

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG



Sebastian Hendricks

Entwicklung eines kombinierten
Phononen-Photonen-Detektors für
szintillatorbasierte $0\nu\beta\beta$ -Experimente

Bachelorarbeit

Juni 2015

KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

BACHELORARBEIT
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Sebastian Hendricks
aus Soest

2015

Entwicklung eines kombinierten Phononen-Photonen-Detektors für szintillatorbasierte $0\nu\beta\beta$ -Experimente

Die Bachelorarbeit wurde von Sebastian Hendricks
ausgeführt am
Kirchhoff-Institut für Physik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. C. Enss

Kommt es zu einer Energiedeposition in einem szintillierenden Kristall, so wird die Energie des wechselwirkenden Teilchens hauptsächlich in Wärme und zu einem geringen Teil in Szintillationslicht umgewandelt. Der Anteil des erzeugten Lichtes hängt von der Masse des Teilchens ab. Durch eine gleichzeitige Messung der Energie im Phononenkanal und im Lichtkanal ist es möglich, bestimmte für die Anregung verantwortliche Teilchenklassen zu identifizieren. Für eine eindeutige Unterscheidung zwischen den Teilchenklassen sind Detektoren notwendig, die eine schnelle Signalanstiegszeit und eine gute Energieauflösung aufweisen. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit ein kombinierter Phononen-Photonen-Detektor entwickelt, dessen Funktionsweise auf der Basis von metallischen magnetischen Kalorimetern beruht. Dieser verfügt über einen Photonen- und drei Phononendetektoren, die zusammen auf einem 3-Zoll-Wafer strukturiert sind. Als Absorptionsfläche der vom Kristall emittierten Photonen dient der mittlere Teil des Wafers, welcher durch geätzte Schlitze vom restlichen Teil des Wafers abgetrennt ist. In Simulationsrechnungen konnte für den Photonendetektor eine Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} < 10 \text{ eV}$ und eine Signalanstiegszeit von $\tau_0 < 200 \mu\text{s}$ bestimmt werden. Zur Messung der im Kristall erzeugten Wärme dienen drei thermisch mit dem Kristall verbundene Phononendetektoren, die auf dem äußeren Teil des Wafers positioniert sind. Für diese wird eine Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} < 50 \text{ eV}$ und eine Signalanstiegszeit von $\tau_0 < 200 \mu\text{s}$ erwartet. Zudem konnten Messungen an einem zuvor entwickelten sehr ähnlichen Photonendetektor durchgeführt werden, welche in dieser Arbeit diskutiert werden.

Development of a combined phonon and photon detector for $0\nu\beta\beta$ -experiments based on scintillating crystals

In scintillating crystals the energy deposited by an interacting particle is mainly transferred to the phonon system of the crystal, which causes a rise of its temperature. The rest of the energy is transformed into scintillation light. The fraction of light that is generated depends on the mass of the interacting particle. Hence, a simultaneous measurement of the energy transported in the heat and the light channel allows to identify certain families of particles. To improve discrimination among particles it is fundamental to use fast detectors with high energy resolution. In this thesis the design of a combined phonon and photon detector, based on the concept of metallic magnetic calorimeters has been developed. Both the phonon and the photon detector will be fabricated on top of one 3-inch-wafer. The fraction of photons emitted by the scintillating crystals will be absorbed by the central part of the wafer, which is separated from the outer part by etched trenches. For the photon detector an energy resolution of $\Delta E_{\text{FWHM}} < 10 \text{ eV}$ and a signal rise time of $\tau_0 < 200 \mu\text{s}$ were theoretically determined. In order to measure the produced heat, three phonon sensors, which are thermally linked to the crystal are positioned outside the photon absorber. Their energy resolutions are expected to be $\Delta E_{\text{FWHM}} < 50 \text{ eV}$ and their signal rise times to be $\tau_0 < 200 \mu\text{s}$. Moreover, measurements with a formerly developed photon detector were performed and will be discussed in this thesis.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Neutrinoloser Doppelbetazerfall	3
2.2	Experimentelle Methoden	4
3	Metallische magnetische Kalorimeter	7
3.1	Paramagnetischer Temperatursensor	8
3.2	Supraleitender Flusstransformator	8
3.2.1	Flussänderung in der Detektionsspule	10
3.2.2	Flussänderung im SQUID	10
3.3	Rauschbeiträge und Energieauflösung	11
4	Detektorentwurf	13
4.1	Photonendetektor	14
4.1.1	Absorber und Thermalisierung	14
4.1.2	<u>Au</u> :Er Sensor und Stripline	15
4.1.3	Lastinduktivität und Verbindung zum SQUID	17
4.2	Phononendetektor	18
5	Simulationsergebnisse	21
5.1	Signalanstiegszeit	21
5.2	Signalabfallszeit	23

5.3	Signalhöhe	24
5.4	Rauschbeiträge und Energieauflösung	24
6	Messergebnisse P1-Detektor	27
6.1	Rauschmessung bei 5,8 K	28
6.2	Signalform	29
6.2.1	Signalanstiegszeit	30
6.2.2	Signalabfallszeit	30
6.3	Spektrum der ^{55}Fe -Röntgenquelle und Energieauflösung des P1-Detektors	31
7	Zusammenfassung und Ausblick	33
A	Das SQUID-Magnetometer	35
A.1	Die Funktionsweise eines dc-SQUIDs	35
A.2	Flux-Locked-Loop Schaltung	36
A.3	Das Rauschen der SQUID-Elektronik	37
A.4	Der zweistufige SQUID-Aufbau	38
B	Physical properties of the sensor material Au:Er	39
B.1	Properties of Erbium in Gold	39
B.2	Thermodynamic characterization of non-interacting magnetic moments	40
B.3	Thermodynamic characterization of interacting magnetic moments . . .	43
B.4	Numerical calculation of the thermodynamical properties	45
B.5	Response Time	49
	Literaturverzeichnis	53
	Danksagung	59

1. Einleitung

Als Erklärung für die kontinuierliche Verteilung des Elektron-Energiespektrums beim β^- -Zerfall schlug Wolfgang Pauli im Jahr 1930 die Existenz eines weiteren neutralen Teilchens vor, welches sich am Zerfall beteiligen könnte. Dieses heute unter dem Namen Neutrino bekannte Teilchen, unterliegt einzig der schwachen Wechselwirkung, weshalb es nur sehr selten mit Materie wechselwirkt und zur damaligen Zeit nicht gemessen wurde. Erst 26 Jahre später konnte es experimentell nachgewiesen werden [Cow56]. Heute sind drei verschiedene aktive Neutrinos bekannt; das Tau-, das Myon- und das Elektron-Neutrino.

Mit der Beobachtung des Phänomens der Neutrino-Oszillation [Fuk98] wurde bewiesen, dass es sich bei Neutrinos um massebehaftete Teilchen handelt. Eine theoretische Erklärung dieser Oszillationen erfordert, dass es sich bei den Flavour-Eigenzuständen der Neutrinos um Superpositionen der Flavour-Masseneigenzustände handelt. In den letzten Jahren konnten die Differenzen der Massenquadrate der Neutrinos, sowie die zur Beschreibung der Neutrino-Oszillation notwendigen Mischungswinkel sehr genau bestimmt werden [Cap14]. Für die Flavour-Masseneigenzustände der Neutrinos sind bisher nur obere Grenzen bekannt. In der genauesten bisher durchgeführten Messung konnte die obere Grenze der Elektron-Antineutrinomasse auf einen Wert von $m_{\bar{\nu}_e} = 2 \text{ eV}$ gedrückt werden [Bon02, Lob03]. Gegenwärtig beschäftigen sich mehrere Projekte wie das KATRIN- und das ECHO-Experiment damit, die Elektron-Neutrinomasse bzw. die Elektron-Antineutrinomasse zu bestimmen. Dabei soll eine Sensitivität von 200 meV erreicht werden [Wei02, Gas14].

Des Weiteren stellt sich die Frage, ob es sich bei Neutrinos um Dirac- oder Majorana-Teilchen handelt. Im Fall einer Majorana-Natur stellen Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen dar. Dies würde implizieren, dass einige Isotope einen neutrinolosen Doppelbetazerfall ($0\nu\beta\beta$ -Zerfall) durchlaufen können. Zur Zeit wird in vielen Experimenten versucht, die Existenz des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls nachzuweisen. Die größte Herausforderung dieser Experimente besteht darin, den radioaktiven Untergrund im Energiebereich der $0\nu\beta\beta$ -Elektronen zu reduzieren. In den letzten Jahren wurde dafür eine vielversprechende Methode entwickelt, bei der das zerfallende Isotop in szintillierende Kristalle eingebettet wird. In diesen wird die Energie, die bei einem Zerfall emittierten Elektronen, teilweise in Licht und teilweise in Wärme umgewandelt. Der Anteil an erzeugten Photonen hängt dabei hauptsächlich von der Masse des wechselwirkenden Teilchens ab. Eine gleichzeitige Messung der Energie beider Kanäle ermöglicht eine Aussage über die für die Kristallanregung verantwortliche Teilchenart. Auf diese

Weise können Untergrundereignisse identifiziert und von den relevanten Ereignissen getrennt werden.

Bei zwei erfolgversprechenden Experimenten, welche diese Methode in großem Stil anwenden, handelt es sich um die internationalen Kollaborationen AMoRE¹ [Bha12] und LUMINEU² [Bar14]. In beiden Experimenten werden die verwendeten Kristalle mit dem doppelbetazerfallenden Isotop ¹⁰⁰Mo dotiert. Um die Erwärmung des Kristalls, sowie das aus dem Kristallinnern emittierte Licht zu messen, wird jeder Kristall mit einem Phononendetektor und einem Photonendetektor versehen. Das emittierte Licht wird von einem großflächigen Photonenabsorber absorbiert, dessen anschließende Erwärmung von einem sensiblen Temperatursensor erfasst wird. Die im Kristall selbst erzeugte Wärme kann mittels einer direkten thermischen Verbindung vom Kristall in den Temperatursensor des Phononendetektors geleitet werden. Beide Detektoren werden bei tiefen Temperaturen von wenigen mK betrieben. Dies ermöglicht sehr präzise Messungen kleinster Temperaturänderungen.

Für die Experimente AMoRE und LUMINEU wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Phononen-Photonen-Detektor (P2-Detektor) entworfen, welcher auf dem Prinzip metallischer magnetischer Kalorimeter beruht. Beide Detektoren sind zusammen auf demselben Substrat strukturiert. Auf diese Weise kann die Menge an potentiell zum Untergrund beitragenden Materialien in der Nähe des Kristalls reduziert werden.

Kapitel 2 wird sich mit den physikalischen und experimentellen Grundlagen der Experimente AMoRE und LUMINEU beschäftigen. In Kapitel 3 wird auf die Grundlagen metallischer magnetischer Kalorimeter eingegangen, sowie das Detektionsprinzip und die Signalverarbeitung eines MMCs erklärt. Der Entwurf des Photonen- und des Phononendetektors wird in Kapitel 4 vorgestellt. Die theoretisch zu erwartende Signalform und Energieauflösung des Photonendetektors werden in Kapitel 5 behandelt. Zudem konnten im Rahmen dieser Arbeit Messungen an einem zuvor designten Prototypen des Photonendetektors durchgeführt werden. Die Messergebnisse werden im Kapitel 6 vorgestellt und ausgewertet.

¹Advanced **M**olybdenum based **R**are process **E**xperiment

²Luminescent **U**nderground **M**olybdenum **I**nvestigation for **NEU**trino mass and nature

2. Physikalische Grundlagen

Die folgenden Abschnitte behandeln die Physik des neutrinolosen Doppelbetazerfalls, sowie die experimentellen Grundlagen der Projekte AMoRE und LUMINEU.

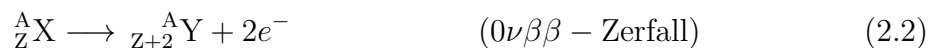
2.1 Neutrinoloser Doppelbetazerfall

Bei einigen Isotopen, für die der einfache β -Zerfall energetisch verboten oder stark unterdrückt ist, konnte der sogenannte Zwei-Neutrino-Doppelbetazerfall beobachtet werden.



Dabei werden im Mutteratom unter Emission von zwei Elektronen und zwei Elektron-Antineutrinos, zwei Neutronen in Protonen umgewandelt. Die Energiedifferenz zwischen Mutter- und Tochteratom wird, unter Vernachlässigung der Rückstoßenergie des Tochteratoms, zwischen den Elektron-Antineutrinos und den Elektronen aufgeteilt. Aufgrund von Energie- und Impulserhaltung hat das resultierende 2-Elektron-Energiespektrum eine kontinuierliche Verteilung (siehe Abbildung 2.1 [**gestrichelte Linie**]). Der Endpunkt des Spektrums wird als $Q_{\beta\beta}$ -Wert bezeichnet und kennzeichnet die maximal mögliche kinetische Energie der Elektronen.

Falls Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sind, besteht die Möglichkeit eines neutrinolosen Doppelbetazerfalls.



Dabei zerfällt das Mutteratom in ein Tochteratom und zwei Elektronen. Aufgrund der fehlenden Elektron-Antineutrinos wird die gesamte Energie des Zerfalls auf die beiden Elektronen verteilt. Die Summe ihrer kinetischen Energien entspricht dann genau dem $Q_{\beta\beta}$ -Wert des Zerfalls. Das 2-Elektron-Energiespektrum des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls würde daher aus einem diskreten Peak am $Q_{\beta\beta}$ -Wert bestehen (siehe Abbildung 2.1 [**durchgezogene Linie**]). In vielen Experimenten wird versucht, am Ende eines Doppelbetazerfallsspektrums einen solchen Peak zu finden. Dies würde die Existenz des neutrinolosen Doppelbetazerfalls bestätigen und wäre ein Beleg für die Majorana-Natur des Neutrinos. Bisher konnten nur untere Grenzen der Halbwertszeit des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls experimentell ermittelt werden. Diese lagen hauptsächlich im Bereich von ca. $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{24}$ Jahren [Arn13, Aug12, Aal02, And11].

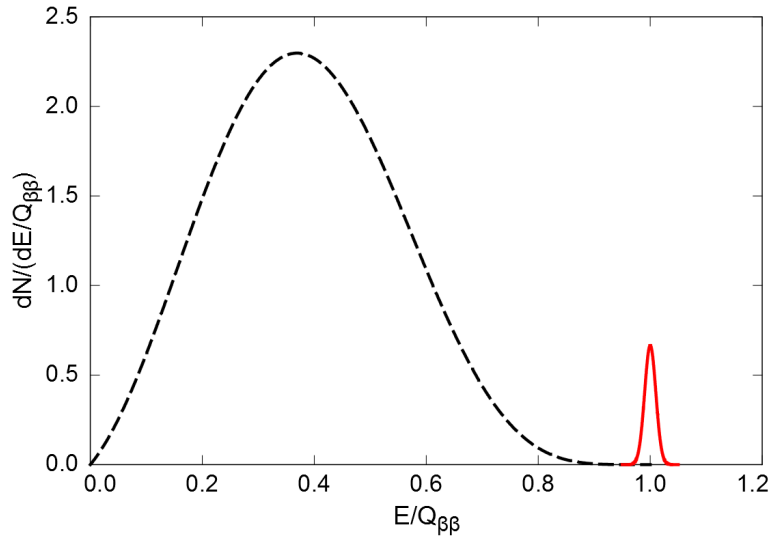


Abb. 2.1: 2-Elektron-Energiespektrum des Doppelbetazerfalls. **[gestrichelte Linie]:** Kontinuierliches Spektrum des $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls. **[durchgezogene Linie]:** Diskretes Spektrum des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls.

2.2 Experimentelle Methoden

Um die Halbwertszeit des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls in einer sinnvollen Zeitspanne messen zu können, ist eine große Menge des zerfallenden Isotops notwendig. Zudem sollte im relevanten Energiebereich eine reduzierte Untergrundaktivität vorliegen, da nur so der $0\nu\beta\beta$ -Peak im Doppelbetazerfallsspektrum identifiziert werden kann.

In Abbildung 2.2 [links] ist das Energiespektrum des natürlichen radioaktiven Untergrunds von 2,0 MeV bis 3,2 MeV dargestellt. Der Teil des Untergrunds, der durch γ -Strahlung erzeugt wird, liegt unterhalb von 2,615 MeV und wird durch den γ -Peak des Isotops ^{208}Tl begrenzt. Anschließend fällt die Untergrundaktivität um fast zwei Größenordnungen ab. Dort wird sie hauptsächlich von kosmischen Myonen und α -Teilchen dominiert. Demnach bietet es sich an, für die Messung des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls ein Isotop zu verwenden, dessen $Q_{\beta\beta}$ -Wert größer als 2,6 MeV ist. Neben einer vergleichsweise geringen Halbwertszeit für den Doppelbetazerfall, sollte es mit einem sehr niedrigen Maß an radioaktiven Untergrund-Isotopen produzierbar sein. Ein geeigneter Kandidat, der diese Bedingungen gut erfüllt und deshalb in einigen Experimenten Anwendung findet, ist ^{100}Mo . Der für dieses Isotop auftretende Doppelbetazerfall



hat eine Halbwertszeit von $T_{1/2}^{2\nu} = (0,750 \pm 0,104) \times 10^{19}$ Jahren und einen $Q_{\beta\beta}$ -Wert von 3,034 MeV [Car13]. Die für ^{100}Mo gefundene untere Grenze der Halbwertszeit des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls beträgt $T_{1/2}^{0\nu} > 1,1 \times 10^{24}$ Jahren [Arn13]. Für die Experimente AMoRE und LUMINEU [Bha12, Bar14] wird das Isotop ^{100}Mo in einen szintillie-

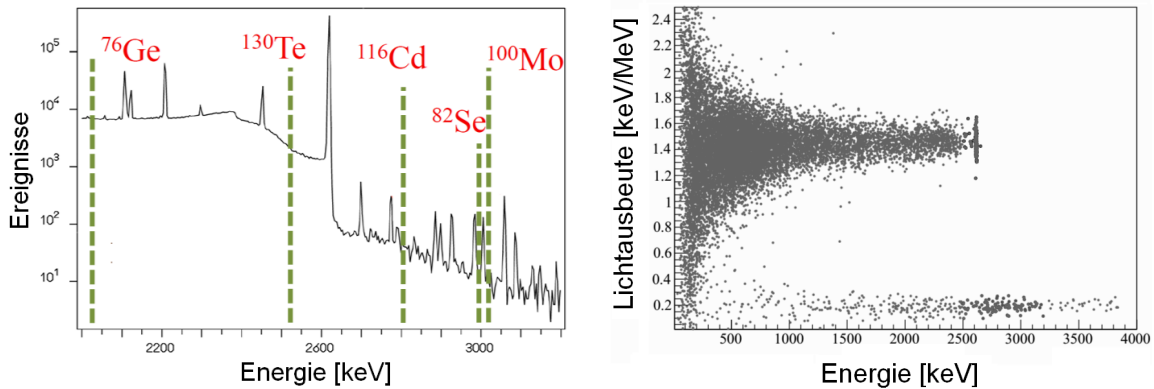


Abb. 2.2: [links]: Natürliches Untergrundenergiespektrum. [rechts]: Lichtausbeute eines $\text{Zn}^{100}\text{MoO}_4$ -Kristalls, aufgetragen gegen die Energie im Phononenkanal [Bee12].

renden $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ - bzw. $\text{Zn}^{100}\text{MoO}_4$ -Kristall eingebettet und hoch angereichert. Erfolgt ein Doppelbetazerfall, so wird die Energie der emittierten Elektronen über mehrere Kanäle letztendlich in Phononen und zu einem geringen Teil in Szintillationslicht umgewandelt. Die Energiewerte der erzeugten Phononen und Photonen werden anschließend mit einem geeigneten Detektor gemessen.

Allgemein erzeugen leichte Teilchen, wie Photonen, Elektronen und Myonen mehr Szintillationslicht als schwere Teilchen, wie α -Teilchen, Protonen und Neutronen. Bei einem $0\nu\beta\beta$ -Zerfall beträgt die Energie im Lichtkanal etwa 2,5 keV und im Phononenkanal etwa 3 MeV. Der Kristall szintilliert bei einer mittleren Wellenlänge von 520 nm, was einer Energie von 2,4 eV pro Photon entspricht [Has14]. Auch Teilchen des Untergrunds wie Myonen und α -Teilchen tragen zur Anregung des Kristalls bei. Da beide Experimente in einem Untergrundlabor stattfinden, kann der durch Myonen verursachte Untergrund fast vollständig unterdrückt werden.

In der Vergangenheit wurde die Lichtausbeute¹ eines $\text{Zn}^{100}\text{MoO}_4$ -Kristalls, wie er im LUMINEU-Experiment Anwendung findet, gemessen und anschließend gegen die Energie im Phononenkanal aufgetragen (siehe Abbildung 2.2 [rechts]) [Bee12]. In diesem Diagramm sind zwei Bänder zu sehen. Das untere Band weist einen eher geringen Energieanteil im Photonenkanal auf, weshalb es dem von α -Teilchen erzeugten Untergrund zuzuschreiben ist. Sehr deutlich vom diesem zu trennen ist das obere Band, welches hauptsächlich vom γ -Untergrund erzeugt wurde und deshalb einen höheren Energieanteil im Photonenkanal aufweist. Das Abschneiden des oberen Bandes bei einer Energie von ca. 2,6 MeV ist auf das Wegfallen des natürlichen γ -Untergrunds in diesem Energiebereich, sowie auf die Unterdrückung des myonischen Untergrunds zurückzuführen (siehe Abbildung 2.2 [links]). Dem Experiment kommt dies zugute, da Messpunkte die von $0\nu\beta\beta$ -Elektronen stammen, im freien Be-

¹Verhältnis zwischen der Energie im Photonenkanal und der im Phononenkanal

reich rechts vom oberen Band zu finden wären. Durch eine gleichzeitige Messung der Energie im Phononenkanal und der im Photonenkanal können daher Untergrundergebnisse von den relevanten $0\nu\beta\beta$ -Ereignissen getrennt werden. Auf diese Weise wird die Aufnahme eines untergrundreduzierten Doppelbetazerfallsspektrums im Bereich des $Q_{\beta\beta}$ -Wertes von ^{100}Mo ermöglicht.

Für die Auslesung der beiden Kanäle wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei Tieftemperaturdetektoren entworfen, dessen Funktionsweise auf der Basis von metallischen magnetischen Kalorimetern beruht. Beide Detektoren sind auf einem drei Zoll durchmessenden Wafer strukturiert, welcher unterhalb des Kristalls positioniert wird. Der Lichtkanal wird von einem Photonendetektor ausgelesen. Dieser besitzt eine große Absorberfläche, sodass möglichst viele der vom Kristall emittierten Photonen detektiert werden können. Die nach einer Energiedeposition im Absorber erfolgende Erwärmung wird von einem sensiblen Temperatursensor gemessen. Auf dem äußeren Ring des Wafers befindet sich ein Photonendetektor. Dieser verfügt ebenfalls über einen Temperatursensor, welcher in gutem thermischen Kontakt zum Kristall steht. Auf diese Weise kann die Erwärmung des Kristalls direkt gemessen werden.

