

Per Delsing och
David Haviland

Tunnling av enstaka elektroner

Vi är vana vid att betrakta elektrisk ström som ett kontinuerligt flöde av laddning i normala ledare. Ohms lag gäller med mycket god noggrannhet över ett stort antal storleksordningar av strömstyrka, från fA till kA (-10^{-15} – 10^{-3} Ampere). Vi lär oss att strömmen egentligen är en transport av många elektroner med en välbestämd laddning e , men vi märker mycket sällan att laddningen faktiskt är diskret och inte kontinuerlig. Detta beror förstås på att elektronladdningen är mycket liten, $e=1,6021 \cdot 10^{-19}$ As. I denna artikel ska vi presentera ett antal fenomen i mycket små tunnelövergångar, där vi verkligen kan observera att laddningen är diskret. I sådana kretsar kan man styra transporten av elektronerna en och en. Man kan också mäta laddningsändringar som är betydligt mindre än laddningen hos en elektron.

Små kapacitanser och enstaka laddningar

Låt oss börja med att titta på en mycket liten kondensator, där två metaller är separerade av ett tunt isolerande skikt. Vi kan betrakta en kondensator som en lagringsplats för elektrisk laddning. Ju mer laddning Q vi lägger på, desto högre blir spänningen V över kondensatorn. Sambandet mellan laddning och spänning är linjärt, $Q=CV$, och proportionalitetskonstanten C kallas för kapacitansen hos kondensatorn. Här ska vi behandla vad som händer om kapacitansen görs mycket liten.

Med modern elektronstrålelitografi kan man göra mycket små komponenter. Eftersom kapacitansen är proportionell mot arean hos kondensatorn blir kapacitansen mycket liten. Man kan tillverka kondensatorer med en yta av $0,005 \mu\text{m}^2$, kapacitansen blir då ungefär $0,3 \text{ fF}$ ($0,3 \cdot 10^{-15}$ Farad). Med en så liten yta kan man få plats med 20 000 av dessa komponenter på tvärsnittsytan av ett hårstrå. Om vi lägger en enda elektron på en sådan kondensator får vi en spänning $V=e/C$ som blir relativt stor, ungefär $0,5 \text{ mV}$ (se figur 1). Med en vanlig voltmeter är det enkelt att mäta en såpass stor spänning. Det vore alltså möjligt detektera effekten av en enstaka elektron.

Om det isolerande skiktet i kondensatorn är mycket tunt kan elektroner ta sig igenom isolatorn på grund av kvantmekanisk

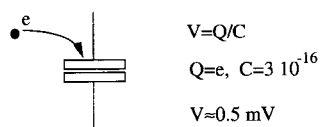


Fig. 1. En enstaka elektron på en mycket liten kondensator kan ge en mätbar spänning.

Utvecklingen inom mikroelektroniken har varit enorm. För varje år kan komponenterna packas tätare, de blir energisnålare, snabbare och billigare. Man talar nu om nanoelektronik. Gränserna för miniaturiseringen sätts av materialegenskaper hos halvledare, metaller och isolatorer. Det är därför naturligt att man söker nya lösningar. Nanoteknologins utveckling har öppnat ett nytt forskningsområde: mesoskopisk fysik, vilket gäller främst elektroniska egenskaper i system som ligger mellan atomens mikrokosmos och fasta kroppars makroskopiska värld. I dessa system blir kvantegenskaperna betydelsefulla. Nya fysikaliska effekter leder till nya kvantkomponenter. En-elektroneffekter är ett sådant exempel, som kan leda till ny nanoelektronik. De senaste nio åren har de ingått i lågtemperaturfysikers lekstuga men det har nyligen skett upptäckter som kan leda till användbara komponenter.

tunnling, trots att oxidskiktet egentligen är isolerande (se faktaruta). En sådan komponent kallas för en tunnelövergång och den har en viss resistans, R .

För att kunna observera effekten av en enda elektron måste alla andra »störande» energier vara mindre än den elektrostatiska laddningsenergin för en elektron $E_C = e^2/2C$. Temperaturen t. ex. ger upphov till en termisk energi $k_B T$ som måste vara mindre än E_C (k_B är Boltzmanns konstant). Temperaturen måste alltså vara mycket låg $T \ll E_C/k_B \approx 3K$. Detta kan relativt lätt åstadkommas med en utspädningskryostat (se Kosmos 1988).

