

NOBELOVA NAGRADA ZA FIZIKO 2025
JOHN CLARKE, MICHEL DEVORET, JOHN MARTINIS
ZA ODKRITJE MAKROSKOPSKEGA KVANTNEGA
TUNELIRANJA IN KVANTIZACIJE NIVOJEV V
ELEKTRONSKEM VEZJU

ROK ŽITKO¹

¹Institut »Jožef Stefan«

Ključne besede: makroskopsko kvantno tuneliranje, Josephsonovi spoji, superprevodna kvantna elektronika

Nobelova nagrada za fiziko je bila leta 2025 podeljena J. Clarku, M. Devoretu in J. Martinisu za prvi zares prepričljiv eksperimentalni dokaz, da se makroskopske spremenljivke lahko obnašajo kvantno. Ključni del eksperimentalne postavitve je bila superprevodna naprava z Josephsonovim spojem. S tem eksperimentom so postavili temelje superprevodne kvantne elektronike za temeljne raziskave in aplikacije, med drugim za ustvarjanje makroskopskih koherentnih stanj (Schrödingerjeva mačka) in za kvantne računalnike.

NOBEL PRIZE IN PHYSICS 2025
JOHN CLARKE, MICHEL DEVORET, JOHN MARTINIS
FOR THE DISCOVERY OF MACROSCOPIC QUANTUM MECHANICAL
TUNNELING AND ENERGY QUANTISATION IN AN ELECTRIC CIRCUIT

The Nobel Prize in Physics in 2025 was awarded to J. Clarke, M. Devoret, and J. Martinis for providing the first truly convincing experimental evidence that macroscopic variables can exhibit quantum behavior. A key component of the experimental setup was a superconducting device with a Josephson junction. This experiment laid the foundations of superconducting quantum electronics for fundamental research and applications, including the creation of macroscopic coherent states (Schrödinger's cat) and quantum computers.

1. Meja med klasičnim in kvantnim svetom

V vsakdanjem življenju se nam zdi opis v okviru klasične fizike povsem zadosten, kvantno mehaniko pa obravnavamo kot orodje, ki je zares potrebno zgolj za opis pojavov na mikroskopski velikostni skali. Zavedamo se sicer, da številnih pojavov ne moremo pojasniti v okviru klasične fizike, vendar se te podrobnosti običajno skrivajo v specifičnih snovnih konstantah v konstitutivnih zvezah, medtem ko imajo dinamične enačbe za opis pojavov na makroskopski skali obliko, ki je značilna za klasično fiziko. Kvantna mehanika se dejansko manifestira na makroskopski skali skozi pojave, kot so superfluidnost in superprevodnost, vendar lahko tudi v teh primerih uporabimo

fenomenološki opis, ki je klasičen. Primer je Landau-Ginzburgova teorija superprevodnosti, v kateri kot spremenljivka nastopa parameter reda Ψ , ki ima kompleksno vrednost in ki ga pogosto imenujemo tudi »makroskopska valovna funkcija«, vseeno pa imajo enačbe obliko klasične teorije polja, v kateri časovna odvisnost opisuje vračanje v termodinamsko ravnovesje z difuzijo in ne more opisati kvantne dinamike. Gre za kolektivne pojave, pri katerih imamo veliko število mikroskopsko koherentnih gradnikov, kar lahko (zelo shematsko) opišemo kot valovno funkcijo tipa

$$\Psi(x_1, x_2, \dots, x_N) \propto [\Psi_L(x_1) + \Psi_D(x_1)] [\Psi_L(x_2) + \Psi_D(x_2)] \cdots [\Psi_L(x_N) + \Psi_D(x_N)], \quad (1)$$

torej kot produktno stanje velikega števila lokalnih superpozicij stanj Ψ_L in Ψ_D (»levo« in »desno« stanje).

Še pomembnejše vprašanje pa je, ali obstajajo primeri, ko lahko makroskopsko velik sistem opišemo z eno samo spremenljivko in se ta spremenljivka obnaša kvantno. Opravka imamo torej s situacijo, ki je analogna metafori Schrödingerjeve mačke in ki jo lahko shematsko opišemo z valovno funkcijo tipa

$$\Psi(x_1, x_2, \dots, x_N) \propto \Psi_L(x_1)\Psi_L(x_2) \cdots \Psi_L(x_N) + \Psi_D(x_1)\Psi_D(x_2) \cdots \Psi_D(x_N), \quad (2)$$

torej kvantno prepleteno superpozicijo makroskopsko ločljivih stanj. Takšna stanja pogosto imenujemo kar mačja stanja.

