

---

Katarina Vukosavljević i Ivana Burmazović

## Ispitivanje dinamike kvazičestica u neravnotežnoj superprovodnosti

---

*U ovom radu bavile smo se modelovanjem dinamike relaksacije kvazičestičnih ekscitacija u superprovodniku i poređenjem dobijenih rezultata sa realnim eksperimentalnim podacima. Naš model zasniva se na difuzivnom transportu kvazičestica, gde su uračunati i članovi koji opisuju izvor ekscitacija i rekombinaciju kvazičestica. Za modelovanje izvora ekscitacija korišćen je poluprovodnički model tunelovanja kvazičestica kroz tunel spoj u superprovodnik. Dinamika relaksacije kvazičestica modelovana je pomoću dva pristupa koja su upoređivana: aproksimacije vremena rekombinacije i drugog, u kom brzina relaksacije linearno raste sa povećanjem broja kvazičestica. Na osnovu prvog pristupa dobijeni su rezultati koji se ne slažu sa eksperimentalnim podacima. Drugim pristupom potvrđena je korena zavisnost gustine stanja kvazičestica od struje pobude kao posledica kvadratnog modela relaksacije i dobijeno je veće slaganje sa eksperimentalnim rezultatima.*

---

### Uvod

Postoje materijali čija otpornost naglo nestaje na određenim temperaturama. Takve superprovodne materijale karakteriše i pojava idealnog dijamagnetizma. Ovaj veoma neobičan fenomen je prvi put utvrđen još 1911. godine kada je Onnes izvršio eksperiment na živi, razvivši tehniku kojom je uspeo da snizi njenu temperaturu blizu apsolutne nule. Nakon toga, razvojem ove nove grane fizike, utvrđeno je da postoji veliki broj materijala koji mogu biti superprovodnici. Ispostavilo se da električna

otpornost materijala nestaje kada je temperatura materijala manja od neke kritične. Ta kritična temperatura zavisi od strukture materijala i do sadašnjim eksperimentima je utvrđeno da ona iznosi svega nekoliko kelvina. Najviša kritična temperatura koja je dobijena jeste za Tl-Ba-Cu-oksid i iznosi 125 K.

Po BCS (Bardeen–Cooper–Schrieffer) teoriji provodnik može da ima superprovodna svojstva samo ako su nosioci električne struje u njemu bozoni, odnosno čestice sa celobrojnim spinom. Naime, između elektrona u metalu deluje odbojna kulonova interakcija, ali zbog interakcije sa kristalnom rešetkom (fononima) postoji efektivni privlačni potencijal između elektrona. Pri temperaturama nižim od kritične temperature taj privlačni potencijal postaje jači od odbojne Kulonove sile, pa dolazi do „sparivanja“ elektrona suprotnih impulsa i spinova u Kuperove parove. Ukupan spin novoformiranog para jednak je nuli i takve čestice su onda bozoni. Prilikom sparivanja elektrona oslobođa se određena količina energije, tako da se između ovog osnovnog i prvog pobuđenog stanja stvara energetski proceplj  $\Delta$ .

Apsorpcijom dovoljno velike energije dolazi do „razbijanja“ Kuperovih parova. Međutim, njihovim razbijanjem ne nastaju dva odvojena elektrona, već se oni skupa smatraju kvazičesticom i posmatraju se zajedno. Važno je da kako god kreirali kvazičestičnu ekscitaciju, ona se uvek može interpretirati kao razbijen Kuperov par.

---

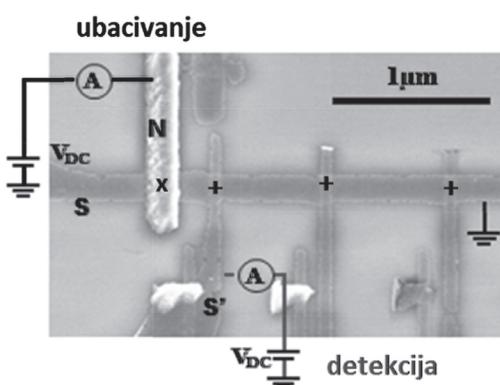
*Katarina Vukosavljević (1999), Banja Koviljača, Borisa Kidriča 2, učenica 3. razreda Matematičke gimnazije u Beogradu*

*Ivana Burmazović (1998), Lozniča, Vlade Zečevića 6, učenica 4. razreda Gimnazije „Vuk Karadžić“ u Loznici*

*MENTOR: Marko Kuzmanović, Laboratoire de physique des solides, Université Paris-Sud*

## Eksperimentalna postavka problema

Postavka referentnog eksperimenta prikazana je na slici 1. Glavni superprovodnik (S) je kvazi-jednodimenzionalni mezoskopski superprovodnik. Duž tog superprovodnika postavljeni su tunel spojevi. To su mesta preklapanja superprovodnika sa drugim provodnikom ili superprovodnikom, koja su međusobno povezana nekim izolatorom. Ona služe za tunelovanje čestica. Jedan tunel spoj (x) je sa normalnim provodnikom (N), NIS spoj, i on služi za „ubacivanje“ kvazičestica u glavni superprovodnik. Svi ostali tunel spojevi (+) povezuju superprovodnik sa drugim superprovodnicima (S'), SIS' spoj, i oni služe za detekciju kvazičestica. Broj protunelovanih kvazičestica kroz SIS spoj je srazmeran struji koja se javlja na tom spoju, tako da se merenjem strujno-naponske karakteristike na SIS spoju može odrediti broj kvazičestica u uzorku. Transport kvazičestica kroz superprovodnik je difuzivan, pa se merenjem struje kroz SIS spoj na različitim rastojanjima od NIS spoja može odrediti broj kvazičestica nakon nekog vremena od ekscitacije.



