Probleme tiefster Temperaturen

Autor(en): **Andres, K.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association Suisse des Electriciens, de l'Association des Entreprises électriques suisses**

Band (Jahr): **68 (1977)**

Heft 10

PDF erstellt am: **04.06.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-915030

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Probleme tiefster Temperaturen

Von K. Andres

536.483

Kollektive quantenmechanische Ordnungsphänomene lassen sich oft erst bei tiefen Temperaturen beobachten, wo die Unordnung hervorgerufen durch statistische thermische Schwankungen weitgehend reduziert werden kann. Ein Beispiel ist das flüssige Helium, speziell flüssiges ^3He, welches erst nahe am absoluten Nullpunkt (bei 2.7 mK) in einen superfluiden Zustand übergeht. Es wird ein Überblick gegeben über die heute bekannten Methoden zur Erzeugung derart tiefer Temperaturen sowie über gelöste und ungelöste physikalische Probleme in diesem Temperaturbereich.

En mécanique quantique des phénomènes collectifs ordonnés ne peuvent souvent être observés qu'à de basses températures, où le désordre provoqué par des fluctuations thermiques statistiques peut être fortement réduit. Un exemple est celui de l'hélium liquide, notamment le ^3He liquide, qui ne devient superfluide que très près du zéro absolu (à 2,7 mK). L'auteur donne un aperçu des méthodes actuelles de production de températures aussi basses, et des problèmes physiques résolus et non résolus dans ce domaine de températures.

1. Begriff der Temperatur in der Quantenmechanik

Obschon die «Temperatur» eines Körpers eng mit der kinetischen Energie seiner Atome in Beziehung gebracht werden kann, ist sie nicht ein direktes Mass für seinen gesamten Energieinhalt. Der absolute Nullpunkt der Temperatur ($T = 0$ K) ist dadurch definiert, dass sich z.B. die Atomkerne und Elektronen in einem Festkörper in ihren tiefstmöglichen Energiezuständen befinden. In diesem wohldefinierten Zustand sind die Energiedifferenzen zwischen den einzelnen Partikeln noch beträchtlich, beträgt doch z.B. der Energieunterschied zwischen einem Elektron in der innersten Schale eines mittelschweren Atoms und seinen Valenzelektronen in der äussersten Schale etwa 30 keV, was einer «Temperatur» von etwa $3 \cdot 10^8$ K entsprechen würde.

Dieser Umstand ist eine Folge der Quantenmechanik, nach deren Regeln die Elektronen der *Fermi*-Statistik gehorchen müssen und daher nicht alle in die innerste Atomschale kondensieren können: Jeder mögliche Energiezustand darf nach dem Prinzip von *Pauli* nur von zwei Elektronen besetzt sein, entsprechend den zwei möglichen Zuständen des Elektronenspins. Bei Temperaturen unterhalb einiger kK bleiben in der Tat die Elektronenzustände des Atoms praktisch unverändert. Was sich ändert, sind lediglich die Vibrationsamplituden und Vibrationszustände der Atome, welche mit steigender Temperatur zum Übergang in die flüssige und gasförmige Phase führen.

In metallischen Festkörpern sind die Elektronen in der ungefüllten äussersten Schale (die Valenzelektronen) nicht mehr an das einzelne Atom gebunden, sondern können zwischen den Atomen ausgetauscht werden. Um der Fermistatistik zu genügen, unterscheiden sich diese Leitungselektronen durch unterschiedliche kinetische Energie voneinander. Mögliche Energien liegen in einem Band mit einer typischen Breite von 10 eV, entsprechend einer «Temperatur» von etwa 10^5 K. Am absoluten Nullpunkt sind wiederum alle diese Metallelektronenzustände besetzt bis zur Fermi-Energie, welche durch die Anzahl der vorhandenen Valenzelektronen bestimmt ist. Wegen der Quantenstatistik können diese Elektronen ihre kinetische Energie nicht weiter erniedrigen; diese wird daher auch als Nullpunktsenergie bezeichnet, und die ihr entsprechende «Fermi-Temperatur», die einige zehntausend K beträgt, nennt man auch Entartungstemperatur.