S tem vprašanjem se je konec 70. in v zgodnjih 80. letih intenzivno ukvarjal Anthony Leggett (kasnejši dobitnik Nobelove nagrade za razlago superfluidnosti v tekočem heliju ^3He). Fizikalna skupnost je bila tedaj dokaj zadržana. Po eni strani se jim je zdelo ukvarjanje z makroskopskimi manifestacijami kvantne mehanike nepotrebno, saj naj bi bil že obstoj superprevodnosti, laserjev in podobnih sistemov zadosten dokaz. Po drugi strani pa se jim je zdelo ukvarjanje s Schrödingerjevimi mačkami brezupno, ker je v makroskopsko velikih telesih razmik med sosednjimi kvantnimi nivoji tako majhen, da bi že premik enega samega elektrona daleč proč od telesa zaradi Coulombove interakcije predstavljal velikanski vpliv in tako povzročil dekoherenco. Leggett je na prvi očitek odgovarjal, da gre za neprimerljiva primera, na drugega pa, da je to zmotno prepričanje, ker je vpliv oddaljenega elektrona na sosednje nivoje lahko enak, in da se je tega problema treba lotiti bolj resno. Z oddaljenim elektronom se namreč sklaplja le nekaj kolektivnih operatorjev, recimo operator za celotni naboj, magnetni pretok ipd.

2. Makroskopsko kvantno tuneliranje

Velika ovira za opazovanje kvantnih pojavov pa je lahko interna disipacija v makroskopskem sistemu in prav tej temi je Leggett posvetil veliko pozornosti. S sodelavcem Caldeiro sta iznašla fenomenološki model za kvantne disipativne sisteme ter pokazala, kako disipacija vpliva na razpadni čas za pobeg sistema iz metastabilnega minimuma potencialne energije. Dekoherenca je mogoče povezati z disipacijo (»trenjem«, »upornostjo«), ki je merljiva v klasičnem režimu delovanja naprave.

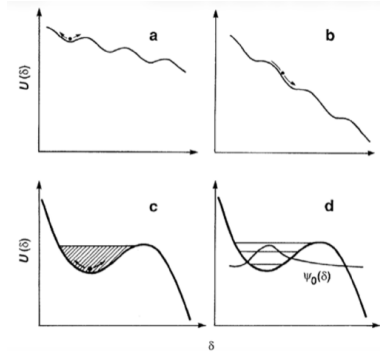
Leggett je predlagal, da bi lahko tovrstne makroskopske kvantne pojave opazovali v superprevodnih napravah z Josephsonovim spojem [5]. Skozi Josephsonov spoj teče električni tok, če se faza parametrov reda na obeh superprevodnih kontaktih razlikuje, kar opisuje prva Josephsonova zveza

$$I(t) = I_c \sin \phi(t). \quad (3)$$

I_c se imenuje kritični tok in je specifična lastnost danega spoja. Fazna razlika ϕ je makroskopska spremenljivka, saj opisuje kolektivno stanje ogromnega števila elektronov, ki združeni v Cooperjeve pare tvorijo superprevodni kondenzat. Skozi Josephsonov spoj lahko teče superprevodni tok (supertok) brez potencialnega padca, če je tok manjši od kritičnega. Potencialna energija spoja je periodična funkcija spremenljivke ϕ , zunanji tok pa prispeva dodatni linearni člen. Vsota obeh prispevkov ima obliko nagnjenega periodičnega potenciala (slika 1). V tem potencialu se giblje ϕ kot nekakšna kroglica. Če je tok manjši od kritičnega, ima potencial lokalne minimume, ki ustrezajo supertoku brez napetosti (slika 1a). Če pa je tok večji od kritičnega, je naklon potenciala tako velik, da lokalnih minimumov več ni, kroglica se kotali, kar ustreza končni napetosti (slika 1b). To opisuje druga Josephsonova zveza

