

Lehrstuhl E15
Univ.-Prof. Dr. F. von Feilitzsch
Institut für Astro-Teilchenphysik
der Technischen Universität München

**Entwicklung von Lichtdetektoren
mit Phononenkollektoren für das
CRESST Experiment**

Johann Schnagl

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.- Prof. Dr. M. Drees

Prüfer der Dissertation: 1. Univ.- Prof. Dr. F. von Feilitzsch
2. Univ.- Prof. Dr. R. L. Gross

Die Dissertation wurde am 16.3.2001 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 2.5.2001 angenommen.

Für Dana

Übersicht

Zur aktiven Untergrundunterdrückung im CRESST-Experiment zur Suche nach Teilchen der kalten Dunklen Materie, den sogenannten WIMPs, werden massive Kryodetektoren mit szintillierenden Absorbern entwickelt. Das Szintillationslicht wird mit einem weiteren Kryodetektor, dem sogenannten Lichtdetektor nachgewiesen. Kernrückstoßereignisse, wie sie durch Neutronen und WIMPs verursacht werden, und voll ionisierende Ereignisse, wie sie durch einen großen Teil des Untergrunds zum Beispiel Photonen oder Elektronen verursacht werden, haben ein unterschiedliches Verhältnis von Lichtdetektorsignal zum Signal des massiven Kryodetektors. Damit kann der überwiegende Teil des Untergrunds identifiziert und damit die Empfindlichkeit des Experiments deutlich gesteigert werden.

Die Lichtdetektoren müssen eine sehr niedrige Nachweisschwelle haben, da durch WIMPs verursachte Kernrückstoßereignisse im interessanten Energiebereich nur wenige Szintillationsphotonen erzeugen. In dieser Arbeit wurde ein Lichtdetektor hergestellt, bei dem die Nachweisschwelle auf 5σ -Niveau bei 22.1 eV liegt. Es konnte gezeigt werden, daß das Szintillationslicht, das durch ein voll ionisierendes Ereignis mit der Energie 30 keV in einem 300 g schweren CaWO_4 -Kristall erzeugt wird, ebenfalls mit einer Wahrscheinlichkeit entsprechend 5σ nachgewiesen wird. Damit ist die für das CRESST-Experiment geforderte Sensitivität bereits erreicht.

Für die Steigerung der Empfindlichkeit der Lichtdetektoren wurden für die Thermometer Phononenkollektoren entwickelt. Dies sind supraleitende Aluminiumfilme, die hochfrequente Phononen aus dem Absorber einsammeln und deren Energie zum eigentlichen Thermometer transportieren.

Das grundlegende Verständnis der Detektoren wurde vertieft. So konnte zum Beispiel erklärt werden, wie sich die Pulsform durch den Einfluß der Meßleistung verändert. Weiterhin konnten thermoelektrische Oszillationen erklärt werden. Dabei oszilliert die Energie zwischen der Induktivität der Meßelektronik und der Wärmekapazität des Thermometers.

Als Thermometer werden supraleitende Phasenübergangsthermometer verwendet. Um diese zu charakterisieren wird ihr Phasenübergang gemessen. Dabei konnte gezeigt werden, daß die durch die Messung eingebrachte Leistung einerseits zu einer Verbreiterung andererseits auch zu Instabilitäten und zu einem Hystereseverhalten führen kann.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Tieftemperaturkalorimeter	6
2.1	Funktionsweise	7
2.2	Komponenten	8
2.2.1	Thermometer	8
2.2.2	Absorber	10
2.2.3	Kopplung an das Wärmebad	10
2.2.4	Phononenkollektoren	11
2.2.5	Bondpad	11
3	Grundlagen des Detektorkonzepts	13
3.1	Verhalten der Phononen	13
3.1.1	Phononen im Absorber	13
3.1.2	Phononentransmission durch Grenzflächen	15
3.2	Prozesse im Thermometer- und Kollektorfilm	17
3.2.1	Elektron-Phonon Wechselwirkung im Thermometer	17
3.2.2	Absorption nichtthermischer Phononen im Kollektorfilm	19
3.2.3	Quasiteilchenrelaxation	20
3.2.4	Quasiteilchenrekombination	23
3.2.5	Quasiteilchendiffusion	25
3.2.6	Quasiteilcheneinfang	27
3.2.7	Festlegung der Filmgeometrie	28

4	Phasenübergänge - Meßleistung	29
4.1	Übergänge bei variabler Haltertemperatur	30
4.2	Übergänge bei fester Haltertemperatur	32
5	Kalorimetermodell	35
5.1	Direkt angekoppelte Thermometer	37
5.2	Nicht direkt angekoppelte Thermometer	41
5.2.1	Starke Kopplung zwischen Pad und Bad	42
5.2.2	Selbstheizung - Stationärer Fall	43
5.2.3	Feedback ohne Berücksichtigung der Induktivität	44
5.2.4	Berücksichtigung der Induktivität - Thermoelektrische Oszillationen	47
6	Experimentelle Techniken	51
6.1	Herstellung der Detektoren	51
6.1.1	Herstellung der Iridium/Gold Thermometerfilme	51
6.1.2	Strukturierung der Thermometerfilme	53
6.1.3	Herstellung der Aluminium Kollektorfilme	54
6.1.4	Herstellung der Gold-Bondpads	55
6.1.5	Einbau in den Detektorhalter und Kontaktierung	56
6.2	Kryostat	56
6.3	Meßelektronik	58
6.3.1	Temperaturstabilisierung der Detektorhalter	58
6.3.2	Auslesekreis	61
6.3.3	Stromquellen	64
6.3.4	SQUIDs	64
6.3.5	Datenaufnahmeelektronik	68
6.3.6	Datenaufnahmesoftware	69
7	Meßergebnisse	71
7.1	Übergänge	71
7.2	Lichtdetektoren	73
7.2.1	Lichtdetektor Si394c	74
7.2.2	Untersuchung der Ortsabhängigkeit im Detektor Si370b	77

7.3	Koinzidenzmessungen	81
7.3.1	Phononendetektor	81
7.3.2	Phononen- und Lichtmessung	84
	Zusammenfassung und Ausblick	92
	Literatur	94
	Danksagung	98

Kapitel 1

Einleitung

In den Naturwissenschaften ist der Fortschritt oft verknüpft mit Neuentwicklungen oder Verbesserungen in der Meßtechnik. Ein Beispiel dafür sind Erzeugung und Nachweis von Elementarteilchen an Beschleunigern. Die Entwicklung neuer Detektoren zum Strahlungsnachweis (z.B. Nebel- und Funkenkammer, Ionisationszähler, Szintillatoren und Halbleiterdetektoren) hat dies erst möglich gemacht.

Alle energieauflösenden Detektorkonzepte beruhen auf dem Nachweis von Anregungen im Detektormaterial. Um in einem Proportionalzähler Gasatome zu ionisieren, braucht man etwa 30 eV, um in einem Szintillator einen Lichtblitz zu erzeugen etwa 5 eV und um in einem Halbleiterdetektor ein Elektron-Loch-Paar zu bilden etwa 1 eV. Dagegen sind die typischen Anregungsenergien von Phononen sehr klein (10^{-6} bis 10^{-3} eV). Im gleichen Bereich (10^{-5} bis 10^{-3} eV) liegt auch die Energie, die man benötigt, um in einem Supraleiter ein Cooperpaar aufzubrechen, also Quasiteilchen zu erzeugen. Die Anregungsenergie bestimmt aber eine prinzipielle Grenze der Energieauflösung, nämlich die statistische Fluktuation der Anzahl N der erzeugten Anregungen. Die relative Unsicherheit $\Delta E/E$ ist proportional zu $1/\sqrt{N}$. Damit ist mit Tieftemperaturdetektoren, die auf dem Nachweis von Phononen oder Quasiteilchen beruhen, prinzipiell eine sehr viel bessere Auflösung zu erreichen, als mit den anderen hier aufgeführten Detektortypen. Daneben ist mit Tieftemperaturdetektoren eine niedrige Nachweisschwelle realisierbar. Für Tieftemperaturkalorimeter ist zudem die Nachweiseffizienz für Kernrückstoßereignisse wegen ihrer geringen Ionisationseffizienz höher als zum Beispiel für Halbleiterdetektoren, da die gesamte deponierte Energie als Wärme nachgewiesen werden kann. Im Gegensatz dazu werden in einem Halbleiterdetektor lediglich die durch Ionisation erzeugten Elektronen und Löcher nachgewiesen, was nur ein Bruchteil der insgesamt deponierten Energie ist.

Aufgrund dieser Vorzüge eignen sich Tieftemperaturdetektoren besonders für Anwendungen, bei denen es auf niedrige Nachweisschwellen, hohe Energieauflösung und/oder Nachweis von Kernrückstoßereignissen ankommt. Beispiele dafür sind etwa Röntgendetektoren für die Astrophysik [McC96], β -Endpunktmessungen an ^{187}Re

[Fon96], die Suche nach dem neutrinolosen $\beta\beta$ Zerfall von ^{139}Te [Ale96] und nach kalter dunkler Materie [Bar96, Böh96]. Wegen der niedrigen Ereignisrate bieten sich Tieftemperaturkalorimeter besonders für die letztgenannten Bereiche an, da die Kalorimeter mit niedriger Energieschwelle und großer Detektormasse hergestellt werden können.

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Tieftemperaturkalorimeter bestehen aus einem dielektrischen Absorber und einem Thermometer, welches ein aufgedampfter supraleitender Metallfilm ist. Eine Energiedeposition im Absorber führt zu einer Temperaturerhöhung, die mit dem Thermometer nachgewiesen wird. Die Arbeitstemperatur dieser Anordnung wird im Bereich der Sprungtemperatur T_c des Films gehalten. Letzterer befindet sich also im Phasenübergang normalleitend - supraleitend. Der Widerstand des Films hat dort eine starke Abhängigkeit von der Temperatur und kann deswegen zu einer empfindlichen Temperaturmessung benutzt werden.

Diese Detektoren werden für das CRESST (Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers) Experiment zur Suche nach WIMPs entwickelt. WIMPs sind hypothetische, schwach wechselwirkende massive Teilchen, die z.B. von supersymmetrischen Modellen der Elementarteilchenphysik vorhergesagt werden. Sie sind aussichtsreiche Kandidaten für nicht baryonische "Dunkle Materie". Das Rätsel der "Dunklen Materie" ist ein ungelöstes Problem der heutigen Physik. Die Existenz der dunklen Materie folgt aus der Beobachtung gravitativer Effekte und aus theoretischen Überlegungen zur Entwicklung des Universums. Nach dem gegenwärtigen Verständnis der Elementsynthese scheint es nicht möglich, die gesamte über die Gravitation "beobachtbare" Materie im Universum durch Baryonen zu erklären. Vielmehr ergeben sich für die baryonische Materie nur einige Prozent der Gesamtmasse.

Die DAMA-Kollaboration hat eine Evidenz für ein positives WIMP-Signal veröffentlicht [DAM00, Ber00]. Das Experiment besteht aus neun 9.7 kg schweren NaI(Tl)-Detektoren, die über einen Lichtleiter von jeweils zwei Photomultipliern ausgelesen werden. Damit wurde ein jährlich oszillierendes Signal gemessen, wie es aufgrund der Bewegung der Erde um die Sonne für WIMPs erwartet wird.

Für die schwach wechselwirkenden WIMPs läßt sich in Abhängigkeit ihrer Masse ihre Teilchendichte in unserer Galaxie beziehungsweise im Sonnensystem abschätzen. Für WIMPs im Massenbereich von einigen GeV ergibt sich für CRESST eine Rate von 0.1 bis 1 Ereignis pro Tag, keV und Kilogramm Detektormasse. Wie alle Experimente mit einer so niedrigen Ereignisrate ist auch CRESST auf einen möglichst geringen Untergrund durch zum Beispiel radioaktiven Zerfall angewiesen. CRESST wurde im Gran Sasso Untergrundlabor (Abschirmung: 3500 m.w.e¹) aufgebaut, um möglichst gut gegen Höhenstrahlung abgeschirmt zu sein. Daneben werden für die Detektoren und die Abschirmung Materialien verwendet, die nur geringe Verunreinigungen mit radioaktiven Atomen aufweisen. Zusätzlich wurde eine passive Abschirmung aus Blei

¹meter water equivalent

und Kupfer aufgebaut und eine Radonbox installiert.

Daneben gibt es die Möglichkeit einer aktiven Untergrundsunterdrückung. Dabei werden Kernrückstoßereignisse, wie sie von Neutronen und WIMPs hervorgerufen werden, von voll ionisierenden Ereignissen, wie sie von einem großen Teil des Untergrunds (z.B. Photonen, Myonen oder Elektronen) verursacht werden, unterschieden. Dies führt dazu, daß man den größten Teil des Untergrunds identifizieren und verwerfen kann.

Eine Möglichkeit der aktiven Untergrundsunterdrückung wird von der CDMS [Hel00, CDM00] und von der EDELWEISS-Kollaboration [Cha00] verwendet. Als Absorber wird ein Halbleitereinkristall verwendet, der als normaler Ionisationsdetektor betrieben wird. Zusätzlich werden Thermometer aufgebracht. Man erhält also neben dem Ionisationssignal zusätzlich ein Temperatursignal. Das Verhältnis zwischen Ionisations- und Temperatursignal ist von der Art der Wechselwirkung abhängig. Voll ionisierende Ereignisse erzeugen im Verhältnis mehr Elektron-Loch Paare als Kernrückstoßereignisse.

Das CDMS-Experiment konnte in nur drei Monaten Meßzeit mit einem 100 g schweren Detektor im Stanford Untergrundlabor (Abschirmung nur 17 m.w.e.) die gleiche Sensitivität wie das weiter oben erwähnte DAMA-Experiment erreichen. DAMA ist im Gran Sasso Untergrundlabor (Abschirmung 3500 m.w.e.) aufgebaut, hat fast 100 kg Detektormasse und eine Meßzeit von vier Jahren. Dies zeigt bereits das Potential der Kryodetektoren.

Die Diskriminierung mit Phononen und Ladung hat den Nachteil von Totschichten an der Oberfläche des Kristalls. Dort funktioniert die Ladungssammlung nicht vollständig, so daß es dazu kommen kann, daß z.B. β -Ereignisse, die nahe der Oberfläche stattfinden, die Signatur von Kernrückstößen tragen.

In dieser Arbeit wird ein anderes Konzept verfolgt. Als Absorber wird ein szintillierender Kristall verwendet, auf dem ein Thermometer aufgebracht wird. Bei einem Ereignis werden neben Phononen auch Photonen erzeugt, die in einem weiteren Kryodetektor, dem Lichtdetektor nachgewiesen werden (siehe Abbildung 1.1). Dabei hängt wiederum das Verhältnis aus Temperatur- und Lichtsignal von der Art der Wechselwirkung ab. Voll ionisierende Ereignisse erzeugen relativ mehr Licht als Kernrückstoßereignisse (siehe Abbildung 1.2). Dieses Prinzip hat den Vorteil, daß keine Totschichten auftreten. In einem ersten Experiment mit sehr kleinem Absorber ($20 \times 10 \times 5 \text{ mm}^3$) aus CaWO_4 wurde eine Diskriminierungseffizienz von 99.7% oberhalb einer Energieschwelle von 15 keV erreicht [Meu98].

Ein Ziel dieser Arbeit war es zu zeigen, daß das Prinzip auch mit größeren Kristallen anwendbar ist. Dazu ist ein sehr empfindlicher Lichtdetektor notwendig, da bereits wenige Photonen nachgewiesen werden müssen, um eine akzeptierbare Diskriminierungsschwelle zu erreichen. Der Schwerpunkt wurde deshalb auf die Entwicklung eines Lichtdetektors mit möglichst niedriger Nachweisschwelle gelegt.

Zur Steigerung der Empfindlichkeit des Thermometers wurden Phononenkollektor-

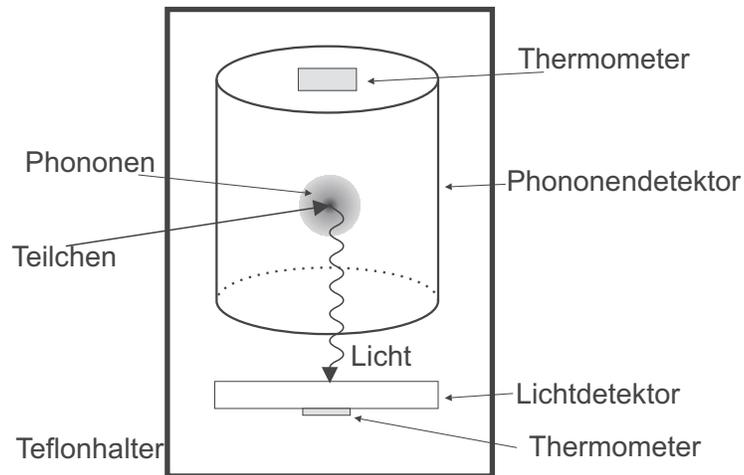


Abbildung 1.1: Prinzip der Koinzidenzmessung; Der Absorber des Phononendetektors ist ein szintillierender CaWO_4 Kristall. Wenn ein Teilchen mit dem Absorber wechselwirkt, werden neben Phononen auch Photonen erzeugt, die im Lichtdetektor nachgewiesen werden.

filme aus Aluminium eingeführt. Damit kann bei gleichbleibender Sammelfläche des Thermometers die Wärmekapazität deutlich verkleinert werden.

Es wird im Folgenden zunächst auf die prinzipielle Funktionsweise von Tieftemperaturkalorimetern und deren Komponenten eingegangen. Dann werden die Grundlagen des Detektorkonzepts vor allem auch der Phononenkollektoren erörtert.

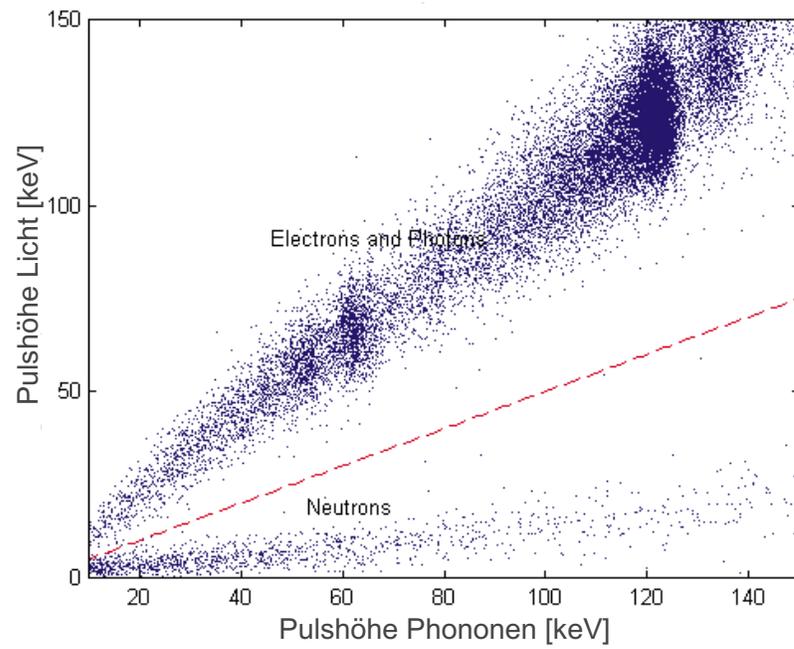


Abbildung 1.2: Koinzidente Messung der Pulshöhe im Phonondetektor zu der Pulshöhe im Lichtdetektor [Meu98].

Kapitel 2

Tieftemperaturkalorimeter

Ein Tieftemperaturkalorimeter besteht im wesentlichen aus einem Absorber, einem Thermometer und einer schwachen Kopplung an ein Wärmebad. Bisher wurden die Thermometer immer direkt an das Wärmebad gekoppelt, jedoch ist das bei kleinen Thermometern sehr problematisch, da dann die Kopplung zu stark wird, um den Detektor noch empfindlich betreiben zu können. Die in dieser Arbeit entwickelten Lichtdetektoren wurden nicht über das Thermometer angekoppelt, sondern es wurde ein zusätzlicher normalleitender Goldfilm auf den Absorber aufgebracht, der dann angekoppelt wurde (siehe Abbildung 2.1).

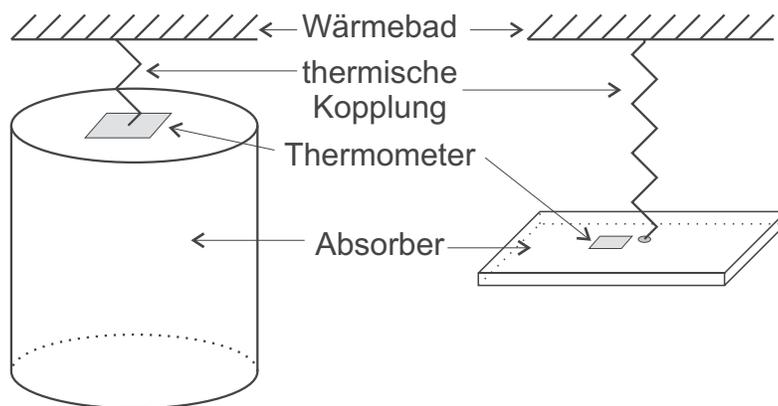


Abbildung 2.1: Kalorimeter (links) mit thermischer Ankopplung des Thermometers und Lichtdetektor (rechts) mit getrennter thermischer Ankopplung

Im folgenden wird zunächst sehr vereinfacht auf die Funktionsweise und dann auf die einzelnen Komponenten der Tieftemperaturkalorimeter eingegangen.

2.1 Funktionsweise

In einer vereinfachten Betrachtung deponiert ein einfallendes Teilchen oder Photon eine Energiemenge ΔE im Absorber, die zu einer Temperaturerhöhung führt:

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{C} \quad (2.1)$$

C steht dabei für die Gesamtwärmekapazität des Kalorimeters. Das Thermometer weist die Temperaturerhöhung nach, bevor das Kalorimeter über die thermische Kopplung wieder auf die Temperatur des Wärmebads abkühlt.

Bereits aus diesem einfachen Modell folgt, daß bei einer kleinen Wärmekapazität des Kalorimeters ein großes Signal also eine große Temperaturänderung entsteht. Die Wärmekapazitäten nehmen mit tiefen Temperaturen stark ab. In einem Kristall nimmt der Anteil der freien Elektronen proportional T und der Anteil des Gitters sogar proportional T^3 ab. In gleichem Maße steigt die Empfindlichkeit des Kalorimeters.

Das Experiment zeigt nun, daß diese einfache Vorstellung nicht ausreicht, um die Signalform ausreichend zu erklären. Die wichtigsten Gründe dafür sind:

- Die durch eine Teilchenwechselwirkung oder durch die Absorption eines Photons erzeugten hochfrequenten Phononen haben in hochreinen dielektrischen Einkristallen sehr lange Lebensdauern (\sim ms).
- Die Absorption der hochfrequenten Phononen im Thermometer oder Phononenkollektor ist effektiver als die Thermalisierung im Absorberkristall.
- Die thermischen Kopplungen zwischen Absorber, Thermometer und Wärmebad werden bei tiefen Temperaturen sehr schwach, so daß die einzelnen Teilsysteme keine einheitliche Temperatur haben müssen.

Daraus folgt, daß die im Absorber deponierte Energie in erster Linie das Thermometer aufheizt, während sich die Temperatur des Absorbers kaum ändert. Entscheidend für die Signalhöhe ist also die Wärmekapazität des Thermometers und weniger die des Absorbers. Dies ist eine wesentliche Voraussetzung für die Herstellung großer, massiver und zugleich sensitiver Detektoren zur Suche nach Dunkler Materie.

Eine detailliertere Beschreibung der Tieftemperaturkalorimeter folgt im Kapitel 5. In den nächsten Abschnitten wird auf die einzelnen Komponenten der Tieftemperaturkalorimeter eingegangen.

2.2 Komponenten

2.2.1 Thermometer

Das Thermometer besteht aus einem dünnen supraleitenden Metallfilm. Die Temperatur des Detektors wird bei der Phasenübergangstemperatur des Thermometerfilms stabilisiert, wo der Widerstand des Thermometers stark von der Temperatur abhängig ist (siehe Abb. 2.2). Eine kleine Temperaturerhöhung bewirkt bereits eine große Widerstandsänderung. Für kleine Temperaturänderungen kann man den Phasenübergang durch eine lineare Näherung beschreiben.

$$\Delta R = \frac{\delta R}{\delta T} \cdot \Delta T \quad (2.2)$$

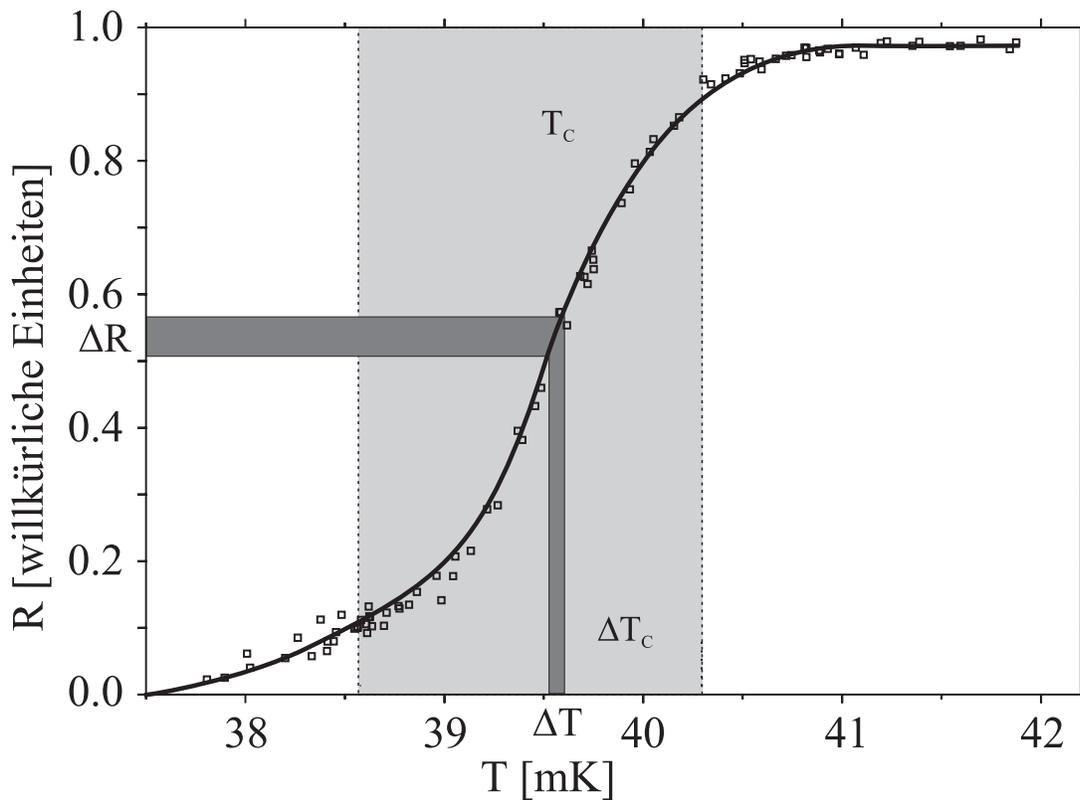


Abbildung 2.2: Widerstandskurve eines Ir/Au Proximity-Effekt Thermometers im Phasenübergang

Die Steilheit $\frac{\delta R}{\delta T}$ des Übergangs hat einen großen Einfluß auf die Empfindlichkeit des Thermometers.

Die Wärmekapazität von Metallen bei Temperaturen, die klein sind gegenüber der Fermitemperatur und der Debye-Temperatur und größer als T_c , berechnet sich nach [Kit91] zu:

$$\begin{aligned}
 c &= \frac{\pi^2}{2} n_e k_B \left(\frac{T}{T_F} \right) + \frac{12\pi^4}{5} n_a k_B \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \\
 &= \gamma T + AT^3 \\
 &= c_e + c_{ph}
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

T_F ... Fermi-Temperatur
 Θ_D ... Debye-Temperatur
 n_e ... Anzahl der Leitungselektronen pro mol
 n_a ... Anzahl der Gitteratome pro mol
 c_e ... elektronischer Anteil der spezifischen Wärme
 c_{ph} ... Gitteranteil der spezifischen Wärme
 γ, A ... Materialkonstanten

Die dazu nötigen Materialdaten sind in Tabelle 2.1 gegeben.

	^{192.2} ₇₇ Ir	^{196.97} ₇₉ Au	^{26.95} ₁₃ Al
Fermi-Temperatur T_F [10^4 K]		6.39	13.49
Debye-Temperatur Θ_D [K]	420	165	428
spez. elektron. Wärme γ [$\frac{\text{mJ}}{\text{mol K}^2}$]	3.1	0.729	1.35

Tabelle 2.1: Materialdaten verschiedener Metalle [Kit91]

Die Wärmekapazität eines Supraleiters ist nach der BCS-Theorie bei T_c um das 2.43-fache höher als der entsprechende Wert im normalleitenden Zustand [Tin75]. Ein realer Supraleiter hat aber eine endliche Übergangsbreite. Geht man nun von einem linearen Verlauf der Wärmekapazität aus, so erhält man [Mei96]:

$$c_{AP} = c_e + 1.43c_e \left(1 - \frac{R_{AP}}{R_{nl}} \right) \tag{2.4}$$

c_{AP} ... Wärmekapazität des Films am Arbeitspunkt
 R_{AP} ... Thermometerwiderstand im Arbeitspunkt
 R_{nl} ... Thermometerwiderstand im normalleitenden Zustand
 $1 - R_{AP}/R_{nl}$... Bruchteil des Films in der supraleitenden Phase

Um den Fehler dieser Berechnung möglichst klein zu halten, darf die Breite des Phasenübergangs einige mK nicht überschreiten, da die Wärmekapazität im supraleitenden Zustand schnell abnimmt (siehe Gleichung (2.7)).

Aus Gleichung (2.3) folgt, daß es sinnvoll ist, bei möglichst tiefen Temperaturen zu arbeiten, da dann die Wärmekapazitäten klein werden. Für den praktischen Betrieb der Detektoren eignen sich Phasenübergangstemperaturen von 10 bis 100 mK. Elementsupraleiter mit einer Phasenübergangstemperatur in diesem Bereich sind Wolfram in der α -Phase ($T_c = 15$ mK) und Beryllium ($T_c = 23$ mK). Die Phasenübergangstemperatur von Iridium ($T_c = 112$ mK) ist bereits zu hoch. Man kann jedoch den Proximity-Effekt ausnützen, um die Sprungtemperatur von Iridiumfilmen zu verändern. Die kritische Temperatur eines dünnen supraleitenden Films läßt sich absenken, indem man darüber (oder darunter) einen dünnen normalleitenden Film hinzufügt [Höh94, Nag93]. Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurden Schichtsysteme aus Iridium und Gold mit Sprungtemperaturen von 17 bis 100 mK hergestellt.

2.2.2 Absorber

Als Absorber kommen zunächst alle Materialien mit einer geringen Wärmekapazität in Frage. Sie sollten außerdem einkristallin sein, um eine möglichst gute Ausbreitung der Phononen zu ermöglichen. Wir verwenden als Absorber bei den Lichtdetektoren hochreines Silizium und als Szintillator große CaWO_4 - Kristalle. Daneben wurden auch noch supraleitende Ir/Au Thermometer auf Saphir ($\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$, mineralogisch Korund), Germanium, Siliziumnitrid und Siliziumoxid hergestellt. Dielektrika haben keinen elektronischen Anteil zur spezifischen Wärme. Es gibt also nach Gleichung (2.3) nur den Anteil des Kristallgitters c_{ph} :

$$c_{ph} = \frac{12\pi^4}{5} n_a k_B \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3 = AT^3 \quad (2.5)$$

Wolframthermometer sind auf Absorber mit hohen Schmelztemperaturen beschränkt, da sie eine hohe Aufdampfperatur erfordern. Dagegen werden Ir/Au-Thermometer bei tieferen Temperaturen aufgedampft, es stehen also mehr Absorbermaterialien zur Verfügung (vergleiche Kapitel 6.1.1), wie z.B. Silizium oder Germanium.

2.2.3 Kopplung an das Wärmebad

Die thermische Kopplung an das Wärmebad wird durch einen Bonddraht hergestellt. Durch ihn wird festgelegt, wie schnell Energie aus dem Kalorimeter in das Wärmebad abfließen kann. Die Kopplung läßt sich mit dem Wiedemann-Franz'schen Gesetz bestimmen [Kit91].

$$\dot{Q} = G \Delta T \quad \text{mit} \quad G = L \frac{T}{R} \quad (2.6)$$

\dot{Q}	...	Energie, die pro Zeit über die Kopplung fließt
T	...	Temperaturunterschied zwischen den gekoppelten Systemen
G	...	thermischer Leitwert bei der Temperatur T
L	...	Lorenz-Zahl $24.5 \text{ nW}\Omega\text{K}^{-2}$
R	...	elektrischer Widerstand bei der Temperatur T
T	...	Arbeitstemperatur des Tieftemperaturdetektors

Auch die Kopplung von einem Ende des Thermometerfilms bis zum anderen läßt sich mit Gleichung (2.6) bestimmen. Dies wird im Kalorimetermodell (vergleiche Kapitel 5) für Detektoren, bei denen das Thermometer direkt angekoppelt ist, benötigt.

2.2.4 Phononenkollektoren

Die hochfrequenten Phononen sollen im Phononenkollektor gesammelt und zum Thermometer geleitet werden. Als Phononenkollektoren werden supraleitende Aluminiumfilme verwendet. Zunächst wird durch das Aufbringen eines zusätzlichen Filmes die Wärmekapazität des Kalorimeters erhöht. Der phononische Anteil ist vernachlässigbar, weil das Volumen des Films sehr viel kleiner als das des Absorbers ist. Der elektronische Anteil der Wärmekapazität skaliert nun nicht mehr proportional mit T wie für ein Metall im normalleitenden Zustand (siehe Gleichung (2.3)), sondern es gilt für Supraleiter bei Temperaturen, die klein gegen die Phasenübergangstemperatur T_c sind:

$$c_e \approx 1.34 \gamma T_c \cdot \left(\frac{\Delta}{k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\Delta/k_B T} \quad (2.7)$$

γ	...	Materialkonstante (siehe Gl. (2.3))
T_c	...	Kritische Temperatur des Supraleiters
Δ	...	Energielücke des Supraleiters
k_B	...	Boltzmannkonstante
T	...	Arbeitstemperatur

Die Energielücke bei $T = 0$ berechnet sich nach der BCS-Theorie zu $\Delta(T = 0) = 1.76 k_B T_c$. Damit wird der elektronische Anteil der spezifischen Wärme eines Supraleiters für Temperaturen, die sehr viel kleiner sind als die Sprungtemperatur, sehr schnell vernachlässigbar.

2.2.5 Bondpad

Für die empfindlichen Lichtdetektoren mit den kleinen Thermometern kommt eine direkte thermische Ankopplung an das Wärmebad nicht in Frage, da diese viel zu

stark ist. Es wird statt dessen ein kleiner Film aus Gold auf den Absorber aufgebracht. Dieser Film wird dann mit einem Bonddraht angekoppelt. Wärmeenergie aus dem Thermometer muß dann zunächst in den Absorber und in den Goldfilm fließen, bevor sie durch den Bonddraht an das Wärmebad abfließen kann. Der phononische Anteil der Wärmekapazität des Bondpads kann wegen der geringen Größe des Pads vernachlässigt werden. Es bleibt also nach Gleichung (2.3) nur der elektronische Anteil zu berücksichtigen:

$$c_e = \frac{\pi^2}{2} n_e k_B \left(\frac{T}{T_F} \right) = \gamma T \quad (2.8)$$

Kapitel 3

Grundlagen des Detektorkonzepts

3.1 Verhalten der Phononen

3.1.1 Phononen im Absorber

Es gibt Gründe, die es nahelegen, daß ionisierende und nicht ionisierende Ereignisse verschiedene Phononenspektren im Absorber erzeugen. Man nimmt an,

- daß ein *nicht ionisierendes Ereignis* einen Kernrückstoß macht. Es wird also eine starke lokale Deformation des Kristallgitters erzeugt. Um diese im Phononenbild zu beschreiben, braucht man ein breites Spektrum angeregter Phononenmoden. Im einfachsten Fall geht man von einem weißen Spektrum aus.
- daß ein *ionisierendes Ereignis* Elektronen anregt. Es entstehen hochangeregte Elektron-Lochpaare. Diese relaxieren dann zur Bandkante. Dabei werden Phononen ausgesandt und weitere Elektronen angeregt. Die Elektronen haben im Vergleich zu den akustischen Phononen viel Energie und wenig Impuls. Aus Energie- und Impulserhaltungsgründen werden zunächst optische Phononen mit kleinem Impuls erzeugt. Diese zerfallen dann nach einigen 100 ps in je zwei akustische Phononen etwa halber Debye-Frequenz. Dannach geht man also von einem fast monofrequenten Spektrum akustischer Phononen mit $\omega = \frac{1}{2}\omega_D$ aus. Man spricht vom sogenannte Klemens (oder Orbach) Mechanismus [Kaz87, Mar80]. Die Elektronen an der Bandkante können mit Löchern rekombinieren. Dabei kann ein Photon ausgesendet werden (Lumineszenz) [Shi93], oder sie können in einem Auger-Prozeß ihre Energie an andere Elektronen oder Löcher abgeben [Mar80], die dann wieder optische Phononen aussenden. Diese Rekombinationsphononen können erzeugt werden, solange noch Elektron-Loch-Paare vorhanden sind. In Halbleitern mit einem indirek-

ten Übergang sind letztere bis zu einige Mikrosekunden beobachtet worden [Shi93].

