

Ivan Šimon

Fysika nízkých teplot. Část II: Supravodivost

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 75 (1950), No. 2, D158--D171

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/120777>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1950

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

Геомагнитные градиенты имеют такое же научное и практическое значение, как градиенты силы тяжести. Измеритель градиента называется градиометр. Геомагнитный градиент маленький, поэтому конструкция градиометра очень трудная задача. Ее разрешение будет создавать основания новой главы земного магнетизма.

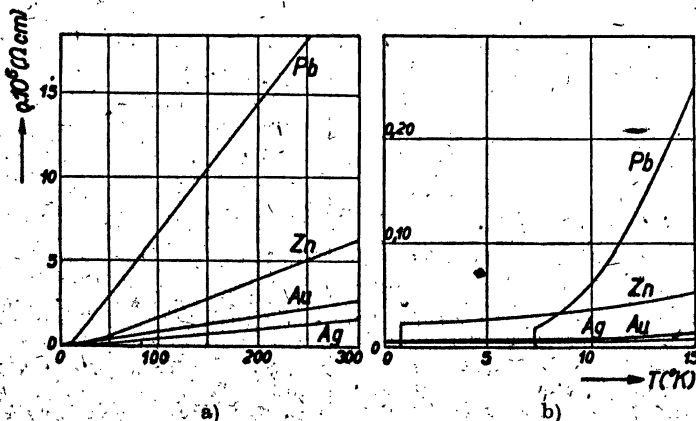
FYSIKA NÍZKÝCH TEPLŮT.

Část II. Supravodivost.

Dr IVAN ŠIMON.

Jedním z prvních překvapujících objevů, které byly umožněny zvládnutím oboru nejnižších teplot, byl objev t. zv. *supravodivosti* (K. ONNES, v Leidenu 1911). Stejně jako pozdější objev suprafluidity kapalného helia (srv. Fysika v technice, 3, 1948, 223), zůstává supravodivost dodnes bez uspokojivého výkladu v rámci teorie elektrické vodivosti kovů. V obou těchto případech vykazuje hmota ve svých makroskopických vlastnostech chování zcela neočekávané a odporující dřívějším zkušenostem. To jest — aspoň v „neatomární“ fyzice — situace celkem výjimečná a také neuspokojivá; rozhodně však podnětná pro další výzkum.

I. Elektrické vlastnosti supravodičů. Odpor všech čistých kovů klesá s absolutní teplotou, z počátku přibližně úměrně, u nízkých teplot pak prudce, podle Blochovy teorie [1] s pátou mocninou abs. teploty. Odpor každého kovu by tedy měl úplně vymizet u absolutní nuly. Ve skutečnosti se však odpor blíží s klesající teplotou určité, byť i velmi malé, mezní hodnotě (zbytkový odpor R_0 ; obr. 1). Zbytkový odpor silně závisí na čistotě a stavu kovu (s čistotou klesá, roste s vnitřním pnutím a se stupněm plastické deformace při zpracování). Při studiu odporu rtuti (obr. 2) zjistil K. ONNES [2] překvapující skutečnost, že tento zbytkový

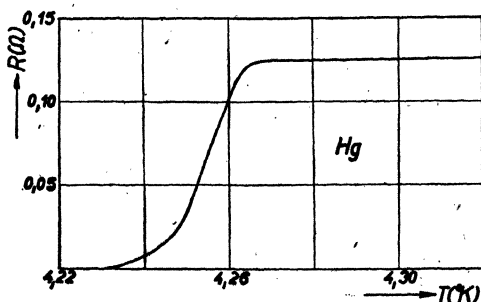


Obr. 1. Závislost odporu některých kovů na teplotě a) v širokém teplotním rozsahu, b) v oboru nízkých teplot.

odpor náhle klesnul k neměřitelně malé hodnotě, jakmile teplota klesla pod $4,12^\circ\text{K}$. Tento zjev náhlého a úplného vymizení elektrického odporu při zcela určité teplotě T_c (t. zv. kritická teplota) byl nazván supravodivostí. K. ONNES potom zjistil také supravodivost u cínu, olova, india a thalia, DE HAAS, MEISSNER, KÜRTI, SIMON a jiní našli ještě řadu dalších supravodivých prvků, takže podle dnešního stavu lze sestavit supravodivé kovy takto (tabulka I):

Tabulka I.

Kov	Al	Ti	V	Zn	Ga	Zr	Nb	Cd	In
T_c °K	1,14	1,81	4,3	0,79	1,07	0,70	9,22	0,54	3,37
Kov	Sn	La	Hf	Ta	Hg	Tl	Pb	Th	
T_c °K	3,69	4,71	0,35	4,38	4,12	2,38	7,26	1,32	



Obr. 2. Zmizení odporu rtuti při přechodu do supravodivého stavu (ONNES).

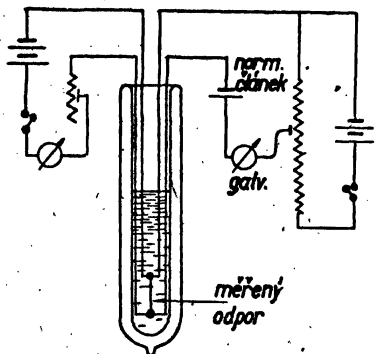
Prvky jsou v tabulce seřazeny podle atomového čísla a současně jsou uvedeny příslušné kritické teploty. Vyznačíme-li supravodiče v periodickém systému, obdržíme spojitou oblast v druhé až páté grupě, s výjimkou vzácných zemin. Téměř všechny zbývající kovy byly zkoušeny na supravodivost (mnohé až k $0,05^\circ\text{K}$), avšak

s negativním výsledkem. Není vyloučeno, že supravodivost by bylo možno u nich zjistit za extrémně nízkých teplot a že supravodivost je universální vlastností kovů; experimentálně není tato otázka rozhodnuta.

