

Seminar: študijsko leto 2008/09

KVANTIZIRANA PREVODNOST

Predstavnik predmeta:
prof. dr. Žumer

Mentor:
prof. dr. Ramšak

Izdelal:
Matic Suhodolčan
28030593
Fizika univerzitetni program, izbirna smer

Kazalo

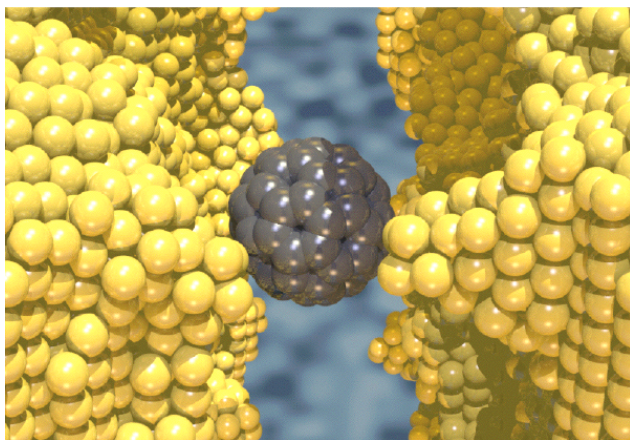
| | |
|--|-----------|
| 1. Uvod | 3 |
| 2. Kvantne pike | 3 |
| 2.1. Diskretizacija naboja | 4 |
| 2.2. Coulombska blokada | 5 |
| 3. Tok skozi kvantno piko | 6 |
| 3.1. Fizikalno ozadje kvantizirane prevodnosti | 7 |
| 3.2. Eksperiment | 9 |
| 4. SJT | 11 |
| 4.1. Prednosti in slabosti termometrij | 12 |
| 4.2. Fizikalno ozadje SJT | 13 |
| 4.2.1. Zaključek | 14 |
| 4.3. Eksperiment SJT | 15 |
| 5. Viri | 17 |

1. Uvod

Odkritja današnjega časa ponujajo nov svet izdelovalcem s področja računalništva, informatike, biologije, elektrotehnike, optike in še mnogo drugih. Pojavi se raziskujejo na vse manjših in manjših velikostnih skalah. Trenutni trend pri miniaturizaciji elektronskih naprav je, da bi se kot aktivni element uporabila ena sama molekula. Zaenkrat potekajo intenzivne raziskave na procesu prenosa električnega toka skozi molekulo, ki je ujeta med dve elektrodi.

Namen seminarja je predstaviti omenjeni stik molekule in elektrod – tako imenovan kvantni stik, поблиže spoznati kvantizirano prevodnost ter seveda z njo povezan tok skozi kvantno piko. Novost na tem področju, na katero se bom osredotočil proti koncu, pa je merjenje temperature z izredno natančnostjo s pomočjo kvantizirane prevodnosti. Znanstveniki celo obljublajo novo definicijo temperature.

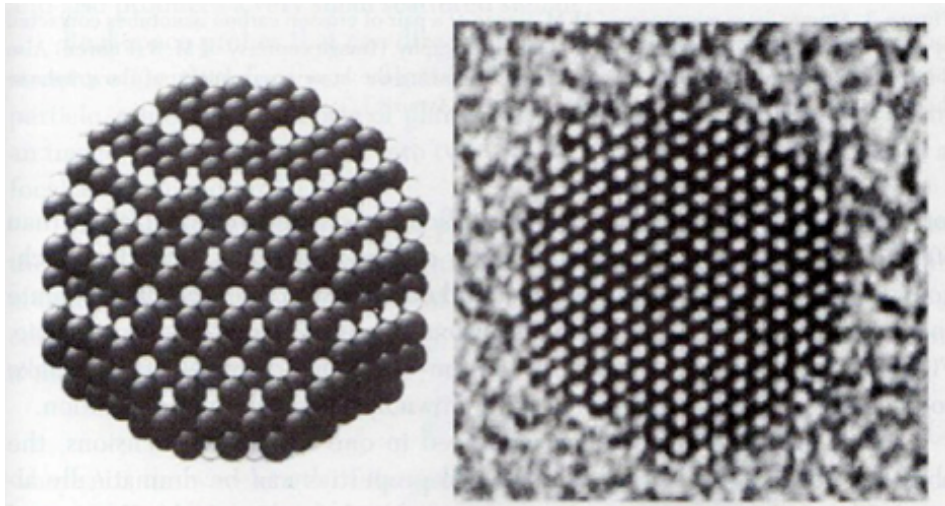
Preden si pogledamo kakšen primer meritve toka skozi molekulo je dobro vedeti, kakšna teorija se skriva v ozadju. Na prvem mestu se torej vprašamo, s čim točno imamo opravka pri točkastem stiku. Izkaže se, da imamo opravka s kvantizirano prevodnostjo v kvantni piki (slika 1).



Slika 1: Slika molekulskega stika med dvema zlatima elektrodama [1]

2. Kvantne pike

Kvantne pike, včasih poimenovane tudi umetni atomi, so polprevodniške nanostrukture, ki omejujejo gibanje elektronov in vrzeli v treh dimenzijah. Red velikosti kvantnih pik je od 2nm do 10nm z 10 do 50 atomi v preseku (slika 2). Ravno zaradi njihove "majhnosti" in širokega nabora obvladljivih optičnih, električnih in magnetnih lastnosti so tema najnovejših raziskav na področju računalništva, informatike, biologije, elektrotehnike ter optike.



Slika 2: Model in slika CdSe nanodelca (posneta s TEM mikroskopom) [2]

Kvantne pike so nanodelci sestavljeni predvsem iz polprevodniških materialov. Zaradi njihove "majhnosti" imajo tako lastnosti polprevodnikov (z zunanjimi vplivi lahko namreč spreminjamo njihovo prevodnost), kot tudi lastnosti, ki jih do odkritja kvantnih pik niso poznali. Obstajajo tudi kovinske kvantne pike, a posvetil se bom predvsem polprevodniškim kvantnim pikam.