Även om temperaturen är mycket låg finns det ändå kvantfluktuationer i ett system. Heisenbergs osäkerhetsrelation säger att man får en osäkerhet i energin $\delta E \approx \hbar/\delta t$, som beror på en karakteristisk livstid δt för systemet, (\hbar är Plancks konstant delat med 2π). För en tunnelövergång är δt den tidskonstant som ges av tunnelövergångens kapacitans och resistans, $\delta t = RC$. Osäkerheten i energin måste vara betydligt mindre än laddningsenergin. Detta ger ett villkor för resistansen hos tunnelövergången. Den måste vara betydligt större än kvantresistansen $R_Q = \hbar/4e^2 \approx 6,5 \text{ k}\Omega$. Man åstadkommer enkelt detta genom att göra tunnelbarriären tjockare.

Coulombblockaden

Laddningen på en kondensator Q är en kontinuerlig variabel som bestäms av antalet elektroner och deras lägen i förhållande till en positiv bakgrundsladdning. Om temperaturen är tillräckligt låg och resistansen är tillräckligt hög, domineras energin hos tunnelöver-

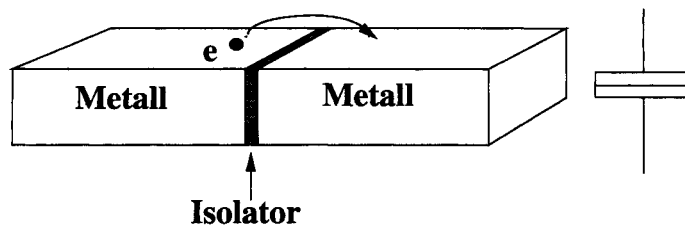


Fig. 2. En tunnelövergång består av två metaller som är separerade av ett mycket tunt isolerande skikt. Symbolen för en mycket liten tunnelövergång är en kombination av symbolerna för en kapacitans och en resistans.

Kvantmekanisk tunnling

I den klassiska fysiken måste en bil som ska köra över en kulle ha tillräckligt hög hastighet för att komma upp till toppen av kullen och sen ta sig över till andra sidan av kullen. Med andra ord måste bilens kinetiska energi vara högre än den potentialbarriär som kullen utgör. I kvantmekaniken är det annorlunda, där finns det en viss sannolikhet att bilen kan komma över till andra sidan kullen även om den kinetiska energin är lägre än potentialbarriären. Det är som om det fanns en tunnel i kullen. För en stor partikel som en bil och för en tjock potentialbarriär som en kulle, är denna sannolikhet försvinnande liten, men för en elektron som försöker komma igenom ett mycket tunt oxidskikt är sannolikheten betydande. Om ett oxidskikt mellan två metaller är av storleksordningen några tiotal atomer tjockt ($\sim 20\text{\AA}$), kan relativt många elektroner tunnla igenom oxidskiktet. En sådan komponent kallas för en tunnelövergång.

gången helt av laddningsenergin $E(Q)=Q^2/2C$. För att en elektron ska kunna tunnla genom tunnelbarriären måste energin minska, d.v.s. $\Delta E=E(Q\pm e)-E(Q)<0$. Det är lätt att visa att $\Delta E=E_c \left(1 \pm \frac{Q}{e/2}\right)$. Om laddningen hos kondensatorn är mindre än $e/2$ är ΔE positiv och därför sker ingen tunnling; energin kan inte sänkas genom att tunnla en elektron. Detta kallas för Coulombblockad. Om laddningen däremot är större än $e/2$, blir ΔE negativ och en elektron kan tunnla igenom oxidskiktet. Detta visas i figur 3. För varje elektron som tunnlar byter spänningen tecken från $+e/2C$ till $-e/2C$. Coulombblockaden ger upphov till ett antal intressanta fenomen; i den här artikeln ska vi beskriva några av dessa.

Omgivningens inverkan

Det visar sig att mätledningarna som är kopplade till tunnelövergången är av stor betydelse. Den strökapacitans C_s som mätledningarna ger upphov till, är väldigt stor i förhållande till tunnelövergångens kapacitans. Strökapacitansen per längdenhet c_s är av storleksordningen 10^{-12} F/cm . För en rimlig längd på mätledningarna får vi en strökapacitans som är flera tiopotenser större än tunnelövergångens kapacitans (0,3 fF). Den stora strökapacitansen

