



Alexandra Kampkötter

---

Design-Studie und Entwicklung eines  
großflächigen metallisch magnetischen  
Kalorimeters zur orts- und energieauflösenden  
Detektion von hochenergetischen  
Molekülfragmenten

Diplomarbeit

Dezember 2010



Fakultät für Physik und Astronomie  
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

DIPLOMARBEIT  
im Studiengang Physik

vorgelegt von  
**Alexandra Kampkötter**  
aus Darmstadt

2010





Design-Studie und Entwicklung eines  
großflächigen metallisch magnetischen  
Kalorimeters zur orts- und  
energieauflösenden Detektion von  
hochenergetischen Molekülfragmenten

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

In der vorliegenden Diplomarbeit wird ein neuartiges großflächiges magnetisches Kalorimeter für die orts aufgelöste Detektion massiver Teilchen mit einer kinetischen Energie von wenigen keV aufwärts vorgestellt. Ein metallisch magnetisches Kalorimeter besteht aus einem Teilchenabsorber und einem paramagnetischen Temperatursensor, der sich in einem schwachen äußeren Magnetfeld befindet. Gemäß dem kalorimetrischen Messprinzip führt ein Energieeintrag im Absorber zu einer Temperaturerhöhung des Detektors. Die daraus resultierende Magnetisierungsänderung des Sensors kann mit Hilfe eines rauscharmen dc-SQUID-Magnetometers in Form einer Änderung des magnetischen Flusses nachgewiesen werden.

Der hier diskutierte Detektor besteht aus sechzehn kreissegmentförmigen, großflächigen Absorbern, die einen Kreis mit einem Durchmesser von 36 mm bilden und an deren einem Ende sich jeweils ein Temperatursensor befindet. Aufgrund der diffusiven Ausbreitung der Wärme in den Absorbern, hängt die Anstiegszeit des Detektorsignals vom Auftreffort des Teilchens ab. Diese Tatsache erlaubt es, einem detektierten Teilchen eine Position zuzuordnen. Zur Charakterisierung der zu erwartenden Signale wurden numerische Finite-Elemente-Simulationen durchgeführt. Hierbei zeigte sich, dass in Abhängigkeit des Auftrefforts Anstiegszeiten zwischen  $20 \mu\text{s}$  und  $800 \mu\text{s}$  zu erwarten sind. Ferner wurde die Anwendbarkeit eines neu entwickelten Auswertalgorithmus mit Hilfe von simulierten Ereignissen überprüft.

### **Design-study and development of a large-area metallic magnetic calorimeter for position and energy resolving detection of high energetic molecular fragments**

This diploma thesis describes the development of a new large-area magnetic calorimeter for position sensitive detection of massive particles with kinetic energies from few keV. A metallic magnetic calorimeter consists of a particle absorber and a paramagnetic temperature sensor, placed in a weak magnetic field. According to the calorimetric detection principle, the deposition of energy in the absorber causes a rise in temperature of the detector. The resulting magnetization change of the sensor can be read out as a change in magnetic flux by a low-noise dc-SQUID-magnetometer.

The discussed detector encompasses sixteen pie-shaped large-area absorbers to form a circular whole with a diameter of 36 mm. The temperature sensor is positioned on the outer edge of each absorber. Due to the diffusive expansion of heat in the absorbers, the rise-time of the detector-signal depends on the impact location of the particle. This fact allows one to associate a position to a detected particle. To characterize the expected signals, numerical simulations were performed by using the program OpenFOAM. These indicated that, dependent on the impact position, expected rise-times are between  $20 \mu\text{s}$  and  $800 \mu\text{s}$ . Furthermore the adaptability of a new developed analysis-algorithm was surveyed with simulated events.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Detektionsprinzip eines magnetischen Kalorimeters . . . . .	3
2.2	Das Sensormaterial <u>Au:Er</u> . . . . .	4
2.2.1	Allgemeine Eigenschaften von <u>Au:Er</u> . . . . .	4
2.2.2	Thermodynamische Beschreibung wechselwirkungsfreier magnetischer Momente . . . . .	6
2.2.3	Thermodynamische Beschreibung magnetischer Momente unter Berücksichtigung von Wechselwirkungen . . . . .	9
2.3	Detektorgeometrie . . . . .	12
2.3.1	Mäanderförmige Detektionsspule . . . . .	12
2.3.2	Magnetfeldverteilung im Sensor . . . . .	13
2.3.3	Berechnung des Detektorsignals . . . . .	15
2.3.4	Flussänderung im SQUID-Magnetometer . . . . .	16
2.4	Wärmediffusion . . . . .	17
2.5	Energieauflösung magnetischer Kalorimeter . . . . .	19
2.5.1	Thermodynamische Energiefluktuationen . . . . .	20
2.5.2	Weitere intrinsische Rauschbeiträge des Detektors . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Detektor-Design</b>	<b>25</b>
3.1	Beschreibung des Detektor-Designs . . . . .	25

3.1.1	Detektor-Aufbau . . . . .	26
3.1.2	Eigenschaften des Detektors . . . . .	28
3.1.3	Thermalisierungsverhalten des Detektors . . . . .	30
3.2	Herstellung des Detektor-Chips . . . . .	31
3.2.1	Herstellung der Goldabsorber . . . . .	32
3.3	Messmethoden . . . . .	35
3.3.1	dc-SQUID-Magnetometer . . . . .	35
3.3.2	Beschreibung des experimentellen Aufbaus . . . . .	38
3.3.3	Präparation des Dauerstroms in der Detektionsschleife . . . . .	39
<b>4</b>	<b>Simulation</b>	<b>43</b>
4.1	Implementierte Geometrie . . . . .	43
4.2	Simulation der Wärmeausbreitung . . . . .	46
4.3	Simulation der Wärmeausbreitung mit zusätzlich überlagertem Rauschen	51
4.3.1	Ortsauflösung . . . . .	52
4.3.2	Energieauflösung . . . . .	56
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>61</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>63</b>

# 1. Einleitung

Überraschenderweise wurden in interstellaren Molekülwolken komplexe Kohlenwasserstoffverbindungen nachgewiesen. Aufgrund der geringen Temperaturen von 20 K bis 50 K und den geringen Dichten in diesen Wolken wurde vor diesen Beobachtungen eigentlich nur die Existenz einfacher Verbindungen erwartet. Eine Möglichkeit der Synthese solch komplexer Moleküle in diesen kalten Medien ist durch Elektron-Ion-Rekombinationen, wie der dissoziativen Rekombination, gegeben. Hierbei wird ein Elektron von einem positiv geladenen Molekülion eingefangen, was dazu führt, dass sich die Bindungskräfte im Molekül verschieben und dieses in neutrale Fragmente dissoziiert. In nachgelagerten Prozessen können sich die entstandenen Molekülfragmente zu komplexeren Molekülen verbinden.

Durch eine orts- und energieaufgelöste Untersuchung der Molekülfragmente in gekühlten Ionenspeicherringen soll ein besseres Verständnis der Mechanismen der dissoziativen Rekombination erzielt werden. Am Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPIK) in Heidelberg finden Messungen dazu am Testspeicherring (TSR) statt. Hierbei wird der bei Raumtemperatur gespeicherte Molekülionen-Strahl mit Elektronen mit angepasster Geschwindigkeit überlagert. Abhängig von der Geschwindigkeit der Elektronen erreicht man dadurch entweder eine wie oben beschriebene Rekombination mit nachfolgender Dissoziation oder eine kurzzeitige Integration des Elektrons in die Elektronenhülle des Molekülions. Im zweiten Fall entzieht das Elektron dem Ion beim Verlassen der Elektronenhülle überschüssige Schwingungs- und Rotationsenergie. Somit kann abhängig von der Speicherzeit eine Abregung der Schwingungs- und Rotationszustände der Molekülionen erreicht werden [Wol04]. Aufgrund der hohen Temperaturen im Ring findet jedoch nach kurzer Zeit eine thermische Wiederbesetzung der Schwingungs- und Rotationsniveaus statt. Da theoretische Berechnungen zur dissoziativen Rekombination derzeit auf analytisch lösbare Systeme beschränkt sind, ist es wünschenswert, dass experimentelle Daten für im Grundzustand gespeicherte Ionen vorliegen. Nur dann können diese auf einfache Weise mit quantenmechanischen Modellen verglichen und somit die Vorgänge in interstellaren Molekülwolken besser verstanden werden.

Um Molekülionen im Grundzustand beobachten zu können, befindet sich, ebenfalls am MPIK in Heidelberg, ein kryogener Speicherring (CSR) im Bau. Die Umgebungstemperatur des Molekülionen-Strahls kann dort auf unter 10 K abgekühlt werden, so dass nach der oben beschriebenen Elektronenkühlung keine thermische Wiederbesetzung der Schwingungs- und Rotationszustände mehr stattfindet. Desweiteren soll in dem Ring ein extrem gutes Vakuum ( $\simeq 10^{-15}$  mbar) herrschen, wo-

durch lange Speicherzeiten ermöglicht werden. Unter diesen Bedingungen kann eine Abregung der Schwingungs- und Rotationszustände der Molekülionen bis in den Grundzustand erreicht werden.

Die zur Zeit im Testspeicherring verwendeten Halbleiterdetektoren zur Messung der transversalen Ablenkung der dissoziierten Molekülfragmente sind im kryogenen Speicherring nicht mehr einsetzbar, da die Energien der dort gespeicherten Ionen mit 20 - 300 keV nicht mehr ausreichen, um in die Verarmungszone der Detektoren einzudringen und ein Signal auszulösen. Daher werden für den kryogenen Speicherring neue, tieftemperaturtaugliche Detektoren benötigt, die auch für Teilchen geringer Energie eine hohe Quanteneffizienz aufweisen.

Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit ein ortsauflösendes metallisch magnetisches Kalorimeter für die Detektion massiver Teilchen mit Energien in dem oben genannten Energiebereich entwickelt. Der Detektor verfügt über eine kreisförmige Absorptionsfläche mit einem Durchmesser von 36 mm, welche in sechzehn Kreissegmente mit einer Fläche von jeweils  $62,5\text{ mm}^2$  unterteilt ist. Unter dem äußeren Rand jedes Absorbers befindet sich jeweils ein paramagnetischer Temperatursensor, dessen magnetische Momente durch ein schwaches äußeres Magnetfeld teilweise ausgerichtet werden. Ein Energieeintrag in einem der Absorber führt zu einer Temperaturerhöhung im zugehörigen Sensor. Die hierdurch hervorgerufene Änderung der Magnetisierung kann in Form einer magnetischen Flussänderung durch ein empfindliches SQUID-Magnetometer gemessen werden. Da die Ausbreitung der Wärme im Absorber diffusiv verläuft, zeigen die Signale des Detektors in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt im Absorber unterschiedliche Anstiegszeiten. Diese Tatsache wird genutzt, um in radialer Richtung eine Ortsauflösung zu erhalten. Zusammen mit der Segmentierung des Detektors ist es damit möglich, die bei der dissoziativen Rekombination stattfindende Reaktionskinetik vollständig zu rekonstruieren.

In Kapitel 2 dieser Arbeit wird eine Beschreibung des Detektionsprinzips sowie des Sensormaterials Au:Er gegeben. Weiterhin werden die Grundlagen der in dieser Arbeit verwendeten Detektoren mit mäanderförmiger Detektionsspule diskutiert. Zuletzt wird die Idee zur Realisierung der ortsauflösenden Messung motiviert und die intrinsischen Rauschbeiträge des Detektors werden diskutiert.

Kapitel 3 beschreibt den Aufbau, die Eigenschaften und die Herstellung des Detektors. Desweiteren werden die geplanten Messmethoden erläutert.

In Kapitel 4 werden die zur Untersuchung der Ortsauflösung des Detektors durchgeführten Simulationen beschrieben und deren Ergebnisse vorgestellt. Weiterhin wird ein Algorithmus zur Bestimmung des Auftrefforts aus den erhaltenen simulierten Signalen des SQUID-Magnetometers vorgestellt.

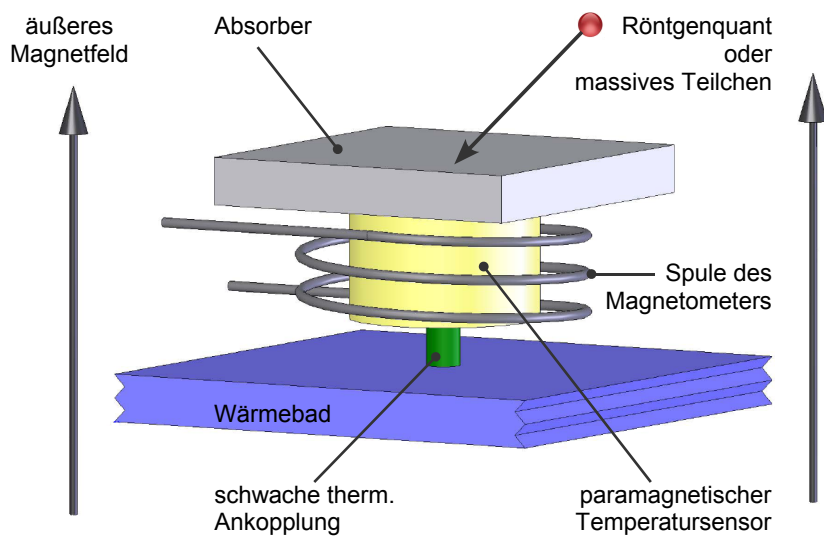
## 2. Physikalische Grundlagen

### 2.1 Detektionsprinzip eines magnetischen Kalorimeters

Das Detektionsprinzip eines magnetischen Kalorimeters basiert auf dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik. Ein Energieeintrag  $\delta E$  im Detektor, der von einem massiven Teilchen oder einem Röntgenquant verursacht wird, führt zu einer Temperaturerhöhung  $\delta T$ , die sich in linearer Näherung durch

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

berechnen lässt. Hierbei bezeichnet  $C_{\text{tot}}$  die Gesamtwärmekapazität des Kalorimeters. Die Energiemessung lässt sich also auf die Messung einer Temperaturänderung zurückführen.



**Abb. 2.1:** Schematische Darstellung eines magnetischen Kalorimeters.

In Abbildung 2.1 ist der schematische Aufbau eines magnetischen Kalorimeters

dargestellt. Dieses besteht aus einem Teilchenabsorber, der in gutem thermischen Kontakt zu einem paramagnetischen Temperatursensor steht. Dieser Sensor befindet sich in einem schwachen äußeren Magnetfeld  $H$ , durch das dessen magnetischen Momente teilweise ausgerichtet werden. Der Sensor wiederum ist schwach an ein Wärmebad der Temperatur  $T$  gekoppelt.

Die durch Absorption eines Teilchens mit Energie  $\delta E$  hervorgerufene Temperaturänderung  $\delta T$  geht einher mit einer Änderung der Magnetisierung  $M$  des paramagnetischen Sensors um  $\delta M = \frac{\partial M}{\partial T} \delta T$ . Diese kann als magnetische Flussänderung  $\delta \Phi$  in der Auslesespule eines empfindlichen SQUID<sup>1</sup>-Magnetometers nachgewiesen werden. Ist der Energieeintrag ins Kalorimeter hinreichend klein ( $\delta T \ll T$ ), so gilt

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

Man erkennt anhand Gleichung 2.2, dass die Flussänderung  $\delta \Phi$  umso größer ist, je größer die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung des Sensormaterials,  $\partial M / \partial T$ , und je kleiner die Gesamtwärmekapazität  $C_{\text{tot}}$  des Detektors ist.

Eine kleine Wärmekapazität lässt sich erreichen, indem man den Detektor bei tiefen Temperaturen betreibt, da dann sowohl der elektronische ( $C_{\text{el}} \propto T$ ) als auch der phononische ( $C_{\text{ph}} \propto T^3$ ) Beitrag zur Wärmekapazität klein werden. Daher werden magnetische Kalorimeter üblicherweise im Temperaturbereich von 10 mK bis 100 mK betrieben.

Im Rahmen der hier diskutierten Arbeit wurde als Sensormaterial eine verdünnte Legierung aus Gold und dem Seltenerdmetall Erbium verwendet, da die Magnetisierung dieses Materials auch bei Temperaturen unter 100 mK noch in guter Näherung dem Curie-Gesetz, mit  $M \propto 1/T$ , folgt, und somit eine große Temperaturabhängigkeit  $\partial M / \partial T$  besitzt. Desweiteren erhält man durch die Einbettung der magnetischen Ionen in einen metallischen Wirtskristall eine starke Kopplung zwischen den Leitungselektronen des Metalls und den lokalisierten magnetischen Momenten, die zu einer schnellen internen Thermalisierung des Sensors und somit zu einer kurzen Anstiegszeit des Messsignals führt.

## 2.2 Das Sensormaterial Au:Er

### 2.2.1 Allgemeine Eigenschaften von Au:Er

In der Vergangenheit zeigte es sich, dass mit einigen 100 ppm Erbium dotiertes Gold ein geeignetes Sensormaterial für metallisch magnetische Kalorimeter darstellt. Gold

---

<sup>1</sup>Superconducting Quantum Interference Device.



als Wirtskristall hat eine kubisch-flächenzentrierte Gitterstruktur mit einer Gitterkonstanten von  $a_0 = 4,08 \text{ \AA}$  und zeigt diamagnetisches Verhalten mit einer nahezu temperaturunabhängigen Volumenssuszeptibilität<sup>2</sup> von  $\chi_{\text{Au}} = -3,45 \cdot 10^{-5}$ . Löst man Erbium in Gold, so besetzen die Erbium-Atome reguläre Gitterplätze und geben drei Valenzelektronen an das Leitungsband des Goldkristalls ab. Die so entstandene Elektronenkonfiguration der  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen ist  $[\text{Kr}] 4d^{10} 4f^{11} 5s^2 5p^6$ . Da die 4f-Schale der  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen nicht vollständig gefüllt ist, tragen diese ein permanentes magnetisches Moment, das einen paramagnetischen Beitrag zur Suszeptibilität liefert, welcher bei Temperaturen unter etwa 50 mK dominiert.

Die 4f-Schale der  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen liegt mit einem Radius von ca.  $0,3 \text{ \AA}$  tief im Inneren des Ions, welches eine Ausdehnung von etwa  $1 \text{ \AA}$  hat. Durch die Elektronen der äußeren 5s- und 5p-Schale wird daher das Kristallfeld der Goldmatrix am Ort der 4f-Elektronen stark reduziert. Aus diesem Grund kann man die Gesamtdrehimpulse  $\mathbf{L}$ ,  $\mathbf{S}$  und  $\mathbf{J}$  nach den Hundschen Regeln ermitteln und damit das magnetische Moment  $\boldsymbol{\mu} = -g_J \mu_B \mathbf{J}$  mit dem Bohrschen Magneton  $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$  und einem Landé-Faktor  $g_J = 6/5$  berechnen.

Wegen des Gesamtdrehimpulses von  $J = 15/2$  würde ein isoliertes  $\text{Er}^{3+}$ -Ion einen 16-fach entarteten Grundzustand aufweisen [Abr70]. Unter dem Einfluss eines äußeren Magnetfeldes würde dieser dann in 16 äquidistante Energieniveaus mit einem Abstand von  $\Delta E = \mu_B g_J B$  aufspalten. Aufgrund des elektrischen Kristallfeldes der Goldmatrix erfährt der entartete Grundzustand jedoch eine Aufspaltung in fünf entartete Energieniveaus ( $\Gamma_6^-$ ,  $\Gamma_7$ -Doublett,  $3 \times \Gamma_8$ -Quartett). Jedes dieser fünf Niveaus wiederum erfährt in einem äußeren Magnetfeld eine zeemanartige Aufspaltung. Für Temperaturen über 100 K sind alle Energieniveaus durch thermische Anregungen besetzt. Die Magnetisierung unter Einfluss eines äußeren Magnetfeldes lässt sich in diesem Fall ohne Berücksichtigung der Kristallfeldaufspaltung beschreiben [Wil69]. Im Temperaturbereich unter 100 K macht sich die durch das Kristallfeld bewirkte Aufspaltung bemerkbar. Tiefer gelegene Multipletts werden thermisch stärker besetzt als höher gelegene und das Magnetisierungsverhalten lässt sich nicht mehr wie im Fall isolierter Ionen beschreiben. Bei Temperaturen unter etwa  $T = 1,5 \text{ K}$  sind fast ausschließlich die beiden Energieniveaus des  $\Gamma_7$ -Kramers-Doubletts besetzt. Die Energieaufspaltung im Nullfeld zum nächst höher gelegenen Multiplett wurde mit mehreren unterschiedlichen Messungen bestimmt ([Wil69, Dav73, Sjö75, Hah92]). Der zur Zeit wohl genaueste Wert stammt aus Neutronenstreuexperimenten und beträgt  $\Delta E/k_B = 17 \text{ K}$  [Hah92]. Das thermodynamische Verhalten von Au:Er kann also bei kleinen Temperaturen und in schwachen Magnetfeldern durch ein Zweiniveausystem mit Quasispin  $\tilde{S} = 1/2$  und effektivem, isotropem gyromagnetischen Verhältnis  $\tilde{g} = 34/5$  beschrieben werden [Abr70].

---

<sup>2</sup>Volumenssuszeptibilität in SI-Einheiten angegeben.

### 2.2.2 Thermodynamische Beschreibung wechselwirkungsfreier magnetischer Momente

Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, erfolgt die Messung der Energie eines massiven Teilchens oder eines Röntgenquants mit Hilfe eines metallisch magnetischen Kalorimeters durch die Messung der Magnetisierungsänderung eines paramagnetischen Temperatursensors. Aus Gleichung 2.2 erkennt man, dass hierfür die Kenntnis der Wärmekapazität  $C_{\text{tot}}$  des Kalorimeters wie auch die der Temperaturabhängigkeit,  $\frac{\partial M}{\partial T}$ , der Magnetisierung erforderlich ist.

Wie in vorangegangenen Arbeiten ausführlich diskutiert wurde (siehe z.B. [Fle03]), können diese Größen mit Methoden der statistischen Mechanik berechnet werden. Unter Vernachlässigung der Wechselwirkung der Erbium-Ionen untereinander finden wir für die Wärmekapazität  $C_z$  der magnetischen Momente den Ausdruck

$$C_z = Nk_B \left( \frac{\Delta E}{k_B T} \right)^2 \frac{e^{\Delta E/k_B T}}{(e^{\Delta E/k_B T} + 1)^2}. \quad (2.3)$$

Hierbei bezeichnet  $N$  die Anzahl der magnetischen Momente,  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$  die Boltzmann-Konstante und  $\Delta E = \tilde{g}\mu_B B$  die Energieaufspaltung der Erbium-Ionen in einem äußeren Magnetfeld  $B$ .

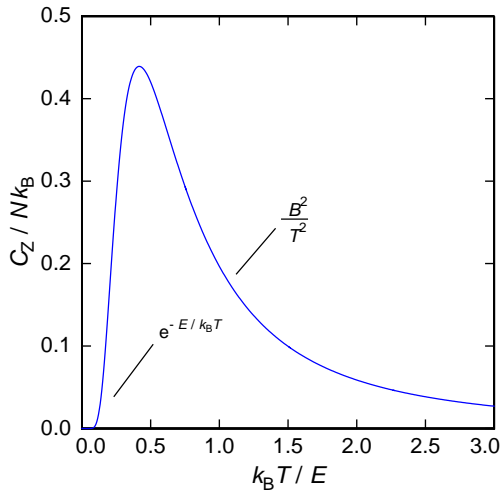
Für die Magnetisierung findet man, ebenfalls unter Vernachlässigung der Wechselwirkung der Erbium-Ionen den Ausdruck

$$M = \frac{N}{V} \frac{1}{2} \tilde{g}\mu_B \tanh\left(\frac{\Delta E}{2k_B T}\right). \quad (2.4)$$

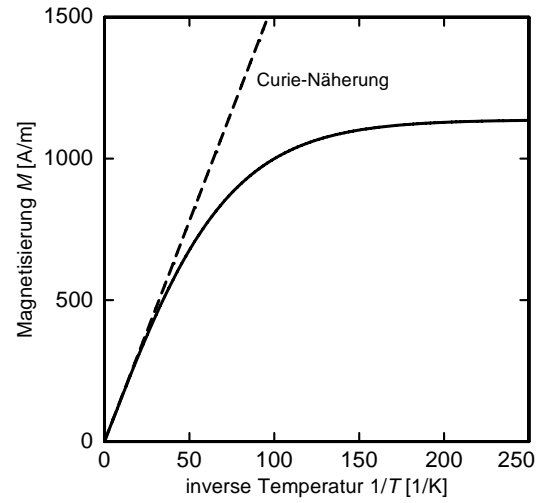
Das Argument des Hyperbeltangens beinhaltet die Temperatur- und Feldabhängigkeit, es ist proportional zum Verhältnis  $B/T$ . Die Magnetisierung ist proportional zur Dichte der magnetischen Ionen,  $N/V$ , und zur maximalen  $z$ -Komponente des magnetischen Moments,  $\tilde{S}\tilde{g}\mu_B$  mit  $\tilde{S} = \frac{1}{2}$ .

