

Szupravezetők kapuzásának vizsgálata keresztkorrelációval

TDK DOLGOZAT

Berke Martin

Természettudományi Kar
BME Fizika MSc, II. évfolyam

Témavezető:

Dr. Csonka Szabolcs

Konzulens:

Tosson Elalaily

BME Fizika Intézet
Fizika Tanszék



Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

2022

Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Dr. Csonka Szabolcsnak, aki szakértelmével, motiváló lelkesedésével és folyamatos támogatásával segítette a dolgozat létrejöttét. Köszönöttem tartozom konzulensemnek Tossón Elalaily-nek, aki a munka kezdetétől fogva végig segített és bármikor fordulhattam hozzá kérdéseimmel. Szeretnék továbbá köszönetet mondani a Nanoelektronika Kutatócsoport tagjainak, különösen Dr. Makk Péternek és Dr. Fülöp Gergőnek. Hálával tartozom továbbá szüleimnek és testvéremnek, páromnak és barátaimnak, akik végig támogattak és mellettem álltak.

Szeretnék köszönetet mondani Jesper Nygård-nak és csoportjának a használt nanopálcákért, illetve a MTA EK MFA csoportjának a mintakészítéshez szükséges eszközök és a tiszta szoba biztosításáért, valamint Pertti Hakonen-nek az Aalto Egyetemről a kísérleti munkában való együttműködésért.

A Kulturális és Innovációs Minisztérium ÚNKP-22-2-I-BME-22 kódszámú Új Nemzeti Kiválóság Programjának a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alapból finanszírozott szakmai támogatásával készült.

A kutatást az Innovációs és Technológiai Minisztérium és a Nemzeti Kutatási Fejlesztési és Innovációs Alap támogatta a Kvantuminformatika Nemzeti Laboratórium keretében.

A projektet a SuperGate és a European Microkelvin Platform támogatta.



NEMZETI KUTATÁSI, FEJLESZTÉSI
ÉS INNOVÁCIÓS HIVATAL

 Új Nemzeti
Kiválóság Program



KULTURÁLIS ÉS INNOVÁCIÓS
MINISZTERIUM

Absztrakt

Szupravezető építőkövekből felépülő integrált áramköröknek számos kedvező tulajdonsága lenne, ilyen például a nagy számítási sebesség és a kis energiaigény. Az elmúlt években rendkívül érdekes jelenséget figyeltek, melynek lényege, hogy a szupravezető nanovezeték közelébe helyezett elektródára feszültséget kapcsolva a szuperáram elnyomható. Ez a jelenség lehetőséget kínál arra, hogy szupravezető anyagok segítségével is készüljenek kapuelektródával vezérelhető áramköri elemek, hasonlóan a tervezérelt tranzisztorokhoz. A jelenséget eddig több különböző anyagon vizsgálták, azonban a mikroszkopikus magyarázatáról nincs tudományos konszenzus. Dolgozatomban InAs nanopálcákra epitaxiális eljárás segítségével létrehozott Al szupravezető rétegen vizsgálom a jelenséget.

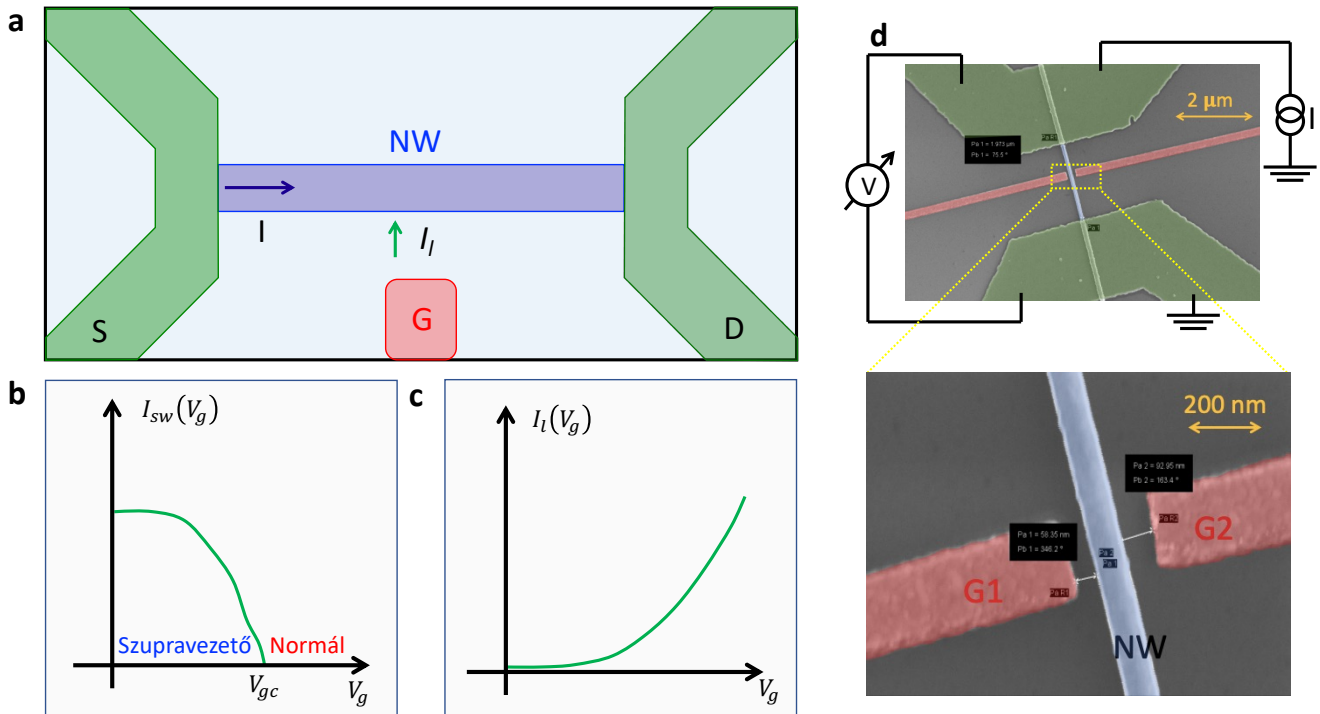
Korábbi vizsgálataink alapján a hibrid nanopálcák ígéretesek szupravezető elektronikák létrehozására, hiszen a teljes szuperáram elnyomás viszonylag alacsony kapufeszültséggel megvalósítható, így az eszközök integrálhatósága a szokványos elektronikai elemekkel megoldott. Jelen munka során demonstrálom a kapuzási mechanizmust, majd a kapcsolási áram eloszlás mérések analízisével alkotok mélyebb képet a jelenségről. Az új eredményeket régi munkánkkal összevetve megállapítható, hogy a szupravezető vezeték anyagától függetlenül hasonló trendet figyelhetünk meg a kapcsolási áram eloszlásokban. A zajmérések segítségével demonstrálható, hogy a szupravezető szuperáramának kapuelektróda általi elnyomása, illetve a vezeték és kapuelektróda között mérhető szivárgási áram szoros kapcsolatban állnak. A vezetéken mérhető feszültség zajának és a szivárgási áram zajának részletes vizsgálatával megállapítható például, hogy abban a kapufeszültség tartományban, ahol a kapuelektródára kapcsolt feszültség kifejti hatását, a két zaj jel közötti koherencia jelentősen megnő. Elsőként vizsgáljuk a keresztspektrumot ilyen rendszeren, a részletes vizsgálatok szintén azt mutatják, hogy a kapuelektróda és a vezeték között mérhető szivárgási áram, illetve a szuperáram kapufeszültség általi elnyomása szoros kapcsolatban állnak. Ezen megállapítás segítségével közelebb kerülhetünk a jelenség alapos megértéséhez, mely elengedhetetlen a jövőbeli gyakorlati felhasználás szempontjából.

Tartalomjegyzék

1. Elméleti bevezető	7
1.1. A Ginzburg-Landau elmélet alapjai	7
1.2. Kapcsolási áram eloszlás	9
1.2.1. A fluktuációk szerepe	9
1.2.2. Kapcsolási áram eloszlás statisztikai leírása	14
1.3. A zaj mint jel, jelfeldolgozás alapjai	15
1.3.1. Zaj mint jel	15
1.3.2. Jelfeldolgozás alapok	18
2. Mintakészítés, mérési elrendezés	19
2.1. Mintakészítés	19
2.1.1. A használt nanopálcák	19
2.1.2. Mintakészítés	20
2.2. Mérési körülmények	23
2.2.1. Transzport mérések	23
2.2.2. Kapcsolási áram eloszlás mérése	24
2.2.3. Zajmérések	25
2.2.4. Adatfeldolgozás, használt mérőműszerek	25
3. Kísérleti eredmények	26
3.1. A szupravezető héj karakterizációja	26
3.2. Szupravezető héj kapuzásának vizsgálata	27
3.3. Kapcsolási áram eloszlás mérések	30
3.3.1. Kapcsolási áram eloszlás mérések különböző hőmérsékleteken	30
3.3.2. Kapcsolási áram eloszlás mérések kapufeszültség függvényében	31
3.4. Zajmérések	36
3.4.1. A minta alapvető karakterizációja	36
3.4.2. Szivárgási áram zajának vizsgálata	39
3.4.3. Szupravezető héj feszültség zajának vizsgálata	41
3.4.4. Keresztkorreláció és koherencia vizsgálata	43
3.5. Kísérleti eredmények összefoglalása	45
4. Diskusszió	47

Bevezető

Szupravezetőn alapuló integrált áramkörti építőelemek számos kedvező tulajdonsággal rendelkeznek, mint például a kis energia igény és a nagy kapcsolási sebesség. Az eddig rendelkezésre álló, szupravezetőn alapuló áramkörti megoldások, mint például az ún. RSFQ (Rapid Single Flux Quantum) gyakorlati alkalmazását több szempont korlátozta. Egyrészt nehezen megoldható a szupravezető és a félvezető technológián alapuló áramkörti elemek kombinálása, másrészt az eddigi logikai elemek helyigénye óriási a CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) technológiához képest és ezt a skálázási problémát az elmúlt 30 évben sem sikerült megoldani [7].



3. ábra. **a** A kapuzási kísérletek során használt nanoeszköz sematikus képe. A kontaktusok zölddel, a nanovezeték kékkel a kapuelektroda pirossal látható. **b** A szupravezető-normál kapcsoláshoz tartozó I_{sw} áramérték a kapufeszültség függvényében. **c** A kapuelektroda és a szupravezető héj között mérhető szivárgási áram a kapufeszültség függvényében. **d** A csoportunk által vizsgált áramkör elektronmikroszkópos felvétele. A színkódolás megegyezik az **a** panelen használttal.

Az elmúlt években azonban felfedeztek egy érdekes jelenséget, melynek lényege, hogy szupravezető nanovezetékek közelébe helyezett kapuelektródára feszültséget kapcsolva a szupravezető állapot teljesen elnyomható [8, 26, 27, 11]. Egy ilyen nanoeszköz sematikus képe a 3. ábra **a** paneljén

látható. A vezetéken (NW) áramot áthajtva a kapuelektrodára (G) feszültséget kapcsolva azt tapasztalták a kutatók, hogy a minta bizonyos I_{sw} kapcsolási áramnál szupravezető állapotból normál állapotba kapcsol. A kapcsolási áram kapufeszültség függését a 3. ábra **b** panelje mutatja, az $I_{sw}(V_g)$ görbe elválasztja a szupravezető és normál állapotot. A kapuzás során megfigyelhető, hogy a szupravezető héj és a kapuelektroda között I_l szivárgási áram folyik, mely monoton, akár több nagyságrendet nő abban a tartományban, ahol a kapcsolás történik. A szivárgási áram tipikus jellegét a 3. ábra **c** panelje mutatja. A jelenség felkeltette a kutatócsoportok érdeklődését, hiszen az eszközök tipikus méretéből kifolyólag a korábban említett skálázási probléma megoldható. A teljes szupravezető állapot elnyomásához szükséges V_{gc} kapufeszültség csökkentésével pedig a szupravezető elemek a félvezető technológiával is összekombinálhatók, így ezen nanoeszközök segítségével a számítási sebesség növelhető, az energia igény pedig csökkenthető lenne.

A szupravezető kapuzás jelenség magyarázatára több elméletet is javasoltak, ilyen például a szupravezető és a kapuelektroda között kialakuló sztatikus elektromos tér okozta szupravezető állapot torzulásán alapuló magyarázat [8]. A legegyszerűbb képben ezen elmélet szerint az elektromos tér megnöveli a rendszer energia sűrűségét. Egy másik javasolt fizikai modell a kapuelektroda és a nanovezeték között mérhető szivárgási áram által keltett nemegyensúlyi fononokon alapuló elmélet [27]. A jelenséget többféle szupravezetőn megfigyelték, azonban az elméleti háttérét illetően jelenleg nincs tudományos konszenzus. A jelenség elméleti háttérének megértése kiemelt fontosságú, hiszen ennek segítségével a nanoeszközök kapcsolási sebessége, a teljes szupravezető állapot elnyomáshoz tartozó kapufeszültség és a nanoeszközök geometriája is optimalizálható.

Dolgozatomban a csoportunk által már korábban használt [11] alumínium szupravezető héjon vizsgálom a kapuzási jelenséget. Az általunk használt áramkör alapja egy nanopálca, ami egy 60-80 nm átmérőjű félvezető InAs felületére növesztett 20 nm vastag szupravezető Al héjat tartalmaz. Ez a szupravezető réteg epitaxiálisan nő a félvezető felületére MBE (Molecular Beam Epitaxy) berendezésben. Az általunk vizsgált áramkör képe a 3. ábra **d** paneljén látható. Egy kapuelektrodát alakítunk ki 50-80nm távolságra a pálcától és az erre adott feszültség függvényében vizsgáljuk a szuperáram viselkedését.

Munkám első fejezetében összefoglalom a szükséges elméleti ismereteket. A dolgozat ezen része többes szám első személyben íródott, ezzel bevonva az Olvasót a közös gondolkodásba. Munkám következő részében korábbi TDK dolgozatomra támaszkodva bemutatom a mintakészítési eljárást [19], és hogy miként készítettük a kapuzható szupravezető nanovezetékeket az új kísérletekhez. A TDK munkám elsődleges célja az volt, hogy zajmérésekkel vizsgáljuk meg a szupravezető kapuzás jelenségekörét. Ezt a kísérleti munkát Pertti Hakonen-nel (Aalto Egyetem) együttműködésben végeztük. A European Microkelvin Platform programjának keretében juttattuk ki a mintáinkat az Aalto Egyetemre és az ottani zajmérésre optimalizált He₃-He₄ hűtőrendszerben végeztük a transzport méréseket itthonról. Miután megismerkedtem a mérési elrendezéssel a konzulensem felügyeletével magam végeztem a távméréseket a BME-ről. A dolgozat következő része a mérési eredményeket és azok értelmezését tartalmazza. A bemutatott eredmények önálló mérésértékelés eredményei. Dolgozatomban megmutatom, hogy sikerült demonstrálnunk Al szupravezető héj kapuzását, ezután pedig a kapcsolási áram eloszlás mérések eredményét tárgyalom. Az utóbbi méréstechnika segítségével sokat tanulhatunk a rendszerben jelenlevő fluktuációk jellegéről [19, 3, 27]. Jelen munka újdonsága, hogy alacsony frekvenciás zajmérés segítségével elsőként vizsgáltuk a szupravezető kapuzás jelenségét. Feltérképeztük mind a szivárgási áram, mind pedig a szupravezető pálca zajspektrumait. Elsőként vizsgáltuk a szivárgási áram és a szupravezető vezetéken mért feszültség fluktuációk közötti korrelációt. Az eredmények egyértelmű kapcsolatot mutatnak a szivárgási áram fluktuációi és a szupravezetőben megjelenő feszültség fluktuációk között. A megfigyelések erős bizonyítékot szolgáltatnak arra, hogy elsődlegesen a szivárgási áram felelős a szupravezető állapot

lerombolásáért. A dolgozat ezen része egyes szám első személyben íródott, kiemelve az általam végzett munkát, azonban szeretném megjegyezni, hogy konzulensem és témavezetőm segítségével ez a dolgozat nem készülhetett volna el.

1. fejezet

Elméleti bevezető

1.1. A Ginzburg-Landau elmélet alapjai

Heike Kamerlingh Onnes 1911-ben fedezte fel a szupravezetést leideni laboratóriumában. Az alacsony hőmérsékletű transzport mérések meglepő eredménye az volt, hogy egy bizonyos T_c hőmérséklet alatt a vizsgált minta ellenállása zérusra csökkent [29]. A szupravezetés mikroszkopikus leírására közel negyven évet kellett várni. Az évtizedeken átívelő probléma megoldása Bardeen, Cooper és Schrieffer (BCS elmélet) nevéhez köthető. A Ginzburg-Landau (GL) elmélet egy fenomenologikus leírásmód másodrendű fázisátalakulások jellemzésére [4]. A GL elmélet mellőzi a mikroszkopikus hátteret, azonban nagy jelentőséggel bír, hiszen számos probléma tárgyalása egyszerűbb ezen eszköztár segítségével. Lev Gor'kov később megmutatta, hogy a GL elmélet levezethető a BCS elméletből [29].

A Ginzburg-Landau elmélet alapjait a szakirodalomra támaszkodva mutatom be [29, 4]. A GL elmélet kiindulási alapja, hogy a szupravezető minta F szabadenergiája a kritikus hőmérséklethez közel felírható egy komplex rendparaméter segítségével a következő alakban:

$$F = F_n + \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} |(-i\hbar\nabla - e^*\mathbf{A})\psi|^2 + \frac{|\mathbf{B}|^2}{2\mu_0}. \quad (1.1)$$

A fenti kifejezésben F_n a minta normál állapotához tartozó szabadenergia, $\psi = |\psi(\mathbf{r})|e^{i\varphi(\mathbf{r})}$ a komplex rendparaméter, melynek amplitúdója és fázisa általános esetben helyfüggő lehet. $\alpha < 0$ ha $T < T_c$ és $\alpha > 0$ ha $T > T_c$ valamint $\beta > 0$ fenomenologikus paraméterek (ha $\beta < 0$ lenne, akkor a probléma biztosan nem lenne alulról korlátos és variációs módszer nem vezetne eredményre, α előjele pedig mint lentebb látni fogjuk elválasztja a szupravezető és normál fázist). $\mathbf{A}$ a vektorpotenciál, $\mathbf{B}$ a mágneses indukció vektora, m^* az ún. effektív tömeg és e^* pedig az ún. effektív töltés. Variációs módszert alkalmazva, ügyelve, hogy a rendparaméter jelen esetben komplex mennyiség a következő egyenleteket kapjuk:

$$\alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi + \frac{1}{2m^*} (-i\hbar\nabla - e^*\mathbf{A})^2\psi = 0, \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}, \quad (1.3)$$

$$\mathbf{j} = \frac{e^*}{m^*} \text{Re} \{ \psi^* (-i\hbar\nabla - e^*\mathbf{A}) \psi \}. \quad (1.4)$$

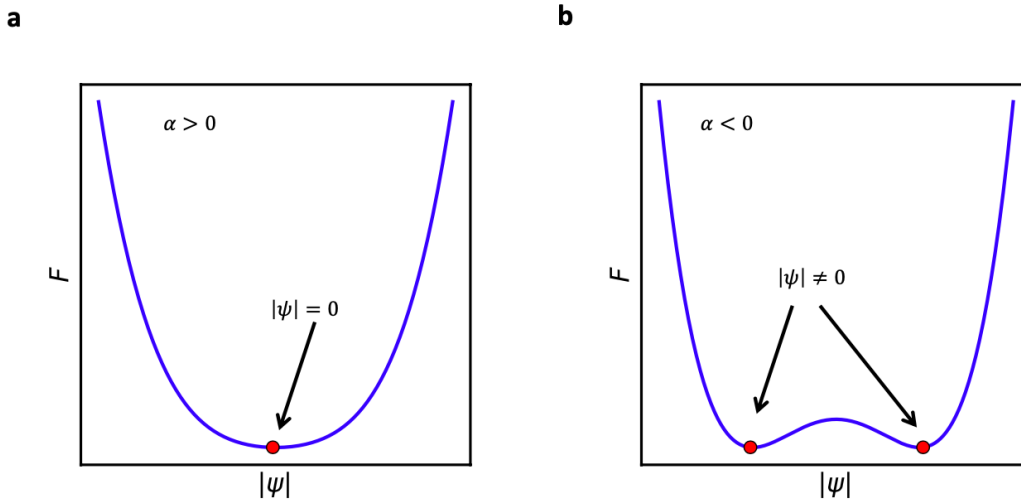
Az 1.2 egyenlet a nemlineáris tagtól eltekintve hasonlít a Schrödinger egyenlet vektor potenciállal kiegészített alakjára, ezen egyenlet megoldásával kapható meg a komplex rendparaméter. Érdekes

észrevenni, hogy $\beta > 0$ miatt a nemlineáris tag taszító potenciált eredményez, ez pedig olyan hullámfüggvényre vezet, mely térben kiterjedt. Az 1.4 egyenlet segítségével, a rendparaméter ismeretében meghatározható a disszipációmentes szuperáram. Ez az egyenlet szintén hasonlít a kvantummechanikában megismert valószínűségi áramsűrűség alakjára, azonban tartsuk észben, hogy a kapott egyenletek a szabadenergia variálásával álltak elő, fizikai tartalmukat ezért ennek megfelelően kell értelmezni.

A Ginzburg-Landau elmélet alkalmazásának szempontjából legegyszerűbb esetként tekintsük amikor $\mathbf{A} = 0$, $\mathbf{B} = 0$ és a rendparaméter térben állandó, vagyis a gradiens képzés eredménye nem ad járulékot a szabadenergiában, ekkor a következő kifejezés minimalizálása adja a probléma megoldását:

$$F = F_n + \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4. \quad (1.5)$$

Valóban látható, amennyiben $\alpha > 0$, akkor a szabadenergia csak zérus rendparaméterrel minimalizálható ez a normál fázishoz tartozik. Ezt az esetet szemlélteti az 1.1. ábra **a** panelje. Amennyiben az $\alpha < 0$ esetet tekintjük, akkor a szabadenergia rendelkezik lokális minimummal nem nulla rendparaméter esetén is, ez a szupravezető fázis. Ezt az esetet az 1.1. ábra **b** panelje szemlélteti, ekkor a $|\psi|^2 = -\frac{\alpha}{\beta}$ adja a lokális minimumok helyét¹.



1.1. ábra. A szabadenergia terek és térfüggés nélkül. **a** $\alpha > 0$ esetén a szabadenergiának $\psi = 0$ esetén lesz minimuma, ez az jelenti, hogy a rendparaméter zérus, ez felel meg a normál állapotnak. **b** $\alpha < 0$ esetén a szabadenergiának $\psi \neq 0$ esetén lesz minimuma, ez az jelenti, hogy a rendparaméter zérustól különböző, ez az eset a szupravezető fázisnak felel meg.

Szigorúan véve a GL elmélet a kritikus hőmérséklet közelében érvényes, azonban számos jóslata alacsonyabb hőmérsékleten is érvényes vagy legalábbis kellően pontos kvalitatív képet szolgáltat [4]. A GL elmélet népszerűségét továbbá az a tény támasztja alá, hogy számos fizikai folyamat modellezése a mikroszkopikus elmélettel ellentétben viszonylag egyszerűen végig vihető, legyen szó akár analitikus, akár numerikus problémáról. Szupravezetők kapuzásának fenomenologikus leírására korábban alkalmazták a GL elméletet, a kapott eredmények jó kvalitatív egyezést mutatnak a kísérleti eredményekkel azonban nélkülözik a pontos mikroszkopikus hátteret [8].

¹A szupravezető fázis esetében spontán szimmetria sértés történik, azaz létezik olyan szimmetria művelet, melyre a szabadenergia változatlan marad, azonban az alapállapot nem rendelkezik ezzel a szimmetriával.

1.2. Kapcsolási áram eloszlás

1.2.1. A fluktuációk szerepe

Egy szupravezető vezetéken, mint például az 1.2. ábra **a** paneljén látható rendszeren, az áthajtott áram értékét növelve azt tapasztaljuk, hogy egy bizonyos áram értéknél a vezeték átkapcsol normál állapotba. Ez kvalitatív módon, a Ginzburg-Landau elmélet keretein belül úgy érthető meg, hogy a szupravezető kondenzátum kinetikus energiája elkezd nőni és egy bizonyos érték felett a szupravezető állapot energetikailag instabil lesz [29]. Látszólag önmagának ellentmondó az az állítás, miszerint a szupravezető-normál állapothoz tartozó kapcsolási áram értéke a kísérletek során fluktuál, hiszen azt várnánk, hogy a kapcsolási áram a rendszer egy jól meghatározott paramétere. A rendszerben jelenlevő lehetséges fluktuációk tanulmányozásával azonban világossá válik, hogy több transzport mérés eredményét összevetve miért látunk eltérést a kapcsolási áram értékében. Nagyszámú mérést elvégezve azt találjuk ugyanis, hogy a kapcsolási áram értéke nem egy jól meghatározott érték, hanem valamilyen eloszlást követ. A termikus és kvantumos fluktuációk figyelembevételével a kísérletekből kinyerhető eloszlások jellege megérthető [4, 28]. Dolgozatom következő részében a szakirodalomra támaszkodva, statisztikus fizikai megfontolásokat alkalmazva megmutatom, hogy a termikus és kvantumos fluktuációk jelenléte hogyan befolyásolja a szupravezető-normál kapcsoláshoz tartozó áram értékét [4].