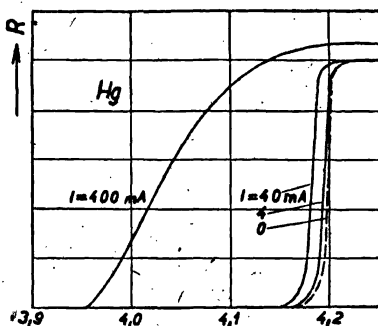
Také řada slitin a sloučenin jeví supravodivost. Téměř všechny binární a ternární slitiny, z nichž aspoň jedna složka je supravodivá, jeví supravodivost. Kritická teplota slitiny může být pod i nad kritickou teplotou složek. Jsou také známy supravodivé slitiny složek, jež samy o sobě nejsou supravodivé (na př. Au_2Bi , $T_c = 1,84^\circ\text{K}$). Ze sloučenin jeví supravodivost hydridy, nitridy, boridy, karbidy, silicidy a sulfidy. Několik příkladů: NbH má $T_c = 14^\circ\text{K}$; NbN — $16,8^\circ$; ZrB — $2,8^\circ$; WC — $2,8^\circ$; NbC — $10,1^\circ$; TaSi — $4,2^\circ$; PbS — $4,1^\circ$; CuS — $1,6^\circ$. V po-

slední době byla také zjištěna supravodivost u tuhých amoniakálních roztoků alkaliických kovů, a to za poměrně vysokých teplot, kolem 100° K [3].

Pro bližší poznání supravodivého stavu bylo důležité zjistit, zdali po překročení kritické teploty odpor zmizí úplně, beze zbytku, nebo zdali jen klesá na nesmírně malou, avšak konečnou hodnotu. Potenciometrická metoda, jíž se tu používá (obr. 3), je omezena co do citlivosti velikostí



Obr. 3. Potenciometrická metoda pro měření odporu kovů za nízkých teplot.



Obr. 4. Změna supravodivého přechodu u rtuť působením vlastního magnetického pole měrného proudu (ONNES).

proudu, jež je možno poslat měřeným odporem, a citlivostí nulového galvanometru. Jak uvidíme později, měrný proud je omezen t. zv. SILSBEEHO zjevem, a ani citlivost galvanometru není neomezená. ONNES proto mohl zjistit jenom horní mez možného odporu (asi $3 \times 10^{-6} \Omega$ v daném případě); přesnější hodnotu bylo možno později odvodit z klasického pokusu s t. zv. trvalým proudem (*persistentní proud*) v supravodivém prstenu. Jestliže ochladíme na př. olověný prsten v magnetickém poli pod kritickou teplotu a potom pole zrušíme; indukuje se v uzavřeném závitě proud, který zachovává stálou intenzitu, protože odpor obvodu je nulový. Při pokusu zjistili ONNES a TUYN, že úbytek intenzity proudu činil za hodinu méně než $2,5 \cdot 10^{-5}$. Dosazením do exponenciálního vztahu

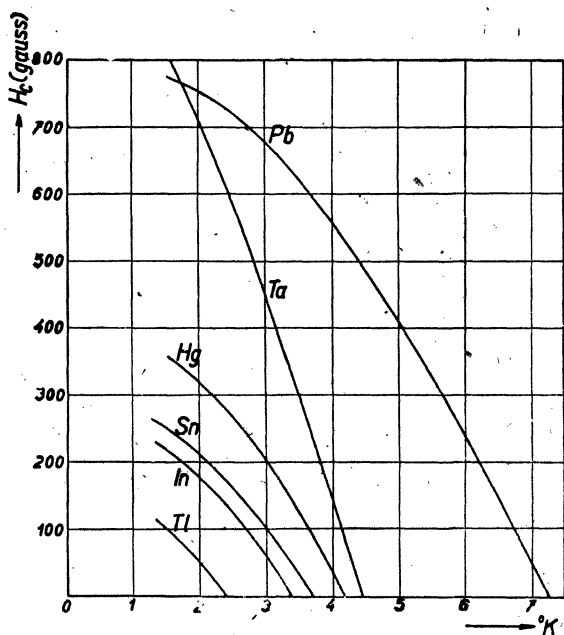
$$i = i_0 \exp(-RT : L),$$

v němž L značí indukčnost prstenu a R jeho odpor, bylo možno stanovit, že odpor byl menší než $10^{-12} \Omega$ (obr. 4).

McLENNAN, ALLEN a WILHELM [4] v Torontu ukázali později, že intenzita persistentního proudu nezávisí na druhu užitého supravodiče. Persistentní proud v kruhu lze zjistit tím, že v okolí kruhu je odpovídající magnetické pole. To by však také mohlo vzniknout, kdyby se pod kritickou teplotou prsten stal nějakým způsobem magnetickým. Že tomu

tak není, dokázal ONNES pokusem, při němž bylo možno prsten s protékajícím persistentním proudem zvenčí přerušit. Jakmile byl prsten přerušen; magnetické pole zmizelo. Persistentní proud bylo také možno vzbudit bez elektromagnetické indukce, připojením baterie na otevřený prsten a následujícím spojením napájecího místa supravodivým klínem.