Slika 1. Eksperimentalna postavka problema koji modelujemo. N: normalni provodnik; S: glavni superprovodnik; S': superprovodnici koji služe za detekciju; x: NIS spoj; +: SIS' spojevi.

Figure 1. The experimental setup of the problema we are modelling. N: normal conductor; S: main superconductor; S': superconductors used for detection; x: NIS junction; +: SIS' junctions.

## Gustina stanja kvazičestica

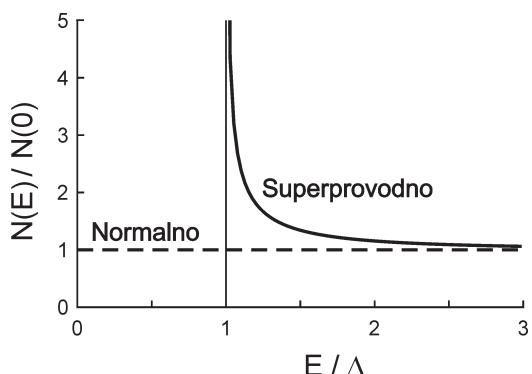
Gustina stanja kvazičestica je veličina koja opisuje broj čestica sa datom energijom i ona se opisuje sledećom relacijom (Lenander *et al.* 2011):

$$N(E) = N(E_F) \cdot \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}, \text{ za } E > \Delta, \quad (1)$$

$$N(E) = 0, \text{ za } E < \Delta,$$

gde je  $N(E_F)$  gustina stanja na Fermi nivou. Odavde se jasno vidi da  $E$  ne može da bude manja od  $\Delta$ , jer gustina stanja ne može biti imaginarna.

Grafički prikaz gustine stanja kvazičestica u superprovodniku, u skladu sa gore navedenim modelom, prikazan je na slici 2.



Slika 2. Zavisnost gustine stanja kvazičestica od energije

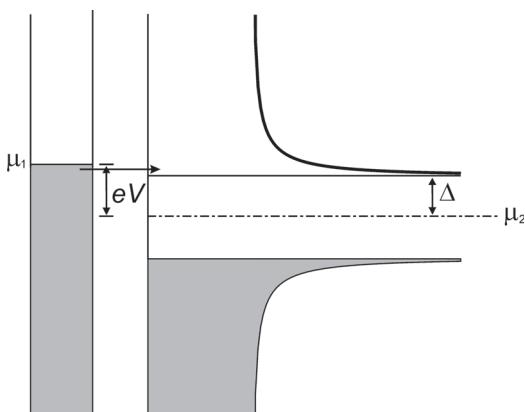
Figure 2. Quasiparticle density of states dependence on energy

Na slici 2 uočava se da gustina stanja teži beskonačnosti pri energijama bliskim  $\Delta$ . Ne postoje nikakva stanja na energijama manjim od  $\Delta$ , jer ta stanja nisu moguća s obzirom na to da ih čestice presakaču prilikom ekscitacija, kao što je objašnjeno u uvodu. Razlog za to jeste što se energija ekscitovanih čestica podiže iznad  $\Delta$ , čak iako im je energija prvobitno bila u rascepnu (Tinkham 1996). Ovo je jedna od najznačajnijih karakteristika superprovodnika. Eksperimentalno je utvrđeno da je vrednost energetskog procepa reda veličine milielektronvolta. Na osnovu toga i

gorenavedenog modela gustine stanja, može se zaključiti da se ovakvo ponašanje gustine stanja može utvrditi samo u intervalu od nekoliko milijevolti od Fermi energije materijala. Ova činjenica je potvrđena modelom izvedenim u literaturi (Lenander *et al.* 2011), kojim se nećemo baviti, ali koji potvrđuje direktnu zavisnost energetskog procepa od gustine kvazičestica.

## Tunelovanje kvazičestica

Za razliku od klasične mehanike gde je nemoguće da čestice preskoče potencijalnu barijeru ukoliko nemaju dovoljnu energiju, u kvantnoj mehanici postoji određena verovatnoća da će se to ipak dogoditi. Tada kažemo da je došlo do tunelovanja. Ono je korišćeno za dokazivanje zavisnosti gustine stanja i temperature od energetskog procepa, jer po BCS teoriji ova zavisnost postoji. Tunelovanjem se objašnjava prelaz kvazičestica iz normalnog provodnika u superprovodnik (NIS spoj). Na slici 3 grafički je prikazan slučaj tunelovanja kvazičestica na temperaturi  $T = 0$  K.



