu einem sichtbaren Signal im Sensor führen und sich in Form von langen Abfallszeiten beobachten lassen. In [Kap76] werden speziell für den Supraleiter Aluminium besonders lange Rekombinationszeiten der Quasiteilchen vorhergesagt. Die Pulse der beiden Detektoren zeigen in etwa gleichlange Abfallszeiten. Eine beschleunigte Rekombination der Quasiteilchen aufgrund der reduzierten Energielücke bei dem mit Mangan magnetisch dotierten Aluminium, die sich in Form von schnelleren Relaxationszeiten bemerkbar machen sollte, wurde in diesen Experimenten nicht festgestellt.

Ab einer Temperatur von ca. 80 mK ändert sich in beiden Fällen die Form der Pulse. Der langsame, zweite Signalabfall ist bei höheren Temperaturen nicht mehr beobachtbar. Eine solche Änderung des Thermalisierungsverhaltens wurde auch von E. Cosulich, F. Gatti und S. Vitale in [Cos93] festgestellt. Dort wurden eine Reihe von supraleitenden Materialien untersucht und unter anderem ein empirischer Satz formuliert, der aussagt, dass es bei BCS-Supraleitern unterhalb einer Temperatur von $T^* \cong 2 \cdot 10^{-4} \Theta_D$ zu einer nahezu abrupten Verlangsamung der Thermalisierung kommt. Mit der Debyetemperatur von $\Theta_D = 423 \text{ K}$ errechnet man für Aluminium eine Temperatur von ca. $T^* = 80 \text{ mK}$, die eine gute Übereinstimmung mit den in den Experimenten beobachteten Werten zeigt. Neben dieser empirischen Übereinstimmung ist jedoch weiterhin unklar was der physikalische Grund für die drastische

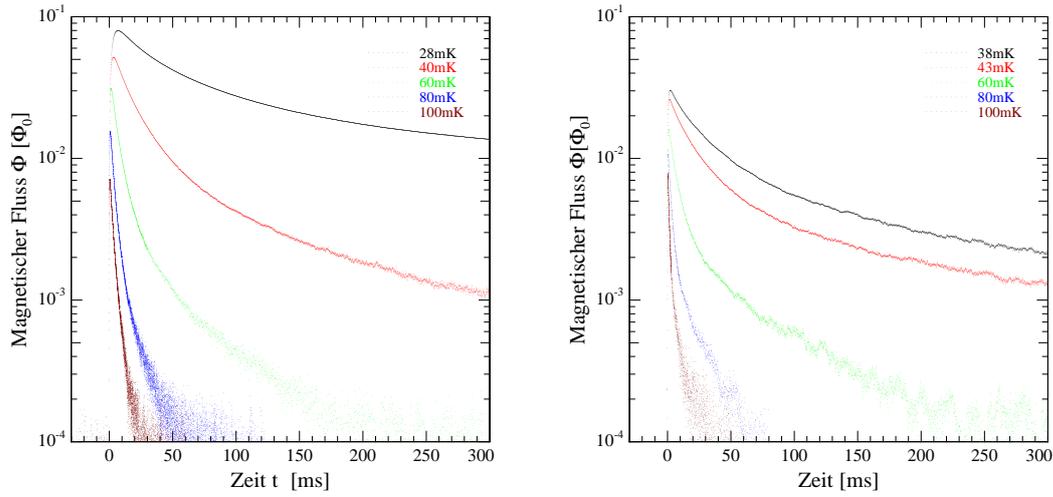


Abb. 4.9: Logarithmische Darstellung der gemessenen Flusssignale bei verschiedenen Temperaturen.

Links: AlMn-Experiment mit einem Feldstrom von 78 mA.

Rechts: Al-Experiment mit einem Feldstrom von 74 mA.

Änderung des Thermalisierungsverhaltens ist. Wir werden auf diesen Punkt später noch zurückkommen.

4.5 Quantitative Beschreibung der Pulsformen

Um quantitative Aussagen über das Thermalisierungsverhalten treffen zu können, ist es zunächst nötig die Pulsantworten der Detektoren mathematisch zu parametrisieren. Dafür wird an die Pulse eine Summe von Exponentialfunktionen angefügt, aus denen sich die charakteristischen Zeitkonstanten des Systems extrahieren lassen. Im Falle des AlMn-Experiments konnten die Pulse bis zu Temperaturen von 80 mK durch einen exponentiellen Anstieg und der Signalabfall durch die Summe aus drei Exponentialfunktionen angefügt werden:

$$f(t) = -a_0 e^{-t/\tau_0} + a_1 e^{-t/\tau_1} + a_2 e^{-t/\tau_2} + a_3 e^{-t/\tau_3} \quad (4.1)$$

Die Fitparameter sind dabei die charakteristischen Zeitkonstanten τ_i und die Signalamplituden a_i , die hier die Einheiten der im SQUID gemessenen Flussänderung in Einheiten von Φ_0 besitzen. Für Temperaturen $T > 80$ mK entfällt der vierte Term und das Abklingen der Pulse kann mit nur zwei Exponentialtermen beschrieben werden. Im Falle der Pulse des Al-Detektors funktioniert die Beschreibung aufgrund der sehr ähnlichen Pulsformen analog. Eine Ausnahme stellt dabei der Signalanstieg dar.

Da es beim Aluminium-Experiment zunächst zu einem verhältnismäßig schnellen Signalanstieg kommt, wird die Fitroutine hier erst ab dem zweiten Teil des Anstiegs angewendet. Der nicht gefittete erste Teil der Pulse lässt sich durch die Summe der beobachteten Amplituden $A = a_1 + a_2 + a_3 - a_0$ beschreiben.

Durch die in 4.2 beschriebenen Magnetisierungsmessungen kann die Abhängigkeit der Flusssignale des Detektors von der Sensortemperatur berechnet werden. Somit kann den Fluss-Amplituden der gefitteten Pulse eine Temperatur-Amplitude zugeordnet werden, und damit der Temperaturverlauf des Sensors nach der Absorption eines Teilchens im Detektor bestimmt werden. Der zeitliche Verlauf der Sensortemperatur kann daher durch

$$\Delta T(t) = \Delta T_0 e^{-t/\tau_0} + \Delta T_1 e^{t/\tau_1} + \Delta T_2 e^{-t/\tau_2} + \Delta T_3 e^{-t/\tau_3} \quad (4.2)$$

ausgedrückt werden, und liegt somit in einer Form vor, in der eine quantitative Analyse der thermischen Eigenschaften des Detektors durchgeführt werden kann. Während der Dauer der Datennahme wurden für beide Detektoren mit jeweils zwei unterschiedlichen Feldströmen und bei sechs verschiedenen Temperaturen Pulse aufgezeichnet. Diese wurden anschließend gemittelt, um rauschärmere Musterpulse zu erhalten, und dann gefittet. Die durch die Fitroutine erhaltenen Temperaturamplituden ΔT_i und Zeitkonstanten τ_i , sowie die Integrale der Pulse sind für beide Experimente in den folgenden Tabellen zusammengefasst.

T [mK]	ΔT_0	τ_0	ΔT_1	τ_1	ΔT_2	τ_2	ΔT_3	τ_3	$\int \Delta T dt$
28	37,52	2,132	18,18	23,58	15,17	90,54	4,288	572,0	4,175
40	50,14	1,071	36,57	14,05	10,54	60,00	1,475	392,8	1,672
60	66,44	0,498	54,39	5,206	9,888	24,09	0,773	166,8	0,617
80	54,63	0,263	43,71	2,680	10,15	8,663	1,041	53,41	0,246
100	35,43	0,159	27,95	2,391	7,087	7,460			0,114
120	22,15	0,103	18,28	2,507	3,323	10,68			0,079

Tab. 4.1: Detektor mit AlMn-Absorber bei einem Feldstrom von 78 mA. Temperaturamplituden sind in μK , Zeitkonstanten in ms und Temperaturintegrale in $\text{mK}\cdot\text{ms}$ angegeben.

