



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

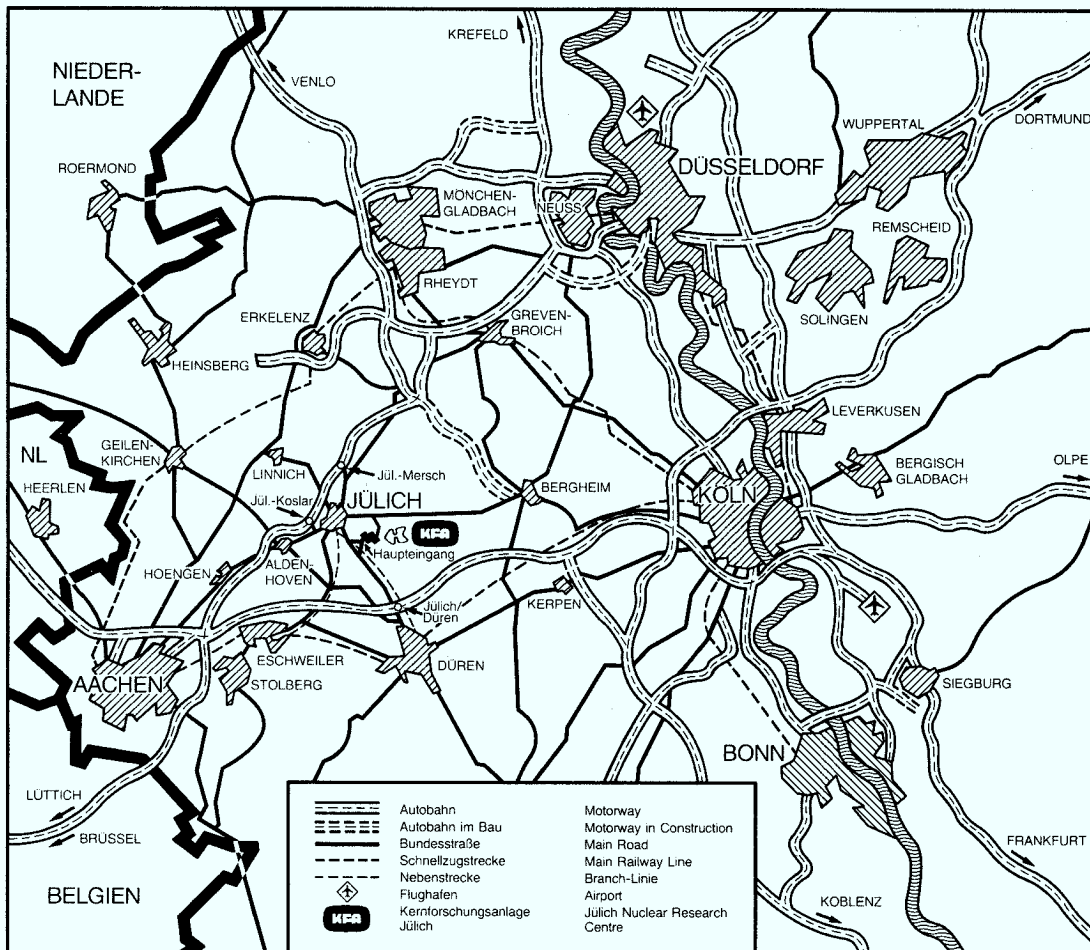
Institut für Festkörperforschung

**$^3\text{He} / ^4\text{He}$ - Mischungen bei sehr tiefen
Temperaturen:
Spezifische Wärme und Spinwellen**

von

H. Chocholacs

**Jül - 1901
März 1984
ISSN 0366-0885**



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1901

Institut für Festkörperforschung Jülich – 1901

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 024 61/610 · Telex: 833 556-0 kf d

**^3He / ^4He - Mischungen bei sehr tiefen
Temperaturen:
Spezifische Wärme und Spinwellen**

von

H. Chocholacs

D 38 (Diss. Uni. Köln)

Abstract

Specific heat and nuclear magnetic properties of dilute solutions of ^3He in ^4He at very low temperatures have been investigated. These mixtures are expected to behave like strongly interacting "Fermi-systems". A theory for these so-called "Fermi-liquids" has been developed by Landau in 1957. According to this theory the qualitative behaviour of a strongly interacting Fermi-liquid is similar to that of a free Fermi-gas. The quantitative differences depend on the strength of the interactions. As expected from this theory, the specific heat for all samples is linear in temperature ($C = \gamma T$). However, the values of γ at high pressures and high concentrations are different from expectations. Possible experimental errors are discussed. The results of the nuclear magnetic properties show for the first time direct evidence for the existence of spin-waves in Helium-mixtures. It was possible to determine the (until now unknown) Fermi-liquid-parameter F_1^a . No evidence for a superfluid phase-transition down to 220 μK has been found.

- I n h a l t -

<u>1. Einleitung</u>	1
<u>2. Theoretische Grundlagen</u>	4
2.1. Fermisysteme	5
2.1.1. Fermigas	5
2.1.2. Fermiflüssigkeit, Landau-Parameter, Quasiteilchen	7
2.1.3. Zusammenhang zwischen C_V und m^*/m	10
2.1.4. Bestimmung der Landau-Parameter	12
2.2. Spinwellen, Leggett-Rice-Effekt	16
2.3. Superfluidität	21
<u>3. Experimenteller Aufbau</u>	25
3.1. Kalorimeter	29
3.1.1. Wärmetauscher	34
3.1.2. Platinthermometer, ^3He -Kernresonanz, Heizer	36
3.1.3. Wärmeschalter	40
3.1.4. Druckmeßeinrichtung	42
3.2. Fülleitung (Vorkühler, Kaltventil)	43
3.3. Meßverfahren der spezifischen Wärme	47
3.4. Aufbau für die ^3He -Kernresonanz-Messung	50
3.5. Experimentelle Vorbereitungen	52
3.5.1. Zubereitung der Helium-Mischungen	52
3.5.2. Füllvorgang	53
3.5.3. Kalibrierung der Platin-NMR-Thermometer	54

<u>4.</u>	<u>Meßergebnisse</u>	57
4.1.	Spezifische Wärme	57
4.2.	Kernresonanz-Messungen	72
4.3.	Zusätzliche Daten	80
4.3.1.	Wärmeleck	80
4.3.2.	Kapitzawiderstand	87
4.3.3.	Suche nach Superfluidität	89
<u>5.</u>	<u>Zusammenfassung</u>	93
<u>6.</u>	<u>Literaturverzeichnis</u>	96
<u>7.</u>	<u>Anhang</u>	100
7.1.	Wertetabellen der spezifischen Wärme	A-1
7.2.	Abkühlkurven	A-2
7.3.	Computerprogramme	A-3
7.4.	Schaltbilder für Kernresonanz-Messung	A-4

1. Einleitung

Flüssiges Helium ist eine der am eingehendsten untersuchten Substanzen. Das liegt an der Bedeutung, die Helium als Modellsubstanz für die Untersuchung verschiedener physikalischer Phänomene gewonnen hat. Darüber hinaus findet man bei Helium im Bereich tiefer und ultratiefer Temperaturen Eigenschaften, die ungewöhnlich und zum Teil sogar einmalig sind.

Es beginnt schon mit der Tatsache, daß Helium die einzige Substanz ist, die in der Nähe des absoluten Nullpunktes unter dem eigenen Dampfdruck noch flüssig ist. Weiterhin besitzen beide stabilen Isotope (^3He und ^4He) eine superfluide Phase (^3He besitzt genommen sogar drei s.f. Phasen) und sind damit die einzigen bekannten Superflüssigkeiten. Obwohl es sich jedoch um Isotope mit identischen chemischen Eigenschaften handelt, sind Ursache und Verhalten der superfluiden Phasen völlig unterschiedlich. So liegen die Übergangstemperaturen um etwa drei Größenordnungen auseinander. Ordnungsparameter bei ^4He ist ein Skalar, bei ^3He dagegen ein Tensor. Ursache für diese großen qualitativen und quantitativen Unterschiede ist die unterschiedliche Statistik, die zur Beschreibung der beiden Flüssigkeiten herangezogen werden muß. Während ein ^4He -Atom (Kernspin = 0) ein Boson ist, handelt es sich bei ^3He -Atomen um Fermionen. ^4He bildet etwa bei 2 K ein Bose-Einstein-Kondensat, bei ^3He ist dazu erst eine Cooper-Paar-Bildung ähnlich wie bei Elektronen in Supraleitern notwendig. Die gemäß der BCS-Theorie erforderliche

anziehende Wechselwirkung zwischen den Fermiteilchen ist aber sehr schwach, so daß ein Phasenübergang erst im mK-Bereich stattfindet.

Der unterschiedliche Quantencharakter ist auch für eine weitere "einmalige" Eigenschaft des Heliums verantwortlich: Selbst für $T=0$ können ^3He und ^4He eine thermodynamisch stabile Mischung bilden. Daß darin keine Verletzung des dritten Hauptsatzes der Thermodynamik (Nernst'sches Theorem) vorliegt, nach dem die Entropie am absoluten Nullpunkt verschwinden muß, läßt sich leicht einsehen: Aufgrund der Fermistatistik der ^3He -Teilchen liegt die $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Lösung selbst bei $T=0$ in einem wohldefinierten Zustand, nämlich dem Grundzustand, vor. Das heißt aber, daß die Entropie gleich Null ist, wie es der dritte Hauptsatz fordert.

Für den Experimentator bedeutet die endliche Löslichkeit, daß er ein Fermisystem untersuchen kann, bei dem er durch Änderung der Konzentration die Fermitemperatur in weiten Grenzen einstellen kann. Und für den Theoretiker ergibt sich die Möglichkeit, ein elektrisch neutrales und verdünntes, d. h. schwach wechselwirkendes Fermisystem berechnen und mit realem Verhalten vergleichen zu können.

Es stellt sich sofort die Frage nach den eventuellen superfluiden Eigenschaften der Mischungen. Bis heute weiß man, daß die ^4He -Komponente superfluid wird, ^3He dagegen bis zu den tiefsten bisher erreichten Temperaturen normal bleibt. Theoretische

Arbeiten sagen aber auch für die ^3He -Komponente einen superfluiden Phasenübergang voraus, die berechneten Sprungtemperaturen liegen allerdings um mehrere Größenordnungen auseinander. Ein Grund dafür ist die nur ungenaue Kenntnis der $^3\text{He}/^3\text{He}$ -Wechselwirkung in der Mischung.

Ziel dieser Arbeit ist es, durch die Messung der spezifischen Wärme in Abhängigkeit von Druck, Konzentration und Temperatur diese Wechselwirkung genauer zu bestimmen. Diese Messungen sollten bis zu möglichst tiefen Temperaturen durchgeführt werden, um einen eventuellen superfluiden Phasenübergang direkt nachweisen zu können. Kalorische Verfahren sind besonders zuverlässige Anzeiger für Phasenübergänge (So wurde die Superfluidität von reinem ^3He fast zufällig über Anomalien im Aufwärm- bzw. Abkühlverhalten entdeckt¹).

Gleichzeitig wurden Kernresonanz-Messungen der magnetischen Eigenschaften durchgeführt. Dabei ergaben sich Abweichungen vom "klassischen" Verhalten. Diese Abweichungen können erklärt werden durch das Auftreten von Spinwellen. Der Effekt wurde 1971 von Corruccini durch gepulste NMR-Experimente an ^3He und qualitativ an $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen nachgewiesen^{2,3}. Die quantitative Untersuchung von Spinwellen in $^3\text{He}/^4\text{He}$ durch kontinuierliche NMR-Verfahren gelang erstmals im Rahmen dieser Arbeit⁴.

2. Theoretische Grundlagen

In der Einleitung wurde bereits erwähnt, daß es sich bei $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen um ein System von Fermionen (^3He : Spin $1/2$) in einem Bosonensystem (^4He : Spin 0) handelt. Reines ^4He unter gesättigtem Dampfdruck unterliegt bei 2.17 K einem superfluiden Phasenübergang. Auch in den Mischungen findet ein solcher Phasenübergang für die ^4He -Komponente statt. Die Phasenübergangstemperatur ist abhängig von Druck und Konzentration der Mischung und liegt niedriger als bei reinem ^4He . Für den in dieser Arbeit behandelten Druck- und Konzentrationsbereich ($0\text{ bar} \leq p \leq 20\text{ bar}$; $x_3 = 1.3\%, 5.0\%, 9.2\%, 9.45\%$) findet der Übergang bei etwa 2 K statt.

Für die folgende Überlegung ist es sinnvoll, das Zweiflüssigkeitenmodell für ^4He anzuwenden⁵. Dieses Modell geht davon aus, daß ^4He unterhalb der superfluiden Sprungtemperatur T_λ aus zwei Anteilen besteht, nämlich einem normalfluiden mit der Dichte ρ_n und einem suprafluiden mit der Dichte ρ_s . Die Randbedingungen lauten: $\rho = \rho_s + \rho_n$, $\rho_s(T=0) = \rho$, $\rho_s(T=T_\lambda) = 0$. Für $0 \leq T \leq T_\lambda$ findet ein kontinuierlicher Übergang zwischen den beiden Extremen statt. Unter den oben angegebenen Bedingungen beträgt der relative Anteil der normalen Komponente bei 1.5 K noch 0.1 , bei 1 K noch 0.01 und bei 0.5 K nur noch 10^{-5} (siehe z.B. ⁶). In dem in dieser Arbeit behandelten Temperaturbereich ($0.23\text{ mK} \leq T \leq 30\text{ mK}$) ist die ^4He -Komponente der Mischungen praktisch vollständig superfluid, d. h. Anregungen im ^4He (Phononen,

Rotonen) können vernachlässigt werden. Das hat zur Folge, daß das Anregungsspektrum der He-Mischungen bei tiefen Temperaturen im wesentlichen bestimmt wird durch die Eigenschaften des ^3He -Fermisystems. Um die Ergebnisse dieser Arbeit sinnvoll interpretieren zu können, ist es notwendig, auf einige Grundbegriffe der Fermisysteme, besonders der Fermiflüssigkeiten, zurückzugreifen.

2.1. Fermisysteme

2.1.1. Fermigas

Fermiteilchen mit dem Spin $1/2$ unterliegen dem Pauliprinzip, das heißt, daß ein Zustand im Impulsraum nur zweifach besetzt werden kann, je einmal für die beiden möglichen Spinzustände $+1/2$ und $-1/2$. Das führt dazu, daß die Fermi-Dirac-Statistik für große Systeme gültig ist mit der mittleren Verteilungsfunktion

$$n_{\vec{p}\sigma} = \frac{1}{e^{(\epsilon_{\vec{p}\sigma} - \mu) / k_B T} + 1} \quad (1)$$

wobei $\epsilon_{\vec{p}\sigma}$ die Energie des Zustands mit dem Impuls $\vec{p}$ und dem Spin σ bezeichnet, μ das chemische Potential und T die absolute Temperatur ist. Für $T=0$ sind alle Zustände mit einer Energie kleiner als der Fermienergie $\epsilon_F := \mu(T=0)$ besetzt, alle Zustände mit größerer Energie sind leer. Die Fermitemperatur ist definiert durch $k_B T_F = \epsilon_F$.

Im folgenden soll immer der in dieser Arbeit untersuchte Temperaturbereich $T \ll T_F$ vorausgesetzt werden. In diesem Bereich spricht man von einem entarteten Fermisystem.

Für den Fall nicht wechselwirkender Teilchen, einem sogenannten Fermigas, lassen sich unter diesen Voraussetzung einige makroskopische Größen berechnen⁷. Man erhält für die Fermienergie

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \quad (2)$$

für die spezifische Wärme (pro Volumen)

$$C_V = \frac{\pi^2}{2} n \cdot k_B \frac{T}{T_F} \quad (3)$$

und für die (Pauli-) Suzeptibilität

$$\chi_P = \frac{3}{2} n \frac{\mu_B^2}{k_B \cdot T_F} \quad (4)$$

Wie man sieht, hängen die makroskopischen Eigenschaften nur von der Teilchenzahldichte n und der Masse m der Teilchen ab.

2.1.2. Fermiflüssigkeit, Landau-Parameter, Quasiteilchen

Nun sind aber weder reines ^3He noch $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen wechselwirkungsfrei, sondern im Gegenteil stark wechselwirkende Systeme. Wie ändern sich nun die Eigenschaften bei Anwesenheit von Wechselwirkungen?

Hierzu stellte Landau im Jahre 1957 eine phänomenologische Theorie der Fermiflüssigkeiten (= Fermigas + Wechselwirkung) auf⁸. Er ging davon aus, daß es (in Gedanken) möglich ist, die Wechselwirkung von Null aus allmählich ansteigen zu lassen. Dann ist es möglich, jedem Zustand des wechselwirkenden Systems genau einen Zustand des wechselwirkungsfreien Systems zuzuordnen. Die Rolle der realen Teilchen im Fermigas wird übernommen von den Quasiteilchen im Landau'schen Sinne. Jedem realen Teilchen, z.B. jedem ^3He -Atom, ist dabei genau ein Quasiteilchen zugeordnet, wobei man dieses aber als Zustand des Gesamtsystems verstehen muß. Denn während im Fermigas die Energie $\epsilon_{\bar{p}\sigma}$ eines Zustandes nur abhängt von $\bar{p}$ und σ , hängt sie in der Fermiflüssigkeit eben wegen der Wechselwirkungen auch noch von der Besetzung der übrigen Zustände ab. Dadurch wird die Berechnung der Eigenschaften von Fermiflüssigkeiten im Vergleich zu der von Fermigasen erheblich komplizierter. Man kann jedoch zeigen, daß unter den Voraussetzungen der Landau'schen Theorie die Verteilungsfunktion (1) formal immer noch gilt^{8,9}. Allerdings steht jetzt $n_{\bar{p}\sigma}$ nicht mehr nur auf der linken Seite der Gleichung, sondern steckt implizit auch noch in $\epsilon_{\bar{p}\sigma} = \epsilon_{\bar{p}\sigma}(n_{\bar{p}\sigma})$ auf der

rechten Seite. Der Vorteil des Konzepts der Quasiteilchen liegt nun darin, daß ein großer Teil der Wechselwirkungen als Eigenschaft der Quasiteilchen betrachtet werden kann. Dies wirkt sich so aus, daß die effektive Masse m^* eines Quasiteilchens sich von der realen Masse m eines ^3He -Atoms unterscheidet. Eine anschauliche Interpretation des Konzepts der Quasiteilchen ist ein ^3He -Atom, umgeben von einer "Verzerrungswolke" der Umgebung. Die "Größe" dieser Wolke und damit die effektive Masse ist dabei gegeben durch die Stärke der Wechselwirkungen.

Nach Landau⁸ läßt sich die Energieänderung eines Fermisystems ausdrücken durch die Änderung der Besetzungszahlen $n_{\bar{p}}$ der Zustände $\bar{p}$ mit der Energie $\epsilon_{\bar{p}}$. Der Einfluß der Spins sei noch vernachlässigt.

$$\delta E = \frac{1}{V} \sum_{\bar{p}} \epsilon_{\bar{p}} \delta n_{\bar{p}} \quad (5)$$

Wegen der vorhandenen Wechselwirkungen hängt aber die Energie $\epsilon_{\bar{p}}$ des Zustandes $\bar{p}$ wiederum ab von der Besetzung der übrigen Zustände $\bar{p}'$:

$$\delta \epsilon_{\bar{p}} = \frac{1}{V} \sum_{\bar{p}'} f_{\bar{p}, \bar{p}'} \delta n_{\bar{p}'} \quad (6)$$

Dabei ist $f_{\bar{p}, \bar{p}'}$ ein Maß für die Stärke der Wechselwirkung zwischen den Zuständen $\bar{p}$ und $\bar{p}'$. Kombiniert man (5) und (6), so erhält man für die Gesamtenergie

$$E = E_0 + \frac{1}{V} \sum_{\bar{p}} \epsilon_{\bar{p}} \delta n_{\bar{p}} + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{V^2} \sum_{\bar{p}} \sum_{\bar{p}'} f_{\bar{p}, \bar{p}'} \delta n_{\bar{p}'} \delta n_{\bar{p}} + \dots \quad (7)$$

E_0 ist die Energie des Grundzustandes.

Berücksichtigt man den Einfluß der Spins, dann läßt sich $f_{\vec{p}, \vec{p}'}$ zerlegen in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen spinabhängigen Teil:

$$f_{\vec{p}, \vec{p}'} \longrightarrow f_{\vec{p}, \vec{p}'}^s + f_{\vec{p}, \vec{p}'}^a \tau \cdot \tau' \quad (8)$$

wobei τ bzw. τ' für die Paulimatrizen stehen. Für $T \ll T_F$ finden alle Streuprozesse und damit alle Änderungen δn auf einer Kugelschale mit dem Radius p_F im Impulsraum statt. Das legt es nahe, $f_{\vec{p}, \vec{p}'}$ in Kugelflächenfunktionen auszudrücken, wobei nur noch die $f_{\vec{p}, \vec{p}'}$ mit $|\vec{p}| = |\vec{p}'| = p_F$ eine Rolle spielen.

$$f_{\vec{p}, \vec{p}'}^{s(a)} = \sum_{\ell=0}^{\infty} f_{\ell}^{s(a)} P_{\ell}(\cos \theta) \quad (9)$$

Dabei sind die P_{ℓ} Legendre-Polynome und θ ist der Winkel zwischen $\vec{p}$ und $\vec{p}'$. Normiert man die $f_{\ell}^{s(a)}$ noch über die Zustandsdichte an der Fermikante $N(0)$, so erhält man die dimensionslosen Landau-Parameter :

$$\begin{aligned} F_{\ell}^s &= N(0) f_{\ell}^s \\ F_{\ell}^a &= N(0) f_{\ell}^a \end{aligned} \quad (10)$$

2.1.3. Zusammenhang zwischen C_v und m^*/m

Im vorigen Abschnitt wurde bereits erwähnt, daß das Verhältnis m^*/m die Stärke der Wechselwirkungen beschreibt. Eine Methode der Bestimmung von m^*/m ist die Messung der spezifischen Wärme C_v . Der Zusammenhang soll im folgenden gezeigt werden ^{9,10}.

Ausgegangen wird dabei von der Entropie s der Fermiflüssigkeit, die sich nach den Gesetzen der Kombinatorik ergibt als

$$s = - \frac{k_B}{V} \sum_{\bar{p}} \{ n_{\bar{p}} \cdot \ln(n_{\bar{p}}) + (1-n_{\bar{p}}) \cdot \ln(1-n_{\bar{p}}) \} \quad (11)$$

Hieraus folgt für die Variation der Entropie δs bei Änderung der Besetzungszahlen δn_p :

$$\delta s = - \frac{k_B}{V} \sum_{\bar{p}} \delta n_{\bar{p}} \ln[n_{\bar{p}}/(1-n_{\bar{p}})] \quad (12)$$

Einsetzen der Verteilungsfunktion (1) in (12) ergibt

$$\delta s = \frac{1}{T \cdot V} \sum_{\bar{p}} (\epsilon_{\bar{p}} - \mu) \delta n_{\bar{p}} \quad (13)$$

Zur weiteren Auswertung ist es notwendig, δn_p zu kennen. Wiederum aus Gleichung (1) erhält man:

$$\delta n_{\bar{p}} = \frac{\partial n_{\bar{p}}}{\partial \epsilon_{\bar{p}}} \delta \epsilon_{\bar{p}} + \frac{\partial n_{\bar{p}}}{\partial \mu} \delta \mu + \frac{\partial n_{\bar{p}}}{\partial T} \delta T \quad (14)$$

$$\delta n_{\bar{p}} = \frac{\partial n_{\bar{p}}}{\partial \epsilon_{\bar{p}}} \left\{ - \frac{\epsilon_{\bar{p}} - \mu}{T} \delta T + \delta \epsilon_{\bar{p}} - \delta \mu \right\} \quad (15)$$

Die Änderungen von $\epsilon_{\bar{p}}$ und μ können vernachlässigt werden (immer unter der Voraussetzung $T \ll T_F$).

Dann kann man (15) in (13) einsetzen:

$$\delta s = - \frac{1}{V} \sum_{\bar{p}} \frac{\partial n_{\bar{p}}}{\partial \epsilon_{\bar{p}}} \frac{(\epsilon_{\bar{p}} - \mu)^2}{T^2} \delta T \quad (16)$$

Bei der im realen Experiment auftretenden großen Zahl von Quasiteilchen ist es zulässig und sinnvoll, die Summe aus (16) in ein Integral über $\bar{p}$ zu überführen. Die Symmetrie des Problems (Fermikugel) legt die Verwendung eines sphärischen Koordinatensystems nahe. Wegen der Isotropie im Impulsraum läßt sich die Integration über den Raumwinkel $d\Omega$ unabhängig von der über den Radius dp durchführen:

$$\delta s = - \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int p^2 \frac{\partial n_p}{\partial \epsilon_p} \frac{(\epsilon_p - \mu)^2}{T^2} dp \delta T \quad (17)$$

Die beiden Substitutionen $\epsilon = \frac{p^2}{2m^*}$ und $x = \frac{-\mu}{k_B T}$ führen dann zum Ergebnis :

$$\delta s = - \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} p_F m^* k_B^2 \int dx \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{e^x + 1} x^2 \delta T \quad (18)$$

Dabei wurde noch ausgenutzt, daß $\frac{\partial n}{\partial \epsilon}$ nur für $p \approx p_F$ einen von Null verschiedenen Wert hat. Das Integral ergibt $-\pi/3$ und nach Multiplikation von (18) mit zwei (für die beiden möglichen Spinzustände) erhält man das Endergebnis

$$\delta s = \frac{k_B^2}{3\hbar^3} m^* p_F \delta T \quad (19a)$$

$$s = \frac{k_B^2}{3\hbar^3} m^* p_F T \quad (19b)$$

Wegen $C_V = T \frac{dS}{dT}$ gilt somit

$$C_V = \frac{k_B^2}{3\pi^2} m^* p_F T \quad (20)$$

Vergleich der spezifischen Wärme C_V^l einer Fermiflüssigkeit mit der eines idealen Fermigas gleicher Teilchenzahldichte C_V^{id} (3) führen zu dem Resultat

$$C_V^l = \frac{m^*}{m} C_V^{id} \quad (21)$$

Das Verhältnis zwischen gemessener spezifischer Wärme C_V^l und der für ein Fermigas berechneten spezifischen Wärme C_V^{id} entspricht also gerade dem gesuchten Verhältnis m^*/m

2.1.4. Bestimmung der Landau-Parameter

In reinem ^3He gilt die Beziehung ^{8,9,10}:

$$\frac{m^*}{m} = 1 + \frac{F_1^S}{3} \quad (22)$$

Dabei ist m die atomare Masse eines ^3He -Teilchens. Diese Gleichung kann für Mischungen von ^3He in ^4He nicht in dieser Form gelten. Denn die Landau-Parameter $F_\ell^{a,s}$ beschreiben nur die Wechselwirkung der Quasiteilchen untereinander. Diese Wechselwirkung ist in verdünnten Mischungen aber schwach verglichen mit der zwischen ^3He -Atomen und dem superfluiden ^4He -Untergrund. Wenn man annimmt, daß diese zweite Wechselwirkung konzentrationsunabhängig ist, geht Gl. (22) für Mischungen über in

$$\frac{m^*(x)}{m^*(x \rightarrow 0)} = 1 + \frac{F_1^S}{3} \quad (23)$$

wobei x die ^3He -Konzentration ist ^{10,11}.

Die Gültigkeit von (23) läßt sich allerdings nicht a priori aus der von (22) entnehmen. Bei der Herleitung von (22) wird nämlich die Galilei-Invarianz des betrachteten Systems vorausgesetzt. Diese Bedingung ist für He-Mischungen nicht erfüllt, da der superfluide ^4He -Untergrund ein Vorzugssystem für das Quasiteilchensystem definiert. Geht man jedoch auch hier zu sehr tiefen Temperaturen über, gibt es keine Anregungen (Phononen, Rotonen) im ^4He -Untergrund mehr. Alle Wechselwirkungen finden nur noch zwischen Quasiteilchen statt und die Voraussetzung, daß Streuprozesse nur noch von den Impulsen p und p der beteiligten Quasiteilchen abhängen, ist wieder gültig.

Zur Herleitung der Beziehung (22) bzw. (23) betrachte man ein System S' , das sich gegenüber dem Laborsystem S mit der gleichförmigen Geschwindigkeit $\bar{u}$ bewegt ^{10,11}. Die Transformationsgleichungen für Energie und Impuls lauten:

$$\bar{p}' = \bar{p} - M \cdot \bar{u} \quad (24a)$$

$$E' = E - \bar{p} \cdot \bar{u} + (M \cdot \bar{u}^2)/2 \quad (24b)$$

Wendet man diese Transformationen auf einen Zustand $\epsilon_{\bar{p}}$ in dem Fermisystem an, erhält man $\epsilon'_{\bar{p}}$:

$$\epsilon'_{\bar{p}} = \epsilon_{\bar{p}} - \bar{p} \cdot \bar{u} + (m \cdot \bar{u}^2)/2 \quad (25a)$$

$$\epsilon'_{\bar{p}} = \epsilon_{\bar{p}+m\bar{u}} - \bar{p} \cdot \bar{u} - (m \cdot \bar{u}^2)/2 \quad (25b)$$

Wenn man die Annahme macht, $m \cdot u \ll p_F$, läßt sich die rechte Seite

von (25a) um $\bar{p}$ entwickeln und die Entwicklung bereits nach dem ersten Glied abbrechen

$$\epsilon'_{\bar{p}} = \epsilon_{\bar{p}} + \frac{\partial \epsilon}{\partial \bar{p}} m \cdot \bar{u} - \bar{p} \cdot \bar{u} + \dots \quad (26a)$$

$$= \epsilon_{\bar{p}} + \left\{ \frac{m}{m^*} - 1 \right\} \bar{p} \cdot \bar{u} \quad (26b)$$

Andererseits läßt sich $\epsilon'_{\bar{p}}$ auch durch die Landau-Theorie beschreiben (vgl. Gl.(6) in Abschnitt 2.1.2.), wobei die Variation $\delta n_{\bar{p}}$, verursacht wird durch die Verschiebung der Zustände $\bar{p}$ (im ruhenden System) um den Betrag $\delta \bar{p} = m \cdot \bar{u}$ (im bewegten System).

$$\epsilon'_{\bar{p}} = \epsilon_{\bar{p}} + \frac{1}{V} \sum_{\bar{p}'} f_{\bar{p}, \bar{p}'} \frac{\partial n_{\bar{p}'}}{\partial \epsilon_{\bar{p}'}} \cdot \frac{\partial \epsilon_{\bar{p}'}}{\partial \bar{p}'} m \cdot \bar{u} \quad (27)$$

Zur Auswertung der Summe in (27) können wieder (ähnlich wie bei der Ableitung der spezifischen Wärme im vorigen Abschnitt) einige Besonderheiten eines entarteten Fermisystems ausgenutzt werden. Neben der Isotropie, aus der folgt $f_{\bar{p}, \bar{p}'} \rightarrow f(\theta)$ mit $\theta = \angle(\bar{p}, \bar{p}')$, wird benutzt, daß $\frac{\partial n_{\bar{p}'}}{\partial \epsilon_{\bar{p}'}}$ ungefähr einer Delta-Funktion $-\delta(p-p_F)$ entspricht. Ersetzt man dann noch die Summe durch ein Integral, erhält man

$$\epsilon'_{\bar{p}} = \epsilon_{\bar{p}} - \frac{m}{m^*} \bar{u} \cdot \bar{p} N(0) \int f(\theta) \cos \theta \, d\Omega \quad (28)$$

Zerlegt man $f(\theta)$ wieder in Legendre-Polynome (siehe Gl.(9) und (10)) und berücksichtigt die Orthogonalitätseigenschaften der Legendre-Polynome, dann gibt es (wegen $P_1(\cos \theta) = \cos \theta$)

nur für f_1 einen von Null verschiedenen Beitrag und (28) geht über in

$$\epsilon'_{\bar{p}} = \epsilon_{\bar{p}} - \frac{m}{m^*} \cdot \frac{F_1^S}{3} \bar{p} \cdot \bar{u} \quad (29)$$

Durch Vergleich von (29) und (26) findet man die gewünschte Beziehung (23). Es ist wichtig, anzumerken, daß diese Beziehung unter den gemachten Voraussetzungen (Gültigkeit der Landau-Theorie der Fermiflüssigkeiten, entartetes System, Vernachlässigung der superfluiden Geschwindigkeit des ^4He) exakt ist. Das heißt, daß m^*/m nur von F_1^S abhängt, bzw. umgekehrt ausgedrückt, daß man aus der Messung von m^*/m (=Messung der spez. Wärme) nur F_1^S erhält. Andererseits ist F_1^S einer der wichtigsten Landau-Parameter, da seine Kenntnis für die Berechnung der meisten anderen Eigenschaften einer Fermiflüssigkeit notwendig ist, z.B. ¹⁰

Kompressibilität :

$$\kappa = \kappa_{id} \frac{1 + (F_1^S / 3)}{1 + F_0^S} \quad (30)$$

Suszeptibilität :

$$\chi = \chi_{id} \frac{1 + (F_1^S / 3)}{1 + F_0^a} \quad (31)$$

Dabei kennzeichnet id das Verhalten eines wechselwirkungsfreien Fermigases der gleichen Teilchendichte.

2.2 Spinwellen, Leggett-Rice-Effekt

In diesem Kapitel sollen zwei Begriffe, nämlich Spinwellen und Leggett-Rice-Effekt, erklärt und ihr Zusammenhang gedeutet werden.

Zunächst einmal: Was sind Spinwellen und wie kommen sie zustande in flüssigem Helium (^3He , $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung)? Setzt man die Teilchen einer normalen Flüssigkeit mit einer kleinen Frequenz ω in Bewegung, so teilt sich diese Bewegung den Nachbarteilchen durch Stöße mit. Die Anregung pflanzt sich also fort (Schall). Erhöht man ω immer weiter, so erreicht man eine Frequenz, bei der die mittlere Zeit τ zwischen zwei Stößen etwa einer Periode der Anregungsfrequenz entspricht ($\omega \cdot \tau \approx 1$). Erhöht man die Frequenz ω noch weiter, dann kann sich die Anregung nicht mehr ausbreiten, da während einer Schwingungsperiode keine Stöße mehr erfolgen. Man erreicht das sogenannte 'kollisionsfreie Gebiet', gekennzeichnet durch die Bedingung $\omega \cdot \tau \gg 1$.

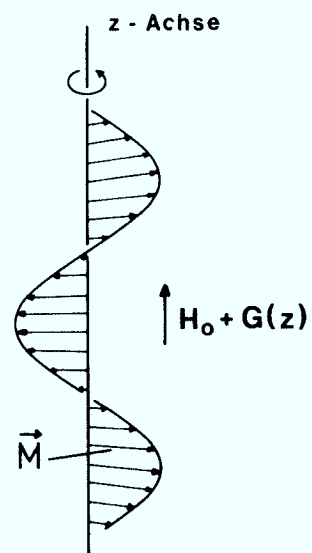
Für Fermiflüssigkeiten wurde schon von Landau ¹² vorhergesagt, daß auch unter diesen Bedingungen eine Ausbreitung der Anregung erfolgen kann. Die Schwingung eines Teilchens bewirkt eine (im Ortsraum) lokale Dichteänderung, die wiederum ist Ursache für eine (im Impulsraum) lokale Änderung der Fermienergie, und diese wird von den anderen Fermiteilchen "gesehen". Das Oszillieren der Fermioberflächen kann jetzt in zwei Moden erfolgen: Entweder spinunabhängig, dann spricht man von nulltem Schall. Oder spinabhängig, d. h. die Fermioberflächen der beiden

Spinrichtungen schwingen gegeneinander, dann spricht man von einer Spinwelle. Nullter Schall wurde erstmals 1966 von Abel et al.¹³ experimentell in ^3He beobachtet (in $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen bisher noch nicht nachgewiesen). Die Entdeckung von Spinwellen in Helium gelang 1971 erstmals durch Corruccini et al.^{2,3}.

Welche Möglichkeiten gibt es nun, Spinwellen erstens anzuregen und zweitens nachzuweisen? (Nullter Schall wird in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet.)

1. Die Anregung von Spinwellen erfolgt in einem homogenen Feld $\bar{H}_0$ mit einem zusätzlichen Feldgradienten $\bar{G}$ in Feldrichtung (siehe Abb. 1). Am Ort z_0 rotiert der Magnetisierungsvektor $\bar{M}$ mit der Larmorfrequenz $\omega_0 = \gamma \cdot H_0$, am Ort $z_1 \neq z_0$ mit der Frequenz $\omega_1 = \gamma \cdot (H_0 + G(z_1)) \neq \omega_0$. Man erhält so eine sich mit fortschreitender Zeit immer enger aufwickelnde Spirale. Das bedeutet, daß nacheinander Spinwellen mit immer höherer Wellenzahl k angeregt werden. Für bestimmte Werte von k , die abhängen von dem Gradienten $\bar{G}$ und der Geometrie des Aufbaus, bilden sich Resonanzen aus, die experimentell beobachtet werden können.

Abb. 1 : Anregung von Spinwellen durch unterschiedlich schnelle Rotation des Magnetisierungsvektors $\bar{M}$ in einem Feld $\bar{H}_0$ mit zusätzlichem Gradientenfeld $\bar{G}(z)$



2. Der Nachweis von Spinwellen kann durch eine magnetische Kernresonanz-Messung erfolgen¹⁴. Die Grundlagen dazu wurden 1967 in einer Arbeit von Platzman und Wolff¹⁵ gelegt, in der die komplexe Suszeptibilität einer Fermiflüssigkeit bei Anwesenheit von Spinwellen berechnet wurde:

$$\chi(k, \omega) = \frac{-(m^*/m) \chi_{id} \Omega_0}{\omega - \omega_0 + i D^* k^2} \quad (32)$$

$$D^* = \frac{1/3 v_F^2 (1 + F_0^a) \tau_D}{i \omega_0 \tau_D \lambda + 1} \quad (33)$$

$$\lambda = \frac{1}{1 + F_0^a} - \frac{1}{1 + F_1^a/3} \quad (34)$$

Dabei bedeuten: χ_{id} die statische Suszeptibilität eines Fermigases, ω_0 die Larmor-Frequenz, $\Omega_0 = \omega_0/(1+F_0^a)$, k die Wellenzahl der Spinwelle, v_F die Fermigeschwindigkeit, τ_D die mittlere Stoßzeit für Spindiffusionsprozesse und F_ℓ^a natürlich die Landauparameter.

D^* hat die Bedeutung eines komplexen Diffusionskoeffizienten. Je nachdem, ob $\omega_0 \tau_D$ groß oder klein gegen eins ist, ist D^* mehr real oder mehr imaginär. Aus (32) erkennt man, daß ein reales D^* eine Linienverbreiterung, ein imaginäres D^* dagegen eine Linienverschiebung bedeutet. τ_D hat eine für Fermiflüssigkeiten typische $1/T^2$ -Abhängigkeit (τ , die mittlere Zeit zwischen Quasiteilchen-Stoßprozessen, ist umgekehrt proportional zur Stoßwahrscheinlichkeit w . w ist proportional sowohl zur Zahl der in Frage kommenden Quasiteilchen als

auch der möglichen Endzustände. Da die Streuprozesse nur in einer Kugelschale der Dicke $k_B T$ vorkommen können, sind beide Werte proportional zur absoluten Temperatur T . Daraus folgt dann $\tau \sim 1/T^2$). Sofern es möglich ist, die Temperatur (und damit τ_D) weit genug zu variieren, so daß beide Bereiche $\omega_0 \cdot \tau_D \gg 1$ und $\omega_0 \cdot \tau_D \ll 1$ überstrichen werden, sollte bei Anwesenheit von Spinwellen ($k \neq 0$) eine Änderung der Breite und der Lage der NMR-Resonanzlinie zu beobachten sein.

