

# Spezifische Wärme

im  
Praktikum  
für  
Fortgeschrittene

Fakultät für Physik  
Universität Karlsruhe

# Spezifische Wärme

## Vorausgesetzte Kenntnisse:

Grundlagen der Thermodynamik (Zustandsgrößen, spezifische Wärme, Entropie, ...),  
Phasenübergänge, Ferro- und Antiferromagnetismus

## Literatur:

K. H. Hellwege: *Einführung in die Festkörperphysik* (Springer, Berlin, 1981)

Ch. Kittel: *Festkörperphysik* (Oldenbourg, München, 1989)

H. M. Rosenberg: *Low Temperature Solid State Physics* (Clarendon, Oxford, 1965)

W. Gebhardt, U. Krey: *Phasenübergänge und kritische Phänomene* (Vieweg, Braunschweig)

K.D. Jayasuriya et al.: *Magnetic transitions in dysprosium : A specific-heat study*, Physical Review B, Vol. 31, 6032 (1985)

---

## 1. Grundlagen der Thermodynamik

Der folgende Abschnitt stellt kurz die wichtigsten theoretischen Grundlagen zusammen, die im Rahmen des Versuchs von Bedeutung sind. Eine ausführliche Darstellung finden Sie Leser in zahlreichen Lehrbüchern der Thermodynamik und der Festkörperphysik.

### 1.1. Die spezifische Wärme eines Festkörpers

Der Zustand eines thermodynamischen Systems wird vollständig durch drei Größen bestimmt, z. B. Druck  $p$ , Volumen  $V$  und Temperatur  $T$ .

In einem solchen System hat der erste Hauptsatz der Thermodynamik Gültigkeit:

$$dU = \delta Q + \delta W \quad (1a)$$

oder

$$dU = TdS - pdV. \quad (1b)$$

U: innere Energie

Q: dem System zugeführte Wärme

S: Entropie

W: am System geleistete Arbeit

Auf dieser Basis läßt sich allgemein eine Wärmekapazität folgender Form definieren:

$$C_x = \left( \frac{\partial Q}{\partial T} \right)_X$$

wobei die Variable  $X$  festgehalten wird. Wichtig sind vor allem die spezifische Wärme bei konstantem Volumen  $c_v$  und die spezifische Wärme bei konstantem Druck  $c_p$ . In einer auf ein mol mit  $N_A$  Teilchen bezogenen Darstellung lauten deren Definitionen:

$$C_v = \left( \frac{\partial Q}{\partial T} \right)_v, \quad (2a)$$

$$C_p = \left( \frac{\partial Q}{\partial T} \right)_p. \quad (2b)$$

In Gl. (1 b) gilt bei konstantem Volumen  $dV = 0$  und es folgt

$$C_v = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_v. \quad (3)$$

Für das ideale Gas sind  $c_v$  und  $c_p$  verknüpft durch  $c_v - c_p = R$ .

Für den Festkörper unterscheiden sich  $c_v$  und  $c_p$  nur geringfügig. Nach Einführung des Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha = \frac{1}{V} \cdot \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$  und des Kompressionsmoduls  $K = \frac{1}{\alpha} \cdot \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_V$  erhält man als Differenz

$$c_p - c_v = T \alpha^2 K.$$

Bei Kupfer beträgt der Unterschied von  $c_v$  und  $c_p$  etwa 3%. Diese Abweichung wird im folgenden vernachlässigt.

## 1.2. Das Debye-Modell

Die Energie  $U$  der Phononen eines aus  $N_A$  unabhängigen harmonischen Oszillatoren zusammengesetzten Kristalls der Temperatur  $T$  lautet

$$U = \sum_{i=1}^{3N_A} \frac{\hbar \omega_i}{e^{\frac{\hbar \omega_i}{k_B T}} - 1}.$$

Bei Kristallen makroskopischer Abmessungen liegen die  $\omega_i$  sehr dicht. Führt man nun eine spektrale Verteilungsfunktion  $z(\omega)d\omega$  ein, kann man zu einer Integration über alle vorkommenden  $\omega$  übergehen:

$$U = \int_{\omega} \frac{\hbar \omega}{e^{\frac{\hbar \omega}{k_B T}} - 1} z(\omega) d\omega.$$

Die Funktion  $z(\omega)$  bezeichnet man als Zustandsdichte.  $Z(\omega)d\omega$  gibt an, wieviele Eigenfrequenzen im Frequenzintervall  $[\omega, \omega + d\omega]$  vorhanden sind.

