Projekts: Augstākā līmeņa fizikas studiju attīstība Latvijas Universitātē
Projekta līguma Nr.: 2005/0114/VPD1/ESF/PIAA/04/APK/3.2.3.2/0009/0063
LU Reģistrācijas Nr.: ESS 2005/7

Latvijas Universitāte
Fizikas un matemātikas fakultāte
Fizikas maģistra programma

Fizi5011 : Cietvielu un materiālu fizikas laboratorija
Laboratorijas darba apraksts, autors Ivars Tāle

Supravadāmība

Saturs

1. Teorētiskais apraksts 3
   1.1. Ievads 3

2. Īpašības 5
   2.1. Supravadošs stāvoklis - materiāla viena fāze
   Siltumietilpības temperatūras atkarība 5
   2.2. Meisnera efekts
   (Magnētiskā lauka izspiešana no supravadītāja) 7
   2.2.1. Supervadītājs nav "ideāls vadītājs" 7
   2.2.2. Meisnera efekts 9
   2.3. Supravadītājs - ideāls diamagnetiķis
   (Pirmā tipa supravadītāji) 9
   2.4. Magnētiskais lauks sagrauj supravadāmības stāvokli 11
   2.4.1. Kritiskās temperatūras T_c atkarība no ārējā magnētiskā lauka 11
   2.5. Izotopu efekts (1950) 11
   2.6. Pirmā un otrā veida supervadītāji 12

3. Teorija un eksperiments 13
   3.1. Suprastrāvas iespiešanās supravadītājā 14
   3.2. Supravadāmība kā kvantu stāvoklis 15
   3.3. BCS teorija (John Bardeen, Leon Cooper un J. Robert Schrieffer) . . 17
   3.3.1. Elektronu "Fermi jūra" un Kupera pāri 17
   3.3.2. "Fermi jūras" nestabilitāte un supravadāmības pamatstāvoklis 19
   3.3.3. Tuneļa efekts: vienas daļiņas tunelēšana 22
   3.4. II veida supravadītāji 24
   3.4.1. Korelācijas (korelācijas) garums 24
   3.4.2. Supravadāmība plānās metāla kārtiņās 26
   3.4.3. Otrā veida supravadītāji 27
   3.5. Džozefsona (Jozephson) efekts 30
   3.6. Augsttemperatūras supravadāmība 32

4. Daži pielietojumi 40

5. Darba uzdevumi 41

6. Darba veikšanas apraksts 41
   6.1. Eksperimentālā mērsistēma 41
   6.2. Mērsistēmu komplektējošās iekārtas 42
   6.2.1. Integrēts mērāmā supravadītāja modulis (mērmodulis). (iekārta 2) 42
   6.2.2. Adapteris datu savākšanai (iekārta 1) 43
   6.2.3. Šķidrā slāpekļa trauks (iekārta 3) 44

6.3. Supravadošā stāvokļa iestāšanās izpēte ar mērmoduli 44
6.3.1. !!! Darba drošība strādājot ar šķidru slāpekli !!! 44
6.3.2. Mērījumi lietojot CASSY 45
6.3.3. Mērījumi lietojot x - y pašrakstītāju (nav pieejams CASSY) . 46
6.4. Meisnera efekts 46
6.4.1. Darba gaita 46

Literatūra 46

7. Kontroljautājumi 48

Laboratorijas darba mērķis:

Laboratorijas darba mērķis ir apgūt supravadītāju fizikas eksperimentālos un teorētiskos pamatus, eksperimentāli pārbaudīt supravadītāja galvenās īpašības un to atbilstību teorijai.

1. Teorētiskais apraksts

1.1. Ievads

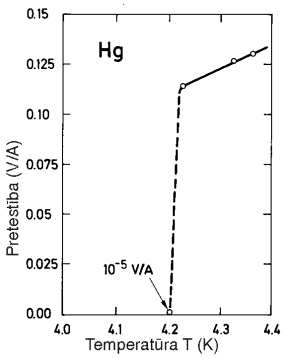
Supravadāmību 1911.gadā atklāja Holandes zinātnieks Heike Kamerlingh Onnes (1853–1926) Leidenē. 1908.g viņš pirmais sekmīgi ieguva šķidru hēliju un, pētot dzīvsudraba elektrovadāmības atkarību no temperatūtras, konstatēja, ka tā īpatnējā pretestība samazināss zem mēriekārtas jutības robežas (10^{-5}).

Par supravadāmības atklāšanu 1913.g Kameringh Onesam piešķīra Nobela prēmiju fizikā.

Eksperimentāli nav iespējams pārbaudīt, vai pretestība patiesi ir vienāda ar nulli.

Mūsdienu labākās eksperimentālās metodes, kuras tika lietotas jau sākot ar Onnesa pētījumiem, balstās uz strāvas stipruma relaksācijas mērījumiem noslēgtā supravadītāja cilpā. Vadītāja cilpu ievieto magnētiskā laukā un pēc tam atdzesē zem kritiskās temperatūras , pie kuras viela pāriet supravadošā stāvoklī. Izņemot cilpu no magnētiskā lauka, cilpā tiek inducēta strāva. Ja cilpai būtu noteikta pretestība, tad supravadītāja strāvai vajadzētu laikā samazināties.

Ar šādiem un līdzīgiem paņēmieniem var parādīt, ka metāla pretestība pārejot supravadošā stāvoklī, samazinās vismaz par 14 decimālām kārtām.



1.1 zīm.: H. Kamerlingh Onnes, Leiden Comm. 120b 122b, 124c, (1911).

I veida supravadāmības teoriju 1950-gados formulēja Vitālijs Ginzburgs. Tā ir pamats arī II veida supravadāmības teorijas radīšanai. 2003. g. V. Ginzburgs kopā ar A. Abrikosovu un A. Legett'u 2003. g. saņēma Nobela prēmiju par pētījumiem supravadāmībā un supratekamībā.

Supravadošais stāvoklis rodas vadāmības elektroniem sakārtojoties t.s. Kupera pāros ar saites enerģiju, kura rodas elektronu mijiedarbībā ar fononiem (režģa svār-

1.2 zīm.: No kreisās: Vitaly Ginzburg, John Bardeen, Leon Cooper un J. Robert Schrieffer
A.A. Abrikosov, Sov.Phys. JETP 5, 1174 (1957).
J. Bardeen , L.N. Cooper and J.R. Schrieffer, Phys. Rev. 106, 162 (1957); 108, 1175 (1957).

stību kvantiem). Šīs teorijas, kas apraksta sakārtošanās dabu un mehānismu (BCS teorija) autori ir J. Bardeen, L.Cooper un J.R.Schrieffer (1972.g. Nobela prēmijas laureāti fizikā). Visi ķīmisko elementu un lielākā daļa sakausējumu ir t.s. s- viļņu funkcijas BCS supravadītāji.

Pētījumi parādīja, ka virkne metālu Sn, In, Al un citi ir supravadītāji. Augstākā supravadošā stāvokļa pārejas temperatūra ir metāliem Nb (9.2 K un Pb (7.2 K). Augstākā supravadošā stāvokļa pārejas temperatūra metālu sakausējumos ir ∼23 K.

1.3 zīm.: K. Alex Muller and J. Georg Bednorz G. Bednorz and K.A. Müller, Z. Phys. B64, 189 (1986).

1.4 zīm.: Dr David Cardwell, Dr Hari Babu, Professor Archie Campbell and Dr Makoto Kambara. M Kambara et al 2001 Supercond. Sci. Technol. 14 L5-L7.

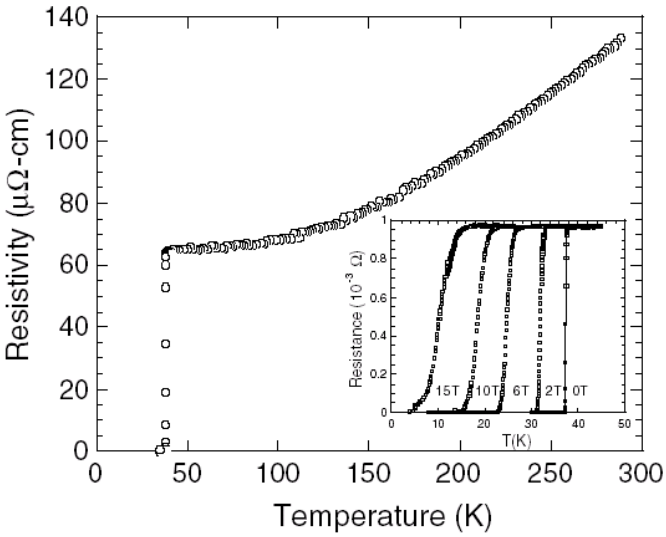
Pārsteidzošs K.A. Muller'a un J.G. Bednorz'a atklājums 1987. g. ir augsttemperatūras supravadāmība kompleksā oksīdu keramikā $YBa_2Cu_3O_7$ ar kritisko temperatūru ∼92 K.

Vēlāk iegūti vara oksīdu saturoši sastāvi ar kritisko temperatūru līdz 130 K.

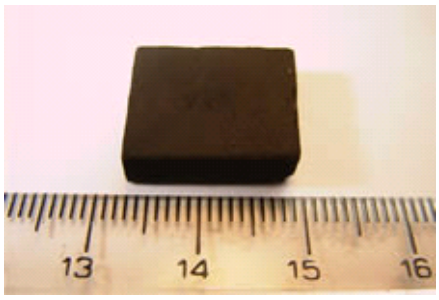
Supravadošu materiālu svarīgs faktors ir ne tikai kritiskā temperatūra, bet arī sasniedzamais strāvas blīvums supravadošās detaļās un vados. Tādēļ keramiski supravadītāji ir ar ierobežotu praktisku pielietojamību.

2001. g. A. Campbell'a vadītā pētnieku grupa demonstrē jaunu supravadošu savienojumu, MgB_2, kas perspektīvs stiepļu ražošanai bez supravadošo īpašību zaudēšanas.

Supravadošās pārejas kritiskā temperatūra MgB_2 bez ārējā magnētiskā lauka ir $\sim$39 K. Tā ievērojami pārsniedz kritisko temperatūru, kas sasniegta metālu sakausējumos.



1.5 zīm.: Īpatnējās pretestības atkarība no temperatūras. Ārējā magnētiskā lauka intensitāte: (0T, 2T, 6T, 10T, 15T). M Kambara et. al. 2001 Supercond. Sci. Technol. 14 L5-L7 .



1.6 zīm.: MgB_2 paraugs.

Pie ārējā magnētiskā lauka 15 T supravadāmība MgB_2 saglabājas līdz aptuveni 15 K.

Materiāls ir pielietojams lielu supravadošu magnētu izgatavošanai darbam šķidra hēlija temperatūrās.

2. Īpašības

2.1. Supravadošs stāvoklis - materiāla viena fāze Siltumietilpības temperatūras atkarība

Pie pārejas supravadošā stāvoklī nenotiek pārmaiņas

- kristāliskajā struktūrā,
- ferromagnetiskajā vai antiferromagnetiskajā elektronu sakārtotībā,
- to rāda tieši materiāla struktūras pētījumi

Pāreju no normāla supravadošā stāvoklī un otrādi pie pārejas temperatūras T_c pavada lēcienveida īpatnējā siltuma izmaiņa. Saskaņā ar teoriju normāli vadoša metāla īpatnējais siltums c_n ir summa no režģa svārstību c_{nr} un elektroniskā c_{ne} ieguldījumiem. Eksperimentālie rezultāti par metālu siltumietilpības temperatūras atkarību ir saskaņā ar teorētiskiem priekšstatiem. Metālu siltumietilpību apraksta izteiksme:

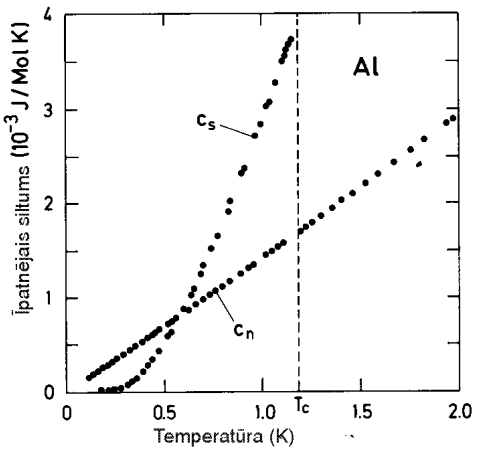
$$c_n = c_{ne} + c_{nr} = \gamma T + \beta T^3. \tag{2.1}$$

Zīmējumā attēlota alumīnija siltumietilpības temperatūras atkarība normālā un supravadošā stāvokļos. Lai izmērītu siltumietilpības temperatūras atkarību zem supravadāmības kritiskās temperatūras, paraugam uzlikts stiprs magnētiskais lauks, kas, kā tas turpmāk tiks aplūkots, sagrauj supravadošo stāvokli.

Pārejot supravadošā stāvoklī pie T_c, īpatnējais siltums palielinās ar lēcienu.

Pie ļoti zemām temperatūrām samazinās līdz vērtībām, kuras ir mazākas par režģa svārstību ieguldījuma lielumu.

Teorētiskie apsvērumi rāda, ka, pārejot supravadošā stāvoklī, režģa svārstību ieguldījums c_{ns} paliek nemainīgs.



2.1 zīm.: Īpatnējā siltuma temperatūras atkarība normālā (cn) un supravadošā (cs) stāvokļos alumīnijā. Pēc N.E. Philips. Phys. Rev. 114, 676 (1959).

Elektroniskā ieguldījuma c_{ne} temperatūras atkarībai supravadošā stāvoklī ir spēkā eksponenciāla sakarība

$$c_s \sim \exp\left(-\frac{A}{kT}\right). \tag{2.2}$$

Pārejā supravadošs -normāli vadošs stāvokļi siltuma ietilpībai ir lēciens - fāzu pāreja. Starp supravadošu un normāli vadošām fāzēm ir enerģijas sprauga.

2.2. Meisnera efekts (Magnētiskā lauka izspiešana no supravadītāja)

Supravadītāja beigu stāvoklis nav atkarīgs no tā, kādos ārējā magnētiskā lauka apstākļos pārejā izzūd pretestība.

Kā uzvedas supravadītājs, kura pretestība zem kritiskās temperatūras ir vienāda ar nulli, ja to dzesē bez magnētiskā lauka.

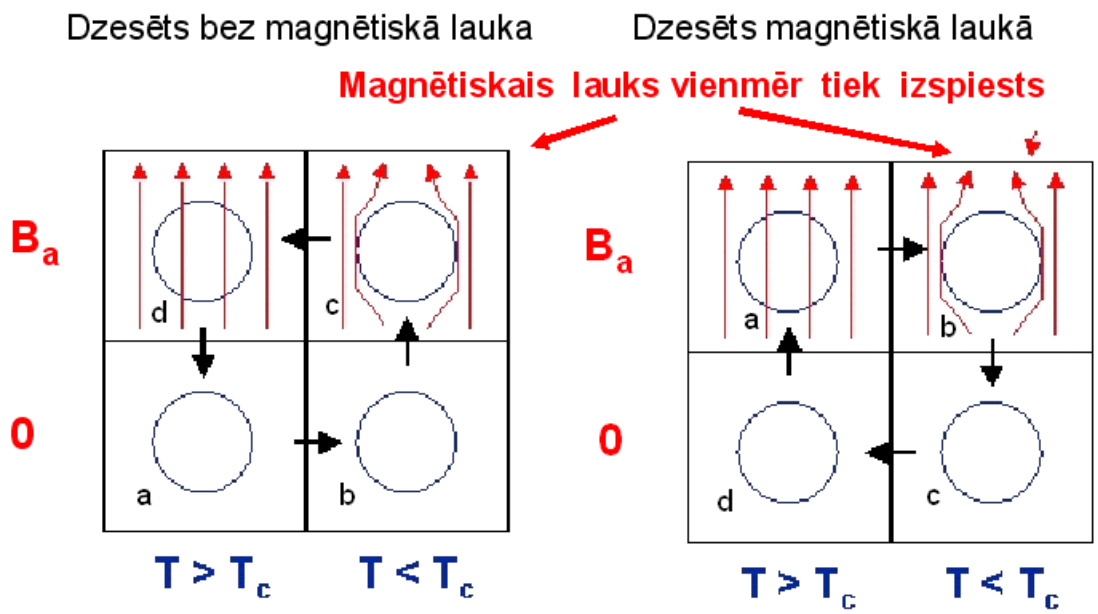
Aplūko Zīmējumu 2.2: "Dzesēts bez magnētiskā lauka", (pāreja a→b). Izmaiņu strāvas plūsmā nav. Magnētiskā lauka paraugā nav. Zem kritiskās temperatūras ieslēdz magnētisko lauku (pāreja b→c). Tā kā $R = 0$, materiāla iekšienē lauks neiespiežas indukcijas parādību dēļ: magnētiskais lauks inducē materiālā virpuļstrāvas, kuras kompensē ārējo magnētisko lauku un tas materiāla iekšienē ir vienāds ar nulli. Pretstrāvas ierosināšanai tiek patērēts noteikts enerģijas daudzums, kas nepieciešams, lai parauga iekšienē magnētiskā lauka nebūtu. Uzsildot materiālu magnētiskā laukā virs kritiskās temperatūras (pāreja c→d), magnētiskais lauks iespiežas materiālā un sasniegts sākuma stāvoklis.