Es werden nun weitere Prozesse im Absorber betrachtet, die einen Einfluß auf die zeitliche Entwicklung der Phononen haben. Wie oben erwähnt, zerfallen optische Phononen sehr schnell (einige 100 ps) in akustische Phononen. Deshalb werden hier nur noch Prozesse mit akustischen Phononen betrachtet.

1. spontaner anharmonischer Zerfall akustischer Phononen

Transversal akustische Phononen besetzen in der Dispersionsrelation $\omega(\mathbf{k})$ den energetisch niedrigsten Zweig und sind deshalb nicht in der Lage in isotropen Medien zu zerfallen. Auch in realen anisotropen Kristallen ist ihre Zerfallsrate sehr gering [Tam84].

Für ein longitudinal akustisches Phonon stehen drei Zerfallskanäle zur Verfügung. Es kann zerfallen in [Tam85a]:

- zwei transversal akustische Phononen (bevorzugter Zerfallskanal)
- ein transversal und ein longitudinal akustisches Phonon
- zwei longitudinal akustische Phononen (unwahrscheinlich)

Für die Zerfallsrate von longitudinal akustischen Phononen in einem isotropen Medium gilt [Mar90, Tam85a]:

$$\gamma_{dec} = \gamma_{dec} \omega_D \left(\frac{\omega}{\omega_D} \right)^5 \quad (3.1)$$

γ_{dec}	...	Zerfallsrate
ω	...	Phononen-Frequenz
ω_D	...	Debye-Frequenz
γ_{dec}	...	Materialkonstante

2. elastische Isotopenstreuung und Streuung an Verunreinigungen

Die meisten Elemente haben mehrere stabile Isotope. Sämtliche Phononenmoden können elastisch daran streuen. Die Rate für die Isotopenstreuung ist [Mar90]:

$$\gamma_{iso} = \eta_{iso} \omega_D \left(\frac{\omega}{\omega_D} \right)^4 \quad (3.2)$$

Phononen streuen auch an Verunreinigungen elastisch, sofern diese keine durch Phononen anregbare Zustände haben. Dadurch wird die Rate γ_{iso} für Isotopenstreuung (Gleichung (3.2)) noch erhöht. Die Phononen breiten sich demnach

zunächst diffusiv aus, können dabei aber zerfallen. Man spricht von “Quasi-Diffusion”. Nach [Tam85b] ist die Rate γ_{iso} für Isotopenstreuung (3.2) in den meisten nicht isotopenreinen Kristallen erheblich größer als die Rate γ_{dec} für den anharmonischen Zerfall (3.1). Es kommt also zwischen zwei Zerfällen zu vielen elastischen Streuungen. Dies bewirkt, daß das Verhältnis aus der Anzahl longitudinaler und transversaler Phononen entsprechend ihren Zustandsdichten erhalten bleibt, weil diese Streuungen den Phononen die Möglichkeit bieten, in eine andere Mode überzugehen (Modemischung). Demnach ändert sich der Anteil der longitudinalen Phononen zeitlich nicht, obwohl nur die longitudinalen Phononen anharmonisch zerfallen können. Durch die Zerfälle werden die Frequenzen der Phononen kleiner und damit auch deren Streu- und Zerfallswahrscheinlichkeit. Damit wird auch die mittlere freie Weglänge größer. Wenn diese in die Größenordnung der Abmessungen des Absorbers kommt, kann die Ausbreitung nicht mehr diffusiv sein. Man spricht dann von einer “ballistischen Ausbreitung”.

Abbildung 3.1 zeigt die zeitliche Entwicklung der mittleren Phononenfrequenz nach einer Energiedeposition durch ein ionisierendes Ereignis in Saphir. Man erkennt, daß nach einer anfänglich sehr schnellen Abnahme die mittlere Phononenfrequenz über eine Zeitskala von einigen Millisekunden fast konstant bei 600 GHz bleibt. Bei dieser Frequenz liegt nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz das Maximum einer 10 K Planck-Verteilung. Die Phononen sind also noch nicht thermisch. Die weitere Relaxation erfolgt dann kaum mehr im Kristall, sondern bevorzugt an der Oberfläche.

3. Oberflächenstreuung

An einer idealen Kristalloberfläche reflektieren die Phononen elastisch [And81]. In realen Kristallen sorgen Rauigkeiten, Adsorbate und veränderte Bindungsverhältnisse dafür, daß die Streuung diffus wird. Die Phononen können nun Energieeigenzustände an der Oberfläche anregen und streuen deshalb auch inelastisch. Sie können also Energie verlieren und thermalisieren schließlich in einem Zeitraum von 10 ms. (Man beobachtet, daß diese Thermalisierung etwa frequenzunabhängig ist [Prö95]).

3.1.2 Phononentransmission durch Grenzflächen

Trifft ein akustisches Phonon auf die Grenzfläche zwischen Absorber und Metallfilm auf der Oberfläche, so kann es in je drei Moden reflektiert oder transmittiert werden. Die Transmissionswahrscheinlichkeiten können im Rahmen des “acoustic mismatch”-Modells für elastische, isotrope Kontinua berechnet werden. Daraus ergibt sich, daß die Transmissionswahrscheinlichkeit α unabhängig von der Frequenz ist [Prö95]. Man unterscheidet jetzt trotzdem wieder die Transmission von thermischen und nicht thermischen Phononen.

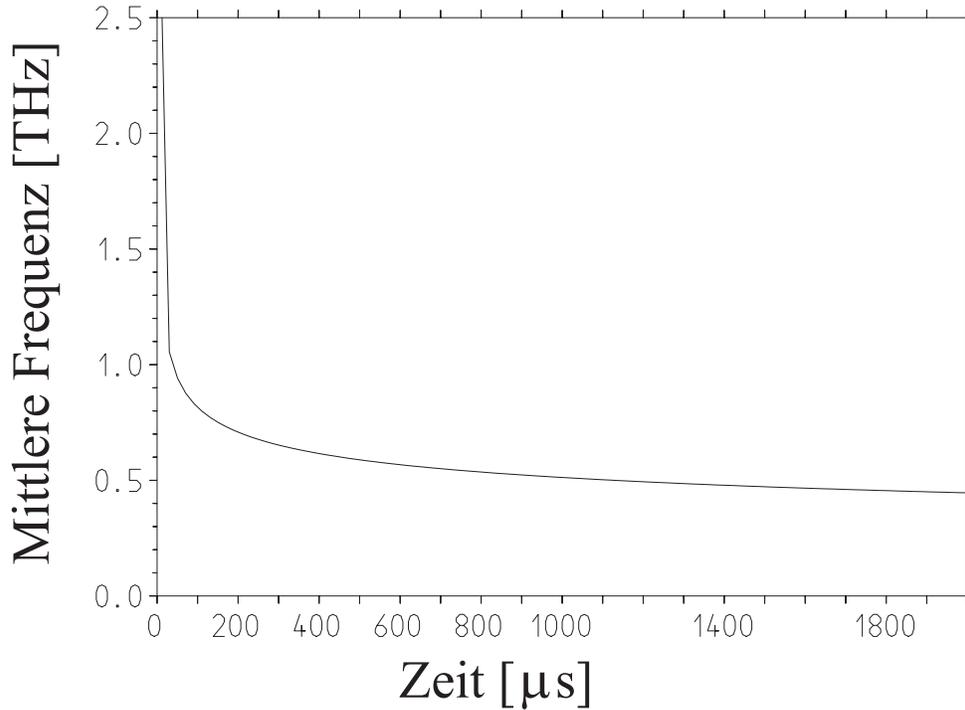


Abbildung 3.1: Ausgehend von einer Generation akustischer Phononen von halber Debye-Frequenz (10.8 THz) von Saphir berücksichtigt diese numerische Simulation den anharmonischen Zerfall und die Modenmischung.

- nicht thermische Phononenfrequenzen

Die nicht thermischen Phononen transmittieren in das Thermometer oder in den Phononenkollektor und wechselwirken mit einer großen Wahrscheinlichkeit mit dem Elektronensystem. Nimmt man an, daß alle transmittierten Phononen im Thermometer absorbiert werden, so kann man die ideale Sammelzeit berechnen [Prö95].

$$\tau_0 = \frac{2V_A}{A\langle v_{g\perp}\alpha \rangle} \quad (3.3)$$

τ_0	...	ideale Sammelzeit des Thermometers
V_A	...	Absorbervolumen
A	...	Fläche des Thermometerfilms bzw. des Phononenkollektors
$v_{g\perp}$...	Gruppengeschwindigkeit der Phononen senkrecht zur Grenzfläche
α	...	Transmissionswahrscheinlichkeit der Phononen
$\langle \dots \rangle$...	Mittelung über Moden und Wellenvektoren der einfallenden Phononen

Diese Rechnung geht von einer homogenen Verteilung der hochfrequenten Phononen im Absorber aus. Natürlich muß man noch berücksichtigen, daß nur ein Teil der Phononen tatsächlich vom Elektronensystem des Thermometers absorbiert wird (siehe Gl. (3.7)).

- thermische Phononenfrequenzen

Für die thermischen Phononen stellt der Übergang vom Absorber in das Thermometer bzw. in den Phononenkollektor eine Kapitza-Kopplung dar [Fra93]:

$$\dot{Q} = G_K A \Delta T \quad \text{mit} \quad G_K = g_K T^3 \quad (3.4)$$

\dot{Q}	...	Wärmemenge, die pro Zeit über die Grenzfläche fließt
G_K	...	Kapitza-Kopplung
ΔT	...	Temperaturunterschied
g_K	...	Kapitza-Leitwert
A	...	Kontaktfläche

Die Kapitza-Kopplung kann man ebenfalls aus dem “acoustic-mismatch”-Modell berechnen.

$$G_K = \frac{C_a}{2V_a} \langle v_{g\perp} \alpha \rangle \quad (3.5)$$

C_a	...	Wärmekapazität des Absorbers
V_a	...	Volumen des Absorbers
$v_{g\perp}$...	Gruppengeschwindigkeit senkrecht zur Kontaktfläche
α	...	Transmissionswahrscheinlichkeit
$\langle \dots \rangle$...	Mittelung über eine thermische Verteilung von Wellenvektoren \mathbf{k} und Phononenmoden m

3.2 Prozesse im Thermometer- und Kollektorfilm

3.2.1 Elektron-Phonon Wechselwirkung im Thermometer

Auch für die Elektron-Phonon Wechselwirkung kann man zwischen thermischen und nicht thermischen Phononenfrequenzen unterscheiden.

- nicht thermische Phononenfrequenzen

Dieser Fall gilt für die nicht thermischen, durch die Teilchenwechselwirkung erzeugten Phononen. Die mittlere freie Weglänge für transversale Phononen ist nahezu konstant, während sie für longitudinale Phononen mit ω^{-1} skaliert. Man nimmt also in erster Näherung an, daß alle longitudinalen Phononen vom

Thermometer absorbiert werten ($\eta = 1$) und transversalen Phononen in den Absorber zurücktransmittiert werden ($\eta = 0$). Damit ergibt sich eine mittlere Absorptionswahrscheinlichkeit von [Prö95]:

$$\bar{\eta} = \frac{\langle v_{g\perp} \alpha \eta \rangle}{\langle v_{g\perp} \alpha \rangle} \quad (3.6)$$

Da nur der Bruchteil $\bar{\eta}$ der Phononen vom Thermometer absorbiert wird, ergibt sich eine effektive Sammelzeit des Thermometerfilms gegenüber der idealen Sammelzeit τ_0 aus Gleichung (3.3).

$$\tau_{film} = \frac{\tau_0}{\bar{\eta}} = \frac{2V_A}{A\bar{\eta}\langle v_{g\perp} \alpha \rangle} \quad (3.7)$$

- thermische Phononenfrequenzen

Dieser Fall gilt für die thermischen Phononen im Thermometer. Man erwartet, daß die Elektron-Phonon-Kopplung mit der fünften Potenz der Temperatur skaliert.

$$G_{ep} = \beta T^5 \quad (3.8)$$

Im Modell wird β als freier Parameter behandelt. Er läßt sich zwar berechnen, experimentelle Ergebnisse zeigen aber zum Teil große Abweichungen davon [Har79]. Diese starke Temperaturabhängigkeit führt zu einer Entkopplung des Elektronensystems des Thermometers vom Absorber bei tiefen Temperaturen.

Transmission von \rightarrow nach	$\langle v_{g\perp} \alpha \rangle$ [m/s]	$\langle \alpha \rangle$	g_K [kW K ⁻⁴ m ⁻²]	$\bar{\eta}$
Si \rightarrow Au	2066	0.581	0.613	0.214
Si \rightarrow Ir	1293	0.366	0.383	0.262
Si \rightarrow Al	2633	0.792	0.781	0.181

Tabelle 3.1: Berechnete Daten für die Transmission von Phononen in das Thermometer [Prö95]. Hier ist α die Transmissionswahrscheinlichkeit, η die Absorptionswahrscheinlichkeit, g_K der Kapitza-Leitwert und v_{\perp} die Gruppengeschwindigkeit senkrecht zur Kontaktfläche.

3.2.2 Absorption nichtthermischer Phononen im Kollektorfilm

Für die Absorption der transmittierten Phononen in einem Supraleiter weit unter der Sprungtemperatur ist ein anderer Mechanismus verantwortlich als in der Nähe von T_c . Das Thermometer befindet sich im Phasenübergang zwischen dem normal- und supraleitenden Zustand. Es sind deshalb nur sehr wenige Cooperpaare vorhanden. Die Phononen wechselwirken vor allem mit den Elektronen.

Phononen, deren Energie unter der doppelten Energielücke liegt, können mit dem supraleitenden Film mit $T_c \gg T$ nicht wechselwirken. Für diese niederfrequenten aber noch nicht thermischen Phononen ist der Film durchsichtig. Also beschränken wir uns auf die hochfrequenten Phononen.

Zum Aufbrechen eines Cooperpaares wird die Energie 2Δ aufgewandt. Die überschüssige Phononen-Energie erhalten die Quasiteilchen als Anregung über die Bandkante. Für die mittlere Lebensdauer $\tau_b(E_p)$ eines Phonons der Energie E_p gegenüber Aufbrechen von Cooperpaaren gilt [Kap76]:

$$\tau_b^{-1}(E_p) = \frac{4\pi N(0) \alpha^2(E_p)}{\hbar N} \int_{\Delta}^{E_p-\Delta} \frac{d\varepsilon}{(\varepsilon^2 - \Delta^2)^{1/2}} \frac{\varepsilon(E_p - \varepsilon) + \Delta^2}{[(E_p - \varepsilon)^2 - \Delta^2]^{1/2}} [1 - f(\varepsilon) - f(E_p - \varepsilon)] \quad (3.9)$$

E_p	...	Energie des Phonons
$N(0)$...	Elektronen-Zustandsdichte für eine Spin-Richtung an der Fermifläche
$\alpha^2(E_p)$...	Quadrat des Matrixelements der Elektron-Phonon-Wechselwirkung
N	...	Ionendichte
ε	...	Anregung der Quasiteilchen über die Fermienergie
$f(\dots)$...	Fermiverteilung

Die Lebensdauer wird üblicherweise in Einheiten der für das jeweilige Material charakteristischen Zeit

$$\tau_0^p = \frac{\hbar N}{4\pi^2 N(0) \langle \alpha^2 \rangle \Delta(0)} \quad (3.10)$$

angegeben, wobei die Mittelung $\langle \alpha^2 \rangle$ nach der Gleichung

$$3\langle \alpha^2 \rangle = \int_0^\infty \alpha^2(E_p) F(E_p) dE_p \quad (3.11)$$

mit der Phononen-Zustandsdichte $F(E_p)$ definiert ist. Diese Zeit τ_0^p entspricht der mittleren Lebensdauer eines 2Δ -Phonons gegenüber Aufbrechen eines Cooperpaares bei tiefen Temperaturen. Die Werte für Aluminium sind in Tabelle 3.2 angegeben.

Abbildung 3.2 zeigt die Lebensdauer von Phononen gegenüber Aufbrechen von Cooperpaaren in Abhängigkeit von der Energie für tiefe Temperaturen.

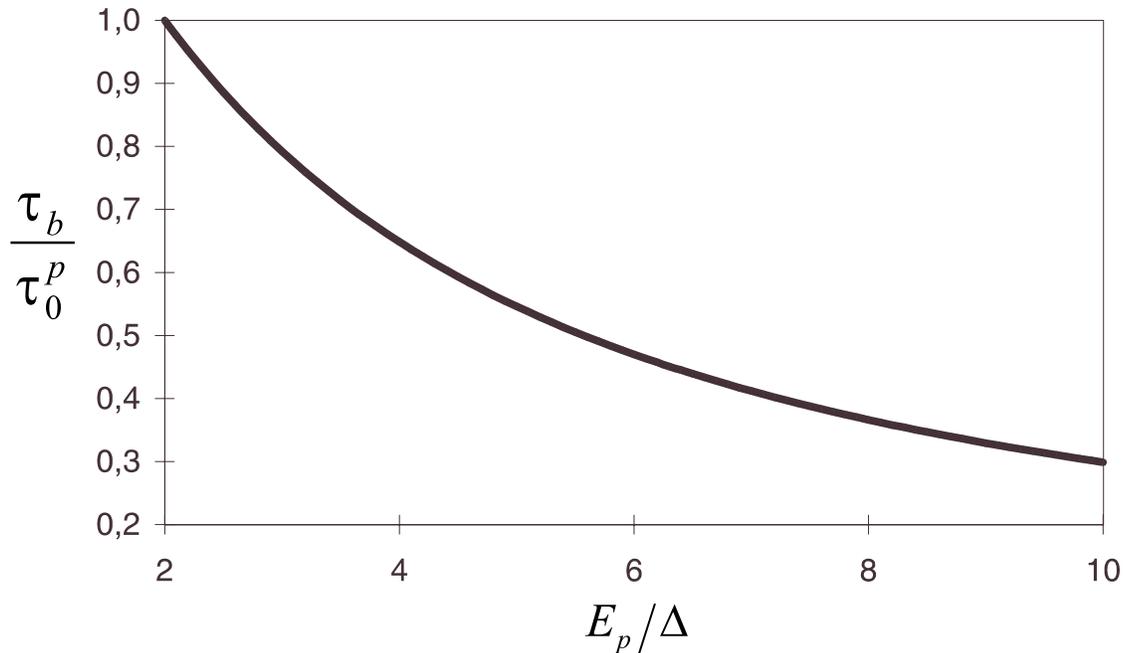


Abbildung 3.2: Die Lebensdauer τ_b eines Phonons der Energie E_p ($E_p > 2\Delta$) gegenüber Aufbrechen von Cooperpaaren berechnet sich nach Gleichung (3.9) und ist in Einheiten von τ_0^p (siehe Gleichung (3.10)) angegeben. Für Aluminium gilt $\tau_0^p = 242$ ps. Die Energie E_p der Phononen ist normiert auf die Energielücke Δ ($\Delta_{\text{Al}} = 180 \mu\text{eV}$). Die Rechnung wurde numerisch durchgeführt und gilt für Temperaturen, die klein sind gegenüber T_c .

Berücksichtigt man in Tabelle 3.2 noch, daß Phononen den Film zweimal durchqueren müssen, bevor sie wieder in den Absorber zurücktransmittieren können, so sollten in einem Aluminium-Film der Dicke $10 \text{ k}\text{\AA}$ fast alle hochfrequenten Phononen absorbiert werden. Da die meisten Phononen aufgrund der Zustandsdichte transversal sind, hat die lange freie Weglänge der longitudinalen 2Δ -Phononen nur eine untergeordnete Bedeutung. Wenn man annimmt, daß die mittlere Phononenfrequenz wie in Abbildung 3.1 bei etwa 600 GHz liegt, so sollte bereits ein Aluminium-Film mit der Dicke $1 \text{ k}\text{\AA}$ einen großen Teil der Phononen absorbieren.

3.2.3 Quasiteilchenrelaxation

Durch die Absorption der nicht thermischen Phononen werden hochangeregte Quasiteilchen erzeugt. Diese sind sehr kurzlebig (siehe Gleichung (3.13) und Tabelle 3.2).

	Al	
	longitudinal	transversal
$N(0)[10^{21}\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-3}]$	12.2	
τ_0 [ns]	438	
τ_0^p [ps]	242	
$v_g[\frac{\text{m}}{\text{s}}]$	6360	3130
$l_p(2\Delta)$ [kÅ]	15.4	7.6
$\tau_b(600\text{GHz})$ [ps]	53	
$l_p(600\text{GHz})$ [kÅ]	3.37	1.66

Tabelle 3.2: Charakteristische Daten für Phononen und Quasiteilchen für Aluminium. Die Daten für die Phononen sind, soweit verfügbar, nach transversalen und longitudinalen Phononen aufgegliedert. $N(0)$ ist die Zustandsdichte, τ_0 die charakteristische Zeit für die Relaxation von Quasiteilchen zur Bandkante und $\tau_0^p = \tau_b(2\Delta)$ die mittlere Lebensdauer von 2Δ -Phononen [Kap76]. v_g ist die Gruppengeschwindigkeit der Phononen [Lan75]. Daraus berechnet sich die entsprechende mittlere freie Weglänge l_p nach $l_p = v_g\tau_b$. Angegeben sind die Werte für 2Δ Phononen und für Phononen von 600 GHz.

Sie relaxieren unter Aussendung von Phononen zur Bandkante. Ist deren Energie größer als 2Δ , so können sie wiederum absorbiert werden, also Cooper-Paare aufbrechen. Ist die Energie der Phononen kleiner als 2Δ , so gehen sie als sogenannte “sub-gap”-Phononen zurück in den Absorber. Im Prinzip gibt es auch den umgekehrten Prozeß, d.h. eine Streuung eines Quasiteilchens durch Absorption eines Phonons. Allerdings sind bei den tiefen Betriebstemperaturen der Detektoren nur wenig thermisch angeregte Phononen vorhanden und damit ist die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß gering (siehe Abbildung 3.3).

In [Kur82] wird für Zinn die Zahl der durch die Absorption eines Röntgenquants erzeugten Quasiteilchen berechnet zu:

$$N_{QT} = \frac{E}{1.68\Delta} \quad (3.12)$$

Die restliche Energie liegt in “sub-gap”-Phononen vor. Für Aluminium konnte dieser Wert bestätigt [Joc94] werden. Zusätzlich gibt es auch thermisch angeregte Quasiteilchen (siehe Gleichung (3.15)), deren Anzahl jedoch in unserem Fall vernachlässigbar ist.

Die Lebensdauer τ_{se} der Quasiteilchen gegenüber Relaxation wird in [Kap76] berechnet. Für $T \ll T_c$ und für Phononenfrequenzen, die klein sind gegen die Debye-Frequenz, gilt:

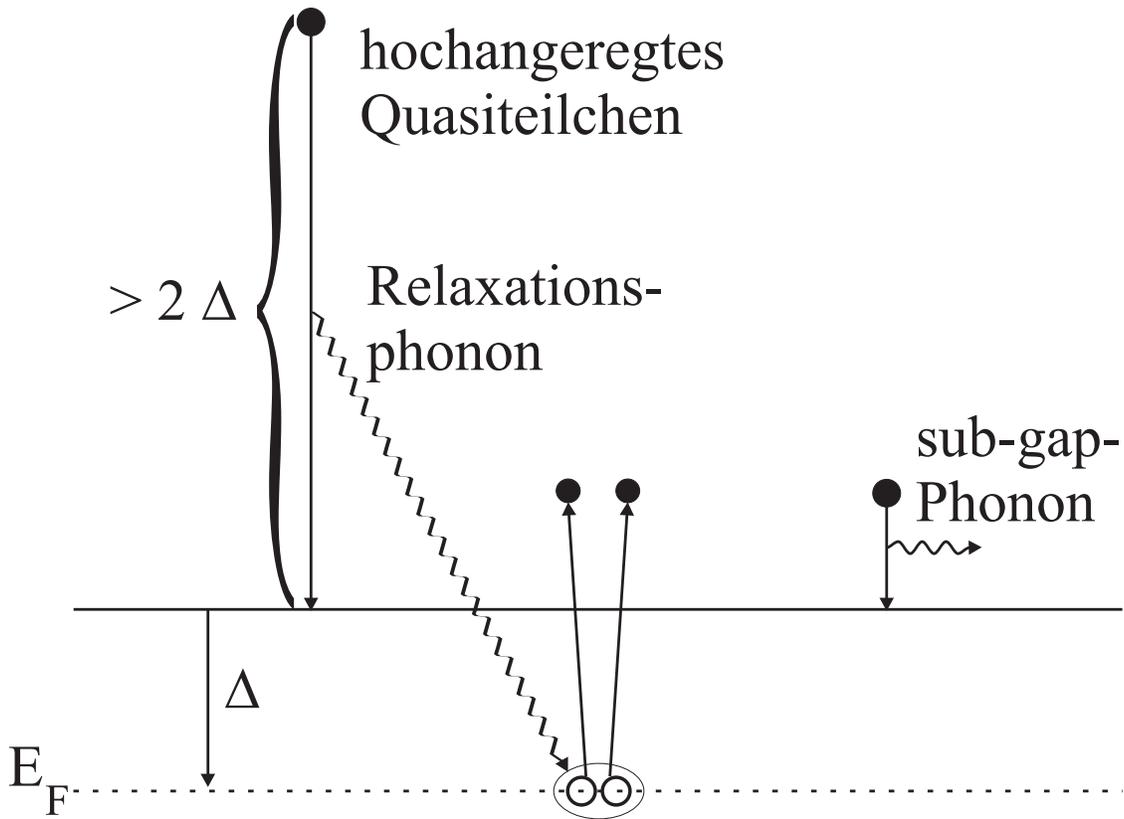


Abbildung 3.3: Quasiteilchenrelaxation

$$\frac{\tau_0}{\tau_{se}(\varepsilon, \Delta)} = \left(\frac{\Delta}{k_B T_c}\right)^3 \left\{ \frac{1}{3} \left[\left(\frac{\varepsilon}{\Delta}\right)^2 - 1 \right]^{\frac{3}{2}} + \frac{5}{2} \left[\left(\frac{\varepsilon}{\Delta}\right)^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}} - \frac{\Delta}{2\varepsilon} \left[1 + 4 \left(\frac{\varepsilon}{\Delta}\right)^2 \right] \ln \left[\frac{\varepsilon}{\Delta} + \left[\left(\frac{\varepsilon}{\Delta}\right)^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \right] \right\} . \quad (3.13)$$

- Δ ... Energielücke
- ε ... Energie des Quasiteilchens gegenüber dem supraleitenden Grundzustand
- τ_0 ... charakteristische materialspezifische Zeit (siehe Tabelle 3.2)

Abbildung 3.4 zeigt die Lebensdauer τ_{se} der angeregten Zustände in Aluminium gegenüber spontaner Phononenemission in Abhängigkeit von der Quasiteilchenenergie ε in Einheiten der Energielücke Δ . Während hochangeregte Quasiteilchen nur sehr

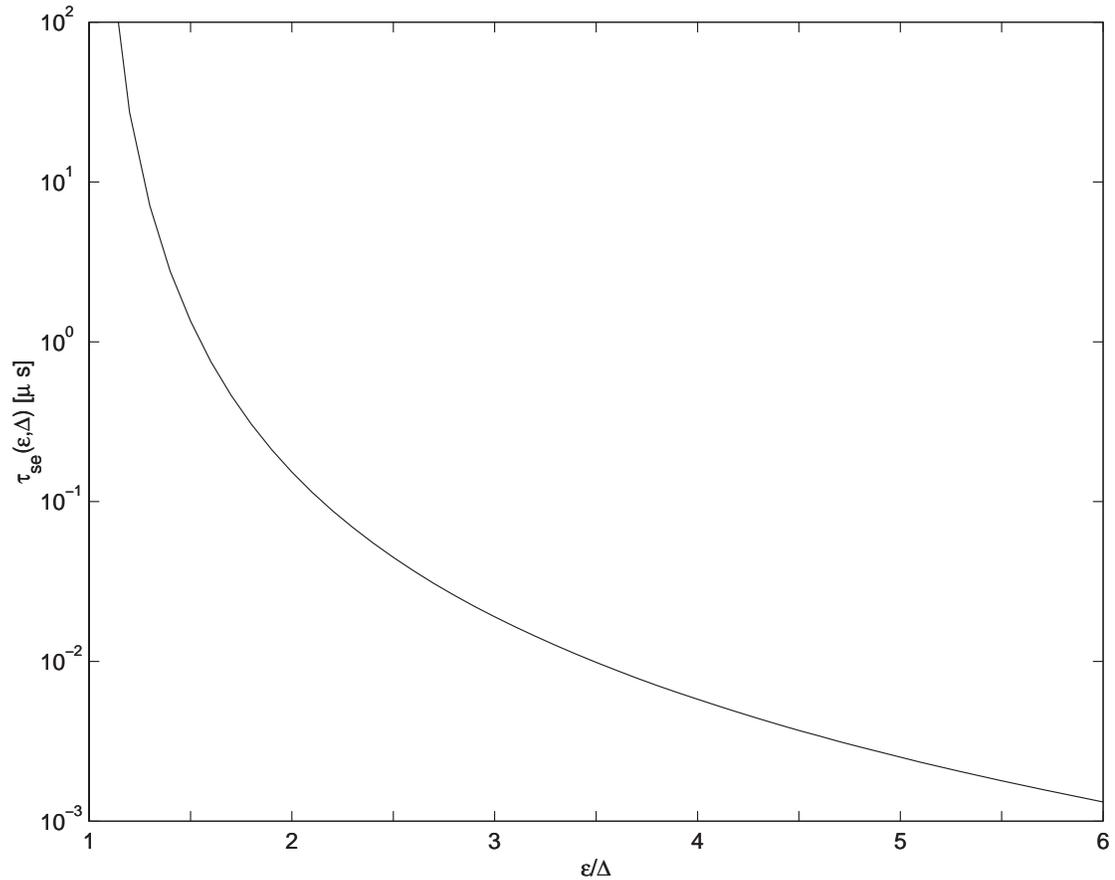


Abbildung 3.4: Lebensdauer der Quasiteilchen τ_{se} in Aluminium gegenüber Relaxation durch spontane Phononenemission. Die Anregungsenergie ϵ ist in Einheiten der Energielücke Δ angegeben.

kurzlebig sind, relaxieren Quasiteilchen mit kleinen Anregungsenergien von wenigen zehntel Δ erst nach einigen $100 \mu\text{s}$.

3.2.4 Quasiteilchenrekombination

Neben der Relaxation gibt es einen weiteren Prozeß, dem die Quasiteilchen unterliegen: Sie können auch wieder zu Cooperpaaren rekombinieren. Die Lebensdauer gegenüber Rekombination ist von der Dichte der Quasiteilchen abhängig. Nahe dem thermischen Gleichgewicht gilt für die Rekombinationsrate τ_r^{-1} von Quasiteilchen nahe der Bandkante [Kap76]:

$$\frac{\tau_0}{\tau_r(T)} \approx \sqrt{\pi} \left(\frac{2\Delta}{k_B T_c} \right)^{\frac{5}{2}} \left(\frac{T}{T_c} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\Delta/k_B T} . \quad (3.14)$$

Bei den Betriebstemperaturen unserer Detektoren sind die Lebenszeiten der Quasiteilchen nach dieser Formel viel zu hoch. Dies läßt sich dadurch erklären, daß sich das System nicht im thermischen Gleichgewicht befindet. Man muß die Quasiteilchen, die durch die Absorption hochfrequenter Phononen erzeugt wurden, mitberücksichtigen. Nahe dem thermischen Gleichgewicht berechnet sich die Dichte der Quasiteilchen zu [Epp77]:

$$n_{QT} = 2N(0)\sqrt{2\pi\Delta k_B T} e^{-\Delta/k_B T} \quad (3.15)$$

n_{QT}	...	erzeugte Quasiteilchendichte
$N(0)$...	Elektronenzustandsdichte an der Fermikante
Δ	...	Energielücke des Supraleiters

Gleichung (3.14) und (3.15) ergeben zusammen die Lebensdauer in Abhängigkeit von der Quasiteilchendichte:

$$\frac{1}{\tau_r} = \frac{2\Delta^2}{\tau_0 N(0) k_B^3 T_c^3} n_{QT} \quad (3.16)$$

Dieser Schritt setzt eine thermische Verteilung der Quasiteilchen voraus, die jedoch nach ns erreicht wird. Gleichung 3.16 ist nicht mehr abhängig von der Temperatur. Man kann in unserem Fall die thermische Quasiteilchendichte vernachlässigen und nur die durch ein Ereignis erzeugte Quasiteilchendichte n_{QT} berücksichtigen.

Die so berechnete Lebensdauer kann nur ein grober Richtwert sein, da Gitterdefekte, Verunreinigungen und vor allem beim Abkühlen unter T_c eingefrorener magnetischer Fluß die Bandlücke lokal absenken und dort für Zonen erhöhter Quasiteilchendichte sorgen. In diese Potentialmulden können Quasiteilchen relaxieren und mit weiteren dort getrappten Quasiteilchen rekombinieren [Gra69, Epp78a]. Dadurch wird die effektive Lebensdauer der Quasiteilchen verkürzt.

Es gibt noch einen weiteren Prozeß, das "Phonon-Trapping", durch den die effektive Lebensdauer verlängert wird. Bei der Rekombination zweier Quasiteilchen emittierte 2Δ -Phononen können unter Bildung neuer Quasiteilchen reabsorbiert werden. Wenn letzteres wahrscheinlich gegenüber dem Verlassen des Films ist, spricht man von Phonon-Trapping [Eis76, Sch96]. Rekombinieren dagegen Quasiteilchen, die in einer Zone reduzierter Energielücke gefangen sind, so emittieren sie dabei Phononen, deren Energie im ungestörten Supraleiter nicht mehr zum Aufbrechen von Cooper-Paaren ausreicht. Insbesondere eingefrorener magnetischer Fluß führt deshalb auch in sehr reinen, einkristallinen Filmen bei tiefen Temperaturen zu einer Sättigung der

Quasiteilchenlebensdauer [Epp78b]. In der Praxis kann die Lebensdauer nur durch Messung im jeweiligen Einzelfall bestimmt werden.

3.2.5 Quasiteilchendiffusion

Durch die Anregung über die Bandkante erhalten die Quasiteilchen eine Gruppengeschwindigkeit und können sich im Kollektorfilm ausbreiten. Bei ihrer Bewegung handelt es sich infolge ihrer Streuung an Verunreinigungen und Gitterdefekten um eine Diffusion. Die Dispersionsrelation für Quasiteilchen lautet:

$$E - E_F = \sqrt{\Delta^2 + \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m} - E_F\right)^2} \quad (3.17)$$

E_F ... Fermienergie
 k ... Wellenzahl
 m ... Ruhemasse des Elektrons

Aus der Anregungsenergie $E - E_F = \epsilon = \hbar\omega$ kann die Gruppengeschwindigkeit v_g der Quasiteilchen berechnet werden:

$$v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k} = \frac{\hbar k}{m} \frac{\frac{\hbar^2 k^2}{2m} - E_F}{\sqrt{\Delta^2 + \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m} - E_F\right)^2}} = \frac{\hbar k}{m\epsilon} \sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2} \quad (3.18)$$

Aus Gleichung (3.17) folgt für k :

$$k(\epsilon) = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \left(\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2} + E_F\right)} \quad (3.19)$$

Da allerdings Δ und ϵ um vier bis fünf Größenordnungen kleiner sind als die Fermienergie, kann für k einfach die Fermi-Wellenzahl $k_F = \sqrt{2mE_F/\hbar^2}$ eingesetzt werden. Damit wird Gleichung (3.18) zu

$$v_g \approx v_F \sqrt{1 - \frac{\Delta^2}{\epsilon^2}} \quad (3.20)$$

mit der Fermigeschwindigkeit $v_F = \hbar k_f/m$. Demzufolge ist die Gruppengeschwindigkeit eines Quasiteilchens an der Bandkante ($\epsilon = \Delta$) gleich null, bei hohen Anregungen ($\epsilon \gg \Delta$) gleich der Fermigeschwindigkeit.