Bei der Bestimmung von  $z(\omega)$  ging P. Debye von der Vorstellung eines isotropen Kontinuums aus. Er schlug vor, die für niedrige Frequenzen gültige Verteilung der Eigenfrequenzen auch für höhere Frequenzen anzuwenden. Dies ist gleichbedeutend mit einer Fortsetzung der linearen Dispersionrelation  $\omega = c k$  für akustische Phononen hin zu hohen  $k$ -Werten. Weiterhin sollte die Gesamtzahl der Eigenfrequenzen nicht mehr als  $3N_A$  betragen. Dies wird durch folgende Abschneidebedingung erreicht. Sie legt die maximale im Spektrum vorkommende Eigenfrequenz  $\omega_D$  fest.

$$\int_0^{\omega_D} z(\omega) d\omega = 3N_A$$

Die Zustandsdichte lautet dann:

$$z(\omega) = \frac{9N_A}{\omega_D^3} \omega^2 \quad \forall 0 \leq \omega \leq \omega_D \quad \text{mit} \quad \omega_D = v \sqrt{\frac{6\pi^2 N_A}{V}},$$

wobei  $v$  die Schallgeschwindigkeit bezeichnet. Die Zustandsdichte steigt also quadratisch mit der Frequenz an.

Damit ergibt sich für  $U$  und  $c_v$

$$U = 9N_A \int_0^{\omega_D} \frac{\hbar \omega}{e^{\frac{\hbar \omega}{k_B T}} - 1} \frac{\omega^2}{\omega_D^3} d\omega \quad (4)$$

bzw.

$$c_v = 9N_A k_B \int_0^{\omega_D} \left( \frac{\hbar \omega}{k_B T} \right)^2 \cdot \frac{e^{\frac{\hbar \omega}{k_B T}}}{\left( e^{\frac{\hbar \omega}{k_B T}} - 1 \right)^2} \cdot \frac{\omega^2}{\omega_D^3} d\omega. \quad (5)$$

Führt man  $\Theta_D = \frac{\hbar \omega_D}{k_B}$  und  $x = \frac{\hbar \omega}{k_B T}$  ein, so erhält man

$$c_v = 9N_A k_B \left( \frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \int_0^{D/T} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx. \quad (6)$$

Dieses Integral läßt sich nur numerisch auswerten. Bestimmte Grenzfälle ermöglichen eine vereinfachte Auswertung von Gl (6).

Für hohe Temperaturen  $T \gg \Theta_D$  geht  $c_v$  gegen den konstanten Wert

$$c_{DP} = 3N_A k_B \approx 25 \frac{J}{mol \cdot K}. \quad (7)$$

Dieser Sachverhalt wird in der Literatur als Gesetz von Dulong-Petit bezeichnet. Es besagt, daß bei Temperaturen weit über der Debye-Temperatur die spezifischen Wärmen aller Festkörper mit einatomiger Basis gleich groß sind. Bei  $n$ -atomiger Basis den erhält man den  $n$ -fachen Dulong-Petit-Wert (z. B. LiF:  $n = 2$ ,  $c_{DP} \approx 50 \frac{J}{mol \cdot K}$ )

Sinkt  $T$  auf Werte unter  $T = \frac{\Theta_D}{10}$ , d. h.  $x \gg 1$ , kann in Gl. (6) die Obergrenze der Integration ohne

signifikante Änderung bis ins Unendliche verschoben werden  $\left( \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \rightarrow 0 \text{ für } x \rightarrow \infty \right)$ . Das

Integral läßt sich nun berechnen und hat den Wert  $\frac{4\pi^4}{15}$ . Die spezifische Wärme lautet dann:

$$c_v = 9N_A k_B \frac{4\pi^4}{15} \left( \frac{T}{\Theta_D} \right)^3. \quad (8)$$

Sie hat demnach bei tiefen Temperaturen einen zu  $T^3$  proportionalen Verlauf. Bei sehr tiefen Temperaturen, i.a.  $T < 10$  K, liefern die Leitungselektronen in Metallen einen zusätzlichen Beitrag  $C_e \sim T$  zur spezifischen Wärme.

### 1.3. Phasenübergänge

Phasenübergänge sind in der Natur weit verbreitet. Bekannt sind Phasenübergänge vor allem als Übergang zwischen den Aggregatzuständen fest und flüssig oder flüssig und gasförmig. Bei Ferromagneten ist z.B. der Übergang vom paramagnetischen zum ferromagnetischen Bereich ein Phasenübergang. Thermodynamisch werden Phasenübergänge nach ihrer Ordnung unterschieden. Dabei ist ein Phasenübergang  $n$ -ter Ordnung dadurch charakterisiert, dass die  $(n-1)$  Ableitung(en) der freien Energie  $G$  stetig und die  $n$ -te Ableitung unstetig sind. Ein Phasenübergang 1. Ordnung ist demnach ein Übergang, bei dem die erste Ableitung ( $dG/dT$ ) unstetig ist, was gleichbedeutend mit einer latenten Wärme am Phasenübergang ist. Bei einem Phasenübergang 2. Ordnung ist die erste Ableitung ( $dG/dT$ ) stetig, während die 2. Ableitung ( $d^2G/dT^2$ ) unstetig verläuft. Beide Phasenübergänge zeichnen sich aus durch einen Sprung oder einer Divergenz in der spezifischen Wärme  $C = -T (d^2G/dT^2)$ .

