

Technische Universität München
Physik Department
Institut für Astro-Teilchenphysik
Univ.-Prof. Dr. F. von Feilitzsch

Messungen mit untergrundarmen Tieftemperaturdetektoren zum hocheffizienten Nachweis des ^{71}Ge -Zerfalls

Tobias Lachenmaier

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

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

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

Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr. F. von Feilitzsch
2. Univ.-Prof. Dr. O. Zimmer

Die Dissertation wurde am 20.07.2005 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 26.07.2005 angenommen.

Übersicht

Die radiochemischen Sonnenneutrino-Experimente GALLEX und GNO haben über mehr als ein Jahrzehnt den Fluß solarer Elektron-Neutrinos über die Einfangreaktion ${}^{71}\text{Ga} + \nu_e \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$ beobachtet. Diese Messungen haben wesentlich zur Entdeckung von Neutrino-Oszillationen und damit von Null verschiedenen Neutrino-Ruhemassen beigetragen. Daneben liefern die Gallium-Experimente bisher die einzigen experimentellen Daten, die es erlauben, eine Obergrenze für den Anteil der Energieproduktion über den CNO-Zyklus der Sonne abzuleiten. Sie geben die Schlüsselinformation zur astrophysikalischen Interpretation aller zukünftigen Sonnenneutrino-Experimente. Als Teil dieser Arbeit (Kapitel 2) wurden die Daten der Experimente hinsichtlich einer möglichen zeitlichen Variation des integralen solaren Neutrinoflusses untersucht. Die Beobachtung einer solchen Variation würde auf neue und unerwartete Effekte in Sonnen- und Teilchenphysik hinweisen. Durch eine Langzeitbeobachtung des solaren Neutrinoflusses in Verbindung mit der Reduktion des Gesamtfehlers, resultierend aus statistischen und systematischen Unsicherheiten, könnte das Potential der Galliumexperimente weiter verbessert werden. Dazu wäre es notwendig, die Targetmasse zu vergrößern und neuartige Detektoren mit erhöhter Nachweiseffizienz zu verwenden.

Die durch Neutrino-Einfang produzierten ${}^{71}\text{Ge}$ -Atome wurden bisher in untergrundarmen, miniaturisierten Proportionalzählrohren durch Beobachtung ihres Rückzerfalls nachgewiesen. ${}^{71}\text{Ge}$ zerfällt mit einer Halbwertszeit von 11,43 d durch Elektron-Einfang in ${}^{71}\text{Ga}$, wobei die Nachweis-Signatur aus Röntgenquanten und Auger-Elektronen mit Energien bis etwa 10 keV besteht. Ein vielversprechender Ansatz zur Verbesserung von Statistik und Systematik der auf einem Galliumtarget basierenden radiochemischen Experimente liegt in der Verwendung von hochauflösenden Tieftemperaturdetektoren (Kryo-Detektoren) mit hoher Effizienz zum Nachweis des ${}^{71}\text{Ge}$ -Zerfalls. Solche Detektoren beruhen auf dem Nachweis einer Energiedeposition in einem Absorber durch die Messung der hervorgerufenen Temperaturerhöhung. Dies geschieht mit Hilfe eines auf dem Absorber befindlichen supraleitenden Films, der sich bei der Betriebstemperatur des Detektors im Phasenübergang zwischen Supra- und Normalleitung befindet. Mit einem Aufbau aus zwei separaten Kalorimetern, die einzeln ausgelesen werden können, wurde eine 4π -Geometrie realisiert, die eine Nachweiseffizienz nahe 100% besitzt.

Voraussetzung für den Einsatz im Experiment ist die geeignete Integration der aus dem Targettank extrahierten Germaniummenge in das Detektorkonzept. Hier hat sich die Deposition mittels thermischer Dissoziation des Gases GeH_4 in Verbindung mit einer Klebetechnik für bereits vorgefertigte Thermometer als geeignet erwiesen. Der Depositionsvorgang ist mit hoher Effizienz und in kurzer Zeit durchführbar, so daß Verluste des instabilen ${}^{71}\text{Ge}$ vermieden werden können. Mit der in Garching aufgebauten Depositionsanlage wurde aktiviertes Germanium für Testmessungen auf die Detektoren abgeschieden (Kapitel 4).

Im dritten Kapitel werden neben den Grundlagen der Signalentstehung in Tieftemperaturdetektoren auch die Prozesse diskutiert, die in geklebten Detektoren zu einer Ver-

änderung der Pulsform führen. Durch das vertiefte Verständnis der Funktionsweise des Detektors eröffnen sich weitere Anwendungsbereiche der Klebetechnik. Mit neuen experimentellen Methoden zur Charakterisierung der Phasenübergangsthermometer wurde das Verständnis in einigen Punkten erweitert, was zu neuen Optimierungsmöglichkeiten führt. Es konnte gezeigt werden, daß die Veränderung des Phasenübergangs nicht nur durch die Heizleistung hervorgerufen wird, sondern daß auch mit der kritischen Stromdichte im Supraleiter verknüpfte Effekte eine Rolle spielen. Darüber hinaus wurde eine Meßmethode entwickelt, mit der die Art und Stärke der relevanten thermischen Kopplung eines Detektors temperaturabhängig ermittelt werden kann.

Im Rahmen der Entwicklung neuer Detektorkonzepte für GNO wurde im UGL Garching ein Meßplatz für Tieftemperatur-Detektoren aufgebaut. Ein $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat wurde mit der nötigen SQUID-Elektronik ausgestattet und mit einer inneren und äußeren Abschirmung gegen externe radioaktive Strahlung versehen. Mit dem aufgebauten Myonen-Vetosystem konnte der durch kosmische Strahlung verursachte Untergrund beträchtlich reduziert werden. Der Aufbau wird in Kapitel 5 beschrieben.

Durch eine erstmalig durchgeführte Langzeitmessung des Zerfalls einer kleinen ^{71}Ge -Aktivität mit dem entwickelten Detektorkonzept (Kapitel 6) wurde die Stabilität auch über mehrere Wochen bestätigt. Die erfolgreiche Demonstration einer ausreichenden Langzeitstabilität des Nachweiskonzepts ist ein Meilenstein auf dem Weg zum Einsatz derartiger Detektoren in Gallium-Experimenten.

Die Messungen liefern auch erste Ergebnisse zum Untergrundverhalten der Detektoren. Die Anordnung aus zwei Kalorimetern bietet zusätzliche Möglichkeiten der Untergrundsreduktion. Das gefundene Ergebnis, daß der weitaus größte Beitrag der Untergrundereignisse nicht koinzident in beiden Detektoren auftritt, kann zu einer wesentlichen Verbesserung des Signal-zu-Untergrundverhältnisses, z.B. beim ^{71}Ge -Signal, genutzt werden.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Solare Neutrinospektroskopie | 1 |
| 1.1 | Neutrino-Physik - ein kurzer Überblick | 1 |
| 1.2 | Das solare Neutrinospektrum | 2 |
| 1.3 | Experimente zum Nachweis solarer Neutrinos | 5 |
| 1.3.1 | Homestake | 6 |
| 1.3.2 | Gallium-Experimente | 7 |
| 1.3.3 | Kamiokande und Super-Kamiokande | 7 |
| 1.3.4 | Sudbury Neutrino Observatory | 8 |
| 1.4 | Teilchenphysikalische Implikationen: Neutrino-Oszillationen | 10 |
| 1.5 | Astrophysikalische Implikationen | 16 |
| 2 | Das Gallium Neutrino Observatory GNO | 18 |
| 2.1 | Grundlagen des radiochemischen Neutronenachweises mit Gallium | 18 |
| 2.2 | Aufbau und Ablauf des Experiments | 21 |
| 2.3 | Datenanalyse und Ergebnisse | 25 |
| 2.4 | Neue Obergrenze für den CNO-Beitrag | 27 |
| 2.5 | Suche nach zeitlichen Variationen im integralen solaren Neutrino-Fluß | 30 |
| 2.5.1 | Zeitabhängige ^{71}Ge -Produktionsraten | 31 |
| 2.5.2 | Lomb-Scargle-Analyse | 34 |
| 2.6 | Entwicklung eines neuen Detektorkonzepts für GNO | 36 |
| 2.6.1 | Motivation und Potential | 36 |
| 2.6.2 | 4π -Detektorkonzept | 38 |
| 3 | Tiefemperaturdetektoren für den hocheffizienten Nachweis niederenergetischer Strahlung | 40 |
| 3.1 | Funktionsprinzip | 40 |
| 3.2 | Signalentstehung | 42 |
| 3.3 | Thermisches Detektormodell | 44 |
| 3.3.1 | Wärmekapazitäten | 45 |
| 3.3.2 | Thermische Kopplungen | 46 |
| 3.3.3 | Pulsform | 47 |
| 3.4 | Signale aus geklebten Detektoren | 49 |
| 3.5 | Phasenübergangsthermometer | 53 |
| 3.6 | Neue experimentelle Methoden zur Thermometercharakterisierung | 55 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 3.6.1 | Übergangsmessungen ($I_0=\text{const.}$, $P=\text{const.}$ und $R=\text{const.}$) . . . | 55 |
| 3.6.2 | Impedanzmessung | 59 |
| 4 | Germanium-Aktivierung und Deposition | 62 |
| 4.1 | Bestrahlung mit Neutronen | 62 |
| 4.2 | Germanium-Deposition mittels thermischer Dissoziation | 64 |
| 4.2.1 | Germanium-Depositionsanlage | 65 |
| 4.2.2 | GeH ₄ -Synthese | 66 |
| 4.2.3 | Depositionskammer | 69 |
| 5 | Meßaufbau im Untergrundlabor Garching | 73 |
| 5.1 | Tiefemperatur-Techniken | 73 |
| 5.1.1 | ³ He/ ⁴ He-Entmischungskryostat | 73 |
| 5.1.2 | Thermometrie und Temperaturstabilisierung | 75 |
| 5.1.3 | Auslese-Elektronik und Software | 78 |
| 5.2 | Externe und interne Abschirmung | 82 |
| 5.3 | Myonen-Vetosystem | 82 |
| 6 | Ergebnisse der Messungen im Untergrundlabor Garching | 89 |
| 6.1 | Beschreibung des 4 π -Detektors | 89 |
| 6.2 | Langzeitmessung des ⁷¹ Ge-Zerfalls | 93 |
| 6.2.1 | Stabilität und Totzeit | 93 |
| 6.2.2 | Energiespektren | 96 |
| 6.2.3 | ⁷¹ Ge-Zerfallskurve | 101 |
| 6.2.4 | Untergrund-Rate und -Reduktion | 106 |
| 7 | Zusammenfassung und Ausblick | 111 |
| | Literaturverzeichnis | 113 |

1 Solare Neutrinospektroskopie

1.1 Neutrino-Physik - ein kurzer Überblick

Die 75jährige Geschichte des Neutrinos wurde bestimmt durch geschickt durchgeführte Experimente, deren Realisierung in vielen Fällen zunächst undenkbar schien. Erst die Entwicklung neuer Nachweistechiken führte zu den faszinierenden Erkenntnissen, die mit der Entdeckung der Neutrinooszillationen in den letzten Jahren kulminierten. Die Existenz des Neutrinos wurde 1930 von W. Pauli postuliert [Pau61], um die Spinstatistik und den Energie-Erhaltungssatz beim β -Zerfall zu retten. Der experimentelle Nachweis des Neutrinos gelang erst 26 Jahre später, als Reines und Cowan Anti-Neutrinos aus dem Savannah-River-Kernreaktor nachwiesen [Rei56]. Die Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung wurde im β -Zerfall polarisierter Kerne entdeckt [Wu57]. Ein Jahr später wurde die Helizität des Elektron-Neutrinos direkt gemessen [Gol58]. Das Myon-Neutrino ν_μ wurde 1961 von Lederman, Schwartz und Steinberger im Pion- und Kaon-Zerfall entdeckt [Dan62]. Aus der Form der Z^0 -Resonanz, die in den e^+e^- -Collidern LEP und SLC vermessen wurde, ist die Zahl der leichten, aktiven Neutrinos auf drei bestimmt worden. Im Jahr 2001 schließlich wurde im DONUT-Experiment am Fermilab die Existenz des dritten Neutrinos ν_τ bestätigt [DON01].

Im Standardmodell der Teilchenphysik werden Neutrinos durch die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben. Sie werden als masselose Teilchen angenommen, die im schwachen Isospin-Duplett der linkshändigen Fermionen, bestehend aus dem Neutrino und dem zugehörigen geladenen Lepton, angeordnet sind. Aus Experimenten mit solaren, atmosphärischen und Reaktor-Neutrinos liegen inzwischen konsistente und überzeugende Hinweise vor, daß Neutrinos einer Flavour-Umwandlung durch Oszillationen unterliegen. Neutrino-Oszillationen setzen voraus, daß (zumindest zwei) Neutrinos eine nichtverschwindende Ruhemasse besitzen.

Die absoluten Massen der Neutrinos sind noch nicht gefunden. Für Elektron-Neutrinos¹ existiert eine Obergrenze aus Experimenten (in Mainz und Troitsk, [Eit05]), die das Elektronenspektrum des Tritium-Zerfalls um den Endpunkt präzise vermessen. Beide Gruppen geben $m_\nu < 2,2 \text{ eV}/c^2$ als Obergrenze mit 95% C.L. an. Ein neues Experiment (KATRIN, [Osi01]) mit einer Empfindlichkeit von $0,2 \text{ eV}/c^2$ wird vorbereitet. Zukünftige Experimente, die mit Tieftemperatur-Kalorimetern hoher Energieauflösung

¹Da Massen-Eigenzustände und Flavour-Eigenzustände verschieden sind, ist der Begriff Elektron-Neutrino-Masse zweideutig. Gemeint ist $m_\nu^2 = \sum |U_{ei}^2| m_i^2$ für kinematische Messungen und $\langle m_\nu \rangle = |\sum U_{ei}^2 m_i|$ für den neutrinolosen Doppelbeta-Zerfall (siehe Abschnitt 1.4).

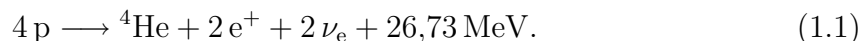
das ^{187}Re -Spektrum messen, stellen eine weitere Möglichkeit dar [Gat05, Sis05, Nuc04]. Im Gegensatz zu diesen kinematischen Methoden unterliegen kosmologische Obergrenzen einer Modellabhängigkeit, die rege diskutiert wird. Ein konservativer Wert aus der Kombination der Anisotropiemessung der Mikrowellen-Hintergrundstrahlung (WMAP) und den kürzlich erstellten Katalogen von Galaxien-Rotverschiebungen lautet für die Summe aller drei Neutrinomassen $\sum m_\nu \leq 1,0 \text{ eV}/c^2$ und liegt damit unter den direkten Limits [Han05]. Der neutrinolose Doppelbeta-Zerfall ($0\nu\beta\beta$) kann Aufschluß über die Natur des Neutrinos (Dirac oder Majorana-Teilchen) geben. Unter der Voraussetzung, daß das Neutrino Majorana-Natur besitzt, kann die Neutrinomasse untersucht werden. Eine Gruppe [Kla04] veröffentlichte die Entdeckung des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls in ^{76}Ge , was bis jetzt nicht bestätigt oder widerlegt wurde. Das beste Limit beträgt $\langle m_\nu \rangle \leq 0,35 \text{ eV}/c^2$ (90% C.L.). Das umfangreiche Programm geplanter $0\nu\beta\beta$ -Experimente, die neue Massenbereiche erforschen können, schließt auch Experimente mit hochauflösenden Tieftemperatur-Detektoren ein. Eine Übersicht über das Gebiet einschließlich eines ausführlichen Literaturverzeichnisses findet sich in [NU02, NU04].

1.2 Das solare Neutrinospektrum

Im Zentrum der Sonne erzeugte Elektron-Neutrinos sind aufgrund ihrer schwachen Wechselwirkung hervorragend geeignet, die solare Energieerzeugung zu studieren. Photonen aus dem Sonneninneren dagegen unterliegen zahlreichen Streuprozessen und sind erst nach ca. 50.000 Jahren an die Sonnenoberfläche diffundiert.

Aufbauend auf den Arbeiten von Bethe und von Weizsäcker [Bet38, Bet39], die die Fusion leichter Kerne als Energieerzeugungsmechanismus vorschlugen, existiert heute ein quantitatives und detailliertes Modell des Aufbaus und der Prozesse der Sonne. Anhand dieses Standardsonnenmodells (SSM, z. B. [BP04, BS05, Inn04]) werden die auf der Erde zu erwartenden Neutrinoflüsse berechnet. Grundlegende Annahme dabei ist, daß die Sonne im hydrostatischen und thermischen Gleichgewicht ist. Neuere Modelle berücksichtigen zusätzlich zum SSM den Einfluß magnetischer Felder, Elementdiffusion und dynamische Prozesse [Tur04].

In der Sonne, einem etwa $4,6 \cdot 10^9$ a alten Hauptreihenstern in der Phase des Wasserstoffbrennens, erfolgt die Energieproduktion durch die thermonukleare Fusion von Wasserstoff zu Helium. Die Gesamtreaktion lautet



Dabei werden nach Rechnungen des SSM etwa 2% der erzeugten Energie von Elektron-Neutrinos fortgetragen. Die Gesamtreaktion läuft in mehreren Schritten ab, wobei der dominierende Mechanismus der sogenannte pp-Zyklus ist.

Der pp-Zyklus einschließlich der relativen Verzweigungsverhältnisse der Konkurrenzprozesse ist in Abb. 1.1 dargestellt. Die Fusion zweier Protonen geschieht entweder

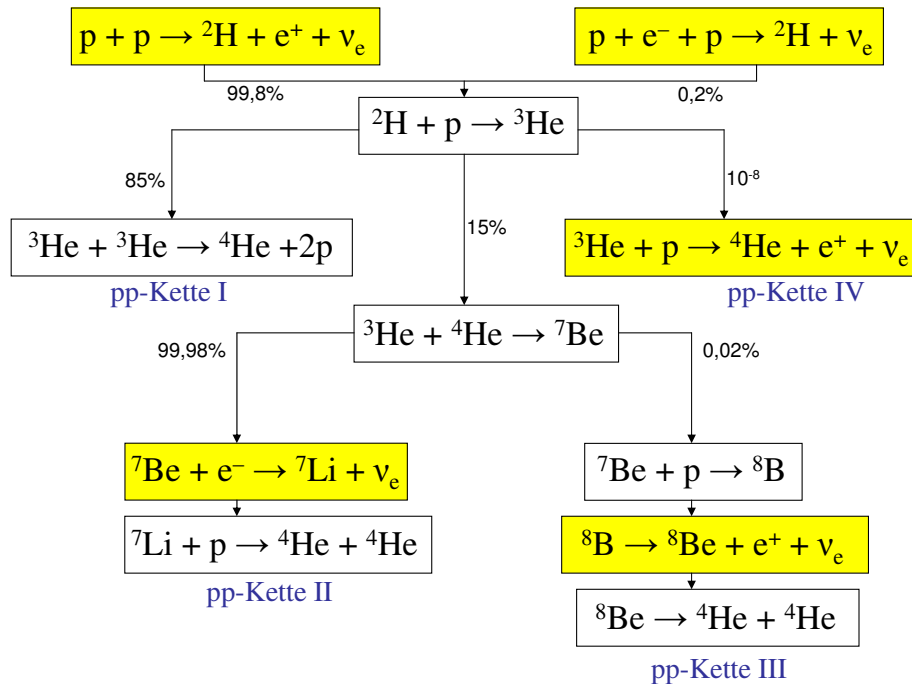


Abbildung 1.1: Die Reaktionen des pp-Zyklus mit den Verzweigungsverhältnissen. Der pp-Zyklus bildet die hauptsächliche Energiequelle der Sonne und den Hauptbeitrag des Sonnenneutrinospektrums. Er setzt sich aus vier Ketten zusammen. Die in den gelb unterlegten Reaktionen erzeugten Elektron-Neutrinos werden als pp-, pep-, ${}^7\text{Be}$ -, ${}^8\text{B}$ - und hep-Neutrinos bezeichnet. Egal welche Kette durchlaufen wird, pro gebildetem ${}^4\text{He}$ werden zwei Elektron-Neutrinos und 26,73 MeV frei.

direkt (pp-Reaktion) oder unter Beteiligung eines Elektrons (pep-Reaktion). In beiden Reaktionen wird ein Neutrino freigesetzt, allerdings mit unterschiedlicher Verteilung der Energie. pep-Neutrinos besitzen eine diskrete Energie, die weitaus häufigeren pp-Neutrinos sind als eines von drei entstehenden Teilchen durch ein kontinuierlich verteiltes Spektrum charakterisiert. Entstandene Deuteriumkerne verschmelzen mit einem weiteren Proton zu ${}^3\text{He}$. Im weiteren Reaktionsablauf bis zum ${}^4\text{He}$ bestehen insgesamt vier Terminierungsmöglichkeiten (pp-Kette I bis IV). Dabei werden in drei Reaktionen Neutrinos erzeugt: die ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos mit zwei diskreten Energien, daneben die ${}^8\text{B}$ - und hep-Neutrinos mit kontinuierlichen Energiespektren. Die Terminierung des pp-Zyklus und damit die relativen Beiträge der einzelnen Flüsse zum Neutrinospektrum der Sonne ergeben sich aus den Verzweigungsverhältnissen zwischen den einzelnen Ketten. Diese sind durch die Wirkungsquerschnitte der entsprechenden Kernreaktionen, durch das solare Dichteprofil mit den Elementhäufigkeiten und durch die Temperatur bestimmt. Die Terminierung des Zyklus über die pp-Kette I dominiert weitaus (85%), deshalb stellt der pp-Fluß die intensivste Komponente des solaren Neutrinoflusses dar. Da er unmittelbar mit der Luminosität der Sonne verknüpft ist, ist er weitgehend unabhängig

von Änderungen des SSM und kann mit einer Unsicherheit von $\pm 1\%$ berechnet werden (für pep analog $\pm 2\%$). Mit verbesserten Messungen der relevanten Wirkungsquerschnitte auch bei niedrigen Energien (z. B. durch LUNA, [Bro05]) spiegeln die theoretischen Unsicherheiten der restlichen Teilflüsse im Wesentlichen deren Abhängigkeit von der Zentraltemperatur wider. Das im SSM berechnete solare Neutrinospektrum ist zusammen mit den jeweiligen Genauigkeiten in Abb. 1.2 dargestellt. Die berechneten Neutrinoflüsse der einzelnen Reaktionen am Ort der Erde sind in Tab. 1.1 zusammengefaßt. Die Vorhersagen der Sonnenmodelle haben durch satellitengestützte Helioseismologie enorme Bestätigung erfahren. Die gemessenen Schallgeschwindigkeiten stimmen mit denen aus Sonnenmodellrechnungen überein [Cou03].

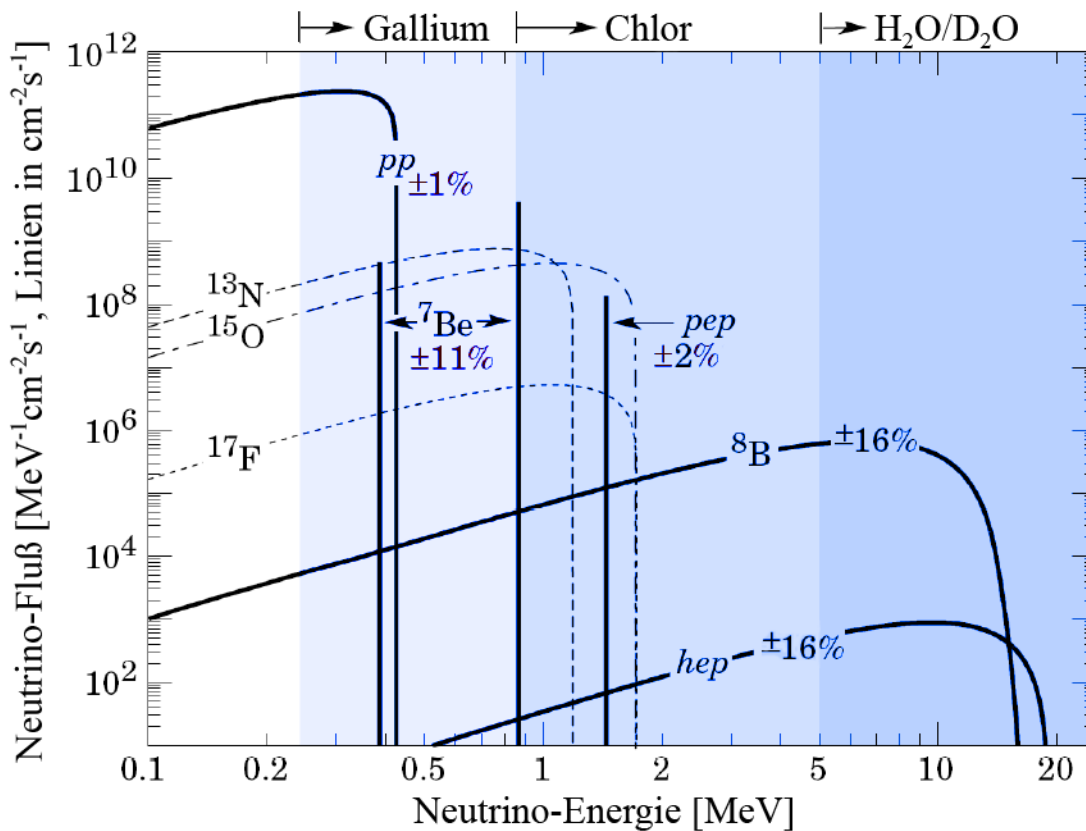


Abbildung 1.2: Das berechnete Sonnenneutrinospektrum ([BS05]) am Ort der Erde in der Zusammensetzung aus den Einzelflüssen und deren theoretischer Unsicherheit (pp-Zyklus: dicke Linien, CNO-Zyklus: gestrichelt). Die Energieschwellen der Gallium-Experimente, des Homestake-Experiments (Chlor), sowie von Super-Kamiokande und SNO ($\text{H}_2\text{O}/\text{D}_2\text{O}$) sind markiert.

Nach dem SSM trägt der im Vergleich zum pp-Zyklus viel seltenere CNO-Zyklus nur zu wenigen Prozent zur Energieerzeugung bei (1,5% in [BP04]). Er besteht aus zwei ineinandergreifenden Ketten, wobei die Elemente C, N, O und F katalytisch beteiligt sind. Die drei Elektron-Neutrinos produzierenden β^+ -Zerfälle von ^{13}N , ^{15}O und ^{17}F liefern Beiträge zum solaren Neutrinofluß, die in Abb. 1.2 gestrichelt eingezeichnet sind.

| i | Φ_i | $\Delta\Phi_i$ |
|-------------------|---|----------------|
| pp | $5,99 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ | $\pm 1\%$ |
| pep | $1,42 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ | $\pm 2\%$ |
| ${}^7\text{Be}$ | $4,84 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ | $\pm 10,5\%$ |
| ${}^8\text{B}$ | $5,69 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ | $\pm 16\%$ |
| ${}^{13}\text{N}$ | $3,07 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ | $\pm 25\%$ |
| ${}^{15}\text{O}$ | $2,33 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ | $\pm 25\%$ |
| ${}^{17}\text{F}$ | $5,84 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ | $\pm 25\%$ |
| hep | $7,93 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ | $\pm 16\%$ |

Tabelle 1.1: Im SSM berechnete Neutrinoflüsse Φ_i aus den Reaktionen des solaren pp- bzw. CNO-Zyklus. Die Werte und die angegebenen theoretischen Unsicherheiten $\Delta\Phi_i$ sind dem Modell (OP) aus [BS05] entnommen.

Bei der Temperatur von $T_C \approx 1,5 \cdot 10^7$ K im Zentrum der Sonne reduziert die Coulomb-Barriere der Kerne C, N und O die auftretenden Kernreaktionen deutlich. Wegen der hohen Temperaturempfindlichkeit überwiegt jedoch schon bei einer Temperatur von $T_C = 1,8 \cdot 10^7$ K, z. B. in massiveren Sternen als der Sonne, der CNO-Zyklus. Aus den Ergebnissen der solaren Neutrino-Experimente läßt sich eine Obergrenze für den CNO-Beitrag ableiten, siehe dazu Kap. 2.4.

1.3 Experimente zum Nachweis solarer Neutrinos

Die bisher durchgeführten Experimente lassen sich in zwei verschiedene Arten einteilen: Radiochemische Messungen (Homestake, GALLEX, GNO, SAGE) basieren auf der Umwandlung eines Atoms eines Elements in ein anderes radioaktives Element durch den neutrino-induzierten inversen β -Zerfall. Diese Reaktionen werden durch das regelmäßige Extrahieren der radioaktiven Elemente aus dem Detektorvolumen und Beobachtung des Rückzerfalls nachgewiesen (siehe Kap. 2.1). Als charged-current-Reaktion (CC) ist die Nachweisreaktion nur auf Elektron-Neutrinos empfindlich, nicht auf die beiden anderen Flavours. Super-Kamiokande und SNO dagegen basieren auf dem Echtzeit-Nachweis durch Neutrino-Wechselwirkungen in leichtem bzw. schwerem Wasser über den Cerenkov-Effekt. Die verwendeten Reaktionen umfassen elastische Streuung an Elektronen, den inversen β -Zerfall an Deuterium und die Deuterium-Dissoziation. Je nach Reaktion trägt hier die Wechselwirkung über den geladenen Strom (CC) alleine, bzw. zusammen mit der Wechselwirkung über den neutralen Strom (neutral current, NC) bei. Dadurch kann die Flavour-Zusammensetzung der solaren Neutrinos aus Elektron-Neutrinos, dem ursprünglich produzierten Zustand, und Myon- bzw. Tau-Neutrinos aufgelöst werden. Dieser Abschnitt soll einen Überblick über die Experimente

mit solaren Neutrinos geben, einschließlich der gewonnenen Ergebnisse. Die Implikationen für Teilchen- und Astrophysik werden im Anschluß diskutiert.

1.3.1 Homestake

Die experimentelle Untersuchung der von der Sonne emittierten Neutrinos wurde von R. Davis² mit dem Chlor-Experiment in der Homestake-Mine (South Dakota, USA) begonnen. Die ursprüngliche Motivation war nicht die Frage nach fundamentalen Eigenschaften des Neutrinos, sondern astrophysikalischer Natur. Die Beobachtung solarer Neutrinos sollte die Vorstellung von Fusionsreaktionen in der Sonne, und damit die vieldiskutierte Frage nach dem Mechanismus der Energieerzeugung in Sternen, endgültig experimentell klären.

615 t flüssiges Perchlorethylen (C_2Cl_4) – abgeschirmt in 1480 m Tiefe, was einer Abdeckung von 4300 m.w.e³ entspricht – bilden das Target für die Neutrino-Einfangsreaktion an ^{37}Cl . Das instabile Produkt ^{37}Ar (35 d Halbwertszeit) wird etwa alle 100 Tage durch Spülen mit Heliumgas aus dem Tank entfernt und in empfindlichen Zählrohren kondensiert, womit der Rückzerfall zu ^{37}Cl nachgewiesen wird. In der Elektroneinfangsreaktion werden bei K-Einfang 2,82 keV in Form von Röntgenstrahlung oder Auger-Elektronen freigesetzt.

Die Energieschwelle der Neutrino-Nachweisreaktion beträgt $E_\nu=814$ keV, was die Einfangsreaktion hauptsächlich auf Neutrinos aus dem 8B -Zerfall in der Sonne empfindlich macht. Aber auch die höherenergetische Linie der 7Be -Neutrinos liegt über der Schwelle und liefert somit einen Anteil am Signal. Die niederenergetischen pp-Neutrinos konnten nicht nachgewiesen werden. Der Detektor mußte möglichst tief in der Erde aufgebaut werden, um die Produktion von ^{37}Ar durch kosmische Strahlung zu reduzieren. Die Zählrohr-Materialien wurden sorgfältig auf Untergrundradioaktivität geprüft. Die gemessene Einfangrate, gemittelt über die eindrucksvolle Betriebszeit von 30 Jahren [Cle98], beträgt in SNU⁴

$$R = (2,56 \pm 0,16 [\text{stat.}] \pm 0,16 [\text{syst.}]) \text{ SNU}. \quad (1.2)$$

Das Resultat beträgt nur etwa 30% des berechneten Neutrinoflusses aus Sonnenmodellen ($8,5 \pm 1,8$ SNU im Modell [BP04]). Wie jedes radiochemische Experiment ist das Homestake-Experiment durch die charged-current-Nachweisreaktion nur auf Elektron-Neutrinos ν_e sensitiv. Damit ist das Ergebnis mit der heutigen Vorstellung, daß ein Teil des solaren Neutrinoflusses in andere Flavour umgewandelt wird (siehe Kap. 1.4), in hervorragender Übereinstimmung.

²R. Davis erhielt 2002 den Nobelpreis für Physik.

³m.w.e = meters of water equivalent (Meter Wasseräquivalent)

⁴1 SNU = Solar Neutrino Unit = 1 Neutrinoeinfang pro Sekunde und 10^{36} Targetatomen.

1.3.2 Gallium-Experimente

Anfang der neunziger Jahre gingen mit GALLEX und SAGE zwei weitere radiochemische Experimente in Betrieb. GALLEX wurde von 1998 bis 2003 als GNO (Gallium Neutrino Observatory) fortgeführt. Der als Nachweisreaktion verwendete Neutrinoeinfang an ^{71}Ga mit einer Schwelle von 233 keV eignet sich als einzige bisher verwendete Reaktion zum Nachweis der pp-Neutrinos aus dem ersten Fusionschritt. GALLEX/GNO⁵ verwendeten etwa 100 t salzsaure GaCl_3 -Lösung, das in Baksan (Rußland) gelegene SAGE-Experiment 60 t metallisches Gallium als Target. Die Ergebnisse der Experimente stimmen im Rahmen der statistischen und systematischen Fehler überein und betragen [Cat05]:

$$R = (69,3 \pm 4,1 [\text{stat.}] \pm 3,6 [\text{syst.}]) \text{ SNU} \quad (\text{GALLEX/GNO}) \quad (1.3)$$

$$R = (66,9 \pm 3,9 [\text{stat.}] \pm 3,6 [\text{syst.}]) \text{ SNU} \quad (\text{SAGE}) \quad (1.4)$$

Zur Überprüfung der experimentellen Methoden, insbesondere der Extraktion, wurden sowohl für GALLEX als auch für SAGE durch Neutronenbestrahlung künstliche, starke ^{51}Cr - bzw. ^{37}Ar -Neutrinoquellen hergestellt. Damit konnte gezeigt werden, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit keine unverstandenen systematischen Effekte auftreten [GAL98, SAG96, Gav05]. Mit den Ergebnissen wurde erstmals der pp-Fluß der solaren Neutrinos bestätigt, allerdings mit einer gegenüber der robusten Vorhersage aus Sonnenmodellen (ohne Neutrino-Oszillationen) um ca. 40% reduzierten Rate. Dieses Ergebnis war der zu diesem Zeitpunkt stärkste Hinweis auf vom Standardmodell abweichende Eigenschaften des Neutrinos. Die Messungen im Rahmen des Gallium Neutrino Observatory (GNO) führten zur Verbesserung der Statistik, zu stärkeren Einschränkungen in Bezug auf mögliche zeitliche Variationen im Neutrinofluß und zu einer erheblichen Verringerung des relativen Gesamtfehlers der gemessenen Rate auf inzwischen 8% (zusammen mit SAGE 6%⁶).

1.3.3 Kamiokande und Super-Kamiokande

In der Kamioka-Mine (Japan, 2700 m.w.e) wurde von 1987 bis 1995 der Wasser-Cerenkov-Detektor Kamiokande betrieben. Das *fiducial volume* für solare Neutrinos betrug 680 t. 1996 wurde der sehr viel größere (22,5 kt *fiducial volume*) Superkamiokande-Detektor (SK) in Betrieb genommen und damit die Ära der spektral auflösenden solaren Neutrinoexperimente mit hoher Statistik begonnen. Neben solaren Neutrinos gehörten die Suche nach dem Protonzerfall und die Erforschung atmosphärischer Neutrinos zum physikalischen Programm. Ereignisse der elastischen Neutrino-Elektron-Streuung (ES)

$$\nu + e^- \longrightarrow \nu + e^- \quad (1.5)$$

⁵In Kapitel 2 wird GNO ausführlicher dargestellt.

⁶unter der Annahme vollständig unabhängiger systematischer Fehler

können in Echtzeit durch Messung des vom Rückstoßelektrons erzeugten Cerenkovlichts nachgewiesen werden. Dazu dient eine große Anzahl von dicht nebeneinander angeordneten Photomultiplier-Röhren⁷ (PMTs), die an den Wänden des zylindrischen Aufbaus angebracht sind.

Wegen des zu kleineren Energien hin ansteigenden Untergrunds muß eine Energieschwelle gesetzt werden. Diese lag für Kamiokande bei 7,5 MeV, für Super-Kamiokande liegt sie bei 5,0 MeV. Die Experimente können folglich nur Aussagen über Fluß und Form des höherenergetischen Teils des ⁸B- (und hep-) Spektrums machen. Der Prozess (1.5) für Elektron-Neutrinos ν_e kann durch Austausch eines W-Bosons oder eines Z-Bosons stattfinden, während für ν_μ und ν_τ nur Z-Austausch möglich ist. Deshalb ist der Wirkungsquerschnitt im Energiebereich der solaren Neutrinos für ν_μ und ν_τ etwa sechsmal kleiner als für ν_e , obwohl alle Flavours zum Signal beitragen. Da das Rückstoßelektron bei Neutrinoenergien von ≈ 10 MeV stark in Vorwärtsrichtung gestreut wird, ist die aus dem Cerenkov-Kegel gemessene Richtung innerhalb eines Kegels von ca. 30° gleich der ν -Richtung. Somit konnte erstmals gezeigt werden, daß das gemessene Signal tatsächlich von der Sonne stammt. Die SK-Ergebnisse für den Fluß sind in Einheiten von $10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [Nak05]

$$\phi_{ES}^{SK} = 2,35 \pm 0,02(\text{stat.}) \pm 0,08(\text{syst.}), \quad (1.6)$$

oder

$$R_{\text{exp}}/R_{\text{theo}} = 0,406 \pm 1,5\%, \quad (1.7)$$

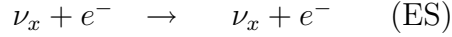
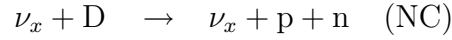
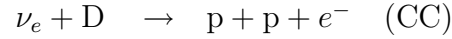
angegeben als Verhältnis zwischen gemessener und ohne Neutrinooszillationen erwarteter Streurrate, wobei die Vorhersage aus [BP04] verwendet wurde. Eine mögliche Abweichung von der theoretisch erwarteten Form des Neutrinospektrums und ein signifikanter Tag/Nacht-Effekt in der Rate wurde mit der gegenwärtig erreichten Genauigkeit nicht beobachtet.

1.3.4 Sudbury Neutrino Observatory

SNO (Sudbury Neutrino Observatory) in der Creighton-Mine (6000 m.w.e. Abdeckung) nahe Sudbury in Kanada ist ein Cerenkov-Detektor mit 1 kt schwerem Wasser (D₂O) innerhalb einer Acrylkugel mit 12 m Durchmesser. Umgeben wird die D₂O-Kugel von einer Struktur, die 9456 8"-PMTs trägt und von 1.7 kt ultra-reinem leichtem Wasser. Wie bei SK werden aufgrund der Energieschwelle von 5 MeV nur die ⁸B-Neutrinos nachgewiesen.

Das im schweren Wasser enthaltene Deuterium erlaubt die gleichzeitige Messung über drei verschiedene Reaktionen:

⁷Im November 2001 wurden ca. 8000 der 11000 PMTs zerstört. Die Messung wurde mit 50% der ursprünglichen PMT-Abdeckung fortgesetzt. 2006 soll wieder die volle Anzahl an PMTs aufgebaut sein.



Die CC-Reaktion mit Wechselwirkung über den geladenen Strom ist ausschließlich für Elektron-Neutrinos möglich. Sie führt zur Emission von Cerenkov-Licht durch das emittierte Elektron. Die Dissoziation des Deuterium-Kerns (NC) besitzt einen flavour-unabhängigen Wirkungsquerschnitt. Dies ermöglicht die Messung des gesamten (aktiven) solaren Neutrinoflusses oberhalb der Energieschwelle, unabhängig von der Flavour-Zusammensetzung. In der ersten Phase des Experiments mit reinem D₂O erfolgte der Nachweis der NC-Reaktion durch Neutron-Einfang am Deuterium und der anschließenden Gamma-Kaskade (mit 6,25 MeV Summenenergie). In einer zweiten Phase wurde die Nachweiseffizienz für Neutronen durch 2,7 t zugefügtes Natriumchlorid erhöht. Der Vorteil liegt im höheren Einfangsquerschnitt von ³⁵Cl und der höheren Summenenergie der emittierten Gammaquanten (8,6 MeV). In beiden Phasen wurden durch statistische Anpassung an drei Verteilungen (Position, Richtung, Energie, bzw. Position, Richtung, Anisotropie) die Anteile der CC-, NC- und ES-Ereignisse gemessen. Damit wurde der Fluß aller aktiven solaren Neutrinos und – getrennt davon – der Anteil allein der Elektron-Neutrinos bestimmt. In einer dritten Phase sollen einzelne NC-Ereignisse erkannt werden, wofür 40 ³He-Zählrohre mit einer Gesamtlänge von ca. 400 m im Targettank installiert wurden.

Durch die Reaktion (ES) (analog zu SK) steht eine zusätzliche Messung (mit kleinerer Statistik) zur Verfügung, allerdings läßt sich das Signal durch die starke Winkelabhängigkeit vergleichsweise einfach extrahieren und zeigt so die Konsistenz mit den beiden anderen Reaktionen (vgl. Abb. 1.3).

Das zuletzt veröffentlichte Ergebnis [SNO05] der NaCl-Phase lautet in Einheiten von 10⁶ cm⁻²s⁻¹

$$\phi_{CC}^{SNO} = 1,68 \pm 0,06(\text{stat.})_{-0,09}^{+0,08}(\text{syst.}) \quad (1.8)$$

$$\phi_{ES}^{SNO} = 2,35 \pm 0,22(\text{stat.})_{-0,15}^{+0,15}(\text{syst.}) \quad (1.9)$$

$$\phi_{NC}^{SNO} = 4,94 \pm 0,41(\text{stat.})_{-0,34}^{+0,38}(\text{syst.}) \quad (1.10)$$

und ist der erste experimentelle Beweis, daß ein Teil der in der Sonne erzeugten Elektron-Neutrinos in einem anderen Flavour-Eigenzustand nachgewiesen wird. Der Vergleich der CC- und NC-Rate zeigt an, daß aktive Neutrinos anderer Flavours im solaren Neutrinofluß enthalten sind und schließt ein Szenario ohne Flavour-Umwandlung mit 5,3σ aus. Der flavour-unabhängige Gesamtfluß, der mit der NC-Rate gemessen wurde, ist mit den Vorhersagen des SSM kompatibel.

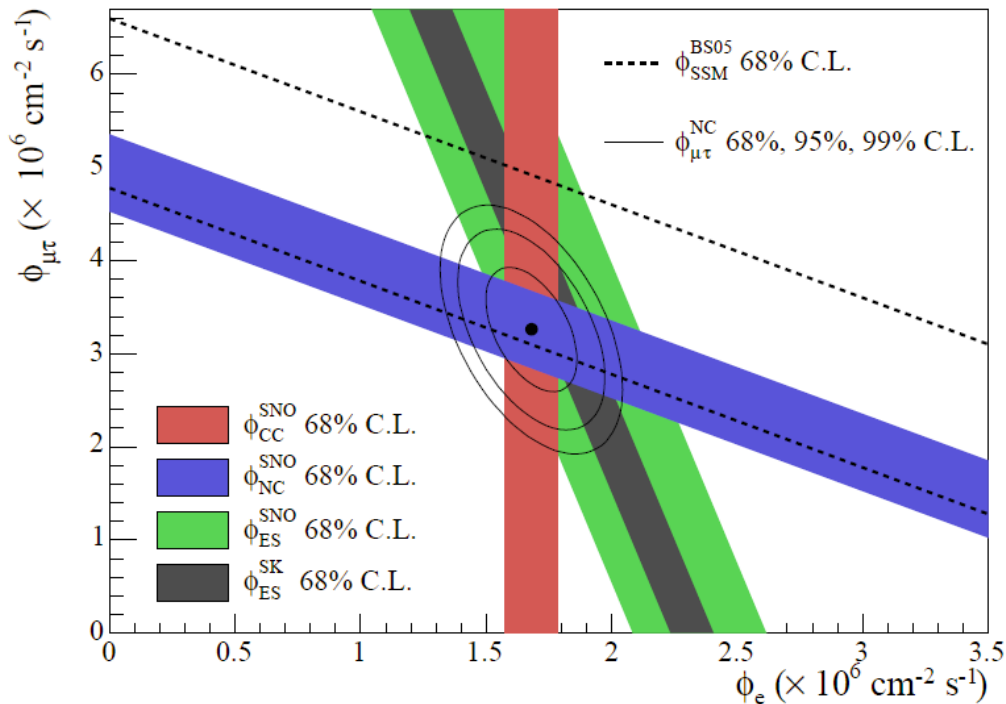


Abbildung 1.3: (aus [SNO05]) ν_e -Fluß (horizontal) und ν_μ, ν_τ -Fluß (vertikal) solarer ${}^8\text{B}$ -Neutrinos. Die ausgefüllten 1σ -Balken geben die CC- (rot), NC- (blau) und ES-Messung durch SNO (grün) bzw. Super-Kamiokande (schwarz) an. Das im Sonnenmodell [BS05] vorhergesagte Band für den Gesamtfluß ist gestrichelt eingezeichnet. Der Punkt gibt ϕ_e der CC-Messung und $\phi_{\mu\tau}$ der NC-CC-Differenz an (mit den Grenzen für 68%, 95% bzw. 99% C.L. als Ellipsen). Der gemessene Wert von $\phi_{\mu\tau}$ zeigt an, daß etwa $1/3$ des Gesamtflusses nicht mehr als Elektron-Neutrino vorliegt (Flavour-Umwandlung).

1.4 Teilchenphysikalische Implikationen: Neutrino-Oszillationen

Alle Experimente zeigen in den CC- und ES-Reaktionsraten ein signifikantes Defizit zu den Vorhersagen aus dem SSM, was schon nach dem ersten Resultat des Homestake-Experiments als das „solare Neutrino-Rätsel“ bezeichnet wurde. Dies wurde später ergänzt, so daß der Begriff auch die Frage nach der Ursache der energieabhängigen Reduktion des gemessenen solaren Neutrino-flusses umfasste. Heute stellt beides kein Rätsel mehr dar, sondern kann als unmittelbare Folge des oszillatorischen Verhaltens massiver Neutrinos erklärt werden (Abb. 1.4). Auf der Suche nach den Vorgängen im Inneren der Sonne wurden neue fundamentale Eigenschaften des Neutrinos selbst entdeckt.

Neutrinooszillationen sind ein quantenmechanischer Effekt, der bereits 1957 von Pontecorvo diskutiert wurde [Pon57]. Die Zeitentwicklung der stationären Masseneigen-

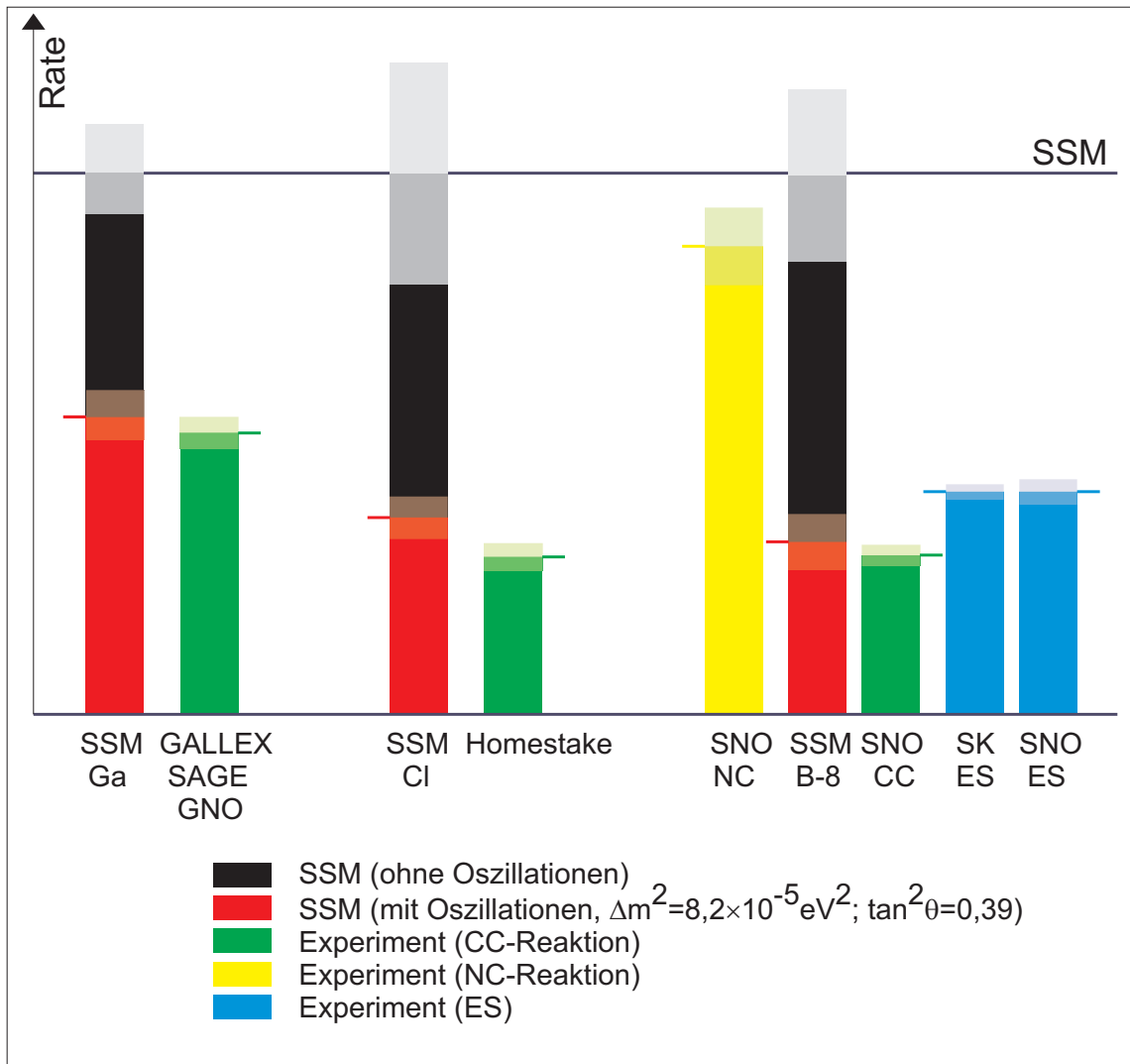


Abbildung 1.4: Die Situation der Sonnenneutrino-Experimente (Stand 2005). Die schwarzen Balken geben die Vorhersage für den vollen solaren Neutrino-Fluß aus dem Standard-Sonnenmodell [BS05] an (mit 1σ -Unsicherheiten). Durch Neutrinooszillationen mit den angegebenen, exemplarischen Parametern für die MSW-LMA-Lösung reduzieren sich die Vorhersagen energieabhängig (rote Balken). Die Ergebnisse der sechs Experimente sind grün, gelb und blau dargestellt. CC-Reaktionen (grün) sind allein auf die Elektron-Neutrinos empfindlich, die NC-Reaktion in SNO (gelb) auf alle drei Flavours mit gleicher Empfindlichkeit, und ES (blau) auf alle drei Flavours mit reduzierter Empfindlichkeit auf Myon- und Tau-Neutrinos. In den roten bzw. grünen Balken spiegelt sich die Energieabhängigkeit der Überlebenswahrscheinlichkeit der LMA-Lösung wider. Die NC-Messung von SNO bestätigt (innerhalb der Fehler) den vorhergesagten ^8B -Gesamtfluß.

zustände $|\nu_i\rangle$ lautet

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_it}|\nu_i\rangle. \quad (1.11)$$

Produziert und detektiert werden Neutrinos aber in Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung, den Flavour-Eigenzuständen $|\nu_\alpha\rangle$ mit $\alpha = e, \mu, \tau$. Diese müssen nicht mit den Masseneigenzuständen identisch sein, so daß bei der Produktion eines Neutrinos ein Zustand entsteht, der einer Linearkombination von Masseneigenzuständen entspricht:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.12)$$

Dabei ist U die unitäre Mischungsmatrix. Die nicht-diagonale Struktur führt zu Oszillationen bei der Ausbreitung im Vakuum. Im ultra-relativistischen Limit ($m_i \ll E_\nu$) lautet die Oszillationswahrscheinlichkeit, d.h. die Wahrscheinlichkeit, daß ein im Zustand $|\nu_\alpha\rangle$ produziertes Neutrino als $|\nu_\beta\rangle$ nachgewiesen wird

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = |\langle \nu_\beta | e^{-iE_it} | \nu_\alpha \rangle|^2 = \sum_{ij} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \quad (1.13)$$

wobei $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ die Differenzen der quadratischen Massen darstellen, L die zurückgelegte Distanz zum Produktionsort und E die Neutrinoenergie. Neutrinooszillationen sind also nicht von den absoluten Massen abhängig, sondern nur von den Differenzen Δm_{ij}^2 .

Im einfachsten Fall von zwei beteiligten Zuständen kann die Mischungsmatrix U durch einen Mischungswinkel θ parametrisiert werden mit

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (1.14)$$

Die Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$ und Überlebenswahrscheinlichkeit $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}$ können dann einfach ausgedrückt werden durch

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \quad (1.15)$$

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \quad (1.16)$$

Durchqueren solare Neutrinos Materie (in der Sonne selbst oder in der Erde), wird das Oszillationsverhalten durch die Wechselwirkung mit den Elektronen der Materie beeinflußt. Dieser Effekt wird nach den Autoren von [Mik86] und [Wol78] MSW-Effekt genannt. Die kohärente Vorwärtsstreuung von Elektron-Neutrinos unterscheidet sich von der der anderen beiden Flavours durch eine zusätzliche Wechselwirkung über den geladenen Strom. Dies läßt sich formal durch ein zusätzliches effektives Potential

$V = \sqrt{2}G_F N_e$ im Hamilton-Operator berücksichtigen, das auf das Elektron-Neutrino ν_e wirkt:

$$H = \begin{pmatrix} \frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta - \frac{\sqrt{2}G_F N_e}{2} & \frac{\Delta m^2}{2E} \sin 2\theta \\ \frac{\Delta m^2}{2E} \sin 2\theta & -\frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta + \frac{\sqrt{2}G_F N_e}{2} \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

wobei E die Neutrinoenergie, G_F die Fermi-Konstante (effektive Kopplungskonstante) und N_e die Elektronendichte ist. Damit sind die Masseneigenzustände im Vakuum nicht mehr gleich den Masseneigenzuständen in Materie, die durch Diagonalisierung von (1.17) erhalten werden. Die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen zwei Neutrino-flavours läßt sich in Analogie zu (1.16) mit effektiven Mischungsparametern θ_m und Δm_m^2 schreiben, die von Neutrinoenergie und Elektronendichte N_e abhängen. Wenn Neutrinos die Sonne mit variabler Elektronendichte N_e durchqueren, kann bei einem bestimmten N_e Resonanz auftreten, d.h. an der Resonanzstelle erreicht der effektive Mischungswinkel $\theta_m = 45^\circ$. Durch den MSW-Effekt tritt maximale Mischung also auch bei nicht-maximalem Vakuum-Mischungswinkel θ auf.

