Nagroda Nobla w dziedzinie fizyki 2025:
Jak duży może być Kot Schrödingera?

The 2025 Nobel Prize in Physics: How Big Can Schrödinger's Cat Be?

Maciej Zgirski, Marek Foltyn
*Instytut Fizyki, Polska Akademia Nauk**

Streszczenie: Zjawiska takie jak tunelowanie kwantowe czy kwantyzacja energii zwykle kojarzone są z zachowaniem pojedynczych atomów lub cząsteczek. Elektrony zajmują orbitale o określonej energii i mogą zmieniać swój stan, pochłaniając lub emitując ściśle określone kwanty energii – fotony. W Słońcu, za sprawą tunelowania przez barierę kulombowską, dochodzi do fuzji dwóch protonów, w wyniku której powstaje deuter. Ale czy możemy rozszerzyć bezpośrednie zastosowanie mechaniki kwantowej na obiekty makroskopowe, czyli widoczne gołym okiem?

Słowa kluczowe: nadprzewodnictwo, złącza Josephsona, sztuczne atomy, kubity

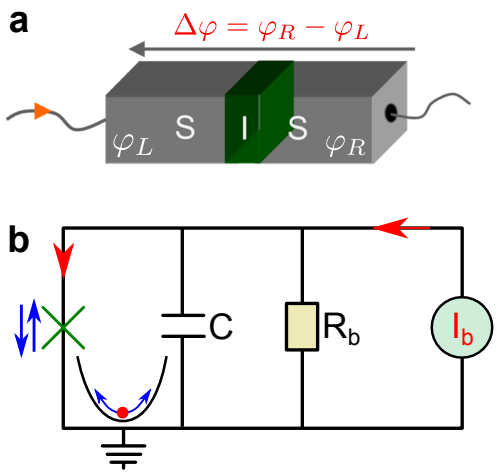
Abstract: Usually, effects of quantum tunneling and energy quantization are associated with behavior of single atoms or molecules. Electrons occupy orbitals of definite energy and can change their state in the process of absorbing or emitting well-defined energy quanta – photons. In the Sun, two protons fuse by tunneling over the Coulomb barrier to form deuterium. But can we extend the direct applicability of quantum mechanics to macroscopic objects, i.e. objects visible with a bare eye?

Keywords: superconductivity, Josephson junctions, artificial atoms, qubits

W 1935 roku Erwin Schrödinger zaproponował słynny eksperyment myślowy mający uwypuklić różnice między światem kwantowym i klasycznym. Rozważał układ, w którym pojedynczy proces rozpadu jądra atomowego powodowałby uwolnienie trucizny zabijającej kota. Ponieważ zgodnie z regułami mechaniki kwantowej cząstka alfa opuszczająca jądro atomowe jednocześnie przebywa zarówno w tym jądrze jak i poza nim (o cząstce alfa mówimy wówczas, że znajduje się w superpozycji stanów), Schrödinger zastanawiał się czy kot może jednocześnie być żywy i martwy. Późniejsze rozumienie mechaniki kwantowej pozwoliło stwierdzić, że superpozycje stanów kwantowych używane do opisu świata mikroskopowego na skutek oddziaływania z otoczeniem bardzo szybko ulegają projekcji do stanu klasycznego, charakterystycznego dla świata dostępnego naszej codziennej obserwacji (takie przechodzenie świata kwantowego w świat klasyczny nazywamy kolapsem funkcji falowej). Kot będzie więc zawsze martwy lub żywy. Zatem gdzie znajduje się granica pomiędzy światem kwantowym i klasycznym?

