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

Detektoren mit effizienter und schneller Phononensammlung für das CRESST-Experiment

Michael Stark

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

Die Dissertation wurde am 24.02.2005 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 04.04.2005 angenommen.

Übersicht

WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) sind die am besten motivierten Teilchenkandidaten für die Kalte Dunkle Materie (Cold Dark Matter, CDM). Das CRESST-Experiment im Gran Sasso Untergrundlabor hat den Nachweis von WIMPs durch ihre elastische Streuung an Kernen des Detektortargets zum Ziel. Die Messung des Phononensignals mit einem Tieftemperaturdetektor erlaubt die Bestimmung der im Absorberkristall deponierten Energie mit einer sehr guten Energieauflösung von z.B. 2.4 keV bei 122 keV mit einem 38 g $CaWO_4$-Kristall. Ist der Detektorkristall ein Szintillator, z.B. $CaWO_4$, so ermöglicht die gleichzeitige Messung des Phononensignals und des Szintillationslichtes mit einem Lichtdetektor die Unterscheidung zwischen Elektron- und Kernrückstößen: Kernrückstöße, verursacht durch WIMPs oder Neutronen, können durch ihre niedrigere Lichtausbeute effektiv vom Hauptuntergrund aus Elektronrückstößen getrennt werden. Das Phononensignal wird von einem supraleitenden Phasenübergangsthermometer (SPT) gemessen, welches auf die Oberfläche eines $CaWO_4$-Kristalls gedampft wird. Die Einheit aus dem $CaWO_4$-Absorberkristall und dem SPT wird Phonondetektor genannt. Der Lichtdetektor misst die durch die Lichtabsorption in einem Siliziumsubstrat entstehenden Phononen ebenfalls mit einem SPT.

Die Kalibration der Detektorantwort auf die Wechselwirkung mit verschiedenen Teilchen ist Voraussetzung für die Interpretation der gewonnenen Daten hinsichtlich einer möglichen Existenz von WIMPs. Dabei ist die Kenntnis der Lichtausbeute bei Kernrückstößen an Sauerstoff, Kalzium und Wolfram und ihrer Energieabhängigkeit besonders wichtig. Ein Neutronenstreuexperiment ist der beste Weg hierfür eindeutige Werte zu erhalten. Die von CRESST zur Suche nach Dunkler Materie verwendeten Detektoren sind jedoch sehr langsam und können bei hohen Zählraten nicht stabil betrieben werden. Deshalb war es eine wichtige Teilaufgabe dieser Arbeit, schnelle und stabile Detektormodule für Kalibrationen zu entwickeln.

Die hergestellten Detektoren mit durch Phononenkollektoren unterstützten SPT (engl. Quasiparticle-trap-assisted Electrothermal-feedback Transition-edge-sensors, QET) zeigen gute Resultate bzgl. Energieschwelle, Energieauflösung, Zählrate (Pulsabfallszeit) und Stabilität. Phononensimulationen wurden zum Verständis von Ortsabhängigkeiten und Energieverlusten sowohl für den Licht- als auch für den Phonondetektor durchgeführt. Die Anwendung des Neganov-Luke-Effektes auf Lichtde-

tektoren wurde eingehend untersucht und führte zu einer Verbesserung der Energieschwelle. Auch die zur Suche nach Dunkler Materie verwendeten Detektoren können von den in vorliegender Arbeit entwickelten Konzepten wesentlich profitieren.

Die Antwort des Detektormoduls auf Beschuss mit Neutronen wurde mit einer AmBe-Quelle untersucht. Dieses Experiment lieferte für Kalziumrückstöße eine niedrigere Lichtausbeute als für Sauerstoffrückstöße. Die in verschiedenen Energiebereichen gemessene unterschiedliche Lichtausbeute von durch inelastische Neutronenstreuung erzeugten Protonen stützt die Annahme, dass auch die Lichtausbeute der Kernrückstöße energieabhängig ist. Dies zeigt die Notwendigkeit, auch die Energieabhängigkeit der Lichtausbeute der Kernrückstöße von Sauerstoff, Kalzium und Wolfram zu messen. Weiterhin wurden sowohl im Phonon- als auch im Lichtdetektor für Kernrückstöße eine andere Pulsform als für Elektronrückstöße gemessen. Ein weiteres Experiment mit Kernrückstößen aus Alphazerfällen untersuchte die Auswirkung solcher Ereignisse als Untergrund bei CRESST. Es konnte gezeigt werden, dass derartige Ereignisse durch eine geringe Lichtausbeute charakterisiert sind. Die Messung liefert einen Hinweis für eine niedrige Lichtausbeute schwerer Rückstoßkerne im Allgemeinen und damit auch speziell für Wolfram.

Abstract

Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs) are among the best motivated candidates for Cold Dark Matter (CDM). The CRESST experiment at the Gran Sasso Underground Laboratory aims at the detection of WIMPs via their elastic scattering off the nuclei in a target absorber. The measurement of the phonon signal with a cryogenic detector allows the determination of the deposited energy in the target crystal with a very good energy resolution of e.g. 2.2 keV at 122 keV for a 38 g $CaWO_4$-crystal. If the target crystal is a scintillator, e.g. $CaWO_4$, the simultaneous detection of the phonon signal and of the scintillation light allows the distinction if the interacting particle produced an electron recoil or a nuclear recoil. As the main background originating from electron recoils has a higher light yield than nuclear recoils, caused by WIMPs and neutrons, an active signal-to-background discrimination is achieved. The phonon signal is measured by a transition edge sensor (TES) that is evaporated on a $CaWO_4$-absorber („phonon detector"). The light detector works on a similar principle by detecting the phonons originating by the absorption of light in a silicon substrate.

The calibration of the detectors for various incident particles is crucial for the understanding of the Dark Matter data obtained. Especially the knowledge of the light yield for nuclear recoils of oxygen, calcium and tungsten and their energy dependences is important. In this respect, a neutron scattering experiment is the best way to provide unambiguous results. Unfortunately the CRESST detectors used to obtain Dark Matter data are very slow and cannot be operated at stable conditions at high count rates. Therefore an important part of this theses was dedicated to the development of fast and stable detector modules for calibration tests.

The produced detectors with QETs (Quasiparticle-trap-assisted Electrothermal-feedback Transition-edge-sensors) show good results concerning energy threshold, energy resolution, count rate (pulse decay time) and stability. Phonon simulations were used to understand the position dependence and energy losses in the light as well as in the phonon detector. The application of the Neganov-Luke effect to light detectors was investigated and lead to an improvement of the energy threshold. The Dark Matter detectors can greatly benefit from the concepts developed in the present work.

The detector response to neutrons was tested using an AmBe-neutron source . The results show different light yields for oxygen and calcium recoils. The energy de-

pendent light yield observed for inelastically produced protons together with other results strongly supports the assumption that all light yields from nuclear recoils are energy dependent. Therefore it is necessary to measure the energy dependence of the light yield of the oxygen, calcium and tungsten recoils. In the light as well as in the phonon detector, different pulse shapes for electron and nuclear recoils were measured. In an additional test with recoils from alpha decays their implication as source of background reactions in the CRESST experiment was investigated. It is shown that these alpha recoil events exhibit a very low light yield. This indicates a low light yield for heavy nulcei and therefore also for tungsten.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

1.1 Dunkle Materie 1

1.2 Experimentelle WIMP-Suche 4

1.2.1 Direkte Methoden 4

1.2.2 Indirekte Methoden 7

1.2.3 Beschleunigerexperimente 9

2 Das CRESST-Experiment **10**

2.1 Aufbau und CRESST-I-Phase 10

2.2 CRESST-II-Phase 10

2.3 Suche nach seltenen Alphazerfällen 13

2.4 Zusätzliche Eichungen 14

3 Grundlagen der Detektortheorie **16**

3.1 Aufbau und Funktionsweise eines Tieftemperaturdetektors 16

3.1.1 Aufbau eines Tieftemperaturdetektors 16

3.1.2 Funktionsweise eines Tieftemperaturdetektors 17

3.1.3 Von der Teilchenwechselwirkung zum Thermometersignal . . . 17

3.2 Detektormodell 19

3.3 Phononenerzeugung und Phononentransmission 21

3.3.1 Phononenerzeugung und Neganov-Luke-Effekt 21

3.3.2 Phononenzerfall und Streuung 22

3.3.3 Phononentransmission durch Grenzflächen 24

3.3.4 Elektron-Phonon-Kopplung 25

3.4 Wärmekapazitäten 26
3.5 Phononenkollektor 27
3.5.1 Quasiteilchenerzeugung 27
3.5.2 Quasiteilchenrelaxation 28
3.5.3 Quasiteilchenrekombination 29
3.5.4 Quasiteilchendiffusion 29
3.6 Supraleitende Phasenübergangsthermometer 32
3.6.1 Wärmekapazität eines supraleitenden Films im Übergang . . . 32
3.6.2 Signalform eines SPT 33
3.6.3 Elektrothermisches Feedback 34
3.6.4 Rauschen 37
3.7 Pulsform des Detektormodells 40
3.8 Verteilte Thermometer (VT) 41
3.9 Monte-Carlo-Simulationen für Phononen 44
3.10 Szintillation im $CaWO_4$ 46

4 Experimentelle Techniken **49**
4.1 Herstellung der Detektoren 49
4.1.1 Herstellung der Ir/Au-Filme 50
4.1.2 Photolithographie 53
4.1.3 Sputterätzen 54
4.1.4 Sputtern der Gold-Strukturen 55
4.1.5 Aufdampfen der Aluminium-Strukturen 55
4.1.6 Halterung und Bonden 55
4.2 Messaufbau 56
4.2.1 Kryostat 56
4.2.2 Temperaturregelung 56
4.2.3 Auslesekreis 57
4.3 Datenaufnahme 60

5 Messergebnisse **62**

5.1 Phonondetektoren 62

5.1.1 Detektor Cw419 62

5.1.2 Detektor Cw427 65

5.1.3 Fazit aus den Messungen der Detektoren Cw419 und Cw427 . 72

5.1.4 Detektor Cw466 72

5.2 Lichtdetektoren 79

5.2.1 Optimierung der Energieschwelle eines Lichtdetektors 79

5.2.2 Aufbau und Phasenübergänge der Lichtdetektoren 83

5.2.3 Pulsformen und Pulshöhe der Lichtdetektoren in Abhängigkeit vom Ereignisort 85

5.2.4 Messung der Lichtausbeute und Szintillationszeiten von $CaWO_4$-Kristallen mit Lichtdetektoren 90

5.2.5 Energieschwellen der Lichtdetektoren ohne Neganov-Luke-Effekt 92

5.2.6 Lichtdetektoren mit Neganov-Luke-Effekt 95

5.2.7 Fazit aus den Lichtdetektormessungen 104

5.3 Koinzidenzmessungen mit einer Neutronenquelle 105

5.3.1 Messung bei niedrigen Energien 106

5.3.2 Messungen bei hohen Energien 110

5.4 Diskussion der Quenchingfaktoren 112

5.4.1 Energieabhängigkeit der Quenchingfaktoren 112

5.4.2 Quenchingfaktoren von Elektronrückstößen 113

5.4.3 Quenchingfaktoren von Kernrückstößen 116

5.5 Messung mit Kernrückstößen von Alphazerfällen 120

6 Zusammenfassung und Ausblick **124**

Definitionen und Abkürzungen **126**

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Dunkle Materie

Die Existenz Dunkler Materie im Universum ist durch verschiedene astronomische Beobachtungen gut gesichert. Erste Hinweise auf Dunkle Materie fand Zwicky [ZW33] bei der Beobachtung der Radialgeschwindigkeiten von acht Galaxien im Coma Galaxienhaufen. Die Messung der Rotationskurve von M31 [RO75], die nicht den erwarteten Abfall der Rotationsgeschwindigkeit am Rand der Galaxie zeigte, fügte eine weitere Evidenz hinzu.

Mit der Theorie der Nukleosynthese nach dem Urknall und der Messung der Häufigkeit leichter Elemente im Universum wurde es in den neunziger Jahren möglich [SA96, BU99] die Baryonendichte im Universum zu bestimmen. Diese reicht bei Weitem nicht aus, um die gesamte Dunkle Materie zu erklären. Der verbleibende Anteil nichtbaryonischer Dunkler Materie ist zum größten Teil Kalte Dunkle Materie. Kalte Dunkle Materie bezeichnet Materie, die zum Zeitpunkt der Strahlungsentkopplung nichtrelativistisch war. Im Gegensatz dazu war Heiße Dunkle Materie, z.B. Neutrinos, zum Zeitpunkt der Entkopplung relativistisch und kann als Hauptbeitrag zur Materiedichte im Universum durch Simulationen zur Strukturbildung ausgeschlossen werden [WH83].

Zur Beschreibung der Materie- und Energiedichte des Universums und deren Zusammensetzung wird der Parameter Ω definiert:

$$\Omega \equiv \frac{\rho}{\rho_{krit}} \tag{1.1}$$

$$\rho_{krit} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \tag{1.2}$$

ρ	...	Materie- oder Energiedichte
ρ_{krit}	...	Kritische Dichte, sie trennt verschiedene Entwicklungsszenarien des Universums
H_0	...	Hubblekonstante, Expansionsrate des Universums zum heutigen Zeitpunkt
G	...	Gravitationskonstante

Die Dichten der verschiedenen Anteile an der Gesamtenergie werden entsprechend relativ zur kritischen Dichte ausgedrückt. In dieser Arbeit werden folgende Ausdrücke verwendet:

Ω_{tot}	: Dichte des Universums insgesamt
Ω_b	: Dichte der baryonischen Materie
Ω_M	: Dichte der Materie
Ω_Λ	: Dichte der Dunklen Energie
Ω_{CDM}	: Dichte der nichtbaryonischen(!), Kalten Dunklen Materie

In den letzten Jahren haben Messungen der kosmischen Hintergrundstrahlung [JA00, SP03] vor allem durch den Satelliten WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe), sowie Beobachtungen von Supernovae vom Typ Ia [RI01] unser Bild vom Universum wesentlich verfeinert. Insbesondere scheint das Universum flach ($\Omega_{tot} = 1$) zu sein, wie es laut Inflationsszenarien der Fall sein sollte. Des Weiteren gibt es einen erheblichen Anteil Dunkler Energie mit $\Omega_\Lambda \approx 0.7$. Bislang ist ungeklärt, ob dieser Anteil konstant ist (Kosmologische Konstante) oder ob er sich mit der Zeit ändert. Eine kombinierte Analyse der kosmischen Hintergrundstrahlung, großräumiger Strukturen im Universum und der Lyman-α-Absorptionslinien in Quasarspektren [BE03a, SP03] liefert präzise kosmologische Parameter, die in Tab. 1.1 aufgeführt sind.

Beschreibung	**Symbol**	**Wert**
Gesamtdichte des Universums	Ω_{tot}	$1.02^{+0.02}_{-0.02}$
Dichte der Dunklen Energie	Ω_Λ	$0.73^{+0.04}_{-0.04}$
Hubble Konstante	h	$0.71^{+0.04}_{-0.03}$
Baryonendichte	Ω_b	$0.044^{+0.004}_{-0.004}$
Materiedichte	Ω_M	$0.27^{+0.04}_{-0.04}$
CDM	Ω_{CDM}	$0.22^{+0.04}_{-0.04}$
Alter des Universums	t_0	$13.7^{+0.2}_{-0.2}$ Gyr

Tabelle 1.1: Kosmologische Parameter aus [BE03a, SP03].

Neben der Dunklen Energie ist die Existenz nichtbaryonischer, Kalter Dunkler Materie (cold dark matter = CDM) mit einem Anteil von ca. 22% an der Gesamtdichte

des Universums eines der großen Rätsel der heutigen Astrophysik. Zwei verschiedene Teilchen, die theoretisch aus Erweiterungen des Standardmodells motiviert sind, werden dabei besonders häufig diskutiert. Dies sind das vergleichsweise leichte Axion und das WIMP (Weakly Interacting Massive Particle).

Das Axion wurde von Pecci und Quinn [PE77] zur Lösung des Problems der CP-Verletzung bei der Starken Wechselwirkung eingeführt. Neue Axionmodelle wie das KSVZ-Axion [KI79, SH80] und das DFSZ-Axion [DI80] könnten für die Dunkle Materie verantwortlich sein. Aus astrophysikalischen Gründen ist die Masse des Axions auf $m_A < 0.01$ eV beschränkt [EI04]. Um für die CDM verantwortlich zu sein, darf das Axion aufgrund seiner geringen Masse nicht im thermischen Gleichgewicht produziert worden sein. Axionen können in einem Magnetfeld durch Wechselwirkung mit einem virtuellen Photon ein reales Photon erzeugen. Dieser Detektionsmechanismus wird bei der experimentellen Suche nach Axionen bei CARRACK [YA01], U.S. Axion Search [HA98a] und CAST [CO03] angewendet.

Das WIMP stellt den am intensivsten untersuchten Kandidaten für die CDM dar. Dabei bezeichnet der Begriff WIMP zunächst nur ein Teilchen, welches eine für die CDM relevante Masse besitzt und dessen Wechselwirkung nur schwach ist. Besonders interessant ist, dass nach dem Urknall thermisch erzeugte WIMPs mit einer Wechselwirkungsstärke auf der Skala der Schwachen Wechselwirkung zwangsläufig ungefähr die für die CDM benötigte Massendichte besitzen, sofern sie nicht zerfallen.

Das theoretisch am besten motivierte WIMP tritt in supersymmetrischen (SUSY) Theorien auf. Diese Theorien nehmen eine neue Symmetrie an und sagen daraus die Existenz neuer Teilchen voraus. Jedes Teilchen des Standardmodells erhält ein supersymmetrisches Partnerteilchen. Das leichteste supersymmetrische ist stabil und bildet das WIMP. Meist wird das MSSM (Minimale Supersymmetrische Modell) betrachtet, welches die kleinste Zahl freier Parameter beinhaltet. Die supersymmetrischen Teilchen unterscheiden sich durch den Spin und die R-Parität von ihren Partnerteilchen des Standardmodells. Die R-Parität ist eine Erhaltungsgröße mit $R = (-1)^{3(B-L)+2S}$ (B,L: Baryon- bzw. Leptonzahl, S: Spin). Dadurch können supersymmetrische Teilchen nur paarweise erzeugt und vernichtet werden. Durch eine Brechung der Supersymmetrie erhalten die SUSY-Teilchen eine schwerere Masse als die Teilchen des Standardmodells.

Das WIMP ist entweder das Gravitino (supersymmetrisches Partnerteilchen des Gravitons) oder das leichteste Neutralino. Da Gravitinos ausschließlich gravitativ wechselwirken ist ihre Entstehung nach dem Urknall nur unter besonderen Umständen möglich. Deshalb wird meist das Neutralino als WIMP-Kandidat untersucht. Die vier Neutralinos des MSSM sind eine Mischung aus dem Bino, Wino und den zwei Higgsinos, den supersymmetrischen Partnerteilchen des B-Bosons, des W-Bosons und der Higgsbosonen [MA99]:

$$\chi_i^0 = N_{i1}\tilde{B} + N_{i2}\tilde{W}_3 + N_{i3}\tilde{H}_1^0 + N_{i4}\tilde{H}_2^0 \tag{1.3}$$

Dabei sind die N_{ij} die Mischungskoeffizienten. Die Neutralinos tragen keine Ladung und haben den Spin 1/2. Das leichteste Neutralino ist aufgrund der Erhaltung der R-Parität stabil und ist damit ein geeigneter Kandidat für die CDM.

Die Zusammensetzung der Neutralinos bestimmt auch die Art der Wechselwirkung mit den Quarks, d.h. mit den Nukleonen, welche für den experimentellen Nachweis relevant ist [GA96]. Bei der spinunabhängigen, kohärenten Wechselwirkung an Kernen erhält der Streuquerschnitt der Neutralinos einen Faktor A^2, wobei A die Massenzahl ist. Deshalb enthalten Targetmaterialien zur Suche nach WIMPs meist einen schweren Kern. Für den spinabhängigen Streuquerschnitt von Neutralinos gilt $\sigma \propto J(J+1)$, mit dem Kernspin J.

1.2 Experimentelle WIMP-Suche

Die experimentelle WIMP-Suche kann in direkte und indirekte Methoden unterteilt werden. Bei der direkten Suche wird die Wechselwirkung des WIMP über den Kernrückstoß im Targetmaterial nachgewiesen. Indirekte Methoden suchen nach den Annihilationsprodukten von WIMPs. Dies können z.B. hochenergetische Neutrinos, Gammas, Positronen oder Antiprotonen sein. SUSY-Teilchen könnten auch in neuen Beschleunigerexperimenten erzeugt werden. Die Entdeckung von Supersymmetrie mit Beschleunigern wäre ein starker Hinweis für supersymmetrische WIMPs als Hauptbestandteil der Dunklen Materie.

1.2.1 Direkte Methoden

Um die Experimente zur direkten Suche nach WIMPs zu vergleichen wird oft das so genannte Standard-Halo-Modell zugrunde gelegt, welches die WIMP-Dichte und WIMP-Geschwindigkeitsverteilung in unserer Galaxie beschreibt. In diesem isothermen Halo-Modell [LE96] beträgt die WIMP-Dichte am Ort unserer Sonne 0.3 $\mathrm{GeV/c^2/cm^3}$. Ist das Halo nicht sphärisch, so können sich etwas größere WIMP-Dichten ergeben. Für die Geschwindigkeitsverteilung der WIMPs wird eine abgeschnittene Maxwell-Boltzmann-Verteilung angenommen. Relativ zum Detektor ergibt sich damit:

$$f(v, v_E) = \Theta(v_{esc} - v)e^{-(v+v_E)^2/v_0} \tag{1.4}$$

v	...	Relativgeschwindigkeit der WIMPs zu einem Detektor auf der Erde
$v_E = 232$ km/s	...	Durchschnittliche Erdgeschwindigkeit relativ zum Halo
$v_0 = 220$ km/s	...	Charakteristische WIMP-Geschwindigkeit
$v_{esc} \approx 600$ km/s	...	Galaktische Fluchtgeschwindigkeit am Ort der Erde
Θ	...	Θ-Funktion (Θ=0 für x < 0 und Θ=1 für x >= 0)

Bei typisch angenommenen WIMP-Massen im Bereich (GeV-TeV)/c^2 ergeben sich Kernrückstoßenergien von wenigen keV. Beim CRESST-Experiment ist ein Bereich bis ca. 40 keV relevant. Die Rückstoßverteilung steigt zu niedrigen Energien stark an. Dies macht Detektoren mit einer niedrigen Energieschwelle besonders sensitiv.

Der Kernrückstoß kann durch das von ihm erzeugte thermische Signal, durch Ionisation oder Szintillation nachgewiesen werden. Besonders effizient bei der Suche nach WIMPs sind Experimente, die zwei dieser drei Signale gleichzeitig messen. Dadurch lassen sich Kernrückstöße von Elektronrückstößen unterscheiden und somit kann der Hauptuntergrund, der aus Elektronrückstößen besteht, diskriminiert werden. Eine weitere, jedoch weniger effiziente, Möglichkeit der Diskriminierung ist die Pulsformanalyse bei Szintillationsmessungen. Tab. 1.2 fasst einige Experimente zur direkten WIMP-Suche und deren Methoden zusammen.

Experiment	**Methode(n)**	**Target**	**DM-Daten**	**Referenz**
CRESST I	T	Al_2O_3	ja	[AN02]
CRESST II	T+S	$CaWO_4$	ja	[AN04]
DAMA	S	NaJ(Tl)	ja	[BE03b]
CDMS	T+I	Ge + Si	ja	[AK04a]
EDELWEISS	T+I	Ge	ja	[BE02]
IGEX	I	Ge	ja	[IR02]
ZEPLIN I	S	fl. Xe	ja	[SM04]
ZEPLIN II	S+I	fl. Xe	nein	[WA02a]
DRIFT	I	TPC-Gas	nein	[SN00]

Tabelle 1.2: Liste einiger Experimente zur direkten WIMP-Suche. Bei den Methoden steht T für das thermische Signal, S für Szintillation und I für Ionisation. Die Spalte „DM-Daten“ gibt an, ob schon relevante Daten zur Dunklen Materie genommen werden konnten. Bei den Referenzen ist eine möglichst aktuelle Veröffentlichung gewählt. Diese Liste ist nur eine Auswahl von bestehenden oder geplanten Experimenten.

Als erstes konnte das DAMA-Experiment [BE03b] in den Bereich erwarteter WIMP-Parameter vorstoßen. Dabei wird das Szintillationslicht von NaJ(Tl) Kristallen mit einer Gesamtmasse von 100 kg mit Photomultipliern detektiert. Das DAMA-Experiment sucht nach jährlichen Oszillationen im Messsignal, die durch die Bewegung der

Erde um die Sonne entstehen. Dabei ändert sich die Relativgeschwindigkeit der Erde zu den WIMPs. Tatsächlich wurde von der Kollaboration im Bereich 2-6 keV eine Oszillation der Rate gemessen, deren Phase auch der auf Grund der Bahnbewegung der Erde zu erwartenden entspricht. Allerdings ist der von der DAMA-Kollaboration angegebene WIMP-Parameterbereich für spinunabhängige Wechselwirkungen von CDMS und anderen Experimenten komplett ausgeschlossen worden (siehe Abb. 1.1). Auch für die spinabhängige Wechselwirkung ist nur noch ein kleiner Parameterbereich für WIMP-Massen zwischen 5 GeV und 18 GeV erlaubt [SA04]. Solch geringe WIMP-Massen sind als kosmologisch relevante Teilchen des MSSM allerdings nicht sehr wahrscheinlich.

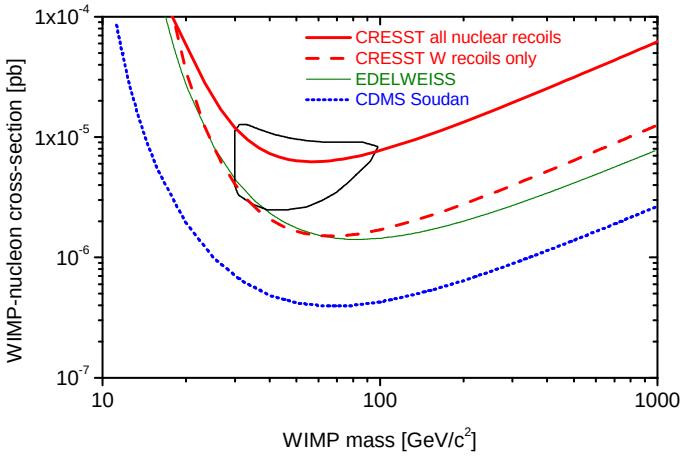

Abbildung 1.1: Dargestellt sind WIMP-Parameterbereiche für spinunabhängige Wechselwirkung [AN04]. Die geschlossene Kurve gibt zur Orientierung den Parameterbereich an, in welchem die WIMPs für das DAMA-Signal liegen müssten. Dieser Bereich ist jedoch für spinunabhängige Wechselwirkung vom CDMS-Experiment (untere, gepunktete Kurve) ausgeschlossen worden. Die dünne durchgezogene Kurve zeigt den Ausschluss des EDELWEISS-Experimentes. Für das CRESST-Experiment ergeben sich je nach Analysemethode zwei verschiedene Limits (dicke durchgezogene bzw. gestrichelte Linie). Bei dem besseren Limit wird angenommen, dass der Quenchingfaktor für Wolframrückstöße im $CaWO_4$ mindestens 40 beträgt. Dies konnte für W-Ionenbeschuss von $CaWO_4$ bei Raumtemperatur gezeigt werden [NI05]. Für tiefe Temperaturen bedarf diese Annahme jedoch noch einer Bestätigung.

Die kryogenen Experimente CRESST, CDMS und EDELWEISS messen zur Bestimmung der Energie des Kernrückstoßes das durch ihn verursachte thermische Signal. Dabei können niedrige Energieschwellen und gute Energieauflösungen erreicht werden. Mit der sehr niedrigen Energieschwelle im CRESST-I Experiment konnten z.B. Parameterbereiche der spinabhängigen WIMP-Wechselwirkung der DAMA-

Evidenz ausgeschlossen werden [SA04]. Für das Vordringen in Bereiche niedrigerer Wechselwirkungsquerschnitte der WIMPs ist jedoch eine aktive Unterdrückung des Untergrundes an Elektronrückstößen essentiell. Dazu wird simultan zum thermischen Signal bei den Experimenten CDMS und EDELWEISS die Ionisation und bei CRESST das Szintillationslicht gemessen. Das in der Soudanmine installierte CDMS-Experiment erreicht dabei derzeit die höchste Empfindlichkeit.

Eines der Probleme tiefkalter Experimente ist der Betrieb großer Targetmassen. Diese sind leichter mit konventionelleren Detektoren zu erreichen. Besonders interessant ist dabei ein Flüssigszintillator mit gleichzeitiger Untergrundunterdrückung. Dieser Weg wird im ZEPLIN-Experiment beschritten. Als Targetmaterial dient flüssiges Xenon. Bei ZEPLIN-I wird ausschließlich die primäre Szintillation detektiert. Damit kann nur eine unvollständige Trennung zwischen Elektron- und Kernrückstoßereignissen durch Pulsformanalyse erreicht werden. In den folgenden Phasen ZEPLIN II+III und IV sollen zusätzlich durch ein starkes elektrisches Feld die bei ionisierenden Ereignissen entstehenden Elektronen in eine Xe-Gasphase gedriftet werden. Dort wird durch Elektrolumineszenz sekundäres Licht erzeugt, welches später als das primäre Licht den Detektor erreicht.

Eine zusätzliche Idee zur Untergrundunterdrückung verfolgt das DRIFT-Experiment [SN00]. In einer NITPC (Negative Ion Time Projection Chamber) mit niedrigem Kammerdruck kann die Spur eines Kernrückstoßes aufgelöst werden [SN03]. Damit ist seine Richtung ermittelbar. Mit dieser Methode ist nicht nur eine Unterdrückung des Untergrundes an Elektronrückstößen durch deren geringe Ionisationsdichte möglich, sondern auch eine sehr eindeutige Identifikation eines möglichen WIMP-Signals, da die Kernrückstoßrichtung sich mit der Erdrotation ändert.

1.2.2 Indirekte Methoden

Das Neutralino ist gemäß Supersymmetrie ein Majorana-Fermion, d.h. es ist identisch mit seinem Antiteilchen. Neutralinos können deshalb untereinander annihilieren. Die Neutralino-Annihilationsrate pro Einheitsvolumen ist gegeben durch [GO04]:

$$\Gamma_{ann} = \frac{\sigma_{ann} v \rho^2}{m^2} \tag{1.5}$$

Γ_{ann}	...	Annihilationsrate
σ_{ann}	...	Neutralino-Neutralino-Annihilationswirkungsquerschnitt
v	...	Ralativgeschwindigkeit der Neutralinos zueinander
ρ	...	Neutralinodichte
m	...	Neutralinomasse

Die Rate, mit der die Folgeprodukte erzeugt werden, ist $\frac{1}{2}\Gamma_{ann}$ pro Einheitsvolumen, da WIMPs immer paarweise annihilieren. Wegen der quadratischen Abhängigkeit

der Annihilationsrate von der Dichte sind speziell Regionen erhöhter Neutralinodichte experimentell interessant. Solche Regionen sind insbesondere der Kern der Sonne und der Erde und das Zentrum unserer Galaxie. In der Sonne oder der Erde können Neutralinos durch Stöße an Atomkernen kinetische Energie verlieren und dann gravitativ eingefangen werden. Dadurch werden sie im Zentrum des Sterns oder Planeten konzentriert.

Mit Neutrinoteleskopen wird nach hochenergetischen Neutrinos (GeV-TeV) gesucht, die bei der Annihilation von Neutralinos in der Sonne oder der Erde entstehen. Die direkte Produktion eines Neutrinopaars bei der Annihilation von zwei Neutralinos ist stark unterdrückt [GO04]. Die Neutrinos werden sekundär in der Zerfallskette der durch die Annihilation primär erzeugten Teilchen generiert. Mit dem Super-Kamiokande-Experiment wird nach Myonen gesucht, die von unten in den Detektor eindringen. Diese werden von hochenergetischen Myonneutrinos erzeugt. Damit konnten insbesondere für schwere Neutralinos mit spinabhängiger Wechselwirkung bessere Ergebnisse erzielt werden als mit Methoden der direkten WIMP-Suche [DE04].

Eine andere Möglichkeit der indirekten Suche nach Neutralinos sind Gamma-Teleskope. Mit ihnen kann sowohl im Halo auch als im Zentrum der Galaxie nach erhöhter Gamma-Strahlung durch Neutralinoannihilation gesucht werden. Erhebliche Unsicherheiten bilden dabei die nicht gut bekannte Verteilung der Dunklen Materie in unserer Galaxis und die Gamma-Strahlung, die durch andere Prozesse erzeugt wird. Mit dem EGRET-Teleskop wird eine Erhöhung der diffusen Gamma-Strahlung in unserer Galaxis über dem erwarteten Untergrund beobachtet [BO04]. Dies kann als Folge von Annihilation von Neutralinos interpretiert werden, wobei jedoch die theoretischen Unsicherheiten groß sind.

In Tab. 1.3 sind einige Experimente zur indirekten Suche nach Neutralinos zusammengestellt.

Experiment	**Detektion**	**DM-Daten**	**Referenz**
Super-Kamiokande	Neutrinos	ja	[DE04]
AMANDA	Neutrinos	ja	[AH02]
ICECUBE	Neutrinos	nein	[AH03]
EGRET	Gammas	ja	[BO04]
GLAST	Gammas	nein	[LA03]
HEAT	Positronen	ja	[BA01]

Tabelle 1.3: Liste einiger Experimente zur indirekten WIMP-Suche. In der Spalte „Detektion“ werden die Teilchen angegeben, die beim Experiment beobachtet werden. Die Spalte „DM-Daten“ gibt an, ob schon relevante Daten zur Dunklen Materie genommen werden konnten. Diese Liste ist nur eine Auswahl von bestehenden oder geplanten Experimenten.

1.2.3 Beschleunigerexperimente

Insbesondere der geplante LHC-Beschleuniger (Large Hadron Collider) wird große Parameterbereiche supersymmetrischer Modelle testen können. Zur Suche nach Supersymmetrie werden vor allem die beiden Detektoren ATLAS und CMS eingesetzt werden. Sollte ein supersymmetrisches Neutralino die Hauptkomponente der CDM sein, so ist die Entdeckung von Supersymmetrie mit dem LHC recht wahrscheinlich [CH01]. Die Berechnungen setzten jedoch voraus, dass der LHC seine projektierte Schwerpunktsenergie und Luminosität erreicht. Auch wenn das Neutralino selbst am LHC nicht nachweisbar sein wird, so würde der Nachweis von SUSY-Teilchen, z.B. Squarks oder Sleptonen, die Existenz supersymmetrischer CDM jedoch sehr nahe legen.

Kapitel 2

Das CRESST-Experiment

2.1 Aufbau und CRESST-I-Phase

Das CRESST-Experiment sucht mit Tieftemperaturdetektoren nach Dunkler Materie in Form von WIMPs. Zur passiven Verringerung der Höhenstrahlung befindet sich das Experiment im Gran Sasso Untergrundlabor in Italien. Das über dem Experiment liegende Gestein stellt mit 3500 Meter Wasseräquivalent eine gute Abschirmung gegen kosmische Myonen dar. Des Weiteren sind die Detektoren durch 14 cm Kupfer und 20 cm Blei von der Umgebungsradioaktivität abgeschirmt. Bei den verwendeten Materialien wurde auf besondere Reinheit in Bezug auf Radioaktivität geachtet. Die Detektoren befinden sich in einer Kupferbox, die über einen Kaltfinger durch einen Entmischungskryostat auf bis zu 5 mK gekühlt werden kann.

Die Detektoren bestehen aus einem Absorber, der als WIMP-Target dient, und einem supraleitenden Phasenübergangsthermometer (SPT) aus Wolfram mit einer direkten thermischen Kopplung zum Halter (siehe auch Kap. 3.1). Weiterhin ist auf dem Absorber ein Heizer gedampft, welcher thermisch mit dem SPT verbunden ist. Über ihn können die Temperatur des SPT geregelt sowie Heizpulse injiziert werden. In der CRESST-I-Phase [AN02] waren die Absorber der Detektoren 262 g schwere Saphirkristalle. Mit der sehr niedrigen Energieschwelle dieser Detektoren von 580 eV war dieses Experiment insbesondere für leichte WIMPs sensitiv.

2.2 CRESST-II-Phase

Für weitere Fortschritte ist jedoch eine aktive Untergrundunterdrückung essentiell. In CRESST-II wird das mit einem szintillierenden Absorber aus $CaWO_4$ erreicht. Mit der gleichzeitigen Messung des phononischen Signals und des Szintillationslichtes kann zwischen Kern- und Elektronrückstößen unterschieden werden. Abb. 2.1 zeigt den schematischen Aufbau einer solchen Messanordnung. Als Lichtdetektor

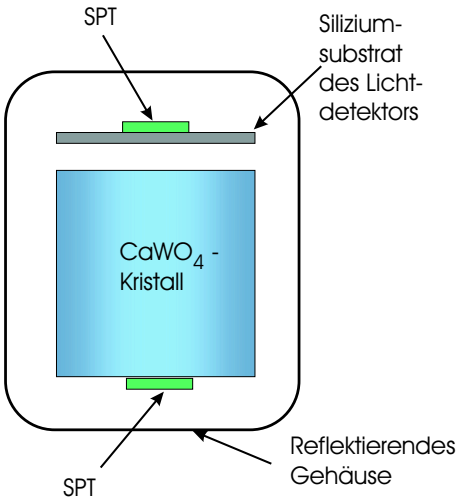

Abbildung 2.1: Schematische Zeichnung des bei CRESST-II verwendeten Aufbaus von Licht- und Phonondetektor. Der $CaWO_4$-Kristall bildet zusammen mit einem Wolfram-SPT den Phonondetektor, der die Energie des Ereignisses im Absorber misst. Der Lichtdetektor besteht aus einem Siliziumsubstrat, welches ebenfalls ein Wolfram-SPT trägt. Die Detektoren sind für bessere Lichtsammlung von einem hochreflektierenden Gehäuse umgeben.

wird ein Siliziumsubstrat mit einem SPT eingesetzt. Der $CaWO_4$-Kristall mit einem SPT wird als Phonondetektor bezeichnet. Mit ihm wird die durch die Teilchenwechselwirkung im Kristall deponierte Energie gemessen.

Mit zwei Detektormodulen, bestehend aus je einem 300 g schweren $CaWO_4$-Phonondetektor und einem $30 \times 30 \times 0.4$ mm^3 großen Lichtdetektor konnten bereits Daten gewonnen werden [AN04]. Die Wolfram-SPTs der Licht und Phonondetektoren haben Phasenübergangstemperaturen von 7-11 mK. Abb. 2.2 zeigt die aus dieser Messung gewonnenen Daten. Es handelt sich dabei um eine Exponierung von 9.809 [kg Tagen] für den Kristall *Julia* und 10.724 [kg Tagen] für den Kristall *Daisy*. Bei der Analyse der Daten spielen die Quenchingfaktoren der Rückstoßkerne O, Ca und W eine entscheidende Rolle. Messungen deuten darauf hin, dass diese sich sich unterscheiden (Kap. 5.4). Somit ergeben sich in einer Darstellung wie Abb. 2.2 drei unterschiedliche Bereiche für erwartete Kernrückstöße. Besonders relevant sind die Bereiche für Sauerstoff und Wolfram. Neutronen, die z.B. aus dem umliegenden Gestein stammen können, wechselwirken überwiegend durch Rückstöße an Sauerstoff. WIMP-Rückstöße werden jedoch hauptsächlich an Wolfram erwartet (Kap.1.1). Der Quenchingfaktor für Wolfram ist bisher noch nicht bekannt. Jedoch zeigen Messungen, bei denen mit Wolfram-Ionen auf $CaWO_4$ geschossen wurde, bei Raumtemperatur einen Quenchingfaktor über 40 [NI05]. Dies muss jedoch noch für Tieftemperaturdetektoren durch Neutronenstreuung verifiziert werden [JA04].

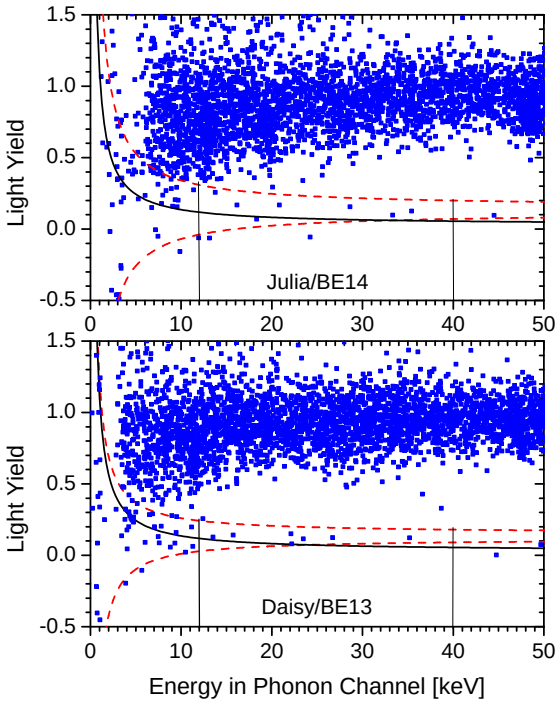

Abbildung 2.2: Niederenergiedaten der beiden Kristalle *Julia* und *Daisy* mit den dazugehörigen Lichtdetektoren BE14 und BE13. Auf der x-Achse ist die deponierte Energie im $CaWO_4$-Kristall aufgetragen (Pulshöhe im Phonondetektor). Auf der y-Achse ist das Verhältnis der Lichtdetektorpulshöhe zur Phonondetektorpulshöhe aufgetragen. Für Elektronrückstöße ist dieses Verhältnis (Light Yield) bei 122 keV auf 1 normiert. Die gestrichelten Linien geben den Erwartungsbereich (80% C.L.) für Kernrückstöße an Sauerstoff an. Kernrückstöße an Wolfram, welche für die WIMPs dominant sind ($\sigma \propto A^2$), sollten unterhalb der durchgezogenen Linie liegen (90% C.L.), falls der Quenchingfaktor für Wolfram größer als 40 ist. Der Energiebereich von 12-40 keV, der für die WIMP-Datenanalyse benutzt wurde, ist durch senkrechte Striche gekennzeichnet.

Im Ausschlussgraphen für WIMPs (Abb. 1.1) sind für CRESST zwei Kurven enthalten. In der oberen CRESST-Kurve sind alle Kernrückstöße zwischen 12 und 40 keV berücksichtigt. Dies sind 9 für *Julia* und 7 für *Daisy*. Die untere CRESST-Kurve wurde nur von den Daten des Kristalls *Daisy* gewonnen. Dabei wurde ein Quenchingfaktor von 40 angenommen. Da dieser Wert bisher für sehr niedrige Temperaturen nicht überprüft werden konnte, muss dieses Limit als vorläufig gelten.

Die gezeigten Messungen mit den 300 g $CaWO_4$-Detektoren waren Testmessungen für die CRESST-II-Phase, bei der insgesamt 33 der 300 g $CaWO_4$-Detektoren mit Lichtdetektoren zum Einsatz kommen sollen. Dies ergibt eine Gesamtmasse von ca. 10 kg. Dazu wird derzeit der Kryostat mit 66 SQUID-Kanälen ausgestattet. Des Weiteren wird der Kryostat mit einem 30-50 cm dicken Schild aus Polyethylen ausge-

rüstet, welches der Abschirmung von Neutronen, die im umgebenden Gestein produziert werden, dient. Auch in der Bleiabschirmung können durch Myonen Neutronen erzeugt werden. Deshalb ist auch der Einbau eines Myonvetos vorgesehen. Detaillierte Monte-Carlo-Rechnungen zum Neutronenuntergrund beim CRESST-Experiment finden sich in [WU04a].

2.3 Suche nach seltenen Alphazerfällen

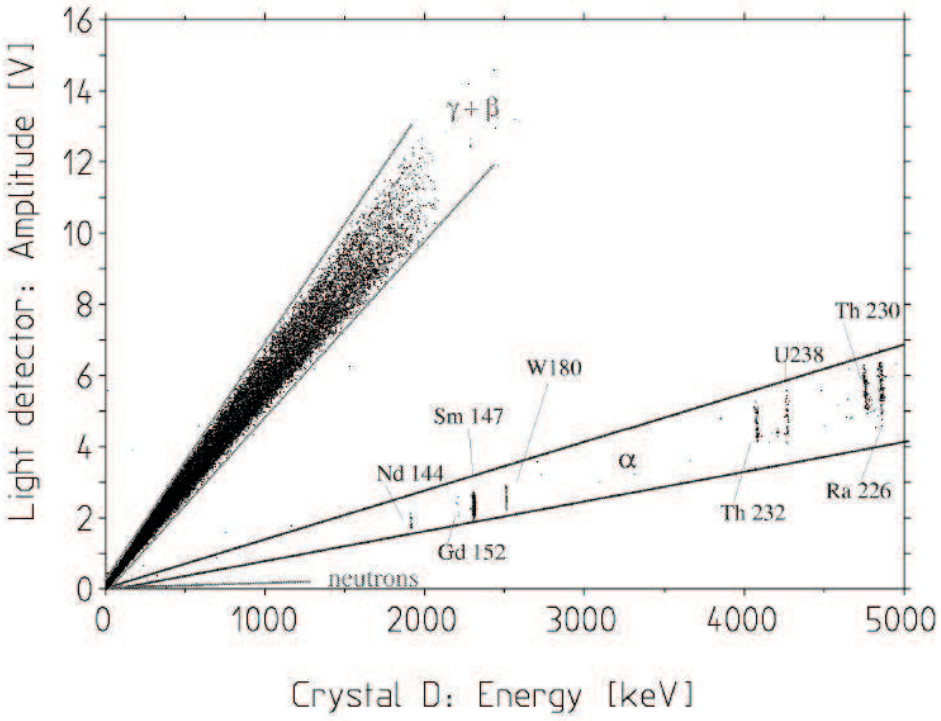

Abbildung 2.3: Pulshöhen des Phonon- und Lichtdetektors des Detektormoduls *Daisy* gemessen im Run 28 im Gran Sasso Untergrundlabor [CO04]. Deutlich getrennt sind das Elektronrückstoßband und das Band, welches von Alphas erzeugt wird. Neben den Alpha-Linien von Verunreinigungen des Kristalls ist auch die Linie des ^{180}W-Zerfalls bei ca. 2.5 MeV klar zu erkennen.

Eine zusätzliche Anwendung der Detektoren mit gleichzeitiger Messung von Phononen- und Lichtsignal ist die Suche nach seltenen Alphazerfällen. Die hervorragende Energieauflösung von Tieftemperaturdetektoren zusammen mit der klaren Identifikation der Alphateilchen sind hierbei von entscheidendem Vorteil. Mit dieser Methode konnte das ROSEBUD-Experiment, das mit $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO) als Absorberkristall arbeitet, den Alphazerfall von ^{209}Bi nachweisen [MA03]. Dieses Element wurde bisher als das schwerste stabile Element angesehen. Mit dem CRESST-Experiment

war es möglich, den Zerfall von ^{180}W nachzuweisen [CO04]. In Abb. 2.3 ist die Linie des ^{180}W-Zerfalls deutlich im Alphaspektrum des Detektors D (*Daisy*) zu erkennen. Dabei wird vom Detektor die Gesamtenergie des Zerfalls (Q-Wert) gemessen, der sehr gut mit der Vorhersage übereinstimmt. Die gemessene Linie befindet sich bei $2512.8 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 4.3(\text{sys})$ keV, der erwartete Q-Wert liegt bei 2516 ± 5 keV. Aus der Messung ergibt sich für ^{180}W eine Halbwertszeit von $T_{1/2} = (1.7 \pm 0.2) \times 10^{18}$ a. Für die anderen Isotope von Wolfram konnten Grenzen für die Halbwertszeiten bezüglich Alphazerfall ermittelt werden.

2.4 Zusätzliche Eichungen

Um die projektierten Ziele von CRESST-II zu erreichen, ist es notwendig, den Untergrund so weit wie möglich zu reduzieren. Dazu bedarf es insbesondere in zwei Punkten weiterer Eichungen:

- **Unterscheidung von Rückstößen an verschiedenen Kernen**

  Trotz eines Neutronenschildes und des Myonvetos stellen Neutronen einen gefährlichen Untergrund dar. Da sie im relevanten Energiebereich jedoch überwiegend an Sauerstoff streuen und die WIMPs an Wolfram, kann die Unterscheidung des Rückstoßkerns ein mächtiges Werkzeug zur Untergrundreduktion sein. Dazu ist jedoch Voraussetzung, dass sich die Quenchingfaktoren von Sauerstoffrückstößen und Wolframrückstößen im Energiebereich von 10-40 keV deutlich unterscheiden und ihre Werte gut bekannt sind. Messungen mit Ionenbeschuss von $CaWO_4$ bei Raumtemperatur deuten zwar in die Richtung eines hohen Quenchingfaktors von über 40 für Wolfram [NI05], jedoch findet bei diesen Messungen die Wechselwirkung nur in den äußersten Schichten des Kristalls statt. Es könnte sich also um einen Oberflächeneffekt handeln. Genauere Ergebnisse sind bei einem Neutronenstreuexperiment zu erwarten, bei dem die Quenchingfaktoren für alle beteiligten Kerne (Ca, O und W) für verschiedene Rückstoßenergien mit einem kryogenen Detektoraufbau, wie er bei CRESST verwendet wird, gemessen werden können. Ein solches Experiment ist am Tandembeschleuniger des Maier-Leibnitz-Labors aufgebaut worden [JA04], und es konnten erste Ergebnisse bei Raumtemperatur gewonnen werden. Anschließend soll nun bei tiefen Temperaturen gemessen werden.