Phasenübergänge 2. Ordnung können qualitativ durch die Landau-Theorie beschrieben werden. Das Verhalten nahe am kritischen Punkt  $T_c$  wird jedoch in der Regel quantitativ nicht richtig wiedergegeben. Insbesondere ergibt sich für die spezifische Wärme ein Sprung bei  $T_c$ . Das experimentell beobachtete kritische Verhalten lässt sich aber besser durch sogen. Skalengesetze beschreiben, z.B.

$$C = (A^\pm / \alpha) |t|^{-\alpha} + E t + B \quad (9)$$

wobei  $t = (T - T_c) / T_c$  die reduzierte Temperatur ist und der Vorfaktor A verschieden ist für den Temperaturbereich unterhalb ( $A^-$ ) und oberhalb  $T_c$  ( $A^+$ ). Der Exponent  $\alpha$  ist der sogen. „kritische Exponent“ und der Term ( $E t + B$ ) beschreibt das nichtkritische Verhalten.

Dy zeigt bei einer Neel-Temperatur  $T_N \approx 180$  K einen Phasenübergang 2. Ordnung von einem Paramagneten zu einem helikalen Antiferromagneten. Für die im Praktikum verwendete polykristalline Dy-Probe ergeben sich für einen kritischen Bereich  $|t| < 0.2$  die Faktoren

$$E = 25 \text{ J/mol K} \quad B = 16 \text{ J/mol K.}$$

Der kritische Exponent  $\alpha$ , sowie die kritische Temperatur  $T_N$  können somit nach Abzug der nichtkritischen Beiträge aus einer doppelt-logarithmischen Auftragung bestimmt werden.

## 2. Die magnetischen Eigenschaften von Dysprosium

Dysprosium (Dy) ist ein Element der Gruppe der Seltenen Erden (Lanthanide). Diese Elemente haben große lokale magnetische Momente durch die Auffüllung der inneren  $4f$ -Schalen mit Elektronen. Diese Momente koppeln wiederum magnetisch aufgrund der durch die  $(s,p)$  Leitungselektronen vermittelten langreichweitigen RKKY-Wechselwirkung, was zu einer Anzahl verschiedener magnetischer Phasenübergänge in diesen Metallen führt.



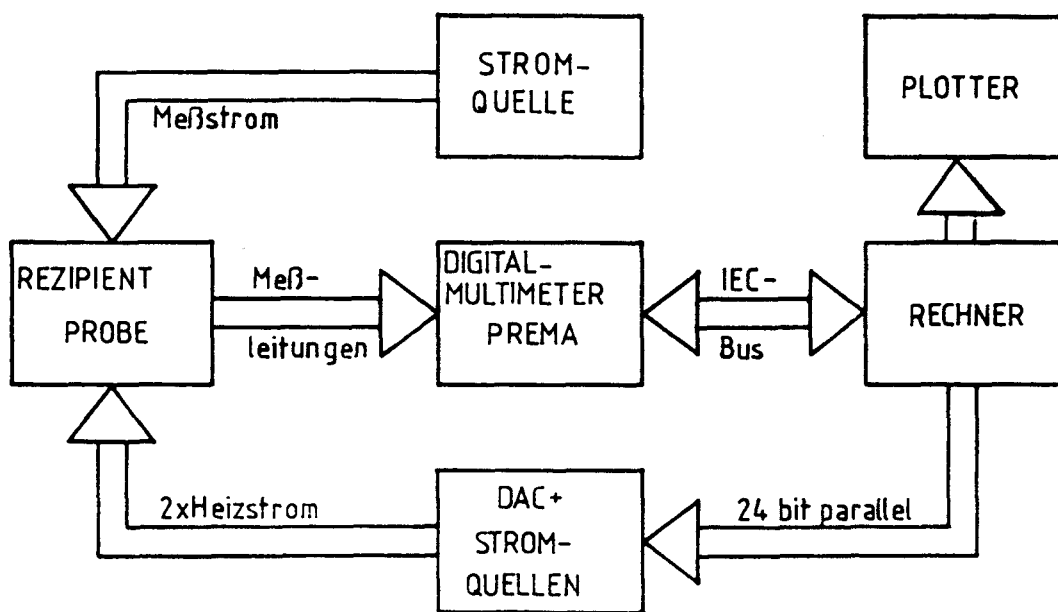
### 3. Die Messung der spezifischen Wärme im Fortgeschrittenen-Praktikum