Při pokusu využít persistentního proudu v supravodivém solenoidu k vytvoření silného magnetického pole došel ONNES k překvapujícímu zjištění, že jakmile proud v cívce překročí určitou hodnotu, supravodivost zmizela. Podobněji lze tento zjev sledovat u tenkých drátů, kde se kritická teplota posouvá k nižším hodnotám s rostoucím proudem. Jak ukázal SILSBEE (N. B. S., Washington), je tento zjev druhotného rázu,



Obr. 5. Závislost kritické intenzity magnetického pole H_c , potřebného k zrušení supravodivosti na teplotě T .

primární příčinou je účinek magnetického pole — v tomto případě vlastního magnetického pole proudu — na supravodivý stav. Tento zjev objevili DE HAAS a VOOGD [5] (Leiden) a jeho průběh je naznačen na obr. 5. H_c v diagramu značí intenzitu magnetického pole, při němž supravodivý stav za dané teploty právě zmizí (t. zv. kritické pole). Pro některé kovy, jako na př. rtuť, cín, indium, thallium, stačí pole několika málo set gauss k zrušení supravodivého stavu, i když je kov ochlazen několik

stupňů pod kritickou teplotu. U některých slitin je však zapotřebí polí řádu mnoha tisíc Gs k zrušení supravodivosti, na př. slitina Pb-Sb (65 at. % Pb) má $H_c = 18\,500$ Gs při $T = 4,22^\circ\text{K}$ a $25\,100$ Gs při $1,97^\circ\text{K}$.

Křivky v obr. 5 jsou vesměs velmi přibližně paraboly; novější teorie supravodivosti snaží se nalézt pro tuto skutečnost plausibilní výklad.

2. Vlastnosti supravodičů v magnetickém poli. Supravodiče vykazují i jinak význačné vlastnosti magnetické. Vložíme-li váleček z kovu, který je v supravodivém stavu, do magnetického pole (o intenzitě menší než kritické), pole nepronikne dovnitř kovu. To lze očekávat, protože v dokonalém vodiči musí být intenzita elektrického pole \mathbf{E} všude nulová a tudíž z druhé Maxwellovy rovnice $\text{rot}\mathbf{E} = -c^{-1}(\text{d}\mathbf{B} : \text{d}t)$ plyne $\text{d}\mathbf{B} : \text{d}t = 0$; magnetická indukce \mathbf{B} uvnitř vodiče se s časem nemění. Byla-li tedy na počátku pokusu indukce $\mathbf{B} = 0$ (supravodič mimo pole), zůstane nulovou i po vložení do magnetického pole. Příčinou toho jsou povrchové elektrické proudy indukované podle LENZOVA pravidla tak, že působí proti změně, která je vyvolala. Protože kov je supravodivý, zůstávají tyto proudy trvale zachovány (permanentní proudy) a mají takovou intenzitu a takovou konfiguraci, že právě ruší magnetické pole uvnitř kovu. Jestliže zvolíme za počáteční hodnotu magnetického pole *nemulovou* hodnotu, očekávali bychom stejně, že uvnitř kovu zůstane toto pole trvale zachováno, i když kov přejde ochlazením v supravodivý stav („zamrzlé pole“). MEISSNER a OCHSENFELD (v P. T. R., Berlín) [6] provedli pokusy tohoto druhu a našli, že „zamrzlé pole“ *neexistuje*, že tedy magnetické pole je z kovu vytlačeno ven v tom okamžiku, kdy teplota klesne pod kritickou hodnotu. Indukce uvnitř supravodiče je tedy *vždy nulová*. Tento výsledek však již nevyplývá z MAXWELLOVÝCH rovnic, je to naopak nová, neočekávaná vlastnost supravodiče.

Supravodič je tedy charakterisován rovnicemi

$$\frac{\text{d}\mathbf{B}}{\text{d}t} = 0, \quad (1)$$

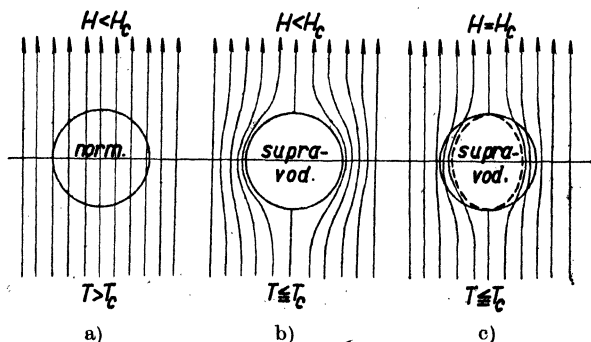
$$\mathbf{B} = 0. \quad (1')$$

Podmínka (1') znamená, že supravodivý kov se chová jako dokonalá diamagnetická látka o nulové permeabilitě $\mu = 0$ a susceptibilitě $\kappa = \frac{1}{4\pi}$. Tuto vlastnost supravodiče lze pokládat za fundamentální a byly učiněny pokusy vyložit elektrické vlastnosti supravodiče jakožto druhotné důsledky tohoto faktu (SHOENBERG [7]).

Z dokonalého diamagnetismu supravodičů plynou další důsledky. Především je patrné, že povrch supravodiče působí jako dokonalé stínění vůči vnějšímu magnetickému poli a uvnitř supravodiče je pole trvale nulové (MEISSNER a OCHSENFELD). Uzavírá-li však supravodič v sobě dutinu

a byl-li umístěn v magnetickém poli dříve, než přešel v supravodivý stav, zůstane pole v dutině zachováno po ochlazení (zamrzlé pole). MEISSNERŮV OCHSENFELDŮV zjev se vztahuje jen na supravodivé oblasti *jednoduše souvislé*.