Ko polprevodnik vzbudimo, elektron iz valenčnega pasu preskoči v prevodni pas in za seboj pusti vrzel. Paru elektron-vrzel pravimo ekscitacijski par - eksciton. Elektron in vrzel sta vezana znotraj tipične dolžine, ki ji pravimo Bohrov ekscitacijski radij. Za kvantno piko velja, da je njen radij reda velikosti Bohrovega ekscitacijskega radija. Zato imata normalen polprevodnik in kvantna pika iz istega polprevodnika različne lastnosti.

V začetku osemdesetih let je A.I.Ekimov prvič pomislil na obstoj kvantnih pik, pri preučevanju nenavadnih optičnih spektrov v vzorcu stekla, ki je vseboval kadmijev sulfid oziroma kadmijev selenid. Visoke temperature naj bi povzročile, da so se nanokristali teh snovi oborili v steklu. Kvantna omejenost elektronov teh polprevodniških elementov povzroči nove lastnosti.

Kljub novim lastnostim, ki jih ponujajo kvantne pike, pa so le-te v resnici dokaj podobne "naravnim" atomov.

2.1. Diskretizacija naboja

V električno izolirani kvantni piki so energijska stanja elektronov dobro določena. Vsako zaporedno stanje je posledica dodajanja ali odvzemanja elektrona. Zaradi prisotnosti Coulombove odbojne sile so zaporedna energijska stanja elektronov v kvantni piki lahko zelo razmaknjena.

Pri dodajanju enega elektrona v piko, ki že vsebuje N elektronov, pojavi vseeno niso tako preprosti. Zato uvedemo elektrokemični potencial μ - količino, ki pove za koliko se bo kvantni piki spremenila energija, ko ji bomo dodali še en elektron. Kadar je kvantna pika v šibkem kontaktu s kovino, lahko pride do tuneliranja. Elektroni iz kovine tunelirajo na piko, dokler se elektrokemična potenciala kvantne pike in kovinske elektrode ne izenačita. S tem je tudi določeno ravnovesno število elektronov v piki - N . To ravnovesje pa lahko spreminjamo s spreminjanjem napetosti V_g med vrati in piko (slika 3).

Napetost, ki je potrebna na vratih, da dodamo še en elektron k ravnovesnemu številu elektronov v piki je:

$$\Delta V_g = \frac{1}{\alpha e} (E_{N+1} - E_N + U) \quad (1)$$

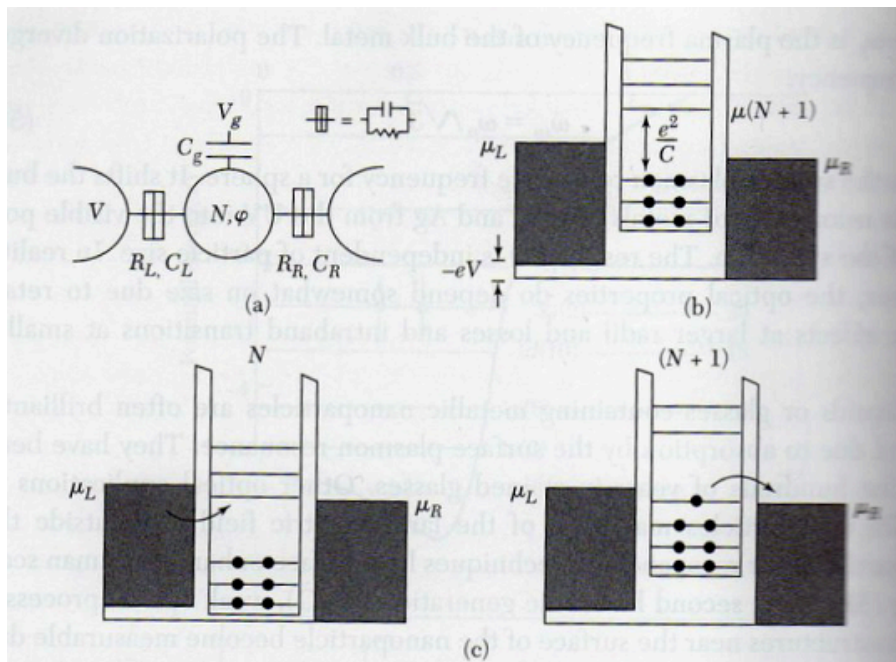
kjer je ΔV_g sprememba potenciala na vratih, E_N N -to energijsko stanje elektrona, U Coulombska interakcija med elektronom, ki ga dodajamo in tistimi v piki (včasih poimenovana tudi energija nabijanja - charging energy) in α brezdimenzijski koeficient, ki predstavlja razmerje med potencialoma elektrode in pike.

Dodajanje elektrona piki torej zahteva energijo, potrebno da zapolnimo naslednji energijski nivo, ter da prekoračimo Coulombsko interakcijo U .

2.2. Coulombska blokada

Kot sem omenil že poprej, je transport elektronov čez piko omejen z energijo nabijanja U in razliko energij med energijskimi stanji elektronov ΔE .