$$U(t) = \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt}. \quad (4)$$

U je napetost na spoju, $\Phi_0 = h/2e$ pa kvant magnetnega pretoka. Če je tok malenkost manjši od kritičnega, se zastavi vprašanje, kako dolgo bo »kroglica« ostala v minimumu, saj lahko iz pasti pobegne zaradi termičnih fluktuacij, ki ji dajo dovolj energije za pobeg iz plitvine. Z nižanjem temperature verjetnost za ta proces postane eksponentno majhna. Če pa je disipacija v sistemu dovolj nizka, lahko kroglica iz minimuma pobegne tudi s kvantnim tuneliranjem *skozi* energijsko pregrado. Letošnji Nobelovi nagradjenci so to napoved eksperimentalno preverili. Pojav je znan kot makroskopsko kvantno tuneliranje (angl. macroscopic quantum tunneling, MQT).



Slika 1. Nagnjeni periodični potencial Josephsonovega spoja v prisotnosti končnega električnega toka. a) Primer, ko je tok nižji od kritičnega: makroskopska spremenljivka je ujeta v potencialni minimum, tok teče brez upora, na spoju ni napetosti. b) Primer, ko je tok višji od kritičnega: makroskopska spremenljivka se s časom spreminja, na spoju se pojavi končna napetost. c) Klasična spremenljivka lahko zavzame poljubno energijo. d) V kvantnem režimu so nivoji kvantizirani, sistem pa lahko iz energijske pregrade pobegne s tuneliranjem. vir: ©The Royal Swedish Academy of Sciences

3. Superprevodna elektronska vezja

Superprevodniki lahko prevajajo električni tok brez upornosti, zato jih lahko v prvem približku opišemo z analogijo s konservativnim mehanskim sistemom. Vezje razdelimo na elemente, ki povezujejo vozlišča (stičišča med elementi). Vsakemu elementu lahko pripišemo napetost in tok, ki sta dobro definirana z integraloma po električnem in magnetnem polju:

$$v_b(t) = \int_{\text{začetek veje } b}^{\text{konec veje } b} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot d\mathbf{r}, \quad (5)$$

$$i_b(t) = \frac{1}{\mu_0} \oint_{\text{okoli veje } b} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \cdot d\mathbf{r}. \quad (6)$$

$$(7)$$

Z indeksom b oštevilčimo različne veje vezja. Integracijske poti potekajo zunaj materiala. Izkaže se, da je lažje kot s tokovi računati z integriranimi količinami po času (posplošenimi naboji), zato vpeljemo pretok in naboj

$$\phi_b(t) = \int_{-\infty}^t v_b(t') dt', \quad (8)$$

$$q_b(t) = \int_{-\infty}^t i_b(t') dt'. \quad (9)$$

Za kondenzator, ki ga v ravninski superprevodni napravi izdelamo kot med seboj prepletene elektrode v obliki prstov (angl. interdigitated capacitor), je naboj q dejansko razlika nabojev med kontaktoma. Za običajno tuljavo bi bil pretok ϕ dejansko magnetni pretok skozi ovoje žice, v superprevodnem

induktorju, ki ga v ravnini izdelamo kot vijugasto žico (angl. meandering inductor), pa je polje sicer bolj zapleteno, vendar gre za podobno idejo. Za elemente obeh tipov potem izračunamo pripadajočo energijo kot integral po času

$$\mathcal{E}_b(t) = \int_{-\infty}^t v_b(t') i_b(t') dt'. \quad (10)$$

Sistem opišemo v Lagrangevem formalizmu, zato vse količine izrazimo s pretoki. Kondenzatorji dajo sistemu inercijo, torej kapaciteta C igra vlogo mase, induktorji pa so analogni vzmetem s konstantno vzmeti $k \propto 1/L$. Energiji se zapišeta

