

Kvantum-nanomechanika

Geszti Tamás

2013.03.07

1. fejezet

Bevezetés

A kvantummechanika legfeltűnőbb jellegzetessége a mozgás hullámszerű jellegéből eredő interferencia. Ezt elektronoktól az óriási molekulákig számtalan fajta tárgy repülésén megfigyelték, akár méteres távolságokon is: a méret növelésével semmi jele annak, hogy a kvantummechanika érvényességének vége szakadhatna. A makroszkópikus tárgyak - almák, macskák, autók - viszont soha nem interferálnak. Ezek nem csak méretükben, hanem tömegükben is eltérnek az óriási molekuláktól. Kézenfekvő arra gondolni, hogy talán a tömeg az a paraméter, amelynek skáláján feltérképezhető az eddig még meglehetősen ködös határ a kvantumos és klasszikus viselkedés között. Kísérleti adatok híján egyelőre többféle úton folyik az elméleti kutatás a két határeset közötti átmenet modellezésére; az átmenet nélküli merev kettősségre épülő "koppenhágai interpretáció" végső helyességét a nanovilág pusztá léte is cáfolni látszik.

A legkönnyebb mozgó nanomechanikai eszközök - rugalmas rezgő nyelvek, membránok, szén nanocsövek, vagy fénnel lebegtetett dielektromos golyócskák - legalább négy-öt nagyságrenddel nehezebbek, mint az interferenciakészséget mutató legnagyobb molekulák. Ezek kvantummechanikai, esetleg valamilyen módosított kvantummechanika szerinti viselkedésének kísérleti igazolására vagy cáfolatára óriási versenyfutás folyik a világ számos laboratóriumának részvételével. A kutatásnak két követelményt kell kielégítenie:

- Mivel a kvantumos interferenciát gyorsan elmossa a környezetből eredő termikus zaj ("dekoherencia"), amely a mechanikai csillapításnál sokkal erősebben zavaró hatás, a vizsgált tárgyak előkészítésének lényeges része a környezettől való maximális elszigetelés és a tárgy lehűtése a kvantummechanika szerinti alapállapot közelébe. Ez ν_m frekvenciájú mechanikai oszcillátor esetében egy rezgési kvantum (fonon) energiájánál nem nagyobb termikus átlagenergiát, vagyis a $k_B T \leq \hbar \omega_m$ feltételnek megfelelő hőmérséklet elérését jelenti (k_B a Boltzmann-állandó, $\hbar = h/2\pi$, h a Planck-állandó, $\omega_m = 2\pi\nu_m$), ami 1 GHz-es oszcillátornál nagyjából 50 mK hőmérsékletnek felel meg. Láthatóan kisebb frekvenciájú oszcillátor esetén ala-

csonyabb hőmérsékletet kell elérni. Nagyobb frekvenciájú ("kemény") oszcillátort könnyebb lehűteni, de minden további művelet végrehajtása nehezebb. Hűtés tekintetében a kutatás már jelentős sikereket ért el.

- A kvantumos viselkedés megfigyelésére a nanomechanikai tárgyat markáns interferenciát mutató kvantumállapotba kell hozni (*"kvantumállapot-preparálás"*), majd az interferencia kialakulása után ezt ellenőrizni kell (*"kvantumállapot-rekonstrukció"*, *"tomográfia"*). Mindehhez a tárgyat eléggé erősen össze kell csatolni egy ismert kvantumos tulajdonságokat mutató rendszerrel: legtöbbször fénnel (*"optomechanika"*), vagy valamilyen kétállapotú kvantumrendszerrel ("qubittel"): legtöbbször szupravezető Josephson-qubitet tartalmazó áramkörrel (*"elektromechanika"*); igéretesnek látszik a gyémánt vagy hasonló kristályok fonthibáihoz tartozó spin-állapotok felhasználása is. Ez a terület az intenzív kutatás ellenére egyelőre kevésbé mondható sikeresnek, erre koncentrálódik jelenleg a legtöbb kísérleti és elméleti erőfeszítés.

Ezeket a témákat tekintjük át az alábbiakban. Itt említjük meg, hogy a röptükben megfigyelhető nagy molekulák és a szilárdan befogott rugalmas rezgő lemezek közötti öt nagyságrendnyi tömeg-résben található még egy érdekes rendszer: a csapdázott hideg gázokban kialakítható, nagyméretű kondenzátumok; ezek kollektív mozgásának vizsgálata lényeges eredményekkel járulhat hozzá a kvantum-klasszikus határ felderítéséhez.

