



SZÉKFOGLALÓ ELŐADÁSOK A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIÁN

Domokos Péter

KVANTUMZAJ
A FÉNY-ANYAG KÖLCSÖNHATÁSBAN



Terintetes Nagy 97

szemléltető szabályainak 32. és a legy szót:
újra újran választott tag, a külsőt kivétel
szabályába tartozó dolgozat felolvasásáért,
keményes meg nem jelenhetés esetén beüldö
legfelelt egy év alatt széklet foglalt; külsőben meg

széklet meg nem misztóvén.
Lehetetlen esetek, melyekben kivált vidéken la
gátolhatóak a határidőt megtartani: de hallga
elűzni e szabály meg nem tartatását, amelly
mint összes szabályzatunkat szőlőseink tekintet
következéseire figyelmeztetünk. J. Aladein
széklettel.

Indoklásba hozatik tehát, hogy egyetörre az
1861. igt. választott s székletfoglatás által meg nem eró
telt ^{rendes} tagok nevei a hívónyvból kitöröltesse, az 1861-
és 65-ig választottak a szabályokra emeltesse, je
vőre pedig a titoknoki hivatal oda utasítsa, hogy
evidenciában tartás végett az újban választottakat,
míg széklet nem foglaltak, a sorozatba fel ne vegye.

853
1865

Jan. 26. 1865.
Zollner Mór
Lugany János
Hollán Ernő

Kemény László
Königsberg László
Jóshörmey
r. tag Jolly János utaz
Gyengyfalva

Domokos Péter

KVANTUMZAJ A FÉNY-ANYAG
KÖLCSÖNHATÁSBAN

SZÉKFOGLALÓK
A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIAÁN

A 2013. május 6-án megválasztott
akadémikusok székfoglalói

Domokos Péter

KVANTUMZAJ
A FÉNY-ANYAG
KÖLCSÖNHATÁSBAN



Magyar Tudományos Akadémia • 2015

Az előadás elhangzott 2013. szeptember 25-én

Sorozatszerkesztő: Bertók Krisztina

Olvasószerkesztő: Laczkó Krisztina

Borító és tipográfia: Auri Grafika

ISSN 1419-8959

ISBN 978-963-508-793-8

© Domokos Péter

Kiadja a Magyar Tudományos Akadémia
Kiadásért felel: Lovász László, az MTA elnöke
Felelős szerkesztő: Kindert Judit
Nyomdai munkálatok: Kódex Könyvgyártó Kft.

Kvantumoptika

Volt idő, az 1960-as évtized hajnalán, amikor az atom- és molekulafizika nem számított ígéretes kutatási területnek. Kívülállók számára úgy tűnt, hogy a feladat leegyszerűsödött a mérések pontosságának a javítására, amellyel végső soron az egyébként alapvetően már ismert elméletet, a kvantummechanikát lehetett egyre nagyobb bizonyossággal igazolni. Hasonlóképpen lezárt területnek tűnt az optika, amelyet a kívülállók a jól ismert elektrodinamika speciális alkalmazásának tekintettek. A lassú specializálódás és bezárkózás helyett azonban ezek a tudományterületek fél évszázad elteltével, és ez egyértelműen megállapítható, a fizika fősodrában vannak. Ma az atom-, molekula- és optikai fizika (AMO) a fizika publikációs termésének mintegy ötödét adja, képvisellete folyamatosan nő az egyetemi tanszékeken és az elnyert tudományos pályázatok számában. Központi témává válását mutatja, hogy sok ponton összekapcsolódott a kondenzált anyagok fizikájával, illetve a mag- és részecskefizikával is.¹

A fordulatot a lézerek megjelenéséhez köthetjük. A lézer, mint nagy intenzitású és koherens fényforrás, a pontosság ugrásszerű növekedését hozta az atom- és molekulaszpektroszkópiában. A nemlineáris optika új perspektívákat

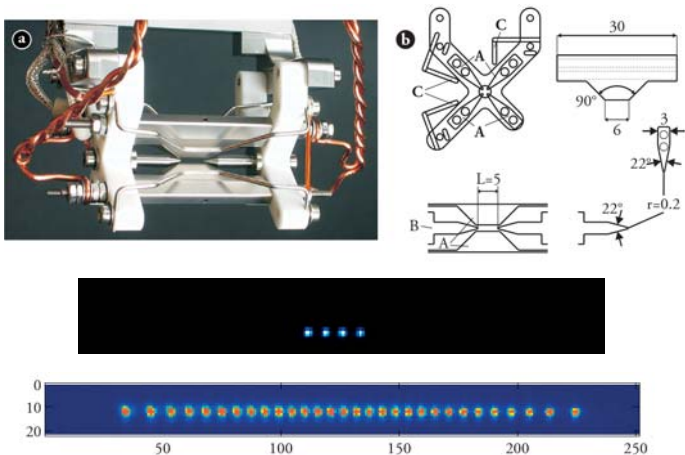
¹ Kondenzált anyagok fizikájával kapcsolatban jellemző példák a Hubbard-féle rácsmoделlek, illetve a Heisenberg-féle spinmodellek megvalósítása mesterséges rendszerekben, valamint a fázisátalakulások intenzív tanulmányozása. Hagyományosan a részecskefizika területére eső feladatokat lehet alacsony energián, atomfizikai eszközökkel vizsgálni, ilyen például a paritásértés detektálása céziumatom spektrumában vagy az elektron dipólusmomentumára adott felső korlát. A magfizikából kölcsönzött fogalom a Feshbach-rezonancia, amely az atom-atom ütközések manipulálásának módszerévé vált. Végül megemlíthetjük, hogy a lézeres hűtés és csapdázás eszközeit kell bevetni antihidrogén-csapdázáshoz.

nyitott az anyagszerkezet vizsgálatában, gondoljunk a kétfotonos spektroszkópiai módszerekre. Eközben az anyagról szerzett bővülő tudásunk visszahatásként folyamatosan épültek az újabb és egyre jobb lézerek. Az atom- és lézerfizika összefonódása egy koncepcionálisan eltolódott célkitűzés mentén a **kvantumoptika** kifejlődéséhez vezetett. A fény, illetve általánosan az elektromágneses sugárzás, a mérésekben betöltött passzív szerep mellett az **atomok manipulálásának eszközévé** vált.

A mai kvantumoptika sajátossága és jelentősége, hogy kvantummechanikai szinten **kontrollált kölcsönhatást** tud létrehozni a környezeti hatásoktól jól **elszigetelt szabadsági fokok** között. Ez egyben lehetővé teszi, hogy letapogathatóvá vált a bizonytalansági reláció által megkövetelt, mindentűt, **még vákuumban is jelen lévő „kvantumfluktuáció”**.

Egyedi kvantumrendszerek

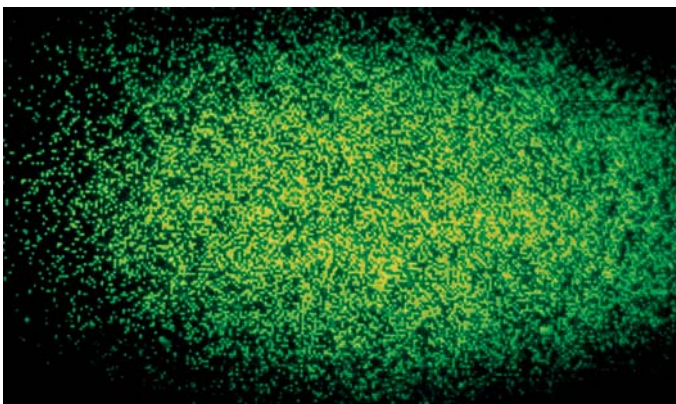
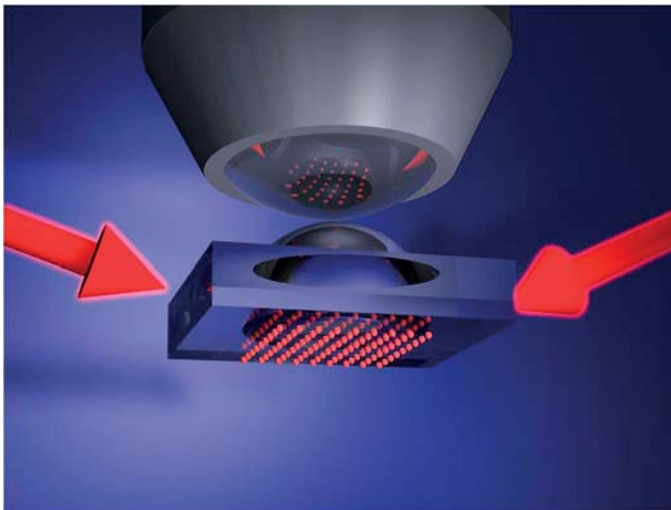
Egy kvantumrendszer preparálása a termikus egyensúlytól távoli állapotban már a lézer előtti időkben megjelent. Ennek felel meg ugyanis az **optikai pumpálás**, ahol polarizált fényvel való megvilágítás hatására az atomok elektronfelhője egy jól meghatározott kvantumállapotba fejlődik. Koherens lézerforrásokkal a sok nagyságrenddel finomabb energiakálán bekövetkező tömegközépponti mozgás manipulációjára nyílt lehetőség. **Lézeres hűtéssel** meg lehetett szabadulni a zajos hőmérsékleti mozgástól. Ionok számára kvázielektrosztatikus (1. *ábra*), semleges atomok számára **mágneses vagy optikai mezőkkel kialakított csapdapotenciál** biztosítja a környezettől való izolációt (2. *ábra*). A potenciálvölgy kvantummechanikai alapállapotában lehet preparálni az atomokat, amelyben persze jelen van a Heisenberg-féle határozatlansági reláció által kirótt kvantumfluktuáció. Érdemes megemlíteni, hogy az elektromágneses sugárzási mező alapállapotban, tehát vákuumban, fluktuáló erőt fejt ki az atomokra, amelynek az átlagértéke nulla, viszont diffúziót okoz