Slika 3. Grafički prikaz tunelovanja kroz NIS spoj

Figure 3. A graphic representation of tunnelling through NIS junction

Na horizontalnoj osi su prikazane gustine stanja, a na vertikalnoj osi prikazana je energija. Hemijski potencijal superpovodnika na  $T = 0$  K je veličina koja označava njegovu energiju na Fermi nivou. Na slici 3,  $\mu_1$  i  $\mu_2$  su hemijski poten-

cijali normalnog provodnika i superpovodnika, redom. Osenčene oblasti na graficima predstavljaju popunjena stanja, dok neosenčene oblasti označavaju da na tim mestima nema čestica sa datom energijom. Primećuje se da je ova zavisnost za normalan provodnik očekivana: sva stanja do Fermi nivoa su ravnomerno raspoređena i popunjena. Za razliku od normalnog provodnika, u superpovodnicima ova zavisnost je drugačija i ponaša se u skladu sa grafikom prikazanom na slici 2. Razlog za to što je raspodela reflektovana u odnosu na hemijski potencijal jeste to što je energija ekscitovanih čestica simetrična u odnosu na Fermi nivo. Čestice mogu protunelovati u superpovodnik samo ako u njemu postoje nepopunjena stanja sa tom energijom. Kako su stanja  $\mu_2 \pm \Delta$ , „zabranjena”, čestice će protunelovati u superpovodnik samo ako je  $\mu_1 > \mu_2 + \Delta$ . Takva stanja su na slici prikazana strelicom.

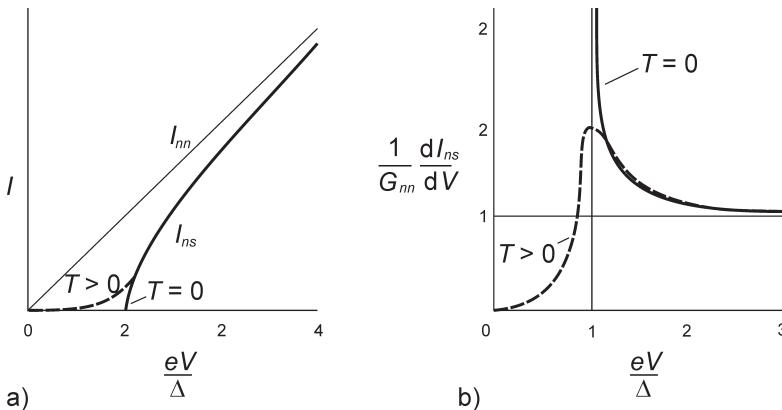
## Strujno-naponska karakteristika NIS spoja

Struja koju stvaraju kvazičestice prikazane na slici 3 i napon na NIS spoju su povezani na sledeći način (Tinkham 1996):

$$I(V) = G_{nn} \int_{-\infty}^{\infty} N(E) [f(E) - f(e + eV)] dE, \quad (2)$$

gde je  $G_{nn}$  konstanta koja označava osobine superpovodnika,  $N(E)$  gustina stanja kvazičestica sa energijom  $E$  i  $f$  funkcija raspodele. Izvođenje ovog modela je preskočeno u ovom radu, ali može biti objašnjeno na sledeći način. Kako nam gustina stanja daje maksimalan broj kvazičestica sa određenom energijom, ona pomnožena sa verovatnoćom da kvazičestica ima tu energiju će dati zapravo ukupan broj kvazičestica sa tom energijom. Eksperimentalno je utvrđeno da funkcija raspodele broja kvazičestica po energiji  $E$  jeste Fermi-Dirakova raspodela.

Strujno naponska karakteristika definisana jednačinom 2 prikazana je na slici 4a (Tinkham 1996).  $I_{hs}$  je struja protunelovanih kvazičestica pri temperaturi  $T = 0$ . Na grafiku je prikazano da se struja javlja samo pri naponima većim od  $\Delta$ , što se slaže sa teorijskom prepostavkom, jer čestice ne mogu da tuneluju pri tim energijama. Vidi se da se za  $T > 0$  javlja struja i pri manjim naponima, odnosno energijama. To se može



Slika 4.  
a)  $I$ - $V$  karakteristika NIS spoja pri temperaturi  $T = 0$  i pri  $T > 0$   
b) Zavisnost provodnosti od napona

Figure 4  
a)  $I$ - $V$  characteristic of NIS junction with the temperature at  $T = 0$  and  $T > 0$   
b) Conduction dependence on voltage

objasniti time što je kinetička energija čestica direktno povezana sa njihovom temperaturom, tako da one mogu da protuneluju jer imaju dovoljnu energiju. Na grafiku se uočava još jedna zanimljiva osobina. Već pri manjim umnošcima energetskog procepa, struja konvergira ka vrednosti struje koju imaju normalni provodnici pri istim naponima. Ova činjenica ukazuje na to da se superprovodna svojstva materijala mogu uočiti na energijama bliskim  $\Delta$ . Na slici 4b (Tinkham 1996), prikazana je zavisnost provodnosti materijala od odnosa napona i energetskog procepa. Uočava se da je ponašanje ove zavisnosti na apsolutnoj nuli isto kao i ponašanje gustine stanja. Razlog za to jeste što provodnost materijala direktno zavisi od gustine stanja na Fermi nivou. Pri većim temperaturama, oblik funkcije se značajno menja, razlog za takvo ponašanje je opet kinetička energija čestica, odnosno njihova temperatura. Primećuje se da provodnost konvergira ka provodnosti normalnog provodnika pri većim umnošcima napona, odnosno energije.