In Abbildung 2.2 ist der Verlauf der Wärmekapazität der magnetischen Momente als Funktion der reduzierten Temperatur  $k_B T/E$  zu sehen. Das Maximum wird als Schottky-Anomalie bezeichnet und befindet sich bei  $k_B T/E \approx 0,42$ . Der Wert des Maximums beträgt etwa  $C_{z,\text{max}} \approx 0,44 N k_B$ . In Abbildung 2.3 ist die Magnetisierung von  $\text{Au:Er}_{612\text{ppm}}$  im Modell wechselwirkungsfreier magnetischer Momente als Funktion der inversen Temperatur,  $1/T$ , dargestellt.

Im Grenzfall hoher Temperaturen gilt  $\frac{\tilde{g}\mu_B B}{2k_B T} \ll 1$  und der Hyperbeltangens in Gleichung 2.4 kann nach dem Argument entwickelt werden. Man erhält den als Curie-



**Abb. 2.2:** Wärmekapazität eines Zwei-Niveau-Systems mit Energieaufspaltung  $E = \tilde{g}\mu_B B$  als Funktion der reduzierten Temperatur  $k_B T / E$ .



**Abb. 2.3:** Magnetisierung  $M$  als Funktion der inversen Temperatur  $1/T$  für einen Sensor mit einer Erbium-Konzentration von 612 ppm.

Gesetz bekannten Zusammenhang

$$M \approx \mu_0 \frac{N}{V} \frac{(\tilde{g}\mu_B)^2 H}{4k_B T}. \quad (2.5)$$

Dabei bezeichnet  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$  die magnetische Permeabilität des Vakuums.

### Detektorsignal im Modell wechselwirkungsfreier $\text{Er}^{3+}$ -Ionen

Wie bereits mehrfach beschrieben, beruht das Prinzip der Energiemessung bei einem magnetischen Kalorimeter auf der Messung der Magnetisierungsänderung  $\delta M$  eines paramagnetischen Sensors. Da diese Magnetisierungsänderung von der jeweiligen Sensorgeometrie abhängig ist, wird bei der nun folgenden Diskussion des Detektorsignals die Änderung des magnetischen Moments  $\delta m = V \cdot \delta M$  betrachtet. Unter der Annahme, dass das Verhalten des Detektors ausschließlich durch das bislang diskutierte und als wechselwirkungsfrei angenommene Spinsystem bestimmt ist, würde ein Energieeintrag  $\delta E$  zum Umklappen von  $\delta N$  magnetischen Momenten führen. Jedes magnetische Moment würde bei diesem Vorgang die Energie  $\tilde{g}\mu_B B$  aufnehmen und den Betrag des magnetischen Moments des Sensors um  $\tilde{g}\mu_B$  ändern. Die gesamte

Änderung des magnetischen Moments wäre somit durch

$$\delta m = \frac{\delta E}{B} \quad (2.6)$$

gegeben und wäre unabhängig von der Geometrie. Die Empfindlichkeit des Detektors würde zu kleinen Magnetfeldern hin proportional zu  $1/B$  zunehmen, da die Zeemanaufspaltung abnimmt und somit bei gleichem Energieeintrag eine zunehmende Anzahl von Spins umgeklappt werden könnte.

In einem realen magnetischen Kalorimeter müssen allerdings weitere thermodynamische Systeme berücksichtigt werden. Dies wäre zum Einen das System der Leitungselektronen mit einer spezifischen Wärme von  $c_e = \gamma T$  mit  $\gamma_{\text{Au}} = 6,89 \cdot 10^{-4} \text{ J}/(\text{molK}^2)$  [Mar73] und zum anderen das System der Phononen mit einer spezifischen Wärme von  $c_{\text{ph}} = \beta T^3$  mit  $\beta = 4,41 \cdot 10^{-4} \text{ J}/(\text{molK}^4)$  [Kit06]. Aufgrund der  $T^3$ -Abhängigkeit ist der Beitrag der Phononen zur Gesamtwärmekapazität im betrachteten Temperaturbereich allerdings sehr gering und kann gegenüber dem Elektronenbeitrag vernachlässigt werden. Die Wärmekapazität  $C_e$  der Leitungselektronen des Sensormaterials und des Teilchenabsorbers aus reinem Gold führt nun dazu, dass nur der Bruchteil

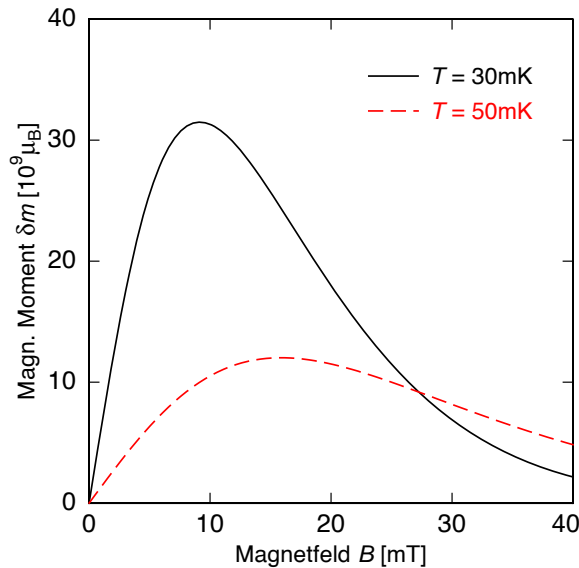
$$\delta E_z = \frac{C_z}{C_z + C_e} \delta E \quad (2.7)$$

der ursprünglich deponierten Energie in das Zeemansystem mit Wärmekapazität  $C_z$  fließt.

Hierdurch ändert sich die Magnetfeldabhängigkeit des Detektorsignals grundlegend. Um dies zu verdeutlichen, ist in Abb. 2.4 die Änderung des magnetischen Moments  $\delta m$  eines quaderförmigen Au:Er-Sensors mit Goldabsorber bei der Absorption eines Teilchens der Energie 5,9 keV für verschiedene Temperaturen gezeigt. Die Erbium-Konzentration des Sensors beträgt 880 ppm, seine Abmessungen betragen  $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm} \times 2,5 \mu\text{m}$ . Der Absorber besitzt ein Volumen von  $0,2 \text{ mm}^3$ . Bei kleinen Magnetfeldern wächst der in das Spinsystem fließende Energieanteil proportional zu  $B^2$ , so dass das Detektorsignal  $\delta m$  gemäß Gleichung 2.7 eine lineare Abhängigkeit vom Magnetfeld zeigt. Bei mittleren Magnetfeldern durchläuft das Detektorsignal ein temperaturabhängiges Maximum. In diesem Maximum entspricht die Wärmekapazität des Spinsystems ungefähr der Wärmekapazität der Leitungselektronen,

$$C_z(B_{\text{max}}, T) \simeq C_e(T). \quad (2.8)$$

Bei hohen Magnetfeldern fließt fast die gesamte deponierte Energie in das Spinsystem, so dass die Magnetfeldabhängigkeit durch Gleichung 2.6 gegeben und demnach



**Abb. 2.4:** Änderung des magnetischen Moments  $\delta m$  eines quaderförmigen Au:Er-Sensors mit Goldabsorber bei der Absorption eines Teilchens der Energie 5,9 keV. Die Abmessungen des Sensors betragen  $1\text{ mm} \times 1\text{ mm} \times 2,5\text{ }\mu\text{m}$  bei einer Erbium-Konzentration von 880 ppm. Der Absorber besitzt ein Volumen von  $0,2\text{ mm}^3$ .

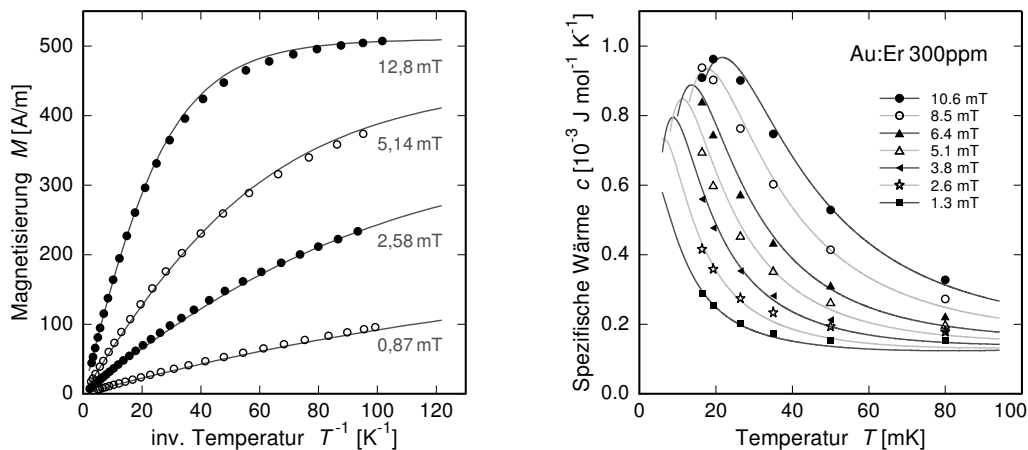
proportional zu  $1/B$  ist.

### 2.2.3 Thermodynamische Beschreibung magnetischer Momente unter Berücksichtigung von Wechselwirkungen

Bei der bisherigen Diskussion des Verhaltens von  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen in Gold wurden zwar die Wechselwirkungen der  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen mit dem Kristallfeld und einem äußeren Magnetfeld, nicht aber Wechselwirkungen zwischen den  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen selbst berücksichtigt. In diesem Modell lässt sich das Detektorsignal qualitativ gut beschreiben, man erhält jedoch keine quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. In diesem Abschnitt werden daher die beiden dominanten Wechselwirkungsmechanismen zwischen den  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen, die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung und die RKKY-Wechselwirkung<sup>3</sup>, vorgestellt sowie deren Auswirkung auf die thermodynamischen Eigenschaften von Au:Er beschrieben. Die direkte Austauschwechselwirkung, die aus dem Überlapp der Wellenfunktionen zweier benachbarter magnetischer Momente resultiert, kann wegen der geringen räumlichen Ausdehnung der magnetischen 4f-Orbitale und aufgrund der geringen Erbium-Konzentration von we-

<sup>3</sup>Der Name der Wechselwirkung leitet sich aus den Namen der Physiker M. A. Rudermann, C. Kittel, T. Kasuya und K. Yosida ab, die diesen Mechanismus vorgeschlagen haben.

nigen 100 ppm vernachlässigt werden. Trotz des verschwindenden Überlapps der 4f-Wellenfunktionen benachbarter  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen, kann über eine Polarisation der Leitungselektronen des Goldes eine indirekte Austauschwechselwirkung zwischen den  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen stattfinden, die sogenannte RKKY-Wechselwirkung. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung resultiert aus dem Einfluss des Dipol-Magnetfelds, das von einem  $\text{Er}^{3+}$ -Ion erzeugt wird, auf ein benachbartes  $\text{Er}^{3+}$ -Ion. Die Auswirkungen der beiden Wechselwirkungen auf das thermodynamische Verhalten von Au:Er können durch zusätzliche Terme im Hamilton-Operator beschrieben werden. Genauere Ausführungen darüber findet man z.B. in [Fle05]. Für große Abstände weisen beide Wechselwirkungen ein Abklingverhalten proportional zu  $1/r^3$  auf, wobei  $r$  den Abstand zwischen zwei magnetischen Momenten bezeichnet. Aufgrund dieser Tatsache ist es möglich mit Hilfe des sogenannten Wechselwirkungsparameter  $\alpha$  die Stärke der RKKY-Wechselwirkung relativ zur Stärke der Dipol-Dipol-Wechselwirkung anzugeben [Fle05].



**Abb. 2.5:** Messungen der Magnetisierung (links) und der spezifischen Wärme (rechts) eines Au:Er-Sensors mit einer Erbium-Konzentration von 300 ppm als Funktion der inversen Temperatur bzw. Temperatur für verschiedene Magnetfelder. Die durchgezogenen Kurven sind numerische Simulationen, die mit Hilfe einer Monte-Carlo-Methode durchgeführt wurden [Fle03].

In Abbildung 2.5 sind Messungen von Wärmekapazität und Magnetisierung in Abhängigkeit von der Temperatur bzw. der inversen Temperatur, bei verschiedenen Magnetfeldern gezeigt. Zusätzlich sind numerisch berechnete Verläufe eingezeichnet bei denen sowohl die Dipol-Dipol-Wechselwirkung als auch die RKKY-Wechselwirkung berücksichtigt wurden. Zu deren Berechnung kann eine Molekularfeldnäherung oder eine Monte-Carlo-Simulation verwendet werden. Genaue Beschreibungen dieser Methoden findet man z.B. in [Sch00] oder [Fle03]. Die experimentellen Daten und die

berechneten Kurven stimmen sowohl für die Magnetisierung als auch für die Wärmekapazität sehr gut überein. Die Magnetisierung zeigt auch im Modell wechselwirkender magnetischer Momente für hohe Temperaturen das erwartete Curie-Verhalten und folgt einer  $1/T$ -Abhängigkeit. Bei tiefen Temperaturen erreicht sie eine Sättigung, wobei der Sättigungswert etwas niedriger ist, als im wechselwirkungsfreien Modell. Die spezifische Wärme weist ein magnetfeldabhängiges Maximum auf, das auch als Schottky-Anomalie bekannt ist. Gegenüber dem wechselwirkungsfreien Fall ist hier die Breite des Maximums annähernd verdoppelt. Beide Effekte führen zu einer Verringerung des Detektorsignals und müssen somit bei der Optimierung der Detektoreigenschaften berücksichtigt werden.

### Weitere Beiträge zur Wärmekapazität

Wie sich in vorangegangenen Arbeiten zeigte, existieren in Au:Er zwei weitere Beiträge zur Wärmekapazität, auf die an dieser Stelle noch kurz eingegangen werden soll. Zum einen handelt es sich um das Kernspin tragende Erbium-Isotop  $^{167}\text{Er}$  und zum anderen um das System der Kernquadrupolmomente von Gold.

Das Isotop  $^{167}\text{Er}$  hat einen Kernspin von  $I = 7/2$  und weist demnach eine Hyperfeinstrukturaufspaltung auf. Es zeigt sich, dass das hyperfeinaufgespaltene  $\Gamma_7$ -Kramers-Doublett für kleine Felder aus zwei Gruppen von Energieniveaus mit den Gesamtdrehimpulsen  $F = 4$  bzw.  $F = 3$  besteht [Sjö75]. Die Nullfeldaufspaltung dieser beiden Gruppen ist mit  $140 \text{ mK} \cdot k_B$  vergleichsweise groß. Während eine Umbesetzung der Energieniveaus innerhalb einer der beiden Gruppen zwangsläufig zu einer Änderung des magnetischen Moments und damit zu einer Änderung der Magnetisierung führt, sind Umbesetzungen vom Multiplett mit  $F = 4$  in das Multiplett mit  $F = 3$  nicht zwangsläufig mit einer Magnetisierungsänderung verbunden. Folglich kann das Isotop  $^{167}\text{Er}$  Energie aufnehmen ohne zum Signal beizutragen. Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit isotonenangereichertes Au:Er verwendet wurde, bei dem der  $^{167}\text{Er}$ -Anteil auf ca.  $1,2\%$ <sup>4</sup> und somit auf ein vernachlässigbares Niveau reduziert wurde, verwendet wurde, kann der Beitrag von  $^{167}\text{Er}$  zu Wärmekapazität und Magnetisierung vernachlässigt werden.

Bei Untersuchungen des Thermalisierungsverhaltens von Au:Er zeigte sich ferner ein weiterer Beitrag zur Wärmekapazität, der sehr wahrscheinlich von den Quadrupolmomenten der Goldkerne herrührt [Fle98, Her00, Gör01, Bur08]. Während es in reinem Gold aufgrund der kubischen Kristallsymmetrie zu keiner Quadrupol-aufspaltung kommt, erzeugen  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen am Ort der Goldkerne einen elektrischen Feldgradienten, der zu einer Aufspaltung führt. Die hiermit verbundene Wärmekapazität scheint nahezu unabhängig von kleinen äußeren Magnetfeldern zu sein und

<sup>4</sup>Nach Angaben des Herstellers Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TE 37831, USA.

verläuft im relevanten Temperaturbereich von 10 mK bis 100 mK annähernd proportional zum Quadrat der inversen Temperatur. Die Relaxationszeit mit der dieses System der Kernspins mit dem stark gekoppelten System der Leitungselektronen und der  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen ins Gleichgewicht kommt, ist magnetfeldabhängig und beträgt z.B.  $\tau \approx 200 \mu\text{s}$  bei  $B \approx 2\text{mT}$ , bzw.  $\tau \approx 850 \mu\text{s}$  bei  $B \approx 10\text{mT}$  [Sch00].

## 2.3 Detektorgeometrie

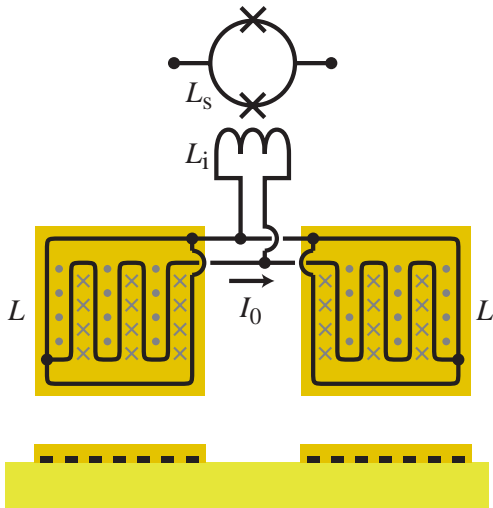
Bei der bisherigen Diskussion des Detektorsignals wurde die Änderung des magnetischen Moments  $\delta m$  nach einem Energieeintrag  $\delta E$  betrachtet, da diese unabhängig von der Detektorgeometrie ist. Um allerdings die Signalgröße  $\delta\Phi_s/\delta E$ , d.h. die Änderung des magnetischen Flusses im SQUID-Magnetometer pro Energieeintrag, quantitativ beschreiben zu können, muss auch die Detektorgeometrie in die Diskussion mit einbezogen werden.

### 2.3.1 Mäanderförmige Detektionsspule

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Detektor soll, wie in der Einleitung beschrieben, zur orts- und energieaufgelösten Detektion von Molekülfragmenten dienen, die durch eine dissoziative Rekombination entstehen. Hierfür ist eine möglichst große Detektionsfläche erforderlich. Die daraus resultierende, vergleichsweise große Wärmekapazität des Absorbers erfordert, um eine möglichst gute Energieauflösung zu erhalten, eine ungefähr gleich große Sensorwärmekapazität (siehe Abschnitt 2.5.1). Um dies zu realisieren, ist die in Abbildung 2.6 gezeigte Geometrie geeignet. Der Detektor besteht aus einer Reihe von Teilchenabsorbern, die paarweise von jeweils einem SQUID-Magnetometer ausgelesen werden. Abbildung 2.6 zeigt den schematischen Aufbau eines solchen Paares. Die induktive Auslesung der beiden zugehörigen paramagnetischen Temperatursensoren geschieht hierbei über zwei gradiometrisch verbundene mäanderförmige Detektionsschleifen, die aus einem supraleitenden Material bestehen, in diesem Fall Niob. Isoliert durch eine dünne, nichtleitende  $\text{SiO}_2$ -Schicht befindet sich über jeder dieser Detektionsschleifen ein planarer Sensor. Oberhalb der Sensoren befinden sich thermisch gut angekoppelt jeweils die Absorber. Ein in die Detektionsschleifen eingepprägter Dauerstrom  $I_0$  erzeugt das Magnetfeld, das benötigt wird, um die magnetischen Momente im Sensor teilweise auszurichten. Dieses Magnetfeld ist inhomogen und fällt senkrecht zur Detektorebene annähernd exponentiell ab.

Parallel zu den beiden mäanderförmigen Detektionsschleifen ist die Einkoppelspule eines Stromsensor-SQUIDs geschaltet. Alle drei bilden einen komplett supraleitenden Stromkreis. Eine Änderung der Magnetisierung  $\delta M$  im Sensor führt zu





**Abb. 2.6:** Schematische Darstellung der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Detektorgeometrie.

einer Änderung des magnetischen Flusses  $\delta\Phi$  in den Detektionsschleifen und somit, aufgrund der magnetischen Flusserhaltung in geschlossenen supraleitenden Schleifen, zu einer Änderung des Stroms  $\delta I$  durch diese. Dies hat wiederum eine Änderung des Stroms  $\delta I'$  in der Einkoppelspule zur Folge, wodurch eine Flussänderung  $\delta\Phi_S$  im räumlich separierten SQUID ausgelesen werden kann. Magnetisierungsänderungen in dem einen der beiden Sensoren des gradiometrisch verschalteten Aufbaus führen zu positiven Flussänderungen,  $\delta\Phi_S > 0$ , Magnetisierungsänderungen im anderen Sensor zu negativen,  $\delta\Phi_S < 0$ . Aufgrund der räumlichen Trennung können durch das SQUID hervorgerufene thermische Einflüsse auf die Sensoren reduziert werden. Der Einfluss äußerer Temperaturschwankungen wird durch die gradiometrische Verschaltung stark reduziert, da die durch Temperaturänderungen in beiden Sensoren bewirkten Flussänderungen im SQUID sich gegenseitig aufheben. Weiterhin sind die Verbindungsleitungen der mäanderförmigen Schleifenstrukturen so angeordnet, dass das magnetische Johnson-Rauschen (siehe dazu Abschnitt 2.5.2) in den Detektionsschleifen auf ein Minimum reduziert ist [Fle05].

### 2.3.2 Magnetfeldverteilung im Sensor

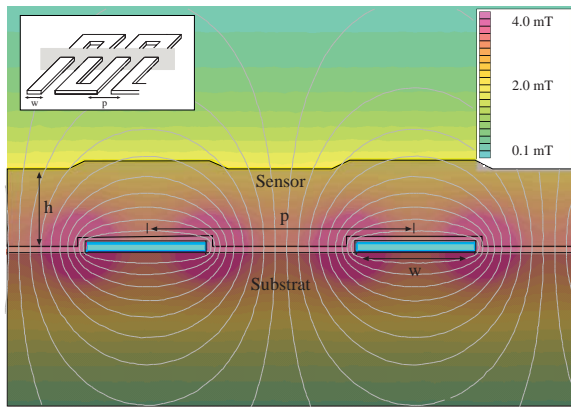
Das durch die mäanderförmige Detektionsschleife erzeugte Magnetfeld lässt sich nur schwer analytisch berechnen. Um die Magnetfeldverteilung im Sensor zu erhalten wurde daher auf eine numerische Berechnung mittels einer Finite-Elemente-Simulation zurückgegriffen. Dafür wurde die Finite-Elemente-Software FEMM 4.0<sup>5</sup> verwendet, mit der man quasi-zweidimensionale Probleme der Elektro- und Magnetostatik simulieren kann.

Unter der Annahme unendlich langer Streifen der Detektionsspule, die abwech-

<sup>5</sup>Finite Element Method Magnetics, Version 4.0, D. Meeker.

selnd von einem Strom  $+I_0$  und  $-I_0$  durchflossen werden, lässt sich das hier vorliegende dreidimensionale Problem der Magnetfeldverteilung im Sensor auf die Betrachtung einer Ebene senkrecht zum Verlauf der Streifen und somit auf ein quasi-zweidimensionales Problem reduzieren. Da die Verbindungen zwischen den Streifen nur in einem kleinen Randbereich der Schleifenfläche auftreten, ist diese Annahme gerechtfertigt. Weiterhin kann man unter der Annahme unendlich vieler Streifen periodische Randbedingungen verwenden.

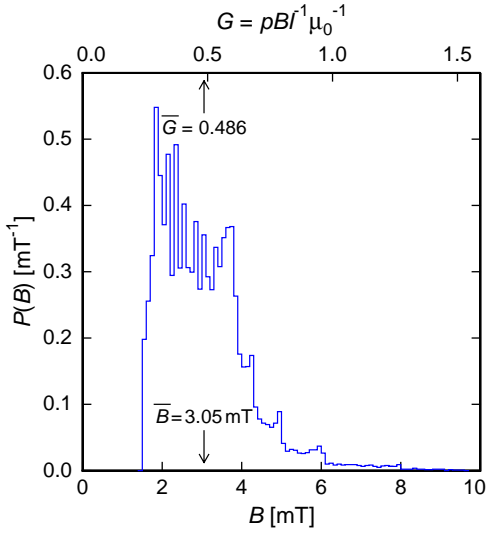
Die Streifen der Detektionsspule werden in der Simulation als supraleitend und somit als perfekt diamagnetisch angenommen. Der Einfluss des Au:Er-Sensors kann aufgrund seiner geringen Erbium-Konzentration, und somit kleinen Suszeptibilität von  $\chi < 0,15$ , vernachlässigt werden.