Im Fall von drei Neutrinos ist die Mischungsmatrix U durch drei Winkel θ_{12} , θ_{23} und θ_{13} und drei weitere Phasen, die aber für Oszillationen keine Rolle spielen, charakterisiert. Bis jetzt können alle Experimente in einem effektiven 2-Neutrino-Bild beschrieben werden, da (bis heute) keine speziellen 3-Neutrino-Effekte beobachtet wurden. Die Ursache hierfür liegt in der ausgeprägten Hierarchie der gemessenen Massendifferenzen $|\Delta m_{21}^2| \ll |\Delta m_{31}^2|$ und am kleinen Mischungswinkel θ_{13} . Für θ_{13} stammt das beste Limit $\sin^2(2\theta_{13}) \leq 0,20$ aus dem CHOOZ-Experiment [CHO03]. Dadurch zerfällt die Beschreibung der Neutrino-Oszillationen in drei Bereiche: Oszillationen, die mit Δm_{21}^2 und θ_{12} verknüpft sind (solare ν -Experimente und KamLAND); solche, die mit Δm_{32}^2 und θ_{23} verknüpft sind (atmosphärische ν -Experimente, K2K) und Vorgänge, bei welchen die beiden Oszillationen durch den Winkel θ_{13} verknüpft werden.

Das beobachtete, energieabhängige Defizit aller Sonnenneutrinoexperimente läßt sich durch Neutrinooszillationen exzellent erklären. Die gemeinsame Analyse aller solaren Neutrinoexperimente liefert nur noch einen erlaubten Bereich im Parameterraum $(\Delta m_{21}^2; \tan^2 \theta_{12})$, die sogenannte Large-Mixing-Angle(LMA)-Lösung (siehe Abb. 1.5a). Abb. 1.6 illustriert die Energieabhängigkeit der Überlebenswahrscheinlichkeit. Für kleine Energien entspricht sie der aus Vakuumoszillationen, während für hohe Energien der MSW-Effekt dominiert. In den Extremfällen ist $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$ näherungsweise konstant. Für gemittelte Vakuumoszillationen ist $P = 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta)$. Beim MSW-Effekt gilt $P = \sin^2 \theta$. Die Lage des Übergangs zwischen Vakuum- und MSW-Oszillationen ist von der Elektronendichte am Produktionsort und damit von der Produktionsreaktion abhängig. Denn die ^8B -Neutrinos werden bei wesentlich kleineren Radien (und höheren Dichten) erzeugt als etwa die pp-Neutrinos. In guter Näherung liegen die ^8B -Neutrinos im MSW-Bereich, während pp-Neutrinos im Bereich der Vakuumoszillationen liegen. Der Übergangsbereich kann durch die direkte Messung des ^7Be -Flusses bzw. des pep-Flusses getestet werden. Eine Übereinstimmung mit der LMA-Lösung wäre eine hervorragende Bestätigung des Oszillationsszenarios. Eine Abweichung kann durch bisher nicht gefundene, über das Standardmodell und Oszillationsbild hinausgehende Wech-

selwirkungen des Neutrinos hervorgerufen werden und wäre damit empfindlich auf neue Effekte.

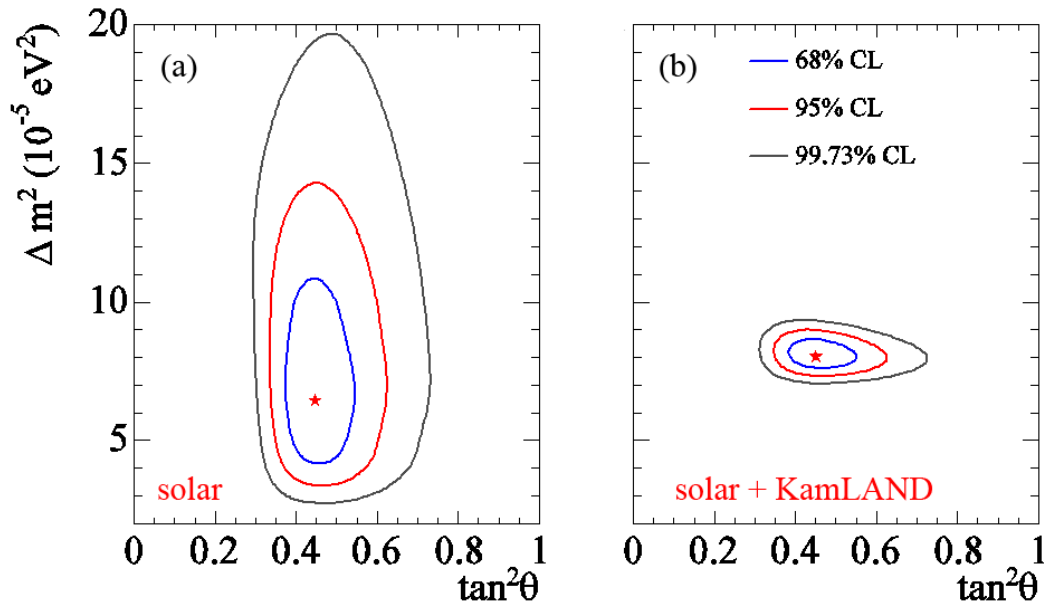


Abbildung 1.5: Globale Analyse der verfügbaren experimentellen Daten [SNO05]. Gezeigt sind die erlaubten Parameterbereiche für Δm^2_{21} und $\tan^2 \theta_{12}$ (LMA-Lösung). Der beste Fit-Punkt ist markiert. (a) Analyse der Daten der solaren Neutrinoexperimente GALLEX, GNO, SAGE, Homestake, SK, SNO (inkl. NaCl-Phase) und der Vorhersagen des SSM [BP04]. (b) Schließt man das vom Reaktorexperiment KamLAND gemessene Antineutrino-Spektrum mit in die Analyse ein, wird der erlaubte Bereich für Δm^2_{21} weiter eingeschränkt.

Mit dem ersten Elektron-Antineutrino-Disappearance-Signal in einem Reaktor-Experiment (KamLAND, [Kam02, Kam04]) liegt die momentan beste Bestätigung vor, daß tatsächlich Oszillation der Mechanismus ist, der zu Flavour-Umwandlung führt. Die MSW-LMA-Lösung im Bereich der solaren Neutrinos korrespondiert (unter der Annahme der CPT-Invarianz) mit Parametern für Antineutrino-Oszillationen im Vakuum, die mit Reaktor-neutrinos zugänglich sind. Tatsächlich wurde zuerst durch KamLAND die LMA-Lösung aus drei möglichen erlaubten Bereichen ausgewählt, was später mit den Messungen von SNO und höherer Statistik von SK in globalen Analysen aller Sonnenneutrinoexperimente bestätigt wurde. Der mit 1 kt Flüssigszintillator gefüllte KamLAND-Detektor mißt den Neutrino-Fluß der Kernreaktoren in der Umgebung mit einem mittleren Abstand von ca. 200 km. Elektron-Antineutrinos werden über die Reaktion $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ mit der Koinzidenz aus promptem Positronensignal und verzögertem Neutroneneinfang nachgewiesen. Es wurden 258 Ereignisse beobachtet, im Gegensatz zum theoretischen Wert von 365 ± 24 (syst.) ohne Oszillationen. Der gefundene Wert für Δm^2 stimmt mit dem aus Sonnenneutrino-Experimenten überein. Wenn man annimmt, daß sich das Neutrino in Bezug auf die durch Oszillationen hervorgerufene Überlebenswahrscheinlichkeit genauso wie das Antineutrino verhält (CPT-

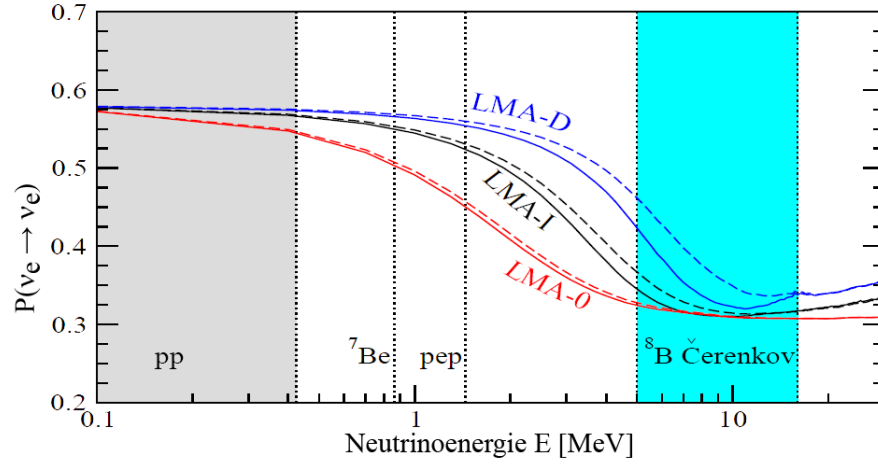


Abbildung 1.6: Energieabhängige Überlebenswahrscheinlichkeit für die LMA-Lösung [Mir04]. LMA-I entspricht den Parametern $\Delta m_{21}^2 = 8,3 \cdot 10^{-5} \text{eV}^2$, $\tan^2 \theta_{12} = 0,43$. LMA-0 und LMA-D sind Lösungen mit einer über das Standardmodell hinausgehenden, neuen Wechselwirkung zwischen Neutrino und Materie. Der pp-Neutrinofluß (grau) unterliegt im Wesentlichen Vakuumszillationen, ${}^8\text{B}$ -Neutrinos (grün) dem MSW-Effekt. Die monoenergetischen ${}^7\text{Be}$ - und pep-Linien liegen im Übergangsbereich. Durchgezogene und gestrichelte Linien gelten für verschiedene Produktionsorte in der Sonne.

Invarianz), liegt damit ein weiterer starker Hinweis für die Richtigkeit des Oszillationsbilds vor.

Kombiniert man das KamLAND-Resultat mit allen solaren Neutrinoexperimenten und den Vorhersagen aus dem SSM, läßt sich (unter der Annahme der CPT-Invarianz) der erlaubte Bereich der Mischungsparameter weiter einschränken (Abb. 1.5b). Dabei wird Δm_{21}^2 vor allem durch die spektrale Form des KamLAND-Signals bestimmt, während die solaren Experimente vor allem den Mischungswinkel θ_{12} einschränken. Der beste Fit-Punkt und die erlaubten Parameterbereiche (3σ) einer globalen Analyse sind [Val05]

$$\Delta m_{21}^2 = 7,9_{-0,8}^{+1,0} \cdot 10^{-5} \text{eV}^2 \quad (1.18)$$

$$\tan^2 \theta_{12} = 0,40_{-0,13}^{+0,18}. \quad (1.19)$$

Der Bereich der atmosphärischen Neutrinos wird durch das Experiment Super-Kamiokande und dessen hoher Statistik bestimmt. Die Zenitwinkelabhängigkeit der μ -artigen Ereignisse atmosphärischer Neutrinos in SK war ein klares Zeichen für Neutrinooszillationen. Die Ergebnisse können dargestellt werden durch Oszillationen mit maximaler Mischung [Val05]

$$\Delta m_{31}^2 = 2,2_{-0,8}^{+1,1} \cdot 10^{-3} \text{eV}^2 \quad (1.20)$$

$$\sin^2 \theta_{23} = 0,50_{-0,16}^{+0,18}. \quad (1.21)$$

Das auf Myon-Neutrino-Disappearance im selben Δm^2 -Bereich empfindliche Long-Baseline-Experiment K2K hat ein Defizit zur vorhergesagten, vollen Ereignisrate ohne

Oszillationen festgestellt ([Nak05a]). Damit konnte eine erste Bestätigung mit einer künstlich hergestellten Neutrinoquelle für die Oszillationen mit Δm_{31}^2 erbracht werden.

Die wesentlichen Ergebnisse der solaren Neutrinoexperimente lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Die bisher durchgeführten Experimente liefern den klaren Hinweis, daß Sonnenneutrinos einer Flavour-Umwandlung unterliegen.
- Der dominante Mechanismus, der zu dieser Transformation führt, sind Neutrino-Oszillationen.
- Die solaren Oszillationsparameter (Neutrino-Massendifferenzen und -Mischungswinkel) sind mit angemessener Genauigkeit bestimmt.
- Für potentielle, sub-dominante Mechanismen können Obergrenzen angegeben werden.
- Die Messungen bestätigen die Sonnenmodell-Rechnungen in wesentlichen Punkten.

1.5 Astrophysikalische Implikationen

Mit der Identifikation der Oszillationsparameter für solare Neutrinos können die Ergebnisse der Experimente zu neuen Erkenntnissen in der Sonnenphysik beitragen. Die energieabhängige Überlebenswahrscheinlichkeit kann – unter der Voraussetzung, daß Materie- und Vakuumoszillationen die einzig relevanten Mechanismen der Flavour-Umwandlung sind – aus den Parametern berechnet werden. Damit sind die Teilflüsse, für die bisher nur ν_e -sensitive Messungen vorliegen, auch in der Summe aller drei Flavours berechenbar. Man kann die Frage stellen, mit welcher Genauigkeit die Einzelkomponenten des solaren Neutrinoflusses experimentell bestimmt sind.

Eine globale Analyse aller Experimente, die nicht auf die Berechnungen des SSM für ^8B -, ^7Be - und pp-Neutrinos zurückgreift, sondern die Intensitäten dieser Neutrinoflüsse als freie Parameter behandelt, ist z.B. in [Bah03] ausführlich diskutiert worden. Einige ausgewählte Ergebnisse sind in Tabelle 1.2 wiedergegeben. In der ersten Zeile sind die drei oben genannten Flüsse als frei behandelt. Der ^8B -Fluß wird dann im Wesentlichen durch die Messungen von SNO und SK bestimmt und der mit 5% Genauigkeit gefundene Wert liegt mit der SSM-Vorhersage in sehr guter Übereinstimmung. Dies gilt nicht für den schlecht bestimmten ^7Be -Fluß, über den bisher nur indirekt Informationen aus dem integralen Signal der Chlor- und Gallium-Experimente vorliegen.

Aus dem Ergebnis der Gallium-Experimente läßt sich der pp-Fluß extrahieren, indem man die Beiträge aller anderen Teilflüsse vom integralen Signal abzieht. Da der ^7Be -Beitrag noch nicht direkt gemessen wurde und deshalb nur ungenau bekannt ist, ergibt

sich die angegebene, relativ große Unsicherheit. Nach der zu erwartenden Messung des ${}^7\text{Be}$ -Flusses durch Borexino oder KamLAND wird die Bestimmung des fundamentalen pp-Flusses genauer möglich sein. Dann ist die Genauigkeit der pp-Bestimmung durch die statistischen und systematischen Unsicherheiten der Ga-Experimente und die Unsicherheit im Wirkungsquerschnitt der Neutrino-Einfangsreaktion gegeben. Für die bestmögliche Interpretation der zukünftigen Meßergebnisse ist folglich eine Reduktion der Unsicherheiten der Gallium-Experimente soweit wie technisch möglich anzustreben.

| Analyse | Luminosität | ϕ_B/ϕ_B^{SSM} | $\phi_{Be}/\phi_{Be}^{SSM}$ | $\phi_{pp}/\phi_{pp}^{SSM}$ |
|---|-------------|------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, pp frei | frei | $0,99^{+0,05}_{-0,03}$ | $0,13^{+0,41}_{-0,13}$ | $1,38^{+0,18}_{-0,25}$ |
| ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, pp frei | fest | $1,02^{+0,03}_{-0,05}$ | $0,58^{+0,26}_{-0,25}$ | $1,03^{+0,02}_{-0,02}$ |
| ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, pp, CNO frei | fest | $1,01^{+0,04}_{-0,04}$ | $0,93^{+0,25}_{-0,63}$ | $1,02^{+0,02}_{-0,02}$ |

Tabelle 1.2: Ergebnis einer Analyse aller Resultate der solaren Neutrinoexperimente und KamLAND mit freien Flüssen der ${}^8\text{B}$ -, ${}^7\text{Be}$ -, pp- (und in der dritten Zeile auch CNO)-Neutrinos und freien Oszillationsparametern. In der Spalte „Luminosität“ ist angegeben, ob die Luminosität als freier Parameter oder als zusätzliche Bedingung behandelt wurde. Die Flüsse sind auf die Werte aus [BP00] normiert. Für alle anderen (und hier weniger wichtigen) solaren Neutrino Flüsse werden die im SSM berechneten Werte angenommen.

Die zweite Zeile der Tab. 1.2 zeigt die Flüsse bei Einschluß der Luminositätsbedingung in die Analyse. Die Luminositätsbedingung ist eine Konsequenz aus dem thermischen Gleichgewicht der Sonne. Die Energie, die durch Fusion der leichten Elemente entsteht entspricht genau der Energiemenge, die durch Photonen und Neutrinos abgestrahlt wird. Jedem Neutrinofluß kann ein mittlerer Energiebetrag α_i zugeordnet werden, der in den Reaktionen freigesetzt wird, die zur Erzeugung eines Neutrinos dieses Flusses führen. Deshalb muß die Linearkombination der Neutrino Flüsse der Luminosität der Sonne entsprechen:

$$L_{\odot} = \sum_i \Phi_i \cdot \alpha_i \quad (1.22)$$

$L_{\odot} = 8,53 \cdot 10^{11} \text{ MeV cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ Luminosität der Sonne am Ort der Erde (Solarkonstante)

Φ_i Neutrino-Teilfluß aus der Reaktion i

α_i mittlere Energie, die pro Neutrino dieses Teilflusses frei wird

Durch Einführung der Luminositätsbedingung ändert sich vor allem der extrahier-te pp-Fluß und dessen Genauigkeit. Die pp-Reaktion als primärer Fusions-schritt ist direkt mit der Energieproduktion verknüpft, deshalb ist hier der Einfluß der Luminositätsbedingung am größten. Die Genauigkeit wird um eine Größenordnung verbessert. Selbst mit dem frei variablen CNO-Fluß (dritte Zeile) bleibt der pp-Fluß (unter Beibehaltung der Luminositätsbedingung) mit 2% Genauigkeit bestimmt und in hervorragender Übereinstimmung mit dem Standardmodell.

2 Das Gallium Neutrino Observatory GNO

2.1 Grundlagen des radiochemischen Neutrino nachweises mit Gallium

In radiochemischen Experimenten wird die durch solare Elektron-Neutrinos induzierte Rate des inversen Elektroneinfangs (oder inversen β -Zerfalls)



gemessen. Dazu werden die erzeugten Tochterisotope Y über ihren radioaktiven Zerfall – die zu (2.1) inverse Reaktion – nachgewiesen. Bisher wurden zwei Isotope als Target in Experimenten verwendet: ^{37}Cl im Homestake-Experiment [Cle98], und ^{71}Ga in GALLEX, GNO und SAGE. Gallium ist als Target für ein radiochemisches Experiment besonders geeignet, da es einen relativ hohen Einfangs-Wirkungsquerschnitt besitzt und wegen der Empfindlichkeit auf die Hauptkomponente des solaren Neutrino flusses, die niederenergetischen pp-Neutrinos.

Der Neutrino nachweis erfolgt über die Reaktion [Kuz66]



mit einer Energieschwelle von $E_{thr} = 233$ keV, deutlich unter der Endpunktsenergie der pp-Neutrinos von 422 keV. Die neutrinoinduzierte ^{71}Ge -Produktionsrate p für einen zeitlich konstanten Neutrino flu ß ergibt sich aus

$$p = N \int_{E_{thr}}^{\infty} \sigma(E) \phi(E) P(E) dE \quad (2.3)$$

| | |
|------------------------------|--|
| N | Anzahl der ^{71}Ga -Atome im Target |
| E | Neutrino-Energie |
| $\sigma(E)$ | Wirkungsquerschnitt der Reaktion 2.2 |
| $\phi(E) = \sum_i \phi_i(E)$ | Neutrino-Flu ßspektrum ($i = \text{pp, pep, hep, CNO, } ^7\text{Be, } ^8\text{B}$) |
| $P(E)$ | Überlebenswahrscheinlichkeit aufgrund von Neutrinooszillationen |

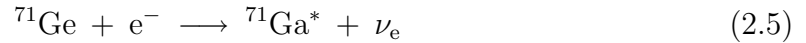
und wird üblicherweise in der von der Targetmasse unabhängigen Größe $R = p/N$ in der Einheit SNU angegeben.

Der von GNO ($N=1,03 \cdot 10^{29}$) gemessene Wert von $R=62,9_{-5,9}^{+6,0}$ SNU entspricht also einer durchschnittlichen Produktionsrate von $(0,56 \pm 0,05)$ ^{71}Ge -Atomen pro Tag. Das produzierte Germanium akkumuliert und zerfällt in der Lösung bis zum Ende der Exposition und der anschließenden Extraktion. Der Erwartungswert für die Anzahl der ^{71}Ge -Atome in der Lösung wird beschrieben durch

$$\frac{dN_{71}}{dt} = p - \frac{N_{71}}{\tau} \quad \Rightarrow \quad N_{71}(t) = p\tau(1 - e^{-t/\tau}) \quad (2.4)$$

mit der Lebensdauer $\tau = 16,49$ d von ^{71}Ge [Ham85]. Nach der typischen Expositionsdauer von vier Wochen liegen folglich im Mittel etwa sieben Germanium-Atome in der Lösung vor. Die im Experiment beobachteten Werte sind um diesen Wert poissonverteilt.

Die neutrinoproduzierten Atome werden chemisch aus dem Gallium-Target extrahiert und durch ihren Rückzerfall



in miniaturisierten, untergrundarmen Proportionalzählrohren nachgewiesen. Aufgrund der geringen absoluten Ereigniszahlen werden hohe Anforderungen an die Detektionseffizienz und die wirksame Vermeidung bzw. Diskriminierung von Untergrundereignissen gestellt.

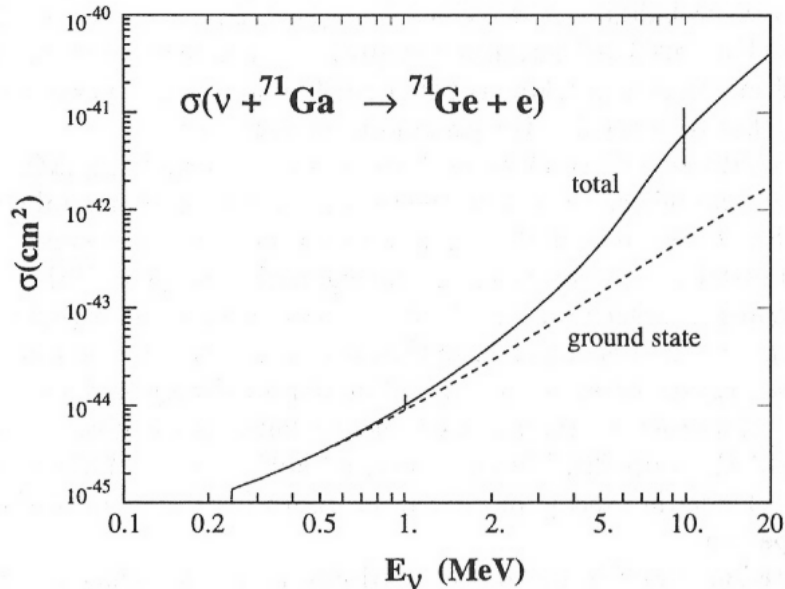


Abbildung 2.1: Wirkungsquerschnitt der Neutrinoeinfangreaktion an ^{71}Ga (Werte aus [Bah97]) mit dem Anteil des Grundzustandübergangs (gestrichelt). Oberhalb von etwa 1 MeV ist der Beitrag angeregter Zustände deutlich sichtbar. Die Fehlerbalken geben die 3σ -Abweichung exemplarisch bei 1 MeV und 10 MeV an.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ obiger Reaktion (2.2) als Funktion der Energie ist in Abb. 2.1 dargestellt. Beim Neutrino-Einfang kann nicht nur der Grundzustand von ^{71}Ge bevölkert werden, sondern auch höhere Kernniveaus. Die beiden ersten angeregten Zustände liegen bei 175 keV und 500 keV. Der Wirkungsquerschnitt des Übergangs in den Grundzustand ist unproblematisch aus Lebensdauermessungen des Rückzerfalls zu bestimmen. Die Beiträge der angeregten Zustände können aber nur mit relativ großer Unsicherheit aus (p,n)-Streuxperimenten abgeleitet werden [Kro85]. Durch Eichung mit einer künstlichen, sehr starken Neutrinoquelle kann dieser Beitrag im Prinzip bestimmt werden (siehe auch Kap. 2.6).

Aus den in Sonnenmodellen ermittelten Neutrinoflüssen und dem Wirkungsquerschnitt lassen sich Vorhersagen für die Einfangrate R berechnen. Die Zusammensetzung des Galliumsignals aus den Teilflüssen des Neutrinospektrums für vier verschiedene Modelle zeigt Tabelle 2.1. Dabei ist der pp-Fluß der dominierende Beitrag, gleichzeitig ist die Genauigkeit der pp-Vorhersage wegen der direkten Verbindung zur Luminosität der Sonne am besten. Der Beitrag aus dem CNO-Zyklus (Neutrinos aus dem β^+ -Zerfall von ^{13}N , ^{15}O und ^{17}F) weist den größten relativen Fehler auf.

| | [BP04] | [BP04]+ | Franec04+ [Inn04] | [BP00] |
|---------------------------------|--|--|--|---|
| pp | 69,6 SNU $\pm 1\%$ | 70,2 SNU $\pm 1\%$ | 70,5 SNU $\pm 1\%$ | 69,7 SNU $\pm 1\%$ |
| pep | 2,8 SNU $\pm 2\%$ | 2,8 SNU $\pm 1\%$ | 2,9 SNU $\pm 2\%$ | 2,8 SNU $\pm 2\%$ |
| hep | 0,1 SNU | 0,1 SNU | 0,1 SNU | 0,1 SNU |
| ^7Be | 34,8 SNU $\pm 12\%$ | 33,3 SNU $\pm 12\%$ | 33,1 SNU $\pm 12\%$ | 34,2 SNU $\pm 10\%$ |
| ^8B | 13,9 SNU $\pm 23\%$ | 12,6 SNU $\pm 23\%$ | 11,7 SNU $\pm 23\%$ | 12,1 SNU $\begin{smallmatrix} +20\% \\ -16\% \end{smallmatrix}$ |
| CNO | 9,4 SNU $\begin{smallmatrix} +44\% \\ -42\% \end{smallmatrix}$ | 6,7 SNU $\begin{smallmatrix} +44\% \\ -42\% \end{smallmatrix}$ | 5,5 SNU $\begin{smallmatrix} +39\% \\ -36\% \end{smallmatrix}$ | 9,0 SNU $\begin{smallmatrix} +25\% \\ -23\% \end{smallmatrix}$ |
| Σ | 131 $^{+12}_{-10}$ SNU | 126 $^{+12}_{-10}$ SNU | 122 $^{+11}_{-9}$ SNU | 128 $^{+9}_{-7}$ SNU |
| inkl. Osz. | 72 $^{+6,6}_{-5,5}$ SNU | 70 $^{+6,3}_{-5,3}$ SNU | 68 $^{+6}_{-5}$ SNU | 71 $^{+2,6}_{-2,3}$ SNU |

Tabelle 2.1: Vorhersagen für die Neutrino-Einfangrate der radiochemischen Galliumexperimente aus vier Sonnenmodellen, unterteilt in die Beiträge der einzelnen Flusskomponenten. In der letzten Zeile sind Neutrinooszillationen mit den Parametern $\Delta m^2 = 8,2 \cdot 10^{-5} \text{eV}^2$ und $\tan^2 \theta = 0,39$ berücksichtigt.

Bemerkenswert ist die Robustheit der Modelle gegenüber den Modifikationen der Eingangsparameter in der letzten Zeit. Eine Neubestimmung der Metallizität der Sonnenoberfläche, neue Messungen und Berechnungen des Wirkungsquerschnitts einiger Fusionsreaktionen ändern die Gesamtvorhersage kaum. Lediglich der ^8B - und der CNO-Beitrag wurden (um etwa 9% bzw. 30%) verändert.

2.2 Aufbau und Ablauf des Experiments

Das Gallium Neutrino Observatory GNO wurde in Halle A des Gran Sasso Labors (Laboratorio Nazionale del Gran Sasso, LNGS) in Italien betrieben. Der Aufbau besteht aus zwei Gebäuden: dem „main building“ mit den beiden 70m³-Targettanks, wovon Tank A mit 101 t salzsaurer GaCl₃-Lösung (was $N=1,03 \cdot 10^{29}$ Targetatomen entspricht) gefüllt war, und dem „low level building“.

GNO wurde als Nachfolgeexperiment von GALLEX ([GAL92, GAL95, GAL96, GAL99]) durchgeführt. Zu den neu definierten Zielen gehörte die Langzeitmessung des integralen Neutrinoflusses über mindestens 11 Jahre. Damit wäre ein halber Sonnenzyklus abgedeckt. Insbesondere die Sensitivität von GNO und SAGE auf die fundamentalen pp-Neutrinos zwingt beinahe dazu, die erfolgreiche Messung fortzusetzen. Bis Experimente einer neuen Generation verfügbar sind, die auch pp-Neutrinos energieaufgelöst messen können, liefern ausschließlich die Galliumexperimente Informationen über den pp-Fluß.

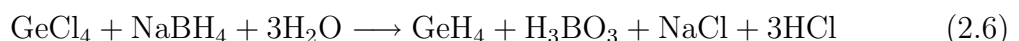
Die integrale Messung solarer Neutrinos in GNO wurde mit Datennahme von Mai 1998 bis April 2003 durchgeführt. Im Jahr 2003 musste die GNO-Kollaboration die Messungen am Gran Sasso aus nicht-wissenschaftlichen Gründen beenden. Das SAGE-Experiment wird weitergeführt.

Die Exposition der Targetlösung wurde durch die regelmäßige Extraktion in Intervalle, sogenannte *solar runs* unterteilt. Insgesamt wurden in GNO 58 *solar runs* durchgeführt. Ein solcher *run* begann mit der Zugabe von etwa 1 mg isotopenreinem Träger aus einem stabilen Germaniumisotop. Damit läßt sich die Effizienz der Extraktion und der chemischen Verfahrensschritte bestimmen.

Für einen gewöhnlichen *solar run* wurde meist eine Expositionsdauer von vier Wochen gewählt, mit seltenen Ausnahmen aus praktischen Gründen. Eine direkt an die vorhergehende Extraktion anschließende Extraktion, also die minimal mögliche Expositionsdauer, wird als *blank run* bezeichnet und wurde als Test auf mögliche unerkannte systematische Fehler in regelmäßigen Abständen durchgeführt.

Nach dem Ablauf der Expositionsdauer wurden die entstandenen ⁷¹Ge-Atome zusammen mit dem Träger extrahiert. In salzsaurer GaCl₃-Lösung liegt Germanium als leicht flüchtiges GeCl₄ vor und kann deshalb in einem N₂-Strom, der neun Stunden durch die Targetflüssigkeit geleitet wird, entfernt und in Absorptionssäulen in etwa 40 l Wasser gelöst werden. In mehreren Extraktionsschritten, die die stark pH-Wert-abhängige Löslichkeit von GeCl₄ und die organische Extraktion mit CCl₄ nutzen, wurden die Proben aufkonzentriert, bis sie schließlich in Form von 50 ml einer wäßrigen Lösung vorlagen. Eine detailliertere Beschreibung der Extraktionschemie findet sich in [Amm87, Hen90].

Zur Umwandlung in ein Gas wurde das Germanium durch Hydrierung mit Natriumborat in gasförmiges German (GeH₄) umgewandelt:



und gaschromatographisch gereinigt [Hen92]. Die Bestimmung der Ge-Gesamtausbeute erfolgte dabei volumetrisch und lag für alle GNO-*runs* zwischen 91,2% und 98,7%. Die Verwendung verschiedener Ge-Isotope ($A=70, 72, 74, 76$) als stabile Träger im Wechsel erlaubte darüberhinaus, den Übertrag des Trägers von einem *run* zum nächsten durch den Verbleib einer geringen Menge an stabilem Träger im Tank zu beobachten. Dazu wurde das synthetisierte GeH_4 in etwa einem Drittel der *runs* nach Ablauf der Zählzeit massenspektrometrisch untersucht. Diese Messungen ergeben einen Übertrag vom vorhergehenden *run* von $(1,4 \pm 0,3)\%$, der bei der Auswertung berücksichtigt wird. Die noch ausstehende Massenspektroskopie des Zählgases aus den verbleibenden *runs* sollte bald abgeschlossen sein und das Ergebnis von GNO nur noch minimal ($<1\%$) beeinflussen.

Für jeden *run* wurde schließlich das Zählgas, eine Gasmischung aus 70% GeH_4 und 30% Xe synthetisiert und in speziell für GALLEX bzw. GNO entwickelte miniaturisierte Proportionalzählrohre gefüllt. Diese Zähler besitzen ein Volumen von ca. 1 cm^3 . Die Trägermenge wurde für jeden *run* individuell so festgelegt, daß ein gleichbleibender Zählgasdruck resultiert. Die GeH_4 -Synthese und das Füllen des Proportionalzählrohrs nahmen typischerweise 11 Stunden in Anspruch.

In den Proportionalzählrohren wurde die charakteristische Signatur des ^{71}Ge -Zerfalls nachgewiesen. ^{71}Ge zerfällt mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 11,43 \text{ d}$ durch Elektron-Einfang aus der K-, L-, oder M-Schale der Atomhülle:



Das Tochterisotop ^{71}Ga liegt dabei mit angeregter Atomhülle (Loch in der K-, L- bzw. M-Schale) vor. Die Relaxation der Hüllenelektronen durch Emission von Röntgenstrahlung und/oder Auger-Elektronen liefert die Signatur des Zerfalls. Tab. 2.2. zeigt die möglichen Kanäle des ^{71}Ge -Zerfalls mit ihrer relativen Häufigkeit, freigesetzter Energie und den Fluoreszenzmöglichkeiten. Die M-Einfang-Ereignisse konnten in den Proportionalzählrohren nicht nachgewiesen werden, da deren Energieschwelle etwa 500 eV betrug.

Die Messung der Zählrohre erfolgte in einem luftdichten Abschirmtank aus aktivitätsarmem Blei und Stahl, der zur Radon-Unterdrückung unter Stickstoff-Atmosphäre steht. Im Tank befinden sich acht Meßplätze innerhalb eines $\text{NaI}(\text{Tl})$ -Szintillators, der die Möglichkeit der Anti-Koinzidenzmessung bietet. Deshalb wird diese Seite „aktiv“ benannt, im Gegensatz zu den meist benutzten (maximal 15) Meßplätzen der „passiven“ Seite, die sich in einem hochreinen Kupferblock befinden. Die Zählrohre selbst sind von einer paßgenauen Blei-Kupfer-Abschirmung umgeben.

Nach dem Einbau in einen der 23 Meßplätze im Meßstand erfolgte die Energie- und Pulsformreinigung mit einer Röntgenquelle. Die Eichung wurde in regelmäßigen Abständen wiederholt. Ein wesentlicher Fortschritt gegenüber GALLEX und der ersten Meßperiode von GNO betrifft die Eichung der Proportionalzählrohre. Deren Nachweiseffizienz wird begrenzt durch zwei Effekte:

| Einfang aus | [%] | Emission | [%] | Energiedeposition [keV] |
|-------------|------|----------------------|------|-------------------------|
| K-Schale | 88,0 | nur Auger- e^- | 41,5 | 10,37 |
| | | Ga- $K_\alpha + e^-$ | 41,2 | 9,25 + 1,12 |
| | | Ga- $K_\beta + e^-$ | 5,3 | 10,26 + 0,11 |
| L-Schale | 10,3 | nur Auger- e^- | 10,3 | 1,30 |
| M-Schale | 1,7 | nur Auger- e^- | 1,7 | 0,16 |

Tabelle 2.2: Der EC-Zerfall von ^{71}Ge . Die ersten beiden Spalten bezeichnen die drei primären Zerfallskanäle und ihre Wahrscheinlichkeiten. Die nächsten zwei Spalten geben die möglichen Relaxationsmechanismen der angeregten Hülle (Fluoreszenzmöglichkeiten) und deren Wahrscheinlichkeiten an. In der letzten Spalte ist die Energiedeposition aufgeführt.

- **Escape-Effekte:** Bei Zerfall durch Einfang eines Elektrons aus der K-Schale kann ein Röntgenquant mit etwa 9 keV emittiert werden. Da dessen Absorptionslänge im Zählgas im Bereich der Abmessungen des Zählers liegt, kann es ohne Energiedeposition aus dem Zähler entweichen. Dann wird nur das Auger-Elektron registriert, es sei denn, dessen Energie liegt unterhalb der Energieschwelle des Zählrohrs, was bei K_β der Fall ist. Damit sind K_β -Escape-Ereignisse für den Nachweis verloren. Das Entweichen eines K_α -Röntgenquants führt dazu, daß K-Ereignisse ins L-Energiefenster verschoben werden. Das Verhältnis der Ereignisse in K- bzw. L-Bereich (s. Abb. 2.2) entspricht beim Proportionalzählrohr deshalb nicht dem natürlichen 9:1-Verhältnis.
- **Inhomogene Detektorantwort:** Im miniaturisierten Proportionalzählrohr existieren Bereiche mit reduzierter Gasverstärkung, hauptsächlich am Kathodenende. Energiedeposition in diesen Bereichen führt zu Ereignissen, deren gemessene Pulshöhe kleiner als die für diese Energie erwartete Pulshöhe ist. Solche Ereignisse sind in Abb. 2.2 zwischen K- und L-Bereich zu erkennen und werden im Energie-Cut verworfen.

Bei GALLEX und zum Teil auch beim GNO-Experiment wurde die Effizienz mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation in Verbindung mit Messungen an anderen Zählrohren bestimmt, um die Gefahr der Kontamination der Zählrohre mit ^{71}Ge auszuschließen. Allerdings war der systematische Fehler dieser Prozedur mit durchschnittlich 3,5% relativ hoch und dominierte die systematische Unsicherheit von GALLEX. Zur Verbesserung der Kenntnis der Zählereffizienzen und damit zur Verringerung des systematischen Fehlers des Gesamtexperiments wurden innerhalb der GNO-Kollaboration mehrere Ansätze vorangetrieben, nicht zuletzt die Entwicklung von Tieftemperaturdetektoren mit einer Effizienz sehr nahe an 100%, wie sie ab Kapitel 2.6 dieser Arbeit beschrieben wird.

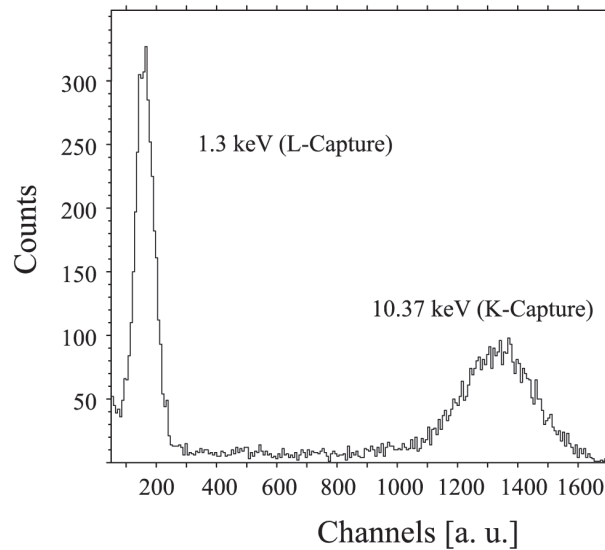


Abbildung 2.2: In einem miniaturisierten GALLEX-Proportionalzählrohr aufgenommenes Spektrum des ^{71}Ge -Zerfalls. Die Anzahl der Ereignisse im K- bzw. L-Bereich entspricht nicht dem natürlichen Verhältnis 9:1. Die Energieauflösung beträgt 40% beim L-Peak und 20% beim K-Peak.

Um die Systematik bei Verwendung der herkömmlichen Detektionstechnik zu erhöhen, wurden einige der bei GNO verwendeten Proportionalzählrohre mit folgender Methode kalibriert [Kae03]: durch Bestrahlung einer Ga_2O_3 -Menge wurde am Protonbeschleuniger des INFN Legnaro (Italien) in einer (p, n) -Reaktion ^{69}Ge erzeugt. ^{69}Ge zerfällt unter β^+ -Zerfall und Elektroneinfang (EC) mit einer Lebensdauer von $\tau = 56,3$ h. Füllt man die Zählrohre mit GeH_4 mit einem Anteil an ^{69}Ge , so treten im Gegensatz zum ^{71}Ge -Zerfall eine Reihe von Gamma-Linien auf. Davon können die höherenergetischen Gammalinien über ca. 1 MeV nur beim EC-Zerfall entstehen. Ein NaI-Detektor mit Bohrung umgibt das Zählrohr. Weist man in diesem Detektor ein Gammaquant mit einer Energie größer 1 MeV nach (aus praktischen Gründen beschränkt man sich auf die γ -Linie bei 1106 keV), muß sich zur gleichen Zeit ein EC-Zerfall im Zählrohr ereignet haben. Aus dem Quotienten

$$\epsilon_{\text{K,L}} = \frac{\text{Ereignisse im Proportionalzählrohr im Energiefenster K, L}}{\text{Anzahl der Gammatrigger im NaI - Detektor}}$$

ergibt sich die Nachweiseffizienz ϵ der Energiefenster für K- bzw. L-Einfang. Mittels dieser reinen Relativmessung konnte die Effizienz mit einer Genauigkeit zwischen 0,8% und 1,4% (im Mittel 1,1%) bestimmt werden.

Die Meßdauer einer Ge-Probe betrug mindestens sechs Monate, was den Zerfall aller ^{71}Ge -Kerne gewährleistet und die Bestimmung des zeitkonstanten Zähleruntergrunds erlaubt. Das Signal der Zählrohre wurde (über einen Pulsform-Verstärker) mit einem ADC ausgelesen und mit schnellen Transientenrekordern direkt aufgezeichnet. Die Datennahmeelektronik wurde mit dem Übergang von GALLEX zu GNO komplett modernisiert.

2.3 Datenanalyse und Ergebnisse

Grundlage der Datenanalyse ist die Zeitsequenz der Ereignisse während der Zählphase der 58 (GNO) bzw. 123 (GALLEX und GNO) *solar runs*. Dabei sollen Untergrundergebnisse, also Ereignisse, die durch andere Prozesse als den ^{71}Ge -Zerfall verursacht wurden, unter Berücksichtigung der Pulshöhe und -form unterdrückt werden.

Die Methode der Pulsformanalyse wurde gegenüber der einfachen *rise-time*-Methode weiter verbessert. Ein semi-empirisches Modell für die Ladungssammlung im Zählrohr liefert zusammen mit dem Antwortverhalten der Elektronik eine Theoriefunktion, die an die aufgezeichneten Pulse angepaßt wird. Die dabei erhaltenen Parameter bilden die Grundlage für einen mehrdimensionalen Cut. Die Akzeptanzfenster werden dabei durch ein neuronales Netzwerk festgelegt, das mit Kalibrationsruns trainiert wurde [Pan04]. Nach allen Cuts beträgt die zeitlich konstante Untergrundrate in den Zählrohren im Mittel aller *runs* $0,06 \text{ d}^{-1}$. Im Vergleich dazu beträgt die Zählrate zu Beginn einer Messperiode $0,27 \text{ d}^{-1}$ (siehe Abb. 2.3).

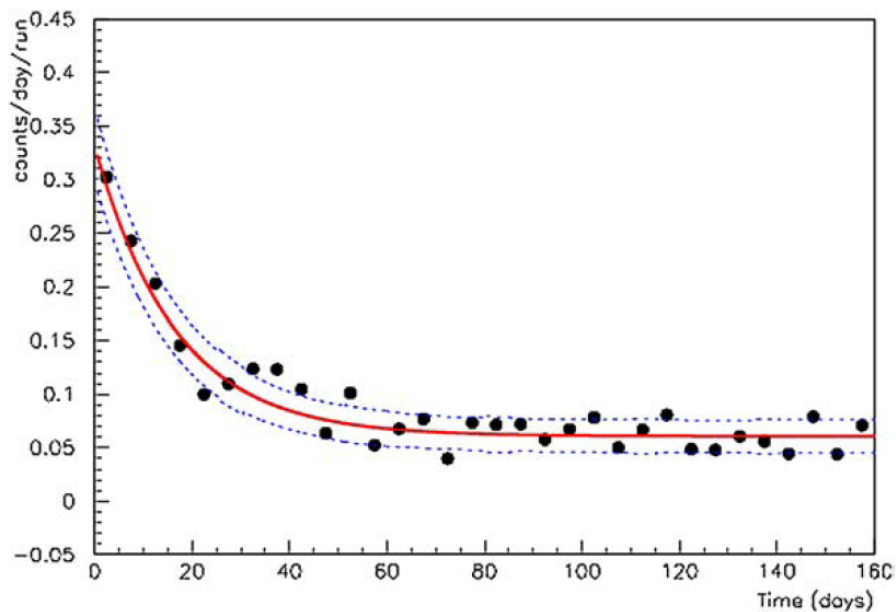


Abbildung 2.3: Zeitliche Entwicklung der Zählrate nach allen Cuts für alle 58 *runs* von GNO. Die statistische Unsicherheit ($\pm 1\sigma$) ist blau gestrichelt markiert. Die Zerfallskurve von ^{71}Ge mit einer Lebensdauer von $\tau=16,49 \text{ d}$ ist klar zu erkennen.

Die Berechnung der ^{71}Ge -Produktionsrate aus den ausgewählten Ereignissen erfolgt mit einer Maximum-Likelihood-Analyse der Zeitsequenz. Man betrachtet dabei die Likelihood-Funktion, die sich für den Zerfall der zu Beginn der Zählzeit vorhandenen ^{71}Ge -Atome (Anzahl a) und einer zeitlich konstanten Untergrundrate b herleiten läßt. Für einen *run* wird die Likelihood-Funktion durch Variation von a und b maximiert. Daraus läßt sich unter Berücksichtigung der Extraktionsdauer, der Zeitdifferenz zwischen Extraktionsende und Zählbeginn, und der Effizienz von Extraktion, chemischer

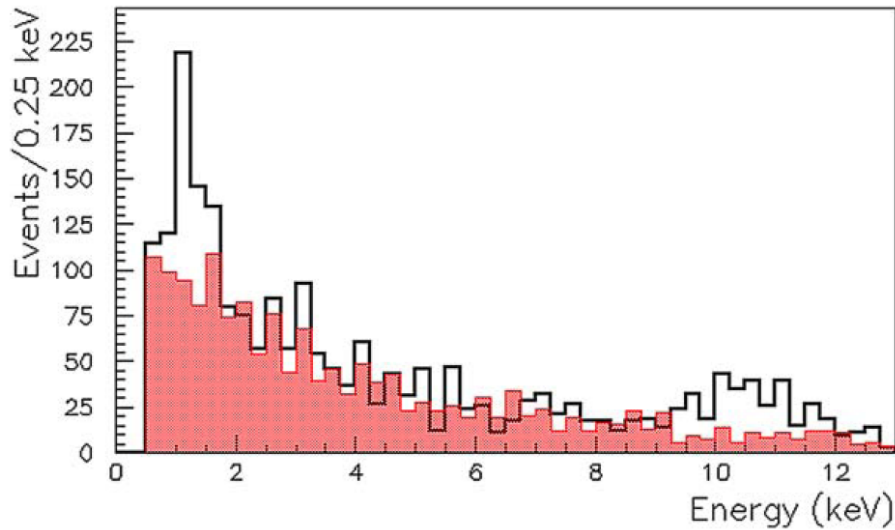


Abbildung 2.4: Energiespektrum aller GNO-Runs (nach Pulsform-Cuts). Das Spektrum der Ereignisse in den jeweils ersten 50 Tagen (etwa drei mittleren Lebensdauern) nach der Extraktion ist schwarz dargestellt. Die Ereignisse nach den ersten 50 Tagen sind zum Vergleich in rot gezeigt. Zwei charakteristische Peaks des Elektroneinfangs bei ca. 1 keV (L-Einfang) und ca. 10 keV (K-Einfang) sind deutlich ausgeprägt.

Präparation und Nachweis im Proportionalzählrohr auf die Produktionsrate R schließen.

Das Gesamtergebnis aller *solar runs* von GNO lautet nach Abzug von 4,55 SNU aufgrund von Nebenreaktionen

$$R = 62,9_{-5,3}^{+5,5}(\text{stat.}) \pm 2,5 (\text{syst.}) \text{ SNU}. \quad (2.8)$$

Der systematische Fehler beträgt nur noch 4% und wurde damit gegenüber GALLEX fast halbiert. Nach wie vor dominiert die Unsicherheit in der Messung der Nachweifeffizienz mit zusammen $\pm 2,6\%$ den gesamten systematischen Fehler. Die weiteren relevanten Beiträge sind in Tab. 2.3 aufgeführt.

Insgesamt liegt mit den Messungen der Galliumexperimente am Gran Sasso nun die Langzeitbeobachtung des integralen solaren Neutrinoflusses, vor allem des Beitrags der pp-Neutrinos, über einen Zeitraum von 12 Jahren vor. Abb. 2.5 zeigt die Ergebnisse der einzelnen *solar runs* für die sieben Meßperioden GALLEX I bis IV und GNO I bis III. Der kombinierte Datensatz aus beiden Experimenten liefert als Ergebnis

$$R = 69,3 \pm 4,1 (\text{stat.}) \pm 3,6 (\text{syst.}) \text{ SNU} = 69,3 \pm 5,5 \text{ SNU} \quad (2.9)$$

mit quadratisch addierten Unsicherheiten. Damit wurde die durch solare Elektron-Neutrinos hervorgerufene Neutrino-Einfangrate an ${}^{71}\text{Ga}$ mit einer Genauigkeit von 8% gemessen. Der gemessene Wert weicht von der Vorhersage der Standard-Sonnenmodelle

| | GNO I-III | in SNU |
|---|-------------|---------------|
| ^{71}Ge -Nachweiseffizienz (Energie-Cuts) | $\pm 2,2\%$ | $\pm 1,4$ SNU |
| Extraktionsausbeute | $\pm 2,1\%$ | $\pm 1,3$ SNU |
| ^{71}Ge -Nachweiseffizienz (Pulsform-Cuts) | $\pm 1,3\%$ | $\pm 0,8$ SNU |
| Targetmasse | $\pm 0,8\%$ | $\pm 0,5$ SNU |
| gesamter systematischer Fehler | $\pm 4,0\%$ | $\pm 2,5$ SNU |

Tabelle 2.3: Die Hauptbeiträge zur systematischen Unsicherheit von GNO. Im Gegensatz zu GALLEX ist die Korrektur für ^{68}Ge bei GNO nicht mehr nötig [GNO05].

(ohne Neutrinooszillationen) um mehr als 5σ ab¹. Damit wird das Ergebnis des GALLEX-Experiments mit höherer Genauigkeit bestätigt. Schon dort wurde gezeigt, daß die grundlegenden Vorstellungen zur Energieproduktion durch Kernfusion in der Sonne richtig sind und Eigenschaften des Neutrinos jenseits des Standardmodells gefordert, um das gemessene Defizit zu erklären.

Das Ergebnis ist in Übereinstimmung mit dem Oszillationsszenario. Zieht man den in SNO gemessenen ^8B -Neutrino-Beitrag vom Gallium-Signal ab, so erhält man für die gemittelte Überlebenswahrscheinlichkeit der restlichen, niederenergetischen Teilflüsse $P=0,556\pm 0,071$. Für Vakuumoszillationen gilt

$$P = 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta) \quad (2.10)$$

womit der Mischungswinkel zu $\theta = (35,2_{-5,4}^{+9,8})^\circ$ berechnet werden kann. Obwohl dieses Vorgehen stark vereinfachend ist, ist das Ergebnis in guter Übereinstimmung mit dem Wert der globalen Analyse aller Experimente $(32,3_{-1,5}^{+1,8})^\circ$. Diese Übereinstimmung ist besonders zu betonen, da der Mischungswinkel in der globalen Analyse vor allem durch die Messungen der ^8B -Neutrinos bestimmt wird, also in einem Energiebereich, in dem Materieoszillationen vorliegen. Daß beide Werte für den Mischungswinkel übereinstimmen, ist ein weiterer Hinweis auf die Richtigkeit des Oszillationsbilds.

2.4 Neue Obergrenze für den CNO-Beitrag

Aus dem Resultat der Gallium-Experimente läßt sich eine Obergrenze für die Energieproduktion in der Sonne durch den Kohlenstoff-Stickstoff-Sauerstoff-Zyklus (CNO) ableiten. Der CNO-Zyklus (auch *Bethe-Weizsäcker-Zyklus*, [Bet39]) führt wie der pp-Zyklus zur Fusion von vier Protonen zu Helium, allerdings wesentlich seltener und unter katalytischer Beteiligung der Kerne C, N, O und F. Das Verhältnis der durch

¹Vgl. etwa mit der Vorhersage des Modells [BP04]: $R = 131_{-10}^{+12}$ SNU.