Für thermisch angeregte Quasiteilchen bei $T \ll T_c$ ist die mittlere Gruppengeschwindigkeit durch die Beziehung

$$\langle v_g^2 \rangle \approx \frac{T}{T_c} v_F^2 \quad (3.21)$$

gegeben [Nar78]. Kennt man die mittlere freie Weglänge l_q der Quasiteilchen, dann läßt sich die Diffusionslänge $L(t)$ angeben, die sie im Mittel in einer bestimmten Zeit t zurücklegen:

$$L(t) = \sqrt{\langle v_g \rangle l_q t / 3} = \sqrt{Dt} \quad (3.22)$$

D bezeichnet die Diffusionskonstante. Für eine relaxierende Population zunächst hoch angeregter Quasiteilchen stellt $L(t)$ aus Gleichung (3.22) mit der Gruppengeschwindigkeit aus Gleichung (3.21) eine untere Schranke dar: Wie oben abgeschätzt wurde, wird eine thermische Verteilung erst nach einigen $100 \mu\text{s}$ erreicht. Es wäre also eine höhere mittlere Gruppengeschwindigkeit und eine höhere Diffusionskonstante zu erwarten. In Experimenten werden dagegen i.a. weit niedrigere Diffusionskonstanten beobachtet (z.B. [Seg97, Ber97])¹. Auch hierbei ist man also auf Messungen für den jeweiligen Einzelfall angewiesen.

Die Streuung der Quasiteilchen an thermisch angeregten Phononen, die bei Temperaturen oberhalb etwa $0.1 T_c$ dominiert, ist in unserem tiefen Temperaturbereich vernachlässigbar: Die entsprechende Streurrate τ_s^{-1} ist stark temperaturabhängig, für Quasiteilchen nahe der Bandkante ist sie gegeben durch [Kap76]:

$$\frac{\tau_0}{\tau_s(T)} = \left(\frac{7}{2}\right) \zeta\left(\frac{7}{2}\right) \left(\frac{k_B T_c}{2\Delta}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T}{T_c}\right)^{\frac{7}{2}} \quad (3.23)$$

$\left(\frac{7}{2}\right)$... γ -Funktion
 $\zeta(x)$... ζ -Funktion

Daraus ergeben sich für unsere konkreten Fälle mit Detektortemperaturen bei $T \approx 50 \text{ mK}$ Lebensdauern der Quasiteilchen in einem Aluminiumfilm gegenüber Phononstreuung von etwa 11 ms .

Die mittlere freie Weglänge l_q wird also von der elastischen Streuung an Verunreinigungen und Gitterdefekten, aber auch an der Filmoberfläche bestimmt. Entscheidend dafür ist neben der Qualität der Filme ihre Dicke: In einem Film von mit l vergleichbarer oder kleinerer Dicke d wird durch diffuse Streuung der Quasiteilchen an der Oberfläche l auf einen von der Filmdicke abhängigen Wert l_{eff} reduziert. Dieser Effekt kann im Rahmen der Fuchs-Theorie [May55] abgeschätzt werden. Für l_{eff} ergibt sich danach:

¹Allerdings werden bei der Auswertung von Experimenten häufig einfach Diffusionskonstanten nach Abschätzungen wie oben (oder noch einfacher) angenommen, wodurch auch andere, davon abhängige Größen falsch bestimmt werden.

$$l_{eff} \approx \frac{3d}{4} \left(\ln \frac{l}{d} + 0.4228 \right) \quad (3.24)$$

Im Extremfall $d \ll l$ ist l_{eff} fast ausschließlich durch die Filmdicke bestimmt: Die Elektronen bzw. Quasiteilchen werden nur noch zwischen den beiden Oberflächen diffus hin und her gestreut:

l_q kann durch die Messung des Restwiderstandsverhältnisses experimentell bestimmt werden: Die mittlere freie Weglänge l der Elektronen ist gleich der der Quasiteilchen [Hsi68]. Zwischen l und der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit σ von Metallen besteht der Zusammenhang $\sigma = ne^2l/(mv_F)$, mit der Elektronenladung e und -masse m . Unter Verwendung des Literaturwerts von l_{RT} bei Raumtemperatur ergibt sich der Tieftemperaturwert aus $l_{4K} = l_{RT} \cdot RRR$, dabei ist $RRR = R_{RT}/R_{4K}$ das gemessene Restwiderstandsverhältnis. (Da schon bei deutlich höheren Temperaturen l nur noch durch Defekt- und Verunreinigungsstreuung bestimmt ist, genügt die Messung des Tieftemperaturwiderstands bei der Temperatur flüssigen Heliums.)

3.2.6 Quasiteilcheneinfang

Gelangen Quasiteilchen während ihrer diffusiven Bewegung in einen Bereich kleinerer Energielücke und ist ihre Verweildauer lang genug, so relaxieren sie zur niedrigeren Bandkante und sind damit in einem Potentialtopf gefangen. Diese Situation liegt am Übergang vom Kollektor- zum Thermometerfilm vor. Die Übergangszone und der Verlauf der Energielücke sind in Abbildung 3.5 für den Fall eines Al-Kollektorfilms und eines Ir/Au-Thermometers schematisch dargestellt. Wo sich Thermometer- und Kollektorfilm überlappen, bildet sich durch den Proximity-Effekt eine gegenüber dem Aluminium reduzierte Energielücke aus [Loi99].

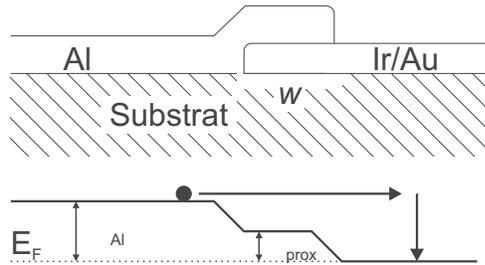


Abbildung 3.5: Oben: Schnitt durch die Übergangszone der Breite w von Kollektor- (links) und Thermometerfilm; Unten: qualitativer Verlauf der Energielücke

Wünschenswert ist, daß die Quasiteilchen bis zum Thermometer diffundieren und erst dort relaxieren. Wenn sie im Überlappungsbereich relaxieren, kann ein Phonon

der Energie $\Delta_{Al} - \Delta_{prox}$ in das Substrat transmittieren und ist damit verloren. Die Breite der Überlappungszone w sollte also klein sein gegen die Diffusionsstrecke L_{rel} , die die Quasiteilchen in der Zeit $\tau_{se}(\epsilon = \Delta_{Al}, \Delta = \Delta_{prox})$ zurücklegen. Diese Strecke kann mit Hilfe der Gleichungen (3.13), (3.20) und (3.22) berechnet werden:

$$L_{rel} = \sqrt{lv_g(\Delta_{Al} - \Delta_{prox})\tau_{se}(\epsilon = \Delta_{Al}, \Delta = \Delta_{prox})/3} \quad (3.25)$$

Eine kurze Überlappungszone mit nur leicht reduzierter Energielücke ist also wünschenswert. Die in dieser Arbeit verwendeten Phononenkollektoren haben eine Breite der Überlappungszone von nur $5 - 10 \mu\text{m}$ und haben eine große Dicke von $8 - 10 \text{ k}\text{\AA}$, um die Energielücke nur leicht zu reduzieren und um eine gute Diffusion der Quasiteilchen zu ermöglichen.

3.2.7 Festlegung der Filmgeometrie

Verwendet wird eine Wagenradstruktur, die erstmals in [Loi95] vorgestellt wurde. Jedoch wurde die thermische Ankopplung verändert in der Art, daß nicht mehr das Thermometer direkt angekoppelt wurde, da sonst die Kopplung zu stark wäre (vergleiche Abbildung 3.6). Diese Geometrie hat den Vorteil einer großen Sammelfläche bei einer kurzen Diffusionsstrecke. Die Speichenstruktur wurde nötig, um den normalleitenden Thermometerwiderstand zu erhöhen. Bei einem ringförmigen Thermometer ohne die Speichenstruktur ist der normalleitende Widerstand nur etwa $20 \text{ m}\Omega$ groß. Dadurch neigt das Thermometer zu thermoelektrischen Oszillationen (vergleiche Kapitel 5.2.4).

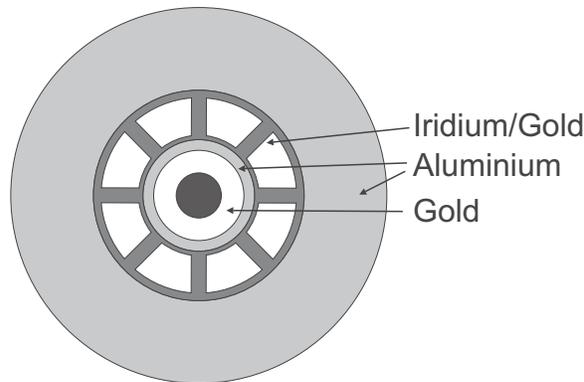


Abbildung 3.6: Geometrie von Ir/Au-Thermometerfilm, Al-Kollektorfilm mit großer Sammelfläche und kurzer Diffusionsstrecke; Die in dieser Arbeit verwendeten Größen sind in Abbildung 7.4 gegeben.

Kapitel 4

Phasenübergänge - Meßleistung

Der Phasenübergang sagt viel über die Qualität des Thermometerfilms aus. Angestrebt sind Thermometer mit einem scharfen Übergang (mit kleiner Übergangsbreite) bei einer beabsichtigten Temperatur. In dieser Arbeit wurden auf zwei verschiedene Arten Informationen über Übergänge gewonnen. Zum einen wurde der Meßstrom I_0 (vergleiche Abbildung 5.4 oder 6.6) konstant gehalten und die Temperatur des Halters verändert. Zum anderen wurde die Temperatur des Halters konstant gehalten und der Meßstrom I_0 variiert.

Die Messung erfolgt mit einem SQUID (vergleiche Kapitel 6.3.4), den man sich an dieser Stelle einfach als empfindliches Meßgerät für Stromänderungen vorstellen kann. Dabei treten drei Probleme auf. Es können nur Stromänderungen gemessen werden, und über den Absolutwert des Stroms kann zunächst nichts ausgesagt werden kann. Zusätzlich treten Flußquantenverluste und SQUID-Resets auf. Auch dabei sei auf Kapitel 6.3.4 verwiesen.

Um diese Probleme zu beheben wurde eine Methode entwickelt, die sogenannte gepulste Messung von Übergängen. Dabei wird der Meßstrom nicht konstant gehalten, sondern es wird zwischen $+I_0$ und $-I_0$ hin und her geschaltet. Ein Umpolen des Meßstroms bewirkt eine vom SQUID-System gemessene Stromänderung von (vergleiche Abbildung 5.4 oder 6.6):

$$\Delta I_T = 2 \frac{R_S}{R_T + R_S} I_0 \quad (4.1)$$

R_S	...	Shuntwiderstand
R_T	...	Thermometerwiderstand
I_0	...	Meßstrom
I_T	...	Strom durch Thermometer und SQUID-Einkoppelspule

Eine solche Stromstufe bewirkt eine Spannungsstufe ΔU_{SQUID} am SQUID. Diese ist direkt proportional zu ΔI_T . Damit ist zum einen das Problem auf die Messung

einer Stromänderung zurückgeführt und zum anderen spielen SQUID-Resets und Flußquantenverluste kaum noch eine Rolle.

Dieses elegante Verfahren hat einen Nachteil: Die Meßleistung im Thermometerfilm schwankt während der Stromstufen stark. Im Prinzip ist auch ein Umschalten von 0 nach I_0 möglich. Dabei schwankt jedoch die Meßleistung noch stärker. Messungen von Übergängen zeigen, wie im folgenden Abschnitt beschrieben, eine Hysterese. Diese Hysterese wird bei gepulsten Messungen zum Teil nicht richtig wiedergegeben. Deshalb wird vor allem bei Übergangsmessungen mit konstanter Temperatur zum Teil auf das herkömmliche ungepulste Verfahren zurückgegriffen. Ausgehend von einem Meßstrom I_0 , durch den genügend Meßleistung im Thermometer deponiert wird, um dieses normalleitend zu halten, wird I_0 langsam verringert und so der Übergang durchlaufen. Bei einer nachträglichen Korrektur dient der SQUID-Wert bei $I_0 = 0$ als Referenz.

Der Thermometerfilmwiderstand ist im allgemeinen eine Funktion $R_T = R_T(T, I)$ von Temperatur und Strom, der durch den Film fließt. Der Meßstrom verändert nach einem Model von F. Londen [Lon37] den Übergang selbst (vergleiche [Sei90]). Durch den Meßstrom wird aber auch Meßleistung deponiert. Auf die Effekte der Meßleistung soll nun im einzelnen eingegangen werden.

4.1 Übergänge bei variabler Haltertemperatur

Gemessen wird der Widerstand des Thermometerfilms gegenüber der Temperatur des Halters. Haltertemperatur und Thermometerfilmtemperatur können sich aufgrund der Meßleistung unterscheiden.

Die Meßleistung P berechnet sich zu (vergleiche Abbildung 5.4):

$$P = I_T^2 R_T = \frac{\frac{R_T}{R_S}}{\left(1 + \frac{R_T}{R_S}\right)^2} I_0^2 R_S \quad (4.2)$$

I_T	...	Strom, der durch das Thermometer fließt
R_T	...	Widerstand des Thermometerfilms
R_S	...	Widerstand des Shunts
I_0	...	Meßstrom

Das führt zu einem Temperaturunterschied zwischen Thermometer und Halter von:

$$\Delta T = \frac{P}{g} \quad (4.3)$$

- P ... Meßleistung
- g ... Gesamtkopplung des Thermometerfilms an den Halter
- ΔT ... Temperaturunterschied zwischen Halter und Thermometerfilm

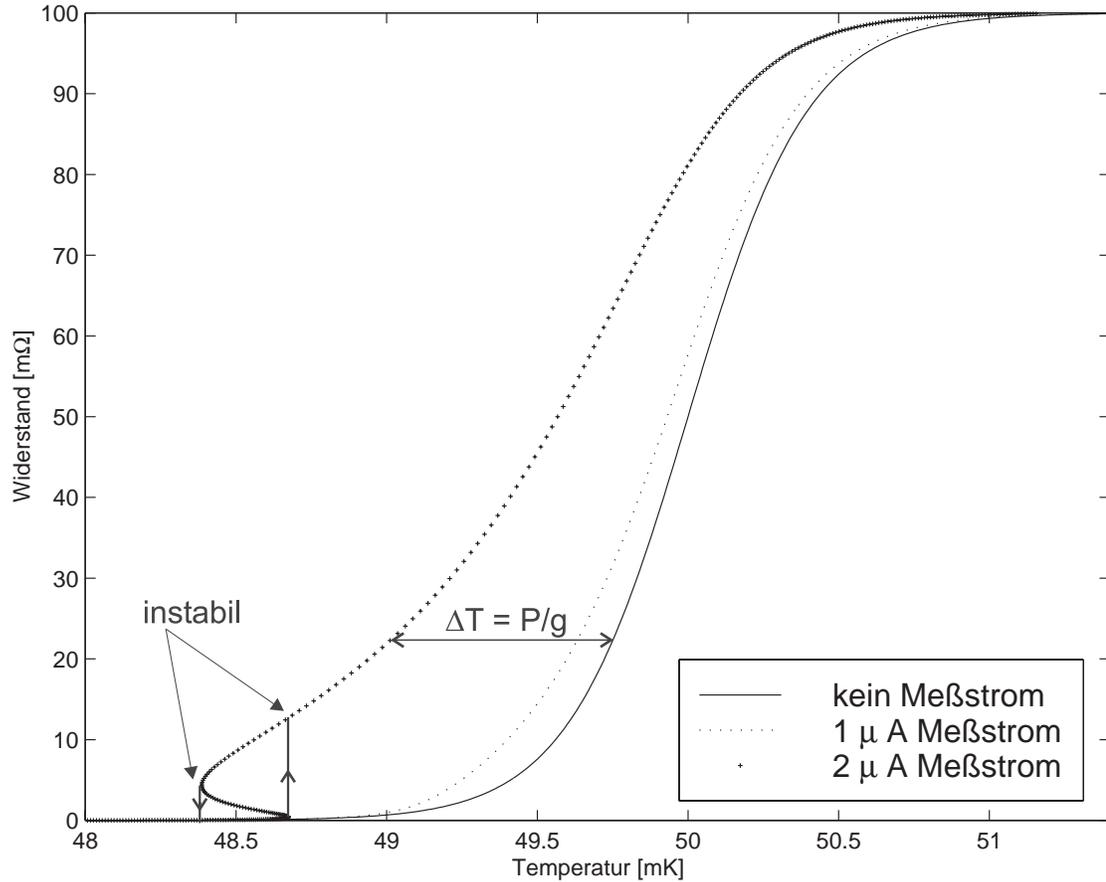


Abbildung 4.1: Theoretische Übergänge mit verschiedenen Meßströmen. Angenommen wurde eine Kopplung g des Thermometerfilms an den Halter von $g = 10^{-11}$ W/K und ein Shuntwiderstand von $R_S = 6.67$ m Ω . Für große Meßströme zeigt der Übergang eine Hysterese.

Die eingebrachte Leistung verändert die Form des Übergangs. Der nach Gleichung (4.3) berechnete Temperaturunterschied ΔT zum meßleistungsfreien Übergang, wird für $R_T = R_S$ maximal sein. Für große Thermometerwiderstände wird die Meßleistung klein sein, da wenig Strom fließt, für kleine Thermometerwiderstände ebenso, da der Widerstand klein ist. Insgesamt erscheint der Übergang dadurch verbreitert. Für hohe Meßströme wird der Widerstand R_T eine Hysterese zeigen und davon

abhängen, ob der Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand gemessen wird oder umgekehrt (siehe Abbildung 4.1 bei ca. 48.5 mK).

4.2 Übergänge bei fester Haltertemperatur

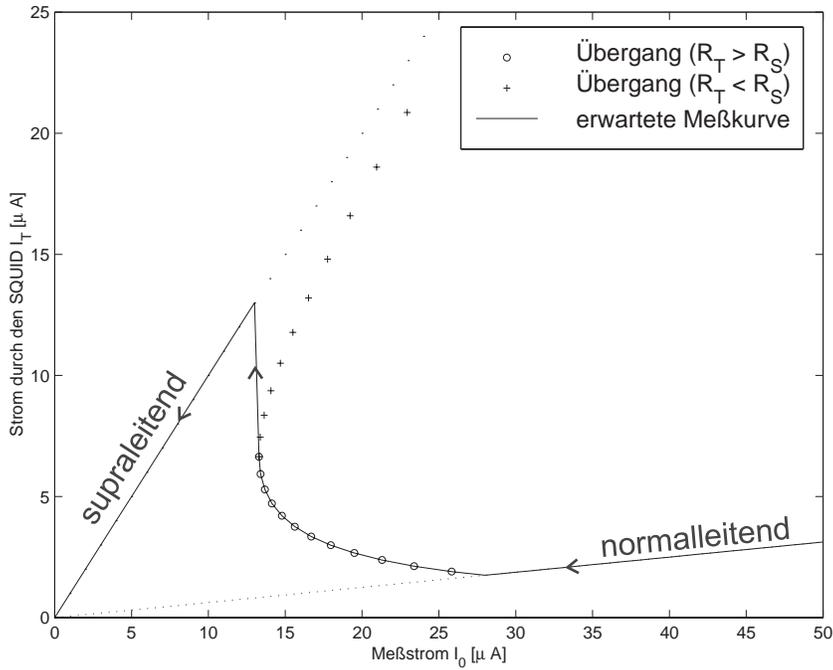


Abbildung 4.2: Übergang aus Abbildung 4.1 bei einer festgehaltenen Haltertemperatur von 20 mK. Der obere Zweig der berechneten Übergangswerte (Übergang für $R_T < R_S$) ist wieder instabil. Die meßbare Kurve ist als durchgezogene Linie dargestellt.

Eine andere Methode, Informationen über einen Phasenübergang zu bekommen, ist die Temperatur des Halters konstant zu halten bei einer Temperatur unterhalb der Übergangstemperatur und den Meßstrom I_0 zu variieren. Durch die Meßleistung wird dann die Temperatur des Thermometerfilms erhöht. Ausgehend von Gleichung (4.3) wird zunächst die Temperatur $T(R_T)$ in Abhängigkeit von R_T ausgedrückt:

$$g(T(R_T) - T_b) = P = I_T^2 R_T = \left(\frac{I_0 R_S}{R_S + R_T} \right)^2 R_T \quad (4.4)$$

T_b ... Temperatur des Halters

$T(R_T)$... Temperatur des Thermometerfilm in Abhängigkeit vom Widerstand (im Übergang)

Der Thermometerwiderstand R_T berechnet sich demnach als Funktion des Meßstroms I_0 . Der Strom durch das Thermometer I_T kann damit berechnet werden:

$$I_T = \frac{R_S}{R_T(I_0) + R_S} I_0 \quad (4.5)$$

Diese Gleichung wurde für den Übergang aus Abbildung 4.1 für eine Haltertemperatur von 20 mK berechnet und in Abbildung 4.2 dargestellt (kleine Kreise). Es gibt wieder eine Instabilität und die Kurve springt bei einem Meßstrom I_0 von etwa $13 \mu\text{A}$ auf den supraleitenden Zweig.

Eine andere, anschaulichere Darstellung ist für Abbildung 4.3 gewählt worden. Dort ist Meßstrom I_0 gegen die im Thermometer dissipierte Heizleistung P aufgetragen. Die Heizleistung ist aber proportional zur Temperaturdifferenz zwischen Halter und Thermometerfilm. Bei einem Meßstrom von etwa 13 bis $28 \mu\text{A}$ ist die Heizleistung und damit auch die Temperaturdifferenz nahezu konstant. Der Film stabilisiert sich selbst im Übergang.

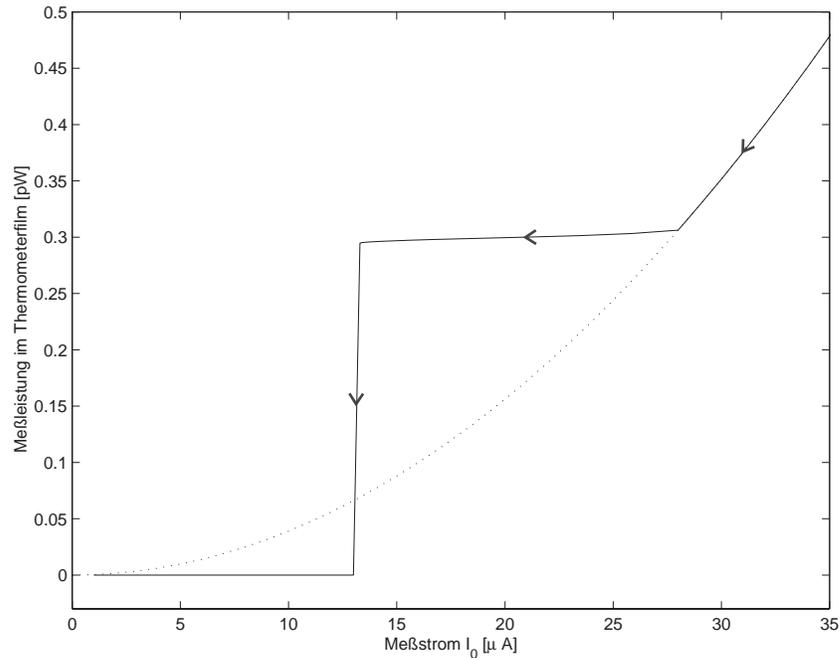


Abbildung 4.3: Übergang aus Abb. 4.1 und 4.2 dargestellt als Heizleistung P gegen Meßstrom I_0 . Die gepunktete Linie zeigt die Werte, wenn der Thermometerfilm normalleitend bleibt.

Anschaulich kann man sich zunächst vorstellen, daß durch die hohe Meßleistung der Film im normalleitenden Zustand gehalten wird. Dort ist $R_T \gg R_S$, der größte Teil des Stroms I_0 fließt über den Shuntwiderstand und der Anteil ändert sich kaum. In diesem Fall ist die Spannung über dem Thermometerwiderstand nahezu konstant. Es gilt also für die Meßleistung $P = U^2/R$ und diese wird für für kleinere Widerstände größer. Dadurch stabilisiert sich der Film selbst im Übergang.

Kapitel 5

Kalorimetermodell

Es soll nun ein Modell entwickelt werden, das die Temperaturpulsformen besser beschreibt, als die einfachen Annahmen aus Kapitel 2.1. Dabei soll unterschieden werden zwischen der herkömmlichen Methode, das Thermometer direkt anzukoppeln und der hier verwendeten Methode ein zusätzliches Bondpad aufzubringen (vergleiche Abbildungen 5.1 und 5.3). Es werden nun das Phononen- und Elektronensystem des Thermometers bzw. des Bondpads und das Phononensystem des dielektrischen Absorbers als getrennte Systeme betrachtet. Das Phononensystem des Absorbers ist mit dem Phononensystem des Thermometers (bzw. des Bondpads) durch die Kapitza-Kopplung G_K (bzw. G_{Kp}) verbunden, während das Phononensystem und das Elektronensystem des Thermometers (bzw. des Bondpads) durch die Elektron-Phonon-Kopplung G_{ep} (bzw. G_{epp}) verbunden sind. Die Ankopplung an das Wärmebad geschieht über den Gold-Bonddraht (G_{Au}). Daneben gibt es noch eine kleine Kopplung des Absorbers direkt an den Halter (G_{ab}).

Im Prinzip sollte man für das gesamte System das Spektrum der Phononen für jede Frequenz getrennt behandeln. Hier beschränken wir uns nur auf die Unterscheidung von thermischen (niederfrequenten) und nicht thermischen (hochfrequenten) Phononen. Der Energietransfer über die Kopplungen G_{Au} , G_{ep} , G_{epp} , G_K und G_{Kp} soll nur für voll thermalisierte Phononen betrachtet werden. Der Energieeintrag durch nicht thermische Phononen wird getrennt behandelt. Der Anteil der Phononen, der im Absorber thermalisiert, wird durch die Leistung $P_a(t)$ berücksichtigt, der Anteil, der im Thermometer thermalisiert, durch $P_e(t)$ und der Anteil, der in Bondpad thermalisiert, durch $P_p(t)$.

Man trifft nun vereinfachende Annahmen um die Temperaturänderung des Thermometers zu berechnen [Prö95].

- Direkt nach der Energiedeposition liegt die gesamte Energie ΔE des Ereignisses in Form von hochfrequenten Phononen vor.
- Die Energiedichte der hochfrequenten Phononen sei nicht ortsabhängig.

- Der Bruchteil ϵ_1 der gesamten deponierten Energie ΔE thermalisiert im Thermometer, ϵ_2 im Bondpad und $1 - \epsilon_1 - \epsilon_2$ im Absorber.
- Die Wärmekapazität des Phononensystems des Thermometers bzw. des Pads sei klein gegenüber der des Absorbers. Damit kann man die Kopplungen G_{ep} und G_K bzw. G_{ep} und G_{Kp} ersetzen durch eine Kopplung des Absorbers an das Elektronensystem des Thermometers bzw. des Pads:

$$\begin{aligned}\frac{1}{G_{ea}} &= \frac{1}{G_K} + \frac{1}{G_{ep}} \\ \frac{1}{G_{eap}} &= \frac{1}{G_{Kp}} + \frac{1}{G_{ep}}\end{aligned}\quad (5.1)$$

- Die thermische Leitfähigkeit des Thermometerfilms sei so groß, daß seine Temperatur ortsunabhängig ist.

Zunächst jedoch sollen die Leistungseinträge P_a , P_e und P_p berechnet werden. Die Thermalisierung der hochfrequenten Phononen erfolgt im Thermometer, im Absorber oder im Pad mit den Zeitkonstanten τ_{film} , $\tau_{kristall}$ und τ_{pad} . Die tatsächliche Zeitkonstante τ_n für die gesamte Thermalisierung ist:

$$\frac{1}{\tau_n} = s_n = \frac{1}{\tau_{film}} + \frac{1}{\tau_{kristall}} + \frac{1}{\tau_{pad}} \quad (5.2)$$

τ_{film} und τ_{pad} werden in Gleichung (3.7) abgeschätzt. Sie stellen nach dieser Formel eine Obergrenze für τ_n dar. Die Thermalisierungszeit $\tau_{kristall}$ der Phononen im Kristall ist meistens größer und kaum frequenzabhängig (siehe 3.1.1 Punkt 3.).

Bei Berücksichtigung der Energieerhaltung ergibt sich für die Leistungseinträge:

$$\begin{aligned}P_e(t) &= \Theta(t)\epsilon_1 \frac{\Delta E}{\tau_n} e^{-t/\tau_n} \\ P_p(t) &= \Theta(t)\epsilon_2 \frac{\Delta E}{\tau_n} e^{-t/\tau_n} \\ P_a(t) &= \Theta(t)(1 - \epsilon_1 - \epsilon_2) \frac{\Delta E}{\tau_n} e^{-t/\tau_n}\end{aligned}\quad (5.3)$$

ϵ_1	...	Anteil der Phononen, die im Thermometer thermalisieren
ϵ_2	...	Anteil der Phononen, die im Pad thermalisieren
$(1 - \epsilon_1 - \epsilon_2)$...	Anteil der Phononen, die im Absorber thermalisieren
ΔE	...	durch ein Ereignis im Absorber deponierte Energie

Dies gilt für den Fall eines zusätzlichen Bondpads. Für den traditionellen Fall gibt es kein Bondpad und $\epsilon_2 = 0$.

Nun kann für jedes Teilsystem eine Energiebilanzgleichung aufgestellt werden. Um das System vollständig zu beschreiben wird noch der Meßkreis selbst benötigt. Gemessen wird nicht die Temperatur des Thermometers, sondern der Strom, der durch das Thermometer fließt (siehe Abbildung 5.4).

5.1 Direkt angekoppelte Thermometer

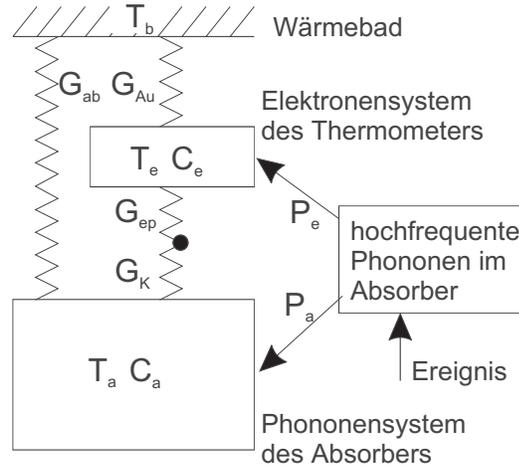


Abbildung 5.1: Kalorimetermodell für direkt angekoppelte Thermometer; Phononen- und Elektronensystem des Thermometers werden als getrennte Systeme betrachtet, die über die Elektron-Phonon-Kopplung G_{ep} miteinander verbunden sind. Das Phononensystem des Thermometers (dargestellt als dicker Punkt) ist mit dem Absorber durch die Kapitza-Kopplungen G_K verbunden. Die Ankopplung des Thermometers an das Wärmebad geschieht über einen Bonddraht aus Gold (G_{Au}). Es gibt außerdem noch eine kleine Kopplung des Absorbers direkt an den Halter G_{ab} . Die Kopplungen G_{ep} , G_K , G_{Au} und G_{ab} berücksichtigen nur den Fluß thermischer Phononen. Der Beitrag nicht thermischer Phononen wird getrennt als zusätzlicher Energieeintrag in den Absorber (P_a) und in das Thermometer (P_e) berücksichtigt.

Für die traditionelle Kopplung des Thermometerfilms direkt an das Wärmebad lauten die Energie- und Spannungsbilanzgleichungen:

$$\begin{aligned}
 C_e \frac{dT_e}{dt} + (T_e - T_a)G_{ea} + (T_e - T_b)G_{Au} - P_{mess} &= P_e(t) \\
 C_a \frac{dT_a}{dt} + (T_a - T_e)G_{ea} + (T_a - T_b)G_{ab} &= P_a(t) \\
 L \frac{dI_1}{dt} - R_S(I_0 - I_1) - R_T I_1 &= 0
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

C_a, C_e	...	Wärmekapazität von Absorber, Thermometer
T_a, T_e, T_b	...	Temperatur von Absorber, Thermometer, Wärmebad
G_{ea}	...	Kopplung des Absorbers an das Elektronensystem des Thermometers
G_{Au}	...	Kopplung durch den Gold-Bonddraht
G_{ab}	...	direkte Kopplung des Absorbers an den Detektorhalter
P_{mess}	...	Meßleistung
L	...	Induktivität der SQUID-Einkoppelspule (siehe Abb. 5.4)
R_T, R_S	...	Widerstand von Thermometerfilm und Shunt
I_0, I_1	...	Meßstrom bzw. Strom durch das Thermometer

In [Pr95] wurde das Differentialgleichungssystem für vernachlässigbare Meßleistung und Induktivität gelöst. Die Änderung der Temperatur des Elektronensystems des Thermometers gegenüber der Temperatur des Wärmebads ergibt sich dabei zu:

$$\Delta T_e(t) = \Theta(t)[A_n(e^{-t/\tau_n} - e^{-t/\tau_{in}}) + A_t(e^{-t/\tau_t} - e^{-t/\tau_n})] \quad (5.5)$$

Diese Gleichung beschreibt einen Puls mit zwei Amplituden A_n und A_t und drei charakteristischen Zeiten τ_n , τ_t und τ_{in} , auf die jetzt näher eingegangen werden soll.

Die nichtthermische Zeitkonstante τ_n , mit der die hochfrequenten Phononen aus dem Absorber verschwinden, wurde in Gleichung (5.2) berechnet. Die intrinsische Zeitkonstante τ_{in} und die thermische Zeitkonstante τ_t berechnen sich zu:

$$\tau_{in} = s_{in}^{-1} = \frac{2}{a + \sqrt{a^2 - 4b}} \quad ; \quad \tau_t = s_t^{-1} = \frac{2}{a - \sqrt{a^2 - 4b}} \quad (5.6)$$

mit

$$a = \frac{G_{ea} + G_{Au}}{C_e} + \frac{G_{ea} + G_{ab}}{C_a} \quad ; \quad b = \frac{G_{ea}G_{Au} + G_{ea}G_{ab} + G_{Au}G_{ab}}{C_e C_a} \quad (5.7)$$

und den Amplituden

$$\begin{aligned} A_n &= - \frac{(s_{in} - \frac{G_{ab}}{C_a})}{(s_{in} - s_t)(s_{in} - s_n)} \left[P_a \frac{s_t - \frac{G_{ab}}{C_a}}{G_{Au} - \frac{C_e}{C_a} G_{ab}} + P_e \left(\frac{s_t - \frac{G_{ab}}{C_a}}{G_{Au} - \frac{C_e}{C_a} G_{ab}} - \frac{1}{C_e} \right) \right] \\ &= \frac{P_a \frac{G_{ea}}{C_a} + P_e (s_t - \frac{G_{ea} + G_{Au}}{C_e})}{C_e (s_n - s_{in})(s_{in} - s_t)} \\ A_t &= \frac{(s_t - \frac{G_{ab}}{C_a})}{(s_t - s_{in})(s_t - s_n)} \left[P_a \frac{s_{in} - \frac{G_{ab}}{C_a}}{G_{Au} - \frac{C_e}{C_a} G_{ab}} + P_e \left(\frac{s_{in} - \frac{G_{ab}}{C_a}}{G_{Au} - \frac{C_e}{C_a} G_{ab}} - \frac{1}{C_e} \right) \right] \\ &= \frac{P_a \frac{G_{ea}}{C_a} + P_e (s_{in} - \frac{G_{ea} + G_{Au}}{C_e})}{C_e (s_n - s_t)(s_{in} - s_t)} \end{aligned} \quad (5.8)$$

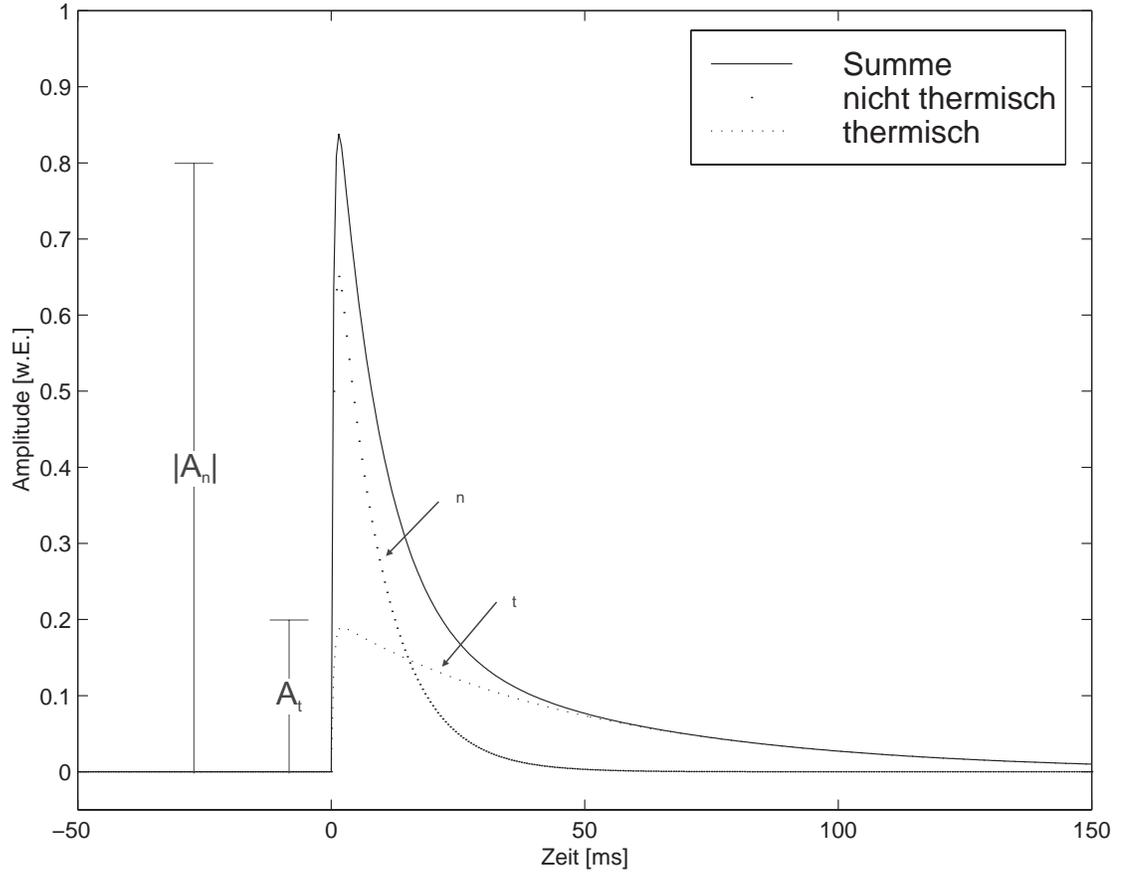


Abbildung 5.2: Theoretischer Puls nach Gleichung (5.5); Graphische Darstellung der Temperatur des Elektronensystems des Thermometerfilms nach Gleichung (5.5) für $\tau_n < \tau_{in} < \tau_t$, $A_n < 0$. Das Signal besteht aus einer nicht-thermischen Komponente mit Amplitude $|A_n|$ und Abfallszeit τ_{in} , sowie einer thermischen Komponente mit Amplitude A_t und Abfallszeit τ_t . Die Signale steigen mit der Phononensammelzeit τ_n an. Die durchgezogene Linie zeigt die komplette Pulsform. Zur Berechnung des Pulses wurden folgende Zeiten verwendet: $\tau_n = 0.44$ ms, $\tau_{in} = 9$ ms, $\tau_t = 50$ ms.

