SÄRTRYCK UR:

KOSMOS
VÅR KVANTVÄRLD

SVENSKA FYSIKERSAMFUNDETS ÅRSBOK 2017

MÄTPROBLEMET

© ERIK B KARLSSON

BY NC SA

Artikeln publiceras under Creative Commons-licensen CC BY-NC-SA 4.0
För bildmaterial med källhänvisning gäller samma upphovsrättsliga regler som för källan.

SVENSKA FYSIKER SAMFUNDET

Erik B Karlsson

är professor emeritus i fysik vid Uppsala universitet. Han började sin bana som kärnfysiker men har sedan 40 år tillbaka arbetat inom fasta tillståndets fysik med användning av strålning från atomkärnor, särskilt myoner och neutroner. För närvarande intresserar han sig för kvantkoherens under korta tider i system innehållande protoner. Han har varit ordförande i Nobelkommittén för fysik, och bland annat författat en översikt av Nobelprisen i fysik under de första 100 åren – se Kosmos 2002.

Mätningar spelar en särskild roll inom kvantmekaniken: det är enbart dessa som låter oss skymta den undflyende kvantmekaniska verkligheten. Men det är något djupt otillfredsställande med denna särställning – en mätning är ju i sig själv en fysikalisk process bland andra! Sätten att förhålla sig till detta mysterium har varit många och skiftande. Erik B Karlsson beskriver här en nästan sekellång diskussion, och hur den har lett fram till insikter om gränsen mellan klassiskt och kvantmekaniskt.

Bilden: Højbro Plads, København.
Se vidare på sid 120.

Mätproblemet

Början på förra århundradet var en omvälvande period inom fysiken. Den kom att få stora konsekvenser för vår naturuppfattning. År 1905 formulerade Albert Einstein den speciella relativitetsteorin och gick sedan vidare 1915 med den allmänna relativitetsteorin som inkluderar gravitationen. Några år senare växte kvantmekaniken fram under försök att förklara partiklars tillstånd och rörelse inom atomfysiken. Kvantmekaniken fick sin matematiska form efter pionjärinsatser av Werner Heisenberg 1924 och Erwin Schrödinger 1925.

Relativitetsteorin och kvantmekaniken får anses vara de två mest genomgripande teoretiska idéerna inom fysiken under 1900-talet. Båda har tvingat oss att tänka i helt nya banor, vilket inte bara har gett oss förutsättningar att förstå fysikaliska samband i såväl stort som smått utan också att utnyttja denna kunskap inom hela det naturvetenskapliga och tekniska fältet. Relativitetsteorin måste vi t.ex. använda i vardagen för att få exakta resultat i våra GPS-mätningar och på kvantmekaniken bygger halvledarfysiken och hela den moderna informationsteknologin.

Kvantmekaniken hade en mycket snabb framgång när det gällde att förklara fenomen inom atomfysiken. Redan inom ett par år efter Schrödingers uppställning av vågekvationen och Heisenbergs beskrivning av samma fysik i form av matrisalgebra hade ett antal matematiska fysiker tillämpat teorin på enkla atomfysikaliska system med goda resultat. Och innan 1920-talet var slut hade man, med hjälp av Wolfgang Paulis behandling av partiklars spinn och Paul Diracs relativistiska vågekvation, börjat kunna göra beräkningar på mera komplicerade system både inom atom- och kärnfysik. Denna utveckling har fortsatt fram till dagens mycket avancerade beräkningsmetoder, med vilka man kan göra förutsägelser för allt från interna relationer inom elementarpartikelfysiken till komplicerade biomolekylers egenskaper.

Men mitt i denna enastående framgångssaga glömmer man lätt bort att det fortfarande finns ouppklarade frågor inom själva ramverket för kvantmekaniken. De allra flesta är nöjda med sina resultat och räknar glatt vidare, men det har alltsedan kvantmekanikens barndom funnits tänkare som funderat på vilka konsekvenser den kvantmekaniska formalismen skulle ha om den tillämpas fullt ut och på vilket sätt kvantmekaniken möter den klassiskt beskrivbara världen. Den första av dessa frågor leder till filosofiska betraktelser av vår världs struktur, den senare till det som skall behandlas här, nämligen det kvantmekaniska mätproblemet.

För att förstå vad dessa frågor gäller kan man inte undvika att börja med några grundläggande ekvationer ur den kvantmekaniska formalismen, men detta kommer vi att begränsa till ett minimum. Som vi ska se bygger kvantmekaniken på en superpositionsprincip som dels innebär att partiklars egenskaper ofta inte är entydigt definierade, dels leder till att olika partiklars tillstånd kan vara sammanflätade så att partiklarnas egna identiteter går förlorade. Det första innebär att man vanligen inte kan förutsäga vad utfallet av en mätning på ett system kommer att bli, utan endast *sannolikheten* för olika möjliga utfall. Det andra att kvantmekaniken förutsäger fenomen som vi med vårt klassiska tänkande uppfattar som onaturliga eller rentav – med Einsteins formulering – spöklika. Men sådana egenskaper har verifierats i många moderna experiment; kvantmekanikens förutsägelser har hittills aldrig slagit fel.

Hur går det då till när mätningen med vår klassiska apparat ändå ger ett entydigt resultat? Detta är det kvantmekaniska mätproblemet som skall behandlas vidare i denna artikel. Men eftersom ”allt hänger samman” i kvantmekaniken kommer man oundvikligen även in på djupare frågor om vad som verkligen existerar (ontologi), hur långt vi överhuvudtaget kan särskilja olika objekt (kvantmekaniken är holistisk), var sista länken ligger i registreringen av ett mätresultat (är det inom vårt eget medvetande?) och varför vi upplever att tiden endast går i en riktning (irreversibiliteten).

Några viktiga drag i kvantmekanikens formalism

I den klassiska fysiken definierar man en punkts läge genom att ange koordinaterna (x, y, z) i ett tredimensionellt koordinatsys-

tem. På ett analogt sätt uttrycker man tillståndet hos ett system S i kvantmekaniken med hjälp av koefficienter c_n vilka multiplicerar basvektorer $\{|s_n\rangle\}$ som fyller ut ett n-dimensionellt Hilbertrum $\mathcal{H}_S$. Basvektorerna motsvarar olika bestämda tillstånd hos systemet, som kan fastställas via en viss mätning. Matematiskt säger man att de är egentillstånd till någon mätoperator med bestämda (egen) värden X_n som motsvarar mätutfallen. Ett allmänt tillstånd skrivs alltså som en superposition av basvektorerna:

$$|\Psi_S\rangle = \sum_n c_n |s_n\rangle \tag{1}$$

Koefficienterna c_n som multiplicerar basvektorerna $|s_n\rangle$ är komplexa tal. Deras belopp i kvadrat, $|c_n|^2$, ger sannolikheten att vid mätning erhålla mätresultatet X_n motsvarande tillståndet $|s_n\rangle$. Trots att tillståndet är entydigt definierat av ekv. (1) är utfallet av en mätning alltså inte entydigt bestämt. Det enda vi kan säga är att ett visst resultat erhålls med en viss sannolikhet.