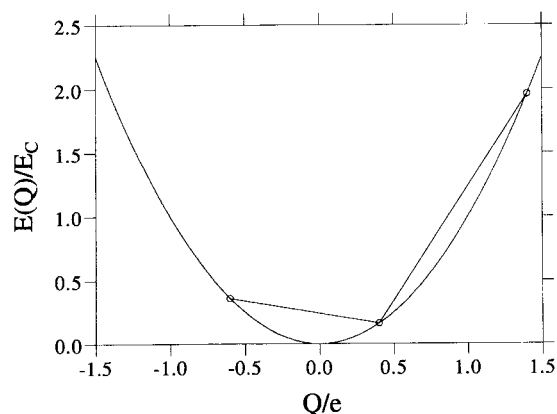


Fig. 3. Coulombblockaden. Om laddningen på kondensatorn är lägre än $e/2$ ökar energin när en elektron tunnlar, oavsett vilket håll den tunnlar. Därför blockeras tunnlingen för $|Q|<e/2$.

När är laddningen kontinuerlig och när är den diskret

Det kan tyckas konstigt att behandla storheten laddning på kondensatorn som en kontinuerlig variabel, samtidigt som elektronerna måste tunnla genom tunnelbarriären en och en. Laddningen på kondensatorn kan ses som en del av laddningsfördelningen i ledningen som är kopplad till kondensatorn. I den laddningsfördelningen är laddningen utsmetad över ett stort område. Genom att flytta laddningsfördelningen en mycket liten sträcka skjuter vi, så att säga, in en liten del av laddningen från ledningen till kondensatorn. Eftersom förskjutningen kan bli hur liten som helst kan laddningen på kondensatorn betraktas som kontinuerlig. När elektronerna tunnlar genom barriären måste de däremot hoppa en och en.

gör att laddningsenergin också minskar med flera tiopotenser och enelektroneffekterna »drunknar» helt i det termiska bruset.

Ett alternativt sätt att betrakta problemet är att titta på mätledningarnas impedans vid höga frekvenser som ges av $\sqrt{(\ell_s/c_s)}$, där ℓ_s är induktansen per längdenhet hos ledningen. En stor strökapacitans ger alltså en låg impedans. En vanlig ledning har typiskt en impedans vid höga frekvenser av storleksordningen 60Ω . På samma sätt som vi tidigare diskuterade kvantfluktuationer, som berodde på för låg resistans hos tunnelövergången, kan vi betrakta den låga impedansen hos omgivningen som en källa till kvantfluktuationer. Man måste alltså åstadkomma en impedans hos tunnelövergångens omgivning som är större än R_Q , för att kunna observera enelektroneffekterna.

I praktiken kan man lösa det här problemet på två olika sätt. Det ena sättet är att koppla flera tunnelövergångar i serie, så att varje tunnelövergång »ser» den höga impedansen (låga kapacitansen) hos sin granne i serie med mätledningen. Det andra sättet är att koppla mycket korta ($\sim 20 \mu\text{m}$) resistorer med hög resistans (och låg kapacitans) mycket nära tunnelövergången.

Det faktum att det är svårt att åstadkomma en impedans större än R_Q , men lätt att åstadkomma en impedans mindre än R_Q hos mätledningarna kan faktiskt härledas till värdet på finstrukturkonstanten $\alpha=1/137,04$. Om α istället hade varit mycket större än ett, så hade det varit tvärtom.

Tillverkning av tunnelövergångar

Ultrasmå tunnelövergångar tillverkas med elektronstrålelitografi. Vanligtvis använder man kisel som substrat. På detta lägger man

Finstrukturkonstanten är dimensionslös (dvs den är enbart ett tal utan fysikalisk enhet) och har ett värde betydligt mindre än ett. Den definieras

$$\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\hbar c}$$

och är den konstant som relaterar elektromagnetism till kvantmekanik (ϵ_0 är permittiviteten för tomrum och c är ljus hastigheten i vakuum). Vi kan också skriva finstrukturkonstanten som $\alpha = Z_0 / 8R_Q$ där $Z_0 = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0} = 377 \Omega$ är fria rymdens impedans och R_Q är kvantresistansen. μ_0 är permeabiliteten för tomrum och Z_0 är impedansen för fotoner i vakuum. R_Q är den resistans som avgör om elektroner har partikelbeteende ($R \gg R_Q$) eller vågbeteende ($R \ll R_Q$) i materia. Eftersom impedansen hos mätledningarna Z är av storleksordningen $Z_0/2\pi \approx 60 \Omega$ blir den betydligt mindre än R_Q , och därför blir kvantfluktuationerna stora, om man inte anstränger sig att göra impedansen höghög.

