

Ueber die allertiefsten Temperaturen: Antrittsvorlesung

Autor(en): **Olsen, J.L.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **75 (1957)**

Heft 8

PDF erstellt am: **26.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-63313>

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.

Ueber die allertiefsten Temperaturen

DK 536.483

Antrittsvorlesung, gehalten am 15. Dezember 1956 von Dr. J. L. Oisen, Institut für Kalorische Apparate und Kältetechnik an der Eidg. Techn. Hochschule, Zürich

1. Einführung

Man darf wohl die Grenze zwischen tiefen Temperaturen und den tiefsten Temperaturen dort ziehen, wo der Ingenieur mit seinen Mitteln nicht mehr weiter kommt und den Physiker zu Hilfe rufen muss. Diese Grenze ist in den letzten Jahrzehnten ausserordentlich schnell nach unten verlegt worden, und der Tieftemperaturphysiker müsste rasch sein Spezialgebiet verlieren, würde er nicht auch energisch nach immer tieferen Temperaturen streben.

Der Ingenieur benutzt als Werkzeug seine Kenntnisse über die grosse Druckabhängigkeit der Energie eines Gases, und er weiss, wie man Kompressoren, Wärmeaustauscher, Expansionsmaschinen und Ventile kombinieren kann, um Gase zu verflüssigen. Mit solchen Mitteln wurde vor ungefähr 60 Jahren das Gebiet der flüssigen Luft industriell erreichbar gemacht, und vor etwa 20 Jahren begann das Gebiet des flüssigen Wasserstoffes, der bei 20° K, also bei einem Fünftel der Zimmertemperatur siedet, technisch interessant zu werden. Seit 1946 werden sogar Maschinen für die Verflüssigung von Helium serienmässig hergestellt¹⁾.

Unter Atmosphärendruck siedet das Helium bei 4,2° K, und man kommt durch Abpumpen des Dampfes und Siedenlassen unter stark reduziertem Druck verhältnismässig leicht auf Temperaturen von etwa 1° K. Das ist aber die untere Grenze, die man mit normalen technischen Mitteln erreichen kann. Unterhalb 1° K versagen diese Mittel, weil mit abnehmender Temperatur der Dampfdruck des Heliums und mit ihm auch die Verdampfungsgeschwindigkeit und so die Möglichkeit, Wärme abzuleiten, stark abnehmen. Es wäre selbstverständlich vorteilhaft, wenn es ein anderes Gas gäbe, das bei diesen Temperaturen höhere Dampfdrücke aufwiese. Die einzige Möglichkeit wäre aber hier das seltene Helium-Isotop ³He, das eine Reduktion der Temperatur um einen Viertel erlauben würde. Leider ist aber von diesem Isotop in den gesamten Laboratorien der Welt nur soviel verfügbar, dass daraus 1 cm³ Flüssigkeit gemacht werden könnte.

Wie steil der Abfall der Verdampfungsgeschwindigkeit bei gewöhnlichem Helium ist, zeigen die folgenden Zahlen: Bei 0,4° K würde von einem cm² Oberfläche pro Jahr 1 cm³ verdampfen, bei 0,15° K würde von derselben Fläche pro Jahr 1 Atom verdampfen! Trotz dieser Zahlen hätte man vielleicht erwarten können, dass das Abpumpen Temperaturen bis 0,4 oder 0,5° K liefern sollte. Die niedrigste so erreichte Temperatur beträgt aber 0,7° K.

Der Grund für diese Erscheinung liegt in einem neuen Phänomen, das aber glücklicherweise nur am Helium beobachtet wird. Die Flüssigkeit verliert nämlich Kälte, weil die kältesten Atome einfach aus ihr heraus wandern. Sie «kriechen» den Wänden des Gefässes entlang. Dieses Phänomen, das auch trotz perfekter Isolation des Gefässes stattfindet, erschwert uns das Eindringen in den Bereich der tiefsten Temperaturen.

Nach dem heutigen Stand der Erkenntnisse ist es hoffnungslos, Temperaturen unter 0,5° K durch Abpumpen von Helium erreichen zu wollen. Man muss hierfür eine andere Technik verwenden und darf dann wohl aus rein experimentellen Gründen das Gebiet dieser noch tieferen Temperaturen als einen neuen Zweig der Technik betrachten.

Die Wahl dieser Temperaturregion als Thema des heutigen Vortrages erfolgte aber nicht nur, weil das Erreichen tiefster Temperaturen neue experimentelle Probleme stellt, sondern auch, weil so viele andere neue Probleme damit verbunden sind.

2. Thermodynamik

Mit dem Betreten des Gebietes tiefster Temperaturen müssen wir die elementare Frage stellen: «Was ist Wärme?» Unsere nächstliegende Antwort lautet: «Wärme ist Bewegung.» Diese Antwort entspricht der Tatsache, dass die Atome sich bewegen, dass sie sich mit steigender Temperatur immer schneller, also mit mehr Energie bewegen. Wenn wir unsere Temperaturskala genau untersuchen, finden wir, dass Energie und Temperatur eines Gases einander proportional sind. Noch genauere Ueberlegungen zeigen, dass die durchschnittliche Bewegungsenergie pro Atom in einem beliebigen Gase gegeben ist durch die Gleichung

$$E = \frac{3}{2} k T$$

wobei *k* eine universelle Konstante (Boltzmann-Konstante) und *T* die absolute Temperatur bedeuten. Die Energie *kT* kommt auch bei der Theorie von nicht gasförmigen Systemen vor. Wir werden sie später wieder als wichtige Grösse kennen lernen.

