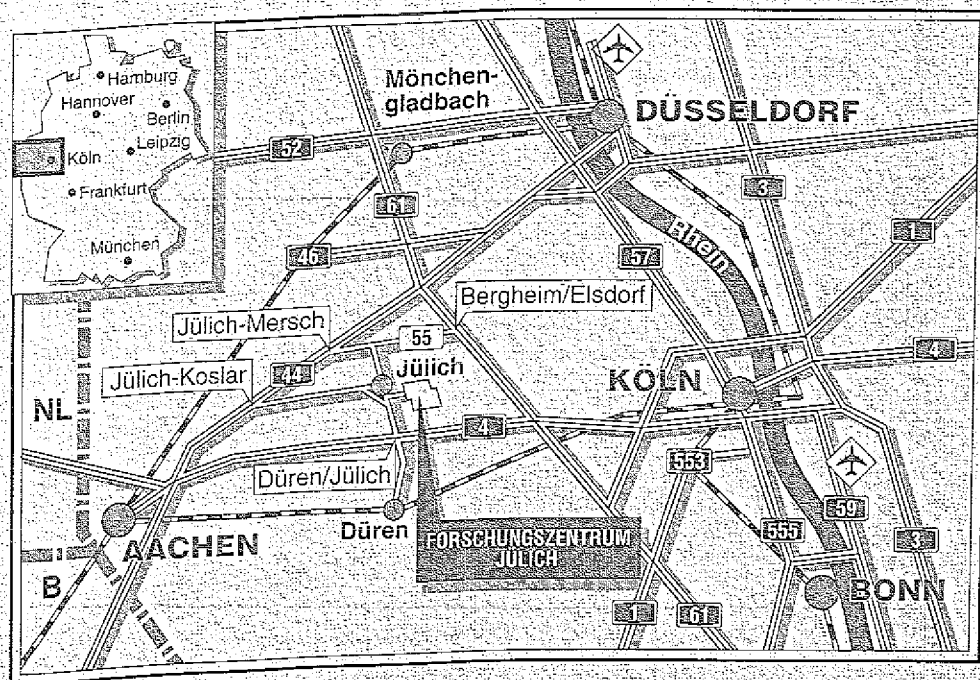


Institut für Festkörperforschung

**Bestimmung effektiver Massen von
 ^3He -Quasiteilchen in verdünnten
 $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen mittels
Tiefsttemperaturkalorimetrie**

Ralf Simons



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3033
 ISSN 0944-2952
 Institut für Festkörperforschung Jül-3033
 D38 (Diss. Universität Köln)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
 D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
 Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833 556-70 kfa d

**Bestimmung effektiver Massen von
 ^3He -Quasiteilchen in verdünnten
 $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen mittels
Tiefsttemperaturkalorimetrie**

Ralf Simons

Handwritten text, likely a signature or title, appearing in the center of the page.

Handwritten text, possibly a date or a small note, located below the main signature.

Extensive handwritten text at the bottom of the page, possibly a long signature or a detailed note.

Abstract

Dilute solutions of ^3He in superfluid ^4He have been investigated by accurate measurements of the specific heat capacity C_V for the following parameters:

Temperature: $20 \text{ mK} < T < 200 \text{ mK}$

^3He -concentration: $1.3\% < x_3 < 9.5\%$

Pressure: $0 \text{ bar}, 10 \text{ bar}$ and 20 bar

The data could be fitted to an expression which describes the specific heat capacity of an ideal Fermi gas, yielding the Fermi temperature T_f , the precise ^3He -concentration in the cell and the effective mass m^* of the ^3He -quasiparticles. The main results are:

- The dependence of T_f (in mK) on the pressure p (in bar) and the ^3He -concentration x_3 (in %) can be described by the formula:

$$T_f = (125.2 - 0.53 \cdot p) \cdot x_3^{0.64}$$

- At constant pressure the effective mass m^* of the ^3He -quasiparticles increases with ^3He -concentration:

$$\left(\frac{\partial m^*(x_3, p)}{\partial x_3} \right)_p > 0$$

The knowledge of m^* is valuable for other experiments on $^3\text{He}/^4\text{He}$ -mixtures, because the density of states of the quasiparticles at the Fermi level can be evaluated directly from m^* .

Moreover the results of this work should give a basis for an improved estimate of the critical temperature for the superfluid transition of the ^3He -component in these dilute solutions.

Inhalt

1	Einleitung	1
2	Theoretischer Hintergrund	2
2.1	$^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen	2
2.2	Quasiteilchen	4
2.3	Spezifische Wärmekapazität von Fermisystemen	7
3	Experimenteller Aufbau	11
3.1	$^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat	11
3.2	Kalorimeter	12
3.2.1	Wärmeschalter	12
3.2.2	Kaltventil	14
3.2.3	Aufbau der Zelle	16
3.2.3.1	Kohlewiderstand-Thermometer	17
3.2.3.2	Pd(Fe)-Thermometer	19
3.2.3.3	Kalibration der Thermometer	21
3.2.3.4	Heizer	24
3.2.3.5	Wärmetauscher	26
3.2.3.6	Druckmeßeinrichtung	26
3.2.3.7	Volumen der Zelle	26
3.3	Datenerfassung	27
3.4	Probenpräparation	27
3.5	Durchführung der Messungen	29

4	Ergebnisse	32
4.1	Meßverlauf und Auswertung	32
4.2	Wärmeleck	35
4.3	Wärmekapazität der leeren Zelle	35
4.4	Spezifische Wärmekapazität der Mischungen	38
4.4.1	Analyse mit alleiniger Variation von T_f	38
4.4.2	Analyse mit Variation von T_f und x_3	43
5	Diskussion	48
5.1	Effektive Masse	48
5.2	Fehlerbetrachtung	54
5.3	$T_f(x_3, p)$ in vereinfachter Form	54
5.4	Vergleich mit anderen Arbeiten	56
6	Zusammenfassung	63
	Literatur- und Herstellerverzeichnis	64
A	C_V eines Fermigases	68
B	Meßwerte	69

1. Einleitung

Der Ausgangspunkt des Interesses an verdünnten Mischungen von ^3He in ^4He war die Entdeckung von Edwards et al. [1], daß bis zu tiefsten Temperaturen ca. 6% (anstatt 0%) ^3He in ^4He löslich sind. ^3He verhält sich dabei wie eine Fermiflüssigkeit. Der Grundzustand der ^3He -Komponente wurde als suprafluider Zustand vorausgesagt [2]. Bis heute wurde allerdings kein suprafluider Phasenübergang der ^3He -Komponente experimentell gefunden, obwohl Proben schon bis $(130 \pm 25)\mu\text{K}$ (Bayreuth) [3] bzw. bis $97\mu\text{K}$ (Osaka) [4] abgekühlt wurden.

Da eine Cooper-Paar-Bildung nötig ist, damit ^3He suprafluide wird, ist die Stärke der Wechselwirkungen zwischen den ^3He -Teilchen und dem ^4He -Hintergrund von entscheidender Bedeutung. Deshalb ist man bestrebt, diese Wechselwirkungen gut zu verstehen. Eine Größe, die zum Ausdruck bringt, wie stark diese Wechselwirkungen sind, ist die sog. effektive Masse m^* der ^3He -Teilchen.

Bisher ist unklar, ob mit zunehmender ^3He -Konzentration die effektive Masse monoton wächst oder ob sie eventuell bei hohen Konzentrationen wieder abnimmt. In der experimentellen Arbeit von Chocolacs et al. [5] und der theoretischen von Hsu et al. [6] gab es Hinweise für eine Abnahme der effektiven Masse.

In dieser Arbeit soll mit Messungen der spezifischen Wärmekapazität dieser offenen Frage nachgegangen werden.

2. Theoretischer Hintergrund

2.1. $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen

Das chemische Element Helium besitzt zwei stabile Isotope: ^3He und ^4He . Das schwerere Isotop ^4He , das eine gerade Anzahl von Elektronen und Nukleonen besitzt, hat einen ganzzahligen Spin und ist somit ein Boson. Der Kern des ^3He besteht aus drei Nukleonen, und damit beträgt sein Kernspin $I=\frac{1}{2}$. Der totale Spin des ^3He ist somit auch halbzahlig. ^3He ist demzufolge ein Fermion. Das Neutron, welches das ^4He mehr als das ^3He hat, ist für die unterschiedlichen makroskopischen Eigenschaften dieser beiden Isotope verantwortlich.

Da in einem Bosesystem Einteilchen-Zustände mehrfach besetzt werden können, haben alle Teilchen eines solchen Systems die Tendenz, bei tiefen Temperaturen das Niveau mit der niedrigsten Energie zu besetzen (Bose-Einstein Kondensation). Diese Kondensation bewirkt einen Übergang des ^4He bei ca. 2.17 Kelvin in den sog. supraflüssigen Zustand.

Bei einem Fermisystem hingegen erlaubt das Pauli-Prinzip nur eine einfache Besetzung jedes Zustandes. Der Grundzustand eines Fermigas ist daher derjenige, bei dem alle Einteilchen-Zustände bis zu einer bestimmten Energie, der sog. Fermienergie E_f , aufgefüllt werden. Aus diesem Grund wird ^3He in dem Temperaturbereich, in dem ^4He supraflüssig wird, nicht suprafluide. Allerdings macht reines ^3He bei sehr viel tieferen Temperaturen (ca. 2.5 mK) einen suprafluiden Phasenübergang, der darauf beruht, daß sich zwei ^3He -Teilchen 'paaren' und so ein Boson bilden. Der Effekt der Supraleitung in Metallen kommt auch durch eine 'Paarbildung' von zwei Fermionen (Elektronen) zustande.

Die Zugabe von ^3He zu reinem ^4He verschiebt den suprafluiden Phasenübergang zu tieferen Temperaturen. Unterhalb von 870 mK kommt es zu einer Phasentrennung, wobei eine ^3He -reiche Phase und eine ^3He -arme Phase entsteht. Auf Grund der verschiedenen Massen werden diese Phasen im Gravitationsfeld getrennt: die ^3He -reiche Phase befindet sich über der ^3He -armen Phase. Senkt man die Temperatur immer weiter ab, so besteht die obere Phase praktisch aus reinem ^3He . Die untere Phase enthält nicht nur ^4He sondern noch ca. 6.5% ^3He (s. Abb. 2.1). Die endliche Löslichkeit von einigen Prozent ^3He in ^4He bei $T = 0 \text{ K}$ kann man folgendermaßen erklären:

Betrachtet man zunächst ein einzelnes ^3He -Atom, so kann man feststellen, daß die-

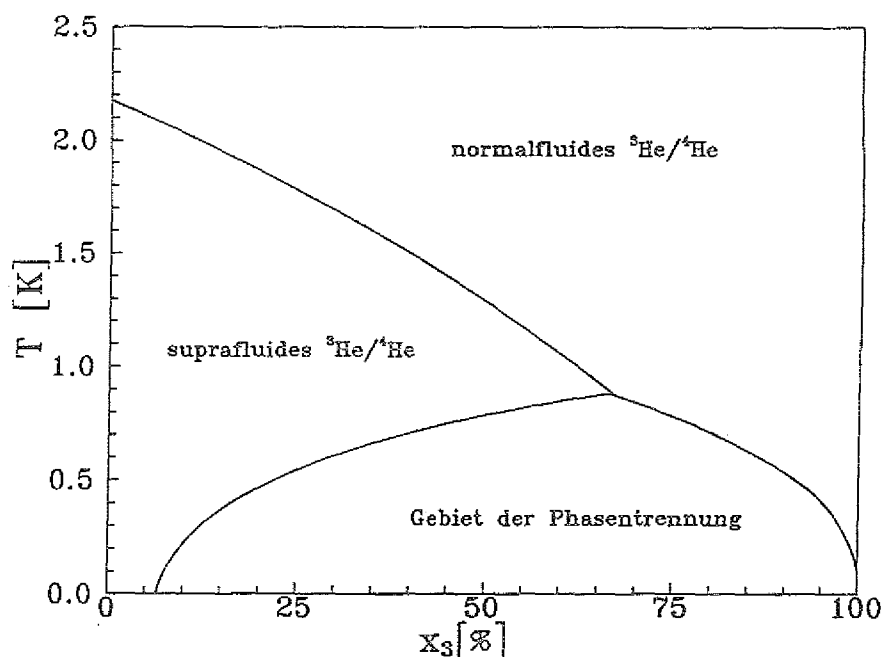


Abbildung 2.1: Phasendiagramm von $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen nach den Daten von [7]–[12].

ses ^3He -Teilchen sich lieber in reinem ^4He als in reinem ^3He aufhalten würde. Woran liegt das?

Die van der Waalswechselwirkung zwischen den He-Atomen unterscheidet sich auf Grund der gleichen chemischen Struktur von ^3He und ^4He nicht. Aber ^3He hat eine um ca. 25% kleinere Masse als ^4He . Deshalb ist seine Nullpunktsbewegung größer als die des ^4He . In der flüssigen Phase nehmen ^4He -Atome darum einen kleineren Raum ein als ^3He -Teilchen (Molvolumina bei gesättigtem Dampfdruck und $T = 0\text{ K}$: $36.84\text{ cm}^3/\text{mol}$ bei reinem ^3He und $27.58\text{ cm}^3/\text{mol}$ bei reinem ^4He , siehe z.B. [13]). Auf Grund der höheren Dichte von ^4He gegenüber ^3He wird ein einzelnes ^3He -Atom in ^4He stärker gebunden als in ^3He .

Die Zugabe eines weiteren ^3He -Teilchens in die mit einem ^3He -Atom 'verschmutzte' ^4He -Phase, bewirkt eine Erhöhung der Bindungsenergie des ^3He in dieser Flüssigkeit. Der Grund hierfür ist, daß in der Nähe eines ^3He -Teilchens die Dichte kleiner ist als in der Nähe eines ^4He -Atoms. Ein weiteres ^3He -Teilchen sucht bevorzugt die Nähe des vorhandenen ^3He -Atoms auf, da es sich dort 'freier' bewegen kann als in der ^4He -Umgebung.

Gibt man jetzt immer mehr ^3He hinzu, so sollte auf Grund der gerade gemachten Überlegung die Bindungsenergie des ^3He immer weiter steigen. ^3He ist aber ein Fermion! Die ^3He -Teilchen, die nach und nach in diese 'verschmutzte' Flüssigkeit kommen, müssen immer höhere Energieniveaus besetzen. Auf Grund des Fermi-charakters verringert sich also die Bindungsenergie des ^3He . Ab einer bestimmten Konzentration ist es für ein ^3He -Teilchen energetisch nicht günstiger diese 'verschmutzte' Phase aufzusuchen. Es verbleibt im reinen ^3He . Diese Grenzkonzentration beträgt

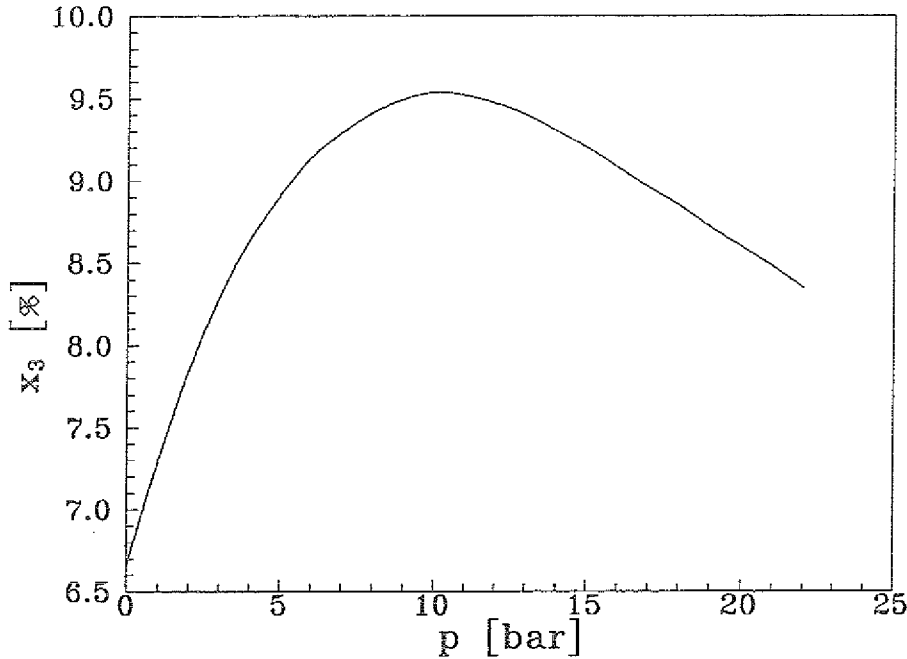


Abbildung 2.2: Löslichkeitsgrenze x_3 von ^3He in ^4He in Abhängigkeit vom Druck [14].

wie erwähnt etwa 6.5%. Die Löslichkeit von ^3He in ^4He kann durch einen Druck von 10 bar auf ca. 9.5% erhöht werden (s. Abb. 2.2).

Das ^3He in diesen verdünnten Mischungen bildet eine sog. Fermiflüssigkeit, die sich im suprafluiden ^4He befindet. Das ^4He wird in diesem Fall auch gerne als 'Hintergrundflüssigkeit' bezeichnet. Von Landau wurde erstmals eine phänomenologische Theorie der Fermiflüssigkeiten aufgestellt [15]. Im folgenden Kapitel werden kurz die wichtigsten Überlegungen seiner Theorie dargestellt.

2.2. Quasiteilchen

Der wichtigste Grundgedanke der Landauschen Fermiflüssigkeitstheorie ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Links ist das Energieniveauschema eines idealen Fermigas dargestellt, dessen Teilchen also keine Wechselwirkungen haben und der Fermi-Dirac-Statistik gehorchen:

$$n(\varepsilon) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{k_B T}\right) + 1} \quad (2.1)$$

$n(\varepsilon)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Zustand der Energie ε besetzt ist. Mit μ wird das chemische Potential bezeichnet. Für ein entartetes Fermisystem ($T \ll T_f$) ändert sich der Wert der Verteilungsfunktion nur in der Nähe der Fermikante $E_f = k_B T_f$ (s. Abb. 2.4). Es ist $\mu = E_f$ für $T = 0$ K.

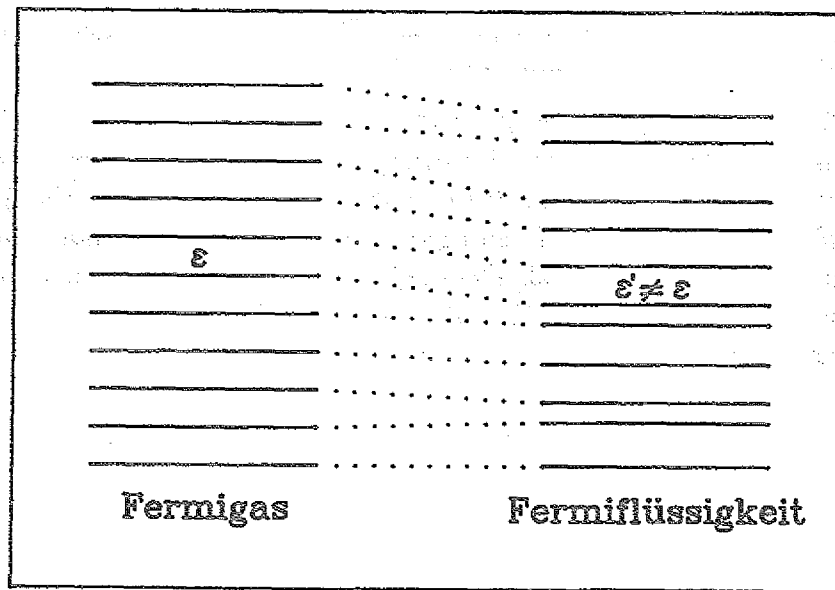


Abbildung 2.3: 1-1 Korrespondenz der Zustände eines idealen Fermigas und einer Fermiflüssigkeit.

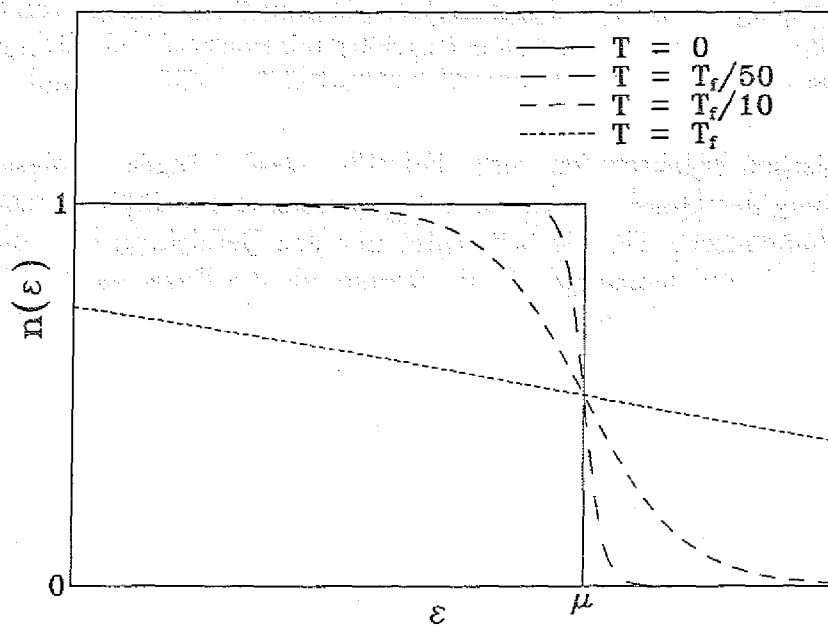


Abbildung 2.4: Verteilungsfunktion eines Fermionensystems.

In diesem idealen System sollen nun langsam Wechselwirkungen zwischen den Teilchen 'eingeschaltet' werden. Die Eigenzustände (Energie: ε) des idealen Fermigas werden dabei in die Eigenzustände (Energie: ε') des realen Systems überführt. Diese Zuordnung funktioniert natürlich nur so lange, wie keine gebundenen Zustände auftreten. Kommt es z. B. zu einer Cooper-Paar-Bildung zwischen den Fermiteilchen, so gibt es keine direkte Verbindung zum freien Fermionensystem mehr.

Wenn die Wechselwirkung voll 'eingeschaltet' ist, ruft ein Teilchen eine Verzerrung in seiner Umgebung hervor. Bei der Bewegung des Teilchens schleppt es sein Verzerrungsfeld mit. Ein solcher Zustand kann in der Quantenmechanik als eine Kombination von einzelnen Elementaranregungen dargestellt werden. Diese Überlagerung von Anregungen bezeichnet man als *Quasiteilchen*. Die Rolle der Teilchen des idealen Gases übernehmen also diese sog. Quasiteilchen, deren Zahl mit der Zahl der Atome übereinstimmt. Die Quasiteilchen der Fermiflüssigkeit gehorchen genauso wie die Teilchen des Fermigas der Fermi-Dirac-Statistik.

Bei einem Fermigas besteht ein einfacher Zusammenhang zwischen Teilchenenergie und seinem Impuls p :

$$\varepsilon = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (2.2)$$

Hierbei bezeichnet m die Masse eines Fermions. Für ein reales System mit Wechselwirkungen gilt diese einfache Beziehung allerdings nicht mehr. Die Gesamtenergie E der Fermiflüssigkeit läßt sich nicht einfach auf eine Summe der Quasiteilchenenergien reduzieren, da die Energie eines Zustandes von der Besetzung aller anderen Zustände abhängt.

Wenn es zu Übergängen zwischen den Zuständen kommt (z. B. infolge von Stößen), ergibt sich auf Grund der Heisenbergschen Unschärferelation eine Unbestimmtheit $\delta\varepsilon$ der Energie eines Quasiteilchens, die von der Lebensdauer τ eines Zustands abhängt ($\delta\varepsilon \sim \hbar/\tau$).

Die makroskopischen Eigenschaften einer Fermiflüssigkeit hängen im wesentlichen von der Verteilung der Quasiteilchen im Energiebereich $\Delta\varepsilon \approx 2k_B T$ an der Fermikante ab. Die Landausche Theorie betrachtet nur den Bereich, in dem die Unbestimmtheit der Quasiteilchenenergie $\delta\varepsilon$ viel kleiner als die Energieaufweichung $\Delta\varepsilon$ an der Fermikante ist. Für hinreichend tiefe Temperaturen ist dies der Fall.

2.3. Spezifische Wärmekapazität von Fermisystemen

Der gesamte Temperaturverlauf der spezifischen Wärmekapazität einer Fermiflüssigkeit ist nicht bekannt. Allerdings weiß man, wie sich die Wärmekapazität eines Fermigases verhält. Deshalb soll nun kurz der Temperaturverlauf von c_{FG} erläutert werden [16],[17] (FG=Fermigas):

Wir betrachten N Teilchen eines Fermigases, die die Gesamtenergie E besitzen:

$$N = \sum_i \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon_i - \mu}{k_B T}\right) + 1} \quad \text{und} \quad E = \sum_i \frac{\varepsilon_i}{\exp\left(\frac{\varepsilon_i - \mu}{k_B T}\right) + 1} \quad (2.3)$$

Die Summation wird über alle Quantenzustände i ausgeführt. ε_i bezeichnet die Energie eines Zustands und μ das chemische Potential.

Hat man sehr viele, dicht beieinander liegende Zustände, so kann man die Summation durch eine Integration ersetzen. Dann gilt für die Teilchenzahl und die Gesamtenergie:

$$N = \int_0^\infty \frac{\nu(\varepsilon)}{\exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{k_B T}\right) + 1} d\varepsilon \quad \text{und} \quad E = \int_0^\infty \frac{\nu(\varepsilon)\varepsilon}{\exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{k_B T}\right) + 1} d\varepsilon \quad (2.4)$$

Bevor man weiterrechnen kann, muß man wissen, wie groß die Dichte der Zustände $\nu(\varepsilon)$ im Energieintervall $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$ ist. Hierzu betrachtet man zunächst einmal die Anzahl der Zustände im Impulsintervall $(p, p + dp)$:

$$dP = 2 \cdot \frac{V \cdot 4\pi p^2 dp}{(2\pi)^3 \hbar^3} \quad (2.5)$$

Für die Zustandsdichte $\nu(\varepsilon)$ im Energieintervall $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$ gilt dann:

$$\nu(\varepsilon) = \frac{dP}{d\varepsilon} \cdot \frac{dp}{d\varepsilon} \quad (2.6)$$

Beim idealen Fermigas hängt die Energie der Teilchen quadratisch von ihrem Impuls ab:

$$\varepsilon = \frac{p^2}{2m} \Rightarrow \frac{dp}{d\varepsilon} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2m}{\varepsilon}} \quad (2.7)$$

Zudem ist die Fermienergie eines Fermigases nur eine Funktion der Teilchendichte $n = N/V$:

$$E_f = \frac{\hbar^2}{2m} \left(3\pi^2 \frac{N}{V} \right)^{2/3} \quad (2.8)$$

Setzt man die Beziehungen 2.5, 2.7 und 2.8 in die Gleichung 2.6 ein, so folgt:

$$\nu(\varepsilon) = \frac{3}{2} \frac{N}{E_f^{3/2}} \sqrt{\varepsilon} \quad (2.9)$$

Es sei $x = \frac{\varepsilon}{k_B T}$ und $\eta = \frac{\mu}{k_B T}$. Dann kann man schreiben:

$$N = \frac{3}{2} N \left(\frac{k_B T}{E_f} \right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{e^{x-\eta} + 1} dx \quad (2.10)$$

$$E = \frac{3}{2} N k_B T \left(\frac{k_B T}{E_f} \right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{x^{3/2}}{e^{x-\eta} + 1} dx \quad (2.11)$$

Für die oben auftretenden sog. Fermi-Dirac-Integrale schreibt man abkürzend:

$$F_k(\eta) = \int_0^\infty \frac{x^k}{e^{x-\eta} + 1} dx \quad (2.12)$$

Aus Gleichung 2.10 erhält man:

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{3} \left(\frac{k_B T}{E_f} \right)^{-3/2} \quad (2.13)$$

Deshalb kann man für Gleichung 2.11 schreiben:

$$E = N k_B T \frac{F_{3/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)} \quad (2.14)$$

η wird implizit aus Gleichung 2.13 gewonnen.