Eine physikalische Erklärung für das Auftreten eines komplexen Diffusionskoeffizienten wird in den Arbeiten zum Leggett-Rice-Effekt^{16,17} gegeben, der als Spezialfall die Existenz von Spinwellen enthält.

Dieser Effekt wird verursacht durch die Tatsache, daß in einer wechselwirkenden Fermiflüssigkeit jede Magnetisierung M zu einer zusätzlichen Polarisierung der Spins führt, es tritt also zusätzlich zum äußeren Feld noch ein Molekularfeldbeitrag auf. Da dieser Beitrag immer parallel zu $\bar{M}$ ist, wird die Präzession von $\bar{M}$ um das externe Feld $\bar{H}_0$ nicht direkt beeinflusst. Um den indirekten Einfluß zu verstehen, betrachte man Abb. 2. Abb. 2a zeigt die Magnetisierung entlang der z-Achse im Feld $\bar{H}_0$ mit zusätzlichem Gradientenfeld $\bar{G}$ für kleine Auslenkwinkel (Vgl. Abb. 1). In der xy-Ebene tritt ein Gradient $\frac{\partial M}{\partial z}$ senkrecht zum äußeren Feld auf und verursacht einen Spinstrom $\bar{J}$. Dessen Präzession wird aber sowohl vom externen Feld $\bar{H}_0$ als auch vom Molekularfeld bestimmt. Da $\bar{J}$ und $\bar{M}$ durch eine Kontinuitätsgleichung miteinander gekoppelt sind, wird indirekt aber auch

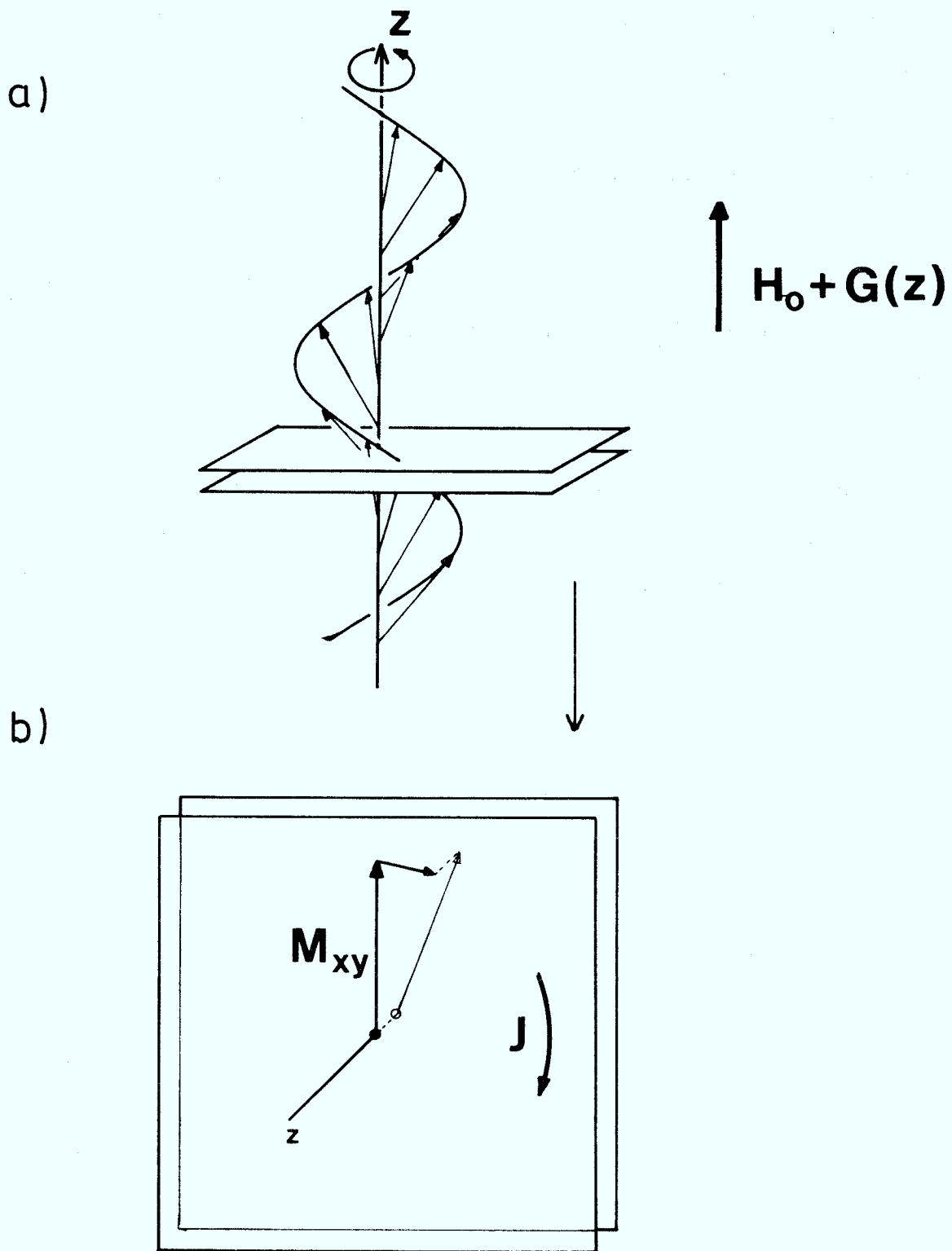


Abb. 2 : Im Feld $\bar{H}_0 + \bar{G}(z)$ rotiert der Magnetisierungsvektor $\bar{M}$ mit unterschiedlicher Geschwindigkeit um die z-Achse (a) (vgl. Abb. 1, hier mit kleinem Auslenkwinkel). Dadurch entsteht in der xy-Ebene ein Spinstrom $\bar{J}$ (b), der vom Molekularfeld parallel zu $\bar{M}$ beeinflusst wird (s. Text)

M durch den zusätzlichen Beitrag zum Feld beeinflusst. Das führt zu einem Zusatzterm $\vec{J} \times \vec{M}$ zusätzlich zu dem "klassischen" Term $\vec{J} \times \vec{H}_0$ in der normalen Bewegungsgleichung für $\vec{M}$. Die Lösung der neuen Gleichungen führt schließlich zu einem komplexen Diffusionskoeffizienten. Für eine quantitative Herleitung sei auf die Originalarbeiten von Leggett¹⁶ bzw. Legget und Rice¹⁷ verwiesen.

2.3. Superfluidität

Dieser Abschnitt soll einen Überblick verschaffen über die bisher vorliegenden theoretischen Vorhersagen für einen eventuellen superfluiden Phasenübergang der ^3He -Komponente in $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen. Gemäß der BCS-Theorie reicht eine beliebig schwache anziehende Wechselwirkung zwischen den Fermiteilchen aus, um eine Cooper-Paar-Bildung bei hinreichend tiefen Temperaturen stattfinden zu lassen und damit einen solchen Phasenübergang zu ermöglichen. Der Mechanismus, der zu einer anziehenden Wechselwirkung führen könnte, wäre, ebenso wie bei der Supraleitung der Elektronen in Metallen, denkbar als Austausch virtueller Phononen.

Abgesehen von der unterschiedlichen Quantenstatistik unterscheidet sich ein ^3He -Atom von einem ^4He -Teilchen praktisch nur durch das unterschiedliche Volumen, das es in der Flüssigkeit einnimmt. Bei gleicher Nullpunktenergie besitzt ^3He wegen der geringeren Masse ein etwa 30 % größeres Volumen als ^4He . Ein ^3He -Atom hinterläßt also eine Dichtefluktuations im ^4He -Untergrund.

Für ein anderes, "passendes" ^3He -Atom ist es dann günstig, sich in der Spur seines Vorgängers "aufzuhalten", es wird angezogen.

Mit dieser zwar anschaulichen, aber sehr oberflächlichen Betrachtung ist es natürlich nicht möglich, eine Abschätzung einer Phasenübergangstemperatur zu erhalten. Hierfür ist vielmehr eine möglichst detaillierte Kenntnis des Wechselwirkungspotentials $V(k_i, k_j)$ zwischen den Quasiteilchen in den Zuständen k_i und k_j nötig. Die meisten Experimente können allerdings nur Aussagen liefern über ein mittleres Potential $\langle V \rangle(\Delta k)$ mit $(\Delta k = k_i - k_j)$, gemittelt über alle möglichen Kombinationen von k_i und k_j . Ein Trick besteht nun darin, bei verschiedenen Konzentrationen Messungen für $T \ll T_F$ durchzuführen. Mißt man bei einer kleinen Konzentration x_1 , dann ist $k \lesssim 2 \cdot k_{F1}$. Man erhält einen Mittelwert des Potentials V_1 . Bei einer größeren Konzentration x_2 erhält man entsprechend $k \lesssim 2 k_{F2}$ mit $k_{F2} > k_{F1}$ und ein Potential V_2 . Es liegt jetzt nahe, die Differenz von V_2 und V_1 auf die Wechselwirkung der Teilchen mit Impulszuständen k zurückzuführen, für die gilt $k_1 < k < k_2$. Eine Wiederholung dieser Messungen für verschiedene Konzentrationen würde im Prinzip also die gewünschte Kenntnis über $V(\Delta k)$ verschaffen.

Bis heute sind allerdings die Ergebnisse noch nicht genau genug, um $V(\Delta k)$ quantitativ bestimmen zu können. Selbst qualitativ ist der Verlauf des Potentials noch nicht bekannt. In Tabelle 1 soll ein Überblick über einige der bisher erschienenen Vorhersagen für die Temperatur gegeben werden. Tabelle 2 enthält die Formeln der dabei verwendeten Potentiale .

Tabelle 1 (Übersicht theoretischer Vorhersagen eines superfluiden Phasenübergangs in He-Mischungen)

Autor	Jahr	Typ	T_c max (mK)	bei x (%)	p (bar)	Potential (Param.)	Referenz
Bardeen et al	1967	s	$2 \cdot 10^{-3}$	1.3	0	BBP (2)	18,19
"	"	p	$5 \cdot 10^{-6}$	5	0	"	"
"	"	s,p	$2.2 \cdot 10^{-3}$	1.6	0	"	"
Landau et al	1970		0.1		10,20	LTBE (6)	20
Hoffberg	1971	s	0.1	1.2	20	LTBE (6)	21
"	"	p	15 (!)	8.85	20	"	"
Patton et al	1975		0.9	8.85	20	LTBE (6)	22
Østgaard	1974		$1.7 \cdot 10^{-6}$	8.8	0	YS (2)	23
Fay	1977	s	$1.3 \cdot 10^{-5}$	0.6	0	erw. LTBE ()	24,25
"	"	p	$4 \cdot 10^{-4}$	6.5	0	"	"
"	"	s	0.24	1	20	LTBE (6)	"
"	"	p	$x(\%) \cdot 1$	6.5	20	"	"
Bashkin	1978	s	1.4	3	0	s-Wellen-Streulänge	26
Owen	1981	p	0.15-0.3	9.5	10	Grundzustands- wellenfunktion	27

Tabelle 2

(Form der Potentiale aus Tabelle 1)

Bardeen, Baym, Pines (BBP)	$V(k) = - \left V_0 \right \cos \left(\beta k / \hbar \right)$
Landau, Tough, Brunaker, Edwards (LTBE)	$V(k) = V_0 (a_0 + a_1 y + a_2 y^2 + a_3 y^3 + a_4 y^4)$ mit $y = (k/2k_0)^2$
Fay (erweitertes LTBE)	$V(k) = -(V_c/V) \sum_{n=0}^4 a_n (k/k_0)^{2n} \exp \left\{ -B (k/k_0)^2 \right\}$
Yntema, Schneider (YS)	$V(r) = V_0 \left(1200 e^{-4.82r} - \frac{1.24}{r^6} - \frac{1.89}{r^8} \right)$ mit $V_0 = 7250 \text{ K}$, r in Å

3. Experimenteller Aufbau

Die experimentellen Arbeiten wurden an der Jülicher Tiefsttemperaturanlage durchgeführt. Dabei handelt es sich um einen $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungskryostaten (Modell 236 der Firma S.H.E.²⁹) mit zwei Kernentmagnetisierungsstufen (Abb. 3). Eine genaue Beschreibung der Anlage ist in Ref.30 zu finden. Die Experimente sind räumlich zwischen der ersten und zweiten Kernstufe angeordnet ("Experimental Space" in Abb. 3). Die Kupferplatte am oberen Ende der Kupferentmagnetisierungsstufe dient als Trägerplattform für die Experimente. Beim Entwurf des Aufbaus wurde besonderer Wert auf zwei Eigenschaften gelegt:

1. Innerhalb des zur Verfügung stehenden Volumens sollte der Anteil von "freiem" Helium (s.u.) möglichst groß sein im Vergleich zur Masse des Kalorimeters und zum Anteil des "Oberflächen"-Heliums (s.u.).
2. Das Wärmeleck in das Kalorimeter sollte klein gehalten werden.

Zu 1: Die gemessene spezifische Wärme C_M setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: spezifische Wärme des Heliums C_{He} und spezifischer Wärme des (leeren) Kalorimeters C_0 . Um C_{He} möglichst genau aus C_M bestimmen zu können, muß entweder C_0 bekannt sein oder sehr klein verglichen mit C_{He} . Aus Gründen, die bei der Beschreibung des Thermometers noch erläutert werden, war es nicht möglich, C_0 zu messen. Da C_0 aber auch nicht beliebig klein gemacht werden kann, mußte das He-Volumen (und damit C_{He}) möglichst

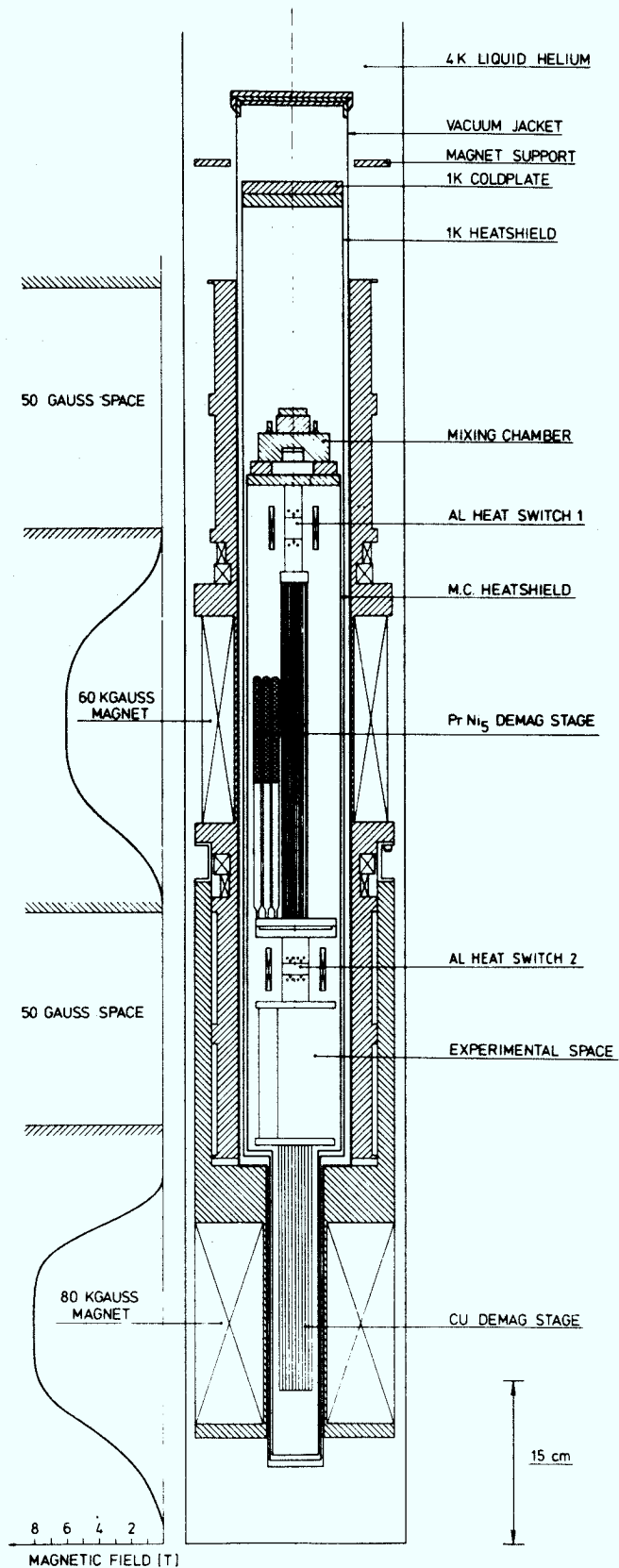


Abb. 3 : Aufbau der Jülicher Entmagnetisierungsanlage
(übernommen aus Ref.30)

groß gemacht werden. Darüberhinaus wurde gefordert, den Anteil des Heliums in unmittelbarer Nähe von Oberflächen klein zu halten, da Dichte und Konzentration von Helium-Mischungen an Grenzflächen nicht mehr mit denen von freiem Helium übereinstimmen. Die Ergebnisse für die spezifische Wärme würden daher verfälscht. Außerdem ändern sich die magnetischen Eigenschaften in der Nähe von Grenzflächen, was einen Nachweis von Spinwellen erschwert oder sogar verhindert hätte. Aus diesen Gründen wurde die Wärmetauscherfläche im Kalorimeter relativ klein (ca. 50 m^2) gehalten. Daraus folgt dann aber sofort die Notwendigkeit der Forderung 2.

Zu 2: Eine Hauptschwierigkeit beim Abkühlen von Helium-Proben, vor allem ^4He und $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen, stellt der hohe Wärmeübergangswiderstand zwischen Helium und Metallen dar. Eine erste Erklärung dafür gab Khalatnikov im Jahre 1952 ³¹. Danach wird der für den Wärmetransport durch die Grenzfläche verantwortliche Phononenaustausch stark behindert durch eine sogenannte "akustische Fehlanpassung". Aufgrund der um etwa eine Größenordnung kleineren Schallgeschwindigkeit und der kleineren Dichte des flüssigen Heliums gegenüber der von Metallen werden die meisten Phononen an der Grenzfläche Helium-Metall reflektiert und können so nicht zu einem Wärmetransport beitragen. Nur ein kleiner Teil der Phononen, nämlich der, der fast senkrecht auf die Grenzfläche trifft, kann diese durchdringen. Berechnet man den Wärmetransport auf der Grundlage

dieses Modells³², so erhält man einen Wärmewiderstand (Kapitzawiderstand), der bei abnehmender Temperatur mit T^{-3} ansteigt. Unterhalb 0.2 K wurde für reines ^4He auch tatsächlich ein solches Verhalten gefunden^{33,34}. In reinem ^3He und auch in He-Mischungen findet man glücklicherweise eine geringere Zunahme des Kapitzawiderstandes R_K mit sinkender Temperatur nach der Formel

$$R_K \cdot A \cdot T^n = K \quad (35)$$

A gibt die Größe der Grenzfläche an und K ist eine materialabhängige Konstante. Für reines ^3He ist n dabei unterhalb 20 mK gleich eins^{35,36,37}, für He-Mischungen wurden Werte zwischen eins und drei gefunden^{38,39,40}. (Weshalb der Exponent n in Gl. 35 für ^4He , ^3He und $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen unterschiedlich ist, läßt sich durch die oben erwähnte Theorie nicht erklären. Es gibt andere Theorien, die auch durch einige experimentelle Daten⁴¹ unterstützt werden, nach denen eine magnetische Wechselwirkung zwischen ^3He und dem Festkörper für einen verbesserten Wärmeübergang verantwortlich sind). Dieser Übergangswiderstand sorgt bei Anwesenheit eines Wärmelecks $\dot{Q}$ in das flüssige Helium für einen Temperatursprung ΔT zwischen Helium und Wärmetauscher :

$$\Delta T = R_K \cdot \dot{Q} \quad (36)$$

bzw.

$$\Delta T = \frac{K}{A} T^n \dot{Q} \quad (37)$$

Um nun trotz der Einschränkung bezüglich der Oberfläche A (siehe oben) den Temperatursprung ΔT auch bei tiefen Temperaturen möglichst klein zu halten, mußte das Wärmeleck gegenüber anderen Experimenten (z. B. Osheroff³⁹ : $A = 1000 \text{ m}^2$, $\dot{Q} = 1 \text{ nW}$) wesentlich verringert werden. Gleichzeitig wird dadurch auch noch die Temperaturdrift, die bei Messungen der spezifischen Wärme stört, kleiner.

In den folgenden Abschnitten wird erst der mechanische und kryotechnische Aufbau beschrieben. Daran schließt sich eine Beschreibung der Meßverfahren an. Bevor dann im nächsten Kapitel die Meßergebnisse diskutiert werden, werden noch einige experimentelle Vorbereitungen erläutert, die vor den eigentlichen Messungen durchgeführt werden mußten.

3.1. Kalorimeter

Eine Schnittzeichnung der eigentlichen Meßzelle ist in Abb. 4 zu sehen. Die Auswahl des Materials geschah unter folgenden Gesichtspunkten:

1. kleine spezifische Wärme
2. gute Wärmeleitfähigkeit
3. mechanische und chemische Eigenschaften

Als optimal erwies sich Silber⁴². Wie in fast allen nichtmagnetischen reinen Metallen kann in dem untersuchten Temperaturbereich ($T \lesssim 30 \text{ mK}$) der Anteil der Elektronen ($C_e \propto T$) und der Phononen ($C_{ph} \propto T^3$) zur spezifischen Wärme gegenüber der erwarteten spezifischen Wärme der Helium-Probe vernachlässigt

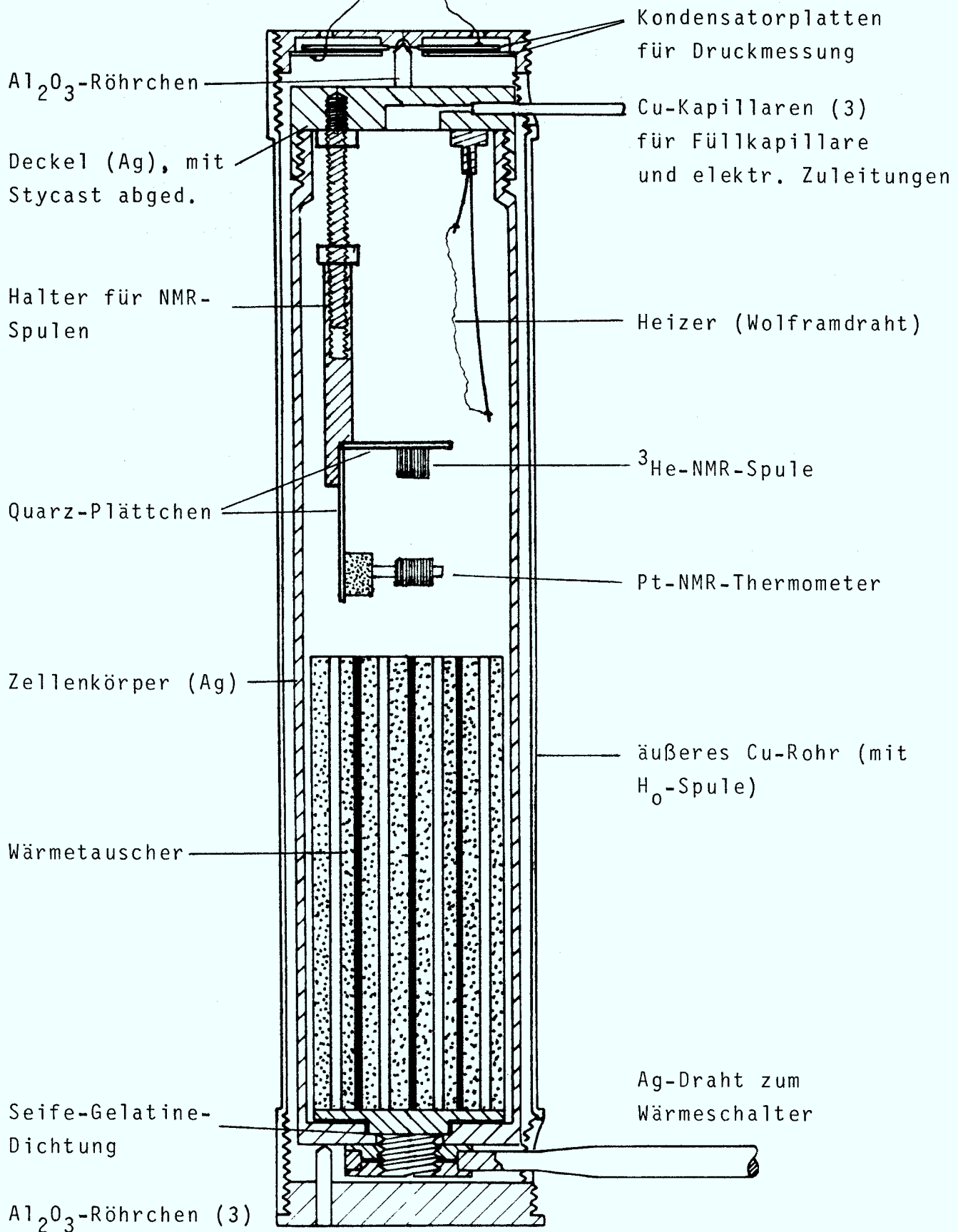


Abb. 4 : Aufbau des Kalorimeters (Details siehe Text)

werden. Wegen des verwendeten Thermometerprinzips (Pt-NMR-Thermometer) und des dafür notwendigen Magnetfeldes B ist aber auch noch die kernspezifische Wärme zu berücksichtigen. Dieser Anteil ist proportional zu B^2/T^2 , nimmt also mit sinkender Temperatur stark zu, während die spezifische Wärme des Heliums proportional zu T abnimmt.

Hier verhält sich Silber wegen des kleineren kernmagnetischen Moments der natürlich vorkommenden Isotope sehr günstig im Vergleich zu anderen in Frage kommenden Materialien. So ist z. B. die kernspezifische Wärme pro Mol bei Silber etwa 300 mal geringer als bei Kupfer und noch 10 mal geringer als bei Platin. Die Werte von Wolfram und Gold sind etwa gleich groß wie die von Silber. Abb. 5 zeigt die erwarteten Anteile der spezifischen Wärmen in Abhängigkeit von der Temperatur.

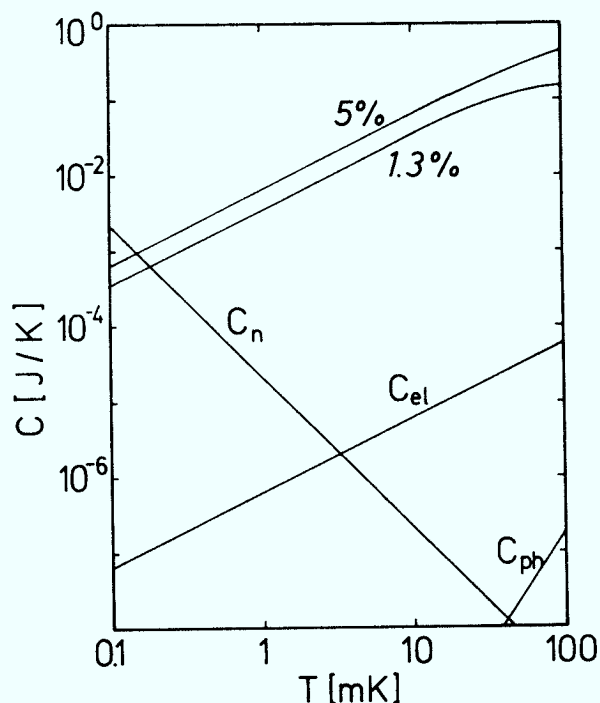


Abb. 5 :

Spezifische Wärme von Helium-Mischungen (nach Anderson et al.⁶⁹) im Vergleich zu den Anteilen der spez. Wärmen des Kalorimeters. Zugrundegelegt wurde für die Mischungen jeweils 1 Mol bzw. für die Festkörper die auf Seite 33 angegebenen Massen.

(C_n bei 300 Gauss)

Gegenüber diesen Metallen besitzt Silber allerdings eine wesentlich höhere Wärmeleitfähigkeit. Dadurch wird die thermische Relaxationszeit des Systems vor allem bei höheren Temperaturen kürzer. Während nämlich bei tiefen Temperaturen $T \leq 1$ mK eindeutig der im vorigen Abschnitt erwähnte Kapitza-Widerstand den Wärmeaustausch behindert, wird bei höheren Temperaturen der Widerstand des Wärmeschalters, aber auch der des Zellkörpers, immer wichtiger.

Weitere Eigenschaften von Silber, die sich positiv auf das Experiment auswirken, sollen nur stichwortartig erwähnt sein: keine Oxydschicht ($\rightarrow$ kein zusätzlicher Wärmewiderstand), gute mechanische Bearbeitbarkeit, ausreichende Festigkeit ($\rightarrow$ dünne Wände = geringe Wärmekapazität), gute Benetzbarkeit durch Weichlote (Einlöten von Kapillaren).

Die Zelle (Abb. 4) besteht aus dem Unterteil mit dem Wärmetauscher und dem Deckel mit den Durchführungen für elektrische Zuleitungen und Füllkapillaren. Außerdem waren die Halterungen für das Thermometer und die ^3He -NMR-Spule sowie für den Heizwiderstand ebenfalls im Deckel untergebracht. Der Wärmetauscher wurde mit einem Gewinde an seiner Bodenplatte durch ein Loch im Boden des Unterteils gesteckt und mit einer Gegenmutter befestigt. Vakuumdicht wird die Verbindungsstelle durch ein Seife-Gelatine-Gemisch⁴³.

Die Durchführungen im Deckel bestehen aus drei Kupferkapillaren, die mit Cd eingelötet sind. Dabei wurden vorhandene Kapillaren

auf einen so kleinen Durchmesser (ca. 0.5 mm $\varnothing_a$) gezogen, daß die elektrischen Zuleitungen gerade noch durchgeführt werden konnten. Die Durchführungen wurden mit Stycast 2850 FT⁴⁴ abgedichtet. Ein Versuch, die Schraubverbindung zwischen Deckel und Unterteil reversibel mit dem Seife-Gelatine-Gemisch abzdichten, schlug fehl. Unter Druck war die Verbindung nicht dicht, so daß hier schließlich auch Stycast 2850 FT benutzt wurde.

Insgesamt wurden folgende Materialien verwendet:

Silber (massiv)	75.4 g
Silber (Sinter)	36.7 g
Platin	0.32 g
Kupfer	0.18 g
Quarz	0.02 g
Epoxyd-Kleber	} jeweils < 0.01 g
Seife-Gelatine	
NbTi, Cd	

Die Zelle steht auf drei ca. 5 mm langen, schlecht wärmeleitenden AL_2O_3 -Stäbchen (1.5 mm $\varnothing$) innerhalb eines oben und unten geschlossenen Cu-Rohres mit zwei seitlichen Öffnungen für die Zuleitungen (Abb. 4). Von oben wird die Zelle ebenfalls mit einem AL_2O_3 -Stäbchen abgestützt. Das Cu-Rohr dient gleichzeitig als Träger einer supraleitenden Spule zur Erzeugung des H_0 -Feldes für die NMR-Messungen. Die Spule besteht aus einer Lage Multifilament-NbTi-Draht (Niomax A61/10⁴⁵) mit Kompensationswicklungen an den Enden, um einen möglichst großen homogenen Feldbereich

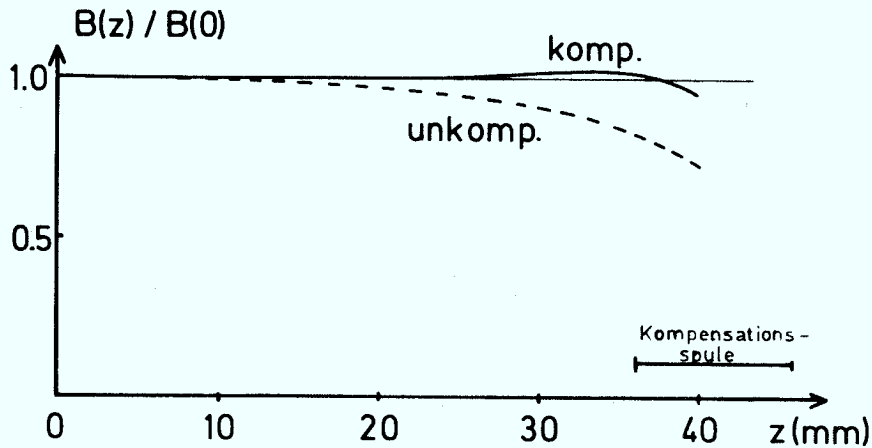


Abb. 6 : Theoretischer Feldverlauf entlang der z-Achse der H_0 -Spule mit und ohne Kompensationswicklungen.

zu erzielen (insgesamt $783 + 2 \times 51$ Wdg.). Abb. 6 zeigt den theoretischen Feldverlauf entlang der Längsachse des Spulenträgers. Innerhalb ± 20 mm vom Spulenmittelpunkt war die relative Abweichung kleiner als 1 %. Dieser äußere Cu-Behälter ist mechanisch über einen Winkel aus 3 mm starkem Cu mit dem Kryostaten verbunden und befindet sich auf der gleichen Temperatur wie die zweite Kernstufe.

3.1.1. Wärmetauscher

Für den Wärmetauscher wurde 700 Å-Silberpulver⁴⁶ benutzt. Innerhalb des Sinters ist die Wärmeleitung um mehrere Größenordnungen schlechter als in massivem Metall⁴⁷. Ebenfalls wird die Wärmeleitung der Helium-Mischung in den Poren des Sinters durch die Begrenzung der freien Weglänge der Quasiteilchen behindert. Aus diesem Grunde enthält der Sinter 24 Ag-Drähte (0.5 mm $\emptyset$) und 21 Längskanäle (1 mm $\emptyset$), die wie in Abb. 7

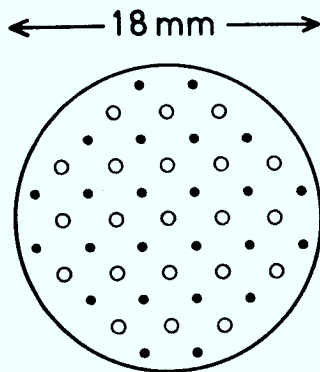


Abb. 7 :

Aufbau des Wärme-
tauschers (Querschnitt)

angeordnet sind. Die Silberdrähte wurden dabei am unteren Ende durch Löcher in einer Silberplatte gesteckt, die dann im Vakuum gegen eine Trägerplatte preßverschweißt (15 bar, 780°C) wurde, so daß die Silberdrähte eingeklemmt waren. Da sich unter diesen Bedingungen die Bodenplatte verziehen konnte, wurden das untere Gewinde und die Dichtfläche erst danach auf einer Drehbank bearbeitet.

Das Anfertigen des Sinterkörpers selber geschah in einer dickwandigen (2 cm) Teflonform mit einem Preßstempel ebenfalls aus Teflon. Die Kanäle wurden durch Cu-Drähte mit einem stramm sitzenden Teflonmantel freigehalten. Die Silberdrähte wurden durch kurzes Anätzen in verdünnter Salpetersäure angeraut. Das Silberpulver wurde in einer hydraulischen Presse unter etwa 200 bar bei Raumtemperatur bis auf einem Füllfaktor von 36 % verdichtet. Um über die gesamte ganze Länge des Sinterkörpers einen halbwegs homogenen Druck zu erreichen, wurde reichlich Methanol als "Schmiermittel" benutzt. Nach dieser Behandlung war der Sinterkörper zwar schon selbsttragend aber noch sehr weich und empfindlich. Er wurde daher noch unter leichtem Druck (ca. 2 bar) für etwa 30 min bei 180° C im Vakuum gesintert. Ein Vorsintern, wie in Ref. 47 vorgeschlagen, war nicht nötig, da praktisch keine Volumenänderung festzustellen war.

Vorher waren Oberflächenmessungen nach der BET-Methode⁴⁸ an gleich behandelten Proben durchgeführt worden (gleicher Füllfaktor, gleiche Wärmebehandlung). Dabei ergab sich für die Probe vor der Wärmebehandlung eine spezifische Oberfläche von $1.8 \text{ m}^2/\text{g}$, nachher $1.3 \text{ m}^2/\text{g}$. Diese Werte stehen in Übereinstimmung mit Ergebnissen von Veuro⁴⁷ und van Dongen⁴⁹. Insgesamt wurden 36.7 g Silberpulver verwendet, was eine Gesamtoberfläche von etwa 48 m^2 ergibt.

3.1.2. Pt-Thermometer, ^3He -NMR, Heizer

Für die Thermometrie im Bereich ultratiefer Temperaturen hatte sich in unserem Labor das Verfahren der Pt-NMR-Thermometrie bewährt⁵⁰, so daß ein solches Thermometer auch für die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen aufgebaut wurde. Das Thermometer soll thermisch sehr gut an die He-Mischung angekoppelt und von dem Zellkörper möglichst gut thermisch entkoppelt sein. Diese Maßnahme ist notwendig, da wegen des hohen Kapitzawiderstandes keineswegs immer ein thermisches Gleichgewicht zwischen Probe und Zelle besteht. Eine Messung der spezifischen Wärme des leeren Kalorimeters war dadurch aber unmöglich, weil ohne Helium-Mischung kein thermischer Kontakt zwischen Thermometer und Kalorimeter bestand.

Um die thermische Zeitkonstante des Thermometers klein zu halten, ist eine geringe spezifische Wärme und ein kleiner Wärmeübergangswiderstand zum Helium anzustreben. Aus diesem Grunde wurde

sehr feines Platinpulver⁵¹ als Wärmetauscher für das Thermometer verwendet. Dieses Platinpulver hat ein extrem hohes Verhältnis Oberfläche/Masse, nominal $25 \text{ m}^2/\text{g}$, und erfüllt damit die gewünschte Bedingung. Dieser Wert entspricht einem Teilchendurchmesser von nur etwa $60 \text{ \AA}$. Die Ergebnisse von Kernresonanzmessungen an so kleinen Partikeln weichen zum Teil erheblich von den an massivem Material gefundenen Werten ab^{52,53,54}. Insbesondere können Abweichungen vom Curie-Verhalten (d. h. $\chi \propto 1/T$) auftreten. Dieses Gesetz stellt aber die Grundlage des verwendeten Thermometrie-Verfahrens dar.