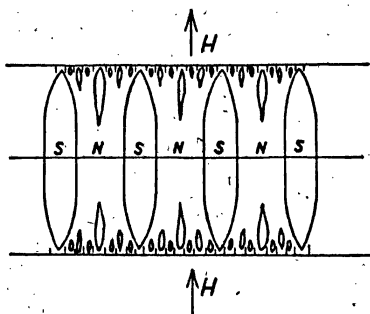
Další zajímavý zjev nastává v t. zv. *přechodném stavu*, t. j. když vnější magnetické pole má intenzitu kritické hodnoty aspoň v některých částech supravodiče. Těleso v supravodivém stavu porušuje — v důsledku své nulové permeability — velmi silně průběh vnějšího magnetického



Obr. 6. Supravodivá koule v magnetickém poli a) v normálním stavu, b) v supravodivém stavu, c) v magnetickém poli takové intenzity, že právě počíná vnikati do kovů (přechodný stav).

pole. V případě koule je situace naznačena na obr. 6. V normálním stavu pole prostupuje bez překážky koulí (obr. 6a), v supravodivém stavu je vytlačeno ven a je zhuštěno nejvíce na rovníku (obr. 6b), kde dosahuje intenzity $\frac{3}{2}H$. Zvyšujeme-li nyní intenzitu pole H , bude kritické intenzity H_c dosaženo nejprve na rovníku a tam tedy začne supravodivost mizet nejdříve. Při dalším zvyšování pole bychom očekávali, že se oblast potlačené supravodivosti bude postupně rozšiřovat dovnitř koule a směrem k pólům (obr. 6c). To však vede k paradoxu: rozhraní mezi normální a dosud ještě supravodivou oblastí je plocha, na níž je všude $H = H_c$. Vně této plochy pole všude ubývá, vzdalujeme-li se od ní směrem normály a je tedy *menší* než H_c . V mezioblasti mezi plochou $H = H_c$ a povrchem koule není tedy pole dosti silné, aby potlačilo supravodivost. Přes to však lze postupné mizení supravodivého stavu experimentálně sledovat a musí tedy existovat nějaký mechanismus — patrně značně složitý — jakým vnější pole nadkritické intenzity může vnikat do supravodiče. Protože pole na rozhraní mezi normální a supravodivou oblastí musí být stále tangenciální, lze předpokládat, že pole vniká do kovu v oblastech tvaru vláken nebo lamel. ŠUBNIKOV a NACHUTIN v Moskvě [8] ukázali, že supravodivá koule v přechodném stavu má nulový odpor ve směru pole (mezi póly), avšak konečný odpor v příčných směrech; v cestě

proudočar tedy musí stát souvislé, nesupravodivé lamely. LANDAU [9] studoval tento problém theoreticky a ukázal, jaké jsou rozměry těchto lamel a jak se musí rozvětvovat směrem z nitra kovu k povrchu (obr. 7). Pro supravodiče běžných rozměrů jsou tyto lamely mikroskopické tloušťky (řádově setiny mm). S rostoucí intenzitou pole se za stálé teploty zvětšuje tloušťka normálních lamel, až konečně supravodivé lamely úplně zmizí.



Obr. 7. Lamelová struktura supravodivých a normálních oblastí v desce za přechodného stavu (LANDAU).

Za přítomnosti magnetického pole a pod normální kritickou teplotou tedy existují v supravodiči oblasti, které jsou jak v normálním, tak v supravodivém stavu. Vzhledem k reversibilitě zjevu lze obě složky pokládat za dvě fáze kovu a podmínky pro jejich rovnovážný stav lze zpracovat s thermodynamického hlediska (GORTER a CASIMIR [10]). Tímto způsobem bylo zjištěno, že supravodiče v magnetickém poli musí také mít anomální vlastnosti thermické; tyto theoretické předpovědi byly pokusy potvrzeny.

Soustava obsahující normální a supravodivou fázi v uzavřeném tělese (kouli, elipsoidu) v přechodném stavu je analogická na př. k soustavě kapalina — pára v uzavřené nádobě. Rovnovážný stav nastává v tomto případě za určitého tlaku, který závisí na teplotě. V případě supravodiče odpovídá tlaku kritické pole H_c , které rovněž závisí na teplotě. Rovnovážný stav je v obou případech charakterisován rovností thermodynamických potenciálů obou fází. Poměrné rozdělení obou fází je v případě kapalina — pára dáno celkovým objemem systému, v případě supravodiče celkovou intenzitou magnetisace. Označme G_s thermodynamický potenciál objemové jednotky supravodivé fáze za nepřítomnosti magnetického pole. V poli intesity H se tento potenciál zvětší o energii magnetisace objemové jednotky, t. j. $\frac{1}{2}HI = \frac{1}{2}H^2\kappa = H^2 : 8\pi$ ($4\pi\kappa = 1$); demagnetisační koeficient tělesa zanedbáváme. Thermodynamický potenciál normální složky G_n se magnetickým polem nemění, protože $\kappa_n = 0$. V rovnovážném stavu, t. j. když $H = H_c$, jsou potenciály obou složek stejné,

$$G_n = G_s + H_c^2 : 8\pi. \quad (3)$$

Z toho můžeme především obdržet rozdíl entropií $S_n - S_s$ obou fází jakožto záporné derivace potenciálů podle absolutní teploty, tedy

$$S_n - S_s = -\frac{H}{4\pi} \frac{dH_c}{dT}. \quad (4)$$

Protože H_c stoupá s klesající teplotou, je pravá strana vždy kladná a tudíž

$$S_n < S_s.$$

Entropie supravodiče je tedy vždy *menší* než entropie vodiče v normálním stavu, což nasvědčuje stavu vyšší uspořádanosti v supravodiči. Z rovnice (4) dále vyplývá, že při isothermickém potlačení supravodivosti magnetickým polem kov absorbuje množství tepla $L = T(S_n - S)$ (latentní teplo přechodu) čili