T [mK]	ΔT_0	τ_0	ΔT_1	τ_1	ΔT_2	τ_2	ΔT_3	τ_3	$\int \Delta T dt$
29	38,35	1,871	20,95	25,33	13,79	102,3	3,393	628,7	4,002
35	46,61	1,495	28,11	19,91	14,91	76,41	2,865	509,9	3,090
41	53,11	1,124	37,87	15,12	12,08	64,04	1,770	428,4	2,045
60	71,24	0,509	49,48	4,62	12,98	15,49	2,035	80,50	0,557
80	62,07	0,283	49,23	3,025	5,779	17,14			0,230
100	35,60	0,156	28,48	2,438	5,825	8,593			0,114
120	22,50	0,088	17,10	2,843	1,800	10,13			0,065

Tab. 4.2: Detektor mit AlMn-Absorber bei einem Feldstrom von 94 mA. Temperaturamplituden sind in μK , Zeitkonstanten in ms und Temperaturintegrale in $\text{mK}\cdot\text{ms}$ angegeben.

T [mK]	ΔT_0	τ_0	ΔT_1	τ_1	ΔT_2	τ_2	ΔT_3	τ_3	$\int \Delta T dt$
35	2,262	0,511	4,372	23,73	1,922	93,21	1,244	460,1	0,854
42	4,114	0,420	5,657	15,00	1,954	60,68	1,234	268,0	0,533
60	5,414	0,274	5,251	6,111	1,408	32,55	0,433	135,0	0,135
80	11,76	0,165	13,61	2,796	2,520	23,55			0,095
100	12,82	0,143	17,18	1,384	2,308	11,59			0,049
120	28,80	0,128	21,96	0,865	2,160	21,67			0,063

Tab. 4.3: Detektor mit Al-Absorber bei einem Feldstrom von 69 mA. Temperaturamplituden sind in μK , Zeitkonstanten in ms und Temperaturintegrale in $\text{mK}\cdot\text{ms}$ angegeben.

T [mK]	ΔT_0	τ_0	ΔT_1	τ_1	ΔT_2	τ_2	ΔT_3	τ_3	$\int \Delta T dt$
35	12,21	0,547	5,029	13,71	5,460	47,99	1,473	481,9	1,034
38	15,77	0,515	5,560	13,51	6,515	47,61	1,867	464,7	1,245
43	15,14	0,437	7,871	12,31	5,045	41,37	1,615	328,1	0,829
60	21,51	0,262	13,56	5,267	3,273	24,34	1,029	142,6	0,292
80	25,10	0,155	18,35	2,373	2,824	19,73			0,095
100	26,32	0,111	22,01	1,172	2,871	11,38			0,056
120	30,14	0,094	25,12	0,586	4,019	4,266			0,029

Tab. 4.4: Detektor mit Al-Absorber bei einem Feldstrom von 74 mA. Temperaturamplituden sind in μK , Zeitkonstanten in ms und Temperaturintegrale in $\text{mK}\cdot\text{ms}$ angegeben.

4.5.1 Wärmeleitfähigkeit zwischen Detektor und Wärmebad

Eine für die quantitative Analyse zentrale Größe ist die Wärmeleitfähigkeit G_{sb} zwischen Sensor und Wärmebad. Diese kann aus den Fitparametern der Pulse berechnet werden über

$$G_{\text{sb}} = \frac{E}{\int \Delta T dt} = -\Delta T_0 \tau_0 + -\Delta T_1 \tau_1 + -\Delta T_2 \tau_2 + -\Delta T_3 \tau_3, \quad (4.3)$$

wobei E die vom absorbierten Teilchen deponierte Energie bezeichnet. Zu beachten ist hierbei, dass für die Gültigkeit von 4.3 lediglich erfüllt sein muss, dass G_{sb} die einzige thermische Verbindung zwischen Detektor und Wärmebad ist, und dass G_{sb} den Temperatursensor und das Wärmebad verbindet. Es gehen keine weiteren Detailannahmen eines thermischen Detektormodells ein. Der Fehler bei der Integration des Detektorsignals, im Falle der Pulse des Experiments mit Aluminium-Absorber aufgrund der ersten Anstiegszeit τ_f , ist wegen der Kürze des Intervalls vernachlässigbar klein. Abbildung ?? zeigt die errechneten Werte von G_{sb} für beide Experimente aufgetragen über T^3 . Es ist klar zu erkennen, dass die Wärmeleitfähigkeit G_{sb} zu hohen Temperaturen hin proportional zu T^3 zunimmt, wie es aufgrund des Kapitza-Widerstandes zwischen Au:Er-Sensor und Silizium-Chip zu erwarten ist. Die Steigungen g_0 der Kurven in Abbildung 4.3 stimmen bei den beiden Experimenten bei jeweils zwei Feldströmen gut überein. Beim Anfitzen der Geraden wurden im Falle des Aluminium-Aufbaus jeweils die bei der höchsten Temperatur liegenden Punkte ignoriert, da die zugehörigen Pulse stark von 50 Hz-Rauschen überlagert waren und sich daher nur schwerlich parametrisieren ließen. Die Unterschiede der Größe g_0 zwischen den beiden Experimenten lässt sich quantitativ durch die unterschiedlichen Grundflächen der Sensoren begründen. Der Sensor des Al-Aufbaus ($240 \mu\text{m} \times 240 \mu\text{m}$) ist um einen Faktor 2,25 größer als der Sensor des Aufbaus mit AlMn-Absorber ($160 \mu\text{m} \times 160 \mu\text{m}$), womit g_0 mit der Kontaktfläche der beiden thermischen Systeme Sensor und Wärmebad skaliert. Daher erscheint es um eine bessere Vergleichsmöglichkeit zwischen verschiedenen Experimenten zu ermöglichen sinnvoll, eine von der Querschnittsfläche des Sensors unabhängige Größe g_0/A zu definieren. Im vorliegenden Fall betrug diese für den Aufbau mit Al-Absorber $g_0/A = 324,7 \text{ WK}^{-4} \text{ m}^{-2}$ und für den AlMn-Aufbau $g_0/A = 328,1 \text{ WK}^{-4} \text{ m}^{-2}$.

Die offensichtliche Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit, $G_{sb} \propto T^3$, die man in beiden Experimenten unabhängig vom Feldstrom beobachtet, ist ein starkes Indiz dafür, dass die gesamte Energie des absorbierten Röntgenquants zu dem gemessenen Signalverlauf beiträgt (und nicht ein Teil der Energie noch langsamer thermalisiert). Würde sich der Anteil der zum Signalverlauf beitragenden Energie als Funktion der Temperatur ändern, so wäre die Energie E in 4.3 nicht konstant, und das beobachtete Potenzgesetz der Wärmeleitfähigkeit würde von dem T^3 -Verhalten des Kapitza-Widerstandes abweichen. Die Beobachtung, dass die gesamte Energie der Röntgenquanten zum Signalverlauf beiträgt, deckt sich auch mit früheren Beobachtungen in MMC-Experimenten mit supraleitenden Rhenium-Absorbern ([Höh08] und [Por07]).