Aplūkojam, kā uzvedas supravadītājs, kura pretestība zem kritiskās pārejas temperatūras ir vienāda ar nulli, ja to dzesē magnētiskā lauka B_a klātbūtnē.
Aplūko: zīmējums 2.2: "Dzesēts magnētiskā laukā", (pāreja a→b). Magnētiskais lauks supravadītājā neiespiežas. To kompensē virpuļstrāvas, kuru radīšanai nepieciešama zināma enerģija, kuras avots ir iekšējā enerģija, kura rodas materiālam pārejot supravadošā stāvoklī. Ja palielina magnētiskā lauka intensitāti B_a, tad pie noteiktas lauka intensitātes B_c materiālam būs enerģētiski izdevīgāk pāriet normāli vadošā fāzē, kurā magnētiskais lauks iespiežas materiālā. Noņemot magnētisko lauku zem kritiskā temperatūras (pāreja b→c) supravadošā stāvokļa iekšējā enerģija palielinās līdz maksimālai vērtībai. Paaugstinot temperatūru līdz kritiskai temperatūrai (Pāreja c→d) termisko enerģija sagrauj supravadošo stāvokli (fāzi).

2.2.1. Supervadītājs nav "ideāls vadītājs"

Kā uzvestos ideāls vadītājs, kura pretestība zem kritiskās pārejas temperatūras ir vienāda ar nulli, ja tas tiktu dzesēts magnētiskā lauka $\vec{B}_a$ klātbūtnē.
Aplūko zīmējumu 2.3: "Dzesēts magnētiskā laukā", pāreja a→b.

Saskaņā ar Maksvela vienādojumu, vienai noslēgtai strāvas i līnijai, kura materiālā aptver laukumu $\vec{F}$, virs kritiskās temperatūras (Zīm. 2.3,a)jābūt spēkā:



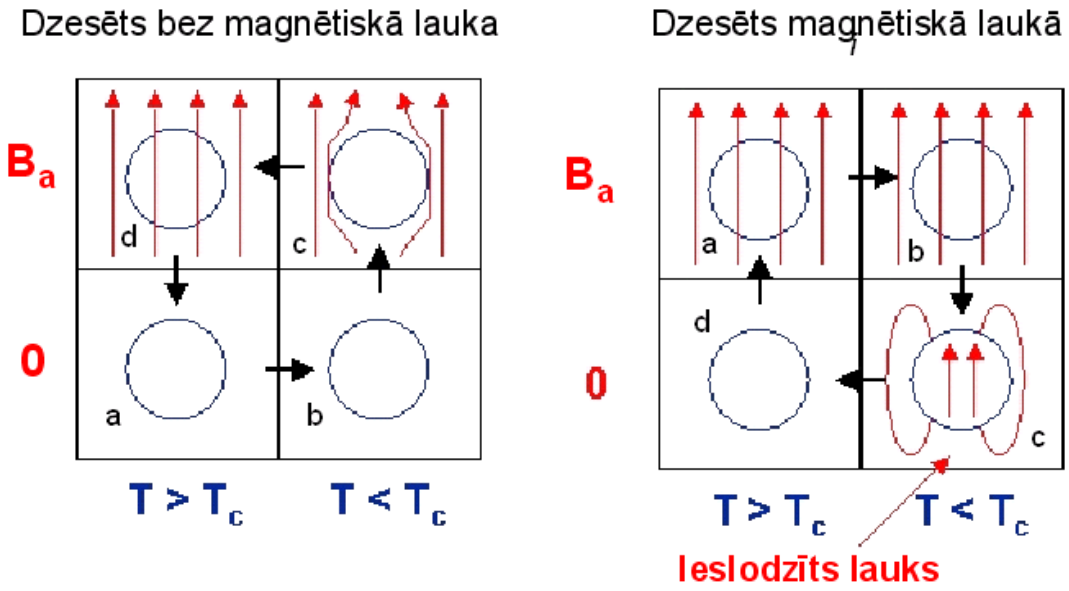
2.2 zīm.: Supravadītāja magnētiskās īpašības atkarībā no magnētiskā lauka - temperatūras izmaiņas kārtības (Meisnera efekts)

$$iR = U_{\oslash} = \int \text{rot}\,\vec{E}df = -\dot{\vec{B}}_a \cdot \vec{F}, \tag{2.3}$$

kur R materiāla pretestība, U- sprieguma kritums uz materiālu $\vec{E}$ - elektriskā lauka intensitāte. Samazinot temperatūru magnētiskā laukā zem kritiskās temperatūras strāvas stiprums kontūrā nemainās, tātad nemainās magnētiskā plūsma paraugā.

Izslēdz magnētisko lauku (pāreja b→c). Magnētiskam laukam jāsaglabājas arī izslēdzot ārējo magnētisko lauku $\vec{B}_a$, jo izslēgšanas brīdī materiāla iekšienē tiks inducētas strāvas, kuras saglabās magnētisko lauku materiāla iekšienē. (Lauks tiek "ieslodzīts").

Kā uzvestos ideāls vadītājs, ja tas tiktu dzesēts bez magnētiskā lauka?
Aplūko: zīmējumu 2.3: "Dzesēts bez magnētiskā laukā", pāreja a→b. Izmaiņu strāvas plūsmā nav. Magnētiskā lauka paraugā nav. Zem kritiskās temperatūras ieslēdz magnētisko lauku (pāreja b→c). Tā kā $R = 0$, līdzīgi supravadītājam materiāla iekšienē lauks neiespiežas indukcijas parādību dēļ. Uzsildot materiālu magnētiskā laukā virs kritiskās temperatūras (pāreja c→d), magnētiskais lauks iespiežas materiālā un sasniegts sākuma stāvoklis.



2.3 zīm.: Ideāla vadītāja magnētiskās īpašības atkarībā no magnētiskā lauka - temperatūras izmaiņas kārtības (Meisnera efekts nav novērojams).

Ideālam vadītājam pie $\vec{B}_a = 0$ un $T < T_c$ var būt divi dažādi stāvokļi, atkarībā no tā, kādā veidā šis stāvoklis ir sasniegts. Supravadītājs ar "ideāla vadītāja" īpašībām neatbilst priekšstatam, ka supravadāmība ir vielas stāvoklis, ko viennozīmīgi raksturo ārējie parametri T un $\vec{B}$ neatkarīgi no to uzlikšanas secības, kas ir fāzes pazīme.

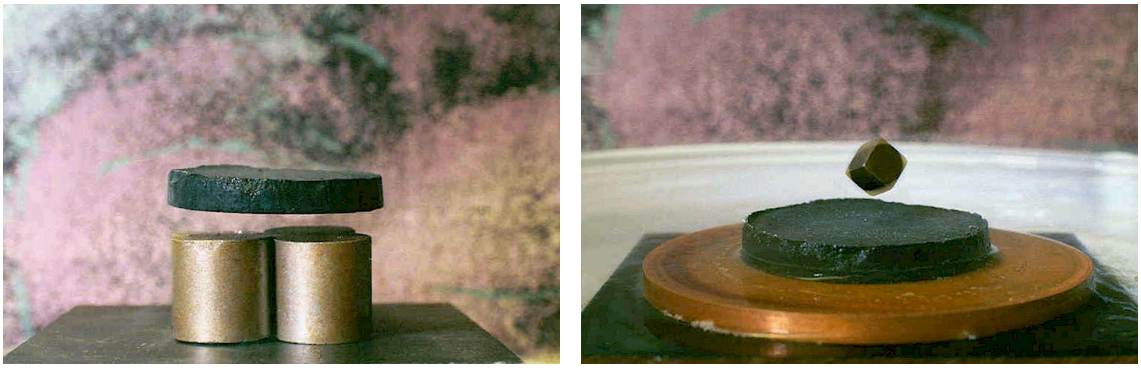
2.2.2. Meisnera efekts

Ja supravadošam materiālam tuvina pastāvīgo magnētu, supravadītājā inducējas suprastrāva un strāvai atbilstošais magnētiskais lauks. Magnētiskā lauka virziens ir pretējs pastāvīgā magnēta lauka virzienam. Ja supravadītājs ir novietots tā, ka inducētā magnētiskais lauks ir vērsts vertikāli, tad, novietojot pastāvīgo magnētu brīvi virs supravadītāja, magnēts nostājās zināmā attālumā virs supravdītāja, kurā savstarpējie mijiedarbības spēki līdzsvarojas.

2.3. Supravadītājs - ideāls diamagnetiķis (Pirmā tipa supravadītāji)

Ja ārējais magnētiskais lauks $\vec{H}$ iespiežas vielā, tas rada iekšējo lauku $\vec{B}$ kuru apraksta magnētizācija $\vec{M}$. Ārējo un iekšējo magnētiskos laukus saista sakarība:

$$\vec{B} = \vec{H} + \mu_0 \vec{M}, \tag{2.4}$$



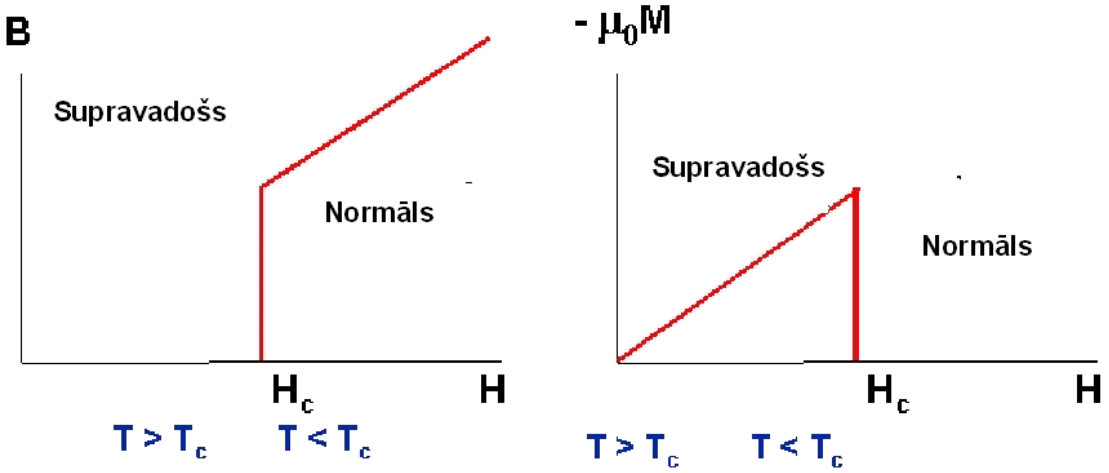
2.4 zīm.: Meisnera efekts dažādos supravadītājos.

kur $\vec{M}$ - vielas magnetizācija.

Supravadītājos, kurus sauc par pirmā tipa supravadītājiem, tiek pieņemts, ka magnētiskais lauks tajos neiespiežas. Tad spēkā sakarība:

$$\mu_0 \vec{M} = -\vec{H}. \tag{2.5}$$

Pirmā veida supravadītājs ir ideāls diamagnētiķis



2.5 zīm.: Magnētiskā lauka (pa kreisi) un magnetizācijas (pa labi) atkarība no temperatūras I veida supravadītājā.

Palielinot ārējo magnētisko lauku $\vec{H}$ no nulles līdz kritiskam laukam, iekšējais lauks ir vienāds ar nulli. Virs kritiskā lauka iekšējais lauks $\vec{B}$ ir skaitliski vienāds ar ārējo lauku $\vec{H}$.

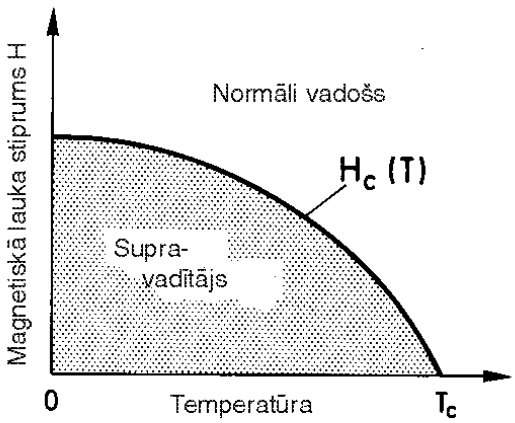
Vielas magnetizācija $\vec{M}$ zem kritiskā ārējā magnētiskā lauka aug proporcionāli $\vec{H}$ un to pilnīgi kompensē. Virs kritiskā magnētiskā lauka magnetizācija $\vec{M}$ ir vienāda

ar nulli.

2.4. Magnētiskais lauks sagrauj supravadāmības stāvokli

2.4.1. Kritiskās temperatūras T_c atkarība no ārējā magnētiskā lauka

Sekas Meisnera efektam. Ja pie $T < T_c$ supravadītāju ievieto magnētiskā laukā, tad pretstrāvas ierosināšanai tiek patērēts noteikts enerģijas daudzums, kas nepieciešams, lai parauga iekšienē magnētiskā lauka nebūtu. Ja palielina magnētiskā lauka intensitāti Ha, tad pie noteiktas lauka intensitātes H_c materiāls pāriet normāli vadošā fāzē, kurā magnētiskais lauks iespiežas materiālā, Tad materiāla pilnā enerģija magnētiskajā laukā ir mazāka par supravadošās fāzes enerģiju.



2.6 zīm.: Supravadošās - normāli vadošās fāzu diagramma.

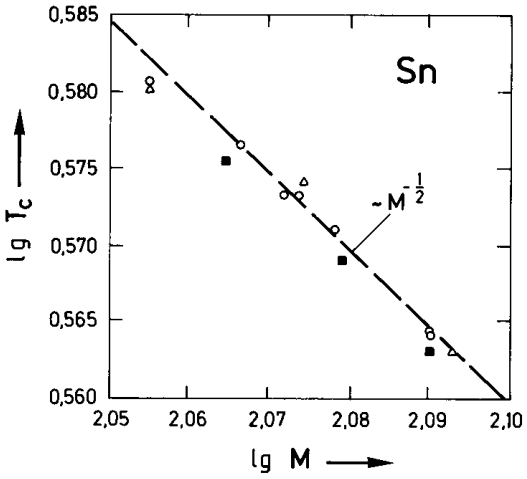
Pāreja ir saistīta ar brīvās enerģijas palielināšanos, taču, papildus ārējā lauka palielināšana novestu pie salīdzinoši lielāka enerģijas pieauguma, kas tiek patērēts ekranizācijai nepieciešamo inducēto strāvu radīšanai. Pie katras temperatūras eksistē noteikts lielākais magnētiskā lauka stiprums, virs kura supravadošā fāze vairs nevar eksistēt.

Pāreja normāls vadītājs - supravadītājs ir fāzu pāreja

2.5. Izotopu efekts (1950)

Supravadāmības temperatūra T_c materiālam, kas izgatavots no viena un tā paša elementa , bet no dažādiem izotopiem , ir atšķirīga.

Eksperiments:



Eksperimentālie dati zīmējumā

(○): E. Maxwell Phys. Rev. 86, 235 (1952),

(■) : J.M. Lock, A.B. Piiard, D. Schoenberg. Proc. Cambridge Phil. Soc. 47, 811 (1951),

(△): B. Serin, C.A. Reynolds, C. Lohman. Phys. Rev. 86, 162 (1952).

2.7 zīm.: Supravadāmības temperatūras (logaritmiskā skalā) atkarība no alvas izotopu masas. Atkarība ir taisne ar slīpuma leņķa koeficientu $-M^{1/2}$.

Supravadāmības temperatūras atkarību no elementa atoma masas apraksta izteiksme

$$T_c \sim \frac{1}{\sqrt{M}} \tag{2.6}$$

Secinājums:

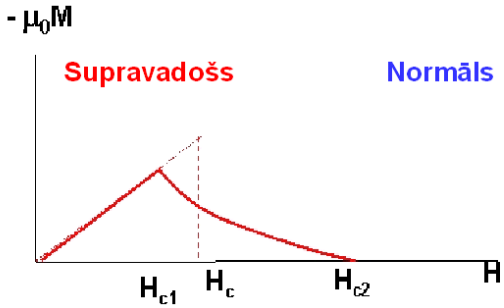
Supravadāmība ir saistīta ar kodolu kustību.

2.6. Pirmā un otrā veida supervadītāji

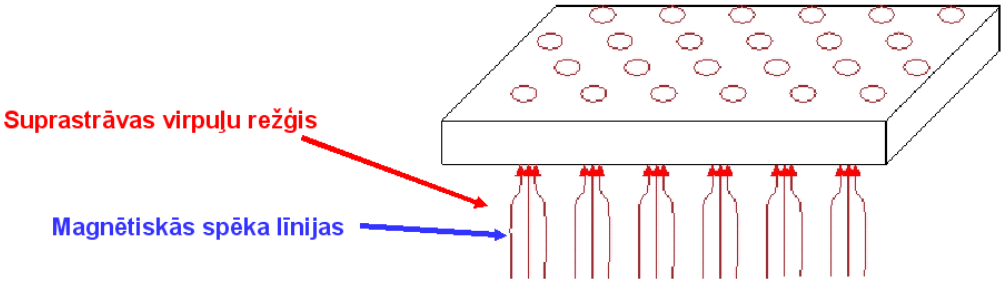
Eksistē supravadītāji, pamatā metālu sakausējumi, kuriem vienlaicīgi eksistē abas fāzes - supravadošā fāze un normāli vadošā fāze.

Zīmējumā parādīta magnetizācijas atkarība no pieliktā magnētiskā otrā veida supravadītājam. Pirmā veida supravadītājos magnētiskais lauks tiek izspiests līdz supravadošās pārejas temperatūrai H_c. Otrā veida supravadītājos magnētiskais lauks iespiežas supravadītājā sākot ar lauku H_{c1}. Supravadāmība magnētiskā lauka klātbūtnē saglabājas līdz supravadošās pārejas temperatūrai H_{c2}.

Pie magnētiskā kaukta intensitātes virs H_{c1} magnētiskais lauks atsevišķos rajonos izspiežas cauri plānai kārtiņai. Magnētiskais lauks vielā reprezentējas kā caurules, pa kuru sienām plūst virpuļstrāvas, kuras kompensē magnētisko lauku, kas izspiests no pārējā materiāla. Pieaugot magnētiskam laukam cauruļu koncentrācija palielinās, līdz tās aizpilda visu materiāla tilpumu. Spēkā nevienādība $H_{c2} > H_c > H_{c1}$.