$$E_{\text{kin}} = \frac{C\dot{\phi}^2}{2}, \quad (11)$$

$$E_{\text{pot}} = \frac{\phi^2}{2L}. \quad (12)$$

Naslednji korak je določitev nabora med seboj neodvisnih prostostnih stopenj, pri čemer si pomagamo s Kirchhoffovima izrekoma o tokovnem vozlišču in tokovni zanki, ki opredeljujeta vezi in s tem redundantne spremenljivke. Sistematičen način se imenuje metoda vpetega drevesa (angl. spanning tree): vezje si predstavljamo kot usmerjen graf (usmerjenost je potrebna, da dobimo pravilne predznake) in izberemo drevo brez zank iz samih kondenzatorjev, z začetno točko denimo pri masi. Po kratkem premisleku ugotovimo, da lahko stanje vezja popolnoma opredelimo, če podamo vrednosti vozliščnih pretokov ϕ_n v vseh vozliščih vpetega drevesa, pri čemer so pretoki skozi elemente definirani kot razlike vozliščnih pretokov ob upoštevanju usmerjenosti grafa [21]. Možnih izbir drevesa je lahko v velikih vezjih več; v bistvu gre za izbiro umeritve (angl. gauge choice). Ko zapišemo Lagrangevo funkcijo $L = E_{\text{kin}}(\dot{\phi}, \phi) - E_{\text{pot}}(\phi)$ z vozliščnimi pretoki, lahko določimo še konjugirane posplošene momente z odvajanjem L po $\dot{\phi}_n$, kar uvedemo kot vozliščne naboje q_n . S temi spremenljivkami nato iz Lagrangeve funkcije določimo pripadajočo Hamiltonovo, $H(q, \phi) = E_{\text{kin}}(q, \phi) + E_{\text{pot}}(\phi)$. Tedaj je vse pripravljeno za kanonično kvantizacijo. Naboje q_n in ϕ_n proglasimo za operatorje s komutacijsko zvezo $[\hat{\phi}_m, \hat{q}_n] = i\hbar\delta_{mn}$. Stanje vezja potem povsem opišemo z valovno funkcijo $\Phi(\phi)$, pri čemer so seveda možna stanja tudi superpozicije, kjer makroskopsko veliki električni tokovi tečejo »hkrati« v nasprotnih smereh po različnih vejah vezja.

Najbolj preprosto vezje je nihajni krog iz kondenzatorja in tuljave. Ključni količini sta lastna frekvenca $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ in impedanca $Z_0 = \sqrt{L/C}$. Tipične frekvence superprevodnih resonatorjev so v mikrovalovnem območju (nekaj GHz), impedanco pa običajno izberemo okoli $50 \, \Omega$ za učinkovito sklapljanje z valovodi in koaksialnimi kabli. Ker operatorja pretoka in naboja ne komutirata, pretok in naboj fluktuirata tudi v osnovnem stanju,

in sicer velja $\phi_{\text{ZPF}} = \sqrt{\hbar Z_0/2}$ in $q_{\text{ZPF}} = \sqrt{\hbar/2Z_0}$ (okrajšava ZPF iz angl. zero-point fluctuations). Za občutek, vrednosti teh količin za tipične superprevodne mikrovalovne resonatorje v kvantnih vezjih so velikostnega reda nekaj stotink kvanta pretoka Φ_0 in 10 osnovnih nabojev.

Opis disipacije v kvantnih sistemih je bolj zapleten. Izgube so odvisne od frekvence, kar opišemo z realnim delom frekvenčno odvisne impedance $Z(\omega)$. Caldeira in Leggett sta pokazala, da lahko poljubno impedanco $Z(\omega)$ predstavimo kot neskončno množico harmonskih oscilatorjev, ki predstavljajo notranja stanja okolice in ki se s sistemom sklapljajo linearno [1, 17]. Izkaže se, da so najpomembnejši načini iz okolice tisti pri lastni frekvenci sistema. Kvantni pojavi v Josephsonovih vezjih bodo torej opazni, če nam uspe zmanjšati izgube v mikrovalovnem področju.

4. Razpadni čas

Efektivni potencial Josephsonovega spoja v prisotnosti toka je

$$U(\phi) = -\frac{I_c \Phi_0}{2\pi} \left(\cos \phi + \frac{I}{I_c} \phi \right). \quad (13)$$

Frekvenca nihanja na dnu potencialne jame se imenuje plazemska frekvenca (saj gre dejansko za nihanje električno nabitega kondenzata glede na statično pozitivno nabito ozadje) in se zapiše

$$\omega_p = \sqrt{\frac{2\pi I_c}{\Phi_0 C}} \left[1 - \left(\frac{I}{I_c} \right)^2 \right]^{1/4}. \quad (14)$$

Višina pregrade pa je

$$\Delta U = \frac{2\sqrt{2} I_c \Phi_0}{3\pi} \left(1 - \frac{I}{I_c} \right)^{3/2}. \quad (15)$$