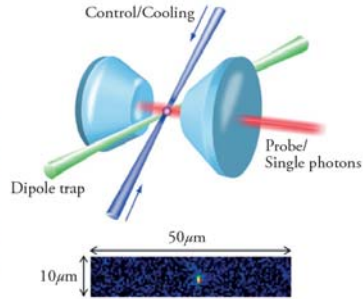
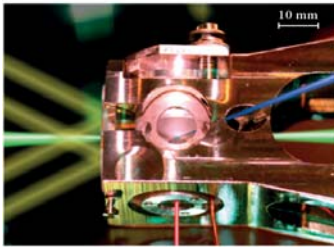
1. ábra. Ionok csapdázása. Az elektródákra kapcsolt kontrollált feszültséggel az ionok számára vonzó potenciálvölgy alakítható ki, amelyekben a csapdázott ionok napokig tárolhatók. Négy, illetve harminc ion a lineáris csapdában, a fluoreszcens fénysugárzásuk atomos felbontásban látható (forrás: Prof. Rainer Blatt csoportjától, Innsbrucki Egyetem)

a mozgásban, és hozzáadódik az alapállapotban meglévő kvantumos bizonytalansághoz.

A fény esetében is megvalósult, hogy energiakvantumjait, a fotonokat, elegendően hosszú ideig lehet tárolni egy véges térfogatban. Ehhez elektromágneses rezonátor szükséges, amelyben a határfeltételek által jól definiált módusok vannak. A módusok kvantumállapotát pedig egyfotonos felbontással lehet tervezetten előállítani. A **rezonátoros kvantumelektrodinamika** kombinálja az atomi és az elektromágneses rendszerben megszerzett kontrollt (3. ábra). A fény- és anyagkölcsonhatást kisszámú szabadsági fokra redukálja, viszont **mindkét komponens dinamikai változó**, amelyet az általános érvényű, kvantummechanikai szinten kell kezelni.



2. ábra. Lencsével fókuszált optikai mezőben kialakított elektromos dipólsapda, amelyben az atomok egy szabályos kétdimenziós rácsha szerveződnek. A rendszer idealizált szilárdtest-fizikai modelleket valósít meg (forrás: Prof. Markus Greiner csoportja, Harvard Egyetem, <http://greiner.physics.harvard.edu/>)



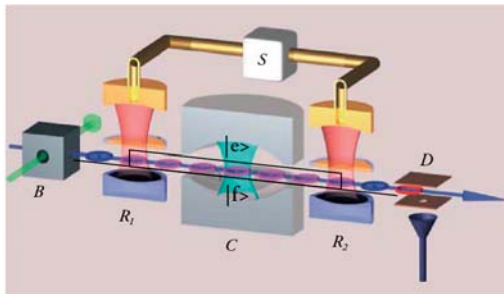
3. ábra. Fotonok csapdázása. Az optikai rezonátort egymással szembefordított szférikus tükrök alkotják, amelyek között egy foton egymilliószor „pattog” oda-vissza. A mikrorezonátor elektromágneses mezőjével egyetlen csapdázott atom kölcsönhatásba hozható: ennek fluoreszcens sugárzását detektálhatjuk (forrás: Prof. G. Rempe csoportja, Max Planck Institute for Quantum Optics, Garching, <http://www.mpq.mpg.de/>)

A legutóbbi, 2012. évi Nobel-díjat éppen kölcsönható kvantumrendszerek megalkotásáért ítélték oda. A kölcsönhatás kontrollálásában legmagasabb szintet elért rendszerek, az ionsapda és a mikrohullámú rezonátor, például elsőként tudtak kétbites **kvantumlogikaikapu**-műveletet végrehajtani. Fontos kiemelni, hogy a **kölcsönhatás mesterséges**: paramétereit nem természeti állandók határozzák meg, hanem a kísérletező hangolhatja őket. Ezzel ő maga tervezi meg a rendszer időfejlődését. Például az ionsapdáknak az ion tömegközépponti mozgása és a belső elektronikus szabadsági foka csatolódik össze, amelyek természetes módon függetlenek lennének. Külső lézerrel való besugárzás hatására jön létre a kölcsönhatás, amelynek hullámhosszára és intenzitására nagyon érzékeny a megvalósuló dinamika.

Lecsupaszított fény-anyag kölcsönhatás

Haroche és munkatársai a párizsi Ecole Normale Supérieure-ön mikrohullámú rezonátort építettek két nagy reflexiójú, egymással szembefordított tükrökből. A mező egyetlen fotonja 130 milliszekundum ideig beszorul a tü-

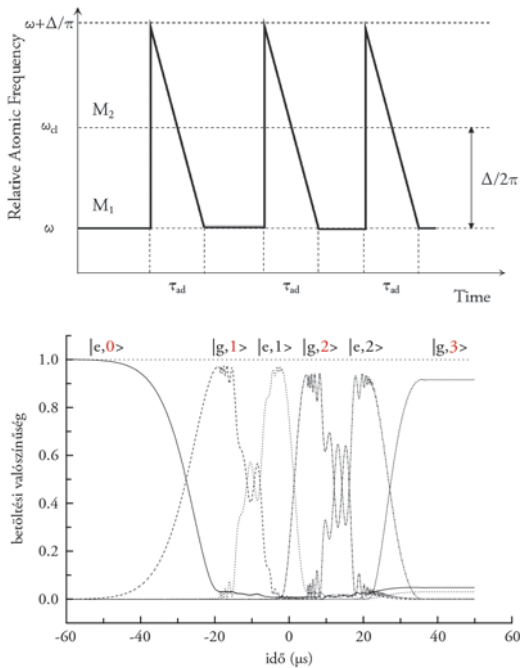
rők közé. Ez alatt az élettartam alatt az elektromágneses hullám **tízmilliárd rezgést** végez. Ez jelenleg a legjobb oszcillátor. A tükrök között különleges, ún. cirkuláris **Rydberg-állapotban preparált rubídiumatomokat** lőnek át. Ebben az állapotban, amelyet nagy főkvantumszám ($n = 51$) és maximális mellékvantumszám ($l = n-1$) jellemez, az egyetlen vegyértékelektron kb. 200 nanométer átmérőjű körpályán mozog az atomtörzs körül. Tehát a méretük 1000-szerese egy hidrogénatom méretének. Az atomok piciny antenna-ként nagyon erősen csatolódnak a mikrohullámú rezonátorban lévő mezőhöz: szívesen nyelnek el, illetve bocsájtanak ki foton. Az atom és a rezonátormező 10000-szer tudnak egyetlen gerjesztési kvantumot egymás között kicserélni, mielőtt az energia irreverzibilisen a környezetbe távozik.



4. ábra. Mikrohullámú rezonátoros kvantumelektrodinamikai kísérlet Ramsey interferométeres elrendezésének a vázlata (forrás: S. Haroche és J. M. Raimond csoportja, Párizs, Ecole Normale Supérieure Kastler Brossel Laboratóriuma)

A vizsgált rendszerben, amelyet a 4. ábra mutat, egyrészt a mikrohullámú forrás erőssége és frekvenciája, másrészt az atom rezonanciafrekvenciája szabályozható. Ez utóbbit Stark-effektuson keresztül külső elektrosztatikus mezővel lehet hangolni. Az 5. ábra bemutat egy ciklust, amely az egymás után átküldött atomok rezonanciafrekvenciájának megtervezett hangolását mutatja. Ezzel a ciklussal az egymást követő atomok determinisztikusan behelyeznek egy-egy

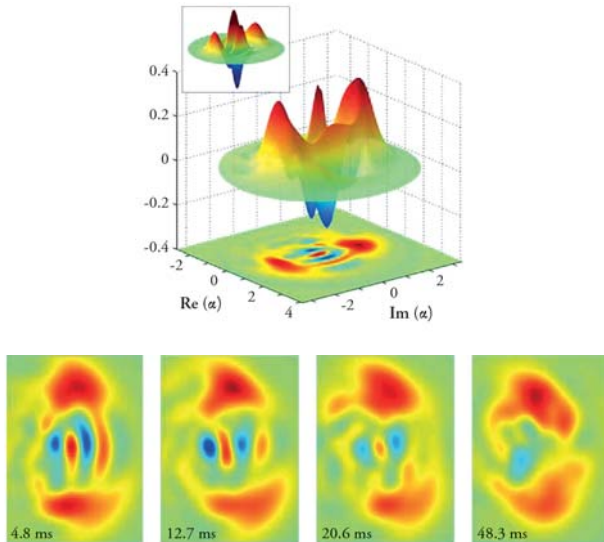
fotont a rezonátorba, és felépítik rendre az 1, 2, 3 **fotonszám-sajátállapotokat**. A határozott fotonszámú állapotok a természetben maguktól nem léteznek, hiába alkotnak a számolásokhoz kényelmes matematikai bázist. Nagy erőfeszítést kell tennünk a létrehozásukért, amely kifizetődő, mert a kvantumkriptográfiából kiderült, hogy fontos alkalmazásaik vannak. Megjegyzem, hogy amikor ezen a problémán dolgoztunk, a foton élettartama még csak 3 ms volt a rezonátorban, két nagyságrenddel rövidebb a mostaninál, amely a működést a maximum hármas fotonszám-sajátállapot előállítására korlátozta.