Aus Gleichung (5.5) läßt sich leicht ablesen, daß das Thermometersignal aus zwei exponentiell ansteigenden und abfallenden Komponenten besteht. Deren anschauliche Interpretation ist abhängig von der Betriebstemperatur des Detektors, der Stärke der Kopplung G_{Au} und dementsprechend vom Verhältnis der Zeitkonstanten τ_n und τ_{in} . Unterschieden werden:

- eine nicht-thermische Komponente mit Amplitude A_n und Zeitkonstanten τ_n und τ_{in} . Dieser Anteil wird hervorgerufen durch die direkte Absorption hochfrequenter Phononen im Thermometer (im Modell durch $P_e(t)$). Im Falle einer

starken Kopplung G_{Au} oder bei höheren Betriebstemperaturen ist $\tau_{in} < \tau_n$, der Detektor befindet sich im sogenannten bolometrischen Modus. Gemessen wird der Phononenfluß, der im Thermometer thermalisiert und über die relativ starke Kopplung an das Bad und/oder den Absorber abfließt. Der entgegengesetzte Fall $\tau_{in} > \tau_n$ beschreibt den kalorimetrischen Betriebsmodus. Hier wird der Phononenfluß aufintegriert. Dieser Betrieb ist anzustreben, da ein wesentlich besseres Signal zu Rauschverhältnis erreicht wird. Deshalb wurden die Lichtdetektoren nicht mehr direkt sondern über ein zusätzliches Bondpad angekoppelt.

- eine thermische Komponente mit der Amplitude A_t und den Zeitkonstanten τ_n und τ_t . Dieser Anteil wird hervorgerufen durch eine Erhöhung der Absorbertemperatur.

Die hier verwendeten Detektoren sind schwach angekoppelt und werden bei tiefen Temperaturen betrieben. Es gilt $\tau_n < \tau_{in} \ll \tau_t$. Unter dieser Näherung gilt $b \ll a^2$ und die Zeitkonstanten lassen sich anschaulich erklären [Mei99]:

- Die intrinsische Zeitkonstante τ_{in} kommt zustande durch die Kopplung G_{Au} der elektronischen Wärmekapazität des Thermometers C_e an das Wärmebad und die parallele Kopplung G_{ea} der reduzierten Wärmekapazität $C_{red} = C_e C_a / (C_e + C_a)$ an den Absorber. Die reduzierte Wärmekapazität C_{red} berücksichtigt, daß die Relaxation des Thermometers gegen den Absorber mit endlicher Wärmekapazität C_a erfolgt.

$$\tau_{in} \approx \frac{1}{a} = \left(\frac{G_{ea}}{C_{red}} + \frac{G_{Au}}{C_e} \right)^{-1} \quad (5.9)$$

- Die thermische Zeitkonstante τ_t beschreibt die Relaxation des gesamten Kalorimeters. Sie wird durch die Kopplung G_{ea} der Absorberwärmekapazität C_a an das Thermometer in Serie mit der Kopplung G_{Au} der gesamten Kalorimeterwärmekapazität $C_e + C_a$ an das Bad beschrieben.

$$\tau_t \approx \frac{a}{b} = \frac{C_a}{G_{ea}} + \frac{C_a + C_e}{G_{Au}} \quad (5.10)$$

Bei einer direkten Kopplung des Thermometers an das Wärmebad durch einen Goldbonddraht kann sich entlang des Thermometers ein Temperaturgradient ausbilden. Dies kann durch die Verwendung einer effektiven Kopplung G_{eb} des Thermometers an das Bad berücksichtigt werden [Prö95]. G_{eb} ist dann eine Serienschaltung der Kopplung G_{Au} des Bonddrahtes und eines weiteren Terms, der vom Thermometer kommt.

Die Berücksichtigung der Meßleistung P_{mess} erfolgt z.B. in [Fra93] ebenfalls durch eine Veränderung der Kopplung G_{eb} des Elektronensystems des Thermometers an das Wärmebad. Auf eine genauere Betrachtung sei hier verzichtet. Die Berechnung geschieht analog den Überlegungen aus dem Kapitel 5.2.3.

Die Berücksichtigung der Induktivität L der SQUID-Einkoppelspule erfolgte erstmals in [Sei90]. Die direkt angekoppelten Thermometer, die in dieser Arbeit verwendet wurden, sind relativ langsam, so daß hier auf die entsprechenden Rechnungen verzichtet wird. Solche Berechnungen werden nur für die über ein zusätzliches Bondpad gekoppelten Detektoren durchgeführt (vergleiche Kapitel 5.2.4).

5.2 Nicht direkt angekoppelte Thermometer

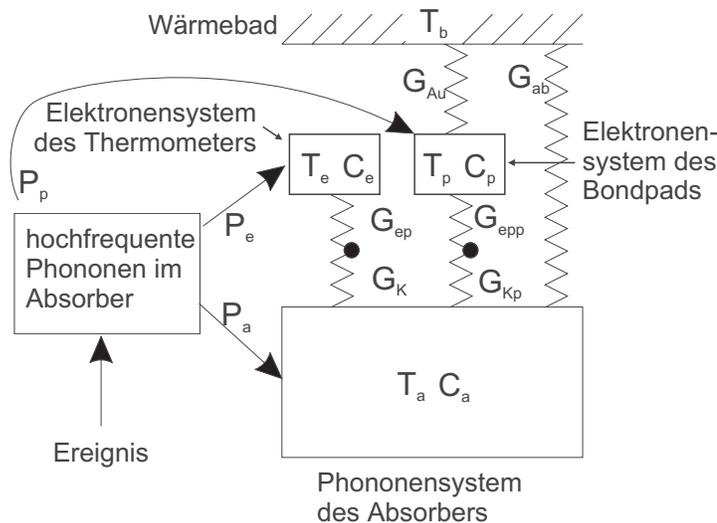


Abbildung 5.3: Kalorimetermodell für Detektoren, die über ein zusätzliches Bondpad thermisch an das Wärmebad gekoppelt sind; Phononen- und Elektronensystem des Thermometers und des Bondpads werden als getrennte Systeme betrachtet, die über die Elektron-Phonon-Kopplung G_{ep} bzw. G_{ep} für das Bondpad miteinander verbunden sind. Die Phononensysteme von Thermometer und Bondpad (dargestellt als dicke Punkte) sind mit dem Absorber durch die Kapitza-Kopplungen G_K bzw. G_{Kp} verbunden. Die Ankopplung an das Wärmebad geschieht über einen Bonddraht aus Gold (G_{Au}). Daneben gibt es eine kleine Kopplung G_{ab} des Absorbers an den Halter. Die Kopplungen G_{ep} , G_{ep} , G_K , G_{Kp} , G_{Au} und G_{ab} berücksichtigen nur den Fluß thermischer Phononen. Der Beitrag nicht thermischer Phononen wird getrennt als zusätzlicher Energieeintrag in den Absorber (P_a), in das Thermometer (P_e) und in das Pad (P_p) berücksichtigt.

Versucht man, kleinere Thermometer mit einer direkten thermischen Kopplung zu betreiben, so läuft man in die Gefahr, daß sie im bolometrischen Modus arbeiten. Die kann durch eine schwächere Kopplung unterbunden werden. Eine Möglichkeit ist, keinen normalleitenden Goldbonddraht, sondern einen supraleitenden Draht zu verwenden. In [For93] wurde diese Methode untersucht. Es wurde jedoch festgestellt, daß die Abfallzeiten zu lange werden, also die Kopplung zu schwach ist. Als Mittelweg bietet sich an, ein normalleitendes Pad auf den Detektor zu dampfen und dieses direkt anzukoppeln.

Die Energiebilanzgleichungen für Detektoren, die über ein Bondpad an das Wärmebad gekoppelt sind (vergleiche Abbildung 5.3) lauten:

$$\begin{aligned}
C_e \frac{dT_e}{dt} + (T_e - T_a)G_{ea} - P_{mess} &= P_e(t) \\
C_a \frac{dT_a}{dt} + (T_a - T_e)G_{ea} + (T_a - T_p)G_{eap} + (T_a - T_b)G_{ab} &= P_a(t) \\
C_p \frac{dT_p}{dt} + (T_p - T_a)G_{eap} + (T_p - T_b)G_{Au} &= P_p(t) \\
L \frac{dI_1}{dt} - R_S(I_0 - I_1) - R_T I_1 &= 0
\end{aligned} \tag{5.11}$$

C_a, C_e, C_p	...	Wärmekapazität von Absorber, Thermometer, Pad
T_a, T_e, T_p, T_b	...	Temperatur von Absorber, Thermometer, Pad, Wärmebad
G_{ea}, G_{eap}	...	Kopplung von Absorber an Elektronensystem von Thermometer bzw. Pad
G_{Au}	...	Kopplung durch den Gold-Bonddraht
G_{ab}	...	direkte Kopplung des Absorbers an den Detektorhalter
P_{mess}	...	Meßleistung
L	...	Induktivität der SQUID-Einkoppelspule (siehe Abb. 5.4)
R_T, R_S	...	Widerstand von Thermometerfilm und Shunt
I_0, I_1	...	Meßstrom bzw. Strom durch das Thermometer

Die Lösung dieses Systems ist sehr unübersichtlich. Es sollen daher hier nur einige Näherungen besprochen werden.

5.2.1 Starke Kopplung zwischen Pad und Bad

Die Kopplung G_{Au} zwischen Bondpad und Wärmebad ist elektronisch. Es kann also davon ausgegangen werden, daß sie sehr viel stärker ist, als die anderen Kopplungen im Detektor. In diesem Fall wird die Temperatur T_p des Pads gleich der des Wärmebads bleiben und sich kaum ändern. Ohne Berücksichtigung von Meßleistung und Induktivität L reduzieren sich Differentialgleichungen aus (5.11) zu:

$$\begin{aligned}
C_e \frac{dT_e}{dt} + (T_e - T_a)G_{ea} &= P_e(t) \\
C_a \frac{dT_a}{dt} + (T_a - T_e)G_{ea} + (T_a - T_b)(G_{eap} + G_{ab}) &= P_a(t)
\end{aligned} \tag{5.12}$$

Dieses System ist nun dem in [Prö95] gelösten sehr ähnlich. Die Lösung besteht wiederum aus zwei Amplituden und drei charakteristischen Zeitkonstanten in der Form von Gleichung (5.5). Neben τ_n aus Gleichung (5.2) lauten die beiden anderen Zeitkonstanten als Lösung des homogenen Systems:

$$\tau_{in} = s_{in}^{-1} = \frac{2}{a + \sqrt{a^2 - 4b}} \quad ; \quad \tau_t = s_t^{-1} = \frac{2}{a - \sqrt{a^2 - 4b}} \quad (5.13)$$

mit

$$a = \frac{G_{ea}}{C_e} + \frac{G_{ea}}{C_a} + \frac{G_{eap} + G_{ab}}{C_a} \quad ; \quad b = G_{ea} \frac{G_{eap} + G_{ab}}{C_e C_a} \quad (5.14)$$

und den Amplituden

$$\begin{aligned} A_n &= - \frac{(s_{in} - \frac{G_{ab} + G_{eap}}{C_a})}{(s_{in} - s_t)(s_{in} - s_n)} \left[P_a \frac{s_t - \frac{G_{ab} + G_{eap}}{C_a}}{-\frac{C_e}{C_a}(G_{ab} + G_{eap})} + P_e \left(\frac{s_t - \frac{G_{ab} + G_{eap}}{C_a}}{-\frac{C_e}{C_a}(G_{ab} + G_{eap})} - \frac{1}{C_e} \right) \right] \\ &= \frac{P_a \frac{G_{ea}}{C_a} + P_e (s_t - \frac{G_{ea}}{C_e})}{C_e (s_n - s_{in})(s_{in} - s_t)} \\ A_t &= \frac{(s_t - \frac{G_{ab} + G_{eap}}{C_a})}{(s_t - s_{in})(s_t - s_n)} \left[P_a \frac{s_{in} - \frac{G_{ab} + G_{eap}}{C_a}}{-\frac{C_e}{C_a}(G_{ab} + G_{eap})} + P_e \left(\frac{s_{in} - \frac{G_{ab} + G_{eap}}{C_a}}{-\frac{C_e}{C_a}(G_{ab} + G_{eap})} - \frac{1}{C_e} \right) \right] \\ &= \frac{P_a \frac{G_{ea}}{C_a} + P_e (s_{in} - \frac{G_{ea}}{C_e})}{C_e (s_n - s_t)(s_{in} - s_t)} \end{aligned} \quad (5.15)$$

5.2.2 Selbstheizung - Stationärer Fall

Die Berücksichtigung der Meßleistung hat zwei Auswirkungen. Zum einen führt die Meßleistung - auch ohne Puls - zu einer Erhöhung der Thermometer- und der Absorbentemperatur gegenüber der Badtemperatur. Die Änderung der Selbstheizung während eines Temperaturpulses führt zu einer Änderung der Pulsform. Dieser Fall wird in Kapitel 5.2.3 betrachtet. Hier wird zunächst die Verschiebung von Absorber- und Thermometertemperatur im stationären Fall berechnet. Für den stationären Fall vereinfacht sich Gleichungssystem (5.11) wiederum unter der Annahme einer starken Kopplung des Bondpads an das Wärmebad und ohne Berücksichtigung von L zu:

$$\begin{aligned} (T_e - T_a)G_{ea} - P_{mess} &= 0 \\ (T_a - T_e)G_{ea} + (T_a - T_b)(G_{eap} + G_{ab}) &= 0 \end{aligned} \quad (5.16)$$

Die Lösung des neuen Systems ist:

$$\begin{aligned} T_e &= P_{mess} \left(\frac{1}{G_{ea}} + \frac{1}{G_{eap} + G_{ab}} \right) + T_b \\ T_a &= \frac{P_{mess}}{G_{eap} + G_{ab}} + T_b \end{aligned} \quad (5.17)$$

Im stationären Fall bewirkt die Meßleistung also nur eine Verschiebung der Temperaturen von Absorber und Thermometer. Im Fall eines Temperaturpulses verändert sich auch die Pulsform wegen einer sich ändernden Meßleistung. Dieser Fall soll nun betrachtet werden.

5.2.3 Feedback ohne Berücksichtigung der Induktivität

Es werden nun nur kleine Änderungen um die Gleichgewichtslage betrachtet:

$$\begin{aligned} T_e &\rightarrow T_e + \Delta T_e \\ T_a &\rightarrow T_a + \Delta T_a \\ I_T &\rightarrow I_T + \Delta I \\ P_{mess} &\rightarrow P_{mess} + \Delta P \\ R_T &\rightarrow R_T + \Delta R \end{aligned} \quad (5.18)$$

T_e	...	Temperatur des Elektronensystems des Thermometers
T_a	...	Temperatur des Phononensystems des Absorbers
I_T	...	Strom durch das Thermometer
P_{mess}	...	Heizleistung des Thermometers
R_T	...	Widerstand des Thermometers

Es soll nun die Änderung der Meßleistung ΔP berechnet werden. Abbildung 5.4 zeigt den Meßkreis. Eine Widerstandsänderung des Thermometerfilms ($R_T \rightarrow R_T + \Delta R$) bewirkt eine Änderung des Aufzweignungsverhältnisses des Stroms. Dies bewirkt eine Stromänderung ΔI in der Einkoppelpule des SQUID.

$$\Delta P = (I_T + \Delta I)^2 (R_T + \Delta R) - I_T^2 R_T \simeq -I_T^2 \frac{R_T - R_S}{R_T + R_S} \frac{dR_T}{dT_e} \Delta T_e \quad (5.19)$$

Mit der Steilheit $\alpha = (T_e/R_T)(dR_T/dT_e)$ des Übergangs wird die Meßleistung zu:

$$\Delta P = -\frac{P_{mess} \alpha}{T_e} \frac{R_T - R_S}{R_T + R_S} \Delta T_e = -G_{feed} \frac{R_T - R_S}{R_T + R_S} \Delta T_e = -G_{etf} \Delta T_e \quad (5.20)$$

$G_{feed} = P_{mess} \alpha / T_e$...	Kopplung durch Meßleistung ($R_T \gg R_S$)
$G_{etf} = G_{feed} (R_T - R_S) / (R_T + R_S)$...	Kopplung mit endlichem Shuntwiderstand

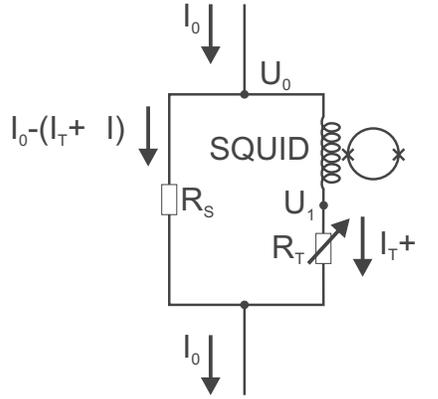


Abbildung 5.4: Eine Widerstandsänderung des Thermometerfilms ΔR bewirkt eine Stromänderung ΔI in der SQUID-Einkoppelspule

Das Gleichungssystem (5.11) wird also zu:

$$\begin{aligned} C_e \frac{d\Delta T_e}{dt} + (\Delta T_e - \Delta T_a) G_{ea} + G_{etf} \Delta T_e &= P_e(t) \\ C_a \frac{d\Delta T_a}{dt} + (\Delta T_a - \Delta T_e) G_{ea} + \Delta T_a (G_{eap} + G_{ab}) &= P_a(t) \end{aligned} \quad (5.21)$$

Die Meßleistung wirkt also wie eine zusätzliche Kopplung des Elektronensystems des Thermometers. Abhängig von Thermometer- und Shuntwiderstand kann die Kopplung sowohl positiv als auch negativ sein.

Dieses System läßt sich nun in völlig analoger Weise wie Gleichungssystem (5.4) lösen. Es braucht nur G_{Au} durch G_{etf} und G_{ab} durch $(G_{eap} + G_{ab})$ ersetzt werden. Die Lösung hat wieder die Form der Gleichung (5.5). Neben τ_n aus Gleichung (5.2) lauten die beiden anderen Zeitkonstanten als Lösung des homogenen Systems:

$$\tau_{in} = s_{in}^{-1} = \frac{2}{a + \sqrt{a^2 - 4b}} \quad ; \quad \tau_t = s_t^{-1} = \frac{2}{a - \sqrt{a^2 - 4b}} \quad (5.22)$$

mit

$$\begin{aligned} a &= \frac{G_{ea} + G_{etf}}{C_e} + \frac{G_{ea} + G_{eap} + G_{ab}}{C_a} \\ b &= \frac{G_{ea} G_{etf} + G_{ea} (G_{eap} + G_{ab}) + G_{etf} (G_{eap} + G_{ab})}{C_e C_a} \end{aligned} \quad (5.23)$$

und den Amplituden

$$\begin{aligned}
A_n &= -\frac{(s_{in} - \frac{G_{ab} + G_{eap}}{C_a})}{(s_{in} - s_t)(s_{in} - s_n)} \left[P_a \frac{s_t - \frac{G_{ab} + G_{eap}}{C_a}}{G_{etf} - \frac{C_e}{C_a}(G_{ab} + G_{eap})} + P_e \left(\frac{s_t - \frac{G_{ab} + G_{eap}}{C_a}}{G_{etf} - \frac{C_e}{C_a}(G_{ab} + G_{eap})} - \frac{1}{C_e} \right) \right] \\
&= \frac{P_a \frac{G_{eaa}}{C_a} + P_e (s_t - \frac{G_{eaa} + G_{etf}}{C_e})}{C_e (s_n - s_{in})(s_{in} - s_t)}
\end{aligned} \tag{5.24}$$

$$\begin{aligned}
A_t &= \frac{(s_t - \frac{G_{ab} + G_{eap}}{C_a})}{(s_t - s_{in})(s_t - s_n)} \left[P_a \frac{s_{in} - \frac{G_{ab} + G_{eap}}{C_a}}{G_{etf} - \frac{C_e}{C_a}(G_{ab} + G_{eap})} + P_e \left(\frac{s_{in} - \frac{G_{ab} + G_{eap}}{C_a}}{G_{etf} - \frac{C_e}{C_a}(G_{ab} + G_{eap})} - \frac{1}{C_e} \right) \right] \\
&= \frac{P_a \frac{G_{eaa}}{C_a} + P_e (s_{in} - \frac{G_{eaa} + G_{etf}}{C_e})}{C_e (s_n - s_t)(s_{in} - s_t)}
\end{aligned}$$

Diese doch etwas unübersichtlichen Formeln sollen nun weiter genähert werden. Die Lichtdetektoren werden mit einem Thermometerwiderstand R_T betrieben, der deutlich größer ist als der Shuntwiderstand R_S . In diesem Fall ist $G_{etf} > 0$, τ_{in} verkürzt sich und A_t wird klein. Es soll nun der Fall betrachtet werden, daß die Temperaturänderung des Absorbers ΔT_a vernachlässigbar ist.

Das Gleichungssystem (5.21) vereinfacht sich nun zu:

$$C_e \frac{d\Delta T_e}{dt} + G_{eaa} \Delta T_e - \Delta P = C_e \frac{d\Delta T_e}{dt} + (G_{eaa} + G_{etf}) \Delta T_e = P_e(t) \tag{5.25}$$

Daraus berechnet sich ein Temperatursignal von:

$$\Delta T_e(t) = \frac{P_e}{C_e (s_n - s_{dec})} \left(e^{-s_{dec} t} - e^{-s_n t} \right) \tag{5.26}$$

Die Abfallszeitkonstante τ_{dec} des Detektors wird nun zu:

$$\tau_{dec} = \frac{1}{s_{dec}} = \frac{C_e}{G_{eaa} + G_{etf}} = \left(\frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{etf}} \right)^{-1} \tag{5.27}$$

$\tau_0 = 1/s_0 = C_e/G_{eaa}$... intrinsische Zeitkonstante des Thermometers
 $\tau_{etf} = 1/s_{etf} = C_e/G_{etf}$... Zeitkonstante durch Meßleistung

Es kann nun $G_{etf} \simeq G_{fed}$ sehr viel größer als G_{eaa} werden. Das heißt das Thermometer wird in erster Näherung nur noch durch die Verminderung der Meßleistung, die durch die Temperaturerhöhung verursacht wurde, gekühlt. Die Kühlung durch einen höheren Wärmefluß an das Substrat kann dann vernachlässigt werden. In diesem Fall ist die deponierte Energie gleich der Änderung der Heizleistung [Irw95]:

$$E = \int \Delta P_{Joule} dt = U_0 \int \Delta I dt \quad (5.28)$$

ΔP_{Joule}	...	Änderung der Heizleistung
$U_0 \simeq I_0 R_s$...	Spannung über dem Shuntwiderstand
ΔI	...	Stromänderung durch Thermometer und SQUID

Wegen $R_T \gg R_S$ fließt fast der ganze Strom über den Shuntwiderstand. Der Spannungsabfall U_0 am Shunt ändert sich also in erster Näherung nicht. Der Einfluß der Spule wird vernachlässigt. In diesem Fall ist $U_0 = U_1$ (vergleiche Abb. 5.4).

Dies führt zu einer deutlichen Vereinfachung in der Pulsformanalyse. In diesem Grenzwert werden sich Nichtlinearitäten im Übergang und Ortsabhängigkeiten im Absorber und im Thermometer auf die Pulsform, nicht aber auf das Integral auswirken (siehe Abbildung 7.6).

5.2.4 Berücksichtigung der Induktivität - Thermoelektrische Oszillationen

Bisher wurde der Einfluß der Induktivität L der Einkoppelspule des SQUIDs vernachlässigt. Jedoch wird durch L eine praktische Grenze für die Zeitkonstanten gesetzt. Wenn die Zeitkonstanten des Detektors in die Nähe von $\tau_{el} = L/(R_T + R_S)$ kommen, dann können sich resonante thermoelektrische Oszillationen entwickeln. Dies soll im folgenden näher betrachtet werden (vergleiche auch [Cab00]).

Betrachtet werden kleine Änderungen des stationären Zustands. Der Strom durch Thermometer und Spule I_T sei um eine kleine Differenz ΔI vom Gleichgewichtswert I_T verschoben $I_T \rightarrow I_T + \Delta I$. Die durch die Stromänderung ΔI induzierte Spannung an der Spule L berechnet sich zu (siehe Abbildung 5.4):

$$L \frac{d(I_T + \Delta I)}{dt} = U_0 - U_1 = R_S(I_0 - I_T - \Delta I) - R_T(I_T + \Delta I) \quad (5.29)$$

Betrachtet man nun die Änderungen aus der Gleichgewichtslage, so ergibt sich:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta I}{I_T} \right) = -\frac{1}{\tau_{el}} \frac{\Delta I}{I_T} - \frac{1}{\tau_{el}} \frac{\Delta R}{R_T + R_S} - \frac{1}{\tau_{el}} \frac{\Delta R}{R_T + R_S} \frac{\Delta I}{I_T} \quad (5.30)$$

$$\tau_{el} = L/(R_T + R_S) \quad \dots \quad \text{elektrische Zeitkonstante}$$

Für kleine Auslenkungen aus der Gleichgewichtslage können Terme höherer Ordnung vernachlässigt werden. Im folgenden wird also der letzte Term nicht mehr berücksichtigt. Die Berechnung der Heizleistung aus Gleichung (5.19) muß nun ausführlicher betrachtet werden:

$$\Delta P = (I_T + \Delta I)^2 (R_T + \Delta R) - I_T^2 R_T \simeq P_{mess} \alpha \frac{\Delta T}{T_e} + 2P_{mess} \frac{\Delta I}{I_T} \quad (5.31)$$

Unter Vernachlässigung einer Änderung der Absorbertemperatur ΔT_a ergibt sich zusammengefaßt wiederum ein System gekoppelter Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta T}{T_e} \right) &= \frac{2}{\alpha \tau_{feed}} \frac{\Delta I}{I_T} + \left(\frac{1}{\tau_{feed}} - \frac{1}{\tau_0} \right) \frac{\Delta T}{T_e} + \frac{P_e(t)}{C_e T_e} \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta I}{I_T} \right) &= -\frac{1}{\tau_{el}} \frac{\Delta I}{I_T} - \frac{R_T}{R_T + R_S} \frac{\alpha}{\tau_{el}} \frac{\Delta T}{T_e} \end{aligned} \quad (5.32)$$

$$\begin{aligned} \tau_{el} = L / (R_T + R_S) & \dots \text{ elektrische Zeitkonstante} \\ \tau_0 = C_e / G_{ea} & \dots \text{ intrinsische Zeitkonstante} \\ \tau_{feed} = T_e C_e / (P_{mess} \alpha) & \dots \text{ Zeitkonstante durch die Meßleistung} \\ \alpha = (T_e / R_T) (\partial R_T / \partial T_e) & \dots \text{ Steilheit des Übergangs} \end{aligned}$$

Die Lösung des Differentialgleichungssystems hat folgende Form (vergleiche auch Gleichung (5.5)):

$$\begin{aligned} \Delta T_e &= \Theta(t) [A_- (e^{-s_n t} - e^{-s_- t}) + A_+ (e^{-s_+ t} - e^{-s_n t})] \\ \Delta I_T &= \Theta(t) [B_- (e^{-s_n t} - e^{-s_- t}) + B_+ (e^{-s_+ t} - e^{-s_n t})] \end{aligned} \quad (5.33)$$

mit den Eigenfrequenzen:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{\pm}} = s_{\pm} &= -\frac{1}{2\tau_{feed}} + \frac{1}{2\tau_{el}} + \frac{1}{2\tau_0} \\ &\pm \sqrt{\left(\frac{1}{2\tau_{el}} + \frac{1}{2\tau_{feed}} - \frac{1}{2\tau_0} - \sqrt{\frac{2}{\tau_{el}\tau_{feed}} \frac{R_T}{R_T + R_S}} \right)} \\ &\cdot \sqrt{\left(\frac{1}{2\tau_{el}} + \frac{1}{2\tau_{feed}} - \frac{1}{2\tau_0} + \sqrt{\frac{2}{\tau_{el}\tau_{feed}} \frac{R_T}{R_T + R_S}} \right)} \end{aligned} \quad (5.34)$$

und den Amplituden:

$$\begin{aligned} A_+ &= -\frac{P_e}{C_e} \frac{s_{feed} - s_0 + s_-}{(s_n - s_+)(s_+ - s_-)} \\ A_- &= -\frac{P_e}{C_e} \frac{s_{feed} - s_0 + s_+}{(s_n - s_-)(s_+ - s_-)} \\ B_+ &= \frac{P_e I_T}{C_e T_e} \frac{\alpha}{2s_{feed}} \frac{(s_{feed} - s_0 + s_+)(s_{feed} - s_0 + s_-)}{(s_n - s_+)(s_+ - s_-)} \\ B_- &= \frac{P_e I_T}{C_e T_e} \frac{\alpha}{2s_{feed}} \frac{(s_{feed} - s_0 + s_+)(s_{feed} - s_0 + s_-)}{(s_n - s_-)(s_+ - s_-)} \end{aligned} \quad (5.35)$$

Die Darstellung der Zeitkonstanten in Gleichung (5.34) ist etwas unübersichtlich, so daß an dieser Stelle einige Näherungen betrachtet werden sollen. Zum einen gilt für die in dieser Arbeit verwendeten Arbeitspunkte $R_T \gg R_S$, so daß $R_T/(R_T + R_S) \simeq 1$ gesetzt werden kann. Zum anderen ist die Haltertemperatur normalerweise viel kleiner als die Phasenübergangstemperatur des Thermometers. In diesem Fall kann die Meßleistung beschrieben werden durch [Irw95]:

$$P_{mess} \simeq \frac{G_{ea} T_e}{n} \quad (5.36)$$

Die dominierende Kopplung zwischen Elektronensystem des Thermometers und Phononensystem des Substrats wird durch n beschrieben. Bei hohen Temperaturen und dicken Filmen dominiert der Kapitza-Widerstand und n ist 4, bei tiefen Temperaturen und dünnen Filmen dominiert der Widerstand durch die Elektron-Phonon-Kopplung im Thermometer und n ist 6.

In diesem Fall wird $\tau_{feed} = \alpha/(n\tau_0)$ und Gleichung (5.34) wird zu:

$$\frac{1}{\tau_{\pm}} = -\frac{\alpha-n}{2n\tau_0} + \frac{1}{2\tau_{el}} \pm \frac{1}{2\tau_0\tau_{el}} \sqrt{\left[\tau_0 - \tau_{el} \left(1 + \frac{\alpha}{n}\right) \left(1 + \sqrt{\frac{2\alpha}{\alpha+n}}\right)^2\right] \left[\tau_0 - \left(1 + \frac{\alpha}{n}\right) \left(1 - \sqrt{\frac{2\alpha}{\alpha+n}}\right)^2\right]} \quad (5.37)$$

Die in dieser Arbeit verwendeten Übergänge erreichen eine Steilheit α von etwa 300. Die Näherung $\alpha \gg n$ ist also gerechtfertigt. Mit $\tau_{dec} = \tau_0/(1 + \alpha/n)$ berechnet sich die Eigenfrequenz zu

$$\frac{1}{\tau_{\pm}} \simeq -\frac{1}{2\tau_{dec}} + \frac{1}{2\tau_{el}} \pm \frac{1}{2\tau_{dec}\tau_{el}} \sqrt{(\tau_{dec} - 5.83\tau_{el})(\tau_{dec} - 0.17\tau_{el})} \quad (5.38)$$

Für $\tau_{dec} > 5.83\tau_{el}$ ist τ_{\pm} reell und kleiner null. Interessant ist der Grenzfall $\tau_{dec} \gg \tau_{el}$. In diesem Fall wird wie nach Gleichung (5.26) zu erwarten:

$$\begin{aligned} \tau_- &\rightarrow \tau_{dec} \\ \tau_+ &\rightarrow \tau_{el} \end{aligned} \quad (5.39)$$

Für $\tau_{dec} < 5.83\tau_{el}$ ändert sich das System grundlegend. Der Wert unter der Wurzel wird negativ, die Wurzel selbst imaginär. Es treten thermoelektrische Oszillationen auf. Die Energie oszilliert, ähnlich wie in einem elektrischen Schwingkreis, zwischen der Spule L und der Kapazität C_e , wobei es sich hier um eine thermische Wärmekapazität handelt. Ein Beispieldiagramm ist in Abbildung 5.5 zu sehen.

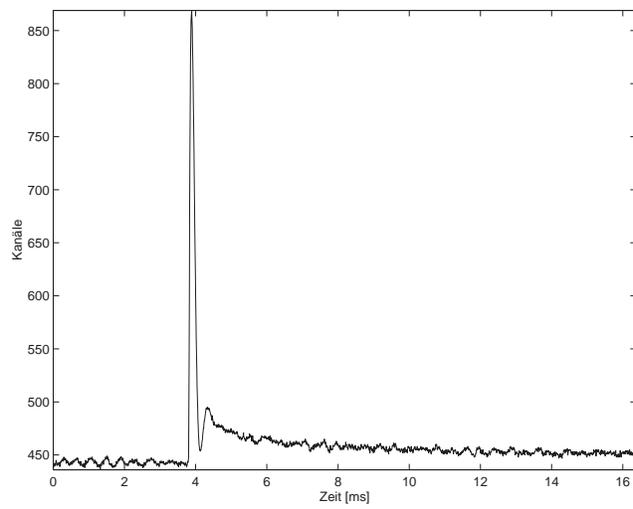


Abbildung 5.5: Typischer Puls mit thermoelektrischen Oszillationen des Detektors Si405b. Die Bedingung $\tau_{dec} < 5.83\tau_{el}$ ist erfüllt.

