

SUPERGELEIDING DOOR EEN QUANTUMDOT MET ENKELE GATEN

Onderzoekers van onderzoeksinstituut MESA+ van de Universiteit Twente zijn er, in samenwerking met collega's uit Delft en Eindhoven, in geslaagd om nanodraadjes te ontwikkelen waarmee je individuele elektronen kunt invangen in een quantumdot en waarin tegelijkertijd supergeleiding kan plaatsvinden. Hierdoor kunnen ze een rol spelen bij de ontwikkeling van quantumcomputers.

Van quantumcomputers wordt verwacht dat door hun radicaal andere manier van functioneren, enorm complexe problemen opgelost kunnen worden waar een klassieke computer meer dan de leeftijd van het universum voor nodig heeft. De bouwstenen van quantumcomputers zijn quantumbits oftewel qubits: het quantummechanische equivalent van een bit in klassieke computers. De grote rekenkracht komt voort uit de quantummechanische aard van de materie: terwijl een klassieke bit alleen de waardes 0 of 1 kan aannemen, bevindt een qubit zich in een superpositie van de toestanden $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$. Uitlezen resulteert altijd in een van beide waarden en de kans dat de meting een 0 of 1 oplevert, wordt bepaald door operaties die worden gedaan op de qubit en de parameters α en β beïnvloeden. Specifieke quantumalgoritmes, zoals Shors algoritme voor het vinden van priemgetallen en Grovers algoritme voor het sorteren van databases, maken gebruik van deze eigenschap en schalen daardoor veel beter op quantumcomputers dan vergelijkbare algoritmes op klassieke computers wanneer de complexiteit van het probleem toeneemt.

Onderzoekers over de hele wereld zijn bezig met het creëren van qubits met een grote verscheidenheid aan fysieke implementaties met elk hun eigen voor- en nadelen. Een van de eerste generatie qubits bestaat bijvoorbeeld uit supergeleidende schakelingen waar magnetische-fluxquanta de toestanden $|0\rangle + |1\rangle$ representeren. Deze zijn relatief makkelijk te maken, maar nemen tegelijk veel ruimte in (ordegrootte 10 micrometer) en kunnen daardoor moeilijk opgeschaald worden. Mede hierdoor richt veel onderzoek zich op quantumdots in de vaste stof. Een voorbeeld hiervan is een transistor waarbij de afmetingen zo klein zijn (enkele tientallen nanometers) dat de energietoestanden van de elektronen gekwantiseerd worden en zo kunstmatige orbitalen vormen. Deze effecten worden pas zichtbaar vanaf ~ 1 K en kouder. De qubit kan nu bijvoorbeeld worden gecodeerd in de spintoestand van een elektron in een van deze energietoestanden van de quantumdot (bijvoorbeeld spin-up = $|0\rangle$ en spin-down = $|1\rangle$).

Hoewel enkele qubits en zelfs dubbele qubits momenteel met redelijke routine gemaakt kunnen worden, is er voor een

quantumcomputer een pakket aan ingrediënten nodig, zoals quantum-logische schakelingen voor het uitvoeren van operaties, quantumcircuits voor het koppelen van qubits over lange afstanden zodat deze met elkaar kunnen communiceren en quantumgeheugen voor het tijdelijk opslaan van de collectieve quantumtoestand. Uiteindelijk moeten al deze ingrediënten opgeschaald kunnen worden naar een quantumprocessor waar naar verwachting minstens enkele duizenden individuele qubits met elkaar communiceren. Vanwege de hoge complexiteit en de nog voor een groot deel onbekende benodigde architectuur die nodig is voor een quantumcomputer zullen er waarschijnlijk verschillende qubittypes gecombineerd moeten worden. Voor elke qubit is coherentietijd, dat wil zeggen de tijd dat zijn quantuminformatie behouden blijft, een zeer belangrijke eigenschap. In de praktijk moet deze minstens een ordegrootte langer zijn dan de tijd die het kost om een operatie op de qubit uit te voeren. De coherentietijd wordt naast het qubittype bepaald door een scala aan factoren, waaronder de materiaalkeuze, zuiverheid van het materiaal en het device, en de mate van isolatie van de buitenwereld.

