

Električna otpornost organskog vodiča K-(BEDT-TTF)₂Cu₂(CN)₃

Prološćić, Jure

Master's thesis / Diplomski rad

2015

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:217:771014>

Rights / Prava: [In copyright](#) / [Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2024-05-05**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

SMJER: PROF. FIZIKE

Jure Prološćić

Diplomski rad

Električna otpornost organskog vodiča
 κ -(BEDT-TTF) $_2$ Cu $_2$ (CN) $_3$

Voditelj diplomskog rada: doc. dr. sc. Emil Tafra

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____
2. _____
3. _____
4. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2015.

Mjerenja potrebna za izradu ovog diplomskog rada su obavljena na Institutu za fiziku u Zagrebu u Laboratoriju za magnetotransportna mjerenja pod vodstvom dr. sc. Bojane Hamzić, kojoj se ovom prilikom zahvaljujem na susretljivosti.

Posebnu zahvalu upućujem dr. sc. Matiji Čuli čiji je savjet doveo do izrade ovog diplomskog rada, kao i na svim ostalim vrijednim savjetima, pomoći i sugestijama.

Najviše se zahvaljujem svome cijenjenom mentoru, doc. dr. sc. Emilu Tafri, na svojoj pomoći i susretljivosti, kao i na vrijednim kritikama i sugestijama.

Također se zahvaljujem mr. sc. Krešimiru Dekaniću na potpori i pomoći.

I na kraju se zahvaljujem svojoj majci Mandi i sestri Josipi na podršci tokom cijelog studija.

Sažetak

U ovom radu su proučavana svojstva električne otpornosti u temperaturnom rasponu od $\sim 300\text{K}$ (sobne temperature) do $\sim 20\text{K}$ (do kuda je dostupna aparatura davala pouzdane rezultate), organskog kristala $\kappa\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{Cu}_2(\text{CN})_3$. Na temelju provedenih mjerenja ispitana su slaganja rezultata mjerenja s teorijom, odnosno s Arrheniusovim zakonom i teorijom preskoka promjenjivog dosega.

U metodičkom dijelu rada predstavljen je jedan način kako bi se mogao održati istraživački tip nastave na temu električnog otpora u srednoj školi sa četverogodišnjim programom fizike.

Electric resistivity of organic conductor



Abstract

The subject of this study is electric resistivity in temperature range from $\sim 300\text{K}$ (room temperature) to $\sim 20\text{K}$ (temperature at which available apparatus was giving reliable results), organic crystal $\kappa\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{Cu}_2(\text{CN})_3$. The study examines connection between measured results and the theory, respectively with Arrhenius law and theory of variable range hopping.

Educational part shows an exploratory teaching method how to present electric resistance in high school within four year program of physics.

Sadržaj

1	Uvod	1
1.1	Organski kristali	1
1.2	(BEDT-TTF) ₂ X kristali	1
1.3	κ -(BEDT-TTF) ₂ Cu ₂ (CN) ₃	3
2	Teorijski dio	6
2.1	Nastajanje vrpce (metal-poluvodič)	6
2.2	Električna otpornost (metala i poluvodiča)	10
2.3	Aproksimacija čvrste veze	13
2.4	Transfer integrali	13
2.5	Interagirajući elektroni (elektron-elektron raspršenje i Mottov izolator)	14
2.6	Preskok promjenjivog dosega (VRH model)	16
3	Eksperiment	19
3.1	Dvokontaktno i četverokontaktno mjerenje otpora	19
3.2	DC tehnika mjerenja	20
3.3	Geometrija uzorka	22
4	Eksperimentalni rezultati	24
4.1	Električna otpornost	24
5	Diskusija	25
5.1	Anizotropija u električnoj otpornosti	25
5.2	Aktivacijska energija	26
5.3	Preskok promjenjivog dosega (VRH)	27
5.4	Nered u lokaliziranim stanjima	29
6	Zaključak	31
7	Metodički dio	32
7.1	Tijek nastavnog sata	34
7.2	Eksperimentalni postav za mjerenja s vodljivim plastelinom	40
7.3	Vodljivi plastelin	41

1 Uvod

1.1 Organski vodiči

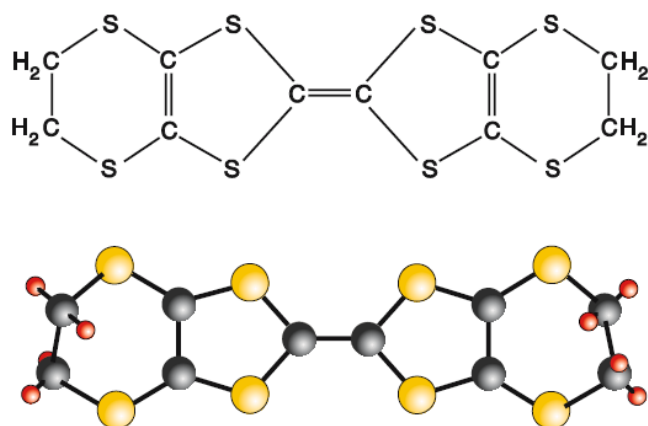
Poticaj za razvoj organskih vodiča možemo zahvaliti W. A. Little-u koji 1964. u svome teorijskom radu, pod naslovom „*Possibility of Synthesizing an Organic Superconductor*“ objavljenom u časopisu *Physical Review*, predviđa postojanje supravodljivog stanja na sobnoj temperaturi u vodljivim polimerima koji su sintetizirani od organskih molekula, za razliku od supravodljivosti u pojedinim metalima čije kritične temperature ne prelaze desetak kelvina. Osnovna zamisao je bila, po uzoru na BCS teoriju gdje imamo vezana stanja dva elektrona (suprotnih spinova i valnih vektora) posredovanjem fonona, tj. *Cooperove parove*, da se stvore vezana stanja parova elektron-šupljina koje nazivamo *ekscitonima*. Dobivanje parova elektron-elektron ili elektron-šupljina je važno zbog toga što se mijenja iznos spina sa polovičnog (jedne čestice) na cjelobrojnu vrijednost (vezani par čestica koji postaje „nova čestica“), što za direktnu posljedicu ima i promjenu „vrste čestice“, tj. više nemamo fermione nego sada dobivamo bozone.

Prvi organski supravodič (TMTSF)₂PF₆ je sintetizirao Klaus Bechgaard 1979/80. godine koji ima supravodljivi prijelaz na temperaturi $T_c \approx 1.1$ K pri vanjskom tlaku od 9 k bara [1], dok je prvi supravodič na atmosferskom tlaku β -(BEDT-TTF)₂I₃ sintetiziran 1984. godine [2]. Najviša kritična temperatura T_c je postignuta kod κ -(BEDT-TTF)₂Cu(NCS)₂ koja približno iznosi 12 K [2].

Iako organski vodiči nisu ispunili svoju prvobitnu „zadaću“, tj. ostvarivanje supravodljivosti na sobnoj temperaturi, ostali su zanimljivi zbog svojih fizikalnih svojstva, kao npr. metal-izolatorskog prijelaza, antiferomagnetskog uređenja, egzotičnih osnovnih stanja (val gustoće naboja, val gustoće spina, lokalizacije naboja,...) itd.

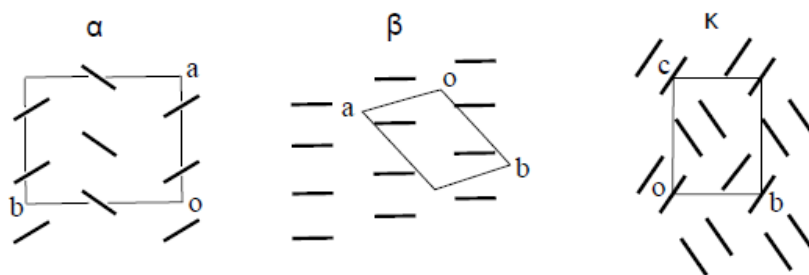
1.2 (BEDT-TTF)₂X kristali

Molekula BEDT-TTF, punim imenom **bis(ethylenedithio)-tetrathiafulvalene**, ili skraćeno samo ET, je organska molekula kemijske formule C₆S₈[(CH₂)₂]₂, koja je prikazana na slici 1.1.



Slika1.1: Struktura jedne BEDT-TTF molekule [3].

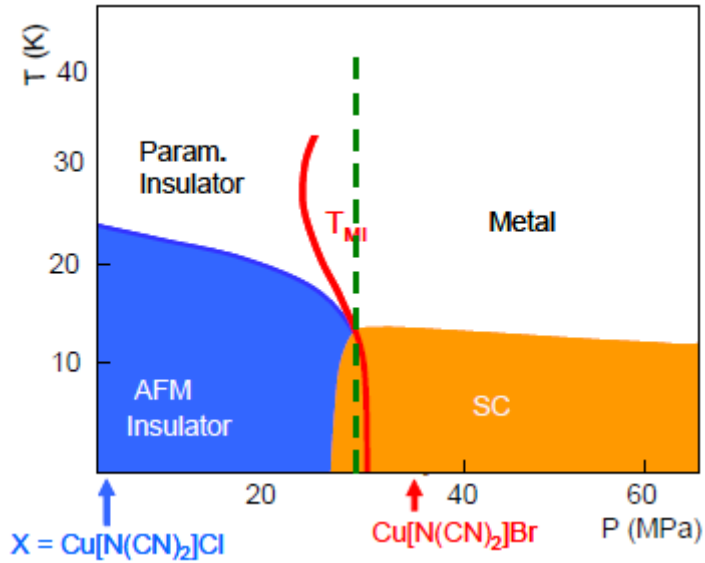
BEDT-TTF molekule su zaslužne za električna i magnetska svojstva kristala, ovisno o njihovom načinu „slaganja“ u ravnini, dok anionski sloj elektrostatski stabilizira kristal, ali također i sam ima utjecaja na BEDT-TTF molekule. BEDT-TTF molekule se mogu „slagati“ na više načina, koje nazivamo fazama, a primjer triju faza je prikazan na slici 1.2.



Slika 1.2: Shematski prikaz međusobnog rasporeda BEDT-TTF molekula, gledano duž duge osi molekula [3].

Kao što je prikazano na slici 1.2, u κ fazi imamo grupiranje po dvije molekule, odnosno u tom slučaju je došlo do dimerizacije. Četverokuti na slici 1.2 prikazuju elementarnu ćeliju vodljive ravnine.

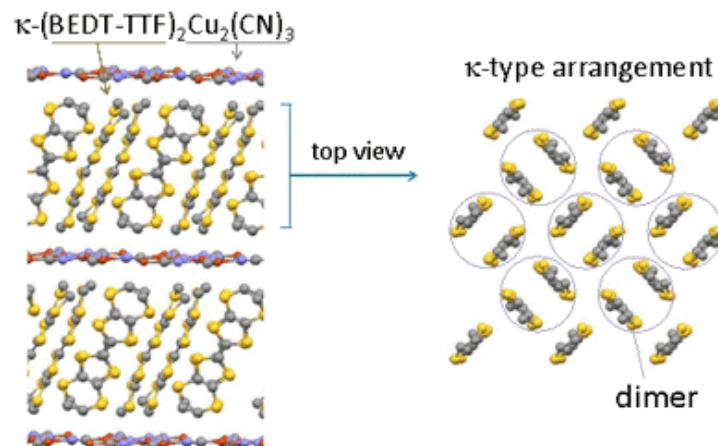
X u podnaslovu predstavlja anionski sloj, koji može biti npr. $\text{Cu}(\text{NCS})_2$, $\text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Br}$, $\text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Cl}$ ili u ovom slučaju $\text{Cu}_2(\text{CN})_3$. Određeni anionski slojevi imaju određeni utjecaj na vodljivu ravninu BEDT-TTF molekula, te tako zamjenom anionskog sloja nekim drugim anionskim slojem možemo modificirati sama svojstva kristala, jer se mijenja preklapanje π -orbitala susjednih molekula. Također jedno od zanimljivih načina modificiranja svojstava kristala je djelovanje hidrostatskim tlakom. Na taj način jedan anionski sloj pod jednim tlakom može dati kristalu ista svojstva kao i neki drugi anionski sloj, ali pod drugim tlakom, čiji je jedan takav primjer grafa prikazan na slici 1.3.



Slika 1.3: Svojstva κ -(BEDT-TTF)₂ kristala s obzirom na izbor anionskog sloja i vanjski tlak. Strelice predstavljaju atmosferski tlak za odabrani anionski sloj [3].

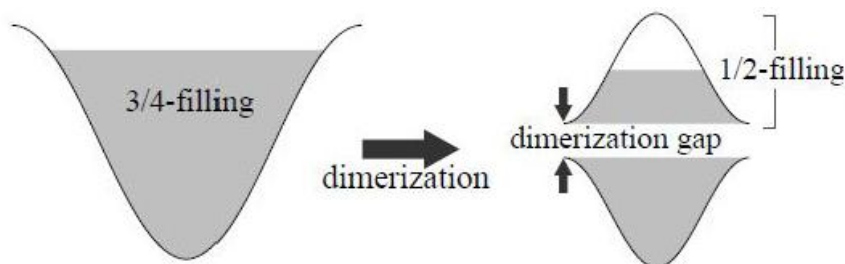
1.3 κ -(BEDT-TTF)₂Cu₂(CN)₃

Kristal je izgrađen od ravnina BEDT-TTF molekula koje se nalaze između nasuprotnih stranica koje čine anioni Cu₂(CN)₃. Grčko slovo κ označava način „slaganja“ BEDT-TTF molekula u kristalu, kao što je navedeno ranije u prethodnom potpoglavljju. Struktura jednog takvog kristala prikazana je na slici 1.4. S obzirom na strukturu i činjenicu da samo BEDT-TTF ravnine vode električnu struju, navedeni kristal je kvazidvodimenzionalni vodič, tj. posjeduje dobru vodljivost u slojevima paralelnim anionskom sloju, dok je vodljivost u smjeru okomito na anionski sloj nekoliko redova veličine manja.



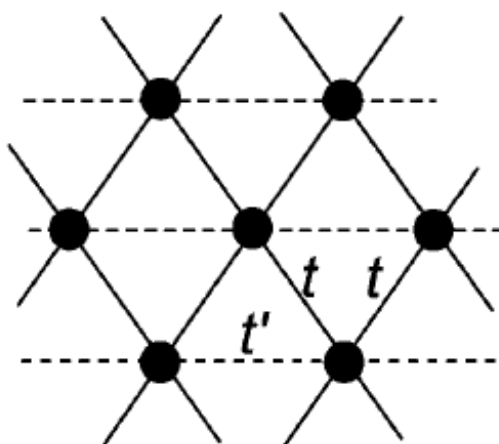
Slika 1.4: Raspored BEDT-TTF molekula i Cu₂(CN)₃ aniona u kristalu [4].