$$L = - \frac{TH_c}{4\pi} \frac{dH_c}{dT} \quad (5)$$

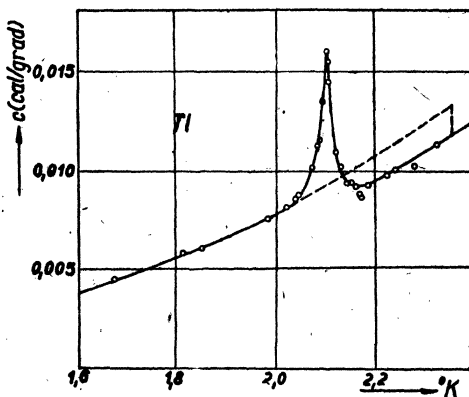
pro objemovou jednotku. Rovnice (5) je zcela analogická CLAUDIUSOVĚ-CLAPEYRONOVĚ rovnici pro soustavu kapalina — pára. Rovněž specifická tepla obou fází se musí lišit a tento rozdíl obdržíme z rovnice (4) diferencováním podle teploty a dělením T :

$$c_n - c_s = - \frac{TH_c}{4\pi} \frac{d^2H_c}{dT^2} - \frac{T}{4\pi} \left(\frac{dH_c}{dT} \right)^2 \quad (6)$$

Děje-li se přechod za normální kritické teploty T_c (t. j. v nepřítomnosti magnetického pole) je $L = 0$ (podle rovnice (5)), avšak specifické teplo jeví změnu skokem velikosti

$$(\Delta c)_{T_c} = \frac{T_c}{4\pi} \left(\frac{dH_c}{dT} \right)_{T_c}^2 \quad (7)$$

Sklon křivky $H_c - T$ je znám z měření (srv. obr. 5) a vztah (7) lze tedy verifikovat měřením specifických tepel. KEESOM a VAN LAER potvrdili tento vztah měřením Δc u cínu a thallia. Příklad této anomálie specifického tepla při přechodu v magnetickém poli je naznačen na obr. 8.



Obr. 8. Anomálie specifického tepla thallia v supravodivém stavu a v magnetickém poli (KEESOM a van LAER).

Také *tepelná vodivost* supravodičů závisí velmi silně na magnetickém poli. Tepelná vodivost kovů s klesající teplotou roste a při kritické teplotě je zhruba o jeden decimální řád vyšší než za normální teploty. Při dalším snižování teploty však opět *klesá*, a to přibližně s T^3 ; při absolutní nule je supravodič patrně tepelným izolátorem. Zrušením supravodivého stavu při vložení magnetického pole lze tepelnou vodivost opět přivodit [11]. Tento experimentální poznatek však nelze odvodit z uvedených thermo-

dynamických úvah, protože souvisí s elektronickou strukturou kovu, která při tom nebyla nijak respektována.

3. Povaha supravodivého stavu. Budiž řečeno úvodem, že dosud neexistuje teorie supravodivého stavu, která by vyplývala z kvantově-mechanické teorie elektronické vodivosti kovů, jako je na př. teorie BLOCHOVA [1]. Všechny podobné teorie pokládají elektrony v kovu za „plyn“ (podléhající FERMIO-Diracově statistice) a neberou tedy v úvahu vzájemné interakce mezi částicemi tohoto plynu. Poznatky uvedené v předchozím odstavci, zejména nižší entropie supravodivého stavu, však nasvědčují tomu, že dochází k jakémusi pravidelnému uspořádání elektronů a že tedy musí interakce mezi elektrony existovat. Byly proto učiněny pokusy uvést zjev supravodivosti v soulad s teorií vodivosti předpokladem kondensace elektronového plynu v jakousi krystalovou mříž (KRONIG [12]), nezávislou na iontové mříži kovu. K podobné hypotéze se v novější době vrátil HEISENBERG [13] ve své teorii supravodivosti. Základním předpokladem je opět představa o kondensaci elektronového plynu pod kritickou teplotou. Tato kondensace však nenastává v normálním prostoru souřadnic, nýbrž v *prostoru momentů* FERMIO-Diracovy statistiky. V tomto momentovém prostoru vyplňují elektrony koule a za nízkých teplot vystačí nepatrné termické energie k změnám momentů pouze těch elektronů, které jsou těsně při povrchu této koule. Proto jen nepatrné procento elektronů kondensuje při snižování teploty a hustota odpovídající elektronové mřížce je malá. Přes to i velmi malý počet kondensovaných elektronů vede k supravodivosti, protože vzniklé spontánní elektrické proudy „spojují do zkratu“ normální proud, zprostředkovaný zbývajícími normálními elektrony.

Jaký je význam uvedeného kondensačního procesu? V normálním stavu vyplňují elektrony povrch FERMIO koule v momentovém prostoru rovnoměrně, t. j. mají všechny *stejnou* rychlost a jenom směr této rychlosti může být různý; rozdělení směrů je však isotropní. Kondensací se rovnoměrné obsazení FERMIO koule poruší, určité shluky elektronů budou mít stejnou rychlost a také stejný směr. Tak vzniknou v kovu spontánní elektrické proudy, neintervenující s iontovou mříží kovu a proto nevykazující elektrický odpor. Podobně jako WEISSOVY spontánně magnetisované oblasti ve ferromagnetické látce, jsou i tyto oblasti supravodivého proudu orientovány zprvu zcela náhodně, avšak působením vnějšího elektrického nebo magnetického pole mohou být uspořádány a mohou vytvořit makroskopický proud.

Tato teorie je v souladu s anomálií specifických tepel, dále s faktem, že tepelná vodivost v supravodivém stavu je menší než v normálním a vykládá i další experimentální skutečnosti, jako na př. MEISSNERŮV-COHNENFELDŮV zjev a jiné. Detailnímu, kvantitativnímu zpracování se však stává v cestu nepřekonatelné matematické potíže, stejně jako tomu bylo u teorie SLATEROVY [14], založené na teorii elektronových zón v kovu.