## Model difuzije

Naš model difuzivnog transporta kvazičestica kroz superprovodnik dat je sledećom relacijom:

$$\frac{\partial N(E, x)}{\partial t} = D(E) \nabla^2 N(E, x) - R N(E, x) \int N(E', x) E' + I(E, x), \quad (3)$$

gde je  $D(E)$  difuziona konstanta superprovodnika na energiji  $E$ ,  $R$  je brzina rekombinacije kvazičestica i  $I(E, x)$  je prostorna raspodela kva-

zičestica po energiji. Prvi član jednakosti je onaj koji na klasični način opisuje difuzivno kretanje uz nezanemarljivu razliku što su članovi energetski i prostorno zavisni. U superprovodnicima se javljaju i čestice koje se tokom transporta rekombinuju, pa je njihov broj opisan drugim članom jednačine (3). Gustina ubrizganih čestica je mnogo veća od gustine termalnih ekscitacija, pa se zbog toga rekombinacije skoro svih čestica javljaju sa kvadratnom stopom proporcionalnosti. Treći član u toj jednačini opisuje prostornu raspodelu struje po energiji i rastojanju od NIS spoja, odnosno ona opisuje izvor kvazičestičnih ekscitacija u superprovodniku. Rešavanje ovog modela otežavaju članovi koji su i energetski i prostorno zavisni, kao i kvadratna zavisnost od gustine stanja u drugom članu. Zbog toga je neophodno uvođenje određenih aproksimacija prilikom njenog rešavanja.

Difuziona konstanta je energetski zavisna zbog toga što čestice sa većom energijom nailaze na veći „otpor” pri kretanju. Ona je direktno povezana sa grupnom brzinom na Fermi nivou. Pošto grupna brzina zavisi od gustine stanja kvazičestica, difuziona konstanta se može izraziti i sledećom relacijom (Ullom *et al.* 1998):

$$D(E) = \frac{D_0}{N(E)}, \quad (4)$$

gde je  $D_0$  vrednost difuzione konstante u normalnom stanju provodnika.

**Cilj rada** je da se uporede dva pristupa pri rešavanju jednačine (3). Prvi pristup se zasniva na aproksimaciji vremena rekombinacije kvazičestica. Drugi pristup podrazumeva da je brzina relaksacije kvazičestica direktno proporcionalna

sa brojem ubrizganih kvazičestica. Oba pristupa se zasnivaju na određenim aproksimacijama o kojima će biti reč u daljem delu rada. Ovim radom ispituje se da li je moguće olakšati modelovanje dinamike kvazičestica u nekim komplikovanim sistemima koristeći ove aproksimacije pri daljim istraživanjima.

## Rezultati i diskusija

Modelovanje dinamike kvazičestičnih ekscitacija je vršeno u programskom jeziku Matlab. Naš model se zasniva na rešavanju difuzione jednačine (3). Kako nam on zavisi od struje protunelovanih čestica, neophodno je bilo prvo izračunati  $I$ - $V$  karakteristiku NIS spoja. Na osnovu jednačine (1), dobijeni su rezultati prikazani na slici 5.

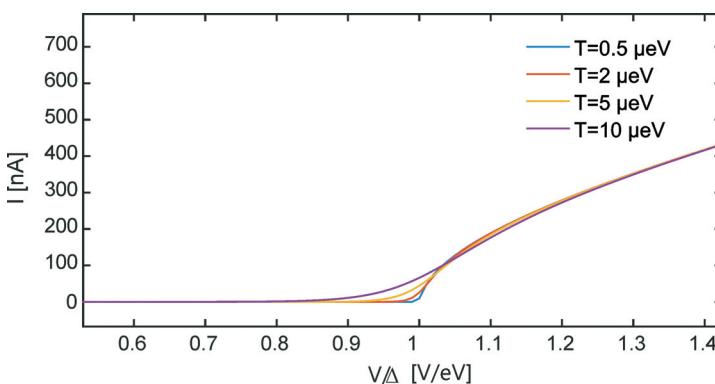
Uočava se da postoji struja i pri odnosu napona na NIS spoju i  $\Delta$  energije manjim od 1. Dobijeni rezultati se slažu sa onim iz referentnog rada (Tinkham 1996) prikazanih na slici 4a. Uočava se da je sa povećanjem temperature potreban

manji napon da bi čestice protunelovale, ali vrednosti struje ipak konvergiraju ka istoj vrednosti i pri različitim vrednostima temperature. Opseg energija u kojima je vršeno računanje je od  $-6000$  do  $6000 \mu\text{eV}$ , gde negativne energije označavaju udaljenost od Fermi energije. Vrednosti napona za koje su vršene simulacije iznose od 0 do  $10 \cdot \Delta$   $\mu\text{eV}$ . Vrednost konstante  $G_{nn} = 2\text{nA}$ .

