

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Silvester Takács

Spravodivost' - makroskopický kvantovomechanický jav

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 19 (1974), No. 4, 200--211

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/138497>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1974

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>

Supravodivosť – makroskopický kvantovomechanický jav*)

Silvester Takács, Bratislava

1. Úvod

Supravodivosť patrí nesporne k najzaujímavejším fyzikálnym javom a jeho objasnenie na základe mikroskopickej teórie k najväčším úspechom teoretickej fyziky. Vzájomné ovplyvňovanie experimentátorov a teoretikov pritom zohralo veľkú úlohu a bolo v značnej miere podkladom pokroku vo výskume tohoto obtiažneho javu.

Snád žiaden iný fyzikálny jav nedokázal udržať v napätí celé generácie experimentálnych i teoretických fyzikov, ako to bolo v prípade supravodivosti. Veď od jeho objavu v r. 1911 KAMERLINGHOM ONNESOM uplynulo takmer polstoročie, kým sa v r. 1957 podarilo sformulovať prvú úspešnú mikroskopickú teóriu supravodivosti.

Následkom silných vzájomných korelácií medzi supravodivými elektrónmi je supravodivosť (spolu so supratekutosťou) vlastne akýmsi makroskopickým prejavom zákonov kvantovania.

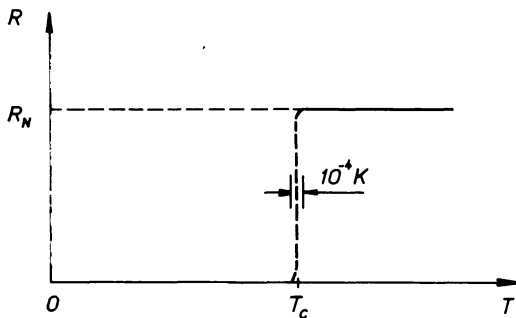
2. Základné vlastnosti supravodičov

Svoje pomenovanie dostala supravodivosť na základe vlastnosti nulového elektrického odporu čiže nekonečnej elektrickej vodivosti. Tento stav sa dosahuje pod určitou teplotou T_c , nazývanou kritickou. Šírka prechodu je veľmi malá – u čistých elementárnych supravodičov okolo 10^{-4} K (obr. 1). Táto malá šírka prechodu už sama osebe napovedáva veľmi silnú koreláciu medzi vodivostnými elektrónmi pri prechode.

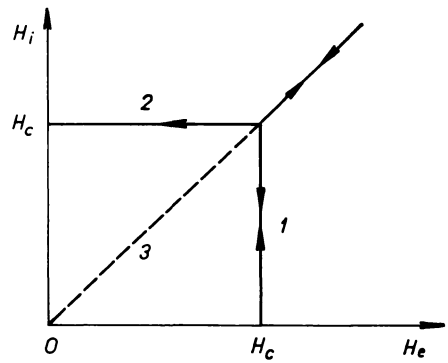
V súčasnosti je známych niekoľko tisíc dvoj- i viackomponentných supravodivých zlúčenín a zliatin, ako aj niektoré čisté alebo elementárne supravodiče (Nb, Sn, Pb, Al a i.). Najvyššiu kritickú teplotu má trojkomponentná intermetalická zlúčenina Nb_3AlGe – okolo 21 K; kritické teploty prakticky použiteľných supravodičov sú okolo 10–18 K.

Existencia ďalšieho kritického parametru supravodičov – kritického magnetického poľa H_c , nad ktorým sa supravodivosť rozruší – schladila prvotné nadšenie v súvislosti s použitím supravodičov na generovanie vysokých magnetických polí. Obr. 2 znázorňuje priebeh magnetického poľa v supravodiči a ideálnom vodiči. Supravodič sa od ideálneho vodiča (tj. vodiča s nekonečnou vodivosťou) odlišuje vytláčaním magnetického poľa pri prechode, správa sa teda ako ideálne diamagnetikum. Tento jav sa pomenoval po ich

*) Výťah z prednášky na Seminári o úlohách fyziky v súčasnosti, poriadanej FVS JSMF, katedrou fyziky PFUK a Filozofickým ústavom SAV v dňoch 14. – 15. mája 1973 v Bratislave.



Obr. 1. Priebeh elektrického odporu pri prechode do supravodivého stavu. T_c je kritická teplota supravodiča, R_N odpor v normálnom stave.

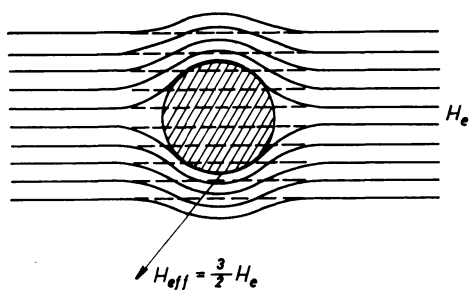
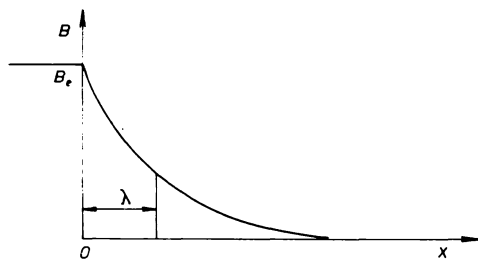


Obr. 2. Magnetizačná charakteristika supravodiča (1), ideálneho vodiča (2) a normálneho vodiča (3). H_i je vniknuté, H_e vonkajšie magnetické pole.

objaviteľoch MEISSNEROVÝM-OCHSENFELDOVÝM javom a bol predpokladom vytvorenia prvých teoretických konceptov o supravodivosti, hlavne termodynamiky. Totiž až vtedy bolo možné aplikovať na prechod supravodivý – normálny stav bežné termodynamické zákony. Pre ideálny vodič je stav nie úplne definovaný, nakoľko závisí od histórie (od magnetického poľa, pri ktorom sa supravodič schladí pod kritickú teplotu).