5. ábra. Fotonszám-sajátállapotok determinisztikus előállítása. A felső ábrán mutatott tervezett klasszikus mikrohullámú ciklussal az alsó ábrán látható módon fejlődnek időben a kvantumállapotok betöltési valószínűségei. Megfelelő időpontokban rendre a 0, 1, 2, 3, stb. fotonszámok állnak elő, miközben az atom $|g\rangle$ alapállapotban van
(forrás: P. Domokos, J.-M. Raimond, M. Brune, S. Haroche, Eur. Phys. J. D 1, 1 [1998])

Dekoherencia időfelbontott mérése

A gazdag kvantummechanikai állapottér feltérképezése a különleges **nem-klasszikus állapotok preparálását és mérését** jelenti. Tehát arra is szükség van, hogy klasszikus eszközeink segítségével meg tudjuk határozni a rendszer ismeretlen állapotát. Többféle állapotrekonstrukciós sémát dolgoztak ki.



6. ábra. A rezonátormódus ún. páratlan Schrödinger-macska-állapotának Wigner-függvénye. Alatta látható az állapot időfejlődése az kezdeti 48 ms időszakban. A klasszikusan értelmezhető állapotok szinte mozdulatlanok, a közöttük lévő interferencia viszont eltűnik

(forrás: S. Haroche és J. M. Raimond csoportja, <http://www.cqed.org/spip.php?article253>, S. Deléglise, I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J.-M. Raimond and S. Haroche, Nature 455, 510–514 [2008])

Meg lehet mérni például a mező állapotának **Wigner-függvényét**, ez lényegében a teljes leírást adó sűrűségmátrix megjelenítése a fázistéren. A 6. ábra bemutatja egy páratlan Schrödinger-macska-állapot kísérletileg

meghatározott Wigner-függvényét. Az elnevezése onnan származik, hogy éppen a **Schrödinger-macska-paradoxont leíró gondolkísérlettel** analóg mérési eljárás során jön létre. A Gauss-függvényszerű csúcsok egy-egy „kváziklasszikus” koherens állapotnak felelnek meg, amelyek az atomi alap- és gerjesztett állapotot jelző „mutatóállapotok”. A közöttük lévő interferenciát a Wigner-függvény valódi hullámzasként jeleníti meg, amely megkülönbözteti ezt a kvantumos „szimultán élő és halott” macska állapotot a „vagy élő, vagy halott” valószínűségi keveréktől.

A kezdeti Schrödinger-macska-állapot Wigner-függvényét a preparálását követően későbbi időpontokban is megmérhetjük. A mérési eredmény azt mutatja, hogy az interferenciacsíkok sokkal gyorsabban tűnnek el, mint ahogy a klasszikus mutatóállapotok lecsengenek a fázistér origójába (ez utóbbi időskálája a már említett 133 ms). A **dekoherencia** időskálája elválik az energiadisszipációétól, és megkülönböztethető állapotok esetén a dekoherencia időállandója exponenciálisan függ a rendszerben lévő energiakvantumok számától. Makroszkopikus rendszerben észlelhetetlenül gyorsá válik.

A kísérletek alátámasztották a disszipáció és a kvantumfluktuációk leírására a kvantumoptikában szokásos leírást. Az általános Markov-folyamatok kezelésére a kilencvenes évek közepén kidolgozták a **kvantumtrajektória-módszert**, amely szemléletes fizikai képet nyújt a kvantumzajról, és egyben numerikusan is hatékonyan kezelhető. Ezt implementáltam az ENS-kutatócsoport kísérleteinek a szimulációjára. Később ezt a módszert alkalmaztuk Vukics András akkori doktoranduszommal egy disszipáció dominált, nyílt, lézerrel folytonosan hajtott és veszteséges optikai rezonátoros rendszerre. Elsőként tudtuk bizonyítani és ténylegesen kiszámolni azt a korábbi sejtést, hogy a spontán emisszió hatására egy térben kiterjedt atom lokalizálódik (A. Vukics, J. Janszky, P. Domokos, Cavity cooling of atoms: a quantum statistical treatment. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38** [2005] 1453–1470).

A véletlen kvantumugrások „felbontott” mérése

A kvantumzaj forrása a klasszikus rendszerekkel való kölcsönhatás, vagyis a mérés, amely a hullámfüggvény véletlen ugrását okozza. Meg lehet-e figyelni ezt a beugrást? Olyan mérési elrendezés szükséges ehhez, amelyben a vizsgált objektum megmarad a mérés során. Például a fényintenzitás mérése tipikusan fotonok elnyelésével történik, amely egyben megszünteti magát a vizsgált rendszert. Kölcsönható kvantumrendszer segítségével meg lehet valósítani a **közvetett mérést**, amely a kvantumoptika egyik nagyszerű eszköze.

Közvetett mérésben egy előre preparált kvantumos **szondát** használunk, amelyet kölcsönhatásba hozunk a vizsgált rendszerrel. A szondát a kölcsönhatás után, amikor már információt hordoz a rendszerről, akár meg is semmisíthetjük a mérés folyamán. A vizsgált objektum életben marad, és tovább fejlődik a mérés következtében az ugrásszerűen megváltozott állapotból. A közvetett mérések fontos osztálya a **roncsolásmentes mérés**. Ezekben a szonda úgy csatlakozik az objektumhoz, hogy a mérendő mennyiség (például energia) mozgásálló legyen. Ezért nem változik az értéke (például a szonda nem nyel el energiát), a mérés csupán a konjugált mennyiségben (fázis) okoz visszahatást, a műszerről leolvasott eredménytől függően egy lényegileg (kvantummechanika szerinti) véletlen változást.

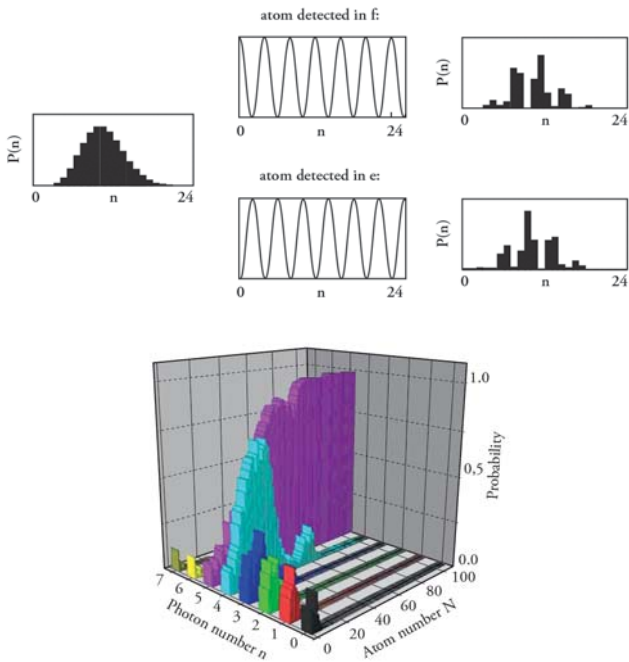
A sugárzás intenzitásának roncsolásmentes mérése **Ramsey-interferométerben** végezhető el (4. ábra). Az interferencia az atom belső szabadsági fokában történik. Az első Ramsey-zónában a bejövő atomi állapotot két részre osztjuk, és az atom e , illetve f állapotok szuperpozíciójában halad át a kölcsönhatási tartományban. A második Ramsey-zónában a két utat egyesítjük, azaz interferáltatjuk. Az atom detektálása akár e , akár f állapotban interferenciacsíkokat mutat a Ramsey-zónákban alkalmazott mikrohullámú frekvencia függvényében. Az interferométer karjaiban van a mérendő mező. Az atom rezonanciafrekvenciáját nagyon elhangoljuk a rezonátormódus frekvenciájától,

ezért az atom nem képes fotont elnyelni vagy kibocsátani. Viszont a megmaradó **diszperzív kölcsönhatásban** a mezőnek és az atomnak is megváltozik a fázisa. Ezt a fázisjelet a Ramsey-interferométer a csíkrendszer eltolódására konvertálja. Ez mérhető, és az eltolódás nagysága arányos a mező intenzitásával. Minden egyes atomállapot-detektálás információt szolgáltat a mező fotonszámeloszlásáról, hiszen az e , illetve f állapotban történő detektálás valószínűsége rögzített mikrohullámú frekvenciánál függ attól, hogy a csíkrendszer hova tolódott el. Ha például az atomot f állapotban detektáljuk, akkor kizárhatjuk azokat a fotonszámokat, amelyek a csíkrendszert úgy tolják el, hogy az adott frekvencián az f detektálásában kioltás legyen (sötét csík). Általánosabban egy koszinusznégyzet-függvénnyel kell szorozni az eloszlást.