Mnohem úspěšnější byla theorie bratří F. a H. LONDONŮ [15], která měla a stále má značný heuristický význam. Tato theorie poskytuje základní rovnice pro elektrodynamiku supravodičů, aniž pátrá po příčině supravodivosti, podobně jako MAXWELLOVY rovnice úplně popisují elektromagnetické zjevy, aniž analysují jejich podstatu.

Základním předpokladem této theorie je koexistence dvou druhů elektronů pod kritickou teplotou. „Normální“ elektrony prodělávají při průchodu iontovou mříží kovu obvyklé srážky, „supravodivé“ elektrony se pohybují mříží bez jakékoliv interakce. Vzájemný poměr počtu obou druhů elektronů (n_s a n_n) závisí podstatně na teplotě. Nad kritickou teplotou je $n_s : n_n = 0$, pod kritickou teplotou tento poměr rychle roste a u absolutní nuly je patrně v $\lim n_s : n_n = \infty$, protože $n_n = 0$. Měřením stejnosměrného odporu však tento poměr nelze stanovit, protože jakmile se objeví první supravodivé elektrony, je normální vodivost zcela zatlačena do pozadí.

Jediným omezením pohyblivosti supravodivých elektronů je jejich *setrvačnost* (tato myšlenka je již staršího data [16]). Působí-li na supravodivé elektrony v kovu elektrické pole intenzity \mathbf{E} , dostane se jim urychlení $d\mathbf{v} : dt = \mathbf{E}e : m$; proudová hustota je obecně $\mathbf{i} = n_s e \mathbf{v}$ a tedy

$$\frac{d\mathbf{i}}{dt} = \frac{1}{\Lambda} \mathbf{E}, \quad \Lambda = \frac{m}{n_s e^2} \quad (8)$$

e , m značí náboj a hmotu elektronu, n_s je počet supravodivých elektronů v 1 cm^3 kovu. Rovnice (8) nastupuje na místo rovnice

$$\mathbf{i} = \frac{1}{\rho} \mathbf{E}$$

platné pro normální elektrony; Λ je konstanta charakteristická pro daný kov, podobně jako je specifický odpor ρ .

Předpokládáme-li, že n_s je přibližně rovno počtu atomů v 1 cm^3 kovu (což, jak měření ukazuje, je značně přehnané), tedy asi $3 \cdot 10^{23}$, a dále, že hmotnost elektronů je totožná s klidovou hmotou $m = 9 \cdot 10^{-28} \text{ g}$ (což v krystalové mříži kovu obecně není splněno), dostaneme pro Λ hodnotu řádové velikosti 10^{-11} . Dosadíme-li z (8) do druhé MAXWELLOVY rovnice (užíváme všude smíšeného GAUSSOVA systému jednotek), dostaneme

$$\text{rot} \left(\frac{d\mathbf{i}}{dt} \right) = - \frac{1}{c\Lambda} \frac{d\mathbf{H}}{dt}$$

a po integraci

$$\text{rot}(\mathbf{i} - \mathbf{i}_0) = - \frac{1}{c\Lambda} (\mathbf{H} - \mathbf{H}_0),$$

kde \mathbf{H}_0 značí počáteční magnetické pole v kovu a \mathbf{i}_0 počáteční hustotu proudu v okamžiku, kdy kov přešel do supravodivého stavu. MEISSNERŮV-OCHSENFELDOV zjev však svědčí o tom, že magnetické pole nemůže

někdy existovat uvnitř supravodiče a tudíž $\mathbf{H}_0 \equiv 0$, pro jakékoliv i_0 . F. a H. LONDONOVÉ tedy postulovali rovnici

$$\operatorname{rot} i = \frac{1}{c\lambda} \mathbf{H} \quad (9)$$

jakožto fundamentální elektrodynamickou rovnici supravodivého stavu. Myšlenkový postup byl velmi analogický přechodu od rovnice $d\mathbf{B} : dt = 0$ k rovnici $\mathbf{B} = 0$, jak bylo již naznačeno na počátku odst. 2.

Z rovnic (8), (9) vyplývají všechny elektrické vlastnosti supravodičů a kromě toho lze odvodit tento zajímavý důsledek: Kdyby byl supravodivý kov charakterisován pouze nekonečnou vodivostí, byl by supravodivý proud skutečně povrchový, t. j. omezen na infinitesimálně tenkou vrstvu. Z rovnic (8), (9) však plyne, že elektrické i magnetické pole ubývají exponenciálně směrem s povrchu dovnitř kovu a také supravodivý proud se řídí stejným exponenciálním zákonem; lze tedy určit t. zv. *hloubku vnikání*, jakožto hloubku, v níž pole resp. proudová hustota klesne na e^{-1} násobek hodnoty na povrchu. Ukazuje se, že je to veličina velmi malá, ale přes to konečné hodnoty.

Eliminujeme-li i resp. \mathbf{H} z rovnice (9) a z první MAXWELLOVY rovnice $\operatorname{rot} \mathbf{H} = 4\pi c^{-1} i$ známým způsobem, dostaneme parciální diferenciální rovnice druhého řádu

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{H} &= \frac{4\pi}{\lambda c^2} \mathbf{H}, \\ \Delta i &= \frac{4\pi}{\lambda c^2} i, \end{aligned} \quad (10)$$

kteřé mají exponenciální řešení s exponentem $c^{-1}\sqrt{4\pi : \lambda}$. V rovinném případě tedy klesne intenzita pole nebo proudová hustota na jednu e -tinu v hloubce

$$\lambda = c\sqrt{\lambda : 4\pi}. \quad (11)$$

To je hloubka vnikání pro *statické* magnetické pole do supravodiče; s prve uvedeným odhadem pro λ dostáváme pro ni hodnotu řádové velikosti $3 \cdot 10^{-5}$ cm.