Okazuje się, że w układach nadprzewodzących rolę kota mogą odgrywać nadprzewodzące nośniki prądu, zwane parami Coopera. Są one opisywane wspólną makroskopową („kocią") funkcją falową posiadającą amplitudę i fazę: $\Psi = A \cdot \exp(i\varphi)$. Funkcja ta rozciąga się na obszar nadprzewodnika, który można zobaczyć gołym okiem. W odróżnieniu od fazy przypisanej elektronowi w stanie normalnym, faza nadprzewodząca wykazuje się makroskopową koherencją, tzn. że jej wartość w danym punkcie nadprzewodnika jest ściśle skorelowana z wartością fazy w jego innym punkcie (pomocna okazuje się tu analogia do światła laserowego). Różnica fazy nadprzewodzącej pomiędzy dwoma punktami nadprzewodnika prowadzi do przepływu prądu nadprzewodzącego, czyli prądu płynącego bez oporu elektrycznego (bez rozpraszania elektronów). Co istotne, pary Coopera wykazują zachowanie bardzo podobne do bozonów: przebywają w jednym kolektywnym stanie kwantowym, co oznacza, że pod względem odpowiedzi na różne bodźce zewnętrzne zachowują się jak jeden obiekt. Stan ten jest oddzielony przerwą energetyczną od innych dostępnych stanów, co eliminuje oddziaływanie par z otoczeniem. Ta energetyczna separacja umożliwiająca bezstratny przepływ prądu elektrycznego w nadprzewodniku jest kluczem do obserwacji efektów kwantowych w makroskali.

Najbardziej rozpowszechnionym obiektem nadprzewodzącym badanym przez fizyków jest złącze Josephsona.



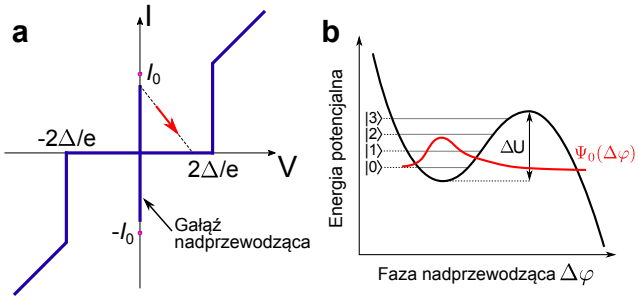
Rys. 1: **(a)** Tunelowe złącze Josephsona z zaznaczoną różnicą fazy $\Delta\varphi$ pomiędzy nadprzewodnikami (S) rozdzielonymi cienką warstwą izolatora (I). Tunelowanie oznacza w tym przypadku możliwość przechodzenia pojedynczej pary Coopera z jednej okładki złącza na drugą przez energetycznie wzbroniony obszar izolatora.
(b) Schemat zastępczy obwodu elektrycznego zawierającego złącze zasilane źródłem prądu stałego I_b. Z punktu widzenia obwodu złącze (symbol X na schemacie) zachowuje się jak nieliniowa indukcyjność. Razem z kondensatorem C i opornikiem R_b tworzy ono tłumiony oscylator anharmoniczny, którego prąd może być wzbudzany na wskutek fluktuacji termicznych lub w wyniku pochłonięcia rezonansowych fotonów. W obrazie kwantowym energie prądu oscylującego w obwodzie przyjmują wartości dyskretne (skwantowane).

Maciej Zgirski, ORCID: 0000-0001-8266-5468
Marek Foltyn, ORCID: 0000-0002-1606-3810
* CoolPhon Group, MagTop, ON6.4, Instytut Fizyki,
Polska Akademia Nauk, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa

To prosty element zbudowany z dwóch nadprzewodników (np. cyny, aluminium, itp.) rozdzielonych bardzo cienką warstwą izolatora (Rys. 1a). Pary Coopera mogą wtedy tunelować przez barierę, tworząc prąd nadprzewodzący zależny od różnicy faz macierzystych funkcji falowych tych nadprzewodników. Brian Josephson przewidział, że prąd ten wynosi $I = I_0 \sin(\Delta\varphi)$. Relacja ta, zwana w literaturze pierwszą relacją Josephsona, pozwala powiązać makroskopowy prąd płynący przez złącze z różnicą faz nadprzewodzących po obu jego stronach $\Delta\varphi$.

