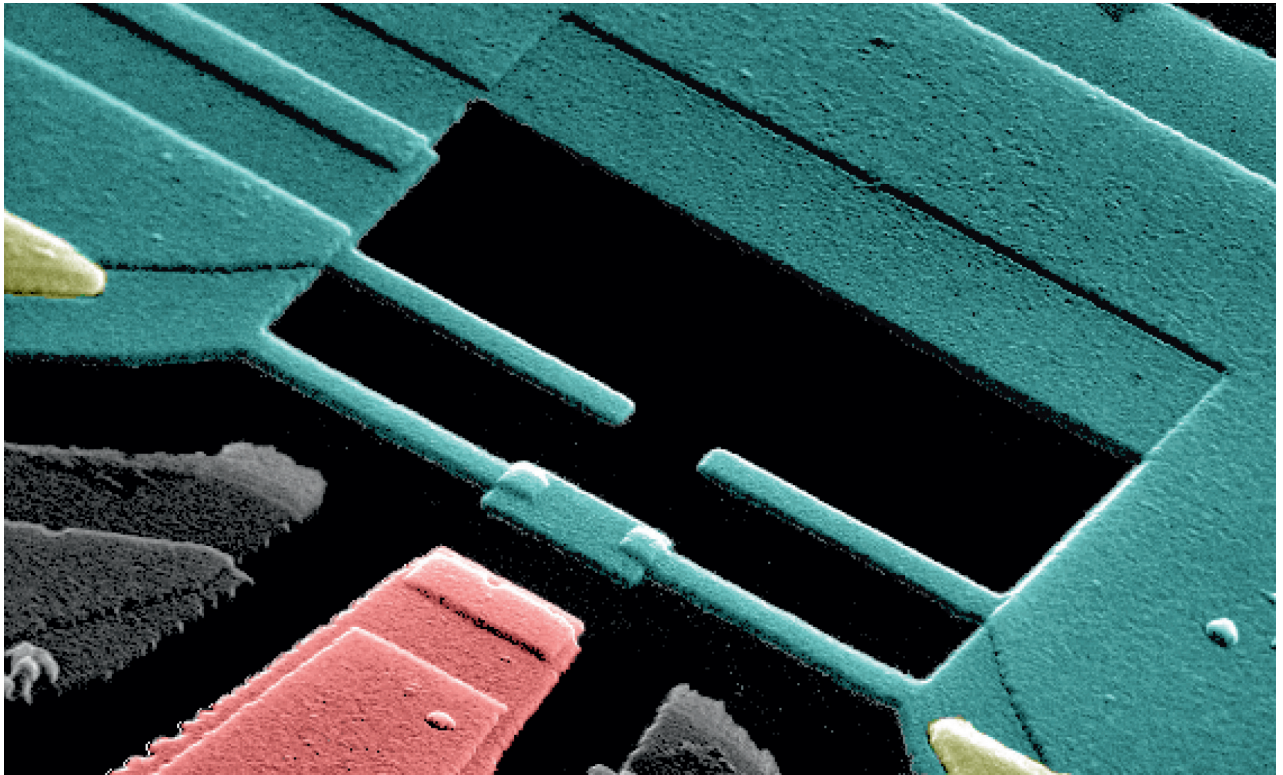




PHYSIK - NOBELPREIS

Die Geburt der Quantenelektronik

Den Physik-Nobelpreis 2025 teilen sich John Clarke, Michel H. Devoret und John M. Martinis.
Hugues Pothier und Christoph Strunk

Unterliegen auch makroskopische Variablen der Quantenmechanik? Der diesjährige Nobelpreis für Physik geht an drei Physiker, die gemeinsam diese Frage mithilfe ihrer Experimente vor vier Jahrzehnten erstmals positiv beantworten konnten.

Bezeichnenderweise erhalten John Clarke, Michel Devoret und John Martinis diese hohe Anerkennung im Internationalen Jahr der Quantenwissenschaft und Quantentechnologien – genau hundert Jahre nach der Formulierung der Quantenmechanik. Die Arbeit der diesjährigen Nobelpreisträger gab den Anstoß zu einem Forschungsgebiet, das sich nicht nur in hunderten von Forschungslabors verbreitete, sondern auch private Unternehmen hervorbrachte, die sich mit der Entwicklung von Quantenschaltkreisen befassen und teilweise sogar auf einen Quantencomputer abzielen.