Vytlačenie magnetického poľa pritom nie je úplne (obr. 3), pole klesá exponenciálne od povrchu. Pre tento pokles je charakteristickou dĺžkou hĺbka vniku λ , ktorá je jednou z najdôležitejších parametrov supravodiča (okolo $10^{-5} - 10^{-6}$ cm).

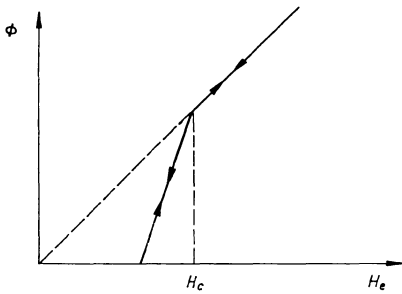
Obr. 3. Pokles magnetického poľa od povrchu supravodiča. λ je hĺbka vniku.



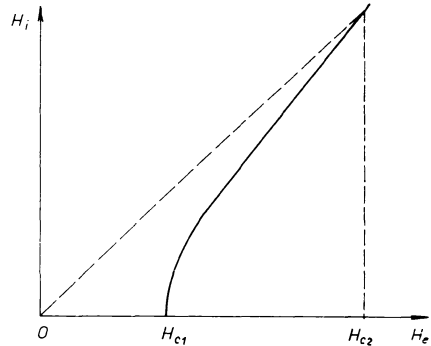
Obr. 4. Zhustenie magnetických siločiar následkom demagnetizačného faktora supravodivej gule pri vytlačení magnetického poľa. Čiarkovane je zakreslené pôvodné homogénne pole.

Ostrý prechod do normálneho stavu v magnetickom poli nastáva iba pre valce z tzv. supravodičov I. typu, a to v axiálnom poli; ináč je prechod pretiahly následkom demagnetizačného faktora vzorky. Na niektorých miestach na povrchu supravodiča (obr. 4) je magnetické pole následkom vytlačenia zo supravodiča vždy väčšie, ako by zodpo-

vedalo homogénemu poľu bez vzorky. Magnetické pole preto čiastočne preniká do supravodiča už pri poliach menších, ako je H_c (obr. 5). Supravodič sa rozkladáva na väčšie či menšie supravodivé a normálne oblasti.



Obr. 5. Magnetický tok Φ na rovníku supravodivej gule v závislosti od vonkajšieho poľa H_e .



Obr. 6. Magnetizačná charakteristika supravodičov II. typu.

Tento tzv. medzistav sa zjavne líši od iného charakteristického stavu supravodičov v magnetickom poli – tentoraz supravodičov II. typu – a síce od tzv. zmiešaného stavu. Pole do supravodiča II. typu preniká postupne od dolného kritického poľa H_{c1} po horné kritické pole H_{c2} (obr. 6) v tvare tzv. fluxoidov, ktorých magnetický tok je kvantový (viď odsek 3). Najvyššie horné kritické magnetické pole sa doteraz nameralo u Nb_3AlGe (vyššie 400 kG pri 4,2 K).

Rozdiel oboch stavov (zmiešaného a medzistavu) je zásadný v povrchovej energii medzi supravodivými a normálnymi oblasťami. Supravodivý stav sa popisuje určitým charakteristickým parametrom. Môže to byť napr. koncentrácia supravodivých elektrónov v dvojkvapalinových modeloch, kde sa systém rozdelí na supravodivé a normálne elektróny, alebo nejaká efektívna vlnová funkcia v prípade teórie fázových prechodov, šírka energetickej medzery, poprípade parameter usporiadanosti v mikroskopickej teórii a i. Vzájomná silná korelácia supravodivých elektrónov spôsobí, že tento parameter môže klesať iba postupne. Príslušná charakteristická dĺžka sa nazýva koherenčnou dĺžkou ξ . Ak dĺžka ξ je menšia ako hĺbka vniku λ , na rozhraní magnetické pole prenikne sčasti aj do supravodiča. Tým zníži jeho voľnú energiu, povrchová energia takéhoto „rozhrania“ je teda záporná. V supravodiči so zápornou povrchovou energiou sa teda vytvorí čo najväčší možný počet rozhraní. Naopak, u supravodičov I. typu je $\lambda \lesssim \xi$ (ξ je okolo 10^{-4} cm pre čisté supravodiče). To znamená vytlačenie magnetického poľa z väčšieho efektívneho objemu v blízkosti rozhrania (rozmeru asi $\xi - \lambda$), a tým zvýšenie voľnej energie pri vytvorení rozhrania medzi supravodivým a normálnym stavom. Oblasť supravodivé a normálne v medzistave budú teda čo najväčšie, rozhraní bude čo najmenej.