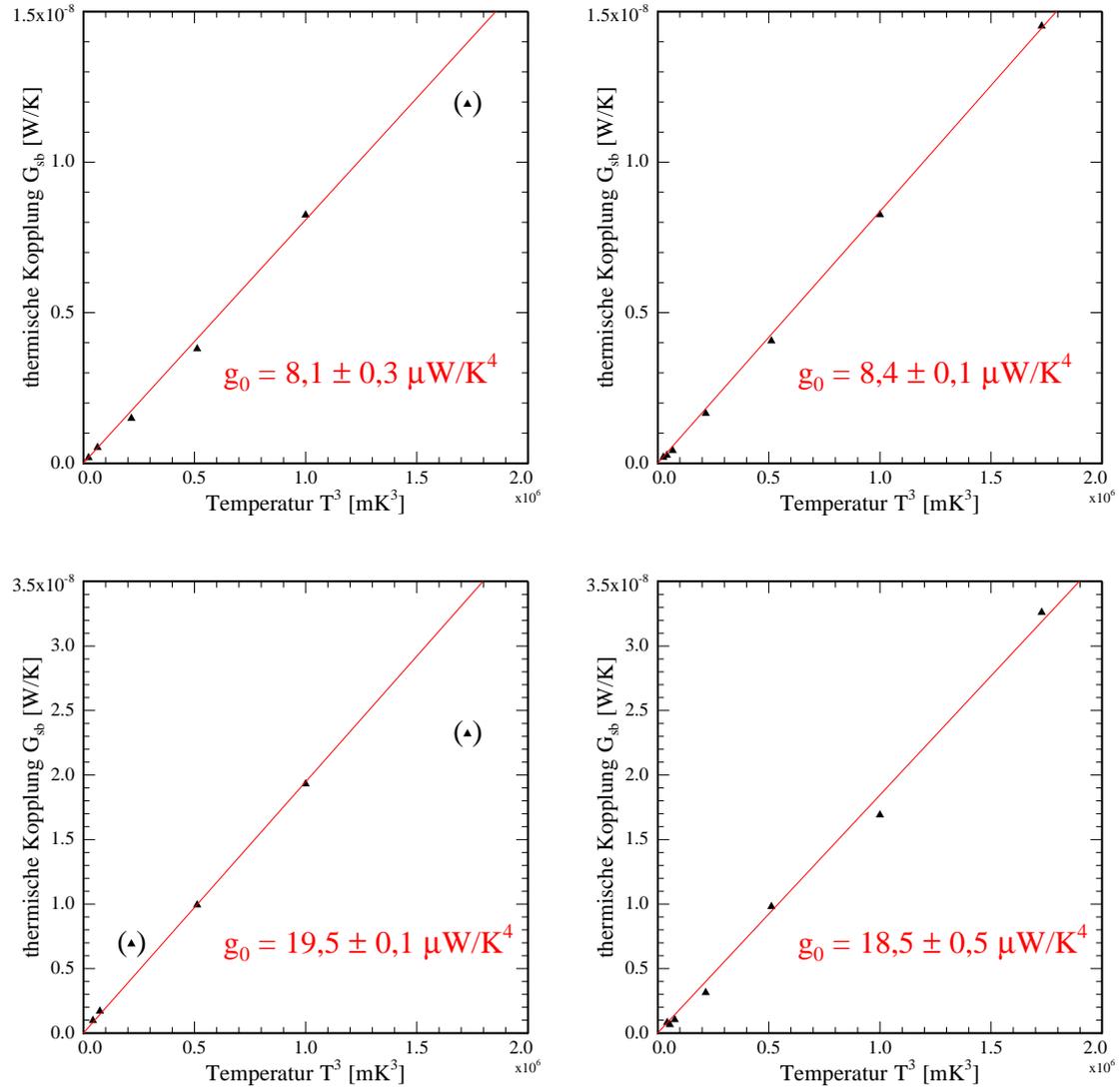


Abb. 4.10: Wärmeleitfähigkeit G_{sb} zwischen Sensor und Bad, aufgetragen über T^3 .

Oben: AlMn-Experiment bei Feldströmen von 78 mA (links) und 94 mA (rechts).

Rechts: Al-Experiment mit einem Feldstrom von 69 mA (links) und 74 mA (rechts).

4.5.2 Relaxationszeiten

Im Folgenden sollen die in den Experimenten beobachteten Relaxationszeiten näher betrachtet werden. Der Signalanstieg des Detektors mit Aluminium-Absorber besteht, wie bereits erwähnt, aus einem schnelleren Anstieg, für den angenommen wird, dass er von athermischen Phononen verursacht wird, und einem langsamen Anstieg aufgrund der diffusiven Ausbreitung von Wärme und der thermischen Kopplung zwischen Absorber und Sensor. Im Falle des AlMn-Aufbaus wird nur ein langsamer

Anstieg beobachtet, da es wegen der Vielzahl von Streuzentren nicht zu einer ballistischen Ausbreitung von Phononen kommen kann. Bei beiden Detektoren werden bei tiefen Temperaturen drei Zerfallszeiten beobachtet, wobei die längste Zerfallszeit τ_3 bei Temperaturen über 80 mK verschwindet.

4.5.3 Thermisches Modell

Ein mögliches Modell, um die Thermalisierung eines Kalorimeters mit supraleitendem Absorber nach der Absorption eines ionisierenden Teilchens im Detektor zu beschreiben, wurde in [Por07] diskutiert. In Abbildung 4.11 sind die Grundannahmen dieses Modells schematisch dargestellt. Der Detektor wird hierbei in vier Untersys-

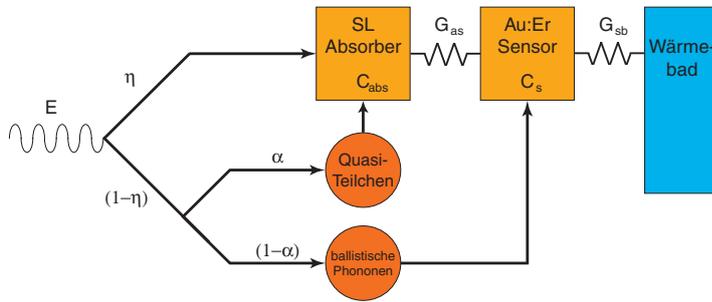


Abb. 4.11: Schematische Darstellung eines thermischen Modells zur Beschreibung der Thermalisierungszeiten eines Detektors mit supraleitendem Absorber nach der Absorption eines Teilchens.

teme unterteilt, zwei thermische und zwei athermische. Die thermischen Systeme bestehen dabei aus dem Absorber, der die Wärmekapazität C_{abs} besitzt, und dem über die thermische Ankopplung G_{as} mit dem Absorber verbundenen Sensor mit der Wärmekapazität C_s . Der Sensor ist wiederum durch G_{sb} mit dem Wärmebad verbunden. Zusätzlich beinhaltet das Modell die Existenz von zwei athermischen Systemen. Diese bestehen einerseits aus hochenergetischen athermischen Phononen, die in einem frühen athermischen Stadium der Thermalisierung erzeugt werden, ballistisch durch den Absorberkristall propagieren und zu einem direkten Wärmeeintrag im Sensor führen. Die beobachtete schnelle Anstiegszeit bei der Verwendung von hochreinen supraleitenden Absorberkristallen wird durch diesen direkten Energietransport in den Sensor begründet. Die Quasiteilchen, die beim Prozess der Absorption in großer Zahl durch das Aufbrechen von Cooperpaaren erzeugt werden, bilden das zweite athermische System. Dieses führt aufgrund der langen Rekombinationszeiten der Quasiteilchen zu einem langsameren Wärmeeintrag im Absorber. Wie in der Abbildung veranschaulicht, wird in diesem Modell zudem angenommen, dass es zu einer Aufteilung der deponierten Energie E kommt, wobei ein Anteil η auf das thermische System des Absorbers, und der Rest $(1-\eta)$ auf die athermischen Systeme entfällt. Im Rahmen dieser Annahmen wird das System durch vier Zeitkonstanten beschrieben, von denen zwei die thermodynamischen Eigenschaften des Systems aus Absorber, Sensor und Wärmebad beschreiben, und die anderen beiden durch die Eigenschaf-

ten der ballistischen Phononen und der Quasiteilchen bestimmt sind. Diesem Modell folgend kann das System durch zwei Differentialgleichungen beschrieben werden:

$$\begin{aligned}\dot{T}_{\text{abs}} &= -\frac{G_{\text{as}}}{C_{\text{abs}}}(T_{\text{abs}} - T_{\text{s}}) + \eta \frac{E}{C_{\text{abs}}} \delta(t) + \alpha(1 - \eta) \frac{E}{C_{\text{abs}}} \frac{1}{\tau_2} e^{-t/\tau_2} \\ \dot{T}_{\text{s}} &= -\frac{G_{\text{sb}}}{C_{\text{s}}}(T_{\text{s}} - T_{\text{b}}) - \frac{G_{\text{as}}}{C_{\text{s}}}(T_{\text{s}} - T_{\text{abs}}) + (1 - \alpha)(1 - \eta) \frac{E}{C_{\text{abs}}} \frac{1}{\tau_f} e^{-t/\tau_f},\end{aligned}\quad (4.4)$$

wobei T_{abs} , T_{s} und T_{b} die Temperaturen von Absorber, Sensor und Wärmebad bezeichnen. Desweiteren ist τ_f die schnelle Anstiegszeit aufgrund der athermischen Phononen und τ_2 die durch die langsame Rekombination der Quasiteilchen verursachte Abklingzeit. Da diesem Modell die in früheren Experimenten gemachte Beobachtung von zwei Abfallszeiten der Signalpulse zugrunde liegt, ist es für eine vollständige quantitative Beschreibung der in dieser Arbeit vorliegenden Pulsformen nicht ausreichend. Wie bereits erwähnt, lassen sich die hier beobachteten Signalformen bei tiefen Temperaturen besser durch drei Abklingzeiten beschreiben.

4.5.4 Signalanstieg und erste Abfallszeit

Der Signalanstieg der beiden Aufbauten unterscheidet sich dahingehend, als dass sich beim Detektor mit Aluminium-Absorber ein erster schneller Anstieg zeigt, der bei AlMn-Aufbau nicht beobachtet wird. Dieser beruht höchstwahrscheinlich auf einem schnellen Energietransport vom Absorber zum Sensor in Form von athermischen Phononen. Nach dem schnellen folgt ein zweiter, langsamerer Signalanstieg, der wie im Falle des Detektors mit AlMn-Absorber vermutlich auf dem thermischen Phononenfluss von Absorber zu Sensor beruht.

Der Gesamteindruck, der bei der Betrachtung des Signalabfalls und der auftretenden Zeitkonstanten entsteht, legt die Vermutung nahe, dass es sich bei den für die Zerfallszeiten τ_2 und τ_3 verantwortlichen Thermalisierungsmechanismen um eine Art Diffusionsprozess handelt. Wir wollen daher im Folgenden annehmen, dass die Anstiegszeit τ_0 auf der Thermalisierung der Wärmekapazität des Absorbers C_{abs} mit der des Sensors C_{s} beruht, und die erste Zerfallszeit τ_1 der Thermalisierung über G_{sb} mit dem Wärmebad entspricht. Abbildung 4.12 zeigt die in den Experimenten beobachteten langsamen Anstiegszeiten der Signale τ_0 (links) und die ersten Signalabfallszeiten τ_1 (rechts), aufgetragen über T^{-2} für die Feldströme 78 mA beim AlMn-Aufbau und 69 mA beim Detektor mit reinem Aluminium-Absorber. Im Fall des AlMn-Absorbers erkennt man eine deutliche Temperaturabhängigkeit der Anstiegszeit τ_0 proportional zu T^{-2} . Im Fall des reinen Al-Absorbers scheint die Temperaturabhängigkeit der Anstiegszeit etwas schwächer zu sein. Die erste Abklingzeit τ_1 ist für beide Absorbmaterialien ebenfalls nicht streng proportional zu T^{-2} , zeigt aber durchaus eine ähnlich starke Temperaturabhängigkeit. Die entsprechenden Kurven bei den jeweils höheren Feldströmen zeigen das gleiche Verhalten.

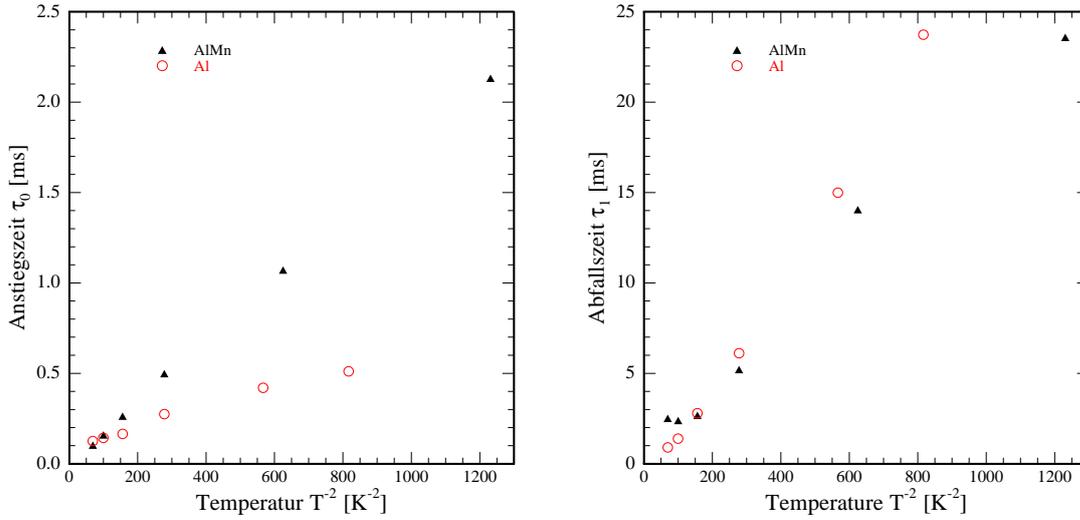


Abb. 4.12: Zeitkonstanten τ_0 und τ_1 aufgetragen über T^{-2} für beide Experimente mit den Feldströmen 78 mA (AlMn-Aufbau) und 69 mA (Al-Aufbau).

Betrachtet man im Rahmen des oben diskutierten Modells die thermischen Systeme, bestehend aus Absorber, Sensor und Bad, so sollte es möglich sein, den Thermalisierungsprozess zwischen den Wärmekapazitäten C_{abs} , C_s und dem Wärmebad unabhängig von den athermischen Systemen durch τ_0 und τ_1 zu beschreiben. Stellt man die Differentialgleichungen zum Modell aus Abbildung 4.11 auf, so lassen sich Gleichungen für die Wärmeleitfähigkeit G_{as} zwischen Absorber und Sensor und die Absorberwärmekapazität C_{abs} aufstellen:

$$G_{\text{as}} = C_s \frac{\tau_0 + \tau_1}{\tau_0 \cdot \tau_1} - \frac{C_s^2}{G_{\text{sb}} \tau_0 \cdot \tau_1} - G_{\text{sb}} \quad (4.5)$$

$$C_{\text{abs}} = G_{\text{as}} \left(\frac{\tau_0 + \tau_1}{\tau_0 \cdot \tau_1} - \frac{G_{\text{sb}} + G_{\text{as}}}{C_s} \right)^{-1}. \quad (4.6)$$

Aus den numerischen Simulationen und den bekannten thermodynamischen Eigenschaften des Sensormaterials lässt sich die Wärmekapazität des Sensors C_s berechnen. Aus den Fitparametern kann zudem die Wärmeleitfähigkeit zwischen Sensor und Bad G_{sb} unabhängig von etwaigen Modellannahmen bestimmt werden (Abschnitt 4.5.1). Somit sind prinzipiell alle Parameter bekannt, die für eine Berechnung von G_{as} und C_{abs} benötigt werden. Trotzdem gestaltet sich diese wegen der starken Abhängigkeiten der Größen G_{as} und C_{abs} von C_s , die aufgrund der Unsicherheiten innerhalb der Simulationsergebnisse von C_s gewissen Schwankungen unterliegt, sehr schwierig. Die starke Abhängigkeit der berechneten Absolutwerte für C_{abs} von kleinen Variationen

von C_s ist in Abbildung 4.13 an einem repräsentativen Beispiel (hier: AlMn-Aufbau mit einem Feldstrom von 78 mA bei einer Temperatur von 60 mK) veranschaulicht. Der rote Punkt kennzeichnet die aus der Geometrie und den Betriebsparametern des