In diesem Versuch messen Sie die spezifische Wärme eines Festkörpers (Dysprosium) für Temperaturen oberhalb 77 K (Siedetemperatur des flüssigen Stickstoffs) mit der sogenannten adiabatischen Heizpulsmethode. Die Grundlage für diese Methode stellt G1. (3) dar. Man führt der Probe elektrisch eine bekannte Energie  $\Delta U$  -einen Wärmepuls- zu und beobachtet den von ihr hervorgerufenen Temperaturanstieg  $\Delta T$ . Ist die Stoffmenge  $n$  der Probe bekannt, erhält man:

$$c_v = \frac{1}{n} \cdot \frac{\Delta U}{\Delta T}. \quad (10)$$

Die Bedingung  $V = \text{const.}$  kann im Experiment nur schwer eingehalten werden. Eine Messung nach dieser Methode findet im allgemeinen bei  $p = \text{const.}$  statt, es wird also tatsächlich  $c_p$  gemessen. Der Unterschied der beiden Größen ist jedoch, wie bereits gezeigt, nicht gravierend, solange man sich auf Festkörper beschränkt.

#### 3.1. Der Versuchsaufbau



**Abb. 1:** Schematische Darstellung des Meßaufbaus

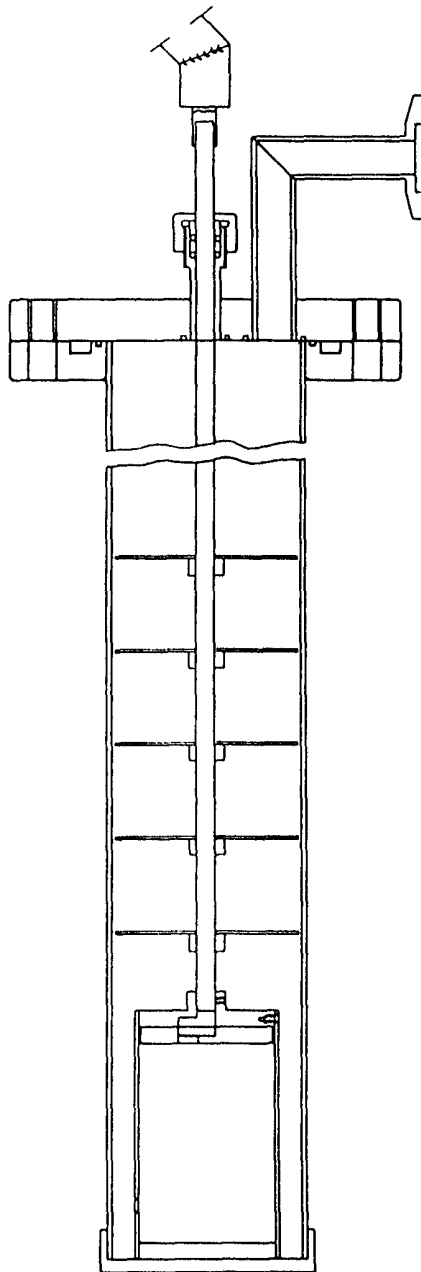
Abb. 1 zeigt schematisch den verwendeten Meßaufbau. An zentraler Stelle stehen die Probe und die sie umgebende Kupferabschirmung. Deren Platin-Meßwiderstände werden durch eine Konstantstromquelle<sup>1</sup> mit einem möglichst stabilen Strom versorgt. Sämtliche Spannungen und Ströme mißt das Digitalmultimeter<sup>2</sup> (kurz: DMM), welches die gewonnenen Meßwerte in digitaler Form über den IEC-Bus an den Computer weitergibt. Der Computer gibt Befehle an

<sup>1</sup> Konstantstromgeber Typ KS 1170, Fa. REEH, Bretten/Baden

<sup>2</sup> PREMA Digitalmultimeter Typ 5000 mit Scanner 10:1, Fa. PREMA, Mainz

das DMM, erhält von dort Meßwerte, wertet die gewonnenen Daten aus und steuert über die angeschlossene analoge Elektronik den Zustand von Probe und Abschirmbecher, womit der Regelkreis geschlossen wird.

Zur Verdeutlichung der folgenden Abschnitte ist es nützlich, gelegentlich die in Abb. 2 gezeigte Gesamtansicht des Kryostaten zu betrachten. Nachdem der Kryostat hinreichend evakuiert ist, sollte die Probe in möglichst kurzer Zeit abgekühlt werden. Zwischen Abschirmbecher und umgebendem flüssigem Stickstoff muß deshalb großflächig Wärmeaustausch stattfinden können. Zu diesem Zweck ist am unteren Ende des langen V2A-Schafts ein gut wärmeleitender Kupferboden eingelötet. Dieser hat während der gesamten



