

# A fény mechanikai hatása optikai rezonátorban

Domokos Péter

MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézete, Nemlineáris és Kvantumoptika Osztály  
domokos@szfki.hu

## 1. Bevezetés

Tekintsük át a fény-anyag kölcsönhatást a megmaradási törvények szempontjából! Az energiamegmaradás elve a Bohr-féle rezonancia-feltétel formájában jelentkezik: egy atom elektronfelhőjének gerjesztéséhez a sugárzás frekvenciájának illeszkednie kell az alap- és gerjesztett állapotok energiakülönbségéhez,  $\hbar\omega = E_e - E_g$ . A perdület megmaradása kiválasztási szabályokra vezet: a fény polarizációja meghatározza, hogy milyen forgásszimmetriájú elektronállapotok között jöhet létre átmenet. A lendületmegmaradás teljesítéséhez, végül, az atomhéj rendszeréből kilépve a tömegközépponti mozgás szabadsági fokát is figyelembe kell vennünk. Egy elnyelt foton  $\hbar k$  lendületét, ahol  $k$  a hullámvektor, ugyanis csak az atom(mag) elmozdulása kompenzálhatja. Ez a fény mechanikai hatásának alapja. A karakterisztikus energiaskála kicsiny az elektronikus gerjesztések energiájához képest. Egy foton impulzusának megfelelő ún. visszalökődési energia („recoil energy”)

$$E_{\text{rec}} = \frac{(\hbar k)^2}{m} = \hbar\omega \frac{\hbar\omega}{mc^2} \approx 10^{-11} \hbar\omega, \quad (1)$$

tehát úgy viszonyul az elektronikus gerjesztés energiájához ( $\hbar\omega$ ), mint emez az atommag kötési energiájához ( $mc^2$ ). Az atomi gerjesztés egy rezonanciajelenség, és a foton szórás hatáskeresztmetszetének változása szempontjából a lényeges frekvenciaegység a vonalszélesség, amihez viszonyítva  $E_{\text{rec}}/\hbar\omega \approx 10^{-3}$  még mindig kicsi.

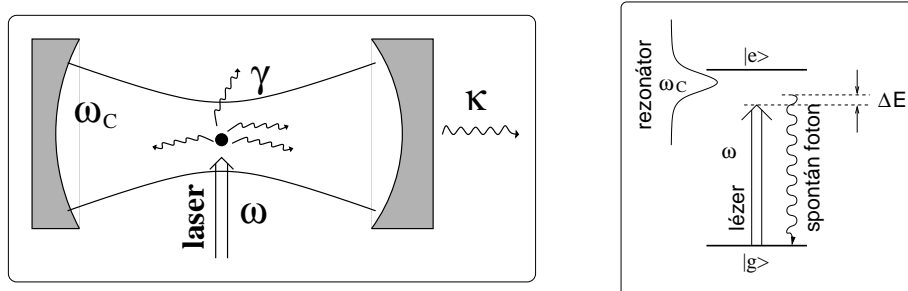
A lézerek megjelenése nagyot lendített a fény mechanikai hatásának vizsgálatán. A nyalábtulajdonságok miatt a  $\hbar k$  momentum minden fotonban közel azonos, és ezt a lendületmennyiséget, a lézerekre jellemző intenzitás mellett, nagy gyakorisággal közölhetjük az atommal. Például egy nátrium atom  $3S_{1/2} \leftrightarrow 3P_{3/2}$  589 nm hullámhosszú átmenetét telítésbe hozva, a gerjesztett állapot élettartamának megfelelő időegység alatt ( $\tau = 16$  ns) tudunk egy visszalökődési sebességegységet,  $v_{\text{rec}} = \hbar k/m = 3$  cm/s átadni, ami  $a = v_{\text{rec}}/\tau = 10^6$  m/s<sup>2</sup> =  $10^5 g$  gyorsulásnak felel meg. A szobahőmérsékleten jellemző átlagos 300 m/s sebességről,  $l = v^2/2a = 10$  cm úthosszon állíthatunk meg egy termikus nyalábot. Lézerekkel tehát az atomi mozgás manipulálása akár asztali kísérletekben is lehetséges.

Az 1970-es évektől kezdődően fejlődtek ki az atomok lézeres hűtésének és csapdázásának módszerei [1]. Atomos gázokat egészen a nanokelvines hőmérséklet-tartományig lehet optikai úton lehűteni. Az ún. polarizáció gradiens hűtés [2] az (1) egyenletben definiált  $k_B T_{\text{rec}} = E_{\text{rec}}$  visszalökődési hőmérsékletre vezet. A mozgás termikus zajának forrása az utolsó spontán kibocsátott foton irányának véletlensége, és ilyenkor az atomok termikus de Broglie hullámhossza, ami megadja az anyaghullám koherenciahosszát, éppen a fény hullámhossza. Ez mérföldkő volt az atomoptikában [3], ugyanis akár lézereken szóródó atomokkal, akár elektron vagy optikai litográfiával készített eszközökön anyaghullám-interferencia kísérletek elvégzését tette lehetővé.

Hűtés során csökken az entrópia, ezért a lézeres hűtés a fényszórásban előforduló egyetlen irreverzibilis folyamaton, a spontán emisszióan alapszik. A spontán emisszió szükségessége ugyanakkor a lézeres hűtési eljárások teljesítőképességét korlátozza. Egyrészt a spontán emisszió miatt egy zárt állapot-altérre van szükség, ami nem minden elemnél áll rendelkezésre, sőt, a molekuláknál a bonyolult rotációs-vibrációs színképvonalak rendszerében egyáltalán nem található ilyen. Másrészt az elérhető hőmérsékleti határt limitálja az, hogy hullámhosszi átlagos atomtávolságnál a spontán kibocsátott fotont nagy valószínűséggel „visszanyeli” egy másik atom, ami ún. visszalökődési zajt táplál a rendszerbe. A sűrűség növelésével fellépő dipól-dipól kölcsönhatás a lehűtött atomfelhő instabilitását okozta a kísérletekben [4].