Das Abenteuer begann um 1980 mit Arbeiten von Antony Leggett [1], der 1978 vorgeschlagen hatte, die Anwendbarkeit der Quantentheorie auf einen makros-

kopischen Freiheitsgrad zu untersuchen: die Phasendifferenz in einem Josephson-Kontakt. Ein solcher Josephson-Kontakt besteht aus zwei supraleitenden Elektroden, die durch eine dünne isolierende Schicht über den quantenmechanischen Tunneleffekt elektrisch miteinander gekoppelt sind (**Abb. 1a**). Im Normalzustand, also oberhalb der supraleitenden Übergangstemperatur, tunneln einzelne Elektronen unabhängig voneinander. Unterhalb der Übergangstemperatur finden sich die Elektronen in beiden Elektroden zu Cooper-Paaren zusammen, welche die Isolierschicht ebenfalls durchtunneln können. Das Kondensat der Cooper-Paare bewegt sich kollektiv und wird als Ganzes durch jeweils eine makroskopische Wellenfunktion mit einer Phase φ beschrieben.

Zwischen der Zahl N der Cooper-Paare im Kondensat und der Phase besteht eine Unschärferelation (analog zu Impuls und Ort). Für einen einzelnen elektrisch isolierten Supraleiter ist N streuungsfrei und φ maximal unscharf. Bei starker Josephson-Kopplung wird die Differenz $N_1 - N_2$ der Teilchenzahlen unscharf, während die Phasendifferenz

◀ Quantonium-Schaltkreis (grün) mit einer Cooper-Paar-Box im Zentrum, einer Gatterelektrode zur Kontrolle des Ladungszustands (rot) und Quasiteilchenfallen (gelb) [7]

$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ zwischen den Elektroden scharf wird. Die beiden Josephson-Gleichungen $I(\varphi) = I_c \sin \varphi$ und $V = \hbar \dot{\varphi} / 2e$ beschreiben die Dynamik von φ , wobei I und V der elektrische Strom und die Spannung sowie e und $\hbar$ die Elektronenladung bzw. die Planck-Konstante sind. Integriert man die erste Josephson-Gleichung mithilfe der zweiten über die Zeit, so folgt die Energie $E(\varphi) = E_J (1 - \cos \varphi)$, die im Josephson-Kontakt gespeichert wird, wenn sich die Phasendifferenz von 0 auf φ ändert (**Abb. 1b**); $E_J = \hbar I_c / 2e$ ist als Josephson-Kopplungsenergie bekannt. Wenn man nun φ mit der Ortskoordinate x eines (fiktiven) Teilchens identifiziert, so ist die zugehörige Geschwindigkeit $\dot{\varphi}$ wegen der zweiten Josephson-Gleichung der elektrischen Spannung analog. Damit wird das Problem auf die Dynamik eines Teilchens in einem periodischen Potential abgebildet (**Tabelle**).

Die entscheidende Frage war nun, ob die Gesetze der Quantentheorie auf dieses fiktive Teilchen angewendet werden können (oder müssen). Da die supraleitenden Elektroden typischerweise jeweils etwa 10^9 Cooper-Paare enthalten, handelt es sich bei φ um einen wahrhaft makroskopischen Freiheitsgrad. Im stromlosen Zustand befindet sich das Teilchen in einem Minimum des Potentials. Ein zusätzlich durch den Kontakt fließender Gleichstrom I_b entspricht einer externen Kraft, die das Potential $E_{\text{pot}}(\varphi) = E(\varphi) - I_b \hbar \varphi / 2e$ verkippt. Sobald die Verkipfung so groß ist, dass die Barriere verschwindet, entkommt das Teilchen und wird kontinuierlich weiter beschleunigt. Schließlich führt Reibung sehr schnell zu einer zeitlich konstanten Geschwindigkeit – ähnlich wie bei einem Fallschirmspringer. Für Josephson-Kontakte entspricht dies dem Auftreten einer Gleichspannung über dem Kontakt, sobald der Gleichstrom $I_b > I_c$ beträgt.

Im Experiment wird der Strom von Null hochgefahren. Bei endlichen Temperaturen $T > 0$ wird die Phase zu ther-

Mechanische und elektrische Größen

Teilchen im Potential	x	$v = \dot{x}$	M	P	$-F_{\text{ext}}$	$E_{\text{pot}}(x)$	E_{kin}
Elektrische Größen im Josephson-Kontakt	φ	$V = \hbar \dot{\varphi} / 2e$	$C(\hbar/2e)^2$	$Q = 2eN$	I_b	$E_{\text{pot}}(\varphi)$	$4E_c N^2$

Tab. Masse und Impuls des fiktiven Teilchens sind M bzw. P . C ist die Kapazität zwischen den supraleitenden Elektroden; Q ist die Ladung, die zwischen den Elektroden ausgetauscht wird, und I_b der Gleichstrom. $E_c = e^2/2C$ bezeichnet die Ladungsenergie, die beim Tunneln eines Elektrons aufzuwenden ist.