Om man har två olika system av partiklar S och S', som spänner över Hilbertrummen $\mathcal{H}_S$ respektive $\mathcal{H}_{S'}$ med tillhörande basvektorer $|s_n\rangle$ respektive $|s'_m\rangle$, måste man i allmänhet skriva tillståndet $|\Psi_{S+S'}\rangle$ för det sammansatta systemet som en superposition över det kombinerade Hilbertrummet $\mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_{S'}$:

$$|\Psi_{S+S'}\rangle = \sum_n \sum_m c_{nm} |s_n\rangle |s'_m\rangle \tag{2}$$

Detta blir särskilt nödvändigt när systemen växelverkar med varandra, eller tidigare har växelverkat med varandra. De olika koefficienterna c_{nm} i dubbelsumman bestäms av hur denna växelverkan fungerar. Exakt hur kan vi förbigå här; det intressanta är att då man har två växelverkande partiklar a och b, kan man inte längre beskriva deras tillstånd som en produkt av de enskilda partiklarnas tillstånd, dvs. som $|\Psi_a\rangle\,|\Psi_b\rangle$. Man säger att deras tillstånd är *icke-separabelt*. Det innebär att partiklarna a och b inte längre har en egen identitet; det är endast det sammansatta systemet $S + S'$ som har det. Vi säger på svenska att deras vågfunktioner är *sammanflätade* (på engelska ”entangled”).

Det är denna sammanflätning som ger upphov till fenomen som kan te sig övernaturliga, men som också ger oss nya möjligheter, t.ex. till obrytbar kryptering av information och till tankar på hypereffektiva kvantdatorer. Den kommer också in i det kvantmekaniska mätproblemet.

För att se hur, betrakta ett system S och en mätapparat A. Om även mätapparaten A behandlas som kvantmekanisk har man på samma sätt en superposition

$$\sum_m c_m |a_m\rangle$$

för dess olika tillstånd, där $\{|a_m\rangle\}$ spänner över Hilbertrummet $\mathcal{H}_A$. Växelverkan mellan S och A ger upphov till ett tillstånd hos det totala systemet $S + A$, som beskrivs av en formel av typ (2). Även om man skulle veta att mätapparaten befinner sig i ett utvalt initialtillstånd $|a_i\rangle$ vid mätningens början sker alltså följande tidsutveckling under mätningens gång

$$\left(\sum_n c_n |s_n\rangle\right) |a_i\rangle \longrightarrow \sum_n c_n |s_n\rangle |a_n\rangle \qquad (3)$$

där högerledet återigen representerar en superposition av olika tillstånd $|a_n\rangle$ för mätapparaten, som nu dessutom är sammanflätad med systemet.

Detta illustreras enklast om man betraktar ett system S med endast två tillstånd, ”spinn upp” med $|s_1\rangle = |\uparrow\rangle$ och ”spinn ner” med $|s_2\rangle = |\downarrow\rangle$ samt en mätapparat A som förutom ett neutralt läge $|a_i\rangle$ kan visa två möjliga mätutfall $|a_\uparrow\rangle$ och $|a_\downarrow\rangle$ motsvarande just de två spinntillstånden. Ekv. (3) lyder då

$$(c_\uparrow|\uparrow\rangle + c_\downarrow|\downarrow\rangle)\,|a_i\rangle \;\longrightarrow\; c_\uparrow|\uparrow\rangle|a_\uparrow\rangle + c_\downarrow|\downarrow\rangle|a_\downarrow\rangle$$

Efter att ha gjort en mätning (som är värd namnet) skall varje enskilt tillstånd n i A vara associerat med ett – och endast ett – tillstånd $m = n$ i S. Utan något ytterligare antagande om mätprocessen skulle vi enligt ekv. (3) inte få något definitivt resultat av mätningen. För att få ett sådant måste man anta att summan över n reduceras till en enda term. Detta antagande har alltsedan kvantmekanikens födelse kallats för vågfunktionens *reduktion* eller *kollaps*. Hur det går till är den stora frågan, som vi skall försöka gå in på närmare på.

Noga räknat har man också, förutom ovanstående som också kallas för ”problemet med bestämda resultat” ytterligare ett, nämligen ”problemet med den mest lämpliga basen”, eftersom det slutliga sammansatta tillståndet i (3) kan bero på vilka basvektorer $\{|a_n\rangle\}$ som valts för att representera mätapparaten.

Hur såg kvantmekanikens pionjärer på mätproblemet?

I den klassiska fysiken var det i allmänhet så att mätapparaten hade så liten påverkan på det som skulle mätas att man kunde bortse från att den störde det som skulle mätas. Mätresultaten ansågs också vara objektiva, dvs. de ansågs oberoende av observatörens subjektiva bedömning (utom kanske när det gällde den sista siffran på någon skala som observatören brukade ”skatta”). Men i mätningar på atomära system blir det snarare tvärtom eftersom stegen mellan energitillstånden hos de system som man mäter på bestäms av det ytterst lilla talet $h = 6{,}623 \times 10^{-34}$ Js (Plancks konstant).

Niels Bohrs tankar under 1920-talet kom att spela en stor roll för vår uppfattning om kvantmekaniken. Niels Bohr och Werner Heisenberg var båda filosofiskt bildade och väl medvetna om vad som borde krävas av en acceptabel fysikalisk teori. Detsamma gällde Schrödinger vilken vi återkommer till senare i samband med hans arbete från 1935-36. Förutom en konsistent matematisk formulering måste man ha regler för korrespondens mellan de matematiska termerna och de fysikaliska begrepp som teorin beskriver och dessutom ett sätt att tolka de matematiska sambanden i intuitivt förståeliga termer.

Men Bohr nöjde sig, i det som har kommit att kallas Köpenhamnstolkningen av kvantmekaniken, med att tänka sig att mätapparaten uppförde sig helt klassiskt och att någonting speciellt händer under själva observationsprocessen som resulterar i en reduktion av vågfunktionen i systemet S som gör att apparaten visar just ett av värdena X_n. Bohr var inte särskilt intresserad av en axiomatisk formulering av kvantmekaniken eftersom axiomen, enligt honom, nödvändigtvis måste formuleras i klassiska termer och då inte kunde täcka den nya teorins hela innebörd. Med en sådan logisk utgångspunkt föredrog han att dra en skarp gräns mellan objekt och mätinstrument.