2.8 zīm.: Magnetizācijas atkarība no ārējā magnētiskā lauks intensitātes.

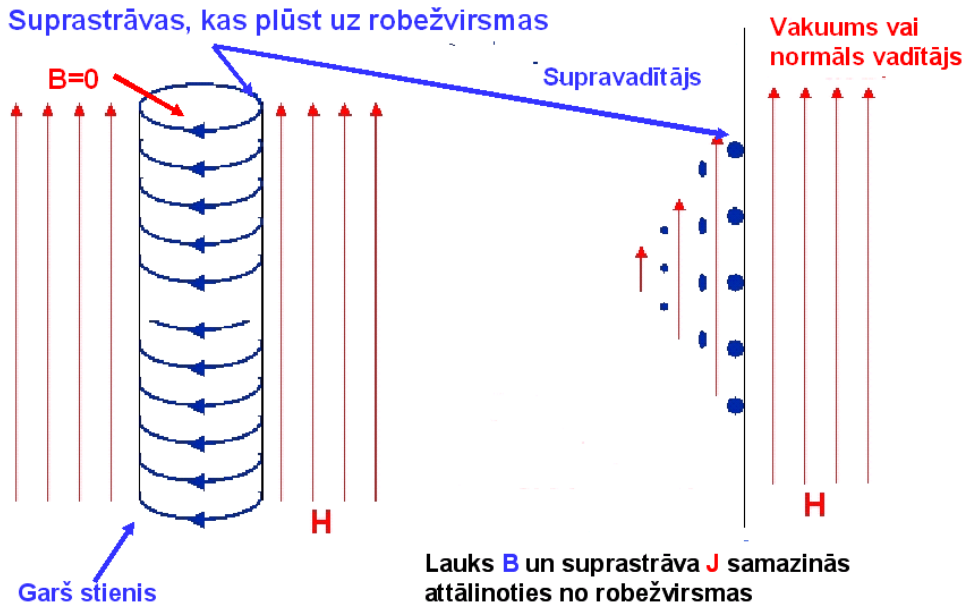


2.9 zīm.: Magnētiskā lauka iespiešanās II veida supravadītājā.

3. Teorija un eksperiments

- Pamata fakti teorijas veidošanai
  - Magnētiskā lauka izspiešana var tikt izmantota, lai aprēķinātu supravadošā stāvokļa enerģiju
  - Siltuma ietilpība rāda, ka eksistē enerģiju sprauga starp supravadošo un normālo stāvokļiem
  - Izotopa efekts rāda, ka supravadāmība ir saistīta ar kodolu kustību
- Fenomenoloģiskie teorētiskie priekšstati par magnētiskā lauka B izspiešanu
  - Magnētiskā lauka iespiešanās dziļums (London, 1930 - tie gadi)
- Kvantu mehāniskie priekšstati: plūsmas kvantēšana, Ginzburg (40-tie gadi)
  - Supravadītājā strāva ir laikā stacionāra
- Eektronu pāri kā supravadošas daļiņas - Kupera nestabilitāte.
  - Bardena (Bardeen), Kupera (Cooper), Šrifera (Schrieffer) teorija (1957) (Nobela prēmija par darbiem Loomis laboratorijā).

3.1. Suprastrāvas iespiešanās supravadītājā



3.1 zīm.: Suprastrāvu orientācija attiecībā pret magnētisko lauku garā stienī (pa kreisi) un masīvā materiālā (pa labi). Magnētiskais lauks (sarkanās līnijas) virzīts paralēli virsmai Inducētā suprastrāva perpendikulāra magnētiskam laukam un paralēla virsmai (zilās līnijas).

Supravadāmības fenomenoloģiskais apraksts, balstās uz

- elektrodinamikas vienādojumiem,
- materiālu raksturojošām sakarībām, kuras supravadītājā atšķiras no Oma likuma normālā vadītājā.

Teoriju piedāvāja Londons. Saskaņā ar šo teoriju supravadītāja īpašību pazust pretestībai teorētiski var aprakstīt ar klasisku elektrona kustības vienādojumu ārējā elektriskā laukā , ja pieņem, ka var neievērot izkliedi.

Elektrona kustības ātrumu, vai precīzāk, elektrona impulsu magnētiskā laukā saskaņā ar elektrodinamiku vielā nosaka magnētiskā lauks (indukcija) $\vec{B}$, kurš ir vektoriāls lielums.

Sakaru starp suprastrāvu un magnētisko lauku nosaka Londona vienādojums, kas aizstāj Oma likumu normālā vadītājā.

$$\vec{B} = -\lambda_L \operatorname{rot} \vec{j}_s, \tag{3.1}$$

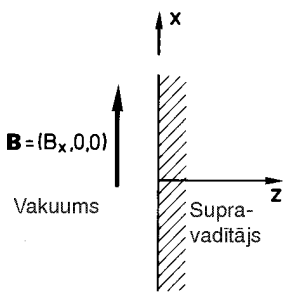
kur $\lambda_L = \dfrac{m}{n_s e^2}$ - konstante, kuru ietver supravadošo elektronu koncentrācija ns. Jo lielāka supravadošo elektronu koncentrācija, jo mazāks magnētiskā lauka iespiešanās dziļums virzienā $\vec{z}$.

Pusbezgalīgam supravadītājam vakuumā homogēnā magnētiskā laukā $\vec{B} = (B_x, 0, 0)$ strāvas $\vec{j}_s$ virziens ir $(0, j_{sy}, 0)$:

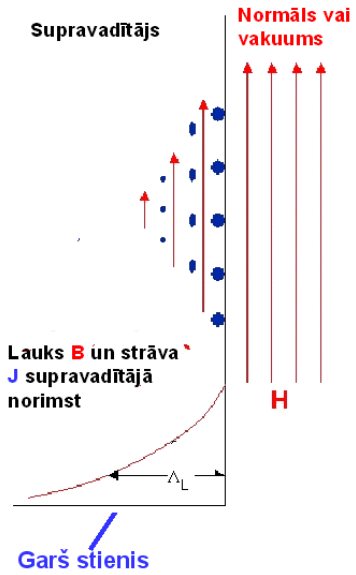
$$\frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2} - \frac{\mu_0}{\lambda_L} B_x = 0 \qquad \text{Atrisinājums:} \qquad B_x = B_x^0 \exp\left(-\sqrt{\frac{\mu_0}{\lambda_L}} \cdot z\right) = B_x^0 \exp\left(-\frac{z}{\Lambda_L}\right)$$

$$\frac{\partial^2 j_{sy}}{\partial z^2} - \frac{\mu_0}{\lambda_L} j_{sy} = 0 \qquad j_{sy} = j_{sy}^0 \exp\left(-\sqrt{\frac{\mu_0}{\lambda_L}} \cdot z\right) = j_{sy}^0 \exp\left(-\frac{z}{\Lambda_L}\right)$$

kur $\Lambda_L = \left(\dfrac{\mu_0 n e^2}{m}\right)^{1/2}$ - Londona iespiešanās dziļums.



3.2 zīm.: Magnētiskā lauka $\vec{B}$ orientācija pret supravadītāja virsmu.



3.3 zīm.: Magnētiskā lauka un suprastrāvas iespiešanās supravadītājā.

3.2. Supravadāmība kā kvantu stāvoklis

Landau's un Ginzburg's pieņēma, ka notiek elektronu pievilkšanās mijiedarbība, kuras rezultātā veidojas jauns stāvoklis, kuru raksturo viļņu funkcija Ψ, kura raksturo supratekošu fāzi ar blīvumu n_s:

$$|\Psi|^2 = n_s. \tag{3.2}$$

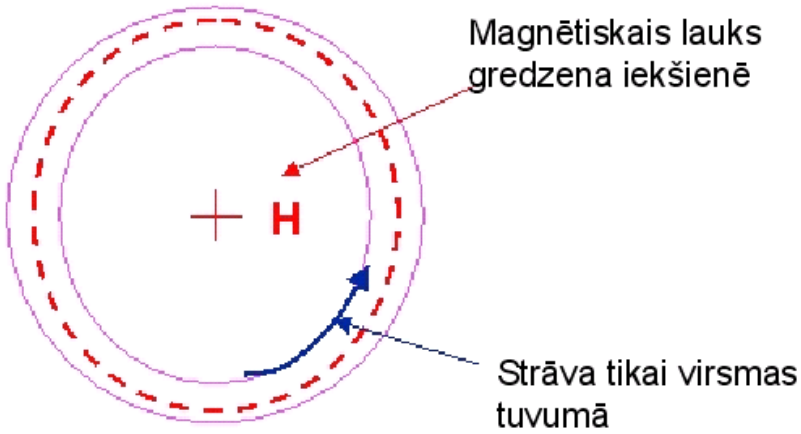
Supravadītāja pamatstāvoklī, t.i. suprastrāva $\vec{j}_s = 0$ viļņu funkcija ir konstanta visā supravadītājā un vienāda

$$\Psi(0) = n^{1/2}. \tag{3.3}$$

Supravadītājā stāvoklī ar stacionāru strāvu visu supravadošo elektronu stāvokli apraksta stacionāra harmonisku viļņu funkcija no koordinātes, kuru aprakstā tās fāzes leņķis φ:

$$\Psi(0) = n^{1/2} \exp\left(i\varphi(\vec{r})\right) = \Psi(0) \exp\left(i\varphi(\vec{r})\right). \tag{3.4}$$

Strāvas stiprums $\vec{j}_s$ ir φ kā koordinātes $\vec{r}$ funkcija.
Teorijas pieņēmumus ilustrē strāva supravadītāja noslēgtā gredzenā



3.4 zīm.: Magnētiskā lauka un suprastrāvas savstarpējā orientācija supravadošā gredzenā.

Nosacījums strāvas nepārtrauktībai gredzenā ir sekojošs:

- Fāzes izmaiņa pa gredzena līniju vienā apgriezienā ir $\mathbf{2}\pi\times$ vesels skaitlis.
- Strāvas stiprums gredzenā ir kvantēts lielums.

Magnētiskais lauks, kas šķērso gredzenu, nosaka supravadošās strāvas lielumu

- Saskaņā ar elektrodinamiku strāvas stiprumu nosaka pilnā magnētiskā lauka plūsma Φ, kura ir ieslēgta suprastrāvas cilpā.
- No strāvas kvantēšanas nosacījuma seko, ka pilnā magnētiskā lauka plūsma caur suprastrāvas gredzenu ir kvantēta
- Noslēgta suprastrāvas cilpa var aptvert tikai tādas magnētiskās plūsmas, kuras ir veselu skaitļu daudzkārtnis no t.s. plūsmas kvantiem:

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2.06679 \cdot 10^{-7} \text{ G cm}^2 \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ G cm}^2$$

3.3. BCS teorija (John Bardeen, Leon Cooper un J. Robert Schrieffer)

3.3.1. Elektronu "Fermi jūra" un Kupera pāri

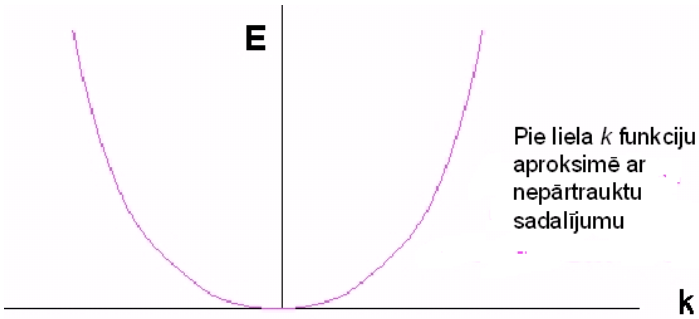
Brīvas elektronu gāzes pamatstāvoklis metālā. Elektroni ir fermioni ar spinu 1/2 un pakļaujas Fermi - Diraka statistikai. Brīva elektrona stāvoklis cietā vielā. Teorija aplūko trīsdimensiju potenciāla bedri ar lineāriem izmēriem L^3. Šredingera vienādojumu risina, lietojot periodiskus nosacījumus.

- Viļņu funkcija pēc definīcijas: $\Psi = L^{3/2} \exp\left(i(k_x x + k_y y + k_z z)\right)$
- Viļņu skaitļi - neatkarīgie mainīgie elektrona orbitālei k_x, k_y, k_z:
$$k_x = \pm n_x \frac{2\pi}{L};\ n_x = 0, 1, 2, \cdots$$
$$k_y = \pm n_y \frac{2\pi}{L};\ n_y = 0, 1, 2, \cdots$$
$$k_z = \pm n_z \frac{2\pi}{L};\ n_z = 0, 1, 2, \cdots$$
- Elektrona enerģija orbitālie k_x, k_y, k_z: $E(\vec{k}) = \frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$
- Viena stāvokļa tilpums k telpā: $\left(\frac{2\pi}{L}\right)^3$
- Stāvokļu skaits N tilpuma vienībā $V = L^3$, pie $|k| < k_0$: $N = \frac{\left(\frac{4\pi}{3}\right)^{k_0^3}}{\left(\frac{2\pi}{L}\right)^3} \Rightarrow \frac{N}{V} = \frac{1}{6\pi^2} k_0^3$

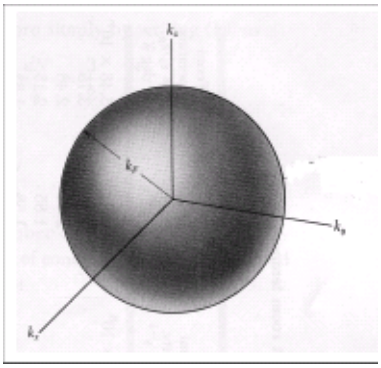
- N brīvi elektroni pamatstāvoklī ievērojot deģenerāciju pa spiniem k telpā aizpilda visas orbitāles, līdz noteiktai enerģijai E_F, kas k telpā veido izoenerģiju virsmu.

  Vienkāršākos gadījumos šī virsma ir sfēra.

- Visi aizpildītie elektrona stāvokļi veido "Fermi jūru", kuras virsma atrodas pie enerģijas E_F^0, kuru turpmāk sauksim Fermi līmenis.



3.5 zīm.: Elektrona enerģijas E atkarība no viļņu vektora $\vec{k}$.



3.6 zīm.: Fermi virsma pie enerģijas E_F.

- Elektroni Fermi jūras iekšienē nevar piedalīties virzītā kustībā jo visi augstāk atrodošies enerģijas stāvokļi, kuros jāpāriet elektronam kustoties ar galīgu kinētisko enerģiju, ir aizņemti. Pie absolūtās nulles tas attiecas arī uz elektroniem uz Fermi virsmas.

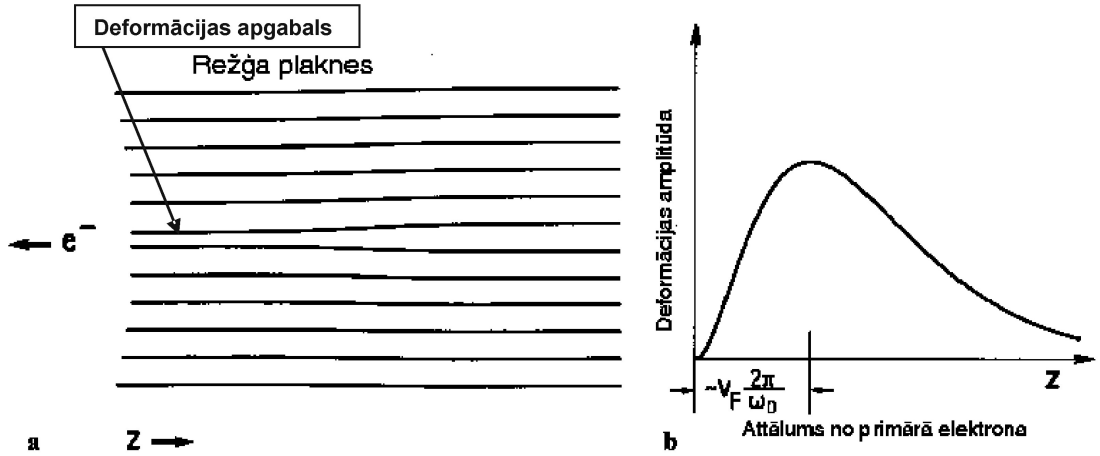
Kupera pāri. Pirms BCS teorijas izstrādāšanas Kuper's 1956. gadā parādīja, ka brīvas elektronu gāzes pamatstāvoklis ($T = 0$ K) cietā vielā sabrūk, ja pieņem, ka starp elektroniem eksistē kaut arī ļoti vāja, tomēr pievilkšanās mijiedarbība. [L.N. Cooper. Phys. Rev. 104, 1189 (1956)]. Kā kandidātu šādai iespējamai mijiedarbībai Frēlih's aplūkojis elektronu savstarpējo mijiedarbību ar fononu piedalīšanos . [H. Frölich Phys. Rev. 79, 845 (1950)].

Parādību kvalitatīvi klasiskā tuvinājumā apraksta sekojošs modelis. Elektrons savā ceļā caur cietu vielu atstāj jonu seržu deformācijas sliedi, kā tas parādīts zīmējumā 3.7,a.

Momentā, kad elektrons kustās garām kādam no joniem, tas iegūst spēka impulsu (kustības daudzumu) pievilkšanās virzienā. Metālā veidojas jonu deformācijas sliede - režģa jonu elastīgas deformācijas apgabals, kurš ir ar papildus pozitīvu lādiņu attiecībā pret pārējo režģi un pievelk negatīvi lādētu sekundāru elektronu. Režģa deformācija ir aizkavēta laikā attiecībā pret primārā polarizējošā elektrona kustības trajektoriju. Deformācija sasniedz savu maksimālo lielumu tad, kad ierosinošais elektrons jau atrodas zināmā attālumā.