Es gibt aber noch eine zweite Antwort auf die Frage, was Wärme ist, nämlich: «Wärme ist Unordnung»; vielleicht ist es richtiger zu sagen: Wärme erzeugt Unordnung. Was mit dieser Aussage gemeint ist, sieht man anschaulich bei einem Kristall. Unterhalb des Schmelzpunktes bilden die Atome ein gesetzmässig aufgebautes Gitter. Bei Zufuhr von Wärme schmilzt der Kristall, und aus dem regelmässigen Gebilde entsteht eine Flüssigkeit, in der sich die Atome ohne jede Ordnung bewegen können. Bei noch mehr Wärmezufuhr verdampft die Flüssigkeit, und die Substanz verbreitet sich über das Tausendfache ihres ursprünglichen Volumens. Statt der relativen Ordnung, die bei der Flüssigkeit darin liegt, dass man wenigstens weiss, wo sie sich befindet, hat man jetzt ein Gas vor sich, das sich überall dahin verbreitet, wo es die Möglichkeit dazu vorfindet.

Die Wärmezufuhr bringt Unordnung nicht nur in die räumliche Anordnung der Moleküle. Auch die Geschwindigkeiten, mit denen sich die Moleküle bewegen, werden ungeordnet. Statt dass alle Moleküle die selbe Geschwindigkeit haben, die einer Energie von $\frac{3}{2} \cdot kT$ entspricht, finden wir ein kontinuierliches Spektrum von Geschwindigkeiten vor. Dieses erstreckt sich von Null bis auf Werte, die um ein Vielfaches höher liegen als die Durchschnittsgeschwindigkeit.

Auch im festen Körper gibt es viele Unordnungsmöglichkeiten, doch möchte ich jetzt nur eine erwähnen, die uns später stark beschäftigen wird. Viele Atome verhalten sich im Kristall wie kleine Magnete. In geordnetem Zustand müssten alle diese Magnete in der selben Richtung stehen (Bild 1 b) oder wenigstens nach einem bestimmten System geordnet sein (Bild 1 c). Dies ist aber nur unter besonderen Bedingungen der Fall. Meistens sind die magnetischen Momente ganz ungeordnet (Bild 1 a). Als Mass der verschiedenen möglichen Arten von Unordnung ist der schon aus der klassischen Thermodynamik bekannte Begriff der *Entropie*

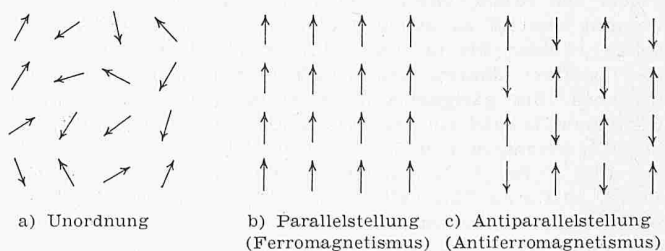


Bild 1. Unordnung und Ordnung bei den atomaren Magneten

¹⁾ Siehe auch P. Grassmann: Was bedeutet die Tieftemperaturphysik für die Technik? SBZ 1953, Nr. 20, S. 285.

geeignet. Die Entropie ist klein, wenn die Unordnung klein ist und gross, wenn die Unordnung gross ist. Es besteht auch tatsächlich ein mathematischer Zusammenhang, der Entropie und Unordnung eindeutig miteinander verknüpft.

Eine interessante und wichtige Eigenschaft der Entropie eines Systems besteht darin, dass sie bei reversiblen Vorgängen konstant bleibt. Da die Entropie ein Mass der Unordnung ist, bleibt also auch die Unordnung bei reversiblen Prozessen konstant. Wenn aber Wärme einem Körper zugeführt wird, so ändert sich dessen Entropie bekanntlich um einen Betrag

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

wobei dQ die zugeführte Wärme ist und dS die Entropiezunahme bedeutet. Eng mit dieser Gleichung verbunden ist die Definition der Temperatur durch die Leistung einer reversiblen Wärmemaschine, die zwischen zwei Behältern mit den Temperaturen T_1 und T_2 arbeitet. Wenn die Maschine eine Wärmemenge Q_1 bei T_1 abgibt und eine Wärmemenge Q_2 bei T_2 aufnimmt, dann ist

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$$

Man kann also eine solche reversible Maschine als Thermometer benutzen, um zwei Temperaturen miteinander zu vergleichen.

3. Adiabatische Entmagnetisierung

Wir kommen jetzt auf das früher erwähnte Beispiel der Unordnung bei den atomaren Magneten zurück. Die Atome vieler Stoffe sind magnetisch; sie weisen ein magnetisches Moment auf; das heisst, jedes einzelne Atom dieser Substanzen wirkt wie ein kleiner Magnet. In gewissen chemischen Verbindungen sind diese kleinen Magnete frei drehbar. Wenn solche Stoffe einem Magnetfeld ausgesetzt werden, haben die atomaren Magnete die Tendenz, sich parallel zum Feld zu stellen, weil diese Stellung diejenige mit minimaler Energie ist. Dieser Tendenz wirkt aber die thermische Unordnung entgegen, so dass das Magnetfeld, das notwendig ist, um die Parallelstellung zu verwirklichen, mit der Temperatur steigt. Aus diesem Grunde sind in einem gegebenen Magnetfeld die atomaren Magnete bei sehr tiefen Temperaturen (weil wenig Energie verfügbar ist) recht gut geordnet; bei höheren Temperaturen ist dies aber nicht mehr der Fall.

Zeichnet man also die Entropie als Mass für diese Unordnung in Funktion der Temperatur auf, so ergibt sich für eine bestimmte Feldstärke (z. B. 5000 Oersted) die Kurve s in Bild 2. Der Anstieg der Entropie findet bei einer Temperatur statt, bei der die Energie kT von der Grössenordnung der Energie ist, die es braucht, um einen atomaren Magneten aus seiner Gleichgewichtslage zu drehen. Diese Energie beträgt etwa μH , wobei μ das magnetische Moment des Atoms bezeichnet und H die magnetische Feldstärke. Der steile Teil einer solchen Kurve liegt also etwa bei der Temperatur

$$T \sim \frac{H \mu}{k}$$

Je grösser das Magnetfeld H , desto weiter wird die Kurve nach rechts verschoben (z. B. Kurve s_1 für 10 000 Oersted), und je kleiner das Feld, desto weiter nach links (z. B. Kurve s_2 ohne Feld).