Kapitel 6

Experimentelle Techniken

6.1 Herstellung der Detektoren

In diesem Abschnitt wird die Herstellung der Detektoren diskutiert. Der Übersichtlichkeit halber seien die einzelnen Schritte hier zusammengefaßt:

- Reinigung des Substrats
- Aufdampfen des Thermometerfilms
- Strukturieren des Thermometerfilms
- Aufbringen der Liftoff-Maske zur Bestimmung der Aluminium-Struktur
- Aufdampfen des Aluminiumfilms, Entfernen der Liftoff-Maske
- Aufbringen der Liftoff-Maske für das Gold-Bondpad
- Sputtern des Gold-Bondpads, Entfernen der Liftoff-Maske
- Einbau in den Detektorhalter und Bonden

6.1.1 Herstellung der Iridium/Gold Thermometerfilme

Die Iridium/Gold Filme werden in einer gesonderten UHV-(Ultra **H**igh **V**acuum) Anlage, in der nur Iridium und Gold verwendet werden, aufgedampft. Um ein reproduzierbares Filmwachstum zu erreichen, wird ein sehr guter Enddruck von nur $5 \cdot 10^{-10}$ mbar benötigt. Dazu wurde ein aufwendiges Pumpensystem aufgebaut. Als Hauptpumpe wird eine Turbomolekularpumpe (Pfeiffer TMU 520, <http://www.pfeiffer-vacuum.de>) verwendet. Als Vorpumpe dazu dient eine weitere kleinere Turbomolekularpumpe (Pfeiffer PMP01110/8472) mit einer Drehschieberpumpe. Die Serienschaltung von zwei Turbomolekularpumpen hat den Vorteil

eines deutlich besseren Verdichtungsverhältnisses vor allem für Wasserstoff. Daneben wurde eine Ionengetterpumpe installiert. Auf die Verwendung der eingebauten Titansublimationspumpe konnte verzichtet werden.

Vor Verwendung der Anlage wird diese zunächst ausgeheizt. Die Vakuumkammer wird dabei für mehrere Stunden auf 180°C geheizt. Dies verkürzt die mittlere Verweildauer von Wassermolekülen auf metallischen Oberflächen deutlich, so daß vor allem das restliche Wasser, das sich beim Öffnen der Anlage aus der Luftfeuchtigkeit auf den Oberflächen absetzt, abgepumpt werden kann. Damit kommt man bereits auf Enddrücke von $3 \cdot 10^{-8}$ mbar. Um das Ausheizen, das eine große Materialbelastung für die Anlage darstellt, nicht vor jedem Aufdampfen wiederholen zu müssen, wurde die Anlage mit einer Schleusenkammer ausgerüstet. Sie ist mit einer weiteren Turbomolekularpumpe und einer Drehschieberpumpe ausgerüstet. Sie erreicht einen Enddruck von etwa $5 \cdot 10^{-7}$ mbar. Bei diesem Druck ist die Gasströmung statistisch und da die Kammern nur durch ein kleines Ventil verbunden sind, strömt nur wenig Gas in die Hauptkammer.

In einem normalen Prozeß werden also nach dem Ausheizen der Anlage die Kristalle zunächst in die Schleuse eingebaut. Diese wird evakuiert und erst dann wird das Ventil zur Hauptkammer geöffnet und die Kristalle werden zum eigentlichen Substrathalter transferiert. Das Ventil zur Schleuse wird anschließend geschlossen. Der Stickstoffshroud (siehe Abbildung 6.1) ist eine röhrenförmige Kammer, die mit flüssigem Stickstoff gefüllt wird. Dies wirkt als Kryopumpe und Restgase können sehr gut an der kalten Oberfläche des Shrouds ausfrieren. Damit wird der Druck weiter verbessert.

Verdampft wird mit einer Elektronenstrahlkanone der Firma Telemark (Fremont, CA, USA, <http://www.tfitelemark.com>). Ursprünglich wurde der Typ 528 mit drei Tiegeln verwendet. Jedoch heizte sich dieser Typ während des Dampfens zu sehr auf. Es wurde deshalb eine Sonderanfertigung installiert.

Gedampft wird zuerst eine dünne Haftschrift aus Iridium. Bei einer typischen Spannung von etwa 5.5 kV und einem Kathodenstrom von etwa 150 bis 200 mA wird eine Aufdampftrate von $0.3 \text{ \AA}/\text{s}$ erreicht. Schichtdicke und Rate werden mit einem Schwingquarz (Intellimetrics IL 820) gemessen. Die verwendeten Haftschriften sind 10 bis 50 \AA dick. Danach wird die normaleitende Schicht aus Gold gedampft. Da der Schmelzpunkt von Gold mit 1063°C [Kuc89] kleiner ist als der von Iridium (2410°C [Che01]), wird weniger Kathodenstrom benötigt. Bei 100 mA wird eine Aufdampftrate von $1.6 \text{ \AA}/\text{s}$ erreicht. Die supraleitende Iridiumschicht wird dann wieder mit den Parametern der Haftschrift gedampft. Typische Schichtdickenkombinationen sind 30 \AA Ir, 800 \AA Au und 500 \AA Ir (siehe Abbildung 6.2).

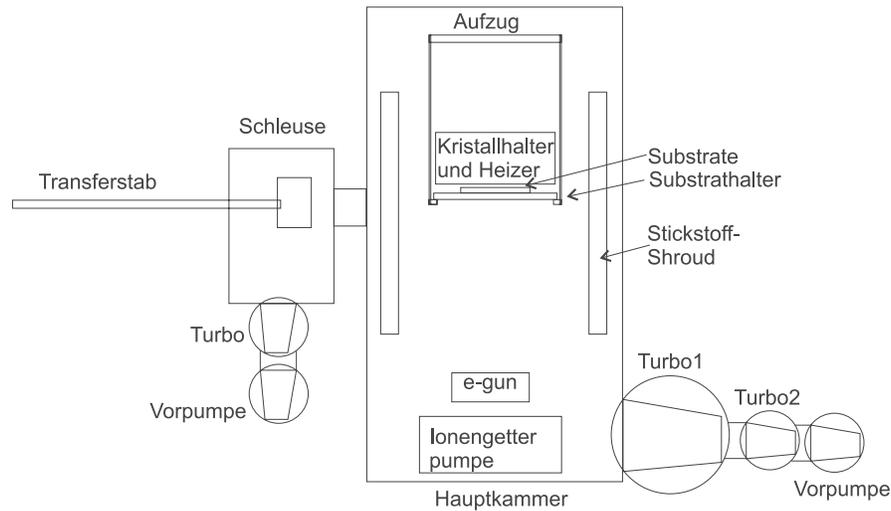


Abbildung 6.1: Die Aufdampfanlage ist mit einem aufwendigen Pumpensystem ausgestattet. Um nicht nach jedem Aufdampfzyklus die Anlage öffnen zu müssen, wurde sie mit einer Schleuse ausgerüstet.

6.1.2 Strukturierung der Thermometerfilme

Zunächst wird in einem photolithographischen Prozeß eine positive Photolackmaske aufgebracht:

- 30 Sekunden Aufschleudern des Photolacks AZ 5214 E bei 2000 Umdrehungen pro Minute
- Reinigen der Rückseite des Substrats mit Aceton
- 4 Minuten auf der Heizplatte backen bei 120 °C
- 4 Minuten abkühlen lassen
- 15 Sekunden im Maskaligner belichten
- ca. 1 Minute entwickeln (AZ Developer)

Die Photolackmaske hat nach diesem Prozeß die Form, die der Thermometerfilm nach dem Ätzen haben soll. Das überschüssige Iridium und Gold wird mittels Sputterätzen entfernt.

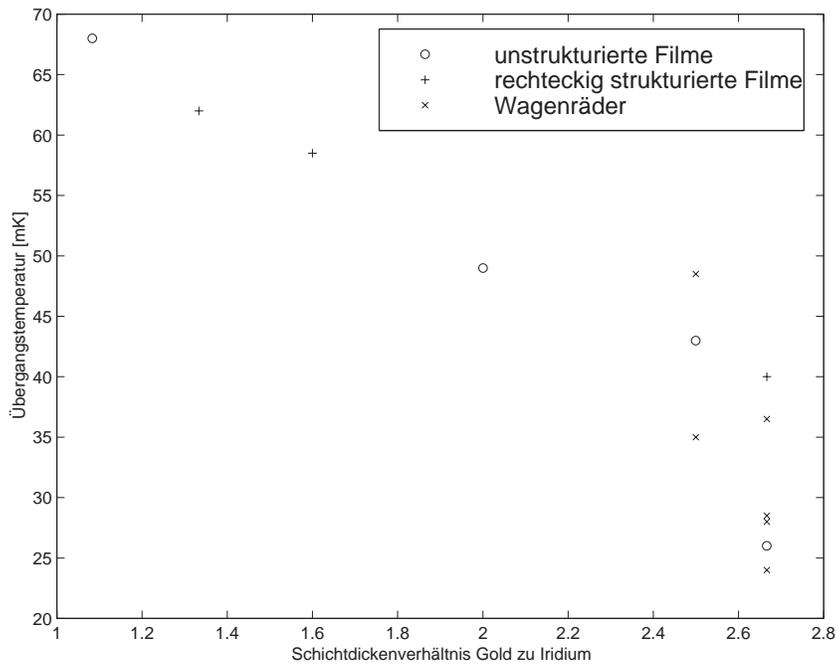


Abbildung 6.2: Hier sind auch die Übergangstemperaturen in Abhängigkeit des Verhältnisses aus Schichtdicke Gold zu Schichtdicke Iridium angegeben. Die zum Teil deutliche Streuung der Übergangstemperatur bei gleichem Schichtdickenverhältnis kann auch an der nachträglichen Behandlung der Filme liegen, da z.B. ein Erhitzen der Schichten erfahrungsgemäß zu einer Absenkung der Übergangstemperatur führt.

6.1.3 Herstellung der Aluminium Kollektorfilme

Zum Aufdampfen des Aluminiums wird eine Lift-off-Maske benötigt. Dafür wurden zwei verschiedene Photolacke (AZ 5214 E (Hersteller: Hoechst) und ma-n 440 (Hersteller: Microresist)) mit entsprechend unterschiedlichen Negativprozessen verwendet.

Der Photolack ma-n 440 bildet sehr schöne Kanten, was den Vorteil hat, daß sich nach dem Aufdampfen überschüssiges Aluminium sehr gut ablöst. Allerdings bleiben manchmal Photolackreste auf dem Substrat an unerwünschten Stellen stehen:

- 30 Sekunden Aufschleudern des Photolacks ma-n 440 bei 2000 Umdrehungen pro Minute
- Reinigen der Rückseite des Substrats mit Aceton
- 2 Minuten auf der Heizplatte backen bei 90 °C

- 2 Minuten abkühlen lassen
- 60 Sekunden im Maskaligner belichten
- ca. 1 Minute entwickeln (Entwickler ma-d 333)

Der Photolack AZ 5214 E hat das Problem der Reste auf dem Substrat nicht. Allerdings treten Probleme bei den Kanten auf:

- 30 Sekunden Aufschleudern des Photolacks AZ 5214 E bei 2000 Umdrehungen pro Minute
- Reinigen der Rückseite des Substrats mit Aceton
- 2 Minuten auf der Heizplatte backen bei 90 °C
- 2 Minuten abkühlen lassen
- 3.5 Sekunden im Maskaligner belichten
- 4 Minuten auf der Heizplatte backen bei 120 °C
- 4 Minuten abkühlen lassen
- 15 Sekunden im Maskaligner belichten
- ca. 90 Sekunden entwickeln (AZ Developer)

Nach dem Aufbringen der Photolackmaske wird das ganze Substrat mit Aluminium bedampft. Der Prozeß ist in [Ang00] beschrieben. In einem Acetonbad wird nun der restliche Photolack und damit auch das überschüssige Aluminium abgelöst.

6.1.4 Herstellung der Gold-Bondpads

Es wird wieder eine Lift-off-Maske aus Photolack aufgebracht, in völlig analoger Weise wie weiter oben beschrieben. Auf das Substrat wird dann Gold gesputtert. Dazu wird es zunächst in den Argonstrahl der Sputteranlage gebracht und 30 Sekunden lang gereinigt. Dann wird es halb aus dem Strahl herausgezogen und zwei Minuten lang Gold mit einer kleinen Rate aufgebracht. In dieser Stellung wird ein Teil des aufgebrachten Goldes wieder weggesputtert. Erst dann wird das Substrat ganz aus dem Strahl herausgedreht und es wird mit voller Rate gesputtert. Dieses Verfahren verbessert die Haftfestigkeit der Goldfilme. Typische Raten sind 2.5 Å /s. Die Schichtdicken der Goldfilme bewegen sich zwischen 2.5 und 3 kÅ. Bondkontakte lassen sich auf Goldfilmen dieser Dicke gut herstellen.

6.1.5 Einbau in den Detektorhalter und Kontaktierung

Der Halter besteht aus getempertem Kupfer, was eine sehr gute Wärmeleitfähigkeit hat. Der Halter ist thermisch isoliert durch ein Stück Szintiimid (gesintertes Polyimid) aufgehängt und nur durch einen Kupferdraht an die Mischkammer eines Kryostaten gekoppelt. Dadurch kann die Temperatur des Halter über die der Mischkammer geheizt und vor allem sehr stabil gehalten werden. Die Temperatur des Halters wird mit einem Speer-Thermometer¹ gemessen. Der Detektor selbst liegt auf Saphirkugeln und wird von oben ebenfalls durch eine Saphirkugel, die in die Spitze eines elastisch montierten Kupferstabes eingepaßt ist, fixiert. Die Auflagefläche des Detektors ist somit minimal, was eine gute thermische Isolierung vom Halter gewährleistet. Die thermische Kopplung des Detektors erfolgt dann über einen Gold-Bonddraht durch eine Ultraschall-Kaltverschweißung mit einem Wedge-Bonder auf dem Gold-Bondpad und direkt auf dem Kupfer des Halters. Durch die Legierung, die Länge und den Durchmesser des Bonddrahtes kann eine definierte Kopplung eingestellt werden. Die elektrische Kontaktierung erfolgt ebenfalls durch Bonddrähte, dieses Mal jedoch aus Aluminium, da Aluminium bei den Betriebstemperaturen der Detektoren supraleitend ist ($T_C = 1.196 \text{ K}$ [Ash81]) und damit nur noch eine vernachlässigbare thermische Leitfähigkeit hat. Auf dem Halter sind elektrisch isoliert vergoldete Kupferpads mit Stycast (<http://www.emersoncuming.com>) aufgeklebt. Die Aluminium-Bonddrähte verbinden diese Pads mit dem Thermometerfilm (siehe auch Bild 6.3)

6.2 Kryostat

Verwendet wird ein $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat der Firma Oxford Instruments (TLE 200) mit einer Basistemperatur der Mischkammer von etwa 9 mK (siehe Bild 6.4). Im Betrieb wird ^3He zirkuliert. Auf der einen Seite wird es durch den 1 K-Topf, die Still, die Concentric Tube und die Stufenwärmetauscher vorgekühlt, um dann in der Mischkammer aus der ^3He -reichen Phase in die ^3He -arme Phase zu verdampfen. Aus der Still wird dann das ^3He abgepumpt. Um eine Zirkulationsrate von etwa 100 bis 200 $\mu\text{mol/s}$ zu erreichen wird die Still auf etwa 750 mK geheizt.

Zum Abkühlen wird zunächst der Vakuumtopf geschlossen und über Nacht abgepumpt. Die weiteren Schritte sind:

- 10 mbar ^4He als Austauschgas in das innere Vakuum (IVC inner vacuum can) füllen
- He-Bad abpumpen und mit ^4He belüften

¹Kohlewiderstände, die auch bei Temperaturen unter 20 mK noch gut als Thermometer funktionieren

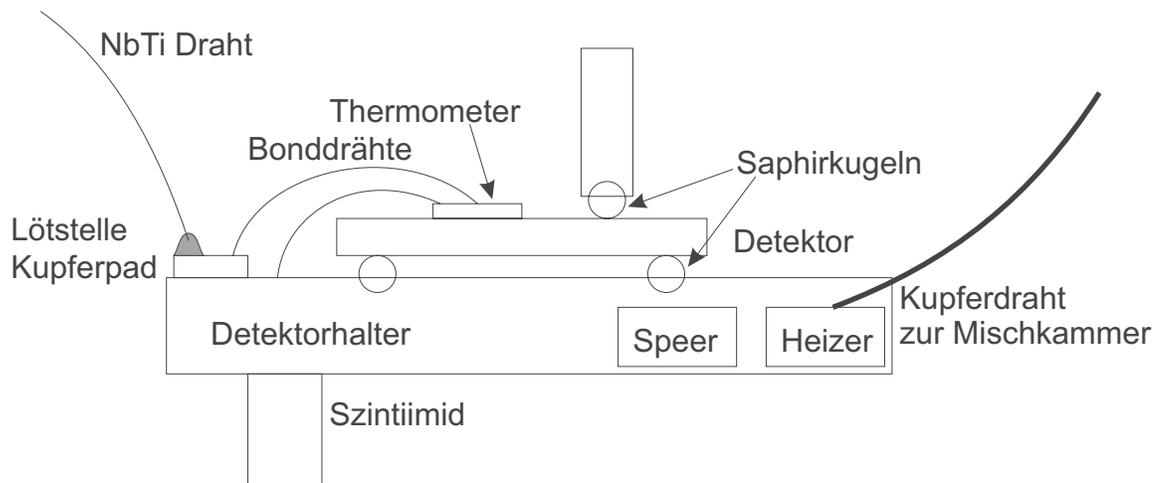


Abbildung 6.3: Der Detektorhalter wird isoliert aufgehängt und nur über den Kupferdraht gekühlt. Seine Temperatur wird mit Hilfe des Speer-Thermometers und des Heizers stabilisiert. Der Detektor selbst ist thermisch isoliert auf Saphirkugeln gelagert. Er ist definiert über einen Goldbonddraht gekoppelt. Die elektrische Kontaktierung erfolgt über supraleitende Aluminium-Bonddrähte mit vernachlässigbarer thermischer Leitfähigkeit.

- Nadelventile spülen
- He-Bad mit flüssigem Stickstoff füllen und Unit (siehe Bild 6.4) bis etwa 120 K vorkühlen
- Stickstoff wieder herausdrücken; Unit hat dann etwa 90 K
- He-Bad abpumpen, mit ^4He füllen und Nadelventile spühle
- He-Bad und damit auch die Unit mit flüssigem Helium bis etwa 6 K abkühlen
- IVC abpumpen
- He-Bad mit flüssigem Helim füllen
- 1 K-Topf füllen
- Mischung einkondensieren und zirkulieren

Vom Füllen des IVC mit Austauschgas bis zu dem Zeitpunkt an dem die Mischung komplett einkondensiert ist, vergehen etwa zehn Stunden, bis die Mischkammer dann die Endtemperatur erreicht hat, vergehen nochmals mehrere Stunden.

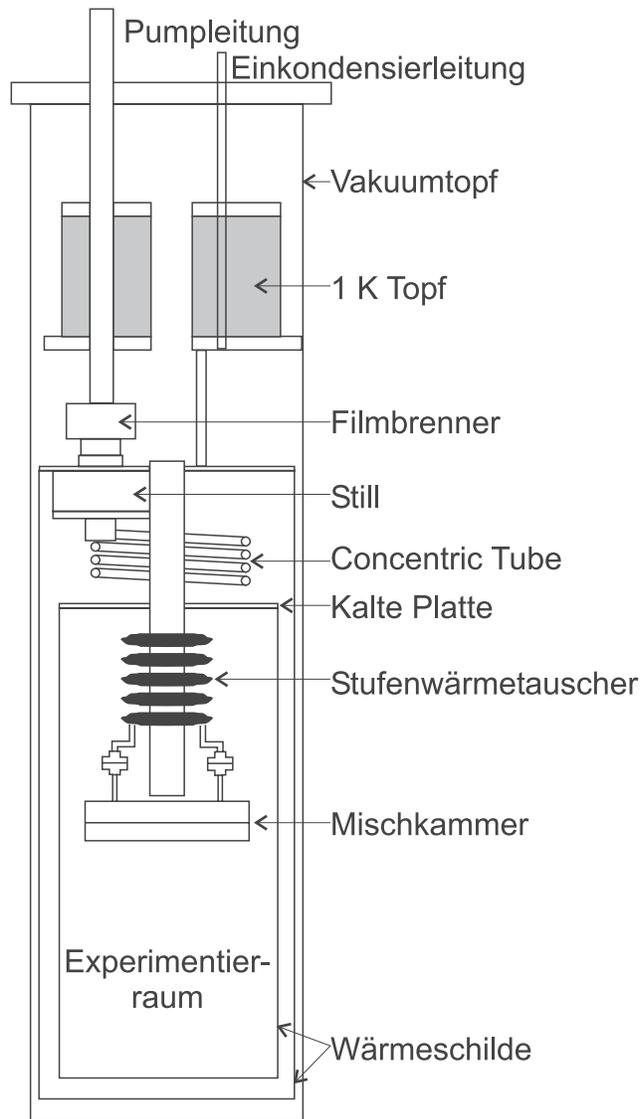


Abbildung 6.4: Schematischer Aufbau der letzten Kühlstufen des Kryostaten (Unit); Im Betrieb hat die Mischkammer 9 mK, die Kalte Platte 30 mK, die Still 750 mK und der 1K-Topf 1.7K. Der 1K-Topf wird geregelt durch zwei Nadelventile aus dem Heliumbad mit Helium versorgt. Der Druck ist etwa 2 bis 4 mbar. Der Stilledruck ist etwa 0.04mbar und der Einkondensierdruck etwa 50 mbar.

6.3 Meßelektronik

6.3.1 Temperaturstabilisierung der Detektorhalter

Der Schaltkreis zur Temperaturstabilisierung der Halter ist schematisch in Abbildung 6.5 dargestellt. Die Elemente werden nun im einzelnen diskutiert.

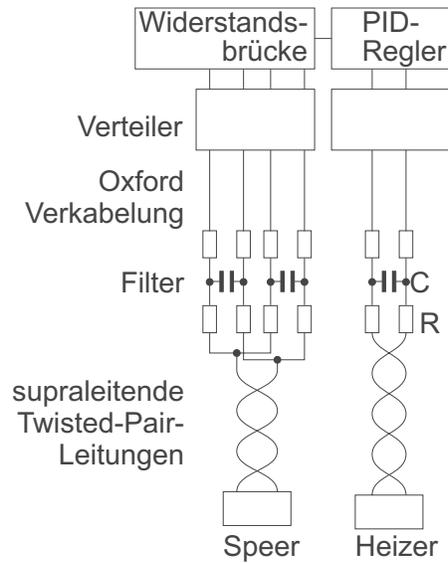


Abbildung 6.5: Der Widerstand des Speerthermometers wird mit einer Widerstandsbrücke in 4-Pol-Lock-in-Technik gemessen. Die Temperatur des Halters wird dann mit einem PID-Regler geregelt.

- *Speers* sind Kohlewiderstandsthermometer, die auch bei Temperaturen unter 20 mK noch zuverlässig funktionieren. Typische Widerstandswerte bei Raumtemperatur und 100 mK sind 1 k Ω und 10 k Ω .
- Als *Heizer* werden Dehnungsmeßstreifen mit einem Widerstand von 100 Ω , die mit Stycast auf einen getemperten Kupferquader geklebt werden, verwendet.
- Zwischen 1 K-Topf und Speerthermometer bzw. Heizer werden *supraleitende Drähte* aus NbTi der Firma Lecomte (Dr. George V. Lecomte GmbH, Aachener Str. 89, D-52223 Stolberg) verwendet. Der Supraleiter ist in eine schlecht wärmeleitende Matrix aus CuNi eingebettet. Die Drähte sind dann lackisoliert und zu einem Twisted-Pair verdreht. Dieses ist durch einen Teflonmantel isoliert und durch ein Geflecht aus Edelstahl elektrisch abgeschirmt.
- Die Leitungen werden am 1 K-Topf gefiltert. Die Filter bestehen aus vier Widerständen (1 k Ω) und einem Kondensator (2 nF). Eine nähere Beschreibung der Bauelemente und der Funktionsweise ist im Kapitel 6.3.2 zu finden. Es hat sich gezeigt, daß auf den Filter in den Leitungen zum Heizer bei den verwendeten PID-Reglern verzichtet werden kann. Und auch auf die anderen Filter kann verzichtet werden, wenn als Widerstandsbrücke die AVS-47 verwendet wird.

- Zwischen 1 K-Topf und Raumtemperatur wird die Standard-*Oxford-Instruments Verkabelung* aus 20-poligen Kabelbändern verwendet. Auf die störunempfindlicheren abgeschirmten Twisted-Pair Drähte konnte verzichtet werden. Es wurden ein Kabelband mit vier Thermometern und ein anderes mit vier Heizern belegt. Die Leitungen laufen im inneren Vakuum bis an den Kryostatenkopf und sind bei Raumtemperatur durch 18-polige Fisher-Connectors aus dem Vakuum herausgeführt (Warmdurchführung).
- In den hochfrequenzdichten *Verteilerkästen* werden die zusammengefaßten Leitungen (4 Speers bzw. 4 Heizer) wieder aufgeteilt und an die Widerstandsbrücke bzw. an den PID-Regler weitergeleitet.
- Widerstandsbrücken wurden verschiedene verwendet. Sie wenden alle 4-Pol-Meßtechnik [Hor89] an, um von den Leitungswiderständen unabhängig zu werden. Die zwischen Raumtemperatur und 1 K-Topf verwendeten Leitungen sind hochohmig, um die thermische Last auf die Unit durch die Kabel möglichst gering zu halten. Die verwendete Meßleistung muß bei Temperaturen bis 9 mK sehr klein sein. Um mit dem Signal nicht auf dem 1/f-Rauschen aufzusitzen, werden die Brücken als Lock-in Verstärker [Hor89] mit einer Referenzfrequenz von je nach Gerät 15 bis 20 Hz betrieben.
 - Die LR-400-Brücke der Firma Linear Research Inc. (San Diego, USA) zeigt ein gutes Verhalten, benötigt jedoch die oben beschriebenen Filter, um Temperaturen unterhalb etwa 25 mK noch zuverlässig messen zu können. Der Vorverstärker dieses Geräts ist empfindlich und kann, wenn er nicht genau kalibriert oder beschädigt ist, das Speerthermometer und damit die Mischkammer heizen. Die Brücke kann noch nicht mit einem Computer angesteuert werden
 - Die LR-700-Brücke ist das Nachfolgemodel der LR-400 und ist über eine IEEE-Schnittstelle computersteuerbar. Sie kann mit einer sehr geringen Meßleistung noch zuverlässig arbeiten, benötigt jedoch für Messungen unterhalb von 30 mK ebenfalls die Filter. Durch den 8-Kanal Multiplexer kann zwischen verschiedenen Thermometern bequem mit dem Computer umgeschaltet werden.
 - Die AVS-46-Brücke der Firma Picowatt (<http://www.picowatt.fi>, Vantaa, Finnland) hat die von den verwendeten Brücken schlechteste Temperaturentauflösung. Sie wurde vor der Einführung der AVS-47 vor allem zur Kontrolle der Temperaturen von 1 K-Topf, Still und kalter Platte verwendet.
 - Die AVS-47-Brücke ist das deutlich verbesserte Nachfolgemodel der AVS-46. Sie kommt mit der geringsten Sensorheizleistung aus und koppelt am wenigsten Störungen in die Meßleitungen ein. Die Temperaturmessung kann deshalb ohne die Filter erfolgen. Auch diese Brücke ist über

eine IEEE-Schnittstelle an einen Computer anschließbar und hat einen 8-Kanal Multiplexer.

- Der *PID-Regler* vergleicht den Sollwiderstand des Speerthermometers mit dem Istwiderstand und versucht so einen Heizstrom auszugeben, daß diese Differenz Null wird [Tie90]. PID steht für **P**roportional-**I**ntegral-**D**ifferential-Regler. Im einfachsten Fall wird nur der Proportionalregler benutzt. Es wird also mit der verstärkten Differenz zwischen Soll- und Istwert, falls sie negativ ist, der Halter also zu kalt ist, eine Stromquelle betrieben, die den Heizer versorgt. Der P-Regler legt das Einschwingverhalten bei Abweichungen zwischen Soll- und Istwert fest, kann aber nie stationär die Abweichung Null erreichen, da dies Null Heizstrom zur Folge hätte, der Halter also ungebremst kühlen würde. Dieses Problem wird mit dem I-Anteil des Reglers behoben. Das ist ein Verstärker, der tiefe Frequenzen stärker verstärkt als hohe. Mit dem D-Anteil des Reglers kann ein noch schnelleres Einschwingen auf den richtigen Wert erreicht werden, da er eine Phasenverschiebung der Regelstrecke zum Teil ausgleichen kann, allerdings werden dadurch hochfrequente Störungen verstärkt. In den in dieser Arbeit vorgenommenen Messungen konnte auf die Verwendung des D-Anteils des Reglers verzichtet werden. Verwendet wurden zwei verschiedene Regler:

- Der LR-130 Regler der Firma Linear Research Inc. (San Diego, USA) hat sich als sehr zuverlässig erwiesen. Leider hat er nicht die Möglichkeit, einen Sollwert selbst festzusetzen, sondern erwartet bereits die Differenz zwischen Soll- und Istwert von der Widerstandsbrücke. Ein weiterer Nachteil ist, daß er nicht computeransteuerbar ist.
- Der TS-530A Temperature Controller der Firma Picowatt (<http://www.picowatt.fi>, Vantaa, Finnland) ist voll per Computer (IEEE-Schnittstelle) ansteuerbar und kann zudem einen Sollwert selbst setzen. Der kleinste Ausgangsbereich von 0 bis $1\mu\text{W}$ für einen 100Ω Heizwiderstand hat sich als zu groß herausgestellt, um bei Temperaturen unter 25mK noch stabile Werte zu erreichen. Deshalb wurden die Referenzwiderstände der eingebauten Stromquelle ersetzt. Jetzt stehen auch die Bereiche von 0 bis 10nW und von 0 bis 100nW zur Verfügung. Der kleinste Bereich bis 10nW tendiert aber bei kleinen Heizleistungen zu Oszillationen, jedoch hat sich der Bereich bis 100nW als ausreichend herausgestellt.

6.3.2 Auslesekreis

Der Auslesekreis des Thermometerfilms ist sehr einfach (siehe Bild 6.6). Der konstante Strom einer Stromquelle wird entsprechend dem Widerstandsverhältnis des Thermometerfilms R_T und des Shunt-Widerstands R_S aufgezweigt. Ändert sich der

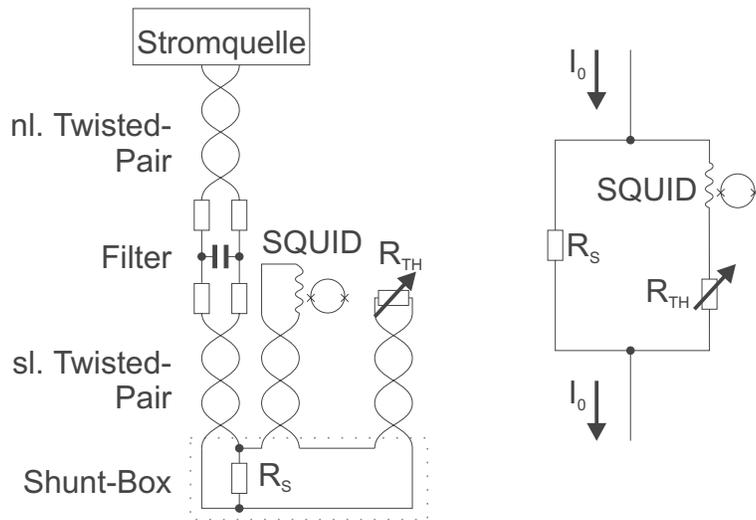


Abbildung 6.6: Detaillierte und schematische Darstellung des Auslesekreises; Die Stromquelle erzeugt einen konstanten Strom I_0 , der entsprechend dem Widerstandsverhältnis von Shunt R_S und Thermometerfilm R_T aufzweigt. Stromänderungen werden mit dem SQUID gemessen.

Widerstand des Thermometerfilms R_T , so ändert sich auch das Aufzweigungsverhältnis und damit der Strom durch die Einkoppelspule des SQUID. Bei der Anordnung wurde großer Wert auf eine gute elektrische Abschirmung gelegt. Die verwendeten Leitungen wurden mit Kaptonfolie festgeklebt, um mechanische Vibrationen zu unterdrücken. Sie sind mit einem Teflonisolationsschlauch isoliert, der bei tiefen Temperaturen hart wird, was wiederum Vibrationen unterdrückt.

- Es wurden wieder die supraleitenden Twisted-Pair Leitungen, die in Kapitel 6.3.1 beschrieben wurden, verwendet. Früher wurden auch NbTi-Twisted-Pairs in einer supraleitenden Zinnkapillare verwendet. Diese aufwendig herzustellenden Kabel zeigen eine bessere Abschirmung. Es hat sich aber gezeigt, daß darauf verzichtet werden kann.
- Der Shunt-Widerstand ist in einem Kupfergehäuse mit 2 bis 3 mm Wandstärke, der sogenannten *Shunt-Box*, untergebracht. Sie ist direkt an die Mischkammer geschraubt, um den Shunt-Widerstand möglichst kalt und damit möglichst rauscharm zu halten. Der Shunt-Widerstand ist ein Präzisionsmetallfilmwiderstand aus Ni/Cr.
- Im Kryostaten sind verschiedene *SQUIDs* eingebaut. Auf die unterschiedlichen Typen wird in Kapitel 6.3.4 eingegangen. Sie befinden sich alle in einer supraleitenden massiven Abschirmung aus Niob.

- Die Filter bestehen ähnlich denen in Kapitel 6.3.1 aus vier Widerständen mit jeweils $5\text{ k}\Omega$ und einem Kondensator mit 1 nF . Als Kondensator wird ein SMD (surface mounted device) Baustein aus dem Material NP0 verwendet. Diese zeigen die beste Temperaturbeständigkeit und funktionieren auch bei den Temperaturen des 1 K-Topfes noch. Eigentlich haben Dickfilmwiderstände das beste Temperaturverhalten, jedoch steigt deren Wert bei sehr tiefen Temperaturen plötzlich stark an, so daß sie bei der Temperatur des 1 K-Topfes bereits das 1.5 fache des Nominalwertes haben. Aus diesem Grund wurden SMD-Metallfilmwiderstände aus Ni/Cr gewählt. Die Filter selbst sind in einem Kupfergehäuse untergebracht. Früher wurden Raumtemperaturfilter verwendet, die jedoch kein so gutes Verhalten zeigten.

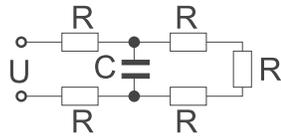


Abbildung 6.7: Schaltbild zum Berechnen der Filtercharakteristik; Der Meßkreis wird vereinfachend durch R_L beschrieben.

In Abbildung 6.7 ist ein π -Filter dargestellt. Die Gesamtimpedanz der Anordnung beträgt:

$$Z = 2R + \frac{1}{i\omega C + \frac{1}{2R+R_L}} \quad (6.1)$$

Nimmt man an, daß $R_L \ll R$ so ergibt sich für den Strom durch R_L :

$$|I| = \frac{|U|}{4R} \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 C^2}} \quad (6.2)$$

Dies ist die Charakteristik eines Low-Pass-Filters [Hor89] erster Ordnung mit einem 3 dB-Punkt bei:

$$f_{3\text{ dB}} = \frac{1}{2\pi RC} \quad (6.3)$$

- Zwischen 1 K-Topf und Raumtemperatur werden *normalleitende Drähte* aus Messing der Firma Lecomte (Dr. George V. Lecomte GmbH, Aachener Str. 89, D-52223 Stolberg) verwendet. Die Drähte sind lackisoliert und zu einem Twisted-Pair verdreht. Dieses ist dann durch einen Teflonmantel isoliert und durch ein Geflecht aus Edelstahl elektrisch abgeschirmt.

6.3.3 Stromquellen

Auf eine genaue Beschreibung der verwendeten Stromquellen sei an dieser Stelle verzichtet. Es sollen hier nur einige Eigenschaften kurz erleutert werden. Eigentlich sind es zwei Stromquellen, eine regelt auf den -1 fachen Strom der anderen Stromquelle. Dadurch wird erreicht, daß durch die Stromquellen kein Massepunkt definiert wird. Dies ist nötig, da manche Thermometerfilme zur thermischen Ankopplung direkt mit einem Goldbonddraht mit Masse verbunden werden. Ansonsten wären im Thermometerkreis zwei Massepunkte vorhanden, was eine große Erdschleife darstellt und anfällig gegen Störungen ist. Der Strom läßt sich einerseits über ein Potentiometer, andererseits auch durch einen BNC-Eingang bestimmen.

6.3.4 SQUIDS

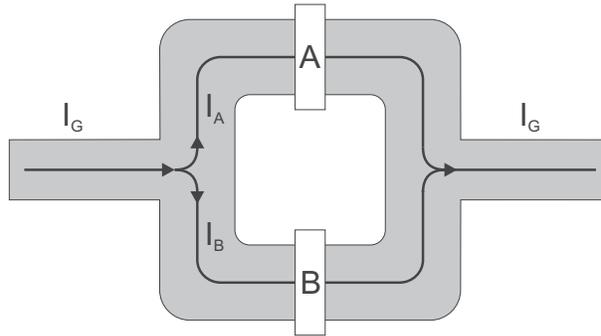


Abbildung 6.8: SQUID aus zwei gleichen Josephsonkontakten. Der durch die Anordnung fließende Gesamtstrom I_G teilt sich in zwei Teilströme I_A und I_B durch die beiden Josephsonkontakte A und B.