Het vergroten van deze coherentietijd is een van de motivaties voor dit onderzoek: volgens een voorstel van J. D. Sau en S. Das Sarma [1] kan er namelijk een speciaal soort qubit worden gemaakt in een ketting van gekoppelde quantumdots waar tegelijkertijd supergeleiding wordt geïnduceerd met supergeleidende contacten. Op deze manier kunnen zeer robuuste 'topologisch beschermde' Majoranafermionen worden gecreëerd. Dit zijn exotische deeltjes die hun eigen antideeltje zijn en gezien kunnen worden als half gat, half elektron. Een Majoranafermion met zijn quantuminformatie is uitgespreid over deze ketting van quantumdots waardoor lokale 'ruis' deze nauwelijks verstoort. Hoewel dit nog niet experimenteel is vastgesteld zouden deze topologische qubits gebaseerd op Majoranafermionen daarom zeer hoge coherentietijden moeten hebben.

Met dit in gedachten hebben we (een team van onderzoekers uit Twente, Delft en Eindhoven) nanodraden ontwikkeld bestaande uit een kern van germanium en een schil van silicium. Vervolgens hebben we supergeleidende elektrodes van aluminium gebruikt om supergeleiding in



Floris Zwanenburg

(1976) studeerde technische natuurkunde aan de TU Delft. Daar promoveerde hij in 2008 op onderzoek naar halfgeleidende nanodraden bij Leo Kouwenhoven. Nu leidt hij als universitair hoofddocent onderzoek in zijn specialisatie silicium quantumelektronica.

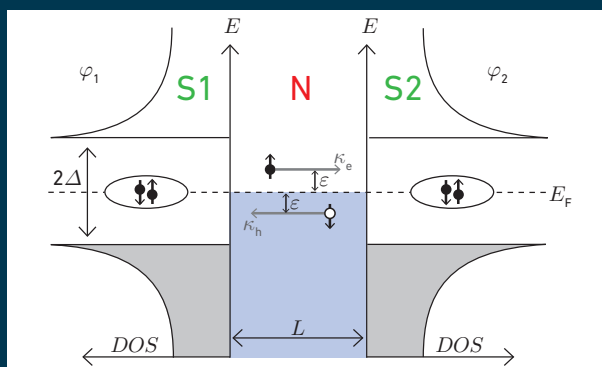


Joost Ridderbos (1987)

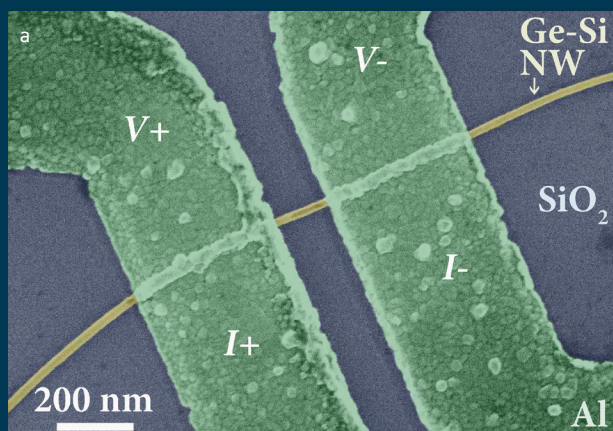
studeerde af in de nanotechnologie aan de UT. Daarna promoveerde hij op onderzoek naar quantumdots en supergeleiding in germanium-silicium nanodraden in de Nanoelectronics-groep van Wilfred van der Wiel. Momenteel is hij postdoc aan de Universiteit van Basel.