**Abb. 2.7:** Numerisch berechnetes Magnetfeld im Sensor bei einem Dauerstrom  $I_0 = 50$  mA, Mitte-zu-Mitte-Abstand  $p = 10$   $\mu\text{m}$  und Streifenbreite  $w = 4,25$   $\mu\text{m}$ . Gezeigt sind jeweils der Verlauf der Feldlinien und in Falschfarben der Betrag des Magnetfeldes.

In Abbildung 2.7 ist die numerisch bestimmte Magnetfeldverteilung innerhalb des Sensors gezeigt. Die Simulation wurde hier für einen Mitte-zu-Mitte-Abstand der Streifen von  $p = 10$   $\mu\text{m}$  und einer Streifenbreite  $w = 4,25$   $\mu\text{m}$  bei einem in die Schleifenstruktur eingepprägten Dauerstrom von  $I_0 = 50$  mA durchgeführt. Die Höhe des Sensors beträgt  $h = 2,75$   $\mu\text{m}$ . Das Magnetfeld an jedem Ort  $\mathbf{r}$  innerhalb des Sensors ist proportional zum präparierten Dauerstrom  $I_0$ . Dadurch kann die Magnetfeldverteilung von Strömen, die sich von dem zur Simulation verwendeten Strom unterscheiden, durch Reskalierung gewonnen werden.

Im folgenden Abschnitt wird die Berechnung des Detektorsignals diskutiert. Dafür ist es hilfreich, die Häufigkeitsverteilung  $P(B)$  der Magnetfelder im Sensorvolumen zu betrachten. In Abbildung 2.8 ist die aus der Simulation gewonnene Häufigkeitsverteilung der Magnetfelder gezeigt. Die Bedeutung des ebenfalls eingezeichneten Geometriefaktors  $G$  wird im nächsten Abschnitt erläutert.



**Abb. 2.8:** Häufigkeitsverteilung der Magnetfelder im Sensor bei einem Dauerstrom von 50mA. Die Streifenbreite beträgt  $w = 4,25 \mu\text{m}$ , der Mitte-zu-Mitte-Abstand  $p = 10 \mu\text{m}$  und die Höhe des Sensors  $h = 2,75 \mu\text{m}$ .

### 2.3.3 Berechnung des Detektorsignals

Bei der in Kapitel 2.1 gezeigten einfachen Detektorgeometrie erzeugt eine Magnetisierungsänderung  $\delta m$  des zylindrischen paramagnetischen Sensors innerhalb einer Leiterschleife mit Radius  $r$  eine Änderung des magnetischen Flusses von

$$\delta\Phi = \mu_0 \frac{G}{r} \delta m, \quad (2.9)$$

wobei  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{Vs/Am}$  die magnetische Permeabilität des Vakuums darstellt. Der im vorigen Abschnitt schon erwähnte, dimensionslose Geometriefaktor  $G$  beschreibt die Kopplung zwischen Sensor und Detektionsschleife und hat für die dort diskutierte Anordnung einen Wert von etwa 0,5. Der Wert von  $G$  ist abhängig von der relativen Anordnung von Sensor und Spule, nicht aber von ihrer absoluten Größe.

Einen ähnlichen Ansatz kann man für mäanderförmige Detektionsschleifen machen. Wie in vorangegangenen Arbeiten schon mehrmals beschrieben (z.B. [Bur08]) kann bei Kenntnis des Betrags  $B(\mathbf{r})$  des Magnetfelds und somit der Kenntnis des Geometriefaktors  $G(\mathbf{r}/p)$  die Änderung des magnetischen Flusses pro Energieeintrag zu

$$\frac{\delta\Phi}{\delta E} = \frac{1}{C_a + \int_{V_s} c_s(\mathbf{r}) d^3r} \int_{V_s} \mu_0 \frac{G(\mathbf{r}/p)}{p} \frac{\partial M(B(\mathbf{r}, T))}{\partial T} d^3r \quad (2.10)$$

berechnet werden. Hierbei wird mit  $C_a$  die Wärmekapazität des Absorbermaterials und mit  $c_s$  die spezifische Wärme (pro Volumen) des Sensors bezeichnet.

Die Ortsabhängigkeit im Integral lässt sich in eine reine Magnetfeldabhängigkeit überführen und somit kann die Integration über das Sensorvolumen  $V_s$  durch eine Integration über die Magnetfeldverteilung  $P(B)$  (siehe auch Abbildung 2.8) ersetzt werden. Mit der Definition

$$\langle X \rangle_B = \int_0^\infty X P(B) dB \quad (2.11)$$

als gewichteter Mittelwert der Größe  $X$  lässt sich Gleichung 2.10 in die Form

$$\frac{\delta\Phi}{\delta E} = \frac{V_s}{C_a + V_s \langle c_s \rangle_B} \left\langle \mu_0 \frac{G}{p} \frac{\partial M}{\partial T} \right\rangle_B \quad (2.12)$$

überführen.

### 2.3.4 Flussänderung im SQUID-Magnetometer

Wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, wird bei der hier diskutierten Detektorauslesung die magnetische Flussänderung in der mäanderförmigen Detektionsspule über einen supraleitenden Flusstransformator zu einem dc-SQUID-Magnetometer übertragen, wodurch thermische Einflüsse des SQUID-Magnetometers auf die Sensoren klein gehalten werden können. Allerdings ist dann nicht die magnetische Flussänderung  $\delta\Phi$  in der mäanderförmigen Detektionsschleife das eigentliche Maß für die absorbierte Energie, sondern die Flussänderung  $\delta\Phi_s$  im SQUID-Magnetometer.

Wie in vorangegangenen Arbeiten gezeigt (z.B. [Bur08]), erzeugt eine Flussänderung  $\delta\Phi$  in der mäanderförmigen Detektionsschleife im SQUID-Magnetometer eine Flussänderung

$$\delta\Phi_s = \frac{k\sqrt{L_i L_S}}{L_m + 2(L_i + L_w)} \delta\Phi. \quad (2.13)$$

Hierbei ist  $L_m$  die Induktivität einer mäanderförmigen Detektionsschleife,  $L_i$  die Induktivität der Einkoppelspule des SQUID-Magnetometers,  $L_w$  die Induktivität der Verbindungsleitungen zwischen Detektionsschleife und Einkoppelspule,  $L_S$  die Induktivität des SQUIDs und  $k$  der Kopplungsfaktor zwischen Einkoppelspule und SQUID.

Um die Flussänderung  $\delta\Phi_s$  im SQUID bestimmen zu können ist die Kenntnis der Induktivität  $L_m$  der mäanderförmigen Detektionsschleife erforderlich. Diese kann

nach [Fle05] näherungsweise über

$$L_m = l\mu_0 \frac{A}{p} \quad (2.14)$$

berechnet werden. Der dimensionslose Vorfaktor  $l$  hängt hierbei vom Verhältnis  $w/p$  ab, mit  $A$  wird die von der Detektionsschleife abgedeckte Fläche bezeichnet. Für den in dieser Arbeit diskutierten Detektor mit  $w/p \simeq 0,5$  ergibt sich ein Wert von  $l \simeq 0,22$ , die Fläche beträgt  $A = 1 \text{ mm}^2$ . Für die Induktivitäten gilt  $L_m \simeq 27 \text{ nH}$  und  $L_i = 23,2 \text{ nH}$ . Die Gegeninduktivität  $M_{is} = k\sqrt{L_i L_S}$  zwischen Einkoppelspule und dem verwendeten Detektor-SQUID ergibt sich zu  $M_{is} = 0,94 \text{ nH}$ . Für die Induktivität der Verbindungsleitungen<sup>6</sup> kann  $L_w = 0,6 \text{ nH}$  angenommen werden. Damit lässt sich unter Verwendung der Gleichung 2.13 die im SQUID tatsächlich detektierte Flussänderung  $\delta\Phi_s$  bestimmen. Nach Einsetzen der verschiedenen Größen werden ca. 1,3 % der von der Detektionsschleife detektierten Flussänderung  $\delta\Phi$  in das SQUID eingekoppelt. Auf den ersten Blick wirkt dieser Kopplungsfaktor klein, er wird jedoch dadurch bewirkt, dass die Induktivität  $L_S$  des SQUIDs im Vergleich zu der der mäanderförmigen Detektionsschleife sehr klein ist. Die Wahl kleiner SQUID-Induktivitäten ist technisch sinnvoll und wirkt sich positiv auf das Gesamt-Signal-zu-Rauschen-Verhältnis aus, da in diesem Fall das Flussrauschen des SQUIDs besonders klein gehalten werden kann.

Der besondere Vorteil der gradiometrischen Verschaltung der Detektionsspulen soll an dieser Stelle noch kurz erläutert werden. Temperaturschwankungen des Detektorsubstrats können zu Schwankungen der Temperatur des Sensors und somit zu schwankender Magnetisierung führen. Dies würde im Detektor-SQUID als Fluktuation des magnetischen Flusses und damit als zusätzlicher Rauschanteil gemessen werden, der die Energieauflösung des Detektors beeinträchtigt. Werden beide Detektionsspulen symmetrisch mit jeweils einem Sensor versehen, so führen Temperaturschwankungen, die das gesamte Substrat betreffen, zu gleich großen Magnetisierungsänderungen in beiden Sensoren. Die dadurch in der Einkoppelspule induzierten Ströme sind so gerichtet, dass sie sich gerade aufheben und somit der durch Temperaturfluktuationen hervorgerufene Rauschanteil stark reduziert wird.

## 2.4 Wärmediffusion

Wie in der Einleitung beschrieben, soll der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Detektor zur Untersuchung der Dynamik der dissoziativen Rekombination einge-

<sup>6</sup>Die Induktivität  $L_w$  ist bei dem in Kapitel 3 beschriebenen Detektor zum einen durch die Bonddrähte zur Verbindung zwischen Detektorchip und SQUID und zum zweiten durch die Induktivitäten der Niobleiterbahnen zwischen den einzelnen Detektionsschleifenstrukturen gegeben

setzt werden. Dabei ist die transversale Ablenkung der Molekülfragmente von der ursprünglichen Strahlrichtung der Molekülonen von besonderem Interesse. Es bestehen verschiedene Möglichkeiten ein metallisches magnetisches Kalorimeter zu entwickeln, das nicht nur die Energie, sondern auch die Position des absorbierten Teilchens bestimmen kann. Im vorliegenden Fall wurde die Idee umgesetzt, sich die Wärmediffusion zu Nutzen zu machen.

Wärmediffusion findet immer dann statt, wenn ein Temperaturgradient vorhanden ist. Dieser wird durch Übertragung thermischer Energie ausgeglichen. Die Wärmestromdichte  $\mathbf{j}(\mathbf{x}, t)$  in Richtung abnehmender Temperatur ist analog zum ersten Fick'schen Gesetz gegeben

$$\mathbf{j}(\mathbf{x}, t) = -\lambda \nabla T(\mathbf{x}, t), \quad (2.15)$$

wobei  $\lambda$  die temperaturabhängige, stoffspezifische Wärmeleitfähigkeit und  $T(\mathbf{x}, t)$  die Temperaturverteilung beschreibt. Geht man davon aus, dass keine Wärmequellen oder -senken von außen vorhanden sind, gilt die Kontinuitätsgleichung

$$c \frac{\partial T(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \nabla \mathbf{j}(\mathbf{x}, t) = 0, \quad (2.16)$$

wobei  $c$  die spezifische Wärme pro Volumen bezeichnet.

Die Kontinuitätsgleichung 2.16 und Gleichung 2.15 ergeben zusammen die Wärmeleitungsgleichung

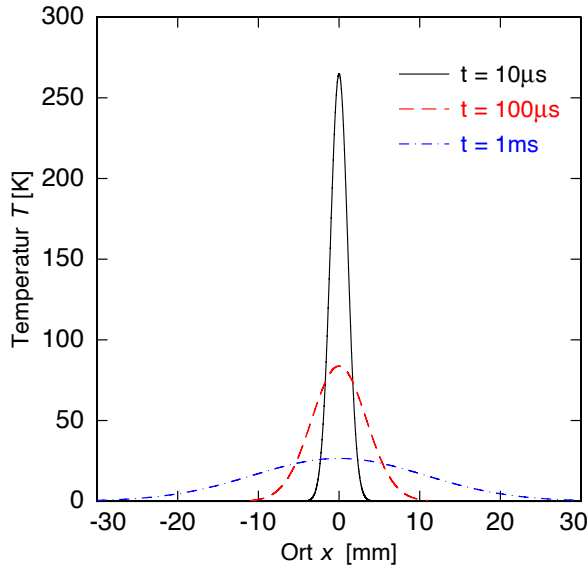
$$\frac{\partial T(\mathbf{x}, t)}{\partial t} = \nabla \left( \frac{\lambda}{c} \nabla T(\mathbf{x}, t) \right). \quad (2.17)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung liefert in einem unendlich ausgedehnten Medium ein gaußförmiges Temperaturprofil mit einer Standardabweichung von

$$\sigma = \sqrt{2 \frac{\lambda}{c} t} = \sqrt{2Dt}, \quad (2.18)$$

die proportional zur Wurzel der Zeit anwächst. Hierbei ist  $D = \frac{\lambda}{c}$  der Diffusionskoeffizient des Mediums. Da angenommen wurde, dass weder Wärmequellen noch -senken vorhanden sind, muss das Integral des Temperaturprofils zu jeder Zeit gleich sein. Je länger die Wärme braucht, um zu einem Ort zu gelangen, desto flacher ist dort die Temperaturänderung als Funktion der Zeit.

In Abbildung 2.9 ist eine eindimensionale Temperaturverteilung zu verschiedenen Zeitpunkten zu sehen. Zur Berechnung wurde eine Diffusionskonstante von  $D =$



**Abb. 2.9:** Eindimensionale normierte Temperaturverteilung zu unterschiedlichen Zeiten für ein Temperaturprofil  $T(x, t = 0) \propto \delta(x)$ . Für die Diffusionskonstante wurde ein Wert von  $D = (0,34 \text{ mm})^2 / \mu\text{s}$  verwendet.

$(0,34 \text{ mm})^2 / \mu\text{s}$  verwendet, die sich aus  $\lambda = 245 \text{ mW}/(\text{Km})$  und  $c = 2,14 \text{ J}/(\text{Km}^3)$  des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten galvanisierten Goldes ergibt.

Für den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektor soll die Wärmediffusion im Absorber ausgenutzt werden, um eine Positionsabhängigkeit des Detektorsignals zu erhalten. Verwendet man einen langgezogenen Absorberstreifen, an dessen einem Ende sich der paramagnetische Temperatursensor befindet, so ist, nach obiger Erläuterung, der Verlauf des Temperaturanstiegs im Sensor abhängig vom Abstand des Energieeintrags. Über die Bestimmung der sich unterscheidenden Signalanstiegszeiten kann auf die Position des Energieeintrags rückgeschlossen werden.

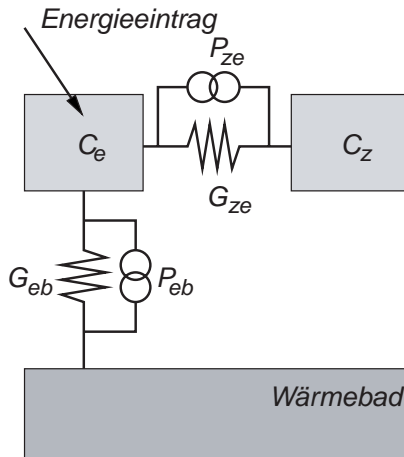
## 2.5 Energieauflösung magnetischer Kalorimeter

Bei der Entwicklung eines energiedispersiven Detektors stellt sich zwangsläufig die Frage, welche Energieauflösung  $\Delta E$  mit diesem Detektor erzielt werden kann und ob diese fundamental limitiert ist. Äußere Störungen, wie mechanische Vibrationen, Instabilitäten der Arbeitstemperatur oder elektromagnetische Störungen können durch einen sorgfältig ausgeführten Aufbau klein gehalten werden. Hingegen gibt es intrinsische Rauschquellen, die das Auflösungsvermögen eines magnetischen Kalorimeters

beeinträchtigen können. Dies sind thermodynamische Energiefluktuationen zwischen verschiedenen Subsystemen des Detektors, das magnetische Johnson-Rauschen metallischer Detektorkomponenten und das intrinsische Flussrauschen des verwendeten SQUID-Magnetometers.

### 2.5.1 Thermodynamische Energiefluktuationen

Abbildung 2.10 zeigt ein vereinfachtes thermodynamisches Modell eines magnetischen Kalorimeters als kanonisches Ensemble mit zwei Subsystemen. Dargestellt sind das System der Leitungselektronen, bezeichnet mit  $C_e$ , und das Zeeman-System der Spins,  $C_z$ . Die Kopplung der Systeme untereinander bzw. mit dem Wärmebad der Temperatur  $T$  wird durch die Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten  $G_{ze}$  bzw.  $G_{eb}$  bezeichnet. Parallel zu den Kopplungen sind jeweils die thermischen Rauschquellen<sup>7</sup>  $P_{ze}$  bzw.  $P_{eb}$  eingezeichnet.



**Abb. 2.10:** Vereinfachtes Modell eines magnetischen Kalorimeters als kanonisches Ensemble mit zwei diskreten Subsystemen.

Nimmt man an, dass ein Wärmeeintrag im Detektor im System der Leitungselektronen instantan thermalisiert, so kann die zeitliche Entwicklung des Wärmeinhalts der beiden Subsysteme durch zwei gekoppelte Differentialgleichungen beschrieben werden [Fle03]. Das daraus abgeleitete Leistungsspektrum der Energiefluktuationen des Zeeman-Systems ist, für den Fall, dass  $0,1 < C_z/C_e < 10$  und  $\tau_0 \ll \tau_1$ ,

$$S_{Ez}(f) \simeq k_B C_z T^2 \left( (1 - \beta) \frac{4\tau_0}{1 + (2\pi\tau_0 f)^2} + \beta \frac{4\tau_1}{1 + (2\pi\tau_1 f)^2} \right), \quad (2.19)$$

wobei  $\beta = C_z/(C_z + C_e)$  den relativen Anteil der Wärmekapazität des Zeeman-Systems zur Gesamtwärmekapazität angibt. Ferner bezeichnen  $\tau_0$  und  $\tau_1$  die cha-

<sup>7</sup>Hier werden als thermische Rauschquellen die Fluktuationen des Wärmeflusses durch thermische Kopplungen verstanden. Ihr Leistungsspektrum kann analog dem Nyquist-Rauschen zu  $S_{P_{ez}/P_{eb}} = 4k_B T^2 G_{ez/eb}$  berechnet werden.



rakteristischen Zeitkonstanten des Systems, die von den thermischen Leitfähigkeiten und den Wärmekapazitäten abhängen. Sie beschreiben den Anstieg, bzw. den Abfall der Energie des Spinsystems.

Das Detektorsignal hängt nur vom Energieinhalt des Zeeman-Systems ab. Im Modell aus Abbildung 2.10 ist dessen zeitlicher Verlauf gegeben durch  $E_z = E_0 \cdot p(t)$ , mit der Punktantwortfunktion

$$p(t) \simeq \beta(-e^{-t/\tau_0} + e^{-t/\tau_1}). \quad (2.20)$$

Für den auf positive Frequenzen eingeschränkten Absolutwert der Fouriertransformierten der Punktantwortfunktion erhält man

$$|\tilde{p}(f)| \simeq \frac{2\beta\tau_1}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau_0)^2}\sqrt{1 + (2\pi f\tau_1)^2}}. \quad (2.21)$$

Aus den Gleichungen 2.19 und 2.21 ergibt sich für die Energieauflösung des Detektors näherungsweise [Fle03]

$$\Delta E_{\text{FWHM}} \simeq 2,35\sqrt{4k_B C_e T^2} \left( \frac{1}{\beta(1-\beta)} \frac{\tau_0}{\tau_1} \right)^{1/4}. \quad (2.22)$$

Da die Signalanstiegszeit  $\tau_0$  aufgrund der Spin-Elektron-Relaxationszeit endlich ist, ist auch die Energieauflösung des Detektors auf endliche Werte beschränkt. Bei der Abfallszeit  $\tau_1$  des Signals wäre ein möglichst großer Wert wünschenswert, dieser muss allerdings vereinbar sein mit der erforderlichen Zählrate. Man sieht weiterhin, dass  $C_e \simeq C_z$  sein sollte, das heißt, dass bei gegebener Absorberwärmekapazität die Wahl einer ebensogroßen Sensorwärmekapazität zu einer Optimierung der Energieauflösung führt.

Bislang wurden bei der Diskussion der thermodynamischen Energiefluktuationen punktförmige Wärmekapazitäten angenommen, so dass das Elektronensystem instantan thermalisiert. Allerdings basiert das Detektionsprinzip des vorliegenden Entwurfs mit großflächigem Teilchenabsorber auf diffusiver Wärmeausbreitung. In diesem Fall kann man sich das Elektronensystem in einem einfachen Modell in viele identische Untersysteme unterteilt vorstellen, die untereinander thermisch gekoppelt sind. Dadurch ändert sich zum einen das Leistungsspektrum der Energiefluktuationen. Zum anderen verläuft der Energieanstieg im Zeeman-System nach der Absorption eines Teilchens wesentlich langsamer, so dass die Punktantwortfunktion des Detektorsignals ebenfalls eine andere Form annimmt. Die oben genannte Gleichung 2.22 stellt hier nur eine untere Grenze für die erreichbare Energieauflösung dar.

## 2.5.2 Weitere intrinsische Rauschbeiträge des Detektors

### Magnetisches Johnson Rauschen

In normalleitenden metallischen Detektorkomponenten kommt es aufgrund der thermischen Energie zu einer ungeordneten Bewegung der Leitungselektronen. Dadurch werden zeitlich fluktuierende Magnetfelder erzeugt. Aufgrund der Ähnlichkeit zum elektrischen Johnson-Rauschen wird dieser Effekt als magnetisches Johnson-Rauschen bezeichnet. Liegen die erzeugten Felder in der Nähe des SQUIDs oder der mäanderförmigen Detektionsschleife (siehe Abschnitt 2.3.1), so werden diese Magnetfeldfluktuationen in Form eines Rauschens des magnetischen Flusses detektiert. In [Pie08] wird die Berechnung des magnetischen Johnson-Rauschens unter Verwendung des Dissipations-Fluktuations-Theorems durchgeführt. Für das magnetische Flussrauschen eines metallischen Quaders mit Grundfläche  $A$ , Höhe  $h$  und elektrischer Leitfähigkeit  $\sigma$ , der sich in direktem Kontakt zu einer mäanderförmigen Detektionsschleife mit Streifenbreite  $w$  und Mitte-zu-Mitte-Abstand  $p$  befindet, findet man den empirischen Zusammenhang

$$\sqrt{S_{\Phi,J}} = \frac{2,376}{4\pi} \mu_0^2 k_B T \sigma A p (1 - e^{-2\pi h/p}). \quad (2.23)$$

Rauschquellen sind hier Sensor und Absorber, sowie alle anderen metallischen Bestandteile, wie z.B. der Kupferhalter auf dem sich der Detektor befindet. Da zum einen die Betriebstemperatur des Detektors bei nur  $T \simeq 30\text{mK}$  liegt und zum anderen die spezifische Dichte  $\rho_{\text{AuEr}}$  des Sensors vergleichsweise hoch ist und der besser leitende Absorber relativ weit von der Detektionsspule entfernt ist, ist dieser Beitrag jedoch kaum messbar und kann hier vernachlässigt werden.

### 1/f-Rauschen der Erbium-Ionen

Durch das Aufbringen eines Au:Er-Sensors auf die gradiometrisch verschalteten Detektionsschleifen eines magnetischen Kalorimeters wird der qualitative Verlauf des Rauschspektrums des magnetischen Flusses beeinflusst [Dan05]. Ohne Sensor liefert das verwendete SQUID-Magnetometer ein Rauschen, das sich zusammensetzt aus einem weißen und einer zu  $1/f$  proportionalen spektralen Leistungsdichte des magnetischen Flussrauschens. Setzt man einen Sensor auf eine der beiden Detektionsschleifen, so steigt das  $1/f$ -Rauschen. Bringt man einen weiteren Sensor auf die zweite Detektionsschleife, so kann man zusätzlich zum weißen Rauschen eine Erhöhung des  $1/f$ -Beitrages um den Faktor  $\sqrt{2}$  beobachten. Dieser  $1/f$ -Beitrag ist nahezu temperaturunabhängig, steigt jedoch proportional mit der Anzahl der Erbium-Ionen

an [Fle03]. Rein empirisch kann er parametrisiert werden durch

$$S_{\Phi, \text{Er}}(f) \simeq \left( \frac{\mu_0 G}{r} \right) S_m(f) N_{\text{Er}}, \quad (2.24)$$

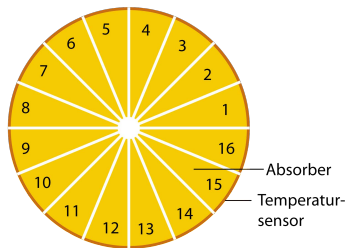
wobei  $G$  für den detektorspezifischen Geometriefaktor (siehe Kapitel 2.3.3),  $r$  für den Abstand zwischen Detektorschleife und Sensor,  $S_m(f)$  für die spektrale Leistungsdichte der Fluktuationen des magnetischen Moments eines Erbium-Ions und  $N_{\text{Er}}$  für die Anzahl der Erbium-Ionen im Sensor stehen.