Um die gemessenen Ereignisse eindeutig ihrem Ursprung zuordnen zu können, sind Detektoren mit guten Energieauflösungen unabdingbar. Zudem ist eine kurze Signalanstiegszeit der Detektoren von großem Interesse, da so die Wahrscheinlichkeit von zufälligen Koinzidenzen zweier Ereignisse innerhalb ihrer Signalanstiegszeiten verringert wird. Im Fall einer solchen Koinzidenz ist es nicht mehr möglich, zwei aufeinanderliegende Pulse von einem Einzelereignis zu unterscheiden. So kann es dazu kommen, dass Untergrundergebnisse fälschlicherweise als relevante Ereignisse gewertet werden. Die Geometrie der beiden entwickelten Detektoren ist daher so gewählt, dass möglichst gute Energieauflösungen und möglichst kurze Signalanstiegszeiten erreicht werden.

Um eine exzellente Sensitivität und Untergrundunterdrückung zu erreichen, sollen beispielsweise im AMoRE-Experiment 200 kg der verwendeten $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ -Kristalle vermessen werden. Durch eine dreijährige Messzeit wird es möglich sein, die untere Grenze der Halbwertszeit von ^{100}Mo auf einen Wert von $T_{1/2}^{0\nu} > 5 \times 10^{26}$ Jahren zu drücken. Das Ziel beider Experimente ist es, im relevanten Energiebereich des $0\nu\beta\beta$ -Zefalls den Peak des diskreten $0\nu\beta\beta$ -Spektrums zu finden und seine Halbwertszeit zu messen. Die Halbwertszeit des neutrinolosen Doppelbetazerfalls steht in direkter Beziehung zur Majorana-Masse des Neutrinos [Has14].

3. Metallische magnetische Kalorimeter

Bei einem metallischen magnetischen Kalorimeter (MMC¹) handelt es sich um einen Tieftemperaturdetektor, dessen Funktionsweise auf dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik beruht. Es ermöglicht eine hochpräzise Messung der Temperaturänderung, nachdem ein Teilchen seine Energie δE im Absorber des MMC deponiert hat. Ist die Gesamtwärmekapazität C_{tot} des MMCs bekannt, so kann mit

$$\delta T \simeq \frac{\delta E}{C_{\text{tot}}} \quad (3.1)$$

auf die Energie des eingefallenen Teilchens rückgeschlossen werden. Der Aufbau eines metallischen magnetischen Kalorimeters ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt.

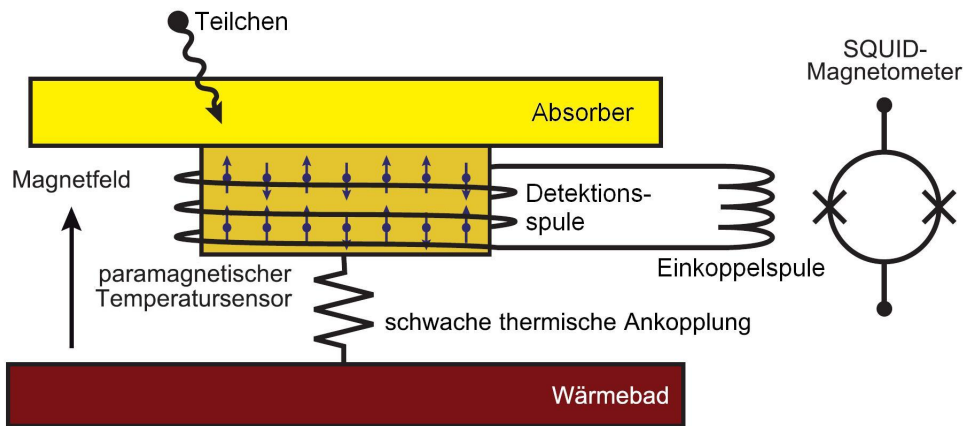


Abb. 3.1: Vereinfachtes Schaubild eines metallischen magnetischen Kalorimeters.

Das zentrale Element eines MMCs bildet ein paramagnetischer Temperatursensor, welcher sich in einem konstanten äußeren Magnetfeld befindet und thermisch schwach an ein Wärmebad der Temperatur T gekoppelt ist. Aufgrund seiner paramagnetischen Natur führt dies zu einer von Null verschiedenen temperaturabhängigen Magnetisierung M des Sensormaterials. Das Magnetfeld wird durch eine supraleitende Spule erzeugt, die gleichzeitig als Detektionsspule verwendet wird. Zusammen mit der Einkoppelspule ist sie Teil eines supraleitenden Flusstransformators, der eine induktive Kopplung zwischen dem Sensor und einem low-noise Superconducting Quantum Interference Device (SQUID) herstellt. Der Temperatursensor steht in gutem thermischen Kontakt zu einem Absorber, welcher die zu detektierenden Teilchen absorbiert und ihre Energie in Wärme umwandelt. Aus der Temperaturänderung δT des Detektors resultiert eine Änderung der Magnetisierung des Sensors δM , was wiederum

¹Englisch: metallic magnetic calorimeter

eine Änderung des Magnetischen Flusses $\delta\Phi$ in der Detektionsspule hervorruft. Mit dem SQUID ist es möglich, diese Flussänderung zu messen. Die Form des Messsignals gibt anschließend Auskunft über den Wert der eingetragenen Energie δE .

3.1 Paramagnetischer Temperatursensor

Als paramagnetisches Sensormaterial des im Rahmen dieser Arbeit entworfenen Detektors wird Gold verwendet, welches mit einer geringen Menge des Lanthanoids Erbium dotiert wurde (Au:Er). In Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes weist Au:Er eine temperaturabhängige Magnetisierung auf. Die thermodynamischen Eigenschaften von Au:Er konnten in der Vergangenheit eingehend untersucht werden, was zu einem sehr genauen Verständnis seiner paramagnetischen Natur geführt hat. Eine detaillierte theoretische Beschreibung der Eigenschaften von Au:Er ist im Anhang A beigefügt [Ran14]. Gegenwärtig wird an einem neuen Sensormaterial Ag:Er geforscht. Dieses hat gegenüber Au:Er den Vorteil, dass es keine elektrischen Kernquadrupolmomente aufweist. Dadurch kann ein größerer Anteil der eingetragenen Energie vom System der Magnetischen Momente aufgenommen werden, was zu einem größeren Detektorsignal führt. Für den entworfenen Detektor werden beide Sensormaterialien experimentell untersucht werden.

Deponiert ein Teilchen seine Energie δE im Absorber, so ändert sich die Temperatur des Detektors gemäß Gleichung 3.1 und somit die Magnetisierung des Sensors. Wird vereinfacht von wechselwirkungsfreien magnetischen Momenten ausgegangen, so kann die aus einem Energieeintrag δE resultierende Änderung des gesamten magnetischen Moments δm des Sensors mit dem Ausdruck

$$\delta m = \beta \frac{\delta E}{B}, \quad \text{mit } \beta \equiv \frac{C_z}{C_z + C_e + C_{\text{ph}}} \quad (3.2)$$

beschrieben werden. Der Parameter C_e bezeichnet die Wärmekapazität des Systems der Leitungselektronen im Gold, C_{ph} die Wärmekapazität des Phononensystems und C_z die Wärmekapazität des Systems der magnetischen Momente.

3.2 Supraleitender Flusstransformator

Der Flusstransformator des im Rahmen dieser Arbeit entworfenen MMCs besteht, wie in Abbildung 3.2 [links] dargestellt, aus zwei zueinander parallel geschalteten supraleitenden Leiterschleifen. Im unteren Leiterkreis befinden sich die Detektionsspule mit der Induktivität L_D sowie eine weitere Spule, die als Lastinduktivität L_M dient. Eine zu den beiden Spulen parallel geschaltete Feldleitung ermöglicht die Einspeisung eines supraleitenden Dauerstroms I (siehe Kapitel 4.1.3). Dadurch wird ein

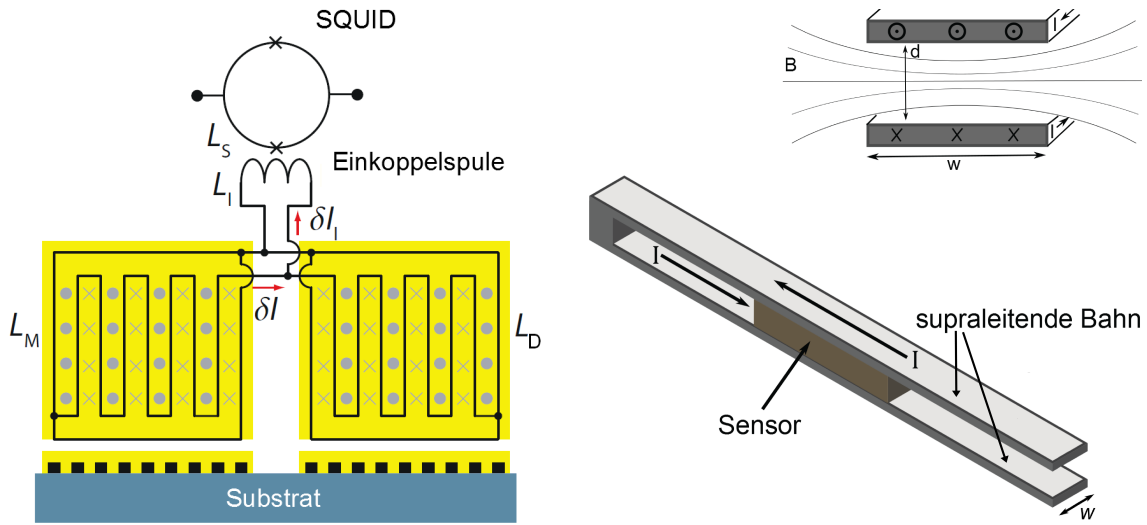


Abb. 3.2: [links]: Vereinfachte Darstellung des supraleitenden Flusstransformators. [rechts]: Darstellung des Sensors zwischen den supraleitenden Bahnen der Stripline.

schwaches äußeres Magnetfeld B in den beiden Spulen erzeugt. Der obere Leiterkreis beinhaltet die Einkoppelspule mit der Induktivität L_I . Diese ist induktiv an ein SQUID-Magnetometer der Induktivität L_S gekoppelt.

Im Fall des Phononendetektors stimmen die Induktivitäten der Detektionsspule und der Lastinduktivität überein. Zudem befindet sich in den Magnetfeldern beider Spulen jeweils ein paramagnetischer Temperatursensor. Dieses Design wird auch als gradiometrischer Aufbau bezeichnet und dient zur Abschirmung des Detektors gegen äußere Temperaturschwankungen. Für den Phononendetektor werden mäandrierende Spulen verwendet (siehe Abbildung 3.2), deren Eigenschaften beispielsweise in [Pie12a] sehr genau beschrieben wurden.

Für den Photonendetektor wird ein anderer Aufbau verwendet. In diesem sitzt im Magnetfeld der Lastinduktivität kein Sensor. Außerdem besitzt die Lastinduktivität eine weitaus größere Induktivität als die Detektionsspule. Während für die Lastinduktivität eine Mäanderspule verwendet wird, wird die Detektionsspule von zwei supraleitenden Bahnen gebildet, zwischen denen sich der Sensor befindet. So herrscht im Bereich des Sensors ein nahezu homogenes Magnetfeld B . Eine vereinfachte Darstellung dieses auch als Stripline bezeichneten Designs der Detektionsspule ist in Abbildung 3.2 [rechts] zu sehen. Um das Magnetfeld zwischen den Bahnen und die Induktivität der Detektionsspule zu berechnen, wird die Stripline als einfach gewickelte unendlich lange Spule angesehen [Has14]. Auf diese Weise findet man für die Induktivität L_D den Ausdruck

$$L_D = \mu_0 \frac{\mathcal{L} \cdot d}{w}, \quad (3.3)$$

wobei \mathcal{L} die Länge und d den Abstand der beiden supraleitenden Bahnen bezeichnet. Der Parameter w steht für die Breite der supraleitenden Bahnen. In dieser Betrachtungsweise ergibt sich das Magnetfeld zu

$$B = \mu_0 \cdot \frac{I}{w}. \quad (3.4)$$

3.2.1 Flussänderung in der Detektionsspule

Eine Änderung des magnetischen Moments δm des Sensors bewirkt eine Flussänderung $\delta\Phi$ in der Detektionsspule. Diese ist gegeben durch

$$\delta\Phi = \mu_0 \beta \frac{G \delta E}{r B}, \quad (3.5)$$

wobei G den Geometriefaktor und r den Radius der Detektionsspule bezeichnet. Der Geometriefaktor G gewichtet den Einfluss der Geometrie und Lage der Detektionsspule und des Sensors auf die Stärke der Flussänderung. Im Fall der Stripline darf für den Radius $r = w$ und für den Geometriefaktor der Wert $G \simeq 1$ angenommen werden.

3.2.2 Flussänderung im SQUID

Aufgrund der Erhaltung des magnetischen Flusses in supraleitenden Schleifen werden in den Leiterschleifen des Flusstransformators Ströme induziert, die den magnetischen Fluss in allen drei Maschen konstant halten (siehe Abbildung 3.2 [links]). Der im Einkoppelstromkreis fließende Strom δI_I induziert ein Magnetfeld in der Einkoppelspule, was zu der Flussänderung

$$\delta\Phi_S = M_{IS} \delta I_I = k \sqrt{L_I L_S} \cdot \delta I_I \quad (3.6)$$

im SQUID führt. Dabei bezeichnet $M_{IS} = k \sqrt{L_I L_S}$, mit k als Kopplungsfaktor, die Gegeninduktivität zwischen Einkoppelspule und SQUID. Mithilfe der Kirchhoffschen Knotenregel und der Erhaltung des magnetischen Flusses in supraleitenden Schleifen kann für δI_I der Ausdruck

$$\delta I_I = \frac{\delta\Phi}{L_D + (1 + \frac{L_D}{L_M})(L_I + L_W)}, \quad (3.7)$$

gefunden werden. Die Induktivität L_W berücksichtigt mögliche Streuinduktivitäten in den Verbindungsleitungen zur Einkoppelspule. Durch Einsetzen in Gleichung 3.6 ergibt sich das als Flusskopplung bezeichnete Verhältnis zwischen Flussänderung im SQUID und Flussänderung in der Detektionsspule.

$$\frac{\delta\Phi_S}{\delta\Phi} = \frac{k \sqrt{L_I L_S}}{L_D + (1 + \frac{L_D}{L_M})(L_I + L_W)} \quad (3.8)$$

Um ein möglichst großes Signal im SQUID zu erhalten, sollte demnach die Induktivität der Detektionsspule sehr klein und die Lastinduktivität sehr groß sein.

Bei einem SQUID handelt es sich um ein sehr empfindliches Magnetometer, mit dem es möglich ist, extrem geringe Flussänderungen sehr genau zu messen. Dabei wandelt es das Flussignal in ein Spannungssignal um. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein zweistufiger dc-SQUID-Aufbau verwendet, wodurch das Spannungssignal bei tiefen Temperaturen rauscharm vorverstärkt wird. Eine nachgeschaltete Flux-Locked-Loop-Schaltung ermöglicht eine Proportionalität zwischen dem gemessenen Spannungssignal δU und der Flussänderung im SQUID $\delta\Phi_S$ [Dru07]. Eine detaillierte Beschreibung des SQUID-Magnetometers ist in Anhang A zu finden.

3.3 Rauschbeiträge und Energieauflösung

Ein MMC kann als ein kanonisches Ensemble mit zwei thermisch gekoppelten Subsystemen angesehen werden. Unter Vernachlässigung des Phononensystems handelt es sich bei diesen Systemen um das System der magnetischen Momente und das System der Leitungselektronen des Goldes. Der zeitliche Verlauf der Energie im System der magnetischen Momente $E_Z(t)$ kann durch den Ausdruck

$$E_Z(t) = \delta E \cdot p(t) + n(t), \quad (3.9)$$

beschrieben werden [Fle03]. Dieser setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen. Der Beitrag $\delta E p(t)$ beschreibt die ungestörte Antwort des Detektors auf den Energieeintrag δE , wobei es sich bei $p(t)$ um die Punktantwortfunktion

$$p(t) = \beta \cdot (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_0}) \quad (3.10)$$

handelt. Die Zeitkonstanten τ_0 und τ_1 kennzeichnen die Anstiegs- und die Abfallszeit der Energie im System der magnetischen Momente. Die intrinsische Signalanstiegszeit τ_0 eines MMCs wird durch die Korringa-Relation $t_0 = \kappa/T_{el}$ beschrieben und steht für die Zeit in der die Elektronen des Goldes an die magnetischen Momente koppeln. Bei κ handelt es sich um die vom Sensormaterial abhängige Korringa-Konstante und bei T_{el} um die Elektronentemperatur. Die Abklingzeit τ_1 des Signals wird grundsätzlich durch die Wärmeleitfähigkeit Λ der schwachen thermischen Ankopplung des Sensors ans Wärmebad bestimmt.

$$\tau_1 = \frac{C_{\text{tot}}}{\Lambda} \quad (3.11)$$

Der zeitliche Verlauf der Energie $E_Z(t)$ wird zusätzlich von thermodynamischen Energiefluktuationen $n(t)$ zwischen den beiden Subsystemen beeinflusst. Die zeitliche Entwicklung dieser Fluktuationen kann durch ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem beschrieben werden, aus dessen Lösung sich das thermodynamische Rauschen

des Systems der magnetischen Momente ableiten lässt [Fle03]. Im Frequenzraum dargestellt und unter der Annahme, dass $0,1 < C_Z/C_E < 10$, ergibt sich

$$\sqrt{S_{E_Z}(f)} = \sqrt{k_B C_Z T^2 \left((1 - \beta) \frac{4\tau_0}{1 + (2\pi\tau_0 f)^2} + \beta \frac{4\tau_1}{1 + (2\pi\tau_1 f)^2} \right)}. \quad (3.12)$$

Bedauerlicherweise wird die Messung des zeitlichen Verlaufs $E_Z(t)$ zusätzlich von Rauschbeiträgen der Messapparatur beeinflusst.

Wird das Sensormaterial Au:Er verwendet, so führt dies zu einem frequenzabhängigen Rauschbeitrag, für den in experimentellen Untersuchungen der Ausdruck $\sqrt{S_{\Phi, \text{Er}}(f)} \propto \sqrt{N_{\text{Er}} \cdot S_m}$ gefunden werden konnte [Fle03]. Dabei steht N_{Er} für die Anzahl der Erbium-Ionen, welche jeweils mit dem Term $S_m = 0,12\mu_B^2/f^\nu$ zum Rauschen beitragen. Der Exponent ν ist abhängig von der Geometrie der Detektionsspule und kann Werte zwischen 0,76 und 1 annehmen.

Das Rauschen eines dc-SQUIDs setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen. Zum einen führt die thermische Bewegung der Elektronen in den Shunt-Widerständen R des SQUIDs zu einem frequenzunabhängigen weißen Rauschen. Bei dem zweiten Rauschbeitrag handelt es sich um ein frequenzabhängiges Rauschen der Form $S_{\Phi_S, 1/f} \propto 1/f^\eta$. Der Exponent η kann dabei Werte zwischen 0,5 und 1 annehmen [Dru11].

Diese Rauschbeiträge können nun in ein scheinbares Gesamtrauschen der Energie im System der magnetischen Momente $\sqrt{S_{E_Z, \text{tot}}}$ transformiert werden. Der Quotient aus der Fourier-Transformierten der Punktantwortfunktion

$$|\tilde{p}(f)| = \frac{2\tau_1\beta}{\sqrt{(1 + (f/f_0)^2)(1 + (f/f_1)^2)}}, \quad \text{mit } f_i = 1/2\pi\tau_i. \quad (3.13)$$

und dem Gesamtrauschen $\sqrt{S_{E_Z, \text{tot}}}$ definiert das Signal-zu-Rausch-Verhältnis $SNR(f)$ des Detektors. Um die Energie eines einfallenden Teilchens abzuschätzen kann die Methode des optimalen Filters verwendet werden [Fle05]. Die volle Breite auf halber Höhe (FWHM) der mit dieser Methode bestimmbaren Energieverteilung wird als Energieauflösung eines metallischen magnetischen Kalorimeters bezeichnet. Wird das Gesamtrauschen des Messsignals allein auf die thermodynamischen Fluktuationen beschränkt, so ergibt sich für die Fälle $\beta \simeq 1/2$ und $\tau_0 \ll \tau_1$ die Näherung

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = \frac{2\sqrt{2 \ln 2}}{\sqrt{\int_0^\infty SNR^2(f) df}} \simeq 2,35 \sqrt{4k_B C_e T^2} \left(\frac{1}{\beta(1 - \beta)} \frac{\tau_0}{\tau_1} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (3.14)$$

Mit dem Ziel, eine möglichst gute Energieauflösung zu erreichen, lassen sich aus diesem Ausdruck einige wichtige Anforderungen an den Detektor ableiten.

Die Wärmekapazität und die Betriebstemperatur des Detektors sollten möglichst gering sein. Des Weiteren sollte das Verhältnis zwischen der Signalanstiegs- und der Signalabfallszeit möglichst klein sein. Aufgrund von Gleichung 3.2 und 3.14 sollten die Wärmekapazitäten von Absorber und Sensor in etwa übereinstimmen.

4. Detektorentwurf

Um sowohl den Phononen- als auch den Photonenkanal szintillierender Kristalle auslesen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein kombinierter Phononen-Photonen-Detektor (P2-Detektor) entworfen. Dieser besteht aus zwei Tieftemperaturdetektoren, die zusammen auf einem 3-Zoll-Wafer angeordnet sind.

Der P2-Detektor wurde für die Vermessung von Kristallen mit einem Durchmesser von 40 bis 60 mm optimiert. Diese können zentral auf dem Wafer positioniert werden. In Abbildung 4.1 ist eine Skizze einer solchen Anordnung dargestellt.

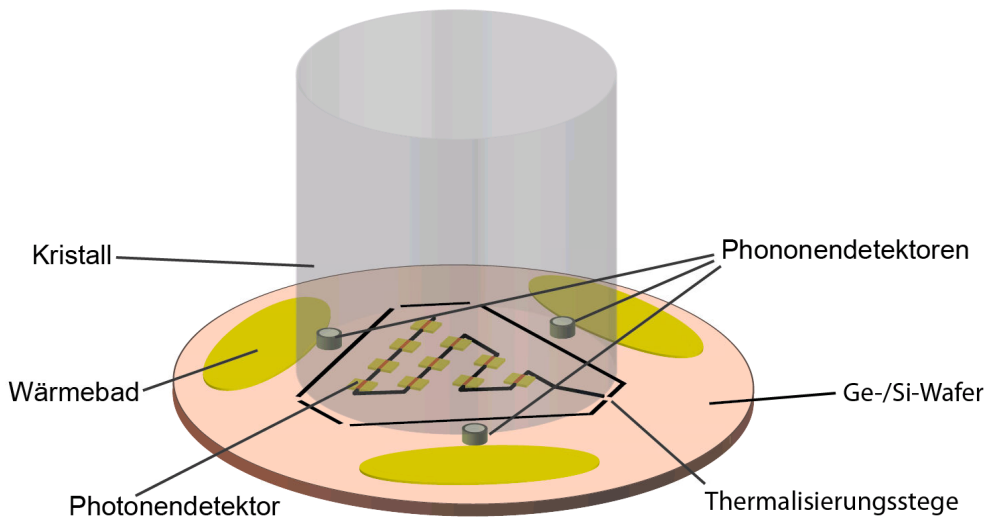


Abb. 4.1: Anordnung des Kristalls über dem vereinfacht dargestellten Phononen-Photonen-Detektor.