JOSEPHSONJUNCTIES

De Josephsonrelaties die het gedrag van de bijbehorende juncties beschrijven, zijn voor het eerst afgeleid door Brian Josephson [2], die daarvoor de Nobelprijs kreeg in 1973. Een Josephsonjunctie wordt gevormd door een zwakke koppeling tussen twee supergeleiders. Die koppeling kan in principe bestaan uit elk normaal (niet supergeleidend) materiaal, zolang er maar voldoende overlap bestaat tussen de golf functies van de twee supergeleiders. De supergeleidende stroom van de junctie wordt beschreven door de relatie $I = I_c \sin(\phi)$, waar I_c de kritische stroom is en $\phi = \varphi_1 - \varphi_2$ het faseverschil tussen de supergeleidende golf functies in de twee supergeleiders, zie figuur 1. In dit artikel bestaat het (normale) junctiemateriaal uit een halfgeleidende nanodraad, waarin de ladingsdichtheid en daarmee de kritische stroom gecontroleerd kan worden door een elektrisch veld.



Figuur 1. Schematische weergave van de toestandsdichtheid (DOS) versus energie (E) van een Josephsonjunctie met supergeleidende contacten S1 en S2 en bijbehorende fase φ_1 en φ_2 , verbonden met een normaal materiaal N (in ons geval een nanodraad) van lengte L. De Cooperparen – elektronenparen die de supergeleiding dragen – bevinden zich rond nul energie en een energiekloof van Δ scheidt hen van het Fermi-niveau. Supergeleidend transport vindt plaats wanneer een elektron en een gat met tegengesteld momentum (respectievelijk k_e en k_h) zich coherent over de junctie bewegen. In dit proces wordt een Cooperpaar aan de ene kant van de junctie opgebroken en aan de andere kant gevormd.



Figuur 2. Josephsonveldeffecttransistor. a) Ingekleurde elektronenmicroscopieafbeelding van het device. Een nanodraad met een diameter van 20 nm (geel) ligt op siliciumdioxide (grijsblauw) dat een hoog gedoteerde silicium wafer bedekt. Tussen de aluminium source- en drain-contacten (groen) vormt de nanodraad een 150 nm lange junctie. b) Gemeten spanning V_{SD} versus gestuurde stroom I_S voor vijf verschillende backgate-spanningen V_{BG} . De ononderbroken lijnen zijn gemeten in positieve sweep-richting en de stippellijnen in negatieve sweep-richting. I_c (stroom waarbij de junctie schakelt van supergeleidend naar normaal) en I_R (stroom waarbij de junctie schakelt van normaal naar supergeleidend) zijn aangegeven voor de rode curve.

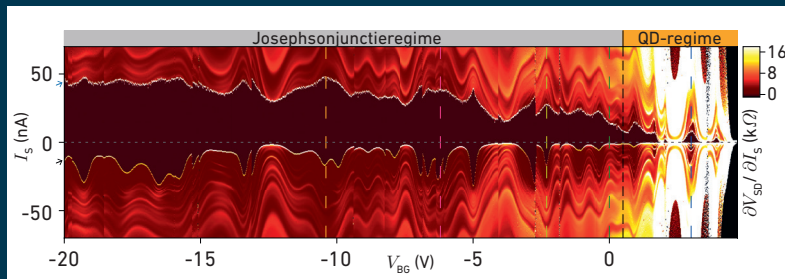
de nanodraad te induceren en daarmee een zogenaemde Josephsonjunctie te realiseren. In dit geval dient het stuk nanodraad tussen de twee aluminium elektrodes dus als junctiemateriaal. In dat stuk nanodraad hebben we vervolgens een quantumdot gemaakt met daarop enkele gaten (afwezigheid van elektronen) [2,3]. De combinatie van een quantumdot en een Josephsonjunctie (geïnduceerde supergeleiding) is dus een belangrijke stap om Majoranafermionen en daarmee een topologische

qubit te vormen. De interactie tussen quantumdots en supergeleiding is onderzocht in verschillende materialen, maar voor germanium was dit nog niet eerder gedaan [2,3]. Een van de redenen dat dit nog niet eerder was onderzocht, is dat het moeilijk is om supergeleidende contacten sterk elektrisch te koppelen aan de Ge-Si-draden. Dit probleem hebben we opgelost door het monster te verhitten tot 180 °C, waardoor het aluminium deels in de draad diffun-

deert en de contacten erg transparant worden voor ladingstransport. Dankzij de hoge transparantie kunnen de golf functies van de twee supergeleidende contacten met elkaar overlappen om een Josephsonjunctie te vormen.

