

# A KVANTUMMECHANIKA A KÍSÉRLETEZŐK KEZÉBEN: A 2012-ES FIZIKAI NOBEL-DÍJ

Benedict Mihály  
Szegedi Tudományegyetem Elméleti Fizikai Tanszék

„Sohasem végzünk kísérleteket egyetlen atommal vagy molekulával. Gondolatkísérletekben néha fölteszük ugyan, hogy ez lehetséges, de mindig képtelen következményekhez jutunk.”

*Erwin Schrödinger, 1952*

A kvantummechanika működése az 1980-as évek közepéig csak olyan körülmények között volt ellenőrizhető, amikor a vizsgált rendszer nagyszámú atomból, elektronból, mikrorészecskéből állt. A Planck-féle kvantumhipotézis a hőmérsékleti sugárzással kapcsolatban vagy az atomspektrumok diszkrét jellege egyaránt sokaságokon volt csak ellenőrizhető, és bár kevesek kételkedtek, hogy individuálisan is érvényes a szuperpozíció elve, a tényleges kísérletek hiányoztak. Sokaságon végzett mérés volt az először Jönsson által 1959-ben elvégzett kétréses kísérlet is elektronokkal, amelyet viszont A. Tonomura az 1980-as évek második felében már olyan időfelbontásban végzett el, hogy az egyes elektronok becsapódása külön-külön is láthatóvá vált.

A 2012-ik évi fizikai Nobel-díjasok Serge Haroche francia és David Wineland az Egyesült Államok kutatója egyedi kvantumrendszereken végzett méréseikért és különösen azok célzott manipulációját lehetővé tevő áttörő kísérleteikért kapták a kitüntetést. A díjazottak által vezetett két csoport kísérletei között sok hasonlóság van, de azt is lehet mondani, hogy ugyanannak a

jelenségkörnek a két különböző oldalával foglalkoztak. Egyszerűen fogalmazva: a francia laboratóriumban *dobozba zárt fotonok* állapotait vizsgálták és manipulálták a dobozon átküldött atomokkal, míg az amerikai kutatók éppen fordítva: *dobozba zárt atomok* kvantum viselkedését befolyásolták lézerek fotonjaival. Ebben az ismertetőben először a tavalyi Nobel-díjasok munkáinak a múlt század közepéig visszanyúló, nem kevésbé fontos előzményeit tárgyaljuk, majd rátérünk a francia kutatók munkájának bemutatására, amelyek elsősorban az elektromágneses mező kvantumtulajdonságaival foglalkoztak. Az amerikai csoport ezzel szemben atomok, illetve ionok belső és külső szabadsági fokainak összecsatolt manipulációjával szereztek meg az elismerést, erről szól a cikk befejező része [1].

## A félklasszikus Rabi-oszcilláció

Nézzük tehát röviden az előzményeket. *Isidor Rabi* az 1930-as években dolgozta ki rezonanciás eljárását, amelyet ő „molekulanyaláb”-módszernek nevezett. A módszerrel valójában egy mágneses mezőn keresztülmehaladó atommagok spinállapotai közötti átmeneti frekvenciát lehetett megmérni, és ezáltal a mag mágneses momentumát meghatározni. Minthogy a jelen cikk is Nobel-díjasokról szól, érdemes megjegyezni, hogy Rabi a Nobel-díjat 1944-ben kapta meg, és igazi nagyságát az is mutatja, hogy számos híres doktorandusza közül később hárman is elnyerték ezt a kitüntetést: *Norman Ramsey*, aki közvetlenül Rabi kísérleti

---

Jelen írás az ELFT DOFFI 2013 rendezvényén június 22-én elhangzott előadás alapján készült. Köszönöm Cserti Józsefnek, a DOFFI szervezőjének a meghívást. Az anyaghoz fölhasználtam az ELFT Csongrád Megyei Csoportja és az MTA Szegedi Bizottsága rendezésében a témáról 2012. november 30-án tartott előadásokat. Ezúton is szeretnék köszönetet mondani Bergou Jánosnak (Hunter College NY), Domokos Péternek (Wigner FKK), Czirják Attilának és Földi Péternek (SZTE) Szegeden megtartott előadásaikért. A munkát a TÁMOP-4.1.1.C-12/1/KONV-2012-0005 projekt támogatta.



David Wineland és Serge Haroche Stockholmban 2012. december 7-én.

munkáját folytatta (róla még lesz szó az alábbiakban), *Martin Perl*, aki a tau leptont megtalálta és *Julian Schwinger*, aki egyebek közt elsőként számolta ki az elektron mágneses nyomatékának kicsiny kvantum-elektrodinamikai korrekcióját.

Az NMR, a mag-mágneses rezonancia módszer (*F. Bloch*, *E. Purcell*, Nobel-díj 1952) lényegében szintén Rabi eljárásán alapul, csak emitt egy sűrű anyagban például szilárd testben bekövetkező nívóeltolódást keresik a nagyon érzékeny rezonanciamódszerrel. Rabi, illetve Bloch és Purcell módszerét sikerült az orvosi képalkotásban is hasznosítani, ez az MRI (Magnetic Resonance Imaging) módszer a röntgenfölvételeknél jóval élesebb, kontrasztosabb képeket tud mutatni az emberi test belső állapotáról. A vizsgálat során egy erős mágneses mezőt keltő nagy, gyűrű alakú mágnesbe tolják be a páciens. A testben lévő atommagok különböző spinállapotai ebben a mezőben eltérő energiájúak, fölhasadnak. Ha a mágneses mezőnek térbeli gradiense is van, akkor a test különböző pontjain ez a fölhasadás különböző, s ennek mértéke függ ezen kívül a mag környezetétől is, tehát attól a szövetől, amelyben a mag található. Így a különböző környezetű atommagok kissé más frekvencián mutatnak abszorpciós rezonanciát, ha a spinnívók között az erős térre merőleges irányban rezgő, de annál jóval kisebb amplitúdójú gyöngé térrel átmenetet gerjesztünk. A rezonáns frekvencia értékét letapogatva, megfelelő érzékelők segítségével képet lehet produkálni. Az orvosi rutinban is használható eszköz megalkotásához persze még számos technikai és elvi részletkérdést kellett megoldani, ami első sorban *R. Damadian*, *P. Lauterbur* és *P. Mansfield* munkássága révén valósult meg. Közülük az utóbbi két kutató 2003-ban orvosi Nobel-díjat kapott, Damadian – sokak szerint igen méltatlanul – nem.

Nézzük most röviden a Rabi-módszer alapjául szolgáló kvantummechanikai modellt. Az egyes atomi

állapotokban való megtalálás valószínűségi amplitúdói az időfüggő Schrödinger-egyenlet megoldásaként kaphatók. Az atomra az időben oszcilláló  $E(t) = E_0 \cos \omega t$  alakba írható, egyelőre klasszikusnak tekintett elektromos mező hat, ez a félklasszikus leírás. Az atommal való kölcsönhatás során elegendő azt a két stacionárius atomi állapotot egy alsót:  $|\downarrow\rangle$  és egy felsőt:  $|\uparrow\rangle$  figyelembe venni, amelyek között ez a tér átmenetet hozhat létre, azaz amelyek energiái közt az

$$\frac{\varepsilon_{\uparrow} - \varepsilon_{\downarrow}}{\hbar} = \omega_0$$

Bohr-frekvencia rezonáns vagy közel rezonáns a külső mezővel, tehát:  $\omega \approx \omega_0$ . Az atom eszerint – éppen úgy, mint a feles spin mágneses mezőben – kétnívósna tekinthető, amely nívók egy  $H_0$ -val jelölt atomi Hamilton-operátor két stacionárius állapotát jelentik. A teljes

$$H = H_0 - DE_0 \cos \omega t \quad (1)$$

Hamilton-operátor második tagja a  $D$  dipólmomentumon keresztüli csatolást írja le a mezővel. A  $H$ -hoz tartozó Schrödinger-egyenlet megoldása megadja az elektromos mező hatására a

$$|\Psi(0)\rangle = a_0 |\downarrow\rangle + b_0 |\uparrow\rangle$$

kvantumállapotból a

$$|\Psi(t)\rangle = a(t) |\downarrow\rangle + b(t) |\uparrow\rangle \quad (2)$$

állapotba fejlődő rendszer  $a(t)$ ,  $b(t)$  amplitúdóinak időfüggését:

$$a(t) = a_0 \cos \frac{\Omega_r t}{2} + b_0 \sin \frac{\Omega_r t}{2}, \quad (3)$$

$$b(t) = b_0 \cos \frac{\Omega_r t}{2} + a_0 \sin \frac{\Omega_r t}{2}. \quad (4)$$

