

# Semleges atomok lézeres hűtése és csapdázása\*

Domokos Péter

2005. szeptember 7.

Semleges atomok lézeres hűtésének és csapdázásának fizikájáról néhány alapvető jelenség bevezető szintű ismertetésével szeretnék ízelítőt adni. Továbbá bemutatok egy izgalmas fejlődési irányt, ami a standard, 2000 előtti módszerek korlátainak felszámolását ígéri, és amin munkatársaimmal együtt az MTA SZFKI-ban mi is dolgozunk.

## 1. Bevezetés

A fény-anyag kölcsönhatás elemi folyamata során egy atom fotont nyel el az elektromágneses mezőből és az elektronfelhője gerjesztett állapotba kerül. Létezik a fordított folyamat is: egy gerjesztett atom az alapállapotába visszaugorva fotont sugároz ki. Az energiamegmaradás elve szerint az alap és a gerjesztett elektronállapot energiakülönbsége meg kell egyezzen a foton energiájával, azaz  $\hbar\omega$ -val, ahol  $\hbar$  a Planck állandó,  $\omega$  a foton körfrekvenciája. Egy másik megmaradási elvnek, a perdületének, szintén jól ismert spektroszkópiái következményei vannak, mivel kényszerfeltételeket ró ki a lehetséges gerjesztett állapotokra: ezek az ún. kiválasztási szabályok. Egyszerű esetekben az elektronfelhő perdülete  $\hbar$ -sal különbözik az alapállapotétól (hiperfinom kölcsönhatást figyelembe véve, vagy mo-

lekulák esetében kicsit bonyolultabbak a kiválasztási szabályok).

Mi a következménye a lendületmegmaradás törvényének?

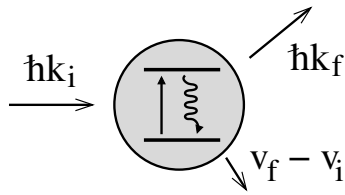
Haladó elektromágneses síkhullámban a fotonok lendülete  $\hbar\vec{k}$ , ahol  $\vec{k}$  a hullámvektor. A lendületmegmaradással csak úgy tudunk elszámolni, ha figyelembe vesszük a fény mechanikai hatását is az atomra. A foton nemcsak az elektronfelhővel lép kölcsönhatásba (az atom belső szabadsági fokaival), hanem a tömegközépponti mozgásával is (külső szabadsági fokok), azaz „meglöki” az atomot.

A lézer, mint kicsiny sáv szélességű és nyalábdivergenciájú fényforrás, lehetővé teszi, hogy jól meghatározott frekvenciájú és hullámvektorú fotonokkal a fény-anyag kölcsönhatás mechanikailag is nagymértékben szabályozhatóvá vált. A spektroszkópiában, atomoptikában és más alkalmazott területeken felmerült az igény, hogy a kontrollált kölcsönhatást valamiképpen az atomok tömegközépponti mozgásának hűtésére használjuk.

## 2. Lézeres hűtés

Naívan azt várnánk, hogy egy lézerrel, vagy akármilyen fényforrással besugárzott atomos gáz, ami fotonokat nyel el a térből, felmelegszik. Hogyan lehet fénnyel hőt elvonni a gázból?

\*A 2004. évi ELFT vándorgyűlésen elhangzott előadás kibővített, írott változata.



1. ábra. Az abszorpció mint szórás folyamat.

Vizsgáljuk meg az abszorpció folyamatát (ld. 1. ábra)! A beeső fotont az atom elnyeli, gerjesztődik, ahonnan spontán emisszióval kerül vissza az alapállapotába, miközben a spontán kibocsátott foton egy véletlenszerű irányban jelenik meg. A gerjesztett állapot élettartamánál (tipikusan 10–100 ns) hosszabb időskálán ez egy olyan foton szórás folyamat, amelyben a kezdeti  $\hbar\vec{k}_i$  impulzus átmegy a végállapot  $\hbar\vec{k}_f$  impulzusba, és ennek megfelelően az atom visszalökődik. A szórás rugalmatlan, azaz a bejövő és kimenő foton energiájának különbsége fedezi a visszalökődés miatt megváltozott mozgási energiát. Az energia- és impulzummérleget a következő egyenletekbe foglalhatjuk:

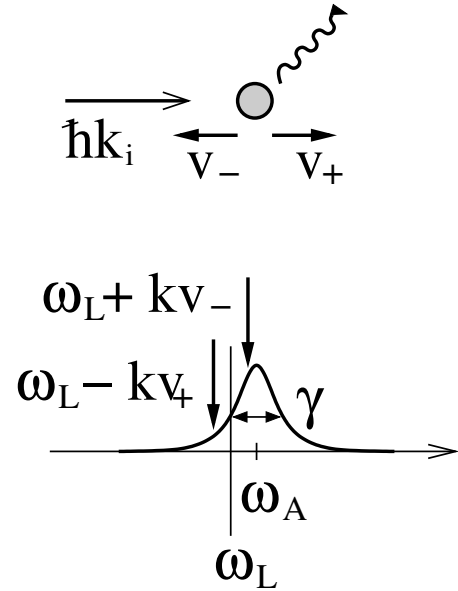
$$\begin{aligned} \hbar\omega_i + \frac{1}{2}mv_i^2 &= \hbar\omega_f + \frac{1}{2}mv_f^2 \\ \hbar\vec{k}_i + m\vec{v}_i &= \hbar\vec{k}_f + m\vec{v}_f, \end{aligned} \quad (1)$$

ahol  $m$  az atom tömege. Ebből kifejezve a mozgási energia megváltozását,

$$\Delta E_{\text{kin}} = \frac{\hbar^2(\vec{k}_i - \vec{k}_f)^2}{2m} + \hbar(\vec{k}_i - \vec{k}_f)\vec{v}_i. \quad (2)$$