- **Verständnis und Reduktion des Untergrundes an Kernrückstößen aus Alphazerfällen**

  Kernrückstöße von Alphazerfällen sind ein ernstzunehmender Untergrund für CRESST-II. Durch Zerfall von Radontöchtern kann z.B. ^{210}Po in das den Detektor umgebende Material implantiert werden. Zerfällt dann solch ein ^{210}Po-Kern so hat der ^{206}Pb-Rückstoßkern eine Energie von 102 keV. Da dieser

Rückstoßkern jedoch vor seinem Austritt aus der Oberfläche noch Energie im Material verliert, kann er die für WIMPs relevanten Energien unter 40 keV erreichen. Die Kontamination des den Detektor umgebenden Materials durch Radon kann jedoch kaum vermieden werden. Deshalb sollten diese Materialien alle szintillieren. Dann erlaubt das durch das Alphateilchen des Zerfalls zusätzlich produzierte Licht eine Unterscheidung von Kernrückstößen die im $CaWO_4$-Absorber stattfinden. Zum besseren Verständnis dieses Untergrundes sind Messungen mit einer offenen Alphaquelle nötig, aus der Rückstoßkerne austreten.

Sowohl das Neutronenstreuexperiment als auch ein Experiment mit Rückstoßkernen aus Alphazerfällen können nicht am Gran Sasso Untergrundlabor durchgeführt werden. Ein oberirdisches Experiment leidet jedoch unter einer hohen Zählrate durch den natürlichen Untergrund. Die bei CRESST verwendeten Detektoren mit SPT aus Wolfram weisen sehr lange Pulsabfallszeiten (ca. 20 ms) auf und müssen zusätzlich aktiv stabilisiert werden. Dies führt zu starkem Pileup[1] und die aktive Stabilisierung ist der hohen Zählrate nicht mehr gewachsen. Außerdem stellen die sehr niedrigen Übergangstemperaturen der SPT (ca. 10 mK) sehr große Anforderungen an die Stabilität der Basistemperatur des Kryostaten. Deshalb wurden im Rahmen dieser Arbeit Detektoren mit schneller Pulsabfallszeit (1-2 ms) und höherer Übergangstemperatur des SPT entwickelt, die keiner aktiven Stabilisierung bedürfen. Zusätzlich wurden damit schon einige Eichexperimente durchgeführt, und es konnte gezeigt werden, dass sie die Voraussetzungen für den Einsatz in einem Neutronenstreuexperiment erfüllen.

[1] Unter Pileup versteht man den Beginn eines neuen Pulses wenn der alte noch nicht abgeklungen ist

Kapitel 3

Grundlagen der Detektortheorie

3.1 Aufbau und Funktionsweise eines Tieftemperaturdetektors

3.1.1 Aufbau eines Tieftemperaturdetektors

Die für CRESST benutzten Tieftemperaturdetektoren bestehen aus einem Absorber, einem supraleitenden Phasenübergangsthermometer (SPT) und einer Kopplung an ein Wärmebad. Das Thermometer ist dabei meistens mit einem zusätzlichen Phononenkollektor ausgestattet. Die thermische Kopplung des Detektors erfolgt über den Absorber oder direkt über den Thermometerfilm (siehe Abb. 3.1).

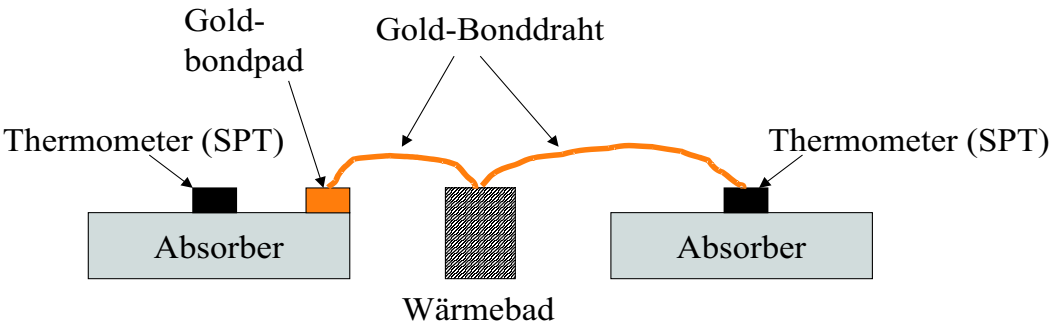

Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau eines Tieftemperaturdetektors mit über den Absorber gekoppeltem Thermometer (links) und direkt gekoppeltem Thermometer (rechts)

3.1.2 Funktionsweise eines Tieftemperaturdetektors

Der überwiegende Teil der bei einer Teilchenwechselwirkung deponierten Energie wird in Wärme umgewandelt. Deshalb liegt es nahe, die Temperaturerhöhung zum Nachweis der der Wechselwirkung zu verwenden. In Kristallen liegt die Wärmeenergie in Form von Gitterschwingungen (Phononen) vor. Der Tieftemperaturdetektor ist nicht wie z.B. ein Ionisationsdetektor durch die Statistik der erzeugten Teilchen beschränkt.

Betrachtet man den Detektor in vereinfachter Weise, so ist die Temperaturerhöhung ΔT geben durch:

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{C} \tag{3.1}$$

wobei ΔE den Energieeintrag in den Detektor darstellt und C dessen Wärmekapazität. Um ein gut messbares Signal zu erhalten, muss die Wärmekapazität des Detektors klein sein. Dies ist bei sehr tiefen Temperaturen der Fall, da der Anteil des freien Elektronsystems an der Wärmekapazität eines Kristalls mit T skaliert und der phononische Anteil sogar mit T^3. Die Temperaturerhöhung des Detektors kann mit verschiedenen Thermometern gemessen werden, wobei bei CRESST ausschließlich SPT benutzt werden.

Bei der Suche nach Dunkler Materie ist ein großes Absorbervolumen essentiell. Große Absorber haben jedoch selbst bei tiefen Temperaturen oft noch eine zu große Wärmekapazität. Deshalb werden die Detektoren bei CRESST so aufgebaut, dass ein Großteil der deponierten Energie ins Thermometer gelangt ohne im Absorber zu thermalisieren. Dies hat außerdem den Vorteil kürzerer Signale. Im Folgenden soll der Weg von der Teilchenwechselwirkung bis zum Thermometersignal zunächst grob beschrieben werden. Danach folgt eine detailliertere Betrachtung der einzelnen Komponenten und Prozesse.

3.1.3 Von der Teilchenwechselwirkung zum Thermometersignal

Ein im Absorber wechselwirkendes Teilchen erzeugt nichtthermische Phononen, die nach kurzer Zeit (einige μs) eine freie Weglänge haben, die größer ist als die Kristallabmessungen und dann ballistische Phononen genannt werden. Diese Phononen füllen den Kristall homogen aus und thermalisieren erst in Zeiträumen von einigen ms.

Mit einem supraleitenden Thermometerfilm können die ballistischen Phononen gesammelt werden. Diese thermalisieren dann sehr schnell im Elektronsystem des Thermometers und wärmen es auf. Dabei erwärmt sich das Thermometer über die Absorbertemperatur, da die Kopplung für thermische Phononen zwischen Thermometer

und Absorber schwach ist. Ist eine schnelle Sammlung erwünscht, sei es um eine schnelle Signalform zu erreichen, oder die ballistischen Phononen aus dem Absorber zu sammeln bevor sie thermalisieren, so benötigt man eine genügend große Sammelfläche. Diese erhöht jedoch die Wärmekapazität des Thermometers und verringert somit die Signalgröße. Deshalb setzt man einen Phononenkollektor aus Aluminium ein, welcher eine sehr kleine Wärmekapazität hat, da er sich weit unter seiner Sprungtemperatur befindet. Werden hochfrequente Phononen mit diesem Kollektorfilm gesammelt, so brechen sie dort Cooperpaare auf und Quasiteilchen werden erzeugt. Diese können dann zum supraleitenden Thermometer diffundieren und es somit aufheizen.

Der supraleitende Thermometerfilm wird im Phasenübergang betrieben. Erwärmt er sich durch einen Energieeintrag, so ändert sich der Widerstand des Thermometerfilms. Diese Änderung kann dann als Signal gemessen werden. Für kleine Signalgrößen kann der Phasenübergang als linear angenährt werden und die Widerstandsänderung ΔR ist gegeben durch:

$$\Delta R = \frac{\delta R}{\delta T} \cdot \Delta T \tag{3.2}$$

Dabei ist $\delta R/\delta T$ ein Maß für die Steilheit des Übergangs.

3.2 Detektormodell

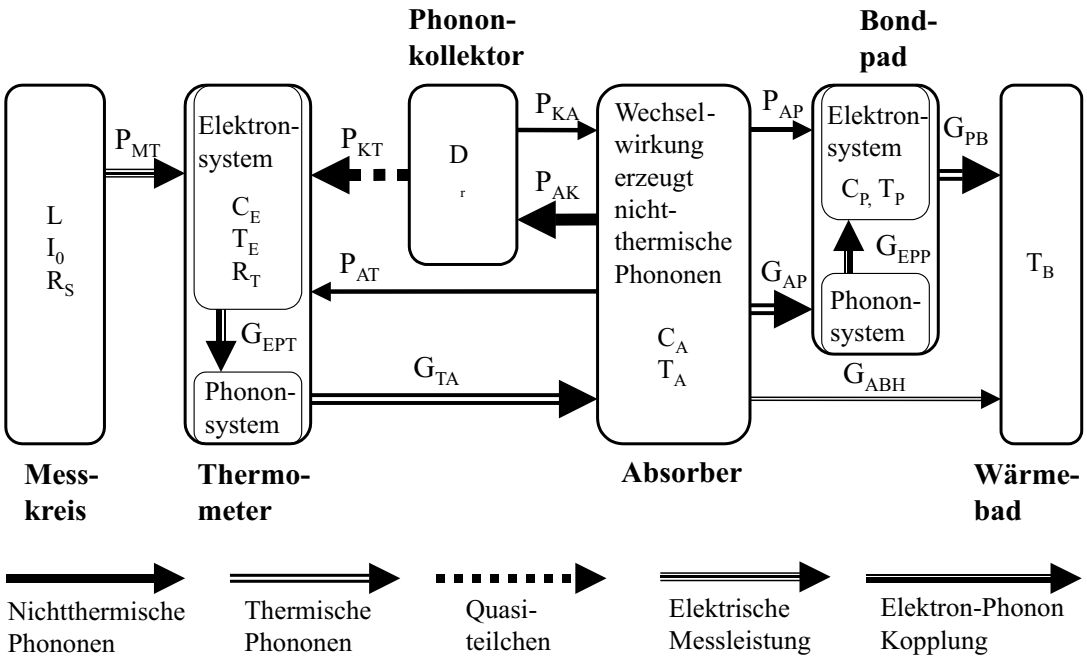

Abbildung 3.2: Schematisches Detektormodell. Die Zustandsgrößen der einzelnen Komponenten und die Energieflüsse sind in Tabelle 3.1 näher beschrieben. Für die Energieflüsse geben dicke Pfeile die Hauptbeiträge an, dünne symbolisieren weniger wichtige Prozesse. Die Wärmekapazität des Phononensystems des Thermometers und des Bondpads sowie deren Temperatur werden vernachlässigt.

Das Detektormodell der Abb. 3.2 beschreibt einen Detektor dessen SPT nur über den Absorber gekoppelt ist und in dem die Phononensammlung durch einen Phononenkollektor unterstützt wird. Modelle mit einem direkt gekoppelten Thermometer finden sich in [PR95, SC01]. Das Modell der Abb. 3.2 ist auf die in dieser Arbeit hergestellten Phonon- und Lichtdetektoren anwendbar. Es enthält aber bereits Vereinfachungen, wie z.B. die Aufteilung des komplexen Phononenspektrums in nichtthermische und thermische Phononen und die Vernachlässigung der phononischen Wärmekapazitäten und Temperaturen von Bondpad und Thermometer. In den folgenden Kapiteln sollen nun die relevanten Größen und Prozesse näher beschrieben werden. In Tab. 3.1 wird hierfür eine Übersicht gegeben.

Energiefluss/ Zustandsgröße	**Beschreibung**	**Kapitel**
P_{AK}	Fluss von nichtthermischen Phononen des Absorbers in den Kollektor. Er wird beschrieben durch die Phononenausbreitung im Absorber und die Übergangswahrscheinlichkeit in den Phononenkollektor	3.3, 3.9
P_{KA}	Bei der Relaxation und Rekombination von Quasiteilchen können nichtthermische Phononen in den Absorber zurückemittiert werden.	3.5.2, 3.5.3
P_{AT}	Fluss von nichtthermischen Phononen des Absorbers in das Thermometer. Die Beschreibung ist analog zu P_{AK}	3.3, 3.9
P_{AP}	Fluss von nichtthermischen Phononen des Absorbers in das Bondpad. Die Beschreibung ist analog zu P_{AK}	3.3, 3.9
P_{KT}	Quasiteilchendiffusion vom Kollektor in das Thermometer	3.5
P_{MT}	Die elektrische Messleistung spielt beim Verhalten des Thermometers eine entscheidende Rolle	3.6.3
G_{EPT}	Die Elektron-Phonon-Kopplung im Thermometer	3.3.4
G_{EPP}	Die Elektron-Phonon-Kopplung im Bondpad	3.3.4
G_{TA}	Die Kopplung zwischen dem Phononsystem des Thermometers und dem Absorber ist durch die Kapitza-Kopplung gegeben	3.3.3
G_{AP}	Die Kopplung zwischen dem Absorber und dem Phononensystem des Bondpads ist durch die Kapitza-Kopplung gegeben	3.3.3
G_{ABH}	Thermische Kopplung zwischen Absorber und Wärmebad durch die Halterung. Sie ist meist klein und kann deshalb vernachlässigt werden.	-
G_{PB}	Thermische Kopplung des Bondpads an das Wärmebad durch den Gold-Bonddraht. Sie wird durch das Wiedemann-Franz-Gesetz beschrieben.	-
C_A, T_A	Wärmekapazität und Temperatur des Absorbers	3.3.2
R_T, C_E, T_E	Thermometerwiderstand, Wärmekapazität und Temperatur des Elektronsystems des Thermometers	3.6.1
T_B	Temperatur des Wärmebades	-
L, I_0, R_S	Induktivität, Biasstrom und Shuntwiderstand des Messkreises	3.6.3
D, τ_r	Diffusionskonstante und Rekombinationsrate der Quasiteilchen im Kollektor	3.5.4, 3.5.3

Tabelle 3.1: Beschreibung der Energieflüsse und Zustandsgrößen aus Bild 3.2

3.3 Phononenerzeugung und Phononentransmission

Die in diesem Kapitel beschriebenen Absorberprozesse beziehen sich auf dielektrische, einkristalline Absorber. Metallische Absorber, die z.B. für Mikrokalorimeter Verwendung finden, amorphe Materialien oder Supraleiter zeigen deutlich andere Eigenschaften.

3.3.1 Phononenerzeugung und Neganov-Luke-Effekt

Bei der Wechselwirkung von Teilchen im Absorber werden Phononen mit unterschiedlichen Energie- und Zeitverteilungen erzeugt. Dabei kann zwischen den stark ionisierenden Elektronrückstößen und und den schwach ionisierenden Kernrückstößen, sowie zwischen verschiedenen Absorbermaterialien unterschieden werden.

- Kernrückstöße sind nur schwach ionisierend und deformieren das Gitter im wesentlichen lokal. Dabei wird das gesamte Phononspektrum angeregt. Die mittlere Phononenergie ist in der Größenordnung der Debye Energie [MA93].

- Elektronrückstöße sind stark ionisierend und bilden dabei Elektron-Lochpaare im Kristall. Relaxieren diese zur Bandkante hin, so produzieren sie zusätzliche Elektron-Lochpaare und optische Phononen. Die Elektron-Lochpaare können entweder unter Aussendung von Photonen oder der Bildung weiterer freier Elektronen, Löcher und optischer Phononen rekombinieren. Im Falle eines Szintillators können Rekombinationsphotonen als Szintillationslicht freigesetzt werden. Die überwiegend optischen Phononen, die bei der ionisierenden Teilchenwechselwirkung entstehen, besitzen durch ihre Zustandsdichte ein annähernd monochromatisches Spektrum. Sie zerfallen innerhalb einiger 100 ps in zwei akustische Phononen der halben Frequenz [MA80], sodass danach wieder ein monochromatisches Spektrum an akustischen Phononen vorliegt.

- Befindet sich der Absorberkristall in einem elektrischen Feld, so werden die erzeugten Elektron-Lochpaare beschleunigt und geben ihre so gewonnene Energie in Form von optischen Phononen (Neganov-Luke-Phononen) an das Gitter ab. Diese zusätzlichen Phononen führen zu einer Erhöhung des thermischen Signals [NE81, LU88]. Der Signalzuwachs ist abhängig von der Anzahl der bei einer Teilchenwechselwirkung im Mittel erzeugten Elektron-Lochpaare. Für Silizium beträgt bei einer angelegten Spannung V_a und der Wechselwirkung von Röntgenstrahlung der ideale thermische Gewinn $G_{th} = 1 + V_a/3.8$. Dieser ist jedoch nur zu erreichen, wenn die gedrifteten Ladungsträger vollständig in den Elektroden gesammelt werden. Eine genauere Diskussion des Neganov-Luke-Effektes (NLE) erfolgt im Kap. 5.2.6.

3.3.2 Phononenzerfall und Streuung

Für den weiteren Verlauf der Phononenpopulation sind nun 3 Prozesse von Bedeutung:

Elastische Streuung an Isotopen, Verunreinigungen und Gitterfehlern

Alle Phononmoden können elastisch an Isotopen streuen. Die Streurate beträgt dabei allgemein [MA90]:

$$\Gamma_{iso} = \eta_{iso}\nu^4 \tag{3.3}$$

Γ_{iso} ... Isotopenstreurate
ν ... Phononfrequenz
η_{iso} ... Materialkonstante

Material	η_{iso}	**Referenz**
Si	$2.4 \cdot 10^6$ [s^{-1}/THz^4]	[TA85a]
$CaWO_4$	$2.4 \cdot 10^6$ [s^{-1}/THz^4]	[WI01]

Tabelle 3.2: Materialkonstanten der Isotopenstreuraten für die in dieser Arbeit relevanten Materialien. Der gleiche Wert ist zufällig.

Zusätzlich tritt auch noch eine elastische Streuung an Verunreinigungen auf, was die Streurate nochmals erhöht. Die elastische Streuung bewirkt eine diffusive Ausbreitung bei hohen Phononenfrequenzen. Wenn durch Zerfall die Phononfrequenzen kleiner geworden sind und die Streulänge länger ist als die Kristallabmessungen spricht man von ballistischer Ausbreitung. Durch die elastische Isotopenstreuung kommt es auch zu einer Mischung der Phononenmoden, d.h. transversal akustische (TA) Phononen werden in longitudinal akustische (LA) Phononen umgewandelt und umgekehrt. Diese Mischung erfolgt meist schnell gegenüber den Zerfallsprozessen. Dies hat zur Folge, dass das Verhältnis von LA- zu TA-Phononen ungefähr erhalten bleibt und durch die Zustandsdichten der beiden Moden bestimmt ist [TA93].

Anharmonischer Zerfall akustischer Phononen

In einem isotropen Kristall können nur LA-Phononen spontan anharmonisch zerfallen [TA85a]. In einem realen, anisotropen Kristall können allerdings auch TA-Phononen zerfallen, jedoch ist die Zerfallsrate geringer als die der LA-Phononen [TA84]. Hier sollen nur die Zerfallskanäle für LA-Phononen betrachtet werden:

- LA → TA + TA (bevorzugt)
- LA → LA + TA
- LA → LA + LA (unwahrscheinlich)

Der Zerfall von Phononen ist nach [TA85a] stark frequenzabhängig:

$$\Gamma_{dec} = \gamma_{dec}\nu^5 \tag{3.4}$$

Γ_{dec} ... Zerfallsrate der LA-Phononen
ν ... Phononfrequenz
γ_{dec} ... Materialkonstante

Material	γ_{dec}	**Referenz**
Si	$4.1 \cdot 10^4$ [s^{-1}/THz^5]	[TA93]
$CaWO_4$	$1.7 \cdot 10^6$ [s^{-1}/THz^5]	[WI01]

Tabelle 3.3: Materialkonstanten der Phononenzerfallsraten für die in dieser Arbeit relevanten Materialien. Der Zerfall ist über alle Moden gemittelt. In diese Konstanten fließt auch der Zerfall transversaler Moden ein.

Die Gesamtzerfallsrate bestimmt sich durch das Verhältnis der Phononmoden (TA:LA=0.9:0.1) und den einzelnen Zerfallsraten für die beiden Moden. Dabei wird das Modenverhältnis über die Isotopenstreuung aufrechterhalten. Die Energieaufteilung beim Zerfall von LA-Phononen findet sich in [TA93].

Oberflächenstreuung

Die Oberflächenstreuung ist stark abhängig von der Wellenlänge der Phononen und der Beschaffenheit der Oberfläche. Einige Messungen dazu wurden an Si durchgeführt, wogegen für $CaWO_4$ keine Veröffentlichungen vorliegen. Nach [KL87] werden in Silizium Phononen mit Frequenzen unter 90 GHz an einer gut polierten Oberfläche überwiegend spiegelnd reflektiert. Bei höheren Frequenzen und damit kürzeren Wellenlängen kommt die Wellenlänge jedoch in die Größenordnung der Oberflächenunebenheiten und damit kann die Streuung auch diffus erfolgen. Insbesondere ist damit der inelastische Zerfall der Phononen möglich [KN86]. Eine wichtige Rolle spielt dabei die Qualität der Oberfläche (Abb. 3.3). Weniger gut polierte oder durch Ionenbeschuss gesputterte Flächen sowie Oberflächenadsorbate erhöhen die inelastische Streurate.

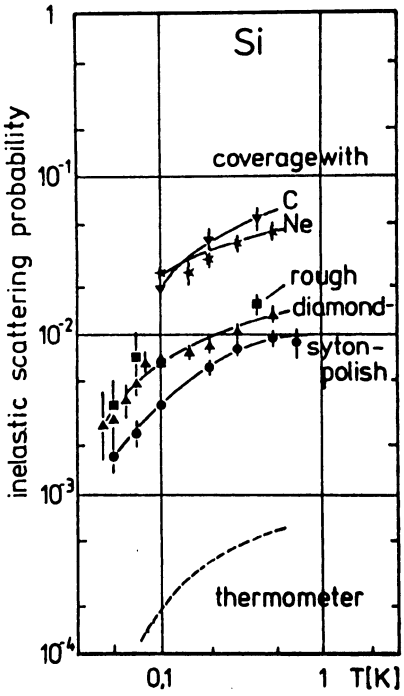

Abbildung 3.3: Diagramm aus [KN86] zum inelastischen Phononenzerfall an Siliziumoberflächen. Auf der x-Achse ist die mittlere Phononentemperatur aufgetragen, wobei für die dominante Phononenfrequenz $\nu_{dom} = 3.83\ k_b T/h$ (1 K$\triangleq$ 80 GHz) gilt. Die y-Achse gibt die inelastische Streuwahrscheinlichkeit für verschiedene Oberflächenbeschaffenheiten an.

3.3.3 Phononentransmission durch Grenzflächen

Die Phononentransmission durch Grenzflächen kann vereinfacht durch das „acoustic-mismatch"- Modell beschrieben werden. Dieses berechnet die Transmission analog zur optischen Brechung nach dem Snell'schen Gesetz, wobei z.B. für den senkrechten Phononeneinfall gilt:

$$\alpha = \frac{4ZZ'}{(Z+Z')^2} \tag{3.5}$$

$$Z = \rho v \tag{3.6}$$

α	...	senkrechter Transmissionskoeffizient
Z, Z'	...	akustische Impedanz der beiden Medien
ρ	...	Dichte der Materialien
v	...	Schallgeschwindigkeit senkrecht zur Transmissionsfläche

Für die vollständige Berechnung der Transmission muss über alle Moden und Einfallswinkel summiert bzw. integriert werden. Da die Transmission nach diesem Modell unabhängig von der Phononenfrequenz ist, kann damit sowohl die Sammlung

nichtthermischer Phononen, als auch die Wärmeleitung durch Grenzflächen (Kapitza-Kopplung) beschrieben werden.

Betrachtet man die Sammlung ballistischer Phononen eines Absorbers durch einen Film, so kann man eine ideale Sammelzeit angeben [PR95]. Diese ergibt sich unter der Annahme, das alle transmittierten Phononen vollständig im Film absorbiert werden zu:

$$\tau_0 = \frac{2V_A}{A\langle v_{g\perp}\alpha\rangle} \tag{3.7}$$

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

Auch die Kapitza-Kopplung kann mit Hilfe des „acoustic-mismatch"- Modells berechnet werden [PO91].

$$\dot{Q} = G_K A \Delta T \qquad \text{mit} \qquad G_K = g_K T^3 \tag{3.8}$$

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

Für G_K ergibt sich nach [PR95]:

$$G_K = \frac{C_a}{2V_A}\langle v_{g\perp}\alpha\rangle \tag{3.9}$$

C_a	···	Wärmekapazität des Absorbers
V_a	···	Absorbervolumen
$v_{g\perp}$	···	Gruppengeschwindigkeit der Phononen senkrecht zur Kontaktfläche
α	···	Transmissionswahrscheinlichkeit der Phononen
$\langle\cdots\rangle$	···	Mittelung über eine thermische Verteilung von Wellenvektoren $\mathbf{k}$ und Phononmoden m

3.3.4 Elektron-Phonon-Kopplung

Die Elektron-Phonon-Kopplung ist für die thermische Kopplung des Thermometers an den Absorber und für die Kopplung des Absorbers an das Wärmebad über das

Bondpad von Bedeutung (siehe Abb. 3.2). Theoretisch skaliert die Elektron-Phonon-Kopplung mit der vierten bis fünften Potenz der Temperatur:

$$G_{EP} = \beta T^{4-5} \tag{3.10}$$

In [YU02] wurde experimentell eine Abhängigkeit von der fünften Potenz der Temperatur gefunden. Auch theoretischen Rechnungen für β konnten weitestgehend bestätigt werden. Oft muss β und die genaue Potenz jedoch experimentell ermittelt werden.

3.4 Wärmekapazitäten

Die spezifische phononische Wärmekapazität C_{ph} eines dielektrischen Aborbers im Debye-Modell wird wie folgt berechnet [KI99]:

$$C_{ph} = \frac{12\pi^4}{5} n_a k_B \left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^3 = AT^3 \tag{3.11}$$

C_{ph}	...	phononische Wärmekapazität
n_a	...	Anzahldichte der Atome
k_B	...	Boltzmannkonstante
T	...	Temperatur
Θ_D	...	Debye-Temperatur

Für den elektronischen Anteil an der spezifischen Wärmekapazität eines Supraleiters bei Temperaturen, die klein gegen die Phasenübergangstemperatur T_c sind (z.B. Phononenkollektor), gilt:

$$c_{sl} \approx 1.34\,\gamma\,T_c \cdot \left(\frac{\Delta}{k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\Delta/k_B T} \tag{3.12}$$

γ	...	Materialkonstante
T_c	...	Kritische Temperatur des Supraleiters
Δ	...	Energielücke des Supraleiters
k_B	...	Boltzmannkonstante
T	...	Temperatur des Supraleiters

Die Wärmekapazitäten eines metallischen Films und eines Supraleiters im Phasenübergang werden in Kap. 3.6.1 behandelt.

3.5 Phononenkollektor

3.5.1 Quasiteilchenerzeugung

Befindet sich der Al-Phononenkollektor weit unterhalb seiner Sprungtemperatur, wie dies bei den Betriebstemperaturen unserer Detektoren der Fall ist, so können hochfrequente Phononen durch Aufbrechen von Cooperpaaren in Quasiteilchen absorbiert werden. Dazu benötigt das Phonon mindestens eine Energie von 2Δ, wobei mit der überschüssigen Phononenergie die Quasiteilchen über die Bandkante angeregt werden. Die gemessene doppelte Energielücke von Aluminium beträgt $2\Delta_{Al}(T = 0) \approx 0.34$ meV [BS92] und stimmt gut mit der Vorhersage der BCS-Theorie überein.

Die Berechnung der mittleren Lebensdauer $\tau_b(E_p)$ der Phononen der Energie E_p gegenüber Aufbrechen eines Cooperpaars findet sich in [KA76]. Sie wird häufig in Einheiten der materialspezifischen Zeit τ_0^p angegeben, wobei τ_0^p die mittlere Lebensdauer für Phononen der Energie $E_p = 2\Delta$ darstellt. Für höhere Energien ist die Lebensdauer verkürzt. Eine numerische Berechnung zeigt Abbildung 3.4.

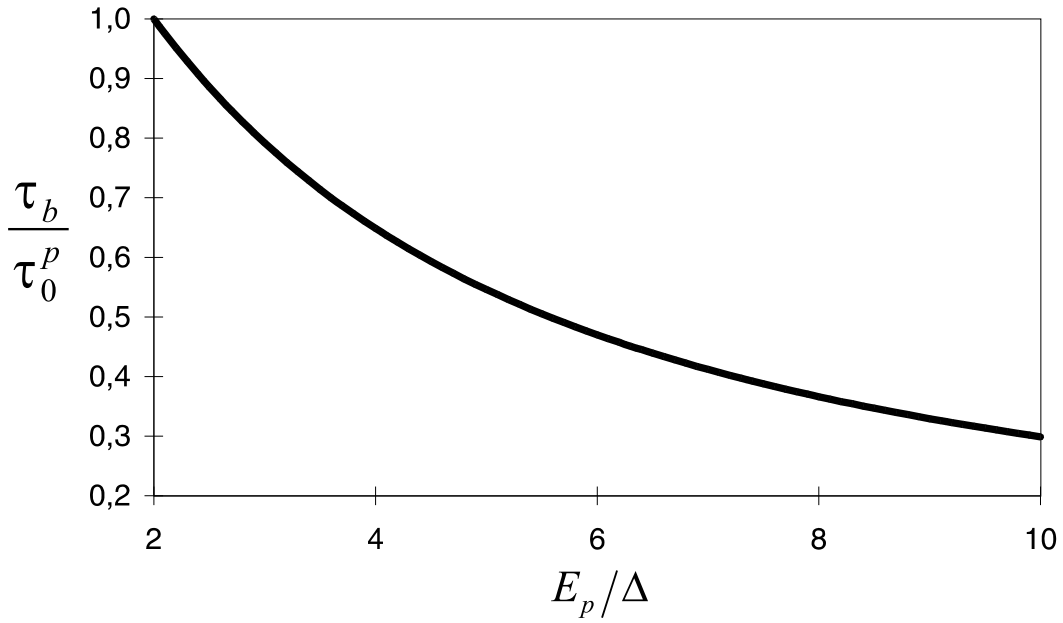

Abbildung 3.4: Mittlere Lebensdauer τ_b eines Phonons der Energie E_p gegenüber Aufbrechen eines Cooperpaars. Die Phononenergie E_p ist in Einheiten der Bandlücke Δ von Aluminium angegeben und τ_b ist auf die Lebensdauer $\tau_0^p = 242$ ps der Phononen mit $E_p = 2\Delta$ normiert. Die Rechnung gilt für Temperaturen die, klein sind gegenüber T_c.

Geht man von der Annahme aus [LO73], dass der Phononenfluss hauptsächlich durch

transversale Phononen getragen wird, so berechnet sich die mittlere freie Weglänge l_p der Phononen zu $l_p = v_t \tau_b$, wobei die Transversalgeschwindigkeit $v_t = 3040$ m/s beträgt [LO73]. Für 2Δ-Phononen ergibt sich: $l_p(2\Delta) \approx 7.4$ kÅ. In einer Messung mit supraleitenden Tunneldioden [LO73] wurde ein etwa halb so großer Wert von $l_p \approx 3.5$ kÅ gemessen. Da die Phononen den Kollektorfilm zweimal durchqueren müssen ehe sie wieder in den Absorber gelangen, ist eine Kollektordicke von 8 kÅ ausreichend um einen Großteil der transmittierten Phononen zu absorbieren.

3.5.2 Quasiteilchenrelaxation

Durch die Phononenabsortion entsteht eine Population von Quasiteilchen, deren Anregungsenergien typischerweise ein mehrfaches der Bandlücke von Aluminium betragen. Diese relaxieren sehr schnell unter Aussendung von Phononen („spontane Phononenemission“) zur Bandkante hin. Diese Relaxationsphononen können nun wiederum Cooperpaare aufbrechen und weitere Quasiteilchen erzeugen. Relaxationsphononen mit einer Energie kleiner als 2Δ, so genannte „sub-gap“-Phononen, können keine weiteren Quasiteilchen erzeugen und werden in den Absorber rückemittiert.
Für $T \ll T_c$ und Phononfrequenzen, die klein sind gegenüber der Debye-Frequenz, kann die Lebensdauer der Quasiteilchen gegenüber Relaxation durch spontane Phononenemission $\tau_{se}(\epsilon, \Delta)$ nach [KA76] mit Gl. 3.13 beschrieben werden.

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

Δ	...	Energielücke
ε	...	Energie des Quasiteilchens gegenüber dem supraleitenden Grundzustand
τ_0	...	charakteristische materialspezifische Zeit, z.B. τ_0=438 ns für Aluminium
τ_{se}	...	Lebensdauer der Quasiteilchen gegenüber Relaxation

Die Abhängigkeit von $\tau_{se}(\epsilon, \Delta)$ von der Anregungsenergie der Quasiteilchen zeigt Abb. 3.5.

Die nach den Relaxationsprozessen vorhandene Zahl an Quasiteilchen wurde in [KU82] für Zinn berechnet und für Aluminium in [JO94] gemessen:

$$N_{QT(Zinn,\ berechnet)} = \frac{E}{1.68\Delta} \tag{3.14}$$

$$N_{QT(Aluminium,\ gemessen)} = \frac{E}{1.58\Delta} \tag{3.15}$$

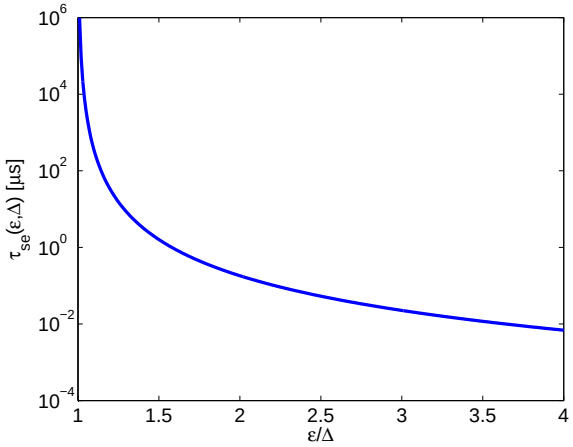

Abbildung 3.5: Lebensdauer τ_{se} der Quasiteilchen in Aluminium gegenüber Relaxation durch spontane Phononenemission. Die Anregungsenergie ϵ ist in Einheiten der Energielücke Δ angegeben.

3.5.3 Quasiteilchenrekombination

Quasiteilchen können unter Emission von 2Δ-Phononen wieder zu Cooperpaaren rekombinieren. Brechen diese 2Δ-Phononen keine weiteren Cooperpaare auf, so erniedrigt sich dadurch die Quasiteilchenzahl. Die Dicke des Kollektorfilms spielt dabei eine große Rolle [EP78], da bei dicken Filmen die 2Δ-Phononen mit einer hohen Wahrscheinlichkeit wieder absorbiert werden.
Für die Rekombinationsrate spielt die Dichte der Quasiteilchen eine entscheidende Rolle. Die thermisch erzeugte Quasiteilchenpopulation ist bei den Betriebstemperaturen unserer Detektoren zu vernachlässigen [SE97]. Für die Abhängigkeit der Rekombinationsrate von der Quasiteilchendichte wird in [SC01] ein linearer Zusammenhang angegeben. Die in [HU04] angenommene quadratische Abhängigkeit erscheint jedoch plausibler, da jeweils zwei Quasiteilchen miteinander rekombinieren. In Zonen mit eingefrorenem magnetischen Fluss oder an Fehlstellen an der Oberfläche kann die Bandlücke lokal abgesenkt sein. In diesen Potentialmulden erhöht sich die Quasiteilchendichte stark und somit wird die Rekombinationsrate stark vergrößert [SE97]. Deshalb ist man für praktische Anwendungen auf Messungen angewiesen.

3.5.4 Quasiteilchendiffusion

Die Ausbreitung der Quasiteilchen im Kollektorfilm erfolgt durch die häufige Streuung an Gitterdefekten und Verunreinigungen diffusiv. Die Geschwindigkeit der Quasiteilchen wird dabei durch die Anregung über der Bandkante bestimmt. Die zeitab-

hängige Diffusionstrecke $L(t)$, die Strecke, die die Quasiteilchen im Mittel in einer bestimmten und Richtung pro Zeit zurücklegen, berechnet sich wie folgt [LO99]:

$$L(t) = \sqrt{\langle v_g \rangle l_q t/3} = \sqrt{Dt} \tag{3.16}$$

$\langle v_g \rangle$	$\cdots$	mittlere Gruppengeschwindigkeit der Quasiteilchen
l_q	$\cdots$	mittlere freie Weglänge der Quasiteilchen
D	$\cdots$	Diffusionskonstante

Um die theoretische Diffusionskonstante abzuschätzen muss zunächst die mittlere Gruppengeschwindigkeit $\langle v_g \rangle$ bekannt sein. Sie ist von der Anregungsenergie der Quasiteilchen wie folgt abhängig [LO99]:

$$v_g \approx v_F \sqrt{1 - \frac{\Delta^2}{\epsilon^2}} \tag{3.17}$$

Δ	...	Energielücke
ε	...	Energie des Quasiteilchens gegenüber dem supraleitenden Grundzustand
v_F	...	Fermigeschwindigkeit

Mit Gl. 3.13 und der dazugehörigen Abbildung 3.5 kann die zeitliche Entwicklung der Quasiteilchenenergie abgeschätzt werden. Nach einigen 100 μs haben die Quasiteilchen eine Anregung von 1.1 ϵ/Δ über der Bandkante. Nach Gl. 3.17 und mit $v_F(Al) = 2.02 \times 10^6$ m/s [KI99] beträgt die mittlere Gruppengeschwindigkeit der Quasiteilchen $\langle v_g \rangle$ ungefähr 0.8×10^6 m/s.
Die freie Weglänge der Quasiteilchen l_q sollte nach [HS68] gleich der freien Weglänge der Elektronen im normalleitenden Zustand sein. Diese kann mit

$$l_{RT} = \frac{\sigma m v_F}{ne} \tag{3.18}$$

l_{RT}	...	freie Weglänge bei Raumtemperatur
σ	...	spezifische Leitfähigkeit bei Raumtemperatur
m	...	effektive Masse der freien Elektronen
v_F	...	Fermigeschwindigkeit
n	...	Konzentration der freien Elektronen
e	...	Elementarladung

zunächst für Raumtemperatur berechnet werden. Die mittlere freie Weglänge bei der Temperatur flüssigen Heliums l_{4K}, die sich auch zu tieferen Temperaturen nicht mehr wesentlich ändert, ist gegeben durch $l_{4K} = l_{RT} \times RRR$, wobei RRR (Residual Resistance Ratio) das gemessene Restwiderstandsverhältnis ist. Für unsere Aluminiumfilme, die ein Restwiderstandsverhältnis von ca. 40 haben, ergibt damit $l_q \approx 0.8$ μm.

Die effektive Streulänge l_{eff} berechnet sich nach [MA55] aus der Streulänge l im Bulk ohne Oberflächenstreuung und der Schichtdicke d zu:

$$l_{eff} \approx \frac{3d}{4}\left(\ln\frac{l}{d} + 0.4228\right) \tag{3.19}$$

Die Streulänge l_q aus der Restwiderstandsmessung ergibt eine solche effektive Streulänge, wenn davon ausgegangen wird, dass die Streulänge bei Raumtemperatur wesentlich kleiner ist als die Dicke des Films. Vergleicht man nun den Wert $l_q \approx 0.8$ μm aus der Restwiderstandsmessung mit der verwendeten Filmdicke von 8 kÅ, dann wird offensichtlich, dass die theoretische Streulänge der Quasiteilchen l_q hauptsächlich von der Oberflächenstreuung herrührt.

Berechnet man nun aus der mittleren Gruppengeschwindigkeit der Quasiteilchen von $\langle v_g \rangle \approx 0.8 \times 10^6$ m/s und der Streulänge $l_{eff} \approx 0.8$ μm nach Formel 3.16 die Diffusionskonstante, so ergibt sich eine Diffusionskonstante $D = 0.64$ m^2/s.
Experimentell werden jedoch für sehr niedrige Temperaturen immer kleinere Werte als die theoretisch berechneten gemessen [SE97, LO99]. Die Diffusionskonstante kann durch einen Diffusionsstreifen, der mit zwei supraleitenden Thermometern oder Tunneldioden ausgelesen wird, bestimmt werden. Dazu werden die Pulsanfangszeiten für die beiden Thermometer oder Tunneldioden verglichen. In [LO99] wird für mit Wolfram unterlegte Aluminiumfilme ein Wert von 2.46×10^{-4} m^2/s gefunden und für mit Iridium/Gold unterlegte Aluminiumfilme ergab sich eine Diffusionskonstante von 4.62×10^{-3} m^2/s. Ähnlich kleine Werte wurden auch für die in dieser Arbeit benutzten Aluminiumfilme ermittelt [WE04]. In [SE97] wird spekuliert, das diese langsame Diffusion durch eine variable Bandlücke an Korngrenzen verursacht werden könnte oder durch intrinsische Inhomogenitäten in der Bandlücke. Die langsame Diffusion führt zu einem signifikanten Einfluss des Phononenkollektors auf die Pulsform, der jedoch durch die starke Schwankung der Diffusionskonstanten in verschiedenen Filmen nur schwer abschätzbar ist.

Die Diffusionslänge l_D, welche ein Maß für den Abfall der Quasiteilchendichte über die Länge des Diffusionsstreifens ist, berechnet sich aus der Diffusionskonstante D und der Quasiteilchenrekombinationszeit τ_r wie folgt:

$$l_D = \sqrt{2D\tau_r} \tag{3.20}$$

Sie ist entscheidend für die optimale Länge des Kollektorfilms und muss experimentell bestimmt werden. Einige Messwerte sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengefasst.

Dabei muss darauf hingewiesen werden, dass bei der Bestimmung von l_D verschiedene Faktoren zu einer erheblichen Unsicherheit führen können. In [LO99] wurde ein erheblicher Teil der Energie durch phononischen Transport im Thermometer

Film	Filmdicke	l_D	Referenz
Al auf Ir/Au	10 kÅ	≈ 2000 μm	[LO99]
Al auf W	10 kÅ	≈ 2100 μm	[LO99]
Al auf Si	1.5 kÅ	≈ 180 μm	[SA00]
Al auf Ir/Au	4 kÅ	≈ 800 μm	[WE04]

deponiert. Dieser Signalanteil musste später abgezogen werden. Außerdem führt die langsame Diffusion zu einer ortsabhängigen Pulsform [WE04], die in geeigneter Weise berücksichtigt werden muss. Genauere Aussagen wären eventuell durch eine Anpassung der ortsabhängigen Pulsformen an eine Quasiteilchensimulation möglich. Dies wurde jedoch für unsere Aluminiumfilme noch nicht durchgeführt.

3.6 Supraleitende Phasenübergangsthermometer

Auch wenn bei den verwendeten Detektoren oft viele supraleitende Phasenübergangsthermometer (SPT) in Serie oder parallel geschaltet sind, so soll hier zunächst nur ein Thermometer betrachtet werden.

3.6.1 Wärmekapazität eines supraleitenden Films im Übergang

Der elektronische Anteil an der spezifischen Wärmekapazität von Metallfilmen ist wesentlich größer als der phononische Anteil. Er berechnet sich im Modell eines freien Elektronengases zu [KI99]:

$$c_e = \frac{\pi^2}{2} n_e k_B \left(\frac{T}{T_F}\right) = \gamma T \tag{3.21}$$

c_e ... spezifische elektronische Wärmekapazität
n_e ... Konzentration der freien Elektronen
k_B ... Boltzmannkonstante
T_F ... Fermitemperatur

Für die in dieser Arbeit verwendeten Materialen finden sich die Werte in Tab. 3.4.

Die spezifische Wärmekapazität eines supraleitenden Films bei der Sprungtemperatur T_C ist laut BCS-Theorie 2.43 mal so groß wie die elektronische Wärmekapazität im normalleitenden Zustand [TI75]. Da der Phasenübergang jedoch eine endliche Breite hat, stellt sich eine Wärmekapazität zwischen dem normalleitenden und dem

	Ir	**Au**	**Al**
Fermi-Temperatur T_F [10^4 K]	11.9	6.39	13.49
Debye-Temperatur Θ_D [K]	420	165	428
spez. elektron. Warme $\gamma[\frac{\mathrm{mJ}}{\mathrm{mol\ K^2}}]$	3.1	0.729	1.35

Tabelle 3.4: Materialdaten verschiedener Metalle [KI99, HA98b]

supraleitenden Wert bei der Übergangstemperatur T_C ein. Geht man von einem linearen Verlauf aus, so lässt sich die spezifische Wärmekapazität im Arbeitspunkt beschreiben durch [ME96]:

$$c_{AP} = c_e(1 + 1.43(1 - \frac{R_{AP}}{R_{nl}})) \tag{3.22}$$

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

Die kontinuierliche Änderung der Wärmekapazität im Phasenübergang konnte in [LI04] gemessen werden. Diese Messung erhärtet auch die Theorie, dass im Übergang das Thermometer aus supraleitenden Inseln in dem ansonsten normalleitenden Film besteht.

3.6.2 Signalform eines SPT

Der Widerstand eines SPT im Übergang ist abhängig von der Temperatur und dem durch das SPT fließenden Strom. Bei einem gegebenen Arbeitspunkt kann er bei kleinen Temperatur- und Stromänderungen in einer linearen Näherung beschrieben werden:

$$R = R_0(1 + \frac{\alpha \cdot \Delta T}{T_0} + \frac{\beta \cdot \Delta I}{I_0}) \tag{3.23}$$

$$\alpha = (T_0/R_0)(\partial R/\partial T) \tag{3.24}$$

$$\beta = (I_0/R_0)(\partial R/\partial I) \tag{3.25}$$

Sind die Parameter α und β bekannt, so ist bei einem Energieeintrag die Signalform durch die Temperaturänderung des Thermometers (hier und im Weiteren bezeichnet Thermometer das SPT) bestimmt.

Unter Vernachlässigung der Heizleistung durch den Messstrom kann für das Thermometer folgende Differentialgleichung aufgestellt werden:

$$C_E \frac{dT_E}{dt} + K({T_E}^n - {T_A}^n) = P_E(t) \tag{3.26}$$

C_E	...	Wärmekapazität des Elektronensystems des Thermometers im Arbeitspunkt
T_E	...	Temperatur des Elektronensystems des Thermometers
T_A	...	Absorbertemperatur
K	...	thermische Kopplungskonstante
n	...	Potenzkoeffizient der thermischen Kopplung
P_E	...	Energieeintrag in das Thermometer

Bei der thermischen Kopplung dominiert für niedrige Temperaturen und dünne Filme die Elektron-Phonon-Kopplung mit n = 5-6 und für höhere Temperaturen und dickere Filme die Kapitza-Kopplung mit n = 4.

Betrachtet man nun kleine Temperaturänderungen ΔT_E, so vereinfacht sich Gl. 3.26 zu:

$$C_E \frac{d\Delta T_E}{dt} + g\Delta T_E = P_E(t) \tag{3.27}$$

Dabei ist g von der Absorbertemperatur abhängig: $g = g(T_A)$. Ist T_A wesentlich kleiner als T_E, so ist $g \approx nKT_E^{n-1}$.

Die Abfallszeit eines Thermometerpulses ohne Berücksichtigung der Messleistung beträgt damit $\tau_0 = C_E/g$.

3.6.3 Elektrothermisches Feedback

Die Messleistung hat einen wesentlichen Einfluss auf das Thermometer. Deshalb soll hier zunächst der Messkreis vorgestellt werden. Wie in Abb. 3.6 ersichtlich, teilt sich der Biasstrom I_0 abhängig vom Thermometerwiderstand in I_T und I_S auf. Dabei wird der Shuntwiderstand meist wesentlich kleiner gewählt als der Thermometerwiderstand im Arbeitspunkt. Dies hat einen effektiven „Spannungsbias“ des Thermometers zur Folge und I_T ist ungefähr proportional zu $1/R_T$.