Der Vorschlag, diese Feldabhängigkeit der Entropie zu benutzen, um sehr tiefe Temperaturen zu erreichen, wurde von *P. Debye* und unabhängig von ihm von *W. F. Giaque* in den Jahren 1926 und 1927 gemacht. Die magnetischen Momente der Atomhülle sind nämlich so gross, dass bei 1 °K Felder von 10 000 Oersted genügen, um $H\mu$ von der Grössenordnung von kT zu machen; also kann man durch Anlegen solcher Felder, die im Laboratorium ziemlich leicht hergestellt werden können, eine erhebliche Entropiereduktion verursachen. Ein geeignetes Material für solche Experimente wäre zum Beispiel ein Salz wie Eisen-Ammonium-Sulfat.

Wir verfolgen nun den experimentellen Vorgang anhand von Bild 2. Bei 1 °K und ohne Feld befinden wir uns beim Punkt A. Durch Einschalten des Feldes bei konstanter Temperatur unseres Salzes sinkt die Entropie, und wir erreichen den Punkt B. Damit die Temperatur konstant bleibt, muss Wärme bei 1 °K abgeführt werden. Wir verwenden dazu ein

Helium-Bad, das unter Vakuum siedet. Isoliert man nun das Salz thermisch von der Umgebung, so muss die Entropie konstant bleiben, so lange nur reversible Prozesse durchgeführt werden. Das langsame Ausschalten des Feldes wäre ein solcher reversibler Prozess. Wenn aber mit sinkendem Magnetfeld die Entropie konstant bleibt, so muss die Temperatur absinken. Wir erreichen schliesslich den Punkt C mit der Temperatur T_2 . Die praktische Durchführung dieses Verfahrens gelang zuerst *W. F. Giaque* im Jahre 1933. Er erreichte damals eine Temperatur von $T_2 = 0,2$ °K. Ein Jahr vorher hatte *W. H. Keesom* durch Verdampfen von Helium unter hohem Vakuum 0,7 °K erreicht.

Wie weit die Temperatur absinkt, hängt von der Lage der Entropiekurve für das Aussenfeld Null ab. Auch ohne Aussenfeld gibt es im Kristall magnetische und elektrische Kräfte, die bei genügend tiefen Temperaturen zu einer besseren Ordnung und damit zu einem Entropieabfall führen. Dieses Absinken der Entropie geschieht je nach dem Material bei Temperaturen zwischen 10^{-3} und 10^{-1} °K. Das sind die tiefsten Temperaturen, die man mit diesem Entmagnetisierungsverfahren erreichen kann. Bis jetzt hält wohl die von *D. de Klerk*, *M. J. Steenland* und *C. J. Gorter* im Jahre 1952 erreichte Temperatur von 0,0014 ° Kelvin den Rekord für dieses Verfahren.

Wie tief diese Temperatur ist, sieht man aus Bild 3, bei dem eine logarithmisch angeordnete Temperaturskala angewendet wird. Wir leben im Gebiet zwischen 250 °K und 320 °K. Bei 250 °K überlegt man sich, ob es nicht etwas kalt sei, um Skifahren zu gehen, und bei 320 °K sitzt man in der Nähe des Aequators und wartet auf die Ferien in Europa. Mit einem sehr guten Ofen kommt man auf 5000 °K. An der Sonnenoberfläche herrschen 6000 °K. Vor kurzem sind Temperaturen von etwa 2×10^6 °K in Gasen erreicht worden, und man möchte gerne etwa auf 3×10^8 °K ansteigen, um thermonukleare Reaktionen für friedliche Zwecke verwendbar zu machen!

Unterhalb Zimmertemperatur liegt bei 80 °K der Siedepunkt von flüssiger Luft. Bei 20 °K siedet Wasserstoff und bei 4,2 °K flüssiges Helium. 0,7 °K ist die tiefste Temperatur, die ohne adiabatische Entmagnetisierung zu erreichen ist. Weit unten ist 0,0014 °K. Man ist also mit dieser tiefsten Temperatur etwa so viele Zehnerpotenzen unterhalb Zimmertemperatur wie die thermonukleare Reaktion oberhalb der Zimmertemperatur ist.

Im Gegensatz zu den Hochtemperatur-Experimenten, die eine Situation herstellen wollen, wie sie im Inneren eines Sternes oder in einer Nova existiert, sind diese tiefen Temperaturen etwas ganz Neues; man findet sie nicht einmal im leeren Weltraum. Ein Körper steht nämlich überall, wo er sich befindet, im Strahlungsgleichgewicht mit der Umgebung. Das heisst, die ausgestrahlte Wärme muss gleich der von aussen einfallenden Wärme sein. So ist unsere Erde bei einer Temperatur von rund 300 °K im Strahlungsgleichgewicht mit ihrer Umgebung. Allerdings ist das einzige intensiv strahlende Objekt in unserer näheren Umgebung die Sonne, und wir müssen nur diese berücksichtigen. Um aber bei 10^{-3} °K im Strahlungsgleichgewicht mit der Sonne zu sein, müsste man etwa 10^6 Lichtjahre von der Sonne entfernt sein. Die intergalaktischen Distanzen sind aber nur von der selben Grös-