mischen Schwingungen angeregt und entkommt bereits bei $I_b < I_c$ mit einer „Flucht“-Rate $\Gamma(T)$ aus der Potentialmulde; der Josephson-Kontakt schaltet von einem supraleitenden Zustand mit $V = 0$ in einen Zustand mit $V > 0$. Da es sich hierbei um einen statistischen Prozess handelt, ist es erforderlich, den Schaltvorgang einige tausend Mal zu wiederholen. Ein Histogramm $P(I_b)$ beschreibt die Schaltwahrscheinlichkeit, wobei $P(I_b)$ die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, mit welcher der Kontakt beim Strom I_b schaltet. Im klassischen Bereich bestimmt die Temperatur die Breite δI des Histogramms. Die zugehörige Aktivierungsenergie ist durch die Tiefe der verkippten Potentialmulde gegeben.

Wenn nun die Quantenmechanik gilt, sollten Zustände mit diskreten Energien in der Potentialmulde auftreten (**Abb. 1c**). Außerdem wäre bei tiefen Temperaturen zusätzlich zur thermischen Aktivierung über die Barriere auch ein Tunneln der Phase durch die Potentialbarriere zu beobachten, wobei die quantenmechanische Tunnelrate Γ_Q wie im klassischen Bereich exponentiell von der Höhe der Barriere abhängt. Um den Vergleich mit dem Experiment zu vereinfachen, kann die gemessene Fluchtrate in eine Temperatur T_{esc} umgerechnet werden, die im klassischen Bereich mit der physikalischen Temperatur identisch und im Quantenbereich konstant ist. Demnach müsste also eine Sättigung von T_{esc} unterhalb einer Temperatur zu beobachten sein, die durch Γ_Q gegeben ist.

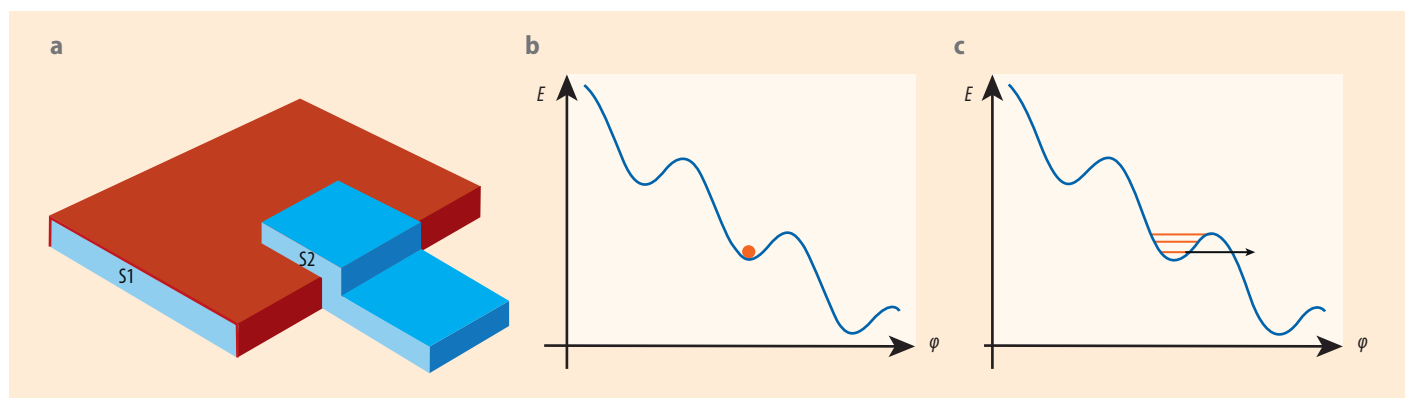


Abb. 1 Ein Josephson-Kontakt (a) besteht aus zwei durch eine Isolierschicht (rot) getrennte supraleitende Filme (S_1 , S_2), durch die Cooper-Paare tunneln können. Die Phase in der Potentiallandschaft eines von einem Gleichstrom durchflossenen klassischen Josephson-Kontakts (b) kann nur durch thermische Aktivierung aus der Potentialmulde entkommen. Für einen Kontakt im quantenmechanischen Bereich ist die Phase über die Potentialmulde delokalisiert (c) und bildet dort diskrete Zustände (orange) aus. In diesem Fall lässt sich die Barriere auch durch makroskopisches Quantentunneln überwinden.