Die Berücksichtigung der Messleistung $P_{Mess} = I_T^2 R_T$ hat im stationären Fall, d.h. ohne zusätzlichen Energieeintrag $P_E(t)$, nur eine Erhöhung der Thermometertemperatur und der Absorbertemperatur zur Folge. Sie ist gegeben ist durch die Kopp-

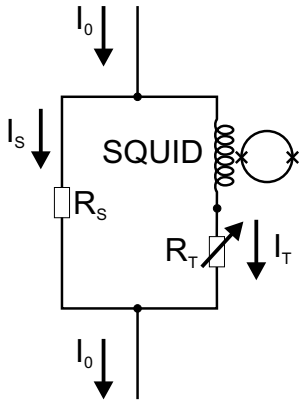

Abbildung 3.6: Das Thermometer befindet sich in einem Zweig des Auslesekreises zusammen mit der Einkoppelspule des SQUID. Im anderen Zweig befindet sich ein Shuntwiderstand. Diese Anordnung wurde für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente benutzt. Beim CRESST-Experiment befindet sich die Einkoppelspule des SQUID auf der Shuntseite.

lungen vom Thermometer an den Absorber und vom Absorber an das Wärmebad. Dabei sollen die Kopplungen aus Abb. 3.2 wie folgt zusammengefasst werden:

$$G_{EA} = \frac{1}{\frac{1}{G_{EPT}} + \frac{1}{G_{TA}}} \tag{3.28}$$

$$G_{AB} = G_{ABH} + \frac{1}{\frac{1}{G_{AP}} + \frac{1}{G_{EPP}} + \frac{1}{G_{PB}}} \tag{3.29}$$

G_{EA}	...	Gesamtkopplung Thermometer-Absorber
G_{AB}	...	Gesamtkopplung Absorber-Wärmebad
G_{EPT}	...	Elektron-Phonon-Kopplung im Thermometer
G_{TA}	...	Kapitza-Kopplung des Thermometers an den Absorber
G_{ABH}	...	Kopplung des Absorbers an das Wärmebad durch den Halter
G_{AP}	...	Kapitza-Kopplung des Absorbers an das Bondpad
G_{EPP}	...	Elektron-Phonon-Kopplung im Bondpad
G_{PB}	...	Kopplung des Pads an das Wärmebad durch einen Au-Bonddraht

Mit diesen vereinfachten Kopplungen lässt sich die Veränderung der Thermometer- bzw. Absorbertemperatur durch die Messleistung ausdrücken:

$$T_E = P_{Mess}(\frac{1}{G_{AB}} + \frac{1}{G_{EA}}) + T_B \tag{3.30}$$

$$T_A = \frac{P_{Mess}}{G_{AB}} + T_B \tag{3.31}$$

T_E	...	Thermometertemperatur
T_A	...	Absorbertemperatur
T_B	...	Badtemperatur
P_{Mess}	...	Messleistung
G_{EA}	...	Gesamtkopplung Thermometer-Absorber
G_{AB}	...	Gesamtkopplung Absorber-Wärmebad

Der Einfluss der Heizleistung beim effektiven Spannungsbias ist ersichtlich, wenn die Heizleistung $P_{Mess} = U^2/R$ betrachtet wird. Eine Erhöhung von R_T führt zu einer Verringerung der Messleistung. Dies wiederum hat eine niedrigere Thermometertemperatur und damit einen geringeren Thermometerwiderstand zur Folge. Das System ist also selbst-stabilisierend. Dieser Effekt wird elektrothermisches Feedback genannt.

Zur genauen Betrachtung der Messleistung wird Gl. 3.26 um P_{Mess} erweitert:

$$C_E \frac{dT_E}{dt} + K({T_E}^n - {T_A}^n) - P_{Mess} = P_E(t) \tag{3.32}$$

Zur Berechnung eines Pulses wird nun eine kleine Abweichung ΔT_E von T_E angenommen. Diese führt zu einer Widerstandsänderung ΔR_T, einer Messstromänderung ΔI_T und einer Messleistungsänderung ΔP_{Mess}. Die Änderung der Messleistung ΔP_{Mess} kann wie folgt berechnet werden:

$$\Delta P_{Mess} = (I_T + \Delta I)^2 (R_T + \Delta R) - I_T^2 R_T \tag{3.33}$$

Unter Berücksichtigung des Auslesekreis-Aufbaus (Abb. 3.6) und etwas Rechnung ergibt sich:

$$\Delta P_{Mess} \cong -I_T^2 \frac{R_T - R_S}{R_T + R_S} \frac{dR_T}{dT_E} \Delta T_E \tag{3.34}$$

$$\Delta P_{Mess} \cong -\frac{P_{Mess}\alpha}{T_E} \frac{R_T - R_S}{R_T + R_S} \Delta T_E \tag{3.35}$$

$$\Delta P_{Mess} \cong -\frac{P_{Mess}\alpha_{eff}}{T_E} \Delta T_E \tag{3.36}$$

Dabei ist $\alpha = (T_0/R_0)(\partial R/\partial T)$ und $\alpha_{eff} = \frac{R_T - R_S}{R_T + R_S}\alpha$.

Für kleine Temperaturänderungen wird Gl. 3.32 analog zu Gl. 3.27 damit zu (vgl. [IR95]):

$$C_E \frac{d\Delta T_E}{dt} + \frac{P_{Mess}\alpha_{eff}}{T_E} \Delta T_E + g \Delta T_E = P_E(t) \tag{3.37}$$

Ist die Absorbertemperatur wesentlich kleiner als die Thermometertemperatur, dann gilt $P_{Mess} = KT^n = gT/n$ und man erhält:

$$C_E \frac{d\Delta T_E}{dt} + g(1 + \alpha_{eff}/n)\Delta T_E = P_E(t) \tag{3.38}$$

Das elektrothermische Feedback hat also eine Verkürzung des Pulses zur Folge (vgl. Gl. 3.27). Die charakteristische Pulsabfallszeit ist nun:

$$\tau_{eff} = \frac{\tau_0}{1 + \alpha_{eff}/n} \ , \tag{3.39}$$

wobei $\tau_0 = C_E/g$ die Pulsabfallszeit ohne elektrothermisches Feedback ist.

3.6.4 Rauschen

Zum Rauschen eines SPT und der Ausleseelektronik gibt es 5 relevante Beiträge:

1. **Phononrauschen**

   Das Phononrauschen entsteht aus dem quantisierten Energietransfer der Phononen mit der Kopplung g zwischen dem Thermometer und dem Absorber. Für $T_A^n \ll T_E^n$ ist es gegeben durch [IR95]:

   $$P_{PR}^2 = 2k_B T_E^2 g \tag{3.40}$$

   Mit $T_A^n \ll T_E^n$ und $R_S \to 0$ ergibt sich für die spektrale Dichte des Stromrauschens ($\omega = 2\pi f$):

   $$I_{PR}^2(\omega) = \frac{4k_B T_E}{R_T} \frac{n/2}{1 + \omega^2 \tau_{eff}^2} \tag{3.41}$$

2. **Johnsonrauschen**

   Das Spannungsrauschen entspricht dem Johnsonrauschen in einem Normalleiter und ist gegeben durch:

   $$V_{JR}^2 = 4k_B T_E R \tag{3.42}$$

   Für das Stromrauschen muss nun allerdings auch noch die Antwort des Thermometers auf dieses Spannungsrauschen durch das elekrothermische Feedback beachtet werden. Es ergibt sich [IR95]:

   $$I_{JR}^2(\omega) = \frac{4k_B T_E}{R_T} \frac{n^2/\alpha^2 + \omega^2 \tau_{eff}^2}{1 + \omega^2 \tau_{eff}^2} \tag{3.43}$$

3. SQUID-Rauschen

Das SQUID-Rauschen sollte im Idealfall klein sein gegenüber den anderen Rauschbeiträgen. Mit modernen SQUIDs (Superconducting QUantum Interference Device) ist dies meistens auch der Fall. Typischerweise tragen sie ca. 1-2 pA/$\sqrt{Hz}$ zum Rauschen bei.

4. Elektrothermische Oszillationen

Das Auftreten elektrothermischer Oszillationen war in dieser Arbeit ein häufiges Problem. Diese sind verknüpft mit der Induktivität L des Messkreises, die hauptsächlich von der Einkoppelspule des SQUIDs getragen wird. Diese Induktivität macht den Messkreis zum Schwingkreis. Damit muss zur Lösung der Differentialgleichung für die Thermometertemperatur (Gl. 3.32) auch noch folgende Gleichung erfüllt sein:

$$L\frac{dI_T}{dt} - R_S(I_0 - I_T) - R_T I_T = 0 \tag{3.44}$$

Bei der Betrachtung der Lösungen des gekoppelten Differentialgleichungssystems [CA00, SC01] treten für $\tau_{eff} < 5.83\tau_{el}$ ($\tau_{el} = L/(R_T + R_S)$) imaginäre Lösungen, d.h. Oszillationen auf.

5. Extrarauschen

Bei Mikrokalorimetern mit SPT tritt oft ein zusätzliches Rauschen auf. Dieses entsteht im Mikrokalorimeter selber und wird nicht durch äußere Rauschquellen verursacht [GA04a]. Auch wenn dieses zusätzliche Rauschen noch nicht komplett verstanden ist, so kristallisieren sich zwei unterschiedliche Quellen heraus:

(a) Rauschen durch interne thermische Fluktuationen

Das ITFN-Rauschen (internal thermal fluctuation noise) ist in seiner Entstehung ähnlich dem Phononrauschen. Der ITFN-Beitrag entsteht durch die endliche thermische Leitfähigkeit im Thermometer oder zwischen dem Absorber und dem Thermometer des Mikrokalorimeters [HO00]. Dabei ist zu beachten, dass es beim Mikrokalorimeter anders als bei den in dieser Arbeit verwendeten Detektoren einen metallischen Absorber, ein Thermometer und ein Substrat gibt, durch welches das Thermometer thermisch gekoppelt ist.

(b) Rauschen durch die Bewegung von Magnetischem Fluss

Magnetische Flusslinien senkrecht zum SPT können von den Kanten des Films her in die dünne supraleitende Schicht eindringen. In einem Typ II Supraleiter sind diese Flusslinien quantisiert und bewegen sich durch die Lorentzkraft, die durch den Messstrom im Supraleiter auf sie wirkt [GA04b]. Diese Bewegung erzeugt wiederum ein elektrisches Feld, welches

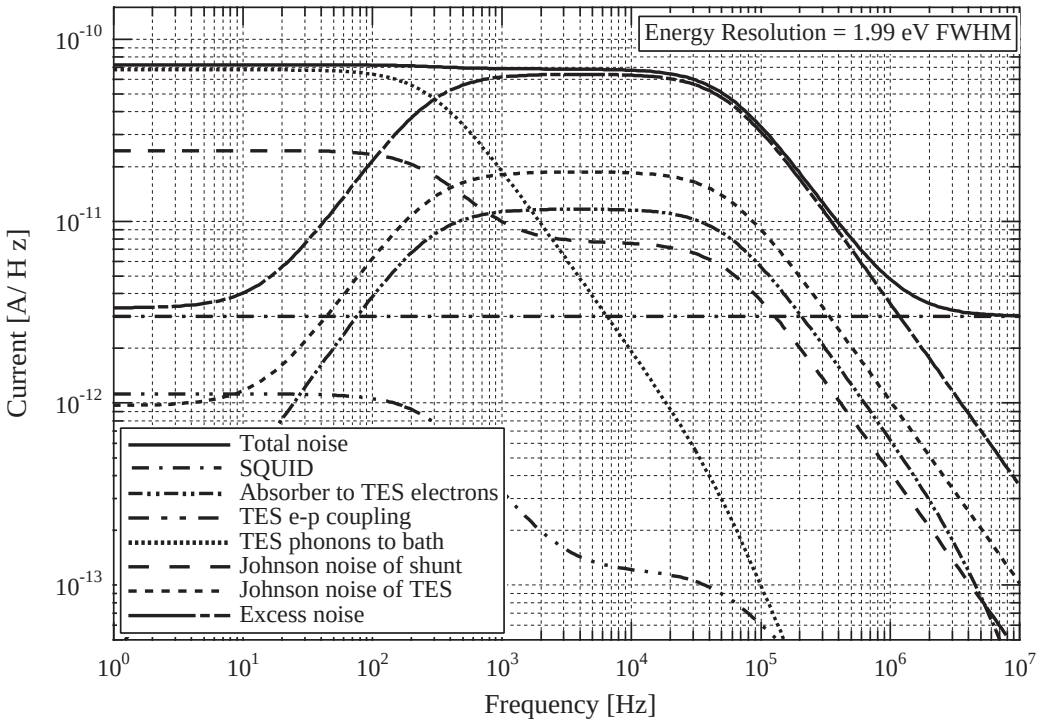

Abbildung 3.7: Simulation der Rauschbeiträge eines SPT mit metallischem Absorber (hier TES = Transition Edge Sensor genannt) aus [BA04]. Aufgetragen ist das Stromrauschen des Thermometers[1] gegenüber der Frequenz in Hz. Die Hauptbeiträge sind das Phononrauschen der Kopplung des SPT zum Bad (TES phonons to bath) und ein Extrarauschen (Excess noise). Das Phononrauschen ist bei Frequenzen größer als $1/\tau_{eff}$ erheblich unterdrückt (Gl. 3.41). Ist das Extrarauschen ein Spannungsrauschen, so ist es wie das Johnsonrauschen bei Frequenzen tiefer als $1/\tau_{eff}$ unterdrückt (Gl. 3.42).

durch statistische Fluktuationen der Zahl der Flussschläuche schwanken kann und somit ein Spannungsrauschen verursacht.

In einem Typ I Supraleiter ist der Magnetische Fluss bis auf eine Oberflächenschicht der Dicke λ komplett ausgeschlossen. In dieser Schicht fließt auch der Messstrom. Wird dort die kritische Stromdichte erreicht, so bilden sich normalleitende Nukleationskeime, die sich schnell zu normalleitenden Kanälen durch den supraleitenden Film ausweiten. Die statistischen Schwankungen mehrerer dieser Kanäle hat ein Widerstandsrauschen zur Folge.

[1] In der Achsenbeschriftung der Veröffentlichung ist A/Hz angegeben, $A/\sqrt{Hz}$ ist jedoch plausibler

Abb. 3.7 zeigt eine Simulation der verschiedenen Rauschbeiträge eines Thermometers.

3.7 Pulsform des Detektormodells

Die Pulsform des Detektors ist gegeben durch die Temperatur des Elektronensystems des Thermometers $T_E(t)$, welche mit Gl. 3.23 zu einer Widerstandsänderung führt. Bei idealem Spannungsbias ($R_S \to 0$) ist diese wiederum direkt proportional zur Stromänderung in der Einkoppelspule des SQUIDs.

Hat der Energieeintrag in das Thermometer $P_E(t)$ eine exponentielle Form, so lässt sich die Pulsform unter Berücksichtigung der Messleistung und Induktivität des Messkreises noch analytisch beschreiben [SC01]. Allerdings stößt eine solche Beschreibung des gesamten Detektors an ihre Grenzen, möchte man zusätzlich eine genauere Beschreibung der Phononensammlung und die Quasiteilchendiffusion im Kollektorfilm berücksichtigen. Diese tragen nach Ergebnissen dieser Arbeit einen wesentlichen Anteil zur Pulsform bei. Deshalb soll hier zunächst diskutiert werden, wie sich die Pulsform des Thermometers bei einem beliebig zeitabhängigen Energieeintrag $P_E(t)$ verhält. Dabei wird nun Gl. 3.38 mit Gl. 3.39 zusammengefasst:

$$\frac{d\Delta T_E}{dt} + \frac{1}{\tau_{eff}}\Delta T_E = \frac{P_E(t)}{C_E} \tag{3.45}$$

Bei der Herleitung dieser Gleichung wurden einige Vereinfachungen vorgenommen, die hier nochmals vergegenwärtigt werden sollen.

1. $T_E \to \Delta T_E$

   Es wird davon ausgegangen, dass es nur eine kleine Änderung ΔT_E vom Arbeitspunkt T_E gibt. Sonst ist der Übergang von Gl. 3.32 auf Gl. 3.37 nicht möglich. Bei einem realen Detektor ist diese Annahme für niedrige Pulshöhen meist gültig, d.h. die Pulsform ist energieunabhängig. Bei größeren Pulshöhen zeigt sich eine Abweichung d.h. eine energieabhängige Pulsform.
   Zusätzlich wird vorausgesetzt, dass T_A sich nicht wesentlich ändert, was nur unter der Bedingung $C_E \ll C_A$ gegeben ist. Dies ist nicht immer der Fall. Will man den Einfluss von T_A korrekt wiedergeben, so muss man das gekoppelte Differentialgleichungssystem

$$C_E\frac{dT_E}{dt} + G_{EA}(T_E - T_A) - P_{Mess} = P_E(t) \tag{3.46}$$

$$C_A\frac{dT_A}{dt} + G_{EA}(T_A - T_E) + G_{AB}(T_A - T_B) = P_A(t) \tag{3.47}$$

lösen, wobei das Produkt $G_{EA}(T_A - T_E)$ den thermischen Fluss aus dem Thermometer und $P_A(t)$ die Energie der im Absorber thermalisierten Phononen einer Teilchenwechselwirkung darstellt.

2. $\tau_{eff}(T_E, T_A)$

   Die effektive Thermometerzeit τ_{eff} ist abhängig von der Kopplung des Thermometers an den Absorber und dem Übergangsparameter α. Da sowohl T_E als auch T_A während eines Pulses nicht konstant sind, ändert sich auch die Kopplung. Zusätzlich ist auch α eine Funktion von R und damit von T_E.

Bei den in dieser Arbeit verwendeten Detektoren kann trotz dieser Vereinfachungen die Änderung der Thermometertemperatur ΔT_E gut mit Gl. 3.45 beschrieben werden. Insbesondere bei der Ermittlung des Signal/Rausch-Verhältnisses spielt die thermische Komponente, die auf die veränderte Absorbertemperatur T_A zurückgeht, nur eine untergeordnete Rolle.

Die Lösung der Differentialgleichung 3.45 ist gegeben durch eine Faltung aus der Lösung der homogenen Differentialgleichung und dem Störungsglied $P_E(t)/C_E$. Falls $P_E(t) = 0$ für $t < 0$ und $\Delta T_E(t) = 0$ für $t < 0$ ist die Lösung gegeben durch:

$$\begin{aligned} \Delta T_E(t) &= \Theta(t) e^{-t/\tau_e ff} * P_E(t)/C_E \\ \Delta T_E(t) &= \int_0^t \Theta(t-\eta) e^{-(t-\eta)/\tau_{eff}} P_E(\eta)/C_E d\eta \\ \Delta T_E(t) &= \frac{1}{C_E} \Theta(t) e^{-t/\tau_e ff} \int_0^t P_E(\eta) e^{\eta/\tau_{eff}} d\eta \end{aligned} \tag{3.48}$$

Bei bekanntem τ_{eff} und C_E ist somit zur Bestimmung der Pulsform nur noch $P_E(t)$ nötig. $P_E(t)$ setzt sich aus $P_{AT}(t)$ (den im Thermometer absorbierten hochfrequenten Phononen) und $P_{KT}(t)$ (dem Quasiteilchenfluss aus dem Phononenkollektor) zusammen (Fig. 3.2). Diese entziehen sich einer einfachen analytischen Beschreibung und sollen deshalb mit Hilfe von Simulationen in Kap. 3.9 genauer betrachtet werden.

3.8 Verteilte Thermometer (VT)

Der Phononenkollektor bietet die Möglichkeit, die Sammelfläche des Sensors (Thermometer + Phononenkollektor) zu erhöhen ohne seine Wärmekapazität merklich zu vergrößern. Mit nur einem Thermometer ist jedoch die Gesamtfläche des Sensors durch die Diffusionslänge des Kollektors beschränkt. Die ideale Form bei nur einem Thermometer ist ein Wagenrad [LO99, SC01] mit einem konzentrischen Phononenkollektor.

Möchte man Sensorflächen wesentlich größer als das Quadrat der Diffusionslänge des Phononenkollektors realisieren, so muss man den Sensor in mehrere Thermometer aufteilen. Das Konzept des Verteilten Thermometers (VT) mit Phononenkollektor wurde auch im CDMS-Experiment [CA00, AK04a] erfolgreich angewandt. Dort werden diese Art von Sensoren QET (Quasiparticle-trap-assisted Electrothermal-feedback Transition-edge-sensor) genannt.

Beim Aufbau der Grundelemente solcher Sensoren wird versucht, an ein Thermometer kleiner Wärmekapazität möglichst viel Kollektorfläche anzuschließen. Dies ist mit einem langen Thermometer, an das Kollektorsteifen anschließen, besonders gut möglich (Abb. 5.1). Zur Vermeidung des Einfrierens magnetischen Flusses, der die Quasiteichendiffusion behindert, sollten die Kollektorstreifen nicht zu breit ($\leq 100\ \mu$m) sein. Die Länge der Kollektorstreifen sollte ungefähr der Diffusionslänge entsprechen.

Beim Design des VTs sind drei grundlegende Gesichtspunkte zu beachten:

- **Verhalten der Phasenübergänge bei Parallel- und Reihenschaltung**

  Die Verschaltung der Thermometer hat nicht nur einen Einfluss auf den Gesamtwiderstand, sondern auch die Arbeitspunkte der einzelnen Thermometer können sich, speziell im starken elektrothermischen Feedback, ändern. Dies ist der Fall, wenn die Thermometer unterschiedliche Sprungtemperaturen aufweisen. Die unterschiedlichen Sprungtemperaturen werden durch kaum vermeidbare ortsabhängige Inhomogenitäten im Ausgangsfilm, aus dem das VT strukturiert wird, verursacht. Im Folgenden sollen die Merkmale der Reihen- und der Parallelschaltung erörtert werden.

  - *Parallelschaltung*
    Das VT wird im Auslesekreis (Abb. 3.6) betrachtet. Wird der Biasstrom von Null aus erhöht, so gelangt irgendwann ein Thermometer an die Grenze seines kritischen Stroms. Dieser Strom bleibt konstant, bis alle anderen Thermometer ihren jeweiligen kritischen Strom erreichen. Wird der Biasstrom weiter erhöht, so gelangen alle Thermometer gleichzeitig in den Phasenübergang. Durch den kleinen Shunt-Widerstand unterliegen sie einem effektiven Spannungsbias gleicher Spannung. Durch das elektrothermische Feedback stabilisieren sie sich alle bei verschiedenen Thermometertemperaturen jedoch alle nahe einem sensitiven Punkt im Phasenübergang. Damit ist die Parallelschaltung die bevorzugte Lösung.
  - *Reihenschaltung*
    Wenn in der Reihenschaltung ein Thermometer den kritischen Strom erreicht, so begrenzt es den Gesamtstrom und geht in den Phasenübergang. Somit erhöht sich der Gesamtstrom nur allmählich, und weitere Thermometer folgen erst langsam nach, wenn sie ihren kritischen Strom erreichen. Dabei kann es dazu kommen, dass ein Thermometer schon im normalleitenden Bereich ist, wenn ein anderes seinen kritischen Strom noch nicht

erreicht hat und sich deshalb noch nicht im Phasenübergang befindet. Wenn viele der Thermometer sich nicht im Übergang befinden oder nur in nicht sehr steilen Punkten ihres Phasenübergangs, so ist die Sensitivität des gesamten VTs reduziert. Bei der Reihenschaltung sollte somit die Sprungtemperatur der einzelnen Thermometer nicht zu unterschiedlich sein.

- **Vermeidung elektrothermischer Oszillationen**

  Elektrothermische Oszillationen treten auf, wenn die Pulsabfallszeit des Thermometers τ_{eff} wesentlich kleiner wird als die elektrische Zeitkonstante des Messkreises τ_{el}. Die genaue Bedingung für das auftreten solcher Oszillationen ist $\tau_{eff} < 5.83\tau_{el}$ (siehe Kap. 3.6.4). Da $\tau_{el} = L/(R_T + R_S)$ wesentlich vom Thermometerwiderstand abhängig ist, darf dieser nicht zu klein gewählt werden. Bei gegebenem Phasenübergang kann im starken elektrothermischen Feedback $\tau_{eff} \propto C_E/g$ durch das Design des VT nicht verändert werden, da sowohl die Kopplung g als auch die Thermometerwärmekapazität C_E proportional zur Thermometerfläche sind.

- **Vermeidung von Phasenseparation in den Thermometern**

  Normalerweise befindet sich das gesamte Thermometer im Phasenübergang. Ist jedoch das Thermometer zu lang, so ist keine ausreichende Wärmeleitung zwischen den einzelnen Thermometerbereichen gewährleistet und es erfolgt eine Phasenseparation bei der sich im Thermometer in supraleitende und normalleitende Bereiche aufteilt. Zur Vermeidung dieser Phasenseparation ist eine Maximallänge der Thermometer zu berücksichtigen die gegeben ist durch [CA00]:

$$l_{max}^2 = \pi^2 L_{Lor}/(\alpha \Sigma T_C^3 \rho_n) \tag{3.49}$$

l_{max}	...	maximale Länge des Thermometers
L_{Lor}	...	Lorentz-Zahl
α	...	$= (T_0/R_0)(\partial R/\partial T)$, Steilheit des Phasenübergangs
Σ	...	Elektron-Phonon-Kopplungskonstante
T_C	...	Sprungtemperatur des Supraleiters
ρ_n	...	normalleitender spezifischer Widerstand

Ist die Sammelfläche eines VT vorgegeben, so stellt sich die Frage, ob es möglich ist, unter Berücksichtigung oben genannter Einschränkungen alle Thermometer parallel zu schalten. Dies ist nicht nur abhängig von dem normalleitenden spezifischen Widerstand der Thermometerfilme der über ihre Dicke variiert werden kann, sondern auch von den vorhandenen Möglichkeiten der Photolithographie. Unter Umständen kann es deshalb auch angebracht sein, die Serienschaltung einzusetzen, falls große Sammelflächen benötigt werden.

3.9 Monte-Carlo-Simulationen für Phononen

Ausbreitung, Zerfall und Absorption von Phononen im Detektor sind für das Verständnis eines Tieftemperaturdetektors mit SPT von entscheidender Bedeutung (Kap. 3.3). Das Verhalten der Phononen ist jedoch komplex, sodass es sich nur mit Vereinfachungen analytisch beschreiben lässt. Ein Mittel für ein tiefergreifenderes Verständis sind Phononensimulationen in der Art einer Monte-Carlo-Simulation. Solche Simulationen werden oft für Silizium durchgeführt [TA93], weil für dieses Material viele experimentelle Messwerte bzgl. Ausbreitung und Zerfall der Phononen vorliegen.

Für diese Arbeit wurden Phononensimulationen für Silizium und $CaWO_4$ als Absorbermaterialien durchgeführt. Dazu wurde das Programm MATLAB verwendet. Mit den Simulationen lassen sich die Detektoren qualitativ besser verstehen. Quantitative Aussagen sind aus zwei Gründen jedoch nur im begrenztem Umfang möglich:

- **Vereinfachungen**
  In den Simulationen wurden Vereinfachungen vorgenommen, um die Komplexität des Programms zu begrenzen und die Rechengeschwindigkeit der Simulation zu erhöhen. Auf diese Vereinfachungen, z.B. die Vernachlässigung der Richtungsabhängigkeit der Phononeneigenschaften, wird bei der Beschreibung der Simulation näher eingegangen.

- **Ungenaue oder fehlende Messdaten**
  Einige wichtige Parameter für die Phononenausbreitung und den Zerfall sind nur ungenau oder gar nicht bekannt. Dies ist speziell für $CaWO_4$ der Fall. Es ist jedoch möglich, mit Messdaten von Tieftemperaturdetektoren solche Parameter im Vergleich mit Simulationen zu bestimmen. Allerdings sind hierzu systematische Messungen notwendig.

Die Simulation wird mit einer Verteilung hochenergetischer Phononen an einem frei wählbaren Punkt des Absorbers gestartet. Ist die Anfangsfrequenz der Phononen hoch genug (für Silizium > 4 THz), so ist das Ergebnis unabhängig von der Anfangsenergie der Phononen [TA93]. Für die hier durchgeführten Simulationen wurde 5 THz als Anfangsfrequenz gewählt.

Die einzelnen Schritte der Simulation umfassen alle wichtigen Phononenprozesse (siehe Kap. 3.3):

- **Ausbreitung**
  Die Phononen propagieren in der Simulation so lange in eine Richtung, bis sie gestreut werden, zerfallen, oder auf die Oberfläche des Absorbers treffen. Die

Geschwindigkeit wird für alle Raumrichtungen vereinfachend als gleich angenommen, so genannte „phonon-focusing"-Effeke werden somit nicht berücksichtigt. Ebenso wird nicht zwischen den unterschiedlichen Phononmoden (longitudinal akustisch und transversal akustisch) unterschieden, sondern eine mittlere Geschwindigkeit angenommen. Für Silizium wurde eine mittlere Geschwindigkeit aus den Werten für die transversal akustischen (TA) Phononen (5860 m/s [HO63]) und longitudinale akustischen (LA) Phononen (8480 m/s [HO63]) gebildet, wobei das Verhältnis der TA- zu den LA-Phononen mit 0.9:0.1 [TA93] angenommen wurde. Es ergibt sich eine mittlere Geschwindigkeit ca. 6100 m/s. Für $CaWO_4$ wurde die Geschwindigkeit in [001]-Richtung des Kristalls gewählt. Für diese Richtung ist die Geschwindigkeit der LA-Phononen 4640 m/s und die der TA-Phononen 2390 m/s [FA72]. Das Mischungsverhältnis beträgt ungefähr 1:1, sodass sich eine mittlere Geschwindigkeit von ca. 3500 m/s ergibt. Andere Raumrichtungen haben ähnliche Werte.

- **Elastische Streuung**
  Vorwiegend an Isotopen findet eine elastische Streuung der Phononen statt. Sie wird mit Gl. 3.3 beschrieben und die Streukonstanten für Si und $CaWO_4$ finden sich in Tab. 3.2. Die Phononen werden in der Simulation in eine zufällige Richtung gestreut.

- **Inelastische Streuung**
  Bei der inelastischen Phononenstreuung werden aus einem Phonon zwei Phononen erzeugt. Gl. 3.4 beschreibt diesen Prozess und die Zerfallskonstanten finden sich in Tab. 3.3. Die erzeugten Phononen haben in der Simulation eine zufällige Richtung, die Energieerhaltung wird berücksichtigt, nicht jedoch die Impulserhaltung. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Energieaufteilung wurde sowohl für Si als auch für $CaWO_4$ mit $E^4(E_0-E)^4$ angenommen, wobei E_0 die Energie des Ausgangsphonons und E die Energie eines der erzeugten Phononen ist. Diese Verteilung ist ein Kompromiss zwischen zwei Verteilungen, die in [TA93] für Si angegeben sind.

- **Elastische Oberflächenstreuung**
  Wenn ein Phonon die Oberfläche des Kristalls erreicht, so wird es in der Simulation spiegelnd gestreut, außer wenn eine inelastische Oberflächenstreuung auftritt. Die nichtspiegelnde, elastische Streuung an Oberflächen wurde vernachlässigt.

- **Inelastische Oberflächenstreuung**
  Für $CaWO_4$-Detektoren liegen gar keine Publikationen zur inelastischen Oberflächenstreuung vor. Weil auch das Oberflächen- zu Volumenverhältnis klein ist, wurde für $CaWO_4$-Detektoren auf die Implementierung der inelastischen Oberflächenstreuung verzichtet. Die inelastische Oberflächenstreuung spielt jedoch für die Lichtdetektoren eine wichtige Rolle, da das Verhältnis von der

Oberfläche zum Volumen groß ist. Die Wahrscheinlichkeiten für die inelastische Streuung an Si-Oberflächen stammen aus einer Interpolation der Daten aus Abb. 3.3 (syton-polished). Über 0.5 K liegen jedoch keine Messdaten vor. Die folgende Werte für die Wahrscheinlichkeiten wurden aus Abb. 3.3 extrapoliert: 1 K : 0.01, 10 K : 0.02, 100 K : 0.03, 1000 K : 0.04. Ein Kelvin entspricht ca. 80 GHz Phononenfrequenz.

- **Absorption im Kollektor**
  Es wurde nur die Absorption im Phononenkollektor, nicht aber im SPT betrachtet. Die Absorptionswahrscheinlichkeit ist von den verwendeten Materialien abhängig und kann vereinfachend über das „acoustic-mismatch"- Modell beschrieben werden (Kap. 3.3.3). Allerdings ist die Absorption in der Realität frequenzabhängig und ein sehr komplexer Prozess, der stark von den wirklichen Verhältnissen des Übergangs zwischen den Materialien abhängt. Deshalb wurde die Absorptionswahrscheinlichkeit als frei wählbarer Parameter in die Simulation eingebaut.

Als Ergebnis liegen nach der Simulation Zeitpunkt und Frequenz der im Kollektor absorbierten Phononen vor. Ergebnisse dieser Simulationen werden in Kap. 5 mit Messergebnissen von Detektoren verglichen.

3.10 Szintillation im $CaWO_4$

Bei einem Szintillator, wie dem bei CRESST benutzten $CaWO_4$, wird zusätzlich zu den Phononen durch eine Teilchenwechselwirkung auch Szintillationslicht erzeugt. Dabei produziert bei einem Elektronrückstoß ein hochenergetisches Primärelektron durch sekundäre Röntgenstrahlen, Auger-Prozesse und inelastische Elektron-Elektron-Streuung weitere Ionisationen. Bei einem Kernrückstoß verursacht der durch das Gitter fliegende Kern ebenfalls Ionisation entlang seiner Flugbahn. Die bei der Ionisation entstehenden Elektronen und Löcher thermalisieren durch Intrabandübergänge zur Bandkante hin und bilden dort Exzitonen. Diese Exzitonen können nun durch Lichtaussendung an Szintillationszentren rekombinieren, die bei intrinsischen Szintillatoren Bestandteil des reinen Kristalls sind. Im Fall von $CaWO_4$ übernimmt der WO_4^{2-}-Komplex diese Rolle. Dort werden die Exzitonen gebunden und rekombinieren über einen Ladungsaustausch zwischen Sauerstoff und Wolfram [MI04]. Dabei gibt es eine dominierende blaue Komponente, die an ungestörten WO_4^{2-}-Zentren erzeugt wird und eine grüne Komponente, die mit Fehlstellen assoziiert werden kann [MI04].

Sowohl die Szintillationseffizienz als auch die Szintillationsabfallszeit sind dabei bei $CaWO_4$ stark temperaturabhängig. Es existieren zwei qualitativ unterschiedliche Temperaturbereiche in denen sich die Szintillationszeit stark ändert (siehe Abbildung 3.8). Der Abfall von Szintillationszeit und Szintillationseffizienz über 200 K

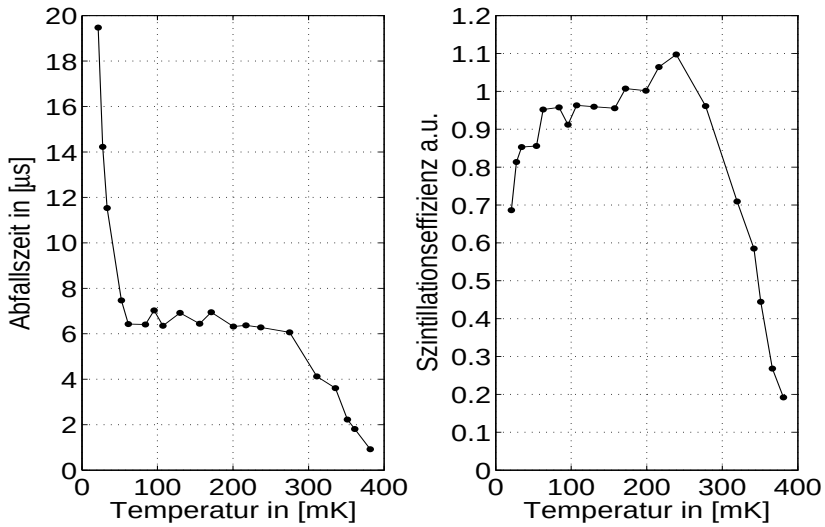

Abbildung 3.8: Temperaturabhängigkeit der Abfallszeit und der Szintillationseffizienz von $CaWO_4$ gemessen mit Alphateilchen [BE62]

wird durch thermische Unterdrückung verursacht. Dabei können die Exzitonen thermisch in Zustände angeregt werden in denen sie nichtradiativ rekombinieren können. Der Anstieg der Szintillationszeiten unter 50 K kann mit einem Drei- oder Mehrniveausystem erklärt werden [BL83], wobei der niedrigste angeregte Zustand eine sehr lange Zerfallskonstante hat. Für das Quenching der Szintillation für Kernrückstöße und Alphateilchen gibt es unterschiedliche Gründe. Zunächst wird weniger primäre Ionisation erzeugt. Dies kann jedoch nicht allein für den Quenchingfaktor von über 8 (siehe auch Kap. 2) für Kernrückstöße in $CaWO_4$ verantwortlich sein. Eine mögliche Erklärung ist ein parasitärer Abregungsprozess durch hohe Ionisiations- oder Phononendichten, wie sie bei Kernrückstößen auftreten. Eine Messung der Abhängigkeit der Lumineszenz von der Ionisationsdichte bei $PbWO_4$ findet sich z.B. in [IT03]. Eine empirische Formel (3.50) für den Zusammenhang zwischen der Szintillation pro Weglänge und dem spezifischen Energieverlust pro Weglänge wurde von Birks [BI64] für organische Szintillatoren aufgestellt.

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S\frac{dE}{dx}}{1 + B\frac{dE}{dx}} \tag{3.50}$$

$\frac{dL}{dx}$	$\cdots$	Szintillation pro Weglänge
S	$\cdots$	ungequenchte Szintillationseffizienz
$\frac{dE}{dx}$	$\cdots$	Energieverlust pro Weglänge
B	$\cdots$	experimenteller Fitparameter

Diese Formel konnte auch schon erfolgreich für die Beschreibung der Energieabhängigkeit des Quenchingfaktors für Kernrückstöße beim anorganischen Szintillator CsJ(Tl) angewendet werden [PE99].

Kapitel 4

Experimentelle Techniken

4.1 Herstellung der Detektoren

Die Herstellung der Detektoren umfasst folgende Schritte:

- Präparation und Reinigung der Substrate
- Aufdampfen der Iridium(Ir)/Gold(Au)-Filme
- Tempern der Ir/Au-Filme[1]
- Aufbringen einer positiven Photolackstruktur (Photolithographie)
- Strukturierung der Ir/Au-Filme durch Sputterätzen
- Aufbringen einer Lift-off-Maske aus Photolack für die Gold-Struktur
- Sputtern der Gold-Struktur und Entfernung der Lift-off-Maske
- Aufbringen einer Lift-off-Maske aus Photolack für die Aluminium-Strukturen
- Aufdampfen der Aluminium-Strukturen und Entfernung der Lift-off-Maske
- Einbau der Detektoren in den Halter und Kontaktierung mit einem Bonder

[1] Dieser Schritt wurde für die Detektoren dieser Arbeit nicht verwendet, empfiehlt sich sich jedoch für gute Phasenübergänge, wie sich erst am Ende dieser Arbeit herausstellte.

4.1.1 Herstellung der Ir/Au-Filme

Die Ir/Au-Filme werden in einer UHV (Ultra-Hoch-Vakuum) Anlage hergestellt, die einen Enddruck von ca. 5×10^{-10} mbar gewährleistet. Zum Erreichen dieses Drucks wird die Anlage mit einer Turbomolekularpumpe bepumpt und zum Ausfrieren der Restgasmoleküle bzw. zur Verringerung der Ausdampfraten aus den Wänden zusätzlich flüssiger Stickstoff in eine Zwischenwand (Shroud) gefüllt. Die Qualität des Vakuums kann mit einem Massenspektrometer überwacht werden. Da nach Belüften der Anlage ein Ausheizen bei 180 °C für einige Stunden erforderlich ist, ist die Anlage mit einer Schleuse und einem Transfermechanismus ausgestattet, sodass das Vakuum beim Einschleusen der Substrate nicht gebrochen werden muss. Aus Reinheitsgründen werden in dieser Anlage nur Iridium- und Goldfilme hergestellt. Dafür wird das Iridium und das Gold mit einer Elektronenstrahlkanone der Firma Telemark (www.telemrk.com) aus Tiegeln verdampft. Die Schichtdicke und die Aufdampfrate werden mit einem Schwingquarz bestimmt. Das Ir-Aufdampfmaterial besteht aus Stücken eines Ir-Einkristalls der Firma MaTecK (www.mateck.de), welcher aus 99.95 % reinem Ausgangsmaterial gezogen wird. Die Reinheit des Einkristalls dürfte wesentlich höher sein, wird von der Firma MaTecK jedoch nicht spezifiziert. Das verwendete Gold besitzt eine Reinheit von 99.999 %.

Die Ir/Au-Filme bestehen aus drei Schichten in der angegebenen Reihenfolge:

- Iridium-Haftschicht

  Gold-, oder Iridium-Schichten, die bei niedrigen Temperaturen aufgedampft werden, haften nur schlecht auf der Substratoberfläche. Deshalb wird bei hohen Substrattemperaturen als erste Schicht eine 30-50 Å dicke Haftschicht aus Iridium aufgedampft. Bei Silizium, Siliziumnitrid und Saphir sind 300 °C nötig, bei $CaWO_4$ etwa 470 °C [ST00]. Diese Schicht wird mit einer Rate von ca. 0.4 Å/s aufgebracht.

- Gold-Schicht

  Die Au-Schicht erniedrigt durch den Proximity-Effekt [GE64, ST00] die Sprungtemperatur der Ir-Schicht. Sie wird bei 100 °C mit einer Rate von ca. 1.4 Å/s aufgedampft.

- Iridium-Schicht

  Die Ir-Schicht ist die supraleitende Schicht. Reines, einkristallines Iridium hat eine Sprungtemperatur von 112 mK. Die Ir-Schicht wird bei Raumtemperatur aufgedampft. Die Aufdampfrate beträgt wie bei der Haftschicht ca. 0.4 Å/s.

Theoretisch können die resultierenden Sprungtemperaturen durch verschiedene Modelle vorhergesagt werden [GE64, WE63]. Praktisch müssen diese Modelle jedoch an

experimentelle Messergebnisse angepasst werden. Zusätzlich können sich die Phasenübergangstemperaturen durch thermische Behandlung verschieben und sind erfahrungsgemäß vom Substratmaterial abhängig.

Alle aufgedampften Filme erhalten eine fortlaufende Nummer. Werden mehrere Filme gleichzeitig bedampft, so werden die Filme zusätzlich mit einem Kleinbuchstaben versehen. Die Bezeichnung des Detektors besteht aus einer Abkürzung für das Substratmaterial und der Nummer des Ir/Au-Filmes. Die Substratabkürzungen finden sich in Tab. 4.1:

Material	Silizium	Siliziumnitrid	Kalziumwolframat	Saphir	Germanium
Abkürzung	Si	SiNi	Cw	Sp	Ge

Tabelle 4.1: Abkürzung der Substratmaterialien für die Bezeichnung der Detektoren

Systematische Untersuchungen der Abhängigkeit der Sprungtemperatur von den Schichtdicken bei Silizium und $CaWO_4$ finden sich in [ST00], für Germanium und Saphir in [NU99]. Die Aufdampfparameter der in der Arbeit verwendeten Detektoren sind in Tab. 4.2 zu finden.

Detektor	**Ir-Haftschicht**		**Au-Schicht**		**Ir-Schicht**	
	Dicke	**Temp.**	**Dicke**	**Temp.**	**Dicke**	**Temp.**
Cw419	50 Å	470 °C	1120 Å	130 °C	430 Å	33 °C
Cw427	50 Å	470 °C	1050 Å	100 °C	430 Å	35 °C
Cw466	50 Å	470 °C	1050 Å	100 °C	430 Å	27 °C
Si441	30 Å	300 °C	800 Å	100 °C	300 Å	15 °C
Si459	50 Å	300 °C	800 Å	100 °C	300 Å	17 °C
Ge474	50 Å	300 °C	800 Å	100 °C	300 Å	7 °C
Si479	50 Å	300 °C	800 Å	100 °C	300 Å	20 °C
Sp483	30 Å	300 °C	—	—	500 Å	32 °C
SiNi487	30 Å	300 °C	500 Å	100 °C	800 Å	52 °C
Si491	50 Å	300 °C	800 Å	100 °C	450 Å	37 °C

Tabelle 4.2: Aufdampfparameter für die in dieser Arbeit erwähnten Detektoren. Angegeben sind Aufdampftemperatur (Spalte Temp.) und Schichtdicke für die verschiedenen Schichten.

Ab dem Film 465 wurde die Qualität der Filme plötzlich schlecht: Die Phasenübergänge der Filme hatten eine wesentlich zu hohe Temperatur und die Übergänge waren breit und hatten Stufen (Abb. 4.1). Vor diesem Film wurde die Ir/Au-Aufdampfanlage geöffnet und neues Gold und Iridium in die Tiegel gefüllt. Die Ursache dieser Verschlechterung konnte bisher nicht ermittelt werden. Es wurden folgende Untersuchungen vorgenommen, um das Problem einzugrenzen:

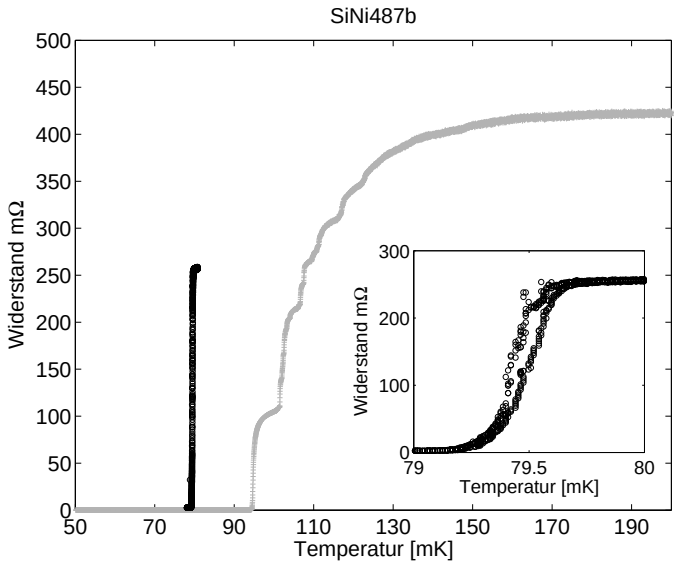

Abbildung 4.1: Phasenübergänge des Films SiNi487b. Der grau dargestellte Übergang bei höherer Temperatur zeigt den unstrukturierten Film. Anschließend wurde der Film bei 200 °C für 2 Stunden im Vakuum getempert und danach strukturiert. Der Film zeigte darauf einen sehr scharfen Übergang bei niedrigerer Temperatur. Das Inset zeigt diesen Übergang nochmals vergrößert.

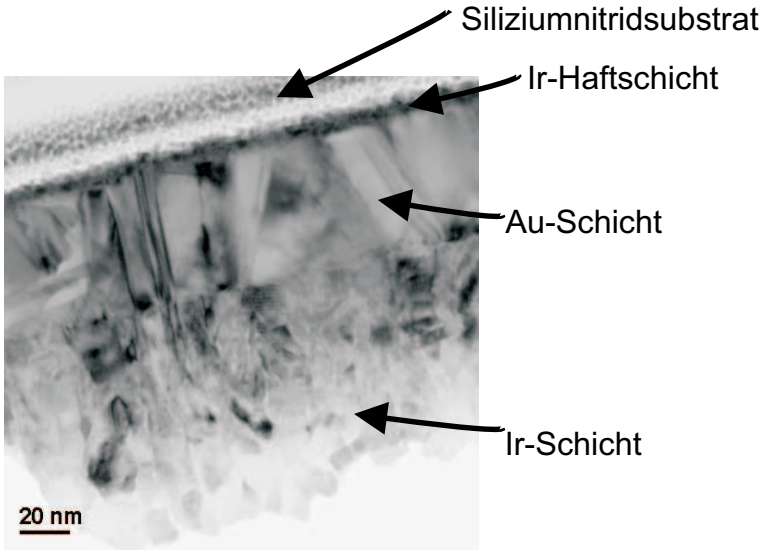

Abbildung 4.2: TEM-Aufnahme eines Schnittes durch den Film SiNi487a. Ganz oben ist das Siliziumnitridsubstrat zu erkennen. Darunter schließt sich die sehr dünne Ir-Haftschicht an. Deutlich zu sehen sind anschließend die Gold- und die Iridiumschicht, wobei Teile der Iridiumschicht durch die Präparation abgetragen sind.

- Es wurde ein reiner Ir-Film auf Saphir (Sp483) aufgedampft. Er hatte eine Sprungtemperatur von 185 mK (anstatt der erwarteten 112 mK) und wies ebenfalls Stufen auf.

- Aus dem Aufdampfmaterial wurde ein Stück herausgesägt und der Übergang gemessen. Es zeigte eine Sprungtemperatur von 107 mK, welches ungefähr dem Literaturwert von 112 mK entspricht.

- Zur Untersuchung von Verunreinigungen wurden Flugzeit-Sekundärionen-Massenspektrometrie (TOF-SIMS)-Messungen von einem alten guten Film und einem neuen schlechten Film durchgeführt. Es zeigten sich jedoch keine wesentlichen Unterschiede.

- Eine Untersuchung mit einem Elektronenmikroskop zeigte ca. 1 μm lange Risse in den Filmen. Die Risse konnten auf eine schlechte thermische Kopplung der Substrate an den Heizer beim Aufdampfen zurückgeführt werden. Mit der Beseitigung dieses Problems zeigten sich auch keine Risse mehr. Trotzdem wiesen die Filme immer noch zu hohe Übergänge mit Stufen auf.

- Zur Untersuchung der Struktur der Filme wurde eine Transmissions-Elektron-Mikroskop (TEM)-Aufnahme vom Film SiNi487a angefertigt (Abb. 4.2). Sie zeigt deutlich eine körnige Struktur sowohl des Goldfilms als auch des Iridiumfilms.

Diese Untersuchungen legen nahe, dass die Qualität der Filme mehr durch das Aufwachsen und die Struktur als durch Verunreinigungen beeinflusst wird. Deshalb wurde versucht, die Filme zu tempern. Abb. 4.1 zeigt das deutlich positive Ergebnis für den Film SiNi487b. Das Tempern im Vakuum bei 200 °C für 2 Stunden und das anschließende Strukturieren führten zu einem sehr scharfen Übergang.

Deshalb wurde das Tempern als Arbeitsschritt gleich nach dem Dampfen eingeführt. Der mit dieser Methode hergestellte Film Si491b zeigte auch unstrukturiert bei 45.5 mK einen ca. 0.3 mK scharfen Übergang. Auch wenn immer noch nicht geklärt wurde, wodurch es zur Verschlechterung der Übergänge kam, so können jetzt zumindest wieder qualitativ gute Filme mit scharfen Übergängen hergestellt werden.