Az első tag mindig pozitív, tehát növeli az atom mozgási energiáját. Ez a „visszalökődési” járulék felelős azért a „naív” sejtésünkért, hogy a fény fűti az atomos gázt, ami pl. termikus fényforrás esetében valóban így van. A második tag ugyanakkor lehet negatív is. Tipikusan az abszorpció ciklus gyakran ismétlődik, ezért ennek a tagnak a várható értéke számít. Nullától különböző várható érték

azt fejezi ki, hogy a foton szórás és az atom kezdeti sebessége között valamilyen korreláció van. Ilyen korreláció származhat például a Doppler effektusból, amit Hänsch és Schawlow ismert fel 1975-ben [1].



2. ábra. Atomi rezonanciagörbe és a  $v_-$  ill.  $v_+$  sebességekhez tartozó Doppler-eltolt frekvenciák.

Tegyük fel, hogy az atomok sebessége nulla átlag körül fluktuál. A megvilágító lézernyalábbal  $\vec{v}_-$  sebességgel szemben haladó atom a foton frekvenciáját  $\omega_L + k_i v_-$  Doppler-eltoltnak érzékeli, míg a nyalábbal egyirányban,  $\vec{v}_+$  sebességgel mozgó atom számára a tényleges frekvencia  $\omega_L - k_i v_+$ . Ha a lézer frekvenciáját,  $\omega_L$ -t az atomi átmenet rezonanciafrekvenciája alá hangoljuk („vörös elhangolás”, ld. 2. ábra), akkor a lézerrel szemben haladó atom közelebb kerül a rezonanciához, és nagyobb valószínűséggel nyel el fotont, mint a lézer irányában mozgó atom. Tehát  $\vec{k}_i$  és  $\vec{v}_i$  a megvalósuló szórásokban nem függetlenek, és várható értékben

$$\langle \vec{k}_i \vec{v}_i \rangle \sim \langle k_i (v_+ - v_-) \rangle < 0. \quad (3)$$

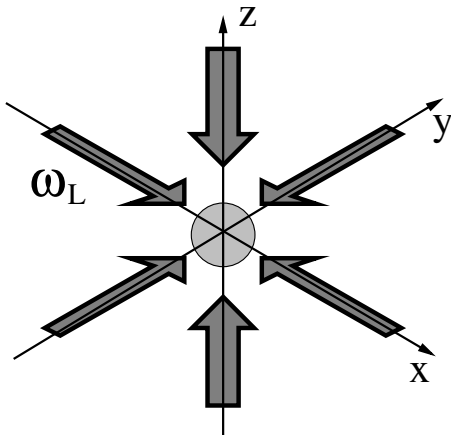
A kibocsátott foton lendülete és a kezdeti sebesség között nem lép fel korreláció,

$\langle \vec{k}_f \vec{v}_i \rangle = 0$  ezért a (2) egyenletben a második tag negatív, sőt, dominálhatja a visszalökődési tagot. A Doppler-hűtés sémáját úgy kapjuk, hogy mindkét irányból megvilágítjuk az atomfelhőt. Ezzel az atomfelhő átlagsebessége nulla marad, és a fenti mechanizmusnak köszönhetően a fluktuációk mértéke csökken. Jegyezzük meg, hogy a (1) energiamérleg szerint az emittált foton frekvenciája átlagosan nagyobb az abszorbálténál.

Más megfogalmazásban a Doppler-hűtés azzal ekvivalens, hogy az atomokra (sok abszorpció-emisszió ciklust kiátlagolva) egy sebességfüggő erő hat, ami kis sebességeknél attól lineárisan függ, és ellentétes a sebesség irányával:

$$\vec{F}_{\text{Doppler}} = -\beta \vec{v}. \quad (4)$$

Háromdimenziós mozgás esetén a tér hat irányából megvilágítva az atomokat az ún. „optikai melasz” rendszerét kapjuk (ld. 3. ábra), amit többek között az MTA RMKI-ban is sikerült előállítani egy magneto-optikai csapdában [2]. Az elnevezés ar-



3. ábra. A lézernyalábok kereszteződésében jön létre az optikai melasz. Az atomok csak lassú diffúzióval tudnak ebből a térrészből kiszabadulni.

ra utal, hogy az atomok bármely irányban

elmozdulva egy nagyon erős közegellenállást éreznek. A fluktuáció-disszipáció tételével összhangban a sűrűlódó mozgást diffúzió kíséri, aminek oka a spontán kibocsátott fotonokat követő visszalökődés véletlenszerűsége. Az atomok bolyongása a melaszban Brown-mozgást valósít meg, amit egy egyensúlyi hőmérséklettel jellemezhetünk. A számolást elvégezve azt kapjuk, hogy a hőmérsékletnek az atomi paraméterektől való függése, kétállapotú atomot feltételezve,

$$T_{\text{Doppler}} = \frac{\hbar\gamma}{2} \left( \frac{|\Delta|}{\gamma} + \frac{\gamma}{|\Delta|} \right) > \hbar\gamma, \quad (5)$$

ahol  $\Delta = \omega_L - \omega_A$  az elhangolás. Nátrium atom esetén például a minimum hőmérséklet  $240 \mu\text{K}$ , amit az optimális  $\Delta = -\gamma$  vörös elhangolásnál kapunk.