Daher wurde als Probe für die Kernresonanzmessungen ein Bündel von 450 Pt-Drähtchen⁵⁵ mit je $25 \text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser benutzt. Den Aufbau des Thermometers zeigt Abb. 8. Das in einem Methanol-Ultraschallbad gereinigte Pt-Bündel wurde zuerst an einer Seite auseinander-gespreizt und mit einer etwa $100 \text{ \AA}$ dicken SiO_2 -Schicht bedampft. Auf dieser Seite, die später die kombinierte NMR-Sender-Empfänger-spule tragen sollte, waren die Drähtchen dadurch voneinander elektrisch isoliert. Verluste durch Wirbelströme und Skineffekt werden so verringert. Anschließend wurde das ganze Bündel mit einem

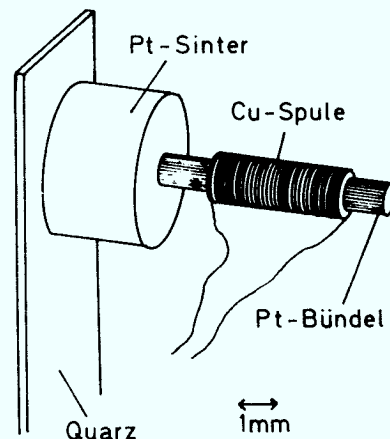


Abb. 8 : Aufbau des
Pt-NMR-Thermometers

Platin-Drähtchen wieder zusammengebunden und für 24 h bei 800°C im Vakuum gegläht. Danach waren die Platindrähtchen sehr weich und ohne mechanische Spannungen. Das umgewickelte Drähtchen wurde wieder entfernt. Die nicht isolierte Seite des Bündels wurde schließlich gespreizt und in eine Pille, bestehend aus dem oben erwähnten Pt-Pulver, eingepreßt.

Für die Preßform und den Preßstempel wurde gehärtetes CuBe verwendet. Nach dem hydraulischen Pressen unter Standardbedingungen betrug der Füllfaktor 37 %. Der genaue Preßdruck ist nicht bekannt, betrug aber mehrere kbar. Unter diesen Bedingungen war die Pt-Pille mechanisch sehr stabil. Oberflächenmessungen nach der BET-Methode an Vergleichsproben hatten folgende Werte ergeben:

- Füllfaktor 11 % (von Hand im Schraubstock gepreßt),
keine Wärmebehandlung: 22 m²/g
- Gleiche Probe, aber 1 h bei 500° C gesintert,
Volumen auf etwa 50 % geschrumpft,
Füllfaktor 31 % : nur noch 2 m²/g
- Füllfaktor 37 % (hydraulisch gepreßt),
keine Wärmebehandlung : 16 m²/g

Am Schluß wurde dann auf das isolierte Ende des Pt-Bündels eine Spule aus lackisoliertem 25 µm-Kupferdraht gewickelt. Diese Spule besteht aus 8 Lagen mit insgesamt 871 Windungen. Die Wicklungen wurden jeweils mit einer kleinen Menge GE-Varnish⁵⁶ fixiert. Gegenüber dem in Ref. 50 verwendeten Verfahren, bei dem die fertige Spule auf das Pt-Bündel aufgeschoben wurde, ergibt sich ein etwa um den Faktor 2 besserer Füllfaktor und damit ein besseres Signal/Rausch-Verhältnis.

Das gesamte Thermometer war mit einer winzigen Menge Stycast 2850 FT auf ein etwa 0.2 mm starkes, 3 mm breites und 10 mm langes Quarzscheibchen geklebt, welches seinerseits an einem im Deckel der Zelle festgeschraubten Silberstäbchen befestigt war. Die Daten des Thermometers sind :

Pt-Bündel: 450 Drähtchen, je
25 μm $\emptyset$, 14 mm lang
 $m = 0.066 \text{ g}$

Pt-Pille: 2.5 mm x 4 mm $\emptyset$
Füllfaktor 37 %
 $m = 0.25 \text{ g}$, ca. 4 m^2

Cu-Spule: 8 Lagen,
871 Wdg., 25 μm -CuL-Draht
0.8 mm $\emptyset_i$, 1.3 mm $\emptyset_a$, 3.6 mm lang
 $L = 0.15 \text{ mHenry}$

Die ^3He -NMR-Spule befindet sich etwa 1 cm oberhalb des Platin-Thermometers. Sie ist freitragend, d. h. ohne Spulenkörper, ebenfalls auf ein Quarzscheibchen geklebt. Die Wicklungen sind mit sehr wenig GE-Varnish fixiert. Die Spule ist 2.4 mm lang und besteht aus 4 Lagen mit 280 Windungen Cu-Draht (25 μm $\emptyset$). Innen- bzw. Außendurchmesser betragen 1.8 bzw. 2.1 mm. Die Induktivität beträgt ca. 85 μH .

Außerdem ist noch ein Heizer im Deckel der Zelle befestigt. Dieser besteht aus einem ca. 3.5 cm langen und 13 μm starken Wolframdraht⁵⁷, dessen Enden an je einen 50 μm starken supra-leitenden NbTi-Draht⁴⁵ punktgeschweißt waren. Der Widerstand

bei He-Temperatur betrug 1.80Ω . Der Wolframdraht ist bei diesem Aufbau vollständig von flüssigem Helium umgeben. Die Idee dabei war, daß ein Heizer mit extrem kleiner spezifischer Wärme auch eine sehr kleine thermische Zeitkonstante hat. Während eines Heizpulses ist der Wolfram-Draht zwar stark überhitzt, gibt diese Wärme aber wegen des bei höheren Temperaturen kleinen Kapitza-Widerstandes schnell an das umgebende Helium ab. Die nach dem Heizpuls eventuell noch verbleibende Restwärme in dem Draht kann wegen der geringen spezifischen Wärme vernachlässigt werden. Nach der Reparatur einer gebrochenen Zuleitung hatte sich der Heizerwiderstand allerdings auf 4.65Ω erhöht. Es muß angenommen werden, daß nur etwa $1/3$ der Heizleistung über den W-Draht in das flüssige Helium gingen, die restlichen $2/3$ aber über den Zellkörper bzw. Wärmetauscher zugeführt wurden. Die Meßprotokolle zeigen zwar keine Beeinträchtigung hinsichtlich des thermischen Zeitverhaltens. Allerdings machte sich die hohe kernspezifische Wärme der Zelle und des Wärmetauschers bei tiefen Temperaturen bemerkbar (siehe auch Abschnitt 4.1.)

3.1.3. Wärmeschalter

Um die während der Messungen thermisch isolierte Zelle abkühlen zu können, ist eine zeitweise thermische Verbindung mit der zweiten Kernstufe des Kryostaten erforderlich. Da bei den eingesetzten extrem tiefen Temperaturen praktisch nur supra-leitende Wärmeschalter in Frage kommen, beschränkte sich die Auswahl auf supraleitende Materialien. Gewählt wurde Zink,

da es einen besonders einfachen und sicheren thermischen Kontakt durch Löten ermöglicht bei gleichzeitig geringem Platzbedarf.

Zn besitzt in normalleitendem Zustand eine sehr gute Wärmeleitfähigkeit, vergleichbar mit der von Silber oder Kupfer ($K_n \approx 10^3 T \text{ W/K m}$), und gleichzeitig ein hohes Schaltvermögen⁵⁸ unterhalb von 100 mK von etwa $K_n/K_s \approx 100/T^2$ (T in K). Die supraleitende Sprungtemperatur liegt bei 0.85 K, das kritische Feld beträgt 54 Oe.

Der Wärmeschalter (Abb. 9) besteht aus zwei Zn-Streifen (99.9999 %, 0.2 mm x 3 mm x 20 mm), die in der Mitte um 180° gebogen sind. Das verringert den Raumbedarf und vermindert die Gefahr eingefangener Flußschläuche. Ein Ende ist an ein kurzes Stück Kupferdraht (2 mm Ø) gelötet, der den Kontakt zur zweiten Kernstufe herstellt, das andere Ende ist an einen etwa 15 cm langen Silberdraht (1.6 mm Ø, RRR $\approx$ 300) gelötet, der Kontakt zum Kalorimeter herstellt.

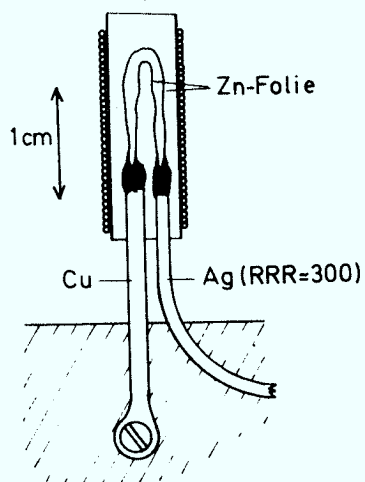


Abb. 9 : Querschnitt durch den supraleitenden Zink-Wärmeschalter.

Die Zn-Streifen befinden sich mit den Lötstellen innerhalb einer Spule, in deren Feld das Zink normalleitend gemacht werden kann. Die Spule besteht aus einer Lage Multifilament-NbTi-Draht⁴⁵ (A 61/05, 50 μm $\varnothing$) mit 300 Windungen. Der Spulenkörper besteht aus einem Cu-Rohr, das längs aufgeschlitzt ist, um Wirbelströme beim Betätigen des Wärmeschalters zu vermeiden. Die Gesamt-abmessungen des Wärmeschalters betragen etwa 6 mm $\varnothing$ x 20 mm.

3.1.4. Druckmeßeinrichtung

Um den Füllvorgang überwachen und um eventuelle Druckänderungen während der Messungen erkennen zu können, ist die Zelle mit einer Druckmeßeinrichtung versehen. Dabei wird einfach kapazitiv die Längenänderung der Zelle gemessen. Der Deckel der Zelle (siehe Abb. 4) drückt dazu über ein Al_2O_3 -Stäbchen gegen den Deckel des äußeren Kupferbehälters, der als Membrane (ca. 0.5 mm dick) ausgebildet ist. Dadurch wird eine (isolierte) Cu-Scheibe von einer darunterliegenden (ebenfalls isolierten) Cu-Scheibe weggedrückt. Die dadurch verursachte Kapazitätsänderung wird mit einer Brücke (General Radio 1616 Precision Capacitance Bridge, Nullabgleich mit Ithaco Dynatrac 391 A Lock-In-Amplifier, 10 kHz) gemessen und ist ein Maß für die dem Druck proportionale Längenänderung der Silberzelle. Die relative Empfindlichkeit beträgt 0.053 pF/bar. Mit der Kapazitätsbrücke können $5 \cdot 10^{-6}$ pF ohne Schwierigkeiten aufgelöst werden, was einer Druckänderung von etwa 0.1 mbar entspricht. Die Kalibrierung erfolgte mit einem Texas-Instruments Präzisions-Barometer⁵⁹.

3.2. Fülleitung

Als eine der möglichen Hauptursachen für ein Wärmeleck kommt vor allem das Helium in der Füllkapillare in Betracht³⁹. Denn im Gegensatz zu Metallen nimmt die Wärmeleitung von Helium-Mischungen mit sinkender Temperatur nicht ab, sondern proportional zu $1/T$ zu (unterhalb von etwa 15 mK). Ein sorgfältiges thermisches Abfangen der Füllkapillare vor allem im unteren Temperaturbereich ist daher wichtig. Eine schematische Gesamtübersicht zeigt Abb. 10.

Zusätzlich zu den üblichen Wärmetauschern (^4He -Bad, 1K-Platte, Still, Mischkammer) wurde ein Kaltventil hinter der Mischkammer an der ersten Kernstufe (PrNi_5) installiert. Während der Messungen betrug die Temperatur der ersten Stufe üblicherweise etwa 1 mK. Im Prinzip wurde der Entwurf von Roach et al.⁶⁰ übernommen. Dabei wird eine Teflonspitze durch Druck in einer zusätzlichen ^4He -Kapillare gegen einen Ventilsitz aus Messing gepreßt und unterbricht so die Fülleitung. Die nötige Beweglichkeit erhält der Stempel mit der Teflonspitze durch zwei konzentrische Metallbälge, die gleichzeitig Füll- und Betätigungsleitung vakuum- und druckdicht abschließen. Die Gesamtabmessungen betragen $24 \text{ } \varnothing \times 37 \text{ mm}$. Als einzige Änderung gegenüber dem Original-Entwurf wurde Kupfer statt Messing wegen der besseren Wärmeleitung und der kleineren spezifischen Wärme verwendet. Außerdem wurde statt reinem ^4He eine Mischung aus 6 % ^3He in ^4He zum Betätigen des Ventils benutzt. Wegen der verglichen mit ^4He kleineren Wärmeleitfähigkeit im Temperaturbereich oberhalb

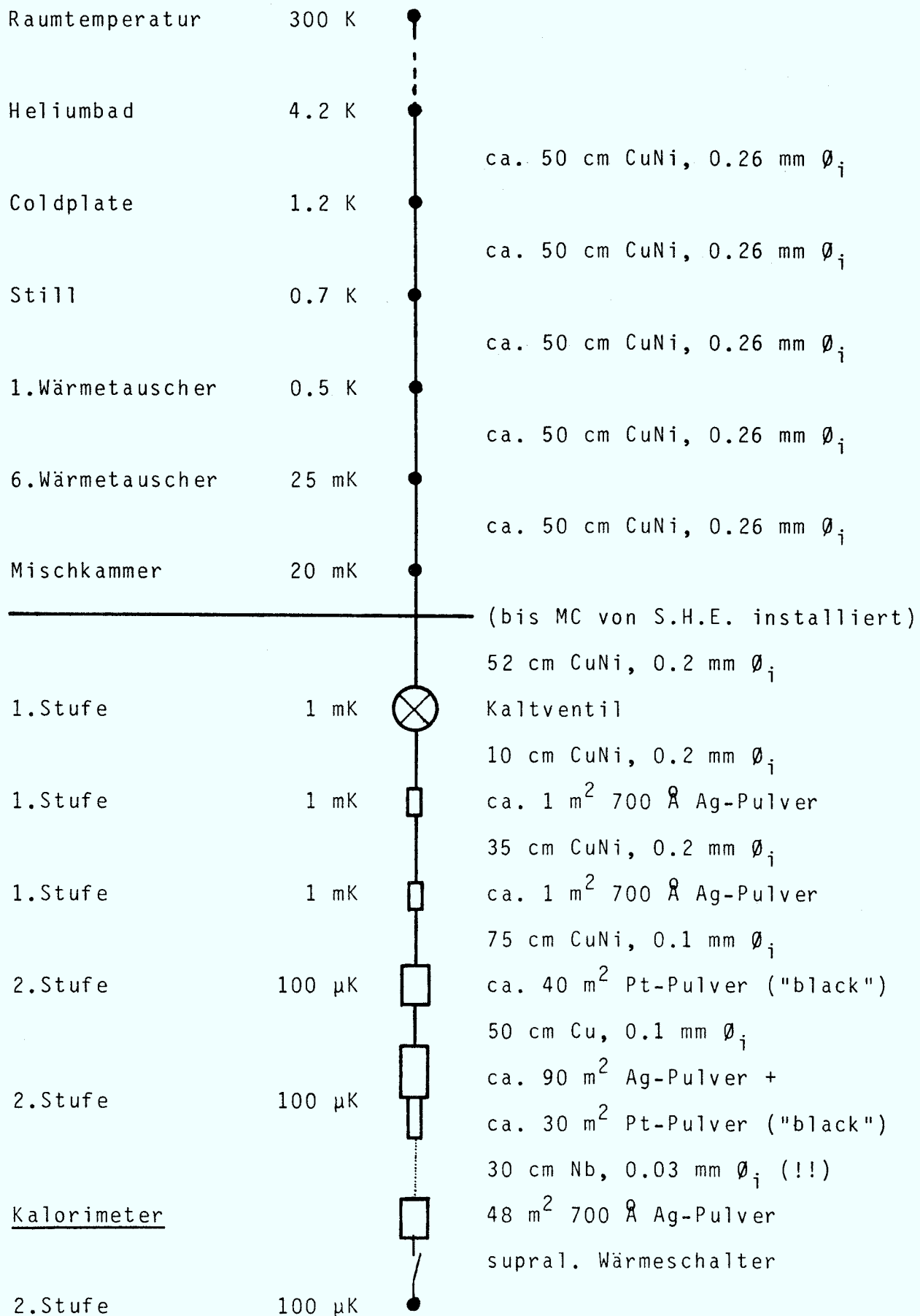


Abb. 10 : Übersicht der ³He/⁴He-Füllkapillare

15 mK wurde dadurch die zusätzliche Wärmebelastung der Mischkammer verringert. Diese Zusatzbelastung hatte ursprünglich die Mischkammertemperatur auf 30 mK (reines ^4He in der Betätigungskapillare) statt der üblichen 18 mK (leer bzw. He-Mischung) begrenzt.

Durch Schließen des Ventils wird die direkte Wärmeleitung durch die He-Mischung unterbrochen. Außerdem wird verhindert, daß sich Druckschwankungen vom wärmeren Teil der Apparatur bis zum Kalorimeter ausbreiten können und so zu einer viskosen Erwärmung beitragen. Solche Druckschwankungen sind denkbar als Vibration bzw. Schall vom Raumtemperaturteil der Anlage aus. Aber auch Schwankungen des Niveaus des flüssigen Heliums im Dewar verursachen langsame Druckänderungen.

Der größte Wärmetauscher der Anlage befindet sich unmittelbar vor dem Kalorimeter auf der Temperatur der zweiten Kernstufe und war wegen der besseren thermischen Ankopplung kälter als das Kalorimeter. Er besteht aus zwei Stufen. Die erste (auf der Füllseite) besteht aus 51 g Silber-Pulver⁴⁶, entsprechend ca. 90 m^2 . Zur gleichmäßigen Wärmeverteilung im Sinter sind über eine Länge von 75 mm etwa alle 3 mm Kupfernetze eingepreßt, die in Verbindung mit dem dickwandigen (2 mm) Kupferbehälter stehen. Die zweite Stufe (auf der Kalorimeterseite) besteht aus 1.5 g Pt-Pulver⁵¹ mit eingepreßten Platindrähtchen und einer Oberfläche von ca. 30 m^2 . Neben der Aufgabe als Wärmetauscher erfüllt diese Anordnung auch noch den Zweck, eventuell doch noch vorhandene Druckschwankungen zu dämpfen.

Die Verbindung zwischen diesem letzten Vorkühler und dem Kalorimeter wird durch eine Kapillare mit extrem kleinem Innendurchmesser hergestellt. Die Kapillare besteht aus Niob-Rohr, das im supraleitenden Zustand ein sehr schlechter Wärmeleiter ist. Da ein solches Rohr mit hinreichend kleinem Durchmesser nicht zur Verfügung stand, wurde ein vorhandenes Röhrchen ($\varnothing_a = 1 \text{ mm}$, $\varnothing_i = 0.5 \text{ mm}$) auf kleineren Durchmesser gezogen. Der Außendurchmesser betrug danach 0.5 mm, der "effektive" Innendurchmesser wurde bei Raumtemperatur nach folgender Formel⁶¹ bestimmt, indem die Durchflußrate von He-Gas bei bekanntem Ein- und Auslaßdruck gemessen wurde:

$$L = 135 \cdot \frac{d^4}{l} \cdot \bar{p}$$

Dabei ist L die Durchflußrate in l/sec, $\bar{p}$ der Mittelwert zwischen Ein- und Auslaßdruck in bar, l die Länge der Kapillare in cm und d der Innendurchmesser in cm. Danach beträgt der effektive Innendurchmesser nur noch 30 μm . Die Länge der Kapillare ist etwa 30 cm. Neben der erwünschten Wirkung durch eine extrem kleine Querschnittfläche wird die Wärmeleitung innerhalb der Mischung noch zusätzlich dadurch begrenzt, daß unterhalb etwa 2 mK die freie Weglänge der Quasiteilchen nicht mehr durch Stöße untereinander, sondern durch den Durchmesser der Kapillare bestimmt wird.

3.3. Meßverfahren der spezifischen Wärme

Die Messung der spezifischen Wärme erfolgte nach der klassischen Wärmepulsmethode, d. h. die Temperaturen vor (T_i) und nach (T_F) einen Wärmepuls Q werden gemessen. Dann gilt für die spezifische Wärme näherungsweise

$$C (\langle T \rangle) = \frac{Q}{T_F - T_i}$$

mit $\langle T \rangle = (T_F + T_i) / 2$. Für den Fall, daß C proportional zu T ist, d.h. $C = \gamma \cdot T$, gilt diese Beziehung sogar genau.

Um eine Verfälschung der Daten durch Temperaturdrift, Streuung der Temperaturablesungen und langsame thermische Relaxation möglichst zu kompensieren, wurden zwischen den Wärmepulsen immer mehrere Temperaturen in Intervallen Δt abgelesen.

Allgemein erhält man bei Anwesenheit eines Wärmelecks $\dot{q} (t)$ bei einer spezifischen Wärme $C(T)$ eine Temperaturänderung in der Zeit t von T_0 nach T nach der Formel

$$\int_0^t \dot{q} (t) dt = \int_{T_0}^T C (T) dT$$

Ist $\dot{q}$ konstant und C proportional zu T mit $C = \gamma \cdot T$, so wird daraus

$$\dot{q} \cdot t = \frac{\gamma}{2} \cdot (T^2 - T_0^2)$$

Dementsprechend wurden die Daten angepaßt nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Formel

$$T^2 = 2 \frac{\dot{q}}{\gamma} t + T_0^2 \quad (42)$$

T_F und T_i wurden dann extrapoliert als die Temperaturwerte in der Mitte zwischen den zwei Meßpunkten vor und nach einem Wärmepuls.

Die Messungen wurden gesteuert durch einen Apple II-Rechner, der die Temperaturwerte ablas, die Pulsdauer für die Wärmepulse über ein Relais steuerte und die Rechnungen durchführte.

Temperaturverlauf und qualitatives Verhalten der spezifischen Wärme konnten am Bildschirm ONLINE beobachtet werden. Abb. 11 zeigt ein Blockschema des Aufbaus.

Folgende Parameter wurden vom Experimentator eingegeben:

Thermometer (it PLM-3) :

- NMR-Pulsdauer (abhängig von der Temperatur)
- Pulsabstand (mindestens die fünfache Spin-Gitter-Relaxationszeit von Pt)

Stromgeber (Knick Präzisions-Stromgeber Typ J 40) :

- Heizstrom (abhängig von Heizdauer und Temperatur)

Programm :

- Zahl der Thermometerpulse zwischen den Wärmepulsen
- Heizdauer (mindestens 4 sec, siehe unten)

Die Heizdauer wurde als Parameter zu Beginn einer Meßreihe eingegeben und anschließend durch das Programm proportional

zu T^2 verändert, so daß die relative Temperaturerhöhung pro Wärmepuls konstant blieb. Alle Parameter lassen sich, ohne eine Meßreihe zu unterbrechen, verändern. Der Heizwiderstand konnte über zwei zusätzliche Verbindungen zum Heizer nach der Vierdrahtmethode gemessen werden. Die Zeit zwischen den Wärmepulsen war mindestens eine Stunde, bei tiefen Temperaturen bis zu vier Stunden. Ein kommentiertes Programm-Listing ist im Anhang zu finden.

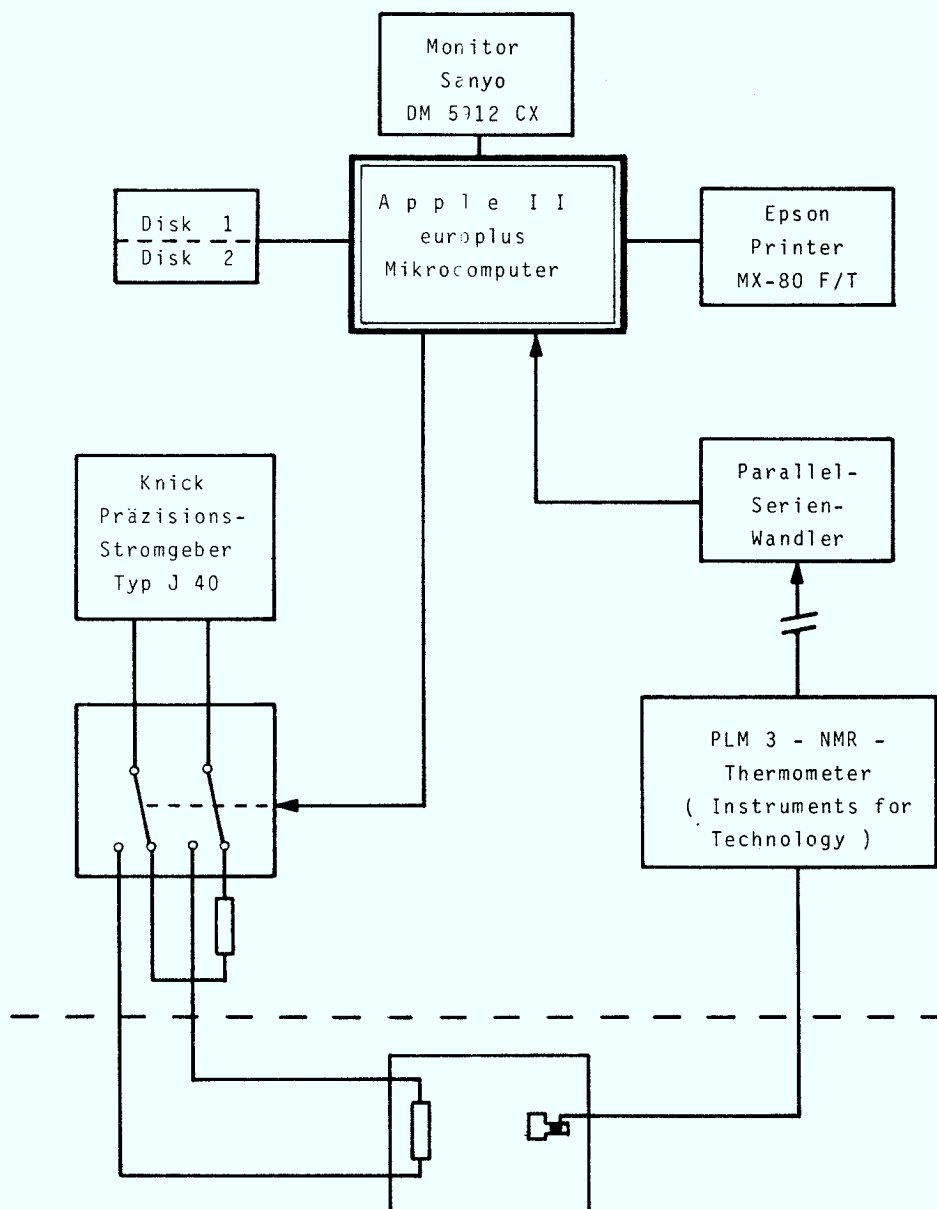


Abb. 11 : Prinzipschaltung des µC-kontrollierten Aufbaus
zur Messung der spezifischen Wärme

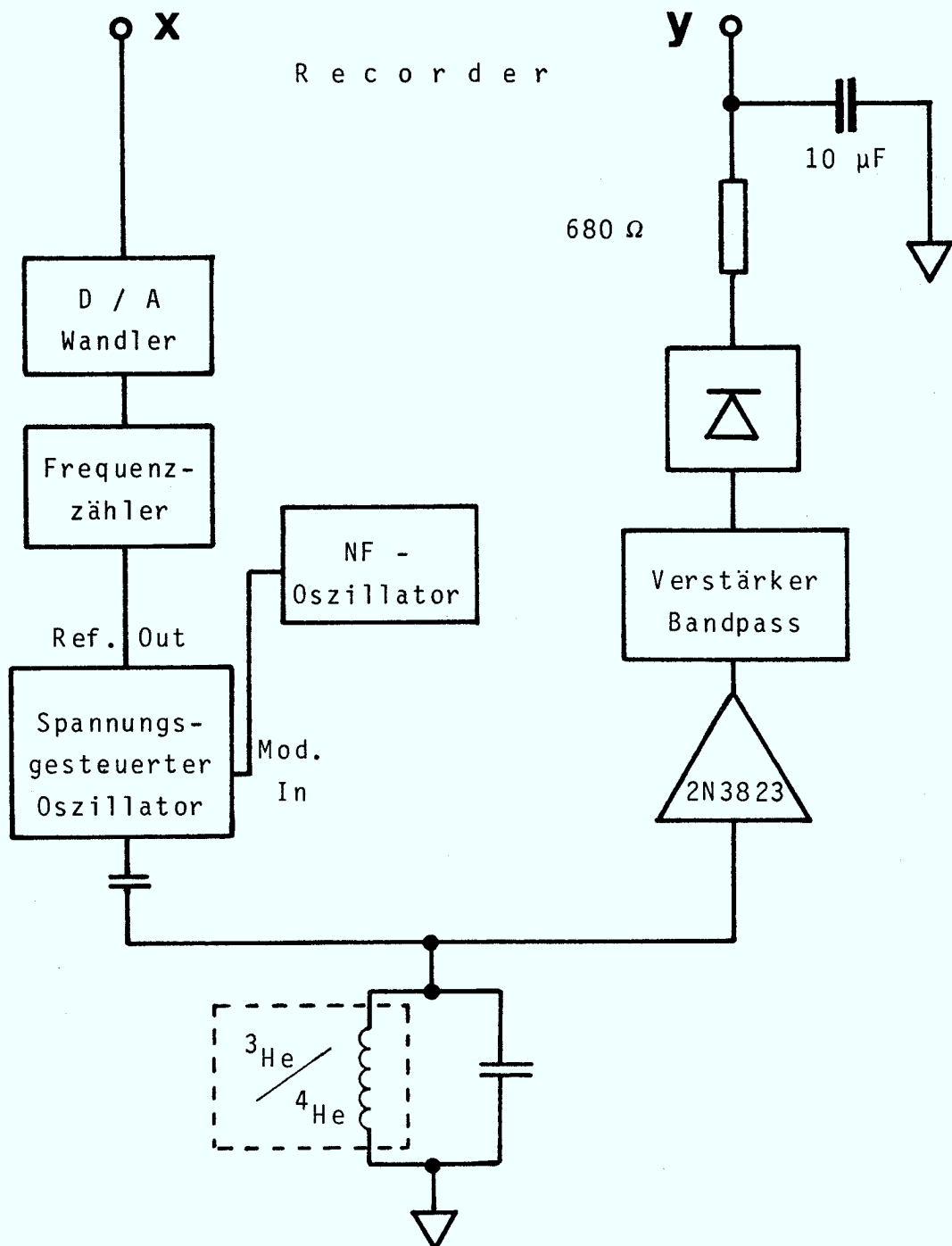
3.4. Aufbau für ^3He -NMR-Messungen

Die Messung der kernmagnetischen Eigenschaften erfolgte mit der Methode der kontinuierlichen Anregung. Dabei ist die Spule in der Helium-Probe Teil eines Parallel-Schwingkreises, der hochfrequent mit einem Hochfrequenzsignal gespeist wird. Die Spannung, die über dem Schwingkreis abfällt, wird detektiert und aufgezeichnet. Nähert sich die Frequenz der Larmorfrequenz $\omega_0 = H_0 \cdot \frac{\mu}{I}$ (H_0 =angelegtes Magnetfeld, μ =magn. Moment, I =Spin), dann treten Verluste im Schwingkreis auf, die sich durch Verkleinerung der Spannung über dem Kreis bemerkbar machen. Wird die detektierte Spannung auf der y-Achse aufgezeichnet und ist die x-Koordinate proportional zur Frequenz, erhält man die Resonanzkurve.

Der schematische Aufbau der Elektronik ist in Abb. 12 gezeigt. Die Hochfrequenz wird in einem spannungskontrollierten Oszillator (siehe Anhang) erzeugt. Die Modulationsspannung wird von einem Wavetek-Oszillator (30 MHz Sweep-Generator Model 164) geliefert. Die Frequenz wird in einem Zähler (General Radio 1192B-counter) gemessen und gelangt über einen Digital/Analog-Wandler (Hewlett Packard Digital-Analog-Converter 580A) an den x-Eingang eines Recorders. Die Hochfrequenzspannung über dem Schwingkreis wird unmittelbar am Kryostatkopf vorverstärkt und gelangt dann über einen Verstärker (Brookdeal Precision ac-Amplifier Typ 452), einen Detektor (2 Dioden) und einen Tiefpaß auf den y-Eingang des Recorders.

Wegen der sehr scharfen ^3He -Resonanzlinie machen sich schon kleine Feldinhomogenitäten als Linienverbreiterung bemerkbar. Um diese zu kompensieren, waren außen am Kryostaten noch zwei Kompensationsspulen angebracht, mit denen vor einer Meßreihe die Linienform optimiert wurde (maxximale Amplitude, minimale Linienbreite).

Abb. 12 : Blockschaltung der NMR-Experimente (siehe Anhang)



3.5. Experimentelle Vorbereitungen

Vor den Messungen waren jeweils noch einige Vorarbeiten notwendig. Da bei der Zusammenfassung der Ergebnisse in Kapitel 4 der Einfluß dieser Maßnahmen auf die Resultate diskutiert wird, folgt eine kurze Beschreibung.

3.5.1. Zubereitung der Mischung

Zubereitet und aufbewahrt wurden die Mischungen in jeweils 6 l fassenden Vorratsbehältern. Die Vorratsbehälter wurden vorher mehrmals ausgepumpt und mit ^4He -Gas gespült. Die gewünschte ^3He -Konzentration wurde hergestellt, indem in einem nicht genau bekannten, aber konstanten Volumen (6 l-Tank plus einige cm^3 Totraum in den Manometern) ein bestimmter Gasdruck erzeugt wurde. Der Druck wurde mit einem TI-Präzisions-Druckmesser⁵⁹ bestimmt. Insgesamt wurden jeweils ca. 7 bar, d. h. etwa 42 l (STP) Mischung zubereitet. Dabei wurde zuerst 1 bar ^4He in den Tank gelassen, anschließend die berechnete Menge ^3He , und zum Schluß bis auf den Endwert ^4He aufgefüllt. Das ^3He stammte von zwei verschiedenen Herstellern^{62,63} und wurde unmittelbar aus den gelieferten Vorratsflaschen entnommen. Die beiden Sorten unterscheiden sich im wesentlichen durch einen unterschiedlichen Tritium-Anteil. Darauf wird im Abschnitt 4.3.1. (Wärmeleck) näher eingegangen. Das ^4He (von Messer-Griesheim⁶⁴) hatte den Reinheitsgrad 99.9996 %. Dieses Gas wurde vor Verwendung in einer in flüssigem Stickstoff gekühlten Gasfalle gereinigt. Trotzdem blockierte die Füllkapillare beim Auspumpen der Zelle

regelmäßig, so daß später statt der LN_2 -gekühlten Falle eine LHe-gekühlte Falle aus Aktivkohle benutzt wurde. Danach traten keine Probleme durch Blockaden mehr auf, die vermutlich durch etwa 1 ppm Wasserstoff im ^4He verursacht worden waren.

3.5.2. Füllvorgang

Zum Füllen der Zelle wurde das Innere des Kryostaten auf etwa 2.5 bis 3 K gebracht. Diese Temperatur liegt einerseits tief genug, um eine fraktionierte Destillation der Helium-Mischung zu vermeiden. Andererseits ist sie aber höher als die superfluide Sprungtemperatur von ^4He . Die Gefahr, daß nur superfluides ^4He ohne das normalfluide ^3He durch die dünne Kapillare zwischen Vorkühler und Kalorimeter strömt, ist so ausgeschlossen.

Zum Füllen wurde ein Dipstick verwendet. Dabei handelt es sich um einen mit Aktivkohle gefüllten Behälter, der beim Abkühlen auf LHe-Temperatur große Mengen Helium aufnehmen kann. Beim Aufwärmen wird dieses Helium wieder abgegeben. Dabei können sehr hohe Drücke erzeugt werden, die im wesentlichen nur durch die Festigkeit des Behälters begrenzt werden. Der Maximaldruck während des Füllens der Zelle lag etwa bei 40 bar. Ein zusätzlicher Reinigungseffekt wurde noch erzielt, indem der Dipstick beim Aufwärmen nicht auf Raumtemperatur, sondern nur auf LN_2 -Temperatur gebracht wurde. Aus dem Dipstick wurde die Helium-Mischung dann über eine zusätzliche LN_2 -gekühlte Falle (ca. 5 cm³ Aktivkohle) in die Füllkapillare geleitet. Nach einigen Stunden war die Zelle gefüllt, was sich durch rapiden Anstieg der

kapazitiven Druckanzeige bemerkbar machte. Nach Einstellen des gewünschten Druckes wurde der Kryostat wieder auf Mischkammertemperatur abgekühlt. Über Nacht wurde der Druck auf der Raumtemperaturseite (TI) und der Zellendruck (kapazitiv) aufgezeichnet. Beide waren üblicherweise nach einigen Stunden im Gleichgewicht. Danach wurde das Kaltventil geschlossen. Durch das Betätigen des Ventilstempels ändert sich das Füllvolumen um ca. 1 mm^3 bzw. relativ um $3 \cdot 10^{-5}$. Eine entsprechende Druckerhöhung auf beiden Seiten des Ventils (Raumtemperaturdruck, Zellendruck) während des Schließens diente als Anzeige, daß keine Blockade vorlag und beide Seiten vor dem Schließen des Ventils tatsächlich im Druckgleichgewicht waren.

3.5.3. Kalibrieren des Platin-NMR-Thermometers

Kernresonanzmessungen an Platin lassen sich auf zwei verschiedene Arten zur Thermometrie benutzen. Bei der einen Methode wird die Spin-Gitter-Relaxationszeit τ_1 gemessen. Daraus läßt sich über die Korringa-Relation $\tau_1 \cdot T = 29.8 \text{ mKs}$ die Temperatur bestimmen. Die zweite Methode, die für diese Arbeit benutzt wurde, geht von der Gültigkeit des Curie-Gesetzes ($\chi = C/T$) aus, nach dem die Suszeptibilität umgekehrt proportional zur Temperatur ist. Da eine Absolutmessung der Suszeptibilität praktisch nicht durchführbar ist, ist für diese Methode allerdings mindestens eine bekannte Temperatur notwendig.

Diesen Temperaturpunkt lieferte ein NBS-Superconducting-Fixpoint-Device⁶⁵ mit fünf verschiedenen supraleitenden Proben,

deren Sprungtemperatur zwischen 15.72 mK (Wolfram) und 203.1 mK (AuIn_2) liegen. Das Fixpoint-Device (FPD) ist an der Mischkammer des Kryostaten innerhalb einer supraleitenden Abschirmung angebracht. Aus technischen Gründen wurden die beiden Pt-NMR-Thermometer (Kalorimeter, 2. Kernstufe) nicht direkt mit Hilfe des FPDs kalibriert, sondern indirekt über zwei Kohlewiderstände an der Mischkammer. Um den Einfluß magnetischer Streufelder auf die supraleitenden Sprungtemperaturen des FPDs vernachlässigbar klein zu halten, wurde bei allen Messungen folgende Reihenfolge eingehalten: Noch bevor irgendein Magnet eingeschaltet wurde, wurden die Anzeigen der beiden Kohlewiderstände mit den T_c s des FPD verglichen. Danach wurden alle Wärmeschalter (zur ersten und zur zweiten Stufe des Kryostaten und zum Kalorimeter) geschlossen. Nach etwa 24 h Wartezeit war das gesamte System in thermischem Gleichgewicht. Die Heizleistung in die Still wurde vorher reduziert, um keine nennenswerten Temperaturgradienten durch zu große Kühlleistung der Mischkammer zu erhalten. Die Pt-NMR-Thermometer wurden nun bei etwa 20 mK kalibriert, wobei die Temperaturen an den beiden Kohlewiderständen an der Mischkammer abgelesen wurden.