Az optikai rezonátorok és a fény mechanikai hatásának összekapcsolása a fenti gondolatok alapján kézenfekvő. Egyrészt az atomok sugárzási tulajdonságai a határfeltételektől függenek [5]: az 1980-as években kísérletekben is kimutatták, hogy rezonátorban a spontán emissziót fel lehet gyorsítani, illetve meg lehet „tiltani” [6, 7]. A 2. fejezetben ismertetem, hogy ez a jelenség miképpen aknázható ki a lézeres hűtésben. Másrészt, amint a mechanikai hatás kimutatásában és alkalmazásában nagy lépés volt a térben és időben koherens fényforrás, azaz a lézer megjelenése, hasonlóan jelentős változásra vezet, hogy a rezonátorban egy foton sokszorosan szóródik az atomon. A mozgó atom és a foton tér dinamikájában megjelenő korrelációk a mechanikai hatásban drasztikus változást okoznak, amit a 3. fejezetben vizsgálunk. A 4. fejezetben egy újszerű hűtési mechanizmust és annak kísérleti igazolását ismertetem. Végül, amint a dipól-dipól kölcsönhatás „beleszól” már a standard hűtési eljárásokba is, a rezonátorban a dinamika lényegileg egy soktestprobléma és izgalmas kollektív atomi jelenségek, pl. fázisátalakulások, terepe. Erről szól röviden az 5. fejezet.

## 2. Rugalmatlan fényszórás rezonátorban



1. ábra. Rugalmatlan szórás rezonátorban. A módussűrűségben a rezonátor sajátmódusa miatt Lorentz-féle maximum van  $\omega_C$  körül, ezért a rugalmatlan szórások során az atom átlagosan magasabb frekvenciájú fotonokat bocsát ki, mint amit elnyel a pumpalézerből, az energiakülönbséget a kinetikus energiájából fedezi.

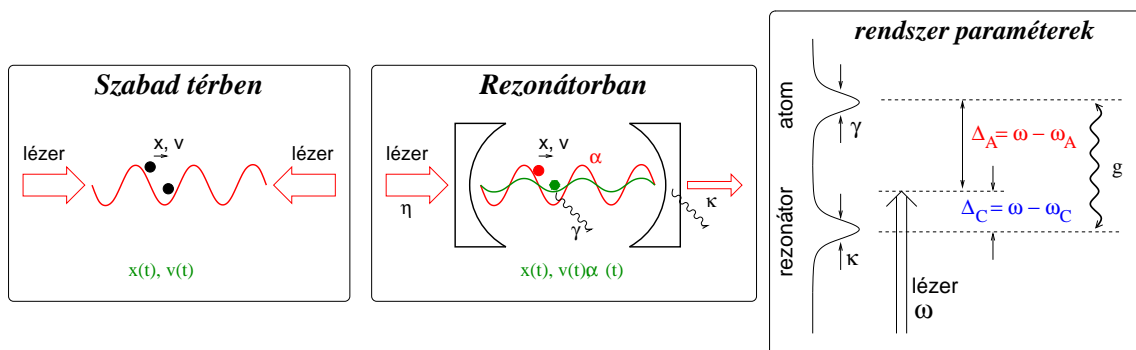
Az atomok spontán emissziós rátáját az elektromágneses tér módussűrűsége határozza meg. Ha a gerjesztő lézer frekvenciája körül spektrális aszimmetria van, és a módussűrűség a magasabb frekvenciákon nagyobb mint a kisebbekben, akkor az atom egy elnyelt lézerfoton frekvenciáját a spontán szórásban felfelé konvertálja. Amint az 1. ábra szemlélteti, egy Fabry-Perot

rezonátor egyetlen módusa, amelynek módussűrűsége egy Lorentz-féle rezonanciagörbével jellemezhető, létrehozza a szükséges aszimmetriát. Ha az  $\omega_C$  módusfrekvencia a lézer fölé van hangolva, akkor az  $\omega_C > \omega$  körül felgyorsult spontán emisszió miatt a szórt fotonok energiája *átlagban* magasabb, mint a bejövő lézer fotonoké [8, 9, 10]. Az energiakülönbséget a szórócentrum fedezi a mozgási energiájából, ezért bármilyen lehet az atom kezdeti mozgási állapota, a rugalmatlan szórás folyamat végén az energiájának csökkenni kell.

Ennek az egyszerű sémának a nagy előnye, hogy semmilyen geometriai megfontolást nem teszünk a hűtés feltételeinek kialakításához. Nincs megkötés a pumpalézer és az atomi frekvencia közötti viszonyra sem. Erre egyedül az vonatkozik, hogy minél távolabb hangolunk az atomi rezonanciától, annál kisebb a frekvenciakonverzió hatásfoka. Ugyanakkor ez a séma az atom és a módus kölcsönhatásának gyenge, perturbatív tartományára épül, amelyben a rezonátor csupán kvantitatíve módosítja a spontán emissziót, és nem okoz kvalitatív változásokat az atom sugárzási tulajdonságaiban.

### 3. A fotonér és az atomi mozgás korrelált dinamikája

A fény-anyag kölcsönhatás lényegi átalakulása következik be, amikor egy foton elegendően sokszor visszatükröződik az atomra [11]. Az atomi dipólátmenet és a rezonátorbeli sugárzási tér elvesztik identitásukat, és szórás tulajdonságaik csak úgy értelmezhetőek, hogy egy csatolt rendszerként írjuk le őket.



2. ábra. Szabad térben a fény mechanikai hatása külső erők formájában jelentkezik. Egy rezonátorban az atom visszahat a térre, és a helyének megfelelő módon változtatja a térerősséget. Egy csatolt dinamika jön létre, aminek a jellemző paramétereit láthatjuk a jobb szélső ábrán.

Tegyük fel, hogy a rezonátort kívülről folyamatosan „pumpáljuk” egy monokromatikus gerjesztő térrel, illetve a tükrök véges reflektivitása miatt fotonok távozhatnak  $2\kappa$  rátával. A két folyamat egyensúlyában egy stacionárius tér épül fel a rezonátorban. Az atom hatását a rezonátorban lévő térre egy komplex törésmutatójú, pontszerű dielektrikumként modellezhetjük. A törésmutató valós része miatt a rezonátor körülfutási ideje (optikai úthossza) megváltozik, és a rezonancia-frekvencia  $\omega_C$  eltolódik. A rögzített lézerpumpához viszonyított frekvenciakülönbség megváltozása maga után vonja az intenzitás csökkenését vagy növekedését a  $\Delta_C$  elhangolás előjelétől függően. A törésmutató képzetes része elnyelést jelent, azaz a tér közvetlenül gyengül az atomok hatására.