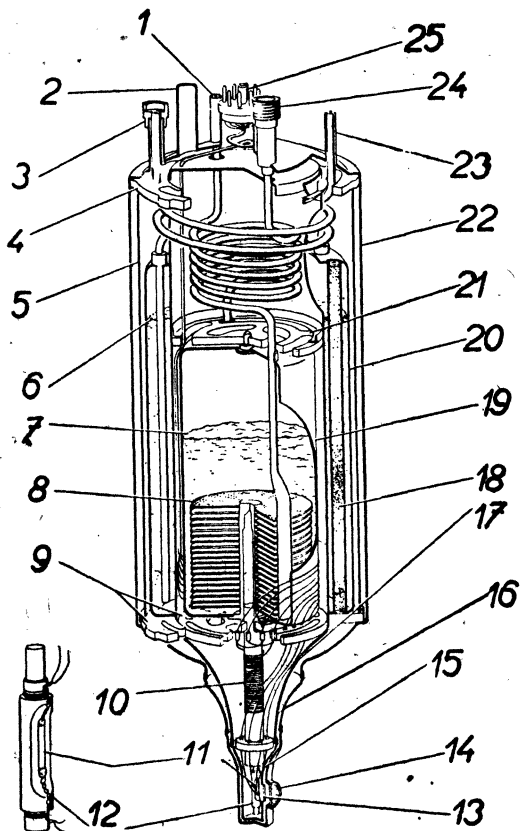
Tuto veličinu lze také stanovit měřením. Tak na př. SHOENBERG (v Cambridgi) se svými spolupracovníky [17] sledovali vnikání magnetického pole do svazku tenkých supravodivých drátků (z cínu) měřením susceptibility. PIPPARD (Cambridge) [18] použil vysokofrekvenční metody, která byla později modifikována a v rozsáhlé míře používána pracovníky v kryogenické laboratoři M. I. T. [19]. Ukazuje se, že hloubka vnikání pro statické magnetické pole klesá s nekonečné hodnoty (nad kritickou hodnotou) k jisté mezní hodnotě λ_0 , ke které se blíží při absolutní nule. Z velikosti λ je možno naopak určit poměr počtu normálních a supravodivých elektronů a za jistých okolností i jejich absolutní počet.

4. Použití supravodivosti. Lákavá myšlenka použít supravodičů k elektrotechnickým účelům ukazuje se dosud bez značnějších praktických vyhlídek. Dosažení a udržování potřebných nízkých teplot není sice dnes již technicky obtížné, avšak citlivost supravodivého stavu vůči magnetickému poli je pro technické aplikace závažnou překážkou. Studium slitin s vysokými hodnotami kritického magnetického pole má v této souvislosti značný význam.

Shodou okolností také jiný projekt na využití supravodivosti ne splnil všechna očekávání. Jde o myšlenku, použít supravodičů ke konstrukci *dutinových resonátorů* pro elektromagnetické kmity velmi vysokých kmitočtů (10 000 až 25 000 Mc/s). Vzhledem k poměrně malým proudovým hustotám odpadají zde komplikace působené magnetickým polem a bylo by tedy myslitelné sestrojít resonátor s nekonečně úzkou rezonanční křivkou, t. j. s nekonečně vysokým činitelem jakosti Q (v nezátíženém stavu). To by znamenalo na př., že oscilace jednou vyvolané uvnitř uzavřené supravodivé dutiny by bylo možno bez útlumu konservovat po tak dlouhou dobu, pokud by byl resonátor uchován pod příslušnou kritickou teplotou. Výsledek měření je však jiný. S klesající teplotou a s tím rostoucí vodivostí se uplatňuje stále více povrchový zjev (skin-effect), až konečně v supravodivém stavu vzniká vysokofrekvenční elektrické pole jen do tak nesmírně tenké vrstvy kovu, že se setkává jen s nepatrným procentem elektronů, na které by mohlo působit. Efektivní vodivost pro vysokofrekvenční proudy velmi vysokého kmitočtu (v oboru centimetrových vln) tedy ani v supravodivém stavu nikdy neklesne na nulu a dosažitelné Q dutinových resonátorů zůstává v konečných mezích. Přesto však bylo dosaženo pozoruhodných hodnot Q (řádově 10^6 , s olověným resonátorem při 10 000 Mc/s) s resonátory minimálních rozměrů [20]. Významnějším vedlejším produktem prací tohoto druhu bylo vypracování method pro měření oné části reaktance měřeného resonátoru, která pochází od setrvačnosti supravodivých elektronů. Tím bylo možno zjistit procento supravodivých elektronů v závislosti na teplotě a změřit hodnoty λ a λ_0 (viz rovnici (11)) pro řadu kovů.

Prakticky úspěšné bylo použití supravodičů ke konstrukci citlivého *bolometru* pro infračervené záření. Změna stejnosměrného odporu s teplotou je v okolí kritické teploty tak prudká, že stačí oteplení o několik stotisečtin stupně k vyvolání měřitelné změny napětí. Nízké specifické teplo kovu v supravodivém stavu a nízká hodnota termického šumu ($e_{\text{šum}} = \sqrt{4kTR \Delta f}$) jsou rovněž příznivými okolnostmi. V prvním bolometru tohoto druhu bylo použito tantalu, později nitridu kolumbia (ANDREWS et al. v Baltimore, [21]), který má kritickou teplotu v oboru dosažitelném pomocí kapalného vodíku. Konstrukce bolometru je patrná z obr. 9. Proužek CbN (rozměrů $5 \times 0,5 \times 0,006$ mm) je chlazen prostřednictvím měděné tyče, která je ponořena do lázně kapalného vodíku. Bolometr tohoto druhu se zdá být několikanásobně citlivější než infračervené de-

tektory jakéhokoliv jiného druhu. FUSON [22] uvádí jako mezní citlivost jednoho z nejlepších exemplářů hodnotu $2,2 \cdot 10^{-11}$ watt (vztaženo na 1 mm^2 plochy bolometru a pro záření vysílané černým tělesem teploty 100°C). Mezní citlivosti se rozumí ono množství dopadajícího záření,