2. fejezet

Hűtés a nanomechanikában

2.1. Hígításos hűtés

A ^3He izotópban gazdag folyékony hélium hígítása ^4He folyadékkal erős hűtést eredményez (adiabatikus körülmények között a keverési entrópia növekedését a lehüléssel járó entrópiacsökkenés kompenzálja). Ez 0.1 K körül rutinszerűen használható, de különleges körülmények között mK alá is lehet vele hűteni. A különleges körülményeket az adott esetben a mechanikailag erősen rögzített, kis térfogatú, közel sík geometriájú, chip-szerűen integrált technikákkal (párolgatás-maratás) előállított kísérleti elrendezések jelentik. Nevezetes példák: O’Connell et al. [2] 0.25 mK -es hőmérsékleti rekordot ért el hígításos hűtéssel; Teufel et al. [3] 15 mK -es előhűtésre használta a hélium-hígítást, majd a végső 0.1 mK -es célt mikrohullámú "oldalsáv-hűtéssel" érte el (lásd alább).

2.2. Optikai hűtés

Nagyon kis elmozdulásoknál a hűtés a hőmozgás fékezését jelenti. Erre a célra a fénynyomást is fel lehet használni, ha a mozgás sebességével arányos és ellenkező irányú. Ez valósul meg egy Fabry-Perot rezonátorban, amelynek egyik tükkrét egy nanomechanikai oszcillátorhoz kapcsoljuk (1. ábra). Ha a rezgő tükör közelebb kerül az állóhoz, a fotonok sűrűbben pattognak a két tükör között: a fénynyomás a tükör elmozdulásával arányos mértékben nő, vagyis a rezonátorba zárt fény rugóként működik, amelynek visszatérítő ereje hozzáadódik a mechanikai rugóéhoz. Ez az erő azonban késleltetéssel valósul meg, mert a tükör elmozdulásakor a rezonátorbeli tér szerkezetének, a visszapattanások és kiszökések finom egyensúlyának újrendezéséhez sok pattogásnyi idő kell. A késleltetett "fényrugó-erőt" pedig a mechanikai oszcillátor sebességétől függően átlagolja erre a felépülési időre, ami számára sebességfüggő erőként jelenik meg, vagyis súrlódásként, ami hűti a rezgő tükör termikus mozgását. Ezt a mechanizmust először Metzger és Karrai [8] írta le, akik a rezonátorból kicsatolt fény zajspektrumának mérésével demonstrálták

a rezgő tükör lehűtését 300 K -ról 18 K hőmérsékletre.

Ez az egyszerű kép csak kis mechanikai frekvenciáknál írja le helyesen a csillapítást. Ha a frekvencia összemérhető a rezonátorbeli tér felépülési idejének reciprokával, akkor a felépülési folyamat közben is több periódust rezeghet a mechanikai oszcillátor. Ilyenkor a sűrűségi erő érdekes rezonanciákat mutat, amelyek sokszorosára növelhetik a hűtés hatékonyságát. Ez az *oldalsáv-hűtésnek* nevezett jelenség [4] nem csak a lézeres optikai tartományban működik, hanem a szupravezető áramkörökre épülő mikrohullámú összeállításokban is [3].

A mechanizmus lényegét legegyszerűbben a fotonok és fononok nyelvén lehet elmondani: ha az elektromágneses rezonátort pumpáló lézert a rezonátor ν_{rez} frekvenciája alá hangoljuk éppen a ν_m mechanikai frekvenciával, vagyis $\nu_{rez} - \nu_m$ frekvenciára, akkor a rendszer úgy tud egy fotonnyi energiát felvenni a lézertől, ha közben egy fononnyit elvesz a rezgő tükörtől, vagyis fékezi annak mozgását. Egyszerre több fononnyit is el lehet venni a mechanikai oszcillátortól; a megfelelően csökkentett frekvenciák alkotják az alaprezonancia oldalsávjait. Talán kicsit bonyolultabban, de klasszikus nyelven is el lehet mondani a mechanizmust, vagyis működése semmiben sem bizonyítja a mechanikai oszcillátor kvantáltságát, de működni minden esetre kiválóan működik, amint a már említett Teufel et al. cikkben [3] leírt 0.1 mK -es hűtés példája mutatja.

Az eddigieknek egy érdekes interpretációja úgy szól, hogy a tükörről visszaverődő fény *megméri* a tükör helyzetét, és ennek a kvantummérésnek *visszahatása* a konjugált változóra: a tükör impulzusára (lendületére) éppen az a fénynyomás, amely a hűtést létrehozza [5]. A "kvantummérés visszahatása" sémát, amely a Heisenberg-féle határozatlansági relációnak megfelelően bármely konjugált változóparra vonatkoztatható, közvetlenül is próbálják nanomechanikai hűtésre alkalmazni; ezek a próbálkozások jelentős előrehaladást hoztak a kis elmozdulások pontos mérési stratégiáiban [6], de hűtést eddig csak korlátozott körülmények között, hasznosításra kevésbé alkalmas formában eredményeztek [7].

Az optikai hűtésnek egy anekdotikusan különleges, de igen hatékony változata a Maxwell-démonra emlékeztető módon, a termikus mozgás aktív szabályozásával oldja meg a rezgő tükör hűtését (Kleckner és Bouwmeester [14]). A módszer a tükör pillanatnyi sebességét méri egy helymérést és idő szerinti numerikus deriválást használó nano-trafipaxszal. Amikor azt találja, hogy a tükör a lesbenálló fékezőlézer felé mozog, akkor az szembelevő egy fényimpulzussal. Ezzel a maga idején rekordnak számító 135 mK -es hőmérsékletet lehetett elérni.