U oba ispitivana pristupa izgubljena je prvo zavisnost od energije u difuzionoj konstanti tako što je ona usrednjena po distribuciji kvazičestica na sledeći način:

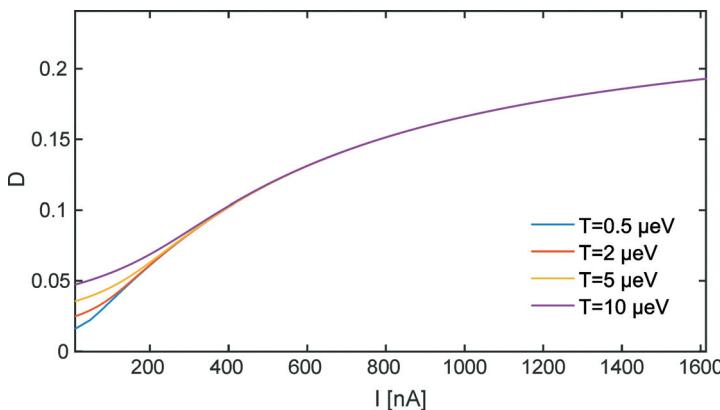
$$\langle D \rangle = \frac{\int_0^{\infty} D(E)N(E)f(E) dE}{\int_0^{\infty} N(E)f(E) dE}.$$

Sa tako usrednjrenom difuzionom konstantom možemo izračunati njenu zavisnost od struje, koju smo prethodno dobili računanjem strujno-naponske karakteristike NIS spoja. Dobijena zavisnost pri različitim temperaturama predstavljena je na slici 6.



Slika 5. Strujno-naponska karakteristika NIS spoja

Figure 5. Current-voltage characteristic of NIS junction



Slika 6. Zavisnost difuzione konstante od struje NIS spoja

Figure 6. Diffusion constant dependence on NIS junction current

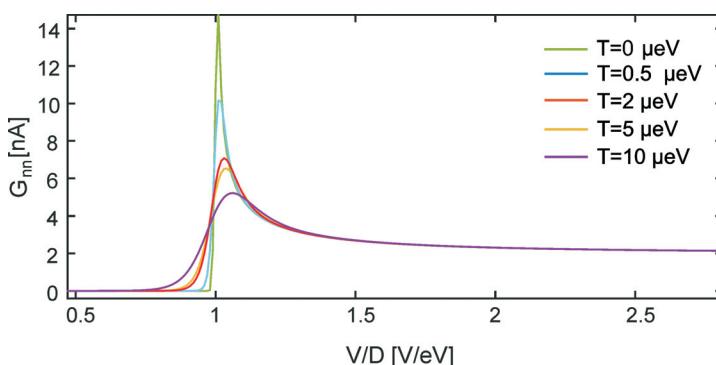
Na slici 6 uočava se da je vrednost difuzione konstante pri većim vrednostima struje ista i za različite vrednosti temperature. I ovim grafikom se potvrđuje da se pri većim strujama konvergira ka jednoj vrednosti difuzione konstante, a ona odgovara normalnom provodniku. Primećuje se da je vrednost difuzione konstante za istu vrednost struje manja ako joj je manja temperatura. Objasnjenje za to jeste što je ona srazmerna sa energijom čestice (što se može videti iz jednačina (1) i (4)), a čestice sa većom temperaturom imaju i veću energiju. Izračunavanjem ove zavisnosti dobijena je direktna veza između ove dve veličine, tako da je u daljem delu rada svedena zavisnost svih članova na zavisnost od struje i određenih konstanti, što je objašnjeno u sledećem delu rada.

Na osnovu strujno-naponske karakteristike, bilo je moguće izračunati i zavisnost provodnosti metala od odnosa  $V/\Delta$ . Ona je prikazana na slici 7 i uočava se da je vrednost provodnosti veća od nule i pri odnosima napona i vrednosti energetskog procepa manjim od 1. Objasnjenje za to jeste opet što sa povećanjem temperature raste i kinetička energija kvazičestica, pa čestice imaju

dovoljnu energiju da protuneluju. Funkcija ove zavisnosti pri vrednosti  $T = 0.5 \mu\text{eV}$  ima sličnosti sa funkcijom prikazanom na slici 2, ali se uočava da se i pri neznatno većim vrednostima temperature, vrednost pika koji se javlja blizu odnosa 1 napona i energetskog procepa naglo smanjuje. Ovim je utvrđeno slaganje sa referentnim radom (slika 4b), kao i da se pri većim temperaturama, odnosno energijama, smanjuje maksimalna vrednost provodnosti i ona teži provodnosti materijala u normalnom stanju.