William Little 1967-ben vetette fel a fázis fluktuációk (phase slip) koncepcióját. A szakirodalmat követve tekintsünk egy egydimenziós szupravezető vezetéket, melyben I_s nagyságú szuperáram folyik az 1.3. ábra **a** panelje szerint. Az ábrán késsel a szupravezető vezetéket, zölddel pedig a kontaktusokat jelöltem. Ebben az esetben a rendparaméter

$$\psi(x) = \sqrt{n_s} e^{-ikx} \quad (1.6)$$

alakban írható, ahol a k hullámszám vektor

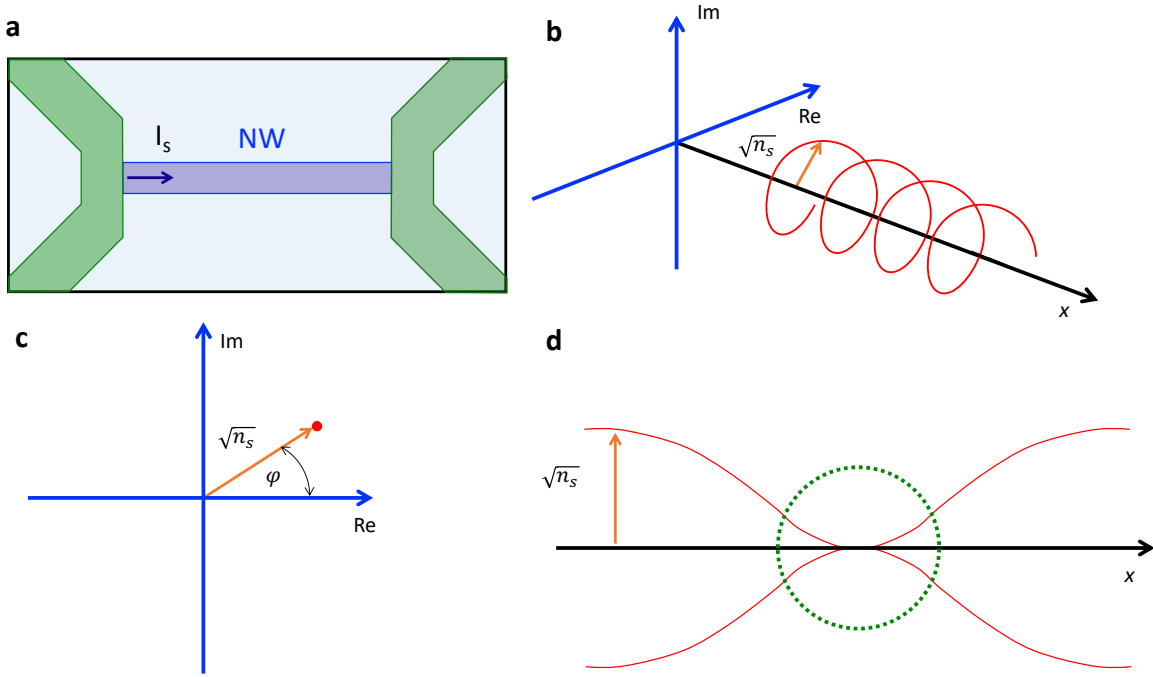
$$k = \frac{I_s m}{\hbar A e n_s} \quad (1.7)$$

formulával adható meg. A fenti kifejezésben I_s a vezetékben folyó szuperáram, A a vezeték keresztmetszete², e az elemi töltés, n_s pedig a szupravezető kondenzátum sűrűsége. A GL elméletben bemutatott 1.4. egyenletbe beírva a fenti hullámfüggvényt a megadott paraméterekkel ellenőrizhető, hogy a szuperáram sűrűsége I_s/A adódik. Little gondolatmenetét követve a szupravezető rendparaméter viselkedése egyszerűen tanulmányozható amennyiben a komplex síkot kiterjesztjük a térbeli koordináta mentén, ahogy ezt az 1.2. ábra **b** és **c** paneljei mutatják, késsel a komplex sík valós (Re) és képzetes (Im) tengelyeit láthatjuk, feketével pedig a térszerű koordinátához tartozó x tengelyt. A rendparaméter ekkor egy csavarvonal segítségével reprezentálható. A csavarvonal sugarát ebben a reprezentációban a rendparaméter $\sqrt{n_s}$ amplitúdója, csavarodását a pedig a $\varphi = kx$ fázis határozza meg. A szuperáram akkor tűnhet el, ha a tér valamely pontjában a szupravezető rendparaméter rövid időtartamra zérussá válik. Ezt a szituációt az 1.2. ábra **d** paneljén látható oldalnézeti ábra szemlélteti, zöld szaggatott körrel az említett tartományt emeltem ki.

A rendparaméter fent leírt viselkedése termikus vagy kvantumos fluktuációk miatt következhet be, ezt a jelenséget Little-féle fázis fluktuációnak (Little's phase slip) nevezik a szakirodalomban. Egy ilyen fázis fluktuáció során látható, hogy a rendparaméter fázisának csavarodási száma a

²Az, hogy a rendszer egydimenziósnak tekintjük jelen kontextusban azt jelent, hogy a szupravezető rendparaméter csupán egyetlen térkoordinátától függ.

valós koordinátát reprezentáló tengely körül változhat (nulla meghajtó feszültség esetén) amennyiben a rendparaméter eltűnik a tér valamely pontjában. A rendparaméter fent leírt változása lokális, ami azt jelenti, hogy az 1.2. ábra **d** paneljén látható konfiguráció a zöld szaggatott körrel jelzett tartományban különbözik attól a konfigurációtól, ahol nincs fázis fluktuáció. A fázis fluktuáció időskálája a $\hbar/\Delta$ összefüggés segítségével becsülhető [4]. Ebben a kifejezésben Δ a szupravezető tiltott sáv értéke mely $\Delta = 1.76k_B T_c$ alakban írható, ahol k_B a Boltzmann-állandó, T_c pedig a szupravezető-normál fázis átalakuláshoz tartozó kritikus hőmérséklet. $T_c \approx 1$ K esetén $\hbar / \Delta \approx 4.4 \times 10^{-12}$ s. Érdeemes megjegyezni, hogy ez az időskála rendkívül kicsiny a tipikus transzport mérések időtartamához képest, ezt a későbbiekben kihasználjuk. A mérési elrendezés tárgyalásánál látni fogjuk, hogy egy tipikus transzport mérés időtartama ≈ 74 ms, ezen időtartam alatt pedig az áram értéke a felbontásnak megfelelő lépés szerint változik. A mindenkor diszkrét áramérték $\approx 1.1 \mu\text{s}$ ideig folyik át a mintán, mielőtt változna a meghajtó áram értéke. Ezek alapján látható, hogy egy mérés teljes időtartama körülbelül 10, egy adott diszkrét áramértékhez tartozó mérési pont időtartama pedig körülbelül 6 nagyságrenddel nagyobb, mint a fázis fluktuációk tipikus időskálája.



1.2. ábra. A komplex rendparaméter reprezentációja. **a** A vizsgált rendszer sematikus rajza. **b** A helyfüggő rendparaméter reprezentációja egy csavarvonal segítségével. **c** A szupravezető rendparaméter komplex mennyiség, egy fázissal és amplitúdóval írható le. **d** A rendparaméter helyfüggése. Amennyiben a rendparaméter a tér egy pontjában eltűnik, akkor a szuperáram is eltűnhet az 1.4 GL egyenletnek megfelelően.

A fenti gondolat kísérletben láttuk, hogy szupravezető állapotban kialakuló fázis fluktuáció során a rendparaméter hogyan viselkedik, azonban a fluktuációk fizikai háttere még nem világos. Következő lépésként motiválom, hogy a termikus fluktuációk hogyan vezethetnek a fent leírt jelenséghez, a fejezet végén röviden kitérek a kvantum fluktuációk esetére is. $T \neq 0$ hőmérséklet esetén a rendszer kapcsolatban áll egy hőfürdővel, így Kramers elmélete alapján az ún. *szökési ráta*

(escape rate) a következő alakban írható fel:

$$\Gamma = \Omega \exp\left(-\frac{\Delta F}{k_B T}\right). \quad (1.8)$$

A fenti kifejezésben szereplő Ω faktor a rendszer és a környezet paramétereitől függőállandó, ΔF a fluktuációhoz tartozó potenciálgát magassága, T pedig a hőfürdő hőmérséklete [17]. Az 1.8 egyenlet fizikai tartalma legegyszerűbben az aktivációs potenciál képben érhető meg: tegyük fel, hogy a vizsgált rendszer szabadenergiája valamilyen tetszőleges paraméter függvényeként írható fel. Amennyiben ez a szabadenergia metastabilis lokális minimummal rendelkezik, akkor ezen lokális minimumhoz véges magasságú potenciálgát tartozik. A környezettel való kölcsönhatás miatt véges valószínűséggel előfordulhat, hogy a rendszer a metastabilis lokális minimumból kiszabadul a termikus gerjesztések miatt. A szökési ráta definíciója, hogy dt infinitezimális időtartam alatt fázis fluktuáció valószínűsége $p = \Gamma dt$ alakban írható. Amennyiben egyetlen fázis fluktuáció elegendő a rendszer szupravezető-normál kapcsolásához, akkor a p valószínűség megegyezik a kapcsolat valószínűségével, ahogy ez lentebb látni fogjuk. A Ω és ΔF mennyiségek meghatározása sok esetben bonyolult feladat, általános esetben például a potenciálgát magassága függ a rendszeren áthajtott áram értékétől és a rendszer geometriájától, azonban a következőkben bemutatásra kerülő gondolatmenet szempontjából ezek a részletek nem fontosak³. Amit érdemes megjegyezni, hogy a hőfürdő $T \neq 0$ hőmérséklete a termikus fluktuációk erősségét, a rendszeren áthajtott áram pedig a fluktuációhoz tartozó potenciálgát magasságát határozza meg. Általános szabályként elmondható, hogy a hőmérséklet növelésével a termikus fluktuációk erőssége nő, az áram növelésével pedig a fázis fluktuációkhoz tartozó potenciálgát magassága csökken.

Következő lépésként vizsgáljuk meg hogy a fázis fluktuáció miatt milyen változásokon megy keresztül a vizsgált vezeték. A vizsgált vezetékre definiáljuk a szupravezető rendparaméter fáziskülönbségét a vezeték két vége között $\phi = \varphi(x_2) - \varphi(x_1)$ alakban, valamint az elektrokémiai potenciál különbséget a vezeték két vége között $V = \mu(x_2) - \mu(x_1)$ alakban. Gor'kov megmutatta, hogy a két mennyiséget a

$$\hbar \frac{d\phi}{dt} = 2eV \quad (1.9)$$

egyenlet köti össze [4], ahol e az elemi töltés abszolút értéke. A Gor'kov egyenletet felhasználva megmutatható, hogy a vezeték egy tetszőleges pontjában bekövetkező fázis fluktuáció alatt felszabaduló energia

$$Q = \int_0^{2\pi} \left(\frac{\hbar}{2e}\right) I_s d\Delta\phi = \frac{hI_s}{2e} \quad (1.10)$$

alakban írható, amennyiben a fáziskülönbség 2π -vel változik [4] a fluktuáció során. Ebben a kifejezésben $\Delta\phi$ a vezeték két vége közötti ϕ fáziskülönbség megváltozása a fluktuáció miatt. (Az, hogy a fáziskülönbség 2π -vel változik a vezeték ún. $I(\phi)$ áram-fázis relációjának ismeretében

³A fluktuációhoz tartozó szabadenergia megbecsülhető például a Ginzburg-Landau elmélet segítségével. A szökési ráta analitikus formáját pedig mikroszkopikus elméletek segítségével lehet felírni általánosan [4]. Josephson-átmenet esetén a fázis dinamikája szemléltethető az ún. RCSJ modell segítségével, azonban a hosszú vezetékek fizikai leírása ettől különbözik. Az RCSJ modell mégis jó kiindulási alap a jelenség szemléltetéséhez [19]. Rövid vezeték esetén, vagyis amikor a vezeték L hossza és a koherencia hossz között fennáll, hogy $L < 3.5\xi$, akkor megmutatható, hogy a ϕ fáziskülönbség függvényében az 1.3. ábra **b** panelje szerint $G = a + b(\phi - \phi_c) + c(\phi - \phi_c)^3$ alakban írható fel a Gibbs-féle szabadenergia, ahol ϕ a szupravezető fázis különbsége a vezeték két vége között, ϕ_c pedig a legnagyobb áramértékhez tartozó fáziskülönbség [4]. A teljesség kedvéért megjegyzem, hogy konstans áram meghajtás esetén a Gibbs-féle szabadenergiát kell használni a probléma leírásánál, ezt egy Legendre transzformáció segítségével kaphatjuk meg.

bizonyítható. Az $I(\phi)$ függvény alapján írható fel a fluktuációhoz tartozó potenciálgát magassága és az extrémumok vizsgálatával mutatható meg, hogy a fázis fluktuáció során ϕ értéke hogyan változik [4].) A Gor'kov egyenletnek megfelelően véges feszültség jelenik meg, így véges ideig $P = VI$ teljesítmény fűti a vezeték, ezen disszipáció miatt felszabaduló energia infinitezimális dt időtartam alatt $dQ = Pdt$. A Gor'kov egyenlet felhasználásával áttérhetünk az idő szerinti integrálásról a fáziskülönbség $d\Delta\phi$ infinitezimális megváltozása szerinti összegzésre. Ha kihasználjuk, hogy a fluktuáció során a fáziskülönbség 2π -vel változik, akkor a fenti eredményt kapjuk [4].

Kellően alacsony hőmérséklet esetén megmutatható, hogy egyetlen fázis fluktuáció során felszabaduló energia elegendő a rendszer szupravezető-normál kapcsolásához [4]. Tegyük fel ugyanis, hogy a vezeték kritikus árama⁴ például a jól ismert Bardeen-féle pártörési áram formulával írható le a hőmérséklet függvényében, vagyis

$$I_c(T) = I_{c0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^{3/2}. \quad (1.11)$$

A fenti formulában T_c a szupravezető minta kritikus hőmérséklete, T a szupravezető hőmérséklete, I_{c0} pedig a nulla hőmérséklethez tartozó kritikus áram. A 1.11 egyenlet invertálásával kifejezhetjük, hogy adott meghajtó áram esetén mi az a maximális külső hőmérséklet aminél magasabb hőmérséklet esetén a minta biztosan normál állapotba kapcsol. A mintán áthajtott áram értékét jelölje I_s és végezzük el az említett invertálást, ekkor azt kapjuk, hogy

$$T_c(I_s) = T_c \left[1 - \left(\frac{I_s}{I_{c0}} \right)^{2/3} \right]^{1/2}. \quad (1.12)$$

Az 1.12 formula jelentése tehát a következő: amennyiben a mintán I_s áramot hajtunk át, akkor a minta $T < T_c(I_s)$ hőmérséklet alatt szupravezető állapotban lesz egyébként pedig a normál állapot stabil. Milyen fizikai folyamat okozhatja a hőmérséklet növekedését? Amennyiben termikus fluktuációk miatt végbemegy egyetlen fázis fluktuáció, akkor az 1.10 egyenletnek megfelelő energia szabadul fel. Legegyszerűbb esetben tegyük fel, hogy a felszabadult energia teljes mértékben a vezeték melegítésére fordítódik és jelöljük a folyamat során az átlagos hőkapacitását c -vel. Az a feltevés, hogy a felszabaduló energia teljes mértékben a vezeték melegítésére fordítódik azzal támasztható alá, hogy a fázis fluktuációk időskálája $\approx 10^{-12}$ s, ilyen rövid idő alatt a hőtranszport és a hőmérséklet relaxációja elsőrendben elhanyagolható. Ekkor adott T hőmérsékletről a minta hőmérséklete $T + \Delta T$ -re nő, ahol a ΔT hőmérsékletváltozás

$$\Delta T = \frac{Q}{c} = \frac{hI_s}{2ec} = \frac{\phi_0 I_s}{c} \quad (1.13)$$

alakban írható bevezetve a $\phi_0 = h/(2e)$ jelölést. A szupravezető-normál kapcsolás feltétele, hogy a $T + \Delta T > T_c(I_s)$ feltétel teljesüljön, mely átírható

$$T > T_c(I_s) - \frac{\phi_0 I_s}{c} \quad (1.14)$$

⁴A kritikus áram ebben a szóhasználatban a fluktuáció mentes kritikus áramot jelöli, mely nem egyenlő a kapcsolási árammal. A szupravezető állapot fluktuációk nélkül egy jól meghatározott áram értéknél mindenképp kedvezőtlen lenne energetikailag, hiszen a kondenzátum kinetikus energiája túl nagy lenne, ekkor a vezeték normál állapotba kapcsolna.

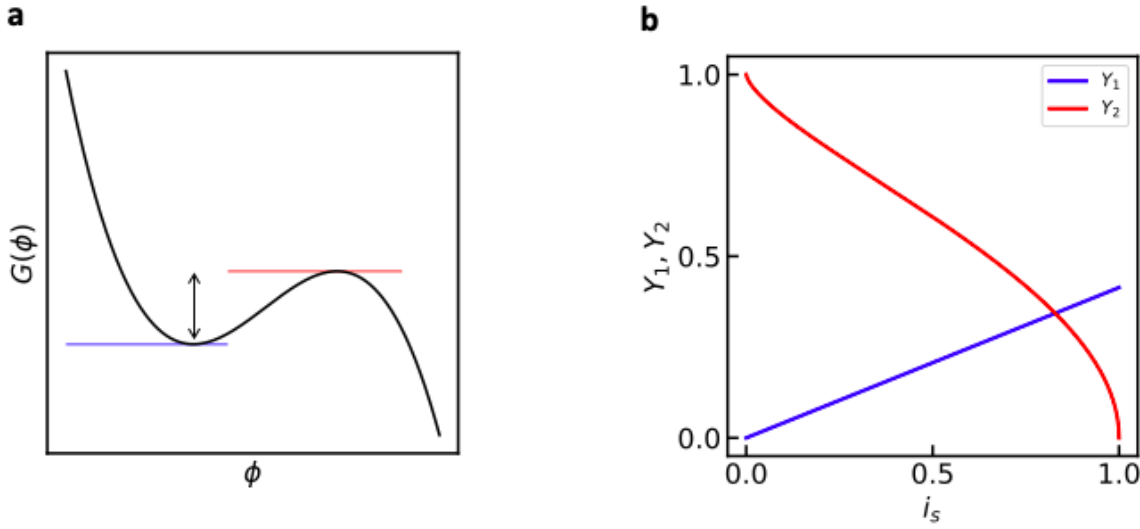
alakba. Az 1.12 összefüggést beírva ebbe a feltételbe a kapcsolásra némi algebra után elégséges feltétel szabható ki:

$$\frac{\phi_0 I_s}{c} > T_{c0} [1 - (I_s/I_c)]^{1/2}. \quad (1.15)$$

Az 1.15 feltételt érdemes grafikusán vizsgálni tipikus paraméter értékek mellett. Tegyük fel, hogy $I_{c0} = 1 \mu\text{A}$, $T_{c0} = 1 \text{ K}$, $c \approx 5 \times 10^{-21} \text{ J/K}$ ⁵. A grafikus analízis érdekében az 1.15 egyenlet mindkét oldalát osszuk le I_{c0} -al és vezessük be az $i_s = I_s/I_{c0}$ jelölést, ekkor a

$$\left(\frac{\phi_0 I_{c0}}{c T_{c0}} \right) i_s > [1 - (i_s)^{2/3}]^{1/2} \quad (1.16)$$

egyenlőtlenség grafikus vizsgálata a feladatunk. Az említett tipikus értékekkel $(\phi_0 I_{c0})/(c T_{c0}) \approx 0.41$.



1.3. ábra. Fluktuációk vizsgálata. **a** Rövid vezeték esetén a Gibbs-féle szabadenergia a vezeték végei közt definiált fáziskülönbség függvényében. A metastabilis állapotot egy véges magasságú potenciálgát határolja. **b** A kapcsolási feltétel vizsgálata a szövegben bemutatott egyszerű modell alapján. A kék és piros görbék metszés pontja határozza meg azt az áram értéket, ami felett a rendszer egyetlen fázisfluktuáció miatt felszabaduló energia hatására szupravezető állapotból normál állapotba tud kapcsolni.

Jelöljük az egyenlőtlenség bal oldalán szereplő kifejezést Y_1 -el, a baloldalon szereplő kifejezést pedig Y_2 -vel, ezen mennyiségek az 1.3. ábra **b** paneljén láthatók a normált meghajtó áram függvényében. Megfigyelhető, hogy alacsony áramértékek esetén $Y_2 < Y_1$, vagyis a vezeték szupravezető állapotban marad, annak ellenére, hogy a fázis fluktuáció során szabadul fel energia. Ez az energia azonban nem elegendő, hogy a szupravezető vezeték hőmérséklete $T_c(I_s)$ fölé emelkedjen⁶. Vegyük észre azonban, hogy $i_s \approx 0.84$ normált meghajtó áram értéknél a két görbe metszi egymást, és ennél nagyobb áramértékek esetén $Y_2 > Y_1$, vagyis teljesül a szupravezető-normál kapcsolásra

⁵Ezek az értékek tipikus értékek melyek nagyságrendileg helyesek, azonban a kapcsolási feltétel pontos vizsgálata meglehetősen elbonyolódhat, amennyiben például a hőkapacitás (fajhő) pontos hőmérséklet függését szeretnénk nyomon követni [29]. Szerencsére a bemutatott becslés a gyakorlatban megállja a helyét, hiszen mint láttuk a fázis fluktuáció időskálája 10^{-12} s , ezen időskálán a pontos termodinamikai folyamatok nyomon követése elsőrendben felesleges transzport mérések időtartamát figyelembe véve

⁶Ez a megnövekedett hőmérséklet a rendszer termodinamikai tulajdonságaitól függően időben relaxál.

levezetett elégséges feltétel. Ez azt jelenti, hogy adott transzport kísérlet esetén, amennyiben az áram kellően nagy (a bemutatott numerikus példa esetén $I_s > 0.84 \times I_{c0}$), akkor a mérés időtartama alatt véletlenszerűen bekövetkező fluktuáció hatására a minta átkapcsolhat szupravezető állapotból normál állapotba. A fluktuáció időpontja véletlenszerűen változhat, ennek megfelelően több mérés során az I_s kapcsolási áram fluktuációját figyelhetjük meg.

Ebből a gondolat kísérletből megtanultuk, hogy akár egyetlen fázis fluktuáció során felszabaduló energia elegendő lehet a rendszer kapcsolásához és azt is látjuk az 1.3. ábra **b** panelje alapján, hogy nem egy diszkrét áramérték esetén történhet kapcsolás, hanem véges mértékű azon áram intervallum, ahol teljesül a kapcsolás elégséges feltétele.

1.2.2. Kapcsolási áram eloszlás statisztikai leírása

Következő lépésként a szakirodalomra támaszkodva megmutatom, hogyan írható le a kapcsolási áram valószínűségi jellege a 1.8 formula figyelembe vételével [4]. Ennek érdekében tekintsük a következő gondolat kísérletet: vegyünk $N \gg 1$ számú azonos vezeték, kezdetben szupravezető állapotban és növeljük bennük az áramot időben monoton függvény szerint⁷. Tegyük fel, hogy adott I áram esetén $N_2(I)$ az átkapcsolt vezetékek száma, $I + dI$ áram esetén pedig $N_2(I + dI)$. Ekkor annak a valószínűsége, hogy egy adott vezeték az I és $I + dI$ áram intervallumban kapcsol a $P(I)$ valószínűség sűrűséggel a következő alakban írható fel:

$$P(I)dI = \frac{N_2(I + dI) - N_2(I)}{N} = \frac{dN_2}{N}. \quad (1.17)$$

Azon vezetékek száma, melyek nem kapcsoltak át $N_1 = N - N_2$ alakban írható, ezzel azt kapjuk, hogy

$$dN_1 = -NP(I)dI \quad (1.18)$$

ahol kihasználtuk, hogy $N_1 + N_2 = N = \text{állandó}$.

A szakirodalmat követve vezessük be a $W(I) = N_1(I)/N$ mennyiséget, mely annak a valószínűségét adja meg, hogy egy vezeték nem kapcsol át abban az időtartamban, ameddig az áram értékét I -ig növeljük, ekkor a valószínűség sűrűség

$$P(I) = -\frac{dW}{dI} \quad (1.19)$$

alakban írható.

Az 1.8 kifejezésben szereplő Γ szökési ráta definíciója szerint adott vezeték esetén a kapcsolás valószínűsége dt időtartam alatt Γdt alakban írható, amennyiben egyetlen fázis fluktuáció során felszabaduló energia elegendő a vezeték átkapcsolásához. (A dt infinitezimális időtartam és a dI infinitezimális mennyiségek között a meghajtó áram időszerinti változása teremt kapcsolatot. Amennyiben például időben egyenletesen változtatjuk az áramot, vagyis $I(t) = I = \nu t$, akkor $dI = \nu dt$.) Ezzel azt kapjuk, hogy

$$dN_1 = -N_1 \Gamma dt. \quad (1.20)$$

A fenti egyenlet mindkét oldalát N -el osztva az kapjuk, hogy

$$dW = -W \Gamma dt. \quad (1.21)$$

⁷A levezetés során kihasználjuk, hogy a statisztikus fizika ergodicitási tétele alapján ugyanazt az eredményt kell kapnunk, amennyiben N ugyanolyan mintán végezzük el a kísérletet, mintha egyetlen mintán végeznénk el N kísérletet, amennyiben $N \gg 1$

Ezt az egyenletet formálisan integráljuk fel, ekkor azt nyerjük, hogy

$$W(t) = \exp\left(-\int_0^t \Gamma(I(t')) dt'\right). \quad (1.22)$$

Innen már csak néhány lépés választ el minket attól, hogy a valószínűség sűrűséget kifejezzük a szökési ráta segítségével. Tegyük fel, hogy az áram időben lineáris függvény szerint változik, vagyis $I(t) = \nu t$, ekkor ugyanis a 1.18 és 1.20 egyenletek kombinálásával azt nyerjük, hogy

$$-NP(I)dI = -N_1\Gamma dt. \quad (1.23)$$

Használjuk ki, hogy lineáris meghajtás esetén $dI = \nu dt$ és osszuk le az 1.23 egyenlet mindkét oldalát N -el, akkor azt kapjuk, hogy

$$\frac{W(I)\Gamma(I)}{\nu} = P(I) \quad (1.24)$$

a fenti egyenlet felírásánál kihasználtuk, hogy $W(t)$ időfüggése a meghajtó áram időfüggését ismerve átírható áram függésre, azaz $W(t)$ és $W(I)$ között egyértelmű kapcsolat van.

Ez az eredmény figyelemre méltó, hiszen a fluktuációk által meghatározott szökési ráta és a kísérletileg kimérhető kapcsolási áram eloszlás valószínűség sűrűsége között teremt kapcsolatot. Némi algebrával megmutatható, hogy a kifejezés invertálható, azaz a kísérletileg hozzáférhető $P(I)$ valószínűségi sűrűség ismeretében inverz transzformáció elvégzése után a szökési ráta

$$\Gamma(I) = P(I)\nu \left[1 - \int_0^I P(I') dI'\right]^{-1} \quad (1.25)$$

alakban határozható meg a mérési adatok ismeretében. A 1.25 összefüggés az ún. Kurkijärvi-Fulton-Dunkleberger (KFD) transzformáció. A Γ szökési ráta előnye a $P(I)$ valószínűség sűrűséggel szemben, hogy értéke nem függ a meghajtó áram változási sebességétől [4], másrészt fontos információkat hordoz a konkrét fizikai rendszerről mint például a 1.8 egyenletben szereplő ΔF potenciálgát magassága.

Végezetül megjegyzem, hogy nem csak termikus fluktuációk vezethetnek fázis fluktuációkhoz, hanem ún. kvantum fluktuációk. A kvantum fluktuációk fizikáját az ún. Giordano-modell tárgyalja [4]. A Giordano-modell a szupravezető vezeték és a Josephson-átmenetek közti analógián alapul. A modell lényege, hogy amennyiben kialakul a fázis fluktuációk miatt normál tartomány a vezetékben, akkor a Josephson-átmenethez hasonló rendszert kapunk. Josephson átmenetek esetén megmutatható, hogy a fázis ugrása nem csupán termikus fluktuációk miatt, hanem a fázis ún. kvantummechanikai alagutazása miatt is változhat. Ez a jelenség nagyon alacsony hőmérsékleteken figyelhető meg, amikor a termikus fluktuációk valószínűsége már lecsengett. A kísérleti eredmények megértéséhez a bemutatott ismeretek elegendőek. Az érdeklődő Olvasó további részleteket talál a [19] munkában, ahol a Josephson-átmenetet alapul véve részletes leírását adtam az említett kvantummechanikai alagutazásnak. A szakirodalomban is további érdekes részletek lelhetők fel [4].