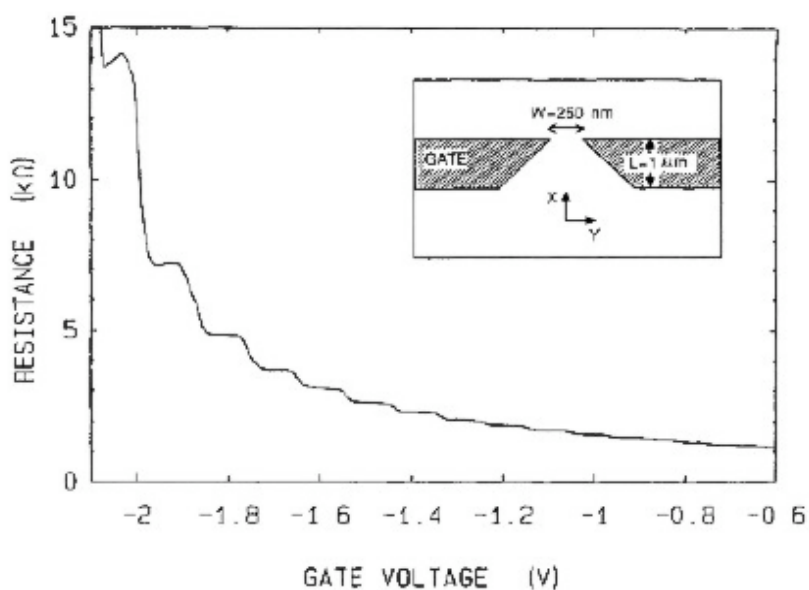
Kadar leži Fermijeva energija elektrode med μ_N in μ_{N+1} se transport čez piko zmanjša (slika 3). Temu pojavu pravimo Coulombska blokada. Električni tok lahko teče le takrat, ko elektrokemični potencial $N+1$ elektrona leži med obema Fermijevima energijama leve in desne elektrode. S tem lahko elektron iz leve elektrode tunelira v piko in spet na desno elektrodo (to je osnova delovanja elektronskega tranzistorja - SET).



Slika 3: Prikaz tuneliranja: a) prikaz kvantne pike v kontaktu z dvema kovinskima elektrodama b) Kvantna pika je stabilna z N elektroni, in ni električnega toka c) Coulombova blokada je premagana, ko je elektrokemični potencial pike med potencialoma elektrod, kar povzroča električni tok. [2]

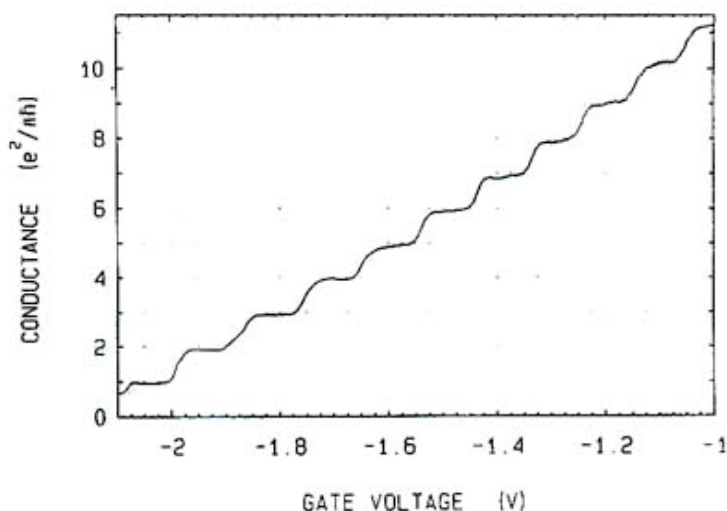
3. Tok skozi kvantno piko

Prve meritve upornosti v kvantnem točkastem stiku so opravili znanstveniki v okviru sodelovanja Delft-Philips. Iste rezultate pa je neodvisno dobila tudi skupina iz Cavendishevega laboratorija. Sam rezultat je bil upornost kot funkcija napetosti na vratih (V_g) pri $T=0,6\text{K}$ (slika 4,5).



Slika 4: Upornost točkastega stika, kot funkcija napetosti na vratih oz. napetosti med elektrodama pri 0.6K . Shema stika je prilepljena v notranjosti slike. [3]

Pri omenjenih meritvah jih je zanimalo, kako izgleda balistični prenos v kovini in kako je odvisen od geometrije stika. Tako so imeli »oviro« z dimenzijama s in l (širina in dolžina) dosti manjšima v primerjavi s prosto potjo elektrona - l_e . Drugi pogoj za veljavnost opravljenega računa je dan z velikostjo Fermijeve valovne dolžine, ki mora biti: $\lambda_F \ll s$, saj bi postali v primeru, da bi bili λ_F in s primerljivih velikosti kvantni efekti nepomembni. V navedeni napravi (sestavljeno iz dveh kovinskih stikov) je bil $s_{\max} \sim 250\text{nm}$ in $l_e = 8,5\mu\text{m}$. Torej je bil tudi drugi pogoj izpolnjen.



Slika 5: Prevodnost točkastega stika kot funkcija napetosti na vratih, od katerih je bila poprej odšteta upornost ozadja (4000 Ohm). [4]

Ko se količina elektronskega plina pod vrati zelo zmanjša (kar se je v omenjenem poskusu zgodilo, ko je znašala napetost na vratih $V_g = -0,6\text{V}$), tok steče le skozi točkasti stik. Ta potencial je tudi definiral maksimalno širino med stikoma, ki je bila enaka odprtini med vratoma. Z dodatnim zmanjševanjem napetosti so lahko postopoma zmanjšali razdaljo med kontaktoma ter tako dosegli minimalno $V_g = -2,2\text{V}$.