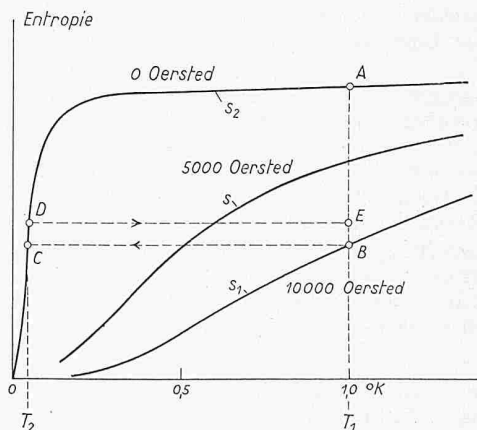


Bild 2. Entropie von Eisen-Ammonium-Alaun bei verschiedenen Magnetfeldern. BCDE stellt einen reversiblen Kreislauf dar, wie er zur Temperaturermittlung gebraucht wird.

senordnung. Es ist vielleicht noch interessant, zu erfahren, wie schnell ein kleiner, schwarzer Körper (z. B. aus Kupfer) sich auf 10^{-3} °K abkühlen würde, falls wir den Körper tatsächlich an einen Ort bringen könnten, wo er von keiner Wärmestrahlung getroffen würde. Diese Zeit beträgt einige Jahre. Es scheint also, dass trotz der beträchtlichen experimentellen Schwierigkeiten das adiabatische Entmagnetisieren doch schneller geht.

4. Untersuchungen im Gebiet der adiabatischen Entmagnetisierung

a) Das Messen tiefster Temperaturen

Wir fragen jetzt, welche wissenschaftlichen Probleme sich in dieser neuen Temperaturregion stellen. Das erste besteht darin, diese Temperaturen zu messen. Ein Gasthermometer kommt nicht in Frage, weil der Dampfdruck des Heliums zu klein ist. Schon bei etwa 0,3 °K wäre der Druck im Thermometer auch für das empfindlichste der existierenden Vakuum-Messgeräte zu klein. Also ist die gaskinetische Messmethode nicht geeignet. Aber unsere Temperaturdefinition, die vom Wirkungsgrad einer reversiblen Maschine ausgeht, können wir verwenden. Wir stellen uns ein Salz in einem Magnetfeld H bei bekannter Temperatur T_1 °K vor. Wir entmagnetisieren es und kommen zu Punkt C (Bild 2) bei der unbekanntem Temperatur T_2 . Man kann jetzt etwas Wärme Q_2 zuführen, wodurch die Entropie auf D anwächst. Dann wird wieder auf T_1 °K magnetisiert, und man erreicht den Punkt E . Diesmal braucht es ein kleineres Magnetfeld, um T_1 zu erreichen. Jetzt untersuchen wir, wie gross die Wärme Q_1 ist, die bei T_1 °K abgeführt werden muss, um bei Erhöhen des Feldes auf den ursprünglichen Wert H die Temperatur T_1 konstant zu halten. Die Anwendung der Gleichung

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$$

erlaubt dann eine Berechnung der gesuchten Temperatur T_2 .

Diese Temperaturmessung dient als Grundlage zur Eichung von sekundären Thermometern. Für diese gibt es mehrere Möglichkeiten: a) die Suszeptibilität des Salzes selber, b) den elektrischen Widerstand von Kohleschichten, c) den elektrischen Widerstand von Phosphor-Bronze-Drähten mit supraleitenden Einlagerungen. Wenn einmal eine Temperaturskala zur Verfügung steht, dann kann sinnvoll mit weiteren Untersuchungen angefangen werden. Diese beziehen sich zum grössten Teil auf Prozesse, die Ordnung hervorrufen, oder auf den Austausch von Ordnungen zwischen den verschiedenen Teilen eines Systems.

b) Paramagnetische Salze

Sehr intensiv wurden die magnetischen Eigenschaften der paramagnetischen Salze untersucht. Bei niedrigen Temperaturen zeigt sich der Einfluss von inneren elektrischen Feldern, die allmählich eine gewisse Ordnung in der magneti-

schen Orientierung der Atome hervorrufen. Wo diese Felder klein sind, sind es die magnetischen Kräfte zwischen den Metallmagneten selbst, die Ordnung schaffen. Je nach Element- und Atomabstand kann dann durch Parallelstellung aller magnetischen Momente oder durch ihre «Antiparallelstellung» (siehe Bild 1c) Energie gespart werden. Der Ordnungsprozess wird somit durch eine ferromagnetische oder antiferromagnetische Umwandlung vollzogen.

c) Supraleitfähigkeit

Ein anderes für die Metallphysik sehr interessantes Problem bildet die Supraleitfähigkeit, insbesondere das Suchen nach weiteren Elementen, die bei Temperaturen unter 1° K supraleitend sind. Bis jetzt sind etwa 22 supraleitende Metalle gefunden worden, von denen acht erst unter 1° K supraleitend werden. Einige andere Metalle werden so wenig oberhalb 1° K supraleitend, dass ihre wichtigen Eigenschaften nur durch Arbeiten in der Region der adiabatischen Entmagnetisierung untersucht werden können.

Supraleiter sind Metalle, die bei einer bestimmten, charakteristischen Temperatur, der sog. Sprungtemperatur, ihren elektrischen Widerstand verlieren und dann auch besondere magnetische Eigenschaften zeigen. Durch Anlegen eines oft nicht sehr grossen magnetischen Feldes wird die Supraleitfähigkeit wieder zerstört. Man kann somit auch unterhalb der Sprungtemperatur die Eigenschaften eines gegebenen Metalles sowohl als Supraleiter wie auch als Normalleiter untersuchen.