1.3. A zaj mint jel, jelfeldolgozás alapjai

1.3.1. Zaj mint jel

A zaj klasszikus értelemben zavaró tényezőnek tekinthető, ennek érdekében az elektronikai rendszerek tervezésénél különös figyelmet fordítanak arra, hogy a különböző zajforrások hatását minél jobban

csökkentsék. Az elmúlt évtizedekben azonban kiderült, hogy a zaj, mint jel számos fizikai rendszerben értékes információt hordoz, melyeket egyszerű transzport mérések segítségével nem lehet kinyerni [2].

A zaj kísérleti definíciójának motiválásához tekintsük az 1.4. ábra **a** paneljét, ahol egy tetszőleges rendszeren mért $I(t)$ áramjel látható az idő függvényében, tetszőleges egységekben. Megfigyelhető, hogy a mérés időtartama alatt az áramjel (kék pontok) az $\langle I(t) \rangle$ átlag érték (piros folytonos vonal) körül fluktuál (az átlagolás ebben a definícióban időátlagot jelent). Minden időpillanatban definiálhatjuk az áramjel átlagtól vett eltérését

$$\Delta I(t) = I(t) - \langle I(t) \rangle. \quad (1.26)$$

A zajt jellemezhetnénk az áram szórásnégyzetével, mely definíció szerint

$$\langle (\Delta I(t))^2 \rangle \quad (1.27)$$

alakban írható. A gyakorlat szempontjából ez a definíció azonban nem előnyös, hiszen a mérőrendszerek csak véges határfrekvenciáig tudják felbontani a jel időbeli fluktuációját, ezért célszerű az 1.4. ábra **b** paneljén látható sematikus elrendezést használni a zaj definiálásához. Ebben az esetben egy adott f_0 közép frekvencia körüli Δf sáv szélességű szűrőn keresztül mérjük az $I(t)$ jelet és csak a megadott sáv szélességre vonatkoztatva számoljuk ki a jel szórásnégyzetét a

$$\langle (\Delta I(t|f_0, \Delta f))^2 \rangle \quad (1.28)$$

formulának megfelelően. Amennyiben a Δf sáv szélesség kellően kicsiny, akkor a fenti formulával számolt szórásnégyzet arányos lesz a Δf sáv szélességgel az $S_I(f_0)$ arányossági tényező pedig a zaj spektrális sűrűsége:

$$\langle (\Delta I(t|f_0, \Delta f))^2 \rangle = S_I(f_0) \Delta f. \quad (1.29)$$

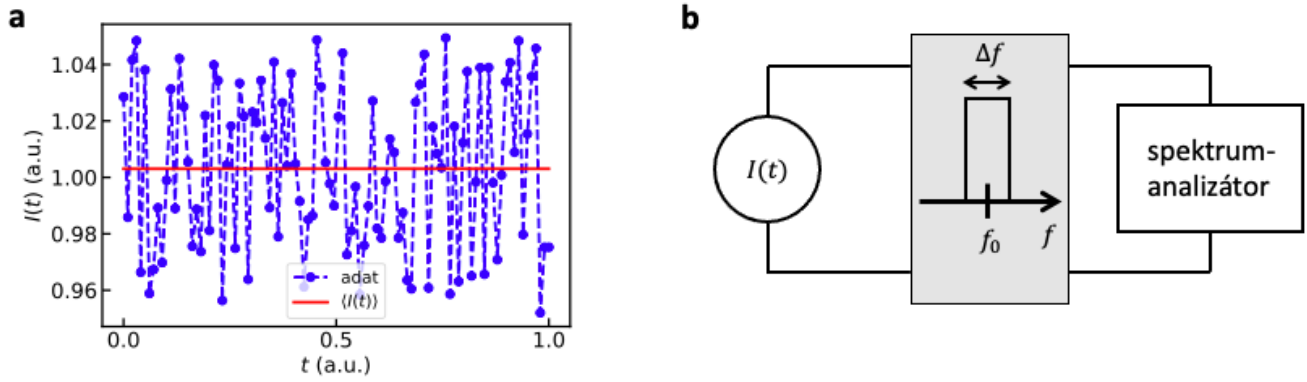
Az $S_I(f_0)$ spektrális sűrűség mértékegysége a fenti formula alapján A^2/Hz . Megmutatható, hogy az áram-áram korrelációs függvény

$$C_I(t_2 - t_1) = \langle I(t_1) I(t_2) \rangle \quad (1.30)$$

Fourier-transzformáltjának kétszerese megegyezik a fent megadott kísérleti definíció alapján meghatározott spektrális sűrűséggel, azaz

$$2C_I(f) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} C_I(\tau) \exp(-i2\pi f\tau) d\tau = S_I(f). \quad (1.31)$$

A fent bemutatott mennyiségek természetesen nemcsak áramra vonatkoztathatók, hanem feszültségre is. Az $S_V(f_0)$ feszültségzaj mértékegysége V^2/Hz .



1.4. ábra. A zaj kísérleti definíciója. **a** Áramjel időbeli fluktuációja tetszőleges egységekben. Kékekkel a mérési adatpontok, piros folytonos vonallal pedig az adatpontokból számolt átlag látható. **b** A zaj kísérleti definíciója. A kísérletileg rögzített $I(t)$ jelet egy f_0 középfrekvenciájú, Δf sávszélességű szűrőn engedjük át. A spektrumanalizátor a szűrt jelet dolgozza fel.

A spektrumanalízis eszközeit használva a zajmérésekből a mindenkori rendszer számos fizikai tulajdonságaira lehet következtetni. Egy egyszerű ellenállás esetén például részletes statisztikus fizikai elemzéssel megmutatható, hogy az elektronok termikus fluktuációi miatt egyensúlyi esetben is mérhetünk zajt. Ez az ún. termikus zaj, melynek spektrális sűrűsége egyszerűen

$$S_V = 4k_BRT \quad (1.32)$$

alakba írható. A termikus zaj tipikus esete a statisztikus fizikából ismeretes fluktuáció-disszipáció tételnek, melynek segítségével megjósolható a fluktuációk okozta hatás a rendszer válaszfüggvényében [15]. A fenti formulában k_B a Boltzmann-állandó, R a fizikai rendszer ellenállása, T pedig a rendszer hőmérséklete. A termikus zaj spektrális sűrűsége független a frekvenciától, az ilyen típusú zajt fehér zajnak nevezik, az elnevezés a fehér fény analógiája alapján adódik, hiszen minden frekvencián tartalmaz komponenszt a spektrális sűrűség. A termikus zaj egyrészt meghatározza a fizikai rendszerek zajának küszöbértékét, ezért, ha a zaj csökkentése a cél akkor érdemes minél alacsonyabb hőmérsékleten végezni méréseket. Gyakorlati szempontból azonban nagy jelentőséggel bír a jelenség, a termikus zaj akár hőmérséklet standardként is szolgálhat a zajmérés [13].

Egy másik fontos zajtípus az ún. sörétzaj, mely Poisson zaj, abban az értelemben, hogy Poisson eloszlás írja le, hiszen feltételezzük, hogy az események egymástól függetlenek és véletlenszerűek. Walter Schottky vákuumdióda segítségével vizsgálta az elektronok zaját és azt találta, hogy amennyiben az elektronok egymástól függetlenül és véletlenszerűen emittálódnak, akkor a mért áramzaj spektrális sűrűsége

$$S_I = 2e\langle I \rangle \quad (1.33)$$

alakban adható meg, ahol $\langle I \rangle$ az áram átlagos értéke, e pedig az elemi töltés. Ez a módszer alkalmas lehet például az elektronok töltésének mérésére [13]. Poisson zaj a hétköznapi ellenállások esetében nem figyelhető meg, hiszen ilyen rendszerekben nem teljesülnek a fent leírt követelmények, azonban félvezető eszközökben, például egy p-n átmenet esetén megfigyelhető a Poisson zaj, hiszen ezekben az eszközökben kialakul egy néhány mikrométer vastag ún. kiürítési tartomány.

A termikus és sörétzajon kívül még kiemelkedő fontossággal bír az ún. $1/f$ zaj. Ezt a zajtípust az jellemzi, hogy a spektrális sűrűség frekvencia függése $1/f^\alpha$ jellegű, ahol $\alpha \approx 1$, a mindenkori rendszer természetétől függően. Ez a zajtípus tipikusan alacsony frekvenciák esetén dominál, magasabb frekvenciák esetén a termikus zaj például dominánsabb zajforrás. Az $1/f$ zaj forrása általában

valamilyen ellenállás fluktuáció. Az ellenállás fluktuációk nagyon sokfélék lehetnek a teljesség igénye nélkül tapasztalhatunk például $1/f$ zajt tervezérelt tranzisztor esetén, ahol ún. töltéscsapdák vannak jelen, lineáris transzport esetén a mintában jelenlevő szennyezők okozhatnak $1/f$ zajt de akár egzotikusabb rendszerekben is megfigyelhető ez a zajtípus [13, 16]. Érdekes példaként tekintsük például a következő rendszert: adott egy vezető minta és egy pásztázó alagút mikroszkóp (STM). A minta és a mikroszkóp szondájának távolsága legyen d . Ekkor kvantummechanikai megfontolásokkal megmutatható, hogy az alagút átmenet ellenállása exponenciális jelleg szerint változik a d távolság függvényében és részletes vizsgálatok megmutatták, hogy egy ilyen rendszer esetében is $1/f$ jellegű zajt tapasztalunk [2]. Nanoeszközök esetén a kvantummechanikai leírás elengedhetetlen így számos további rendszerben tapasztalhatunk még $1/f$ jellegű zajt a legkülönbözőbb ellenállás fluktuációk miatt.

A fent bemutatott példák kellőképp motiválják a zajmérések kiemelet szerepét a fizikában, hiszen ezen a néhány példán keresztül is láthattuk, hogy a hétköznapi életben és a fizikai kísérletek során használt rendszerekben a legkülönbözőbb okok miatt lehet jelen zaj.

1.3.2. Jelfeldolgozás alapok

A kísérleti eredmények tárgyalása során nemcsak feszültségzaj és áramzaj spektrális sűrűségét vizsgálom, hanem ezen jelek közti ún. koherenciát és keresztspektrumot. Következő lépésként a szakirodalomra támaszkodva definiálom ezen mennyiségeket [14]. A tekintsünk két tetszőleges jelet időtérben, jelölje ezeket $x(t)$ és $y(t)$. Ekkor a keresztspektrum definíciója:

$$\begin{aligned} S_{xy}(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} x_T^*(t - \tau) y_T(t) dt \right] e^{-i2\pi f \tau} d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} R_{xy}(\tau) e^{-i2\pi f \tau} d\tau \\ S_{yx}(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} y_T^*(t - \tau) x_T(t) dt \right] e^{-i2\pi f \tau} d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} R_{yx}(\tau) e^{-i2\pi f \tau} d\tau \end{aligned} \quad (1.34)$$

A fenti kifejezésben a $*$ szimbólum a komplex konjugálást jelöli, R_{xy} pedig az első tag szögletes zárójelében megadott ún. konvolúciós művelet eredményét jelöli. A koherencia függvény definíciója:

$$C_{xy}(f) = \frac{|S_{xy}(f)|^2}{S_{xx}(f) S_{yy}(f)}. \quad (1.35)$$

A fenti kifejezésben $S_{xx}(f)$ az ún. autokorrelációs függvény, mely a Wiener-Kinchin tétel értelmében

$$S_{xx}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{xx}(\tau) e^{-i2\pi f \tau} d\tau \quad (1.36)$$

alakban számolható [14]. A Cauchy–Bunyakovszkij–Schwarz-egyenlőtlenség alapján megmutatható, hogy a koherencia értékére fennáll, hogy $0 \leq C_{xy}(f) \leq 1$ [14]. Fizikai értelemben a koherencia két jel közötti korreláció mértékéről, illetve a kauzalitásról és linearitás fokáról ad információt. Megmutatható, hogy amennyiben a koherencia értéke 1, vagy 1-hez közeli érték, akkor a két jel közötti korreláció erős. Ellenkező esetben, azaz, ha a koherencia értéke 0-hoz közeli érték vagy egzaktul nulla, akkor a két jel közötti kapcsolat gyenge [14]. A kísérleti munka során a bevezetett mennyiségeket a szupravezetőn mért feszültség fluktuációk, valamint a szivárgási áram fluktuációnak vizsgálatára fogjuk használni. A szupravezetőn mérhető feszültséghez, valamint a szivárgási áramhoz 1.29 egyenlet alapján meghatározható a zaj spektrális sűrűsége. A mérési eredmények alapján látni fogjuk, hogy a szupravezető rendszer végesfeszültségű állapotában mérhető zajspektrum különbözik a normál állapotban mérhető zajspektrumtól, ezért a feszültség fluktuációkból meghatározott zajspektrumot érdemes összevetni a szivárgási áraméval. Ennek érdekében a spektrális sűrűségek közötti keresztspektrumot és koherenciát fogjuk vizsgálni.

2. fejezet

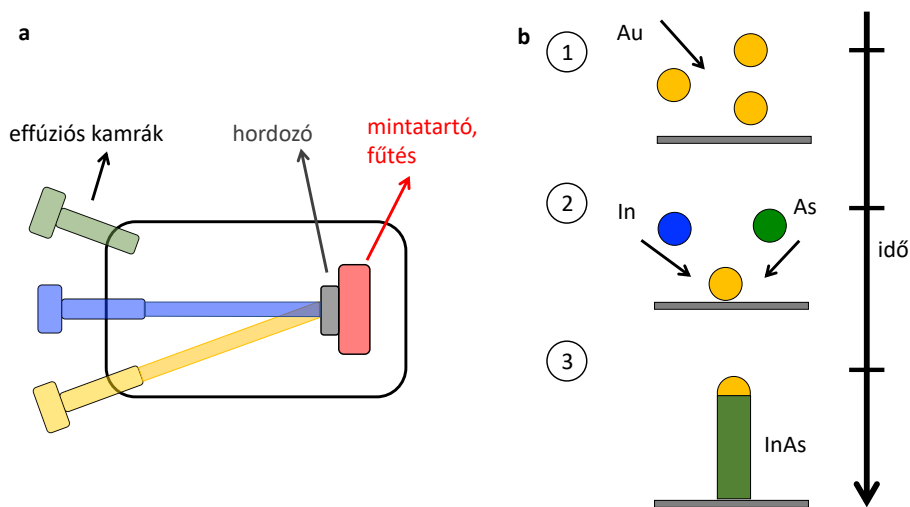
Mintakészítés, mérési elrendezés

Dolgozatom következő részében összefoglalom a nanopálca növesztéssel kapcsolatos legfontosabb ismereteket, majd ezután a mintakészítési folyamatot mutatom be, részletes leírás a [20, 19] munkákban található ¹.

2.1. Mintakészítés

2.1.1. A használt nanopálcák

A hibrid nanovezetékek készítése számos szempontból fontos és komplex feladat [18], dolgozatom ezen fejezetében bemutatom a használt nanopálcák növesztésének folyamatát.

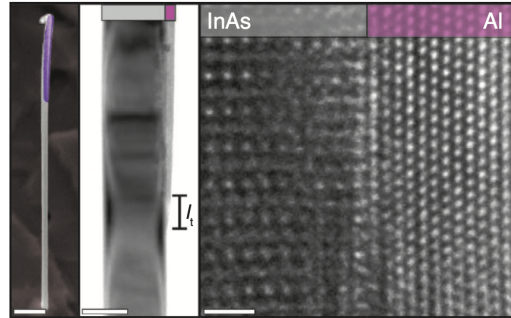


2.1. ábra. Molekulasugaras epitaxia (vázlat) és a VLS eljárás szemléltetése **a** Az MBE eljárás során a hordozót fűtik, a használni kívánt elemeket effúziós kamrákban gőzölik el, a rétegnövesztést például a fluxus és az idő kontrollálásával lehet szabályozni. **b** A hordozó felületre juttatott aranycseppekben az In és As disszolválnak, megindul a nukleáció a hordozón.

A nanopálcákat Koppenhágában készítette Jesper Nygård csoportja. Az általunk használt

¹Dolgozatom ezen fejezetének szövege részben átfedéseket tartalmaz BSc szakdolgozatommal és korábbi TDK dolgozatommal, hiszen a nanopálcák készítésének elve ugyanaz, csupán a szupravezető héj anyaga különbözik.

nanopálcák egyik általános előállítási módja a molekula sugaras epitaxia (MBE, Molecular Beam Epitaxy) [1]. Az MBE eljárás során ultra magas vákuum (UHV, Ultra High Vacuum) mellett rétegenként növesztenek kristályt, az elrendezést a 2.1. ábra **a** panelje szemlélteti. A folyamat során egy hordozó anyagot (általában valamilyen félvezető, pl. Si) felmelegítenek (néhány száz °C), majd atom/molekula sugár éri a hordozót. A felületen ezek kezdetben gyengén kötnek (megfigyelhető például ún. migráció), azonban a kis fluxusú növesztés eredményeként az atomoknak van idejük relaxálódni, beépülni a kristályrácsba. A különböző elemeket effúziós kamrákban gőzölik el.



2.2. ábra. Az InAs nanopálca és a szupravezető határréteg elektronmikroszkópos felvétele. A bal szélső panel a nanopálcát és a szupravezető réteget mutatja (lila), a középső panelen a szupravezető réteg végét figyelhetjük meg, az I_t farok hossza tipikusan 65-120 nm, a szupravezető réteg vastagsága a középső panelen 20 nm. A jobb szélső panel az InAs-Al határréteget szemlélteti, megfigyelhetjük, a jó minőségű átmenetet.

Forrás: [6]

A nanopálcák növesztésének részleteit a [5] munka tartalmazza. A nanopálcák növesztéséhez arany katalizátor szemcséket juttatnak a hordozóra. Az InAs vezetékek növesztése ún. vapour-liquid-solid (VLS) eljárással történt, mely során a prekursor gázok (In és As) rendszerbe juttatására az aranycseppek szuperszaturált állapotba kerülnek, megindul a nukleáció a hordozó felületén. A VLS eljárás előnye, hogy a nanovezeték növekedés azokban a pontokban történik, ahova előzetesen katalizátor fém került, és ezen katalizátor cseppek mérete határozza meg a nanovezeték átmérőjét. A nanovezeték növesztését szemlélteti a 2.1. ábra **b** panelje. A nanopálca növesztés során az In as As fluxus, valamint a növesztés ideje határozzák meg a nanopálcák méretét.

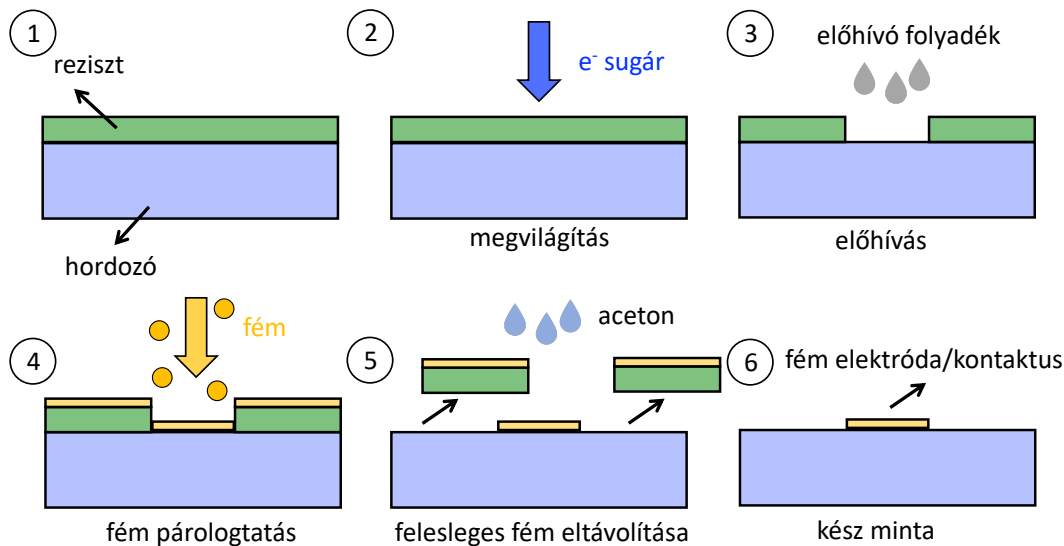
A nanopálcára a szupravezető alumínium héjat néhány /s sebességgel a vákuum kamrában párologtatták fel a nagy vákuum megszakítása nélkül, a mintát forgatása közben, ezáltal egy nagytisztaságú határfelület jött létre a pálca és a szupravezető között. Egy kész nanopálcát a 2.2. ábra bal szélső panelje mutat, a félvezető nanopálcát teljesen beborítja a szupravezető Al réteg (full shell). Az általunk használt nanovezetékek esetében az Al vastagság 20 nm volt, a nanovezetékek teljes hossza pedig átlagosan 5-8 μm . A szupravezető és a félvezető határrétege rendkívül jó minőségű, a 2.2. ábra jobb szélső panelje fenti eljárással készült nanopálcák esetében a tipikus szupravezető-félvezető határréteget szemlélteti. A szupravezető réteg vastagsága a tipikusan 65-120 nm vastag farkat leszámítva egyenletes, ezt a 2.2. ábra középső panelje szemlélteti.

2.1.2. Mintakészítés

A mintakészítési eljárás célja a a 2.4. ábrán látható nanoeszköz létrehozása. Az ábrán egy szupravezető héjjal rendelkező nanopálca (kék) köré kialakított áramkör (zöld) és kapuelektrodák (piros) látható.

A mintakészítési eljárás első lépése a pálcák hordozóra történő áthelyezése, mely dópolt Si volt, 290 nm vastag SiO_2 réteggel. A pálcák áthelyezése a következő eljárással történt: az eredeti hordozóról, melyen növesztve lettek egy vékony, hidraulikus elven mozgatott üvegtű segítségével (mikromanipulátor) szedtük fel a nanovezetékeket és optikai mikroszkóp alatt nyomon követve helyeztük el a hordozó megfelelő részeire. A chip előre meg van mintázva, a makroszkopikus csatlakozók és a marker rendszer, mely a litográfiás eljárás során a minta koordinálásához szükséges, már a pálca lehelyezése előtt megvan.

A nanopálcák elhelyezése után felvétel készült a hordozóról, majd *klayout* programban megrajzolásra kerültek a mérővezetékek. A hordozóról készült optikai mikroszkópos felvételt a hordozó sarkain található markerek segítségével a *klayout* sablonhoz igazítottuk. A markerek a litográfiás eljárás során kulcsfontosságú szerepet játszanak, ezek segítségével történik a hordozó koordinátázása a számítógép segítségével.

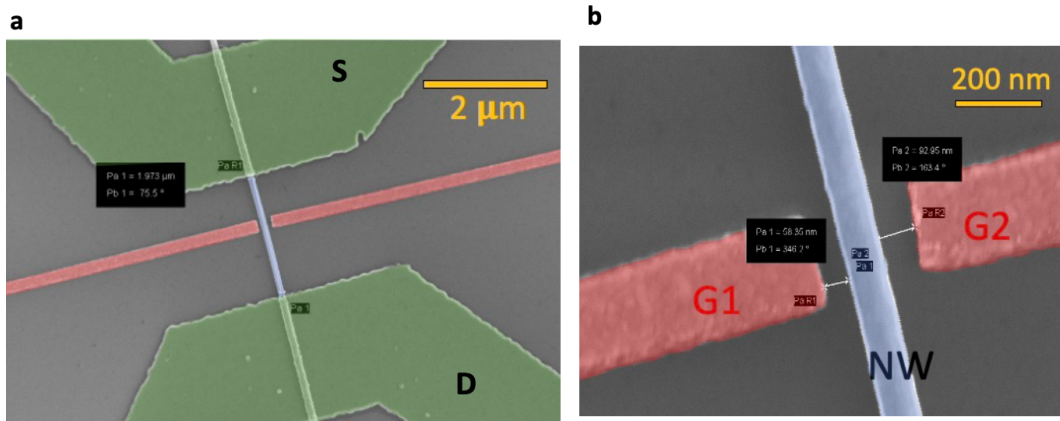


2.3. ábra. Litográfiái eljárás összefoglalása. A reziszt réteg felvitele után az EBL berendezésben történik a megvilágítás, ennek hatására megváltozik a reziszt oldhatósága. Az előhívás során eltávolításra kerül az exponált reziszt, vákuumpárologtatás során kerül fel a fém a hordozóra. A felesleges fém eltávolításával a tervnek megfelelően helyezkednek el mérővezetékek és kapuelektrodák.

A mérővezetékek megtervezése a mintakészítési folyamat következő lépése. A kapuelektrodák csak később kerültek a tervhez, az elektronmikroszkópos vizsgálat után. A mérővezetékek és a kapuelektroda létrehozása elektronsugaras litográfia (EBL, Electron beam lithography) segítségével történt, két külön folyamatban. Az elektronsugaras litográfia lépéseit a 2.3. ábra foglalja össze. A hordozót reziszt folyadékkal (polimetil-metakrilát) vonjuk be, melynek oldhatósága a folyamat során megváltozik, mert a megvilágítás helyén a nagy energiájú elektronnaláb feldarabolja a hosszú molekulalánccokat kisebbekre. Centrifugális lakk terítő segítségével megforgattuk a mintát (4000 rpm, 40 másodperc). A kontaktusok kialakításához 300 nm, a kapuelektrodák létrehozásához pedig 100 nm rezisztet használtunk. Ezután egy forró felületen melegítettük a hordozót az oldószer elpárologtatásának céljából (170 °C, 5 perc). A Raith EBL berendezésbe helyeztük a mintát majd az apertúra méret és a gyorsító feszültség beállítása után következett a reziszt megvilágítása. Az expozíció befejeztével a mintát ún. előhívó folyadékba (metil-izobutil-eton) helyeztük, ekkor eltávolításra került a reziszt exponált része, alkoholba helyezve a mintát az előhívás befejeződik. A

következő lépés az alumínium (kontaktusok) és az arany (kapuelektroda) vákuumpárolgatása, ez AJA Evaporator berendezésben történt. A vákuumpárolgatás során a használni kívánt fémből egy céltárgyat elektronsugárral melegítenek, ennek hatására az párolog, és bevonja a mintát. A párolgatás után a maradék reziszt leoldásával (aceton használatával) a nem kívánt fém eltávolításra kerül, ezzel a mintakészítési folyamat végéhez értünk.

A fenti módszerrel elkészített szupravezető nanoeszköz elektronmikroszkópos képe látható a 2.4. ábrán, pirossal színezve a mérések során használt kapuelektroda (G), zölddel színezve az áramgenerátoros meghajtáshoz és a feszültség méréshez használt vezetékek (S,D), a szupravezető csatorna pedig kékkel színezve. S, D anyaga Al, G anyaga pedig Au.