Inte heller Werner Heisenberg ägnade sig helhjärtat åt att försöka analysera mätprocessen. Han föreställde sig att kvantmekaniken gällde upp till en viss maximal storlek hos objekten, ”Heisenberg-gränsen”. I sina klassiska Chigacoföredrag 1926 diskuterade han i detalj mätningar av position, rörelsemängd och energi, men för detta behövde han inte utveckla en allmännare teori för mätprocessen (dock stödde han senare John von Neumanns formule-

ringar som presenteras nedan, och han betraktade då vågfunktionens reduktion som en övergång från något ”potentiellt” till något ”aktuellt”).

Matematikern John von Neumann intresserade sig från 1920-talets slut för kvantmekanikens struktur och publicerade 1932 sitt klassiska verk ”Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik”. Där införde han metoden med operatorer och observabler i kvantmekaniken, som därefter varit en grund för de flesta beräkningar, och han ställde upp fem axiom att utgå från vid den matematiska behandlingen. Det sista av dessa är det s.k. *projektionspostulatet*.

Han utgick från att förändringar av kvantmekaniska tillstånd är av två väsensskilda slag:

(1) De diskontinuerliga, icke-deterministiska och ögonblickligen verkande ändringarna vid experiment och mätningar, och

(2) de kontinuerliga och deterministiska ändringarna, som följer en rörelseekvation (Schrödingerekvationen).

Den första typen av process är irreversibel och den andra är reversibel.

För von Neumann var mätningen ”ett tillfälligt införande av en viss energikoppling till det observerade systemet”. Mätprocessen består av två steg, först växelverkan mellan objekt och apparat. I detta steg sammanflätas mätobjektets och mätapparatens vågfunktioner enligt ekv. (3) samtidigt som den sammansatta vågfunktionen Ψ_{S+A} utvecklas med tiden enligt den tidsberoende Schrödingerekvationen. Resultatet blir fortfarande ett så kallat rent kvantmekaniskt tillstånd, där alla fasrelationer i superpositionen är bevarade.

Det andra steget är observationsakten. Här tänkte sig von Neumann att ursprunget till kollapsen ligger i den makroskopiska mätapparaten där ett av de möjliga s.k. *pointertillstånden* $|a_n\rangle$ (dvs. ”visarlägen”, se mera längre fram) separeras ut. Formellt beskrev han detta genom att applicera operatorn $P_n = |a_n\rangle\langle a_n|$ på tillståndet (3), vilket har kallats von Neumanns projektionspostulat. Resultatet blir att systemet hamnar i det tillstånd $|s_n\rangle$ som svarar mot mätutfallet $|a_n\rangle$.

Man kan tycka att von Neumann med sitt postulat undviker

själva huvudfrågan, men hans utgångspunkter har ändå blivit startpunkten för de flesta analyser av mätproblemet. Von Neumann insåg att det som hände under observationen inte kunde vara en process av det andra slaget. Han var återhållsam när det gällde att uttala sig om kollapsens natur, men verkade luta åt den åsikten (troligen under inflytande av Leo Szilard, som nyligen (1929) hade publicerat verket ”Über die Entropiverminderung in einem thermodynamischen System bei Eingriffen intelligenter Wesen”) att den inte hörde till den ”fysiskt observerbara världen” utan till en process som skedde i observatörens medvetande. Men för en fullständig behandling skulle man i så fall behöva kräva att även medvetandet behandlades kvantmekaniskt. Var drar man då gränsen?

Vetenskapsteoretikern Max Jammer jämför i sin bok ”The philosophy of Quantum Mechanics” detta kvantmekanikens dilemma med hur Anaxagoras (cirka 500 - 428 f.Kr.) föreställde sig ”Materien och Sinnet”: *De ting som finns i en och samma värld är inte skilda från varandra, inte avhuggna med en yxa, inte det kalla från det varma och inte det varma från det kalla* (vilket påminner om kvantmekanikens superpositioner!), *men när medvetandet börjar sätta tingen i rörelse skiljer de sig åt och allt som sinnet rört vid blir separerat* (som vid en vågfunktionsreduktion!).

Vi lämnar här dessa spekulationer om medvetandet, vars natur och funktion än idag debatteras livligt. Möjligheten att analysera signaler inom hjärnan för att bestämma dess tillstånd på en sådan detaljnivå som här skulle krävas lär förbli en dröm för all framtid. Med dagens moderna elektroniska mätteknik, vilken presenterar ett färdigt resultat lika för alla ”observatörer” är det också svårt att tänka sig att detta skulle kunna tolkas olika av olika medvetanden. Men det är värt att nämna att medvetandet även kommer in i en variant av den s.k. mångvärldstolkningen av kvantmekaniken som vi kommer till längre fram.

Filosofiska aspekter

Kvantmekaniken har från begynnelsen intresserat filosofer. När man drar ut konsekvenserna av kvantmekanikens superpositionsprincip inser man att om denna gäller allmänt så måste den leda till en värld med helt andra egenskaper än den som vi föreställer oss på klassiskt sätt. Superpositionsprincipen leder till att alla

partiklar som växelverkar i princip blir sammanflätade. Föreställningen om en värld där allt är oskiljbart är inte ny. Det nämndes ovan att redan Anaxagoras hade en sådan holistisk föreställning om naturen och Aristoteles sade hundra år senare att ”helheten är inte en enkel summa av dess delar”.

Denna föreställning återfinns även senare hos t.ex. Leibnitz, men verkade vara mindre aktuell vid tiden för kvantmekanikens genombrott. Newtons lagar och deras tillämpningar hade gjort att många såg naturen som ett stort maskineri, där allt i princip kunde beräknas och förutses om man bara kände alla utgångsförutsättningar och verkande krafter. Under senare delen av 1800-talet hade termodynamiken och den elektromagnetiska strålningen kunnat beskrivas formelmässigt med stor framgång, vilket gav ytterligare stöd för sådana deterministiska tankegångar. Många fysiker tänkte sig också att beskrivningen av alla fenomen i naturen i princip kan återföras på elementära krafter som verkar mellan individuellt existerande byggstenar. Konsekvenserna av den nya teorin upplevdes då som främmande.

Kvantmekanikens tillståndsfunktioner kan sägas beskriva en värld av potentiellt tänkbara möjligheter som utvecklas med tiden enligt beskrivbara regler. Om inte denna utveckling skulle brytas genom kollapser av det slag som vi beskrivit ovan skulle man inte erfara någon förändring eller tycka att någonting händer i vår värld. Och eftersom kvantmekanikens ekvationer (liksom den klassiska fysikens) är tidsreversibla skulle då all utveckling likaväl kunna gå baklänges som framåt i tiden. Vågfunktionens reduktion gör att saker faktiskt händer och att det som har hänt blir oåterkalleligt.