Tako tok I kot kritični tok I_c lahko spreminjamo: I neposredno na tokovnem izvoru, I_c pa z zunanjim magnetnim poljem, ki oslabi superprevodnost in s tem zniža velikost kritičnega toka. Če je I malenkost manjši od I_c , lahko potencial dobro opišemo z vsoto kvadratnega in kubičnega člena:

$$U(\phi) \approx A\phi^2 - B\phi^3. \quad (16)$$

Teoretični problem, ki ga tu rešujemo, je torej pobeg iz metastabilnega minimuma tega potenciala. V klasičnem režimu, $k_B T \gg \hbar \omega_p$, je ta problem rešil Kramers leta 1940 [16]. Za pogostost pobega velja izraz

$$\Gamma_t(T) = a_t \frac{\omega_p}{2\pi} \exp \left(-\frac{\Delta U}{k_B T} \right), \quad (17)$$

kjer je $a_t = 4/\left(\sqrt{1 + \frac{Qk_B T}{1.8\Delta U}} + 1\right)^2$ konstanta reda 1. $Q = \omega_p RC$ je faktor kakovosti nihajnega kroga, kjer je R vzporedna upornost vezja.

V kvantnem režimu, $k_B T \ll \hbar\omega_p$, sta nalogo prva rešila Ivanchenko in Zilberman leta 1968 za primer brez disipacije [2], polni problem pa pozneje Caldeira in Leggett [1, 17]. Za razpadno frekvenco sta dobila

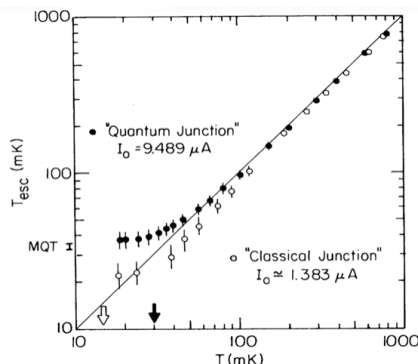
$$\Gamma_q(0) = a_q \frac{\omega_p}{2\pi} \exp\left[-7.2 \frac{\Delta U}{\hbar\omega_p} \left(1 + \frac{0.87}{Q}\right)\right] \quad (18)$$

kjer je $a_q = \left[120\pi \frac{7.2\Delta U}{\hbar\omega_p}\right]^{1/2}$, izraz pa velja za temperaturo nič. Pomembna ugotovitev je, da disipacija eksponentno zmanjša pogostost pobegov s tuneliranjem, za razliko od termičnih pobegov, kjer Q ne nastopa v eksponentu in zgolj šibko vpliva na predfaktor v izrazu. Pozneje je bil problem rešen tudi za končne temperature, kar daje pravi opis zveznega prehoda med kvantno limito in klasičnim režimom [18, 20, 3].

5. Eksperimentalna potrditev

Prvi poskusi eksperimentalne potrditve obstoja makroskopskega kvantnega tuneliranja (MQT) so bili opravljeni v več skupinah že v začetku 80. let [4]. Dejansko so opazili, da z nižanjem temperature pogostost preklopa v stanje s končno napetostjo ne pada proti nič, temveč kaže znake zasičenja pri neki končni vrednosti. Težava teh prvih eksperimentov je bila, da niso bili prepričljivi, saj bi do zasičenja lahko prišlo tudi zaradi zunanjih motenj iz okolice, recimo zaradi elektromagnetnega šuma, ki bi pri nizkih temperaturah lahko prevladal nad notranjimi termičnimi fluktuacijami. To predstavlja dvojni eksperimentalni izziv: po eni strani je treba poskrbeti za izjemno dobro preprečevanje vdora neželenih elektromagnetnih motenj do merjenja. Po drugi strani pa je potrebno dobro poznati vse parametre sistema, da je mogoče zanesljivo kvantitativno napovedati, kako se bo manifestiralo kvantno tuneliranje. Pri slednjem je pomembno, da se karakterizacija merjenja opravi v klasičnem režimu, v katerem so vsi parametri povsem jasno definirani.