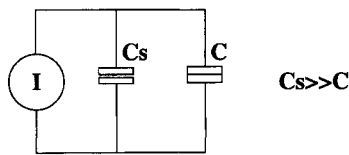


Fig. 4. Om man kopplar en mycket liten tunnelövergång direkt till metalliska ledare blir strökapacitansen mycket större än tunnelövergångens egen kapacitans.

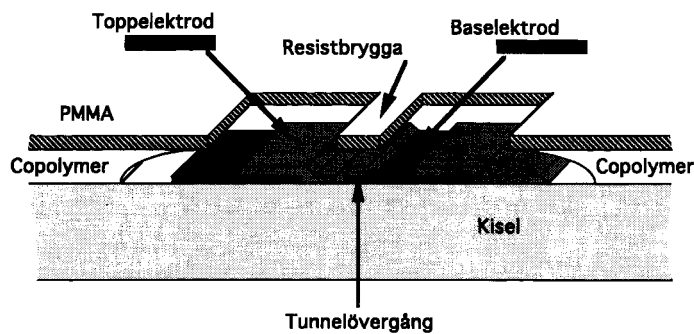


Fig. 6. Ultrasmå tunnelövergångar kan tillverkas med hjälp av elektronstrålolitografi och en vinkeldeponeringsteknik.

två tunna skikt av s. k. resist. Resisten fungerar ungefär som en fotoemulsion vid vanlig fotografering, men den är känslig för elektronstrålning istället för ljus. Med en elektronstråle ritar man ett mönster i resisten. Genom att doppa substratet i en framkallare får man en resistmask med just det exponerade mönstret. Eftersom man använder två olika resister kan man få masken att hänga strax ovan substratet. Sedan deponerar man en tunn metallfilm, vanligtvis aluminium, i en viss vinkel mot substratet. Därefter oxideras metallfilmen så att ett mycket tunt (ca 10 Å) oxidlager bildas. Detta oxidskikt utgör det isolerande skiktet d.v.s. tunnelbarriären. Därefter deponeras ytterligare en metallfilm från en annan vinkel så att den nått och jämnt överlappar den första metallfilmen. Figur 6 illustrerar hur resistmasken ser ut och hur vinkelförångningen går till. Just i överlappet får man en tunnelövergång med en area som är ungefär lika med linjebreddens hos den deponerade filmen i kvadrat. De minsta tunnelövergångarna man kan göra är ca 70 nm × 70 nm.

Ström-spänningskaraktäristik

För att kunna observera Coulombblockaden mäter man ström-spännings(IV)karaktäristiken hos tunnelövergången. För en stor tunnelövergång är ström och spänning proportionella mot varandra. För en liten tunnelövergång blir IV-karaktäristiken olinjär p. g. a. Coulombblockaden. I figur 7 kan vi se en beräknad IV-

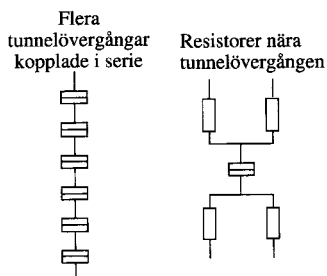


Fig. 5. Impedansen hos omgivningen spelar en stor roll för enelektrontunnelningen. För att en tunnelövergång skall »se» en hög impedans använder man antingen flera seriekopplade tunnelövergångar eller små resistorer mycket nära tunnelövergången.

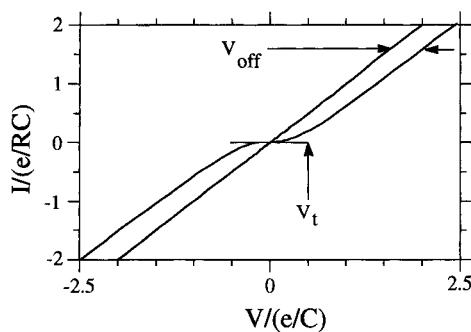


Fig. 7. Den teoretiska ström-spänningskaraktäristiken för en tunnelövergång med oändlig impedans i mätledningarna, och temperaturen lika med noll.