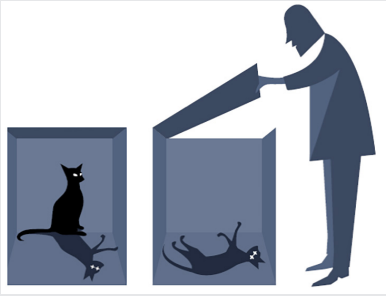
Går man djupare in på superpositionprincipens konsekvenser inser man även att själva existensen av bestämda tillstånd vid en given tidpunkt hos naturen kan ifrågasättas. Är det så att naturen inte bestämmer sig för att vara i ett bestämt tillstånd förrän en vågfunktionsreduktion har skett i samband med att vi observerar detta? Detta är en ontologisk fråga; vad är det som existerar egentligen? Vågfunktionens kollaps har alltså en central roll i kvantmekanikens tankebyggnad. Frågan om dess natur lämnades obesvarad av kvantmekanikens fäder för 75 år sedan. Har vi kommit något längre sedan dess?

Schrödinger underströk i sin filosofisk-fysikaliska ”följetong” (den utkom i tre olika delar med start 1935) ”Die gegenwärtige

Schrödingers katt

Som exempel på hur orimliga kvantfysikens följder blir om den tillämpas konsekvent även på makroskopiska objekt, tänkte sig Schrödinger en katt instängd i en låda. Lådan var försedd med en giftampull som utlöstes om den träffades av ett strålningskvantum från ett mycket svagt radioaktivt preparat. Endast genom att lyfta på locket till lådan kunde man avgöra om katten fortfarande levde eller om den hade dött efter en viss tid. Om kattens tillstånd innan man öppnar lådan (dvs. före mätningen) beskrivs på kvantmekaniskt sätt skulle den befinna sig i en superposition av ”levande katt” och ”död katt”. Det är först genom mätningen som det ena eller det andra alternativet realiseras.

Schrödingers katt är naturligtvis ett mycket hårdraget exempel valt att illustrera en princip, men har kommit att bli en sinnebild för en av kvantmekanikens egenskaper. Katten är makroskopisk och vi återkommer längre fram till frågan om gränsen mellan det klassiska och det kvantmekaniska.



Figur 1: Schrödingers katt.

BILD: JOHAN JARNESTAD

(nuvarande) Situation in der Quantenmechanik” att sammanflätningen är själva kärnan i kvantmekaniken och dess mest karakteristiska egenskap. Men det mest intressanta i sammanhanget, skriver han i ett annat arbete från 1936[1], är mätproblemet eftersom det kräver ett avsteg från den naiva realismen. Om det är genom själva mätningen som det aktuella tillståndet bestäms så leder det till konsekvenser som är ”motbjudande för de flesta fysiker, innefattande mig själv”.

Schrödinger trodde att problem som detta kunde ha uppstått genom att behandlingen av kvantmekaniken var icke-relativistisk och att man därmed kunde ha tillämpat den utanför den legitima gränsen för dess giltighet. Han ansåg därför att den ursprungliga kvantmekaniken endast var ett steg på vägen mot en fullständigare teori.

Albert Einstein diskuterade också kvantmekanikens ofullkomlighet, inte för att som här söka förklaringar till vågfunktionens kollaps men just för att kvantmekaniken är oförenlig med

1 E. Schrödinger, *Probability relations between separated systems*, Math. Proc. Cambridge Phys. Soc. **32**, 446 (1936) (DOI: 10.1017/S0305004100019137).

vad som brukar kallas *lokal realism,* dvs. att bestämda värden existerar för varje fysikalisk storhet oberoende av mätningar, och oberoende av vad som sker långt bort från det aktuella systemet. (Se vidare artikeln av Jan-Åke Larsson i denna volym.)

Olika tolkningar av kvantmekaniken

En tolkning är avsedd att hjälpa våra hjärnor att få en användbar bild av hur kvantmekaniken fungerar. Våra hjärnor arbetar klassiskt. Även om det är tänkbart (och till och med troligt) att enskilda processer i vissa biomolekyler utnyttjar kvantmekanikens fulla potential för sin funktion, är det högst osannolikt att hjärnan som helhet med sitt relativt långsamma interna signalsystem skulle kunna arbeta på något sätt som liknar en kvantdators. Med vår klassiskt arbetande hjärna behöver vi alltså uppbringa all vår fantasi för att försöka beskriva icke-klassiska samband och förlopp.

Köpenhamnstolkningen är den äldsta och fortfarande den som fortfarande omfattas av många fysiker. Enligt dess komplementaritetsprincip får man tänka i termer av partiklar *eller* vågor men inte göra detta samtidigt. Den betraktar slumpmässigheten som en egenskap hos naturen, vilken därför även bestämmer utfallet av ett enskilt experiment. Den drar en skarp gräns mellan den klassiska och den kvantmekaniska världen och den befattar sig inte med hur det går till när det kvantmekaniskt beskrivna mätobjektet sätts i förbindelse med den klassiskt beskrivna mätapparaten och dess vågfunktion kollapsar.

En tolkning som däremot försöker gå närmare in på problemet med vågfunktionens kollaps är *mångvärldstolkningen,* som föreslogs av Hugh Everett III på 1950-talet. Denna tolkning håller sig inom kvantmekanikens ursprungliga ram. Det gör också de beskrivningar av mätprocesser som bygger på *vågfunktioners dekoherens* som började utvecklas på 1970-talet av H. Dieter Zeh och medarbetare och som vidareutvecklades framförallt av Wojciech Zurek på 1990-talet.

Andra, såsom Robert Griffiths och Roland Omnès, har arbetat med logiskt sammanhängande sekvenser av vågfunktionsförändringar, s.k. *konsistenta historier*. Men många har också ansett det nödvändigt att komplettera Heisenbergs och Schrödingers formuleringar med hjälp av *dolda variabler,* som i de Broglies och David Bohms *pilotvågsteori* från 1920- respektive 1950-talet, el-

Mätproblemet i korthet

Betrakta följande till synes rimliga påståenden:

(1) Ett slutet system beskrivs fullständigt som ett kvantmekaniskt tillstånd (en vektor i Hilbertrummet).

(2) All tidsutveckling är linjär: Om tillstånd $|a_1\rangle$ utvecklas till tillstånd $|a_2\rangle$ och tillstånd $|b_1\rangle$ utvecklas till tillstånd $|b_2\rangle$ så utvecklas superpositionen $c|a_1\rangle + d|b_1\rangle$ in i superpositionen $c|a_2\rangle + d|b_2\rangle$.

(3) Utfallet av en mätning ger alltid ett och endast ett resultat.

Som förklaras i texten är dessa påståenden oförenliga (se diskussionen kring ekv. (3)). Åtminstone ett av dem är falskt och måste förkastas.

Olika tolkningar av kvantmekaniken kan karaktäriseras i termer av vilket påstående de väljer bort. Dolda variabel-teorier (t.ex. pilotvågor) förkastar (1). Spontana kollaps-teorier förkastar (2) och mångvärldsteorin (3).

ler med tillägg av slumpmässiga sönderfallstermer i vågfunktionerna, som i *GRW-teorin* vilken framfördes av Giancarlo Girardi, Alberto Rimini och Tullio Weber 1985. Vi börjar här med några kommentarer om de senare, som alltså egentligen inte borde kallas tolkningar av kvantmekaniken utan snarare försök till kompletteringar av densamma.