Nagrajencem je uspelo oboje. Iznašli so rešitev za izjemno učinkovito odpravljanje mikrovalovnih шумov z uporabo filtrov s prahom iz drobnih bakrenih zrn v dielektričnem mediju. (V resnici je šlo za ponoven izum, saj je to rešitev že pred tem uporabljala vojska kot zaščito pred jedrskimi orožji za ustvarjanje elektromagnetnih pulzov, vendar je v 80. letih to bila še tajnost.) Prav tako so napravi dodali možnost nadzorovanega obsevanja z mikrovalovnim valovanjem, kar jim je omogočilo in situ karakterizacijo.



Slika 2. Ubežna temperatura T_{esc} v odvisnosti od temperature naprave T . Temni in svetli simboli so izmerjene vrednosti za dve nastavitvi, ki se razlikujeta po temperaturi prehoda iz klasičnega v kvantni režim (temperaturi sta označeni s puščicama na horizontalni osi). Oznaka MQT na vertikalni osi predstavlja pričakovano vrednost pri temperaturi nič.

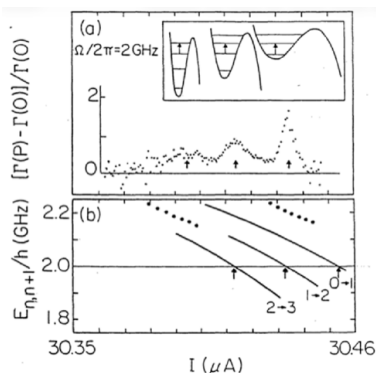
Določili so lahko lastno frekvenco vezja in dovolj dobro ocenili faktor kakovosti Q pri visokih temperaturah [6], kjer je klasični opis povsem ustrezen, zato so *točno* vedeli, kako se mora sistem obnašati pri nizkih temperaturah, če pojav MQT zares obstaja. V okviru merskih napak je bil rezultat dokončen: makroskopsko veliko Josephsonovo vezje, opisano s spremenljivko ϕ , pri nizkih temperaturah iz potencialne jame pobegne s kvantnim tuneliranjem [8].

Za lažjo ponazoritev so pogostost pobega izrazili z ekvivalentno »ubežno temperaturo« (angl. escape temperature) T_{esc} , definirano preko zveze

$$\Gamma = \frac{\omega_p}{2\pi} \exp\left(-\frac{\Delta U}{k_B T_{\text{esc}}}\right). \quad (19)$$

Pri visokih temperaturah je T_{esc} sorazmerna s temperaturo, pri nizkih temperaturah pa se padanje ustavi in T_{esc} se ustali pri končni vrednosti, glej sliko 2. Kvantitativno pravilno je bil opisan tudi vpliv disipacije, kar je potrdilo adekvatnost fenomenološkega pristopa, ki sta ga vpeljala Caldeira in Leggett.

Poleg MQT je trojica zaznala še en značilen kvantni pojav, in sicer kvantizacijo nivojev [7]. Z ustrezno nastavitvijo parametrov so dosegli, da je bila potencialna jama ravno zadosti globoka, da je bilo v njej poleg osnovnega stanja še nekaj nivojev (trije ali štirje). Nato so napravo vzbujali z mikrovalovnim valovanjem. Če je frekvenca, pomnožena s Planckovo konstanto, ustrezala energijski razliki dveh nivojev, je verjetnost za pobeg iz jame narastla, saj je višina pregrade za vzbujena stanja efektivno nižja, kar so eksperimentalno jasno zaznali. Pri končni temperaturi so termično zase-



Slika 3. Ojačitve verjetnosti za pobeg v odvisnosti od frekvence obsevanja Josephsonovega spoja z mikrovalovnim valovanjem. Ojačitve ustrezajo energijam prehodov med sosednjimi nivoji v potencialni jami (na spodnji sliki so izračunane vrednosti).

dena tudi vzbujena stanja, zato so lahko prehode vzbujali za poljubne pare nivojev. Najbolj razvidni prehodi so bili med stanji 0 in 1, 1 in 2, 2 in 3, pri čemer so se energijske razlike zelo dobro ujemale z napovedmi za lastna stanja kubičnega potenciala, glej sliko 3.