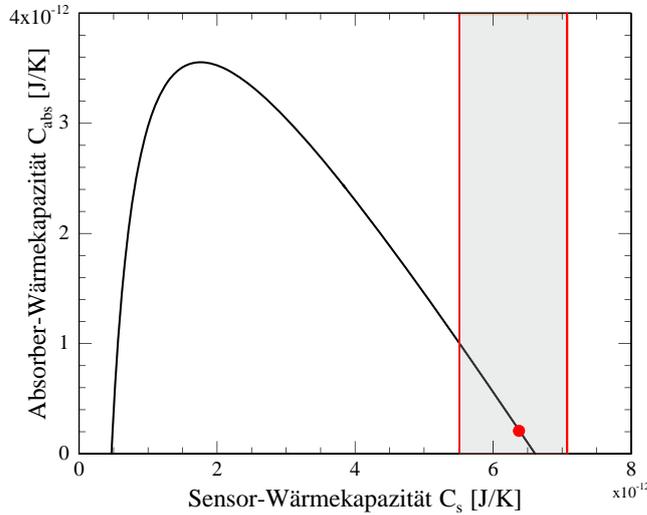


Abb. 4.13: Aus den Zeitkonstanten τ_0 und τ_1 berechnete Absorberwärmekapazität C_{abs} in Abhängigkeit von der Wärmekapazität des Sensors C_s . Kleine Variationen von C_s (durch den grauen Bereich gekennzeichnet) führen zu großen Änderungen von C_{abs} .

Detektors berechnete Wärmekapazität C_s des Sensors und die daraus über Gleichung 4.6 abgeleitete Wärmekapazität C_{abs} des Absorbers. Ausgehend von diesen Berechnungen kann davon ausgegangen werden, dass die Absorber-Wärmekapazität sehr viel kleiner ist als die des Sensors ($C_{\text{abs}} \ll C_s$), und dass ebenso deutliche Unterschiede auch zwischen den Wärmeleitfähigkeiten von Absorber zu Sensor sowie von Sensor zu Wärmebad bestehen ($G_{\text{sb}} < G_{\text{as}}$). Eine explizite Berechnung von Absolutwerten für C_{abs} und G_{as} erscheint hier wegen der Unsicherheit in der Größe C_s jedoch nicht sinnvoll. Dies wird in Abbildung ?? durch den grau schattierten Balken veranschaulicht, der die Unsicherheit der berechneten Größe C_s darstellt.

Es kann an dieser Stelle also nur spekuliert werden, wie es zu der eindeutigen Temperaturabhängigkeit der Signalanstiegszeit $\tau_0 \propto 1/T^2$ im Detektor mit AlMn-Absorber kommt. Denkbar wäre eine Abhängigkeit $\tau_0 \propto C_{\text{abs}}/G_{\text{as}}$, bei der eine Abhängigkeit $C_{\text{abs}} \propto T$ gilt, die man erwarten würde, falls es z.B. aufgrund von externen Magnetfeldern zu normalleitenden Regionen im supraleitenden Absorber kommt, sowie der Abhängigkeit $G_{\text{as}} \propto T^3$, die für eine phononische Wärmeleitung zwischen Absorber und Sensor gegeben wäre. Auch eine nur schwach von der Energie abhängige Zustandsdichte $D(E) \cong \text{const}$, die im Falle des Aluminium-Mangans als Supraleiter mit reduzierter Energielücke durchaus als wahrscheinlich erachtet werden kann, würde zu einer Absorberwärmekapazität $C_{\text{abs}} \propto T$ führen.

Ein möglicher Weg, um in zukünftigen Experimenten die Unsicherheit in C_s zu verringern und somit eine direkte Berechnung von C_{abs} und G_{as} zu ermöglichen, wäre es, einen Aufbau zu realisieren, in dem nicht der gesamte Sensor mit dem supraleitenden

Absorber abgedeckt ist. Da die zu detektierenden Teilchen nun, bei geeigneter Kollimation, sowohl im Absorber als auch direkt im Sensor absorbiert werden können, sollte es durch eine gezielte Analyse der unterschiedlichen Pulsformen möglich sein, eine verhältnismäßig sichere Aussage über den Absolutwert der Sensor-Wärmekapazität machen zu können.

4.5.5 Lange Abfallszeiten

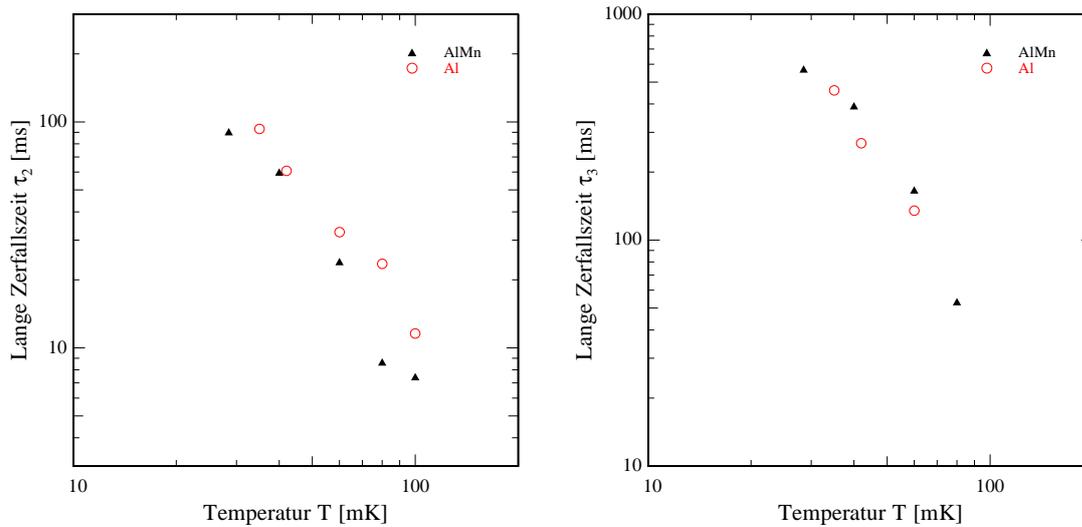


Abb. 4.14: Zeitkonstanten τ_2 und τ_3 aufgetragen über T für beide Experimente mit den Feldströmen 78 mA (AlMn-Aufbau) und 69 mA (Al-Aufbau).

Die langen Zerfallszeiten τ_2 und τ_3 der Detektorpulsantworten sind in Abbildung ?? dargestellt, wobei durch die doppelt logarithmische Auftragung die starke Temperaturabhängigkeit verdeutlicht werden soll. Die Zerfallszeiten scheinen zu tiefen Temperaturen hin rasant anzusteigen. Würde man versuchen, die Temperaturabhängigkeit der langen Relaxationszeit τ_3 in beiden Experimenten durch ein Potenzgesetz in T zu beschreiben, so würde man einen Zusammenhang zwischen $\tau_3 \propto 1/T^2$ und $\tau_3 \propto 1/T^{3.5}$ erhalten. Oberhalb von 80 mK ist die lange Zerfallszeit τ_3 im Experiment nicht mehr beobachtbar. Somit decken sich die hier gemachten Beobachtungen mit dem in [Cos93] formulierten empirischen Zusammenhang, dass es unterhalb einer Temperatur von $T^* = 2 \cdot 10^{-4} \Theta_D$ (die für Aluminium mit $\Theta_D = 423$ K gerade ca. 80 mK entspricht) zu einem starken Anstieg der Thermalisierungszeiten bei Supraleitern kommt.