Ez a Rabi-megoldás<sup>1</sup> a legegyszerűbb esetben, ahol az

$$\Omega_r = \frac{dE_0}{\hbar} \quad (5)$$

mennyiséget klasszikus rezonáns Rabi-frekvenciának

<sup>1</sup> Ez a megoldás az úgynevezett kölcsönhatási képen és a nagyon jól teljesülő forgóhullámú közelítésben érvényes, lásd például az [1] vagy a [2] referenciákat.

nevezzük, amely a mező és az atom csatolásának erősségét jellemzi. Itt  $d = \langle \downarrow | D | \uparrow \rangle$  az atomi  $D$  dipólmomentum-operátor átmeneti mátrixeleme a két stationárius állapot között. A  $\theta(t) = \Omega_r t$  szöveget Bloch-szögnek szokás nevezni. A Rabi-frekvencia általában 5-6 nagyságrenddel kisebb, mint az átmenethez tartozó Bohr-frekvencia.

Legyen kezdetben az atom az alsó  $|\downarrow\rangle$  állapotban, akkor az előzőek szerint

$$\begin{aligned} a_0 &= 1, & b_0 &= 0, \\ a(t) &= \cos \frac{\Omega_r t}{2}, & b(t) &= \sin \frac{\Omega_r t}{2}, \end{aligned} \quad (6)$$

azaz a felső szinten való tartózkodás valószínűsége

$$|b(t)|^2 = \left| \sin \frac{\Omega_r t}{2} \right|^2 = \frac{(1 - \cos \Omega_r t)}{2},$$

ami az  $\Omega_r$  Rabi-frekvenciával periodikusan változik 0 és 1 között. Egy úgynevezett  $\pi$ -impulzussal, amelyre  $\theta(t) = \Omega_r t = \pi$ , a kezdetben alsó állapotban lévő atomot éppen a felső állapotba vihetjük. De ez fordítva is így van: a kezdetben felső állapotban lévő atom egy  $\pi$ -impulzussal éppen az alsó állapotba vihető. Viszont például  $\theta = \pi/2$  esetén – amelyet  $\pi/2$ -impulzusként neveznek – a felső és az alsó nívó egyforma amplitúdójú szuperpozíciója valósul meg, akár a felső, akár az alsó állapotból indult az atom.

A fenti képletek azonban csak akkor helyesek ebben a formában, ha a közel monokromatikus külső mező ( $\omega$ ) és az átmenethez tartozó  $\omega_0$  Bohr-frekvencia nagy pontossággal megegyezik. Ha a gerjesztés frekvenciáját elhanyagoljuk a két nívó közti energiakülönbségnek megfelelő frekvenciától, azaz elrontjuk a rezonanciát, akkor az átmenet valószínűsége nagyon gyorsan csökken: ezen alapszik mindkét említett eljárás, a molekulanyaláb-módszer és az NMR is.<sup>2</sup> Tegyük még ehhez hozzá, hogy gyöngye külső tér esetén  $\Omega_r t \ll 1$ ,  $a(t) \leq 1$ ,  $|b(t)|^2 \approx \Omega_r^2 t^2/4$ , és ez a szokásos perturbációszámításból is megkapható eredmény, ami azonban nyilván nem érvényes erős térre vagy hosszú időkre. A fenti megoldásból az is látszik, hogy az elterjedt tévhit, amely szerint kétnívós rendszerben nem lehet inverziót létrehozni, általánosságban nem igaz.

Itt igen lényeges, hogy a környezet által okozott relaxációt és azon belül még az elektromágneses vákuum fluktuációiból eredő spontán emissziót is elhanyagoltuk, ami akkor jogos, ha a relaxációs időállandók – köztük a spontán emisszióé is – jóval hosszabbak a Rabi-frekvencia reciprokánál, és éppen ilyen körülmények között érvényesülhet a fenti egyenletekkel leírható koherens folyamat. Ez az egyszerű modell rendkívül fontos alkalmazások alapjául szolgál, mégis érdekes, hogy a hozzá kapcsolódó Nobel-díjak száma

<sup>2</sup> A Schrödinger-egyenlet megoldása ekkor is megoldható egyszerű függvényekkel, erre nézve lásd például [1, 2].

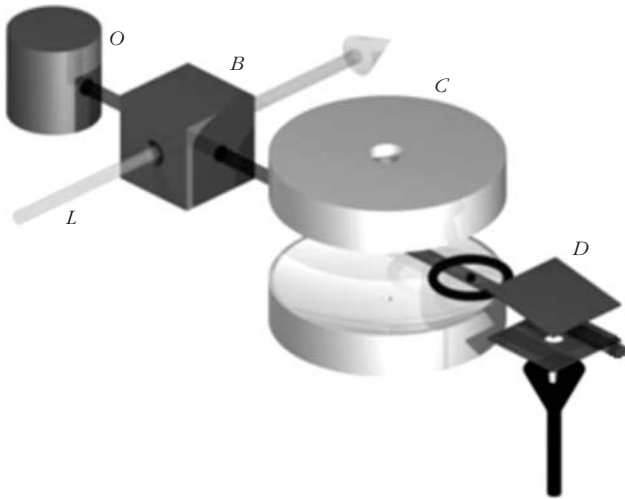
meglepően nagy. Megjegyezzük még, hogy a szokásos értelemben vett indukált emisszió és abszorpció a főtínél hosszabb időskálákon bekövetkező inkoherens folyamatok következményei.

A Rabi módszer alkalmazásai közül már említettük az NMR spektroszkópiát és az orvosi képalkotást. Ezek mellett a fizika szempontjából a módszer alapvető az *időstandard rögzítése* szempontjából is. Ez jelenleg a Cs-atom alapállapotában a hiperfinom fölhasadásból származó körülbelül  $\omega_0/2\pi = 9,2$  GHz-es átmenetét rögzíti. Ennek tíz jegy pontossággal megadott értéke tulajdonképpen a másodperc definíciója. A mai atomórák ezen az átmeneten az inverziót egyetlen  $\pi$ -impulzus helyett két egymást időbeli szünettel követő  $\pi/2$  impulzussal érik el, és ha a rezonancia pontos, akkor – amint azt először a már említett N. Ramsey (Nobel-díj 1989) megmutatta – az eredmény ugyanaz mint egyetlen  $\pi$  impulzusé, de a rezonancia  $\omega = \omega_0$  helye jóval pontosabban letapogatható. Technikaikag ez úgy működik, hogy a lehűtött Cs-atom felhőt [4] egy lézérimpulzussal fölfelé lökik körülbelül 1 m magasságra. A függőleges hajítás során a szökőkút atomjai a tetőpont közelében egyszer fölfelé, utána lefelé áthaladnak egy-egy  $\pi/2$  impulzus erejéig az oszcilláló mágneses mezőn. Ha ezek együtt éppen invertálják az atomokat – amit ezután a jóval lassabb spontán emisszió maximumát észlelve lehet regisztrálni –, akkor a mágneses mezőt keltő oszcillátor pontosan a Cs-atom átmeneti frekvenciáján jár.<sup>3</sup>