Amikor 1985-ben megvalósították az első optikai melaszt [3], a kiszökési idők méréseiből  $T_{\text{mért}} = 185 \mu\text{K}$  hőmérsékletre következtettek. Kezdetben az elméleti határtól való eltérést a mérés pontatlanságának tulajdonították, azt feltételezve, hogy a melasz kezdeti feltöltése után túl sok atom helyezkedett el a tartomány szélén. Egy 1987-ben elvégzett kísérletben azt találták [4], hogy a kiszökési idő maximuma a  $\Delta \approx -3\gamma$  hangolásnál van, ami már egyértelműen ellentmondott a fenti (5) kifejezésnek. 1988-89 során pontos repülési idő mérésekkel megerősítették, hogy a tényleges hőmérséklet alacsonyabb az elméletileg várt értéknél,  $T_{\text{mért}} \approx 40 \mu\text{K} \approx T_{\text{Doppler}}/6$ . Ritka esemény a fizikatörténetben, amikor a kísérlet jobb eredményt ad a vártnál... Ugyanebben az évben sikerült megmagyarázni a jelenséget, és azt egy újfajta hűtési mechanizmusnak, az ún. polarizáció-gradiens hűtésnek tulajdonítani, aminek háttérében a lézertérpolarizációjának térbeli modulációja miatt az atom Zeeman alnívóin bekövetkező lassú dinamika áll [5]. Ennek ismertetésére most nem térek ki.

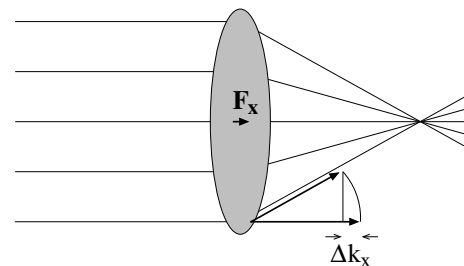
A pontos elméletek szerint az elérhető legalacsonyabb hőmérséklet  $k_B T_{\text{rec}} = (\hbar k)^2 / 2m$ , ami atomtípustól függően 200–500 nK. A kifejezés fizikailag úgy értelmezhető, hogy a hőmérséklet annak a kinetikusenergia-bizonytalanságnak felel meg, amit az utolsó spontán emittált foton kibocsátása okoz, a korábbi abszorpciós ciklusok hatása törlődik (innen az elnevezés: „recoil”, azaz visszalökődési hőmérséklet). Az egyenlőséget átrendezve azt kapjuk, hogy  $\lambda_{\text{deBroglie}} = \lambda_{\text{opt}}$ , tehát az atom termikus de Broglie hullámhossza éppen megegyezik az optikai hullámhosszal. Az atom ilyenkor már nem tekinthető pontszerűnek, hiszen a koherens hullámcsomagja egy majdnem mikronnyi területet „letapogat”. Megjelennek az anyag hullámtermészetének sajátosságai, és ezzel elérkeztünk a lézeres hűtés egyik fő céljának teljesítéséhez: az elektron- és neutron-hullámkísérletek kiterjesztéseként egy nagyobb tömegű, összetett rendszerrel végezhető anyag-hullám-kísérletekhez.

A fejezet zárásaként megemlítem, hogy az optikai módszerekkel elért eddigi legalacsonyabb hőmérséklet [6], ami az imént említett visszalökődési limitnek is csak a nyolcszázada, a sebesség-szelektív populáció csapdázódáson alapszik (velocity-selective optical population trapping, VSCPT).  $T_{\text{VSCPT}} \sim 1$  nK hőmérsékletet mértek 1997-ben. A 80-as és 90-es években bekövetkezett hatalmas fejlődés elismeréseképpen, ami forradalmasította az atom-, molekulafizika és optika eszközrendszerét, a Nobel-bizottság Steve Chu (Stanford), Claude Cohen-Tannoudji (ENS, Paris), és William Phillips (NIST) kutatóknak ítélte az 1997. évi díjat.

### 3. Lézeres csapdázás

Az előző fejezetben áttekintettük a lézeres hűtés fejlődésének néhány mérföldkövét. A kutatás megindításának egyik motivációja az volt, hogy nagyon pontos spektroszkópiai mérésekhez a szabadon mozgó atomok helyett egy jól meghatározott, kis térrészben csapdázott, kevésbé mozgó atomokra van szükség. Semleges atomok csapdázását éppen optikai módszerekkel, tehát lézerekkel lehet elvégezni, amit először Letokhov javasolt 1968-ban. A hűtésnél tárgyalt disszipatív szórási erő helyett [ld. (4)] a csapdázáshoz egy konzervatív, potenciálos erőre van szükség.

