

Kapitel 1

Einleitung

Die Temperatur ist eine physikalische Größe, der man im Alltag sehr häufig begegnet. Zu deren Bestimmung gibt es sehr viele verschiedene Arten von Thermometern. Technisch von großer Bedeutung sind solche Thermometer, die elektronisch gemessen werden können, dazu gehören temperaturabhängige Widerstände aus Platindrähten und Halbleiterwiderstände. Letztere lassen sich in integrierte Schaltungen einbetten und werden dort meistens weiter ausgewertet, z.B. wird der Messwert über eine digitale Schnittstelle zur Verfügung gestellt.

In allen Tieftemperaturlabors ist die Thermometrie die größte Herausforderung neben den eigentlichen Experimenten. Meistens werden hier Halbleiterschichtwiderstände benutzt, deren Vorteil in der einfachen Herstellung und dem geringen messtechnischen Aufwand liegt. Der Anwendungsbereich beschränkt sich dabei im Allgemeinen auf Temperaturen oberhalb 50 mK. Eine zuverlässige Temperaturbestimmung ist nur dann gewährleistet, wenn das Thermometer in der Nähe der Probe angebracht ist. Jedoch sind bei tiefen Temperaturen die Experimente häufig starken Magnetfeldern ausgesetzt, so dass für die Thermometer eine aufwändige Kalibrierung notwendig wird, da sich ihre Temperaturabhängigkeit im Magnetfeld ändert.

Bei den tiefsten Temperaturen machen sich zusätzlich äußere Störeinflüsse und der durch das Thermometer fließende Messstrom bemerkbar. Da der Aufwand, diese Probleme zu umgehen, gewaltig ansteigt, werden dort meistens Suszeptibilitäts- und Platin-NMR-Thermometer benutzt, die die bekannten magnetischen Eigenschaften verschiedener Materialien ausnutzen. Beide Typen müssen gegen Magnetfelder abgeschirmt werden. Ein Suszeptibilitätsthermometer wurde auch in dieser Arbeit benutzt und wird an entsprechender Stelle beschrieben.

Die dielektrischen Eigenschaften von Gläsern zeigen bei tiefen Temperaturen eine charakteristische Temperaturabhängigkeit. Diese wird von Atomen oder Atomgruppen bestimmt, die zwischen zwei oder mehreren Positionen tunneln können. Das auf dieser Idee beruhende Tunnelmodell kann sowohl die dielektrischen als auch weitere typische Tieftemperatur-Eigenschaften beschreiben. Bemerkenswert an dem Tunnelmodell ist, dass es keine Magnetfeldabhängigkeit beinhaltet. Zahlreiche Untersuchungen in den 70er Jahren bestätigten, dass keine Magnetfeldabhängigkeit vorhanden ist. Ein weiterer Vorteil solcher kapazitiver Thermometer liegt in der Unempfindlichkeit des gesamten Messaufbaus gegen elektromagnetische Felder.

Eine Schwierigkeit, die mit kapazitiven Thermometern verbunden ist, ist die geringe Änderung der Dielektrizitätskonstanten bei tiefen Temperaturen. Die benötigte Messtech-

nik muss die entsprechende sehr hohe Genauigkeit aufweisen. Kürzlich entwickelte Multikomponentengläser zeigen eine stärkere Temperaturabhängigkeit, wie sie für die Thermometrie benötigt wird. Erste Messungen deuteten erstaunlicherweise auf eine unerwartete Magnetfeldabhängigkeit hin.

Zur Erklärung dieser neuartigen Magnetfeldabhängigkeit wurde das Tunnelmodell erweitert. Kann sich das tunnelnde Teilchen nicht nur hin und her sondern auf einer geschlossenen Bahn bewegen, wird von einer möglichen Bahn eine Fläche umschlossen. Wird nun ein äußeres Magnetfeld angelegt, so können sich die Eigenschaften des Tunnelsystems aufgrund des Aharonov-Bohm-Effektes ändern. Erst gegen Ende dieser Arbeit wurde ein weiteres mikroskopisches Modell vorgeschlagen, das Kernquadrupolmomente berücksichtigt. Damit wäre die Magnetfeldabhängigkeit keine grundlegende Eigenschaft der ungeordneten Struktur, sondern sollte von der chemischen Zusammensetzung des jeweiligen Glases abhängen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eines dieser neuen Multikomponentengläser, eine Keramik, ein technisches Glas und ein dotierter Alkalihalogenidkristall untersucht. Besonders wurde hier auf den Bereich unterhalb von 500 mK eingegangen. Die Ergebnisse werden vorgestellt und mit den Modellen verglichen.