Die Wärmekapazität eines Fermigases kann man nun leicht berechnen:

$$c_{FG} = \left(\frac{dE}{dT} \right)_V \quad (2.15)$$

Es ergibt sich (Herleitung s. Anhang):

$$\frac{c_{FG}}{N k_B} = \frac{5}{2} \frac{F_{3/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)} - \frac{9}{4} \frac{F_{1/2}(\eta)}{F'_{1/2}(\eta)} \quad (2.16)$$

In Abbildung 2.5 ist die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität nach Gl. 2.16 aufgezeichnet. Es lassen sich zwei wichtige Sachverhalte feststellen:

- Für $T/T_f \rightarrow \infty$ strebt die Wärmekapazität gegen einen Grenzwert:

$$\frac{c_{FG}}{N k_B} = \frac{3}{2} \quad (2.17)$$

Auf Grund des Äquipartitionstheorems sollte dies auch so sein, denn die Teilchen eines idealen Gases haben 3 Freiheitsgrade, und auf jeden Freiheitsgrad des Teilchens entfällt eine Wärmekapazität von $\frac{1}{2} k_B$.

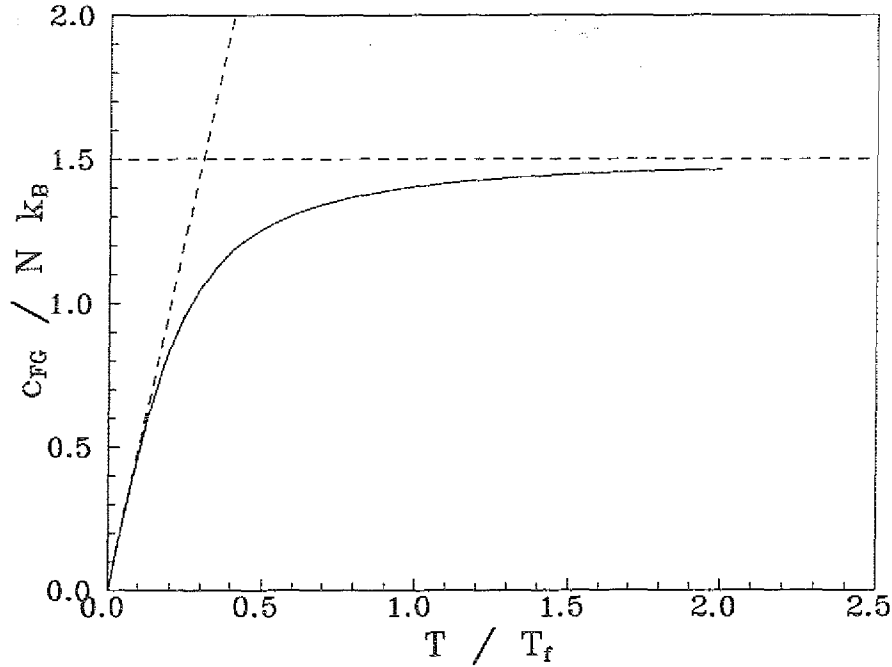


Abbildung 2.5: Temperaturverlauf der Wärmekapazität eines Fermigas.

- Für $T/T_f \ll 1$ gilt:

$$\frac{c_{FG}}{Nk_B} = \frac{\pi^2 T}{2 T_f} = \frac{\pi^2 k_B T}{2 E_f} \quad (2.18)$$

E_f ist die Fermienergie, für die gilt:

$$E_f = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \quad (2.19)$$

Hierbei ist n die Teilchendichte, also $n=N/V$. Für die Wärmekapazität des Fermigas gilt somit:

$$\frac{c_{FG}}{Nk_B} = \frac{\pi^2}{\hbar^2} \cdot m \cdot (3\pi^2 n)^{-2/3} \cdot k_B T \quad (2.20)$$

Die spezifische Wärmekapazität einer Fermiflüssigkeit ist bei tiefen Temperaturen ebenfalls proportional zur Temperatur [15]. Sie wird mit dem gleichen Gesetz beschrieben, das bei einem Fermigas verwendet wird (2.20). Allerdings wird die Masse m der Fermigasteilchen durch die sog. effektive Masse m^* der Quasiteilchen ersetzt, die folgendermaßen definiert ist:

$$m^* = \frac{p_f}{\left(\frac{\partial \varepsilon'}{\partial p}\right)_{p=p_f}} \quad (2.21)$$

Hierbei ist p_f der Impuls der Quasiteilchen an der Fermikante.

Vergleicht man bei tiefen Temperaturen ($T/T_f \ll 1$) die spezifische Wärmekapazität einer Fermiflüssigkeit mit der eines idealen Fermigas bei gleicher Teilchendichte n , so erhält man das Verhältnis von effektiver Masse zur einfachen Masse der Fermionen:

$$\frac{C_{\text{Fermiflüssigkeit}}}{C_{\text{Fermigas}}} = \frac{m^*}{m} \quad (2.22)$$

3. Experimenteller Aufbau

3.1. $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat

Zur Erzeugung der tiefen Temperaturen ($15 \text{ mK} \leq T$) wurde ein $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat eingesetzt. Die Funktionsweise dieser Tieftemperaturanlage soll kurz erläutert werden (siehe z.B. [13]):

Wie schon in Kapitel 2.1 erwähnt wurde, kommt es bei $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen mit mehr als 6.5% ^3He bei Temperaturen unterhalb von 870 mK zu einer Phasentrennung. Entsprechend den unterschiedlichen Dichten ist die untere Phase reich an ^4He , wobei die obere vorwiegend aus ^3He besteht. Diese Phasentrennung findet in der sog. Mischkammer (engl.: mixing chamber) statt, dem kältesten Teil eines $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostaten.

Bringt man ^3He -Atome von der konzentrierten in die verdünnte Phase, so wird der Mischung Wärme entzogen, da die Wärmekapazität eines ^3He -Atoms in der verdünnten Phase größer als in der konzentrierten Phase ist. Das ^3He aus der verdünnten Phase wird durch osmotischen Druck in die sog. Destille (engl.: still) getrieben, die eine Temperatur von ca. 700 mK besitzt. Mit einer Pumpe, die sich auf Raumtemperatur befindet, wird an der Destille gepumpt, wobei vorwiegend ^3He abgesaugt wird, da ^3He einen größeren Dampfdruck als ^4He hat. Das 'kalte' ^3He , das von der Mischkammer zur Destille fließt, wird dazu benutzt, um über Wärmetauscher das 'warme' ^3He , das in die Mischkammer strömt, vorzukühlen. Dieses 'warme' ^3He kommt vom Ausgang der Pumpe und ist durch ein ^4He -Bad und durch den 1-K Topf (engl.: Coldplate) vorgekühlt und kondensiert worden. Die 'Coldplate' besitzt eine Temperatur von ca. 1.5 K, die durch Abpumpen von ^4He -Dampf über dem ^4He -Bad erzeugt wird.

Der $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat ist eine kontinuierlich arbeitende Apparatur. Mit dem in dieser Arbeit verwendeten $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostaten konnte eine Minimaltemperatur von ca. 15 mK erzeugt werden. Ausgehend von Raumtemperatur braucht man ungefähr zwei Tage, um diese Minimaltemperatur zu erreichen. Während des Betriebes war es notwendig, alle 18 Stunden das Bad mit flüssigem Helium aufzufüllen.

3.2. Kalorimeter

Die Wärmekapazität c der $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen wurde nach der Wärmepulsmethode bestimmt: Eine Wärmemenge ΔQ erzeugt in der zu untersuchenden Substanz eine Temperaturerhöhung ΔT . Es ist dann:

$$c = \frac{\Delta Q}{\Delta T} \quad (3.1)$$

Die spezifische Wärmekapazität C ist die auf 1 Mol des Stoffes normierte Wärmekapazität:

$$C = \frac{c}{n_M} = \frac{1}{n_M} \frac{\Delta Q}{\Delta T} \quad (3.2)$$

Hierbei ist n_M die Anzahl der Mole.

An der Mischkammer des $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostaten wurde ein Kalorimeter installiert, dessen schematischer Aufbau in der Abbildung 3.1 zu sehen ist. Zentrisch direkt unter der Mischkammer befindet sich ein supraleitender Wärmeschalter. Auf einer ca. 30 cm langen Stange, die an der Mischkammer festgeschraubt wurde, sind das Kaltventil und die Halter für die Zelle und für das Nb-Schild montiert. Die Halter der Zelle bestehen aus Al_2O_3 , einem sehr schlechten Wärmeleiter. Die Wärmeleitfähigkeit κ für Al_2O_3 beträgt [18]:

$$\kappa = 0.29 \cdot \left(\frac{T}{\text{K}}\right)^{2.7} \frac{\text{mW}}{\text{cm} \cdot \text{K}} \quad \text{für } 0.1\text{K} < T < 2\text{K} \quad (3.3)$$

Die beiden Al_2O_3 -Stäbchen, auf denen die Zelle steht, sind etwa 20 mm lang und haben einen Außendurchmesser von 3 mm. Das Stäbchen, das die Zelle oben festhält, hat den gleichen Durchmesser und eine Länge von ca. 10 mm.

Das Nb-Schild dient zur Abschirmung von magnetischen Störungen (Wandstärke: 0.5 mm, Innendurchmesser: 27 mm, Länge: 120 mm). Es wird unterhalb von 9.2 Kelvin supraleitend und sorgt dafür, daß sich innerhalb des Nb-Zylinders das Magnetfeld nicht ändert.

3.2.1. Wärmeschalter

Der Wärmeschalter hat die Aufgabe, den thermischen Kontakt zwischen der Mischkammer und der Zelle bei der Vorkühlphase herzustellen bzw. bei den Messungen zu unterbrechen. In diesem Experiment wurde ein 'supraleitender' Wärmeschalter eingesetzt, der darauf basiert, daß ein Material im supraleitenden Zustand eine sehr viel schlechtere Wärmeleitfähigkeit besitzt als im normalleitenden Zustand. In einem Supraleiter sind die meisten Elektronen in Cooper-Paaren gebunden. Nur die ungepaarten Elektronen können aber Wärme transportieren. Die Anzahl dieser Elektronen fällt jedoch exponentiell mit der Temperatur ab. Für Temperaturen $T < T_c/10$

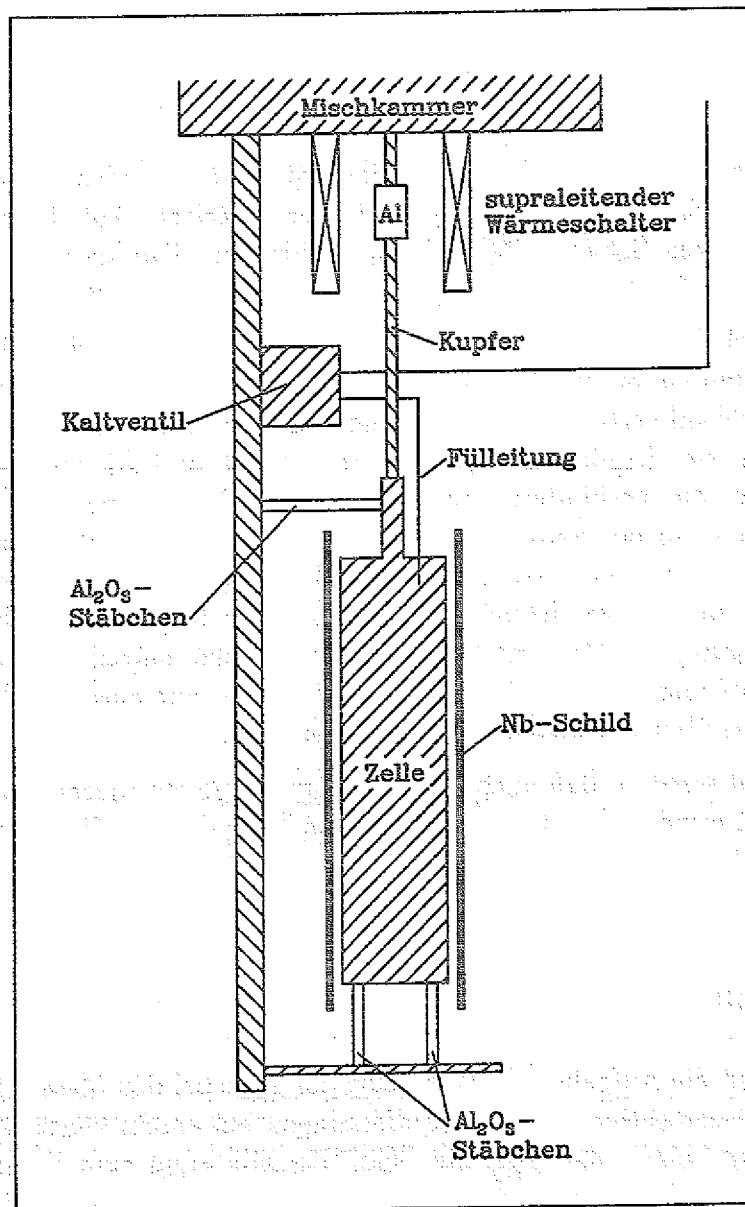


Abbildung 3.1: Aufbau des Kalorimeters zur Messung der Wärmekapazität.

wird die Wärmeleitfähigkeit des Supraleiters daher nur noch durch den phononischen Anteil bestimmt. Hingegen können im normalleitenden Zustand die Elektronen an der Fermikante sehr leicht angeregt werden und ermöglichen so einen guten Wärmetransport. Für Aluminium, das in diesem Experiment eingesetzt wurde, gilt für das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeiten des normalleitenden (κ_n) zum supraleitenden Zustand (κ_s) [19]:

$$\frac{\kappa_n}{\kappa_s} = 1600 \left(\frac{T}{K} \right)^{-2} \quad (3.4)$$

Setzt man die supraleitende Probe einem Magnetfeld aus, so wird sie normalleitend, sobald die Feldstärke einen kritischen Wert überschreitet. Auf diese Weise kann man den thermischen Schalter 'öffnen' und 'schließen'. Die kritische magnetische Kraftflußdichte beträgt bei $T = 0$ K im Falle des Aluminium 10.5 mT.

Das im Wärmeschalter eingebaute Aluminium ist eine 0.1 mm dicke Folie, die etwa 3 bis 4 mm breit und ca. 30 mm lang ist. Die Enden der Folie sind vergoldet worden, weil dort die Schraubverbindungen zur Mischkammer und auf einen Kupferdraht gemacht wurden. Der Kupferdraht ist ein 1 mm dicker und 9.5 cm langer Thermo-elementdraht, der die Verbindung zwischen Wärmeschalter und Zelle herstellt. Er wurde gegläht und an der Seite vergoldet, wo er an der Al-Folie mit einer 3 mm Kupferschraube und Kupfermutter festgeschraubt wurde. Auf dem Zellendeckel wurde der Draht an einer Gewindestange mit einer 2 mm Kupfermutter befestigt. Die Spule zur Erzeugung des Magnetfeldes wurde aus einem supraleitenden Draht gewickelt. Bei einem eingefrorenen Strom von 1.6 A wurde eine magnetische Flußdichte erzeugt, die etwas über der kritischen Flußdichte liegt.

Es sollte erwähnt werden, daß auch Vorversuche mit einem mechanischen Wärmeschalter gemacht wurden. Die thermische Verbindung, die mit diesem Schalter zwischen der Mischkammer und der Zelle hergestellt wurde, war jedoch nicht ausreichend.

3.2.2. Kaltventil

Das Kaltventil hat die Aufgabe, die Fülleitung der Zelle bei den Messungen zu unterbrechen. So wird gewährleistet, daß die Messungen bei einem konstanten Volumen ablaufen und verhindert, daß über die $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung eine Wärmeleitung in die Zelle stattfindet. Man vermeidet bei geschlossenem Kaltventil zudem, daß sich die ^3He -Konzentration innerhalb der Zelle während einer Messung ändert. Auch machen sich leichte Druckänderungen, die auf Grund der Niveauschwankungen des ^4He -Bades entstehen, in der Zelle nicht bemerkbar.

Der Aufbau des Kaltventils ist in Abbildung 3.2 dargestellt und entspricht im wesentlichen dem von Roach et al. [20]. In der Betätigungsleitung des Kaltventils wird ein Druck von 15–17 bar erzeugt, wobei dann über zwei Federbälge eine Teflonspitze in einen Metallsitz gepreßt wird. Auf diese Weise wird die Leitung, die

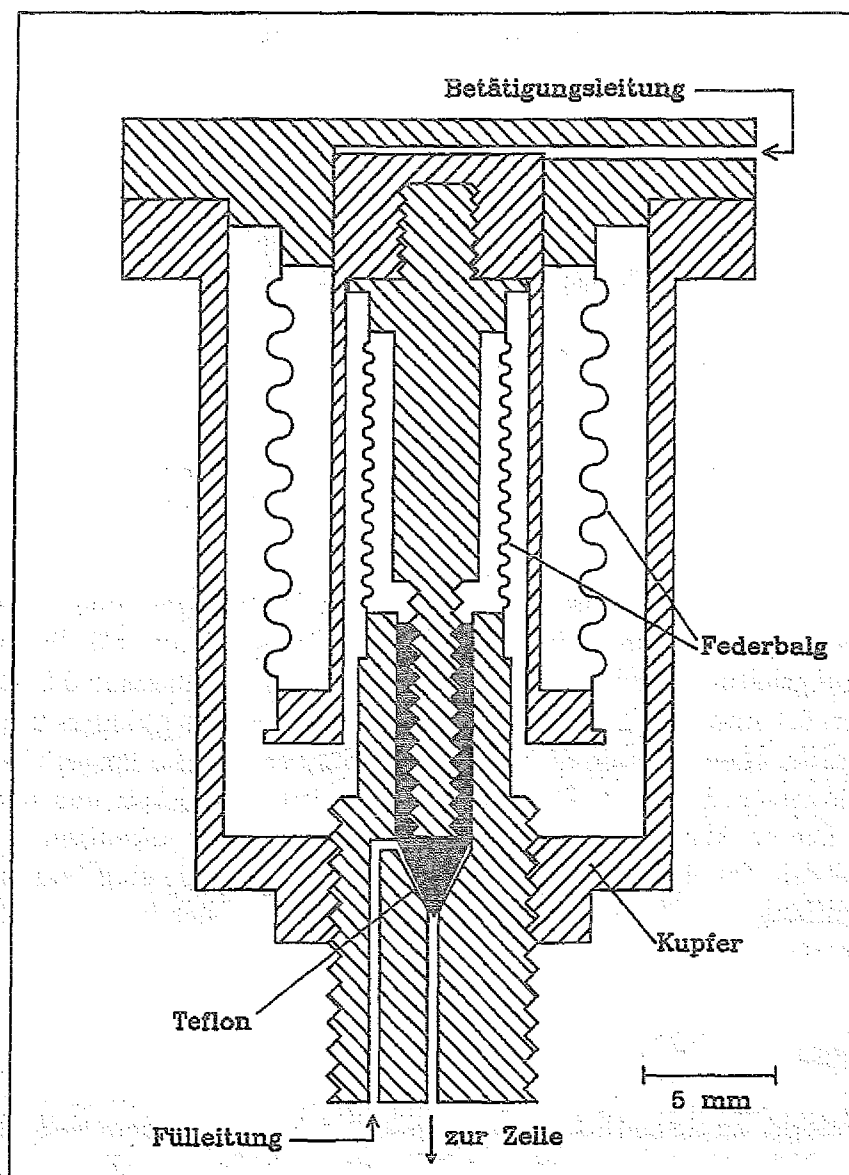


Abbildung 3.2: Aufbau des Kaltventils. Das geschlossene Kaltventil gewährleistet, daß die Messungen bei einem konstantem Volumen ablaufen und daß sich die ^3He -Konzentration in der Zelle nicht ändert.

Stufe	Kapillarlänge
4 Kelvin	
↓	ca. 100 cm
1-K Topf	ca. 150 cm
↓	ca. 70 cm
Destille	ca. 75 cm
↓	ca. 95 cm
Wärmetauscher Nr.3	ca. 75 cm
↓	ca. 50 cm
Wärmetauscher Nr.5	ca. 75 cm
↓	ca. 50 cm
Mischkammer	ca. 75 cm
↓	ca. 10 cm
Kaltventil	

Tabelle 3.1: Übersicht über die eingebaute CuNi-Kapillare (Innendurchmesser: 0.2 mm), die zum Füllen und Betätigen des Kaltventils diente.

zum Füllen der Zelle dient, unterbrochen. Als Betätigungsgas (oder besser gesagt: Betätigungsflüssigkeit) wurde eine $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung mit ca. 5% ^3He verwendet. Die Betätigungsleitung ist eine CuNi-Kapillare (Innendurchmesser: 0.2 mm, Außendurchmesser: 0.4 mm), die auf den einzelnen Stufen des Mischkühlers thermisch abgefangen wurde. Hierzu wurde die Kapillare auf ein ca. 15 mm langes Cu-Röhrchen (Innendurchmesser: 3 mm, Außendurchmesser: 5 mm) gewickelt und mit Weichlot festgelötet. Dieser 'Wärmefangpunkt' konnte dann auf der jeweiligen Stufe festgeschraubt werden. Die Tabelle 3.1 gibt eine Übersicht über die eingebauten Kapillarteile (Gesamtlänge: ca. 825 cm). Das Kaltventil befindet sich immer auf Mischkammertemperatur.

3.2.3. Aufbau der Zelle

Die Zelle besteht im wesentlichen aus dem Zellendeckel und dem Zellenkörper, die aus Kupfer (OFHC) gefertigt sind. Am Zellendeckel befinden sich die Durchführungen für die Leitungen des Kohlewiderstand-Thermometers, des Pd(Fe)-Thermometers und des Zellenheizers, sowie für die Fülleitung. Die beiden Thermometer und der Heizer wurden an zwei Gewindestangen befestigt, die direkt im Zellendeckel festgeschraubt sind. In Abbildung 3.3 sieht man den Zellendeckel mit den Thermometern sowie den Wärmetauscher und den Heizer.

Zellendeckel und Zellenkörper wurden mit 8 Kupferschrauben zusammengeschraubt. Als Dichtmaterial wurde Silikonmasse verwendet [21]. Diese Dichtung erlaubt es,

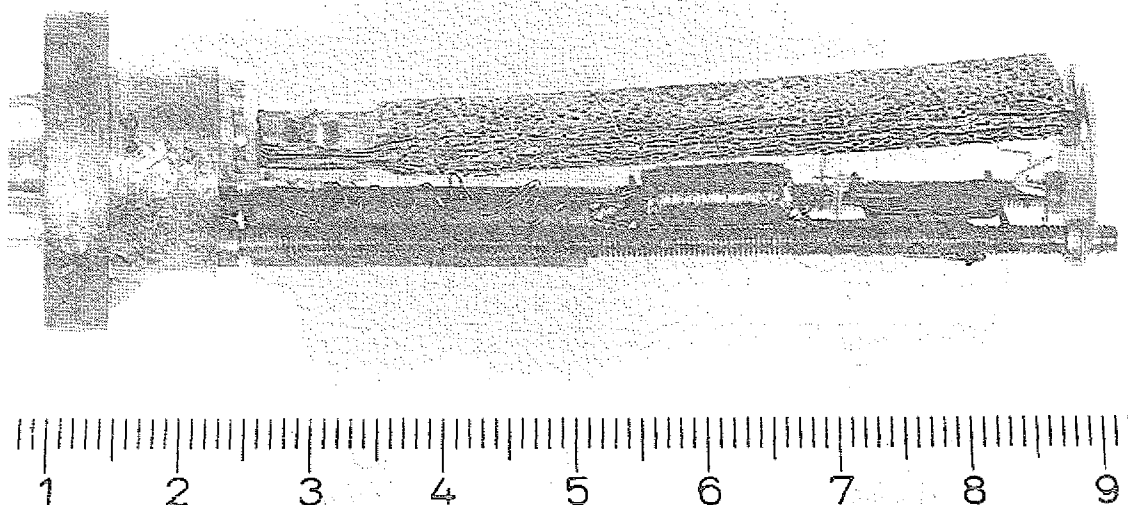


Abbildung 3.3: Zellendeckel mit Thermometern, Heizer und Wärmetauscher.

die Zelle bei Bedarf verhältnismäßig einfach öffnen zu können. Eine Abdichtung mit Stycast 2850 FT [22] hätte bei einem nachträglichen Öffnen der Zelle zu deren Beschädigung geführt. Die Silikondichtung ist bei Raumtemperatur nicht dicht (Diffusionsleck). Bei tiefen Temperaturen (≤ 77 Kelvin) treten aber keine Dichtigkeitsprobleme auf.

Zum Füllen der Zelle wurde ähnlich wie beim Kaltventil eine CuNi-Kapillare verwendet, die bis zum Kaltventil einen Innendurchmesser von 0.2 mm besitzt. Zwischen Kaltventil und Zelle wurde allerdings eine Kapillare verwendet, deren Innendurchmesser 0.1 mm beträgt, um die Wärmeleitung möglichst klein zu machen. In der Tabelle 3.2 sind die Längen der eingebauten Kapillarteile aufgelistet.

Um die Zellentemperatur messen zu können, wurden zwei Thermometer innerhalb der Zelle installiert, die im folgenden beschrieben werden.

3.2.3.1. Kohlewiderstand-Thermometer

Zur einfachen Messung der Temperatur wurde ein Kohlewiderstand-Thermometer in die Zelle eingebaut. Hierzu wurde ein Speer-Kohlewiderstand (1/2 W, QTY-5) verwendet, der unbehandelt einen Widerstand von $47 \, \Omega \pm 10\%$ hatte. Er wurde mit Schleifpapier bis auf einen Endwert von $348 \, \Omega$ abgedünnt. Nach dieser Behandlung hatte der Widerstand eine Dicke von 0.2 mm, eine Breite von 4 mm und eine Länge von 9.5 mm. Auf die Rückseite wurde ein kleiner Sinterkörper aus Kupfer geklebt, um einen guten thermischen Kontakt zu der Flüssigkeit zu gewährleisten. Die Vorderseite des Widerstands wurde mit einer modifizierten Form des Stycast 2850 FT [22] überdeckt. Diese Schutzschicht wurde nach dem folgenden

Stufe	Kapillarlänge	Innendurchmesser
4 Kelvin		
↓	ca. 100 cm	0.2 mm
1-K Topf	ca. 150 cm	0.2 mm
↓	ca. 65 cm	0.2 mm
Destille	ca. 85 cm	0.2 mm
↓	ca. 90 cm	0.2 mm
Wärmetauscher Nr.1	ca. 60 cm	0.2 mm
↓	ca. 40 cm	0.2 mm
Wärmetauscher Nr.4	ca. 60 cm	0.2 mm
↓	ca. 50 cm	0.2 mm
Mischkammer	ca. 80 cm	0.2 mm
↓	ca. 10 cm	0.2 mm
Kaltventil		
↓	ca. 150 cm	0.1 mm
Zelle		

Tabelle 3.2: Übersicht über die eingebaute CuNi-Kapillare, die zum Füllen der Zelle diente.

Verfahren hergestellt: Zunächst wird im Verhältnis 100:7 Stycast 2850 FT mit dem Catalyst 24 LV [22] verrührt. Nach Zugabe von Aceton sinken die schwarzen Partikelchen des Stycast 2850 FT nach unten. Nach mehreren Minuten Wartezeit befindet sich oben eine klare Flüssigkeit, die dekantiert und auf eine Teflon-Scheibe aufgetragen wird. Das Aceton läßt man nun verdampfen und die so erhaltene Flüssigkeit wird dünn auf den Kohlewiderstand aufgetragen. Nach einem Tag ist die Masse ausgehärtet. Diese transparente Form des Stycast 2850 FT besitzt eine höhere Wärmeleitfähigkeit als die schwarze Modifikation.

Die Leitfähigkeit G dieses Kohlewiderstands wurde mit einer Brücke (PCB) [23] in 2-Punkttechnik gemessen. Die Anregungsspannung betrug $10 \mu\text{V}$.

Um ein Aufheizen des Kohlewiderstandes in der Zelle durch Radiofrequenzstrahlung zu vermeiden, wurde ein Tiefpaßfilter vor dem Widerstand installiert. Dieser Filter wurde in einem kleinen Kupfergehäuse ($2 \text{ cm} \times 2 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$) untergebracht, das auf der Mischkammer festgeschraubt wurde. Der elektrische Aufbau ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Die Spulen wurden selbstgefertigt (165 Windungen auf einem Teflondorn mit 2.4 mm Außendurchmesser, $60 \mu\text{m}$ dicker Kupferdraht) und besitzen eine Eigeninduktivität von $14 \mu\text{H}$. Bei den Kondensatoren handelt es sich um Styroflexkondensatoren ($C = 1800 \text{ pF}$).