Az elektromágneses sugárzás elnyelés nélkül is fejt ki erőt az anyagra. Gondoljunk például a fókuszálás jelenségére! Ideális lencsét feltételezve, a fény elnyelés

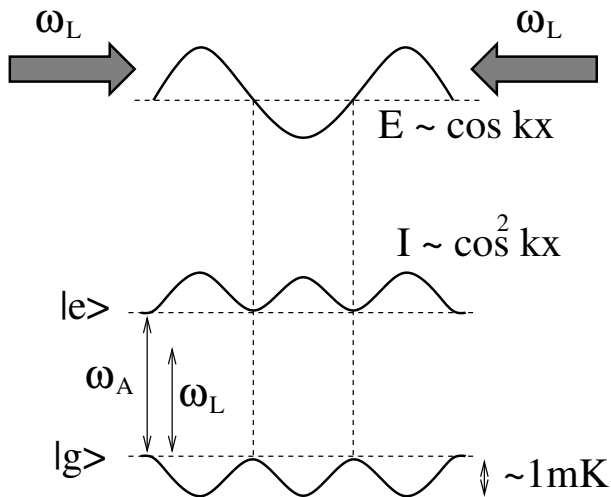


4. ábra. Fókuszálás lendület-mérlege.

nélkül halad át az üvegen. Egyszerű geometriai optikai képben a fókuszáláskor az egyes sugármenetek eltérülnek (ld. 4. ábra). Mivel a hullámvektor hossza nem változik, mert frekvencia-konverzió a lencsében (passzív elem) nem történhet, a tengelyirányú vetülete szükségképpen lecsökken,  $\Delta k_x < 0$ . A lendületmegmaradás megköveteli, hogy a lencse maga felvegye a hiányzó momentumot a tengely irányában, tehát a gyűjtőlencsére a fókuszpont irányába mutató konzervatív erő hat. Ha a lencse nincs rögzítve, akkor elmozdul, amit A. Ashkin igazolta kísérletileg 1970-ben: vízben lebegő

10  $\mu\text{m}$  átmérőjű üveggömböket gyűjtött össze egy intenzív lézertér fókuszában<sup>1</sup>. Ez az ún. dipólerő makroszkópikus megnyilvánulása.

Az atomi fizika szintjén lehet megérteni a dipólerő eredetét. Helyezzünk egy atomot egy állóhullámú lézertérbe, ahol az intenzitás térben modulált! Tegyük fel továbbá,



5. ábra. Állóhullámú lézertérben az atom alap és gerjesztett állapota,  $|g\rangle$  és  $|e\rangle$  az intenzitással arányosan, de ellentétes előjellel eltolódnak. Az  $\omega_A - \omega_L$  elhangolás sokkal nagyobb mint a  $\gamma$  vonalszélesség.

hogy a lézer frekvenciája nagyon elhangolt az atom átmeneti frekvenciájához képest, ezért az atom végig az alapállapotában ( $|g\rangle$ ) marad (és nincs fényelnyelés). Ugyanakkor képes virtuális fotonszorást végezni, mégpedig együttes abszorpció és stimulált emisszió formájában (másodrendű folyamat). Ez a virtuális folyamat az atomi energiaszinteknek a lokális intenzitással arányos mértékű eltolódásához vezet. Egy lassan mozgó, alapállapotú atomnak az intenzitás térbeli változásának megfelelően változik a belsőenergiája. A belsőenergia

<sup>1</sup>Az olvasó elgondolkodhat azon, hogy ha a foton nem visz el energiát (nincs frekvencia-változás) miközben a lencse megmozdul, akkor az energiamegmaradás hogyan teljesül?

változáshoz szükséges energiát csak a tömegközéppont mozgási energiájából fedezheti, vagy megfordítva: a belsőenergia moduláció egy potenciálként jelenik meg a tömegközépponti mozgás számára. Egy atom számára a hozzá képest „vöröseltanított” lézertérben a duzzadóhelyeken potenciálmínimum van, ezek a csapdahelyek.

Kicsit technikaibb megfogalmazásban: a dipólkölcsönhatás  $\mathcal{H}_{\text{int}} = -dE$  Hamiltonoperátorából kiindulva, az atomi belső dinamikához tartozó dipóloperátor eliminálásával a másodrendű perturbációszámítás rendjéig ekvivalens  $\mathcal{H}_{\text{int}} \approx \frac{1}{2}\alpha E^2(R_{\text{tkp}})$  kifejezést kapjuk ( $\alpha$  az atomi polarizálhatóság), ami a tömegközépponti koordináta  $R_{\text{tkp}}$  függvényében a térerősség négyzetével (intenzitással) arányos potenciált jelent.

A potenciálmélység, tipikusan, intenzív teret használva is legfeljebb a milliKelvin nagyságrendbe eshet. Ugyanakkor a szokásos szuperszonikus atomnyaláb-forrásokból kijövő atomok hőmérséklete legalább 1 Kelvin nagyságrendű. Nyilvánvaló, hogy az optikai csapdázáshoz tovább kellett hűteni az atomokat, amint azt az előző fejezetben tárgyaltuk.