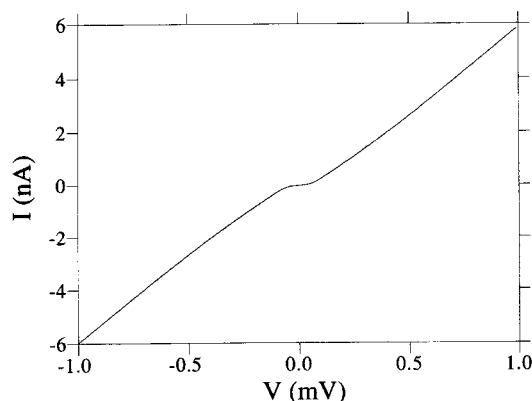


Fig. 8. Ström-spänningskaraktistiken för två seriekopplade tunnelövergångar i icke-supraledande tillstånd. Temperaturen är 0,05 K.

rakteristik för en tunnelövergång med hög impedans i mätledningarna. Coulombblockaden visar sig på två sätt i IV-karakteristiken. Vid låga spänningar, $|V| < e/2C$, flyter ingen ström alls, först när spänningen överskrider tröskelvärdet $V_t = e/2C$ börjar ström att flyta. Vid höga strömmar är IV-karakteristiken linjär, men om vi extrapolerar den linjära delen ner mot x-axeln hamnar vi inte i origo utan vid $e/2C$. Detta kallas för offsetspänningen $V_{off} = e/2C$. För en enstaka tunnelövergång råkar V_t och V_{off} vara lika stora, men för mer komplicerade kretsar med fler tunnelövergångar kan V_t och V_{off} ha olika värden.

Vissa metaller blir supraledande vid låga temperaturer, aluminium är t. ex. supraledande under 1.2 K. Genom att lägga på ett starkt magnetfält kan man häva supraledningen och därmed välja om man vill studera tunnelövergångarna i supraledande eller normalt (icke-supraledande) tillstånd. Figur 8 visar en experimentell IV-kurva för två seriekopplade aluminiumtunnelövergångar i normalt tillstånd vid låg temperatur. Vid låga spänningar flyter nästan ingen ström p.g.a. Coulombblockaden.

I stora supraledande tunnelövergångar (Josephsonövergångar) får vi flera fenomen som förutsades av Brian Josephson och som beskrevs utförligt i Kosmos 1988. Elektronerna parar ihop sig två och två till Cooperpar som kan tunnla genom tunnelövergången även om spänningen är noll (Josephsonström). För måttliga strömmar ser tunnelövergången supraledande ut, detta kallas för dc-Josephson-effekten. I små Josephsonövergångar får man en Coulombblockad även för Cooperparen. Detta kan ses i figur 9; en viss spänning måste läggas på Josephsonövergången innan Josephsonströmmen börjar flyta. Figur 9 visar IV-kurvan för en Josephsonövergång omgiven av mycket små resistanser.

Elektroner som tunnlrar en och en

SET oscillationer och Bloch oscillationer

Låt oss se vad som händer, om vi skickar en ström på t. ex. 160 pA genom en av dessa ultrasmå tunnelövergångar, (här bort-

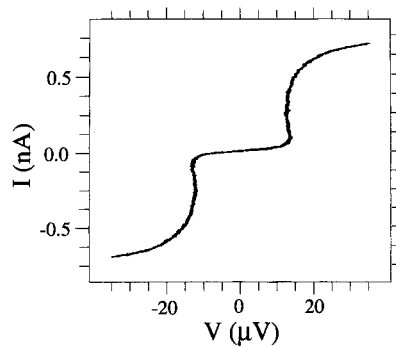


Fig. 9. Ström-spänningskaraktistiken för en supraledande tunnelövergång med mycket små resistorer nära övergången. Temperaturen är 0,05 K.

ser vi från strökapacitansen i mätledningarna). Detta betyder att vi tvingar en miljard (10^9) elektroner per sekund genom tunnelövergången. Kondensatorn laddas upp till $e/2$, och då kan en elektron tunnla. Laddningen minskar då till $-e/2$, och kondensatorn laddas upp till $e/2$ på nytt osv. För varje elektron som tunnlar byter spänningen tecken (se figur 10). Vi får således spänningsoscillationer, på engelska »Single Electron Tunneling (SET)-oscillations». Den frekvens vi får ges av $f_{SET}=I/e$, vilket innebär 1 GHz med en ström på 160 pA. Genom att skicka en likström genom tunnelövergången får vi alltså en växelspanning.

I en höghögmig Josephsonövergång kan man få en effekt som i mycket liknar SET-oscillatorerna, men den detaljerade fysikaliska beskrivningen är mer komplicerad. Dessa oscillationer kallas för Bloch-oscillationer eftersom de styrs av samma ekvationer som Felix Bloch ställde upp för fria elektroner i metaller. Med supraledare får man spänningsoscillationer med hälften så stor frekvens $f_{Bloch}=I/2e$, eftersom elektronerna tunnlar genom barriären som Cooperpar, dvs två åt gången.