Messungen der spezifischen Wärme zeigen, dass die Entropie im supraleitenden Zustand kleiner ist als im normalen Zustand. Dies ist um so erstaunlicher, als das Elektronengas im Metall schon im normalen Zustand eine ausserordentlich kleine Entropie hat, was auf eine ungewöhnlich hohe Ordnung hinweist. Bild 4 zeigt die Entropie des Elektronengases im normalen Zustand und im supraleitenden Zustand. Diese kleinere, mit der dritten Potenz der absoluten Temperatur auf Null gehende Entropie wird damit erklärt, dass ein Teil der Elektronen ihre Entropie ganz verlieren und in Zuständen mit kleinerer Energie eingefangen werden. Diese entropielosen Elektronen können aber ohne Reibung elektrische Ströme tragen. Die Antwort auf die Frage, ob dieses zusätzliche Ordnen der Elektronen in allen oder nur in einer gewissen Gruppe von Metallen möglich ist, erfordert das Suchen nach Metallen, die erst bei tiefsten Temperaturen supraleitend werden.

d) Wärmeleitung

Wir haben bis jetzt die Erscheinungen so besprochen, wie wenn das Kristallgitter selbst gar keine Entropie hätte, sich also ganz ruhig verhielte und geordnet wäre. In Wirklichkeit vibriert es aber immer ein wenig. Diese Unordnung kann in der Nähe des Schmelzpunktes als Vibrationen der einzelnen Atome angesehen werden. Bei sehr niedrigen Temperaturen ist es jedoch richtiger, sie als eine Erregung von elastischen

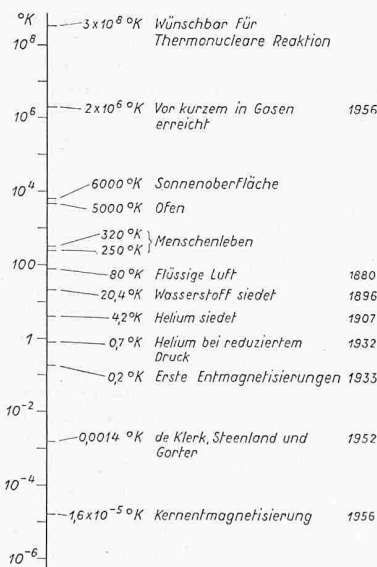


Bild 3. Logarithmische Temperaturskala

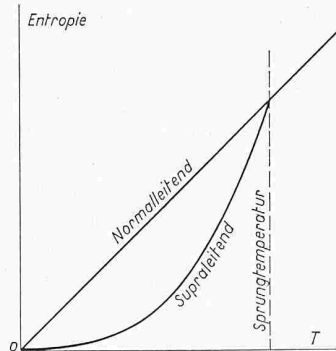


Bild 4. Grundsätzlicher Verlauf der Entropie von Metallelektronen in normalem und supraleitendem Zustand in Abhängigkeit der Temperatur

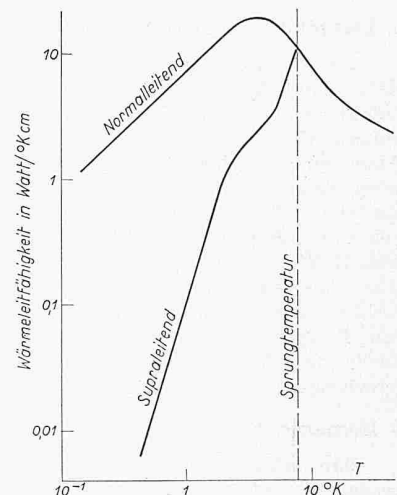


Bild 5. Wärmeleitfähigkeit eines Bleikristalls in normalem und supraleitendem Zustand in Abhängigkeit der Temperatur

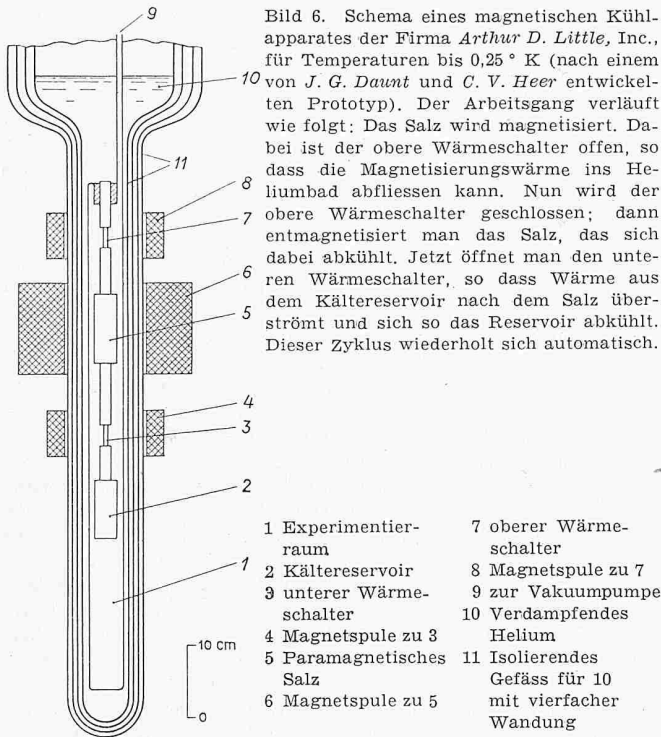


Bild 6. Schema eines magnetischen Kühlapparates der Firma *Arthur D. Little, Inc.*, für Temperaturen bis $0,25^\circ\text{K}$ (nach einem von *J. G. Daunt* und *C. V. Heer* entwickelten Prototyp). Der Arbeitsgang verläuft wie folgt: Das Salz wird magnetisiert. Dabei ist der obere Wärmeschalter offen, so dass die Magnetisierungswärme ins Heliumbad abfließen kann. Nun wird der obere Wärmeschalter geschlossen; dann entmagnetisiert man das Salz, das sich dabei abkühlt. Jetzt öffnet man den unteren Wärmeschalter, so dass Wärme aus dem Kältereservoir nach dem Salz überströmt und sich so das Reservoir abkühlt. Dieser Zyklus wiederholt sich automatisch.