2.3. Termikus szigetelés a környezettől

Az optikailag hűtött mechanikai oszcillátor kétféle módon csatlakozik a nála jóval melegebb környezethez: a mechanikai befogáson és a pumpáló-letapogató lézeren keresztül; ezekkel a hatásokkal szemben dolgozik az optikai hűtés. A mechanikai befogáson át történő

hőbeáramlás megértésében lényeges felismerés volt [9], hogy az alacsony hőmérsékleten a hőáramban domináló hosszúhullámú akusztikus fononok a hullámhossznál szűkebb tűszerű alátámasztáson csak a kvantummechanikai alagutazásra (klasszikus szóhasználat: a hullámvezetők küszöbfrekvenciája alatti evanescens hullámmozgásra) emlékeztető lassú folyamattal jutnak át. Ez motiválta az újabb konstrukciókban a minél hegyesebb tűszerű alátámasztás [4] elterjedését.

A lézerek termikus zajforrásként kevésbé zavaróak, mert frekvenciájuk magasan fölötte helyezkedik el a környezeti hőszugárzásnak, de fázis-zajuk lényeges forrása lehet a mechanikai oszcillátor dekoherenciájának [10].

3. fejezet

Csatolás különböző kvantumrendszerekhez

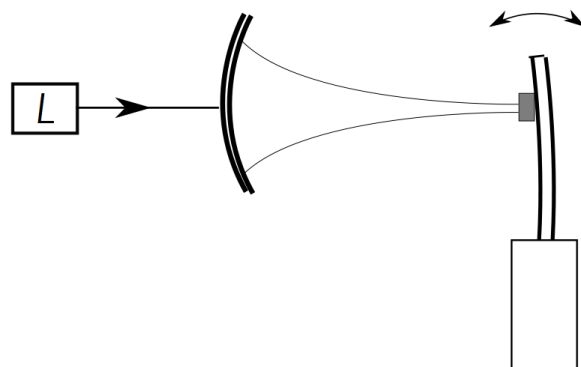
Amint már az eddigiekből kiderült, egy nanomechanikai oszcillátor lehetséges kvantummechanikai viselkedésének vizsgálatához szükséges azt egy könnyebb, jól erősíthető jelet adó, már ismert kvantummechanikai tulajdonságokkal rendelkező rendszerhez csatolni. A csatolás fő célja a nanooszcillátor mozgásának letapogatása és benne esetleges kvantummechanikára jellemző tulajdonságok azonosítása. Hasznos mellékhatásként a mérést biztosító kölcsönhatás a nanooszcillátor hűtéséhez is hozzá tud járulni.

3.1. Optomechanika

3.1.1. A foton-tükör csatolás

Egy nanomechanikai oszcillátort - általában egy vagy két ponton befogott rezgő rugalmas lemezt - a fénynyomás által csatolhatunk a fény kvantumaihoz, a fotonokhoz. Ha a lemez felületére tükröt erősítünk, az erről visszapattanó foton impulzust ad át az oszcillátornak; az időegység alatt átadott impulzus a fény által kifejtett erő, ennek visszahatását a fényről tudjuk leolvasni interferometriai eszközökkel. A csatolás erőssége lényeges: a kívánt kvantummechanikai állapotváltozásoknak a dekoherencia idejénél hamarabb kell bekövetkezniük. Hogy ennek esélyét megnöveljük, a fotonokat általában egy Fabry-Perot rezonátorba zárjuk, amelynek egyik tükrét hordozza a mechanikai oszcillátor, a másik tükör szolgálhat a lézerforrás becsatolására. Ennek sematikus képét mutatja a 3.1. ábra; konkrét megvalósítása (pl. száloptikai környezetben) lényegesen más geometriájú is lehet.

A csatolás erősségét a következőképpen számíthatjuk ki: egy λ hullámhosszú foton impulzusa $\hbar k$ ($k = 2\pi/\lambda$), egy visszapattanáskor a foton ennek kétszeresét, $2\hbar k$ impulzust ad át a tükörnek és ezen keresztül a nanomechanikai oszcillátornak. Egy L hosszúságú Fabry-Perot rezonátorban c fénysebességgel oda-vissza pattogó foton másodpercenként



3.1. ábra. Fabry-Perot rezonátor rezgő tükörrel és lézerforrással. A rögzített tükör véges áteresztőképessége teszi lehetővé a pumpáló lézerfény bejutását, ami rezonanciánál felerősödik.