Die elektrische Verbindung von diesem Filter zum Kohlewiderstand in der Zelle wurde mit einem Manganindraht (Durchmesser: 0.1 mm , Raumtemperaturwiderstand:

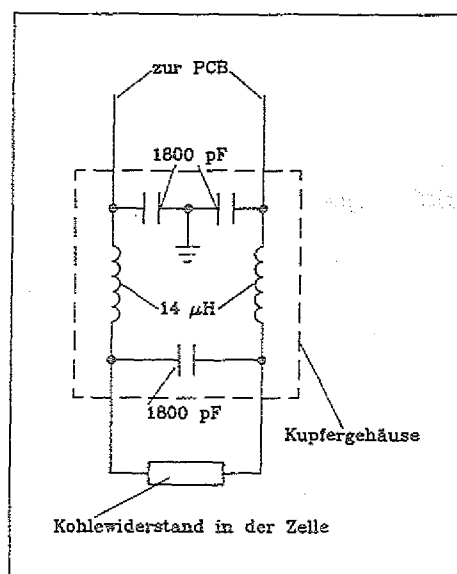


Abbildung 3.4: Elektrischer Filter zur Vermeidung des Aufheizens des Kohlewiderstandes in der Zelle durch Radiofrequenz-Strahlung.

54 Ω pro Meter) hergestellt. Um zu gewährleisten, daß der Draht innerhalb der Zelle die gleiche Temperatur wie die Flüssigkeit besitzt, wurde er 27-mal auf einen Zylinder gewickelt und mit einer geringen Menge GE Varnish [24], der mit GE Thinner [25] verdünnt wurde, festgeklebt. Der Zylinder wurde aus einer Silberfolie gefertigt, die eine Dicke von 10 μm besitzt, 10 cm lang und 3 cm breit ist. Diese Folie wurde mit 100 Löchern pro cm^2 perforiert, mehrmals gefaltet und zu einem Zylinder gerollt (Abmessungen des Zylinders: Länge 1 cm und Durchmesser 4.5 mm). Sowohl der Kohlewiderstand, als auch der Zylinder aus Silberfolie wurden mit Hilfe von dünnen Bleistiftminen (Durchmesser: 0.5 mm) [26] zwischen den Gewindestangen in der Zelle positioniert. Für den Kohlewiderstand wurden zwei Minen mit 10 mm Länge verwendet. Zur Befestigung der Silberfolie dienten zwei Minen mit 10 mm Länge und eine Mine mit 14 mm Länge.

3.2.3.2. Pd(Fe)-Thermometer

Ein Pd(Fe)-Thermometer wurde direkt in die Zelle eingebaut, um damit das Kohlewiderstand-Thermometer über den Temperaturbereich von 20 mK bis 200 mK kalibrieren zu können. Die Fe-Verunreinigung der verwendeten Probe liegt bei 20 ppm [27]. Die Fe-Atome besitzen im Palladium ein lokales magnetisches Moment von 10 μ_B [28]. Dieses riesige Moment entsteht auf Grund einer Polarisation der Pd-Nachbarn durch die Fe-Atome. Pd-Proben mit wenigen ppm Fe-Verunreinigungen zeigen Spinglaseigenschaften [29]. Die Verwendung von Pd(Fe)-Proben als magnetische Thermometer im mK-Temperaturbereich wurde von Jutzler et al. [30] unter-

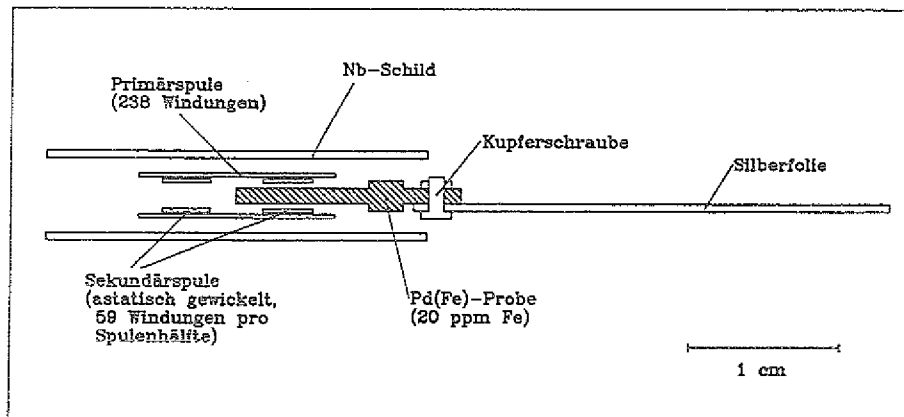


Abbildung 3.5: Aufbau des Pd(Fe)-Thermometers.

sucht.

Der Aufbau des eingesetzten Pd(Fe)-Thermometers ist in Abb. 3.5 im Querschnitt dargestellt. Die Probe befindet sich in einer Hälfte einer astatisch gewickelten Spule (Pickup-Spule). Diese Spule wurde auf einem Teflondorn (Außendurchmesser: 1.7 mm) mit supraleitenden NbTi-Draht (Durchmesser: 0.1 mm) gewickelt. Jede Hälfte besitzt 59 Windungen (zwei Lagen) und ist 3.3 mm lang. Die Drähte wurden mit Stycast 1266 [22] verklebt. Die Spulenhälften der Pickup-Spule besitzen einen Abstand von 3.4 mm und haben eine Eigeninduktivität von $2.6 \mu\text{H}$.

Die felderzeugende Spule (Primärspule) wurde ebenfalls aus NbTi-Draht (Durchmesser: 0.1 mm) gewickelt und besitzt 238 Windungen (zwei Lagen). Auch hier wurden die Drähte mit Stycast 1266 verklebt. Die Primärspule hat einen Innendurchmesser von 2.5 mm und ist 13 mm lang. Sie besitzt eine Gegeninduktivität von $3.3 \mu\text{H}$ zu einer Hälfte der Pickup-Spule.

Nach Fertigstellung der Primärspule wurde diese über die Sekundärspule geschoben und ebenfalls mit Stycast 1266 festgeklebt. Der so erzeugte Spulensatz ist freitragend. Zur Abschirmung von äußeren Störfeldern befinden sich die Spulen in einem supraleitenden Nb-Schild (Länge: 25.3 mm; Innendurchmesser: 5.0 mm; Wandstärke: 1.0 mm). Der Spulensatz wurde dabei mit drei Bleistiftminen, die einen halbkreisförmigen Querschnitt haben, in dem Nb-Röhrchen positioniert. Zum Festkleben diente eine geringe Menge GE Varnish.

Der Teil der Probe, der in eine Hälfte der Pickup-Spule ragt, ist zylinderförmig (Durchmesser: 1.0 mm). Am anderen Ende der Probe wurde eine Silberfolie befestigt, um einen guten thermischen Kontakt zur Flüssigkeit herzustellen. Die Silberfolie hat eine Dicke von $10 \mu\text{m}$, und ihre Oberfläche beträgt 60 cm^2 . Mit einer Nähnadel wurden ca. 2500 Löcher in diese Folie gestanzt, wobei kleine Erhebungen auf der Folie entstehen. Diese sorgen dafür, daß die einzelnen Lagen der Folie beim Falten einen geringen Abstand behalten, wodurch die gesamte Oberfläche der Folie Kontakt zur Flüssigkeit hat.

Vor dem Einbau der Probe wurde die Oberfläche mit Königswasser (HCl und HNO₃ im Verhältnis 3:1) angeätzt und anschließend mit tridestilliertem Wasser gespült.

Die Bestimmung der Wechselfeldsuszeptibilität erfolgte mittels einer Gegeninduktivitätsbrücke [31]. Der prinzipielle Schaltungsaufbau ist in Abb. 3.6 zu sehen. Der Oszillator erzeugt ein Wechselfeldsignal mit einer Frequenz von 15.9 Hz und einer Amplitude von 0.5 V. Dieses Signal wird auf die Primärseite des Pd(Fe)-Thermometers gegeben (s. auch Abb. 3.5) sowie auf die Primärspule einer bekannten Gegeninduktivität ($m = 1 \mu\text{H}$). In der Pickup-Spule des Pd(Fe)-Thermometers und in der Sekundärspule der bekannten Gegeninduktivität wird eine Spannung induziert. In einem der beiden Zweige kann das Signal, das auf die Primärspule gegeben wird, über drei Transformatoren (λ , α und β) abgeschwächt werden. Durch eine geeignete Einstellung von λ , α und β kann man erreichen, daß sich die in den Sekundärspulen der beiden Zweige induzierten Spannungen kompensieren. Ein SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) dient hierbei als empfindlicher Null-Detektor. Das Ausgangssignal der SQUID-Steuereinheit dient als Eingangssignal für einen 2-Phasen-Lock-In Verstärker, über den die Brücke abgeglichen wird.

3.2.3.3. Kalibration der Thermometer

Zur Kalibration des Kohlewiderstand-Thermometers und des Pd(Fe)-Thermometers wurde die Zelle mit reinem ⁴He gefüllt ($p = 150 \text{ mbar}$). Damit erreicht man einen guten thermischen Kontakt zwischen den Thermometern und der Zelle. Das Kaltventil wurde geschlossen, um einem Wärmeleck über die Füllkapillare vorzubeugen.

Damit zwischen Mischkammer und Zelle thermisches Gleichgewicht herrscht, wurde der Wärmeschalter geschlossen. Auf der Mischkammer ist ein sog. Superconducting Fixed Point Device (FPD SRM 768 No. 35) des National Bureau of Standard (jetzt: NIST) installiert. Dieses FPD besitzt 5 Proben, die bei gut bestimmten Temperaturen vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand übergehen (s. Tabelle 3.3). Mit einer Gegeninduktivitätsbrücke wird der Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand gemessen. Das FPD besitzt zur Abschirmung von äußeren Magnetfeldern ein Cryoperm-Schild. Dieses Schild wurde vor dem Beginn der Fixpunktsuche entmagnetisiert. Die dazu benutzte Spule befindet sich direkt auf dem Cryoperm. Man vermeidet durch diese Entmagnetisierung eine fehlerhafte Bestimmung des supraleitenden Übergangs auf Grund von Restfeldern. Die Wechselfeldsuszeptibilitäten der Pd(Fe)-Probe wurden bei den Übergangstemperaturen bestimmt. Diese Daten konnten mit einem Curie-Weiß Gesetz in der folgenden Form beschrieben werden:

$$\chi = \frac{C}{T - \theta} + \chi_{\infty} \quad (3.5)$$

Hierbei ist $\theta = (2.85 \pm 0.05) \text{ mK}$.

Zur Kalibration des Kohlewiderstandes wurde bei ca. 50 Temperaturen zwischen

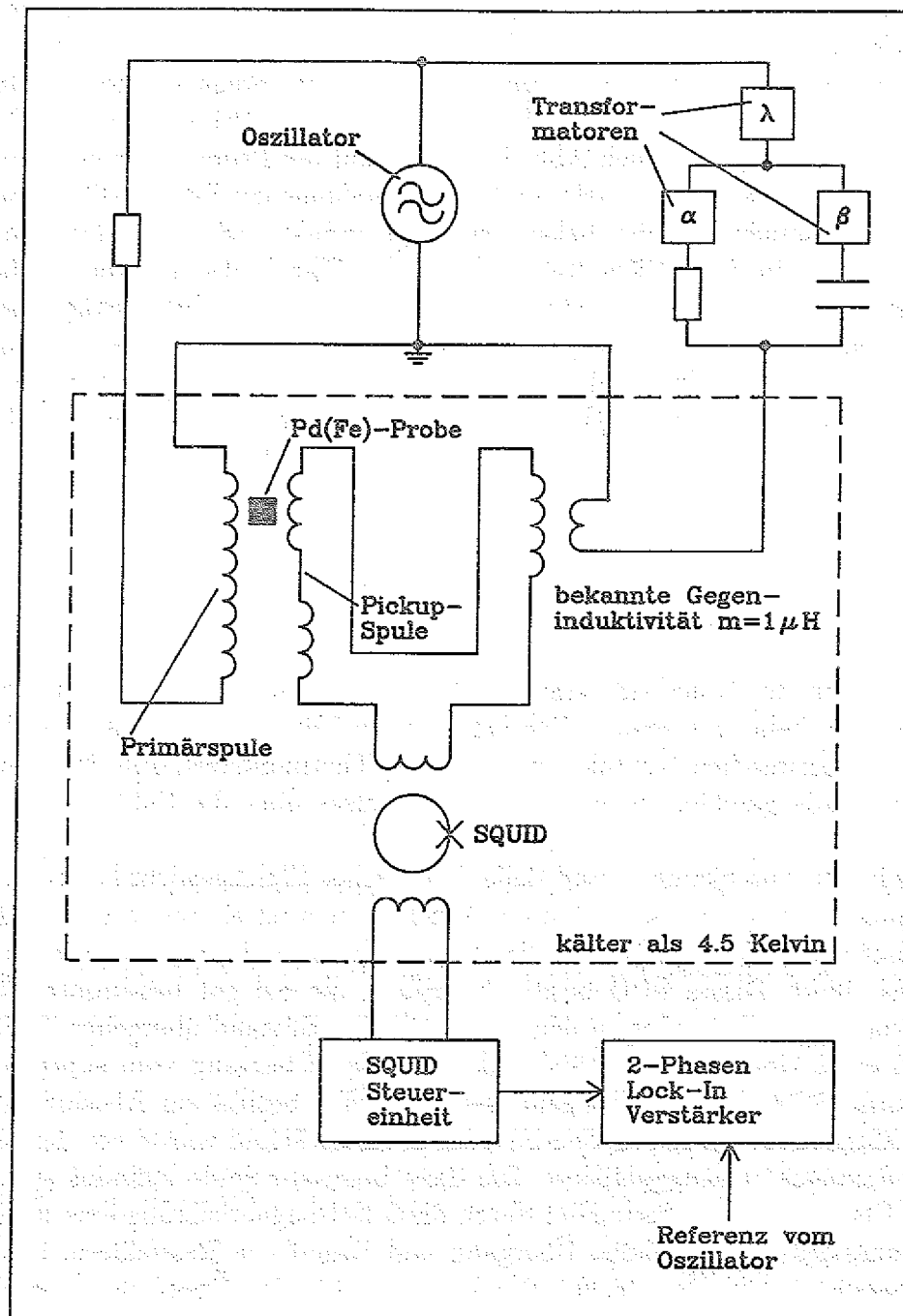


Abbildung 3.6: Brückenschaltung zur Bestimmung der Wechselfeldsuszeptibilität der Pd(Fe) -Probe.

Material	T_c [mK]
W	15.14
Be	22.85
Ir	99.15
AuAl ₂	162.72
AuIn ₂	205.73

Tabelle 3.3: Übergangstemperaturen der Materialien im FPD SRM 768 No. 35.

15 mK und 300 mK die Suszeptibilität χ des Pd(Fe) und die Leitfähigkeit G des Kohlewiderstandes bestimmt. Aus χ konnte nach Gl. 3.5 die Temperatur berechnet werden.

Die Temperatur-Leitfähigkeitsdaten wurden mit folgendem Gesetz angepaßt, das keine theoretische Motivation besitzt, sondern rein empirisch ist:

$$\ln\left(\frac{T}{K}\right) = \sum_{i=0}^3 a_i \left[\ln\left(\frac{G}{S}\right) \right]^i \quad (3.6)$$

Der gesamte Temperaturbereich wurde in drei Abschnitte unterteilt, um eine Anpassung mit einer Genauigkeit von 0.1% zu erreichen.

Bemerkung:

Jutzler et al. [30] haben bei ihren Untersuchungen an Pd(Fe)-Proben mit 2 ppm bzw. 11 ppm gefunden, daß die Suszeptibilität einem einfachen Curiegesetz folgt:

$$\chi = \frac{C}{T} + \chi_{\infty} \quad (3.7)$$

Dies konnte bei der hier verwendeten Probe mit 20 ppm Fe nicht bestätigt werden. In einem separaten Meßlauf wurde das Temperaturverhalten dieser Pd(Fe)-Probe mit einem ³He-Schmelzpunkthermometer untersucht. Hierbei verwendet man zur Thermometrie die Abhängigkeit des Schmelzdrucks des ³He von der Temperatur. Dies wird thermodynamisch durch die Clausius-Clapeyron Gleichung beschrieben:

$$\frac{dp_m}{dT} = \frac{S_{flüssig,m} - S_{fest,m}}{V_{flüssig,m} - V_{fest,m}} \quad (3.8)$$

Unterhalb von 319 mK ist beim Schmelzen die Entropie von flüssigem ³He kleiner als die von festem ³He. Da $V_{flüssig,m} > V_{fest,m}$ ist, nimmt der Schmelzdruck unterhalb von 319 mK mit abnehmender Temperatur zu. Der Verlauf der Schmelzkurve wurde intensiv von Greywall untersucht und wird von ihm mit einem empirischen Gesetz beschrieben [32]:

$$p = p_A + \sum_{l=-3}^5 a_l T^l \quad (3.9)$$

p_A ist der Druck auf der Schmelzkurve, bei dem ^3He den Übergang von der normalfluiden Phase in die suprafluide ^3He -A Phase macht ($p_A = 34.3380$ bar). Die Koeffizienten a_i sind in der Fußnote angegeben ¹. Mit dem ^3He -Schmelzpunktthermometer ist es möglich, über einen weiten Bereich die Temperaturen (1–250 mK) genau zu bestimmen. Das NBS-Fixed Point Device hat hingegen den Nachteil, daß nur 5 Temperaturen genau ermittelt werden können. Es hat sich gezeigt, daß zur Beschreibung der Suszeptibilität der Pd(Fe)-Probe mit 20 ppm Fe ein Curie-Gesetz (s. Gl. 3.7) nicht ausreicht. Es war notwendig eine Anpassung nach dem Curie-Weiß-Gesetz (s. Gl. 3.5) vorzunehmen, um eine ausreichende Genauigkeit zu erreichen. In Abb. 3.7 sieht man eine Auftragung der Suszeptibilitätsdaten (in willkürlichen Einheiten) gegen $1/(T-\Theta)$. Man erkennt, daß die Werte für $\Theta = 2.85$ mK sehr gut auf einer Geraden liegen, während die Werte für $\Theta = 0$ K eine starke Abweichung vom linearen Verlauf zeigen. Die Abweichung der gemessenen Werte von der Geradenanpassung ist in Abb. 3.8 dargestellt und beträgt etwa 0.2–0.3% für ein Θ von 2.85 mK. Zum Vergleich sind die Daten mit $\Theta = 0$ K aufgetragen.

3.2.3.4. Heizer

Um gezielt Wärme in der Zelle deponieren zu können, wurde ein kleiner Heizer in der Form eines Drahtes im Zelleninnern verlegt. Die Joulesche Wärme $\Delta Q = R \cdot I^2 \cdot \Delta t$ kann an die Flüssigkeit abgegeben werden, wenn man einen Strom I über einen Zeitraum Δt durch diesen Draht schickt, der den Widerstand R besitzt.

Der Heizer ist ein $13 \mu\text{m}$ dicker und 13 cm langer Wolframdraht [33]. Er befindet sich vollständig in der Flüssigkeit und wird von vier Haltern durch die Zelle geführt. Diese Halter bestehen jeweils aus 0.15 mm dicken und 1 cm langen CuBe-Drähtchen. Sie wurden mit einem Ende an den Gewindestangen in der Zelle mit einer geringen Menge GE Varnish festgeklebt. Das andere Ende wurde zum Schutz vor elektrischen Kurzschlüssen mit einem 5 mm langen und 0.8 mm dicken Teflonschlauch überzogen (Innendurchmesser des Teflonschlauchs: 0.3 mm). Die Enden des Wolframdrahtes wurden jeweils an einen 0.1 mm dicken NbTi-Draht mit Punktschweißtechnik befestigt. Diese supraleitenden NbTi-Drähte wurden durch eine CuNi-Kapillare aus dem Zellendeckel herausgeführt und gehen bis zur Mischkammer. Von dort kann mit 4-Punkt Meßtechnik der Widerstand des Heizers ermittelt werden. Bei LHe-Temperatur besitzt der Wolframdraht einen Widerstand $R_{\text{Heizer}} = (7.254 \pm 0.002) \Omega$, der sich bis zu Temperaturen von 15 mK nicht mehr ändert.

¹Parameter der Gleichung 3.9:

$a_{-3} = -0.019652970$	$a_{-2} = 0.061880268$	$a_{-1} = -0.078803055$
$a_0 = 0.13050600$	$a_1 = -0.043519381$	$a_2 = 0.13752791 \cdot 10^{-3}$
$a_3 = -0.17180436 \cdot 10^{-6}$	$a_4 = -0.22093906 \cdot 10^{-9}$	$a_5 = 0.85450245 \cdot 10^{-12}$

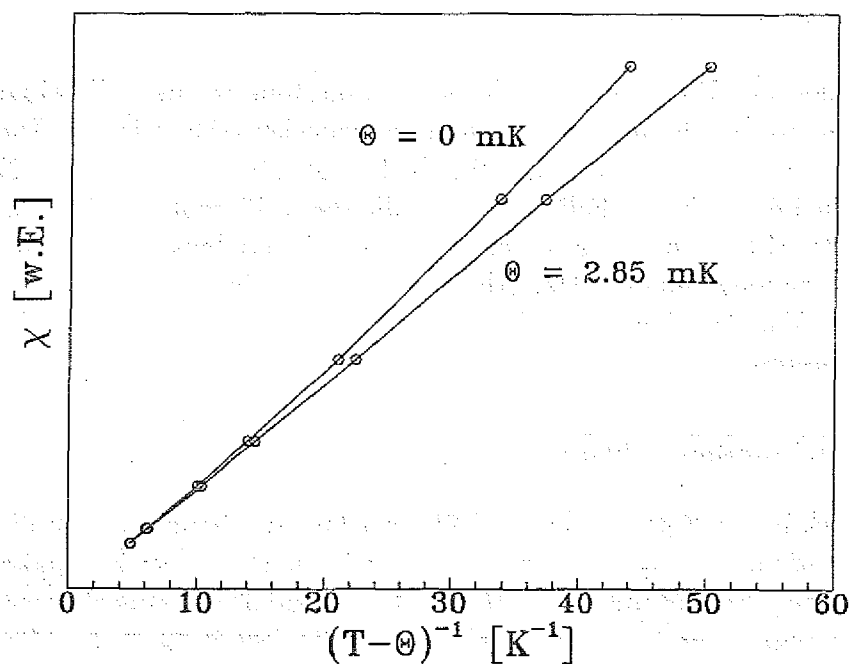


Abbildung 3.7: Wechselfeldsuszeptibilität der Pd(Fe)-Probe mit 20 ppm Fe.

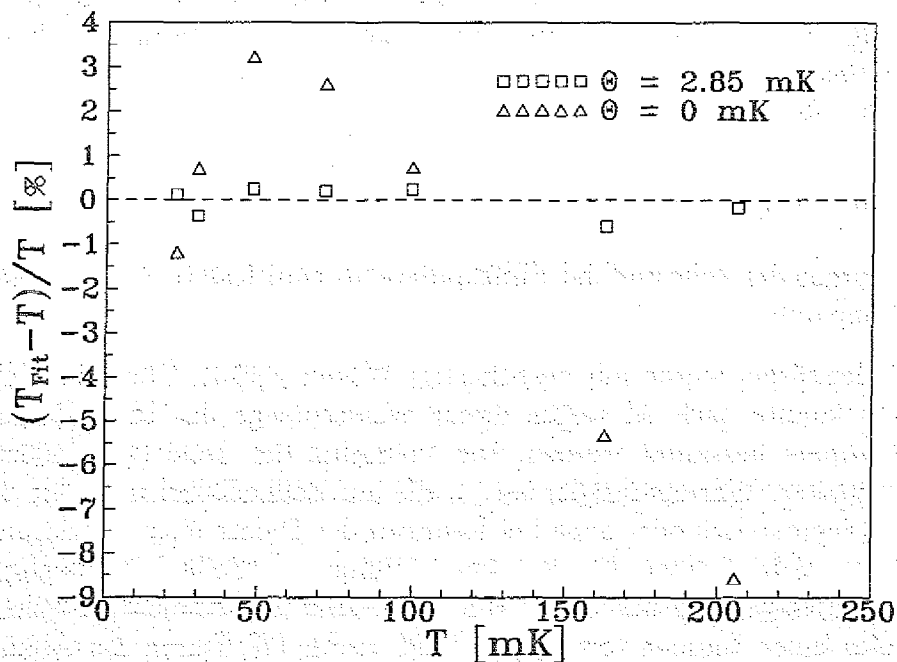


Abbildung 3.8: Anpassungsfehler der Wechselfeldsuszeptibilitätsdaten an ein Curie-Weiß-Gesetz.

3.2.3.5. Wärmetauscher

Zum Vorkühlen der Flüssigkeit wurde eine Kupferfolie in die Zelle eingebaut, die direkt über Schraubverbindungen mit dem Zellendeckel verbunden ist. Die Folie hat eine Dicke von $(50 \pm 5) \mu\text{m}$ und eine Oberfläche von 240 cm^2 . Mit einer Nadel wurden ca. 10000 Löcher in die Folie gestanzt, die dann 23-mal im Zick-Zack Muster gefaltet wurde. Mit einem 0.1 mm dicken und etwa 30 cm langen Kupferdraht wurde die Folie zusammengebunden. Der Abstand zwischen den einzelnen Lagen beträgt etwa $100 \mu\text{m}$. Vor dem Zusammenfalten wurde die Oberfläche mit verdünnter Salpetersäure gereinigt.

3.2.3.6. Druckmeßeinrichtung

Um den Druck in der Zelle messen und überwachen zu können, wurde die Zelle mit einer Druckmeßeinrichtung versehen. Ändert sich der Druck der Flüssigkeit, so wird über eine 2.3 mm dicke Membran im Boden des Zellenkörpers eine elektrisch isolierte Kupferplatte gegen eine feststehende ebenfalls elektrisch isolierte Kupferplatte verschoben. Die beiden Kupferplatten haben bei Raumtemperatur einen Abstand von $(25 \pm 5) \mu\text{m}$. Die Kapazität dieser Anordnung wurde mit Hilfe einer Kapazitätsmeßbrücke [34] gemessen, wobei mit einem Lock-In-Verstärker [35] der Nullabgleich durchgeführt wurde. Mit einem empfindlichen Druckmeßgerät [36] konnte dieser Kondensator kalibriert werden. Eine Druckänderung von 1 bar erzeugte eine Kapazitätsänderung von 51 fF. Mit der eingesetzten Meßbrücke konnten 1 fF ohne Mühe aufgelöst werden. Dies entspricht damit einer Genauigkeit in der Bestimmung des Drucks von 20 mbar.

3.2.3.7. Volumen der Zelle

Das Innenvolumen der Zelle und der Füllkapillare bis zum Kaltventil wurde mit zwei Methoden ermittelt:

- Der Zellenkörper wurde mit destilliertem Wasser gefüllt. Über die Dichte des Wassers konnte nach Abwiegen dieser Wassermenge das Innenvolumen des Zellenkörpers bestimmt werden. Die Volumina der Teile (Gewindestangen, Thermometer, Wärmetauscher etc.), die am Zellendeckel montiert wurden, wurden geometrisch oder auch bei Kenntnis der Dichte über Abwiegen ermittelt. Diese Volumina wurden vom Innenvolumen des Zellenkörpers abgezogen. Bei Raumtemperatur hat die geschlossene Zelle (einschließlich Füllkapillare) ein freies Innenvolumen von $V_{RT} = 19.25 \text{ cm}^3 \pm 1\%$. Durch das Abkühlen in den mK-Bereich schrumpft die Zelle. Der lineare Ausdehnungskoeffizient α von Kupfer beträgt $326 \cdot 10^{-5}$. Somit beträgt das freie Volumen $V_{0,a}$ der Zelle bei tiefen Temperaturen:

$$V_{0,a} = 19.06 \text{ cm}^3 \pm 1\% \quad (3.10)$$

- Beim zweiten Verfahren wurde die Zelle bei 4.2 K mit reinem ^4He gefüllt und das Kaltventil geschlossen. Die Flüssigkeitsreste in der Fülleitung vor dem Kaltventil wurden durch Abpumpen entfernt. Danach wurde das Kaltventil geöffnet und die Maschine aufgewärmt. Das Gas wurde in einen Behälter geschickt, dessen Volumen zuvor kalibriert worden war ($V = (5905 \pm 10) \text{ cm}^3$). Nach diesem Verfahren ergibt sich ein freies Innenvolumen der Zelle von $V_{0,b} = 19.08 \text{ cm}^3$. Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem Resultat $V_{0,z}$ der ersten Methode überein. Eine Volumenbestimmung nach der zweiten Methode wurde allerdings nur einmal durchgeführt, so daß der Fehler dieser Verfahrensweise schwer abschätzbar ist.