Érdeemes megvizsgálunk a kétféle hatás mikroszkópikus eredetét fotonszórási képben. A frekvencia eltolásnak egy olyan fotonszórás felel meg, amikor az elnyelt fotont stimulált módon éppen a gerjesztő rezonátor-módusba emittálja az atom. Ez a szórási folyamat a fotonszámot közvetlenül nem változtatja meg, de a fázist, és ezáltal a sajátfrekvenciát módosíthatja. A gyengülés pedig annak felel meg, hogy az abszorpciót egy spontán emisszió követi „oldalirányban” kifelé a rezonátorból, ami által a fotonszám közvetlen módon csökken.

Mindkét folyamat az atom helyének függvénye: a  $\cos(kx)$  módusfüggvénynek megfelelően, a tér maximális megváltozását az atom a duzzadóhelyek közelében idézi elő, míg a csomópontokban az atom lecsatolódik a térről. A csatolás erősségét az egyfotonos Rabi-frekvenciával jellemezzük, jelölése  $g$ , amit a csatolt részrendszerek vonalszélességeinek egységében kifejezve

$$\frac{g^2}{\kappa\gamma} = \mathcal{F} \frac{\sigma_A}{\mathcal{A}} \quad (2)$$

ahol  $\mathcal{F}$  a rezonátor „finesse”, azaz a fotonok körbefutási száma,  $\sigma_A = 3\lambda^2/2\pi$  az atom rezonáns hatáskeresztmetszete,  $\mathcal{A} = w^2\pi$  a nyaláb keresztmetszete, és  $2w$  a TEM<sub>00</sub> módus derékszélessége. Tehát a csatolás erőssége lényegében a tükrök reflektivitásán és a rezonátor geometriáján múlik, a rezonátor a „fotonkörbefutások” számával „felszorozza” az atom szórási hatáskeresztmetszetét. A jelenlegi legerősebb csatolást megvalósító elrendezésben, a tükrök 120  $\mu$ s távolsága mellett  $2\pi(g, \kappa, \gamma) = (16, 1.4, 3)$  MHz [12, 13].

A nyílt rendszer sűrűségmátrixára vonatkozó kvantum Master-egyenletben

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \mathcal{L}\rho, \quad (3)$$

a csatolt dinamikának egy minimum modelljét a

$$H_{\text{eff}} = \frac{p^2}{2M} - \hbar (\Delta_C - U_0 \cos^2(kx)) a^\dagger a - i\hbar\eta(a - a^\dagger), \quad (4)$$

effektív Hamilton operátor, és a csillapodást leíró Liouville tagok

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}\rho = -\kappa (a^\dagger a \rho + \rho a^\dagger a - 2a\rho a^\dagger) - \Gamma_0 \left( a^\dagger a f^2(x)\rho + \rho a^\dagger a f^2(x) - 2 \int_{-1}^1 N(u) a \cos(kx) e^{-iux} \rho e^{iux} \cos(kx) a^\dagger du \right), \quad (5)$$

adják [14]. Ez egy a 2. ábrán látható sémának megfelelő egydimenziós mozgást ír le, ahol az atomot egy lineárisan polarizálható objektumnak tekintjük, aminek a diszperzív (törésmutató valós része) és abszorpciós hatását (törésmutató képzetes része) a

$$U_0 = \frac{g^2 \Delta_A}{\Delta_A^2 + \gamma^2}, \quad \Gamma_0 = \frac{g^2 \gamma}{\Delta_A^2 + \gamma^2}, \quad (6)$$

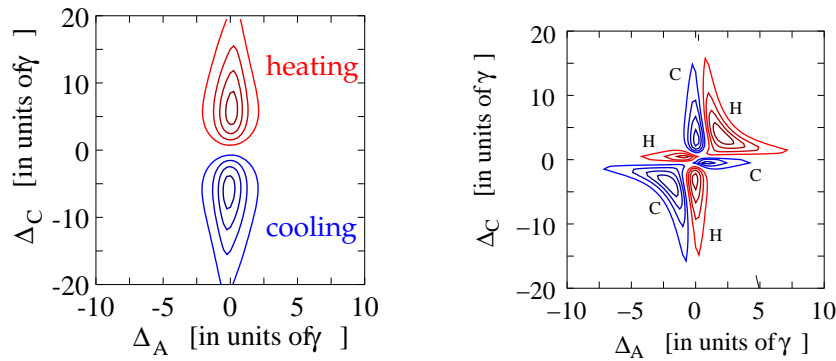
paraméterekkel adjuk meg.  $\eta$  a lézerpumpa effektív erőssége. Vegyük észre, hogy a veszteségi folyamatokat leíró Liouville tagok is csatolják a mozgást és az amplitúdót. Az utolsó tagban lévő integrálban a rezonátorból kiszórt foton véletlenszerű irányának  $N(u)$  eloszlásfüggvényével átlagolunk.

Az elektromágneses tér által az atomra kifejttet erő nem egy rögzített külső erő. A (4) egyenletben megjelenő, egyben a frekvenciatoló hatást leíró  $U_0 a^\dagger a \cos^2(kx)$  potenciálgat mozgatja az atomot, amiben az  $a^\dagger a$  fotonszám maga is egy változó. Ez a mechanikai hatásban jelentős eltérésekre vezet a lézerekhez képest, ahol az atom visszahatását a térre elhanyagolhatjuk és az intenzitás egy rögzített állandó.

## 4. Rezonátoros hűtés

A rezonátoros hűtés az atom mozgásának és a fotonternek egyfajta dinamikai korrelációján alapszik, ami az erős csatolás tartományában válik jelentőssé ( $g^2/(\kappa\gamma) \gg 1$ ). Ilyenkor az együttes dinamikában minden csatolt alrendszer minden disszipációs csatornán osztozik. Ezért a hűtéshez nem feltétlenül szükséges a spontán emisszió. A kicsatoló tükrön át megszökő fotonok is elvihetik az atomok mozgási energiáját és entrópiáját. Ez a módszer az optikai hűtésben egy általános megközelítés, amit tetszőleges polarizálható részecskére alkalmazhatunk.