Abb. 2 John Clarke (a) begann mit den bahnbrechenden Experimenten im Jahr 1982 zusammen mit John Martinis (b, unten links) und Michel Devoret (rechts), die hier bei einer Wanderung am Mount Tamalpais nahe Berkeley im Jahr 1984 zu sehen sind. Auch im Bild: Daniel Esteve und Cristián Urbina.

Ein entscheidendes Element des Vorschlags von Antony Leggett war die detaillierte Analyse des Bereichs der thermischen Aktivierung. Diese ermöglicht den experimentellen Zugang zu allen Parametern, die zur genauen Vorhersage des Quantenverhaltens und insbesondere der Sättigungstemperatur nötig sind. Das von Leggett postulierte Quantentunneln der Phase unterscheidet sich wesentlich vom Josephson-Tunneln der Cooper-Paare durch die Isolierschicht – die Barriere $\Delta U(I_b)$ ist nicht durch die Isolatorschicht, sondern allein durch I_b und I_c , also elektrische Kenngrößen des Kontakts, gegeben.

Die Preisträger

John Clarke hatte während seiner Promotion in Cambridge an Josephson-Kontakten gearbeitet – und zwar bei Brian Pippard, so wie auch Brian Josephson, nach dem die Josephson-Kontakte benannt sind. Clarke hatte bereits 1964 eine primitive Version eines SQUID (Superconducting Quantum Interference Device; eine Parallelschaltung zweier Josephson-Kontakte) realisiert, den er SLUG („Nacktschnecke“) getauft hatte. Durch die enge Zusammenarbeit mit Pippard, Josephson und Michael Tinkham war er schon früh ein Experte für supraleitende Bauelemente.

1982 beschloss Clarke zusammen mit dem französischen Postdoktoranden Michel H. Devoret und dem Doktoranden John M. Martinis, das von Leggett vorgeschlagene Experiment durchzuführen. Devoret besaß einen Hintergrund in Telekommunikationstechnik und eine Leidenschaft für Quantenphysik und träumte davon, beides zu verbinden. Der Quantenbereich ließ sich nur bei sehr niedrigen Temperaturen erreichen, weswegen Devorets Erfahrung mit $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungskryostaten sehr nützlich war. Wie Martinis sich erinnert, hatte er begonnen, eine solche Apparatur selbst zu bauen. Als Devoret 1982 in Berkeley ankam und das System sah, kommentierte er jedoch [2]: „Ich denke, der schnellste Weg, dieses Experiment durchzuführen, ist es, eine Metallsäge zu holen, es in zwei Teile zu sägen und von vorne anzufangen.“ Mithilfe von zwei Kollegen Devorets bauten sie einen

funktionierenden Kryostaten: Cristián Urbina und Daniel Esteve hatten ebenfalls in der CEA-Saclay bei Paris promoviert und waren danach als Postdocs in Clarkes Labor gekommen.

Das Experiment

Das preisgekrönte Experiment erfolgte an einem Nb/NbO_x/PbIn-Kontakt (**Abb. 3a**). Hierbei galt es, die der quantenmechanischen Zerfallsrate entsprechende „Flucht“-Temperatur T_{esc} zu messen, bei der das Schalten durch thermische Aktivierung in das makroskopische Quantentunneln übergeht. Neben den erforderlichen tiefen Temperaturen bestand eine weitere experimentelle Schwierigkeit darin, dass Widerstände in den Zuleitungen ein thermisches Rauschen des Gleichstroms durch den Kontakt bewirken. Die daraus resultierende Vibration der Potentialmulde bewirkt jedoch ebenfalls eine Sättigung der Breite der Schalt-Histogramme, die mit der Signatur des Quantentunnelns identisch ist. Spezielle Mikrowellenfilter zur Abschirmung halfen, dies auszuschließen. Um den Übergang in den Quantenbereich unter die niedrigste Messtemperatur abzusenken und das Quantenregime zu eliminieren, reduzierten die Preisträger durch Anlegen eines Magnetfelds den kritischen Strom des Kontakts. Im entsprechenden klassischen Regime (offene Kreise in **Abb. 3b**) beobachteten sie, dass T_{esc} deutlich unter die Flucht-Temperatur im Quantenregime (volle Kreise in **Abb. 3b**) sank, was eine unvollkommene Thermalisierung der Probe in diesem Bereich ausschloss [3].