- | | |
|------------------------------|--|
| 1 Experimentier-
raum | 7 oberer Wärme-
schalter |
| 2 Kältereservoir | 8 Magnetspule zu 7 |
| 3 unterer Wärme-
schalter | 9 zur Vakuumpumpe |
| 4 Magnetspule zu 3 | 10 Verdampfendes
Helium |
| 5 Paramagnetisches
Salz | 11 Isolierendes
Gefäß für 10
mit vierfacher
Wandung |
| 6 Magnetspule zu 5 | |

Wellen im Kristall zu betrachten. Die damit verbundene Entropie ist wichtig, weil diese Wellen, die sich ja fortpflanzen, im Kristall Wärme von Ort zu Ort tragen können. Dieser Wärmeleitmechanismus ist der einzige in nichtmetallischen Kristallen. Wie die Entropie des Gitters, so sinkt auch die Wärmeleitfähigkeit mit der dritten Potenz der absoluten Temperatur. Sie ist also 10^9 mal kleiner bei 10^{-3}°K als bei 1°K .

In Metallen leiten auch die Elektronen Wärme. Bei 1°K ist diese Wärmeleitfähigkeit meistens besser als die eines nichtmetallischen Kristalles und fällt nur linear mit der absoluten Temperatur ab.

In den Supraleitern stellt man ein interessantes Phänomen fest. Die entropielosen Elektronen — und das sind fast alle bei tiefsten Temperaturen — können auch keine Energie transportieren. Die Wärmeleitfähigkeit eines Supraleiters ist deshalb in dieser Temperaturregion trotz unendlicher elektrischer Leitfähigkeit nur so gross wie die eines nichtmetallischen Kristalles. Durch Einschalten eines Magnetfeldes kann man aber die Supraleiter elektrisch normalleitend machen und dann wird auch die Wärmeleitfähigkeit so gross wie in einem gewöhnlichen Metall. So kann man also durch Einschalten eines ziemlich kleinen Magnetfeldes Wärmeleitfähigkeiten um einen Faktor von vielleicht hundert oder tausend ändern.

5. Technische magnetische Kühlung

Gerade diese Möglichkeit, einen Wärmeschalter herzustellen, mit dem man den Wärmefluss von einem Ort zum andern ohne mechanische Mittel ändern kann, hat den letzten industriellen Tieftemperaturvorstoss erlaubt. Durch geschickte Anordnung solcher Wärmeschalter zwischen paramagnetischen Salzen kann man eine Wärmepumpe bauen, die Wärme aus einem Experimentiergefäß bei $0,2^\circ\text{K}$ in ein Heliumbad von 1°K pumpen kann. Solche Geräte, die Temperaturen bis $0,25^\circ\text{K}$ aufrechterhalten können, kann man jetzt im Katalog einer bekannten amerikanischen Firma¹⁾ finden und tatsächlich auch kaufen (Bild 6). Somit ist auch das Erreichen von Temperaturen unterhalb einem Grad Kelvin zu einem Zweig der Technik geworden, und der Physiker muss sich schwierigere Aufgaben suchen.

6. Kernaussrichtung

Eine solche Aufgabe bildet ein Experiment, das bis vor kurzem der Stolz der Tieftemperaturphysik war. Das ist die Ordnung oder Parallelstellung von Atomkernen. Atomkerne haben, wie die Atomhülle, oft ein magnetisches Moment, d. h.

sie sind kleine Magnete. Zwar ist dieses magnetische Moment tausend mal kleiner als das der Hülle, und es braucht deshalb höhere Felder oder niedrigere Temperaturen als bei der Elektronenhülle, um eine Ordnung herzustellen. Bei einigen wenigen Salzen bestehen aber in der Umgebung des Kernes ganz starke innere Felder, die bei etwa $0,01^\circ\text{K}$ zu einer Parallelstellung der Kernmomente führen. Mit solchen Salzen gelang im Jahre 1951 zum ersten Mal eine Kernaussrichtung von Kobalt. Das Interesse für solche Experimente liegt darin, Anisotropien, wie sie zum Beispiel bei der Strahlung infolge radioaktivem Zerfall auftreten, messen zu können. Solche Messungen sind in neuester Zeit für verschiedene Isotopen in Laboratorien in England, Holland und den Vereinigten Staaten mit Ergebnissen ausgeführt worden, die durch andere Experimente nicht hätten gewonnen werden können.

7. Die allertiefsten Temperaturen

Wie Sie sehen, hat man es hier mit Substanzen zu tun, die ihre Atomkerne bei etwa $0,01^\circ\text{K}$ selber ordnen. Wenn wir aber eine Substanz nehmen würden, bei der keine solchen inneren Felder bestehen, so könnte man durch Anlegen eines äusseren Magnetfeldes die Entropie verringern, genau wie es bei 1°K beim gewöhnlichen adiabatischen Entmagnetisierungsverfahren gemacht wird. Zwar muss man dazu Felder von 2×10^4 Oersted und Temperaturen von $0,01^\circ\text{K}$ zur Verfügung haben. Nachdem sich die Ordnung eingestellt hat, reduziert man das Feld adiabatisch auf Null und sollte, wie auch beim ersten Fall, eine Abkühlung erhalten. Diese Entmagnetisierung führt zu viel tieferen Temperaturen als die Entmagnetisierung der Atomhülle, weil die Energien im Falle von Kernentmagnetisierung viel kleiner sind.

Diese Möglichkeit hat schon 1934, also ein Jahr nach der ersten, gewöhnlichen Entmagnetisierung, *C. J. Gorter* bemerkt, und es wurde kurz darnach von verschiedenen Autoren darauf hingewiesen, dass Temperaturen von vielleicht 10^{-6}°K erreichbar sein sollten.