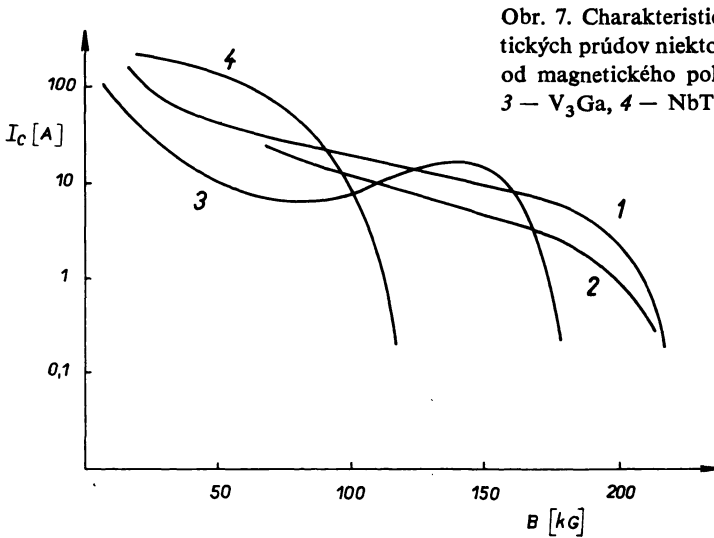
Podiel oboch charakteristických dĺžok $\kappa = \lambda/\xi$ je ďalší dôležitý parameter, ktorý

udáva rozdelenie supravodičov na oba spomínané typy. Presnou deliacou hodnotou je $\kappa = 1/\sqrt{2}$:

$\kappa < 1/\sqrt{2}$ – supravodiče I. typu

$\kappa > 1/\sqrt{2}$ – supravodiče II. typu

V prípade pozdĺžneho poľa sa nad H_{c2} (až do tzv. tretieho kritického poľa H_{c3}) môže udržať na povrchu veľmi tenká supravodivá vrstva, vnútro kovu je už ale normálne, teda nesupravodivé.



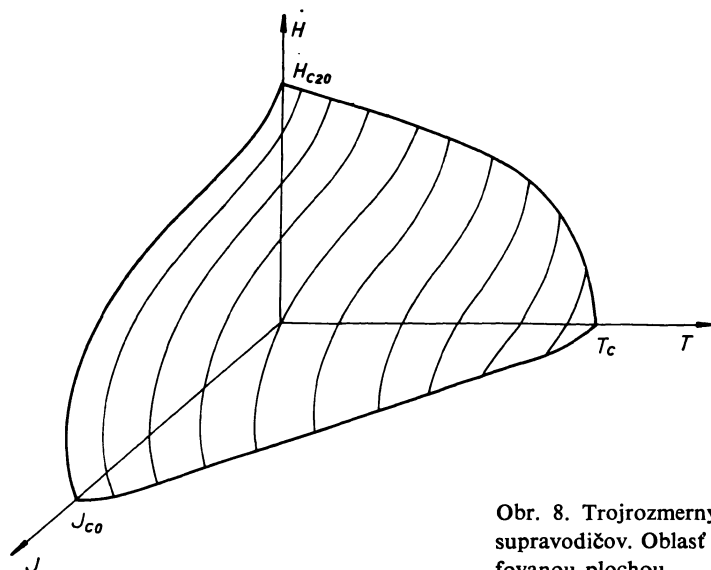
Obr. 7. Charakteristické priebehy závislosti kritických prúdov niektorých tvrdých supravodičov od magnetického poľa. 1 – V_3Si , 2 – Nb_3Sn , 3 – V_3Ga , 4 – $NbTi$.

Ďalším dôležitým parametrom supravodičov je kritický prúd. Ten je u supravodičov I. typu daný prúdom, ktorý vytvorí na povrchu supravodiča pole rovné kritickému. U supravodičov II. typu pôsobí na vytvorené fluxoidy nad H_{c1} Lorentzova sila, ktorá musí byť kompenzovaná tzv. pinningovými (záchytnými) silami, a to zabudovaním rôznych defektov do kryštalickej mriežky supravodiča. Supravodiče schopné viesť prakticky bezstratovo pomerne vysoké jednosmerné prúdy aj v zmiešanom stave (obr. 7) nazývame tvrdými supravodičmi alebo supravodičmi III. typu. Teória kritických prúdov v tvrdých supravodičoch je pomerne komplikovaná a ešte nie je úplne uzavretá. Vhodným zabudovaním defektov sa síce podarilo v tvrdých supravodičoch zvýšiť kritické prúdy pri jednosmernom prúde, ale pohyb fluxoidov, hoci i malý, v striedavých režimoch vedie k hysteréznym stratám, úmerným frekvencii poľa lebo prúdov. Veľkosť týchto strát dosahuje alebo i prekračuje straty v normálnych kovoch. Odstráneniu tohto nepriaznivého javu sa venovalo značne veľa technologického úsilia (hlavne znižovaniu rozmerov supravodiča); zatiaľ sú dosiahnuté výsledky pomerne skromné.

Kritické parametre, dôležité z praktického hľadiska (T_c , H_{c2} , J_c), úzko súvisia (obr. 8). Okrem vzájomného súvisu kritických parametrov možno z obrázku vyčítať oblasť existencie supravodivého stavu.