További atomok átküldésével a folyamat folytatódik, amely végül a kezdeti fotonszámeloszlást éles csúcsra húzza össze. Ez a mérési eredmény látható a 7. ábrán, amely egy kezdeti koherens állapot kollapszusát mutatja az ötfotonos Fock-állapotba. Egy közvetlen fotonszámérés egy lépésben véletlenszerűen kiadott volna egy fotonszámot, például éppen az ötöst. Itt ezt a folyamatot apróbb ugrásokra bontottuk. A teljes sorozat megismétlésével végső soron egy másik fotonszámállapothoz jutnánk, mivel a fotonszám mozgásálló a mérésben, a mérést sokszor elvégezve pedig az eredeti Poisson-eloszlás-függvényt kell visszakapnunk.

Molekulafizikai példa

A közvetett, roncsolásmentes mérési sémát nagyon sokféleképpen lehet használni. Az előző példában a diszkrét fotonszámeloszlást egybites változóra (e vagy f) vetítettük le, ezért volt szükség a lépés sokszoros megismétléséhez. Ha a mért szabadsági fok sokféle mért értéket adhat (pl. kontinuum), akkor egyetlen „lövessel” teljes információt nyerhetünk. A következő példa hideg molekulanyaláb előállítására vonatkozik, és a közismert Stern–Gerlach-kísérletet ülteti át molekulák monokromatikus lézertérrel való kölcsönhatására. Az inhomogén



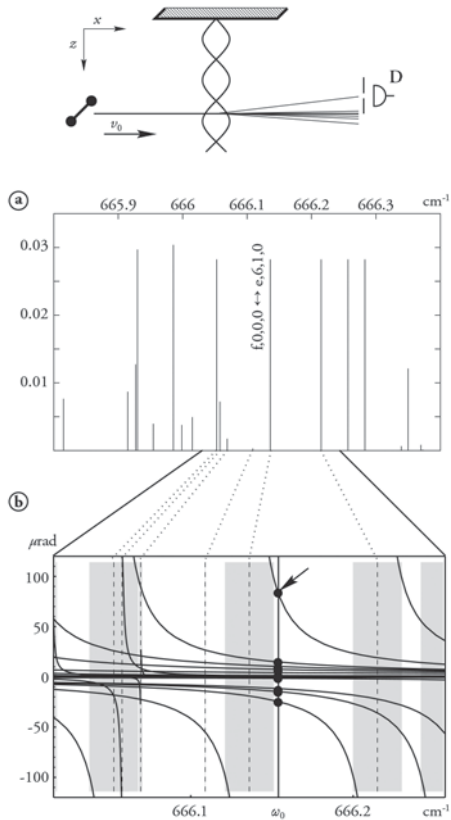
7. ábra. A kiindulási koherens állapot fotonszám-statisztikája, amely a Poisson-eloszlás és a különböző fotonszámok mellett az e , illetve f állapotban történő detektálás valószínűsége.

A kettő szorzatából és újranormálásból származik a mező fotonszám-statisztikája, miután az atomot e vagy f állapotban detektáltuk. További atomokkal és azok állapotának mérésével az eloszlás „ritkítható”, végül egyetlen fotonszám-sajátállapot marad meg

(forrás: S. Haroche és J. M. Raimond csoportja, <http://www.cqed.org/spip.php?article253>, Ch. Guerlin, J. Bernu, S. Deléglise, C. Sayrin, S. Gleyzes, S. Kuhr, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, Nature 448, 889 [2007])

lézermező csatolja a molekula rotációs-vibrációs állapotait a tömegközépponti mozgáshoz (a lézer tengelyének irányában), ezért az elhajlási képből sok csúcs jelenik meg a rovibrációs spektrumnak megfelelően. Kiszámoltuk az elhajlási szögeket, és találtunk olyan hangolást, amely mellett a molekula rovibrációs alapállapota bőven a feloldási határ felett elkülönül az összes többi állapottól.

A megfelelően hangolt lézersugár a molekulanyalázból **Maxwell-démonként** kiválogatja a legalacsonyabb energiájú molekulákat, és így ultrahideg nyalábot állíthatunk elő.



8. ábra. Közvetett mérés molekulafizikai alkalmazása: Na_2 molekulanyalázból a rovibrációs alapállapot kiválasztása elhajlási kísérletben. A különböző belső állapotokat a tömegközépponti translációs mozgásra képezzük le. A jobb oldali ábra mutatja a lézer frekvenciájának függvényében a rovibrációs átmenetekhez tartozó elhajlási szögeket (forrás: P. Domokos, T. Kiss, J. Janszky, Eur. Phys. J. D 14, 49 [2001])

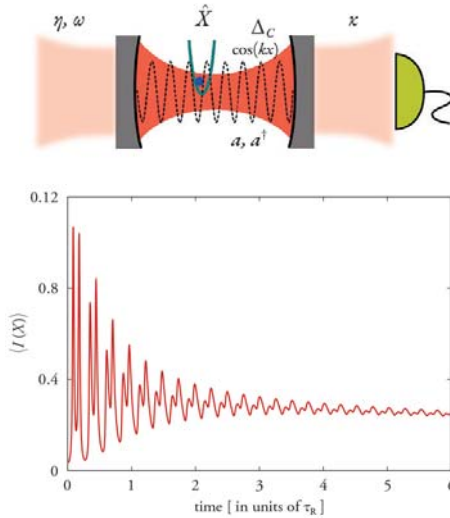
Folytonos mérés hatása az időfejlődésre

A közvetett mérés másik határesetete, amikor a szonda kimenő állapota nagyon kevés információt hordoz a mért objektumról, viszont végtelen sűrűn küldünk szondákat. Ilyenkor azt várjuk, hogy a rendszer időfejlődése folytonosan leírható legyen. A Schrödinger-egyenlet viszont nyilván nem lehet jó, mert a dinamikába áttételesen beleszól a Neumann-féle kvantumugrás is. A kvantummechanikában ezért **újajta dinamikai egyenletek** is megjelenhetnek:

$$\dot{\rho} = -i[H_{\text{eff}}, \rho] - [d(X), [d(X), \rho]] - \frac{i}{2}[g(X), \{Y, \rho\}]$$

A következő példában egy atom helyét mérjük fotonokkal. A kölcsönhatás egy rezonátorban történik, amelyet lézerral pumpálunk, és a kijövő fotonokat detektáljuk (a szokásos intenzitásmérés-elnyeléssel). Az atomot rögzített külső mágneses mezőben harmonikus potenciálban csapdázzuk. Az atom és a fotonok között ismét nemrezonáns kölcsönhatást feltételezünk, amelynek során az atom a módusfüggvényben elfoglalt helye szerint megváltoztatja a rezonátor transzmisszióját. A detektált intenzitás gyenge információt hordoz az atom helyéről. A mozgásegyenlet egyrészt tartalmazza a Schrödinger-egyenlet tagjait, amely magába foglalja a rezonátormezővel való kölcsönhatást jellemző potenciált is. Ebben az esetben ez a kölcsönhatási potenciál arctg alakú, amely az eredeti parabolikus csapdapotenciállal együtt, a paraméterek megfelelő értéke mellett, „kétfenekű” potenciált formál. A kétfenekű potenciálban oszcilláló atom mozgása az első néhány ciklusban jól követhető, a csúcsok mutatják a rezonancián való áthaladást. Ugyanakkor kicsit hosszabb időskálán a jel lecseng, amelyért a mozgásegyenlet második tagja a felelős: ez a tag írja le a mérés visszahatását a rendszerre. A dupla kommutátoros forma dekoherenciafolyamatként értelmezhető, amely a kommutátorban megjelenő X operátor sajátállapotainak bázisában diagonalizálja a sűrűségmátrixot. A harmadik tag a mérés véges sávzélességével kapcsolatos. A fotonok véges időt töltenek a rezonátorban, ezért

a jelet késleltetve juttatják el a detektorhoz. Ez sebességfüggő visszahatást okoz, ezért jelenik meg az Y kvadratúra.