Obr. 9. Bolometr pro infračervené záření používající jakožto citlivého elementu supravodivého nitridu kolumbia v lázni kapalného vodíku (ANDREWS a spoluprac.). 1 čerpadlo vodíku, 2 k vývěvě, 3 přívod kapalného dusíku, 4, 9, 21 masovitový prsten, 5, 15, 17 stínění proti záře: 1, 6 hladina kapalného dusíku, 7 hladina kapalného vodíku, 8 vyrovnavač teploty, 10 ohřivač, 11 supravodivý element, 12 fotometr, 13 šterbina, 14 okénko z kamenné soli, 16 kryt, 18 aktivní uhlí, 19 nádrž kapalného vodíku, 20 nádrž kapalného dusíku, 22 vnější pouzdro, 23 čerpadlo dusíku, 24 přívod kapalného vodíku, 25 kabel.

kteří vyvolá na bolometru napětí stejné velikosti, jako je střední hodnota thermického šumu za dané teploty. Supravodivý bolometr by mohl mít zvláštní cenu při studiu emisních spekter ze zdrojů o normální pokojové teplotě, kde jiných detektorů lze sotva použít.

LITERATURA.

- [1] F. BLOCH: *Zs. f. Phys.*, **52**, 1928, 555.
- [2] H. KAMMERLINGH-ONNES: *Leiden Comm.*, 122b, 1911.
- [3] R. A. OGG: *Phys. Rev.*, **70**, 1946, 93 a 446.
- [4] J. C. MCLENNAN, J. C. ALLEN a J. O. WILHELM: *Phil. Mag.*, (7), 1932, 14, 168.

- [5] W. J. DE HAAS a J. VOOGD: Proc. Roy. Soc. Amsterdam, **33**, 1929, 206.
 [6] W. MEISSNER a R. OCHSENFELD: Naturwiss. **21**, 1933, 787.
 [7] D. SHOENBERG: Superconductivity, Cambridge, 1938.
 [8] ŠUBNIKOV a NACHUTIN: Nature, **139**, 1937, 589.
 [9] L. LANDAU: Nature, **141**, 1938, 688.
 [10] C. S. GORTER a H. CASIMIR: Physica **1**, 1934, 306.
 [11] J. G. DAUNT a C. V. HEER: Phys. Rev., **76**, 1949, 854 a 985.
 [12] R. DE L. KRONIG: Z. f. Phys., **78**, 1932, 744; **80**, 1932, 203.
 [13] W. HEISENBERG: Z. Naturforschg., **2a**, 1947, 185; **3a**, 1948, 65.
 [14] J. C. SLATER: Phys. Rev., **51**, 1937, 195; **52**, 1937, 214.
 [15] F. a H. LONDON: Proc. Roy. Soc., A, **149**, 1935, 71 a F. LONDON: Une conception nouvelle de la supraconductibilité; Paris 1937.
 [16] R. BECKER, G. HELLER a F. SAUTER: Z. f. Phys., **85**, 1933, 772.
 [17] M. DÉSIRANT a D. SHOENBERG: Nature **159**, 1947, 201.
 [18] A. B. PIPPARD: Proc. Roy. Soc., A, **191**, 1947, 399.
 [19] I. ŠIMON: Phys. Rev., **77**, No. 1, 1950.
 [20] F. BITTER, J. GARRISON, A. HALPERN, E. MAXWELL, J. C. SLATER a F. SQUIRE: Phys. Rev., **70**, 1946, 97.
 [21] D. H. ANDREWS, R. M. MILTON a W. DE SORBO: J. Opt. Soc. Am., **36**, 1946, 518.
 [22] N. FUSON: J. Opt. Soc. Am., **38**, 1948, 845.

*

Physics of Low Temperatures. Part II: Superconductivity. Among the first important discoveries made after attaining the temperatures of liquid helium was the superconductivity of some metals. Although a vast amount of experimental facts has been collected since that time (1911) the difficulties in the interpretation of these facts in terms of the theories of electronic conduction in metals seem still to be insurmountable. In this article a brief survey is given both of the experimental as well as the theoretical aspects of the problem.

MODIFIKACE KILCHLINGOVY METODY PRO GRAVITAČNÍ TORSNÍ VÁHU REGISTRUJÍCÍ V PEVNÝCH AZIMUTECH.

Věnováno panu profesorovi Dr Stanislavu Hanzlíkovi k jeho sedmdesátinám v den 11. května 1948.

JAN PÍCHA, Praha.

V roce 1926 sestrojil K. KILCHLING rovnoměrně se otáčející gravitační váhu, která při velmi pomalém otáčení a tedy při spojitě změně azimutu zaznamenávala na fotografické desce spojitou křivku místo obvyklé soustavy bodů [1]. Ukázal též [2], jak lze z průběhu této křivky stanovit druhé parciální derivace potenciálu tíže U

$$U_{xz} = \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z}, U_{yz} = \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z}, U_{\Delta} = U_{yy} - U_{xx} = \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}, 2U_{xy} = 2 \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}.$$

Pokusil jsem se aplikovati tuto metodu na měření gravitační vahou registrující s obvyklým zastavováním v určitém sledu pevných azimutů.