Kada dvije BEDT-TTF molekule predaju anionskom sloju jedan elektron, tada se iz vodljive vrpce „izgubi“ $\frac{1}{4}$ elektrona, te vodljiva vrpca postaje $\frac{3}{4}$ popunjena (od izolatora smo dobili vodič). Budući da se BEDT-TTF molekule grupiraju u parove, odnosno dolazi do dimerizacije, tada se vodljiva vrpca koja je $\frac{3}{4}$ popunjena dijeli na dvije, odnosno otvara se energijski procjep, te tako ona najviša vrpca postaje polupopunjena, kao što je prikazano na slici 1.5.

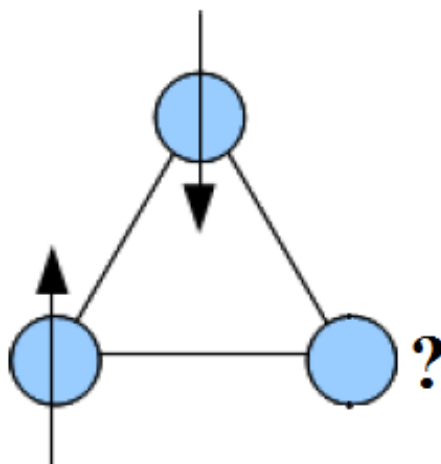


Slika 1.5: Stvaranje procjeka zbog dimerizacije, te promjena popunjenosti vrpce [5].

Vodljiva ravnina, koju čine dimeri BEDT-TTF molekula, ima trokutastu rešetku koja je prikazana na slici 1.6. S obzirom da je rečeno da svaki dimer donira po jedan elektron anionskom sloju, tako u vodljivoj, polupopunjenoj vrpki, ostaje jedan nespareni elektron za svaki dimer, tj. dobije se polovična vrijednost spina za svaki dimer. Međusobna interakcija između dimera je antiferomagnetska, te se ona nastoji urediti antiferomagnetski, što i uspijeva u kristalima sa drugim anionskim slojem i drugačijom kristalnom rešetkom, ali ne i u ovom kristalu zbog trokutaste kristalne rešetke, kao što prikazuje slika 1.7.

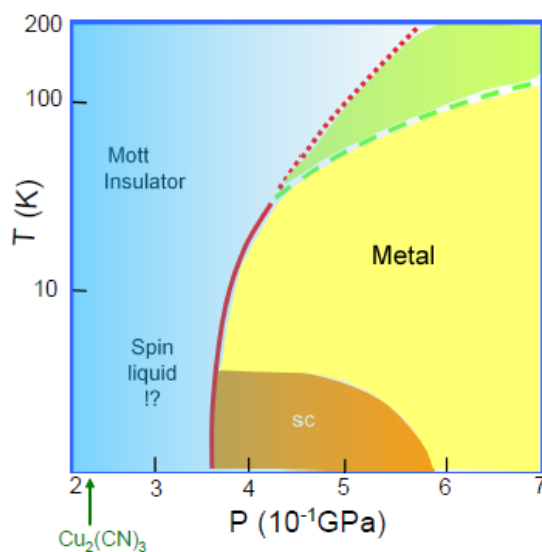


Slika 1.6: Trokutasta rešetka vodljive ravnine. Krugovi predstavljaju jedan dimer, a t i t' pripadne transfer integrale [3].



Slika 1.7: Antiferomagnetska interakcija među spinovima u trokutastoj rešetci.

Zbog nemogućnosti da se treći spin (označen upitnikom na slici 1.7) antiferomagnetski uredi u odnosu na preostala dva susjeda, jer su transfer integrali t i t' približno isti (vodljiva ravnina), dolazi do magnetske frustracije, te se kao rezultat dobije kvantna spinska tekućina (nema dugodosežnog magnetskog uređenja). Područje u kojem bi postojalo stanje kvantne spinske tekućine prikazano je na slici 1.8.



Slika 1.8: Fazni dijagram stanja za proučavani kristal. Strelica predstavlja atmosferski tlak [3].

2 Teorijski dio

2.1 Nastajanje vrpce (metal-poluvodič)

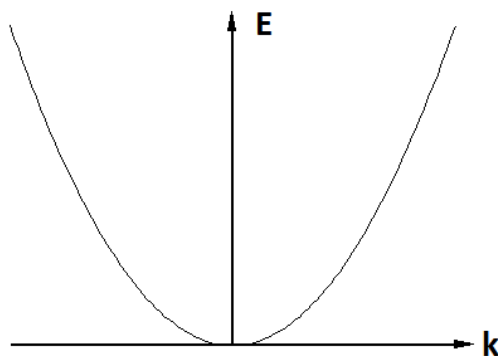
Slobodni elektron može imati bilo koju vrijednost kinetičke energije, odnosno matematički zapisano:

$$E = \frac{mv^2}{2}. \quad (2.1)$$

Pomnoži li se brojnik i nazivnik u jednadžbi (2.1) s masom čestice m i prepoznavanjem relacije za impuls čestice ($p = mv$), te primjenom de Broglieove relacije ($p = \frac{h}{\lambda}$) i zamjenom valne duljine valnim vektorom ($\lambda = \frac{2\pi}{k}$), konačno se dobije izraz za energiju slobodnog elektrona u ovisnosti o valnom vektoru:

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}. \quad (2.2)$$

Budući da je energija elektrona proporcionalna s kvadratom valnog vektora, tj. vrijedi da je $E(-\vec{k}) = E(\vec{k})$, dobiva se parabolična ovisnost energije i valnog vektora, kao što pokazuje slika 2.1.



Slika 2.1: Ovisnost energije slobodnog elektrona o valnom vektoru (1D slučaj, 3D slučaj bi dao kuglu).

Ako pak imamo valentni elektron unutar čvrstog tijela, tj. elektron je slobodan od „atomske ostatka“ – iona, ali je „vezan“ za kristalnu rešetku, tada kažemo da imamo metalni tip veze. Zbog pojednostavljivanja problema pretpostavljamo da ioni kristalne rešetke miruju u ravnotežnim položajima, dok međudjelovanje elektrona zanemarujemo, tj. pretpostavljamo da su „zasjenjeni“ pozitivnim ionima kristalne rešetke. Možemo reći da se svaki elektron giba u polju periodičnog potencijala kristalne rešetke, tj. vrijedi:

$$E_p(x + a) = E_p(x), \quad (2.3)$$

gdje je a razmak između iona kristalne rešetke, odnosno perioda potencijala. Postavlja se pitanje ovisnosti energije elektrona o valnom vektoru, ali sada u slabom periodičnom potencijalu iona kristalne rešetke. Ono što ćemo razmatrati je jednodimenzionalni slučaj, kako bismo dobili okvirnu sliku problema, koju ćemo usporediti sa onom za slobodni elektron.

Braggov uvjet refleksije glasi:

$$n\lambda = 2a \sin\theta, \quad (2.4)$$

gdje je λ valna duljina elektronakog vala, a razmak između iona kristalne rešetke ili razmak između susjednih ravnina, θ kut upada elektronskog vala u odnosu na ravninu koju čine ioni kristalne rešetke, dok je n cijeli broj. Uzimamo da je upadni kut elektronskog vala okomit na kristalnu ravninu ($\theta=90^\circ$) kako bismo dobili jednodimenzionalan problem, iz čega jednažba (2.4) prelazi u:

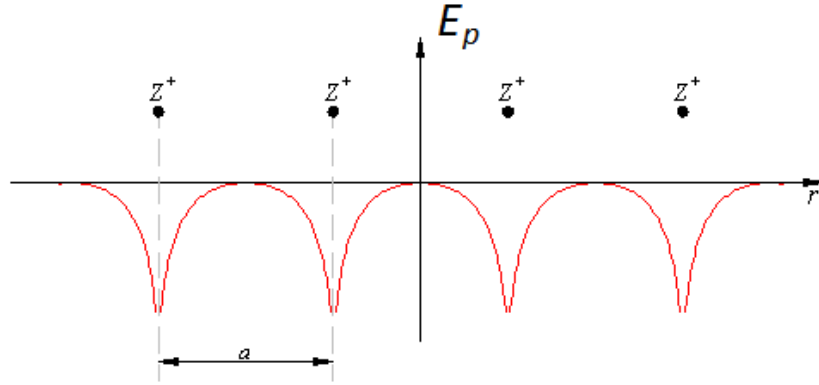
$$n\lambda = 2a. \quad (2.5)$$

Zamijenimo li valnu duljinu valnim brojem ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$), dobivamo sljedeću relaciju:

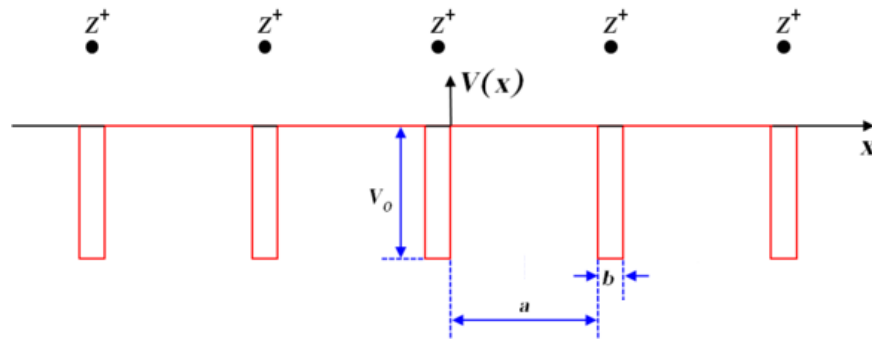
$$k = \frac{\pi}{a}n. \quad (2.6)$$

Elektronski snop će se totalno reflektirati ako je valni broj jednak višekratniku $\frac{\pi}{a}$, drugim riječima, ti elektroni će se stalno reflektirati i takvi se valovi ne šire kristalom, oni se prigušuju. Stoga možemo reći da jednažba (2.6) određuje točke u kojima počinje procjep u energijskom spektru elektrona u periodičnom potencijalu.

Pored Braggova uvjeta refleksije, možemo isti problem riješiti drugačijim pristupom, koji opet treba dati isti zaključak. Neka imamo beskonačnu jednodimenzionalnu kristalnu rešetku čiji ioni miruju u ravnotežnom položaju, kao što je prikazano na slici 2.2. Sljedeća aproksimacija je zamjena potencijalnih barijera pravokutnim potencijalnim bedemima, tako da dobivamo Kronig-Penneyev model, koji je prikazan na slici 2.3. Visina bedema označena je sa V_0 , širina bedema sa a , dok je sa b označen razmak između bedema. Energija elektrona je manja od visine potencijalnog bedema, tako da se elektron nalazi u konačnoj 1D potencijalnoj jami kroz koju može tunelirati.



Slika 2.2: Potencijalna energija elektrona u 1D idealnom kristalu [6].



Slika 2.3: Potencijalna energija elektrona u Kronig-Penneyevu modelu [6].

Sljedeće što možemo napraviti je mijenjati visinu i širinu potencijalnih bedema, ali pod jednim uvjetom, a to je da površina potencijalnog bedema P ostaje ista! Sada kada imamo zadanu površinu bedema P , promotrimo granične slučajeve, tj. kada $P \rightarrow 0$ i kada $P \rightarrow \infty$.

- Kada $P \rightarrow 0$ dobivamo model slobodnog elektrona, tj. vraćamo se na jednadžbu (2.2) i na sliku 2.1.
- Kada $P \rightarrow \infty$ tada imamo 1D beskonačnu potencijalnu jamu, nema tuneliranja, a dozvoljene energije su kvantizirane, tj. dozvoljene energije su:

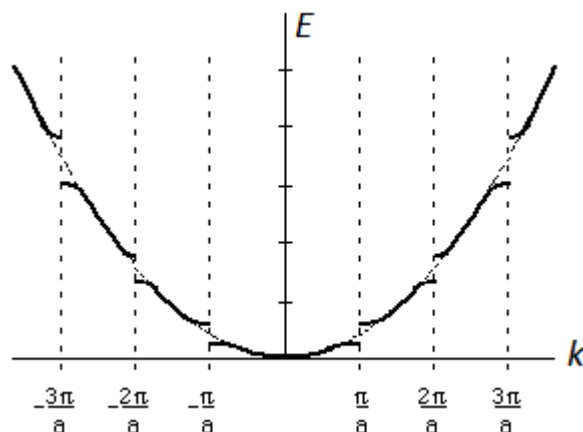
$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mb^2} n^2, \quad (2.7)$$

gdje je:

$$k_n^2 = \frac{\pi^2}{b^2} n^2. \quad (2.8)$$

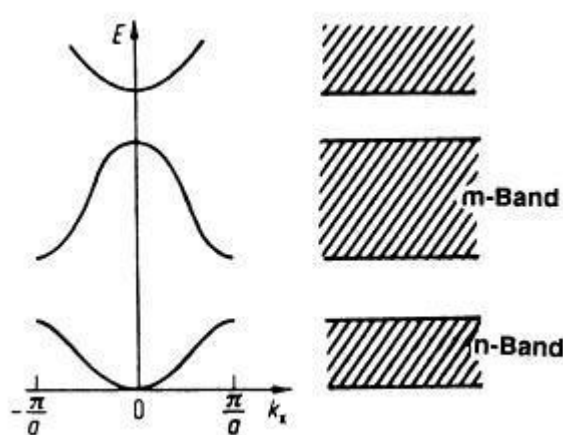
S obzirom da promatrana površina potencijalne barijere ima konačnu vrijednost, tj. nalazi se između $0 < P < \infty$, iz toga slijedi da su dozvoljene energije elektrona u 1D potencijalnoj rešetci između dva razmotrena granična slučaja, što je prikazano na slici 2.4. Da ponovimo, u slučaju *b*) gdje $P \rightarrow \infty$ imamo diskretne dozvoljene valne brojeve, čiji se elektronski valovi u našem slučaju konačne površine potencijalne barijere ne mogu

slobodno širiti kristalom, te stoga oni predstavljaju zabranjene energije, odnosno procjep u energijskim nivoima.



Slika 2.4: Dozvoljene energije elektrona u 1D kristalnoj rešetci [7].

Kada više Brillouinove zone svedemo na prvu Brillouinovu zonu, translacijom pojedinih segmenata za $2\pi n/a$, tada se dobiva reduciranu shemu zona, što je prikazano na slici 2.5.