Daher wurde zur weiteren Auswertung das Ergebnis der ersten Methode genommen. Es ist also $V_{\text{Zelle}} = 19.06 \text{ cm}^3 \pm 1\%$.

3.3. Datenerfassung

Eine Messung der spezifischen Wärmekapazität einer Probe bei einem bestimmten Druck dauerte typischerweise 18 bis 24 Stunden. Pro Messung wurden etwa 1500 Datenpunkte (Leitfähigkeit des Kohlewiderstands, Zeit) aufgezeichnet. Diese langen Meßzeiten und große Datenmengen machten eine automatische Datenerfassung notwendig. In Abb. 3.9 sieht man den prinzipiellen Aufbau, der bei den Messungen verwendet wurde.

Ein einfacher Rechner (Apple IIe) liest in Abständen von 30 Sekunden die Leitfähigkeitsmeßbrücke (PCB) [23] aus, die die Leitfähigkeit des Kohlewiderstands in der Zelle mißt (s. Kapitel 3.2.3.1). Nach einer hinreichend langen Zeit wird von diesem Rechner ein Relais betätigt, das den Heizer in der Zelle mit einem Präzisionsstromgeber [37] verbindet. Nach der Zeit Δt_{Puls} wird der Stromgeber über das Relais vom Zellenheizer getrennt. Die Pulsdauer Δt_{Puls} wurde vom Rechner so berechnet, daß $\Delta T \approx 0.1 \cdot T$ beträgt. ΔT ist die durch den Wärmepuls verursachte Temperaturerhöhung der Flüssigkeit, die sich zu Beginn des Wärmepulses bei der Temperatur T befindet. Nach Beendigung des Pulses wird wieder über einen Zeitraum von ca. 30 bis 60 Minuten in regelmäßigen Abständen die PCB ausgelesen. Die Pulszeiten und ausgelesenen Leitfähigkeitsdaten werden abgespeichert. Über einen IEEE-Bus werden die Datensätze vom Meßrechner auf einen IBM-PC übertragen. Dort können die Daten dann weiter ausgewertet werden.

3.4. Probenpräparation

Die Proben wurden in Stahlbehältern gelagert, die ein Volumen von ca. 6 l besitzen. Diese Behälter wurden vor der Zubereitung der Proben gründlich ausgepumpt und mit dem Lecktester auf mögliche Lecks untersucht. Auch wurde die Leckdichtigkeit

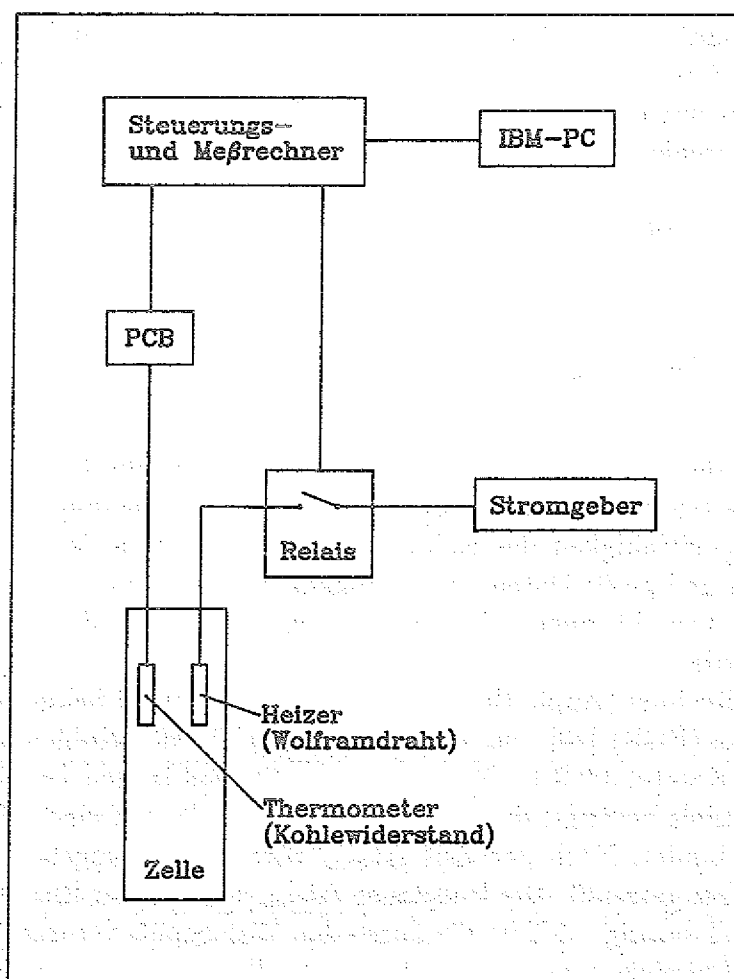


Abbildung 3.9: Aufbau zur automatischen Datenerfassung bei den Messungen der spezifischen Wärmekapazität.

des Behälters getestet, wenn er mit ca. 6 bar Helium gefüllt wurde.

Bei der Herstellung der Proben wurde folgendermaßen vorgegangen: Der Behälter wurde zunächst mit reinem ^4He [38] bis ca. 1 bar Absolutdruck aufgefüllt. Dann wurde die berechnete Menge ^3He [39] hinzugegeben und danach weiter mit ^4He bis zum Enddruck aufgefüllt. Die Druckbestimmung erfolgte mit einem Präzisionsdruckmeßgerät [36].

Bei zwei der untersuchten Proben wurde die ^3He -Konzentration im kondensierten Zustand der Probe überprüft. Wie bereits erwähnt, tritt in $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen mit ^3He -Konzentrationen, die größer als ca. 6.5% sind, eine Phasentrennung auf. Diese Phasentrennung ist mit Freigabe von latenter Wärme verbunden. Daher sollte man beim Abkühlen dieser Proben eine Anomalität im Temperaturverlauf bei der Phasenseparation beobachten. Aus der hierdurch bestimmten Phasentrennungstemperatur kann man auf die ^3He -Konzentration zurückschließen. Bis zu Temperaturen von 150 mK gilt in guter Näherung für die Löslichkeitsgrenze x_3 [40]:

$$x_3 = x_0 \cdot (1 + \beta T^2) \quad (3.11)$$

Hierbei bezeichnet x_0 die Löslichkeitsgrenze für $T = 0$ K. Oberhalb von 150 mK gibt es leichte Abweichungen von diesem Gesetz, die von Yorozu et al. [40] bestimmt wurden.

Bei der 8.2%-Probe und der 9.3%-Probe wurde der Druck in der Zelle auf 0 bar (gesättigter Dampfdruck) gebracht. Der Temperaturverlauf beim Abkühlen wurde aufgezeichnet (s. Abb. 3.10 und Abb. 3.11). Man erkennt deutlich, wie es bei der Phasentrennung zu einer Verlangsamung der Abkühlrate kommt. In der folgenden Tabelle sind die aus der Phasentrennungstemperatur ermittelten Konzentrationen (nach [40]) dargestellt.

x_3 (nominell) [%]	T_{Trennung} [mK]	x_3 (experimentell) [%]
8.2	165.1	8.26
9.3	206.1	9.21

Nominell und experimentell ermittelter Wert der ^3He -Konzentration stimmen bis auf einen Fehler von ca. 1% überein.

3.5. Durchführung der Messungen

Vor dem Abkühlen der Apparatur wurde die Zelle und das Kaltventil mehrmals mit reinem ^4He gespült und ausgepumpt, um möglichen Blockaden durch Luftreste vorzubeugen. Die zum Füllen der Zelle benötigte Gasmenge wurde zunächst einmal in einem kleinen Tank (Volumen: 0.5 l) deponiert. Das Gas aus diesem Tank wurde

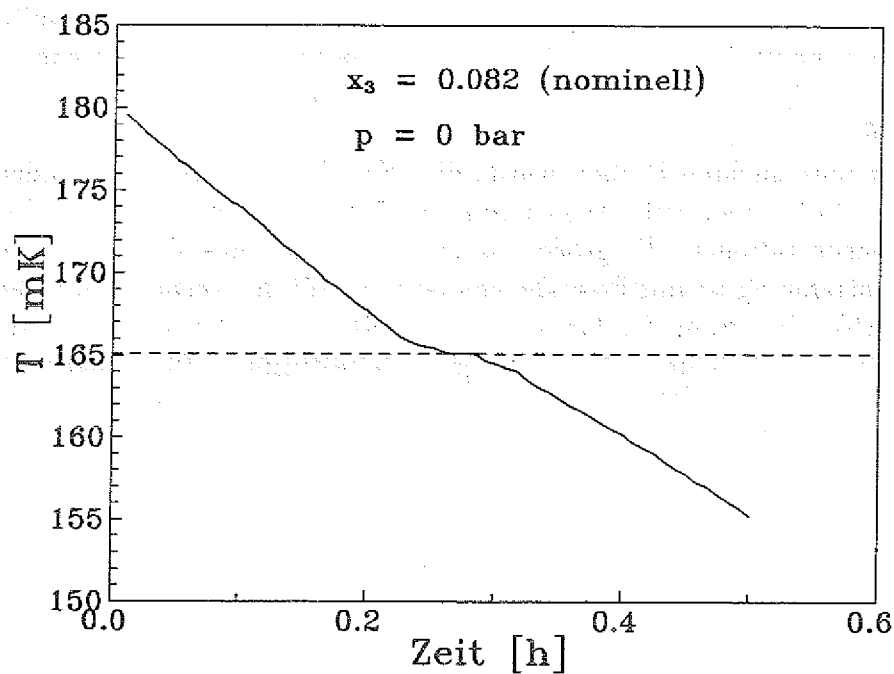


Abbildung 3.10: Abkühlverhalten der 8.2%-Probe bei einem Druck von 0 bar.

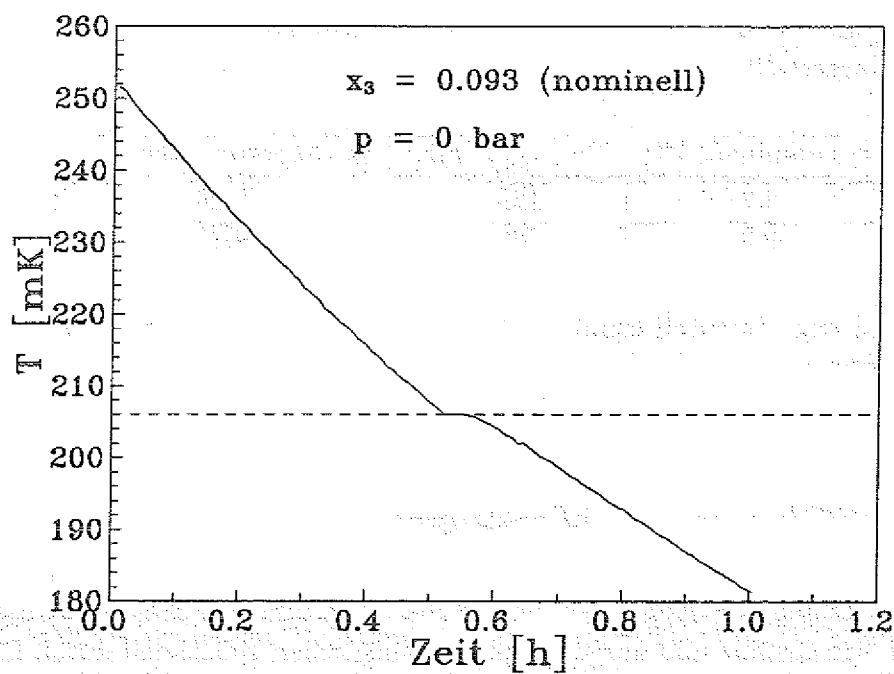


Abbildung 3.11: Abkühlverhalten der 9.3%-Probe bei einem Druck von 0 bar.

dann in die Zelle geschickt, die nach 3 bis 4 Stunden gefüllt war. Beim Einkondensieren betrug die Zelltemperatur etwa 0.5 Kelvin. Die Zelle wurde bis zu einem Druck von 20 bar gefüllt (bzw. 10 bar bei der 9.3%- und 9.45%-Probe). Sofort nach Beendigung des Füllvorgangs wurde das Kaltventil geschlossen. Das Schließen des Kaltventils konnte durch eine simultane Druckerhöhung in der Zelle bzw. in der Fülleitung der Zelle beobachtet werden. Die Probe wurde dann bis auf ca. 20 mK vorgekühlt. In der folgenden Tabelle sind die typischen Vorkühlzeiten aufgelistet:

^3He - Konzentration [%]		Vorkühlzeit [h]
9.45	250 mK $\rightarrow$ 20 mK	ca. 24
5		ca. 18
1.3		ca. 12

Etwa 1 bis 2 Stunden vor dem Start einer Messung wurde der Heliumtransfer durchgeführt. Die Störungen, die durch einen Transfer verursacht werden, konnten so abklingen und beeinträchtigten die Messung nicht. Die automatische Datenerfassung wurde direkt nach Öffnen des Wärmeschalters gestartet.

Nachdem die Messungen bei 20 bar beendet waren, wurde das Kaltventil geöffnet und der Druck auf 10 bar reduziert. Dann wurde das Kaltventil wieder geschlossen, die Mischung vorgekühlt und gemessen. Analog wurde weiter verfahren.

Eine Messung dauerte typischerweise 18 bis 24 Stunden und wurde vorwiegend nachts und am Wochenende durchgeführt, um Störungen elektronischer und mechanischer Art so gering wie möglich zu halten.

4. Ergebnisse

4.1. Meßverlauf und Auswertung

In Abbildung 4.1 sieht man exemplarisch den Temperaturverlauf zweier Messungen im Bereich $20 \text{ mK} \leq T \leq 50 \text{ mK}$.

Bei großen Leistungen des Zellenheizers kommt es zu einem Überheizen des Kohlewiderstandes, da ein Großteil des Wolframdrahtes in unmittelbarer Nähe dieses Thermometers verläuft. Einen Einfluß auf das Ergebnis der Wärmekapazität hat dieses Überheizen allerdings nicht.

Nach Abklingen dieses Überheizeffektes bleibt die Zellentemperatur praktisch konstant, d.h. man beobachtet kein Aufwärmen durch ein Wärmeleck (s. hierzu auch Abschnitt 4.2).

Oberhalb von 200 mK kommt es hingegen nach Beendigung des Wärmepulses zu einem Abkühlen der Zelle. Die Ursache hierfür ist die erhöhte Wärmeleitfähigkeit des Aluminiums im Wärmeschalter und die frei kühlende Mischkammer.

Die spezifische Wärmekapazität $C(T)$ der ^3He -Quasiteilchen wurde folgendermaßen ermittelt:

$$C(T) = \frac{1}{n_M} \left[\frac{\Delta Q}{\Delta T} - c(\text{Zelle} + ^4\text{He}) \right] \quad (4.1)$$

- Die Anzahl der Mole n_M wurde aus dem Zellenvolumen $V_{\text{Zelle}} = 19.06 \text{ cm}^3$ und dem Molvolumen V_{mol} der $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen nach [14] bestimmt:

$$n_M = \frac{V_{\text{Zelle}}}{V_{\text{mol}}} = \frac{V_{\text{Zelle}}}{V_{\text{mol},4}(p)[1 + \alpha(p) \cdot x_3]} \quad (4.2)$$

$V_{\text{mol},4}(p)$ ist das Molvolumen von reinem ^4He beim Druck p . Der Parameter $\alpha(p)$ beschreibt die Vergrößerung des Molvolumens durch die Zugabe von ^3He .

- Die in der Zelle und der $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung deponierte Wärmemenge wurde aus dem Heizerwiderstand R , dem Heizerstrom I und der Pulsdauer Δt ermittelt:

$$\Delta Q = R \cdot I^2 \cdot \Delta t \quad (4.3)$$

- Die durch den Puls verursachte Temperaturerhöhung ΔT wurde wie folgt bestimmt (s. Abbildung 4.2):

Von den Meßpunkten einer Stufe wurden die letzten 50% genommen, um eine Geradenanpassung durch diese Punkte zu machen. Die Anpassung erfolgte nach der Methode der kleinsten Fehlerquadratsumme. Diese Geraden von zwei aufeinanderfolgenden Stufen wurden auf den Zeitpunkt extrapoliert, der genau zwischen dem letzten Meßpunkt der einen Stufe und dem ersten Meßpunkt der anderen Stufe liegt. Die zugehörigen Temperaturen T_1 und T_2 wurden ermittelt. Es ist dann:

$$\Delta T = T_2 - T_1 \quad \text{und} \quad T = \frac{T_1 + T_2}{2} \quad (4.4)$$

Bemerkung:

Streng genommen gilt mit dem Mittelwertsatz der Integralrechnung:

$$\Delta Q = n_M \int_{T_1}^{T_2} C(T) dT = n_M C(\bar{T})(T_2 - T_1) \quad (4.5)$$

Wenn C nicht mehr proportional zu T ist (hohe Temperaturen), dann gilt im allgemeinen:

$$\bar{T} \neq T = \frac{T_1 + T_2}{2} \quad (4.6)$$

Wenn die durch einen Wärmepuls verursachte Temperaturerhöhung allerdings nur bei etwa 10% liegt, beträgt der Fehler in der Bestimmung von C weniger als 0.1% (s. z.B. [41]).

- Die Wärmekapazität der 'leeren' Zelle $c(\text{Zelle} + {}^4\text{He})$ wurde in einem separaten Meßlauf bestimmt (s. Abschnitt 4.3).

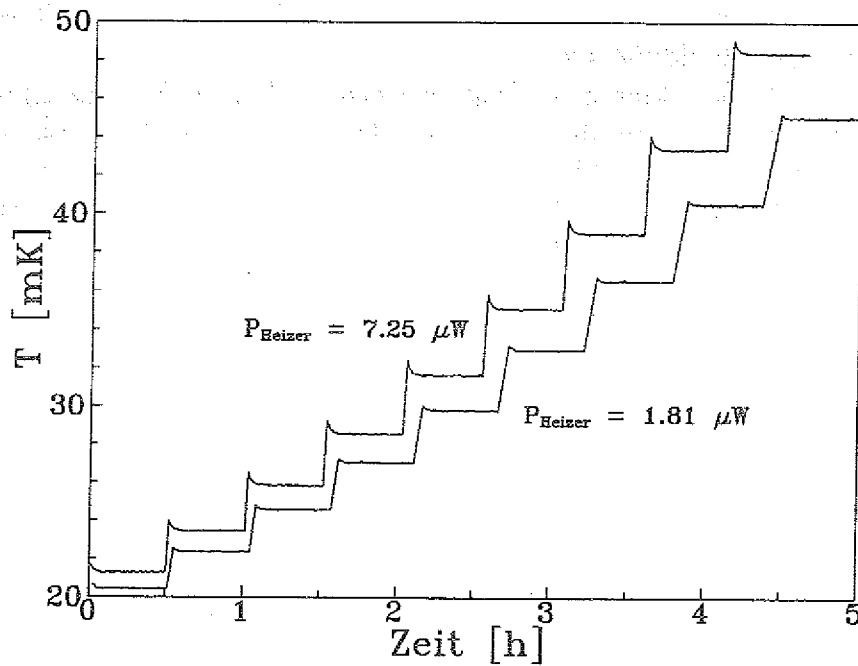


Abbildung 4.1: Temperaturverläufe zweier Messungen der Wärmekapazität mit unterschiedlichen Heizerleistungen ($x_3 = 3 \%$, $p = 0.1 \text{ bar}$).

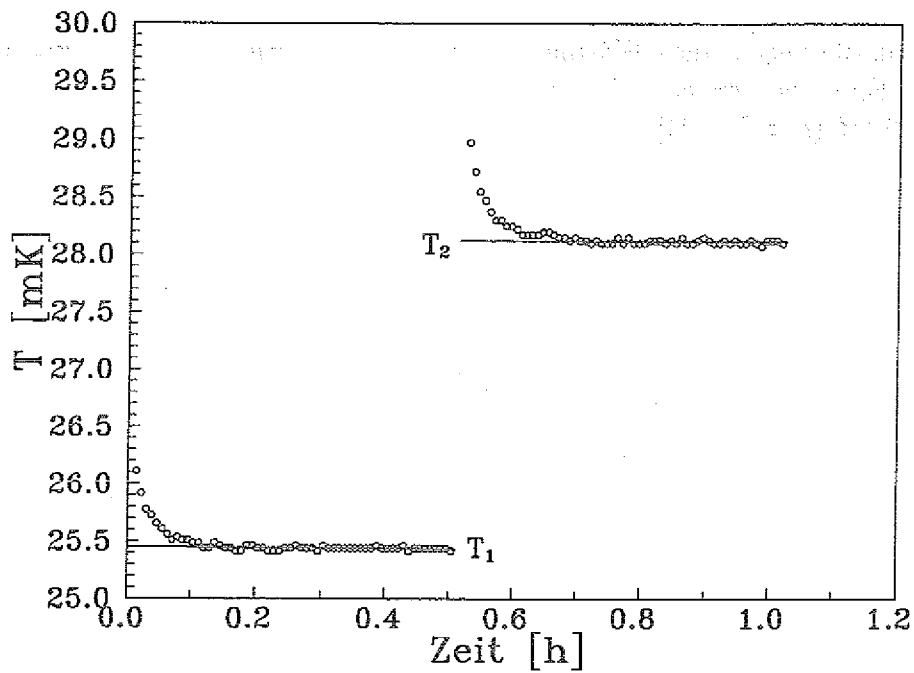


Abbildung 4.2: Bestimmung der Temperaturerhöhung $\Delta T = T_2 - T_1$ der Zellenflüssigkeit auf Grund eines Wärmepulses.

4.2. Wärmeleck

Wie in Abschnitt 4.1 erwähnt wurde, konnte bei den Messungen ein positives Wärmeleck praktisch nicht beobachtet werden. Positiv ist ein Wärmeleck dann, wenn es zu einem Aufheizen der Zelle kommt, obwohl keine Wärmepulse zugeführt werden. Solch ein Leck ist aber auf Grund von Vibrationen, Wärmeleitung über elektrische Verbindungen und Kapillarleitungen etc. immer vorhanden. Die Wärmekapazität von verdünnten $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen ist wegen des ^3He recht hoch. Deshalb ruft ein Wärmeleck, wenn es hinreichend klein ist, über die hier typischen Meßzeiten keine meßbare Temperaturerhöhung hervor.

Um das Wärmeleck dennoch zu bestimmen, wurde deshalb die Zelle mit reinem ^4He gefüllt und das Aufwärmverhalten über einen Zeitraum von 18 Stunden beobachtet. Der Temperaturbereich zwischen 30 mK und 60 mK wurde zur Auswertung benutzt, da in diesem Bereich die Wärmekapazität der Zelle bekannt ist (s. Abschnitt 4.3). Es wird angenommen, daß das Wärmeleck $\dot{Q}$ konstant ist. Dann gilt:

$$\dot{Q} dt = c(T) dT \quad \Rightarrow \quad \dot{Q} \int_{t_1}^{t_2} dt = \int_{T_1}^{T_2} c(T) dT \quad (4.7)$$

Mit der Kenntnis von $c(T)$ für $30 \text{ mK} \leq T \leq 60 \text{ mK}$ erhält man:

$$\dot{Q} = (0.68 \pm 0.05) \text{ nW} \quad (4.8)$$

4.3. Wärmekapazität der leeren Zelle

Nur die Wärmekapazität der ^3He -Komponente $c(^3\text{He})$ ist von Interesse. Man mißt aber im Experiment die Wärmekapazität der Zelle und die der Mischung gemeinsam $c(\text{Zelle} + \text{Mischung})$. In einem gesonderten Meßlauf mußte daher die Wärmekapazität der mit reinem ^4He gefüllten Zelle $c(\text{Zelle} + ^4\text{He})$ bestimmt werden, um dann $c(^3\text{He})$ berechnen zu können:

$$c(^3\text{He}) = c(\text{Zelle} + \text{Mischung}) - c(\text{Zelle} + ^4\text{He}) \quad (4.9)$$

Reines ^4He hat in dem betrachteten Temperaturbereich $T \leq 200 \text{ mK}$ eine geringe spezifische Wärmekapazität ($C \leq 0.7 \text{ mJ} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$). Es erwies sich als schwierig, die Wärmekapazität der leeren Zelle über den gesamten Temperaturbereich zu bestimmen, da der Wärmeschalter ab 100 mK durch die erhöhte Wärmeleitung zur kalten Mischkammer eine Messung unmöglich machte¹. In Abbildung 4.3 sieht man die Ergebnisse für Temperaturen bis 100 mK. In der Tabelle 4.1 sind die in der Zelle

¹Bei den Messungen mit den $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen tritt dieses Problem erst ab etwa 200 mK auf.

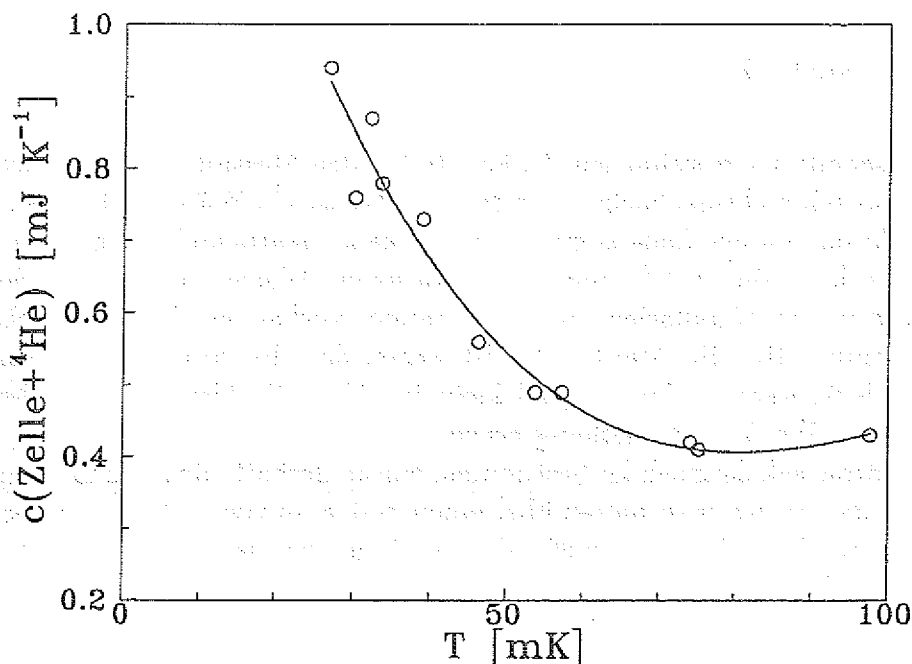


Abbildung 4.3: Wärmekapazität der mit reinem ^4He gefüllten Zelle. Die durchgezogene Linie stellt eine Anpassung mit einem Polynom dar. Sie besitzt aber keine theoretische Motivation.

verwendeten Materialien, deren Masse, sowie deren spezifische Wärmekapazitätsdaten (aus Literatur, siehe z.B. [13]) und die daraus resultierende Wärmekapazität für eine Temperatur von 50 mK aufgeführt.

Man stellt fest, daß die bei der Temperatur $T = 50$ mK gemessene Wärmekapazität von $c \simeq 0.5$ mJ/K recht gut mit dem berechneten Wert ($c \simeq 0.25$ mJ/K) übereinstimmt. Der Manganindraht ist für die erhöhte Wärmekapazität bei tiefen Temperaturen verantwortlich.

Man kann vermuten, daß die Wärmekapazität der leeren Zelle bis 200 mK noch auf einen Wert von 0.7 bis 0.9 mJ/K ansteigen wird, da die Wärmekapazität des reinen ^4He bei höheren Temperaturen zunimmt (s. z.B. [13]).