Während der Messungen wurden die beiden Pt-NMR-Thermometer von Zeit zu Zeit miteinander verglichen. Die Abweichungen betrugen einmal 3 %, einmal 12 % (wahrscheinlich verursacht durch Fehlfunktion eines Wärmeschalters) und lagen üblicherweise unterhalb 1 %. Am Ende der Messungen erfolgte dann wieder ein Vergleich mit den Kohlewiderständen, wobei auch hier wieder keine signifikanten Abweichungen (d. h. $> 1 \%$) festzustellen

waren. Wegen dieser guten Übereinstimmung wurden alle Messungen mit den gleichen Konstanten für die Thermometer-Kalibrierung ausgewertet.

Eine weitere Maßnahme, um Fehler in der Thermometrie möglichst auszuschließen, betraf das Pt-NMR-Thermometer im Kalorimeter. Durch den Verzicht auf eine supraleitende Abschirmung war das Thermometer magnetischen Streufeldern ausgesetzt. Falls diese Streufelder eine Änderung der Feldhomogenität verursacht hätten, wäre eine geänderte Kalibrierung die Folge gewesen. Aus diesem Grunde wurde unter vielen verschiedenen Bedingungen τ_2 (Spin-Spin-Relaxationszeit = die Zeitkonstante, mit der das Suszeptibilitäts-signal relaxiert) gemessen. Änderungen der Feldhomogenität bewirken sofort eine Änderung von τ_2 . Das Resultat war, daß unter allen Bedingungen, bei denen Messungen durchgeführt wurden, τ_2 konstant war mit dem Wert $665 \pm 15 \mu\text{s}$. Dieser Wert ist etwas besser als der für das Pt-NMR-Thermometer der zweiten Kernstufe gemessene ($525 \mu\text{s}$) und liegt deutlich über dem für Pt-Pulver gemessenen τ_2 von etwa $400 \mu\text{s}$ in Ref.47 und ebenso deutlich unterhalb des Wertes für $\tau_2 = 1 \text{ ms}$ in Ref.66. Die Unterschiede sind vermutlich auf verschiedene Reinheiten der Platinproben zurückzuführen.

4. Meßergebnisse

Die Hauptziele dieser Arbeit waren die Messungen der spezifischen Wärme und der kernmagnetischen Eigenschaften von Helium-Mischungen sowie die Suche nach einem eventuellen superfluiden Phasenübergang von ^3He in ^4He . Die Ergebnisse dieser Messungen werden in den folgenden Abschnitten ausführlich beschrieben. Daneben konnten bei den Auswertungen noch weitere Daten wie Kapitza-widerstand und Wärmeleck berechnet werden. Diese vor allem experimentell interessanten Werte werden am Ende des Kapitels zusammengefaßt.

4.1. Spezifische Wärme

Die Meßwerte für die spezifische Wärme wurden nach der bereits beschriebenen Wärmepulsmethode (siehe Abschnitt 3. und Anhang) gewonnen. Die Datensätze für die verschiedenen Mischungen und Drücke wurden nicht in einem Durchgang, d. h. beginnend bei der niedrigsten und fortlaufend bis zur höchsten Temperatur, erzielt, sondern es waren jeweils mehrere Durchgänge erforderlich. Dafür waren zwei Gründe entscheidend :

1. Die niedrigsten Temperaturen konnten wegen eines zeit-abhängigen Wärmelecks (siehe Abschnitt 4.3.1.) erst mehrere Wochen nach dem Einkondensieren der Helium-Probe erreicht werden.
2. Während der Helium-Transfers in den Dewar, die spätestens alle 36 h erforderlich waren, wurden die Messungen unterbrochen. Ein solcher Transfer verursachte elektronische und thermische Störungen, die erst nach etwa 2 h, bei sehr

tiefen Temperaturen auch später, abgeklungen waren.

Bei den verschiedenen Durchläufen wurde gleichzeitig der mögliche Einfluß verschiedener experimenteller Parameter auf die Ergebnisse geprüft. Um bis zum Faktor 20 unterschiedliche Heizleistungen bei gleichen Temperaturen beeinflussten die Daten ebensowenig wie um den Faktor 5 unterschiedliche Pulsdauern des Pt-NMR-Thermometers oder Änderungen im zeitlichen Ablauf (Zeit zwischen Thermometerpulsen, Zeit zwischen Heizpulsen, bei gleichen Temperaturen jeweils etwa um den Faktor 3 variiert). Auch wenn mehrere Wochen zwischen Durchläufen mit gleichen Temperaturbereichen lagen, konnte keine Abweichung der Daten voneinander festgestellt werden, die über die Streubreite hinausgegangen wäre. Das bedeutet, daß die Größe des Wärmelecks und damit die Temperaturdrift zwischen den Wärmepulsen ebenfalls keinen Einfluß auf die Meßwerte hatte. Das heißt aber auch, daß es keine Anzeichen gab für eine langsame Änderung der ^3He -Konzentration im Kalorimeter, verursacht vielleicht durch unterschiedlichen Druck der ^3He -Komponente im Kalorimeter und im Vorkühler (osmotischer Druck, "fountain pressure", siehe auch Punkt 6 der Fehlerdiskussion am Ende dieses Abschnitts).

Abb. 13 zeigt eine typische Messkurve bei tiefen Temperaturen. Deutlich ist unterhalb von 0.5 mK die langsame thermische Relaxation nach einem Wärmepuls zu erkennen. Oberhalb von 0.8 mK ist dagegen schon bei der ersten dem Heizpuls folgenden Temperaturablesung praktisch die volle Sprungantwort erfolgt. Die Steigung zwischen den Heizpulsen entspricht einem konstanten Wärmeleck von etwa 22 pW.

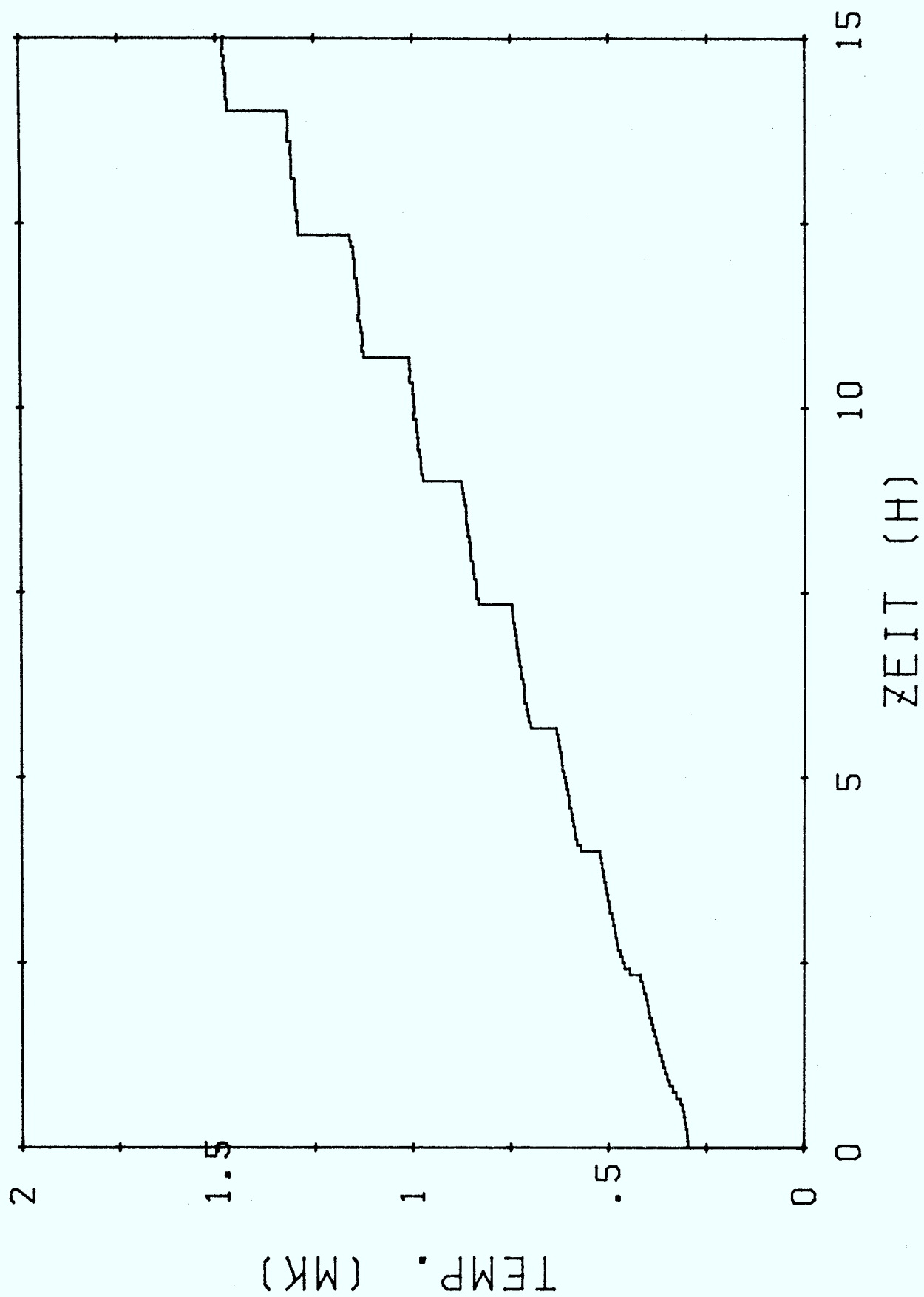


Abb. 13 : Temperaturverlauf während eines Meßdurchlaufs der spez. Wärme (9.45 %, 10 bar)

Auf den nächsten Seiten (Abb. 14 a - h) sind die Ergebnisse aus den Messungen der spezifischen Wärme graphisch dargestellt (Wertetabellen im Anhang). Dabei ist nicht die spezifische Wärme selbst, sondern die Proportionalitätskonstante γ gegen die Temperatur aufgetragen. γ ist definiert wie in Wheatleys Übersichtsartikel⁶⁷ der Helium-Mischungen :

$$\gamma = \frac{C}{n \cdot R \cdot T} \quad (43)$$

Dabei ist C die gemessene spezifische Wärme, $n = \frac{\text{Zellvolumen}}{\text{Molvolumen}}$ die Zahl der Mole und R die Gaskonstante.

Die eingetragenen Fehlerbalken entsprechen den statistischen Fehlern, die sich bei der Berechnung der Temperaturdifferenzen vor und nach einem Wärmepuls aus der Streuung der einzelnen Temperaturablesungen ergeben. Für $T \geq 0.8$ mK ist innerhalb der Meßgenauigkeit in keinem Fall eine Abweichung vom linearen Verhalten der spezifischen Wärme (d. h. $\gamma = \text{konstant}$) festzustellen. Unterhalb von etwa 0.8 mK macht sich zunehmend die kernspezifische Wärme des Kalorimeters bemerkbar.

Der direkte Einfluß dieser zusätzlichen Wärmekapazität läßt sich abschätzen (siehe Abb. 5) und sollte bei 0.8 mK noch relativ klein sein (weniger als 1 % der gesamten Wärmekapazität).

Wesentlich größer und praktisch kaum abzuschätzen ist dagegen eine eher indirekte Wirkung, die folgendermaßen zustandekommt : In dem Moment, in dem der Wärmeschalter zum Kalorimeter geöffnet wird, um einen Meßdurchlauf zu beginnen, ist das Silber (und

Kupfer) des Kalorimeters auf geringerer Temperatur als die Helium-Mischung. Diese Differenz kann bei tiefen Temperaturen wegen des hohen Kapitzawiderstandes ganz erheblich sein (z.B. Zelltemperatur $\approx$ Temperatur der zweiten Kernstufe = 60 μ K, Helium-Temperatur = 250 μ K). Bei den ersten Wärmepulsen geht nun nur ein Drittel, nämlich das über den Wolfram-Draht, vollständig ins Helium. Die übrigen zwei Drittel fließen über den Zellkörper und Wärmetauscher. Bevor diese aber Wärme an das Helium abgeben können, müssen sie erst auf die Temperatur des Heliums bzw. noch darüber hinaus aufgeheizt werden. Wegen der bei tiefen Temperaturen hohen Wärmekapazität ist dafür die Energie aus mehreren Heizpulsen notwendig. Durch diesen Effekt würde man eine etwa um den Faktor drei zu hohe scheinbare Wärmekapazität des Heliums messen. Tatsächlich tritt aber während der Wärmepulse eine lokale Überhitzung am Zellenkörper auf, so daß ein Wärmeübergang ins Helium auch hier teilweise stattfindet. Dadurch wird der Fehler zwar kleiner, verteilt sich aber über mehrere Heizpulse. Erst oberhalb von 0.8 mK, wo die Wärmekapazität der Zelle und auch der Kapitzawiderstand relativ klein sind, sind daher die Absolutwerte der spezifischen Wärme zuverlässig. Allerdings läßt sich aus den Werten bei tiefen Temperaturen ebenso wie aus dem Abkühl- und Aufwärmverhalten (siehe Abschnitt 4.3.3.) erkennen, daß keine Unstetigkeit in der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmen auftrat, wie man es z. B. bei einem superfluiden Phasenübergang erwarten würde.

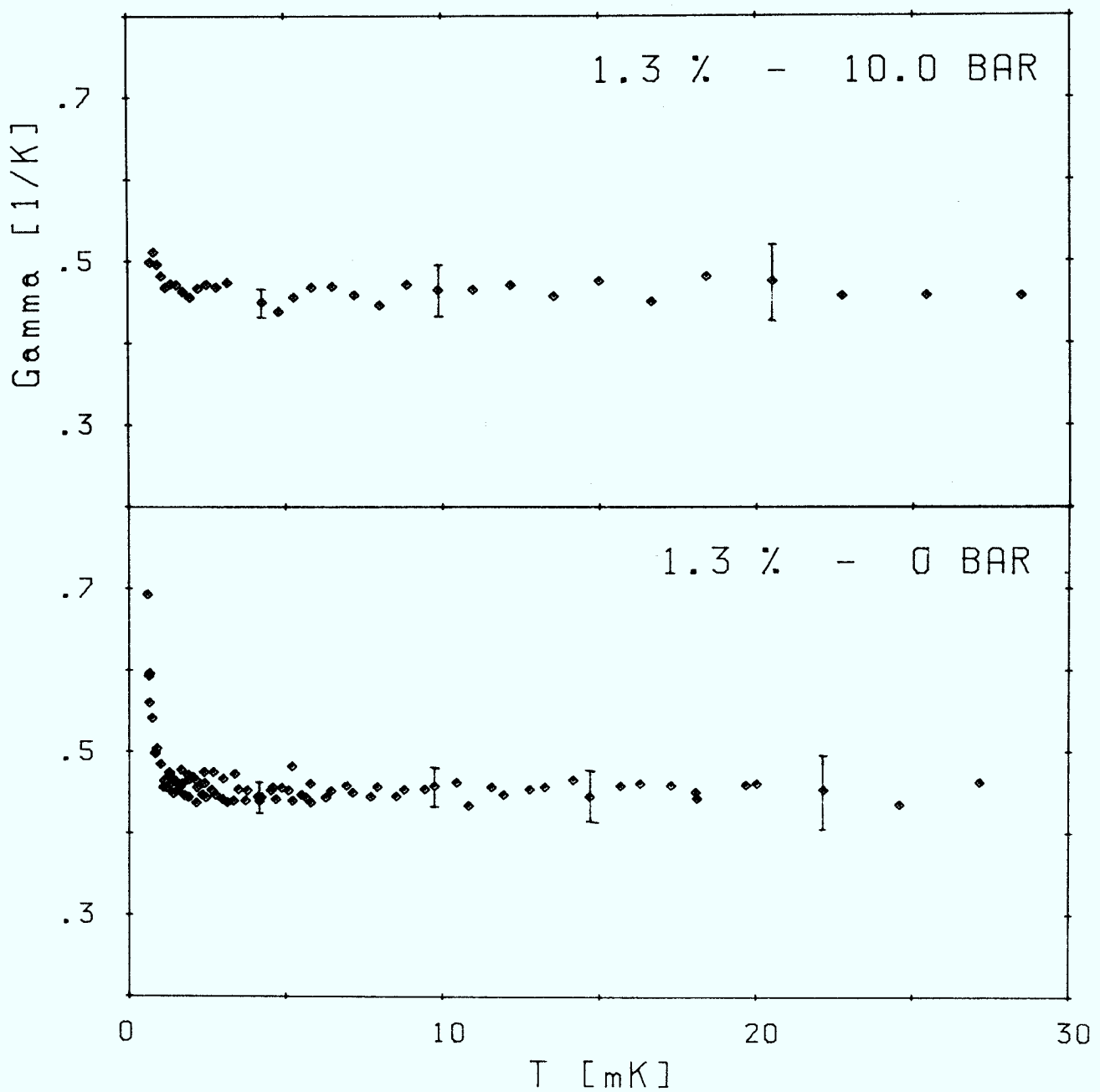
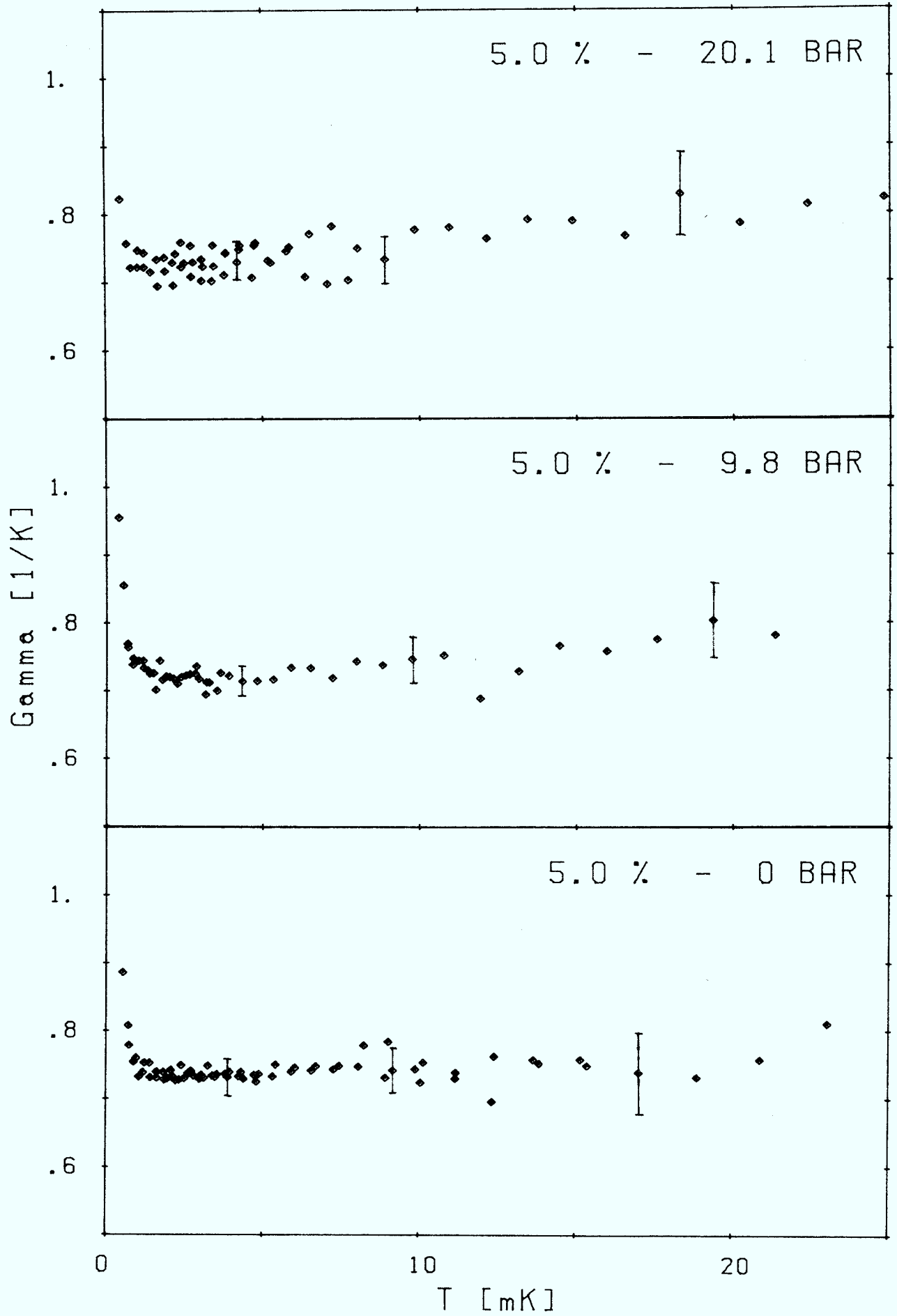
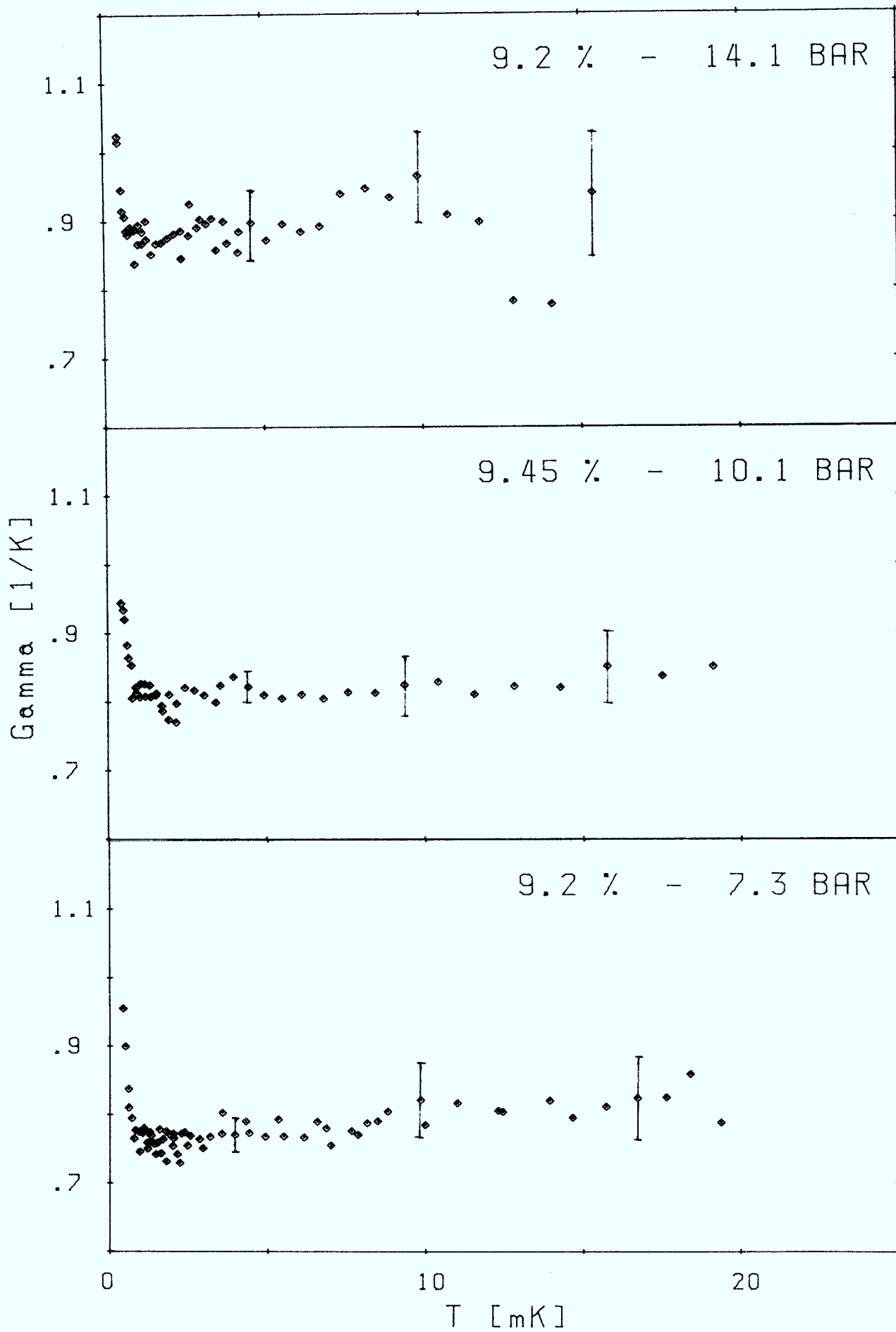


Abb. 14 a - h : Aufgetragen sind die Werte für γ , die sich aus den einzelnen Meßpunkten der spezifischen Wärme ergeben. Die eingetragenen Fehlerbalken kennzeichnen rein statistische Fehler, die aus der Streuung der einzelnen Temperaturablesungen berechnet wurden.





Neben dieser qualitativen Aussage interessierte natürlich besonders das Verhältnis m^*/m und dessen Druck- und Konzentrationsabhängigkeit. Wie im Abschnitt 2.1.3. beschrieben, ist m^*/m gleich dem Verhältnis der gemessenen spezifischen Wärme zu der spezifischen Wärme eines idealen Fermigas. Kombiniert man die Gleichungen (2), (3) und (20), so erhält man

$$T_F = \frac{\pi^2}{2} \times \frac{n \cdot R \cdot T}{C} = \frac{\pi^2}{2} \cdot \frac{x}{\gamma} \quad (44)$$

$$\frac{m^*}{m} = \frac{\hbar^2}{2 m k_B \cdot T_F} (3 \pi^2 n_3)^{2/3} \quad (45)$$

x ist die ^3He -Konzentration, γ ist wie in Gl. (43) definiert und n_3 ist die ^3He -Teilchendichte.

Tabelle 3 enthält die Ergebnisse für m^*/m , die sich aus den gemessenen spezifischen Wärmen ergeben. Die Mol-Volumina wurden nach den Ergebnissen der Arbeit von Watson et al.⁶⁸ aus x und p berechnet. Die angegebenen Fehler sind die Fehler, die sich aus der Streuung der Einzelwerte für γ ergeben, enthalten also noch keine systematischen Fehler. Eine graphische Zusammenfassung der Resultate für m^*/m zeigt Abb. 15. Neben den Ergebnissen dieser Arbeit enthält die Graphik auch noch die Ergebnisse der Arbeiten von Anderson et al.⁶⁹ sowie von Polturak und Rosenbaum⁷⁰. Diese Werte wurden ebenfalls aus Messungen der spezifischen Wärme von Helium-Mischungen erhalten. Außerdem enthält die Graphik noch drei theoretische Kurven, die von Disatnik und Brucker⁷¹ berechnet wurden. Das von ihnen

x (%)	p (bar)	V_{mol} (cm ³)	γ (1/K)	T_F (mK)	m^*/m	T-Bereich (mK)
1.3	0.0	27.68	0.46 +/- 0.01	139 +/- 3	2.37 +/- 0.05	1.0 - 27
1.3	10.0	25.25	0.47 +/- 0.01	136 +/- 3	2.58 +/- 0.05	1.0 - 28
5.0	0.0	27.97	0.74 +/- 0.02	333 +/- 9	2.45 +/- 0.07	0.8 - 21
5.0	9.8	25.47	0.73 +/- 0.02	338 +/- 9	2.53 +/- 0.07	0.8 - 21
5.0	20.1	23.87	0.75 +/- 0.04	329 +/- 17	2.74 +/- 0.14	0.8 - 25
9.2	7.3	26.22	0.78 +/- 0.03	582 +/- 22	2.16 +/- 0.08	0.8 - 19
9.2	14.1	24.96	0.90 +/- 0.04	504 +/- 22	2.58 +/- 0.11	0.8 - 16
9.45	10.1	25.65	0.82 +/- 0.02	569 +/- 14	2.29 +/- 0.05	0.8 - 19

Tabelle 3 : Parameter und Ergebnisse der spezifischen Wärme - Messungen. Die letzte Spalte gibt den Temperaturbereich an, der zur Auswertung herangezogen wurde.

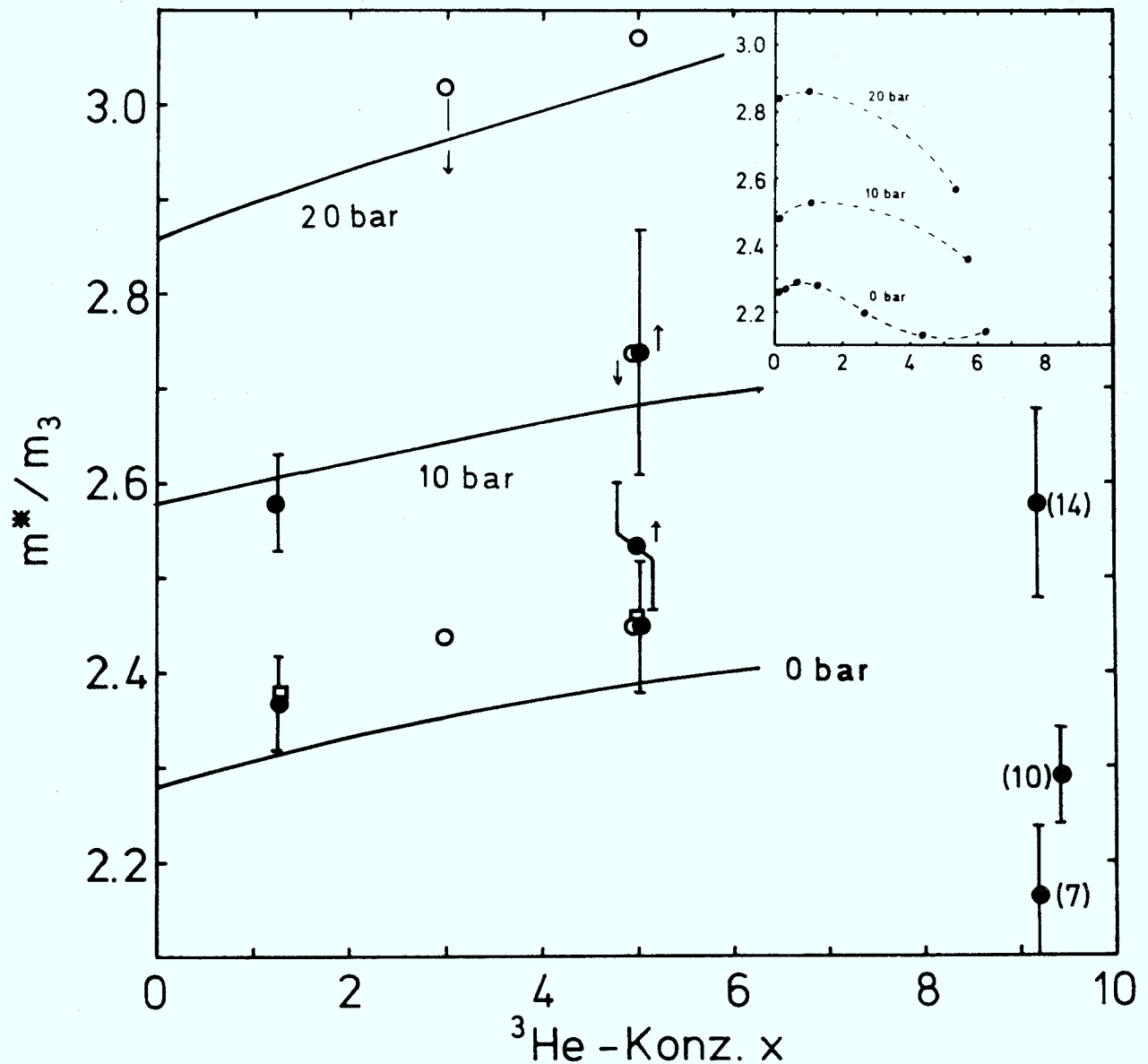


Abb. 15 : Die Grafik zeigt eine Zusammenfassung der Werte für m^*/m in Abhängigkeit von Druck und Konzentration. Neben den Werten dieser Arbeit (●) sind noch die Ergebnisse aus C_p -Messungen von Anderson et al.⁶⁹ (□) und Polturak und Rosenbaum⁷⁰ (○) eingezeichnet. Die durchgezogenen Linien entsprechen einem theoretischen Modell von Disatnik und Brucker⁷¹. Kleine Pfeile zeigen an, zu welchen theoretischen Kurven die experimentellen Werte "gehören". Bei den hohen Konzentrationen zeigen Zahlen in Klammern die Drücke an. Zum Vergleich sind rechts oben die gemessenen Werte von Sherlock und Edwards⁷³ (aus 2. Schall und osmotischem Druck) eingetragen. Die gestrichelten Linien zeigen nur die Zusammengehörigkeit der Werte an und haben keine theoretische Bedeutung.

entwickelte Modell ist in der Literatur als "dilute-solution"-Modell bekannt. Diese Theorie berücksichtigt (a) Wechselwirkungen der Quasiteilchen untereinander, (b) Abweichungen des Einteilchenspektrums von der parabolischen Landau-Pomeranschuk-Form, (c) Störungen durch das gegenüber ^4He vergrößerte Volumen eines ^3He -Teilchens sowie (d) die Differenz zwischen C_V und C_p . Dieser letzte Term spielt allerdings keine Rolle bei tiefen Temperaturen. Die Kurven wurden angepasst an experimentellen Daten des zweiten Schalls und des osmotischen Drucks (Brubaker et al.⁷², Landau et al.²⁰).

Auffällig ist die hervorragende Übereinstimmung der experimentellen Daten für die Werte bei gesättigtem Dampfdruck. Bis auf eine konstante Verschiebung besteht auch gute Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Verlauf. Bei den höheren Drücken bestehen jedoch große Unterschiede zwischen den experimentellen Werten und auch zu den theoretischen Kurven. Überraschend ist vor allem, daß nach den Ergebnissen dieser Arbeit bei den höheren Drücken die effektive Masse mit zunehmender Konzentration abnimmt (im Gegensatz zu den Rechnungen von Disatnik und Brucker). Allerdings wurde ein solches Verhalten auch von Sherlock und Edwards⁷³ festgestellt, die Messungen des zweiten Schalls und des osmotischen Drucks bei 0, 10 und 20 bar bei verschiedenen Konzentrationen durchgeführt haben. Bemerkenswert ist außerdem, daß trotz des unerwarteten Verlaufs die Extrapolation der Werte m^*/m für $x \rightarrow 0$ in sehr guter Übereinstimmung mit vielen anderen Arbeiten zu sein scheint (siehe Tabelle IV in der Arbeit von Polturak und Rosenbaum⁷⁰).

Abschließend sollen noch die Auswirkungen möglicher systematischer Fehler diskutiert werden. Dazu ist es sinnvoll, sich die Abhängigkeit der Größe m^*/m von den experimentellen Parametern anzusehen. Ersetzt man in den Gleichungen (44) und (45) C durch $Q/\Delta T$ ($= I^2 R/\Delta T$) und drückt man n_3 durch die Konzentration x aus (n_4 wird dabei als konstant angenommen), so erhält man den Ausdruck

$$\frac{m^*}{m} \propto \frac{I^2 \cdot R \cdot t}{T \cdot \Delta T} \frac{V_{\text{mol}}(p, x)}{V_{\text{Zelle}}} \{x \cdot (1 - x)^2\}^{-1/3} \quad (46)$$

Die Größe der einzelnen Fehler wird wie folgt abgeschätzt :

1. Heizerstrom I : Die Präzisionsstromquelle wurde in unregelmäßigen Abständen überprüft. Abweichung $< 0.2 \%$
2. Heizwiderstand R : Der Widerstand wurde regelmäßig vor und nach jedem Meßdurchlauf vierdrahtmäßig bestimmt. Innerhalb der Meßgenauigkeit von etwa 0.2% waren dabei keine zeitlichen Abweichungen festzustellen. Eine geringe reproduzierbare Stromabhängigkeit ($< 5 \%$ zwischen $I_{\text{min}} = 50 \mu\text{A}$ und $I_{\text{max}} = 1 \text{ mA}$) wurde bei der Auswertung berücksichtigt.
3. Pulsdauer t : Diese Zeit wurde durch einen Apple-Rechner, der ein Relais betätigte, gesteuert. Die Unsicherheit für Anzugs- und Abfallzeit des Relais wird auf etwa 10 msec geschätzt. Das entspricht bei der kürzesten verwendeten Pulsdauer von etwa 4 s einem maximalen Fehler von 0.25% .
4. Volumen V : Das gesamte Helium-Volumen des Kalorimeters ist auf etwa 1% genau bekannt. Etwa ein Viertel der Helium-Mischung befindet sich in den feinen Poren (ca. $700 \text{ \AA}$ $\varnothing$)

des Wärmetauschers. (Das Volumen der ersten drei Atomlagen auf den Oberflächen, die wahrscheinlich von reinem ^4He besetzt sind, beträgt davon nur etwa 0.3 %)

5. Temperatur T, ΔT : Der Fehler in der Temperaturskala wird (vorsichtig) auf etwa 3 % geschätzt. Die gute Übereinstimmung der Daten mit den als besonders zuverlässig geltenden Ergebnissen von Anderson et al.⁶⁹ läßt einen kleineren Fehler vermuten.
6. ^3He -Konzentration x : Während die bisher diskutierten Fehler auf alle Meßreihen gleichmäßig wirken, ist dies bei der ^3He -Konzentration nicht der Fall. Dabei ist der Fehler beim Zubereiten der Mischungen vernachlässigbar klein. Auch beim Füllen der Zelle (siehe Abschnitt 3.5.2.) wurde Vorsorge getroffen, daß die Helium-Probe mit der richtigen ^3He -Konzentration ins Kalorimeter einkondensierte. Denkbar wäre allenfalls eine nachträgliche Änderung durch Fontäneneffekt und osmotische Druckdifferenzen. Da während einer Meßreihe generell das Helium im Kalorimeter auf höherer Temperatur als das Helium im Vorkühler war, würde durch den Fontänenendruck superfluides ^4He in das Kalorimeter gedrückt, wodurch normalfluides ^3He in den Vorkühler ausweichen würde. Die Größenordnung dieses Effekts läßt sich bei Anwendung der London-Beziehung⁷⁴ für den Fontänenendruck abschätzen. Danach gilt

$$\Delta P_F = \int_{T_1}^{T_2} \rho S dT \quad (47)$$

ρ ist die Dichte und S die Entropie der Mischung. Für eine 9.5 %-ige Mischung bei 10 bar ist $\rho = 0.15 \text{ g/cm}^3$ und

(wegen $S = \int C \frac{dT}{T}$) $S = C = \gamma \cdot T = 1.75 \cdot T \text{ J/g K}^2$. Für $T_1 = 100 \text{ } \mu\text{K}$ und $T_2 = 20 \text{ mK}$ erhält man einen Fontänenendruck $\Delta P_F \approx 0.5 \text{ mbar}$. Diese Druckdifferenz verursacht durch die Kapillare mit der Impedanz $Z = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ einen ^3He -Fluß $\dot{V} = \Delta P / (Z \cdot \eta)$. Mit einer Viskosität $\eta = 1.2 \cdot 10^{-4} \text{ Ns/m}^2$ (Wert für 6.4 %-ige Mischung bei 20 mK) beträgt die Volumenänderungsrate ca. $3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$ oder $2.4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^3/\text{Tag}$. Selbst bei langer Meßdauer ist der Einfluß auf das gesamte Probenvolumen (23.5 cm^3) vernachlässigbar. Dementsprechend zeigten die Meßreihen auch keine mit zunehmender Dauer abnehmende spezifische Wärme.