## Fotonok az üregben

Az Ecole Normale Supérieure és a Collège de France professzora S. Haroche és az általa vezetett csoport az 1980-as évek végétől kezdte el <sup>85</sup>Rb atomok és mikrohullámú fotonok kölcsönhatását vizsgálni, ahol a fotonok egy rendkívül nagy belső reflexióval rendelkező szupravezetőből készült üregrezonátor elektromágneses mezőjének kvantumelektrodinamikának szokás nevezni. A kísérletezők az atomokat egyenként küldték át a C rezonátoron (*1. ábra*), amelyet úgy méreteztek, hogy azt a rubídium egy alkalmas, alább tárgyalandó átmenetének frekvenciájával össze tudják hangolni. A gömbi tükrök által formált Fabry–Perot-jellegű üreg mérete néhány cm, és ennek egy 9 félhullámhosszból álló 51 GHz-es – keresztirányban Gauss-eloszlású – állóhulláma, módusa volt rezonáns az atomi átmenettel. Ennek révén sikerült kísérletileg is megvalósítaniuk az egyetlen atom és egyetlen mezőmódus *kvantum* kölcsönhatását. Az eredményt, azaz a gerjesztés valószínűségét az üregből kilépő atomok állapotának statisztikájából kapták. Egy megfelelő erősségű-

<sup>3</sup> A Cs-szökőkút óra működését és animációját az alábbi linkeken nézhetjük meg:  
<http://www.nist.gov/pml/div688/grp50/primary-frequency-standards.cfm>  
<http://www.nist.gov/pml/div688/grp50/upload/fountain-mpg.mpg>



1. ábra. Haroche kísérleteinek sematikus rajza. Az O jelű kályhából érkeznek a Rb-atomok, amelyeket a B dobozban preparálnak a megfelelő belső állapotba, illetve itt állítják be az atomok sebességét is. A C jelzi a rezonátort, amelyben a kölcsönhatás létrejön, a C-be becsatolható mikrohullámú mező erőssége változtatható. A kölcsönhatási idő az atomok sebességével állítható be. A D detektor jelzi, hogy az üregből érkező atom az alsó vagy a felső állapotban található.

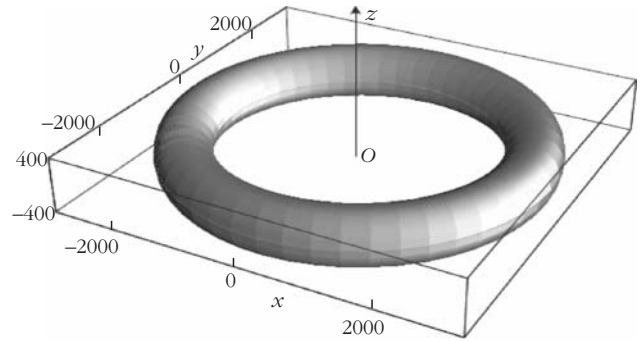
nek választott statikus elektromos mező a  $|\uparrow\rangle$  állapotú atomot ionizálja míg a  $|\downarrow\rangle$  állapotú atomot már nem, így a  $|\uparrow\rangle$  állapotú atomok elektromos áramot jeleznek egy műszeren, míg a  $|\downarrow\rangle$  állapotúak nem.

Ez az egyetlen atom plusz egyetlen módus rendszer az elméleti fizikusok kedves – mert egzaktul megoldható – modellje, ám sokáig reménytelennek látszott,<sup>4</sup> hogy csak egyetlen atom tartózkodjék egy olyan üregben, ahol elegendő hosszú ideig „él” az adott módushoz tartozó foton ahhoz, hogy a kölcsönhatás létrejöhessen.

Ezt először az 1980-as évek közepén a München melletti Max Planck Kvantumoptikai Intézetben sikerült megvalósítani, de az ottani csoport vezetője, *Herbert Walther* sajnos nem érte meg a Nobel-díjat, 2006-ban elhunyt. A 2000-es években Haroche és munkatársai viszont olyan üreggel végezték a kísérleteket, amelynek  $Q$  jósági tényezője  $3 \cdot 10^{10}$ -t is elérte, azaz a foton a sajátfrekvencia reciprokának  $Q$ -szorosáig, tehát tizedmásodperces nagyságrendig nem hagyta el az üreget. A másik komponens – az atom – esetükben egy úgynevezett Rydberg-típusú állapotba gerjesztett Rb-atom volt, amelynek külső elektronját sikerült az  $\tilde{n} = 51$ ,  $\ell = \tilde{n} - 1 = 50$ ,  $m = 50$  kvantumszámokkal jellemzett, úgynevezett cirkuláris állapotba hozni.<sup>5</sup> Az ilyen nagy kvantumszámok esetén az elektron a H-atom Bohr-féle modelljének elektronjára hasonlítva egy  $\tilde{n}^2 a_0$  sugarú körvonal mentén tartózkodik nagy valószínűséggel, miközben az  $\ell - \ell' = \pm 1$  kiválasztási szabály csak az egyetlen,

<sup>4</sup> Idézet az [2] referenciából: “The interaction of a single atomic dipole with a monochromatic radiation field is an important theoretical problem in electrodynamics. It is an unrealistic problem in the sense that experiments are not done with single atoms or single mode fields.”

<sup>5</sup> A főkvantumszám  $\tilde{n}$  jelölését a mező fotonszámát jelző  $n$  kvantumszámtól való megkülönböztetésül használjuk.



2. ábra. Egy cirkuláris Rydberg-állapot elektroneloszlása.

ugyanilyen jellegű  $\tilde{n}' = \tilde{n} - 1 = 50$ ,  $\ell' = \ell - 1 = 49$  nívóra történő átmenetet engedi meg. Az átmenethez viszont  $\tilde{n}^2$ -tel arányos átmeneti elektromos dipólmomentum tartozik, amely az  $\tilde{n} \approx 50$  miatt a szokásosnál 2500-szor erősebb csatolást hoz létre az üregbeli mezővel. A fenti úgynevezett cirkuláris Rydberg-állapot (2. ábra) elérése egy külön trükkös eljárás, aminek a részleteire itt nem térhetünk ki [1]. A kísérletekben az atomok egyenként, változtatható sebességgel repülnek át az üregen és hatnak kölcsön a mezővel. A két objektum ezalatt – bizonyos szempontból – úgy viselkedik, mint két csatolt inga, amelyek periodikusan cserélik az energiát egymás között, amiről tudjuk, hogy annak gyakorisága jóval kisebb, mint az ingák saját lengéseinek gyakorisága. Az atom és a mező esetén éppen ez a gyakoriság a Rabi-frekvencia.

Ha az üregbeli mező olyan gyöngye, hogy benne az átlagos fotonszám egységnyi nagyságrendű, akkor semmiképpen nem tekinthető klasszikusnak. Ekkor azt várjuk, hogy a mező diszkrét struktúrája, a fotonok léte lényegessé válik. Ez indította el *Edwin Jaynes* megfontolásait az 1960-as években, aki úgy vélte, nem biztos, hogy a mező leírásához valóban kell a kvantumelmélet – azaz a kvantumelektrodinamika –, lehetséges, hogy a fotoeffektus, amire a fotonhipotézis egyik fontos kísérleti bizonyítékaként tekintünk, megmagyarázható pusztán az atomi nívók diszkrét voltával, a mező kvantálása nélkül is. A spontán emisszióról pedig szintén megmutatták, hogy az az elektromágneses mező *klasszikus* fluktuációinak következményeként is magyarázható. Ez lenne az úgynevezett „neoklasszikus elektrodinamika”. Ennek nyomán vizsgálta Jaynes és *F. Cummings* híres modelljüket, amely a Rabi-probléma kvantum-elektrodinamikai változata, ahol a mező kvantumos jellegét is figyelembe veszik.