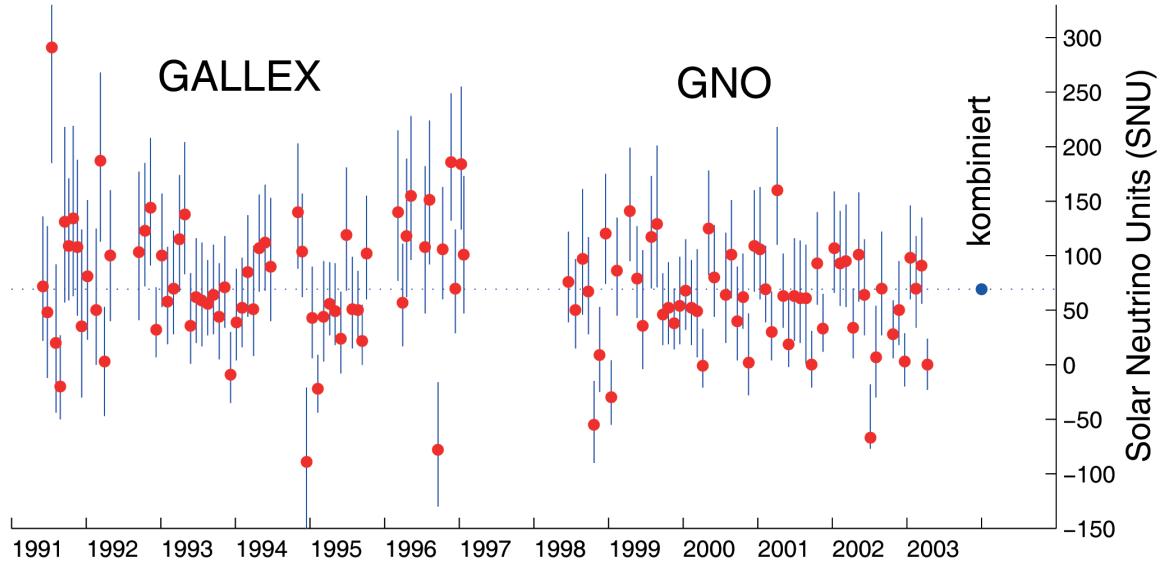


Abbildung 2.5: Ergebnisse der 123 Einzelruns aus GALLEX (1991-97) und GNO (1998-2003) und das kombinierte Gesamtergebnis von $69,3 \pm 5,5$ SNU (gepunktete Linie). Der blaue Punkt gibt die Genauigkeit (stat. und syst.) wieder. Die gesamte Expositionszeit beträgt 3281 Tage, verteilt über zwölf Jahre. Dargestellt ist die durch solare Neutrinos induzierte Produktionsrate nach dem Abzug des Beitrags aus Nebenreaktionen. Die vertikalen blauen Balken geben die statistische $\pm 1\sigma$ -Abweichung an.

den CNO-Zyklus erzeugten Leuchtkraft (Luminosität) zur gesamten Leuchtkraft lautet (bei Vernachlässigung des kleinen ^{17}F -Neutrino-flusses)

$$\frac{L_{\text{CNO}}}{L_{\odot}} = \frac{\Phi_{\text{CNO}} \cdot \alpha_{\text{CNO}}}{L_{\odot}} \approx \frac{\Phi_{\text{O}} \cdot \alpha_{\text{O}} + \Phi_{\text{N}} \cdot \alpha_{\text{N}}}{L_{\odot}} \quad (2.11)$$

und ist eine wichtige Größe in der Beschreibung der Energieerzeugung der Sonne. L_{\odot} ist die gemessene Solarkonstante $L_{\odot} = 8,53 \cdot 10^{11} \text{ MeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und lässt sich unter Verwendung der Luminositätsbedingung als Summe der mit den einzelnen Neutrino-flüssen verknüpften Energieerzeugung schreiben:

$$L_{\odot} = \Phi_{pp} \alpha_{pp} + \Phi_{pep} \alpha_{pep} + \Phi_{7\text{Be}} \alpha_{7\text{Be}} + \Phi_{8\text{B}} \alpha_{8\text{B}} + \Phi_{\text{O}} \alpha_{\text{O}} + \Phi_{\text{N}} \alpha_{\text{N}} \quad (2.12)$$

Für die Teilflüsse stehen die im folgenden aufgeführten experimentellen Informationen zur Verfügung, bzw. werden folgende Annahmen gemacht:

- Der Neutrino-Einfangsrate nach Gl. (2.3) wurde von GALLEX/GNO und SAGE mit einer Genauigkeit von 6% gemessen.
- Der Wirkungsquerschnitt der Neutrino-Einfangsreaktion am ^{71}Ga wurde theoretisch berechnet. Der Beitrag der Übergänge zu angeregten Zuständen ist schlecht bekannt, führt aber zu keinem großen Beitrag der Einfangsrate. Der gesamte Wirkungsquerschnitt wurde mit Experimenten mit künstlichen Neutrinoquellen mit einer Präzision von 8% überprüft.

- Die energieabhängige Neutrino-Überlebenswahrscheinlichkeit kann aus den gefundenen Oszillationsparametern berechnet werden. Damit können auch alle Flüsse, von denen bis jetzt nur der Elektron-Neutrino-Anteil aus einer CC-Messung bekannt war, angegeben werden.
- Der ^8B -Fluß ist mit der NC-Messung in SNO mit 11% Genauigkeit bestimmt.
- Zwischen pp- und pep-Fluß besteht eine enge Verknüpfung. Angenommen wird das Verhältnis der Flüsse aus dem SSM, das mit sehr kleiner Unsicherheit aus den astrophysikalischen Wirkungsquerschnitten folgt.
- Bis jetzt wurde der ^7Be -Fluß nicht direkt gemessen, deshalb wird der Fluß aus dem SSM übernommen. Es ist zu erwarten, daß der ^7Be -Fluß durch Borexino direkt gemessen wird.

Mit den beschriebenen Annahmen kann gleichzeitig Φ_{pp} und Φ_{CNO} bestimmt werden (s. Abb. 2.6). Mit dem kombinierten Ergebnis von GNO/GALLEX und SAGE führt das zur Obergrenze [Cat05]

$$\frac{L_{CNO}}{L_{\odot}} \leq 5,5\% (3\sigma), \quad (2.13)$$

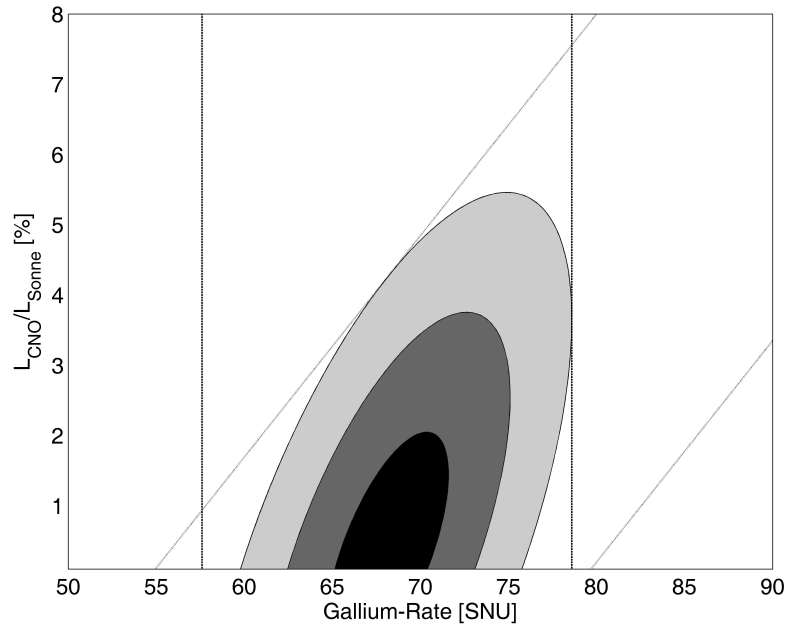


Abbildung 2.6: Erlaubter Bereich (1σ , 2σ , 3σ) für den Anteil des CNO-Zyklus an der gesamten solaren Energieproduktion (in Prozent) in Abhängigkeit von der Neutrino-Einfangrate der Gallium-Experimente. Die CNO-Leuchtkraft kann mit dem Gallium-Signal und den im Text genannten Annahmen auf 5,5% (3σ) begrenzt werden. Das senkrechte Band gibt die Genauigkeit der Messung der Gallium-Rate an, das schräge Band spiegelt die Luminositätsbedingung wider.

die zu vergleichen ist mit der Vorhersage aus dem SSM von 1,5% [BP04]. Trotz der Tatsache, daß der ${}^7\text{Be}$ -Fluß noch nicht gemessen ist und Annahmen notwendig sind, um diese Obergrenze abzuleiten, bestätigt der gefundene Wert die Selbstkonsistenz der Ergebnisse der Sonnenneutrinoexperimente und des Oszillationsszenarios. Sobald experimentelle Daten auch über den ${}^7\text{Be}$ -Fluß zur Verfügung stehen, werden die Ergebnisse der radiochemischen Gallium-Experimente es erlauben, den pp-Fluß und den CNO-Beitrag zur Energieproduktion unabhängig von Sonnenmodellen zu extrahieren. Die Genauigkeit, mit der diese beiden fundamentalen astrophysikalischen Größen gemessen werden können, hängt also in großem Maße von der Genauigkeit der Gallium-Experimente und der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ab.

2.5 Suche nach zeitlichen Variationen im integralen solaren Neutrinofluß

Die Standard-Datenanalyse von GALLEX und GNO setzt implizit eine zeitlich konstante Neutrino-Einfangrate und damit einen zeitlich konstanten Sonnenneutrinofluß voraus. Die Gültigkeit dieser Bedingung kann mit dem 12 Jahre umfassenden – durch die 123 Extraktionen in Zeitintervalle unterteilten – Datensatz ([GAL92, GAL95, GAL96, GAL99, GNO00, GNO05]) der beiden Experimente überprüft werden. Wegen der Integration des Signals während der im Mittel vierwöchigen Expositionsdauer ist die Zeitinformation zwar begrenzt; dennoch stellen die Galliumdaten eine einzigartige Möglichkeit dar, den solaren Neutrinofluß inklusive der niederenergetischen pp-Komponente aus dem primären Fusionschritt, auf zeitliche Veränderungen zu untersuchen.

Eine Beobachtung einer solchen Variation (neben der zu erwartenden jahreszeitlichen Schwankung durch die Exzentrizität der Erdbahn) würde auf neue und unerwartete Effekte in der Sonnen- oder Neutrino-Physik hinweisen. In Veröffentlichungen innerhalb der letzten Jahre (etwa [Stu02]) wurde vorgebracht, daß der solare Neutrinofluß, so wie er in den Chlor- und Gallium-Experimenten sowie in Super-Kamiokande gemessen wurde, tatsächlich eine solche zeitabhängige Schwankung zeigt. Die Autoren stellen fest, dass die gefundenen Frequenzen in einem Bereich liegen, der charakteristisch für die Rotation der Magnetfelder im Inneren der Sonne sein könnte [Cal03]. Dies wäre ein starker Hinweis auf die Umwandlung von Neutrinos in andere Flavours durch resonante Spin-Flavour-Präzession (RSFP) [Akh88] in Verbindung mit einem nicht verschwindenden magnetischen Übergangsmoment des Neutrinos. Dieser Effekt könnte der Flavourtransformation durch Neutrinooszillationen subdominant überlagert sein [Pak03]. Aufgrund der Möglichkeit, hiermit weitere über das Standardmodell hinausgehende Eigenschaften des Neutrinos – neben Neutrinomassen und -oszillationen – zu testen, ist eine ausführliche Suche nach möglichen Modulationen des Galliumsignals mit verschiedenen Methoden von großem Interesse. In diesem Kapitel sollen zwei Methoden angewandt werden: die χ^2 -Anpassung verschiedener zeitabhängiger Theriefunktionen für die ${}^{71}\text{Ge}$ -Produktionsrate an die Ergebnisse der einzelnen *runs* und die Suche nach

signifikanten Periodizitäten unter Benutzung der Lomb-Scargle-Frequenzspektren.

2.5.1 Zeitabhängige ^{71}Ge -Produktionsraten

Im Falle einer nicht konstanten Produktionsrate p ist der Erwartungswert der Zahl der zum Zeitpunkt der Extraktion vorhandenen ^{71}Ge -Atome nicht mehr durch (2.4) gegeben. Nun spielt der Start- und der Endzeitpunkt eines *runs* eine Rolle und nicht allein die Expositionsdauer. Durch die Integration über die Expositionsdauer t_d

$$N_{71}(t_0, t_d) = \int_{t_0}^{t_0+t_d} p(t) e^{-(t_0+t_d-t)/\tau} dt \quad (2.14)$$

wobei t_0 den Startzeitpunkt der Exposition angibt, läßt sich dies berücksichtigen.

Der Vergleich der tatsächlich in den einzelnen *runs* beobachteten ^{71}Ge -Zerfälle mit dem Erwartungswert (2.14) unter Berücksichtigung der Gesamteffizienz stellt einen Test der Hypothese einer zeitlich nicht konstanten Produktionsrate $p(t)$ dar. Im Folgenden wird der χ^2 -Test der Hypothese mit verschiedenen Funktionen $p(t)$ beschrieben. Die χ^2 -Funktion wird definiert als die quadratische Abweichung der experimentell bestimmten Zahl an ^{71}Ge -Atomen N_{exp} von der theoretischen Vorhersage N_{71} , gewichtet mit der statistischen Unsicherheit ΔN_{exp} des Einzelrun-Resultats, und summiert über alle *solar runs*:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(N_{exp}(i) - N_{71}(i))^2}{\Delta N_{exp}^2(i)} \quad (2.15)$$

Der Bezug auf die Zahl der ^{71}Ge -Atome und nicht direkt auf den entsprechenden SNU-Wert der Einzelruns wird benutzt, weil für die Berechnung der veröffentlichten Einzelrun-Resultate eine konstante Produktionsrate angenommen wurde. Beides läßt sich aber einfach umwandeln.

Für das Zeitverhalten der Produktionsrate werden zunächst die (willkürlichen) Funktionen $R(t) = A = \text{const.}$ und $R(t) = a + b(t - t_0)$ mit $t_0 = (1. \text{Januar } 1990)$ gewählt. Dabei ergibt die beste Anpassung an die Daten $A = 69,9 \pm 4,0$ SNU, was sehr nahe am Ergebnis der sonst verwendeten Maximum-Likelihood-Analyse liegt. Die linear veränderliche Produktionsrate (mit den best-fit-Werten $a = (79 \pm 10)$ SNU und $b = (-1,5 \pm 1,1)$ SNU/a, siehe Abb. 2.7) zeigt mit $\chi^2/\text{d.o.f.} = 148/121$ im Vergleich zum konstanten Neutrinofluß mit $\chi^2/\text{d.o.f.} = 152/122$ eine nur geringfügig bessere Anpassung an die Daten (Abb. 2.8). Ein Fit mit $R(t) = a + b \cdot \exp(-t/\tau)$ ist vom linearen Fit nicht zu unterscheiden.

Die Einzelrun-Resultate sind kompatibel mit der Annahme einer zeitlich konstanten Produktionsrate. Allerdings läßt sich eine schwache Zeitabhängigkeit mit den bis jetzt vorliegenden Daten nicht ausschließen.

Periodische Veränderungen des Galliumsignals können durch Funktionen der Art

$$R(t) = R_0 [1 + A \sin(2\pi ft + \varphi)] \quad (2.16)$$

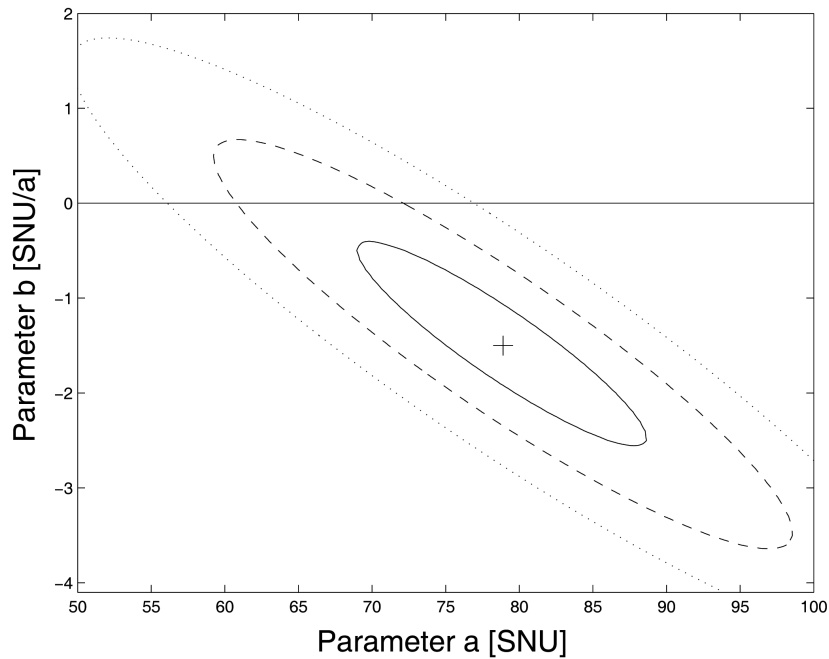


Abbildung 2.7: Erlaubter Parameterbereich (mit 1σ -, 2σ - und 3σ -Grenzen) und bester Fit-Punkt (Kreuz) für einen mit $R(t) = a + b(t - t_0)$ veränderlichen Neutrinofluß nach Anpassung an die GALLEX- und GNO-Daten. Die Daten sind kompatibel mit einem zeitlich konstanten Fluß.

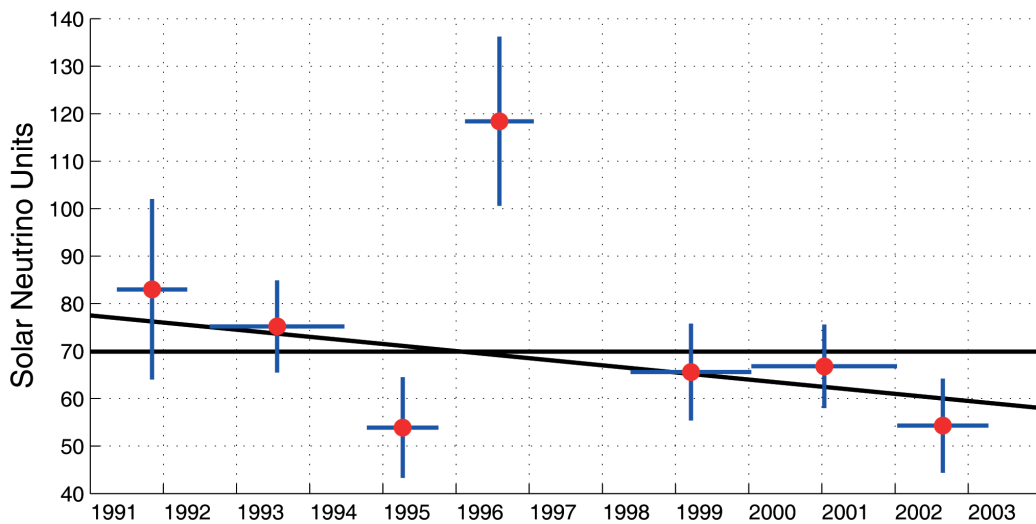


Abbildung 2.8: In die Meßperioden gruppiertes GALLEX/GNO-Ergebnis. Die schwarzen Linien zeigen einen Fit an die 123 Einzelrunresultate mit $R=69,3$ SNU ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 152/122$) und mit $R=79$ SNU $-(1,5 \text{ SNU/a}) \cdot t$ ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 148/121$) an. Ein Fit an das gruppierte Ergebnis wurde auch durchgeführt und weicht nicht sichtbar ab.

mit der durchschnittlichen Rate R_0 , der Amplitude $0 \leq A \leq 1$, der Frequenz f und der Phase ϕ als freie Parameter getestet werden. Eine bekannte Zeitmodulation des solaren Neutrinoflusses wird durch die jahreszeitliche Veränderung des Abstands der Erde von der Sonne durch die Exzentrizität der Erdbahn erwartet, die durch

$$L(t) = L_0(1 - \epsilon \cos(2\pi t/1a + \varphi))$$

beschrieben wird. Daraus folgt

$$R(t) = R_0 \left(\frac{L_0}{L(t)} \right)^2 \approx R_0 [1 + 2\epsilon \cos(2\pi t/1a + \varphi)]. \quad (2.17)$$

Die bekannten Parameter lauten $f = (365,2522d)^{-1}$ und φ als das Periheldatum 3. Januar. Für die Amplitude erwartet man $A \approx 2\epsilon = 0,033$ und $R_0 \cdot A = 2,3$ SNU. Das Ergebnis aus der kombinierten Analyse nach dem oben beschriebenen Verfahren lautet $R_0 \cdot A = -1,27 \pm 3,05$ SNU. Die gefundene Amplitude ist statistisch konsistent mit der Erwartung, allerdings besitzen die Galliumdaten mit einem Gesamtfehler von $\pm 5,5$ SNU derzeit nicht die nötige Statistik, um die nur schwach ausgeprägte Modulation nachweisen zu können. Rein statistisch wäre eine Exposition von etwa 700 (ton·yr) nötig, während die Gesamtexposition von GALLEX und GNO 270 (ton·yr) beträgt.

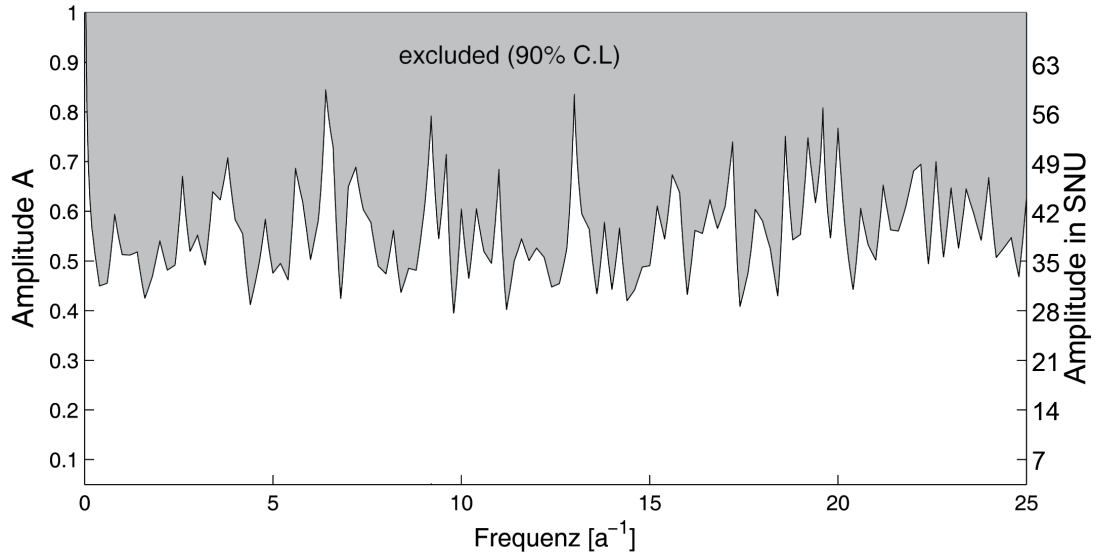


Abbildung 2.9: Ausschlußplot für Modulationen des integralen Neutrinoflusses wie er in GALLEX/GNO gemessen wurde. Die Amplitude wird auf den Mittelwert 69,3 SNU bezogen. Der grau schattierte Bereich kann mit einem Konfidenzniveau von 90% ausgeschlossen werden.

Um das Signal auf mögliche unbekannte Effekte zu untersuchen, wurde die Analyse mit zwei Modulationstermen wiederholt. Der erste Term gibt die jährliche Modulation wieder. Dazu wurden die Parameter A, f, φ wie oben beschrieben festgehalten. Im zweiten Term, der eine mögliche unbekannte Periodizität darstellt, wurde die Frequenz

variiert, während die restlichen Parameter durch χ^2 -Minimierung angepasst wurden. Das Ergebnis ist in Abb. 2.9 dargestellt. Zu jeder untersuchten Frequenz läßt sich eine maximale Amplitude angeben. Modulationen dieser Amplitude sind mit den Daten statistisch gerade noch verträglich. Größere Amplituden sind (mit 90% C.L.) ausgeschlossen. Im dargestellten Frequenzbereich ist also eine Modulation größer als 30 bis 55 SNU, je nach Frequenz, ausgeschlossen.

2.5.2 Lomb-Scargle-Analyse

In diesem Abschnitt wird die Suche nach statistisch signifikanten Periodizitäten innerhalb des veröffentlichten GALLEX/GNO Datensatzes mittels Lomb-Scargle-Periodogrammen ([Lom76, Sca82]) beschrieben. Lomb-Scargle-Periodogramme sind eine Erweiterung der diskreten Fourier-Transformation für nicht äquidistante Zeitpunkte. Ausgehend von N um Null verteilten Datenpunkten $\{X_i = R_i - R_0\}$ mit Varianz σ^2 zu Zeitpunkten $\{t_i\}$, ist das Lomb-Scargle-Periodogramm definiert als

$$z(f) = \frac{1}{2\sigma^2} \left\{ \frac{[\sum_i X_i \cos \omega(t_i - \theta)]^2}{\sum_i \cos^2 \omega(t_i - \theta)} + \frac{[\sum_i X_i \sin \omega(t_i - \theta)]^2}{\sum_i \sin^2 \omega(t_i - \theta)} \right\} \quad (2.18)$$

wobei $\omega = 2\pi f$ und der frequenzabhängige Offset durch

$$\tan(2\omega\theta) = \frac{\sum_i \sin(2\omega t_i)}{\sum_i \cos(2\omega t_i)} \quad (2.19)$$

definiert ist. Abb. 2.10 zeigt die erhaltenen Frequenzspektren für GALLEX, GNO und GALLEX/GNO kombiniert. Dabei wurden alle Einzelruns unter Vernachlässigung der individuellen Fehler mit gleichem statistischen Gewicht behandelt.

Um die Signifikanz der gefundenen Peaks zu prüfen, wurden für jedes der Periodogramme 100.000 Monte-Carlo-Datensätze erzeugt, die einfaches Rauschen mit gleichem Mittelwert und gleicher Varianz wiedergeben, mit gleichen Zeitpunkten $\{t_i\}$ wie im realen Datensatz. In jedem Spektrum wurde der höchste Peak ermittelt und die Verteilung des Lomb-Scargle-Parameters z_{max} gebildet. Aus dieser Verteilung läßt sich die Wahrscheinlichkeit ermitteln, daß der höchste Peak im Spektrum eine Signifikanzschwelle z_0 überschreitet, obwohl das Signal vollkommen durch gaußförmige Fluktuationen bestimmt wird (Fehlalarm-Schwelle).

In keinem der drei Spektren erscheint ein Peak im untersuchten Intervall mit relevanter Signifikanz. Die GALLEX/GNO-Daten sind mit der gegenwärtigen Empfindlichkeit voll kompatibel mit einem konstanten Neutrinofluß über einen Zeitraum, der einen Sonnenzyklus von 11 Jahren umfasst. Eine Modulation mit starker Amplitude, als Ausprägung eines subdominanten Effekts, der das zeitkonstante Defizit durch Neutrinooszillationen überlagert, wurde nicht gefunden. Dies schließt andere Hypothesen nicht aus, die ein nur schwach zeitabhängiges Signal erzeugen.

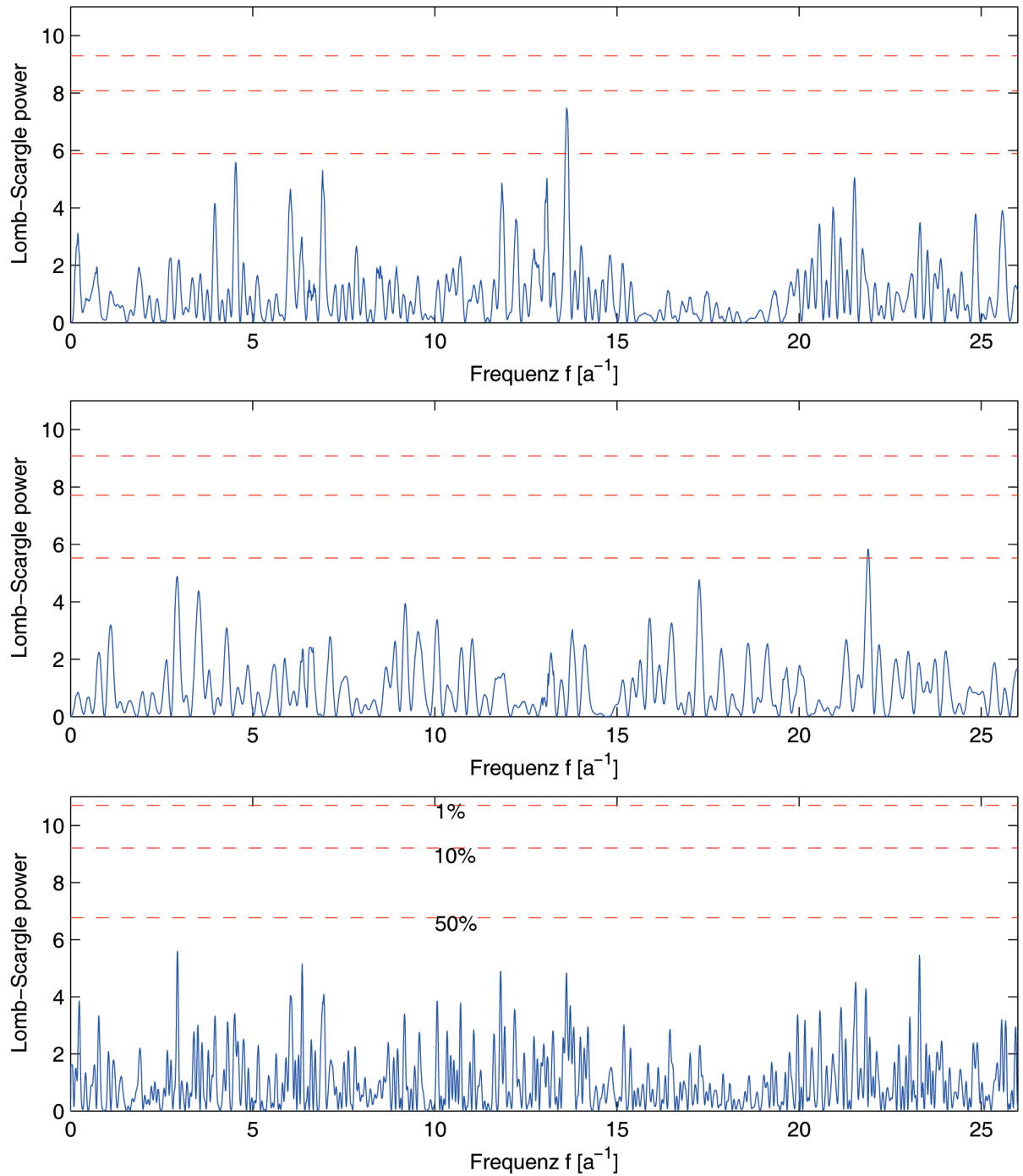


Abbildung 2.10: Lomb-Scargle-Periodogramm für den astrophysikalisch interessanten Frequenzbereich für drei Datensätze: GALLEX (1991-1997), GNO (1998-2003) und GALLEX/GNO kombiniert (von oben nach unten). Die gestrichelten Linien sind die in einer Monte-Carlo-Simulation bestimmten 50%, 10% und 1% Fehlalarm-Schwellen (siehe Text).

2.6 Entwicklung eines neuen Detektorkonzepts für GNO

2.6.1 Motivation und Potential

Die Gallium-Experimente werden sicherlich noch einige Jahre die einzigen Sonnenneutrino-Experimente sein, die Information über den wichtigen pp-Fluß beitragen können. Die genaue Kenntnis des integralen Signals mit wenigen Prozent Unsicherheit ist die Voraussetzung auf dem Weg zur vollen Neutrinospektroskopie, d.h. zur Bestimmung der Intensitäten der einzelnen Flüsse. Dazu ist die Verbesserung des statistischen und des systematischen Fehlers der Gallium-Experimente nötig.

Der *statistische* Fehler kann durch die Fortführung der Gallium-Experimente mit möglichst großer Targetmasse weiter verringert werden. Die gesamte, bis jetzt in Gallium-Experimenten verwendete Targetmasse beträgt 90 t (30 t im Gran Sasso-Labor, 60 t im Baksan-Labor). Um das volle Potential der Fortführung der Gallium-Experimente auszuschöpfen, sollte dann eine äußerst effiziente Nachweismethode zur Verfügung stehen. Denn die Statistik kann durch eine Erhöhung der Zähleffizienz an sich verbessert werden. Die Effizienz der miniaturisierten Proportionalzählrohre liegt zwischen 65% und 75%, abhängig vom verwendeten Zählrohr. Im Vergleich zur mittleren chemischen Effizienz von 95% ist dies niedrig und begrenzt die Statistik des Experiments. Das Potential einer Nachweismethode mit 100% Effizienz demonstriert folgender Vergleich: die Steigerung der Nachweiseffizienz von 70% auf 100% entspricht einer Erhöhung der Targetmasse um etwa 40%.

Tieftemperaturdetektoren, die als Strahlungsabsorber einen Festkörper besitzen, können volle Detektionseffizienz prinzipiell erreichen. Hier ist die Absorptionslänge für Strahlung im Bereich bis 10 keV wesentlich kürzer und die Detektoren zeigen keine Ortsabhängigkeit bei der Energie-Pulshöhen-Konversion – zumindest bei der Absorption in nur einem Material. Zudem besitzen sie eine exzellente Energieauflösung, die die Auflösung der Proportionalzählrohre weit übertrifft.

Die Zusammensetzung des *systematischen* Fehlers in Tab. 2.3 zeigt, daß der größte Fehlerbeitrag mit der ^{71}Ge -Nachweiseffizienz zusammenhängt. Der Beitrag setzt sich zusammen aus den Unsicherheiten des Energie-Cuts ($\pm 2,2\%$) und des Pulsform-Cuts ($\pm 1,3\%$). Ein an der TU München entwickeltes Detektorkonzept mit Tieftemperaturdetektoren ([Alt99, Wän00, Sch00a, Lac02, Lan04]) kann auch hier zu wesentlichen Verbesserungen führen:

- Die Verbesserung der Energieauflösung führt zu einer verbesserten Untergrundunterdrückung. Je besser die Energieauflösung ist, desto schmaler können die Energie-Akzeptanzfenster in der Datenanalyse gesetzt werden, ohne Signal zu verlieren. Bei gleicher Untergrundrate und spektraler Verteilung führt das zu einem verbesserten Signal/Untergrund-Verhältnis.

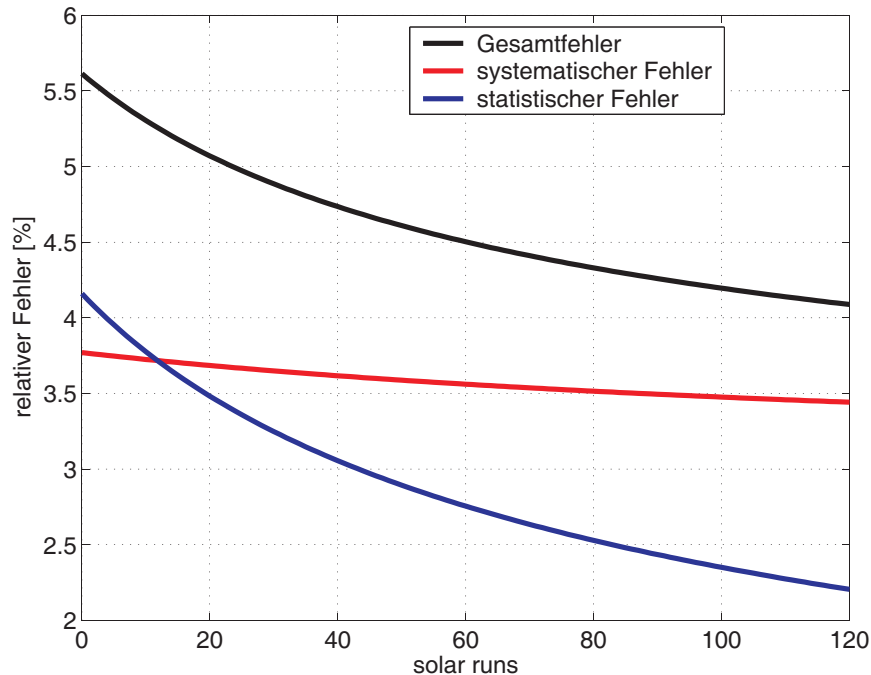


Abbildung 2.11: Entwicklung von systematischer und statistischer Unsicherheit in der Messung der Neutrino-Einfangsrate mit einem 90 t-Experiment mit 100% Nachweiseffizienz.

- Mit einer niedrigen Energieschwelle ist auch der Nachweis der M-Einfang-Ereignisse (160 eV) möglich. Diese machen 2% aller Zerfälle aus.
- Escape-Effekte der K_α - und K_β -Röntgenquanten und die inhomogene Detektorantwort eines Zählrohrs können verhindert werden.
- Beim entwickelten Aufbau der Detektoren mit zwei Strahlungsabsorbern führt ein Teil der ^{71}Ge -Zerfälle zu einem koinzidenten Signal in zwei Detektoreinheiten. Dies erlaubt eine weitere Untergrundsreduktion.

Ein mögliches Szenario für die Fortführung der Gallium-Experimente als Langzeitobservatorium zeigt Abb. 2.11. Ausgangspunkt ist die jetzige Datenlage mit 123 *solar runs* in GALLEX/GNO und 121 *solar runs* in SAGE. Die kombinierte relative statistische Unsicherheit der insgesamt 244 *solar runs* beträgt 4,2% und die gesamte Unsicherheit 5,6%. Mit einem Experiment, das die gesamte zur Verfügung stehende Galliummenge von 90 t verwendet und mit einer neuen Nachweisteknik 100% Zähleffizienz erreicht, würde sich der Gesamtfehler bereits nach 120 weiteren *solar runs* auf 4,1% verbessern. Dabei wurde der in GNO erreichte Wert für den systematischen Fehler eines Einzelruns auch für die zukünftigen *solar runs* angenommen. Die gesamte systematische Unsicherheit würde dadurch gegenüber dem heutigen Wert mit jedem neuen *run* verkleinert werden und nach 120 *runs* 3,4% erreichen.

Bei der Extraktion der Einzelflüsse aus dem Gallium-Signal unter Berücksichtigung der anderen experimentellen Ergebnisse geht die Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts der Reaktion (2.2) in den Gesamtfehler mit ein. Die technischen Möglichkeiten einer Eichung des Wirkungsquerschnitts mit einer künstlichen Neutrino-Quelle mit einer Genauigkeit von bis zu 4% stellt [Cri03] vor. Auch bei einer solchen Eichmessung hat die gesteigerte Nachweiseffizienz der Tieftemperaturdetektoren enorme Vorteile. Sie ist äquivalent zu einer Steigerung der Quellaktivität, die mit mehreren MCi schon an der Grenze des Machbaren angesiedelt ist. Die Fortführung der Experimente zur Messung der Neutrino-Einfangrate an Gallium mit einer Gesamtunsicherheit von 4% und eine Eichung des Wirkungsquerschnitts mit ebenfalls 4% hätte enormen Einfluß auf die Interpretation zukünftiger solarer Neutrino-Experimente und wäre die bestmögliche Nutzung der radiochemischen Nachweismethode mit Gallium.

2.6.2 4π -Detektorkonzept

Um bei der Messung des Rückzerfalls von ^{71}Ge sowohl den statistischen als auch den systematischen Fehler weiter zu reduzieren, könnten die gegenwärtig verwendeten miniaturisierten Proportionalzählrohre durch ein neues Nachweiskonzept ersetzt werden. Das entwickelte, auf Tieftemperaturdetektoren basierende, Detektorkonzept ist geeignet, den ^{71}Ge -Zerfall mit hoher Effizienz nachzuweisen. Die Messungen dazu werden in Kap. 6 diskutiert.

Der 4π -Detektoraufbau mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit ($\sim 98\%$) besteht aus zwei einzelnen Detektoren (Abb. 2.12). Auf einem der beiden wird das – später im Experiment aus dem Galliumtank extrahierte – Germanium als wenige μm dicke Schicht aufgebracht. Der zweite Detektor ist so angebracht, daß annähernd der ganze Raumwinkel für aus der Ge-Schicht entkommene Röntgenquanten und Auger-Elektronen abgedeckt wird. Jeder Detektor ist aus einem Absorberkristall und einem supraleitenden Phasenübergangsthermometer aufgebaut.

Die Anwendung in einem Gallium-Experiment stellt einige Anforderungen, auch technischer Art, an das Detektorkonzept. Die über Jahre entwickelte und optimierte Extraktionschemie sollte nicht durch ein neues Nachweiskonzept verändert werden. Als Schnittstelle zum etablierten chemischen Prozess bietet sich deshalb German-Gas (GeH_4) an. Normalerweise werden die Zählrohre mit einer Mischung aus Xenon und German, das die neutrinoproduzierten ^{71}Ge -Atome enthält, gefüllt. Zur Integration des Germaniums in die Detektoranordnung mit Festkörperabsorbern mußte eine andere Methode gewählt werden. Durch die thermische Dissoziation von German läßt sich ein Germaniumfilm auf heißen Oberflächen abscheiden. Dies wird in Kap. 4.2 beschrieben. Das Zeitfenster zwischen Extraktion und Messung ist aufgrund der kleinen Halbwertszeit von ^{71}Ge sehr kurz. Deshalb ist es Bestandteil des Detektorkonzepts, die Herstellung und den Test des Detektors und die chemische Deposition des Ge-Trägers getrennt voneinander durchzuführen. Aufgedampfte Thermometer, wie z.B. dünne Ir/Au- und W-Schichten, werden durch die hohen Temperaturen während des Depositionsprozesses

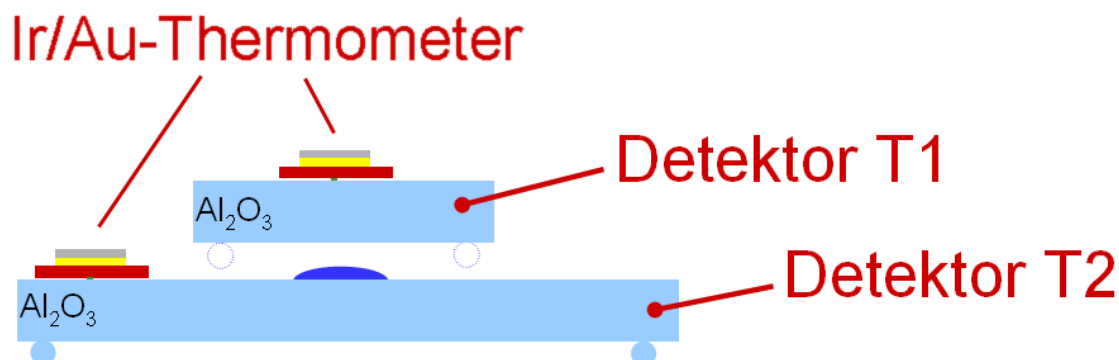


Abbildung 2.12: Schematischer Aufbau des Detektorkonzepts mit nahezu 4π -Absorption, bestehend aus zwei einzelnen Detektoren mit Absorberkristall aus Saphir (kristallographisch: Korund) und aufgeklebtem Ir/Au-Thermometer. Der untere Absorber trägt die Germaniumschicht (dunkelblau), die mit der in Kapitel 4.2 beschriebenen Methode effizient aufgebracht werden kann. Zur thermischen Entkopplung werden die Kristalle durch Saphirkugeln gehalten.

ses zerstört. Durch die entwickelte Klebetechnik kann die Herstellung von der Ge-Deposition getrennt werden, indem das vorgefertigte Thermometer erst im Anschluß an die Deposition aufgeklebt wird. Hauptbestandteil des Übergangsthermometers ist ein Ir/Au-Film, der auf ein dünnes Silizium-Substrat gedampft wird, das mit einem Tieftemperatur-Kleber auf den Absorberkristall mit der Germanium-Schicht geklebt wird. Die theoretischen Grundlagen der Signalentstehung eines geklebten Detektors werden in Kap. 3 entwickelt. Obwohl die Pulsformen wesentlich verändert sind, beeinflußt der Klebeprozess die Energieauflösung nicht negativ.

Eine weitere Anforderung betrifft den Langzeit-Betrieb der Detektoren. Die Meßphase in GALLEX/GNO beträgt 6 Monate nach Extraktion. Sowohl die Langzeitstabilität des Detektors als auch des Kryostaten müssen dieser Anforderung genügen. Erstmals in dieser Arbeit wurde der ^{71}Ge -Zerfall über eine Zeit von 35 Tagen mit dem entwickelten Detektorkonzept gemessen (Kap. 6). Die damit demonstrierte Langzeitstabilität ist ein wesentlicher Schritt hin zur Anwendung des Detektorkonzepts. Zudem wurden durch den Aufbau eines abgeschirmten Kryostaten im Untergrundlabor mit 15 m.w.e. Abschirmung erste Messungen im Hinblick auf die Möglichkeiten des low-level-countings mit diesem Detektorkonzept durchgeführt.

3 Tieftemperaturdetektoren für den hocheffizienten Nachweis niederenergetischer Strahlung

3.1 Funktionsprinzip

Die in dieser Arbeit beschriebenen Detektoren sind kalorimetrische Tieftemperaturdetektoren. Sie basieren auf dem Nachweis einer Energiedeposition durch die dabei entstehenden Phononen, die als Temperaturerhöhung eines Thermometers registriert werden. Im Grundprinzip besteht der Detektor aus drei Teilen: dem Absorber, dem Thermometer und einer schwachen Kopplung einer dieser beiden Komponenten an ein Wärmebad konstanter Temperatur (s. Abb. 3.1). Die durch Strahlungswechselwirkung im Absorber deponierte Energiemenge E führt im einfachsten Bild zu einer meßbaren Erwärmung ΔT des Thermometers. Wie u.a. in dieser Arbeit gezeigt wird, kann dabei der Absorber auch aus mehreren Komponenten bestehen, ohne daß die Funktion wesentlich verändert wird. Über die thermische Kopplung an das Wärmebad fließt die Energie ab und der ursprüngliche Gleichgewichtszustand ist wiederhergestellt.

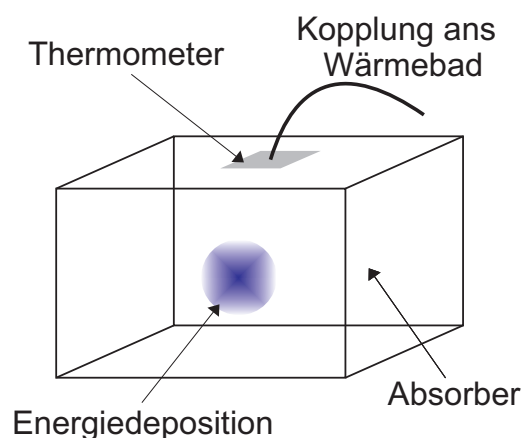


Abbildung 3.1: Ein Tieftemperaturdetektor besteht im Grundprinzip aus Absorber, Thermometer und Kopplung an ein Wärmebad.

Sehr empfindliche Thermometer sind supraleitende Phasenübergangsthermometer. Die typische Temperaturabhängigkeit eines wenige 100 nm dicken Iridium/Gold-Films in

der Umgebung der kritischen Temperatur T_C ist in Abb. 3.2 dargestellt. Der Widerstand im normalleitenden Zustand beträgt je nach Geometrie und Dicke des Films typischerweise 50 bis 500 m Ω . Bringt man die Thermometertemperatur T_0 in den Bereich des Übergangs zwischen Normal- und Supraleitung, führt eine Temperaturänderung ΔT im Elektronensystem des Thermometers zu einer Widerstandsänderung ΔR . Diese Arbeitspunktstabilisierung wird durch die Stabilisierung des Wärmebads im Übergangsbereich und/oder den Stromfluß durch das Thermometer erreicht. Als supraleitende Materialien kommen in dieser Arbeit Iridium ($T_C = 112$ mK) und Wolfram in der α -Phase ($T_C = 15$ mK) zum Einsatz. Durch den Proximity-Effekt kann die Sprungtemperatur T_C von Iridium durch eine darunter liegende Goldschicht abhängig von den Schichtdicken der beiden Filme abgesenkt werden [Nag93, Höh94]. Dies ist gewünscht, um die elektrische Wärmekapazität des Thermometers zu verringern und damit die Sensitivität zu erhöhen.

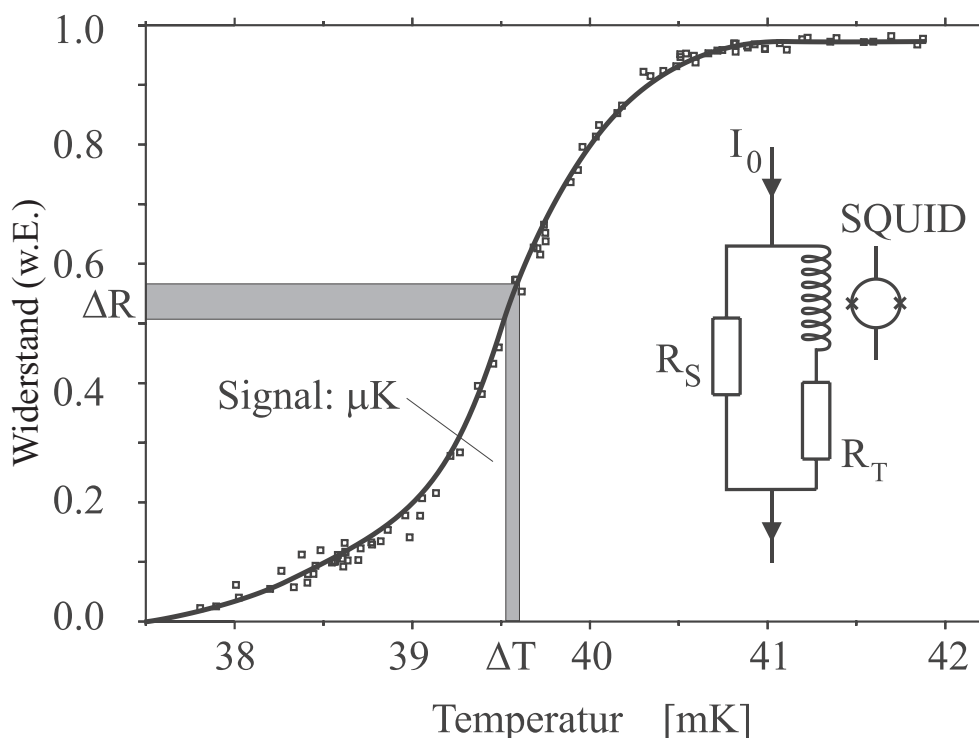


Abbildung 3.2: Widerstand eines Iridium/Gold-Phasenübergangsthermometers im Übergang zwischen supraleitendem und normalleitendem Zustand. Eine kleine Änderung der Temperatur führt zu einer meßbaren Widerstandsänderung. Inset: Auslesekreis für das Thermometer. Eine Änderung des Thermometerwiderstands R_T verändert die Aufteilung von I_0 auf die beiden parallelen Zweige, was mit dem SQUID als Stromsensor gemessen wird. R_S ist ein konstanter Shuntwiderstand.

Die Widerstandsänderung wird durch eine geeignete Schaltung (s. Abb. 3.2) in eine Stromänderung umgewandelt, die mit empfindlichen SQUID-Stromsensoren gemessen werden kann. Dabei ist zu beachten, daß sich die Form der Übergangskurve bei Strom-

fluß durch das Thermometer ändert. Hier spielen einerseits die Selbstheizung durch den Meßstrom, andererseits durch die kritische Stromdichte im Supraleiter hervorgerufene Effekte eine Rolle. Im Allgemeinen muß der Thermometerwiderstand deshalb durch eine Funktion $R_T(T, I)$ beschrieben werden.

3.2 Signalentstehung

Die Relaxationsvorgänge nach der Absorption eines Strahlungsquants oder Teilchens bestimmen wesentlich die Physik der Signalentstehung und damit die Eigenschaften des Detektors. Darum soll hier auf diese Vorgänge in Dielektrika und Halbleiter eingegangen werden.

Ionisierende Strahlung, die in einem dielektrischen Material absorbiert wird, regt Elektronen weit über die Bandlücke an. Durch Elektron-Elektron-Streuung wird die Energie auf weitere Elektronen verteilt. Elektronen, deren Energie geringer als die doppelte Energielücke (in Saphir beträgt die Bandlücke $E_g(0K) = 8 \text{ eV}$) ist, können keine weiteren Elektron-Loch-Paare anregen. Die weitere Relaxation zur Bandkante erfolgt durch die Emission von Phononen und Szintillationsphotonen¹. Die absorbierte Energie liegt in drei verschiedenen Kanälen vor: als Elektron-Loch-Paare, im Phononensystem und im nicht-idealen Kristall in metastabilen Anregungszuständen nahe an der Bandkante. Bei der Rekombination der Elektron-Loch-Paare werden wieder Phononen und Photonen emittiert. Der Teil der Energie in metastabilen Zuständen steht zum Nachweis nicht mehr zur Verfügung. Wenn der Anteil der Energie in solchen „traps“ groß wird, stellt dies eine Begrenzung für die Energieauflösung des Detektors dar. Ein undotierter Halbleiter unterscheidet sich bei tiefen Temperaturen von einem Dielektrikum nur durch die kleinere Energielücke. Deshalb ist diese Beschreibung der Relaxationsvorgänge auch im Halbleiter gültig.

Innerhalb einer Zeitskala, die im Vergleich zu den typischen Zeiten des Detektorpulses als instantan angesehen werden kann, liegt die deponierte Energie als optische Phononen im Kristallgitter vor. Innerhalb weniger 100 ps zerfallen die optischen Phononen in akustische Phononen mit einem annähernd monochromatischen Spektrum bei etwa der halben Debye-Frequenz [Kaz87, Mar80]. Diese liegen – gegeben durch das Verhältnis der Zustandsdichten – zu etwa 10% longitudinal (LA), zu 90% transversal (TA) polarisiert vor. Dieses Verhältnis bleibt aufgrund der elastischen Isotopenstreuung mit Modenübergang während der weiteren Zerfallsvorgänge erhalten [Tam85].

Die weitere Relaxation erfolgt über den spontanen anharmonischen Zerfall der LA-Phononen (überwiegend in zwei TA-Phononen). Dabei breiten sie sich wegen der Isotopenstreuung und Streuung an Verunreinigungen zunächst diffusiv aus. Da die Streuwahrscheinlichkeit mit abnehmender Phononenenergie stark abnimmt², erreicht die

¹In Saphir ist der Anteil der Photonen klein und wird hier vernachlässigt.

²Die Streurrate Γ für elastische Streuung an Isotopen ist proportional zu ω^4 .

mittlere freie Weglänge die Größenordnung der Kristallabmessungen und es kommt zur ballistischen Ausbreitung im gesamten Kristall. Dann ist ein weiterer Energieverlust nur noch durch inelastische Streuung an den Oberflächen des Absorberkristalls möglich. Die Phononen, die sich ballistisch im Kristall ausbreiten, liegen noch immer mit nicht-thermischen Energien vor. Bis zur vollständigen Thermalisierung durch Oberflächenstreuung würden noch einige ms vergehen. Im realen Detektor existiert eine weitere Möglichkeit für die ballistischen Phononen, ihre Energie abzugeben, nämlich bei der Absorption im Thermometer.