3.1. Fizikalno ozadje kvantizirane prevodnosti

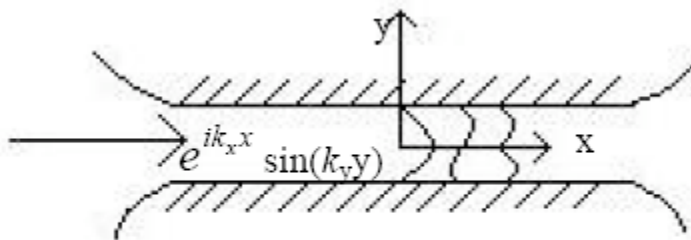
V primeru idealnega kvazi 1D prevodnika, ki se obnaša kot valovni vodnik za elektrone, vodnik povezuje dva rezervoarja v termičnem ravnovesju, katerih kemična potenciala se razlikujeta za $\delta\mu$. Znotraj vodnika naj se elektroni med seboj ne vidijo, tako da potekajo vsi neelastični trki v rezervoarjih.

Elektron se v ozkem pasu vodnika giblje v enem od načinov valovanja, ki se lahko širi pri tej energiji. V katerem od načinov valovanja se elektron nahaja nadziramo s spreminjanjem napetosti na vratih, ki se nahajajo pod vodnikom. Rešitve za naš problem lahko zapišem kot:

$$E_{k_x, k_y, n} = \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m} \quad (2)$$

Rešitev v smeri x je zvezna, v y pa diskretna (slika 6). Porazdelitev za n-ti način je pri tem enaka:

$$E_n(k) = E_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (3)$$



Slika 6: Shema valovnega vodnika za elektrone

V resnici vsi elektroni ne zadoščajo robnim pogojem vodnika, tako da ne morejo poljubno vstopati iz elektode v vodnik. Na pa zanima tok skozi ta vodnik. Tok elektronov na enoto energijskega intervala je zmnožek grupne hitrosti v_g in 1D gostote stanj, kjer je grupna hitrost:

$$v_g = \frac{dE(k)}{\hbar dk} \quad (4)$$

Zapisi smo jo kar po definiciji in upoštevali, da imamo ravni val. Za gostoto toka uporabimo dobro znano enačbo:

$$dj = ev_g dn \quad (5)$$

ki je sicer dobro definirana za proste elektrone, a mi imamo prisotno še energijsko pregrado in poznamo dejstvo, da k toku prispevajo elektroni s svojimi energijami v vsakem stanju posebej. Torej moramo narediti vsoto po vseh stanjih – pišem kar tok, za katerega vemo, da je sorazmeren z gostoto toka in presekom vodnika:

$$dI = -e_0 S \sum_m (dn_m v_{gm} \sum_n \tau_{mn}(E - V_0)) \quad (6)$$

kjer je S presek vodnika, dn_m število zasedenih stanj v m-tem kanalu (energijski pas, ki ga valovanje lahko zasede – zapišemo ga kot $dn_m = dk_m / (2\pi S)$) na enoto prostornine, v_{gm} je grupna hitrost elektrona v m-tem kanalu, V_0 pa je višina energijske pregrade. Notranja vsota pove prepustnost m-tega kanala, zunanja pa

je seštevek tokov v odprtih kanalih. Prva vsota je torej v našem primeru nezanimiva, saj je lahko njena vrednost zgolj 0 ali 1 – elektron lahko vstopi v vodnik ali ne. Torej bom nadaljno izpeljavo delal z vrednostjo $\tau=1$. τ funkcija bi bila pomembna, če bi imeli primer, kjer bi v vodniku prišlo do sipanja.

Če bi imeli izjemno nizke temperature, bi bila vsa stanja do Fermijeve energije zapolnjena. Ker pa imamo končno temperaturo, so stanja zapolnjena do potenciala μ , zategadelj moramo število zasedenih stanj dn_m pomnožiti s Fermijevo porazdelitveno funkcijo, ki se glasi:

$$f(E, T) = \frac{1}{e^{(E-\mu)/(k_b T)} + 1} \quad (7)$$

Nazadnje upoštevamo še spin in dobimo:

$$dI = -2 \frac{e_0}{h} f(E, T) dE \quad (8)$$

Tok skozi vodnik je razlika med tokom iz prve elektrode v drugo, ter tokom v obratni smeri. Zamislimo si, da zdaj prvo elektrodo priključimo na neko napetost δU , kar povzroči, da se Fermijeva porazdelitev pomakne »navzgor«, saj namreč velja $\delta\mu = e\delta U$. Tako sedaj prikažemo celoten tok z integralom po energijah nevezanih elektronov:

$$\partial I(\partial U, V_0, T) = -2 \frac{e_0}{h} \left(\int_{V_0}^{\infty} f(E - e_0 \partial U) dE - \int_{V_0}^{\infty} f(E) dE \right) \quad (9)$$

Definiram še za nas zanimivo električno prevodnost G s preprosto zvezo $\delta I = G \delta U$ in z upoštevanjem približka, da je δU majhna ter z razvojem Fermijeve porazdelitvene funkcije dobim:

$$G(V_0, T) = 2 \frac{e_0^2}{h} \int_{V_0}^{\infty} \left(- \frac{\partial f(E) dE}{\partial E} \right) dE \quad (10)$$

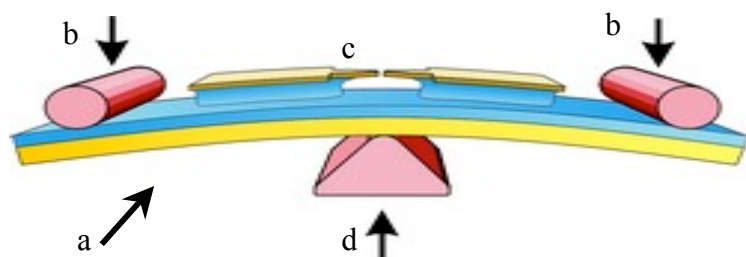
3.2. Eksperiment

Do sedaj omenjena teorija se lahko uporabi v praksi pri meritvi prenosa naboja skozi eno organsko molekulo. Natančneje je raziskovalce zanimala veljavnost obstoječih aproksimacij o prenosu naboja na molekulski ravni. Pred eksperimentom so znanstveniki že opravljali razne meritve na atomski in molekulski ravni s pomočjo STM (scanning tunneling microscope).