Pozitīvi lādētais deformācijas apgabals "lokalizē" negatīvi lādētu sekundāro elektronu Deformācijas apgabals kopā ar sekundāro elektronu kustās aiz primārā elektrona noteiktā attālumā no tā. Veidojas saite starp primāro un sekundāro elektroniem, kuru nosaka režģa dinamika. Primārais elektrons - sekundārais elektrons mijiedarbību nosaka relatīvi lēna jonu kustība, kura ir aizkavēta laikā.

Primārā un sekundārā elektrona kulona atgrūšanās mijiedarbību nosaka elektronu momentānais savstarpējais novietojums. (Skat. zīmējumu 3.7,b) Attālumu starp saistītiem elektroniem pārī var novērtēt, zinot elektronu raksturīgo ātrumu (ātrums



3.7 zīm.: a) Shematiska metāla režģa plakņu deformācija pēc elektrona e^- iziešanas caur attēloto apgabalu. b) Deformācijas amplitūdas atkarība no attāluma līdz primāram elektronam.

uz Fermi virsmas ir $v_F = 108$ cm/s) un fonona svārstību periodu ($2\pi/\omega_D \sim 10^{-13}$ s, kur ω_D - Debaja svārstību frekvence).

Režģa deformācijas dēļ korelētie elektroni atrodas attālumos ~1000 angstrēmi

Jonu dinamiskā elastīgā deformācija veido saiti starp negatīvi lādētiem primāro un sekundāro elektroniem attālumā, kas daudz lielāka par jonu savstarpējo attālumu metālā.

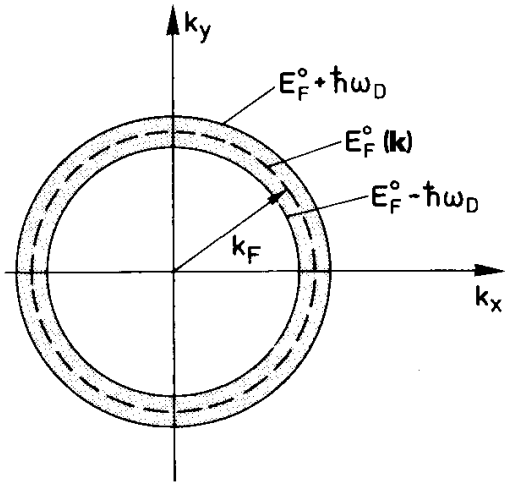
3.3.2. "Fermi jūras" nestabilitāte un supravadāmības pamatstāvoklis

Kupera pāra veidošanās. Primārais elektrons sadarbībā ar režģi nodod tam impulsu radot tā lokālu deformāciju vai vispārīgos priekšstatos režģa svārstības. Ierosinātās režģa svārstības ar polarizācijas lauku nodod impulsu sekundāram elektronam un nodrošina tā saiti ar primāro eleltronu.

Kvantu mehānikā elektrona sadarbību ar kristālisko režģi apraksta kā procesus vai nu ar fonona emisiju, vai arī ar fonona absorbciju.

Saskaņā ar BCS teoriju saite starp diviem elektroniem Kupera pārī veido apmaiņa fonona emisija - fonona absorbcija.

Katrā no reakcijas aktiem izpildās enerģijas un impulsa saglabāšanās likumi. Tādēļ režģa deformāciju veidojošie emitētie fononi drīkst eksistēt tikai ierobežotu laika intervālu , kura robežās tie atkal jāabsorbē citam elektronam ("virtuālie" fononi). Šis ierobežojums ir svarīgs II veida supravadāmības eksistencei, ko aplūkos turpmākā teorijas apskatā.



3.8 zīm.: Fermi virsmas šķēlums E_F un elektronu mijiedarbības ar fononiem sfēras virs un zem E_F.

Mijiedarbība ar fononiem ir ierobežota ar enerģijas intervālu, kas atrodas Fermi sfēras slānī enerģiju intervālā $\hbar\omega_D$ virs un zem E_F^0.

Vienkāršakā gadījumā pie absolūtā nulles temperatūras visa Fermi jūra ir aizpildīta līdz Fermi līmenim $E_F^0(\vec{k})$. Sfēru apzīmē raustītā līnija (zīmējums 3.8). Maksimālā fononu enerģiju $\hbar\omega_D$ nosaka Debaja frekvence ω_D (skat. Debaja siltumietilpības teoriju) no $(E_F^0(\vec{k}) - \hbar\omega_D)$ līdz $(E_F^0(\vec{k}) + \hbar\omega_D)$.

Lai veidotos Kupera pāris nepieciešama enerģija divu elektronu pacelšanai virs Fermi līmeņa, kas nodrošina tiem iespēju apmainīties ar fononiem un veidot Kupera pāri ar noteiktu saites enerģiju.

Kupera pāra veidošanās ir spontāna pie nosacījuma, ka Kupera pāra saites enerģija ir lielāka par fononu enerģiju, kas nepieciešama vadāmības elektronu pāra ierosināšanai virs Fermi līmeņa.

Aplūkosim, kas nosaka Kupera pāra saites enerģiju. Saskaņā ar BCS teoriju Kupera pāra saites enerģija ir proporcionāla veidu skaitam kādos var notikt fononu apmaiņa starp diviem elektroniem.

Zīmējumā 3.9 attēlotas divas Fermi sfēras kas nobīdītas viena no otras par summāro fononu viļņu vektoru apmaiņas procesā $\vec{K}$:

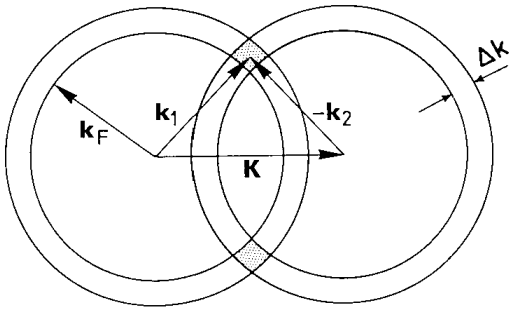
$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_1' + \vec{k}_2' = \vec{K}. \tag{3.5}$$

Visus iespējamos $\vec{k}$ stāvokļus, kuri var piedalīties apmaiņā, attēlo tilpums $\vec{k}$ telpā, kur krustojas divas Fermi sfēras un iezīmētas elektronu viļņu vektoru $\vec{k}_1$ un $\vec{k}_2$ beigas.

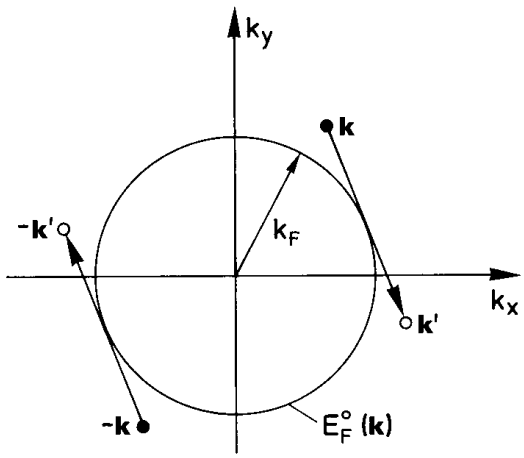
Ja samazina $\vec{K}$ vērtību, tad krustojošies tilpumi palielinās un ir maksimāli pie nosacījuma $\vec{K} = 0$, kas atbilst abu sfēru sakrišanai.

Saskaņā ar BCS teoriju Kupera pārus veido elektroni ar vienādie, bet pretēji vērstiem viļņu vektoriem.

Zīmējumā 3.10 parādīta fononu apmaiņas viens no iespējamiem fononu apmaiņas aktiem starp elektroniem $\vec{k}$ un $-\vec{k}$. Apmaiņas rezultāts ir Kupera pāris, kura jaunie viļņu vektori ir pretēji vērsti: $\vec{k}'$ un $-\vec{k}'$.



3.9 zīm.: Elektronu $\vec{k}_1$ un $\vec{k}_2$ apmaiņa ar fononiem, kuru summārais viļņu vektors ir $\vec{K}$.



3.10 zīm.: Elektronu $\vec{k}_1$ un $\vec{k}_2$ apmaiņa ar fononiem, kuru summārais viļņu vektors ir $\vec{K} = 0$.

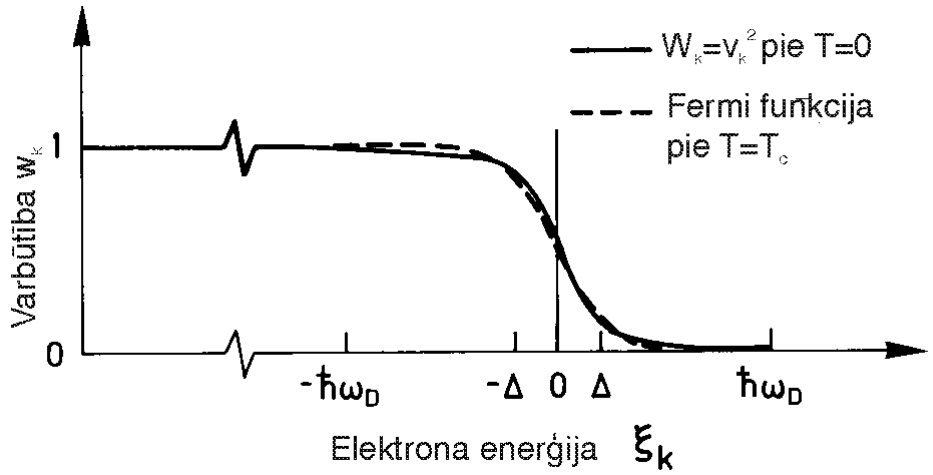
Supravadāmības pamatstāvokļa veidošanās. Supravadošā stāvoklī principā var pāriet visi elektroni, kas atrodas enerģiju intervālā $\pm\hbar\omega_D$ ap Fermi virsmas enerģiju un veidot supravadošu fāzi. Katrs jauns Kupera pāris enerģiju intervālā (E_F).....$(E_F + \hbar\omega_D)$ aizņem divus atļautos stāvokļus. Fāzes veidošanās procesam turpinoties, atļauto stāvokļu skaits samazinās, samazinot jaunu pāru veidošanās enerģiju.

Simetriski enerģiju rajonā $(E_F - \hbar\omega_D)$.....(E_F) elektronu pārejas uz enerģijas līmeņiem virs Fermi enerģijas rada neaizņemtus stāvokļus, kuri, savukārt, piedalās Kupera pāru veidošanā no atlikušajiem elektroniem.

Supravadošā fāze stacionārā pamatstāvoklī raksturojas ar visas elektronu sistēmas brīvās enerģijas minimumu.

Kopsavilkums. Fermi jūras jaunais pamatstāvoklis, tiek sasniegts komplicētas starpelektronu mijiedarbības rezultātā. Kopējo enerģijas ieguvumu nevar aprēķināt, vienkārši summējot pa katra Kupera pāra ieguldījumiem. Katra nākamā Kupera pāra ieguldījums ir atkarīgs no visiem iepriekšējiem pāru veidošanās notikumiem. Ņemot vērā kā kinētiskās enerģijas ieguldījumu un "pāru sadursmju" rezultātā iegūto enerģijas samazinājumu, visu iespējamo pāru veidošanās kopējais rezultāts ir sistēmas brīvās enerģijas minimums (robežgadījums $T = 0$ K).

BCS teorija dod zīmējumā 3.11 attēloto divdaļiņu elektronu stāvokļu sadalījuma funkciju pie $T = 0$. Atšķirība no Fermi sadalījuma pie $T = 0$ ir tā pāru daļa, kura pārgājusi supravadošā stāvoklī. Sadalījums ir tuvs Fermi sadalījumam pie supravadāmības kritiskās temperatūras.



3.11 zīm.: Nepārtrauktā līnija: divdaļiņu elektronu sadalījums pie $T = 0$; Raustītā līnija: Fermi sadalījums pie supravadāmības fāzu pārejas temperatūras; Δ - supravadošā stāvokļa enerģija attiecībā pret Fermi līmeni.

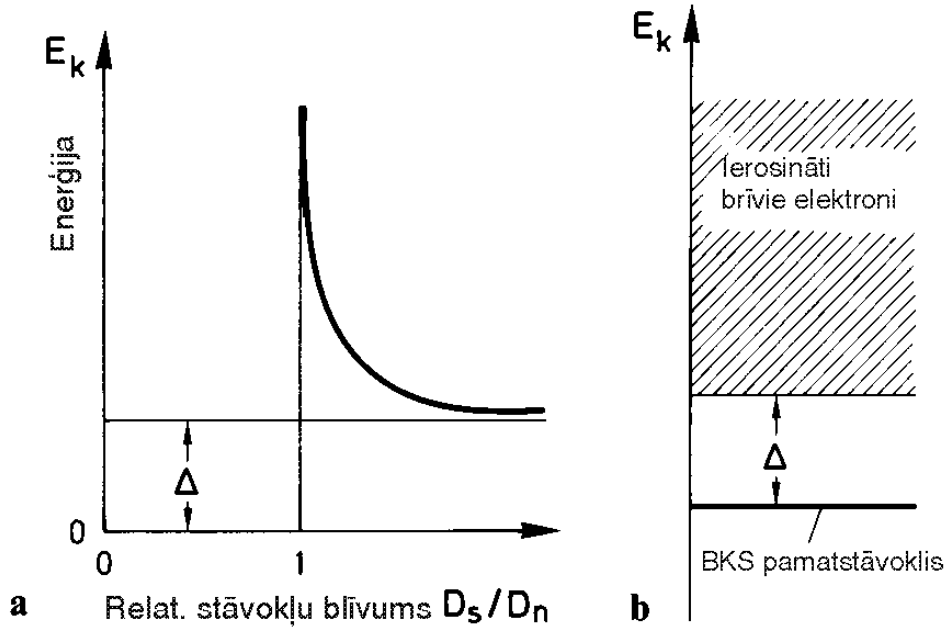
Supravadāmības pamatstāvoklis. BCS pamatstāvoklī vienelektronu stāvoklis sabrūk. Visi Kupera pāri pie $T = 0$ līdzīgi kā bozoni aizņem vienu un to pašu pamatstāvokli, kas pie tam ir enerģētiski identisks ķīmiskam potenciālam, t.i. Fermi līmenim E_F^0. Zīmējumā attēlotais enerģijas līmenis tādā kārtā ir interpretējams kā daudzdaļiņu enerģija, attiecināta uz vienu elektronu. Kupera pāra sabrukšanai nepieciešama enerģija 2Δ.

3.3.3. Tuneļa efekts: vienas daļiņas tunelēšana

Aplūko elektrona tunelēšanu caur starp supravadītāju un normāli vadošu vadītāju, kuri atrodas pietiekami mazā attālumā d viens no otra.

a) Atsevišķa elektrona tunelēšana starp diviem normāli vadošiem metāliem pie ārējā sprieguma U.

b) Vienelektronu tunelēšanas voltampēru raksturlīkne starp diviem normāli vadošiem metāliem.



3.12 zīm.: a) Ierosinātu, normāli vadošu elektronu stāvokļu blīvums supravadītājā D_s attiecībā pret stāvokļu blīvumu normālā vadītājā D_n. $E_k = 0$ atbilst Fermi līmenim E_F^0. b) Vienkāršots supravadītāja ierosināšanas spektrs.

c) Tuneļkontakts starp supravadītāju (pa kreisi) un normālu vadītāju (pa labi) termiskā līdzsvarā. Shematiski parādīts viens Kupera pāris BKS pamatstāvoklī.

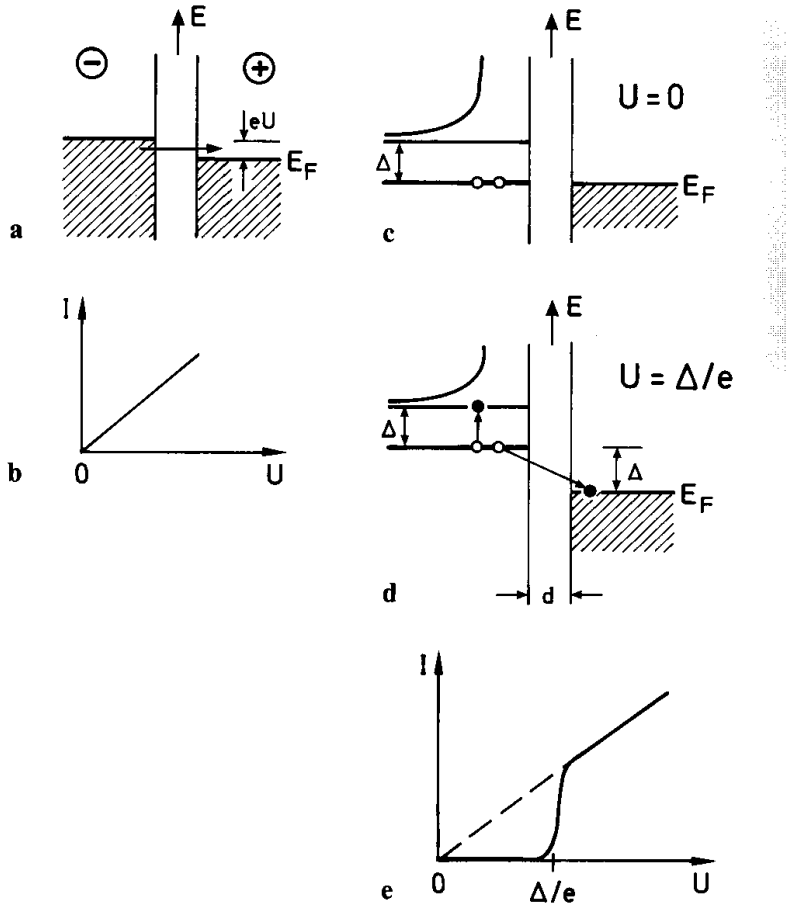
d) Viena Kupera pāra sagraušana un viena elektrona elastīga tunelēšana no supravadītāja normālā metālā pieliekot ārēju spriegumu $U = \Delta/e$.

e) Elastīgas vienelektronu tunelēšanas voltampēru raksturlīkne starp supravadītāju un normālu vadītāju.