**Abb. 2:** Querschnittsskizze des Kryostaten



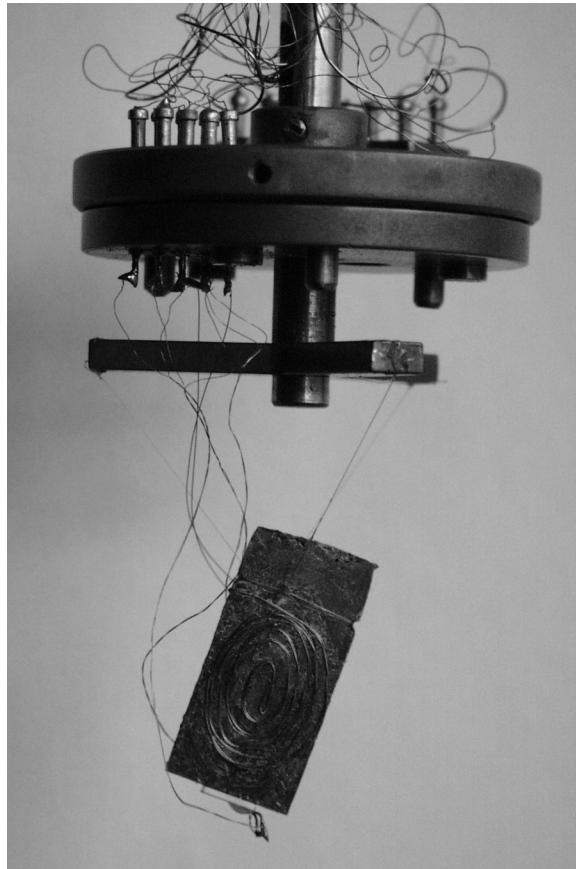
Dauer des Versuchs eine Temperatur von ca. 77 K. Der Abschirmbecher ist so eingebaut, daß er bei Bedarf von oben auf den Kupferboden gestellt werden kann. Die Unterseite des Abschirmbeckers gibt dann rasch die Wärme an den Kupferboden und somit an den umgebenden flüssigen Stickstoff ab. Die Probe wird nun mit Hilfe von Helium oder Argon als Austauschgas abgekühlt.

Die oben genannten Maßnahmen stehen zum Teil der für gute Meßergebnisse wichtigen Forderung nach optimaler thermischer Isolation der Probe entgegen. Die drei möglichen Störquellen (Leitung, Strahlung, Strömung) sind wie folgt in ihrem Einfluß vermindert: Um Wärmeleitung zu verhindern, ist die Probe an drei dünnen Nylonfäden aufgehängt. Die elektrischen Zuleitungen sind sehr dünn und möglichst lang ausgeführt. Der Abschirmbecher (Abb. 3), der die Probe vollständig umgibt, wirkt sowohl gegen Leitungs- als auch Strahlungsverluste. Während der Messung wird er durch eine an anderer Stelle beschriebene Regelung ständig der Temperatur der Probe angeglichen. Im Idealfall ( $\Delta T = 0$ ) strahlt dann die Probe ebensoviel Energie ab, wie von außen zugestrahlt wird. Die konvektiven Verluste werden durch ein möglichst gutes Vakuum eliminiert.



**Abb. 3:** Cu-Abschirmbecher mit Heizwicklungen und angeschraubtem Platinthermometer

Des weiteren muß man dafür sorgen, daß der Abschirmbecher ausreichend vom oberen zimmerwarmen Teil des Rezipienten isoliert ist. Um dies zu erreichen, ist der den Becher tragende Stab aus schlecht leitendem V2A-Rohr mit geringer Wandstärke (0,1 mm) gefertigt. Auf diesem Stab sind sechs Bleche angebracht, die starke Zustrahlung vom warmen Oberteil des Rezipienten her verhindern.