Kapitel 2

Tieftemperaturanomalien in Gläsern

Die Eigenschaften von Gläsern bei tiefen Temperaturen unterscheiden sich wesentlich von denen der Kristalle. Dazu gehört eine stark erhöhte spezifische Wärme bei tiefen Temperaturen. Im Folgenden werden diese Unterschiede eingehender betrachtet und das Tunnelmodell für Gläser [1, 2] vorgestellt.

2.1 Spezifische Wärme

In isolierenden kristallinen Materialien sind im betrachteten Temperaturbereich phononische Anregungen diejenigen, die einen wesentlichen Beitrag zur spezifischen Wärme liefern. Das Debye-Modell beschreibt dieses Phononengas, wobei angenommen wird, dass die Schallgeschwindigkeit für alle Phononen konstant ist, wie es im klassischen elastischen Kontinuum auch der Fall ist. Bei tiefen Temperaturen sind nur noch langwellige Phononen angeregt, deren Wellenlänge viel größer ist als der Atomabstand. Für die elastischen Eigenschaften muss über ein Gebiet in der Größenordnung der Wellenlänge gemittelt werden. Daher ist die atomare Struktur nicht von Bedeutung, so dass dieses Modell bei tiefen Temperaturen eine gute Beschreibung liefert. Für die spezifische Wärme erhält man das bekannte T^3 -Verhalten.

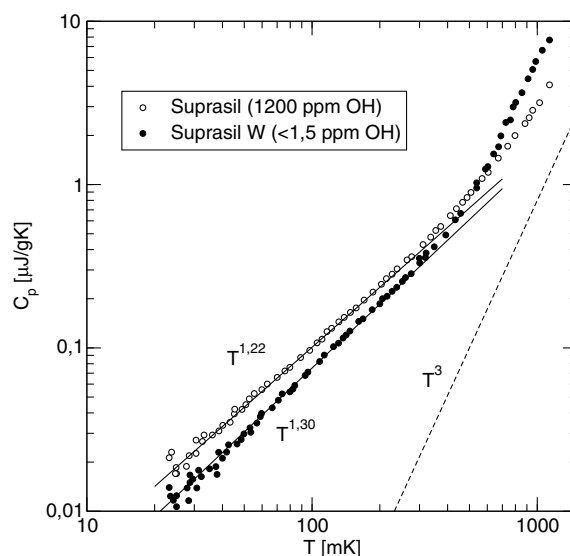


Abb. 2.1: nahezu lineare Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme nach [3]

In Abb. 2.1 ist die spezifische Wärme von zwei Glasproben zu sehen. Bei tiefen Temperaturen steigt sie mit $T^{1,22}$ bzw. $T^{1,3}$ an, und geht erst bei höheren Temperaturen in das T^3 -Verhalten über. Der zusätzliche Beitrag muss von niederenergetischen Anregungen herrühren, die charakteristisch für Gläser sind.

In Kristallen sind die Atome über große Bereiche periodisch angeordnet, so dass auch die nächsten Nachbarn der einzelnen Atome genau festgelegte Plätze belegen. Zeichnet man das Potenzial der Atome auf, so findet man für jedes Atom genau ein Minimum.

In Gläsern bleibt die Nahordnung erhalten, d.h. die Zahl der nächsten Nachbarn bleibt gleich, jedoch ist die für Kristalle typische Fernordnung vollkommen verloren. Die Richtung und Entfernung, bei der die nächsten Nachbarn zu finden sind, kann nun leicht variieren. In Abb. 2.2 ist schematisch die mikroskopische Struktur eines Glases dargestellt. In der Regel sind auch hier die Positionen der Atome ähnlich wie im Kristall festgelegt. An der gekennzeichneten Stelle ist eine der wichtigen Ausnahmen zu sehen. Der Abstand der beiden schwarzen Atome ist viel zu klein, als dass das weisse Atom dazwischen Platz hätte. Dieses findet jedoch reichlich Platz neben der direkten Verbindungslinie und weicht dahin aus. Es existieren sowohl links als auch rechts nahezu gleichwertige Gleichgewichtslagen.