A megfelelő Hamilton-operátor eszerint:

$$H_{JC} = \hbar \omega \left( a^+ a + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar \omega_0}{2} \sigma_z - i \hbar \frac{\Omega_0}{2} (a^+ \sigma_- - a \sigma_+). \quad (7)$$

Itt az első tag a mező módusát, mint harmonikus oszcillátort leíró energia szerepel, a második tag az atomi Hamilton-operátort modellezi, amelyben  $\sigma_z$  két saját-

értékének ( $\pm 1$ ) megfelelően a két nívó között  $\hbar \omega_0$  az energiakülönbség, végül a harmadik tag a csatolás a két szabadsági fok között,  $a^+ \sigma_-$  kelt egy fotont és eközben az atomot legerjeszti, míg  $a \sigma_+$  eltüntet egy fotont miközben az atom az alsó állapotból a gerjesztett állapotba kerül. Az  $\Omega_0$  állandó a csatolás erősségére jellemző, amit alább tárgyalunk. Megjegyezzük, hogy itt ismét használtuk a forgóhullámú közelítést, ami az  $a^+ \sigma_+$  és  $a \sigma_-$  típusú nemrezonáns tagok elhagyását jelenti, lásd [1, 2]. A modell kiváló tulajdonsága, mint jeleztük, hogy a klasszikus feladathoz hasonlóan szintén egzaktul megoldható, és ami lényeges, hogy attól eltérő eredményre vezet. Ekkor ugyanis az említett két rezgő kvantum objektum: az atom és a mező közti energiacsere frekvenciája csak diszkrét értékű lehet, ez a kvantum Rabi-frekvencia, amit alább röviden tárgyalunk. Amennyiben a kísérlettel mérni lehet a Rabi-frekvenciát, eldönthető, hogy a neoklasszikus vagy a kvantum-elektrodinamikai elmélet a helyes.

### Diszkrét Rabi frekvenciák

Kezdetben legyen az atom – a második szakaszban tárgyalt félklasszikus esethez hasonlóan – most is a  $|\downarrow\rangle$  és a  $|\uparrow\rangle$  kvantumállapot valamilyen szuperpozíciójában, ám ezúttal (7)-nek megfelelően a mező módusát is kvantumosnak tekintjük, amelynek állapotait célszerűen a (7) első tagja sajátállapotainak, vagyis az úgynevezett  $|n\rangle$  fotonszám-sajátállapotok ( $n = 0, 1, \dots$ ) valamilyen szuperpozíciójával adjuk meg. Így az együttes állapot a kölcsönhatás előtt

$$|\Psi(0)\rangle = (a_0 |\downarrow\rangle + c b_0 |\uparrow\rangle) \sum_{n=0}^{\infty} c_n |n\rangle. \quad (8)$$

Amint azt először Jaynes és Cummings és velük egyidőben, tőlük függetlenül H. Paul a  $H_{JC}$ -hez tartozó Schrödinger-egyenlet megoldásával megmutatták,<sup>6</sup> a két részből álló kvantumrendszer a köztük lévő kölcsönhatás következtében a

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} a_n(t) |\downarrow\rangle |n\rangle + b_n(t) |\uparrow\rangle \quad (9)$$

állapotba fejlődik [1, 2], ahol az egyes amplitúdók az alábbi módon adhatók meg:

$$a_{n+1}(t) = a_{n+1}(0) \cos \frac{\Omega_n t}{2} - b_n(0) \sin \frac{\Omega_n t}{2}, \quad (10)$$

$$b_n(t) = b_n(0) \cos \frac{\Omega_n t}{2} - a_{n+1}(0) \sin \frac{\Omega_n t}{2}. \quad (11)$$

Ezt (8)-cal összevetve láthatólag  $a_n(0) = a_0 c_n$ ,  $b_n(0) = b_0 c_n$ , és kiderül továbbá, hogy

<sup>6</sup> Paul munkája jóval kevésbé ismert, mert igen rövid és németül jelent meg: H. Paul: Induzierte Emission bei starker Einstrahlung. *Annalen der Physik* 466 (1963) Heft 7–8, 411.

$$\Omega_n = \Omega_0 \sqrt{n+1}, \quad (12)$$

ami kvantált Rabi-frekvenciákat jelent. Látható, hogy az eredmény hasonlít a korábban mutatott klasszikus megoldáshoz, de az ottani (5)  $\Omega$ , helyére a diszkrét értékeken végigfutó  $-\Omega_n$  lép. Az  $\Omega_0$  neve a vákuum Rabi-frekvencia, mert az  $n = 0$  azt jelenti, hogy a térben nincs foton.

$\Omega_0$  értékét a következőképpen lehet megkapni. Ha a mező módusában nincs egyetlen foton sem (vákuum) az elektromos térerősség akkor is jelen lehet, mert a térerősség operátorának várható értéke nulla ugyan, de szórása nem, vagyis fluktuációkat mutat. Ehhez a vákuumhoz tartozó  $\mathcal{E}_0$  elektromos térerősséget úgy kapjuk meg, hogy a  $V$  térfogatú üregben lévő  $\mathcal{E}_0$ -hoz tartozó elektromágneses mező energiáját egyenlővé tesszük a nullaponti energiával. Az ehhez az

$$\frac{\epsilon_0 \mathcal{E}_0^2 V}{2} = \frac{\hbar \omega}{2}$$

egyenletnek eleget tévő  $\mathcal{E}_0$ -hoz tartozó

$$\Omega_0 := \frac{d\mathcal{E}_0}{\hbar} = \sqrt{\frac{d^2 \omega}{\epsilon_0 \hbar V}}$$

a vákuum Rabi-frekvencia.<sup>7</sup>

Az atom kezdeti állapotát az üregbe való érkezés előtt lehet beállítani egy erős, klasszikusnak tekinthető mezővel, amelynél az atomi állapot a klasszikus Rabi-megoldásnak megfelelően változik.

A kísérletek során több különböző kezdőállapotú atom+mező rendszert vizsgáltak. Az egyik fontos esetben egy úgynevezett *koberens állapotú*, tehát a klasszikusnak leginkább megfelelő mezőt csatoltak az atomok átküldése előtt az üregbe. Ebben az esetben a mező amplitúdóját (annak kvantum várható értékét) az  $\alpha \mathcal{E}_0$  mennyiséggel adhatjuk meg, ahol  $\alpha$  egy dimenziótlan komplex szám. Egy ilyen kvantumállapotot az jellemez, hogy abban az  $n$  fotonos állapot

$$c_n = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}$$

amplitúdóval, tehát a

$$p_n = e^{-|\alpha|^2} \frac{|\alpha|^{2n}}{n!}$$

Poisson-eloszlásnak megfelelő valószínűséggel van jelen, vagyis a fotonszám nem határozott [4]. Az  $n$  fotonszám várható értéke viszont, ami az intenzitásra jellemző, természetes módon  $\langle n \rangle = |\alpha|^2$ -nek adódik, azaz az intenzitás az amplitúdó abszolút érték négyzete. A kísérletekben éppen a kvantum jelleg megfigyelhető

<sup>7</sup> Egy szigorúbb levezetés szerint  $\mathcal{E}_0$  az elektromos térerősség operátorának az  $n = 0$  állapotbeli szórása, bizonytalansága.

sége érdekében gyöngé mezőt használtak, a módusban az  $\langle n \rangle$  átlagos fotonszám kevesebb volt 2-nél. A mező alapállapota a vákuum, ahol  $n = 0$  az üregnek nagyon mély hőmérsékletre való hűtésével ( $k_B T \ll \hbar \omega$ ) érhető el, sőt ezen túl még az alsó állapotban lévő atomokat is átküldenek az üregben, hogy azok gerjesztett állapotban kilépve vigyék ki a még ott lévő fotont. Ha a fotonszám átlaga ennél jóval nagyobb, akkor a becsatolt mező már klasszikus jelnek tekinthető és visszakapjuk a félklasszikus Rabi-képletet.