A megfelelően alacsony hőmérsékletű atomok előállításával, és azok optikai csapdázásával egy nagyon érdekes rendszer, az ún. „optikai rács” állt elő. Egy állóhullámú mezőben mint periodikus potenciálban mozgó semleges atomok a szilárdtestfizika egy „játékmódelljét” valósítják meg. Ráadásul a „szintetikus” rendszernek számos előnye van, miszerint (i) nincs kristályhiba, (ii) egzaktul ismert a potenciál, és (iii) változtatható a potenciál és a rácsszerkezet.

Optikai rácsban a szilárdtestfizika sok jelenségét reprodukálni lehet. Ilyen például a Mössbauer effektus, amit 1990-ben figyeltek meg [7]: a potenciálvölgyekben erősen

kötött atomok visszalökődésmentesen szórják a fényt, ezért a rácsba töltött gáz Doppler-kiszélesedett spektrumában egy keskeny vonal jelenik meg. Ismét jegyezzük meg, hogy a spektroszkópia éppen ezért motiválta a lézeres hűtési módszerek kifejlesztését. Még alacsonyabb hőmérsékleten a Mössbauer vonalon belül is megjelenik egy szerkezet, mégpedig a vibrációs oldalsávok vonalai [8].

Az optikai rácsok alkalmazásában a mostani fő irány, hogy Bose-kondenzátumot töltenek bele, és olyan soktest-problémákat vizsgálnak, amit például a Bose-Hubbard modell ír le. Ennek első állomása, hogy 2002-ben sikerült a szuperfolyékonyság és a Mott-szigetelő közötti fázisátalakulást megfigyelni [9]. További érdekes kutatási irány, hogy Fermi gázban (például Li atomok) a Cooper-párokat, vagy kevert Bose és Fermi gáz kölcsönhatását figyeljük meg.

## 4. Kvantumelektrodinamika rezonátorban

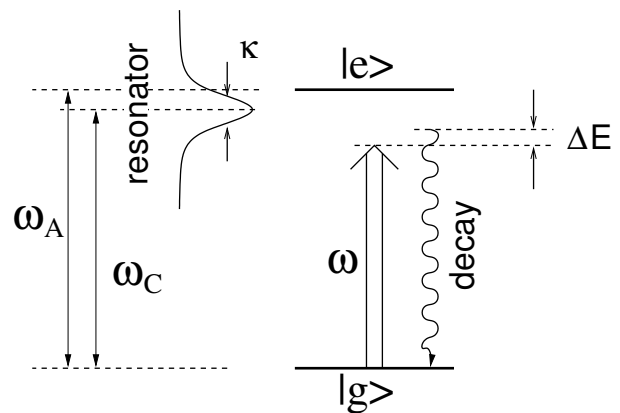
A spontán emisszió alapvető szerepet játszik a fény-anyag kölcsönhatás mechanikai hatásában, különösen a lézeres hűtésben, amihez az irreverzibilis disszipációs csatornát a spontán emisszió biztosítja.

A spontán emisszió nem az atom kizárólagos tulajdonsága: valójában az atom és az őt övező elektromágneses mező szerkezetének együttes tulajdonságai jelennek meg benne. A spontán emissziós ráta függ az elektromágneses vákuumnak az atomi rezonancia-frekvencián vett energiasűrűségétől, ami egy rezonáns objektumnak az atom közelébe helyezésével módosítható [10]. Ennek egy speciális esete, amikor az atom egy optikai Fabry-Perot rezonátorban van. A rezonátor sajátfrekvenciájának és az atomi

átmenet frekvenciájának viszonya szerint az állapotsűrűség nőhet, vagy csökkenhet. Mikrohullámú tartományban az atomi gerjesztett elektronállapotok élettartamának jelentős növekedését, illetve csökkenését figyelték meg kísérletekben [11].

Adott határfeltételekkel rendelkező, véges térfogatba zárt atomok sugárzási tulajdonságaival egy speciális terület, a kvantumelektrodinamika üregrezonátorban foglalkozik. A kvantummechanikai alapkísérletektől [12] az egyatomos lézerig [13] a kísérletek az érdekes fizikai rendszerek széles spektrumát ölelik fel. Ezek áttekintése helyett arra az egy jelenségre fókuszálunk, hogy a spontán emisszió szabályozásának milyen következményei lehetnek a lézeres hűtésben.

Vizsgáljuk ismét meg az abszorpciós ciklust, ezúttal egy rezonátorban lévő atom esetén! Tegyük fel, hogy a re-



6. ábra. Az  $\omega_C$  frekvencia körüli,  $\kappa$  szélességű rezonancia megváltoztatja a módussűrűséget, és megnöveli a rugalmatlan szórás valószínűségét ezen a frekvencián.