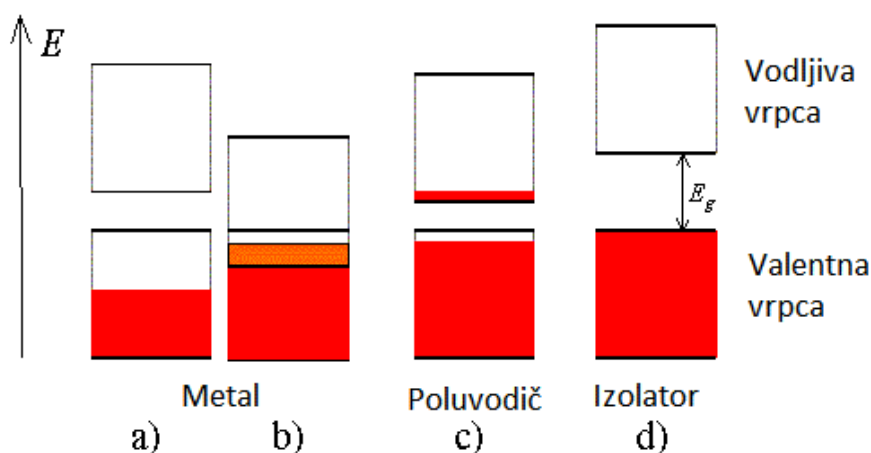


Slika 2.5: Energija elektrona u periodičnom potencijalu prikazana u reduciranoj shemi zona, te njihove pripadne vrpce [7].

Kao što je bilo spomenuto u uvodu, ključna stvar je to što su elektroni polucjelobrojnog spina, tj. spadaju u skupinu čestica koje nazivamo fermionima, a znamo da dva fermiona ne mogu biti u istom kvantnom stanju (Paulijev princip isključenja), tada valentni elektroni redom zauzimaju najniža slobodna kvantna stanja koja su određena valnim vektorom i spinom. S obzirom da se spin može orijentirati u dva smjera, a broj reduciranih valnih vektora jednak je broju elementarnih ćelija, tada će jednovalentni elementi imati najvišu energijsku zonu polovično popunjenu, *slika 2.6 a*), tj. imat će metalna svojstva (npr. visoka električna vodljivost). S druge strane izolatori će imati popunjenu valentnu vrpce, dok će

vodljiva biti potpuno prazna, *slika 2.6 d*), (valentnu i vodljivu vrpce razdvaja energijski procjep), i zato izolatori ne provode električnu struju. Treba dodati i sljedeću bitnu stvar, a to je da se energijske vrpce mogu preklapati, pa tako npr. dvovalentni elementi po izrečenom zaključku na početku paragrafa trebaju biti izolatori, što oni u biti nisu. Kod dvovalentnih elemenata bismo očekivali popunjenu valentnu i praznu vodljivu vrpce, međutim njihovm preklapanjem dobivamo jednu „širu“ zonu koja je djelomično popunjena, te tako dvovalentni elementi bivaju metalima, *slika 2.6 b*).

I na kraju se treba osvrnuti i na poluvodiče, koji su u suštini izolatori, ali za razliku od izolatora, njihov energijski procjep između valentne i vodljive vrpce je znatno uži, *slika 2.6 c*), te stoga na nekoj konačnoj temperaturi (recimo sobnoj) postoji prilična vjerojatnost da neki elektroni s vrha valentne vrpce „skoče“ u vodljivu vrpce, i tako dobivamo djelomično popunjene vrpce što za posljedicu ima dobru električnu vodljivost. Potvrda ovakvom modelu je i povećanje električne vodljivosti poluvodiča sa povišenjem temperature, jer tako dobivamo sve više i više nosioca naboja, čija koncentracija raste brže od njihovog raspršenja na fononima.



Slika 2.6: Shema energijskih vrpce u pojedinoj klasi materijala [8].

2.2 Električna otpornost (metala i poluvodiča)

Izraz za vodljivost je [9]:

$$\sigma = Ne\mu, \quad (2.9)$$

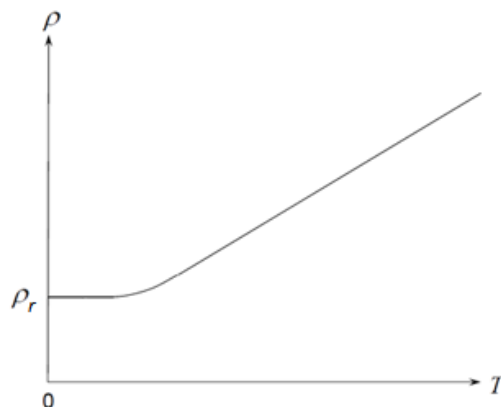
gdje je N broj nosioca naboja, e električni naboj nosioca naboja (elementarni naboj) i μ pokretljivost nosioca naboja. Pokretljivost nosioca naboja ovisi o iznosu električnog naboja e , masi nosioca naboja m i o relaksacijskom vremenu τ , u modelu slobodnih elektrona, tj. matematički zapisano dobivamo jednadžbu:

$$\mu = \frac{e \tau}{m}. \quad (2.10)$$

Kod metala, čija je vodljiva vrpca djelomično popunjena, povećanjem temperature svi elektroni u vodljivoj vrpici ostaju u njoj, tako da možemo reći da je koncentracija elektrona u vodljivoj vrpici neovisna o temperaturi, tj. dobivamo da je $N(T)=konst.$ S druge strane u potpoglavlju 2.1 smo razmatrali koji se valovi mogu, a koji ne mogu slobodno širiti kristalom. U tom razmatranju smo imali savršeni kristal (isčezavajuće otpornosti), koji je bio bez defekata, statičkih i dinamičkih, koji su uzrok električne otpornosti u metalima (materijalima sa dobro zasjenjenim elektronima). Statički defekti su nepravilnosti u kristalnoj rešetci i nečistoće (strani elementi u materijalu), koji čine rezidualnu otpornost ρ_r i ta otpornost je temperaturno neovisna. Pored statičkih defekata postoje i dinamički defekti kao npr. fononi, koji su kvanti titranja kristalne rešetke, te oni čine fononsku otpornost ρ_f . Pri visokim temperaturama broj akustičkih fonona proporcionalan je temperaturi ($N_a \sim T$), dok je pri niskim temperaturama broj akustičkih fonona proporcionalan sa trećom potencijom temperature ($N_a \sim T^3$). Ukupna otpornost je dana zbrojem rezidualne i fononske otpornosti, odnosno:

$$\rho = \rho_r + \rho_f. \quad (2.11)$$

Grafički prikaz ukupne otpornosti u ovisnosti o temperaturi prikazan je na slici 2.7. Napomenimo da je fononska otpornost direktno proporcionalna broju fonona.



Slika 2.7: Temperaturna ovisnost otpornosti metala [9].

Kao što je prikazano na slici 2.7, rezidualna otpornost je temperaturno neovisna, ona je posljedica statičkih defekata (Schottkyev i Frenkelov defekt, te različite dislokacije), ali i primjesa. Brojnost dislokacija možemo mijenjati najlakše različitim brzinama hlađenja, kao na primjer, kristal koji zagrijemo, a potom naglo ohladimo imat će veći nered od

onoga koji je sporo ohlađen, a to znači da veći nered povlači veći broj dislokacija što se može grafički vidjeti kao pomak na y -osi vrijednosti ρ_r (naravno za isti materijal).

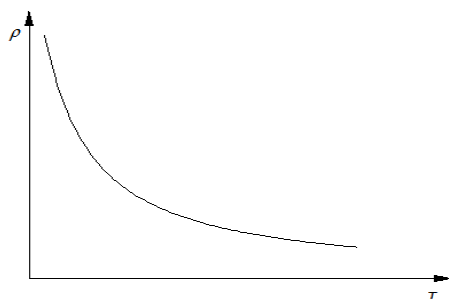
Pored vodiča imamo i poluvodiče, tj. izolatore sa malim procjepom između vodljive i valentne vrpce (prosječno oko 1 do 2 eV) [9]. Pošto je kod njih valentna vrpca do kraja popunjena, a vodljiva vrpca je prazna, i te dvije vrpce dijeli „mali“ energijski procjep, tada je moguće termički pobuditi nosioce naboja, tj. postoji prilična vjerojatnost da elektron sa vrha valentne vrpce „preskoči“ procjep i nađe se u vodljivoj vrpci, te na taj način imamo temperaturno ovisan broj nosioca naboja. Broj pobuđenih elektrona koji su prešli iz valentne u vodljivu vrpcu dan je Boltzmanovom raspodjelom [9]:

$$N \sim e^{-\frac{E_G}{2k_B T}}, \quad (2.12)$$

gdje je N broj pobuđenih nosioca naboja, E_G širina energijskog procjeka, k_B Boltzmanova konstanta, i T temperatura uzorka. Jednadžba (2.12) je dobivena aproksimacijom, jer je pri niskim temperaturama $k_B T \ll E_G$, i koncentracija efektivnih nosioca naboja je malena u intrinzičnom poluvodiču, pa stoga možemo prijeći sa kvantnog na klasično razmatranje. U poluvodičima (kao i u metalima) pokretljivost nosioca naboja se smanjuje s porastom temperature, dok se koncentracija nosioca naboja eksponencijalno povećava s porastom temperature, tj. ukupan učinak će biti povećanje vodljivosti poluvodiča s temperaturom. Dodajmo i to da kada elektron prijeđe iz valentne u vodljivu vrpcu, u valentnoj vrpci ostaje šupljina koja je isto tako nosioc naboja, te stoga ukupna vodljivost ima dva člana, jedan od elektronskog doprinosa, a drugi od šupljinskog, tj. matematički zapisano:

$$\sigma = e(N\mu_e + N\mu_s). \quad (2.13)$$

S obzirom da su vodljivost i otpornost međusobno obrnuto proporcionalni, graf ovisnosti otpornosti poluvodiča o temperaturi je prikazan na slici 2.8.

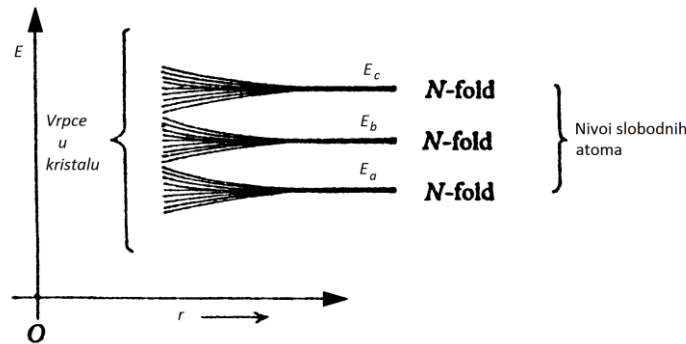


Slika 2.8: Ovisnost otpornosti poluvodiča o temperaturi.

2.3 Aproksimacija čvrste veze

Dok smo u poglavlju 2.1 razmatrali vodljivost metala na način gdje smo imali pozitivne ione u čvorovima kristalne rešetke i delokalizirane elektrone u materijalu, tj. slobodni elektroni su se nalazili u periodičnom potencijalu, u ovom poglavlju ćemo imati drugačiji pristup. U modelu čvrste veze imamo neutralne atome, ali ti su atomi dovoljno blizu svojim susjedima, tako da oni međudjeluju sa svojim najbližim susjedima, odnosno elektroni matičnog atoma osjećaju i prisutnost susjednih atoma.

Kada neutralne atome međusobno približavamo, tada dolazi do preklapanja orbitalnih valnih funkcija između najbližih susjeda, na način da je preklapanje najveće za one elektrone koji se nalaze u vanjskim ljuskama, dok kod unutrašnjih može biti slabo ili gotovo isčezavajuće, te stoga valentni elektroni više nisu lokalizirani samo na jednom atomu, već preskaču između susjednih atoma. Kako skupljamo N neutralnih atoma u jednu cjelinu, tako dolazi i do razbijanja degeneracije, tj. ne mogu svi elektroni koji su postali dio kolektiva biti u istom stanju, te tako atomski nivo jednog atoma prelazi u vrpcu kristala, što je prikazano na slici 2.9.



Slika 2.9: Nastajanje vrpce iz atomskih nivoa u ovisnosti o međusobnoj udaljenosti r [10].

2.4 Transfer integrali

Transfer integral je definiran sa:

$$-t = \int dV \varphi^*(\vec{r} - \vec{\rho}) H \varphi(\vec{r}), \quad (2.14)$$

gdje je $\varphi(\vec{r})$ stanje atoma, $\vec{\rho}$ razmak između atoma (udaljenost najbližih susjeda) i H Hamiltonijan kristala. Širina energijske vrpce ovisi o načinu slaganja kristala, odnosno o broju najbližih susjeda, njihovoj međusobnoj udaljenosti i iznosu preklapanja valnih

funkcija (transfer integral). Energija elektrona (valentnih, odnosno vodljivih) je zadana disperzijskom relacijom:

$$\varepsilon_{\vec{k}} = -\alpha - t \sum_m e^{-i\vec{k} \cdot \vec{\rho}_m}, \quad (2.15)$$

gdje je $\alpha = -\int dV \varphi^*(\vec{r}) H \varphi(\vec{r})$, a $\vec{\rho}_m = \vec{r}_m - \vec{r}_j$ (razmak između pojedinih atoma). Transfer integrali imaju najveća preklapanja u smjeru kristalografskih osi, odnosno kao što je ranije rečeno, najjače se preklapaju orbitale najbližih susjeda. Znači, gdje je integral preklapanja mali, vrpca je uska i efektivna masa je visoka i obrnuto [11]. Npr. u 1D slučaju imamo neki atom koji ima dva prva susjeda (jedan s lijeve i jedan s desne strane, odnosno na udaljenosti $+a$ i $-a$), tada u jednadžbu (2.15) umjesto $\vec{\rho}_m$ uvrstimo $+a$ i $-a$, te dobijemo:

$$\varepsilon_{\vec{k}} = -\alpha - t[e^{-ika} + e^{ika}], \quad (2.16)$$

gdje primjenom Eulerove formule izraz $[e^{-ika} + e^{ika}]$ zamijenimo sa $2\cos(ka)$, jer je $\cos x = \frac{e^x + e^{-x}}{2}$, a konstantu α zamijenimo sa nekom „osnovnom“ energijom ε_0 , te u konačnici dobivamo da je:

$$\varepsilon_{\vec{k}} = \varepsilon_0 - 2t \cos(ka), \quad (2.17)$$

iz čega slijedi da je širina vrpce u tom slučaju $4t$. Dakle širina vrpce izravno ovisi o integralu preklapanja. Izraz za efektivnu masu nosioca naboja je:

$$m^* = \frac{\hbar^2}{\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k^2}}, \quad (2.18)$$

pa uvrštavanjem (2.17) u (2.18), i nakon deriviranja dobivamo:

$$m^* = \frac{\hbar^2}{2a^2 t \cos(ka)}, \quad (2.19)$$

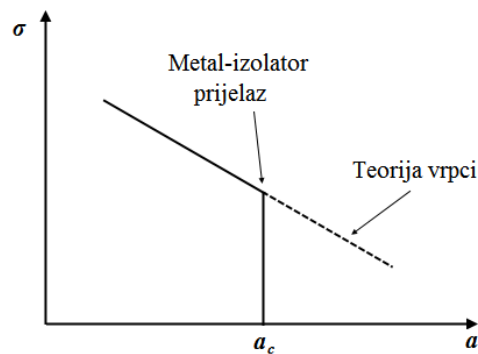
što pokazuje da je efektivna masa nosioca naboja obrnuto proporcionalna transfer integralu.