3. Mikroskopická podstata supravodivosti

Po pionierskych prácach FRÖHLICHA a BARDEENA o vplyne kmitov kryštalickej mriežky na elektrónové stavy v pevných látkach sa v r. 1957 podarilo BARDEENOVÍ, COOPEROVÍ a SCHRIEFFEROVÍ úspešne sformulovať mikroskopickú teóriu supravodivosti; bola im udelená Nobelova cena za fyziku pre rok 1972.



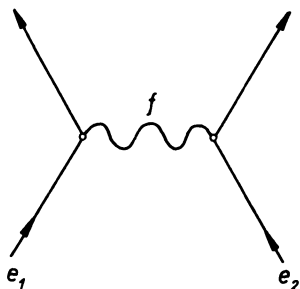
Obr. 8. Trojrozmerný fázový diagram tvrdých supravodičov. Oblasť supravodivá je pod zašrafovanou plochou.

Základom tejto teórie je zahrnutie príťažlivej interakcie medzi elektrónmi v pevnej látke za účasti fonónov (fonóny sú kvantá kmitov kryštalickej mriežky), ktorá môže prevládať nad odpudivou coulombovskou interakciou medzi elektrónmi. Elektrón totiž pri pohybe kryštalickou mriežkou polarizuje túto mriežku, takže pohyb ďalších elektrónov sa deje v pozmenenom elektrickom poli mriežky. Ak ďalší elektrón sleduje prvý vo fáze, je táto interakcia najsilnejšia. Túto interakciu si možno predstaviť tak, že elektrón emituje fonón, ktorý sa vzápätí absorbuje ďalším elektrónom (obr. 9).

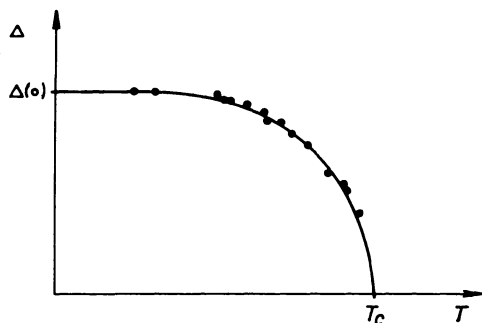
V prípade, že celková interakcia medzi elektrónmi je príťažlivá, bude systém nestabilný voči tvoreniu sa elektrónových párov (tzv. Cooperov jav), a to hlavne párov pozostávajúcich z elektrónov s opačnými impulzami a spinmi. Takéto páry potom tvoria v podstate bozóny (s nulovým celkovým spinom), ktoré pri nízkych teplotách môžu skondenzovať do základného stavu. To ale spôsobí radikálny zásah do elektrónového spektra. Z okolia Fermiho plochy sa elektróny z úzkeho pásu skondenzujú, a tým vytvoria „zakázaný pás“ alebo energetickú medzeru (gap). Na rozrušenie jedného cooperovského elektrónového páru treba dodať energiu rovnú najmenej šírke tejto medzery (na rozdiel od normálnych kovov, kde excitačná energia je infinitezimálna). Vytvorenie takejto energetickej medzery je dôsledkom mnohočasticových javov. Aplikácia metód teórie mnohých častíc pre pevné látky – ináč veľmi bežná v tom čase pre kvantovú elektro-

dynamiku a všeobecne pre kvantovú teóriu poľa — znamenala zásadný prínos pre objasnenie podstaty supravodivosti.

V excitačnom spektre sa teda vytvorí energetická medzera. Supravodivé páry sa preto nerozptyľujú na nedokonalostiach a nehomogenitách mriežky, ani na fonónoch (tieto interakčné energie sú menšie ako šírka medzery). Systém elektrónových párov (tzv. cooperovských párov), keď je raz rýchlý, zachováva permanentný tok — je supravodivý,



Obr. 9. Vzájomná výmena fonónu (f) medzi dvomi elektrónmi e_1, e_2 .



Obr. 10. Teplotná závislosť šírky energetickej medzery z mikroskopickej teórie BCS (plná čiara) a experimentálne výsledky na hliníku.

Šírka energetickej medzery sa meria napr. absorpciou infračerveného žiarenia alebo ultrazvuku. Absorbcia je mizivá, pokiaľ energia žiarenia nepresiahne šírku energetickej medzery. Podobne je to aj v prípade tunelovania medzi dvomi supravodičmi, oddelenými tenkou (20–50 Å) izolačnou vrstvou. Priložením vonkajšieho napätia je tunelovací prúd cez izolačnú vrstvu medzi supravodičmi pri veľmi nízkych teplotách nulový, kým rozdiel energetických systémov oboch sústav eV nie je rovný šírke medzery. Vtedy nastane náhly skok v tunelovacej charakteristike.

Šírka energetickej medzery klesá s rastúcou teplotou, až pri T_c vymizne a supravodič prejde na normálny kov (obr. 10).

Experimentálne nameraná závislosť šírky energetickej medzery od teploty sa veľmi dobre zhoduje s teoretickou krivkou vyplývajúcou z mikroskopickej teórie Bardeena-Coopera-Schrieffera (BCS).

4. Makroskopický prejav kvantovania v supravodičoch a korelačné javy

Tvorca prvej úspešnej teórie elektromagnetických vlastností supravodičov FRITZ LONDON zdôrazňoval, že vlastnosti supravodičov možno popísať, ak predpokladáme, že kanonický impulz kvantovomechanického súboru elektrónov

$$p = mv_s + \frac{q}{c} A,$$

je „tvrdý“ (nemenný) oproti zmenám vonkajšieho magnetického poľa.