A rezonátoros hűtés [15, 16] megértésének kulcsa az, hogy az  $a^\dagger a$  fotonszám nemcsak az atom helyétől függ, hanem a sebességétől is. A fotonter ugyanis nem tud infinitezimális idő alatt igazodni az atom pillanatnyi helyzetének megfelelő stacionárius állapothoz. Nagyjából  $\kappa^{-1}$  memóriaidő alatt relaxálva áll be, ami időtartam alatt az atom is elmozdul. Kis sebességeknél,  $kv < \min\{\kappa, \gamma\}$ , a fotonszám sebességtől való függését lineáris rendben vehetjük figyelembe, ami egy lineáris sűrűdés megjelenéséhez vezet. Az együtttható előjele adja meg, hogy csillapodást okoz (negatív előjel), vagy ellenkezőleg, gyorsít (pozitív előjel).



3. ábra. A sebességben lineáris sűrűdési erő együttthatójának szintvonalas ábrázolása az elhangolások függvényében. Az egyszerű rugalmatlan szórás képből (bal oldal,  $g = \gamma/2$ ,  $\kappa = 10\gamma$ ) csak a rezonátorhoz viszonyított elhangolás előjele lényeges,  $\omega < \omega_C$  hűtést okoz. Az erősen csatolt dinamikában (jobb oldal,  $g = 3\gamma$ ,  $\kappa = \gamma$ ) egy bonyolult struktúra jelenik meg, amiben három hűtési (C) és három fűtési (H) csúcs van az origóra antiszimmetrikusan.

A dinamikai korrelációk szerepe a hűtési folyamatban az 3. ábrán válik nyilvánvalóvá, ahol a  $\Delta_A$  és  $\Delta_C$  elhangolások függvényében ábrázoljuk a lineáris sebességfüggő erő együttthatóját (a számolást mellőzzük). A baloldali ábrán viszonylag gyenge a csatolás az atom és a módus között ( $g^2/(\gamma\kappa) \ll 1$ ), és a  $\kappa$  fotonkiszökési ráta viszonylag nagy értéke miatt főként a 2. fejezetben leírt szórás folyamat vezet disszipatív jelenségekhez. Láthatóan csak a  $\Delta_C$  előjele

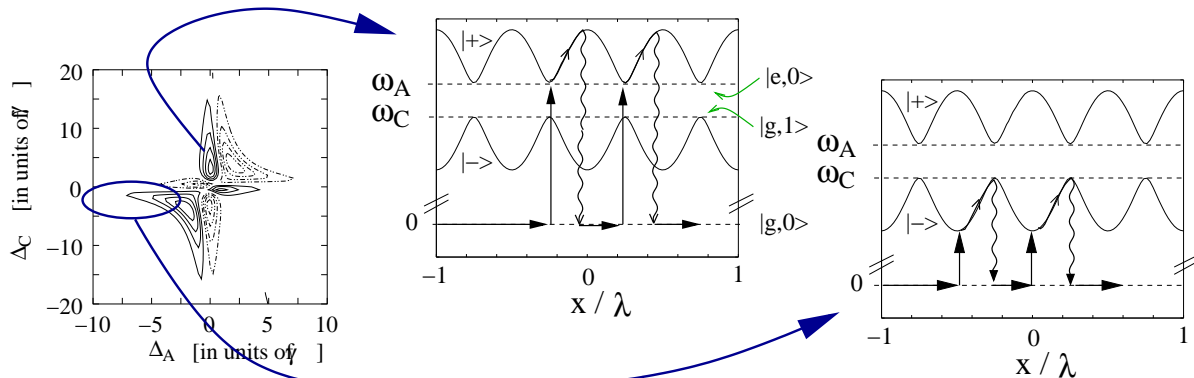
határozza meg, hogy hűtést vagy fűtést kapunk. Ugyanakkor erősebb csatolás mellett, hosszabb fotonélettartamokkal, három hűtési csúcsot is tartalmazó szerkezet jelenik meg. Az egyik a  $\Delta_C > 0$  tartományban van ( $\Delta_A = 0$  körül), ahol a módussűrűség maximuma alacsonyabban fekszik a pumpafoton frekvenciájánál, az atom azt mégis felfelé konvertálja. Ez bizonyítja, hogy erős csatolásnál a „dinamikai hűtés” mechanizmusa dominálja az egyszerű rugalmatlan szórásból eredő disszipatív folyamatokat.

A jellegzetes, hiperbolikus csúcsok a  $\Delta_C \Delta_A = g^2$  görbére illeszkednek, amit a gerjesztés frekvenciájára megoldva

$$\omega = \frac{\omega_A + \omega_C}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\omega_A - \omega_C}{2}\right)^2 + g^2}, \quad (7)$$

vagyis az ún. felöltöttestet állapotok, az atom-foton rendszer sajátállapotainak frekvenciáit kapjuk. Ez is jelzi, hogy ebben a tartományban az atom és a módus elvesztik identitásukat, és csak együttesen jellemezhetők frekvenciával, vonalprofillal, stb.

A bonyolult struktúrában megjelenő hűtési csúcsok mögött meghúzódó fizikai folyamatot szemlélteti a 4. ábra. Az alacsony gerjesztettségű felöltöttestet sajátállapotok energiaszintjeit



4. ábra. A hűtési mechanizmus: Sziszifusz-effektus. A gerjesztések legnagyobb valószínűséggel a sajátenergia minimumokban történnek, majd a lassan mozgó atom a sajátenergián mint hullámhegyen felfelé haladva a kinetikus energiáját alakítja belső energiává. Bomláskor pedig ezt az energiatöbbletet elviszi a kiszökő foton.

mutatjuk a rezonátor tengelye mentén mért pozíció függvényében. A  $|\pm\rangle$  állapotok maximum egy egységnyi gerjesztést tartalmaznak, vagyis az egy foton  $|g, 1\rangle$  és a gerjesztett atomi állapot  $|e, 0\rangle$  lineáris kombinációjaként állnak elő. A sajátenergiák szinuszos modulációja a módusfüggvény négyzetét követi. A csomópontokban ( $\cos^2 kx = 0$ ) a sajátállapot tisztán az egyik részrendszernek felel meg,  $|g, 1\rangle$  vagy  $|e, 0\rangle$ , a duzzadóhelyeken ezek keverednek. Egy lassan mozgó atom belső állapota adiabatikusan követi a sajátenergiaszinteket, és a térben modulált belső energia mintegy potenciálként jelenik meg a tömegközépponti mozgás számára.