$c/2L$ -szer pattan vissza a rezonátor egyik végét lezáró rezgő tükörről, ami

$$F = \frac{c}{2L} 2\hbar k = \frac{\hbar\omega}{L} \quad (3.1)$$

erőnek felel meg (az utolsó lépésben felhasználtuk, hogy $\omega = 2\pi(c/\lambda) = ck$). Ez az erő az oszcillátor x elmozdulása esetén

$$\hat{H} = F \hat{x} \quad (3.2)$$

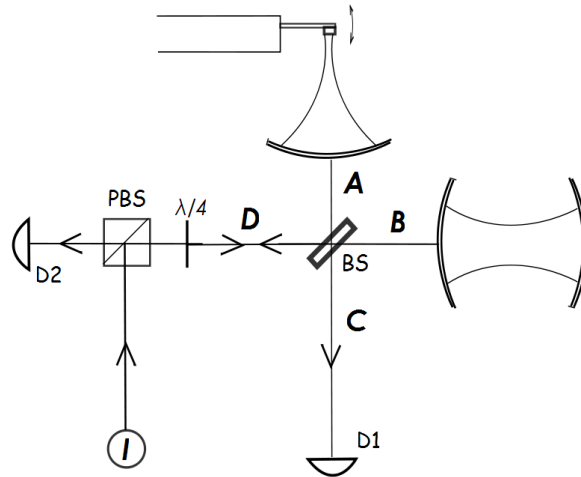
munkát végez; ez az optomechanikai csatolás Hamilton-operátora (Law 1994).

Az eredményt úgy is interpretálhatjuk, hogy ennyivel változtatja meg a tükör x elmozdulása a foton energiáját, a rezonáló hullámhossz eltolásán keresztül ("paraméteres csatolás"). A levezetés elhanyagolja a mozgó tükör által történő fotonkeltés vagy fotoneltüntetés lehetőségét, ami azért jogos, mert a tükör a fénysebességnél sokkal lassabban mozog ("adiabatikus közelítés").

3.1.2. A kvantumosság vizsgálata fotonokkal

A mechanikai rezgés kvantumos vagy klasszikus jellegének feltárását mindenekelőtt az nehezíti, hogy nagyon kis elmozdulásokat kell vizsgálni. A harmonikus oszcillátor jól ismert eseténél maradva, az alapállapot hullámfüggvény (lásd bármelyik kvantummechanika

könyvnek a harmonikus oszcillátorról szóló fejezetét) $\sqrt{\hbar/(2M\omega_m)}$ kiterjedésének nagyságrendjébe eső méretű hullámcsomagokat kell interferáltatni, így ezek egymástól is csak ennyivel távolodhatnak el. A képletben M az oszcillátor effektív tömege, egy rugalmas rezgő lemez esetén ennek pontos kiszámolása nem egyszerű feladat, de nem nagyon tér el a szabadon rezgő szakasz valóságos tömegétől [1]. Kvantumjelenségek keresésekor a cél nyilván minél kisebb tömegű oszcillátor készítése; a jelenleg elérhető tömegek 10^{-18} - 10^{-20} kg (a legkönnyebbek a szén nanocső oszcillátorok, amelyek kísérleti kezelése még különösen kemény diónak számít; egyelőre inkább a lehetőségek elméleti feltérképezése folyik [11]). A legnagyobb frekvenciák a MHz és GHz közötti nagyságrendbe esnek. Ekkor a hullámcsomagok kiterjedésének $\sqrt{\hbar/(2M\omega_m)}$ nagyságrendje nanométer és femtométer közé esik, ekkor az interferencia-mintázatok, amelyeket tükr-foton csatolás útján a kilépő fényen, vagy kapacitív csatolás útján (lásd a következő alpontban) valamilyen nanoelektronikai eszközökön megjelenő lenyomatukból akarunk felismerni.



3.2. ábra. A Marshall-Simon-Penrose-Bouwmeester projekt. A fotonok egyenként lépnek be az I egyfoton-forrásból, és a folyamat végén a $D1$, $D2$ detektorok valamelyike jelzi a megérkezésüket. A PBS polarizáló nyalábosztó és a $\lambda/4$ lemez célja az, hogy azok a fotonok, amelyek a folyamat végén ugyanott lépnek ki, ahol az egyfoton-forrásból beléptek, ne a forrásba jussanak vissza, hanem a detektorba.

Az első olyan javaslatot, amely ezzel a kihívással szembenézett, Marshall et al. cikke ([12]) tartalmazza. Elrendezésük (3.2. ábra) egy Michelson-interferométer, amelynek egyik ágán a tükröt egy mechanikai oszcillátorhoz csatolja a fényt. Mindkét ágon egy-egy Fabry-Perot rezonátor erősíti a csatolást.

Az összeállítás elképzelt működésének minimális elmélete a következő. Az interferométer A és B ágának egy-egy fotonmódus felel meg, a fény beérkezése előtt egyikben sincs foton, ugyanakkor tegyük fel, hogy a rezgő tükör (a formulákban m , mint "mirror" vagy mint "mechanikai oszcillátor") is kvantummechanikai alapállapotában van: 0 fonon van benne.