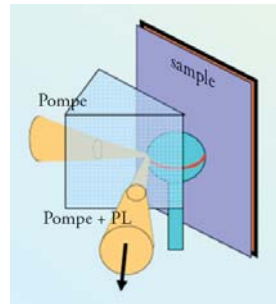
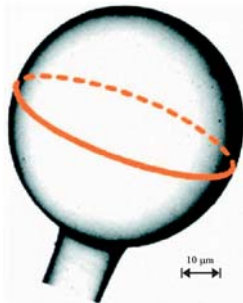
9. ábra. Atom helyzetének gyenge kvantummechanikai mérése. A kijövő fotonok információt szolgáltatnak az atom helyzetéről, amely visszahat az atom oszcilláló mozgására. A jobb oldali ábrán a kijövő intenzitás átlagának időfejlődéséből látható, hogy az atom koherens oszcillációja lecseng, miközben az atom állapota hely szerint lokalizált állapotok valószínűségi keverékébe megy át

(forrás: D. Nagy, P. Domokos, A. Vukics, H. Ritsch, Eur. Phys. J. D 55, 659–668 [2009])

Optikai nanostruktúrák

Nézzük meg, milyen lehetőségek mutatkoznak arra, hogy a kvantumvilág felderítésébe bevonjunk olyan modern optikai eszközöket, amelyek a legutóbbi évtizedekben jelentek meg a laboratóriumokban. Az egyik lehetséges fejlesztési irány az, hogy monolitikus rezonátort használunk, mint például a kvarc mikrogömb vagy mikrodisk. Ezeknek az úgynevezett „susogó ga-

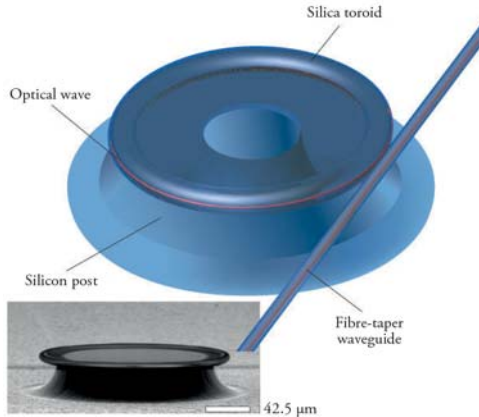
léria” módusai érdekesek, amelyekben a fotonok teljesen visszaverődnek, és körbe-körbe terjednek. Mivel az optikai módusok a felületre koncentráltak, a módus térfogata kicsi, az egyfotonos elektromos térerősség nagyon nagy lehet. A kvarcot az optikai szempontból érdekes elektronszerkezetű ritkaföldfémionokkal lehet adalékolni. Az atomok így egyrészt nem mozognak, másrészt nem kell ultranagy vákuum a kísérletekhez. Viszont küzdeni kell a tömbi anyag miatt megjelenő inhomogén vonalkiszéledéssel, amely szobahőmérsékleten jelentős. Ezzel a rendszerrel mi mikroszkopikus lézert próbáltunk építeni folyékony hélium hőmérsékleten, amelyben az aktív erősítő közeg egyetlen atomból áll. Visszakanyarodtunk a kiindulóponthoz, a lézerekből kifejlődött kvantumoptika eszköztárát bevetve modelleztük és írtuk le a lézer mikroszkopikus kvantumelméletét.



10. ábra. Kvarc mikrogömb-rezonátor és az egyenlítői síkban a felületre koncentrált susogó galériamódusok gerjesztésének prizmás módszere

(forrás: F. Treussart, V. S. Ilchenko, J. F. Roch, P. Domokos, J. Hare, V. Lefèvre, J. M. Raimond, S. Haroche, *J. Lumines.* 76, 670–673 [1998])

A mikrodizsk-geometria robusztusabb, alkalmas az integrálhatóságra, és hálózat építhető belőlük. A fényt a mikrodizskból közvetlenül optikai szálba lehet csatolni, amely megoldja a nagy távolságú kvantumkommunikációt.

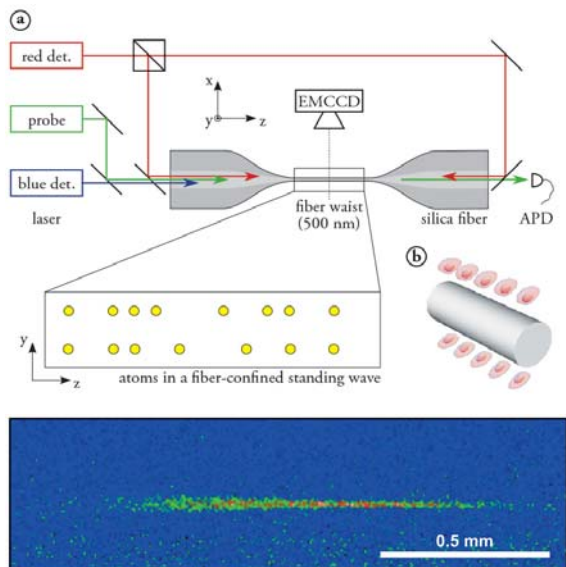


11. ábra. A kvarc mikrodizk-rezonátor és optikai szálban haladó fotonok be- és kicsatolása az optikai szál köpenyének eltávolításával, a szál magjának elvékonyításával az átfedő evanescens mezőn keresztül történik (forrás: Kerry J. Vahala, Nature 424, 839–846 [2003])

Haladó fotonok

Az optikai szálak koncepcionálisan különböznek a rezonátortól. Míg utóbbiban a fotonokat mind a három térbeli dimenzióban bezárjuk, az optikai szálban csak a terjedésre merőleges transzverzális irányban szorítjuk kis felületre. Ugyanakkor a kis keresztmetszetben terjedő fotonok erősen szóródhatnak akár egyetlen atomon, hiszen egy atom rezonáns szórási hatáskeresztmetszete kb. a hullámhossz négyzete, amely összemérhető az optikai szál geometriai keresztmetszetével.

A kölcsönhatáshoz az atomokat vagy üreges optikai szálba lehet tölteni (kékre hangolt mezővel védeni a felülethez kötődéstől), vagy egy elvékonyított optikai szál evanescens hullámterében lehet csapdázni olyan fényel, amelyet maga az optikai szál vezet.



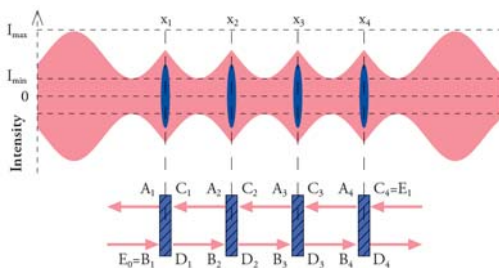
12. ábra. Az optikai szálban terjedő fény a szál elvékonyított részén jelentős részben a szál körül a szabad térben van. Ebben a mezőben optikailag csapdázott atomok fluoreszcenciáját mutatja az alsó ábra (forrás: Arno Rauschenbeutel, Atomintitut Bécés)

Az erős csatolás a szórási geometriában teljesen más fizikai problémához vezet, mert sugárzási szabadsági fokok kontinuumát, tehát lényegében egy rezervoirt csatolunk erősen az atomi dipólhoz. Viszont általánosan egy optikai szál diszperziós relációja nagyon sokféle lehet. Ez a lehetőség az optikai szálhoz csatolt atomok kölcsönhatásában izgalmas kutatási témát nyit (G. Szirmai, P. Domokos, Geometric Resonance Cooling of Polarizable Particles in an Optical Waveguide. Phys. Rev. Lett. **99**, 213602 [2007]).

A kísérlet illusztrációjához tartozó fluoreszcenciafelvétel mutatja, hogy az optikai szál közvetlen szomszédságában két párhuzamos vonal mentén egydimenziós optikai rácsok alakulnak ki. Ennek a sokatomos rendszernek a vizsgálata váratlan jelenségek felismerésére vezetett minket.

Optomechanikai szóráselmélet

Több atom esetében (nem kell hozzá nagyon sok) szórási geometriában is megvalósul a csatolt dinamika. A sokszoros visszaverődésekből kialakuló mező függ a szórócentrumok térbeli elrendeződésétől, másrészt viszont az atomok mozognak a fénynyomás hatására. A rendszert tekinthetjük egy sokutas interferométernek, amelyben a térerősség eloszlásfüggvénye nagyon érzékeny az atomok konfigurációjára. A rezonátoros QED-hez úgy is kapcsolódhatunk, hogy az atomi sokaságot egy Bragg-tükörnek gondoljuk: tehát itt az atomok egyszerre játsszák a saját szerepüket és a tükrökét.

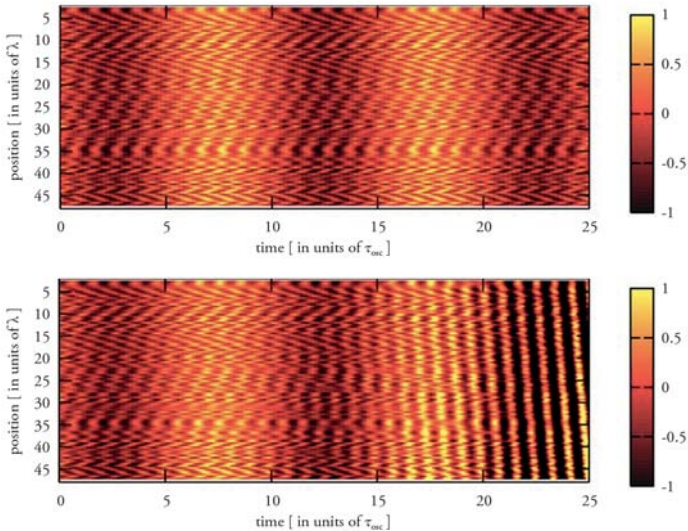


13. ábra. Transzfermátrix-módszer erősen csatolt rendszerekre, amikor a szórócentrumok a fénynyomás hatására elmozdulnak. A fény a mechanikai hatásán keresztül meghatározza az atomok egyensúlyi helyzetét, ugyanakkor a sokszoros interferencia miatt a fény nagyon érzékeny az atomi konfigurációra

(forrás: J. Asbóth, P. Domokos, H. Ritsch, Phys. Rev. A 77, 063424 [2008])

Önkonzisztens megoldást kell keresni, amelyet Asbóth János doktorandusz munkája nyomán a transzfermátrix-módszer alkalmazásával lehet elvégezni. Az ábra azt mutatja, hogy a független atomok mozgásában a fényerőkön keresztül kollektív módusok alakulnak ki. Mintha egy olyan kristályt kapnánk, amelyet a töltések közötti Coulomb-kölcsönhatás helyett a dipólok közötti sugárzási kölcsönhatás tart össze. A felső ábrán látható, hogy az individuális

oszillációkra ráakódik egy lassabb módus, ez az egész rács tömegközépponti mozgása. Az alsó ábra pedig egy sűrűséghullám kialakulását mutatja, amelynek a keltéséhez kicsiny aszimmetriát kell bevezetni a balról, illetve jobbról bejövő lézerek intenzitása között.