Koncept eksperimenta se lahko zastavi zelo preprosto: med kovinska stika vežemo molekulo (kovina-molekula-kovina). Taka struktura je podobna kvantni

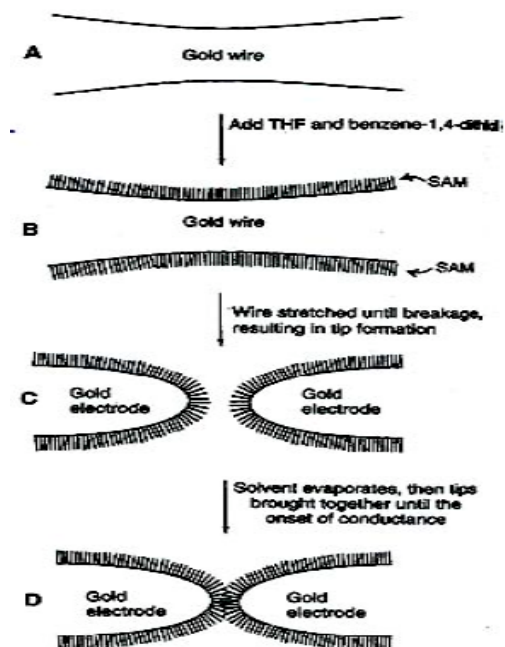
piki s potencialno pregrado polprevodniškega sistema, ki jo v zgornjem sistemu zamenja stična pregrada interference molekula-kovina.

Poskus so opravili pri sobni temperaturi z mehanično nadzorovanim stikom (MCB junction). Izvedli so ga tako, da so zarezano kovinsko žičko zalepili na premično podlago in jo pregibali preko nje (slika 7). S tem so spreminjali režo za tuneliranje.



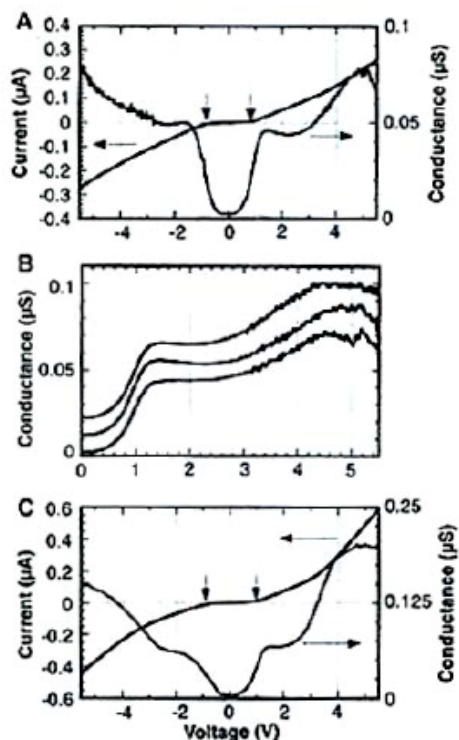
Slika 7: Shema MCB stika. a) upogljiva podlaga, b) opori, c) prerezana zlata žica, d) piezo element [1]

Pri omenjenem poskusu so uporabili benzen-1,4-ditiolat - vsrkali so ga iz raztopine v tetrahidrofuran (THF) med zlati elektrodi, ki sta bili zlomljeni v prostoru argonove atmosfere, kar je povzročilo nastanek monoplasti na zlatih elektrodah (slika 8). Preden so opravili meritve prevodnosti, so pustili THF, da je izparel.



Slika 8: Shema meritve. a) zlata žica pred zlomom, b) po dodatku benzen-1,4-ditiolata in nastanek samotvorne enoplasti, c) mehanični zlom žice v raztopini in tvorba dveh nasprotnih zlatih stikov, d) potem, ko raztopina izpari, se elektrodi zblížata do točke, v kateri se vzpostavi prevodniški režim. [4]

Na sliki 9 je prikazana karakteristika tok in prevodnost v odvisnosti od napetosti, ki so jo izmerili po tem, ko so konici ponovno zblížali. Sam razmik med elektrodami ($\sim 0,8\text{nm}$) so določili preko piezo-napetosti, vendar pa je treba upoštevati, da je bilo tudi tukaj nekaj težav zaradi izparevanja topila. Za primerjavo dobljenih rezultatov lahko aproksimiramo približno dolžino molekule ($0,846\text{nm}$), če od velikosti dveh zlatih radijev odštejemo kovalentni radij (doseg zlatega atoma) obeh zlatih atomov. Vsakič so opazili režo velikosti $\sim 0,7\text{V}$.



Slika 9: a) karakteristika $I(U)$, ki predstavlja nišo $0,7\text{V}$ ter prvi odvod prevodnosti $G(U)$ s stopničasto strukturo, b) tri meritve $G(U)$ za različne razmike, c) meritev $I(U)$ in $G(U)$, kjer so vrednosti dvakratne v primerjavi z minimalno vrednostjo prevodnosti. [4]

Iz grafov je razvidna jama v okolici ničle, kar znanstveniki pojasnjujejo s Coulombovo blokado. Coulombovo blokado se lahko koristi za krmiljenje toka, tako da z napetostjo na vratih določimo višino bariere, ki jo bodo morali preiti elektroni, če bodo želeli skozi stik, ki ga vidimo na sliki, saj šele pri dovolj veliki energiji elektronov steče tok.

4. SJT

Opisal bom koncept in eksperiment nove metode s področja termometrije, ki je osnovana na štiri-točkovnih merjenjih tuneliranja skozi posamezen stik. Pokazal bom, da so lahko s takšno konfiguracijo za kakršenkoli naključen vzorec do sedaj poznane napake, tako iz okolja kot tudi druge, zreducirane. Ta metoda

direktno poveže temperaturno odvisnost z Boltzmannovo konstanto – znanstveniki napovedujejo novo definicijo temperature.