Pilotvågor

Variabler i en teori kallas ”dolda” om de inte direkt kan observeras, men ändå styr utfallet av processer. Man vill med sådana extra variabler beskriva partiklars rörelse i ett kvantmekaniskt system så att de olika förloppen fortfarande kan betraktas som deterministiska. De Broglie föreslog 1927 den s.k. pilotvågen som ett sådant komplement. I motsats till Bohrs komplementaritetsprincip tänkte han sig att denna hade både partikel *och* vågegenskaper. I David Bohms vidareutveckling från 1950-talet av denna idé bärs partiklarna framåt av en våg, vilken i sin tur styrs av en tänkt kvantmekanisk potential *U(r).* Förutom den vanliga Schrödingerekvationen tillkommer då en ekvation som representerar de enskilda partiklarnas rörelse relativt denna våg. När det gäller mätproblemet kan man då visa att ett experiment som i den ursprungliga kvantmekaniken skulle ha gett ett dubbeltydigt resultat i stället leds mot ett enda av dessa.

Pilotvågsteorin kan alltså förklara hur en av möjligheterna se-

pareras ut, men för att förutsäga vilken av detektorerna som träffas måste man känna utgångsläget, vilket man aldrig gör. Den dolda variabeln förblir dold. Försöker man bestämma ett utgångsläge genom att sätta in ytterligare detektorer skulle detta omedelbart förändra hela fältbilden (en förändring som inte blir begränsad av ljusets hastighet, vilket skulle vara svårt att förena med relativitetsteorin).

Explicita kollapsteorier

I dessa teorier tänker man sig att finns okända mekanismer i naturen som gör att den linjära tidsutvecklingen bryts spontant och att detta sker slumpmässigt med en viss sannolikhet a per partikel och tidsenhet. Man måste då komplettera Schrödingers tidsberoende ekvation med icke-linjära störningstermer. En process av von Neumanns första slag förvandlas därmed till en av hans andra slag.

I en makroskopisk mätapparat blir sannolikheten för en sådan tänkt kollaps stor, medan den linjära tidsutvecklingen i ett atomärt eller molekylärt mätobjekt som innehåller ett mindre antal partiklar skulle kunna fortgå länge obehindrat så länge det inte är kopplat till en mätapparat. I de modeller som förslagits av Giancarlo Girardi, Alberto Rimini och Tullio Weber och andra har kollapssannolikheten antagits ha olika beroenden av den linjära storleken $|x - x'|$ på det system som betraktas, t.ex. ett gaussiskt, $\exp(-|x - x'|^2/a^2)$ eller ett enkelt kvadratiskt, $a|x - x'|^2$.

I de *spontana* kollapsteorierna finns ingen fysikalisk motivering till detta slags brott mot evolutionen; det är ett antagande *'ad hoc'*. Men det finns också en annan variant, den *gravitationsdrivna* kollapsteorin, där man förutser (på allmänna grunder) att effekter av detta slag kan tänkas uppstå i en kvantteori som är förenlig med den allmänna relativitetsteorin (fast någon fullständig sådan teori har ännu inte utvecklats). Något experimentellt belägg för existensen av spontana kollapser finns inte.

Mångvärldstolkningen

I mångvärldstolkningen är vi åter tillbaka i den ursprungliga kvantmekaniken, men med en annan utgångspunkt. Hugh Everett frågade sig på 1950-talet om man kunde föreställa sig en ram för kvantmekaniken inom vilken vågfunktionsreduktioner egentligen aldrig sker utan bara är skenbara eftersom helheten inte betraktas. Om då ett av de möjliga egenvärdena X_n observeras vid en mät-

ning i vår egen värld V_0, kommer de andra värdena $X_{i \neq n}$ samtidigt att uppenbara sig i andra världar V_i. Om man exempelvis finner den ovan nämnda Schrödingerkatten död i vår värld, så finner man den samtidigt levande i en annan.

Denna idé innebär ingen modifiering av kvantmekanikens struktur eller av sannolikheterna för olika utfall. Men den innebär att för varje ytterligare mätning kommer nya världar att behöva tillfogas för att täcka alla möjligheter.

Everett presenterade sin mångvärldsidé i en doktorsavhandling 1957. Efter en tids undanskymd tillvaro uppmärksammades den 1967 av Bryce S. DeWitt som utvecklade tankegångarna vidare. Det finns naturligtvis ingen möjlighet att bevisa eller motbevisa existensen av sådana parallella världar, men idén har stimulerat både till science fiction och till seriösare betraktelser av universums struktur (se till exempel Max Tegmarks bok ”Vårt matematiska universum”). Filosofiskt sett innebär det ett så stort språng i synen på vår verklighet att Max Jammer i sin bok har omnämnt den som ”utan tvivel en av de mest vågade och mest ambitiösa teorierna som någonsin framförts i vetenskapens historia”. De flesta fysiker tycks dock ha svårt för att tänka sig in i teorins ständigt fortgående ultrasnabba uppspaltning i nya rymder och ser den mest som ett intressant tankeexperiment.

Konsistenta historier

Griffiths och Omnès ”konsistenta historier” är ett sätt att beskriva sekvenser av händelser inom ett kvantmekaniskt system utan direkt referens till mätningar. Man undviker därmed att införa begreppet kollaps; i stället medför varje lokal förändring en följdförändring, i en oändlig kedja som i princip omfattar hela universum (en total vågfunktion som beskriver hela universum kan ju inte ha någon yttre observatör som åstadkommer en sådan). Inom en bestämd tidsperiod $t_1 < t < t_2$ kan man tänka sig ett stort antal olika historier som leder till samma slutresultat men endast vissa av dessa är konsistenta (de ger inte upphov till interferenser, vilket skulle åsidosätta sannolikhetslagarna). Historierna beskriver på så sätt förändringar mellan tillstånd som kan betraktas som kvasiklassiska. Men tillämpbarheten på begränsade kvantmekaniska system har ifrågasatts.

Dekoherens – en lösning på mätproblemet?

Om man kunde förstå hur vågfunktionens reduktion går till vid en mätning bara genom att utgå från kvantmekanikens ursprungliga begrepp så vore det inte en tolkning utan en förklaring. Vi skall nu se hur långt man kan komma på en sådan väg och ställs samtidigt inför frågan: Var går gränsen mellan det kvantmekaniska och det klassiska när man ökar komplexiteten i ett fysikaliskt system?