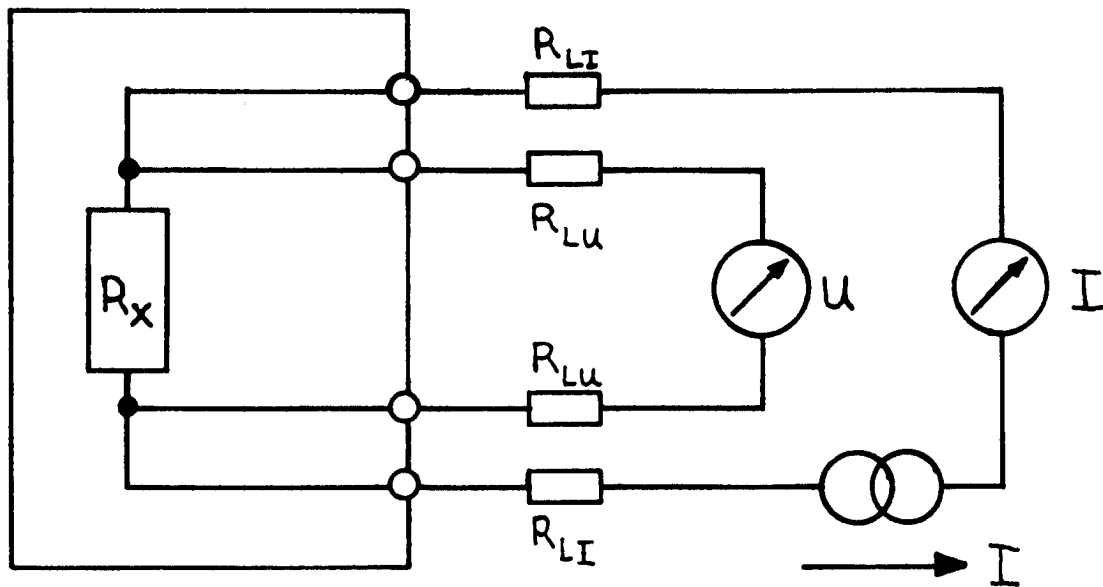


**Abb. 4:** Die an Nylonfäden aufgehängte Probe mit Heizwicklungen und an der Unterseite angeklebtem Platinthermometer.

Abb. 4 zeigt die Probe mit aufgewickeltem Heizer und Pt-100-Platinresistor. Ebenso werden Leitungsführung und Aufhängung deutlich. Nach dem Einkühlen wird die gesamte Probenkammer vom Kupferboden abgehoben. Ohne diese Maßnahme wäre eine zu hohe elektrische Heizleistung nötig, um Zimmertemperatur zu erreichen. Der  $N_2$ -Verbrauch würde auch unnötig ansteigen. Der Wärmeaustausch mit dem umgebenden flüssigen Stickstoff findet dann nur noch über drei Blattfedern zwischen Abschirmbecher und V2A-Schaft statt. Ein gewisses Minimum an Wärmeaustausch muß gewährleistet sein, damit ein Regelüberschwing der Bechertemperatur ausgeglichen werden kann.

### 3.2. Temperaturmessung

Die Temperaturen werden in diesem Versuch mit Hilfe von PT100-Platinwiderständen gemessen. Die Temperatur wird aus der bekannten Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands ermittelt. Für den hier betrachteten Temperaturbereich ist  $R = aT + b$  gut erfüllt. Bei der Messung der Widerstände kommt das Vier-Punkt-Verfahren zur Anwendung.



**Abb. 5:** Widerstandsmessung nach der Vierpunkt-Methode

Der Pt-100-Resistor wird von einem bekannten Strom  $I$  durchflossen. Damit die Leitungswiderstände  $R_{LI}$  das Meßergebnis von  $R_x$  nicht verfälschen, wird die am Widerstand abfallende Spannung direkt an  $R_x$  abgegriffen. Die Spannungsmessung sollte stromlos, d. h. mit einem hochohmigen Instrument erfolgen (hier  $R_i > 10 \text{ M}\Omega$ ). Dies ist eine genaue und einfache Methode, um Widerstände zu messen. Sie hat allerdings den Nachteil, daß vier Leitungen bis zum Prüfling geführt sein müssen. Diese Drähte bedeuten unter ungünstigen Umständen eine zu große thermische Kopplung an andere Körper. Hier sind beide Enden der Leitungen jedoch auf nahezu gleicher Temperatur, wodurch die Drähte keine Wärme ableiten können.

### 3.3. Aufbau des Messprogramms

Das Programm zur Messung der spezifischen Wärme ist mit LABVIEW<sup>®</sup> geschrieben und erfüllt folgende Aufgaben:

1. Die Proben- und Bechertemperatur muß regelmäßig gemessen werden. Um eine eingestellte Temperaturschrittweite zu erzielen, wird die Probenheizung zum richtigen Zeitpunkt an- oder ausgeschaltet. Am Ende eines Meßzyklusses ist eine Widerstandsmessung der Thermometer mit maximaler Genauigkeit zu veranlassen. Diese dient als Endwert der laufenden und als Startwert der folgenden  $c_p$ -Messung. Jetzt ist die tatsächliche Temperaturdifferenz  $\Delta T_{mess}$  bekannt.
2. Um die der Probe zugeführte Energie festzustellen, müssen laufend Strom und Spannung am Probenheizer gemessen werden. Beide Größen sind nicht zeitlich konstant, sondern in weiten Grenzen frei wählbar. Die Heizzeit mißt der Rechner mit einer eingebauten Quarzuhr. Für die pro Zyklus aufgewandte Heizenergie  $\Delta Q$  erhält man dann:

$$\Delta Q = \sum_{i=1}^n Q_i = \sum_{i=1}^n U_i \cdot I_i \cdot (t_i - t_{i-1}). \quad (11)$$

3. Die Bechertemperatur ist jederzeit der Temperatur der Probe anzupassen, um Strahlungs- und Leitungsverluste gering zu halten. Zu diesem Zweck erfolgt unmittelbar nach jeder Messung der beiden Temperaturen ein Aufruf des PID-Regelunterprogrammes. Die auf diese Weise ermittelte neue Stellgröße wird an die Becherheizung weitergegeben.