Ja negatīvi lādētais metāls tuneļpārejā ir supravadošā stāvoklī (d) tad starp BKS daudzdaļiņu pamatstāvokli, kas aizpildīts ar Kupera pāriem, un viendaļiņu kontinumu eksistē sprauga Δ. Pie $U = 0$ viens pret otru atrodas vienīgi pilnīgi aizpildīti stāvokļi, un tunelēšana nav iespējama, jo tam nepieciešama Kupera pāru sagraušana (c).

Pie maziem spriegumiem (c) tuneļa strāva nav iespējama tā pat iemesla dēļ.

Ja priekšspriegums sasniedz vērtību Δ (d), iespējama Kupera pāru sagraušana ar vienlaicīgu tuneļstrāvu. Viens Kupera pāra elektrons tiek ierosināts vienelektrona stāvokļu kontinumā, kamēr otras elektrons iegūst enerģiju, kas ļauj tam tunelēt atpakaļ uz normāli vadošā metāla atbilstoši zemāk esošo tukšo elektronu stāvokli.



3.13 zīm.: Atsevišķa elektrona tunelēšanas shematisks attēlojums caur izolējošu slāni ar biezumu d. Iesvītroti parādīta normāli vadošā metāla pilnīgi aizpildītā zona līdz Fermi līmenim. Supravadītājā parādīts BKS pamatstāvoklis (nepārtraukta līnija) un viendaļiņas stāvokļu blīvums ($E > E_F + \Delta$).

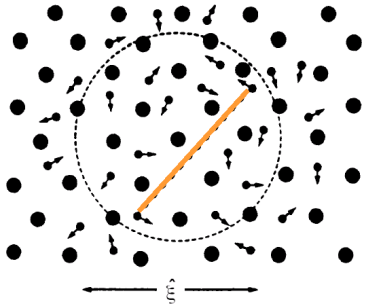
No šīs sprieguma vērtības tuneļstrāva lēcienveidīgi pieaug un pēc tam kvazilineāri aug ar spriegumu U.

3.4. II veida supravadītāji

3.4.1. Korelācijas (korelācijas) garums

Londona iespiešanās dziļums ir fundamentāls parametrs, kas raksturo supravadītāju. Otrs fundamentāls parametrs ir koherences garums. Tas raksturo attālumu dotajā materiālā, kurā saglabājas saite starp Kupera pāra elektroniem. Attiecībā pret virsmu koherences garums raksturo supravadošā stāvokļa iespiešanās dziļumu. Koherences garums materiālā ir atkarīgs no elektrona kustības nosacījumiem. Ja

normāli vadošs elektrons kustās bez izkliedes, koherences garumu nosaka fononu frekvence.



3.14 zīm.: Koherences garuma shematisks attēlojums.

Klasiskos priekšstatos no deformācijas apgabala iestāšanās laika ir atkarīgs attālums starp primāro un sekundāro elektroniem Kupera pārī.

Kvantu mehāniskos priekšstatos koherences garumu nosaka:

fonona dzīves laiks,

elektrona izkliede

Elektrona izkliedes galvenie mehānismi:

izkliede elektrons - fonons,

izkliede elektrons - režģa defekts.

Fonona dzīves laiku materiālā nosaka vairāki faktori: fononu absorbcija sadarbībā ar enerģētiskām daļiņām un fotoniem, fononu izkliede. Divi galvenie fononu izkliedes mehānismi ir sekojoši:

izkliede fonons - fonons,

izkliede fonons - režģa defekts.

Pie zemām temperatūrām, kas tipiskas supravadītājiem galvenie izkliedes mehānismi ir izkliede uz režģa defektiem.

Elektronu izkliede uz režģa defektiem makroskopiski būtiski ietekmē metāla elektrovadāmību.

Metālos ar lielu elektrovadāmību koherences garums ir lielāks, nekā metālos ar mazu elektrovadāmību. Materiāla kristāliskā struktūra būtiski ietekmē elektrovadāmību un atbilstošās supravadītāja īpašības.

Metālu sakausējumos koherences garums ir mazāks par korelācijas garumu tīros metālos.

Ginzburg'a un Landau kā arī BCS kvantumehāniskās teorijas apraksta koherences garumu, ko pieņemts apzīmēt ar simbolu ξ_{koh}.

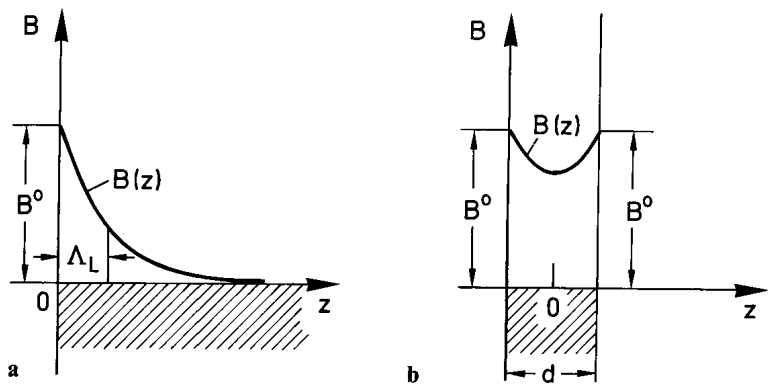
3.4.2. Supravadāmība plānās metāla kārtiņās

Supravadītāju uzvedību magnētiskajā laukā nosaka tas, ka ārējais magnētiskais lauks B_0 supravadītāja iekšpusē eksponenciāli samazinās atbilstoši Londona iespiešanās dziļuma konstantes Λ_L vērībai.

Strāvas relaksācijas zonā plūst strāva, kura nodrošina, ka supravadītāja iekšpusē nav magnētiskā lauka.

Supravadāmība sabrūk, ja ārējais magnētiskais lauks B_0 pārsniedz kritisko vērtību ($B_c = \mu_0 \mu H_c$), pie kura magnētiskā lauka enerģijas blīvums $^1/_2 H_c B_c$ pārsniedz elektronu pāru kondensācijas enerģiju.

Lietderīgi aplūkot supravadošu kārtiņu ar biezumu d, kurā pie pietiekami maza biezuma magnētiskais lauks vairs neizzūd pilnīgi. Kārtiņas iekšienē ($z = 0$) saglabājas zināms lauks, t.i. supravadošās strāvas ekranizējošā iedarbība vairs nav pilnīga.

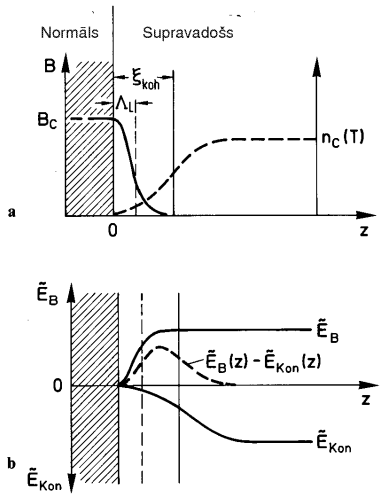


3.15 zīm.: Magnētiskā lauka rimšana iespiežoties: a) supravadošā pustelpā ($z > 0$); b) supravadošā slānī ar biezumu d. Uz virsmām lauka stiprumi ir B^0, Λ_L ir Londona iespiešanās dziļums.

Ja kārtiņas biezums ir pietiekami mazs, tad magnētiskā lauka izmaiņas kārtiņā vairs nav nozīmīgas. Magnētiskais lauks gandrīz pilnīgi iziet kārtiņai cauri. Ja šai gadījumā uz virsmas uzliktu kritisko magnētisko lauku $\vec{B}_c$, tad ar to saistītā magnētiskā lauka enerģija nebūtu pietiekama, lai sagrautu elektronu pārus visā tilpuma apgabalā un līdz ar to arī pilnībā sagrautu supravadāmību. Atbilstoši tam, pietiekami plānam supravadītāja slānim kritiskais magnētiskais lauks $\vec{B}_c$ ir lielāks, nekā tas ir pustelpas gadījumā. Samazinoties kārtiņas biezumam, kritiskais lauks arvien vairāk pieaugs. Pie kārtiņas biezuma $d \ll \Lambda_L$ tas var vairāk kā 10 reizes pārsniegt kritisko lauku, kas atbilst supravadošai pustelpai termodinamiskā līdzsvarā. Samazinoties kārtiņas biezumam, supravadītāja reakcija uz ārējo magnētisko lauku kļūst arvien mazāka.

Šāda rezultāta tieša sekas būtu tādas, ka, uzliekot masīvam supravadītājam vir-

skritisku magnētisko lauku ($> \vec{B}_c$), supravadītājs sadalītos magnētiskajam laukam paralēlos apgabalos, kuri veidotu vienu otram pieguļošas supravadošas un normāli vadošas fāzes. Ja supravadošie slāņi būtu pietiekami plāni, tie, paliekot stabili, varētu izturēt ievērojami lielāku magnētisko lauku. Cēlonis tam, ka sadalīšanās normālās un supravadošās fāzēs t.s. 1. veida supravadītājos nenotiek, ir tai apstāklī, ka pie nosacījuma, ka koherences garums ir lielāks par Londona magnētiskā lauka iespiešanās dziļumu ($\xi_{koh} > \Lambda_L$) robežvirsmas izveidošanai starp normālo un supravadošo fāzēm nepieciešama enerģija. Zīmējums 3.16 raksturo enerģiju bilanci pie nosacījuma ($\xi_{koh} > \Lambda_L$).



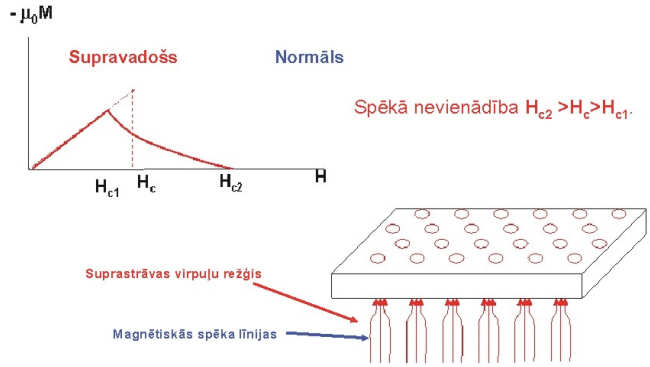
a) Normāli vadošā apgabalā paralēli robežvirsmai pielikts kritiskais magnētiskais lauks $\vec{B}_c$. Supravadītājā (nepārtraukta līnija) $\vec{B}(z)$ eksponenciāli samazinās atbilstoši Londona iespiešanās dziļuma parametram Δ_L. Kupera pāru koncentrācijas n_c palielināšanos nosaka koherences garums ξ_{koh};
b) Enerģijas blīvuma $\tilde{E}_B(z)$, ko nosaka magnētiskā lauka iespiešanās supravadītājā, atkarība no attāluma līdz robežvirsmai un enerģijas blīvuma $\tilde{E}_{kon}(z)$ ko nosaka Kupera pāru kondensācija, atkarība no attāluma līdz robežvirsmai (nepārtrauktās līnijas). Starpība (raustītā līnija) nosaka robežvirsmas enerģiju starp normāli vadošo un supravadošo fāzēm. Robežvirsmas enerģija ir pozitīva tādēļ supravadošais slānis I veida supravadītāja iekšienē robežā ar normāli veidojošu fāzi nav enerģētiski izdevīgs.

3.16 zīm.: Svarīgāko supravadāmības parametru atkarība no attāluma līdz robežvirsmai starp normāli vadošu (iesvītrotais apgabals) un supravadošu fāzēm.

3.4.3. Otrā veida supravadītāji

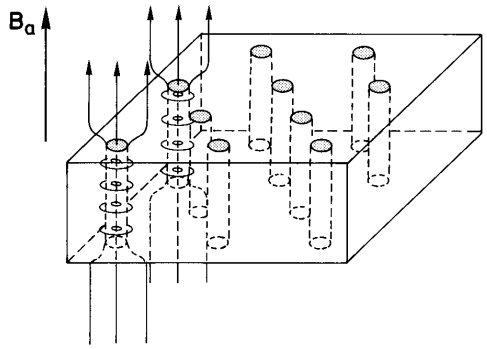
Pavisam citāda situācija ir supravadītājā, kurā magnetiskais lauks var iespiesties dziļāk par attālumu, kurā izveidojas supravadošais stāvoklis, t.i. ja ir spēkā nevienādība $\xi_{koh} < \Lambda_L$. Šais, t.s. otrā veida supravadītājos, robežvirsmu veidošanās starp normālo un supravadošo fāzēm pavada enerģijas izdalīšanās. Noteiktam ārējam magnētiskam laukam iestājas t.s. jauktais stāvoklis (mixed state), kurā savstarpēji robežojas normāli vadošie un supravadošie stāvokļi. Abi būtiskie garumi, kuri ir atbildīgi par otrā veida supravadītāju esamību, ir magnētiskā lauka rimšanas garums un koherences garums ξ_{koh} (lielāks par Kupera pāra izmēru ξ_{KP}), kas nosaka supravadošā stāvokļa iestāšanās dziļumu supravadītājā.

Otrā veida supravadītājā eksistē trīs termodinamiski stabilas fāzes: parastā supravadošā fāze (Meisnera fāze) rajonā zem H_{c1} , normāli vadošā fāze rajonā virs $H_{c2}(T)$ un jauktā stāvokļa starpfāze, ko sauc arī par Šubņikova fāzi rajonā starp $H_{c1}(T)$ un $H_{c2}(T)$. Kamēr Meisnera fāze raksturojas kā homegēna fāze, Šubņikova

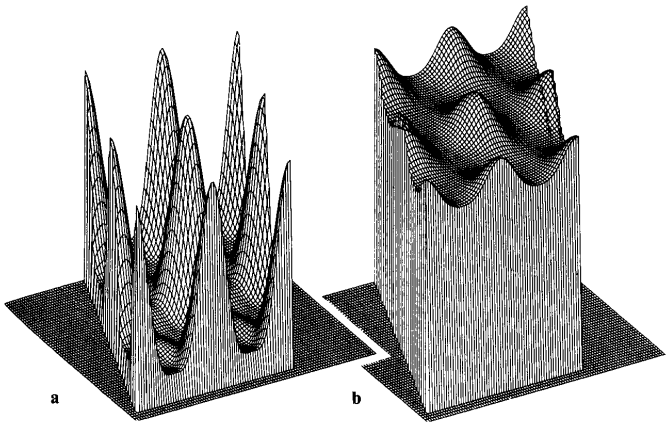


3.17 zīm.: Supravadošās un normāli vadošās fāzes II veida supravadītājos. Shematiski parādīts virpuļstrāvu rajons Šubņikova fāzē.

fāze sastāv no supravadošiem un normāli vadošiem apgabaliem. Magnētiskais lauks iespiežas otrā veida supravadītājā, taču supravadošie apgabali, no kuriem magnētiskais lauks ir lokāli izspiests, ir aptverti ar ekranējošām suprastrāvām. Šīm strāvām ir jāveido noslēgtas strāvas līnijas, jo tikai tad tās var būt stacionāras strāvas.

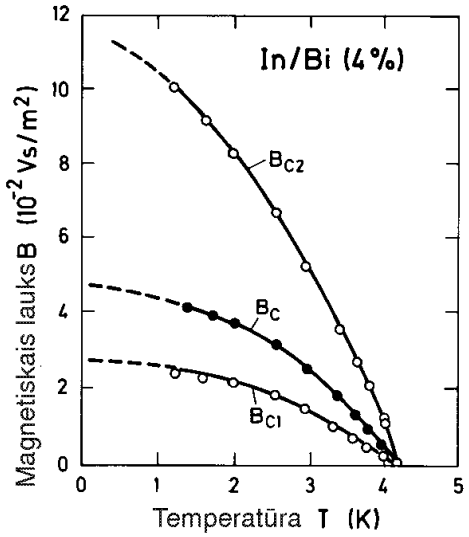


3.18 zīm.: Šubņikova fāze masīvā II veida supravadītājā. Parādītas magnētiskā lauka spēka līnijas normāli vadošā fāzē un virpuļstrāvas uz supravadošās fāzes virsmām.



a) Makroskopiskais lauka stiprums $B = 0.056$ T, tuvāko kaimiņu attālums heksagonālā plūsmas līniju režģī ir 206 nm ;
b) $B = 0.220$ T, tuvāko kaimiņu attālums heksagonālā plūsmas līniju režģī ir 104 nm.
[J. Schelten, H. Ullmeier, G. Lippmann, W. Schmatz. In: Low Temperature Physics, LT 13, 3. Ed. By K.D. Timmerhaus, Plenum, N-Y, 1972, p.54]

3.19 zīm.: Neitronu izkliedes eksperimentu rezultāti plūsmas cauruļu divdimensiju režģī otrā veida supravadītājā niobijā Šubņikova fāzē pie 4.2 K. Izkliedes datu apstrādes rezultātā iegūts mikroskopiskā magnētiskā lauka sadalījums plūsmas virpuļu apkārtnē.