Der Phononendetektor besteht aus drei MMCs, die sich, im Dreieck angeordnet, unterhalb des Kristallrandes befinden und in gutem thermischen Kontakt mit dem Kristall stehen. Auf diese Weise ist es möglich, die im Kristall größtenteils durch Phononen transportierte Wärmeenergie in die Sensoren der Phononendetektoren zu leiten und dort zu messen. Die übrige Fläche unterhalb des Kristalls wird vom Absorber des Photonendetektors eingenommen. Dieser hat keinen thermischen Kontakt zum Kristall, da er lediglich für die Messung der Energie der vom Kristall emittierten Photonen verwendet werden soll.

Die folgenden Abschnitte dieser Arbeit beschäftigen sich zunächst mit einer detaillierten Beschreibung des Photonendetektors und seiner Bestandteile. Anschließend wird das Design des Phononendetektors vorgestellt. Die für die Mikrostrukturierung notwendigen Prozessschritte wurden bereits in den Arbeiten [Pie08], [Fle09] und [Has14] ausführlich beschrieben und können dort nachgelesen werden.

4.1 Photonendetektor

Die im Folgenden dargelegte Geometrie und Anordnung des Photonendetektors ist so gewählt, dass eine möglichst gute Energieauflösung bei gleichzeitig kurzer Signalanstiegszeit und akzeptabler Produktionskomplexität erreicht wird. Dabei wird eine Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} < 10 \text{ eV}$ angestrebt. Außerdem ist eine Signalanstiegszeit von $\tau_0 < 200 \mu\text{s}$ wünschenswert. Um eine zeitliche Überlappung von Messsignalen zu verhindern, wurde der Detektor so konzipiert, dass die Abklingzeit τ_1 des Signals 10 ms nicht überschreitet.

4.1.1 Absorber und Thermalisierung

Für den Photonendetektor wurde eine Absorberfläche gewählt, die annähernd der Querschnittsfläche der verwendeten Kristalle entspricht. Dadurch können möglichst viele der vom Kristall emittierten Photonen absorbiert werden. Für den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Photonendetektor erweisen sich die Dielektrika Germanium und Silizium als geeignete Absorbermaterialien, da sie vergleichsweise geringe spezifische Wärmekapazitäten besitzen. Germanium hat gegenüber Silizium den Vorteil, dass es im Wellenlängenbereich der szintillierten Photonen von 520 nm einen größeren Absorptionskoeffizienten als Silizium besitzt, während Silizium eine deutlich kleinere spezifische Wärmekapazität aufweist. Mit Germanium kann daher eine höhere Nachweiseffizienz der Photonen erzielt werden, wohingegen die Verwendung von Silizium eine bessere Energieauflösung ermöglicht (siehe Gleichung 3.14).

Der Absorber des Photonendetektors wird durch den Wafer selbst gebildet. Dieser hat eine Dicke von $\simeq 350 \mu\text{m}$ und einen Durchmesser von 3 Zoll $\simeq 7,62 \text{ cm}$. Der Teil des Wafers, der als aktiver Absorber dient, sitzt unterhalb des Kristalls und ist durch geätzte Schlitze vom restlichen Teil des Wafers abgetrennt. Seine Form ist die eines regelmäßigen Sechsecks mit drei 11 mm langen und drei 33 mm langen Seiten (siehe Abbildung 4.1). Somit erstreckt er sich bis an den Rand der vom Kristall bedeckten Fläche und nimmt etwa 25 % der gesamten Waferfläche ein. Im Fall eines Germaniumabsorbers führen diese Maße bei $T = 20 \text{ mK}$ zu einer Wärmekapazität von $C_{\text{Abs,Ge}} = 8,90 \text{ pJ K}^{-1}$. Für die Wärmekapazität eines Siliziumabsorbers ergibt sich ein Wert von $C_{\text{Abs,Si}} = 1,97 \text{ pJ K}^{-1}$.

Als thermische Verbindung zwischen der Absorberfläche und dem äußeren Ring des Wafers dienen fünf $300 \mu\text{m}$ breite Thermalisierungsstege. Über diese wird die nach einem Energieeintrag im Absorber deponierte Wärme abgeführt und an das Wärmebad weitergeleitet. Dieses besteht aus dem äußeren Bereich des Sensors, sowie aus drei 200 nm dicken Goldpads, die einen Großteil der äußeren Waferfläche einnehmen. Über Golddrähte können diese mit dem äußeren Chipträger in thermischen Kontakt gebracht werden.

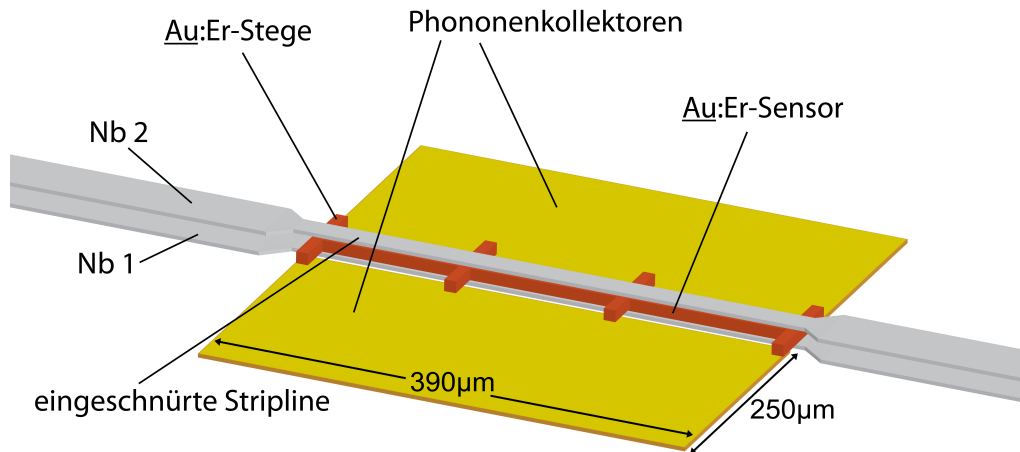


Abb. 4.2: Darstellung des Au:Er-Sensors mit Au-Phononenkollektoren zwischen den Niobbahnen der Stripline.

4.1.2 Au:Er Sensor und Stripline

Nach einem Energieeintrag im Absorber benötigt die Wärme eine gewisse Zeit um durch den Absorber zu diffundieren und den paramagnetischen Temperatursensor zu erreichen. Damit dies nicht zum limitierenden Faktor für die Signalanstiegszeit wird, sollte die maximale Weglänge zwischen einem Einschlagsort und einem Sensor möglichst gering sein. Aus diesem Grund werden 40 kleine Teilsensoren gleichmäßig auf der Absorberfläche verteilt. Dadurch wird der maximale Abstand zwischen einem Einschlagsort und einem Sensor auf ca. 4000 μm reduziert.

Jedes Sensorsegment ist 390 μm lang, 10 μm breit, besitzt eine Höhe von 500 nm und befindet sich zwischen zwei supraleitenden Niobbahnen einer, als Stripline bezeichneten, Detektionsspule (siehe Abbildung 4.2). Das Design wurde für das Sensormaterial Au:Er mit einer Erbiumkonzentration von 366 ppm optimiert. Im Bereich des Sensors beträgt die Breite der ersten auf dem Absorber aufliegenden Niobbahn 12 μm . Um an den Kanten der Stripline einen Kurzschluss zwischen den beiden Niobbahnen zu vermeiden, wurde die obere Niobbahn mit 8 μm etwas schmaler designt (siehe Abbildungen 4.2 und 4.3). Die Höhe der ersten Niobbahn beträgt 300 nm. Da es bei der Produktion der Stripline an den Kanten der Sensoren leicht zu Unterbrechungen kommen kann, wurde die obere Niobbahn präventiv doppelt so dick wie die erste entworfen.

Als thermische Verbindung zwischen den Sensoren und dem Absorber dienen sogenannte Phononenkollektoren. Dabei handelt es sich um 390 μm lange, 250 μm breite und 200 nm hohe Goldflächen, die sich auf beiden Seiten der Sensoren befinden und mit dem Absorber in gutem thermischen Kontakt stehen (siehe Abbildung 4.2). Der thermische Kontakt wird durch jeweils vier 5 μm breite und 15 μm lange Stege aus Au:Er realisiert, die aus den Sensoren herausragen und auf den Phononenkollektoren

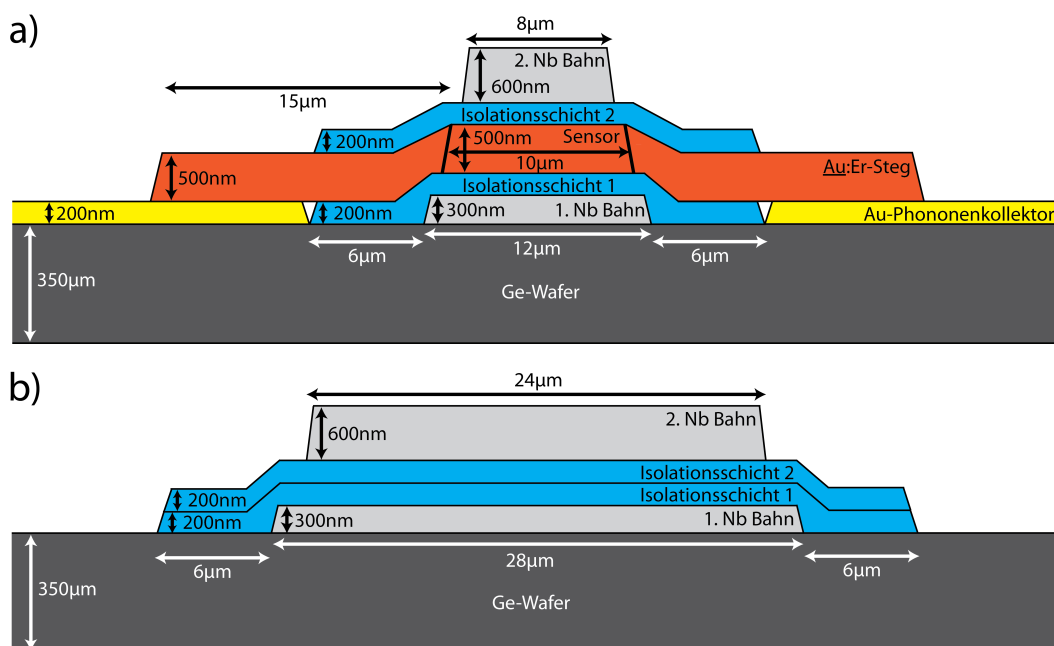


Abb. 4.3: Querschnitt durch die Stripline **a)** im Bereich des Sensors. **b)** außerhalb des Sensors.

zu liegen kommen (siehe Abbildung 4.2 und 4.3). Zwischen den Sensoren und der Stripline befinden sich zwei 200 nm dicke Isolationsschichten aus SiO_2 . Diese stellen sicher, dass keine elektrische Verbindung zum Sensormaterial besteht, sowie ein Kurzschluss zwischen den beiden Niobbahnen verhindert wird.

Mit einer Länge von $\mathcal{L} = 169 \text{ mm}$ verläuft die Stripline auf dem Absorber so, dass die Sensoren auf einer möglichst kurzen Strecke in Reihe miteinander verschaltet werden. Zwischen den Sensoren wurden die beiden Niobbahnen mit $24 \text{ }\mu\text{m}$ und $28 \text{ }\mu\text{m}$ wesentlich breiter designt (siehe Abbildung 4.3). Dies führt zu einer kleineren Induktivität der Detektionsspule L_D und so zu einem größeren Signal im SQUID (siehe Gleichung 3.8). Bei einem mittleren Abstand der Bahnen von $d = 434 \text{ nm}$ ergibt sich die Induktivität der Detektionsspule zu $L_D = 4,03 \text{ nH}$ (siehe Gleichung 3.3).

Die Geometrie des Sensors wurde so gewählt, dass seine Wärmekapazität mit der des Germaniumabsorbers übereinstimmt. Auf diese Weise kann die intrinsische Energieauflösung des MMCs maximiert werden (siehe Gleichung 3.14). Trotz dieser Optimierung für einen Germaniumabsorber würde die Verwendung eines Siliziumabsorbers, aufgrund der wesentlich geringeren Wärmekapazität, zu einer besseren Energieauflösung führen.

In diesem Design ist es sinnvoll die Gesamtwärmekapazität des Sensors C_{sens} als Summe aus der Wärmekapazität der Au:Er-Sensoren und der Wärmekapazität der Phononenkollektoren zu betrachten, da sich der Engpass des Energietransports vermutlich zwischen dem Absorber und den Phononenkollektoren befindet (siehe Ka-

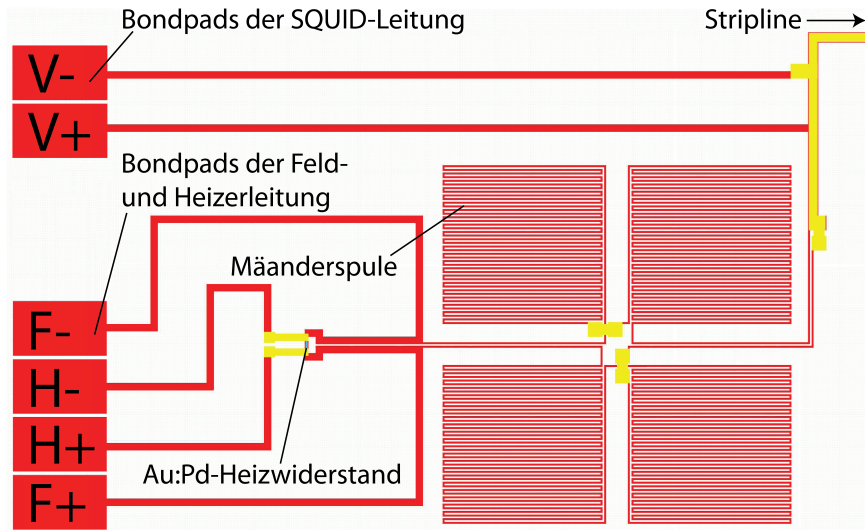


Abb. 4.4: Abbildung der Lastinduktivität des Photonendetektors. Die vier Mäanderspulen stellen ein Gradiometer zweiter Ordnung dar.

pitel 5.1). Die Wärmekapazität von Au:Er konnte aus numerisch berechneten Daten für die spezifische Wärme $c_{\text{Au:Er}}(B, T)$ zu $C_{\text{Au:Er}} = 6,68 \text{ pJ K}^{-1}$ bestimmt werden. Dabei wurde von einer Erbiumkonzentration von 366 ppm, einem optimalen Dauerstrom von 32 mA und einer Betriebstemperatur von 20 mK ausgegangen. Für die Berechnung der Wärmekapazität der Au-Phononenkollektoren kann der phononische Anteil der Wärmekapazität vernachlässigt werden. Mit der spezifischen Wärmekapazität $c_{\text{Au}} = \gamma_{\text{Au}} T$ von Gold ergibt sich die Wärmekapazität der Phononenkollektoren zu $C_{\text{Au}} = 2,23 \text{ pJ K}^{-1}$. Dabei bezeichnet $\gamma_{\text{Au}} = 0,73 \text{ mJ/K}^2/\text{mol}$ die Sommerfeld-Konstante von Gold. Dies führt zu einer Gesamtwärmekapazität des Sensors von $C_{\text{sens}} = 8,90 \text{ pJ K}^{-1}$. Die Gesamtwärmekapazität des Detektors beträgt somit $C_{\text{Ge,tot}} = 17,80 \text{ pJ K}^{-1}$. Für einen Siliziumabsorber findet sich ein optimaler Dauerstrom von 22 mA, was zu einer Gesamtwärmekapazität des Detektors von $C_{\text{Si,tot}} = 8,93 \text{ pJ K}^{-1}$ führt.

4.1.3 Lastinduktivität und Verbindung zum SQUID

Die Lastinduktivität des Photondetektors wird von vier mäanderförmigen Spulen aus Niob gebildet. Diese sind so verschaltet, dass sie als Gradiometer zweiter Ordnung funktionieren (siehe Abbildung 4.4). Auf diese Weise ist die Lastinduktivität sowohl gegen konstante äußere Magnetfelder, als auch gegen Magnetfeldänderungen unempfindlich.

Eine große Flusskopplung kommt dann zustande, wenn die Induktivität der Lastinduktivität besonders groß gegenüber der Induktivität der Detektionsspule ist (siehe Gleichung 3.8). Die Mäanderspulen der für den Photonendetektor entworfene Last-

induktivität besitzen einen Mitte-zu-Mitte-Abstand der Niobbahnen von $p = 10 \mu\text{m}$, eine Bahnbreite von $p = 5 \mu\text{m}$ und eine Fläche von $A_M = 4 \cdot 191 \mu\text{m}^2$. Mit einem daraus resultierenden Geometriefaktor von $l(w/p) = 0,21$ ergibt sich mit $L_M = \mu_0 l \frac{A}{p}$ die Gesamtinduktivität der vier Mäander zu $L_M = 20,1 \text{ nH} \simeq 5L_D$. Die Lastinduktivität befindet sich außerhalb der aktiven Absorberfläche und ist mit der Stripline in Reihe geschaltet. Für die Auslesung des Detektors wird ein von der PTB¹ hergestelltes C6X114W-SQUID verwendet. Dieses ist, zusammen mit einer Einkoppelspule der Induktivität $L_I = 1,8 \text{ nH}$, außerhalb des Wafers positioniert. Mittels Bonddrähten aus Aluminium ist es möglich, eine Parallelschaltung zwischen der Einkoppelspule und dem Detektionsstromkreis herzustellen. Die Aluminiumdrähte weisen bei 20 mK eine parasitäre Induktivität von ca. $L_W = 0,5 \text{ nH}$ auf und können auf Bondpads ultraschallverschweisst werden.

Zur Präparation des supraleitenden Dauerstroms in den Flusstransformator ist parallel zur Lastinduktivität eine Feldleitung geschaltet (siehe Abbildung 4.4). Als Dauerstromschalter wird ein Widerstand aus Au:Pd verwendet, der sich isoliert auf einer leicht ausgestülpten Leiterbahn der Mäanderspulen befindet. Um die Feld- und Heizerleitung mit einer äußeren Spannungsquelle in Verbindung zu bringen, werden ebenfalls Aluminium-Bonddrähte verwendet.

4.2 Phononendetektor

Für die Auslesung des Phononenkanals eines szintillierenden Kristalls werden drei separate MMCs verwendet. Diese sind im Wesentlichen an das Design des in [Pie12a] entwickelten maXs-200-Detektors angelehnt. Anstatt eines $200 \mu\text{m}$ dicken Goldabsorbers dient nun jedoch der szintillierende Kristall als Absorber. Da die Gesamtwärmekapazität der Sensoren dreier maXs-200-Detektoren in etwa der Wärmekapazität eines szintillierenden Kristalls entspricht, wurden die Detektorparameter des maXs-200-Detektors für das Design des Phononendetektors übernommen. Auf diese Weise kann eine optimale Energieauflösung erreicht werden. Im Folgenden wird das für den Phononendetektor angepasste Design des maXs-200-Detektors vorgestellt. Eine detaillierte Zeichnung eines MMCs des Phononendetektors ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

Der Phononendetektor besitzt einen gradiometrischen Aufbau, wie er in Kapitel 3.2 beschrieben wurde. Dies soll den Einfluss äußerer Temperaturschwankungen auf die Messung verhindern. Als Detektionsspule und Lastinduktivität werden zwei mäanderförmige Spulen aus Niob der gleichen Induktivität verwendet. Diese haben einen Mitte-zu-Mitte-Abstand der Niobbahnen von $10 \mu\text{m}$, eine Niobbahnbreite von $6 \mu\text{m}$ und decken eine quadratische etwa 1 mm^2 große Fläche ab. Um zusätzlich eine Un-

¹Physikalisch-Technische Bundesanstalt

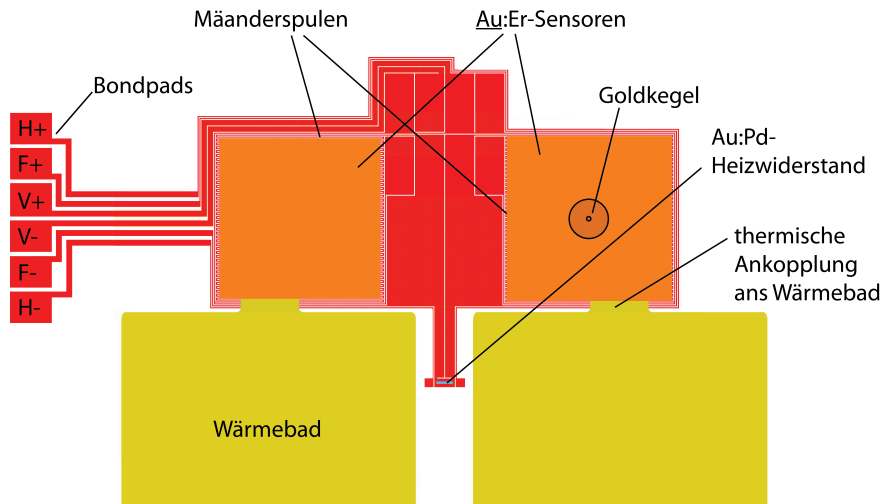


Abb. 4.5: Detaillierte Zeichnung des Phononendetektors.

empfindlichkeit gegen äußere Magnetfeldänderungen zu erzwingen, werden beide Mäanderspulen von geschlossenen supraleitenden Niobbahnen umgeben, die ein Eindringen von magnetischen Flüssen verhindern. Auf den mäanderförmigen Spulen befindet sich jeweils ein quadratischer $3,4\ \mu\text{m}$ hoher Au:Er-Sensor mit einer Seitenlänge von $1\ \text{mm}$ und einer Erbiumkonzentration von $607\ \text{ppm}$. Die beiden Au:Er-Sensoren sind jeweils über einen $300\ \mu\text{m}$ breiten Thermalisierungssteg aus Gold thermisch schwach die drei großflächigen Goldpads des Wärmebads gekoppelt (siehe Kapitel 4.1.1). Die Abklingzeit des Signals wird so auf ca. $8\ \text{ms}$ festgelegt.

Parallel zu den beiden Detektionsspulen ist eine Feldleitung geschaltet, über die ein felderzeugender Dauerstrom in den Flusstransformator eingespeist werden kann. Der optimaler Wert des Dauerstroms beträgt $105\ \text{mA}$. Als Dauerstromschalter dient erneut ein Heizwiderstand aus Au:Pd.

Jeweils einer der beiden Sensoren der drei MMCs ist mit einem $50\ \mu\text{m}$ hohen und $50\ \mu\text{m}$ durchmessenden Kegel aus Gold bestückt, der über alle anderen Strukturen hinausragt. Indem der Kristall auf die Goldkegel gestellt wird, kann ein guter thermischer Kontakt zwischen dem Kristall und den Sensoren hergestellt werden. An der Unterseite des Kristalls werden drei ca. $1\ \text{cm}^2$ große Phononenkollektoren aus Gold aufgedampft, die gut thermisch mit den Goldkegeln verbunden sind (siehe Abbildung 4.6). Auf diese Weise kann die Energie der im Kristall entstehenden Phononen möglichst schnell in die Sensoren der drei MMCs geleitet werden.