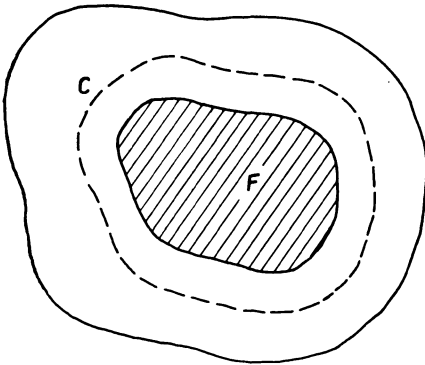
Ak na takto zavedený súbor nabitých častíc v magnetickom poli aplikujeme kvantovú podmienku (podobnú Bohrovmu kvantovaniu pre elektróny okolo atómov), teda

$$nh = \oint \mathbf{p} \, dl = \oint m\mathbf{v}_s \, dl + \frac{q}{c} \oint \mathbf{A} \, dl,$$

platí pre dráhu C okolo nejakej diery s plochou F v supravodiči (obr. 11)

$$n \frac{hc}{q} = \frac{mc}{n_s q^2} \oint_C \mathbf{j}_s \, dl + \Phi_F,$$

$$\mathbf{j}_s = n_s q \mathbf{v}_s,$$



Obr. 11. Ku kvantovaniu toku cez supravodič s dierou o ploche F.

$$\oint_C \mathbf{A} \, dl = \iint_F \text{rot } \mathbf{A} \, df = \iint_F \mathbf{B} \, df = \Phi_F.$$

Súčet toku a čiarového integrálu z prúdu sa nazýva fluxoidom. S výnimkou veľmi tenkých supravodivých prstencov možno integračnú dráhu prúdu viesť cez oblasť s nulovým prúdom, nakoľko prúdy tečú v podstate iba v hĺbke λ od povrchu. Preto možno povedať, že magnetický tok (presnejšie je to fluxoid) cez supravodivý prstenec je kvantovaný. Experimentálne sa toto kvantovanie overilo až v r. 1962; experimentálne hodnoty ($q = 2e$, $m = 2m_e$) potvrdili fakt, že supraprúd je prenášaný dvojicami elektrónov – cooperovskými párami. Základný kvant magnetického toku je $\Phi_0 = hc/2e \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ Gcm}^2$.

Kvantovanie toku poukazuje aj na pevnú vzájomnú fázovú koreláciu cooperovských párov. Supravodivý prúd musí byť tvorený párami s rovnakým kvantovým číslom (n). Pri prechode do nového stavu s kvantovým číslom n' musia prejsť všetky cooperovské páry do tohto stavu. Ak by tak mohli urobiť iba niektoré páry, príslušný skok v magnetickom toku by bol oveľa menší.

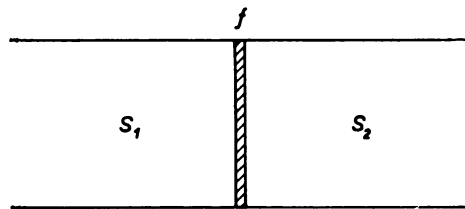
Princíp kvantovania toku sa nevzťahuje len na supravodivý prstenec, teda supravodič s dierou, ale napr. aj na supravodič preniknutý magnetickým poľom.

Z teoretických výpočtov ABRIKOSOVA na základe polofenomenologickej teórie

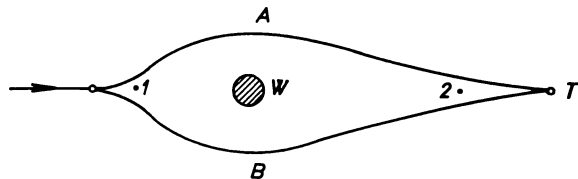
GINZBURGA-LANDAUA vyplynula periodická štruktúra supravodivých vírov v supravodičoch II. typu, pričom jadro týchto vírov je akoby normálne a okolo tohto jadra krúžia supravodivé víry. Presná periodická štruktúra fluxoidov bola experimentálne overená až o desaťročie neskôr pomocou pomerne dávnej bitterovskej metodiky posypania povrchu jemným feromagnetickým práškom. Tento prášok sa pri zapnutí vonkajšieho poľa zhustí v oblastiach s vyššími magnetickými poľami (teda v oblasti jadra vírov). Pokiaľ sú jednotlivé víry dostatočne ďaleko od seba, tj. pri malých magnetických poliach, môžeme si zvoliť integračnú dráhu tak, aby prúd už bol po celej dráhe nulový, podobne ako u prstena. Magnetický tok víru je teda kvantovaný. Supravodič II. typu sa snaží mať čo najviac efektívnych rozhraní po preniknutí magnetického poľa. Preto magnetický tok jednotlivých vírov je minimálny možný, teda rovný kvantu magnetického toku Φ_0 . Experimenty pritom ukazovali na trojuholníkovú štruktúru fluxoidov (na rozdiel od kvadratickej, vypočítanej Abrikosovom).