Tegoroczna Nagroda Nobla została przyznana „za odkrycie makroskopowego tunelowania kwantowego i kwantyzacji energii w obwodzie elektrycznym" [1]. W dwóch przełomowych eksperymentach [2,3] laureaci John Clarke, Michel Devoret i John Martinis wykazali, że te dwa zjawiska będące fundamentem mechaniki kwantowej mogą być obserwowane również w przypadku makroskopowych, sztucznie zdefiniowanych obiektów. Badali oni proces przełączania tunelowego złącza Josephsona typu Nb-NbO_x-PbIn ze stanu nadprzewodzącego do stanu dyssypatywnego, w którym pojawia się opór elektryczny. Złącze takie umieszczone w odpowiednio zdefiniowanym obwodzie elektrycznym (Rys. 1b) i zasilane prądem elektrycznym I_b znajduje się w metastabilnym stanie nadprzewodzącym (o zerowym napięciu między okładkami złącza) z tendencją do losowego przełączania się do stanu o niezerowym napięciu (Rys. 2a). Dostrzegamy tu analogie do procesu rozpadu promieniotwórczego, w którym atom uranu przechodzi w atom toru po wyemitowaniu cząstki alfa. O ile jednak średni czas życia atomu uranu jest zadany przez naturę i wynosi ok. 4,5 mld lat (tyle czasu potrzebuje cząstka alfa, żeby przetunelować przez barierę potencjału i uwolnić swoje nukleony od silnych sił jądrowych jądra toru), o tyle czas życia złącza Josephsona można regulować amplitudą prądu zasilającego złącze, temperaturą oraz polem magnetycznym. Opisywana analogia jest jednym z powodów, dla którego złącze Josephsona nazywamy sztucznym atomem (Rys. 3).

W pierwszym nagrodzonym eksperymencie nobliści mierzyli czas życia złącza w stanie nadprzewodzącym jako funkcję prądu zasilającego złącze I_b. Szybkość ucieczki Γ ze stanu metastabilnego, będąca odwrotnością czasu życia, w przypadku wzbudzeń klasycznych wykazuje się silną zależnością od temperatury [4]. Wyższa temperatura zapewnia bowiem możliwość większej wymiany energii z otoczeniem i pozwala na pokonywanie wyższej bariery energetycznej $\Delta U(I_b)$ zgodnie z klasyczną teorią arrheniusowskich wzbudzeń termicznych, która przewiduje, że $\Gamma \sim \exp(-\Delta U(I_b)/k_B T)$. Jednakże czas życia zmierzony przy najniższych temperaturach (< 30 mK) okazał się znacznie krótszy niż przewidywany na podstawie teorii klasycznej, co wskazywało na zaobserwowanie nowego mechanizmu przełączenia (Rys. 4). Laureaci zidentyfikowali ten mechanizm jako makroskopowe tunelowanie kwantowe (ang. Macroscopic Quantum Tunneling – MQT) [2], tj. proces, w którym stan kolektywny wielu par Coopera przełącza się między dwiema makroskopowymi funkcjami falowymi, pomimo że konfiguracje te są rozdzielone barierą uniemożliwiającą klasyczną zmianę (Rys. 2b). W odróżnieniu od tunelowania, które możemy zaobserwować w przestrzeni rzeczywistej, MQT zachodzi w przestrzeni fazy nadprzewodzącej i wiąże się z jej nagłą zmianą, prowadzącą do pojawienia się niezerowego napięcia mierzonego na złączu (Rys. 2).