Ein einfacher SQUID-Sensor ist in Abbildung 6.8 dargestellt. Unter der vereinfachenden Annahme zweier identischer idealer Josephsonkontakte ergibt sich der gesamte Josephsonstrom in Abhängigkeit des den Ring durchdringenden Flusses Φ_F zu [Kit91]:

$$I_G(\Phi) = 2I_{\max} \cdot \sin \delta_0 \cdot \cos \frac{\pi \Phi_F}{\Phi_0} \quad (6.4)$$

I_G	...	Gesamtjosephsonstrom durch die zwei Kontakte
I_{\max}	...	maximaler Josephsonstrom über einen Einzelkontakt
δ_0	...	Phasendifferenz über einen Josephsonkontakt
Φ_F	...	magnetischer Fluß durch den Ring
Φ_0	...	Flußquant

Josephsonstrom ist der Strom, der von Cooperpaaren getragen wird, also keinen Spannungsabfall bewirkt. Der Sensor wird normalerweise mit einem konstanten Strom, der etwas höher als $2I_{\max}$ ist, betrieben. In diesem Fall wird ein Teil des Stroms nicht durch Cooperpaare getragen und bewirkt deshalb eine Spannung. Diese Spannung moduliert periodisch mit dem Fluß durch den SQUID bzw. mit dem Strom durch die Einkoppelspule (siehe Bild 6.10 und 6.9). Eine genauere Analyse realer SQUIDs ist z.B. in [Fin96] zu finden.

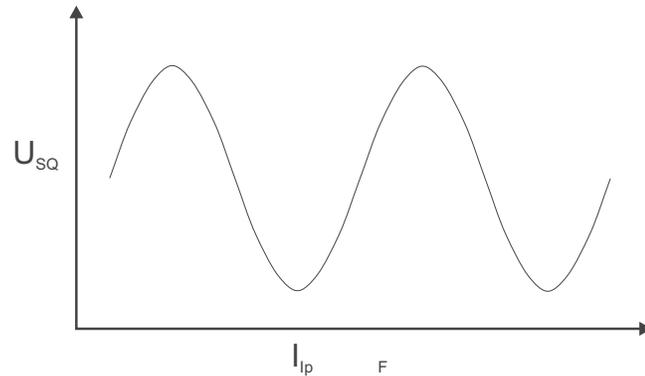


Abbildung 6.9: SQUID-Pattern; Aufgetragen ist die am SQUID abfallende Spannung U_{SQ} gegen den eingekoppelten Fluß Φ_F bzw. den Strom durch die Einkoppelspule I_{Ip}

Um eine Linearisierung der Übertragungsfunktion zu erreichen wird der SQUID im Feedbackmodus betrieben (siehe Abbildung 6.10). Eine Stromänderung in der Einkoppelspule ΔI_{Ip} wird durch eine entsprechende Stromänderung ΔI_{Fb} in der Feedbackspule ausgeglichen. ΔI_{Ip} ist proportional ΔI_{Fb} und damit auch proportional der Änderung der Ausgangsspannung ΔU_{Out} .

Die von einem normalen SQUID erzeugte Spannung ist zu klein, um mit Raumtemperaturvorverstärkern ausreichende Rauschwerte zu erreichen. Deshalb werden von den SQUID-Herstellern verschiedene Wege begangen, um dieses Problem zu umgehen. Verwendet wurden vier verschiedene SQUID-Systeme, die nun im einzelnen diskutiert werden:

- Der SQUID der Firma **BTI Biomagnetic Technologies** (ehemals San Diego, CA USA) ist der älteste verwendete SQUID. Die SQUID-Platine hängt im Heliumbad in einem Rohr aus Niob als supraleitende Abschirmung. Die Leitungen von der Einkoppelspule sind bis zur geklebten Kaltdurchführung in das innere Vakuum ebenfalls in dünnen Niobrohren verlegt. Der Betrieb des SQUIDs im Heliumbad hat den Nachteil, daß die Eigenschaften vom Füllstand

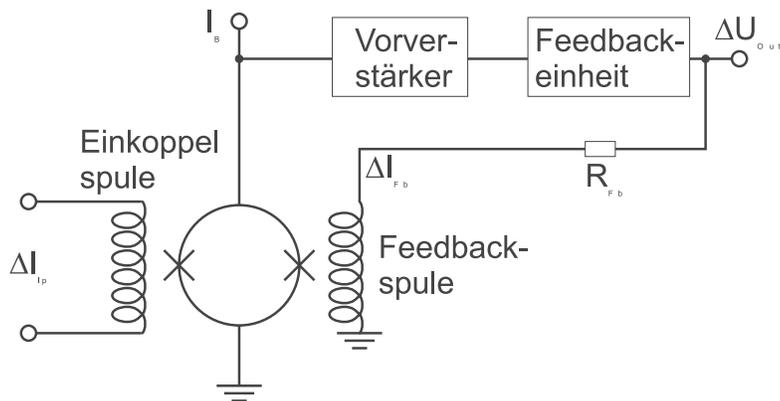


Abbildung 6.10: Um eine Linearisierung der Übertragungsfunktion zu erreichen, wird der SQUID im Feedbackmodus betrieben. Eine Flußänderung durch eine Stromänderung in der Einkoppelspule wird durch eine entsprechende Stromänderung in der Feedbackspule kompensiert.

abhängen. Während er bei vollem Heliumbad rauscharm mit großem Pattern arbeitet, treten bei niedrigen Füllständen Probleme auf, da Teile der Abschirmung normalleitend werden. Um das Problem der zu kleinen Spannungen des SQUIDS zu umgehen, wird die SQUID-Spannung durch einen Transformator hochtransformiert. Da sich nur Wechselspannungen transformieren lassen, wird der SQUID moduliert und in einer Lock-in-Technik ausgelesen.

- Von der Firma **Applied Physics Systems** (<http://www.appliedphysics.com>, Mountain View, CA, USA) werden zwei SQUID-Systeme vom TYP "Model 581 DC SQUID SYSTEM" verwendet, die im weiteren Verlauf als AP1 und AP2 bezeichnet werden. Montiert sind sie am 1 K-Topf, was den Vorteil eines füllstandsunabhängigen Betriebs hat. Sie haben sich als sehr zuverlässige rauscharme Strommesser erwiesen (siehe Abbildung 6.11)², die eine etwas kleine Bandbreite haben (vgl. Tabelle 6.1). Betrieben werden sie sehr ähnlich dem SQUID der Firma BTI. Ein Transformator direkt neben dem SQUID-Sensor transformiert die Spannung um einen Faktor acht und ein weiterer bei Raumtemperatur nochmals um einen Faktor drei, so daß die resultierende Spannung gut an einen Vorverstärker angepaßt ist. Die beiden SQUIDS werden mit einem gemeinsamen Modulationssignal der Frequenz 280 kHz synchronisiert, um ein Übersprechen bei gleichzeitigem Betrieb zu minimieren.
- Ein erster schnellerer SQUID der Firma **HYPRES Inc.** (<http://www.hypres.com>, Elmsford, NY, USA) wurde getestet [Fin96].

²Eine nachträgliche verbesserte Messung ist auf Seite 99 gezeigt.

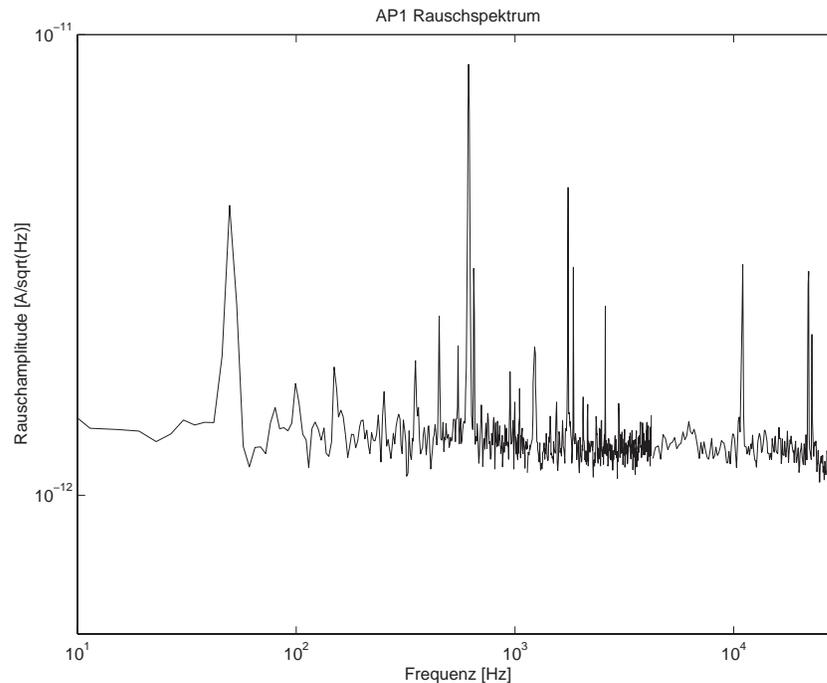


Abbildung 6.11: Rauschspektrum eines SQUIDs der Firma Applied Physics Systems.

Durch eine Serienschaltung von 100 SQUIDs zu einem SQUID-Array wird die Spannung soweit erhöht, daß auf die herkömmlichen Transformatoren und damit auch auf die Modulation verzichtet werden kann. Getestet wurde ein zweistufiges System, bei dem ein Einzelsquid als "Vorverstärker" für das SQUID-Array benutzt wird (siehe Abbildung 6.12) und ein leichter bedienbares einstufiges System, bei dem die Einkoppelpule direkt den Fluß des SQUID-Array verändert. Beide Systeme zeichneten sich durch ein hohes Rauschen und eine kurze Lebensdauer aus, so daß damit nur noch Übergänge und schnelle Signale gemessen wurden. Jedoch bietet HYPRES inzwischen ein komplettes SQUID-System mit einem Rauschen von etwa $2\text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ und einer Bandbreite von 2 MHz an.

- Als vielversprechendes neues SQUID-System steht jetzt ein von dem Institut für Physikalische Hochtechnologie e.V. Jena (<http://www.ipht-jena.de>) entwickeltes System zur Verfügung. Durch einen asymmetrischen Betrieb des SQUIDs wird das Pattern (siehe Abbildung 6.9) verformt, so daß eine Flanke deutlich steiler wird, wodurch eine größere Verstärkung erreicht wird. Auch damit kann auf Transformatoren und Modulation verzichtet werden.

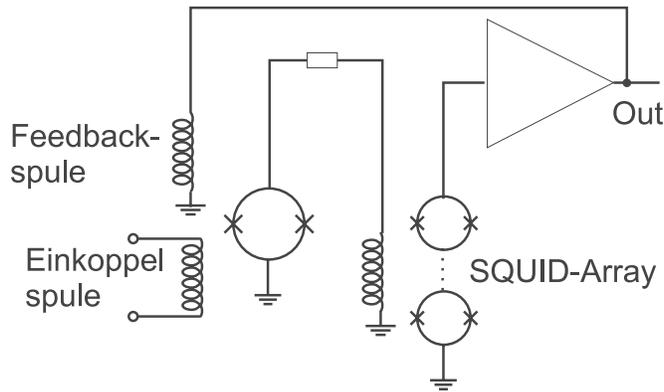


Abbildung 6.12: Beim HYPRES-double-stage SQUID wird ein Einzelsquid als "Vorverstärker" für das SQUID-Array benutzt. Wegen der höheren Ausgangsspannung des Arrays kann auf Transformatoren und damit auf eine Modulation der SQUIDs verzichtet werden.

SQUID	Konversionsfaktor [V/A]	Stromrauschen [pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$]	Induktivität [μH]	Bandbreite [kHz]	slew rate [A/s]
BTI	$5 \cdot 10^7$, $5 \cdot 10^6$, $5 \cdot 10^5$, $5 \cdot 10^4$	1.5 - 2.8	2	50	0.1
AP1 AP2	$4.5 \cdot 10^7$, $4.5 \cdot 10^6$, $4.5 \cdot 10^5$, $4.5 \cdot 10^4$	1.5 - 2.1	1.3	20	
Jena	$1.05 \cdot 10^5$	1.68	0.01	2600	0.147
Hypres	$1.3 \cdot 10^5$	10 - 100	0.3	300	

Tabelle 6.1: Übersicht über die verwendeten SQUID-Systeme. Der Konversionsfaktor des Hypres-SQUIDs ist angegeben für einen Feedbackwiderstand von 10 k Ω .

6.3.5 Datenaufnahmeelektronik

Zunächst wird das Signal des SQUIDs in einem NIM-Modul (siehe Bild 6.13) differentiell verstärkt. Der Verstärkungsfaktor eins bewirkt nur eine Impedanzwandlung und stellt sicher, daß der Ausgang des SQUID nicht überlastet wird. Ein Eingang kann mit Masse verbunden werden, da die Ausgänge der SQUIDs AP1, AP2 und BTI selbst differentiell sind und ein differentieller Ausgang, der mit einem differentiellen Eingang verbunden wird, unkontrolliert driften kann. Als Verstärkerbausteine wurden die rauscharmen "FET Input Instrumentation Amplifier INA 110" der Firma Burr-Brown (Tucson, AZ, USA, <http://www.burr-brown.com>) gewählt. Das eigentliche Signal wird über einen Spannungsteiler halbiert und erneut impedanzgewandelt. Dies ist erforderlich, da die SQUIDs Ausgangsspannungen von $\pm 10\text{ V}$

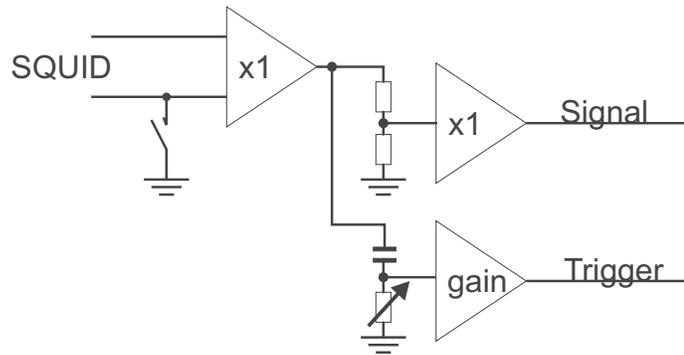


Abbildung 6.13: Das Signal vom SQUID wird aufgeteilt und zum einen halbiert und zum anderen AC-gefiltert und verstärkt. Zur Verfügung stehen Verstärkungsfaktoren 1, 10, 100, 200 und 500.

haben, der Transientenrekorder (siehe unten) aber nur $\pm 5\text{ V}$ verarbeiten kann.

Da die Temperaturpulse immer auf einem Offset ausitzen, wird für den Triggerkanal das Signal zunächst Highpass gefiltert und anschließend verstärkt. Der INA 110 stellt intern bereits die Verstärkungsfaktoren 1, 10, 100, 200 und 500 zur Verfügung. Die Verwendung eines zusätzlichen Verstärkers ist nötig, da der verwendete Trigger-Generator (siehe unten) die Trigger-Schwelle vor allem für kleine Signale nicht genau genug einstellen kann.

Die eigentliche Datenaufzeichnung erfolgt dann über ein computeransteuerbares CAMAC-Crate. Als Crate-Controller wird der "Wiener CC16" von der "Plain und Bauer GmbH" verwendet. Eine Übersicht der verschiedenen Module ist in Bild 6.14 gezeigt. Das Signal kann zunächst im Verstärker/Filter DSP 1402E verstärkt und mit einem Offset versehen werden. Diese Funktion wird vor allem in Verbindung mit dem Jena-SQUID und dem Hypres-SQUID angewendet, da die Verstärkung dieser SQUIDs nicht ausreicht, um kleine Pulse noch aufzulösen oder Übergänge mit wenig Strom zu messen. Anschließend wird es mit einem scharfen anti-aliasing-Filter (Tiefpass, 8-pol Besselfilter) gefiltert, da Störungen, deren Frequenz größer als die halbe Abtastfrequenz des Transientenrekorders ist, nachträglich nicht mehr herausgefiltert werden können.

6.3.6 Datenaufnahmesoftware

Die Datenaufnahmesoftware ist in Labview von National Instruments (<http://www.ni.com>, Austin, TX, USA) programmiert, wobei einige zeitkritische Routinen in C programmiert und eingebunden wurden. Die Software besteht aus mehreren unabhängigen Programmen, die miteinander kommunizieren:

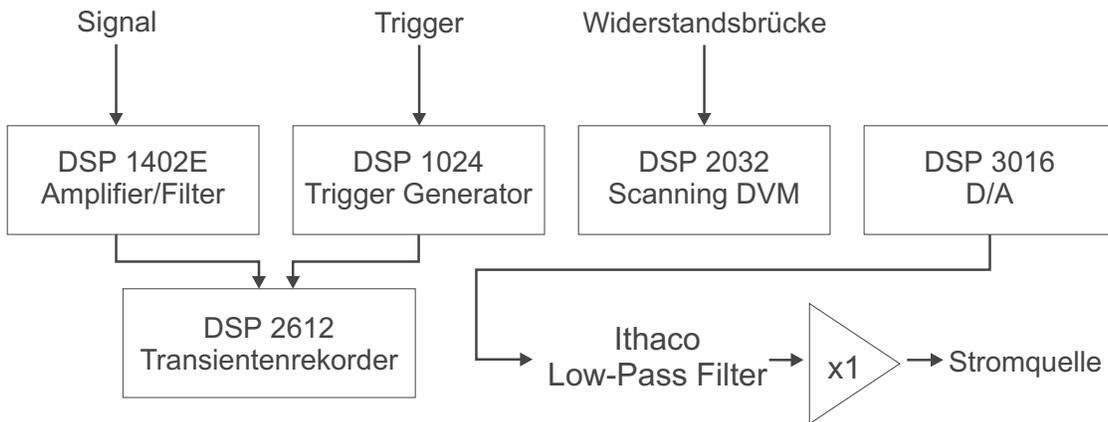


Abbildung 6.14: Die per Computer ansteuerbaren CAMAC-Module; Verstärker/Filter, Trigger-Generator und Transientenrekorder werden für die Aufzeichnung von Temperaturpuls verwendet, mit dem DAC werden Stromquellen angesteuert und mit dem DVM wird die Widerstandsbrücke ausgelesen.

- **traq_cycle** wartet auf den Trigger, liest einen Temperaturpuls aus dem Transientenrekorder aus und legt ihn im Speicher ab. Danach initialisiert das Programm die CAMAC-Module für die nächste Temperaturpulsmessung.
- **show_pulses** stellt den letzten Puls im Speicher auf dem Bildschirm dar.
- **saver** speichert die Pulse auf Festplatte.
- **mca** stellt auf dem Bildschirm ein Pulshöhenspektrum und den Plot "Pulshöhe gegen Baseline" dar.
- **fourier** führt eine Fouriertransformation des aufgezeichneten Signals durch. Damit können Frequenzanalysen des Rauschens durchgeführt werden.
- **filter** ermöglicht ein digitales Filtern der Pulse. Es stehen z.B. Hoch-, Tief- und Bandpassfilter vom Typ Chebychev, Bessel, Elyptic und invers Chebychev zur Verfügung.

Daneben finden noch einige weitere Programme Anwendung bei der Messung von Übergängen und von Abkühltemperaturkurven.

Kapitel 7

Meßergebnisse

7.1 Übergänge

Normalerweise werden von jedem Detektor mehrere Übergänge bei variabler Haltertemperatur und festem Meßstrom I_0 und mehrere bei fester Haltertemperatur und variablem Meßstrom I_0 gemessen. Das Verfahren ist in Kapitel 4 beschrieben. Aus der Vielzahl der Übergangskurven soll hier nur ein kleiner Ausschnitt gezeigt werden, um den Rahmen dieser Arbeit nicht zu sprengen.

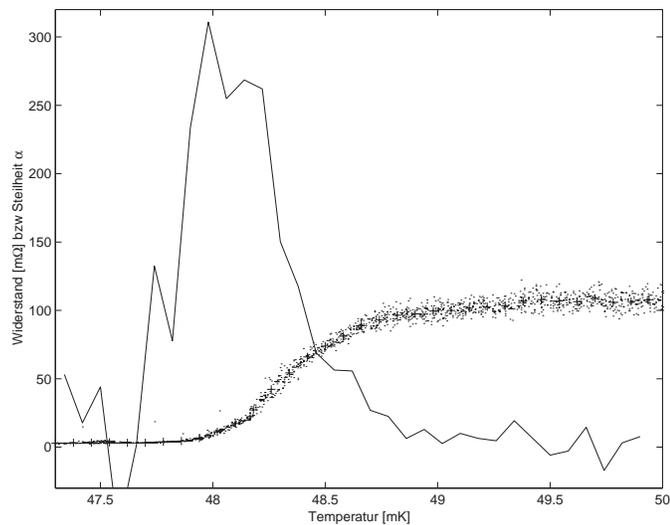


Abbildung 7.1: Übergang des Lichtdetektors Si405b (kleine Punkte). Die + sind gemittelte Werte. Die durchgezogene Linie ist die Steilheit $\alpha = (T/R)(dR/dT)$. Es wird ein α von über 300 erreicht. Die Breite des Übergangs (20% - 80%) ist 0.48 mK.

Abbildung 7.1 zeigt den Phasenübergang des Lichtdetektors Si405b. Bemerkenswert ist die Breite des Übergangs von weniger als 0.5 mK. Um den Einfluß der Meßlei-

stung möglichst gering zu halten, wurde der Übergang mit nur 10 nA Meßstrom I_0 gemessen. Die in Kapitel 5.2.3 definierte Steilheit α des Übergangs erreicht für diesen Detektor Werte von über 300.

In Kapitel 4.1 wurde gezeigt, daß eine Übergangsmessung mit variabler Haltertemperatur für große Meßströme zu einer Hysterese und zu Instabilitäten führen kann. Abbildung 7.2 zeigt so einen Fall. Im Gegensatz zu den Messungen mit einem Meßstrom I_0 von 10 bzw. 20 μA zeigt der Übergang mit $I_0 = 30 \mu\text{A}$ bereits eine deutliche Hysterese. Ebenso wie in Abbildung 4.1 zeigt der Übergang zwei fast senkrechte instabile Bereiche. Abhängig davon, ob man vom Warmen oder vom Kalten in den Phasenübergang kommt, mißt man die obere oder die untere Kurve.

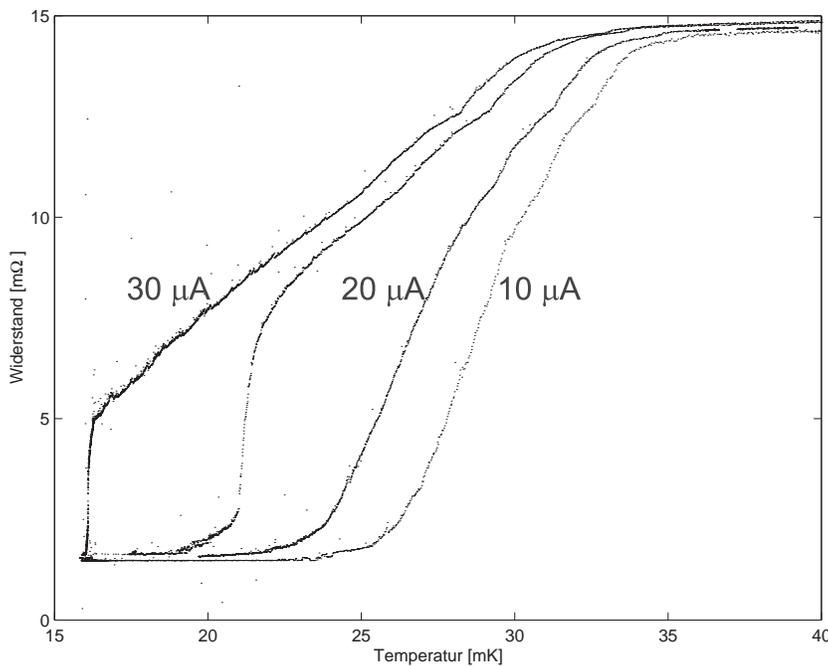


Abbildung 7.2: Übergang des Detektors Ch343b3 bei Meßströmen I_0 von 10, 20 und 30 μA bei variabler Haltertemperatur. Der Übergang bei $I_0 = 30 \mu\text{A}$ zeigt, ebenso wie in Abbildung 4.1 berechnet eine deutliche Hysterese mit Instabilitäten.

Abbildung 7.3 zeigt den Phasenübergang des Detektors Si394c bei fester Haltertemperatur von etwa 14 mK. Auch hier ist eine Hysterese erkennbar. Wenn man von niedrigen Meßströmen I_0 ausgehend diesen langsam erhöht, so wird der Film lange supraleitend bleiben, da keine Meßleistung deponiert wird, bis er plötzlich in den Phasenübergang springt. Kommt man jedoch von höheren Meßströmen zu niedrigeren, so wird man länger im Übergang bleiben, bis der Film plötzlich in den supraleitenden Zustand springt. Die Übergänge wurden mit gepulsten I_0 gemessen,

was ein Problem darstellt, da der Meßstrom dabei immer wieder kurzzeitig ausgeschaltet wird. Es kann sein, daß sich dadurch noch kein thermisches Gleichgewicht einstellen kann.

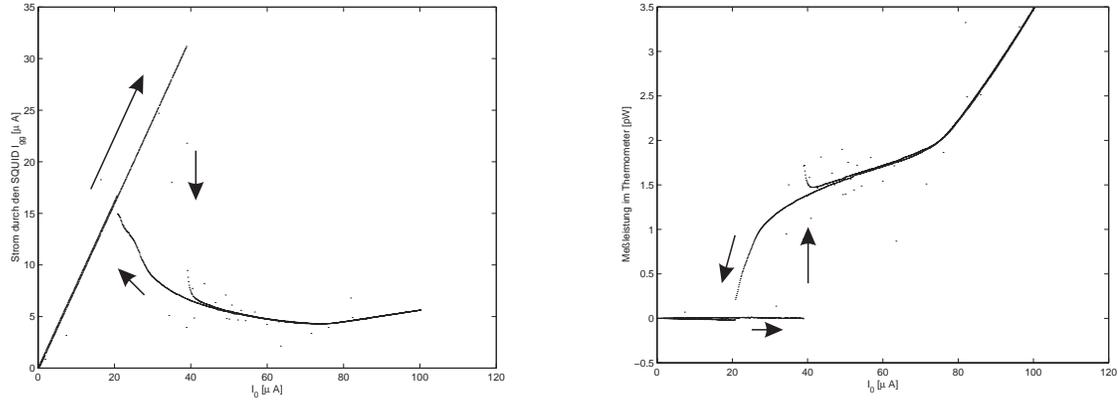


Abbildung 7.3: Übergänge bei fester Haltertemperatur (14 mK) des Detektors Si394c; Die gemessenen Übergänge zeigen das gleiche Verhalten wie die in Abbildung 4.2 und 4.3 berechneten.

7.2 Lichtdetektoren

Die verwendeten Lichtdetektoren haben alle ein Thermometer wie in Abbildung 7.4 gezeigt. In Tabelle 7.1 sind die Daten der einzelnen Detektoren zusammengefaßt.

Die Geometrie wurde so gewählt, daß die Sammelzeit des Phononenkollektors sehr viel kleiner ist, als die Sammelzeit des Ir/Au-Thermometers und diese wiederum kleiner als die Sammelzeit des Bondpads. Die Sammelzeit τ_n ist nach Gleichung (5.2) kleiner als die angegebene Zeit τ_{film} von $22 \mu s$. Für den Detektor Si405b ($\tau_n = 10 \mu s$) ist dies auch der Fall, jedoch nicht für den Detektor Si394c ($\tau_n = 130 \mu s$). Es muß auch noch die Diffusions- und Rekombinationszeit im Phononenkollektor berücksichtigt werden. Diese hängt aber stark von der Qualität des Aluminiumfilms ab. Wenn die angeregten Quasiteilchen nur langsam diffundieren, dann wird sich die Sammelzeit verlängern.

Die intrinsische Zeitkonstante τ_{in} wird, wie im Kapitel 5.2.3 geschildert, stark vom Arbeitspunkt abhängen. Wenn man aus dem normalleitenden Zustand kommend, die Temperatur langsam absenkt, so wird τ_{in} sich verkürzen, weil α zunimmt (vergleiche Gleichung (5.20)), bis Oszillationen auftreten. Bei einer weiteren Absenkung der Temperatur werden diese dann so stark, daß eine vernünftige Messung nicht mehr möglich ist.

	Si394c	Si405b	Si370b
Fläche Ir/Au	0.13 mm ²	0.13 mm ²	0.13 mm ²
Fläche Al	2.0 mm ²	2.0 mm ²	2.0 mm ²
Fläche Pad	$7.9 \cdot 10^{-3}$ mm ²	$7.9 \cdot 10^{-3}$ mm ²	$7.9 \cdot 10^{-3}$ mm ²
Dicke Au	750 Å	750 Å	800 Å
Dicke Ir	350 Å	350 Å	350 Å
Dicke Al	8 kÅ	8 kÅ	8 kÅ
Dicke Au Pad	2.5 kÅ	2.5 kÅ	2.5 kÅ
T_C	39 mK	48.4 mK	28 mK
C_e nl	$9.1 \cdot 10^{-14}$ J/K	$1.1 \cdot 10^{-13}$ J/K	$6.7 \cdot 10^{-14}$ J/K
C_a	$2.1 \cdot 10^{-12}$ J/K	$4.0 \cdot 10^{-12}$ J/K	$7.7 \cdot 10^{-13}$ J/K
C_{pad}	$5.5 \cdot 10^{-15}$ J/K	$6.8 \cdot 10^{-15}$ J/K	$4.0 \cdot 10^{-14}$ J/K
G_K (Si → Ir/Au)	3.8 nW/K	7.3 nW/K	1.4 nW/K
G_K (Pad)	0.28 nW/K	0.55 nW/K	1.1 nW/K
G_{ep}	4.8 pW/K	15 pW/K	0.95 pW/K
τ_{film} (Si → Ir/Au)	2.3 ms	2.3 ms	2.3 ms
τ_{film} (Si → Pad)	30 ms	30 ms	3.3 ms
τ_{film} (Si → Al)	22 μ s	22 μ s	22 μ s

Tabelle 7.1: Daten der getesteten Lichtdetektoren; Bei der Berechnung von G_{ep} (vergleiche Gleichung (3.8)) wurde auf die Ergebnisse aus der Messung in [Prö95] zurückgegriffen. Bei allen temperaturabhängigen Werten wurde die angegebene Phasenübergangstemperatur zugrundegelegt.

Auch die thermische Zeitkonstante ist abhängig vom Arbeitspunkt, da die Kopplung des Absorbers an das Wärmebad (besonders über das Pad) eingeht. Die Haltertemperatur wird normalerweise deutlich unter der Phasenübergangstemperatur des Films gehalten. Die Kapitza-Kopplung des Bondpads an den Absorber ist aber proportional T^3 und die Elektron-Phononkopplung sogar proportional T^5 . Jedoch ist der thermische Anteil doch recht gering (siehe Tabelle 7.2).

7.2.1 Lichtdetektor Si394c

Der Detektor besteht aus einem Siliziumsubstrat der Größe $20 \times 10 \times 0.29$ mm³, auf das ein Thermometer mit Phononenkollektor (vergleiche Abbildung 7.4) aufgebracht wurde. Zur Charakterisierung wurde der Detektor mit einer ⁵⁵Fe-Quelle auf der ganzen Fläche von unten betrachtet. Betrieben wurde der Detektor weit im thermischen Feedback. Es traten bereits leichte thermoelektrische Oszillationen auf, was die Datenanalyse verkomplizierte, allerdings ein sehr gutes Verhältnis des Signals zum Rauschen brachte. Nach [Tie90] läuft ein Meßkreis mit einer negativen Rückkopplung am stabilsten, wenn Unterschwinger von etwa 4% auftreten. Eine

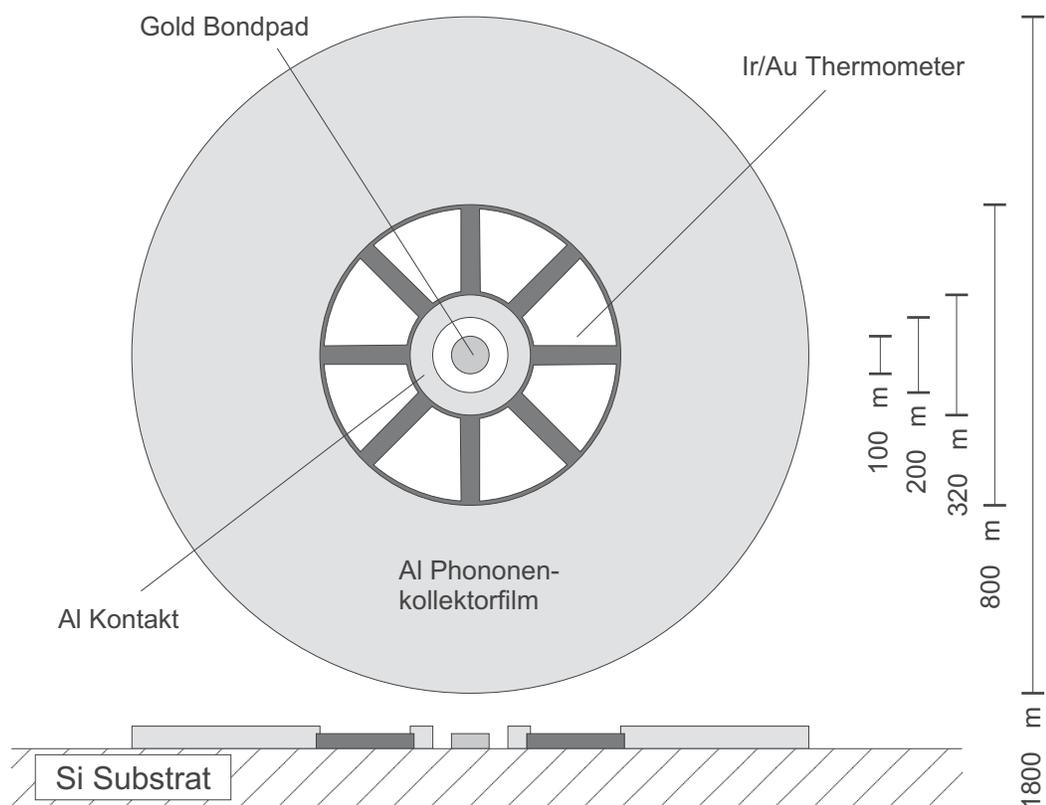


Abbildung 7.4: Schematische Darstellung des Thermometers mit Phononenkollektor. Die Breite des Phononenkollektorrings ist $500\ \mu\text{m}$, die der Thermometerstreifen $50\ \mu\text{m}$. Die Gesamtfläche des Thermometers ist $0.13\ \text{mm}^2$, die des Phononenkollektorfilms $2.0\ \text{mm}^2$.

leichte Oszillation ist also nicht nur akzeptierbar, sondern sogar anstrebenswert. Die Pulse wurden mit einer Theoriefunktion der Form von Gleichung (5.5) genähert. In Abbildung 7.5 ist ein typischer Fit eines Pulses dargestellt. Man erkennt, daß die Theoriefunktion den Puls nicht ganz genau beschreibt, da im Puls bereits eine leichte Oszillation enthalten ist. Wollte man dies berücksichtigen, so müßte eine neue Theoriefunktion aus den Rechnungen von Kapitel 5.2.4 jedoch unter Berücksichtigung der Änderung der Absorbiertemperatur bestimmt werden. Dies verkompliziert die Theoriefunktion unnötig und vor allem werden neue freie Parameter des Fits benötigt, was zum einen zu einer erheblichen Verlängerung der Rechenzeit und vor allem zu größeren Fehlern in den anderen Parametern führt. Die Ergebnisse der Analyse sind in Tabelle 7.2 zusammengefaßt.