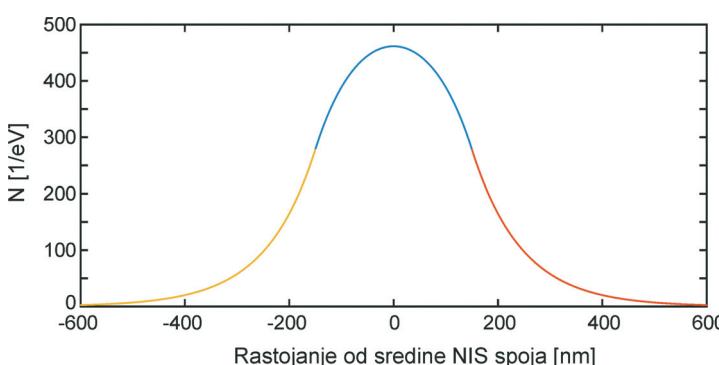
### Aproksimacija vremena rekombinacije

Aproksimiranjem vremena rekombinacije kvazičestica se uvodi vreme za koje se sve protunelovane kvazičestice rekombinuju. Usrednjavanjem difuzione konstante po funkciji raspodele, izgubljena je zavisnost od energije. U drugom članu smo aproksimirali vrednost  $R$  iz jednačine (3). Ovo nam omogućava algebarsko rešavanje date jednačine. Dati rezultati su prikazani za  $d = 300 \text{ nm}$ , gde je  $d$  širina NIS spoja.



Slika 7. Zavisnost provodnosti od odnosa napona i  $\Delta$  energije

Figure 7. Conductance dependence on voltage to  $\Delta$  energy ratio



Slika 8. Zavisnost gustine stanja kvazičestica od položaja od sredine NIS spoja

Figure 8. Quasiparticle density of states dependence on position from NIS junction

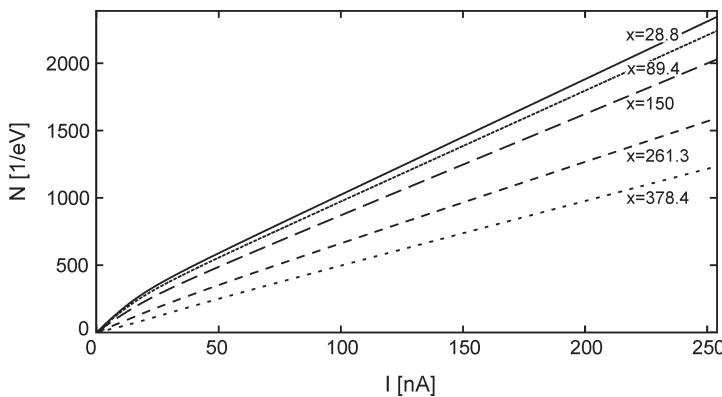
$R = 21.8/\tau$ , gde je  $\tau$  vreme rekombinacije, a 21.8 izvedena konstanta (Lenander *et al.* 2011).

Za vreme rekombinacije je uzeta vrednost od  $\tau = 400$  ns. Vrednosti struje za koje je rešavana difuziona jednačina izračunate su u prethodnom delu rada sa navedenim parametrima i dobijeni su sledeći rezultati.

Na slici 8 prikazana je zavisnost gustine stanja kvazičestica od udaljenosti od sredine NIS spoja. Plavom linijom su na grafiku označene one gustine stanja koje odgovaraju položajima u NIS spoju za datu vrednost njegove širine. Glavni nedostatak ovog pristupa, što se može videti sa grafika, jeste to što se primećuje da duž NIS spoja opada gustina stanja kvazičestica iako to ne bi trebalo da se dešava, jer su čestice ravnomerno ubacivane kroz normalan provodnik. Na sledе-

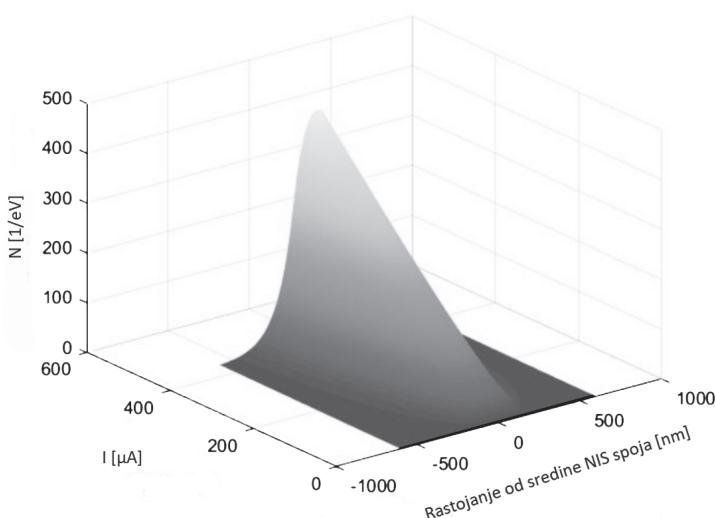
ćem grafiku je prikazana zavisnost gustine stanja od struje koju stvaraju ubacivane kvazičestice za različite vrednosti rastojanja od sredine NIS spoja (slika 9).