Die Detektoreigenschaften eines maXs-200-Detektors konnten in der Vergangenheit bereits simuliert und vermessen werden [Pie12a]. Unter Verwendung eines C6X114W-SQUIDs und bei einer Betriebstemperatur von $30\ \text{mK}$ wurde in numerischen Simulationen eine Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 36\ \text{eV}$ berechnet. Da die Wärmekapazitäten der für den Phononendetektor verwendeten Kristalle untereinander leichte Unterschiede aufweisen und nicht genau der Wärmekapazität des Goldabsorbers

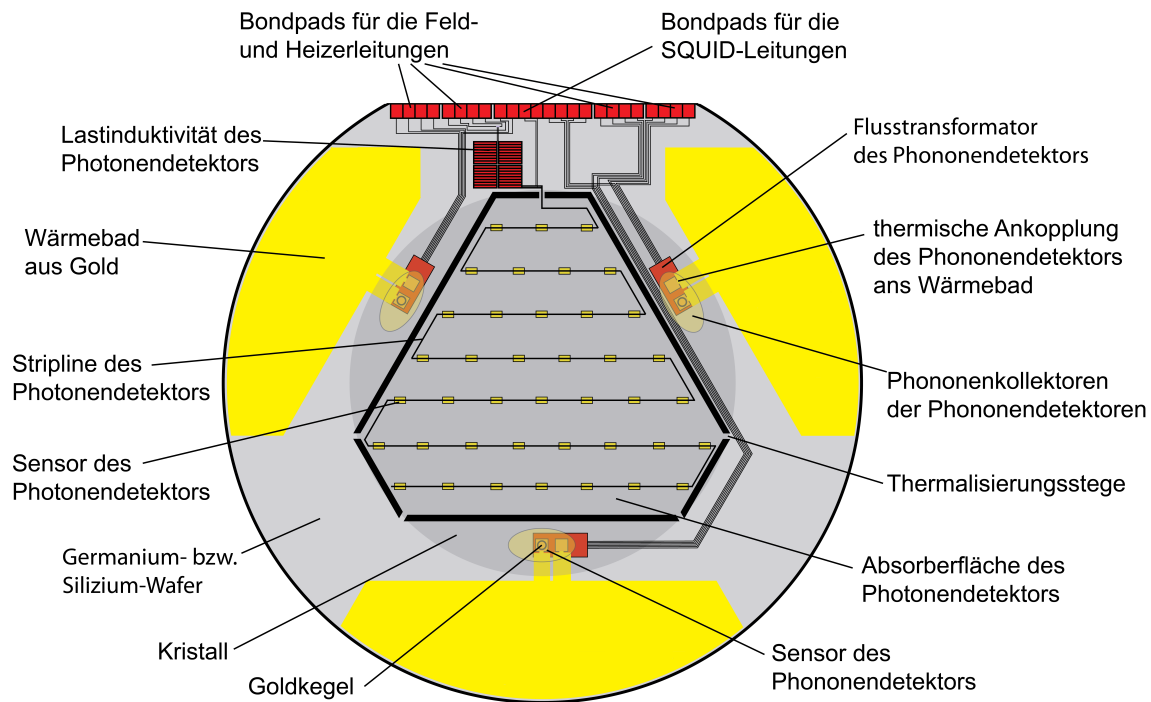


Abb. 4.6: Detaillierte Zeichnung des P2-Detektors

aus [Pie12a] entsprechen, wird die Energieauflösung des Phononendetektors etwas größer als die des maXs-200-Detektors eingeschätzt. Bei 20 mK darf jedoch davon ausgegangen werden, dass alle drei für den Phononendetektor verwendeten MMCs eine Energieauflösung von $\Delta E_{FWHM} < 50$ eV erreichen. Für die Signalanstiegszeit des Phononendetektors wird ein Wert von unter 200 μ s erwartet [Pie12a].

In Abbildung 4.6 ist eine detaillierte Zeichnung des P2-Detektors auf dem 3-Zoll-Wafer zu sehen, wobei die Lastinduktivität und die einzelnen Sensoren etwas vergrößert dargestellt sind. Hier ist die Form der Stripline, die Lage der Sensoren auf der aktiven Absorberfläche und die Position der Lastinduktivität gut zu erkennen. Der grau unterlegte Bereich in der Mitte des Wafers soll die vom Kristall bedeckte Fläche darstellen. Die Goldkegel der drei Phononendetektoren sind 2 mm von den geätzten Schlitzen der Absorberinsel des Photonendetektors entfernt positioniert. Sowohl die SQUID-, als auch die Feld- und Heizerleitungen sind so auf dem Wafer verlegt, dass sie zusammen mit den Leitungen des Photonendetektors am oberen Rand des Wafers über eine Schnittstelle mit Strom versorgt und ausgelesen werden können. Für die Mikrostrukturierung des P2-Detektors werden zehn Lagen benötigt.

5. Simulationsergebnisse

Für die Entwicklung des Photonendetektors wurden numerische Simulationen bezüglich der Signalanstiegszeit, der Signalabfallszeit, der Signalhöhe und der Energieauflösung des Detektors durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Simulationen werden im folgenden Kapitel vorgestellt.

5.1 Signalanstiegszeit

Im Germanium- oder Siliziumabsorber geben die vom Kristall emittierten Photonen ihre Energie nach und nach an die Valenzelektronen der Absorberatome ab. Über den inneren Photoeffekt werden dabei Elektronen-Loch-Paare aufgebrochen. Die sich nun im Leitungsband befindenden freien Elektronen wechselwirken mit dem Gittersystem des Absorbermediums, wodurch thermische und ballistische Phononen entstehen. Letztere wechselwirken aufgrund ihrer großen Wellenlänge lediglich mit den Grenzflächen des verwendeten Wafers. Dieser besitzt eine raue Oberfläche, an der die Phononen diffusiv streuen, sowie eine polierte Oberfläche, an der diese reflektiert werden.

Der sich daraus ergebene Energietransport kann als Diffusionsprozess beschrieben werden. Mit einer mittleren freien Weglänge von $l_{\text{ph}} = 2 \cdot 350 \mu\text{m} = 700 \mu\text{m}$ ergibt sich im Fall eines Germaniumabsorbers eine Diffusionskonstante von $D_{\text{ph,Ge}} = \frac{1}{3} l_{\text{ph}} v_{\text{Ge}} = 1,26 \text{ m}^2/\text{s}$. Dabei bezeichnet v_{Ge} die Schallgeschwindigkeit der Phononen, welche mit der Debye-Geschwindigkeit in Germanium $v_{\text{D,Ge}} = 2705 \text{ m s}^{-1}$ abgeschätzt werden kann [Wäc12]. Da die Distanz zwischen einem Einschlagsort und einem Sensor maximal $L_{\text{max}} \simeq 4000 \mu\text{m}$ beträgt, ergibt sich eine maximale Diffusionszeit von

$$t_{\text{diff,Ge}} = \frac{L_{\text{max}}^2}{D_{\text{ph,Ge}}} = 25 \mu\text{s} . \quad (5.1)$$

In Silizium beträgt die mittlere Schallgeschwindigkeit $v_{\text{D,Si}} = 6354 \text{ m s}^{-1}$ [Hop10]. Daraus resultiert, bei gleicher mittlerer freier Weglänge l_{ph} , eine geringere Diffusionszeit von $t_{\text{diff,Si}} = 11 \mu\text{s}$.

Um die Zeit abzuschätzen, in der die ballistischen Phononen vom Germaniumabsorber in die Au-Phononenkollektoren transmittieren, muss zunächst die Transmissionswahrscheinlichkeit $\alpha_{\text{Ge} \rightarrow \text{Au}}$ eines Phonons bestimmt werden. Wird vereinfacht davon ausgegangen, dass die Phononen senkrecht auf die Grenzfläche treffen und nach einer

Transmission nicht wieder zurück in den Absorber gelangen, ergibt sich

$$\alpha_{\text{Ge} \rightarrow \text{Au}} = \frac{4(v_{\text{Ge}}\rho_{\text{Ge}} \cdot v_{\text{Au}}\rho_{\text{Au}})}{(v_{\text{Ge}}\rho_{\text{Ge}} + v_{\text{Au}}\rho_{\text{Au}})^2} = 92 \% . \quad (5.2)$$

Dabei bezeichnen ρ_{Ge} und ρ_{Au} die Dichten von Germanium und Gold [Has14]. Die Debye-Geschwindigkeit von Gold beträgt $v_{\text{Au}} = 1352 \text{ m s}^{-1}$ [Wäc12]. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Phonon nach einer Reflexion auf einen Phononenkollektor trifft, entspricht mit 0,7 % dem Flächenanteil des Goldes auf der Absorberfläche. Somit befinden sich nach 637 Reflexionen 98 % aller Phononen in einem Phononenkollektor. Die dafür benötigte Zeit

$$t_{\text{trans,Ge}} = \frac{l_{\text{ph}}}{v_{\text{Ge}}} \cdot 637 = 165 \mu\text{s} \quad (5.3)$$

kann als Abschätzung für die Transmissionszeit verwendet werden. Für einen Siliziumabsorber ergibt sich die Transmissionszeit zu $t_{\text{trans,Si}} = 70 \mu\text{s}$.

Die anschließende Kopplung der ballistischen Phononen an die Elektronen des Goldes ist so stark, dass die dafür benötigte Zeit keine Relevanz für die Signalanstiegszeit hat.

Im nächsten Schritt wird die Energie von den Elektronen durch die Phononenkollektoren transportiert. Dies kann ebenfalls durch einen Diffusionsprozess beschrieben werden [Has14]. Bei einer maximalen Distanz zum Sensor von $w_{\text{Au}} = 251 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Diffusionszeit von 1,4 μs .

Die Zeit, in der die Elektronen an die magnetischen Momente des Au:Er-Sensors koppeln, beträgt wenige hundert Nanosekunden und kann daher vernachlässigt werden (vergleiche [Has14]).

Da all diese Transportprozesse etwa gleichzeitig starten, sollten die einzelnen Zeitbeiträge nicht einfach addiert werden. Es ist sinnvoller anzunehmen, dass die Signalanstiegszeit des Photonendetektors durch den langwierigsten dieser Prozesse bestimmt wird. Dabei handelt es sich um die Transmission der ballistischen Phononen vom Absorber in die Phononenkollektoren.

Die Signalanstiegszeit $\tau_{0,\text{ball}}$ des Photonendetektors wird daher bei Verwendung eines Germaniumabsorbers mit $\tau_{0,\text{ball}} \simeq t_{\text{trans,Ge}} = 165 \mu\text{s}$ und im Fall eines Siliziumabsorbers mit $\tau_{0,\text{ball}} \simeq t_{\text{trans,Si}} = 70 \mu\text{s}$ abgeschätzt.

Neben ballistischen Phononen sind in geringem Anteil auch thermische Phononen am Energietransportprozess beteiligt. Diese breiten sich diffusiv im Absorbermaterial aus. Zur Bestimmung der Diffusionszeit muss in einem kristallinen Dielektrikum die Streuung der thermischen Phononen an Kristalldefekten berücksichtigt werden. Dies führt zu einer kleineren mittleren freien Weglänge als die der ballistischen Phononen und somit zu einem langsameren Diffusionsprozess. Für die Dauer des Transmissionsprozesses thermischer Phononen ins Gold, konnten etwa doppelt so große Werte wie für ballistische Phononen gefunden werden.

Zur Abschätzung der Dauer des Energietransports durch thermische Phononen können diese beiden Zeitskalen jedoch vernachlässigt werden. Der Grund dafür ist, dass die thermischen Phononen nur sehr schwach an die Elektronen in den Au-Phononenkollektoren koppeln. Für eine solche Kopplung konnte in experimentellen Untersuchungen eine Wärmeleitfähigkeit von $G = 7,5 \times 10^{10} \text{ WK}^{-6} \text{ m}^{-3} \cdot T^5 \cdot V_{\text{sens}}$ gefunden werden [Kar03]. Wird ein Germaniumabsorber verwendet, so ergibt sich daraus eine Kopplungszeit von $t_{\text{kopp,th,ge}} = 11,2 \text{ ms}$, wobei V_{sens} das gesamte Volumen aller Sensoren und Phononekollektoren bezeichnet [Has14]. Im Fall eines Siliziumabsorbers ergibt sich $t_{\text{kopp,th,si}} = 3,9 \text{ ms}$. Der Energietransportprozess mittels thermischer Phononen führt somit zu einer zusätzlichen Signalanstiegszeit, die mit $\tau_{0,\text{th,ge}} \simeq 11,2 \text{ ms}$ bzw. $\tau_{0,\text{th,si}} \simeq 3,9 \text{ ms}$ abgeschätzt werden kann. Messungen an einem ähnlichen Detektoraufbau legen jedoch nahe, dass der Beitrag thermischer Phononen zur Signalanstiegszeit eine eher untergeordnete Rolle spielt.

5.2 Signalabfallszeit

Um zu gewährleisten, dass der Detektor, nach einem Energieeintrag, wieder zurück ins thermische Gleichgewicht mit dem Wärmebad gelangt, wird die Absorberinsel über fünf Thermalisierungsstege mit dem äußeren Bereich des Wafers verbunden. Die Breite der Stege b bestimmt dann die Signalabfallszeit des MMCs.

Ist die Temperatur in einem Punkt des Absorbers um ΔT größer als am Ort eines Thermalisierungssteges, so fließt ein Wärmestrom P durch die Querschnittsfläche des Steges. Dieser hängt von dem Temperaturgradienten zwischen dem Steg und dem Erwärmungsort, sowie von der Wärmeleitfähigkeit $\Lambda = \frac{1}{3} c_{\text{abs}} v_{\text{abs}} l_{\text{ph}}$ des Absorbers ab. Dabei bezeichnet c_{abs} die spezifische Wärmekapazität des Absorbermaterials und v_{abs} die Schallgeschwindigkeit im Absorber. Vermutlich sind hauptsächlich ballistische Phononen für den Wärmetransport verantwortlich. Als mittlere freie Weglänge l_{ph} wird daher wieder die doppelte Waferdicke verwendet. Für die über einen Steg pro Sekunde abfließende Wärmeenergie kann der Ausdruck

$$P = \Delta T \frac{d\pi\Lambda}{\ln(2R/b)} \quad (5.4)$$

hergeleitet werden [Has14]. Dabei bezeichnet $b = 300 \mu\text{m}$ die Breite eines Thermalisierungssteges, d die Dicke des Wafers und R den Abstand zwischen dem Ort der Erwärmung und dem Steg. Findet die Erwärmung in der Mitte der Absorberinsel statt, so ergibt sich der gesamte, durch alle fünf Stege fließende Wärmestrom zu $P_{\text{ges}} = 5P$. Aus Gleichung 3.1 resultiert $t = \frac{\Delta T}{P_{\text{ges}}} C_{\text{tot}}$. Durch Einsetzen des Gesamt-wärmestroms P_{ges} folgt

$$\tau_1 = \frac{1}{5} \frac{C_{\text{tot}}}{d\pi\Lambda} \ln(2R/b) \quad (5.5)$$

Dieser Ausdruck kann zur Abschätzung für die Signalabfallszeit τ_0 verwendet werden. Im Fall eines Germaniumabsorbers mit der Wärmeleitfähigkeit $\Lambda = 13,8 \mu\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ ergibt sich eine Signalabfallszeit von $\tau_0 = 1,2 \text{ ms}$. Ein Siliziumwafer mit einer Wärmeleitfähigkeit von $\Lambda = 7,1 \mu\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ würde zu einer etwas kürzeren Signalabfallszeit von $\tau_0 = 1,1 \text{ ms}$ führen. Beide Werte liegen unterhalb von 10 ms.

5.3 Signalthöhe

Die Wahl des felderzeugenden Dauerstroms hat einen großen Einfluss auf die resultierende Signalthöhe. Dies ist der Fall, da verschiedene vom Feldstrom erzeugte Magnetfelder den Sensor unterschiedlich stark magnetisieren. Da die Magnetisierung des Sensors, unter Berücksichtigung des genauen thermodynamischen Verhaltens von Au:Er, eine nichtlineare Temperaturabhängigkeit aufweist (siehe Abbildung B.6 [links]), ergeben sich für verschiedene Feldströme unterschiedliche Flussänderungen im SQUID. Der für $T = 20 \text{ mK}$ optimale Wert des Stroms, bei dem die Signalthöhe $\delta\Phi_S/\delta E$ maximal wird, konnte in Simulationsrechnungen bei Verwendung eines Germaniumabsorbers zu $I_{\text{Ge}} = 32 \text{ mA}$ bestimmt werden. Im Fall eines Siliziumabsorbers stellt $I_{\text{Si}} = 22 \text{ mA}$ den optimalen Feldstrom dar. Für Germanium sind in Abbildung 5.1 [links] die sich bei verschiedenen Strömen ergebenden Signalthöhen gegen die Betriebstemperatur T aufgetragen.

Da für den Photonendetektor eine Lastinduktivität verwendet wird, die der fünf-fachen Induktivität der Detektionsspule entspricht, besitzt dieser Detektor eine vergleichsweise große Flusskopplung von 5,2 %. Im Fall eines relevanten Ereignisses liegt die gesamte im Photonenkanal transportierte Energie bei ca. 2,5 keV. Bei einem Feldstrom von 30 mA ergäbe sich daraus ein SQUID-Signal von $0,09 \Phi_0$. Ein Strom von 10 mA würde hingegen zu einer Signalthöhe von lediglich $0,05 \Phi_0$ führen. Die Verwendung eines Siliziumabsorbers hätte bei einem Dauerstrom von 20 mA ein SQUID-Signal von $0,14 \Phi_0$ zur Folge.

5.4 Rauschbeiträge und Energieauflösung

Für den Photonendetektor ergibt sich ein Flussrauschen im SQUID, das im Wesentlichen von den thermodynamischen Energiefluktuationen, dem $1/f$ -Rauschen des Au:Er-Sensors und dem Rauschen der SQUID-Elektronik dominiert wird (siehe Kapitel 3.3). In Abbildung 5.1 [rechts] sind diese Rauschbeiträge zusammen mit dem sich ergebenden Gesamtrauschen unter Verwendung eines Germaniumabsorbers gegen die Frequenz im Bereich von 1 Hz bis 1 MHz aufgetragen. Dabei wurde ein felderzeugender Dauerstrom von $I = 32 \text{ mA}$ und eine Betriebstemperatur von $T = 20 \text{ mK}$ angenommen.

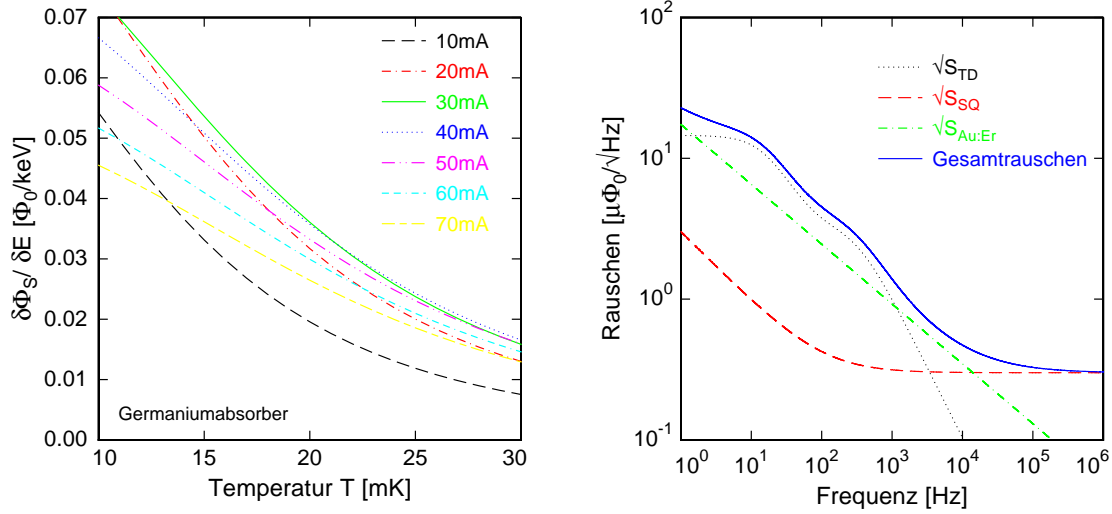


Abb. 5.1: [links]: Signalthöhe für verschiedene Ströme, aufgetragen gegen die Betriebstemperatur. [rechts]: Rauschbeiträge des Photonendetektors mit einem Germaniumabsorber, ausgehend von einem Dauerstrom von 32 mA und einer Betriebstemperatur von 20 mK.

Im Bereich von 1,5 Hz bis 1 kHz hat das Rauschen der thermodynamischen Energiefluktuationen den größten Einfluss auf das Gesamtrauschen. In diesem Rauschbeitrag sind zwei Plateaus zu erkennen, deren Abschneidefrequenzen durch die Terme $f_0 = 1/(2\pi\tau_0)$ und $f_1 = 1/(2\pi\tau_1)$ gegeben sind. Die thermodynamischen Energiefluktuationen werden im Wesentlichen durch die langsamen thermischen Phononen bestimmt. Um eine zu optimistische Abschätzung der Energieauflösung zu verhindern, wurde ein relativ großer Wert für die Signalanstiegszeit von $\tau_0 = 500 \mu\text{s}$ angenommen. Für die Signalabfallszeit wurde ein Wert von $\tau_1 = 10 \text{ ms}$ verwendet.

Der Frequenzbereich unter 1,5 Hz, sowie zwischen 1 kHz und 15 kHz wird vom $1/f^\nu$ -Rauschen der Erbium-Ionen im Sensor dominiert. Für den Exponenten ν wurde dabei der Wert $\nu = 0,85$ angenommen [Has14].

Oberhalb von 15 kHz wird das Rauschspektrum vom weißen Rauschen des C6X114W-SQUIDs bestimmt. Mit einer Einkoppelpuleninduktivität von 1,8 nH erzeugt dieses ein weißes Flussrauschen von ca. $0,3 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ [Pie12a].

Wie in Kapitel 3.3 beschrieben wurde, ermöglicht eine Bestimmung der Rauschbeiträge eine Abschätzung der Energieauflösung des Detektors. Für den Photonendetektor ergibt sich mit den oben aufgeführten Annahmen eine Energieauflösung von $\Delta E_{\text{Ge}} = 5,5 \text{ eV}$. Wird ein Siliziumabsorber verwendet, so reduziert sich die Energieauflösung, hauptsächlich aufgrund der geringeren Wärmekapazität des Detektors, auf $\Delta E_{\text{Si}} = 3,2 \text{ eV}$.

6. Messergebnisse P1-Detektor

Bei dem P1-Detektor handelt es sich um ein Vorläufermodell des in dieser Arbeit vorgestellten Designs des Photonendetektors, welcher auf denselben Prinzipien basiert. Auf der kreisförmigen aktiven Absorberfläche des P1-Detektors befinden sich 58 Sensorfragmente aus Ag:Er , welche sich ebenfalls im Magnetfeld einer Stripline befinden und über diese miteinander verschaltet sind. Eine detaillierte Beschreibung des P1-Detektors kann in [Has14] nachgelesen werden.