Omvänt kan vi lägga på en växelström med en viss frekvens så att SET/Bloch-oscillationerna fasläses till den externa frekvensen. Likströmmen läses då vid ett välbestämt värde $I=ef$ eller $I=2ef$, vilket visar sig som ett steg i IV-karakteristiken. (Egentligen får man en serie av steg, eftersom SET-oscillationerna kan fasläsas också till multiplar av den externa frekvensen). Detta kan vi se i figur 11 för 25 icke-supraledande tunnelövergångar kopplade i serie. Detta kan användas för att definiera enheten Ampere (en strömstandard), eftersom frekvens kan bestämmas med mycket

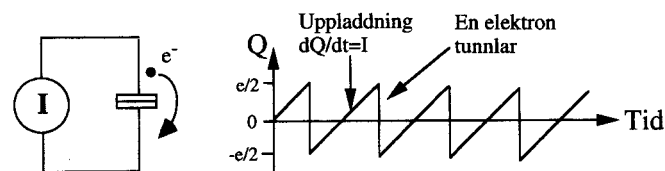


Fig. 10. En ström-biased tunnelövergång. Spänningen oscillerar med frekvensen $f=I/e$ när vi skickar en likström genom tunnelövergången. Detta kallas för SET-oscillationer.

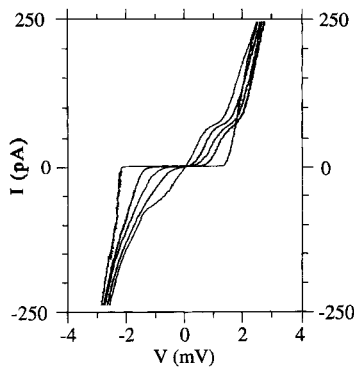


Fig. 11. Ström-spänningskarakteristiken för 25 seriekopplade, icke-supraleddande, tunnelövergångar, med och utan bestrålning av radiovågor med frekvensen 435 MHz. Fasläsning till SET-oscillationerna ger platåer i IV-kurvan vid $I = \pm ef = \pm 70 \text{ pA}$. De olika kurvorna är för olika amplitud på radiovågorna. Temperaturen är 0,035 K.

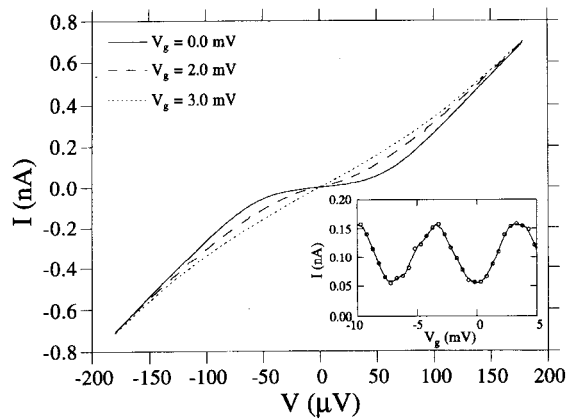


Fig. 13. Ström-spänningskarakteristiken för en C-SETtransistor med tre olika spänningar på grinden. När grindladdningen är $(n+1/2)e$ är Coulombblockaden nästan helt borta. Temperaturen är 0,05 K. I nedre högra hörnet visas strömmen genom transistorn som funktion av grindspänningen, med $50 \mu\text{V}$ över transistorn.

hög noggrannhet och e är en naturkonstant. Detta tänker man göra med en typ av komponent som kallas för elektronpump (se nedan). I dag definieras enheten Volt på ett liknande sätt där man med hjälp av Josephsoneffekten omvandlar en välbestämd frekvens till en dito spänning (se Kosmos 1988).