Die Meßergebnisse würden auch verfälscht, wenn sich die spezifische Wärme der Helium-Mischung innerhalb der Poren des Sinters anders verhielte als die des freien Heliums. Ein solcher Fall wäre z. B. denkbar, wenn die einzelnen Poren nur sehr schwach miteinander gekoppelt wären. Dann könnte man die Mischungen innerhalb der einzelnen Poren als voneinander getrennte, sehr kleine Fermisysteme betrachten. Die Verteilung der Energieniveaus wäre nicht mehr quasikontinuierlich, sondern diskret. Falls die Abstände der Niveaus eine Größenordnung erreichen würden, die den betrachteten Temperaturen entspricht, wäre mit einem vollständig geänderten Verhalten der spezifischen Wärme und des Wärmetransports zu rechnen. Eine Abschätzung zeigt allerdings, daß man von diesem Zustand noch deutlich entfernt ist. Bei einer 1 %-igen Mischung enthält eine Pore mit $1000 \text{ } \text{\AA}$ Durchmesser etwa 10^5 ^3He -Atome. Da wegen der schlecht definierten Geometrie einer Pore die Energiezustände nicht entartet sind,

ist die Aufspaltung der Energieniveaus einfach gegeben durch die Fermienergie geteilt durch die Zahl der Teilchen. Bei $T_F \approx 130$ mK erhält man so eine Aufspaltung von nur 1.3 μ K. Ein Einfluß auf die Ergebnisse ist daher unwahrscheinlich.

4.2. Kernresonanz-Messungen

Die ^3He -Kernresonanz-Messungen wurden mit dem bereits beschriebenen Aufbau mit der Methode kontinuierlicher Anregung ("continuous wave" = cw) an den 5 %-Proben (bei 0, 10 und 20 bar) und an der 9.45 %-Probe (bei 10 bar) durchgeführt. Die Resonanzkurven für jeweils eine Probe wurden innerhalb eines kurzen Zeitraums (1 bis 2 Tage) für den gesamten Temperaturbereich aufgenommen ohne Störungen (z.B. durch Helium-Transfer) zwischendurch.

Um während der Messungen gleichzeitig das Pt-NMR-Thermometer in der Mischung ablesen zu können, wurden alle Resonanzkurven bei einem Magnetfeld von etwa 280 G aufgenommen. Bei diesem Feld lag das Signalmaximum des Pt-NMR-Thermometers. Die Anregung der ^3He -NMR-Spule betrug normalerweise etwa 200 μ V. Es wurden ebenfalls eine Reihe von Messungen mit bis zu 20 dB schwächeren Signalen durchgeführt, um eventuelle Sättigungseffekte feststellen zu können. Dafür gab es jedoch keine Anzeichen (Abb. 16). Das bedeutet, daß der Auslenkwinkel φ des Magnetisierungsvektors $\vec{M}$ (vgl. Abb. 2) klein ist. Diese Bedingung ($\sin \varphi \ll 1$) begünstigt die Anregung von Spinwellen^{2,3}. Die Resonanzfrequenz lag bei etwa 925 kHz. Der überstrichene Frequenzbereich betrug

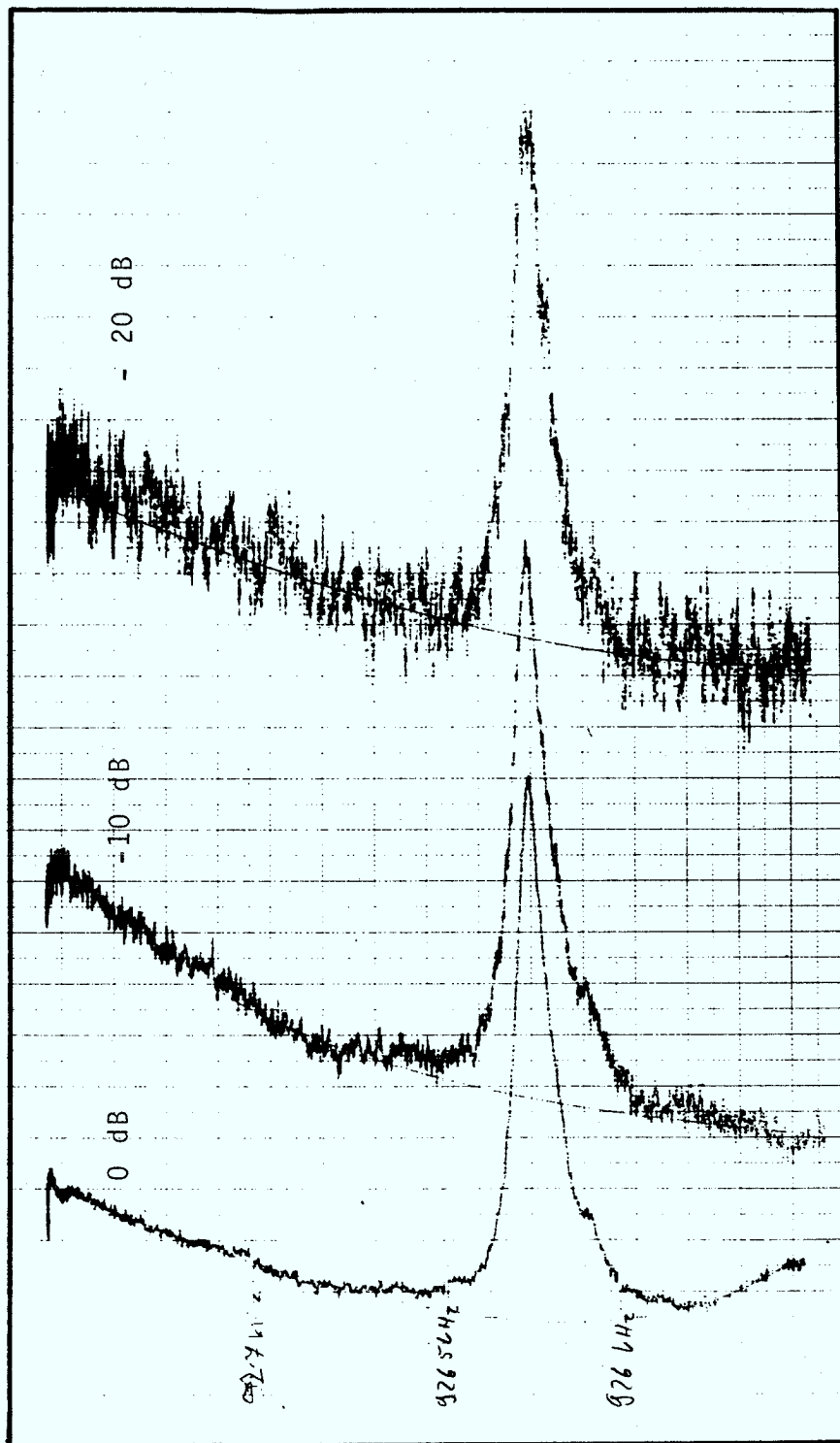


Abb. 16 : Gezeigt sind drei ^3He -NMR-Absorptionslinien. Die Temperatur beträgt 386 μK . Die Linien wurden mit jeweils 10 dB unterschiedlicher Anregung aufgenommen. Zum Ausgleich wurde der Verstärkungsfaktor angepasst, so daß die Linienform gleich blieb (keine Sättigungseffekte) und nur das Signal/Rausch-Verhältnis sich änderte. Die im Bild gezeigten Linien stammen von der Probe 5 %, 10 bar.

ca. 1 kHz. Die Frequenzänderungsrate wurde auf 1 bis 4 Hz/s eingestellt, wobei die Kurven im Bereich der Resonanzfrequenzen besonders langsam durchfahren wurden. Die Resonanzkurven änderten sich auch nicht bei noch langsamerem Durchfahren, so daß auch hier Sättigungserscheinungen ausgeschlossen werden können.

Um eventuelle weiter entfernt liegende Nebenlinien feststellen zu können, wurde bei einigen tiefen Temperaturen bei konstanter Oszillatorfrequenz das Magnetfeld über einen größeren Bereich (ca. $\pm 30\%$) durchfahren. Dieses geänderte Verfahren war deshalb notwendig, weil wegen der starken Impedanzänderung des Resonanzkreises (Güte $Q \approx 25$) eine größere Variation der Oszillatorfrequenz nicht sinnvoll war. Es wurden allerdings mit einer Ausnahme keine Nebenlinien entdeckt. Diese Ausnahme bildet die 9.45 %-Probe (10 bar), die bei den tiefsten Temperaturen (300 μ K) einen Satelliten etwa 23 Hz oberhalb der Hauptresonanz besitzt. Die Fläche beträgt nur etwa 1 % von der der Hauptlinie. Mit zunehmender Temperatur wird die Amplitude kleiner und ist bei etwa 600 μ K vollständig verschwunden.

Abb. 18 zeigt einen Satz von Resonanzkurven für verschiedene Temperaturen der 5 %-Probe (0 bar). Deutlich ist die Verschiebung der Resonanzfrequenz und die Änderung der Kurvenform in Abhängigkeit von der Temperatur zu erkennen. In Abb. 19 sind die Verschiebung $\omega(T) - \omega(T \rightarrow \infty)$ und die Linienbreite $\Delta\omega$ aufgetragen. Die durchgezogenen Linien zeigen den theoretischen Verlauf, der sich aus den Gleichungen (32) und (33) ergibt. Aus Gl. (32) ist zu erkennen, daß die Resonanzfrequenz um den

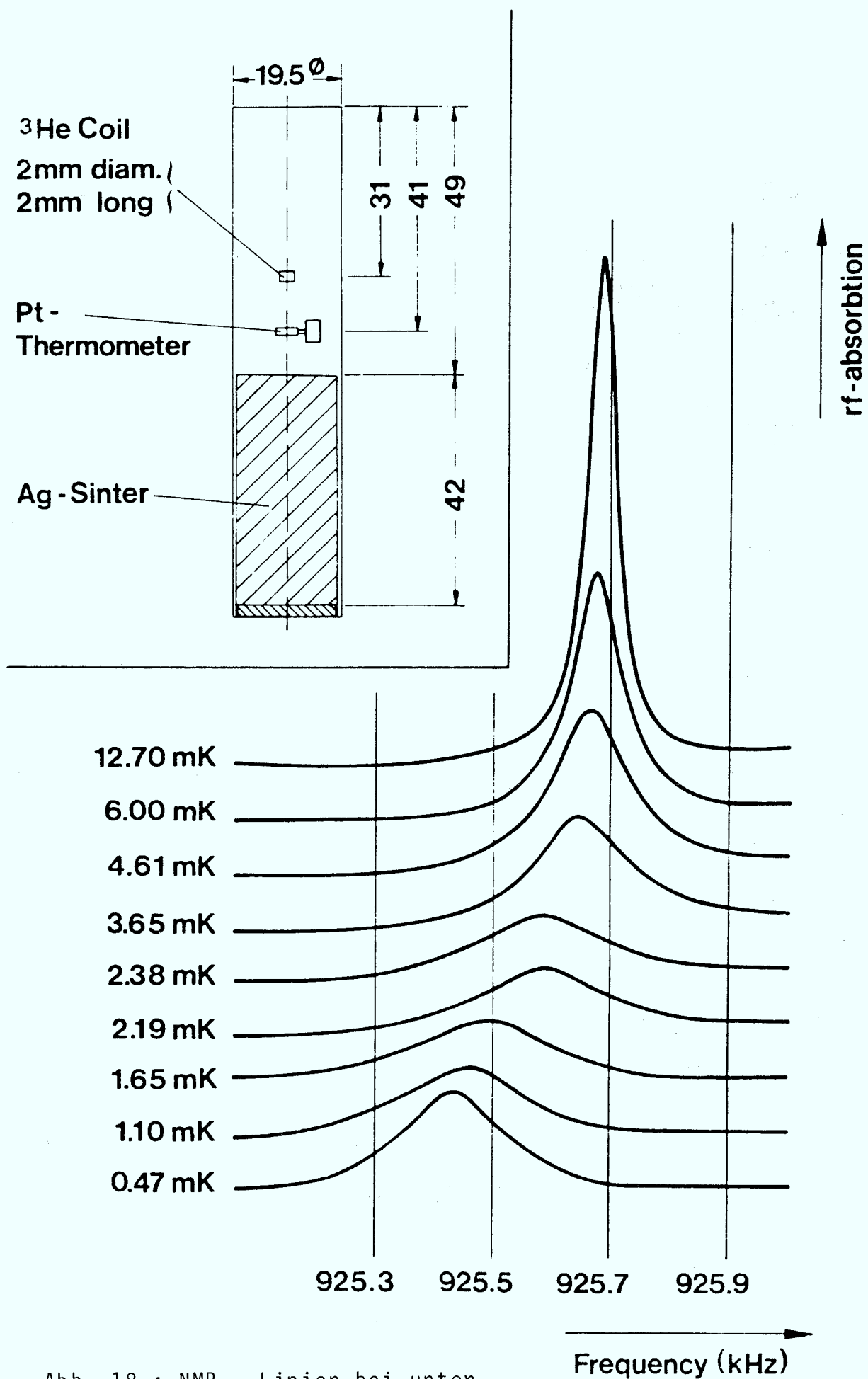


Abb. 18 : NMR - Linien bei unter-

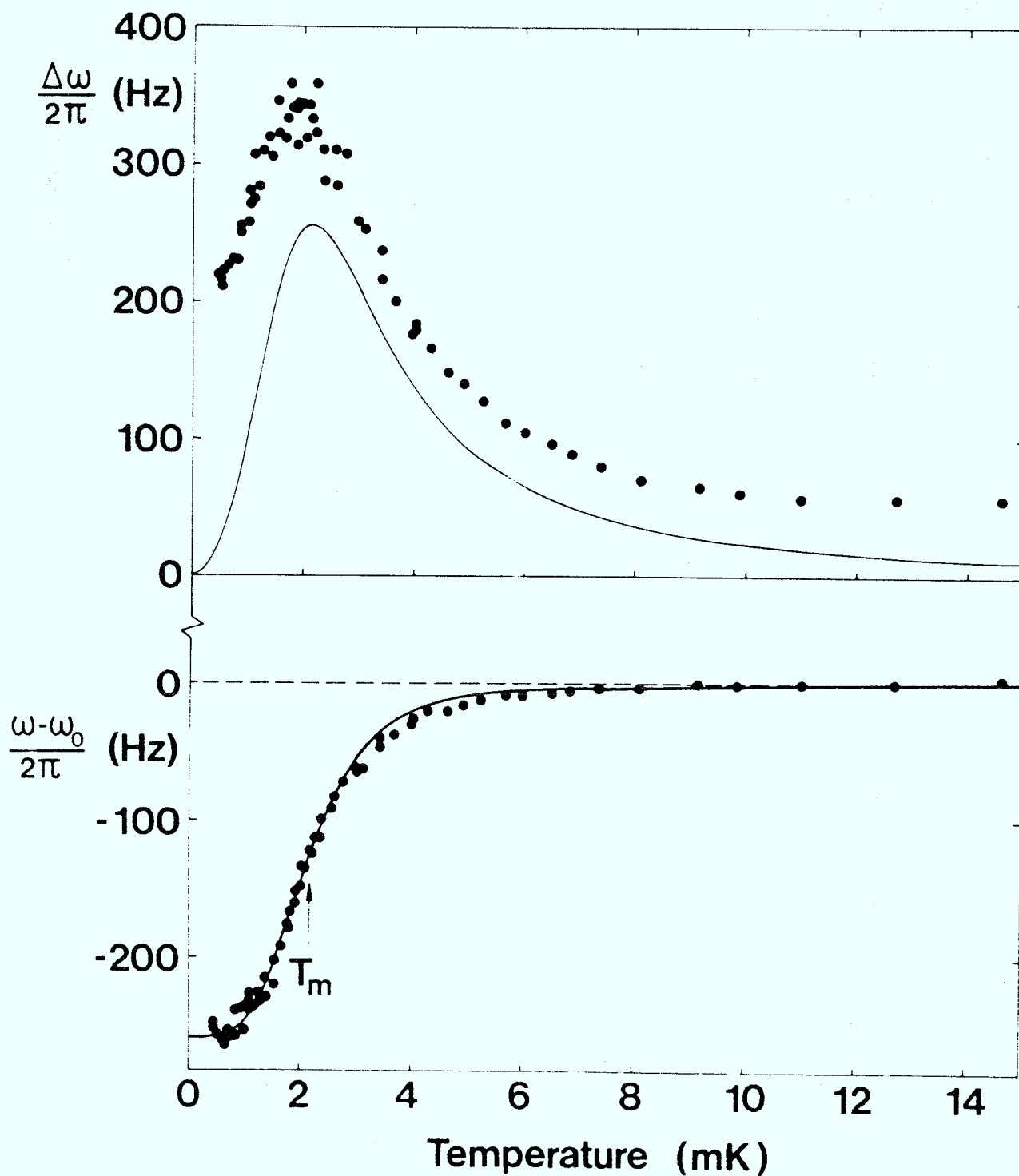


Abb. 19 : Linienbreite und Verschiebung der Linienlage in
 Abhängigkeit von der Temperatur. Außer den Meßwerten
 sind noch die theoretischen Kurven nach Gl. (32)
 und (33) eingetragen (5 %, 0 bar)

Betrag $\text{Im}(D^*) k^2$ gegenüber der Resonanzfrequenz ω_0 für $T \rightarrow \infty$ verschoben ist, d. h.

$$\omega = \omega_0 + \text{Im}(D^*) k^2 \quad (47)$$

Die Linienbreite ist gegeben durch

$$\Delta\omega = \text{Re}(D^*) k^2 \quad (48)$$

Setzt man D^* aus Gleichung (33) ein, erhält man

$$\Delta\omega = \frac{(1/3) v_F^2 (1 + F_0^a) \tau_D k^2}{1 + \omega_0^2 \lambda^2 \tau_D^2} \quad (49)$$

bzw.

$$\omega - \omega_0 = - \frac{(1/3) v_F^2 (1 + F_0^a) \tau_D^2 \omega_0 \lambda k^2}{1 + \omega_0^2 \lambda^2 \tau_D^2} \quad (50)$$

Die Werte für F_0^a ($=0.08$) und τ_D ($=2.8 \cdot 10^{-11} \text{ T}^{-2} \text{ s}$) wurden der Arbeit von Corruccini et al.² entnommen, v_F ist aus den Messungen der spezifischen Wärme bekannt. λ und k wurden angepaßt :

$\lambda = 0.028 \pm 0.003$ und $k = 1.01 \pm 0.06 \text{ mm}^{-1}$. Der gefundene Wert für k entspricht einer Wellenlänge von 6.2 mm, was grob mit dem Radius der Zelle (9 mm) übereinstimmt. Eine Anregung von Spinwellen innerhalb der Spule (typische Länge etwa 2 mm) wurde nicht beobachtet. Abb. 18 zeigt weiter, daß auch für $k=0$ (das entspricht der "normalen" NMR-Resonanz ohne Spinwellen) überraschenderweise keine Anregung bei tiefen Temperaturen beobachtet wurde. Eine Erklärung hierfür liegt noch nicht vor.

Während die gemessene Frequenzverschiebung $\omega - \omega_0$ sehr gut mit der theoretischen Kurve übereinstimmt, fällt bei der

Linienbreite $\Delta\omega$ eine Verschiebung nach größeren Werten hin auf. Dieser zusätzliche konstante Beitrag wird durch eine Inhomogenität des H_0 -Feldes verursacht.

Aus der Kenntnis von λ und F_0^a läßt sich aus Gleichung (34) ein weiterer Landau-Parameter berechnen :

$$F_1^a = 0.34 \pm 0.10$$

Dieser Wert war bisher für Helium-Mischungen experimentell noch nicht bekannt. Aufgrund theoretischer Rechnungen sagt Owen²⁷ einen Wert von 0.17 für F_1^a voraus.

Tabelle 4 zeigt eine Zusammenfassung der wichtigsten kernmagnetischen Ergebnisse der einzelnen Mischungen. T_M ist dabei die Temperatur, bei der die maximale Linienbreite zu beobachten ist und gleichzeitig der Wendepunkt in der Kurve für die Resonanzverschiebung liegt. Da außer für die Mischung (5 %, 0 bar)

Tabelle 4 (NMR - Daten)

x , p (bar)	5 %, 0	5 %, 10	5 %, 20	9.45 %, 10
T_M (mK)	2.15 $\pm$ 0.1	1.90 $\pm$ 0.1	1.75 $\pm$ 0.1	4.0 $\pm$ 0.5
$\Delta\omega/2\pi$ bei T_M (Hz)	350 $\pm$ 10	290 $\pm$ 10	340 $\pm$ 10	84 $\pm$ 5
$(\omega_{T=\infty}-\omega_{T=0})/2\pi$ (Hz)	257 $\pm$ 5	220 $\pm$ 10	215 $\pm$ 5	70 $\pm$ 10
$2 \operatorname{Im}(D^*)T^2$ bei T_M ($10^{-6}\text{cm}^2\text{K}^2\text{s}^{-1}$)	75 $\pm$ 8	50 $\pm$ 7	42 $\pm$ 6	70 $\pm$ 17

für τ_D und F_0^a zur Zeit keine Werte bekannt sind, konnte λ und k (bzw. F_1^a) für die anderen Mischungen nicht berechnet werden. Die Berechnung der Größe $2 \operatorname{Im}(D^*) T^2$ in Tabelle 4 erfolgt unter der Annahme, daß k nur von der Geometrie des Probenraums, nicht aber von Druck und Konzentration abhängig ist. Da k direkt mit der Wellenlänge der Spinwellen verknüpft ist und da die Resonanzwellenlängen von den geometrischen Randbedingungen abhängen, ist diese Annahme durchaus sinnvoll.

Ebenso wie bei den Messungen der spezifischen Wärme wurden auch bei den Kernresonanzmessungen keine Anzeichen für einen eventuellen superfluiden Phasenübergang der ^3He -Komponente festgestellt. Die Fläche unter den Resonanzkurven, die ein Maß für die integrale Suszeptibilität der Probe darstellt, war innerhalb der Meßgenauigkeit ($\pm 15\%$) temperaturunabhängig. Die Messungen wurden über folgende Temperaturbereiche durchgeführt :

5.0 %	0 bar	:	470 μK - 23 mK
5.0 %	10 bar	:	380 μK - 30 mK
5.0 %	20 bar	:	680 μK - 13 mK
9.45 %	10 bar	:	300 μK - 30 mK

4.3. Zusätzliche Daten

4.3.1. Wärmeleck

Im Idealfall würde sich die angezeigte Temperatur im Kalorimeter nach dem Öffnen des Wärmeschalters nicht ändern, solange kein Wärmepuls von außen zugeführt wird. Bedingung für diesen Idealzustand ist sowohl eine vollständige thermische Isolierung von der Umgebung als auch das Vorhandensein eines thermodynamischen Gleichgewichts innerhalb der Zelle selbst. Wie in vielen Fällen kann man auch hier nur hoffen, sich diesem Idealzustand möglichst weit anzunähern, erreichen kann man ihn nicht.

Allein um die Temperatur abzulesen, ist es erforderlich, einen Hochfrequenzpuls in die Pt-Probe zu senden. Durch Wirbelströme im Platin und Ohm'sche Verluste in der Kupferspule wird schon Wärme von außen in das Kalorimeter transportiert. Ein 90°-Puls bewirkt einen Wärmepuls von etwa 3 nJ. Wegen des großen Pulsabstandes (bei tiefen Temperaturen 600 s, bei hohen Temperaturen 150 s) und der kleineren Pulsdauer (bei tiefen Temperaturen 12°-Pulse, bei hohen Temperaturen 60°-Pulse) ist das hierdurch verursachte mittlere Wärmeleck nur etwa 1 bis 10 pW.

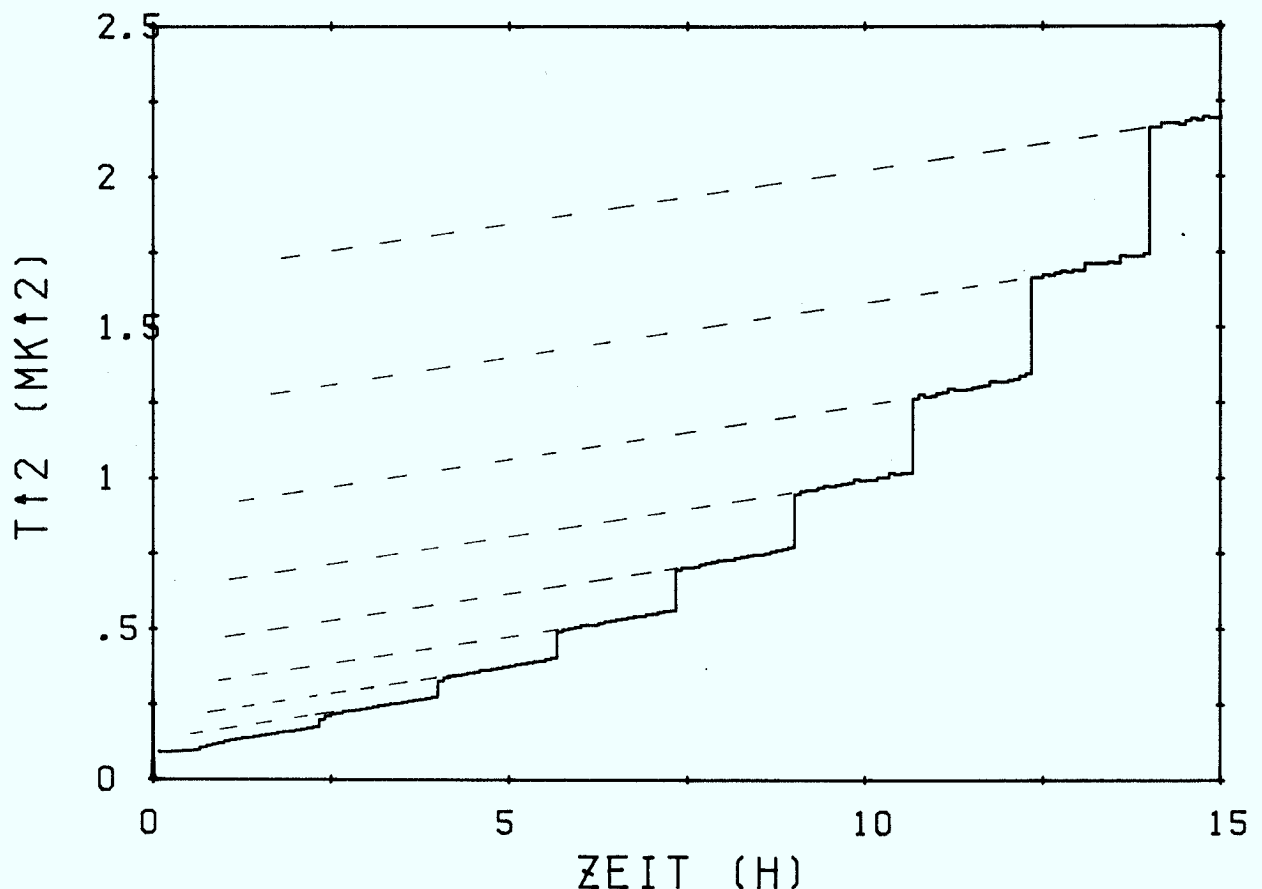
Wie sehr man sich dem Idealzustand (=kein Wärmeleck) angenähert hat, läßt sich aus der Änderungsrate der Temperatur bei geöffnetem Wärmeschalter ablesen. Bei linearer spezifischer Wärme

($C=\gamma \cdot T$) und konstantem Wärmeleck $\dot{q}$ gilt (vgl. die Gleichungen (41) und (42) in Abschnitt 3.3.) :

$$\dot{q} = \frac{\gamma}{2} \frac{\Delta(T^2)}{\Delta t} \quad (51)$$

Die Steigung $\Delta(T^2)/\Delta t$ wurde jeweils in den Perioden zwischen zwei Wärmepulsen bestimmt. Dabei zeigte sich, daß im unteren Temperaturbereich ($T \lesssim 4$ mK) diese Werte während eines Meßdurchlaufs übereinstimmen (Abb. 20); d. h., daß die Annahme eines konstanten Wärmelecks für Zeiträume von 24 h und Temperaturen kleiner als 4 mK gerechtfertigt ist. Bei höheren Temperaturen als 4 mK war die Aufwärmrate so gering bei gleichzeitig größerer Streuung der Temperaturwerte, daß keine quantitativen Aussagen über das Wärmeleck möglich waren. Die gemessenen Werte für $\dot{q}$

Abb. 20 : Konstante Steigung für $T^2(t)$ bedeutet konst. Wärmeleck



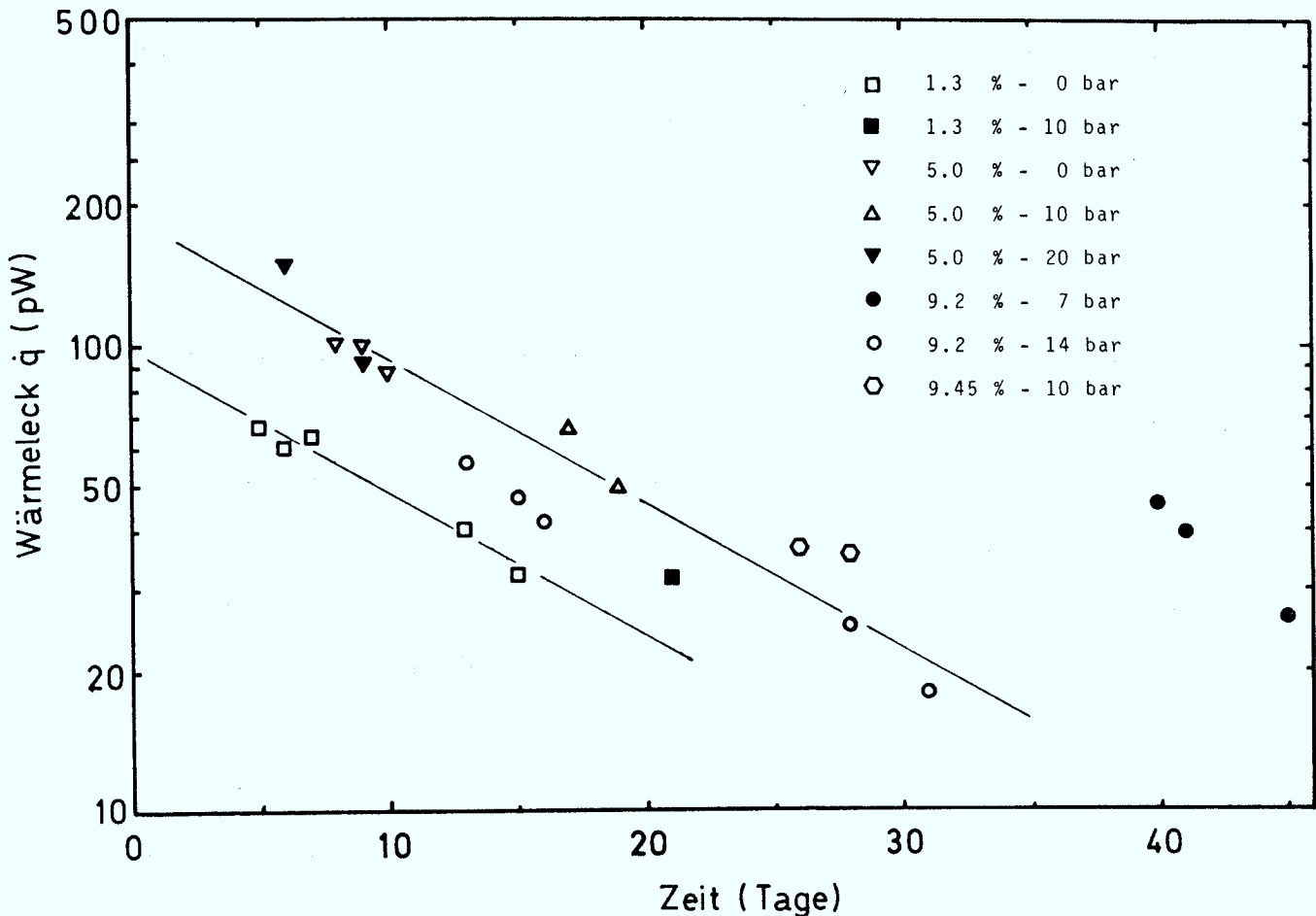


Abb. 21 : Zeitlicher Verlauf des Wärmelecks in das Kalorimeter

sind in Abb. 21 in Abhängigkeit von der Zeit seit dem Tag, an dem das Kalorimeter 1 Kelvin unterschritten hat. Unterschiedliche Symbole kennzeichnen die verschiedenen Helium-Mischungen. Deutlich ist die Zeitabhängigkeit zu erkennen, die für alle untersuchten Konzentrationen gleich ist. Das Wärmeleck fällt jeweils mit einer Zeitkonstante von etwa 2 Wochen exponentiell ab. Bei Temperaturen von mehreren hundert mK, wie sie z. B. bei Änderungen des Drucks (z. B. 1.3 % : 0 bar → 10 bar) auftreten, wird das Wärmeleck "aufgefrischt". Beim Beseitigen einer Blockade in der Füllkapillare, die bei der Druckänderung an der 9.2 %-Probe auftrat, war das Kalorimeter über mehrere Stunden einer Temperatur von etwa 1 K ausgesetzt.

Danach war das Wärmeleck wieder auf einen Wert gestiegen, der dem wenige Tage nach dem Einkondensieren entspricht. Systematische Untersuchungen hierzu wurden nicht vorgenommen. Es kann nicht unterschieden werden, ob der Betrag, um den das Wärmeleck sich erhöht, hauptsächlich von der Höhe der Temperatur oder vom Zeitraum, während dem diese Temperatur einwirkt, oder von beidem abhängt.

Ein Sättigungsverhalten des Wärmelecks konnte nicht festgestellt werden. Wegen der relativ kleinen Zahl der Meßpunkte und der starken Streuung, die durch unterschiedliche thermische Vorgeschichten verursacht wurde, kann natürlich die Existenz eines konstanten Beitrags zum Wärmeleck in der Größe einiger Picowatt nicht ausgeschlossen werden.

Die möglichen Ursachen eines Wärmelecks lassen sich grob unterteilen in innere und äußere Wärmequellen. Zunächst die äußeren Ursachen, die zu einem zeitunabhängigen Wärmeleck führen:

1. Wärmeleitung durch Zuleitungen, Füllkapillare : Alle

Zuleitungen waren thermisch mehrmals abgefangen auf der Temperatur der ersten (ca. 1 mK) und der zweiten Kernstufe (ca. 100 μ K). Da das Wärmeleck auch bei höheren Temperaturen nie negativ wurde und auch keine Temperaturabhängigkeit zeigte, kann angenommen werden, daß der Wärmestrom über die Zuleitungen vernachlässigbar klein war. Das gleiche gilt für die Füllkapillare. Wegen der besseren thermischen Kopplung (größere Wärmetauscherfläche, kein Wärmeschalter, direkte Schraubverbindung zur zweiten Stufe) war die

Helium-Mischung im Vorkühler mit Sicherheit kälter als im eigentlichen Kalorimeter, so daß auch hier ein Wärmefluß zum Kalorimeter ausgeschlossen werden kann. Ein Wärmefluß vom Kalorimeter konnte zu keinem Zeitpunkt beobachtet werden.

2. Viskose Erwärmung : Eine Abschätzung hierfür läßt sich durchführen, wenn Impedanz der Füllkapillare Z und Viskosität η der Helium-Mischung bekannt sind. Es gilt dann $\dot{Q} = \dot{V} \cdot \Delta P$ mit $\dot{V} = \Delta P / (Z \cdot \eta)$ und $Z = 128 L / \pi \cdot D^4$ (D = Durchmesser der Kapillare). Daraus folgt

$$\dot{Q} = \frac{\Delta P^2 \pi D^4}{\eta \cdot 128 \cdot L} \quad (52)$$

Mit $D=30 \mu\text{m}$, $L=30 \text{ cm}$, $\Delta P=1 \text{ mbar}$ und $\eta=0.5 \cdot 10^{-7} \cdot T^{-2} \text{ N s K}^2/\text{m}^2$ erhält man bei 1 mK einen Wärmestrom von $\dot{Q} = 1.7 \text{ pW}$. Dieser Wert liegt ein bis zwei Größenordnungen unterhalb des beobachteten Wärmelecks.

3. Wirbelstromverluste : Eine magnetische Feldänderung $\dot{B}$ innerhalb des Kalorimeters verursacht eine elektromotorische Kraft, die in der Wand mit dem spezifischen Widerstand ρ zu einer Joule'schen Erwärmung $\dot{Q}$ führt:

$$\dot{Q} = \frac{\pi r^3 \dot{B}^2}{2 \rho} \quad (53)$$

r ist der Radius der Zelle, dr die Wandstärke. Bei den Abmessungen des Kalorimeters wäre für ein Wärmeleck von 10 pW eine Feldänderung von etwa 0.05 G/sec erforderlich. Wechselfelder dieser Größe (z. B. 50 Hz) sind innerhalb der abgeschirmten Kabine, in dem sich der gesamte Kryostat befindet, nicht zu erwarten. Und eine Feldänderung über einen längeren Zeitraum in eine Richtung, z. B. durch Driften

der Restfelder in den supraleitenden Magneten der ersten und zweiten Kernstufe, wäre durch Änderung der Larmorfrequenzen des Platin bzw. des ^3He aufgefallen.

4. Kosmische Strahlung : Ein durch kosmische Strahlung verursachte Erwärmung in kryotechnischen Anlagen wurde erstmals von Niinikoski⁷⁵ diskutiert. Für das Kalorimeter mit etwa 50 g/cm^2 erhält man bei Benutzung dieser Daten (Energieverlust pro Teilchen: $2 \text{ MeV}/(\text{g cm}^{-2})$; Intensität: $0.05/(\text{cm}^2 \text{ s})$) eine mittlere Energieabsorption von etwa 2 pW.

Neben diesen äußeren Wärmequellen kommen auch noch einige Wärmequellen in Frage, die in dem Kalorimeter selbst liegen und zu einem zeitabhängigen Wärmeleck führen können :

5. Radioaktiver Zerfall : Bei den verwendeten Materialien kommt als einziges radioaktives Isotop Tritium in Frage, welches in nennenswertem Umfang in dem verwendeten ^3He vorhanden ist. Tritium zerfällt mit einer Zeitkonstante von 12.26 Jahren durch β -Zerfall zu ^3He , wobei 18.61 keV als Energie freiwerden. Nach Herstellerangabe⁶² war der Tritiumanteil (als T_2) des zuerst verwendeten ^3He -Gases kleiner als 10^{-10} . Für 1 mol einer 9.2 %-Mischung erhält man maximal $2.8 \cdot 10^4$ Zerfälle/sec, was einem Wärmeleck von 24 pW entspricht. Ein konstantes Wärmeleck dieser Größenordnung konnte nicht beobachtet werden. Es ist allerdings auch anzunehmen, daß beim Einkondensieren der Helium-Mischung das Tritium lange vor Erreichen des Kalorimeters an den Oberflächen der Kapillaren und Wärmetauscher festgefroren wäre. Auch

die Verwendung von ^3He -Gas⁶³ mit wesentlich geringerem Tritium-Anteil ($T_2 \lesssim 10^{-14}$) ergab keine Änderung in Wert und Verhalten des Wärmelecks.