Device en meetopstelling

Figuur 2a toont een elektronenmicroscopieafbeelding van de nanodraadschakeling: een nanodraad die bestaat uit een Ge-kern en Si-schil met een diameter van 20 nm ligt op een silicium



Figuur 3. Josephsonveldeffecttransistor in het Josephsonjunctieregime en het quantumdotregime. Weerstand $\delta V_{SD} / \delta I_S$ versus I_S en V_{BG} . I_S verandert van negatieve naar positieve bias. In het zwarte gebied rond $I_S = 0$ is de weerstand nul en is de junctie dus supergeleidend. Bij lagere V_{BG} is de junctie zeer transparant en gedraagt zich als een Josephsonjunctie (Josephsonjunctieregime). Bij hogere V_{BG} vinden we het QD-regime waar de ladingsdragerdichtheid in de nanodraad en de koppeling naar de supergeleidende contacten laag genoeg zijn om discretisatie van energieniveaus van de quantumdot in de nanodraad zichtbaar te maken.

substraat dat is bedekt met SiO_2 . Als we een *backgate*-spanning V_{BG} op het substraat aanbrengen, induceert dat een elektrisch veld in de nanodraad: het kanaal van de Josephsonjunctie. We doen vierpuntsmetingen met de groene elektrodes die bestaan uit 50 nm dik aluminium. Hierbij wordt van $I+$ naar $I-$ een stroom gestuurd waarbij de spanningsval tussen $V+$ en $V-$ gemeten wordt. Alle metingen worden uitgevoerd in een mengkoeler op een temperatuur van 15 milliKelvin (-273°C), waarbij het aluminium supergeleidend is en tegelijk supergeleiding induceert in de nanodraad.

Figuur 2b toont de *source-drain*-spanning V_{SD} als functie van de gestuurde stroom I_S , gemeten bij vijf verschillende spanningen V_{BG} . Alle metingen laten een gebied zien met een stroom met nul spanning – een superstroom. Als we I_S vanaf de meest negatieve waarde verhogen, dan zien we eerst een superstroom bij de zogenoemde *retrapping*-stroom I_R . Voor hogere stroom schakelt het device terug naar de normaal geleidende toestand bij de schakelstroom I_C . Dit is de maximale superstroom die de nanodraad-Josephsonjunctie kan dragen met nul weerstand. Als we de stroomrichting omdraaien dan is de curve gespiegeld. Het feit dat I_R en I_C van elkaar verschillen betekent dat we een zogenoemde ondergedempte junctie hebben, mede door de hoge weerstand van de nanodraad in de normale toestand. Omdat GeSi-nanodraden gatengeleiders