13. ábra. Atomok kollektív mozgási módusai. A függőleges tengelyen 100 atom található, amelyek egyensúlyi helyzete félhullámhosszanként helyezkedik el. A vízszintes tengelyen az idő van feltüntetve olyan egységben, amely az egyes atomoknak az egyensúlyi helyzetük körüli rezgésének periódusideje. Színkóddal az egyensúlyi helyzettől való kitérést ábrázoljuk, sárgás árnyalat felel meg a balra, a sötét pedig a jobbra való kitérésnek.

Egy vízszintes metszet mentén látható a gyors színváltozásból, hogy az atomok a periódusidejüknek megfelelően rezegnek. A felső ábra a rendszer dinamikáját mutatja akkor, amikor jobb és bal oldalról szimmetrikusan, egyforma lézerintenzitással világítjuk meg az atomrácsot. Látható, hogy az individuális oszcilláció időnként egy kicsit balra (oszcilláció sárga és piros között), időnként pedig kicsit jobbra (oszcilláció fekete és piros között) eltolt helyzet körül történik. Ez annak felel meg, hogy az egész atomrács tömegközéppontja lassan oszcillál, mégpedig körülbelül 10-szeres periódusidővel az atomok individuális oszcillációjához képest. A tömegközépponti mozgás „lágylulása” kollektív jelenség. Az alsó ábrán a jobb és a bal oldali lézerek intenzitása enyhén eltérő. Ilyenkor a tömegközépponti lassú oszcilláció mellett jól láthatóan megjelenik az első gerjesztett haladó hullám (kb. 15 periódusidő múlva), amely végül instabillá teszi az egyensúlyt

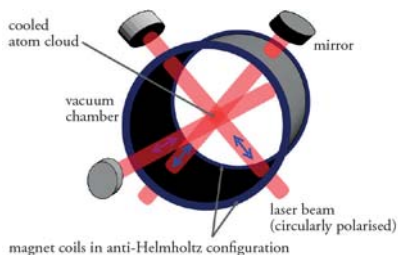
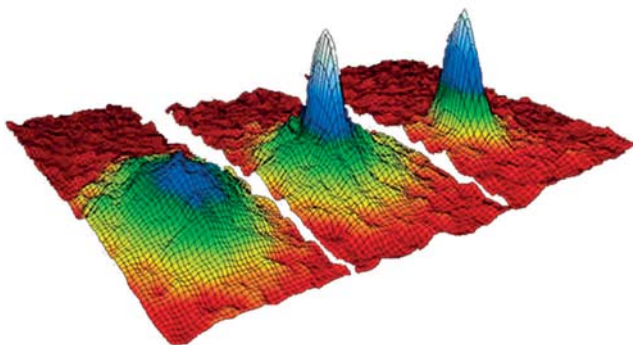
A transzfermátrix-módszerben – amelyet a fizika minden területén használnak, ahol egydimenziós probléma felbukkan – még több lehetőséget találtunk. Elsőként vezettük le mozgó szórócentrum transzfermátrixát, és belefoglaltuk a leírásba a szórásakor bekövetkező Doppler-eltolódást. Ennek a formalizmusnak a segítségével egységes keretben összefoglaltuk a lézeres hűtés és az optomechanika elméletét. Az elméletünkkel tetszőleges egydimenziós interferométerben meg tudjuk adni egy mozgó objektumra ható erőket, beleértve a vákuumfluktuációk diffúziós hatását is (A. Xuereb, T. Freearde, P. Horak, P. Domokos, Optomechanical Cooling with Generalized Interferometers. Phys. Rev. Lett. **105**, 013602 [2010]).

Atomlézer

Az előadás kiindulópontjaként a lézer megjelenéséből származtattuk egy mára már érett nagy tudományterület kialakulását. Ebből a szempontból is gondoljunk arra, hogy 1995-ben létrejött az atomlézer, ami az atomoknak egy az optikai lézerek fotonjaihoz hasonló, kollektív koherens állapota. Mágneses optikai csapdában, lézeres, majd párologtatási hűtéssel, egy kezdetben termikus állapotban lévő atom gáz (hideg), kvantumfázisátalakulást szenved, és egy kollektív koherens állapotban kondenzálódik. Ez a **Bose–Einstein-kondenzátum** (BEC), amelynek valós térbeli fényképe látszik a *14. ábrán*. A BEC ideális anyag a programunkhoz, amelyben kontrollált kölcsönhatásra törekszünk kvantumobjektumok között. Ugyanis a BEC egyrészt minden szabadsági fokában (elektronikus, spin, mozgás) kvantummechanikai alapállapotban preparálható, másrészt a kollektív csatolás miatt a kölcsönhatás felerősödik.

Bose–Einstein-kondenzátum optikai rezonátorban

Bose–Einstein-kondenzátumot 2007-ben sikerült optikai rezonátorban létrehozni és csapdázni (*15. ábra*). A degenerált kvantumfelhő, mint atomi médium

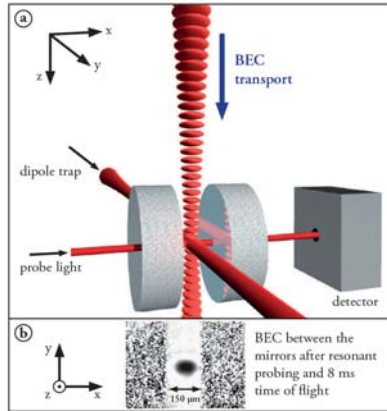


14. ábra. Ultrahideg atomok magnetooptikai csapdában három különböző hőmérsékleten. A háromdimenziós atomfelhő síkra levetített eloszlásfüggvénye a kritikus hőmérséklet felett termikus bozonatomokra jellemzően Gauss-függvény jellegű, ebből nő ki a hőmérséklet csökkentésével a Bose–Einstein-kondenzátum parabolikus csúcsa. A szélső ábrán a termikus atomok már szinte teljesen eltűnnek, és csak a kondenzátum koherens hullámfüggvénye, az ún. „rendparaméter” marad meg

(forrás: JILA BEC & Ultracold Atoms, <http://jilawww.colorado.edu/bec>)

csatolása fényhez rendkívüli módon kitágította az erősen csatolt kölcsönható rendszerek hatókörét.

A kölcsönhatás felfogható a nemlineáris optikából jól ismert négyhullám-keverés folyamataként, amelyben azonban fény- és anyaghullámot keverünk. A kölcsönhatás elvi jellegzetessége az, hogy **hosszú hatótávolságú**, szemben a rövid hatótávolságú ütközésekkel, amely új fejezetet nyit a kvantumgázok leírásában.



15. ábra. A Bose–Einstein-kondenzátum abszorpciós képe. Az egymáshoz közel helyezett tükrök közé futószalag technikával szállítják az atomokat: az állóhullámú optikai dipólcspadát kialakítják, egymással szemben haladó hullámok relatív fázisát időben lineárisan modulálják, ettől az állóhullám duzzadóhelyei lassan vándorolnak, adiabatikusan magukkal hurcolva az atomokat (forrás: T. Esslinger csoport, ETH Zürich, F. Brennecke, T. Donner, S. Ritter, T. Bourdel, M. Köhl, T. Esslinger, Nature 450, 268 [2007])

A rendszer jelentősen kibővíti a kvantumoptikai eszköztárat. A gyakran hivatkozott „quantum optical toolbox” a kontrollált kölcsönhatások és kvantumállapotok gyűjteménye. Például ioncsapdában csupán a tömegközépponti vibrációt és az elektronállapotot csatoló lézer frekvenciájának megválasztásával háromféle kanonikus modell között kapcsolgathatunk (a Jaynes–Cummings-modell, az anti-Jaynes–Cummings-modell vagy a klasszikus meghajtás). A BEC és rezonátor rendszerében a dinamikát általános spinmodellekre lehet egyszerűsíteni. Ilyen a **Dicke-modell** (D. Nagy, G. Kónya, G. Szirmai, P. Domokos, The Dicke model phase transition in the quantum motion of a Bose-Einstein condensate in an optical cavity. Phys. Rev. Lett 104, 130401 [2010]), illetve a magasabb nemlinearitást tartalmazó sugárzási nyomás csatolás (G. Szirmai, D. Nagy, P. Domokos, Excess noise depletion of a Bose-Einstein condensate in an optical cavity. Phys. Rev. Lett. 102, 080401 [2009]).

A rendszer jól illeszkedik a kvantumszimuláció gondolatmenetébe is. Az alapötlet az, hogy egy tényleges fizikai rendszerrel végezzük el egy soktest-probléma kiszámolását, amely modellt egyébként az érdekes paramétertartományban klasszikus számítógépekkel nem lehet megoldani. A Dicke-modell például érdekes abból a szempontból, hogy kvantum-fázisátalakulást jósol. A kvantum-fázisátalakulások kiterjesztése hajtott-veszteséges nyílt rendszerben megvalósuló állandósult állapotokra feltáratlan kutatási terület, amelybe a zürichi ETH csoportja kvantitatív mérésekkel tud beszállni.