Die Tabelle 4.2 zeigt, wie groß der Anteil der Wärmekapazität der mit reinem ^4He gefüllten Zelle an der gesamten Wärmekapazität von Zelle und Mischung ist.

Material	m [g]	n [mol]	C [mJ·mol ⁻¹ ·K ⁻¹]	c [mJ·K ⁻¹]
⁴ He	—	0.689	10 ⁻²	0.007
Cu	192.08	3.023	3·10 ⁻²	0.091
Nb	1.84	0.019	—	—
Ag	0.61	0.006	10 ⁻²	< 0.001
C	0.32	0.027	<10 ⁻³	< 0.001
Pd(Fe)	0.27	0.003	—	—
NbTi-Draht	ca. 0.13	—	—	—
Stycast 2850 FT	ca. 0.12	—	—	—
Manganin-Draht	ca. 0.07	0.001	ca. 150	0.150
Teflon	ca. 0.02	—	—	—
CuBe	<0.01	—	—	—
Stycast 1266	<0.01	—	—	—
GE Varnish	<0.01	—	—	—
Siliconmasse	<0.01	—	—	—
Summe				0.248

Tabelle 4.1: Übersicht der in der Zelle verwendeten Materialien, sowie deren berechnete Wärmekapazität für $T = 50$ mK. Die Daten für $C(T = 50$ mK) stammen aus [13], wo es Verweise auf die Originalliteratur gibt.

x_3 [%]	p [bar]	$\frac{c(\text{Zelle} + {}^4\text{He})}{c(\text{Zelle} + \text{Mischung})}$ [%]		
		T = 30 mK	T = 80 mK	T = 200 mK
1.3	0.1	1.31	0.36	≈ 0.63
	10.0	1.20	0.35	≈ 0.63
	20.1	1.13	0.35	≈ 0.61
5	0.1	0.70	0.15	≈ 0.20
	10.0	0.63	0.13	≈ 0.18
	20.0	0.60	0.13	≈ 0.17
9.3	10.0	0.55	0.09	≈ 0.01

Tabelle 4.2: Anteil der Wärmekapazität der mit reinem ⁴He gefüllten Zelle $c(\text{Zelle} + {}^4\text{He})$ an der Wärmekapazität von Zelle und ³He/⁴He-Mischung $c(\text{Zelle} + \text{Mischung})$.

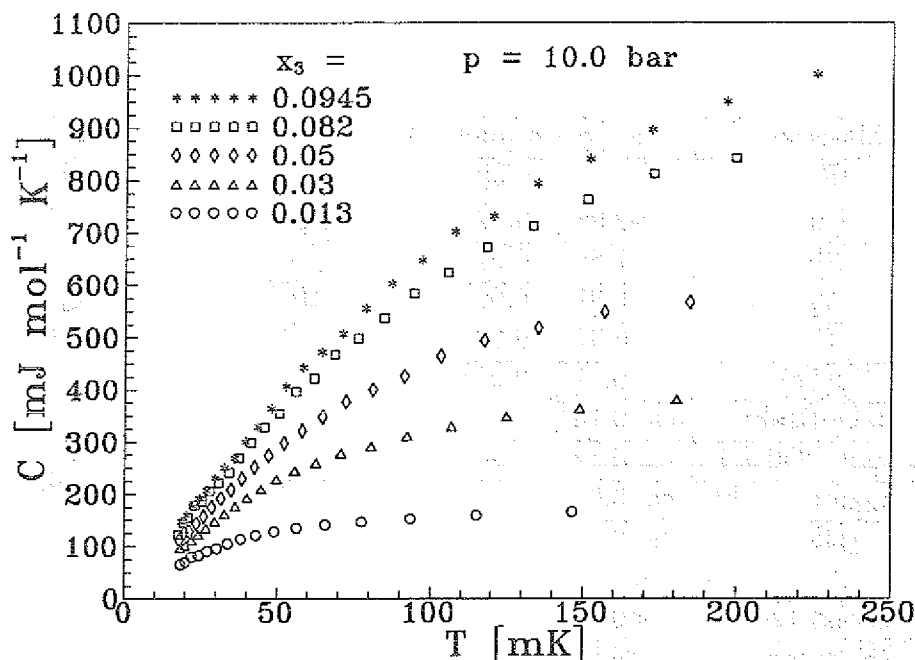


Abbildung 4.4: Meßergebnisse der spezifischen Wärmekapazität von $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen. x_3 gibt die ^3He -Konzentration an.

4.4. Spezifische Wärmekapazität der Mischungen

In Abb. 4.4 sind eine Auswahl der Ergebnisse der spezifischen Wärmekapazität für einen Druck von $p = 10.0 \text{ bar}$ und für 5 verschiedene Konzentrationen dargestellt. Für hohe Konzentrationen und niedrige Temperaturen erkennt man den linearen Anstieg von C mit der Temperatur. Bei den Proben mit niedriger ^3He -Konzentration und hohen Temperaturen sieht man einen fast konstanten Verlauf der spezifischen Wärmekapazität. Die genauen numerischen Werte der Messungen sind im Anhang tabellarisch aufgelistet. In den beiden folgenden Abschnitten sollen die Meßergebnisse mit der theoretischen Funktion (s. Gl. 2.16) verglichen und die effektive Masse der ^3He -Quasiteilchen ermittelt werden.

4.4.1. Analyse mit alleiniger Variation von T_f

Es wird zunächst angenommen, daß die ^3He -Konzentration in der Zelle bei tiefen Temperaturen derjenigen entspricht, die bei der Probenpräparation eingestellt wurde. Die Bestimmung der Konzentration aus der Phasentrennungstemperatur bei den Proben mit einer nominellen Konzentration von 8.2% und 9.3% bei einem Druck von $p = 0 \text{ bar}$ ergab keinen Widerspruch zu dieser Annahme (s. Kapitel 3.4). Eine direkte Konzentrationsbestimmung der ^3He -Teilchen in der Zelle war allerdings nicht möglich. Unter der gemachten Annahme kann man den klassischen Grenzwert der spezifischen Wärmekapazität eines Gases für hohe Temperaturen ausrechnen

(s. Gl. 2.17):

$$C = \frac{3}{2} x_3 R \quad (4.10)$$

In der Abbildung 4.5 ist dieser Grenzwert jeweils als gestrichelte horizontale Linie eingezeichnet. Bei den Proben mit niedriger ^3He -Konzentration sieht man deutlich, daß die gemessene spezifische Wärmekapazität diesen Grenzwert überschreitet. Versucht man die Daten mit der Funktion 2.16 unter alleiniger Variation der Fermitemperatur anzupassen, so gelingt eine Beschreibung der Meßwerte nur für die niedrigen Temperaturen ($T/T_f < 0.2$). Für hohe Temperaturen ($T/T_f > 0.2$) zeigt sich vor allem bei Proben mit niedriger ^3He -Konzentration ein signifikanter Unterschied zur Theoriefunktion (s. Abb. 4.5). Bei der 1.3%- und der 3%-Probe ist bei hohen Temperaturen die spezifische Wärmekapazität offensichtlich umso größer je kleiner der Druck ist.

In Abbildung 4.6 sind exemplarisch die Daten der 5%-Probe im sog. Wheatley-Plot aufgetragen. Zusätzlich wurde der Verlauf der Funktion 2.16 für verschiedene Fermitemperaturen dargestellt. Für hinreichend tiefe Temperaturen ändert sich der Quotient C/RT mit der Temperatur nicht mehr, da C proportional zu T ist. Es wurden die Daten im unteren Temperaturbereich mit den theoretischen Kurvenverläufen verglichen und der extrapolierte Wert von C/RT für $T \rightarrow 0$ ermittelt. Da es für $T \rightarrow 0$ eine Übereinstimmung mit der Theorie gibt, ist es sinnvoll, die effektive Masse der ^3He -Quasiteilchen folgendermaßen zu berechnen (s. Gl. 2.20):

$$\frac{m^*}{m} = \frac{(3\pi n_3)^{2/3} \left(\frac{C}{RT} \right)_{T \rightarrow 0}}{m x_3 k_B \left(\frac{\pi}{h} \right)^2} \quad (4.11)$$

Mit Gl.2.18 gilt:

$$\lim_{T \rightarrow 0} \left(\frac{C}{RT} \right) = \frac{\pi^2 x_3}{2 T_f} \quad (4.12)$$

Hiermit wird aus Gl.4.11:

$$\frac{m^*}{m} = \frac{\hbar^2}{2m k_B T_f} (3\pi^2 n_3)^{2/3} \quad (4.13)$$

n_3 ist die Dichte der ^3He -Teilchen pro Volumen, also:

$$n_3 = x_3 \frac{N_A}{V_{mol}} \quad (4.14)$$

N_A ist die Avogadrozahl, also $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ Teilchen pro Mol. Die Ergebnisse dieser Auswertung sind in Tabelle 4.3 aufgelistet und die effektiven Massen der ^3He -Quasiteilchen in Abbildung 4.7 dargestellt.

Bei den Messungen kühlte die Mischkammer des $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkühlers frei, d.h. zwischen Zelle und Mischkammer wurde der Temperaturgradient im Laufe der Messung immer größer. Um auszuschließen, daß diese Verfahrensweise einen Einfluß auf

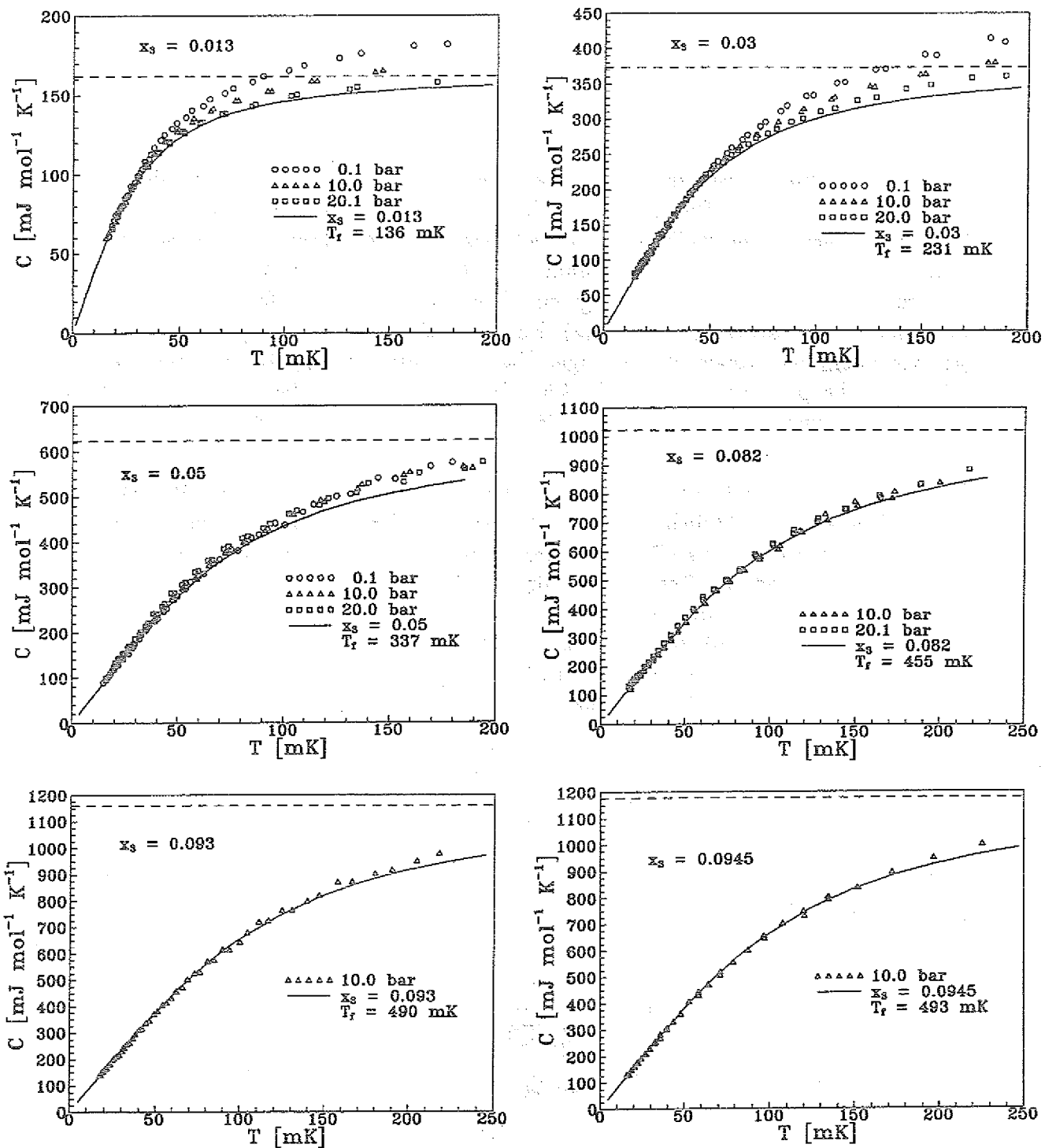


Abbildung 4.5: Meßwerte der spezifischen Wärmekapazität. Die gestrichelte Linie gibt den klassischen Grenzwert für die spezifische Wärmekapazität eines Gases bei hohen Temperaturen an ($C = 1.5 x_3 R$). Die durchgezogene Linie zeigt den theoretischen Verlauf von C für ein Fermigas (s. Gl. 2.16). Die zugehörigen Parameter (x_3 und T_f) sind in den Bildern jeweils angegeben.

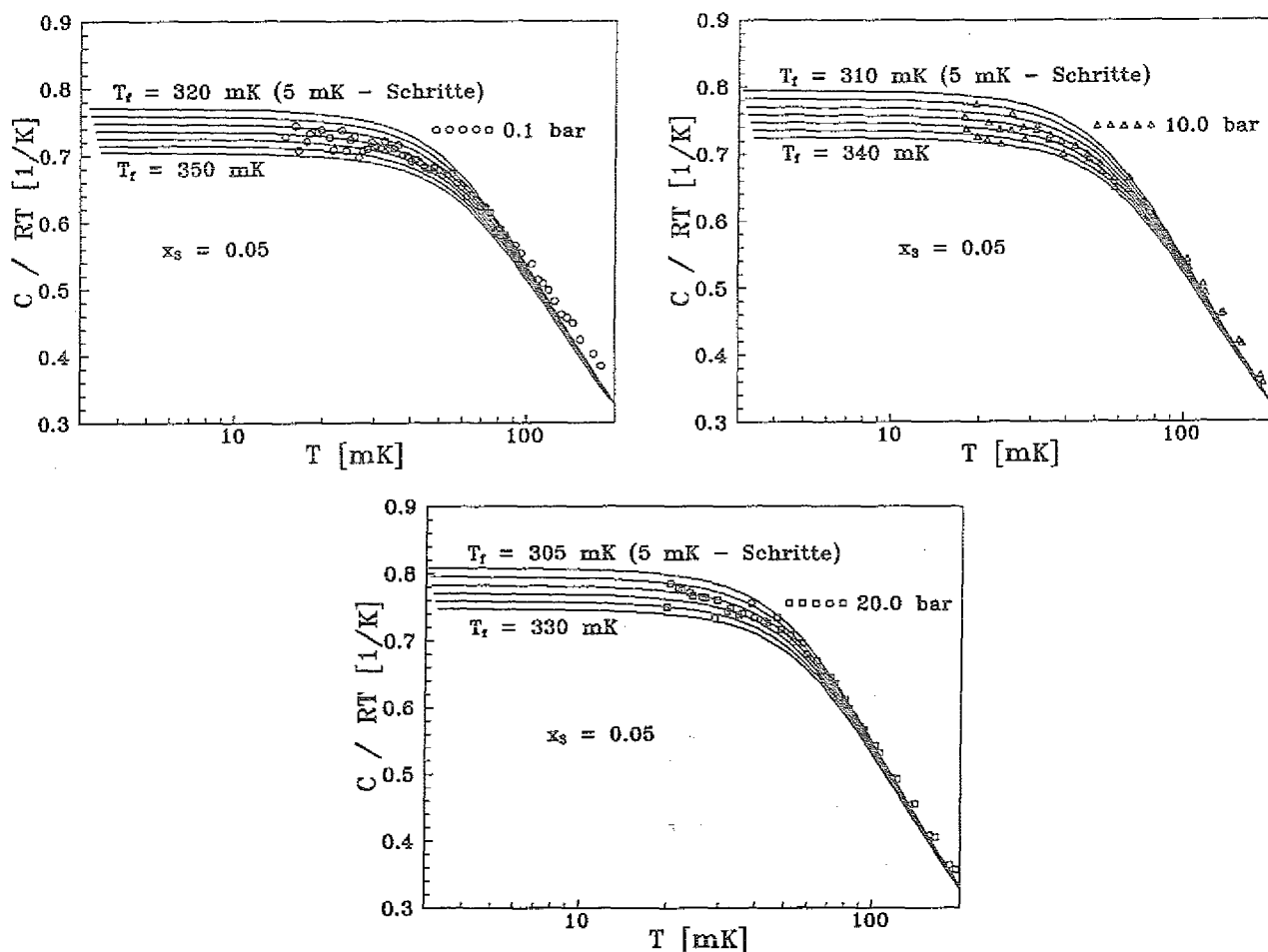


Abbildung 4.6: Wheatley-Plot der 5%-Daten. Die durchgezogenen Linien zeigen den theoretischen Verlauf von C für ein Fermigas bei verschiedenen Fermitemperaturen (s. Gl. 2.16).

x_3 [%]	p [bar]	V_{mol} [cm ³]	T_f [mK]	m^*/m
1.3	0.1	27.65	136±2	2.45±0.04
	10.0	25.27	135±3	2.62±0.06
	20.1	23.81	136±1	2.71±0.02
3.0	0.1	27.78	231±3	2.51±0.03
	10.0	25.36	230±3	2.68±0.04
	20.0	23.90	225±4	2.85±0.05
5.0	0.1	27.94	337±5	2.41±0.04
	10.0	25.46	326±5	2.65±0.04
	20.0	23.99	316±4	2.85±0.04
8.2	10.0	25.63	455±5	2.63±0.03
	20.1	24.10	435±8	2.87±0.05
9.3	10.0	25.68	490±5	2.65±0.03
9.45	10.0	25.69	493±8	2.66±0.04

Tabelle 4.3: Numerische Ergebnisse der Fermitemperatur und der effektiven Masse. Nur die Datenpunkte für $T/T_f < 0.2$ wurden bei dieser Auswertung berücksichtigt.

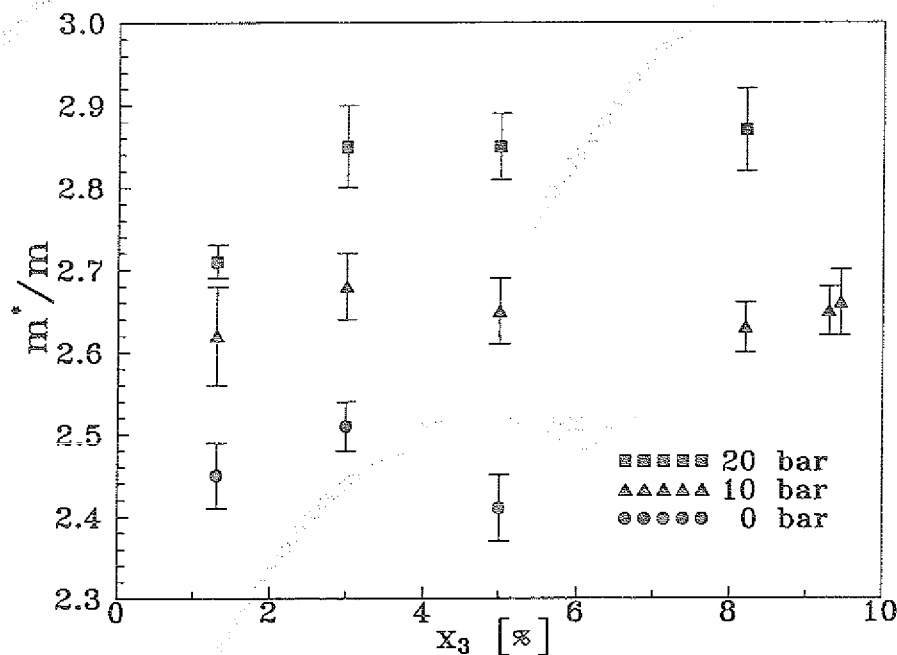


Abbildung 4.7: Effektive Masse der ^3He -Quasiteilchen. Bei der Anpassung der Daten wurde nur die Fermitemperatur T_f als Fitparameter zugelassen.

die Ergebnisse hat, wurde eine Messung mit einer geheizten Mischkammer durchgeführt. Die Mischkammertemperatur (T_{MC}) wurde hierbei immer auf Zelltemperatur (T_Z) eingestellt ($T_{MC} = T_Z \pm 10\%$). In Abbildung 4.8 sind die Ergebnisse für eine ungeheizte und eine mitgeheizte Mischkammer dargestellt. Ein Unterschied in der spezifischen Wärmekapazität kann im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht festgestellt werden.

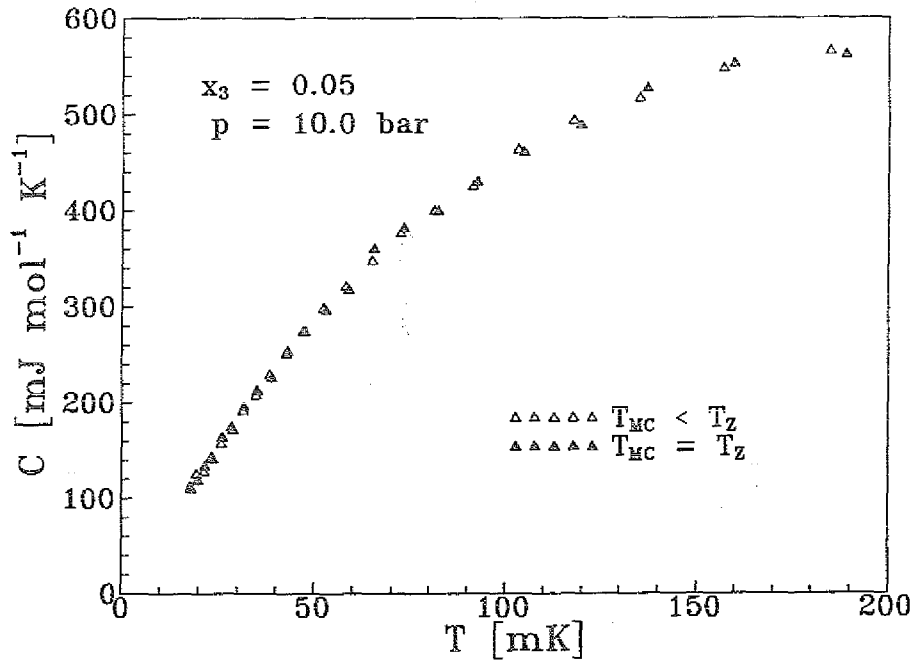


Abbildung 4.8: Meßergebnisse der spezifischen Wärmekapazität, wobei einmal die Mischkammer ungeheizt blieb und im anderen Fall die Mischkammertemperatur der Zellentemperatur immer auf $\pm 10\%$ angeglichen wurde.

4.4.2. Analyse mit Variation von T_f und x_3

Wie im vorigen Abschnitt gezeigt wurde, lassen sich die Daten nicht über den gesamten Temperaturbereich mit der Gl. 2.16 anpassen, wenn man annimmt, daß die ^3He -Konzentration in der Zelle genau mit derjenigen bei der Probenpräparation übereinstimmt.

Läßt man hingegen die ^3He -Konzentration neben der Fermitemperatur als freien Parameter zu, so kann man die Datensätze mit einer Genauigkeit von ca. 1–1.5% mit der Funktion 2.16 anpassen. Die Anpassung wurde nach der Methode der kleinsten Fehlerquadratsumme durchgeführt, wobei das Quadrat der Abweichung mit $1/C$ gewichtet wurde. C ist die gemessene spezifische Wärmekapazität. Aus den Fitparametern $x_{3,fit}$ für die ^3He -Konzentration und $T_{f,fit}$ für die Fermitemperatur läßt sich dann sehr einfach die effektive Masse berechnen (s. Gl. 2.20 und 4.13):

$$\frac{m^*}{m} = \frac{\hbar^2}{2m k_B T_{f,fit}} (3\pi^2 n_3)^{2/3} \quad \text{mit} \quad n_3 = x_{3,fit} \cdot \frac{N_A}{V_{mol}} \quad (4.15)$$

N_A ist die Avogadrozahl. In den Abbildungen 4.9, 4.10, 4.11 sieht man alle Datensätze mit den besten Anpassungen. Die Tabelle 4.4 gibt eine Übersicht der bei dieser Auswertung gewonnenen Ergebnisse. Die ermittelten effektiven Massen sind in Abb. 4.12 in Abhängigkeit von der Konzentration dargestellt.

