

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 57 (1966)
Heft: 22

Artikel: Einige Grundlagen tiefgekühlter Leiter und Supraleiter
Autor: Olsen, J.L.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-916648>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 17.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

La figure 2 montre les relations entre la différence des frais annuels fixes et le prix du combustible favorable à l'accumulation artificielle pour couvrir la production régularisée du système envisagé.

Pour conclure cet exemple, voyons si les centrales thermiques classiques et les centrales nucléaires de types éprouvés doivent être complémentées par un système d'accumulation artificielle pour produire de l'énergie régularisée. Le tableau II montre les investissements spécifiques approximatifs ainsi que les frais annuels fixes de différentes installations considérées. Il est à noter que les deux types de centrales nucléaires produisent de l'énergie au même prix pour une durée d'utilisation de 7000 h par an.

On voit donc que les centrales nucléaires à uranium naturel et eau lourde devront être complémentées par des systèmes à accumulation artificielle pour produire de l'énergie régularisée avantageusement.

Le cas des centrales nucléaires à uranium enrichi et eau naturelle est marginal et une analyse beaucoup plus serrée est nécessaire avant de décider comment produire de l'énergie régularisée. Les centrales thermiques classiques, principalement à cause de leurs hauts frais de combustible, pourront satisfaire directement à la demande d'énergie régularisée.

Il est évident que ces résultats ne peuvent s'appliquer directement aux conditions du réseau suisse, car l'exemple numérique présenté ici ne tient pas compte des possibilités de production d'énergie de base par les usines au fil de l'eau et

d'énergie de pointe par les usines à accumulation. Malheureusement, étant donné le manque d'information cité plus haut, il n'est pas justifiable pour l'instant d'effectuer une analyse beaucoup plus exacte.

4. Conclusions

Les résultats de cette étude préliminaire montrent que, si les usines thermiques installées en Suisse sont à combustible nucléaire, l'accumulation artificielle devra compléter les installations productrices d'énergie régularisée, peut-être déjà au cours de la décennie suivant 1980. Malheureusement, toutes les informations nécessaires à l'étude détaillée de ce problème ne sont pas actuellement disponibles. Il faudrait en tous cas connaître les durées de retenue de tous les apports naturels aux usines hydro-électriques aussi bien pour celles au fil de l'eau que pour celles à accumulation. La connaissance de diagrammes de charge de jours ouvrables autres que les mercredis permettrait aussi d'obtenir de meilleurs résultats.

Bibliographie

- [1] Office fédéral de l'économie énergétique: Production et consommation d'énergie électrique en Suisse pendant l'année hydrographique 1963/64. Bull. ASE 56(1965)7, p. 251...269.
- [2] W. Schürli et E. Zihlmann: Perspectives d'approvisionnement de la Suisse en électricité. Bull. ASE 56(1965)10, p. 397...406.

Adresse de l'auteur:

A. L. Colomb, «Motor-Columbus» S. A. d'Entreprises Electriques, 5400 Baden.

Einige Grundlagen tiefgekühlter Leiter und Supraleiter

Vortrag, gehalten an der Diskussionsversammlung des SEV vom 17. Mai 1966 in Zürich,

von J. L. Olsen, Zürich

In diesem Aufsatz werden die Physik und einige technologische Probleme gekühlter Leiter und Supraleiter besprochen. Die physikalischen Eigenschaften und wesentlichen Probleme der tiefgekühlten normalen Leiter sind von jenen der Supraleiter ganz verschieden. In beiden Fällen liegen jedoch die Vorteile der Verwendung von tiefen Temperaturen in der grossen damit verbundenen Reduktion des Widerstandes. Es ist ja der spezifische Widerstand, der die Leistungsaufnahme und die Dimensionierung der elektrischen und elektromechanischen Geräte bestimmt. Im Fall der normalen, nicht supraleitenden Metalle kann man je nach deren Reinheit und Temperatur eine Widerstandsreduktion um einen Faktor 10^5 gegenüber der Zimmertemperatur erzeugen. Im Falle der Supraleiter ist der Tieftemperatur-Widerstand für Gleichstrom gleich Null und das Widerstandsverhältnis ist unendlich.

1. Normalleiter

Der Widerstand ϱ eines normalen Metalls setzt sich aus zwei unabhängigen Gliedern zusammen:

$$\varrho = \varrho_r + \varrho_{th} \quad (1)$$

ϱ_r ist der Widerstand, der von der Streuung der Elektronen durch Verunreinigungen und Gitterstörstellen herrührt, und ϱ_{th} der Widerstand, der von der thermischen Bewegung des Gitters herrührt. Das erste Glied ϱ_r ist temperaturunabhängig, und der zweite Anteil, ϱ_{th} , ist von ϱ_r fast unabhängig. Diese Aussage, die sog. Matthiessensche Regel, ist sehr nützlich für

die Berechnung des elektrischen Widerstandes eines Metalls. Genauere Untersuchungen von ϱ_{th} zeigen bei allen Metallen annähernd die selbe Temperaturabhängigkeit; dies kann man so schreiben:

$$\varrho_{th}(T) = \varrho_{th}(\Theta) \cdot f(T/\Theta) \quad (2)$$

Hier ist die Funktion $f(T/\Theta)$ gegeben durch:

$$f(T/\Theta) = 4,225 \left(\frac{T}{\Theta} \right)^5 J_5 \left(\frac{\Theta}{T} \right) \quad (3)$$

Die Konstante Θ hängt vom Metall ab und ist von der selben Grössenordnung wie die Debye-Temperatur, die in der Theorie

Werte von $J_5(\Theta/T)$ und $f(T/\Theta)$

Tabelle I

$\frac{T}{\Theta}$	$J_5 \left(\frac{\Theta}{T} \right)$	$4,225 \left(\frac{T}{\Theta} \right)^5 \cdot J_5 \left(\frac{\Theta}{T} \right)$
0	124,43	0
0,05	124,42	$1,64 \cdot 10^{-4}$
0,07692	123,14	$1,40 \cdot 10^{-3}$
0,1	116,38	$4,92 \cdot 10^{-3}$
0,125	101,48	$1,31 \cdot 10^{-2}$
0,166	70,873	$3,85 \cdot 10^{-2}$
0,2	50,263	$6,79 \cdot 10^{-2}$
0,25	29,488	$1,22 \cdot 10^{-1}$
0,333	12,771	$2,22 \cdot 10^{-1}$
0,5	3,2293	$4,27 \cdot 10^{-1}$
0,6666	1,1199	$6,23 \cdot 10^{-1}$
0,8333	0,47907	$8,13 \cdot 10^{-1}$
1	0,23662	1,0
1,25	0,098845	1,275