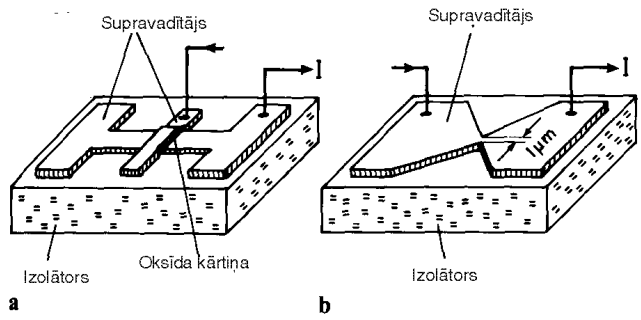
3.20 zīm.: Kritiskā magnētiskā lauka temperatūras atkarība In - Bi kausējumā (In + 4 at.% Bi).
Meisnera fāze zem B_{c1}
Šubņikova fāze B_c starp B_{c1} un B_{c2}
Normālā fāze virs B_{c2}
[T. Kinsel, E.A. Lynton, B. Serin. Rev. Mod. Phys 36, 105 (1964)].

3.5. Džozefsona (Jozephson) efekts

1962.g. Džozefsons teorētiski parādīja, ka arī Kupera pāri var tunelēt [B.D. Josephson, Phys. Lett. 1, 251 (1962)].

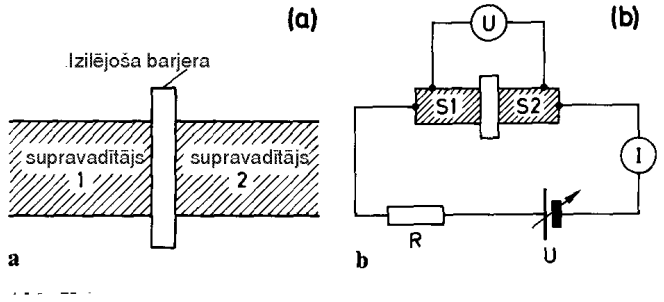
Džozefsona efektā Kupera pāriem saglabājas raksturīgā BCS pamatstāvokļa augstā koherence.

Eksperimentāli Džozefsona efektu novēro ļoti plānās $d < 30$ Å tuneļa barjerās, kuras atdala divus supravadītājus. Pie tam saistībai starp abiem supravadītājiem jābūt pietiekami vājai, lai Kupera pāra pārejas varbūtība starp supravadītājiem būtu maza. Šādu t.s. "tuneļa sandviča" struktūru iegūst, ja uz viena supravadītāja uzklāj plānu oksīda vai normāli vadoša metāla kārtiņu (10 - 20 Å), uz kuras uzklāj otru supravadītāja slāni.



a) tuneļa kontakts starp divām savstarpēji perpendikulārām supravadītāja sloksnēm, kas atdalītas ar plānu oksīda barjēru (20 - 30 Å) vai plānu normāli vadoša metāla kārtiņu 50 - 100 Å);
b) Mikrotiltiņš ar izmēriem apmēram 1 m starp divām supravadošām kārtiņām, kas izveidots, lietojot litogrāfijas un kodināšanas procesus.

3.21 zīm.: Iespējamie risinājumi vājas saites radīšanai starp diviem supravadītājiem.



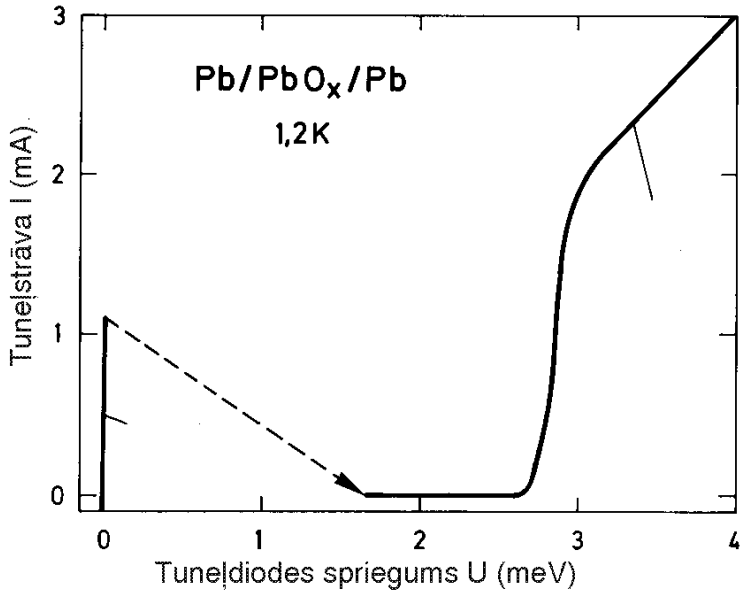
3.22 zīm.
a) iekārtas shēma Džozefsona tuneļa efektu mērīšanai kontaktā starp diviem supravadītājiem 1 un 2 ar izolējošu barjeru;
b) Elektriskais slēgums, kas ļauj mērīt tuneļa strāvu un spriegumu uz diodes.

Džozefsona kontaktā notiek Kupera pāru tunelēšana cauri izolējošai spraugai.

Saskaņā ar teoriju pie nulles sprieguma ($U = 0$) strāvas plūsma var būt atšķirīga no nulles (I). Eksperimentā tas nozīmē, ka saslēdzot kontaktu, ieslēdzas Kupera pāru strāva, kuras virziens ir atkarīgs no fāzu starpības viļņu funkcijām abu supravadītāju BCS daudzdaļiņu stāvokļiem. Pie tam uz diodes nav sprieguma krituma, kaut gan ārējā strāvas ķēdē ir pielikts ārējais spriegums U_a.

Ķēdē plūst tuneļa strāva I_{KP}. Strāvas dēļ rodas lādiņu asimetrija, kura pārtrauktu strāvas plūšanu, ja caur ārējo bateriju vienā pusē netiktu iepludināti papildus lādiņi, bet otrā pusē savākti pārākumā esošie. Tādēļ tuneļa strāva paliek stacionāra.

Voltampēru raksturlīkne attēlota zīmējumā 3.23.



3.23 zīm.: Džozefsona tuneļdiodes voltampēru raksturlīkne.

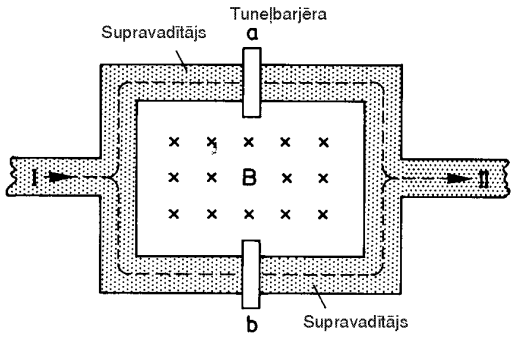
Džozefsona līdzstrāva I_{KP} kā tuneļa diodes sprieguma funkcija pie $U = 0$ ir ar noteiktu sākotnējo vērtību. Pieliekot ārējo spriegumu U_a, tuneļa strāva I_{KP} aug līdz noteiktai maksimālai vērtībai. Sprieguma kritums uz diodes ir nulle. Strāvu nodrošina sprieguma kritums uz rezistora tuneļdiodes ķēdē.

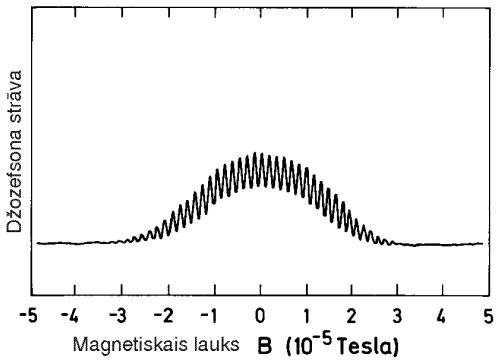
Ja turpinot palielināt ārējo spriegumu maksimālās strāvas vērtība I_{KP}^{max}, tiek pārsniegta, tad diodes elektronu sistēmas stāvolis kļūst nestabils. Uz diodes parādās spriegums U, un iestājas jauna strāva $I(R)$ ar vērtību, kuru nosaka jau iepriekš aplūkotā viendaļiņu tunelēšana starp diviem supravadītājiem pie diodes sprieguma U, ārējas ķēdes sprieguma un pretestības R. Tātad šo strāvu vairs nenosaka Kupera pāru tunelēšana.

Maksimālā strāva Kupera pāru tunelēšanas dēļ ir stabila tik ilgi, kamēr fāzu nobīde laikā nemainās. Tas ir spēkā, kamēr nav sprieguma uz tuneļa diodes. Sabrūkot tuneļa strāvai, t.i. parādoties spriegumam uz diodes, sāk laikā t palielināties fāzu nobīde starp abiem supravadītājiem. Aprēķins rāda, ka tad tuneļa diodē parādās maiņstrāva $I_{KP}^{\approx}$, kura pārklājas ar vienelektrona tunelēšanas radīto līdzstrāvu.

Pie tipiska sprieguma krituma uz tuneļa diodes ~ 1 mV rodas Džozefsona maiņstrāva ar ciklisko frekvenci $\sim 3 \times 10^{12}$ s^{-1}. Tas atbilst svārstībām infrasarkanā diapazona frekvencēs.

Kupera pāru Džozefsona tunelēšana magnētiskā lauka klātbūtnē dod iespēju veikt eksperimentu, kurš ir analogs eksperimentiem ar koherentas gaismas interferencei. Eksperiments balstās uz to, ka augsti koherentā suprastrāva tiek sadalīta divos zaros (a un b), pie kam katrs no tiem satur vienu Džozefsona tuneļa diodi.





3.24 zīm.: Džozefsona tuneļdiožu kontūrs (skvids)

3.25 zīm.: Džozefsona strāvas atkarība ārējā ķēdē no magnētiskā lauka $\vec{B}$ izmaiņām kontūrā.

Savienojot abus zarus, veidojas noslēgts suprastrāvas kontūrs ar tuneļbarjērām a un b katrā zarā.

Supravadošā stāvokļa pilnām viļņu funkcijām tuneļa pārejās zarā I iestājas fāzu nobīde, kura ir pretēja fāzu nobīdei zarā II. Ja magnētiskais lauks $\vec{B}$ ir ieslēgts, tad tas ietekmē fāzu diferenci abos supravadītājos. Fāzu starpību var vadīt ar magnētisko lauku. Mainot cilpai caurejošo magnētiskās plūsmas lielumu, suprastrāva caur divu Džozefsona tuneļa barjeru paralēlo slēgumu mainās kā plūsmas lieluma kosinuss.

Strāvas maksimumi ir katrreiz, kad cilpai caurejošā magnētiskā plūsma izmainās par vienu magnētiskās plūsmas kvantu.

Ierīce pielietojama magnētiskā lauka precīziem mērījumiem.

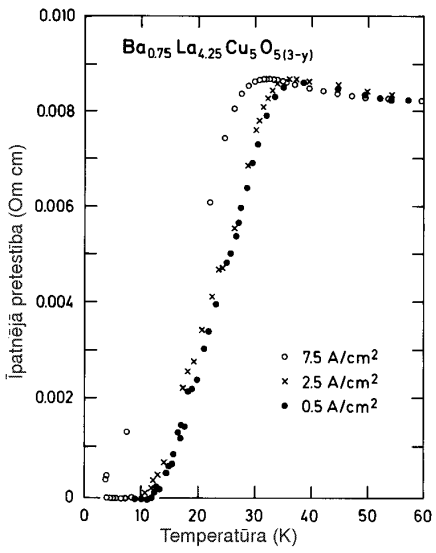
3.6. Augsttemperatūras supravadāmība

Supravadāmības pielietošana jaudas tehnikā, sevišķi to lietošana lielu elektrisko jaudu pārvadam lielos attālumos, ir apgrūtināta ar nepieciešamību tos lietot pie temperatūrām, kas atrodas zem kritiskās temperatūras. Tas nozīmē, ka tradicionālie supravadītāji jāekspluatē pie šķidra hēlija temperatūras 4.2 K. Tehniski interesanti un perspektīvi risinājumi ir iespējami pie noteikuma, ja darba temperatūru varētu paaugstināt līdz apmēram 70 K, ko var iegūt, izmantojot šķidru slāpekli. Viena no galvenajām supravdāmības pētījumu problēmām kopš supravadāmības atklāšanas ir meklējumi paaugstināt supravadītāju kritisko temperatūru.

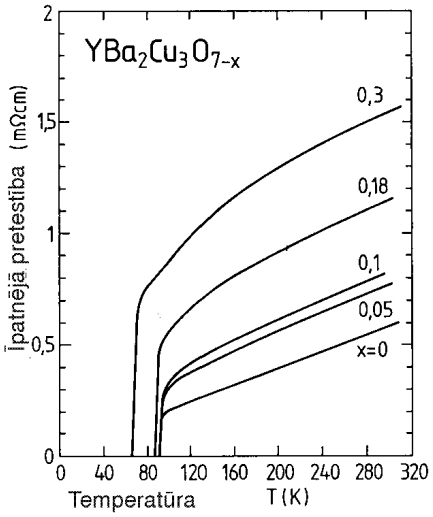
Ir noskaidrots, ka augsttemperatūras supravadāmības mehānisms ir analogs klasiskajam mehānismam: elektronu sadarbība ar fononiem. Atšķirība ir elektronu stāvokļiem uz Fermi virsmas. s-tipa elektronu vietā mijiedarbību nosaka p-tipa elektroni.

Izšķirošs panākums supravadāmības pētījumos saistās ar Bendroza un Millera

1986. G. atklāto faktu, ka metāliski, skābekļa deficīta vara oksīda savienojumi Ba-La-Cu-O jauktā sistēmā uzrādīja pārejas temperatūras ap 30 K [J.G. Bendroz, K.A. Müller Z. Phys. B64, 189 (1986)]. Pirmie oriģinālie pretestības mērījumi kvazi - metāliskā, polikristāliskā oksīdā $Ba_{0.75}La_{4.25}Cu_5O_{5(3-y)}$ ($y > 0$, nezināms) ir parādīti Zīm. 3.19. Atkarībā no strāvas blīvuma starp 20 K un 30 K tika novērots ievērojams īpatnējās pretestības lēciens. Īpatnējās pretestības mazināšanās nav asa, kā to novēro normālos supravadītājos. Taču, ir ticama šo rezultātu interpretācija, kā vadāmības atkarība maisījumam, kurš sastāv no normālām un supravadošām fāzēm. Ar šo darbu sākās jaunas materiālu klases supravadāmības pētījumi, un arī jauna supravadāmības mehānisma meklējumi (1987. g. Nobeļa prēmija).



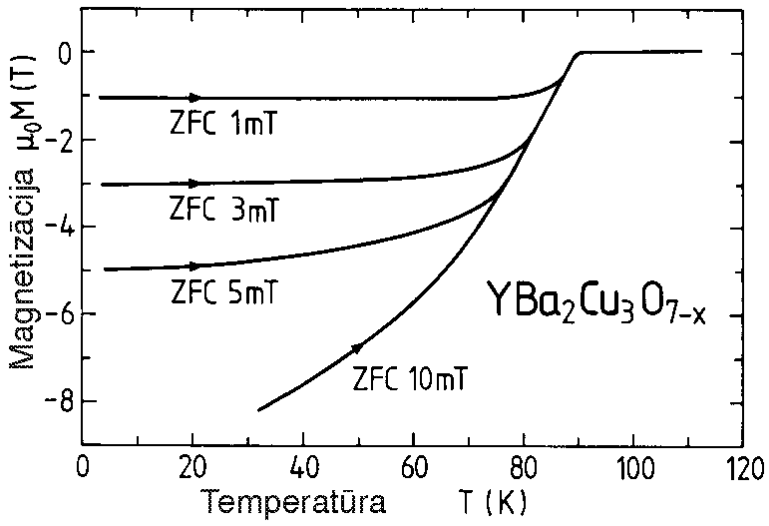
3.26 zīm.: Īpatnējās elektriskās pretestības temperatūras atkarība polikristāliskā tipa $Ba_{0.75}La_{4.25}Cu_5O_{5(3-y)}$ oksīdu keramikā pie dažāda strāvas blīvuma [J.G. Bendroz, K.A. Müller Z. Phys. B64, 189 (1986)].



3.27 zīm.: Sinterētu $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ paraugu ar dažādu skābekļa deficītu $x = 0 \cdots 0.3$ īpatnējā pretestība.[J.R. Cooper, S.D. Obertelli, A. Carrington, J.W. Loran. Phys. Rev. B44, 12086 (1991)].

Drīz pēc tam Chu ar līdzstrādniekiem izdevās keramikas $Ba_{1-x}Y_xO_{3-y}$ sistēmā

iegūt pārejas temperatūras ap 90 K [M.K. Wu, J.R. Ashburn, C. J. Tornq, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang, Y.Q. Wang, C.W. Chu Phys Rev. Lett. 58, 908 (1987)] Līdz ar uzlabotu monokristālu un kārtiņu iegūšanas metožu attīstību kā interesantākā leģētā sistēma izvirzījās $Yba_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO). Y atomu var aizvietot ar tādām retām zemēm, kā Eu, Gd. Līdz ar to parādījās vesela klase par 123 materiāliem (pēc to steheometrijas) nosaukti savienojumi ar kritisko temperatūru līdz pat 95 K. Tipiskie elektriskās pretestības mērījumu rezultāti parādīti Zīm. 3.26 un Zīm. 3.27. Ja skābekļa deficītu savienojumā palielina no $x = 0$ līdz 0.1, tad pretestība, mērīta pie 90 K, samazinās līdz neizmērami mazam lielumam, kamēr pie augstām temperatūrām tā aug līdzīgi metālam (Zīm. 2.6). Ja skābekļa deficītu turpina tālāk palielināt, pārejas punkts nobīdās uz zemākām temperatūrām, kamēr normālas vadāmības rajonā pretestība turpina pieaugt.