6. Wasserstoff in Metallen : Einige kürzlich an diesem Institut durchgeführte Messungen⁷⁵ zeigen, daß die Ortho/Para-Konversion von Wasserstoff in Kupfer zu einem zeitabhängigen Wärmeleck führen kann. Allerdings wurde ein Aufladen des Wärmelecks erst bei wesentlich höheren Temperaturen ($\gg 10$ K) beobachtet, als dies im vorliegenden Experiment der Fall ist. Auch die Zeitabhängigkeit stimmt nicht überein mit der, die bei der Messung der spezifischen Wärme der Helium-Mischungen beobachtet wurden.
7. "Versteckte" spezifische Wärme : Falls Materialien in der Zelle eine hohe spezifische Wärme bei gleichzeitig schlechter Wärmeleitfähigkeit haben, ist es möglich, daß die eingeschlossene Wärme über einen sehr langen Zeitraum langsam an die Umgebung abgegeben wird. Da die Temperatur des Wärmereservoirs abnimmt, würde auch der Wärmestrom abnehmen. Bei starker Temperaturabhängigkeit des Wärmeleitvermögens ist es auch wahrscheinlich, daß schon bei relativ niedrigen Temperaturen ($T \lesssim 1\text{K}$) das Wärmereservoirs wieder aufgeladen wird. Als Träger einer solchen versteckten spezifischen Wärme kommt vor allem das als Dichtmaterial verwendete Epoxyd-Harz in Frage.

4.3.2. Kapitza Widerstand

Der Kapitza Widerstand R_K läßt sich bestimmen, indem man die Temperaturen der Helium-Mischung (T_{He}) und des Wärmetauschers (T_{Ag}) mißt bei Anwesenheit eines Wärmestroms $\dot{Q}$ durch die Grenzfläche. Es gilt dann die Beziehung

$$\dot{Q} = \int_{T_{Ag}}^{T_{He}} \frac{A}{R_K(T)} dT \quad (54)$$

A ist dabei die Wärmetauscherfläche. Mit der Annahme $R_K(T) = R_0 \cdot T^{-n}$ geht Gl. (54) über in

$$\dot{Q} = \frac{A}{R_0} \frac{1}{(n+1)} (T_{He}^{n+1} - T_{Ag}^{n+1}) \quad (55)$$

Daraus läßt sich R_0 bzw. R_K bestimmen :

$$R_K \cdot T^n = R_0 = \frac{A}{\dot{Q} \cdot (n+1)} (T_{He}^{n+1} - T_{Ag}^{n+1}) \quad (56)$$

Aus der Gleichgewichtstemperatur der Helium-Mischung bei geschlossenem Wärmeschalter läßt sich der Kapitza Widerstand R_K berechnen, wenn man das Wärmeleck $\dot{Q}$ und die Temperatur des Ag-Sinters kennt.

Dieser letzte Wert ließ sich nur ungefähr bestimmen unter der Annahme, daß bei hinreichend kleinen Temperaturen die Wärmeleitung im Sinter und durch den Wärmeschalter wesentlich besser ist als zwischen Helium und Sinter. In diesem Fall kann man nämlich annehmen, daß die Temperatur des Wärmetauschers etwa

gleich der (durch das zweite Pt-NMR-Thermometer gemessenen) Temperatur der zweiten Kernstufe ist. Aus diesem Grunde stammen alle folgenden Daten aus einem Temperaturbereich $0.23 \lesssim T_{\text{He}} \lesssim 0.6 \text{ mK}$. Die Temperatur des Sinters lag zwischen $65 \text{ } \mu\text{K}$ und $450 \text{ } \mu\text{K}$. Die Wärmelecks betrugen 17 bis 100 pW .

Beste Übereinstimmung der verschiedenen Werte für eine bestimmte Mischung ergaben sich für $n = 2$. Allerdings war der Temperaturbereich, über den gemessen wurde, zu klein, um die genaue Temperaturabhängigkeit bestimmen zu können. Die Streuung lag bei etwa 10 %. Tabelle 5 enthält die gemittelten Daten. Die Werte stimmen relativ gut mit Daten von Osheroff³⁹ ($x = 8 \%$, $p = 20 \text{ bar}$, $T = 0.8 \dots 4 \text{ mK}$, $700 \text{ } \text{\AA} \text{ Ag}$) und Frossati⁴⁰ ($x = 6.4 \%$, $p \approx 0 \text{ bar}$, $T = 1.5 \dots 7 \text{ mK}$, $400 \text{ } \text{\AA} \text{ Ag}$) überein, die Werte von 16.2 bzw. $24.8 \text{ m}^2\text{K}^3/\text{W}$ angeben. Qualitativ ist zu erkennen, daß der Kapitza-widerstand bei höheren Konzentrationen abnimmt. Eine Abnahme mit zunehmendem Druck ist bei den niedrigeren Konzentrationen festzustellen.

$x \text{ (}\%)$	$p \text{ (bar)}$	$R_K T^2 A \text{ (m}^2\text{K}^3/\text{W})$
1.3	0	35
1.3	10	20
5.0	0	14.5
5.0	10	12.5
5.0	20	10
9.2	7	9
9.2	14	10
9.45	10	13

Tabelle 5 :
Mittelwerte der bei tiefen Temperaturen gemessenen Kapitza-widerstände

4.3.3. Suche nach Superfluidität

Die bisher beschriebenen Ergebnisse der spezifischen Wärme und der Kernresonanzmessungen haben keinerlei Anzeichen für einen superfluiden Phasenübergang des ^3He -Fermisystems in den Mischungen ergeben. In der spezifischen Wärme erwartet man einen Sprung bei T_c etwa um den Faktor zwei bis drei. (Vorhersage BCS-Theorie : 2.43; ^3He (gemessen) : 2.5 bis 2.8). Ein solcher Phasenübergang würde sich vermutlich auch auf die kernmagnetischen Eigenschaften der Helium-Mischungen auswirken. Unklar ist allerdings, wie sich diese Eigenschaften ändern würden. Ob man eine Verschiebung der Resonanzfrequenz bzw. eine Änderung der integralen Suszeptibilität erwartet, hängt von der Art der Paarung der Quasiteilchen ab. Die meisten Theorien (vgl. Tabelle 1 in Abschnitt 2.3.) sagen zwar ein höheres T_c für p-Wellen-Paarung (wie in reinem ^3He) gegenüber s-Wellen-Paarung (wie Elektronen in Supraleitern) voraus; unklar ist aber, ob eine A-Phase ($\downarrow\downarrow + \uparrow\uparrow$) oder eine B-Phase ($\downarrow\uparrow$) energetisch günstiger wäre.

Beide beschriebenen Meßverfahren (spez. Wärme und Suszeptibilität) haben den Nachteil, daß nicht mit Sicherheit ein Phasenübergang bei den tiefsten erreichten Temperaturen ausgeschlossen werden kann. Bei den Suszeptibilitätsmessungen reicht die Genauigkeit, mit der die Fläche unter den Resonanzkurven und damit die integrale Suszeptibilität bestimmt werden kann, nicht aus, um eine kontinuierliche Änderung festzustellen, wenn die Probe nur einige zehn Mikrokkelvin kälter als T_c ist. Bei der Messung der spezifischen

Wärme war es erforderlich, nach dem Öffnen des Wärmeschalters einige Zeit zu warten, um die durch das Wärmeleck verursachte Temperaturdrift beobachten zu können und so die Temperatur vor dem ersten Heizpuls bestimmen zu können. In dieser Zeit wärmt die Probe natürlich auf. Dazu kommen noch die Probleme der scheinbar "zu großen" spezifischen Wärme bei den ersten Heizpulsen (siehe Diskussion der Ergebnisse in Abschnitt 4.1.). Allerdings sind die hierdurch verursachten "Abweichungen" wesentlich kleiner als der erwartete Sprung um den Faktor zwei bis drei.

Um trotzdem eine Aussage hinsichtlich der Superfluidität für den gesamten Temperaturbereich machen zu können, wurde zusätzlich zu den bereits diskutierten Messungen das Abkühl- und Aufwärmverhalten der Proben vor allem bei den tiefsten erreichten Temperaturen beobachtet. Ein BCS-Sprung in der spezifischen Wärme würde zu einer verlangsamten Abkühlrate führen, die dann nach Abkühlen unter das Maximum der spezifischen Wärme wieder beschleunigt würde. Ein solcher Knick wurde nicht beobachtet. Abb. 22 zeigt zwei Beispiele von durch den Computer gespeicherten Abkühlkurven. Schreiberprotokolle für die übrigen Mischungen sind im Anhang zu finden.

Um die letzte verbliebene Unsicherheit ausschließen zu können, daß nämlich die durch Kapitzawiderstand und Wärmeleck begrenzte Minimaltemperatur gerade mit dem Maximum in der spezifischen Wärme zusammenfällt bzw. unmittelbar darunter liegt, wurde noch die Aufwärmrate unmittelbar nach Öffnen des Wärmeschalters

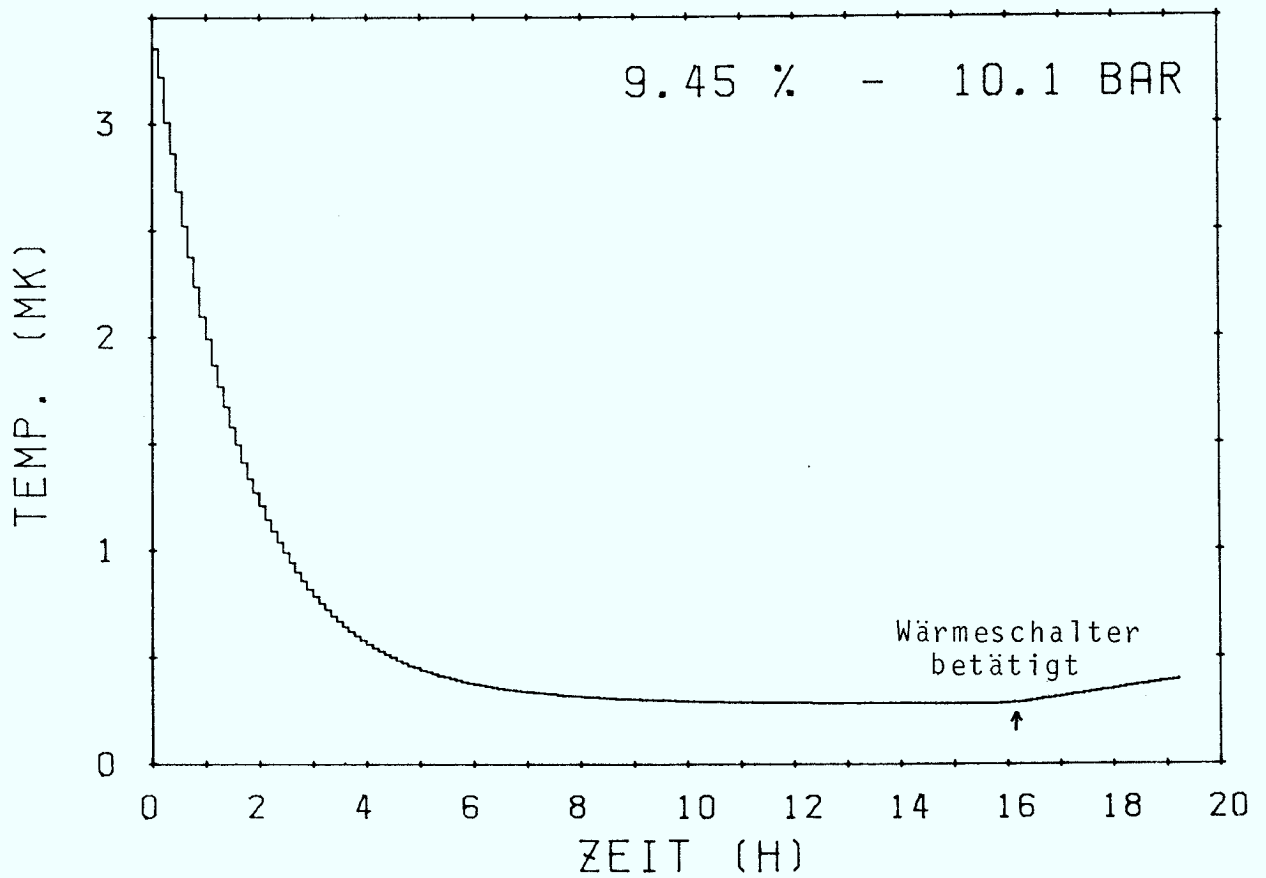
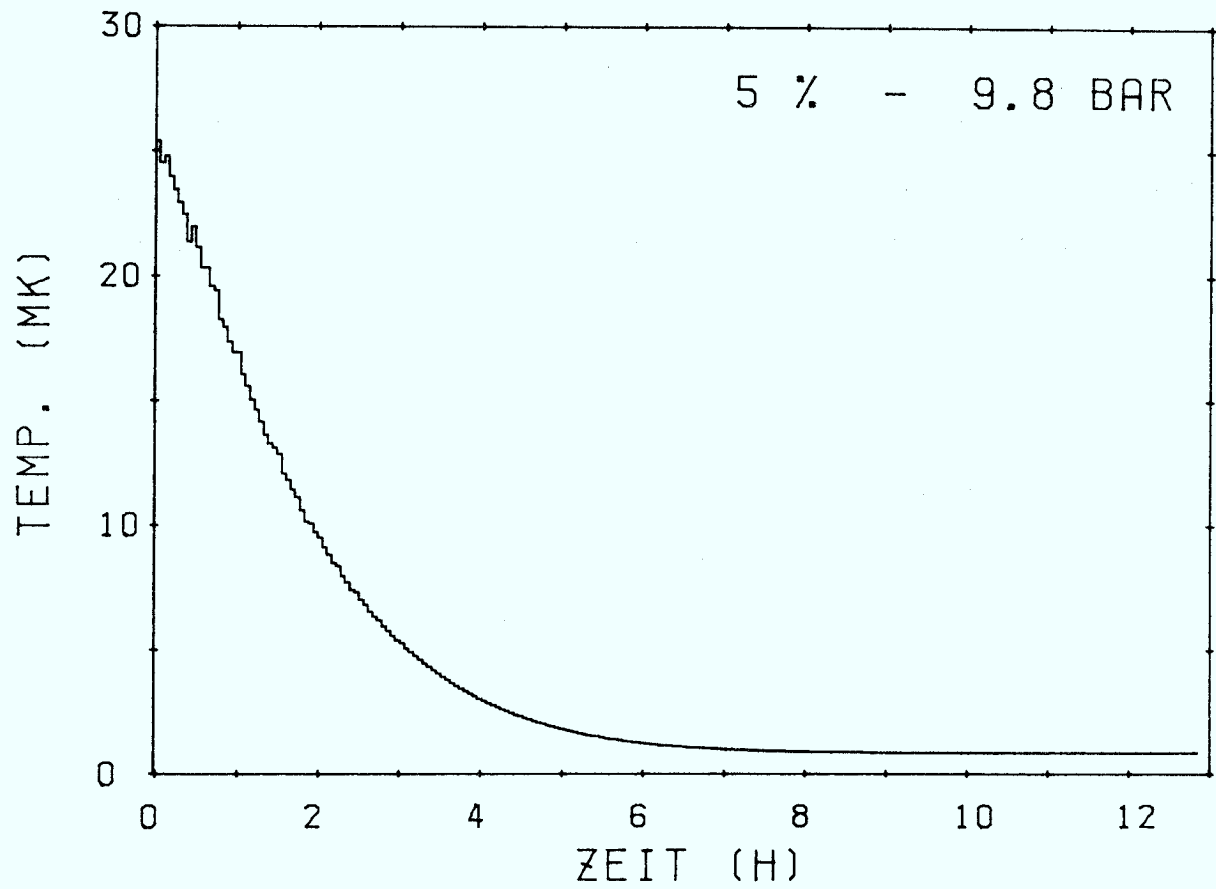


Abb. 22 : Beispiele für das Abkühlverhalten im Bereich hoher und sehr tiefer Temperaturen (Suche nach Superfluidität)

bis zum ersten Heizpuls bei den einzelnen Proben beobachtet. Da auch hier keine Unregelmäßigkeiten zu erkennen waren, kann ein superfluider Phasenübergang für die einzelnen Mischungen bis zu den tiefsten erreichten Temperaturen ausgeschlossen werden :

1.3 %	0 bar	:	425 μ K
1.3 %	10 bar	:	525 μ K
5.0 %	0 bar	:	450 μ K
5.0 %	10 bar	:	360 μ K
5.0 %	20 bar	:	415 μ K
9.2 %	7 bar	:	240 μ K
9.2 %	14 bar	:	230 μ K
9.45 %	10 bar	:	295 μ K

(Einschränkend ist zu bemerken, daß sich diese Angaben auf Messungen in einem Magnetfeld von 280 G beziehen. Ob ein solches Feld eine eventuelle Paarung verhindert, ist zur Zeit nicht klar und hängt vermutlich auch von der Art der Paarung ab.)

5. Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war der Aufbau eines Kalorimeters zur Messung der spezifischen Wärme von $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen bei extrem tiefen Temperaturen. Darüberhinaus sollte noch die Möglichkeit zur Messung kernmagnetischer Eigenschaften des ^3He innerhalb der Mischung gegeben sein. Schließlich sollte auch noch die Frage nach einem eventuellen superfluiden Phasenübergang der ^3He -Komponente in dem experimentell zugänglichen Temperaturbereich beantwortet werden. Alle Ziele wurden in vollem Umfang erreicht.

Es ist gelungen, Helium-Mischungen etwa um den Faktor 2.5 tiefer abzukühlen, als es bisher möglich war (230 μK gegenüber 580 μK in Ref.39). Die niedrigsten Temperaturen für Resultate der spezifischen Wärme lagen sogar etwa um den Faktor zehn tiefer als die bisher erreichten⁶⁹. Dabei zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den älteren Resultaten im überlappenden Bereich (1.3 %, 0 bar: $m^*/m = 2.37$ gegenüber 2.38 (Anderson⁶⁹), 5.0 %, 0 bar: $m^*/m = 2.45$ gegenüber 2.45 (Anderson⁶⁹ bzw. Polturak⁷⁰)). Überraschende Ergebnisse zeigten dagegen die Messungen bei höherem Druck. Sowohl die Werte der 5 %-Mischung (erhebliche Abweichung gegenüber Polturak⁷⁰ bei 10 bar, 20 bar) als auch die der zum ersten Mal gemessenen 9.2 % (9.45 %)-Mischung ergeben eine mit zunehmender Konzentration abnehmende effektive Masse m^* . Diese Feststellung steht im Gegensatz zu den bisherigen Erwartungen.

Experimentell bestätigt werden konnte dagegen in allen untersuchten Fällen, daß ^3He in ^4He sich bis zu den tiefsten erreichten Temperaturen wie eine normale Fermiflüssigkeit verhält, d. h., daß die spezifische Wärme proportional zur Temperatur ist. Wegen dieser Linearität zusammen mit dem beobachteten Verhalten beim Abkühlen und Aufwärmen kann ein superfluider Phasenübergang der ^3He -Komponente in dem untersuchten Temperaturbereich ausgeschlossen werden.

Während der Kernresonanzmessungen ist es zum ersten Mal gelungen, Spinwellen in $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen durch kontinuierliche Anregung nachzuweisen. Es konnte eine gute Übereinstimmung zwischen dem von Leggett und Rice^{16,17} vorhergesagten theoretischen Verhalten und dem Experiment gezeigt werden. Darüberhinaus konnte ein bisher experimentell noch unbekannter Landau-Parameter bestimmt werden (5%, 0 bar: $F_1^a = 0.34 \pm 0.10$).

Schließlich konnten noch weitere Daten berechnet werden. Während die Beobachtung eines zeitabhängigen Wärmelecks mit einer Zeitkonstante von zwei Wochen hauptsächlich für die Experimentiertechnik interessant ist, sind die zum Kapitzwiderstand erhaltenen Resultate auch von grundsätzlicher Bedeutung. Möglicherweise kann die Feststellung der Druck- und Konzentrationsabhängigkeit mit dazu beitragen, die Natur der beteiligten Wechselwirkungen aufzuklären.

Obwohl die zu Beginn gesetzten Ziele erreicht wurden, handelt es sich natürlich nicht um eine völlig abgeschlossene Arbeit.

Wie häufig in der Wissenschaft, tauchten auch hier bei der Lösung eines Problem es gleich mehrere neue Fragestellungen auf. So ist es sicher sinnvoll, in weiteren Experimenten zur spezifischen Wärme in einem geänderten Aufbau (u. U. bei höheren Temperaturen) die überraschenden Resultate dieser Arbeit zu bestätigen (oder in Frage zu stellen). Eine experimentelle Bestimmung der Spindiffusionszeit τ_D für hohe Drücke würde es ermöglichen, aus den beschriebenen Kernresonanzergebnissen auch die Werte F_1^a für die anderen Mischungen zu gewinnen. Und schließlich können die Erfahrungen aus dieser Arbeit dazu verwendet werden, zu noch tieferen Temperaturen vorzudringen und damit einen weiteren Schritt bei der Suche nach der möglichen Superfluidität der Helium- Mischungen zu tun.

6. Literaturverzeichnis

- 1) D.D. Osheroff, R.C. Richardson, D.M. Lee
Phys. Rev. Lett. 28, 885 (1972)
- 2) L.R. Corruccini, D.D. Osheroff, D.M. Lee, R.C. Richardson
J. Low Temp. Phys. 8, 3/4, 229 (1972)
- 3) L.R. Corrucini
Ph. D. Thesis (1971)
- 4) J.R. Owers-Bradley, H. Chocholacs, R. M. Mueller, Ch. Buchal,
M. Kubota, F. Pobell,
Phys. Rev. Lett. 51, 23, 2120 (1983)
- 5) J. Wilks, "The Properties of Liquid and Solid Helium"
Clarendon Press, Oxford, 1967
- 6) P.J. Bendt, R.D. Cowan, Y.L. Yarnell
Phys. Rev. 113, 1386 (1959)
- 7) z. B. Ashcroft/Mermin: "Solid State Physics",
Saunders College, Philadelphia (1976)
- 8) L.D. Landau
J. Exptl. Theoret. Phys. 30, 1058 (1956)
- 9) A.A. Abrikosov, J.M. Khalatnikov
Rept. Progr. Phys. 22, 329 (1959)
- 10) G. Baym, Ch. Pethick, Chapter 1 und 2 in
- 11) J.M. Khalatnikov
Sov. Phys. JETP 28, 5, 1014 (1969)
- 12) L.D. Landau
J. Exptl. Theoret. Phys. 32, 59 (1957)
- 13) W.R. Abel, A.C. Anderson, J.C. Wheatley
Phys. Rev. Lett. 17, 74 (1966)
- 14) S. Doniach
Phys. Rev. 177, 1, 177 (1969)
- 15) P.M. Platzman, P.A. Wolff
Phys. Rev. Lett. 18, 8, 280 (1967)
- 16) A.J. Leggett
J. Phys. C3, 448 (1970)
- 17) A.J. Leggett, M.J. Rice
Phys. Rev. Lett. 20, 12, 586 (1968)

- 18) J. Bardeen, G. Baym, D. Pines
Phys. Rev. Lett. 17, 7, 372 (1966)
- 19) J. Bardeen, G. Baym, D. Pines
Phys. Rev. Lett. 156, 1, 207 (1967)
- 20) J. Landau, J.T. Tough, N.R. Brubaker, D.O. Edwards
Phys. Rev. A2, 6, 2472 (1970)
- 21) M.B. Hoffberg
Phys. Rev. A5, 4, 1963 (1972)
- 22) B.R. Patton, A. Zaringhalm,
Phys. Lett. 85A, 2, 95 (1975)
- 23) E. Østgaard
Phys. Lett. 49A, 6, 433 (1974)
- 24) D. Fay, A. Layzer
Phys. Rev. Lett. 20, 5, 187 (1968)
- 25) D. Fay
Phys. Rev. B16, 1, 537 (1977)
- 26) E.P. Bashkin
Phys. Lett. 69A, 4, 282 (1978)
- 27) J.C. Owen
Phys. Rev. Lett. 47, 8, 586 (1981)
- 28) K.A. Brueckner, J.L. Gammel
Phys. Rev. 109, 1040 (1958)
- 29) S.H.E. Corporation, San Diego, California, USA
- 30) R.M. Mueller, Ch. Buchal, H.R. Folle, M. Kubota, F. Pobell
Cryogenics 395, July 1980
- 31) J.M. Khalatnikov
Zh. Eksp. Theor. Fiz. 22, 687 (1952)
- 32) A.C. Anderson, W.L. Johnson
J. Low. Temp. Phys. 7, 1 (1972)
- 33) A.C. Anderson, J.I. Connolly. J.C. Wheatley
Phys. Rev. A135, 910 (1964)
- 34) O.E. Vilches, J.C. Wheatley
Phys. Rev. 148, 509 (1966)
- 35) K. Andres, W.O. Sprenger
Proc. 14th Intern. Conf. on Low Temp. Physics,
(North-Holland, Amsterdam, 1975) Vol. I, p. 123
- 36) A.J. Ahonen, P.M. Berglund, M.T. Haikala, M. Krusius,
O.V. Lounasmaa, M.A. Poalonen
Cryogenics 16, 521 (1976)

- 37) A.J. Ahonen, O.V. Lounasmaa, M.C. Veuro
J. Phys. 39, C6, 265 (1978)
- 38) R. Radebaugh, J.D. Siegwarth, J.C. Holste
ICEC 5, Proc., Kyoto, Japan, May 7, 1974
- 39) D.D. Osheroff, L.R. Corruccini
Phys. Lett. 82A, 1, 38 (1981)
- 40) G. Frossati
J. de Phys. C6, 1578 (1978)
- 41) T. Perry, K. deConde, J.A. Sauls, D.L. Stein
Phys. Rev. Lett. 48, 26, 1831 (1982)
- 42) Silber, chemisch rein, 99.999 %, Degussa, Hanau
- 43) A.C. Mota
Rev. Sci. Instr. 42, 1541 (1971)
- 44) Stycast 2850 FT
Emerson and Cuming Inc, Canton, Massachusetts, USA
- 45) Cryophysics GmbH, Darmstadt
- 46) Silber Pulver, 700 Å
Ulvac Vacuum Metallurgical Co, Tokyo, Japan
- 47) M. C. Veuro
Acta Polytechnica Scandinavica, Appl. Phys. Ser. 122
- 48) S. Brunauer, P.H. Emmett, E. Teller
J. Am. Chem. Soc. 60, 309 (1938)
- 49) H.M.J. van Dongen
Diplomarbeit, Eindhoven, Holland (März 1981)
- 50) Ch. Buchal, J. Hanssen, R.M. Mueller, F. Pobell
Rev. Sci. Instr. 49, 9, 1360 (1978)
- 51) Platinum black, Ventron GmbH, Karlsruhe
- 52) J. Yu, A.A.V. Gibson, E.R. Hunt, W.P. Halperin
Phys. Rev. Lett. 44, 5, 548 (1980)
- 53) W.D. Knight
J. Vac. Sci. Technol. 10, 5, 705 (1973)
- 54) Ph. Yee, W.D. Knight
Phys. Rev. B11, 9, 3261 (1975)
- 55) Pt-Draht, 25 µm Ø
H. Drijfhout and Zoon's, Postbus 3887, Amsterdam
- 56) GE-Varnish, General Electric Corp.,
Schenectady, New York, USA

- 57) W-Draht, 13 μm $\emptyset$, 99.95 %, Goodfellow Metals,
Cambridge, England
- 58) J.M. Cotignola, F. DeLaCruz, M.E. DeLaCruz, R.P. Platzek
Rev. Sci. Instr. 38, 87 (1967)
- 59) TI-Precision-Pressure-Gage 145-01
Texas Instruments Inc, Houston, Texas, USA
- 60) P.R. Roach, J.B. Ketterson, M. Kuchniv
Rev. Sci. Instr. 43, 6, 898 (1972)
- 61) Grundlagen der Vakuumtechnik,
Leybold-Heraeus GmbH, Köln
- 62) ^3He , > 99%, $T_2 < 4 \cdot 10^{-10}$
Radiochemical Centre, Amersham
- 63) $^3\text{Helium}$ -Gas, chemisch rein, 99.993%, $T_2 < 10^{-14}$
IC-Chemikalien GmbH, München
- 64) Helium 5.6, ^4He > 99.9996 %, Messer Griesheim, Duisburg
- 65) U.S. Department of Commerce,
National Bureau of Standards, Washington D. C., USA
- 66) R.E. Walstedt, M.W. Dowley, E.L. Hahn, C. Froideaux Phys.
Rev. Lett. 8, 10, 406 (1962)
- 67) J.C. Wheatley
Am. Journ. Phys. 36, 3, 181 (1968)
- 68) G.E. Watson, J.D. Reppy, R.C. Richardson
Phys. Rev. 188, 1, 188 (1969)
- 69) A.C. Anderson, W.R. Roach, R.E. Sarwinski, J.C. Wheatley
Phys. Rev. Lett. 16, 7, 263 (1966)
- 70) E. Polturak, R. Rosenbaum
J. Low Temp. Phys. 43, 5/6, 477 (1981)
- 71) Y. Disatnik, H. Brucker
J. Low Temp. Phys. 7, 5/6, 491 (1972)
- 72) N.R. Brubaker, D.O. Edwards, R.E. Sarwinski, P. Seligman,
R.E. Sherlock
Phys. Rev. Lett. 25, 714 (1970)
- 73) R. A. Sherlock, D.O. Edwards
Phys. Rev. A8, 5, 2744 (1973)
- 74) H. London
Proc. R. Soc. A171, 484 (1939)
- 75) M. Schwark, F. Pobell, W.P. Halperin, Ch. Buchal, J. Hanssen,
M. Kubota, R.M. Mueller
Journ. of Low Temp. Phys. 53, 5/6, 685 (1983)

A n h a n g

Tabellen der numerischen Werte der
spezifischen Wärme

Die folgenden Tabellen fassen alle Einzelmessungen, sortiert nach Temperaturen, zusammen. Eine graphische Zusammenfassung ist auf den Seiten 62 bis 64 im Hauptteil des Textes zu finden.

HELIUM - MISCHUNG : 1.3 %, 0 BAR

TEMPERATUR			TEMP.DIFF			SPEZ.WAERME		GAMMA
MK	+/-	%	UK	+/-	%	MJ / MOL K		1 / K
.486	.35		18.4	9.5		5.27		1.304
.597	.3		40.1	4.75		3.54		.713
.64	.26		54.9	3.06		3.24		.61
.653	.32		53.6	4.12		3.13		.576
.66	.25		43.5	3.9		3.37		.613
.738	.22		62.3	2.77		3.42		.556
.819	.22		82.7	2.32		3.49		.512
.835	.2		76.9	2.36		3.55		.512
.886	.2		68.2	2.75		3.82		.518
1.005	.17		104	1.66		4.16		.498
1.09	.29		115.7	2.79		4.25		.469
1.125	.22		110.1	2.29		4.47		.477
1.203	.14		132.4	1.29		4.69		.468
1.271	.3		129.1	3.04		5.15		.487
1.286	.22		124.8	2.42		5.19		.485
1.325	.22		130.1	2.42		5.23		.474
1.412	.2		157.6	1.85		5.42		.461
1.461	.3		151.3	3		5.8		.477
1.483	.22		146.2	2.4		5.89		.477
1.537	.22		153.7	2.29		5.94		.465
1.636	.24		179.9	2.22		6.4		.47
1.663	.38		167.8	3.77		6.8		.491
1.694	.28		167.9	2.83		6.68		.474
1.76	.24		179.7	2.42		6.72		.459
1.885	.3		211.7	2.74		7.17		.457
1.89	.39		192.3	3.91		7.62		.484
1.918	.3		188.1	3.2		7.65		.479
2.036	.13		215.1	1.31		8.17		.482
2.133	.34		219.8	3.4		8.49		.478
2.152	.34		246.5	3.08		8.05		.449
2.165	.34		217.7	3.37		8.45		.469
2.33	.13		257.7	1.22		8.91		.46
2.395	.28		242.8	2.83		9.73		.488
2.409	.38		203.3	4.54		9.5		.474
2.444	.4		273.2	3.74		9.28		.456
2.634	.16		288.9	1.45		10.21		.466
2.692	.27		274.2	2.7		10.94		.488
2.767	.5		311.4	4.45		10.58		.46
2.973	.15		335.1	1.37		11.23		.454
3.012	.3		314.3	2.95		12.03		.48
3.13	.48		354.7	4.33		11.71		.45
3.331	.17		336.3	1.67		12.53		.452
3.373	.34		346.4	3.33		13.64		.486
3.49	.45		317	5.05		13.54		.466
3.721	.22		382.2	2.25		14		.452
3.774	.46		405.3	4.44		14.6		.465

4.127	.2	413	2.18	15.71	.457
4.168	.48	386.2	5.32	15.67	.452
4.214	.24	428.6	2.37	16.01	.457
4.532	.4	345.1	5.42	17.54	.465
4.586	.17	453.1	1.81	17.89	.469
4.694	.22	483.5	2.15	17.74	.454
4.874	.48	318.6	7.38	19	.468
5.09	.17	510.5	1.85	19.7	.465
5.21	.5	281.5	9.35	21.5	.496
5.22	.27	541.7	2.65	19.64	.452
5.506	.41	287.6	8.05	21.05	.459
5.656	.22	573.7	2.24	21.49	.456
5.786	.4	265.2	9.07	22.82	.474
5.807	.36	599.5	3.65	21.76	.45
6.273	.25	647.4	2.5	23.8	.456
6.45	.4	646.8	4.16	24.94	.465
6.938	.3	685.3	3.08	27.22	.471
7.139	.35	724.9	3.59	27.46	.462
7.711	.4	779.5	4	29.34	.457
7.915	.32	799	3.27	30.93	.47
8.515	.4	865	3.94	32.44	.458
8.777	.4	896.3	4.01	34.08	.467
9.43	.4	938.1	4.09	36.66	.467
9.75	.41	970.7	4.29	38.19	.471
10.448	.4	1031.7	4.05	41.35	.476
10.83	.4	1135.3	3.95	40.21	.446
11.562	.44	1149.1	4.44	45.18	.469
11.949	.48	1214.8	4.73	45.78	.46
12.782	.56	1274.6	5.7	49.64	.467
13.266	.53	1337.3	5.33	51.86	.47
14.158	.68	1397.7	6.94	56.41	.479
14.692	.75	1526.1	7.28	56.01	.458
15.684	.7	1555.7	7.25	61.53	.471
16.306	.91	1626.3	9.11	64.39	.474
17.298	.7	1714.8	7.18	67.93	.472
18.075	.96	1850.3	9.41	69.77	.464
18.124	.96	1543.6	11.44	68.7	.455
19.697	1.04	1711.8	12.17	77.43	.472
20.029	1.01	2005.4	10.1	79.09	.474
22.157	.98	2212.2	9.96	85.98	.466
24.593	1.04	2636.7	9.78	91.67	.448
27.164	1.21	2737.5	12.13	107.61	.476

HELIUM - MISCHUNG : 1.3 %, 10.0 BAR

TEMPERATUR			TEMP.DIFF			SPEZ. WAERME		GAMMA
MK	+/-	%	UK	+/-	%	MJ / MOL K		1 / K
.702	.16		62.5	1.85		3		.513
.817	.17		71.4	2.13		3.57		.526
.938	.19		84	2.15		3.98		.51
1.068	.25		98.6	2.74		4.4		.496
1.198	.34		137.5	3.02		4.8		.481
1.367	.28		152.3	2.5		5.52		.485
1.546	.22		173.3	1.97		6.23		.485
1.752	.28		201.2	2.47		6.94		.476
1.975	.35		227	3.13		7.7		.469
2.229	.34		255.8	2.97		8.89		.48
2.512	.27		281.2	2.43		10.13		.485
2.824	.29		321.1	2.54		11.32		.482
3.174	.32		354.5	2.97		12.87		.487
4.28	.29		499.5	2.5		16.46		.462
4.806	.3		583.4	2.56		18.03		.451
5.286	.28		558.7	2.65		20.62		.469
5.861	.32		582	3.34		23.46		.481
6.515	.3		653.1	3.11		26.14		.482
7.216	.28		754	2.68		28.3		.471
8.023	.34		850.3	3.29		30.62		.458
8.89	.39		905.3	3.87		35.83		.484
9.883	.44		1010.3	4.37		39.29		.478
10.997	.5		1121.9	4.92		43.75		.478
12.185	.52		1243.7	5.12		49.07		.484
13.567	.6		1400.6	5.83		53.02		.47
15.007	.6		1502.3	6		61.08		.489
16.682	.64		1720.6	6.33		64.25		.463
18.438	.77		1789.9	7.96		75.83		.494
20.54	.88		2053.2	8.94		83.57		.489
22.746	.86		2377.3	8.26		89.06		.47
25.449	.96		2672	9.19		99.68		.471
28.48	1.27		3047.4	11.96		111.5		.47

HELIUM - MISCHUNG : 5.0 %, 0 BAR

TEMPERATUR			TEMP.DIFF			SPEZ.WAERME		GAMMA
MK	+/-	%	UK	+/-	%	MJ / MOL K		1 / K
.531	.5		44.7	6		4.03		.912
.702	.3		64.5	3.4		4.86		.831
.734	.19		71	2.02		4.89		.801
.871	.19		86	1.93		5.62		.776
.952	.19		94.4	1.95		6.2		.782
1.042	.2		106.3	2		6.53		.753
1.167	.2		119	2.13		7.38		.761
1.22	.22		120.5	2.37		7.86		.775
1.384	.24		139.8	2.4		8.91		.775
1.41	.22		144.1	2.29		8.82		.752
1.61	.19		164.1	1.91		10.07		.752
1.614	.29		166	2.83		10.22		.761
1.826	.22		185	2.29		11.56		.761
1.857	.3		193.6	2.91		11.58		.749
1.959	.61		196.3	6.2		12.24		.751
2.067	.28		209.5	2.77		13.13		.764
2.116	.29		217.9	2.86		13.29		.755
2.22	.6		225.6	5.94		13.81		.748
2.325	.26		237.8	2.62		14.49		.749
2.398	.35		245.9	3.59		15.38		.771
2.493	.58		254.1	5.76		15.59		.752
2.611	.29		265.4	2.84		16.48		.759
2.645	.15		273	1.54		16.7		.759
2.706	.4		277.1	3.95		17.16		.763
2.795	.6		281.4	5.97		17.56		.755
2.976	.29		310.3	2.86		18.58		.751
3.035	.36		313.9	3.58		19.1		.756
3.125	.59		318.9	5.84		19.55		.752
3.253	.3		167.2	5.94		20.85		.771
3.396	.44		351.3	4.34		21.34		.755
3.486	.59		352.6	5.91		21.84		.753
3.546	.22		360.2	2.2		22.34		.758
3.799	.58		394	5.67		23.96		.758
3.882	.56		393.8	5.62		24.31		.753
3.951	.25		396.5	2.54		25.03		.762
4.241	.6		434.4	6		26.62		.754
4.318	.51		439.7	5.01		27.34		.761
4.395	.26		449.5	2.58		27.45		.751
4.726	.7		487.6	6.94		29.74		.757
4.8	.52		489.9	5.16		29.81		.747
4.889	.24		495.9	2.45		30.84		.758
5.328	.6		542.2	5.97		33.43		.754
5.427	.25		550.2	2.56		34.87		.772
5.921	.64		599.5	6.41		37.51		.762
6.04	.24		617.1	2.37		38.59		.768
6.562	.6		657.3	6.17		41.67		.763
6.71	.26		680.7	2.63		42.97		.77