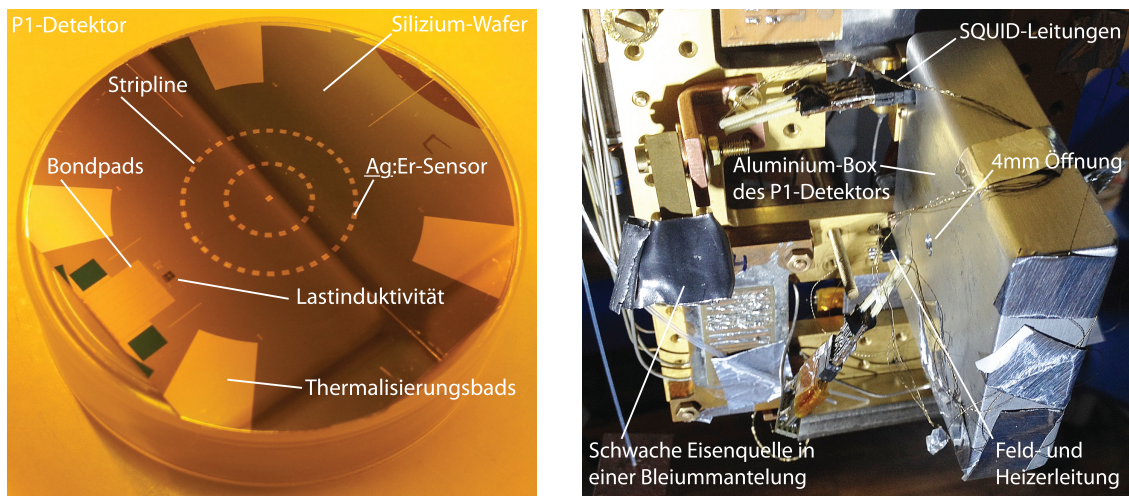


Abb. 6.1: [links]: Foto des P1-Detektors ohne geätzte Schlitze zur Trennung der aktiven Absorberfläche vom Wärmebad. [rechts]: P1-Detektor mit einer schwachen Eisenquelle auf der Experimentierplattform des $\text{He}^3\text{-He}^4$ -Mischungskryostaten.

In der Vergangenheit konnte die Mikrostrukturierung des P1-Detektors erfolgreich abgeschlossen werden. Dabei wurde zunächst auf eine Abtrennung der Absorberinsel vom äußeren Siliziumwafer verzichtet, da sich dieser Prozess noch in der Entwicklung befindet. Abbildung 6.1 [links] zeigt ein Foto des fertiggestellten Detektors. Um diesen bei einer Betriebstemperatur von ca. 20 mK vermessen zu können, wurde er in guten thermischen Kontakt mit der Experimentierplattform eines $\text{He}^3\text{-He}^4$ -Mischungskryostaten gebracht. Als Teilchenquelle diente eine schwache ^{55}Fe -Röntgenquelle mit einer geschätzten Aktivität von ca. 74 kBq. In dieser zerfallen die ^{55}Fe -Eisenisotope über Elektroneneinfang in das stabilere Isotop ^{55}Mn . Die freie Position in der K-Schale wird anschließend durch ein Elektron aus einer höheren Schale gefüllt. Am wahrscheinlichsten erfolgt ein Übergang von der L- in die K-Schale, wobei Photonen der Energie $E_{K_\alpha} = 5,90 \text{ keV}$ emittiert werden. Etwa neunmal unwahrscheinlicher ist der Übergang von der M-Schale in die K-Schale. Die dabei

emittierten Photonen tragen eine Energie von $E_{K\beta} = 6,49 \text{ keV}$. Um Pile-Up-Events zu verhindern, wurde die Rate auf der P1-Absorberfläche vermindert. Dazu wurde die Quelle mit einer Bleiummantlung versehen. Als Strahlenausgang dient ein ca. 2,5 mm durchmessendes Loch. Zur Abschirmung gegen äußere Magnetfelder befindet sich der P1-Detektor in einer Box aus bei 20 mK supraleitendem Aluminium. Um möglichst nur Energieeinträge auf der Absorberinsel des P1-Detektors zu erhalten, befindet sich in der Mitte der Box ein 4 mm durchmessendes Kollimatorloch. Die Versuchsanordnung ist in Abbildung 6.1 **[rechts]** dargestellt. Für die Messung wurde dem Flusstransformator ein Dauerstrom von 30 mA zur Verfügung gestellt. Als Ausleseelektronik diente ein C6X114W-SQUID mit einer Einkoppelspuleninduktivität von 1,8 nH. Die nun vorgestellten Messergebnisse ermöglichen eine erste Charakterisierung des P1-Detektors, wodurch erste Erkenntnisse über den im Rahmen dieser Arbeit designten Photonendetektor gewonnen werden können.

6.1 Rauschmessung bei 5,8 K

Während des Abkühlvorgangs wird zwischen 9,25 K und 1,2 K ein Temperaturintervall durchschritten, in dem die Niobbahnen des Flusstransformators bereits supraleitend sind, die Aluminium Bonddrähte ihre Sprungtemperatur hingegen noch nicht erreicht haben. Ihr endlicher Widerstand führt zu einem thermischen Flussrauschen im SQUID, welcher bis zu einer Frequenz von ca. 3 MHz alle anderen Rauschbeiträge dominiert. Höhere Frequenzen werden vom frequenzunabhängigen weißen Rauschen des SQUIDs $\sqrt{S_{\Phi_s, w}}$ bestimmt. Das sich ergebene Rauschen kann durch den Ausdruck

$$\sqrt{S_{\Phi_s}} = \sqrt{M_{IS}^2 \frac{4k_B T}{R_{Al}} \frac{1}{1 + (2\pi L_{ges} f / R_{Al})^2}} + \sqrt{S_{\Phi_s, w}^2} \quad (6.1)$$

beschrieben werden, wobei R_{Al} den Widerstand der Bonddrähte und L_{ges} die Gesamtinduktivität des Flusstransformators bezeichnet. Letztere ist gegeben durch

$$L_{ges} = L_I + L_{Al} + \frac{1}{L_M^{-1} + L_D^{-1}} \quad (6.2)$$

Zwischen 9,25 K und 1,2 K verhält sich der Flusstransformator wie ein RL-Tiefpass mit der Grenzfrequenz $f_{grenz} = R_{Al}/(2\pi L_{ges})$. Das bei 5,8 K gemessene thermische Flussrauschen ist in Abbildung 6.2 **[links]** zu sehen. Die Tiefpass-Charakteristik des Flusstransformators zeigt sich in einem Plateau, welches bei ca. 100 kHz abschneidet. Wird Gleichung 6.1 als Fitfunktion für das gemessene Rauschen verwendet, so kann mit Gleichung 6.2 die Induktivität der Detektionsspule, der Widerstand der Bonddrähte, sowie das weiße Rauschen des SQUIDs ermittelt werden. Der Widerstand der Bonddrähte ergibt sich zu $R_{Al} = 11,56 \text{ m}\Omega$. Zur Abschätzung der Induktivität

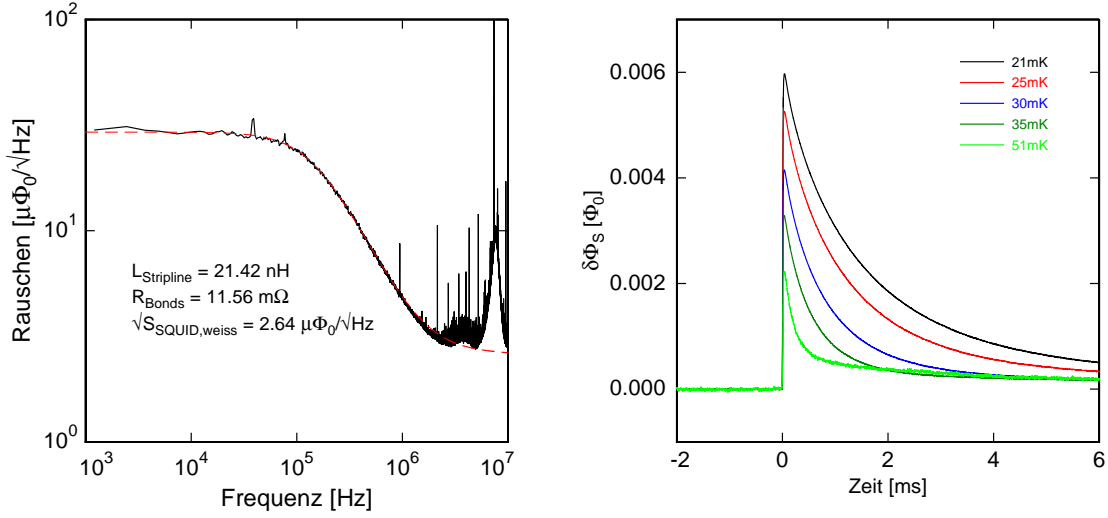


Abb. 6.2: [links]: Gemessenes magnetisches Flussrauschen im SQUID bei 5,8 K. [rechts]: Für verschiedene Temperaturen aufgetragene Durchschnittspulse.

der Bonddrähte wurde die Beziehung $L_{A1} = 0,2 \text{ nH/m}\Omega \cdot R_{A1} = 2,31 \text{ nH}$ verwendet. Für das weiße Rauschen des SQUIDs ergibt sich aus der Fitfunktion der Wert $\sqrt{S_{\Phi_S, w}} = 2,64 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$.

Die Induktivität der Stripline des P1-Detektors konnte in [Has14] zu $L_D = 3,73 \text{ nH}$ berechnet werden. Aus der Fitfunktion lässt sich hingegen ein deutlich größerer Wert von $L_D = 21,42 \text{ nH}$ extrahieren. Die Abweichung könnte auf weitere sich im Flusstransformator befindende parasitäre Induktivitäten zurückzuführen sein. In diesem Fall würde eine Nichtberücksichtigung solcher Induktivitäten in Gleichung 6.2 zu einem zu groß bestimmten Wert für L_D führen.

6.2 Signalform

Die von der Eisenquelle emittierten Photonen erreichen die Absorberfläche des P1-Detektors mit einer Rate von ca. 3 counts/s. Die Absorption dieser Photonen führt zu einem Flussignal im SQUID, welches im Folgenden charakterisiert wird.

Um die Abhängigkeit der Signalhöhe von der Temperatur zu untersuchen, wurden für fünf verschiedene Temperaturen jeweils ca. 60 000 Pulse und Baselines aufgenommen. Bei einer Baseline handelt es sich um das ungetriggerte Detektorsignal, welches hauptsächlich vom Gesamttrauschen des Detektors geformt wird.

Die meisten der aufgenommenen Pulse konnten aufgrund ihrer Häufigkeit und ihrer sehr ähnlichen Signalhöhen den K_α -Photonen zugeordnet werden. Aus diesen wurde anschließend für jede Messreihe ein Durchschnittspuls gebildet. In Abbildung 6.2

[rechts] sind die bei verschiedenen Temperaturen T gemessenen Durchschnittspulse dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die gemessene Signalhöhe mit steigender Temperatur kleiner wird. Dies ist auf die zu höheren Temperaturen hin größer werdende Wärmekapazität des Detektors zurückzuführen (siehe Gleichung 3.1). Die mit steigender Temperatur kleiner werdende Signalabfallszeit resultiert aus der mit steigender Temperatur größer werdenden Wärmeleitfähigkeit der thermischen Ankopplung zum Wärmebad (siehe Gleichung 3.11).

6.2.1 Signalanstiegszeit

Abbildung 6.3 [links] zeigt den zeitlichen Verlauf des sich bei 21 mK ergebenden Durchschnittspulses in einem sehr kurzen Zeitfenster. In diesem ist lediglich der Signalanstieg zu sehen, welcher sehr genau durch die Funktion

$$\Phi_S(t) = \Phi_{S,\max} \cdot (1 - e^{-t/\tau_0}) \quad (6.3)$$

beschrieben werden kann. Zur Ermittlung der Signalanstiegszeit τ_0 wurde die Funktion $\Phi_S(t)$ an den zeitlichen Verlauf des Signalanstiegs gefittet. Auf diese Weise ergibt sich ein Wert von $\tau_0 = 5,95 \mu\text{s}$. Ein solch kleiner Wert für die Signalanstiegszeit ist ein weiteres Indiz dafür, dass die eingetragene Energie hauptsächlich von den ballistischen Phononen in die Sensoren transportiert wird. Bis sich der größte Anteil der Energie im Sensor befindet, vergehen etwa $20 \mu\text{s}$, was der in [Has14] für den P1-Detektor simulierten Anstiegszeit von $\tau_0 = 19 \mu\text{s}$ sehr nahe kommt. Dies festigt die Annahme, dass der Energietransportprozess im Wesentlichen von der Transmission der ballistischen Phononen in die Phononenkollektoren bestimmt wird.

Für die Amplitude $\Phi_{S,\max}$ des gemessenen Signals findet man $\Phi_{S,\max} = 5,97 m\Phi_0$. Unter der Annahme, dass nur K_α -Photonen mit einer Energie von $5,9 \text{ keV}$ für die Bildung des Durchschnittspulses verwendet wurden, lässt sich die Signalhöhe zu $\Phi_S/\delta E = 1,01 m\Phi_0/\text{keV}$ berechnen. In [Has14] ergibt sich aus Simulationsrechnungen für einen Dauerstrom von $I = 30 \text{ mA}$ und eine Temperatur von 21 mK eine Signalhöhe von etwa $\Phi_S/\delta E = 50 m\Phi_0/\text{keV}$. Die große Abweichung zwischen den beiden Werten deutet darauf hin, dass der präparierte Dauerstrom wesentlich kleiner war, als der zur Verfügung gestellte Strom von $I = 30 \text{ mA}$. Die Ursache für die sehr große gemessene Induktivität L_D führt zu einer kleinen Flusskopplung $\delta\Phi_S/\delta\Phi$. Dies könnte ein weiterer Grund für die sehr kleinen gemessenen Signale sein.

6.2.2 Signalabfallszeit

Der Signalabfall ist in Abbildung 6.3 [rechts] in einem sehr langem Zeitfenster dargestellt. Für eine Beschreibung dieses Verlaufs sind drei Signalabklingterme notwendig.

$$\Phi_S(t) = \Phi_{S,\max} (ae^{-t/\tau_{1a}} + be^{-t/\tau_{1b}} + ce^{-t/\tau_{1c}}) , \quad \text{mit} \quad a + b + c = 1 \quad (6.4)$$

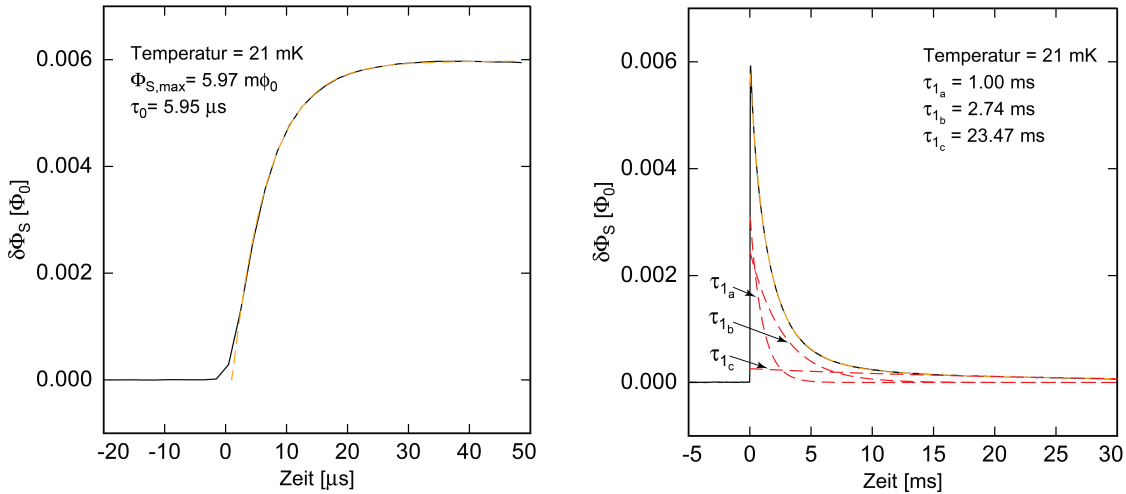


Abb. 6.3: [links]: Anstieg des Signals bei 21 mK. [rechts]: Abfall des Signals bei 21 mK zusammen mit den drei Komponenten der Signalabfallszeit.

Wird diese Funktion gegen das Messsignal gefittet, so ergeben sich drei Signalabfallszeiten: $\tau_{1a} = 1,00 \text{ ms}$, $\tau_{1b} = 2,74 \text{ ms}$ und $\tau_{1c} = 23,47 \text{ ms}$.

Die ersten beiden Komponenten τ_{1a} und τ_{1b} der Signalabfallszeit liegen trotz nicht vorhandener geätzter Schlitze sehr nahe an der für den P1-Detektor vorhergesagten Abklingzeit von 4 ms.

Die längste Komponente der Signalabfallszeit τ_{1c} könnte darauf zurückzuführen sein, dass ein kleiner Teil der Wärmeenergie in aufgebrochenen Elektronen-Loch-Paaren gespeichert wird. In einer länger andauernden Rekombinationsphase würde ihre Energie dann langsam wieder an das System der Phononen abgegeben und an das Wärmebad weitergeleitet werden. Diese Annahme würde auch die sehr kleine Amplitude dieses Beitrages erklären.

6.3 Spektrum der ^{55}Fe -Röntgenquelle und Energieauflösung des P1-Detektors

Die Amplitude des Messsignals stellt ein Maß für die im metallischen magnetischen Kalorimeter eingetragene Energie dar. Zur Bestimmung der Amplituden der einzelnen Pulse bei 21 mK wurde an den K_α -Durchschnittspuls eine Funktion gefittet, die den theoretisch zu erwartenden zeitlichen Verlauf eines Detektorsignals beschreibt (siehe Gleichung 3.10). Mit einem variablen Vorfaktor wurde die sich aus dem Fit ergebene Funktion anschließend an alle Pulse und Baselines der Messreihe gefittet. Der sich für jedes Signal ergebene Vorfaktor kann als relative Amplitude zum Durchschnittspuls angesehen werden. Um die Aufnahme eines Energiespektrums zu ermöglichen, wurden die relativen Amplituden aller Pulse mit einem Eichfaktor mul-

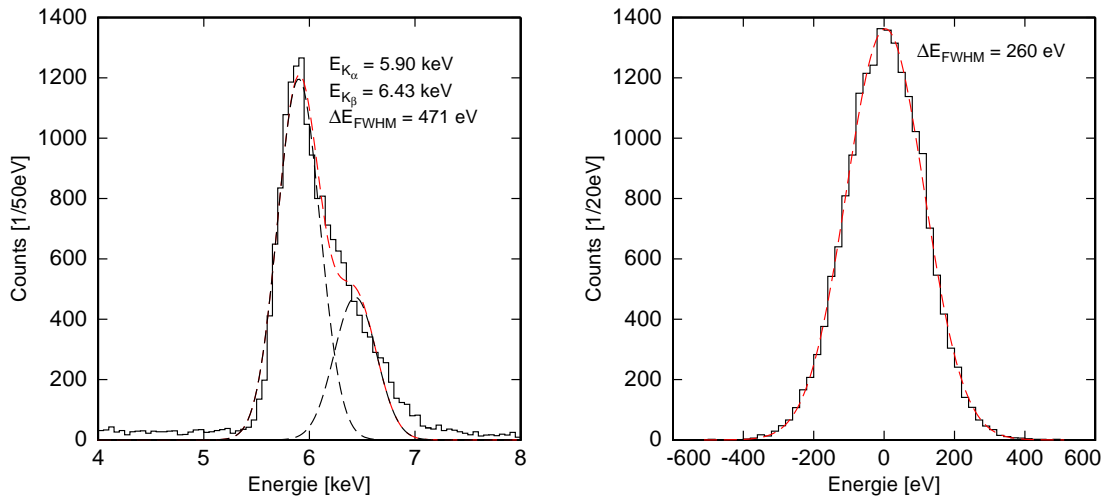


Abb. 6.4: [links]: Gemessenes Zerfallsspektrum der ^{55}Fe -Röntgenquelle. [rechts]: Gemessenes Spektrum der Baseline

tipliziert, so dass dem K_α -Durchschnittspuls ein Energiewert von $E_{K_\alpha} = 5,90 \text{ keV}$ zugeordnet werden kann. Das mit dem P1-Detektor aufgenommene Spektrum der ^{55}Fe -Röntgenquelle ist in Abbildung 6.4 [links] dargestellt. Zur Ermittlung der Linienpositionen wurden zwei Gaußfunktionen an die entstandene Energieverteilung gefittet. Für den Erwartungswert der an den K_β -Peak gefitteten Funktion ergibt sich $\mu_{K_\beta} = 6,43 \text{ keV}$. Dieser Wert liegt sehr nahe an der theoretischen Position der K_β -Linie. Die Energieauflösung des Detektors im Bereich der K-Linien entspricht der vollen Breite auf halber Höhe der gefitteten Gaußfunktionen. Für den K_α - und den K_β -Peak ergibt sich eine Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 471 \text{ eV}$.

Die relativen Amplituden der Baselines wurden anschließend mit dem gleichen Eichfaktor wie die Pulse multipliziert und in einem Histogramm aufgetragen. Das sich daraus ergebene Energiespektrum der Baseline ist in Abbildung 6.4 [rechts] dargestellt. Der Mittelwert der sich ergebenden Gaußkurve liegt erwartungsgemäß bei 0 keV . Zur Ermittlung der vollen Breite auf halber Höhe dieser Verteilung wurde erneut eine Gaußfunktion an das Histogramm gefittet. Daraus ergibt sich eine intrinsische Energieauflösung des Detektors von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 260 \text{ eV}$.

In numerischen Simulationen wurde für den P1-Detektor bei einem optimalen Dauerstrom von $I \simeq 60 \text{ mA}$ eine Energieauflösung von etwa $\Delta E_{\text{FWHM}} < 10 \text{ eV}$ vorhergesagt. Die vergleichsweise große Abweichung vom gemessenen Wert ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass die gemessene Signalhöhe etwa zehn mal kleiner ist, als der bei einem Dauerstrom von $I = 30 \text{ mA}$ für den P1-Detektor vorhergesagte Wert [Has14].

7. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein kombinierter Phononen-Photonen-Detektor entworfen (P2-Detektor), der auf dem Prinzip metallischer magnetischer Kalorimeter beruht. Er ermöglicht die Messung der im Phononen- und im Photonenkanal eines szintillierenden Kristalls transportierten Energie. Da in einem solchen Kristall der Anteil an erzeugtem Szintillationslicht stark von der Masse des wechselwirkenden Teilchens abhängt, können, durch eine simultane Messung beider Kanäle, bestimmte für die Kristallanregung verantwortlichen Teilchenklassen identifiziert werden.

Der P2-Detektor besteht aus zwei Tieftemperaturdetektoren, welche zusammen auf einem 3 Zoll Germanium- bzw. Silizium-Wafer strukturiert sind. Der Photonendetektor besitzt eine sechseckige Absorberfläche, die in etwa der Querschnittsfläche der verwendeten Kristalle entspricht und aus dem mittleren Teil des Wafers besteht. Durch geätzte Schlitze ist diese vom restlichen Teil des Wafers abgetrennt. Lediglich über fünf dünne Thermalisierungsstege besteht eine schwache thermische Verbindung zum Wärmebad. Auf der Absorberfläche des Photonendetektors sind 40 segmentierte paramagnetische Temperatursensoren aus Au:Er gleichmäßig verteilt. Mittels Phononenkollektoren aus Gold wird ein thermischer Kontakt zwischen dem Absorber und den Sensoren hergestellt. Bei der Wahl der Geometrie der einzelnen Elemente des Photonendetektors wurde ein großer Wert auf eine geringe Wärmekapazität gelegt. Zudem wurde darauf geachtet, dass die Wärmekapazität der Sensoren mit der des Absorbers übereinstimmt. In Simulationsrechnungen führt dies zu einer vergleichsweise geringen Energieauflösung des Detektors von $\Delta E_{\text{FWHM}} < 10 \text{ eV}$. Zur Vorhersage der Signalanstiegszeit des Photonendetektors wurden die Zeitskalen der verschiedenen im Detektor stattfindenden Energietransportprozesse abgeschätzt. Auf diese Weise ergab sich ein Wert von $\tau_0 < 200 \mu\text{s}$. Die Abklingzeit des Signals wurde über die Breite der Thermalisierungsstege auf ca. $\tau_1 = 1 \text{ ms}$ festgelegt.