Durch eine Erweiterung des Experiments wiesen die Preisträger ein noch spezifischeres Kennzeichen der Quantenmechanik nach, nämlich die Existenz diskreter Energieniveaus in der Potentialmulde [4]. Solange sich der Josephson-Kontakt im Nullspannungszustand befindet, lässt er sich gemäß der Theorie mit diskreten Energiezuständen beschreiben, ähnlich einem echten Teilchen, das in einer Potentialmulde gefangen ist. Wie in der Atomphysik ist diese Quantisierung durch ein spektroskopisches Experiment nachzuweisen, das hier durch die Einstrahlung von Mikrowellen auf den Josephson-Kontakt erfolgte. Wenn der

Übergang in einen Zustand mit höherer Energie angeregt wird, kann er leichter aus dem Nullspannungszustand entkommen, wodurch Maxima in der Zerfallsrate entstehen (Abb. 3c). Diese Nachweise von Quantenphysik in einem elektrischen Schaltkreis waren der Startschuss für das heute boomende Feld der supraleitenden Quantenschaltkreise, die gegenwärtig zu den vielversprechendsten Kandidaten für die Realisierung eines Quantencomputers gelten.

1985 kehrten Devoret, Urbina und Esteve zur CEA Saclay zurück und beschlossen, das in Berkeley begonnene Forschungsgebiet der Quantenelektronik weiterzuverfolgen. Daher stammt auch der Name der von ihnen gegründeten Arbeitsgruppe: Qantronics. John Clarke verbrachte 1985/86 ein Sabbatical in der Qantronics-Gruppe, während John Martinis nach seiner Promotion 1987 der erste Postdoktorand war. In dieser Zeit begann auch eine langjährige Zusammenarbeit mit der Theoriegruppe von Hermann Grabert in Essen und später in Freiburg.

Weitere Entwicklungen

Nach der Anfangsphase, in der sich John Clarke den oben beschriebenen Experimenten und deren Auswertung widmete, kehrte er zu seiner ersten Liebe zurück: den SQUIDS, die er für Magnetometer, Gradiometer, hochempfindliche Voltmeter und quantenbegrenzte Verstärker einsetzte. Diese auf SQUIDS basierenden Instrumente fanden viele verschiedene Anwendungen, etwa die Magnetresonanztomographie bei niedrigen Magnetfeldern, die Erkennung des magnetischen Signals des Gehirns zur Diagnose von Epilepsie sowie Detektoren für die Geologie oder die Suche nach Dunkler Materie [5]. Für diese Anwendungen arbeitete er zudem mit Hochtemperatur-Supraleitern und untersuchte intensiv die möglichen Rauschquellen.

Die Wege von Devoret und Martinis waren während ihrer gesamten Karriere bemerkenswert miteinander verflochten, kreuzten sich manchmal, folgten sich in anderen Bereichen oder entwickelten sich parallel. Sie pflegten bis heute eine enge und freundschaftliche Beziehung. Ende der 1980er- und in den 1990er-Jahren verlagerte sich der Schwerpunkt sowohl für Devoret als auch für Martinis auf Ladungseffekte: Mit neu entwickelten Lithographietechniken ließen sich Tunnel-Kontakte so verkleinern, dass die Ladungsenergie E_C , die aufgebracht werden muss, um ein einzelnes Elektron durch eine Tunnelbarriere zu transferieren, größer wurde als die Temperatur. In der Qantronics-Gruppe befassten sich die Experimente zunächst mit nicht-supraleitenden Schaltungen. Die Einzelelektronenbox, das Elektronendrehkreuz (in Zusammenarbeit mit der Gruppe von Hans Mooij in Delft) und die Einzelelektronenpumpe demonstrierten die Möglichkeit, den Ladungstransport auf dem Niveau einzelner Elektronen zu steuern.

John Martinis hatte seinerseits eine Stelle am NIST in Boulder angenommen und arbeitete ebenfalls an Einzelelektroneneffekten mit Schwerpunkt auf Instrumentierung und messtechnischen Aspekten, insbesondere die Genauigkeit von Einzelelektronenpumpen. Er untersuchte auch die Möglichkeit, Josephson-Kontakte für die Röntgendetektion zur Materialanalyse und Astronomie einzusetzen.

Die Kombination von Ladungseffekten mit der Supraleitung eröffnete neue Perspektiven: Die Qantronics-Gruppe konnte nachweisen, dass die Ladung einer kleinen supraleitenden Insel (die Cooper-Paar-Box) in Einheiten von $2e$ quantisiert ist. Das bedeutet, dass die Parität im supraleitenden Zustand eine Rolle spielt, selbst wenn die Anzahl der Elektronen in der Größenordnung von 10^9 liegt. Im Jahr 1998 gelang es zu zeigen, dass Cooper-Paar-Box-Quanten-