Erreicht ein solches nicht-thermisches Phonon den Thermometerfilm, wird es dort mit großer Wahrscheinlichkeit von den freien Elektronen des Metallfilms absorbiert. Die starke Wechselwirkung der Leitungselektronen untereinander führt zu einer schnellen Thermalisierung der Phononenenergie und zu einer Erwärmung des Elektronensystems des Thermometers. Damit ist für das Temperatursignal nicht mehr die Erwärmung des Gesamtsystems aus Absorber und Thermometer ausschlaggebend, sondern durch die Sammlung der nicht-thermischen Phononen aus dem Absorber die Wärmekapazität des Thermometers alleine. Die Temperatur des Thermometers kann so die des Absorbers sogar übersteigen. Somit können massive Tieftemperaturkalorimeter verwirklicht werden.

Die Sammelzeit für ballistische Phononen in einem Thermometerfilm kann mit einem einfachen „Anklopf-Modell“ berechnet werden [Prö95]:

$$\tau_{\text{Film}} = \frac{2V_A}{A_T \bar{\eta} \langle v_{g\perp} \alpha \rangle} \quad (3.1)$$

| | |
|-------------------------|--|
| τ_{Film} | Sammelzeit für ballistische Phononen |
| V_A | Absorbervolumen |
| A_T | Fläche des Thermometerfilms |
| $\bar{\eta}$ | Absorptionswahrscheinlichkeit im Thermometerfilm |
| $v_{g\perp}$ | Gruppengeschwindigkeit der Phononen senkrecht zur Grenzfläche |
| α | Transmissionswahrscheinlichkeit |
| $\langle \dots \rangle$ | Mittelung über alle Moden und Wellenvektoren der einfallenden Phononen |

Die Transmissionswahrscheinlichkeit α kann im „acoustic mismatch“-Modell analog zur optischen Brechung beschrieben werden. Die berechneten Werte für Grenzflächen aus Saphir mit Iridium, Gold und Wolfram finden sich in [Prö95]. Daraus ergibt sich z.B. für ein $(1 \times 3) \text{mm}^2$ großes Ir/Au-Thermometer auf einem $(20 \times 10 \times 1) \text{mm}^3$ -Saphirkristall eine Sammelzeit von $\tau_{\text{Film}} = 200 \mu\text{s}$. Für ein gleich großes Wolfram-Thermometer auf dem gleichen Substrat berechnet man $\tau_{\text{Film}} = 180 \mu\text{s}$. Für aufgeklebte Thermometer, wo es keine direkte Grenzfläche zwischen Absorberkristall und Thermometer gibt, kann die Sammelzeit erheblich länger sein.

Die Thermalisierung im Thermometerfilm (Zeitkonstante τ_{Film}) konkurriert mit der im Absorberkristall (τ_{Kristall}). Die tatsächliche Zeitkonstante τ_n für die Thermalisierung

der hochfrequenten Phononen lautet

$$\tau_n = \left(\frac{1}{\tau_{\text{Film}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Kristall}}} \right)^{-1} \quad (3.2)$$

Aus den Zeitkonstanten kann der Anteil ϵ der im Thermometer absorbierten Phononen berechnet werden zu

$$\epsilon = \frac{\tau_{\text{Kristall}}}{\tau_{\text{Film}} + \tau_{\text{Kristall}}}. \quad (3.3)$$

Der Anteil $(1 - \epsilon)$ der Phononen, der nicht im Thermometer absorbiert wird, thermalisiert im Absorber, was in einer Erwärmung des Absorbers resultiert. Diese Erwärmung führt zu einer Erwärmung des Elektronensystems des Thermometers, da beide thermisch gekoppelt sind. Die Kopplung setzt sich zusammen aus der Kapitza-Kopplung zum Phononensystem des Thermometers und die Elektron-Phonon-Kopplung im Thermometer.

Es gibt also zwei Prozesse, die das Thermometer nach Strahlungsdeposition erwärmen: die Absorption nicht-thermischer Phononen und den Wärmefluß über die thermische Kopplung aus dem Absorber. Beide Prozesse spielen eine Rolle bei der Signalentstehung.

3.3 Thermisches Detektormodell

Die Konsequenz der gleichzeitigen Energiedeposition durch absorbierte hochfrequente Phononen im Thermometerfilm und durch die Erwärmung des Absorbers ist eine kompliziertere Pulsform des Detektorsignals als bei einer einfachen Erwärmung einer Komponente. Durch die Modellierung der einzelnen Komponenten des Detektorsystems und ihrer Kopplungen können aber quantitative Aussagen über die Pulsform gemacht werden. Ein Modell (aus [Prö95]) für ein Tieftemperatur-Kalorimeter mit Dielektrikum bzw. Halbleiter als Absorber soll im folgenden dargestellt werden.

Die Teilsysteme des Kalorimeters und die dazugehörigen Kopplungen zeigt Abb. 3.3. Jeder Komponente wird eine Temperatur T und eine Wärmekapazität C zugeordnet. Elektronen- und Phononensystem des Thermometers werden getrennt behandelt. Im Absorber wird nur das Phononensystem als eigene Komponente im Modell beschrieben. Allerdings ist ein rein thermisches Modell nicht ausreichend, um den Detektor komplett zu charakterisieren. Deshalb wird es später ergänzt durch den Energieeintrag nicht-thermischer Phononen (P_e und P_a) gemäß der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Prozesse.

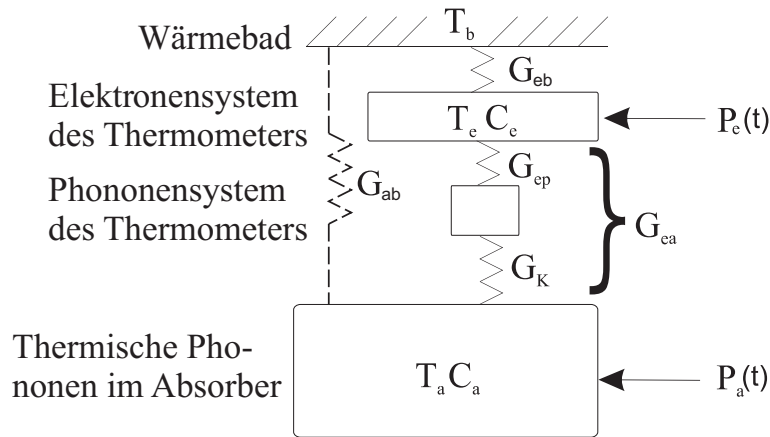


Abbildung 3.3: Thermisches Modell des Detektors. T_b ist die Temperatur des Wärmebads, T_e und T_a die des Elektronensystems des Thermometers bzw. die des Phononensystems des Absorbers. C_e und C_a sind die entsprechenden Wärmekapazitäten. P_e und P_a sind die Energieeinträge durch nicht-thermische Phononen in Thermometer bzw. Absorber. G_{eb} , G_{ep} , G_K und das kleine G_{ab} sind Leitfähigkeiten der thermischen Kopplungen der Subsysteme.

3.3.1 Wärmekapazitäten

Für die Modellierung des Detektors sind die Wärmekapazitäten der einzelnen Komponenten und deren thermische Kopplung von zentraler Bedeutung³. Bei Absorption eines Strahlungsquants nehmen die Komponenten unterschiedliche Temperaturen an, die zu einem Wärmefluß führen, bis das thermische Gleichgewicht wiederhergestellt ist.

Die spezifische Wärmekapazität der verwendeten Materialien bei tiefen Temperaturen hängt in großem Maße von deren elektronischen Eigenschaften ab. Im Falle von (nicht-magnetischen) dielektrischen Kristallen, die hier als Absorber und Trägersubstrat für aufgeklebte Thermometer verwendet werden, ist die Wärmekapazität allein durch die spezifische Gitterwärme bestimmt. Bei tiefen Temperaturen läßt sich die spezifische phononische Wärmekapazität c_{ph} sehr gut in der Debye-Näherung (mit einer vereinfachten, bei $\omega_D = k_B\Theta_D/\hbar$ abgeschnittenen Zustandsdichte akustischer Phononen) beschreiben:

$$c_{ph} = \frac{12\pi^4}{5} n_a k_B \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \quad (3.4)$$

| | |
|------------|--------------------------------|
| n_a | Anzahl der Gitteratome pro Mol |
| k_B | Boltzmannkonstante |
| Θ_D | Debye-Temperatur |

³Die berechneten Zahlenwerte für zwei in dieser Arbeit beschriebene Detektoren sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt.

Die T^3 -Abhängigkeit macht es möglich, große Kristalle als Absorber für niederenergetische Strahlung zu verwenden, ohne daß die Wärmekapazität zu groß wird. Für sehr reine Halbleiter gilt das Debye-Modell bei Abwesenheit freier Leitungselektronen (d.h. sobald diese bei sehr tiefen Temperaturen ausgefroren sind) ebenso, da ihre Wärmekapazität dann durch den Gitteranteil dominiert ist.

Die spezifische Wärmekapazität eines Metalls wird bei tiefen Temperaturen von der elektronischen Wärmekapazität dominiert. Für Temperaturen weit unterhalb der Fermi-Temperatur T_F kann sie durch die linear von der Temperatur abhängige Wärmekapazität eines freien Elektronengases ausgedrückt werden:

$$c_e = \frac{\pi^2}{2} n_e k_B \left(\frac{T}{T_F} \right) \quad (3.5)$$

n_e Anzahl der Leitungselektronen pro Mol
 T_F Fermi-Temperatur

Die Wärmekapazität eines Supraleiters steigt nach der BCS-Theorie bei T_C im supraleitenden Zustand sprunghaft auf das 2,43fache der Wärmekapazität im normalleitenden Zustand. Nimmt man an, daß die Wärmekapazität in der endlichen Breite eines realen Übergangs linear verläuft, erhält man für ein supraleitendes Phasenübergangsthermometer, dessen Arbeitspunkt im Übergang liegt,

$$c_{SL} = c_e + 1,43c_e \left(1 - \frac{R_{AP}}{R_{nl}} \right) \quad (3.6)$$

R_{AP} Thermometerwiderstand am Arbeitspunkt
 R_{nl} Thermometerwiderstand im normalleitenden Zustand

wobei $(1 - R_{AP}/R_{nl})$ den Bruchteil des Thermometerfilms in der supraleitenden Phase angibt. Der Verlauf der Wärmekapazität im Übergangsbereich wurde in [Lin04] gemessen. Diese Messung ist konsistent mit dem Bild, daß sich innerhalb des Films supraleitende Domänen bilden.

3.3.2 Thermische Kopplungen

Das Phononensystem des Absorbers ist mit dem des Thermometers über die Kapitza-Kopplung (Transmission thermischer Phononen durch Grenzflächen) $G_K \propto T^3$ verbunden (s. Abb. 3.3). Die T^5 -abhängige Elektron-Phonon-Kopplung G_{ep} verbindet Elektronen- und Phononensystem im Thermometer. Die starke Temperaturabhängigkeit führt bei sehr tiefen Temperaturen zu einer fast vollständigen Entkopplung von Absorber und Thermometer für thermische Phononen. Um so wichtiger wird die Ausbreitung ballistischer Phononen bis ins Thermometer.

Mit den Abmessungen der in dieser Arbeit untersuchten Detektoren ist die phononische Wärmekapazität des Thermometers sehr klein gegenüber der des Absorbers. Damit läßt sich die direkte Kopplung aus G_K und G_{ep} zusammensetzen:

$$G_{ea} = \left(\frac{1}{G_K} + \frac{1}{G_{ep}} \right)^{-1} \quad (3.7)$$

Bei den in dieser Arbeit diskutierten Detektoren ist das *Thermometer* direkt über einen oder mehrere Gold-Bonddrähte mit der Leitfähigkeit G_{Au} an das Wärmebad gekoppelt, so daß die gesamte deponierte Energie durch das Thermometer abfließen muß, da G_{ab} in der Regel sehr klein ist. Für andere Einsatzzwecke benutzt man aber auch die indirekte Kopplung, d.h. die Kopplung des *Absorbers* über ein Gold-Bondpad und einen Gold-Bonddraht an das Wärmebad. Die Wärmeleitfähigkeit G_{Au} des Bonddrahts läßt sich in beiden Fällen über Durchmesser und Länge des Drahts gut einstellen. Aus dem elektrischen Widerstand R_{Au} kann mittels des Wiedemann-Franz'schen Gesetzes die thermische Leitfähigkeit berechnet werden.

$$G_{Au} = LT/R_{Au}. \quad (3.8)$$

$L = 24,5 \text{ nW}\Omega\text{K}^{-2}$ ist die Lorenz-Zahl. In gleicher Weise kann die Wärmeleitfähigkeit entlang des Thermometers berücksichtigt werden. Beides wird zu G_{eb} zusammengefaßt.

Durch die Halterung des Absorberkristalls besteht auch eine direkte Kopplung G_{ab} ans Wärmebad. Durch Minimierung der Kontaktfläche mit Saphirkugeln und die starke T^4 -Abhängigkeit der Kapitza-Kopplung kann diese Kopplung vernachlässigbar klein gemacht werden.

3.3.3 Pulsform

Prinzipiell sollte man für das gesamte System die Verteilung der Phononen frequenzabhängig betrachten. Hier beschränkt man sich aber auf die Unterscheidung von thermischen (niederfrequenten) und nicht-thermischen (hochfrequenten) Phononen. Die Kopplungen G_K , G_{ep} und G_{eb} sollen nur für den Transfer thermischer Phononen gelten. Der Energieeintrag durch relaxierende nicht-thermische Phononen wird als Leistungszufuhr $P(t)$ beschrieben: $P_e(t) = \Theta(t)\epsilon(E/\tau_n)e^{-t/\tau_n}$ bezeichnet dabei den im Thermometer thermalisierten Anteil, $P_a(t) = \Theta(t)(1 - \epsilon)(E/\tau_n)e^{-t/\tau_n}$ den im Absorber thermalisierten Anteil. Dabei ist $\Theta(t)$ die Stufenfunktion und ϵ bezeichnet den im Thermometer deponierten Anteil von $P(t)$ aus Gleichung (3.3). Man geht vereinfachend von der Annahme aus, daß die durch Strahlungsabsorption zugeführte Energie praktisch instantan in Form hochfrequenter Phononen vorliegt, die den Absorber homogen ausfüllen.

Mit den genannten Annahmen läßt sich das Modell mit zwei gekoppelten Differentialgleichungen ausdrücken, die die Leistungsbilanz im Elektronensystem des Thermometers

und im Phononensystem des Absorbers beschreiben (unter Vernachlässigung der durch den Meßstrom im Thermometer deponierten Leistung):

$$C_e \frac{dT_e}{dt} + (T_e - T_a)G_{ea} + (T_e - T_b)G_{eb} = P_e(t) \quad (3.9)$$

$$C_a \frac{dT_a}{dt} + (T_a - T_e)G_{ea} + (T_a - T_b)G_{ab} = P_a(t) \quad (3.10)$$

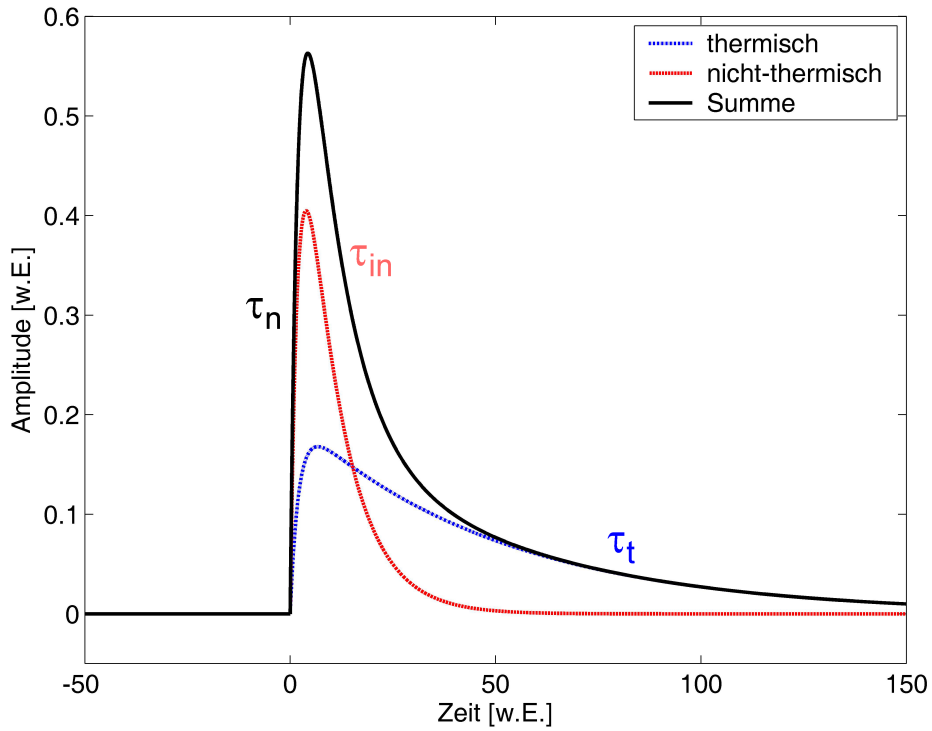


Abbildung 3.4: Im Detektormodell berechneter Theoriepuls nach Gleichung (3.11). Dargestellt ist die Temperatur des Elektronensystems des Thermometers für den Fall $\tau_n < \tau_{in} < \tau_t$ und $A_n < 0$ (kalorimetrischer Betriebsmodus nach [Prö95]). Das Signal besteht aus einer nicht-thermischen Komponente (rot) mit der Abfallszeit τ_{in} und einer thermischen Komponente (blau) mit Abfallszeit τ_t . Die gemeinsame Anstiegszeit ist die Phononensammelzeit τ_n .

Meßgröße ist die Temperatur des elektronischen Systems im Thermometer. Die Lösung der Differentialgleichungen ergibt die Signalform $\Delta T = T_e - T_b$:

$$\Delta T(t) = \Theta(t) [A_n(e^{-t/\tau_n} - e^{-t/\tau_{in}}) + A_t(e^{-t/\tau_t} - e^{-t/\tau_n})] \quad (3.11)$$

mit den Zeitkonstanten

$$\tau_{in} = \frac{1}{s_{in}} = \frac{2}{a + \sqrt{a^2 - 4b}} \quad \tau_t = \frac{1}{s_t} = \frac{2}{a - \sqrt{a^2 - 4b}} \quad (3.12)$$

$$a = \frac{G_{ea} + G_{eb}}{C_e} + \frac{G_{ea} + G_{ab}}{C_a} \quad b = \frac{G_{ea}G_{eb} + G_{ea}G_{ab} + G_{eb}G_{ab}}{C_e C_a}$$

und den Amplituden

$$A_n = \frac{E/\tau_n(s_{in} - \frac{G_{ab}}{C_a})}{\epsilon(s_{in} - s_t)(s_{in} - s_n)} \left(\frac{s_t - \frac{G_{ab}}{C_a}}{G_{eb} - \frac{C_e}{C_a}G_{ab}} - \frac{\epsilon}{C_e} \right) \quad (3.13)$$

$$A_t = \frac{E/\tau_n(s_t - \frac{G_{ab}}{C_a})}{\epsilon(s_t - s_{in})(s_t - s_n)} \left(\frac{s_{in} - \frac{G_{ab}}{C_a}}{G_{eb} - \frac{C_e}{C_a}G_{ab}} - \frac{\epsilon}{C_e} \right) \quad (3.14)$$

Der Ausdruck (3.11) beschreibt einen Puls mit zwei Amplituden A_n und A_t und drei charakteristischen Zeiten τ_n , τ_t und τ_{in} (s. Abb. 3.4). Für die hier beschriebenen Detektoren sind diese Zeiten so zu interpretieren: Das Signal besteht aus einer nicht-thermischen Komponente mit Amplitude A_n und Abfallszeit τ_{in} und einer thermischen Komponente mit Amplitude A_t und Abfallszeit τ_t . Die gemeinsame Anstiegszeit τ_n kann als die Zeitkonstante der Thermalisierung der hochfrequenten Phononen in Thermometer und Absorber identifiziert werden und wird als Phononensammelzeit bezeichnet.

3.4 Signale aus geklebten Detektoren

Das Detektormodell wurde für eine Vielzahl verschiedener Detektoren von Mikrokalorimetern für die Materialanalyse bis zu Dark-Matter-Detektoren angewendet. Wesentliche Ziele dabei sind das Verständnis der Funktionsweise zu steigern, und die Detektorperformance für eine bestimmte Anwendung zu optimieren. Die in Kap. 6 kurz (und in [Lan05] im Detail) beschriebene Klebtechnik öffnet weitere Anwendungsbereiche. Insbesondere erlaubt sie die Herstellung von Detektoren, die schon vor dem Einsatz in einem Gallium-Experiment charakterisiert und getestet werden können. Erfüllen sie die Anforderungen bezüglich Energieauflösung, Energieschwelle und Untergrundrate, können sie in kürzester Zeit auf ein Trägersubstrat, das die ^{71}Ge -Aktivität trägt, aufgeklebt werden. Neben dieser Anwendungsmöglichkeit sind natürlich andere Absorbermaterialien, wie z.B. Blei zum Nachweis hochenergetischer Gammastrahlung oder bestimmte Isotope zur Suche nach dem neutrinolosen Doppelbetazerfall, denkbar. Den Aufbau eines geklebten Detektors zeigt schematisch Abbildung 3.5. Der Thermometerfilm wird auf ein dünnes Silizium-Substrat aufgedampft, das dann mit einem Tropfen eines Epoxy-Klebers auf den Absorber geklebt wird.

Die Strahlungswechselwirkung im Absorber verläuft analog zum Detektor mit direkt aufgebrachtem Thermometer. Die Phononenerzeugung und die diffusive Ausbreitung

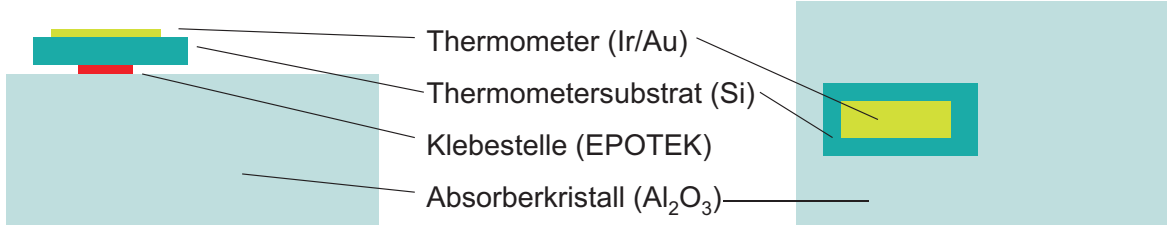


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung eines Detektors mit aufgeklebtem Thermometer von der Seite (links) und von oben (rechts).

bei gleichzeitigem Zerfall zu niederenergetischeren Phononen ist von der Klebung nicht betroffen. Erst in der Phase der ballistischen Ausbreitung nicht-thermischer Phononen können erste Unterschiede auftreten. Grundsätzlich sind zwei Grenzfälle denkbar, was die Relaxation nicht-thermischer Phononen betrifft:

- Die in der Regel sehr dünne Klebestelle ist für ballistische Phononen perfekt transparent. Dann können die Phononen aus dem Absorber ins Thermometersubstrat übergehen wie im Falle der Transmission durch Grenzflächen zweier Kristalle. Allerdings ist die effektive Übergangsfläche jetzt durch die Ausdehnung der Klebeschicht bestimmt. Die Übergangsrate durch die Klebeschicht kann durch die Transmissionskonstanten λ angegeben werden. Die Transmissionskonstanten λ für den Übergang vom Absorber ins Thermometersubstrat und die Rücktransmission lassen sich analog zu Gl. 3.1 aus Anklopftrate und Transmissionswahrscheinlichkeit angeben. Für ein System aus Al₂O₃-Absorber und Si-Thermometersubstrat gilt

$$\lambda_{Al_2O_3 \rightarrow Si} = \frac{A_K \langle v_{\perp} \alpha_{Al_2O_3 \rightarrow Si} \rangle}{2V_A} \quad \lambda_{Si \rightarrow Al_2O_3} = \frac{A_K \langle v_{\perp} \alpha_{Si \rightarrow Al_2O_3} \rangle}{2V_{TS}} \quad (3.15)$$

| | |
|------------------------------------|--|
| $\lambda_{Al_2O_3 \rightarrow Si}$ | Übergangskonstante vom Absorber ins Thermometersubstrat |
| $\lambda_{Si \rightarrow Al_2O_3}$ | Übergangskonstante vom Thermometersubstrat in den Absorber |
| A_K | Fläche der Klebeschicht |
| V_A | Absorbervolumen |
| V_{TS} | Volumen des Thermometersubstrats |
| v_{\perp} | Gruppengeschwindigkeit der Phononen senkrecht zur Grenzfläche |
| α | Transmissionswahrscheinlichkeiten |
| $\langle \dots \rangle$ | Mittelung über alle Moden und Wellenvektoren der einfallenden Phononen |

Phononen im Thermometersubstrat können im Thermometer absorbiert werden, zurück in den Absorber gelangen oder zu einem geringen Anteil thermalisieren. Für die Absorption im Thermometer, etwa in einem Ir/Au-Film mit der Fläche A_T , gilt

$$\lambda_{Si \rightarrow Ir} = \frac{A_T \langle v_{\perp} \alpha_{Si \rightarrow Ir} \rangle}{2V_{TS}} \quad (3.16)$$

Der zeitliche Verlauf der Phononensammlung im Thermometer ist also wesentlich komplizierter gegenüber dem in einem direkt aufgebrachtem Thermometer. Das Verhalten kann durch ein System gekoppelter Differentialgleichungen beschrieben werden. Als Konsequenz kann der Pulsanstieg mehrere Zeitkonstanten aufweisen.

Unter bestimmten Bedingungen läßt sich die komplizierte Struktur aber stark vereinfachen. Dies sind gleichzeitig die Bedingungen, unter denen eine besonders effiziente Phononensammlung stattfindet: ist die Ausdehnung der Klebestelle A_K klein, das Volumen des Thermometersubstrats V_{TS} klein und das Verhältnis A_T/A_{TS} nahe 1 (also das gesamte Trägersubstrat vom Thermometerfilm bedeckt), läßt sich die Sammlung approximativ durch eine Zeitkonstante beschreiben, da in diesem Fall

$$\lambda_{Si \rightarrow Ir} \gg \lambda_{Si \rightarrow Al_2O_3}. \quad (3.17)$$

Anschaulich gesagt wird jedes ballistische Phonon, das einmal die Klebeschicht überwunden hat, sehr schnell und mit hoher Wahrscheinlichkeit im Thermometer absorbiert. Die Sammelzeit beträgt dann

$$\tau = \lambda_{Al_2O_3 \rightarrow Si}^{-1}. \quad (3.18)$$

Diese Sammelzeit kann wesentlich länger werden als die Sammelzeit eines direkt aufgebrachtem Thermometers. Vernachlässigt man materialspezifische Konstanten, dann ist der Unterschied in der Sammelzeit nach Gln. (3.15) und (3.16) durch das Flächenverhältnis Thermometer zu Klebestelle gegeben. Dieses beträgt für die hier verwendeten Detektoren etwa 15:1.

- Im zweiten Grenzfall ist die Klebeschicht perfekt opak für ballistische Phononen. Phononen, die in die Klebeschicht gelangen, werden dort absorbiert und führen zu einer Erwärmung der Klebestelle. Die deponierte Wärmemenge verteilt sich je nach thermischer Kopplung auf Absorber und das dünne Thermometersubstrat. Obwohl die Erwärmung der Klebestelle schnell erfolgen kann (in etwa mit der oben angegebenen Sammelzeit), wird das dadurch hervorgerufene Signal im Thermometer durch lange Zeitkonstanten charakterisiert. Denn auf dem Weg von der Klebestelle zum Thermometer sind thermische Kopplungen relevant, etwa die Kapitza-Kopplung und die Elektron-Phonon-Kopplung. Die Zeitkonstanten liegen also eher im Bereich der oben beschriebenen thermischen Komponente des Pulses.

Im realen Detektor scheint eine Kombination der beiden beschriebenen Prozesse vorzuliegen. Abb. 3.6 zeigt zwei Pulse, die mit einem geklebten Detektor aufgenommen wurden. Bestrahlt man den Detektor von außerhalb des Kryostaten mit einer hochenergetischen Gamma-Quelle (in diesem Fall ^{60}Co), dann treten zwei gut zu unterscheidende Ereignisklassen auf. Aufgrund der Raten läßt sich gut zuordnen, welcher Puls durch Wechselwirkung in welchem Teil des Detektors erzeugt wird. Es zeigt sich, daß bei der Energiedeposition im Thermometersubstrat Pulse mit fast instantanem Anstieg und

schnellem Abfall zu beobachten sind. Bei der Energiedeposition in Saphir ist die Anstiegszeit deutlich verlängert, was auf das erste oben beschriebene Szenario hindeutet. Aber auch die Abfallszeit ist länger, so daß auch ein Beitrag des zweiten Szenarios nicht auszuschließen ist.

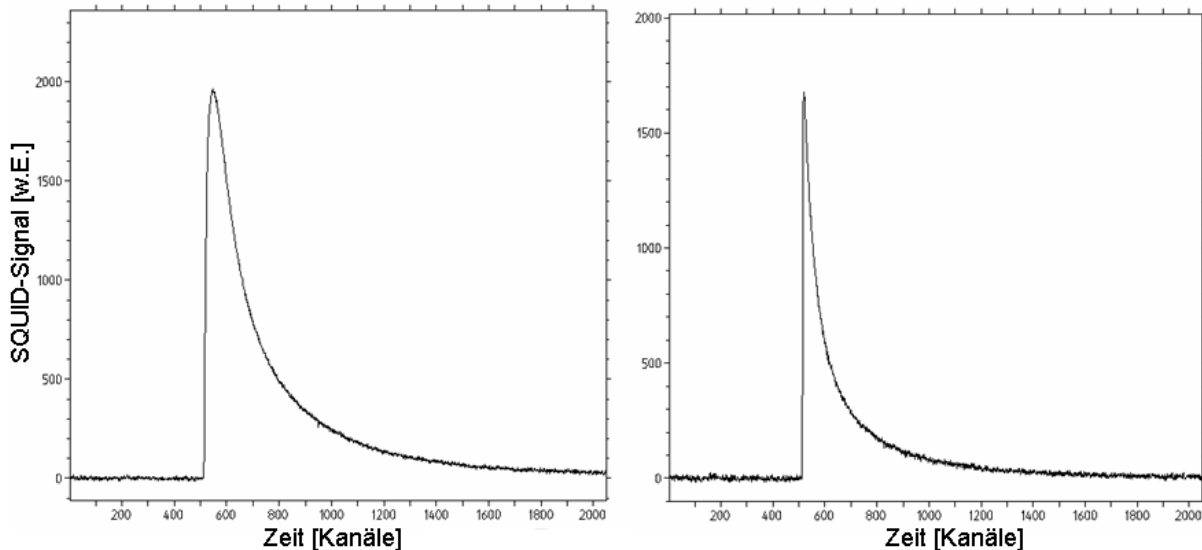


Abbildung 3.6: Pulsformen des geklebten Detektors. Die Strahlungswechselwirkung im Saphir-Absorber (links) führt zu einer unterschiedlichen Pulsform als die im Silizium-Thermometersubstrat (rechts). Die Fenster entsprechen einer Zeitdauer von jeweils $32 \mu\text{s}$.

Die unterschiedlichen Pulsformen bestätigen qualitativ, daß obige Beschreibung der Prozesse richtig ist. Sie bieten aber auch die Möglichkeit, Ereignisse im Absorber von Ereignissen in anderen Teilen des Detektors zu unterscheiden. Damit ist es möglich, den aktiven Teil des Detektors durch Pulsformanalyse auf den Absorber alleine zu beschränken. In Anwendungen mit kleinen Zählraten hilft die unterschiedliche Pulsform also auch bei der Unterdrückung von Untergründereignissen und verbessert das Signal/Untergrund-Verhältnis.

Das um das geklebte Thermometer ergänzte thermische Modell des Detektors zeigt Abb. 3.7. Ist G_{ab} vernachlässigbar klein, so besteht die einzige Verbindung des Absorbers zum Wärmebad aus dem Weg über die Klebestelle. Für die thermischen Relaxationsvorgänge ist damit gewährleistet, daß die gesamte Wärmemenge aus dem Absorber über die Klebestelle und das Thermometer abfließen muß. Somit stellt das Thermometer mit dem Thermometer-Substrat bis zur Klebestelle eine eigenständige Einheit im thermischen Modell dar, an die beliebige Absorber angekoppelt werden können.

Allerdings sind zusätzlich die Energieeinträge $P_e(t)$, $P_s(t)$ und $P_a(t)$ durch nicht-thermische Phononen zu berücksichtigen. Diese hängen wie oben beschrieben mit der ballistischen Ausbreitung der Phononen zusammen und können von Material zu Material

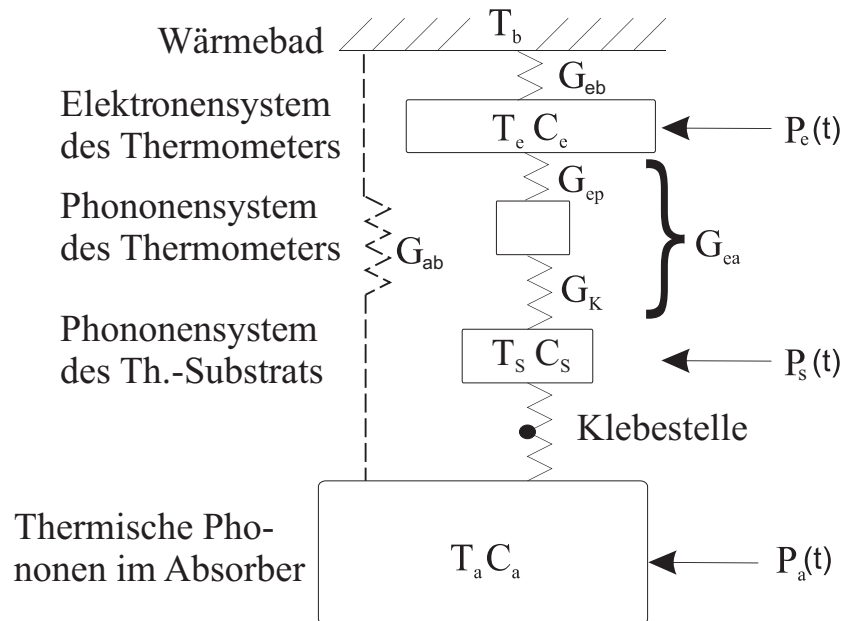


Abbildung 3.7: Thermisches Modell des geklebten Detektors. Zusätzlich zu den in Abb. 3.3 beschriebenen Größen bezeichnen T_S die Temperatur und C_S die Wärmekapazität des Thermometersubstrats. P_S ist der zugehörige Energieeintrag durch nicht-thermische Phononen.

variieren. In Supraleitern weit unter der Sprungtemperatur beispielsweise wird die Ausbreitung von hochfrequenten Phononen mit einer Energie, die größer als die doppelte Energielücke Δ ist, durch das Aufbrechen von Cooperpaaren beschränkt.

Deshalb ist die weitere Optimierung der Klebetechnik für andere Absorbermaterialien als Saphir nötig. Neben der erfolgreichen Anwendung der Klebetechnik bisher könnten durch das vertiefte Verständnis der relevanten Vorgänge weitere Anwendungsbereiche eröffnet werden. Mit der hier beschriebenen Erweiterung des Detektormodells sind die Grundlagen dafür vorhanden.

3.5 Phasenübergangsthermometer

Zentraler Bestandteil des Detektors ist ein empfindliches Thermometer. Die Erwärmung des Thermometers führt im Phasenübergang zu einer Widerstandsänderung. Der Widerstand $R_T(T, I_T)$ eines supraleitenden Phasenübergangsthermometers ist im Allgemeinen eine Funktion der Temperatur T des Elektronensystems und des Stroms I_T , der durch das Thermometer fließt. In linearer Näherung um einen gewählten Arbeitspunkt gilt

$$R_T = R_0 \left(1 + \alpha \frac{\Delta T}{T_0} + \beta \frac{\Delta I}{I_0} \right) \quad (3.19)$$

$$\alpha = \frac{T_0}{R_0} \frac{\partial R_T}{\partial T} \quad (3.20)$$

$$\beta = \frac{I_0}{R_0} \frac{\partial R_T}{\partial I}. \quad (3.21)$$

Der Parameter α gibt die Steilheit der Übergangskurve, also die Sensitivität des Thermometers auf Temperaturänderungen an, während β die Antwort auf eine Stromänderung beschreibt. Wie in Abb. 3.2 ersichtlich, beträgt der Strom I_T durch Thermometer und SQUID-Spule

$$I_T = I_0 \frac{R_S}{R_S + R_T}. \quad (3.22)$$

Er führt zu einer Heizleistung P_{Joule} im Thermometer. Damit lautet die Leistungsbilanz für ein Thermometer, das an ein Wärmebad der Temperatur T_b gekoppelt ist (ohne Strahlungsabsorption)

$$C_e \frac{d}{dt} T + K(T^n - T_b^n) = P_{Joule} = I_T^2 R_T \quad (3.23)$$

mit den Konstanten K und n , die Stärke und Art der thermischen Kopplung des Thermometers an das Wärmebad angeben. Diese ist für direkt bzw. indirekt gekoppelte Detektoren stark unterschiedlich. Bei direkt gekoppelten Detektoren stellt der Bonddraht mit guter elektronischer Wärmeleitung den Kontakt her, bei indirekt gekoppelten Thermometern ist ein Bondpad auf dem Absorber angebracht, von dem aus ans Wärmebad gebondet wird. Die Gesamtleitfähigkeit setzt sich also zusammen aus den Kapitza-Kopplungen Thermometer-Absorber und Absorber-Bondpad, der Elektron-Phonon-Kopplung im Bondpad und der Leitfähigkeit des Bonddrahts. Für die Elektron-Phonon-Kopplung gilt $n=(5..6)$; für die Kapitza-Kopplung gilt $n=4$. Im stationären Fall ist

$$T^n - T_b^n = \frac{I_T^2 R_T}{K}, \quad (3.24)$$

d.h. das Thermometer nimmt eine höhere Temperatur an als das Wärmebad. Dies wird bei der Stabilisierung der Detektoren benutzt, um beispielsweise zwei Detektoren, die unterschiedliche Übergangstemperaturen T_C aufweisen, am gleichen Wärmebad zu betreiben.

Ein hoher Meßstrom führt auch zum gewünschten Effekt des „elektrothermischen Feedbacks“. Eine Erwärmung des Thermometers und die damit verknüpfte Erhöhung des Thermometerwiderstands führt zu einer kleineren Meßleistung. Dadurch wird die Temperatur des Thermometers wieder abgesenkt. Diese negative Rückkopplung verkürzt die Detektorpulse und wirkt selbst-stabilisierend.

Um negative Rückkopplung zu erreichen, muß die Meßleistung P_{Joule} bei Temperaturerhöhung sinken. Man betrachte eine kleine Änderung des Gleichgewichtszustands (T, R_T, I_T, P_{Joule}) um $(\delta T, \delta R, \delta I, \delta P)$. Dann folgt

$$\delta P = (I_T + \delta I)^2 (R_T + \delta R) - I_T^2 R_T. \quad (3.25)$$

Unter Vernachlässigung der zweiten Ableitungen erhält man

$$\delta P = \frac{R_S - R_T}{R_S + R_T} \cdot I_T^2 \cdot \frac{\partial R_T}{\partial T} \delta T \quad (3.26)$$

$$\delta P = \frac{R_S - R_T}{R_S + R_T} \cdot P_{Joule} \alpha \cdot \frac{\delta T}{T} \quad (3.27)$$

$$\delta P = -P_{Joule} \alpha_{\text{eff}} \frac{\delta T}{T} \quad (3.28)$$

mit dem effektiven Parameter

$$\alpha_{\text{eff}} = \frac{R_T - R_S}{R_T + R_S} \alpha. \quad (3.29)$$

Die Bedingung für negative Rückkopplung ist folglich $R_S < R_T$, was durch den kleinen Shunt-Widerstand für alle Detektoren in dieser Arbeit erfüllt war. Die verkürzte Pulsabfallszeit (siehe [Irw98]) ist dann

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_0}{1 + \alpha_{\text{eff}}/n}. \quad (3.30)$$

3.6 Neue experimentelle Methoden zur Thermometercharakterisierung

3.6.1 Übergangsmessungen ($I_0=\text{const.}$, $P=\text{const.}$ und $R=\text{const.}$)

Der erste Schritt zur Charakterisierung eines Detektors besteht in der Messung des Widerstandsverlaufs im Phasenübergang. Die Qualität des Thermometerfilms zeigt sich in der Steilheit des Übergangs. Zudem sollte der Übergang möglichst kontinuierlich verlaufen. Für die Übergangsmessung wird ein Strom I_0 am Meßkreis angelegt und mit dem SQUID der Strom I_T durch das Thermometer gemessen⁴. Bei konstantem Shunt-Widerstand R_S kann daraus R_T bestimmt werden. Bei der herkömmlichen Übergangsmessung wurde der Strom I_0 fest gewählt und die Badtemperatur variiert. Ein solcher Übergang ist in Abb. 3.8 dargestellt. Höhere Meßströme verschieben den Übergang durch die Heizleistung nach links und verändern die Form des Übergangs, vor allem im Bereich kleiner Thermometerwiderstände, deutlich. Strukturen, die in der mit kleinem Strom aufgenommenen Kurve sichtbar sind, verschmieren bei hohem Meßstrom. Die Meßleistung führt zu einer Hysterese im Widerstand R_T , d.h. die Meßkurve hängt davon ab, ob vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand gemessen wird oder umgekehrt [Sch00].

⁴Da mit dem SQUID nur Stromänderungen und keine absoluten Ströme gemessen werden können, wird zwischen $+I_0$ und $-I_0$ umgeschaltet, und das SQUID-Ausgangssignal durch 2 geteilt. In Kap. 5.1 sind Details des Meßaufbaus erläutert.

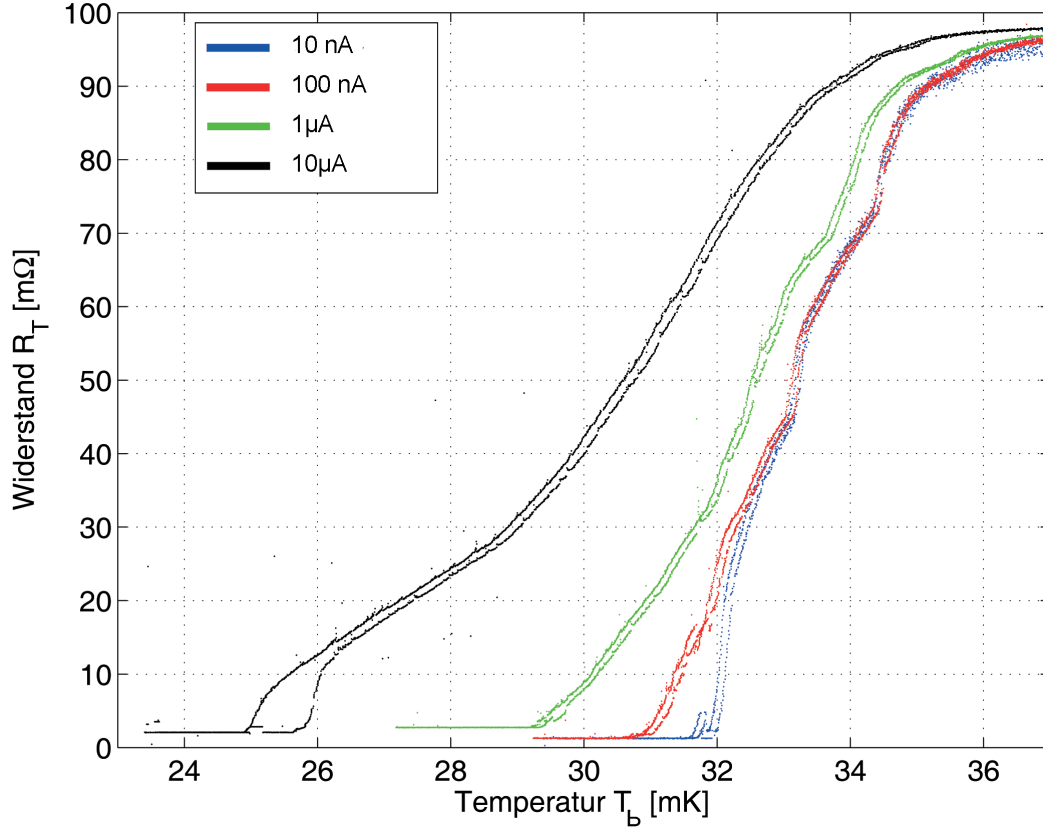


Abbildung 3.8: Widerstandsverlauf im Übergang eines supraleitenden Phasenübergangsthermometers bei einem Biasstrom $I_0=10\text{ nA}$, 100 nA , $1\text{ }\mu\text{A}$ und $10\text{ }\mu\text{A}$.

Um die Effekte, die zur Veränderung der Übergangskurve führen, genauer studieren zu können, wurden in dieser Arbeit Übergangskurven mit konstanter Heizleistung P_{Joule} durchgeführt. Während die Temperatur variiert wird (und damit das gemessene R_T variiert), wird die Stromstärke I_0 durch die Meß-Software so angepaßt, daß

$$P_{Joule} = I_T^2 R_T = \frac{R_T/R_S}{(1 + R_T/R_S)^2} I_0^2 R_S \quad (3.31)$$

konstant bleibt. Dazu werden die gemessenen R_T -Werte in einen Software-PID-Regler eingespeist, der das neue I_0 für den jeweils nächsten Meßpunkt berechnet. Eine Übergangskurve mit $P_{Joule}=\text{const.}$ zeigt Abb. 3.9. Würde nur die Heizleistung P_{Joule} die Form des Übergangs verändern, würde man eine Verschiebung der Meßkurven nach links erwarten mit

$$T^n - T_0^n = P_{Joule}/K \quad (3.32)$$

wobei T_0 die Temperatur im idealen Fall einer verschwindenden Meßleistung bezeichnet.

Korrigiert man die Meßkurven nach Gleichung (3.32), kann man den Einfluß der Heizleistung kompensieren. Man erhält die in Abb. 3.10 dargestellten Übergänge, die bei hohen Temperaturen gute Übereinstimmung zeigen. Deutlich erkennbar weichen die

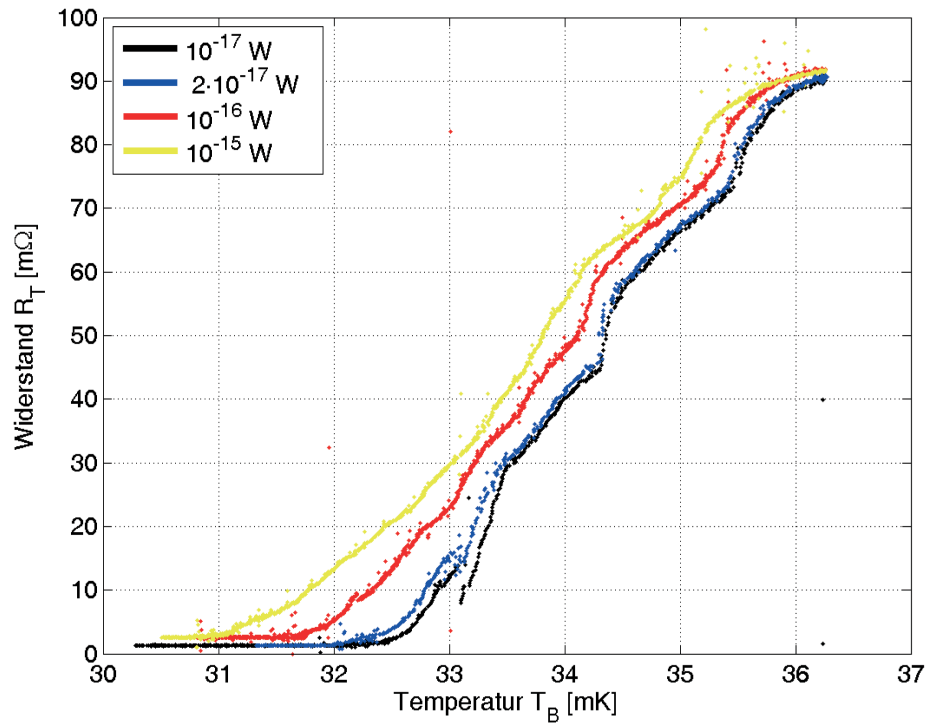


Abbildung 3.9: Übergangsmessungen mit konstant gehaltener Meßleistung P_{Joule} .

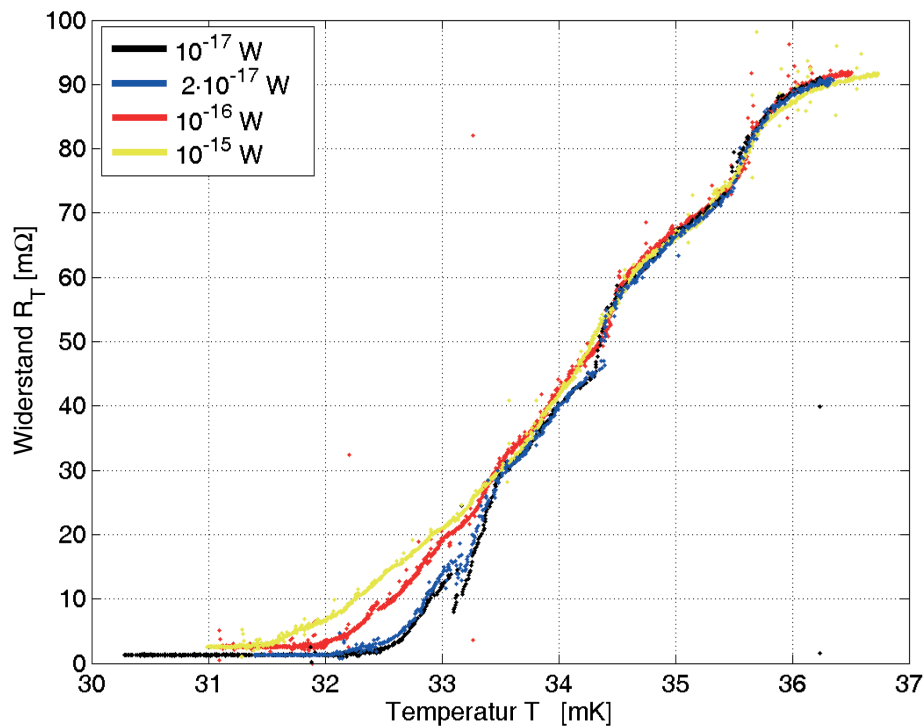


Abbildung 3.10: Übergangsmessungen mit konstanter Meßleistung, aufgetragen über der nach Gl. (3.32) berechneten Thermometertemperatur.

Kurven bei kleinen Temperaturen voneinander ab, wobei in den Messungen zu erkennen ist, daß der Widerstand bei gleicher Temperatur für höhere Meßströme höher liegt. Dies deutet klar darauf hin, daß neben der Heizleistung weitere, durch die kritische Stromdichte hervorgerufene Effekte, den Übergang beeinflussen. Dies wird erhärtet durch die Tatsache, daß die Abweichung bei kleinem Widerstand, also hohem Strom auftritt. Vermutlich ist die geometrische Aufteilung des Thermometerfilms in supraleitende und normalleitende Bereiche die Ursache für diese Abweichung.

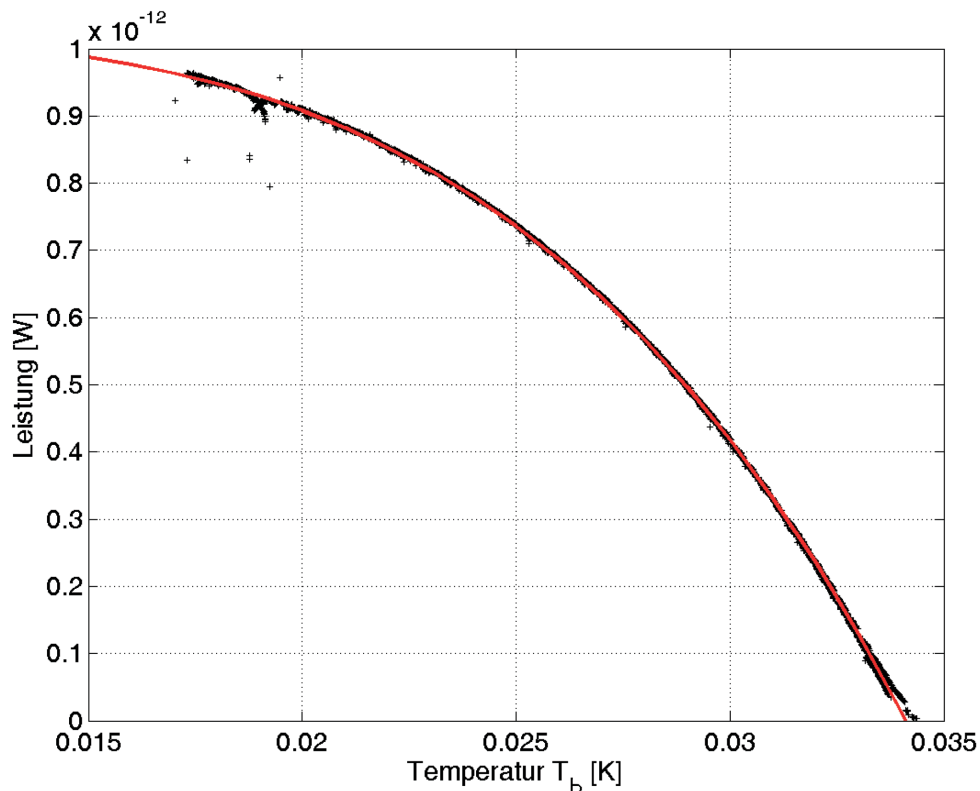


Abbildung 3.11: Bei konstantem Thermometerwiderstand gemessene Heizleistung P_{Joule} in Abhängigkeit der Badtemperatur (schwarz). Die Fitfunktion (rot) ist $P_{Joule} = K(T^n - T_b^n)$.

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit der beschriebenen I_0 -Regelung liegt in der Bestimmung der Stärke und der Art der Kopplung an das Wärmebad durch Messungen mit $R_T = \text{const}$. Bei kleinem Parameter β wird $R_T(T, I)$ zu $R_T(T)$ und gleichbleibender Thermometerwiderstand R_T ist äquivalent zu gleichbleibender Temperatur des Thermometers. Für die Messung wählt man einen Punkt im Übergang, an dem der Einfluß des Meßstroms in guter Näherung nur durch die dissipierte Leistung gegeben ist. Dann kann die Badtemperatur variiert werden und die Heizleistung P_{Joule} nach Gl. 3.23 aus der Messung von I_T berechnet werden.