Bei endlicher Temperatur sind die Leitungselektronen thermisch angeregt, indem sie im Energiebereich kT (k = Boltzmannsche Konstante) von Zuständen unmittelbar unterhalb der Fermi-Energie zu Zuständen oberhalb transferiert werden (Fig. 1). Die Anzahl der angeregten Elektronen ist gegeben durch die Dichte dn/dE der Zustände an der Fermi-Grenzenergie sowie durch die Fermi-Verteilungsfunktion. Sie ist um so geringer, je kleiner die Dichte und je höher die Entartungstemperatur ist. Die thermische Energie eines Metalls (d.h. dessen totaler Energieinhalt bei der Temperatur T minus denjenigen bei $T = 0$) steckt daher nicht nur in Atomvibrationen (oder Phononen in der Sprache der Quantenmechanik), sondern auch in den Leitungselektronen. Der Beitrag der letzteren ist allerdings recht klein wegen der hohen Fermi- oder Entartungstemperatur, er beträgt bei Zimmertemperatur in einem typischen Metall nur etwa 0,6 %.

2. Supraleitung

Im Hinblick auf diese geringen Effekte, welche die Temperatur auf die Energiezustände von Elektronen in Festkörpern hat, kann man sich fragen, ob sich denn die Eigenschaften von festen Körpern überhaupt noch merklich ändern bei tieferen Temperaturen. Dass dies tatsächlich der Fall sein kann, zeigt am besten das Phänomen der Supraleitung. Die elektrische Leitfähigkeit der Metallelektronen ist normalerweise gegeben durch die Perfektion des Atomgitters des Kristalls. In einem völlig regelmässigen Kristallgitter würden bei $T = 0$ die Leitungselektronen unendlich gut leiten. Jede Störung des periodischen Gitterpotentials durch Kristallfehler, Fremdatome und Atomvibrationen (bei höheren Temperaturen) führt dagegen zu einer Reduktion der Leitfähigkeit. In Supraleitern gelingt es den Leitungselektronen, trotz solcher Störungen einen stromtragenden Zustand ohne jeden Verlust aufrechtzuerhalten. Ein solches Phänomen hätte man theoretisch nie vermutet, und es dauerte nahezu 50 Jahre, bis man es befriedigend erklä-

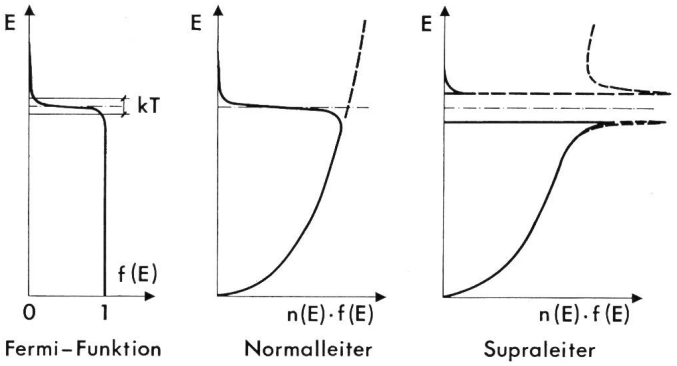

Fig. 1 Fermi-Verteilungsfunktion $f(E)$ und Dichte der besetzten Elektronenzustände $n(E) \cdot f(E)$ als Funktion der Energie in einem normalleitenden und einem supraleitenden Metall (schematisch)

Die Zustandsdichte $n(E)$ und die Fermi-Energie sind gestrichelt bzw. strichpunktiert angedeutet. Die Energielücke im Supraleiter ist stark vergrössert dargestellt.

ren konnte. Man nimmt heute an, dass die Elektronen imstande sind, die Elastizität des Kristallgitters auszunützen, indem sie den Atomvibrationen adiabatisch folgen und dadurch ihre Energie etwas erniedrigen können. Die elektrische Leitfähigkeit hängt nur ab von den Eigenschaften der Elektronen mit Energien in unmittelbarer Nähe der Fermi-Energie, und der supraleitende Zustand modifiziert tatsächlich auch nur Elektronenzustände im Bereich $k\theta$ um die Fermi-Energie (θ = Debye-Temperatur = 200...400 K). Man hat festgestellt, dass im supraleitenden Zustand Leitungselektronen mit entgegengesetztem Impuls sich zu sog. Spin-Singuletts paaren: Je zwei Elektronen mit entgegengesetzten Impulsen und Spins bilden einen stationären Paarzustand (*Bardeen, Cooper* und *Schrieffer*-Theorie) [1][1]). Im stromtragenden Zustand bewegen sich diese Paare, und solange sie durch die Streuung an Phononen nicht aufgebrochen werden, tauschen sie lediglich Phononen untereinander aus, ohne dabei ihre Gesamtenergie zu ändern, daher das Fehlen der Dissipation. Am absoluten Nullpunkt muss zum Aufbrechen eines Paares eine Energie grösser als diejenige der sogenannten Energielücke $\Delta = 3{,}5\, kT_c$ (T_c = Sprungtemperatur) aufgewendet werden.