Ha egy foton a forrás felől beérkezik a D ágon, azt a BS Michelson-nyalábosztó egyidőben az A és a B ágra küldi szét (ez az, amit egy macskával nem lehet megtenni): az interferométer állapota a két lehetőség szuperpozíciója, szokásos kvantummechanikai jelöléssel $(i|A\rangle + |B\rangle)/\sqrt{2}$. Az i szorzó komplex jelölésben azt fejezi ki, hogy az A ágra egy reflexióval eljutó foton a továbbhaladó B ághoz képest $\pi/2$ fázistolást szenved; az amplitudókban megjelenő $1/\sqrt{2}$ szorzó intenzitásban fele-fele arányú szétosztást jelent. A rezgő tükörrel ekkor még nem történt semmi: a foton+tükör összetett rendszer állapota

$$|\Psi(0)\rangle = \frac{i|A\rangle + |B\rangle}{\sqrt{2}} |0_m\rangle. \quad (3.3)$$

Ettől kezdve azonban az oszcillátor sorsa összefonódik a kétfelé menő fotonéval. Ha a foton B felé megy, az oszcillátor ott marad az alapállapotban; ha a foton A felé megy, az oszcillátor a (3.1) optomechanikai erő hatására kilendül valamilyen időfüggő $|t_m\rangle$ állapotba. Az összefonódott foton-oszcillátor rendszer állapota így alakul:

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{i|A\rangle |t_m\rangle + |B\rangle |0_m\rangle}{\sqrt{2}}. \quad (3.4)$$

Most következik a feladat lényege: hogyan lehet eldönteni, hogy a mechanikai oszcillátor valóban a kvantummechanikát követve, aktívan részt vesz a fenti szuperpozícióban? Ehhez a kétféle állapotának, $|0_m\rangle$ -nek és $|t_m\rangle$ -nek az interferenciáját kellene látnunk. Ez csak úgy lehetséges, ha a hozzájuk fonódott, nem egy helyen levő, ezért (kvantummechanikai értelemben) egymásra ortogonális $|A\rangle$ ill. $|B\rangle$ fotonállapotot újra egy helyre hozzuk össze. Ez történik meg a Michelson-nyalábosztón való második áthaladáskor, amely az akár A , akár B felől beérkező fotont a C és D ág között osztja szét. Ennek megfelelően az összefonódott foton+tükör rendszer végső állapota

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{1}{2} \left[i|C\rangle (|0_m\rangle + |t_m\rangle) + |D\rangle (|0_m\rangle - |t_m\rangle) \right]. \quad (3.5)$$

Az eredményből láthatóan a C és a D ágra helyezett fotondetektorok külön-külön is "látják" a rezgő tükör kétféle állapotának egy-egy különböző szuperpozícióját. Ebből azonban csak akkor lesz interferencia-jel, ha a kétféle tükör-állapot (a fotontól meglökött $|t_m\rangle$ és a békén hagyott $|0_m\rangle$) hullámfüggvénye átfed egymással. Elég nagy lökés esetén ez a mechanikai oszcillátor minden periódusában csak kétszer fordul elő: valahányszor

a tükör áthalad a saját nyugalmi helyzetén. Ezekben a rövid áthaladási időintervallumokban reméljük megfigyelni a rezgő tükör interferenciájának lábnyomát a fotonok Michelson-interferenciájában.

Itt lehet megfogalmazni a kísérlettel szemben támasztott fő követelményt: a tükröt hordozó nanomechanikai oszcillátor kvantummechanikai koherenciáját meg kell őrizni legalább egyetlen visszatérés idejéig! Ez pedig egyelőre nagyon nehéz feladat ([13]), de a mérést tervbevevő csoport intenzíven fejleszti mind a hűtést ([14]), mind a mérési elrendezést ([15]).

A klasszikus Michelson-interferométerrel nem merülnek ki a lehetőségek. Említést érdemel az a konstrukció [4], amelyben a mechanikai oszcillátor egy vékony, középpontjában túszerűen alátámasztott kristálykorong, amely úgy rezeg, mint egy dob membránja, a csatolódo elektromágneses hullám pedig a dob megvastagított peremén fut körbe (felejtjük el a dobot egy pillanatra: a körbefutó hullámmódus neve, a londoni Szent Pál székesegyház kupolájának híres, titkokat messze röpítő karzatára utalva, "suttogó galéria").

A fényhez való csatolást nagy mértékben felerősíti az a néhány évvel későbbi, korszerű nanotechnológiára épülő konstrukció [16], amely a nanomechanikai rezonátort lyukak befűrésével egyben a fényre rezonáló fotonikus kristállyá alakítja, a rezonátor befogását pedig a fényt át nem eresztő (tilos sávot képező) fotonikus kristállyá. A síkba integrált szerkezet alkalmas az erőteljes hígításos előhűtésre; a fényt elvékonyodó ("tapered") optikai szálon becsatolva, ezt igen hatékony oldalsáv-hűtés követheti. A rezgési alapállapot közelébe való hűtés már eljutott a kísérleti igazolásig; a nano-kvantummechanikai lehetőségek irányába tett lépések még a kezdetnél tartanak.