Abb. 3.11 zeigt die Messung für einen Detektor mit indirekter Kopplung in der oben beschriebenen Weise. Für solche Detektoren war *a priori* nicht bekannt, welche der

vier seriellen Kopplungen die relevante, d.h. die kleinste, ist. In Frage kommen bei der indirekten Kopplung die Kapitza-Kopplungen Thermometer-Absorber und Absorber-Bondpad ($n=4$), die Elektron-Phonon-Kopplung im Bondpad ($n=5\dots6$) und die Kopplung über den Bonddraht (kleineres n). Durch Anpassen der freien Parameter K , n und T an die Messung erhält man $K=1,023 \mu\text{W}/\text{K}^4$, $n=4,0$ und $T=34,11 \text{ mK}$. Die relevante Kopplung in diesem Fall ist also die Kapitza-Kopplung an der Grenzfläche des Absorberkristalls. Die hervorragende Übereinstimmung mit der Theoriefunktion rechtfertigt nachträglich die Vernachlässigung des Parameters β .

Mit Hilfe dieser Meßmethode ist es möglich, eine physikalische Größe des Detektors experimentell zu bestimmen, die sonst nur schwer zugänglich ist, nämlich die relevante Kopplung zwischen Thermometer und Wärmebad. Berechnungen der Kopplung waren bisher meist nicht sehr genau, was an der starken Temperaturabhängigkeit liegt. Die hier beschriebene Meßmethode macht es sogar möglich, diese Temperaturabhängigkeit zu messen.

3.6.2 Impedanzmessung

Eine neue, vielversprechende Methode der Thermometercharakterisierung ist die Messung der Wechselstromantwort des Thermometers. Eine erste Messung dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt. Die Theorie der Impedanz eines Thermometers, die die Heizleistung berücksichtigt, ist komplex; daher soll sie hier nur vereinfacht diskutiert werden. Die Grundlagen sind in [Mat82], die genaue Herleitung der komplexen Impedanz für verschiedene Detektormodelle in [Lin04, Saa04, Vai05] zu finden.

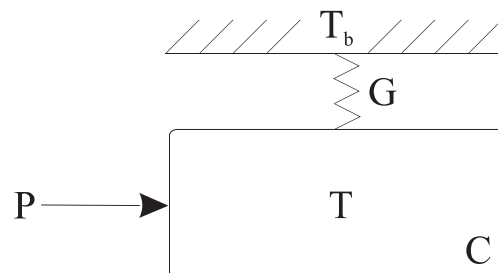


Abbildung 3.12: Einfachstes Modell des an das Wärmebad gekoppelten Thermometers. Die Leistung P wird durch den Strom durch das Thermometer hervorgerufen.

Abb. 3.12 zeigt das einfachste Modell eines Detektors, bestehend aus einem Thermometer mit Wärmekapazität C , das über eine thermische Kopplung G an das Wärmebad gekoppelt ist. Ein Strom durch das Thermometer führt zur Dissipation der Leistung $P = I^2 R$, die über die Kopplung abfließt. Die komplexe Impedanz der Anordnung ist [Mat82, Lin04]

$$Z(\omega) = R_0 \left[1 + \beta + (2 + \beta)\alpha\tau_{eff} \frac{I_0^2 R_0}{CT} \frac{1}{i\omega\tau_{eff} - 1} \right] \quad (3.33)$$

mit

$$\alpha = \frac{T_0}{R_0} \frac{\partial R}{\partial T} \quad \beta = \frac{I_0}{R_0} \frac{\partial R}{\partial I} \quad (3.34)$$

$$\tau_{eff} = \left(\frac{I_0^2 R_0}{CT_0} \alpha - \frac{G}{C} \right)^{-1}. \quad (3.35)$$

I_0 , R_0 und T_0 sind die Werte im statischen Gleichgewicht, wobei $I_0^2 R_0 = G(T_0 - T_b)$. Die Parameter α und β geben die Widerstandsänderung durch kleine Temperatur- bzw. Stromänderungen in linearer Näherung um den Arbeitspunkt an. Die komplexe Impedanz (3.33) beschreibt einen Halbkreis in der komplexen Ebene. Für die Grenzfälle $\omega \rightarrow \infty$ und $\omega \rightarrow 0$ gilt

$$Z(\omega \rightarrow \infty) = R_0(1 + \beta) \quad (3.36)$$

$$Z(\omega \rightarrow 0) = R_0 \left(1 + \beta - (2 + \beta) \alpha \tau_{eff} \frac{I_0^2 R_0}{CT} \right). \quad (3.37)$$

Die komplexe Impedanz kann gemessen werden, indem auf den konstanten Bias-Strom ein kleines Sinus-Signal addiert wird, dessen Frequenz langsam den relevanten Bereich überstreicht (Kleinsignalnäherung). Die komplexe Impedanz ergibt sich aus dem Verhältnis und der Phasenverschiebung zwischen addiertem Sinus-Signal und der SQUID-Antwort, d.h. dem Strom durch das Thermometer. Bei der Messung sind zusätzlich die Induktivität L des SQUIDs, der Einfluß des Shunt-Widerstands R_S und der Frequenzgang der Konstantstromquelle zu berücksichtigen, was die Auswertung erschwert. Die Parameter R , α , β und τ_{eff} sind vom gewählten Arbeitspunkt im Übergang abhängig. Deshalb ändert sich der Verlauf der komplexen Impedanz für verschiedene Arbeitspunkte. In Abbildung 3.13 ist die gemessene Impedanz eines geklebten Detektors abgebildet. Der Verlauf der Kurven stimmt mit der Erwartung aus dem Modell qualitativ überein. Um quantitative Aussagen treffen zu können wäre es nötig, den Meßkreis komplett zu charakterisieren. Dann ist durch die Anpassung der Daten an die Theoriefunktion die Bestimmung der intrinsischen Detektorparameter α , β und der Wärmekapazität C an verschiedenen Arbeitspunkten im Übergang mit bisher unerreichter Genauigkeit möglich, wie in [Lin04] gezeigt wurde. Sind α und β bekannt, so ist die Signalform, die durch die Temperaturänderung des Thermometers bei einem Energieeintrag erzeugt wird, vollständig bestimmt. Eine quantitative Analyse wurde in dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt.

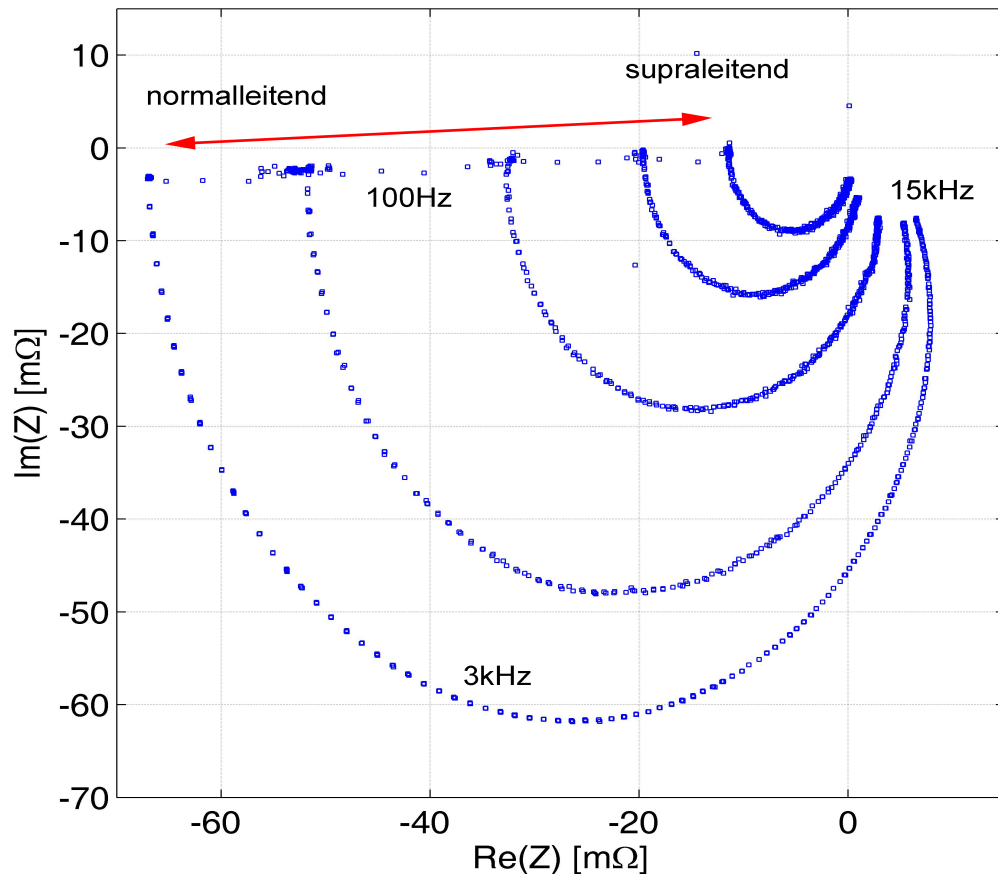


Abbildung 3.13: Gemessene komplexe Impedanz Z an fünf verschiedenen Arbeitspunkten des Detektors. In jedem Arbeitspunkt wurde der Frequenzbereich von 100 Hz bis 15 kHz gemessen. Die Arbeitspunkte mit kleinerem Widerstand R_T liegen innen. Bei hohen Frequenzen ist der Einfluß anderer frequenzabhängiger Komponenten des Meßkreises, z.B. der Konstant-Stromquelle und des SQUID-Systems, sichtbar. Der reelle Widerstand bei tiefen Frequenzen ist negativ, da die Arbeitspunkte negativen differentiellen Widerstand in der I-V-Kennlinie besitzen.

4 Germanium-Aktivierung und Deposition

4.1 Bestrahlung mit Neutronen

Um kleine Mengen von aktivem ^{71}Ge herzustellen, wurde Germaniumdioxid (GeO_2) bzw. metallisches Germanium mit Neutronen bestrahlt. Natürliches Germanium setzt sich aus fünf Isotopen zusammen, die mit ihren relativen Häufigkeiten in Tab. 4.1 zusammengestellt sind. Angegeben sind zusätzlich der Wirkungsquerschnitt σ_{th} für den Einfang thermischer Neutronen, die produzierten Isotope und deren Halbwertszeiten. In der letzten Spalte sind die intensivsten γ -Linien des Zerfalls dieser Produkte aufgelistet.

| Isotop | natürl. Anteil [Atom-%] h | σ_{th} [b] | Produkt | Halbwertszeit $T_{1/2}$ | intens. γ -Linien [keV] |
|------------------|--------------------------------|-------------------|------------------|----------------------------|-----------------------------------|
| ^{70}Ge | $20,52 \pm 0,17$ | $3,15 \pm 0,16$ | ^{71}Ge | 11,43 d | – |
| ^{72}Ge | $27,43 \pm 0,21$ | $0,98 \pm 0,09$ | ^{73}Ge | stabil | – |
| ^{73}Ge | $7,76 \pm 0,08$ | 15 ± 2 | ^{74}Ge | stabil | – |
| ^{74}Ge | $36,54 \pm 0,23$ | $0,24 \pm 0,06$ | ^{75}Ge | 83 min | 265, 199 |
| ^{76}Ge | $7,76 \pm 0,08$ | $0,05 \pm 0,02$ | ^{77}Ge | 11,3 h | 211,216,264 |

Tabelle 4.1: Isotopenhäufigkeit im natürlichen Germanium in Atom-%. Bei den Bestrahlungen wurde ausschließlich natürliches Germanium verwendet. Zusätzlich sind der Wirkungsquerschnitt für den Einfang thermischer Neutronen und das dabei entstehende Isotop mit dessen Halbwertszeit angegeben. In der letzten Spalte sind die intensivsten γ -Linien des Zerfalls dieser Isotope aufgelistet.

Germaniumkristalle und GeO_2 -Pulver mit Massen zwischen 20 mg und 70 mg wurden in der Rohrpost-Bestrahlungseinrichtung am Forschungsreaktor München (FRM) II und am Neutronenleiter NL1B am Forschungsreaktor des Hahn-Meitner-Instituts (Berlin) bestrahlt. Da nur geringe Aktivitäten hergestellt werden sollten, wurde die Bestrahlung am FRM II während einer Halteperiode beim Anfahren des Reaktors bei 1 MW durchgeführt, nicht bei der vollen Leistung von 20 MW. Der Fluß thermischer Neutronen betrug für die Bestrahlungsposition RP3 des FRM II bei 1 MW Leistung $\Phi_{th} = 1,4 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Es wurde die kürzest mögliche Bestrahlungsdauer

von ca. 30 s gewählt. Nach einer mehrstündigen Abklingzeit wurde die Aktivität in einem n-Typ-Germaniumdetektor mit 113 cm^3 Detektorvolumen im Untergrundlabor (UGL) des Maier-Leibnitz-Laboratoriums am Physik-Department der Technischen Universität München gemessen. Der Neutronenfluß am Neutronenleiter in Berlin betrug $\Phi_{th} = 8,6 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, die Bestrahlungszeit 27 min.

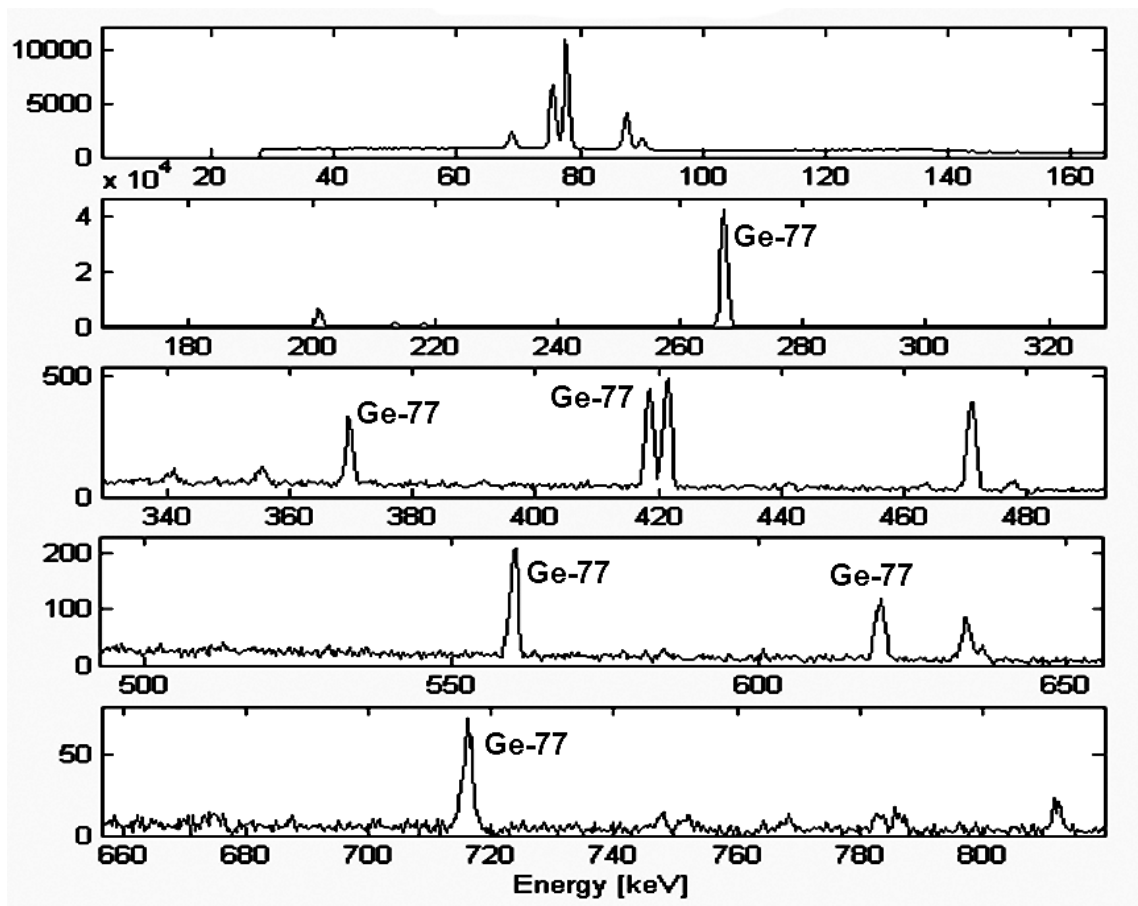


Abbildung 4.1: Gamma-Spektrum eines aktivierten Germaniumkristalls (20 h Meßzeit).

Das gemessene Gamma-Spektrum eines aktivierten Germaniumkristalls zeigt Abbildung 4.1. Drei instabile Germanium-Nuklide entstehen durch die Neutronenaktivierung: ^{71}Ge , ^{75}Ge und ^{77}Ge . ^{71}Ge zerfällt wie beschrieben mit einer Halbwertszeit von 11,43 d durch Elektroneinfang. Die Röntgenstrahlung von $\sim 9 \text{ keV}$ konnte im verwendeten Ge-Halbleiterdetektor wegen dessen relativ dickem Eintrittsfenster nicht nachgewiesen werden. ^{75}Ge besitzt eine Halbwertszeit von $T_{1/2} = 83 \text{ min}$, während das ^{77}Ge -Nuklid mit $T_{1/2} = 11,3 \text{ h}$ wesentlich langlebiger ist. Die γ -Spektroskopie konzentriert sich daher aus praktischen Gründen auf die Messung der ^{77}Ge -Aktivität. Die intensitätsstärkste Linie bei 264 keV von ^{77}Ge überlappt mit der 265 keV-Linie von ^{75}Ge , deren Intensität allerdings wegen der kleineren Halbwertszeit zum Zeitpunkt der Messung schon vernachlässigbar ist. Aus den Intensitäten der ^{77}Ge -Linien läßt sich

die ^{71}Ge -Aktivität am Ende der Bestrahlung abschätzen. Sie lag für die in München bestrahlten Germaniummengen bei etwa 10 Bq/mg. Aus den oben genannten Bestrahlungsparametern erwartet man eine Aktivität von 16,4 Bq/mg. Innerhalb der (vor allem für den thermischen Neutronenfluß) recht großen Unsicherheiten stimmt die Aktivität also mit der Erwartung überein. Die Parameter für die Bestrahlung in Berlin liefern eine Aktivität von 5 Bq/mg direkt am Ende der Bestrahlung. Zur Verwendung in Testmessungen und zur Langzeitmessung des ^{71}Ge -Zerfalls in Kapitel 6 wurden noch kleinere Aktivitäten benötigt, die durch eine entsprechende Abklingzeit realisiert wurden.

4.2 Germanium-Deposition mittels thermischer Dissoziation

Die Verwendung eines Festkörperdetektors anstatt eines gasgefüllten Zählrohres für den Nachweis der niederenergetischen Signatur des ^{71}Ge -Zerfalls verbessert die Nachweiseffizienz. Dabei besteht aber die Gefahr, daß der Vorteil der kürzeren Absorptionslänge durch Totschichten des Detektors, durch die Notwendigkeit eines Eintrittsfensters und durch die Ineffizienz für den Nachweis von Elektronen im keV-Energiebereich zunichte gemacht werden könnte. Es ist also ein Detektorprinzip vorteilhaft, bei dem die Trägermenge aus stabilem Germanium, die ja für das solare Neutrinoexperiment unbedingt notwendig ist, gleichzeitig Quelle und Absorber für die emittierte Strahlung darstellt. Im Kontext der Tieftemperaturdetektoren bedeutet dies, daß zwischen Germanium und dem Phasenübergangs-Thermometer guter thermischer Kontakt, bzw. eine hohe Übergangswahrscheinlichkeit für nicht-thermische Phononen besteht. Wenn diese Bedingung auch bei den tiefen Betriebstemperaturen des Detektors (10-50 mK) erfüllt ist, stellt kristallines Germanium eine zusätzliche Komponente im Detektoraufbau und -modell dar (siehe Kapitel 3) und damit aktives Volumen des Detektors.

In diesem Abschnitt soll genauer auf die Abscheidung von kristallinem Germanium auf einen Absorberkristall (Saphir) des Tieftemperaturdetektors eingegangen werden. Die Deposition aus der Gasphase (*chemical vapour deposition, CVD*), verbunden mit der Dissoziation eines Gasmoleküls an heißen Oberflächen, ist eine geeignete Methode dafür. Werden Kryodetektoren zum Nachweis des ^{71}Ge -Zerfalls in einem radiochemischen Sonnenneutrinoexperiment eingesetzt, ersetzt dieser Vorgang das Füllen der Proportionalzählrohre mit dem aus synthetisiertem GeH_4 und Xe bestehenden Zählgas. Deshalb ist die Effizienz, die benötigte Zeit, die Stabilität und die Reproduzierbarkeit dieses Herstellungsschritts von besonderem Interesse. In [Lac00] wurde der Depositionsvorgang systematisch untersucht und optimiert, was zu einer Steigerung der Depositionseffizienz von anfänglich $< 1\%$ auf bis zu 95% geführt hat. Damit wurde gezeigt, daß sich die Deposition durch thermische Dissoziation als geeignet für den Einsatz erweist. Die Anforderungen für den Abscheidvorgang ergeben sich einerseits aus der Physik und dem experimentellen Ablauf des Sonnenneutrinoexperimentes, andererseits auch aus dem Betrieb als Kalorimeter bei tiefen Temperaturen:

- Die chemische Präparation des aus dem Galliumtank extrahierten Ge-Trägers bis zum German-Gas GeH_4 ist bereits vielfältig untersucht und optimiert worden. Die Effizienz der einzelnen Schritte beträgt jeweils mehr als 95%. GeH_4 ist damit eine geeignete Schnittstelle, an der neue Prozeßschritte zur Herstellung eines Tieftemperatur-Kalorimeters ansetzen können.
- Der Depositionsvorgang muß in kurzer Zeit (in wenigen Stunden) mit quantitativer Ausbeute durchführbar sein. ^{71}Ge zerfällt mit $T_{1/2} = 11,43$ d. Die Deposition sollte also nicht wesentlich länger als die Prozedur zur Füllung der Zählrohre dauern (3–5 Stunden).
- Das aufgebrauchte Ge ist gleichzeitig Quelle und Absorber der Auger-Elektronen bzw. Röntgenquanten. Deshalb muß die thermische Kopplung zwischen Ge und Substrat hoch sein. Experimente mit aufgeklebtem, oxydiertem Germanium zeigten nicht das gewünschte Resultat [Höh98]. Die Methode der thermischen Dissoziation erfüllt diese Anforderung.
- Der mögliche Einsatz von Kryodetektoren hat das Ziel, sowohl den statistischen als auch den systematischen Fehler zu verringern. Einer der Vorteile der Kryodetektoren liegt in der höheren Detektionseffizienz und der damit verbesserten Statistik. Das setzt eine hohe Effizienz beim Aufbringen des Ge-Trägers mit den wenigen neutrinoproduzierten ^{71}Ge -Atomen voraus (Depositionseffizienz). Dies konnte durch eine speziell für diese Anwendung entworfene Depositionskammer und die Optimierung der relevanten Parameter erreicht werden.
- Zusätzlich muß die Depositionseffizienz mit hoher Genauigkeit ($\leq 1\%$) bestimmt werden. Dazu wurden vier Methoden untersucht und gezeigt, daß sich die erforderliche Genauigkeit erreichen läßt [Lac00].

4.2.1 Germanium-Depositionsanlage

German (GeH_4) liegt bei Raumtemperatur als Gas vor (Siedepunkt -90°C). Die thermische Dissoziation von Mono-German unter Bildung eines Germaniumfilms und molekularem Wasserstoff findet auf Oberflächen statt, deren Temperatur oberhalb 280°C liegt. Mechanismus und Reaktionskinetik sind in der Literatur für verschiedene Bereiche von Temperatur und Druck in statischen und dynamischen Systemen untersucht worden [Mül22, Tam55, Hal72, New80]. Die Nettoreaktion der Dissoziation lautet



Die Dissoziationsrate ist dabei nur vom Partialdruck des Germans abhängig. Der Gesamtdruck und der Partialdruck von H_2 zeigen keinen Einfluß auf die Reaktion. Daraus kann geschlossen werden, daß die Rückreaktion – also die Hydrierung des Ge aus dem deponierten Film – vernachlässigbar ist. Weitere Untersuchungen haben gezeigt, daß die Dissoziation bei hohem Druck in einer Reaktion erster Ordnung (d.h. proportional zu

p_{GeH_4}) abläuft, aber bei sinkendem Partialdruck in eine Reaktion nullter Ordnung (mit konstanter Rate) übergeht. Dies läßt den Schluß zu, daß zwei Reaktionen gleichzeitig stattfinden, wovon eine bei hohem Druck, die andere bei niedrigem Druck dominiert. Die Gleichung

$$-\frac{dp_{\text{GeH}_4}}{dt} = k_0 + k_1 p_{\text{GeH}_4} \quad (4.2)$$

mit den Geschwindigkeitskonstanten k_0 und k_1 der Reaktion nullter bzw. erster Ordnung beschreibt dieses Verhalten. Durch Integration ergibt sich die zeitliche Entwicklung des German-Partialdrucks (für $t > 0$ und $t < t_{100\%}$)

$$p_{\text{GeH}_4}(t) = \left(p_0 + \frac{k_0}{k_1} \right) e^{-k_1 t} - \frac{k_0}{k_1} \quad (4.3)$$

wobei p_0 der Druck bei $t = 0$ bedeutet. Die für die vollständige Deposition einer Ausgangsmenge (gegeben durch p_0) benötigte Zeit beträgt in dieser idealisierten Darstellung

$$t_{100\%} = \frac{1}{k_1} \ln \left(1 + p_0 \frac{k_1}{k_0} \right) \quad (4.4)$$

In die Geschwindigkeitskonstanten gehen die Temperaturen an der Ge-Oberfläche und der Temperaturverlauf im Volumen ein. Auch Parameter wie die Konzentration der GeH_4 -Moleküle (bestimmt durch das Volumen der Depositionskammer) und der Anteil der heißen Oberfläche an der Innenfläche verändern k_0 und k_1 . Ein weiterer Einfluß stammt von Fremdatomen im Gas und auf der Oberfläche.

Für verschiedene Messungen im Rahmen der Entwicklung der Tieftemperaturdetektoren für den ^{71}Ge -Nachweis wurden Detektoren mit aufgebrachtem Germaniumfilm hergestellt. Die in München aufgebaute Depositionsanlage ist eine vereinfachte Kopie der GeH_4 -Synthesanlage im Gran Sasso Labor. Statt der Vorrichtung zum Befüllen der Zählrohre wurde ein Depositionsofen integriert: nach der Synthese wird das Germanium nicht mit Xenon zum Zählgas gemischt, sondern in einer Depositionskammer auf ein Saphir-Substrat als festes Germanium aufgebracht. Dabei wurden die oben genannten Parameter optimiert, um eine quantitative Deposition mit hoher Depositionsrate zu erreichen.

Die Ge-Depositionsanlage kann in die vier Funktionsteile *GeH₄-Synthese*, *GeH₄-Reinigung* mittels Gaschromatographie, *Bestimmung der GeH₄-Menge* im Normvolumen und *Ge-Deposition* auf das Substrat unterteilt werden. In Abb. 4.2 ist der Aufbau schematisch dargestellt, in Abb. 4.3 ein Photo der Anlage.

4.2.2 GeH₄-Synthese

Die GeH_4 -Synthese erfolgt mit einem Verfahren, das ähnlich dem ist, mit dem im GNO-Experiment die extrahierte und aufkonzentrierte Probe in GeH_4 konvertiert wurde.

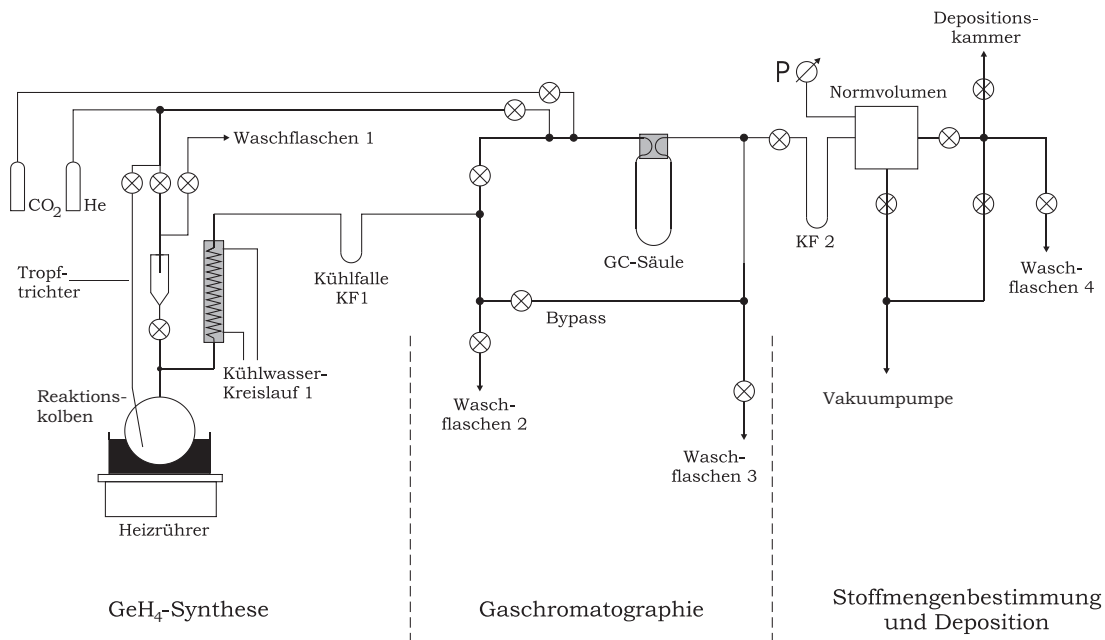
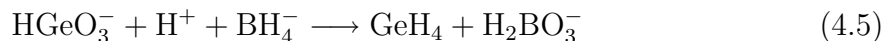


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Depositionsanlage zur GeH_4 -Synthese, gaschromatographischen Reinigung und Germanium-Abscheidung (s. Text).

Ausgehend von einigen Milligramm GeO_2 in alkalischer Lösung entsteht durch Reduktion mit Natriumborhydrid (NaBH_4) bei einer ausreichend hohen Temperatur von 90°C GeH_4 :



Es hat sich herausgestellt, daß eine NaOH -Konzentration von $0,002 \text{ mol/l}$ (pH -Wert 11,3) und Temperaturen zwischen 80°C und 90°C die höchste Ausbeute liefern.

Das synthetisierte Gas wird zusammen mit dem aus der Konkurrenzreaktion stammenden H_2 im Heliumstrom aus dem Reaktionskolben transportiert. Restliches GeH_4 kann sich noch gelöst in der Flüssigkeit oder gasförmig im Reaktionsvolumen befinden. Es wird durch den Heliumstrom weitere 30 min ausgespült. Die Syntheseprodukte werden zur Reinigung mittels Gaschromatographie zu einer GC-Säule transportiert und an deren Anfang festgehalten. Während der Synthese wird die Trennsäule in einem Bad aus flüssigem N_2 auf -196°C gebracht. Ein oberhalb des Reaktionskolbens angebrachter Rückflußkühler und eine -50°C -Kühlfalle (KF1) entfernen Wasserdampf aus dem Heliumstrom.

Nach dem Ablauf der Reaktion kann zur Kontrolle des Reaktionsverlaufs der pH -Wert des Residuums im Reaktionskolben gemessen werden. Abweichungen vom Ausgangswert von $\text{pH} = 11$ deuten auf einen zu raschen Verbrauch des NaBH_4 durch Borsäurebildung hin. Bei allen in vorliegender Arbeit nach der Synthese durchgeführten Messungen wich der gemessene pH -Wert nicht vom Ausgangswert ab.

Während des Ablaufs der GeH_4 -Synthese wurden neben GeH_4 auch kleine Mengen

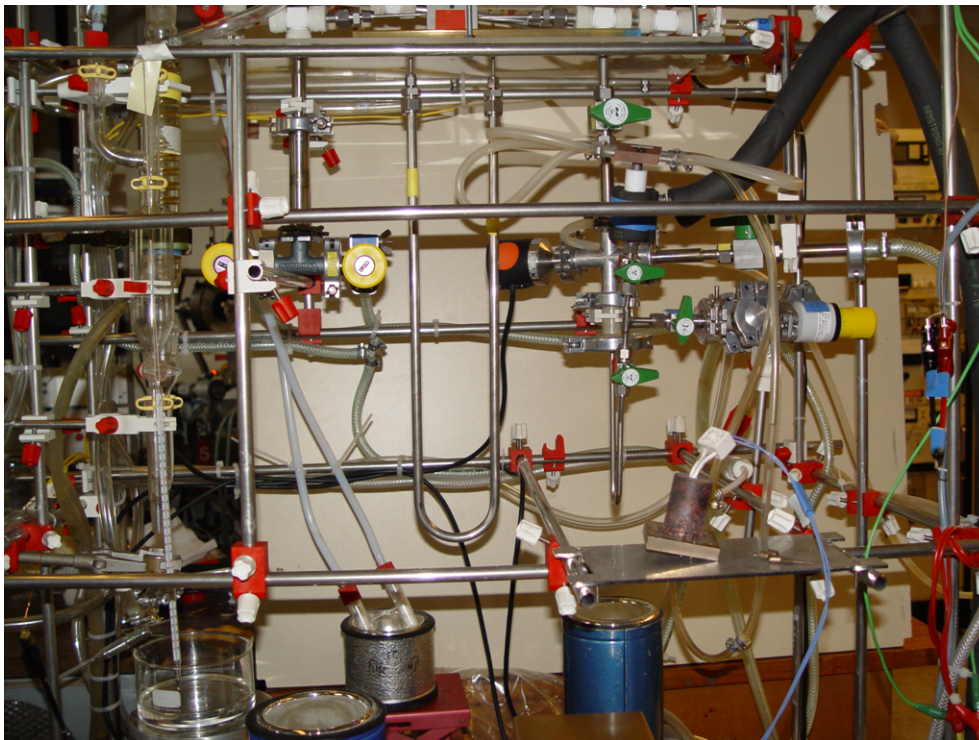


Abbildung 4.3: Photo der Depositionsanlage zur GeH_4 -Synthese, gaschromatographischen Reinigung und Germanium-Abscheidung.

anderer Gase wie Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff aus der Luft in der Säule adsorbiert. Diese und weitere Verunreinigungen sind vom GeH_4 zu trennen wegen

- der Verfälschung, die solche Verunreinigungen bei der folgenden volumetrischen GeH_4 -Mengenbestimmung verursachen,
- des Einflusses auf die chemische Reaktion bei der Deposition auf das Substrat,
- der Beiträge zum radioaktiven Untergrund von instabilen Isotopen beim Betrieb als Detektor.

Die Auftrennung des Gasmisches erfolgt mit einer Adsorptions/Fest-Gas-Chromatographie. Die Reihenfolge der mit dem Trägergas ausgespülten Gase hängt dabei von der Adsorptionswahrscheinlichkeit (bestimmt durch den Dipol-Charakter des Moleküls) und damit zusammenhängend von der Schmelz- bzw. Siedetemperatur ab. Es gilt bei ähnlicher Polarität: zunächst wird die Substanz mit dem tiefsten Siedepunkt aus der Säule getrieben, dann folgen die anderen Substanzen in der Reihenfolge steigender Siedepunkte. Die GC-Säule bildet ein 120 cm langes, zu einem U-Rohr gebogenes Edelstahlrohr mit 8 mm Innendurchmesser, das auf einer Länge von 72 cm mit 7,0 mg Chromosorb-102 (Fa. Supelco, 80/100 mesh) gefüllt ist. Chromosorb ist ein aus der Quervernetzung von Polystyrol-Divinylbenzol entstandenes organisches Polymer [Got95].

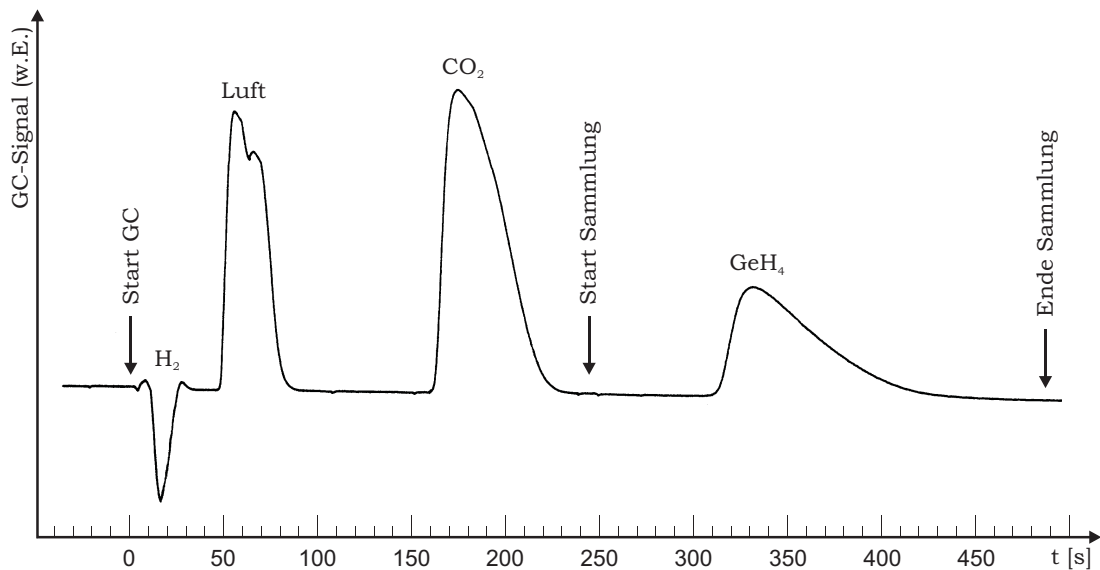


Abbildung 4.4: Ein typisches Gaschromatogramm für synthetisiertes German. Die Auftrennung des Substanzgemisches in seine einzelnen Bestandteile (H_2 , Luft, CO_2 und German) ist deutlich sichtbar. Die Sammelzeit für German ist markiert.

Der Ein- bzw. Austritt der Gase wird mit zwei Wärmeleitfähigkeitsdetektoren gemessen. Das erzeugte Spannungssignal ist zur Stoffkonzentration proportional (siehe Abb. 4.4). Schon wenige Sekunden nach dem Start wird Wasserstoff aus der Säule transportiert. H_2 kann durch die negative Amplitude des GC-Peaks identifiziert werden, da H_2 eine gegenüber He größere Wärmeleitfähigkeit λ besitzt. Dem H_2 -Peak folgt ein Doppelpeak, dessen Ursache der wegen der nahe zusammen liegenden Siedepunkte fast gleichzeitige Austritt von O_2 und N_2 der Luft ist. Vor Beginn der GC wurde durch ein Nadelventil ein kleine Menge CO_2 in den Fluß des Trägergases eingeleitet. Der CO_2 -Peak ist im Gaschromatogramm sichtbar. Der CO_2 -Peak kann zur Vorhersage des GeH_4 -Peaks verwendet werden, um GeH_4 in einer Kühlfalle (KF2) zu sammeln. In einem geeichten Normvolumen kann die Stoffmenge des gesammelten Gases durch Druckmessung genau bestimmt werden.

4.2.3 Depositionskammer

Vom Normvolumen wird das Germangas in die Depositionskammer transferiert. Den schematischen Aufbau der Depositionskammer zeigt Abb. 4.5. Für den Transfer von GeH_4 in die Depositionskammer ist eine Kühlfalle angebracht. Ein Rohr mit 4 mm Innendurchmesser ist auf 40 mm Länge mit Chromosorb-102 gefüllt und von einem Zylinder umgeben, der von flüssigem Stickstoff durchflossen wird.

Das Substrat bildet die obere Wand der Depositionskammer. Dort wird der Germani-

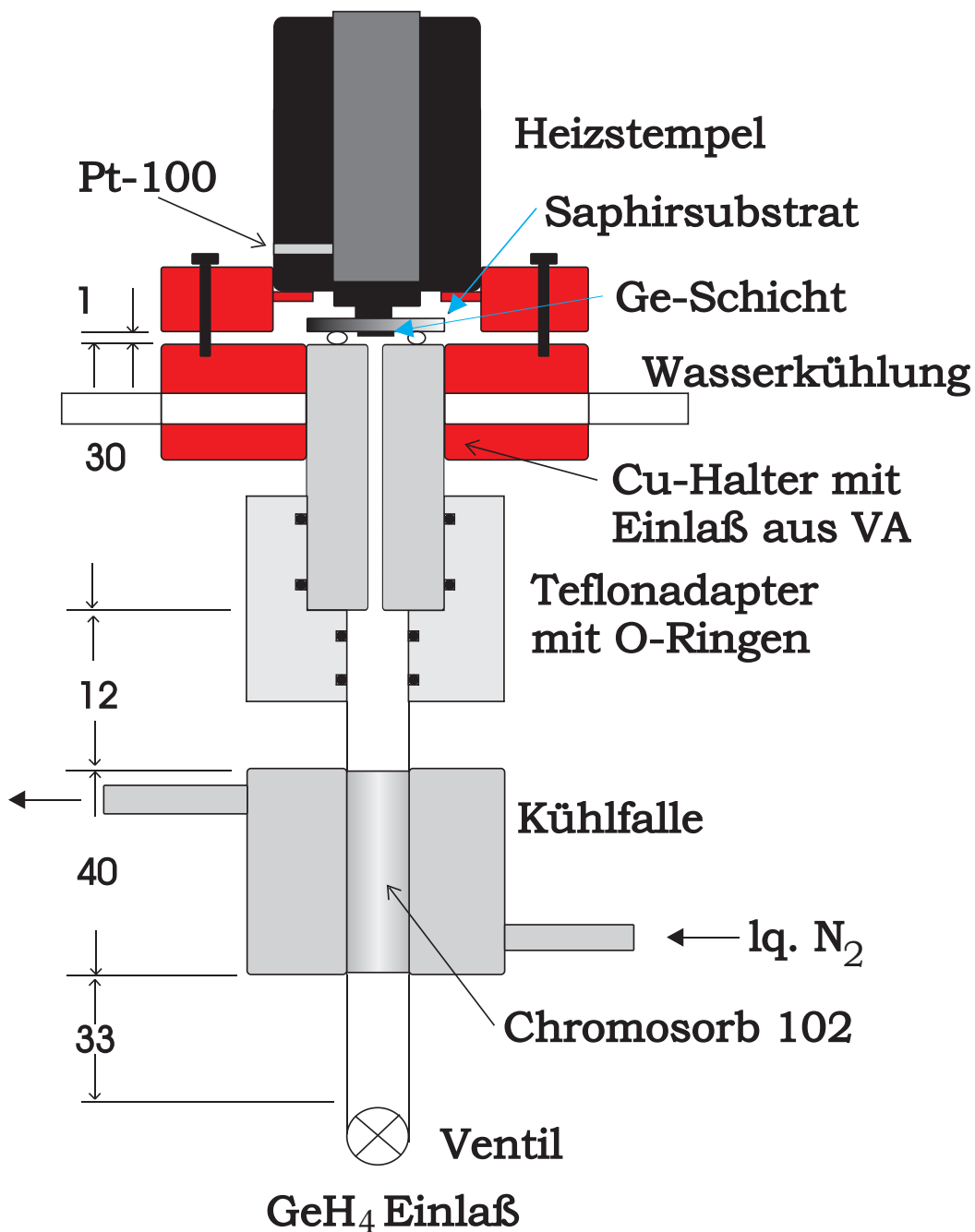


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau der Depositionskammer (nicht maßstabsgetreu). Das Substrat liegt auf einem O-Ring auf und wird von oben durch den Heizstempel angeedrückt und geheizt. Das unten abgebildete Ventil entspricht dem Ventil rechts oben in Abb. 4.2. Die Maße sind in mm angegeben.

umfilm aufwachsen. Das Substrat wird durch einen Kupfer-Heizstempel geheizt. Die Kammer wird mit einem Viton-O-Ring zwischen Substrat und Kupferhalter gedichtet. Der Heizstempel besteht aus einer 315W-Heizpatrone in einem Kupferstempel, dessen Temperatur während der Deposition 400°C beträgt. Die Spitze des Heizstempels kann parallel zum Substrat ausgerichtet und angedrückt werden. Damit ist der gleichmäßige thermische Kontakt zwischen Substrat und Heizstempel gewährleistet. Dies ist wichtig, um den Film radialsymmetrisch aufwachsen zu lassen. Der Durchmesser der Heizspitze von 4,2 mm bestimmt die radiale Temperaturverteilung an der Unterseite des Substrats. In Verbindung mit der hohen thermischen Leitfähigkeit von Saphir kann so vermieden werden, daß die Temperatur des O-Rings und des Halterblocks über 280°C liegt. Der gesamte Halter wird durch eine Wasserkühlung gekühlt.

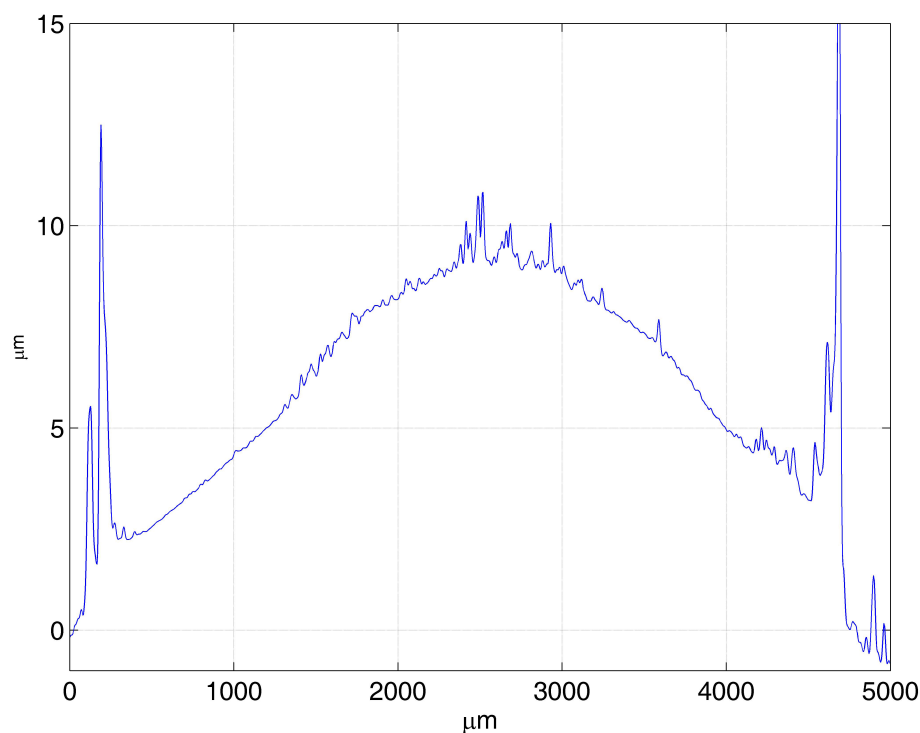


Abbildung 4.6: Oberflächenprofil der auf einem Saphirkristall deponierten Germaniumschicht, gemessen mit dem Surface-Profilier Tencor PC-10. Die Germaniumschicht enthält eine kleine ^{71}Ge -Aktivität, deren Zerfall gemessen wurde. Die maximale Dicke beträgt $9\ \mu\text{m}$ bei einem Durchmesser von 4,3 mm. Die Spitzen am rechten und am linken Rand der Schicht werden durch Reste des Viton-Dichtrings verursacht.

Das gesamte Volumen der Depositionskammer beträgt $2,64\ \text{cm}^3$, die Innenfläche (ohne die Oberfläche des Chromosorb) $19,0\ \text{cm}^2$. Bei der Konstruktion der Kammer wurde besonderes Augenmerk auf das kleine Volumen und die kleine Oberfläche gelegt. Ein zu großes Volumen verringert die Depositionseffizienz, ebenso wie ein zu kleines Verhältnis

der Substratoberfläche zur Kammerinnenfläche. Der Durchmesser eines deponierten Ge-Films liegt bei einer Heiztemperatur von 400°C bei 4,4 mm.

Mit der Depositionsapparatur konnten Schichten aus natürlichem und aktiviertem Germanium mit einer Dicke zwischen 0,1 μm und 90 μm abgeschieden werden. Für die Deposition zur Messung des ^{71}Ge -Zerfalls (s. Kap. 6) wurden 2,3 mg aktiviertes Germaniumdioxid in GeH_4 umgewandelt und auf ein Saphir-Substrat aufgebracht. Die Form der erzeugten Schicht zeigt Abb. 4.6. Inzwischen wurde in mehreren Messungen gezeigt, daß die Methode der thermischen Deposition die oben genannten Anforderungen erfüllt. Durch die gute thermische Kopplung stellt die Germaniumschicht aktives Volumen des Detektors dar. Die aufgebrachte Schicht verschlechtert kaum die Eigenschaften des Detektors, etwa durch die zusätzliche elektronische Wärmekapazität oder aufgrund der Tatsache, daß die Schicht nicht perfekt einkristallin ist. Beispielsweise ist die Energieauflösung des Detektors mit und ohne Germanium-Schicht nahezu identisch.

Zur Messung wird ein vorgefertigtes, supraleitendes Thermometer auf das Saphir-Substrat mit der Germanium-Schicht aufgeklebt. Dann erfolgt der Einbau in das 4π -Detektorgehäuse und die thermische und elektrische Kontaktierung des Thermometers.

5 Meßaufbau im Untergrundlabor Garching

5.1 Tieftemperatur-Techniken

5.1.1 $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat

Im Rahmen der Entwicklung neuer Detektorkonzepte für GNO wurde im UGL Garching ein Meßplatz für Tieftemperatur-Detektoren aufgebaut. Die benötigte Temperatur im Bereich von 10 bis 50 mK kann mit einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostaten erreicht werden.

Für die Messungen dieser Arbeit wurde ein $^3\text{He}/^4\text{He}$ -System der Fa. Oxford Instruments (Modell Kelvinox 100 mit zusätzlichen Wärmetauschern) installiert und in mehreren Schritten innerhalb und außerhalb des ^4He -Dewars mit einer aktiven und passiven Abschirmung gegen radioaktive Untergrundstrahlung versehen. Abb. 5.1 zeigt den mechanischen Aufbau des Kryostaten mit dem Entmischer-Einsatz. Unterhalb der Mischkammer steht ein zylindrischer Experimentierraum von 350 mm Länge und 98 mm Durchmesser zur Verfügung.

Im Originalzustand betrug die Endtemperatur des Kryostaten 6,6 mK und die Kühlleistung wurde mit $140 \mu\text{W}$ bei 100 mK gemessen. Mit dem Einbau der zusätzlich nötigen Verdrahtung, der inneren Abschirmung und den Detektorhaltern wurde die Wärmelast auf die Mischkammer erhöht und die erreichbare Endtemperatur liegt jetzt bei 7,8 mK.

Die Grundlagen der Funktionsweise eines Entmischungskryostaten sollen hier nicht dargestellt werden. Sie finden sich u.a. in [Lou74, Pob92]. Eine Besonderheit dieses Systems ist die im inneren Vakuumtopf (IVC) angebrachte Adsorptionspumpe. Zum Vorkühlen mit flüssigem Stickstoff und Helium ist das IVC mit Helium als Austauschgas gefüllt. Die Adsorptionspumpe wird mit einem Heizwiderstand auf 40 K gehalten. Stellt sich im Inneren eine konstante Temperatur knapp über 4,2 K ein, läßt sich die Adsorptionspumpe durch einfaches Abschalten des Heizstroms abkühlen. Dadurch wird das Austauschgas innerhalb von ~ 30 Minuten entfernt.

Abb. 5.2 zeigt den Temperaturverlauf an der Mischkammer während eines Abkühlvorgangs nach dem Vorkühlen mit flüssigem Stickstoff und flüssigem Helium. Durch Abpumpen von ^4He im 1K-Topf wird die Temperatur zunächst auf 2,1 K, nach dem Füllen

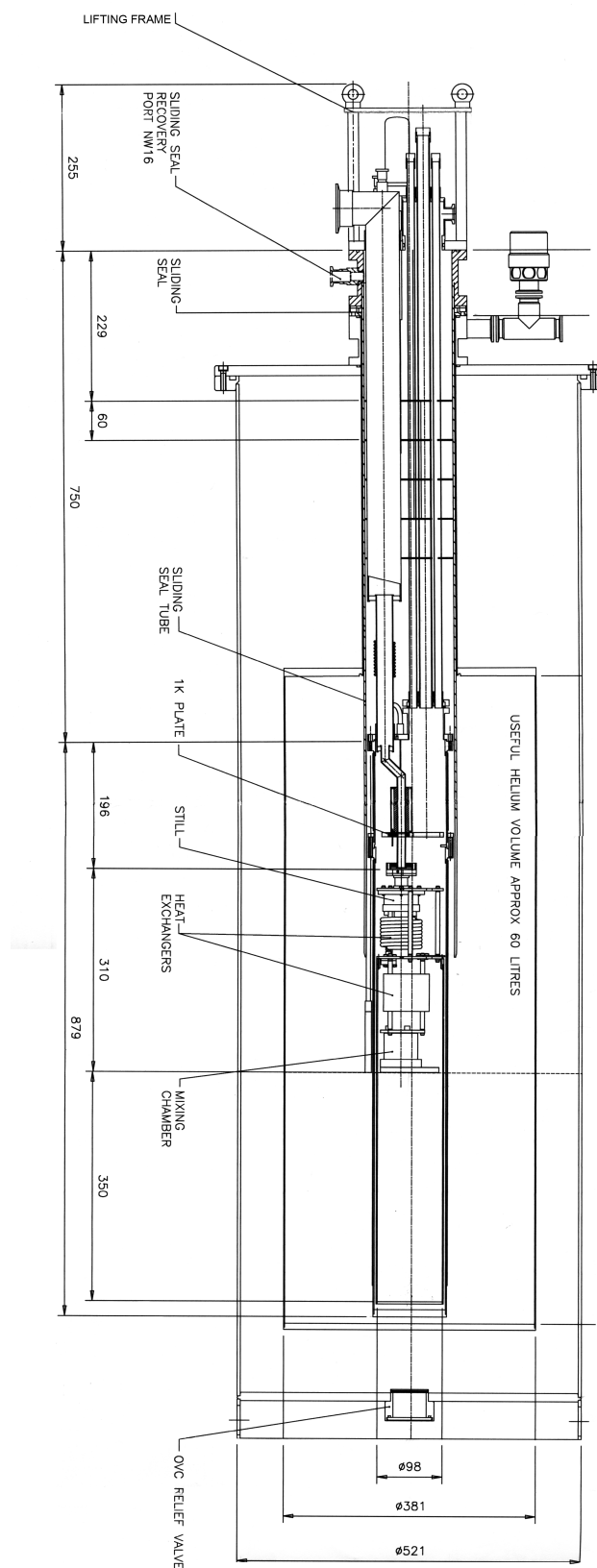


Abbildung 5.1: Maßstabgetreue Darstellung (Maße in mm) des Entmischungskryostaten Kelvinox 100 (Oxford Instruments) mit dem Dewar für flüssiges Helium.

des Mischkreises mit Gasmischung auf 1,6 K, gebracht. Bei dieser Temperatur wird die Gasmischung (71 l ^4He und 18 l ^3He) einkondensiert. Daraufhin kann die Mischung durch Pumpen mit einer heliumdichten Drehschieberpumpe an der Still-Pumpleitung (^3He -Zirkulation) weiter gekühlt werden, bis sich das flüssige Helium in der Mischkammer in zwei Phasen separiert. Der dann einsetzende Kühleffekt ist deutlich in der Kühlkurve zu erkennen. Durch Fortsetzen der ^3He -Zirkulation wird die Mischkammer weiter gekühlt, bis die Endtemperatur erreicht wird. Der Kryostat wurde mit stabiler Endtemperatur bis zu 45 Tage ohne Unterbrechung kontinuierlich betrieben. Der Verbrauch an flüssigem Helium durch Abdampfen im ^4He -Dewar und Pumpen am 1K-Pot beträgt etwa 10 Liter/Tag, was ein Nachfüllen des Dewars alle fünf Tage nötig macht.