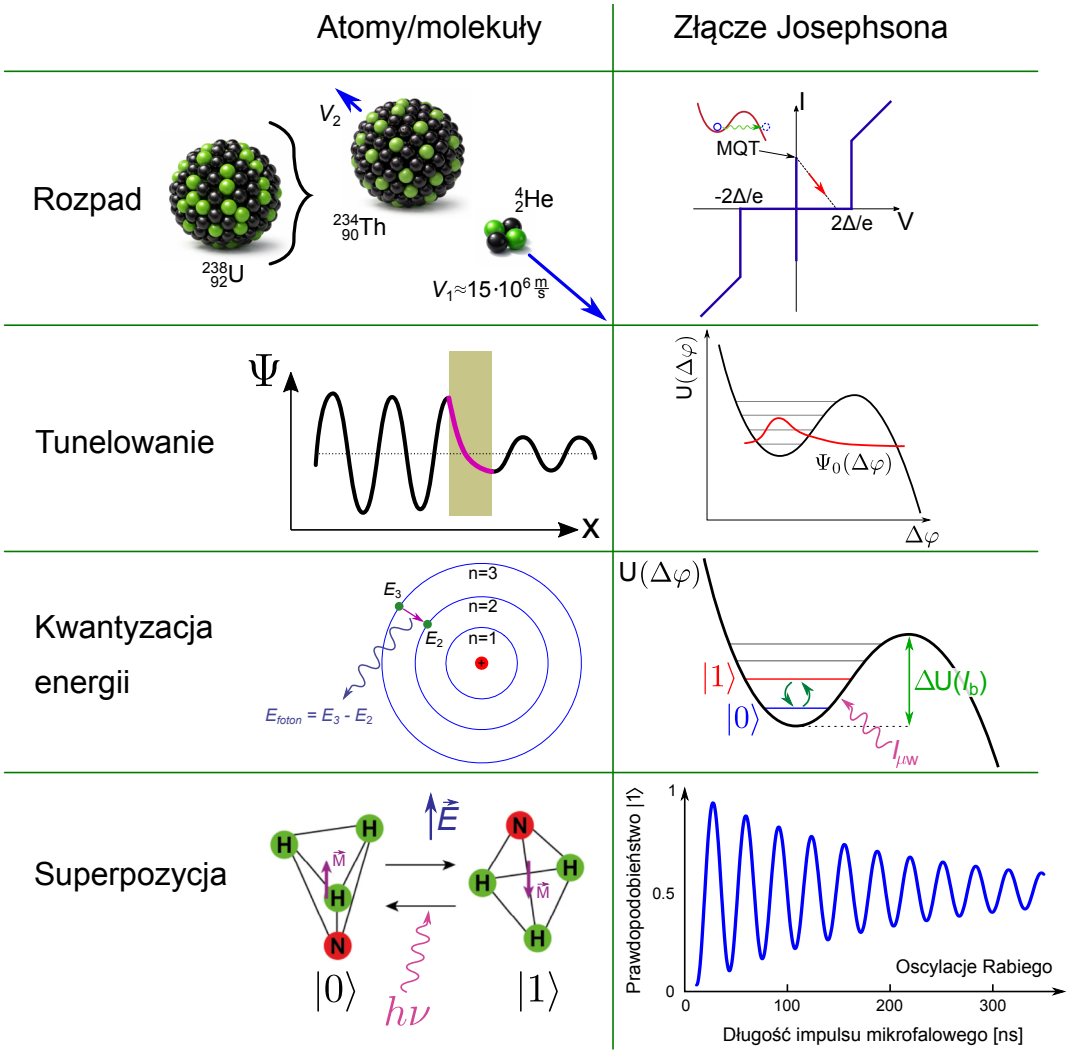
Rys. 2: **(a)** Charakterystyka prądowo-napięciowa złącza. Nadprzewodząca gałąź charakterystyki (pionowa linia opisywana warunkiem V = 0) określa zakres prądów nadprzewodzących mogących tunelować przez złącze – jest to nieskorelowane tunelowanie pojedynczych par Coopera, za którego przewidywanie B. Josephson został uhonorowany Nagrodą Nobla w 1973 roku. Jeżeli prąd zasilający złącze jest dostatecznie wysoki, wtedy znajduje się ono w stanie metastabilnym i stochastycznie przełącza się do stanu o niezerowym napięciu, nawet w sytuacjach kiedy bariera energetyczna ΔU jest zbyt wysoka z klasycznego punktu widzenia wzbudzeń termicznych. W takim przypadku jest to tzw. makroskopowe tunelowanie kwantowe (MQT), w którym makroskopowa liczba par Coopera jednocześnie „decyduje się" na zmianę fazy nadprzewodzącej φ po jednej stronie złącza. Im wyższy prąd zasilający złącze, tym płytsze minimum potencjału pułapkującego fazę nadprzewodzącą $\Delta\varphi$. Prąd, dla którego to minimum znika nazywamy prądem krytycznym złącza I_0. Odpowiada on progowi przełączania się złącza w hipotetycznym przypadku braku jakichkolwiek fluktuacji. Warto zauważyć, że MQT, w odróżnieniu od tunelowania pojedynczych cząstek, nie wymaga ich transportu z jednej okładki złącza na drugą.
(b) Kolektywna (makroskopowa, „kocia") funkcja falowa wielu par Coopera, uwięziona w lokalnym minimum potencjału opisuje prąd nadprzewodzący płynący przez złącze. Na rysunku przedstawiono schematycznie makroskopową funkcję falową stanu podstawowego Ψ_0 oraz cztery poziomy energetyczne. Funkcja falowa Ψ_0 przenika przez barierę potencjału o wysokości ΔU, umożliwiając systemowi makroskopowe tunelowanie w przestrzeni fazy nadprzewodzącej. Prowadzi to do powstania napięcia na złączu, które można mierzyć eksperymentalnie. Rozmycie kwantowe nadprzewodzącej fazy jest analogiczne do delokalizacji cząstki kwantowej uwięzionej w potencjale zdefiniowanym w przestrzeni rzeczywistej i oznacza, że prąd płynący przez złącze nie ma dobrze określonej wartości (na mocy pierwszej relacji Josephsona), ale jest wyrażony przez superpozycję wielu makroskopowych prądów, z których każdy płynie z prawdopodobieństwem zadanym przez funkcję falową. Stosując „kocią" semantykę możemy założyć, że |0> odpowiada kotu żywemu, natomiast |1> – martwemu. Wysokość bariery ΔU można regulować wartością prądu I_b zasilającego złącze, wpływając w ten sposób na czas życia.