6. Kasnejši razvoj

Ti pionirski eksperimenti so pokazali, da lahko na nadzorovan način izdelamo elektronska vezja z izbrano funkcionalnostjo in proučujemo njihovo obnašanje v kvantnem režimu. Naslednji očitni korak je bila demonstracija makroskopske kvantne koherence (angl. macroscopic quantum coherence, MQC), torej koherentne superpozicije dveh makroskopskih stanj, kar je analogija živo-mrtvi Schrödingerjevi mački. Prikaz MQC je bistveno težji kot prikaz MQT, ker mora biti sistem koherenten daljši čas (ne zgolj ob tuneliranju skozi pregrado), zato je bilo potrebno še več kot desetletje dodatnega razvoja eksperimentalnih tehnik. Dodatno vzpodbudo področju je dal Shorov izum kvantnega algoritma za faktorizacijo celih števil na prafaktorje [9], ki omogoča eksponentno pohitritev glede na znane klasične algoritme, kar ima kritične implikacije za kriptografijo. Prve zanesljivo delujoče kvantne bite (kubite) iz superprevodnih vezij je uspelo izdelati ob prelomu stoletja, denimo nabojske kubite (angl. Cooper-pair box) v skupini Y. Nakamure v podjetju NEC [10], s katerimi so demonstrirali Rabijeve oscilacije in Ramseyeve interferenčne franže v dvonivojskem sistemu. Stanji $|0\rangle$ in $|1\rangle$ sta ustrezali stanjema, ki sta se razlikovala za en dodatni Cooperjev par na superprevodnem otočku. Malo za tem so se pojavili še kubiti na pretok (angl. flux qubit), kjer stanja ustrezajo različno usmerjenim trajnim tokovom v

superprevodnem obročku, skozi katerega je vzpostavljen magnetni pretok $\Phi_0/2$, ter fazni kubiti, ki so pravzaprav podobni postavitvi eksperimenta iz leta 1985 z Josephsonovim spojem pri končnem toku [11].

Pomemben preboj je bila iznajdba »kvantne elektrodinamike v vezju« (angl. circuit quantum electrodynamics, cQED), ki je superprevodni ekvivalent kvantne elektrodinamike v optičnih votlinah (angl. cavity QED), v katerih igrajo vlogo (Rydbergovih) atomov Josephsonovi spoji (kubiti), vloga votlin pa mikrovalovni resonatorji [13, 14]. V superprevodnih napravah lahko dosežemo tudi režim »ultramočne« sklopitve, ki v optičnih votlinah ni dosegljiv [12].

Velik tehnični dosežek je tudi nedavna demonstracija kršitve Bellove neenačbe v sistemu dveh superprevodnih kubitov, ki sta bila povezana s 30 metrov dolgim valovodom, ki je bil v celoti ohlajen do temperatur v področju mK. Uspelo jim je odpraviti vse vrzeli (angl. loophole-free Bell test) in zanesljivo potrditi nevzdržnost predpostavke lokalnega realizma tudi v sistemu z makroskopskimi kvantnimi stanji [15].

7. Zaključek

Letošnji Nobelovi nagrajenci za fiziko so bili nagrajeni za prvo prepričljivo demonstracijo kvantnega obnašanja ene makroskopske spremenljivke. To jim je uspelo s popolno karakterizacijo vezja *in situ*, tako da so natančno poznali vse parametre v modelskem opisu in so lahko nedvoumno napovedali pričakovane rezultate v nizkotemperaturnem kvantnem območju. Te so dejansko tudi izmerili v okviru ocenjenih merskih napak. Opravili so več eksperimentov na Josephsonovih vezjih, pri čemer je komisija izpostavila dva: demonstracijo makroskopskega kvantnega tuneliranja in kvantizacijo nivojev v potencialni pregradi. S tem so odprli novo področje raziskav, ki se je nadaljevalo s številnimi drugimi prikazi osnovnih kvantnih pojavov na makroskopski skali, kot sta superpozicija stanj makroskopskega sistema ter kvantna prepletenost dveh oddaljenih makroskopskih sistemov. Superprevodna vezja so danes tudi pomembna platforma za izdelavo kvantnih računalnikov, mikrovalovnih ojačevalcev, ki imajo najnižji možni šum, ki ga še dopušča Heisenbergovo načelo nedoločenosti (angl. quantum limited amplifier), ter detektorjev za posamične optične in mikrovalovne fotone.