Uočava se da sa porastom struje raste i gustina stanja kvazičestica. To je objašnjeno u uvodnom delu rada. Pri malim strujama se primećuje da oblik funkcije nije linearan, dok pri većim strujama ima takav oblik. Sveukupni prikaz ovog pristupa prikazan je na 3D grafiku na slici 10, gde su objedinjene gustina stanja kvazičestica, odgovarajuće vrednosti struje, raspodela gustine stanja u zavisnosti od rastojanja od sredine NIS spoja ima iste karakteristike kao i primer prikazan na slici



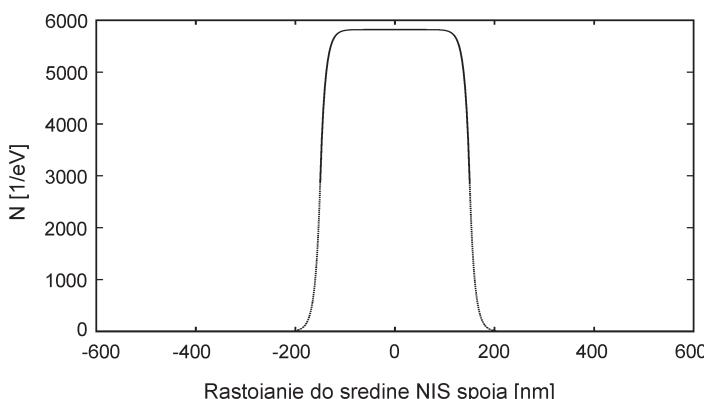
Slika 9. Zavisnost gustine stanja kvazičestica od struje u NIS spaju

Figure 9. Quasiparticle density of states dependence on NIS junction current



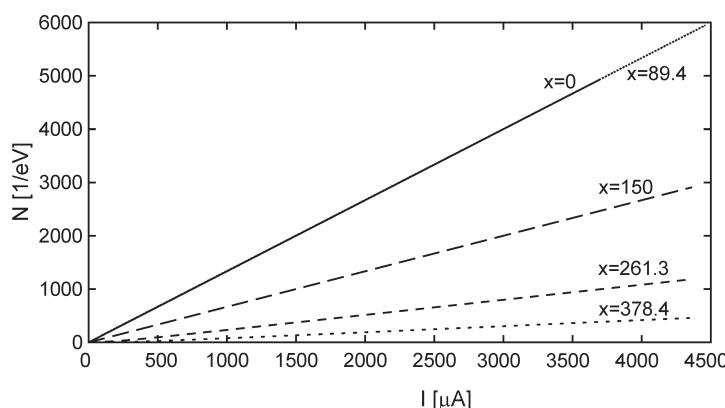
Slika 10. 3D prikaz rezultata aproksimacije vremena rekombinacije čestica

Figure 10. 3D representation as a result of particles recombination time approximation



Slika 11. Zavisnost gustine stanja kvazičestica od položaja od sredine NIS spoja

Figure 11. Quasiparticle density of states dependence on position from NIS junction



Slika 12. Zavisnost gustine stanja od struje na NIS spoju

Figure 12. Quasiparticle density of states dependence on NIS junction current

10. Primećuje se da sa porastom struje raste i najveća vrednost gustine stanja kvazičestica, što se moglo i zaključiti sa grafika na slici 11.

### Linearna zavisnost brzine relaksacije kvazičestica i broja ubrizganih kvazičestica

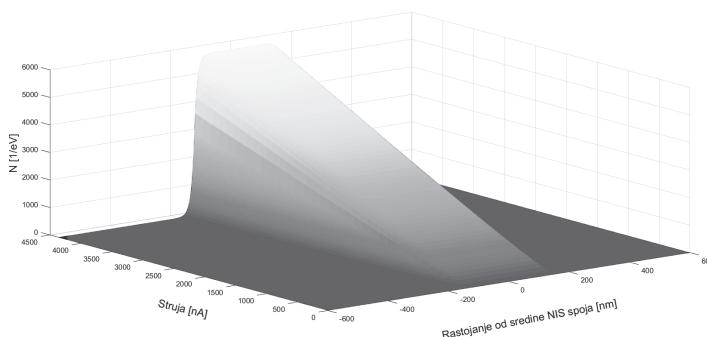
U ovom pristupu prepostavljen je da brzina relaksacije kvazičestica zavisi linearno od broja ubrizganih čestica. Ovaj model je realističniji, ali onemogućava algebarsko rešavanje datog modela. U ovom pristupu svi prikazani rezultati dati su za širinu NIS spoja  $d = 300$  nm, a sve vrednosti korišćene vednosti struje su izračunate za date početne parametre navedene na početku ovog poglavlja. Numeričkim rešavanjem difuzione jednačine drugim pristupom, dobijeni su sledeći rezultati.