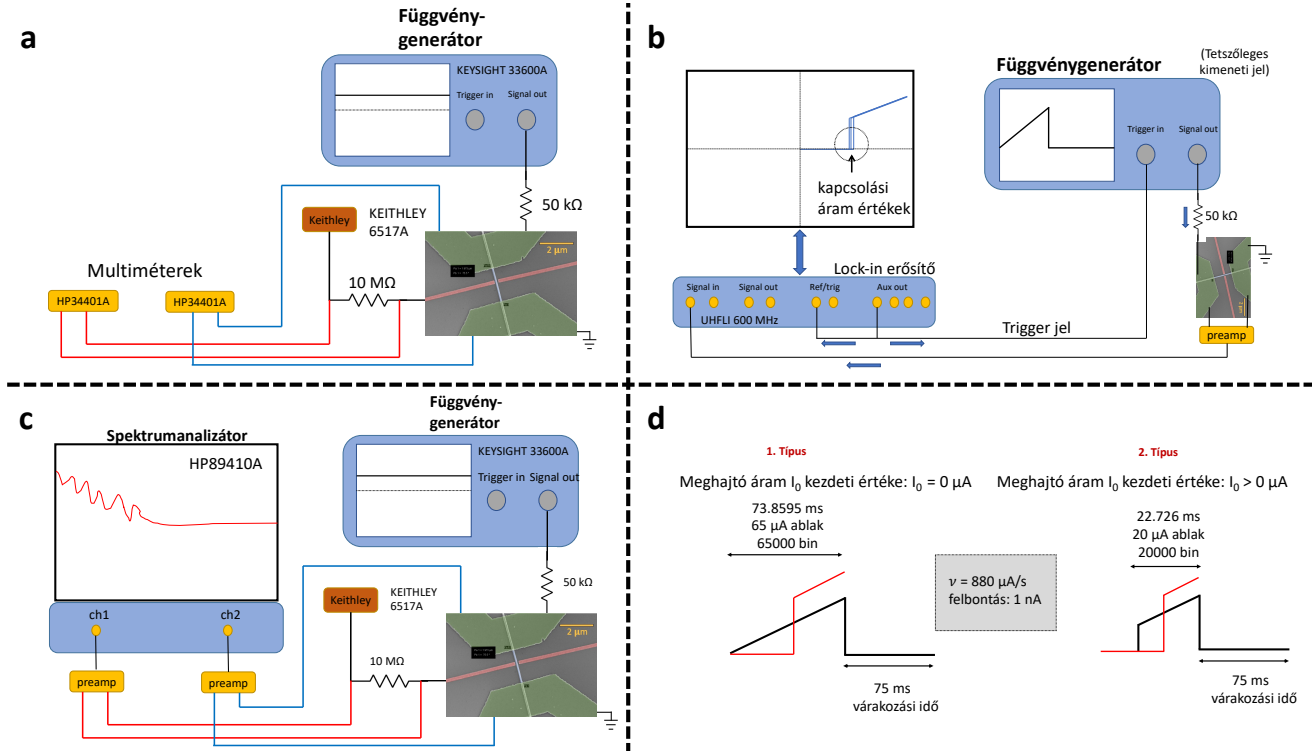
2.4. ábra. Az elkészített tervezérelt szupravezető tranzisztor SEM képe. **a** Az Al réteg kékkel színezve köré litografált forrás és nyelő alumínium elektródák S és D (zöld), valamint a pálcá közelébe kialakított arany kapu elektróda G (piros) SEM képe. **b** A FET aktív tartománya ráközelített SEM képen. A színkódolás változatlan.

A félvezető pálcá nem látszik, hiszen teljesen beborítja az alumínium. A mérővezetékek vastagsága 80 nm, a kapuelektrodák vastagsága pedig 35 nm. Az S és D-vel jelzett vezetékeknek két-két kivezetése van, erre azért van szükség, hogy az áram áthajtásán kívül a mintán eső feszültséget is mérni lehessen a kvázi-négy pontos geometriában. A négy pont ellenállás mérés egyik előnye, hogy a vezetékek ellenállását nem számítjuk be a minta ellenállásának mérése során. A litográfias eljárásnak köszönhetően magasfokú precizitással készíthetők néhányszor 10 nm nagyságrendbe eső fémes részek, a kapuelektrodák távolsága néhányszor 10 nm, a két elektróda kis mértékben el van csúszva, ezt a 2.4. ábra (b) panelje szemlélteti. A méréseink során a közelebbi elektródát használtuk, mely a szupravezető héjtól ≈ 60 nm távolságra helyezkedik el. A szupravezető héj kontaktusok közé eső része $\approx 2 \mu\text{m}$. A bal és a jobb oldali kapuelektroda közötti elcsúszás a berendezés pontosságának korlátaival, illetve a markerek segítségével történő koordinátázás során fellépő hibával is magyarázható. Az utolsó lépés a hordozó lapka tartóba ragasztása volt (Ag epoxy-val történt a ragasztás), majd végül az ultrahangos szálkikötés során a minta belső, litográfiával kialakított részeit a chip tok külső csatlakozóihoz kötöttük, végül ezt helyeztük a mérőfejbe (chip socket).

2.2. Mérési körülmények

2.2.1. Transzport mérések

A méréseket kriogenikus környezetben végeztük, ahol az áramköröket le lehet 100 mK alatti hőmérsékletekre hűteni és megfelelő zajszűrés áll rendelkezésre. A paraméterek beállítása mérőprogram segítségével történt, mely *PyVisa* programban készült és ez a mérőprogram vezérelte a mérést, illetve rögzítette az adatokat majd azokat fájlba írta.



2.5. ábra. Mérési elrendezések. **a** Transzport mérésekhez használt kísérleti elrendezés. **b** Kapcsolási áram eloszlás mérésekhez használt elrendezés. **c** Zajméréshez használt mérési elrendezés. **d** Kapcsolási áram eloszlás mérések során használt tipikus függvény alakok sematikus rajza.

A mérések során a 2.5. ábra **a** paneljének megfelelő elrendezésben vizsgáltuk a nanovezetéket, az áramgenerátoros meghajtást $R_1 = 50 \text{ k}\Omega$ -os ellenállás és egy függvénygenerátor alkalmazásával valósítottuk meg. A vizsgált minták normál állapoti ellenállása $\approx 15\text{-}37 \text{ }\Omega$ volt ami az $50 \text{ k}\Omega$ mellett a soros ellenállás kapcsolásban elhanyagolható. A kapuelektróda és a nanopálca közti szivárgási áramot egy $10 \text{ M}\Omega$ -os ellenállás beiktatása után az ellenálláson eső feszültség mérésével határoztuk meg. Áramgenerátoros meghajtás esetén a mintán eső feszültséget mérve, a számítógép által rögzített adatokból a dV/dI numerikus derivált ismeretében maximum kereséssel határozható meg a szupravezető-normál fázisátalakuláshoz tartozó kapcsolási áram értéke. A numerikus derivált maximumom értékhez tartozó index ismeretében a meghajtó áram értéke már meghatározható. A vizsgált feszültség intervallumban a fent ismertetett eljárás segítségével a kapcsolási áram értéke különböző kapufeszültségek mellett viszonylag könnyen meghatározható. Az intervallum szélein, amikor a szuperáram elnyomás már jelentős volt a kapufeszültség mérési tartományát több kisebb intervallumra osztottam, manuálisan meghatároztuk a kapcsolási áram közelítő értéket az egyes intervallumok elején, és ezen érték alapján feltételt szabtam ki a kapcsolási áram nagyságát illetően

a feszültségintervallumra. Ezzel az eljárással több lépcsőben határoztam meg a kapcsolás helyét.

2.2.2. Kapcsolási áram eloszlás mérése

A kapcsolási áram eloszlás mérések célja, hogy kísérletileg meghatározzuk a kapcsolási áram eloszlásokhoz tartozó valószínűségi sűrűségfüggvényt. A $P(I)$ valószínűségi sűrűségfüggvény definíciója a következő: a $P(I)dI$ mennyiség megegyezik annak a valószínűségével, hogy a meghajtó áramot zérus értékről $I_{max} > I_C$ értékig növelve a rendszer az I és $I + dI$ intervallumba eső áramértéknél vált a szupravezető állapotból normál (disszipatív) állapotba.

Tipikus kísérleti szituáció, hogy a vizsgált mintán a fent leírt kísérletet elvégzik N alkalommal. Amennyiben N értéke megfelelően nagy, akkor az I és $I + dI$ áramértékek által meghatározott intervallumhoz tartozó átmenetek száma $NP(I)dI$ alakban írható fel. A meghajtó áram I értéke ekkor megegyezik az átmenethez rendelt I_{sw} áram értékével.

Méréseink során $N = 10000$ alkalommal vizsgáltuk a nanopálcát fűrészfog meghajtó jel mellett, az áram értékét egy bizonyos kezdeti értékről (l. lentebb) 1 nA -es lépésekben. Az áram változási sebessége $880 \mu\text{A/s}$ volt, ezt a 2.5. ábra **d** panelje szemlélteti. A meghajtó áram kontrollálása és a feszültség mérése függvény generátor és lock-in erősítő segítségével történt, az elrendezés vázlatos képe a 2.5. ábra **b** paneljén látható. A fázisátalakuláshoz tartozó áram értéke a mintán eső feszültség vizsgálatával határozható meg, ugyanis a szupravezető és normál állapothoz tartozó átmenetnél éles ugrás figyelhető meg, ez a tipikus I-V görbéken függőleges vonalnak látszik, ahogy ezt a sematikus ábra is mutatja. Az adatokat fájlba mentve a statisztikai analízis a vizsgált áram intervallum felosztásával kezdődik, majd a rögzített áramértékek intervallumokhoz rendelésével folytatódik. Ezzel az eljárással megkapjuk, hogy az I és $I + \Delta I$ intervallumhoz számszerűen mennyi fázisátalakulás tartozik. A fázisátalakulások számát minden intervallum esetén leosztva a teljes mérések számával (N) egy normált valószínűségi sűrűségfüggvényt kapunk. A különböző körülmények mellett (például különböző hőmérsékletek és kapufeszültségek) meghatározott valószínűségi eloszlások összehasonlítása lehetőséget kínál a kapuzási mechanizmus mélyrehatóbb tanulmányozására. A kapuzási mérések során két típusú áram jelet alkalmaztunk, ezeket a 2.5 ábra **d** panelje szemlélteti. Egyik esetben $0 \mu\text{A}$ -ról növeltük az áram értékét, a másik esetben véges áramértékről indítottuk a mérést. Ezen konfiguráció alkalmazása során ügyeltünk, hogy a véges áram érték ne legyen túl közel a kritikus áramhoz, így a véges pulzus nem vezet a rendszer egyensúlyi állapottól való hirtelen eltávolodásához. Ezen 2. típus mérést abban az esetben alkalmaztuk, mikor viszonylag nagy pontossággal megtudtuk becsülni a kapcsolási áram értékét és ezt viszonylag gyors mérésekkel ellenőrizni szerettük volna. Ezzel a technikával $N = 10000$ mérés esetén rengeteg idő spórolható meg, ha kihagyjuk a kezdeti szakaszt. Minden mérés után 75 ms ideig vártunk, hogy a rendszer visszatérjen egyensúlyi állapotába.

A kapcsolási áram eloszlás görbék vizsgálatához érdemes bevezetni néhány mennyiséget. A kapcsolási áram várható értékét a diszkrét eloszlásokra vonatkozó

$$\langle I_{sw} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N I_n \quad (2.1)$$

összefüggés definiálja, ahol N a kapcsolási áram eloszlás mérések száma, I_n pedig az n -edik mérés alapján meghatározott kapcsolási áram értéke. A kapcsolási áram várható értéke képet ad arról, hogy adott külső paraméter esetén milyen áramértékhez közel várjuk a kapcsolást. Bevezetjük továbbá a

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{n=1}^N (I_n - \langle I_{sw} \rangle)^2}{N - 1}} \quad (2.2)$$

egyenlettel definiált szórás. A szórás információt ad arról, hogy a korábban definiált várható érték körül milyen széles intervallumban várunk véges mennyiségű kapcsolást. Végezetül definiálom az eloszlások jellemzésére használt harmadik mennyiséget, az ún. ferdeséget (skewness), mely azt méri tulajdonképpen, hogy az adott eloszlás mennyire tér el a normális eloszlástól. A ferdeség definiáló egyenlete

$$sk = \frac{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (I_n - \langle I_{sw} \rangle)^3}{(\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (I_n - \langle I_{sw} \rangle)^2)^{3/2}} \quad (2.3)$$

alakban írható. A ferdeség a diszkrét eloszlás aszimmetriájáról ad információt. Amennyiben a ferdeség értéke nulla, akkor az eloszlás szimmetrikus, ha a ferdeség értéke negatív, akkor az eloszlás aszimmetrikus és "balra dől". Pozitív ferdeség esetén az eloszlás szintén aszimmetrikus és "jobbra dől".

2.2.3. Zajmérések

A zajmérések során használt mérési elrendezés a 2.5. ábra c paneljén látható. A minta feszültség zaját és a kapuelektrodához kapcsolt ellenállás áram zaját egy spektrumanalizátor segítségével vizsgáltuk erősítők beiktatásával. A mintán az áthajtott áram értékét egy függvénygenerátor és egy, a mintával sorba kapcsolt 50 kΩ-os ellenállás segítségével szabályoztuk a transzport mérésekhez hasonlóan. A spektrum analizátor előállította az egyes jelekből az azokhoz tartozó zaj spektrális sűrűségét (l. elméleti bevezető) és meghatározta a keresztspektrumot, valamint korrelációt a spektrumok alapján (l. elméleti bevezető). A számítógépes program ezen adatokat fájlba írta és a mérések analízise során ezen adatokat dolgoztam fel.

2.2.4. Adatfeldolgozás, használt mérőműszerek

A mérési adatokat Python programozási nyelv segítségével dolgoztam fel *JupyterLab* 3.0.14 verziószámú környezetet használva. A mérési adatok beolvasására és elemzésére a *pandas*, *NumPy*, *SciPy* csomagokat használtam. A kísérleti eredményeket mutató ábrák a *Matplotlib* vizualizációs csomag felhasználásával készültek.

A mérések során használt mérőműszerek:

- KEYSIGHT 33600A függvénygenerátor
- KEITHLEY 6517A multiméter
- HP34401A multiméterek
- UHFLI 600 MHz Lock-in erősítő
- HP89410A spektrumanalizátor
- erősítők

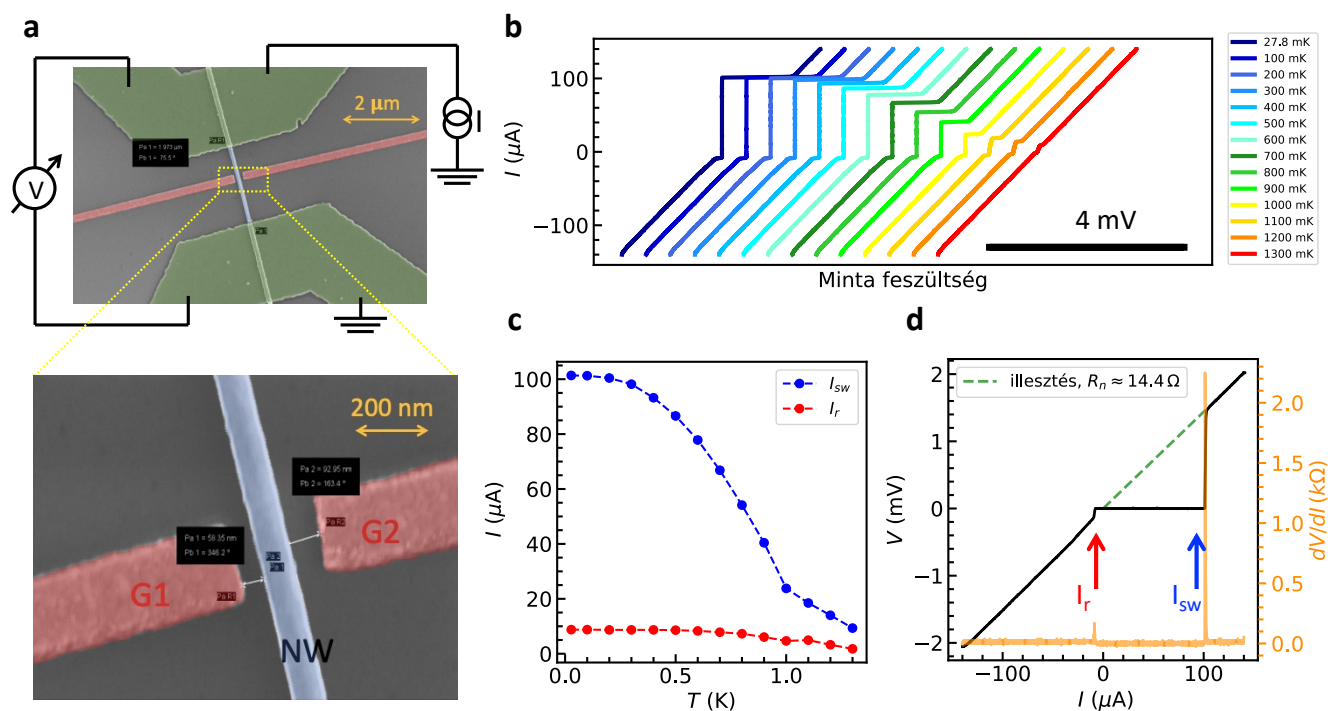
Az egyes mérés technikáknál a megfelelő ábrákon feltüntettem, hogy melyik műszert mire használtuk az adott elrendezésben és erre a szövegben is kitérek.

3. fejezet

Kísérleti eredmények

3.1. A szupravezető héj karakterizációja

Dolgozatom ezen alfejezetében az Al szupravezető héj alapvető karakterizációját mutatom be.



3.1. ábra. Szupravezető héj karakterizációja. **a** A rendszer elektronmikroszkópos felvétele. Zölddel színezve a kontaktusok, pirossal a kapuelektroda kékkel pedig a szupravezető héj. **b** Különböző hőmérsékletek mellett rögzített áram-feszültség görbék. Megfigyelhető a kapcsolási áram monoton csökkenése. **c** A szupravezető héj szupravezető-normál és normál-szupravezető kapcsolásához tartozó I_{sw} és I_r áramértékek. Az I_r áramérték csökkenése lassabb trendet követ a hőmérséklet növelésével. **d** Tipikus áram-feszültség görbe és a dV/dI numerikus derivált. Piros és kék nyilakkal kerültek jelölésre az I_r és I_{sw} áramértékek.

A 3.1. ábra **a** paneljén látható a vizsgált minta elektronmikroszkópos felvétele és a mérési elrendezés sematikus vázlata. Zölddel színezve a kontaktusok, pirossal a kapuelektroda kékkel pedig

az Al szupravezető héj látható. A kapuelektródák környezetére ránagyítva leolvasható, hogy a kapuzási méréseknél használt G1 kapuelektróda és a nanovezeték (NW) távolsága ≈ 60 nm, így az alkalmazott kapufeszültség hatására tipikusan $10^7 - 10^8$ V/m nagyságrendű elektromos tér alakul ki.

A 3.1. ábra **b** paneljén a különböző hőmérsékletek mellett rögzített feszültség-áram karakterisztikák láthatók. Egy-egy ilyen görbe felvétele során a mérőprogram a vezetéken áthajtott áram értékét $-140 \mu\text{A}$ -tól $+140 \mu\text{A}$ -ig változtatta egyenletesen, miközben rögzítette a mintán eső feszültséget. A függőleges szakaszok a szupravezető állapotnak felelnek meg, míg a véges meredekségű szakaszok a disszipatív normál állapothoz tartoznak. Az ábráról leolvasható, hogy a hőmérséklet növelésével a szupravezető héj kapcsolási árama a várakozásoknak megfelelően monoton csökken. A 3.1. ábra **c** paneljén a hőmérséklet függvényében kinyert szupravezető-normál kapcsoláshoz tartozó I_{sw} kapcsolási áram látható késsel, illetve a normál-szupravezető kapcsoláshoz tartozó I_r áram (ún. retrapping current) pirossal ábrázolva. Megfigyelhető, hogy az I_r áramérték csökkenése lassabb trendet követ, mint az I_{sw} áramé a hőmérséklet növekedésével, ez arra enged következtetni, hogy a hiszterézis oka az áram-feszültség karakterisztikában a normál állapotban fellépő disszipáció. A minta normál állapotában ugyanis a véges feszültség miatt fellép egy bizonyos fűtő teljesítmény és emiatt a normál állapotból a szupravezető állapotba történő kapcsolás csak kisebb áramértéknél tud végbe menni, mint a fordított kapcsolás, ugyanis a disszipatív állapotban hő szabadul fel. A mérési eredmények alapján a minta becsült kritikus hőmérséklete $T_c \approx 1.4$ K, ez az érték közel esik korábbi megfigyelésekhez [11, 8]. A 3.1. ábra **d** paneljén a $T = 27$ mK hőmérséklet mellett rögzített áram-feszültség karakterisztika látható feketével ábrázolva, narancssárgával pedig a dV/dI numerikus derivált. Az I_r és I_{sw} áramértékeknél jól látható kiugrás figyelhető meg a numerikus derivált értékében, ezen áramértékeknél ugyanis a minta a disszipatív és a szupravezető állapot között kapcsol, az előbbi véges feszültség, az utóbbit (ideális) esetben nulla feszültség jellemzi. A minta normál állapoti ellenállása az adatsorra történő illesztés alapján $R \approx 14.4 \Omega$.

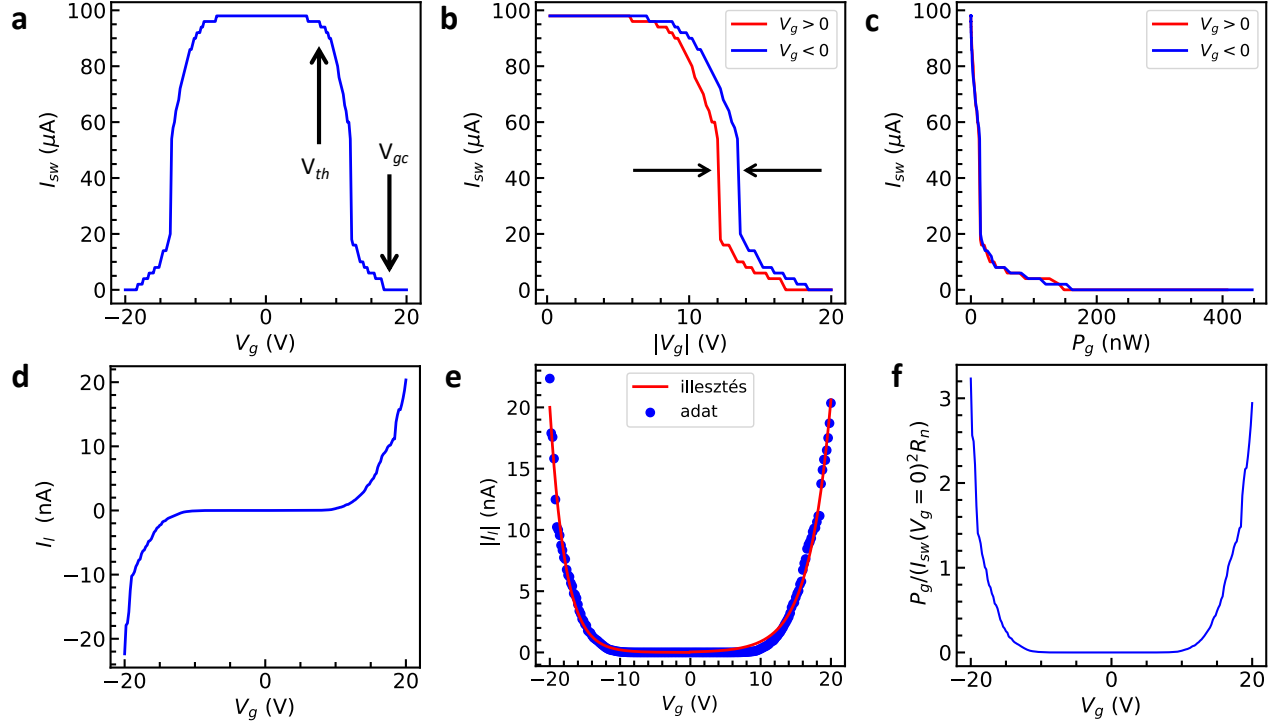
3.2. Szupravezető héj kapuzásának vizsgálata

Ebben az alfejezetben a szupravezető héj szuperáramának kapuelektróda általi elnyomását mutatom be. Ezen kísérlet során adott kapufeszültség mellett a mérőprogram rögzítette a szupravezető héj áram-feszültség görbét majd az adatsorból meghatároztam a szupravezető-normál kapcsoláshoz tartozó kapcsolási áramot, melyet a továbbiakban is I_{sw} -vel jelölök. A hőmérséklet a mérések során 10 mK volt.

A 3.2. ábra **a** paneljén a G1 kapuelektródára kapcsolt V_g kapufeszültség függvényében ábrázolt szupravezető-normál kapcsoláshoz tartozó I_{sw} kapcsolási áram látható. Megfigyelhető, hogy a szuperáram plató $V_{th} \approx 5.5$ V kapufeszültségnél kezd letörni, majd monoton csökken és $V_{gc} \approx 18$ V felett már nem alakul ki szupravezető állapot az Al héjban. Ez a trend kis mértékben eltér csoportunk által korábban hasonló vezetékeken elvégzett mérésektől, azonban a jelenlegi méréseknél a kapuelektróda a szupravezető héj mellett helyezkedik el, míg korábbi mérések során a kapuelektróda a vezetékek alatt helyezkedett el és egy szigetelő hexagonális bór-nitrid réteg választotta el nanopálcát a kapuelektródától [11]. A kísérleti tény, hogy a teljes szuperáram elnyomáshoz szükséges kapufeszültség a jelen geometria esetén kisebb magyarázható azzal, hogy SiO_2 hordozó esetén nagyobb szivárgási áram mérhető [11]. Ez a megfigyelés alátámasztja azt a feltételezést, hogy a hordozó anyaga nagymértékben befolyásolja a kapuzás hatékonyságát.

A 3.2. ábra **d** paneljén a szupravezető héj és a kapuelektróda közt mérhető szivárgási áram látható a kapufeszültség függvényében. A szivárgási áramot egy $10 \text{ M}\Omega$ -os előtét ellenálláson eső

feszültség mérésének segítségével határoztam meg, ahogy azt a 2.5. ábra mutatja. Megfigyelhető, hogy a szupravezető héj kapcsolási áramának monoton csökkenésével a szivárgási áram trendjében monoton, exponenciális jellegű növekedés következik be. A 3.2. ábra **e** paneljén a szivárgási áram $I_{L,D} = w_1 \exp(w_2(Ed - w_3))$ formulával [3] történő illesztés eredménye látható, az illesztési paraméterek értéke pozitív (negatív) kapufeszültség esetén $w_1 = 6.07 \cdot 10^{-11}$ ($1.22 \cdot 10^{-11}$) A, $w_2 = 3.14 \cdot 10^{-1}$ ($4.56 \cdot 10^{-1}$) 1/V és $w_3 = 1.44$ (3.78) V. A formulában szereplő Ed szorzatot a kapufeszültség V_g értékével vettem egyenlőnek, ez implicit tartalmazza azt a feltételezést, hogy a kialakuló elektromos tér jó közelítéssel homogénnek tekinthető, ezt más csoportok által hasonló rendszerekre elvégzett véges elem szimulációk alátámasztják [27].