Die Energieauflösung des Detektors ist im Vergleich zu früheren Messungen mit herkömmlich gekoppelten Thermometern ausgesprochen schlecht. Das Spektrum der Pulshöhen zeigt eine Energieauflösung von nur $2.3\ \text{keV}$ FWHM bei $5.9\ \text{keV}$. Der

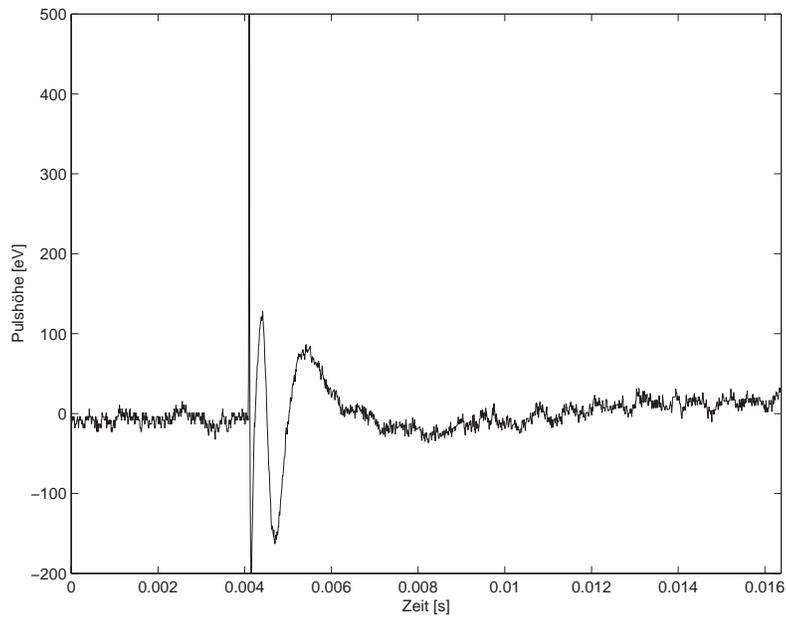
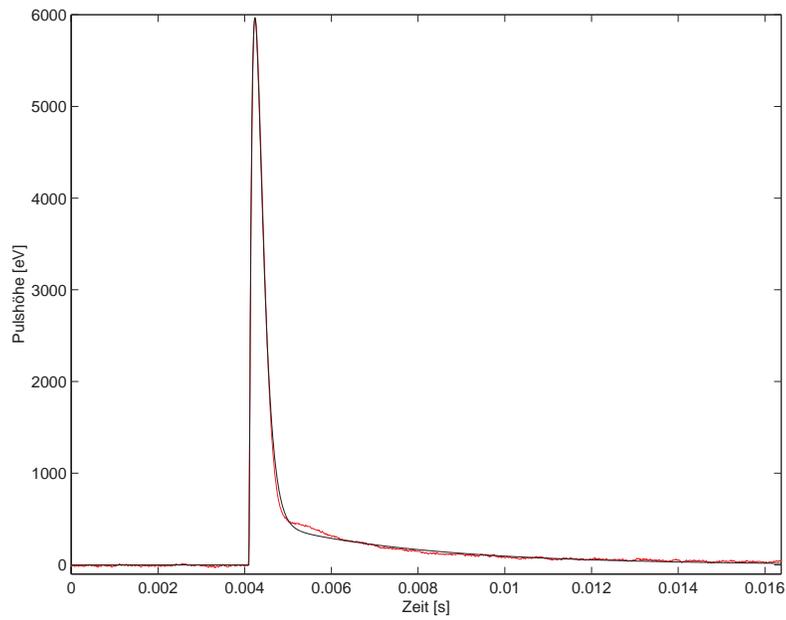


Abbildung 7.5: Oben: Typischer gemessener Temperaturpuls (grau) des Detektors Si394c nach der Absorbntion eines 6 keV Röntgenquants aus der ^{55}Fe -Quelle mit der gefitteten Theriefunktion (schwarz); Unten: Differenz zwischen gemessenem Temperaturpuls und Theriefunktion

	Mittelwert	Fehler (FWHM)
τ_n	129.8 μs	2.1 μs
τ_{in}	132.1 μs	1.9 μs
τ_t	3.41 ms	0.27 ms
A_n/A_t	-1818	942
Pulshöhe	5.9 keV	2.284 keV
Integral	5.9 keV	1.612 keV

Tabelle 7.2: Ergebnis der Pulsformanalyse des Detektors Si394c. Gefittet wurde mit einer Theoriefunktion der Form von Gleichung (5.5).

Grund dafür ist eine nicht homogene Antwort des Detektors je nach Absorptionsort. Dies wird im Kapitel 7.2.2 über den Detektor Si370b näher erörtert. Der Arbeitspunkt entspricht zwar noch nicht dem, der für Gleichung (5.28) vorausgesetzt wurde, jedoch zeigt das Spektrum der Integrale mit einer Auflösung von 1.6 keV FWHM bereits eine deutliche Verbesserung gegenüber dem der Pulshöhen (siehe Abbildung 7.6).

Für die Bestimmung der Nachweisschwelle wurde eine lineare Antwort des Detektors auf die deponierte Energie angenommen. Nach [Cab00] ist das eine konservative Annahme, da kleine Energiedepositionen zu relativ höheren Pulsen führen.

Es wurde nun die vorher bestimmte Pulsform (vergleiche Tabelle 7.2) mit Rauschpulsen verglichen. Dazu wurden zufällig ins Rauschen getriggerte Signalverläufe gefittet, wobei alle Parameter des Fits außer der Pulshöhe festgehalten wurden (siehe Abbildung 7.7). Die Verteilung der Pulshöhen ist in Abbildung 7.8 gezeigt. Wie zu erwarten ergibt sich eine um Null zentrierte gaussförmige Verteilung der Pulshöhen. Die Breite der Verteilung ist nun ein Maß für die Schwelle. Mit einer Wahrscheinlichkeit entsprechend 5σ ist ein Puls der Pulshöhe 22.1 eV wirklich ein Puls und kein Rauschereignis.

Im Fit wurde auch der Parameter t_0 , der Zeitpunkt, zu dem der Puls beginnt, festgehalten. Für die allgemeine Bestimmung der Schwelle ist dies sicherlich richtig. Im Falle einer Koinzidenzmessung zusammen mit einem szintillierenden Kristall gewinnt man aus dem Phononenkanal zusätzliche Informationen über t_0 , wodurch sich die Schwelle eher noch verbessern lassen muß.

7.2.2 Untersuchung der Ortsabhängigkeit im Detektor Si370b

Die schlechte Energieauflösung des Detektors Si394c ist auf eine absorptionsort-abhängige Antwort des Detektors zurückzuführen. Dies kann sehr gut an den Ergebnissen des Detektors Si370b gesehen werden. Der Aufbau ist in Abbildung 7.9

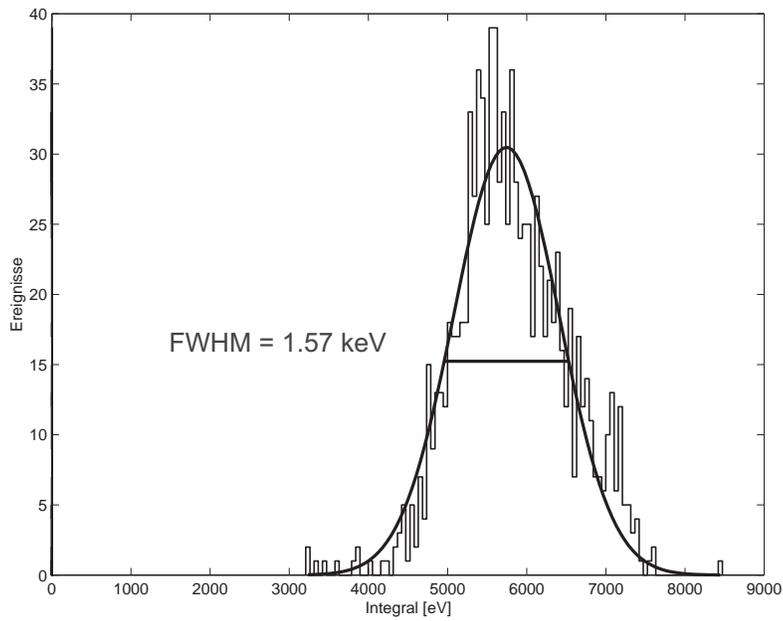
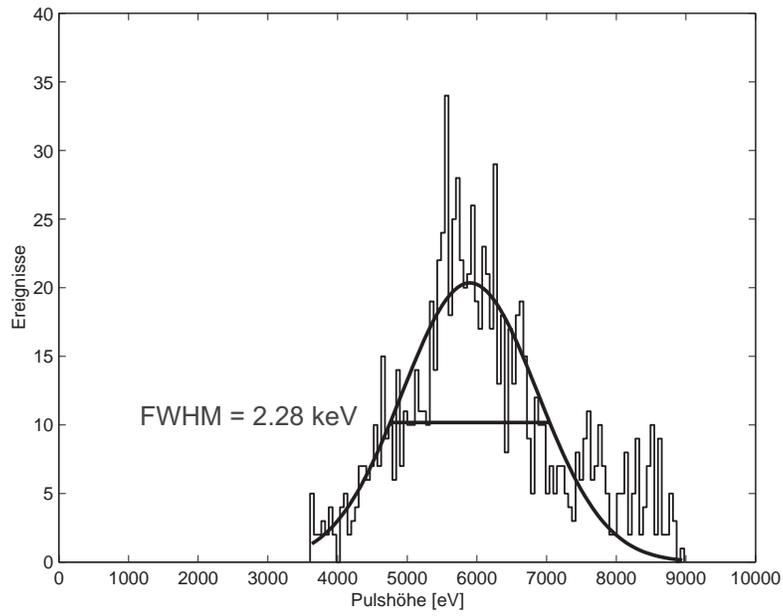


Abbildung 7.6: Oben: Pulshöhenspektrum; Die Pulshöhe wurde aus den Fitparametern bestimmt. Unten: Spektrum der Integrale; Die Integrale wurden ebenfalls aus den Fitparametern bestimmt.

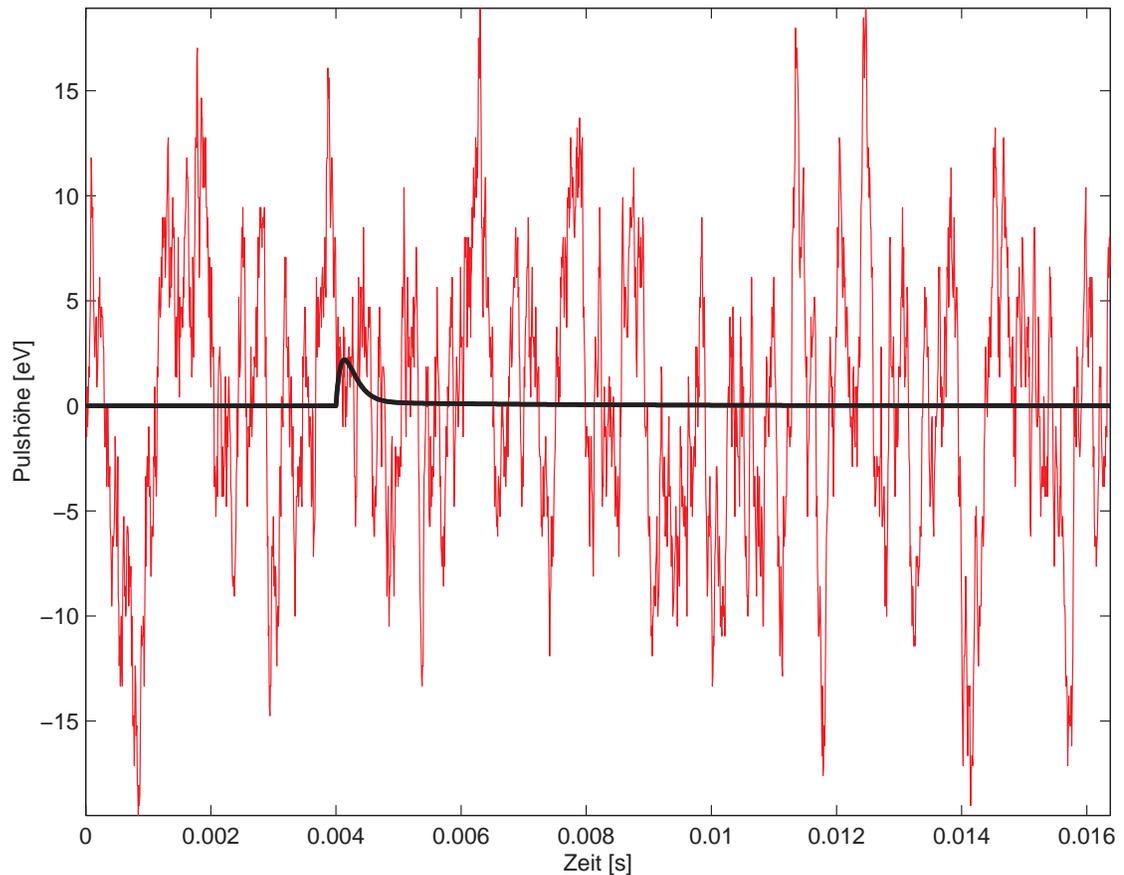


Abbildung 7.7: Pulsefit ins Rauschen; Alle Parameter des Fits außer der Pulshöhe wurden festgehalten. Der abgebildete Puls hat eine Pulshöhe von etwa 2.1 eV.

gezeigt. Es befinden sich zwei Thermometer auf einem Siliziumsubstrat (Größe: $20 \times 10 \times 0.29 \text{ mm}^3$). Eines davon (im weiteren als Thermometer 1 bezeichnet) hat die gleiche Geometrie wie das Thermometer des Detektors Si394c (siehe Abbildung 7.4). Beim anderen (im weiteren als Thermometer 2 bezeichnet) wurde die Speicherstruktur des Ir/Au-Thermometerfilms durch einen Ring ersetzt. Diese Art von Thermometer hat einen deutlich geringeren normalleitenden Widerstand und zeigt gegenüber der anderen Struktur ein schlechteres Verhalten, so daß auf eine eingehendere Diskussion hier verzichtet wird. Die thermische Ankopplung erfolgte nun nicht über ein kleines Bondpad in der Mitte des Thermometers, sondern über zwei abgesetzte Bondpads (Größe je $200 \times 200 \times 0.25 \mu\text{m}^3$) in der Mitte des Substrats.

Abhängig vom Absorptionort wird ein Thermometer eine höhere und dementsprechend das andere Thermometer eine niedrigere Pulshöhe nachweisen. Es kann also

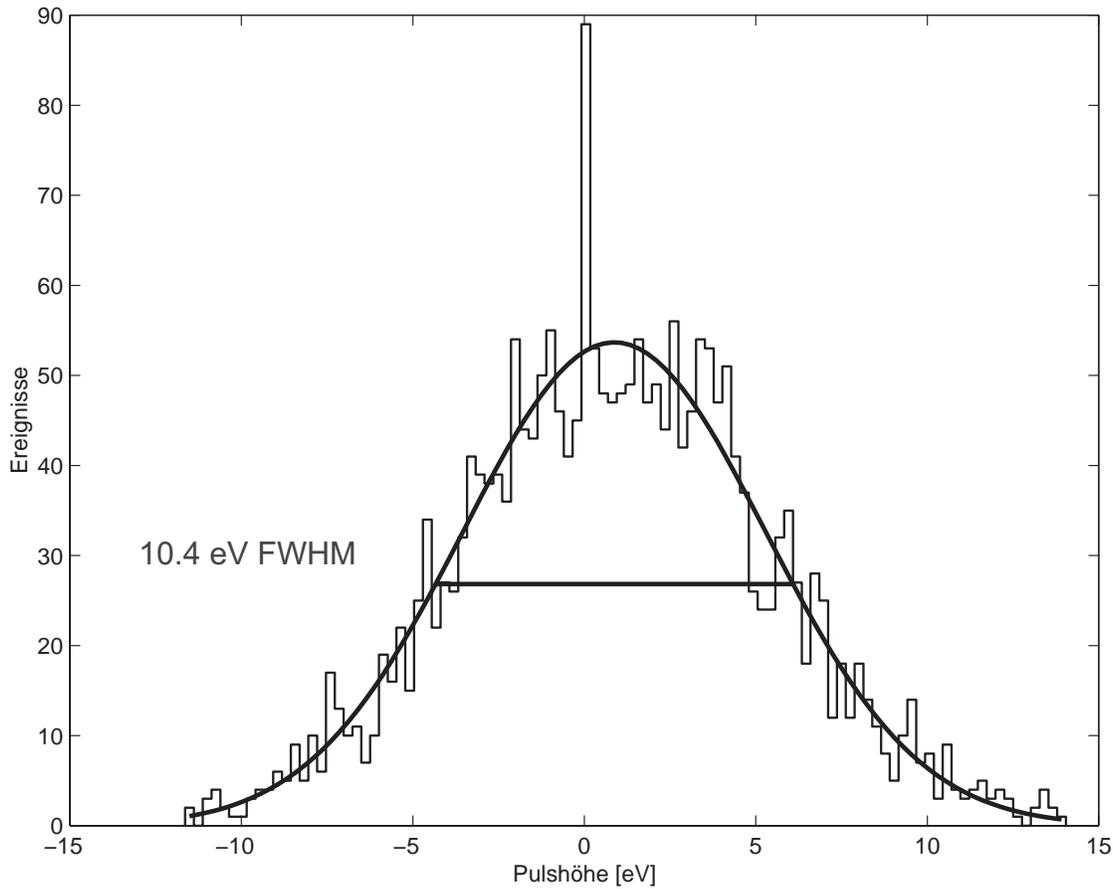


Abbildung 7.8: Spektrum der Pulshöhen; Die Auflösung entspricht einer 5σ -Schwelle von 22.1 eV.

neben der deponierten Energie eine Information über den Absorptionsort bestimmt werden [Kra89].

Der Detektor wurde ebenfalls mit einer ^{55}Fe -Quelle diesmal jedoch nicht über die ganze Fläche sondern nur durch eine kleine Blende in der Nähe des Thermometers 1 bestrahlt. Abbildung 7.10 zeigt das Ergebnis einer gleichzeitigen Messung beider Thermometer. Man erkennt deutlich zwei getrennte Bereiche, die den beiden Linien ($\text{Mn } K_{\alpha}$ 5.9 keV und $\text{Mn } K_{\beta}$ 6.4 keV) der Quelle entsprechen. Es ergibt sich eine fast lineare Abhängigkeit der Pulshöhen der beiden Thermometer für eine feste Energie. Dies ist in erster Näherung auch zu erwarten, da jedes Thermometer einen bestimmten Anteil der Gesamtenergie nachweist. Das Verhältnis hängt dann vom Absorptionsort ab. Die Argumentation stimmt nicht ganz genau, da durch eine zusätzliche Ortsabhängigkeit die Bänder etwas verbogen werden. Durch eine lineare Projektion

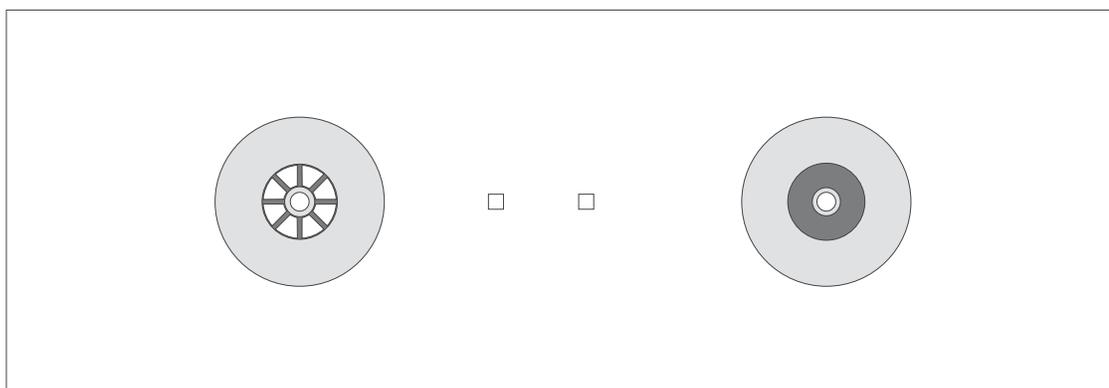


Abbildung 7.9: Aufbau des Detektors Si370b mit zwei Thermometern und zwei abgesetzten Bondpads zur thermischen Ankopplung

kann ein kombiniertes Pulshöhenspektrum gewonnen werden, das in Abbildung 7.10 unten gezeigt ist. Die deutlich bessere Auflösung von 263 eV FWHM zeigt, daß die Thermometer selbst eine gute Energieauflösung besitzen. Die Auflösung wird in erster Linie durch die Ortsabhängigkeit beschränkt.

7.3 Koinzidenzmessungen

Wie bereits in Kapitel 1 beschrieben, ermöglicht eine Koinzidenzmessung von Phononen und Photonen eine aktive Untergrundunterdrückung, indem voll ionisierende Ereignisse von Kernrückstoßereignissen unterschieden werden. Das Funktionsprinzip ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Als Absorber dient ein szintillierender CaWO_4 -Kristall, auf dem ein Thermometerfilm aus Iridium/Gold aufgebracht wurde. Die im Kristall angeregten Phononen werden damit nachgewiesen. Als Lichtdetektor wurde der Detektor Si405b, der baugleich zum in dieser Arbeit diskutierten Detektor Si394c ist, verwendet. Eingebaut wurden beide Detektoren in einen Halter aus Teflon, der zum Teil mit einer hochreflektierenden Folie ausgekleidet ist. Zunächst soll kurz der Phononendetektor diskutiert werden.

7.3.1 Phononendetektor

Der CaWO_4 -Kristall ist zylindrisch mit einem Durchmesser von 40 mm und einer Höhe von ebenfalls 40 mm. Er ist mehr als 50 mal so groß, wie der in [Meu98] verwendete Kristall. Es ist erstmals gelungen auf CaWO_4 supraleitende Ir/Au-Filme herzustellen (siehe Abbildung 7.11).

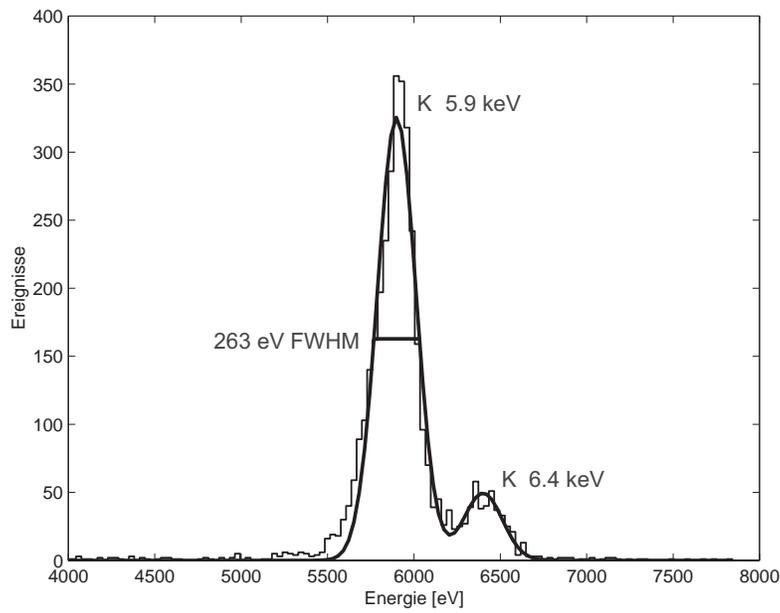
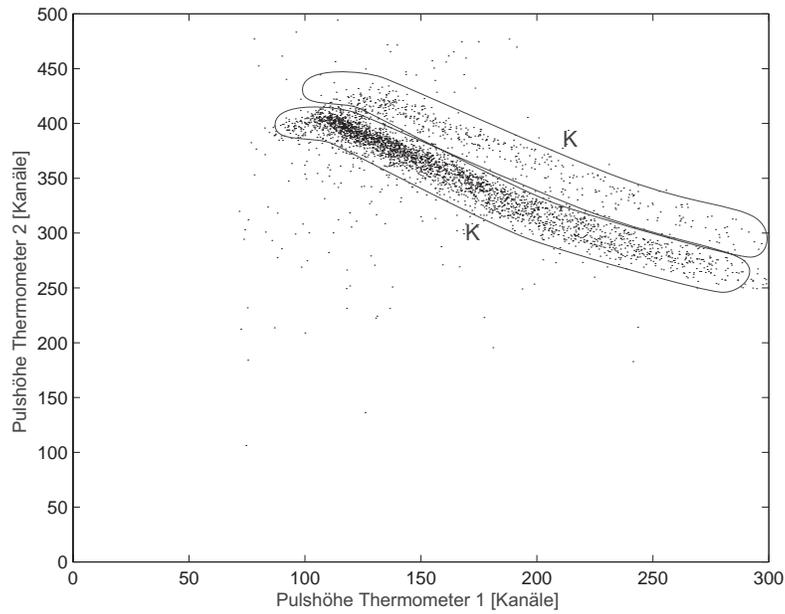


Abbildung 7.10: Oben: Gleichzeitige Messung beider Thermometer; Es sind deutlich zwei Bänder, die den beiden Linien Mn K_{α} (5.9 keV) und Mn K_{β} (6.4 keV) der ^{55}Fe -Quelle entsprechen, zu erkennen. Unten: lineare Projektion zum Summenspektrum

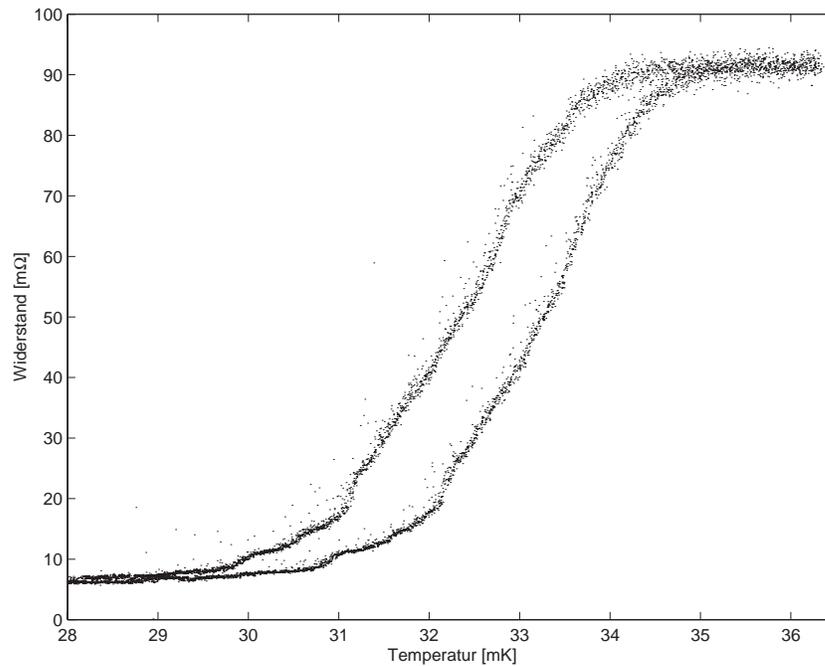


Abbildung 7.11: Phasenübergang des Ir/Au-Thermometers auf dem dem CaWO_4 -Kristall. Die beiden Kurven stellen eine Hysterese dar, die durch das Abkühlen und wieder Aufwärmen des Halters zustande kommt, da die Kopplung des Kristalls an den Halter schwach ist.

Der Betrieb des Detektors stellte sich als sehr schwierig heraus, da alleine der natürliche Untergrund bereits eine Rate von mehr als 10 Hz verursachte. Berücksichtigt man dann noch die langsame Pulsform (siehe Tabelle 7.3 und Abbildung 7.12), so ist leicht zu erkennen, daß der Detektor unter normalen Laborbedingungen ein ernsthaftes Pile-up Problem hat.

Aus diesem Grunde wurden die Pulse nur mit einer Anstiegs- und Abfallszeit gefittet. Jedoch wurde berücksichtigt, daß die Baseline nicht notwendig konstant sein muß. Es kommt häufig vor, daß Pulse auf dem abfallenden Teil eines anderen Pulses aufsitzen (siehe Abbildung 7.12). Damit wurde eine ausgezeichnete Auflösung von 55.2 keV für die 1.17 und die 1.33 MeV Linien der ^{60}Co -Quelle erreicht (siehe Abbildung 7.13).

Die Energieschwelle des Detektors ließ sich wegen der hohen Rate an Untergrundeignissen nur schlecht zu etwa 40 keV (5σ Schwelle) abschätzen. Dieser Wert ist voraussichtlich in einer untergrundarmen Messung noch verbesserbar. Jedoch muß vor allem Größe, Kopplung und Phasenübergangstemperatur des Thermometers noch verändert werden, um den Detektor im kalorimetrischen Modus betreiben zu können. Detaillierter ist dieses Thema in [Sta00] ausgeführt.

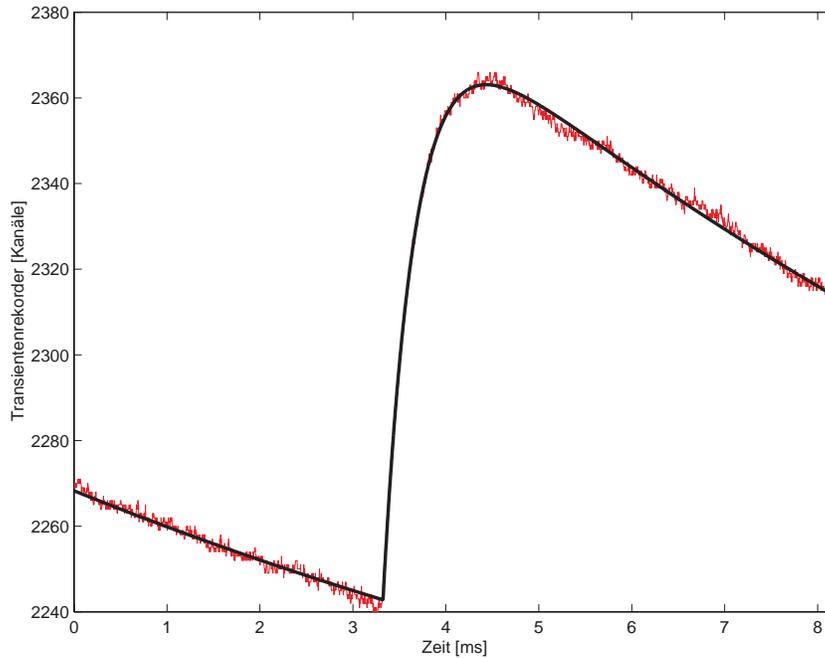


Abbildung 7.12: Typischer Fit eines Pulses des Phononendetektors; Das Aufsitzen auf dem abfallenden Teil eines vorhergegangenen Pulses wurde durch eine exponentiell abfallende Baseline berücksichtigt.

	Mittelwert	Fehler (FWHM)
$\tau_{Anstieg}$	0.49 ms	0.11 ms
τ_{Abfall}	12 ms	fest

Tabelle 7.3: Ergebnis der Pulsformanalyse des CaWO_4 -Detektors; Gefittet wurde mit nur einer Anstiegs- und einer Abfallszeit. Jedoch wurde das Aufsitzen auf einem abfallenden Puls berücksichtigt durch eine exponentiell abklingende Baseline (siehe Abb. 7.12).

7.3.2 Phononen- und Lichtmessung

In weiteren Messungen konnte der CaWO_4 -Phononendetektor in Koinzidenz mit dem Lichtdetektor Si405b (baugleich zu Si394c) betrieben werden. Dabei wurde eine Messung ohne und eine mit einer Am/Be-Neutronenquelle durchgeführt. Zum Teil wurde noch eine ^{60}Co Quelle zur Eichung des Systems hinzugefügt.

Es konnte dabei zum ersten Mal gezeigt werden, daß die in [Meu98] mit einem 6 g CaWO_4 -Kristall gezeigte Unterscheidung von Elektronen- und Kernrückstößen auch

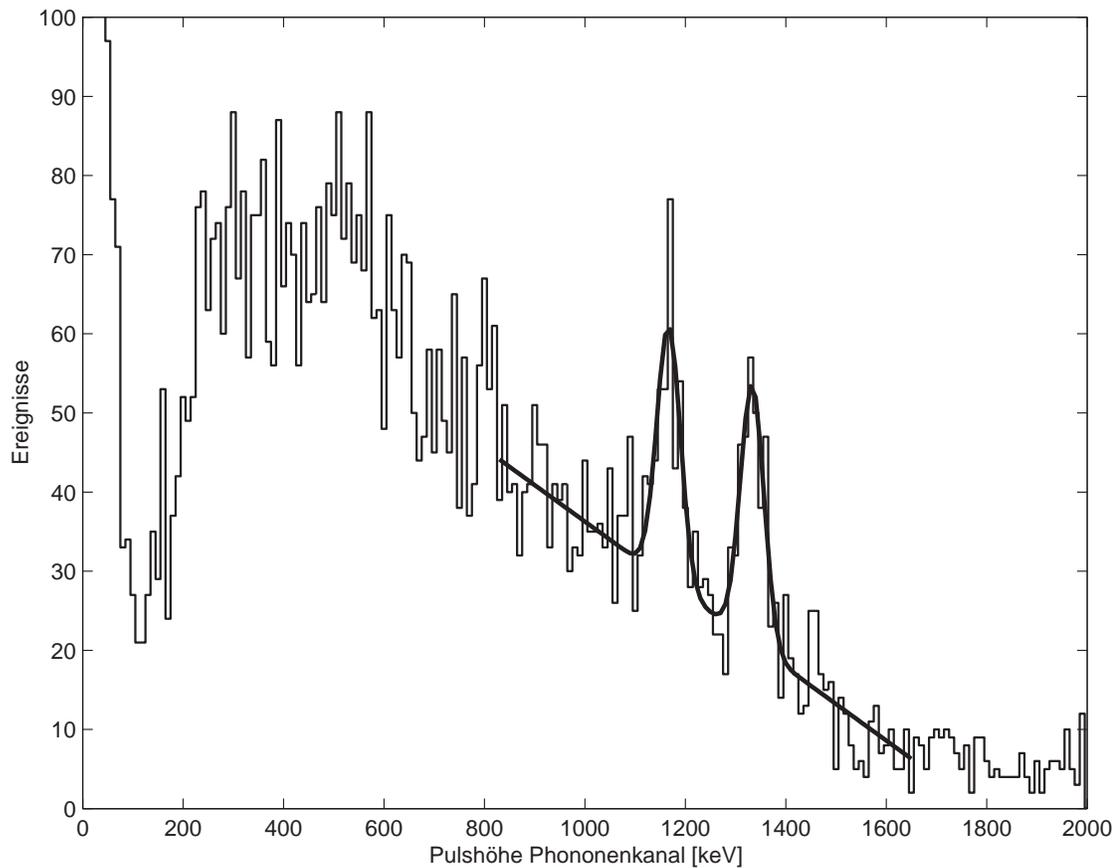


Abbildung 7.13: Spektrum des CaWO_4 -Phonondetektors mit der Eichung durch die ^{60}Co -Quelle. Gut getrennt zu erkennen sind die γ -Linien bei 1.17 und 1.33 MeV. Die Auflösung der beiden Linien beträgt 55.2 keV FWHM.

für einen 300 g schweren CaWO_4 -Kristall möglich ist.

Auffällig ist, daß in Abbildung 7.14 kaum Elektronenrückstoßereignisse unter ein Licht/Phonon-Verhältnis von 0.5 fallen. Ein Ereignis, das ein Licht/Phonon-Verhältnis unter 0.5 hat (in der Abbildung eingekreist), kann somit mit hoher Sicherheit einem Kernrückstoß zugeordnet werden.

In Abbildung 7.15, die in einer Messung mit einer Am/Be-Neutronenquelle gewonnen wurde, ist deutlich ein zweites Band von Kernrückstößen bei einem Licht/Phonon-Verhältnis von 0.1 - 0.2 zu erkennen. Allerdings sind in diesem Diagramm Ereignisse, die zwischen den beiden Bändern liegen und zwar nicht nur bei niedrigen Energien, bei denen dies durch das schlechtere Signal/Rauschen-Verhältnis zu erwarten ist. Ohne Neutronenquelle sind diese Ereignisse nicht vorhanden, weshalb sie durch die Quelle hervorgerufen werden müssen. Dabei werden zwei verschiedene Möglichkeiten

vermutet:

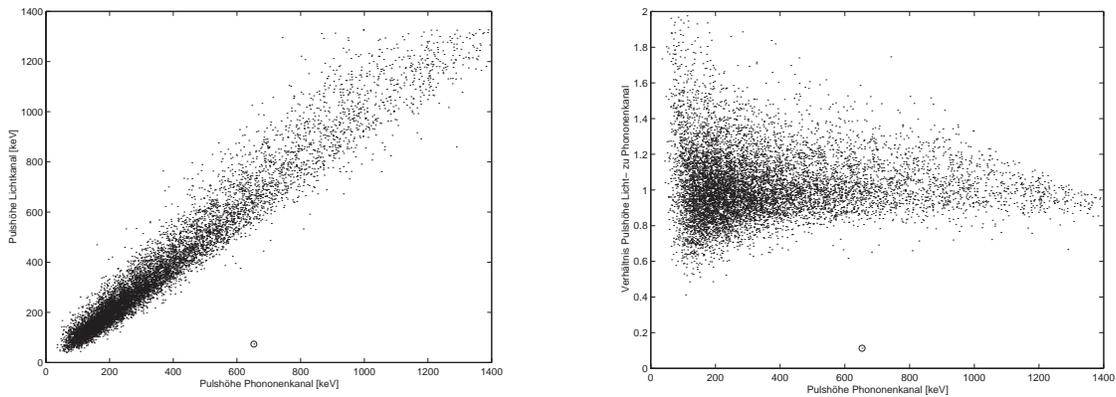


Abbildung 7.14: Messung des Detektorsystems ohne Quelle. In dem linken Diagramm ist die Pulshöhe des Phonondetektors gegen die Pulshöhe des Lichtdetektors aufgetragen. Die Pulshöhe des Phonondetektors wurde bei gleichem Arbeitspunkt mit der ^{60}Co -Quelle kalibriert. Die Pulshöhe des Lichtdetektors ist so kalibriert, daß das Verhältnis von Lichtdetektorpulshöhe/Phonondetektorpulshöhe gleich eins ist. Das zu sehende Band stammt von voll ionisierenden Ereignissen durch γ 's oder Elektronen aus dem natürlichen Untergrund. Beim rechten Diagramm handelt es sich um die gleiche Messung, nur daß auf der y-Achse das Verhältnis von Lichtdetektorpulshöhe zu Phonondetektorpulshöhe aufgetragen ist.