3.1.3. Csatolás szupravezető qubithez

A kvantumoptika sok évtizedes fejlettsége ellenére jelentős előnyöket kínálnak a szupravezető áramkörök, amelyek mK körüli hőmérsékletre hűtve, egy rosszul vezető, de Cooper-párok alagutazását megengedő Josephson-átmenet beiktatásával számos lehetőséget kínálnak jóldefiniált, elektronikusan kontrollálható és megfigyelhető, kétállapotú kvantumrendszer kialakítására. Ez erős kapacitív csatolásba hozható egy hozzá integrált nanomechanikai oszcillátorral, ha a szupravezető áramkör egy kinyúló elektródját az oszcillátor közvetlen közelébe helyezzük el. Az így létrejövő "nanoelektromechanikai" (*NEM*) rendszerek fő előnye az erős csatolás; ezzel áll szemben a fényhez képest zajosabb környezet hátránya, már csak a kisebb frekvencia miatt is: a fény frekvenciája messze kiemelkedik a környezeti fluktuációk spektrumából, a mikrohullámé nem. Ez a kettősség tartja fenn párhuzamosan fejlesztett alternatívaként az optomechanikát és a nanoelektromechanikát.

A szupravezető mikrohullámú forrás első megvalósításának [2] kutatócsoportja igen nagy frekvenciájú, GHz-es mechanikai oszcillátort használt, amit hígításos hűtéssel az alapállapot közelébe lehetett vinni, így nem bajlódtak további oldalsáv-típusú hűtéssel, hanem mindjárt nekiláttak vizsgálni a mechanikai rezgés kvantumosságát. A kapacitív csatolást azáltal erősítették fel, hogy a mechanikai oszcillátort piezoelektromos kristály-

ból készítették. Ennek hátránya, hogy a felhasznált piezoelektromos kristály hibahelei jelentékeny zajforrást jelentenek, ami részben elvitte az erős csatolás hozta előnyt. Végül is, bár a vizsgálatnak szokatlanul nagy sajtóvisszhangja lett, a kvantumosságot nem sikerült érdemben tesztelniük - amit láttak, az csak a mechanikai oszcillátor és a szupravezető kétállapotú kvantumrendszer közötti rezonancia.

A két kvantumállapot közötti átmenetnek mikrohullámú frekvencia felel meg; a csatolás erősségét megfelelő, ugyancsak szupravezetőből készült mikrohullámú rezonátor beiktatásával is lehet fokozni. Ennek egy már említett megvalósítása [3] a szupravezető kétállapotú áramkör hangolhatóságát felhasználva igen hatékony, alapállapot-közeli oldalsáv-hűtést tett lehetővé. A mechanikai rezgés kvantumosságának vizsgálata felé ugyanezen csoport egy későbbi munkája [17] tett fontos előrelépést, egyelőre még világos konklúzió nélkül.

3.1.4. Csatolás nitrogén-vakancia centrumhoz

A kétállapotú kvantumrendszer egzotikusabb megvalósulási formái közül említsük meg a kvantum-információkezelés új sztárját, a gyémántban létrehozható, NV (nitrogén-vakancia) centrumnak nevezett ponthibát: két hiányzó szomszédos szénatom helyére egy nitrogénatom ül be, ennek egy szabad elektronja erőteljes és a környezettől igen jól védett elektronspin-rezonancia jelet ad, ami a qubit egyik esélyes fizikai megvalósítása lehet. Egy érdekes kísérletben [18] ezt sikerült csatolni egy SiC szál mechanikai rezgéseire; az NV-centrumban lokalizált elektron spinjének mikrohullámú mágneses rezonancia-átmenetéből fluoreszcens jelet kapnak, amit egy konfokális mikroszkópon keresztül megfigyelve és analízálva, információ kapható a nanoszál mozgásáról.

3.2. Igazolni vagy cáfolni a kvantumosságot

A kvantumosság kimutatásának útján számos csapda leselkedik: a kutató gyakran láthat olyan jelenségeket, amelyeket a kvantumosság nyelvén könnyű elmondani, pedig valójában klasszikus mechanikai mozgásból erednek, és a kvantumosságot nem bizonyítják. Ilyen a már említett oldalsáv-hűtés is, de az igazán fontos ősi példa a fotoelektromos effektus Lénárd Fülöp által talált összefüggésének Einstein által való magyarázata. A Lénárd-féle összefüggés: a kilépő elektron E_{kin} kinetikus energiája csak a beeső fény frekvenciájától függ (intenzitásától nem), és a frekvenciának egy küszöbértéket el kell érnie, azon túl a frekvenciával nő a kinetikus energia. Einstein ezt úgy magyarázta, hogy a fényáram $h\nu$ energiájú kvantumokból (fotonokból) áll, egy elektron kiszabadításakor egyetlen fénykvantum nyelődik el, amelynek energiájából egy rész a kiszabadulásra fordítódik ("kilépési munka"). Aki azonban valaha is tanult a kvantummechanikában időtől függő perturbációszámítást, az könnyen belátja, hogy a Lénárd-kísérlet nem a fény kvantumosságát bizonyítja, csak azt, hogy az elektron viselkedik kvantumosan, és a kiszabadulásához

szükséges ΔE energiabefektetésnek megfelelő $\Delta E/h$ frekvenciára a bejövő fény rezonál, akár mint klasszikus, akár mint kvantumos elektromágneses hullám. Einstein tudatában volt ennek a kétértelműségnek, később utánament a problémának, és a spontán és indukált emisszió fogalmának bevezetésével közelebb hozta a foton fogalmát, de a probléma teljes kvantumelméleti tárgyalásához Dirac feladatmegoldó képességeire volt szükség.