Die Vorgänge für eine Einzelmessung sind in Abb. 6 als Flußdiagramm dargestellt.

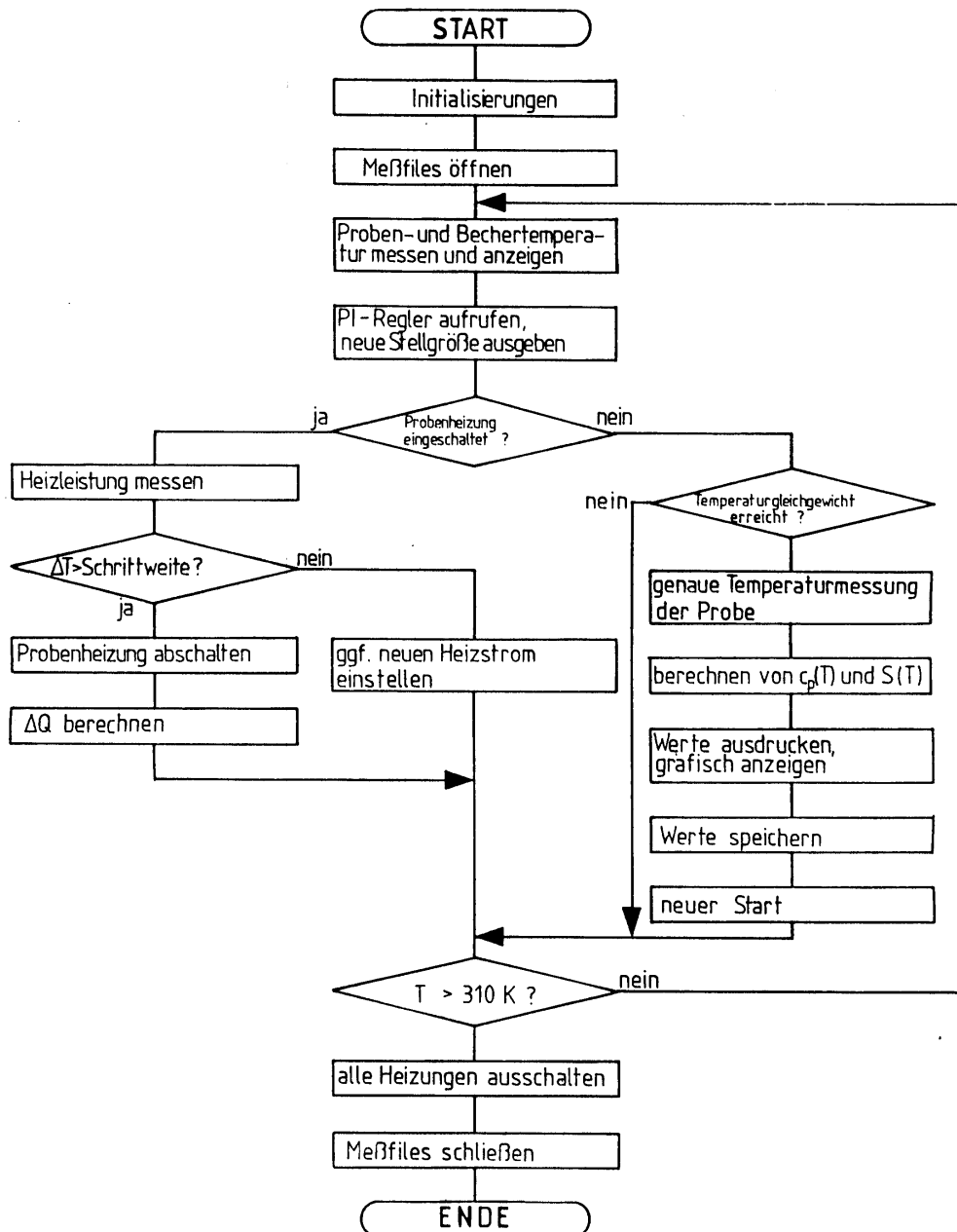


Abb. 6: Flußdiagramm

## 4. Aufgabenstellung zum Versuch „Spezifische Wärme“

### 4.1 Abkühlung des Kryostaten

- Stellen Sie sicher, dass der Abschirmbecher auf dem Cu-Boden des Edelstahlbeckers aufsteht. Evakuieren Sie den Kryostaten zunächst mit der Drehschieberpumpe und anschließend nach Erreichen des Vorvakuum von ca.  $p = 10^{-1}$  mbar mit der Öl-Diffusionspumpe bis  $p < 10^{-4}$  mbar. Schließen Sie das Hauptventil und lassen Sie ca.  $p = 10$  mbar Argon oder Helium als Austauschgas ein. Pumpen Sie wieder ab und wiederholen Sie den Vorgang einige Male („spülen“). Lassen Sie schließlich  $p = 10$  mbar Austauschgas im Kryostaten und füllen Sie langsam flüssigen Stickstoff in das äußere Dewar.
- Starten Sie das Programm „ABKÜHLEN“ (cool.vi) unter der Programmoberfläche LABVIEW®. Wählen Sie die Dysprosiumprobe aus, um die richtige Thermometereichung zu verwenden. Sie können nun den Temperaturverlauf von Proben- und Becherthermometer beobachten. Die Abkühlung auf  $T = 77$  K sollte etwa eine Stunde dauern.
- Nach der Abkühlung heben Sie den Abschirmbecher etwas vom Cu-Boden des Edelstahlbeckers ab, pumpen das Austauschgas mit der Vorpumpe ab und evakuieren den Kryostaten mit der Diffusionspumpe auf  $p < 10^{-4}$  mbar.
- WICHTIG: Beginnen Sie auf jedenfall Ihre Messreihe mit der Messung der latenten Wärme von Dysprosium.

### 4.1 Messung der latenten Wärme von Dysprosium bei $T_C$

- Starten Sie das Meßprogramm „L\_Wärme“ (latent.vi) unter LABVIEW®. Wählen Sie einen Dateinamen unter dem die Messdaten abgespeichert werden sollen.
- Warten Sie zunächst einige Messwerte ab und kontrollieren Sie die Stabilität der Proben- und Bechertemperatur. Heizen Sie den Becher mit der manuellen Einstellung des Heizstroms langsam auf ca. 87 K. Durch Wärmeleitung und Zustrahlung vom Becher steigt auch die Proben- und Bechertemperatur langsam an.
- Stabilisieren Sie zunächst Proben- und Bechertemperatur auf ca. 87 K. Messen Sie nun den Temperaturverlauf der Probe bei konstanter Heizleistung des Probenheizers. Gute Erfahrungswerte liegen bei ca. 2 mW Heizleistung.