## 3. Detektor-Design

### 3.1 Beschreibung des Detektor-Designs

Wie in der Einleitung beschrieben, muss der Detektor zur Untersuchung der dissoziativen Rekombination eine Positionsinformation für die detektierten Molekülfragmente liefern. Es gibt verschiedene Möglichkeiten auf der Grundlage von metallischen magnetischen Kalorimetern eine Ortsauflösung zu erhalten. Beispielsweise könnte man ein großflächiges Array aus vielen kleinen Detektoren aufbauen. Eine weitere Möglichkeit den Ort eines Energieeintrags zu bestimmen ist, sich die bereits in Kapitel 2.4 diskutierte Wärmediffusion zu Nutze zu machen. Befindet sich der paramagnetische Temperatursensor am kurzen Ende eines langen rechteckigen Absorberstreifens, so kann man aus der Anstiegszeit des Temperaturverlaufs im Sensor auf den Abstand zum Ort des Wärmeeintrags schließen.



**Abb. 3.1:** Schematische Abbildung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektors. Der kreisrunde Detektor ist in sechzehn Absorberstücke unterteilt, unter deren äußerem Rand sich jeweils ein Sensor befindet.

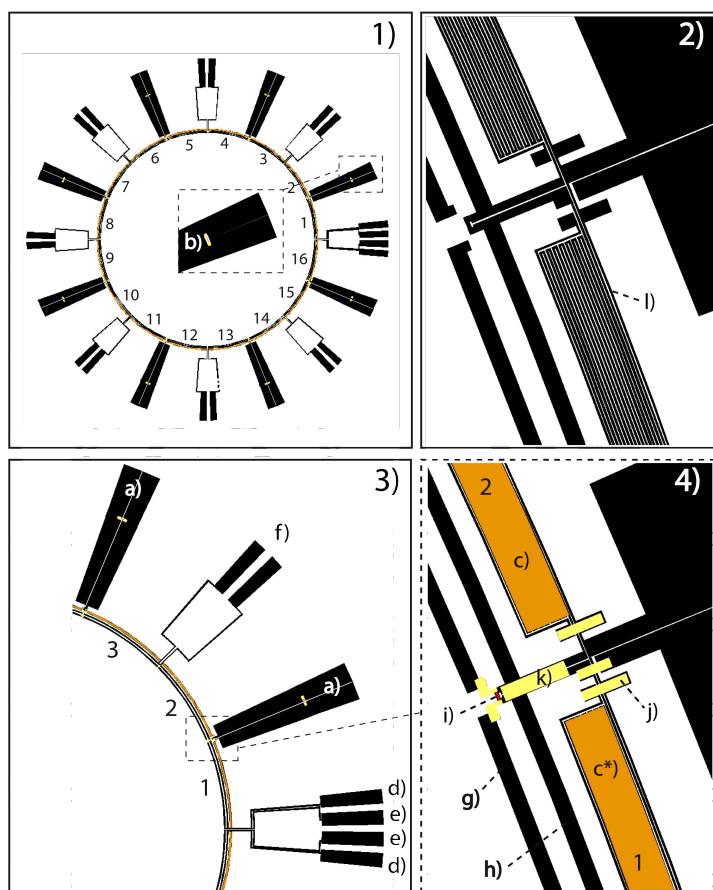
Für das vorliegende Design wurde der Absorberstreifen aus Gold gefertigt und kreissegmentförmig gestaltet. Insgesamt wurden 16 solcher Absorbersegmente so angeordnet, dass sie einen Kreis bilden. Eine schematische Darstellung dazu ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Unter dem äußeren Rand eines jeden Absorberstücks befindet sich ein schmaler, gebogener Sensor. Dieser besteht aus Gold-Erbium, dessen Eigenschaften in Kapitel 2.2 ausführlich erläutert wurden. Mit einer Breite von  $b_s = 140\mu\text{m}$  und einer Länge von  $l_s \approx 7\text{ mm}$  bedeckt der Sensor eine Fläche von  $A_s \approx 1\text{mm}^2$  und verläuft entlang des Umfangs eines Kreises mit einem Radius von  $R \approx 18\text{mm}$ .

Die Länge eines Absorberstücks beträgt  $l_a \simeq 16,5\text{ mm}$ , der Abstand zwischen zwei Absorberstücken beträgt  $25\mu\text{m}$ . In der Mitte des Detektors wurde ein Loch mit einem Durchmesser von 3 mm frei gelassen. Für den Nachweis nicht oder nur wenig abgelenkter Teilchen kann an dieser Stelle hinter dem hier vorgestellten Detektor ein weiteres magnetisches Kalorimeter positioniert werden. Die effektive Nachweisfläche des hier beschriebenen Detektors beträgt etwa  $A_{ges} \approx 1000\text{ mm}^2$ , wobei ein einzel-

nes Absorberstück eine Fläche von etwa  $A_{ein} \approx 62,5 \text{ mm}^2$  hat. Da es sich bei den nachzuweisenden Molekülfragmenten um massive Teilchen handelt, reicht eine Absorberhöhe von  $h_a = 3 \mu\text{m}$  mehr als aus, um eine hundertprozentige Quanteneffizienz zu gewährleisten.

### 3.1.1 Detektor-Aufbau

Der Detektor ist aus mehreren, übereinanderliegenden Schichten aufgebaut. Diese werden auf einem Saphir-Substrat mikrostrukturiert. Eine genauere Erläuterung dazu erfolgt in Kapitel 3.2. Im folgenden sollen die wichtigsten Strukturen innerhalb der einzelnen Schichten erläutert werden.



**Abb. 3.2:** Zeichnungen zum Detektor-Design

- a) Anschluss SQUID
- b) Widerstand aus Gold-Palladium zur Reduktion von hochfrequenten Störsignalen
- c) Sensor, c\*) Sensor des Detektors 1 mit 10% kleinerer Fläche als die anderen Sensoren
- d) Anschluss Feldleitungen
- e) Anschluss Heizer
- f) zusätzliche Anschlussmöglichkeiten für Feldleitungen und Heizer
- g) Heizerzuleitung
- h) Feldleitung
- i) Heizwiderstand aus Gold-Palladium
- j) Verbindungs-Vias in zweiter Niob-Lage
- k) supraleitende Abdeckung zur Reduktion von Streuinduktivitäten
- l) Umrandungsbox zur Abschirmung äußerer Magnetfelder

In der ersten Lage besteht der Detektor aus supraleitenden Niob-Bahnen. Diese

formen 16 paarweise parallel geschaltete mäanderförmige Detektionsschleifen, deren Funktionsweise in Kapitel 2.3.1 beschrieben wurde. Ein Ausschnitt aus einer Zeichnung dieser Lage ist in Abbildung 3.2.2 zu sehen. Die Breite der einzelnen, etwa 7 mm langen Niob-Bahnen beträgt  $w = 5\mu\text{m}$ , der Mitte-zu-Mitte-Abstand zwischen zwei Bahnen beträgt  $p = 10\mu\text{m}$ . Eine Detektionsschleife wird aus 15 solcher Bahnen geformt. Zur Abschirmung von äußeren Magnetfeldern ist jede einzelne Detektionsschleife von einer supraleitenden Bahn (l) umgeben, die (siehe Abbildung 3.2.4) in der darüberliegenden zweiten Niob-Lage geschlossen wird.

Wie in Abschnitt 2.3.1 bereits erwähnt, wird bei magnetischen Kalorimetern mit mäanderförmiger Detektionsspule, das zur Ausrichtung der Spins im Sensor benötigte Magnetfeld durch einen Dauerstrom in der supraleitenden mäanderförmigen Detektionsschleife erzeugt. Um den Dauerstrom einzuprägen, benötigt man Zuleitungen (g) und (h), über die man die Detektionsspule mit einer Stromquelle verbinden kann, sowie einen Dauerstrom-Schalter, der die geschlossene supraleitende Schleife unterbrechen kann. Die genaue Vorgehensweise bei der Einprägung des Dauerstroms ist in Abschnitt 3.3.3 beschrieben. Als Schalter wird ein Heizwiderstand (i) aus einer Gold-Palladium-Legierung verwendet, der sich elektrisch isoliert über einer Ausstülpung eines Niob-Streifens der Detektionsschleife befindet. Die Abmessungen des Widerstands sind so gewählt, dass ein Strom durch diesen Widerstand den darunterliegenden Niob-Streifen lokal auf über 9 K heizt. Dadurch bricht die Supraleitung der Niob-Bahn an dieser Stelle zusammen. Die dazu benötigten Heizer- und Feldleitung gehen im vorliegenden Detektor-Design einmal rundherum über alle ausgestülpten Niob-Streifen der acht doppelten Detektionsschleifen hinweg. Dadurch kann während eines Strom-Einprägungsvorgangs der gleiche Dauerstrom gleichzeitig in alle Detektionsschleifen eingebracht werden. Die Hauptanschlüsse (d) und (e) zur Stromquelle befinden sich außerhalb der Detektionsfläche zwischen den Absorberstücken 1 und 16 (vgl. Abbildung 3.1). Zusätzlich sind jeweils sieben weitere Anschlüsse (f) auf dem Detektor mikrostrukturiert, um bei einer möglichen fehlerhaften Unterbrechung in den Hauptzuleitungen (d) und (e) eine Ausweichmöglichkeit für den Anschluss der Stromquelle zu haben.

Über jeder der Detektionsschleifen befindet sich, elektrisch isoliert durch eine  $\text{SiO}_2$ -Schicht, ein paramagnetischer Sensor aus Gold-Erbium (c). Der Sensor des Detektors 1 (gekennzeichnet mit  $c^*$ ) hat eine Breite von  $130\mu\text{m}$ . Die Sensoren der übrigen Detektoren sind mit einer Breite von  $140\mu\text{m}$  um  $10\mu\text{m}$  breiter. Dies hat zur Folge, dass Temperaturänderungen des Saphir-Wafers, auf dem sich der gesamte Detektor befindet, einen magnetischen Fluss im SQUID-Magnetometer der ersten Detektionsschleife hervorrufen (siehe hierzu Abschnitt 2.3.4). Dieser Messkanal kann somit zum einen bei der Charakterisierung des Detektors zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der Sensor-Magnetisierung  $\partial M/\partial T$  verwendet werden. Ist diese

bekannt, so kann die Erbium-Konzentration, sowie die Qualität der aufgetragenen Sensoren überprüft werden. Zum anderen kann im Teilchendetektions-Betrieb die Detektortemperatur überwacht werden.

Die Anschlüsse zur SQUID-Einkoppelspule sind in Abbildung 3.2.2 mit a) gekennzeichnet. Zwischen diesen Bondpads wurde jeweils ein Widerstand (b) aus Gold-Palladium mit einer Länge von  $120\mu\text{m}$  aufgebracht, dessen Höhe  $75\text{ nm}$  und Breite  $6\mu\text{m}$  beträgt. Der Wert des Widerstands liegt damit bei etwa  $100\Omega$ . Die Anwesenheit des Widerstands bewirkt ein Tiefpassfiltern von hochfrequenten Störsignalen und soll die vom Detektor-SQUID induzierten Wirbelströme im Sensor reduzieren. Mit einer Induktivität der parallel geschalteten mäanderförmigen Detektionsspule von etwa  $L = 23,2\text{ nH}$  werden Frequenzen größer als  $600\text{ MHz}$  abgeschnitten.

Der zum Dauerstromschalter führende ausgestülpte Niob-Streifen wird in der zweiten Niob-Lage mit einem Balken (k) (siehe Abbildung 3.2.4) abgedeckt. Aufgrund des Meißner-Ochsenfeld-Effekts führt dies zu einer Reduktion des Magnetfelds zwischen den Leitungen der Ausstülpung und damit zu einer Reduktion von parasitären Induktivitäten.

### 3.1.2 Eigenschaften des Detektors

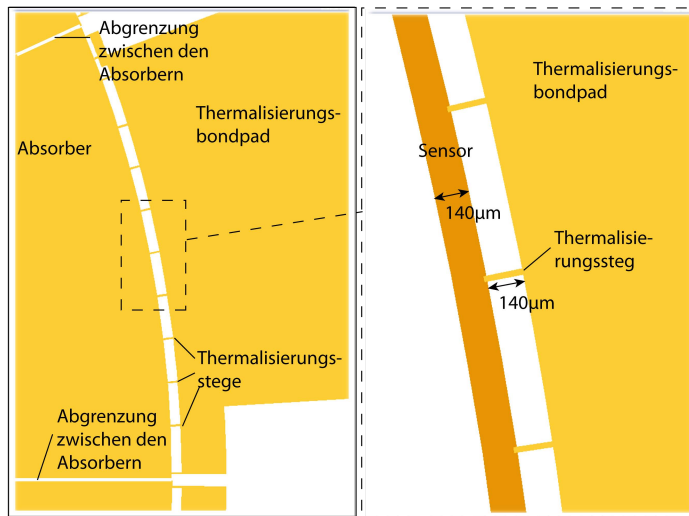
Über den im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Detektor-Strukturen befinden sich die zu einem Kreis angeordneten Absorber. Um Wärmeverluste durch das Substrat, auf dem der Detektor strukturiert wird, klein zu halten, muss ein direktes Aufliegen der gesamten Absorberfläche auf dem Wafer vermieden werden. Dazu werden die einzelnen Absorberstücke auf jeweils etwa 300 Stämme gestellt, deren Abstand zueinander etwa  $500\mu\text{m}$  beträgt. Mit einem Stamm-Durchmesser von  $25\mu\text{m}$  wird dadurch die Kontaktfläche des Absorbers mit dem Wafer auf  $0,15\text{ mm}^2$  reduziert. Dies entspricht  $0,24\%$  der Absorberfläche. Über den Wärmewiderstand an der Grenzfläche zwischen Gold und Substrat (Kapitza-Widerstand) lässt sich der Wärmeverlust durch die Stämme berechnen. Für die Kombination Gold-Saphir bei einer Temperatur von  $30\text{ mK}$  liegt der Wert für die Kapitza-Wärmeleitung  $G_K$  pro Kontaktfläche  $A$  bei  $G_K/A \simeq 530\text{ WK}^{-4}\text{m}^{-2}$  [For93]. Damit lässt sich der Wärmeverlust durch die Stämme zu  $G_{\text{ab}} \approx 2\text{ nW/K}$  abschätzen.

Die einzelnen Absorberstücke haben jeweils ein Volumen von  $V_a = 0,19\text{ mm}^3$  und besitzen somit bei einer Temperatur von  $30\text{ mK}$  eine Wärmekapazität  $C_a = 410\text{ pJ/K}$ . Die Absorberschicht wird über einen galvanischen Abscheidungsprozess auf den Detektor aufgebracht. Eine genaue Beschreibung dieses Vorgangs erfolgt in Abschnitt 3.2.1. Goldstrukturen, die im hier verwendeten Prozess entstehen, haben ein Restwiderstandsverhältnis von  $\text{RRR} \approx 7$ . Die Wärmeleitfähigkeit kann über das Wiedemann-Franz-Gesetz zu  $\lambda \approx 245 \cdot 10^{-3}\text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  abgeschätzt werden. Damit



ist die in Abschnitt 2.4 definierte Diffusionskonstante etwa  $D \approx (0,34 \text{ mm})^2/\mu\text{s}$ .

Die Arbeitstemperatur des Detektors liegt, wie bereits erwähnt, bei etwa 30 mK. Der thermische Ausdehnungskoeffizient des Saphirsubstrats beträgt allerdings nur 40% des Ausdehnungskoeffizienten von Gold. Bei den oben genannten Abmessungen des Absorbers entsteht dadurch für ein Absorberstück der Länge  $l_a = 16,5 \text{ mm}$  beim Abkühlen von Raumtemperatur auf  $T = 30 \text{ mK}$  ein Längenunterschied zwischen dem Saphirsubstrat und dem darauf strukturierten Goldabsorber von etwa  $70 \mu\text{m}$ . Um ein Reißen der dünnen Goldfolie zu verhindern, werden die Absorber wellenförmig strukturiert. Die Herstellung dieser Absorber wird in Abschnitt 3.2.1 beschrieben.



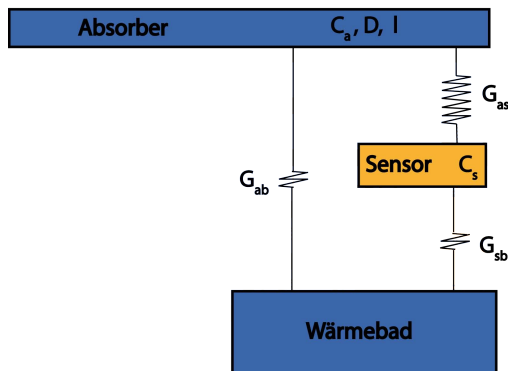
**Abb. 3.3:** Zeichnungen zur Thermalisierungsstruktur des Detektors. Im linken Bild ist ein Teil des Absorbers, die Thermalisierungsstege und ein Teil des Thermalisierungsbondpads eines einzelnen Detektors zu sehen. Im rechten Bild ist ein vergrößerter Ausschnitt gezeigt, in dem Sensor und Thermalisierungsstege zu sehen sind.

Um nach der Absorption eines Molekülfragments die Sensoren möglichst schnell wieder zu thermalisieren, sind diese über eine metallische thermische Verbindung mit einem Wärmebad verbunden. Abbildung 3.3 zeigt die Zeichnung eines Ausschnitts dieser Strukturen. Die thermische Verbindung besteht aus zehn Goldstegen mit jeweils  $20 \mu\text{m}$  Breite und  $140 \mu\text{m}$  Länge und zusätzlich zwei Stegen mit  $20 \mu\text{m}$  Breite und  $60 \mu\text{m}$  Länge, die vom Sensor zu einem verhältnismäßig großen Gold-Bondpad führen, welches seinerseits über mehrere Goldbonddrähte ( $\varnothing = 25 \mu\text{m}$ ) mit dem Detektorhalter aus Kupfer verbunden sind. Die Thermalisierungsbondpads und die Stege besitzen die gleiche Höhe wie die Goldabsorber, da sie im selben Prozess-Schritt hergestellt werden. Bei einer Arbeitstemperatur von  $T = 30 \text{ mK}$  beträgt der gesamte Wärmeleitwert eines Links  $G_{sb} = 1,66 \mu\text{W/K}$ . Hierbei wurde ein Restwiderstandsverhältnis von  $\text{RRR} = 7$  angenommen. Die gewollte thermische Kopplung  $G_{sb}$  jedes Kalorimeters an das Wärmebad ist somit etwa 1000 mal größer als die oben abgeschätzte Kopplung durch die Stämme der Absorber. Es ist daher anzunehmen, dass der Wärmeverlust, selbst bei Ereignissen, die weit vom Sensor entfernt absorbiert werden, kleiner als 1% ist.

Die Sensoren unter dem äußeren Ende der Absorberstücke haben eine Grundfläche von  $A_s \approx 1 \text{ mm}^2$  und eine Höhe von  $h_s = 2,5 \text{ }\mu\text{m}$ . Ihre Wärmekapazität beträgt damit etwa  $C_s \simeq 400 \text{ pJ/K}$  und erfüllen in guter Näherung  $C_s \simeq C_a$ , wie es für optimale magnetische Kalorimeter der Fall sein sollte [Fle98].

### 3.1.3 Thermalisierungsverhalten des Detektors

Im Folgenden soll das Thermalisierungsverhalten des Detektors diskutiert werden. Der Detektor soll anhand der unterschiedlichen Anstiegszeiten der Signale eine Information über die Position des Energieeintrags liefern. Für den Signalanstieg ist der zeitliche Verlauf des Wärmeflusses aus dem Absorber in das Spin-System des paramagnetischen Sensors entscheidend. Hierbei sind drei Bereiche zu unterscheiden. Erstens die diffusive Ausbreitung der Wärme im System der Leitungselektronen von Absorber und Sensor. Da der Absorber mit dem Sensor auf dessen gesamter Fläche verbunden ist und auf diesem unter sauberen Bedingungen galvanisch abgeschieden wurde, nehmen wir an, dass der elektrische und thermische Kontaktflächenwiderstand zwischen beiden vernachlässigbar ist. Zweitens die Kopplung des Elektronensystems an das Spin-System im Sensor und drittens die Signalfolgeschwindigkeit der Auslese-Elektronik.



**Abb. 3.4:** Thermodynamisches Modell des Detektors.

Zur Beschreibung der Wärmeleitung im Detektor kann ein einfaches Modell herangezogen werden. Wie in Abbildung 3.4 dargestellt, ist der langgezogene Absorber mit der Wärmekapazität  $C_a$ , Länge  $l$  und Diffusionskonstante  $D$  an den Sensor mit der Wärmekapazität  $C_s$  über die Wärmeleitfähigkeit  $G_{as}$  gekoppelt. Der Wärmeverlust, der durch die Stämme in das Substrat erfolgt, ist durch die Wärmeleitfähigkeit  $G_{ab}$  gegeben. Die Kopplung  $G_{sb}$  verbindet den Sensor mit dem Wärmebad.

Die Kopplung zwischen elektronischem System und Spinsystem des Sensors ist durch die Korringa-Beziehung  $\tau_{es}T = K$  mit  $K = 7 \cdot 10^{-9} \text{ Ks}$  [Sjö75] gegeben. Diese gilt für punktförmig angenommene Wärmekapazitäten. In den vergangenen Jahren ergaben Messungen an ausgedehnten Volumina, dass bei einer Temperatur von 30 mK

die im elektronischen System deponierte Energie in etwa 100 ns in das Spin-System übergeht [Fle09].

Die Zeitkonstante für die diffusive Wärmeausbreitung im Absorber ist abhängig vom Abstand  $d$  des Energieeintrags zum Sensor und es gilt  $t_{\text{diff}} = d^2/(2D)$ . Für einen Wärmeeintrag im Absorber aus galvanisiertem Gold im Abstand von  $160\mu\text{m}$  zum Sensor beträgt die Diffusionszeit  $t_{\text{diff}} = 110\text{ns}$ . Das heißt, für Abstände zum Sensor ab etwa  $160\mu\text{m}$  gilt  $\tau_{\text{es}} < t_{\text{diff}}$  und die Signalanstiegszeit ist nicht durch die Kopplung zwischen dem Elektronensystem und dem Spinsystem gegeben, sondern durch die diffusive Ausbreitung der Wärme im Absorber.

Die durch die Auslese-Elektronik gegebene untere Grenze der Zeitauflösung liegt knapp unterhalb 100 ns. In dem für den Detektor relevanten Zeitbereich hat dieser Beitrag keinen beschränkenden Einfluss auf die Signalanstiegszeit.

Der Detektor wurde so entworfen, dass die Wärmeleitfähigkeit  $G_{\text{sb}}$  zwischen Sensor und Wärmebad bei einer Arbeitstemperatur von  $T = 30\text{mK}$  einen Wert von  $G_{\text{sb}} = 1,66\mu\text{W/K}$  annimmt. Dies führt zu einer Abklingzeit des Signals von etwa 3 ms. Je weiter der Abstand eines Energieeintrags zum Sensor ist, desto länger ist die Anstiegszeit des Signals und desto mehr Wärme kann schon aus dem Sensor ins Wärmebad abfließen, während die Wärme aus dem Absorber noch nicht vollständig in den Sensor geflossen ist. Dies führt dazu, dass die Signalhöhe mit dem Abstand abnimmt. Die Größe der Kopplung  $G_{\text{sb}}$  zwischen Sensor und Wärmebad ist als Kompromiss gewählt zwischen hoher Zählrate bei noch möglichst großer Signalhöhe auch für langsame Anstiegszeiten. Die Energie eines absorbierten Teilchens kann aus dem Temperaturverlauf des Sensors  $\Delta T(t)$  unabhängig vom Absorptionsort über

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta T(t) G_{\text{sb}} dt \quad (3.1)$$

bestimmt werden solange, wie oben angemerkt, der parasitäre Wärmeverlust durch die Stämme, die den Absorber tragen, vernachlässigbar ist.

## 3.2 Herstellung des Detektor-Chips

Die in unserer Arbeitsgruppe entwickelten magnetischen Kalorimeter werden im institutseigenen Reinraum hergestellt. Bislang betragen die sensitiven Flächen der Detektoren maximal  $1\text{mm}^2$ . Der vorliegende Entwurf allerdings verlangt die Strukturierung eines Detektors mit einer sensitiven Fläche von  $1000\text{mm}^2$ . Dazu mussten teilweise neue Methoden zur Herstellung entwickelt und getestet werden. Zum jetzigen Zeitpunkt liegen bis zur Sensorlage fertig strukturierte Detektoren vor. Die

aufwendige Fabrikation der Absorber wurde bereits erfolgreich getestet, ein vollständig strukturierter Detektor liegt allerdings noch nicht vor.