Zanim nastąpi przełączenie, prąd elektryczny przepływający przez złącze oscyluje wokół lokalnego minimum energii. Jest to w istocie znane zachowanie oscylatora harmonicznego (Rys. 1b). Przy wystarczająco niskich temperaturach oscylator zostaje zdominowany przez efekty kwantowe i energia makroskopowego prądu oscylacyjnego ulega kwantyzacji (Rys. 2b). Im wyższa energia stanu kwantowego, tym efektywnie niższa i węższa bariera energetyczna do pokonania i tym łatwiejsze przełączenie. Laureaci byli w stanie uchwycić ten efekt wzbudzając rezonansowo poziomy energii za pomocą mikrofal i mierząc skrócenie czasu życia stanu nadprzewodzącego przy spodziewanych częstotliwościach fal (fotonów mikrofalowych) (Rys. 5) [3]. Możliwość oddziaływania na złącza za pomocą fotonów mikrofalowych i wymuszania przejść pomiędzy dyskretnymi stanami kwantowymi to kolejny powód nazywania złącza Josephsona sztucznym atomem (Rys. 3).

Odkryte zjawisko (i samo złącze Josephsona) ma jeszcze jedną, bardzo istotną właściwość. Otóż potencjał, w którym uwięziona jest funkcja falowa (Rys. 2b) nie jest idealnie harmoniczny (paraboliczny), co powoduje, że odstępy między poziomami energetycznymi nie są równe: w istocie mamy do czynienia z oscylatorem anharmonicznym. Pozwala to