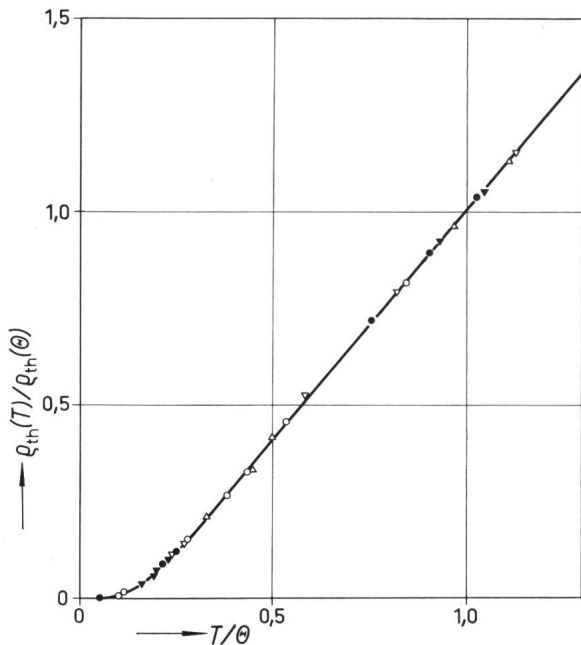


Fig. 1

Verlauf des reduzierten elektrischen Widerstandes $\rho_{th}(T)/\rho_{th}(\theta)$ als Funktion von T/θ für einige Metalle

Die eingezeichnete Kurve entspricht den Gleichungen (2) und (3)
 • Li, $\theta = 363^\circ\text{K}$; o Na, $\theta = 202^\circ\text{K}$; ▽ Cu, $\theta = 333^\circ\text{K}$;
 △ Au, $\theta = 175^\circ\text{K}$; ▽ Pb, $\theta = 86^\circ\text{K}$

über die spezifische Wärme eines Metalls auftritt. Die Funktionen $J_5(\theta/T)$ und $f(T/\theta)$ sind in Tabelle I angegeben. Fig. 1 zeigt beobachtete Werte von $\rho_{th}(T)/\rho_{th}(\theta)$ als Funktion von T/θ für eine Auswahl von Metallen. Tatsächlich liegen alle diese Punkte auf der selben Kurve.

Bei hohen Temperaturen ist ρ_{th} proportional zur absoluten Temperatur, während ρ_{th} bei den tiefsten Temperaturen proportional zu T^5 wird. ρ_{th} kann also bei genügend tiefen Temperaturen vernachlässigt werden.

Der Widerstand ρ_r , der von Verunreinigungen und von Gitterstörungen herrührt, variiert von Metallprobe zu Metallprobe. Typische Werte für das Verhältnis ρ_r zum Zimmertemperatur-Widerstand ρ_z sind in Tabelle II aufgeführt.

Bei verhältnismässig kleinen Verunreinigungskonzentrationen ist ihr Beitrag zu ρ_r proportional zur Konzentration. Der Einfluss der verschiedenen Verunreinigungsarten in einem gegebenen Metall wird durch Lindes Regel gut angegeben. Nach dieser Regel ist die Widerstandszunahme $\Delta\rho$ für eine bestimmte Konzentration gegeben durch:

$$\Delta\rho = a + b Z^2 \quad (4)$$

wobei Z der Valenzunterschied zwischen den Komponenten der Legierung ist. Für ein gegebenes Grundmetall ist b eine Konstante; a ist konstant für zulegierte Metalle aus einer bestimmten Reihe im periodischen System. Für Kupfer liegt b in der Grössenordnung von $2 \cdot 10^{-7} \Omega \text{ cm/at } \%$.

Dislokationen und Kaltbearbeitungen geben auch einen Beitrag zu ρ_r . Dies ist aber leider ein recht komplexes Problem,

Restwiderstandsverhältnisse (ρ_r/ρ_z) einiger Metallproben

Tabelle II

Messing	0,6
Kommerziell erhältliches Elektrolytkupfer	10^{-2}
Sehr reines Kupfer, getempert	10^{-3}
Reines Aluminium	$3 \cdot 10^{-3}$
Reines Aluminium, getempert	$6 \cdot 10^{-4}$
Sehr reines Indium	$5 \cdot 10^{-5}$

weil eine gegebene Kaltbearbeitung einen Einfluss hat, der auch vom Verunreinigungsgehalt abhängig ist. Der Einfluss von Kaltbearbeitung kann durch Tempern reduziert werden. Im Fall von Aluminium genügen Temperaturen unterhalb 200°C , um den grössten Teil des durch Ziehen verursachten Zusatzwiderstandes zu entfernen.

Der totale spezifische Widerstand als Funktion der Temperatur ist für einige typische, reine Metallproben in Fig. 2 gezeigt. Materialien dieser Reinheit sind heute ohne allzugrosse Schwierigkeiten erhältlich.

Eine Reduktion des Restwiderstandes ρ_r um eine Zehnerpotenz würde sehr grosse technische Schwierigkeiten bereiten.

Jede Kühlung in einem elektrischen Gerät vermindert die Jouleschen Verluste. Andererseits muss die Kühlung irgendwie geliefert werden, um die Leiter kalt zu halten. Es ergeben sich nun zwei Möglichkeiten:

- Man kann die Vorteile, die mit der Kühlung verbunden sind, beurteilen, ohne die dafür erforderlichen Apparaturen und die Leistungsaufnahme in Betracht zu ziehen.
- Man kann die Berechnungen unter der Annahme machen, dass die Herstellungskosten des Kühlmittels nicht vernachlässigt werden dürfen.

a) Wenn die nötige Kühlflüssigkeit kostenlos zur Verfügung steht, dann ist einfach die Situation mit minimalem Widerstand vorzuziehen, unabhängig von der Temperatur, bei welcher dieses Minimum liegt. Als Beispiel einer solchen Anwendung gekühlter Leiter dürften die von Laquer in Los Alamos verwendeten wasserstoffgekühlten Solenoide erwähnt werden. Hier werden Spulen mit einem Innendurchmesser von 6 cm verwendet, um 70 000 A/cm-Felder herzustellen. Diese Spulen haben eine Verlustleistung von 25 kW bei der Temperatur flüssigen Wasserstoffes. Spulen gleicher Grösse, bei Zimmertemperatur betrieben, würden eine Leistung von mehreren Me-

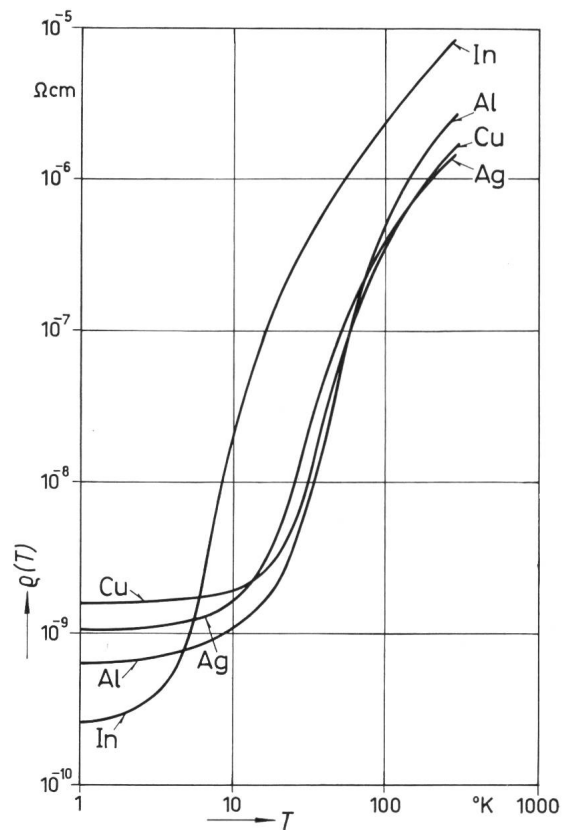


Fig. 2

Spezifischer Widerstand ρ einiger reiner Metallproben, in Funktion der Temperatur T