Die verschiedenen Techniken, Materialien und Parameter der bei der Mikrostrukturierung durchgeführten Prozesse wurden schon in vorhergehenden Arbeiten detailliert beschrieben, zum Beispiel in [Pie08] oder [Fle09]. Im Folgenden soll daher nur eine tabellarische Übersicht über Materialien und Höhen der ersten fünf Lagen des Detektors gegeben werden. In der sechsten Lage werden die Absorber sowie die Thermalisierungsstrukturen aufgebracht. Eine genaue Beschreibung dazu erfolgt im nächsten Abschnitt.

Lage	Material	Höhe	Haftvermittler
1. Zuleitungen, Detektionsschleifen	Niob	400 nm	-
2a. Isolation	Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	25 nm	-
2b. Isolation	SiO <sub>2</sub>	200 nm	-
3. Widerstände	AuPd	75 nm	Titan (15 nm)
4. Kontaktierungen	Niob	400 nm	-
5. Sensoren	<u>Au</u> : <sup>168</sup> Er <sub>880ppm</sub>	2,5 μm	Niob (1-2 nm)

**Tab. 3.1:** Tabellarische Übersicht über Materialien und Höhen der unteren fünf Lagen des Detektors.

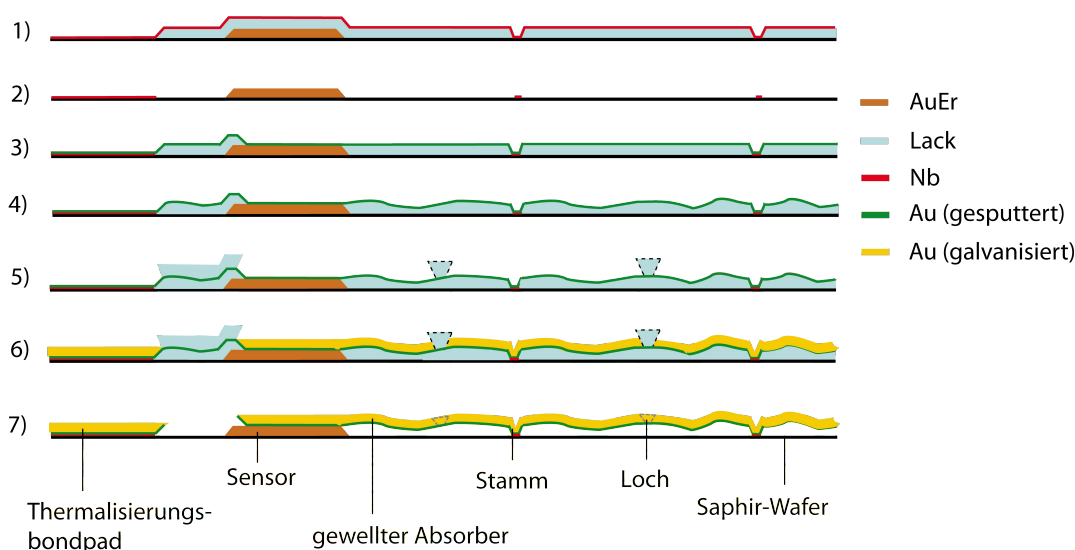
Die ersten fünf Lagen des Detektors werden mit den in Tabelle 3.2 aufgeführten Parametern auf einem Saphir-Substrat aufgebracht, dessen Durchmesser 50,8 mm und dessen Dicke 330 μm betragen.

### 3.2.1 Herstellung der Goldabsorber

Die Goldabsorber werden auf dem ansonsten bereits vollständig strukturierten Detektor mit einem galvanischen Abscheidungsprozess aufgebracht. Eine detaillierte Beschreibung dieses Prozesses findet sich beispielsweise in [Pie08]. Für das Aufbringen der Absorber auf den vorliegenden Detektor sind jedoch mehrere spezielle Schritte notwendig, auf die im Folgenden genauer eingegangen werden soll. In Abbildung 3.5 ist die Abfolge der einzelnen Schritte skizziert. Zu sehen ist im Querschnitt ein Teil des Absorbers, ein Teil des Substrats, der Sensor und das Thermalisierungsbondpad.

Zunächst wird auf den bereits bis zum Sensor strukturierten Detektor der Photoack AZ6632<sup>1</sup> aufgebracht. Nur die Stellen, an denen sich später Stämme, Thermalisierungsbondpads und Thermalisierungsstege befinden sollen, werden unbedeckt ge-

<sup>1</sup>Hersteller Clariant AG, Vertrieb über MicroChemicals GmbH, Ulm



**Abb. 3.5:** Schematische Darstellung zur Herstellung der Goldabsorber.

- 1) Aufbringen einer dünnen Niob-Schicht, welche als Haftvermittler für die später aufgebrauchten Stämme und Wärmebäder dient.
- 2) Entfernen des Photolacks.
- 3) Erneutes Aufbringen und Strukturieren von Photolack, danach Aufspalten einer dünnen Goldschicht.
- 4) Durch Erwärmen wird eine wellige Struktur der Photolackoberfläche und der Goldschicht erzeugt.
- 5) Aufbringen und Strukturieren einer zweiten Lackschicht.
- 6) Aufbringen des Goldabsorbers über einen galvanischen Abscheidungsprozess.
- 7) Entfernen des Photolacks.

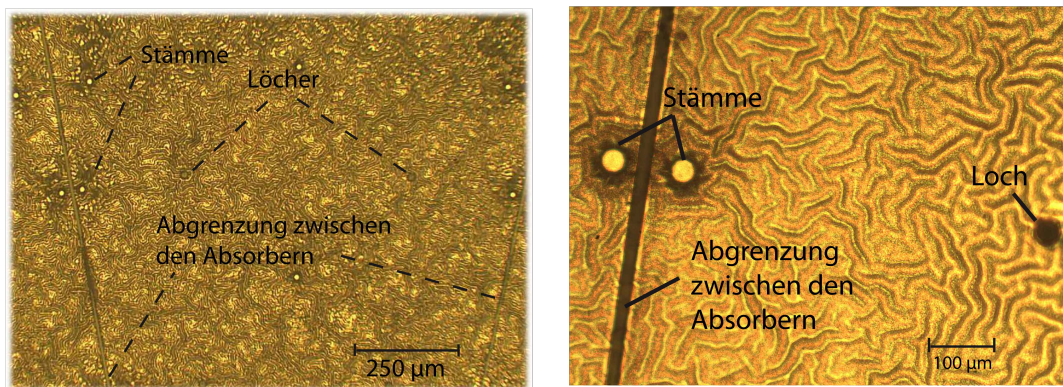
lassen. Auf den so strukturierten Photolack wird eine dünne Niob-Schicht gesputtert (Abb. 3.5(1)), die als Haftvermittler zwischen den Goldstrukturen und dem Saphirsubstrat dienen soll. Danach wird die Lackstruktur wieder entfernt (Abb. 3.5(2)) und erneut eine Schicht des Photolacks AZ6632 aufgebracht und strukturiert. Diese weist freie Stellen an den Orten der Stämme, der Thermalisierungsstege, der Thermalisierungsbondpads, sowie auf den Sensoren auf. Nur um die auf den Sensoren landenden Thermalisierungsstege bleibt an diesen Stellen eine  $20\ \mu\text{m}$  breite Wand des Lacks stehen, um die später aufgebrauchten Thermalisierungsstege vom Absorber zu trennen. Auf die beschriebene Lackschicht wird zunächst eine dünne Goldschicht gesputtert (Abb. 3.5(3)). Diese soll bei der galvanischen Abscheidung als Kathode, also als eine auf negativem Potential liegende metallische Oberfläche, dienen. Auf dieser dünnen Goldschicht kann später das in einem Elektrolyten gelöste Gold aufwachsen.

Im nächsten Schritt wird die thermische Instabilität des verwendeten Photolacks

ausgenutzt. Erwärmt man den Detektor für etwa 1,5 min auf etwa  $150^{\circ}\text{C}$ , so beginnt der Lack sich zu verformen und eine Wellenbildung in der darüberliegenden Goldschicht setzt ein (Abb. 3.5(4)).

Im nächsten Schritt wird eine zweite  $7\ \mu\text{m}$  dicke Schicht des Negativ-Photolacks AZnLOF2070 aufgebracht (Abb. 3.5(5)), die so strukturiert wird, dass nur  $25\ \mu\text{m}$  breite Wände als Abgrenzung zwischen den Absorberstücken, und Wände unterschiedlicher Breite zwischen den Thermalisierungsbondpads, zwischen Thermalisierungsbondpads und Sensoren und zwischen Absorberstücken und Thermalisierungstege stehen bleiben. Außerdem werden zwischen den Stützstämmen des Absorbers Lackstempel mit  $25\ \mu\text{m}$  Durchmesser gelassen. Durch diese entstehen Löcher im Absorber, so dass der unter dem Absorber befindliche Lack nach der Strukturierung besser herausgelöst werden kann.

Danach beginnt das eigentliche Aufbringen der Absorberschicht über den galvanischen Abscheidungsprozess. Die in einem Elektrolyten<sup>2</sup> gelösten Goldionen werden auf den verbleibenden freien Stellen der zuvor gesputterten Goldschicht abgeschieden.



**Abb. 3.6:** Aufnahmen einer wellig strukturierten Goldfolie unter dem Lichtmikroskop mit 10-facher, bzw. 40-facher Vergrößerung.

Erste auf diese Weise hergestellte Teststrukturen sind in der Abbildung 3.6 zu sehen. Die Aufnahmen wurden mit einem Lichtmikroskop mit einer 3-fachen, bzw. 40-fachen Vergrößerung gemacht. Die Goldfolien haben eine Dicke von  $3\ \mu\text{m}$ . Um über den galvanischen Abscheidungsprozess Goldschichten dieser Dicke zu erhalten, muss der Detektor für eine Dauer von 1,5 Stunden bei einer Stromstärke von  $5,25\ \text{mA}$  in der Elektrolytlösung bleiben. Man erkennt auf den Abbildungen, dass die Methode zur Erzeugung der welligen Struktur sehr gut funktioniert. An den Teststrukturen wurden zum einen Untersuchungen über die Haftung der Stämme auf dem Substrat

<sup>2</sup>Techni-Gold 25 ES, sulfid-basiert, pH-Wert 6,5 – 7,5, Gold-Gehalt 8,2 g/l; Technic Inc., RI, USA

durchgeführt. Zum anderen wurden Untersuchungen über die Reißfestigkeit der gewellten Goldfolie gemacht. In naher Zukunft ist geplant eine solche Teststruktur in einem Kryostaten auf eine Temperatur von 4 K abzukühlen, um die Stabilität unter dem Einfluss thermischer Verspannungen zu testen.

### 3.3 Messmethoden

#### 3.3.1 dc-SQUID-Magnetometer

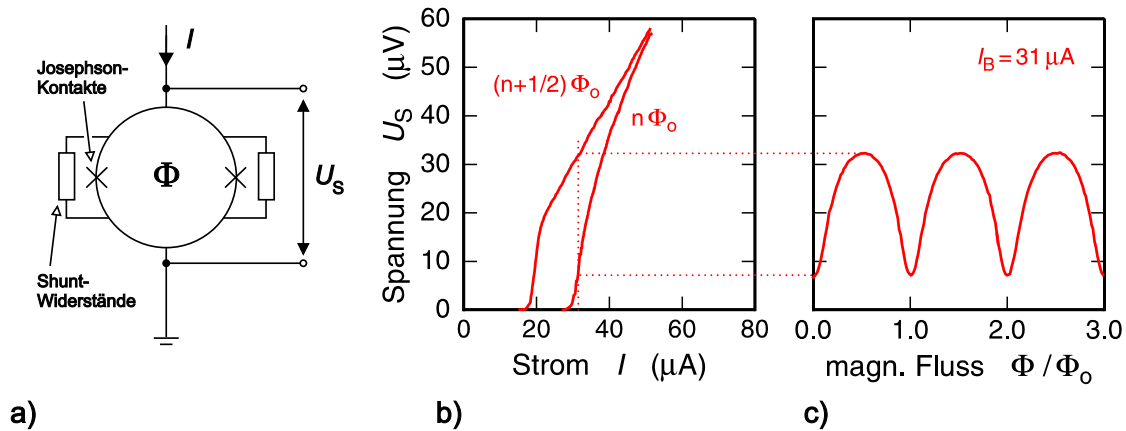
Bei der Beschreibung des Detektionsprinzips magnetischer Kalorimeter (Abschnitt 2.1) wurde bereits erklärt, dass ein Energieeintrag im Detektor zu einer Änderung der Magnetisierung des Sensors führt, die in Form einer magnetischen Flussänderung gemessen werden kann. Die zur Zeit empfindlichsten Messgeräte für magnetischen Fluss bei einer gleichzeitigen großen Bandbreite von einigen Megahertz, sind sogenannte SQUID-Magnetometer. Für die Signalauslesung des in dieser Arbeit vorgestellten Detektors werden acht einstufige dc-SQUID-Magnetometer verwendet, deren Eigenschaften im Folgenden diskutiert werden sollen.

#### Eigenschaften eines dc-SQUIDs

In Abbildung 3.7a) ist eine schematische Darstellung eines dc-SQUID-Magnetometers gezeigt. Die Anordnung besteht aus einer supraleitenden Schleife und ist an zwei Stellen durch Josephson-Kontakte<sup>3</sup> unterbrochen. Parallel zu den Josephson-Kontakten befinden sich Widerstände, durch die ein hysteretisches Verhalten des SQUIDs unterdrückt wird [Cla04]. An den Josephson-Kontakten kann magnetischer Fluss in das SQUID eindringen oder aus dem SQUID austreten. Wird von außen ein Betriebsstrom  $I_b$  durch das SQUID getrieben, so fällt bis zu einer kritischen Stromstärke  $I_c$  keine Spannung über dem SQUID ab. Der Wert des kritischen Stroms wird dabei durch die Geometrie der Tunnelkontakte, sowie durch das Magnetfeld, das die Schleife durchsetzt, beeinflusst. Oberhalb des kritischen Stromes stellt sich ein endlicher Spannungsabfall über dem SQUID ein, dessen Wert von der Quasiteilchencharakteristik der Barriere abhängt. Abbildung 3.7b) zeigt die Strom-Spannungskennlinien für die beiden Extremfälle, dass das SQUID von einem magnetischen Fluss  $\Phi = (n + 1/2) \Phi_0$  bzw.  $\Phi = n\Phi_0$  durchsetzt wird. Hierbei bezeichnet  $n$  eine ganze Zahl und  $\Phi_0 = h/2e = 2,07 \cdot 10^{-15}$  Vs das elementare Flussquant. Abbildung 3.7c) zeigt, dass für den Fall  $I_b > I_c$  die über dem SQUID abfallende Spannung stark und auf periodische Weise vom magnetischen Fluss durch das SQUID abhängt. Somit

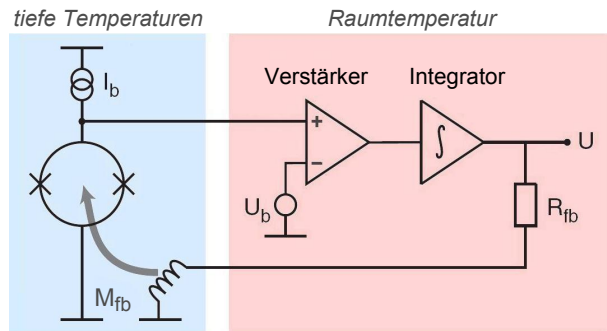
<sup>3</sup>Josephson-Kontakte sind dünne, nichtleitende Tunnelbarrieren, deren Dicke wenige Å beträgt.

kann mit einem SQUID über eine Messung der Spannungsänderung die Änderung des magnetischen Flusses bestimmt werden.



**Abb. 3.7:** dc-SQUID. **a)** Schematische Darstellung. **b)** Strom-Spannungs-Charakteristik für  $\Phi = n\Phi_0$  und  $\Phi = (n + 1/2)\Phi_0$ . **c)** Spannungsabfall über dem SQUID bei konstantem Strom als Funktion des magnetischen Flusses (nach [Wei96]).

Aufgrund der starken Nichtlinearität der Fluss-Spannungs-Kennlinie sind nur sehr kleine Flussänderungen von  $\delta\Phi \lesssim \pm\Phi_0/4$  um einen gewählten Arbeitspunkt effektiv nutzbar. Durch eine, wie z.B. in [Dru03] beschriebene, Flussrückkopplung (Flux-locked loop, FLL) lässt sich das Signal jedoch über einen großen Bereich linearisieren. Abbildung 3.8 zeigt die schematische Darstellung einer solchen FLL-Elektronik.



**Abb. 3.8:** Schematische Darstellung der FLL-Schaltung.

Die Idee dieser Schaltung besteht darin, die vom Experiment hervorgerufene Flussänderung durch eine entgegengesetzte Flussänderung zu kompensieren und so die Fluss-Spannungs-Kennlinie des SQUIDs auf einem Punkt maximaler Steigung zu stabilisieren. Die über dem SQUID abfallende Spannung wird hierfür zunächst bei Raumtemperatur verstärkt, wobei die Referenzspannung  $U_b$  des Differenzverstärkers so gewählt wird, dass sie dem Spannungsabfall über dem SQUID am Arbeitspunkt entspricht. Das verstärkte Signal wird von einem nachfolgenden Spannungsintegrator integriert, dessen Ausgangsspannung einen Strom durch den Widerstand  $R_{fb}$  und die



Rückkoppelspule treibt, wodurch im SQUID ein Rückkoppelfluss  $\Phi_{\text{fb}} = M_{\text{fb}}U/R_{\text{fb}}$  erzeugt wird. Die Ausgangsspannung des Integrators dient zugleich als Ausgangssignal der FLL-Elektronik und ist proportional zu der zu messenden Flussänderung  $\Delta\Phi$ , da

$$\Delta\Phi = -\Delta\Phi_{\text{fb}} = -M_{\text{fb}}\frac{U}{R_{\text{fb}}}. \quad (3.2)$$

### Magnetisches Flussrauschen von dc-SQUIDs

Die parallel zu den Josephson-Kontakten angeordneten Widerstände unterdrücken zwar ein hysteretisches Verhalten, verursachen allerdings ein thermisches Stromrauschen. Dieses wird vom SQUID über dessen Eigeninduktivität  $L_S$  in ein Flussrauschen übersetzt, das sich als zusätzlicher weißer Beitrag im Gesamtuschen bemerkbar macht. Zur quantitativen Beschreibung dieses Beitrags wurde in detaillierten Computersimulationen sowohl die zeitliche Entwicklung der Phasendifferenz der makroskopischen Wellenfunktion an den Josephson-Kontakten als auch deren parasitäre Kapazitäten berücksichtigt [Tes77]. Man erhält für das weiße Flussrauschen von optimierten SQUIDs

$$\sqrt{S_{\Phi,\text{SQ,w}}} = \frac{\partial\Phi}{\partial U} \sqrt{S_{U,\text{SQ,w}}} \sim L_S \sqrt{16k_B T/R}, \quad (3.3)$$

wobei  $\partial\Phi/\partial U$  die Steigung der Fluss-Spannungs-Kennlinie am Arbeitspunkt und  $S_{U,\text{SQ,w}}$  die spektrale Leistungsdichte des Spannungsrauschens über dem SQUID angibt. Demnach sollte das intrinsische Flussrauschen eines dc-SQUIDs mit sinkender Temperatur beliebig klein werden können. Allerdings besitzt das intrinsische Flussrauschen aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation einen minimalen Wert und ist somit auf fundamentale Weise limitiert. Das temperaturunabhängige SQUID-Rauschen in diesem Limit ist nur noch von der Eigeninduktivität des SQUIDs  $\sqrt{S_{\Phi,\text{SQ,w}}} \propto \sqrt{L_S}$  abhängig.

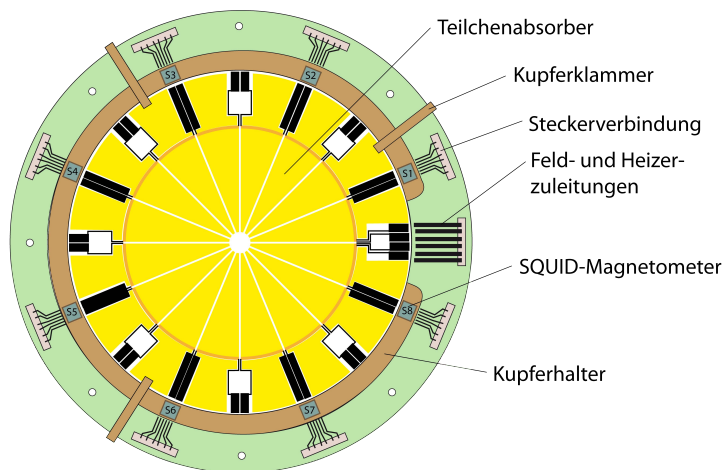
Zusätzlich weisen SQUIDs einen frequenzabhängigen Rauschbeitrag proportional zu  $1/f$  auf. Dieser Beitrag lässt sich im wesentlichen auf Defekte innerhalb der zum Aufbau des SQUIDs verwendeten Materialien zurückführen [Cla04]. Zum einen können Elektronen an Defekten innerhalb der Josephson-Kontakte gefangen und wieder freigelassen werden, was zu Variationen des kritischen Stroms des SQUIDs führt. Zum anderen verursachen thermisch angeregte Sprünge der an Defekten gefangenen Flussschläuche im SQUID-Material oder in den supraleitenden Leitungen ein  $1/f$ -Flussrauschen. Allerdings sprechen mehr und mehr experimentelle Beobachtungen an heutzutage gängigen Tieftemperatur-SQUIDs dafür, dass auch tatsächlich magnetische Momente trotz der Verwendung von Reinstmaterialien in der unmittelba-

ren Umgebung der SQUID-Strukturen existieren, deren Fluktuationen magnetisches Flussrauschen im SQUID hervorrufen.

Derzeit liegen typische Werte für das Flussrauschen von guten dc-SQUIDs mit Induktivitäten von etwa  $L_S \approx 100 \text{ pH}$  bei  $\sqrt{S_{\Phi, \text{SQ}, w}} \approx 0,5 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  für den weißen Anteil und  $\sqrt{S_{\Phi, \text{SQ}, 1/f}}|_{1 \text{ Hz}} \approx 3 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  für das  $1/f$ -Rauschen.

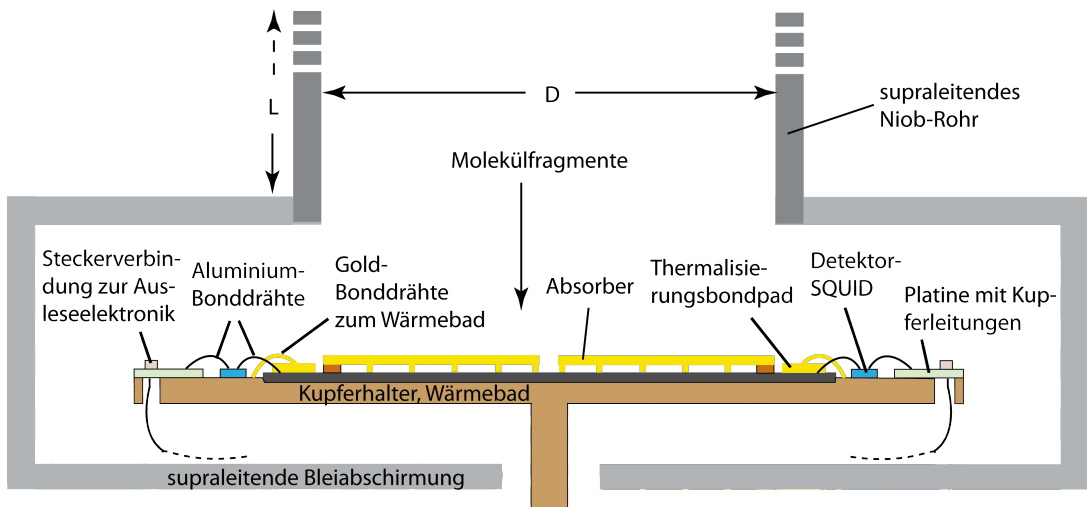
### 3.3.2 Beschreibung des experimentellen Aufbaus

Abbildungen 3.9 und 3.10 zeigen eine schematische Darstellung des geplanten experimentellen Aufbaus des Detektors. Das Saphir-Substrat des Detektor, das einen Durchmesser von  $50,8 \text{ mm}$  und eine Höhe von  $330 \mu\text{m}$  hat, befindet sich in einer  $250 \mu\text{m}$  tiefen Versenkung eines Kupferhalters. Dort wird es durch das Ankleben mit dem tieftemperaturtauglichen Spulenlack GE 7031 Varnish im Zentrum und durch Andrücken mit drei Kupferklammern am Rand fixiert.