Es hat nach dieser ersten Verwirklichung lange gedauert bis zur tatsächlichen Ausführung. Die Herstellung von genügenden Feldern, die Wärmeabführung bei $0,01^\circ\text{K}$ und andere Aufgaben haben ausserordentliche und zum Teil unerwartete Schwierigkeiten bereitet. Erst vor wenigen Monaten ist nun dieses Experiment endlich gelungen, nachdem die drei grössten und best ausgerüsteten Tieftemperaturlaboratorien der Welt sich seit zehn Jahren intensiv damit befasst hatten. Beim erwähnten Experiment wurde im Mai 1956 in Oxford²⁾ eine Temperatur von $1,6 \times 10^{-5}^\circ\text{K}$ in einer Kupferpille von einigen Gramm erreicht, und während etwa zehn Sekunden aufrecht erhalten. Es ist vielleicht interessant, zu bemerken, dass der Wirkungsgrad des Experimentes von der Grössenordnung 10^{-14} ist. Die Wärmezufuhr ist 10^{-9} Watt und die aufgewendete Magnetleistung 10^5 bis 10^6 Watt.

Zunächst sind wenige, rein wissenschaftliche Ergebnisse sichtbar, und wenn der Laie den Aufwand an Geduld, Energie und Geld betrachtet, so wird er wohl viel weniger Begeisterung verspüren als der Physiker. Er wird sich vielleicht sogar an Horaz' Zeile erinnern: «Parturiunt montes nascetur ridiculus mus». Ob dies nur ein Temperaturrekord ist oder ob ein reiches, neues Forschungsgebiet sich eröffnet hat, wissen wir heute noch nicht. Man kann aber mit gutem Gewissen sagen, dass mit diesem Experiment die allertiefsten Temperaturen erreicht worden sind.

Die Forschungsaufgaben in diesem neuen Gebiet werden zum grossen Teil analog denen sein, die bereits für die durch adiabatische Entmagnetisierung der Atomhülle erreichten Temperaturregionen bearbeitet werden. So sind schon jetzt Anzeichen vorhanden, dass bei Kupfer ein Ferromagnetismus der Atomkerne auftreten wird.

Die hier beschriebene Technik wird bis zu Temperaturen von rd. $5 \times 10^{-7}^\circ\text{K}$ wirksam sein. Wenn diese Temperaturregion erforscht ist, müssen wir nach irgend einem neuen Prozess suchen, um uns noch weitere Vorstösse zu tieferen Temperaturen zu erlauben.

Aber auch wenn wir wirklich zu noch tieferen Temperaturen kommen können, werden uns nicht alle Aufräumungs-

²⁾ *N. Kurti, F. N. H. Robinson, Sir Francis Simon und D. A. Spohr*, «Nature» 178, 450 (1956). Der Leiter des Physikalischen Laboratoriums an der Universität Oxford, Sir Francis Simon, ist kurz nach dem Erscheinen dieser Veröffentlichung im Alter von 63 Jahren gestorben.

¹⁾ *Arthur D. Little, Inc.*, 30 Memorial Drive, Cambridge 42, Mass.

oder Ordnungsprozesse gelingen. Ein Beispiel dafür wird wahrscheinlich die Isotopentrennung sein. Viel Entropie würde verschwinden, wenn in Substanzen, die aus verschiedenen Isotopen eines Elementes bestehen, die Isotopen sich selbst schön systematisieren oder trennen liessen. Hier ist zwar der ideale Zustand am absoluten Nullpunkt derjenige mit geordneten Isotopen, doch ist das Isotopensystem wohl zu ewiger Unordnung verdammt, weil es keinen Mechanismus gibt, der einen Platzwechsel ermöglichen würde. Ein ähnliches, bekanntes Beispiel ist das Glas bei Zimmertemperatur. Diese amorphe Substanz sollte sich eigentlich spontan rekrystallisieren, aber die Unordnung ist eingefroren, und selbst Glasgegenstände aus der Römerzeit sind noch heute gut erhalten.

Die Verlangsamung der Prozesse wird wohl für den Versuch, bei noch tieferen Temperaturen zu arbeiten, das grösste

Hindernis bilden. Thermisches Gleichgewicht zwischen den Teilen des Materials setzt mit sinkender Temperatur immer langsamer ein. Es ist nicht nur der Wärmetransport von Ort zu Ort, der verlangsamt wird, auch der Wärmeaustausch zwischen den Komponenten des Systems wird kleiner. Die Elektronen, die Gitterwellen, die atomaren magnetischen Momente und die Kernmomente können sich kaum ins thermische Gleichgewicht bringen lassen; vielmehr muss jede durch eine eigene Temperatur beschrieben werden. Alsdann kann von einer Temperatur des Gesamtsystems nicht mehr gesprochen werden. Ich glaube, hier liegt der Kältetod der Tieftemperaturphysik.

Adresse des Verfassers: Dr. Phys. J. L. Olsen, Steinbrüchelstr. 6, Zürich 53.

Die Verkehrsplanung der Stadt Zürich

DK 711.7:656

Gedanken und Anregungen von Professor Dr. h. c. **Hans Hofmann**, Eidg. Technische Hochschule, Zürich

In der Sitzung des Baukollegiums der Stadt Zürich vom 12. Juni 1956 hat Stadtingenieur H. Steiner über die zukünftige Verkehrsplanung referiert. In der anschliessenden Diskussion habe ich meine Bedenken gegen die vorgesehene Planung geäussert. Seither habe ich mich immer wieder mit den gestellten Problemen beschäftigt und mich auch verpflichtet gefühlt, die damals mehr spontan und summarisch geäusserte Kritik durch ein genaues Studium der beiden Gutachten von Kremer-Leibbrand und von Pirath-Feuchtinger und des Zwischenberichtes des Stadtrates vom 13. März 1956 zu überprüfen. Ich will nicht nur kritisieren, sondern ich möchte versuchen, Anregungen und konkrete Gegenvorschläge für die Abklärung des vielschichtigen Problems zu machen.

Es steht mir nicht zu, die Arbeit der beiden Gutachtergruppen zu analysieren und zu bewerten, aber ich will Stellung beziehen für die jetzt fällige Auswertung der Gutachten der Verkehrsfachleute und die Beschlussfassung über die zukünftige Verkehrsplanung unserer Stadt.