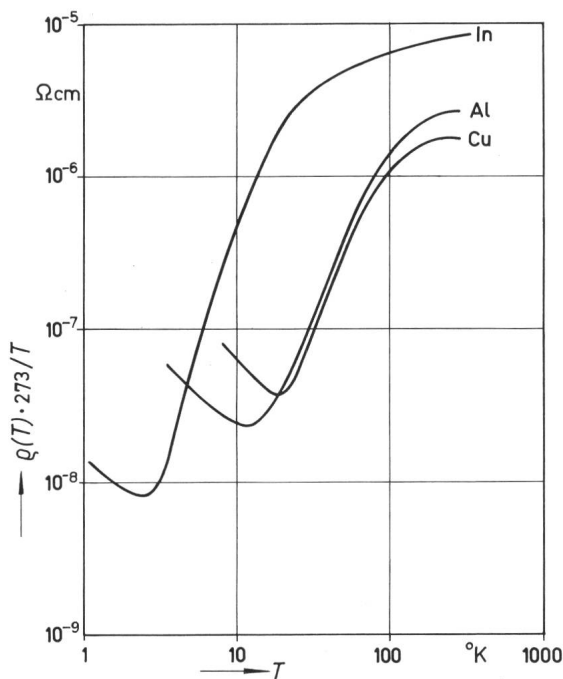


Fig. 3
Die Grösse $\varrho(T) \cdot 273/T$ in Funktion der Temperatur T

gawatt und ausserordentlich komplizierte Kühlwasserinstallationen erfordern.

b) Betrachtet man nun die Situation, in welcher die Leistung des Kühlaggregates mitberücksichtigt wird, so sind andere Kriterien massgebend. Wenn unsere Spule bei einer Temperatur T_1 betrieben wird und eine Leistungsaufnahme P_1 hat, dann wird die gesamte notwendige Leistung bei Zimmertemperatur T_z :

$$P = P_1 T_z / T_1 \quad (5)$$

falls die Kühlmaschine den optimalen Carnot-Wirkungsgrad aufweist. Es ist nun von Interesse, diese Grösse zu untersuchen und dabei zu berücksichtigen, dass P_1 proportional zum spezifischen Widerstand $\varrho(T)$ des Materials bei der Temperatur T ist. Somit findet man:

$$P = A \varrho(T_1) T_z / T_1 \quad (6)$$

$$P/P_z = \varrho(T_1) T_z / \varrho(T_z) T_1 \quad (7)$$

Dabei ist A eine Konstante, P die gesamte Leistung für eine auf die Temperatur T_1 gekühlte Spule; P_z bedeutet die Leistung, die man verwenden müsste, wenn dieselbe Spule ohne irgendwelche Kühlung bei Zimmertemperatur betrieben würde. Da $\varrho(T)$ bei den höheren Temperaturen proportional zu T ist, so übt in diesem Temperaturbereich eine Kühlung auf die Gesamtleistung gar keinen Einfluss aus. Bei den tieferen Temperaturen hingegen, wo der thermische Anteil von ϱ proportional zu T^5 ist, wird sich eine Kühlung als nützlich erweisen. Ein Blick auf Gl. (7) zeigt, dass bei einer Planung gekühlter elektrischer Maschinen die Grösse $\varrho(T) \cdot 273/T$ die kritische Grösse ist. Entsprechende Kurven für einige Materialien grosser Reinheit werden in Fig. 3 gezeigt. Danach

existiert für jedes gegebene Material eine optimale Betriebstemperatur.

Bei einer Auswertung der Kurven in Fig. 3 ist jedoch zu berücksichtigen, dass eine Kühlinstallation meistens einen Wirkungsgrad aufweist, der etwa zehnmal schlechter ist als der eines idealen Carnot-Prozesses. Aus diesem Grunde können die reinsten, heute verfügbaren Materialien nur eine Gesamtleistungsreduktion von etwa einem Faktor 10 mit sich bringen.

Ein weiterer Effekt trägt zur Reduktion der Wirtschaftlichkeit einer gekühlten Spule bei. In einem Magnetfeld erhöht sich der Widerstand eines elektrischen Leiters. Diese Widerstandserhöhung $\Delta\varrho$ ist eine Funktion des Quotienten H/ϱ , gegeben durch:

$$\Delta\varrho/\varrho = F(H/\varrho) \quad (8)$$

wobei ϱ der spezifische Widerstand in Abwesenheit eines Feldes ist. Die Form dieser Funktion für einige Metalle sieht man in Fig. 4 aufgezeichnet. In kleinen Feldern ist sie proportional zu H^2 , während in hohen Feldern verschiedene Metalle Widerstandsänderungen, die proportional zu H^0 , H^1 oder H^2 sind, aufweisen. Weil $\Delta\varrho/\varrho$ eine Funktion von H/ϱ ist, wird $\Delta\varrho/\varrho$ umso grösser, je kleiner der Widerstand, d. h. je reiner das Material und je tiefer dessen Temperatur ist. Um den Einfluss dieses Effektes zu beurteilen, ist es besonders interessant, den spezifischen Widerstand $\varrho(H)$ im Felde H als eine Funktion von $\varrho(0)$, dem spezifischen Widerstand ohne Feld, aufzuzeichnen. Einige typische Kurven sind in Fig. 5 angegeben. Wie man sieht, liegen verschiedene Verhalten vor. In Metallen wie Aluminium und