Hasonló feladattal néznek most szembe a nanomechanikában kvantumos effektusokat kereső kutatók. A feladat azonban most még nehezebb: a kvantumosság azonosításához többlépéses mérésorozatok végrehajtására van szükség, ez azonban időbe telik, és ez alatt az idő alatt meg kell őrizni a nanomechanikai rendszer koherenciáját.

A Marshall et al. [12] projekt tanulságaiból okulva, olyan erős interferenciajelenséget kellene produkálni, amelynek nincs klasszikus mechanikai megfelelője - ez negatív követelmény, amelynek ellenőrzése minden konkrét esetben megköveteli az alapos elméleti elemzést.

Az analízisben kritikus lehet a környezeti zajok korrekt kezelése. A könnyen kezelhető matematikai modellek többnyire Markov-folyamatot feltételeznek, ami a természetre (pl. fonon-alagutazási vagy magspin-billegési folyamatokra) nem mindig illik rá, így nem kicsi az esélye hibás következtetések levonásának.

A legtöbb vizsgálat [19] a *foton-fonon konverzió* lehetőségéből indul ki: ehhez vezet a 3.2 paraméteres csatolás, ha a lézert vagy a szupravezető mikrohullámú oszcillátort az elektromágneses rezonátor $\nu_{rez} - \nu_m$ vörös-elhangolt oldalsávjára hangoljuk: a lézerfény koordinátarendszeréből nézve (kvantummechanikában ez egy unitér transzformációt jelent) itt cserélődik ki egy foton rezonánsan egy fononra. Megjegyezzük, hogy ez történik oldalsáv-hűtéskor is: a rezgő tükrök lead egy fonont, ami később foton alakjában szökik ki az elektromágneses rezonátorból, hogy visszafordíthatatlanná tegye a hűtésnek ezt az elemi lépését.

A foton-fonon konverzió felhasználásával, megfelelően méretezett amplitudójú és időtartamú lézer-impulzusok segítségével tetszőleges fonon-kvantumállapotokat lehetne létrehozni, ha nem lenne a környezeti dekoherencia. De van: emiatt csak *rövid* impulzusorozatok jöhetnek szóba. A mérések végén a visszkapott elektromágneses jelet tovább kell analizálni, fázisérzékeny, pl. homodyn elrendezésben; az eredmények interpretációja nagy óvatosságot, a szóhajóhető kvantumos és klasszikus modellek elfogulatlan értékelését követeli meg.

A foton-fonon konverziótól lényegesen különböző szituációk valósulnak meg, ha a lézert a $\nu_{rez} + \nu_m$ kék-elhangolt oldalsávra hangoljuk; ekkor a foton-fonon rendszerben "préselt" (squeezed) állapotok lépnek fel, foton-fonon összefonódással; ez utóbbit tipikus kvantumjelenségnek mondanánk, de a klasszikus korrelációktól való megkülönböztetése egy zajos környezetben a nehéz feladatok közé tartozik.

A kvantum-optomechanika birodalma tovább bővült az utóbbi években: lézercsipesz-szerűen, a polarizáló fény vonzásával egy fény-állóhullám intenzitás-maximumában lebegtetett dielektromos golyókkal, amelyeknek nincs mechanikai felfüggesztése, de ennek fejében erősebb lézerezajnak vannak kitéve [20, 21], valamint a jóval kisebb tömegük miatt

a mikrovilághoz közelítő csapdázott hideg gázokkal [22, 23].

Bár a mechanikai mozgás kvantumossága a legtöbb várt alkalmazásnak nem igazán előfeltétele, a kérdéskör kiemelkedő alapkutatási jelentőségét a kutató közösség mélyen átéli, a verseny óriási erőbedobással folyik, naponta jelennek meg új cikkek, amelyek valamilyen előrelépésről számolnak be. Aki a részletekkel meg akar ismerkedni, annak még mindig érdemes lehet elolvasni Schwab és Roukes klasszikus összefoglalóját [24], amelynek jelentékeny szerepe volt az ezirányú kutatások fellendülésében. A legújabb fejleményekről az Olvasó egy ugyanott, hét évvel később megjelent félig népszerű összefoglalóban [25], valamint a szakmaibb közönségnek szánt [19] cikkben talál további részleteket.