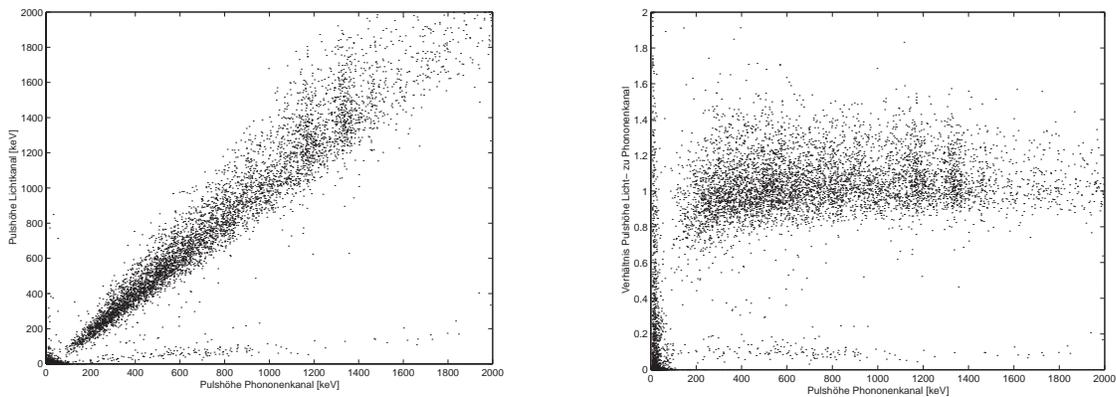


Abbildung 7.15: Das Detektorsystem wurde mit einer Am/Be-Neutronenquelle und einer ^{60}Co -Quelle bestrahlt. Deutlich zu erkennen sind zum einen die beiden Linien der ^{60}Co -Quelle bei 1.17 und 1.33 MeV und zum anderen ein weiteres Band mit niedrigerem Licht/Phonon-Verhältnis, welches von Kernrückstößen der Neutronen stammt.

- Ein Neutron und ein γ wechselwirken zufällig koinzident im Phononendetektor und können zeitlich nicht getrennt werden. Einige dieser Ereignisse sehen beim Betrachten tatsächlich aus, als ob sie von zwei Treffern verursacht würden.
- Die Neutronen aus der Am/Be-Neutronenquelle wechselwirken nicht nur über elastische Kernrückstöße, sondern auch inelastisch. Die bei der inelastischen Streuung an ^{16}O erzeugten γ 's haben diskrete Energien. Eine besonders häufige ist 510 keV. Bei 7.5 MeV Neutronenenergie, welches eine typische Energie der Quelle ist, verhalten sich der Wechselwirkungsquerschnitt dieser inelastischen Streuung zu dem der elastischen Streuung wie 1:10 [NIS00]. Durch die Koinzidenz zwischen dem Kernrückstoß der inelastischen Streuung und dem im CaWO_4 wechselwirkenden γ kann ein Ereignis mit einem Licht/Phonon-Verhältnis entstehen, das zwischen dem Kernrückstoßband und dem Elektronrückstoßband liegt. Dabei können die gesamten 510 keV deponiert werden oder die Energie eines Comptongestreuten Elektrons.

Mit den gesammelten Daten ist es möglich, eine Trennungseffizienz für eine bestimmte Trennschwelle im Licht/Phonon-Verhältnis und in einem bestimmten Energieintervall zu berechnen. Diese Trennungseffizienz gibt an, mit welcher Sicherheit ein Ereignis unter einer Schwelle im Licht/Phonon-Verhältnis ein Kernrückstoß und kein Elektronrückstoß ist.

Für die Trennungseffizienz wurden folgende Werte ermittelt:

Energiebereich	Trennungseffizienz 95 % CL.	Trennschwelle Licht/Phonon- Verhältnis
100 - 200 keV	> 99.5 %	0.4
ab 200 keV	> 99.3 %	0.5

Tabelle 7.4: Übersicht über die Trennungseffizienzen

Daß die Trennungseffizienz über 200 keV schlechter ist als für 100 - 200 keV, liegt an dem einen Ereignis in Abbildung 7.14 bei einem Licht/Phonon-Verhältnis von 0.1 und einer Energie von 650 keV. Dieses Ereignis ist aller Wahrscheinlichkeit nach auch ein Neutron. Jedoch kommt es nicht aus der Neutronenquelle. Die Anzahl der Ereignisse, die unter der Trennschwelle im Licht/Phonon-Verhältnis liegen, ist in Abbildung 7.14 für 100 - 200 keV gleich 0 und ab 200 keV gleich 1. Diese sind jedoch nicht zur Berechnung heranzuziehen, sondern es muß auch noch die statistische Unsicherheit beachtet werden [EPJ00]. Deshalb sind die angegebenen Trennungseffizienzen nur Grenzen und können durchaus besser sein.

Das Verhältnis des Szintillationslichtes eines Kernrückstoßes zu dem eines vollionisierenden Ereignisses bei gleicher Phononendetektorenergie wird als Unterdrückungsfaktor (engl. quenching factor) bezeichnet. In [Meu98] wurde ein Unterdrückungsfaktor

von 7.4 gemessen. In unserer Messung erhielten wir einen Unterdrückungsfaktor von 8.8, also etwas größer als der in [Meu98] gemessene. Diese Diskrepanz kann an der Größe des Kristalls und an seiner Reinheit liegen und ist nicht ungewöhnlich.

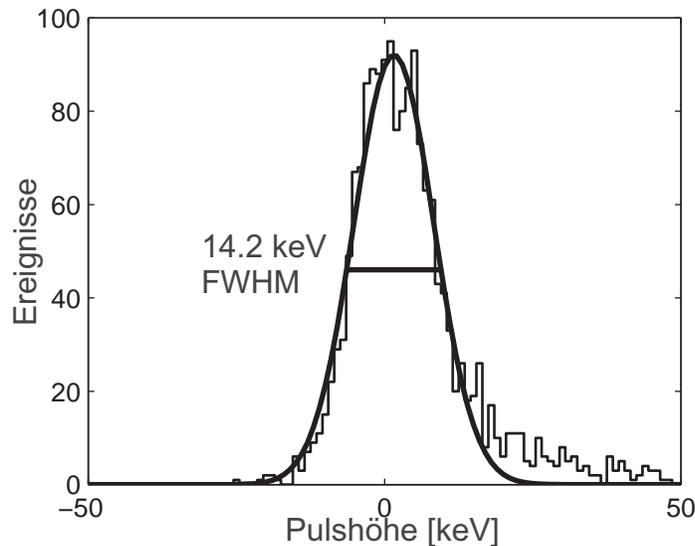


Abbildung 7.16: Baseline Rauschen des Lichtdetektors (vergleiche Abbildung 7.8); Das Rauschen entspricht einer 5σ -Schwelle von 30.1 keV.

Im Hinblick auf den Nachweis von Dunkler Materie ist es interessant, eine Schwelle des Detektorsystems anzugeben. Betrachtet wird zuerst der Phononendetektor: Ein Kalorimeter mit Saphirabsorber vergleichbarer Größe kann mit einer Schwelle besser als 500 eV betrieben werden [Sis99]. Im Prinzip sollte es möglich sein, einen Phononendetektor mit CaWO_4 -Absorber herzustellen, der zumindest kein deutlich schlechteres Verhalten zeigt. Der in dieser Arbeit verwendete Detektor ist der erste funktionsfähige Phononendetektor mit CaWO_4 -Absorber. Er hat eine relativ hohe Energieschwelle von etwa 40 keV. In dieser Beziehung sind sicherlich noch deutliche Verbesserungen möglich, indem die Thermometergröße, die Kopplung und die Sprungtemperatur optimiert werden. Es ist kein Grund bekannt, warum die Detektoren mit CaWO_4 -Absorber eine deutlich schlechtere Energieschwelle als Detektoren mit Saphirabsorber haben sollten.

Für den Lichtdetektor wurde mit der Eichung aus Abbildung 7.14 und 7.15 eine 5σ -Schwelle von 30.1 keV gemessen (siehe Abbildung 7.16). Das Verfahren ist das gleiche, das auch für Abbildung 7.8 angewendet wurde.

Für die Schwelle des Detektorsystems sind weitere Überlegungen notwendig. Zunächst braucht man die Energieauflösung des Lichtdetektors. Da wegen der geringen Anzahl der Photonen im Lichtdetektor eine durch die Statistik hervorgerufe-

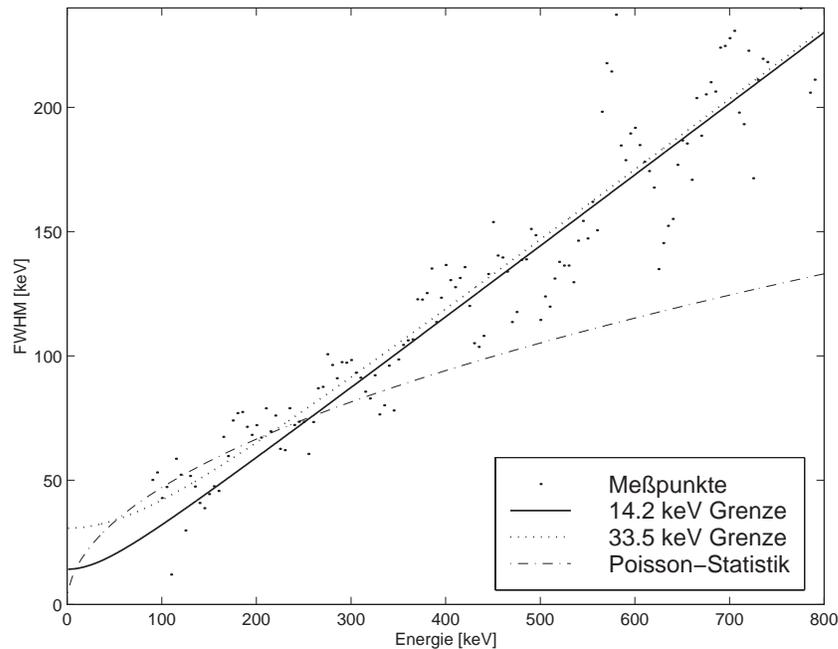


Abbildung 7.17: Auflösung des Lichtdetektors in Abhängigkeit von der Energie des Phononendetektors

ne deutlich schlechtere Energieauflösung zu erwarten ist als im Phononendetektor, kann man den Fehler der Energiebestimmung des Phononendetektors zunächst vernachlässigen. In Abbildung 7.17 wurde die Energieauflösung des Lichtdetektors unter dieser Annahme bestimmt. Zunächst ist auffällig, daß sich eine annähernd lineare Abhängigkeit ergibt und nicht die Kurve, die nach der Poisson-Statistik der Photonen zu erwarten ist. Das heißt, bei hohen Energien ist die Energieauflösung nicht durch die Statistik, sondern durch andere Prozesse - wahrscheinlich im Lichtdetektor selbst - beschränkt. Dies spielt jedoch kaum eine Rolle, da im für die Messung interessanten Energiebereich die Energieauflösung sehr wohl die Größe der Poissonstatistik hat. Es zeigt sich auch hier wieder, daß eine gute Energieauflösung nicht so wichtig ist, wie eine gute Energieschwelle.

Um die Schwelle des Detektorsystems anzugeben, müssen die Daten extrapoliert werden. Im Bereich unter 100 keV waren keine Messungen möglich, weil die Schwelle des Phononendetektors noch nicht ausreichend war, so daß davon auszugehen ist, daß ein Teil des Fehlers in der Energiebestimmung vor allem in niederenergetischen Bereichs tatsächlich auf die Energieauflösung des Phononendetektors zurückzuführen ist. Jedoch sind auf diesem Gebiet noch einige Verbesserungen möglich (siehe oben). Geht man davon aus, daß die Energieauflösung beschränkt ist durch das Rauschen

des Lichtdetektors (siehe Abbildung 7.16), so ergibt sich die 14.2 keV Grenze aus Abbildung 7.17. In der Grafik wurde ein weiterer Fit eingefügt, bei dem ein linearer und ein konstanter Anteil der Energieauflösung als freie Parameter eingefügt wurden. Es ergibt sich, daß die Energieauflösung bei 33.5 keV aufsitzt. Dabei ist jedoch die Energieauflösung des Phononendetektors nicht berücksichtigt. Die wahre Energieauflösung wird irgendwo dazwischen liegen.

In Abbildung 7.18 sind beide Fälle nochmal angetragen. Gezeigt sind, wie in Abbildung 7.15, zwei Bänder innerhalb derer die voll ionisierenden und die Kernrückstoßereignisse jeweils mit 90, 99 und 99.9 % Wahrscheinlichkeit liegen. Wie erkennbar, gibt es Bereiche des Kernrückstoßbandes, die außerhalb des Elektronenrückstoßbandes liegen. Prinzipiell ist eine Minimalenergie von 60 bzw. 25 keV erreichbar. Allerdings ist die Effizienz dort sehr klein.

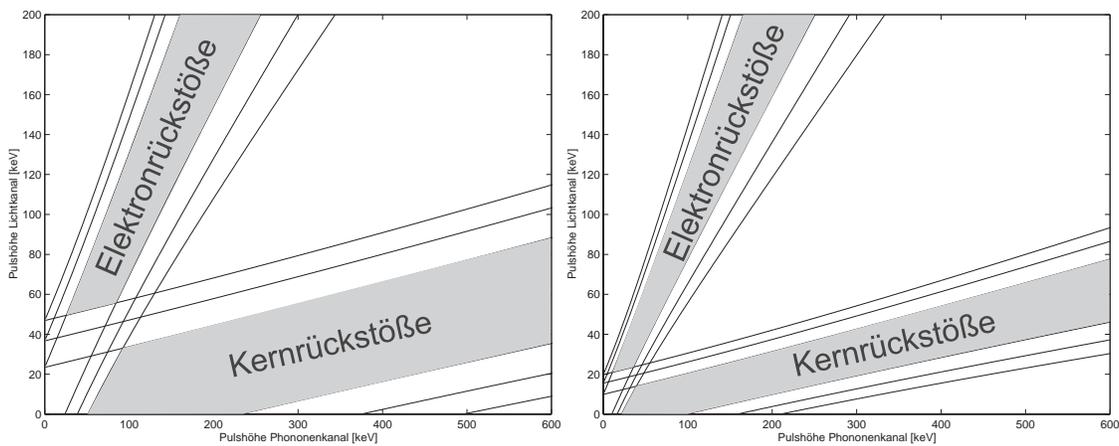


Abbildung 7.18: Verteilung der Ereignisse mit 90, 99 und 99.9 % Wahrscheinlichkeit. Links: 33.5 keV Grenze aus Abbildung 7.17, Rechts: 14.2 keV Grenze

Die Effizienz, also der Anteil der Kernrückstoßereignisse, die akzeptiert werden, wenn man eine Diskriminierungsschwelle setzt, die 99.9 % der voll ionisierenden Ereignisse verwirft, ist in Abbildung 7.19 angegeben. Dabei wurden alle Ereignisse mit weniger als 3 keV im Lichtdetektor ebenfalls verworfen.

Es kann davon ausgegangen werden, daß die Sammeleffizienz durch einen größeren Lichtdetektor und durch eine Antireflexionsbeschichtung sicher um einen Faktor 5 verbessert werden kann. Damit sollte die Schwelle für die Diskriminierung bei hinreichender Effizienz unter 10 keV rutschen.

Notwendig ist eine genauere Kalibrierung des Detektorsystems auch für Energien unterhalb von 100 keV. Dazu muß die Schwelle des Phononendetektors verbessert werden. Wahrscheinlich muß ein aktives Feedback [Mei96] installiert werden, mit

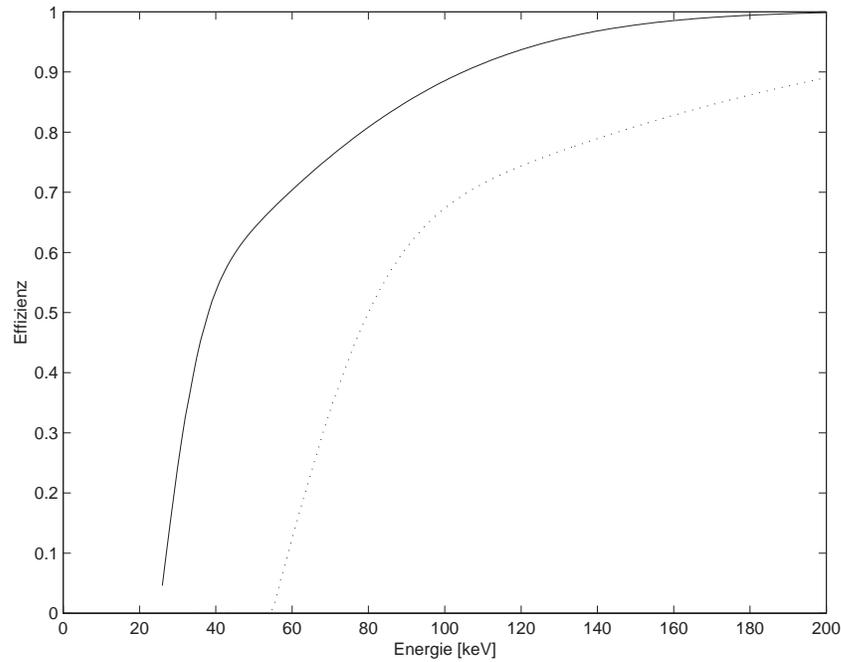


Abbildung 7.19: Nachweiseffizienz bei Trennung mit 99.9% für die in den Abbildungen 7.17 und 7.18 diskutierten Fälle

dem es möglich ist, die Pulse deutlich zu verkürzen. Damit entschärft sich das Pile-Up Problem bei Messungen, die nicht gegen die Höhenstrahlung abgeschirmt sind. Notwendig sind ebenfalls Neutronenstreuexperimente. Dabei werden möglichst monoenergetische Neutronen am Phononendetektor gestreut. Aus Laufzeit und Ablenkwinkel des gestreuten Neutrons kann die Rückstoßenergie berechnet werden. Diese Information braucht man, um etwaige Unterschiede der Lichtausbeute bei Streuung an Kalzium-, Sauerstoff- oder Wolframatomen aufzudecken und auch um die Energieeichungen zwischen Kernrückstoßereignissen und voll ionisierenden Ereignissen zu vergleichen. Diese Experimente werden am Beschleunigerlabor in Garching vorbereitet [Jag01].

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Detektoren für das CRESST (Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers) Experiment zur Suche nach Teilchen der 'Dunklen Materie', den sogenannten WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) entwickelt. Wegen der geringen erwarteten Rate von 0.1 bis 1 pro Tag, keV und kg Detektormasse der WIMP-Ereignisse, ist CRESST auf einen möglichst niedrigen Untergrund durch zum Beispiel radioaktiven Zerfall und Höhenstrahlung angewiesen. Neben einer sehr guten passiven Abschirmung durch den Betrieb im Gran-Sasso Untergrundlabor, durch eine Abschirmung aus Blei und Kupfer und einer Radonbox werden Möglichkeiten einer aktiven Untergrundunterdrückung untersucht. Damit können voll ionisierende Ereignisse, wie sie durch den größten Teil des Untergrunds (Photonen, Elektronen) ausgelöst werden, von Kernrückstoßereignissen (Neutronen und WIMPs) unterschieden werden.

Die Detektoren bestehen aus einem dielektrischen Absorber und einem sehr empfindlichen Thermometer. Ein Ereignis im Absorber führt zu einer kleinen Temperaturerhöhung, die im Thermometer nachgewiesen wird. Die Verwendung szintillierender Kristalle als Absorber bietet diese Möglichkeit der aktiven Untergrundunterdrückung. Zum einen wird ein thermisches Signal durch das Thermometer gewonnen, zum anderen wird das Szintillationslicht mit einem weiteren Kryodetektor, dem Lichtdetektor nachgewiesen. Das Verhältnis aus dem thermischen und dem Lichtsignal unterscheidet sich je nach Art der Wechselwirkung.

Für koinzidente Messung von Licht und Phononen wurden spezielle Lichtdetektoren mit sehr niedriger Nachweisschwelle (22.1 eV bei 5σ) entwickelt. Damit ist der Nachweis bereits weniger Photonen möglich. Es wurden erste koinzidente Messungen mit einem 300 g schweren CaWO_4 -Absorberkristall durchgeführt. Das Szintillationslicht eines voll ionisierenden Ereignisses im CaWO_4 -Absorber mit einer Energie von nur 30 keV konnte mit einer Wahrscheinlichkeit entsprechend 5σ im Lichtdetektor nachgewiesen werden.

Das Verständnis des thermoelektrischen Feedbacks und der thermoelektrischen Oszillationen wurde vertieft und experimentell bestätigt. Neue grundlegende Erkenntnisse über die Messung des Phasenübergangs wurden gewonnen.

Für den Betrieb der Detektoren im CRESST-Experiment muß zunächst der Phonondetektor deutlich verbessert werden. Um die Detektoren an der Erdoberfläche vernünftig testen zu können ist wahrscheinlich der Einsatz des aktiven thermischen Feedbacks nötig. Dabei wird das Thermometer mit Hilfe eines kleinen Bonddrahtes geheizt und die Heizleistung während eines Pulses vermindert. Die Pulse werden dadurch verkürzt, so daß die Rate an natürlichem Untergrund zu keinem Pile-up Problem mehr führt.

Die Lichtsammeleffizienz muß noch deutlich verbessert werden. Dazu kann zum einen die Größe des Lichtdetektors erhöht werden. Ein anderes Problem ist die

hohe Reflektivität von reinem polierten Silizium von etwa 50 %. Durch eine Anti-Reflexionsbeschichtung (z.B. SiO oder einen Hochtemperatursupraleiter) kann noch deutlich an Effizienz gewonnen werden.

Wünschenswert wäre ebenfalls eine bessere Energieauflösung der Lichtdetektoren, um genauere Eichungen und kleinere Fehler zu erreichen. Durch dickere Absorberkristalle oder durch Beschichtungen kann darauf Einfluß genommen werden.

Die in dieser Arbeit entwickelten Detektoren stellen bereits eine große Verbesserung gegenüber den bisher verwendeten Detektoren dar. Jedoch bietet vor allem das vertiefte theoretische Verständnis der Phasenübergangsthermometer viel Spielraum zur Optimierung der Detektoren.

Literaturverzeichnis

- [Ale96] A. Alessandrello et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A 370**, 241 (1996)
- [And81] A. C. Anderson, in *Nonequilibrium Superconductivity, Phonons and Kapitza Boundaries*, ed.: K. E. Gray, Plenum Press, New York (1981)
- [Ang00] G. Angloher, *Supraleitende Tunnelioden als Detektoren für Röntgenstrahlung*, Doktorarbeit, Technische Universität München (2000)
- [Ash81] N. W. Ashcroft und N. D. Mermin, *Solid State Physics*, Holt-Saunders International Editions (1981)
- [Bar96] P. D. Barnes et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A 370**, 233 (1996)
- [Ber97] M. L. van den Berg et al., in Proceedings of the Seventh International Workshop on Low Temperature Detectors (LTD-7) in München 97, ISBN 3-00-002266-X, 53 (1997)
- [Ber00] R. Bernabei et al., DAMA-Kollaboration, ROM2F/2000-15 (2000)
- [Büh96] M. Bühler et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A 370**, 237 (1996)
- [Cab00] B. Cabrera, *Nucl. Instr. Meth.* **A 444**, 304 (2000)
- [CDM00] CDMS-Kollaboration, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5699 (2000)
- [Cha00] G. Chardin et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A 444**, 319-322 (2000)
- [Che01] <http://www.vcs.ethz.ch/chemglobe/ptoe>, <http://periodensystem.tsx.org>
- [DAM00] R. Bernabei et al., DAMA-Kollaboration, *Phys. Lett.* **B 480** (2000)
- [Eis76] W. Eisenmenger et al., *Appl. Phys.* **11**, 307 (1976)
- [EPJ00] European Physical Journal C, Volume 15, Number 1-4, S 201 (2000)
- [Epp77] P. W. Epperlein, Dissertation, Universität Stuttgart (1977)
- [Epp78a] P. W. Epperlein und W. Eisenmenger, *Z. Phys.* **B 32**, 167 (1978)

- [Epp78b] P. W. Epperlein et al., *Z. Phys. B* **31**, 377 (1978)
- [Fin96] C. Fink, *Auslese von Tieftemperaturkalorimetern mit SQUID-Arrays und Nachweis niederenergetischer Strahlung*, Diplomarbeit, Technische Universität München (1996)
- [Fon96] F. Fontanelli et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **370**, 247 (1996)
- [For93] G. Forster, *Untersuchung von Tieftemperaturkalorimetern mit supraleitenden Absorbern und supraleitenden Phasenübergangsthermometern*, Dissertation, Technische Universität München (1993)
- [Fra93] M. Frank, *Entwicklung eines Niederenergie-Kalorimeters mit supraleitendem Phasenübergangsthermometer*, Dissertation, Technische Universität München (1993)
- [Gra69] K. E. Gray et al., *Phil. Mag.* **20**, 273 (1969)
- [Har79] J. P. Harrison. *J. Low. Temp. Phys.* **37** (1979) 467
- [Hel00] J. Hellmig et al. *Nucl. Inst. Meth. A* **444**, 308-311 (2000)
- [Höh94] J. Höhne, *Arbeiten zum Proximity-Effekt von Ir/Au-Schichten als supraleitende Phasenübergangsthermometer*, Diplomarbeit, Technische Universität München (1994)
- [Hor89] P. Horowitz, W. Hill, *The Art of Electronics*, Cambridge University Press, New York, 2. Auflage (1989)
- [Hsi68] S. Y. Hsieh und J. L. Levine, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1502 (1968)
- [Irw95] K. D. Irwin, *Appl. Phys. Lett.* **66** (15), 1998 (1995)
- [Jag01] T. Jagemann, Doktorarbeit, Technische Universität München, in Vorbereitung
- [Joc94] J. Jochum, *Supraleitende Tunnelioden als Detektoren für Neutrino- und Astrophysik*, Doktorarbeit, Technische Universität München (1994)
- [Kap76] S. B. Kaplan et al., *Phys. Rev.* **B 14**, 4854 (1976)
- [Kaz87] D. V. Kazakovtsev and Y. B. Levinson, *Theory of Formation, Dynamics and Explosion of a Phonon Hot Spot*, in T. Paskiewicz (ed.): *Physics of Phonons*, Proc. XXIII Winter School of Theoretical Physics, Karpacz (Poland) 1987, Springer Verlag Berlin-Heidelberg-New York 1987
- [Kit91] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg Verlag, München Wien, 7. Auflage (1988)

- [Kra89] H. Kraus, *Quasiteilchen-Einfang in supraleitenden Tunnelnioden - Ein neues Detektorkonzept*, Dissertation, Technische Universität München (1989)
- [Kuc89] H. Kuchling, *Taschenbuch der Physik*, Verlag Harri Deutsch Thun und Frankfurth/Main (1989)
- [Kur82] M. Kurakado, *Nucl. Instr. Meth.*, **196**, 275 (1982)
- [Lan75] Landolt-Börnstein, *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik*, Bd. II/5, Springer, Berlin (1975)
- [Loi95] M. Loidl, *Herstellung und Charakterisierung supraleitender Aluminium-Filme als Phononenkollektoren für Kryodetektoren*, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilian-Universität München (1995)
- [Loi99] J. Loidl, *Diffusion und Einfang von Quasiteilchen, Konzepte für Kryodetektoren*, Doktorarbeit, Ludwig-Maximilian-Universität München (1999)
- [Lon37] F. London, *Une Conception nouvelle de la supraconductibilité*, Hermann & Cie., Paris, 1937
- [Mar80] R. S. Markiewicz, *Phys. Rev.* **B 21** (1980) 4674
- [Mar90] H. J. Maris, *Phys. Rev.* **B 41** (1990) 9736
- [May55] H. Mayer, *Physik dünner Schichten*, Wiss. Verl. Ges. Stuttgart (1955)
- [McC96] D. McCammon et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A 370**, 266 (1996)
- [Mei96] O. Meier, *Entwicklung eines Tieftemperaturkalorimeters zur Suche nach Teilchen der Dunklen Materie*, Diplomarbeit, Technische Universität München (1996)
- [Mei99] O. Meier, *Aktives Thermisches Feedback für massive Tieftemperaturdetektoren*, Doktorarbeit, Technische Universität München (1999)
- [Meu98] P. Meunier et al., *Discrimination between Nuclear Recoils and Electron Recoils by Simultaneous Detection of Phonons and Scintillation Light* MPI-PhE/98-23 (1998)
- [Nag93] U. Nagel, A. Nowak, E. Kellner, H. -J. Gebauer, P. Colling, S. Cooper, D. Dummer, P. Ferger, M. Frank, P. Freund, G. Forster, J. Igalson, A. Nucciotti, F. Pröbst, A. Rulofs, W. Seidel und L. Stodolsky, *J. of Low Temp. Phys.* **93**, Nos. 3/4 (1993)
- [Nar78] V. Narayanamurti et al., *Phys. Rev.* **B 18**, 6041 (1978)

- [NIS00] T-2 Nuclear Information Service Los Alamos, <http://t2.lanl.gov>
- [Prö95] F. Pröbst, M. Frank, S. Cooper, P. Colling, D. Dummer, P. Ferger, A. Nucciotti, W. Seidel und I. Stodolsky, *J. Low Temp. Phys.* **100** (1995) 69
- [Sch96] J. Schnagl, *Arbeiten zur Pulsformanalyse für die Unterscheidung von ionisierender und nicht ionisierender Strahlung in Tieftemperaturkalorimetern*, Diplomarbeit, Technische Universität München (1996)
- [Seg97] K. Segall et al., in Proceedings of the Seventh International Workshop on Low Temperature Detectors (LTD-7) in München 97, ISBN 3-00-002266-X, 47 (1997)
- [Sei90] W. Seidel, *Entwicklung von Tieftemperaturkalorimetern zum Nachweis nuklearer Strahlung*, Dissertation, Technische Universität München (1990)
- [Shi93] J. A. Shields et al., *Phys. Rev. B* **47**, 12510 (1993)
- [Sis99] M. Sisti, *CRESST - a Cryogenic Experiment for Dark Matter Search*, Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München (1999)
- [Sta00] M. Stark, *Licht- und Phononennachweis in Tieftemperaturdetektoren zur Suche nach dunkler Materie*, Diplomarbeit, Technische Universität München (2000)
- [Tam84] S. Tamura, *Phys. Rev. B* **30** 849 (1984)
- [Tam85a] S. Tamura, *Phys. Rev. B* **31** 2574 (1985)
- [Tam85b] S. Tamura, H. J. Maris *Phys. Rev. B* **31** 2595 (1985)
- [Tin75] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill (1975) S. 35
- [Tie90] U. Tieze, C. Schenk, *Halbleiterschaltungstechnik*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 9. Auflage (1990)

Danksagung

Herrn Prof. F. v. Feilitzsch danke ich für die Überlassung dieses interessanten und vielseitigen Themas und für sein Interesse am Fortschreiten dieser Arbeit.

Herrn Dr. Josef Jochum, Herrn Dr. Franz Pröbst möchte ich danken dafür, daß sie immer für mich Zeit hatten. Sie haben mir mit ihrem umfangreichen Wissen vor allem auch über die Physik der Detektoren sehr weitergeholfen.

Mein ganz besonderer Dank geht an meine Frau Dana.

CSP sei Dank, im besonderen Herrn Dr. Roger von Hentig und Herrn Dr. Jens Höhne.

Frau Dr. Maria Luisa Sarsa, Herrn Michael Stark und Herrn Thomas Jagemann von der CRESST-Gruppe danke ich für ihre Unterstützung und Hilfe.

Mein Dank geht auch an Frau Dr. Steffanie Wänninger, Herrn Jean Lanfranchi, Herrn Tobias Lachenmaier und Herrn Dr. Michael Altmann von der GNO-Gruppe.

Allen "Junctions" herzlichen Dank für ihre Hilfsbereitschaft, die immer gute Stimmung und für das Aufdampfen diverser Filme. Erwähnen möchte ich hier insbesondere Herrn Michael Huber und Herrn Dr. Godehard Angloher.

Frau Dr. Tanja Hagner, Priv. Doz. Lothar Oberauer, Frau Dr. Caren Hagner und Frau Marianne Göger danke ich für das kameradschaftliche und lustige "Zusammenleben" im Lehrstuhl. Sie konnten mir bei allen Fragen über die Teilchenphysik weiterhelfen.

Bei den Mitgliedern der Kalorimeter-Gruppe des MPI (besonders bei Herrn Dr. Wolfgang Seidel und Herrn Dr. Manfred Bruckmayer) möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit und die vielen interessanten Gespräche bedanken.

Herrn Eckard Kellner, Herrn Erich Seitz und Herrn Harry Hess danke ich für die schnelle und sorgfältige Ausführung aller mechanischen Arbeiten und all den vielen Tips und Anregungen.

Auch allen übrigen Angehörigen von E 15, die hier nicht namentlich aufgeführt sind, danke ich ebenso für die gute Atmosphäre am Institut und für den Spaß, den ich hier hatte.

Ein herzlicher Dank geht auch an den Beschleunigerhaushalt und den SFB 375, die zur Finanzierung der Experimente wesentlich beigetragen haben und an den Freistaat Bayern für mein zweieinhalb jähriges Stipendium.

Natürlich möchte ich mich auch noch bei meinen Eltern, meinem Bruder und seiner Frau, unseren Sekretärinnen, den Mitarbeitern des Kristallabors, Herrn Dr. Neumaier und Herrn Dr. Probst vom Walter Meissner Institut und allen, die ich noch nicht erwähnt habe, bedanken.

Korrekturen

Die Messung des Rauschspektrums von Seite 67 wurde wiederholt. Dabei konnten fast alle störenden Linien beseitigt werden.

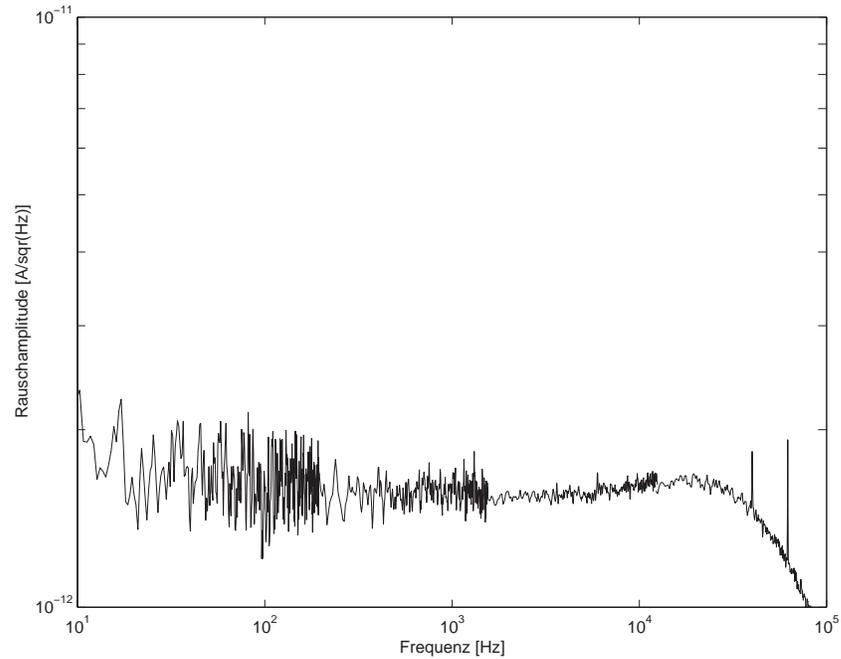


Abbildung 7.20: Rauschspektrum eines SQUIDs der Firma Applied Physics Systems