4.1.2 Photolithographie

Für die Strukturierung des Ir/Au-Films ist ein positiver Photolackprozess notwendig. Dazu wurden folgende Schritte durchgeführt:

- Aufschleudern des Photolacks (ma-P 215 der Firma Microresist) mit 1000 Umdrehungen in der Minute, 30 Sekunden

- Backen
  Dünne Substrate (Wafer): 5 min bei 100 °C auf der Heizplatte
  Dicke Substrate (z.B. $CaWO_4$-Kristalle): 30 min bei 100 °C im Ofen
- Belichten mit einem Maskaligner (MA 1006 der Firma Karl Süss) im „hard contact"-Verfahren, 20 Sekunden
- Entwickeln (Entwickler ma-D 330 der Firma Microresist), 30 Sekunden
- Spülen mit deionisiertem Wasser

Bei der Belichtung von $CaWO_4$-Kristallen wird der Kristall mit einem Stück schwarzem Papier unterlegt und von einem auf der Innenseite schwarzen Papierzylinder umgeben. Dies verhindert weitgehend Lichtreflektionen an der Unterseite des Kristalls und das Eindringen von Licht von der Seite. Ohne diese Maßnahme kommt es zu einer parasitären Belichtung des Photolacks von der Unterseite, was zu verschwommenen Strukturen führt. Dies gilt auch für den negativen Prozess.

Mit dem negativen Prozess wird eine Lift-off-Maske aus Photolack auf das Substrat aufgebracht, auf welche dann eine Goldstruktur gesputtert oder eine Aluminiumstruktur gedampft wird. Danach wird der auf der Photolackmaske befindliche Film mit Aceton abgelöst. Die negative Photolackstruktur wird wie folgt aufgebracht:

- Aufschleudern des Photolacks ma-N 440 der Firma Microresist mit 3000 Umdrehungen in der Minute, 30 Sekunden
- Backen
  Dünne Substrate (Wafer): 6 min bei 95 °C auf der Heizplatte
  Dicke Substrate (z.B. $CaWO_4$-Kristalle): 30 min bei 95 °C im Ofen
- Belichten mit einem Maskaligner (MA 1006 der Firma Karl Süss) im „hard contact"-Verfahren, 120 Sekunden
- Entwickeln (Entwickler ma-D 332S der Firma Microresist), 60 Sekunden
- Spülen mit deionisiertem Wasser

4.1.3 Sputterätzen

Der Ir/Au-Film wird zunächst durch einen positiven Prozess mit einer Photolackstruktur versehen und danach in eine Argon-Sputteranlage eingebaut, die auf einen Druck von 5×10^{-5} mbar abgepumpt wird. Dort wird der Film für 20 min mit in einer Spannung von 650 V beschleunigten Argonionen bei einem Ionenstrom von 25 mA abgesputtert. Es verbleiben dann nur noch Ir/Au-Strukturen, welche von Photolack bedeckt sind.

4.1.4 Sputtern der Gold-Strukturen

Sowohl die für die thermische Kopplung der Detektoren notwendigen Gold-Bondpads als auch Gold-Heizer werden durch Sputtern aufgebracht. Dazu wird zunächst die Struktur mit einem negativen Lift-off-Photolackprozess definiert. Danach wird der Detektor mit der selben Prozedur wie beim Sputterätzen für 30 Sekunden gereinigt. Anschließend wird mit in einer Spannung von 1100 V beschleunigten Argonionen bei 80 mA Ionenstrom auf ein Gold-Target geschossen. Die abgesputterten Goldatome setzen sich mit einer Rate von ca. 2 Å/s auf dem Detektorsubstrat ab. Die Dicke der Goldstruktur beträgt 2.5 kÅ. Da Gold meistens nur schlecht haftet, wurden in dieser Arbeit alle Goldstrukturen mit einer Ir/Au-Schicht unterlegt.

4.1.5 Aufdampfen der Aluminium-Strukturen

Die Aluminiumstrukturen werden in einer UHV-Anlage aufgedampft. Zuvor wird das Substrat mit einer Argonplasmaquelle für 1.5 Minuten gereinigt. Eine genaue Beschreibung des Aufdampfprozesses und der Anlage findet sich in [AN00]. Für den Phononenkollektor wird eine Schichtdicke von 8 kÅ aufgedampft. Normalerweise werden die elektrischen Kontaktierungen und der Phononenkollektor zusammen aufgedampft. Werden elektrische Kontaktierungen (z.B. Neganov-Luke-Kontakte) einzeln aufgebracht, so wurde nur eine Schichtdicke von 3-4 kÅ verwendet.

4.1.6 Halterung und Bonden

Der überwiegende Teil der Halterungen der Phonon- und Lichtdetektoren bestehen aus getempertem Kupfer, welches eine sehr gute Wärmeleitfähigkeit aufweist. Der Halter für Licht- und Phonondetektor für die großen, 300 g schweren $CaWO_4$-Detektoren ist in [FR02] beschrieben. Für die kleineren, 38 g $CaWO_4$-Detektoren wurde sowohl für den Lichtdetektor als auch für den Phonondetektor ein neuer Halter konzipiert. Dabei wurde die hochreflektierende Folie, die den $CaWO_4$-Kristall umgibt, auch durch einen Zylinder aus speziellem, sehr gut reflektierendem Teflon (ZenithPolymer, Firma OptoPolymer) ersetzt. Die Handhabung dieses Zylinders ist wesentlich einfacher als die der Folie.

Die in den Halter eingebauten Detektoren werden mittels eines Wedgebonders der Firma Kulike & Soffa kontaktiert. Der thermischen Kontakt zwischen dem Gold-Bondpad des Detektors und der Halterung aus Kupfer wurde mittels Golddraht von 25 μm Durchmesser der Firma MÜLLER FEINDRAHT AG hergestellt. Für die elektrische Kontaktierung wurde Aluminiumdraht des selben Durchmessers und der selben Firma verwendet.

Die Detektoren werden durch ein Stück Sintimid (gesintertes Polyimid) thermisch von der Kupferstruktur des Kryostateninneren getrennt. Der Kontakt zur Mischkammer wird über einen Kupferdraht hergestellt. Dies ermöglicht eine definierte

Wärmekopplung. Am Detektorhalter befinden sich ein Thermometer und ein Heizer. Über sie kann die Haltertemperatur stabilisiert werden. Als Thermometer wird entweder ein Speer-Widerstand (Dünnschicht-Kohlewiderstand, der Ausdruck Speer stammt von der gleichnamigen Firma, die früher solche Widerstände produzierte) oder ein Rutheniumoxid-Thermometer verwendet.

4.2 Messaufbau

4.2.1 Kryostat

Die Detektoren wurden in einem ^{3}He/^{4}He-Entmischungskryostaten getestet. Das Modell TLE 200 der Firma Oxford Instruments ist für eine Basistemperatur von 7 mK konzipiert, erreichte jedoch während dieser Arbeit nur ca. 10 mK. Auf die Funktionsweise soll hier nicht weiter eingegangen werden. Die theoretischen Grundlagen eines ^{3}He/^{4}He-Entmischungskryostaten finden sich in [PO91]; der Aufbau und die Funktionsweise des speziellen Modells sind in [SC01] beschrieben.

4.2.2 Temperaturregelung

Die Haltertemperatur wird mit einem Speer- oder Rutheniumoxidthermometer bestimmt. Zur Messung des Widerstandes dieser Thermometer wurde die Widerstandsbrücke AVS-47 der Firma PICOWATT (www.picowatt.fi) benutzt. Die Messbrücke verwendet eine 4-Pol-Messtechnik im Lock-in-Verfahren bei einer Frequenz von 12.5 oder 15 Hz. Sie ist über eine IEEE-Schnittstelle vom Computer aus ansteuerbar. Die Verkabelung der Thermometer sowie der Heizer im Kryostaten ist in [SC01] beschrieben. Dabei ist besonders auf die Abschirmung von Störsignalen zu achten, sowie auf eine gute thermische Ankopplung der Leitungen auf allen Temperaturstufen des Kryostaten.

Die Haltertemperatur kann mittels eines Heizers und eines Temperaturreglers eingestellt werden. Der Heizer ist ein Widerstand mit ca. 100 Ω, welcher mit Stycast (2-Komponentenkleber der Firma Emerson & Cuming, www.emersoncuming.com) auf ein Stück getempertes Kupfer aufgeleimt wird. Die Regelung der Heizleistung erfolgt mit dem Temperaturregler TS-530A der Firma PICOWATT. Dieser vergleicht den eingestellten Sollwiderstand mit dem von der AVS-47 Widerstandsbrücke gemessenen Wert und legt mittels eines PID-Reglers (Proportional-Integral-Differential) die Leistung des Heizers fest. Der Temperaturregler TS-530A ist ebenfalls über den Computer ansteuerbar und erlaubt somit auch geregelte, kontinuierliche Änderungen der Haltertemperatur.

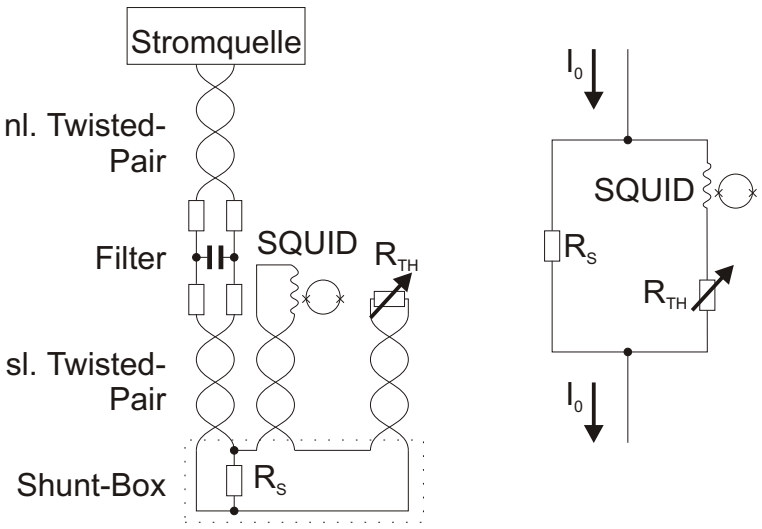

Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Auslesekreises (Abbildung aus [SC01]). Der mit der Stromquelle erzeugte Biasstrom I_0 wird zunächst über normalleitende (nl.) Twisted-Pair-Kabel und einen 4-Pi-Filter geleitet und dann über supraleitende (sl.) Twisted-Pair-Kabel an den Messkreis (rechte Abb.) angelegt. In der Shunt-Box wird der Biasstrom in zwei Zweige aufgeteilt. In einem Zweig befindet sich der Shuntwiderstand (R_S), in dem anderen das SPT (R_{TH}) und die Einkoppelspule des SQUIDs.

4.2.3 Auslesekreis

Der Aufbau des Auslesekreises ist aus Abb. 4.3 ersichtlich. Der Biasstrom I_0 wird aufgeteilt in einen Strom über den Shuntwiderstand und einen Strom über das SPT. Je nach Widerstand des SPT ändert sich auch der Strom durch das SPT. Diese Stromänderung kann sehr genau mit einem SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) gemessen werden. Dazu wird die Einkoppelspule des SQUID in Serie zum SPT geschalten. Das in der Einkoppelspule erzeugte Magnetfeld wird vom SQUID und seiner Elektronik in das Messsignal umgewandelt.

Nachfolgend sollen die einzelnen Bestandteile des Auslesekreises genauer beschrieben werden:

- Stromquellen

  Die rauscharmen Stromquellen mit der Bezeichnung SQUID-C-S 9713 wurden von der Elektronikwerkstatt des Physikdepartments der Technischen Universität München hergestellt. Die Stromquelle benötigt keinen Massepunkt. Damit kann der Detektor geerdet werden, ohne dass dadurch zwei Erdverbindungen entstehen, wodurch sonst eine Erdschleife erzeugt werden könnte. Der Strom

wird über ein Potentiometer oder extern über eine Regelspannung an einem BNC-Eingang bestimmt.

- 4-Pi-Filter

  Die Tiefpassfilter bestehen aus 4 Widerständen mit jeweils 5 kΩ und einem Kondensator mit 1 nF. Der Kondensator ist ein SMD-Baustein (Surface Mounted Device) aus dem Material NP0; die SMD-Metallfilmwiderstände sind aus einer Ni/Cr-Legierung gefertigt.

  Wird der Widerstand des Messkreises vernachlässigt, so berechnet sich die Abschneidefrequenz dieses Filters wie folgt:

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi RC} \tag{4.1}$$

  Die Abschneidefrequenz f_{3dB} gibt die Frequenz an, bei der das Signal durch den Filter um 3 dB (Faktor 0.707) erniedrigt wird.

- Twisted-Pair-Kabel

  Alle Leitungen im Auslesekreis sind Twisted-Pair-Kabel, um ein Übersprechen („cross-talk“) zwischen den Leitungen zu verhindern. Der Messkreis (Verbindungen zwischen Shunt, Thermometer und SQUID) ist komplett supraleitend ausgelegt, um parasitäre Widerstände zu verhindern. Alle Drähte des Auslesekreises sollten gut fixiert sein, um mechanische Schwingungen der Kabel, die Störungen verursachen könnten, zu vermeiden.

- Shuntwiderstände und Shuntbox

  In einer kupfernen Shuntbox auf Mischkammertemperatur befinden sich nicht nur verschiedene Shuntwiderstände, sondern von dort aus werden auch die verschiedenen Leitungen zur Stromquelle, zum Thermometer und zum SQUID angeschlossen (Abb. 4.3). Die vorhandenen Shuntwiderstände können parallel oder seriell verlötet werden. Meist wurde mit einer Parallelschaltung eines 10 mΩ und eines 20 mΩ Widerstands gearbeitet, was ca. 6.6 mΩ ergibt. Für Detektoren mit einem höheren Widerstand wurden gelegentlich auch höhere Shuntwiderstände benutzt.

- SQUIDs

  Ein SQUID besteht aus einem supraleitenden Ring, welcher durch zwei Josephsonkontakte unterbrochen ist. Der SQUID wird mit einem konstanten Strom betrieben, und der Spannungsabfall über den SQUID ist abhängig vom Magnetfeld, in dem sich der SQUID befindet. Die Abhängigkeit ist periodisch mit der Periode des magnetischen Flussquants Φ_0. Deshalb muss der SQUID bei größeren Magnetfeldänderungen im Feedbackmodus betrieben werden. Dazu wird von einer Feedbackspule ein kompensierendes Magnetfeld erzeugt. Dieser

Feedbackstrom (bzw. die Spannung, die diesen Strom über einen Feedbackwiderstand erzeugt) wird als eigentliches Messsignal genutzt. Mit einer Einkoppelspule lassen sich mit dem SQUID nicht nur Magnetfelder, sondern auch sehr empfindlich Ströme messen.

Im in dieser Arbeit benutzten Kryostaten sind 4 SQUIDs eingebaut:

- Zwei SQUIDs der Firma Applied Physics (AP). Sie sind am 1K-Topf des Kryostaten montiert und haben sich als sehr zuverlässig erwiesen.
- Ein SQUID der Firma BTI Biomagnetic Technologies (BTI), der sich im Heliumbad befindet und deshalb nur bei mindestens halb gefülltem Heliumbad gut betrieben werden kann.
- Ein SQUID des IPHT (Institut für physikalische Hochtechnologie) in Jena. Er ist am 1K-Topf montiert und zeichnet sich durch eine besonders geringe Induktivität der Einkoppelspule aus. Dies kann helfen, elektrothermische Oszillationen (Kap. 3.6.4) zu vermeiden. Der Vorverstärker dieses SQUIDs wurde modifiziert durch einen zusätzlichen Operationsverstärker, der auf verschiedene Verstärkungsstufen gestellt werden kann. Damit wurde eine bessere Anpassung des SQUID-Ausgangssignals an die Datenaufnahme erreicht.

SQUID	Stromrauschen [pA/$\sqrt{\text{Hz}}$]	Induktivität [μH]	Bandbreite [kHz]	slew rate [A/s]
BTI	1.5 - 2.8	2	50	0.1
AP	1.5 - 2.1	1.3	20	-
IPHT Jena	1.68	0.01	2600	0.147

Tabelle 4.3: Leistungsmerkmale der verwendeten SQUIDs

Tab. 4.3 fasst die Eigenschaften der verwendeten SQUIDs zusammen. Das Stromrauschen von ca. 2 pA/$\sqrt{\text{Hz}}$ ist gegenüber dem Rauschen des Detektors meist vernachlässigbar. Nur wenn der Sensor sehr hochohmig und damit das Detektorrauschen gering ist, spielt das Rauschen des SQUIDs eine nennenswerte Rolle. Eine niedrige Induktivität der Einkoppelspule ist speziell zur Vermeidung elektrothermischer Oszillationen günstig (Kap. 3.6.4). Allerdings haben auch die Twisted-Pair-Kabel eine Induktivität, weshalb auf Grund der langen Kabel im Kryostaten die sehr geringe Induktivität der Einkoppelspule der IPHT-SQUIDs nicht voll ausgenutzt werden kann. Die Bandbreite der SQUIDs spielt für die verwendeten Detektoren kaum eine Rolle, da das Signal/Rausch-Verhältnis für Frequenzen über 20 kHz sehr schlecht ist. Die slew rate gibt an, wie schnell die Feedbackelektronik einer Änderung des Stroms in der Einkoppelspule des SQUIDs folgen kann. Bei schnell ansteigenden, großen Pulsen übersteigt die Stromänderung die slew rate und es kommt

zu einem Flussquantenverlust im SQUID, der durch die Feedbackelektronik nicht ausgeglichen werden kann.

4.3 Datenaufnahme

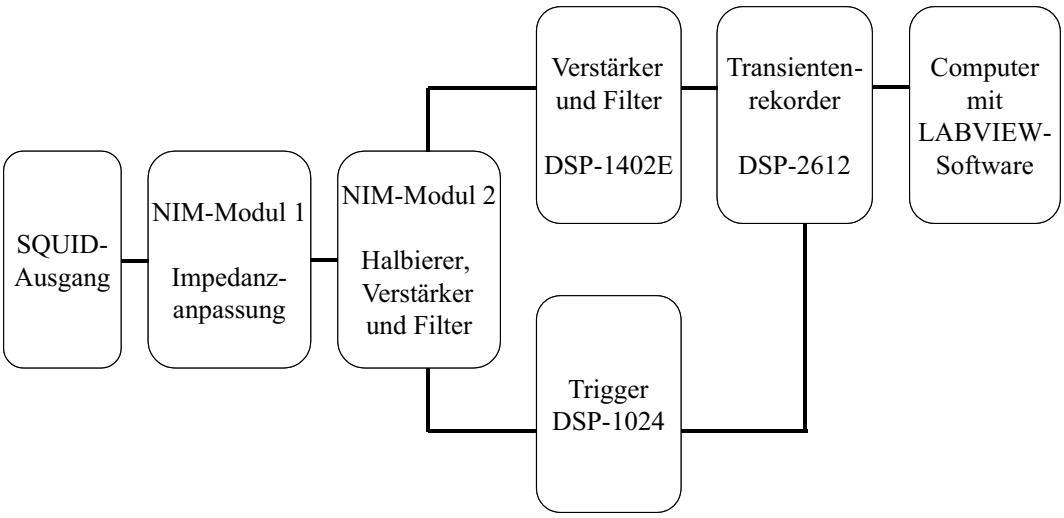

Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Datenaufnahme

Den schematischen Aufbau der Datenaufnahme zeigt Abb. 4.4. Nachfolgend sollen die einzelnen Module etwas genauer erläutert werden:

- SQUID-Ausgang
  Alle SQUIDs sind mit einer kommerziellen Elektronik ausgerüstet, deren Ausgang ein differentielles Signal von $\pm$ 10 V liefert.
- NIM-Modul 1
  Das NIM-Modul 1 dient der Impedanzanpassung des Ausgangs der SQUID-Elektronik an die nachfolgende Datenaufnahmeelektronik. Zusätzlich kann mit diesem Modul auch eine Erdverbindung für das differentielle Ausgangssignal des SQUIDs definiert werden.
- NIM-Modul 2
  Das NIM-Modul 2 halbiert das Messsignal und gibt es an den nachfolgenden Verstärker und Transientenrekorder weiter. Die Halbierung ist nötig, weil diese nur mit einer Signalstärke von $\pm$ 5 V arbeiten können. Weiterhin wird vom Modul auch das Eingangssignal des Triggers DSP-1024 bereitgestellt. Dazu wird das Messsignal mit einem Hochpass gefiltert und kann zusätzlich noch verstärkt werden. Mit den NIM-Modulen 1&2 können jeweils zwei Messsignale gleichzeitig verarbeitet werden.

- Trigger DSP-1024 (CAMAC)
  Der Trigger DSP-1024 ist ein per Computer steuerbarer Schwellentrigger und liefert das Triggersignal für den Transientenrekorder. Er hat vier Eingangskanäle. Diese können entweder separate Triggersignale liefern oder zu einer OR- oder AND-Logik verknüpft werden. Ein Nachteil des Schwellentriggers ist der pulshöhenabhängige Triggerzeitpunkt.

- Verstärker DSP-1402E (CAMAC)
  Der Verstärker DSP-1402E kann ebenfalls vom Computer aus angesteuert werden. Im Messaufbau wird hauptsächlich seine Filterfunktion genutzt. Diese ist speziell als Antialiasingfilter[2] nötig.

- Transientenrekorder DSP-2612 (CAMAC)
  Mit dem Transientenrekorder werden die Pulse digitalisiert. Bis zu vier Kanäle können gleichzeitig ausgelesen werden.

- Computer mit LABVIEW-Software
  Mit dem Computer kann der Transientenrekorder ausgelesen werden. Die in LABVIEW geschriebene Datenaufnahmesoftware erlaubt die Ansteuerung der CAMAC-Module, einfache Online-Analysen, und in begrenzten Maße das Verwerfen pathologischer Pulse. Des weiteren werden die Daten mit der Software auf ein Speichermedium geschrieben.

Zur erweiterten Datenaufnahme gehören auch ein DVM (CAMAC-Digitalvoltmeter, DSP-2032) und ein DAC (CAMAC-Digital/Analalogumwandler, DSP-3016). Mit dem DVM können während der Datenaufnahme Messwerte mitprotokolliert werden, die in Form einer Spannung vorliegen, wie z.B. die Haltertemperatur über den Ausgang der Messbrücke. Mit dem DAC werden z.B. Spannungsstufen erzeugt, welche auf die Bias-stromquellen gegeben werden. Aus der Stufenhöhe der Antwort des SQUIDs kann auf den Widerstand des SPT geschlossen werden. Dies ermöglicht die Aufnahme von Phasenübergängen der SPT.

[2]Ein Antialiasingfilter unterdrückt Frequenzen, die nicht mehr vom Transientenrekorder erfasst werden, aber zu Interferenzen führen

Kapitel 5

Messergebnisse

5.1 Phonondetektoren

5.1.1 Detektor Cw419

Der Detektor Cw419 war der erste 300 g $CaWO_4$-Kristall mit einem so genannten verteilten Thermometer (VT). Das VT besteht aus insgesamt 56 Blöcken. Der Aufbau eines Blocks ist in Abb. 5.1 ersichtlich. Das VT wurde in der Mitte einer der beiden Stirnflächen des $CaWO_4$-Kristalls aufgebracht.

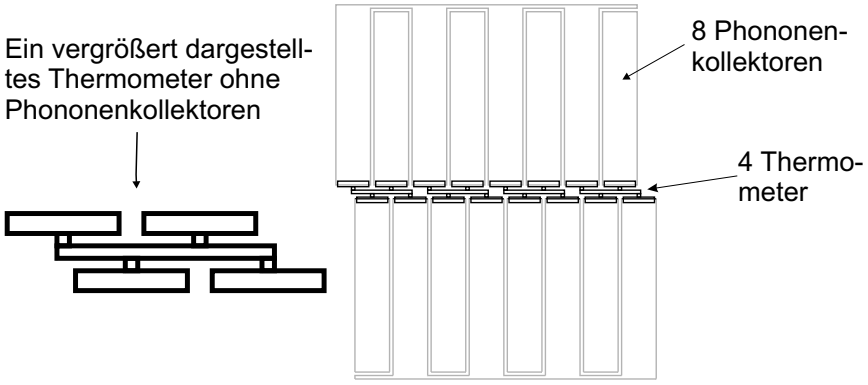

Abbildung 5.1: Bild eines Blocks des Cw419-VTs. Schwarz sind die Ir/Au-Thermometer dargestellt und grau die Phononenkollektoren. Ein Block besteht aus 4 parallel geschalteten Thermometern mit je 4 Phononenkollektoren von 500 μm Länge und 100 μm Breite. Die Länge des zentralen Thermometerstreifens ist 175 μm und seine Breite 10 μm. Das VT besteht aus 56 Blöcken. Vier dieser Blöcke sind jeweils in einem Modul parallel geschaltet. Diese Module werden dann in Reihe geschaltet.

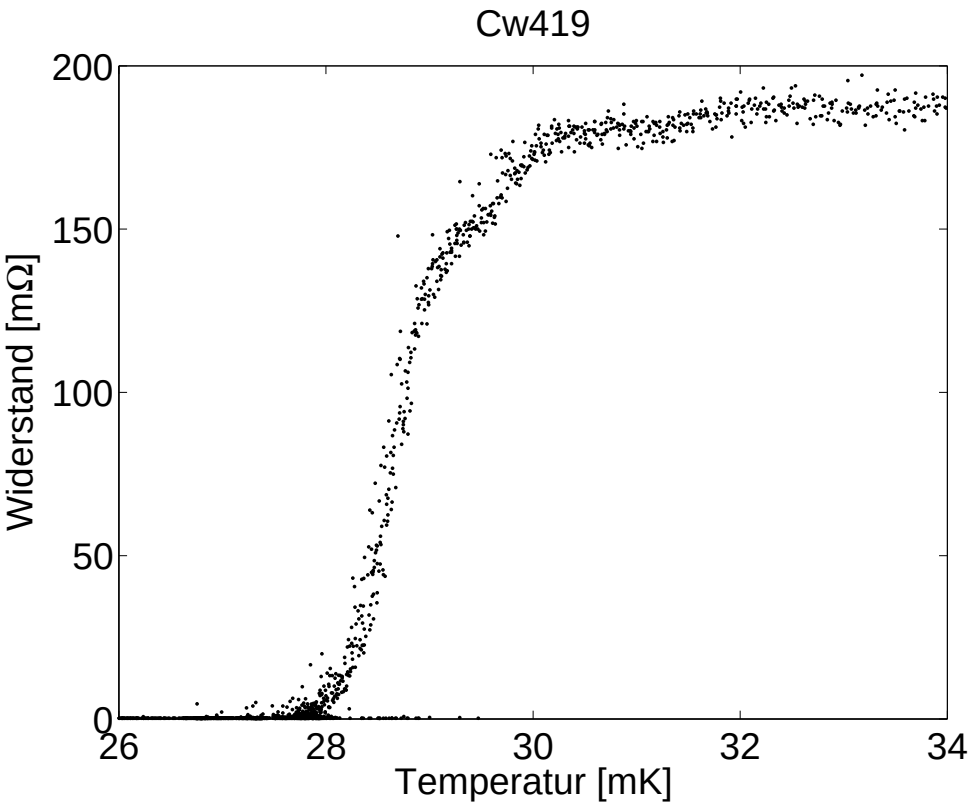

Abbildung 5.2: Phasenübergang des Detektors Cw419, gemessen mit 1 μA Messstrom.

Das auf den Detektor aufgebrachte Gold-Bondpad zur thermischen Kopplung haftete nur sehr schlecht auf der $CaWO_4$-Oberfläche, da keine Haftschicht unterlegt war. Es war daher nicht möglich, auf dem Pad zu bonden. Die thermische Kopplung wurde deshalb durch einen Kupferstreifen hergestellt, der auf einer Seite zwischen Kristall und einem Halterungsteil aus Teflon geklemmt wurde. Die andere Seite des Streifens wurde an den Halter geschraubt. Diese provisorische Lösung erwies sich als ausreichende thermische Kopplung und zeigte keine negativen Eigenschaften. Nach der ersten Messung des Detektors wurde ein größeres Gold-Bondpad mit einer Haftschicht aus Chrom aufgebracht. Der dazu nötige photolithographische Prozess griff jedoch die Phononenkollektoren des VTs an, sodass die Energieschwelle und Energieauflösung des Detektors bei einer zweiten Messung deutlich degradiert waren. Daher wurde das VT vom Kristall entfernt, um einen neues VT aufzubringen.

Das VT zeigte einen scharfen Phasenübergang von ca. 1.5 mK Breite bei einer Sprungtemperatur von 29 mK (Abb. 5.2). Für die Aufnahme von Pulsen wurde ein Arbeitspunkt mit einer Badtemperatur von 18.3 mK und einem Messstrom I_0 durch den Gesamtkreis von 14.4 μA verwendet. Zur Eichung wurde der Detektor mit einer ^{57}Co-Quelle von außerhalb des Kryostaten bestrahlt.

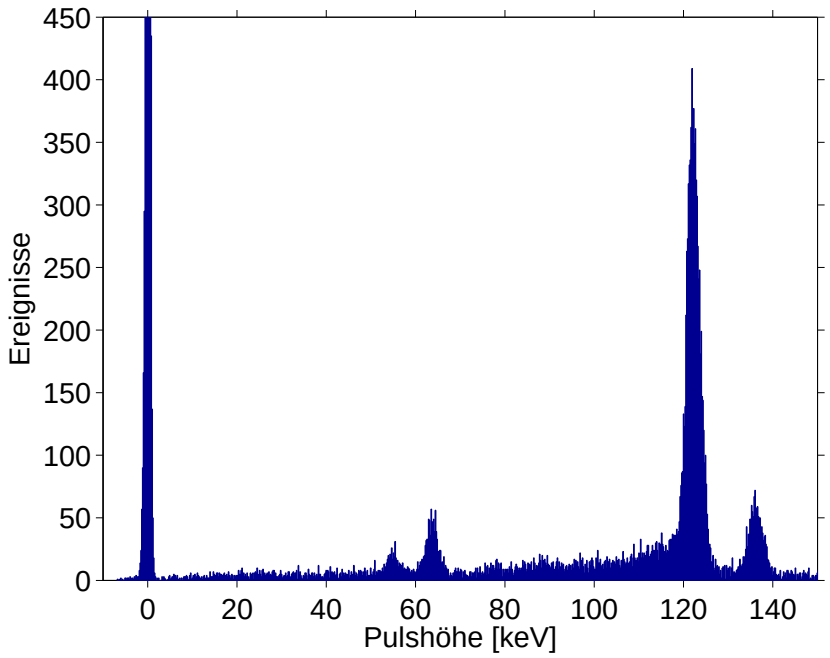

Abbildung 5.3: Spektrum des Detektors Cw419 bei einer Eichung mit einer ^{57}Co-Quelle. Die Pulshöhe wurde durch einen Standardereignis-Fit ermittelt. Zum Ausschluss von Pileup-Pulsen wurden nur gut gefittete Ereignisse berücksichtigt. Bei 122 und 136 keV liegen die beiden Gammalinien der Quelle. Die Linien bei 55 und 63 keV entstehen durch das Entweichen von charakteristischer Röntgenstrahlung bei der Absorption der 122 keV-Gammaquanten an Wolframatomen (escape peaks). Zur Ermittlung der Energieschwelle wurden zusätzlich Rauschereignisse aufgenommen, die sich bei 0 keV zeigen.

Um eine besonders niedrige Triggerschwelle zu erreichen, wurden die Pulse mit einem Tiefpassfilter (Modell Ithaco) gefiltert. Dies führt zu einer Verzerrung der Pulsform in der Pulsanstiegszeit und des Pulsmaximums. Deshalb kann bzgl. der Pulsform hier nur die Pulsabfallszeit mit 3.2 ms angegeben werden, die wesentlich länger als die Integrationszeit des Filters war.

Der Detektor Cw419 zeigte eine gute Energieschwelle und Energieauflösung. Ein Pulshöhenspektrum einer Eichung mit einer ^{57}Co-Quelle zeigt Abb. 5.3. Die gemessene Energieauflösung und Position der 4 Linien zeigt Tabelle 5.1. Das Spektrum wurde auf die 122.1 keV-Gammalinie geeicht. Durch den Standardereignis-Fit gibt es bei der Pulshöhenbestimmung keinen Offset. Die Eichung zeigt (vgl. Tab. 5.1), dass zumindest für Energien unter 140 keV der Detektor annähernd linear ist.

Zur Ermittlung der Energieschwelle wurden Rauschereignisse aufgenommen, die mit dem selben Standardereignis wie normale Pulse gefittet wurden. Die Breite

Reale Linie	Gemessene Linie	FWHM Auflösung
54.5 keV	54.9±0.1 keV	2.4±0.3 keV
63.2 keV	63.7±0.1 keV	2.8±0.2 keV
122.1 keV	122.1±0.1 keV	3.2±0.1 keV
136.5 keV	136.1±0.1 keV	3.7±0.3 keV

Tabelle 5.1: Auflösung und Linearität des Detektors Cw419. Aufgelistet sind die exakte und die gemessene Linienenergie sowie die Linienbreite von vier verschiedenen Linien des Spektrums aus Abb. 5.3.

(FWHM) der Verteilung der gefitteten Pulshöhen beträgt 0.92±0.01 keV. Das ca. 2.12-fache des FWHM der Verteilung ergibt die 5σ-Schwelle. Damit ergibt sich eine 5σ-Energieschwelle von 1.95±0.02 keV.

Hinsichtlich Energieschwelle und Auflösung ist dieser Detektor mit VT vergleichbar zu den im CRESST-Experiment eingesetzten Detektoren mit Wolframthermometern. In zukünftigen Experimenten könnten solche Detektoren mit VT von Nutzen sein, da sie im starken elektrothermischen Feedback (Kap. 3.6.3) betrieben werden. Sie sind damit wesentlich weniger sensitiv auf Schwankungen der Badtemperatur und benötigen keine, oder weniger aktive Stabilisierung als die Detektoren mit Wolframthermometern [AN04]. Außerdem stellen sie durch ihre höhere Sprungtemperatur geringere Anforderungen an die Basistemperatur des Kryostaten.

5.1.2 Detektor Cw427

Der Detektor Cw427 wurde entwickelt, um schnellere Abfallszeiten als beim Detektor Cw419 zu ermöglichen und dadurch auch derartige Detektoren beim Neutronenstreuexperiment [JA04] einzusetzen. Es wurde deshalb eine größere Sensorfläche des VT gewählt (vgl. Gl. 3.7). Erst später wurde klar, dass für das Neutronenstreuexperiment [JA04] kleinere Kristalle notwendig sind, da bei den 300 g Kristallen die Rate der Doppelstreuungen zu groß ist [WA02b].

Das VT des Detektors Cw427 besteht aus 256 Blöcken mit je 4 parallel geschalteten Ir/Au-Thermometern von 175 μm Länge und 10 μm Breite. Diese Blöcke sind ähnlich wie die Blöcke von Detektor Cw419 aufgebaut (siehe Abb. 5.1). Die Al-Kollektorstreifen sind 480 μm lang, 100 μm breit und mit einer Ir/Au-Schicht unterlegt. Das unterlegte Ir/Au bewirkt laut [LO99] eine bessere Diffusion der Quasiteilchen im Kollektor. Jeweils 16 Blöcke sind in Reihe geschaltet. Zwei dieser Reihenschaltungen sind dann durch eine Parallelschaltung in einer Gruppe verbunden. Die 8 Gruppen sind dann wieder in Reihe geschaltet. Die thermische Kopplung erfolgte über ein 3×4 mm^2 großes Gold-Bondpad.

Die Kombination von Reihen- und Parallelschaltung wurde wie beim Detektor Cw419 nötig, da der Widerstand des gesamten VTs sonst zu niedrig ausgefallen wäre, wel-

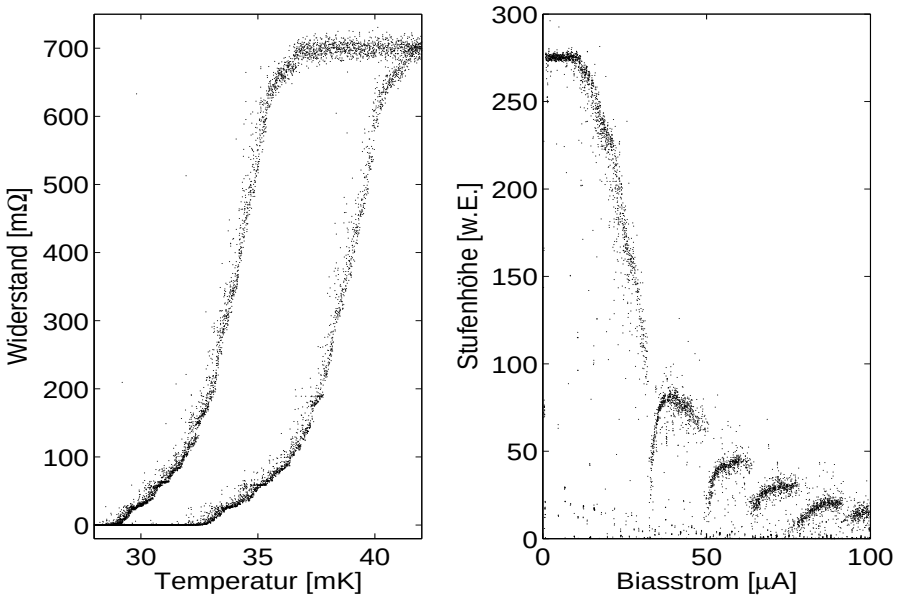

Abbildung 5.4: Phasenübergänge des Detektors Cw427. Die Übergänge werden aufgenommen, indem auf den Bias des Detektors Stromstufen gegeben werden. Beim linken Bild handelt es sich um einen Temperaturübergang, bei dem die Badtemperatur verändert wird und ausschließlich die Stromstufen auf den Bias gegeben werden. Der Übergang wurde dabei mit steigender und fallender Badtemperatur aufgenommen. Die thermische Kopplung verursacht eine Hysterese. Das rechte Bild ist ein Stromübergang. Bei ihm wird die Badtemperatur unterhalb des Phasenübergangs stabilisiert. Dann wird ein veränderlicher Biasstrom angelegt, der mit Stromstufen konstanter Größe überlagert wird. Im Bereich kleiner Widerstände des Temperaturübergangs sind Stufen zu erkennen, die sich im Stromübergang abbilden. Der Stromübergang ist zur besseren Illustration nicht über den gesamten Übergang dargestellt.

ches thermoelektrische Oszillationen zur Folge gehabt hätte (siehe Kap. 3.8). Die Reihenschaltung hat insbesondere Auswirkungen im Phasenübergang des VT. In Abb. 5.4 sind sowohl im Temperatur- als auch im Stromübergang deutliche Stufen zu erkennen. Zu dieser Zeit zeigten jedoch die Ir/Au-Filme an sich keine Stufen (Kap. 4.1.1), sodass vermutet werden kann, dass die Stufen von den Reihenschaltungen des Detektors herrühren. Die deutliche Verkleinerung der Stufenhöhe des Signals an einigen Stellen des Stromübergangs lässt sich auf besonders steile Stellen im Phasenübergang zurückführen. Dort wird die Stromstufe durch das starke elektrothermische Feedback zusammengezogen.

Die Stufen im Phasenübergang zeigten sich auch bei einer Eichung mit einer ^{57}Co-Quelle bei veränderlichem Biasstrom (Abb. 5.5). An den steilen Stellen des Phasenübergangs ist die Pulshöhe besonders groß. Allerdings ist das Signal/Rausch-

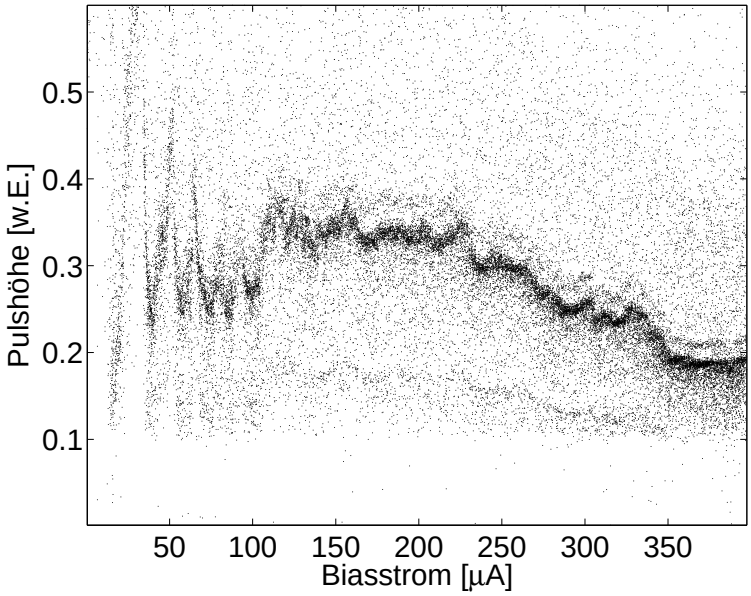

Abbildung 5.5: Pulshöhe des Detektors Cw427 in Abhängigkeit vom Biasstrom. Der Detektor wurde dafür mit einer ^{57}Co-Quelle bestrahlt und die Haltertempertur bei ca. 11 mK stabilisiert.

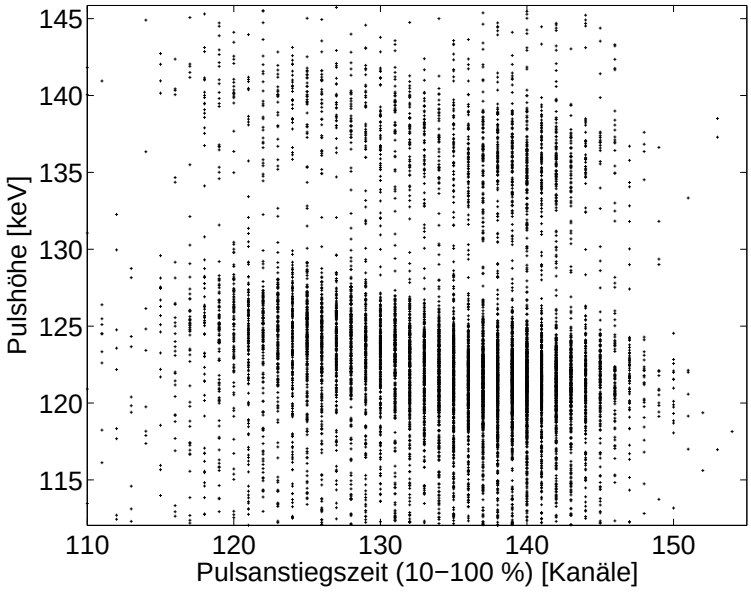

Abbildung 5.6: Abhängigkeit der Pulshöhe des Detektors Cw427 von der Pulsanstiegszeit (10-100 %, in Kanälen). Zu erkennen sind die 122 keV- und die 136 keV-Linie.

Verhältnis nicht bei der größten Pulshöhe am besten, sondern bei ca. 170-220 μA Biasstrom, da auch das Rauschen vom Arbeitspunkt abhängig ist. Der beste Arbeitspunkt muss experimentell ermittelt werden. In diesen Arbeitspunkten gibt es auch eine geringere Abhängigkeit der Pulshöhe von der Thermometertemperatur. Dies hat einen positiven Einfluss auf die Energieauflösung des Detektors, da durch das starke Pileup die Temperatur des Thermometers schwankt. Häufig lässt sich der beste Arbeitspunkt solcher Phonondetektoren dadurch ermitteln, dass die Detektortemperatur nahe der Basistemperatur des Kryostaten stabilisiert wird und dann eine Eichung mit veränderlichem Biasstrom durchgeführt wird.

Die Energieauflösung des Detektors bei der Eichung mit der ^{57}Co-Quelle betrug nach Aussortierung der Pileup-Pulse 5.4 keV bei 122 keV. Trotzdem verursacht das Pileup eine Degradierung der Auflösung. Zum einen sitzt der Puls immer auf einer leicht abfallenden Flanke auf, sodass die Pulshöhe etwas falsch ermittelt wird und zum anderen befindet sich der Detektor nicht immer im selben Arbeitspunkt, was eine Abhängigkeit der Pulshöhe von der Baseline zur Folge hat. Diese Abhängigkeit kann korrigiert werden. Damit wurde eine Energieauflösung von 4.4 keV bei 122 keV erreicht.

Reale Linie	**Gemessene Linie**	**FWHM Auflösung**
54.5 keV	53.7±0.2 keV	2.8±0.7 keV
63.2 keV	62.4±0.1 keV	3.6±0.6 keV
122.1 keV	122.1±0.1 keV	3.3±0.1 keV
136.5 keV	136.7±0.1 keV	3.1±0.3 keV

Tabelle 5.2: Auflösung und Linearität des Detektors Cw427. Aufgelistet ist die exakte und die gemessene Linienenergie und Linienbreite von vier verschiedenen Linien.

Abhängig vom Ereignisort gibt es unterschiedliche Pulsformen. Darauf soll im Verlauf des Kapitels noch näher eingegangen werden. Deshalb sind beispielsweise Pulshöhe und Pulsanstiegszeit miteinander korreliert. Abb. 5.6 stellt die Abhängigkeit der Pulshöhe von der Pulsanstiegszeit dar. Mit dieser Abhängigkeit kann die Pulshöhe nun nochmals korrigiert werden und es wird eine Detektorauflösung von 3.3 keV bei 122 keV erreicht. Die Linearität und Auflösung des Detektors Cw427 (Tab. 5.2) ist etwas schlechter als die des Detektors Cw419 (Tab. 5.1), wahrscheinlich auf Grund des ungleichförmigen Übergangs.

Zur Ermittlung der Energieschwelle wurden wie beim Detektor Cw419 Rauschereignisse aufgenommen und mit einem Standardereignis gefittet. Die Verteilung der gefitteten Pulshöhe hat eine Breite von 0.67±0.1 keV. Dies entspricht einer 5σ-Energieschwelle von 1.42±0.02 keV.

Neben der Pulsanstiegszeit ist auch die Pulsabfallszeit ortsabhängig. Besonders deutlich wird dies in einer Messung ersichtlich, bei der der Kristall von schräg oben be-

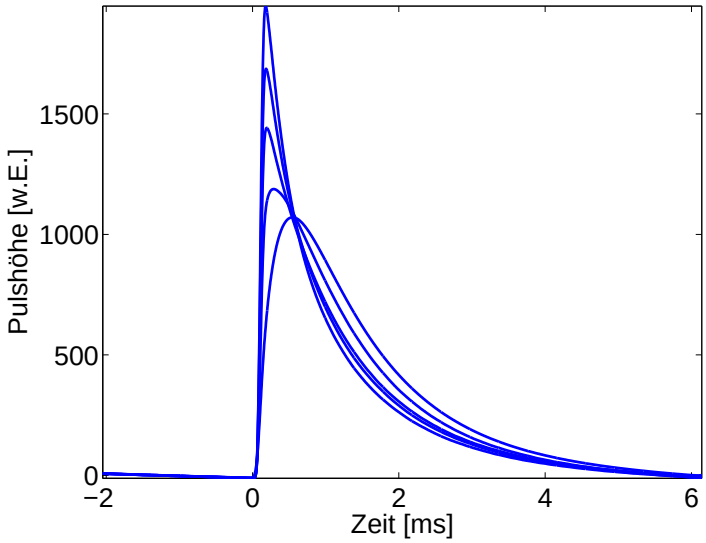

Abbildung 5.7: Verschiedene Pulsformen des Detektors Cw427. Dazu wurden jeweils die Pulse verschiedener Abfallszeiten zu einem Standardereignis gemittelt. Die meisten Ereignisse haben die Pulsform mit der langsamsten Anstiegs- und Abfallszeit. Die schnelleren Pulse entsprechen Ereignissen, die sehr nahe am Thermometer stattfinden.

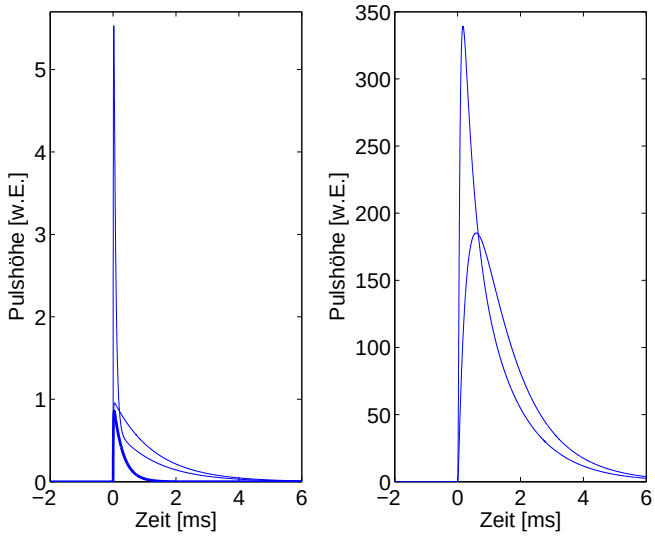

Abbildung 5.8: Linke Abb.: Fett ist die Antwort des VT auf einen instantanen Energieeintrag dargestellt. Die beiden dünn gezeichneten Pulse entsprechen dem Phononenfluss in das VT bei einem Energieeintrag nahe dem VT (hoher Puls) und entfernt vom VT. Rechte Abb.: Faltung der charakteristischen Antwort des VT mit den beiden Phononenflüssen.

strahlt wurde und somit mehr Ereignisse dicht am VT stattfinden. Die Pulsformen sind in Abb. 5.7 dargestellt. Die Pulsform mit der langsamsten Anstiegs- und Abfallszeit repräsentiert die Mehrzahl der Ereignisse. Diese Pulsform lässt sich sehr gut mit einer einfachen Funktion beschreiben, die aus einer exponentiellen Pulsanstiegszeit und einer exponentiellen Pulsabfallszeit besteht. Die Pulsanstiegszeit beträgt für die langsamen Pulse 0.3 ms, die Pulsabfallszeit 1.3 ms.