Utgångspunkten är att den väsentliga skillnaden mellan ”kvantmekaniskt” och ”klassiskt” ligger i begreppet *sammanflätning*; i kvantmekaniken har man icke-separabla vågfunktioner och bevarade fasrelationer mellan olika basvektorer, men något motsvarande förekommer inte i den klassiska fysiken. I mätproblemet vill vi veta hur och varför fasrelationerna suddas ut och vad det är för slags tillstånd som vi uppfattar som ”klassiska”.

Schrödinger ansåg, som redan nämnts, att begreppet sammanflätning var det viktigaste karaktärsdraget i kvantmekaniken, men det dröjde nästan ett halvsekel innan man kunde se direkta utslag av dess verkningar i experiment och då endast med hjälp av mycket speciella arrangemang. Uppfattningen att sammanflätningen var något exotiskt, som man endast med stor ansträngning kunde se glimtar av, levde kvar ännu längre. Det var först på 80- och 90-talen som man började inse att sammanflätningen faktiskt spelar roll i det mesta som sker omkring oss, fast då på mycket korta tidsskalor. Inom det system man betraktar begränsas den av *dekoherenstiden* τ_{coh}, dvs. hur länge de interna fasrelationerna består. Denna tid beror i sin tur på systemets komplexitet och hur starkt det växelverkar med sin omgivning. Med en effektiv utsuddning av det betraktade systemets interna fasrelationer får man vid mätningen endast ett av de möjliga värden X_n som anges av vågekvationen.

Alla kvantmekaniska beräkningar i läroböcker gäller för isolerade (även kallade *slutna*) system. Sedan den klassiska fysikens dagar har det varit en framgångsrik taktik att renodla problem på detta sätt för att förstå funktionen hos olika fysikaliska system. Men i ett *öppet* kvantmekaniskt system spelar dekoherensen en avgörande roll.

Dekoherens i ammoniak-liknande molekyler

Ett gott exempel på dekoherens har man länge haft i ammoniakmolekylen, NH_3, och dess kusiner ND_3 (med vätet (H) utbytt mot tungt väte (D)) och AsH_3 (med kvävet (N) utbytt mot arsenik (As)). Kväveatomen (eller arsenikatomen) kan sitta antingen på ena eller andra sidan av det plan som bildas av de tre väteatomerna. Låt oss kalla motsvarande tillstånd för $|a\rangle$ respektive $|b\rangle$. Till följd av att kväveatomen har en viss sannolikhet att tunnla genom väte-planet, motsvarar dock inget av dessa två tillstånd någon välbestämd energi. De två lägsta energitillstånden utgörs i stället av en superposition av $|a\rangle$ och $|b\rangle$:

$$|\Psi_{ge}\rangle = (1/\sqrt{2})\,(|a\rangle \pm |b\rangle)$$

där g (med plustecknet) är grundtillståndet och e (med minustecknet) är ett exciterat tillstånd.

I vakuum uppför sig alla tre molekylerna likartat, men inte i luft. Den speciella optiska aktivitet med frekvensen 24 GHz hos NH_3, som hör till övergången $\Psi_g \Leftrightarrow \Psi_e$, försvinner vid högre tryck än 0,5 atm. Detta tyder på att molekylens vågfunktion vid högre gastryck reduceras, så att kväveatomens position blir bestämd till ena eller andra sidan om planet, dvs. till tillstånd $|a\rangle$ eller $|b\rangle$, genom de slumpmässiga kollisionerna med luftens molekyler. Därav kan man dra slutsatsen att dekoherenstiden τ_{coh} för NH_3 vid 0,5 atm är cirka 10^{-10} s. För den tyngre molekylen ND_3 sker vågfunktionsreduktionen redan vid tryck överstigande 0,04 atm och för AsH_3 har den speciella optiska aktiviteten inte observerats överhuvudtaget.

Man kan säga att omgivningen här monitorerar det kvantmekaniska systemet och utför ett slags ”mätning” på det, med resultatet $|a\rangle$ eller $|b\rangle$. Samtidigt inser man att det tar en viss tid $t >> \tau_{coh}$ under atmosfärens inflytande innan molekylen med stor sannolikhet befinner sig antingen i tillstånd $|a\rangle$ eller $|b\rangle$.

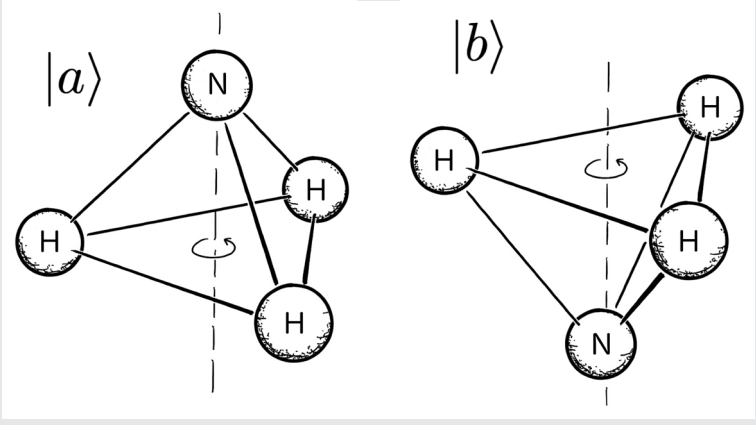


BILD: SÖREN HOLST

Figur 2: Två tillstånd hos ammoniakmolekylen.

De som först gjorde en kvantitativ teoretisk uppskattning av dekoherenstider för olika stora kvantmekaniska objekt och olika störande fluktuerande fält var Erich Joos och H. Dieter Zeh i ett arbete från 1985[2]. De betraktade två positioner x och x' inom ett kvantmekaniskt objekt som påverkas av en slumpmässigt varierande ström av partiklar (kan också vara fotoner) som infaller med impulsen $p_i = \hbar k_i$. Deras våglängd $\lambda = 2\pi/k$ antages vara mycket större än avståndet $|x - x'|$. För inelastisk spridning med impulsöverföringen $\Delta k_i = \Delta p_i/\hbar$ får man då ett fasskift $\Delta\varphi = \Delta k_i |x - x'|$ mellan rekyler från punkterna x och x'. Detta leder till att fasrelationerna mellan de vågfunktioner som representerar lägena x och x' blir alltmer utsuddade för varje kollision. Joos och Zeh kunde uttrycka dekoherenstiden som

$$\tau_{coh} = \frac{1}{\nu k^2 |x - x'|^2} \qquad (4)$$

där ν är antalet träffar per sekund. Med hjälp av denna formel uppskattade de dekoherenstiden för ett antal olika kombinationer av kvantobjekt av olika storlek som utsatts för olika störande omgivningar (se tabellen i figur 3).

$\|x - x'\|$	Damm-korn 10^{-3} cm	Molekyl-aggregat 10^{-5} cm	Stor molekyl 10^{-6} cm = 100 Å
Luft vid NTP	10^{-36} s	10^{-32} s	10^{-30} s
Vakuum, starkt solljus	10^{-21} s	10^{-17} s	10^{-13} s
Intergalaktiskt, 3K-stråln.	10^{-6} s	10^{+6} s	10^{+12} s
Laboratorievakuum, 10^6 part./cm^3	10^{-23} s	10^{-19} s	10^{-17} s

Figur 3: Tabellen visar dekoherenstiden för olika stora objekt kopplade till olika omgivningar.