Mätning och styrning av mycket små laddningar

Laddningstransistorer

Genom att koppla två tunnelövergångar i serie kan man tillverka olika typer av enelektrontransistorer. Mellan tunnelövergångarna bildas en metallö på vilken den totala laddningen måste vara ett heltal gånger e . Om vi dessutom kopplar en grind-elektrod via en annan kapacitans (som inte tillåter tunnling) till denna metallö kan vi påverka laddningsfördelningen på de båda tunnelövergångarna. Denna laddningsfördelning kan i sin tur påverka sannolikheterna för tunnling i de två tunnelövergångarna. Med andra ord kan man styra »hur mycket» Coulombblockad man vill ha i de två tunnelövergångarna. Eftersom grinden är kapacitivt kopplad till metallön kallas en sån här komponent för en C-SETtransistor (se figur 12). En laddningsändring på mindre än en elektronladdning kan ändra IV-karakteristiken hos de två seriekopplade tunnelövergångarna. I figur 13 visas IV-kurvor för en C-SETtransistor vid flera olika grindspänningar. Strömmen genom transistorn blir periodisk som funktion av laddningen på grindkapacitansen. Perioden motsvarar en ändring av grindladdningen med exakt en elektron. Inlagd i nedre högra hörnet i figur 13 ser vi strömmen genom transistorn som funktion av grindspänningen med konstant spänning över transistorn. Laddningsändringar som motsvarar en tiotusendel av en elektronladdning kan detekteras. Detta är cirka en miljon gånger bättre än vad dagen bästa laddningssensorer klarar av. Nack-

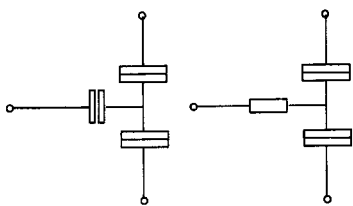


Fig. 12. Olika typer av SETtransistorer. Genom att ändra laddningsfördelningen på mittelektroden mellan de två tunnelövergångarna, kan man ändra ström-spänningskarakteristiken hos transistorerna. Om kopplingen till mittelektroden är kapacitiv kallas komponenten för en C-SETtransistor, om kopplingen är resistiv kallas komponenten för en R-SETtransistor.

delen med C-SETtransistorn är den låga arbetstemperaturen, ca 0,1 K.

Om mittön är supraledande är det möjligt att avgöra om det finns ett udda eller ett jämnt antal elektroner på ön, trots att det totala antalet elektroner på ön är av storleksordningen 10^9 . Detta är möjligt eftersom elektronerna bildar Cooperpar. Om antalet elektroner är udda är det enkelt (det krävs lite energi) att addera en elektron eftersom den kan para sig med den udda elektronen och på så sätt vinna energi. Om antalet elektroner är jämnt är det svårt (det krävs mer energi) att addera en elektron eftersom alla elektroner redan är parade.

Ström-till-frekvens-omvandlare

En liknande typ av komponent är den så kallade R-SET transistor där man har en resistans mellan grinden och metallön. En sådan transistor kan användas som en ström till frekvensomvandlare för mycket små strömmar. Strömmen genom transistoren påverkas periodiskt av laddningen på mittön, med perioden e . Den oscillerar med SET frekvensen $f = I_{grind} / e$. På detta sätt skulle man kunna mäta mycket små strömmar med mycket hög noggrannhet.

Vändkors och pumpar för elektroner

Före rulltrappan på väg ner till tunnelbanan, finns det vändkors som ska se till att bara en person åt gången går förbi, och att ingen går åt fel håll. Med fyra eller flera tunnelövergångar kopplade i serie och en grind(gate)-elektrod kopplad via en kapacitans till elektroden eller elektroderna i mitten, kan man göra ett vändkors (på engelska: turnstile) för elektroner. Man lägger på en negativ spänning på vänster sida av vändkorset och en positiv spänning på höger sida. På grund av Coulombblockaden tunnlaras inga elektroner till att börja med, men genom att lägga på en positiv spänning på grinden kan man få en elektron att »trilla in» till mittelektroden från vänster sida. När elektronen väl är där kan inga fler elektroner komma in på grund av Coulombblockaden. Om man sen lägger på en negativ spänning på grinden kan elektronen trilla ut på höger sida, och resultatet blir att man har transporterat exakt en elektron genom vändkorset. Om man nu upprepar detta mycket snabbt får man en ström genom elektron-vändkorset som består av enstaka elektroner och som ges av $I = ef$ där f är den frekvens som driver grind-elektroden. I figur 14 visas IV-kurvan för ett elektron-vändkors med 25 tunnelövergångar i serie. Utan någon signal på grinden får vi praktiskt taget ingen ström alls. Med en 23,5 MHz växelspanning på grinden får vi strömplatåer vid $I = \pm ef$.