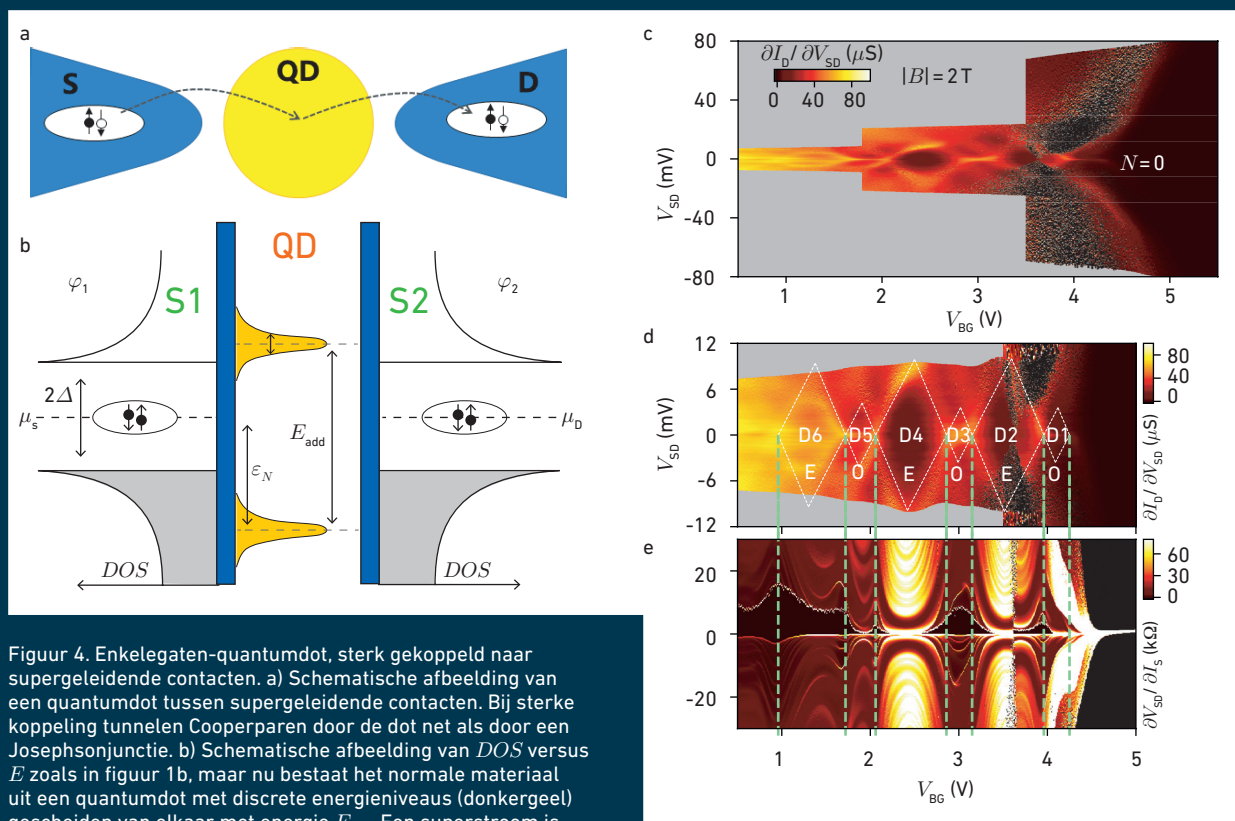
zijn (p-type), neemt het aantal vrije ladingsdragers toe met meer negatieve V_{BG} en daarmee ook de kritische stroom. Samengevat laat figuur 2b zien dat de kritische stroom gecontroleerd kan worden door een elektrisch veld, met andere woorden dat we een Josephsontransistor hebben gemaakt.

De controleerbare Josephsonjunctie

We gaan nu in meer detail onderzoeken hoe de nanodraadjunctie zich gedraagt afhankelijk van het elektrische veld geïnduceerd door V_{BG} . Hiervoor kijken we naar de differentiële weerstand $\delta V_{SD} / \delta I_S$ uitgezet tegen I_S en V_{BG} in figuur 3. Het zwarte gedeelte komt overeen met nul weerstand en dus supergeleiding. We meten hierbij van negatieve naar positieve bias en de overgang naar de normale toestand zien we als een scherpe (witte) piek in de differentiële weerstand, zowel bij $I_S = I_C$ als bij $I_S = I_R$. In het totaalplaatje zien we twee verschillende regimes als functie van V_{BG} : het Josephsonjunctieregime met eindige schakelstromen bij $-20\text{ V} < V_{BG} < 1,5\text{ V}$, en het quantumdotregime (QD-regime), waar de superstroom herhaaldelijk verdwijnt tussen $1,5\text{ V} < V_{BG} < 4,2\text{ V}$. Terwijl het device heel transparant is in het Josephsonjunctieregime, hangt het transport in het QD-regime af van de wisselwerking tussen geïnduceerde supergeleiding en (elektrostatische) Coulombinteracties [2,3]. Dat gaan we nu verder uitdiepen.