Die Stadt Zürich soll in Zukunft nicht nur schnellere kollektive Verkehrsmittel und breitere Strassen für die Autos erhalten, sondern

unsere schöne Stadt soll noch schöner werden.

Wir müssen gleichzeitig eine grosszügige Verkehrs- und baukünstlerische Planung durchführen. Besteht sonst nicht die grosse Gefahr, dass bei dem grossen Geldaufwand für die Verkehrsaniegerung am Schluss kein Franken für die baukünstlerische Gestaltung und Verschönerung unserer Stadt übrigbleibt?

Selbstverständlich muss Zürich verkehrstechnisch saniert werden, aber bestimmt nicht nur durch eine einseitige Massnahme für den Gewinn von Sekunden und Minuten. Wir haben Tag für Tag 800 bis 1000 Minuten zur Verfügung und gewinnen nach den Tabellen der Gutachter je nachdem vier, fünf oder sechs Minuten, vielleicht auch einmal eine Viertelstunde, also ganze 1 bis 2 Prozent der Tageszeit!!

Ich glaube, wir brauchen einen Wertmasstab, welcher nicht nur nach Zeitgewinn misst, den Bürger nicht nur als Fahrgast der Strassenbahn oder als Lenker seines Autos sieht, sondern auch als Menschen und Fussgänger, dem seine Stadt nicht nur Verkehrsmaschinerie, sondern Raum und Atmosphäre bedeutet. Wir müssen versuchen, die Stadt nicht nur schneller, sondern auch angenehmer und gefahrloser zu gestalten. Ich rate jedermann, einmal einige Minuten still zu stehen, um den Verkehr auf den grossen Plätzen während den Spitzenzeiten zu beobachten. Es ist fürwahr ein menschenunwürdiges Schauspiel, wie das Auto den Menschen ständig bedroht, unwürdig, wenn ein fils à papa mit seiner toll-rassigen und grossen Limousine einen Invaliden oder eine Greisin erschreckt. Zwischen den Autos und den Strassenbahnen hastet und rennt die Menschheit in Missachtung des bekannten Spruches: «Nimm Dir Zeit und nicht das Leben!»

Selbstverständlich müssen wir dem Auto in Zukunft mehr Raum geben, aber wir müssen auch dem Fussgänger wiederum gefahrlose Wege und Plätze schaffen. Das Züri-

fäuscht, wie ich es 1951 vorgeschlagen habe, war nicht als «Chilbi» gemeint, sondern als ein frohes und heiteres Besitzergreifen der autofreien Strassen und Plätze durch die Bürger der Stadt. Seit der Landi, der kleinen Stadt für Fussgänger, predige ich die Trennung von Fussgänger und Auto und versuche seit vielen Jahren, mit meinen Studenten ideale Cityquartiere mit klarer Trennung von Auto und Fussgänger zu projektieren. Heute wird diese Forderung allgemein anerkannt, und sie sollte auch für die Verkehrsplanung von Zürich Richtlinie sein, soweit eine gewachsene Stadt solche Lösungen zulässt. Das viel zitierte Wortpaar Mensch und Technik bedeutet für mich nicht Opposition gegen die Technik, in unserem Fall nicht gegen das Auto — wohl aber gegen seine Ueberwertung. Ich glaube, dass der selbe Menschengestalt, der die technischen Erfindungen schafft, auch fähig sein sollte, die technischen Mittel so zu gebrauchen, dass sie dem Menschen in seiner Ganzheit, in seiner einzigartigen Konstanz, als intelligentes und fühlendes Lebewesen dienen.

Mit dieser Einleitung habe ich versucht, meinen Standpunkt für die Wertung der gestellten Probleme zu umschreiben, und nun will ich zu den einzelnen Fragen Stellung beziehen.

Englische Arbeitszeit

Alle wissen es, und die Gutachter bestätigen es auch tabellarisch, dass die Verkehrssanierung in erster Linie wegen den Spitzenzeiten um 12.00 Uhr erfolgen muss, welche nach Pirath im Durchschnitt nur 12 Minuten dauern. Nach einem Referat von Direktor E. Heiniger von den Verkehrsbetrieben der Stadt Zürich werden im Winter um die Mittagszeit 70 bis 75 000 Berufspendler innerhalb von 17 Minuten befördert. Beide Gutachtergruppen schlagen die Einführung der Englischen Arbeitszeit vor. Sie unterliessen es aber leider, eine Untersuchung mit Einführung der Englischen Arbeitszeit durchzuführen.

Ich sehe nicht ein, dass man nicht das rascheste Sanierungsmittel durch Aufheben des heutigen hastigen und nervösen «Suppenverkehrs» (Pirath) sofort ergreift, besonders im Hinblick darauf, dass die vorgeschlagene Sanierungsperiode 25 Jahre in Anspruch nehmen soll. Warum führt die Stadt als grösste Verwaltung die Englische Arbeitszeit nicht ein? Alle Projekte oder Neubauten von Grossbanken und grossen Verwaltungen, welche ich kenne, reservieren den Raum für eine zukünftige Kantine, für die in der Luft liegende Englische Arbeitszeit. Je grösser unsere Stadt wird, desto hastiger und unangenehmer wird, auch nach der Verkehrssanierung, der Suppenverkehr werden. Bei Vollausbau der Aussensiedlungen werden nach den Gutachten 36 bis 38 % der Bevölkerung ausserhalb einer halbstündigen Reisezeit wohnen. Vielleicht wird dann doch später die Englische Arbeitszeit eingeführt. Noch lange Zeit werden wir überlastete Strassenbahnen und rennfahrende Automobilisten haben, welche verärgert auf das grüne Licht lauern. Man hat vielleicht oft beinahe unter Lebensgefahr einige Minuten bis zu seiner Haustüre gewonnen und verliert sie dann unversehens, weil die Suppe noch nicht bereit oder zu heiss ist. Vielleicht