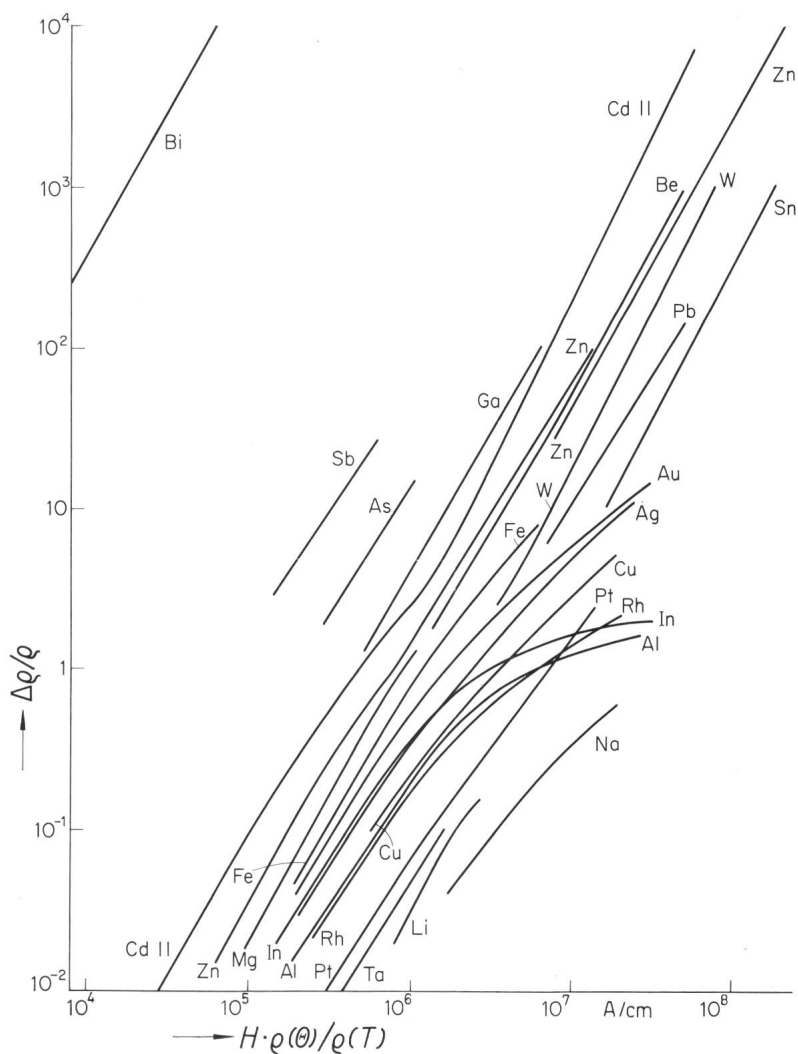


Fig. 4
Kohlersches Diagramm
Magnetische Widerstandsänderung $\Delta\varrho/\varrho$ als Funktion von $H \cdot \varrho(0)/\varrho(T)$

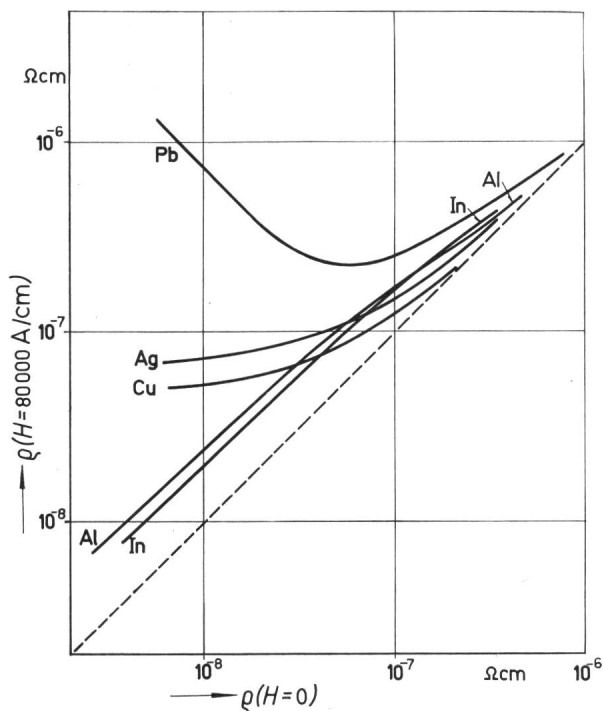


Fig. 5
Spezifischer Widerstand ρ im Feld $H = 80\,000$ A/cm als Funktion
des Widerstandes ohne Feld $\rho(H=0)$

Indium, bei denen die Feldabhängigkeit des Widerstandes in hohen Feldern einen Sättigungswert anstrebt, ist es nützlich, möglichst kleine Restwiderstände zu erreichen. In Metallen wie Kupfer, Silber und Gold, worin die Widerstandsänderung in hohen Feldern proportional zum Feld ist, sinkt $\rho(H)$ zunächst mit sinkendem $\rho(0)$ ab, um bei den tiefsten Temperaturen einen Sättigungswert anzustreben. Im dritten Fall von Metallen wie Blei und Zinn, die bei hohen Temperaturen eine H proportionale Widerstandsänderung haben, kann eine zu starke Reduktion des Widerstandes ohne Feld sogar ungünstig sein, und sehr reine Proben schlechtere Verhältnisse zeigen als etwas verunreinigte.

Bei hohen Frequenzen spielt der Skin-Effekt, wonach ein hochfrequenter Strom an die Leitoberfläche gedrängt wird, eine wichtige Rolle. Dieser Einfluss steigt mit erhöhter Leitfähigkeit und ist für einen Leiter gegebener Geometrie eine Funktion des Produktes von Frequenz und Leitfähigkeit. Für sehr hohe Frequenzen stellt der sog. anomale Skin-Effekt eine absolute obere Grenze für die durch Leitfähigkeitserhöhung erreichbare Reduktion der Jouleschen Verluste dar.

Man kann jetzt die Eigenschaften zusammenfassen, die man braucht, um einen geeigneten auf Tieftemperatur gekühlten Leiter zu finden. Man braucht ein reines Metall mit einem möglichst tiefen Restwiderstand. Wenn es auch möglich ist, ein Metall mit einem hohen Wert des Parameters θ zu finden, dann wird die optimale Temperatur für den Betrieb von gekühlten Geräten höher sein als in einem Metall mit niederem Debye- θ . Soll das Gerät ein Magnetfeld produzieren wie im Fall einer Magnetspule, dann muss man auch Substanzen mit kleinen magnetischen Widerstandsänderungen auswählen, und hier kommen hauptsächlich die Metalle Indium, Aluminium und Natrium in Frage. Für Leiter, die nicht im Magnetfeld verwendet werden sollen, bietet Beryllium sehr interessante Möglichkeiten, falls es in grösserer Reinheit als bisher hergestellt werden könnte.

2. Supraleitung

In Supraleitern fällt der spezifische Widerstand sprunghaft auf Null beim Abkühlen auf eine bestimmte kritische Temperatur T_c . Es ist experimentell gezeigt worden, dass der spezifische Widerstand unterhalb dieser Temperatur um wenigstens einen Faktor 10^{15} kleiner ist als derjenige bei Zimmertemperatur, und theoretische Überlegungen führen zur Annahme eines tatsächlich verschwindenden Widerstandes. Dieses Phänomen wurde 1911 von *Kamerlingh Onnes* in Leiden an Quecksilber entdeckt. Seitdem wurden weitere 30 supraleitende Elemente gefunden, deren Sprungtemperaturen alle unter $11\,^{\circ}\text{K}$ liegen (Tabelle III). Weiter sind supraleitende Legierungen und Verbindungen in grosser Zahl hergestellt worden, und zur Zeit sind mehr als 2000 solcher Materialien bekannt. Die Sprungtemperaturen der Legierungen und Verbindungen erstrecken sich hinauf bis zu $19\,^{\circ}\text{K}$ (Tabelle IV). Da flüssiger Wasserstoff unter Atmosphärendruck bei $20,4\,^{\circ}\text{K}$ siedet, und seine Temperatur durch Reduktion des Druckes auf etwa $11\,^{\circ}\text{K}$ reduziert werden kann, können solche supraleitenden Legierungen schon im Gebiete des flüssigen und festen Wasserstoffes verwendet werden. Die metallischen Elemente dagegen müssen unterhalb dieses Temperaturbereiches, im allgemeinen bei Temperaturen des flüssigen Heliums, das ja bei $4,2\,^{\circ}\text{K}$ siedet, verwendet und untersucht werden.