Het supergeleidende quantumdotregime

We inspecteren het device in het quantumdotregime in figuur 4, waar zich potentiaalbarrières vormen op het grensvlak tussen de aluminium elektrodes en de nanodraad. Hierdoor worden de gaten gelokaliseerd in het kanaal van de halfgeleidende nanodraad en vormt zich een quantumdot met discrete energieniveaus met energieverval $E_{\text{add}} = E_C + E_{\text{orb}}$, met E_C de (klassieke) elektrostatistische energie en E_{orb} de orbitale energie (zie figuur 4b) [5]. Het geheel vormt zo een quantumdot gekoppeld aan supergeleidende contacten (figuur 4a en 4b). De supergeleidende Josephsonstroom kan nu alléén door een van deze discrete energieniveaus van de quantumdot lopen en alleen wanneer deze is uitgelijnd met de chemische potentiaal van de aluminium contacten. We versimpelen deze situatie eerst door een magneetveld van 2 T aan te zetten om supergeleiding te onderdrukken: we hebben nu dus een quantumdot tussen twee normale contacten. We kijken vervolgens naar een meting van de geleiding $\delta I_D / \delta V_{SD}$ in figuur 4c. Door de *backgate*-spanning V_{BG} te verhogen, bewegen we de ladder van discrete energieniveaus omhoog en kunnen we de gaten een voor een van de quantumdot drukken. In figuur 4b betekent dit dat de donkergele gatenniveaus naar beneden bewegen tot we het laatste gat van de quantumdot afdrukken en er zich geen ‘vrije’ lading meer op de quantumdot bevindt. Om dat te verifiëren meten we door tot $V_{SD} = \pm 80\text{ mV}$ en $V_{BG} = +8\text{ V}$ [6]; in het donkere gedeelte helemaal rechts zien we geen stroom meer boven het ruisniveau van onze opstelling ($\sim 20\text{ fA}$). Daarom kunnen we concluderen dat boven $V_{BG} = 5\text{ V}$ de quantumdot leeg is ($N=0$) en we dus het laatste gat van de quantumdot hebben verwijderd. Figuur 4d is een vergroting van dezelfde meting, waarin we zes Coulombritten (D1-D6) zien waarbinnen de geleiding lager is. Dit is een signatuur van enkeleladingstunnelling, waarbij de nummers 1-6 overeenkomen met het vermoedelijke aantal gaten op de quantumdot. Op het punt waar de ruiten elkaar raken bij $V_{SD} = 0$, is een energieniveau van de quantumdot precies opgelijnd met de



Figuur 4. Enkelegaten-quantumdot, sterk gekoppeld naar supergeleidende contacten. a) Schematische afbeelding van een quantumdot tussen supergeleidende contacten. Bij sterke koppeling tunnelen Cooperparen door de dot net als door een Josephsonjunctie. b) Schematische afbeelding van DOS versus E zoals in figuur 1b, maar nu bestaat het normale materiaal uit een quantumdot met discrete energieniveaus (donkergeel) gescheiden van elkaar met energie E_{add} . Een superstroom is alleen mogelijk wanneer een energieniveau (met breedte Γ) is opgelijmd met de elektrochemische potentiaal van de source en drain (respectievelijk μ_s en μ_d). c) Spanningsgestuurde meting van de geleiding $\partial I_D / \partial V_{SD}$ versus V_{SD} en V_{BG} in het QD-regime bij een magnetisch veld van $|B| = 2$ T. Alleen bij zeer lage geleiding is tot een bias van ± 80 mV gemeten; het grijze gebied bevat geen meetdata. Coulomb-ruiten worden zichtbaar in (d), een vergroting van (c), waar bij een karakteristiek even (E) en oneven (O) patroon zichtbaar is. Witte stippellijnen tekenen de grenzen van de ruiten af. e) Weerstand $\partial V_{SD} / \partial I_S$ waarbij de supergeleidende gebieden samenvallen met de kruising van de Coulomb-ruiten, dat wil zeggen de waarden van V_{BG} waarbij een energieniveau van de quantumdot is opgelijmd met source en drain.