Wird die Pulsabfallszeit von Detektor Cw419 (3.2 ms) mit der vom Detektor Cw427 (1.3 ms) verglichen, so bestätigt dies die Annahme, dass die Pulsabfallszeit hauptsächlich eine Phononensammelzeit ist. Die Fläche des VT des Detektors Cw427 ist dabei ungefähr vier mal größer als die des VT des Detektors Cw419. Das die Pulsabfallszeit des Detektors Cw427 nur 2.5 mal schneller ist als die des Detektors Cw419 könnte an einer unterschiedlichen Übertrittswahrscheinlichkeit der Phononen in den Kollektorfilm liegen. Der Phononenkollektor des Detektors Cw427 ist mit einem Ir/Au-Film unterlegt was die Phononentransmission möglicherweise beeinträchtigt.

Die in der Nähe des VTs stattfindenden Ereignisse weisen sowohl eine schnellere Anstiegs- als auch eine schnellere Abfallszeit auf (Abb. 5.7). Qualitativ können die Pulsformen als Faltung des zeitlichen Verlaufes des Phononeneintrages in das VT mit der charakteristischen Pulsform des VT verstanden werden. Die charakteristische Pulsform des VT ist die Antwort des VTs auf einen instantanen Energieeintrag und besteht aus einer Kombination der Diffusionszeit des Kollektors und der Thermometerzeit τ_{eff}.

Anschaulich wird dies durch Abb. 5.8. In der linken Grafik ist fett die charakteristische Pulsform des VTs eingetragen. Die Abfallszeit dieser Pulsform erweist sich mit 0.3 ms als die Anstiegszeit der langsamen Pulse des Detektors Cw427. Zusätzlich sind dünn zwei Phononenflüsse in das VT dargestellt. Der kleinere Puls stellt ein weit vom Thermometer entferntes Ereignis dar. Es handelt sich dann im wesentlichen um die Sammlung ballistischer Phononen, die den Kristall homogen ausfüllen. Beim Ereignis nahe dem VT gibt es einen sehr schnellen, starken Phononenfluss in das VT durch die sich kugelförmig ausbreitenden quasidiffusiven Phononen. Anschließendend erfolgt wieder die Sammlung der ballistischen Phononen mit einer etwas reduzierten Amplitude. Die beiden Phononenflüsse aus Abb. 5.8 wurden so generiert, dass die Faltung mit der charakteristischen Pulsform des VTs die Pulsformen des Detektors Cw427 aus Abb. 5.7 reproduziert. Die Phononenflüsse in das VT können auch durch Phononensimulationen berechnet werden (Kap. 3.9). Abb. 5.9 zeigt zwei für den Detektor Cw427 gewonnene Ergebnisse. Sie bestätigen den angenommenen qualitativen Verlauf der Phononenflüsse aus Abb. 5.8.

Erfolgt die Kopplung des SPT hauptsächlich durch das elektrothermische Feedback, so ist die im SPT deponierte Energie proportional zum Integral des Pulses [CA00]. Diesen Zusammenhang zeigt Abb. 5.10 für den Detektor Cw427. Die einfache Pulshöhe ist sehr stark vom Absorptionsort und damit von der Pulsabfallszeit abhängig. Im Gegensatz dazu zeigt das Integral des Pulses nur eine schwache Abhängigkeit von der Pulsabfallszeit und damit vom Absorptionsort.

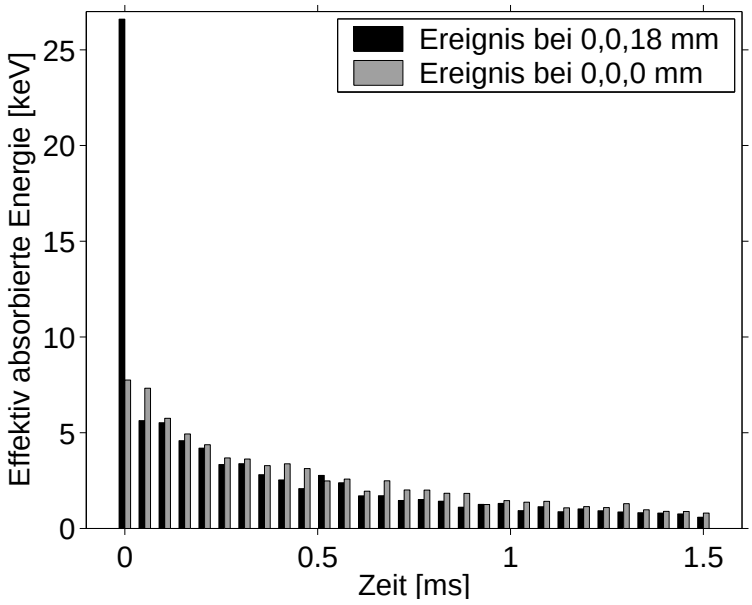

Abbildung 5.9: Simulation der durch Phononenabsorption erzeugten Quasiteilchenenergie für zwei 122 keV Ereignisse im Detektor Cw427. Die grauen Balken zeigen ein Ereignis in der Mitte des Detektors und die schwarzen Balken ein Ereignis 2 mm unterhalb des VT.

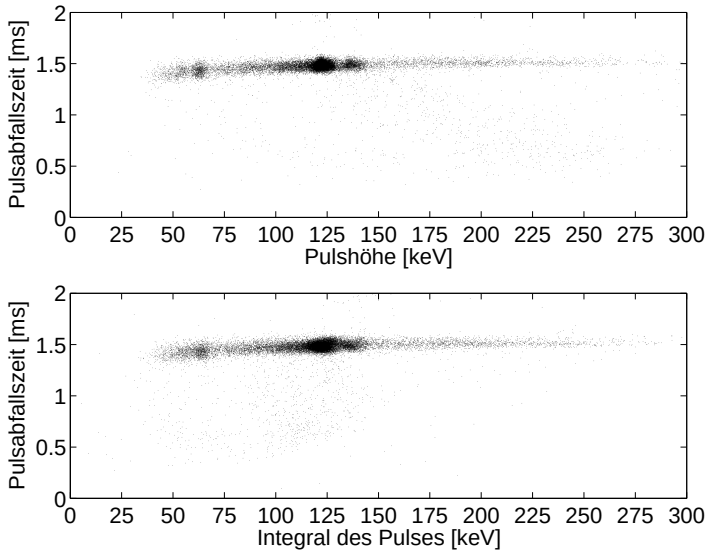

Abbildung 5.10: In der oberen Abbildung ist die Pulsabfallszeit gegenüber der Pulshöhe aufgetragen. Zu erkennen ist ein Band, dass sich ausgehend von der 122 keV und 136 keV Linie zu kürzeren Abfallszeiten und größeren Pulshöhen erstreckt. Die untere Abbildung stellt die Pulsabfallszeit gegenüber dem Pulsintegral dar. Es ist zu erkennen, dass das Pulsintegral bei kürzeren Abfallszeiten fast konstant ist.

Für einen möglichen Einsatz im Gran Sasso Untergrundlabor wurde der Detektor zusätzlich mit einem Gold-Heizer mit einer Fläche von 1×1.5 mm^2 ausgestattet. Mit den injizierten Heizpulsen lässt sich die Stabilität des Detektors überwachen. Der Heizer injiziert hauptsächlich thermische Phononen, sodass die Abfallszeit der Heizpulse einer thermischen Komponente entspricht und mit ca. 100 ms sehr lang ist. Dies führt im Experiment zu einer erhöhten Totzeit. Eventuell ist es möglich, mit einem kleineren Heizer in der Größenordnung von einigen μm^2 auch nichtthermische Phononen zu injizieren und somit die Abfallszeit der Heizpulse wesentlich zu verkürzen. Ein solcher Heizer ist auf den Detektor Cw466 aufgebracht, wurde jedoch noch nicht angeschlossen und getestet.

5.1.3 Fazit aus den Messungen der Detektoren Cw419 und Cw427

Die beiden Detektoren Cw419 und Cw427 erreichen die für einen Einsatz bei der Suche nach Dunkler Materie erforderlichen Energieschwellen und Energieauflösungen. Sie benötigen keine aktive Stabilisierung der Thermometertemperatur wie die derzeit im Gran Sasso Untergrundlabor eingesetzten Detektoren mit Wolfram-SPT und bieten somit einen wesentlichen Vorteil.

Eine Verkleinerung der Sensorfläche ist erstrebenswert, da dies die Ortsabhängigkeiten reduzieren würde. Die Hälfte der Sensorfläche des Detektors Cw419 sollte noch ausreichend gute Resultate bzgl. Energieschwelle und Auflösung liefern. Des weiteren würde eine Parallelschaltung aller Thermometer die oben beschriebenen Effekte, wie z.B. die Stufen im Übergang des Detektors Cw427, verhindern. Die ausschließliche Parallelschaltung ist durch eine Reduzierung der Thermometerbreite von 10 μm auf 4 μm erreichbar. Ein neuer Maskaligner und verbesserte Photolithographieprozesse (Kap. 4.1.2) machen solche Breiten mit der Institutsausstattung jetzt zugänglich. Dies würde des weiteren auch eine Verringerung der Wärmekapazität des VT bedeuten.

5.1.4 Detektor Cw466

Für die Messung der unterschiedlichen Quenchingfaktoren mit einem Neutronenstreuexperiment [JA04] werden kleinere Kristalle als die 300 g-Kristalle benötigt, da sonst die Rate der Neutronendoppelstreuungen zu groß ist [WA02b]. Deshalb wurde ein Detektor aus einem 38 g schweren $CaWO_4$-Kristall mit einem Durchmesser von 20 mm und einer Höhe von 20 mm hergestellt (Abb. 5.11).

Das VT des Detektors Cw466 besteht aus 36 SPT mit einer Länge von 350 μm und 8 μm Breite. Jedes Thermometer besitzt 10 Al-Phononenkollektoren mit 1000 μm Länge und 100 μm Breite, die mit einem Ir/Au-Film unterlegt sind. Jeweils 12

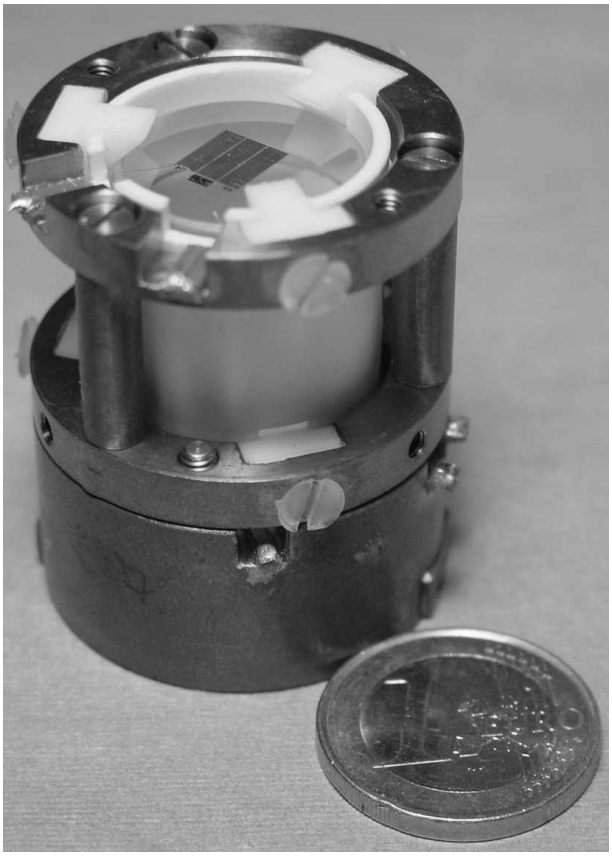

Abbildung 5.11: Der Detektor Cw466 in seiner Halterung

Thermometer werden in einer Gruppe parallel geschaltet. Die 3 Gruppen werden dann in Reihe miteinander verbunden.

Der Phasenübergang des Detektors Cw466 (Abb. 5.12) hat eine Übergangstemperatur von 66 mK und eine Breite von 14 mK. Diese Übergangstemperatur ist erheblich zu hoch verglichen mit dem Detektor Cw427, der mit den selben Schichtdickenparametern bedampft wurde. Außerdem ist der Übergang ungewöhnlich breit. Zum Zeitpunkt der Herstellung des Detektors wiesen jedoch alle Filme zu hoch springende, breite Übergänge auf, die außerdem Stufen hatten (Kap. 4.1.1). Ob die im Temperaturübergang zu erkennenden Stufen vom Film an sich, oder der Reihenschaltung der 3 Gruppen herrühren, konnte nicht geklärt werden.

Energieschwelle, Energieauflösung sowie Linearität des Detektors sind abhängig vom Arbeitspunkt. Für gute Arbeitspunkte kann die Haltertemperatur auf einen beliebigen Wert unter 50 mK stabilisiert werden und der Biasstrom so lange erhöht werden, bis sich ein guter Arbeitspunkt ergibt. Generell ist die Stabilität und die Energieschwelle des Arbeitspunktes im starken Feedback (Kap.3.6.3), d.h. bei niedrigen Haltertemperaturen, am besten.

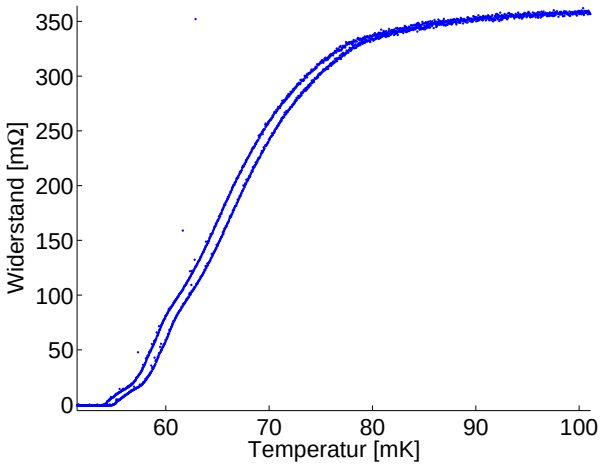

Abbildung 5.12: Temperaturübergang des Detektors Cw466. Die leichte Hysterese entsteht durch die Messung mit fallender bzw. steigender Haltertemperatur.

Ist ein großer dynamischer Bereich gewünscht, dann kann der Detektor mit den verwendeten SQUIDs nicht im Arbeitspunkt mit der besten Energieschwelle betrieben werden. Dort werden Pulse über 150 keV so groß, dass es zu Flussquantenverlusten im SQUID kommt (Kap. 4.2.3). Deshalb wird ein Arbeitspunkt mit mehr Biasstrom, d.h. bei größeren Widerständen im Phasenübergang gewählt. Je nach gewünschtem Energiebereich wurden deshalb in dieser Arbeit verschiedene Arbeitspunkte benutzt.

Abb. 5.13 zeigt eine Eichung mit einer ^{57}Co-Quelle, einer ^{133}Ba-Quelle und einer ^{137}Cs-Quelle. Deutlich zeigt sich eine Nichtlinearität, besonders bei hohen Energien. Dort kann die Änderung der Temperatur des SPT nicht mehr als klein angesehen werden und somit spielt für die Pulshöhe und Pulsform die nichtlineare Form des Phasenübergangs eine wichtige Rolle. Zusätzlich sind auch noch die thermischen Kopplungen und die Wärmekapazität des SPT zu berücksichtigen. Eine detaillierte Betrachtung dieser Einflüsse für das SPT eines Mikrokalorimeters findet sich in [HO05].

Zur Korrektur dieser Nichtlinearitäten bieten sich folgende zwei Möglichkeiten:

- **Korrektur anhand von mehreren Röntgen- bzw. Gammalinien**
  Dazu wird eine Eichung des interessierenden Energiebereichs mit möglichst vielen Röntgen- bzw. Gammalinien vorgenommen. Die Positionen dieser Linien werden dann mit einem Fit verbunden und mit Hilfe der gefitteten Funktion können die Daten korrigiert werden. Als Fit-Methode bietet sich ein „cubic spline“-Fit an, da dieser an keine bestimmte Theorie gebunden ist. Abb. 5.14 zeigt die Linienpositionen der Eichung aus Abb. 5.13 gegenüber der realen Energie, sowie den „cubic spline“-Fit an die Daten. Der Niederenergiebereich ist bei dieser Methode am problematischsten. Röntgenenergien unter ca. 60 keV

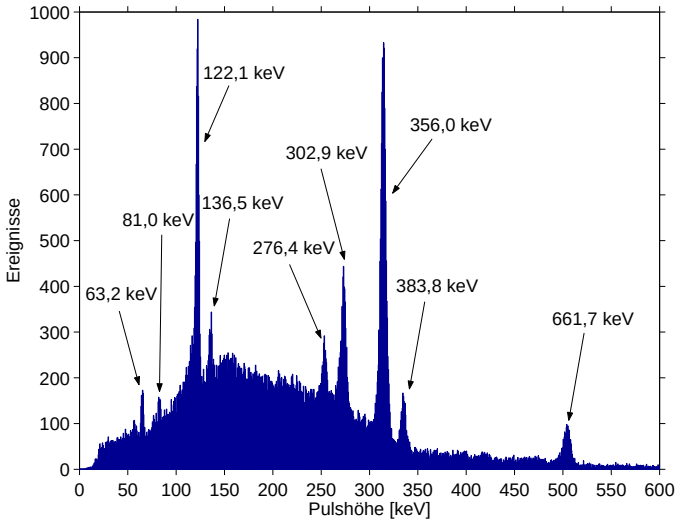

Abbildung 5.13: Unkorrigiertes Pulshöhenspektrum des Detektors Cw466 bei einer Eichung mit einer ^{57}Co, ^{133}Ba und ^{137}Cs-Quelle. Die Pulshöhe ist auf die 122 keV-Linie der ^{57}Co-Quelle fixiert.

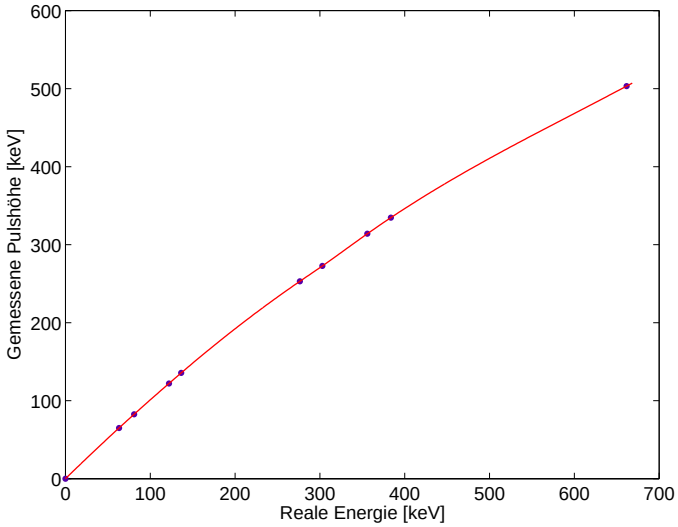

Abbildung 5.14: Gemessene Pulshöhe der Linien aus Abb. 5.13 gegen reale Linienposition. Die gemessene Pulshöhe ist bei der 122 keV-Linie der ^{57}Co-Quelle fixiert. Die Messpunkte sind mit einem „cubic spline“-Fit verbunden.

dringen kaum noch von außen in den Kryostaten ein. Eine Wolfram-Escapelinie bei der Eichung mit einer ^{57}Co-Quelle bei 55 keV (in Abb. 5.13 nur andeutungsweise sichtbar) bildet somit die niedrigste verfügbare Linie. Interne Quellen, z.B. ^{241}Am, wären hier eine Lösung, haben jedoch den Nachteil, dass sie für alle anderen Messungen einen Untergrund bilden. Allerdings ist die Nichtlinearität bei kleineren Energien und Pulshöhen meistens geringer, sodass eine Korrektur nicht unbedingt nötig ist.

- **Korrektur durch einen Standardereignis-Fit bis zu einer maximalen Pulshöhe**

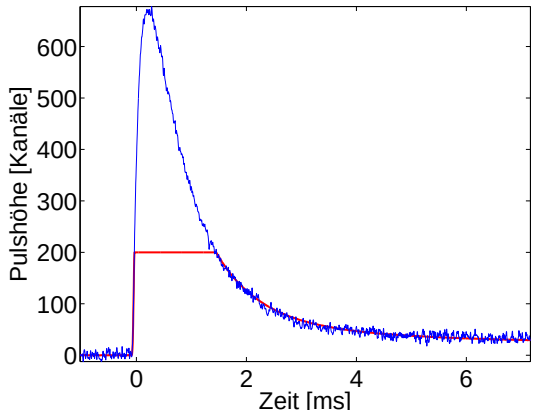

Abbildung 5.15: Darstellung des Prinzips eines Standardereignis-Fits bis zu einer festgelegten Pulshöhe

Zur Anwendung dieser Methode wird möglichst der gesamte Puls aufgezeichnet. Aus Ereignissen einer niederenergetischen Linie bekannter Energie, bei welchen der Detektor noch linear ist, wird ein Standardereignis gebildet. Danach werden die Pulse an das Standardereignis gefittet. Es werden jedoch nur Datenpunkte des Pulses bis zu der Pulshöhe des Standardereignisses berücksichtigt. Die Skalierung des gefitteten Pulses relativ zum Standardereignis bekannter Energie liefert die Energie des Ereignisses. Diese Methode wurde auch erfolgreich in [CO04] zur Linearisierung der CRESST-Detektoren bis zu ca. 7 MeV eingesetzt. Ein solcher Fit ist in Abb. 5.15 dargestellt.

Trotz des breiten Übergangs bei einer relativ hohen Sprungtemperatur erreicht der Detektor gute Resultate bzgl. Energieauflösung und -schwelle. Zur Ermittlung der Schwelle wurden - wie bei den Detektoren Cw419 und Cw427 - Rauschereignisse aufgenommen und mit einem Standardereignis gefittet. Energieauflösung und -schwelle werden in Tab. 5.3 zusammengefasst:

Energieauflösung @ 122 keV	**FWHM Rauschverteilung**	**5σ-Energieschwelle**
2.4±0.1 keV	0.554±0.008 keV	1.18±0.02 keV

Tabelle 5.3: Leistungsdaten des Detektors Cw466

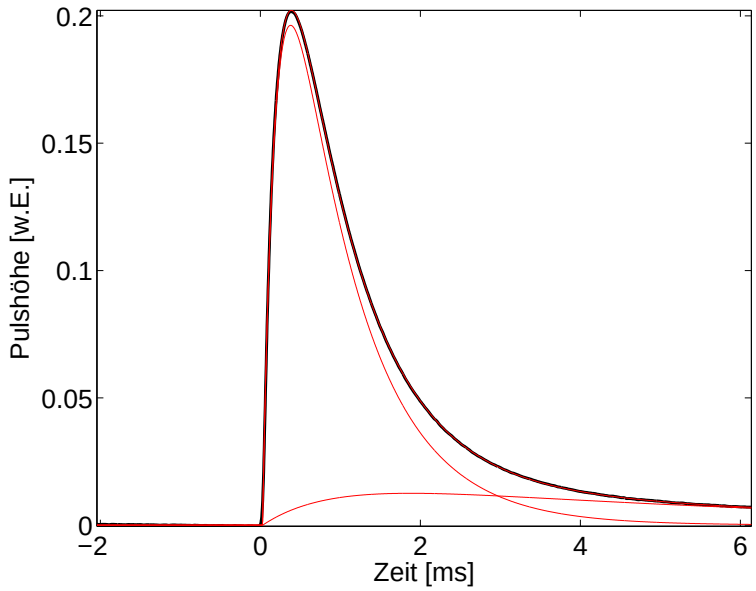

Abbildung 5.16: Fit eines Standardereignisses des Detektors Cw466 mit einem theoretischen Puls nach Gl. 5.1. Zu sehen sind zusätzlich die zwei Komponenten des theoretischen Pulses. Der gefittete Puls bewegt sich innerhalb der Linienbreite des Standardereignisses und ist deshalb nicht zu erkennen.

Abb. 5.16 zeigt die Pulsform des Detektors Cw466. Sie lässt sich nicht mit einer einfachen Pulsform aus einer exponentiellen Anstiegs- und Abfallszeit beschreiben, sondern es werden zwei Amplituden und drei Zeiten benötigt. Diese Beschreibung der Pulsform lehnt sich an das Modell in [PR95] an und ist durch Gl. 5.1 charakterisiert.

$$\Delta T_E(t) = \Theta(t)(A_{nt}(e^{-t/\tau_{nsz}} - e^{-t/\tau_{vt}}) + A_{th}(e^{-t/\tau_{th}} - e^{-t/\tau_{nsz}})) \qquad (5.1)$$

$\Delta T_E(t)$	...	Thermometertemperaturänderung
$\Theta(t)$	...	Theta-Funktion, 0 für t<0 und 1 für t>0
A_{nt}	...	Nichtthermische Amplitude
A_{th}	...	Thermische Amplitude
τ_{vt}	...	Charakteristische Zeit des VT
τ_{nsz}	...	Sammelzeit der nichtthermischen Phononen
τ_{th}	...	Abfallszeit der thermischen Komponente

Das Standardereignis aus Abb. 5.16 kann sehr gut mit Gl. 5.1 gefittet werden. In der Abbildung ist zusätzlich die Aufteilung in die beiden Pulsanteile ersichtlich. Die Fitparamter sind in nachfolgender Tabelle aufgelistet:

A_{nt}/A_{th}	τ_{vt}	τ_{nsz}	τ_{th}
18.0	0.18 ms	0.84 ms	5.4 ms

Tabelle 5.4: Fitparameter des Standardereignisses vom Detektor Cw466 mit Gl. 5.1

Im Folgenden soll nun die physikalische Bedeutung der Zeiten des des Modells von Gl. 5.1 beschrieben werden. Dabei wird von einer gegenüber der charakteristischen Zeit des VTs langsamen Sammelzeit der Phononen ausgegangen. Dann ergibt sich die nichtthermische Komponente mit der Amplitude A_{nt} aus einer Faltung der charakteristischen Zeit des VTs mit einer einfachen Sammlung der nichthermischen Phononen [PR95]. Die charakteristische Zeit des VTs (τ_{vt}) wird dann zur Anstiegszeit und die Sammelzeit der nichtthermischen Phononen (τ_{nsz}) zur Abfallszeit. Zusätzlich tritt noch eine thermische Komponente mit der Amplitude A_{th} auf. Sie berücksichtigt die Erwärmung des Kristalls. Ihre Anstiegszeit ist im wesentlichen durch die Thermalisierung der Phononen gegeben. Diese thermalisieren mit der Sammelzeit der nichtthermischen Phononen im Thermometer (τ_{nsz}) und deshalb hat die Anstiegszeit der thermischen Komponente denselben Wert. Die Abfallszeit der thermischen Komponente ist geben durch die Wärmekapazität des Detektors und der Kopplung an das Wärmebad ($\tau_{th} = (C_A + C_E)/G_{AB}$). Es sind dabei C_A die Wärmekapazität des Absorbers, C_E die Wärmekapazität des Thermometers und G_{AB} die Kopplung zwischen Absorber und Wärmebad.

Wie beim Detektor Cw427 treten auch beim Detektor Cw466 Pulse auf, die eine wesentlich schnellere Anstiegs- bzw. Abfallszeit besitzen und auf Ereignisse in der Nähe des Thermometers zurückgeführt werden. Ihre Beschreibung ist analog zu den entsprechenden Pulsen beim Detektor Cw427.

Die verhältnismäßig schnelle Anstiegszeit der Pulse des Detektors Cw466 von 180 μs ist günstig für das geplante Neutronenstreuexperiment [JA04]. Eine schnelle Anstiegszeit ermöglicht eine gute Zeitbestimmung des Pulses. Wird der Neutronenstrahl des Beschleunigers gepulst, so kann die Bestimmung des Pulszeitpunktes zur Untergrundunterdrückung verwendet werden.

In einem Punkt des Phasenübergangs des Detektors Cw466 war „Telegraphenrauschen“ zu beobachten. Dieser Punkt war reproduzierbar und konnte auch bei einem Arbeitspunkt mit niedrigerer Basistemperatur und größerem Messstrom beobachtet werden. Allerdings muss sich noch zeigen, ob dieses Rauschen auch bei einem weiteren Kaltfahren auftritt. Die diskrete Art dieses Rauschens (Abb. 5.17), mit einem sprunghaftem Wechsel zwischen zwei Zuständen, lässt eventuell auf das Springen von magnetischen Flussquanten in den supraleitenden Zuleitungen schließen. Ein ähnliches Rauschen wird manchmal auch bei Mikrokalorimetern beobachtet [HO04].

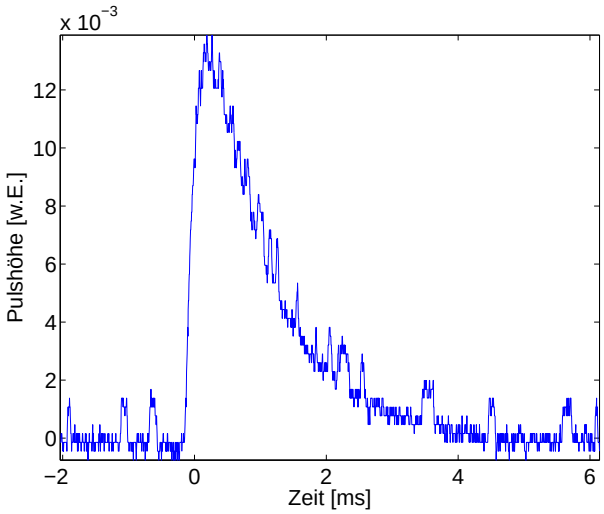

Abbildung 5.17: Puls des Detektors Cw466 mit Telegraphenrauschen

5.2 Lichtdetektoren

5.2.1 Optimierung der Energieschwelle eines Lichtdetektors

Das Hauptziel bei der Entwicklung von Lichtdetektoren ist eine niedrige Energieschwelle bzgl. des vom $CaWO_4$ bei einer Teilchenwechselwirkung erzeugten Szintillationslichtes. Die Energieauflösung des Detektors spielt eine nur untergeordnete Rolle, da die Energieauflösung meist durch die Szintillationseigenschaften des Kristalls selbst bestimmt ist [NI05]. Für die Verwendung der Lichtdetektoren in einem Experiment mit einer hohen Zählrate, z.B. dem Neutronenstreuexperiment [JA04], ist zusätzlich eine Pulsabfallszeit kleiner als ca. 2 ms notwendig.

Die Schwelle des Lichtdetektors bzgl. des Szintillationslichts wird durch drei Punkte bestimmt:

- **Lichtsammlung**
  Die Lichtenergie, die im Lichtdetektor absorbiert wird, ist zunächst abhängig von der Gesamtmenge des Szintillationslichtes und den Reflektionseigenschaften der Halterung des Phonon- und des Lichtdetektors. Weiterhin sind jedoch auch die Fläche und die Reflektivität des Lichtdetektors von entscheidender Bedeutung. Die Lichtsammlung wird mit zunehmender Lichtdetektorfläche besser, jedoch wird auch die intrinsische Energieschwelle schlechter. Ein guter Kompromiss ist meist ein Lichtdetektor, der ungefähr die Fläche einer Stirnseite des $CaWO_4$-Kristalls besitzt. Für den 300 g schweren $CaWO_4$-Kristall mit einem Durchmesser von 40 mm wird meist ein quadratischer Lichtdetektor von 30×30 mm^2 benutzt. Für den kleineren, 38 g schweren $CaWO_4$-Kristall mit

einem Durchmesser von 20 mm wurde ausschließlich ein Detektor mit einer quadratischen Fläche von 20 $\times$ 20 mm^2 verwendet. Bei der Wahl des Absorbermaterials muss zwischen einem guten Absorptionskoeffizienten und guten phononischen Eigenschaften abgewogen werden. Als reine Materialien kommen vor allem Silizium und Germanium in Frage. Eine weitere Möglichkeit ist mit amorphem Silizium beschichteter Saphir. Eine Antireflektionsbeschichtung für Silizium oder Germanium wäre möglich. Durch sie erhöht sich jedoch die Rate der ineleastischen Phononenzerfälle an der Oberfläche weshalb darauf verzichtet wird.

- **Intrinsische Energieschwelle des Lichtdetektors**
  Die intrinsische Energieschwelle ist die Schwelle des Detektors bzgl. eines instantanen Energieeintrages. Sie kann ungefähr aus dem Rauschen des Detektors und der Pulshöhe einer Röntgenlinie bestimmt werden. Meist wird hierzu eine ^{55}Fe-Quelle mit 5.9 keV Linienenergie benutzt. Allerdings sind 5.9 keV für einen Lichtdetektor eine große Energie, sodass es wegen Nichtlinearitäten nur näherungsweise zu kleinen Energien extrapoliert werden kann. Dadurch kann auch die intrinsische Energieschwelle nur näherungsweise bestimmt werden.

- **Verhältnis der Abfallszeit der Szintillation im $CaWO_4$ zur Abfallszeit des Detektors**
  Die Szintillation eines $CaWO_4$-Kristalls hat bei den sehr niedrigen Temperaturen, bei denen die Detektoren betrieben werden, eine Abfallszeit von ca. 0.4 ms (Kap. 5.2.4). Die Abfallszeit der Szintillation liegt somit ungefähr im Bereich der Abfallszeit des Lichtdetektors für instantanen Energieeintrag. Damit ist der Lichtdetektor jedoch bzgl. der Sammlung des Szintillationslichts nicht vollständig kalorimetrisch, d.h. der Puls fällt ab, bevor alles Licht gesammelt ist. Dies führt zu einer Verringerung der Pulshöhe und einem schlechterem Signal/Rausch-Verhältnis.

Die in dieser Arbeit beschriebenen Lichtdetektoren haben alle eine Fläche von 20 $\times$ 20 mm^2, jedoch unterschiedliche Dicken. Bis auf den Detektor Ge474b wurde für alle Lichtdetektoren Silizium als Absorbermaterial verwendet.

Ist die Absorbergröße und das Absorbermaterial gewählt, so konzentriert sich die Entwicklung eines Lichtdetektors auf die intrinsische Energieschwelle. Hierzu müssen drei Punkte bei der Entwicklung bedacht werden:

- **Hohe Sensitivität des SPT**
  Die optimale Energieschwelle eines SPT bei einem instantanen Energieeintrag lässt sich aus den Gleichungen 3.38, 3.41 und 3.43 herleiten und es ergibt sich [IR95]:

$$\Delta E_{FWHM} = 2.36\sqrt{4k_B T_E^2 C_E (1/\alpha)\sqrt{n/2}} \tag{5.2}$$

$$E_{Schwelle} = 2.12\Delta E_{FWHM} \tag{5.3}$$

ΔE_{FWHM}	...	Maximale Energieauflösung des SPTs
k_B	...	Boltzmannkonstante
T_E	...	Thermometertemperatur im Arbeitspunkt
C_E	...	Wärmekapazität des SPT im Arbeitspunkt
α	...	$(T_0/R_0)(\partial R/\partial T)$, Steilheit des Phasenübergangs
n	...	Potenzkoeffizient der thermischen Kopplung

Diese Gleichung ist gültig, egal wie stark das elektrothermische Feedback ist [IR95]. Da die Wärmekapazität des SPTs ($C_E(T)$) linear mit der Temperatur skaliert (Gl. 3.21 und Gl. 3.22) ist die Energieschwelle mit Gl. 5.2 und Gl. 5.3 von $T^{3/2}$ abhängig. Für eine gute Energieschwelle sollte die Sprungtemperatur also möglichst niedrig sein! Leider hatten viele Lichtdetektoren einen für das Schichtdickenverhältnis zu hochspringenden Phasenübergang (Kap. 4.1.1). Der am tiefsten springende Lichtdetektor (Si448a) hatte einen Übergang bei ca. 24 mK. Ein Übergang bei ca. 20 mK wäre wünschenswert, jedoch konnte im Rahmen dieser Arbeit kein solcher Übergang hergestellt werden.
Über C_E skaliert die optimale Energieschwelle des SPT auch mit der Wurzel des Volumen des SPTs. Da die Dicke des SPT meist durch die Schichtdicken vorgegeben ist, soll hier nur die Fläche des SPT als veränderbarer Parameter angesehen werden. Eine kleine Thermometerfläche führt also zu einer guten Energieschwelle des SPT, widerspricht jedoch guten Sammeleigenschaften für Phononen aus dem Absorber. Weiterhin erhöht ein steiler Übergang, d.h. ein großes Wert für α die Sensitivität des SPT.

- **Vermeidung von elektrothermischen Oszillationen und Extrarauschen**

Die Gleichungen 5.2 und 5.3 beschreiben die Schwelle des SPT im idealen Fall. Meist sind jedoch noch weitere Rauschbeiträge zu berücksichtigen. Speziell elektrothermische Oszillationen (Kap. 3.6.4) traten beim Betrieb der Lichtdetektoren immer wieder auf. Viele Lichtdetektoren konnten deshalb nicht im steilsten Punkt des Übergangs betrieben werden. Folgende Eigenschaften des Messkreises und des SPT begünstigen elektrothermische Oszillationen (Kap. 3.6.4):

- große Induktivität des Messkreises
- steiler Phasenübergang
- geringe Wärmekapazität des SPT
- starke thermische Kopplung des SPT an den Absorber
- niedriger Widerstand des SPT

Die Induktivität des Messkreises ist meist durch die Einkoppelspule des SQUIDs vorgegeben, und ein steiler Übergang bzw. eine geringe Wärmekapazität sind gewünschte Eigenschaften. Deshalb kommt für die Vermeidung elektrothermischer Oszillationen nur ein etwas höherer Widerstand des SPT und eine möglichst geringe thermische Kopplung in Betracht. Mit dem Widerstand des SPT sollte jedoch auch der Shuntwiderstand angepasst werden, da sonst die Signale zu klein werden, und das SQUID-Rauschen eine dominante Rolle spielen kann. Die thermische Kopplung kann hauptsächlich über die Temperatur beeinflusst werden. Sie nimmt mit sinkender Temperatur schneller ab als die Wärmekapazität des SPT. Deshalb sind niedrige Phasenübergangstemperaturen günstig, um elektrothermische Oszillationen zu vermeiden.

Eine weitere mögliche Rauschquelle ist das im Kap. 3.6.4 beschriebene Extrarauschen. Die Vermeidung dieses Rauschens ist selbst für einfache Mikrokalorimeter noch nicht geklärt.

- **Optimale Sammelfläche**

Die Sammelzeit für ballistische Phononen sollte schneller sein als die Abfallszeit des SPT, um im kalorimetrischen Modus zu arbeiten. Dazu muss die Sammelfläche des SPT mit dem Phononenkollektor groß genug sein. Weiterhin zerfallen die Phononen im Lichtdetektor häufig an der Oberfläche des Absorbers. Deshalb erreichen sie schneller als z.B. beim $CaWO_4$-Kristall Frequenzen, die nicht mehr ausreichen, um Cooperpaare im Phononenkollektor aufzubrechen. Darauf soll im Verlauf des Kapitels noch näher eingegangen werden. Mit der Sammelfläche steigt jedoch die Wärmekapazität des SPT. Auch wenn ein Phononenkollektor benutzt wird, muss mit steigender Sammelfläche des Phononenkollektors wegen der endlichen Quasiteilchendiffusionslänge auch die Fläche und damit die Wärmekapazität des SPT zunehmen.

Es wurde versucht, die optimale Sammelfläche über Phononensimulationen zu ermitteln. Der Aufbau einer solchen Monte-Carlo-Simulation für Phononen ist in Kap. 3.9 beschrieben. Als Substrat wurde ein $20 \times 20 \times 0.5$ mm^3-Si-Substrat gewählt, da diese Substratgröße für viele Lichtdetektoren benutzt wurde. Die Absorptionswahrscheinlichkeit der Absorberphononen im Kollektor wurde auf 0.3 gesetzt. Alle weiteren Parameter sind in Kap. 3.9 erläutert. Abb. 5.18 zeigt die Ergebnisse dieser Simulationen mit verschiedenen Kollektorflächen. Es ist eine starke Abhängigkeit der effektiv absorbierten Energie (nur Phononen, die Quasiteilchen aufbrechen können, tragen bei) von der Kollektorfläche zu erkennen. Zusätzlich ist die erreichbare Schwelle in Abhängigkeit von der Kollektorfläche angegeben. Die Schwelle wurde normiert auf den Wert für eine Fläche von 7.5 mm^2. Es wird bei dieser Berechnung davon ausgegangen, dass die Fläche des SPT linear mit der Kollektorfläche skaliert. Dies ist aus verschiedenen Gründen für die Konstruktion eines VTs tatsächlich der Fall. Weiterhin

wurde für die Berechnung der Schwelle Gl. 5.2 verwendet. Diese Gleichung bedeutet, dass die Schwelle mit der Wurzel der Fläche des SPT und damit ungefähr mit der Wurzel der Fläche des Kollektors skaliert. Für diese Betrachtung der Schwelle wird der gleiche Phasenübergang und die Abwesenheit von Extrarauschen vorausgesetzt. Qualitativ zeigt Abb. 5.18, dass eine wesentlich zu kleine oder zu große Kollektorfläche zu einer Verschlechterung der Energieschwelle des Detektors führt. Es gibt allerdings einen recht breiten Bereich, in dem die Schwelle des Detektors relativ unabhängig von der Kollektorfläche ist. Die in dieser Arbeit hergestellten Detektoren mit Kollektorflächen von 3.2 bis 5.0 mm^2 sind nicht weit vom simulierten Optimum entfernt.

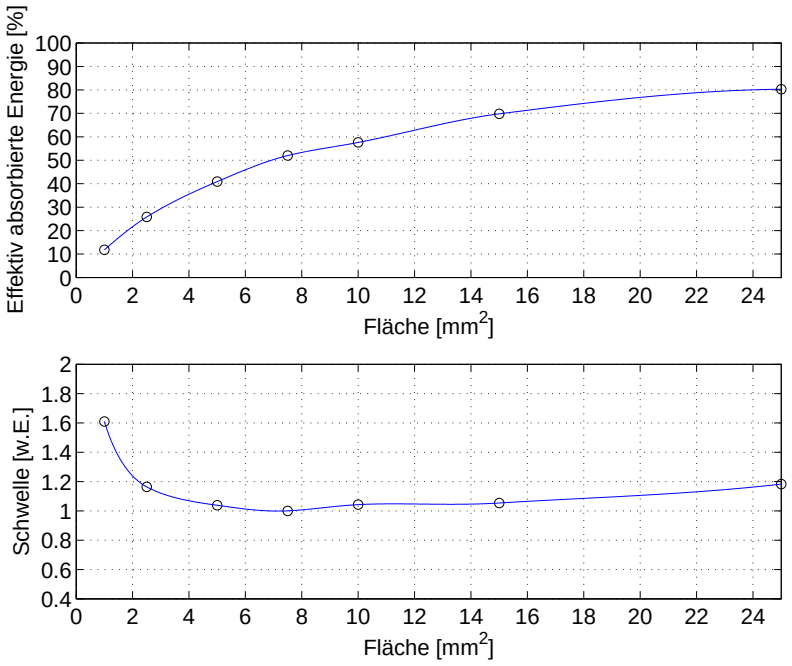

Abbildung 5.18: Obere Abb.: Abhängigkeit der effektiv gesammelten Phononenenergie (nur Phononen mit Energien größer als die doppelte Energielücke von Aluminium) von der Kollektorfläche. Untere Abb.: Abhängigkeit der erreichbaren Schwelle (bei gleichem Phasenübergang) von der Kollektorfläche. Die verbindenden Linien sind ein „cubic spline“-Fit als Führung für das Auge.

5.2.2 Aufbau und Phasenübergänge der Lichtdetektoren

Zunächst soll hier der Aufbau der Phononensensoren der Lichtdetektoren beschrieben werden. Das Design dieser Sensoren ist in Abb. 5.19 dargestellt. Die Anzahl und Größen der Thermometer, Phononenkollektoren und Bondpads sind in Tab. 5.5 aufgeführt.

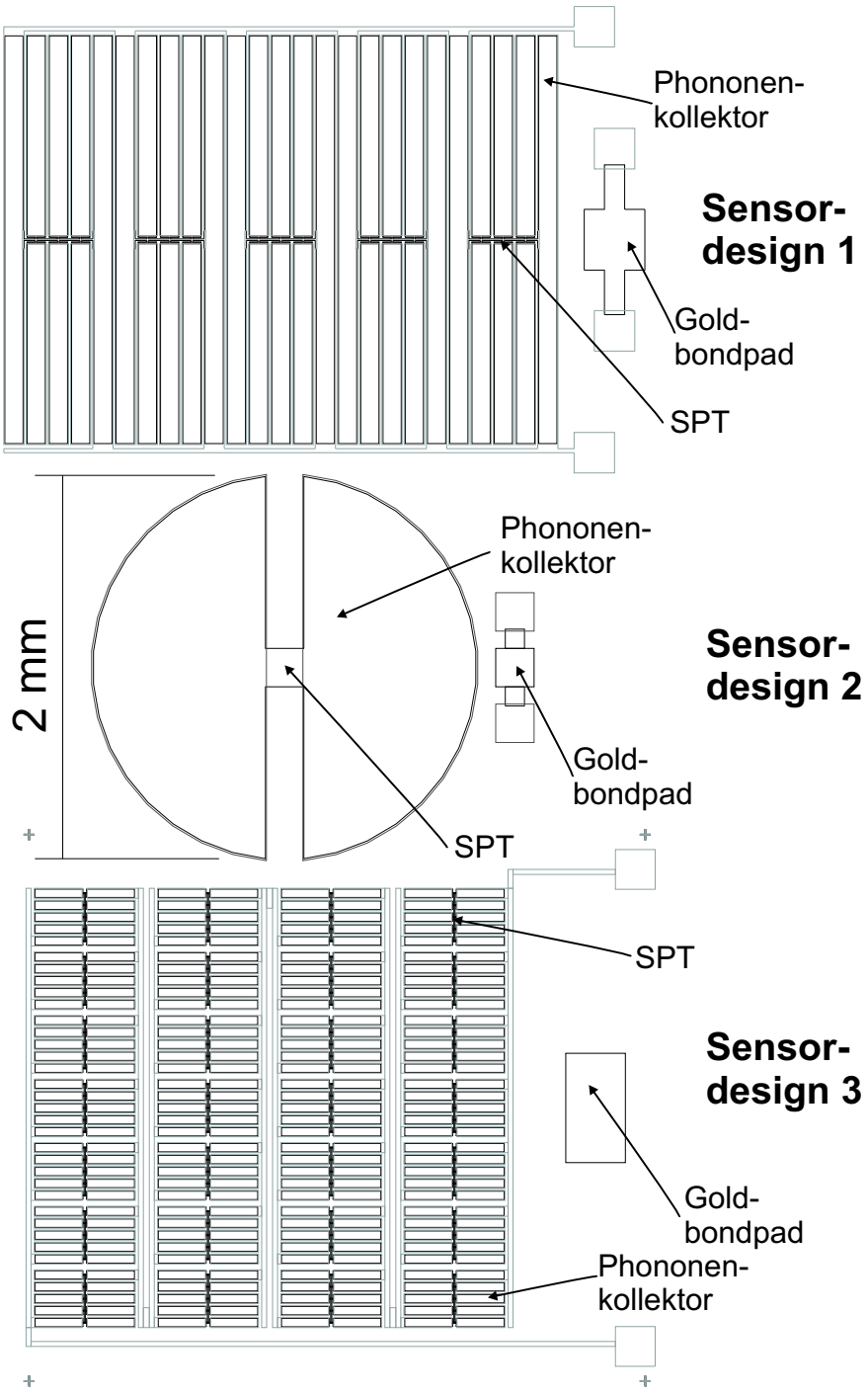

Abbildung 5.19: Design 1, 2 und 3 der Phononensensoren (Thermometer und Phononenkollektor) der Lichtdetektoren. Alle Sensoren sind im Maßstab gezeichnet, der bei Design Nr.2 angezeichnet ist. Eine genaue Beschreibung der Sensoren findet sich im Text und in Tab. 5.5.

Eigenschaft der Designs	Design 1	Design 2	Design 3
Anzahl der Thermometer	5	1	28
Länge der Thermometer	340 μm	200 μm	246 μm
Breite der Thermometer	8 μm	200 μm	6 μm
Gesamtfläche aller Thermometer mit Anschlussstücken zum Kollektor	0.042 mm^2	0.040 mm^2	0.099 mm^2
Al-Kollektoren pro Thermometer	6 kurze + 2 lange	2	10
Länge der Einzelkollektoren	992 μm bzw. 2046 μm	Radius 1000 μm	241 μm
Breite der Einzelkollektoren	100 μm	halbrund	50 μm
Gesamte Kollektorfläche	5.0 mm^2	3.2 mm^2	3.4 mm^2
Fläche des Bondpads	0.13 mm^2	0.06 mm^2	0.165 mm^2

Tabelle 5.5: Anzahl bzw. Größe verschiedener Komponenten der Phononensensordesigns 1, 2 und 3.

In Abb. 5.19 sind die Ir/Au-Strukturen und die Au-Bondpads jeweils dunkel dargestellt und die Al-Strukturen in einem helleren Grau. Dabei ist zu beachten, dass die Phononenkollektoren von einer Ir/Au-Struktur unterlegt sind. Die Bondpads befinden sich in der Abb. jeweils rechts vom Sensor. In Design 1 und 2 sind sie zusätzlich mit Al-Kontaktpads versehen, sodass sie auch als Heizer genutzt werden können. Die Sensoren 1 und 3 haben neben den Al-Verbindungen zwischen den Thermometern auch Al-Bondpads zur elektrischen Kontaktierung. Sensor 2 wird direkt auf den beiden Phononenkollektoren kontaktiert. Die Designs 1 und 3 sind VT und haben einen ähnlichen Aufbau wie die VT der Phonondetektoren (siehe Abb. 5.1).