2.5 Interagirajući elektroni (elektron-elektron raspršenje i Mottov izolator)

Prema *teoriji vrpce* povećanjem razmaka a (konstanta rešetke) između atoma, očekujemo postepeni pad vodljivosti metala (dobar primjer za razmatranje su atomi jednovalentnog metala čija je vodljiva vrpca polupopunjena, npr. Na), jer kako a raste, širina vrpce se smanjuje, sukladno *aproksimaciji čvrste veze* (potpoglavlje 2.3), dok ne postane sasvim mala za dovoljno veliki a . U tom slučaju dolazi do pada *teorije vrpce*, jer je dopušteno prisustvo dva ili više elektrona na istom stanju, što se ne može dogoditi zbog odbojne kulonovske sile među elektronima. Kod širokih vrpce elektroni mogu preurediti svoju kinetičku energiju kompenzirajući porast u kulonovskoj potencijalnoj energiji, pa su

interakcije između elektrona zanemarive, tj. oni su zasjenjeni, a posljedično i delokalizirani. Kod uskih vrpca elektroni „nemaju prostora“ za povećanje svoje kinetičke energije, te oni bivaju lokalizirani da bi smanjili veliku kulonovsku energiju [12].

Prema teoriji vrpca vodljivost postepeno opada kako nam a raste, dok se u stvarnosti događa postepeni pad vodljivosti do nekog kritičnog razmaka a_c , gdje vodljivost naglo pada i materijal postaje izolator, i ostaje izolator za sve $a > a_c$, tj. imamo *metal-izolator prijelaz* (ili *Mottov prijelaz*) na razmaku a_c , gdje je sve zajedno ilustrirano na slici 2.10.



Slika 2.10: Ovisnost električne vodljivosti o konstanti kristalne rešetke [12].

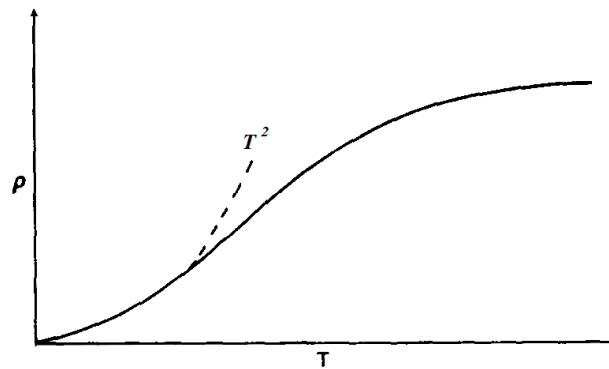
Ako nam elektroni nisu zasjenjeni, te oni međusobno interagiraju, odnosno međudjeluju klasičnom kulonovskom silom, tada moramo uzeti u obzir kulonovsko odbijanje elektrona pri razmatranju ovisnosti električne otpornosti o temperaturi. S obzirom da su elektroni fermioni, što znači da ne mogu biti dva elektrona u istom stanju, sukladno Paulijevu principu isključenja, kao posljedicu dobivamo Fermijevu energiju. Elektron u stanju blizu Fermijeve energije E_F može prenijeti impuls drugom elektronu samo ako je njegova energija unutar $k_B T$ od E_F , odnosno jedan će elektron završiti iznad okupiranog stanja. To znači da samo dio $k_B T / E_F$ od svih mogućih sudara može raspršiti elektron na Fermijevoj površini. Ali opet sudari moraju biti ograničeni onima u kojima je izmjena energije između čestica ograničena $\sim k_B T$, to uvodi drugi faktor $k_B T / E_F$ [13]. Dakle, da bi došlo do raspršenja elektrona na elektronu, oba elektrona nakon „sudara“ moraju zauzeti slobodna stanja uz zadovoljenje zakona očuvanja i količine gibanja i energije, u protivnom nema raspršenja. Stoga je srednji slobodni put l reda [13]:

$$l^{-1} \sim N A \left(\frac{k_B T}{E_F} \right)^2, \quad (2.20)$$

gdje je N broj elektrona po jediničnom volumenu, a A sudarni presjek između dva elektrona. Zbog svega izrečenog je otpornost proporcionalna s [13]:

$$\rho \sim \frac{mv_F A}{e} \left(\frac{k_B T}{E_F} \right)^2. \quad (2.21)$$

Kada plin slobodnih elektrona postaje nedegeneriran, pri temperaturama $k_B T \sim E_F$, tada ovisnost otpornosti o temperaturi počinje saturirati, odnosno praktički svi sudari postaju mogući, jer Fermijeva kugla ima slobodna stanja samo u sferi $k_B T$, pa tako na visokim temperaturama sfera $k_B T$ više nije „tanka“, već obuhvaća gotovo cijelu Fermijevu kuglu, tako da elektroni nakon raspršenja imaju ogroman broj dostupnih slobodnih stanja. Ovisnost otpornosti o temperaturi je prikazana na slici 2.11.



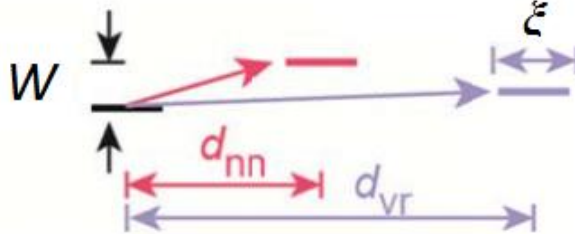
Slika 2.11: Ovisnost električne otpornosti o temperaturi kod elektron-elektron raspršenja [13].

2.6 Preskok promjenjivog doseg (Variable Range Hopping - VRH model)

U ovom modelu, koji uzima u obzir prisustvo nereda u kristalu, elektroni su lokalizirani na pojedinim stanjima, čija je lokalizacijska duljina ζ , a prosječni razmak između pojedinih lokaliziranih stanja je R , te postoji konačna vjerojatnost da takav elektron može tunelirati na susjedno slobodno stanje (valne funkcije susjednih stanja se moraju preklapati), ali zbog neuređenosti sva susjedna stanja nisu na istoj energiji, već se ona razlikuju za neki iznos energije W . Ako promatramo elektron u jednom lokaliziranom stanju, te da bi on bio jedan od nosioca električne struje, on mora „preskočiti“ na drugo lokalizirano slobodno stanje, koje je od njega udaljeno prostorno za R i udaljeno u energiji za W . Stoga ukupna vodljivost u ovom modelu ovisi o dva čimbenika, prvo, vjerojatnost tuneliranja sa početnog na konačno stanje opada s udaljenošću, drugo, vjerojatnost preskoka sa početnog na konačno stanje opada s povećanjem razlike u energijama (udaljenost u energijama), matematički zapisano dobivamo slijedeću formulu:

$$\sigma(R, W) = \sigma_0 \cdot e^{-\frac{2R}{\xi}} \cdot e^{-\frac{W}{k_B T}}, \quad (2.22)$$

gdje prvi eksponencijalni član predstavlja dio ovisan o prostornoj udaljenosti između susjeda/stanja, R , a drugi eksponencijalni član predstavlja ovisnost o energijskoj „udaljenosti“ između stanja, W . Na slici 2.12 je prikazana skica prostorne i energijske udaljenosti, kao i lokalizacijska duljina.

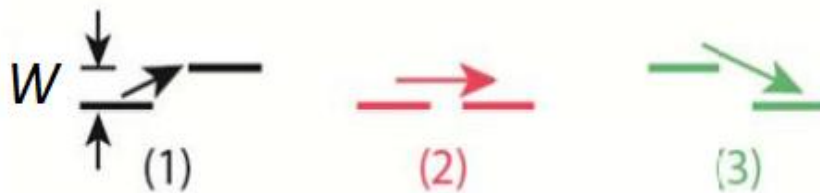


Slika 2.12: d_{nn} predstavlja prosječnu udaljenost između najbližih susjeda, a d_{vr} karakterističnu duljinu preskoka (za iste energije) [14].

Postoje tri različite mogućnosti između početnog i konačnog stanja u energiji, a to su redom:

1. Početno stanje energije je niže od konačnog stanja u energiji, i u tom slučaju imamo fononski potpomognut preskok, tj. dolazi do apsorpcije fonona energije $\hbar\omega$.
2. Početno i konačno stanje se nalaze na istoj energiji i u tom slučaju imamo temperaturno neovisan član, tj. radi se samo o tunel efektu.
3. Početno stanje je na višoj energiji od konačnog i u slučaju preskoka dolazi do emisije fonona, čija je energija jednaka razlici između početnog i konačnog stanja u energiji.

Sva tri navedena slučaja su skicirana na slici 2.13.



Slika 2.13: Tri različita odnosa energija početnog i konačnog stanja [14].

Rečeno je da elektron preskače sa jednog lokaliziranog stanja na drugo lokalizirano stanje, koja su prosječno prostorno udaljena za R . Tipična najmanja energijska razlika između početnog lokaliziranog stanja i drugog lokaliziranog stanja udaljenog za R je:

$$W(R) = \frac{3}{4\pi N_F R^3}, \quad (2.23)$$

gdje je N_F gustoća stanja na Fermijevoj energiji, koja je po pretpostavci konstantna. S obzirom da su u jednadžbi (2.22) dva eksponencijalna člana, gdje vodljivost u prvom eksponencijalnom članu ima ovisnost o R kao $\sigma \sim e^{-R}$, a drugi energijski član preko jednadžbe (2.23) ima ovisnost $\sigma \sim e^{-\frac{1}{R^3}}$, stoga radimo minimizaciju eksponencijalnog člana u (2.22), tj. radimo derivaciju i izjednačavamo s nulom:

$$-\frac{2R}{\xi} - \frac{W(R)}{k_B T} = 0 / \frac{d}{dR}, \quad (2.24)$$

iz čega slijedi da je optimalna udaljenost jednaka:

$$R_{opt} = \left(\frac{9\xi}{4\pi k_B T N_F} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (2.25)$$

Uvrštavanjem (2.25) natrag u jednadžbu (2.22), gdje je prosječna udaljenost između energijskih nivoa u volumenu ξ^3 :

$$k_B T_0 = \frac{1}{\xi^3 N_F}, \quad (2.26)$$

dobijemo Mottov zakon vodljivosti u ovisnosti o temperaturi u VRH modelu:

$$\sigma_{VRH}(T) = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{4}} \right], \quad (2.27)$$

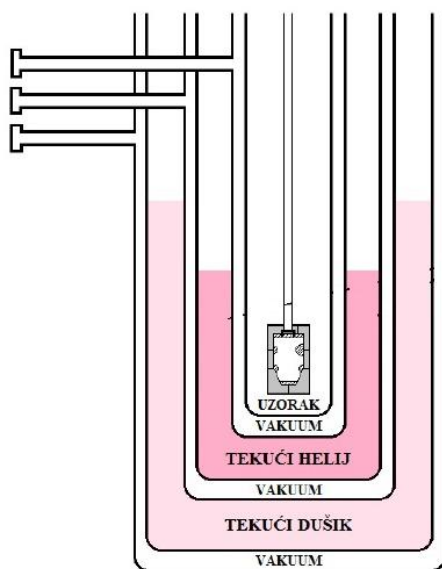
koji vrijedi za 3D slučaj, odnosno ako uzimamo u obzir dimenzionalnost sustava:

$$\sigma_{VRH}(T) = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{1+D}} \right], \quad (2.28)$$

gdje je D dimenzija sustava, σ_0 temperaturno neovisni član, a T_0 karakteristična temperatura definirana u (2.26) [14,15].

3 Eksperiment

Mjerenja se vrše u kriostatu, a uzorci su montirani na bakreni nosač, koji je stavljen u srednju komoru, koju redom okružuju komora sa tekućim helijem, pa komora sa tekućim dušikom, koje su pak međusobno odvojene vakuumskim međukomorama. Shematski prikaz kriostata sa pojedinim komorama prikazuje slika 3.1. Računalo je povezano s regulatorom temperature (*LakeShore DRC-91CA*) koji pomoću grijača (žice od konstantana na nosaču) regulira temperaturu uzorka u kriostatu i brzinu hlađenja uzorka, dok se kao termometar koristi ugljeni otpornik (*Cernox*) poznate otporne krivulje u ovisnosti o temperaturi. S obzirom da regulator temperature može samo grijati uzorak, hlađenje se odvija „kvarenjem“ vakuuma između komora u kojima je uzorak i one u kojoj je tekući helij, tj. u međukomoru se pusti malo helija iz balona, kako bismo imali prijenos topline sa uzorka na tekući helij.



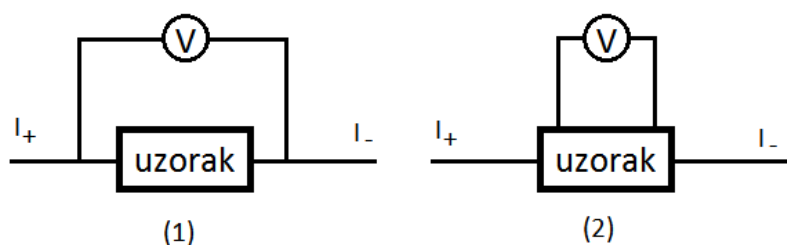
Slika 3.1: Shematski prikaz komora kriostata [5].

3.1 Dvokontaktno i četverokontaktno mjerenje otpora

Postupak mjerenja nepoznatog otpora uzorka na određenoj temperaturi vrši se tako da strujni izvor pušta električnu struju određenog iznosa, a voltmetar mjeri pad napona, iz čega se pomoću Ohmovog zakona izračuna otpor uzorka. S obzirom da nas zanima električna otpornost materijala u ovisnosti o temperaturi, od sobne do temperature ukapljenog helija, potrebno je obratiti pažnju i na kontaktne otpore i otpore dovodnih žica.

Prilikom dvokontaktnog mjerenja otpora uzorka, kao što prikazuje *slika 3.2 (1)*, voltmetar mjeri pad napona na uzorku, kontaktne otpore (između dovodnih žica i uzorka) i otpore dovodnih žica, te na taj način mjerenje postaje neprecizno (ponekad i sasvim pogrešno ako je otpor uzorka usporediv ili čak manji od kontaktnih otpora).