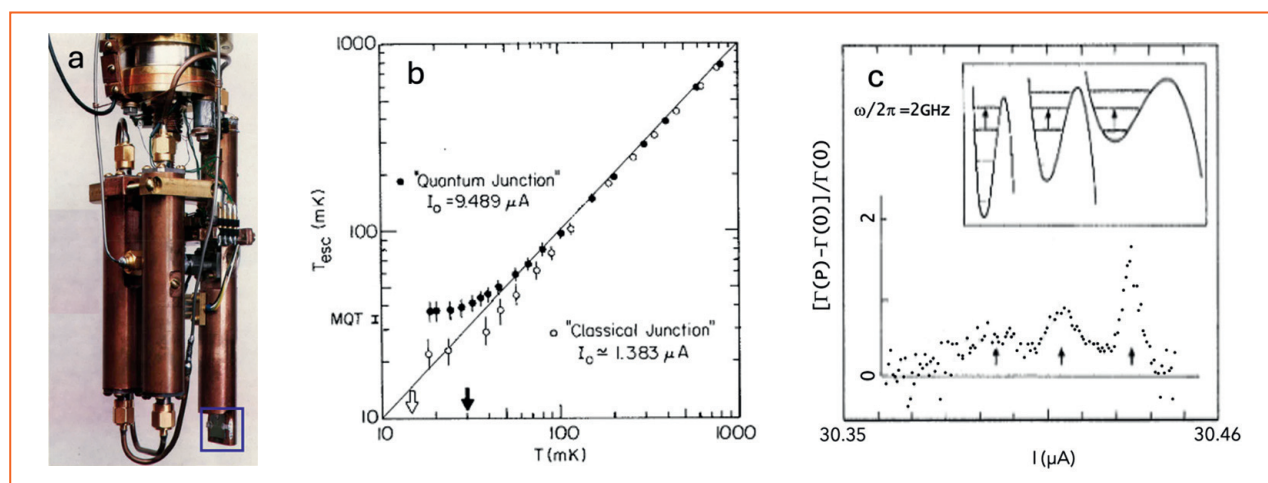


Abb. 3 In dem für das Experiment verwendeten Aufbau (a) sind die Mischkammer eines Mischungskroystaten zu erkennen, der für die Kühlleistung sorgt, der Josephson-Kontakt (blaues Quadrat) sowie die zylindrischen Kupferpulver-Filter, die den Josephson-Kontakt gegen Mikrowellenrauschen abschirmen. Das Tunnelexperiment (b) zeigt die der Zerfallsrate entsprechende Flucht-Temperatur T_{esc} für einen Kontakt im klassischen Bereich (offene Kreise) und einen Kontakt im Quantenbereich (volle Kreise), bei dem T_{esc} deutlich oberhalb der tiefsten zugänglichen Temperatur von 18 mK sättigt. Die für das makroskopische Quantentunneln berechnete Sättigungstemperaturen (Pfeile) stimmen mit dem Messergebnis überein [3]. In der Zerfallsrate des Kontakts als Funktion des Gleichstroms durch den Kontakt (bei einer Mikrowellenanregung mit $\nu = 2$ GHz) zeigen sich deutlich mehrere Maxima der Zerfallshäufigkeit (Pfeile). Das Inset stellt die Potential-Landschaft für nach rechts zunehmende Gleichströme dar [4]. Je höher der Strom, umso flacher ist die Potentialmulde, sodass mit $\nu = 2$ GHz verschiedene Übergänge angeregt werden.

b) reprinted with permission from [3]; Copyright by the APS
c) reprinted with permission from [4]; Copyright by the APS

4a: Patrice Bertet; 4b: N. Cottet et al.,
Nat. Commun. 12, 6383 (2021), CC BY 4.0

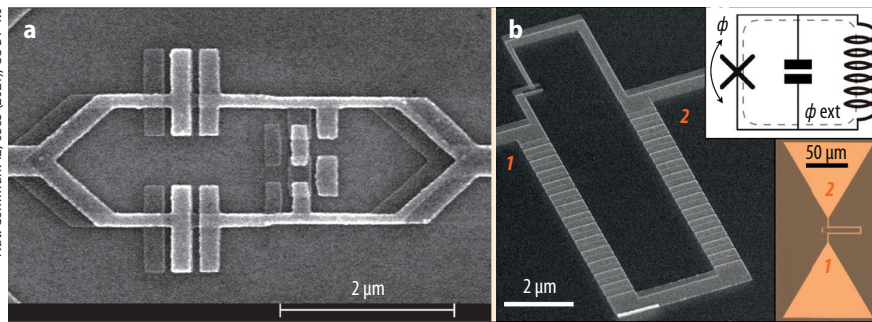


Abb. 4 Fluss-Qubits benutzen als Basis zwei Zustände mit entgegengesetzt orientierten supraleitenden Dauerströmen (a). Die Qubit-Schleife ist mit einer zum Auslesen bestimmten SQUID-Schleife gekoppelt [9]. Das Fluxonium (b) ist eine Variante des Fluss-Qubits, die eine extrem hohe Kohärenzzeit besitzt [12].