3. Superfluides flüssiges ^{3}He

Das Beispiel der Supraleitung zeigt also, dass in Fermi-Systemen auch noch bei einem sehr kleinen Bruchteil der Fermi-Temperatur spektakuläre kooperative Effekte auftreten können. Es liegt daher nahe, die Frage nach ähnlichen Effekten in anderen Fermi-Systemen aufzuwerfen. Ein solches System ist die flüssige Phase des Isotops ^{3}He. Zwischen den Heliumatomen sind die Bindungskräfte nach *Van der Waals* sehr schwach, und das Edelgas ^{3}He wird daher erst bei tiefen Temperaturen, nämlich 3,2 K, flüssig. Normalerweise würde man bei noch tieferen Temperaturen einen Übergang in die feste Phase erwarten. Dies tritt aber sowohl für ^{3}He als auch für das natürliche ^{4}He nicht ein, wiederum als Folge eines Quanteneffekts, nämlich der Unschärferelation. Danach ist nämlich die Unsicherheit in der Position eines Heliumatoms in einem (hypothetischen) Kristallgitter auch bei $T = 0$ noch grösser als der Gitterabstand! Dies wiederum ist eine Konsequenz davon, dass die Wellenlänge der *de Broglie*schen Materiewellen, welche gegeben sind durch $\lambda = h/\sqrt{2mE_k}$ (h = *Plancksches* Wirkungsquantum = $6{,}625 \cdot 10^{-34}$ Ws^2 E_k = kinetische Energie, m = Atommasse), wegen der geringen Masse des Heliumatoms vergleichbar oder grösser sind als die klassische hypothetische Gitterkonstante (bei $T = 0$ ist E_k die «Nullpunktsenergie»). Sowohl ^{4}He als auch ^{3}He sind daher sog. Quantenflüssigkeiten, welche flüssig bleiben bis zum absoluten Nullpunkt, mindestens bei Drücken unterhalb etwa 23 at.

Das Besondere am ^{3}He ist sein ungeradzahliger Kernspin ($I = 1/2$), was bedeutet, dass miteinander wechselwirkende Heliumatome im flüssigen Zustand bei tiefen Temperaturen der Fermistatistik gehorchen müssen. In der Tat zeigen die Eigenschaften von flüssigem ^{3}He unterhalb 0,3 K viele Ähnlichkeiten mit denjenigen von Leitungselektronen in Metallen, mit dem Unterschied, dass die Fermitemperatur von ^{3}He nur etwa 1 K beträgt, im Gegensatz zu $\sim 10^5$ K von Metallen (Fig. 2). Spekulationen über einen möglichen supraflüssigen Zustand im Temperaturbereich von einigen mK wurden schon Ende der 50er Jahre laut.

[1]) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

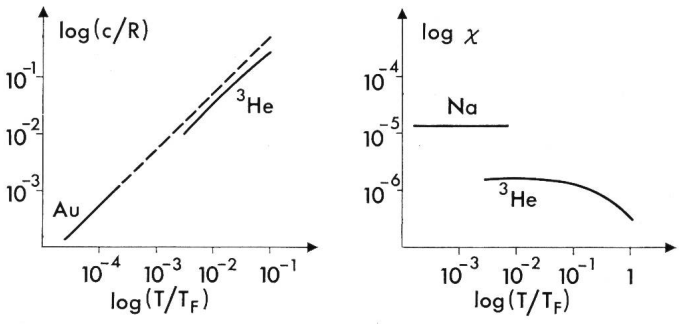

Fig. 2 Vergleich der molaren spezifischen Wärme c/R sowie der molaren Suszeptibilität χ von Metallen und von ^{3}Helium

Die Fermi-Temperatur T_F von Gold (Au) beträgt 64000 K, diejenige von Natrium (Na) 35850 K, und für ^{3}He wurde sie mit 1 K eingesetzt. Bei genügend tiefen Temperaturen zeigt die spezifische Wärme die erwartete lineare Temperaturabhängigkeit (gestrichelte Linie), und die Suszeptibilität wird temperaturunabhängig.