LITERATURA

- [1] A. O. Caldeira in A. J. Leggett: Influence of Dissipation on Quantum Tunneling in Macroscopic Systems, *Physical Review Letters* **46** (1981), 211–214.
- [2] Yu. M. Ivanchenko in L. A. Zil'berman: The Josephson Effect in Small Tunnel Contacts, *Soviet Physics JETP* **28** (1969), 1272–1276. (Original: Zh. Eksp. Teor. Fiz. **55** (1968), 2395–2402.)

- [3] J. Clarke, A. N. Cleland, M. H. Devoret, D. Esteve in J. M. Martinis: Quantum Mechanics of a Macroscopic Variable: The Phase Difference of a Josephson Junction, *Science* **239** (1988), 992–997.
- [4] R. F. Voss in R. A. Webb: Macroscopic Quantum Tunneling in 1- μm Nb Josephson Junctions, *Physical Review Letters* **47** (1981), 265.
- [5] A. J. Leggett: Schrödinger’s Cat and Her Laboratory Cousins, *Contemporary Physics* **25** (1984), 583–598.
- [6] M. H. Devoret, J. M. Martinis, D. Esteve in J. Clarke: Resonant Activation from the Zero-Voltage State of a Current-Biased Josephson Junction, *Physical Review Letters* **53** (1984), 1260.
- [7] J. M. Martinis, M. H. Devoret in J. Clarke: Energy-Level Quantization in the Zero-Voltage State of a Current-Biased Josephson Junction, *Physical Review Letters* **55** (1985), 1543–1546.
- [8] M. H. Devoret, J. M. Martinis in J. Clarke: Measurements of Macroscopic Quantum Tunneling out of the Zero-Voltage State of a Current-Biased Josephson Junction, *Physical Review Letters* **55** (1985), 1908–1911.
- [9] P. W. Shor: Algorithms for Quantum Computation: Discrete Logarithms and Factoring, v: *Proc. 35th Annual IEEE Symposium on Foundations of Computer Science*, IEEE Computer Society, Los Alamitos, CA, 1994, 124–134.
- [10] Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin in J. S. Tsai: Coherent Control of Macroscopic Quantum States in a Single-Cooper-Pair Box, *Nature* **398** (1999), 786–788.
- [11] J. M. Martinis, S. Nam, J. Aumentado in C. Urbina: Rabi Oscillations in a Large Josephson-Junction Qubit, *Physical Review Letters* **89** (2002), 117901.
- [12] A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, R.-S. Huang, J. Majer, S. Kumar, S. M. Girvin in R. J. Schoelkopf: Strong Coupling of a Single Photon to a Superconducting Qubit Using Circuit Quantum Electrodynamics, *Nature* **431** (2004), 162–167.
- [13] A. Blais, R.-S. Huang, A. Wallraff, S. M. Girvin in R. J. Schoelkopf: Cavity Quantum Electrodynamics for Superconducting Electrical Circuits: An Architecture for Quantum Computation, *Physical Review A* **69** (2004), 062320.
- [14] A. A. Clerk, K. W. Lehnert, P. Bertet, J. R. Petta in Y. Nakamura: Hybrid Quantum Systems with Circuit Quantum Electrodynamics, *Nature Physics* **16** (2020), 257–267.
- [15] S. Storz, J. Schär in drugi: Loophole-Free Bell Inequality Violation with Superconducting Circuits, *Nature* **617** (2023), 265–270.
- [16] H. A. Kramers: Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions, *Physica* **7** (1940), 284–304.
- [17] A. O. Caldeira in A. J. Leggett: Quantum tunnelling in a dissipative system, *Annals of Physics* **149** (1983), 374–456.
- [18] H. Grabert in U. Weiss: Quantum Tunneling in Dissipative Systems at Finite Temperatures, *Physical Review Letters* **52** (1984), 2193–2196.
- [19] H. Grabert, P. Olschowski in U. Weiss: Temperature Dependence of Quantum Decay Rates in Dissipative Systems, *Physical Review B* **32** (1985), 3348–3350.
- [20] H. Grabert, P. Olschowski in U. Weiss: Quantum Decay Rates for Dissipative Systems at Finite Temperatures, *Physical Review B* **36** (1987), 1931–1951.
- [21] M. H. Devoret: Quantum Fluctuations in Electrical Circuits, v: *Quantum Fluctuations: Lecture Notes of the Les Houches Summer School*, Elsevier, Amsterdam, 1997, 351–386.