überlagerungen von Ladungszuständen möglich sind, die sich um ein einziges Cooper-Paar unterscheiden.

Ein entscheidender Durchbruch gelang Yasunobu Nakamura bei NEC, als er mit einer Cooper-Paar-Box Rabi-Oszillationen in der Zeitdomäne nachweisen konnte [6]. Damit war erstmals die experimentelle Kontrolle der Zeitentwicklung eines menschengemachten Quantenschaltkreises gelungen, was einen essenziellen Fortschritt auf dem Weg zum Quantencomputer darstellt.

Rauschen und Dekohärenz

Die Qnantronics-Gruppe erfand 2002 das Qnantronium [7]. Dabei handelt es sich um das erste supraleitende Qubit, das die kontrollierte Steuerung von Überlagerungszuständen mit einer Lebensdauer und Kohärenz erlaubt, die weit über die Manipulationszeit hinausgehen (Abb. auf Seite 20). Der größte Nachteil von Ladungs-Qubits war das Rauschen geladener Störstellen. Das Qnantronium aber konnte an einem Punkt arbeiten, der gegen das Rauschen weniger empfindlich war. Dieses Konzept wurde später unter dem Namen „sweet spot“ populär. Kurz danach entwickelte Martinis zusammen mit Urbina, der sich in Boulder im Sabbatical befand, eine weitere Art von supraleitendem Qubit, das „Phasenqubit“ [8], das sich stark an das ursprüngliche Berkeley-Experiment anlehnte. In Delft wurde 2003 die Kontrolle der Zeitentwicklung auch für Fluss-Qubits demonstriert [9], bei denen entgegengesetzt orientierte Dauerströme überlagert werden (Abb. 4a). Im Jahr 2004 nahm John Martinis eine Professur an der University of California in Santa Barbara an. Seine weitere Forschung konzentrierte sich insbesondere auf das Verständnis der Materialprobleme, die zur Dekohärenz führen.

Im Jahr 2002 erhielt Michel Devoret ein Angebot für eine Professur in Yale, wo er eine enge und fruchtbare Zusammenarbeit mit Robert Schoelkopf auf der experimentellen Seite sowie mit Steve Girvin und Leonid Glazman auf der theoretischen Seite begann. Die Anwendung der Quantenelektrodynamik auf elektrische Schaltkreise (circuit QED [10]) entstand in Yale, und Devoret war an ihrer Entwicklung sowie an der Erfindung einer ladungsunempfindlichen Version der Cooper-Paar-Box beteiligt: dem Transmon. Er arbeitete zudem an Verstärkern nahe der Quantenrauschgrenze. Einen von ihm erfundenen Verstärkertyp benannte er in Anlehnung an Clarkes' SLUG als SNAIL („Schnecke“, für Superconducting Nonlinear Asymmetric Inductive elements).

Von 2006 bis 2012 lehrte Devoret regelmäßig in Paris, wo er auf einen Lehrstuhl für Mesoskopische Physik am Collège de France berufen worden war. Bei dieser Gelegenheit gründete er 2008 zusammen mit Benjamin Huard die Gruppe für Quantenelektronik an der École Normale Supérieure in Paris. Zu dieser Zeit arbeitete Clarke an „Fluss-Qubits“, die sich mit SQUIDs koppeln und messen ließen [11].

Im Jahr 2009 bereicherte Devoret die Familie der supraleitenden Qubits um ein neues Mitglied: Das Fluxonium [12] besteht aus der Parallelschaltung eines Josephson-Kontakts, einer großen Induktivität und einer Kapazität (Abb. 4b). Es sollte besonders unempfindlich gegenüber dem Ladungsrauschen sein und zeigte bald darauf eine Rekordkohärenzzeit von mehr als einer Millisekunde. In den 2010er-Jahren führten mehrere Besuche von Mazhar Mirrahimi in Yale zur Erfindung und Realisierung sogenannter Cat-Qubits [13]. Bei diesem Qubit-Typ sind die Basiszustände Überlagerungen elektromagnetischer Feldmoden in einer Mikrowellen-Kavität, die durch die Kopplung mit einem Josephson-Kontakt möglich sind. In Analogie zu Schrödingers Katze sind hier zwei Glauber-Zustände mit entgegengesetzten Phasen überlagert, sodass die Feldamplitude gleichzeitig nach oben und nach unten schwingt.