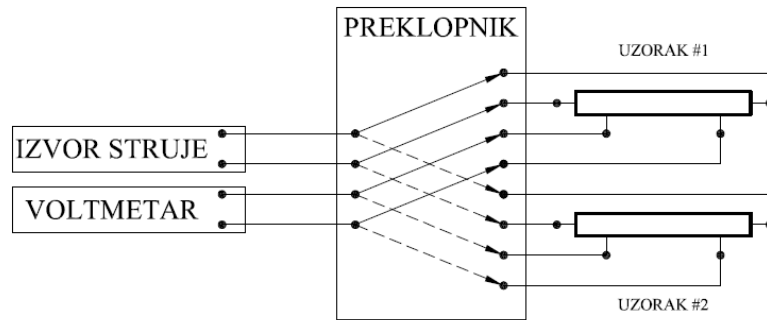
Spomenuti problem rješava metoda četiri kontakta, gdje se na dva vanjska kontakta spaja strujni izvor, a na dva unutarnja kontakta voltmetar, kao što prikazuje *slika 3.2 (2)*. Sada voltmetar više ne mjeri padove napona na vanjskim kontaktima i dovodnim žicama, a kontaktne otpori između uzorka i voltmetra te otpori spojnih žica ne smetaju, jer se oni zbrajaju unutarnjem otporu voltmetra, koji je puno veći od kontaktnih otpora (nekoliko redova veličine).



Slika 3.2: Shema dvokontaktnog (1) i četverokontaktnog (2) mjerenja.

3.2 DC tehnika mjerenja

Ova tehnika je pogodna za mjerenje širokih raspona otpora, a postupak je da izvor električne struje (*Keithley 6221*) pušta električnu struju kroz uzorak, a nanovoltmetar (*Keithley 181*) mjeri pad napona na uzorku. Cijeli proces mjerenja je automatiziran preko računala koje upravlja izvorom električne struje, očitava vrijednosti sa nanovoltmetra, a zatim pomoću Ohmova zakona računa otpor uzorka, rezultate zapisuje u memoriju, te preusmjerava preklopnik sa jednog uzorka na drugi. Shematski prikaz DC tehnike mjerenja otpora uzoraka uz pomoć preklopnika prikazuje slika 3.3.



Slika 3.3: Shematski prikaz DC tehnike mjerenja otpora pomoću preklopnika [1].

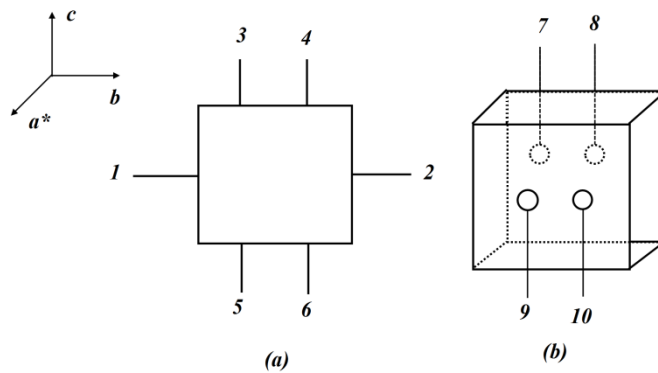
S obzirom da navedeni uzorci imaju sve veći i veći otpor sa padom temperature, navedena aparatura je u ovom slučaju mogla pouzdano mjeriti otpore do temperature od oko 20K (od 20 do 4.2 K izmjereni otpor je bio približno konstantan, tj. otpori nanovoltmetra i uzorka su postali usporedivi, pa smo praktički mjerili unutarnji otpor nanovoltmetra; unutarnji otpor nanovoltmetra *Keithley 181* je $>1G\Omega$). U slučaju potrebe mjerenja većih otpora, potrebno je nanovoltmetar zamijeniti elektrometrom ili pikoampermetrom. U našem slučaju je korišten pikoampermetar (*Keithley 487 picoammeter/voltage source*). On radi kao izvor napona, te mjeri el. struju kroz uzorak. Ovo je dvokontaktna metoda, ali otpor uzorka je jako velik, pa utjecaj kontaktnih otpora nije bitan. Pomoću *Keithley 487* bilo je moguće pouzdano mjeriti otpor uzorka do $\sim 15K$, nakon čega je šum postao prevelik zbog toga što su žice na nosaču bile obične, a potrebni su oklopljeni (koaksijalni) vodiči da bi se izbjegao vanjski šum. Područje mjerenja je moguće i u našoj konfiguraciji malo pomaknut prema nižim temperaturama, ali na način da se povisi napon izvora, kako bi mjerena struja u krugu bila veća od šuma, što je dosta nepraktično i riskantno (mogu uzorak ili kontakti stradati).

Između ostalog, potrebno je obratiti pažnju i na termonapon, koji je posljedica temperaturnog gradijenta kroz strujni krug (jedan dio je na sobnoj temperaturi, a drugi na temperaturi kriostata), pa možemo reći da imamo jedan parazitski izvor napona/struje, koji možemo eliminirati tako da jednom pustimo struju kroz strujni krug u jednom smjeru, a zatim u drugom, te padove napona na uzorku zbrojimo i podijelimo sa dva, tj. računamo srednju vrijednost:

$$V_{sr} = \frac{V(I) - V(-I)}{2}. \quad (3.1)$$

3.3 Geometrija uzoraka

Mjerenja su izvršena na dva uzorka, monokristalima $\kappa\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{Cu}_2(\text{CN})_3$, na jednom je mjerena ovisnost otpornosti o temperaturi u c i b smjeru, a na drugom ovisnost otpornosti o temperaturi u a^* smjeru. Zvezdica (*) kod kristalografskog smjera a znači da smo uzeli smjer koji je okomit na ravninu koju razapinju b i c kristalografske osi (okomito na anionski sloj). Shematski prikaz uzoraka i njihovih kontakata je prikazan na slici 3.4. Za mjerenje otpornosti u b smjeru struja se pušta kroz kontakte 1 i 2, a napon se mjeri na kontaktima 3 i 4 ili 5 i 6, dok za mjerenje otpornosti u c smjeru, struju puštamo kroz kontakte 3 i 5, a napon mjerimo na 4 i 6 ili obrnuto (zamijenimo strujne i naponske kontakte). Za mjerenje otpornosti u a^* smjeru struju puštamo kroz 7 i 9 (ili 8 i 10), a napon mjerimo na kontaktima 8 i 10 (ili 7 i 9).

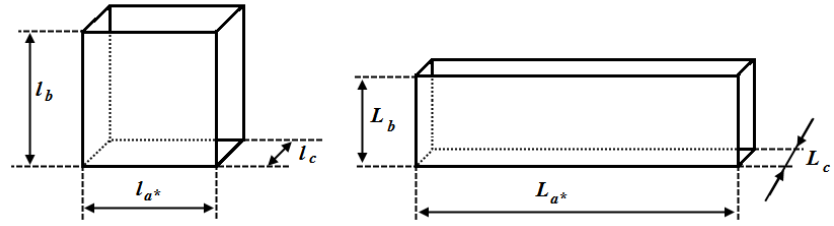


Slika 3.4: Shematski prikaz uzoraka i njihovih kontakata.

Da bismo mogli zornije predložiti tok struje kroz anizotropni uzorak, možemo od anizotropnog uzorka „napraviti“ njegov izotropni ekvivalent, s time da dimenzije izotropnog ekvivalenta računamo po sljedećoj formuli:

$$L_i = l_i \sqrt{\frac{\sigma}{\sigma_i}} ; \sigma = \sqrt[3]{\sigma_{a^*} \sigma_b \sigma_c} , \quad (3.2)$$

gdje je i pojedini kristalografski smjer (a^* , b , c), L_i dimenzija izotropnog ekvivalenta, l_i dimenzija stvarnog anizotropnog uzorka [1]. Odnos (shematski odnos) dimenzija stvarnog uzorka i njegovog izotropnog ekvivalenta s obzirom na vodljivost na sobnoj temperaturi prikazuje slika 3.5. Faktor koji množi pojedinu duljinu anizotropnog uzorka u određenom smjeru daje dimenziju izotropnog ekvivalenta, čije su vrijednost navedene u tablici 3.1.



Slika 3.5: Lijevo je kockica anizotropnog uzorka, a desno njegov izotropni ekvivalent.

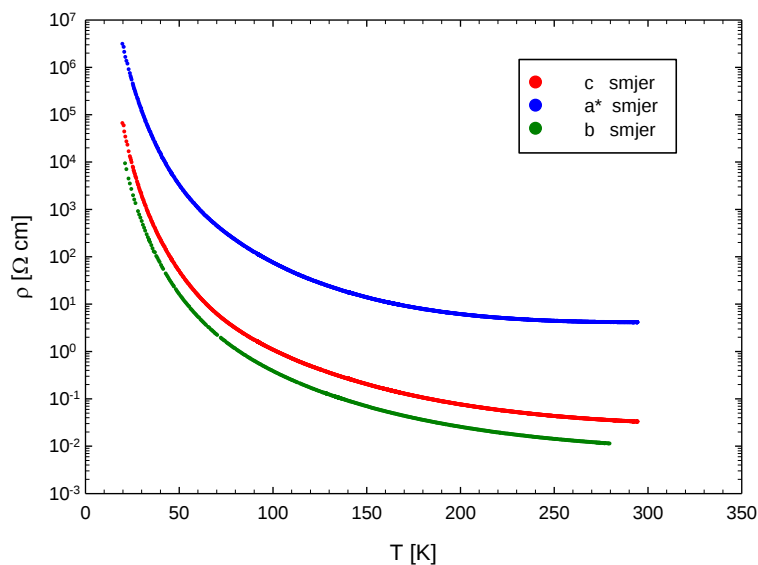
	L
a^*	$5.9 l_{a^*}$
b	$0.3 l_b$
c	$0.5 l_c$

Tablica 3.1: Dimenzija izotropnog ekvivalenta (L) na sobnoj temperaturi.

4 Eksperimentalni rezultati

4.1 Električna otpornost

Izmjerena ovisnost električne otpornosti o temperaturi za proučavane uzorke pokazala je porast otpornosti sa snižavanjem temperature u cijelom području mjerenja, što je prikazano na slici 4.1.



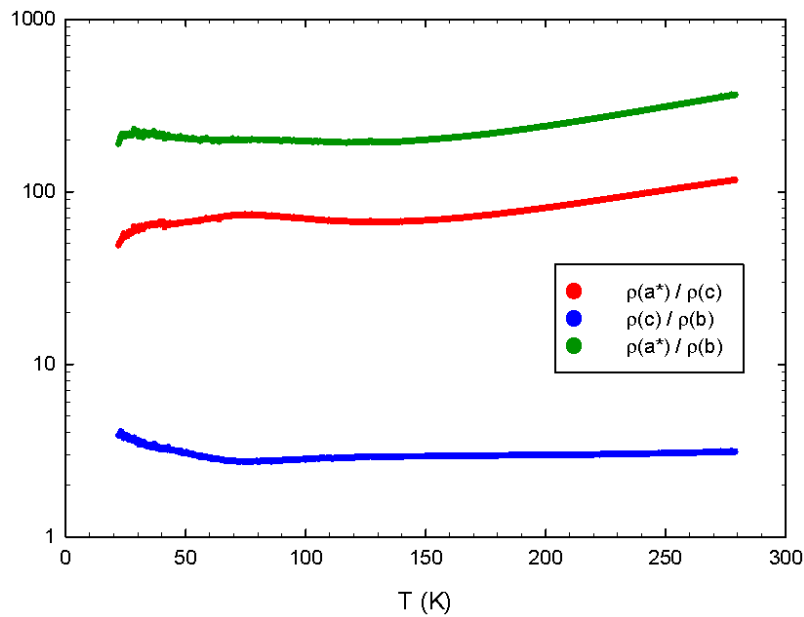
Slika 4.1: Ovisnost električne otpornosti uzorka o temperaturi za pojedini kristalografski smjer.

Otpornosti na slici 4.1 se razlikuju u c i b smjeru za pojedinu temperaturu za faktor 2 do 4, te možemo reći da su približno iste, prema očekivanjima na temelju izrečenog u potpoglavlju 1.3. Također se jasno vidi utjecaj anionskog sloja na električnu otpornost (koji je izolatorski sloj), te je ona u a^* smjeru, smjeru okomito na anionski sloj, dva reda veličine veća nego u vodljivoj ravnini (paralelno anionskom sloju, odnosno c i b kristalografski smjerovi). Također ako se prisjetimo potpoglavlja 2.6, možemo reći da je naš uzorak kvazidvodimenzionalni vodič ($D=2$).

5 Diskusija

5.1 Anizotropija u električnoj otpornosti

S obzirom da smo u eksperimentalnom dijelu izmjerili električne otpornosti u pojedinim kristalografskim smjerovima, čije vrijednosti otpornosti ovise o danom kristalografskom smjeru, te se međusobno razlikuju, tada je moguće izračunati pripadne mjere anizotropije, odnosno koliko je puta otpornost u jednom smjeru veća u odnosu na neki drugi smjer, što je prikazano na slici 5.1.



Slika 5.1: Mjere anizotropije u električnoj otpornosti za promatrani uzorak.

Između ostalog, sa slike 5.1 vidimo da mjere anizotropije kristala u električnoj otpornosti slabo ovise o temperaturi. Također se jasno vidi da je u vodljivoj ravnini mjera anizotropije relativno mala u odnosu na mjere anizotropije koje uključuju smjer okomit na anionski sloj, što je i bilo za očekivati s obzirom da nam je otpornost u a^* smjeru približno dva reda veličine veća nego u vodljivoj ravnini.