4.1. Prednosti in slabosti termometrij

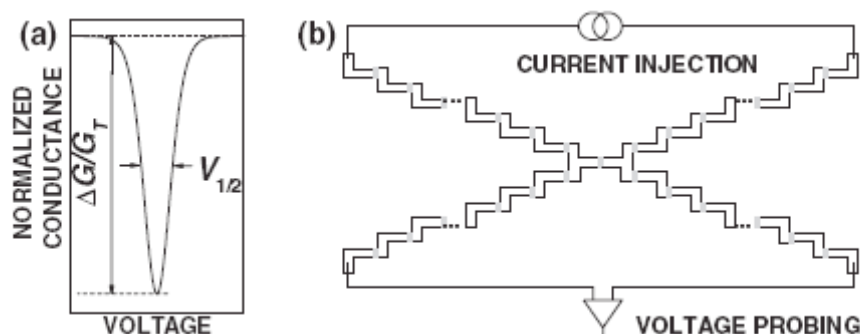
Temperatura je relativno slabo poznana kontinuiteta. Več kot jasno je, da mora biti sedanja definicija temperaturne skale še dodobra prediskutirana – še zlasti ko privede do govora o merjenju nizkih temperatur. Znanstveniki želijo nadomestiti dosedanjo definicijo z definicijo, ki bo povezana z Boltzmannovo konstanto k_b . Sedaj že obstajajo mnoge metode, ki temeljijo na principu tuneliranja. Npr. Coulomb blockade thermometry (CBT) ter Shot noise thermometry (SNT). V primeru obeh omenjenih termometrij jim je uspelo definicijo temperature povezati z Boltzmannovo konstantno, a ko je želena absolutna natančnost merjenja temperature, tako ena kot druga ne zadoščata. Seveda je tu govora o večji natančnosti od 0,1% pri temperaturah nižjih od 1K. Pri SNT teoretično takšno natančnost lahko dosežemo, a so dejanske konstrukcijske ovire prevelike. Pri CBT pa zaradi neizogibne disperzije parametrov kvantnega stika ne moremo obiti nastalih napak.

Predstavljam torej novo metodo imenovano Single junction thermometry (SJT), kjer s pomočjo merjenja napetosti na enem samem stiku pridemo do izjemno natančnega podatka o temperaturi. SJT prevzema vse pozitivne lastnosti CBT, a se izogiba disperziji parametrov, kar kot poprej omenjeno privede do določenih napak.

V CBT enačba za tuneliranje kaže v njeni diferencialni obliki padeč prevodnosti okoli napetosti 0V. To je posledica influence zaradi efektov nabijanja posameznih elektronov. Izmerjeni prevodni vrh (slika 10) ima dve pomembni karakteristiki:

1. $V_{1/2}$ – napetostna širina na polovični višini
2. Normalizirana globina prevodnosti $\Delta G/G_T$

Vemo, da je za posamezen stik vrednost $V_{1/2}$ enaka $5,44k_bT/e$. Ta podatek nam služi kot primarni termometer, normalizirana globina prevodnosti pa je sorazmerna s T^{-1} .



Slika 10: a) tipična krivulja prevodnosti termometra SJT, b) shema SJT – beli deli so prevodniki, sivi pa stiki, po katerih elektroni tunelirajo. [5]

SJT deluje na istem principu kot CBT, a v primeru SJT merimo prevodnost enega stika v štiri točkovni konfiguraciji. S to topologijo pridobimo izoliranost pred influenco elektromagnetnega okolja. Sočasno pa ta konfiguracija razveljavi zahtevo po homogeni strukturi, saj je v igri samo en stik.

4.2. Fizikalno ozadje SJT

Spomnimo se razlage prevodnosti skozi posamezen stik. Zapisali smo enačbe toka tako v levo kot v desno smer in s pomočjo fermijeve porazdelitvene funkcije zapisali končen izraz za prevodnost stika. Po istem postopku pridemo do rezultata za kvantizirano prevodnost v SJT [5]:

$$\left(\frac{G}{G_T}\right)_i = 1 - \int \left[h\left(v_i + \frac{E}{k_b T}\right) - h\left(v_i - \frac{E}{k_b T}\right) \right] P(E) dE - \frac{\delta_i}{2k_b T} \int \left[g\left(v_i + \frac{E}{k_b T}\right) + g\left(v_i - \frac{E}{k_b T}\right) \right] P(E) dE \quad (11)$$

kjer $P(E)$ podaja verjetnost, da v procesu tuneliranja elektron izmenja energijo E . V enačbi pišem $h(x)$ in $g(x)$ kot $h(x) = e^x / (e^x - 1)^2$ in $g(x) = e^x [e^x (x - 2) + x + 2] / (e^x - 1)^3$. Tesno povezan s temperaturo pa je v_i . Zapišem ga kot $v_i = eV_i / k_b T$. Ker imamo zasedenosti stanj na obeh straneh stika različni (posledično sta tudi energiji različni) in je fermijeve energija stika med njunima energijskima vrednostima, dobimo tok tako iz leve kot iz desne smeri. Zato se v integralih znajdetta po dva člena.