A 4. ábra középső részén láthatjuk a  $\Delta_A \approx 0$  és  $\Delta_C > 0$  hangolásnak az esetét. Az  $\omega \approx \omega_A$  miatt a pumpa a csomópontokban rezonáns a felső,  $|+\rangle \approx |e, 0\rangle$  állapotba történő átmenettel, ezért az alapállapot gerjesztésének valószínűsége itt a legnagyobb. A mozgó atom aztán a  $|+\rangle$

belső gerjesztett állapotban marad, és duzzadóhelyeken halad át, amíg a rendszer végül spontán emisszióval, vagy egy rezonátorbeli foton kiszökésével az alapállapotba kerül vissza (hullámos vonal). Mivel a gerjesztés a potenciálminimum környékén történik legnagyobb valószínűséggel, a bomlás során potenciális energiát veszít a rendszer, amit csak az atom mozgási energiájából fedezhet.

A többi hűtési csúcshoz tartozó mechanizmust is hasonló módon értelmezhetjük. A lényeges elem, hogy egy adott felöltötött állapotot az energiaminimuma körül gerjesszünk közel rezonánsan. A 4. ábra jobb szélén látható, hogy a hiperbolikus csúcs az alsó  $|-\rangle$  felöltötött állapotoknak a duzzadóhelyeken történő rezonáns gerjesztésének felel meg.

#### 4.1. Rezonátoros hűtés megfigyelése dipólcsapdában

Állóhullámú térben a módusfüggvény nagyjából  $\cos kx$  alakú. A lehetséges fotonimpulzusok  $\pm\hbar k$ , tehát egy abszorpció plusz stimulált emisszió ciklusban az atom nulla vagy  $\pm 2\hbar k$  impulzust kaphat a módustól. A dipólkölcsonhatásban ez egy másodrendű folyamat, amelyben az atom koherens módon elosztja a fotonokat a populált sugárzási módusok (lézerek) között. Mivel a folyamat unitér, a belőle származó ún. dipólérő konzervatív, a

$$V(\mathbf{R}) = \epsilon_0 \chi' I(\mathbf{R}) \quad (8)$$

potenciálból származtatható.  $I(\mathbf{R})$  az elektromágneses sugárzás lokális energiasűrűsége,  $\chi'$  pedig a valós része az atomi polarizálhatóságnak, ami telítetlen kétnívós atomra

$$\chi \equiv \chi' - i\chi'' \text{ , ahol } \chi' = \frac{d_{eg}^2}{2\hbar\epsilon_0} \frac{\Delta_A}{\Delta_A^2 + \gamma^2} \text{ , } \chi'' = \frac{d_{eg}^2}{2\hbar\epsilon_0} \frac{\gamma}{\Delta_A^2 + \gamma^2} \text{ ,} \quad (9)$$

tehát „vörös” elhangolt lézertér ( $\Delta_A < 0$ ) az intenzitás maximumai felé vonzza, a „kék” elhangolt lézer ( $\Delta_A > 0$ ) pedig innen taszítja az atomokat.  $V(\mathbf{R})$  éppen az AC Stark-eltolódás, ami a belsőenergia térbeli modulációját okozza, és ami a lassú tömegközépponti mozgás szabadsági fokára ható potenciálként értelmezhetünk (Born-Oppenheimer közelítés a molekulafizikában). Kellően lehűtött atomok a potenciálvölgyekben csapdázkodhatnak. Az optikai csapda általánosága miatt a potenciál (8) kifejezésében nem használtuk a rezonátoros dinamikára bevezetett jelöléseket, de vegyük észre, hogy a (4)-ben található potenciál nagyon hasonló, hiszen a lokális energiasűrűség éppen  $\hbar\omega a^\dagger a/V$ , ahol  $V$  a módus térfogata.

Az optikai dipólcsapdának az alkalmazások szempontjából nagyon fontos határesetje az ún. FORT csapda („far off-resonance trap”). Az alapötlet az, hogy nagy elhangolásnál ( $\Delta_A \gg \gamma$ ) a gerjesztett állapot betöltöttsége  $P_e \propto \chi'' I \propto I/\Delta_A^2$ , míg a csapda mélysége  $U \propto \chi' I \propto I/\Delta_A$ . A spontán fotonszórás rátáját ( $2\gamma P_e$ ) konstans csapdamélység mellett eliminálhatjuk, és lényegében egy teljesen konzervatív dinamikát kapunk. Ráadásul ez a fajta csapdázási technika csak a lineáris polarizálhatóságot feltételezi az atomról, ezért hasonlóképpen működik molekulákra vagy egyéb objektumokra.

Az alkáli atomok esetében található egy ún. mágikus hullámhossz, amikor az alap- és a gerjesztett állapotok Stark-eltolódása megegyezik, a gerjesztett állapotoknak a még magasabban fekvő állapotokhoz való csatolódása miatt. Ezt a hullámhosszat alkalmazva a rezonátor egy másik, több szabad spektrális tartománnyal elválasztott módusában, állapotfüggetlen dipólcsapdát valósítottak meg Cs atomra a CalTech-en [17].