na adresowanie jednego wybranego przejścia za pomocą mikrofalowych fotonów o odpowiednio dobranej częstotliwości. Taki układ dwóch odseparowanych poziomów energetycznych (np. podstawowego i wzbudzonego) nazywamy kubitem. Gdy kubit jest stale pobudzany polem elektromagnetycznym o rezonansowej częstotliwości, jego stan kwantowy (a ściślej: wektor funkcji falowej) zmienia się w sposób uporządkowany i przewidywalny (czyli koherentny), tworząc superpozycję stanów bazowych (czyli wspomnianych dwóch wybranych poziomów). Efekt tej koherentnej dynamiki obserwuje się jako regularne i deterministyczne oscylacje prawdopodobieństwa uzyskania stanu podstawowego jako wyniku pomiaru — tzw. oscylacje Rabiego (Rys. 3). Warto zauważyć, że taka sama operacja jest podstawą funkcjonowania MASER-a (ang. Microwave Stimulated Emission of Radiation), czyli mikrofalowej wersji lasera, w którym molekułę amoniaku można umieszczać w superpozycji stanów bazowych oświetlając ją fotonami mikrofalowymi [5]. To jeszcze jedna analogia, która pozwala nam przenieść naszą wiedzę z poziomu świata atomowego do poziomu obiektów makroskopowych. O ile jednak w przypadku molekuły amoniaku jej stany bazowe odpowiadają różnemu położeniu atomu azotu (Rys. 3), to „kocie" stany bazowe złącza są zadane przez makroskopowe funkcje falowe, z których każda opisuje inną kwantową dystrybucję makroskopowego prądu par Coopera płynącego przez złącze.

Pionierskie badania nagrodzone tegorocznym Noblem zapoczątkowały dziedzinę elektroniki kwantowej, w której obwody elektryczne są opisywane całkowicie za pomocą mechaniki kwantowej, a ich komponenty mogą być traktowane jak sztuczne atomy. Najbardziej znanym przykładem takiego układu jest kubit nadprzewodzący – obecny lider wyścigu, którego metą ma być pierwszy komercyjny komputer kwantowy. W 2019 roku grupa naukowa prowadzona przez jednego z noblistów J. Martinisa opublikowała wyniki eksperymentu z 53-kubitowym procesorem, który potrafił



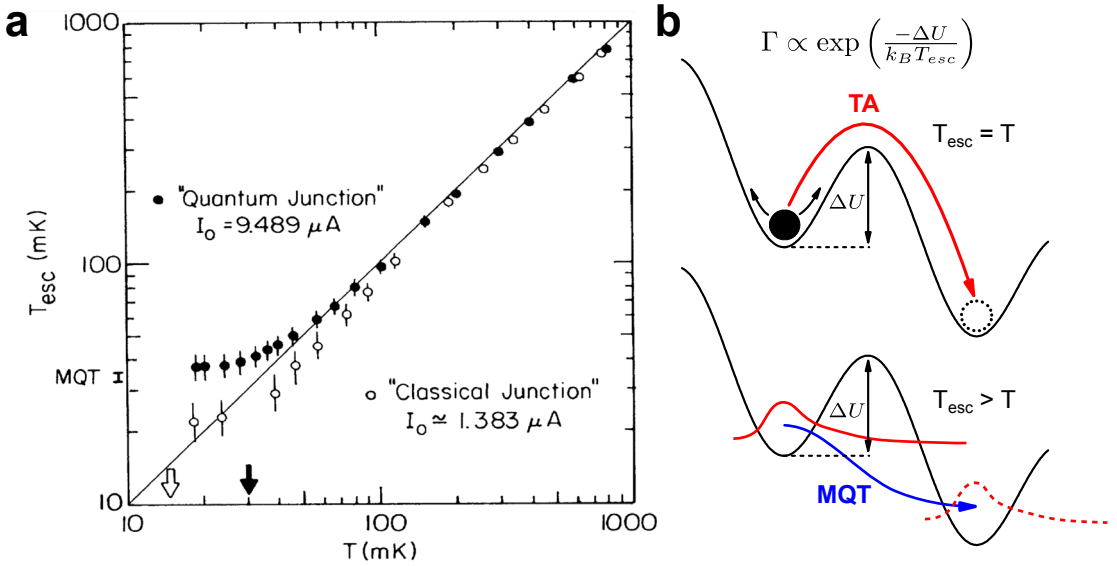
Rys. 3: Złącze Josephsona jako sztuczny atom: podsumowanie analogii pomiędzy kwantowym zachowaniem atomów/molekuł oraz złączem Josephsona.