Der Phononendetektor besteht aus drei MMCs, die sich im Dreieck angeordnet außerhalb der mittleren Absorberfläche des Photonendetektors befinden. Ihre Geometrie ist an das Design des maXs-200-Detektor angelehnt [Pie12a]. Auf den Sensoren der drei Detektoren befindet sich jeweils ein $50 \mu\text{m}$ hoher Goldkegel, der über alle anderen Strukturen hinausragt. Der Kristall soll später auf die drei Goldkegel gestellt werden. Mittels drei auf die Kristallunterseite aufgedampfte Phononenkollektoren, kann die von den Phononen transportierte Energie möglichst schnell in die Sensoren der MMCs geleitet und dort gemessen werden. Für den Phononendetektor wird eine Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}} < 50 \text{ eV}$ und eine Signalanstiegszeit von $\tau_0 < 200 \mu\text{s}$ erwartet.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten zudem Messungen an einem zuvor entwickelten

Photonendetektor (P1-Detektor) durchgeführt werden. Dieser verfügt über einen sehr ähnlichen Aufbau wie der Photonendetektor des P2-Detektors. Bei der Mikrostrukturierung des P1-Detektors wurde zunächst auf eine Abtrennung der Absorberfläche vom restlichen Teil des Wafers verzichtet, da sich der dafür nötige Produktionsschritt noch in der Entwicklungsphase befindet. Die Messergebnisse haben gezeigt, dass die Signalanstiegszeit des P1-Detektors sehr nahe an dem in [Has14] vorhergesagten Wert liegt. Dies festigt die Annahme, dass die Dauer des Energietransports in den verschiedenen Substraten im Wesentlichen durch die Transmission ballistischer Phononen vom Absorbermaterial in die Phononenkollektoren bestimmt wird. Die Messung der Signalanstiegszeit bestätigt zudem, dass ein Photonendetektor, wie er im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, um mehrere Größenordnungen schneller ist, als bisher für ähnliche Zwecke verwendete NTD-Ge-Thermistoren [Bar14]. Bei der Analyse der Signalform wurde ein sehr langer und schwacher Beitrag zur Abklingzeit festgestellt. Da ein solcher Beitrag zu Pile-Up-Events innerhalb der Signalabfallszeit führen kann, sollte dieser in zukünftigen Experimenten näher untersucht werden. Mittels einer Rauschmessung bei 5,8 K konnte die Induktivität der Detektionsspule des P1-Detektors bestimmt werden. Dabei wurde ein wesentlich größerer Wert als erwartet gemessen. Die Abweichung vom erwarteten Wert könnte auf weitere nicht berücksichtigte parasitäre Induktivitäten im Flusstransformator zurückzuführen sein. Mit dem P1-Detektor konnte außerdem das Spektrum einer ^{55}Fe -Röntgenquelle aufgenommen werden. Für die intrinsische Energieauflösung des Detektors wurde dabei ein Wert von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 230 \text{ eV}$ gemessen. Dieser relativ große Wert resultiert vermutlich aus einem geringen Dauerstrom und einer kleinen Flusskopplung. In zukünftigen Messungen sollte versucht werden, einen größeren Dauerstrom im Flusstransformator zu präparieren. Zudem sollten die im Flusstransformator vermuteten unbekannt parasitären Induktivitäten identifiziert und in die Berechnung der Energieauflösung des Photonendetektors mit einbezogen werden. All dies wird sehr wahrscheinlich zu einer gemessenen Energieauflösung führen, die dem erwarteten Wert deutlich näher kommt. Da die Entwicklung des Ätzprozesses bereits gute Ergebnisse gezeigt hat, kann der P1-Detektor sehr bald mit geätzten Schlitzen vermessen werden. Dadurch erhofft man sich ein besseres Verständnis der einzelnen Beiträge zur Signalabfallszeit des Detektors.

Aus den Messergebnissen des P1-Detektors, sowie aus den in [Pie12a] für den maXs-200-Detektor durchgeführten Messungen kann geschlossen werden, dass es sich bei den im Rahmen dieser Arbeit simulierten Eigenschaften des Phononen- und des Photonendetektors um sehr realistische und vernünftige Abschätzungen handelt. Für die Experimente AMoRE und LUMINEU sind diese Eigenschaften absolut ausreichend, um eine eindeutige Identifizierung von Untergrundereignissen zu ermöglichen. Auch für szintillatorbasierte Experimente, in denen nach der dunklen Materie gesucht wird, wäre der P2-Detektor ein durchaus geeigneter Detektor.

A. Das SQUID-Magnetometer

Die Funktionsweise eines SQUID-Magnetometers beruht auf dem Josephson-Effekt, der den Tunnelstrom zwischen zwei supraleitenden Bauteilen beschreibt [Jos62]. Dabei unterscheidet man zwischen einem dc-SQUID¹ und einem rf-SQUID². Zur Messung der Flussänderung $\delta\Phi_S$ wird im Rahmen dieser Arbeit ein dc-SQUID verwendet. Auf das Messprinzip eines solchen dc-SQUIDs wird im Folgenden näher eingegangen.

A.1 Die Funktionsweise eines dc-SQUIDs

Das SQUID-Magnetometer besteht aus einer supraleitende Leiterschleife, die an zwei Stellen durch sogenannte Josephson-Kontakte unterbrochen ist. Dabei handelt es sich um wenige Nanometer dicke Isolationsschichten, die meist durch Metall-Oxid-Schichten realisiert werden. Parallel zu den Josephson-Kontakten ist jeweils ein Shunt-Widerstand geschaltet, der ein hysteretisches Messverhalten verhindern soll [Wei96]. Eine schematische Zeichnung dieser Anordnung ist in Abbildung A.1 **a)** dargestellt.

Ohne Josephson Kontakte wären im Innern der SQUID-Leiterschleife nur konstante magnetische Flüsse möglich, bei denen es sich um ganzzahlige Vielfache des Flussquants $\Phi_0 = h/2e$ handelt [Ens05]. Dabei bezeichnet e die Elementarladung und h das Plancksche Wirkungsquantum. Josephson-Kontakte ermöglichen hingegen ein Ein- und Austreten des magnetischen Flusses in die SQUID-Leiterschleife, was zur Aufhebung der Flussershaltung und der Flussquantelung führt.

Wird ein Biasstrom I_b an das SQUID angelegt, so kann ein gewisser Teil der supraströmtragenden Cooper-Paare kohärent durch die Josephson-Kontakte tunneln, was einen Spannungsabfall über den Josephson-Kontakten verhindert. Wird allerdings ein gewisser kritischer Biasstrom I_C überschritten, so brechen die Cooper-Paare zu Quasiteilchen auf und ein kohärentes Tunneln ist nicht mehr möglich. Nun kommt es zu einem Spannungsabfall über dem gesamten SQUID. Der Wert des kritischen Stroms wird einerseits von der Geometrie der Josephson-Kontakte und andererseits periodisch durch den magnetischen Fluss in der SQUID-Leiterschleife bestimmt. Dabei liefern Flüsse, die ganzzahlige Vielfache von Φ_0 darstellen den kleinsten und Flüsse, die die Beziehung $(n + 1/2)\Phi_0$ ($n \in \mathbb{N}$) erfüllen, den größten kritischen Strom. Abbildung A.1 **b)** zeigt diese beiden Extremfälle in der Strom-Spannung-Kennlinie eines SQUIDs. Alle anderen magnetischen Flüsse führen zu einem zwischen diesen beiden

¹direct current **S**uperconducting **Q**uantum **I**nterference **D**evice

²radio frequency **S**uperconducting **Q**uantum **I**nterference **D**evice

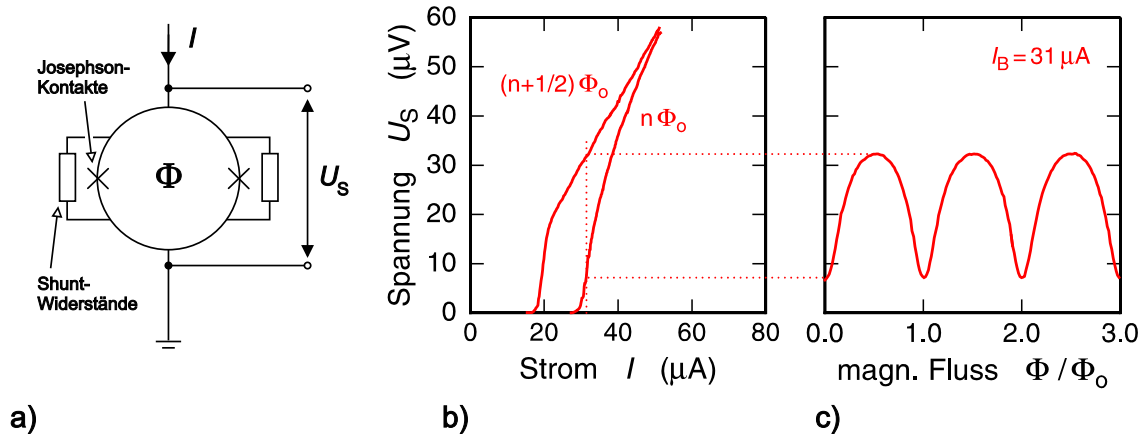


Abb. A.1: a) SQUID-Leiterschleife mit Shunt-Widerständen. b) Spannung-Strom-Kennlinie eines SQUIDs. c) Spannung-Fluss-Kennlinie eines SQUIDs.

Kurven liegenden Verlauf.

Wenn nun bei konstantem Biasstrom der magnetische Fluss durch das SQUID um mehrere Φ_0 geändert wird, so fällt über dem SQUID eine sich periodisch ändernde Spannung U ab. Die daraus resultierende Fluss-Spannungs-Kennlinie ist in Abbildung A.1 c) dargestellt.

A.2 Flux-Locked-Loop Schaltung

Die Periodizität der Fluss-Spannungs-Kennlinie des SQUIDs hat zur Folge, dass einer gemessenen Änderung des Spannungsabfalls U über dem SQUID keine eindeutige Flussänderung Φ_S in der Leiterschleife des SQUIDs zugeordnet werden kann. Um eine lineare Beziehung zwischen der gemessenen Spannung und der Flussänderung zu erhalten, wurde die Flux-Locked-Loop Schaltung (FLL) entwickelt (siehe Abbildung A.2 [links]). In dieser wird das Spannungssignal U des SQUIDs mit einem Sollwert U_b verglichen, ihre Differenz verstärkt und zeitlich integriert. Die Ausgangsspannung des Integrators U_{out} liegt an einem Widerstand R_{bf} an, der mit der sogenannten Rückkoppelpule in Reihe geschaltet ist. Mit der Gegeninduktivität M_{bf} ist diese induktiv an die SQUID-Leiterschleife gekoppelt und kompensiert dort den Fluss so stark, dass über dem SQUID die Sollspannung U_b abfällt. Auf diese Weise wird U durchgehend konstant gehalten. Dies impliziert wiederum, dass der von der Rückkoppelpule eingespeiste Fluss Φ_{fb} immer genau dem negativen Wert der Flussänderung Φ_S entsprechen muss. Somit gilt:

$$\Phi_S \hat{=} -\Phi_{\text{fb}} = -M_{\text{fb}}I_{\text{fb}} = -\frac{M_{\text{fb}}}{R_{\text{fb}}}U_{\text{out}} \quad (\text{A.1})$$

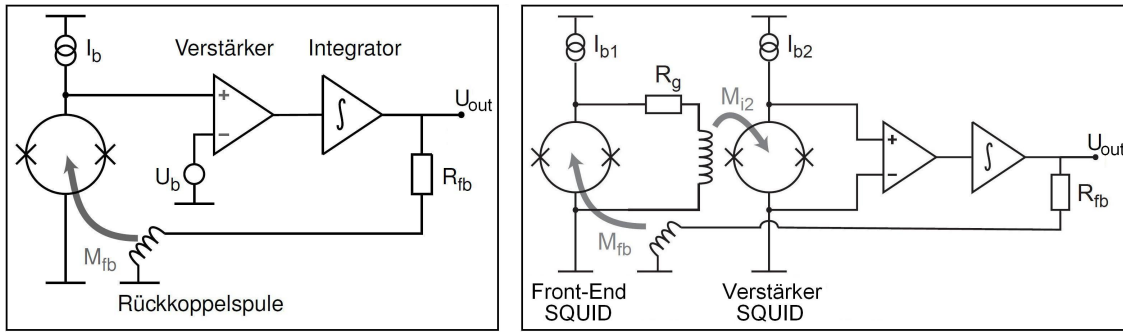


Abb. A.2: [Links]: Einstufiger SQUID-Aufbau. [Rechts]: Zweistufiger SQUID-Aufbau.

In der FLL-Schaltung dient die Ausgangsspannung des Integrators U_{out} als Messsignal. Mit Gleichung A.1 kann von der gemessenen Spannung U_{out} auf die Flussänderung Φ_S rückgeschlossen werden. Um ein möglichst empfindliches Signal zu erhalten, wird der Arbeitspunkt U_b in der Regel so gewählt, dass der Transferkoeffizient $V_{\Phi_S} = \partial U / \partial \Phi_S$ an der Stelle U_b möglichst groß ist.

A.3 Das Rauschen der SQUID-Elektronik

Das Rauschen eines dc-SQUIDs setzt sich aus zwei Rauschbeiträgen zusammen. Zum einen führt die thermische Bewegung der Elektronen in den Shunt-Widerständen R zu einem frequenzunabhängigen Spannungsrauschen $\sqrt{S_U}$, was in ein magnetisches Flussrauschen $\sqrt{S_{\Phi_S, w}} = \sqrt{S_U} / V_{\Phi_S}$ umgerechnet werden kann. Mithilfe von detaillierten Simulationen erhält man für dieses sogenannte weiße Rauschen die Beziehung

$$\sqrt{S_{\Phi_S, w}} \simeq L_S \sqrt{\frac{16k_B T}{R}}. \quad (\text{A.2})$$

Hier bezeichnet T die Temperatur des SQUIDs, k_B die Boltzmann Konstante und L_S die Induktivität der SQUID-Leiterschleife.

Bei dem zweiten Rauschbeitrag handelt es sich um ein frequenzabhängiges Rauschen, welches eine $S_{\Phi_S, 1/f} \propto 1/f^\eta$ -Abhängigkeit aufweist. Der Exponent η kann dabei Werte zwischen 0,5 und 1 annehmen [Dru11]. Es wird vermutet, dass es von magnetischen Verunreinigungen in der SQUID-Leiterschleife herrührt. Für das gesamte Rauschen der SQUID-Leiterschleife erhält man so den Ausdruck

$$\sqrt{S_{\Phi_S, \text{ges}}} = \sqrt{\sqrt{S_{\Phi_S, 1/f}}^2 + \sqrt{S_{\Phi_S, w}}^2} \quad (\text{A.3})$$

A.4 Der zweistufige SQUID-Aufbau

Im Gegensatz zur supraleitenden SQUID-Schleife befindet sich die Rückkoppelschaltung bei Zimmertemperatur, was zu einem vergleichsweise hohen Eingangsspannungsrauschen $\sqrt{S_{\text{FLL}}}$ der Verstärkerelektronik führt. Zur Verminderung dieses Rauschbeitrags bietet es sich an, das SQUID-Signal bei tiefen Temperaturen durch ein zweites SQUID rauscharm vorzuverstärken. Dafür wird im Rahmen dieser Arbeit ein zweistufiger SQUID-Aufbau verwendet, wie er in Abbildung A.2 [rechts] dargestellt ist. In diesem sind ein Lastwiderstand R_g und eine Spule parallel zum ersten sogenannten Frontend-SQUID geschaltet. Die über dem SQUID abfallende Spannung U_1 führt zu einem Stromfluss $I_1 = U_1/R_g$ durch die Spule, welche induktiv an das sogenannte Verstärker-SQUID gekoppelt ist. Hier ändert sich der magnetische Fluss gemäß $\delta\Phi_{\text{VS}} = M_{i2}U_1/R_g$, wobei M_{i2} die Gegeninduktivität zwischen Spule und Verstärker-SQUID darstellt. So erhält man eine Fluss-zu-Fluss Verstärkung von $G_\Phi = \delta\Phi_{\text{VS}}/\delta\Phi_{\text{S}}$. Das Gesamtrauschen dieses Aufbaus ergibt sich zu

$$\sqrt{S_{\text{ges}}^{\text{SQUID}}} = \sqrt{\sqrt{S_{\Phi_{\text{S},\text{ges}}}}^2 + \frac{\sqrt{S_{\Phi_{\text{VS},\text{ges}}}}^2}{G_\Phi^2} + \frac{4k_{\text{B}}TR_g}{V_{\Phi_{\text{S}}}^2} + \frac{\sqrt{S_{\text{FLL}}}^2}{V_{\Phi_{\text{VS}}}^2 G_\Phi^2}}. \quad (\text{A.4})$$

Der dritte und vierte Term dieses Ausdrucks berücksichtigt das thermische Rauschen des Lastwiderstandes R_g und das Eingangsspannungsrauschen der Verstärkerelektronik. Bei $V_{\Phi_{\text{VS}}}$ handelt es sich um die Transferfunktion des Verstärker-SQUIDs.

B. Physical properties of the sensor material Au:Er

This summarization of the physical properties of the sensor material Au:Er is primarily based upon and partly reproduced from the explanations in [Sch00, Fle03, Fle05] and is added for the convenience of the reader. Other sources are cited throughout the text.

B.1 Properties of Erbium in Gold

Erbium in low concentrations forms a solid solution with gold [Rid65]. Erbium in the 3+ state substitutes for Au at regular fcc lattice sites giving three of its electrons to the conduction band. The Er^{3+} ion has the electron configuration $[\text{Kr}]4d^{10}4f^{11}5s^25p^6$. The paramagnetic behavior results from the partially filled 4*f* shell, having a radius of only about 0.3 Å and located deep inside the outer 5*s* and 5*p* shells. For comparison, the ionic radius of Er^{3+} is about 1 Å, as is depicted in figure B.1. Because of this the influence of the crystal field is greatly reduced and the magnetic moment can be calculated from the orbital angular momentum \mathbf{L} the spin angular momentum \mathbf{S} and the total angular momentum \mathbf{J} , which are derived according to Hund's rules. To a good approximation the admixture of excited electronic states can be neglected and the magnetic moment $\boldsymbol{\mu}$ can be written as

$$\boldsymbol{\mu} = g_J \mathbf{J} \quad (\text{B.1})$$

with the Landé factor

$$[t]g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} . \quad (\text{B.2})$$

For Er^{3+} , $L = 6$, $S = 3/2$, $J = 15/2$ and $g_J = 6/5$. In dilute Au:Er samples the magnetization can indeed be characterized by (B.1) at temperatures above about 100 K [Wil69]. At lower temperatures it is necessary to include crystal field effects in the description. The crystal field with fcc symmetry lifts the sixteen-fold degeneracy of the Er^{3+} ground state, splitting it into a series of multiplets (one Γ_6 and one Γ_7 doublet and three Γ_8 quartets). The lowest lying multiplet is a Γ_7 Kramers doublet. At sufficiently low temperatures and low magnetic fields the behavior of erbium in gold can be approximated as a two level system with effective spin $\tilde{S} = 1/2$ with an isotropic g factor of $\tilde{g} = 34/5$. This theoretical value has been confirmed by several ESR experiments (see, for example [Tao71]). The magnitude of energy splitting between the ground state doublet and the first excited multiplet (Γ_8 quartet) has

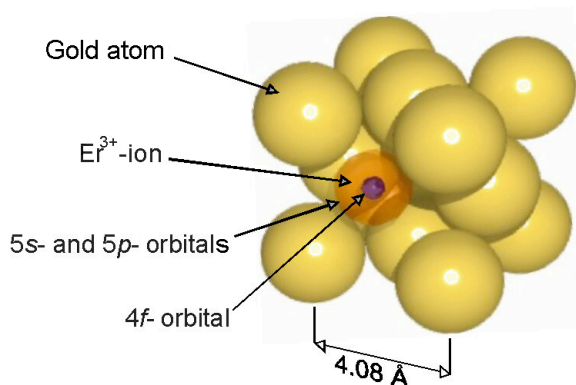


Figure B.1: Schematic of a lattice section of the Au:Er-alloy. The Er^{3+} -ions take regular sites within the Au-lattice. The only partially filled Er 4*f*-shell lies deep within the ion.

been reported in different experiments [Sjø75, Dav73, Wil69, Hah92] to be between 11 K and 19 K.

Figure B.2 shows the magnetic susceptibility of Au doped with 600 ppm Er in the temperature range between 100 μK and 300 K. The data have been obtained in three different experiments [Her00, Fle03]. While the data at high temperatures ($T > 100$ K) are in good agreement with the Curie law for $J = 15/2$ and $g_J = 6/5$ there is an increasing deviation from the high temperature approximation below 100 K. This is a result of the depopulation of the multiplets with higher energies. At temperatures below about 1.5 K the data follow a Curie law once again, but with a reduced Curie constant in agreement with the effective spin $\tilde{S} = 1/2$ and g factor $\tilde{g} = 6.8$ for the ground state doublet. At temperatures below 50 mK and in low magnetic fields such that saturation is unimportant ($\tilde{g}\mu_B B < k_B T$), the susceptibility becomes much less temperature dependent. This is a result of the influence of the exchange interaction between the magnetic moments. Finally, at a temperature of about 0.9 mK a maximum in the magnetic susceptibility of the 600 ppm sample is observed, which is the result of a transition to a spin glass state.