A rezonátoros hűtés mechanizmusának első „perdöntő” kísérleti igazolását egy szintén máigikus hullámhosszon működő optikai csapdába befogott Rb atomon végezték el a garchingi Max-Planck Intézetben [12]. Az eleve lehűtött atomokat egy a rezonátor alatt kialakított mágneses-optikai csapdából (MOT) lövik fel. Bizonyos valószínűséggel egy atom a rezonátor tengelyének közelében halad el, amit a gyengén pumpált rezonátor transzmissziójában észre lehet venni. A már idézett  $(g, \kappa, \gamma) = 2\pi(16, 1.4, 3)$  MHz rendszerparaméterek mellett  $\Delta_C = 0$  és  $\Delta_A = 2\pi 35$  MHz elhangolásokat állítanak be ( $\lambda = 780.2$  nm). A maximális frekvenciatolás  $U_0 \approx 2\pi 7.3$  MHz, ami több mint kétszerese a rezonátor vonalszélességének, ezért a duzzadóhely környezetébe kerülő atomot könnyű észrevenni. Amikor az eredetileg rezonáns transzmisszió a 9%-ra esik vissza, bekapcsolják a 785.3 nm-es FORT teret, ami befogja az atomot. Az eddig detektáláshoz használt, gyenge, kvázirezonáns pumpatér fogja a továbbiakban hűteni is a csapdában oszcilláló atomot a rezonátoros hűtés elvének megfelelően. Ezt egyrészt a transzmisszió további csökkenéséből lehet detektálni: az atom egyre jobban lokalizálódik a duzzadóhelyen. A lokalizáció időfelbontott méréséből  $50 \mu\text{s}$  karakterisztikus hűtési időt olvastak ki, ami ötöde az adott gerjesztettségi szint mellett egyéb hűtési módszerekkel elérhető legrövidebb értéknek. A másik szignifikáns mutató a csapdázási idő megnövekedése: a teljes időtartam 5%-ában hűtési ciklust alkalmazva a (pumpalézer bekapcsolásával), a csapdázási időt 50%-kal növelték meg a FORT csapdában.

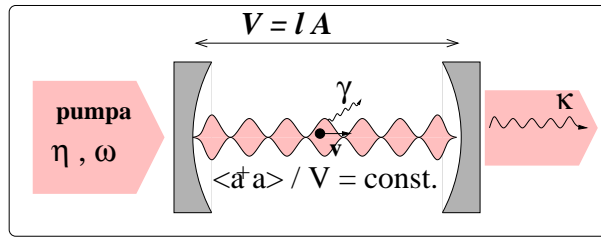
Ez a kísérlet egyben illusztrálja ennek az új hűtési módszernek az alkalmazását, mégpedig a „rezonátor-quantumelektrodinamika” terület alapvető kísérleteihez szükséges feltételek megvalósításában. Az atomot tartósan a módushoz maximális csatolást jelentő duzzadóhely  $\lambda/10$  méretű környezetében lehet tartani. Az atom helyzetének ilyen pontosságú kontrolljával megvalósítható a mikrohullámú tartományban már korábban elért erős csatolású atom-foton Jaynes-Cummings dinamika [13], amit az optikai tartományban korábban éppen az atom helyének a rezonátor fotonok mechanikai hatására fellépő fluktuációja akadályozott meg. A Caltech csoportban például olyan lézert építettek, amelynek erősítő közege egy és ugyanazon atomból áll [18]. Az így kialakított atom+rezonátor rendszer egy jól kontrollálható nemklasszikus fényforrásként [19] használható.

## 4.2. Rezonátoros dipólcsapda

Az ismertett kísérletben [12] egy különálló, nem dinamikailag csatolt tér biztosította a dipólcsapdát, és egy másik módusban lévő gyenge térrel végezték a rezonátoros hűtést. Ez a séma tovább egyszerűsíthető: a csatolt dinamikájú rezonátormódus a „FORT határesetben” (nagy elhangolás, nagy intenzitás) csapdázza az atomot és egyben csillapítja annak rezgéseit.

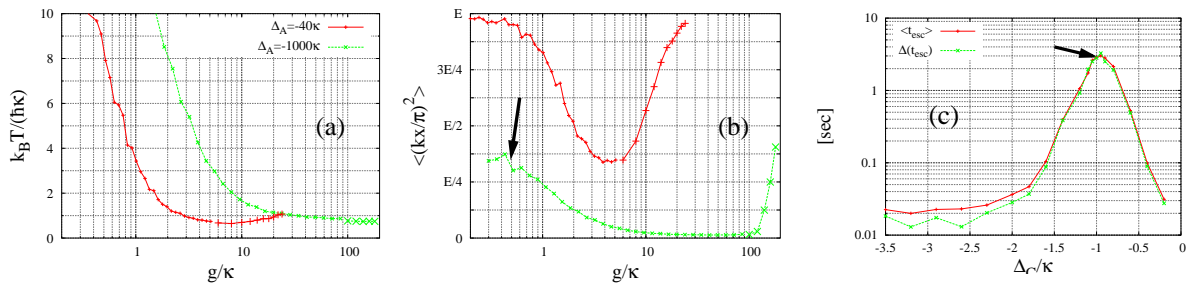
A külső lézerral és a rezonátorbeli erősen csatolt módussal megvalósított FORT csapdák egy egyszerű skálázással összeköthetőek. A dipólérő potenciálja a lokális energiasűrűségtől függ, ami két tényezőn múlik: egyrészt a módusban lévő fotonok számán (intenzitás), másrészt a módus térfogatán ( $I \propto a^\dagger a/V$ ). A végtelen nagy térfogat és végtelen intenzitás felel meg egy külső lézer hatásának, amikor egyáltalán nincs foton körbefutás. A „fotonok térfogatát” és a számukat megfelelő módon csökkentve a lokális energiasűrűség állandó értéke mellett átmehetünk az erős csatolás tartományába (5. ábra,  $g \propto 1/\sqrt{V}$ ). Bár a csapdamélység nem változik, az atom hőmérsékletében drámai változást tapasztalhatunk. A 6. ábrán látható, hogy a hőmérsék-





5. ábra. Optikai dipólcsapda rezonátorban. Megfelelő pumpaerősséggel a lokális energiasűrűségét állandó értéken tarthatjuk változó „fotontérfogat” (azaz módustérfogat) mellett.

let több nagyságrendet zuhan, míg a  $g$  csatolási állandó értéke nulláról eléri a  $\kappa$  vonalszélesség értékét. Ez a hatás csakis a dinamikában fellépő korrelációknak, és az ezen alapuló rezoná-