chemische potentiaal van de contacten en kan er ladingstransport plaatsvinden [8]. Ook bij toenemende $|V_{SD}|$ (een verschuiving van μ_s ten opzichte van μ_d) is er een toenemend gebied waarbij een quantumdotniveau zich tussen de chemische potentialen bevindt en op deze manier ontstaat er een ruit waarbij de hoogte gelijk is aan E_{add} . Immers voor $|V_{SD}| > E_{\text{add}}$ bevindt zich altijd minstens een dotniveau tussen source en drain en is altijd geleiding mogelijk.

De afwisseling van grote en kleine ruiten komt door het vullen van de eerste orbitalen van de quantumdot: voor kleine ruiten is alleen de klassieke E_c nodig, omdat er zich volgens het uitsluitingsprincipe van Pauli twee spin-1/2-deeltjes in een orbitaal mogen bevinden (dat wil zeggen $E_{\text{orb}} = 0$). Voor de grote ruiten moet de lading een nieuwe orbitaal beslaan en is $E_{\text{orb}} > 0$ [7]. Op het kruispunt

tussen twee opeenvolgende ruiten vindt het resonant tunnelen van gaten plaats [8] en wanneer we nu het magnetisch veld uitschakelen en de aluminium contacten dus weer supergeleidend worden, zien we in figuur 4e superstromen rond deze kruispunten. Zelfs bij de laatste overgang (van D2 naar D1, bij $V_{BG} = 4$ V) zien we nog een eindige superstroom van bijna 4 nA door de quantumdot.

Samenvatting

We hebben een Josephsonjunctie gemaakt met een GeSi-nanodraad, waarin de schakelstroom gecontroleerd kan worden met een elektrisch veld: een Josephsontransistor. In het supergeleidende quantumdotregime wordt de superstroom gedragen door discrete energieniveaus van een quantumdot met slechts een paar gaten. We hebben voor het eerst zowel het Josephsonjunc-

tieregime als het quantumdotregime in één device laten zien. Deze resultaten leggen de basis voor een serie vervolgebepaalde experimenten en ze bieden een veelbelovend platform voor het creëren van Majoranafermionen [9].

REFERENTIES EN NOTEN

- 1 J. D. Sau en S. Das Sarma, *Nat. Commun.* **3** (2012) 964.
- 2 B. D. Josephson, *Physics Letters* **17** (1962) 251-253.
- 3 S. De Franceschi et al., *Nature Nano.* **5** (2010) 703.
- 4 G. Katsaros et al., *Nature Nano.* **5** (2010) 458.
- 5 C. W. J. Beenakker, *Phys. Rev. B* **46** (1992) 12841.
- 6 F. A. Zwanenburg et al., *Nano Letters* **9** (2009) 1071.
- 7 A. Eichler et al., *PRL* **99** (2007) 126602.
- 8 L. P. Kouwenhoven et al., *Reports Prog. Phys.* **64** (2001) 701.
- 9 F. Maier et al., *Physical Review B* **90** (2014) 195421.

De tekst in dit artikel is gebaseerd op J. Ridderbos et al., *Josephson effect in a few-hole quantum dot in Advanced Materials* **30** (2018) 44 1802257. Figuren 2, 3 en 4 zijn een aangepaste versie van de originele figuren. Copyright Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA. Hergebruikt met toestemming.