Amplitúdová korelácia supravodivých párov vedie k existencii konečnej koherenčnej dĺžky, na ktorej môže poklesnúť parameter charakterizujúci supravodivý stav. Z mikroskopickej teórie supravodivosti vyplýva, že koherenčná dĺžka sa dá interpretovať aj ako akýsi efektívny rozmer cooperovských párov. Existencia koherenčnej dĺžky má za následok niekoľko základných vlastností supravodičov, okrem iného i existenciu rôznych typov supravodičov, ako aj stabilitu supravodivého stavu v magnetickom poli. Ak by koherenčná dĺžka neexistovala, supravodič by sa v magnetickom poli rozpadol na veľmi tenké striedajúce sa normálne a supravodivé oblasti, nakoľko povrchová energia na rozhraní supravodivého a normálneho stavu by bola záporná.

Obr. 12. Dva slabo zviazané supravodivé systémy S_1, S_2 cez Josephsonovský kontakt o ploche f .



Obr. 13. Interferencia elektrónových lúčov, rozdelených biprizmou I po prebehnutí dráh A, B , ktoré obopínajú magnetický tok cievky W .



Fázová korelácia v supravodičoch súvisí s tým, že všetky cooperovské páry sa nachádzajú v základnom stave. Ako už bolo spomenuté, páry sú vlastne bozónmi. Podľa zákonov kvantovej mechaniky fáza vlnovej funkcie, popisujúcej určitý stav, je určená tým presnejšie, čím je väčšie číslo obsadenia tohto stavu. Supravodivý stav možno teda charakterizovať vlnovou funkciou s definovanou fázou.

Fázová korelácia supravodivých párov vedie ku kvantovaniu magnetického toku, ako aj k ďalším zaujímavým javom, známym pod menom Josephsonove javy.

Ak priblížime k sebe dva supravodivé systémy S_1 a S_2 (obr. 12) s určitými fázami (tieto môžu byť obecné rôzne), začnú na seba tieto systémy vzájomne pôsobiť, podobne ako dve zviazané kyvadla. Pritom prenos energie z jedného kyvadla na druhé je daný rozdielom fáz. Podobne v prípade dvoch slabozviazaných supravodičov tečie prúd, ktorý podľa Josephsona má tvar

$$I = I_c \sin(\varphi_1 - \varphi_2),$$

pričom φ_1 a φ_2 sú fázy oboch systémov.

Najdôležitejším a v súčasnosti už aj prakticky využívaným faktom takéhoto kontaktu ale je, že jeho vlastnosti sa dajú ovplyvniť elektrickým a magnetickým poľom.

Ako je známe, fáza vlny vstupuje do popredia hlavne pri rôznych pokusoch s interferenciou vln. Preto vplyv magnetického poľa na fázu vlnovej funkcie v supravodiči si ozrejmime na základe analógie s elektrónovými lúčmi.

Ak sa podarí nejakým spôsobom udržať kinetický impulz konštantným, potom kanonický impulz p a tým i vlnová dĺžka $\lambda = h/p$ vlny závisí od vektorového potenciálu. Fázový rozdiel medzi dvoma bodmi pozdĺž čiar 1–2 je ale daný

$$\Delta\varphi_{21} = 2\pi \int_1^2 \frac{|dl|}{\lambda} = \frac{2\pi}{h} \int_1^2 \mathbf{p} \, dl,$$

alebo v prípade $mv = \text{konšt.}$

$$\Delta\varphi_{21} = \frac{2\pi e}{hc} \int_1^2 \mathbf{A} \, dl.$$

Obr. 13 znázorňuje urobienie pokusu s elektrónovým lúčom rozdeleným na dve časti. Tieto lúče po prebehnutí určitej dráhy sa zbiehajú a interferujú. Výsledkom je známy interferenčný obraz. Po zapnutí magnetického poľa v cievke W sa systém interferenčných čiar posunul. Magnetické pole cievky W bolo veľmi dobre odtienené; okrem toho pri konštantnom magnetickom poli sú elektrické polia nulové, takže pozdĺž dráh elektrónových lúčov možno predpokladať, že kinetický impulz sa nezmenil.

Fázový rozdiel medzi oboma lúčmi (keď pôvodný bol nulový) dáva

$$\Delta\varphi_{AB} = \frac{2\pi e}{hc} \oint_C \mathbf{A} \, dl = \frac{2\pi e}{hc} \iint_F \text{rot } \mathbf{A} \, d\mathbf{f} = \frac{2\pi e}{hc} \Phi_F.$$

Fázový rozdiel je teda daný magnetickým tokom cez plochu F , ktorú uzatvárajú obe dráhy. Zmena toku o hc/e pozmení fázový rozdiel o 2π , interferenčné čiary sa teda posunú o jednu periódu. Je to presne v súlade s experimentom. Keďže fáza sa týka súboru jednotlivých elektrónov, je efektívny náboj rovný elementárnemu náboju e .

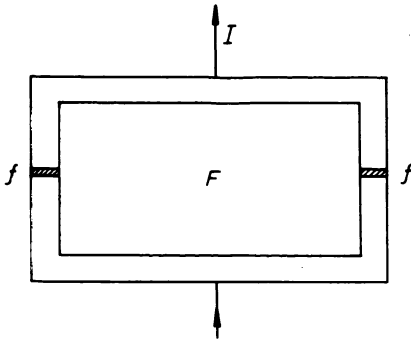
Podobne je to aj s Josephsonovským spojím, kde prúd závisí od rozdielu fáz, a tento rozdiel zasa od magnetického toku v kontakte. Výsledkom pre maximálny prúd v závislosti od magnetického toku je pre plošný kontakt výraz úmerný $(\pi\Phi_f/\Phi_0)^{-1} \cdot \sin(\pi\Phi_f/\Phi_0)$, pričom Φ_f je magnetický tok cez plochu kontaktu f .