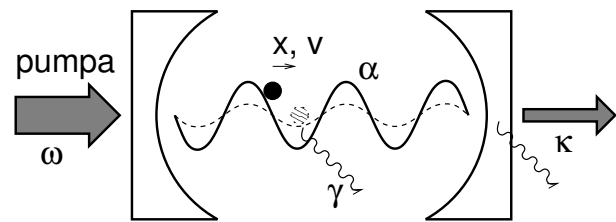
zonátor sajátfrekvenciája a gerjesztő lézer frekvenciájánál magasabb. A 6. ábrán a rezonancia-görbe az elektromágneses mező módussűrűségének növekedését reprezentálja. Ennek megfelelően a spontán emisszió gyakorisága megnövekszik ebben a frekvencia-tartományban, ami az atom

részéről egy rugalmatlan szórást igényel: a gerjesztő és a spontán emittált foton energiakülönbségét a saját mozgási energiájából kénytelen fedezni, azaz a szórás ciklus ismétlődésével az atom mozgása csillapodik. Vegyük észre, hogy semmilyen geometriai megfontolást nem kellett tennünk, ráadásul a gerjesztő tér és az atom frekvenciájának viszonya is tetszőleges, ami ennek a hűtési módszernek az általános alkalmazhatóságára utal. Ugyanakkor a hatékonysága (pl. hűtési idő) nem túl jó, ezért vált érdekessé egy ebben a tekintetben is kiváló módszer, aminek fejlesztésén jelenleg is dolgozunk munkatársaimmal.

## 5. Hűtés az erős csatolás tartományában

Atomok és egy rezonátorban lévő elektromágneses sugárzási mező kölcsönhatásának van egy nagyon érdekes tartománya, amit 1990-es évek közepe óta számos laboratóriumban vizsgálnak. Ez az ún. erős csatolás, amikor a spontán atomi bomlás vagy a fotonkiszökés időskálájánál rövidebb idő alatt cserél gerjesztést az atom és a mező egy módusa. Ez utóbbi a Rabi frekvencia inverze, aminek az egy-fotonos intenzitás mellett vett értékével jellemezzük a csatolást (jelölje  $g$ ). Erős csatolásnál, azaz  $g > \gamma, \kappa$  esetben, a mozgó atomok és a tér csatolt dinamikája minőségileg különbözik egy lézertér és egy atom kölcsönhatásától. Tipikus paraméter értékeket például a garchingi Max-Planck Intézet Rb atomon végzett kísérleteiből vehetünk, ahol az időskálát az atomi vonalszélesség  $\gamma = 3$  MHz rögzíti, ehhez képest  $\kappa = 1.5$  MHz és  $g = 20$  MHz.

A különbség eredete, hogy az atom nem elhanyagolható módon visszahat a térre, ami ugyanakkor a mechanikai hatásán keresztül őt mozgatja. A visszahatást



7. ábra. Az mozgó atom megváltoztatja a rezonátorban kialakuló teret (intenzitását és fázisát), ami az atomi hely és sebességváltozók ( $x, v$ ) és a tér amplitúdója ( $\alpha$ ) között egy bonyolult dinamikát hoz létre.

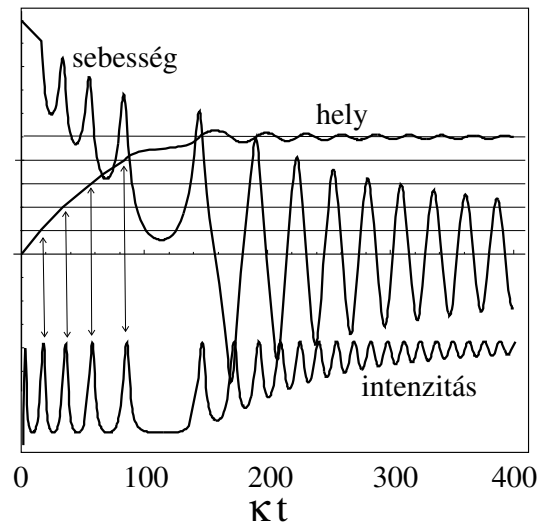
klasszikusan is érthetjük, amennyiben az atomot egy komplex törésmutatójú, mikroszkópikus dielektrikumként modellezzük. Tegyük fel, hogy a rezonátort kívülről folyamatosan „pumpáljuk” egy monokromatikus gerjesztő térrel, illetve a tükrök véges reflektivitása miatt fotonok távozhatnak  $2\kappa$  rátával. A két folyamat egyensúlyában egy stacionárius tér épül fel a rezonátorban. Ha a térben egy dielektrikum van, akkor a törésmutató valós része miatt a rezonátor körülfutási ideje (optikai úthossza) megváltozik, és a rezonanciafrekvencia  $\omega_C$  eltolódik. Ha közelebb kerül a gerjesztő  $\omega$  frekvenciához, akkor növekszik, ha távolabb, akkor csökken a tér intenzitása a rezonátorban. Másrészt, a törésmutató képzetes része miatt abszorpció van, ami annak felel meg, hogy az atom fotonokat képes kiszórni „oldalirányban” a rezonátorból. Mindkét fent leírt folyamat az atom helyzetének függvénye, a tér megváltozását a duzzadóhelyek közelében tudja előidézni az atom.

Az erősen csatolt dinamikában a résztvevők osztoznak minden elérhető disszipációs csatornán. Megfelelő hangolásokkal elérhető, hogy az atom mozgási energiáját a rezonátor veszteségi csatornáján keresztül vonjuk ki a rendszerből. Ez a rezonátoros hűtés kiemelkedően fontos és előnyös tulajdonsága: elvileg nincs

szükség a spontán emisszióra a mozgási energia irreverzibilis elvonásához. Ennek következményeként

1. tetszőleges polarizálható részecskére alkalmazható, nincs szükség zárt optikai ciklusra, aminek hiánya miatt például molekulákat nem lehetett optikailag hűteni;
2. a végső hőmérséklet határa nem a spontán emissziós rátával skálázódik, hanem a rezonátormódus vonalszélességével, ezért a Doppler hőmérséklet alá lehet menni egy lényegében kétnívós rendszerrel is.