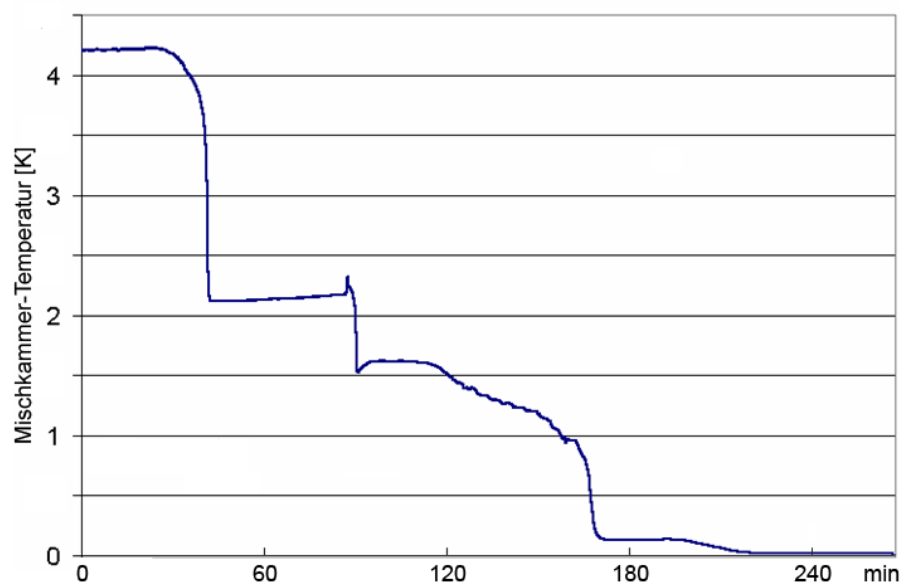


Abbildung 5.2: Kühlkurve des Kryostaten Kelvinox 100 im strahlungsarmen Labor in Garching. Gezeigt ist der Zeitraum im Anschluß an das Vorkühlen auf 4,2 K mit flüssigem N_2 und He. Die Endtemperatur beträgt 7,8 mK.

Alle Ventile des Gashandling-Aufbaus können elektronisch betätigt werden. Über eine Schnittstelle kann das Gashandling von einem PC aus angesprochen werden. Zusammen mit der kommerziell erhältlichen Software pcAnywhere (Symantec) ist die Kontrolle und Steuerung des Kryostaten (passwortgeschützt) über das Internet möglich.

5.1.2 Thermometrie und Temperaturstabilisierung

Beim Abkühlvorgang und zur Diagnose bei Fehlfunktion ist die Temperaturmessung an möglichst vielen Kühlstufen des Kryostaten hilfreich. Beim verwendeten Kryostaten kann die Temperatur an der Adsorptionspumpe (mittels Allen-Bradley-Widerstand), am 1K-Topf, an der Still, am *cold plate* und an der Mischkammer (alle mittels Rutheniumdioxid-Widerstand) bestimmt werden. Eine Widerstandsmeßbrücke (*Oxford Femtopower*) für drei Meßkanäle ist im Gashandling integriert.

Die Temperatur am Experiment (meist am Detektorhalter, der das Wärmebad für den wesentlich kleineren Thermometerfilm darstellt) wurde mit Speer- und Rutheniumdioxid-Thermometern gemessen¹. Die Speer-Thermometer ([Ric88, Pob92]) sind Kohleschichtwiderstände mit exzellenter Widerstands-Temperatur-Kennlinie sogar bei Temperaturen unter 20 mK und schneller Ansprechzeit. Sie wurden mit Silber-Expoxykleber und supraleitenden Drähten kontaktiert und in einem Gehäuse aus getempertem Kupfer eingeklemmt.

Ein Speer-Widerstand wurde im Temperaturbereich von 8 mK bis 50 mK mittels Kernorientierungs-Thermometrie geeicht. Dazu wurde ein hcp-Einkristall aus ⁵⁹Co mit eingebetteter ⁶⁰Co-Aktivität thermisch gut an die Mischkammer angekoppelt. Die Rate der beiden ⁶⁰Co-Gammalinien bei 1,17 MeV und 1,33 MeV wurde mit einem NaI(Tl)-Detektor in verschiedenen Positionen außerhalb des Dewars gemessen und aus der Winkelanisotropie die Temperatur bestimmt. Alle weiteren Thermometer wurden gegen diesen geeichten Speer kalibriert. Ein Vergleich mit neueren, am WMI geeichten, RuO₂-Thermometern hat gezeigt, daß die Eichkurven gut übereinstimmen.

Die Widerstandsmessung erfolgte in 4-Pol-Meßtechnik mit einer Lock-In-Meßbrücke, wobei die Referenzfrequenz zwischen 15 und 20 Hz lag. Zwei Geräte kamen zum Einsatz: die Brücke LR-700 (Fa. Linear Research, San Diego, USA) und AVS-47 (Fa. Picowatt, Finnland). Zur Verdrahtung (Abb. 5.3a) wurden supraleitende Kabel (Fa. Lecomte, Stolberg) ab der 4K-Stufe verwendet. Der Supraleiter aus NbTi ist in eine CuNi-Matrix eingebettet. Die Drähte werden lackiert und zu Twisted-Pair-Kabel verdrillt. Diese sind durch einen Teflonmantel isoliert und durch ein Geflecht aus Edelstahl abgeschirmt. Widerstandsthermometer bei tiefen Temperaturen sind anfällig auf hochfrequente Störsignale, die durch die im Widerstand abfallende Leistung die Verlässlichkeit der Thermometrie beeinträchtigen. Deshalb wurden die Meßleitungen auf der 4K-Stufe mit einem Tiefpaß-Filter aus vier Widerständen und einem Kondensator gefiltert. Als geeignet für die Verwendung bei tiefen Temperaturen haben sich SMD-Metallfilmwiderstände aus einer Ni-Cr-Legierung und SMD-Kondensatoren des Typs NP0 (Fa. Bürklin, München) erwiesen. Die Filter für sechs 4-Pol-Meßkanäle sind auf einer beidseitig bestückten, dünnen Epoxy-Platine aufgebaut. Die 3dB-Grenzfrequenz der Filterschaltung beträgt 80 kHz. Am Kopf des Kryostaten werden die Meßleitungen mit vakuumdichten Steckern herausgeführt.

Im Vergleich der beiden Meßbrücken zeigte die AVS-47 deutlich bessere EMI-Eigenschaften. Zwar war die störungsfreie Widerstandsmessung mit beiden Geräten nach Einbau der Filter und einem veränderten Erdungsschema problemlos möglich. Im gemeinsamen Betrieb mit Kryodetektoren führte die Verwendung der LR-700 aber zu deutlichen Störungen im SQUID-Signal des Detektor-Auslesekreises, die die Messung der eingebauten Detektoren verschlechterte. Wahrscheinliche Ursache dafür und ein weiterer Nachteil der LR-700 ist die größere Meßleistung, die für eine stabile Messung benötigt wird.

¹Beide Thermometer wurden von Dr. K. Neumaier am Walther-Meissner-Institut für Tieftemperaturforschung (Garching) bezogen.

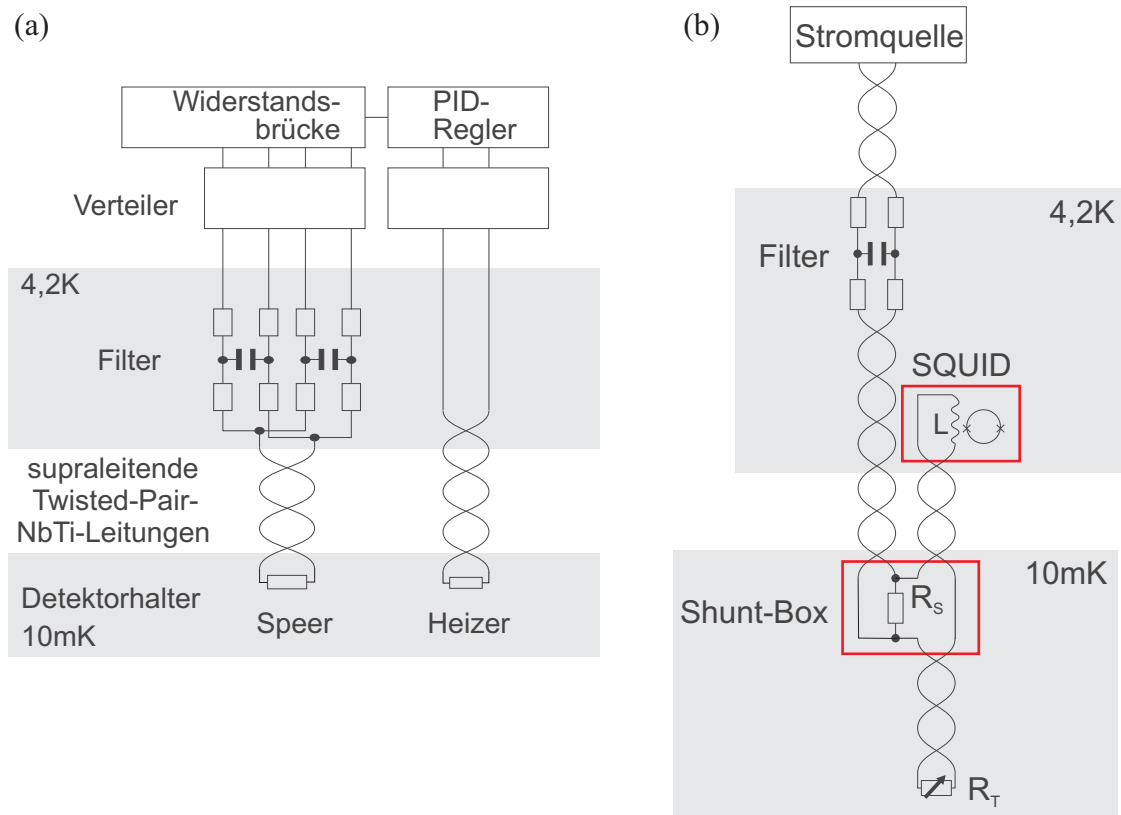


Abbildung 5.3: Die Temperaturstabilisierung und Auslese eines supraleitenden Phasenübergangsthermometers erfolgt in zwei getrennten Kreisen. Je drei solcher Kreise sind im Kryostaten verdrahtet. (a) PID-Regelung der Temperatur des Detektorhalters, der das Wärmebad darstellt. Speer und Heizer sind am Halter angeschraubt. In die Speerzuleitungen wurde ein Tiefpaßfilter (Grenzfrequenz 80 kHz) eingebaut. (b) Der SQUID-Auslesekreis für das Thermometer R_T . Er entspricht der schematischen Abb. 3.2. Shunt-Widerstand und SQUID befinden sich zur Abschirmung in einem Gehäuse aus Kupfer bzw. Niob. Die Drähte auf 4,2 K und tieferen Temperaturen sind abgeschirmte, supraleitende NbTi-Twisted-Pair-Drähte. Die Zuleitungen von der Konstantstromquelle sind doppelt Tiefpaß-gefiltert (160 kHz Grenzfrequenz).

Ausgehend von der Temperaturmessung kann die Temperatur mit einem Regelkreis auf einen Sollwert eingeregelt werden. Die Temperaturregelung hat zwei Funktionen: einmal das langsame Durchfahren eines Temperaturbereichs zum Aufnehmen der $R(T)$ -Übergangskurve eines supraleitenden Films an der kritischen Temperatur und zum anderen soll die Temperatur eines einmal eingestellten Arbeitspunkts der Detektoren über lange Zeit stabilisiert werden. Als Sensoren dienen die oben beschriebenen Thermometer am Detektorhalter. Dort ist zusätzlich ein getemperter Kupferblock mit einem aufgeklebten Dehnungsmeßstreifen als Heizwiderstand angeschraubt.

Der Ausgang eines PID-Reglers (zunächst der in der LR-700 integrierte, später der Tem-

peraturregler Picowatt TS-530 in Verbindung mit der Meßbrücke AVS-47) bestimmt die Heizleistung aus dem Vergleich zwischen Soll- und Ist-Widerstand. Die Integrationszeit zur Stabilisierung betrug dabei typischerweise 5 bis 50 Sekunden, die Differentiationszeit 0 bis 2 Sekunden. Die typische Heizleistung lag zwischen 1 und 30 μW . Damit konnte eine Stabilität von $\pm 5 \Omega$ (was $\pm 7 \mu\text{K}$ entspricht) bei einem Sollwert von typischerweise 25 k Ω über mehr als 30 Tage erreicht werden. Dem entspricht das Resultat einer Messung der Temperaturschwankungen am Phasenübergangs-Thermometer selbst: Stabilisiert man das Thermometer im Übergang, ist eine Temperaturänderung ΔT als DC-Offset ($\Delta V_{\text{baseline}}$) der Pulse sichtbar, weil sich der Widerstand R_T schon bei kleinen Temperaturschwankungen ändert. In einer Messung über 20,6 h (Abb. 5.4) betrug die 1σ -Abweichung ebenfalls 7 μK .

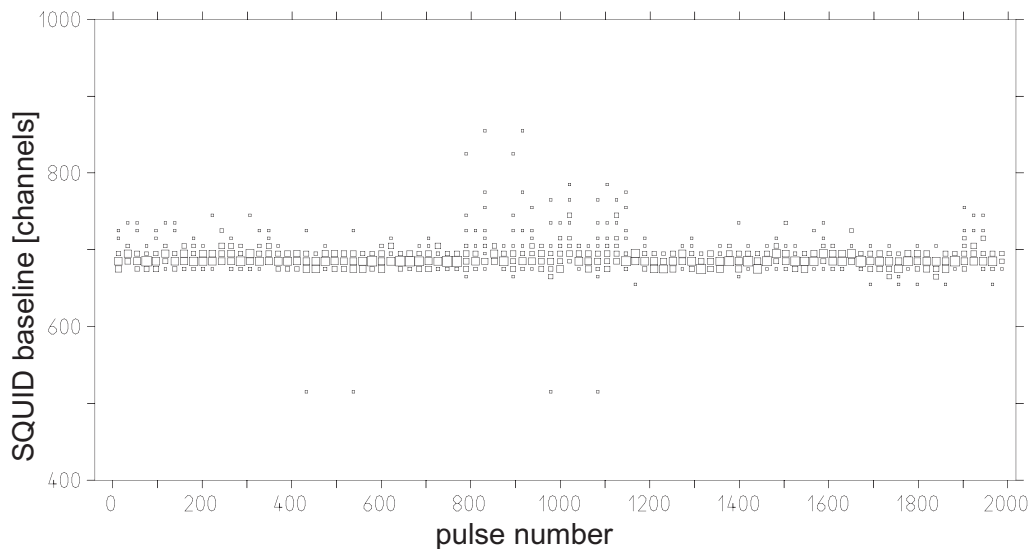


Abbildung 5.4: Stabilität des SQUID-Signals über einen Zeitraum von 20,6 h. Es ist keine Temperaturdrift zu beobachten. Die Stabilität, umgerechnet in die Temperatur des Thermometers, beträgt $\sigma=7 \mu\text{K}$.

Für $R(T)$ -Übergangsmessungen kann sowohl die Brücke LR-700 als auch die Kombination AVS-47/TS-530 über die IEEE-Schnittstelle vom PC aus angesteuert werden. Damit wurde ein langsames, kontinuierliches Durchfahren eines vorgegebenen Temperaturbereichs realisiert.

5.1.3 Auslese-Elektronik und Software

Supraleitende Filme im Phasenübergang besitzen naturgemäß eine niedrige Impedanz. Deshalb wäre bei der Auslese mit FET-Vorverstärkern eine Impedanz-Transformation um mehrere Größenordnungen nötig. Der im folgenden beschriebene, auf dc-SQUIDs (*Superconducting Quantum Interference Devices* [Jak64, Cla04]) basierende Auslese-

kreis (Abb. 5.3b) ist wesentlich besser geeignet, um supraleitende Phasenübergangsthermometer auszulesen.

Ein konstanter Bias-Strom I_0 wird entsprechend dem Verhältnis der Widerstände des Thermometerfilms R_T und eines Lastwiderstands (*shunt*) R_S aufgeteilt. Bei einer Variation des Thermometerwiderstands R_T ändert sich das Verzweungsverhältnis und damit der Strom, der durch das Thermometer und die Einkoppelspule L eines in Serie geschalteten SQUIDs fließt. Das in der Einkoppelspule L erzeugte Magnetfeld wird vom SQUID in ein Spannungssignal umgewandelt. Der SQUID dient so als empfindlicher Stromsensor.

Der Aufbau und die Verdrahtung des SQUID-Meßkreises stellen eine besondere Herausforderung beim Betrieb der Tieftemperaturdetektoren dar. Die Empfindlichkeit auf kleinste Ströme und die Anfälligkeit gegenüber Mikrofonie und HF-Pickup in den Zuleitungen, HF-Einstrahlung und Magnetfeldern am SQUID-Chip erfordern besondere Sorgfalt.

Als Shunt-Widerstand dient ein Metallfilmwiderstand mit $R_S=10\text{ m}\Omega$. Um dessen Rauschen zu minimieren, ist er in einem Kupfergehäuse an der Mischkammer montiert. Eine an der TU München entwickelte, symmetrische und massefreie Konstantstromquelle liefert den Bias-Strom (zwischen 10 nA und 0,5 mA einstellbar). Der einzige Massekontakt des Auslesekreises wird am Thermometer selbst durch den Goldbonddraht zum Detektorhalter (thermische Ankopplung) hergestellt, was Erdschleifen vermeidet. Die Spannungsversorgung der Konstantstromquellen ist besonders kritisch. Eine zu große Restwelligkeit (ripple) oder ungenügende HF-Abschirmung machen sich im SQUID-Signal störend bemerkbar.

Wie in Kapitel 3 beschrieben, bestimmt der Bias-Strom I_0 die Heizleistung im Thermometerfilm R_T . Ein hochfrequentes Störsignal, das die Bandbreite des SQUIDs überschreitet und deshalb nicht direkt sichtbar ist, kann die Messung durch Erwärmung des Thermometers beeinflussen. Ein Beispiel für die daraus resultierende, ungewollte Verschiebung des Arbeitspunkts zeigt Abb. 5.5. Die Pulshöhe einer Röntgenlinie wechselt innerhalb eines Tages mehrmals zwischen zwei Werten. Die Zeiten mit verringerter Pulshöhe entsprechen den Sendezeiten des Mittelwellensenders Ismaning (1197 kHz), wenige km vom Labor entfernt. Durch ein zusätzliches Tiefpaßfilter konnte diese Störung beseitigt werden.

Die Antwortfunktion des SQUID-Spannungssignals (das sogenannte *pattern*) auf einen linear wachsenden magnetischen Fluß ist periodisch, mit einem magnetischen Flußquant $\Phi_0 = h/2e$ als Periode. Daraus folgt, daß der absolute Wert des Stroms durch die Einkoppelspule nicht bekannt ist, und nur Stromänderungen gemessen werden können. Um auch Flußänderungen um mehrere Φ_0 verfolgen zu können und das SQUID-Signal zu linearisieren, wird eine Feedback-Schaltung und eine zusätzliche Feedback-Spule benutzt, die die eingekoppelte Flußänderung innerhalb des SQUIDs kompensieren (*flux-locked-loop*). Das Feedback-Signal ist dann das neue Meßsignal mit einem linearen Zusammenhang zwischen dem Strom I_{in} durch die Einkoppelspule und dem Span-

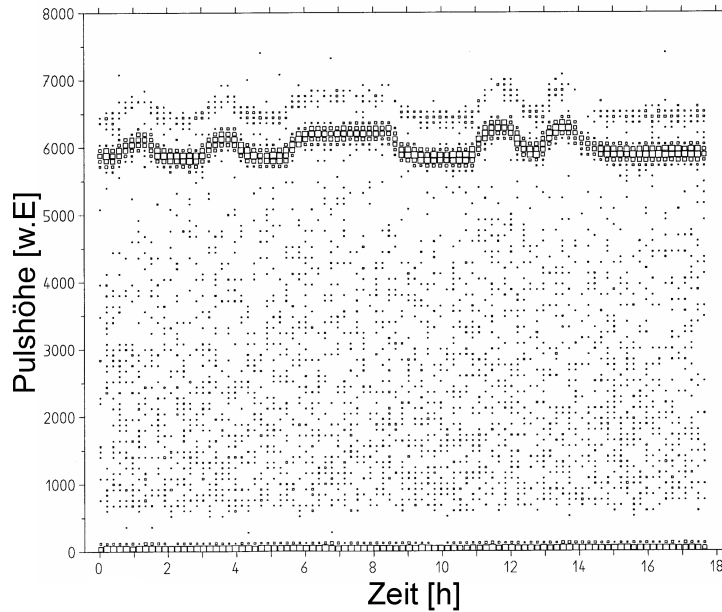


Abbildung 5.5: Einfluß eines nahe gelegenen Mittelwellensenders auf die Pulshöhe einer Röntgenlinie. Die Störung konnte mit einem zusätzlichen Tiefpaßfilter im Kryostatent beseitigt werden.

nungssignal ΔV . Für konstanten Fluß Φ_{SQ} durch die SQUID-Schleife gilt

$$-\Delta I_{in} M_{in} = I_{FB} M_{FB} = \frac{\Delta V}{R_{FB}} M_{FB} \quad (5.1)$$

| | |
|----------|--|
| M_{in} | Gegeninduktivität zwischen Einkoppelpule und SQUID-Schleife |
| M_{FB} | Gegeninduktivität zwischen Feedback-Spule und SQUID-Schleife |
| R_{FB} | Feedback-Widerstand |
| I_{FB} | Feedback-Strom |

Die vereinfachte Grundschaltung einer Feedback-Elektronik mit rauscharmen Operationsverstärkern zeigt Abb. 5.6.

Zwei Meßplätze für Kryodetektoren sind mit SQUIDS der Fa. Supracon aufgebaut, einer mit einem SQUID der Fa. Hypres. Bei den SQUIDS der Fa. Hypres handelt es sich um einen zweistufigen Aufbau aus einem Einzel-SQUID und einem Array aus 100 in Serie geschalteten SQUIDS zur Erhöhung der Signalspannung. Der SQUID-Chip wurde in einer Mu-Metall-Abschirmung gegen magnetische Felder betrieben.

Die inzwischen von der Fa. Supracon vertriebenen dc-SQUIDS sind wesentlich rauschärmer. Sie wurden am Institut für Physikalische Hochtechnologie (IPHT) in Jena entwickelt und in den letzten Jahren erheblich optimiert. Sie sind speziell für die Anwendung als rauscharme Stromsensoren mit kleiner Induktivität L_{in} und großer Gegeninduktivität M_{in} entworfen worden. Der (4×4) mm² große SQUID-Chip beinhaltet

die Einkoppelspule und ist zum mechanischen Schutz in ein Glasfasergehäuse eingebaut. Die Einkoppelspule kann mit Niob-Schrauben supraleitend kontaktiert werden. Die SQUID-Kontakte werden über Bonddrähte an Löt pads geführt. Ein Niob-Gehäuse dient zur magnetischen Abschirmung der am 1K-Topf montierten SQUIDS.

Für die Messungen mit dem 4π -Detektor werden zwei mit SQUID ausgestattete Meßkanäle benötigt. Die Ausgangssignale der beiden Feedback-Einheiten werden mit einem PXI-basierten DAQ-System aufgezeichnet. Ein in einem Crate eingebauter PC dient als Controller. Er ist über den PXI-Bus mit einer 4-Kanal-Digitizerkarte mit 12 bit Auflösung und einer maximalen Abtastrate von 10 Mhz verbunden.

Die SQUID-Signale besitzen einen vom Arbeitspunkt abhängigen DC-Offset. Für die Erzeugung des Triggersignals wird deshalb eine Hochpaßfilterung vorgenommen. Für die Signalaufzeichnung wird darauf verzichtet, da über den DC-Offset zusätzliche diagnostische Information, z.B. über die Temperaturstabilität, zur Verfügung steht. Löst einer der beiden Detektor-Kanäle die Triggerung aus, werden beide Kanäle aufgezeichnet.

Für die Messungen wurde eine in LabView programmierte Software erstellt. Die Programme dienen zur Messung von Thermometerübergängen mit $I_0=\text{const.}$, $P=\text{const.}$ und $R=\text{const.}$, zur Messung der komplexen Impedanz der Thermometer und schließlich zur Aufzeichnung der Detektorpulse und -spektren. Die Rohdaten der Pulse werden zusammen mit einer Zeitinformation auf Festplatte gespeichert. Online kann ein Pulshöhenspektrum und ein 2D-Plot der Pulshöhe über dem DC-Offset angezeigt werden. Die eigentliche Datenanalyse erfolgt offline anhand der aufgezeichneten Pulse.

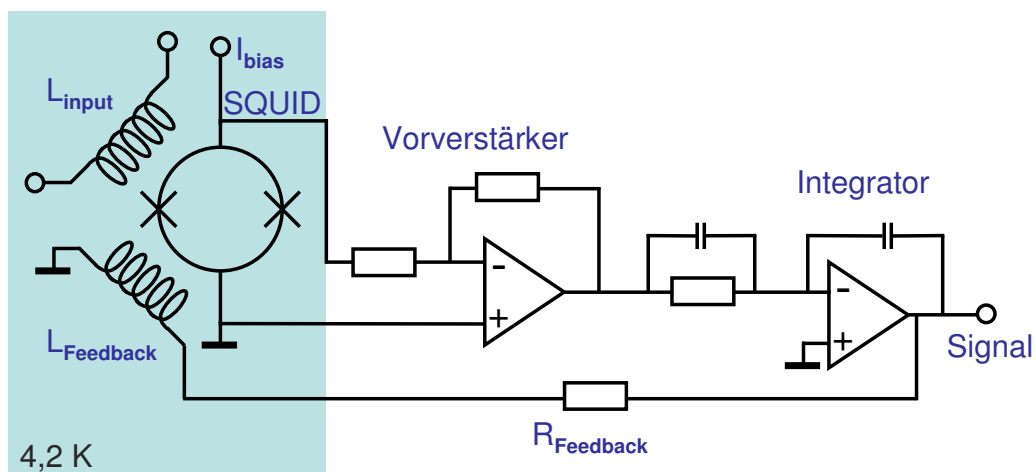


Abbildung 5.6: Grundschialtung der Feedback-Elektronik, um den SQUID im Flux-Locked-Loop-Mode mit linearisierter Übertragungsfunktion zu betreiben. Die Vorverstärker-Elektronik sitzt direkt am Kopf des Kryostaten, um die Zuleitungen möglichst kurz zu halten. Durch Verändern des Feedbackwiderstands kann die Amplitude des Ausgangssignals angepaßt werden.

5.2 Externe und interne Abschirmung

Zur Reduktion des externen Gamma-Untergrunds wurde um den gesamten Kryostaten eine Abschirmung aus Blei aufgebaut (s. Abb. 5.7 und 5.12). Seitlich des Helium-Dewars, sowie an Deck- und Bodenplatte beträgt die Dicke der Abschirmung 15 cm, sonst 10 cm. Im Inneren des Kryostaten wirken die zusammen 12 mm dicken Schilde aus Kupfer bei 4,2 K und 100 mK als weitere Abschirmung. Zunächst war in den durchgeführten Messungen des Untergrundspektrums ein Peak bei 46,5 keV mit einer Rate von 247 Ereignissen/Tag sichtbar. Dessen Ursache ist ^{210}Pb , ein Zerfallsprodukt aus der Uran-Zerfallsreihe, das homogen verteilt in der externen Abschirmung vorhanden sein dürfte. Bei seinem β^- -Zerfall wird mit einer Wahrscheinlichkeit von 4% Gammastrahlung mit 46,5 keV emittiert. Der sehr kleine Teil der Strahlung, der nicht in den thermischen Schilden absorbiert wird, konnte offensichtlich die Linie hervorrufen. Nach dem Einbau der Detektoren in einen neues Detektorgehäuse aus Kupfer ([Lan05]), das gleichzeitig als Abschirmung gegen niederenergetische Gammastrahlung dient, waren keine Linien mehr im Spektrum zu erkennen. Zwischen Mischkammer des Kryostaten und Detektor ist eine 66 mm dicke Abschirmung aus Blei- und Kupfer-Schichten eingefügt (s. Abb. 6.4). Sie ist gegenüber Mischkammer und Detektor thermisch isoliert und wird bis auf 100 mK gekühlt.

5.3 Myonen-Vetosystem

Atmosphärische Myonen entstehen durch den Zerfall geladener Pionen und Kaonen, die beim Auftreffen hochenergetischer Teilchen der primären kosmischen Strahlung auf Atomkerne in der obersten Schicht der Atmosphäre erzeugt werden. Nicht zerfallene Myonen erreichen die Erdoberfläche und führen zu myoneninduzierten Untergrundeignissen in den Detektoren. Das anfängliche Energiespektrum der Myonen wird beim Durchgang durch die Atmosphäre durch Ionisationsverluste, Myon-Einfang und -Zerfall modifiziert. Myonen, die die Erdoberfläche erreichen, verlieren zum größten Teil ihre Energie fast vollständig durch Ionisation, Produktion von δ -Elektronen, Bremsstrahlung und Paarbildung, bevor es zum Zerfall oder – bei negativ geladenen Myonen – Einfang an Kernen kommt.

Der Fluß atmosphärischer Myonen im UGL Garching wird durch die Abdeckung von 15 m.w.e. auf etwa ein Drittel des Flusses in einem Labor an der Oberfläche reduziert. Die nukleonische Komponente der Höhenstrahlung spielt praktisch keine Rolle mehr (Unterdrückung um 10^5 [Heu96]).

Durch den Einfang negativ geladener, gestoppter Myonen vor allem in der Bleiabschirmung des Kryostaten können schnelle Neutronen produziert werden, die aber innerhalb der Abschirmung kaum moderiert werden. Über (n,γ) - und (n,n') -Reaktionen tragen auch diese zum Detektoruntergrund bei. Deshalb umfaßt das Myonen-Veto auch die Bleiabschirmung. Dadurch kann der größte Teil der Myonen, die das Blei durchqueren,

| | Maße [cm] | Anzahl | PMT ∅ | HV [V] | Strom [μ A] pro Panel | Ereignisrate [Hz] | |
|---------------|---------------------------|--------|----------|-----------|-------------------------------|-------------------|---------------|
| | | | | | | pro Panel | gesamt |
| Typ I | 220×32×2,5 | 9 | 1" | 750 | 186 | 24 | 150 |
| Typ II | 100×50×2,5 | 4 | 1" | 750 | 182 | 31 | 123 |
| Typ III | 100×50×5 | 2 | 2" | 1325 | 185/204 | 34 | 68 |
| gesamt | 8,6 m ² Fläche | 15 | | | | | 261 Hz |

Tabelle 5.1: Daten der Myonen-Panels, die Kryostat und Bleiabschirmung seitlich (Typ I) und oben (Typ II und III) abdecken. Die Gesamtfläche ergibt sich aus der Fläche der neun seitlichen Panels und der oberen Deckfläche (150 cm×150cm). Aufgrund von Mehrfachtreffern entspricht die Gesamtrate nicht der Summe der Einzelraten.

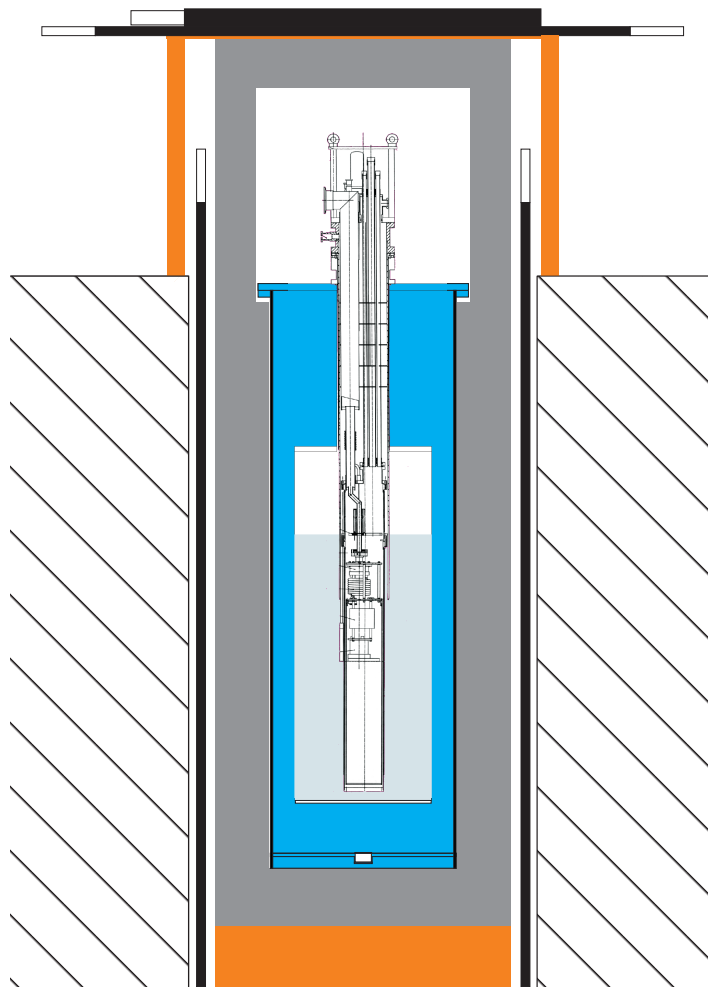


Abbildung 5.7: Aufbau der Bleiabschirmung (grau) und des Myonen-Vetosystems (schwarz).

auch im Veto aktiv nachgewiesen werden.

Das Myonen-Veto besteht aus 15 Plastiksziintillator-Panels. Neun davon (Typ I) umgeben den Kryostaten und die Bleiabschirmung seitlich, sechs (Typ II und III) decken den Kryostaten auf einer Fläche von $150\text{cm} \times 150\text{cm}$ von oben ab. Abb. 5.7 zeigt die Geometrie des Aufbaus. Durch den Zwischenraum zwischen waagrechten und senkrechten Panels sind die Pumpleitungen des Kryostaten nach außen geführt.

In Tabelle 5.1 sind die Daten der drei verwendeten Panel-Typen zusammengefaßt. An einer Seitenfläche jedes Panels ist ein PMT (photo multiplier tube) angeklebt, der optisch an den Szintillator gekoppelt ist. Die Spektren aller Panels wurden mit einem ADC aufgezeichnet.

In Abb. 5.8 ist ein typisches Spektrum dargestellt. Die Ansprechschwellen können für jedes Panel einzeln eingestellt werden und werden unterhalb des asymmetrischen Myonenpeaks gesetzt. So ist gewährleistet, daß Myonen klar von Photonen des Gammauntergrunds zu unterscheiden sind. Abb. 5.9 zeigt das Blockschaltbild des Myonen-Vetosystems. Das PMT-Signal wird verstärkt und – wenn es die eingestellte Schwelle überschreitet – in einen NIM-Puls umgewandelt. Die Signale aller Panels werde in einer OR-Logik zusammengefaßt. Beim Durchgang eines Myons durch mindestens ein Szintillator-Panel wird ein Rechteckpuls erzeugt, der in einen der Digitizer-Kanäle des DAQ-Systems eingespeist wird. Dieses Signal wird in der Offline-Datenanalyse benutzt, um ein Antikoinzidenzfenster zu setzen. Dessen Position und Dauer ($50 \mu\text{s}$) wird aus der Jittermessung zwischen erzeugtem Myonen-Signal und Pulsanstieg des Signals aus dem Tieftemperaturdetektor bestimmt (Abb. 5.10). Dazu wird (in der Art eines constant fraction-Triggers) der Zeitpunkt bestimmt, an dem 25% der Pulshöhe im Pulsanstieg erreicht sind. So läßt sich aus dem schnellen PMT-Signal ($\sim\text{ns}$) und dem im Vergleich

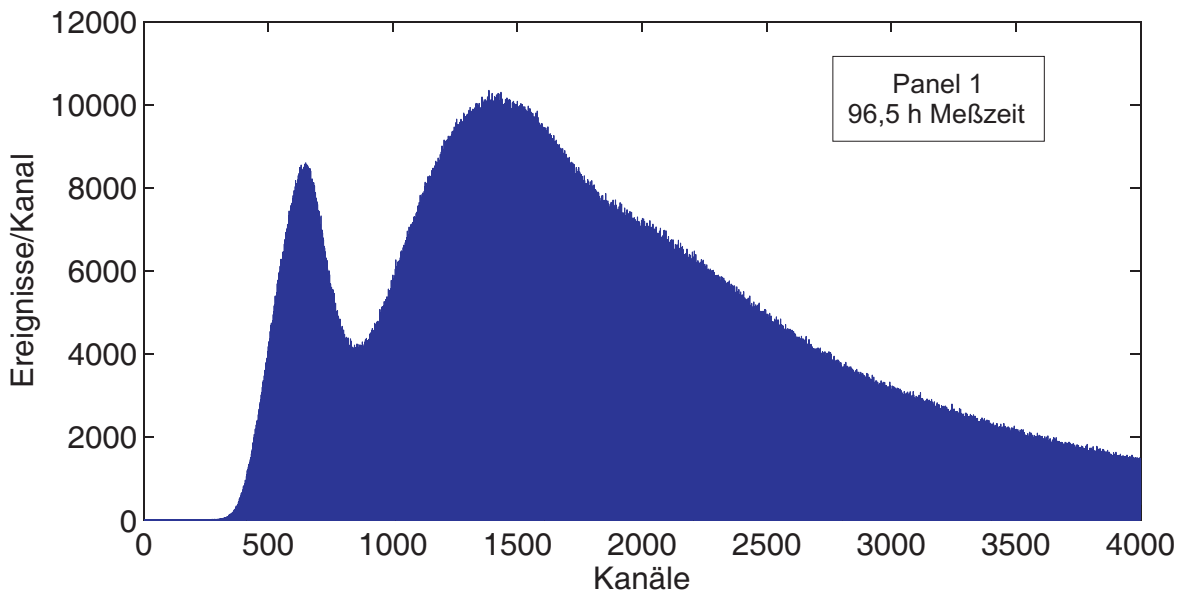


Abbildung 5.8: Typisches Spektrum eines Myonen-Vetopanel.

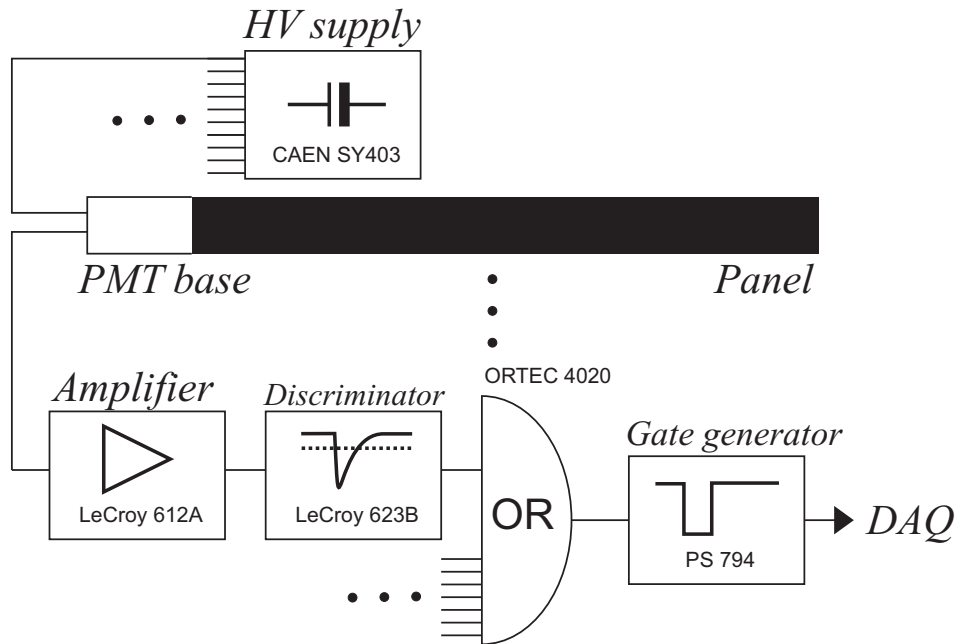


Abbildung 5.9: Blockschaltbild des Myonen-Vetosystems.

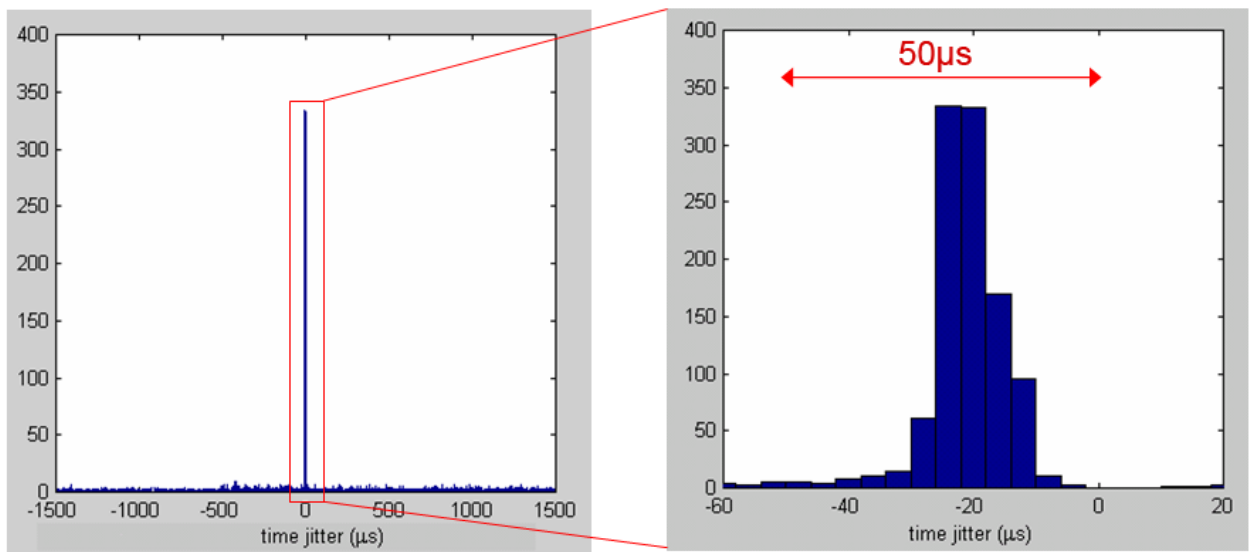


Abbildung 5.10: Histogramm der Zeitdifferenz zwischen Myonen-Signal aus dem Vetosystem und dem Signal aus dem Tieftemperaturdetektor.

langsamen Detektorsignal (\sim ms) eine (Anti-)Koinzidenz-Bedingung bilden. Die Breite der Verteilung in Abb. 5.10 wird dabei durch Rauschen des langsamen Signals hervorgerufen. Die Totzeit des Systems durch die Myonen-Antikoinzidenz-Bedingung liegt bei 1,3%.

Die hauptsächliche Reduktion des Untergrunds im niederenergetischen Bereich leis-

tet das Vetosystem durch die Unterdrückung myoneninduzierter Fluoreszenzstrahlung. Abb. 5.11 zeigt ein mit einem Tieftemperaturdetektor im Kryostaten in *Koinzidenz* zum Myonensignal aufgenommenes Spektrum. Es ist ein Peak bei 8 keV zu erkennen, der aufgrund der Energie als Kupfer-Fluoreszenzstrahlung identifiziert werden kann. Da fast die gesamte den Absorberkristall umschließende Oberfläche aus Kupfer besteht, ist diese Art von Untergründereignissen nicht überraschend. Die Relaxation der direkt vom Myon oder über sekundäre Prozesse ionisierten Kupferatome in der Umgebung des Detektors kann zur Emission der charakteristischen Röntgenstrahlung führen, wobei die intensivsten Linien bei 8,048 keV ($K_{\alpha 1}$), 8,028 keV ($K_{\alpha 2}$) und mit kleiner Intensität bei 8,905 keV ($K_{\beta 1}$) zu erwarten sind. Durch den Einsatz des Myonen-Vetosystems kann die Zählrate im Bereich des Peaks um 99,73% reduziert werden, was eindeutig nachweist, daß es sich um myoneninduzierten Untergrund handelt.

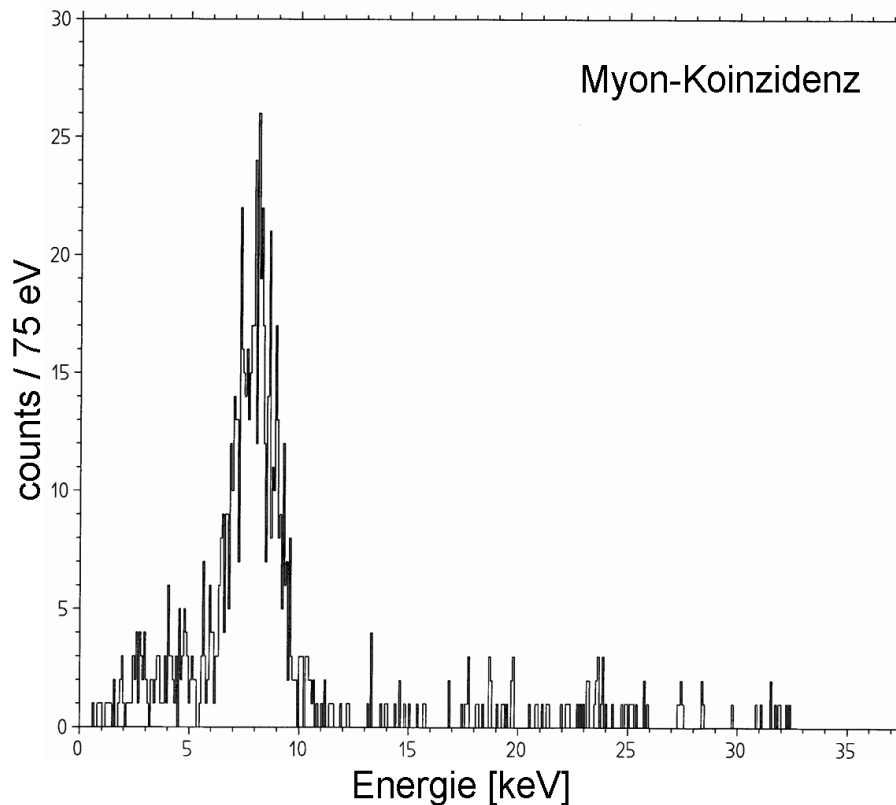


Abbildung 5.11: Das in Koinzidenz zum Myonensignal aufgenommene Spektrum zeigt den Peak myoneninduzierter Kupfer-Fluoreszenzstrahlung.

Um die Effizienz des Vetosystems weiter quantifizieren zu können, wurde der Unterdrückungsfaktor für koinzidente, hochenergetische Ereignisse in beiden Detektoren bestimmt. Bei großer Energiedeposition im Absorber wird der dynamische Bereich des Thermometers überschritten, d.h. das Thermometer wird für kurze Zeit komplett normalleitend. Myonen, die die beiden übereinander angeordneten Detektoren direkt durchqueren, lösen in beiden Detektoren ein solches Overflow-Signal aus. Für diese Klasse von Ereignissen beträgt die Reduktion durch das Vetosystem 99%. Allerdings

erzeugen auch andere Mechanismen, wie Doppel-Compton-Streuung etc., solche Ereignisse. Deshalb sind die gemessenen 99% als Untergrenze für die Effizienz des Myonen-Vetosystems zu verstehen.

Mit Myonen korrelierte, direkte Neutronentreffer in einem der beiden Detektoren werden durch ein aktives Veto ebenfalls unterdrückt. Das gleiche gilt für mögliche Gammastrahlung aus (n,γ) -Reaktionen und aus Kernanregungen durch inelastische Streuung myoneninduzierter Neutronen, wenn die Anregung noch innerhalb des Zeitfensters von $50\ \mu\text{s}$ zerfällt. Die relevanten Anregungen in Kupfer (aus dem große Teile des Kryostaten bestehen) und Blei, die zu Gamma-Emission führen, sind in Tabelle 5.2 zusammengestellt. Die Halbwertszeiten der Kernanregungen liegen im Bereich von $\sim 100\ \text{ps}$ und darunter.

| Kupfer | Blei |
|---|--|
| $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}^*$ | $^{206}\text{Pb}(n,\gamma)^{207}\text{Pb}^*$ |
| $^{63}\text{Cu}(n,n')^{63}\text{Cu}^*$ | $^{206}\text{Pb}(n,n')^{206}\text{Pb}^*$ |
| $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}^*$ | $^{207}\text{Pb}(n,n')^{207}\text{Pb}^*$ |
| $^{63}\text{Cu}(n,\alpha 2n)^{58}\text{Co}^*$ | $^{207}\text{Pb}(n,2n)^{206}\text{Pb}^*$ |
| $^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}^*$ | $^{208}\text{Pb}(n,2n)^{207}\text{Pb}^*$ |
| $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62}\text{Co}^*$ | |
| $^{65}\text{Cu}(n,n')^{65}\text{Cu}^*$ | |

Tabelle 5.2: Kernanregungen durch schnelle Neutronen in Kupfer und Blei, die zu Gamma-Emission führen [Hen99].



Abbildung 5.12: Meßaufbau im strahlungsarmen Labor der TU München in Garching.

6 Ergebnisse der Messungen im Untergrundlabor Garching

In diesem Kapitel wird die Messung des Zerfalls einer im Reaktor durch Neutronenbestrahlung hergestellten ^{71}Ge -Aktivität über einen Zeitraum von 35 Tagen beschrieben. Für die Messung wurde ein hocheffizienter Tieftemperaturdetektor mit Absorption in einem Raumwinkel von 4π weiterentwickelt. Zunächst wird die Herstellung und der Aufbau des Detektors beschrieben. Im zweiten Teil dieses Kapitels werden die Ergebnisse der Langzeitmessung vorgestellt und diskutiert.

6.1 Beschreibung des 4π -Detektors

Der verwendete Detektor mit 4π -Geometrie besteht aus zwei separaten Detektoreinheiten in einem gemeinsamen Detektorgehäuse. In Abb. 2.12 ist der Aufbau schematisch dargestellt. Die zwei Absorber sind beidseitig polierte, $(20 \times 10 \times 1) \text{ mm}^3$ große Saphir-Einkristalle. Auf einen der beiden Absorberkristalle wurde mit der in Kap. 4.2 beschriebenen Methode eine Germaniumschicht, die radioaktives ^{71}Ge enthält, aufgebracht. Der zweite Absorber ist so angebracht, daß annähernd der gesamte Raumwinkel für nach oben aus der Germaniumschicht entweichende Röntgenquanten und Auger-Elektronen abgedeckt wird. In der Germaniumschicht selbst oder im unteren Absorberkristall absorbierte Strahlung wird durch den unteren Detektor nachgewiesen. So wird durch den geometrischen Aufbau eine Raumwinkelabdeckung von annähernd 4π erreicht und die Detektionseffizienz liegt sehr nahe bei 100%.

Um die Nachweiseffizienz durch die geometrische Anordnung von Absorberkristallen und Germaniumschicht abschätzen zu können, wurde eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Für die Geometrie wurden dabei realistische Werte des Detektors für die Langzeitmessung gewählt (Abb. 6.1). Die Form der Germaniumschicht wurde in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Oberflächenprofil des deponierten Films durch eine rotationssymmetrische Gaußkurve $h(r, \varphi) = h_0 \exp(-r^2/2r_0^2)$ mit $h_0=9 \mu\text{m}$ und $r_0=1,0 \mu\text{m}$ angenähert, die bei einem Durchmesser von 4,3 mm abgeschnitten wurde. Unter Verwendung der möglichen Zerfallskanäle und deren Wahrscheinlichkeiten (siehe Tab. 2.2) wurden in der Germaniumschicht zufällig 100.000 Zerfallsereignisse erzeugt. Die Propagation der entstehenden Röntgenquanten und Auger-Elektronen wurde dann weiter simuliert, wobei die Absorptionslängen bzw. Reichweiten in den verschiedenen

Materialien berücksichtigt wurden. Die Ergebnisse der Simulation zeigen, daß der Verlust durch das Entkommen von Röntgenstrahlung oder Auger-Elektronen zwischen den Absorberkristallen bei 0,15% liegt (für die oben angegebene Filmgeometrie und einen Abstand der Absorber von 1 mm). Die Simulation zeigt auch, daß dieser Wert nahezu unabhängig von der Dicke des Germaniumfilms ist – im Unterschied zu einem Film mit konstanter Dicke, wo das Entkommen stark von der Schichtdicke abhängt. Um die Effizienz weiter zu steigern, könnte der Abstand zwischen den Absorberkristallen weiter verringert werden, soweit dies technisch machbar ist.