Die Anstrengungen vieler Tieftemperaturforscher, die Grenzen der tiefsten erreichbaren Temperaturen stets näher an den absoluten Nullpunkt zu rücken, sind in den letzten vier Jahren aufs schönste belohnt worden, indem ein supraflüssiger Zustand von ^{3}He unterhalb 2,7 mK tatsächlich gefunden wurde [2]. Analog zum verlustfreien Fliessen eines Elektronenstroms in supraleitenden Metallen kann im supraflüssigen Zustand eine Strömung von Heliumatomen auch durch dünnste Kanäle völlig ohne viskose Reibungsverluste aufrechterhalten werden. Die experimentellen Methoden zur Erzeugung solcher Temperaturen sind zum Teil recht komplex und in sich selbst von physikalischem Interesse. Sie sollen daher im folgenden kurz beschrieben werden.

4. Erzeugung tiefster Temperaturen

4.1 Der Entmischerkryostat

Temperaturen bis 0,3 K lassen sich dadurch erreichen, dass man flüssiges ^{3}He unter reduziertem Druck sieden lässt. Tiefere Temperaturen kann man in einem sog. Entmischerkryostaten erzeugen, in welchem man flüssiges ^{3}He kontinuierlich in flüssigem ^{4}He löst, was einer anderen Art von «Verdampfung» von flüssigem ^{3}He entspricht. Der Entmischerkryostat basiert auf der Tatsache, dass sich bei tiefen Temperaturen eine Lösung von ^{3}He und ^{4}He entmischt in eine konzentrierte ^{3}He-Phase und eine ^{4}He-reiche Phase, in welcher aber auch bei $T = 0$ noch 6% ^{3}He gelöst sind. Wenn ^{3}He-Atome aus der konzentrierten Phase in die verdünnte Phase diffundieren, sinkt ihre Entartungstemperatur beträchtlich. Die Dichte der thermisch besetzbaren Zustände um die Fermienergie steigt entsprechend. Die ^{3}He-Atome haben dadurch mehr thermische «Freiheitsgrade» und entziehen ihrer Umgebung Wärme, was zur Kühlung führt. Durch Aufrechterhalten einer kontinuierlichen Diffusion von ^{3}He-Atomen sind Entmischerkryostate heute imstande, Temperaturen bis zu etwa 5 mK aufrechtzuerhalten (Fig. 3).

4.2 Pomeranchuk-Kühlung

Noch tiefere Temperaturen lassen sich mit der sog. Pomeranchuk-Methode oder mit magnetischer Kühlung erzielen. Beim Pomeranchuk-Effekt wird vorgekühltes flüssiges ^{3}He unter Druck (etwa 34 at) verfestigt. In der festen Phase, die oft als Quantenfestkörper bezeichnet wird, gilt stets noch die

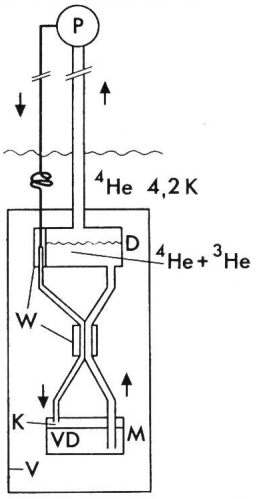

Fig. 3
Entmischerkryostat (schematisch)
Im Idealfall zirkuliert nur das ^{3}He in den angedeuteten Richtungen
P Pumpe
D Destillator
W Wärmeaustauscher
M Mischkammer
K Konzentriertes ^{3}He
VD verdünnte Lösung (6%) von ^{3}He in ^{4}He
V Vakuumbehälter

Fermi-Statistik für die ^{3}He-Atome. Da diese aber jetzt viel lokalisierter sind und ihre Plätze weniger oft austauschen, ist die Fermi-Temperatur viel kleiner, sie liegt tatsächlich unterhalb 1 mK. Ähnlich wie beim Entmischerprinzip haben daher die ^{3}He-Atome im festen Zustand viel mehr thermische Freiheitsgrade und entziehen dadurch ihrer Umgebung (d.h. der flüssigen Phase) Wärme.