7.269	.64	729.8	6.45	46.26	.765
7.448	.32	750.4	3.32	47.74	.77
8.07	.64	803.8	6.58	51.64	.769
8.247	.34	798.8	3.5	55	.802
8.934	.64	903.6	6.37	55.94	.753
9.027	.6	886.4	6.16	60.62	.807
9.174	.4	912.5	4.19	58.3	.764
9.885	.66	990.5	6.69	62.95	.766
10.055	.56	1074.3	5.35	62.36	.745
10.137	.41	1009.2	4.26	65.41	.776
11.162	.66	1180.3	6.4	69.77	.751
11.169	.4	1044.1	4.47	70.68	.761
12.326	.48	1351.5	4.54	73.47	.716
12.402	.7	1274.9	6.96	81.02	.785
13.648	.64	1363.5	6.46	88.57	.78
13.84	.7	1471.5	6.69	89.17	.774
15.163	.68	1474.4	7.08	98.47	.781
15.38	.83	1570.7	8.16	98.64	.771
17.035	.86	1786.5	8.28	107.83	.761
18.885	.96	1968	9.39	118.45	.754
20.896	1.08	2124.8	10.75	135.66	.78
23.052	.88	2231.7	9.8	160.12	.835
25.563	.88	2400.2	9.55	177.67	.835
27.962	1.26	2701	1.31	199.23	.856

HELIUM - MISCHUNG : 5.0 %, 9.8 BAR

TEMPERATUR			TEMP.DIFF			SPEZ.WAERME		GAMMA
MK	+/-	%	UK	+/-	%	MJ / MOL K		1 / K
.395	.25		30.4	3.29		3.23		.983
.542	.24		46.5	2.82		3.97		.88
.676	.22		65	2.42		4.45		.792
.685	.2		65.8	2.13		4.48		.786
.836	.17		82.8	1.87		5.28		.76
.847	.16		82.5	1.67		5.42		.77
1.016	.17		101	1.7		6.48		.766
1.156	.2		114.1	2.04		7.37		.766
1.187	.16		118.9	1.62		7.46		.755
1.321	.2		134	2.08		8.25		.751
1.37	.17		139.2	1.77		8.5		.746
1.497	.2		152.2	1.97		9.3		.747
1.566	.2		164	2		9.4		.721
1.692	.2		169.3	2.12		10.78		.766
1.775	.24		184.3	2.37		10.88		.737
1.901	.26		194.3	2.62		11.73		.742
2.005	.38		204.3	3.72		12.37		.741
2.125	.28		218.5	2.75		13.07		.739
2.251	.36		234.1	3.6		13.7		.731
2.373	.32		244.3	3.16		14.63		.741
2.519	.3		259.5	2.99		15.58		.744
2.643	.38		272.2	3.77		16.39		.745
2.828	.36		290.3	3.59		17.56		.746
2.861	.34		270.5	3.67		18.03		.758
2.95	.39		304.8	3.8		18.12		.739
3.155	.4		337	3.75		18.77		.715
3.178	.2		318.5	2		19.4		.734
3.275	.32		345.4	3.06		19.97		.733
3.526	.3		353.8	3.17		21.14		.721
3.64	.35		369.2	3.57		22.64		.747
3.912	.3		390.2	3.16		24.17		.743
4.336	.25		441.8	2.47		26.5		.735
4.812	.28		497.2	2.79		29.44		.735
5.331	.3		537.1	3.13		32.7		.737
5.904	.29		578.5	2.99		37.11		.756
6.518	.25		643.7	2.58		40.93		.755
7.225	.32		731.8	3.17		44.45		.739
7.979	.43		775.4	4.51		50.76		.765
8.817	.35		875.8	3.65		55.72		.76
9.76	.29		964.9	3		62.37		.768
10.764	.4		1042	4.26		69.31		.774
11.928	.58		1253.9	5.52		70.31		.708
13.148	.5		1300.9	5.07		82.02		.75
14.456	.44		1368.7	4.8		94.83		.789
15.975	.64		1531.7	6.85		103.65		.78
17.57	.63		1664.8	6.66		116.66		.798
19.356	.73		1774.1	8.08		133.14		.827
21.334	.77		2018.5	8.14		142.8		.805

HELIUM - MISCHUNG : 5.0 %, 20.1 BAR

TEMPERATUR			TEMP.DIFF			SPEZ.WAERME	GAMMA
MK	+/-	%	UK	+/-	%	MJ / MOL K	1 / K
.485	.26		44.4	2.86		3.42	.848
.681	.14		67.4	1.41		4.42	.78
.82	.17		78.2	1.82		5.07	.744
1.026	.15		100.1	1.61		6.35	.744
1.042	.19		105	1.92		6.67	.77
1.227	.17		124.4	1.77		7.82	.766
1.231	.14		120.9	1.48		7.62	.744
1.449	.15		143.1	1.54		8.88	.737
1.653	.19		178.2	1.79		10.4	.756
1.675	.16		172.1	1.63		9.97	.716
1.892	.2		201.4	1.95		11.94	.759
1.909	.19		188.5	1.93		11.72	.738
2.15	.17		231.9	1.75		13.42	.751
2.168	.22		220.1	2.16		12.93	.717
2.248	.17		226.5	1.68		14.29	.764
2.427	.17		252.8	1.81		15.79	.782
2.439	.32		241.1	3.37		15.1	.744
2.519	.15		257.5	1.54		15.72	.75
2.735	.28		285.1	2.77		17.67	.777
2.741	.34		274.4	3.55		16.63	.729
2.805	.13		288.4	1.33		17.54	.752
3.072	.38		310.4	3.75		18.49	.723
3.074	.34		329.4	3.2		19.34	.756
3.122	.17		324.3	1.7		19.34	.745
3.416	.41		347.5	4.2		20.54	.723
3.441	.32		362.6	3.08		22.25	.777
3.472	.22		360.4	2.15		21.52	.745
3.804	.55		380.3	5.55		23.16	.732
3.854	.22		396.7	2.17		24.53	.765
3.855	.3		411.1	2.99		24.55	.765
4.222	.59		410.5	6.12		26.39	.751
4.28	.22		439.1	2.22		27.44	.771
4.303	.38		450.4	3.69		27.81	.777
4.701	.53		473.2	5.3		28.46	.728
4.765	.2		481.7	2.12		30.79	.777
4.809	.32		498	3.22		31.23	.781
5.209	.43		510.4	4.41		32.66	.754
5.292	.17		561.1	1.73		33.04	.751
5.794	.54		556.2	5.69		37	.768
5.87	.25		601	2.45		37.78	.774
6.39	.58		635.6	5.84		38.73	.729
6.516	.34		646.4	3.55		43.02	.794
7.085	.66		714.2	6.71		42.32	.718
7.233	.32		717.1	3.4		48.48	.806
7.759	1.16		647.3	14.06		46.68	.723
8.051	.3		843	3.04		51.68	.772
8.926	.41		934.4	4.04		56.05	.755

9.88	.44	987.2	4.49	65.73	.8
10.971	.43	1081.6	4.44	73.28	.803
12.166	.44	1240.5	4.39	79.59	.786
13.464	.48	1314.9	5.02	91.3	.815
14.899	.54	1468.1	5.54	100.71	.813
16.574	.75	1694.2	7.39	108.9	.79
18.321	.88	1779.4	9.19	129.99	.853
20.237	.86	1979.3	8.91	136.06	.808
22.39	.71	2216.8	7.35	155.79	.836
24.811	.69	2355.7	7.41	174.54	.846

HELIUM - MISCHUNG : 9.2 %, 7.3 BAR

TEMPERATUR			TEMP.DIFF			SPEZ.WAERME		GAMMA
MK	+/-	%	UK	+/-	%	MJ / MOL K		1 / K
.418	.3		35.9	3.5		3.41		.983
.489	.22		40.6	2.83		3.76		.926
.59	.19		52.4	2.13		4.23		.862
.599	.3		60.5	3.11		4.15		.834
.697	.17		65.1	2		4.74		.818
.773	.3		83.2	2.91		5.07		.788
.809	.29		77.5	3.02		5.38		.8
.931	.29		89.4	3.08		6.17		.797
.949	.25		105.1	2.25		6.06		.768
1.043	.27		111.1	2.59		6.9		.796
1.06	.24		101.9	2.52		7.03		.798
1.181	.28		128.1	2.61		7.68		.781
1.2	.2		118.1	2.18		7.71		.773
1.304	.34		126	3.59		8.59		.792
1.333	.28		144.3	2.61		8.68		.783
1.453	.3		144.6	3.11		9.23		.764
1.503	.32		163.3	3.06		9.77		.781
1.619	.3		162.1	3.13		10.32		.766
1.687	.32		181.6	2.97		11.04		.786
1.797	.29		181.8	2.93		11.26		.753
1.889	.27		204.4	2.54		12.47		.794
1.997	.32		197.5	3.37		12.9		.776
2.011	.43		215.1	4.08		13.19		.788
2.13	.17		237.3	1.63		13.54		.764
2.214	.32		228.3	3.18		13.83		.751
2.27	.35		242.1	3.45		15.01		.795
2.458	.34		241.6	3.47		15.88		.777
2.54	.25		273.8	2.4		16.72		.791
2.84	.25		308.1	2.31		18.58		.786
3.173	.3		341.3	2.81		20.85		.79
3.542	.29		380.7	2.72		23.41		.794
3.956	.28		427.3	2.65		26.09		.793
4.412	.32		475.7	3.08		29.19		.795
4.919	.35		529.6	3.37		32.33		.79
5.503	.3		620.3	2.81		36.19		.791
6.148	.35		664.9	3.35		40.36		.789
6.847	.44		728.7	4.16		45.7		.802
6.999	.41		793.3	3.7		45.24		.777
7.647	.56		823.2	5.27		50.8		.799
7.845	.51		898.2	4.48		51.75		.793
8.465	.65		782.4	7.15		57.27		.813
8.795	.58		950.9	5.37		60.56		.828
9.836	.66		1020	6.46		69.11		.845
11.009	.68		1230.8	6.16		76.94		.84
12.435	.75		1411.3	6.64		85.55		.827
13.924	.71		1540.8	6.55		97.76		.844
15.703	.85		1813.6	7.43		109.02		.835
17.622	.81		1780.1	8.17		124.45		.849
19.359	.88		1695.8	10.25		130.63		.811

HELIUM - MISCHUNG : 9.2 %, 14.1 BAR

TEMPERATUR			TEMP.DIFF			SPEZ.WAERME		GAMMA	
MK	+/-	%	UK	+/-	%	MJ / MOL K		1 / K	
.34	.56		22.6	8.64		3.51		1.24	
.448	.26		24.7	4.85		3.93		1.054	
.459	.36		35.9	4.83		3.99		1.045	
.556	.34		46.8	4.02		4.5		.974	
.578	.32		36	5.2		4.53		.942	
.646	.3		56.5	3.5		5.02		.934	
.701	.29		45.1	4.55		5.32		.912	
.741	.3		67.2	3.5		5.59		.907	
.822	.3		52.1	4.8		6.27		.918	
.842	.32		75.9	3.59		6.39		.913	
.94	.28		60.6	4.45		7.15		.914	
.952	.22		90.5	2.41		6.84		.864	
1.061	.28		70	4.25		7.88		.893	
1.072	.3		96.6	3.47		8.21		.921	
1.184	.3		78	4.82		8.8		.894	
1.196	.27		107	3.06		9.06		.911	
1.311	.3		87.9	4.6		10.11		.928	
1.331	.22		122.3	2.5		9.97		.9	
1.479	.25		138.2	2.75		10.79		.878	
1.635	.24		151	2.63		12.15		.893	
1.809	.22		166.2	2.59		13.46		.895	
1.992	.29		181.5	3.27		14.94		.902	
2.197	.3		198.4	3.47		16.59		.908	
2.414	.26		218.4	2.88		18.32		.913	
2.417	.88		222.9	9.64		17.52		.872	
2.663	.39		245.6	4.3		20.06		.906	
2.714	.78		231	9.24		21.52		.953	
2.929	.44		268.6	4.85		22.35		.917	
3.028	.66		272.8	7.43		23.42		.93	
3.215	.4		290.2	4.59		24.69		.923	
3.397	.76		310.4	8.39		26.31		.931	
3.533	.45		326.9	4.98		25.98		.884	
3.767	.79		338.5	8.78		29.03		.926	
3.872	.44		357.7	4.9		28.78		.894	
4.222	.86		394.5	9.28		30.9		.88	
4.25	.34		386.5	3.89		32.21		.911	
4.654	.81		413.6	9.28		35.78		.924	
5.124	.81		467.2	8.96		38.26		.898	
5.641	.88		497.9	10.13		43.27		.922	
6.205	.93		559.3	10.5		46.99		.91	
6.801	.96		608.6	10.91		51.94		.918	
7.466	1		662.8	11.3		60.02		.966	
8.25	.89		718.9	10.39		66.87		.974	
9.014	1		785.7	11.55		72.03		.961	
9.893	1.04		827.4	12.64		81.72		.993	
10.845	.8		957.3	9.08		84.35		.935	
11.839	.69		1054.7	7.91		91.05		.924	
12.883	.75		1114.3	8.74		10.15		.094	
14.099	.8		1160	9.78		11.71		.099	
15.401	1.06		1309.5	12.64		123.88		.967	

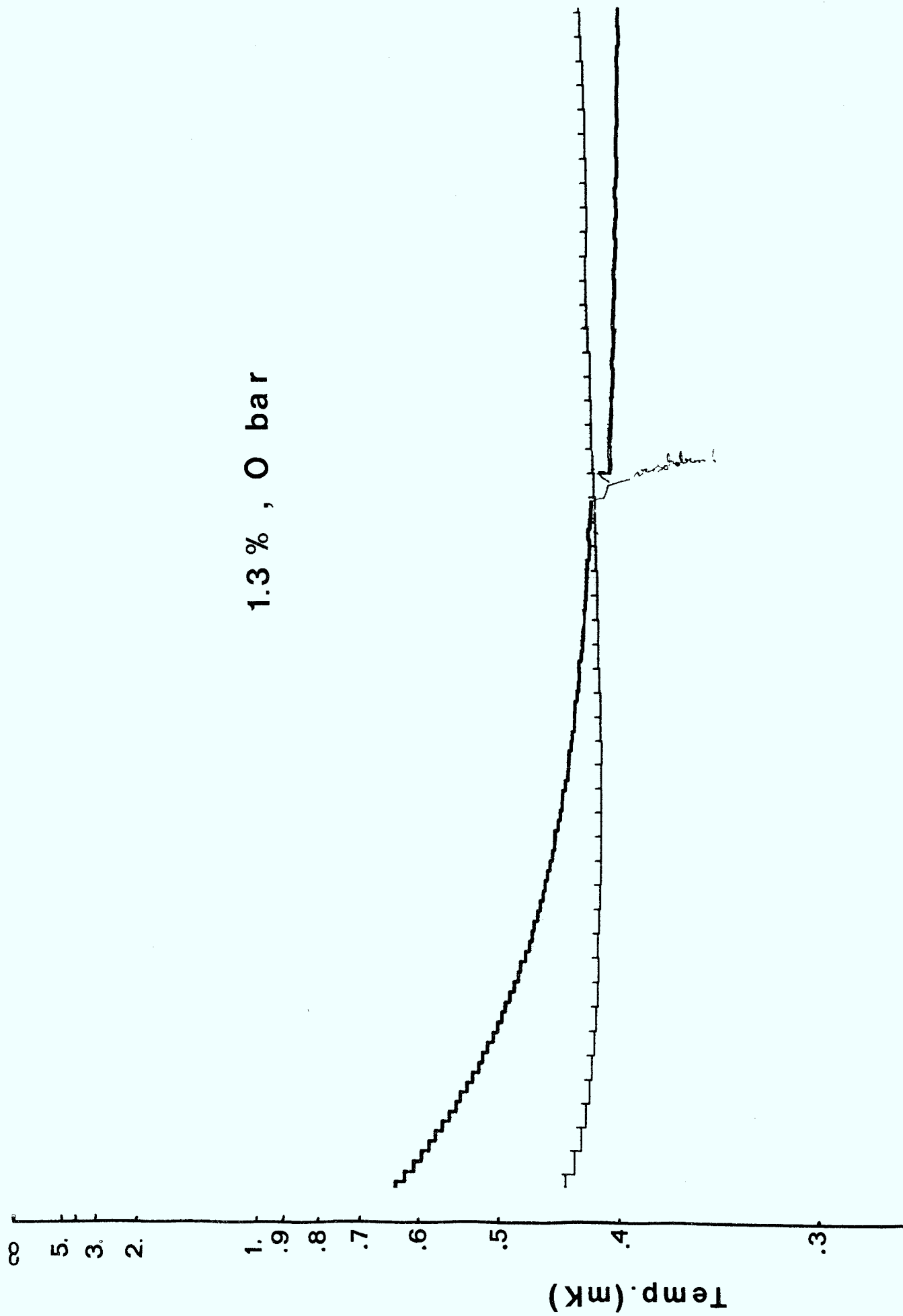
HELIUM - MISCHUNG : 9.45 %, 10.1 BAR

TEMPERATUR			TEMP.DIFF			SPEZ.WAERME		GAMMA
MK	+/-	%	UK	+/-	%	MJ / MOL K		1 / K
.318	.17		20	2.93		3.88		1.467
.427	.22		39.5	2.56		3.45		.972
.491	.14		45.2	1.54		3.93		.962
.534	.17		50.5	1.97		4.21		.948
.61	.15		59.2	1.62		4.61		.909
.649	.11		65.2	1.16		4.8		.89
.738	.15		74.3	1.52		5.39		.879
.769	.13		82.3	1.29		5.3		.829
.869	.13		91	1.29		6.11		.845
.898	.15		95.8	1.41		6.25		.837
1.007	.15		107.4	1.41		6.96		.831
1.033	.15		108.4	1.43		7.31		.851
1.157	.14		120.3	1.39		8.19		.851
1.186	.16		127.7	1.54		8.21		.832
1.321	.15		137.9	1.5		9.33		.849
1.353	.17		145.3	1.62		9.36		.831
1.501	.2		159.9	2.04		10.41		.834
1.528	.13		169	1.25		10.64		.837
1.7	.22		150.2	2.17		11.57		.818
1.717	.2		196.9	1.91		11.57		.81
1.912	.22		212.6	2.02		12.68		.797
1.927	.26		214.5	2.37		13.38		.835
2.145	.28		239.1	2.58		14.15		.793
2.164	.41		243.4	3.74		14.78		.821
2.42	.46		264.4	4.3		17.01		.845
2.715	.44		298.2	4.05		19		.841
3.029	.39		342.6	3.52		21		.834
3.398	.38		380.3	3.47		23.25		.823
3.547	.69		364.9	6.88		25.02		.848
3.964	.46		408.8	4.57		28.39		.861
4.42	.34		457.6	3.39		31.12		.846
4.921	.34		521.6	3.39		34.12		.834
5.491	.32		596.9	3		37.86		.829
6.113	.32		645.7	3.2		42.43		.834
6.804	.44		729.9	4.16		46.86		.828
7.58	.44		800.2	4.17		52.81		.837
8.432	.45		894.1	4.34		58.68		.837
9.362	.55		995.6	5.25		66.08		.848
10.42	.64		1073.9	6.34		73.94		.853
11.57	.56		1225.7	5.37		80.32		.834
12.822	.55		1351.6	5.24		90.25		.846
14.279	.64		1499.6	6.12		100.33		.845
15.769	.68		1576.1	6.88		114.91		.876
17.502	.61		1728.1	6.32		125.41		.861
19.113	.59		1557.1	7.26		139.18		.875

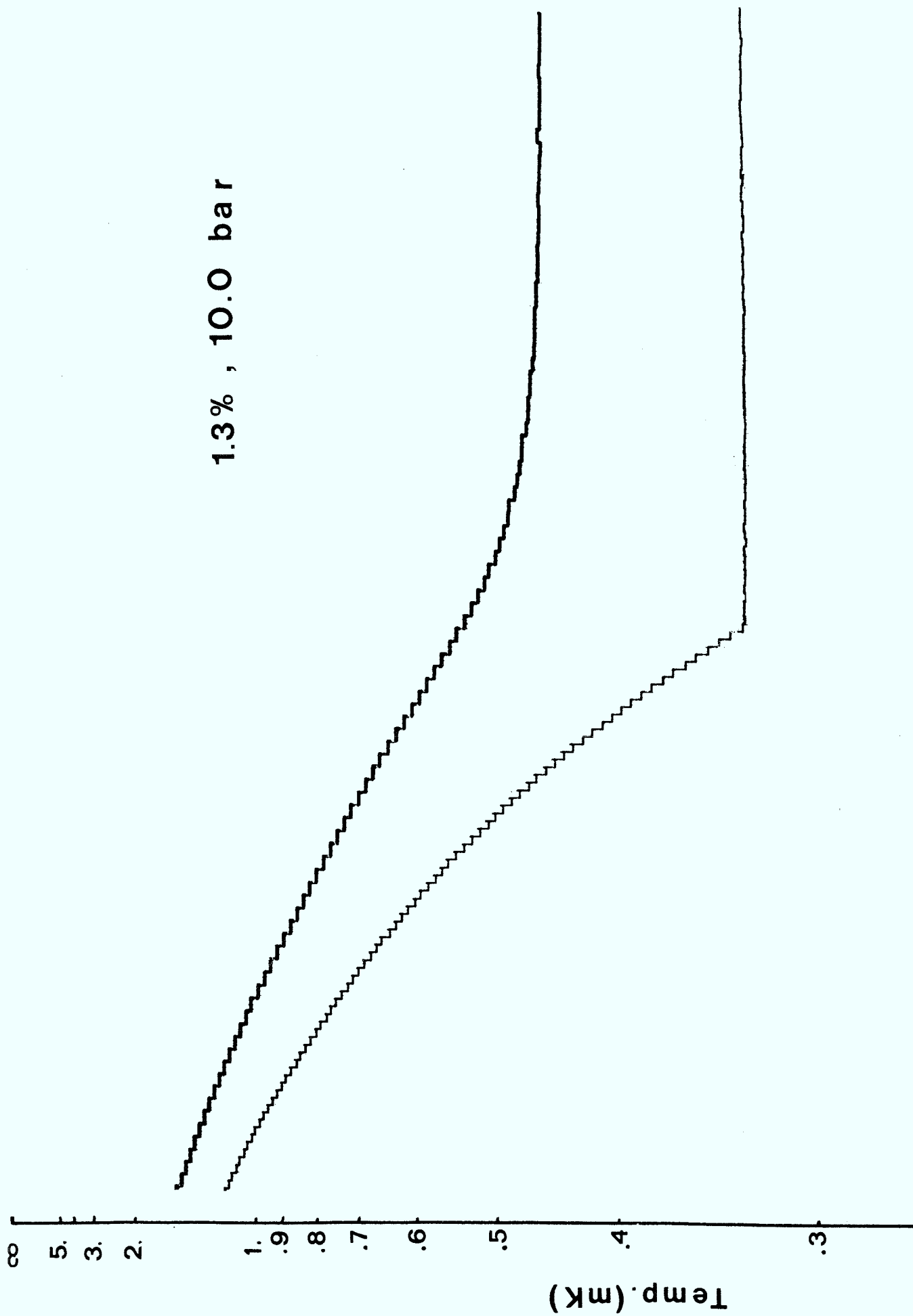
Abkühlkurven

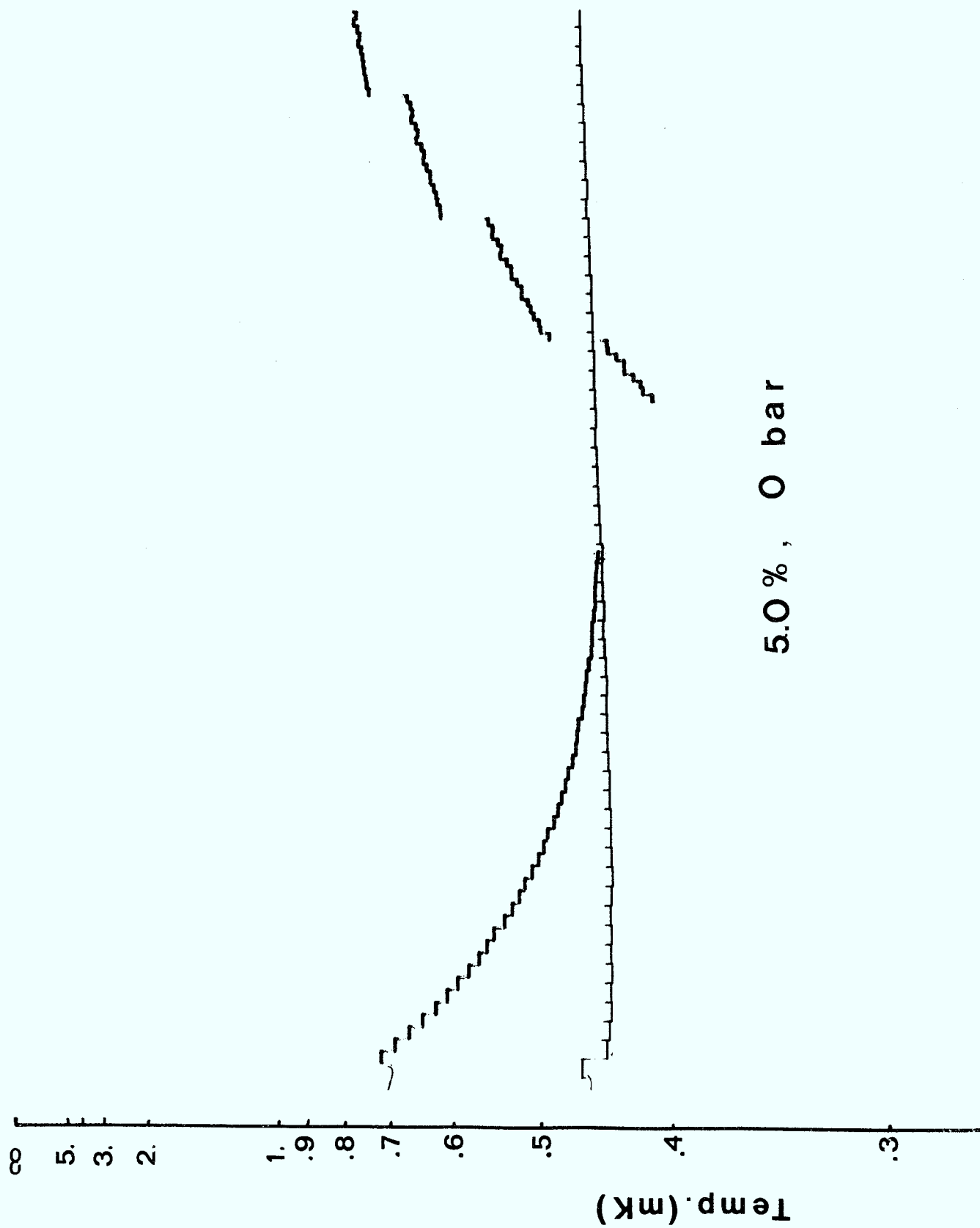
Die folgenden Seiten zeigen das Abkühlverhalten der einzelnen Mischungen. Im Gegensatz zu Abb. 22 auf Seite 91 handelt es sich hier nicht um Daten, die im Computer zwischengespeichert und verarbeitet wurden, sondern um Kopien der Recorderprotokolle. Der horizontale Papiervorschub betrug 2 cm/h. Der Vertikal-
eingang des Recorders war direkt mit dem Analogausgang des PLM3-Gerätes (= Elektronik des Pt-NMR-Thermometers) verbunden. Die Einteilung der Vertikalachse ist daher nicht proportional zur Temperatur, sondern zur Suszeptibilität. Diese ist aber nach dem Curie-Gesetz umgekehrt proportional zur Temperatur. Die Temperaturskalen am Rand gelten nur für die Helium-Mischungen (das sind die etwas kräftigeren Linien), nicht aber für die zweite Kernstufe (verläuft meist relativ konstant).