Haroche csoportja 1996-ban kimutatta, hogy az üregbe csatolt klasszikus mező amplitúdójának növelése során a Rabi-frekvencia csak diszkrét értékeket vesz föl: a fotonszám négyzetgyökével arányosan változik a (12) képletnek megfelelően. Ez a fotonok létezésének kísérleti bizonyítéka, egy olyan – a látható fényénél 6 nagyságrenddel kisebb – frekvencián, ahol fotoeffektusról szó sem lehet. Viszonylag gyöngé mező,  $\langle n \rangle < 1$  esetén az egyes fotonállapotoknak megfelelő kvantum Rabi-frekvenciák még külön észlelhetők (3. ábra).

### Atomok összefonása fotonokkal

Ugyanezzel a kísérleti elrendezéssel másfajta elvi fontosságú kísérleteket is el lehetett végezni. Egymást követően két atomot küldenek be az üregbe, amely kezdetben a  $|0\rangle$  vákuumállapotban van. Az első atom a  $|\uparrow\rangle_1$  felső állapotban érkezik és olyan sebességgel halad, hogy  $\Omega_0 t_1 = \pi/2$ -nek megfelelő  $t_1$  ideig tartózkodik benn. Így a (8) kezdeti állapotban  $b_0 = 1$ , és  $c_0 = 1$ , míg az összes többi együttható nulla. Ekkor a fenti (10) és (11) képletekből következően az üregben való áthaladás után a rendszer a

$$\frac{|\uparrow\rangle_1 |0\rangle - |\downarrow\rangle_1 |1\rangle}{\sqrt{2}}$$

szuperpozícióba kerül, tehát a rendszer  $1/\sqrt{2}$  amplitúdóval a kiinduló állapotban marad, míg ugyanekkora nagyságú, de negatív amplitúdóval az atom legerjesztődik, miközben egy fotont emittál a mezőbe, majd az atom elhagyja a kölcsönhatási régiót. Ezután küldik be a második atomot a  $|\downarrow\rangle_2$  alsó állapotban és fele akkora sebességgel mint az előzőt. Így a most

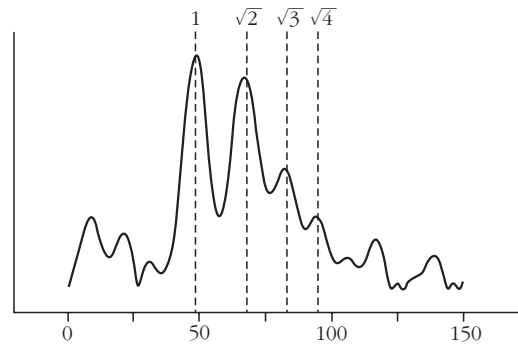
$$|\downarrow\rangle_2 \frac{|\uparrow\rangle_1 |0\rangle - |\downarrow\rangle_1 |1\rangle}{\sqrt{2}}$$

állapotból induló rendszernek csak a

$$|\downarrow\rangle_2 \frac{|0\rangle - |1\rangle}{\sqrt{2}}$$

részen történik változás, de a kölcsönhatás ideje kétszerese az előzőnek,  $\Omega_0 t_2 = \pi$ . Az eredmény ismét a (10) és (11) képletekből következően

$$|\Psi\rangle |0\rangle = \frac{|\uparrow\rangle_1 |\downarrow\rangle_2 - |\downarrow\rangle_1 |\uparrow\rangle_2}{\sqrt{2}} |0\rangle, \quad (13)$$



3. ábra. A mérés során az üregbe felső állapotban érkező atomok ugyancsak a felső állapotban való tartózkodási valószínűségét mérik az üregből való kilépés után. Ennek Fourier-transzformáltját mutatja az ábra a kHz-ben mért frekvencia függvényében egy  $\langle n \rangle = |\alpha|^2 = 0,85$  átlagos fotonszámú, a  $C$  üregbe csatolt koherens állapotú mező esetén. Az egyezés kiváló a

$$P_n = \sum_n e^{-|\alpha|^2} \frac{|\alpha|^{2n}}{n!} \cos^2\left(\frac{\Omega_0 t}{2} \sqrt{n+1}\right)$$

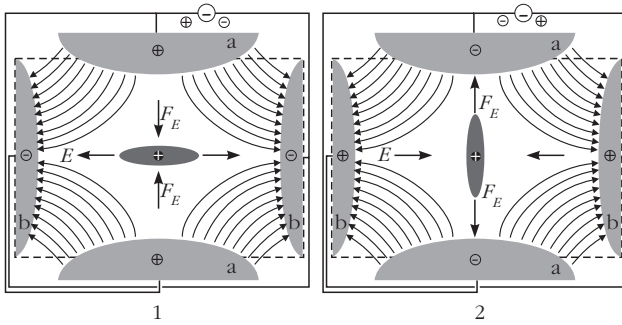
elméleti valószínűség spektrumával.

tehát a két atom egy úgynevezett Bell-állapotba kerül, amely összefonódott, miközben a mező visszakerül a vákuumállapotba. Az érdekesség itt az, hogy az üreg egymáshoz képest bizonyos késéssel átküldött két atom úgy kerül összefonódott állapotba, hogy közben nem is találkoznak egymással, sem az állapot kialakítása során, sem azután. Az összefonódást az üregben való áthaladáskor a mező hozza létre, katalizálja a folyamatot, a mező állapota viszont végeredményben nem változik. A  $|\Psi\rangle$  állapotban a kirepülő atomokon végzett korrelációs tulajdonságokat mérésekkel ellenőrizték, és ezzel a rendszerrel is kimutatták a Bell-egyenlőtlenség sérülését, azaz a kvantummechanikával rivális lokális rejtett paraméteres elmélet lehetetlenségét.

### A mező Schrödinger-macska állapotai

Ugyancsak ebből az időből való Haroche csoportjának az a fontos eredménye, amelyben az üregbeli mező módusát két – makroszkopikusan különböző – Glauber-féle koherens kvantumállapot szuperpozíciójába hozták. Ezek első elméleti vizsgálata Janszky József nevéhez fűződik [5]. A mező eme úgynevezett Schrödinger-macska állapotainak létrehozására vonatkozó kísérletekről lásd [6]. Másfajta macskaállapotokról alább, Wineland kísérletei kapcsán szövegezzük bővebben. A párizsi csoport elmúlt évtizedben végzett kísérletei során elsősorban a mező tulajdonságainak vizsgálatára koncentrált, amely továbbra is a kvantum furcsaságok gazdag tárháza. Érdekes még megjegyezni, hogy S. Haroche az 1997-ben Nobel-díjat nyert C. Cohen-Tannoudji tanítványa, aki viszont a szintén Nobel-díjas A. Kastler (1966) neveltje. Haroche elméletileg is nagyszerűen fölkeszült fizikus. Alapvető kísérletei előtt munkatársaival, köztük elsősorban J. M. Raimonddal együtt, többször publikált olyan kiváló és kristálytisztán megírt átfogó cikkeket, amelyekből szinte azonnal tanítani lehet az elméleti





4. ábra. A csapda metszete az  $x$ - $y$  síkban. A potenciál matematikai alakja a tengely közelében jó közelítéssel az

$$U(\mathbf{r}, t) = \frac{U_0}{2} \left( 1 + \frac{x^2 - y^2}{R^2} \right) \cos \omega_{rf} t$$

időben változó nyeregpotenciál, ahol  $R$  az elektróda és a tengely távolsága. Az ábrán az ebből származó elektromos erővonalak láthatók a rezgés két fázisában. Az  $\omega_{rf}^{-1}$ -hez képest hosszú időre átlagolva ez egy stabil helyzetet eredményez. Szemléletesen: miközben a töltés a nyereg lejtős irányába indul, a lejtős irány emelkedővé, az emelkedő lejtőssé változik és visszatéríti a töltést az eredeti helyére, ami periodikusan ismétlődik.