Der supraflüssige Zustand von ^{3}He wurde zuerst mit der Pomeranchuk-Kühlmethode entdeckt, mit welcher flüssiges ^{3}He bis etwa 1 mK gekühlt werden kann.

4.3 Magnetische Kühlung

Bei der magnetischen Kühlmethode wird einer paramagnetischen Substanz durch Anlegen eines Magnetfeldes dadurch Wärme entzogen, dass die magnetischen Momente der paramagnetischen Atome orientiert werden und ihre thermischen Freiheitsgrade, gegeben durch eine endliche Anzahl von Orientierungsmöglichkeiten, verlieren. Nach dem adiabatischen Abschalten des Magnetfeldes (d.h. ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung) ist die Temperatur tiefer, weil die Magnetisierungswärme entzogen wurde. Die erreichbaren Endtemperaturen sind um so kleiner, je geringer die inneren Molekularfelder sind, welche sich nicht abschalten lassen. Die tiefsten Temperaturen (etwa 1 mK) erreicht man mit der paramagnetischen Substanz Cerium Magnesium Nitrat (CMN). Flüssiges ^{3}He kann man mit CMN auf etwa 1,8 mK kühlen. Tiefere Temperaturen lassen sich erreichen durch Ausnützen des Kernmagnetismus in nicht ferromagnetischen Metallen, weil hier die Molekularfelder (oder die magnetischen Ordnungstemperaturen) viel kleiner sind, entsprechend dem Umstand, dass kernmagnetische Momente etwa tausendmal kleiner sind als magnetische Momente von paramagnetischen Atomen (kernmagnetische Ordnungstemperaturen erwartet man in der Gegend von einigen μK). Allerdings sind zur Erzeugung einer hohen Kernpolarisation tiefe Ausgangstemperaturen und hohe Magnetfelder ($\sim$ 10 mK und 10 T) nötig, was solche Kernentmagnetisierungsexperimente recht schwierig macht.

Eine Variation dieser Methode ist die hyperfeinverstärkte Kernentmagnetisierung, welche in den letzten Jahren hauptsächlich in den Bell Laboratorien entwickelt wurde [3]. In geeigneten metallischen Verbindungen gelingt es, an sich unmagnetische Grundzustände von Ionen der seltenen Erdmetalle mit relativ schwachen Magnetfeldern stark zu polarisieren. Das induzierte magnetische Moment erzeugt dann ein viel höheres sog. Hyperfeinfeld am Ort der Kerne dieser Ionen, womit man die Kerne polarisieren kann. Die erreichbare Magnetfeldverstärkung beträgt etwa einen Faktor 10...100 und erleichtert Kernentmagnetisierungsexperimente wesentlich.

In der Tat war es kürzlich möglich, mit dieser Methode flüssiges ^{3}He auf 1 mK zu kühlen (Fig. 4). Leider ist der Wärmekontakt zwischen ^{3}He und metallischen Körpern bei so tiefen Temperaturen extrem schlecht. Im erwähnten Experiment dauerte es daher 15 h, um 4 cm^3 ^{3}He auf 1 mK zu kühlen. Dank guter thermischer Isolierung war es anderseits möglich, diese Menge ^{3}He während zwei Tagen unterhalb 2 mK zu halten. Die tiefste bisher erreichte ^{3}He-Temperatur beträgt etwa 0,7 mK und wurde an der Technischen Universität von Helsinki mit Hilfe der adiabatischen Entmagnetisierung von Kupfer erzeugt.

Je näher man dem absoluten Nullpunkt kommt, desto schwieriger werden die Experimente. Das hat hauptsächlich damit zu tun, dass am absoluten Nullpunkt die Wärmekapazität (oder die spezifische Wärme) aller Körper sowie auch deren Wärmeleitfähigkeit verschwindet. Es wird daher immer schwieriger und dauert immer länger, eine Gleichgewichtstemperatur zu erreichen. Das kleinste Wärmeleck in der adiabatischen Aufhängung kann das Erreichen eines solchen Gleichgewichts überhaupt unmöglich machen (Fig. 5).