6. ábra. (a) Az atom kinetikus energiája, (b) a lokalizáció a  $g \propto 1/V$  csatolási állandó függvényében konstans energiasűrűség mellett. Paraméterek:  $\kappa = \gamma/2$ ,  $\Delta_C = -\kappa + U_0$ , a pumpaerősség úgy van beállítva, hogy a szaturáció konstans, kb. 5%. A (b) ábrán használt egység  $E = 1/12$ , ami az egyenletes eloszlásnak felel meg. (c) A csapdázási idő várható értéke és szórása (logaritmikus skála) a rezonátormódus frekvenciájának függvényében. Szignifikáns csúcsot kapunk  $\Delta_C \approx -\kappa$  körül. A két görbe átfedése exponenciális kiszökési folyamatra utal.

toros hűtésnek köszönhető. A külső, nem csatolt potenciálban mozgó atom ( $g = 0$ ) esetében a hőmérséklet lényegében  $k_B T = \hbar \Delta_A / 2$ . Ez sokkal több, mint a csapda mélysége, ezért a FORT „konzervatív” csapdában a hosszú csapdázási idő valójában a kezdeti feltételeknek és a spontán emisszió elnyomásával lelassított termalizációnak a következménye. Ezzel szemben a  $g > \kappa$  tartományban a hőmérséklet lecsökken  $k_B T = \hbar \kappa$  értékre, és termikus egyensúlyban is a csapdában maradhat az atom.

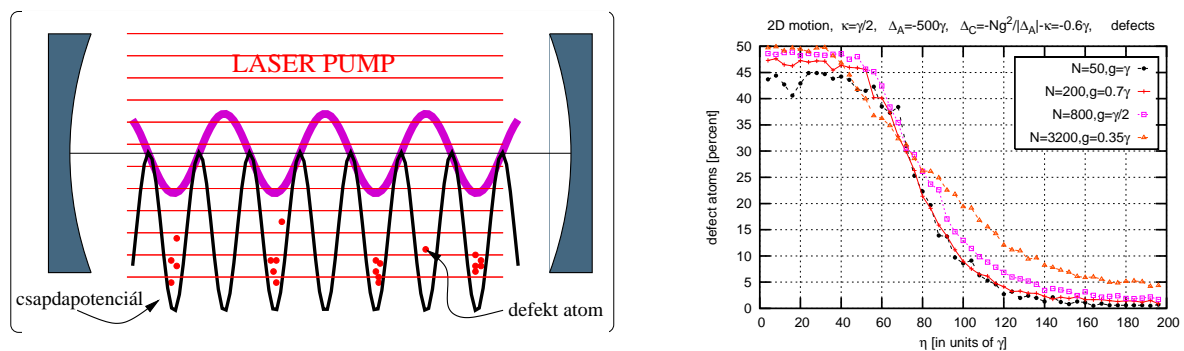
Csökkenő hőmérséklet mellett az atom egyre jobban lokalizált a maximális duzzadóhely környezetében, ami a viriáltétellel összhangban harmonikus csapdázásra utal. Érdekes, hogy a lokalizáció végül nagy  $g$ -re megszűnik, és az atom eloszlása a térben egyenletessé válik. Ez egy kvantumeffektus, és a sugárzási tér granuláltságával függ össze: a pumpaintenzitás megfelelő választásával az  $\langle a^\dagger a \rangle$  átlagos intenzitást tartjuk állandó értéken. Nagyon kis térfogatban azonban ezt már egy foton töredékével érjük el, és ilyenkor a kvantumállapotban nagy súllyal szereplő vákuumállapot szabad mozgást enged az atomnak.

A rezonátoros hűtésnek a jelenléte a nagy elhangolások tartományában létrehozott csapdában kimutatható azzal, hogy a fizikai mennyiségek, amint például a 6(c) ábrán látható csapdázási idő, érzékeny a pumpa és a rezonátormódus frekvenciájának viszonyára.

## 5. Kollektív atomi jelenségek

Gázok optikai tulajdonságait többnyire egyatomos tulajdonságok határozzák meg. Egy gáz törésmutatója normális esetben az atomi polarizálhatóság és a térbeli sűrűség szorzata. Szilárdtestben előforduló nagy sűrűségeknél ettől eltérést tapasztalhatunk, ilyenkor a törésmutatót a sűrűségben nemlineáris Lorentz-Lorenz formulával adhatjuk meg. Mágneses-optikai csapdában „túlhűtött” atomok gáz halmazállapotban elérik azt a sűrűséget, amikor a dipól-dipól kölcsönhatás nyomán már nemlinearitás fordul elő az anyag makroszkópikus optikai tulajdonságaiban. Egy kritikus sűrűség felett a spontán szórt foton a gázban egy másik atom nagy valószínűséggel elnyeli, és a gömbalakú melaszban az atomok egy héjfelületre szaladnak szét, ezzel csökkentve az újraelnyelés valószínűségét. Éppen ez a folyamat korlátozza az elérhető maximális sűrűséget.

Egy rezonátor terében lévő atomfelhő tetszőlegesen kis sűrűség mellett is kollektív jelenségeket szolgáltat. Mivel minden atom ugyanahhoz a módushoz csatolódik, a körbeszaladó fotonokon keresztül a térben távoli atomok is „kommunikálnak” egymással [20]. A rendszer leírása egy soktestproblémára vezet.



7. ábra. Transzverz irányból pumpált atomok térben önszerveződnek, hogy két atom távolsága a hullámhossz egész számú többszöröse legyen, és a sokaság szuperradiáns módon sugározzon a rezonátorba. (Jobb) Fázisátalakulási diagram: a rend paraméter (defekt atomok aránya) a kontroll paraméter (transzverz pumpaerősség) függvényében. A különböző görbékre  $Ng^4 \propto N/V^2$  konstans.

A sokatomos dinamikának egy látványos megnyilvánulása a térbeli önszerveződés [21], melynek során a rezonátor tengelyére merőleges irányból gerjesztett atomok spontán szimmetriasértéssel a két lehetséges közül az egyik olyan mintázatba fejlődnek, ami szuperradiáns módon [22] az atomszám négyzetével arányos teret sugároz a rezonátorba (7. ábra). A pumpa-intenzitás függvényében egy jól meghatározott küszöb környékén következik be a fázisátalakulás a rendezetlen és az önszerveződött állapotok között. A szuperradianciának köszönhetően a csapdamélység úgy növekszik az atomszámmal, hogy az atomfelhőt  $1/N$ -el arányosan egyre jobban lokalizálja a potenciálmínimumokban. A jelenséget az MIT egyetemen 2003-ban kísérletben is megfigyelték [23].