Irodalomjegyzék

- [1] Cleland, A.N., 2003. *Foundations of Nanomechanics*, Springer.
- [2] O'Connell, A.D., Hofheinz, M., Ansmann, M., Bialczak, R.C, Lenander, M., Lucero, E., Neeley, M., Sank, D., Wang, H., Weides, M., Wenner, J., Martinis, J.M. and Cleland, A.N. 2010. Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator. *Nature* 464:697-703.
- [3] Teufel, J.D., Donner, T., Li, D., Harlow, J.W., Allman, M.S., Cicak, K., Sirois, A.J., Whittaker, J.D., Lehnert, K.W. and Simmonds, R.W. 2011. Sideband cooling of micromechanical motion to the quantum ground state. *Nature* 475:359–363.
- [4] Schliesser, A., Rivière R., Anetsberger, G., Arcizet, O. and Kippenberg, T.J. 2008. Resolved-sideband cooling of a micromechanical oscillator. *Nature Physics* 4:415 - 419.
- [5] Braginsky, V.B. and Khalili, F., 1992. *Quantum Measurement*, Cambridge, England: Cambridge University Press.
- [6] Hertzberg, J.B., Rocheleau, T., Ndukum, T., Savva, M., Clerk, A.A. and Schwab, K.C. 2010. *Nature Physics* 6:213-217.
- [7] Naik, A., Buu, O., Armour, A.D., Clerk, A.A., Blencowe, M.P. and Schwab, K.C. 2006. *Nature* 443: 193-196.
- [8] Metzger, C.H. and Karrai, K. 2004. Cavity cooling of a microlever. *Nature* 432: 1002-1005.
- [9] Wilson-Rae, I. 2008. Intrinsic dissipation in nanomechanical resonators due to phonon tunneling. *Phys. Rev. B* 77:245418.
- [10] Diósi, L. 2008. Laser linewidth hazard in optomechanical cooling. *Phys. Rev. A* 78:021801(R).

- [11] Pályi, A., Struck, P.R., Rudner, M., Flensberg, K. and Burkard, G. 2012. Spin-Orbit-Induced Strong Coupling of a Single Spin to a Nanomechanical Resonator. *Phys. Rev. Lett.* 108:206811
- [12] Marshall, W., Simon, C., Penrose, R. and Bouwmeester, D. 2003. Towards quantum superpositions of a mirror. *Phys. Rev. Lett.* 91:130401.
- [13] Bernád, J. Z., Diósi, L. and Geszti, T. 2007. Quest for quantum superpositions of a mirror: high and moderately low temperatures. *Phys. Rev. Lett.* 97:250404.
- [14] Kleckner, D. and Bouwmeester, D. 2006. Sub-kelvin optical cooling of a micromechanical resonator. *Nature* 444:75.
- [15] Pepper, B., Ghobadi, R., Jeffrey, E., Simon, C. and Bouwmeester, D. 2012. Optomechanical superpositions via nested interferometry. *Phys. Rev. Lett.* 109:023601.
- [16] Chan, J., Mayer Alegre, T.P., Safavi-Naeini, A.H., Hill, J.T., Krause, A., Gröblacher, S., Aspelmeyer, M. and Painter, O. 2011. Laser cooling of a nanomechanical oscillator into its quantum ground state. *Nature* 478:89–92.
- [17] Palomaki, T.A., Harlow, J.W., Teufel, J.D., Simmonds, R.W. and Lehnert, K.W. 2013. Coherent state transfer between itinerant microwave fields and a mechanical oscillator. *Nature* 495:210-214.
- [18] Arcizet, O., Jacques, V., Siria, A., Poncharal, P., Vincent, P. and Seidelin, S. 2011. A single NV defect coupled to a nanomechanical oscillator. *Nature Physics* 7:879-883.
- [19] Meystre, P. 2013. A short walk through quantum optomechanics. *Annalen der Physik* 525:215-232.
- [20] Li, T., Kheifets, S. and Raizen, M.G. 2011. Millikelvin cooling of an optically trapped microsphere in vacuum. *Nature Physics* 7:527–530.
- [21] Chang, D.E., Regal, C.A., Papp, S.B., Wilson, D.J., Yeb, J., Painter, O., Kimble, H.J., and Zoller, P. 2009. Cavity opto-mechanics using an optically levitated nanosphere. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 107:1005-1010.
- [22] Brennecke, F., Ritter, S., Donner, T. and Esslinger, T. 2008. Cavity Optomechanics with a Bose-Einstein Condensate. *Science* 322:235-238.
- [23] Schleier-Smith, M.H., Leroux, I.D., Zhang, H., Van Camp, M.A. and Vuletić, V. 2011. Optomechanical Cavity Cooling of an Atomic Ensemble. *Phys. Rev. Lett.* 107:143005.

- [24] Schwab, K. and Roukes, M.L. 2005. Putting mechanics into quantum mechanics.
Physics Today July 2005:36-42
- [25] Aspelmeyer, M., Meystre, P. and Schwab, K. 2012. Quantum optomechanics.
Physics Today July 2012:29-35.