5. Der Spin-Triplett-Paarzustand im superfluiden ^{3}He

Zurzeit wird angenommen, dass sich der superfluide Zustand von ^{3}He von demjenigen eines metallischen Supraleiters hauptsächlich dadurch unterscheidet, dass sich bei der Bildung der Atompaare die beiden Kernspins parallel zueinander einstellen, was zu einem Paarkernspin $I = 1$ führt. Dies ist eine Folge des Umstands, dass die Paarwellenfunktion offenbar eine sogenannte p-Funktion ist, welche einen Drehimpuls von der Grösse h besitzt (h = Plancksches Wirkungsquantum), d.h. die Atome eines Paares kreisen um ihren Schwerpunkt. Bei der Vertauschung der beiden Atome muss sich nach dem Pauliprinzip, das stets gilt für gekoppelte Fermiteilchen, das Vorzeichen der Paarwellenfunktion ändern, d.h. sie muss antisymmetrisch sein. Da die p-Funktion bereits antisymmetrisch ist, muss die Spinwellenfunktion symmetrisch sein. Dies führt zur Spin-Triplett-Paarung ($I = 1$), wobei der Paarspin drei

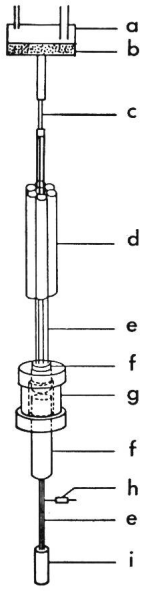

Fig. 4
Anordnung zur Kühlung von ^{3}He mit Hilfe der hyperfeinverstärkten Kernentmagnetisierung
a Mischkammer des Entmischerkryostaten
b Kupfersinterkörper (zum verbesserten Wärmeaustausch)
c supraleitender Wärmeschalter
d zu entmagnetisierendes Material (z.B. Praseodym-Nickel $PrNi_5$)
e Kupferdrähte
f Silbersinterkörper
g ^{3}He-Zelle
h Heizwiderstand
i Thermometer

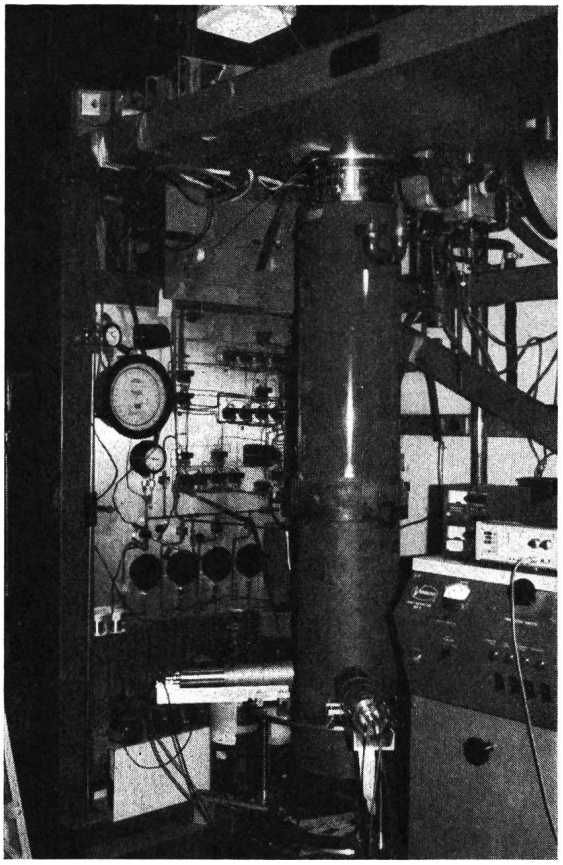

Fig. 5 Blick in ein Tieftemperaturlabor
Zur Abschirmung elektromagnetischer Strahlung steht die Anlage in einem grossen Kupferkäfig. Durch dessen Türe erkennt man den Kryostaten. Zur Dämpfung mechanischer Schwingungen ist er an einer soliden Holzplattform aufgehängt, welche über pneumatische Luftkissen auf einem Stahlgerüst gelagert ist.

Orientierungsmöglichkeiten (gemäss $I_z = 0$ und ± 1) hat. Diese zusätzlichen Freiheitsgrade in der Paarbildung (d.h. die verschiedenen Orientierungsmöglichkeiten des Bahndrehimpulsvektors sowie des Kernspinvektors des Paares) können zu mehreren voneinander unterscheidbaren superfluiden Zuständen führen, welche zum Teil äusserst bemerkenswerte Eigenschaften besitzen.