3.28 zīm.: Džozefsona tuneļdiodes voltampēru raksturlīkne.

Zīm. 3.28 parādīti magnetizācijas temperatūras atkarības mērījumi jonu izputināšanas ceļā iegūtās YBCO kārtiņās. Rezultāti iegūti tādējādi, ka paraugs tika atdzesēts bez ārējā lauka (ZFC metode: Zero Field Cooled). Ņemot vērā, ka ideāla diamagnētisma gadījumā ($\vec{B} = \mu_0\vec{M} + \vec{B}_a$), magnetizācijai $\mu_0\vec{M}$ zem pārejas temperatūras vajadzētu sasniegt ārējā lauka vērtību.

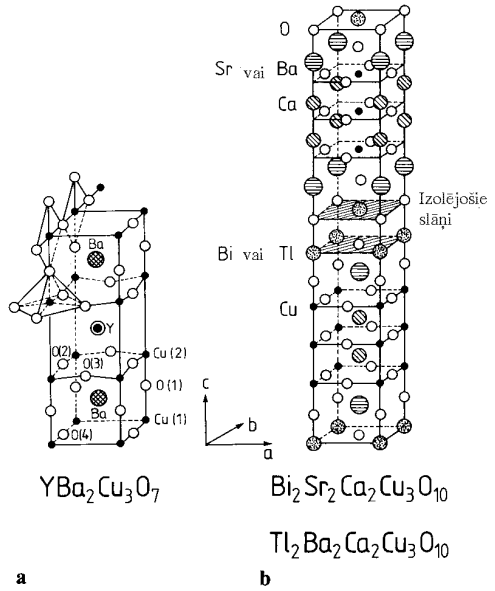
Kā tas redzams Zīm. 3.27, magnetizācija pie zemām temperatūrām ($T \ll T_c$) (zem 10 K) ir ar $\mu_0\vec{M}$ vērtībām, kuras ir līdz 1000 reizēm lielākas par ārējā lauka lielumu. Cēlonis ir atmagnetizācijas faktors, kas plānām kārtiņām stipri atšķiras no šī faktora vērtībām garos paraugos. Bez tam ideālā gadījumā pie T_c var sagaidīt lēcienveida $\mu_0\vec{M}$ pāreju. Novērojamā gausā pāreja pie $T \ll T_c$ daļēji var tikt attiecināta uz parauga nehomogenitātēm.

3.1 tabula: Svarīgākās augsttemperatūras supravadītāju klases. Apzīmējumi atbilst steheometrijai. [R. Hott, H. Rietschel, M. Sander. Phys. Bl. 48, 355 (1992)].

Formula	Apzīmējums	Augstākā novērotā T_c, K
$RZBa_2Cu_3O_7$	RZBCO vai	92
RZ="retās zemes"=Y, Eu, Gd	"123"	
$Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$	"BSCCO" vai	90 (Bi-2212)
(+ Pb dopēšana)	"Bi-22 (n-1) n"	122 (Bi-2223)
		90 (Bi-2234)
$Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$	"TBCCO" vai	110 (Tl-2212)
	"Tl-22 (n-1) n"	127 (Tl-2223)
		119 (Tl-2234)
$Tl_2A_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+3}$	"Tl-12 (n-1) n"	90 (Tl-1212)
(A = Sr, Ba)		122 (Tl-1223)
		122 (Tl-1234)
		110 (Tl-1245)
$HgBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2}$	"Hg-12 (n-1) n"	96 (Hg-1201)
		128 (Hg-1212)
		135 (Hg-1223)

Arī eksperimentā novērotajai, tipiskajai magnētiskās plūsmas cauruļu nekustībai un tam, ka eksistē pārvietošanās aktivācijas enerģija, kā cēlonis tiek uzskatīti kristāliskā režģa defekti. Zīm. 3.27 reprezentētie rezultāti ir tipiski keramiskiem, t.s. augsttemperatūras YBCO tipa supravadītājiem. Jaunu supravadītāju klasi, kuru veido Bi un Tl saturoši materiāli ar vēl augstāku pārejas temperatūru, atklāja 1988. g. To tipisks sastāvs ir $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_10$ [H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi. T. Asano, Jpn. J. Appl. Phys. Lett. 27. L209 (1988)] un Tl2Ba2Ca2Cu3O10 [Z.Z. Sheng, A.M. Hermann, Nature 332, 55 (1988)]. Tabulā 3.1 apkopoti dati par keramisko supravadītāju, kuru pārejas temperatūra ir virs 90 K, galvenajām klasēm. Bi un Ti saturošiem materiāliem tiek izmantoti sastāvu raksturojoši apzīmējumi, tādi, kā 2212, 2223. Kaut gan kristāliskās struktūras YBCO un (Bi, Tl)- keramikas detaļās ir dažādas, kopīga abām materiālu klasēm ir raksturīgā slāņu uzbūve, kura, kā rāda pētījumi, ir būtiska supravadāmības mehānismam (Zīm. 3.29). Slāņu struktūra ir labi redzama augstas izšķiršanas elektronu mikroskopiskos uzņēmumos.

Zīm. 3.30 parādīti $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{8+x}$ kārtiņas mērījumu rezultāti, izdarīti ar augstas izšķiršanas transmisijas elektronu mikroskopiju (TEM). Saskaņā ar Zīm. 3.29,a YBCO materiāli ir aksiāli kristāli ar mainīgām CuO_2 plaknēm [Cu(2), O(2)] un skābekļa atomiem piramidālā, kā arī taisnstūra planārā koordinācijā c-ass virzienā. Taisnstūra planārie struktūras elementi veido skābekļa ķēdes kristāla b-ass virzienā. Izšķirošas supravadāmībai ir skābekļa vakances lineāro ķēžu sastāvā. (Bi, Tl) keramikās c-ass virzienā ir līdzīgas slāņu struktūra, taču struktūra realizējas ievērojami lielākā elementārā šūnā. (Zīm. 3.29,b). Skaidri redzami divi elementārās šūnas apgabali, kurās Cu atomi ir vai nu ir centrēti (augšā) vai atrodas Cu-O plakņu stūros



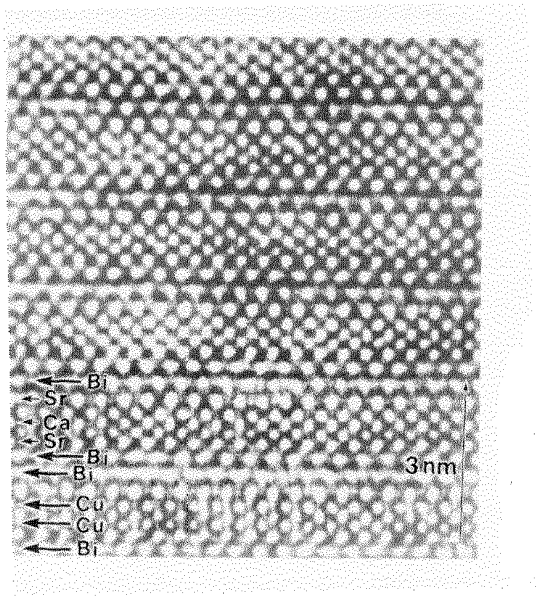
3.29 zīm.: YBCO un (Bi, Ti) - supravadītāju struktūra. a) $YBa_2Cu_2O_7$ kristāla vienības šūna. Parādītas taisnstūra planārās un piramīdas veida skābekļa atomu koordinācijas gar c asi. Papildus ar skaitļiem apzīmētas O un Cu atomu vietas CuO_2 plaknēs. b) $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_10$ keramikas vienības šūna (2223 fāze).

(apakšā). Abi šūnas apgabali ir atdalīti viens no otra ar divām Bi-O vai Tl-O plaknēm. Dažādas Bi- vai Tl- keramikas atšķiras ar to, cik CuO_2 plaknes ir "iebīdītas" elementārā šūnā. Tas būtiski ietekmē supravadāmības pārejas temperatūru.

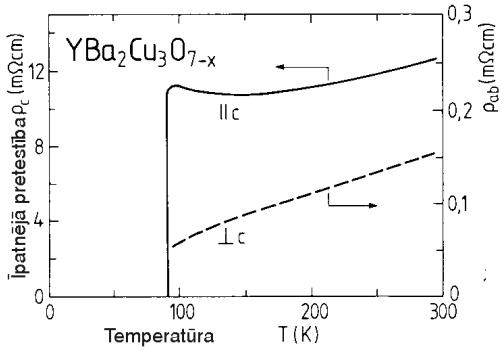
Atbilstoši anizotropajai kristālu uzbūvei anizotropas ir arī materiāla elektroniskās un sevišķi supravadāmības īpašības. YBCO kārtiņu īpatnējās pretestības temperatūras atkarības perpendikulāri (ρ_{ab}) un paralēli (ρ_c) c-asij ir ievērojami atšķirīgas (Zīm. 3.31). Pie 150 K pretestība ρ_c ir ar lēzenu minimumu, kura lielums ir atkarīgs no skābekļa daudzuma materiālā.

Bez tam keramiskie augsttemperatūras materiāli ir ar interesantām īpašībām attiecībā uz kritiskajiem magnētiskajiem laukiem. Visi līdz šim zināmie materiāli ir 2. veida supravadītāji, kuri raksturojas ar Šubņikova fāzi starp apakšējo B_{c1} vai H_{c1} un augšējo B_{c2} vai Hc2 kritiskajiem laukiem. Kaut gan materiālā $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ apakšējais kritiskais lauks atrodas zem 10 mT, augšējais kritiskais lauks (perpendikulāri c-asij) pārsniedz 340 T, kas ir lielāks par kritisko lauku visos līdz šim zināmos supravadītājos. Pie tam arī šeit parādās keramisko supravadītāju lielā aniziotropija. Ārējam laukam, kas vērsts paralēli c-asij, B_{c2} vērtība ir 5 - 7 reizes mazāka, salīdzinot ar B_{c2} pie lauka perpendikulāri c-asij. Kritiskā magnētiskā lauka vērtības ļauj novērtēt koherences garumu ξ_c, kas c-ass virzienā iznāk aptuveni 3 - 5 Å, kamēr bāzes plaknē ξ_c skaitliskā vērtība sasniedz 20 - 30 Å. YBCO kārtiņās, kuras ar labu kristāla kvalitāti ir audzētas uz atbilstoša pamatnes materiāla, izmērītais kritiskās strāvas blīvums sasniedz $10^6 - 10^7$ A/cm^2.

Viennozīmīgs teorētisks supravadāmības izskaidrojums aplūkotos keramiskos materiālos patlaban vēl nav iespējams. Taču ir virkne faktu, kuri dod cerību, ka drīzumā parādīsies pilnīga augsttemperatūras supravadāmības teorija. No magnētiskās plūsmas kvantēšanas pētījumiem ir zināms, ka, līdzīgi BKS supravadītājiem, sup-



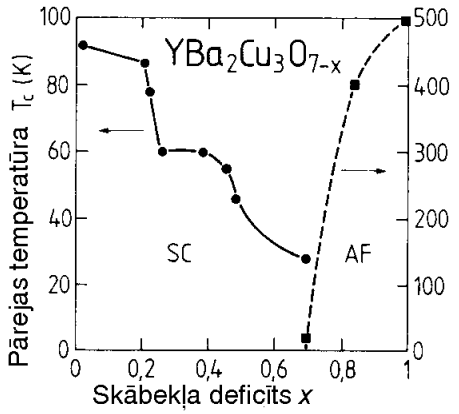
3.30 zīm.: $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{8+x}$ kārtiņas augstas izšķiršanas transmisijas elektronu mikroskopijas uzņēmums. Caurstarojot perpendikulāri c asij redzama supravadītāja slāņveida uzbūve, Gaišie un tumšie punkti attēlo atomu rindas.



3.31 zīm.: YBCO kārtiņu īpatnējā pretestība kā temperatūras funkcija, mērīta paralēli un perpendikulāri c asij [S.J. Hagen, T. W. Jing, Z.Z. Wang, J. Horvath, N.P. Ong. Phys. Rev. B37, 7928 (1988)].

ravadāmību šais materiālos nosaka Kupera pāri. Lielākai daļai augsttemperatūras supravadītāju Kupera pāri veidojas nevis no diviem elektroniem, bet no diviem caurumiem (elektronu iztrūkumiem). Tas atbilst t.s. p -vadāmībai pusvadītājos. Kupera pāru pozitīvo lādiņa zīmi eksperimentāli noteica pēc tā, kāda ir Holla konstantes zīme. (Holla konstante raksturo lādiņu nesēju plūsmas parametrus magnētiskā laukā). Ar dažādām eksperimentālām metodēm, tai skaitā tuneļa spektroskopiju, ir atrasts, ka enerģētiskā sprauga Δ ir ar skaitlisko vērtību 20 - 30 meV, kas atbilstoši augstajai supravadošās pārejas temperatūrai. Raksturīgā attiecība $\Delta(0)/kT_c$ augsttemperatūras supravadītājos sasniedz lielumu 3 - 4, kamēr BKS teorija dod skaitlisko vērtību tikai 1.764.

Lai attīstītu noslēgtu augsttemperatūras supravadāmības teoriju, svarīgi saprast pārejas temperatūras atkarību no skābekļa iztrūkuma x materiālā, kura, piemēram, $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ gadījumā parādīta Zīm. 3.27 YBCO keramikā, pieaugot skābekļa deficītam, pārejas temperatūra pakāpjveidīgi samazinās ik pa aptuveni 30 K (Zīm. 3.32). Virs $x = 0.7$ supravadamība šais keramikās pazūd, un materiāls uzrāda

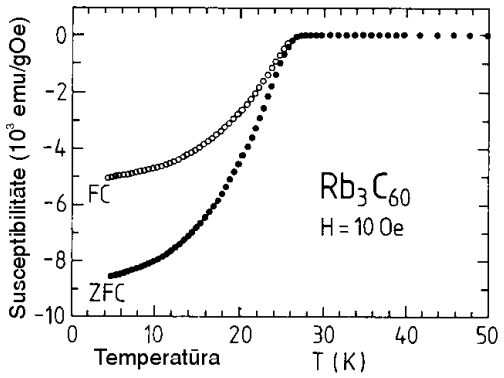


3.32 zīm.: $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ fāzu diagramma - supravadāmības pārejas temperatūras atkarība no skābekļa deficīta x [J. Zaanen, A.T. Paxton, O. Jepsen, O.K. Anderson. Phys. Rev. Lett. 60, 2685 (1988)].

izolatora un antiferromagnetiķa īpašības. Šie novērojumi, kā arī rinda teorētisku pētījumu [J. Zaanen, A.T. Paxton. O. Jepsen, O.K. Anderson. Phys. Rev. Lett. 60, 2685 (1988)] ļāva izdarīt augsttemperatūras supravadamības sapratnei svarīgu secinājumu, ka skābekļa atomi ar savu lielo elektronegativitāti YBCO režģī kalpo kā elektronu akceptori. Y un Ba ioni ķīmiskai saitei uz CuO_2 plakni nodod pa diviem elektroniem. Šos elektronus piesaista skābekļa atomi. Mazāks skābekļa iztrūkums materiālā (mazāks x) nozīmē, ka vairāk skābekļa var kalpot kā elektronu akceptori. Līdz ar to rodas vairāk caurumu, kā partneru Kupera caurumu pāru veidošanās procesā. Starp vara - skābekļa slāņiem atrodas slāņi, sastāvoši no sārmzemju vai reto zemju joniem un skābekļa vai halogēna, kuri kalpo kā lādiņa nesēju rezervuāri. Šie slāņi var akumulēt elektronus no Cu_2 plaknēm, līdz ar to radot brīvus caurumus, kuri nodrošina Kupera caurumu pāru veidošanos t.s. vadītspējas supravadītāja plaknēs.

Jaunums supravadāmībā ir 1991. gadā atklātā fullerena supravadāmība ar pārejas temperatūru sākot ar 15 K (Zīm. 3.33) [J. Fink, E. Sohem, Phys. Bl 48, 11 (1992)]. Ogleklis veido sp^2 hibrīda orbitāles, kuru nesadalītā p_z orbitāle veido aizpildītu π un neaizpildītu $\pi_.$ orbitāles, kuras ir delokalizētas pa visu fullerena sfēras virsmu. Jau pie istabas temperatūra fullerena molekulas kristalizējas plaknēs centrētā kubiskā režģī ar režģa konstanti 14.16 Å. Kristalizācijā C_{60} molekulu ārējās π un $\pi_.$ orbitāles mijiedarbojas un veidojas relatīvi šaura pilnīgi aizpildīta π un tukša $\pi_.$ zonas ar enerģētisko spraugu aptuveni 1.5 eV. Tas nozīmē, ka fullerens ir pusvadītājs. Ja kristāliskā C_{60} kārtiņā ievada kālija tvaikus, kārtiņa kļūst metāliska. Kālija atomi iebūvējas starpmezglu telpās starp C_{60} sfērām. Maksimālo vadāmību iegūst steheometriskā savienojumā K_3C_{60}, kur elektroni līdz pusei aizpilda $\pi_.$ zonu.

Metāliskais K_3C_{60} uzrāda supravadāmību pie $T_c = 19.3$ K. Vēl augstākas kritiskās temperatūras atrastas līdzīgos fullerena kristālos Rb_3C_{60} ($T_c = 28$ K), RbCs2C60 ($T_c = 33$ K) $Rb_{2.7}$ $Tl_{2.2}$ C_{60} ($T_c = 48$ K). Lielās reaktivitātes dēļ ar atmosfēras skābekli līdz šim šais materiālos praktiski nav veikti magnētiskie mērījumi. Zīm. 3.33 attēlota magnētiskās susceptibilitātes temperatūras atkarība Rb_3C_{60} [C. Politis, V. Buntar, W. Kraus A. Gurevich. Europhys. Lett. 17, 175 (1992)]. Līdzīgi keramis-



3.33 zīm.: Magnētiskās susceptibilitātes temperatūras atkarība Rb3C60. Mērījumi izdarīti ārējā magnētiskā laukā, kurš uzlikts pēc atdzesēšanas līdz uzdotai temperatūrai. Rb_3C_{60} [C. Politis, V. Buntar, W. Kraus A. Gurevich. Europhys. Lett. 17, 175 (1992)].

kiem augsttemeratūras supravadītājiem, zem T_c novēro pakāpenisku diamagnētisko īpašību parādīšanos.