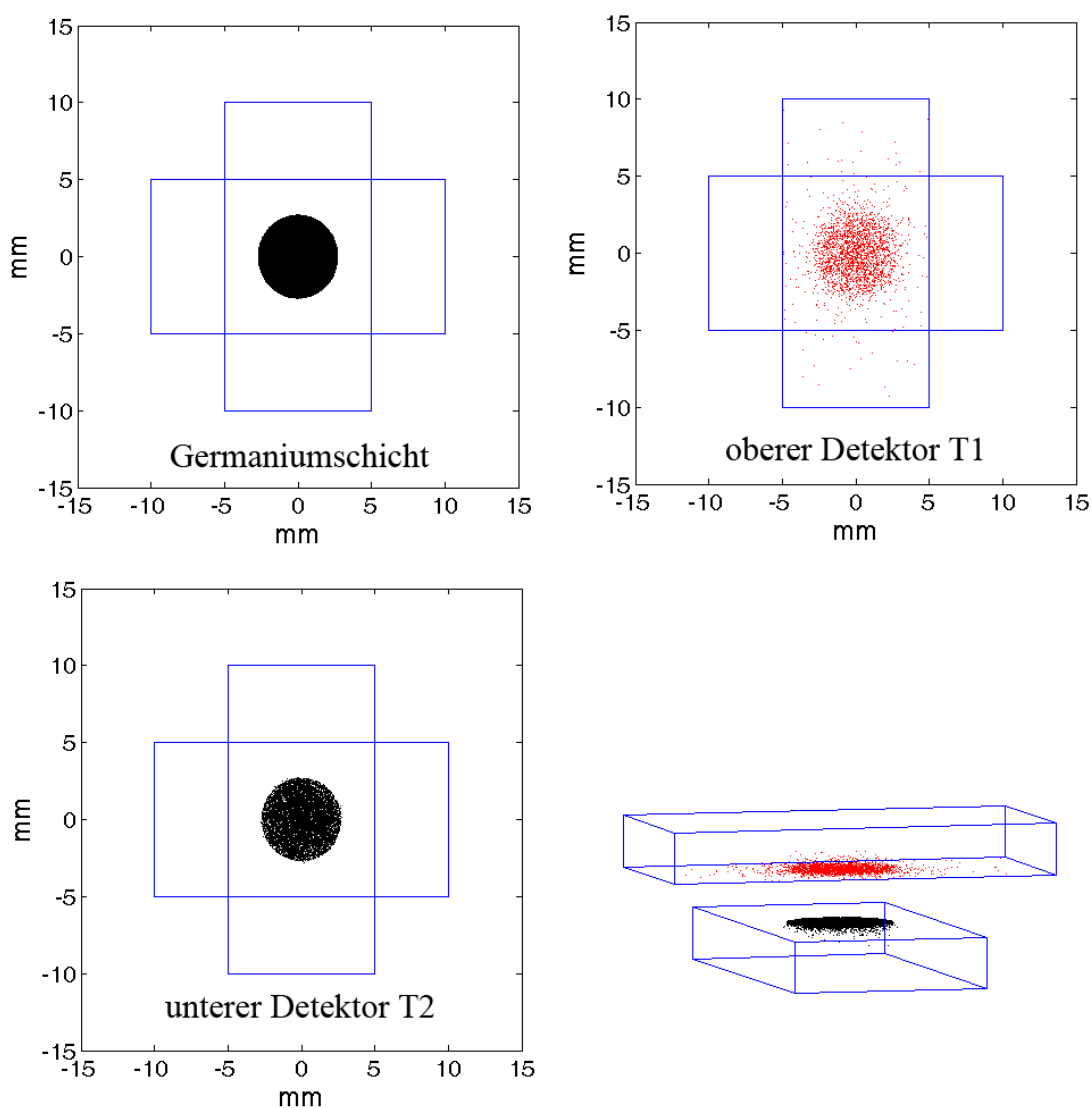


Abbildung 6.1: Erwartete geometrische Verteilung der Ereignisse in den beiden Einzeldetektoren aus einer Monte-Carlo-Simulation von 100.000 Ereignissen. Dargestellt ist die Anordnung der Absorberkristalle und der Germaniumschicht (oben links), die Ereignisverteilung im unteren Detektor (schwarz) und im oberen Detektor (rot).

Auf beide Absorber wurde ein vorher gefertigtes Thermometer geklebt. Die Klebetechnik erlaubt ein vollständiges Entkoppeln von Thermometerherstellung und Germaniumdeposition. Dies ist unbedingt nötig, da das Saphir-Substrat bei der Abscheidung der Germaniumschicht auf eine Temperatur von mindestens 280°C geheizt wird. Eine so hohe Temperatur zerstört das Thermometer, was sowohl bei den Zwei-Schichten-Thermometern aus Iridium und Gold (Proximity-Effekt), als auch bei Thermometern aus Wolfram beobachtet wurde. Zum Kleben wird eine kleine Menge (~ 400 nl) eines Epoxid-Klebers (EPO-TEK 301-2) auf das Saphir-Substrat aufgebracht. Dann wird das auf einem Silizium-Wafer vorproduzierte Thermometer aufgesetzt. Die Klebestelle sitzt etwa in der Mitte des Thermometers und besitzt einen Durchmesser von ~ 500 μm . Für eine detaillierte Beschreibung der Klebetechnik sei auf [Lan05] verwiesen.

Die Thermometer selbst sind auf Silizium aufgedampfte dünne Filme, in einer Schichtstruktur aus 5 nm Iridium als Haftschrift, 80 nm Gold und 45 nm Iridium. Die Filme wurden durch Sputterätzen auf eine Größe von $(1\times 3)\text{mm}^2$ strukturiert. Aus dem 250 μm dicken Silizium-Wafer werden $(5\times 7)\text{mm}^2$ große Stücke geschnitten, die je ein Thermometer tragen. Die Sprungtemperaturen des Supraleitungs-Normalleitungs-Übergangs sind in Tab. 6.1 zusammen mit anderen relevanten Daten der Detektoren angegeben.

| | Detektor T1 | Detektor T2 |
|---------------------------|--|--------------------|
| Thermometer | Ir/Au $(3\times 1)\text{mm}^2$ | |
| Übergangstemperatur T_c | 56 mK | 45 mK |
| Wärmekapazität C_e | 2,68 pJ/K | 2,15 pJ/K |
| Wärmekapazität C_S | 0,911 pJ/K | 0,473 pJ/K |
| Absorber | Al_2O_3 $(20\times 10\times 1)\text{mm}^3$ | |
| Wärmekapazität C_a | 12,0 pJ/K | 6,25 pJ/K |
| $\tau_{rise}[ms]$ | 88 μs | 69 μs |
| $\tau_{fast}[ms]$ | 1,03 ms | 0,83 ms |
| $\tau_{slow}[ms]$ | 3,1 ms | 2,9 ms |

Tabelle 6.1: Einige charakteristische Daten der verwendeten Einzeldetektoren. Die Zeiten τ_{rise} , τ_{fast} und τ_{slow} geben die Pulsanstiegszeit und die beiden Pulsabfallszeiten an. Die Wärmekapazitäten sind berechnet für die Übergangstemperatur T_c .

Die so hergestellten Detektoren werden in je eine Hälfte eines speziell entworfenen Kupfergehäuses, das als Detektorhalter dient, eingesetzt (Abb. 6.2). Die Absorberkristalle werden durch Kupferklammern in Position gehalten. In deren Spitzen sind Saphirkugeln eingesetzt, um die Kontaktflächen und damit die thermische Kopplung zwischen Absorber und Halter möglichst gering zu halten. Werden die beiden Hälften des Halters zusammengesetzt, dann befindet sich ein Spalt von 1 mm zwischen den Absorbersubstraten, die sich um 90° verdreht gegenüber liegen, um das Kontaktieren zu

vereinfachen. Das massive Kupfergehäuse dient als Wärmebad der beiden Detektoren im Kryostaten und verringert den Einfluß kurzzeitiger Temperaturschwankungen an der Mischkammer. Mit einer Wandstärke von 5 mm stellt es gleichzeitig eine Abschirmung gegenüber niederenergetischer externer Gammastrahlung dar. Die Reinheit der inneren Oberfläche bezüglich instabiler Isotope wie ^{40}K u.a. ist deshalb von besonderer Bedeutung.

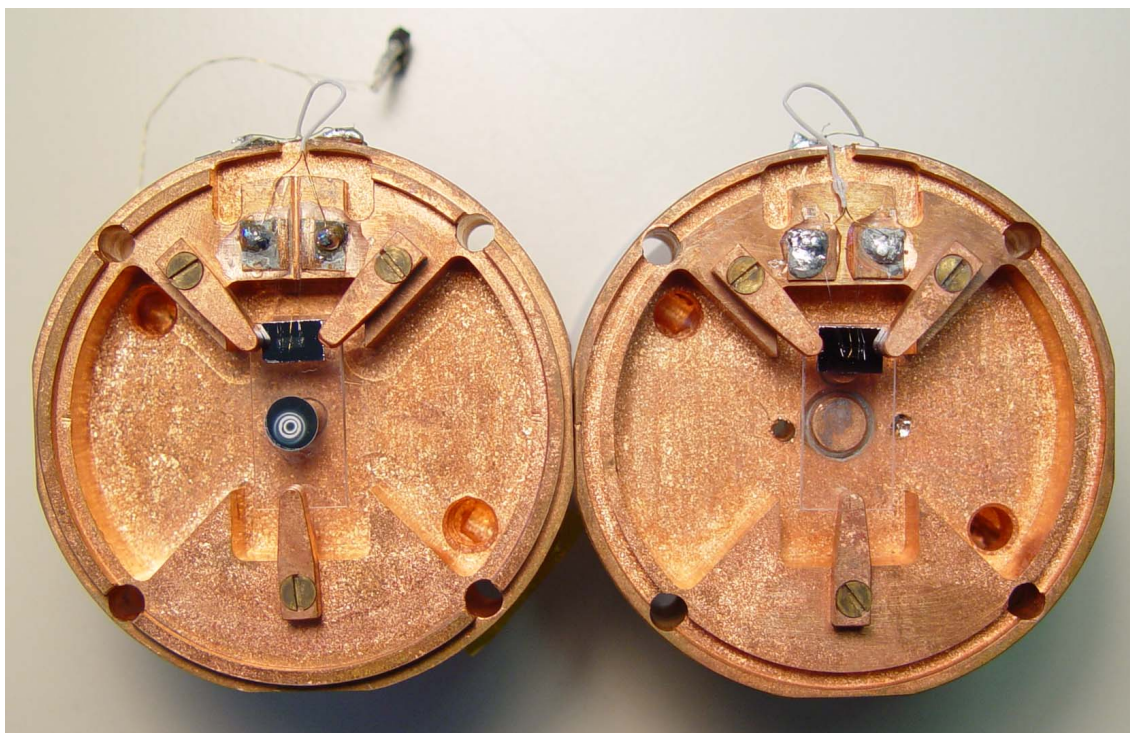


Abbildung 6.2: Die zwei Hälften des Kupfergehäuses mit den eingebauten Detektoren. Der linke Absorberkristall trägt die Germaniumschicht. Vom aufgeklebten Thermometer führen die Bonddrähte zur elektrischen und thermischen Ankopplung auf Löt pads. Zum Einbau werden die Gehäusehälften um 90° verdreht zusammengesetzt.

Einen definierten thermischen Kontakt zwischen Thermometerfilm und Wärmebad stellen zwei etwa 1 cm lange Gold-Bonddrähte mit $25\ \mu\text{m}$ Durchmesser her. Sie werden mit einem Ultraschallbonder in der Mitte des Thermometerfilms und auf dem Halter verschweißt. Der elektrische Kontakt wird durch vier $25\ \mu\text{m}$ dicke Aluminium-Bonddrähte (Al/1% Si) hergestellt, die auf zwei Pads am Kupferhalter führen. Von dort führen supraleitende Drähte aus dem Halter. Die Aluminiumdrähte sind bei den tiefen Temperaturen supraleitend und tragen nicht zur thermischen Kopplung bei. Alle Bonddraht-Verbindungen sind aus Redundanzgründen doppelt ausgeführt.

An der Unterseite des Detektorgehäuses befindet sich eine Bohrung, vor der eine ^{55}Fe -Eichquelle angebracht werden kann, die dann beide Detektoren bestrahlt. ^{55}Fe zerfällt mit einer Halbwertszeit von 2,73 a unter Elektroneinfang. Abb. 6.3 zeigt ein aufgenommenes Spektrum mit der K_α - und K_β -Linie der Mn-Röntgenstrahlung. Für diese

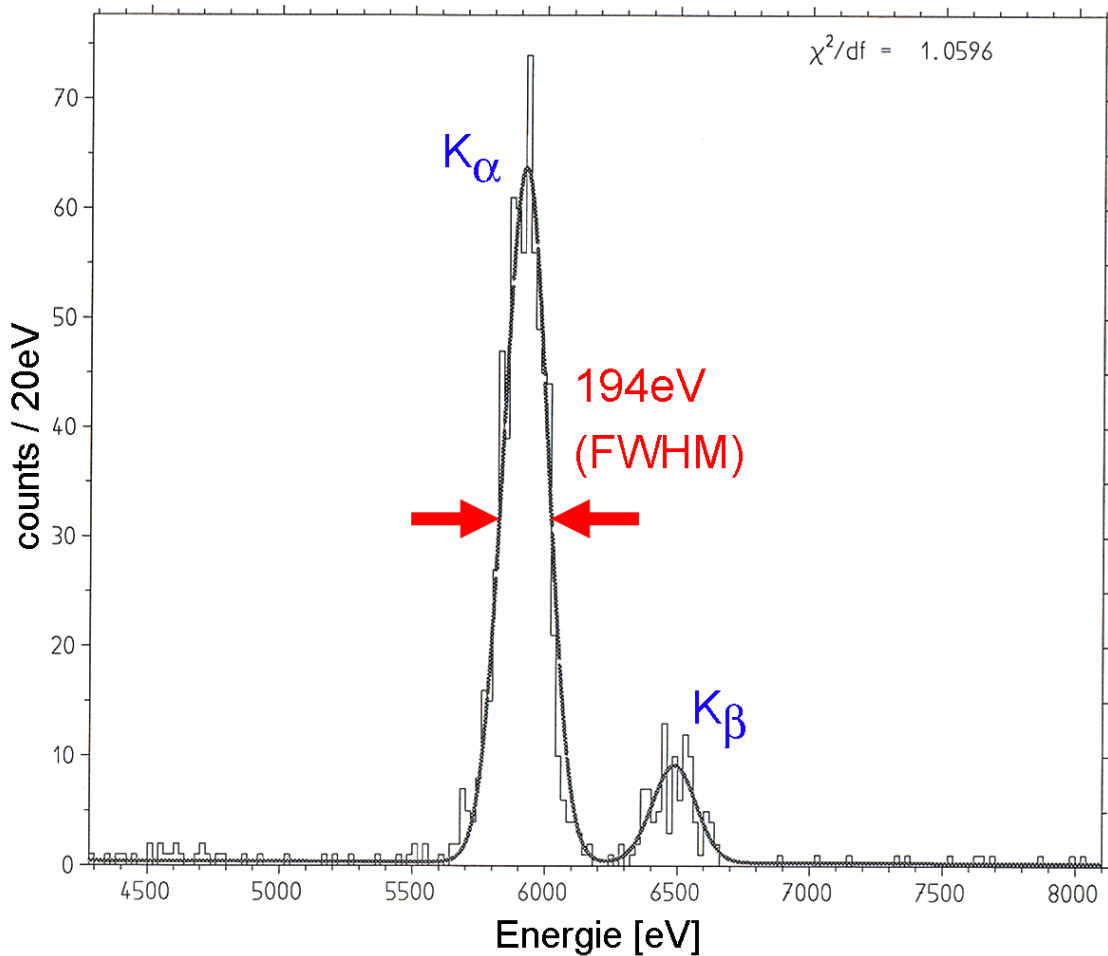


Abbildung 6.3: Mit einem Detektor mit W-Thermometer aufgenommenes Spektrum einer ^{55}Fe -Quelle. Die Energieauflösung beträgt 194 eV (FWHM) für den Mn- K_α -Peak bei 5,89 keV.

Messung wurde ein direkt aufgedampftes W-Thermometer verwendet. Die Energieauflösung betrug 194 eV (FWHM) für die K_α -Linie. Geklebte Detektoren zeigen vergleichbare Energieauflösung. Während der Langzeitmessung und den Messungen der Untergrundrate ohne aktives Germanium wurde die Quelle entfernt. Den gesamten Aufbau von Detektorgehäuse und Abschirmung im Kryostaten zeigt Abb. 6.4.

6.2 Langzeitmessung des ^{71}Ge -Zerfalls

6.2.1 Stabilität und Totzeit

Die beiden Einzeldetektoren weisen unterschiedliche Übergangstemperaturen auf (s. Tabelle 6.1), sind aber beide über Goldbonddrähte an das massive Kupfergehäuse ge-

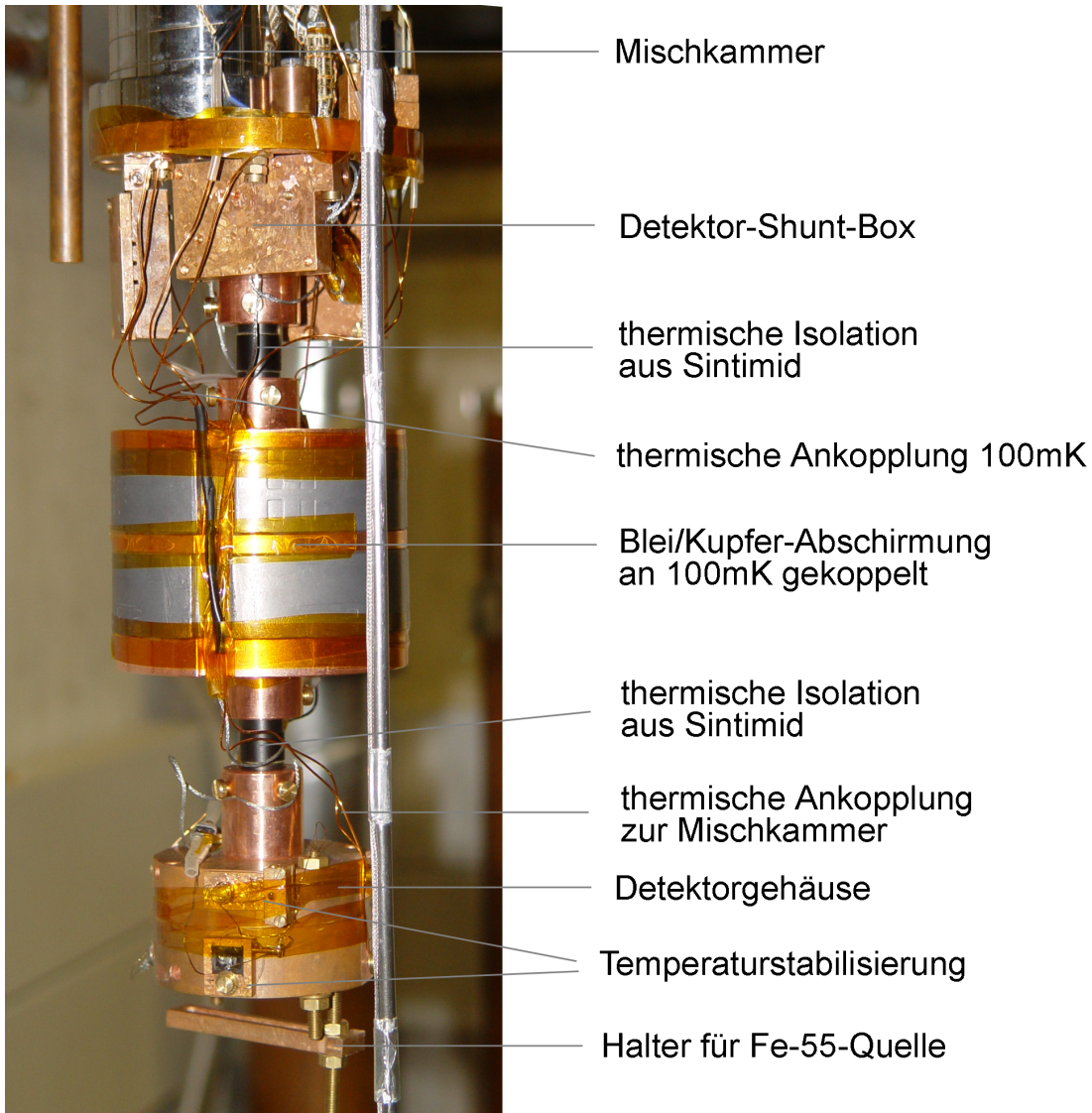


Abbildung 6.4: Aufbau für die Langzeitmessung einer kleinen ^{71}Ge -Aktivität über 35 Tage im Entmischungskryostaten im UGL Garching.

koppelt. Um sie trotzdem gemeinsam betreiben zu können, wurden unterschiedliche Biasströme und damit unterschiedliche Selbstheizung eingesetzt. Der Biasstrom I_0 für Detektor T1 betrug $256 \mu\text{A}$, der Biasstrom für Detektor T2 $140 \mu\text{A}$. Das Kupfergehäuse wurde mit der PID-Regelung auf 33 mK stabilisiert.

Das Datenaufnahmesystem wurde durch einen Puls in mindestens einem der beiden Einzeldetektoren getriggert. Zur Stabilitätskontrolle auch über einen langen Zeitraum erzeugte ein Funktionsgenerator alle 20 Sekunden einen Testpuls, der als Strom-Offset auf beide Bias-Stromkreise gegeben wurde. Die Antwort im SQUID-Signal ist vom Widerstandsverhältnis zwischen Shunt-Widerstand und Thermometer-Widerstand und damit empfindlich von der Temperatur abhängig. Aus der Anzahl der im DAQ-System

ungestört aufgezeichneten Testpulse kann die Lifetime des gesamten Datenaufnahmesystems bestimmt werden. Ein Testpuls wird verworfen, wenn die Höhe der aufgenommenen Testpulse mehr als 0,6% vom Mittelwert abweicht oder in einem der beiden Kanäle gleichzeitig eine elektrische Störung im SQUID-Signal auftreten sollte, die die Form des Testpulses verändert. Ersteres ist eine äußerst präzise Kontrolle der Temperaturstabilität; letzteres war nötig, weil im SQUID-Signal externe Störsignale (spikes) beobachtet wurden, die einen Puls aus dem Detektor in der Form verändern würden. Die so gemessene Lifetime über die gesamte Meßzeit von 35 Tagen wird in Abb. 6.5 dargestellt. In Datenaufnahmephasen lag die Totzeit selbst in Zeiten mit massiven elektronischen Störpulsen (die über die Pulsform leicht erkannt werden können), nie über 5% und im Mittel bei 0,87%. Die längeren Meßpausen traten auf, wenn das Heliumbad des Kryostaten wieder befüllt wurde. Dabei wurde die Datenaufnahme für vier Stunden unterbrochen, da im Anschluß an das Füllen mit flüssigem Helium eine Drift im SQUID-Biasstrom beobachtbar war. Ursache dafür ist wahrscheinlich eine kleine Temperaturänderung am SQUID selbst oder in den Zuleitungen zum SQUID. Der Betrieb des Detektors an sich wird durch das Heliumfüllen nicht beeinflusst, da die Temperatur an der Mischkammer während des Füllens ausreichend konstant bleibt. Die Meßpausen würden sich durch eine Neuinstallation der SQUIDs an einem anderen Ort im Kryostaten oder sogar im Helium-Bad und das verbesserte thermische Abfangen der Zuleitungen vermeiden lassen. Die hervorragende Stabilität der Pulshöhe über die gesamte Meßzeit zeigt Abb. 6.6.

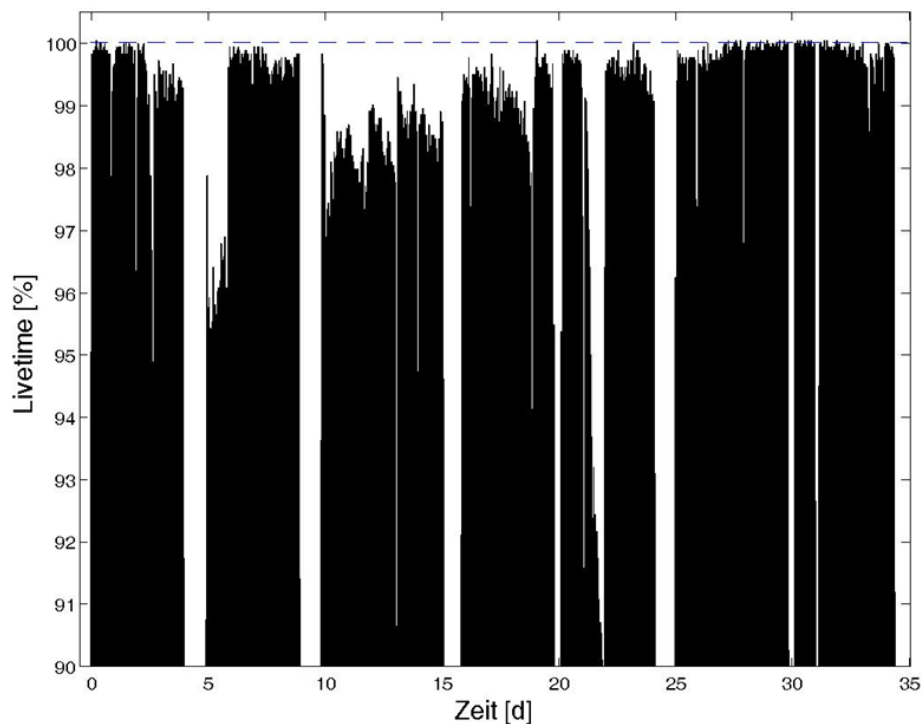


Abbildung 6.5: Gemessene Lifetime des DAQ-Systems. Die längeren Meßpausen wurden durch das Nachfüllen von flüssigem Helium (alle fünf Tage) verursacht.

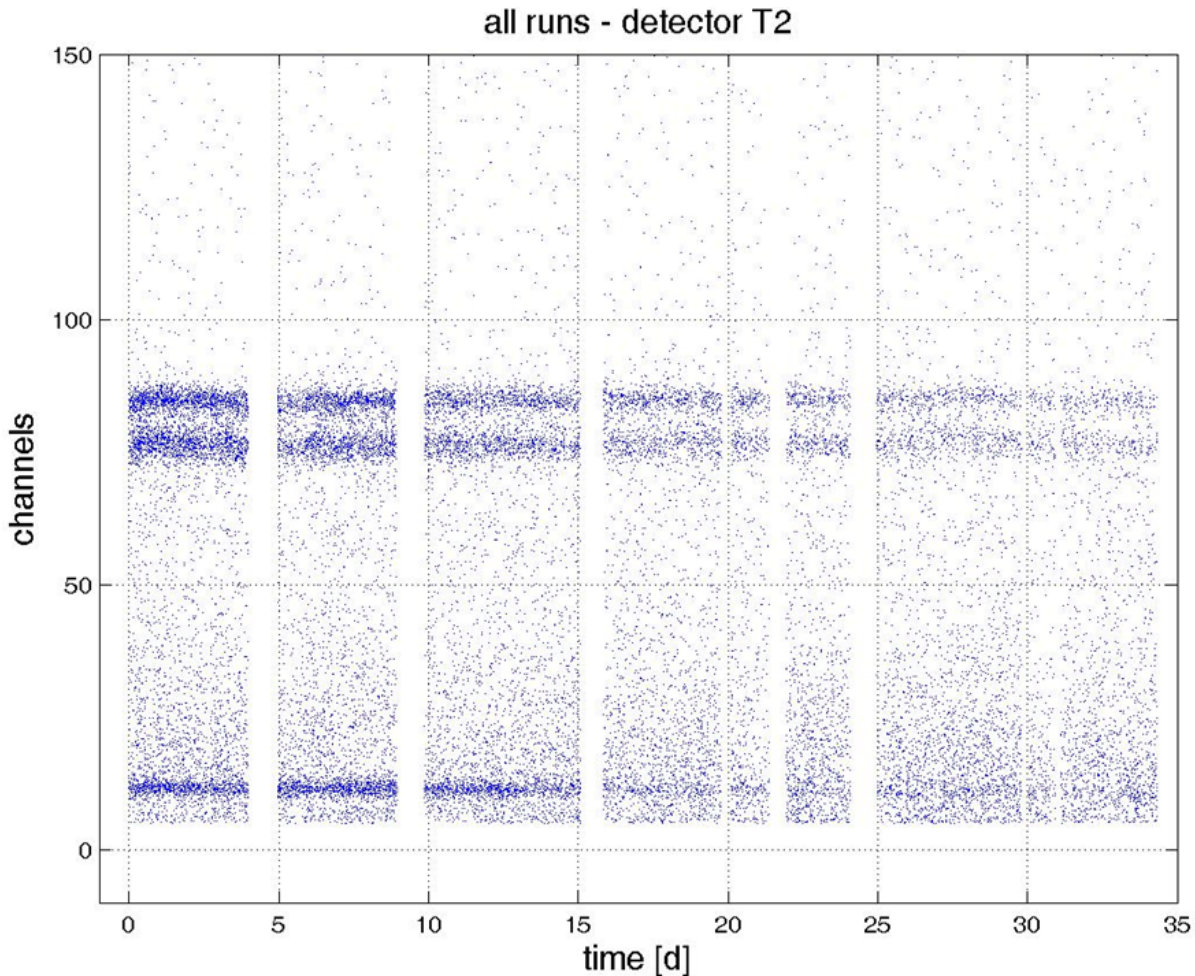
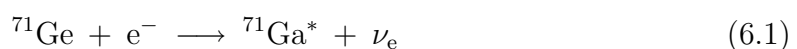


Abbildung 6.6: Stabilität der Pulshöhe der K- bzw. L-Einfang-Ereignisse im Detektor T2 über die gesamte Meßzeit. Die Abnahme der Rate der K- bzw. L-Einfang-Ereignisse spiegelt den Zerfall wider.

6.2.2 Energiespektren

Insgesamt wurden über 35 Tage Ereignisse aufgezeichnet. Zunächst wurde der oben beschriebene, einfache Cut auf die Pulsform zur Unterdrückung des instrumentellen Untergrunds durchgeführt. Weiterhin wurden nur solche Ereignisse selektiert, die in Antikoinzidenz zu einem Signal des Myonen-Vetosystems stattgefunden haben. Die Pulshöhenverteilung in beiden Detektoren zeigt Abb. 6.7. Die auf den ersten Blick komplizierte Struktur kann aus den im ^{71}Ge -Zerfall möglichen Relaxationsmechanismen verstanden werden. Der Zerfall zum ^{71}Ga geschieht durch Elektroneinfang aus der K-, L- oder M-Schale (siehe Tabelle 2.2).



Die Relaxation der Hüllenelektronen des Ga-Atoms, das je nach Einfang ein Loch in der K-, L- oder M-Schale besitzt, ist die Signatur des Zerfalls. Für das Verständnis der

Struktur ist die Absorptionslänge bzw. Reichweite niederenergetischer Röntgenstrahlung und Auger-Elektronen relevant. Die in [ADT93] tabellierte Absorptionslänge für Röntgenstrahlung in Saphir und Germanium ist in Abb. 6.8 wiedergegeben. Elektronen dieser Energie zeigen aufgrund der Mehrfachstreuung einen deutlichen Unterschied zwischen Pfadlänge (totaler Wegstrecke) l und Reichweite (in eine Richtung projizierte Wegstrecke) r . Die Reichweite r kann im Energiebereich von 10 keV bis 3 MeV durch die Funktion

$$r(E) = 0,412 \rho^{-1} (E/1\text{MeV})^{1,265-0,0954 \ln(E/1\text{MeV})} \quad (6.2)$$

näherungsweise beschrieben werden [Mar85]. Die Dichte von Germanium beträgt $\rho=5,32 \text{ g/cm}^3$ und von Saphir ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) $\rho=3,99 \text{ g/cm}^3$. Für Auger-Elektronen mit 10 keV ergibt sich daraus eine Reichweite von $0,3 \mu\text{m}$ in Germanium und $0,4 \mu\text{m}$ in Saphir.

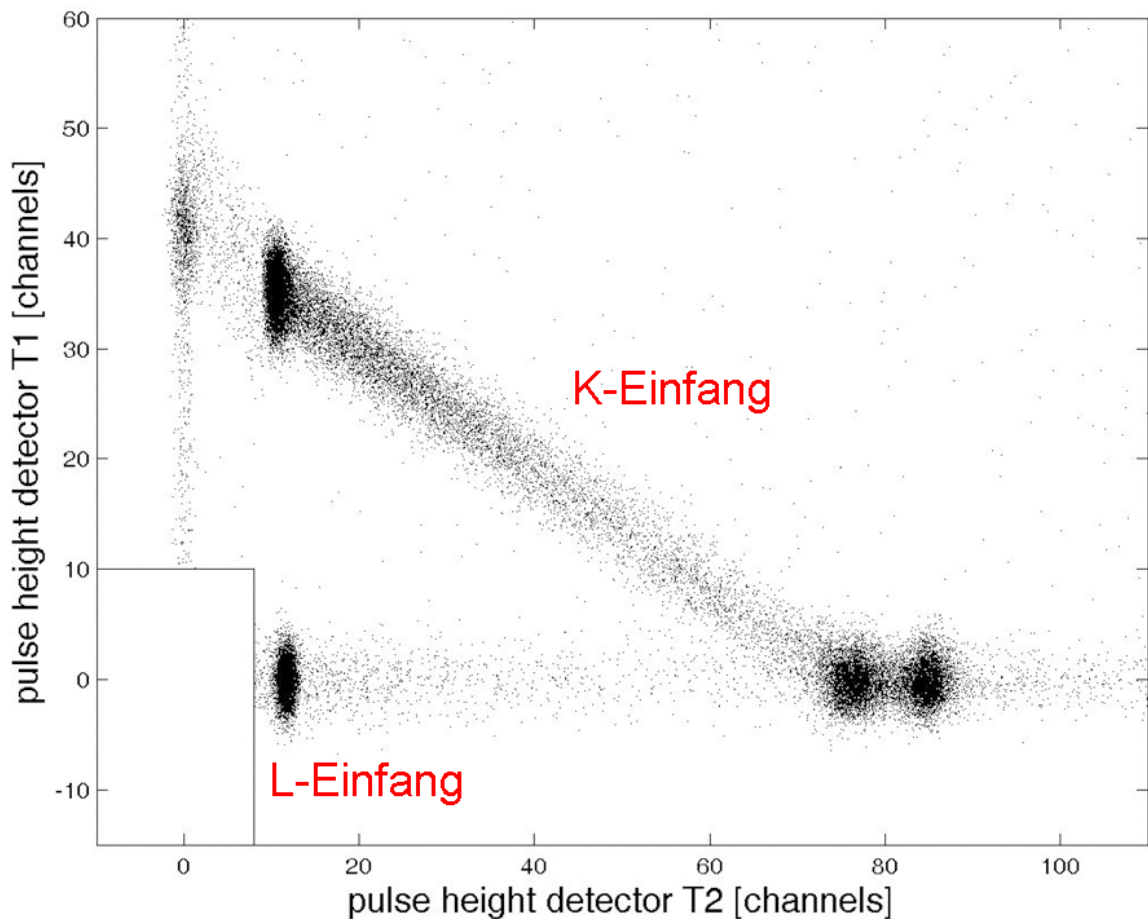


Abbildung 6.7: Scatterplot aller Ereignisse der 35tägigen Messung. Gezeigt ist die Pulshöhe im unteren Detektor T2 (nach rechts) und die Pulshöhe im oberen Detektor T1 (nach oben). Die Struktur ergibt sich aus den möglichen Zerfallskanälen und Relaxationsvorgängen beim ^{71}Ge -Zerfall (siehe Text). Die Bereiche der K- bzw. L-Einfang-Ereignisse sind markiert. Die ^{71}Ge -Aktivität befand sich auf dem unteren Detektor T2.

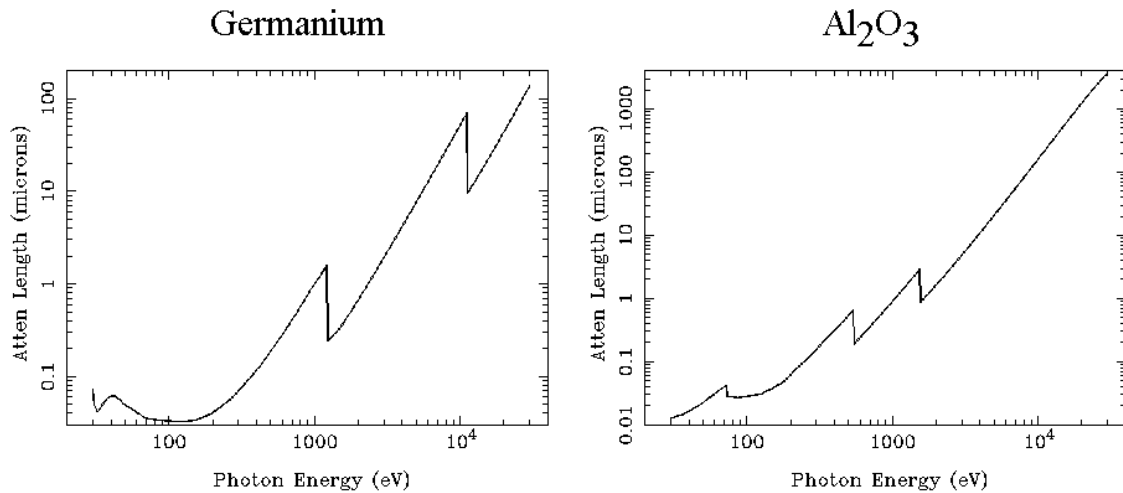


Abbildung 6.8: Absorptionslängen für Röntgenstrahlung in Germanium und Saphir (Al_2O_3) aus [ADT93].

Die beim ^{71}Ge -Zerfall wesentlichen Relaxationsmechanismen sind folgende:

- Am wahrscheinlichsten ist der Einfang aus der K-Schale (87,7%). Dabei wird die Energie durch ein Auger-Elektron mit 10,37 keV alleine oder durch ein Auger-Elektron und ein Röntgenquant (K_{α_1} , K_{α_2} oder K_{β}) fortgetragen. Die Fluoreszenzausbeute¹ beim K-Einfang beträgt 0,517. Bei etwa der Hälfte der K-Einfang-Ereignisse wird also nur ein Auger-Elektron emittiert mit oben genannten Absorptionslängen von $0,3 \mu\text{m}$, bzw. $0,4 \mu\text{m}$. Je nach Entstehungsort und Richtung des Auger-Elektrons verteilt sich die deponierte Energie auf die beiden Detektoren. Entweder das Auger-Elektron verläßt die Germaniumschicht bzw. den unteren Detektor nicht und deponiert die gesamte Energie dort, oder es erreicht die Oberfläche der Germaniumschicht und kann durch das Vakuum in den oberen Detektor gelangen. Diese Ereignisse resultieren in einem schrägen Band in der zweidimensionalen Darstellung, das die Achsen bei jeweils 10,37 keV Energiedeposition schneidet (s. Abb. 6.7). Dieses Band zeigt im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Krümmung, wie sie bei Verlustprozessen zu erwarten wäre. Die Summe der in beiden Detektoren nachgewiesenen Energien dieser Ereignisse ist also konstant.

Die K-Einfang-Ereignisse, bei denen ein Elektron und ein Röntgenquant emittiert werden, sind die Ursache der Strukturen im oberen linken Bereich des Bands. Die Energie des Auger-Elektrons von 1,12 keV bzw. 110 eV (s. Tab. 2.2) wird im unteren Detektor deponiert. Die Röntgenstrahlung kann je nach Richtung der Emission im oberen oder im unteren Detektor registriert werden. Wird die gesamte Energie im unteren Detektor deponiert, werden dort wiederum 10,37 keV nachgewiesen. Entkommt das Röntgenquant in den oberen Detektor (die Transmissionswahrscheinlichkeit für ein ≈ 10 keV-Röntgenquant durch $\approx 5 \mu\text{m}$ Ge ist

¹Die Fluoreszenzausbeute ist die Wahrscheinlichkeit, daß bei der Hüllenrelaxation ein oder mehrere Röntgenquanten emittiert werden.

92%), wird dessen Energie dort gemessen. Das Auger-Elektron wird im unteren Detektor gestoppt und liefert dort die Differenzenergie zu 10,37 keV.

- Beim Einfang aus der L-Schale ist die Fluoreszenzausbeute mit 0,24% wesentlich kleiner. In diesem Fall werden fast nur Auger-Elektronen mit 1,30 keV emittiert, die ihre Energie hauptsächlich im Germanium selbst verlieren, da die Reichweite eines niederenergetischen Auger-Elektrons in Germanium sehr viel kleiner als die durchschnittliche Dicke der Schicht von 5 μm ist. Es resultiert also eine Energiedeposition von 1,30 keV im unteren Detektor T2, und keine Energiedeposition im Detektor T1. Eine kleine Zahl der Elektronen, nämlich die, die an der Oberfläche der Germaniumschicht entstehen und nach oben entkommen, werden einen Teil ihrer Energie im oberen Detektor verlieren. Dies würde in einem Band parallel zu dem des K-Einfangs resultieren, das aber aufgrund der kleinen Zahl der Ereignisse nicht sichtbar ist.
- Ausschließlich Auger-Elektronen werden beim M-Einfang emittiert. Deren Energie von 160 eV lag unterhalb der Energieschwelle der Detektoren dieser Messung (etwa 230 eV). Ein Nachweis der M-Einfang-Ereignisse war damit nicht möglich. Mit Detektoren, die eine niedrigere Schwelle besitzen, können aber auch die 2% der Ereignisse, die unter M-Einfang stattfinden, nachgewiesen werden. Wegen der vernachlässigbaren Reichweite im Festkörper würden alle Ereignisse dieser Klasse im unteren Detektor T2 sichtbar sein.

Abb. 6.9 zeigt die Projektion auf die x-Achse, d.h. die Pulshöhenverteilung aller Ereignisse im Detektor T2. Der niederenergetische Peak setzt sich zusammen aus Ereignissen des L-Einfangs mit 1,30 keV und Ereignissen des K-Einfangs mit 1,12 keV Auger-Elektronen im unteren Detektor. Die beiden Beiträge können mit der Energieauflösung (FWHM) von 361 eV nicht klar getrennt werden. Zwischen diesem Peak und den zwei Peaks im K-Bereich ist die Verteilung der Ereignisse zu sehen, in denen ein Auger-Elektron seine Energie auf beide Detektoren verteilt. Die Doppelpeak-Struktur stammt von der Energiedeposition von 10,37 keV im unteren Detektor. Je nachdem, in welchem Material die Absorption stattfindet, unterscheidet sich die Pulshöhe um 10%. Betrachtet man das in Kapitel 3.3 beschriebene Detektormodell, überrascht dieser Unterschied in der Konversion von Energiedeposition in Pulshöhe nicht. Denn bei Absorption in Germanium können eine zusätzliche Wärmekapazität, zwei zusätzliche Kopplungen (die Elektron-Phonon-Kopplung im Germaniumfilm und die Kapitza-Kopplung zwischen Film und Saphirkristall) und auch der Übergang nicht-thermischer Phononen vom Germanium in den Saphirkristall eine Rolle spielen. Hinzu kommt, daß es Unterschiede im Zerfall und der Thermalisierung der nicht-thermischen Phononen in verschiedenen Materialien gibt. Der Unterschied in der Energie-Pulshöhen-Konversion ist in [Wän00] genauer untersucht worden. Dort ist auch bei Bestrahlung der beiden Materialien mit einer externen Quelle ein Pulshöhenunterschied festgestellt worden. In dem für die Langzeitmessung verwendeten Detektor wurde nun auch zum ersten Mal ein Unterschied in der Pulsform beobachtet. Die schnelle Abfallszeit der Pulse ist bei Absorption in Germanium im Mittel etwa 3% größer als bei Absorption in Al_2O_3 (s. Abb.

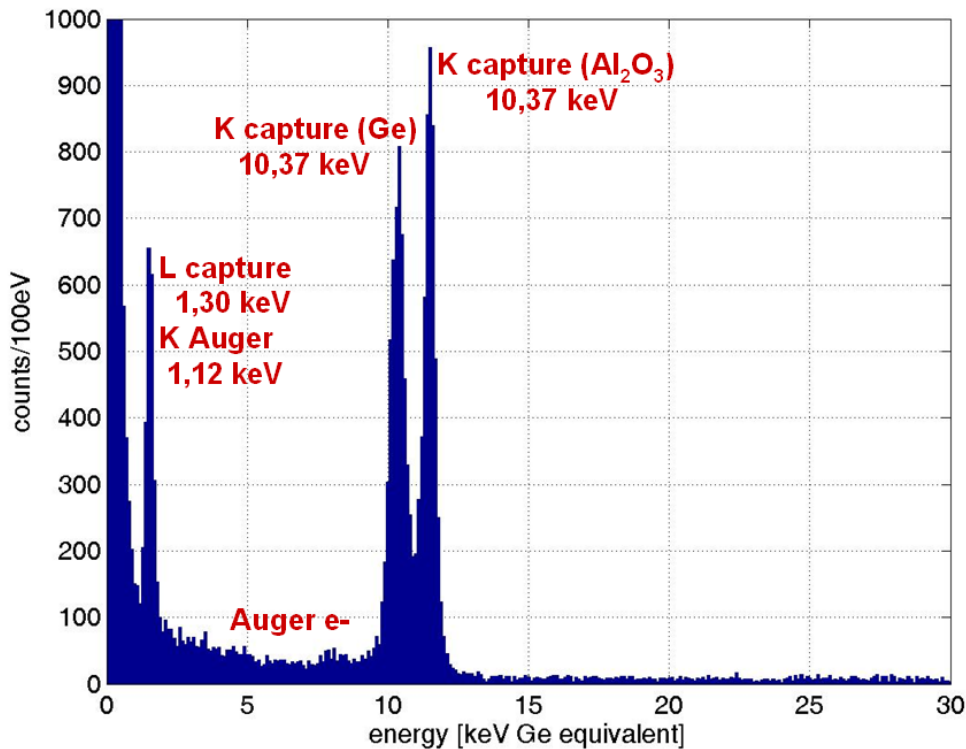


Abbildung 6.9: Pulshöhenspektrum des Detektors T2, der die Germanium-Schicht trägt. Die drei erkennbaren Peaks können wie folgt identifiziert werden: Bei L-Einfang wird die in der Hülle freigesetzte Energie von 1,30 keV vollständig in Detektor T2 absorbiert. Bei K-Einfang kommt es, je nach Material, in dem absorbiert wird, zu einer unterschiedlichen Energie-Pulshöhen-Konversion. Deshalb sind zwei Peaks zu erkennen, die beide einer Energiedeposition von 10,37 keV entsprechen. Die Energieachse ist für Absorption in Germanium skaliert. Die Energieauflösung der drei Peaks beträgt (von links nach rechts) 361 eV, 573 eV und 507 eV.

6.10). Der Unterschied ist aber zu klein, um für jedes Ereignis den Absorptionsort angeben zu können. Er unterstützt aber die Interpretation der unterschiedlichen Pulshöhe aus verschiedenen Materialien durch unterschiedliche Energie-Pulshöhen-Konversion.

Das Spektrum des oberen Detektors (Abb. 6.11) ist vergleichsweise einfach zu deuten. Lediglich bei Zerfällen mit Entkommen eines Röntgenquants (Ga-K_α bzw. Ga-K_β) oder eines Auger-Elektrons aus der Germaniumschicht ist ein Signal in diesem Detektor nachzuweisen. Entsprechend sind die charakteristischen Gallium-Röntgenlinien bei 9,25 keV und 10,26 keV zusammen mit der kontinuierlichen Verteilung der Auger-Elektronen zu erkennen. Deren Form hängt mit der nicht gleichförmigen Dicke der Germaniumschicht zusammen. Wegen des breiteren Normalleitungs-Supraleitungs-Übergangs und der höheren Sprungtemperatur dieses Detektors ist die Energieauflösung mit 1,45 keV FWHM schlechter als prinzipiell erreichbar.

Das Spektrum der Summenenergie $E = E_{T1} + E_{T2}$ zeigt die Abbildung 6.12. Zur Energiegleichung wurden alle sichtbaren Peaks mit bekannter Energie verwendet. Erkennbar

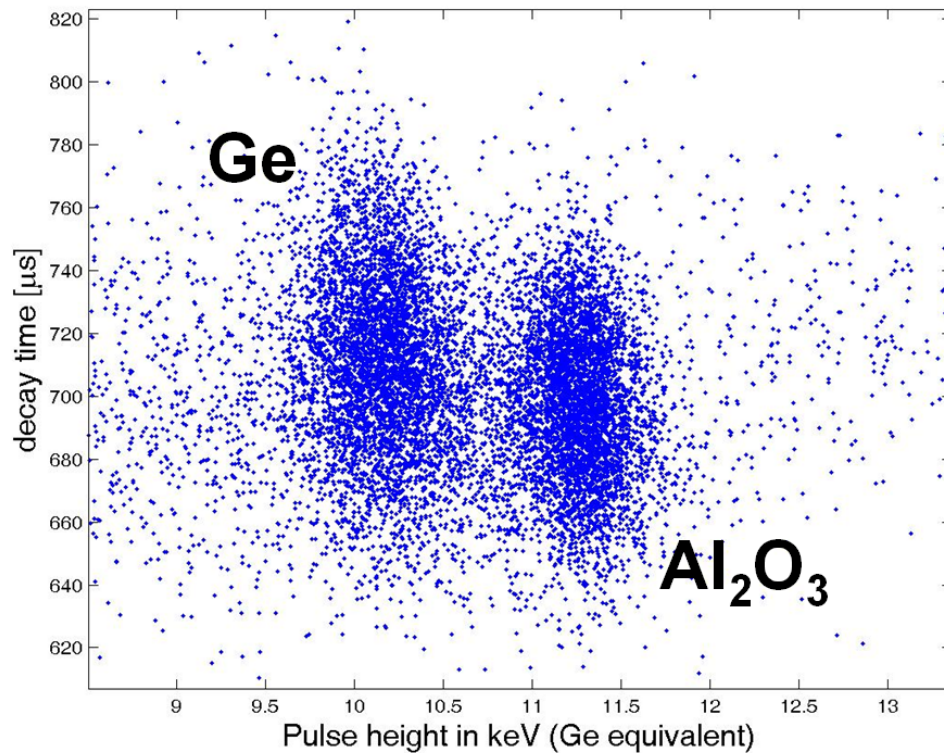


Abbildung 6.10: Die Absorption derselben Energiemenge in verschiedenen Materialien führt zu unterschiedlichen Pulshöhen. Zusätzlich ist – auf statistischer Basis – eine kleine Differenz in der Pulsabfallszeit zu erkennen, die aber nicht ausreicht, um einzelne Ereignisse diskriminieren zu können.

fallen die Zerfallsereignisse, bei denen die Energie auf die beiden Teildetektoren aufgeteilt wurde, im Summenspektrum in einem Peak zusammen. Da die schlechtere Energieauflösung des Detektors T1 das Summenspektrum dominiert, ist die Doppelstruktur des K-Bereichs nicht mehr zu erkennen. Im Bereich zwischen L- und K-Einfang liegen nur noch Untergrundereignisse. Das Verhältnis zwischen K- und L-Einfangereignissen stimmt mit dem aus den Verzweungsverhältnissen bei der Hüllenrelaxation erwarteten Wert von 9:1 überein. Dies ist bei den gasgefüllten Proportionalzählrohren aufgrund von Escape-Effekten und inhomogener Detektorantwort (s. Kap. 2.2) nicht der Fall und stellt einen Vorteil bei der Messung kleiner Ereignisraten dar, weil im allgemeinen zu erwarten ist, daß im niederenergetischen L-Bereich die verbleibende Untergrundrate höher ist als im K-Bereich. Weist man kalorimetrisch die gesamte deponierte Energie nach, liegt ein wesentlich größerer Anteil der Ereignisse im K-Bereich, wie in dieser Messung gezeigt wurde.

6.2.3 ^{71}Ge -Zerfallskurve

Schon in Abb. 6.6 ist die Abnahme der Zählrate innerhalb der Meßzeit zu erkennen. Zur Analyse wurden fünf Akzeptanzbereiche im Scatterplot definiert, die nun im fol-

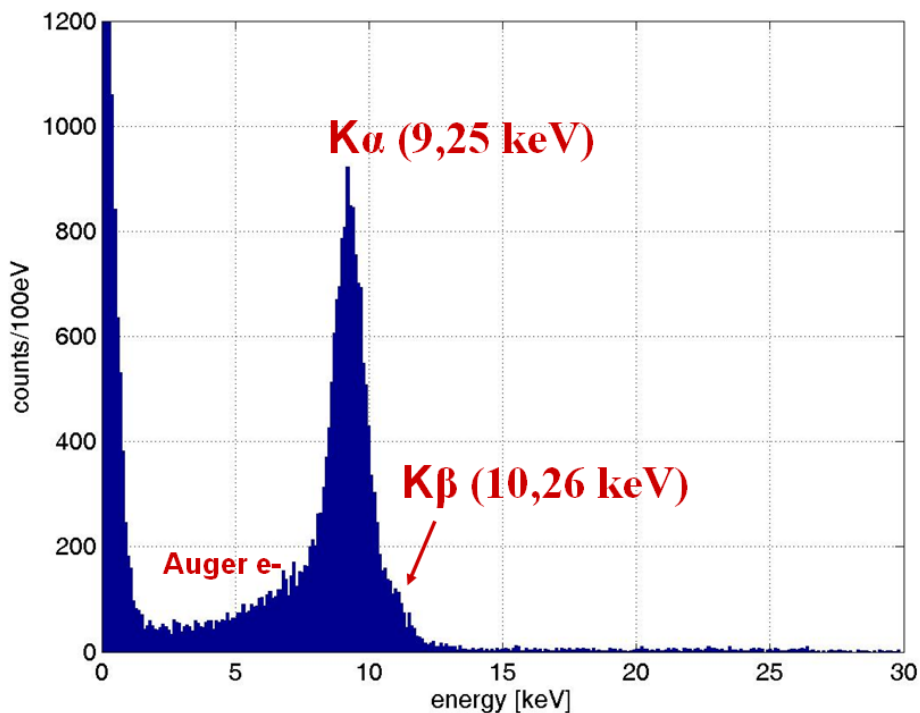


Abbildung 6.11: Energiespektrum im Detektor T1. Bei einem K-Einfang-Ereignis kann ein Teil der freigesetzten Energie entweder durch ein K_{α} -, bzw. K_{β} -Röntgenquant oder ein Auger-Elektron im oberen Detektor deponiert werden (siehe Text). Die Energieauflösung beträgt 1,45 keV für den sichtbaren K_{α} -Peak.

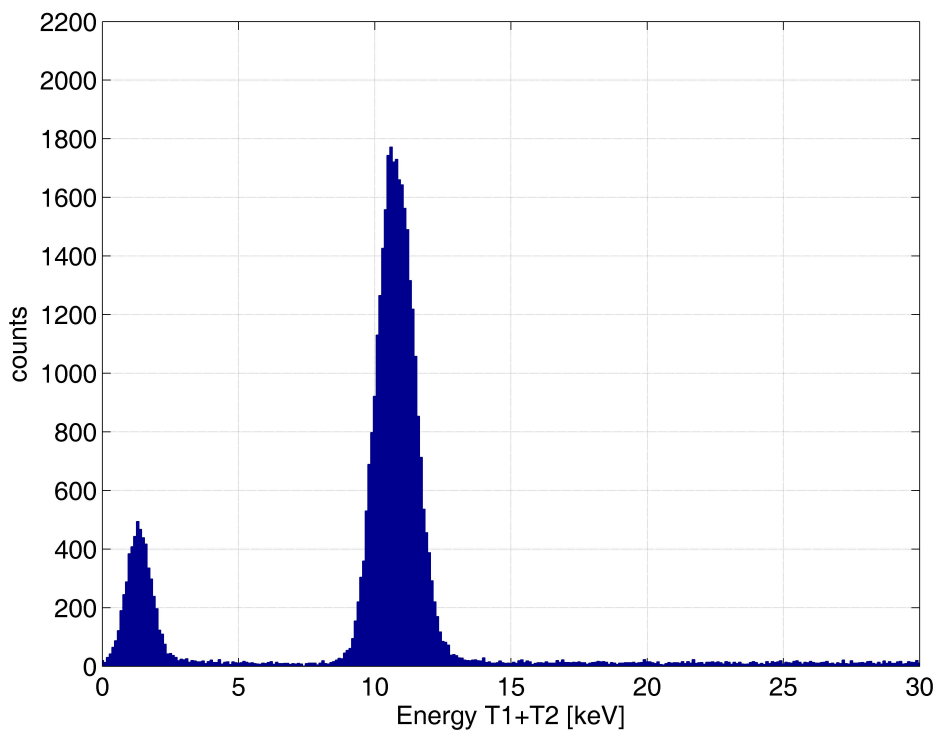


Abbildung 6.12: Spektrum der Summe der Energien aus den Detektoren T1 und T2.