Es ist naheliegend zu versuchen, aus supraleitenden Drähten Magnetspulen herzustellen. Dieser Versuch wurde auch durch *Kamerlingh Onnes* vorgenommen, scheiterte aber, weil sich dabei herausstellte, dass die Supraleitung durch ein bestimmtes kritisches magnetisches Feld H_c zerstört, und der normale Widerstand wieder hergestellt wird. Da Magnetfelder in fast allen technischen Anwendungen elektrischer Leiter vorkommen, ist diese Zerstörung der Supraleitung durch ein Feld von grösster Tragweite.

In reinen Elementen ist das kritische Feld H_c scharf und reproduzierbar. Die Temperaturabhängigkeit von H_c ist gegeben durch:

$$H_c = H_0 [1 - (T/T_c)^2] \quad (9)$$

Supraleitende Elemente

Tabelle III

Bezeichnung des Elementes	Kritische Temperatur T_c $^{\circ}\text{K}$	Kritisches Feld H_c A/cm
Al	1,196	79
Cd	0,56	24
Ga	1,09	41
Hg	4,15	328
In	3,40	233
Ir	0,14	15
La (α)	$\approx 5,0$	1270
La (β)	6,3	
Mo	0,92	78
Nb	9,2	1570
Os	0,655	52
Pb	7,19	640
Re	1,70	157
Ru	0,49	52
Sn	3,72	246
Ta	4,48	660
Tc	8,22	
Th	1,37	129
Ti	0,39	80
Tl	2,39	136
U (α)	0,68	
U (β)	1,8	
V	5,30	810
W	0,011	$< 0,2$
Zn	0,87	42
Zr	0,55	37

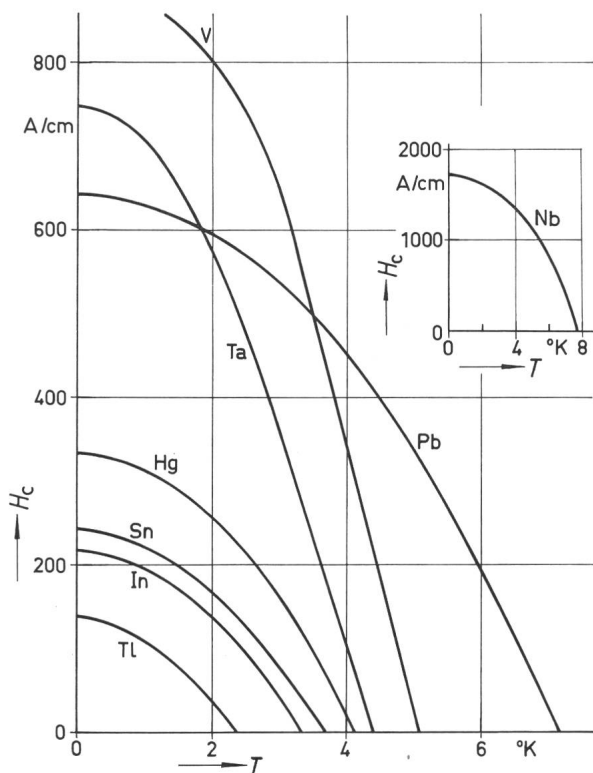


Fig. 6

Kritische Magnetfelder H_c einiger Supraleiter in Funktion der Temperatur T

Dieser parabolische Zusammenhang zwischen kritischem Feld und Temperatur zeigt für verschiedene Metalle Fig. 6. Die kritischen Felder der verschiedenen Elemente am absoluten Nullpunkt sind in Tabelle III zusammengefasst. Natürlich sind diese Felder zu klein, um für den Elektroingenieur von Interesse zu sein. Die erlaubten Felder liegen viel tiefer als jene, die normalerweise in elektrischen Maschinen erzeugt werden. *Silsbee* zeigte im Jahre 1917, dass die Supraleitung in einem stromführenden Leiter allein durch das vom Strom an der Leiteroberfläche erzeugte Magnetfeld zerstört werden kann, wenn dieses H_c überschreitet. Somit wird auch die Verwendung von reinen Supraleitern für den Stromtransport durch die niedrigen kritischen Felder erschwert.

Unterhalb des kritischen Feldes beobachtet man gar keinen Widerstand; erwartungsgemäss sollten von aussen angelegte Felder nicht in das Innere eines Supraleiters eindringen können. In der Tat fällt ein äusseres Magnetfeld innerhalb einer Eindringtiefe λ von der Grössenordnung 500 \AA exponentiell ab. Der Supraleiter wird sich deshalb wie ein fast völlig diamagnetischer Körper benehmen. Beim Überschreiten des kritischen Feldes erscheint ein Widerstand, und das magnetische Feld kann eindringen. Dies führt zu Magnetisierungskurven, wie sie in Fig. 7a gezeigt werden. Bei zunehmendem Feld ist dieses Verhalten durchaus verständlich. Die Frage des Verhaltens bei abnehmendem Feld von einem Wert grösser als H_c war bis 1933 umstritten. Dann beobachteten *Meissner* und *Ochsenfeld* den sog. Meissner-Effekt. Dieser ist am einfachsten dadurch zu kennzeichnen, dass die in Fig. 7a gezeigte Kurve reversibel durchlaufen werden kann.

In leicht verschmutzten Proben und in Proben komplizierter Geometrie ist die Reversibilität nicht immer vollständig, aber durch Reinigen und Tempern der Proben der meisten supraleitenden Elemente kann man für Zylinder im Längsfeld solche Kurven annähernd erreichen. Man beobachtet dann sehr

scharfe Übergänge im elektrischen Widerstand zusammen mit dem beschriebenen magnetischen Verhalten.

Obwohl die reinen Supraleiter von keinem grossen technischen Interesse sein können, zeigen Legierungen und gewisse supraleitende Verbindungen ein magnetisches Verhalten, das technisch interessanter ist. Mit solchen Legierungen, in gut getempertem Zustand, ergeben sich reversible Magnetisierungskurven gemäss Fig. 7b. Nach dieser Kurve kann das angelegte Magnetfeld bis zu einem Feld H_{c1} nicht in den Supraleiter eindringen. Vom Feld H_{c1} zum Feld H_{c2} erfolgt ein teilweises Eindringen in den Körper des Supraleiters, und oberhalb H_{c2} scheint verschwindend wenig supraleitendes Material noch vorhanden zu sein. Da die Magnetisierung erst bei H_{c2} völlig verschwindet, deutet dies daraufhin, dass ein Teil des Materials bis zu H_{c2} gewisse supraleitende Eigenschaften haben muss. In Anwesenheit von kleinen Meissnerströmen bleibt der Widerstand tatsächlich gleich Null bis zu H_{c2} . Bei grösseren Meissnerströmen beobachtet man aber zwischen H_{c1} und H_{c2} einen Widerstand. Der Zustand zwischen H_{c1} und H_{c2} wird «gemischter Zustand» genannt. Supraleiter, die dieses Verhalten aufweisen, werden als Supraleiter «zweiter Art» oder Typ II-Supraleiter beschrieben.