Die in dieser Arbeit erwähnten Lichtdetektoren sind in Tab. 5.6 mit ihrer Absorberdicke, dem benutztem Sensordesign, der Phasenübergangstemperatur und der Übergangsbreite aufgelistet. Ein Photo des Lichtdetektors Si479a in seiner Halterung zeigt Abb. 5.20.

5.2.3 Pulsformen und Pulshöhe der Lichtdetektoren in Abhängigkeit vom Ereignisort

Wie bei den Phonondetektoren treten auch bei den Lichtdetektoren Abhängigkeiten der Pulsform und der Pulshöhe vom Absorptionsort auf. Zur Untersuchung dieser

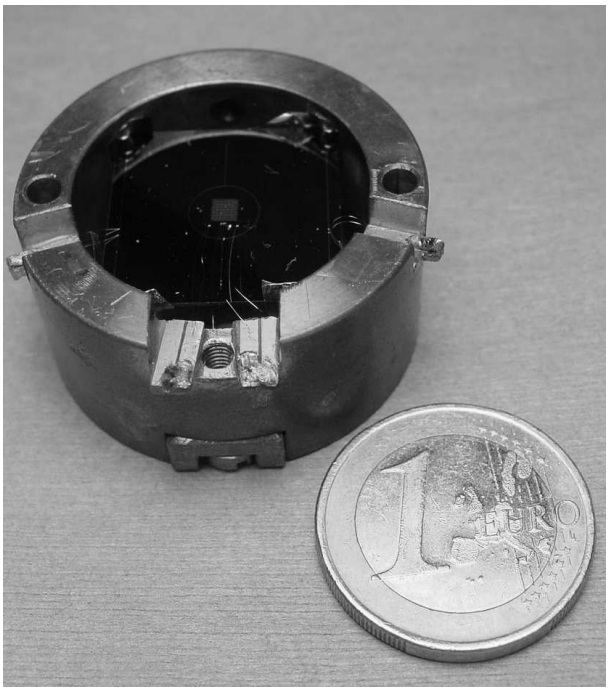

Abbildung 5.20: Der Detektor Si479a in seiner Halterung

Eigenschaft	**Si441b**	**Si448a**	**Si459a**	**Si470a**	**Ge474b**	**Si479a**
Absorberdicke	0.5 mm	0.5 mm	0.5 mm	2 mm	1 mm	0.5 mm
Sensordesign	1	1	2	2	3	3
Übergangs-temperatur	n.g.	23.7 mK	40.5 mK	55.3 mK	64.7 mK	59.2 mK
Übergangs-breite	n.g.	0.3 mK	1.2 mK	0.7 mK	2.7 mK	1.2 mK

Tabelle 5.6: Absorberdicke, Sensordesign, Übergangstemperatur und -breite der in der Arbeit erwähnten Lichtdetektoren. Vom Detektor Si441b wurde kein Phasenübergang aufgenommen.

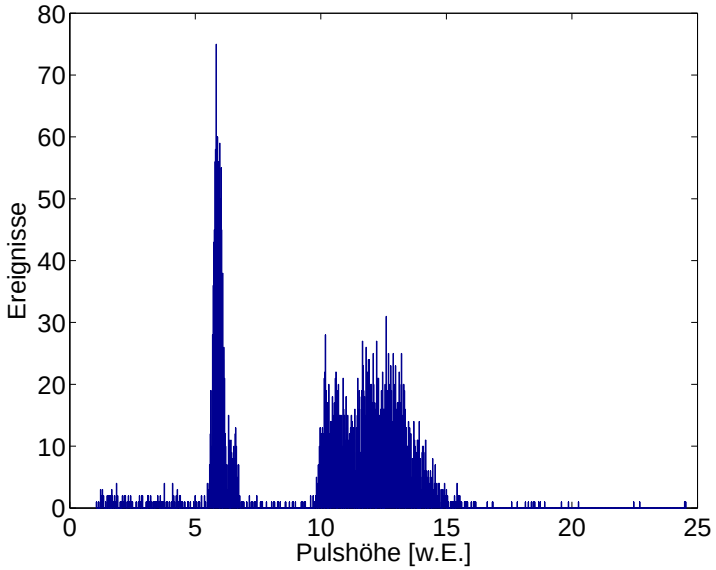

Abbildung 5.21: Spektrum des Detektors Si441b bei Bestrahlung durch zwei Blendenlöcher mit einer ^{55}Fe-Quelle. Die Eichung erfolgte an der 5.9 keV-Linie des äußeren Blendenlochs.

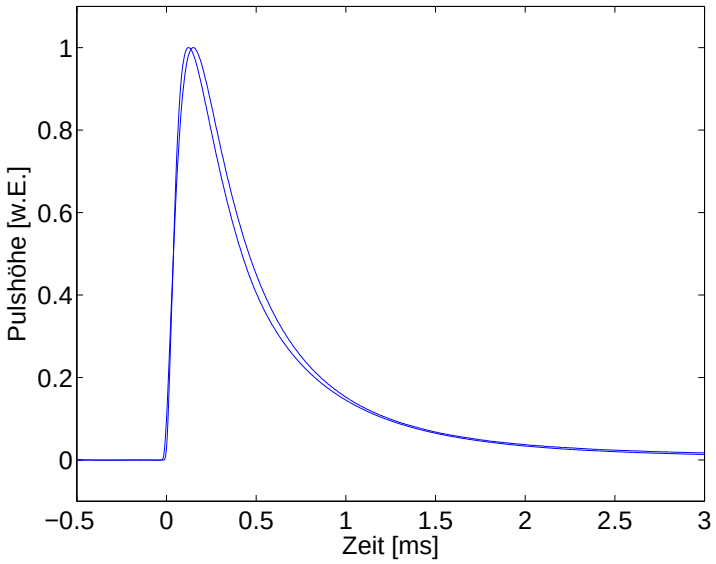

Abbildung 5.22: Standardereignisse des äußeren Lochs (langsamer Puls) und des inneren Lochs (schneller Puls). Zur besseren Darstellung der Pulsform sind die Standardereignisse auf die gleiche Pulshöhe normiert.

Abhängigkeiten wurden Lichtdetektoren mit einer ^{55}Fe-Quelle bestrahlt. Die K_α-Linie von ^{55}Mn dieser Quelle hat eine Energie von 5.9 keV und die K_β-Linie 6.5 keV. Das Ratenverhältnis von K_α/K_β ist 9.44. Unter den Lichtdetektoren wurde eine Blende mit zwei Löchern montiert. Ein Loch in der Mitte der Blende war so gewählt, dass der Absorber des Lichtdetektors direkt unterhalb des Phononensensors getroffen wurde. Ein weiteres Loch befand sich in der Blende in diagonaler Richtung und hatte einen Abstand von 10 mm zum mittleren Loch. Die Blendenlöcher haben einen Durchmesser von 1.4 mm, jedoch ist die Blende 2.5 mm vom Absorber entfernt. Dadurch kommt es zu einer größeren örtlichen Streuung der Ereignisse im Absorber.

Abb. 5.21 zeigt das Spektrum des Detektors Si441b bei der Messung mit der ^{55}Fe-Quelle und der 2-Loch-Blende. Gut zu erkennen ist die 5.9 keV K_α-Linie und ansatzweise die 6.5 keV K_β-Linie bei einer Pulshöhe von 6. Sie stammen vom äußeren Loch. Zwischen einer Pulshöhe von 10 bis 15 gibt es eine breite Verteilung von Ereignissen. Sie stammen ebenfalls von der K_α- und der K_β-Linie, jedoch vom inneren Loch. Ereignisse in Sensornähe erhalten also wie bei den Phonondetektoren eine größere Pulshöhe.

Die Pulse des inneren Lochs haben eine etwas kürzere Anstiegs- und Abfallszeit als die des äußeren Lochs (siehe Abb. 5.22). Die Unterschiede sind jedoch gering. Die Integrale der Pulse der beiden Löcher sind jedoch deutlich verschieden. Damit kann für die unterschiedliche Pulshöhe nicht nur die unterschiedliche Sammelzeit der Phononen verantwortlich sein. Bei den Ereignissen des inneren Lochs wird signifikant mehr Energie im Thermometer deponiert als bei den Ereignissen des äußeren Lochs. Der Energieverlust beim äußeren Loch lässt sich mit Hilfe von Phononensimulationen klären, wenn der inelastische Zerfall der Phononen an der Oberfläche des Si-Absorbers berücksichtigt wird. Da die Oberfläche des Absorbers im Vergleich zu seinem Volumen sehr groß ist, kommt es zu häufigen Streuungen der Phononen an der Oberfläche. Die Rate der inelastischen Streuungen ist frequenzabhängig (Abb. 3.3) und beträgt bei 80 GHz ca. 1%. Wird die Frequenz der Phononen durch den inelastischen Zerfall kleiner als ca. 82 GHz, d.h. ihre Energie kleiner als die doppelte Bandlücke von supraleitendem Aluminium, so können sie im Phononenkollektor keine Quasiteilchen mehr produzieren. Diese Phononen sind für das Thermometersignal praktisch vollständig verloren, da die Sammlung durch die kleine Fläche des SPT nur sehr langsam erfolgt.

Die Ortsabhängigkeit der Lichtdetektoren kann mit Phononensimulationen (Kap. 3.9) verglichen werden. In Abb. 5.23 ist die simulierte Abhängigkeit der gesammelten effektiven Phononenenergie (nur Phononen mit einer Energie größer als die doppelte Bandlücke von Aluminium tragen bei) vom Ereignisort aufgetragen. Für die Kollektorfläche wurde die Fläche von 5 mm^2 des Phononenkollektors des Detektors Si441b verwendet. Es werden durch Ereignisse unter dem Kollektor oder in seiner Nähe deutlich mehr Quasiteilchen durch Phononenabsorption produziert als bei Ereignissen am Rand des Absorbers. Der Unterschied beträgt nach der Simulation ca. einen Faktor 2. In der Messung von Detektor Si441b (Abb. 5.21) ist dieser

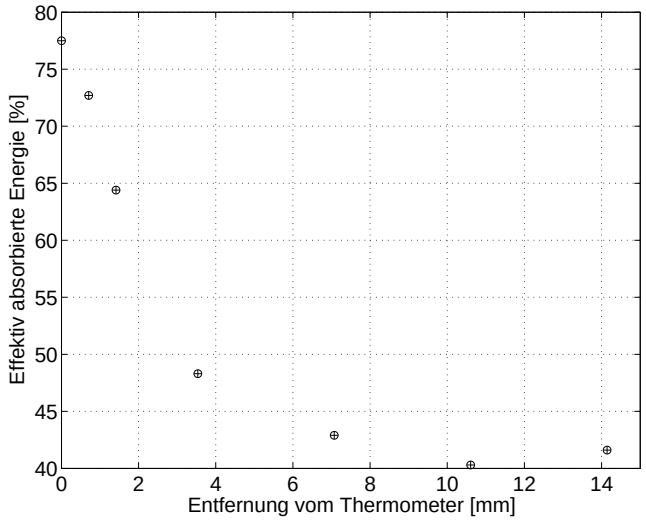

Abbildung 5.23: Simulation der effektiv im Phononenkollektor gesammelte Energie (nur Phononen, die Quasiteilchen erzeugen, wurden berücksichtigt) in Abhängigkeit von der Entfernung des Ereignisses vom Thermometer.

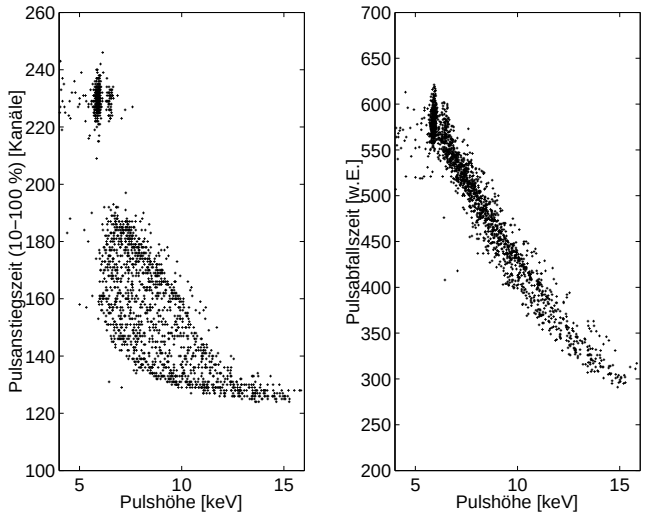

Abbildung 5.24: Rechte Abb.: Pulsanstiegszeit (10-100 %, in Kanälen) gegen Pulshöhe des Detektors Si459b. Die Pulshöhe ist auf die 5.9 keV-Linie des äußeren Blendenlochs geeicht. Deutlich zu sehen ist die K_α- und die K_β-Linie bei den Ereignissen mit langsamer Anstiegszeit. Die Ereignisse des mittleren Lochs weisen eine breite Verteilung der Anstiegszeit und Pulshöhe auf. Linke Abb.: Pulsabfallszeit gegen Pulshöhe

Unterschied mit ca. 2.3 noch etwas größer. Diese Diskrepanz liegt im Rahmen der Genauigkeit der Simulationen, da sowohl die Rate der inelastischen Oberflächenstreuung als auch die Absorptionswahrscheinlichkeit der Phononen nicht sehr gut bekannt sind.

In Abb. 5.24 sind die Pulshöhen in Abhängigkeit von den Anstiegszeiten und Abfallszeiten des Detektors Si459b dargestellt. Der Detektor wurde durch die 2-Loch-Blende ebenfalls mit einer ^{55}Fe-Quelle bestrahlt. Die Ereignisse des mittleren und des äußeren Lochs sind sehr gut durch die Anstiegszeit getrennt. Die Ereignisse des äußeren Lochs haben eine Energieauflösung von 185 eV. Die Pulshöhen des mittleren Blendenlochs haben eine breite Verteilung. Sie stammt wahrscheinlich von der Ortsverteilung der Ereignisse im Absorber. Dabei kann es zu Ereignissen direkt unter dem SPT, unter dem Kollektor oder etwas neben dem Phononensensor kommen.

Detektor Si459b hat eine größere Abhängigkeit der Pulsabfallszeit vom Ereignisort als Detektor Si441b. Teilweise kann dies durch die mit 3.2 mm^2 etwas kleinere Sammelfläche erklärt werden, da die Sammlung relativ zur Abfallszeit des SPT langsamer erfolgt. Falls ein Ereignis beim Detektor Si459b direkt unter dem quadratischen SPT stattfindet, kann die Abfallszeit auch verkürzt sein, da die Zeitkonstanten der Quasiteilchendiffusion dann entfallen.

5.2.4 Messung der Lichtausbeute und Szintillationszeiten von $CaWO_4$-Kristallen mit Lichtdetektoren

Die vom Lichtdetektor gesammelte Lichtmenge von einem Ereignis im $CaWO_4$-Kristall und die Szintillationszeiten sind wichtige Parameter bei der Optimierung und dem Verständnis der Leistungsfähigkeit von Lichtdetektoren. Um sie zu ermitteln wird ein Lichtdetektor zusammen mit dem zu untersuchenden $CaWO_4$-Kristall in einen Halter eingebaut und der Lichtdetektor zusätzlich mit 5.9 keV-Röntgenquanten aus einer ^{55}Fe-Quelle bestrahlt. Damit können Lichtsammlung und Szintillatonszeiten ermittelt werden:

- **Lichtsammlung**

  Für die Messung der Lichtsammlung wird davon ausgegangen, dass das Integral des Pulses proportional zur im Lichtdetektor absorbierten Energie ist [CA00]. Wird von den 5.9 keV Ereignissen der ^{55}Fe-Quelle das Integral gebildet, so stellt dies die Energieeichung dar. Bestrahlt man nun den $CaWO_4$-Kristall mit einer hochenergetischen Quelle (z.B. ^{60}Co mit 1.17 und 1.33 MeV oder ^{137}Cs mit 661 keV), so bewegt sich die gesammelte Lichtenergie in der selben Größenordnung wie die Energie der absorbierten Röntgenquanten. Mit der Bildung des Integrals der Lichtpulse und dem Vergleich mit dem Integral der Pulse der Röntgenquanten kann die absolute Lichtsammlung gemessen werden. Die absolute Lichtsammlung ist abhängig von der Lichtausbeute des Kristalls,

Kristall	Lichtdetektorabsorber	Lichtsammlung [%]
Elisa	Silizium 20×20 mm	1.4±0.1
Elisa	Germanium 20×20 mm	1.6±0.1
Doreen (Messung 1)	Silizium 20×20 mm	0.7±0.1
Doreen (Messung 2)	Silizium 20×20 mm	0.8±0.1

Tabelle 5.7: Messungen zur Lichtsammlung. Der Kristall *Doreen* wurde mit zwei verschiedenen Lichtdetektoren aus Silizium gemessen. Der angegebene Fehler resultiert aus den nicht vollständig aufgenommenen Pulsen.

den Reflektionseigenschaften des Gehäuses und der Größe und Absorptionskonstante des Lichtdetektors.

Tab. 5.7 zeigt verschiedene Messungen zur Lichtsammlung. Der Kristall *Elisa* hat eine deutlich bessere Lichtausbeute als der Kristall *Doreen*. Versuche im Max-Planck-Institut für Physik in München deuten darauf hin, dass die Lichtausbeute von $CaWO_4$-Kristallen bei Aufheizung abnimmt [NI05]. Kristall *Doreen* wurde zur Herstellung des Detektors Cw466 bis maximal 470 °C aufgeheizt. Allerdings schwankt auch die Lichtausbeute von unaufgeheizten Kristallen [NI05]. Möchte man aus dem Kristall *Elisa* einen Detektor herstellen, so ist es vielleicht möglich, die Aufdampftemperatur für die Haftschicht des Ir/Au-Films etwas zu erniedrigen und die Zeiten des Aufheizens und Abkühlens zu verkürzen. Damit könnte eventuell die gute Lichtausbeute des Kristalls erhalten bleiben.

Weiterhin wird aus Tab. 5.7 ersichtlich, dass Germanium als Lichtdetektormaterial eine mindestens gleichwertige Lichtsammlung besitzt wie Silizium. Germanium könnte insbesondere im Zusammenhang mit dem Neganov-Luke-Effekt ein interessantes Absorbermaterial darstellen (Kap. 5.2.6).

- **Szintillationszeiten**

  Die Abfallszeiten der Szintillation eines $CaWO_4$-Kristalls werden mit abnehmender Temperatur immer länger (Kap. 3.10). Zur genauen Bestimmung der Szintillationszeiten werden die selben Daten wie bei der Messung der Lichtsammlung verwendet. Dazu wird aus den Ereignissen von Röntgenquanten und den Ereignissen von Szintillationslicht jeweils ein Standardereignis gebildet. Das Standardereignis der Röntgenquanten stellt die Detektorantwort bei einem instantanen Energieeintrag dar, während das Standardereignis der Szintillationspulse eine Faltung aus dem instantanen Energieeintrag und der Szintillationszeit ist. Deshalb ergibt die Entfaltung der beiden Standardereignisse den zeitlichen Verlauf des gesammelten Szintillationslichtes. Da die Standardereignisse jedoch ein Rauschen aufweisen, liefert die einfache numerische Entfaltung nur unbefriedigende Ergebnisse. Deshalb werden die Standardereignisse an ein Pulsformmodell mit mehreren Amplituden, Anstiegs-

und Abfallszeiten gefittet. Die gefitteten Pulsformen werden dann entfaltet. Das so gewonnene Lichtsignal kann gut mit zwei exponentiellen Abfallszeiten beschrieben werden. In Tab. 5.8 sind die zwei Abfallszeiten und das Amplitudenverhältnis der Abfallszeiten für verschiedene Kristalle aufgelistet[1].

Kristall	**Lichtdetektor**	τ_1 **[ms]**	τ_2 **[ms]**	$\mathbf{A_1/A_2}$
Cw427	Si458	0.47	5.9	37
Doreen	Si459a	0.40	6.0	54
Elisa	Ge474b	0.41	5.5	43

Tabelle 5.8: Szintillationszeiten verschiedener Kristalle. Der Kristall des Detektors Cw427 trägt keinen Namen, daher wird der Detektorname als Kristall genannt.

Die schnelle Abfallszeit (τ_1) von ca. 0.4 ms ist im Einklang mit Werten die in [BL83] bei ca. 1 K gefunden wurden. Sie stellt in unseren Messungen den Hauptanteil der Lichtverteilung dar. Die in [BL83] zusätzlich bestimmte, noch schnellere Abfallszeit von ca. 40 μs konnte hier nicht beobachtet werden. Sie ist wahrscheinlich zu schnell und ihre Amplitude zu klein um in unserer Messung nachgewiesen werden zu können. Dafür wurde eine zweite, viel langsamere, Abfallszeit von 6 ms gemessen. Eventuell handelt es sich insgesamt also um drei Abfallszeiten.

5.2.5 Energieschwellen der Lichtdetektoren ohne Neganov-Luke-Effekt

Die Bestimmung der Energieschwelle von Lichtdetektoren kann auf das Szintillationslicht eines $CaWO_4$-Kristalls bezogen werden oder auf eine Röntgenquelle, mit der der Lichtdetektor direkt bestrahlt wird. Beide Angaben liefern jedoch nur ein grobes Maß für die Leistungsfähigkeit eines Lichtdetektors. Die Vor- und Nachteile der jeweiligen Messung sind im Folgenden zusammengefasst:

- **Messung mit dem Szintillationslicht eines $CaWO_4$-Kristalls**
  Der $CaWO_4$-Kristall wird mit einer Gamma-Quelle bestrahlt. Das Szintillationslicht dieser Quelle sollte im Lichtdetektor gut nachweisbar sein, jedoch nicht so viel Energie besitzen, um den Lichtdetektor in einen nichtlinearen Bereich zu treiben. Wird zusätzlich noch Rauschen aufgenommen, so ist damit die Bestimmung der Schwelle bzgl. des Szintillationslichtes möglich. Um Lichtdetektoren miteinander zu vergleichen, ist es zum einen notwendig, immer den selben $CaWO_4$-Kristall zu verwenden, da die Lichtausbeute der Kristalle

[1] Die Berechnung der Pulsfits und Szintillationszeiten aus den Messungen verdanke ich W. Westphal.

stark schwankt. Weiterhin sollte immer der gleiche reflektierende Aufbau des Halters benutzt werden. Möchte man jedoch einen besser szintillierenden Kristall oder einen besser reflektierenden Halter verwenden, so sind die Schwellen der Lichtdetektoren bzw. des Szintillationslichtes nicht mehr gut miteinander vergleichbar.

- **Messung der intrinsischen Energieschwelle mit einer Röntgenquelle**
  Der Lichtdetektor wird direkt mit einer Röntgenquelle bestrahlt. Meist wird hierzu eine ^{55}Fe-Quelle mit 5.9 keV Linienenergie benutzt. Diese Energie ist jedoch für einen sensitiven Lichtdetektor sehr groß, sodass sich der Detektor fast sicher in einem nichtlinearen Bereich befindet. Dadurch wird die Pulshöhe der 5.9 keV-Ereignisse gegenüber Ereignissen mit wesentlich weniger Energie als zu klein gemessen. Dies führt im Vergleich mit dem Rauschen des Detektors zu einer berechneten Energieschwelle, die deutlich schlechter sein kann, als dies tatsächlich der Fall ist. Dieses Problem könnte durch den Einsatz von Fluoreszenzquellen, die niedrigere Linienenergien haben, vermindert werden. Der Bau und Einsatz einer solchen Quelle konnte jedoch im Verlauf dieser Arbeit nicht realisiert werden. Die Energieschwelle bzgl. Röntgenstrahlung liefert nur bedingt einen Hinweis darauf, wie gut der Detektor für Szintillationslicht ist. Eine erhebliche Rolle für die Schwelle bzgl. des Szintillationslichts spielt die Pulsabfallszeit des Lichtdetektors. Das Verhältnis der Abfallszeit des Detektors zur Abfallszeit des Szintillationslichtes gibt an, wie gut der Detektor das Szintillationslicht integrieren kann. Bei gleicher Energieschwelle bzgl. Röntgenstrahlung sind also Detektoren mit einer langen Pulsabfallszeit besser als Detektoren mit einer kurzen Pulsabfallszeit.

Der Vergleich der verschiedenen Phononensensordesigns anhand der Energieschwellen der Lichtdetektoren ist problematisch, da die Qualität ihrer Phasenübergänge und ihrer Phononenkollektoren sehr unterschiedlich ist. Hier sollen vor allem die beiden besten Detektoren Si448a und Si479a diskutiert werden.

Der Lichtdetektor Si448a mit dem Phononensensordesign 1 (Siehe Abb. 5.19) hat einen sehr scharfen Phasenübergang bei 23.7 mK mit einer Breite von 0.3 mK. Der extrem steile Übergang verursacht Aufgrund des großen α's allerdings Probleme mit elektrothermischen Oszillationen (Kap. 3.6.4). Er konnte deshalb nur an weniger steilen Stellen im oberen Bereich des Übergangs betrieben werden. Weiterhin hat der Phononenkollektor an seiner Oberfläche eine körnige Struktur. Diese tritt manchmal beim Dampfen der Aluminiumstrukturen auf. Warum es gelegentlich zu einer solchen körnigen Struktur kommt und ob diese die Quasiteilchendiffusion negativ beeinflusst konnte bisher noch nicht ermittelt werden.

Der Detektor Si479a hat einen hochspringenden Übergang bei 59.2 mK mit einer Breite von 1.2 mK. Für ihn wurde das Phononensensordesign 3 verwendet (Abb. 5.19). Auch beim Detektor Si479a zeigen sich im starken elektrothermischen Feedback Oszillationen. Im Gegensatz zum Detektor Si448a erscheint die Oberfläche des

Phononenkollektors des Detektors Si479a unter dem Lichtmikroskop als glatte Fläche. Dies lässt auf eine bessere Qualität des Kollektors schließen.

Tabelle 5.9 zeigt verschiedene Energieschwellen der Detektoren Si448a und Si479a. Für den Detektor Si448a wurde sowohl die Schwelle bzgl. 5.9 keV-Röntgenquanten als auch die Schwelle bzgl. des Szintillationslichtes der Kristalle *Doreen* (Detektor Cw466) und *Elisa* (nur Kristall) ermittelt.

Detektor	**Schwelle 5.9 keV**	**Schwelle Kristall *Elisa***	**Schwelle Kristall *Doreen***
Si448a	83.0±1.5 eV	16.2±0.3 keV	26.0±0.4 keV
Si479a	-	-	15.4±0.2 keV

Tabelle 5.9: Energieschwellen der Lichtdetektoren Si448a und Si479b. Die sehr unterschiedliche Schwelle bzgl. Röntgenstrahlung bzw. Szintillationslicht resultiert aus der geringen Lichtausbeute und -sammlung bei der Szintillation.

Vergleicht man die verschiedenen Schwellen des Detektors Si448a aus Tab. 5.9 so werden zwei Dinge offensichtlich:

- Die Schwelle bzgl. Szintillationslicht ist beim Kristall *Elisa* deutlich besser als beim Kristall *Doreen*. Dies kommt von der besseren Lichtausbeute des Kristalls *Elisa* (Tab. 5.7).

- Die gesamte Lichtsammlung L_S eines Lichtdetektors mit dem Kristall „Doreen“ beträgt ca. 0.7-0.8 % und beim Kristall *Elisa* ca. 1.4 % (Tab. 5.7). Die Schwelle bzgl. Szintillationslicht ist jedoch für beide Kristalle schlechter als die Schwelle bzgl. Röntgenquanten geteilt durch die Lichtsammlung L_S. Diese Diskrepanz resultiert aus der schnelleren Pulsabfallszeit der Lichtdetektoren ($\sim$250 μs) verglichen mit der Szintillationszeit der $CaWO_4$-Kristalle ($\sim$400 μs, Tab. 5.8).

Detektor Si479a hat im Vergleich zum Detektor Si448a eine kleinere Sammelfläche, eine größere Thermometerfläche und eine höhere Phasenübergangstemperatur (Tab. 5.6 und Tab. 5.5). Trotzdem ist seine Schwelle bzgl. Szintillationslicht besser als die des Detektors Si448a. Deshalb müssen die Quasiteilchenverluste beim Detektor Si479a wesentlich geringer sein als beim Detektor Si448a. Dabei spielt einerseits die bessere Qualität des Aluminiumfilms des Kollektors eine Rolle. Andererseits ist auch die Länge der Kollektorstreifen beim Detektor Si479a mit ca. 240 μm wesentlich kürzer als die des Detektors Si448a mit ca. 1000 μm. Leider konnte in dieser Arbeit kein Detektor mit dem Phononensensordesign 3 und einer Phasenübergangstemperatur bei ca. 25 mK hergestellt werden. Er würde höchstwahrscheinlich eine bessere Schwelle als Detektor Si479a erreichen.

5.2.6 Lichtdetektoren mit Neganov-Luke-Effekt

Grundlagen des Neganov-Luke-Effektes

Im optimalen Fall sollte ein Lichtdetektor einzelne Photonen registrieren können, d.h. eine Schwelle von ca. 3 eV oder besser besitzen. Speziell mit Lichtdetektoren im starken elektrothermischen Feedback und bei Phasenübergangstemperaturen über 25 mK ist dieses Ziel jedoch noch weit entfernt. Eine Möglichkeit, es eventuell trotzdem zu erreichen, ist der Neganov-Luke-Effekt (siehe auch Kap. 3.3.1 und [NE81, LU88]). Der Neganov-Luke-Effekt (im Weiteren NLE genannt) tritt auf, wenn an einen Halbleiterkristall ein elektrisches Feld angelegt wird und dann im Kristall freie Ladungsträger, z.B. durch eine Teilchenwechselwirkung, erzeugt werden. Die Elektronen und Löcher werden dann im elektrischen Feld beschleunigt. Durch Stöße geben sie die gewonnene Energie in Form von Phononen an das Gitter ab. Diese Phononen (Neganov-Luke-Phononen) erzeugen im Phononensensor einen Signalgewinn, der abhängig von der angelegten Spannung ist. Die Signalverstärkung durch den NLE ist gegeben durch:

$$G_t = 1 + \frac{e \cdot V_{eff}}{Q} \cdot \frac{l}{d} \tag{5.4}$$

G_t	...	Thermischer Verstärkungsfaktor durch den NLE
e	...	Elementarladung
V_{eff}	...	Effektive Spannung
Q	...	Mittlere Energie für die Produktion eines Elektron-Loch-Paares
l	...	Driftlänge der Elektronen und Löcher
d	...	Abstand zwischen den Elektroden, an die die Spannung angelegt wird

Einige Größen in Gl. 5.4 sollen nun etwas genauer erläutert werden:

- Die mittlere Energie für die Produktion eines Elektron-Loch-Paares Q ist abhängig von der Art der ionisierenden Strahlung und vom Absorbermaterial. Für Röntgen- und Gammastrahlung ist Q unabhängig von der Energie. Für Silizium beträgt in diesem Fall $Q = 3.76$ eV [BE68] und für Germanium $Q = 2.98$ eV [TH01]. Etwas anders verhält sich die Situation bei Licht. Hier ist Q gegeben durch $Q_{Licht} = E_\gamma/\eta$, wobei E_γ die Energie des Photons ist und η die Quanteneffizienz für die Produktion eines Elektron-Loch-Paares. Für das Szintillationslicht von $CaWO_4$ gilt $E_\gamma = 2.9$ eV. Die Quanteneffizienz bei dieser Energie für Silizium ist $\eta \approx 1$ [VA59] und für Germanium ähnlich [VA59] oder etwas höher ($\eta \approx 1.2$) [TA59].

- In einem realen Detektor kann die Verstärkung durch Raumladungen reduziert werden, welche sich normalerweise mit der Zeit aufbauen. Elektronen oder Löcher können an Fehlstellen oder Verunreinigungen gebunden werden

und erzeugen dann ein elektrisches Feld, das der angelegten Spannung entgegengesetzt ist. Dies führt zu einer effektiven Spannung V_{eff}, die gegenüber der an den Elektroden angelegten Spannung V_b reduziert ist.

- Werden Elektronen oder Löcher gebunden bevor sie die Elektroden erreichen, führt dies ebenfalls zu einer reduzierten Verstärkung. Ist d der Abstand der Elektroden und $l(V_{eff})$ die von der effektiven Spannung abhängige Driftlänge, so ist die Verstärkung um einen Faktor l/d reduziert.

Detektor Si470a

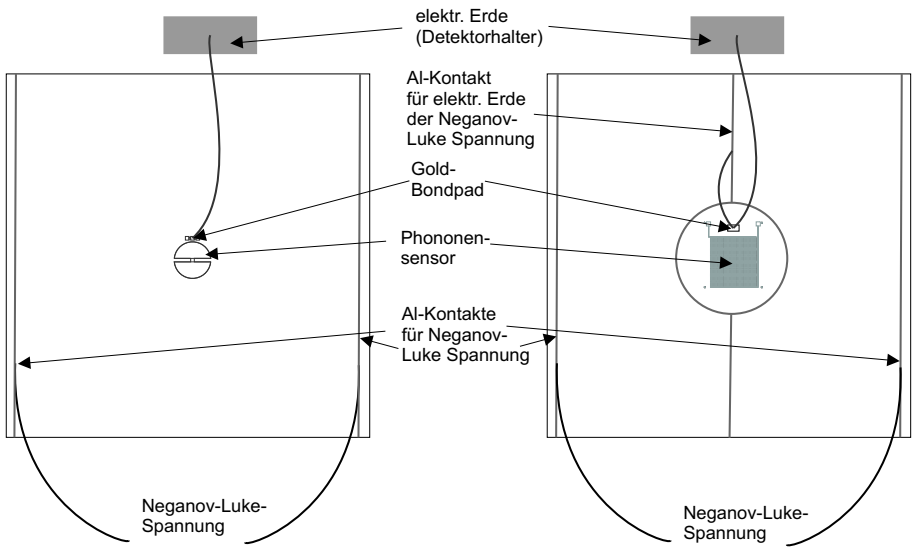

Abbildung 5.25: Anordnung der Neganov-Luke-Kontakte beim Detektor Si470a (links) und beim Detektor Si479a (rechts)

Erste Versuche zur Anwendung des NLE auf Lichtdetektoren wurden mit dem Detektor Si470a durchgeführt. Zwei 150 μm breite Aluminium-Elektroden wurden wie in Abb. 5.25 (links) gezeigt auf die Oberfläche des Siliziumsubstrats gedampft. Da durch die thermische Kopplung das Gold-Bondpads dort auch die elektrische Erde definiert ist, wurde die Neganov-Luke-Spannung jeweils symmetrisch mit dem gleichen Wert an den beiden Elektroden angelegt. Diese Anordnung hat den Nachteil, dass der Phononensensor im elektrischen Feld liegt.

Für den Detektor Si470a soll hier nur die unterschiedliche Verstärkung von Licht bzw. Röntgenquanten diskutiert werden. Effekte wie der Einfluss von Raumladungen und ein zusätzliches Rauschen traten bei diesem Detektor auf, sollen jedoch beim Detektor Si479a ausführlich erläutert werden. Der Detektor wurde direkt mit einer ^{55}Fe-Quelle bestrahlt, die hauptsächlich 5.9 keV-Röntgenquanten aussendet.

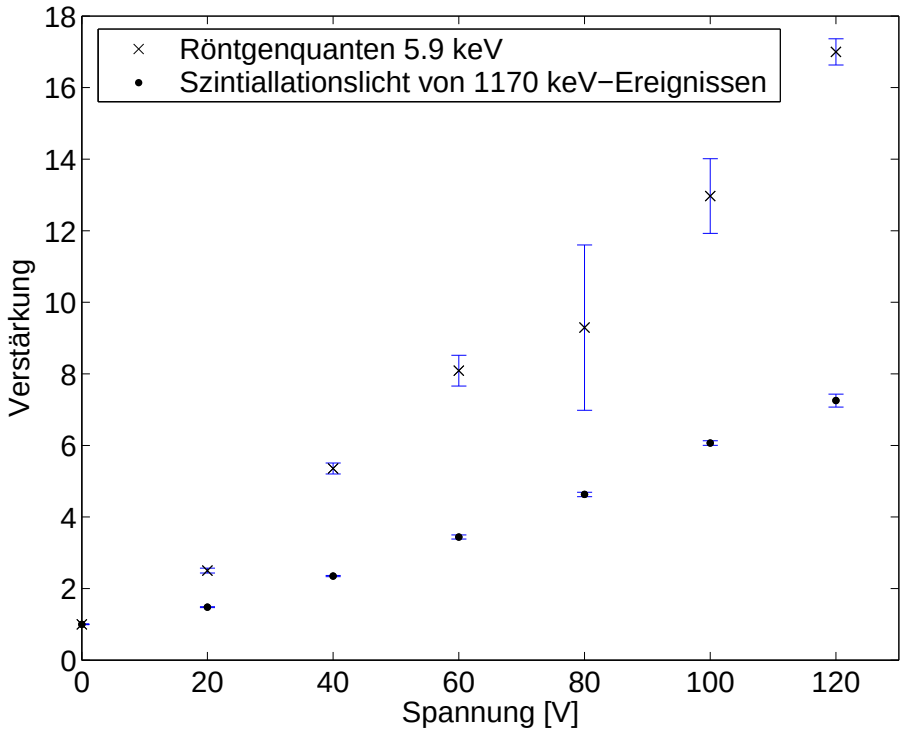

Abbildung 5.26: Gemessene Vergrößerung der Pulshöhe (Verstärkung) des Detektors Si470a durch die angelegte Neganov-Luke-Spannung. Gemessen wurde die Verstärkung für 5.9 keV Röntgenquanten und für das Szintillationslicht von 1.17 MeV-Ereignissen einer ^{60}Co-Quelle in $CaWO_4$.

Zusätzlich wurde der $CaWO_4$-Detektor Cw466 mit einer ^{60}Co-Quelle bestrahlt, die zwei Linien bei 1.17 und 1.33 MeV hat. Die 5.9 keV-Röntgenlinie hat dabei eine ähnliche Pulshöhe wie das Szintillationslicht der 1.17 MeV-Linie.

In Abb. 5.26 ist die Verstärkung für Licht der 1.17 MeV-Ereignisse und der 5.9 keV-Röntgenquanten in Abhängigkeit von der Neganov-Luke-Spannung aufgetragen. Bei vollständiger Sammlung der erzeugten Ladung erwartet man laut Gl. 5.4 für Röntgenstrahlung einen Verstärkungsfaktor von $1 + V_{NegLuke}/3.8\ eV$ und für Licht einen Verstärkungsfaktor von $1 + V_{NegLuke}/2.9\ eV$. Für Röntgenstrahlung wird nur ca. 45 % der erwarteten Verstärkung erreicht, für Licht sogar nur ca. 16 %.

Ein Teil der Reduzierung der Verstärkung wird durch Raumladungen verursacht. Dies wird deutlich durch das Absinken der Pulshöhe nach angelegter Neganov-Luke-Spannung, d.h. Raumladungen bauen sich auf und dadurch nimmt V_{eff} in Gl. 5.4 ab. Insbesondere die im Vergleich zur Verstärkung von Röntgenquanten viel zu kleine Verstärkung für Szintillationslicht kann jedoch nur über eine reduzierte Driftlänge erklärt werden. Besonders an der Oberfläche des Siliziumsubstrats finden sich viele Fehlstellen, sodass Ladungen dort eingefangen werden können [JU04]. Szintillations-

licht mit einer Energie von 2.9 eV hat in Silizium eine Eindringtiefe von ca. 1 μm [SZ81]. Röntgenquanten mit 5.9 keV dringen dagegen ca. 30 μm tief in das Substrat ein [CX04]. Deshalb werden bei Szintillationslicht mehr Ladungsträger an der Oberfläche gebunden, insbesondere weil das elektrische Feld parallel zur Oberfläche verläuft. Es wäre eventuell besser, die Kontakte für die Neganov-Luke-Spannung auf die andere Seite des Siliziumabsorbers zu verlagern. Dadurch würden die Ladungsträger sich schneller aus dem Bereich der Oberfläche entfernen. Allerdings ist es technisch schwieriger Strukturen auf beiden Seiten des Absorbers herzustellen.

Detektor Si479a

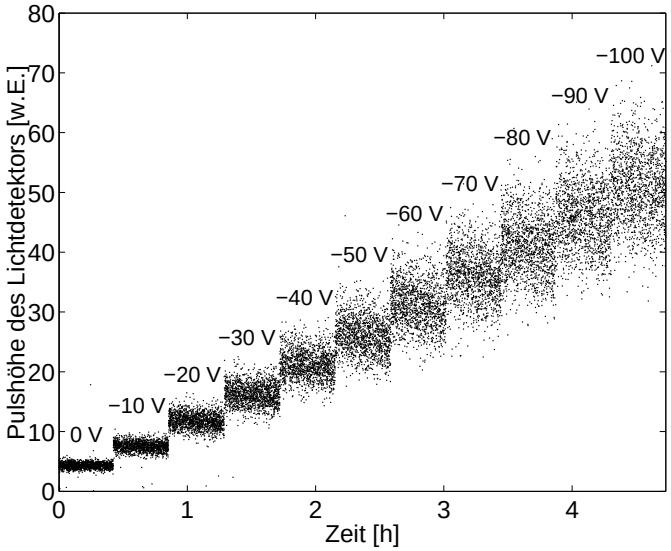

Abbildung 5.27: Pulshöhe des Lichtdetektors Si479a für Szintillationslicht von 122 keV-Ereignissen für verschiedene Neganov-Luke-Spannungen. Nach einer Messzeit von 26 Minuten wurde die negative Neganov-Luke-Spannung in 10 V-Schritten erhöht.

Der Detektor Si479a hat Phononensensordesign Nr. 3 (Abb. 5.19) und die in Abb. 5.25 (rechts) dargestellte Anordnung der Neganov-Luke-Kontakte. Der mittlere Kontakt liegt auf Erdpotential und umschließt den Phononensensor. Dadurch befindet sich der Phononensensor in einem fast feldfreien Raum. Die 4 kÅ dicken Aluminiumkontakte wurden direkt auf das Siliziumsubstrat gedampft. Für die Neganov-Luke-Spannung wurde ein Batteriebias verwendet, der über einen Spannungsteiler vom Computer aus ansteuerbar war.

Der Detektor wurde in Koinzidenz mit dem Phonondetektor Cw466 gemessen. Der Phonondetektor wurde mit einer ^{57}Co-Quelle bestrahlt. Durch die gute Energieauflösung des Phonondetektors konnten die Ereignisse der 122 keV- Linie ausgewählt wer-

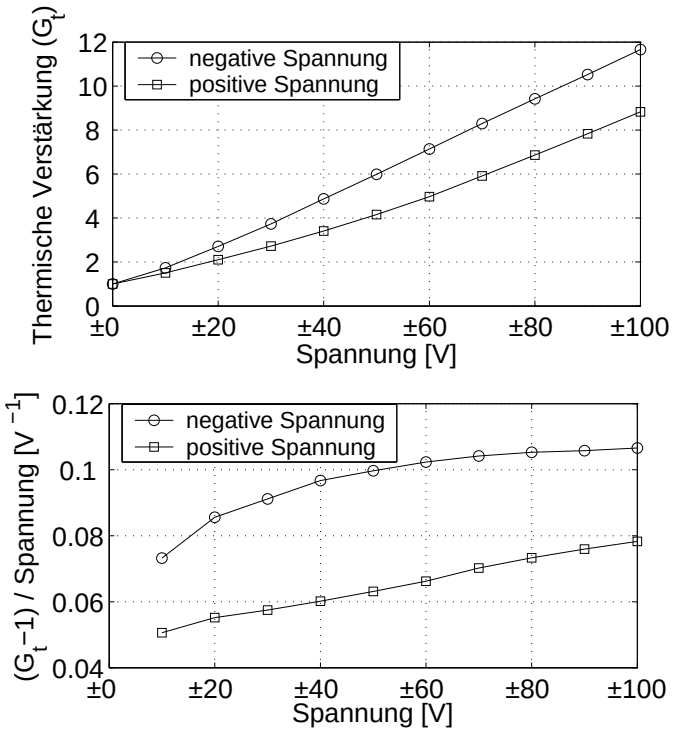

Abbildung 5.28: Verstärkung G_t und (G_t-1)/Spannung versus Neganov-Luke-Spannung.

den. An den Lichtdetektor wurden Neganov-Luke-Spannungen von 0 V bis +100 V in 10 V-Schritten angelegt. Für jeden Schritt wurden 20000 Pulse aufgenommen und zwischen jedem Schritt wurde der Lichtdetektor für ca. 30 min geerdet, um die entstandenen Raumladungen wieder abzubauen. Die Messung wurde nach gründlicher Erdung mit negativen Spannungen wiederholt. Die Pulshöhe des Lichtdetektors wurde mit einem Standardereignis-Fit ermittelt, um eine korrekte Bestimmung auch sehr kleiner Pulshöhen zu gewährleisten.

Abb. 5.27 zeigt die Pulshöhe des Detektors Si479a aufgetragen über die Messzeit. Die Zeiten, in denen der Detektor geerdet wurde, sind nicht mit dargestellt. Mit jedem Spannungsschritt ist eine klare Verstärkung sichtbar, jedoch nimmt die Pulshöhe langsam mit der Zeit ab. In einer weiteren Messung wurde beobachtet, dass die Pulshöhe zunächst fällt, jedoch nach ca. 12 Stunden ein annähernd konstantes Limit erreicht. Die Verstärkung für jede Spannung wurde durch Mittelung über die jeweils ca. 26 min Messzeit festgelegt. Das Histogramm der Pulshöhen kann recht gut mit einer Gausskurve gefittet werden, um die mittlere Pulshöhe zu erhalten.

Die gemessene Verstärkung für Licht zeigt das obere Diagramm von Abb. 5.28. Die effektive Verstärkung pro Volt ($(G_t - 1)/V_{NegLuke}$), dargestellt in Abb. 5.28, unten, sollte für alle Spannungen unter idealen Verhältnissen den Wert $e/Q_{Licht} \approx 0.34\ \mathrm{V}^{-1}$

haben. Berücksichtigt man, dass Teile des Lichtdetektors feldfrei sind, insbesondere die Mitte des Detektors, sollte die effektive Verstärkung noch ca. 0.28 V^{-1} betragen. Die gemessene effektive Verstärkung pro Volt ist nicht nur kleiner, sondern fällt auch merklich zu kleineren Spannungen hin ab. Außerdem ist die Verstärkung für positive Neganov-Luke-Spannungen kleiner als für negative.

Die reduzierte Verstärkung kommt wie beim Detektor Si470a durch Raumladungen und die reduzierte Driftlänge der Ladungsträger zustande. Welche Anteile die einzelnen Prozesse haben, ist aus den Messungen nur unvollständig zu klären. Geht man davon aus, dass sich die Raumladungen nur langsam aufbauen, wie dies der zeitlichen Verlauf der Verstärkung andeutet, so ist die Reduzierung der Verstärkung zum größeren Teil durch die reduzierte Driftlänge gegeben. Die Abhängigkeit der effektiven Verstärkung pro Volt, $((G_t-1)/V_{NegLuke})$, von der Neganov-Luke-Spannung ist sowohl durch Raumladungen als auch durch die reduzierte Driftlänge erklärbar:

- Geht man von einer begrenzten Anzahl von Fehlstellen aus, an denen Ladungsträger eingefangen werden können, so ist das dadurch erzeugte Gegenfeld begrenzt. Sein Anteil an V_{eff} nimmt zu höheren Spannungen hin ab, und somit wird die effektive Verstärkung pro Volt größer.

- Eine höhere Spannung führt zu einer größeren mittleren Energie der Ladungsträger zwischen zwei Streuungen. Ist die Bindungsenergie der Ladungsträger an Fehlstellen klein, so sinkt mit der zunehmenden mittleren Energie der Ladungsträger die Wahrscheinlichkeit, das diese an die Fehlstellen gebunden werden. Somit erhöht sich auch die Driftlänge.

Die unterschiedliche Verstärkung für positive und negative Spannungen kann eventuell durch eine Asymmetrie in den Kontakten erklärt werden. Der Kontakt in der Mitte des Absorbers befindet sich teilweise auf einer gesputterten Fläche, die von der Strukturierung des Phononensensors herrührt. Dort liegt eventuell eine erhöhte Fehlstellenkonzentration einer bestimmten Polarität vor. Um diese Frage genauer beantworten zu können sind jedoch weitere Messungen nötig.

Bei größeren Neganov-Luke-Spannungen trat ein zusätzliches Rauschen im Thermometer des Detektors auf, das nicht durch eine einfache Beschreibung des Neganov-Luke-Effekts zu erklären ist. Dieses Rauschen beeinträchtigt die Schwelle des Detektors und ist nicht auf elektronische Störungen zurückzuführen. Es verschwindet im normalleitenden Zustand und ist vom Arbeitspunkt abhängig.