4. Daži pielietojumi

Yamamatsi MLX01 19 km garā testa līnija Japānā.

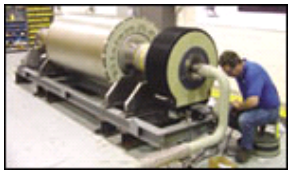
• Magnētiskā levitācija
Pēdējo divu desmitgažu laikā tiek izstrādāti tā sauktie "MagLev" vilcieni, piemēram Yamanashi vilciens. Vilciens levitē virs ceļa lietojot supravadošus magnētus. Priekšrocība ir berzes novēršana. Izmēģinājumi ir nodrošinājuši sasniegt ļoti augstus ātrumus līdz 552 Km/st 14. aprīlī 1999.g.

• Medicīniskās rezonanses tomogrāfija KMR
Magnētiskās rezonanses tomogrāfija ir viens no sekmīgākajiem supravadītāju pielietojumiem. Medicīniskā audu struktūras vizualizācija nodrošina augstas precizitātes diagnostiku ar lielu telpisko izšķiršanu. Rūpnieciski tiek piedāvātas KMR sistēmas at magnētisko lauku 2 T. Tiek izstrādātas visa ķermeņa KMR sistēmas ar lauku līdz 7 T.

KMR magnēts 900 Mhz, 21 T

• Augstas izšķiršanas KMR spektroskopija
Līdztekus medicīniskai tomogrāfijai KMR spektroskopija ir viena no svarīgākām metodēm detalizētai molekulāro struktūru pētīšanai ķīmiskā industrijā un biotehnoloģijā, ģenētiskā materiāla pētīšanā, jaunu zāļu preperātu izstrādē.

• Kuģa dzinēji
Firma American Superconductors Corporation izstrādā 5 MW kuģu dznējus lietojot augsttemperatūras supravadītājus. Attīstamā tehnoloģija nodrošina sekojošas priekšrocības: klusāku darbību, 4 reizes mazāki gabarīti, lētākas ekspluatācijas izmaksas, 30% no standarta motora svara pie ekvivalentām cenām.



Dzinēja kopskats

5. Darba uzdevumi

1. Izpētīt supravadošā stāvokļa iestāšanos.

   a. Izmērīt sprieguma krituma uz parauga atkarību no temperatūras dzesējot paraugu.

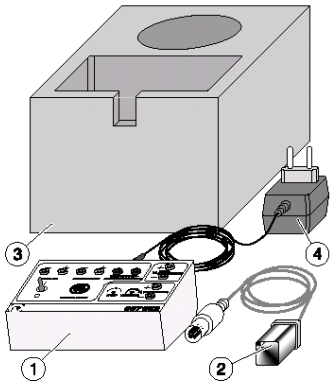
   b. Pārbaudīt supravadošā stāvokļa iestāšanās temperatūras atkarības atgriezeniskumu salīdzinot uzdevuma (a) mērījumus dzesējot un pēc tam sildot supravadītāju.

   c. Aprēķināt sprieguma krituma atkarību no parauga temperatūras, novērtēt supravadošās pārejas temperatūru.

2. Novērot Meisnera efektu. Izskaidrot tā mehānismu.

6. Darba veikšanas apraksts

6.1. Eksperimentālā mērsistēma



6.1 zīm.: Eksperimentālā mērsistēma.

Mērsistēma sastāv no sekojošām iekārtām:

1. Adapteris datu apstrādei un savākšanai;
2. Integrēts mērāmā supravadītāja modulis;
3. Trauks mērījumiem pie zemām temperatūrām;
4. Barošanas bloks.

Mērījumu veikšanai paredzēts, ka var izmantot divus mērījumu pieraksta paņēmienus:

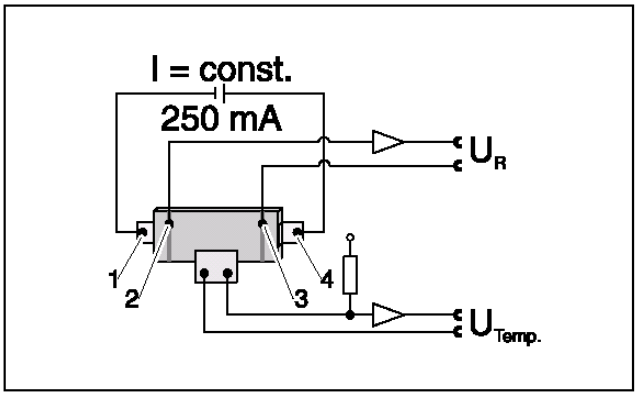
- interfeisu analogs/digitāls pārveidotājs CASSY pack-E (524 007) un disketi "Measuring and Evaluating" (524 112);
- x - y pašrakstītājs.

Kā alternatīva izmantojama Windows programma "Universal Data Acqisition" (525 032).

6.2. Mērsistēmu komplektējošās iekārtas

6.2.1. Integrēts mērāmā supravadītāja modulis (mērmodulis). (iekārta 2)

- Supravadošā materiāla paraugs ar kontaktiem uz pamatnes
- Irīdija termopretestība ar strāvas izvadiem, pielīmēta pie parauga.



6.2 zīm.: Mērmoduļa slēguma shēma.

Zīmējumā 6.2 attēlota supravadītāja un irīdija termopretestības pieslēguma shēma. Konstanta strāva ~250 mA tiek padota uz kontaktiem 1 un 4. Sprieguma kritums paraugā tie mērīts uz kontaktiem 2 un 3.

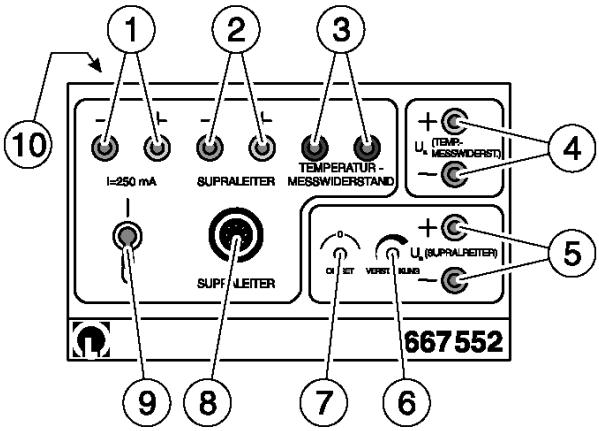
Moduļa parametri:

Supravadītājs:	1,2,3 $YBa_2Cu_3O_{7-x}$
Irīdija temperatūras sensors:	resistors 100pie 0
Savienojumi:	spailes 1 un 4 ar vara plāksnēm spailes: 2 un 3 ar vara vadiem
Kabelis:	6 - dzīslu DIN standarta kontaktspraudnis
Apvalks:	Alumīnijs ar silikona pārklājumu , izmēri: (G x A x P): 26 x 64 x 26 mm
Pamatne (G x A x P):	23 x 45 x 13 mm
Svars:	50 g

6.2.2. Adapteris datu savākšanai (iekārta 1)

Adapters kalpo kā mēriekārta un sprieguma padošanas iekārta. Tas nodrošina:

1. integrētā mēramā supravadītāja moduļa pieslēgšanu ar DIN standarta kontaktspraudni.
2. jebkura supravadoša materiāla pieslēgšanu pie adaptera spailēm



6.3 zīm.: Adaptera shematisks attēls.

Pieslēguma spaiļes adapterim:

1. Stabilizētas jaudas avota izejas spailes.
2. Sprieguma mērījumu signāla ieejas spailes (ārējs supravadītājs)
3. Temperatūras sensora signāla ieejas spailes
4. Temperatūras mērījumu rezultātu izejas spailes
5. Parauga sprieguma mērījumu signāla izejas spailes (U_a)
6. Pastiprinājuma regulators
7. Skalas "Nulle" iestādīšana
8. Integrētā mērāmā supravadītāj moduļa kabeļa pieslēgšanas kontaktligzda
9. Barošanas slēdzis
10. Tīkla sprieguma vada ligzda.

Adaptera funkcijas Adapteris linearizē iridija termistora signālu un pārvērš to spriegumā dapazonā 0...200mV, kas atbilst temperatūras rajonam no 0 līdz -200.

Termistora darbību nodrošina adapterim pieslēdzamais barošanas sprieguma avots.

Ierīce ir kalibrēta.

Ja pirms integrētā mērāmā supravadītāja moduļa pieslēgšanas uz parauga sprieguma mērījumu izejas spailēm signāls ir atšķirīgs no nulles, tad izejas spriegums (U_a) un skalas "Nulle" ir jāiestāda.

Skalas "Nulle" iestādīšanai ar vadu saīsina ieejas (2) spailes un ar potenciometru (7) uzstāda nulles voltu spriegumu.

Izejas sprieguma iestādīšanai adapterim pievieno integrālā mērāmā supravadītāja moduli un ar potenciometru (6) uzstāda pastiprinājumu, lai pie ∼25 U_a būtu ∼190 mV .

Adaptera tehniskie parametri Izejas strāva ≤250 mA
U_a šunts 200 mV
Temperatūra -196 = +196 mV
U_a (Supravadītājam) ≤200 mV
Adaptera barošanas spriegums/strāva 12 V AC/580 mA
Izmēri (G x A x P) 160 x 105 x 70 mm
Svars 260 g

6.2.3. Šķidrā slāpekļa trauks (iekārta 3)

Plastiska materiāla bloks izmantojams sekojošie pielietojumiem:

termiski izolējošs trauks šīdra slāpekļa uzglabāšanai

mērsistēmas iekārtu uzglabāšanai.

Trauka parametri:
Materiāls - poliuretāns
Izmēri (G x A x P) 270 x 200 x 139 mm

6.3. Supravadošā stāvokļa iestāšanās izpēte ar mērmoduli

6.3.1. !!! Darba drošība strādājot ar šķidru slāpekli !!!

Stikla, termosa tipa Djuara trauki, neskatoties uz speciālu stiklu izvēli var eksplodēt. Tādēļ darbojoties ar šķidruma pārliešanu obligāti lietojamas aizsargbrilles.

Pārliešana pāri stikla Djuara trauka malām ir ar palielinātu bīstamibu, jo trauka mala lokāli atdziest, stiklā rodas lokāli mehāniskie spraigumi. Vēlams darbam izgatavot lokanu plastmasas pārliešanas cauruli. Pārliešanai Djuara trauka galu

noslēdz ar aizbāzni, caur kuru ievada pārliešanas cauruli un gaisa pumpja cauruli pārspiediena radīšanai.

6.3.2. Mērījumi lietojot CASSY

1. Pievieno mērmoduli adapterim. Mērmoduļa kabeļa spraudni savieno ar ligzdu (8).
2. Pievieno iekārtas barošanas bloku, ligzda (10) adapterī.
3. Savieno adapteri as CASSY interfeisu:
   3.1. Savieno temperatūras izeju adapterī (4) ar CASSY ieeju (B);
   3.2. Savieno supravadītāja sprieguma izeju (5) ar CASSY ieeju (C)
4. Ievieto mērmoduli poliuretāna blokā:

   Iesprauž mērmoduli vadotnē bloka dibenā tikai tik dziļi, ka šķidrs slāpeklis var mierīgi plūst zem mērmoduļa alumīnija apvalka
5. Startē "Measuring and Evaluating" programmu. Programmā izvēlas moduli "Oscilloscope" un konfigurē mērījumu režīma parametrus:

	Ieeja B:
Nosaukums:	Temperatūra
Simbol:	T
Unit (Mērvienība):	
Factor:	-1000 /V (1 K = 1 mV)
	Selektē B mērījumu diapazonu -300...300
	Ieeja C:
Nosaukums:	Spriegums
Simbol:	V
	Selektē C mērījumu diapazonu 0...0.3 V

6. Iestāda mērīšanas laiku: 1200 s. Startē izmērītodatu ierakstu.
7. Piepilda poliuretāna bloku ar šķidro slāpekli, līdz alumīnija apvalks ir pilnīgi pārklāts ar šķidro slāpekli.
8. Turpina datu pierakstu, līdz spriegums ir samazinājies līdz galīgi vērtībai (∼0 V), Tam atbilst temperatūra ∼-190.
9. Uzzīmē sprieguma samazināšanas atkarību no temperatūras.
10. Ieteicams veikt paplašinātus mērījumus, ļaujot mērmodulim uzsilt.

10.1. Atsūc šķidro slāpekli no poliuretāna trauka . šim nolūkam var izmantot putekļusūcēju ar atbilstošu iespēju un sagatāvotu uzgali ar maza diametra iesūkšanas atveri.

10.2. Startē datu pierakstu.

10.3. Silšanas paātrināšanai mērmoduļa sildīšanai izmanti pietiekami lampu, ar fokusējošu lēcu.

11. Uzzīmē sprieguma atkarību no temperatūras un pārbauda procesa atgriezeniskumu.

6.3.3. Mērījumi lietojot x - y pašrakstītāju (nav pieejams CASSY)

Mērījumu procedūra atšķiras ar to, ka CASSY interfeisa vietā rezultāti tiek pierakstīti tieši uz x - y pašrakstītāja Pašrakstītāja pievienošana:

1. Savieno adapteri as $x - y$ pašrakstītāju:

   1.1. Savieno temperatūras izeju adapterī (4) ar $x - y$ ieeju (X);

   1.2. Savieno supravadītāja sprieguma izeju (5) ar $x - y$ ieeju (Y).

2. Iestāda pašrakstītāja X un Y diapazonus analogi kā to izpilda CASSY interfeisam

   X: -0.300...0.300 V

   Y: 0...0.3 V

Mērījumu gaita ir identiska kā izmantojot CASSY interfeisu.

6.4. Meisnera efekts

6.4.1. Darba gaita

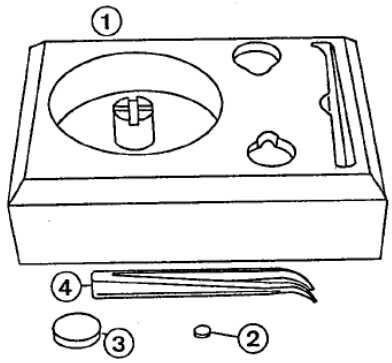
Supravadītāja plāksnīti novieto plastmasas trauka centrā

Trauku piepilda ar šķidro slāpekli tā, lai supravadošā materiāla plāksnīte būtu tillo pārklāta ar šķidro slāpekli.

!!! Uzmanību. Darbojoties ar šķidro slāpekli jālieto aizsarg brilles un gumijas cimdi !!!

Sākumā slāpeklis stipri vārīsies. Kad vārīšanās nomierinās, izmantojot plastmasas pinceti novietojiet pastāvīgo magnētu virs supravadošās plāksnītes.

Plāksnīte peldēs (levitēs) aptuveni 7 mm virs supravadītāja.



1. Šķidrā slāpekļa trauks
2. Pastāvīgais magnēts
3. Supravadošs materiāls
4. Plastmasas pincete

6.4 zīm.: Iekārta.

Literatūra

[1] Charles Kittel, Introduction to Solid State Physics, (FMF bibliotekā pagaidām viens I. Tāles eksemplārs)

[2] James F. Annett, Superconductivity, Superfluids, and Condensates, (Oxford Master Series in Condensed Matter Physics) Cena: $ 59.50 (Amazon)

[3] Michael Tinkham, Introduction to Superconductivity, Second Edition (Dover Books on Physics) Cena: $ 18.87 (Amazon)

7. Kontroljautājumi

1. No kādiem materiāliem tiek izspiests magnētiskais lauks, ja tas tiek uzlikts zem kritiskās temperatūras?
2. Kādam materiālam (supravadītājs, ideāls vadītājs), kam virs kritiskās temperatūras uzlikts magnētiskais lauks, atdzesējot zem kritiskās temperatūras un noņemot magnētisko lauku, tas materiālā nesaglabājas?
3. Kādam materiālam (supravadītājs, ideāls vadītājs) īpašības nav atkarīgas no ārējo parametru - temperatūras un magnētiskā lauka uzlikšanas kārtības?
4. Kas notiek, pieliekot magnētisko lauku materiālam supravadošā stāvoklī?
5. Kas notiek, pieliekot supravadošam materiālam ārējo magnētisko lauku?
6. Kas notiek, palielinot supravadītāja temperatūru rajonā zem kritiskās temperatūras?
7. Kas nepieciešams, lai izmērītu supravadītāja fizikālās īpašības, kuras zem kritiskās temperatūras atbilst supravadītāja īpašībām normāli vadošā stāvoklī?
8. Kas eksperimentāli pierāda pāreju supravadošā stāvoklī kā fāzu pāreju?
9. Ko raksturo Londona iespiešanās dziļums I tipa supravadītājos?
10. Kas nosaka Kupera pāru veidošanās saites enerģiju?
11. Kādā gadījumā palielinās kritiskā suprastrāva?
12. Kad materiālā ir supravadošs materiāla stāvoklis?
13. Kā atšķiras korelācijas garums no Londona iespiešanās garuma II veida supravadītājiem?
14. Kā izmainās virpuļstrāvu fāzu virsmas, palielinoties suprastrāvai II tipa supravadītājos Šubņikova fāzē?