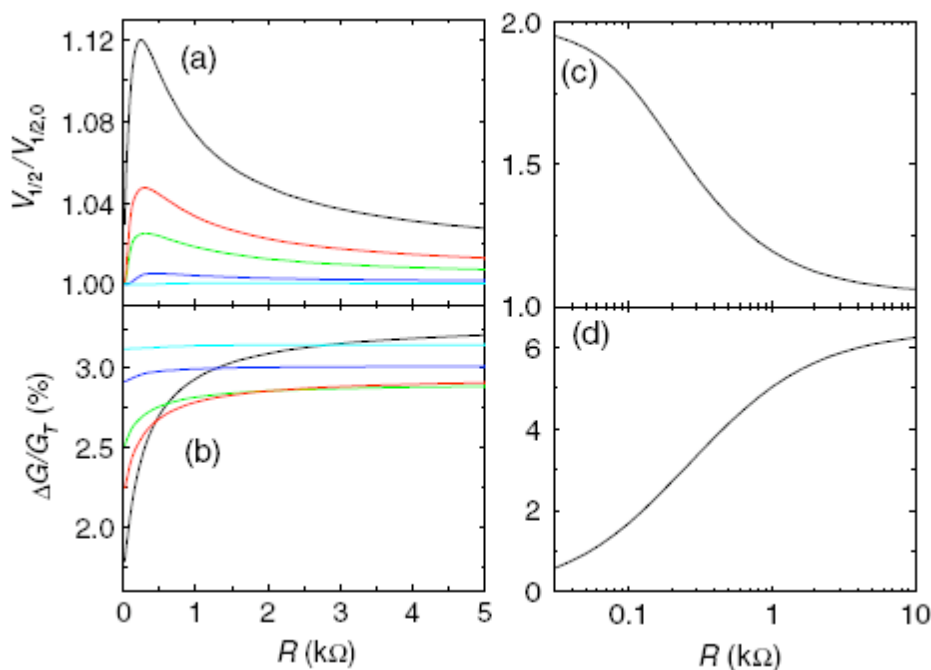
Če znamo izmeriti napetost V_i , potem bomo dokaj zlahka izračunali temperaturo na mestu stika. Če imamo konfiguracijo, kot je na sliki 12a, lahko to zlahka storimo in predvsem najbolj pomembno, to lahko storimo brez merskih napak. Za merjenje napetosti so znanstveniki ugotovili, da je najbolje uporabiti ojačevalec z zelo veliko vhodno impedanco, ki ga priklopimo med dva stika. Zaradi velike vhodne impedance ne teče noben tok skozi naši dve območji in na

njima ni padca napetosti. Zato je V_i dejansko napetost, ki jo vidimo na ojačevalcu.

Za $N=2$ (N je število stikov na posamezni veji) pričakujemo 2% napako v območju upornosti $100\Omega \leq R \leq 500\Omega$. Impedanca okolja pri visokih frekvencah je približno enaka $Z_{\text{env}} = (\epsilon/\mu)^{1/2}$. Torej je določena s permeabilnostjo (μ) in permitivnostjo (ϵ) medija. Kot primer navedem vrednost impedance vakuumskega okolja: $Z_{\text{env}} \approx 377\Omega$. Globina padca prevodnosti je prikazana na sliki 11b – močno odvisna od upornosti je samo v območjih z maloštevilnimi stiki, pri uporabi območij s številnejšimi stiki je ta skorajda konstantna.

4.2.1. Zaključek

1. Okolje eksperimenta nikoli ne poznamo zadosti dobro, zato je edina strategija, da izničimo napake, da uporabljamo območja s številnejšimi stiki.
2. Efekt zatiranja napak je proporcionalen N^{-2} . To pomeni, da je konstrukcija elektrod z npr. petdesetimi stiki ($N=50$) v principu dobra za merjenja z 10^{-4} absolutne natančnosti.

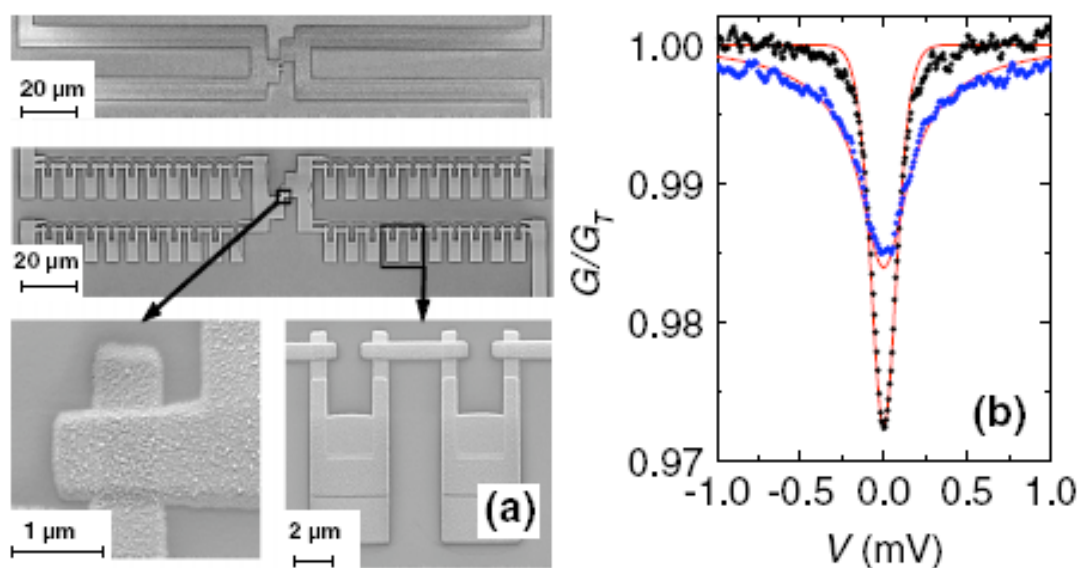


Slika 11: Influenca okolja v SJT, a) odvisnost polovične višine napetosti od upornosti za število stikov $N=1,2,3,7,15$, (naraščajoče $N=1$ črna barva, $N=15$ svetlo modra) b) normalizirana globina prevodnosti za iste parametre, kot v a, c),d) enaka grafa, kot a) in b) le da tokrat samo za $N=1$ na logaritemski skali. [5]