3.2. ábra. Szupravezető héj kapuzásának vizsgálata. **a** A szupravezető-normál kapcsoláshoz tartozó I_{sw} kapcsolási áram a V_g kapufeszültség növelésével elnyomható. **b** A szupravezető-normál kapcsoláshoz tartozó I_{sw} kapcsolási áram a V_g kapufeszültség abszolút értékének függvényében polaritás függést mutat. **c** A szupravezető-normál kapcsoláshoz tartozó I_{sw} kapcsolási áram a szivárgási áram $P_g = I_l V_g$ teljesítményének függvényében jó ábrázolt görbék jól átfednek. **d** A kapuelektroda és a szupravezető héj közt mérhető szivárgási áram az alkalmazott kapufeszültség függvényében. Megfigyelhető, hogy a szuperáram elnyomáshoz tartozó kapufeszültség intervallumban a szivárgási áram exponenciális jelleg szerint növekszik. **e** A szivárgási áram abszolút értéke a kapufeszültség függvényében a [3] publikációban található formula szerinti illesztése. A görbe jellege arra enged következtetni, hogy a szivárgási áram a SiO_2 hordozóban folyik a szupravezető héj és a kapuelektroda között. **f** A szivárgási áram teljesítménye a $I_{sw}^2(V_g = 0)R_n$ mennyiségre normálva. A normált teljesítmény teljes elnyomás esetén is ≈ 3 , ez arra enged következtetni, hogy a szivárgási áram hatása nem magyarázható egyszerű fűtéssel.

A szivárgási áram jellege arra enged következtetni, hogy a szivárgási áram a szubsztrát anyagában történik nem pedig az elektronok alagutazásáról beszélhetünk, ezt tovább erősíti az a tény, hogy a kapuelektroda és a nanovezeték távolsága néhányszor 10 nm, ilyen távolságok esetén az alagútáram

jelenléte nem valószínű. Egyrészt a használt illesztő függvény alakja a tranzisztorokban megfigyelhető szivárgási áram alakját írja le [3], másrészt a tiszta alagútáram járuléka elhanyagolható. Ezt az állítást azzal támaszthatjuk alá, hogy alkalmazott kapufeszültség maximuma 20 V, a kapuelektroda és a szupravezető héj távolsága ≈ 60 nm, ilyen távolság esetén például a jól ismert pásztázó alagút mikroszkóp esetét véve elmondható, hogy az alagút áram gyakorlatilag nullának tekinthető [12].

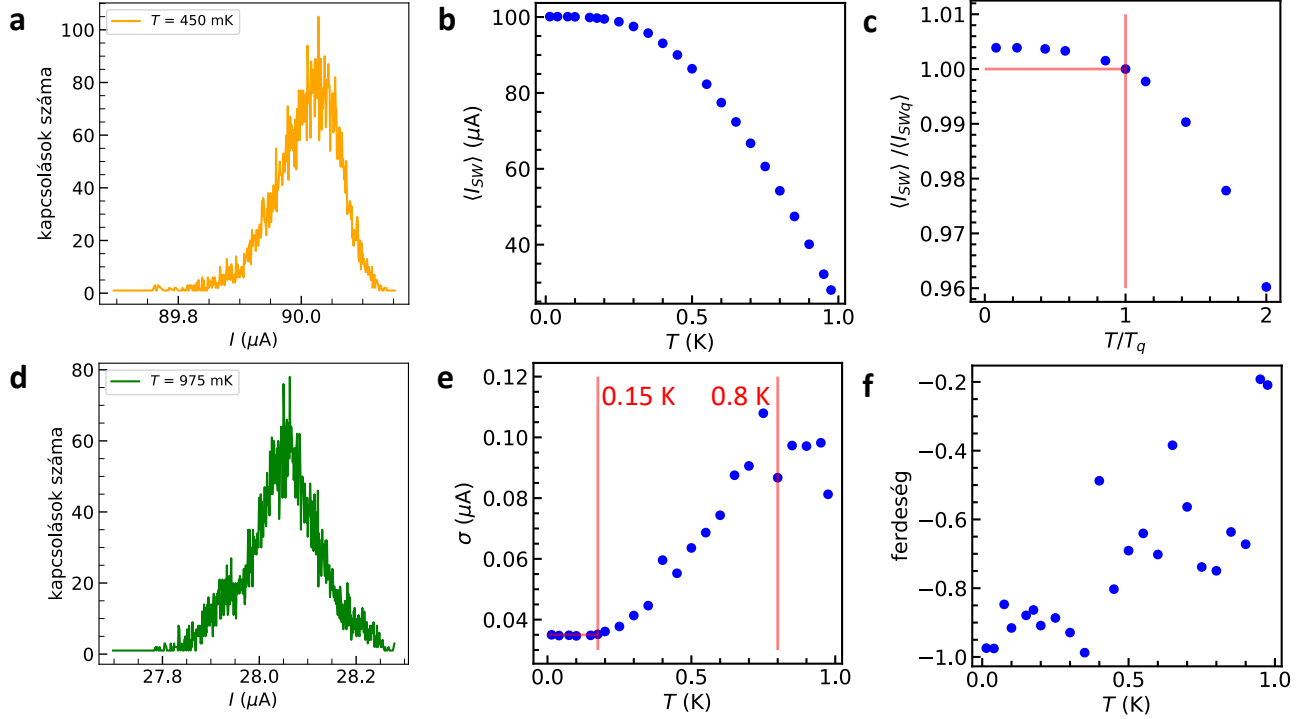
A 3.2. ábra **b** paneljén a kapufeszültség abszolút értékének függvényében látható a kapcsolási áram, míg a **c** panelen a szivárgási áram teljesítményének függvényében figyelhető meg a kapcsolási áram értéke. A kapufeszültség függvényében enyhe polaritás függés tapasztalható, korábbi tapasztalatokkal egyezően Ta szupravezető héj esetén [19]. A szivárgási áram $P_G = I_l V_g$ teljesítményének függvényében ábrázolva a kapcsolási áramot sokkal jobb egyezést láthatunk a kapufeszültség polaritásától függetlenül. Ez arra enged következtetni, hogy a kapuzási jelenség leírásában a szivárgási áram teljesítménye fontos paraméter, illetve ellentmondásban áll azon elméletekkel, melyek a szuperáram elektromos tér okozta lerombolására épülnek különböző fizikai folyamatokon keresztül, hiszen ezek mind szimmetrikusak az alkalmazott kapufeszültségben [22, 8].

A 3.2. ábra **f** paneljén a szivárgási áram teljesítménye látható az $I_{sw}^2(V_g = 0)R_n$ mennyiségre normálva. Leolvasható, hogy a szivárgási áram teljesítménye még a szupravezető állapot teljes elnyomása után sem sokkal nagyobb a normál állapoti kapcsolásnál mérhető teljesítménynél, a normált teljesítmény maximális értéke ≈ 3 . Ez arra enged következtetni, hogy a kapuelektroda hatása nem írható le egyszerűen a szivárgási áram által előidézett fűtéssel. Egyrészt a vezeték normál állapotában a hő a vezeték teljes hosszában fűti a vezetéket, míg a kapuelektroda és a vezeték térben szeparáltak, így a leadott teljesítmény egy része a környezet fűtésére is fordítódik. Másrészt a szivárgási áram nagyságrendekkel kisebb a vezetéken folyó áramnál és bizonyos hányada a rendszer egyéb részei felé is elfolyhat [11, 26] így a megadott teljesítmény arány felső becslés, a valóságban ennél kisebb. A kísérlet ideje alatt a szivárgási áram 1 nA-nél is kisebb, értéke csak abban a kapufeszültség tartományban nő jelentősen, ahol a szuperáram plató elkezd letörni. Ez arra enged következtetni, hogy a kapuelektroda hatása más fizikai mechanizmus által idéz elő kapcsolást, nem pedig az egyensúlyi hőmérsékletet emeli meg egyszerűen. A következő fejezetben bemutatásra kerülő kapcsolási áram eloszlás mérések további megerősítést adnak ezen következtetésre.

3.3. Kapcsolási áram eloszlás mérések

3.3.1. Kapcsolási áram eloszlás mérések különböző hőmérsékleteken

Dolgozatom ezen alfejezetében az Al szupravezető héjon elvégzett kapcsolási áram eloszlás mérések eredményét mutatom be. Egy ilyen kísérlet alkalmával adott hőmérsékleten $N = 10000$ alkalommal rögzítette a mérőprogram a szupravezető héj áram-feszültség görbéjét, majd az adatsorból meghatároztam a kapcsolási áramot, ami a szupravezető-normál kapcsoláshoz tartozik, ezt a továbbiakban továbbra is I_{sw} -vel jelölöm.



3.3. ábra. Kapcsolási áram eloszlás mérések különböző hőmérsékleteken. **a** $T = 450$ mK hőmérséklet mellett rögzített kapcsolási áram eloszlás görbe. Megfigyelhető, hogy a kapcsolat nem egy jól meghatározott értéknél történik, hanem egy véges intervallumban különböző áramok esetén különböző valószínűséggel. **b** Kapcsolási áram várható értéke a hőmérséklet függvényében. A kapcsolási áram a várakozásoknak megfelelően monoton csökken. **c** A $T_q = 150$ mK hőmérsékletre tartozó kapcsolási áram értékére normált kapcsolási áram a T_q hőmérsékletre normál hőmérséklet függvényében. A normált áramban nem látunk szaturációt, ez arra enged következtetni, hogy a $T < 0.15$ K hőmérséklet intervallumban kvantum fluktuációk felelősek a kapcsolási áram valószínűségi jellegéért. **d** $T = 975$ mK hőmérséklet mellett rögzített kapcsolási áram eloszlás görbe. Vizuálisan is megerősíthető, hogy a hőmérséklet növelésével a harmadik hőmérséklet tartományba érve az eloszlás görbe szimmetrikusabb lesz. **e** A kapcsolási áram szórása a hőmérséklet függvényében. A trend alapján három tartományt különböztetünk meg, ezekben a tartományokban különböző kapcsolási mechanizmusokat feltételezünk (l. szöveg). **f** A kapcsolási áram eloszlásokból kinyert ferdeség a hőmérséklet függvényében. A ferdeség értéke további megerősítést különböző mechanizmusokra.

Egy-egy ilyen eloszlás görbére látható példa a 3.3. ábra **a** és **d** paneljén, $T = 450$ mK és $T = 975$ mK hőmérséklet esetén. Megfigyelhető, hogy a kapcsolat nem egy jól meghatározott

áramértéknél történik, hanem egy eloszlást követ. A különböző hőmérsékletek mellett kinyert eloszlásgörbék segítségével meghatározható a kapcsolási áram várható értéke és szórása, ezek a mennyiségek a 3.3. ábra **b** és **e** paneljein láthatók. Megfigyelhető, hogy a kapcsolási áram várható értéke monoton csökken a hőmérséklet növelésével, ez a várakozásoknak megfelel. A 3.3. ábra **e** paneljén a kapcsolási áram eloszlás szórása látható a hőmérséklet függvényében. Három tartományt tudunk megkülönböztetni, $T < 0.15$ K alatt a szórás szaturálódni látszik, 0.15 K $< T < 0.8$ K hőmérséklet tartományban a szórás monoton nő, végezetül 0.8 K $< T$ tartományban a szórás csökken. Az első hőmérséklet intervallumban a szórás szaturálódhat a mérőrendszer elektron hőmérséklete miatt, azonban a szaturáció 0.15 K-nél kezdődik, az elérhető legalacsonyabb hőmérséklet pedig 10 mK, így valószínűbb, hogy a kapcsolat ebben a tartományban az ún. kvantumfluktuációk miatt történik. Ezt a feltételezés megerősítése azonban további méréseket igényelne. A következő, köztes hőmérséklet tartományban a szórás monoton növekedése arra enged következtetni, hogy ebben az intervallumban a termikus fluktuációk felelősek a kapcsolat valószínűségi jellegéért. Ebben a tartományban egy fázis fluktuáció elegendő, hogy a rendszer átkapcsoljon szupravezető állapotból normál állapotba az elméleti bevezetőben leírtaknak megfelelően. Az utolsó tartományban a szórás csökkenése arra utal, hogy több egymást szorosan követő fázis fluktuáció szükséges ahhoz, hogy a rendszer szupravezető állapotból normál állapotba kapcsoljon. Ennek oka, hogy a fázis fluktuáció során felszabaduló energia nem elegendő a rendszer átkapcsolásához, hiszen a szupravezető héj fajhője a hőmérséklet növelésével monoton nő [29, 4], így egy fázis fluktuáció nem tudja a kritikus hőmérséklet fölé emelni a szupravezető héj hőmérsékletét.

A 3.3. ábra **c** paneljén a $T_q = 150$ mK-hez tartozó kapcsolási áramra normált kapcsolási áram látható a T_q hőmérsékletre normálva. Megfigyelhető, hogy $T < T_q$ esetén a kapcsolási áram várható értéke nem szaturálódik a szórással szemben, ez szintén arra enged következtetni, hogy ebben a tartományban a kvantumfluktuációk felelősek a kapcsolásért [23]. A 3.3. ábra **f** paneljén a kapcsolási áram eloszlásból meghatározott ferdeség látható a hőmérséklet függvényében. Megfigyelhető, hogy a ferdeség az első hőmérséklet intervallumban lassan változik, majd a hőmérséklet növelésével egyre növekszik (a ferdeség előjeles mennyiség). Ez összhangban van korábbi tapasztalatokkal, miszerint a ferdeség abban a hőmérséklet intervallumban, ahol több fázis fluktuáció szükséges a szupravezető kapcsolásához 0-hoz közeli érték, vagyis az eloszlás ebben a hőmérséklet intervallumban egyre jobban hasonlít a normál eloszlásra, míg alacsonyabb hőmérsékleteken a ferdeség -1-hez közeli érték [23, 10]. Ez vizuálisan megerősíthető a 3.3. ábra **a** és **d** paneljeit tanulmányozva. Ezen paneleken $T = 450$ mK és $T = 975$ mK hőmérsékletek mellett rögzített eloszlás görbék láthatók. Megfigyelhető, hogy a magasabb hőmérséklet esetén az eloszlás görbe valóban szimmetrikusabb.

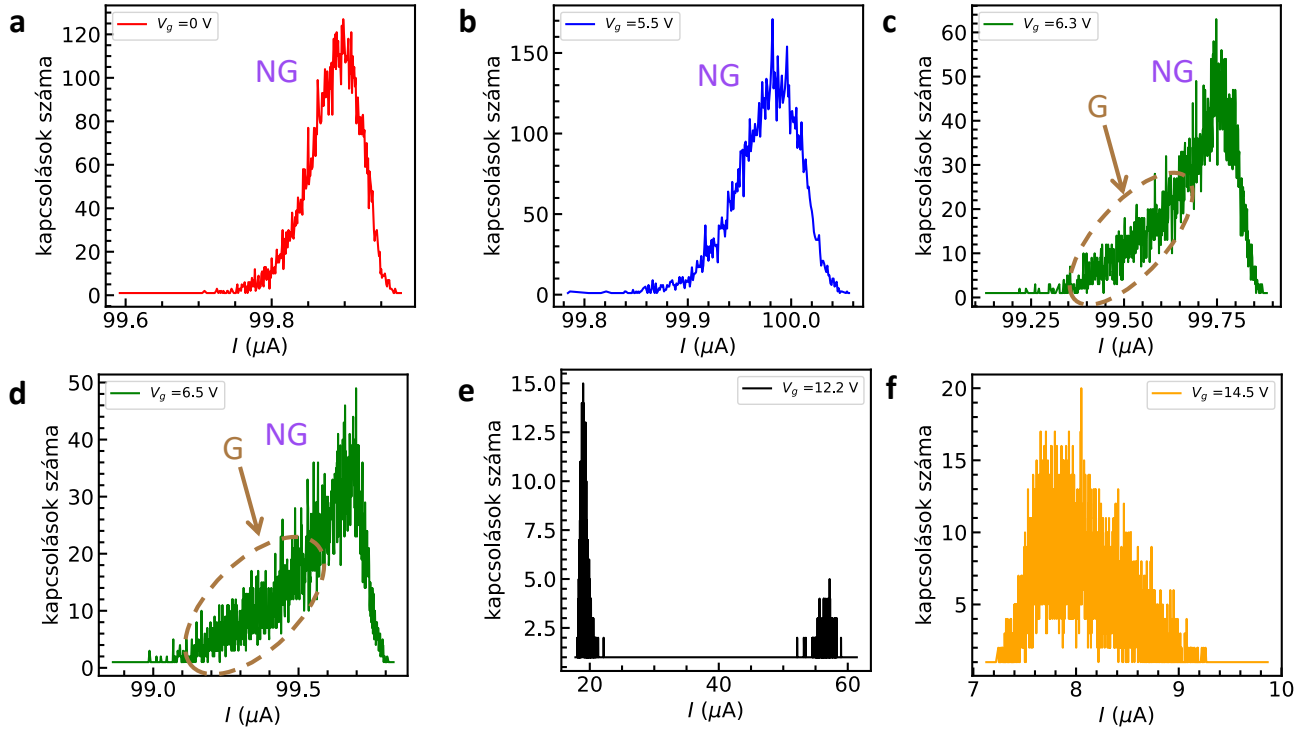
A mérési eredményeket tekintve elmondható, hogy a hőmérséklet függvényében elvégzett kapcsolási áram mérések eredménye megegyezik a várakozással, amit egy tipikus szupravezető vezeték esetében tapasztalhatunk [4]. A mérés technikát emiatt a továbbiakban is használok a rendszer elemzésére kapuelektrodára kapcsolt véges kapufeszültség függvényében is.

3.3.2. Kapcsolási áram eloszlás mérések kapufeszültség függvényében

Következő lépésként kapufeszültség alkalmazása mellett felvett eloszlás görbék analízisét mutatom be. Ezen mérésorozat során a hőmérséklet 10 mK volt, a mérőprogram adott kapufeszültség mellett rögzítette a szupravezető héj áram-feszültség görbét majd az adatsorból meghatároztam a szupravezető-normál kapcsoláshoz tartozó I_{sw} áram értékét a korábban ismertetett eljárás segítségével.

A 3.4. ábrán a különböző kapufeszültségek mellett rögzített eloszlás görbék láthatók. Megfigyelhető a kapufeszültség hatása az eloszlás görbék jellegére. Az eloszlás görbék jellemzésére használt

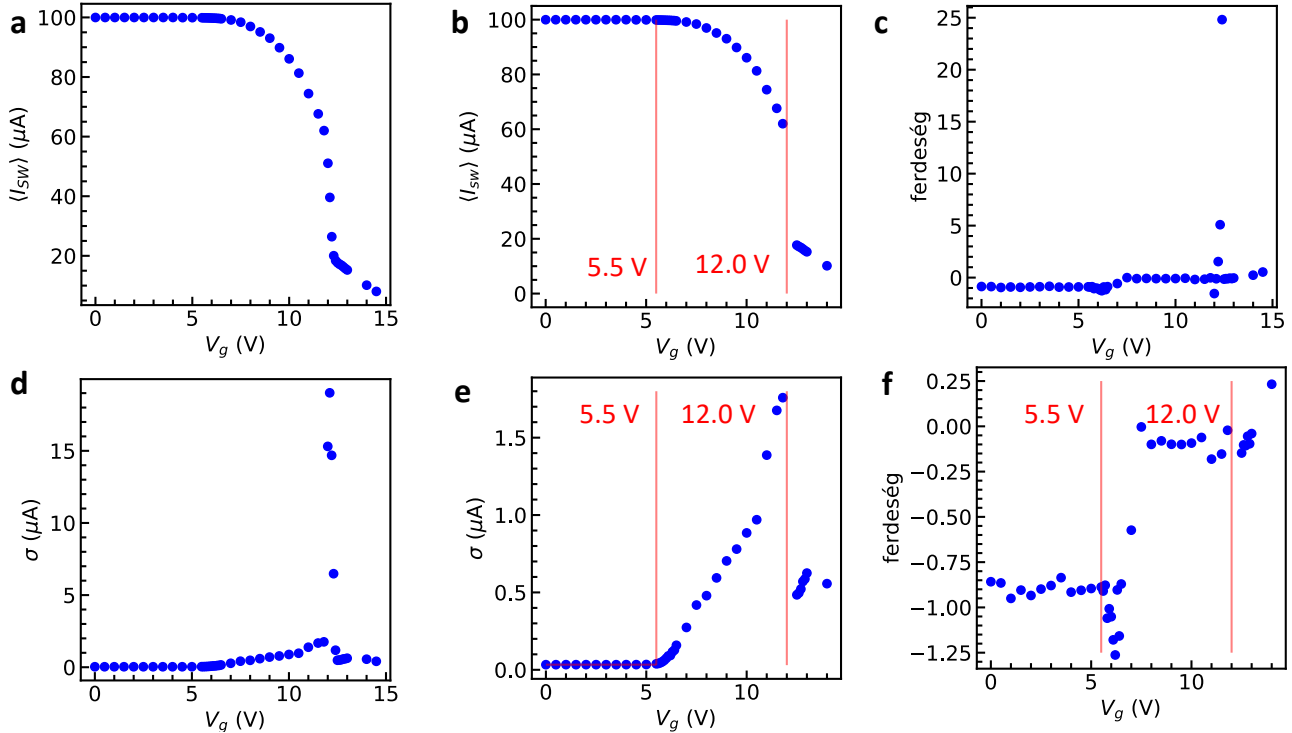
várható érték, szórás és ferdeség mennyiségek mindegyike változik a kapufeszültség növelésével. Növekvő kapufeszültség esetén megfigyelhető, hogy a várható érték csökken, az eloszlás görbék kiszélesednek, tehát nő a szórás, végezetül elmondható, hogy az eloszlás görbék "dőlési iránya" is változik, alacsony kapufeszültség esetén (**c** panel) negatív, míg magasabb kapufeszültség (**e** panel) esetén pozitív lesz a ferdeség. Vegyük észre, hogy 0 V, illetve 5.5 V kapufeszültség esetén az eloszlás görbék hasonlóak, itt még nem érvényesül annyira a kapuelektroda hatása, ezt lila NG felirattal címkéztem a **a** és **b** paneleken. $V_g \approx 6.3$ V és $V_g \approx 6.5$ V és kapufeszültség esetén az eloszlás görbék kissé elkezdene deformálódni, ezt a deformációs tartományt barna szaggatott ellipszissel és nyíllal jelöltem, G felirattal címkéztem a **c** és **d** paneleken. Ezen eloszlás görbék tartoznak azon pontokhoz, ahol a fedesség -1-nél kisebb érték, ez vizuálisan is megnyilvánul. Korábban Ta minták esetén láttunk hasonló viselkedést az eloszlás görbék analízise során [19]. Az áthajtott áram változási sebességének függvényében vizsgálva Ta minták esetén azt tapasztaltuk, hogy a sebességtől függ a kapcsolások száma az egyes intervallumokban (G és NG). Ezt úgy értelmeztük, hogy kisebb kapufeszültségek esetén lassan változtatva az áthajtott áramot a kapuelektroda által keltett fluktuációkat sikerült felbontanunk, azonban gyors mérés esetén nincs esélyünk még érzékelni a kapu hatását, ennek megfelelően a 10 mK mellett jelenlevő egyéb, korábban feltérképezett fluktuáció fogja eredményezni a kapcsolást (l. **a** panel). A kísérleti eredmények diszkussziója során részletesen kitérek, arra, hogy a kapufeszültség hogyan befolyásolja a fluktuációk rátáját.



3.4. ábra. Kapcsolási áram eloszlás görbék vizuális összehasonlítása. Különböző kapufeszültségek mellett rögzített eloszlás görbéket tanulmányozva megállapítható, hogy alacsony kapufeszültségek esetén az eloszlás görbék nem változnak jelentősen (**a,b** panel), a kapufeszültség növelésével az eloszlás görbék deformálódnak (**c,d** panel), magasabb kapufeszültség esetén pedig az eloszlás görbék alacsonyabb áramértékek felé tolódnak el és kvalitatív/kvantitatív jellemzőik is változnak, mint például a ferdeség (**e,f** panel).

A 3.4. ábra **e** paneljén a $V_g \approx 12$ V kapufeszültség szűk környezetéből vett egy eloszlás látható.

Megfigyelhető, hogy éles ugrás van az eloszlás görbében, ez a kapcsolási áram kapufeszültség függését vizsgálva érthetővé válik, hiszen éles, függőleges ugrást szenved a kapcsolási áram 12 V kapufeszültség környékén. Ekkor a rendszer már jelentősen frusztrálttá válik a kapuelektróda hatása miatt, így megfigyelhetünk kapcsolást az ugrás előtt és után.



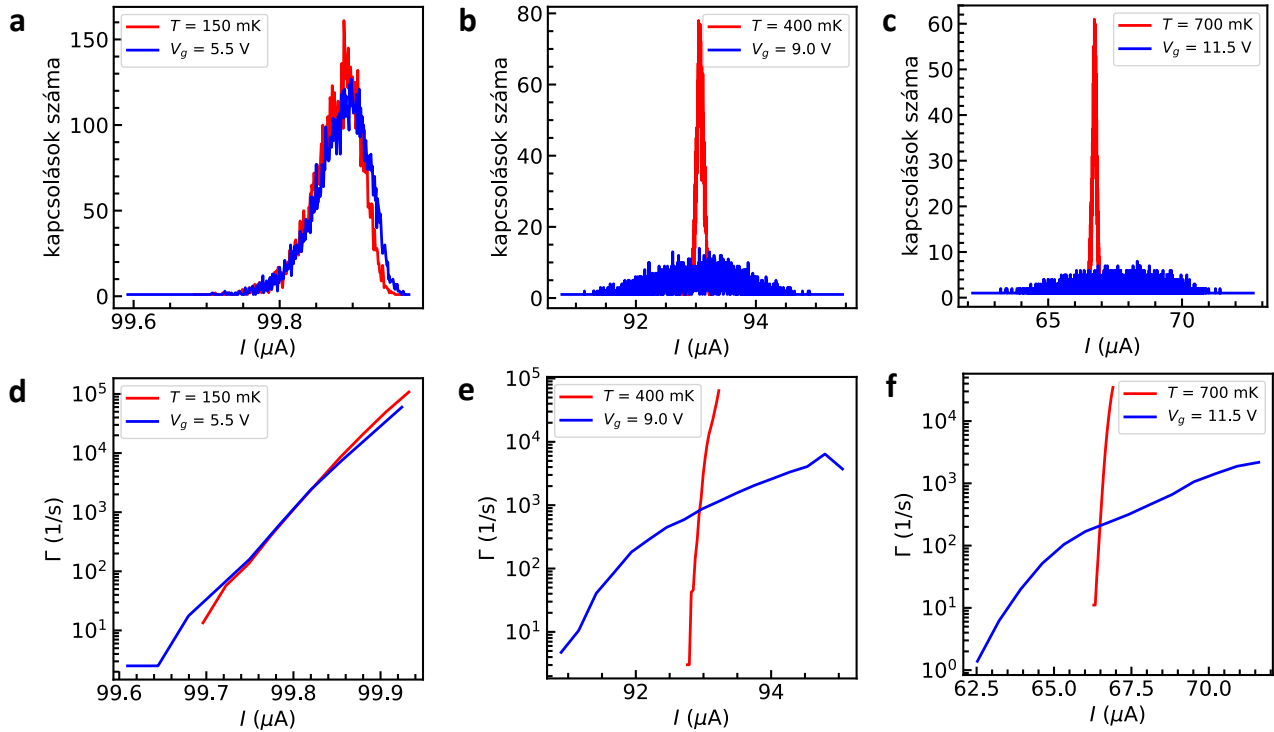
3.5. ábra. Kapcsolási áram eloszlás mérések kapufeszültség függvényében. **a** Kapcsolási áram várható értéke a kapufeszültség függvényében monoton csökken. **b** Kapcsolási áram várható értéke a kapufeszültség függvényében, kihagyva a ≈ 12 V kapufeszültség szűk környezetében található eloszlás görbéket. **c** A kapcsolási áram eloszlásokból kinyert ferdeség a kapufeszültség függvényében. **d** A kapcsolási áram szórása a kapufeszültség függvényében. **e** A kapcsolási áram szórása a kapufeszültség függvényében, kihagyva a ≈ 12 V kapufeszültség szűk környezetében található eloszlás görbéket. A trend alapján három tartományt különböztetünk meg, ezekben a tartományokban különböző kapcsolási mechanizmusokat feltételezünk (l. szöveg). **f** A kapcsolási áram eloszlásokból kinyert ferdeség a kapufeszültség függvényében, kihagyva a ≈ 12 V kapufeszültség szűk környezetében található eloszlás görbéket.