Rozpad. Oczekiwany czas życia dla atomu uranu to 4,5 mld lat. W przypadku złącza czas życia w stanie metastabilnym jest regulowany amplitudą prądu zasilającego złącze I_b, temperaturą i polem magnetycznym.

Tunelowanie. W przypadku MQT obserwowanego dla złącza dochodzi do jednoczesnej zmiany fazy nadprzewodzącej wielu par Coopera, pomimo tego, że pośrednim wartościom fazy odpowiada zbyt duża energia, aby proces mógł zajść pod wpływem klasycznego wzbudzenia termicznego.

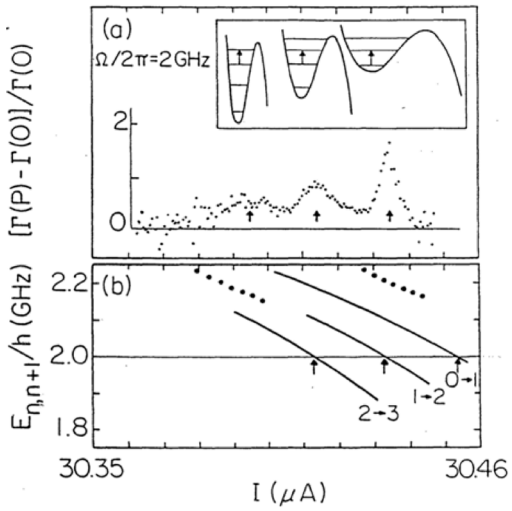
Kwantyzacja energii. W atomie wodoru energie kolejnych poziomów energetycznych są skwantowane. Energia prądu oscylującego na złączu również przybiera tylko dyskretne wartości. Odległość między poziomami energetycznymi można zmieniać makroskopowym prądem stałym zasilającym złącze I_b, natomiast mikrofalowy prąd $I_{\mu w}$ pozwala na wzbudzanie złącza dzięki absorpcji i emisji fotonów.

Superpozycja. Molekuła amoniaku umieszczona w polu elektrycznym E może zmieniać swoją konfigurację przestrzenną (i w konsekwencji elektryczny moment dipolowy M) na skutek absorpcji i emitowania fotonów. W ogólności może być umieszczana w superpozycji stanów bazowych. Tak samo zachowuje się złącze [6]: oświetlane mikrofalami o odpowiedniej energii fotonów oscyluje pomiędzy stanami |0> i |1>, przy czym prawdopodobieństwo znalezienia złącza w stanie |1> zmienia się deterministycznie w czasie, co odpowiada koherentnej manipulacji stanu kwantowego złącza $\Psi(t)= \alpha(t)^*|0\rangle + \beta(t)^*|1\rangle$



Rys. 4. Makroskopowe tunelowanie kwantowe (MQT).
(a) Wyznaczona eksperymentalnie efektywna temperatura T_{esc} (tzw. temperatura ucieczki, ang.escape - uciekać) odpowiadająca przełączaniu się złącza w funkcji temperatury rzeczywistej T. „Złącze klasyczne" uzyskano obniżając prąd krytyczny I_0 „złącza kwantowego" poprzez przyłożenie niewielkiego pola magnetycznego. Strzałki na osi „T" pokazują temperaturę przejścia z reżimu klasycznego do kwantowego dla „złącza kwantowego" i „złącza klasycznego". (*Reprinted figure with permission from M. H. Devoret, J. M. Martinis, J. Clarke, Physical Review Letters 55 1908 (1985) © Copyright (1985) by the American Physical Society. Materiał nie jest objęty licencją CC BY 4.0.*)
(b) W przypadku „złącza klasycznego" T_{esc} pokrywa się z T do najniższej temperatury osiąganej w układzie pomiarowym. Ucieczka złącza ma w tym wypadku charakter wzbudzenia termicznego ponad barierą energetyczną ΔU (ang. thermal activation - TA). Z kolei „złącze kwantowe" poniżej 30 mK wykazuje się wyższą efektywną temperaturą przełączenia niż temperatura rzeczywista (T_{esc} > T), co sygnalizuje pojawienie się dodatkowego mechanizmu ucieczki ze stanu nadprzewodzącego - przełączenie złącza odbywa się dzięki makroskopowemu tunelowaniu kwantowemu (MQT).