In der sogenannten A-Phase zwischen 2,2 und 2,7 mK z.B. scheint die $I_z = 0$-Komponente zu fehlen, die Hälfte der Paare haben ihren Spin aufwärts, die andere Hälfte ihren Spin abwärts gerichtet, und alle Paare haben einen Bahndrehimpuls in einer bestimmten Richtung normal zu dieser Spinrichtung. An den Gefässwänden wiederum hat der Bahndrehimpuls der Paare die Tendenz, sich normal zur Wand zu stellen. Das führt zu Texturen des Bahndrehimpulsvektors in der Flüssigkeit, welche auch noch abhängig sind von Magnetfeldern. Viele Eigenschaften der A-Phase (grösste superfluide Geschwindigkeit der Paare, Wärmeleitfähigkeit, Schallabsorption usw.) sind daher anisotrop, weil sie von der Orientierung des Bahndrehimpulsvektors abhängen. Man vergleicht ^{3}He-A oft mit flüssigen Kristallen, in welchen eine bevorzugte Orientierung von ketten- oder stabförmigen Molekülen auch Anisotropien verursacht. Unterhalb 2,2 mK existiert ein anderer Zustand, die sogenannte B-Phase, welche im Prinzip isotrope Eigenschaften aufweist. Man glaubt, dass es ein Zustand ist, welcher schon 1962 rein theoretisch von *Balian* und *Werthamer* [5] vorausgesagt wurde. In ihm enthalten die kondensierten Atompaare alle drei möglichen Komponenten des Spin-Tripletts, der Bahndrehimpuls eines Paares und sein Spin kombinieren zu einem Zustand mit Gesamtdrehimpuls null.

6. Ausblick

Was für weitere Überraschungen können bei tiefsten Temperaturen erwartet werden? Untersuchungen am superfluiden ^{3}He werden noch lange Zeit im Gange bleiben, einmal weil es noch viele Einzelheiten abzuklären gibt, und auch weil diese relativ schwierigen Experimente recht zeitraubend sind. Aktuelle Fragen sind z.B. folgende:

Werden in einer gesättigten Lösung von 6% ^{3}He in ^{4}He die ^{3}He-Atome bei noch tieferen Temperaturen auch superfluid? Ist die Spin-Triplett-Paarung in Fermi-Systemen beschränkt auf ^{3}He, oder kann man sie in Metallen wie Palladium und Platin (wo die Leitungselektronenspins bereits die Tendenz haben, sich parallel zueinander zu richten) bei tiefen Temperaturen auch erwarten? Was passiert in anderen (nicht supraleitenden) Metallen bei noch tieferen Temperaturen? Gibt es noch andere Instabilitäten in Fermi-Systemen?

Der ungestillte Drang nach Wissen von Unerforschtem wird die Grenze der tiefsten erreichbaren Temperaturen stets näher an den absoluten Nullpunkt rücken, und die bisherigen Erfahrung zeigt, dass die Natur oft dort Geheimnisse verbirgt, wo man sie zunächst nicht vermutet.

Literatur

[1] *J. Bardeen, L. N. Cooper* and *J. R. Schrieffer:* Theory of superconductivity. Physical Review 108(1957)5, p. 1175...1204.

[2] *D. D. Osheroff* a. o.: New magnetic phenomena in liquid He^3 below 3 mK. Physical Review Letters 29(1972)14, p. 920...923.

[3] *K. Andres* and *E. Bucher:* Hyperfine enhanced nuclear magnetic cooling in Van Vleck paramagnetic intermetallic compounds. Journal of Applied Physics 42(1971)4, p. 1522...1527.

[4] *K. Andres, W. O. Sprenger* and *D. D. Osheroff:* Indirect cooling of ^{3}He to 1,3 mK with PrNis. Proc. Low Temp. Phys. Conf. LT 14, Helsinki, Sept. 1975, Vol. 4, p. 1...4 (North Holland, Amsterdam 1975).

[5] *R. Balian* and *N. R. Werthamer:* Superconductivity with pairs in a relative p wave. Physical Review 131(1963)4, p. 1553...1564.

Adresse des Autors

Dr. *Klaus Andres*, Bell Laboratories, 600 Mountain Avenue, Murray Hill, New Jersey 07974, USA.