B.2 Thermodynamic characterization of non-interacting magnetic moments

The magnetization of the Au:Er alloy, due to the properties of the Er^{3+} -ions, can be used as a temperature information. And since the magnetization is a thermodynamic equilibrium property it can be accurately described theoretically. Starting from a suitable thermodynamic potential, like the free energy with its full differential

$$dF = -S dT - VMdB - \underbrace{p dV}_{=0}, \quad (\text{B.3})$$

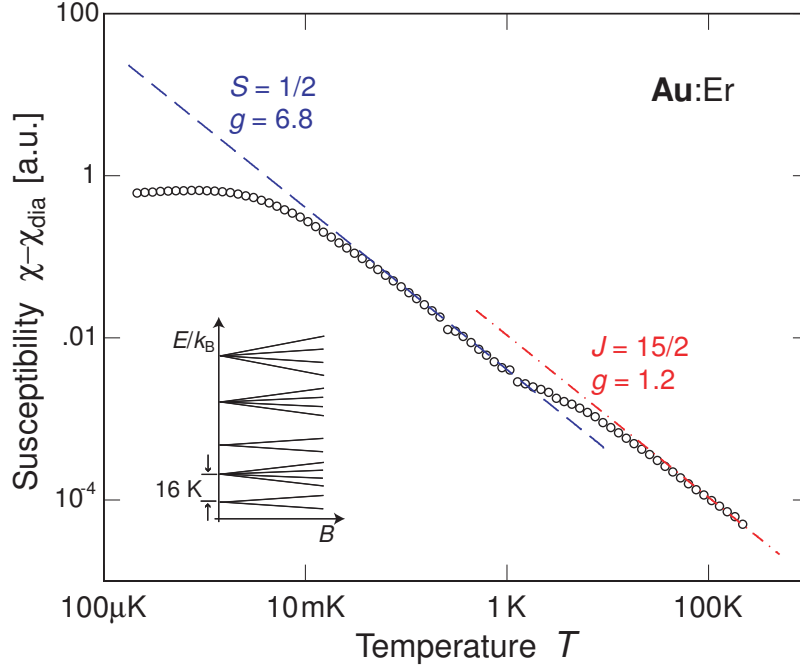


Figure B.2: Paramagnetic contribution to the magnetic susceptibility of Au containing 600 ppm Er as a function of temperature. The *two straight lines* represent the Curie susceptibility assuming Er^{+3} ions in the Γ_7 -groundstate doublet and Er^{+3} ions without crystal field splitting. After [Fle03]

with the volume change dV being negligibly small. The free energy F in statistical physics can be found to be

$$F = -Nk_{\text{B}}T \ln z , \quad (\text{B.4})$$

being a function of the number of magnetic moments N , the Boltzmann constant $k_{\text{B}} = 1.381 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ and the canonical partition function:

$$z = \sum_i e^{-\frac{E_i}{k_{\text{B}}T}} , \quad (\text{B.5})$$

with E_i being the energy eigenstates available to one magnetic moment. This preparatory work (eq. B.3-B.5) can now be used to calculate the properties necessary to estimate the performance as a thermometer from our system, namely the heat capacity C , the magnetization M and its change with temperature $\frac{\partial M}{\partial T}$:

$$C = \frac{N}{k_{\text{B}}T^2} \left\{ \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 \right\} , \quad (\text{B.6})$$

$$M = -\frac{N}{V} \left\langle \frac{\partial E}{\partial B} \right\rangle , \quad (\text{B.7})$$

$$\frac{\partial M}{\partial T} = \frac{N}{Vk_{\text{B}}T^2} \left\{ \left\langle E \frac{\partial E}{\partial B} \right\rangle - \langle E \rangle \left\langle \frac{\partial E}{\partial B} \right\rangle \right\} . \quad (\text{B.8})$$

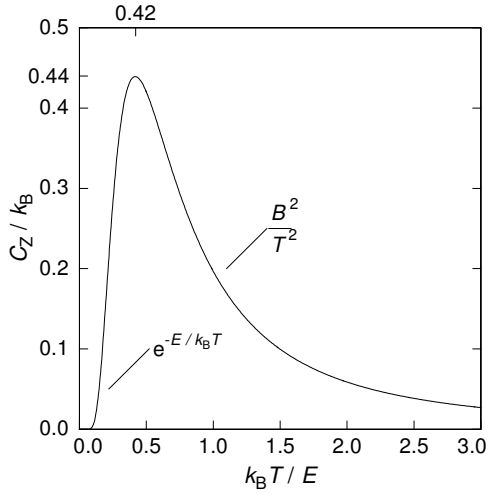


Figure B.3: Heat capacity C of a two-level system with an energy splitting of $\Delta E = \tilde{g}\mu_B B$ as a function of the reduced temperature $k_B T / \Delta E$. The approximations for $T \ll E/k_B$ and $T \gg E/k_B$ are also shown.

This general theory on magnetic moments will now be applied to the case of ^{3+}Er ions in gold. In the previous section B.1 it was shown that at low temperatures only two alignments are possible for the magnetic moments of the ions in an external magnetic field B . The matching energy eigenvalues are

$$E_{m_{\tilde{s}}} = m_{\tilde{s}} \tilde{g} \mu_B B, \quad (\text{B.9})$$

with $m_{\tilde{s}} = \pm 1/2$ being the z -component of the quasi spin, $\tilde{g} = 6.8$ the effective isotropic Landé factor of the Γ_7 Kramers doublet, $\mu_B = 9.274 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$ the Bohr magneton and B the absolute value of the magnetic field. Now the properties from eq. B.6–B.8 can be calculated, leading to the well established Schottky anomaly

$$C_Z = N k_B \left(\frac{E}{k_B T} \right)^2 \frac{e^{E/k_B T}}{(e^{E/k_B T} + 1)^2} \quad (\text{B.10})$$

for the heat capacity that is depicted in fig. B.3 and shows a characteristic maximum if the thermal energy $k_B T$ is about half the energy splitting $\Delta E = g_{\tilde{s}} \mu_B B$.

Calculating the magnetization of the Au:Er alloy in a similar fashion results in

$$M = \frac{N}{V} \tilde{S} \tilde{g} \mu_B \mathcal{B}_{\tilde{S}}(h) \quad (\text{B.11})$$

with the Brillouin function

$$\mathcal{B}_{\tilde{S}} = \frac{2\tilde{S} + 1}{2\tilde{S}} \coth \left[\frac{(2\tilde{S} + 1)h}{2\tilde{S}} \right] - \frac{1}{2\tilde{S}} \coth \left[\frac{h}{2\tilde{S}} \right] \quad (\text{B.12})$$

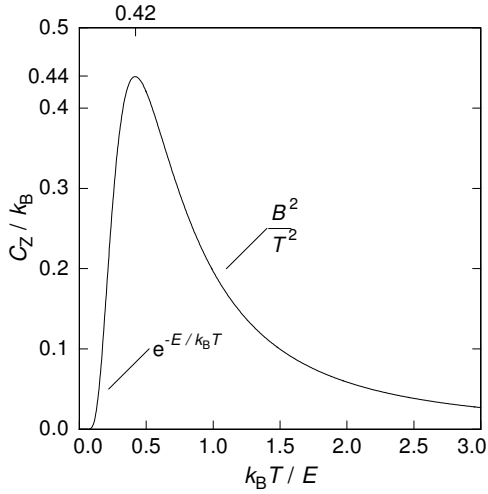


Figure B.4: Brillouin function $\mathcal{B}_{1/2}(h)$ with the Curie approximation for $h \ll 1$. It shows the qualitative progression of the magnetization in a $\tilde{S} = 1/2$ system in the approximation of non-interacting magnetic moments.

and its argument

$$h = \frac{\tilde{S}\tilde{g}\mu_B B}{k_B T} . \quad (\text{B.13})$$

Fig. B.4 depicts the Brillouin function in the appropriate case of $\tilde{S} = 1/2$ that shows the qualitative shape of the magnetization. The maximum value is defined by the density of magnetic ions N/V and the maximum z component of the magnetic moment $\tilde{S}\tilde{g}\mu_B$. The field and temperature dependence enters through the argument of the Brillouin function in the ratio B/T . At low temperatures respectively high fields ($h \gg 1$) the magnetization saturates because all magnetic moments are aligned with the external field, while in the opposite case ($h \ll 1$) the magnetization enters a quasi linear regime known as Curie's law.

B.3 Thermodynamic characterization of interacting magnetic moments

While the assumption of non-interacting spins is sufficient for a qualitative description of the magnetic behavior of Au:Er, it is inadequate for a quantitative analysis. To calculate the magnetic response of Au:Er both the magnetic dipole-dipole interaction and the indirect exchange interacting between the spins must be taken into account.

Dipole-dipole interaction

The interaction of two paramagnetic ions at the positions \mathbf{r}_i and \mathbf{r}_j through their respective magnetic moment $\boldsymbol{\mu}_{i/j}$ enters the system's Hamiltonian through the following additional term:

$$H_{ij}^{\text{dipole}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r_{ij}^3} \left\{ \boldsymbol{\mu}_i \cdot \boldsymbol{\mu}_j - 3(\boldsymbol{\mu}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij})(\boldsymbol{\mu}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij}) \right\} . \quad (\text{B.14})$$

The quantity $\hat{\mathbf{r}}_{ij}$ represents the unit vector in the direction $\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ and r_{ij} the distance between the magnetic moments.

Because of the isotropy of the Γ_7 ground state doublet, the dipole-dipole interaction can be expressed in terms of the effective spins $\tilde{\mathbf{S}}_i$ and $\tilde{\mathbf{S}}_j$

$$H_{ij}^{\text{dipole}} = \Gamma_{\text{dipole}} \frac{1}{(2k_{\text{F}}r_{ij})^3} \left\{ \tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \tilde{\mathbf{S}}_j - 3 \left(\tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij} \right) \left(\tilde{\mathbf{S}}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij} \right) \right\} \quad (\text{B.15})$$

with prefactor $\Gamma_{\text{dipole}} = (\mu_0/4\pi) (\tilde{g}\mu_{\text{B}})^2 (2k_{\text{F}})^3$ and $k_{\text{F}} = 1.2 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-1}$ being the Fermi wave vector of the gold conduction electrons.¹

RKKY interaction

The exchange interaction of the localized $4f$ electrons of the erbium ions with the gold conduction electrons gives rise to an additional interaction between the erbium ions, the indirect exchange or Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) interaction. Expressed in terms of the effective spin, the RKKY interaction between two erbium spins can be written as

$$H_{ij}^{\text{RKKY}} = \Gamma_{\text{RKKY}} (\tilde{\mathbf{S}}_i \cdot \tilde{\mathbf{S}}_j) F(2k_{\text{F}}r_{ij}) \quad (\text{B.16})$$

with the function $F(2k_{\text{F}}r_{ij})$ being

$$F(2k_{\text{F}}r_{ij}) = \frac{1}{(2k_{\text{F}}r_{ij})^3} \left[\cos(2k_{\text{F}}r_{ij}) - \frac{1}{2k_{\text{F}}r_{ij}} \sin(2k_{\text{F}}r_{ij}) \right] \quad (\text{B.17})$$

and prefactor Γ_{RKKY} given by

$$\Gamma_{\text{RKKY}} = \mathcal{J}^2 \frac{4V_0^2 m_{\text{e}}^* k_{\text{F}}^4}{\hbar^2 (2\pi)^3} \frac{\tilde{g}^2 (g_{\text{J}} - 1)^2}{g_{\text{J}}^2} . \quad (\text{B.18})$$

Here \mathcal{J} denotes the coupling energy between the localized spins and the conduction electrons, V_0 is the volume of the elementary cell and m_{e}^* is the effective mass of

¹The Fermi wave vector has been introduced artificially here to simplify the quantitative comparison with the indirect exchange interaction discussed later.

the conduction electrons. The expression for the RKKY interaction given above is derived under the assumption that the mean free path of the electrons is larger than the mean distance between the localized erbium ions. In principle, it is possible that the RKKY interaction is reduced due to a finite coherence length λ of the spin polarization of the conduction electrons. In this case an additional factor $e^{-r/\lambda}$ would appear in (B.16). However, for Au:Er with suitable erbium concentrations for its main application in low temperature metallic magnetic calorimeters (MMCs), the mean free path of the conduction electrons is always much larger than the mean separation of the erbium ions.²

The fact that both the dipole-dipole interaction and the RKKY interaction are proportional to $1/r_{ij}^3$ allows us to compare their relative strength by a dimensionless parameter which is defined as the ratio of the two pre-factors

$$\alpha = \frac{\Gamma_{\text{RKKY}}}{\Gamma_{\text{dipole}}} . \quad (\text{B.19})$$

Using this parameter α the coupling energy \mathcal{J} can be expressed as³

$$\mathcal{J} \simeq \sqrt{\alpha} 0.145 \text{ eV} . \quad (\text{B.20})$$

B.4 Numerical calculation of the thermodynamical properties

A determination of the heat capacity and magnetization of a system of randomly distributed, interacting erbium spins requires a numerical calculation. There is a number of ways to perform this kind of calculation in the framework of a mean-field approximation. The method that requires the least amount of CPU time assumes the specific form of the mean field distribution that has been derived by Walker and Walstedt [Wal77, Wal80] for magnetic moments randomly distributed in a continuous medium. These authors showed that this analytic representation of the mean field distribution agrees well with numerically calculated mean field distributions.

An alternative approach is to write down the Hamiltonian for a cluster of interacting, randomly distributed spins on the Au lattice and obtain the eigenvalues of the cluster. This process is repeated for a large number of configurations of randomly positioned spins with the heat capacity and magnetization obtained by averaging.

²In measurements of the residual resistivity of dilute $\text{Au}_{1-x}\text{Er}_x$ alloys $\rho = x 6.7 \times 10^{-6} \Omega \text{ m}$ was found [Ara66, Edw68], and one can conclude that the mean free path of the conduction electrons is about 4000 Å for an erbium concentration of $x = 300$ ppm.

³The value of \mathcal{J} given by (B.20) refers to the definition of the exchange energy between a localized spin \mathbf{S} and a free electron \mathbf{s} being $H = \mathcal{J} \mathbf{s} \cdot \mathbf{S}$. The definition $H = 2\mathcal{J} \mathbf{s} \cdot \mathbf{S}$ is often found in literature, leading to values of the parameter \mathcal{J} being smaller by a factor of two.

Since this process delivers the more accurate results and is currently used to determine the Au:Er behavior theoretically it will be explained in more detail in the following.

The basis for this approach is a cubic lattice segment of the gold fcc-lattice, typically with an edge length of ten to twenty lattice constants, depending on the simulated spin concentration. Additionally quasi-periodic boundary conditions are assumed, repeating the cube four times in every direction in space. On this lattice segment $n = \text{const.}$ spins are randomly distributed. For each configuration the Hamiltonian matrix is constructed. It includes the interaction of the magnetic moments with the external magnetic field (Zeeman interaction) and the dipole-dipole and RKKY interaction in between spin pairs.

In the basis $|S_1, S_2, \dots, S_{n_{\max}}\rangle$ with the spin eigenvalues $S_i \in \{|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle\}$ and $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$ the Hamiltonian of two spins \mathbf{S}_1 and \mathbf{S}_2 at positions \mathbf{r}_1 and \mathbf{r}_2 takes the following form:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}^{\text{Zeeman}} + \mathcal{H}^{\text{dipole}} + \mathcal{H}^{\text{RKKY}}, \text{ with} \quad (\text{B.21})$$

$$\mathcal{H}^{\text{Zeeman}} = -\tilde{g}\mu_B(S_{z1} + S_{z2})B_z, \quad (\text{B.22})$$

$$\mathcal{H}^{\text{dipole}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{(\tilde{g}\mu_B)^2}{r^3} \begin{pmatrix} -(3 \cos^2 \theta - 1) & (S_{z1}S_{z2}) & & \\ +1/4(3 \cos^2 \theta - 1) & (S_{+1}S_{-2} + S_{-1}S_{+2}) & & \\ -3/2 \sin \theta \cos \theta & (S_{z1}S_{+2} + S_{z2}S_{+1}) & & \\ -3/2 \sin \theta \cos \theta & (S_{z1}S_{-2} + S_{z2}S_{-1}) & & \\ -3/4 \sin^2 \theta & (S_{+1}S_{+2}) & & \\ -3/4 \sin^2 \theta & (S_{-1}S_{-2}) & & \end{pmatrix}, \quad (\text{B.23})$$

$$\mathcal{H}^{\text{RKKY}} = \alpha \frac{\mu_0}{4\pi} (\tilde{g}\mu_B)^2 (2k_F)^3 \left(S_{z1}S_{z2} + \frac{1}{2}(S_{+1}S_{-2} + S_{-1}S_{+2}) \right) F(\rho) \quad (\text{B.24})$$

and

$$F(\rho) = \rho^{-3} \left(\cos(\rho) - \frac{\sin(\rho)}{\rho} \right), \quad \rho = 2k_F r. \quad (\text{B.25})$$

In this context θ is the angle between \mathbf{B} and $\hat{\mathbf{r}} = \frac{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|}$. S_+ and S_- are the usual raising and lowering operators. The Hamiltonian matrix has the rank 2^n and therefore 2^{2n} elements. For reasons of clarity and comprehension the shown Hamiltonian is limited to two interacting magnetic moments:

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} |\uparrow\uparrow\rangle & |\uparrow\downarrow\rangle & |\downarrow\uparrow\rangle & |\downarrow\downarrow\rangle \\ -D_2 + \frac{1}{4}R + 2Z & -D_1 & -D_1 & -D_3 \\ -D_1 & +D_2 - \frac{1}{4}R & +D_2 + \frac{1}{2}R & +D_1 \\ -D_1 & +D_2 + \frac{1}{2}R & +D_2 - \frac{1}{4}R & +D_1 \\ -D_3 & +D_1 & +D_1 & -D_2 + \frac{1}{4}R - 2Z \end{pmatrix}, \quad (\text{B.26})$$

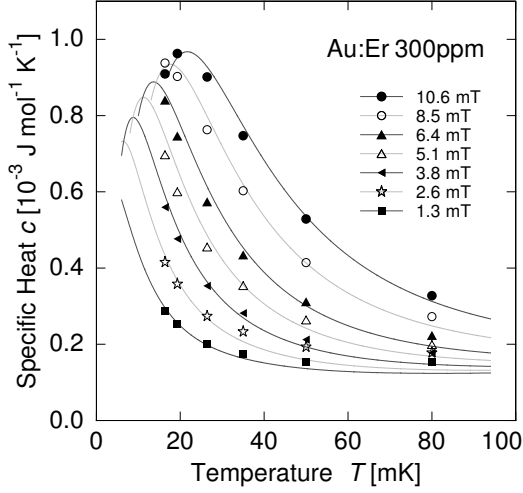


Figure B.5: Specific heat of Au:Er with 300 ppm enriched ^{166}Er as a function of temperature at different applied magnetic fields. The *solid lines* are calculated numerically with a interaction parameter $\alpha = 5$ [Ens00]

with the variables
$$Z = \underbrace{-\frac{1}{2}\tilde{g}\mu_{\text{B}}B_z}_{\text{Zeeman}}, \quad R = \underbrace{\alpha \frac{\mu_0}{4\pi}(\tilde{g}\mu_{\text{B}})^2(2k_{\text{F}})^3 F(\rho)}_{\text{RKKY}} \quad \text{and}$$

$$\underbrace{D_1 = \frac{3}{4} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\tilde{g}\mu_{\text{B}}}{r^3} \cos\theta \sin\theta, \quad D_2 = \frac{1}{4} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\tilde{g}\mu_{\text{B}}}{r^3} (3 \cos^2\theta - 1), \quad D_3 = \frac{3}{4} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\tilde{g}\mu_{\text{B}}}{r^3} \sin^2\theta}_{\text{dipole - dipole}}.$$

The parameters of the Monte-Carlo style simulation are chosen in the following way: $n = 6$ was chosen based on the minor improvement in accuracy for $n > 6$ and the available computation time. The lattice size was adjusted between 10 and 40 lattice constants to cover the usually used concentrations below 5000 ppm. These n spins are then randomly distributed across the lattice. Since the sensor material is normally available in a polycrystalline form also the orientation of the magnetic field is not previously defined and is chosen randomly and the angle θ is calculated accordingly for each pair of spins.

Based on this randomly chosen configuration the Hamiltonian matrix is constructed for different values of the external magnetic field and the energy eigenvalues are calculated by numerically diagonalizing the matrix. With the energy eigenvalues the thermodynamic properties C , M , and $\partial M/\partial T$ can be calculated at any given temperature according to eq. B.6–B.8.

These calculation is repeated a large number of times and the results then averaged to get the final predictions for the thermodynamic properties. For the extreme cases, namely temperatures below 20 mK and concentrations above 1000 ppm the number of repetitions needs to be at least 10^4 to get stable results.

As an example we show in Fig. B.5 the specific heat of an Au:Er sample having a

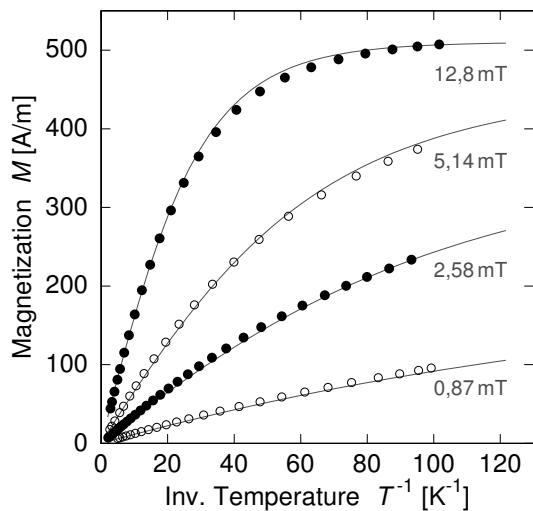


Figure B.6: Magnetization of Au:Er with 300 ppm enriched ^{166}Er as a function of $1/T$ at different applied magnetic fields. The *solid lines* are calculated numerically with a interaction parameter $\alpha = 5$ [Ens00]

concentration of 300 ppm of 97.8% enriched ^{166}Er . The temperature of the maximum in the specific heat depends on the magnitude of the external magnetic field as expected for a Schottky anomaly. However, the maximum is about twice as wide as for a non-interacting spin system. Calculations based on averaging over spin clusters provide a quantitative agreement assuming an interaction parameter α of 5. Although the calculated curves depend rather strongly on the choice of α , the value of $\alpha = 5$ should be viewed as an upper bound for the following two reasons. Firstly, the presence of ^{167}Er in the enriched sample leads to a slight additional broadening of the curve because of the hyperfine contribution of this isotope. Secondly, additional broadening results from a variation of the applied magnetic field, of about 10 to 15%, over the sample due to the geometry of the field coil.

The magnetization is plotted as a function of $1/T$ in Fig. B.6 at several different magnetic fields for the 300 ppm sample. As in the case of the specific heat, the magnetization deviates for the behavior of isolated spins. The deviation is primarily due to the interaction between the magnetic moments, but a small contribution is also present due to the two reasons discussed above for the heat capacity. Again the data can be described satisfactorily by assuming an interaction parameter of $\alpha = 5$.

The magnetic properties of a weakly interacting spin system is perhaps most easily characterized in terms of the temperature dependence of the susceptibility given by the Curie-Weiss law, $\chi = \lambda/(T+\theta)$. The Curie constant λ is proportional to the concentration of the spins, as is the Weiss constant θ , which is a measure of strength of the interactions. For the Au:Er system, $\lambda = x 5.3 \text{ K}$ and $\theta = \alpha x 1.1 \text{ K}$, where x is the concentration of erbium ions.

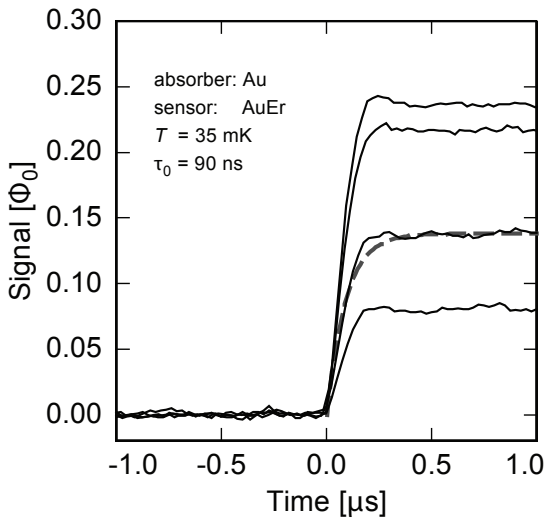


Figure B.7: Detector signals in units of magnetic flux in the SQUID during the first micro-second after the absorption of X-rays of different energy in an MMC designed for soft X-ray spectroscopy [Fle09]. The observed rise time of $\tau = 90$ ns is in agreement predictions from the Korringa relation described in the text.

B.5 Response Time

Au:Er can be used as temperature sensor in several ways, one of which is the use in low temperature detectors as proposed by Bandler et al. [Ban93]. For this application not only the resolving power in temperature is important, but also the response time since it directly influences the count rate of the detector.

The rise time is influenced by two factors. Firstly the heat needs to get to the temperature sensor and secondly the heat needs to influence the spins and create the magnetic signal.