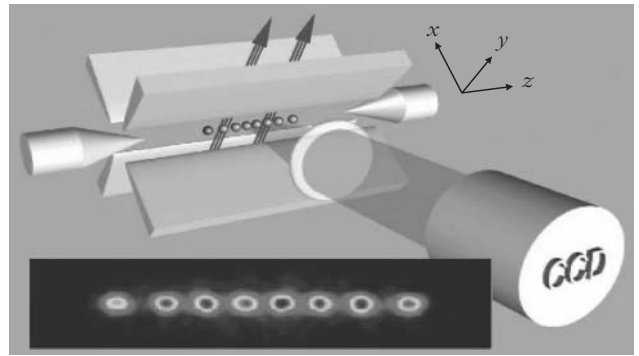
hátteret és a rendszerint nagy nehézséget jelentő kísérleti megvalósítás lehetőségeit is.<sup>8</sup> Haroche csoportjának mérései nagy ötletességgel fedték le a kvantummechanika számos alapvető kérdését, és amit csak meg lehetett valósítani az általuk létrehozott berendezéssel, azt el is végezték [1, 6]. Ezekről a főntiekben csak nagy vonalakban tudunk ízelítőt adni.

## Ionok csapdáiban

A másik 2012-ik évi Nobel-díjas, David Wineland az USA National Institute of Standards and Technology (NIST) Boulder (Colorado) kutatójaként nyerte el a kitüntetést. Ő egyébként N. Ramsey doktorandusza volt, és kísérleteit egy úgynevezett Paul-féle csapdában megállított ionokkal végezte. Minthogy ponszerű töltés *stabil* egyensúlyát statikus elektromos terekkel nem lehet elérni (Earnshaw-tétel<sup>9</sup>), a csapdában egy időben körülbelül  $\omega_{rf} = 10$ - $100$  MHz frekvenciával rezgő, a 4. ábrán látható kvadrupólus jellegű mezőt keltenek, amely egy nyeregponttal bíró potenciál.  $\omega_{rf}^{-1}$ -hez képest hosszú időt tekintve egy stabil átlagos helyzet jön létre. Ezt szemléletesen úgy érthetjük meg, hogy miközben a töltés a nyereg lejtős irányába indul, a lejtős irány emelkedővé, az emelkedő lejtőssé változik és így visszatéríti a töltést az eredeti helyére, és ez periodikusan ismétlődik. *Wolfgang Paul* (No-

<sup>8</sup> Engedtesse meg az elfogult elméleti fizikusnak a megjegyzés, hogy fizikai Nobel-díjat olyan kísérletezők is kaptak már, akik eredetileg egyáltalán nem tudták, hogy mit mérnek, s azt mások – akik Nobel-díj nélkül maradtak – már korábban megjósolták, illetve megmagyarázták.

<sup>9</sup> Az egyensúly  $\mathbf{F} = -\nabla U|_P = 0$  feltétele valamely  $P$  pontban nyilván teljesülhet, de a stabilitáshoz az kellene, hogy a próbatöltésre ható potenciálnak  $P$ -ben szigorú minimuma is legyen. Ehhez  $\nabla^2 U|_P > 0$  lenne szükséges, ám ez ellentmond a sztatikus tér potenciáljára (a próbatöltés nélkül) érvényes  $\nabla^2 U|_P = 0$  Laplace-egyenletnek.



5. ábra. Egy ionsapda sematikus ábrája. A nyilak a manipuláló lézernyalábokat jelzik. A benne lévő 8 iont a CCD-kamerán át látni is lehet, ezt mutatja az ábra alsó része. Az ionok egy lineáris lánc-ként rezegnek a  $z$  tengely mentén, a módus típusától függően a csapdafrekvenciánál körülbelül egy nagyságrenddel lassabban.

bel-díj 1989) eme ötletét jól szemlélteti az a mechanikai analógia, amelynél egy valódi nyereg egy függőleges tengely körül forog, s így a golyó nem gurul le a nyereg középpontjából.<sup>10</sup>

Az ionsapdák kidolgozásának egy másik, szintén Nobel-díjas (1989) úttörőjével *Hans Dehmelt*tel együtt Wineland 1975-ben javaslatot tett arra, hogyan lehetne a csapdában az ionokat megállítani, azaz lehűteni, majd 1978-ban ezt ténylegesen el tudta végezni. Több atom mozgásának és megállásának, azaz egy atomi szintű fázisátalakulás, a fagyás első megfigyelése, sőt láthatóvá tétele szintén a főntebb említett H. Walther nevéhez köthető. Egy erős rezonáns átmenetet pumpálva ugyanis egyetlen ion is olyan sok fotont képes szórni, hogy azt egy mikroszkópon keresztül látni lehet, ezt mutatja az 5. ábra alsó része. Érdekes még azt is megemlíteni, hogy az 1980-as évek közepén a Dehmelt-féle csoport egyetlen elektront is hosszú ideig – több hónapig – csapdában tudott tartani, és azon fontos kísérleteket tudott végezni, például az elektron Schwinger által kiszámolt anomális mágneses momentumának mérését. A laboratóriumba reggelente bejövő fizikusok az egyetlen csapdázott elektront, amely hónapokig keringett változatlanul, mindennap mint régi ismerőst üdvözölhették, de ez már egy másik érdekes történet.

Wineland kísérleteiben elsősorban  ${}^9\text{Be}^+$ -ionokat használt, amelynek szintén egy alkáli fém, a Li elektronszerkezetéhez hasonló nívói vannak, és ezáltal optikailag is jól manipulálható. Egy másik ion, amit hasonló célra szoktak használni a  ${}^{40}\text{Ca}^+$ , ami még annyival is egyszerűbb a  $\text{Be}^+$ -nál, hogy nincs magspinje (mint ismert a  ${}^{40}\text{Ca}$  magja kétszer mágikus mag), ezért az optikai spektruma is viszonylag egyszerű.

Az ionokat lézeres hűtéssel lényegében akár nyugalomban is lehet tartani. Ha nem ez a helyzet, akkor az egyensúlyból kitérített ion vagy az ionok egy a csapda térerőssége által meghatározott  $\omega_m$  körfrekvenciájú rezgő mozgást végeznek, ami rendszerint

<sup>10</sup> [http://www.physics.ucla.edu/demoweb/demomanual/electricity\\_and\\_magnetism/electrodynamics/paul\\_trap.html](http://www.physics.ucla.edu/demoweb/demomanual/electricity_and_magnetism/electrodynamics/paul_trap.html) A link a valódi csapda működését is mutatja.

egy nagyságrenddel lassabb az ionokat csapdában tartó időfüggő mező  $\omega_{\text{rf}}$  rádiófrekvenciás változásánál. Az  $\omega_m$ -nek megfelelő rezgés az úgynevezett makromozgás, míg erre szuperponálódik a mindig jelenlévő  $\omega_{\text{rf}}$  frekvenciájú kis amplitúdójú rezgés, a mikromozgás. Ez utóbbi biztosítja a csapdázást.