**Abb. 3.9:** Schematische Zeichnung des geplanten Messaufbaus (Draufsicht).

Die in der Abbildung mit S1 bis S8 bezeichneten SQUID-Magnetometer werden ebenfalls mit dem Spulenlack GE 7031 Varnish direkt auf der Kupferhalterung befestigt. Wie aus Abbildung 3.10 zu sehen ist, werden zur Verbindung der SQUID-Magnetometer mit den SQUID-Anschlüssen auf dem Detektor-Chip Aluminiumbonddrähte eingesetzt. Diese haben einen Durchmesser von  $25 \mu\text{m}$ . Die Verwendung von Aluminium spielt bei der Einprägung des Dauerstroms in die mäanderförmigen Detektionsschleifen eine besondere Rolle. Im nachfolgenden Abschnitt 3.3.3 wird dieser Vorgang genauer erläutert. Weiterhin werden die SQUIDs, wiederum über Aluminiumbonddrähte, mit einer Platine verbunden, auf der die SQUID-Zuleitungen, sowie Feld- und Heizstromzuleitungen verlaufen. Diese werden über einen Stecker am Rand



**Abb. 3.10:** Schematische Zeichnung des geplanten Messaufbaus im Querschnitt.

der Platine abgeführt und aus dem Kryostaten geleitet. Der gesamte Durchmesser der Kupferhalterung wird voraussichtlich 70 mm betragen.

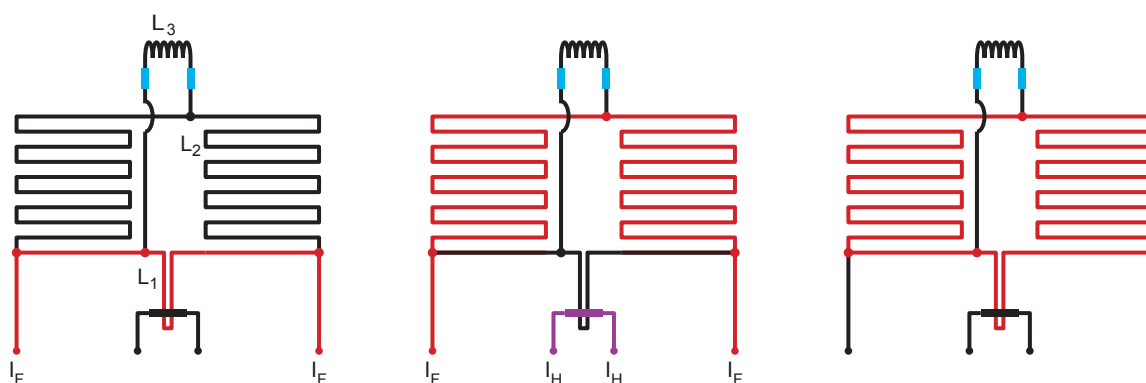
Zur thermischen Ankopplung der Sensoren an die Halterung und somit an den Kryostaten werden mehrere Golddrähte zwischen den waferinternen Thermalisierungsbondpads und der Kupferhalterung gesetzt. Dadurch kann die Thermalisierung nicht nur phononisch durch das Saphir-Substrat, sondern auch elektronisch über die Golddrähte stattfinden. Die Kupferhalterung dient somit als eigentliches Wärmebad.

Zur Abschirmung des Detektors und der Detektor-SQUIDs vor äußeren elektromagnetischen Feldern befindet sich um den Kupferhalter herum eine supraleitende Bleihülle. Ihre Öffnung  $D$  ist gerade so groß wie die Absorberfläche. Von der Öffnung führt ein ebenfalls supraleitendes Niob-Rohr der Länge  $L$  in das Strahlrohr des Ionenspeicherrings, wobei die Länge deutlich größer als das Dreifache des Durchmessers der Öffnung betragen sollte, um eine Reduktion von äußeren Feldern auf unter 1‰ zu erhalten.

### 3.3.3 Präparation des Dauerstroms in der Detektionsschleife

Das im Sensor für die Ausrichtung der Spins benötigte Magnetfeld wird beim vorliegenden Detektor durch einen in der mäanderförmigen Detektionsschleife eingepprägten Dauerstrom erzeugt. Das Vorgehen zur Einprägung des Dauerstroms soll mit Hilfe der schematischen Darstellung in Abbildung 3.11 erläutert werden.

Zunächst ist es wichtig, die supraleitende Verbindung zwischen der Einkoppel-



**Abb. 3.11:** Schematische Darstellung zur Vorgehensweise der Präparation eines Dauerstroms in der mäanderförmigen Detektionsschleife. **Links:** Der Detektor wurde auf eine Temperatur über 1,2 K erwärmt, dadurch wurden die Verbindungen zur Einkoppelpule des SQUIDs normalleitend. **Mitte:** Durch das Anschalten des Heizstroms  $I_H$  wird der Dauerstromschalter normalleitend und der Feldstrom  $I_F$  wird durch die mäanderförmigen Detektionsschleifen geleitet. **Rechts:** Nach dem Abschalten des Heizstroms ist der komplette mäanderförmige Stromkreis wieder supraleitend und nach dem darauf folgenden Abschalten des Feldstroms bleibt ein Dauerstrom in der supraleitenden Detektionsschleife eingefroren.

spule des SQUID-Magnetometers und der Detektionsschleife zu unterbrechen. Diese Verbindung besteht aus Aluminium und hat somit eine Sprungtemperatur von  $T_c = 1,2$  K. Durch Erhöhen der Badtemperatur über die Sprungtemperatur kann erreicht werden, dass der Feldstrom nur noch durch die weiterhin supraleitenden Niob-Leitungen verläuft und aufgrund der ohmschen Widerstände der Aluminium-Bonddrähte nicht durch die Einkoppelpule des SQUIDs. Würden zu Beginn des Strom-Einprägungsvorgangs die Aluminiumdrähte nicht normalleitend getrieben werden, so würde ein Teil des eingepprägten Stroms auch durch die Einkoppelpule des SQUID-Magnetometers fließen. Das durch deren Induktivität  $L_3$  verursachte Magnetfeld würde die Eigenschaften des SQUIDs beeinträchtigen.

Für den Feldstrom  $I_F$  stehen nun noch zwei mögliche Wege zur Verfügung. Zum einen der kürzere Weg durch die unter dem Heizwiderstand liegende Niob-Bahn mit der Induktivität  $L_1$ , dies ist der Dauerstromschalter, und zum andern der längere Weg durch die beiden mäanderförmigen Detektionsschleifen mit der Induktivität  $2L_2 \gg L_1$ . Da in geschlossenen supraleitenden Schleifen Flusserrhaltung gilt, teilt sich der eingespeiste Feldstrom umgekehrt proportional zu den Induktivitäten auf.

Wird zusätzlich ein Heizstrom  $I_H$  angelegt, so heizt dieser über den Gold-Palladium-Widerstand die darunter liegende Niob-Bahn des Dauerstromschalters lokal auf über 9,25 K. Dies ist die Sprungtemperatur von Niob. Die Supraleitung bricht an dieser Stelle zusammen und der gesamte Feldstrom fließt nur noch durch die beiden mäanderförmigen Detektionsschleifen. In die nun nicht mehr geschlossene supralei-

---

tende Schleife kann der magnetische Fluss  $\Phi = 2L_2 I_F$  eindringen. Danach wird der Heizstrom abgeschaltet und die supraleitende Schleife ist wieder geschlossen, so dass der magnetische Fluss in ihrem Innern wieder erhalten bleiben muss. Um dies zu gewährleisten muss selbst nach Abschalten des Feldstroms ein Dauerstrom  $I_0$  durch die Schleife mit der Induktivität  $2L_2 + L_1$  fließen. Da  $2L_2 \gg L_1$  kann man für den Dauerstrom annehmen

$$I_0 = \frac{2L_2}{2L_2 + L_1} I_F \approx I_F. \quad (3.4)$$

Die insgesamt acht ausgestülpten Niob-Bahnen der Detektionsschleifen des Detektors sind über die Feldleitung miteinander verbunden. Diese läuft einmal im Kreis an allen Detektionsschleifen vorbei (vgl. Abbildung 3.2). Nach dem Einprägungsvorgang befindet sich in jeder der acht doppelten Detektionsschleifen der Dauerstrom  $I_0$ .



## 4. Simulation

Die auf der Wärmediffusion beruhende positionsabhängige Teilchendetektion, wie sie in Kapitel 3 beschrieben worden ist, wurde bislang noch nicht eingehend untersucht. Um eine minimale Ortsauflösung, die mit den verwendeten Materialien erreicht werden kann, abzuschätzen, wurden numerische Simulationen durchgeführt. Hierbei wurde die Temperaturverteilung im Absorber mit Hilfe einer Finite-Elemente-Methode berechnet. Bei dieser Methode, die auch schon in Kapitel 2.3.2 zur Bestimmung der Magnetfeldverteilung im Sensor verwendet wurde, wird das Lösungsgebiet in eine große Zahl kleiner Teilgebiete unterteilt und auf diesen Gebieten Ansatzfunktionen definiert. Über die das Problem definierenden Gleichungen kann dann ein Gleichungssystem aufgestellt werden, mit dessen Hilfe eine Lösung abgeleitet werden kann. Das Programm OpenFOAM<sup>1</sup> verwendet eine solche Finite-Elemente-Methode zur Lösung von dreidimensionalen Problemen der Strömungsmechanik. Da sich die Ausbreitung der Wärme in Festkörpern durch Differentialgleichungen beschreiben lässt, die vom gleichen Typ sind wie die zur Behandlung von Problemen der Strömungsmechanik, wurde das Programm im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt, um die Temperaturverteilung in Absorber und Sensor zu berechnen. Die Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \left( \frac{\lambda}{c} \nabla T \right) \quad (4.1)$$

ermöglicht dabei die Beschreibung der Temperaturfelder.

Weiterhin wurden die auf diese Weise berechneten zeitlichen Verläufe der mittleren Sensortemperatur in den vom SQUID-Magnetometer detektierten magnetischen Fluss  $\Phi_S$  umgerechnet. Diesem wurde ein realitätsnahes Rauschen überlagert, so dass die Anwendbarkeit eines Auswertalgorithmus untersucht werden konnte. Im Folgenden werden zunächst die Ergebnisse der Simulation der Temperaturverteilung gezeigt. Anschließend werden die Auswertungen der simulierten Detektorsignale diskutiert.

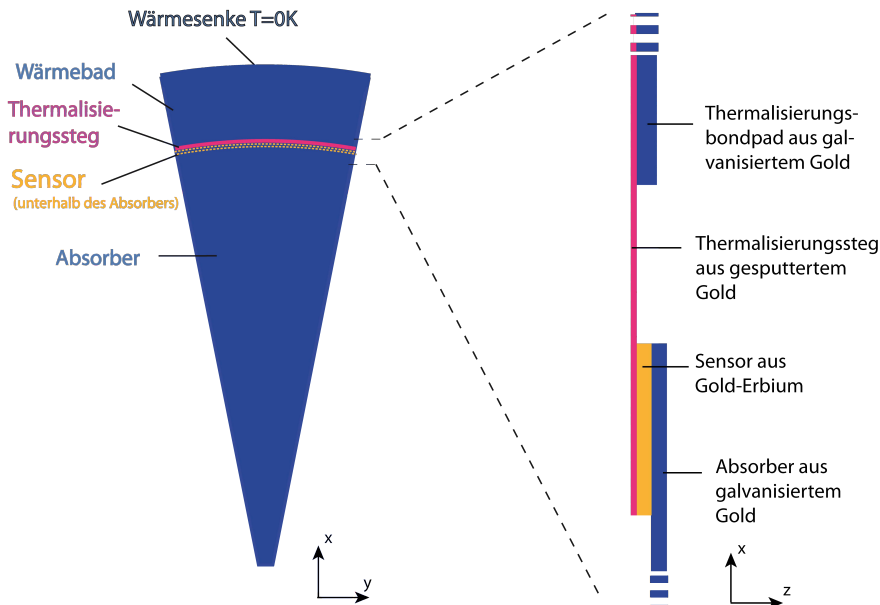
### 4.1 Implementierte Geometrie

Für die vorliegende Arbeit wurde die in Kapitel 3 beschriebene, dreidimensionale Geometrie eines einzelnen Absorberstücks mit Sensor und zugehöriger Thermalisierungsstruktur implementiert. Das Modell wurde in etwa 60.000 Volumenelemente

---

<sup>1</sup>Field Operation And Manipulation, [www.openfoam.org](http://www.openfoam.org)

unterteilt. Mit der Feinheit dieser Unterteilung konnten gute Simulationsergebnisse bei akzeptablen Simulationsdauern erreicht werden.



**Abb. 4.1: Links:** Implementierte Geometrie zur Simulation der Wärmeausbreitung im Absorber (Draufsicht). **Rechts:** Skizze des Querschnitts an der Übergangsstelle von Absorber, Sensor, Thermalisierungssteg und Thermalisierungsbondpad.

Abbildung 4.1 zeigt das Detektormodell, das für die nachfolgenden Simulationen verwendet wurde. Der Sensor wurde in  $x$ -Richtung mit einer Breite von  $140\mu\text{m}$  und in  $z$ -Richtung mit einer Höhe von  $3\mu\text{m}$  modelliert. Die thermische Verbindung zur Wärmeabführung aus dem Sensor hat in  $x$ -Richtung zwischen dem äußeren Ende des Sensors und dem Beginn des Thermalisierungsbondpads eine Länge von  $140\mu\text{m}$  und in  $z$ -Richtung eine Höhe von  $1\mu\text{m}$ . Das Bondpad hat in  $x$ -Richtung eine Ausdehnung von etwa  $3\text{mm}$  und eine Höhe in  $z$ -Richtung von  $5\mu\text{m}$ . Die Außenfläche des Wärmebades, deren Flächennormale in  $x$ -Richtung zeigt, wird für die gesamte Dauer der Simulation als Wärmesenke konstant auf  $\Delta T = T - T_{\text{Bad}} = 0\text{K}$  gehalten. Die Wärmesenke wird im realen Detektor durch Golddrahtverbindungen zum Kupferhalter umgesetzt, wobei diese extreme Annahme nur unter der Verwendung von einigen zehn Bonddrähten pro Thermalisierungspad in guter Näherung zu erfüllen sein wird. Hierfür wurde ausreichend Platz vorgesehen.

Zur Lösung der Wärmeleitungsgleichung wurde jedem Volumenelement des Modells eine Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  und eine spezifische Wärme pro Volumen  $c$  zugeordnet. Die Zuordnung ist in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Ein Energieeintrag wurde simuliert, indem jeweils eine kleine, definierte Anzahl



	<b>Material</b>	$\lambda[\text{mW/m}]$	$c[\text{J}/(\text{m}^3\text{K})]$
Absorber	galvanisiertes $\text{Au}_{\text{RRR}=7}$	245	2, 14
Sensor	gesputtertes $\text{Au:Er}_{\text{RRR}=2}$	28,1	109, 93
Link	gesputtertes $\text{Au}_{\text{RRR}=2}$	30	2, 14
Wärmebad	galvanisiertes $\text{Au}_{\text{RRR}=7}$	245	2, 14

**Tab. 4.1:** Tabellarische Übersicht über die in der Simulation verwendeten Stoffkonstanten.

an Zellen des Absorbers auf eine Temperatur von  $\Delta T = 1 \text{ K}$  über die Badtemperatur gesetzt wurde. Alle weiteren Zellen des Modells haben zu Beginn der Simulation eine Temperaturerhöhung gegenüber der Badtemperatur von  $\Delta T = 0 \text{ K}$ . In der Realität würde diese relativ große Temperaturerhöhung um  $1 \text{ K}$  am Ort des Energieeintrags eigentlich eine Veränderung der Materialeigenschaften bewirken. Dies wurde jedoch in der durchgeführten Simulation vernachlässigt, da die im Experiment erwarteten Temperaturänderungen sehr viel kleiner sind und die thermodynamischen Eigenschaften der Materialien, insbesondere die spezifische Wärme des Absorbers in guter Näherung als konstant angesehen werden können. Der Vorteil des großen Temperaturunterschieds bei der Simulation ist die höhere Rechengenauigkeit, die man dadurch bei der numerischen Lösung der Wärmeleitungsgleichung erhält.

### Unterschiede der Geometrie zum realen Entwurf

Bei der Implementierung der Detektorgeometrie wurden die wichtigsten Elemente der in Kapitel 3 beschriebenen Geometrie berücksichtigt. Vereinfachend wurde angenommen, dass die Thermalisierungsverbindung zwischen Sensor und Wärmebad, die in Realität aus mehreren schmalen Stegen besteht, kontinuierlich ist. Um zu gewährleisten, dass der kontinuierliche Thermalisierungssteg in der Simulation die Wärmeleitfähigkeit  $G_{\text{sb}}$  des realen Detektors besitzt, könnte man dem Steg die spezifische Wärmeleitfähigkeit des verwendeten galvanisierten Goldes zuordnen und  $G_{\text{sb}}$  über eine stark reduzierte Schichtdicke einstellen. Dieser Weg hätte jedoch die Rechengenauigkeit beeinflusst. Als Wärmeleitfähigkeit für die Verbindung wurde daher diejenige von gesputtertem Gold verwendet, das eine geringere Wärmeleitfähigkeit besitzt. Zusätzlich wurde die Höhe so angepasst, dass die Wärmeleitungswerte  $G_{\text{sb}}$  für das Modell und den realen Detektor übereinstimmen.

Weiterhin wurden in der Simulation die Stämme nicht implementiert, so dass der Wärmeverlust, der über diese direkt ins Substrat und nicht über den Sensor abfließt, in den Simulationsergebnissen nicht berücksichtigt ist. Bei einer zusätzlichen Implementierung der Stämme müssten Grenzflächenwiderstände zwischen den Stämmen und dem Substrat berücksichtigt werden. Die Simulationsergebnisse sind daher mit

zunehmendem Abstand des Energieeintrags zum Sensor tendenziell etwas größer als in der Realität. Da die Kontaktfläche der Stämme mit dem Substrat nur 0,24% der Absorberfläche, bzw. 1,5% der Sensorfläche, beträgt, ist diese Vereinfachung vertretbar.

## 4.2 Simulation der Wärmeausbreitung

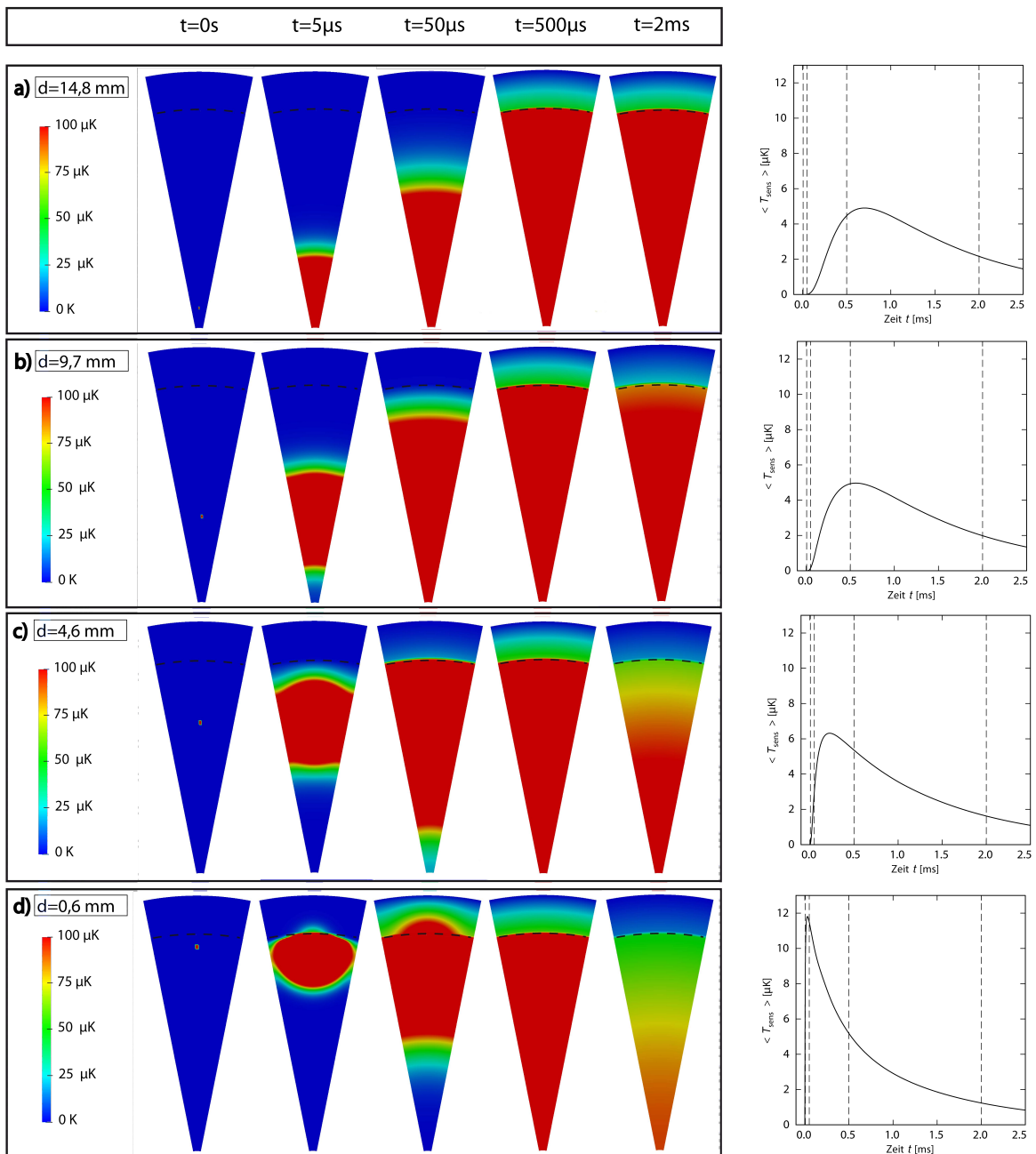
Das Simulationsprogramm berechnet entsprechend der Wärmeleitungsgleichung für jedes Volumenelement in zuvor festgelegten Zeitschritten die Temperaturwerte und speichert diese ab. Zur Auswertung der Ergebnisse werden die Temperaturwerte der Sensor-Zellen betrachtet. Hierbei wird über alle Sensor-Zellen gemittelt, so dass dem Sensor zu jedem Zeitpunkt ein mittlerer Temperaturwert zugeordnet werden kann.

Um einen Energieeintrag, wie er der Absorption eines Molekülfragments entspricht, zu simulieren, wird die Starttemperatur von 18 benachbarten Zellen auf  $\Delta T = 1$  K gesetzt, während die übrigen Zellen mit  $\Delta T = 0$  K starten. Die Volumenelemente des Absorbers haben, aufgrund der kreisförmigen Geometrie des Detektors, mit größer werdendem Abstand zum Sensor kleiner werdende Volumina. Um die Ergebnisse der Simulation für Energieeinträge an unterschiedlichen Auftrefforten vergleichen zu können, werden die berechneten Daten daher durch das Volumen der zu Beginn der Simulation auf  $\Delta T = 1$  K gesetzten Zellen geteilt. Dadurch erhält man die in der folgenden Beschreibung verwendete mittlere Sensortemperatur  $\langle T_{\text{sens}} \rangle$ , wofür der Energieeintrag in allen Simulationen gleich groß ist. Über eine numerische Berechnung der Energie über 3.1 kann das Übereinstimmen der Energien für die verschiedenen Temperaturverläufe nachgewiesen werden.

Um Simulationsergebnisse für verschieden große Energieeinträge zu erhalten, wird ein simulierter Temperaturverlauf  $\langle T_{\text{sens}} \rangle$  auf Eins normiert, indem durch den Wert seines Integrals über die Zeit geteilt wird. Die Multiplikation mit  $E/G_{\text{sb}}$  liefert den durch einen Energieeintrag  $E$  hervorgerufenen Temperaturverlauf.

### Wärmeeinträge bei unterschiedlichem Abstand zum Sensor

Abbildung 4.2 zeigt die Temperaturprofile im Detektor zu verschiedenen Zeitpunkten für verschiedene Abstände des Energieeintrags zum Sensor. Der jeweils zugehörige Temperaturverlauf  $\langle T_{\text{sens}} \rangle (t)$  des Sensors ist daneben abgebildet. Die senkrechten, gestrichelten Linien deuten die Zeitschritte an, zu denen auch ein Temperaturprofil gezeigt ist. Der Ort des Sensors, der sich unterhalb des äußeren Absorberrands befindet, ist durch eine gestrichelte schwarze Linie angedeutet. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  s ist jeweils der Ort des Energieeintrags im Absorber markiert.



**Abb. 4.2:** Visualisierung der Wärmeausbreitung für verschiedene Abstände zum Sensor in einem einzelnen Detektorstück. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  s sind die jeweiligen Auftrefforte markiert.