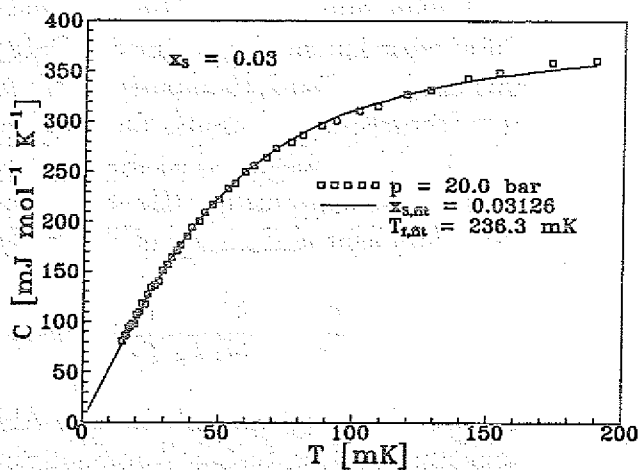
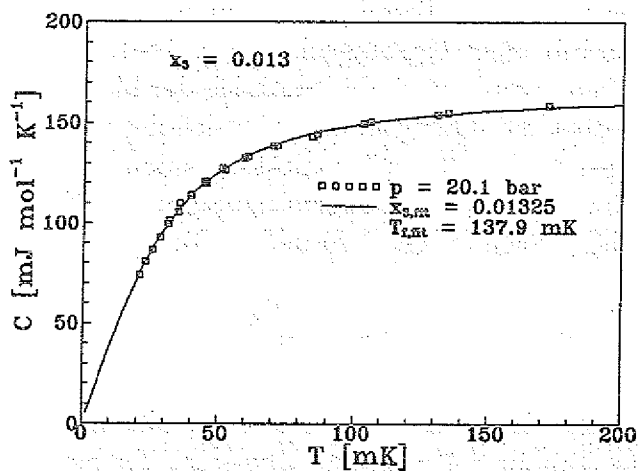
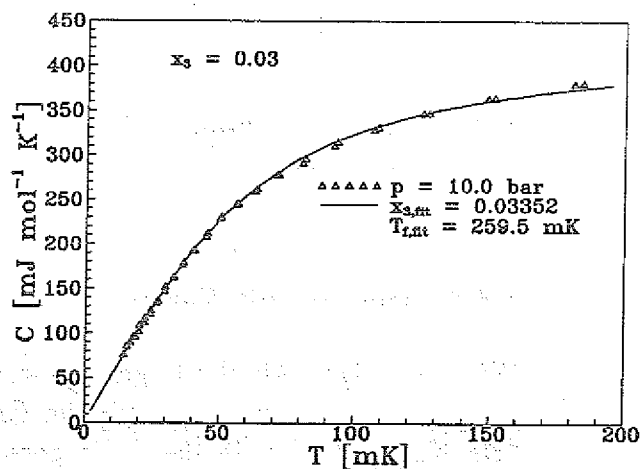
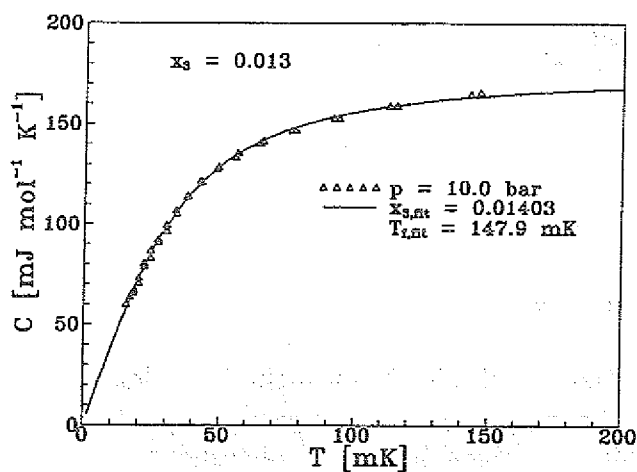
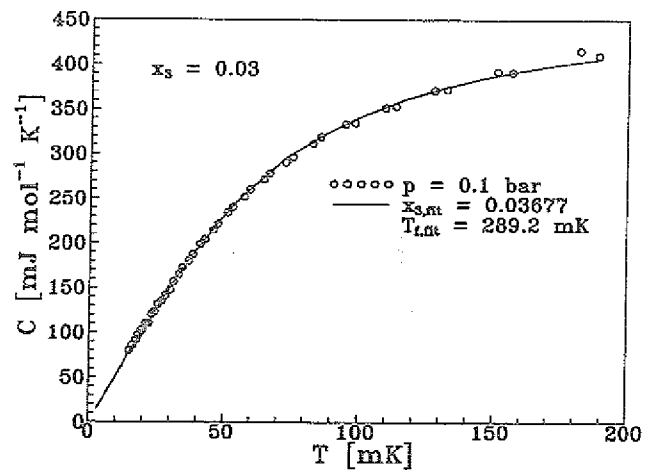
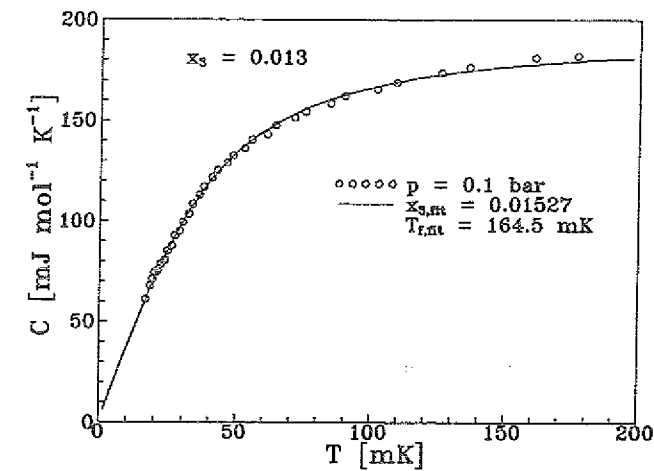
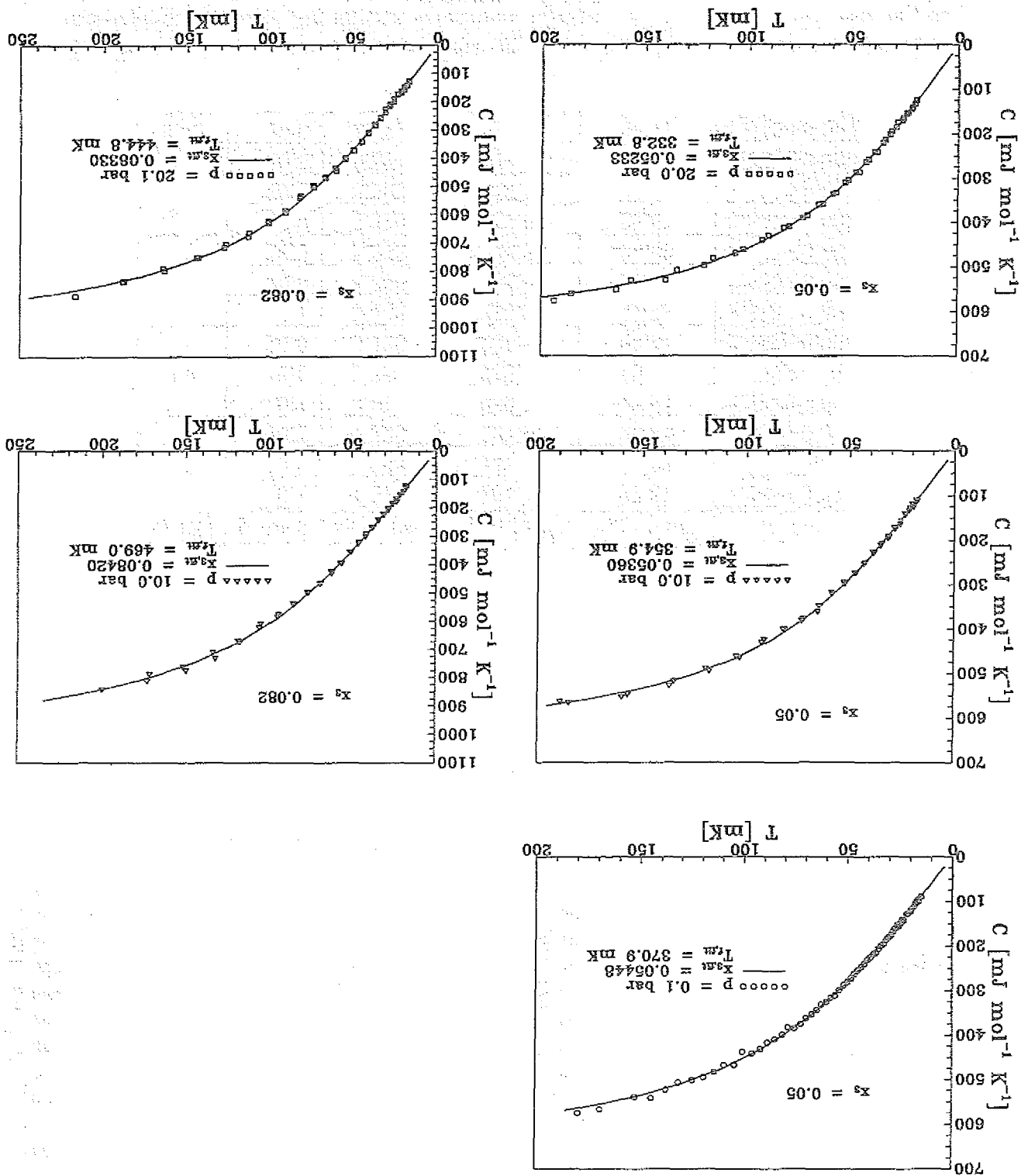


Abbildung 4.9: Beste Anpassungen der 1.3%- und 3%-Probe.

Abbildung 4.10: Beste Anpassungen der 5%- und 8,2%-Probe.



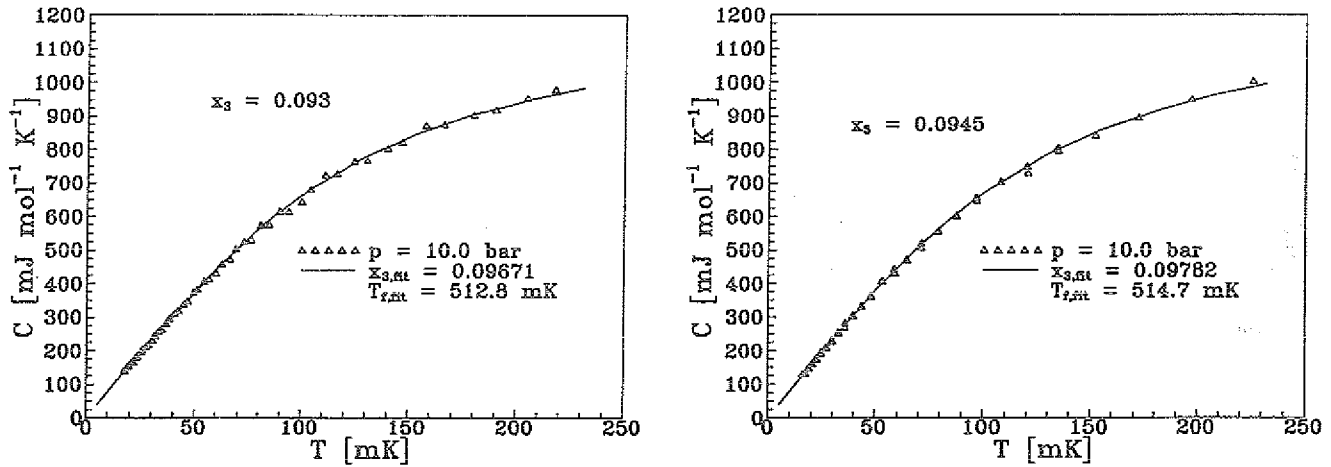


Abbildung 4.11: Beste Anpassungen der 9.3%- und 9.45%-Probe.

x_3 [%]	p [bar]	$x_{3,fit}$ [%]	$T_{f,fit}$ [mK]	V_{mol} [cm ³]	m^*/m
1.3	0.1	1.527	164.5	27.67	2.255 ± 0.022
	10.0	1.403	147.9	25.27	2.518 ± 0.026
	20.1	1.325	137.9	23.83	2.703 ± 0.017
3.0	0.1	3.677	289.2	27.84	2.294 ± 0.024
	10.0	3.352	259.5	25.37	2.558 ± 0.026
	20.0	3.126	236.3	23.91	2.789 ± 0.032
5.0	0.1	5.448	370.9	27.98	2.318 ± 0.024
	10.0	5.360	354.9	25.48	2.550 ± 0.032
	20.0	5.233	332.8	24.00	2.785 ± 0.027
8.2	10.0	8.420	469.0	25.64	2.597 ± 0.033
	20.1	8.330	444.8	24.10	2.833 ± 0.038
9.3	10.0	9.671	512.8	25.70	2.601 ± 0.030
9.45	10.0	9.782	514.7	25.71	2.610 ± 0.029

Tabelle 4.4: Numerische Ergebnisse der gefitteten ³He-Konzentration und der Fermitemperatur, sowie die daraus berechnete effektive Masse. Der Fehler von m^*/m wurde aus der Genauigkeit der Anpassung ermittelt.

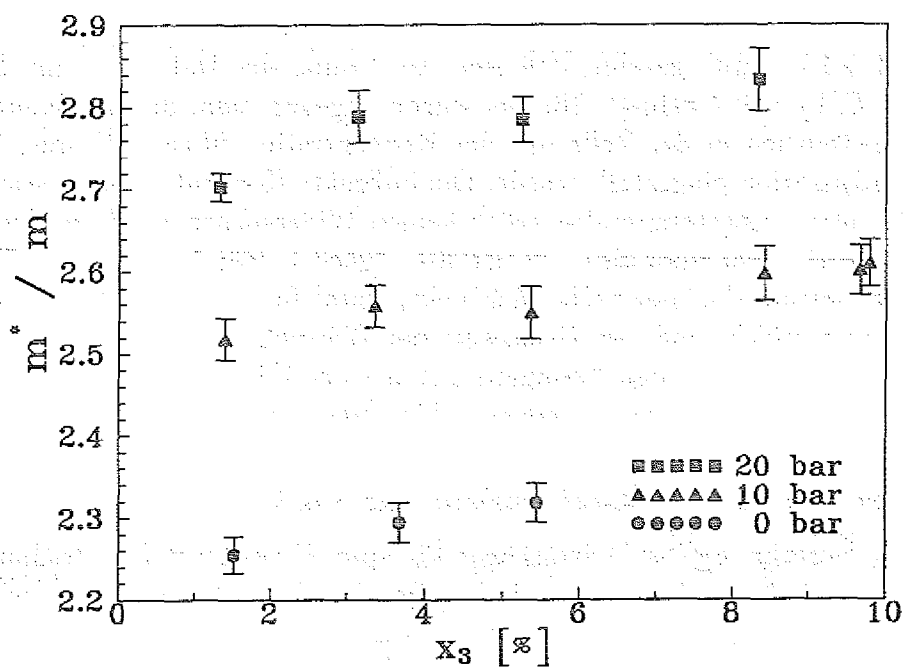


Abbildung 4.12: Effektive Massen. Bei der Anpassung der Daten wurden die Fermitemperatur und die ^3He -Konzentration als Fitparameter zugelassen.

5. Diskussion

5.1. Effektive Masse

In Abschnitt 4.4.1 wurde gezeigt, daß eine Anpassung der Daten nur im Temperaturbereich $T/T_f < 0.2$ gelingt. Hierbei wurde angenommen, daß die Konzentration der ^3He -Teilchen in der Zelle mit der Konzentration übereinstimmt, die bei der Probenpräparation eingestellt wurde. Die indirekte Konzentrationsbestimmung aus der Phasentrennungstemperatur ergab keinen Widerspruch zu dieser Annahme (s. Abschnitt 3.4). Geht man also von der Richtigkeit dieses Ansatzes aus, so muß man erklären, warum die spezifische Wärmekapazität für $T/T_f > 0.2$ vom theoretischen Verlauf abweicht und den Grenzwert der Wärmekapazität eines Fermigases überschreitet. Dies konnte man besonders gut bei der 1.3%- und 3%-Probe sehen (s. Abb. 4.5). Es gibt hierzu verschiedene Erklärungsansätze:

- *Abweichungen von der Dispersionsbeziehung: $\epsilon \propto k^2$*

Bei der Berechnung der Wärmekapazität eines Fermigases (s. Abschnitt 2.3) wurde die Abhängigkeit der Energie eines Teilchens von seinem Impuls benutzt:

$$\epsilon = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (5.1)$$

Es stellt sich die Frage, inwiefern diese Dispersionsbeziehung auch Gültigkeit für die Quasiteilchen einer Fermiflüssigkeit besitzt.

Landau und Pomeranchuk [42] sagten voraus, daß ^3He -Atome in sehr verdünnten Mischungen von ^3He in ^4He ein Anregungssystem besitzen, das unabhängig von den Phononen- und Rotonenanregungen der Superflüssigkeit ist. Die Energie ϵ eines ^3He -Teilchens ist dann:

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (5.2)$$

ϵ_0 ist die Bindungsenergie eines einzelnen ^3He -Atoms in reinem suprafluiden ^4He .

Hochgenaue Messungen der spezifischen Wärmekapazität von Greywall [43] von sehr stark verdünnten $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen für ^3He -Konzentrationen bis

1% und Temperaturen $70 \text{ mK} \leq T \leq 1 \text{ K}$ ergaben einen deutlichen Widerspruch zu dem von Landau und Pomeranchuk vorausgesagten Spektrum. Greywall kann seine Daten am besten mit folgender empirischer Gleichung beschreiben:

$$C = \begin{cases} C_{V,\text{Landau-Pomeranchuk}} & T < 245 \text{ mK} \\ C_{V,\text{Landau-Pomeranchuk}} + \frac{3}{2} x_3 R S \cdot (T - T_0) & T > 245 \text{ mK} \end{cases} \quad (5.3)$$

Hierbei ist $S = 0.20 \text{ K}^{-1}$ und $T_0 = 245 \text{ mK}$. Diesem Verlauf der spezifischen Wärmekapazität entspricht folgende Energiedispersion der ^3He -Quasiteilchen ($k_c \approx 0.8 \text{ \AA}^{-1}$):

$$\varepsilon = \begin{cases} \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} & k < k_c \\ \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \left[1 - 0.2 \frac{k - k_c}{k} \right] & k > k_c \end{cases} \quad (5.4)$$

Wie in Abb. 4.5 gezeigt wurde, gibt es für Temperaturen $T < T_0 = 245 \text{ mK}$ keine komplette Übereinstimmung der eigenen Daten mit dem theoretischen Verlauf der spezifischen Wärmekapazität von Stoner (s. Gl. 2.16). Bei den Daten von Greywall findet man eine Abweichung von der Stoner-Funktion aber erst für Temperaturen $T > 245 \text{ mK}$. Die Greywallsche Analyse kann also nicht als Erklärung für die eigenen Messungen dienen.

Owers-Bradley et al. [44] haben Messungen der spezifischen Wärmekapazität von verdünnten Mischungen für ^3He -Konzentrationen von 0.44%, 1.07% und 2.6% gemacht. Der Druck betrug jeweils 0 bar (gesättigter Dampfdruck). Zur Anpassung ihrer Daten benutzten sie eine Dispersionsbeziehung der folgenden Form:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} (1 + \gamma k^2) \quad (5.5)$$

Neben dem quadratischen Term wird also auch noch ein Term 4. Ordnung berücksichtigt. Diese Erweiterung des Landau-Pomeranchuk Ansatzes war für Owers-Bradley et al. notwendig, um zu erklären, daß ihre Daten der spezifischen Wärmekapazität den klassischen Grenzwert von $C = \frac{3}{2} \cdot x_3 \cdot R$ bei der Temperatur $T \approx 1.3 \cdot T_f$ erreichen. Im Gegensatz hierzu geschieht dies bei den eigenen Meßresultaten ($p = 0.1 \text{ bar}$) schon bei etwa 60% der Fermitemperatur. Es besteht also ein signifikanter Unterschied zu den Daten von Owers-Bradley et al..

Die Energie-Impuls Beziehung (Gl. 5.5) kann keine zufriedenstellende Grundlage für die Deutung der eigenen Daten sein.

• Polaronenmodell

Lemmens et al. [45] versuchen, den Überschuß an spezifischer Wärmekapazität nicht mit einem Abweichen des Energiespektrums $\varepsilon \propto k^2$ zu erklären. Auf

der Basis eines Polaronenmodells berechnen sie C unter Berücksichtigung der Emission und Absorption von Phononen- und Rotonenanregungen im ^4He . Die spezifische Wärmekapazität, die durch die Wechselwirkung des ^3He mit der Superflüssigkeit hervorgerufen wird, beträgt nach ihren Überlegungen:

$$C_{V,int} = \frac{3}{2} x_3 R \cdot (0.11 \cdot T + 0.027 \cdot T^2 + 0.012 \cdot T^3) \quad (5.6)$$

Hierbei gehen sie von folgenden Voraussetzungen aus:

1. Die ^3He - ^3He -Wechselwirkung ist vernachlässigbar, d.h. die ^3He -Dichte muß hinreichend niedrig sein.
2. Die Fermi-Dirac-Statistik kann durch die Boltzmann-Statistik angenähert werden, d.h. die Temperatur muß oberhalb der Fermitemperatur liegen.

Nach Gleichung 5.6 berechnet man für eine Konzentration $x_3 = 0.013$ und eine Temperatur $T = 150 \text{ mK}$ ($> 136 \text{ mK} = T_f$): $C_{V,int} = 2.8 \text{ mJ} \cdot \text{mol}^{-1} \text{K}^{-1}$. Dagegen erhält man aus den eigenen experimentellen Daten ($x_3 = 0.013$ und $p = 0.1 \text{ bar}$): $C_{V,int} = 25.5 \text{ mJ} \cdot \text{mol}^{-1} \text{K}^{-1}$. Die theoretische Voraussage und das experimentelle Ergebnis unterscheiden sich also etwa um einen Faktor 10. Das Polaronenmodell von Lemmens et al. reicht somit nicht aus, um den Überschuß an spezifischer Wärmekapazität hinreichend gut zu erklären.

All diese Ansätze können die Abweichungen nicht erklären. Deshalb muß man fragen, ob die ^3He -Konzentration in der Zelle bei den Messungen tatsächlich derjenigen entspricht, die man bei der Probenpräparation eingestellt hat. In Abschnitt 4.4.2 wurde gezeigt, daß sich die Daten sehr gut mit der Gleichung 2.16 anpassen lassen, wenn man die ^3He -Konzentration als Fitparameter zuläßt. In Tabelle 4.4 sind diese Werte aufgelistet. Die Übereinstimmung des angepaßten Wertes $x_{3,fit}$ mit der nominellen Konzentration x_3 ist am besten bei den hohen Druckwerten und am schlechtesten bei den niedrigen Druckwerten.

Wie in Abschnitt 3.5 erläutert wurde, liefen die Meßreihen für die 1.3%- , 3%- und 5%-Probe nach folgendem Schema ab (analog für die 8.2%-Probe, wo nur bei zwei Druckwerten gemessen wurde und für die 9.3%- und 9.45%-Probe, bei denen man nur bei $p = 10 \text{ bar}$ messen konnte):

1. Mischung bei ca. 0.5 K kondensiert, Zelle bis 20 bar aufgefüllt
2. Kaltventil geschlossen, Messungen bei 20 bar durchgeführt
3. Kaltventil geöffnet und Druck auf 10 bar reduziert
4. Kaltventil geschlossen, Messungen bei 10 bar durchgeführt
5. Kaltventil geöffnet und Druck auf 0 bar reduziert

6. Kaltventil geschlossen, Messungen bei 0 bar durchgeführt

Aus dieser Prozedur lassen sich zwei Schlüsse ziehen:

- Während einer Messung konnte sich die ^3He -Konzentration nicht ändern, da das Kaltventil geschlossen war.
- Bei der Reduktion des Drucks konnte sich die ^3He -Konzentration in der Zelle auf Grund folgenden Effekts erhöhen: Die ^4He -Komponente in den Mischungen ist suprafluid und besitzt also keine Zähigkeit. Hingegen befindet sich die ^3He -Komponente im normalfluiden Zustand und ist somit viskos. Dies hat zur Folge, daß ^4He sehr viel leichter aus der Zelle durch die Kapillare (Innendurchmesser: 100 μm !) abfließt als das ^3He . Somit bleibt prozentual mehr ^3He in der Zelle zurück als ^4He , d.h. die ^3He -Konzentration in der Zelle ist bei der Messung mit einem niedrigen Druckwert größer als vorher.

Die ^3He -Konzentration sollte daher am besten mit der nominellen Konzentration beim höchsten Druckwert übereinstimmen. Die größte Abweichung erwartet man bei den Messungen mit dem niedrigsten Druck. Diese Schlußfolgerung deckt sich vollkommen mit dem Vergleich von $x_{3,\text{fit}}$ und x_3 in Abhängigkeit vom Zellendruck.

Fazit:

Die ^3He -Konzentration in der Zelle bei tiefen Temperaturen stimmt nicht mit der Konzentration überein, die die Gasmischung bei Raumtemperatur hat. Deshalb ist eine Auswertung der Daten, wie sie in Abschnitt 4.4.2 gemacht wurde, gerechtfertigt. Mit einer Genauigkeit von ca. 1–1.5% lassen sich also die Meßergebnisse mit der Stonerfunktion (Gl. 2.16) im Temperaturbereich $20 \text{ mK} < T < 200 \text{ mK}$ anpassen. Dies bedeutet, daß in dem betrachteten Bereich die Energie der ^3He -Quasiteilchen tatsächlich durch die einfache Beziehung

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (5.7)$$

beschrieben werden kann¹. Die Abbildung 4.12 gibt also den tatsächlichen Verlauf der effektiven Masse wieder. In Abb. 5.1 sind die Ergebnisse aus Abb. 4.12 noch einmal dargestellt. Hierbei wurden noch Ausgleichsgeraden eingezeichnet. Man kann in guter Näherung sagen, daß die effektive Masse linear mit der ^3He -Konzentration ansteigt. Ganz deutlich ist zu sehen, daß m^*/m bei großen Werten von x_3 auf keinen Fall wieder abnimmt. In Tabelle 5.1 sind die Parameter der Geradenanpassung (Gl. 5.8) aufgelistet.

$$\frac{m^*}{m} = \left(\frac{m^*}{m} \right)_{x_3=0} + b \cdot \left(\frac{x_3}{0.01} \right) \quad (5.8)$$

Das Massenverhältnis $(m^*/m)_{x_3=0}$ bringt zum Ausdruck, wie stark sich aus hydro-

¹Es ist allerdings durchaus möglich, daß bei höheren Temperaturen ($T > 200 \text{ mK}$) die Energie der Quasiteilchen vom parabolischen Verlauf abweicht. Hierfür geben die Arbeiten von Greywall [43] und Owers-Bradley [44] Hinweise.

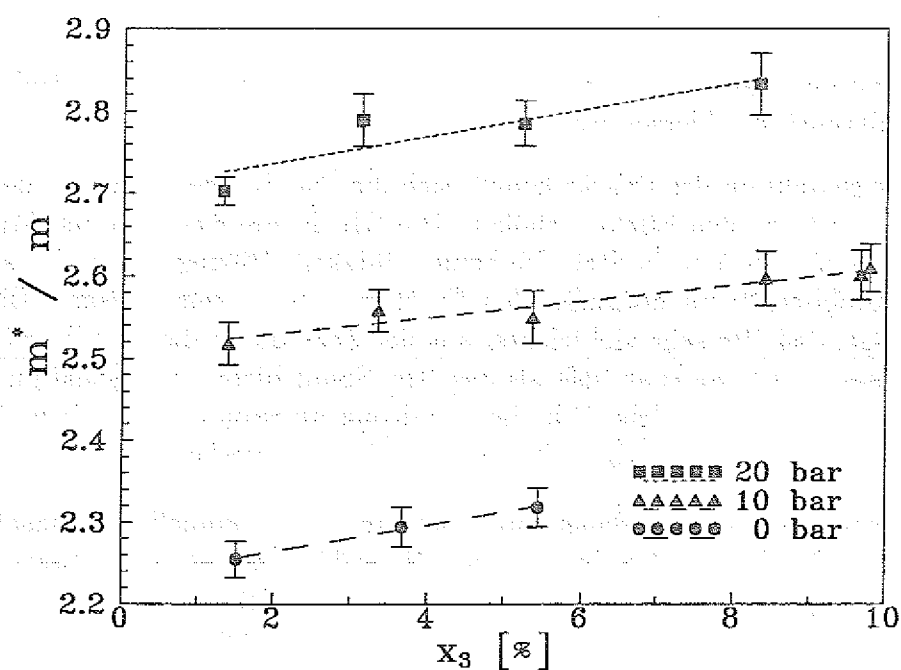


Abbildung 5.1: Die effektive Masse der ^3He -Quasiteilchen steigt linear mit der ^3He -Konzentration an. Bei großen Werten von x_3 nimmt m^*/m auf keinen Fall ab.

p[bar]	$\left(\frac{m^*}{m}\right)_{x_3=0}$	b
0	2.23 ± 0.02	0.016 ± 0.005
10	2.51 ± 0.02	0.010 ± 0.005
20	2.70 ± 0.03	0.016 ± 0.010

Tabelle 5.1: Anpassungsparameter der effektiven Masse an eine Gerade (s. Gl. 5.8).

dynamischen Gesichtspunkten die Masse eines ^3He -Teilchens auf Grund der Anwesenheit der ^4He -Hintergrundflüssigkeit erhöht.

Der leichte Anstieg der effektiven Masse mit der ^3He -Konzentration wird durch die Wechselwirkung der ^3He -Quasiteilchen untereinander verursacht. Da ^3He und ^4He die gleiche elektronische Struktur besitzen, sollte zunächst einmal die Wechselwirkung zwischen den He-Atomen identisch sein. Ein ^3He -Atom hat aber eine kleinere Masse als ein ^4He -Atom. Deshalb nimmt es in der Flüssigkeit auf Grund seiner größeren Nullpunktsenergie mehr Raum ein als ^4He . Ein ^3He -Atom kann ein anderes ^3He -Atom genau dadurch 'erkennen', daß es mehr Platz braucht als ein ^4He -Atom. Dies führt zu einer effektiven Wechselwirkung der ^3He -Teilchen untereinander, die sehr schwach ist.

Experimente über die Transporteigenschaften der verdünnten $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen bieten einen direkteren Zugang zu den Wechselwirkungen der ^3He -Quasiteilchen (thermische Leitfähigkeit, Spindiffusion, Viskosität) als Messungen der spezifischen Wärmekapazität.

Aus einem anderem Blickwinkel sind die Ergebnisse der effektiven Masse aus C besonders interessant. Die Zustandsdichte $N(0)$ der Quasiteilchen an der Fermikante kann unmittelbar aus m^* berechnet werden (s. z.B. [49]):

$$N(0) = \frac{m^* p_f}{\pi^2 \hbar^3} = \frac{\sqrt{2k_B T_f} (m^*)^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \quad (5.9)$$

Für die Auswertung von anderen Experimenten mit verdünnten $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen ist die Kenntnis der Zustandsdichte wichtig. Es gilt für die Spin-Suszeptibilität χ und die Kompressibilität κ (s. z.B. [49]):

$$\chi = \frac{\hbar^2 \gamma^2 N(0)}{4(1 + F_0^a)} \quad (5.10)$$

$$\kappa = \frac{N(0)}{n^2(1 + F_0^s)} \quad (5.11)$$

F_0^a und F_0^s sind Landau-Parameter, γ ist das gyromagnetische Verhältnis und n ist die Teilchendichte. Da über den gesamten erlaubten Konzentrationsbereich und für Drücke bis 20 bar die effektive Masse bestimmt wurde, sollte mit den Ergebnissen dieser Arbeit eine konsistente Auswertung von Experimenten, bei denen man die Zustandsdichte an der Fermikante braucht, möglich sein.