Interferencia dvoch kontaktov sa používa na meranie malých magnetických polí.

Efektívna plocha kontaktu f je totiž veľmi malá. V prípade dvojkontaktu (obr. 14), ktoré obopínajú plochu F , je prúd daný výrazom

$$I \sim \left(\frac{\pi \Phi_f}{\Phi_0} \right)^{-1} \sin \left(\frac{\pi \Phi_f}{\Phi_0} \right) \cos \left(\frac{\pi \Phi_F}{\Phi_0} \right).$$

Rozlišovacia schopnosť takéhoto súboru je teda veľmi veľká, pokiaľ možno plochu F dostatočne zväčšíť. Výraz pre prúd sa ničím neliší od výrazu pre intenzitu pri interferencii svetelných vln po prechode cez dvojštrbinu. Pre $F \approx 1 \text{ cm}^2$ pozmení periódu zmena poľa o púhych $2 \cdot 10^{-7} \text{ G}$. Rozlišovacia schopnosť takéhoto magnetického interfero-



Obr. 14. Interferencia dvoch josephsonovských spojov.

metra sa dá pomocou elektroniky zvýšiť ešte o niekoľko rádov (až na hranicu šumu). Pomocou takýchto interferometrov sa podarilo zhotoviť magnetokardiogramy a magnetoencefalogramy, ktoré dosahujú alebo dokonca preyšujú výsledky získané z EKG a EEG.

Ďalšie zaujímavé javy sú spojené so striedavým Josephsonovým prúdom. Pri nejakom napätí U na kontakte dvojica elektrónov prenesie pri tunelovaní energiu $2eU$. To ale znamená zmenu vnútorných frekvencií systémov o hodnotu $\nu = 2eU/h$. Na základe analógie s dvomi kyvadlami o rôznych frekvenciách ľahko zistíme, že rozdiel fáz sa mení lineárne s časom; teda aj prúd s frekvenciou $\nu = 2eU/h$. Pri $U = 1 \text{ mV}$ je príslušná vlnová dĺžka približne $600 \mu\text{m}$ (ďaleká infračervená oblasť).

Priame zistenie tohto prúdu bolo spojené s veľkými ťažkosťami, nakoľko sa nevedelo, ako tento malý výkon previesť z kontaktu do nejakého rezonátora. Preto dôkaz sa najprv podaril nepriamo. Pri ožiarení kontaktu „vlastnými“ frekvenciami sa vyskytli charakteristické skoky v tunelovacom prúde, ktoré vznikli superpozíciou Josephsonovho striedavého prúdu s kmitaním mikrovlnného poľa. Tento postup sa použil na presnejšie určenie pomeru elementárnych konštant h/e , čím sa presnosť určenia tohto pomeru zvýšila o niekoľko rádov. Pri známej hodnote tejto konštanty možno uvedený postup použiť pre napäťové normály, nakoľko meranie frekvencií je jednou z najpresnejších spomedzi meraní fyzikálnych veličín.

Využitia Josephsonovho javu sú síce pre ich originálnosť významné, problémy sú ale zatiaľ hlavne s dlhodobou časovou stabilitou kontaktov.

4. Súvis supravodivosti s inými oblasťami

Rád by som vyzdvihol hlavne súvis supravodivosti s tými oblasťami, ktoré boli témou tohoto seminára (astrofyzika, fyzika plazmy).

Supravodivý a supraskuteký stav je pravdepodobne možný v neutrónových hviezdach, ktoré by podľa našich súčasných vedomostí mali byť pulzarmi, teda zdrojmi krátkych periodicky sa opakujúcich rádiových pulzov. Keďže žiarenie pulzarov je lineárne polarizované, predpokladá sa, že je potrebné silné magnetické pole, aby takáto polarizácia mohla vzniknúť. Také silné magnetické polia sa mohli vytvoriť v procese kolapsu hviezdy na neutrónové hustoty, tzn. hustoty, pri ktorých sa začínajú uvoľňovať neutróny a protóny z jadier atómov. Interakcia medzi nukleónmi pri týchto hustotách je príťažlivá, takže sa spájajú – podobne ako elektróny – do cooperovských párov. Kritická teplota takéhoto súboru je veľmi vysoká, o niekoľko rádov vyššia ako predpokladaná teplota neutrónovej hviezdy. Preto je dosť pravdepodobné, že vnútro neutrónovej hviezdy pozostáva zo supraskutekej neutrónovej a supravodivej protónovej kvapaliny. Niekoľko dôležitých vlastností pulzarov, ako napr. existencia vysokých magnetických polí, zmeny periódy pulzaru zo súhvezdia Plachiet po tzv. otrasoch, kolísanie, tj. nemonotónne zmeny s periódami niekoľko mesiacov, a i. možno veľmi spoľahlivo vysvetliť pomocou existencie supravodivej kvapaliny.