Ako se prisjetimo općenite disperzijske relacije za energiju elektrona (2.15) i načina slaganja kristala koju imamo na slici 1.4, odnosno broj najbližih susjeda, tada disperzijska relacija za energiju elektrona za proučavani uzorak glasi:

$$\varepsilon_{\vec{k}} = \varepsilon_0 - 2t_{a^*} \cos(k_{a^*} r_{a^*}) - 2t_b \cos(k_b r_b) - 2t_c \cos(k_c r_c), \quad (5.1)$$

gdje r_i predstavlja udaljenost najbližih susjeda u određenom kristalografskom smjeru ($i=a^*, b, c$). Iz jednadžbe (5.1) vidimo da svaki kristalografski smjer ima svoj transfer

integral i svoju konstantu kristalne rešetke. Vodljivost je proporcionalna s kvadratom vrijednosti transfer integrala za pojedini kristalografski smjer [16]:

$$\sigma_{a^*}:\sigma_b:\sigma_c = t_{a^*}^2:t_b^2:t_c^2, \quad (5.2)$$

odnosno na temperaturi od 280 K imamo izmjerene vrijednosti vodljivosti izražene u jedinicama $\Omega^{-1}cm^{-1}$:

$$\sigma_{a^*}:\sigma_b:\sigma_c = 0.25:92:30, \quad (5.3)$$

iz čega slijedi da su međusobni omjeri transfer integrala približno:

$$t_{a^*}:t_b:t_c = 1:19:11. \quad (5.4)$$

5.2 Aktivacijska energija

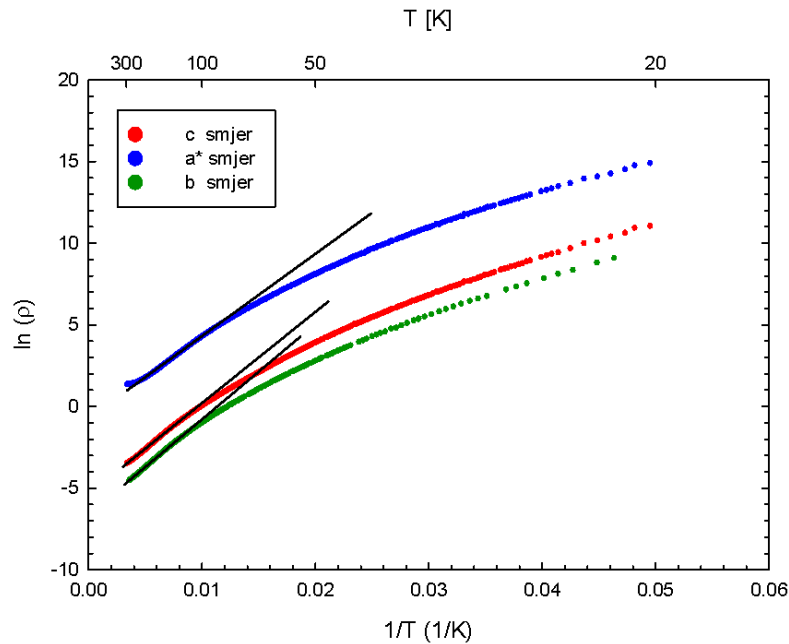
Krenimo od Arrheniusove jednadžbe:

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{\Delta}{T}}, \quad (5.5)$$

gdje je Δ širina energetskeg procjeka izražena u Kelvinima. Sada jednadžbu (5.5) logaritmiramo prirodnim logaritmom ($\ln$), i dobivamo:

$$\ln \rho = \frac{1}{T} \Delta + \ln \rho_0, \quad (5.6)$$

i crtamo $\ln \rho - 1/T$ graf, što prikazuje slika 5.2, čiji su nagibi pravaca, a time i širine energijskih procjeka dani u tablici 5.1. Krivulja za a^* smjer ima veći pomak u $+y$ smjeru u odnosu na druga dva kristalografska smjera zbog toga što imamo doprinos otpornosti anionskog sloja, tj. veći nam je doprinos $\ln(\rho_0)$ člana iz jednadžbe (5.6).



Slika 5.2: Logaritam otpornosti u ovisnosti inverzne temperature.

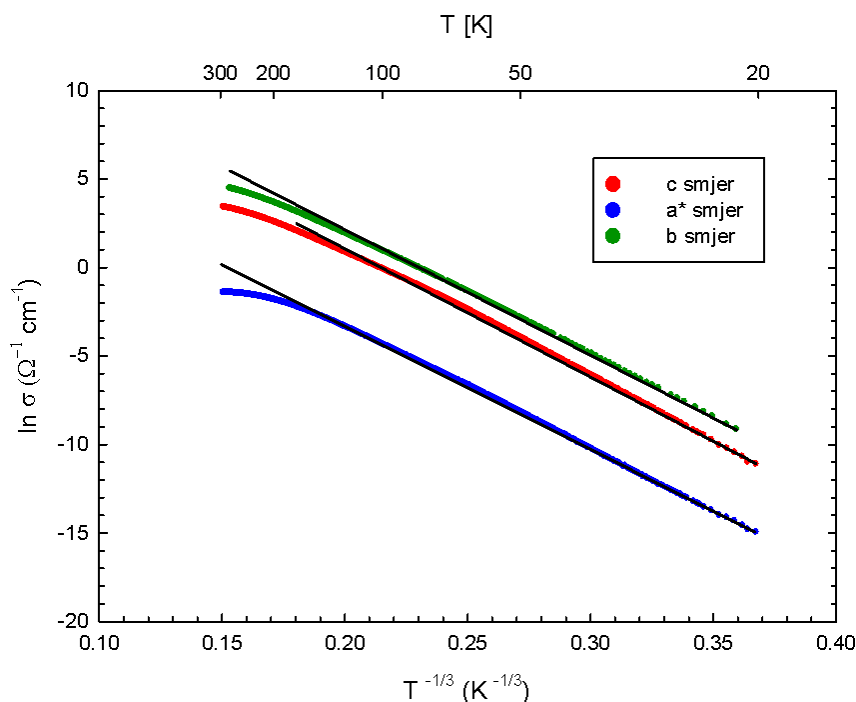
kristalografski smjer	Δ [K]
a^*	$(5.0 \pm 0.2) \cdot 10^2$
b	$(5.6 \pm 0.2) \cdot 10^2$
c	$(5.8 \pm 0.2) \cdot 10^2$

Tablica 5.1: Širina procjepa za pojedini kristalografski smjer (nagibi pravaca sa slike 5.2).

Na slici 5.2 možemo primjetiti da na višim temperaturama ($300 \geq T \geq 100$ K) krivulja slijedi Arrheniusov zakon (s Δ navedenim u tablici 5.1), a na nižim temperaturama ($T \leq 100$ K) dolazi do odstupanja od Arrheniusova zakona.

5.3 Preskok promjenjivog dosega (VRH)

U području nižih temperatura smo tražili drugu zakonitost koju slijede izmjereni podaci. S obzirom da naš uzorak ima reduciranu dimenzionalnost ($D=2$), najbolji *fit* daje $D=2$ kao što prikazuje slika 5.3, dok za $D=1$ ili $D=3$ *fit* poprilično odstupa. Tada pomoću Mottove formule (2.28) i grafa možemo dobiti *karakterističnu temperaturu* T_0 , na način da jednadžbu (2.28) logaritmiramo prirodnim logaritmom ($\ln$) i zatim crtamo graf $\ln(\sigma) \cdot T^{-1/3}$, što je prikazano na slici 5.3, dok iz koeficienta smjera pravca dobivamo T_0 , što je zapisano u tablici 5.2.



Slika 5.3: Karakteristična temperatura i nagib pravca.

kristalografski smjer	T_0 [eV]
a^*	(30 ± 2)
b	(36 ± 2)
c	(34 ± 2)

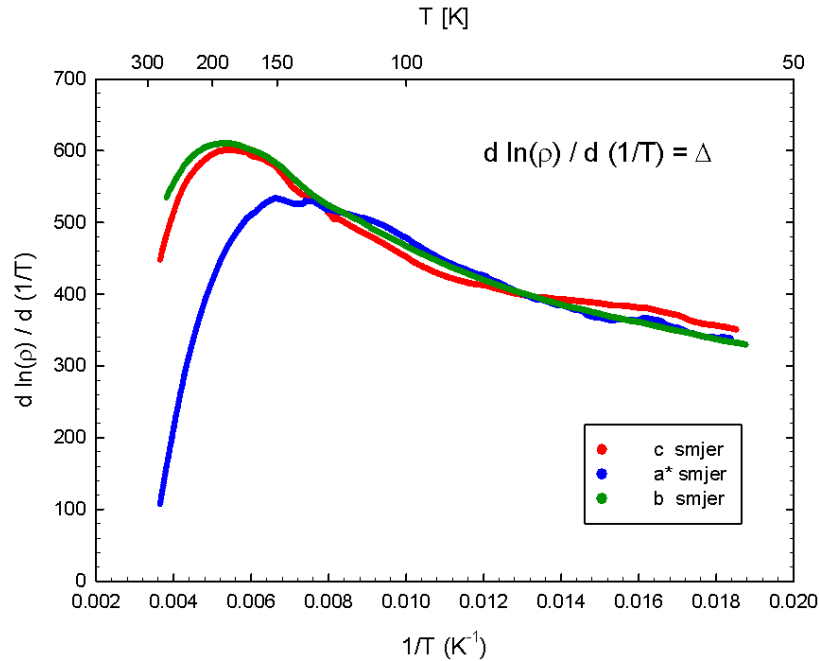
Tablica 5.2: Vrijednosti karakterističnih temperatura za pojedini kristalografski smjer.

Sada kada su poznate *karakteristične temperature* T_0 , moguće je pomoću jednadžbe (2.26) izračunati lokalizacijsku duljinu, ali nam za to nedostaje gustoća stanja na Fermijevoj energiji, što je izvan provedenih mjerenja u ovome radu.

Deriviramo li jednadžbu (5.6) po inverzu temperature dobijemo da je:

$$\frac{d \ln \rho}{d \left(\frac{1}{T} \right)} = \Delta. \quad (5.7)$$

Apsolutna vrijednost iznosa derivacije u skali inverzne temperature daje apsolutni iznos nagiba pravca iz slike 5.2 u svakoj točki inverza temperature iz Arrheniusova zakona, što je prikazano na slici 5.4.



Slika 5.4: Vrijednost nagiba pravca u ovisnosti o inverzu temperature iz Arrheniusova nacrt (slika 5.2).

Između ostalog, slika 5.2 prikazuje da na nekoj temperaturi dolazi do prestanka linearnosti između prirodnog logaritma otpornosti i inverza temperature u visokotemperaturnom području, tj. imamo neku *kritičnu temperaturu* T_c , koju je malo teško očitati. Na slici 5.4 temperaturu T_c je lako očitati za pojedini kristalografski smjer (gdje je tangenta na krivulju

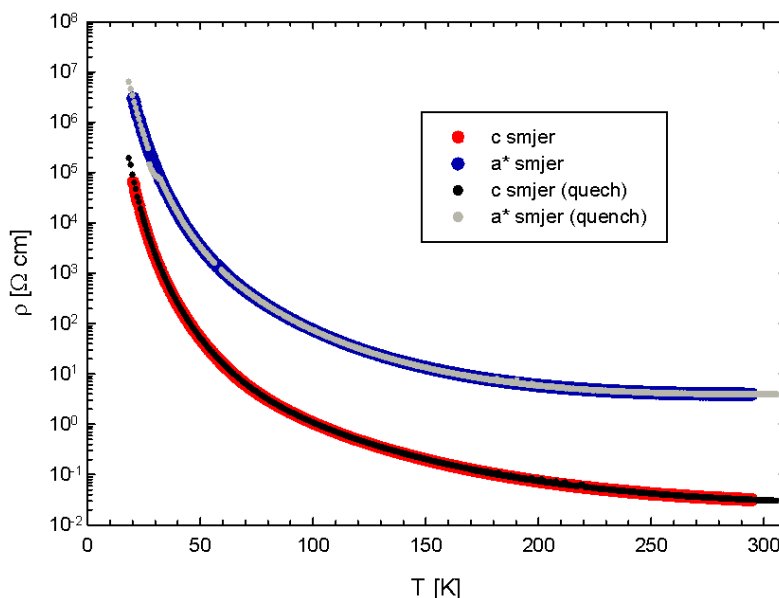
paralelna sa x -osi), i ako se prisjetimo jednadžbe (2.22) iz potpoglavlja 2.6, možemo reći da na temperaturi T_c dolazi do promjene dominacije između dva člana, jedan favorizira prostorno kratke preskoke koji su energijski udaljeni, a drugi prostorno daleke koji su energijski bliski. Kako temperatura opada doprinos vodljivosti preko člana koji favorizira preskoke na najbliže susjede postaje sve manji jer imamo sve manje fonona koji potpomažu preskoke između najbližih susjeda koji nisu na istim energijama (neuređenost u energijama). Na temperaturi T_c imamo podjednak doprinos oba člana, dok na temperaturama ispod T_c dominantni doprinos vodljivosti dolazi od preskoka koji su energijski bliski ili isti, ali su prostorno udaljeni, tj. što nam je manja razlika između energija početnog i konačnog stanja prosječno je između njih veća prostorna udaljenost, a time manji iznos transfer integrala između dva daleka susjeda (vrijednost transfer integrala je najveća za prve susjede, te opada sa udaljenošću, odnosno susjedom višeg reda).

Ono što je zanimljivo za vidjeti sa slike 5.4, a na prvi pogled može izgledati malo neočekivano, je to da nam je T_c niži u a^* smjeru (onaj lošije vodljivosti) od onih u vodljivoj ravnini. Navedeno zapažanje možemo objasniti na sljedeći način, a to je da nam anionski (izolatorski) sloj reducira vrijednost transfer integrala u svom kristalografskom smjeru, pa nam posljedično još neki temperaturni interval ostaje dominantna vodljivost od fononski potpomognutih preskoka za razliku od vodljive ravnine gdje veće vrijednosti transfer integrala uzrokuju ranije (na višoj temperaturi u odnosu na onu u a^* smjeru) nadvladavanje fononski potpomognutih preskoka.

5.4 Nered u lokaliziranim stanjima

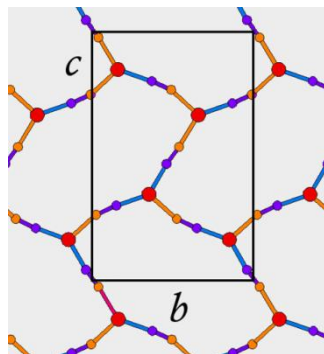
S obzirom na opaženo ponašanje u skladu s preskokom promjenjivog dosega (VRH-om), jedno od pitanja je i od kuda potječe nered. Jedna od pretpostavki [17] uključuje etilenske krajeve BEDT-TTF molekula. Oni titraju unutar molekule kao njeni slobodni krajevi, te kako se uzorak hladi njihovo titranje biva sve sporije i urednije. Proveden je pokus u kojem je uzorak bio jako brzo ohlađen, tzv. *quench* (nekoliko kelvina u sekundi nasparam nekoliko kelvina na sat), te se očekivalo da bi etilenski krajevi mogli ostati „zamrznuti“ i neuređeniji, što bi se moglo vidjeti kao drugačija ovisnost otpornosti o temperaturi. Uzorak je bio naglo ohlađen, a zatim je postupno grijan i mjereno je njegov otpor na određenim temperaturama. Ono što je provedeni eksperiment pokazao je da razlike u brzinama hlađenja nisu utjecale na promjenu otpornosti uzorka (krivulje za sporo i brzo hlađenje se savršeno preklapaju na grafu), što prikazuje slika 5.5. S obzirom da se krivulje otpornosti

sporog i brzog (quench) hlađenja za pojedini kristalografski smjer savršeno preklapaju, tada možemo pretpostaviti jedan od ishoda, a to je da naše brzo hlađenje nije bilo dovoljno brzo ili drugo i najvjerojatnije, da sporo hlađenje nije bilo dovoljno sporo (najsporije je bilo oko 0.2 K/h).