Absolut überraschend ist die Beobachtung, dass die Thermalisierungszeiten in beiden Experimenten überaus ähnliche Absolutwerte haben. Dieses nahezu identische Ther-

malisierungsverhalten zweier supraleitender Materialien, die in ihren supraleitenden Eigenschaften derart unterschiedlich sind, war vor der Durchführung des Experiments nicht erwartet worden. Aufgrund der ermittelten Sprungtemperatur T_c , die für den verwendeten AlMn-Absorber etwa vier mal kleiner ist als T_c von reinem Aluminium, lässt sich schließen, dass das mit Mangan dotierte Aluminium praktisch keine Energielücke mehr besitzt, sich also eine große Zahl an Zuständen in der Energielücke befindet. Es stellt sich daher die Frage, warum es trotz der großen Zahl an besetzbaren Zuständen in der Energielücke nicht zu einer schnelleren Rekombination der Quasiteilchen kam. Davon abgesehen würde eine Änderung des Thermalisierungsverhaltens durch das Dotieren auch alleine schon wegen der mit $T_c \approx 300$ mK um einen Faktor 4 kleineren Sprungtemperatur erwartet werden. In einem Modell, in dem die bei supraleitenden Absorbern beobachteten langen Relaxationszeiten mit einer langsamen Rekombination der Quasiteilchen begründet werden, scheint ein derart ähnliches Thermalisierungsverhalten zweier so unterschiedlicher supraleitender Materialien nahezu unverständlich.

Man muss sich also der Frage stellen, ob die bisherige Modellvorstellung für die Beschreibung der beobachteten langen Zerfallszeiten, deren Kern die lange Rekombinationszeit der Quasiteilchen ist, tatsächlich physikalisch haltbar ist. Um diese grundlegende Frage im Zusammenhang mit der Thermalisierung von Supraleitern beantworten zu können, ist vermutlich eine Reihe weiterer Experimente nötig, zu deren Verständnis die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse jedoch entscheidend beitragen dürften.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei metallische magnetische Mikrokalorimeter mit unterschiedlichen supraleitenden Absorbern zur Untersuchung des Thermalisierungsverhaltens nach der Absorption von 5,9 keV-Röntgenquanten aufgebaut und charakterisiert. Bei den untersuchten Absorbermaterialien handelte es sich um den klassischen BCS-Supraleiter Aluminium und um mit Mangan dotiertes Aluminium, das sich durch eine reduzierte Energielücke auszeichnet. Beide Materialien sind bei den typischen Arbeitstemperaturen magnetischer Kalorimeter von 50 mK supraleitend und besitzen daher eine sehr geringe Wärmekapazität. Die untersuchten Detektoren besitzen neben den Teilchenabsorbern jeweils einen Temperatursensor aus einer verdünnten Legierung von Gold und dem Seltenerdmetall Erbium, der über eine schwache thermische Ankopplung mit einem Wärmebad verbunden ist. Der paramagnetische Sensor befindet sich auf einer planaren, mäanderförmigen Detektionsspule und wird von einem schwachen Magnetfeld durchsetzt, das zur teilweisen Ausrichtung der magnetischen Momente der Erbium-Ionen dient.

Die Energie, die ein Teilchen bei seiner Absorption im Detektor deponiert, führt zu einer Temperaturänderung, die mit einer Änderung der Magnetisierung des paramagnetischen Sensors verbunden ist. Diese kann als magnetische Flussänderung in einem rauscharmen SQUID-Magnetometer, das als Fluss-Spannungs-Wandler dient, mit hoher Empfindlichkeit nachgewiesen werden. Im vorliegenden Fall war die mäanderförmige Detektionsspule zugleich die Induktivität des SQUIDs, in die zudem ein felderzeugender Dauerstrom eingefroren wurde. Um das magnetische Flussrauschen des SQUID-Magnetometers zu minimieren, und die Leistungsdissipation auf dem Detektor-Chip zu verringern, wurde eine zweistufige SQUID-Auslesung verwendet. Hierbei wird das Spannungssignal des primären SQUIDs über einen kleinen Gain-Widerstand an ein Series-SQUID-Array mit integrierter Einkoppelspule gegeben, das aus 16 in Reihe geschalteten SQUIDs besteht und somit als empfindlicher Stromsensor dient. Die Eigenschaften der aufgesputterten Au:Er-Sensoren wurden in Magnetisierungsmessungen charakterisiert, mit denen sich zudem durch einen Vergleich mit Simulationsdaten Rückschlüsse über die auf dem Detektor-Chip herrschende Temperatur ziehen lassen. Zur weiteren Charakterisierung der Detektoren wurde jeweils das Energiespektrum einer ^{55}Fe -Röntgenquelle mit der charakteristischen K_α -Linie bei 5,9 keV aufgezeichnet. Aus der gemessenen Linienform der K_α -Linie konnte für den Detektor mit AlMn-Absorber eine instrumentelle Linienbreite von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 36 \text{ eV}$ bei einer Energie von 5,9 keV bestimmt werden. Diese ist etwas größer als die intrinsische Energieauflösung des Detektors $\Delta E_{\text{FWHM}} = 23 \text{ eV}$, welche

über die aufgezeichneten Ruhesignale ermittelt wurde. Die Abweichung zwischen den beiden Werten wurde entweder durch eine unzureichende Stabilität der Arbeitstemperatur oder eine Abhängigkeit der Detektorantwort vom Absorptionort des Röntgenquants im Absorber verursacht. Zur Charakterisierung wurden die pulsförmigen Detektorantworten nach der Absorption von Röntgenquanten einer ^{55}Fe -Quelle aufgezeichnet. Die Analyse der Signalform zeigt, dass der schnelle Signalanstieg, der bei reinen Al-Absorbern aufgrund ballistischer Phononenausbreitung existiert, bei AlMn-Absorbern nicht auftritt. Der Detektor mit AlMn-Absorber zeigt einen Signalanstieg, der mit einer einzigen Relaxationszeit beschrieben werden kann, welche zu tiefen Temperaturen hin proportional zu $1/T^2$ zunimmt. Ein unerwartetes Ergebnis lieferte die Analyse der Signalabklingzeiten. Hier stellte sich heraus, dass bei beiden Absorbermaterialien bei Temperaturen unter 80 mK sehr lange Relaxationszeiten auftreten. Die Beobachtung langer Relaxationszeiten im Detektor mit Al-Absorber deckt sich mit dem in [Cos93] formulierten empirischen Zusammenhang, dass es unterhalb einer Temperatur von $T^* = 2 \cdot 10^{-4}\Theta_D$ (die für Aluminium mit $\Theta_D = 423\text{ K}$ gerade ca. 80 mK entspricht) zu einem starken Anstieg der Thermalisierungszeiten bei Supraleitern kommt.

Absolut überraschend ist jedoch die Beobachtung, dass die Thermalisierungszeiten in beiden Experimenten überaus ähnliche Absolutwerte haben. Dieses nahezu identische Thermalisierungsverhalten zweier supraleitender Materialien, die in ihren supraleitenden Eigenschaften derart unterschiedlich sind, war vor der Durchführung des Experiments nicht erwartet worden. Aufgrund der ermittelten Sprungtemperatur T_c , die für den verwendeten AlMn-Absorber etwa vier mal kleiner ist als T_c von reinem Aluminium, lässt sich schließen, dass das mit Mangan dotierte Aluminium praktisch keine Energielücke mehr besitzt, sich also eine große Zahl an Zuständen in der Energielücke befindet. Es stellt sich daher die Frage, warum es trotz der großen Zahl an besetzbaren Zuständen in der Energielücke nicht zu einer schnelleren Rekombination der Quasiteilchen kam. Davon abgesehen würde eine Änderung des Thermalisierungsverhaltens durch das Dotieren auch alleine schon wegen der mit $T_c \approx 300\text{ mK}$ um einen Faktor 4 kleineren Sprungtemperatur erwartet werden. In einem Modell in dem die bei supraleitenden Absorbern beobachteten langen Relaxationszeiten mit einer langsamen Rekombination der Quasiteilchen begründet werden, scheint ein derart ähnliches Thermalisierungsverhalten zweier so unterschiedlicher supraleitender Materialien nahezu unverständlich. Man muss sich also der Frage stellen, ob die bisherige Modellvorstellung für die Beschreibung der beobachteten langen Zerfallszeiten, deren Kern die lange Rekombinationszeit der Quasiteilchen ist, tatsächlich physikalisch haltbar ist. Um diese grundlegende Frage im Zusammenhang mit der Thermalisierung von Supraleitern beantworten zu können, ist vermutlich eine Reihe weiterer Experimente nötig, zu deren Verständnis die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse jedoch entscheidend beitragen dürften.