5.2. Fehlerbetrachtung

In Abschnitt 4.4.2 wurde gezeigt, daß die Daten der spezifischen Wärmekapazität mit einer Genauigkeit von ca. 1–1.5% an die Stonerfunktion (s. Gleichung 2.16) angepaßt werden konnten.

Es stellt sich die Frage, wie groß die Unsicherheit in der Bestimmung von C und damit von m^* auf Grund von systematischen Fehlern ist. Es ist

$$C(T) = \frac{V_{mol}}{V_{Zelle}} \cdot \frac{I^2 R \Delta t}{T_2 - T_1} \quad (5.12)$$

Die Fehler von V_{mol} , I , R und Δt sind im Vergleich zu den Fehlern von $\Delta T = (T_2 - T_1)$ und V_{Zelle} vernachlässigbar klein. Mit dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz folgt für den Fehler δC von C :

$$\frac{\delta C}{C} = \sqrt{\left(\frac{\delta V_{Zelle}}{V_{Zelle}}\right)^2 + \left(\frac{\delta T_1}{T_2 - T_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta T_2}{T_2 - T_1}\right)^2} \quad (5.13)$$

Mit $\delta T_1 \approx \delta T_2 = \delta T$ und $(T_2 - T_1) \approx 0.1 \cdot T$ folgt:

$$\left(\frac{\delta T_1}{T_2 - T_1}\right)^2 \approx \left(\frac{\delta T_2}{T_2 - T_1}\right)^2 \approx 100 \left(\frac{\delta T}{T}\right)^2 \quad (5.14)$$

Die Temperaturlösung ($\delta T/T$) beträgt etwa 0.1% (s. Seite 23). Das Zellenvolumen ist auf ca. 1% genau bekannt (s. Seite 27). Auf Grund dieser Überlegungen ergibt sich ein relativer Fehler von $\delta C/C \approx 1.7\%$. Hinzu kommt noch eine Ungenauigkeit in der Bestimmung der absoluten Temperatur von 0.2–0.3% (s. Seite 24). Auf Grund von systematischen Fehlern besitzen die gemessenen Werte der spezifischen Wärmekapazität somit eine Genauigkeit von ca. 2%.

5.3. $T_f(x_3, p)$ in vereinfachter Form

Der korrekte Zusammenhang zwischen der effektiven Masse m^* , der Fermitemperatur T_f und der ^3He -Konzentration x_3 wird durch die Gleichung 4.15 beschrieben. Schreibt man nun T_f für $T_{f,fit}$, x_3 für $x_{3,fit}$ und benutzt den Zusammenhang $V_{mol} = V_{mol,4}(p) \cdot [1 + \alpha(p) \cdot x_3]$ (s. z.B. [14]), so gilt:

$$\frac{m^*}{m} = \frac{\hbar^2}{2m k_B T_f} \left(3\pi^2 x_3 \frac{N_A}{V_{mol,4}(p) \cdot [1 + \alpha(p) x_3]} \right)^{2/3} \quad (5.15)$$

Würde man in einfachster Näherung davon ausgehen, daß die effektive Masse und das Molvolumen der $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung unabhängig von x_3 ist, so sollte zwischen

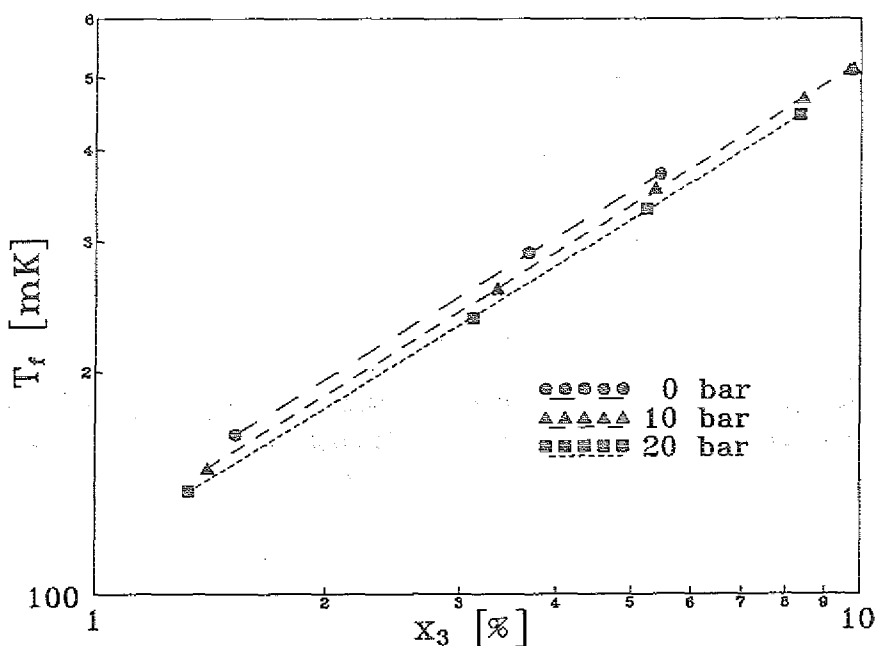


Abbildung 5.2: Doppellogarithmische Auftragung der Fermitemperatur T_f und der ^3He -Konzentration x_3 .

der Fermitemperatur T_f und der ^3He -Konzentration x_3 folgende einfache Beziehung bestehen:

$$T_f \propto x_3^{2/3} \quad (5.16)$$

In Abbildung 5.2 sind die Werte von T_f und x_3 aus Tabelle 4.4 doppellogarithmisch aufgetragen. Man erkennt, daß diese Daten recht gut durch folgende Gleichung beschrieben werden können:

$$T_f = k \cdot x_3^\alpha \quad (5.17)$$

Der Faktor k hängt deutlich vom Druck ab, wohingegen der Exponent α nahezu druckunabhängig ist. Mit einer Genauigkeit von 1% kann die Fermitemperatur nach folgender Beziehung berechnet werden (x_3 in %, p in bar und T_f in mK):

$$T_f = (125.2 - 0.53 \cdot p) \cdot x_3^{0.64} \quad (5.18)$$

Der Exponent in dieser Gleichung ($\alpha = 0.64$) weicht etwas vom Wert $\alpha = 2/3$ ab, weil die effektive Masse und das Molvolumen leicht von der ^3He -Konzentration abhängen. Der exakte Zusammenhang wird wie erwähnt durch Gleichung 5.15 wiedergegeben.

5.4. Vergleich mit anderen Arbeiten

Bardeen, Baym und Pines (1967)

Bardeen et al. [2] beschreiben die effektive Wechselwirkung der ^3He -Quasiteilchen durch folgenden Zusammenhang:

$$V_k = -|V_0| \cos(\beta k) \quad (5.19)$$

V_k sind die Fourierkomponenten des effektiven Potentials $V(\vec{r})$ zwischen zwei ^3He -Atomen, die den Abstand $\vec{r}$ besitzen. $|V_0|$ und β sind Parameter, die sie aus Resultaten der Spindiffusion des ^3He erhalten haben. Über die Beziehung (s. z.B. [46])

$$\frac{m^*(x_3)}{m^*(0)} = 1 - \frac{N(0)}{2k_f^2} \int_0^{2k_f} V_k \cdot \left(1 - \frac{k^2}{k_f^2}\right) k dk \quad (5.20)$$

können sie die Konzentrationsabhängigkeit der effektiven Masse bestimmen. $N(0)$ gibt die Zustandsdichte an der Fermikante an. In der Abbildung ist dieser Verlauf eingezeichnet (durchgezogene Linie, $p = 0$ bar). Die gestrichelten Linien geben die eigenen Resultate für verschiedene Drücke wieder. Im qualitativen Verlauf stimmt das Resultat von Bardeen et al. mit den eigenen Ergebnissen überein.

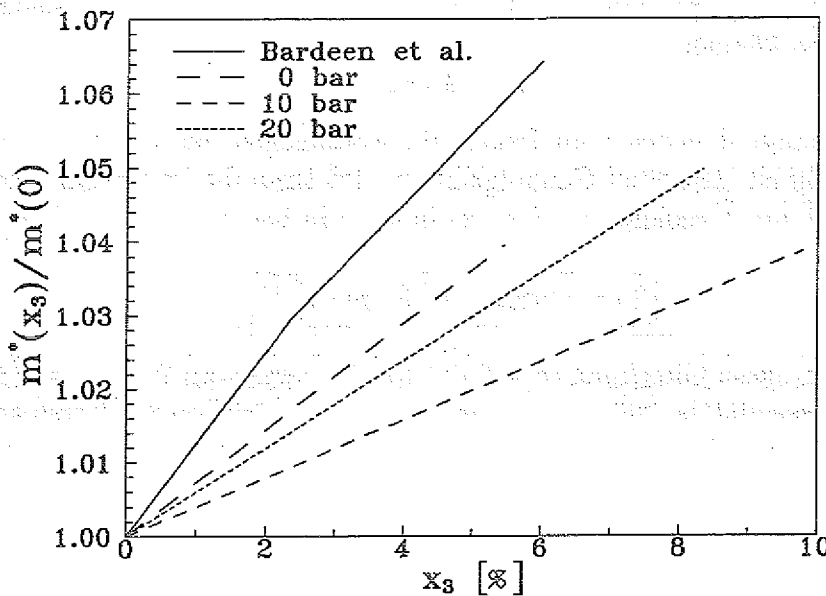


Abbildung 5.3: durchgezogene Linie: Ergebnis der Arbeit von Bardeen et al. [2]; gestrichelte Linien: Ergebnisse der eigenen Arbeit.

Disatnik und Brucker (1972)

Disatnik und Brucker [47] entwickelten eine theoretische Beschreibung der verdünnten Lösungen von ^3He in ^4He , wobei sie von folgendem Modell ausgingen:

- Die Energie der ^3He -Quasiteilchen kann durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{p^2}{2m^*} + \gamma \frac{p^4}{2m^*} \quad (5.21)$$

Neben dem quadratischen Term (Landau-Pomeranchuk Modell) wird noch ein Term 4. Ordnung berücksichtigt.

- Die effektive Wechselwirkung der ^3He -Quasiteilchen beträgt:

$$v(\vec{p}, \vec{p}') = v_0 + v_1 \cdot (\vec{p} - \vec{p}')^2 + v_2 \cdot \vec{p} \vec{p}' \quad (5.22)$$

Hierbei sind $\vec{p}$ und $\vec{p}'$ die Impulse zweier ^3He -Quasiteilchen.

Die Ergebnisse, die sie aus diesem Modell für die effektive Masse erhalten, sind unten als durchgezogene Linien für verschiedene Drücke aufgetragen. Zum Vergleich sind wieder die eigenen Ergebnisse eingezeichnet. Disatnik und Brucker zeigen, daß die effektive Masse bis zu einer ^3He -Konzentration von 6% streng monoton wächst. Auf Grund der eigenen Resultate läßt sich sagen, daß sich dieser Trend bis zu den höchstmöglichen Konzentrationen weiter fortsetzt. Besonders auffallend ist die sehr gute Übereinstimmung für die relative Zunahme der effektiven Masse bei einem Druck von 0 bar aus den Berechnungen von Disatnik et al. und den eigenen Meßergebnissen.

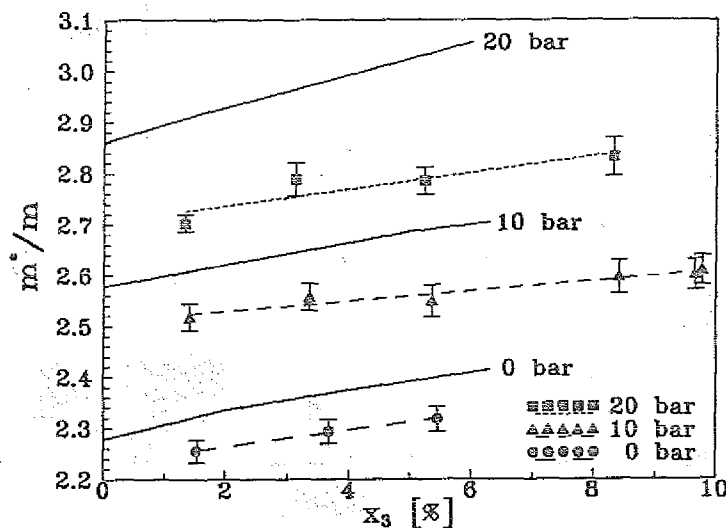


Abbildung 5.4: durchgezogene Linie: Ergebnisse der Arbeit von Disatnik et al. [47]; volle Symbole: Ergebnisse der eigenen Arbeit.

Polturak und Rosenbaum (1981)

Polturak und Rosenbaum [48] haben die spezifische Wärmekapazität einer 3%- und 5%-Mischung von ^3He in ^4He gemessen. Der Zellendruck wurde von 0 bis 20 bar variiert, und der Temperaturbereich erstreckte sich von 10 mK bis 93 mK. Bemerkenswert an der Arbeit von Polturak und Rosenbaum ist, daß sie oberhalb von 35 mK die Daten der spezifischen Wärmekapazität nicht mit der Stonerfunktion (s. Gl. 2.16) anpassen können. Auch bei Variation der Fermitemperatur T_f und der ^3He -Konzentration x_3 ist eine Anpassung nicht möglich. Sie sehen im Verlauf der spezifischen Wärmekapazität kleine Plateaus im Bereich zwischen 40 und 70 mK, deren Ursprung sie nicht erklären können. Polturak und Rosenbaum haben bei ihren Messungen kein Kaltventil eingesetzt. Hierdurch kann sich die ^3He -Konzentration in der Zelle auf Grund von Temperaturgradienten ständig ändern. Ein geschlossenes Kaltventil vermeidet während der Messungen solche Prozesse.

Die Autoren haben deshalb zur Bestimmung der effektiven Masse nur die Resultate der Wärmekapazität für $T < 35$ mK benutzt. Ihre Ergebnisse sind unten aufgetragen (offene Symbole). Die Fehlerbalken beinhalten neben den statistischen Fehlern auch systematische Fehler (Temperaturskala, Abschneidetemperatur, Zellenvolumen, ^3He -Konzentration).

Die eigenen Resultate sind daneben mit vollen Symbolen eingezeichnet.

Da von Polturak und Rosenbaum nur wenige Messungen gemacht wurden, ist ein Vergleich schwierig. Im Schnitt liegen ihre Ergebnisse um 6–10% über den eigenen.

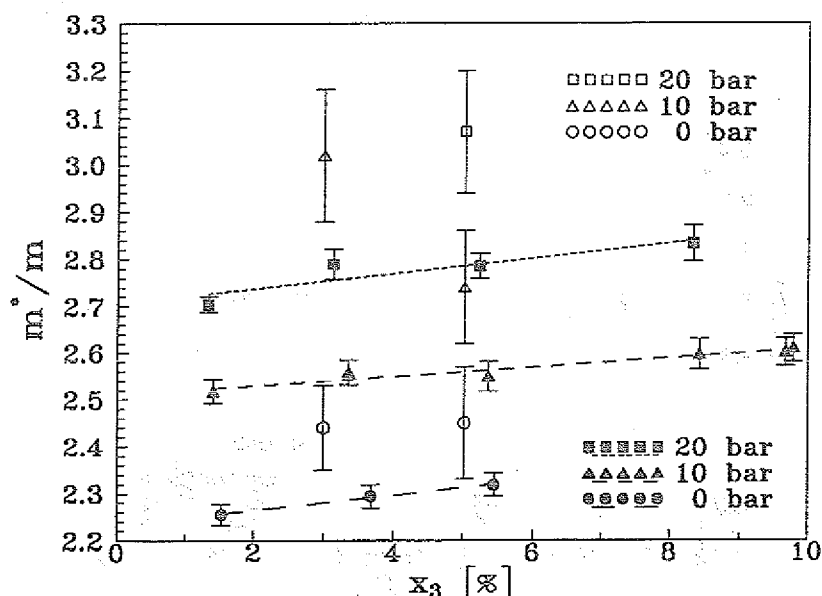


Abbildung 5.5: offene Symbole: Ergebnisse der Arbeit von Polturak et al. [48]; volle Symbole: Ergebnisse der eigenen Arbeit.

Chocholacs et al. (1984)

Chocholacs et al. [5] haben die spezifische Wärmekapazität von verdünnten $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen bei ultratiefen Temperaturen gemessen. Ziel dieser Arbeit war es, die Mischungen soweit wie möglich abzukühlen, um einen eventuellen suprafluiden Phasenübergang der ^3He -Komponente zu finden. Der Temperaturbereich, der zur Auswertung benutzt wurde, erstreckt sich von 0.8 mK bis 25 mK. Dabei konnte kein Abweichen vom Verlauf $C \propto T$ festgestellt werden. Die Resultate für die effektive Masse sind unten dargestellt (offene Symbole). Die angegebenen Fehlerbalken enthalten nur statistische Fehler. Systematische Fehler sind nicht berücksichtigt.

Wie schon in der Einleitung erwähnt wurde, zeigt sich bei dieser Arbeit ein unerwarteter Verlauf der Konzentrationsabhängigkeit der effektiven Masse bei konstantem Druck. Im Gegensatz zu den bisher gezeigten Arbeiten nimmt die effektive Masse für hohe ^3He -Konzentrationen ab. Dies ist besonders gut für die Werte von m^*/m bei einem Druck von 10 bar zu sehen.

Die eigenen Resultate können diesen Trend nicht bestätigen (volle Symbole). Es stellt sich die Frage, warum Chocholacs et al. eine Abnahme der effektiven Masse beobachtet haben: Da sie nur in dem Temperaturbereich gemessen haben, wo C proportional zu T ist, haben sie nur die Fermitemperatur und nicht die ^3He -Konzentration angepaßt. Unter Umständen war bei ihnen die Konzentration des ^3He in der Zelle anders als sie angenommen hatten.

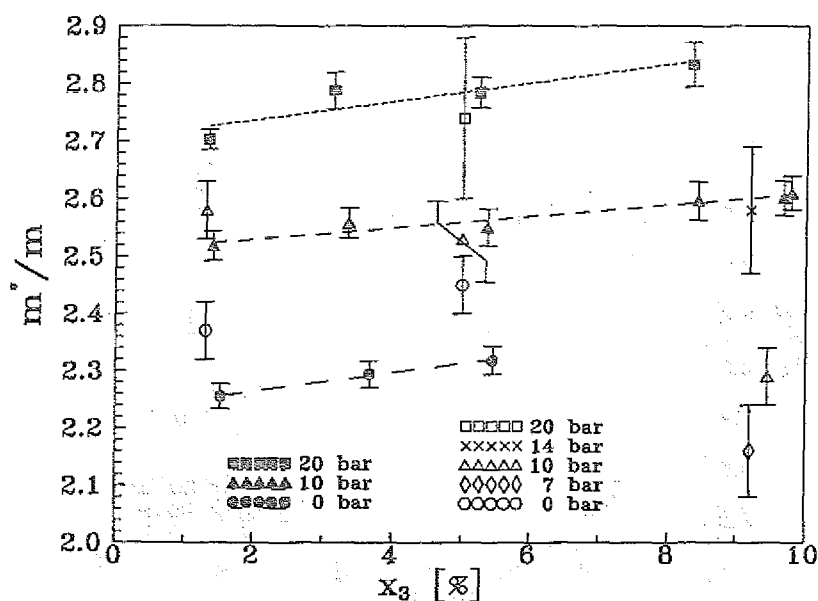


Abbildung 5.6: offene Symbole: Ergebnisse der Arbeit von Chocholacs et al. [5]; volle Symbole: Ergebnisse der eigenen Arbeit.

Hsu und Pines (1985)

In der theoretischen Arbeit von Hsu und Pines [6] wird die effektive Wechselwirkung der ^3He -Quasiteilchen untereinander sowie die Wechselwirkung der Quasiteilchen mit dem suprafluiden ^4He -Hintergrund durch nichtlokale Pseudopotentiale beschrieben.

Das Pseudopotential, das die Wechselwirkung der ^3He -Teilchen beschreibt, entspricht qualitativ dem Potential, das von Bardeen et al. vorgeschlagen wurde (s. Gleichung 5.19). Allerdings ist es leicht konzentrationsabhängig und ändert das Vorzeichen bei kleineren Wellenzahlen.

Drückt man die effektive Masse mit dem Landau Parameter F_1^s aus, so gilt (siehe z.B. [49]):

$$\frac{m^*}{m} = \left(\frac{m^*}{m} \right)_{x_3=0} \cdot \left[1 + \frac{1}{3} F_1^s \right] \quad (5.23)$$

F_1^s besitzt nach Hsu und Pines folgende Konzentrationsabhängigkeit:

$$F_1^s = 4.14 \cdot x_3 - 22.86 \cdot x_3^2 \quad \text{für } p = 0 \text{ bar} \quad (5.24)$$

$$F_1^s = 7.5 \cdot x_3 - 60 \cdot x_3^2 \quad \text{für } p = 10 \text{ bar} \quad (5.25)$$

$$F_1^s = 7.8 \cdot x_3 - 63 \cdot x_3^2 \quad \text{für } p = 20 \text{ bar} \quad (5.26)$$

Für Drücke von 10 und 20 bar erwartet man bei einer ^3He -Konzentration von ca. 6% ein Maximum in der effektiven Masse. In der Abbildung sind die theoretischen Vorhersagen von Hsu und Pines als durchgezogene Linien aufgetragen, wobei für $(m^*/m)_{x_3=0}$ in Gleichung 5.23 die Ergebnisse aus der eigenen Arbeit genommen wurden (s. Tabelle 5.1).

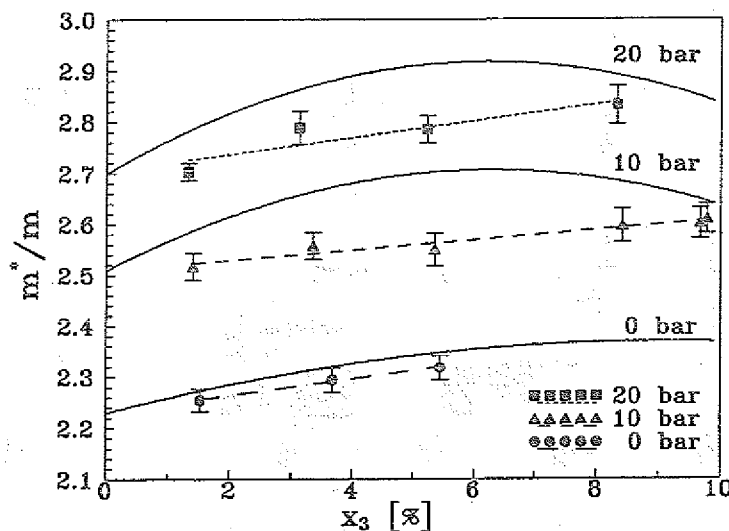


Abbildung 5.7: durchgezogene Linien: Ergebnisse der Arbeit von Hsu et al. [6]; volle Symbole: Ergebnisse der eigenen Arbeit.

Owers-Bradley et al. (1988)

Owers-Bradley et al. [44] haben die spezifische Wärmekapazität von verdünnten $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen ($x_3 = 0.44\%$, 1.07% und 2.6%) für Temperaturen $10 \text{ mK} \leq T \leq 700 \text{ mK}$ gemessen. Um die Daten über den gesamten Temperaturbereich anpassen zu können, gehen sie von folgender Energiedispersion für die ^3He -Quasiteilchen aus:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} (1 + \gamma k^2) \quad (5.27)$$

Sie zeigen, daß für $T \ll T_f$ der Verlauf der spezifischen Wärmekapazität hauptsächlich von m^* abhängt. Für $T \gg T_f$ wächst C linear mit der Temperatur an, wobei aus der Steigung der Parameter γ gewonnen werden kann. Im Mittel beträgt $\gamma = (-0.076 \pm 0.010) \text{ \AA}^2$. Die Werte für m^* sind unten aufgetragen (offene Kreise). Die eingezeichneten Fehlerbalken geben den geschätzten Gesamtfehler an. Legt man durch diese drei Werte für die effektive Masse eine Regressionsgerade, so erkennt man, daß die Resultate dieser Arbeit sehr gut mit den eigenen (volle Symbole) übereinstimmen:

- Die effektiven Massen für $x_3 \rightarrow 0$ sind identisch:

$$\left(\frac{m^*}{m} \right)_{x_3=0} = 2.23 \pm 0.02 \quad (5.28)$$

- Der Zuwachs von m^* mit der Konzentration ist nahezu gleich:

$$\frac{1}{x_3/0.01} \left[\frac{m^*}{m} - \left(\frac{m^*}{m} \right)_{x_3=0} \right] = \begin{cases} 0.017 & \text{Owers-Bradley et al.} \\ 0.016 & \text{eigenes Resultat, s. Tab.5.1} \end{cases} \quad (5.29)$$

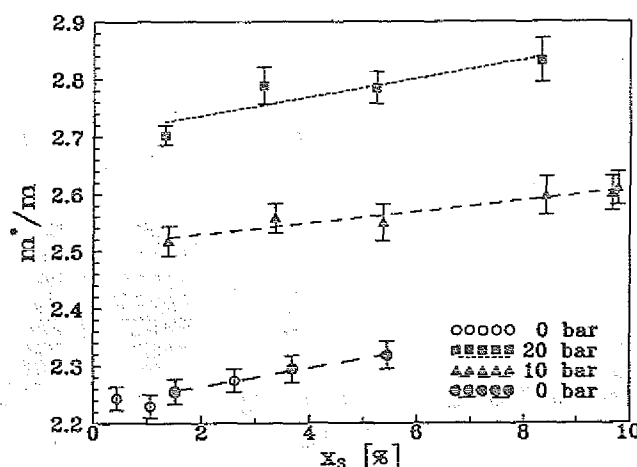


Abbildung 5.8: offene Symbole: Ergebnisse der Arbeit von Owers-Bradley et al. [44]; volle Symbole: Ergebnisse der eigenen Arbeit.

Yorozu et al. (1993)

Yorozu et al. [50] haben auch die effektive Masse der ^3He -Quasiteilchen bestimmt. Sie haben hierzu nicht die spezifische Wärmekapazität gemessen, sondern die temperaturabhängige Druckänderung in verdünnten $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen bei konstanten Volumen untersucht. Es gilt hierfür näherungsweise bei tiefen Temperaturen:

$$p_V(T) = p_0 + \frac{R}{2} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial V} \right)_T T^2 \quad (5.30)$$

Nach Integration von $(\partial \gamma / \partial V)_T$ erhält man γ und kann hieraus die effektive Masse berechnen:

$$\frac{m^*}{m} = \frac{(3\pi^2 N_A)^{2/3} \hbar^2}{k_B m x_3^{1/3} V^{2/3}} \cdot \gamma \quad (5.31)$$

Unten sind ihre Ergebnisse für 4 verschiedene Drücke (5, 10, 15 und 20 bar) aufgetragen (offene Symbole). Yorozu et al. behaupten, daß ihre Fehler in der Bestimmung von m^*/m etwa der Größe der Symbole entsprechen. Ihre Ergebnisse sollten somit enorm genau und zuverlässig sein. Eindeutig geht aus ihrer Arbeit hervor, daß die effektive Masse mit zunehmender ^3He -Konzentration streng monoton wächst. Die eigenen Resultate (volle Symbole) bestätigen sehr gut diesen Verlauf. Es wird bei den eigenen Ergebnissen deutlich, daß auch für höhere Konzentrationen als 6.7% sich dieser Trend fortsetzt.

Auffallend ist, daß die eigenen Ergebnisse systematisch etwa 2% kleiner sind als die von Yorozu et al.. Es liegt nahe, diese Abweichungen auf systematische Fehler beider Arbeiten zurückzuführen (Temperaturskala, Zellenvolumen, etc.).