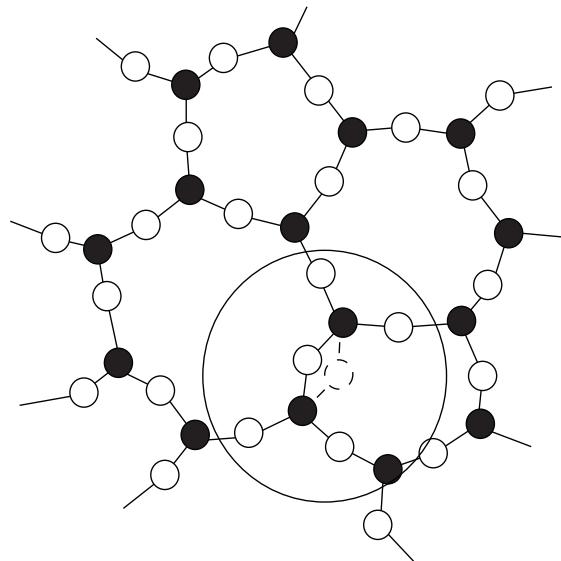


Abb. 2.2: struktureller Defekt

Das zugehörige Potenzial ist in Abb. 2.3 zu sehen. Die beiden Gleichgewichtslagen sind die beiden Potenzialminima. Diese sind durch eine Potenzialbarriere der Höhe V voneinander getrennt, wobei V so hoch ist, dass ein thermisch aktivierter Sprung über die Barriere nur bei hohen Temperaturen möglich ist. Bei tiefen Temperaturen, wie sie auch in dieser Arbeit verwendet wurden, ist nur noch ein Tunneln durch die Barriere möglich. Aus diesen Grund nennt man derartige Systeme auch Tunnelsysteme und das zugehörige Modell Tunnelmodell.

In der Nähe der Minima läßt sich das Potenzial quadratisch annähern. Damit kann nun der Grundzustand in jeder der Mulden wie beim harmonischen Oszillator beschrieben

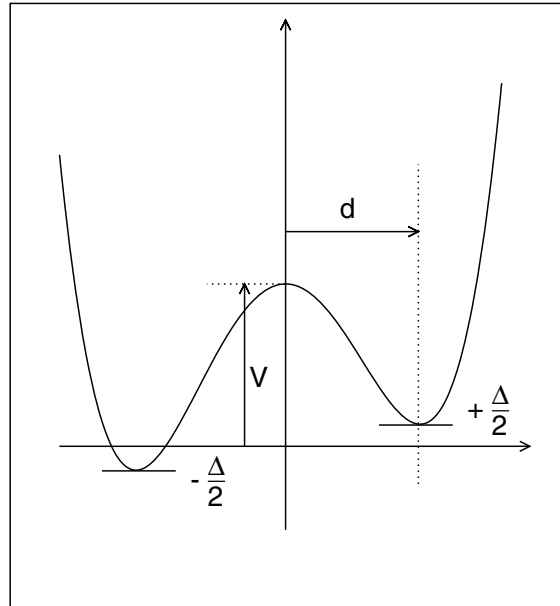


Abb. 2.3: Doppelmuldenpotenzial

werden. Zur Energie $\frac{1}{2}\hbar\Omega$ des Grundzustandes kommt noch die Asymmetrie Δ hinzu. Damit sind die beiden Energien $E_{1,2}$ in den Potenzialminima:

$$E_{1,2} = \frac{1}{2}(\hbar\Omega \pm \Delta)$$

Die Energie des Grundzustandes des harmonischen Oszillators wird auf beiden Seiten gleich angenommen. Die Wellenfunktionen der Grundzustände $\varphi(x)_{1,2}$ entsprechen ebenfalls denen des harmonischen Oszillators.

Die endliche Höhe der Barriere führt dazu, dass die beiden Wellenfunktionen überlappen. Die daraus resultierende Tunnelaufspaltung Δ_0 kann für den hier beschriebenen Potenzialverlauf mit Hilfe der WKB-Methode¹ berechnet werden:

$$\Delta_0 = \frac{\hbar\Omega}{\pi} e^{-\lambda} \quad (2.1)$$

Hat das tunnelnde Teilchen die Masse m , ist der Tunnelparameter λ :

$$\lambda \approx \frac{d}{2\hbar} \sqrt{2mV} \quad (2.2)$$

In Matrixschreibweise ist auf der Diagonalen des Hamiltonoperators \mathbf{H} die Asymmetrienergie und auf den Außerdiagonalen die Tunnelaufspaltung. Nach der Diagonalisierung erhält man die Energieeigenzustände:

$$\mathbf{H}_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \Delta & -\Delta_0 \\ -\Delta_0 & -\Delta \end{pmatrix} \Rightarrow \mathcal{H}_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} E & 0 \\ 0 & -E \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

¹ Wentzel-Kramers-Brillouin-Methode, siehe z.B. Messiah: Quantenmechanik