Neulich fand man die Existenz einer dünnen supraleitenden Oberflächenschicht auch oberhalb H_{c2} . Diese verschwindet erst bei einem Feld $H_{c3} = 1,7 H_{c2}$. Die Leitfähigkeit dieser Oberflächenschicht ist sehr klein und zur Zeit von keiner technischen Bedeutung.

Ein Vergleich zwischen einem reinen Supraleiter und einer Legierung, die aus dem gleichen Grundmetall mit kleineren Zumischungen eines anderen Materials besteht, zeigt, dass der Flächeninhalt der Magnetisierungskurve für eine Legierung dem des reinen Metalls gleich ist. Man kann somit für eine gegebene Legierung nicht nur H_{c1} und H_{c2} definieren, sondern auch ein H_c , das das kritische Feld eines entsprechenden, reinen Metalls wäre (Fig. 7b).

Sowohl theoretische wie auch experimentelle Untersuchungen zeigen, dass das obere kritische Feld H_{c2} approximativ gegeben ist durch die Gleichung

$$H_{c2} \approx H_c \cdot \lambda / \xi \quad (10)$$

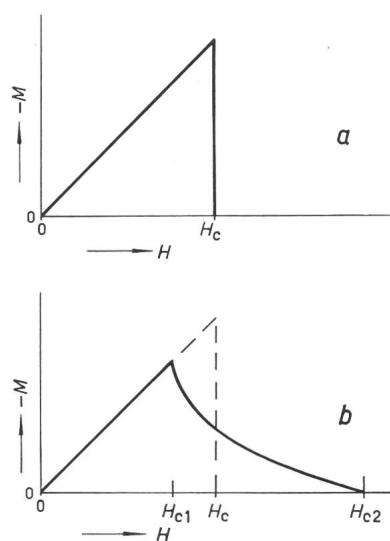


Fig. 7

Meissner-Effekt

Magnetisierungskurven *a* von reinen Supraleitern (Supraleiter der Typs I) und *b* von legierten Supraleitern (Supraleiter des Typs II)

Bezeichnungen siehe im Text

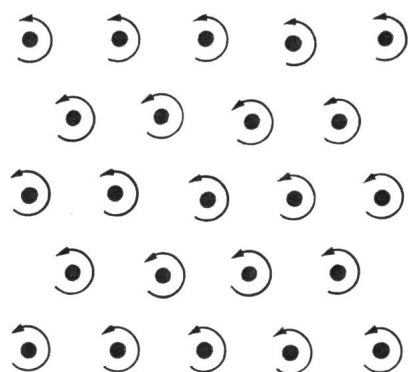


Fig. 8
Regelmässig verteilte Flusslinien

Hier ist H_c das kritische Feld der reinen Substanz, λ die Eindringtiefe der Supraleitung in die Probenoberfläche, und ξ etwa proportional zur freien Weglänge l der Elektronen. Offenbar kann H_{c2} durch Reduktion der freien Weglänge der Elektronen durch eine Zulegierung von anderen Metallen erhöht werden. Man sieht auch, dass es wünschenswert ist, mit einem möglichst hohen H_c anzufangen. Nun besteht aber, wie aus Tabelle IV ersichtlich ist, eine gewisse Korrelation zwischen H_0 und T_c . Es ist deshalb günstig, für Supraleiter, die ein hohes H_{c2} haben müssen, ein Element mit einer hohen Sprungtemperatur T_c zu wählen.

Im gemischten Zustand besteht das Material aus einem Gemisch normaler und supraleitender Regionen. Die normalen Regionen sind zylindrisch und liegen parallel zum angelegten Feld und sind von Wirbelströmen umgeben. Diese Wirbelströme gehorchen gewissen Quanten-Bedingungen und jede normale Region enthält ein Quantum von Flux. Dieses Quantum ϕ_0 ist nach *Onsager* gegeben durch

$$\phi_0 = h c / 2 e = 2 \cdot 10^{-15} \text{ Vs} \quad (11)$$

h = Plancksches Wirkungsquantum, c = Lichtgeschwindigkeit, e = Ladung der Elektronen. Diese normalen Regionen, die oft Flusslinien genannt werden, sind regelmässig verteilt, weil sie abstossende Kräfte aufeinander ausüben und bilden im Gleichgewichtszustand ein regelmässiges Gitter (Fig. 8). Der Durchmesser des normalen Kerns einer Flusslinie ist von der Grössenordnung einiger hundert Angström. Die Flusslinien können nicht direkt beobachtet werden; aber es gelang kürzlich in Frankreich, in Neutronenstreuexperimenten diese gitterähnliche Verteilung der Flusslinien zu beobachten.

Eine regelmässige und gleichmässige Verteilung der Flusslinien entspricht dem Gesamtstrom Null im Querschnitt einer betrachteten Probe. Falls ein äusserer Strom an die Probe gelegt wird, so müssen die Flusslinien eine inhomogene Verteilung annehmen. In diesem Fall sind auch die Kräfte zwischen den Flusslinien nicht länger im Gleichgewicht und die Flusslinien sind bestrebt, sich seitwärts zu bewegen. Die Bewegung der Flusslinien und der damit verbundene magnetische Fluss durch den Körper des Supraleiters induziert eine Spannung. Diese Spannung entspricht einem Widerstand zwischen den Enden der Probe. Die Richtigkeit dieses Modells ist kürzlich von *Giaever* durch den Nachweis von induzierten Spannungen in stromlosen Leitern, die parallel zum stromtragenden Leiter liegen, bewiesen worden.

Soll der Widerstand trotzdem bis zu einem kritischen Feld H_{c2} gleich Null bleiben, so muss diese Flussbewegung verhindert werden. Wie es sich herausstellte, kann die Bewegung der Flusslinien durch Dislokationen und Gitterstörungen verhindert werden. Man bekommt dann in Anwesenheit eines Feldes eine inhomogene Verteilung der Flusslinien, und diese entspricht einem Strom. Da es keine Bewegung des Flusses gibt, beobachtet man auch keine Spannung und keinen Widerstand.