A 3.5. ábra **b** paneljén ezt az élest ugrást egy függőleges piros vonal szemlélteti 12 V-nál, az ugráshoz tartozó áram értékek megegyeznek azon áramértékekkel, melyeknél a 3.4. ábra **e** paneljén látható eloszlásban a kapcsolások centrálva vannak két érték köré ($\approx 20 \mu\text{A}$ és $\approx 60 \mu\text{A}$). A kapufeszültséget tovább növelve a kapcsolások eltolódnak kisebb áramértékek felé és az eloszlás görbék jellege is megváltozik. A ferdeség pozitív lesz, a szórás pedig a termikus aktivációhoz tartozó eloszlások szórásánál egy nagyságrenddel nagyobb lesz. Ezek a megfigyelések megegyeznek korábbi mérések kvalitatív trendjével [25, 19, 27, 3]. A ferdeség változása a többszörös, időben egymást szorosan követő fluktuációk jelenlétére utalnak [28, 4], így joggal feltételezhetjük, hogy a termikus gerjesztések esetén validált mérés technika segítségével nyert adatokban látható trend kapufeszültség alkalmazása esetén szintén többszöri fluktuációk jelenlétét indikálja. A szórás nagyságrendnyi növekedése arra enged következtetni, hogy a rendszer nem írható le egyszerűen a szivárgási áram

fűtő hatása miatt kialakuló egyensúlyi hőmérséklettel [27]. Ezek alapján feltételezhető, hogy a rendszer a kapuelektróda hatására olyan nemegyensúlyi állapotba kerül, mely nem írható le a termikus egyensúlyhoz tartozó Fermi-függvénnyel. Ez az állapot azonban lehet dinamikai egyensúlyi állapot (steady state) abban az értelemben, hogy rendszerben jelenlevő disszipációk illetve külső gerjesztések hatására másféle eloszlás alakul ki, mely esetlegesen lehet időben állandó [29, 27]. A probléma további vizsgálatokat igényel hiszen a kialakuló állapot transzport mérésekkel nehezen tanulmányozható.

A 3.5. ábra **a** paneljén a kapcsolási áram várható értéke látható az alkalmazott kapufeszültség függvényében. Megfigyelhető, hogy a kapcsolási áram várható értékére az alkalmazott kapufeszültség hatással van. $V_g \approx 5.5$ V kapufeszültségnél a kapcsolási áram várható értékében látható plató letörik, majd monoton csökken. Az ábráról leolvasható szintén, hogy szupravezető állapot $V_{gc} \approx 18$ V kapufeszültség fölött már nem alakul ki. A 3.5. ábra **d** paneljén a kapcsolási áram eloszlásokból kinyert szórás látható a kapufeszültség függvényében. Megfigyelhető, hogy $V_g \approx 12$ V kapufeszültség szűk környezetében az eloszlás görbékből kinyert szórás jelentősen nagyobb, mint ezen az intervallumon kívül (ez az intervallum néhányszor 0.1 V nagyságú). A 3.5. ábra **b** és **e** paneljén szintén a kapcsolási áram várható értéke és szórása látható, azonban a $V_g \approx 12$ V kapufeszültség szűk környezetében található 4 eloszlás görbét kihagytam az analízisből ezen ábra elkészítése során. Észrevehető, hogy a szórás $V_g < 5.5$ V kapufeszültség alatt nem változik, ez érthető, hiszen ebben az intervallumban a kapufeszültség még nem fejt ki jelentős hatást a szupravezető héjra (ez a várható értékből is leolvasható). A következő kapufeszültség intervallumban a szórás monoton növekszik, ez a viselkedés arra utal, hogy egyetlen, a kapuelektróda hatása miatt fellépő fázis fluktuáció elegendő a rendszer kapcsolásához [25]. Hasonló trendet figyelhető meg a különböző hőmérsékletek mellett elvégzett mérések elemzése során. $V_g > 12$ V kapufeszültség intervallumban a szórás hirtelen csökken, ebből arra lehet következtetni, hogy a kapufeszültség hatása során több, egymást szorosan követő fázis fluktuáció eredményezi a rendszer kapcsolását. Ez a következő módon érthető meg: a kapuelektródára kapcsolt feszültség hatása egyre jelentősebb a kapufeszültség növelésével. Ennek megfelelően, ha a vezetékben több térben és időben átfedő fázis fluktuáció is fellép, akkor alacsonyabb áthajtott áram esetén is megfigyelhetünk kapcsolást. A fázis fluktuáció során felszabaduló energia arányos az áthajtott áram aktuális értékével, azonban a fázis fluktuációk számának rövid idő intervallumon belüli növelésével a fázis fluktuációk számával szintén egyenesen arányos nő a felszabaduló energia, így az áram várható értéke csökken. A szórás csökkenése úgy magyarázható szemléletesen, hogy a várható érték csökkenése miatt az eloszlás görbék kiszélesedése sem lehet tetszőleges, hiszen a várható érték a kapufeszültség növelésével 0-hoz tart, másrészt az egymást szorosan követő fluktuációk miatt a rendszer frusztrált lesz és ennek megfelelően nő azon áram intervallum hossza, ahol a rendszer kapcsolni tud, azonban figyelembe véve a rendszer frusztráltságát az átfedő fluktuációk miatt a rendszer még azelőtt kapcsolni fog, hogy az áram jelentősen megnőne, így a szórás csökken. A szórás ilyen jellegű viselkedése a fenti érveléssel érthető, a precíz leírás azonban numerikus eszközöket igényel [28].

A 3.5. ábra **c** és **f** paneljein az eloszlás görbékből kinyert ferdeség látható, a különbség a két panel között, hogy a **f** panelen látható ábrán nem szerepelnek azok a pontok, amik a $V_g \approx 12$ V kapufeszültség intervallum szűk környezetében találhatók. Megfigyelhető, hogy a kapufeszültség növelésével a ferdeség növekszik, míg alacsonyabb kapufeszültségek esetén -1-hez közeli érték. Érdekes, hogy ≈ 5.5 V kapufeszültség esetén a ferdeség jelentősen lecsökken (ekkor kezd érvényesülni a kapu hatása).



3.6. ábra. A várható érték alapján párba állított eloszlás görbék. **a-c** Alacsony kapufeszültség esetén nem látható jelentős különbség a kapufeszültség/hőmérséklet mellett rögzített eloszlás görbékben, a kapufeszültséget növelve azonban az eloszlás görbék jelentősen kiszélesednek. **d-f** Az eloszlás görbékből kinyert szökési ráta az áram függvényében a különböző párok esetén. A szökési rátát tanulmányozva látható, hogy alacsony kapufeszültség esetén a szökési ráták is jó egyezést mutatnak. A kapufeszültséget növelve a szökési ráta értéke jelentősen változik, illetve az áram intervallum, ahol véges értéket vesz fel kiszélesedik.

A termikus aktivációhoz tartozó, illetve a kapuelektróda hatása alatt felvett eloszlás görbéket a várható érték alapján párba állítva megfigyelhető, hogy abban a tartományban, ahol a kapuelektróda hatása érvényesül az eloszlás görbék kiszélesedése sokkal nagyobb. Ez a 3.6. ábrán tanulmányozható. $T = 150$ mK és $V_g = 5.5$ V esetén párba állított eloszlások görbék átfedése megerősíti azt a következtetésünket, hogy ekkor a kapufeszültség hatása még elhanyagolható. A két görbe szinte tökéletesen átfed. A **b** paneleken $T = 400$ mK és $V_g = 9.0$ V paraméterek mellett felvett eloszlás görbéket hasonlítom össze. Látható, hogy az eloszlások várható értéke jó egyezést mutat, azonban a kapuelektróda hatása alatt felvett eloszlás jelentősen szélesebb. Hasonló megfigyelést tehető a $T = 700$ mK és $V_g = 11.5$ V paraméterek mellett rögzített eloszlás görbék összehasonlítása esetén is, ez a **c** panelen látható. Ez a trend arra enged következtetni, hogy a kapuelektróda hatása nem írható le egyszerű fűtéssel, mely a rendszer egyensúlyi hőmérsékletét emelné meg, hiszen ebben az esetben az eloszlás görbék párba állítása során jobb egyezését várnánk. A 3.1. táblázatban foglaltam össze a párba állított eloszlás görbék szórásának és várható értékének arányát. Az első oszlopban a külső paraméterek láthatók, a második oszlopban a σ_G/σ_T arány, mely a kapu elektróda hatása alatt rögzített eloszlás görbe alapján meghatározott szórás és az adott hőmérséklet mellett rögzített eloszlás görbéből kinyert szórás hányadosa. A táblázat utolsó oszlopában a $\langle I_G \rangle / \langle I_T \rangle$ arány látható, mely az előbb leírt eloszlás görbék várható értékének hányadosa. Az első pár esetén a szórások hányadosa kicsit nagyobb, mint 1, azonban a másik két pár esetén tapasztalható nagyságrendi eltérés arra enged következtetni, hogy a kapuelektróda hatása nem írható le egyszerűen az egyensúlyi

hőmérséklet növekedésével, mely történhetne például a jelenlevő disszipatív szivárgási áram miatt.

T (mK)	V_g (V)	σ_G/σ_T	$\langle I_G \rangle / \langle I_T \rangle$
150	5.5	1.11	1.00
400	9.0	10.98	1.00
700	11.5	18.50	1.01

3.1. táblázat. Kapcsolási áram eloszlás görbék összehasonlítása különböző hőmérséklet és kapufeszültség mellett. A várható érték alapján való párosítás eredményeként az látható, hogy az eloszlások szórása nagyságrendi eltérést mutat.

A 3.6. ábra **d**, **e** és **f** paneljein az eloszlás görbékből a az 1.25 egyenlet által megadott KFD transzformáció segítségével kinyert szökési ráták láthatók. Megfigyelhető, hogy a kapuelektróda hatására a szökési ráta maximuma egy nagyságrenddel kisebb mint ami a termikus aktivációhoz tartozik, illetve sokkal szélesebb meghajtó áram intervallumban van nem elhanyagolható értékű szökési ráta. Más csoportok által végzett mérések esetén a kvalitatív trendek hasonlóak [25, 3, 27]. A kapufeszültség függvényében rögzített eloszlás görbékből kinyert szökési rátákban magasabb kapufeszültség esetén törés látható, ez a többszöri fázis fluktuációk jelenlétét indikálja [24, 23]. A fluktuációk számának növelésével a kísérletileg kimérhető szökési ráta csökken, ekkor megnő a fluktuációk rátája és több fluktuáció okozza a rendszer kapcsolását. Egyetlen fluktuációhoz tartozó szökési ráta ebben a tartományban a kísérleti eredményekből triviális módon nem jósolható meg, azonban léteznek közelítő modellek [10]. Az eddigi mérési eredmények arra engednek következtetni, hogy az elektromos tér okozta szupravezető állapot lerombolása, a triviális fűtési mechanizmus és a kapuelektróda, valamint a szupravezető héj közötti esetleges "tisza" alagútáram okozta kapcsolat kizárható a vizsgált minta esetén.

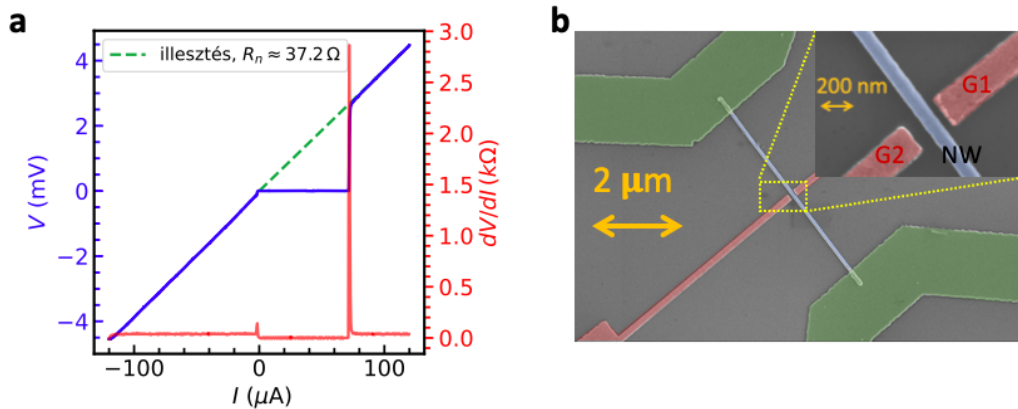
3.4. Zajmérések

3.4.1. A minta alapvető karakterizációja

Dolgozatom következő részében egy másik mintán elvégzett zajmérések eredményét mutatom be. A konkrét zajmérések tárgyalása előtt ismertetem a minta alapvető karakterizációját. A rendszer elektronmikroszkópos felvétele a 3.7. ábra **b** paneljén látható. A szupravezető héjat késsel, a kapuelektródákat pirossal a kontaktusokat pedig zölddel színeztem. Megfigyelhető, hogy ez a vezeték hosszabb, mint a korábban vizsgált minta, a pálca kontaktusok közé eső része $\approx 6 \mu\text{m}$. A kapufeszültséget a mérések során a közelebbi, G1-el jelölt kapuelektródára kapcsoltam, a szupravezető héj és a kapuelektróda távolsága néhányszor 10 nm. A dolgozat hátralevő részében ismertetésre kerülő mérések során a hőmérséklet végig 10 mK volt.

A nanovezeték áram-feszültség görbéje a 3.7. ábra **a** paneljén látható. Megfigyelhető, hogy ez a minta is mutat hiszterézist az előző mintához és korábbi mérésekhez hasonlóan [11]. A hiszterézis hurok közvetlenül nem figyelhető meg, viszont látható, hogy a normál-szupravezető és szupravezető-normál kapcsolat nem ugyanannál az áramértéknél történik az áram előjelétől eltekintve. Az adatsorra való illesztés alapján meghatározható a minta ellenállása a normál állapotban, ez $R_n \approx 37.2 \Omega$ -nak adódik. A 3.7. ábra **a** paneljén pirossal feltüntetve látható a dV/dI numerikus derivált derivált, ebből leolvasható a normál-szupravezető és szupravezető-normál kapcsoláshoz tartozó áram értéke. Látható, hogy a szupravezető csatorna hosszának növelésével a kapcsolási áram értéke lecsökkent $\approx 100 \mu\text{A}$ -ról $\approx 70 \mu\text{A}$ -re az előző fejezetben bemutatott

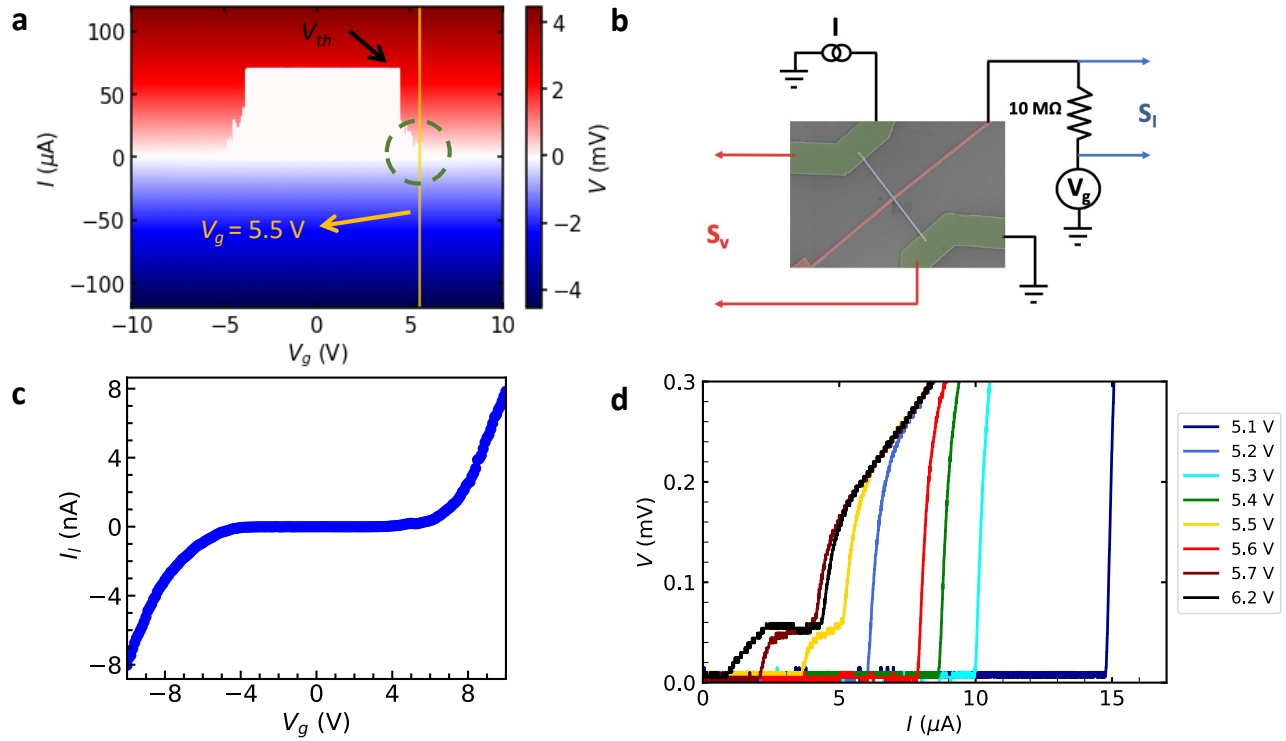
mintához képest. A csoportunkban elvégzett más, nem publikált mérések egybevágának azzal a tapasztalattal, hogy a szupravezető csatorna hosszának növelésével az ellenállás nő, a kapcsolási áram viszont csökken.



3.7. ábra. Szupravezető héj karakterizációja. **a** Tipikus áram-feszültség görbe és a $\frac{dV}{dI}$ derivált spektrum. **b** A rendszer elektronmikroszkópos felvétele. Zölddel színezve a kontaktusok, pirossal a kapuelektroda kékkel pedig a szupravezető héj.

A 3.8. ábra **a** paneljén a G1 kapuelektrodára kapcsolt V_g kapufeszültség (vízszintes tengely) függvényében látható a szupravezető héjon mérhető feszültség (színkódolás) az áram függvényében (függőleges tengely). Megfigyelhető, hogy $V_{th} \approx 4.5$ V kapufeszültségnél letörik a szuperáram plató, a kapufeszültség további növelésével a szupravezető állapot teljes mértékben elnyomható. A 3.8. ábra **c** paneljén látható a szupravezető héj és a kapuelektroda közt mérhető szivárgási áram. Ezen minta esetében is megfigyelhető, hogy a szupravezető állapot elnyomáshoz tartozó kapufeszültség intervallumban a kapufeszültség monoton, exponenciális jelleg szerint növekszik. Ezek a megfigyelések megegyeznek korábbi megfigyelésekkel és más csoportok által tapasztalt viselkedéssel [11, 25, 19, 3].

Érdekes megfigyelés tehető, ha a $V_g \approx 5$ V kapufeszültség környezetében megvizsgáljuk az áram-feszültség görbéket. A 3.8. ábra **d** paneljén különböző diszkrét kapufeszültség értékek mellett rögzített áram-feszültség görbék origó közeli környezete látható. Egy ilyen görbe a 3.8. ábra **a** paneljéből függőleges elmozdítással kapható meg, például 5.5 V esetén arany színnel jelöltem azt az egyenest, ami mentén elmozdítva a kétdimenziós ábrát, a **d** panelen szintén arany színnel jelölt görbét kapjuk. A többi, más kapufeszültséghez tartozó görbék hasonló eljárással kaphatók meg. A kapufeszültség növelésével az vehető észre, hogy $V_g \geq 5.5$ V kapufeszültség alkalmazása esetén a normál állapotba való kapcsolás előtt véges feszültség jelenik meg a mintán (3.8. ábra **a** panel zöld szaggatott kör, 3.8. ábra **d** panelen $V_g > 5.5$ V kapufeszültséghez tartozó görbék). Ez elsőre összeegyeztethetetlennek tűnik a szupravezető állapottal, azonban az elméleti bevezetőben összefoglalt ismeretek alapján megmagyarázható a viselkedés. A minta ebben a tartományban több fázis fluktuáció segítségével kapcsol át normál állapotba, egy-egy fázis fluktuáció alatt azonban kialakul egy normál tartomány és a Gor'kov egyenletnek megfelelően véges feszültség mérhető a minta két végpontja között [4]. Abban a tartományban ahol egyetlen fázis fluktuáció elegendő a minta normál állapotba való kapcsolásához ezen alacsony feszültségű tartomány nincs jelen, hanem egyetlen éles ugrás figyelhető meg az áram-feszültség görbékben, mint például 5.1 V esetén [9, 4, 28].



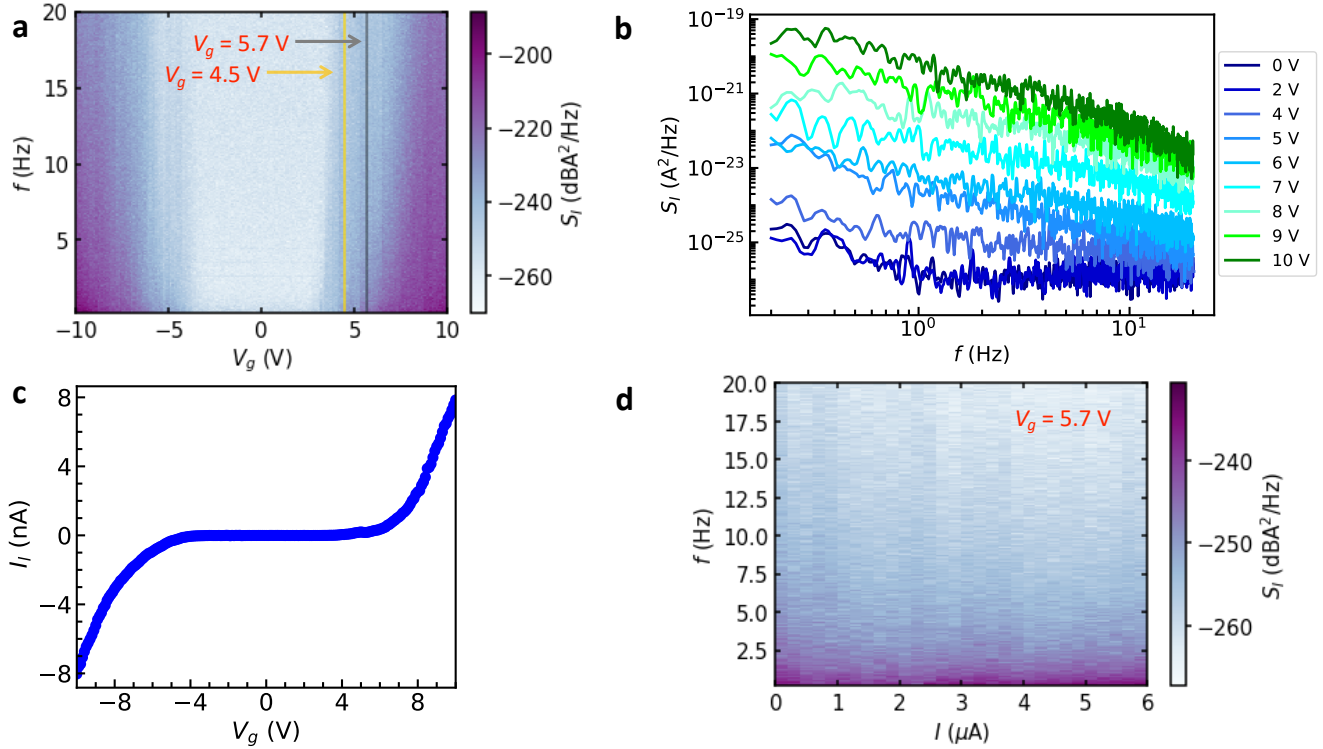
3.8. ábra. Transzport mérések. **a** A szupravezető héjon mérhető feszültség (színkódolás) a kapufeszültség (vízszintes tengely) és a meghajtó áram (függőleges tengely) függvényben. Megfigyelhető, hogy magasabb ($V_g > V_{th}$) kapufeszültségek esetén a mintán a szupravezető-normál kapcsolás előtt egy véges feszültségű tartomány alakul ki. **b** A zajmérésekhez használt mérési elrendezés sematikus vázlata. A szivárgási áram zaján kívül a szupravezető héj feszültség zaja is mérhető a véges feszültségű tartományban. **c** A szupravezető héj és a kapuelektroda közt mérhető szivárgási áram a kapufeszültség függvényében. Megfigyelhető, hogy ezen minta esetében is exponenciális jellegű trend szerint nő a szivárgási áram abban a kapufeszültség intervallumban, ahol a monoton szuperáram elnyomást tapasztalhatók. **d** $V_g > V_{th}$ kapufeszültség mellett rögzített áram-feszültség görbék az origó környezetében. Megfigyelhető, hogy valóban mérhető véges feszültség a kapcsolási áram értéke alatt.