In a usual setup for soft X-ray detection the temperature sensor is connected to a particle absorber made of electroplated pure gold with dimensions of $250\ \mu\text{m} \times 250\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$ with a residual resistivity ratio of $R_{300\text{K}}/R_{4\text{K}} \approx 15$. In such an absorber the thermalization process is governed by the thermal diffusion within the absorber since the down conversion to thermal energies is completed on the order of ~ 0.5 ns within a volume of a few cubic micrometers [Ens00, Koz12]. The time scale for the diffusion process is mainly determined by the geometry of the absorber and the presence of defects such as grain boundaries and dislocations. If we assume the before mentioned geometry, the thermalization time, using the Wiedemann–Franz law, can be estimated to be on the order of 10 ns.

The time for the heat to flow from the absorber into the sensor is more difficult to estimate since this depends very much on the nature of the thermal connection between the two components. For sputter deposited or electroplated gold absorbers, as used in micro-fabricated detectors, the thermal contact is sufficiently strong that no degradation of the response time of the magnetic calorimeters due to the presence of the interface is observable.

Finally, the energy is shared with the magnetic moments in the sensor material giving rise of the signal. The response time of the spins is determined by the electron-spin relaxation time τ , which is described by the Korringa relation $\tau = \kappa/T$, where κ denotes the Korringa constant. For Au:Er the Korringa constant has been determined in ESR measurements at 1 K to be $\kappa = 7 \times 10^{-9}$ Ks [SjØ75]. This value of κ yields a spin-electron relaxation time of the order of 100 ns at the usual operation temperatures below 100 mK.

Therefore the electron-spin relaxation is the dominating factor in the response time of metallic magnetic calorimeters based on the sensor material Au:Er. This has successfully been shown in [Fle09] where rise times as low as $\tau = 90$ ns have been observed and is shown in fig. B.7 reproduced from the same source.

While this balance between heat diffusion and electron-spin relaxation works out well for small detectors for soft X-ray spectroscopy this balance is off in case of larger detectors for hard X-ray or γ -ray spectroscopy. For detectors like maXs-200, described in [Pie12a, Pie12b], with absorber dimensions of $2000 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ the heat diffusion within the absorber is the governing factor in the response time. Depending on the interaction site in the absorber the heat can reach the sensor with different time patterns and create different detector responses [Pie12b]. These different pulse shapes will complicate the analysis and degrade the detector resolution. Therefore it is helpful to weaken the link between absorber and Au:Er sensor to allow the absorber to thermalize internally before allowing the heat to flow to the sensor creating consistent pulse shapes independent of the interaction site within the absorber.

Influence of Nuclear Spins

In the design of a magnetic calorimeter the possible influence of nuclear spins has to be considered. In the case of Au:Er there are two ways in which nuclei can affect the performance of the calorimeter. Firstly, the isotope ^{167}Er with nuclear spin $I = 7/2$ influences the magnetization and the heat capacity due to its hyperfine interaction with the $4f$ electrons. Secondly, and more subtle, the 100% abundant ^{198}Au nuclei with small magnetic moment but large quadrupole moment may contribute to the specific heat if the nuclei reside at positions where the electric field gradient is of non-cubic symmetry.

The hyperfine contribution of the erbium isotope ^{167}Er , if used in its natural abundance of 23 %, significantly reduces the magnetization signal and increases the specific heat of the sensor material. But since presently all metallic magnetic calorimeters use Au:Er that is depleted in ^{167}Er , it has no visible effect on the thermodynamic properties of the sensor material. The influence of ^{167}Er has nonetheless been investi-

gated in [Sjø75] and its effect on metallic magnetic calorimeters has been summarized in e.g. [Fle05].

Nuclei of the host metal can also influence the performance of an MMC. The ^{198}Au nuclei have spin $I = 3/2$, a quadrupole moment of 0.547 barn and a magnetic moment sufficiently small to be neglected. In pure gold no contribution of the nuclear spins to the specific heat is expected at low fields, since the electric field of cubic symmetry does not lift the degeneracy of the nuclear levels. However, for Au nuclei in the vicinity of an Er^{3+} ion the electric field gradient can be substantial and can split the nuclear levels. This results in an additional heat capacity. Fig. B.8 shows the measured heat capacity of the Au nuclei as a function of temperatures for samples with different erbium concentrations. The data below 10 mK for the sample with 600 ppm is the total specific heat since at such low temperatures the contribution of the Au nuclei is substantially larger than that of all other degrees of freedom. The figure also shows a theoretical curve calculated assuming a quadrupole splitting of 70 MHz for Au nuclei in the immediate vicinity of erbium ions, the splitting decreasing for nuclei at larger distances in a manner similar to that measured in other dilute alloys such as Cu:Pt [Kon96], Cu:Pd [Min80], and Gd:Au [Per76].

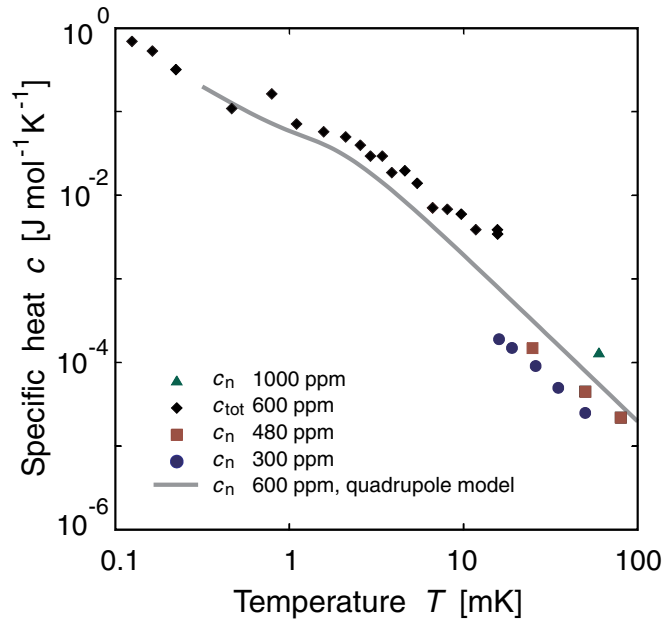


Figure B.8: Contribution of the Au nuclei to the specific heat of Au:Er samples with different concentrations. The *solid line* represents a theoretical curve assuming a quadrupole splitting of 70 MHz for Au nuclei, which are nearest neighbors of Er. Here c_{tot} denotes the total specific heat and c_n the contribution of just the Au nuclei to the specific heat. After [Ens00]

This unwanted contribution to the specific heat can only be eliminated by using

a host material which has a nuclear spin $I \leq 1/2$. At first glance it would appear desirable to use silver as a host material rather than gold since the two isotopes of silver (^{107}Ag and ^{109}Ag) both have nuclear spin $I = 1/2$. However, the exchange energy \mathcal{J} is 1.6 larger in silver than in gold as determined by ESR measurements [Tao71]. Since the interaction parameter α is quadratic in the exchange energy $\alpha \propto \mathcal{J}^2$, as shown in [Bur08] where $\alpha = 15$ was found, silver is not as attractive as a host material for a magnetic sensor. Just recently the interest in Ag:Er as sensor material has increased regardless, since MMCs have been used at even lower temperatures on the order of $T = 10$ mK where the additional specific heat in Au:Er might outweigh the stronger RKKY-interaction in Ag:Er.

Excess $1/f$ -noise and AC-susceptibility

While investigating the noise behavior of metallic magnetic calorimeters with Au:Er as sensor material an excess noise contribution has been observed. The contribution was empirically found to be independent of temperature between 4.2 K and 20 mK and its noise power is proportional to the concentration of erbium ions in the sensor. It can be described by attributing a fluctuating magnetic moment with a spectral noise density of $S_m \simeq 0.1 \mu_B^2 / f^\eta$ to each erbium ion, where μ_B is the Bohr magneton, f is the frequency and the exponent η takes values between 0.8 and 1 [Dan05, Fle09]. The same behavior was also found in detectors based on the sensor material Ag:Er [Bur08].

Similar behavior was found in several spin glasses (e.g. [Rei86, Sve89]) and agreed with the fluctuation-dissipation theorem [Joh28, Nyq29] by comparing ac-susceptibility measurements with equilibrium magnetic noise of the same sample. But the amplitude of the $1/f$ -noise decreased quickly for $T > T_c$, where T_c is the transition temperature to the spin glass state, until not distinguishable from the background noise.

Au:Er also undergoes a transition to a spin glass but up to two orders of magnitude below the temperatures metallic magnetic calorimeters are usually operated at (see sec. B.1). Therefore the $1/f$ -noise should not be observable if explained by the same underlying cause. Recent investigations [Hof12, Wis13] nonetheless found that the $1/f$ -noise found in metallic magnetic calorimeters is in fact caused by the fluctuation-dissipation theorem, also by comparing the ac-susceptibility with equilibrium magnetic noise in a temperature range between 20 mK and 1 K for two Au:Er_{255 ppm} and Au:Er_{845 ppm} samples.

Literaturverzeichnis

- [Aal02] C. E. AALSETH und F. T. AVIGNONE III ET AL. *IGEX ^{76}Ge neutrinoless double-beta decay experiment: prospects for next generation experiments.* Physical Review, **D 65**, 092007. 2002.
- [And11] E. ANDREOTTI, C. ARNABOLDI, F. AVIGNONE III, M. BALATA, I. BANDAC, M. BARUCCI, J. BEEMAN, F. BELLINI *et al.*. ^{130}Te Neutrinoless Double-Beta Decay with CUORICINO. Astropart. Phys., **34**, 822. 2011.
- [Ara66] S. ARAJS und G. DUNMYRE. *A search for low-temperature anomalies in the electrical resistivity of dilute gold-erbium alloys.* Journal of the Less Common Metals, **10**, 220–224. 1966.
- [Arn13] R. ARNOLD ET AL. *Search for Neutrinoless Double-Beta Decay of ^{100}Mo with the NEMO-3 Detector.* Phys. Rev. D, **89**, 1311.5695. 2013.
- [Aug12] M. AUGER, D. AUTY, P. BARBEAU, E. BEAUCHAMP, V. BELOV, C. BENITEZ-MEDINA, M. BREIDENBACH, T. BRUNNER, A. BURENKOV, B. CLEVELAND *et al.*. *Search for neutrinoless double-beta decay in Xe-136 with EXO-200.* Phys. Rev. Lett., **109** (3), 032505. 2012.
- [Ban93] S. BANDLER ET AL. *Metallic magnetic bolometers for particle detection.* Journal of Low Temperature Physics, **93**, 709–714. 1993.
- [Bar14] A. BARABASH ET AL. *Enriched $\text{Zn}^{100}\text{MoO}_4$ scintillating bolometers to search for $0\nu 2\beta$ decay of ^{100}Mo with the LUMINEU experiment.* Eur.Phys.J., **C74** (19), 1405.6937. 2014.
- [Bee12] J. W. BEEMAN ET AL. *Performances of a large mass ZnMoO_4 scintillating bolometer for a next generation neutrinoless double beta decay experiment.* Eur.Phys.J., **C72**, 1207.0433. 2012.
- [Bha12] H. BHANG ET AL. *Amore experiment: a search for neutrinoless double beta decay of ^{100}Mo isotope with $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ cryogenic scintillation detectors.* J. Phys.: Conf. Ser., **375**, 042023. 2012.
- [Bon02] J. BONN ET AL. *Limits on neutrino masses from tritium β -decay.* Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, **110**, 395–397. 2002.

- [Bur08] A. BURCK. *Entwicklung großflächiger mikrostrukturierter magnetischer Kalorimeter mit Au:Er- und Ag:Er-Sensoren für den energieaufgelösten Nachweis von Röntgenquanten und hochenergetischen Teilchen*. Dissertation, Universität Heidelberg. 2008.
- [Cap14] F. CAPÜOZZI ET AL. *Status of three-neutrino oscillation parameters, circa 2013*. Phys. Rev. D, **89**, 093018. 2014.
- [Car13] L. CARDANI, L. GIRONI, N. FERREIRO IACHELLINI und L. PATTAVINA. *First bolometric measurement of the two neutrino double beta decay of ^{100}Mo with a ZnMoO_4 crystals array*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, **41**, 1312.4680[nucl-ex]. 2013.
- [Cow56] C. COWAN, J. F. REINES, F. B. HARRISON, H. W. KRUSE und A. D. MCGUIRE. *Detection of the Free Neutrino: a Confirmation*. Science, **124**, 3212. 1956.
- [Dan05] T. DANİYAROV. *Metallische magnetische Kalorimeter zum hochauflösenden Nachweis von Röntgenquanten und hochenergetischen Molekülen*. Dissertation, Universität Heidelberg. 2005.
- [Dav73] D. DAVIDOV ET AL. *Crystalline-Field Effects in the Electron-Spin Resonance of Rare Earths in the Noble Metals*. Physical Review B, **8**, 3563–3568. 1973.
- [Dru07] D. DRUNG ET AL. *Highly Sensitive and Easy-to-Use SQUID Sensors*. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, **17**, 699–704. 2007.
- [Dru11] D. DRUNG ET AL. *Investigation of Low-frequency Excess Flux Noise in dc SQUIDs at mK Temperatures*. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, **11**, 1–5. 2011.
- [Edw68] L. R. EDWARDS und S. LEGVOLD. *Electrical Resistivity of Some Dilute Gold-Rare-Earth Alloys*. Journal of Applied Physics, **39**, 3250–3252. 1968.
- [Ens00] C. ENSS ET AL. *Metallic Magnetic Calorimeters for Particle Detection*. Journal of Low Temperature Physics, **121**, 137–176. 2000.
- [Ens05] C. ENSS und S. HUNKLINGER. *Low-Temperature Physics* (Springer Berlin / Heidelberg). 2005.
- [Fle03] A. FLEISCHMANN. *Magnetische Mikrokalorimeter: Hochauflösende Röntgenspektroskopie mit energiedispersiven Detektoren*. Dissertation, Universität Heidelberg. 2003.

-
- [Fle05] A. FLEISCHMANN, C. ENSS und G. SEIDEL. *Metallic Magnetic Calorimeters*. Cryogenic Particle Detection, Topics in Applied Physics, **99**, 151–216. 2005.
- [Fle09] A. FLEISCHMANN ET AL. *Metallic magnetic calorimeters*. AIP Conference Proceedings, **1185**. 2009.
- [Fuk98] Y. FUKUDA ET AL. *Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos*. Phys. Rev. Lett., **81**, 1562–1567. 1998.
- [Gas14] L. GASTALDO, K. BLAUM, A. DOERR, C. DÜLLMANN, K. EBERHARDT, S. ELISEEV, C. ENSS, A. FAESSLER, A. FLEISCHMANN, S. KEMPF, M. KRIVORUCHENKO, S. LAHIRI, M. MAITI, Y. NOVIKOV, P.-O. RANITZSCH, F. SIMKOVIC, Z. SZUSC und M. WEGNER. *The Electron Capture ^{163}Ho Experiment ECHo*. Journal of Low Temperature Physics, **176**, 1–9. 2014.
- [Hah92] W. HAHN, M. LOEWENHAUPT und B. FRICK. *Crystal field excitations in dilute rare earth noble metal alloys*. Physica B, **180 & 181**, 176–178. 1992.
- [Has14] C. HASSEL. *Entwicklung eines großflächigen Photonendetektors mit paramagnetischem Temperatursensor für szintillatorbasierte $0\nu\beta\beta$ -Experimente*. Masterarbeit, Universität Heidelberg. 2014.
- [Her00] T. HERRMANSDÖRFER, R. KÖNIG und C. ENSS. *Properties of er-doped au at ultralow temperatures*. Physica B: Condensed Matter, **284-288**, 1698–1699. 2000.
- [Hof12] V. HOFFMANN. *Messung der AC-Suszeptibilität von paramagnetischem Au:Er bei Temperaturen oberhalb des Spinglas-Übergangs*. Bachelorarbeit, Universität Heidelberg. 2012.
- [Hop10] M. HOPCROFT ET AL. *What is the Young's Modulus of Silicon?* Journal of Microelectromechanical Systems, **19**, 229 – 238. 2010.
- [Joh28] J. B. JOHNSON. *Thermal Agitation of Electricity in Conductors*. Physical Review, **32**, 97–109. 1928.
- [Jos62] B. D. JOSEPHSON. *Readout new effects in superconductive tunneling*. Physics Letters, **1**, 251–253. 1962.
- [Kar03] J. T. KARVONEN, L. J. TASKINEN und I. J. MAASILTA. *Electron-phonon interaction in thin copper and gold films*. Phys. Stat. Sol., **586**, 198–212. 2003.

- [Kon96] K. KONZELMANN, G. MAJER und A. SEEGER. *Solid Effect Between Quadrupolar Transitions in Dilute Cu-Pd Alloys*. Journal of Low Temperature Physics, **51**, 506–514. 1996.
- [Koz12] A. KOZOREZOV. *Energy Down-Conversion and Thermalization in Metal Absorbers*. Journal of Low Temperature Physics, **167**, 473–484. 2012.
- [Lob03] V. M. LOBASHEV. *The search for the neutrino mass by direct method in the tritium β -decay and perspectives of study it in the project KATRIN*. Nucl. Phys. A, **719**, C153–C160. 2003.
- [Min80] M. MINIER und C. MINIER. *Screening charge density around several $\Delta Z = -1$ impurities in copper: Nickel, palladium, platinum, and vacancy*. Physical Review B, **22**, 21–27. 1980.
- [Nyq29] H. NYQUIST. *Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors*. Physical Review, **32**, 110–113. 1929.
- [Per76] B. PERSCHIED, H. BÜCHSLER und M. FORKER. *Mössbauer study of the hyperfine interaction of ^{197}Au in gadolinium*. Physical Review B, **14**, 4803–4807. 1976.
- [Pie08] C. PIES. *Entwicklung eines Detektor-Arrays basierend auf magnetischen Kalorimetern für die hochauflösende Röntgenspektroskopie an hochgeladenen Ionen*. Masterarbeit, Universität Heidelberg. 2008.
- [Pie12a] C. PIES. *maXs-200: Entwicklung und Charakterisierung eines Röntgendetektors basierend auf magnetischen Kalorimetern für die hochauflösende Spektroskopie hochgeladener Ionen*. Dissertation, Universität Heidelberg. 2012.
- [Pie12b] C. PIES, S. SCHÄFER, S. HEUSER, S. KEMPF, A. PABINGER, J.-P. PORST, P. RANITSCH, N. FOERSTER, D. HENGSTLER, A. KAMPKÖTTER, T. WOLF, L. GASTALDO, A. FLEISCHMANN und C. ENSS. *maXs: Microcalorimeter Arrays for High-Resolution X-Ray Spectroscopy at GSI/FAIR*. Journal of Low Temperature Physics, **167**. 2012.
- [Ran14] P. RANITZSCH. *Development and characterization of metallic magnetic calorimeters for the calorimetric measurement of the electron capture spectrum of ^{163}Ho for the purpose of neutrino mass determination*. Dissertation, Universität Heidelberg. 2014.
- [Rei86] W. REIM, R. H. KOCH, A. P. MALOZEMOFF, M. B. KETCHEN und H. MALETTA. *Magnetic Equilibrium Noise in Spin-Glasses: $\text{Eu}_{0.4}\text{Sr}_{0.6}\text{S}$* . Physical Review Letters, **57**. 1986.

-
- [Rid65] P. RIDER, K. GESCHNEIDER, JR. und O. MCMASTER. *Gold-rich rare-earth-gold solid solutions*. Transactions of the Metallurgical Society of AIME, **233**, 1488–1496. 1965.
- [Sch00] J. SCHÖNEFELD. *Entwicklung eines mikrostrukturierten magnetischen Tieftemperaturkalorimeters zum hochauflösenden Nachweis von einzelnen Röntgenquanten*. Dissertation, Universität Heidelberg. 2000.
- [Sjø75] M. SJØSTRAND und G. M. SEIDEL. *Hyperfine resonance properties of Er^{3+} in Au*. Physical Review B, **11**, 3292–3297. 1975.
- [Sve89] P. SVEDLINDH, K. GUNNARSSON, P. NORDBLAD, L. LUNDGREN, H. ARUGA und A. ITO. *Equilibrium magnetic fluctuations of a short-range Ising spin glass*. Physical Review B, **40**, 7162–7166. 1989.
- [Tao71] L. J. TAO, D. DAVIDOV, R. ORBACH und E. P. CHOCK. *Hyperfine Splitting of Er and Yb Resonances in Au: A Separation between the Atomic and Covalent Contributions to the Exchange Integral*. Physical Review B, **4**, 5–9. 1971.
- [Wäc12] M. WÄCHTER. *Tabellenbuch der Chemie: Daten zur Analytik, Laborpraxis und Theorie* (Wiley-VCH Verlag). 2012.
- [Wal77] L. R. WALKER und R. E. WALSTEDT. *Computer Model of Metallic Spin-Glasses*. Physical Review Letters, **38**, 514–518. 1977.
- [Wal80] L. R. WALKER und R. E. WALSTEDT. *Computer model of metallic spin-glasses*. Physical Review B, **22**, 3816–3842. 1980.
- [Wei96] H. WEINSTOCK. *SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Application, NATO ASI Series - Series E: Applied Sciences, Band 329* (Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, Niederlande). 1996.
- [Wei02] C. WEINHEIMER ET AL. *KATRIN, a next generation tritium β -decay experiment in search for the absolute neutrino mass scale*. Progress in Particle and Nuclear Physics, **48**, 141–150. 2002.
- [Wil69] G. WILLIAMS und L. L. HIRST. *Crystal-Field Effects in Solid Solutions of Rare Earths in Noble Metals*. Physical Review, **185**, 407–415. 1969.
- [Wis13] V. WISSDORF. *Magnetisches $1/f$ -Rauschen und Imaginärteil der magnetischen Suszeptibilität von Erbium dotiertem Gold bei Millikelvin Temperaturen*. Universität Heidelberg, Bachelorarbeit. 2013.

Danksagung

Zum Abschluss dieser Arbeit möchte ich mich bei allen bedanken, die auf verschiedenste Art und Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt:

Herrn PROF. DR. CHRISTIAN ENSS für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Möglichkeit in einem solch interessanten Gebiet der Tieftemperaturphysik meine Bachelorarbeit schreiben zu dürfen. Auf diese Weise konnte ich viele positive Erfahrungen sammeln, die einen sehr großen Wert für meine persönliche und berufliche Zukunft haben.

DR. LOREDANA GASTALDO für ihre unermüdliche Unterstützung und fortwährende Hilfe bezüglich allen Themengebieten meiner Arbeit. Ihre gut gelaunte und freundliche Art hat mich stets aufgemuntert und motiviert.

DR. ANDREAS FLEISCHMANN für seine wertvollen Ideen und Anregungen, die maßgeblich zum Entwurf des P2-Detektors beigetragen haben.

CLEMENS HASSEL danke ich besonders für seine allgegenwärtige Unterstützung und Hilfestellung während der gesamten Zeit, die ich in der Arbeitsgruppe F4 verbringen durfte.

DR. SEBASTIAN KEMPF, DANIEL HENGSTLER, LISA GAMER, SEBASTIAN HÄHNLE, MATHIAS WEGNER, ANNA FERRING, MATTHÄUS KRANTZ, MICHAEL KELLER UND DENNIS SCHULZ für viele praktische Tipps und die Beantwortung vieler Fragen. Durch ihre positive und humorvolle Art wurde ein sehr angenehmes Arbeitsumfeld geschaffen.

Zu guter Letzt möchte ich ganz besonders meinen Eltern, Geschwistern und Freunden danken, die mir stets mit einem offenen Ohr zur Seite standen und mich immer wieder gestärkt und motiviert haben.

Erklärung

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

Heidelberg, den 25.05.2015

.....

(Sebastian Hendricks)