A hűtés mechanizmusát (részletes elméletet ld. [14], kísérleti igazolást ld. [15] referenciákban) egy egyszerű egydimenziós példán szemléltethetjük: tegyük fel, hogy a rezonátor jelentősen el van hangolva a pumpától, és gyakorlatilag nincs foton benne. Legyenek a paraméterek olyanok, hogy amikor az atom a duzzadóhelyen van, és maximálisan csatolódik a módushoz, azt rezonanciába „húzza” és fotonok áramlanak a rezonátorba. A 8. ábrán látható egy kezdetben mozgó atom időfejlődése, amint a sebessége lecsökken és végül egy duzzadóhely közelében oszcillál. A sebesség számottevő oszcillálása mutatja, ahogy az atom potenciál hegyeken és völgyekben (csomópontoknál illetve duzzadóhelyeknél a vizsgált vöröseltanulmány esetén) halad át. Amikor az atom közelít egy duzzadóhelyhez (vízszintes vonalak), a fotonszám emelkedik. A rezonátor véges válaszüzeje ( $\sim 1/\kappa$ ) miatt azonban a fotonszám csak időkésséssel reagál az atom változó helyzetére. A fotonszám akkor is növekszik még, amikor az atom már távolodva a duzzadóhelytől egy potenciálhegyre mászik fel, ezért a lecsökkent fotonszám átlagosan jobban érvényesül, amikor az atom lefelé jön a potenciálhegyről. Mivel „magasabb hegyre



8. ábra. Az atom helyének, sebességének és a tér fotonszámának időfejlődése (tetszőleges egységben). Vízszintes vonalak jelzik a duzzadóhelyeket.

mászik, mint amiről legrul”, a helyzeti energia veszteségét a mozgási energiájából pótolja. Egy idő után már nem tud felkapaszkodni a csúcsra, és csapdázódik az adott duzzadóhely környezetében. Ilyenkor a fotonszám nagy, mert a duzzadóhely közelében lévő atom miatt a módus rezonáns a pumpával. Természetesen ez a korrelált dinamika erősen függ a paraméterektől. A 9. ábrán azt láthatjuk, hogy a frekvenciák milyen beállítása mellett kapunk hűtést, és hogy milyen jelentősen módosul ez a függés a csatolási paraméter növekedése esetén.

A hűtés a mező és az atom dinamikájában megjelenő korreláción alapszik. Ezért azt gondolhatnánk, hogy ha több atom van egyszerre a rezonátorban, akkor egy kiszemelt atom hűtését a többi atom zajos mozgása elrontja. Valóban, az egyik atom elmozdulása által okozott változást a rezonátor terében egy másik, távoli atom megérzi. Ily módon az atomok között egy indirekt kölcsönhatás lép fel, és a dinamika egy lényegileg soktestproblémára ve-



zet. Kiderült, hogy ha az atomokat gerjesztjük egy külső lézerrel a rezonátor tengelyére merőleges irányból, és ezáltal a rezonátorban az atomok által szórt sugárzás interferenciájából épül fel a tér, akkor az atomok önszerveződést mutatnak, amely során ráadásul a hűtés hatékonysága nő az atomszámmal [16]. Az önszerveződést először az erős csatolás tartományán kívül, egy nagyméretű rezonátorban figyelték meg  $10^6$  darab atommal [17]. A kollektív viselkedésnek köszönhetően ugyanis nagyobb atomszámmal kompenzálni lehet egy esetleges gyengébb  $g$  csatolási konstans. Ez az első kollektív sokatomos dinamikán alapuló lézeres hűtési séma.

Eddigiekben azt tárgyaltuk, hogy egy rezonátor miképpen segíthet a lézeres hűtés még megoldatlan problémáinak felszámolásában, mint amilyen például a tetszőleges atomra, molekulára történő általánosítás volt. Befejezésképpen a fordított irányú hatásra térnek ki, vagyis hogy a lézeres hűtés vizsgálata hogyan járult hozzá a kvantumelektrodinamika üregrezonátorban téma problémakörében egy régóta áhított cél megvalósításához egy nemrégiben feltárt nagyon hatékony hűtési mechanizmusnak köszönhetően. A fő törekvés az, hogy két, a környezet hatásaitól jól elszigetelt kvantumrendszer, az atom és sugárzási módus kölcsönhatását minél hosszabb ideig lehessen kontrollált módon „futtatni”. Ebben a korlátozó tényező az atom mozgása, sőt, rövid idő alatt bekövetkező kiszökése a rezonátorból (tipikusan néhányszor  $10 \mu\text{s}$ ). Évekkel ezelőtt ezért több helyen megindultak egy ioncsapda és egy rezonátor összeépítésére irányuló erőfeszítések. Ehelyett sokkal egyszerűbben, az atomot a rezonátor tengelyére merőleges irányból egy állóhullámú lézertérrel megvilágítva az atom olyan alacsony hőmérsékletre hűthető, hogy akár másodperc hosszú