Wie in Abb. 5.29 klar zu erkennen ist, besteht dieses zusätzliche Rauschen speziell bei negativen Spannungen aus vielen kleinen Spitzen oder Pulsen. Um das für die Anwendung des Lichtdetektors relevante Rauschniveau zu quantifizieren, wurden die aufgenommenen Rauschproben mit einem Standardereignis der realen Pulsform gefitted. Die resultierende Pulshöhenverteilung ist nicht gaussförmig. Das Rauschniveau wurde deshalb definiert als die Pulshöhe, unterhalb der 95 % der Rauschereignisse liegen (2σ-Level). Für negative Spannungen ist das Rauschniveau wesentlich

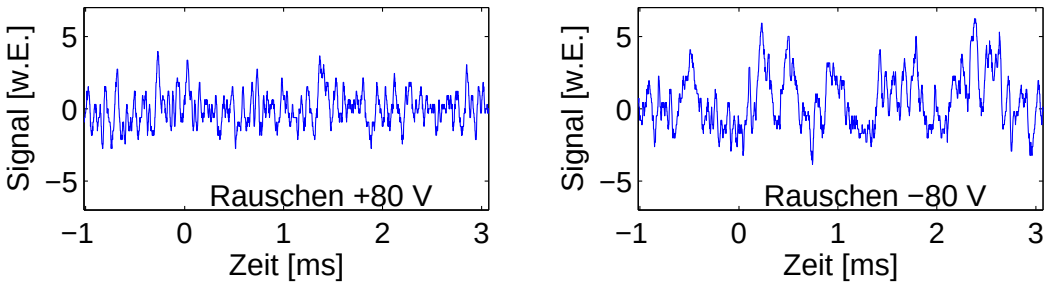

Abbildung 5.29: Rauschereignisse des Detektors Si479a bei +80 V und -80 V angelegter Neganov-Luke-Spannung.

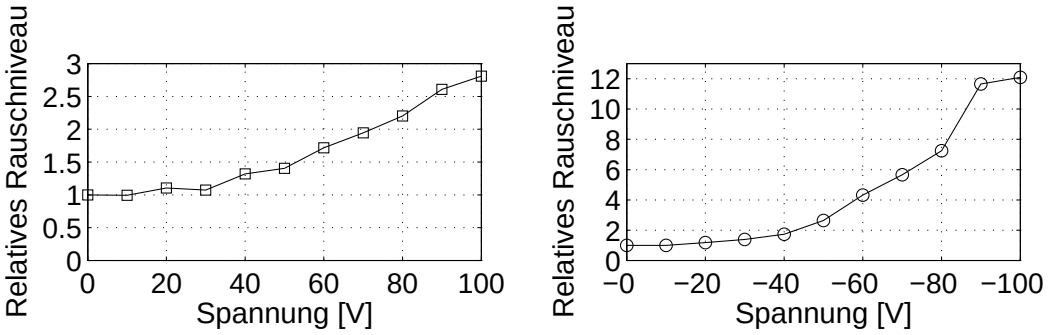

Abbildung 5.30: Rauschniveau für positive und negative Neganov-Luke-Spannungen relativ zum Wert bei 0 V.

größer als für positive Spannungen (Abb. 5.30). Die Sättigung des Rauschniveaus bei -100 V stammt von der Aufheizung des Sensors durch das zusätzliche Rauschen, welches den Detektor in einen weniger sensitiven Arbeitspunkt treibt.

Die Form des zusätzlichen Rauschens legt als Ursache die Beschleunigung von freien Ladungsträgern im elektrischen Feld nahe. Diese produzieren durch den Neganov-Luke-Effekt kleine thermische Rauschpulse. Mit einer gleichzeitigen Messung mit 5.9 keV-Röntgenstrahlung einer ^{55}Fe-Quelle wurde die absolute Energieschwelle des Detektors Si479a in dieser Messung zu ca. 100 eV ermittelt. Damit erzeugen selbst wenige Ladungsträger einen erheblichen Rauschbeitrag bei Spannungen von einigen 10 V.

Als mögliche Ursache des Extrarauschens sollen hier drei Szenarien diskutiert werden:

- Durch die sich aufbauenden Raumladungen ist offensichtlich, dass viele Akzeptoren und Donatoren im Siliziumsubstrat vorhanden sind. Eventuell kann es nun durch das starke elektrische Feld zu einer Störstellenleitung kommen.

Bei den Temperaturen im Bereich unter 100 mK sind praktisch alle Ladungsträger an Störstellen gebunden. Allerdings können die Ladungsträger im Feld auch Energie gewinnen und sich somit z.B. durch Tunneln von den Störstellen lösen. Die Ströme, die das Rauschen verursachen sind dabei extrem klein! Außerdem bauen sich die Raumladung langsam ab, wenn der Detektor geerdet wird. Auch dies spricht dafür, dass die Raumladungen eine gewisse „Beweglichkeit“ besitzen.

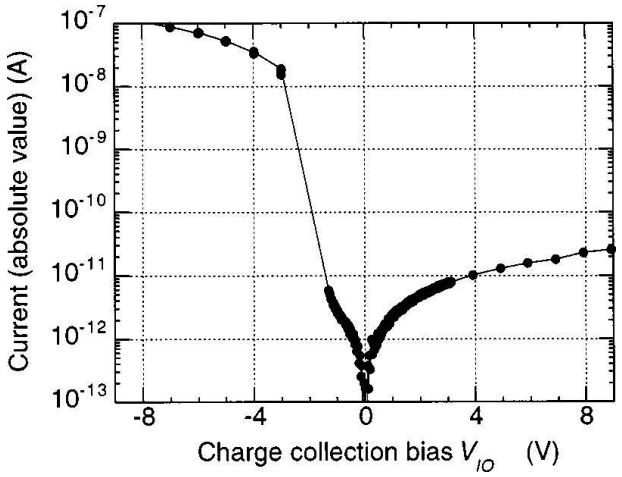

Abbildung 5.31: Gemessener Strom in Abhängigkeit von der angelegten Spannung für den Detektor aus [LH00].

In [LH00] werden mit einem Germaniumdetektor bei Temperaturen von ca. 20 mK gleichzeitig die Ionisation und die Phononen gemessen. Der Germaniumdetektor wird dabei als p-i-n-Diode betrieben. Wenn eine Spannung bis zu 9 V angelegt wird, so fließt ein von der Spannung abhängiger Strom, der von der Polarität abhängig ist und bis über 0.1 μA betragen kann (Abb 5.31). Dieser Strom wird in [LH00] damit erklärt, dass Elektronen und Löcher in der Nähe der Elektroden abgebremst werden und freie Ladungsträger der jeweils anderen Polarität erzeugen können, da unter den Elektroden die Dotierungskonzentration sehr hoch ist. Die freiwerdenden Ladungsträger driften nun zur gegenüberliegenden Elektrode und erzeugen somit einen selbsterhaltenden Strom.

Ein ähnlicher Mechanismus könnte für das Extrarauschen verantwortlich sein. Dies muss dabei nicht notwendigerweise unter den Elektroden geschehen. Auch im Substrat können durch Störstellen gebundene Ladungsträger durch andere beschleunige Ladungsträger freigesetzt werden. Bei manchen getesteten Detektoren wurde beobachtet, dass es zu einer sprunghaften Zunahme des Extrarauschens kam, die dann langsam wieder abklang. Dies könnte ein Hinweis auf den oben beschriebenen Mechanismus sein.

- Injektion von Ladungsträgern durch die Kontakte. Der Kontakt zwischen dem Aluminium und dem Silizium ist eher ein Schottky-Kontakt als ein ohmscher Kontakt. Allerdings wurden die Kontakte nicht gezielt als Schottky-Kontakte mit einer großen Barriere hergestellt. Deshalb könnten Ladungsträger via Tunneln durch die Kontakte injiziert werden.

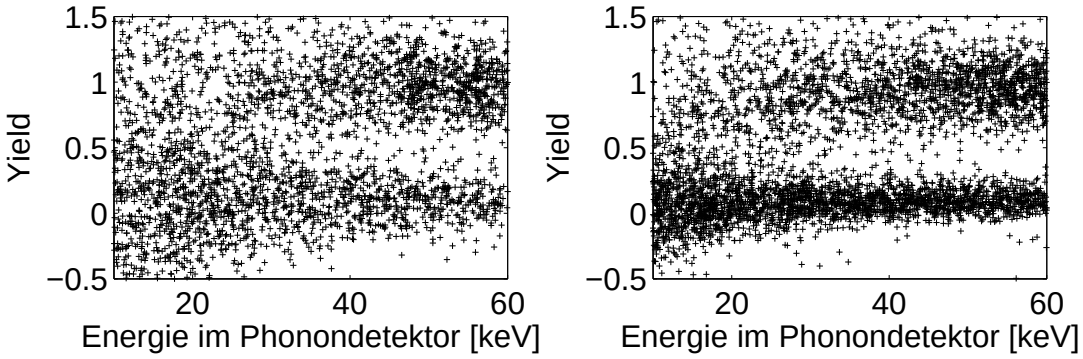

Abbildung 5.32: Auf der x-Achse ist die deponierte Energie im $CaWO_4$-Kristall aufgetragen (Pulshöhe im Phonondetektor). Auf der y-Achse ist das Verhältnis der Lichtdetektorpulshöhe zur Phonondetektorpulshöhe aufgetragen. Für Elektronrückstöße ist dieses Verhältnis (Yield) auf Eins normiert. Die linke Abb. zeigt die Messung mit 0 V und die rechte Abb. mit +50 V Neganov-Luke-Spannung.

Um die Anwendbarkeit des NLE für CRESST-Detektoren zu testen, wurde der Doppeldetektor (Cw466 und Si479a) mit einer Americium-Beryllium-Neutronenquelle und einer ^{57}Co-Quelle für die Energieeichung bestrahlt. Dabei wurde der Lichtdetektor mit 0 V bzw. +50 V Neganov-Luke-Spannung betrieben. Dazu wurde die Spannung jeweils für ca. 23 Minuten angelegt und während dieser Zeit jeweils 20000 Pulse aufgenommen. Dazwischen wurde der Detektor für 10 Minuten geerdet. Gleichzeitig wurde auch Rauschen aufgenommen.

Abb. 5.32 zeigt beide Messungen. Die oberen Bänder entstehen durch Elektronrückstöße, die hauptsächlich von der ^{57}Co-Quelle und 4.4 MeV-Gammas aus der AmBe-Quelle verursacht werden. Das untere Band stammt von Kernrückstößen durch Neutronen der AmBe-Quelle. Mit dem Neganov-Luke-Effekt ist eine klare Verbesserung der Trennung der Bänder zu sehen. Besonders das Kernrückstoßband wird deutlich schmäler, da seine Breite vor allem durch das Signal/Rausch-Verhältnis des Lichtdetektors bestimmt ist. Die Breite des Elektronrückstoßbandes ist eher durch die schlechte Auflösung des Szintillators selbst bestimmt. Die FWHM-Rauschverteilung verbesserte sich von 16.88±0.31 keV bei 0 V auf 5.96±0.09 keV bei +50 V. Das Rauschen wurde dabei relativ zur Pulshöhe von Licht, das von Elektronrückstößen verursacht wird, bestimmt. Die Verbesserung des Signal/Rausch-Verhältnises und damit auch die Verbesserung der Energieschwelle von Lichtdetektoren zeigt klar das

Potential des NLEs für Lichtdetektoren. Die gezeigten Ergebnisse der Anwendung des NLE auf den Detektor Si479a finden sich auch in [ST05]. Auch für Tieftemperaturdetektoren in anderen Einsatzbereichen kann der NLE genutzt werden. Bei der Entwicklung von massiven, bzw. großflächigen Tieftemperaturdetektoren mit extrem niedriger Energieschwelle wird er wahrscheinlich eine zentrale Rolle spielen. Mit einem Detektor aus Reinstgermanium zur Messung des magnetischen Moments des Neutrinos konnte mit dem NLE ebenfalls eine deutliche Verbesserung der Energieschwelle des Detektors erzielt werden [AK04b].

Bei einer späteren Messung wurde für den selben Detektor durch einen besseren Arbeitspunkt ohne Neganov-Luke-Effekt eine bessere Schwelle bzgl. Szintillationslicht gefunden, die in Tab. 5.9 angegeben ist. Leider zeigte der Detektor mit dem Neganov-Luke-Effekt eine deutlich geringere Verstärkung. Als Ursache wird vermutet, dass die Oberfläche des Detektors beim erneuten Anschließen des Detektors durch verdampfendes Lötfett kontaminiert wurde. Dadurch sinkt die Driftlänge der Elektronen und Löcher und es ergibt sich eine geringere Verstärkung. Für weiterführende Messungen blieb im Rahmen dieser Arbeit leider keine Zeit.

5.2.7 Fazit aus den Lichtdetektormessungen

Mit einer Energieschwelle bzgl. des Kristalls *Doreen* von 15.4±0.2 keV erreicht der Lichtdetektor Si479a eine Sensitivität mit der bei über 100 keV durch Teilchenreaktion deponierter Energie Quenchingfaktoren von Kernrückstößen bestimmt werden können. Es können auch Energien wesentlich unterhalb der Energieschwelle gemessen werden, wenn genügend Statistik vorhanden ist, da auf den Phonondetektor mit seiner niedrigen Energieschwelle getriggert werden kann. Die Lichtdetektorpulshöhen werden dann gemittelt. Je besser die gewonnene Statistik ist, desto höhere Quenchingfaktoren können bestimmt werden. In Kap 5.5 wird gezeigt, dass mit dem Lichtdetektor Si479a bei 100 keV Rückstoßenergie und einer Statistik von 91 Ereignissen ein Quenchingfaktor von 30 auf 10 % genau bestimmt werden kann.

Eine Verbesserung der Lichtdetektorschwelle würde es erlauben, z.B. beim geplanten Neutronenstreuexperiment [JA04] mit weniger Statistik zu messen. Zur Erreichung dieses Zieles sollen abschließend drei Möglichkeiten zusammenfassend dargestellt werden:

- Die Produktion eines Phonondetektors aus einem Kristall mit einer besseren Lichtausbeute könnte die Lichtdetektorschwelle bzgl. Szintillationslicht erheblich verbessern. Hierbei bietet sich insbesondere der Kristall *Elisa* an. Bleiben seine Szintillationseigenschaften bei der Produktion des Phonondetektors annähernd erhalten, so ist eine Verbesserung der Energieschwelle des Lichtdetektors um einen Faktor von mindestens 1.5 zu erwarten.
- Um die intrinsische Energieschwelle der Lichtdetektors zu verbessern sollte vom Design des Detektors Si479a ausgegangen werden. Mit einem steileren

Phasenübergang bei einer niedrigeren Übergangstemperatur sollten sich deutlich bessere Schwellen erreichen lassen. Eventuell ist es zusätzlich möglich, mit verbesserten photolithographischen Methoden die Breite der Thermometer und damit ihre Wärmekapazität zu verkleinern.

- Kann bei den Detektoren mit Neganov-Luke-Effekt das Extrarauschen verhindert oder wesentlich verkleinert werden, so sind deutlich bessere Schwellen, vielleicht sogar die Detektion von Einzelphotonen, erreichbar. Eine viel versprechende Möglichkeit ist hochreines Germanium als Absorbermaterial, wie es auch für Germaniumdetektoren verwendet wird. Dazu wurde bereits von der Firma CANBERRA EURISYS (http://www.canberra. com/german/) Detektorgermanium (Typ LSERV) geliefert. Eine definiertere Kontaktierung zur Vermeidung von Ladungsträgerinjektion in den Absorber soll in Zusammenarbeit mit der Firma KETEK GmbH (http://www.ketek.net) entwickelt und hergestellt werden.

5.3 Koinzidenzmessungen mit einer Neutronenquelle

Neutronen wechselwirken wie WIMPs im Detektor durch Kernrückstöße. Eine Eichung der Detektoren mit Neutronen ist daher unabdingbar. Die Benutzung einer solchen Quelle in einem Untergrundlabor ist problematisch, besonders wenn es sich um lange Messungen mit einer hohen Statistik handeln soll. Deshalb wurde bisher noch keine Eichung mit Neutronen der am Gran Sasso eingesetzten Detektoren durchgeführt. Daher wurde ein Doppeldetektor, bestehend aus den Detektoren Cw466 und Si479a, mit einer AmBe-Neutronenquelle bestrahlt. Zwei Messungen im Bereich niedriger Energien (10-350 keV) und im Bereich hoher Energien (200-5000 keV) sollen getrennt diskutiert werden.

Es wurde eine 3.7 GBq AmBe-Neutronenquelle der Firma Amersham eingesetzt. Die Quelle emittiert Neutronen aus der Reaktion ^{9}Be(α,n)^{12}C. Das Neutronenspektrum einer 37 GBq AmBe-Neutronenquelle der Firma Amersham zeigt Abb. 5.33 aus [MA95]. Ein Neutronenspektrum der 3.7 GBq AmBe-Neutronenquelle ist in [MA95] nicht angegeben, jedoch dürften sich die Spektren nicht wesentlich unterscheiden. Zusätzlich zu den Neutronen werden von der Quelle noch Gammas mit einer Energie von 4.4 MeV erzeugt.

Die Halterungen beider Detektoren waren miteinander verbunden, konnten jedoch unter Verwendung von zwei Messbrücken und zwei Temperaturreglern separat bei unterschiedlichen Temperaturen stabilisiert werden (Kap. 4.2.2). Dies war nötig, da für eine optimale Leistungsfähigkeit der Detektoren unterschiedliche Badtemperaturen benötigt wurden. Als Reflektor wurde spezielles Teflon eingesetzt (Kap. 4.1.6).

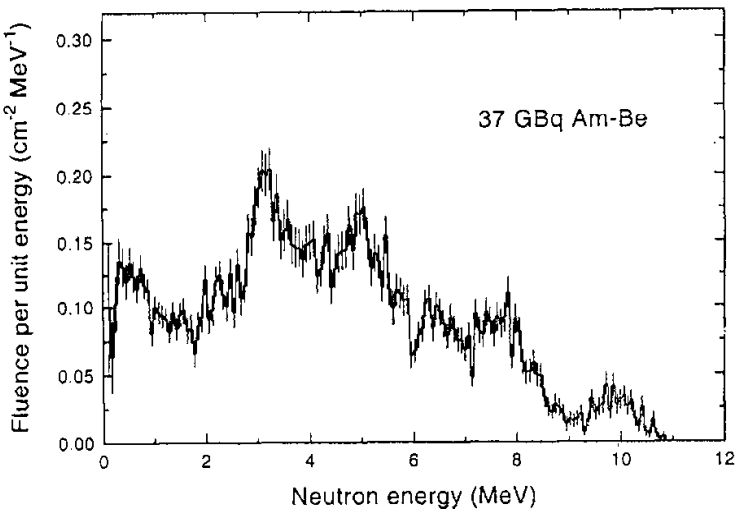

Abbildung 5.33: Neutronenspektrum einer 37 GBq AmBe-Quelle der Firma Amersham

Die Pulshöhe war bei den zwei Messungen der beiden Energiebereiche sowohl für den Phonon- als auch für den Lichtdetektor sehr stabil. Die Messzeit der Messung bei niedriger Energie betrug 12.4 h und bei hoher Energie 11.1 h.

5.3.1 Messung bei niedrigen Energien

In der Messung bei niedrigen Energien wurden die Detektoren auf den Arbeitspunkt mit den besten Energieschwellen eingestellt. Zur Überwachung der Stabilität der Messung und zur Eichung wurde das Doppeldetektormodul zusätzlich zur AmBe-Quelle noch mit einer ^{57}Co-Quelle bestrahlt. Die Pulshöhe sowohl des Licht- als auch des Phonondetektors wurde in der Messung durch einen Standardereignis-Fit bis zu einer maximalen Pulshöhe ermittelt (Kap. 5.1.4). Beide Detektoren wurden dann auf die 122 keV-Linie geeicht.

Abb. 5.34 zeigt die Lichtdetektorenergie aufgetragen über die Phonondetektorenergie. Deutlich zu erkennen sind das Elektron- und das Kernrückstoßband. Bei einer Lichtenergie von ca. 100-120 keV erscheint bei Phonondetektorenergien über 120 keV ein zusätzliches Band mit der gleichen Steigung wie das Kernrückstoßband. Dieses Band resultiert aus inelastischer Neutronenstreuung an Wolframkernen. Dabei kommt es zur Produktion eines Gammas (erster angeregter Zustand des jeweiligen Wolframisotops), welches abhängig vom Wolframisotop eine Energie von 100 keV (^{182}W), 111 keV (^{184}W) oder 121 keV (^{186}W) besitzt. Zusätzlich zu dieser Energie wird auch noch der Kernrückstoß detektiert. Bei einer einfachen inelastischen Streuung kann im Phonondetektor bei Bestrahlung mit einer AmBe-Quelle höch-

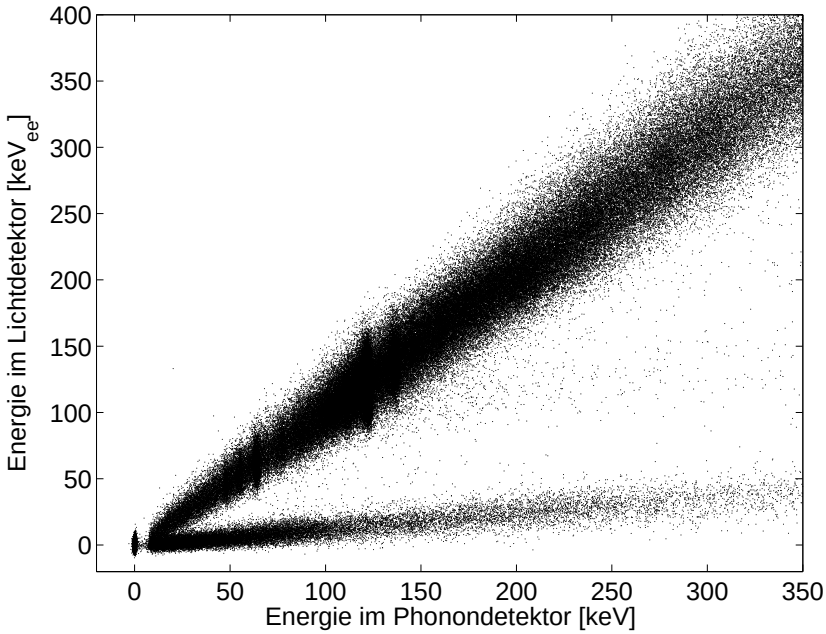

Abbildung 5.34: Energie im Lichtdetektor versus Energie im Phonondetektor. Die Lichtenergie ist bei 122 keV auf die Energie von Elektronrückstoßereignissen im $CaWO_4$ normiert.

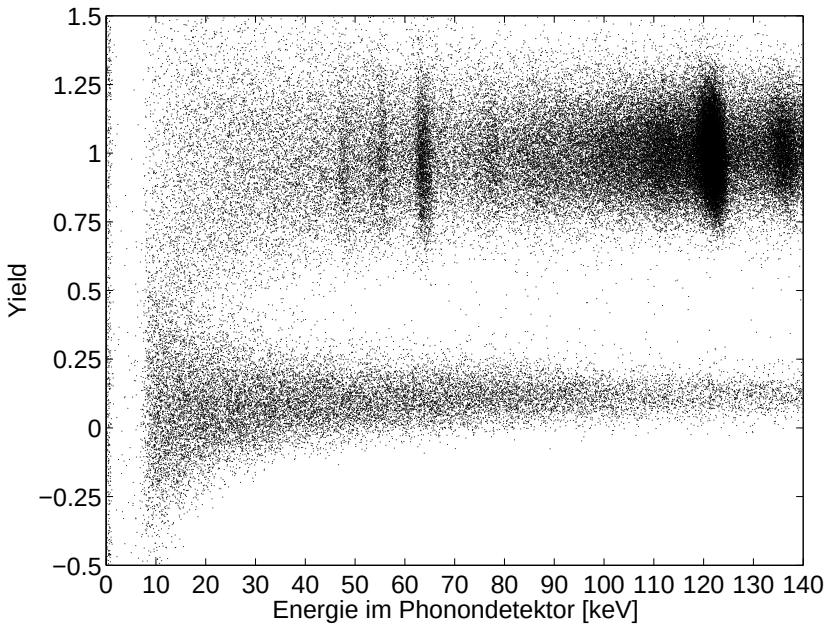

Abbildung 5.35: Yield versus Phonondetekorenergie. Es wird nur der Bereich bis 140 keV dargestellt.

stens eine Energie von ca. 230 keV (Kernrückstoß- plus Gammaenergie) deponiert werden. Da das Neutron anschließend auch elastisch an Sauerstoff streuen kann, erstreckt sich das Band auch zu Phonondetektorenergien über 230 keV hinaus. Aus der Steigung des Bandes der Einfachstreuungen könnte eventuell der Quenchingfaktor (QF) von Wolfram ermittelt werden. Diese Idee konnte jedoch durch den Untergrund an Doppelstreuungen und die zu schlechte Lichtauflösung des Kristalls nicht realisiert werden.

Eine andere Darstellung der Messung zeigt Abb. 5.35. In dieser Abbildung ist das Verhältnis von Licht- zu Phonondetektorenergie (Yield) gegenüber der Phonondetektorenergie aufgetragen. Das Elektronrückstoßband ist bei einer Phonondetektorenergie von 122 keV auf 1 normiert. Deutlich zu erkennen sind die durch die Eichung mit der ^{57}Co-Quelle entstehenden Linien bei 55 keV, 63 keV, 122 keV und 136 keV. Die Linie bei ca. 47 keV wird durch die Neutronen der AmBe-Quelle verursacht. Der genaue Prozess ist jedoch nicht bekannt. Eventuell stammt sie von einem Niveau von ^{183}W bei 46.5 keV.

Das Kernrückstoßband ist ab ca. 20 keV deutlich vom Elektronrückstoßband getrennt. Bereits bei 15 keV können die meisten Ereignisse noch voneinander unterschieden werden. Die Trennung wäre besser, wenn das Elektronrückstoßband genauso schmal wäre wie das Kernrückstoßband. Dies ist leider allerdings wegen der schlechten Lichtauflösung des Kristalls nicht der Fall.

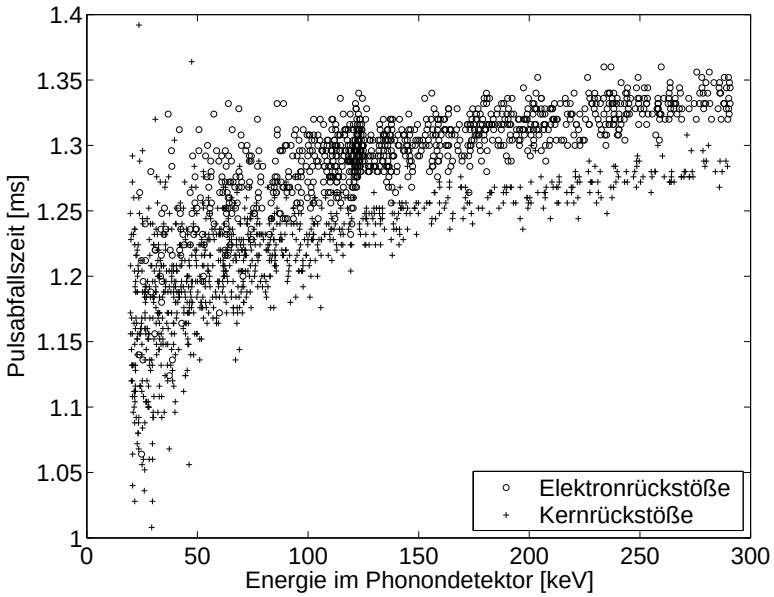

Abbildung 5.36: Aufgetragen ist die Pulsabfallszeit des Phonondetektors gegen die Energie im Phonondetektor für Elektronrückstöße (Kreise) und Kernrückstöße (Kreuze). Zur besseren Übersichtlichkeit wurden nur 2000 Ereignisse verwendet.

Sowohl Phonon- als auch Lichtdetektor zeigen eine unterschiedliche Pulsform für Elektron- und Kernrückstöße. Zunächst soll hier der Pulsformunterschied im Phonondetektor diskutiert werden. Er manifestiert sich vor allem in einer unterschiedlichen Abfallszeit des Phonondetektors, welche für Elektronrückstoßereignisse länger ist als für Kernrückstoßereignisse (Abb. 5.36). Für Ereignisse über ca. 120 keV ist damit sogar eine gute Unterscheidung möglich. Als Ursache für die längere Abfallszeit der Elektronrückstöße kommen zwei Erklärungen in Frage:

- Elektronrückstöße senden deutlich mehr Licht aus als Kernrückstöße. Zum Teil wird dieses Licht wieder im Kristall selbst absorbiert. Die Lichtemission ist aber mit ca. 0.4 ms Abfallszeit langsam (Kap. 5.2.4). Deshalb könnte das wieder absorbierte Licht zu einer längeren Pulsabfallszeit führen.

- Durch Elektronrückstöße wird mehr Ionisation erzeugt als durch Kernrückstöße. Die Dichte der Ionisation im $CaWO_4$-Kristall ist jedoch bei Kernrückstößen höher als bei Elektronrückstößen. Die Ionisation wird nicht nur durch Lichtaussendung abgebaut, sondern auch durch nichtradiative Prozesse. Diese können eine ähnlich lange Zeitkonstante haben wie die radiativen Prozesse. Die stärkere Ionisation bei Elektronrückstößen führt dann zu einer längeren Pulsabfallszeit. Außerdem könnte sich, wie dies auch bei anderen Szintillationsprozessen bekannt ist [BI64], die Ionisation bei Kernrückstößen durch die größere Ionisationsdichte schneller abbauen.

Es könnte sogar möglich sein, Absorbermaterialien zu finden, die auf Grund dieser Effekte eine Unterscheidung zwischen Elektron- und Kernrückstößen bis zu niedrigen Energien nur mit einem Phonondetektor möglich machen. Ein solches Material sollte die Ionisation möglichst langsam (in der Größenordnung von einigen ms) abbauen. Der Phononensensor müsste für eine gute Unterscheidung möglichst schnell und sensitiv sein.

Auch die Pulsform im Lichtdetektor unterscheidet sich für Elektron- und Kernrückstoßereignisse bei gleicher Lichtenergie (Abb. 5.37). Elektronrückstöße haben eine längere Abfallszeit als Kernrückstöße. Daraus folgt, dass die Szintillationszeiten des $CaWO_4$ für Elektronrückstöße länger sind als für Kernrückstöße. Leider ist die Pulsform des Lichtdetektors bzgl. instantanen Energieeintrages bei solch niedrigen Energien nicht bekannt, sodass die absolute Szintillationszeit nicht angegeben werden kann.

Die Tatsache, dass Kernrückstöße eine schnellere Abfallszeit der Szintillation zeigen als Elektronrückstöße, ist für viele feste, anorganische Szintillatoren bekannt (z.B. CsJ(Tl), [PE99]). Sie stellt für Quenchingfaktormessungen mit Lichtdetektoren ein Problem dar. Bei einer Eichung mit einer Neutronenquelle lässt sich die deponierte Energie nur in einem Streuexperiment bestimmen. Um eine Eichung zu erhalten, wird daher die Pulsform für den Standardereignis-Fit aus Ereignissen von Elektronrückstößen gewonnen. Damit werden dann auch die Kernrückstöße gefittet, was

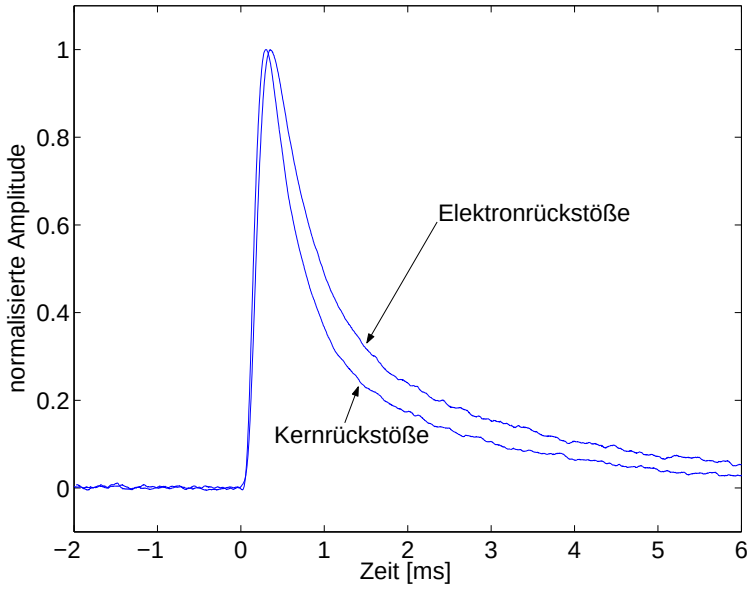

Abbildung 5.37: Standardereignisse von Elektron- bzw. Kernrückstößen. Die Lichtenergie entspricht in beiden Fällen Elektronrückstoßereignissen von 20-30 keV. Das Standardereignis der Elektronrückstöße hat eine langsamere Abfallszeit.

jedoch zu einem Fehler bei der Bestimmung der Pulshöhe führt. Ist die Pulsform des Lichtdetektors schnell gegenüber der Szintillationszeit, so ist dieser Fehler größer als wenn die Pulsform des Lichtdetektors langsam ist. Mit Lichtdetektoren unterschiedlicher Abfallszeit können so insbesondere Quenchingfaktoren gemessen werden, die sich leicht unterscheiden.

5.3.2 Messungen bei hohen Energien

Um den dynamischen Energiebereich der Messungen mit dem Detektormodul (Detektoren Cw466 und Si479a) aus Kapitel 5.3.1 zu vergrößern, wurde es nötig, eine weitere Messung mit einem veränderten Arbeitspunkt und anderen Einstellungen in der SQUID-Elektronik durchzuführen. Die beiden Applied Physics-SQUIDs (Kap. 4.2.3) wurden auf eine niedrige Verstärkung gestellt. Ihre Sensitivität ist in dieser Einstellung geringer, jedoch kann ein größerer dynamischer Bereich gemessen werden. Beide Detektoren wurden zusätzlich in einem Arbeitspunkt mit kleiner Pulshöhe betrieben. Der dynamische Energiebereich konnte damit auf ca. 5 MeV ausgedehnt werden.

Mit den Einstellungen für einen größeren dynamischen Bereich wurde eine Eichung mit der AmBe-Neutronenquelle vorgenommen. Beide Detektoren wiesen bei großen Energien eine stark energieabhängige Pulsform und eine große Nichtlinearität in der Pulshöhe auf. Deshalb wurde die Methode des Standardereignis-Fits bis zu ei-

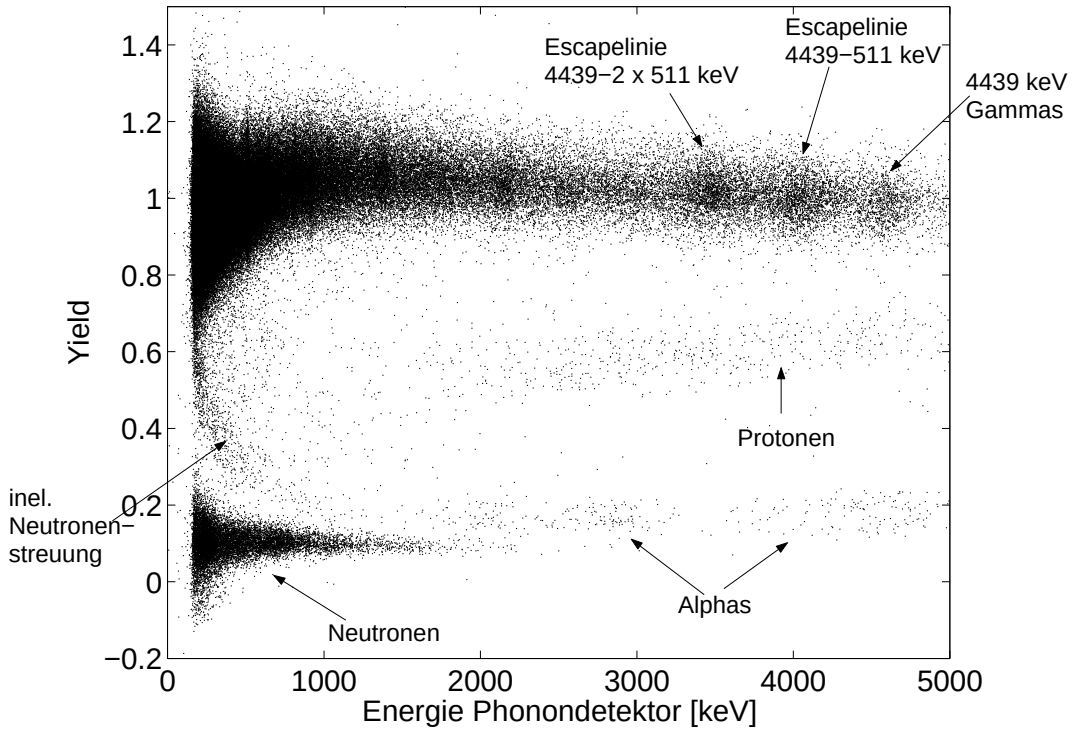

Abbildung 5.38: Yield versus deponierter Energie im Phonondetektor. Der Yield wurde für Elektronrückstöße bei 511 keV auf Eins normiert. Es wurden die Detektoren Cw466 und Si479a verwendet.

ner maximalen Pulshöhe angewendet (siehe Kap. 5.1.4). Abb. 5.38 zeigt den Yield (Verhältnis von Lichtdetektorenergie zu Phonondetektorenergie) versus Phonondetektorenergie. Der Yield wurde bei 511 keV auf Eins normiert.

Das Elektronrückstoßband wird überwiegend durch verschiedene Wechselwirkungen der 4.4 MeV-Gammas der AmBe-Quelle verursacht. Linien befinden sich z.B. bei 511 keV (verursacht durch Paarbildung, durch die Dichte der Ereignisse schlecht zu erkennen), bei 4439 keV, 3928 keV und 3417 keV. Die beiden letzteren werden durch Entweichen von 511 keV Gammas aus einem 4.4 MeV-Ereignis erzeugt. Weiterhin ist das durch Neutronenstreuung verursachte Band der Kernrückstöße bei Energien bis zu 2 MeV und einem Yield von ca. 0.1 zu erkennen. Bei niedrigen Energien befindet sich zwischen dem Elektronrückstoßband und dem Kernrückstoßband ein Band, welches von inelastischer Neutronenstreuung verursacht wird. Bei Energien über ca. 1.5 MeV sind zwei zusätzliche Bänder zu erkennen. Bei einem Yield von ca. 0.6 befindet sich ein Band, welches von Protonen, die aus (n,p)-Reaktionen erzeugt werden, hervorgerufen wird. Außerdem ist bei einem Yield von ca. 0.2 das Band der Wechselwirkung von Alphateilchen zu erkennen. Diese werden durch (n,α)-Reaktionen erzeugt oder durch Alphazerfälle im Kristall oder in dessen Umgebung.

Trotz der Methode des Standardereignis-Fits bis zu einer bestimmten Pulshöhe werden die Energien der Linien bei sehr hohen Energien nicht genau bestimmt, wenn auf die 511 keV-Linie geeicht wird. Dies liegt z.T. an der Tatsache, dass die Pulse nicht in der vollen Länge aufgenommen wurden. Dies ist bei den großen Raten der Eichung mit der AmBe-Quelle leider nicht möglich. Die gemessene Energie für die 4439 keV-Linie beträgt im Phonondetektor 4589 keV und im Lichtdetektor 4556 keV. Diese Abweichungen müssen bei Berechnungen als Fehler berücksichtigt werden oder durch eine oder mehrere weitere Eichlinien experimentell bestimmt werden.

Besonders interessant ist das Band der durch (n,p)-Reaktionen erzeugten Protonen. Damit kann der QF für Protonen ermittelt werden. Allerdings ist dieser QF mit einem größeren Fehler behaftet. Dieser resultiert einerseits aus der Nichtlinearität der Eichung. Andererseits muss auch noch der durch die Reaktion erzeugte Kernrückstoß beachtet werden. Dieser ist schwer zu bestimmen, da der Kern sowohl durch den Neutroneneinfang als auch durch den Protonenausstoß einen Rückstoß erhält. Diese Einflüsse wurden in Tab. 5.10 für den Protonenquenchingfaktor im systematischen Fehler konservativ abgeschätzt.

Energiebereich	**Quenchingfaktor**
2-3 MeV	1.75 ± 0.01 stat. ± 0.12 sys.
3-4 MeV	1.66 ± 0.01 stat. ± 0.12 sys.
4-5 MeV	1.55 ± 0.01 stat. ± 0.12 sys.

Tabelle 5.10: Protonenquenchingfaktoren für verschiedene Energiebereiche. Der QF für Gammas ist bei 511 keV auf Eins normiert.

Obwohl die systematischen Fehler verhältnismäßig groß sind, lässt sich in Tab. 5.10 eine deutliche Energieabhängigkeit des Quenchingfaktors für Protonen erkennen: der QF wird mit zunehmender Energie kleiner. Eine zusammenhängende Diskussion der Energieabhängigkeit der Quenchingfaktoren verschiedener Kerne findet sich in Kap. 5.4.1.

5.4 Diskussion der Quenchingfaktoren

5.4.1 Energieabhängigkeit der Quenchingfaktoren

Der QF für Protonen ändert sich vom Energiebereich 2-3 MeV zum Energiebereich 4-5 MeV um ca. 13 % (Tab 5.10). Am Gran Sasso konnten als Untergrundereignisse mehrere Alphalinien gemessen werden [CO04]. Diese Daten des Kristalls *Daisy* sollen hier im Bezug auf den QF für Alphakerne ausgewertet werden. Der QF wurde für Elektronrückstöße bei 511 keV auf Eins normiert. Tab. 5.11 zeigt die Ergebnisse. Deutlich ist auch hier eine Energieabhängigkeit zu erkennen. Der QF wird mit zunehmender Energie kleiner.

Energie [MeV]	Isotop	Quenchingfaktor
1.91	^{144}Nd	5.47 ± 0.10
2.31	^{147}Sm	5.45 ± 0.01
2.52	^{180}W	5.43 ± 0.07
4.08	^{232}Th	4.93 ± 0.06
4.27	^{238}U	4.91 ± 0.08
4.77	^{230}Th	4.70 ± 0.03
4.87	^{226}Ra	4.77 ± 0.04
5.30	^{210}Po (extern)	4.66 ± 0.05
5.41	^{210}Po (intern)	4.70 ± 0.03
5.52	^{228}Th	4.55 ± 0.05
5.59	^{222}Rn	4.60 ± 0.04
5.98	^{223}Ra	4.20 ± 0.02
6.15 + 6.11	^{227}Th + ^{218}Po	4.28 ± 0.02
6.75	^{211}Bi	4.33 ± 0.02

Tabelle 5.11: Quenchingfaktoren verschiedener Alphazerfälle. Gemessen wird bis auf die externe ^{210}Po-Linie sowohl das Alpha als auch der Rückstoßkern. Nur der statistische Fehler ist angegeben.

Bei Raumtemperatur ändert sich bei CsJ(Tl) der QF von 5.9 bei 7.3 keV auf 9.9 bei 132 keV [PE99, WA02c]. Diese Energieabhängigkeit in [PE99] konnte gut durch Birks Formel (Gl. 3.50) erklärt werden. Ebenso konnte bei CaF(Eu) [HA01] eine Energieabhängigkeit für Quenchingfaktoren beider Kerne gemessen werden. Nur NaJ(Tl) zeigt einen weitgehend von der Energie unabhängigen QF [GE99]. Zusammen mit der gemessenen Energieabhängigkeit des Quenchingfaktors für Protonen und Alphas deutet viel also auf eine Energieabhängigkeit der Quenchingfaktoren für Sauerstoff-, Kalzium- und Wolframrückstöße hin.

5.4.2 Quenchingfaktoren von Elektronrückstößen

Aus Abb. 5.39 wird ersichtlich, dass auch der QF von Elektronrückstößen eine Energieabhängigkeit aufweist. Die Analyse wurde aus Untergrunddaten des Runs 28 gewonnen (Abb. 2.2, Kap. 2.2). Diese Abhängigkeit kann sowohl intrinsisch oder ein Oberflächeneffekt sein:

- **Intrinsische Abhängigkeit**
  Die Lichtausbeute fast aller Szintillatoren ist für Elektronrückstöße nicht exakt linear von der deponierten Energie abhängig [MO02]. Dies gilt insbesondere für niedrige Energien (< 50 keV). Diese Nichtlinearität ist gleichzeitig verantwortlich für die im Vergleich mit der Photonenstatistik zu schlechte Energieauflö-

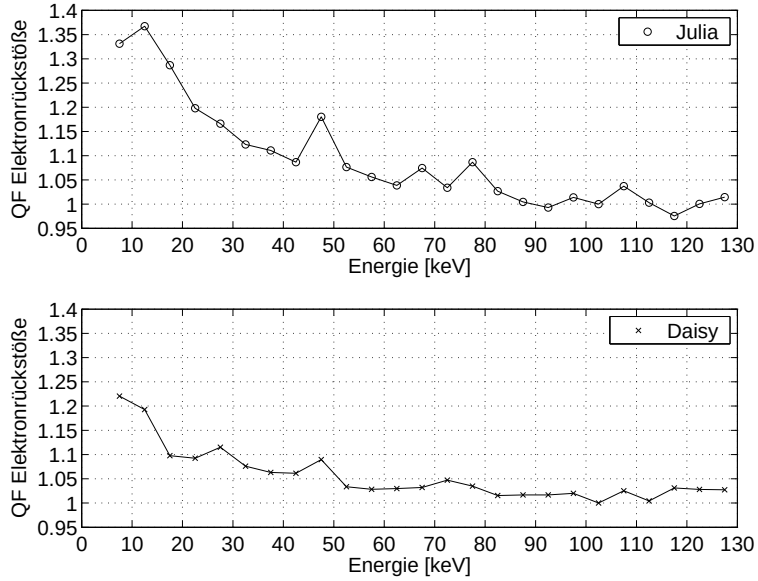

Abbildung 5.39: QF des Elektronrückstoßbandes der Kristalle *Julia* und *Daisy*. Normiert wurde auf den QF bei 102.5 keV

sung fast aller Szintillatoren [MO02]. Für $CaWO_4$-Kristalle wurde die Linearität zwischen 60 keV und 1.33 MeV für den Kristall Boris getestet [NI05]. Es zeigte sich so gut wie keine Abweichung von der Linearität. Allerdings variiert die Kristallqualität stark und Boris ist der Kristall mit der besten Energieauflösung, der bis jetzt für CRESST produziert wurde [NI05]. Die Kristalle *Julia* und *Daisy* zeigen eine unterschiedliche Nichtlinearität der Lichtausbeute (Abb. 5.39).

- **Oberflächeneffekt**
  Sowohl beim Kristall *Julia* als auch beim Kristall *Daisy* zeigt sich bei 47.5 keV ein lokales Maximum des Quenchingfaktors für Elektronrückstöße (Abb. 5.39). Dieses ist mit der ^{210}Pb-Linie bei 47 keV korreliert (Abb. 2.2, , Kap. 2.2). Beim Kristall *Julia* gibt es noch weitere Maxima bei ca. 67.5 und 77.5 keV. Auch diese Maxima sind mit γ-Linien in Verbindung zu bringen. Speziell die ^{210}Pb-Linie wird sicher außerhalb des Kristalls erzeugt, da sie keine Verbreiterung durch das Betaspektrum zeigt. Ereignisse an der Oberfläche des Kristalls weisen also einen größeren QF auf als Ereignisse, die eher in der Mitte des Kristalls stattfinden. Dies wird durch eine Messung mit dem aus den Detektoren Cw466 und Si448a bestehenden Doppeldetektor untermauert. Dieser wurde sowohl mit einer ^{60}Co-Quelle (1.17 und 1.33 MeV Gammas) als auch mit einer ^{57}Co-Quelle (122 und 136 keV) bestrahlt. Die ^{60}Co-Quelle produziert im Messbereich (unter 130 keV) im Kristall vor allem Comptonstreuung, die annähernd isotrop über den Kristall verteilt ist. Durch die ^{57}Co-Quelle treffen nicht nur die primären

122 und 136 keV Gammas auf den Kristall, sondern auch Gammas niedrigerer Energie, welche durch Comptonstreuung am Kryostaten entstehen. Wird nun für die selbe Energie der QF für Elektronrückstöße zwischen den beiden Quellen verglichen, so kann zumindest qualitativ eine radiale Ortsabhängigkeit festgestellt werden.

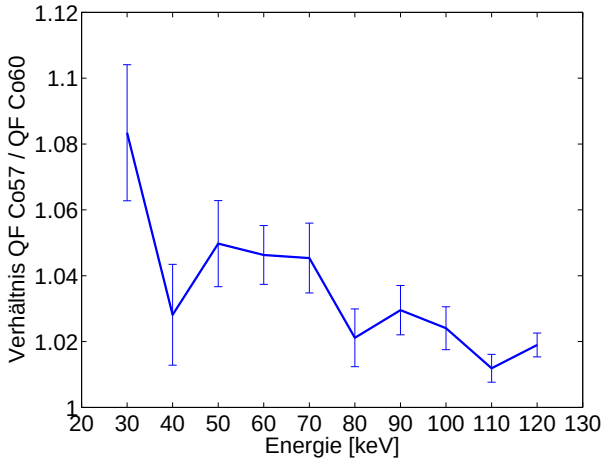

Abbildung 5.40: Verhältnis der Quenchingfaktoren von Elektronrückstoßereignissen einer Messung mit einer ^{57}Co und einer ^{60}Co-Quelle.

Abb. 5.40 zeigt, das die Elektronrückstöße der Comptonereignisse der ^{60}Co-Quelle einen kleineren QF, d.h. eine größere Lichtausbeute besitzen als die Ereignisse der ^{57}Co-Quelle. Diese Diskrepanz zeigt sich vor allem bei niedrigen Energien. Daraus kann auf einen Oberflächeneffekt geschlossen werden. Interessant wäre speziell die Untersuchung der äußersten Schicht (0-1000 Å), da Messungen des Quenchingfaktors mit Ionenbeschuss speziell in dieser Schicht stattfinden [NI05]. Eine derartige Untersuchung ist jedoch mit Gammas wegen der benötigten sehr kleinen Energie sehr schwierig.