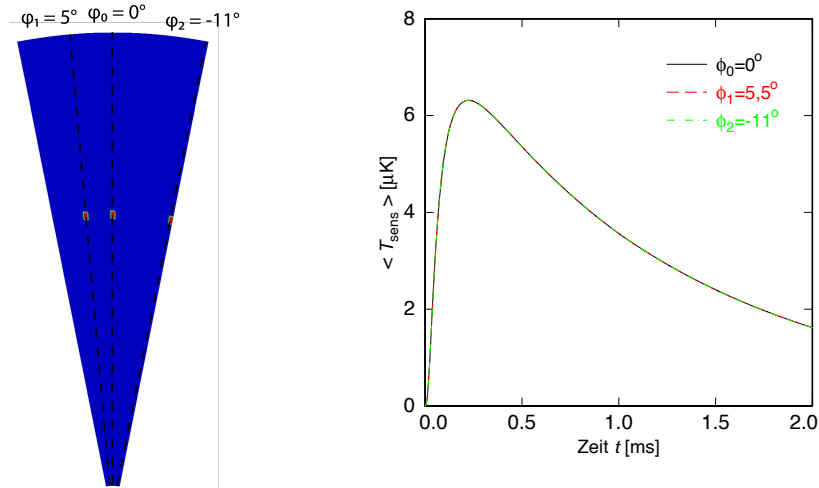
Bild 4.2a) zeigt die Wärmeausbreitung für einen Energieeintrag im Abstand von  $d = 14,8$  mm zum Sensor. Es ist zu erkennen, dass sich die Wärme von der Spitze des Absorbers zum Sensor hin mit kreisbogenförmiger Wärmefront ausbreitet. Bevor die Wärme den Sensor erreicht, ist der Absorber schon nahezu thermalisiert. Dies

zeigt sich im zugehörigen Temperaturverlauf in einem sehr langsam verlaufenden Anstieg. In Bild 4.2b) ist die, ebenfalls kreisbogenförmig verlaufende Wärmeausbreitung im Absorber, für einen Abstand des Energieeintrags zum Sensor von  $d = 9,7$  mm zu sehen. Die zugehörige Abbildung des Temperaturverlaufs im Sensor weist einen schnelleren Anstieg auf, als diejenige aus Bild 4.2a). In Bild 4.2c), in dem die Wärmeausbreitung für einen Energieeintrag im Abstand von  $d = 4,6$  mm zum Sensor dargestellt ist, ist zu sehen, dass die Wärmefront nicht gleichmäßig am Sensor ankommt. Desweiteren ist der Absorber zu Beginn des Temperaturanstiegs im Sensor noch nicht vollständig thermalisiert. Der Temperaturverlauf im Sensor weist einen schnelleren Anstieg auf, als in den zuvor diskutierten Fällen. Dieses Phänomen ist im Fall eines Energieeintrags in einem Abstand von nur  $d = 0,6$  mm zum Sensor, Abbildung 4.2d), noch deutlicher zu sehen. Die Wärmefront trifft ungleichmäßig auf dem Sensor auf. Zu diesem Zeitpunkt ist noch keine Wärme in die Spitze des Absorbers diffundiert. Der Anstieg des Temperaturverlaufs im Sensor verläuft sehr schnell, und das Maximum wird bereits nach  $25 \mu\text{s}$  erreicht.

Durch Abbildung 4.2 wird verdeutlicht, dass die Temperaturverteilung in Absorber und Sensor für verschiedene Stellen des Energieeintrags unterschiedliche zeitliche Verläufe zeigt.

### **Wärmeeinträge bei unterschiedlichem Abstand zur Mittelachse des Absorbers**

Um auszuschließen, dass es auch eine winkelabhängige Ortsauflösung innerhalb eines einzelnen Detektorstücks gibt, wurde das Verhalten der Wärmeausbreitung im Absorber für Energieeinträge mit unterschiedlichem Abstand zur Mittelachse des Absorbers untersucht. Auf der linken Seite der Abbildung 4.3 sind drei verschiedene Stellen eines Energieeintrags markiert, deren radialer Abstand zum Sensor jeweils  $d = 4,6$  mm beträgt. Die rechte Seite der Abbildung 4.3 zeigt den Verlauf der Sensortemperatur für alle drei Ereignisse. Diese liegen innerhalb der Rechengenauigkeit aufeinander, so dass für einen Detektor mit kontinuierlichem Thermalisierungssteg keine winkelabhängige Ortsauflösung innerhalb eines Detektorstücks zu erwarten ist. Im realen Detektoraufbau, in dem die Wärmeabführung über mehrere schmale Stege stattfindet, muss mit kleinen Abweichungen der Signale von verschiedenen Winkelpositionen gerechnet werden, allerdings nur für Ereignisse, die weniger als  $500 \mu\text{m}$  entfernt vom Sensor stattfinden. Für weiter entfernte Ereignisse sollte die Aufteilung der thermischen Ankopplung in Stege belanglos sein.

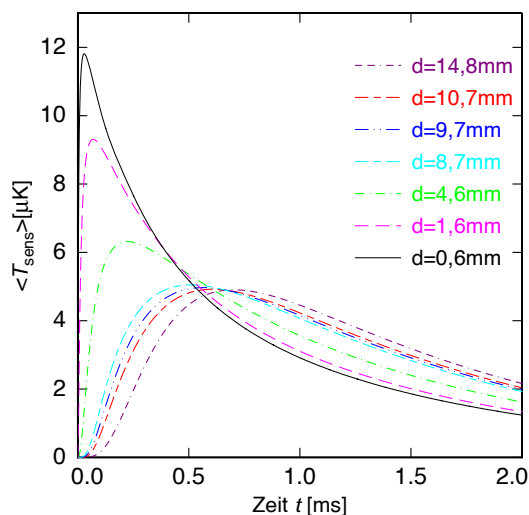


**Abb. 4.3: Links:** Positionen der Energieeinträge in unterschiedlichen Abständen zur Mittelachse des Absorbers. **Rechts:** Zeitlicher Verlauf der mittleren Sensortemperatur der jeweiligen Ereignisse.

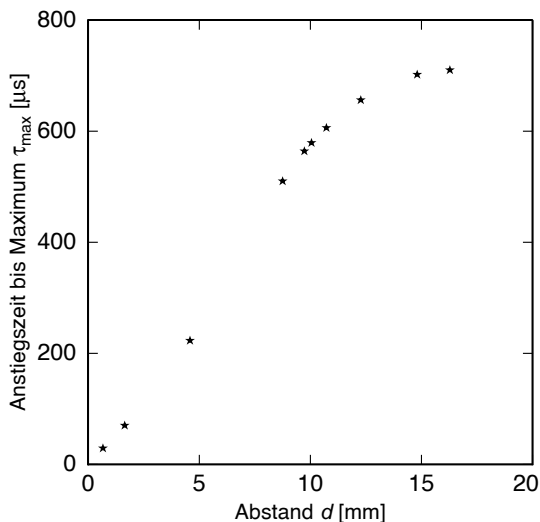
### Ortsauflösung

Abbildung 4.4 zeigt die Temperaturverläufe  $\langle T_{\text{sens}} \rangle(t)$  des Sensors für eine Reihe von Energieeinträgen mit unterschiedlichem Abstand zum Sensor. Man erkennt, dass für größere Abstände zum Sensor die Anstiegszeiten der Temperaturverläufe größer werden. Weiterhin werden die Maximalwerte für größere Abstände kleiner. Da der Energieeintrag für jeden Temperaturverlauf der gleiche ist, muss das Integral über jeden der normierten Temperaturverläufe das gleiche Ergebnis liefern (siehe auch Gleichung 3.1). Je länger der Temperaturverlauf aufgezeichnet wird, desto genauer kann die Energie bestimmt werden. Bei der Realisierung des Detektors steht dem die erforderliche Zählrate gegenüber. Als Kompromiss zwischen diesen beiden Optimierungskriterien wurde über die Form des Thermalisierungsstegs, sowohl in der Simulation wie auch im Maskensatz für die Mikrofabrikation des Detektors, eine Abklingzeit von etwa 3 ms eingestellt.

In Abbildung 4.5 sind für verschiedene simulierte Temperaturverläufe die Anstiegszeiten  $\tau_{\text{max}}$  bis zum Erreichen des Maximums gegen den Abstand des Energieeintrags zum Sensor aufgetragen. Die zunächst relativ steil ansteigende Abhängigkeit der Anstiegszeit vom Abstand zeigt für große Abstände zum Sensor einen abflachenden Verlauf. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass die in Abschnitt 2.4



**Abb. 4.4:** Simulierte Temperaturverläufe im Sensor für verschiedene Abstände der Energieeinträge.



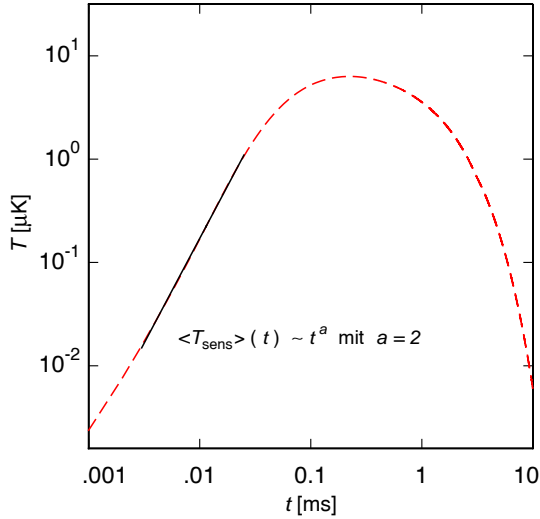
**Abb. 4.5:** Abhängigkeit der Zeit bis zum Erreichen des Maximums der simulierten Temperaturverläufe vom Abstand  $d$  des Ereignisses zum Sensor.

beschriebene zeitabhängige Standardabweichung der gaußförmigen Temperaturverteilung proportional zu  $\sqrt{t}$  ist, wobei eine genaue Übertragung der  $\sqrt{t}$ -Abhängigkeit für das vorliegende endliche dreidimensionale Modell mit Wärmesenke nicht vorgenommen werden kann. Sie erklärt aber den abflachenden Verlauf. Ein analytischer Zusammenhang wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht gesucht.

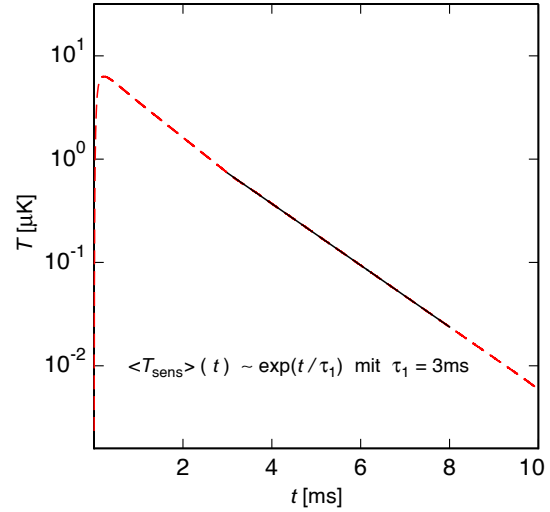
## Pulsform

Zur Diskussion der Signalverläufe werden die Temperaturverläufe im Sensor für einen Energieeintrag im Abstand von  $d = 4,6$  mm einfach und doppelt logarithmisch aufgetragen. In der doppelt logarithmischen Auftragung in Abbildung 4.6 ist zusätzlich eine Gerade mit Steigung  $a = 2$  eingezeichnet, die die Daten in einem großen Zeitbereich gut beschreibt. Der Anstieg lässt sich somit durch ein Potenzgesetz mit einer Potenz von 2 beschreiben. Für verschiedene Abstände des Energieeintrags zum Sensor verläuft der Anstieg ebenfalls nach einem Potenzgesetz, jedoch mit leicht unterschiedlichen Potenzen.

In Abbildung 4.7 ist die einfach logarithmische Darstellung des Temperaturver-



**Abb. 4.6:** Doppelt logarithmische Darstellung des normierten Temperaturverlaufs im Sensor für einen Energieeintrag im Abstand von  $d = 4,6$  mm.



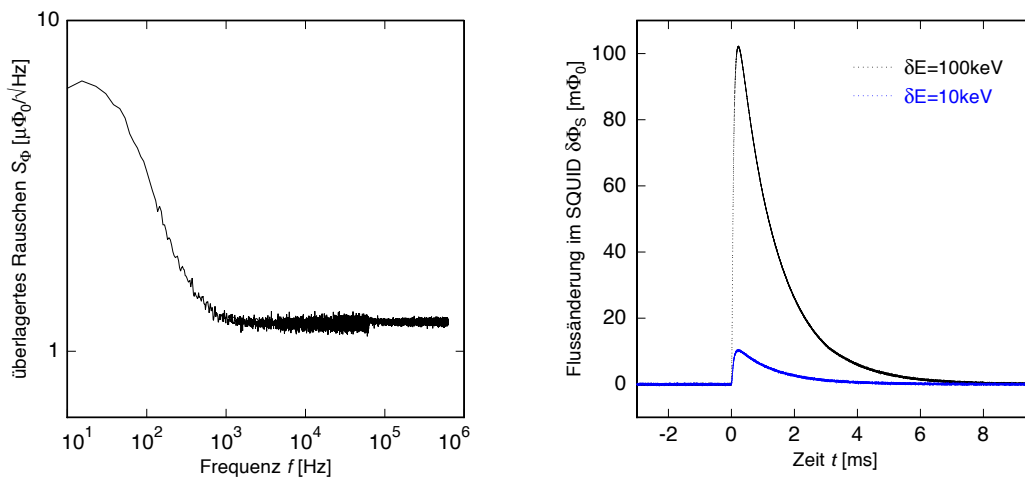
**Abb. 4.7:** Einfach logarithmische Darstellung des normierten Temperaturverlaufs im Sensor für einen Energieeintrag im Abstand von  $d = 4,6$  mm.

laufs im Sensor gezeigt. Der Signalabfall lässt sich in dieser Darstellung durch eine lineare Funktion beschreiben. Diese ist für jeden Abstand des Energieeintrags zum Sensor gleich. Die Abklingzeit  $\tau_1$  der Signale liegt, wie oben bereits erwähnt, bei  $\tau_1 = 3$  ms.

### 4.3 Simulation der Wärmeausbreitung mit zusätzlich überlagertem Rauschen

Um eine Abschätzung für die mögliche Orts- und Energieauflösung des Detektors zu erhalten, wurden eine Reihe von Detektorsignalen synthetisiert. Hierfür wurden die simulierten Temperaturverläufe im Sensor in magnetische Flusssignale  $\delta\Phi_s$  umgerechnet, indem diese mit der detektorspezifischen Temperaturabhängigkeit des magnetischen Flusses im SQUID-Magnetometer,  $\frac{\delta\Phi}{\delta T} = \frac{\delta\Phi}{\delta E} C_{\text{tot}}$ , multipliziert wurden. Der Faktor  $\frac{\delta\Phi}{\delta E}$  kann über Gleichung 2.12 berechnet werden. Den so erhaltenen Signalen wurde Rauschen überlagert. Dabei wurden die Beiträge des weißen SQUID-Rauschens, sowie der thermodynamischen Energiefluktuationen berücksichtigt. Für das weiße SQUID-Rauschen wurde ein Wert von  $0,3 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  angenommen. Zur Be-

rechnung der thermodynamischen Energiefluktuationen wurde, wie in Kapitel 2.5.1, eine instantane Thermalisierung des Elektronensystems vorausgesetzt. Diese Annahme wurde gemacht, da zum jetzigen Zeitpunkt kein geeignetes Modell für die thermodynamischen Energiefluktuationen bei diffusiven Systemen zur Verfügung steht. Für die Abklingzeit wurde ein Wert von  $\tau_1 = 3$  ms verwendet. Für die Anstiegszeit wurde stellvertretend für alle Signale ein Wert von  $\tau_0 = 100$   $\mu$ s angenommen, was einem Ereignis in etwa 3 mm Abstand zum Sensor entspricht. Ferner wurde eine Sensorwärmekapazität von  $C_s = 466$  pJ/K angenommen. Man erhält für hohe Frequenzen einen Beitrag von etwa  $1,25 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Für niedrige Frequenzen steigt der Wert auf etwa  $7 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  an. Die linke Seite der Abbildung 4.8 zeigt die spektrale Dichte des Rauschens, das den in magnetischen Fluss umgewandelten Temperaturverläufen aufaddiert wurde. Die Daten zur Erstellung der Graphik wurden über eine Fourieranalyse aus den Ruhesignalen der synthetisierten Signale ermittelt. Auf der rechten Seite der Abbildung 4.8 sind synthetisierte Detektorsignale für einen Energieeintrag von 100 keV, bzw. 10 keV im Abstand von 4,6 mm zum Sensor zu sehen.



**Abb. 4.8: Links:** Spektrale Dichte des überlagerten Rauschens. Für das weiße SQUID-Rauschen wird ein Wert von  $0,3 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  angenommen. Für die thermodynamischen Energiefluktuationen wurden charakteristische Zeitkonstanten von  $\tau_0 = 100$   $\mu$ s und  $\tau_1 = 3$  ms, sowie eine Sensorwärmekapazität von  $C_s = 466$  pJ/K angenommen. **Rechts:** Simuliertes Detektorsignal für einen Energieeintrag von 100 keV, bzw. 10 keV im Abstand von 4,6 mm zum Sensor.

### 4.3.1 Ortsauflösung

Zur Bestimmung der Ortsauflösung wurden für verschiedene Abstände des Energieeintrags zum Sensor Detektorsignale mit Energien von 0 keV bis 100 keV simuliert.



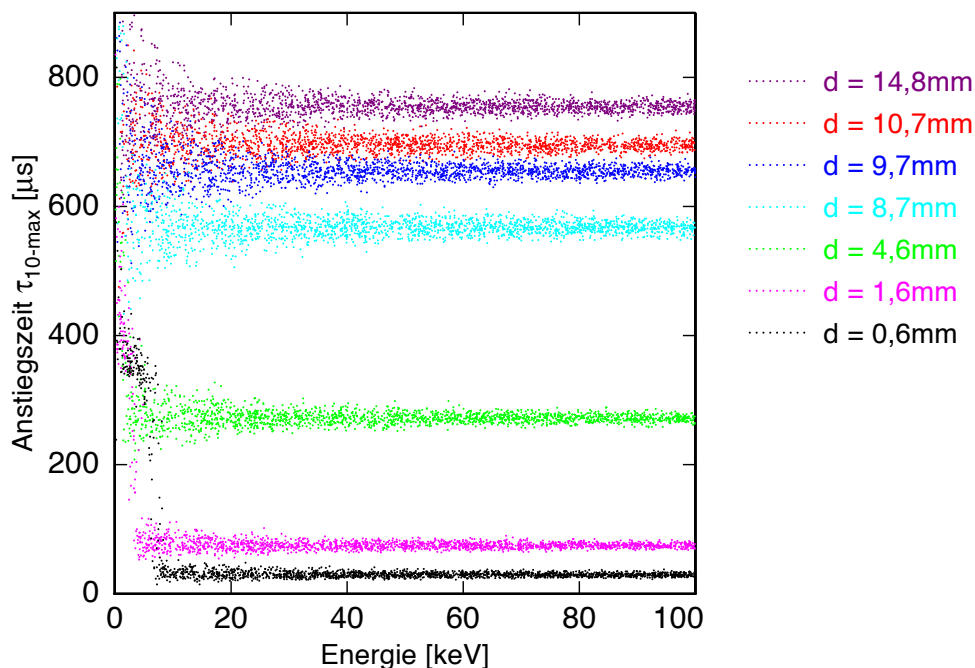
Dafür wurde zunächst für einen festen Abstand zum Sensor das unverrauschte, auf eine Energie von 100 keV normierte magnetische Flusssignal eingelesen. Mit Hilfe eines Simulationsprogramms wurden daraus eine große Anzahl verrauschter Pulse erzeugt, wobei die Amplituden der verrauschten Pulse mit einer Zahl zwischen Null und Eins multipliziert wurden.

Zur anschließenden Auswertung der Signale wurden diese zunächst mit einer Mittelungszeit  $t_{m1}$  geglättet, um den Einfluss des Rauschens auf den für das Erreichen des Maximums bestimmten Zeitpunkt möglichst gering zu halten. Als Anstiegszeit  $\tau_{10-max}$  wurde die Zeitspanne zwischen Erreichen von 10% und 100% des Maximums verwendet. Es stellte sich dabei heraus, dass der Wert für  $t_{m1}$  in etwa ein Drittel der Anstiegszeit des Signals betragen sollte. Um den Zeitpunkt des Erreichens von 10% des Maximums im verrauschten Anstieg möglichst unverfälscht bestimmen zu können, wurde das Signal mit einer zweiten, sehr viel kleineren Mittelungszeit  $t_{m2}$  geglättet. Für diese sollte der Wert etwa ein Zehntel der jeweiligen Anstiegszeit betragen. Die Werte für  $t_{m1}$  wurden, je nach Abstand des Energieeintrags zum Sensor, zwischen  $2 \mu s$  und  $230 \mu s$  gewählt, die für  $t_{m2}$  zwischen  $2 \mu s$  und  $70 \mu s$ .

Für die Auswertung der Detektorsignale im wahren Experiment müssen zur Bestimmung des Auftrefforts im hier vorgestellten Algorithmus noch einige Zwischenschritte eingebaut werden. Für die simulierten Signale konnten die Mittelungszeiten  $t_{m1}$  und  $t_{m2}$  im Vorfeld auf den bekannten Signalanstieg angepasst werden. Im wahren Experiment müsste man zunächst eine Reihe von Musterpulsen, beispielsweise in  $500 \mu m$  Abständen, vorliegen haben. Diese erhält man beispielsweise aus Charakterisierungsmessungen oder Simulationen. Durch Vergleichen mit diesen Musterpulsen kann ein ungefähre Verlauf des Signalanstiegs, und somit der ungefähre Auftreffort bestimmt werden. Danach können die passenden Mittelungszeiten gewählt werden und mit Hilfe des hier vorgestellten Algorithmus eine, im Rahmen der erreichbaren Ortsauflösung mögliche, genaue Anstiegszeit und damit Position des Teilchens ermittelt werden.

Trägt man für die simulierten Detektorsignale die auf diese Weise ermittelten Anstiegszeiten gegen den Energieeintrag auf, so erhält man ein gaußförmig verteiltes Band. In Abbildung 4.9 sind die Anstiegszeiten in Abhängigkeit der Energie für sieben verschiedene Auftrefforte gezeigt.

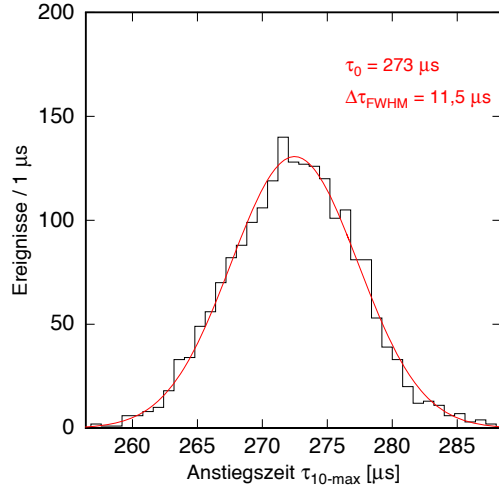
Man erkennt deutlich, dass die Auflösung der Anstiegszeit für hohe Energien besser ist als für niedrige. Dies liegt daran, dass die Bestimmung des 10%-Punktes zu niedrigen Energien hin, aufgrund des kleiner werdenden Signal-zu-Rauschen-Verhältnisses, immer schlechter wird. Für Einträge nahe am Sensor sind auch bei niedrigen Energien Anstiegszeiten für verschiedene Abstände gut trennbar. Für größere Abstände streut die Anstiegszeit zunehmend.



**Abb. 4.9:** Anstiegszeit zwischen Erreichen von 10% und 100% des Maximums in Abhängigkeit der Energie für verschiedene Abstände der Auftrefforte zum Sensor. Die Mittelungszeit  $t_{m1}$  beträgt etwa ein Drittel,  $t_{m2}$  etwa ein Zehntel der jeweiligen Anstiegszeit.

Die Lücke zwischen den jeweils übereinanderliegenden Bändern für die Auftrefforte  $d = 0,6$  mm und  $d = 1,6$  mm, bzw.  $d = 10,7$  mm und  $d = 14,8$  mm ist in der Anstiegszeitdarstellung in etwa gleich groß. Die Abstände der Auftrefforte auf dem Absorber unterscheiden sich jedoch mit 1 mm und 4 mm stark voneinander.