Ez a tartomány azonkívül, hogy érdekes, fontos jelentőséggel bír. Egyrészt ebben a kapufeszültség intervallumban jelentős a szuperáram elnyomás. Ebből arra következtetünk, hogy a szuperáram kapuelektroda általi elnyomásaért felelős fizikai folyamat ebben a kapufeszültség intervallumban igen erős. Másrészt a szupravezető csatornán véges feszültség esik, ez a tény pedig lehetővé teszi, hogy feszültség zajt mérjünk. A zaj, mint jel általában számos információval szolgálhat a mindenkor rendszerben végbemenő folyamatokról, ahogy azt a bevezetőben láttuk, sok esetben adott fizikai jelenségek mikroszkopikus hátterére lehet következtetni a zajmérések segítségével. A konkrét fizikai rendszer azonban rendelkezik még egy elemmel, ahol lehetőség van zajmérésre. A kapuelektrodára kapcsolt kapufeszültség függvényében a szupravezető héj és a kapuelektroda között szivárgási áram folyik, ezen szivárgási áram jellege és a szuperáram kapuelektroda általi elnyomása az eddigi eredmények alapján nem tűnnek függetlennek, legalábbis az egyik mennyiség jelentős változása (szuperáram monoton csökkenése) a másik mennyiség szintén jelentős változásával jár együtt (szivárgási áram exponenciális jellegű növekedése), ezért felmerülhet, hogy ok-okozati összefüggés van közöttük. Annak érdekében, hogy jobban megértsük a rendszer viselkedését zajméréseket végeztem a 3.8. ábra **b** paneljén látható sematikus ábrán feltüntetett elrendezés segítségével. A kapufeszültség hangolásával megkerestem azt a tartományt, ahol a mintán véges feszültség esik, de

még nem történt meg a szupravezető-normál kapcsolás és mértem a szupravezető csatorna feszültség zaját (S_V) illetve a szivárgási áram zaját (S_I). A következő alfejezetekben ezen zajmérés részleteit tárgyalom, kiemelt figyelmet fordítva az S_V és S_I spektrális zajsűrűségek közötti keresztspektrum és koherencia vizsgálatára.

3.4.2. Szivárgási áram zajának vizsgálata

A zajmérések tárgyalását érdemes a szivárgási áram zajának tanulmányozásával kezdeni.



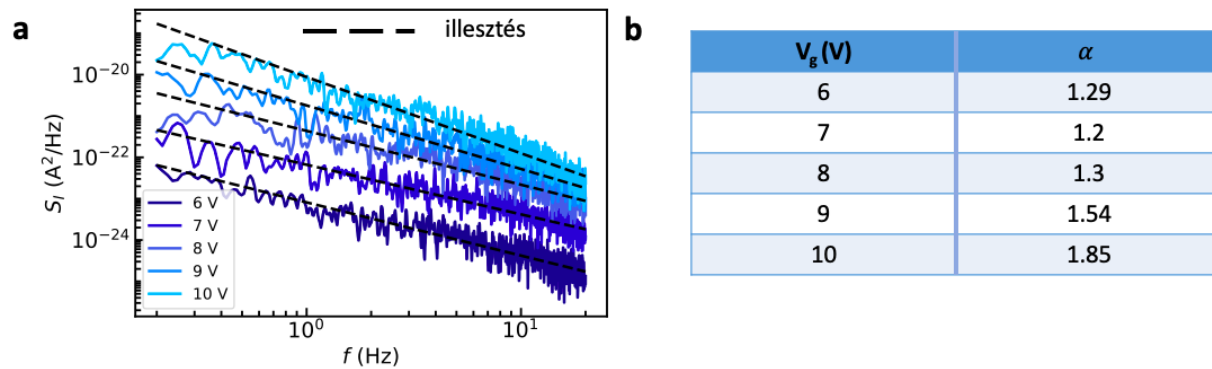
3.9. ábra. Szivárgási áram zajának vizsgálata. **a** Az áramzaj spektrális sűrűsége a kapufeszültség és frekvencia függvényében. A kapufeszültség abszolút értékének növelésével az áramzaj nő, a frekvencia növelésével pedig csökken. **b** A zaj spektrális sűrűsége különböző kapufeszültség értékek mellett a frekvencia függvényében. A kapufeszültség növelésével nő az áramzaj spektrális sűrűsége. **c** A szupravezető héj és a kapuelektroda közt mérhető szivárgási áram a kapufeszültség függvényében. **d** $V_g = 5.7$ V kapufeszültség mellett rögzített zajspektrum a meghajtó áram függvényében. Leolvasható, hogy a zajspektrum jellege független a meghajtó áram értékétől.

A 3.9. ábra **a** paneljén látható a szivárgási áram áramzaj spektrális sűrűsége dBA²/Hz egységekben (a dBA²/Hz egység definíciója: $1 \text{ dBA}^2/\text{Hz} = 10 \log(S_I/1 \text{ A}^2/\text{Hz})$) (színskódolás) a kapufeszültség (vízszintes tengely) és a frekvencia (függőleges tengely) függvényében. Látható, hogy az áramzaj spektrális sűrűsége nagyságrendekkel kisebb abban a kapufeszültség intervallumban, ahol a szivárgási áram exponenciális jellegű növekedése még nem figyelhető meg. Magasabb kapufeszültségek esetén az áramzaj spektrális zajsűrűsége több nagyságrendet nő, adott kapufeszültség mellett azonban a frekvencia növelésével csökken, ezt a színskódolás alapján láthatjuk.

Ez a trend a 3.9. ábra **b** paneljén is megfigyelhető, ahol különböző diszkrét kapufeszültség értékek esetén látható a spektrális zajsűrűség a frekvencia függvényében (az ábra tanulmányozása során ügyeljünk, hogy mind a függőleges, mind pedig a vízszintes tengely logaritmikus skálázású).

Ez a trend az áramzaj spektrális sűrűségének definíciója és az $I_l(V_g)$ parametrikus görbe tipikus viselkedése alapján érthető. Magasabb kapufeszültségek esetén az áram több nagyságrendet nő, ennek megfelelően várható, hogy a zaj spektrális sűrűsége is növekedjék. A 3.9. ábra **b** paneljén $V_g = 0$ V esetén kapjuk a rendszer háttérzaját, ez lehet például a szubsztrátban jelenlevő vezetési csatorna termikus zaja [2], valamint instrumentális járulékok. Alacsonyabb kapufeszültségek esetén a zaj még ehhez közeli, azonban a kapufeszültséget növelve több nagyságrendet nő. A logaritmikus skálázással történő ábrázolás alapján megfigyelhető, hogy magasabb kapufeszültségek esetén a zajspektrumhoz tartozó pontok lineáris trendet követnek, ha a $\log(S_I)$ mennyiséget ábrázoljuk a $\log(f)$ mennyiség függvényében. Ez arra utal, hogy a zaj $1/f^\alpha$ jellegű, ez pedig összhangban van ellenállás fluktuációkkal. Ezek az ellenállás fluktuációk nem triviális módon függhetnek a kapufeszültség értékétől, hiszen a szivárgási áramban levő elektronok és a szubsztrát kölcsönhatása sem triviális fizikai folyamat.

Annak érdekében, hogy az α kitevőt megbecsüljem $V_g = 6, 7, 8, 9, 10$ V kapufeszültségek esetén $S_I = \frac{A}{f^\alpha}$ alakú egyenest illesztettem a zajspektrumra minden diszkrét kapufeszültség esetén a $V_g = 0$ V kapufeszültséghez tartozó háttérzaj kivonása után. Az illesztett egyeneseket fekete szaggatott vonallal ábrázoltam a 3.10. ábra **a** paneljén. Az α illesztési paraméter értékét a 3.10. ábra **b** paneljén tüntettem fel a kapufeszültség függvényében. Megfigyelhető, hogy a kapufeszültség változtatásával az α paraméter értéke változik. Ez utalhat arra, hogy a vezetési csatornában végbemenő folyamatok, melyek a fluktuációhoz vezetnek függenek a kapufeszültség értékétől. A szivárgási áram zaját a jövőben részletesebben tervezzük vizsgálni. A szigetelő rétegben végbemenő fizikai folyamatokról elméleti és kísérleti módszerekkel kaphatunk részletesebb képet melyet a relatív zajspektrummal összevetve tudunk értelmezni.



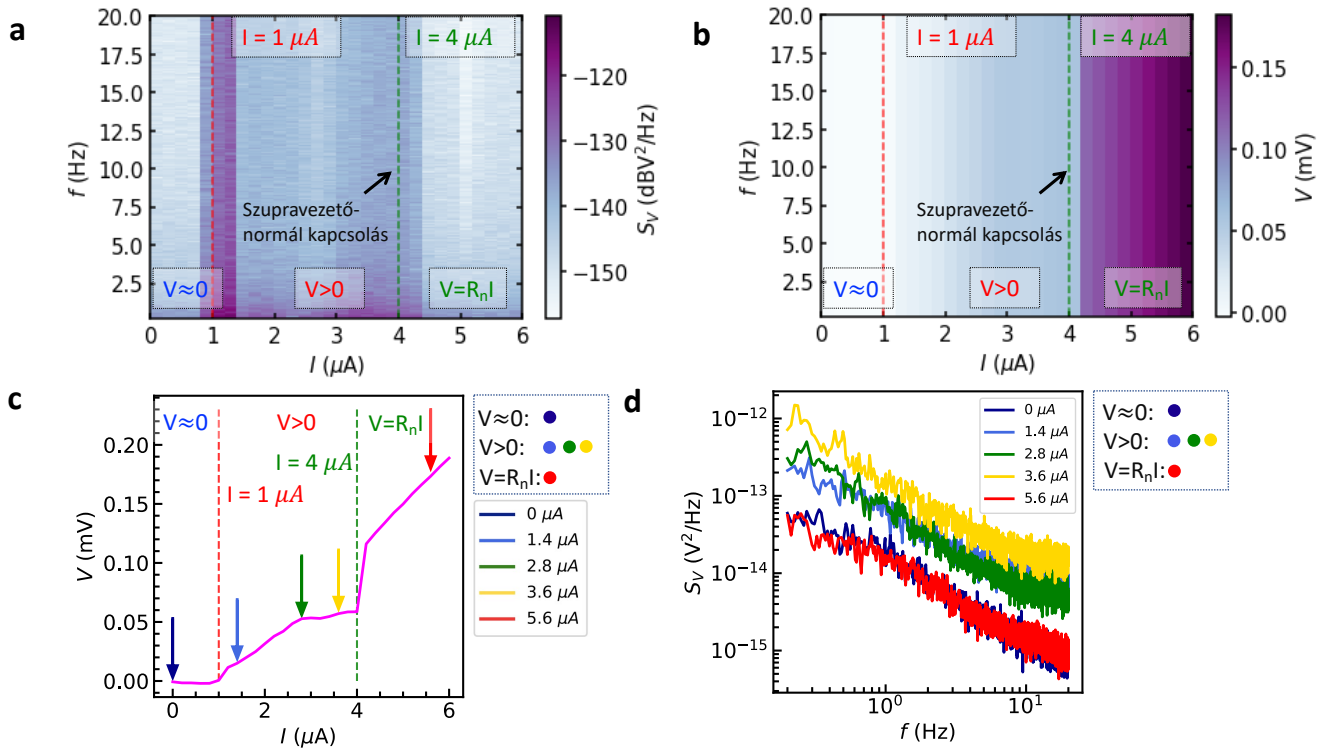
3.10. ábra. Szivárgási áram zajának vizsgálata. **a** Magasabb kapufeszültségek esetén a háttér kivonása után kapott zajspektrum illetve az illesztett görbék. A zajspektrum frekvencia függése $1/f^\alpha$ jellegű. **b** Az α illesztési paraméter különböző kapufeszültségek esetén. A kapufeszültség növelésével a kitevő értéke változik, ami arra enged következtetni, hogy a kapufeszültség értéke meghatározza a szubsztrátban végbemenő fizikai folyamatok jellegét.

A 3.9. ábra **d** paneljén a szivárgási áram áramzaj spektrális sűrűsége látható (színkódolás) a meghajtó áram (vízszintes tengely) és a frekvencia (függőleges tengely) függvényében. Ezen adatsor rögzítése során $V_g = 5.7$ V kapufeszültség mellett rögzítettem a szupravezető héj áram-feszültség görbéjét és közben mértük az áramzajt. Megfigyelhető, hogy a szupravezető csatornán áthajtott I áramtól a zaj spektrum frekvencia függése független. Ez viszonylag könnyen megérthető, hiszen a szupravezető csatornán áthajtott áram értékéről nem gondoljuk, hogy befolyásolná a szubsztrátban végbemenő folyamatokat.

3.4.3. Szupravezető héj feszültség zajának vizsgálata

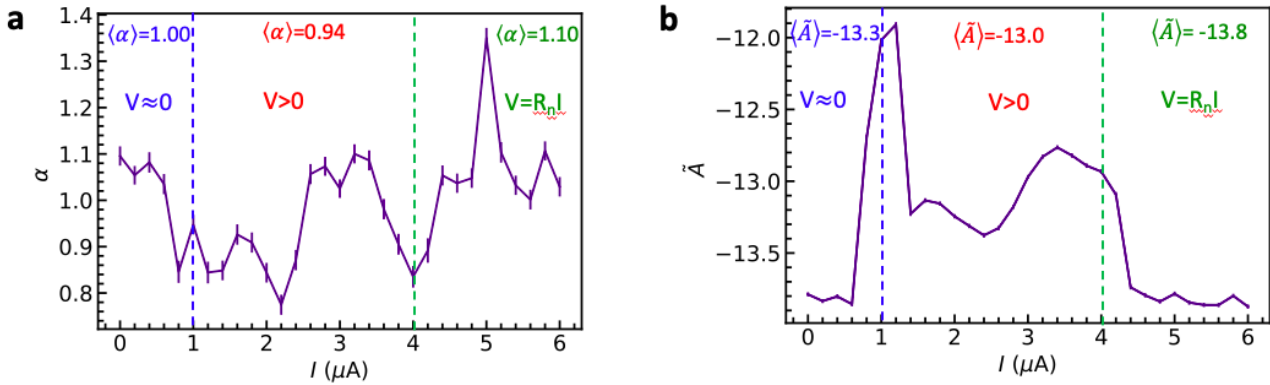
Következő lépésként bemutatom a minta feszültség zajának analízisét. A kapufeszültség értéke a bemutatásra kerülő mérések során $V_g = 5.7$ V volt. Ez a kapufeszültség érték már abban a kapufeszültség intervallumban található, ahol a szupravezető héjon a szupravezető-normál kapcsolás előtt megjelenik véges feszültség.

A 3.11. ábra **c** panelje mutatja a szupravezető héj áram-feszültség görbéje. Három tartomány különíthető el: az első áram intervallumban a mintán mérhető feszültség gyakorlatilag nulla, ez a jól megszokott szupravezető tartomány ($V \approx 0$). A következő tartományban a feszültség növekszik az áram növelésével, azonban nem figyelhető meg teljes kapcsolás a normál állapotba ($V > 0$). Ebben az áram intervallumban egy fázis fluktuáció során nem szabadul fel annyi energia, ami elegendő lenne a minta normál állapotba kapcsolásához, azonban a 1.2.1 Gor'kov egyenletnek megfelelően a fázis időben változik így a mintán véges feszültség esik, hasonlóan a termikus fluktuációk okozta többszöri fázis fluktuációkhoz [4, 25, 28]. Az utolsó, harmadik intervallumban a minta már normál állapotba kapcsol, ekkor a mintán mérhető feszültség leírható a $V = R_n I$ összefüggéssel, ahol R_n a minta normál állapoti ellenállása. A 3.11. ábra **b** paneljén látható a mintán mérhető feszültség (színekódolás) a meghajtó áram (vízszintes tengely) és a frekvencia függvényében (függőleges tengely). Megfigyelhető, hogy a frekvenciától függetlenül a fent leírt viselkedés tapasztalható.



3.11. ábra. Szupravezető héj feszültség zajának vizsgálata. **a** A feszültség zaj spektrális sűrűsége a kapufeszültség és frekvencia függvényében. A konvencionális szupravezető és normál állapothoz tartozó áram intervallumban a zaj spektrális sűrűsége nagyságrendekkel kisebb mint a véges feszültségű áram ablakban. **b** A mintán mérhető feszültség a meghajtó áram és a frekvencia függvényében. **c** A szupravezető héj áram-feszültség görbéje. A konvencionális szupravezető és normál tartományon kívül megfigyelhető egy köztes, véges feszültségű tartomány. **d** Különböző meghajtó áram értékek melletti zajspektrum. Látható, hogy a szupravezető és normál állapothoz tartozó zajspektrum nagyságrendekkel kisebb és a görbék jellege is kismértékben eltérő.

A 3.11. ábra **a** panelje mutatja a minta feszültség zaja dBV^2/Hz egységekben (a dBV^2/Hz egység definíciója: $1 \text{ dBV}^2/\text{Hz} = 10 \log(S_V/1 \text{ V}^2/\text{Hz})$) (színkódolás) a meghajtó áram (vízszintes tengely) és a frekvencia (függőleges tengely) függvényében. Látható, hogy a fent leírt három tartomány itt is jól elkülöníthető. Az első és a harmadik tartományban, vagyis a $V \approx 0$ és a $V = R_n I$ tartományokban a zaj spektrális sűrűsége nagyságrendekkel kisebb (ügyeljünk a logaritmikus skálázásra) mint a második tartományban. Ez a trend még jobban megfigyelhető a 3.11. ábra **d** paneljén, ahol különböző meghajtó áram értékek melletti feszültség zaj spektrális sűrűségét ábrázoltam a frekvencia függvényében. Látható, hogy a szupravezető és normál állapotban (sötétkék és piros szín) a zaj spektrális sűrűsége nagyságrendekkel kisebb (ügyeljünk a logaritmikus skálázásra), mint a véges feszültségű köztes intervallumban (világoskék, zöld és sárga színek). Megfigyelhető az is, hogy a logaritmikus skálázású ábrán jó közelítéssel egyenesre illeszkednek a diszkrét adatsor pontjai a szupravezető és normál állapotban, azonban véges feszültségű intervallumban a görbék jellege változik az áram függvényében.



3.12. ábra. Zajspektrum vizsgálata. A zajspektrumot különböző áramértékek mellett az $S_V = \frac{A}{f^\alpha}$ illesztő függvény adatsorra való illesztésével vizsgáltam. **a** Az illesztő függvényben szereplő kitevő értéke fluktuál, mindhárom intervallumban $1/f$ jellegű a zaj frekvencia függése, a három tartományban megfigyelhető kis különbség a kitevő átlagos értékében. **b** Az A paraméter számértékének logaritmusa a meghajtó áram függvényében. Ezen illesztési paraméter értéke erősebb módon függ a meghajtó áram értékétől.

Különböző áram értékek mellett a zaj spektrális sűrűségének frekvenciától való függését megbecsültem az $S_V = \frac{A}{f^\alpha}$ illesztő függvény adatsorra való alkalmazásával. Az illesztés 10 Hz-ig végeztem, ezzel kikerülve a törést a végesfeszültségű állapothoz tartozó görbékben. Az illesztés eredménye a 3.12. ábrán látható. Az α kitevő becsült értéke a különböző áramértékek függvényében az **a** panelen látható. Az ábrán elkülönítettem a korábban leírt három tartományt. Látható, hogy a kitevő értéke fluktuál a teljes intervallumra vett $\langle \alpha \rangle \approx 0.99$ átlag érték körül. A különböző tartományban becsült α értékek utalhatnak különböző fizikai folyamatokra. Ezen eredmények a jövőben fontos jelentőséggel bírhatnak, amennyiben rendelkezésre áll mikroszkopikus modell, amiből a feszültség fluktuáció jellegére is következtetni lehet. A feszültség fluktuálhat amiatt, mert a mintában ellenállás fluktuációk mennek végbe, ami összhangban van a zajspektrum $1/f$ jellegével. A feltevés, hogy a zaj oka ellenállás fluktuáció arra alapozható, hogy az $1/f$ jellegű zaj forrása általában ellenállásfluktuáció [2, 16]. A minta feszültség zajának további tanulmányozását tervezzük. A 3.12. ábra **b** paneljén az A illesztési paraméter nagyságának logaritmusa látható a

különböző áram értékek esetén, tehát az A illesztési paraméter az adatsorból $A = \exp(\tilde{A})$ módon nyerhető ki (mértékegységtől eltekintve természetesen). Ezen az ábrán jobban elkülöníthető a fent részletezett három tartomány, amiből arra lehet következtetni, hogy a zajspektrum erősségét is befolyásolja a kapuelektrodára kapcsolt kapufeszültség. A különböző intervallumokra vett átlagos értékét a $\tilde{A}$ illesztési paraméternek az ábrán a megfelelő színnel tüntettem fel. A véges feszültségű tartományban tehát a zajspektrum erőssége egyértelműen változik és az α kitevő áramtól való függésében is megfigyelhető változás, bár utóbbi nem annyira domináns.

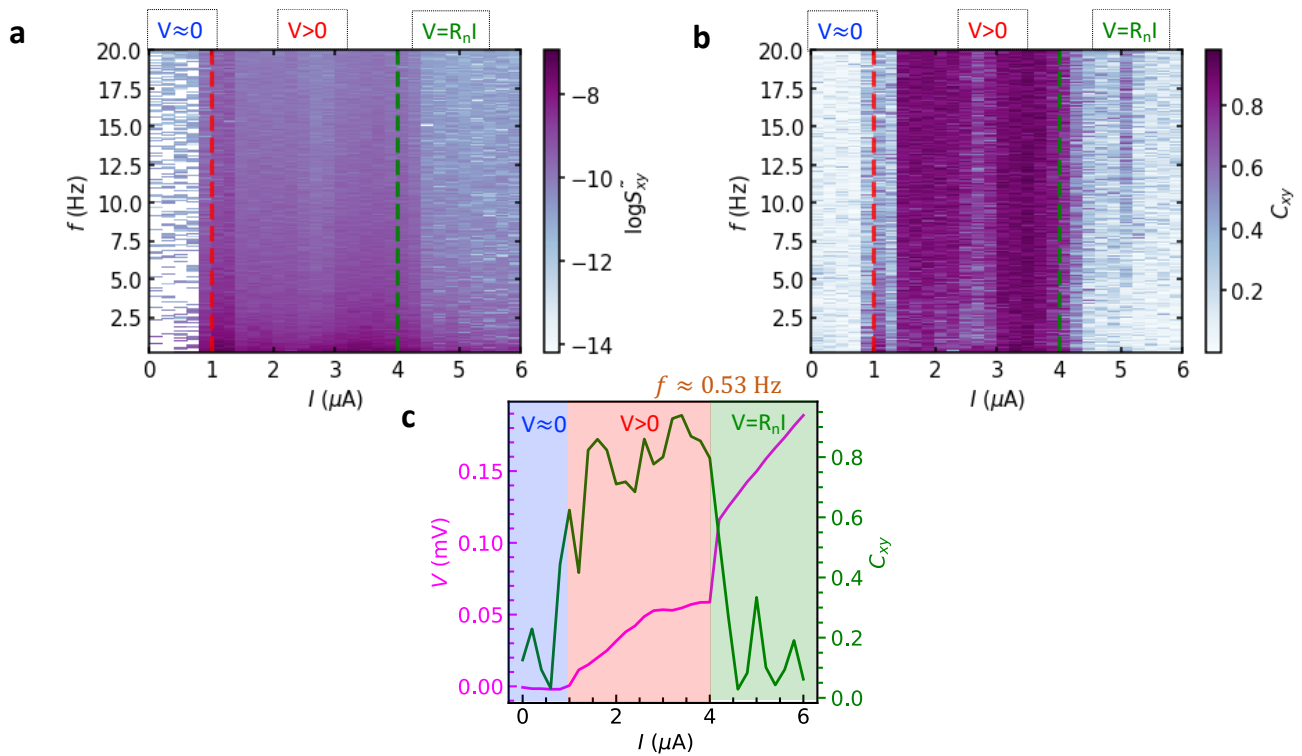
A mérési eredményekből arra következtetünk, hogy a mintán megjelenő véges feszültség a kapcsolás előtt a rendszerben jelenlevő fluktuációk eredménye. Az eddigi mérési eredmények alapján kijelenthető, hogy a kapuelektrodára kapcsolt feszültség idézi elő ezeket a fluktuációkat, hiszen egyéb gerjesztések kizárhatók a kapcsolási áram eloszlás mérések alapján. A kapufeszültség alkalmazása nélkül rögzített kapcsolási áram eloszlás görbék jellege teljesen más, mint a kapufeszültség alkalmazása esetén rögzített eloszlás görbéké, a két mérés sorozat között pedig egyetlen külső paraméter értéke változott, a kapufeszültség értéke.

Az előző fejezetben megmutattam, hogy a kapuelektroda és a szupravezető héj között szivárgási áram folyik, melynek zajspektrumát szintén tanulmányoztam. Annak érdekében, hogy közelebb kerüljünk annak a kérdésnek a megválaszolásához, hogy a kapuelektrodára kapcsolt kapufeszültség miként rombolja le a szupravezető állapotot (például a kialakuló sztatikus elektromos téren alapuló magyarázat vagy a szivárgási áram előidézett nemegyensúlyi állapot) [27, 22] utolsó lépésként megvizsgálom milyen kapcsolat van a feszültség zaj (S_V) és az áramzaj (S_I) között.

3.4.4. Keresztkorreláció és koherencia vizsgálata

Dolgozatom következő részében megvizsgálom milyen kapcsolat van a feszültség zaj (S_V) és az áramzaj (S_I) között. Annak érdekében, hogy jobban megértsem a rendszer viselkedését az elméleti bevezetőben bemutatott koherenciát és keresztspektrum fogom elemezni. A koherencia és a keresztspektrum számolásánál az előtét ellenálláson, illetve a szupravezető héjon mért feszültség jellel dolgozom, ez azonban a kvalitatív analízis szempontjából nem jelent problémát, hiszen egy egyszerű ellenállás esetén $R\Delta I = \Delta V$, ennek megfelelően az áramzaj és a feszültségzaj egymásba konvertálhatók az előtét ellenállás esetében.

A 3.13. ábra **a** paneljén a mért zaj jelekből meghatározott keresztspektrum látható logaritmikus skálázással ábrázolva a meghajtó áram (vízszintes tengely) és a frekvencia függvényében (függőleges tengely). Megfigyelhető, hogy a $V \approx 0$ tartományban (kék nyíl az ábrán) és a normál tartományban, ahol $V = R_n I$ alakban írható fel a feszültség (zöld nyíl az ábrán) a keresztspektrum nagyságrendekkel kisebb, mint a köztes, véges feszültségű tartományban (piros nyíl). A köztes tartományban a kapuelektroda miatt kialakuló fázis fluktuációk és a véges meghajtó áram miatt a szupravezető héj ellenállása időben bonyolult módon változik. A kapott keresztspektrum részben megérthető a 3.9. ábra **d** és a 3.11 ábra **a** paneljein tanulmányozása alapján. A keresztspektrum számítása során idő térben egy konvolúciót kell elvégezni definíció szerint. A konvolúciós tétel értelmében az idő térben kiszámolt konvolúciós Fourier-transzformáltja megegyezik a konvolúció elkészítésére használt függvények Fourier transzformáltjának szorzatával [21]. Ennek megfelelően érthető, hogy a keresztspektrum azokban az áram intervallumokban nagyobb értéket vesz fel, ahol a szupravezető héj feszültség zaja nagyobb, hiszen megállapítottuk, hogy a szivárgási áramzaj spektruma a meghajtó áramtól független.