Für Alphas gibt es jedoch ein Argument gegen eine Oberflächenabhängigkeit. In Tab. 5.11 ist der QF sowohl für externe als auch für interne Alphas von ^{210}Po für den Kristall *Daisy* angegeben. Für externe Alphas wird ein QF von 4.66±0.04 gemessen. Wird für einen Kernrückstoß ein QF von 40 angenommen [AN04], so erwartet man ohne Oberflächeneffekt für interne Alphas von ^{210}Po einen QF von 4.75±0.04. Dies ist im Einklang mit dem gemessenen QF von 4.70±0.03 für interne Alphas von ^{210}Po und widerspricht einem deutlichen Oberflächeneffekt. Die Eindringtiefe von ^{210}Pb-Alphas in $CaWO_4$ entspricht mit ca. 16 μm der Eindringtiefe von 13 keV Gammas. Allerdings zeigt der Kristall *Daisy* auch eine kleinere Abhängigkeit des Quenchingfaktors von der Rückstoßenergie.

5.4.3 Quenchingfaktoren von Kernrückstößen

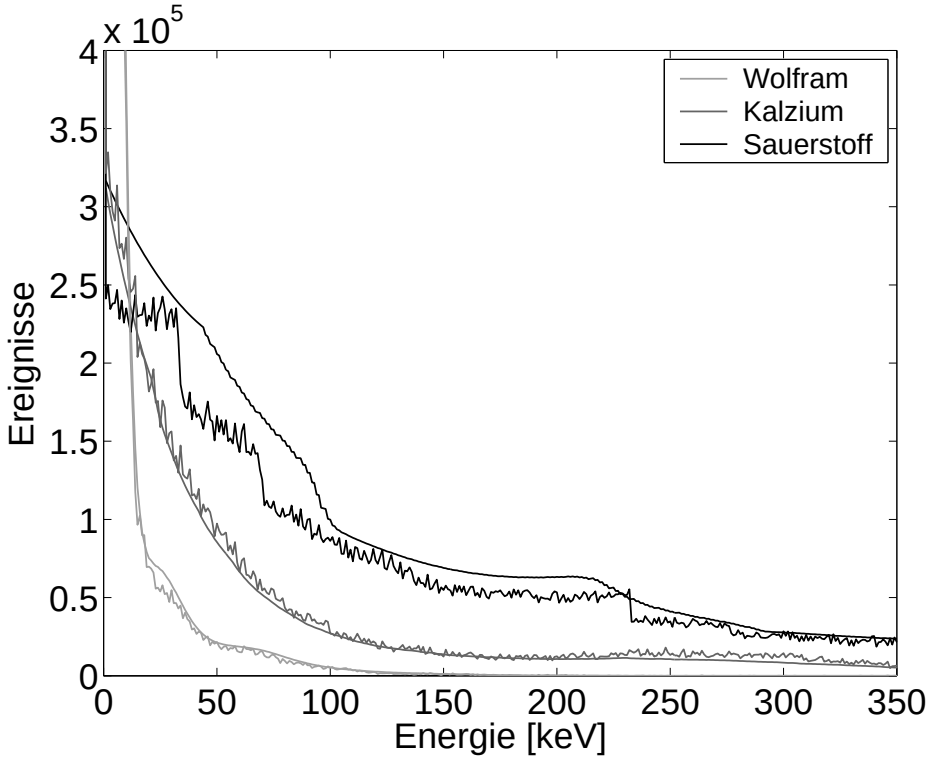

Abbildung 5.41: Rückstoßspektren für Sauerstoff, Kalzium und Wolfram für elastische Neutronenstreuung an $CaWO_4$ bei Bestrahlung mit einer AmBe-Quelle. Die glatteren Linien repräsentieren die analytische Rechnung, die gezackteren Linien eine Monte-Carlo-Simulation mit MCNP4B [WU04b].

Möchte man aus Messungen mit einer Neutronenquelle Informationen über die Quenchingfaktoren der drei Kerne von $CaWO_4$ erhalten, so wird dafür das Rückstoßspektrum aus elastischer Streuung für jeden der drei Kerne benötigt. Das Rückstoßspektrum kann hierfür aus Monte-Carlo-Simulationen oder analytischen Rechnungen gewonnen werden.

Monte-Carlo-Simulationen wurden mit MCNP4B von H. Wulandari durchgeführt [WU03]. Da sich die Ergebnisse dieser Simulationen wesentlich von einer Geant4-Simulation [WA04] unterschied, wurde zusätzlich eine analytische Rechnung für elastische Einfachstreuung an $CaWO_4$ durchgeführt. Das sowohl für die analytische Rechnung als auch für die Monte-Carlo-Simulation verwendete Neutronenspektrum der AmBe-Quelle ist sehr ähnlich zu dem Spektrum in Abb. 5.33 aus [MA95]. Für die Neutronenstreuwinkel und -querschnitte wurde in beiden Fällen die ENDF/B-VI Neutronendatenbank [EN05] als Grundlage verwendet.

Abb. 5.41 zeigt die Rückstoßspektren sowohl der analytischen Rechnung als auch der Monte-Carlo-Simulation mit MCNP4B. Für Wolfram und Kalzium zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung. In der Monte-Carlo-Simulation zeigt sich ein Defizit an Sauerstoffrückstößen im Vergleich zur analytischen Rechnung und gleichzeitig auch Stufen. Solche Stufen traten in der analytischen Rechnung auch auf, wenn die Energieintervalle des AmBe-Spektrums zu grob gewählt wurden. Deshalb wurden die Datenpunkte des vorhandenen Spektrums zumindest für die analytische Rechnung interpoliert. Als Grundlage von Analysen zu Quenchingfaktoren soll im Weiteren die analytische Rechnung verwendet werden. Die Monte-Carlo-Simulationen zeigen, dass Doppelstreuungen nur einen Anteil von ca. 15 % an den elastischen Ereignissen ausmachen. Bei der inelastischen Streuung wird oft das entstehende Gamma wieder vom Kristall eingefangen. Sie ist somit von elastischen Ereignissen zu unterscheiden.

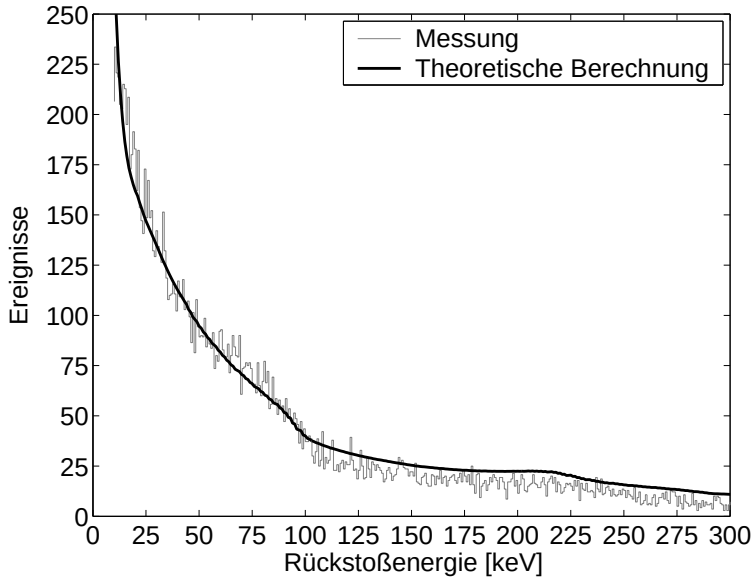

Abbildung 5.42: Gemessenes Spektrum der Kernrückstöße bei Bestrahlung des $CaWO_4$-Kristalls mit einer AmBe-Quelle im Vergleich zu analytischen Rechnungen.

Um die analytischen Berechnungen zur elastischen Streuung zu verifizieren, kann das aus den drei Kernen summierte analytische Rückstoßspektrum mit einem gemessenen Spektrum der Kernrückstöße verglichen werden. Die verwendeten Messdaten werden in Kap. 5.3.1 beschrieben und sind in Abb. 5.35 dargestellt. Abb. 5.42 zeigt den Vergleich des theoretisch erwarteten Spektrums mit dem gemessenen Spektrum. Die Spektren wurden bei 50 keV auf den gleichen Wert normiert. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Bei Energien über 100 keV werden etwas zu wenig Kernrückstöße gemessen. Dies lässt sich wahrscheinlich durch Flussquantenverluste im SQUID (Kap. 4.2.3) erklären, die bei Pulshöhen größer als ca. 100 keV gehäuft auftreten.

Bei ca. 300 keV ist das Signal/Rausch-Verhältnis schon so gut, dass man deutlich unterschiedliche Quenchingfaktoren von Sauerstoff und Kalzium trennen kann. Um dies genauer zu analysieren wird der Energiebereich zwischen 280 keV und 340 keV der Niederenergiemessung mit einer AmBe-Quelle aus Kap. 5.3.1 betrachtet. Laut analytischer Rechnung ist das Verhältnis von Sauerstoffrückstößen zu Kalziumrückstößen in diesem Energiebereich 1 : 0.29. Das Histogramm des Yields der Kernrückstoßereignisse in dem betrachteten Energiebereich ist in Abb. 5.43 zu sehen.

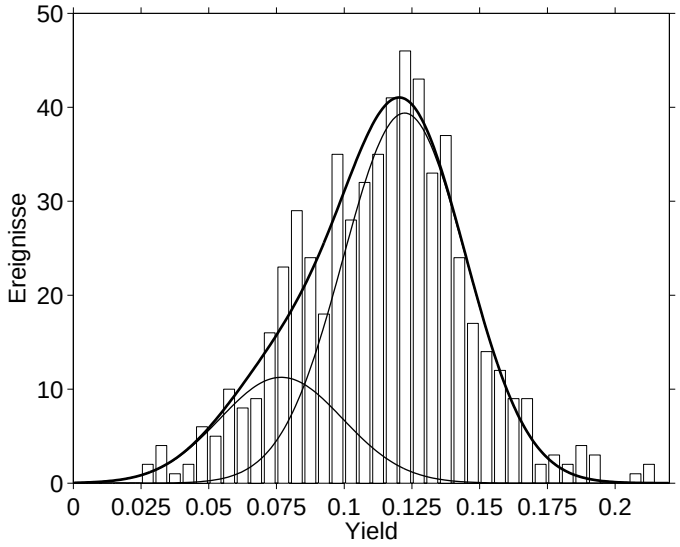

Abbildung 5.43: Histogramm des Yields der Kernrückstoßereignisse zwischen 280 keV und 340 keV. Zusätzlich ist der Gesamtfit zweier Gausskurven an das Histogramm und die Aufteilung in die beiden Einzelgausskurven dargestellt.

Das Histogramm kann nun mit der Summe zweier Gausskurven gefittet werden. Diese haben eine gemeinsame Breite und zwei unterschiedliche Positionen. Das Amplitudenverhältnis ist gegeben durch das Verhältnis der Sauerstoff- zu den Kalziumrückstößen (1 : 0.29). Abb. 5.43 stellt die Fitergebnisse dar. Aus den Positionen der beiden Gausskurven ergeben sich die beiden Quenchingfaktoren von Sauerstoff und Kalzium. Die gefittete Breite der Gausskurven lässt sich gut durch das Baseline-Rauschen des Lichtdetektors und einer Korrektur durch die intrinsische Auflösung des Kristalllichtes erklären. Eine solche Korrektur ist in [AN04] beschrieben. Tab. 5.12 stellt die Ergebnisse der Quenchingfaktoren für Sauerstoff und Kalzium dar. Die Annahme einer gaussförmigen Verteilung wird gestärkt durch die Verteilung des Yields von Elektronrückstößen der selben Lichtenergie, welche eine Gaussform aufweist.

Der in der Tab. 5.12 angegebene Fehler bezieht sich auf die statistische Unsicherheit des Fits (95 % C.L.). Durch Nichtberücksichtigung der elastischen Neutronendoppelstreuung und kleiner Abweichungen in der Eichung der Detektoren ist der an-

Kern	Quenchingfaktor
Sauerstoff	$8.2^{+0.2}_{-0.2}$
Kalzium	$13.0^{+1.7}_{-1.3}$

Tabelle 5.12: Quenchingfaktoren von Sauerstoff und Kalzium im Energiebereich von 280 bis 340 keV.

gegebene Fehler wahrscheinlich etwas zu gering. Trotzdem wird deutlich, dass der QF für Kalzium größer ist als der für Sauerstoff. Dies wird auf Grund der größeren Kernmasse erwartet [NI05], und lässt auf einen noch größeren QF für Wolfram schließen.

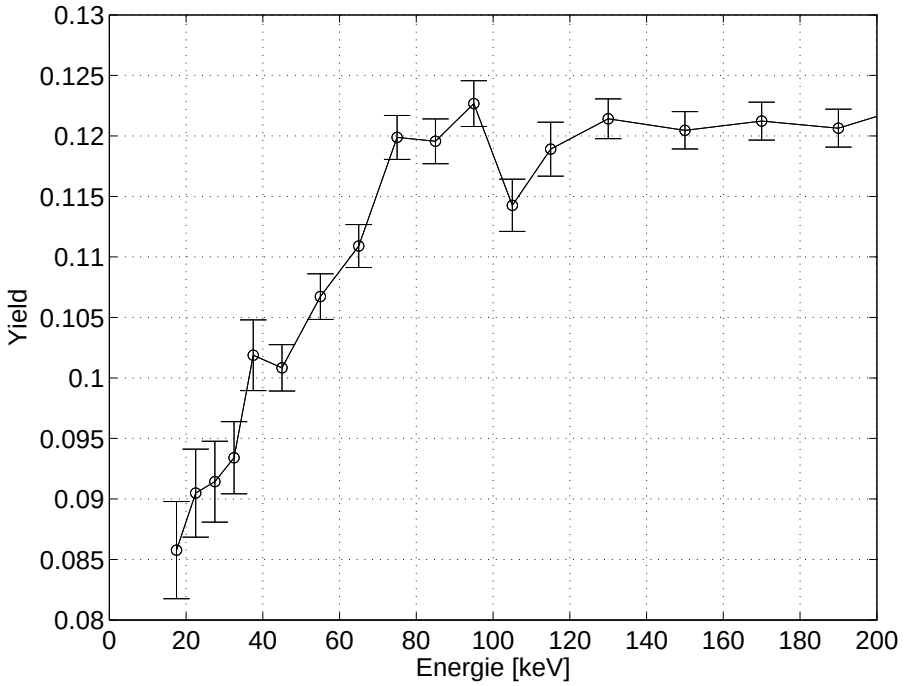

Abbildung 5.44: Gemittelter Yield des Kernrückstoßbandes

Der Bereich 15-200 keV der Messung des $CaWO_4$-Kristalls mit einer AmBe-Quelle ist interessant, weil dort auch Wolframrückstöße vorliegen (Abb. 5.41). In diesem Bereich müssten also 3 Gausskurven gefittet werden. Leider ist das Signal/Rausch-Verhältnis und die Statistik der Messung zu schlecht, um an eine Yieldverteilung 3 Gausskurven noch sinnvoll anfitten zu können. Deshalb wurde für verschiedene Energiebereiche ein gemittelter Yield für die Kernrückstöße berechnet (Abb. 5.44). Zu erkennen ist die deutliche Abnahme des Yields bei Energien unter 70 keV sowie eine leichte lokale Abnahme des Yields bei ca. 105 keV. Die lokale Abnahme könnte verursacht werden durch Rückstoßkerne aus dem Alphazerfall von ^{210}Po.

Diese Kernrückstöße haben eine Energie von 103 keV, einen hohen QF und sind ein nachgewiesener Untergrund (Kap. 5.5).

Die Abnahme des Yield unter 70 keV kann durch zwei Ursachen (oder deren Kombination) zustande kommen:

- **Energieabhängiger Quenchingfaktor**
  Für die meisten Szintillatoren ist der QF für Kernrückstöße energieabhängig. Es wird zu größeren Energien meist ein steigender QF (z.B. CsJ(Tl) [WA02c] und CaF_2(Eu) [HA01]) beobachtet. Für $CaWO_4$ wird allerdings für Protonen und Alphas bei höheren Energien ein fallender QF gemessen (Kap. 5.4.1). Falls dies für alle Kernrückstöße gültig ist, könnte es den Abfall des Yields unter 70 keV erklären.

- **Unterschiedliche Quenchingfaktoren für die drei Kerne von $CaWO_4$**
  Der QF für Kernrückstöße in $CaWO_4$ ist abhängig von der Kernmasse. So haben z.B. wie oben gezeigt Kalziumrückstöße einen höheren QF als Sauerstoffrückstöße. Weiterhin zeigen Messungen bei Raumtemperatur, dass der QF für Wolframrückstöße noch höher ist [NI05]. Der Anteil an Kalzium- und Wolframrückstößen nimmt unter ca. 100 keV bei Bestrahlung mit einer AmBe-Neutronenquelle merklich zu (Abb. 5.41). Deshalb wird bei kleinen Energien ein niedrigerer Yield erwartet.

Es wurde versucht, die Veränderung des Yields mit der Energie aus Abb. 5.44 nur durch die unterschiedlichen Anteile der drei Rückstoßkerne zu erklären und die Quenchingfaktoren als energieunabhängig anzusehen. Die Anteile der verschiedenen Kerne wurden dabei aus der analytischen Rechnung (Abb. 5.41) übernommen. Es ließ sich jedoch kein Satz von 3 Quenchingfaktoren finden, der die Daten über den gesamten Energiebereich beschreibt.

Wahrscheinlich gibt es also nicht nur eine Abhängigkeit des Quenchingfaktors von der Kernmasse, sondern auch eine Abhängigkeit der einzelnen Quenchingfaktoren von der Energie. Diese Abhängigkeiten können jedoch zufrieden stellend nur mit einem Neutronenstreuexperiment [JA04] gemessen werden.

5.5 Messung mit Kernrückstößen von Alphazerfällen

Bei einem Alphazerfall erhält der Tochterkern eine Energie von typischerweise 100 keV. Solche Rückstoßkerne bilden für CRESST einen gefährlichen Untergrund. Ist der Alphaemitter in das den Detektor umgebende Material implantiert, so kann bei einem Alphazerfall der Rückstoßkern im Material Energie verlieren. Damit kann seine Energie unter 40 keV betragen und so WIMPs vortäuschen. Dies gilt speziell für durch

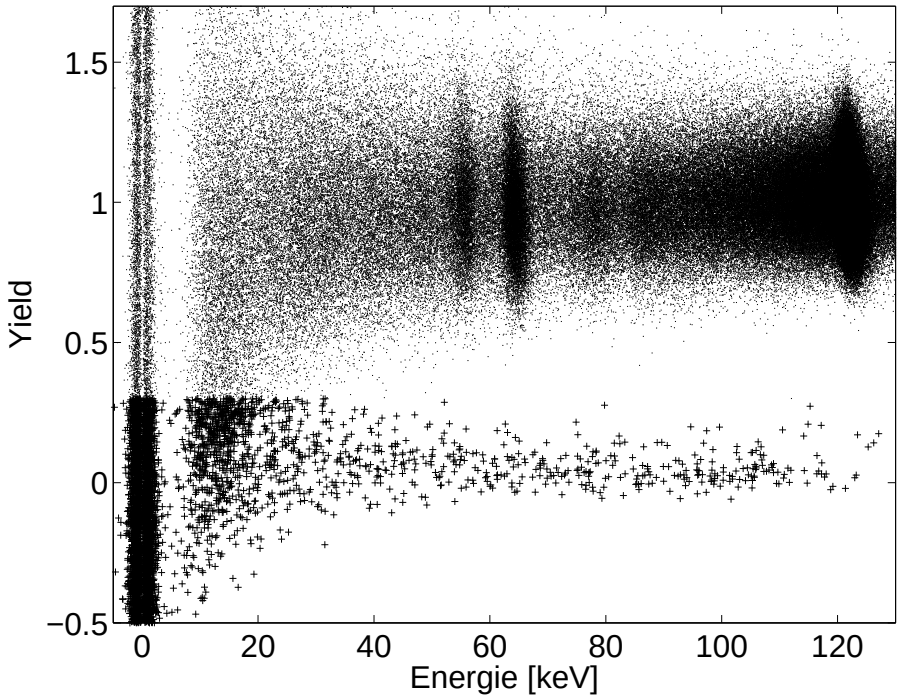

Abbildung 5.45: Yield versus Energie bei einer Messung mit einer Kernrückstoßquelle. Die Ereignisse mit einem Yield kleiner als 0.3 sind zur besseren Sichtbarkeit mit Kreuzen markiert. Der Yield wurde bei der im Elektronrückstoßband sichtbaren 122 keV-Linie einer ^{57}Co-Quelle auf Eins normiert.

Radonzerfall implantierte Alphaemitter [AL97]. Zur Reduktion des Untergrundes aus Alphazerfällen müssen alle Flächen, die dem Phonondetektor zugewandt sind, szintillieren. Das durch das Alphateilchen, welches in die entgegengesetzte Richtung wie der Kern fliegt, entstehende Szintillationslicht kann dann vom Lichtdetektor gemessen werden, was es ermöglicht, diesen Untergrund von einem möglichem WIMP-Signal zu unterscheiden.

Der Untergrund aus Alphazerfällen für CRESST wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [KÖ04] näher untersucht. Die definierte Aktivierung einer Probe mit Radon war leider innerhalb der in einer Diplomarbeit zur Verfühgung stehenden Zeit mit den vorhandenen Radiumquellen (diese emanieren Radon) nicht möglich. Deshalb wurde als Quelle ein Teil des Deckels einer Dose verwendet, in der zwei Radiumquellen seit Jahren gelagert waren. Als Phonondetektor wurde Cw466 verwendet und als Lichtdetektor Si479a. Abb. 5.45 zeigt das Ergebnis von 36 Stunden Messzeit. Deutlich sind die mit Kreuzen markierten Ereignisse mit einem Yield unter 0.3 zu erkennen. Für Energien oberhalb von ca. 20 keV handelt es sich hauptsächlich um Kernrückstoßereignisse. Diese zeigen eine leichte Häufung bei ca. 100 keV und werden ab 110 keV deutlich weniger [KÖ04]. Der starke Abfall der Ereignisse bei

120 keV bestätigt die Annahme, dass es sich bei den Ereignissen um 100 keV um Kernrückstöße handelt.

Ereignisse bei niedrigeren Energien als ca. 80 keV waren in gleicher Anzahl auch in einer Vergleichsmessung ohne Quelle vorhanden. Dies deutet auf einen eventuell anderen Ursprung hin. In Frage kommen Neutronen, für die im Labor keine Abschirmung existiert und so genannte Phonon-only-Ereignisse. Diese entstehen, wenn sich Spannungen im $CaWO_4$-Kristall lösen und dadurch ausschließlich einen Phononenpuls erzeugen. Nachdem dieser Untergrund identifiziert war, konnte er im CRESST-Experiment durch die Halterung des $CaWO_4$-Kristalls mit CuBe-Federn unterdrückt werden. Solche Federn wurden jedoch in der Halterung des Detektors Cw466 noch nicht implementiert.

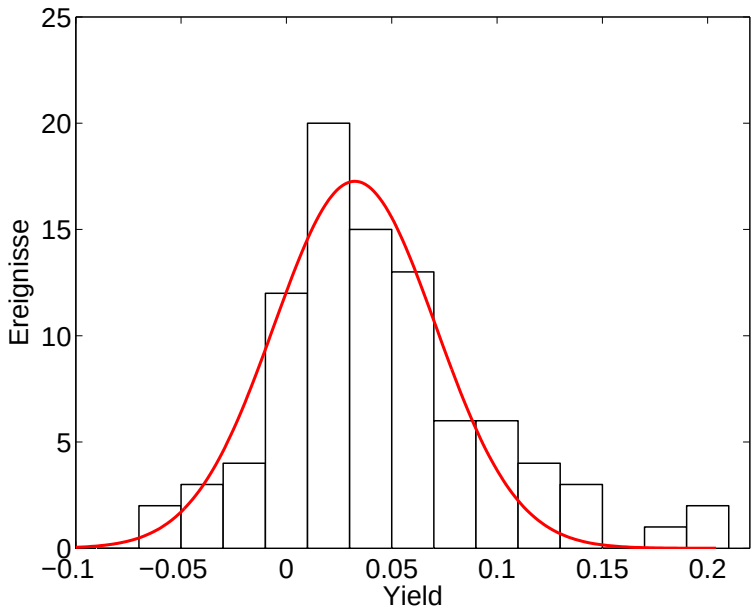

Abbildung 5.46: Histogramm des Yields von Kernrückstoßereignissen aus Abb. 5.45 mit einer Energie zwischen 90 und 110 keV. Zusätzlich ist der Gaussfit an die Verteilung gezeigt.

Der QF für Kernrückstöße kann auch einen Hinweis auf den QF für Wolfram geben, da die Rückstoßkerne (vorwiegend ^{210}Pb) ebenfalls recht schwer sind. Allerdings kann auch hier ein Oberflächeneffekt auftreten, wie er in Kap. 5.4.2 beschrieben wird. Abb. 5.46 zeigt ein Histogramm des Yields von Kernrückstoßereignissen aus Abb. 5.45 zwischen 90 und 110 keV und einen Gaussfit an die Verteilung. Es ergibt sich ein QF für Kernrückstöße aus Alphazerfällen von

$$\text{QF von Alpharückstoßkernen} = 30.8^{+3.2}_{-2.6}$$

In [AN04] wird aus Messungen im Gran Sasso Labor, bei dem dieser Untergrund auftrat, ein QF von 48.7±7.1 ermittelt. Diese beiden Werte unterscheiden sich signifikant. Trotzdem zeigen beide Werte, falls kein Oberflächeneffekt vorliegt, den im Vergleich zu Sauerstoff und Kalzium wesentlich größeren QF für schwere Kerne. Das Material aus dem die Rückstoßkernquelle hergestellt wurde (Deckel einer Plastikdose) enthält vermutlich TiO_2. Daher ist nicht völlig ausgeschlossen, dass es leicht szintilliert und damit zu einem kleineren QF führen kann. Deshalb sollte dieses Experiment mit einem garantiert nichtszintillierenden Trägermaterial und einer insgesamt stärkeren Quelle wiederholt werden.

Weiterhin zeigt diese Messung, dass man mit den in dieser Arbeit verwendeten Detektoren bei Rückstoßenergien um die 100 keV auch hohe Quenchingfaktoren messen kann, wenn die Statistik (91 Ereignisse) ausreichend ist.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Tieftemperaturdetektoren für das CRESST-Experiment zur Suche nach Dunkler Materie entwickelt und hergestellt. Insbesondere wurde ein Detektormodul bestehend aus Phonon- und Lichtdetektor produziert, welches den Anforderungen an Schnelligkeit und Stabilität einer Eichung mit hohen Zählraten genügt. Das sowohl für den Phonon- als auch für den Lichtdetektor angewandte Konzept des Verteilten Thermometers (VT) mit Phononenkollektoren erlaubt für die Phononensensoren eine große Sammelfläche bei gleichzeitig geringer Wärmekapazität.

Phonondetektoren aus $CaWO_4$ wurden sowohl aus einem 300 g-Kristall (zur Suche nach Dunkler Materie) als auch aus einem 38 g-Kristall (für Kalibrationsmessungen) hergestellt. Sie zeigen eine gute Energieschwelle und Energieauflösung (Tab. 6.1). Mit Hilfe von Phononensimulationen konnte die Ortsabhängigkeit der Pulsform und Pulshöhe erklärt werden. Das Konzept des VTs im elektrothermischen Feedback erweist sich speziell für große Absorber als sehr robust und kann problemlos auch auf andere Targetmaterialien übertragen werden.

Detektor	**Gewicht**	**Energie-schwelle**	**Energieauflösung @ 122 keV**	**Pulsabfalls-zeit**
Cw419	300 g	1.95±0.02 keV	3.2±0.1 keV	3.2 ms
Cw427	300 g	1.42±0.02 keV	3.3±0.1 keV	1.3 ms
Cw466	38 g	1.18±0.02 keV	2.4±0.1 keV	0.84 ms

Tabelle 6.1: Leistungsdaten der Phonondetektoren. Für die Abfallszeiten werden keine Fehler angegeben, da diese leicht ortsabhängig sind.

Erstmals wurde der Neganov-Luke-Effekt für Lichtdetektoren angewendet und untersucht. Es zeigte sich ein deutlicher Signalgewinn, bei weniger erhöhtem Rauschen: Das Signal/Rauschen-Verhältnis konnte bei +50 V Neganov-Luke-Spannung für den Detektor Si479a um einen Faktor 2.8 verbessert werden. Bei besserer Unterdrückung

des zusätzlichen Rauschens wären exzellente Lichtdetektoren möglich. Dies lässt sich wahrscheinlich mit einer anderen Kontaktierung und reineren Substraten erreichen. Als Material steht speziell Germanium mit höchster Reinheit zur Verfügung.

Das Detektormodul aus dem Phonondetektor Cw466 und dem Lichtdetektor Si479a wurde mit Hilfe einer AmBe-Neutronenquelle charakterisiert. Dabei zeigten sich erstmals sowohl im Licht- als auch im Phonondetektor unterschiedliche Pulsformen für Elektron- und Kernrückstöße. Weiterhin konnte im Energiebereich zwischen 280 und 340 keV für Sauerstoff- und Kalziumrückstöße ein unterschiedlicher Quenchingfaktor von $8.2^{+0.2}_{-0.2}$ bzw. $13.0^{+1.7}_{-1.3}$ gemessen werden. Mit Hilfe von durch inelastische Neutronenstreuung erzeugten Protonen konnte der Quenchingfaktor von Protonen und dessen Energieabhängigkeit gemessen werden. Die Kenntnis von Quenchingfaktoren verschiedener Kerne bei unterschiedlichen Energien könnte ein noch zu entwickelndes Modell des Quenchings bei $CaWO_4$ verifizieren.

Ein Experiment mit Rückstoßkernen aus Alphazerfällen lieferte für die Rückstoßkerne einen Quenchingfaktor von $30.8^{+3.2}_{-2.6}$. Es sollte zum besseren Verständnis dieses Untergrundes für CRESST mit einer größeren Zählrate wiederholt werden. Das Ergebnis zeigt aber auch, dass es mit dem vorhandenen Detektormodul möglich ist, auch größere Quenchingfaktoren zu messen.

Das CRESST-Experiment soll in naher Zukunft auf eine Detektormasse von 10 kg erweitert werden. Die partielle Unterscheidung von Neutronen- und WIMP-Wechselwirkungen durch den unterschiedlichen Quenchingfaktor von Sauerstoff und Wolfram bietet zusätzlich eine weltweit einzigartige Möglichkeit zur Unterdrückung des Neutronenuntergrundes. Zur genauen Analyse der Daten müssen jedoch die Quenchingfaktoren der Kerne von $CaWO_4$ und ihre Energieabhängigkeit separat bekannt sein. Die in dieser Arbeit entwickelten Detektoren können in einem Neutronenstreuexperiment zur Bestimmung dieser Quenchingfaktoren bei tiefen Temperaturen verwendet werden und damit auf experimenteller Seite zur Lösung des Rätsels der Dunklen Materie beitragen.

Definitionen und Abkürzungen

CDM
Cold **D**ark **M**atter

CRESST
Cryogenic **R**are **E**vent **S**earch with **S**uperconducting **T**hermometers

NLE
Neganov-**L**uke-**E**ffekt

Phononensensor
Als Phononensensor wird die Einheit aus Thermometer und Phononenkollektor bezeichnet. Ist der Phononensensor aus mehreren Thermometern aufgebaut, so handelt es sich um ein Verteiltes Thermometer (VT)

QF
Der **Q**uenching**f**aktor (QF) wird in unterschiedlichen Publikationen verschieden definiert. In dieser Arbeit bezeichnet er wie bei CRESST üblich die Phonondetektorpulshöhe geteilt durch die Lichtdetektorpulshöhe. Dieses Verhältnis wird für Elektronrückstöße einer bestimmten Energie (gemessen im Phonondetektor) auf 1 normiert. Meist erfolgt die Normierung bei 122.06 keV, einer Eichlinie von der ^{57}Co-Quelle. Der Quenchingfaktor ist auch gleich 1/Yield. Wird die Lichtausbeute von Elektronrückstößen als energieunabhängig angenommen, so ist der Quenchingfaktor auch das Verhältnis der Lichtausbeute von Elektronrückstößen zu Kernrückstößen bei der selben Energie.

SPT
Supraleitendes **P**hasenübergangs**t**hermometer, engl. TES (transition edge sensor), Genaue Erläuterung in Kap. 3.6.

VT
Das Konzept des **V**erteiltes **T**hermometers wird im Kap. 3.8 erklärt.

WIMP
Weakly **I**nteracting **M**assive **P**article

Yield
Der Yield gibt das Verhältnis von Lichtdetektorpulshöhe zu Phonondetektorpulshöhe an. Er wird ebenso wie der Quenchingfaktor für Elektronrückstöße einer definierten Energie auf 1 normiert.

Literaturverzeichnis

[AH02] J. Ahrens et al., AMANDA-Kollaboration, Phys. Rev. D 66 (2002) 032006

[AH03] J. Ahrens et al., ICECUBE-Kollaboration, Astropart. Phys. 20 (2004) 507, astro-ph/0305196

[AK04a] D.S. Akerib et al., CDMS Kollaboration, astro-ph/0405033 (2004), eingereicht bei Phys. Rev. Lett.

[AK04b] D.S. Akerib et al., Nucl. Inst. Meth. A 520 (2004) 163

[AL97] A. Alessandrello et al., Phys. Lett. B 408 (1997) 465

[AN00] G. Angloher, Dissertation, Technische Universität München (2000)

[AN02] G. Angloher et al., CRESST Kollaboration, Astropart. Phys. 18 (2002) 43

[AN04] G. Angloher et al., CRESST Kollaboration, astro-ph/0408006 (2004), zu Veröffentlichung angenommen bei Astropart. Phys.

[BA01] E.A. Baltz et al., Phys. Rev. D 65 (2002) 063511, astro-ph/0109318

[BA04] S.R. Bandler et al., Nucl. Instr. Meth. A520 (2004) 285

[BE62] G.B. Beard, W.M. Kelly und M.L. Mallory, J. Appl. Phys. 33(1962) 144

[BE68] G. Bertolini and A. Coche, Semiconductor detectors, North-Holland, (1968)

[BE02] A. Benoit et al., EDELWEISS Kollaboration, astro-ph/0206271 (2002), Phys. Lett. B 545 (2002) 43

[BE03a] C.L. Bennet et al., WMAP Kollaboration, astro-ph/0302207 (2003)

[BE03b] R. Bernabei et al., DAMA Kollaboration, astro-ph/0307403 (2003), Riv. N. Cim. 26 n.1 (2003) 1

[BI64] J.B. Birks, Theory and Practice of Scintillation Counting, Pergamon Oxford Press (1964)

[BL83] G. Blasse und G. Bokkers, J. Solid State Chem. 49 (1983) 126

[BO04] W. de Boer et al., astro-ph/0408272 (2004)

[BS92] W. Raith (Hrsg.), Lehrbuch der Experimentalphysik / Bergmann; Schaefer, Walter de Gruyter, Berlin (1992)

[BU99] S. Burles et al., Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 4179

[CA00] B. Cabrera, Nucl. Inst. Meth. A 444 (2000) 304

[CH01] F.Charles, hep-ph/0105026 (2001)

[CO03] J.I. Collar et al., CAST Kollaboration, hep-ex/0304024

[CO04] C. Cozzini et al., CRESST Kollaboration, Phys. Rev. C 70 (2004) 064606, nucl-ex/0408006,

[CX04] `http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants/atten2.html`

[DE04] S. Desai et al., Super-Kamiokande Kollaboration, hep-ex/0404025 (2004)

[DI80] D. Dine, W. Fischler und M. Srednicki, Phys. Lett. B 104 (1980) 199

[EI04] S. Eidelman et al., Particle Data Group, Phys. Lett. B 592 (2004) 1

[EN05] Los Alamos T-2 Nuclear Information Centre, ENDF/B-VI Neutron Data, `http://t2.lanl.gov/data/data.html`

[EP78] P.W. Epperlein und W. Eisenmenger, Z. Phys. B 32 (1978) 167

[FA72] J.M. Farley und G.A. Saunders, J. Phys. C: Solid State Phys. 5 (1972) 3021

[FA99] G. Fagas et al., Physica B 263-264 (1999) 739, cond-mat/9808025

[FR02] T. Frank et al., AIP Conf. Proc. 605 (2002) 493

[GA96] A. Gabutti et al., hep-ph/9602432 (1996)

[GA04a] M. Galeazzi, Nucl. Instr. Meth. A 520 (2004) 320

[GA04b] M. Galeazzi et al., Nucl. Instr. Meth. A 520 (2004) 344

[GE64] P. G. de Gennes, Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 225

[GE99] G. Gerbier et al., Astr. Part. Phys. 11 (1999) 287

[GO04] P. Gondolo, astro-ph/0403064 (2004)

[HA98a] C. Hagmann et al., U.S. Axion Search Kollaboration, Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 2043

[HA98b] S. Halas und T. Durakiewicz, J. Phys: Condens. Matter 10 (1998) 10815

[HA01] R. Hazama et al., Nucl. Instr. Meth. A 482 (2002) 297

[HO63] M. G. Holland, Phys. Rev. 132 (1963) 2461

[HO00] H.F.C. Hoevers et al., Appl. Phys. Lett. 77 (2000) 4422

[HO04] C. Hollerith, persönliche Mitteilung

[HO05] C. Hollerith, Dissertation, Technische Universität München (2005), in Vorbereitung

[HS68] S.Y. Hsieh und J.L. Levine, Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1502

[HU04] M. Huber, Dissertation, Technische Universität München (2004)

[IT03] M. Itoh et al., J. Phys: Condens. Matter 15 (2003) 193

[IR02] I. G. Irastorza et al., IGEX Kollaboration, astro-ph/0211535 (2002)

[IR95] K.D. Irwin, Appl. Phys. Lett. 66 (1995) 1998

[JA00] A.H. Jaffe et al., astro-ph/000733 (2000)

[JA04] T. Jagemann, Dissertation, Technische Universität München (2004)

[JO94] J. Jochum, Dissertation, Technische Universität München (1994)

[JU04] A. Juillard et al., Nucl. Instr. Meth. A 520 (2004) 182

[KA76] S.B. Kaplan et al., Phys. Rev. B 14 (1976) 4854

[KI79] J.E. Kim, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 103

[KI99] C. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik, Oldenbourg Verlag, München Wien, 12. Auflage (1999)

[KL87] T. Klitsner und R. O. Pohl, Phys. Rev. B 36 (1987) 6551

[KN86] W. Knaak et al., Phonon scattering in condensed matter V, proceedings of the 5. Internat. conference, Urbana, Ill. (1986) 174

[KÖ04] J. König, Diplomarbeit, Technische Universität München (2004)

[KU82] M. Kurakado, Nucl. Instr. Meth. 196 (1982) 275

[LA03] L. Latronico, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 117 (2003) 122

[LE96] J. D. Lewin und P. F. Smith, Astropart. Phys. 6 (1996) 87

[LH00] D. L'Hôte, X.F. Navick and R. Tourbot, J. Appl. Phys. 87 (2000) 1507

[LI04] M.A. Lindeman et al., Rev. Sci. Instr. 75 (2004) 1283

[LO73] A.R. Long, J. Phys. F: Metal Phys., 3 (1973) 2023

[LO99] M. Loidl, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1999)

[LU88] P.N. Luke, J. Appl. Phys., 64 (1988) 6858

[MA55] H. Mayer, Physik dünner Schichten, Wiss. Verl. Ges. Stuttgart (1955)

[MA80] R. S. Markiewicz, Phys. Rev. B 21 (1980) 4674

[MA90] H.J. Maris, Phys. Rev. B 41 (1990) 9736

[MA93] H.J. Maris und S. Tamura Phys. Rev. B 47 (1993) 727

[MA95] J.W. Marsh, D.J. Thomas und M. Burke Nucl. Instr. Meth. A 366 (1995) 340

[MA99] V. Mandic, R. Gaitskell und S. Golwala, *Minimal Supersymmetry, Supersymmetric Frameworks, and the Expected Neutralino-Quark Scattering Cross-Section,*
http://cdms.berkeley.edu/limitplots/susywimp.pdf (1999)

[MA03] P. de Marcillac et al., ROSEBUD Kollaboration, Nature 422 (2003) 876

[ME96] O. Meier, Diplomarbeit, Technische Universität München (1996)

[MO02] W.W. Moses, Nucl. Instr. Meth. A 487 (2002) 123

[MI04] V.B. Mikhailik et al., Phys. Rev. B 69 (2004) 205110

[NI05] J. Ninkovic, Dissertation, Technische Universität München (2005)

[NE81] B. Neganov und V. Trofimov, USSR patent No 1037771 (1981); Otkrytia i izobreteniya 146 (1985) 215

[NU99] T. Nüßle, Diplomarbeit, Technische Universität München (1999)

[PE77] R.D. Peccei und H.R. Quinn, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1440

[PE99] S. Pécourt et al., Astro. Part. Phys. 11 (1999) 457

[PO91] F. Pobell, Matter and Methods at Low Temperatures, Springer-Verlag (1991)

[PR95] F. Pröbst et al., J. Low Temp. Phys. 100 (1995) 69

[RI01] A.G. Riess et al., astro-ph/0104455 (2001)

[RO75] M.S. Roberts und R.N. Whitehurst, Astrophys. J. 201 (1975) 327

[SA96] S. Sarkar, Rep. Prog. Phys. 59 (1996) 1493

[SA00] T. Saab et al., Nucl. Instr. Meth. A 444 (2000) 300

[SA04] C. Savage, P. Gondolo und K. Freese, astro-ph/0408346 (2004)

[SC01] J. Schnagl, Dissertation, Technische Universität München (2001)

[SE97] K. Segall et al., in Proceedings of the Seventh International Workshop on Low Temperautre Detectors (LTD-7) in München 97, ISBN 3-00-002266-X, 47 (1997)

[SH80] M.A. Shifman, A.I. Vainshtein und V.I. Zakharov, Nucl. Phys. B 166 (1980) 493

[SM04] N.J.T Smith, UKDM Kollaboration, (2004) http://www.physics.ucla.edu/hep/dm04/talks/nigelsmith.pdf

[SN00] D. P. Snowden-Ifft, C. J. Martoff und J. M. Burwell, Phys. Rev. D 61 (2000) 101301

[SN03] D. P. Snowden-Ifft et al., Nucl. Instr. Meth. A 498 (2003) 155

[SP03] D.N. Spergel et al., WMAP Kollaboration, astro-ph/0302209 (2003)

[ST00] M. Stark, Diplomarbeit, Technische Universität München (2000)

[ST05] M. Stark et al., *Application of the Neganov-Luke effect to low-threshold light detectors*, zur Veröffentlichung angenommen bei Nucl. Inst. Meth.

[SZ81] S.M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, John Wiley and Sons, N.Y. (1981)

[TA59] J. Tauc, Phys. Chem. Solids 8 (1959) 219

[TA93] S. Tamura, Phys. Rev. B 48 (1993) 13502

[TA84] S. Tamura, Phys. Rev. B 30 (1984) 849

[TA85a] S. Tamura, Phys. Rev. B 31 (1985) 2592

[TH01] A. Thomson et al., X-RAY DATA BOOKLET, Lawrence Berkeley National Laboratory (2001), http://xdb.lbl.gov/

[TI75] M. Tinkham, Introduction to Superconductivity, McGwaw-Hill (1975) S. 35

[VA59] V.S. Vavilov, Phys. Chem. Solids 8 (1959) 223

[WA02a] H. Wang, ZEPLIN Kollaboration (2002) http://www.physics.ucla.edu/hep/DarkMatter/dmtalks.htm

[WA02b] S. Waller, Diplomarbeit, Technische Universität München (2002)

[WA02c] M.Z. Wang et al., Phys. Lett. B 536 (2002) 203

[WA04] S. Waller, persönliche Mitteilung

[WE63] N. R. Werthamer, Phys. Rev. 132 (1963) 2440

[WE04] W. Westphal, Dissertation, Technische Universität München, in Vorbereitung

[WH83] S.D.M. White, C.S. Frenk und M. Davis, Astrophys. J. 274: L1 (1983)

[WI01] J.K. Wigmore et al., Physica B 316-317 (2002) 589

[WU03] H. Wulandari, Dissertation, Technische Universität München (2003)

[WU04a] H. Wulandari et al., hep-ex/0401032

[WU04b] H. Wulandari, persönliche Mitteilung

[YA01] K. Yamamoto et al., CARRACK Kollaboration, hep-ph/0101200 (2001)

[YU02] C.S. Yung, D.R. Schmidt und A.N. Cleland, Appl. Phys. Lett 81 (2002) 31

[ZW33] F. Zwicky, Helv. Phys. Acta 6 (1933) 110

Danksagung

Prof. Dr. Franz v. Feilitzsch danke ich für die Möglichkeit, diese interessante Arbeit anfertigen zu dürfen. Neben seiner engagierten und verlässlichen Art boten vor allem sein Vertrauen und die mir gewährten Freiheiten die Basis für eine erfolgreiche Arbeit.
Die „gute Seele“ des Instituts, Dr. Walter Potzel, hatte immer Zeit für mich und stand mir mit Rat und Tat zur Seite. Außerdem bin ich ihm ganz herzlich dankbar, dass er wertvolle Freizeit damit verbrachte, diese Arbeit nach Fehlern zu durchforsten.
Meinem Zimmerkollegen Dr. Wolfgang Rau verdanke ich nicht nur viele interessante physikalische Diskussionen und die strenge Korrektur meiner Diss, sondern auch schöne Stunden beim Rad fahren, auf dem Bettelwurf, beim Konzert des Orchesters des Patentamtes u.v.a.
Prof. Dr. Josef Jochum ebnete mir den Weg in die Kryophysik und in das Institut E15. Bevor er nach Tübingen berufen wurde betreute er diese Arbeit mit Interesse und Engagement, wofür ich ihm herzlich danken möchte.
Allen CRESST'lern sei für die gute Atmosphäre in der Gruppe und vielerlei Hilfestellungen gedankt. Dr. Hans Schnagl gab mir das experimentelle Handwerkszeug mit auf den Weg und verstand es mir den Unterschied zwischen wichtigen und unwichtigen Dingen aufzuzeigen. Immer freundlich und hilfsbereit, besonders beim gemeinsamen Kampf mit diversen Anlagen, war mir Doreen Wernicke eine unschätzbare Hilfe. Eine moralische Stütze war mir Dr. Thomas Jagemann, der es nun doch etliche Monate vor mir geschafft hat, zwei Buchstaben vor seinen Namen zu setzten. Offen für Computerfragen, welche er fast immer lösen kann, war Wolfgang Westphal auch eine große praktische Hilfe für mich. Den beiden „Simulanten“ Dr. Hesti Wulandari und Stefan Waller verdanke ich ein wesentlich besseres Verständnis meiner Messungen mit der AmBe-Neutronenquelle. Chiara Coppi wünsche ich einen leckdichten Kryostaten und ein erfolgreiches Neutronenstreuexperiment.
Mit den MPI'lern, allen voran Dr. Franz Pröbst, habe ich schöne Zeiten am Gran Sasso verbracht und sie haben mir immer wieder geduldig alle anfallenden Fragen beantwortet, vielen Dank dafür.
I'd like to thank Prof. Dr. Flavio Gatti, Dr. Daniele Pergolesi, Dr. Marco Razeti and Dr. Loredana Gastaldo for the good and too short time in Genova. I enjoyed living and working in Italy.

Dem lustigen GNO-Zimmer mit seinen Bewohnern Jean-Côme Lanfranchi und Tobias Lachenmaier verdanke ich nicht nur einen willkommenen Taxiservice und die schnelle Beseitigung von Computerproblemen. Sie verschafften mir auch interessante Einblicke in Webseiten, die ich vorher nicht kannte, exorbitante Restaurantrechnungen und angenehme Freizeitgestaltung auf diversen Konferenzen und Seminaren.
Den Borexinesen und Leninisten, namentlich Dr. Lothar Oberauer, Dr. Marianne Göger-Neff, Dr. Chistian Grieb, Dr. Ludwig Niedermeier, Christian Lendvai, Teresa Marrodán Undagoitia, Davide D'Angelo, Michael (Michi) Wurm und Kat**h**(!)rin Hochmuth, möchte ich ganz herzlich für ihre gute Stimmung im und außerhalb des Instituts danken. Viele gemeinsame Aktivitäten werde ich in guten Erinnerung behalten. Außerdem überlege ich mir inzwischen, in einer weiteren Promotion die Frage nach dem Sinn des langen und kurzen Schafkopfs wissenschaftlich zu untersuchen.
Christian Hollerith danke ich für gutes Konditionstraining in der Silvretta und einige gemeinsame Kölsch. Eine rauscharme Zeit (natürlich nur NLE) wünsche Christian Isaila.
Die Damen vom Sekretariat, Beatrice v. Bellen und Alexandra Füldner, haben mir geholfen, die Bürokratiewut der TUM zu überstehen. Dafür bin ich ihnen sehr dankbar.
Die Mannschaft von der Werkstatt, Erich Seitz, Harald Hess und Thomas Richter, fertigten mir viele Detektorhalter und hatte auch so manchen Ratschlag für deren Verbesserung parat. Norbert Gärtner und Dipl. Ing. Eckhard Kellner halfen mir, die diversen schrottreifen Anlagen des Instituts in Schuss zu halten. Vielen Dank der Technik für die gute Zusammenarbeit und die oft sehr schnell benötigte und erledigte Hilfe („vorgestern bitte...“)!

Allen meinen Freunden und Verwandten möchte ich für die reichliche Unterstützung danken, und auch dafür, dass es ein Leben neben der Doktorarbeit gab. Meinem Vater, der den Abschluss dieser Arbeit leider nicht mehr erleben durfte, und meiner Mutter verdanke ich nicht nur die finanzielle Unterstützung im Studium, sondern auch das Grundgerüst meinens Bildungswegs. VIELEN DANK für viele schöne Jahre, eure Geduld und Zuneigung.