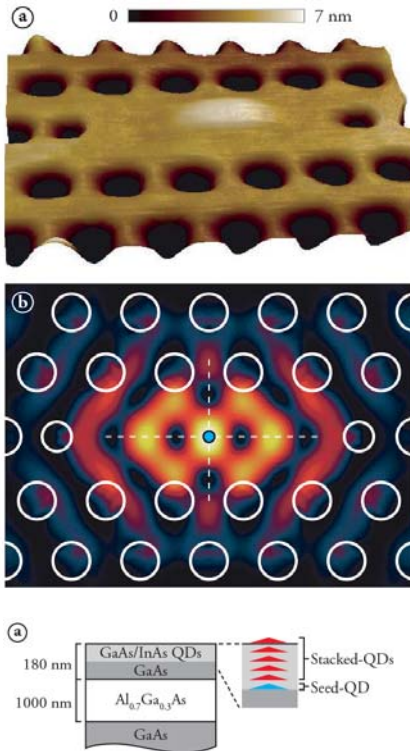
Részösszegzés

Sikerült kis rendszerekben kontrollált kölcsönhatást kialakítani, amelyekkel a kvantummechanikai tankönyvekben szereplő, leegyszerűsített modelleket közvetlenül megvalósíthatjuk. A törvények igazolásán túllépve újfajta kérdéseket fogalmaztunk meg, feltérképeztük a kvantummechanika gazdag állapotterét, és akár kétbites kvantumlogikai műveleteket végezhetünk el. Fontos megjegyeznünk, hogy bár a modellek egyszerűek, a megvalósításukhoz nagyon trükkös és összetett kísérleti technikákat kellett bevetni. Ha a kvantumozott kontrollt és az ismertetett módszereket tömegesen szeretnénk elterjeszteni, akkor az anyagtudomány bevetésével könnyebben kezelhető és sokszorozható eszközöket kell létrehozni.

Mesterséges atomok és optikai nanostruktúrák

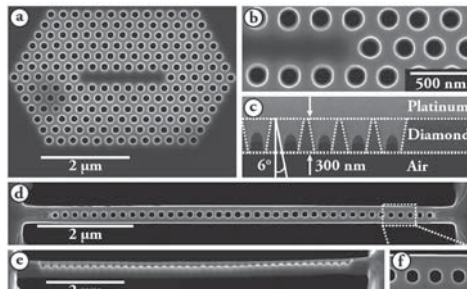
Már említettük a kvantumoptika egyre bővülő kapcsolatát a kondenzált anyagok fizikájához. Ez egyrészt a kvantumszimuláción keresztül jelenik meg, hiszen tipikusan a szilárdtestfizikában jelentős Hubbard- és Heisenberg-modelleket lehet szimulálni optikai rácson. A kapcsolódás másik felülete az, hogy a szilárdtestfizika top-down megközelítésben szintén arra törekszik, hogy kvantumozott szabadsági fokokat izoláljon. Ezek a kísérletek szintén elérik a fényanyag kölcsönhatásnak azt az elemi szintjét, amelyben koherensen kölcsönható,

csatolt kvantumrendszereket kell feltételezni. Nemcsak a rezonátor egzotikus, mint például a mikrodiszkek esetében, hanem az atom is: egy **kvantumpötty**, azaz heterogén félvezető struktúrákkal dobozba zárt elektron helyettesíti. Ezek a rendszerek egyrészt hozzájárulnak a bővüléshez a saját területük kísérleti eszköztárával. Bizonyos korlátoktól (pl. vákuum szükségessége) mentesek le-



16. ábra. Integrált, szilárdtestalapú, erősen csatolt fény-anyag kvantumrendszer. A rezonátort a kváziperiodikusan fűrt lyukakkal létrejövő, változó törésmutatójú közeg alakítja ki, amelyben a fotonok egy adott hullámhossztartományban nem tudnak terjedni. Az ilyen hullámhosszú fény a tervezett hibahely környékén lokalizálódik. Ezt a sugárzást egy dobozba zárt elektron, ún. kvantumpötty, gerjeszti. A kicsiny térfogatba zárt fotonok és a nagy elektromos polarizálhatóságú kvantumpötty között erős csatolás van (forrás: A. Imamoglu, Nature 445, 896–899, 2007)

hetnek. Másrészt a már megvalósított modelleken belül is újfajta paramétertartományok érhetők el. Például a **fotonikus tiltott sávú** (PBG) rezonátorban növesztett kvantumpöttytel megcélozható az ultraerős csatolás dipól és sugárzás között. A fotonikus tiltott sávú hullámvezetők periodikusan változó törésmutatójú struktúrák, amelyekben a fény egy tudatosan kialakított hibahely körül a hullámhossz méretébe szorul be, amely az elvi minimumtérfogat. A mező granularitása fokozottan jelentkezik: egyetlen foton óriási elektromos térerősséget hordoz. A csatolásnak ebben a tartományában nemcsak a veszteségi folyamatokat dominálja a koherens dinamika, hanem a rezonáns sugárzási módus térbeli szerkezetét változtatja meg.



17. ábra. Kétdimenziós (a–c) és egydimenziós (d–f) fotonikus kristályok pásztázó elektronmikroszkópos képe.

A rácsállandó 275 nm, a lyukak sugara 85 nm. A (b) panelen felülnézetből egy kis rész kinagyítva látható, alatta a (c) panelen a minta keresztmetszeti képe mutatja a 300 nm vastag gyémántréteget, amelyben a nitrogénvakancia- (NV) színcentrumok erősen csatolódnak a fotonikus kristály módusaihoz. Az egydimenziós

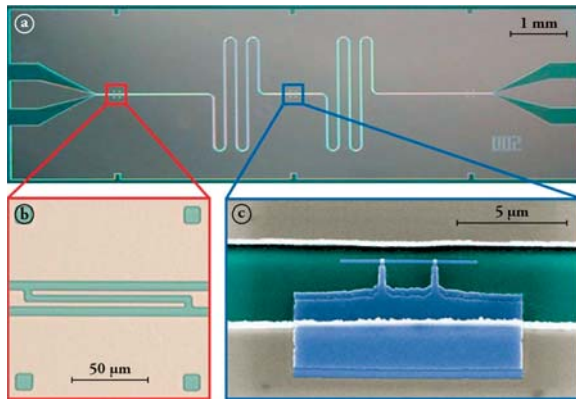
fotonikus kristályban a lyukak sugara monoton csökken a szélről középfelé haladva, $R \approx 83$ nm-ről $R \approx 72$ nm-re. A sugárzási mező a fénynyomás révén feszültséget kelt a rudacskában, amelynek a vibrációja ezáltal szintén becsatolódik a dinamikába

(forrás: J. Riedrich-Moller et al, Nature Nanotechnology 7, 69 [2011])

Kvantált elektronikus LC-rezgőkörök

A mesterséges rendszerek éllovasa a mikrohullámú tartományban működik. Alacsony hőmérsékleten elektronikus rezgőkörök a kvantummechanikai tarto-

mányban működhetnek. Nemlineáris elemeket, amelyek mesterséges atomok a rendszerben, **szupravezető Josephson-átmenetekkel** lehet integrálni a csipre. Ezeket mikrohullámú rezonátorokhoz lehet csatolni, amelyek kihajtogatott koaxiális kábelek, az állóhullám kialakításához a reflexiót vágás vagy rövidre zárás okozza. A rendszert a cavity QED mintájára circuit QED-nek nevezték el, és 2004 óta szinte minden kvantumumos műveletet reprodukált, amelyet a Fabry–Pérot-rezonátorban atomokkal meg tudtak valósítani. Sőt ez a rendszer könnyen túl is léphet lehetőségeiben az elődjénél. Egyik nagy előnye, hogy könnyen kaszkádozható, az egyik rezonátor kimenete ráköthető egy következő rezonátor bemenetére. Ezzel a hálózatépítés felé teszünk nagy lépést.

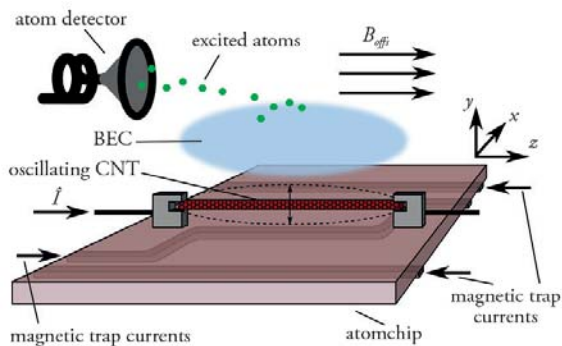


18. ábra. Rezonátoros QED-rendszer optikai litográfiával kialakított, integrált áramköri elemekből.