Literaturverzeichnis

- [Abr62] A. A. Abrikosov und L. P. Gor'kov, *Sov. Phys. - JETP* 15, 752, 1962.
- [Ara66] S. Arajs und G.R. Dunmyre, *A search for low-temperature anomalies in the electrical resistivity of dilute gold-erbium alloys*, *Journal of the Less-Common Metals*, 10, 220, 1966.
- [Ban93] S.R. Bandler, C. Enss, R. E. Lanou, H. J. Maris, T. More, F. S. Porter und G. Seidel, *High-resolution X-ray and γ -ray detection using cryogenic magnetic calorimeters*, *Journal of Low Temperature Physics*, 93, 709, Springer-Verlag, 1993.
- [Bed86] J. G. Bednorz, K. A. Müller, *Possible highTc superconductivity in the Ba-La-Cu-O system*, *Z. Physik*, B 64, 189 , 1986.
- [BCS57] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, *Theory of Superconductivity*, *Physical Review Letters*, 106, 162 , 1957.
- [Boa64] G. Boato, G. Gallinaro, and C. Rizzuto, *Effect of Transition Metal Impurities on the Critical Temperature of Nontransition Metals*, *Reviews of Modern Physics*, 36, 162 - 164 , 1964.
- [Bur04] A. Burck, *Entwicklung großflächiger magnetischer Kalorimeter zur energieaufgelösten Detektion von Röntgenquanten und hochenergetischen Teilchen*, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2004.
- [Can04] R. Cantor und F. Ludwig, in J. Clarke und A.I. Braginski (Ed.), *The SQUID Handbook*, Kapitel3-SQUID Fabrication Technology, 2004.
- [Che04] B. Chesca, R. Kleiner und D. Koelle, in J. Clarke und A.I. Braginski (Ed.), *The SQUID Handbook*, Kapitel 2 - SQUID Theory, 2004.
- [Cos93] E. Cosulich, F. Gatti und S. Vitale, *Further Results on μ -Calorimeters with Superconducting Absorber.*, *Journal of Low Temperature Physics*, 93, 3/4, 263-268, 1993.
- [Cur03] P. Curie und A. Laborde, *Sur la chaleur degagee spontanement par les sels de radium*, *Comptes Rendus*, 136, 673, 1903.

- [Dru02] D. Drung und M. Mück, in J. Clarke und A.I. Braginski (Ed.), *SQUID Handbook*, Kapitel 4 - Electronics, 2002.
- [Ens05] C. Enss, S. Hunklinger, *Low-Temperature Physics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [Fle98] A. Fleischmann, *Hochauflösendes magnetisches Kalorimeter zur Detektion von einzelnen Röntgenquanten*, Diplomarbeit, Institut für angewandte Physik, Universität Heidelberg, 1998.
- [Fle00] A. Fleischmann, *Low Temperature Properties of Erbium in Gold*, Journal of Low Temperature Physics, 118(1/2), 7-20, 2000.
- [Fle03] A. Fleischmann, *Magnetische Mikrokalorimeter: Hochauflösende Röntgenspektroskopie mit energiedispersiven Detektoren*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2003.
- [Fle04] A. Fleischmann, M. Linck, T. Daniyarov, H. Rotzinger, C. Enss und G. M. Seidel, *Metallic magnetic calorimeters (MMC): detectors for high-resolution X-ray spectroscopy*, Nuclear Instruments Methods, A520, 27, 2004.
- [Fle05] A. Fleischmann, C. Enss und G. Seidel in C. Enss (Ed.), *Cryogenic Particle Detection, Topics Applied Physics*, 99, 151-216, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [Fra76] S. Fraga, *Handbook of Atomic Data*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1976.
- [Hah92] W. Hahn, M. Loewenhaupt und B. Frick, *Crystal field excitations in dilute rare earth noble metal alloys*, Physica B, 180-181, 176, 1992
- [Har68] J.T. Harding, J.E. Zimmermann, *Quantum interfering magnetometry and thermal noise from a conducting environment*, Physics Letters A, 27(10):670-671, 1968
- [Hau06] D. Haug, *Entwicklung eines magnetischen Kalorimeters zur Neutrinomassenbestimmung aus dem Endpunkt des β -Spektrums von ^{187}Re* , Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2006.
- [Höh08] D. Haug, *Investigation of the Thermalisation in a Metallic Magnetic Calorimeter with a Superconducting Rhenium Absorber*, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2008.
- [Irw05] K. D. Irwin und G. C. Hilton, in C. Enss (Ed.), *Cryogenic Particle Detection, Topics Applied Physics*, 99, 63-141, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.

-
- [Kam11] H. Kamerlingh Onnes, Commun. Phys. Lab., 124c, Univ. Leiden, 1911.
- [Kap76] S. B. Kaplan, C. C. Chi, D. N. Langenberg, J. J. Chang, S. Jafarey und D. J. Scalapino, *Quasiparticle and phonon lifetimes in superconductors.*, Physical Review B, 14, 11, 4854-4873, 1976.
- [Kem07] S. Kempf, *Entwicklung eines vollständig mikrostrukturierten metallisch magnetischen Kalorimeters.*, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2007.
- [Kit99] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik.*, Oldenburgverlag, München, 1999.
- [Koz00a] A. G. Kozorezov, A. F. Volkov, J. K. Wigmore, A. Peacock, A. Poelaert und R. Hartog, *Quasiparticle-phonon downconversion in nonequilibrium superconductors.*, Physical Review B, 61(17): 11807-11819, 2000.
- [Koz00b] A. G. Kozorezov, *Kinetic of interacting quasiparticles and phonons in non-equilibrium superconductors.*, Nuclear Instruments Methods A, 444(1-2):3-7, 2000.
- [Ler05] P. Lerch und A. Zehnder, in C. Enss (Ed.), *Cryogenic Particle Detection, Topics Applied Physics*, 99, 217-256, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [Lin07] M. Linck *Entwicklung eines metallisch magnetischen Kalorimeters für die hochauflösende Röntgenspektroskopie*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2007.
- [Mcc05] D. Cammon in C. Enss (Ed.), *Cryogenic Particle Detection, Topics Applied Physics*, 99, 35-58, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [Mey01] J. S. Meyer *Mesoscopic phenomena driven by parallel magnetic fields*, Dissertation, Universität Köln, 2001.
- [Poo95] C.P. Poole Jr., H.A. Farach and R.J. Creswick, *Superconductivity*. Academic Press, San Diego, USA, 1995.
- [Por07] J. P. Porst *Towards MARE: Development of a Metallic Magnetic Calorimeter with Superconducting Rhenium Absorber.*, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2007.
- [Pre98] B. Predel *Phase Equilibria, Crystallographic and Thermodynamic Data of Binary Alloys*, Springer-Verlag, Berlin, 1998.