Az ionok makromozgása külső lézertérrel csatolható azok belső elektronállapotaihoz, némileg hasonlóan ahhoz, ahogyan Haroche csoportjának kísérleteiben az üreg oszcillációi és az atomok állapotai közötti csatolás megvalósult. A Wineland-féle kísérleteknél tehát szintén két oszcilláló kvantumobjektumról van szó, az egyik ismét egy gerjeszhető „kétívós atom”, de a másik most nem a mező egy módusa, hanem magának az ionnak a harmonikus rezgése a csapdán belül.

Első pillanatra nem látszik, hogyan lehet ezt a két szabadsági fokot összecsatolni. A kulcs itt is a lézer, amellyel az ionokat megvilágítva az akár rezonáns, akár nemrezonáns módon csatolni tudja a mozgást a belső gerjesztéssel. Az atom által „érzett” lézertér ugyanis függ attól, hogy hol tartózkodik a csapdában. A lézertér sík hullámnak véve a kölcsönhatási energia Hamilton-operátora most a következő:

$$H_i = \hbar \frac{\Omega_i}{2} \exp(-i\omega_i t + i k_i Z \cos\vartheta) \sigma_{\pm} + h.c. \quad (14)$$

Itt  $\Omega_i$  a lézertér és az atomi dipól kölcsönhatásakor föllépő  $\Omega_i = dE_i/\hbar$  Rabi-frekvencia,  $\omega_i$  az atomot megvilágító külső lézer körfrekvenciája,  $k_i = \omega_i/c$  a megfelelő hullámszám,  $\vartheta$  pedig a csapda tengelye (a  $z$  tengely), amely mentén az ionok mozognak és a külső lézertér  $\mathbf{k}_i$  hullámszámvektora által bezárt szög. A lényeges pont itt az, hogy a  $z$  tengely mentén mozgó ion helyzetét figyelembe vevő  $k_i Z \cos\vartheta$  tagban a koordinátát nem klasszikusan, hanem a koordináta  $Z$  operátorával adjuk meg. Írjuk a  $Z$ -t az oszcillátor kvantummechanikájából jól ismert

$$Z = z_0 (a + a^\dagger) \quad (15)$$

alakba, ahol  $a$  és  $a^\dagger$  a léptető operátorok és

$$z_0 = \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega_m}}$$

az  $m$  tömegű ionnak az  $\omega_m$  körfrekvenciával jellemzett rezgésénél a koordináta szórása az alapállapotban, azaz lényegében az ismert Gauss-alakú koordináta-hullámfüggvény szélessége. Vezessük be az

$$\eta_0 := k_i z_0 = \frac{2\pi z_0}{\lambda_i}$$

definícióval az úgynevezett Lamb–Dicke-paramétert, amely az ion alapállapot kiterjedésének és a lézer hullámhosszának aránya szorozva  $2\pi$ -vel. Ez általában kis szám, mivel az ion mérete a csapdában jóval kisebb, mint a rendszerint a látható tartományban mű-

ködő lézer hullámhossza. Így az exponenciálisban a kis  $\eta = \eta_0 \cos\vartheta$  paraméter miatt a helyfüggő rész sorbafejthető  $\exp(i\eta[a+a^\dagger]) \approx 1 + i\eta(a+a^\dagger)$ , és csak az energiaörző tagokat megtartva kapjuk, hogy

$$H_i = i\hbar \frac{\Omega_i}{2} (a^\dagger \sigma_- - a \sigma_+). \quad (16)$$

A  $H_i$ -ben szereplő két tag itt azt a két lehetséges folyamatot jelenti, hogy (i) az atom belső állapota legerjesztődik és ugyanakkor egy ennek megfelelő kvantummal nő a rezgési energiája, illetve fordítva, (ii) a rezgésből egy adag energia eltűnhet, ha közben ugyanennyivel nő az atom belső energiája, azaz a felső gerjesztett állapotba kerül. Ha még hozzáveszünk a két különálló részrendszerhez (a mechanikailag  $\omega_m$  frekvenciával oszcilláló ion + a két belső ívó) tartozó szokásos Hamilton-operátorokat, akkor ismét a (7) Jaynes–Cummings-féle probléma áll előttünk. A belső atomi állapotok és a rezgési állapot (16)-tal megadott kölcsönhatásából itt is periodikus energiacsere következik (mint a csatolt íngák esetén), és a kvantumjelleg miatt ismét diszkrét lebegési frekvenciák megjelenését várjuk. A Wineland-féle csoport egyik fontos kísérlete éppen ezek kimutatása volt. Érdekes módon ennek publikálása a mező diszkrét voltát jelző kvantum Rabi-frekvenciák mérését bejelentő Haroche-féle cikkel együtt a *Physical Review Letters* azonos számában jelent meg 1996-ban – a két csoport megegyezett az azonos publikálási időpontban. Winelandék egyébként ugyanebben a közleményben kísérletileg bemutatták egyetlen ion mozgásának mint oszcillátornak diszkrét számállapotait, koherens állapotait és az úgynevezett préselt állapotok létezését is. Kimérték ezen állapotoknak egymással való kapcsolatát, azaz a megfelelő kvantum ki-fejtési együtthatókat, amplitúdókat is.

### Mozgási Schrödinger-macska állapotok

Mint már említettük a párizsi csoport egyik legszebb kísérlete volt a mező Schrödinger-macska jellegű állapotainak létrehozása. A mindennapi szemlélet számára viszont valószínűleg még elképesztőbb a boulderi csoport azon kísérlete, ahol az ion mechanikai mozgásában sikerült Schrödinger-macska állapotokat létrehozni. Az eredeti Schrödinger-gondolat szerint, ha a kvantummechanikát a makroszkopikus világra is érvényesnek gondoljuk, akkor egy macska és egy radioaktív mag együttes állapotaként elképzelhető a következő két állapot szuperpozíciója. Az egyik állapotban a radioaktív mag még nem bomlott el, és a macska él, a másikban pedig az elbomló magból induló bomlás-termék egy olyan berendezést hoz működésbe, amelyik elpusztítja a macskát. Az ennek megfelelő kvantumállapot alakja:

$$\frac{|\text{macska él}\rangle |\uparrow\rangle + |\text{macska elpusztult}\rangle |\downarrow\rangle}{\sqrt{2}} \quad (17)$$



Ha ilyet nem is, de egy olyan kvantumállapotot sikerült létrehozni, ahol egy ion egyszerre van két különböző makroszkopikus helyen, és ez azon múlik, hogy az ion kitérése a nyugalmi helyzetéből függ attól, hogy melyik belső állapotában van: az alsóban vagy a felsőben. Ha pedig a belső állapot a kettő szuperpozíciója, akkor ennek megfelelően az ion térbeli elmozdítása is két helyzet szuperpozícióját eredményezi. Ez alatt azt kell érteni, hogy az ion két olyan térbeli állapot lineáris kombinációjában van, amelyek a lokalizáltságnál egy nagyságrenddel nagyobb távolságra vannak egymástól. Eszerint egy alibi nem lehet megdönthetetlen bizonyíték egy kvantumrendszer, például egy atom esetén, mert az egyszerre két helyen is tartózkodhat. A két helyzet a fönti macskás állapothoz hasonlóan két különböző belső állapothoz is van csatolva. A kísérlethez használt  ${}^9\text{Be}^+$ -ion két releváns belső állapota  $|\downarrow\rangle$  és  $|\uparrow\rangle$  az ion két hosszú életű hiperfinom alnívója volt, egymástól  $\omega_0/2\pi = 1,25$  GHz frekvenciának megfelelő energiával. A csatolást a vibrációs állapot és a belső állapot között szintén lézerpulzusokkal lehetett elérni. A kísérlet során az atomok a harmonikus potenciált biztosító csapdában körülbelül 7 nm-es méretre voltak lokalizálva, míg az atomi hullámcsomag két része egymástól 83 nm távolságban volt lokálisan szeparálva.