Neben zahlreichen Arbeiten zur Theorie der Verstärkung, die in engem Zusammenhang mit den von ihm entworfenen Quantenverstärkern stehen, hat Devoret darüber hinaus mehrere Beiträge zur Theorie geleistet. Beispielsweise hat die Theorie des Einflusses der elektromagnetischen Umgebung eines Tunnelkontakts auf die Tunnelrate das Verständnis der Coulomb-Blockade auf eine solide Grundlage gestellt – gemeinsam mit Qnantronics und dem Team von Hermann Grabert.

Von der Forschung in die Industrie

Aufgrund der Fortschritte bei den Eigenschaften von Qubits und deren Kopplungen begannen große Unternehmen, die Entwicklung eines Quantencomputers aus supraleitenden Schaltkreisen in Betracht zu ziehen. Im Jahr 2014 wechselte John Martinis zu Google Quantum AI Lab, wo er bis 2020 blieb. Er leitete ein Team, das Dutzende von Transmon-Qubits koppelte, und prägte den Begriff „Quantum Advantage“ für Schaltkreise, die klassische Computer übertreffen können.

Michel Devoret wurde 2021 wissenschaftlicher Berater des französischen Unternehmens Alice and Bob, dessen Ziel es ist, einen Quantencomputer mit Cat-Qubits zu

entwickeln. Er verließ es wieder, um 2024 zu Google zu wechseln. Neben der Entwicklung besserer Qubits haben sich Devoret und Martinis intensiv mit der Quantenfehlerkorrektur beschäftigt, die (viel mehr als in klassischen Computern) notwendig ist, um unvermeidliche Bitfehler zu korrigieren. Martinis arbeitete an der Implementierung des „Oberflächencodes“ auf Google-Chips, während Devoret die Möglichkeit einer autonomen Fehlerkorrektur durch die Beherrschung der Dissipation in Cat-Qubits (dissipation engineering) untersuchte.

Die Realisierung eines Quantencomputers würde die entscheidende Frage beantworten, ob sich ein großes System von Qubits zuverlässig verschränken lässt oder ob dies aus einem fundamentalen Grund unmöglich ist. Auf diese Weise wirft die eigentlich von Anwendungsinteressen getriebene Entwicklung komplexer Schaltkreise mit vielen Qubits auch neue Grundlagenfragen für die Quantentheorie auf.

Literatur

- [1] A. O. Caldeira und A. J. Leggett, Phys. Rev. Lett **46**, 211 (1981)
- [2] The 2025 Nobel Prize in Physics: Live discussion with M. Devoret and J. Martinis at UC Santa Barbara (15. Oktober 2025), www.youtube.com/live/f1AMV6btaw4
- [3] M. H. Devoret, J. M. Martinis und J. Clarke, Phys. Rev. Lett. **55**, 1908 (1985)
- [4] J. M. Martinis, M. H. Devoret und J. Clarke, Phys. Rev. Lett. **55**, 1546 (1985)
- [5] J. Clarke, Physics Today **39**, 3 (1986)
- [6] Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin und J. S. Tsai, Nature **398**, 786 (1999)

- [7] D. Vion et al., Science **296**, 886 (2002)
- [8] J. M. Martinis et al. Phys. Rev. Lett. **89**, 117901 (2002)
- [9] I. Chiorescu et al, Science **299**, 1869 (2003)
- [10] A. Wallraff et al., Nature **431**, 162 (2004)
- [11] T. Hime et al., Science **314**, 1427 (2006)
- [12] V. E. Manucharyan et al., Science **326**, 113 (2009)
- [13] Z. Leghtas et al., Science **347**, 6224 (2015)

Die Autoren



Hugues Pothier promovierte 1991 unter Leitung von Michel Devoret. Nach einem Postdoc-Aufenthalt in Stuttgart in der Gruppe von K. von Klitzing nahm er eine feste Stelle in der Quantronics-Gruppe an und forscht an mesoskopischer Supraleitung und Quantenschaltungen.

Christoph Strunk (FV Tiefe Temperaturen) lehrt Experimentalphysik an der Universität Regensburg. Zurzeit erforscht er Spin-Phänomene in Supraleiter-Halbleiter-Hybriden und den Einfluss extrem starker Unordnung auf die Supraleitung.



U Regensburg / Schmidt

Dr. Hugues Pothier, Quantronics, SPEC, CEA-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, Frankreich und **Prof. Dr. Christoph Strunk**, Universität Regensburg, Universitätsstraße 31, 93053 Regensburg