Hasonlóan intenzív kutatások folynak gyűrűrezonátorban a kollektív atomi visszalökdésen alapuló lézer megvalósításán, aminek a koncepciója már 1994-ben kialakult [24], és kísérletileg

is sikerült nemrég megvalósítani [25]. A cikkben ismertetett területen, várhatóan, az atomok kollektív viselkedésének kutatása lesz a vezérfonal a jövőben. A motiváció egyrészt fundamentális jelenségek, mint például fázisátalakulások [21, 26], bistabilitás [27], stb. tanulmányozása egy lézerekkel kontrollált, gyengén kölcsönható rendszerben. Másrészt a lézeres hűtés fejlesztése szempontjából lényeges, hogy az atomok kooperációjának segítségével nagy sokaságon is hatékony hűtést lehet végezni [28].

Ezt a munkát az OTKA a T043079 és T049234 számú szerződésekben támogatta.

## Hivatkozások

- [1] H. J. Metcalf and P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer NY, 1999.
- [2] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook. Optical molasses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6:2084, 1989.
- [3] C. S. Adams, M. Sigel, and J. Mlynek. Atom optics. *Physics Reports*, 240:143, 1994.
- [4] D. W. Sesko, T. G. Walker, and C. E. Wieman. Behaviour of neutral atoms in a spontaneous force trap. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8(5):946–985, 1991.
- [5] E. M. Purcell. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Phys. Rev.*, 69:681, 1946.
- [6] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, and S. Haroche. Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission. *Phys. Rev. Lett.*, 50:1903–1906, 1983.
- [7] D. J. Heinzen, J. J. Childs, J. E. Thomas, and M. S. Feld. Enhanced and inhibited visible spontaneous emission by atoms in a confocal resonator. *Phys. Rev. Lett.*, 58:1320, 1987.
- [8] T. W. Mossberg, M. Lewenstein, and D. J. Gauthier. Trapping and cooling of atoms in a vacuum perturbed in a frequency-dependent manner. *Phys. Rev. Lett.*, 67:1723, 1991.
- [9] M. Lewenstein and L. Roso. Cooling of atoms in colored vacua. *Phys. Rev. A*, 47:3385–3389, 1993.
- [10] V. Vuletić and S. Chu. Laser cooling of atoms, ions, or molecules by coherent scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 84:3787–3790, 2000.
- [11] P. Domokos and H. Ritsch. Mechanical effects of light in optical resonators. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20:1089, 2003.
- [12] P. Maunz, T. Puppe, I. Schuster, N. Syassen, P. W. H. Pinkse, and G. Rempe. Cavity cooling of a single atom. *Nature*, 428:50–52, 2004.
- [13] P. Maunz, T. Puppe, I. Schuster, N. Syassen, P. Pinkse, and G. Rempe. Normal-mode spectroscopy of a single bound atom-cavity system. *Phys. Rev. Lett.*, 94:033002, 2005.

- [14] P. Domokos, P. Horak, and H. Ritsch. Semiclassical theory of cavity-assisted atom cooling. *Journal of Physics B: At. Mol. Opt. Phys.*, 34:187–198, 2001.
- [15] P. Horak, G. Hechenblaikner, K. M. Gheri, H. Stecher, and H. Ritsch. Cavity-induced atom cooling in the strong coupling regime. *Phys. Rev. Lett.*, 79:4974–4977, 1997.
- [16] G. Hechenblaikner, M. Gangl, P. Horak, and H. Ritsch. Cooling an atom in a weakly driven high-q cavity. *Phys. Rev. A*, 58:3030–3042, 1998.
- [17] J. McKeever, J. R. Buck, A. D. Boozer, A. Kuzmich, H.-C. Nägerl, D. M. Stamper-Kurn, and H. J. Kimble. State-insensitive cooling and trapping of single atoms in an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 90:133602, 2003.
- [18] J. McKeever, A. Boca, A. D. Boozer, J. R. Buck, and H. J. Kimble. Experimental realization of a one-atom laser in the regime of strong coupling. *Nature*, 425:268, 2003.
- [19] J. McKeever, A. Boca, A. D. Boozer, R. Miller, J. R. Buck, A. Kuzmich, and H. J. Kimble. Deterministic generation of single photons from one atom trapped in a cavity. *Science*, 303:1992, 2004.
- [20] P. Münstermann, T. Fischer, P. Maunz, P. W. H. Pinkse, and G. Rempe. Observation of cavity-mediated long-range light forces between strongly coupled atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 84:4068–4071, 2000.
- [21] P. Domokos and H. Ritsch. Collective cooling and self-organization of atoms in a cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 89:253003, 2002.
- [22] M. G. Benedict, A. M. Ermolaev, V. A. Malyshev, I. V. Sokolov, and E. D. Trifonov. *Super-radiance, Multiatomic Coherent Emission*. IOP Publishing, Bristol, 1996.
- [23] A. T. Black, H. W. Chan, and V. Vuletić. Observation of collective friction forces due to spatial self-organization of atoms: From rayleigh to bragg scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 91:203001, 2003.
- [24] R. Bonifacio, L. DeSalvo, L. M. Narducci, and E. J. D’Angelo. Exponential gain and self-bunching in a collective atomic recoil laser. *Phys. Rev. A*, 50:1716–1724, 1994.
- [25] D. Kruse, C. von Cube, C. Zimmermann, and Ph. W. Courteille. Observation of lasing mediated by collective atomic recoil. *Phys. Rev. Lett.*, 91:183601, 2003.
- [26] J. Javaloyes, M. Perrin, G. L. Lippi, and A. Politi. Self-generated cooperative light emission induced by atomic recoil. *Phys. Rev. A*, 70:023405, 2004.
- [27] B. Nagorny, Th. Elsässer, and A. Hemmerich. Collective atomic motion in an optical lattice formed inside a high finesse cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 91:153003, 2003.
- [28] H. W. Chan, A. T. Black, and V. Vuletić. Observation of collective-emission-induced cooling of atoms in an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 90:063003, 2003.