Die ersten Beobachtungen von einem verschwindenden Widerstand in hohen Feldern wurden von *De Haas* und *Voogd* 1930 veröffentlicht. Diese Wissenschaftler fanden, dass der Widerstand von Blei-Wismuth-Legierungen bei kleinen Messströmen in Feldern bis zu mehr als 20 000 A/cm gleich Null blieb. Leider trat aber bei grösseren Strömen wieder ein Widerstand in Erscheinung. Die beobachteten kritischen Ströme waren viel zu klein, um eine Herstellung von supraleitenden Magneten mit diesem Material zu erlauben. Nach unserer jetzigen Vorstellung supraleitender Mechanismen waren in diesem Material wahrscheinlich zu wenig Diskolationen und Störstellen vorhanden, um die Flusslinien genügend festzuhalten.

Erst 1961 wurden eine Reihe von Substanzen entdeckt, die bei wirklich hohen Feldern und bei technisch interessanten Stromdichten supraleitend bleiben. Das erste dieser Materialien war Molybdän-Rhenium und kurz danach wurden die hohen kritischen Felder von Niob-Zinn (Nb_3Sn) und Niob-Zirkon (NbZr) gefunden. Zur Zeit werden technisch meistens Niob-Zirkon- und Niob-Titan-Legierungen, sowie Niob-Zinn verwendet. Fig. 9 zeigt typische kritische Stromkurven für diese Materialien bei 4,2 °K.

Bei der Herstellung von Niob-Zirkon- und Niob-Titan-Drähten liegt das Hauptproblem darin, genügend hohe kritische Ströme erreichen zu können. Die kritischen Ströme erhöhen sich bei zunehmender Dichte der Diskolationen im Material, die Malleabilität nimmt aber gleichzeitig ab, und die Materialien lassen sich nur noch schwer zu Drähten ziehen. Die Probleme sind aber so weit gelöst, dass man die in Fig. 9 angegebenen Stromdichten erhalten kann. Leider haben beide Materialien ein oberes kritisches Feld H_{c2} von nur ca.

Einige Hochtemperatur-Supraleiter

Tabelle IV

Material	Kritische Temperatur T_c
Nb_3Sn	18,5
Nb_3Sn	18,05
Al Nb_3	17,5
$\text{C}_x \text{N}_y \text{Nb}_{0,5}$	17,8
Si V_3	17,0
Ga V_3	16,8
Mo Tc_3	15,8
N Nb	15,6
Ga Nb_3	14,5
C Nb	≈ 14
Mo Nb	12
Mo Re	11,6
Au Nb_3	11,5
C Ta	11
$\text{Nb}_2 \text{Zr}$	10,80
N Zr	10,7
Mo Ru	9,5...10,5
Nb Tc_3	10,5
In La_3	10,40

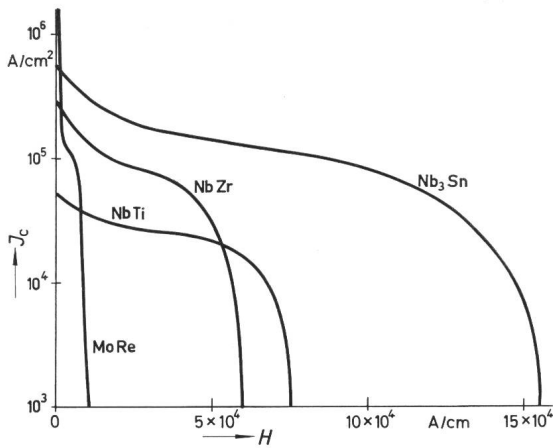


Fig. 9
Kritische Stromdichten J_c einiger Hochfeldsupraleiter als Funktion
des angelegten Magnetfeldes H

70 000 A/cm. Niob-Zinn dagegen hat eine viel grössere technische Zukunft, weil das kritische Feld oberhalb 200 000 A/cm liegt. Leider ist das Material, so wie es durch Zusammensintern von Niob und Zinn am leichtesten hergestellt wird, sehr spröde. Eine Reihe neuerer Arbeiten, besonders der Forschungsgruppe der Radio Corporation of America, haben zur Herstellung biegsamer Niob-Zinn-Drähte und -Bänder geführt. Mit solchen Bändern wurden schon Magnetspulen gemacht, die ein Feld von 130 000 A/cm erzeugen konnten, und vermutlich werden in nicht allzu ferner Zukunft Spulen bis zu 200 000 A/cm aus solchen Materialien hergestellt.

Bei Feld- und Strom-Variationen müssen sich die Flussquanten bewegen und teilweise umordnen. Im Zusammenhang mit diesen Prozessen gibt es hin und wieder lokale starke Aufheizungen, die zu plötzlichen Flussbewegungen, zu Flusssprüngen und zur Zerstörung der Supraleitung im Draht führen können. Dies ist für die technische Anwendung aller Supraleiter von grösster Wichtigkeit.

In der vorstehenden Beschreibung wurde die Eindringtiefe des Feldes nur kurz erwähnt. Auch bei sehr reinen Supraleitern dringt das Magnetfeld auf eine kurze Distanz in das Innere des Supraleiters ein. Die Eindringtiefe λ bewegt sich in der Grössenordnung von einigen 100 Å. Eine Liste von Eindringtiefen verschiedener Elemente ist in Tabelle V enthalten. Dringt das Feld in ein solches Material ein, so geschieht im statischen Fall nichts, sind aber Wechselfelder vorhanden, so werden elektrische Felder in der oberflächenschicht entstehen. Damit sind Oberflächenverluste verbunden, die frequenzabhängig und ausserordentlich klein, aber bei hohen Radiofrequenzen nicht völlig zu vernachlässigen sind. Die Temperaturabhängigkeit der Verluste bei einigen Frequenzen ist in Fig. 10 dargestellt. Daraus sieht man, wie klein diese Verluste wirklich sind. Man benützt deshalb Supraleiter zur Auskleidung von Hoch-

Eindringtiefen am absoluten Nullpunkt

Tabelle V

Material	Eindringtiefe 10^{-6} cm
In	6,4
Sn	5
Hg	4,3
Pb	3,9

frequenzresonatoren. Solche Kavitäten lassen einen sehr hohen Gütefaktor Q erwarten. Diesbezügliche Untersuchungen in einer Reihe von Universitäten durchgeführt, führten zu Verbesserungen von Q bis zu einem Faktor von 10^3 . Enthält die Oberfläche des Supraleiters Verunreinigungen und kleine Einschlüsse eines magnetischen Feldes, so erhöhen sich die Verluste wesentlich. Sie sind aber trotzdem so klein, dass man für diese Materialien und auch für die Hochfeldsupraleiter unterhalb des unteren kritischen Feldes H_{c1} erwarten kann, dass Supraleiter gegenüber Normalleitern für gewisse Hochfrequenzgeräte grosse Vorteile bieten.