2 E. Joos och H. Zeh, *The emergence of classical properties through interaction with the environment*, Z. Phys. **B 59**, 223 (1985) (DOI: 10.1007/BF01725541).

Man slås omedelbart av snabbheten i dessa koherensförluster. Dekoherenstiderna är många storleksordningar kortare än de tider som gäller för att nå termisk jämvikt vid koppling till ett motsvarande bad av partiklar eller fotoner. Dessutom ser man att fasrelationerna mycket snabbt suddas ut för stora objekt. En väsentlig slutsats som man kan dra av detta är: *Den tid under vilken vi betraktar objekten avgör om vi ser dem som kvantmekaniska eller klassiska*. Det finns ingen Heisenbergsk gräns; med ett extremt snapshot skulle *allt vi ser* uppföra sig kvantmekaniskt.

Om vårt mätobjekt ingår som del i en fast kropp eller vätska måste man gå ned på attosekundsskalan även om objektet bara är av några ångströms storlek för att se det som fullt kvantmekaniskt. I ultrahögvakuum däremot kan man ligga på millisekunder eller längre tider även för relativt stora objekt. Rekordet för två joner som sammanflätats till en ”qubit” ligger för närvarande på cirka 0,01 sekund[3].

Det finns också andra exempel på hur relativt stora kvantmekaniska objekt kan överleva länge i sina rena tillstånd om de isoleras väl från sin omgivning. Anton Zeilinger och hans medarbetare utförde på 1990-talet experiment med C-60 molekyler, där var och en av dem ”återskapades” (intakt med C-kärnor och elektronskal) efter att i form av vågor ha gått olika vägar i ett dubbelspaltarrangemang. De interna fasrelationerna behölls därvid under en tid av cirka 10 ms. Vid försämrat vakuum eller med hjälp av selekterad infrarödstrålning studerades sedan olika dekoherenseffekter. Rekordet i molekylstorlek för denna typ av experiment ligger för närvarande kring masstal A = 200. De experimentella svårigheterna ökar för tyngre objekt, men inget experiment tyder på att det finns en övre gräns i storlek eller massa för kvantmekaniskt uppförande. Under speciella omständigheter som i supraledare kan man också ha *makroskopisk kvantkoherens.* Och speglarna i LIGO-experimentet där man såg gravitationsvågorna är så väl upphängda och isolerade från störningar att de fungerar som kvantmekaniska oscillatorer.

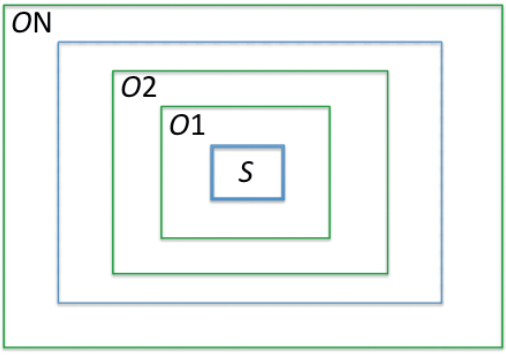
Dekoherensen medför stora begränsningar i alla kvantinformationstillämpningar som ju är baserade på att superposition och sammanflätning bevaras. I detta sammanhang kan det också finnas anledning att återkomma till frågan om det mänskliga medve-

3 Z. Man, Y. Xia, R. Lo Franco, *Cavity-based architecture to preserve quantum coherence and entanglement*, Nature Scientific Reports **5**, 13843 (2015) (DOI: 10.1038/srep13843).

tandets roll i mätprocessen. Flera fysiker, däribland Max Tegmark, har påpekat att vid de signalhastigheter på 10^{-2} s som är typiska för neuroner, kan hjärnan inte gärna arbeta kvantmekaniskt. All vågfunktionsreduktion, som noterats vid en mätning torde därför ha skett långt innan informationen hunnit nå så långt som till vårt medvetande.

Åter till mätproblemet

Låt oss med utgångspunkt från dessa insikter om kvantdekoherens återvända till mätproblemet. Betrakta ett system *S* som är inbäddat i en närmaste omgivning *O*1, som i sin tur växelverkar med vidare utanför liggande omgivningar *O*2, *O*3,…, *O*N, se figur 4.



Figur 4: Systemet S i växelverkan med en serie utanför liggande omgivningar.

Efter växelverkan med omgivningen *O*1 uttrycks vågfunktionen för systemet *S* + *O*1 som en summa över termer $c_{n,m1}|s_n\rangle|(O1)_{m1}\rangle$, vilket för *N* utanför varandra liggande omgivningar (eller *N* efter varandra kommande störningar) kan generaliseras till en summa över termer av typen

$$c_{n,m1,m2,\ldots,mN}|s_n\rangle|(O1)_{m1}\rangle\ldots\ldots|(ON)_{mN}\rangle \qquad (5)$$

I Joos och Zehs exempel med de slumpmässiga kollisionerna verkande på systemet *S* kan var och en av de spridda partiklarna beskrivas med sin speciella utgående vågfunktion

$$|(Oi)_{m1}\rangle = |(\exp(i\,\boldsymbol{k}_i'\cdot\boldsymbol{r}_i)\exp(-i\omega t + \varphi_i)\rangle$$

karakteriserad av partikelns utgående impuls $\boldsymbol{k}_i'$, frekvens ω och fas φ_i . För låga värden på N (t.ex. N=2) inser man att efter en rimlig tid kommer den ursprungliga fasskillnaden mellan två tillstånd $|s_n\rangle$ och $|s_{n'}\rangle$ i systemet S då och då att tillfälligt återbildas, men i och med att N ökar kommer tiden mellan sådana ”återkomster” (kallade *Poincaré recurrencies*) att öka dramatiskt, nämligen proportionellt mot $N!$ (fakulteten av N). Den temporära vågfunktionsreduktion som man sett i systemet S upplevs då som permanent trots att det (fullt enligt kvantmekanikens regler) aldrig skett någon kollaps och att den information som finns i den kvantmekaniska fasen aldrig gått förlorad. Men man har uppskattat att om sedan alla omgivningars omgivningar ($O2$ + $O3$ + ...) på detta sätt kopplas på så hinner en sådan plötslig ”hågkomst” knappast att inträffa under vårt universums hela existens.

Den som på senare tid utvecklat dessa tankar vidare är framför andra Wojciech Zurek. I början på 1990-talet införde han begreppen ”pointer states” och ”environment-induced superselection”. Båda dessa begrepp bygger på att det inte är tillräckligt att beskriva mätprocesser enbart inom Hilbertrymden $\mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_A$; man måste även ta hänsyn till omgivningen O och utvidga beskrivningen till $\mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_O$.