- Mit „STOP“ beenden Sie die Messung. Die gemessenen Werte (Zeit,  $T_{\text{Becher}}$ ,  $T_{\text{Probe}}$ ) werden im ASCII-Format abgespeichert.

## 4.2. Messung der spezifischen Wärme von Dy nahe $T_C$

- Starten Sie das Meßprogramm „Spez\_Wärme“ (spew.vi).
- Beobachten Sie zunächst die Aufnahme der ersten Meßpunkte und optimieren Sie die Einstellungen für die maximale Leistung des Probenheizers und der Schrittweite  $\Delta T$ , nach welcher die Probenheizung abgeschaltet und das Temperaturgleichgewicht abgewartet wird.
- Messen Sie möglichst genau die spezifische Wärme am Phasenübergang 1. Ordnung bis einige Kelvin oberhalb des Sprungs in C.
- Mit „STOP“ beenden Sie die Messung. Die gemessenen Werte ( $T(K)$ ,  $C(J/molK)$ ) werden im ASCII-Format abgespeichert

## 4.3. Messung der spezifischen Wärme von Dy bis nahe Raumtemperatur

- Kühlen Sie durch Einlassen von etwas Austauschgas die Probe wieder unter den Phasenübergang 1. Ordnung ab.
- Beobachten Sie zunächst die Aufnahme der ersten Meßpunkte und optimieren Sie die Einstellungen für die maximale Leistung des Probenheizers und der Schrittweite  $\Delta T$ , nach welcher die Probenheizung abgeschaltet und das Temperaturgleichgewicht abgewartet wird.
- Nach Optimierung der Parameter können Sie den Versuch verlassen. Die Messung bis ca. 250 K dauert einige Stunden. Das Programm bricht die Messung bei 250 K ab. Sie können die Daten dann zu einem späteren Zeitpunkt abholen.

## 4.3. Auswertung

- Bestimmen Sie die latente Wärme von Dy am Phasenübergang 1. Ordnung:
  1. Aus dem Temperaturverlauf  $T(t)$  bei konstanter Heizleistung.
  2. Aus der gemessenen spezifischen Wärme.
- Vergleichen Sie die Werte miteinander sowie mit dem Literaturwert aus der Arbeit von K.D. Jayasuriya et al. Wie groß ist die mit dem Übergang verbundene Entropie? Was sagt der Vergleich mit der Spinentropie  $S = R \ln(2J+1)$  aus?
- Ermitteln Sie den kritischen Exponenten  $\alpha$  und die kritische Temperatur  $T_N$  aus einer geeigneten Auftragung der Daten (Abzug des nichtkritischen Anteils). Vergleichen Sie Ihre Ergebnisse mit Werten aus der Literatur (Jayasuriya et al.).
- Diskutieren Sie den Verlauf der spezifischen Wärme  $C(T)$ .