Zwischen H_{c1} und H_{c2} lässt sich im statischen Fall auch in Anwesenheit von Strömen der Widerstand durch Festhalten der Flussquanten auf Null reduzieren. Jede Änderung des Feldes oder des Stromes bringt jedoch eine Neuverteilung der Flussquanten mit sich, und diese wiederum eine Flussbewegung im Metall. Diese Flusslinienbewegung führt zu Verlusten. Es sind deshalb in Supraleitern vom Typ II wesentliche Verluste in Wechselfeldern oder bei Wechselströmen zwischen H_{c1} und H_{c2} zu erwarten. Solche Verluste sind tatsächlich in einer Reihe von Materialien beobachtet worden; danach können Supraleiter nicht ohne weiteres in Wechselfeldern verwendet werden. Die Gesamtverluste in solchen Materialien sind jedoch mindestens 1000mal kleiner als die Verluste in Kupfer unter gleichen Umständen. Doch sind sie für eine wirklich wirt-

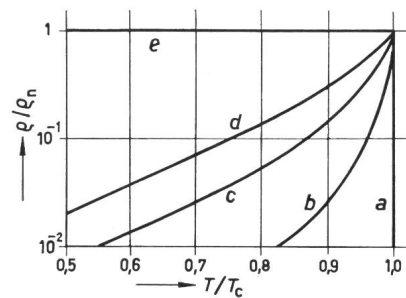


Fig. 10
Verhältnis des Hochfrequenzwiderstandes ρ zum Widerstand im Normalzustand ρ_n für Zinn in verschiedenen Frequenzen
(nach Pippard)

a tiefe Frequenzen; b 1200 MHz; c 10 GHz; d 36 GHz; e $2 \cdot 10^4$ GHz
 T Temperatur; T_c Sprungtemperatur

schaftliche Ausnützung noch zu gross. Nach bestehenden Theorien über diesen Effekt kann eine Reduktion der Verluste durch Verwendung von Supraleitern mit besonders hohen Werten des statischen kritischen Stromes erwartet werden.

Leider liegt gerade im Übergang von einer Anwendung der Supraleitung in Gleichfeldern zu Wechselfeldern der kritische Punkt vieler technischer Zukunftsmöglichkeiten, für die man die Supraleiter gerne brauchen möchte.

Eine sehr wichtige Frage für die zukünftige Anwendung der Supraleitung ist die Höhe der höchstmöglichen kritischen Felder. Es bestehen gute theoretische Gründe zur Annahme, dass das höchstmögliche kritische Feld $H_{c \max}$ für einen Supraleiter mit der Sprungtemperatur T_c (in Grad Kelvin) gegeben ist durch

$$H_{c \max} = 14\,000\, T_c \quad \text{A/cm}^\circ\text{K} \quad (12)$$

Mit den bisher bekannten Supraleitern, deren T_c höchstens bei 19 °K liegt, kann man also maximale kritische Felder bis

ca. 270 000 A/cm erwarten. Verschiedene Überlegungen führen zur Vermutung, auf Grund der bisher bekannten Supraleitungsmechanismen, dass Supraleitung höchstens bis zu 30 °K auftreten kann. Die obere Grenze der kritischen Felder für solche Materialien würde somit bei 400 000 A/cm liegen.

Auch ohne diese Grenze zu erreichen, besitzt man in den jetzt bekannten Supraleitern eine Gruppe von Materialien, die zu einer Revolution auf gewissen Gebieten der Elektrotechnik führen können.

Literatur

- [1] *E. Justi*: Leitungsmechanismus und Energieumwandlung in Festkörpern. 2. Auflage, Vandenhoeck und Rupprecht, Göttingen 1965.
- [2] *D. Shoenberg*: Superconductivity. Second edition, University Press, Cambridge 1960.
- [3] *V. L. Newhouse*: Applied Superconductivity. John Wiley, New York 1964.
- [4] *E. A. Lynton*: Superconductivity. Second edition, Methuen, London 1965.

Adresse des Autors:

Prof. Dr. phil. *J. L. Olsen*, Institut für Kalorische Apparate, Kältetechnik und Verfahrenstechnik, Eidg. Technische Hochschule, Physikstrasse 7, 8044 Zürich.

THEODORE TURRETTINI

1845—1916

Die Calvinstadt Genf war nicht nur für französische Hugenotten, sondern auch für italienische Protestanten ein Zufluchtsort. Zu den letzteren gehörten auch die Turrettinis, die schon im 16. Jahrhundert immigriert waren. Der am 27. April 1845 geborene Théodore durchlief die Ingenieurschule der Universität Lausanne, kam dann nach Frankfurt a/M., wo er eine Werkstattpraxis absolvierte und nach Überwindung einiger bürokratischer Schwierigkeiten zu Siemens & Halske in Berlin. Turrettini gefiel es nicht in diesem «preussisch-militärisch» geführten Betrieb, und er kehrte nach Genf zurück. Nach einem kurzen Aufenthalt in Paris wurde ihm, erst 25jährig, die Direktion der neu gegründeten «Société genevoise pour la construction d'instruments de physique» (SIP) übertragen. Trotz seiner Jugend verstand er es, das Unternehmen, das u. a. Bohrmaschinen für den Gotthardtunnel, Eismaschinen und Präzisionsmaschinen fabrizierte, zur Blüte zu bringen. Man hatte auch begonnen, Glühlampen herzustellen. Turrettini wollte mehr darüber wissen und machte sich auf nach Amerika zu *Edison*.

Als sich 1881 eine französische Gesellschaft um eine Konzession für die Ausnutzung der Wasserkraft der Rhone bewarb, trat Turrettini dafür ein, dass die Stadt diese Aufgabe selber an die Hand nehmen solle. Er liess sich 1882 in den Stadtrat wählen und leitete als solcher den Bau des ersten mechanisch arbeitenden Genfer-Kraftwerkes (Coulouvrenière). Später wurde dieses Werk durch eine Pumpspeicheranlage ergänzt (1890).

In den Vereinigten Staaten plante man um diese Zeit die Ausnützung der Wasserkraft des Niagara-Falls. Turrettini wurde in die internationale Niagara-Kommission gewählt, in der unter anderen Sir *William Thompson*, der nachmalige Lord *Kelvin* und der französische Prof. *Mascart* sassen. Verschiedene schweizerische Firmen (Cuénod & Sautter, Vorgänger von Sécheron; Fäsch & Piccard, Vorgänger von Charmilles und Escher Wyss) erhielten in einer internationalen Konkurrenz namhafte Aufträge. Turrettini schlug die Berufung zum leitenden Ingenieur aus, wurde aber mit beratenden Funktionen betraut. 1899 war diese Aufgabe beendet.

Unterdessen hatte er 1883 bei der Schweizerischen Landesausstellung in Zürich und ein Jahr später bei der Einrichtung der elektrischen Beleuchtung der Wiener Oper mitgewirkt. Von 1892—1895 sah man ihn als Schöpfer des Elektrizitätswerkes Chèvres unterhalb Genf. Im März 1896 wurde das Theater in Genf erstmals elektrisch beleuchtet, und einen Monat später die ebenfalls unter seiner Leitung stehende Schweizerische Landesausstellung eröffnet.

Turrettini kehrte darauf wieder zur SIP zurück. 10 Jahre später zwang ihn ein Nervenleiden aufs Krankenlager und abermals nach 10 Jahren, am 6. Oktober 1916, verliess er diese Welt.

H. Wüger



Société genevoise d'instruments de physique