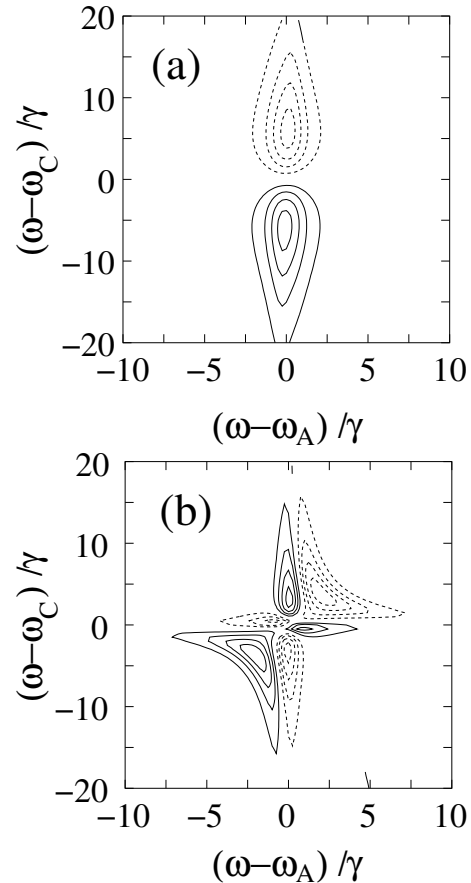
ideig (az atomfizikában ez „végtelennek” számít) egy hullámhosszköb nagyságú térfogatban csapdázódik [18] (ezt azóta Garchingban megfigyelték). Az atomi polarizációt gerjesztő tér a direkt, oldalról megvilágító tér és a rezonátorba szórt tér interferenciájaként áll elő. Az interferenciának köszönhetően a polarizáció sebességfüggése  $(g/\kappa)^2$  mértékben felerősödik, és ez a tényező a súrlódási együttható növekedésében is megjelenik. Mivel itt csapdázott atomról van szó, a hőmérséklet helyett a hűtés hatékonyságának jellemzésére mérvadó mennyiség az, hogy az atom lényegében a csapdázási alapállapotba csillapodik, ahol a kinetikus energiáját az alapállapotú rezgés dominálja.

Köszönöm az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2004. évi vándorgyűlésének szervezőinek (Németh Judit, Nagy Dénes Lajos, Horváth Ákos, Kovács László, Osvay Károly), hogy meghívott előadónak kértek fel, és ezzel nagyrészt ők motiváltak ennek az anyagnak az elkészítéséhez.

## Hivatkozások

- [1] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, *Opt. Commun.* 13, 68 (1975).
- [2] Szigeti János, Bakos József, Djotyán Gagik, Ignác Péter, Kedves Miklós, Sörlei Zsuzsa, Tóth Zoltán, *Fizikai Szemle* 2004. március, 85. old.
- [3] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* 55, 48 (1985).
- [4] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook, *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 2084 (1987).

- [5] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B6, 2023 (1987).
- [6] B. Saubema, T. W. Hijmans, S. Kulin, E. Rasel, E. Peik, M. Leduc, C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. 79, 3146 (1997).
- [7] C. I. Westbrook, R. N. Watts, C. E. Tanner, S. L. Rolston, W. D. Phillips, P. D. Lett, P. L. Gould, Phys. Rev. Lett. 65, 33 (1990).
- [8] P. J. Jessen et al, Phys. Rev. Lett. 69, 49 (1992).
- [9] M. Greinert, O. Mandel, T. Esslinger, T. Hänsch, I. Bloch, Nature 415, 39 (2002).
- [10] E. M. Purcell, Phys. Rev. 69, 681 (1946).
- [11] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, S. Haroche, Phys. Rev. Lett. 50, 1903 (1983).
- [12] J. M. Raimond, M. Brune, S. Haroche, Rev. Mod. Phys. 73, 565 (2001).
- [13] J. McKeever, A. Boca, A. D. Boozer, J. R. Buck, and H. J. Kimble, Nature (London) 425, 268 (2003).
- [14] P. Domokos, H. Ritsch, J. Opt. Soc. Am. B20, 1089 (2003)
- [15] P. Maunz, T. Puppe, I. Schuster, N. Syassen, P. W. H. Pinkse, and G. Rempe Nature 428, 50-52 (2004).
- [16] P. Domokos, H. Ritsch, Phys. Rev. Lett. 89, 253003 (2002).
- [17] A. T. Black, H. W. Chan, V. Vuletic, Phys. Rev. Lett. 91, 203001 (2003) .
- [18] P. Domokos, A. Vukics, H. Ritsch, Phys. Rev. Lett. 92, 103601 (2004).



9. ábra. A lineáris surlódási együtttható topologikus ábrázolása az elhangolások függvényében. Folytonos szintvonalak jelzik a hűtési, a szaggatottak a fűtési tartományokat. Az (a) ábrán a csatolási állandó  $g = \gamma/2$ ,  $\kappa = 10\gamma$ , ahol a hűtésnek a 6 ábrán bemutatott mechanizmusa dominál. A (b) ábra már az erős csatolás tartományában megjelenő dinamikai surlódást adja meg,  $g = 3\gamma$ ,  $\kappa = \gamma$ .