wykonać bardzo specyficzny algorytm szybciej niż komputer klasyczny, otwierając drogę do supremacji obliczeń kwantowych [7]. Dla biznesu był to dostateczny dowód skuteczności nowego paradygmatu, aby wejść do gry. Najwięksi gracze na rynku, tacy jak Google, IBM, IQM wydają się być pełni optymizmu, jeśli chodzi o przyszłość komputerów kwantowych. Jednakże należy pamiętać, że kolejne generacje prezentowanych procesorów opartych o kubity są podatne na błędy, co powoduje, że układ składający się z kilkuset fizycznych kubitów odpowiada zaledwie kilku kubitom logicznym (większość z nich musi być użyta do korekcji błędów). Na obecnym etapie rozwoju techniki nie jest jasne, czy naukowcom i inżynierom uda się przezwyciężyć fundamentalne ograniczenia jakie natura nakłada na wierność operacji kwantowych i zbudować prawdziwie funkcjonalną kwantową maszynę obliczeniową.



Rys. 5: Kwantyzacja energii w obwodzie elektrycznym. Rezonansowe wzbudzanie złącza za pomocą fotonów mikrofalowych o częstotliwości f = 2 GHz.
(a) Pomiar szybkości ucieczki złącza w funkcji prądu płynącego przez złącze I_b = I. Prąd pozwala przechylać potencjał złącza, co wpływa na odległości między poziomami energetycznymi i dostraja złącze do kolejnych przejść, kolejno pomiędzy poziomami 2 i 3, 1 i 2 oraz 0 i 1. Ilekroć odległość między dwoma poziomami przyjmuje wartość $(E_{n+1}-E_n)/h$=2 GHz foton mikrofalowy może ulec absorpcji wzbudzając złącze do wyższego stanu energetycznego, z którego ucieczka jest łatwiejsza.
(b) Przewidywanie teoretyczne różnicy energii pomiędzy poziomami. *(Reprinted figure with permission from J. M. Martinis, M. H. Devoret, J. Clarke, Physical Review Letters 55 1543 (1985) © Copyright (1985) by the American Physical Society - Materiał nie jest objęty licencją CC BY 4.0.)*

Bibliografia:

[1] Brian D. Josephson – Facts. NobelPrize.org. Nobel Prize Outreach 2026. dostęp: 28.01.2026 <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1973/josephson/facts/>.

[2] M. H. Devoret, J. M. Martinis, J. Clarke, *Measurements of Macroscopic Quantum Tunneling out of the Zero-Voltage State of a Current-Biased Josephson Junction*, Phys. Rev. Lett. **55**, 1908 (1985), doi: 10.1103/PhysRevLett.55.1908.

[3] J. M. Martinis, M. H. Devoret, J. Clarke, *Energy-Level Quantization in the Zero-Voltage State of a Current-Biased Josephson Junction*, Phys. Rev. Lett. **55**, 1543 (1985), doi: 10.1103/PhysRevLett.55.1543.

[4] M. H. Devoret, J. M. Martinis, D. Esteve, J. Clarke, *Resonant Activation from the Zero-Voltage State of a Current--Biased Josephson Junction*, Phys. Rev. Lett. **53**, 1260 (1984), doi: 10.1103/PhysRevLett.53.1260

[5] R.P. Feynman, R.B. Leighton, M. Sands, *Feynmana wykłady z fizyki. Tom 3. Mechanika kwantowa, Rozdział 9: Cząsteczka amoniaku*, Wydawnictwo Naukowe PWN (2014)

[6] J. M. Martinis, *Superconducting phase qubits*, Quantum Inf Process **8**, 81–103 (2009), doi: 10.1007/s11128-009-0105-1.

[7] F. Arute, J. M. Martinis, et al., *Quantum supremacy using a programmable superconducting processor*, Nature **574**, 505–510 (2019), doi: 10.1038/s41586-019-1666-5.