## A kvantumszámítógép és a kvantumóra felé

A későbbiekben a boulderi csoport a rezgési állapotokat kihasználva  $N = 6$  ionnal hozott létre

$$\frac{|\downarrow\rangle_1 |\downarrow\rangle_2 \dots |\downarrow\rangle_N + e^{i\phi} |\uparrow\rangle_1 |\uparrow\rangle_2 \dots |\uparrow\rangle_N}{\sqrt{2}} \quad (18)$$

formulával megadható igencsak törékeny kvantumállapotokat is, amelyek a legjobban hasonlítanak az elpusztult és élő Schrödinger-macska (17) szuperpozíciójához [7]. Itt jegyezzük meg, hogy az  $N = 3$  esetet az azt először diszkutáló szerzők, *D. Greenberger*, *M. Horne* és *A. Zeilinger* nevének kezdőbetűi alapján GHZ-állapotnak is szokás nevezni.

Az ilyen típusú állapotok generálásának és manipulálásának lehetősége vezethet el a kvantum információfeldolgozás és azon belül a kvantumszámítógép egyik lehetséges megvalósításához. Ebben az esetben a kvantumszámítógép elemi objektuma, a qubit éppen az ion két állapota lenne. Az eszköz működéséhez arra volna szükség, hogy az  $N$  atom  $2^N$ -féle kollektív állapotának tetszőleges szuperpozícióját minél nagyobb  $N$ -nel lehessen létrehozni, és a szuperpozíció elemeinek egymáshoz viszonyított fázisának – a fönti állapotban a  $\phi$ -nek – stabilnak kellene maradnia. Látható, hogy ehhez valójában azon jóval szigorúbb feltételnek kell teljesülnie, hogy mind az  $N$  alkotórész egymáshoz viszonyított fázisa állandó maradjon. Ellenkező esetben a fönti típusú állapotok stabilan nem létezhetnek, az összefonó-

dás, vagyis a kvantuminformatikai előnyöket biztosító erőforrás megszűnik, ami dekoherenciát jelent [8], és ez annál erősebben jelentkezik, minél nagyobb az ionok száma. A tényleges implementálásnak ez a fő akadálya.

Egy kvantumszámítógéphez a stabilitás biztosításán túl az is kell, hogy az egyes qubiteket reprezentáló fizikai objektumok állapotait egyedenként lehessen változtatni, azaz címezni. A csapdázott ionok esetén ez elérhető, ha a szükséges állapotváltozást előidézni szándékolt és egyetlen ionra fókuszált lézernyaláb nyaka kisebb, mint az ionok közti legkisebb távolság. Ez a mai technológiával elérhető, mert például a 5. ábrán látható ionlánc esetén ez a távolság 10  $\mu\text{m}$  nagyságrendű, ami jóval nagyobb, mint a manipulálásra használt lézerek – általában a látható vagy az UV-tartományba eső – hullámhossza. Ezért is lehet az ionokat egy mikroszkópon át külön-külön látni. További lényeges szempont a qubitekből álló kvantumos regiszterek kezelésénél, hogy a sok qubites állapotokat, mint alkalmas mérőberendezés sajátállapotait mérni is lehessen. A számos kvantuminformatikai könyv közül, amelyekből ezen kérdések matematikai, illetve elméleti részletei tanulmányozhatók, ajánljuk az érdeklőknek *Diósi Lajos* munkáját [9].

A kvantumos információfeldolgozás számos javasolt fizikai megvalósítása közül az ioncsapdás módszer igen előnyös, mert elvileg az ionokat hosszú ideig stabilan meg lehet tartani a csapdában, és a Wineland-csoport által javasolt érdekes trükkök révén [1] a számuk növelésére vonatkozóan sincs elvi akadály.

A Wineland-féle kísérletektől más típusú gyakorlati fölhasználás is várható, mert kollégáival Boulderben, az NIST munkatársaival az időstandard javításán is dolgoznak. A csapdázás és a kvantumtechnológia révén ugyanis egy atomfelhő azonos atomjai helyett már csupán egyetlen nyugvó atom vagy ion átmenetéhez lehet majd rögzíteni az időstandardot, ami a sok atom esetén jelentkező nem teljesen homogén frekvenciaeloszlást kiküszöböli. Így a jelenlegi atomórák helyett már készült egyetlen csapdázott  ${}^{199}\text{Hg}^+$ -ion optikai átmenetét használó eszköz, illetve újabban az  ${}^{27}\text{Al}^+$ -ion  ${}^1\text{S}_0 \leftrightarrow {}^3\text{P}_0$  körülbelül 1,121 PHz-es átmenetén operáló óra, amely nagyon kevés érzékeny külső hatásokra, és a rendkívül éles vonal természetes vonalszélessége mindössze 8 mHz. Ebben a berendezésben a  ${}^{27}\text{Al}^+$  óra-ion mellett egy úgynevezett logikai-ion egy  ${}^{25}\text{Mg}^+$  is rezeg, a rezgés és a belső állapotok kölcsönhatása nyomán a logikai-ionra átkerülő gerjesztésből olvassák ki az órafrekvenciát [10]. Az ilyen optikai átmeneteken működő órák frekvenciája 5 nagyságrenddel nagyobb a Cs-óra frekvenciájánál, és az eddig elért stabilitásuk mintegy százszor jobb amazokénál. Amint ezen berendezések viszonylag egyszerűbb laboratóriumi körülmények közötti működtetése lehetővé válik, az időstandard is minden bizonnyal egy ilyen eszközön fog alapulni, nem kis mértékben Wineland kutatóinak is köszönhetően.

## Irodalom

1. Mindkét részterület átfogó és jól érthető ismertetése olvasható S. Haroche, J. M. Raimond: *Exploring the quantum*. Oxford University Press (2006) című könyvében.
2. L. Allen, J. Eberly: *Optical resonance and two-level atoms*. J. Wiley (1975) NY.
3. Domokos P.: Semleges atomok lézeres hűtése és csapdázása. *Fizikai Szemle* 55 (2005) 193.
4. A kvantum-elektrodinamikában, illetve a kvantumoptikában a koherens állapotok vizsgálata Roy Glauber nevéhez fűződik, aki 2005-ben kapta meg a Nobel-díjat. Lásd erről Varró S., Dombi P.: Optikusok elismerése: A 2005. évi fizikai Nobel-díj. *Természet Világa* 137/4 (2006) 560.
5. J. Janszky, A. V. Vinogradov, *Phys. Rev. Lett.* 64 (1990) 2771.
6. A részleteket illetően lásd az 1. monográfiában, illetve magyar nyelven Domokos Péter: *Kvantum-elektrodinamika üregrézo-  
nátorban*. Kvantumelektronika Tavaszi Iskola kiadványa, Pécs, 1999, <http://optics.szfki.kfki.hu/~domokos/irasok/pecs99.pdf>
7. M. G. Benedict, A. Czirják, Cs. Benedek: Wigner function description of atomic Schrödinger cats. *Acta Phys. Slov.* 47 (1997) 259.
8. M. G. Benedict, A. Czirják: Wigner functions, squeezing properties, and slow decoherence of atomic Schrödinger cats. *Phys. Rev. A* 60 (1999) 4034; P. Földi, A. Czirják, M. G. Benedict: Rapid and slow decoherence in conjunction with dissipation in a system of two-level atoms. *Phys. Rev. A* 63 (2001) 33807.
9. L. Diósi: A short course in quantum information theory. *Lecture notes in Physics, Vol. 827*, 2-nd ed. 2011, Springer Berlin
10. C. W. Chou, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, D. J. Wineland, T. Rosenband: Frequency Comparison of Two High-Accuracy Al<sup>+</sup> Optical Clocks. *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010) 070802.