Grafik prikazan na slici 11 ukazuje na to da je duž provodnika gustina stanja jednaka, kao što je to teorijski i prepostavljen. Ovo potvrđuje da je

ovaj pristup dosta precizniji od prethodnog. Uočava se da se gustina stanja kvazičestica van provodnika naglo smanjuje, jer kao i u prethodnom pristupu, smanjuje se i broj čestica koji dospevaju od određene udaljenosti.

Na sledećem grafiku (slika 12), prikazana je zavisnost gustine stanja od struje pri istim udaljenostima kao i u prvom pristupu. Primećuje se da funkcije imaju iste vrednosti za  $x = 0$  i za  $x = 89.4$ , što je još jedna potvrda da je gustina stanja duž provodnika konstantna. Za  $x = 150$  uočava se da funkcija ima skoro duplu manju vrednost u svim tačkama, što je jasan indikator da se nalazimo na kraju provodnika i da se gustina stanja zbog toga smanjila. Pri još većim vrednostima rastojanja, vrednost gustine stanja postaje vidljivo manja.

Ukupan prikaz rezultata ovog pristupa se može videti na slici 13. Naime, uočava se da je gustina stanja konstantna duž NIS spoja za sve vrednosti struje, za razliku od prvog pristupa, gde nigde ne postoji konstanta gustina stanja.



Slika 13. 3D prikaz rezultata linearne zavisnosti brzine rekombinacije od broja ubrizganih cestica

Figure 13. 3D representation of the results for the linear dependence between the rate of the recombination and the number of injected quasiparticles

Dalje, vrednost gustine stanja naglo pada nakon izlaska iz NIS spoja za sve vrednosti rastojanja, kao što je prikazano na primeru na slici 12.

## Zaključak

U našem radu upoređivana su dva pristupa pri rešavanju difuzione jednačine koja opisuje dinamiku kvazičestica u superprovodniku. Oba pristupa podrazumevaju određene aproksimacije. Prvim pristupom se uvodi standardno vreme rekombinacije kvazičestica, dok drugi pristup podrazumeva da je brzina relaksacije kvazičestica direktno proporcionalna sa brojem ubrizganih kvazičestica. Dobijeni rezultati ukazuju na to da se ovakvim kvaziklasičnim modelom može kvalitativno objasniti deo fenomena koji se dobija eksperimentalnim putem. Na osnovu prvog pristupa gde je gustina stanja kvazičestica linearno zavisna od struje pobude, dobijena je funkcija raspodele koja ne odgovara rezultatima dobijenim u eksperimentu i ispostavilo se da nije validno uvoditi takvu aproksimaciju. Na osnovu drugog pristupa dobijeno je veće slaganje sa eksperimentalnim rezultatima. Drugi pristup je komplikovaniji za rešavanje, jer se ispostavlja da je jedino moguće numeričko rešavanje takvog modela. Aproksimacija vremena rekombinacije nije validna, jer u velikoj meri utiče na krajnju raspodelu kvazičestica i zbog

toga se preporučuje korišćenje drugog pristupa pri modelovanju njihove dinamike u daljim istraživanjima.

**Zahvalnost.** Zahvaljujemo se svom mentoru Marku Kuzmanoviću na pruženoj pomoći i brojnim korisnim savetima i sugestijama u toku realizacije ovog rada. Takođe se zahvaljujemo Luki Blagojeviću i Jovanu Jovanoviću, saradnicima na seminaru fizike, na pruženoj podršci i pomoći.

## Literatura

Griffiths D. J. 1982. *Introduction to Quantum Mechanics*. New Jersey: Reed College

Lenander M., Wang H., Bialczak C. R., Lucero E., Mariantoni M., Neeley M., O' Connell A. D., Sank D., Weides M., Wenner J., Yamamoto T., Yin Y., Zhao J., Cleland A. N., Martinis M. J. 2011. Measurement of energy decay in superconducting qubits from nonequilibrium quasiparticles. *Physical Review Letters B*, **84**: 024501.

Tinkham M. 1996. *Introduction to superconductivity*. McGraw-Hill

Ullom J. N., Fisher P. A., Nahum M. 1998. Energy-dependent quasiparticle group velocity in a superconductor. *Physical Review B*, **58** (13): 8225.

---

*Katarina Vukosavljević and Ivana  
Burmazović*

## **Examination of Quasiparticles' Dynamics in Non-Equilibrium Superconductivity**

In this paper, we model the dynamics of relaxation of quasiparticles' excitations in a superconductor. Our model is based on the diffusion transport of the quasiparticles, where terms that describe the source of excitation and the recombination of the quasiparticles are also included. For the modeling of the source of excitation, a

semiconductor model tunneling of the quasi-particles through a tunnel compound into a superconductor is used. The dynamics of the relaxation of the quasiparticles is modeled by two approaches that are compared: the approximation of the recombination time and a second one, in which the relaxation rate increases linearly with increasing the number of quasiparticles. Based on the first approach, we got results that disagree with experimental data. By the second approach we confirmed the root dependence between the state density of the quasiparticles and the source current as the consequence of the square model of relaxation. A better consensus with experimental results was thus obtained. ◻