I början på denna artikel (efter ekv. (3)) nämndes ”problemet med den mest lämpliga basen” som gällde hur mätapparatens vågfunktion bäst bör representeras (eftersom det ofta kan göras på flera olika sätt). Zurek har påpekat att omgivningens inverkan här kan vara viktig. Mätapparatens olika tillstånd $|a_n\rangle$ kan vara mer eller mindre stabila gentemot yttre störningar från O beroende på vilka basvektorer $\{|n\rangle\}$ som de är uttryckta i. Han utvidgar det i ekv. (3) beskrivna mätförloppet till två steg,

$$\left(\sum_n c_n|s_n\rangle\right)|a_i\rangle|e_0\rangle \longrightarrow \left(\sum_n c_n|s_n\rangle|a_n\rangle\right)|e_0\rangle \longrightarrow \longrightarrow \sum_n c_n|s_n\rangle|a_n\rangle|e_n\rangle \tag{6}$$

där $|e_n\rangle$ är tillstånd i $\mathcal{H}_O$ som är associerade med speciella ”pointer states” $|a_n\rangle$ i apparatrymden $\mathcal{H}_A$. Zurek tänker sig att omgivningen genom sin monitorering (se ovan) av apparatens tillstånd väljer ut sådana tillstånd $|a_n\rangle$ som är särskilt robusta, dock utan att påverka systemet S direkt; tillstånden $|s_n\rangle$ och $|a_n\rangle$ måste fortfarande vara korrelerade för att få en entydig mätning av den sökta parametern X_n.

Fugit irreparabile tempus — ”den oersättliga tiden flyr”

Detta citat från Vergilius Georgica-dikter påminner oss om tidens oundvikliga flykt. Att tiden tycks gå i endast en riktning förknippas oftast med termodynamikens andra huvudsats. Arthur Eddington kallade år 1927 denna följd av entropins ständiga ökning i ett slutet system för ”tidens pil”. Även om vissa av hans samtida, särskilt kemisten Gilbert N. Lewis, snart påpekade att entropin i ett slutet system mycket väl kan fluktuera åt båda hållen inom lokala områden så torde denna ensidiga riktning gälla väl i en global betraktelse av stora makroskopiska system (inklusive för våra medvetanden).

Schrödingerekvationen är liksom Newtons ekvationer tidsreversibel. Men efter en fullständig dekoherens inom ett lokalt öppet system finns det ingen återvändo – som vi redan nämnt göms den information som ligger i vågfunktionernas fasrelationer på ett oåterkalleligt sätt i omgivningen, åtminstone om denna kan anses obegränsad. Dekoherensen bestämmer därmed riktningen på den kvantmekaniska tidspilen. Eftersom informationsförlust är liktydig med ökning av entropi har vi här en motsvarighet till andra huvudsatsens tidspil, fast med den skillnaden att de enskilda stegen i kvantmekanikens entropiändring är mer definita och snabbare än de som sker i den klassiska termodynamiken, vilken utgår från dissipation av energi.

Här kan man ställa sig frågan om den kvantmekaniska tiden går kontinuerligt eller i diskreta steg. Med de ytterligt korta dekoherenstider som redovisades i tabellen i figur 3 blir tidens gång praktiskt taget kontinuerlig för makroskopiska objekt, inklusive för våra hjärnor (och därmed också den psykologiskt upplevda tiden), men inom små eller mycket väl isolerade system kan tiden mellan stegen vara relativt lång. Man kan då fråga sig om tiden står stilla i det lokala systemet mellan vågfunktionsreduktionerna eftersom de tidssymmetriska ekvationerna då borde gälla. Aristoteles skulle ha nickat jakande. För honom stod tiden stilla när ingenting rörde sig (dvs. förändrades).

Är därmed det kvantmekaniska mätproblemet löst?

Det framgår av ovanstående att man under de senaste 30 åren kommit ganska långt i förståelsen av vad som egentligen sker un-

der en mätprocess. Ett avgörande steg var när man på 1980-talet började studera öppna kvantmekaniska system, ett område som då hade försummats alltsedan kvantmekanikens barndom. Det lokala system man betraktade blev nu ett subsystem som ingick i en större (likaså kvantmekaniskt beskriven) omgivning som kunde vara fluktuerande. Man fann att om man fortfarande ville beskriva det lokala systemets vågfunktion *i samma bas som det var uttryckt i före kopplingen till omgivningen*, kunde dess form förändras mycket snabbt så att de interna fasrelationerna suddades ut och det rena tillståndet övergick till ett blandat, dvs. så som en observatör uppfattar det vid en mätning. Man fann också att omgivningen gjorde att vissa val av basfunktioner ledde till stabilare mätförhållanden än andra.

Kan då det kvantmekaniska mätproblemet anses vara löst? Det beror på hur man ställer frågan. I ett operationalistiskt perspektiv är dekoherensbeskrivningen vad som brukar kallas en FAPP-lösning (For All Practical Purposes). Den ortodoxa kvantmekaniken är räddad; man behöver inte införa några modifikationer i dess formulering. Men andra invänder: den totala vågfunktionen (för mätobjekt plus total omgivning) har ju aldrig kollapsat och informationen som låg i de lokala fasrelationerna är ju bara gömd för observatören och har aldrig gått förlorad.

Men kanske är det nu dags att sluta se begreppet ”kollaps” som ett problem; det var ju ändå något som kvantmekanikens pionjärer tog till i brist på bättre för att få kvantmekanikens matematik att gå ihop med dess praktik. En sådan inställning förstärks genom att ”praktiken” under de senaste två decennierna till allt större del kommit att inriktas på informationsbehandling, där man absolut inte vill ha någon vågfunktionsreduktion (utom för själva utläsningen), en perspektivförskjutning som också bidrar till att själva mätproblemet nu känns mindre angeläget än förut. Men mätproblemet bestämmer fortfarande gränsen för vad vi uppfattar som klassiskt eller icke-klassiskt. ❖

För vidare läsning

M. Jammer, *The Philosophy of Quantum Mechanics*, John Wiley and Sons (1974)

R. Penrose, *The Emperor's New Mind*, Oxford University Press (1989)

E. Schrödinger, *Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik*, Naturwissenschaften **48**, 52 (1935), **49**, 53 (1935), **50**, 844 (1935) översatt till engelska i J. D. Trimmer, Proc. Am. Phil. Soc. **124**, 5, 323 (1980)

M. Tegmark, *Vårt matematiska universum*, Volante Förlag (2014)

W. Zurek, *Decoherence and the transition from quantum to classical*, Physics Today **44**, 10, 36 (1991)

Vinjettbilden i sin helhet: Højbro Plads, København.
Målning från 1921 av Paul Gustav Fischer (1860 – 1934).
Från Wikimedia Commons.