Slika 5.5: Krivulje otpornosti za sporo i quench hlađenje.

Etilenske grupe su te koje su najbliže anionskom sloju, koji pak svojim utjecajem pomiče njihova lokalizirana energijska stanja (nije svejedno nalazi li se etilenska grupa blizu atoma bakra, ugljika ili dušika). Kao što smo naveli na početku u *potpoglavlju 1.3*, najmanja građevna jedinica anionskog sloja je $\text{Cu}_2(\text{CN})_3$, što znači da jedan atom bakra okružuju 3 ugljik-dušik „štapića“, odnosno jedan atom bakra je povezan sa jednim atomom ugljika, jednim atomom dušika i jednim atomom koji može biti ili ugljik ili dušik, što stvara određenu neuređenost, kao što prikazuje slika 5.6 [17].



Slika 5.6: Anionski sloj (Cu-crveno; N-ljubičasto; C-narančasto) [17].

6 Zaključak

U ovom radu je proučavana ovisnost električne otpornosti o temperaturi organskog vodiča κ -(BEDT-TTF)₂Cu₂(CN)₃. Navedeni spoj je pokazao poluvodičko ponašanje, tj. otpornost mu je rasla sa snižavanjem temperature u čitavom području mjerenja, a i same vrijednosti otpornosti se nalaze u području otpornosti poluvodiča (otprilike od 10^{-3} do $10^8 \Omega \text{ cm}$). Mjerenja su također pokazala anizotropiju u električnoj otpornosti, tako da se radi o kvazidvodimenzijskom vodiču. Opažena temperaturna ovisnost otpornosti nije u skladu s uobičajenim Arrheniusovim zakonom. Njime se mogu opisati mjerenja u visokotemperaturnom području, dok na nižim temperaturama (ispod oko 170 K) dolazi do odstupanja i rezultati najbolje slijede 2D model preskoka promjenjivog dosega. U tom smislu predloženo je objašnjenje da je preskok glavni mehanizam vodljivosti u čitavom temperaturnom području, na visokim temperaturama dominira preskok između najbližih susjeda, a na nižim preskok promjenjivog dosega između stanja koja su energetski bliža. Osim toga, s obzirom da je za mehanizam preskoka promjenjivog dosega potreban nered u sistemu, vršena su mjerenja pri različitim brzinama hlađenja, te je navedeno da moguće porijeklo nereda u ovom sistemu dolazi od anionskog dijela.

7 Metodički dio

Električna otpornost kod organskog vodiča, koji ima reduciranu dimenzionalnost (vodljivost u ravnini, tj. izraženu anizotropnost u električnoj otpornosti) nije dio srednjoškolskog plana i programa nastave fizike. Tema koja se nalazi u srednjoškolskom planu i programu nastave fizike je (*izotropna*) *električna otpornost*, koji se obrađuje u drugom razredu srednjih škola sa četverogodišnjim programom fizike. Preporuka je održati interaktivni istraživački tip nastave, gdje bi profesor postavljao ključna pitanja koja bi vodila tijekom sata, a pomoću potpitanja usmjeravao raspravu u željenom smjeru. Učenici bi pak aktivno sudjelovali u nastavnom satu, osmišljavali bi pokuse, davali bi predviđanja pokusa, promatrali ih ili ih sami grupno izvodili, opisivali zapažanja, te davali zaključke. Takav tip nastave bi zahtijevao aktivno sudjelovanje učenika u nastavi i njihov veći intelektualni angažman, te također pomaže u usvajanju odgojnih vrijednosti i razvijanju određenih kognitivnih sposobnosti, dok bi profesor usmjeravao raspravu u željenom smjeru. Druga prednost je da profesor može trenutno uočiti nedostatke u učeničkim konceptima ili poteškoće u zaključivanju, te može pokušati djelovati.

Učenici bi se upoznali s pojmom električne otpornosti u nastavnoj temi *Zakon električnog otpora* u sklopu nastavne cjeline *Istosmjerna električna struja*, koja se obrađuje, prema nastavnom planu i programu, u drugom razredu srednjih četverogodišnjih škola. Prethodno obrađene teme u sklopu navedene nastavne cjeline su *Jakost električne struje* i *Ohmov zakon*. Sve su tri teme usko povezane, te tako prva definira električnu struju, druga povezuje jakost električne struje s naponom izvora, pri čemu je konstanta razmjernosti između električnog napona i električne struje električni otpor. Za temu *Zakon električnog otpora* predvidio sam jedan školski sat.

Budući da je škola odgojno-obrazovna ustanova, zadaća nastave i nastavnika nije samo podučavanje i usvajanje novog gradiva, već i razvijanje socijalnih i kognitivnih sposobnosti učenika.

Materijalni obrazovni ishodi, koji opisuju ono što bi učeniti trebali moći napraviti nakon nastavne jedinice *Zakon električnog otpora*, su:

- Opisati ovisnost otpora vodiča o vrsti materijala i njegovim dimenzijama
- Matematički izraziti ovisnost otpora o otpornosti i dimenzijama vodiča

- Osmisliti i provesti istraživanje ovisnosti električnog otpora o duljini i poprečnom presjeku vodiča

Funkcionalni obrazovni ishodi:

- Razvijati sposobnost logičkog razmišljanja i zaključivanja
- Razvijati sposobnost usmenog izražavanja i argumentiranog raspravljanja
- Razvijati eksperimentalne vještine (polusamostalno provođenje pokusa)
- Razvijati formalno zaključivanje (proporcionalno zaključivanje, identifikacija i kontrola varijabli)
- Razvijati sposobnost argumentiranja

Odgojni ishodi, odnosno koje će vrijednosti učenici usvajati na satu:

- Razvijati slobodno izražavanje i uvažavanje tuđeg i drugačijeg mišljenja
- Razvijati radoznalost
- Razvijati suradnju s drugim učenicima

Nastavne metode koje bi se primjenjivale na nastavnom satu:

- Metoda razgovora i usmjerena rasprava
- Učeničko izvođenje pokusa i mjerenje u skupinama
- Konceptualna pitanja višestrukog izbora s karticama

Oblici rada na navedenom nastavnom satu:

- Rad u skupinama

Nastavna pomagala i sredstva:

- Baterije (voditi računa o maksimalnoj struji baterije, plastelin ne smije biti prevodljiv) ili izvor istosmjernog napona s mogućnošću regulacije
- Voltmetar
- Ampermetar
- Spojne žice
- Štipaljke (krokodilke)
- Čavlići
- Ravnalo
- Vodljivi plastelin (nekoliko uzoraka različitih koncentracija soli)

Literatura:

- Jakov Labor; Fizika 2; udžbenik za drugi razred gimnazije
- Tonči Andreis, Miro Plavčić, Nikica Simić; Fizika 2; udžbenik fizike za drugi razred gimnazije

7.1 Tijek nastavnog sata

Uvodni dio

Uvodni problem:

Učili smo da je električna struja usmjereno gibanje slobodnih nosioca naboja. Mene sada zanima je li ta električna struja uvijek ista ako imamo isti napon? Možemo li kako mijenjati iznos električne struje, ali da pri tome ne moramo mijenjati napon izvora?

→ Električna struja ovisi o naponu izvora, tj. koliko puta povećamo napon toliko puta poraste i iznos električne struje, ali uz stalan otpor vodiča. Ako uz stalan napon mijenjamo električni otpor, u skladu s Ohmovim zakonom mijenjamo i iznos el. struje.

Središnji dio

Glavno istraživačko pitanje:

Što mislite o kojim bi sve fizikalnim veličinama mogao ovisiti električni otpor nekog vodiča?

→ Mogao bi ovisiti o duljini vodiča, debljini vodiča (površini poprečnog presjeka), vrsti materijala, temperaturi.

Do sada smo se susreli s dva mjerna instrumenta, jedan je ampermetar, a drugi voltmetar.

Što možemo izmjeriti kojim instrumentom i kako se oni spajaju u strujni krug?

→ Ampermetrom mjerimo električnu struju, a voltmetrom električni napon. Ampermetar spajamo serijski, a voltmetar paralelno.

Možemo li nekako izmjeriti električni otpor pomoću dostupnih instrumenata? Ako možemo, kako bismo to mogli napraviti?

→ Možemo, i to pomoću Ohmova zakona, tj. $R=U/I$, gdje smo napon i struju izmjerili spomenutim instrumentima, a otpor izračunamo.

Što mislite, na koji bismo način mogli istražiti ovisnost električnog otpora o pojedinoj fizikalnoj veličini?

→Uzmemo neki uzorak i mjerimo njegov električni otpor (izračunamo ga pomoću Ohmova zakona), dok mijenjamo jednu po jednu fizikalnu veličinu, a ostale držimo konstantnima. Npr. izmjerimo otpor nekog vodiča, a zatim mu skratimo duljinu na pola i opet izmjerimo električni otpor.

U redu, ako imamo neku metalnu žicu, nju možemo bez problema skratiti i ponovno posredno izmjeriti električni otpor. Na taj način bismo mijenjali duljinu, dok druge varijable držimo konstantnim, i to je sasvim dobro. Međutim, spomenuli smo ranije da bi električni otpor mogao ovisiti i o površini poprečnog presjeka. Nama je u učionici neizvedivo mijenjati površinu poprečnog presjeka metala, tako da moramo pronaći alternativu.

Što moramo napraviti s vodom, koja ne provodi el. struju, da bi postala vodič el. struje?

→Dodati sol ili lužinu ili kiselinu.

Kako zovemo tekućine koje provode električnu struju?

→Elektroliti.

Vodu iz jedne posude prelijemo u druge dvije identične posude tako da obje posude imaju iste volumene vode. Tada u jednu posudu vode dodamo jako malo soli, a u drugu puno više soli. Što mislite, koja će slana voda imati bolju vodljivost?

→Bolju vodljivost će imati voda koja sadrži više soli.

Zašto? Što smo dodavali vodi kao vodiču kada smo u njoj otapali sol?

→Sol u vodi se razdvoji na anione i katione, odnosno imamo slobodne nosioce naboja. Veća koncentracija soli povlači i veću koncentraciju slobodnog naboja.

Ovdje imamo plastelin, koji je u čvrstom agregatnom stanju, ali opet nije pretvrd (kao metali), te se može lako oblikovati po želji. Znači, plastelin u svome sastavu ima sol, koja mu daje slobodne nosioce naboja, tj. plastelin je sada vodič.

*Tema današnjeg sata je **Zakon električnog otpora**, pa ćemo pokušati doći do zaključaka o kojim sve fizikalnim veličinama ovisi električni otpor i na koji način (proporcionalno, obrnuto proporcionalno i slično).*

Razred se podijeli u nekoliko grupa, ovisno o broju uzoraka vodljivog plastelina i instrumenata koji su na raspolaganju, gdje bi svaka grupa imala po nekoliko učenika.

- Na ploču se nacrti shema strujnog kruga s pripadnim elementima strujnog kruga uz pomoć učenika.

Grupni pokus 1:

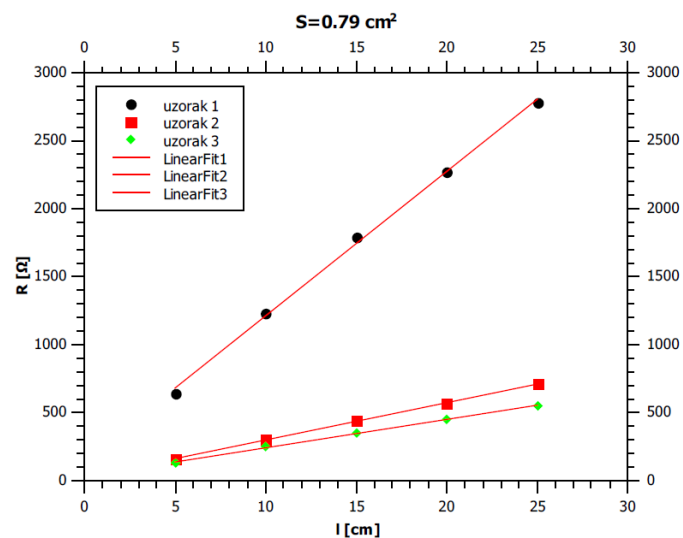
Svaka grupa dobije po jednu bateriju, ampermetar i voltmetar, spojne žice, krokodilke i po dva čavlića, ravnalo, te vodljivi plastelin određene boje ili imena (svaka boja, odnosno ime uzorka ima drugu koncentraciju soli, pa time i drugačiju otpornost). Učenici u bilježnice crtaju dvije tablice (ili dobivaju od profesora već isprintane), čiji je primjer prikazan na slici 7.1, te svaka tablica mora imati svoje ime (boja plastelina ili ako plastelin nije obojan njegovo ime, npr. *uzorak 1*). U tablice učenici zapisuju rezultate mjerenja, na način da u prvom slučaju varijablu površine poprečnog presjeka drže konstantnom, a mijenjaju duljinu plastelina i mjere otpor plastelina, dok u drugom slučaju drže duljinu plastelina konstantnom, a mijenjaju površinu poprečnog presjeka i promatraju otpor. Nakon što sve grupe obave mjerenja, po jedan učenik iz svake grupe zapisuje na ploču rezultate mjerenja svoje grupe dok druge grupe prepisuju njihove rezultate mjerenja.

<i>uzorak 1</i>				
$S [cm^2]$	$l [cm]$	$U [V]$	$I [mA]$	$R [\Omega]$

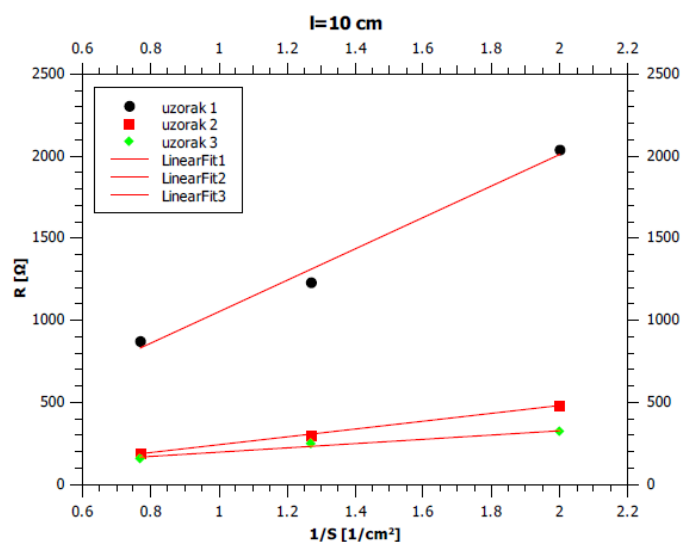
<i>uzorak 1</i>				
$l [cm]$	$S [cm^2]$	$U [V]$	$I [mA]$	$R [\Omega]$

Slika 7.1: Primjer tablica kakve bi učenici trebali ispuniti prilikom samostalnih mjerenja.