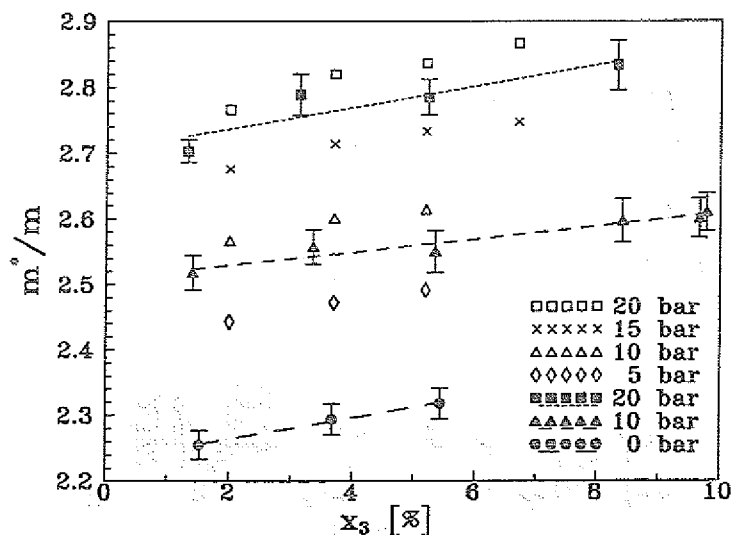


Abbildung 5.9: offene Symbole: Ergebnisse der Arbeit von Yorozu et al. [50]; volle Symbole: Ergebnisse der eigenen Arbeit.

6. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die effektive Masse m^* von ^3He -Quasiteilchen in verdünnten $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen bestimmt. Hierzu wurde präzise die spezifische Wärmekapazität C_V dieser Mischungen für folgende Parameter systematisch gemessen¹:

Temperaturbereich: $20 \text{ mK} < T < 200 \text{ mK}$

^3He -Konzentration: $1.3\% < x_3 < 9.5\%$

Druck: $0 \text{ bar}, 10 \text{ bar und } 20 \text{ bar}$

Die Daten konnten im gesamten Temperaturbereich mit der theoretischen Funktion angepaßt werden, die die spezifische Wärmekapazität eines idealen Fermigas beschreibt. Dies bedeutet, daß im betrachteten Bereich die Energie der Quasiteilchen in der Fermiflüssigkeit genau wie die Teilchen eines idealen Fermigas quadratisch vom Impuls abhängen. Aus der Anpassung wurde die genaue Konzentration der ^3He -Teilchen in der Zelle und die Fermitemperatur ermittelt. Die sorgfältige Analyse dieser Daten führt zu folgendem Zusammenhang, mit der die Fermitemperatur mit einer Genauigkeit von 1% berechnet werden kann (x_3 in %, p in bar und T_f in mK):

$$T_f = (125.2 - 0.53 \cdot p) \cdot x_3^{0.64} \quad (6.1)$$

Aus der Bestimmung der effektiven Masse wurde folgende wichtige Beziehung gefunden:

$$\left(\frac{\partial m^*(x_3, p)}{\partial x_3} \right)_p > 0 \quad (6.2)$$

Die effektive Masse der Fermiflüssigkeitsteilchen wächst bei konstantem Druck streng monoton mit der ^3He -Konzentration. Damit konnte eine über viele Jahre offene Frage beantwortet werden.

Aus m^* kann die Zustandsdichte $N(0)$ der Quasiteilchen an der Fermikante unmittelbar berechnet werden. Die Kenntnis von $N(0)$ ist für die Auswertung von anderen Experimenten mit verdünnten $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungen wichtig.

Zudem sollten die Ergebnisse dieser Arbeit eine sehr gute Grundlage für eine verbesserte Abschätzung eines möglichen suprafluiden Phasenübergangs der ^3He -Komponente bieten.

¹Hierbei wurden die Konzentrationen und Drücke so gewählt, daß die Proben thermodynamisch stabil sind, und es nicht zu einer Phasentrennung oder zu einem Flüssig-Fest-Übergang kommt.

Literatur- und Herstellerverzeichnis

- [1] D. O. Edwards, D. F. Brewer, P. Seligmann, M. Sketic and M. Yaqub:
Phys. Rev. Lett. **15**, 773 (1965)
- [2] J. Bardeen, G. Baym and D. Pines:
Phys. Rev. **156**, 207 (1967)
- [3] R. König and F. Pobell:
Physica B 194-196, 865 (1994)
- [4] G. H. Oh, Y. Ishimoto, T. Kawae, M. Nakagawa, O. Ishikawa, T. Hata and
T. Kodama:
Physica B 194-196, 855 (1994)
- [5] H. C. Choccolacs, R. M. Mueller, J. R. Owers-Bradley, Ch. Buchal, M. Kubota
und F. Pobell:
Proceedings of the 17th International Conference on Low Temperature Physics,
1247 (1984) (North-Holland, Amsterdam)
- [6] W. Hsu und D. Pines:
J. Stat. Phys. **38**, 273 (1985)
- [7] J. P. Laheurte und J. R. G. Keyston:
Cryogenics **11**, 485 (1971)
- [8] A. Ghozlan, E. J. A. Varoquaux:
Comptes Rendues Acad. Sci. (Paris) Ser. B **280**, 189 (1975)
- [9] C. Ebner und D. O. Edwards:
Phys. Reports **2C**, 77 (1970)
- [10] Z. Dokoupil, D. G. Kapadnis, D. G. Sreeramamurty und K. W. Taconis:
Physica **25**, 1369 (1959)
- [11] R. de Bruyn Ouboter, K. W. Taconis, C. le Pair und J. J. M. Beenakker:
Physica **26**, 853 (1960)
- [12] T. A. Alvesalo, P. M. Berglund, S. T. Islander, G. R. Pickett und Jr. W. Zimmermann:
Phys. Rev. **A4**, 2354 (1971)

- [13] F. Pobell:
Matter and Methods at Low Temperatures, Springer-Verlag (1992)
- [14] G. E. Watson, J. D. Reppy, R. C. Richardson:
Phys. Rev. **188**, 1, 384 (1969)
- [15] L. D. Landau:
Soviet Physics JETP **3**, 6, 920 (1957)
- [16] E. C. Stoner:
Phil. Mag. **21**, 145 (1936)
- [17] E. C. Stoner:
Phil. Mag. **25**, 899 (1938)
- [18] M. Locatelli, D. Arnaud, M. Routin:
Cryogenics **16**, 374 (1976)
- [19] R. M. Mueller, C. Buchal, T. Oversluizen, F. Pobell:
Rev. Sci. Instrum. **49**, 515 (1978)
- [20] P. R. Roach, J. B. Ketterson, M. Kuchnir:
Rev. Sci. Instr. **43**, 6, 898 (1972)
- [21] PCI-Silcoform VE, PCI Augsburg GmbH, Deutschland
- [22] Emerson & Cuming Inc., Canton, Massachusetts, USA
- [23] Potentiometric Conductance Bridge (PCB)
S.H.E. Corporation, San Diego, California, USA
- [24] GE Varnish, General Electric Corp., Scenectady, New York, USA
(wird nicht mehr vertrieben)
- [25] Lösung: 50 % Methanol, 50 % Toluol
- [26] Staedtler, Mars Micrograph HB, Deutschland
- [27] F. Pobell (Universität Bayreuth)
private Mitteilung, 18.12.1992
- [28] J. Crangle, W. R. Scott:
J. Appl. Phys. **36**, 921 (1965)
- [29] R. P. Peters, Ch. Buchal, M. Kubota, R. M. Mueller, F. Pobell:
Phys. Rev. Lett. **53**, 11, 1108 (1984)
- [30] M. Jutzler, B. Schröder, K. Gloos, F. Pobell:
Z. Phys. B - Condensed Matter **64**, 115 (1986)

- [31] RBU-Brücke
S.H.E. Corporation, San Diego, California, USA
- [32] D. S. Greywall:
Phys. Rev. B **33**, 7520 (1986)
- [33] W-Draht, 99.95%, Goodfellow Metals, Cambridge, England
- [34] General Radio, 1615A-Capacitance Bridge
- [35] Ithaco, Lock In Verstärker Dynatrac 393
- [36] TI Precision Pressure Gage Model 145
Texas Instruments Inc., Houston, Texas, USA
- [37] Knick, Präzisionsstromgeber, Typ J 40
- [38] $^4\text{He} \geq 99.99996\%$, Fa. Messer Griesheim
- [39] $^3\text{He} \geq 99.82\%$, Fa. Messer Griesheim
- [40] S. Yorozu, M. Hiroi, H. Fukuyama, H. Akimoto, H. Ishimoto and S. Ogawa:
Phys. Rev. B **45**, 22, 12942(1992)
- [41] M. Kubota:
Berichte der Kernforschungsanlage Jülich Nr.1688 (1980)
- [42] L. D. Landau, I. Pomeranchuk:
Dokl. Akad. Nauk. SSSR **59**, 669 (1948)
- [43] D. S. Greywall:
Phys. Rev. Lett. **41**, 177 (1978)
- [44] J. R. Owers-Bradley, P. C. Main, R. M. Bowley, G. J. Batey, R. J. Church:
J. Low Temp. Phys. **72**, 3/4, 201 (1988)
- [45] L. F. Lemmens, J. Witters, F. Brosens, J. T. Devreese:
Phys. Rev. B **48**, 9669 (1993)
- [46] D. Pines, P. Nozières:
Theory of Quantum Liquids, W. A. Benjamin, Inc., New York (1966)
- [47] Y. Disatnik, H. Brucker:
J. Low Temp. Phys. **7**, 5/6, 491 (1972)
- [48] E. Polturak, R. Rosenbaum:
J. Low Temp. Phys. **43**, 5/6, 477 (1981)

- [49] G. Baym, Ch. Pethik:
Landau Fermi-Liquid Theory: Concepts and Applications, John Wiley & Sons,
Inc. (1991)
- [50] S. Yorozu, H. Fukuyama, H. Ishimoto:
Phys. Rev. B 48, 13, 9660 (1993)

A. C_V eines Fermigas

Die Wärmekapazität bei konstantem Volumen ist:

$$\frac{c_{FG}}{Nk_B} = \frac{1}{Nk_B} \left(\frac{dE}{dT} \right)_V \quad (\text{A.1})$$

Mit $\alpha = T/T_f$ und $\beta = N^{-1}E/E_f$ gilt:

$$\frac{c_{FG}}{Nk_B} = \frac{d\beta}{d\alpha} \quad (\text{A.2})$$

Für Gleichung 2.14 kann man schreiben:

$$\beta = \alpha \frac{F_{3/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)} \quad (\text{A.3})$$

Somit ergibt sich:

$$\frac{d\beta}{d\alpha} = \frac{F_{3/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)} + \frac{\alpha}{F_{1/2}^2(\eta)} \left\{ F_{1/2}(\eta) \frac{dF_{3/2}(\eta)}{d\eta} \frac{d\eta}{dF_{1/2}(\eta)} \frac{dF_{1/2}(\eta)}{d\alpha} - F_{3/2}(\eta) \frac{dF_{1/2}(\eta)}{d\alpha} \right\} \quad (\text{A.4})$$

Aus Gleichung 2.13 ist bekannt, daß:

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{3} \alpha^{-3/2} \quad (\text{A.5})$$

Ferner folgt mit einfacher partieller Integration:

$$\frac{dF_{3/2}}{d\eta} = \int_0^\infty x^{3/2} \frac{e^{x-\eta}}{(e^{x-\eta} + 1)^2} dx = \frac{3}{2} \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{e^{x-\eta} + 1} dx = \frac{3}{2} F_{1/2}(\eta) \quad (\text{A.6})$$

Durch Einsetzen dieser Beziehungen in Gl. A.4 erhält man durch elementare Umformungen:

$$\frac{d\beta}{d\alpha} = \frac{5}{2} \frac{F_{3/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)} - \frac{9}{4} \frac{F_{1/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)} \quad (\text{A.7})$$

B. Meßwerte

1.3%-Probe					
p = 0.1 bar $x_{3,fit} = 1.527\%$ $T_{f,fit} = 164.5\text{ mK}$ $V_{mol} = 27.67\text{ cm}^3$		p = 10.0 bar $x_{3,fit} = 1.403\%$ $T_{f,fit} = 147.9\text{ mK}$ $V_{mol} = 25.27\text{ cm}^3$		p = 20.1 bar $x_{3,fit} = 1.325\%$ $T_{f,fit} = 137.9\text{ mK}$ $V_{mol} = 23.83\text{ cm}^3$	
T [mK]	C [$\frac{\text{mJ}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$]	T [mK]	C [$\frac{\text{mJ}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$]	T [mK]	C [$\frac{\text{mJ}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$]
16.7	61.2	15.5	60.3	20.7	73.8
18.2	67.8	16.8	63.6	22.8	80.7
19.2	71.2	18.2	65.9	25.3	86.6
20.0	74.3	18.4	67.1	28.1	92.8
21.0	75.8	20.0	70.7	31.0	99.5
22.0	78.8	20.1	73.4	31.3	101.3
23.2	80.6	22.0	80.4	34.8	105.6
24.3	85.1	22.1	78.9	35.2	109.7
25.8	87.7	24.3	86.9	39.3	113.5
26.9	92.8	24.4	83.0	39.8	114.3
28.7	95.2	26.9	92.2	44.7	120.8
30.0	99.4	27.1	91.1	45.3	120.0
32.2	103.4	30.0	99.6	51.3	127.6
33.5	108.4	30.1	96.5	52.1	126.5
36.1	113.1	33.5	106.9	59.6	132.6
37.6	117.1	33.7	105.4	60.6	133.2
40.7	121.9	37.6	113.5	70.1	138.5
42.5	125.3	38.0	114.1	71.5	138.8
46.1	129.1	42.5	121.8	84.1	143.1
48.3	132.8	43.0	121.3	85.8	144.4
52.7	136.3	48.5	127.6	103.0	149.8
55.4	140.7	49.1	128.8	105.5	150.5
60.9	143.4	55.7	133.5	130.5	154.1
64.1	147.7	56.4	135.6	134.1	155.2
71.1	151.5	64.7	140.5	172.1	158.5
75.2	154.5	65.7	141.7		
84.2	158.7	76.3	146.9		
89.6	162.2	77.7	146.9		
101.7	165.8	91.7	152.9		
108.9	168.9	93.4	152.8		
125.7	173.7	112.6	159.1		
135.9	176.5	115.1	159.2		
160.8	181.3	142.8	165.1		
176.5	182.2	146.4	166.1		

3%-Probe					
p = 0.1 bar x _{3,fit} = 3.677 % T _{f,fit} = 289.2 mK V _{mol} = 27.84 cm ³		p = 10.0 bar x _{3,fit} = 3.352 % T _{f,fit} = 259.5 mK V _{mol} = 25.37 cm ³		p = 20.0 bar x _{3,fit} = 3.126 % T _{f,fit} = 236.3 mK V _{mol} = 23.91 cm ³	
T [mK]	C [$\frac{\text{mJ}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$]	T [mK]	C [$\frac{\text{mJ}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$]	T [mK]	C [$\frac{\text{mJ}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$]
15.0	80.0	14.6	77.1	14.5	81.0
16.3	85.9	15.7	86.5	15.6	86.3
17.7	92.2	17.1	90.8	16.1	87.2
18.3	97.4	18.3	97.0	16.9	93.7
19.3	102.1	18.6	96.9	17.6	95.9
20.1	104.2	20.0	102.5	18.4	98.5
21.1	110.9	20.3	109.9	19.2	97.9
22.1	110.7	21.9	112.3	20.1	107.4
23.2	120.5	22.3	117.9	21.0	110.4
24.4	123.8	24.1	122.3	22.0	118.3
25.5	131.9	24.5	126.1	23.1	117.8
27.0	135.6	26.6	134.9	24.1	127.2
28.2	141.5	26.9	136.7	25.3	134.7
29.9	148.0	29.4	147.6	26.5	137.1
31.2	157.0	29.7	152.9	28.0	141.0
33.2	165.3	32.5	162.5	29.2	151.5
34.5	173.0	32.9	163.4	30.9	157.5
36.9	180.5	36.1	176.9	32.3	164.5
38.4	187.7	36.5	179.8	34.2	171.2
41.0	199.4	40.1	193.3	35.8	177.2
42.6	204.7	40.5	193.2	38.0	185.7
45.8	215.1	44.6	209.3	39.7	194.7
47.5	222.0	45.0	212.9	42.3	201.0
51.1	234.7	49.8	228.8	44.3	209.3
53.0	240.7	50.3	231.5	47.2	217.4
57.3	252.2	55.8	244.8	49.5	222.7
59.4	260.3	56.4	246.5	52.9	233.4
64.5	271.8	62.7	259.9	55.5	238.4
66.8	278.4	63.4	262.6	59.4	249.7
72.8	290.5	70.8	278.3	62.4	256.5
75.4	296.7	71.7	278.5	67.2	264.8
82.7	312.0	80.6	291.8	70.8	273.2
85.6	319.9	81.5	296.8	76.4	279.8
94.7	333.9	92.3	311.4	80.8	286.7
98.1	335.2	93.6	315.5	87.7	296.1
109.2	352.2	106.7	329.4	93.0	301.5
113.0	353.8	108.3	331.9	101.6	311.3
127.4	371.5	124.9	347.9	108.3	315.6
132.1	372.3	127.0	347.3	119.1	327.3
150.8	392.5	148.7	364.4	127.9	331.6
156.3	391.5	151.2	364.6	142.0	343.2
181.7	415.6	180.7	380.6	153.6	349.1
188.7	410.2	183.9	381.2	173.2	359.3
				189.4	361.2

5%-Probe							
p = 0.1 bar $x_{3,fit} = 5.448 \%$ $T_{f,fit} = 370.9 \text{ mK}$ $V_{mol} = 27.98 \text{ cm}^3$				p = 10.0 bar $x_{3,fit} = 5.360 \%$ $T_{f,fit} = 354.9 \text{ mK}$ $V_{mol} = 25.48 \text{ cm}^3$		p = 20.0 bar $x_{3,fit} = 5.233 \%$ $T_{f,fit} = 332.8 \text{ mK}$ $V_{mol} = 24.00 \text{ cm}^3$	
T [mK]	C [$\frac{\text{mJ}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$]	T [mK]	C [$\frac{\text{mJ}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$]	T [mK]	C [$\frac{\text{mJ}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$]	T [mK]	C [$\frac{\text{mJ}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$]
14.8	89.9	81.4	399.9	17.9	112.5	19.9	124.0
16.1	99.7	84.8	410.1	18.1	110.8	20.4	133.2
16.5	97.0	88.4	417.2	19.5	125.8	21.7	140.4
17.6	105.5	91.9	432.1	19.8	119.4	22.3	143.7
18.0	109.7	95.9	442.3	21.4	128.6	23.8	152.8
19.2	117.5	100.4	438.4	21.6	134.3	24.4	155.6
19.7	121.2	104.3	467.3	23.5	144.1	26.1	166.2
21.1	127.8	109.2	467.4	23.8	141.5	26.8	170.2
21.7	128.1	114.2	483.5	25.8	158.1	28.7	175.3
23.2	142.6	119.3	495.5	26.1	164.9	29.5	186.5
24.0	141.3	125.0	501.6	28.5	175.5	31.6	195.5
24.8	149.1	131.6	506.4	28.8	172.9	32.5	202.0
25.7	155.5	137.6	523.1	31.4	192.7	34.8	214.0
26.6	154.3	144.7	541.6	31.7	196.2	35.8	220.5
27.4	161.5	152.7	539.3	34.7	208.8	38.4	241.3
28.4	167.8	169.2	567.0	35.1	213.1	39.5	241.3
29.4	176.0	179.6	575.7	38.4	230.0	42.5	258.1
30.4	180.7			38.9	226.9	43.7	264.0
31.5	186.5			42.5	251.9	46.9	287.0
32.6	195.7			43.0	254.4	48.3	288.2
33.7	199.7			47.1	274.6	52.0	306.8
34.9	206.7			47.6	274.6	53.6	310.9
36.2	215.6			52.3	298.8	57.8	334.2
37.5	218.7			52.9	296.7	59.5	336.3
38.8	226.0			58.2	321.8	64.3	358.4
40.3	231.8			58.8	318.7	66.3	360.8
41.7	240.5			64.8	348.8	71.7	385.2
43.2	247.8			65.3	361.2	74.0	391.0
44.8	254.4			72.4	377.4	80.4	409.2
46.4	262.6			73.1	382.0	83.1	413.4
48.1	273.1			81.1	401.1	90.6	430.7
49.9	281.8			82.2	400.4	93.6	441.2
51.7	288.5			91.3	426.7	102.5	462.2
53.6	299.2			92.4	431.5	106.2	470.0
55.6	312.0			103.1	465.1	117.0	482.0
57.7	316.3			104.6	462.4	121.3	497.1
59.9	325.7			117.5	495.1	134.6	508.3
62.3	331.3			119.3	490.0	140.0	530.4
64.5	343.7			135.0	518.3	156.8	531.8
67.0	353.1			137.0	528.5	163.9	552.1
69.7	362.3			156.7	548.9	185.2	561.1
72.3	374.9			159.6	554.1	193.7	575.9
75.2	384.6			184.8	566.9		
78.5	382.5			188.9	563.6		

8.2%-Probe				9.3%-Probe		9.45%-Probe	
p = 10.0 bar $x_{3,fit} = 8.420\%$ $T_{f,fit} = 469.0\text{ mK}$ $V_{mol} = 25.64\text{ cm}^3$		p = 20.1 bar $x_{3,fit} = 8.330\%$ $T_{f,fit} = 444.8\text{ mK}$ $V_{mol} = 24.10\text{ cm}^3$		p = 10.0 bar $x_{3,fit} = 9.671\%$ $T_{f,fit} = 512.8\text{ mK}$ $V_{mol} = 25.70\text{ cm}^3$		p = 10.0 bar $x_{3,fit} = 9.782\%$ $T_{f,fit} = 514.7\text{ mK}$ $V_{mol} = 25.71\text{ cm}^3$	
T [mK]	C [$\frac{\text{mJ}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$]	T [mK]	C [$\frac{\text{mJ}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$]	T [mK]	C [$\frac{\text{mJ}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$]	T [mK]	C [$\frac{\text{mJ}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$]
17.6	130.1	16.6	130.4	17.7	139.8	16.0	130.9
17.7	122.8	16.7	128.0	18.2	139.2	17.4	133.3
19.2	145.3	18.0	142.2	19.2	153.7	18.7	147.7
19.2	144.3	18.1	144.5	19.8	154.9	18.9	147.3
21.0	153.8	19.5	156.9	21.0	164.1	20.4	161.1
21.1	155.0	19.7	149.9	21.7	166.1	20.6	161.2
23.0	168.3	21.3	166.4	22.9	180.0	22.3	177.6
23.0	179.3	21.5	163.3	23.7	183.5	22.5	174.2
25.2	186.4	23.3	174.1	25.1	197.3	24.5	192.0
25.4	186.6	23.5	173.7	26.0	205.5	24.6	194.5
27.7	203.4	25.5	191.5	27.6	212.2	26.9	208.5
27.9	206.6	25.7	198.3	28.6	218.6	27.0	210.4
30.6	224.8	28.0	209.6	30.4	231.7	29.6	231.3
30.8	222.5	28.2	213.8	31.5	244.3	29.7	228.0
33.8	244.0	30.8	226.8	33.4	259.1	32.6	251.2
34.0	241.8	31.0	236.8	34.8	264.1	32.7	254.1
37.3	267.8	33.8	256.8	36.8	282.0	35.9	269.1
37.5	270.0	34.0	258.6	38.3	295.6	36.0	282.5
41.1	293.0	37.2	281.9	40.5	311.9	39.5	301.5
41.4	299.3	37.4	280.6	42.3	318.4	39.6	305.2
45.4	321.6	41.0	309.3	44.7	338.1	43.6	330.1
45.8	328.3	41.2	309.2	46.6	347.1	43.6	332.0
50.2	356.4	45.1	341.4	49.3	373.7	48.1	364.3
50.6	354.9	45.3	343.5	51.4	384.3	48.1	358.7
55.5	396.3	49.7	372.3	54.3	407.8	52.9	407.2
55.9	396.5	50.0	371.4	56.7	414.6	53.0	406.6
61.5	429.9	54.8	401.5	60.0	432.1	58.4	443.6
62.0	422.9	55.1	399.5	62.5	459.0	58.6	431.0
68.1	465.6	60.5	442.5	66.2	473.2	64.5	473.1
68.6	467.8	60.8	434.5	69.0	504.4	64.6	469.4
75.5	501.9	66.8	469.0	73.1	527.4	71.2	521.5
76.2	498.4	67.1	467.7	76.4	531.4	71.3	507.5
84.0	540.4	73.9	501.6	81.0	573.8	78.8	556.2
84.7	537.2	74.3	496.7	84.6	577.2	78.9	557.7
93.6	575.2	81.9	533.4	89.9	616.5	87.3	603.3
94.3	584.1	82.2	540.7	93.9	616.3	87.3	602.1
104.5	611.2	90.9	591.4	100.0	645.2	96.7	656.3
105.4	623.8	91.4	584.6	104.4	682.2	96.9	647.7
116.9	675.7	101.2	630.4	111.0	722.4	107.6	704.0
118.1	671.9	101.6	624.7	116.5	728.4	107.7	702.3
131.7	732.6	113.1	665.4	124.6	765.6	120.0	749.9
133.2	712.3	113.5	676.1	130.5	768.2	120.3	731.5
149.3	776.8	127.0	704.6	139.8	802.8	134.3	805.2
151.0	762.7	127.6	716.1	146.8	822.1	134.6	794.8
171.2	788.2	143.5	749.9	157.8	872.2	151.8	841.0
172.7	812.4	144.4	750.5	166.4	875.1	172.0	896.8
199.6	843.0	163.4	797.1	180.0	904.2	196.5	950.8
		164.3	789.3	189.9	919.0	225.3	1002.5
		187.8	833.5	204.6	952.9		
		188.3	836.6	217.7	981.2		
		217.1	887.4				

Danksagung

Mein erster Dank geht an Herrn Prof. Dr. W. Zinn, der es mir ermöglicht hat, diese Arbeit in seiner Gruppe (Magnetismus und Tieftemperaturphysik) am Institut für Festkörperforschung im Forschungszentrum Jülich durchzuführen.

Die langjährige Erfahrung in allen Methoden der Tieftemperaturphysik von Herrn Dr. R. M. Mueller war die tragende Säule dieser Arbeit. Danken möchte ich ihm für seine stete Hilfsbereitschaft und die vielen handwerklichen Fähigkeiten, die er mir beigebracht hat.

Die Unterstützung bei apparativen Problemen von Herrn Dr. J. Šebek aus Prag hat zum Gelingen dieser Arbeit wesentlich beigetragen. Ihm und seiner Familie möchte ich noch einmal recht herzlich für die Gastfreundschaft bei meinem Aufenthalt in Prag danken.

Herrn Prof. Dr. F. Pobell von der Universität in Bayreuth danke ich für die Pd(Fe)-Probe.

Herr Dr. R. Stasch war über zwei Jahre der Weggefährte im hiesigen Tieftemperlabor. Er war ein engagierter Mitarbeiter, mit dem ich viele Schwierigkeiten bewältigt habe.

Frau Christel Horriar-Esser danke ich für die kritische Durchsicht des Manuskripts und die freundliche Unterstützung bei den Problemen der letzten drei Jahre.

Zum Schluß möchte ich mich noch bei allen Mitarbeitern im IFF für eine angenehme Arbeitsatmosphäre bedanken, insbesondere bei Frau H. Sittardt, S. Handschuh und A. Trier sowie bei Herrn G. Müller, H. Handschuh, M. Schneider, M. Schäfer und Dr. C. Osthöver.

1. The first part of the document is a letter from the President of the United States to the Congress, dated January 3, 1801.

2. The second part is a report from the Secretary of the Treasury, dated January 10, 1801.

3. The third part is a report from the Secretary of the Navy, dated January 10, 1801.

4. The fourth part is a report from the Secretary of the War, dated January 10, 1801.

5. The fifth part is a report from the Secretary of the Interior, dated January 10, 1801.

6. The sixth part is a report from the Secretary of the State, dated January 10, 1801.

7. The seventh part is a report from the Secretary of the War, dated January 10, 1801.

8. The eighth part is a report from the Secretary of the Navy, dated January 10, 1801.

9. The ninth part is a report from the Secretary of the Treasury, dated January 10, 1801.

10. The tenth part is a report from the Secretary of the State, dated January 10, 1801.

11. The eleventh part is a report from the Secretary of the War, dated January 10, 1801.

12. The twelfth part is a report from the Secretary of the Navy, dated January 10, 1801.

13. The thirteenth part is a report from the Secretary of the Treasury, dated January 10, 1801.

Jül-3033
Februar 1995
ISSN 0944-2952