In Abbildung 4.10 ist die Häufigkeitsverteilung der Anstiegszeiten für einen Abstand von 4,6 mm vom Sensor bei einem Energieeintrag von 100 keV dargestellt. Die angepasste Gaußkurve hat eine Standardabweichung von  $\Delta\tau = 11,5 \mu\text{s}$ . Aus der Steigung der Anstiegszeit-Auftreffort-Kurve (Abbildung 4.5) erhält man einen Umrechnungsfaktor  $\frac{\Delta\tau}{\Delta d}(d)$  für die Standardabweichung in der Abstandsbestimmung. In Tabelle 4.3.1 sind auf diese Weise bestimmte Standardabweichungen für verschiedene Abstände zum Sensor aufgelistet. Nahe am Sensor ändert sich die Anstiegszeit stärker mit dem Abstand als weit entfernt vom Sensor. Das heißt, die Steigung der Abhän-



**Abb. 4.10:** Häufigkeitsverteilung und gefittete Gaußverteilung der Anstiegszeiten für einen Abstand von 4,6 mm vom Sensor bei einem Energieeintrag von 100 keV.

gigkeit der Anstiegszeit vom Abstand ist für Auftrefforte nah am Sensor größer als für Auftrefforte weiter weg. Dies resultiert in einer intrinsischen positionsabhängigen Ortsauflösung des Detektors, die für zunehmenden Abstand zum Sensor schlechter wird.

$d[\text{mm}]$	$\Delta d(100\text{keV})[\text{mm}]$	$\Delta d(10\text{keV})[\text{mm}]$
0,6	0,1	0,5
4,6	0,2	0,8
9,7	0,3	1,4
14,8	1,6	7,4

**Tab. 4.2:** Standardabweichungen der Abstandsbestimmung für verschiedene Abstände zum Sensor bei einem Energieeintrag von 100 keV, bzw. 10 keV.

Der zu untersuchende Molekülonenstrahl ist zentral auf den Detektor gerichtet. Bei der Reaktionskinematik der dissoziativen Rekombination erhalten die schweren, energiereicheren Fragmente einen viel kleineren Transversalimpuls als leichte, energieärmere Fragmente. Das heißt, nahe dem Zentrum des Detektors, also weit entfernt vom Sensor, treffen vorwiegend energiereiche Teilchen auf, weit entfernt vom Zentrum, also nah am Sensor, treffen vorwiegend energiearme Teilchen auf. Daher sind mit der oben beschriebenen positions- und energieabhängigen Ortsauflösung des Detektors dennoch gute Ergebnisse erreichbar.

Für Auftrefforte nah am Sensor und Energien kleiner als etwa 10 keV ist in Abbildung 4.9 ein abrupter Anstieg der Anstiegszeiten zu sehen. Dies entsteht dadurch, dass bei der Glättung des verrauschten Signals mit der Mittelungszeit  $t_{m1}$  das kleine, schnell ansteigende Signal so sehr abgeflacht wird, dass das Überschreiten von 10% des Maximums, bei der hier sehr kurzen Glättungszeit  $t_{m2}$  von nur etwa  $2\mu\text{s}$ , schon in hohen Rauschspitzen vor dem wahren Signalanstieg gefunden wird. Vermutlich würde das Ersetzen des willkürlich gewählten 10%-Schwellenwertes durch einen Schwellenwert von 30% dieses parasitäre Verhalten stark unterdrücken ohne drastische Effekte auf die übrigen hier gezeigten Ergebnisse zu haben.

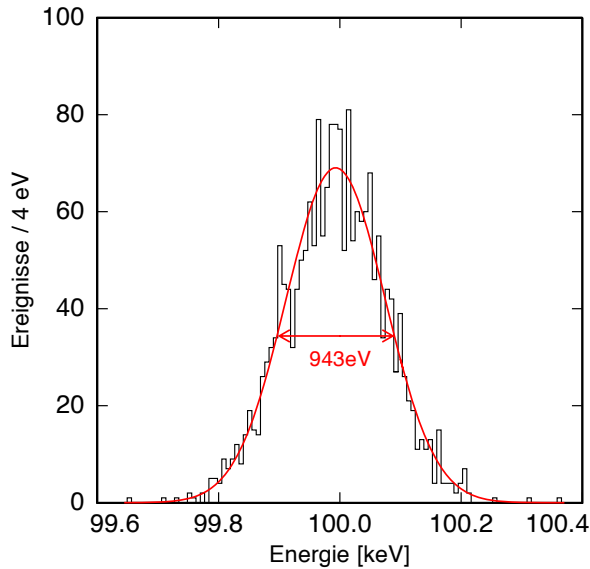
### 4.3.2 Energieauflösung

Wie in Kapitel 3.1.3 beschrieben, kann die im Absorber deponierte Energie des Teilchens mit Hilfe der Formel

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta\Phi_S(t)}{\partial\Phi_S/\partial T} G_{sb} dt \quad (4.2)$$

aus dem Detektorsignal ermittelt werden. Hierbei bezeichnet  $G_{sb}$  den Wärmeleitwert zwischen Sensor und Wärmebad. Der Temperaturverlauf  $\Delta T(t)$  des Sensors gegenüber der Badtemperatur ist hier durch  $\frac{\Delta\Phi_S(t)}{\partial\Phi_S/\partial T}$  ersetzt worden, wobei  $\Delta\Phi_S(t)$  die Flussänderung im SQUID-Magnetometer beschreibt und  $\partial\Phi_S/\partial T$  die Temperaturabhängigkeit der Flussänderung ist. Aufgrund des Rauschens führt die einfache Aufsummierung der Spannungswerte zu ungenauen Ergebnissen, da das frequenzabhängige Signal-zu-Rauschen-Verhältnis nicht optimal genutzt wird. In Abbildung 4.11 ist beispielsweise die Häufigkeitsverteilung der ermittelten Energien für 100 keV-Energieeinträge im Abstand von  $d = 4,6\text{ mm}$  zum Sensor durch die Berechnung des Integrals gezeigt. Die angepasste Gaußkurve weist eine Halbwertsbreite von über 900 eV auf. Die über diese Methode ermittelten Energieauflösungen bei dieser Energie liefern für alle Abstände zum Sensor Werte in dieser Größenordnung.

Diese Methode ist daher nur bedingt zur Bestimmung des Energieeintrags geeignet und es wurde eine weitere Möglichkeit untersucht, diesen zu bestimmen. Dazu wird zunächst für jeden Abstand zum Sensor ein Musterpuls generiert. Dieser ergibt sich aus der Mittelung einer großen Zahl gleichartiger Pulse, wodurch bewirkt wird, dass sich das Rauschen weitestgehend wegmittelt und ein nahezu unverrauschter mittlerer Signalverlauf vorliegt. Über eine  $\chi^2$ -Minimierungs-Methode wird der so gewonnene Musterpuls durch Streckung und Verschiebung an jedes einzelne verrauschte Detektorsignal angepasst [Fle98]. Die relative Amplitude zum Musterpuls liefert die Information über den Energiegehalt des simulierten Signals. Über die-



**Abb. 4.11:** Häufigkeitsverteilung für die aus der Fläche ermittelten Energien für 100 keV-Energieeinträge im Abstand von  $d = 4,6$  mm zum Sensor.

se Methode können positionsabhängige Energieauflösungen von 140 eV für Einträge nah am Sensor und bis 230 eV für Einträge weit entfernt vom Sensor erreicht werden.

Noch bessere Ergebnisse erzielt man bei einer Verwendung des optimalen Filters. Dabei wird der oben beschriebene Musterpuls durch eine geeignete Normierung und anschließender Fouriertransformation als spektrale Leistungsdichte im Frequenzraum dargestellt. Ferner wird mit Hilfe der aufgezeichneten Ruhesignale die spektrale Leistungsdichte des Rauschens bestimmt. Damit kann das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis,  $\text{SNR}(f)^2$ , bestimmt werden, mit dessen Hilfe im Zeitraum eine Filterfunktion berechnet werden kann. Durch Faltung dieser Filterfunktion mit dem Signal kann diesem eine Energie zugeordnet werden.

Die mit Hilfe der verschiedenen Methoden ermittelten Energieauflösungen für verschiedene Abstände zum Sensor sind in Tabelle 4.3.2 einander gegenüber gestellt. Wie bereits erwähnt, wurde zur Simulation des Rauschens der Detektorsignale ein thermodynamischer Rauschbeitrag mit festen Zeitkonstanten für alle Positionen der Energieeinträge gewählt. Bei einer konsequenten Berücksichtigung der diffusiven Ausbreitung der Wärme im Absorber bei der Berechnung der thermodynamischen Energiefluktuationen würden die hier aufgelisteten Werte für die Energieauflösung

<sup>2</sup>Abgeleitet vom englischen Begriff *Signal to Noise Ratio*.

vermutlich geringfügig (< 30%) anders ausfallen.

$d[\text{mm}]$	Integration $\Delta E_{\text{int}}[\text{eV}]$	$\chi^2$ -Anpassung $\Delta E_{\chi}[\text{eV}]$	optimaler Filter $\Delta E_{\text{OF}}[\text{eV}]$
0,6	926	140	100
4,6	943	193	144
9,7	975	226	175
14,8	951	225	173

**Tab. 4.3:** Über verschiedene Auswertemethoden ermittelte Energieauflösungen für Energieeinträge von 100 keV in verschiedenen Abständen zum Sensor.

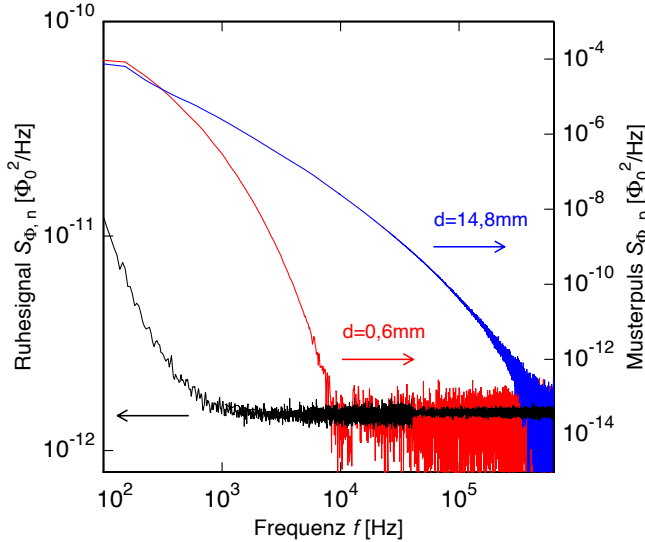
Der Tabelle ist zu entnehmen, dass die Energieauflösung mit größer werdendem Abstand des Energieeintrags zum Sensor größer wird. Wie in [Fle03] gezeigt, kann die Energieauflösung eines magnetischen Kalorimeters bei Verwendung eines Algorithmus basierend auf der Idee des optimalen Filterns über

$$\Delta E = \left( \int_0^{\infty} \text{SNR}^2(f) df \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (4.3)$$

berechnet werden und die erreichbare Energieauflösung hängt einzig und alleine vom (geeignet normierten) Signal-zu-Rauschen-Verhältnis SNR ab.

Betrachtet man zusätzlich Abbildung 4.12, so wird die positionsabhängige Energieauflösung des Detektors verständlich. Zu sehen sind die Frequenzspektren der spektralen Leistungsdichte zweier Musterpulse für durch 100 keV-Energieeinträge verursachte Signale im Abstand von 0,6 mm, bzw. 14,8 mm zum Sensor, sowie die der Ruhesignale. Das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis für den Energieeintrag weit entfernt vom Sensor liefert über einen viel kürzeren Frequenzbereich einen merklichen Beitrag zum Integral aus Gleichung 4.3 als das für den nahen Eintrag. Man beachte, dass die Achsenskalierungen für Rauschen auf der linken und für die Signale auf der rechten Seite der Abbildung verschieden sind. Da nach 4.3 die Energieauflösung proportional ist zur inversen Wurzel des Integrals über alle Frequenzen des Signal-zu-Rauschen-Verhältnisses, ist diese für Energieeinträge weiter entfernt vom Sensor schlechter als für nahe. Desweiteren ändert sich diese bei kleinen Abständen zum Sensor stärker mit dem Abstand als bei größeren. Dies hängt mit der bereits diskutierten Signalform zusammen, deren Änderung für größere Abstände zum Sensor kleiner wird (siehe hierzu Abbildung 4.5).

Um eine möglichst gute Energieauflösung zu erhalten, wurde vor Beginn der Entwicklung des Detektors eine Optimierungsrechnung durchgeführt. Aus dieser wurden



**Abb. 4.12:** Spektrale Leistungsdichten, zum einen des Ruhesignals und zum andern für zwei verschiedene Signalformen. Das Ruhesignal ist in schwarz dargestellt, in blau das Signal eines Energieeintrags in 0,6 mm Abstand zum Sensor, in rot das eines Energieeintrags in 14,8 mm Abstand zum Sensor.

verschiedene Parameter, wie Sensorhöhe, Erbium-Konzentration, Dauerstrom  $I_0$  in der Detektionsschleife etc. erhalten. Dabei wurde der Absorber als kompakt über dem Sensor befindlich angenommen und somit die Positionsabhängigkeiten der Signale nicht berücksichtigt, da deren Verlauf zu diesem Zeitpunkt noch nicht bekannt war. Der Optimierung wurde ein Mustersignal der Form  $\phi_s(t) = A(e^{\frac{t}{\tau_0}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}})$  mit Zeitkonstanten  $\tau_0 = 100 \mu\text{s}$  und  $\tau_1 = 3 \text{ ms}$  und einer Amplitude von  $A = 3 \cdot 10^{-3} \frac{\phi_0}{\text{keV}}$  zu Grunde gelegt. Aus der so durchgeführten Optimierung ist eine Energieauflösung des Detektors von  $\Delta E = 75 \text{ eV}$  zu erwarten. Basierend auf den Ergebnissen dieser Optimierungsrechnung wurde die Sensorgeometrie, die Erbiumkonzentration des Sensors etc. für den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und in der hier diskutierten Simulation untersuchten Detektor gewählt. Aus den Simulationen geht hervor, dass die erreichbaren Energieauflösungen größer als 100 eV sind. Unter Umständen könnte ein nochmaliges Durchführen der Optimierungsrechnung mit den jetzt aus der Simulation bekannten Signalverläufen neue Optimierungs-Parameter liefern, mit denen der Detektor eine geringfügig bessere Energieauflösung erreichen kann als in Tabelle 4.3.2 aufgeführt. Es ist jedoch unwahrscheinlich, dass bei der hier für die Ortsauflösung erwünschten diffusiven Ausbreitung der Wärme an allen Orten im Absorber die Energieauflösung erreicht wird wie im Fall eines instantan thermalisierenden Absorbers. Ein Optimierungsschritt, der in Zukunft jedoch sehr wohl denkbar wäre, wäre die Reduktion der Absorberdicke, die direkt die Wärmekapazität des Detektors und somit die Energieauflösung reduzieren würde. Der im Rahmen dieser

Arbeit vorgestellte Detektor hat eine Absorberdicke von  $3\ \mu\text{m}$ . Es sind jedoch weit weniger als  $1\ \mu\text{m}$  Dicke ausreichend, um Molekülfragmente zu stoppen. Die Stabilität solch dünner frei-tragender Strukturen muss jedoch noch geklärt werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Ergebnisse der Simulationen des Detektors erfreuliche Ergebnisse aufweisen und auch dass dessen erste Fabrikation gute Fortschritte machen. Es ist abzusehen, dass der Detektor sehr vielversprechend für das Studium der dissoziativen Rekombination und auch anderer Experimente am CSR am Max-Planck-Institut für Kernphysik ist.



## 5. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein großflächiges metallisch magnetisches Kalorimeter entwickelt, mit dessen Hilfe die Dynamik der dissoziativen Rekombination molekularer Ionen untersucht werden soll. Für diese Untersuchung wird bei Teilchenenergien von einigen wenigen keV aufwärts eine Energieauflösung von etwa 100 eV benötigt. Weiterhin sollen die Teilchenpositionen mit einer Ortsauflösung von etwa 500  $\mu\text{m}$  voneinander abgegrenzt werden können.

Der auf diese Anforderungen abgestimmte Detektor basiert auf einer transformatorgekoppelten Anordnung mit mäanderförmigen Detektionsspulen. Die Magnetisierungsänderung im Sensor führt zu einer Änderung des magnetischen Flusses in der darunterliegenden Detektionsspule, die induktiv in ein rauscharmes dc-SQUID-Magnetometer eingekoppelt wird und schließlich mit Hilfe einer Elektronik bei Zimmertemperatur ausgelesen werden kann. Es werden acht unabhängige gradiometrisch aufgebaute Kalorimeter verwendet, deren sechzehn großflächige Teilchenabsorber als Kreissegmente geformt und kreisförmig angeordnet sind, dadurch ist eine gleichzeitige Detektion von mehreren Molekülfragmenten möglich. Mit einem Durchmesser der Absorberfläche von 36 mm hat der Detektor eine Gesamtdetektionsfläche von etwa 1000 mm<sup>2</sup>. Da die Ausbreitung der Wärme im Absorber diffusiv verläuft, zeigen die Signale des Detektors in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt im Absorber unterschiedliche Anstiegszeiten. Diese Tatsache wird genutzt, um in radialer Richtung eine Ortsauflösung zu erhalten.

Die Herstellung des Detektors gestaltet sich aufgrund seiner Größe als schwierig. Die Mikrostrukturierung der Detektionsschleifen sowie der Sensoren konnte mittlerweile erfolgreich durchgeführt werden. Für die Herstellung der großflächigen Goldabsorber konnte nach einigen Tests eine zuverlässige Methode entwickelt werden. Die so hergestellten Absorber werden in der nächsten Zeit thermisch und mechanisch getestet werden. Darauf folgend können die Detektoren fertiggestellt werden und erste Testmessungen mit radioaktiven Quellen durchgeführt werden.

Um die Leistungsfähigkeit des Detektors zu charakterisieren, wurden mit dem Programm OpenFOAM numerische Simulationen bezüglich der Wärmeausbreitung im Detektor durchgeführt. Die unterschiedlichen Temperaturverläufe im Sensor für verschiedene Positionen der Energieeinträge wurden untersucht. Die erhaltenen Ergebnisse bestätigen, dass die Variation der Anstiegszeit als Indikator für die Bestimmung des Abstands des Energieeintrags zum Sensor herangezogen werden kann.

Zusätzlich wurden die simulierten Temperaturverläufe in magnetische Flusssignale

umgerechnet und diesen ein definiertes Rauschen überlagert. Mit einem Auswertalgorithmus wurde die aus den nahezu der Realität entsprechenden Signalen erhaltene Energie- und Ortsauflösung abgeleitet. Dabei wurden, abhängig vom Auftreffort, für die Energieauflösung Werte zwischen 100 eV und 180 eV ermittelt. Durch weitere Optimierung des Detektoraufbaus, z.B. durch eine Verringerung der Absorberdicke, kann die Energieauflösung noch verbessert werden. Die Energieinformation wurde mit Hilfe des optimalen Filters gewonnen.

Bei der Bestimmung des Auftrefforts hängt die Ortsauflösung entscheidend von der Wahl des Auswertalgorithmus ab. Um die Anstiegszeit, als Indikator des Auftreffortes, möglichst genau bestimmen zu können, wird der verrauschte Puls zunächst mit einer Mittelungszeit  $t_{m1}$  geglättet. Dadurch wird eine Verfälschung der Höhe und der Zeit des Maximums durch Rauschsignale klein gehalten. Weiterhin wird das Signal im Anstieg mit einer Mittelungszeit  $t_{m2}$  geglättet, um möglichst unverfälscht die Zeitpunkte zu bestimmen, zu denen der Puls eine bestimmte Höhe, relativ zum zuvor bestimmten Maximum, erreicht hat. Dabei gestaltet es sich als schwierig eine gute Anstiegszeit- und somit Ortsauflösung sowohl für niedrige Energien als auch für Energieeinträge weit weg vom Sensor gleichzeitig zu erhalten. Als guter Kompromiss stellt sich diejenige Methode heraus, bei der das Zeitintervall zwischen Erreichen von 10% und 100% des Maximums als Anstiegszeit verwendet wird. Auch bei dieser Methode wird die Ortsauflösung für größere Abstände zum Sensor, sowie hin zu kleineren Energien schlechter. Da der zu untersuchende Molekülonenstrahl zentral auf den Detektor gerichtet ist und bei der Reaktionskinematik der dissoziativen Rekombination schwere, und somit energiereichere Fragmente weniger stark abgelenkt werden als leichte, niederenergetischere Fragmente, können mit der oben beschriebenen energieabhängigen Ortsauflösung des Detektors in der Praxis dennoch gute Ergebnisse erwartet werden.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte somit gezeigt werden, dass die Herstellung eines großflächigen metallisch magnetischen Kalorimeters möglich ist und dass theoretisch eine gute Ortsauflösung und Energieauflösung erreicht werden kann. Damit besteht die Möglichkeit die dynamischen Prozesse der dissoziativen Rekombination auch unter extremen Bedingungen, wie sie in interstellaren Molekülwolken herrschen, zu untersuchen. Die Aufschlüsse, die dadurch erhalten werden können, werden tiefere Einblicke in die Entstehungsmechanismen von Sternen ermöglichen.

## Literaturverzeichnis

- [Abr70] A. Abragam und B. Bleaney, *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Metals*, Clarendon Press, Oxford, 1970.
- [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, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2008.
- [Cla04] J. Clarke und A.I. Braginski (Ed.), *The SQUID Handbook: Vol. I Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems*, Wiley-VCH, Weinheim, 2004.
- [Dan05] T. Daniyarov, *Metallische magnetische Kalorimeter zum hochauflösenden Nachweis von Röntgenquanten und hochenergetischen Molekülen*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2005.
- [Dav73] D. Davidov, C. Rettori, A. Dixon, K. Baberschke, E.P. Chock und R. Orbach, *Crystalline-Field Effects in the Electron-Spin Resonance of Rare Earths in the Noble Metals*, *Phys. Rev. B*, **8**(8), 3563-3568, 1973.
- [Dru03] D. Drung und M. Mück, *SQUID Electronics*, in J. Clarke und A. I. Braginski (Ed.), *The SQUID Handbook: Vol I Fundamentals and Technology*, John Wiley & Söhne, 2003.
- [Fle98] A. Fleischmann, *Hochauflösendes magnetisches Kalorimeter zur Detektion von einzelnen Röntgenquanten*, Diplomarbeit, Institut für angewandte Physik, Universität Heidelberg, 1998.
- [Fle03] A. Fleischmann, *Magnetische Mikrokalorimeter: Hochauflösende Röntgenspektroskopie mit energiedispersiven Detektoren*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2003.
- [Fle05] A. Fleischmann, C. Enss und G. Seidel in C. Enss (Ed.), *Cryogenic Particle Detection, Topics Appl. Phys.*, **99**, 151-216, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [Fle09] A. Fleischmann, L. Gastaldo, S. Kempf, A. Kirsch, A. Pabinger, C. Pies, J.-P. Porst, P. Ranitzsch, S. Schäfer, F.v. Seggern, T.Wolf, C. Enss, G.M.

- Seidel, *Metallic magnetic calorimeters*, *AIP Conf. Proc.*, **1185**, 571-578, 2009.
- [For93] G. Forster, *Untersuchung von Tieftemperaturkalorimetern mit supraleitenden Absorbern und supraleitenden Phasenübergangsthermometern*, Dissertation, Teilinstitut E 15, Universität München, 1993.
- [Gör01] T. Görlach, *Untersuchung paramagnetischer Legierungen für magnetische Tieftemperatur-Kalorimeter*, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2001.
- [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.
- [Her00] T. Herrmannsdörfer, R. König und C. Enss, *Properties of Er-doped Au at ultralow temperatures*, *Physica B*, **284**, 1698 (2000).
- [Kit06] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, R. Oldenburger Verlag, München, 2006.
- [Mar73] D.L. Martin, *Specific Heat of Copper, Silver, and Gold below 30° K*, *Phys. Rev. B*, **8**(12), 5357-5360, 1973.
- [Pie08] C. Pies, *Entwicklung eines Detektor-Arrays basierend auf magnetischen Kalorimetern für die hochauflösende Röntgenspektroskopie an hochgeladenen Ionen*, Diplomarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2008.
- [Sch00] J. Schönefeld, *Entwicklung eines mikrostrukturierten magnetischen Tieftemperatur-Kalorimeters zum hochauflösenden Nachweis von einzelnen Röntgenquanten*, Dissertation, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2000.
- [Sjö75] M.E. Sjöstrand und G. Seidel, *Hyperfine resonance properties of Er<sup>3+</sup> in Au*, *Phys. Rev. B*, **11**(9), 3292-3297, 1975.
- [Tes77] C.D. Tesche und J. Clarke, *dc SQUID: Noise and Optimization*, *J. Low Temp. Phys.*, **29**(3-4), 301, 1977.
- [Wei96] H. Weinstock *SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications*, Kluwer Academic Publishers, Niederlande, 1996.
- [Wil69] G. Williams und L.L. Hirst, *Crystal-Field Effects of Solid Solutions of Rare Earths in Noble Metals*, *Phys. Rev.*, **185**(2), 407-415, 1969.

[Wol04] A. Wolf, S. Krohn, H. Kreckel, L. Lammich, M. Lange, D. Strasser, M. Grieser, D. Schwalm und D. Zajfman, *Cooling of molecular ion beams*, Nucl. Instr. Meth. A 532, 69-78, 2004.

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

Heidelberg, den 01.12.2010

.....  
(Alexandra Kampkötter)