Nakon provedenih mjerenja profesor na računalu nacrtava $R-l$ i $R-(1/S)$ grafove, koje možemo vidjeti na slici 7.2 i slici 7.3, redom.



Slika 7.2: $R-l$ graf.



Slika 7.3: $R-(1/S)$ graf.

Nakon provedenih mjerenja od učenika se traži da iznesu svoja opažanja i zaključke.

→ Otpor je veći što je plastelin duži i tanji, otpor je manji što je plastelin veće površine poprečnog presjeka i kraći. → Dva puta duži plastelin ima dva puta veći otpor, plastelin dva puta veće površine poprečnog presjeka ima dva puta manji otpor.

→ Za istu duljinu i površinu poprečnog presjeka, nemaju svi plastelini isti otpor.

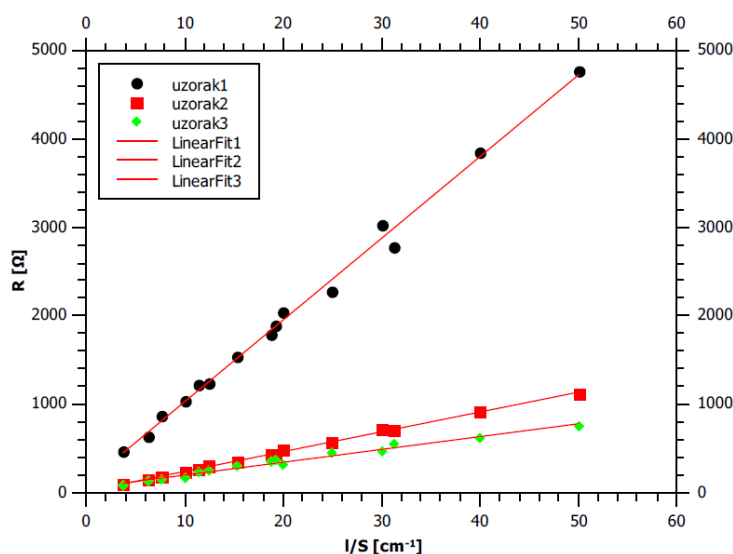
Od učenika se traži da na temelju prethodnih grafova napišu u bilježnice zaključak kako ovisi el. otpor o kojoj od izmjerenih fizikalnih veličina.

➔ $R \sim l$; $R \sim (1/S)$ odnosno $R \sim l/S$; Otpor je proporcionalan duljini, a obrnuto proporcionalan površini poprečnog presjeka.

Kako bismo ovu vezu prikazali grafički? Kako bismo iz grafa odredili koeficijent proporcionalnosti?

→ Tako da nacrtamo graf $R-(l/S)$, dok je koeficijent proporcionalnosti nagib pravca.

Profesor pokreće program za obradu rezultata i crtanje grafova, gdje u tablice zapisuje količnik duljine i poprečnog presjeka, i izračunatu vrijednost otpora (iz pada napona i iznosa el. struje). Nakon *fitanja* se dobije koeficijent smjera pravca, kao što je prikazano na slici 7.4.



Slika 7.4: Nagibi pravaca daju otpornosti uzoraka.

Koeficijenti smjerova pravaca i odsječci na osima sa slike 7.4 prikazani su u tablici 7.1.

	<i>koeficijent smjera pravca</i>	<i>odsječak na osi</i>
<i>uzorak 1</i>	$(92 \pm 2) \Omega cm$	$(110 \pm 50) \Omega$
<i>uzorak 2</i>	$(22.4 \pm 0.3) \Omega cm$	$(17 \pm 7) \Omega$
<i>uzorak 3</i>	$(14.5 \pm 0.6) \Omega cm$	$(50 \pm 10) \Omega$

Tablica 7.1: Rezultati fita sa slike 7.4.

Što možete zaključiti na temelju dobivenog grafa? Imamo više pravaca, a svaki pravac za isti količnik duljine i površine poprečnog presjeka ima drugačiju vrijednost otpora. Zašto imamo te razlike?

→ Zato što imamo više uzoraka, a svaki uzorak ima drugačiju koncentraciju soli, a time i vodljivost.

*Taj koeficijent smjera pravca nam predstavlja novu fizikalnu veličinu koju nazivamo **električna otpornost**, a označavamo ga s malim grčkim slovom ρ i ona je svojstvo materijala. Svaki materijal ima svoju električnu otpornost.*

O kojim sve fizikalnim veličinama ovisi otpor plastelina i kako?

→ Ovisi o duljini (proporcionalno), površini poprečnog presjeka (obrnuto proporcionalno) i električnoj otpornosti (proporcionalno).

→ Pišemo na ploču, a učenici u bilježnice: $R = \rho \frac{l}{S}$

Završni dio

Materijale koji ne provode električnu struju zovemo izolatorima. Kakav je otpor izolatora ako ne provode el. struju?

→ Otpor izolatora je jako velik.

Kakva je onda otpornost izolatora u odnosu na onu kod metala?

→ Otpornost kod izolatora je ogromna u usporedbi sa onom kod metala.

Izolatori imaju otpornosti veće od $10^8 \Omega\text{cm}$, a vodiči manje od $10^{-3} \Omega\text{cm}$! Između njih se nalaze poluvodiči, što će učiti oni koje to zanima, u daljnjem školovanju.

Zašto su kablovi koji provode el. struju napravljeni tako da im je u sredini metal, a oko metala plastika?

→ Zato što su metali vodiči i imaju jako malu otpornost, a plastika je izolator i ima jako veliku otpornost, te smo na taj način zaštićeni od strujnog udara. Ne smiju se dirati gole žice, jer to može biti opasno po život.

Komentar: Od svih metala bakar ima drugu po redu najmanju otpornost, prvo je srebro, a treće po redu je zlato.

Zašto nemamo srebrne žice u vodičima u kućanstvu, ako ste ikada gledali kabel najčešće je bakar unutra u sredini?

→ Zato što je srebro prilično skupo u odnosu na bakar.

Konceptualna pitanja višestrukog izbora:

1. Imamo dvije bakrene žice, prva je duga 1 m, a druga je duga 2 m, dok su im površine poprečnih presjeka jednake. Kakav je odnos njihovih otpornosti (ρ)?

a) $\rho_1 > \rho_2$ b) $\rho_1 = \rho_2$ c) $\rho_1 < \rho_2$

→Objasnite. (Isti materijal ima istu otpornost, koja je svojstvo materijala.)

2. Imamo dvije bakrene žice, prva je duga 1 m, a druga je duga 2 m, dok su im površine poprečnih presjeka jednake. Kakav je odnos njihovih otpora (R)?

a) $R_1 > R_2$ b) $R_1 = R_2$ c) $R_1 < R_2$

→Objasnite. (Dulji vodič ima veći otpor, ako su ostale varijable iste kod oba vodiča.)

3. Mogu li dva različita metala različitih otpornosti (ρ) imati isti električni otpor?

a) **Da.** b) Ne.

→Objasnite. (Izborom materijala smo odabrali određenu otpornost, a dimenzijama vodiču možemo dodatno mijenjati ukupan iznos el. otpora.)

4. Kako će se promijeniti otpor okruglog vodiča kojemu povećamo polumjer poprečnog presjeka dva puta?

a) **Smanjit će se četiri puta** b) Smanjit će se dva puta

c) Povećat će se dva puta d) Povećat će se četiri puta

→Objasnite. (Otpor je obrnuto proporcionalan površini poprečnog presjeka, a površina poprečnog presjeka raste kao kvadrat polumjera.)

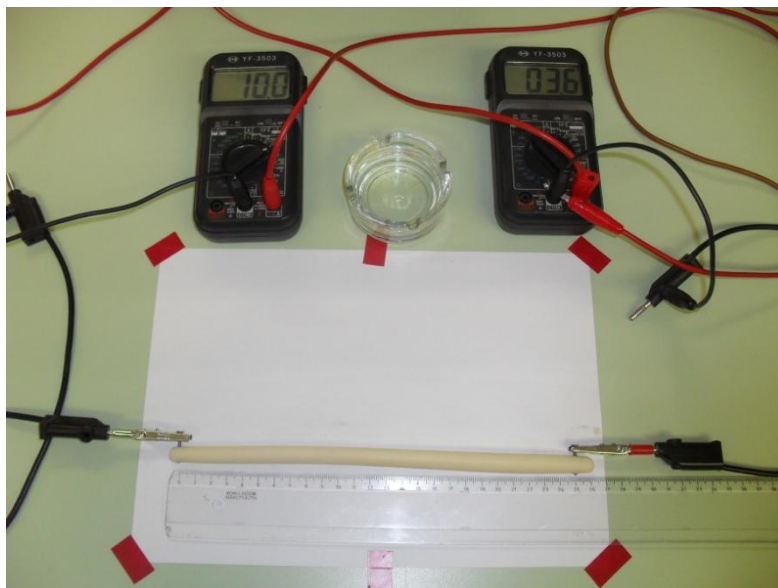
7.2 ***Ekperimentalni postav za mjerenja s vodljivim plastelinom***

Ekperimentalni postav koji je potreban za mjerenje otpornosti vodljivih plastelina, a koji sam i sam koristio, su:

- Izvor istosmjernog napona sa mogućnošću regulacije napona
- 2 multimetra (ampermetar i voltmetar)
- Vodljivi plastelini (u mom slučaju 3 plastelina različitih otpornosti)
- Ravnalo
- Spojne žice
- 2 štipaljke (krokodilke)
- 2 čavlića
- Posudica s vodom (nije nužna, ali možemo smočiti čavliće da bi kontakti otpor bio nešto manji, plastelin se bolje zalijepi za mokre čavliće)

Preporuka je valjati plastelin ravnalom, kako bi bio podjednake površine poprečnog presjeka cijelom dužinom.

Eksperimentalni postav koji nam je potreban za mjerenja prikazan je na slici 7.5.



Slika 7.5: Eksperimentalni postav (izvor napona je izvan slike).

Umjesto izvora istosmjernog napona s mogućnošću regulacije može se upotrijebiti „stari“ ispravljač, na kojem je jasno označen radni napon i maksimalna struja (koju ne smijemo premašiti jer nam može pokvariti rezultate mjerenja) ili baterije.

7.3 Vodljivi plastelin

Za izradu vodljivog plastelina sam koristio:

- 0.5 šalice brašna
- 0.5 šalice vode
- čajnu žličicu ulja
- 0.5 čajne žličice limunske kiseline
- 0.5 čajne žličice soli (za uzorak 1)
- 2 čajne žlice soli (za uzorak 2)
- 2 velike žlice soli (za uzorak 3)

Sve zajedno se izmiješa u loncu, stavi na vatru i miješa dok ne postane tvrdo i pomalo suho (sve se počinje lijepiti u jednu kuglu). Nakon toga se može još izmijesiti u ruci.

Ono što je važno i na što treba posebno obratiti pažnju je da koncentracije soli trebaju biti male, jer ako dođe do zasićenja, tada veće količine soli gotovo da i nemaju utjecaja na vodljivost. Druga je važna informacija da treba obratiti pažnju i na izvor napona, odnosno

bateriju, jer prevodljivi plastelin praktički kratko spaja strujni krug, te brzo troši bateriju, što utječe na rezultate mjerenja. Navedene koncentracije soli u receptu se mogu dodatno smanjiti (pogotovo za uzorke 2 i 3), ako će se koristiti baterije.

Literatura

- [1] Tafra, E. Magnetootpor i Hallov efekt organskog vodiča (TMTSF)₂ReO₄. Diplomski rad. Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet, 2001.
- [2] Bayer, R. Ivek, T. Knoblauch, T. Two-Dimensional Organic Conductors and Superconductors, http://www.pi1.uni-stuttgart.de/forschung/organic/2dim_leiter_supraleiter.en.html, 30.1.2015.
- [3] Manna, R. S. Thermal expansion studies on low-dimensional frustrated quantum magnets: the case of κ -(BEDT-TTF)₂Cu₂(CN)₃ and azurite. Doktorska disertacija. Frankfurt na Majni: Johann Wolfgang Goethe-Universität, 2012.
- [4] Seo, H. Another Ingredient in an Organic Spin Liquid Compound, Journal of the Physical Society of Japan (2010), http://storagex.ipap.jp/~jpsjoffice/jpsj.ipap.jp/news/jpsj-nc_69.html, 30.1.2015.
- [5] Nevjestić, I. Magnetotransportna svojstva kao metoda karakterizacije materijala. Diplomski rad. Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet, 2013.
- [6] en.wikipedia.org : Particle in a One-dimensional lattice, http://en.wikipedia.org/wiki/Particle_in_a_one-dimensional_lattice, 30.1.2015.
- [7] Jones, R. V. The Interaction of Radiation and Matter: Semiclassical Theory, http://people.seas.harvard.edu/~jones/ap216/lectures/ls_2/ls2_u7/ls2_unit_7.html, 7.10.2014.
- [8] Zeghbreck van B. Chapter 2: Semiconductors Fundamentals, http://ecee.colorado.edu/~bart/book/book/chapter2/ch2_3.htm, 30.1.2015.
- [9] Šips, V. Uvod u fiziku čvrstog stanja, Zagreb, 2003.
- [10] Ziman, J. M. Principles of the Theory of Solids. 2nd edition. Cambridge, 1972.
- [11] Kittel, C. Introduction to Solid State Physics. 8th edition. Berkeley, 2005.
- [12] Omar, A. M. Elementary Solid State Physics: Principles and Applications. London, 1975.
- [13] Mott, N. F. Metal-Insulator Transition. 2nd edition. London, 1990.
- [14] Nayak, C. Physics 243 - Lecture Notes. January 27, 2004.
- [15] Baćani, M. Vodljiva svojstva polianilina dopiranog 4-dodecilbenzensulfonskom kiselinom. Diplomski rad. Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet, 2007.
- [16] Cooper, J. R. Ferro, L. Korin-Hamzić, B. Magnetoresistance of the organic superconductor (TMTSF)₂ClO₄: Kohler's rule. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. Vol. 119, str.121-129.

- [17] Pinterić, M. Čulo, M. Milat, O. Basletić, M. Korin-Hamzić, B. Tafrā, E. Hamzić, A. Ivek, T. Peterseim, T. Miyagawa, K. Kanoda, K. Schlueter, J.A. Dressel, M. Tomić, S.; Physical Review B90 (2014.)