4.3. Eksperiment SJT

Dotaknil se bom še dokaza koncepta eksperimenta. Vzorci (slika 12a) so bili narejeni z metodama Beam patterning in Shadow angle evaporation. Obojne, tako zgornje kot spodnje elektrode so narejene iz aluminija. Debele so 40nm in 45nm. Spodnje elektrode so za 10 minut izpostavili tlaku 100mbar in jih s tem termično oksidirali, nato so približali zgornje elektrode. Centralni stik so fiksirali na sredo štirih vej elektrod, s številom stikov $N=20$ posamezne veje. Velikost centralnega stika je bil $0,6\mu\text{m}^2$ – to nam da upornost za naš vzorec vrednosti $\sim 6\text{k}\Omega$.

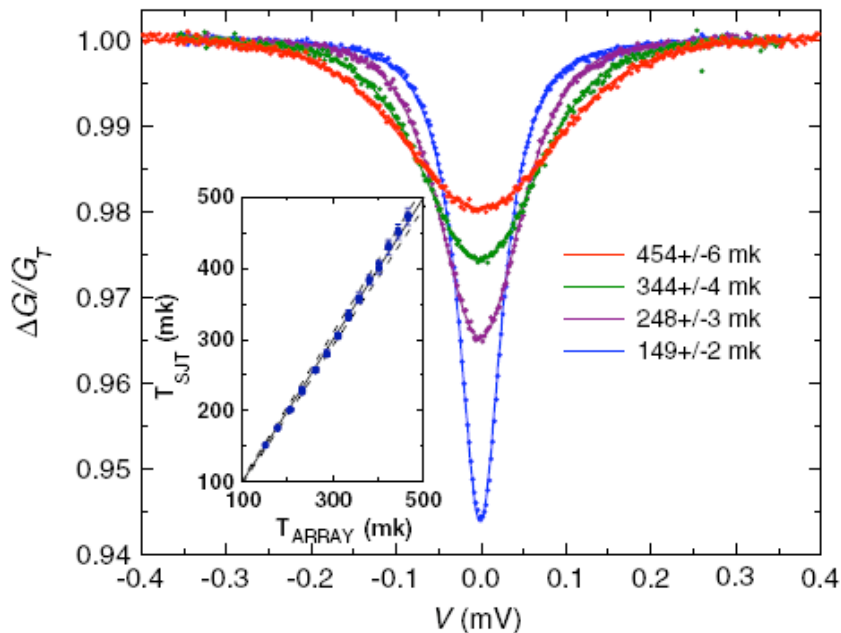
Znanstveniki so vzorec merili v hladilniku z osnovno temperaturo 40mK. Pri tej temperaturi strukture niso bile najbolj primerne za merjenje. Zaznali so namreč močno lastno gretje, ki je kljubovalo šibkemu elektron-fonon parjenju. Zato predstavljam meritve pri 150mK. Prevodnost za SJT konfiguracijo ($N=20$) in za posamezen stik ($N=1$) je prikazana na sliki 12b. Če primerjamo grafa na sliki 12b vidimo, da je globina SJT za $N \gg 1$ približno dvakrat večja kot globina SJT za $N=0$.



Slika 12: a) mikroskopska slika referenčne strukture enega stika, fiksiranega med štiri vodnike. Na sredi je približana slika strukture in dobro vidnih 20 stikov. Spodaj je povečan centralni stik (levo) in odsek območja dvajsetih stikov, b) meritev prevodnosti – modra predstavlja golo funkcijo z $N=0$ ($P(E)=\delta(E)$), črna pa meritev SJT z $N=20$, obakrat pri $R=80\Omega$ in $T \approx 0,3\text{K}$. [5]

Slika 13 kaže meritve prevodnosti za vzorec v štiri točkovni konfiguraciji. Na njej so grafi poskusov pri nekaterih temperaturah skupaj s fitanimi vrednostmi poprej omenjenega modela. V fitanje je skupina vključila še influenco od lastnega gretja v snovi. To je dalo popolno ujemanje vrhov. Z upoštevanjem

gretja so bile vrednosti izmerjenih temperatur približno 0,8% nenatančne pri 450mK in 6,6% pri še nižjih temperaturah. Dominatne male razlike med dvema termometroma moramo pripisati napaki v postopku fitanja. Znanstveniki pričakujejo, da bodo izboljšana merjenja dosegla napako velikostnega ranga 10^{-3} .



Slika 13: Meritve padca prevodnosti vodvisnosti od napetosti pri štirih različnih temperaturah, z vključeno funkcijo fitanja in upoštevanimi popravki zaradi lastnega gretja. [5]

5. Viri

[1] <http://cms.uni-konstanz.de/physik/scheer/research/research/>

[2] C. Kittel: Introduction to solid state physics (osma izdaja)

[3] B.J. van Wees, H.van Houton, L.P.Kounwenhover, D. van der Marel, C.T. Foxon, Quantized Conductance of Point Contacts in a Two-Dimensional Electron Gas. Phys. Rev. Lett. 60, 848 (1988)

[4] B.J van Wees, H. van Houten, C.T. Foxon, Quantum ballistic and adiabatic electron transport studied with quantum point contacts. Phys. Rev. B 43, 12431 (1991)

[5] Jukka P. Pekola, Tommy Holmqvist, and Matthias Meschke, Primary Tunnel Junction Thermometry. Phys. Rev. PRL 101, 206801 (2008)

[6] Nika Valenčič, Kvantne pike, seminar 1 (Ljubljana 2008)

[7] Miha Nemevšek, Conductance quantization and quantum Hall effect, seminar 2 (Ljubljana 2004)