V súvislosti s fyzikou plazmy sa rysuje aplikácia supravodivosti v dvoch oblastiach. Zatiaľ jedinou oblasťou, kde aplikácia supravodičov definitívne prerazila, sú magnety. Myslím si, že nie je prehnané tvrdenie, že iba supravodivé magnety budú schopné vytvoriť vysoké polia v požadovaných objemoch pre riadenú termonukleárnu syntézu a pre magnetohydrodynamické generátory, ktoré taktiež využívajú plazmatické skupenstvo hmoty.

5. Problémy súčasného výskumu supravodivosti

Obširnejšiemu využitiu supravodivosti v praxi bránia hlavne dva problémy – to sú práve oblasti, v ktorých môže základný fyzikálny výskum pomôcť podstatnou mierou. Sú to jednak pomerne nízke kritické teploty doteraz použiteľných supravodičov a už spomínané straty pri striedavých režimoch, ktoré sa zatiaľ obmedzujú technicky veľmi náročnými riešeniami.

Zvýšenie kritických teplôt supravodičov je najdôležitejším problémom súčasného výskumu supravodivosti. Predpokladá sa, že terajšie výsledky sú už blízko hraničných hodnôt pre kritické teploty na základe elektrón-fonón-elektrónového mechanizmu.

Preto pozornosť teoretikov i experimentátorov sa sústredila na možnosti existencie iných mechanizmov supravodivosti. Z navrhovaných modelov sú najznámejšie: jednorozmerný model LITTLEA, kde centrálné vodivé molekulárne reťazce sú obklopené ľahko polarizovateľnými bočnými článkami (táto polarizácia nahradzuje pohyb iónov v pevnej látke) a dvojrozmerný model GINZBURGA, kde dielektrické vrstvy sa striedajú s vodivými a polarizácia vzniká v blízkosti povrchu dielektrika.

Okrem teoretických obmedzení (pričom hlavne fluktuácie by mali znížiť kritické teploty T_c takýchto systémov) však existujú i praktické obmedzenia. Jednak sa nepodarilo

„skonštruovať“ súbor kovove vodivých lineárnych molekulárnych reťazcov, jednak výber vhodných a dosť tenkých dielektrických medzivrstiev je obtiažny — hoci v poslednej dobe sa tu dosiahli určité úspechy.

Ďalšou možnosťou by bola supravodivosť kovového vodíka, ktorý by mal byť tuhou látkou pri veľmi vysokých tlakoch. Jeho kritická teplota by mala byť blízka izbovej teplote.

Výskum v tejto oblasti čaká nesporne na nejaký „objav“, ktorý by zvýšil šance pre obširnu aplikáciu supravodičov. Totiž, iba zvýšenie kritických parametrov, hlavne kritickej teploty prinajmenšom na vodíkové teploty, by znamenal zásadné zlepšenie šancí technického využitia supravodičov v rôznych aplikáciách, ako elektrické stroje, pulzné magnety, magnetické nadnášanie vlakov, prenos energie supravodivými káblami, popr. ďalšie. V spomínaných oblastiach síce výskum pokračuje, a zdá sa, že niektoré použitia — napriek značnej náročnosti metód — budú v budúcnosti nevyhnutné. Myslím hlavne na veľké elektrické stroje a prenos veľkých výkonov do centier veľkomiest.

Napriek pomerne obťažnej ceste k aplikácii supravodičov sa možno nádejať, že budúcnosť bude pre využitie supravodičov trochu štedrejšia a to podnieti výskum supravodivosti k ďalším — hlavne netradičným použitiam v praxi.

diskuse

Následující korespondence vybraná z periodika The Mathematical Intelligencer) ukazuje, jak významní matematikové Západu i někteří odborníci tzv. třetího světa reagují, každý po svém, na počínající krizi vědy (a nejen vědy) v rozvinutých kapitalistických zemích. Zaujímají k tomu různá stanoviska, od reálné kritiky zaměřené na společenský systém nebo do vlastních řad až po sebe-trýznivý černý humor, jaký by patrně ocenil i proslulý Franz Kafka.*

Redakce se pochopitelně s řadou těchto názorů neztotožňuje (například s koncepcemi poplatnými filosofii „nulového růstu“, která je dnes módní zejména v USA). Rozhodně se však domníváme, že naši čtenáři by měli tyto řádky číst, zejména ti, kteří budou spolurozhodovat o dalších perspektivách naší, českoslo-

venské vědy. Činíme však jednu výjimku: lidé slabších nervů necht' raději obrátit list a pro uklidnění sáhnout po některém z již vyzkoušených klasických hororů.

Redakce PMFA

P. J. Hilton, Seattle, USA)*

(Nulový populační růst)

Všichni jsme seznámeni se situací na trhu práce doktorů filosofie**) ve Spojených státech a může se ukázat, že ačkoliv v jiných zemích není situace ještě tak tísnivá, je zde stejný trend. Prostě produkujeme více matematiků, než může společnost plně zaměstnat. Stačí se jen podívat na články D. ANDERSONA, G. YOUNGA a ostatních v časopisech American Mathematical

*) P. J. Hilton, Battelle Science Research Center, 4000 N.E. 41st Street, Seattle, WA 98105, USA.

**) V originále Ph. D. — titul v USA na úrovni našeho CSc.

*) The Yellow Press, Springer-Verlag, Berlin—Heidelberg—New York, No. 1—5 (1972 až 73). Permission granted.