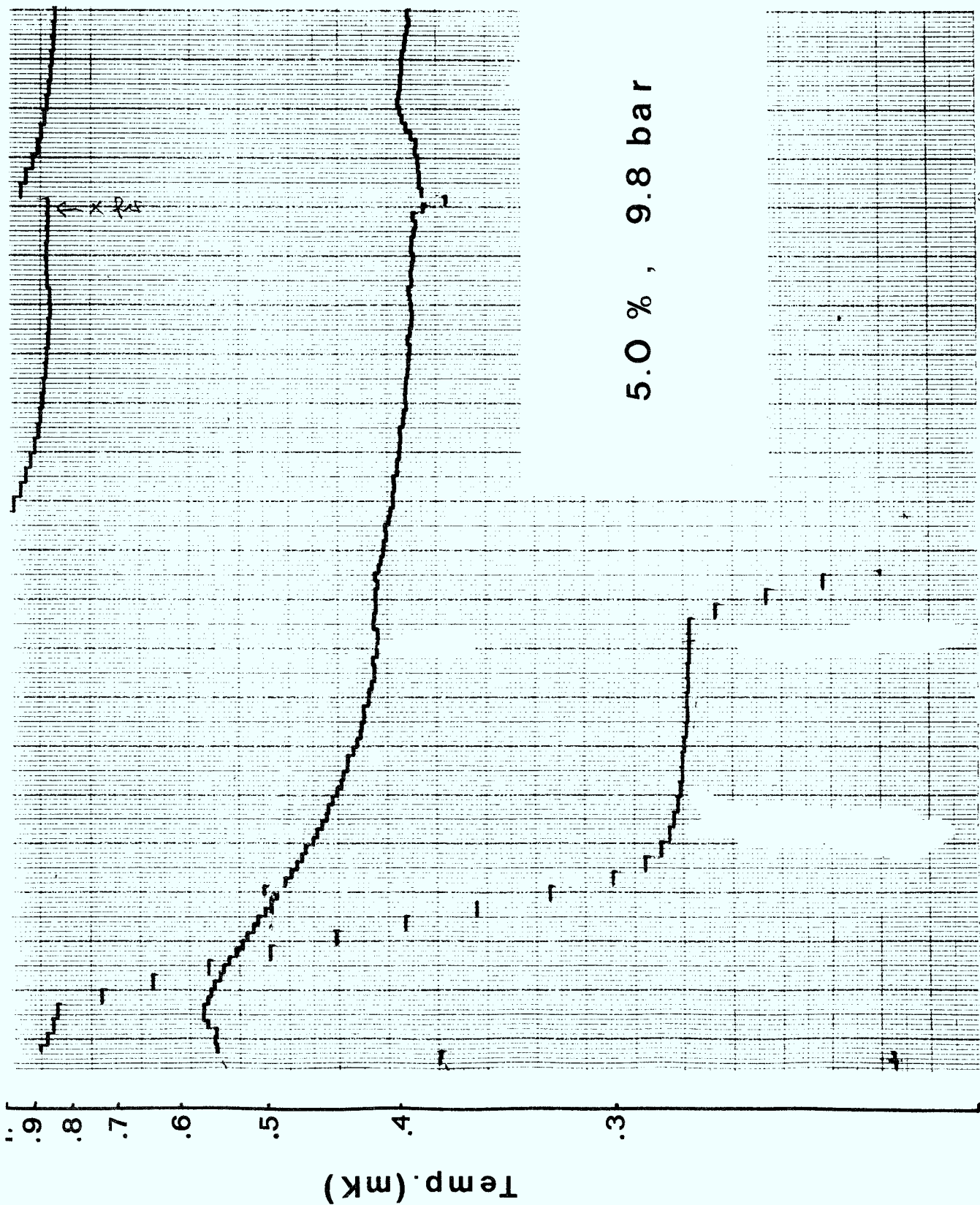
1.3 % , 0 bar



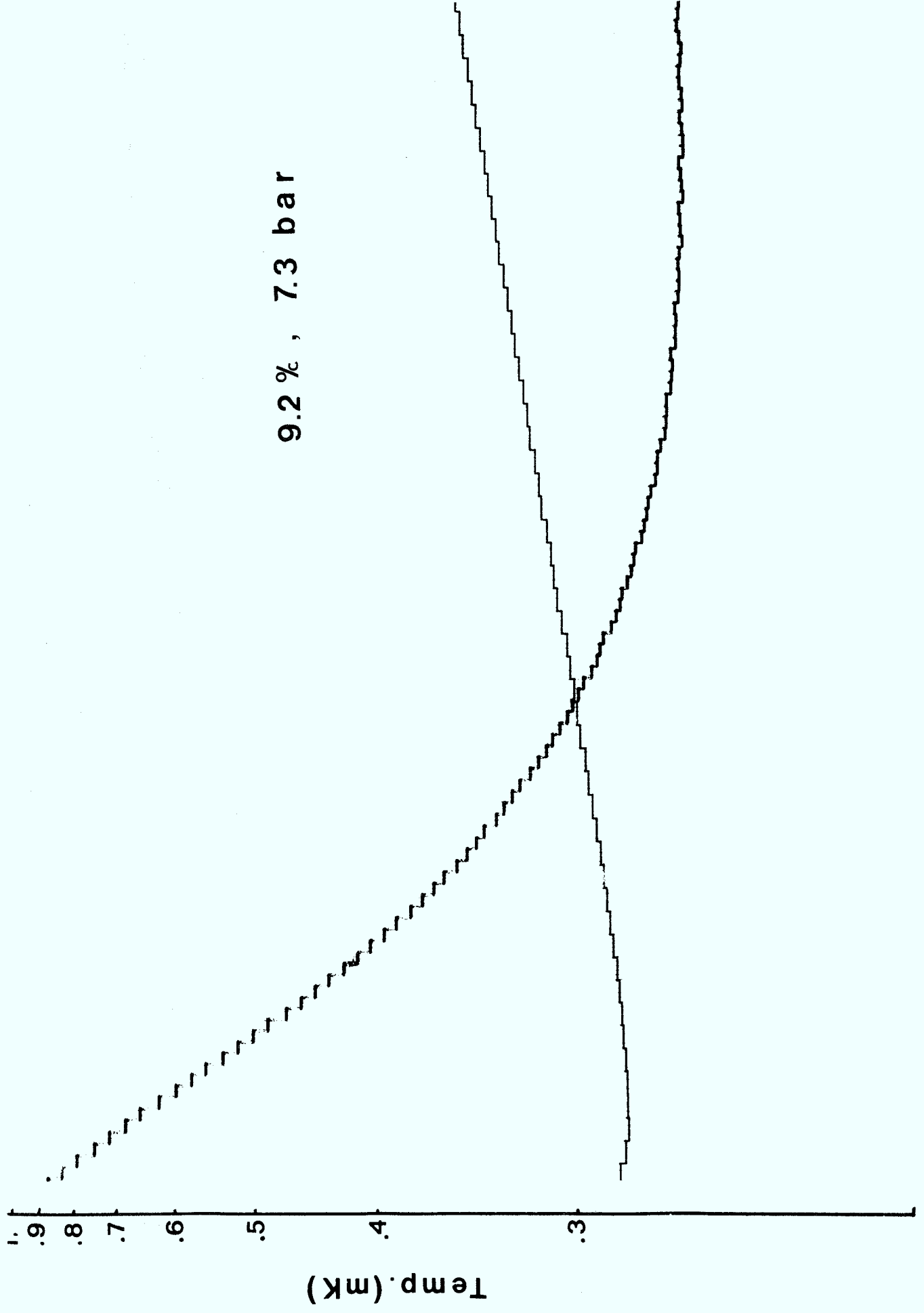
1.3% , 10.0 bar

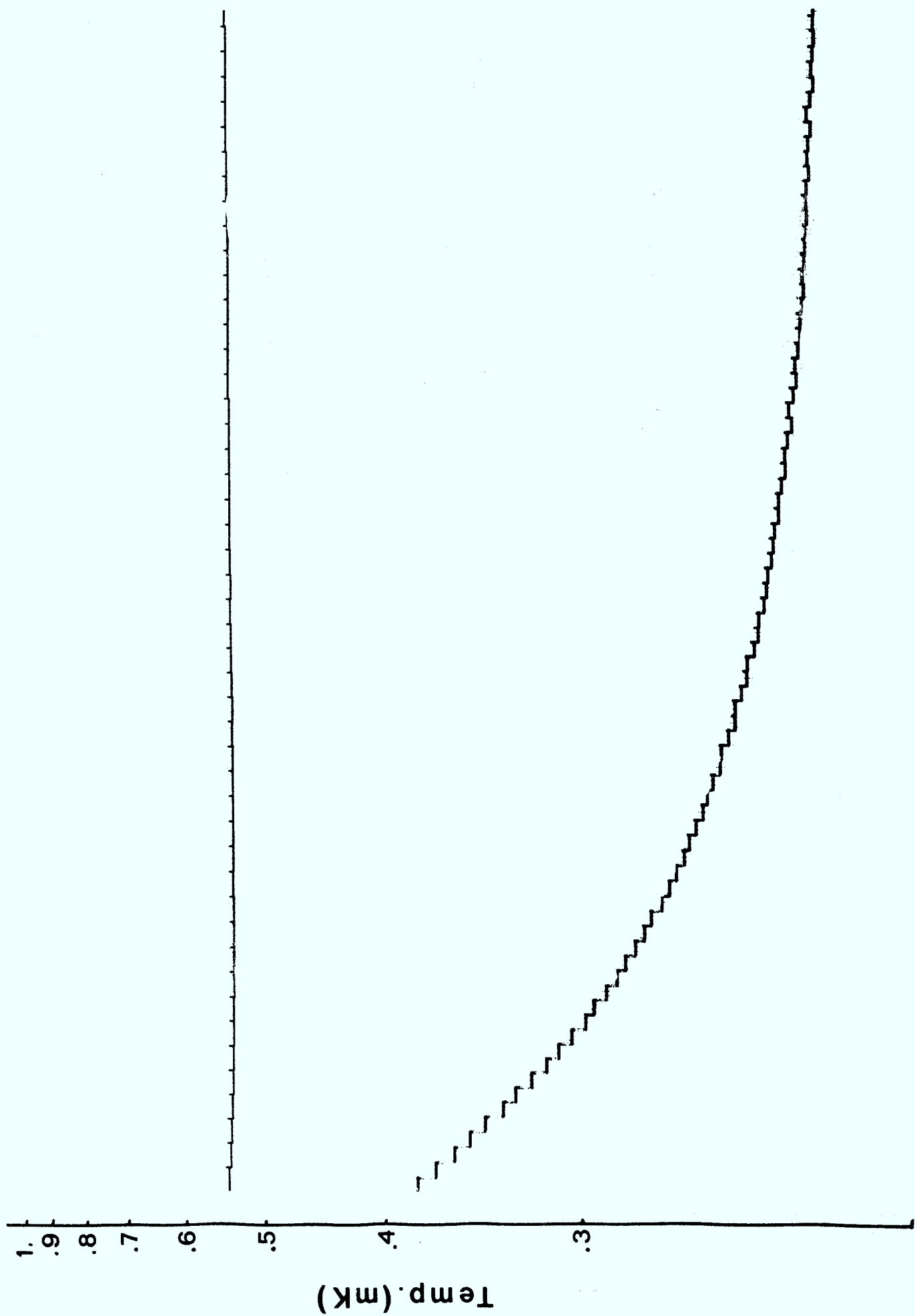


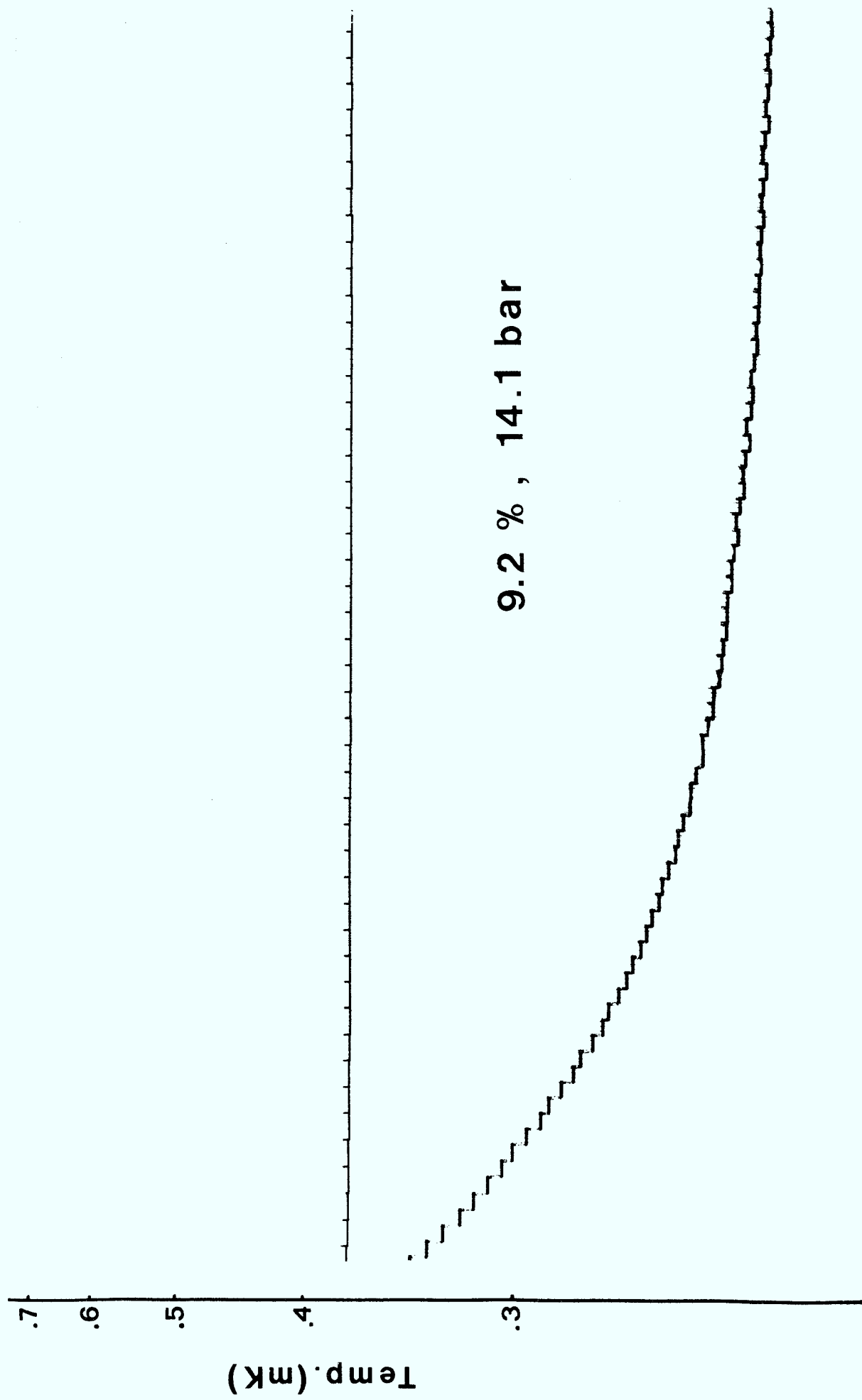




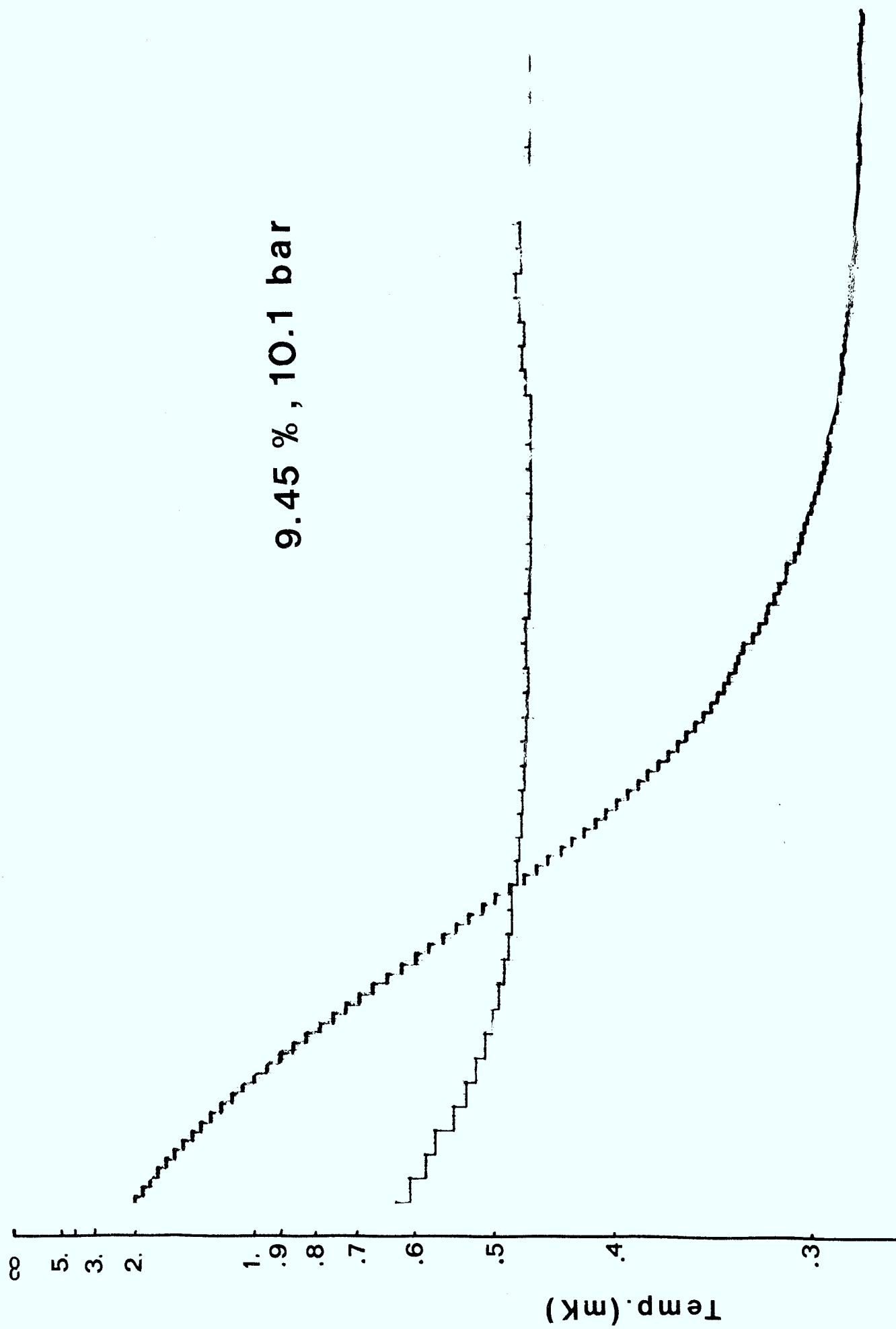
9.2 % , 7.3 bar







9.45 %, 10.1 bar



Programmlistings

Die folgenden Seiten enthalten die Programm-Listings der beiden Programme, die zur Messung der spezifischen Wärme benutzt wurden. Der verwendete Rechner war ein Mikrocomputer Apple II europlus, Grundausrüstung mit 48 KByte. Zusätzlich war der Rechner noch ausgestattet mit einer 16 KByte-Speichererweiterung, einem 2 x 8 Bit Parallelport, einem IEEE-Port und einer Z 80-Prozessor-karte. Die beiden letzten Karten wurden im vorliegenden Fall nicht benutzt. Zur Datenspeicherung und -Anzeige standen zwei 5 1/4-Inch-Diskettenlaufwerke, ein CRT-Monitor und ein Matrix-drucker zur Verfügung. Bei Bedarf wurde noch zusätzlich ein Watanabe-Flachbettplotter angeschlossen, um die Daten graphisch ausgeben zu können. Die Programme wurden im Applesoft-Basic-Dialekt geschrieben (bis auf ein kleines Maschinensprache-Programm 'Delay Obj0', das zur Zeitsteuerung der Heizpulse diente). Die Befehle zur Ansteuerung von Peripheriegeräten sind dabei systemspezifisch. Davon betroffen sind vor allem die Kommandos zur Ein- und Ausgabe von Daten auf Diskette und die Befehle, die die Bildschirmgrafik betreffen.

Programm 'AUTOHC 1'

Dieses Programm speichert die vom PLM3 gelieferten Temperaturdaten, die von Hand eingegebenen Parameter sowie die Dauer der Heizpulse. Diese werden automatisch in vom Bediener wählbaren Zeitabständen erzeugt. Die Dauer wird dabei vom Programm so gesteuert, daß bei allen Temperaturen etwa gleiche relative Temperaturänderungen auftreten. Die Dauer (in Sekunden) beträgt $N_0 \cdot T^2$ (T in mK), wobei N_0 vom Bediener vorgegeben wird.

Erläuterung:

2- 240	Initialisierung, Eingabe und Speicherung der ersten Parameter
250- 500	Umwandlung der seriell ankommenden Daten in Thermometerablesungen
510- 590	Speicherung der Daten und Bildschirmplot
600- 690	Anruf des Maschinenprogramms zur Heizersteuerung
700- 820	Prüfung, ob Heizpuls erzeugt werden soll. Wenn ja, Berechnung der Dauer und Speicherung
830- 880	Option für Eingriffe in das laufende Programm
890-1000	Bei Bedarf Eingabe neuer Parameter (von Zeile 870 aus zu erreichen)
1010-1100	Unterprogramme zur Diskettensteuerung
1105-1490	Vorläufige Auswertung der Daten und Bildschirmplot zur Kontrolle.

```

2 D$ = CHR$(4)
4 PRINT D$;"UNLOCK DATEN 5 %"
6 PRINT D$;"LOCK DATEN 5 %"
90 PRINT D$;"BLOAD DELAY.OBJO"
100 INPUT "ENTER NO ";NO
105 N2 = NO
110 PRINT "ENTER FILE NAME": INPUT A$
120 DIM G(32),F(33)
130 GOSUB 1010
135 HCOLOR= 3
140 HGR
150 A = 49366
160 INPUT "ENTER NO OF PULSES / INTERVAL ";L2
161 INPUT "START AT PULS NO ";L1
162 L = 0
170 INPUT "ENTER PT NMR CAL CONST";K1
180 INPUT "ENTER HEATER CURRENT(UA)";K2
190 INPUT "REPEAT TIME(SEC)";T3
200 HPLLOT 0,0 TO 0,159: HPLLOT 0,159 TO 279,159
210 GOSUB 1060
220 PRINT 10000
230 PRINT K1: PRINT K2
240 PRINT T3: PRINT 10001
250 POKE A + 1,0
260 POKE A,15
270 POKE A + 1,255
280 WAIT A,32
290 FOR I = 0 TO 31
300 POKE A,1
310 POKE A,0
320 T = PEEK (A)
330 IF T > 31 THEN T = T - 32
340 G(I) = T
350 NEXT I
360 FOR I = 0 TO 31
370 IF G(I) = 0 THEN NEXT I
380 J = 0
390 I = I + 1
400 K = I: IF I > 31 THEN K = I - 32
410 IF G(K) > 0 THEN 380
420 J = J + 1
430 IF J < 16 THEN 390
440 V = 0:W = 0.5
450 FOR J = I + 1 TO I + 12
460 K = J
470 IF J > 31 THEN K = J - 32
480 W = W + W
490 IF G(K) > 0 THEN V = V + W
500 NEXT J
510 PRINT L
520 PRINT V
530 V1 = 160 - 81920 / V
540 IF L > 278 THEN L = L - 278
550 IF V1 < 0 THEN V1 = V1 + 159
555 IF V1 < 0 THEN V1 = 0
560 HPLLOT L,V1
570 L = L + 1
580 L1 = L1 + 1
582 IF L < 4 THEN 590
585 IF L1 > 3.1 THEN GOSUB 1110
590 GOTO 700

```

```

600 REM HEAT PULSE
610 A1 = 32768
620 M = INT (N / 10)
630 N = N - M * 10
640 N = INT (10 * N)
660 POKE A1 + 512,N
670 POKE A1 + 513,M
675 M = M * 10 + N / 10
678 FLASH : PRINT "HEATING FOR "M" SECONDS": NORMAL
680 CALL A1
690 RETURN
700 REM SEMI AUTO HEATING
710 GOTO 830
720 IF L1 < L2 THEN 280
723 IF NO = 0 THEN 280
725 GOSUB 1170
740 N = NO * K1 * K1 / (V * V)
745 PRINT
750 IF N > T3 - 10 THEN N = T3 - 10
760 GOSUB 600
770 L1 = 0
777 P = M * K2 * K2 / 200
778 GOSUB 1060
780 PRINT 11111
790 PRINT M
800 PRINT P
815 POKE - 16304,0
820 GOTO 280
830 REM KEYBOARD READ
840 POKE 49168,0
850 F = PEEK (49152)
860 IF F = 69 THEN 1500
865 IF F = 82 THEN NO = N2
870 IF F = 78 THEN 890
875 IF F = 72 THEN NO = 0
880 GOTO 720
890 PRINT 10000
900 GOSUB 1610
910 PRINT D$;"CLOSE";A$
920 INPUT "ENTER NEW PT CAL CONST";K1
930 INPUT "ENTER HEATER CURENT (UA)";K2
940 INPUT "REPEAT TIME(SEC)";T3
945 INPUT "NO OF PULSES";L2
946 INPUT "ENTER NEW NO";NO
947 N2 = NO
950 GOSUB 1060
960 PRINT K1
970 PRINT K2
980 PRINT T3
990 PRINT 10001
995 GOSUB 1170
1000 GOTO 720
1010 REM DATA STORE
1020 D$ = CHR$ (4)
1030 PRINT D$;"MON C,I,D"
1040 PRINT D$;"OPEN";A$
1050 RETURN
1060 PRINT D$;"APPEND";A$
1070 PRINT D$;"WRITE";A$
1080 RETURN
1090 PRINT D$;"CLOSE ";A$
1100 RETURN

```

```

1105 REM DATA FIT
1110 T = K1 / V
1115 N1 = N1 + 1
1117 S1 = S1 + N1
1120 S2 = S2 + N1 * N1
1130 S3 = S3 + T * T
1140 S4 = S4 + T * T * N1
1150 S5 = S5 + T * T * T * T
1160 RETURN
1170 IF N1 < 2 THEN RETURN
1180 D = N1 * S2 - S1 * S1
1190 A2 = (S2 * S3 - S1 * S4) / D
1200 B = (N1 * S4 - S1 * S3) / D
1210 T1 = SQR (B * N1 + B + A2)
1220 T4 = SQR (A2 - 2 * B)
1230 IF N1 = 2 THEN 1300
1240 E = S5 + N1 * A2 * A2 + S2 * B * B - 2 * A2 * S3
1245 E = E - 2 * B * S4 + 2 * A2 * B * S1
1250 E = ABS (E / (N1 - 2))
1280 E3 = 2 * SQR (E / N1) / (T4 + T5)
1290 E6 = SQR (E3 * E3 + E4 * E4) / (T4 - T5)
1295 E5 = SQR (E3 * E3 + E4 * E4)
1300 PRINT D$;"CLOSE";A$
1305 POKE - 16303,0
1310 PRINT "SLOPE="B" +-"E1
1315 PRINT
1320 PRINT "INTERCEPT="A2
1325 PRINT
1330 PRINT "TF="T1" +-"E3
1335 PRINT
1340 PRINT "TB="T4" +-"E3
1345 PRINT
1350 PRINT "DELTAT="T4 - T5+"-E5
1360 PRINT
1370 PRINT "TEMP="(T4 + T5) / 2
1380 T = T4 - T5:T6 = T4 + T5
1383 PRINT
1385 PRINT "HEAT CAP.="P / T
1387 T5 = T1:S1 = 0:S2 = 0
1390 S5 = 0:E4 = E3
1400 S3 = 0:S4 = 0:N = 0
1410 N1 = 0
1420 H = P / T
1430 H1 = H * E6
1450 IF K3 > 0 THEN 1470
1455 IF H = 0 THEN 1480
1460 K3 = 16 / H
1465 K4 = 28 / T6
1470 X = T6 * K4:Y1 = 160 - (H - H1) * K3
1475 Y2 = 160 - (H + H1) * K3
1480 IF Y2 > 160 THEN 1490
1482 IF Y2 < 0 THEN 1490
1488 HPLOT X,Y1 TO X,Y2
1490 RETURN
1500 PRINT 11000
1510 PRINT D$;"CLOSE";A$
1511 PRINT D$;"LOCK";A$
1515 GOSUB 1170
1520 GOTO 1700
1600 REM SOUND
1610 S = - 16336
1620 FOR Q = 15 TO 0 STEP - 1
1630 FOR Q1 = 0 TO Q * 7:R = PEEK (S): NEXT
1640 NEXT Q
1650 RETURN
1700 END

```

Programm 'ANAL 1'

Mit Hilfe dieses Programms wurden die durch AUTOHC 1 gespeicherten Daten verarbeitet.

Erläuterung

1 - 170	Initialisierung
1000 - 1080	Einlesen der Daten
2000 - 2180	Erkennung von Heizpulsen
2200 - 2300	Erster Fit nach Gleichung (42)
3000 - 3195	Menue-Programm
3200 - 3270	Ausgabe der Heizpuls-Daten
3300 - 3320	Parameter-Eingabe
3400 - 3480	Ausgabe der Temperaturliste
3600 - 3690	Löschen von verfälschenden Ablesungen (z. B. durch elektronische Störungen verursachte Fehl- ablesungen)
3800 - 3965	Ausgabe einer Zusammenfassung aller Heizpulsdaten
4000 - 4180	Anpassung der Daten eines Intervalls zwischen zwei Heizpulsen
5000 - 5210	Berechnung der Abweichungen
6000 - 6220	Analyse eines Heizpulses
7000 - 7100	Zusammenfassung der Parameter
8000 - 8050	Option für Druckerausgabe
9000 - 9330	Bildschirmplot der Temperaturablesungen und der angepaßten Kurve für ein Intervall zwischen zwei Heizpulsen

```

1  LOMEM: 18000
4  PV = 1.1: REM      PROGRAMMVERSION 1.1 VOM 11.01.83
5  HOME : INVERSE : PRINT "ANALYSE DER AUTOHC1 - DATEN"
6  NORMAL
7  PRINT : PRINT : PRINT
10 REM ANALYSE DER AUTOHC1 - DATEN
20 REM PROGRAMMNAME: ANAL1
30 REM INITIALISIERUNG
40 DIM S%(1300),Z(1300),T(1300)
41 REM S%(I)=SUSZEPT.
42 REM Z(I) =ZEIT (SEC)
43 REM T(I) =TEMP. (MK)
50 DIM P(10,50)
51 REM P(N,J) = PARAMETER FUER INTERVALL # J
52 REM N = 1 : HEIZDAUER
53 REM      2 : HEIZSTROM
54 REM      3,4 : FITPARAMETER A,B T^2=A*Z + B
55 REM      5 : MITTLERER REL. FEHLER
56 REM      6,7 : RANDINDICES
57 REM      8,9 : START- UND END-TEMPERATUREN
60 I = 1:J = 1
70 S%(0) = 0:Z(0) = 0:T(0) = 0
80 D$ = CHR$(4)
110 PRINT : PRINT : PRINT
120 INPUT "ENTER FILENAME : ";F$
130 INPUT "HEATER - RESISTANCE ?";HW
140 INPUT "MOLVOLUMEN (CM^3 / MOL) ?";MV
150 V = 23.48: REM      VOLUMEN DER ZELLE
160 INPUT "DRUCK (BAR) : ";P0
170 INPUT "KONZENTRATION (%): ";C
1000 REM EINLESEN DER DATEN VON DISK
1010 PRINT D$;"OPEN ";F$
1020 PRINT D$;"READ ";F$
1030 INPUT X
1040 IF X = 10000 THEN INPUT K1,PI,DT,X: IF X = 10001 THEN GOTO 1030ELS
    E PRINT "DATA ERROR": PRINT D$;"CLOSE";F$: STOP
1050 IF X = 11111 THEN S%(I) = 0:Z(I) = Z(I - 1):T(I) = J: INPUT P(1,J): INPL
    X:P(2,J) = PI:J = J + 1:I = I + 1: GOTO 1030
1060 IF X = 11000 THEN PRINT "DATENEINLESEN BEENDET": PRINT D$;"CLOSE ";
    F$:NI = I - 1:NJ = J - 1:P(6,NJ + 2) = NI + 1:Z(NI + 1) = Z(NI) + DT:
    GOTO 2000
1070 INPUT S%(I):Z(I) = Z(I - 1) + DT:T(I) = K1 / S%(I):I = I + 1
1080 GOTO 1030
2000 REM
2010 REM AUSWERTUNG
2020 REM
2030 PRINT "CALCULATION IN PROGRESS"
2100 REM BERECHNUNG DER RANDINDICES
2110 J = 1
2120 P(6,1) = 1
2130 FOR I = 1 TO NI
2140 IF S%(I) = 0 THEN J = T(I):P(7,J) = I - 1:P(6,J + 1) = I + 1
2150 NEXT I
2160 P(7,J + 1) = NI
2170 REM
2180 REM

```

```

2200 REM
2210 REM 1.BERECHNUNG
2220 REM
2230 GOSUB 8000
2236 GOSUB 7000
2240 PRINT "INDEX" TAB( 10)"ZEIT(SEC)" TAB( 20)"SUSZEPT" TAB( 30)"TEMP(MK
) " TAB( 45)"REL.ERROR (%)"
2250 FOR J = 1 TO NJ + 1
2260 GOSUB 4000
2270 GOSUB 5000
2280 NEXT J
2290 FOR I = 1 TO 10: PRINT : NEXT I
2300 PR# 0
3000 REM
3010 REM MENUE
3020 REM
3030 PR# 0
3035 PRINT : PRINT
3040 PRINT "HEATPULSANALYSE (H)"
3050 PRINT "TEMP.LISTING (T)"
3060 PRINT "DEL TEMP.POINTS (D)"
3070 PRINT "SUMMARY OF HEATPULSES (S)"
3080 PRINT "PARAMETER (P)"
3090 PRINT "GRAPHIC (G)"
3120 PRINT "END (E)"
3130 INPUT X$
3140 IF X$ = "H" THEN GOTO 3200
3150 IF X$ = "T" THEN GOTO 3400
3160 IF X$ = "D" THEN GOTO 3600
3170 IF X$ = "S" THEN GOTO 3800
3180 IF X$ = "P" THEN GOTO 3300
3185 IF X$ = "G" THEN GOTO 9000
3190 IF X$ = "E" THEN END
3195 GOTO 3130
3200 INPUT "NO OF HEATPULS (0 = ALL)";X
3210 IF X < 0 OR X > NJ THEN GOTO 3200
3220 GOSUB 8000
3230 IF X < > 0 THEN J = X: GOSUB 6000: GOTO 3000
3235 GOSUB 7000
3240 FOR J = 1 TO NJ
3250 GOSUB 6000
3260 NEXT J
3270 GOTO 3000
3300 GOSUB 8000
3310 GOSUB 7000
3320 GOTO 3000
3400 INPUT "NO OF INTERVAL (0 = ALL)";X
3410 IF X < 0 OR X > NJ + 1 THEN GOTO 3400
3420 GOSUB 8000
3430 IF X < > 0 THEN J = X: GOSUB 4000: GOSUB 5000: GOTO 3000
3435 GOSUB 7000
3440 FOR J = 1 TO NJ + 1
3450 GOSUB 4000
3460 GOSUB 5000
3470 NEXT J
3480 GOTO 3000

```

```

3600 INPUT "ENTER NO OF INTERVAL ";X
3610 IF X < 1 OR X > NJ + 1 THEN GOTO 3600
3620 J = X
3630 PRINT : PRINT "ENTER -NO. OF POINT TODELETE"
3640 PRINT "OR NO. OF POINT TO RETAIN."
3650 PRINT "0 = QUIT "
3660 INPUT X
3665 IF X = 0 THEN GOSUB 4000: GOSUB 5000: GOTO 3000
3670 IF ABS (X) < P(6,J) OR ABS (X) > P(7,J) THEN PRINT "POINT OUTSIDE
    OF INTERVAL ";J: GOTO 3660
3680 S%(ABS (X)) = SGN (X) * ABS (S%(ABS (X)))
3690 GOTO 3660
3800 PRINT : PRINT : PRINT
3810 GOSUB 8000
3820 GOSUB 7000
3830 PRINT : PRINT : PRINT
3840 PRINT "TEMP (MK)" TAB( 18)"TEMP.DIFF. (UK)" TAB( 36)"C (MJ/MOL K)" TAB(
    10)"C/N*R*T (1/K)" TAB( 26)"UK^2 / SEC"
3850 PRINT
3855 R = 8.314: REM (JOULE/MOL*K)
3860 FOR J = 1 TO NJ
3870 T = (P(9,J) + P(8,J + 1)) / 2
3880 TD = P(8,J + 1) - P(9,J)
3890 PE = P(2,J) * P(2,J) * HW * P(1,J) / 1000: REM (NANOJOULE)
3900 E1 = P(5,J) * P(9,J)
3910 E2 = P(5,J + 1) * P(8,J + 1)
3920 TE = SQR (E1 * E1 + E2 * E2)
3930 HC = PE / TD:HC = HC * MV / V
3935 PRINT INT (10000 * T) / 10000;" +/-"; INT (10000 * TE / T) / 100;"%
    ";
3940 PRINT TAB( 18) INT (10000 * TD) / 10;" +/-"; INT (10000 * TE / TD) /
    100;"%";
3945 PRINT TAB( 36) INT (10 * HC) / 10000;
3950 PRINT TAB( 10) INT (10 * HC / (T * R)) / 10000;
3955 PRINT TAB( 25) INT (P(3,J) * 1E9) / 1000
3956 NEXT J
3960 PRINT : PRINT : PRINT
3965 GOTO 3000
4000 REM
4010 REM T^2 (ZEIT) FIT IM INTERVALL J
4020 REM
4030 X = 0
4040 XX = 0
4050 Y = 0
4060 XY = 0
4070 N = 0
4080 FOR I = P(6,J) TO P(7,J)
4090 IF S%(I) < 0 THEN GOTO 4150
4100 X = X + Z(I)
4110 XX = XX + Z(I) * Z(I)
4120 Y = Y + T(I) * T(I)
4130 XY = XY + Z(I) * T(I) * T(I)
4140 N = N + 1
4150 NEXT I
4160 P(3,J) = (XY - X * Y / N) / (XX - X * X / N)
4170 P(4,J) = (Y - P(3,J) * X) / N
4180 RETURN

```

```

5000 REM
5010 REM BERECHNET FUER INTERVALL J
5020 REM REL.FEHLER, T-ST, T-END
5040 REM
5045 PRINT
5050 SE = 0:N = 0
5060 FOR I = P(6,J) TO P(7,J)
5070 TT = SQR (P(3,J) * Z(I) + P(4,J))
5080 ER = (T(I) - TT) / TT
5090 IF S%(I) < 0 THEN GOTO 5130
5100 SE = SE + ER * ER
5110 N = N + 1
5130 PRINT I TAB( 10)Z(I) TAB( 20)S%(I) TAB( 30)T(I) TAB( 45)ER * 100
5140 NEXT I
5145 IF N < 3 THEN N = 3
5150 P(5,J) = SQR (SE / (N - 2))
5160 ZS = (Z(P(7,J - 1)) + Z(P(6,J))) / 2
5170 ZE = (Z(P(7,J)) + Z(P(6,J + 1))) / 2
5180 P(8,J) = SQR (P(3,J) * ZS + P(4,J))
5190 P(9,J) = SQR (P(3,J) * ZE + P(4,J))
5195 PRINT : PRINT J;". HEATPULS": PRINT
5200 RETURN
5210 REM
6000 REM HEATPULSEANALYSE
6010 PRINT : PRINT : PRINT : PRINT J;". HEATPULSE": PRINT
6020 T = (P(9,J) + P(8,J + 1)) / 2
6030 TD = P(8,J + 1) - P(9,J)
6040 PE = P(2,J) * P(2,J) * HW * P(1,J) / 1000: REM ( NANJOULE)
6050 E1 = P(5,J) * P(9,J)
6060 E2 = P(5,J + 1) * P(8,J + 1)
6070 TE = SQR (E1 * E1 + E2 * E2)
6100 HC = PE / (TD * 1000)
6110 PRINT "TEMPERATUR :" TAB( 20)T TAB( 36)"MK"
6115 PRINT "REL. FEHLER :" TAB( 20)100 * TE / T TAB( 36)"%"
6120 PRINT "TEMP.DIFF. :" TAB( 20)TD * 1000 TAB( 36)"UK"
6130 PRINT "REL. FEHLER :" TAB( 20)100 * TE / TD TAB( 36)"%"
6132 PRINT "STARTTEMP. :" TAB( 20)P(9,J) TAB( 36)"MK"
6134 PRINT "ENDTEMP. :" TAB( 20)P(8,J + 1) TAB( 36)"MK"
6140 PRINT "PULSENERGIE :" TAB( 20)PE TAB( 36)"NJ"
6150 PRINT "HEIZERSTROM :" TAB( 20)P(2,J) TAB( 36)"UA"
6160 PRINT "PULSDAUER :" TAB( 20)P(1,J) TAB( 36)"SEC"
6170 PRINT "T^2 / ZEIT :" TAB( 20)P(3,J) TAB( 36)"MK^2 / SEC"
6180 PRINT "HEATCAP. :" TAB( 20)HC TAB( 36)"MJ/K"
6190 PRINT "GAMMA :" TAB( 20)HC / T TAB( 36)"J/K^2"
6200 PRINT "MOL :" TAB( 20)V / MV
6210 PRINT : PRINT : PRINT : PRINT
6220 RETURN
7000 PRINT CHR$( 12): PRINT : PRINT : PRINT
7010 PRINT "DATENSATZ :" TAB( 25)F$
7015 PRINT : PRINT "PROGRAMMVERSION :" TAB( 25)PV
7020 PRINT
7030 PRINT "DRUCK :" TAB( 25)PO TAB( 35)"BAR"
7040 PRINT "KONZENTRATION:" TAB( 25)C TAB( 35)"%"
7050 PRINT "MOLVOLUMEN :" TAB( 25)MV; TAB( 35)"CM^3 / MOL"
7060 PRINT "ZELLVOLUMEN :" TAB( 25)V; TAB( 35)"CM^3"
7070 PRINT "MOL:" TAB( 25)INT (100 * V / MV) / 100
7080 PRINT "HEIZERWIDERSTAND :" TAB( 25)HW TAB( 35)"OHM"
7090 PRINT : PRINT : PRINT : PRINT : PRINT : PRINT
7100 RETURN

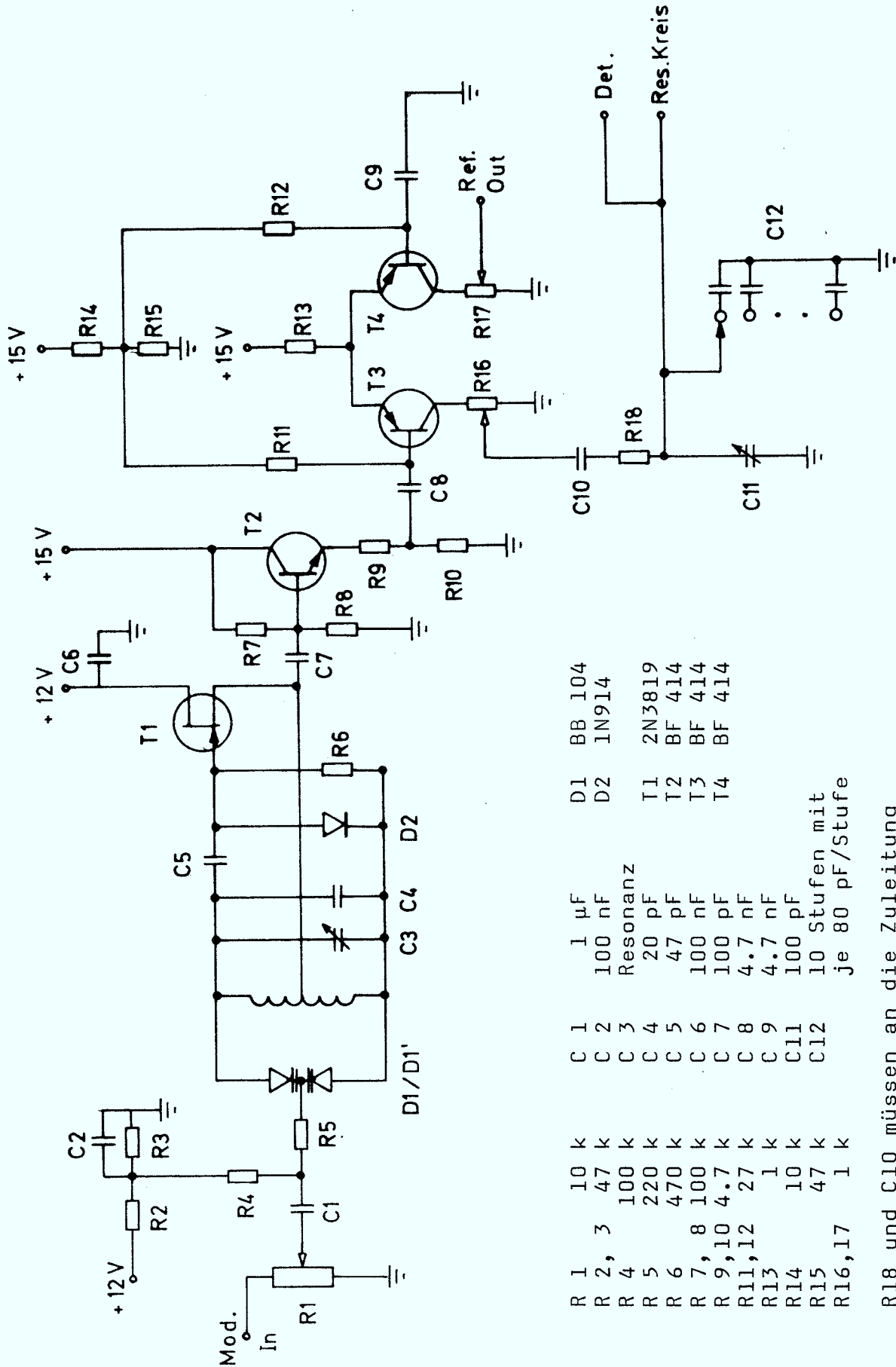
```

```

8000 REM
8010 INPUT "HARDCOPY (Y,N) ";X$
8020 IF X$ = "Y" THEN PR# 1: RETURN
8030 IF X$ < > "N" THEN GOTO 8000
8040 PR# 0
8050 RETURN
9000 HGR : HCOLOR= 3
9010 VTAB 21
9020 INPUT "WHICH INTERVAL (0=QUIT)";X
9025 HGR
9030 IF X > NJ + 1 OR X < 0 THEN GOTO 9010
9040 IF X = 0 THEN TEXT : GOTO 3000
9050 J = X
9060 IL = P(6,J):IU = P(7,J)
9065 VTAB 22: PRINT "NO OF 1.POINT : ";IL
9066 VTAB 23: PRINT "NO OF LAST POINT : ";IU
9070 ZL = Z(IL):ZU = Z(IU)
9080 TL = T(IL):TU = T(IU)
9090 FOR I = IL TO IU
9100 IF T(I) < TL THEN TL = T(I)
9110 IF T(I) > TU THEN TU = T(I)
9120 NEXT I
9130 AX = 280 / (ZU - ZL + 600)
9140 BX = 300 - ZL
9150 AY = 100 / (TU - TL)
9160 BY = TL
9170 FOR I = IL TO IU
9180 XO = INT (Z(I) + BX) * AX
9190 YO = INT (130 - (T(I) - BY) * AY)
9200 FOR IX = XO - 1 TO XO + 1
9210 FOR IY = YO - 1 TO YO + 1
9215 IF IX < 0 OR IX > 279 THEN GOTO 9230
9216 IF IY < 0 OR IY > 159 THEN GOTO 9230
9220 HPLOT IX,IY
9230 NEXT IY
9240 NEXT IX
9250 NEXT I
9260 A = P(3,J):B = P(4,J)
9270 FOR I = 0 TO 279
9280 ZI = (I / AX) - BX
9290 TI = SQR (A * ZI + B)
9300 YI = INT (130 - (TI - BY) * AY)
9305 IF YI < 0 OR YI > 159 THEN GOTO 9320
9310 HPLOT I,YI
9320 NEXT I
9330 GOTO 9010
10000 END

```

Schaltbild des Oszillators, der für die ^3He -NMR-Experimente benutzt wurde:



R 1	10 k	C 1	1 μ F	D1	BB 104
R 2, 3	47 k	C 2	100 nF	D2	1N914
R 4	100 k	C 3	Resonanz	T1	2N3819
R 5	220 k	C 4	20 pF	T2	BF 414
R 6	470 k	C 5	47 pF	T3	BF 414
R 7, 8	100 k	C 6	100 nF	T4	BF 414
R 9, 10	4.7 k	C 7	100 pF		
R 11, 12	27 k	C 8	4.7 nF		
R 13	1 k	C 9	4.7 nF		
R 14	10 k	C 11	100 pF		
R 15	47 k	C 12	10 Stufen mit		
R 16, 17	1 k		je 80 pF/Stufe		

R18 und C10 müssen an die Zuleitung zum Resonanzkreis angepasst werden

Herrn Prof. Dr. F. Pobell danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für die vielen Diskussionen und die Unterstützung während dieser Arbeit.

Besonderen Dank schulde ich auch Herrn Dr. R. M. Mueller, der in vielen Diskussionen und durch tatkräftige Hilfe mit dazu beitrug, kleine und große Probleme meist schnell zu lösen. An die Zusammenarbeit mit ihm werde ich mich immer mit Freude zurückerinnern.

Sehr wertvoll war die Mitarbeit von Dr. J. R. Owers-Bradley, der vor allem sehr wesentliche Beiträge bei der Durchführung und Auswertung der Kernresonanz-Messungen leistete.

Danken möchte ich noch den übrigen Mitarbeitern der Tieftemperaturgruppe im Institut für Festkörperforschung der Kernforschungsanlage Jülich, Herrn Dr. Ch. Buchal und Herrn Dr. M. Kubota, die jederzeit bereit waren, bei Problemlösungen mitzuhelfen.

Auch der technische Rat der Herren W. Bergs und J. Hanssen erleichterten die Durchführung dieser Arbeit.

Frau Ch. Esser danke ich für die Anfertigung einiger Zeichnungen.

Frau E. Bellartz schließlich hat das handschriftliche Manuskript in die vorliegende lesbare Form gebracht.