- [Rot03] H. Rotzinger, *Hochauflösende Analyse niederenergetischer Röntgenquellen mit magnetischen Kalorimetern*, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2003.
- [Sch00] J. Schönefeld, *Entwicklung eines mikrostrukturierten magnetischen Tieftemperatur-Kalorimeters zum hochauflösenden Nachweis von einzelnen Röntgenquanten*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2000.
- [Sch07] S. Schäfer *Development of a Fully Microfabricated Two Pixel Magnetic Calorimeter.*, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2007.
- [Sei06] G. M. Seidel, private Diskussion, 2006.
- [Sim35] F. Simon, *Application of Low Temperature Calorimetry to Radioactive Measurements*, Nature, 135, 763, 1935.
- [Sjö75] M.E. Sjöstrand und G. Seidel, *Hyperfine resonance properties of Er^{3+} in Au*, Physical Review B, 11, 3292-3297, 1975.
- [Tao71] 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*, Physical Review B, 4(1), 5-9, 1971.
- [Tes77] C.D. Tesche und J. Clarke, *Journal of Low Temperature Physics*, 29, 301, 1977.
- [Wal69] P. R. Wallace, *Superconductivity*, Volume 2, 631-636, Gordon and Breach, New York/London/Paris, 1969.
- [Wea82] R. C. Weast, M. J. Astle *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, F-22, 62. Auflage, CRC Press, 1982.
- [Wil69] G. Williams und L. L. Hirst, *Crystal-Field Effects in Solid Solutions of Rare Earth in Noble Metals*, Physical Review, 185(2), 407-414, 1969.

7. Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben viele Menschen beigetragen, denen ich hier nun meinen Dank aussprechen will.

Zunächst möchte ich PROFESSOR CHRISTIAN ENSS für seine freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe danken, womit er mir Gelegenheit gegeben hat, Einblicke in das spannende Gebiet der Detektor- und Tieftemperaturphysik zu bekommen, für die er mich zuvor mit seiner Vorlesung begeistert hat.

Besonderer Dank, oder besser ein 'Mille Grazie', gilt meiner Betreuerin und 'Superconducting Mama' LOREDANA FLEISCHMANN. In allen Belangen meiner Arbeit war sie mir stets eine große Hilfe, und war mit ihrer Offenherzigkeit und Lebensfreude auch in weniger fachbezogenen Dingen immer ein sehr angenehmer Gesprächspartner. Nicht zuletzt durch ihre aktive Mithilfe bei der Datenaufnahme und ihr Geschick bei der Datenauswertung war sie maßgeblich am Gelingen dieser Arbeit beteiligt. Busy Bear ist sicher stolz auf dich!

Ich danke ANDREAS FLEISCHMANN, der stets als Anlaufstelle für jedwede Frage zur Verfügung stand. Egal ob diese technischer oder grundlegender physikalischer Natur waren, kompetente Antworten waren garantiert, wodurch ich sehr von seiner langjährigen Erfahrung im Bereich der Detektor- und Tieftemperaturphysik profitieren konnte. Besonders möchte ich mich auch für das sorgfältige Korrekturlesen der vorliegenden Arbeit bedanken.

Meinen Kollegen, für die mir das Wort Freunde angebrachter erscheint, danke ich für das super Jahr, das ich mit ihnen in der Arbeitsgruppe verbringen durfte. Unsere gemeinsamen Erlebnisse in und außerhalb des Instituts, egal ob Kaffeerunden, gemeinsames Sattwerden in der Mensa, endlose Fußmärsche zum Uni-Shop, Kölsch- und Kickerabende oder etwa die tolle Zeit auf unseren Tagungsbesuchen, werden mir sicher lange in guter Erinnerung bleiben. Bleibt so wie ihr seid!

An dieser Stelle möchte ich zunächst meinem langjährigen Studienkollegen und Freund CHRISTIAN PIES danken. Von Anbeginn meines Studiums an haben wir praktisch alles 'zusammen durchgemacht', Vorlesungen, Übungszettel, Prüfungen, Praktika und zuletzt auch die Diplomarbeit. Während dieser langen Zeit durfte ich viel von unserer Zusammenarbeit profitieren, ohne die ich das gesamte Studium sicher nicht so erfolgreich hätte durchziehen können.

Ich danke JAN-PATRICK PORST, für seine Hilfe bei der Durchführung meiner Experimente und der Datenanalyse, sowie für die produktive gemeinsame Zeit im

Labor und das Korrekturlesen meiner Arbeit.

Meinem Leidensgenossen STEFAN LAUSBERG danke ich für die vielen arbeitsreichen Stunden, die wir beim Schreiben unserer Arbeiten im selben Büro verbracht haben. Unsere gemeinsamen Blödeleien und spontanen Kickerrunden waren mir oft ein Lichtblick im grauen Schreibealltag.

CHRISTIAN HÖHN, ein weiterer Kollege aus dem erlesenen Kreis der Kellerkinder, sei ebenfalls mein Dank ausgesprochen. Zusammen haben wir viel Zeit im Labor verbracht, in der wir aufgrund unserer sehr ähnlichen Versuchsaufbauten oft vor den gleichen Problemen standen, die wir nicht selten gemeinsam lösen konnten. Auch die Wartezeiten, zu denen es beim Polieren von Kristallen und beim 'Babysitten' des ADR-Kryostaten zwangsläufig kommt, wussten wir stets kreativ zu nutzen...

Ich danke SEBASTIAN KEMPF für das Korrekturlesen meiner Arbeit, und für die guten Tipps und Ratschläge, die mir an so mancher Stelle beim Aufbau meines Experimentes geholfen haben.

Mein Dank gilt auch den restlichen 'Bolos', CHRISTIAN DOMESLE, ANDREAS PABINGER, SÖNKE SCHÄFER, ANDREAS BURCK und MATIAS RODRIGUES, mit denen ich in den Monaten meiner Arbeit viele fachliche Diskussionen führen konnte. Auch in weniger physikalischen Bereichen waren sie stets für ein Schwätzchen zu haben, und sorgten damit für die sehr angenehme Atmosphäre in der Gruppe.

Ebenso danke ich dem zweiten Teil der Arbeitsgruppe, den 'Gläsern', MASOO-MEH BAZRAFZHAN, GUDRUN FICKENSCHER, ANGELA HALFAR, MARIUS HEMPEL, SANDRA JENEWEIN, GERNOT KASPER, MICHEL KINZER, LENA MAERTEN, MIHAI PETROVICI, DANIEL ROTFUSS, CELINE RÜDIGER und MANFRED VON SCHICKFUSS, für die schöne gemeinsame Zeit. Wir waren eine super Truppe, nicht nur was unsere Anzahl angeht, und ich werde mich immer gerne an unsere gemeinsamen Aktivitäten erinnern.

Mein Dank gilt auch all denen, die mich während meiner Zeit am Institut technisch unterstützt haben. THOMAS WOLF für das Sputtern der Goldschichten meines Detektors und für die Hilfe bei der Herstellung meiner Absorber-Kristalle. ANDREAS REISER alias MR. HELIUM danke ich für die Hilfe beim Polieren meiner Kristalle und für die kompetente Beantwortung aller technischen Fragen, sowie dafür, dass unser Kryostat nie Hunger leiden musste. In diesem Zusammenhang sei auch RUDOLF EITEL mein Dank ausgesprochen.

Ich danke den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt, die durch die Fertigung einer Reihe von Bauteilen zum Gelingen meiner Experimente beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt hierbei SIEGFRIED SPIEGEL, der mir durch sein handwerkliches Geschick mehrfach eine schnelle und kompetente Hilfe war.

Auch den Mitarbeitern der Helium-Verflüssigungsanlage, der Elektronik-Abteilung, sowie der EDV möchte ich für ihre zuverlässige Arbeit danken.

Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Familie, allen voran meinen Eltern GRETEL und HELMUT WELDLE bedanken, die mir stets jede nur erdenkliche Hilfe zukommen ließen und mich immer wieder ermutigt haben. Ohne ihre Unterstützung wäre diese Arbeit und mein gesamtes Studium nicht möglich gewesen. Meinen Brüdern will ich außer für ihre gute Freundschaft dafür danken, dass sie während meiner Studienzeit immer ein offenes Ohr für meine Sorgen und Nöte hatten, und mich damit schon aus so manchem Tief geholt haben.

Ich danke meiner Freundin Tamara, die durch ihr Verständnis und ihre Geduld, sowie mit ihrer Unterstützung beim Korrekturlesen einen wichtigen Teil zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Auch in den schwierigen Phasen meiner Arbeit und meines Studiums hat sie mir Selbstvertrauen gegeben und mich ermutigt, wofür ich sehr dankbar bin.