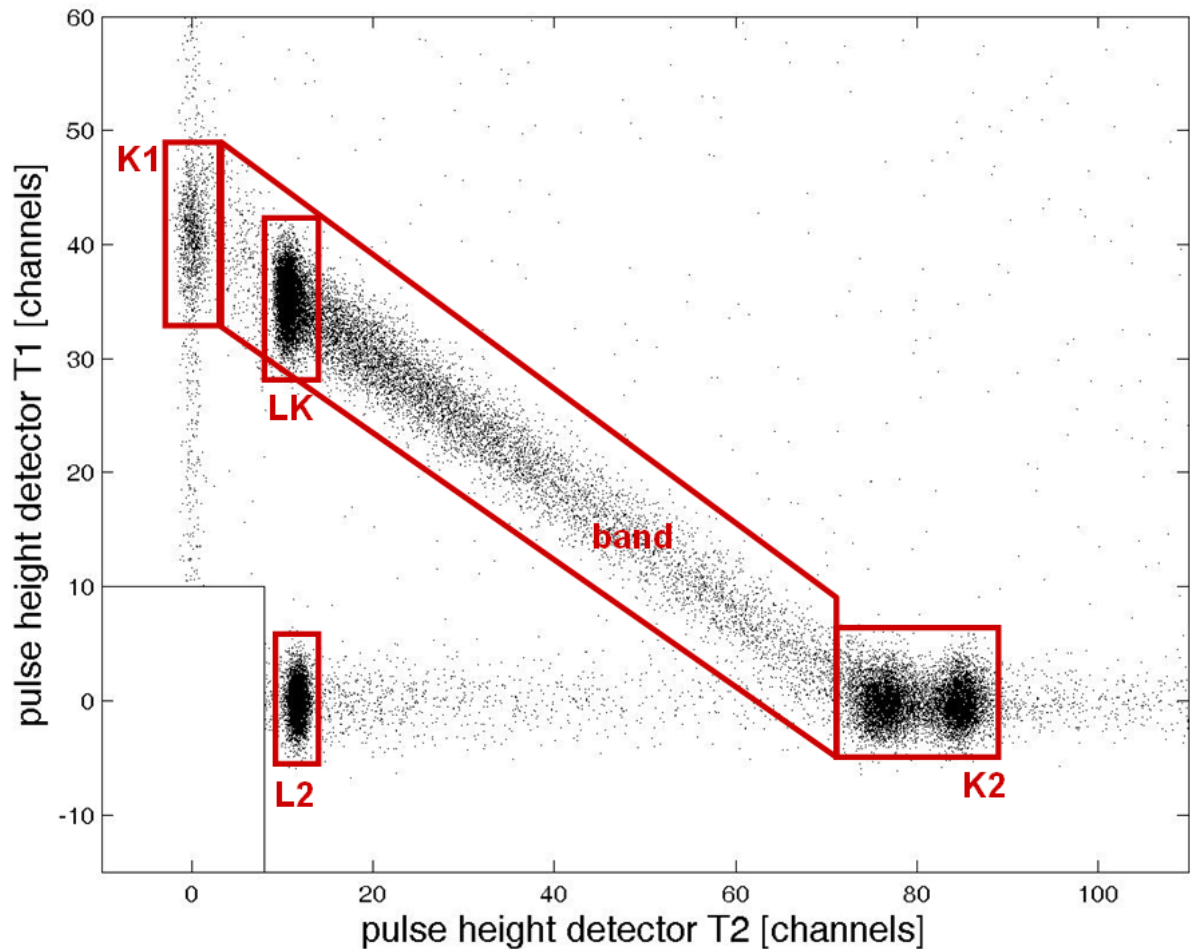


Abbildung 6.13: Die Lage der fünf Energieakzeptanzfenster. **K2**, bzw. **L2** entspricht dem K-, bzw. L-Einfang mit vollständiger Energiedeposition im Detektor T2. In **K1** liegen Ereignisse, bei denen ein K_{β} -Röntgenquant in Detektor T1 absorbiert wurde. Bei den beiden Koinzidenzfenstern **LK** und **band** ist die freigesetzte Energiemenge auf beide Detektoren verteilt worden (siehe Text).

genden einzeln beschrieben werden. Die Ausdehnung der Fenster wurde so gewählt, daß jeweils die doppelte Peakbreite (FWHM) abgedeckt wird. Damit liegen (für einen gaußförmigen Peak) 98,1% der Ereignisse innerhalb des Fensters. Dieses Vorgehen ist analog dem der Standard-Datenanalyse in GNO. Die Position der Akzeptanzbereiche ist aus Abb. 6.13 ersichtlich.

- **K1** deckt den Bereich der K_{β} -Escape-Ereignisse ab. Die mittlere Energie beträgt 10,26 keV in Detektor T1 und 0,0 keV in Detektor T2.
- **L2** beinhaltet die L-Einfang-Ereignisse und die wenigen Ereignisse, in denen ein Röntgenquant durch den Schlitz zwischen den Absorbern entkommt. In Detektor T1 wird keine Energie deponiert, in Detektor T2 1,30 bzw. 1,12 keV (s. Tab. 2.2).

- **K2** ist das Akzeptanzfenster für Ereignisse mit vollständiger Absorption von 10,37 keV im Detektor T2. Es muß wegen der oben erläuterten unterschiedlichen Pulshöhe in Germanium und Saphir breiter gewählt werden, um die Doppelpeakstruktur abzudecken.
- **LK** ergibt sich durch K_{α} -Absorption im Detektor T1, wobei das Auger-Elektron mit der Differenzenergie zur komplett freigesetzten Energie im Detektor T2 gestoppt wird. Die mittlere Lage des Fensters ist damit 9,25 keV im Detektor T1 und 1,12 keV im Detektor T2.
- Das Akzeptanzfenster **band** wird von Ereignissen mit kontinuierlicher Energieaufteilung auf beide Detektoren bevölkert, die durch das Entkommen eines Auger-Elektrons zum oberen Detektor verursacht werden.

Die Ereignisse der letzten beiden Akzeptanzfenster **LK** und **band** zeichnen sich also durch koinzidente Signale in beiden Detektor-Kanälen aus, während Ereignisse der ersten drei Fenster lediglich in einem Detektor ein Signal auslösen. Die Anzahl der beobachteten Zerfallsereignisse in den fünf Akzeptanzbereichen gibt Tab. 6.2 wieder.

| Akzeptanzfenster | Ereignisse | % | MC 6,6 μm |
|------------------|------------|--------|----------------------|
| L2 | 1785 | 10,1 % | 10,9 % |
| K1 | 1046 | 5,9 % | 2,7 % |
| K2 | 10347 | 58,8 % | 66,3 % |
| LK | 1381 | 7,8 % | 9,2 % |
| band | 3037 | 17,3 % | 11,0 % |
| Summe | 17596 | 100 % | 100 % |

Tabelle 6.2: Gemessene Verteilung der Germanium-Zerfallsereignisse auf die fünf Akzeptanzfenster im Scatterplot (s. Abb. 6.7). In der letzten Spalte ist das Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation mit einer 6,6 μm dicken Germaniumschicht zum Vergleich angegeben.

Die Verteilung ergibt sich aus den Zerfallskanälen und deren Wahrscheinlichkeiten, ist aber zusätzlich abhängig von der Geometrie der Germaniumschicht. Aus der Monte-Carlo-Simulation ergibt sich, daß vor allem die Anzahl der Ereignisse in den Fenstern **LK**, **band** und **K2** durch die Dicke der Schicht bestimmt werden. Der Bruchteil in **K1** und **L2** ist nahezu unabhängig von der Schichtdicke. Die gemessene Verteilung auf die Akzeptanzfenster ist in guter Übereinstimmung mit der Monte-Carlo-Simulation für eine mittlere Schichtdicke von 6,6 μm . Lediglich für die **band**-Ereignisse weicht das Monte-Carlo-Ergebnis deutlich ab. Hier scheint das vereinfachte Modell der Ausbreitung niederenergetischer Auger-Elektronen nicht ausreichend präzise zu sein.

Die zeitliche Entwicklung der Rate der akzeptierten Ereignisse (Abb. 6.14) gibt den erwarteten Zerfall von ^{71}Ge wieder. Die Zerfallsereignisse wurden in Intervalle von

einem Tag Dauer zusammengefaßt. Die Kurve zeigt klar den Zerfall von ^{71}Ge und einen im Vergleich dazu kleinen, zeitlich konstanten Untergrund. Ein Fit der Funktion

$$N_i = \int_{(i-1)\cdot 24h}^{i\cdot 24h} (A_0 e^{-t/\tau} + C) dt = A_0 \tau (e^{1d/\tau} - 1) e^{-i\cdot 1d/\tau} + C \cdot 1d \quad (6.3)$$

an die tägliche Ereigniszahl N_i liefert für die Aktivität zum Zeitpunkt des Starts der Messung

$$A_0 = (1164 \pm 30) \text{ d}^{-1} \quad (6.4)$$

und für die konstante Untergrundrate

$$C = (17 \pm 16) \text{ d}^{-1} \quad (6.5)$$

wobei $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1,71$. Die angegebenen Fehler sind rein statistische 1σ -Unsicherheiten. Es ist gegenwärtig ungeklärt, ob der etwas zu hohe Wert von $\chi^2/\text{d.o.f.}$ rein statistischer Natur ist oder auf einen kleinen systematischen Fehler hinweist. Behandelt man die Lebensdauer τ als zusätzlichen freien Parameter, liefert der Fit an die Zerfallskurve

$$A_0 = (1162 \pm 45) \text{ d}^{-1} \quad (6.6)$$

$$C = (22 \pm 58) \text{ d}^{-1} \quad (6.7)$$

$$\tau = (16,3 \pm 2,1) \text{ d}. \quad (6.8)$$

Der gefundene Wert stimmt mit dem bekannten Wert $\tau = 16,49 \text{ d}$ [Ham85] sehr gut überein.

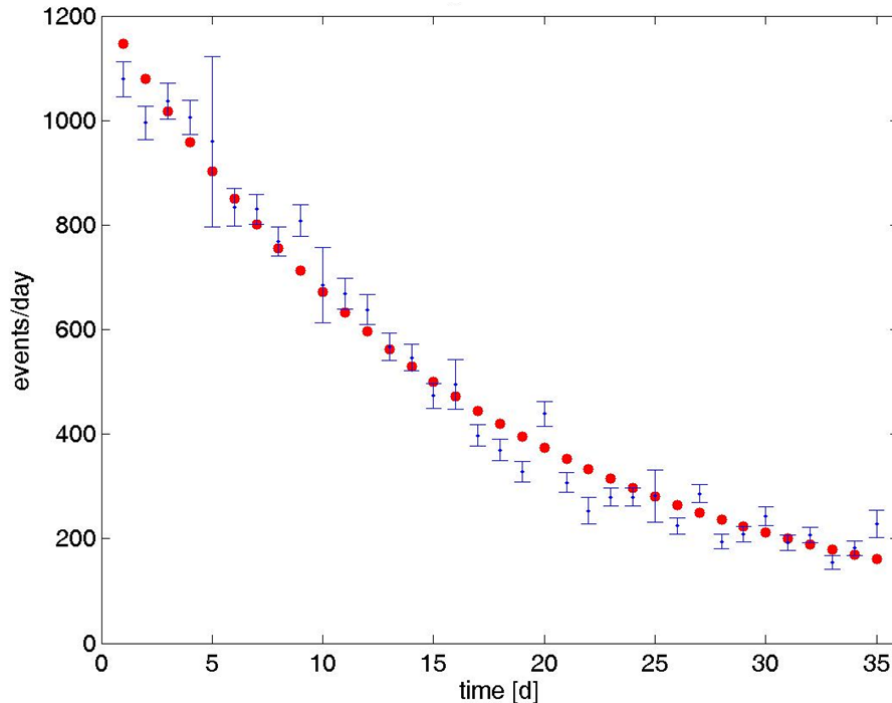


Abbildung 6.14: Die Ereignisrate in den fünf Akzeptanzfenstern zeigt die für den ^{71}Ge -Zerfall erwartete exponentielle Kurve. Die Fehlerbalken geben die statistische 1σ -Unsicherheit an. Rot ist die Fitfunktion (6.3) für $A_0 = 1164 \text{ d}^{-1}$ und $C = 17 \text{ d}^{-1}$.

6.2.4 Untergrund-Rate und -Reduktion

Um die Rate des zeitkonstanten Untergrunds abschätzen zu können, wurden fünf Fenster im Scatterplot definiert (s. Abb. 6.15). Bei den Untergrundereignissen sind Einzelereignisse in einem der beiden Detektoren von koinzidenten Ereignissen mit Energiedeposition in beiden Detektoren zu unterscheiden. Die Fenster **B1** und **B2** beinhalten Ereignisse, die nur im Detektor T2 ein Signal ausgelöst haben. **B3** und **B4** sind die entsprechenden Fenster für Detektor T1. Im Fenster **BB** liegen Untergrundereignisse mit gleichzeitigen Pulsen in T1 und T2. Die Anzahl der Ereignisse und die Raten in den Fenstern sind in Tab. 6.3 aufgeführt. Die Rate in den Untergrundfenstern zeigt einen konstanten zeitlichen Verlauf, wie in Abb. 6.16 dargestellt. Die niederenergetischen Fenster **B1** bzw. **B3** zeigen in beiden Detektoren eine (in cts/keV/d) höhere Rate als die Fenster **B2** bzw. **B4** bei höheren Energien. Wie zu erwarten war, steigt der Untergrund also zu niedrigeren Energien hin an. Zwischen 15 keV und 30 keV (und

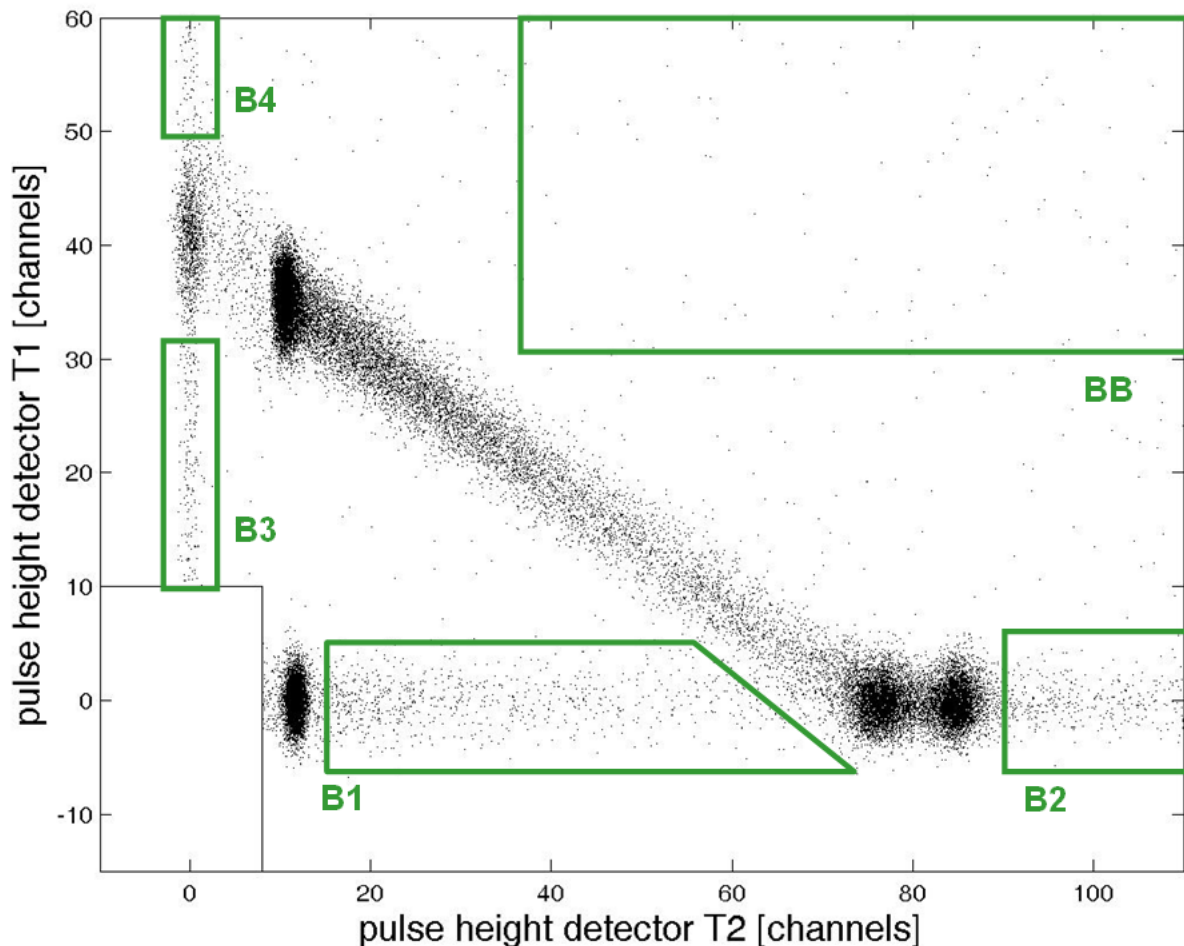


Abbildung 6.15: Position und Größe der fünf Fenster zur Abschätzung der Rate der Untergrundereignisse. Aus den Fenstern **B1** bis **B4** wird die Untergrundrate in den einzelnen Detektoren bestimmt. Das Fenster **BB** enthält koinzidente Signale.

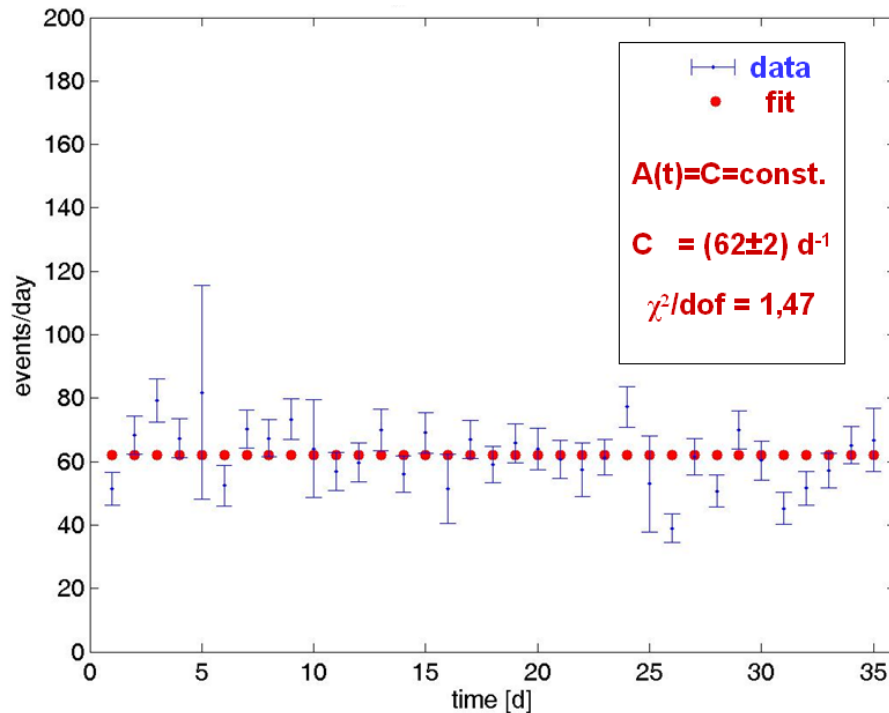


Abbildung 6.16: Rate in den Untergrundfenstern **B1** bis **B4**.

damit außerhalb des dargestellten Scatterplots) beträgt der Untergrund 1,66 cts/keV/d im Detektor T1 und 1,94 cts/keV/d im Detektor T2.

In vorangegangenen Untergrundmessungen waren keine Peaks im Untergrundspektrum sichtbar, sondern eine zu niedrigeren Energien hin kontinuierlich ansteigende Verteilung. Deshalb wird die Untergrundrate in den Signalfenstern **K1**, **K2** und **L2** durch Interpolation der Raten in den Fenstern **B1** bis **B4** abgeschätzt. Für die Signalfenster **LK** und **band** wird die Rate des Untergrundfensters **BB** verwendet. Die mit den interpolierten Untergrundraten erhaltenen Werte für die Untergrundereignisse in den fünf Signalfenstern gibt Tab. 6.4 wieder. Die gesamte abgeschätzte Untergrundrate in den Signalfenstern beträgt 27 Ereignisse pro Tag. Damit liegen 571 Untergrundereignisse in den Signalfenstern, was einem (über die gesamte Meßzeit gemittelten) Verhältnis von Signal zu Untergrund von 30:1 entspricht. Die so abgeschätzte, zeitkonstante Untergrundrate stimmt mit der durch den Fit an die Zerfallskurve erhaltenen Rate $C=(17\pm 16)\text{ d}^{-1}$ innerhalb der Fehler überein.

Der weitaus größte Teil des Untergrunds löst nur in einem der beiden Detektoren ein Signal aus, während nur wenige koinzidente Untergrundereignisse vorhanden sind. Im Scatterplot wird dies deutlich: die Untergrundereignisse sammeln sich zum größten Teil auf den beiden Achsen an. Dies ist in Übereinstimmung mit zusätzlichen Untergrundmessungen, die ohne deponierte ^{71}Ge -Aktivität durchgeführt wurden. Die beiden Koinzidenz-Akzeptanzbereiche **LK** und **band** besitzen damit grundsätzlich ein sehr gutes Signal/Untergrund-Verhältnis. Es ist also vorteilhaft, daß ein möglichst großer

| Untergrundfenster | Ereignisse | Rate | cts/keV/d |
|-------------------|------------|------------|------------------------------|
| B1 | 730 | 26,9 cts/d | 4,9 |
| B2 | 367 | 13,5 cts/d | 4,1 |
| B3 | 414 | 15,2 cts/d | 2,5 |
| B4 | 186 | 6,8 cts/d | 2,2 |
| BB | 94 | 3,4 cts/d | 0,21 cts/keV ² /d |

Tabelle 6.3: Anzahl der Ereignisse und Raten in den fünf Untergrundfenstern. Für das Koinzidenzfenster **BB** wird die Rate pro Fläche im Scatterplot (keV²) angegeben.

| Akzeptanzfenster | Ereignisse gesamt | % | Untergrund- ereignisse | Untergrund- rate | Signal/ Untergrund |
|------------------|----------------------|--------|---------------------------|---------------------|-----------------------|
| L2 | 1785 | 10,1 % | 57 | 2,7 cts/d | 30:1 |
| K1 | 1046 | 5,9 % | 184 | 8,7 cts/d | 4,7:1 |
| K2 | 10347 | 58,8 % | 224 | 10,6 cts/d | 45:1 |
| LK | 1381 | 7,8 % | 11 | 0,5 cts/d | 125:1 |
| band | 3037 | 17,3 % | 95 | 4,5 cts/d | 31:1 |
| Summe | 17596 | 100 % | 571 | 27 cts/d | 30:1 |

Tabelle 6.4: Aus den Raten in Tab. 6.3 abgeschätzte Untergrundbeiträge in den Signalfenstern der Messung.

Anteil der Zerfallsereignisse in diesem Fenster stattfindet. In dieser Messung liegen 25% der Ereignisse in einem Koinzidenzfenster. Über die Dicke der deponierten Germaniumschicht läßt sich dieser Anteil einstellen. Im Allgemeinen bestimmt die im Neutrinoexperiment benutzte Trägermenge die Schichtdicke. Für die bis jetzt verwendete Trägermenge von 1 mg ergibt sich eine etwa 6 μm dicke Schicht. Mit Verringerung der Trägermenge können mehr Röntgenquanten, bzw. Auger-Elektronen aus der Germaniumschicht entkommen und dadurch ein zusätzliches Signal im zweiten Detektor auslösen. So beträgt der Anteil solcher Ereignisse bei 0,1 μm Schichtdicke 38%. Dadurch läßt sich das gesamte Signal/Untergrund-Verhältnis weiter verbessern.

Die Größe der Signalfenster ist durch die Energieauflösung der Detektoren gegeben (2 FWHM-Breiten). Man sieht deutlich den Einfluß der Energieauflösung auf die Untergrundrate. Durch eine bessere Energieauflösung (wie in diesem Fall bei Detektor T2) können kleinere Energie-Akzeptanzfenster gesetzt werden und dadurch die effektive Untergrundrate verringert werden. Für das Fenster **band** könnte beispielsweise ein Signal/Untergrund-Verhältnis für diese Messung von über 100 erreicht werden, wenn Detektor T2 eine Energieauflösung auf dem Niveau des Detektors T1 gehabt hätte. Durch die Vorfabrikation und die Möglichkeit, die Detektoren vor der Messung zu cha-

rakterisieren, ist in Zukunft eine Auswahl hinsichtlich der erreichten Energieauflösung möglich.

Die Möglichkeit, zweidimensionale Energie-Akzeptanzfenster zu setzen, wobei die Untergrundrate in den Fenstern mit koinzidenten Signalen in beiden Detektoren sehr niedrig ist, reduziert den Untergrund mit den gemessenen Energieauflösungen um den Faktor 15 (bezogen auf die Gesamtzahl der Ereignisse). Hätten beide Detektoren die Energieauflösung des Detektors T2 gehabt, würde der Unterdrückungsfaktor etwa 35 betragen.

Zum Vergleich kann man von einem Detektor ausgehen, der die gesamte deponierte Energie in nur einem Detektor kanal nachweist. Weiter kann man annehmen, daß dessen Untergrund die gleiche Rate und spektrale Verteilung wie die beiden Einzeldetektoren in dieser Messung besitzt. In der Analyse würde man dann analog zum Vorgehen bei GNO zwei Energieakzeptanzfenster für L- und K-Einfang-Ereignisse benutzen. Selbst für den Fall, daß es zu keinem Verlust von Energie durch Escape-Effekte kommt und die Energieauflösung dem des besseren Detektors T2 entspricht, beträgt der Unterdrückungsfaktor dann nur 10. Ein solches Detektorkonzept, das die gesamte im ^{71}Ge -Zerfall freigesetzte Energie in einem Detektor absorbiert, wäre nur dann vorzuziehen, wenn damit eine wesentliche Verbesserung der Energieauflösung einhergeht. Dann können sehr schmale Akzeptanzfenster zu einem größeren Unterdrückungsfaktor führen.

Die in der Langzeitmessung ermittelte Untergrundrate beträgt 27 Ereignisse pro Tag in den Signalfenstern. Damit wird noch nicht die Untergrundrate erreicht, die mit den miniaturisierten Proportionalzählrohren in der Anordnung von GNO im Gran Sasso-Untergrundlabor erzielt wird. Diese Zählrohre wurden allerdings über Jahre hinweg in allen den Untergrund betreffenden Aspekten optimiert. Nach dem erfolgreichen Aufbau eines langzeitstabilen Meßsystems für Tieftemperaturdetektoren im UGL Garching kann jetzt ein zu den Zählrohren ähnlicher Optimierungsprozeß begonnen werden. Am Ende dieses Prozesses muß gezeigt werden, daß die Untergrundeigenschaften des Detektorkonzepts ausreichend sind zum Nachweis weniger Zerfälle in einem Zeitraum von mehreren Monaten.

Als hauptsächliche Ursachen des beobachteten Untergrunds in der Langzeitmessung kommen in Frage:

- Verunreinigungen im verwendeten Germaniumoxid, die durch Neutronenbestrahlung aktiviert wurden und trotz der Reinigungsschritte nach der Germansynthese innerhalb der Germaniumschicht auf den Absorber aufgebracht wurden;
- Primordiale, kosmogene und anthropogene Radionuklide in den Materialien des Kryostaten, die zu Gammastrahlung führen; diese Gammastrahlung kann in das Detektorgehäuse eindringen und über Compton-Streuung niederenergetischen Untergrund erzeugen.

- Radioaktive Verunreinigungen an den Oberflächen von Detektor und Abschirmung;
- Durch schnelle Neutronen ausgelöste (n,α) und (n,γ) -Reaktionen in der Umgebung des Detektors, die zu niederenergetischen Ereignissen im Detektor führen können.

Die Erfahrungen aus anderen Experimenten mit Tieftemperaturdetektoren niedrigster Untergrundaktivität (z.B. bei CRESST) belegen, daß mit weiteren Anstrengungen zur Vermeidung oben genannter Ursachen eine deutliche Optimierung erreicht werden kann. Aus der Entwicklung von untergrundarmen Halbleiter- und Tieftemperatur-Detektoren existieren für alle verwendeten Komponenten Erfahrungen bzgl. der Auswahl hochreiner Materialien mit geringer Eigenaktivität. Deshalb kann erwartet werden, daß mit der Verwendung des neuen Nachweiskonzepts keine prinzipielle Beschränkung im Hinblick auf niedrige Untergrundraten verbunden ist.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Nachweiskonzept für niederenergetische Röntgenstrahlung weiter entwickelt. Es wurde demonstriert, daß dieses Detektorkonzept wichtige Anforderungen zum Einsatz in radiochemischen Sonnenneutrino-Experimenten mit Gallium-Target in hervorragender Weise erfüllt.

Bei solaren Gallium-Experimenten ist die Nachweisreaktion der Neutrino-Einfang am ^{71}Ga unter Produktion von ^{71}Ge . Diese Reaktion ist ausschließlich auf Elektron-Neutrinos sensitiv ist. Durch die niedrige Energieschwelle von 233 keV sind diese Experimente die einzigen, die den niederenergetischen pp-Neutrinofluß aus dem primären Fusionsschritt in der Sonne erfassen können. Sie haben das bereits im Chlor-Experiment gefundene Defizit an solaren Elektron-Neutrinos eindrucksvoll auch für den sub-MeV-Bereich bestätigt. Die Messungen des ^8B -Flusses in den Echtzeitexperimenten Super-Kamiokande und SNO haben gezeigt, daß dieses Defizit als eine Konsequenz von einer von Null verschiedenen Neutrinomasse und Flavormischung zu verstehen ist, die zu Neutrinooszillationen führen. Das vom Reaktorexperiment KamLAND veröffentlichte Ergebnis zeigt, daß die Parameter für die Oszillation solarer Neutrinos durch die LMA-Lösung mit Einfluß des MSW-Effekts für den höherenergetischen Teil des Spektrums gegeben sind. Alternative Mechanismen, etwa ein durch ein hypothetisches magnetisches Moment des Neutrinos hervorgerufener Spinflip, können nur noch als Effekte höherer Ordnung zur Flavour-Transformation beitragen.

Eine in dieser Arbeit aus den experimentellen Daten gewonnene Obergrenze für mögliche zeitliche Variationen des GALLEX/GNO-Signals schränkt solche Szenarien ein. In dieser Arbeit wurde gezeigt, daß die zeitliche Entwicklung des bei beiden Experimenten gemessenen Neutrinoflusses am besten mit einer um 1,5 SNU pro Jahr abnehmenden Rate angepaßt werden kann, allerdings ist die statistische Signifikanz mit $1,4\sigma$ äußerst niedrig. Die Messungen sind auf fast gleichem Niveau auch mit einem zeitkonstanten Signal kompatibel. Da aber auch das SAGE-Experiment eine zeitliche Abnahme der Neutrino-Einfangrate berichtet hat, wäre eine Fortführung der Messungen mit verbesserter Nachweisteknik und erhöhter Targetmasse auch aus diesem Grunde von Interesse.

Das hier vorgestellte Detektorkonzept basiert auf Tieftemperaturdetektoren. In einem Aufbau mit zwei dielektrischen Absorbern, die je ein aufgeklebtes, supraleitendes Phasenübergangsthermometer tragen, kann fast vollständige Nachweiseffizienz erreicht werden. Bei Ersatz der bisher verwendeten Proportionalzählrohre würde dies einer Erhöhung der Targetmasse um 40% entsprechen. Weitere Vorteile liegen in der besseren Energieauflösung und damit einer verbesserten Untergrundsreduktion.

Zur Demonstration der Langzeitstabilität des Detektorkonzepts wurde der Zerfall einer durch Neutronenbestrahlung hergestellten, kleinen Aktivität von ~ 20.000 ^{71}Ge -Kernen gemessen. Die erhaltene Pulshöhenverteilung ist vollständig verstanden und ergibt sich in ihrer Struktur aus den möglichen Relaxationsmechanismen des ^{71}Ge -Zerfalls. Die nach erfolgter Optimierung des Meßaufbaus gezeigte, hervorragende Stabilität des Detektorsystems über 35 Tage läßt erwarten, daß der Betrieb auch über einen längeren Zeitraum möglich ist, da weder Drift- noch Alterungs-Effekte oder ähnliche nachteilige Prozesse beobachtet wurden. Damit wurde ein ganz wesentliches Ziel des neuen Detektorkonzepts erreicht.

Bezüglich des Untergrunds des Detektorsystems konnte eine wichtige Fragestellung beantwortet werden. In den Messungen wurde gezeigt, daß der Großteil der Untergrundergebnisse nicht koinzident in den beiden Einzeldetektoren auftritt, sondern daß lediglich in einem der beiden Absorber Energie deponiert wird. Die Untergrund-Ereignisse, die nach dem Auswerten der Energieakzeptanzfenster verbleiben, lösen zu 81% nur in einem Detektor ein Signal aus. Durch die zusätzliche Information des zweiten Detektorkanals kann das Signal mit deutlich besserem Signal/Untergrund-Verhältnis gemessen werden.

Um das Potential des Detektorkonzepts im Hinblick auf low-level-Messungen mit geringstem Untergrund weiter ausloten zu können, müssen die einzelnen Komponenten des Detektors, des Kryostaten und der Abschirmung bezüglich ihrer Reinheit optimiert werden. Erste Untersuchungen zu Material-Analyse und -Selektion sind bereits in [Lan05] durchgeführt worden und werden fortgesetzt. Auch die Herstellungsmethoden der Detektoren und die beschriebene Prozedur zur Integration der Germanium-Aktivität sind noch nicht auf die Vermeidung radioaktiver Verunreinigungen in den Materialien oder an den Oberflächen optimiert.

Das entwickelte und getestete Nachweissystem kann auch in anderen Bereichen Anwendung finden, in denen kleine Aktivitäten absolut bestimmt werden müssen. Gerade in Verbindung mit der Klebetechnik bieten sich Möglichkeiten zum Einsatz, etwa in Metrologie und Spurenanalyse. Auch die in dieser Arbeit vorgestellten, neuen Meßmethoden zur Thermometercharakterisierung können bei Tieftemperaturdetektoren mit anderen Anwendungsbereichen, etwa Mikrokalorimeter oder Detektoren zur Suche nach Dunkler Materie, verwendet werden.

Literaturverzeichnis

- [ADT93] B.L. Henke, E.M. Gullikson, J.C. Davis: *X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E=50-30000$ eV, $Z=1-92$* , Atomic Data and Nuclear Data Tables **54** (1993) 181.
- [Akh88] E.Kh. Akhmedov: *Resonance enhancement of the neutrino spin precession in matter and the solar neutrino problem*, Sov. J. Nucl. Phys. **48** (1988) 382.
- [Alt99] M. Altmann et al.: *Progress in the development of cryogenic detectors for GNO*, Nucl. Phys. B (Proc.Suppl.) **70** (1999) 374.
- [Amm87] R.v. Ammon, K. Ebert, E. Henrich, G. Knittel, J. Unk: *Die Chemie des GALLEX-Experiments*, KfK-Nachr. **19** (1987) 67.
- [Bah97] J.N. Bahcall: *Gallium solar neutrino experiments: Absorption cross sections, neutrino spectra, and predicted event rates*, Phys. Rev. C **56** (1997) 3391.
- [Bah03] J.N. Bahcall, C. Peña-Garay: *A road map to solar neutrino fluxes, neutrino oscillation parameters, and tests for new physics*, J. High Energy Phys. JHEP**11** (2003) 004.
- [Bah04] J.N. Bahcall, C. Peña-Garay: *Solar models and solar neutrino oscillations*, New J. Phys. **6** (2004) 63.
- [Bet38] H. Bethe, C. Critchfield: *The Formation of Deuterons by Proton Combination*, Phys. Rev. **54** (1938) 248.
- [Bet39] H. Bethe: *Energy Production in Stars*, Phys. Rev. **55** (1939) 434.
- [Bet76] D.S. Betts: *Refrigeration and thermometry below one Kelvin*, Sussex University Press, London, 1976.
- [BP00] J.N. Bahcall, M. H. Pinsonneault, S. Basu: *Solar Models: current epoch and time dependences, neutrinos, and helioseismological properties*, Astrophys. J. **555** (2001) 990.
- [BP04] J.N. Bahcall, M. H. Pinsonneault: *What do we (not) know theoretically about solar neutrino fluxes?*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 121301. Das Modell BP04+ stammt aus derselben Veröffentlichung.

- [Bro05] C. Brogгинi for the LUNA Collaboration: *Laboratory Measurements of Astrophysical Factors*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **145** (2005) 33.
- [BS05] J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, S. Basu: *New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes*, Astrophys. J. **621** (2005) L85.
- [Cal03] D.O. Caldwell, P.A. Sturrock: *Implications of the variability of the solar neutrino flux*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **124** (2003) 239.
- [Cat05] C. Cattadori: *Results from radiochemical experiments with main emphasis on the gallium ones*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **143** (2005) 3.
- [CHO03] M. Apollonio et al. (CHOOZ Collaboration): *Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station*, Eur. Phys. J. C **27** (2003) 331.
- [Cla04] J. Clarke, A.I. Braginski (Ed.): *SQUID Handbook*, Wiley-VCH, Berlin, 2004.
- [Cle98] B.T. Cleveland et al.: *Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector*, Astrophys. J. **496** (1998) 505.
- [Cou03] S. Couvidat, S. Turck-Chièze, A.G. Kosovichev: *Solar Seismic Models and the Neutrino Predictions*, Astrophys. J. **599** (2003) 1434.
- [Cri03] M. Cribier, V.N. Kornoukhov: *Toward the ultimate calibration of gallium detector with man-made neutrino source*, Report DAPNIA-03-014, CEA/Saclay.
- [Dan62] G. Danby et al.: *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of two Kinds of Neutrinos*, Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 36.
- [DON01] K. Kodama et al. (DONUT Collaboration): *Observation of Tau Neutrino Interactions*, Phys. Lett. B **504** (2001) 218. T. Patzak: *First direct observation of the tau-neutrino*, Europhys. News **32** (2001) 56.
- [Eit05] K. Eitel: *Direct Neutrino Mass Experiments*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **143** (2005) 197 und darin enthaltene Literaturverweise.
- [GAL92] GALLEX Collaboration: *Solar Neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso*, Phys. Lett. B **285** (1992) 376.
- [GAL95] GALLEX Collaboration: *GALLEX solar neutrino observations: complete results for GALLEX II*, Phys. Lett. B **357** (1995) 237.
- [GAL96] GALLEX Collaboration: *GALLEX solar neutrino observations: Results for GALLEX III*, Phys. Lett. B **388** (1996) 384.
- [GAL98] GALLEX Collaboration: *Final results of the ^{51}Cr neutrino source experiments in GALLEX*, Phys. Lett. B **420** (1998) 114.

- [GAL99] GALLEX Collaboration: *GALLEX solar neutrino observations: Results for GALLEX IV*, Phys. Lett. B **447** (1999) 127.
- [Gat05] G. Gatti et al.: *A second generation experiment for direct neutrino mass measurement via ^{187}Re β -decay*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **143** (2005) 541.
- [Gav05] V.N. Gavrin: *Measurement of the SAGE Response to Neutrinos from Ar-37 Source*, XI International Workshop on Neutrino Telescopes, 22.-25. Februar 2005, Venedig,
<http://www.pd.infn.it/~laveder/unbound/talks/exp/sage/VE05-Gavrin.pdf>
- [GNO00] GNO Collaboration: *GNO Solar Neutrino Observations: Results for GNO I*, Phys. Lett. B **490** (2000) 16.
- [GNO05] GNO Collaboration: *Complete results for five years of GNO solar neutrino observations*, Phys. Lett. B **616** (2005) 174.
- [Gol58] M. Goldhaber et al.: *Helicity of Neutrinos*, Phys. Rev. **109** (1958) 1015.
- [Got95] W. Gottwald: *Die Praxis der instrumentellen Analytik: GC für Anwender*, Verlag VCH, Weinheim 1995.
- [Hal72] L.H. Hall: *The Thermal Decomposition of Germane*, J. Electrochem. Soc. **119** (1972) 1593.
- [Ham85] W. Hampel, L.P. Remsberg: *Half-life of ^{71}Ge* , Phys. Rev. C **31** (1985) 677.
- [Han05] S. Hannestad: *Neutrino Mass Bounds from Cosmology*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **145** (2005) 313.
- [Hen90] E. Henrich, R.v. Ammon, K. Ebert, T. Fritsch, K. Hellriegel, M. Balata: *Die Abtrennung von Germanium aus dem Gallex-Detektor*, KfK-Nachr. **22** (1990) 125.
- [Hen92] E. Henrich, K. Ebert: *Die Chemie von GALLEX – Messung von Sonnenneutrinos mit einem radiochemischen Galliumdetektor*, Angew. Chem. **104** (1992) 1310.
- [Hen99] R. von Hentig: *Spurenanalyse primordialer Radionuklide für das solare Neutrinoexperiment BOREXINO*, Dissertation, Technische Universität München, 1999.
- [Heu96] G. Heusser: *Low radioactivity background techniques*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **45** (1996) 543.
- [Höh94] J. Höhne: *Arbeiten zum Proximity-Effekt von Ir/Au-Schichten als supraleitende Phasenübergangsthermometer*, Diplomarbeit, Technische Universität München (1994).

- [Höh98] J. Höhne: *Strahlungsnachweis mit supraleitenden Iridium/Gold-Phasenübergangsthermometern*, Dissertation, Technische Universität München (1998).
- [Inn04] S. Degl’Innocenti, G. Fiorentini, B. Ricci, F. Villante: *The $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ reaction, solar neutrinos and the age of the globular clusters*, Phys. Lett. B **590** (2004) 13.
- [Irw98] K.D. Irwin et al.: *Thermal-response time of superconducting transition-edge microcalorimeters*, J. Appl. Phys. **83** (1998) 3987.
- [Jak64] R.C. Jaklevic et al.: *Quantum interference effects in Josephson tunneling*, Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 159.
- [Kae03] F. Kaether: *Eichung der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeiten von Zählrohren des Sonnenneutrino-Experiments GNO*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2003.
- [Kam02] KamLAND Collaboration: *First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Anti-Neutrino Disappearance*, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 021802.
- [Kam04] KamLAND Collaboration: *Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 081801.
- [Kaz87] D.V. Kazakovtsev, Y.B. Levinson: *Theory of Formation, Dynamics and Explosion of a Phonon Hot Spot*, in T. Paskiewicz (Ed.): *Physics of Phonons*, Springer, 1987.
- [Kla04] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, I.V. Krivosheina, A. Dietz et al.: *Search for Neutrinoless Double Beta Decay with enriched Ge-76 in Gran Sasso 1990-2003*, Phys. Lett. B **586** (2004) 198.
- [Kro85] D. Krofcheck et al.: *Gamov-Teller Strength Function in ^{71}Ge via the (p,n) Reaction at Medium Energies*, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1051.
- [Kuz66] V. Kuzmin: *Detection of Solar Neutrinos by Means of the $^{71}\text{Ga}(\nu, e^-)^{71}\text{Ge}$ Reaction*, Sov. Phys. JETP **22** (1966) 1051.
- [Lac00] T. Lachenmaier: *Hocheffiziente Germaniumdeposition auf Kryodetektoren für das Sonnenneutrino-Experiment GNO*, Diplomarbeit, Technische Universität München, (2000).
- [Lac02] T. Lachenmaier et al.: *Development of Cryogenic Detectors for GNO*, AIP Conf. Proc. **605** (2002) 465.
- [Lan00] J.-C. Lanfranchi: *Entwicklung von Kryodetektoren mit supraleitenden Folienabsorbern für das solare Neutrino-Experiment GNO*, Diplomarbeit, Technische Universität München, (2000).

- [Lan04] J.-C. Lanfranchi, T. Lachenmaier, W. Potzel, F. von Feilitzsch: *Development of a cryogenic detection concept for GNO*, Nucl. Instr. Meth. A **520** (2004) 135.
- [Lan05] J.-C. Lanfranchi: *Development of a Cryogenic Detection Concept for GNO*, Dissertation, in Vorbereitung, Technische Universität München (2005).
- [Lin04] M.A. Lindeman et al.: *Impedance measurements and modeling of a transition-edge-sensor calorimeter*, Rev. Sci. Instr. **75** (2004) 1283.
- [Lom76] N.R. Lomb: *Least-Squares Frequency Analysis of Unequally Spaced Data*, Astrophys. Space Sci. **39** (1976) 447.
- [Lou74] O.V. Lounasmaa: *Experimental Principles and Methods Below 1 K*, Academic Press, New York, 1974.
- [Mar80] R.S. Markiewicz: *Kinetics of electron-hole droplet clouds: The role of thermalization phonons*, Phys. Rev. B **21** (1980) 4674.
- [Mar85] P. Marmier: *Kernphysik 1*, VdF Zürich, Eidgenössische Technische Hochschule, 1985.
- [Mat82] J.C. Mather: *Bolometer noise: nonequilibrium theory*, Appl. Opt. **21** (1982) 1125.
- [Mik86] S.P. Mikheyev, A. Smirnov: *Resonant Amplification of Neutrino Oscillations in Matter and Solar-Neutrino Spectroscopy*, Nuovo Commento 9C (1986) 17.
- [Mir04] O.G. Miranda, M.A. Tórtola, J.W.F. Valle: *Are solar neutrino oscillations robust?* hep-ph/0406280.
- [Mül22] J.H. Müller, N.H. Smith: *Germanium Hydride*, J. Am. Chem. Soc. **44** (1922) 1909.
- [Nag93] U. Nagel et al.: *Proximity effect in iridium-gold bilayers*, J. Low Temp. Phys. **76** (1993) 4262.
- [Nak05] M. Nakahata: *Super-Kamiokande's Solar Neutrino Results*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **143** (2005) 13.
- [Nak05a] T. Nakaya: *K2K Results*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **143** (2005) 96.
- [New80] C.G. Newman, J. Dzarnoski, M.A. Ring, H.E. O'Neal: *Kinetics and Mechanism of the Germane Decomposition*, Int. J. Chem. Kin. **12** (1980) 661.
- [NU02] M. Spiro, T. Lachenmaier: *Neutrino Properties and Neutrino Astronomy: Where do we stand, where are we going? - Experiments*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **118** (2003) 413.

- [NU04] G. Altarelli: *Neutrino 2004: Concluding Talk*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **143** (2005) 470.
- [Nuc04] A. Nucciotti et al.: *How to improve the sensitivity of future neutrino mass experiments with thermal calorimeters*, Nucl. Instr. Meth. A **520** (2004) 148.
- [Osi01] A. Osipowicz et al.: *KATRIN: A next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass*, hep-ex/0109033.
- [Pak03] S. Pakvasa, J.W.F. Valle: *Neutrino Properties Before and After KamLAND*, Proc.Indian Nat.Sci.Acad. **70A** (2004) 189.
- [Pan04] L. Pandola, C. Cattadori, N. Ferrari: *Neural network pulse shape analysis for proportional counters events*, Nucl. Instr. Meth. A **522** (2004) 521.
- [Pau61] W. Pauli, in Aufsätze und Vorträge über Physik und Erkenntnistheorie, Hrsg. W. Westphal, Vieweg, Braunschweig, 1961.
- [Pob92] F. Pobell: *Matter and Methods at Low Temperatures*, Springer, Berlin, 1992.
- [Pon57] B. Pontecorvo, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **33** (1957) 549 und **34** (1958) 247.
- [Prö95] F. Pröbst et al.: *Model for Cryogenic Particle Detectors with Superconducting Phase Transition Thermometers*, J. Low Temp. Phys. **100** (1995) 69.
- [Rei56] F. Reines, C.L. Cowan: *The Neutrino*, Natur **178** (1956) 446; 523 (erratum).
- [Ric88] R.C. Richardson, E.N. Smith (Ed.): *Experimental Techniques in Condensed Matter Physics at Low Temperatures*, Addison-Wesley, 1988.
- [Saa04] T. Saab et al.: *Characterization and modeling of transition edge sensors for high resolution X-ray calorimeter arrays*, Nucl. Instr. Meth. A **520** (2004) 281.
- [SAG96] SAGE Collaboration: *The Russian-American gallium experiment (SAGE) Cr neutrino source measurement*, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 4708.
- [Sca82] J.D. Scargle: *Studies in Astronomical Time Series Analysis. II. Statistical Aspects of Spectral Analysis of Unevenly Spaced Data*, Astrophys. J. **263** (1982) 835.
- [Sch00] J. Schnagl: *Entwicklung von Lichtdetektoren mit Phononenkollektoren für das CRESST Experiment*, Dissertation, Technische Universität München (2000).
- [Sch00a] J. Schnagl et al.: *Cryogenic detectors - a promising option for GNO?*, Nucl. Instr. Meth. A **444** (2000) 96.

- [Sis05] M. Sisti et al.: *The Milano neutrino mass experiment with bolometric detectors: towards an improved sensitivity*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **143** (2005) 522.
- [SNO02] Q. R. Ahmad et al. [SNO Collaboration]: *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 011301.
- [SNO05] B. Aharmim et al. [SNO Collaboration]: *Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of B-8 solar neutrinos from the 391-day salt phase SNO data set*, submitted to Phys. Rev. C, Feb. 25, 2005.
- [Stu02] P.A. Sturrock, M.A. Weber: *Comparative analysis of Gallex-GNO solar neutrino data and SOHO/MDI helioseismology data; further evidence of rotational modulation of the solar neutrino flux*, Astrophys. J. **565** (2002) 1366.
- [Tam55] K. Tamaru, M. Boudart, H. Taylor: *The Thermal Decomposition of Germane. I. Kinetics*, J. Phys. Chem. **59** (1955) 801.
- [Tam85] S. Tamura, H.J. Maris: *Spontaneous decay of TA phonons*, Phys. Rev. B **31** (1985) 2595.
- [Tur04] S. Turck-Chièze et al.: *Surprising Sun*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 211102.
- [Vai05] J.E. Vaillancourt: *Complex Impedance as a Diagnostic Tool for Characterizing Thermal Detectors*, physics/0408090.
- [Val05] J.W.F. Valle: *Neutrino Oscillations and New Physics*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **145** (2005) 141.
- [Wän00] S. Wänninger: *Development of Cryogenic Detectors for the Solar Neutrino Experiment GNO*, Dissertation, Technische Universität München (2000).
- [Wol78] L. Wolfenstein: *Neutrino Oscillations in Matter*, Phys. Rev. D **17** (1978) 2369.
- [Wu57] C.S. Wu et al.: *Experimental test of parity conservation in beta decay*, Phys. Rev. **105** (1957) 1413.

Danksagung

Es ist mir ein besonderes Anliegen, all jenen ein herzliches “Dankeschön” zu sagen, die diese Arbeit ermöglicht sowie mich dabei unterstützt und motiviert haben.

Experimentalphysik bedeutet spannendes, vielseitiges Arbeiten und ständiges Hinterfragen der Konzepte und der Relevanz der Experimente. Niemand hat mir dies mehr aufgezeigt als mein Doktorvater, Prof. Franz von Feilitzsch. Ich möchte ihm für die Möglichkeit einer interessanten Promotionsarbeit an seinem Lehrstuhl herzlich danken.

Besondere Hilfsbereitschaft und Unterstützung habe ich durch Dr. Walter Potzel erfahren, dem ich dafür - sowie für die sorgfältige Durchsicht dieser Arbeit - danke. Durch seine Geduld und seine Begeisterung für aktuelle Fragen quer durch die Physik war jede der vielen Diskussionen, die wir geführt haben, lehrreich und angenehm zugleich.

Dem bayerischen Korsen Dr. Jean-Côme Lanfranchi danke ich für die äußerst gute Zusammenarbeit und Freundschaft während Diplom- und Doktorarbeit - in Gipshaus I und II, dem UGL, in den Konferenzstädten Europas, auf dem Wasser und zu Land.

Den CRESSTlern Dr. Wolfgang Rau, Dr. Michael Stark, Wolfgang Westphal, Chiara Coppi und Christian Isaila im und um das “Café Wolfgang” danke ich für die vielen Diskussionen und die tolle Zusammenarbeit im kryogenen Laboralltag.

Prof. Lothar Oberauer gilt mein Dank für seine große Geduld bei der Beantwortung meiner vielen Fragen. Dr. Ludwig Niedermeier, Dr. Christian Grieb, Dr. Christian Lendvai und Davide D’Angelo von BOREXINO danke ich für die tolle Atmosphäre unter den Doktoranden. Dr. Marianne Göger-Neff hat meine Fragen zum E15-Netzwerk immer geduldig beantwortet und mir so einen reibungslosen Start als Systemadministrator ermöglicht. Neuen Schwung hat die junge LENA-Gruppe mit Kathrin Hochmuth, Michael Wurm und Teresa Marrodán Undagoitia an den Lehrstuhl gebracht.

Von Dr. Michael Altmann habe ich viel über GNO gelernt. Bei ihm bedanke ich mich für sein kontinuierliches Interesse am Fortschritt dieser Arbeit.

Harry Hess, Erich Seitz und Thomas Richter danke ich für die Ausführung der manchmal (fast) unmöglichen mechanischen Arbeiten, auch wenn wir mit (fast) unmöglichen Ideen und (fast) unmöglichen Materialien zu ihnen kamen.

Großen Dank möchte ich unseren Sekretärinnen Beatrice van Bellen und Alexandra Földner aussprechen, die das Institut bzw. den SFB 375 bestens organisieren.

Die Bestrahlungen der Germaniumproben mit Neutronen führte Frau Dr. Alber am Hahn-Meitner-Institut, bzw. Herr Dr. Gerstenberg am FRM II durch. Vielen Dank!

Für die unermüdliche Hilfestellung bei der Verbesserung des SQUID-Messkreises möchte ich Hermann Hagn besonders danken. Eckhard Kellner und Norbert Gärtner hatten immer gute Tipps parat, wenn es um Vakuum, Pumpen und vieles mehr ging.

Meinen Eltern danke ich für die großzügige finanzielle Unterstützung während meiner Ausbildung und den Rückhalt beim Anfertigen dieser Arbeit.