3.13. ábra. Keresztspektrum és koherencia vizsgálata. **a** A zaj spektrumokból számolt keresztspektrum a kapufeszültség és frekvencia függvényében. Megfigyelhető, hogy a keresztspektrum nagyságrendekkel nagyobb a köztes, véges feszültségű áram intervallumban. **b** A zaj spektrumokból számolt koherencia a kapufeszültség és frekvencia függvényében. Megfigyelhető, hogy a koherencia 1-hez közeli értékeket vesz fel a köztes, véges feszültségű intervallumban. A konvencionális szupravezető és normál állapotokhoz tartozó áram intervallumokban azonban 0-hoz közeli értékeket vesz fel a koherencia. **c** $f \approx 0.53$ Hz mellett kinyert koherencia (zöld) a meghajtó áram függvényében és a szupravezető héj áram-feszültség görbéje (lila). Látható a koherencia előbb leírt tipikus viselkedése az áram függvényében a feszültséghez képest.

A két feszültség jel alapján számolt koherencia a 3.13. ábra **b** paneljén látható. A koherencia segít kiszűrni a korrelációs mennyiség változásából azt, ha az egyik jel szórásnövekedése okoz változást, hiszen azzal lenormáljuk ezt a mennyiséget. Megfigyelhető, hogy a koherencia 0-hoz közeli értékeket vesz fel az első áram intervallumban, ahol $V \approx 0$ és a harmadik intervallumban, ahol $V = R_n I$. A köztes, véges feszültségű intervallumban, ahol $V > 0$ a koherencia ugrásszerűen megnő és 1-hez közeli értékeket vesz fel. Ez a 3.13. ábra **c** paneljén is megfigyelhető, ahol az áram-feszültség görbét és az $f \approx 0.53$ Hz frekvencia mellett kinyert koherenciát ábrázoltam. Természetesen más frekvencia értékek mellett is elmentszhető a **b** panel ábrája, de látható, hogy az intervallum határ éles és frekvenciától független. A koherencia értékek hasonlóan viselkednek, a konvencionális szupravezető és normál tartományban 0-hoz közeli érték, a köztes, véges feszültségű tartományban pedig 1-hez közeli a koherencia számértéke.

A keresztspektrum és koherencia vizsgálatával megállapítható, hogy a szupravezető állapot elnyomása és a szupravezető héj valamint a kapuelektroda között mérhető szivárgási áram között korreláció van. A koherencia és a keresztspektrum értéke szignifikánsan nagyobb a köztes áram intervallumban, mint az Al héj szupravezető vagy normál állapotban. Ez a megfigyelés megfogalmazható úgyis, hogy a rendszer szupravezető-normál állapot átmenetéhez jelentősen nagyobb koherencia és keresztspektrum tartozik, mint egyébként.

Felmerülhet a kérdés, hogy pusztán amiatt van-e korreláció a két zaj jel között, mert a szivárgási áram (melyet az előtét ellenálláson mérünk) a pálcán keresztül folyik el a föld felé. Ha ez lenne a korreláció oka, akkor ennek normál állapotban is tükröződnie kellene a mérési eredményekben, ez azonban nem látható. Ebből arra lehet következtetni, hogy a zaj jelek közötti jelentős korreláció oka mélyebbre nyúlik, a véges feszültségű állapot feltételezhetően a kapuelektroda (egyre dominánsabb) hatása miatt alakul ki. Konvencionális szupravezető (normál) állapotban a kapuelektroda még (már) nem befolyásolja nagy mértékben a rendszer viselkedését.

Ez a kísérleti tény tovább erősíti a korábbi feltételezést, hogy a szupravezető állapot elnyomásának szempontjából a vizsgált minta esetében a szivárgási áram által előidézett változások felelhetnek elsősorban [19, 11]. A szivárgási áram hatása korábbi elképzelésink szerint a szubsztráttal való kölcsönhatás során keltett nemegyensúlyi fononokon keresztül nyilvánul meg a szupravezető állapot elnyomásában [27, 11]. A bemutatott analízis megerősíti a feltételezést, miszerint a szivárgási áram, illetve a szivárgási áramhoz tartozó teljesítmény a releváns paraméter a vizsgált minta esetében. A szivárgási áram értéke meghatározza az elektronok számát amik a szubsztrát vezetési csatornájában haladnak, a kapufeszültség értéke pedig az elektronok energiájáról ad információt. Természetesen az elektronok a szubsztráttal való kölcsönhatás során nem triviális módon veszítenek energiájukból, mindenesetre a kapufeszültség értéke az egyik meghatározó paramétere a probléma energia skálájának.

A folyamat mikroszkopikus részleteiről további mérések segítségével lehet részletesebb képet alkotni, jövőbeni terveinket dolgozatom végén mutatom be röviden.

3.5. Kísérleti eredmények összefoglalása

Különböző mérés technikák segítségével átfogó vizsgálatot végeztem a szupravezető mintákon, ezen vizsgálatokat és a fő megállapításokat sorolom fel alább.

- Alapvető transzport mérések segítségével vizsgáltam a szupravezető héj tulajdonságait, megmutattam, hogy a szupravezető állapot 10-18 V kapufeszültséggel elnyomható mintától függően. Az $I_{sw}(V_g)$ görbék tanulmányozásával arra a következtetésre jutottam, hogy a puszta sztatikus elektromos tér hatásán alapuló elméletek nem kompatibilisek a megfigyelésekkel.
- Kapcsolási áram eloszlás mérések segítségével vizsgáltam a szupravezető héj tulajdonságait. Megmutattam, hogy a hőmérséklet függvényében rögzített eloszlás függvények viselkedése megegyezik a szakirodalomban tárgyalt viselkedéssel [4, 28]. Ez a validálás lehetőséget kínál arra, hogy a kapcsolási áram eloszlás mérés technikát más fizikai folyamatok tanulmányozására is használjam.
- Kapcsolási áram eloszlás mérések segítségével vizsgáltam a kapuelektroda hatását a szupravezető állapotra. Az eredmények kvalitatív megegyeztek más csoportok által publikált eredményekkel [25, 27]. A kísérleti eredmények alapján megállapítottam, hogy a kapcsolás oka nem lehet egyszerű fűtési mechanizmus.
- Alacsony frekvenciás zajmérés segítségével először vizsgáltam a szupravezető kapuzás jelenségét. Feltérképeztem mind a szivárgási áram, mind a szupravezető pálcá zajspektrumait, melyek $1/f$ jellegű zaj karakterisztikát mutatnak.
- Elsőként analizáltam a szivárgási áram és a szupravezető vezetéken mért feszültség fluktuációk közötti keresztspektrumot. Az eredmények egyértelmű korrelációt mutatnak a szivárgási áram

fluktuációi és a szupravezetőben megjelenő feszültség fluktuációk között, megerősítve azt a mikroszkopikus képet, hogy a szivárgási elektronok rombolják le a szupravezetést a kapuzás során.

4. fejezet

Diszkusszió

A dolgozatban bemutatott kísérleti eredmények alapján felállítható egy kezdetleges modell, mely keretein belül az eredmények értelmezhetők, dolgozatom következő részében ezt tárgyalom.

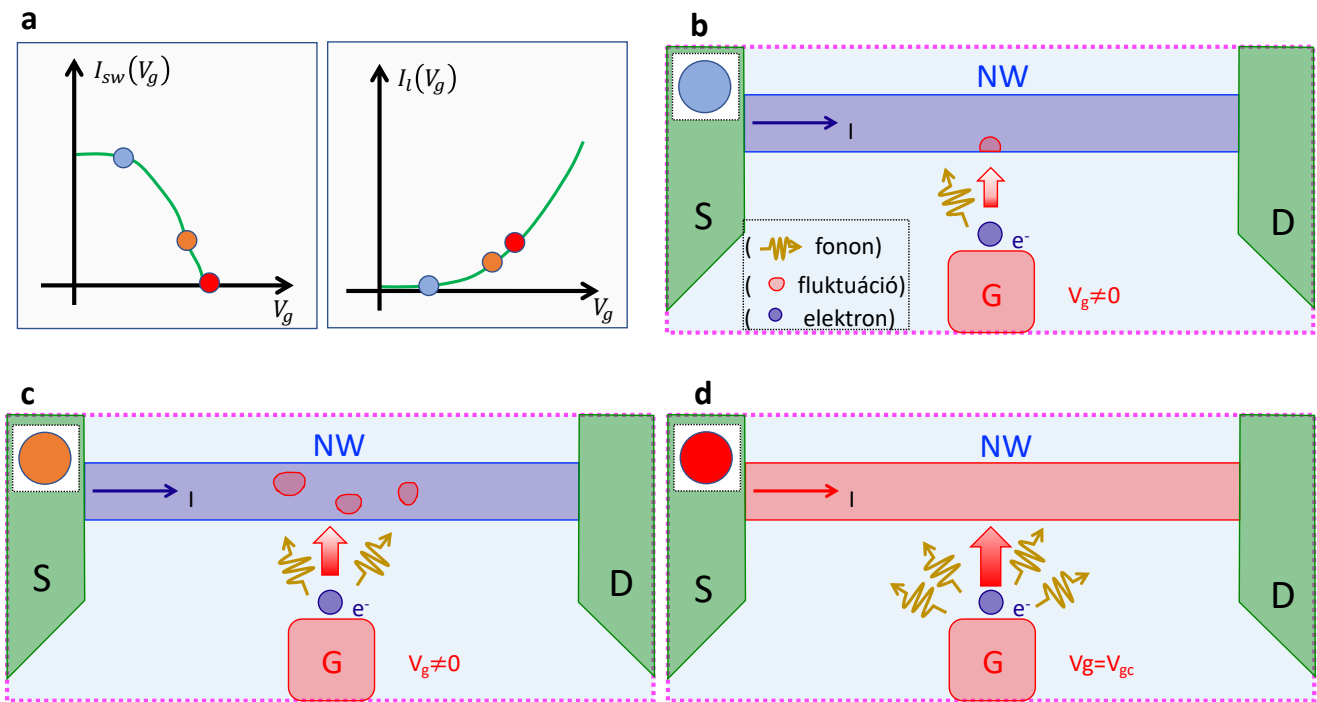
A 4.1. ábra **a** paneljén látható a vizsgált nanoeszköz kapcsolási áramának, valamint a szupravezető héj és kapuelektroda között mérhető szivárgási áramnak a kapufeszültségtől való függése. A három pont (kék, narancssárga, piros) különböző kapufeszültség értékeket reprezentálnak. A különböző kapufeszültségek alkalmazása esetén létrejövő szituációkat a 4.1. ábra **b-c** paneljei mutatják, a panelek bal felső sarkában feltüntettem a megfelelő színű pontokat (kék, narancssárga, piros). Ezek a paneleken kékkel a szupravezető héj (NW), zölddel az árammeghajtáshoz és feszültség méréshez használt elektródák (S, D) pirossal pedig a kapuelektroda látható (G). Amennyiben a kapuelektrodára kapcsolt feszültség zérus, akkor a rendszerben jelenlevő fluktuációk termikusak és kvantumosak lehetnek alapvetően.

A kapufeszültség értékét növelve azt tapasztaljuk, hogy véges szivárgási áram folyik a szupravezető héj és a kapuelektroda között, ezt a 4.1. ábra **b** paneljén kék körrel reprezentált elektron szemlélteti. Az elektron befecskendezés rátájára a szivárgási áram értékéből lehet következtetni, átlagosan $\tau = e/I_l(V_g)$ időközönként történik az elektronok befecskendezése a szubsztrátba. $I_l = 1$ nA esetén $\tau \approx 1.6 \times 10^{-10}$ s, ebből a becslésből látható, hogy 10-20 nA-es áram esetén a befecskendezési idő közelíti a fázis fluktuációk elméleti bevezetőben becsült $\hbar/\Delta = \hbar/(1.76k_B T_c) \approx 3 \times 10^{-12}$ s időskálájának nagyságrendjét. (Természetesen az elektronok dinamikája komplikált, a kiszámolt elektron befecskendezési ráta azonban első közelítésben jól meghatározza a probléma időskáláját.) A V_g kapufeszültség növelésével az átlagos időtartam csökken, hiszen a szivárgási áram monoton növekvő függvénye a kapufeszültségnek, a 4.1. ábra **a** paneljén látható kép mutatja. Az átlagos τ befecskendezési idő csökkenésével azonban nő az elektronok energiája, hiszen nő a kapufeszültség. Az elektronok a szubsztrátban haladva relaxálnak és fononokat keltenek, ahogy ezt a 4.1. ábra **b** paneljén feltüntetett aranyszimbólum mutatja [26, 27]. A keltett nemegyensúlyi fononok energiája a szupravezető tiltott sáv $1.76k_B T_c \approx 0.2$ meV értékénél lényegesen nagyobb lehet és a fononok akár több tíz nanométert képesek haladni a szubsztrátban mielőtt termalizálódnának [27]. Ennek megfelelően a fononok a szupravezető rendszert elérve abban gerjesztéseket kelthetnek és ezen gerjesztések vezethetnek a szupravezető állapot elnyomásához.

Alacsony kapufeszültség érték esetén a kapuelektroda hatása még gyenge, ezt a 4.1. ábra **b** paneljen pirossal jelzett tartomány reprezentálja. Ekkor mind a befecskendezési idő, mind pedig a befecskendezett elektronok energiája is alacsonyabb, mint például a kritikus kapufeszültség alkalmazása esetén. Ez a tartomány a kapuelektroda hatása miatt esetlegesen kialakuló fázis fluktuációt reprezentálja. Kellően nagy áramok esetén azonban egyetlen fázisfluktuáció elegendő lehet a szupravezető állapot lerombolásához, hiszen a 1.10. egyenlet által meghatározott $Q = \hbar I_s/(2e)$

energia az I_s árammal egyenesen arányos.

Az eredmények alapján arra lehet következtetni, hogy a kapufeszültség értékét tovább növelve a 4.1. ábra **c** paneljén vázolt állapot alakul ki. Ekkor több fázis fluktuáció történik, melyek térben nem feltétlenül fednek át (a fonon kibocsátás általános esetben akár anizotrop is lehet és a szivárgási áram csatorna a tér egy véges térfogatára korlátozódik, mint az korábbi véges elem szimulációk kimutatták [27]). Ennek megfelelően a rendszer alacsonyabb áramok esetén is áttud kapcsolni normál állapotba, hiszen az elméleti bevezetőben kiszámított 1.10 egyenlet által megadott $Q = hI_s/(2e)$ energia többszöröse is felszabadulhat rövid idő alatt (emlékezzünk rá, hogy a kapufeszültség növelésével a τ befecskendezési idő csökken és ez feltehetőleg maga után vonja a gerjesztések rátájának növekedését). Amennyiben tehát ezek a fluktuációk térben és időben viszonylag átfednek, akkor a szupravezető-normál kapcsolás kialakulhat többszöri fázisfluktuáció miatt [23].



4.1. ábra. Kvalitatív modell a nanoeszköz kapuzásának magyarázatára. **a** A nanoeszköz kapcsolási áramának és a szivárgási áramnak a kapufeszültségtől való függése. Sematikus rajz. A különböző körök különböző szituációknak felelnek meg. **b** Véges kapufeszültség esetén a szivárgó elektronok a szubsztráttal kölcsönhatnak és nemegyensúlyi fononokat keltenek. Betét kép: A szivárgási áram kapufeszültség függésének vázlatos rajza. **c** A kapufeszültség növelésével csökken a befecskendezési idő és nő az energia, így feltehetően nő a gerjesztések rátája és hatása a szupravezető héjra. **d** A kritikus kapufeszültséget elérve a minta normál állapotba kapcsol, ekkor a gerjesztések miatti frusztráció miatt nem alakulhat ki szupravezető állapot.

Amennyiben a kapufeszültség értéke eléri a kritikus kapufeszültség értékét, akkor a rendszer frusztrálttá válik és a gerjesztések térbeli illetve időbeli átfedése miatt és már nem alakulhat ki szupravezető állapot, ahogy ezt a 4.1. ábra **d** panelje mutatja. Ezen a panelen az Al héj piros színezése a normál állapotot hívatott jelölni. Ha a külső gerjesztések energiája és rátája elér egy bizonyos küszöb értéket, ezután a rendszerben nem tud létrejönni a koherens szupravezető

állapot, így normál fázisba kerül. Ekkor a mintán áthajtott áram már nem szuperáram formájában folyik, hanem disszipatív áramként. A disszipatív állapot tovább csökkenti a szupravezető állapot kialakulásának valószínűségét, hiszen az eszköz nem tud visszakapcsolni szupravezető állapotba a hiszterézis miatt (l. korábban).

A dolgozatban bemutatott kísérleti eredmények a fent vázolt modellel összhangban vannak. A kapcsolási áram kapufeszültség függése enyhe polaritás függést mutat, ez magyarázható azzal, hogy a szivárgó elektronok hatása nem ugyanolyan, amennyiben a szivárgási áram a szupravezető felől a kapuelektroda felé folyik, vagy fordítva. Ez például alátámasztható azzal, hogy a nanoeszköz vázlatos rajza alapján egyik esetben szupravezető-szubsztrát (szupravezető héj-szubsztrát) interfészt kell vizsgálnunk, másik esetben pedig normál állapotú fém-szubsztrát (kapuelektroda-szubsztrát) interfészt kell tekintenünk. Továbbá ha feltesszük, hogy a szivárgó elektronok energiájuk jelentős részét a szubsztrátba fecskendezést követően rövid távolságon belül leadják, akkor egyértelmű eltérést várunk a pozitív és negatív kapufeszültségű konfigurációk között, hiszen egyik esetben a pálcához közel, másik esetben a pálcától távolabb történik a relaxációs folyamat eleje.

A kapcsolási áram mérések vizsgálata során láttuk, hogy a kapuelektroda hatására az egyensúlyi állapottól eltérő állapot alakul ki és a szökési ráta, valamint az eloszlás görbék szórása alapján feltehetően magasabb kapufeszültségek alapján a 4.1. ábra **b** paneljén látható többszörös fázis fluktuáció alakul ki. A zajmérések eredménye ezen képpel szintén összhangban van, így jó okkal feltételezzük, hogy a vizsgált nanoeszköz kapuzási mechanizmusának szempontjából a kapuelektroda hatására kialakuló szivárgási áram dominál.

A fent bemutatott modell és diszkusszió nagyrészt kvalitatív elemzés, azonban a vázolt fizikai kép a bemutatott (igen sokszínű mérés technikát felsorakoztató) mérési eredményekkel összhangban van, ezért a jövőben jó kiindulási alapként szolgálhat a jelenség modellezésére. Természetesen a kvalitatív elemzés alapján láttuk, hogy számos nem triviális probléma analitikus és numerikus megoldására van szükség a jelenség elméleti tárgyalásához. Egyrészt a szivárgási mechanizmus leírása igen összetett probléma, másrészt a nemegyensúlyi fononok szupravezetőre gyakorolt hatásának vizsgálata és a többszörös fázis fluktuációk numerikus vizsgálata komoly elméleti háttérrel igényel és a szilárdtestfizika számos területéről igényel mélyreható ismereteket.

Összefoglalás, kitekintés

Dolgozatomban megmutattam a vizsgált Al szupravezető héj kapuzását, majd kapcsolási áram eloszlás mérések segítségével elemeztem a fluktuációk jellegét. Továbbá alacsony frekvenciás zajmérés segítségével elsőként vizsgáltuk kapuzás jelenségét. Feltérképeztük mind a szivárgási áram, mind pedig a szupravezető pálcza zajspektrumait. Elsőként vizsgáltuk a szivárgási áram és a szupravezető vezetéken mért feszültség fluktuációk közötti kapcsolatot. Az eredmények egyértelmű korrelációt mutatnak a szivárgási áram fluktuációi és a szupravezetőben megjelenő feszültség fluktuációk között. Ezek a megfigyelések arra engednek következtetni, hogy elsősorban a szivárgási áram felelős a szupravezető állapot elnyomásáért.

A témával kapcsolatban még számos kérdés vár megválaszolásra, ilyen például a fluktuációk térbeli jellegének feltérképezése. Ezen kérdés vizsgálatának céljából pásztázó alagútmikroszkóp segítségével felbontható a fluktuációk térbeli jellege, hiszen a szupravezető és normál tartományok között különbséget lehet tenni az alagútáram vizsgálatával. Nagyfrekvenciás zajmérések segítségével a végesfeszültségű állapot további dinamikai tulajdonságai vizsgálhatók. Amennyiben a szupravezető állapot elnyomásáért a szivárgási áram felelős, akkor a szubsztrát anyagának elemzése szintén fontos feladat, hiszen ez elősegítheti az optimális kapu vezérelt szupravezető tranzisztorok elkészítését. Továbbá kiemelkedően fontos feladat a logikai áramkörök demonstrálása a nanoeszközök segítségével, hiszen ez előkészítené a gyakorlati alkalmazást.

Összességében a dolgozatban bemutatott új zajmérési eredmények komoly előrelépést jelentenek a szupravezető kapuzás mikroszkopikus hátterének feltérképezésében.

Irodalomjegyzék

- [1] K. Alavi. Molecular beam epitaxy. In K.H. Jürgen Buschow, Robert W. Cahn, Merton C. Flemings, Bernhard Ilshner, Edward J. Kramer, Subhash Mahajan, and Patrick Veyssière, editors, *Encyclopedia of Materials: Science and Technology*, pages 5765–5780. Elsevier, Oxford, 2001.
- [2] Zoltán Balogh, Gréta Mezei, László Pósa, Botond Sánta, András Magyarkuti, and András Halbritter. 1/f noise spectroscopy and noise tailoring of nanoelectronic devices. *Nano Futures*, 5(4):042002, 2021.
- [3] Julien Basset, Ognjen Stanisavljević, Marko Kuzmanović, Julien Gabelli, CHL Quay, Jérôme Estève, and Marco Aprili. Gate-assisted phase fluctuations in all-metallic josephson junctions. *Physical Review Research*, 3(4):043169, 2021.
- [4] Alexey Bezryadin. *Superconductivity in Nanowires: Fabrication and Quantum Transport*. John Wiley & Sons, 2013.
- [5] Martin Bjergfelt. Phd thesis: In-situ patterned superconductor/semiconductor nanowires for quantum devices. (hozzáférés: 2021. május 20.).
- [6] Damon J Carrad, Martin Bjergfelt, Thomas Kanne, Martin Aagesen, Filip Krizek, Elisabetta M Fiordaliso, Erik Johnson, Jesper Nygård, and Thomas Sand Jespersen. Shadow epitaxy for in situ growth of generic semiconductor/superconductor hybrids. *Advanced Materials*, 32(23):1908411, 2020.
- [7] W Chen, AV Rylyakov, Vijay Patel, JE Lukens, and KK Likharev. Rapid single flux quantum t-flip flop operating up to 770 ghz. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 9(2):3212–3215, 1999.
- [8] Giorgio De Simoni, Federico Paolucci, Paolo Solinas, Elia Strambini, and Francesco Giazotto. Metallic supercurrent field-effect transistor. *Nature nanotechnology*, 13(9):802–805, 2018.
- [9] Cécile Delacour, Bernard Pannetier, Jean-Claude Villegier, and Vincent Bouchiat. Quantum and thermal phase slips in superconducting niobium nitride (nbn) ultrathin crystalline nanowire: Application to single photon detection. *Nano letters*, 12(7):3501–3506, 2012.
- [10] M Ejrnaes, D Salvoni, L Parlato, D Massarotti, Roberta Caruso, Francesco Tafuri, XY Yang, LX You, Z Wang, GP Pepe, et al. Superconductor to resistive state switching by multiple fluctuation events in nbtin nanostrips. *Scientific reports*, 9(1):1–6, 2019.
- [11] Tosson Elalaily, Olivér Kürtössy, Zoltán Scherübl, Martin Berke, Gergő Fülöp, István Endre Lukács, Thomas Kanne, Jesper Nygård, Kenji Watanabe, Takashi Taniguchi, et al. Gate-controlled supercurrent in epitaxial al/inas nanowires. *Nano letters*, 21(22):9684–9690, 2021.

- [12] Fizipedia. Scanning tunneling microscope. URL: https://fizipedia.bme.hu/index.php/Scanning_tunneling_microscope.
- [13] Fizipedia. Zaj mint jel. URL: https://fizipedia.bme.hu/index.php/Zaj_mint_jel.
- [14] Zhi-Fang Fu and Jimin He. *Modal analysis*. Elsevier, 2001.
- [15] Deák András Kertész János, Zaránd Gergely. Statisztikus fizika. URL: https://physics.bme.hu/sites/physics.bme.hu/files/users/BMETE15AF29_kov/SF_jegyzet_final.pdf.
- [16] Sh Kogan. Electronic noise and fluctuations in solids. *Electronic Noise and Fluctuations in Solids*, 2008.
- [17] Hendrik Anthony Kramers. Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions. *Physica*, 7(4):284–304, 1940.
- [18] P Krogstrup, NLB Ziino, W Chang, SM Albrecht, MH Madsen, Erik Johnson, Jesper Nygård, Charles M Marcus, and TS Jespersen. Epitaxy of semiconductor–superconductor nanowires. *Nature materials*, 14(4):400–406, 2015.
- [19] Berke Martin. *Kapuzási mechanizmus vizsgálata Ta szupravezető nanovezetékeken, TDK dolgozat*. 2021.
- [20] Berke Martin. Szupravezető nanovezetékek kapuzása, szakdolgozat, 2021.
- [21] Wolfram MathWorld. Convolution theorem. URL: <https://mathworld.wolfram.com/ConvolutionTheorem.html>.
- [22] Maria Teresa Mercaldo, Paolo Solinas, Francesco Giazotto, and Mario Cuoco. Electrically tunable superconductivity through surface orbital polarization. *Physical Review Applied*, 14(3):034041, 2020.
- [23] Andrew Murphy, Alexander Semenov, Alexander Korneev, Yulia Korneeva, Gregory Gol’tsman, and Alexey Bezryadin. Three temperature regimes in superconducting photon detectors: quantum, thermal and multiple phase-slips as generators of dark counts. *Scientific reports*, 5(1):1–10, 2015.
- [24] David Pekker, Nayana Shah, Mitrabhanu Sahu, Alexey Bezryadin, and Paul M Goldbart. Stochastic dynamics of phase-slip trains and superconductive-resistive switching in current-biased nanowires. *Physical Review B*, 80(21):214525, 2009.
- [25] Claudio Puglia, Giorgio De Simoni, and Francesco Giazotto. Phase slips dynamics in gated ti and v all-metallic supercurrent nano-transistors. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 55(5):055301, 2021.
- [26] Markus F Ritter, A Fuhrer, Daniel Z Haxell, S Hart, P Gumann, Heike Riel, and Fabrizio Nichele. A superconducting switch actuated by injection of high-energy electrons. *Nature communications*, 12(1):1–6, 2021.
- [27] MF Ritter, N Crescini, DZ Haxell, M Hinderling, H Riel, C Bruder, A Fuhrer, and F Nichele. Out-of-equilibrium phonons in gated superconducting switches. *Nature electronics*, 5(2):71–77, 2022.

- [28] Mitrabhanu Sahu, Myung-Ho Bae, Andrey Rogachev, David Pekker, Tzu-Chieh Wei, Nayana Shah, Paul M Goldbart, and Alexey Bezryadin. Individual topological tunnelling events of a quantum field probed through their macroscopic consequences. *Nature Physics*, 5(7):503–508, 2009.
- [29] Michael Tinkham. *Introduction to superconductivity*. Courier Corporation, 2004.