A rezonátort szupravezető nióbbium koplanáris hullámvezető alkotja, amelyben a középső 10 mikron széles vezető (koaxkábel magja) 5 mikron távolságra van a földelt szélső vezetőktől (köpeny). A (b) panelen látható, hogy a középső vezető megszakításával jönnek létre állóhullámú módusok, illetve ezeken a megszakításokon kapacitív csatolás van a külső mikrohullámú tápvezetékhez. A koplanáris vezető szigetelő részében vannak a mesterséges atomok, amelyek ebben az esetben a hamis kék színnel ábrázolt Cooper-pár-dobozok. Ezek Josephson-csatolást tartalmazó dobozok (forrás: A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, R.- S. Huang, J. Majer, S. Kumar, S. M. Girvin, R. J. Schoelkopf, Nature 430, 162 [2004])

Hibrid rendszerek, kvantumcsatorlók

A jelenleg használt atomok és optikai elemek mellett más, eltérő fizikai tulajdonságokkal rendelkező objektumokat vonunk be a kvantum manipuláció hatáskörébe, úgy, hogy egymás között kvantummechanikai szinten kommunikáljanak („kvantuminterfész”). A Bose–Einstein-kondenzátum nemcsak mint elektromosan polarizálható médium, hanem mint egy óriás momentumú spin is használható a hiperfinom szerkezetének köszönhetően. A hiperfinom szinteken bekövetkező dinamika mágneses térhez csatolódik. Elindítottunk egy kutatási programot Fortágh József kísérleti csoportjával, hogy BEC-et hozzunk kölcsönhatásba nanoméretű objektumokkal, amelyeknek mágneses momentuma van. Ilyen lehet például egy áramvezető nanodrót. Terveztünk egy elrendezést (19. ábra), amelyben áramot, illetve elektromos transzportfluktuációkat BEC-atomokhoz csatolhatunk. Kiszámoltuk, hogy az áram zajkorrelációs spektrumát meg lehet mérni atomok számlálásával, amelyre nagyon jó hatásfokú ionizációs detektorok állnak rendelkezésre.



19. ábra. Rezgő szénnanocső, amely mindkét végén elektronikusan kontaktált és előfűzésre áramot vezet, időben változó mágneses teret kelt. Erre a mágneses mezőre egy közelben csapdázott Bose–Einstein-kondenzátum atomjai érzékenyek, megváltozhat a spinállapotuk. Az átfordult spinű atomok kiesnek a csapdából, és ionizálással detektálhatók. Az atomok detektálása nagy hatásfokú, emiatt pontos mérést végezhetünk az áram fluktuációról vagy az szén nanocső rezgéséről
(forrás: O. Kálmán, T. Kiss, J. Fortágh, P. Domokos, Nano Lett 12, 435 [2012])

Hogyan tovább?

A kvantummechanika nyitott kérdése, hogy meddig növelhető a rendszerek mérete, amelyek még megőrzik a kvantum szuperpozíció és összefonódás klasszikusan nem értelmezhető jelenségeit. Úgy sejtjük, hogy valahol van egy határ a mikroszkopikus és makroszkopikus világok között, amelyen nem léphetünk át. Ugyanakkor egyelőre nem látszik ez a határ, ezért törekedni kell arra, hogy minél nagyobb rendszerekben érjük el a dinamika és az állapot kvantummechanikai szintű kontrollját. Azt tudjuk, hogy ha sikerülne megvalósítani az ún. kvantum hibajavítást, akkor elvileg nem lenne lehetetlen nagy rendszeren kvantum algoritmusokat futtatni, igaz, sok erőforrásra van szükség hozzá. Kvantumos hibajavításra még nincs kísérleti bizonyíték, viszont egy monitorozott kvantumrendszer esetében a mérési eredményeket a felgyorsult elektronikának köszönhetően in vivo visszacsatolhatjuk a dinamikába. Ilyen visszacsatolással sikerült a párizsi csoportnak fotonszám-sajátállapotokat stabilizálni. Ez az első lépés a hibrid kvantum-klasszikus dinamikai rendszerek építése felé.

Köszönetnyilvánítás

Kutatói pályafutásom alakulásában *Janszky József* meghatározó szerepet játszott. Nagy lendülettel indított el, és szerencsémre éppen az érdeklődésemnek és habitusomnak jól megfelelő témában, a kvantumoptikában. Az ő nemzetközi elismertségének köszönhetem, hogy *Serge Haroche* és *Jean-Michel Raimond* a párizsi Ecole Normale Supérieure-ön befogadtak csoportjukba, így doktori tanulmányaimat a francia kormány ösztöndíjával a szakma egyik csúcsintézményében végezhettem. Ezt követően is mindig magamon érezhettem *Jóska* atyai figyelmét és feltétlen támogatását. Ezért mindenekelőtt neki szeretnék köszönetet mondani. Köszönöm ajánlóimnak, *Króó Norbertnek*, *Sólyom Jenőnek* és *Zawadowski Alfrédnek* a megtisztelő bizalmukat. Nagyon megilletődtem, hogy

a hazai elméleti szilárdtestfizika iskolateremtő egyéniségei méltónak tartottak az akadémiai tagságra, és kezdeményezték a jelölésemet.

Az egész hivatásom onnan indult, hogy a középiskolában kiváló fizika-tanárom volt: *Honyek Gyula*. Éppen akkor kezdett tanítani az egyetemi állása mellett, az első, „próbaosztályába” jártam, ezért a velem való találkozásra el-képesztően szerencsés adományként tekintek. Az ELTE fizikus szak kiváló hely volt számomra, erőteljesen hajtott a fizikában való elmélyülésre. Az első években *Dávid Gyula* órái növelték bennem leginkább az érdeklődést, a későbbi évekből pedig *Geszti Tamást* emelném ki, akinek a fizikához és általánosabban a szellemi élethez való viszonya példaértékű számomra.

Munkámat mindig egy összetartó, egymásra figyelő csoportban végeztem. Legközelebb *Kiss Tamás* áll hozzám, aki kezdetektől társam a munkában, és annál sokkal több, a barátom. Nagyon sokkal tartozom neki az önzetlen segítségéért, amit már nyugodtan gondoskodásnak is nevezhetek. Hálás vagyok azoknak a munkatársaimnak a bizalmukért és a közös erőfeszítésekért, akik témavezetőnek választottak. Először *Asbóth János* és *Vukics András* kértek fel diplomamunkásként, majd doktoranduszként, nem sokkal később követte őket *Nagy Dávid*. Tanítványoktól sokat lehet tanulni, ezt az állítást én maximálisan igazolom. Sokat kaptam a posztdoktoroktól is. *Szirmai Gergely* volt az első, aki jött, megbízható támaszom és nagyon sikeres munkatársam lett, és ebben követi őt *Kálmán Orsolya*. Ők mind fontos szereplői az életem elmúlt tíz évének, nemcsak szakmailag, amint a székfoglaló előadásának eredményeiből is látszik, hanem barátaim lettek, és elégedetten veszem észre magamon az ő formáló hatásukat. Mostani doktoranduszaim, *Kónya Gábor* és *Dombi András*, és a csoportunk többi fiatal tagja, *Darázs Zoltán*, *Kollár Bálint*, *Gilyén András* és *Sinkovicz Péter*, a munkában és a közösségben is alkotótársak, velük váltunk sikeres Lendület kutatócsoporttá. Köszönöm a Kvantumoptika és Kvantuminformatika Osztály többi tagjának is a jó hangulatot, társaságot, ötleteket, név

szerint és valamennyire időrendben felsorolva: *Ádám Péter*; *Kis Zsolt*, *Szabó Szilárd*, *Koniorczyk Máttyás*, *Kárpáti Attila*, *Kecskés László*, *Kurucz Zoltán*, *Gábris Aurél*, *Tóth Géza*.

A szakmai ranglétrán sok lépcsőfokot ugrottam felfelé külföldi állomásaimon. Mesteremként tekintek *Jean-Michel Raimondra* és *Helmut Ritsch-re*, akik témavezetőim voltak a Párizsban töltött doktori és az Innsbruckban töltött posztdoktori időszakban. Mind a ketten, *Janszky Józsefhez* hasonlóan, később is figyelemmel kísérték pályafutásomat, és kérésre, vagy akár anélkül, feltétlenül támogattak. Szintén sokat jelentett nekem azoknak a külföldi diákoknak a bizalma, akik nem hivatalos témavezetőnek tekintettek, és fogadták el útmutatásaimat: *Thomas Salzburger* az innsbrucki egyetemről és *André Xuereb* a southamptoni egyetemről.

Élettel teli, szerető családban végzem a munkám, különben nem is nagyon látnám értelmét. Ezt köszönöm feleségemnek, *Rékának*, gyermekeimnek, *Bálintnak*, *Emmának* és *Vilmának*, továbbá édesanyámnak, bátyámnak, az ő családjának és apósomnak. Meghatódva gondolok apámra, aki nem érte meg ezt a napot, pedig talán álmódott róla.

Erdy János
Bochtovich Ruffózsé

Wenzel Gusztáv

Jábiar Gabon
Nagy János

Terintetes Nagygyűlés! Arany János

Minia felemelő szabályainak 32. §-a egy szót:
Mindem sijnomán választott tag, a külső kövétel
lével, osztályába tartozó dolgot felolvasásával,
vagy személyes meg nem jelenhetős esetén beüldé
sével, legfeljebb egy év alatt sörét foglalt; külsőben meg
választása meg nem működően:

Tehetnek esetek, melyekben kivált vidéken la
kolé gátolhatatlan a határidőt megtartani: de hallga
tag elvérsni e szabály meg nem tartatását, amlyet
tesz, mint örves szabályzatunkat erőlköndé terintetes
át söröségteleu.
Judithányba koratir tehát, hogy egyelőre a
határidőt s sörfoglalás által meg nem
határidőnkessével, az 186