En liknande komponent är den så kallade elektronpumpen. Den liknar ett elektron-vändkors men man använder två (eller flera) grindar och fasförskjuter grindsignalerna 90° i förhållande till varandra. Med en elektronpump behöver man inte lägga på någon

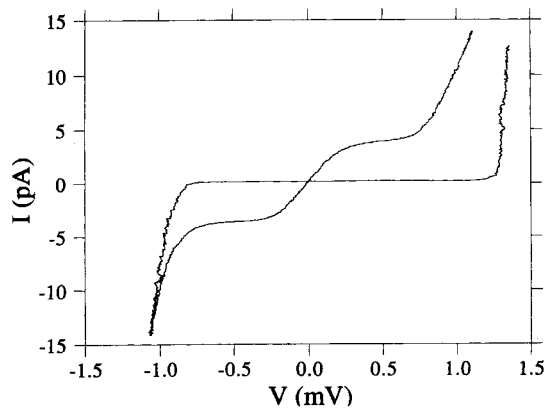


Fig. 14. Ström-spänningskaraktistiken för ett elektron-vändkors med och utan växelspänning till grindelektroden. Elektron-vändkorset består av 25 icke-supraleddande tunnelövergångar. En växelspänning med frekvensen $f=23,5$ MHz kopplad till grinden ger plattåer i IV-kurvan vid $I=\pm ef$. Temperaturen är 0,04 K.

spänning på ändarna av de seriekopplade övergångarna för att transportera elektroner en och en genom pumpen.

Vad händer i framtiden

Enelektroneffkter vid rumstemperatur

Den stora nackdelen hos enelektronkretsarna är förstås att de hittills bara har fungerat vid mycket låga temperaturer. Därför väckte det stort uppseende när en forskningsgrupp från Hitachi nyligen presenterade ett enelektronminne som fungerade vid rumstemperatur. Genom att utnyttja mycket små korn i poly-kisel, vilka var av storleksordningen 10 nm, lyckades man få en laddningsenergi som motsvarar en temperatur betydligt högre än rumstemperatur. Med hjälp av en grind-elektrod kan en elektron fås att hoppa från en närliggande ledande kanal av poly-kisel till ett korn. Denna elektron påverkar ledningsförmågan i kanalen och därmed kan man avgöra om det finns en elektron på kornet eller ej.

Enelektron datorer

I princip skulle man kunna använda enelektrontransistorer i datorer där en enda elektron utgör en etta och ingen elektron utgör en nolla. Ett omslag ger en mycket låg energiutveckling och eftersom transistorens kapacitans är liten kan omslaget ske snabbt (RC-tiden är liten). Då värmeutvecklingen är låg kan packningstätheten göras hög. Högpresterande superdatorer skulle kunna byggas. Även om problemet med en väldigt låg arbetstemperatur förhoppningsvis kan lösas med poly-kiselkorn så finns det tyvärr flera andra problem som är svåra att lösa. Ett problem är bakgrundsladdningar som ligger i substratet. Dessa kan försvaga Coulombblockaden så att en elektron tunnlar iväg och en etta plötsligt blir en nolla. Ett annat problem är att överföra snabba signaler från en

tänkt enelektronmotor till andra enheter. Impedansen hos SET komponenterna är nödvändigtvis betydligt större än R_Q . Detta gör det mycket svårt att koppla signaler till någon annan komponent via en vanlig ledning, som har en högfrekvensimpedans av storleksordningen 60Ω , eftersom missanpassningen i impedans ger upphov till starka reflektioner.

Mer läsning

1. Kosmos (1988).
2. Single Electronics, K.K. Likharev and T. Claeson, Scientific American **266**, 80 (1992).
3. Single-Electron Transfer in Metallic Nanostructures, Michel H. Devoret, Daniel Esteve, & Cristian Urbina, Nature **360**, 547 (1992).
4. Superconducting Noah's Ark, David Caplin, Nature **365**, 391 (1993).



PER DELSING (f 1959) tog sin Civ. ing. examen vid LTH i Lund och ETH i Zürich 1984. Han blev Tekn. Dr. vid fysiska institutionen CTH/GU i Göteborg 1990, där han också blev Docent i fysik 1994. Han arbetar för närvarande med enelektronmotor och mesoskopisk fysik vid fysiska institutionen CTH/GU.

DAVID HAVILAND (f 1961) kommer från USA, delstaten Iowa. Han fick sin »Bachelor of Science» 1983 vid Union College, Schenectady, New York, och studerade därefter ett år i Tyskland vid »Universität Göttingen». Han tog sin PhD i fysik 1989 i USA vid »University of Minnesota», och sedan dess har han varit verksam som forskare vid CTH, Göteborg. Hans nuvarande forskningsintresse är kvantelektrodynamiska fenomen hos små supraledande kretsar.