

fizikai szemle

A black and white photograph of a pendulum bob suspended by a string from a central point. The bob is a small, dark sphere. The string is thin and extends upwards to a central point where it is attached to a spring-like structure. The background is dark, and there are some faint, circular patterns on the left and right sides, possibly representing the path of the pendulum or other physical phenomena. The overall image has a scientific and artistic feel.

2005/6

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

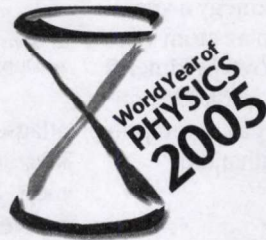
A Fizikai Szemle az Akadémia által 1862-ben elindított Matematikai és Természettudományi Értesítő és az 1891-ben Eötvös Loránd által alapított Matematikai és Physikai Lapok utóda és folytatása

LV. évfolyam

6. szám

2005. június

NEMI ÉLHETÜNK



FIZIKA NÉLKÜL



SEMLEGES ATOMOK LÉZERES HŰTÉSE ÉS CSAPDÁZÁSA

Domokos Péter
MTA SZFKI

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

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 energiakülönbségének meg kell egyeznie a foton energiájával, azaz $\hbar\omega$ -val, ahol \hbar a Planck-állandó, ω a foton körfrekvenciája. Egy másik megmaradási elvnek, a perdületének, szintén jól ismert spektroszkópiai következményei vannak, mivel kényszerfeltételeket ró ki a lehetséges gerjesztett állapotra: ezek a kiválasztási szabályok. Egyszerű esetekben az elektronfelhő perdülete \hbar -sal különbözik az alapállapotétól (hiperfinom kölcsönhatást figyelembe véve vagy molekulák esetében kicsit bonyolultabbak a kiválasztási szabályok).

Mi a következménye a lendületmegmaradás törvényének?

A 2004. évi ELFT Vándorgyűlésen elhangzott előadás kibővített, írott változata.

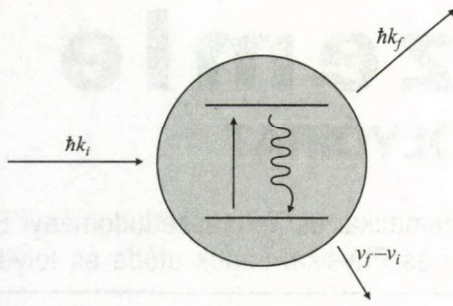
Haladó elektromágneses síkhullámban a fotonok lendülete $\hbar\mathbf{k}$, ahol \mathbf{k} a hullámvektor. A lendületmegmaradással csak úgy tudunk elszámolni, ha figyelembe vesszük a fény mechanikai hatását is az atomra. A foton nemcsak az elektronfelhővel lép kölcsönhatásba (az atom belső szabadsági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

A lézer mint kicsiny sáv szélességű és nyalábdivergenziájú 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.

Lézeres hűtés

Naivan azt várnánk, hogy egy lézerrel vagy akár milyen fényforrással besugárzott atomos gáz, amely fotonokat nyel el a térből, felmelegszik. Hogyan lehet fényrel hőt elvonni a gázból?

Vizsgáljuk meg az abszorpció folyamatát (1. ábra)! A beeső fotont az atom elnyeli és gerjesztődik, ahonnan spontán emisszióval kerül vissza az alapállapotába, miközben a spontán kibocsátott foton egy véletlenszerű irányban jelenik meg. A gerjesztett állapot élettartamánál (tipikusan



1. ábra. Az abszorpció mint szórási folyamat.

10–100 ns) hosszabb időskálán ez egy olyan foton-szórási folyamat, amelyben a kezdeti $\hbar \mathbf{k}_i$ impulzus átmege a végállapotú $\hbar \mathbf{k}_f$ 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 impulzusról a következő egyenletekbe foglalhatjuk:

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

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

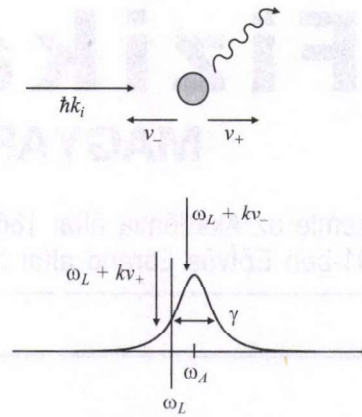
$$\Delta E_{\text{kin}} = \frac{\hbar^2 (\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f)^2}{2m} + \hbar (\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f) \mathbf{v}_i. \quad (2)$$

Az első tag mindig pozitív, tehát növeli az atom mozgási energiáját. Ez a „visszalökődési” járulék felelős azért a „naiv” sejtésünkért, hogy a fény fűti az atomos gázt, ami például 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 – amelyet *Hänsch* és *Schawlow* ismert fel 1975-ben [1] – származhat például a Doppler-effektusból.

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

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

A kibocsátott foton lendülete és a kezdeti sebesség között nem lép fel korreláció, $\langle \mathbf{k}_f \mathbf{v}_i \rangle = 0$, 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



2. ábra. Atomi rezonanciagörbe és a v_- , illetve v_+ sebességekhez tartozó Doppler-eltolt frekvenciák.

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 abszorbeálténál!

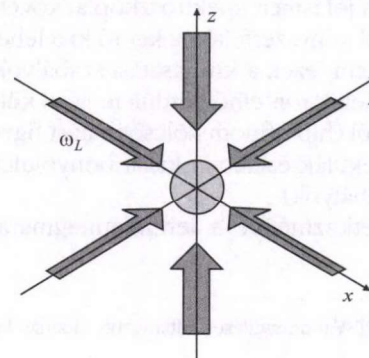
Más megfogalmazásban a Doppler-hűtés azzal ekvivalens, hogy az atomokra (sok abszorpció-emisszió ciklust kiátlagolva) egy sebességfüggő erő hat, amely kis sebességeknél attól lineárisan függ, és ellentétes a sebesség irányával:

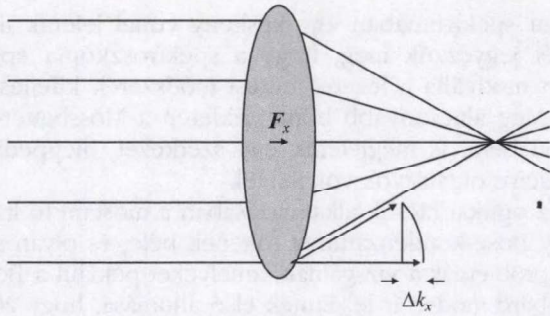
$$\mathbf{F}_{\text{Doppler}} = -\beta \mathbf{v}. \quad (4)$$

Háromdimenziós mozgás esetén a tér hat irányából megvilágítva az atomokat az „optikai melasz” rendszerét kapjuk (3. ábra), amelyet többek között az MTA RMKI-ban is sikerült előállítani egy magnetooptikai csapdában [2]. Az elnevezés arra utal, hogy az atomok bármely irányban elmozdulva egy nagyon erős közegellenállást éreznek. A fluktuáció–disszipáció tételével összhangban a sűrűlő mozgást diffúzió kíséri, aminek oka a spontán kibocsátott fotonokat követő visszalökődés véletlenszerűsége. Az atomok bolyongása a melaszban Brown-mozgást valósít meg, amelyet egy egyensúlyi hőmérséklettel jellemezhetünk. A számítás elvégzése azt kapjuk, hogy a hőmérsékletnek az atomi paraméterektől való függése kétállapotú atomot feltételezve

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

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





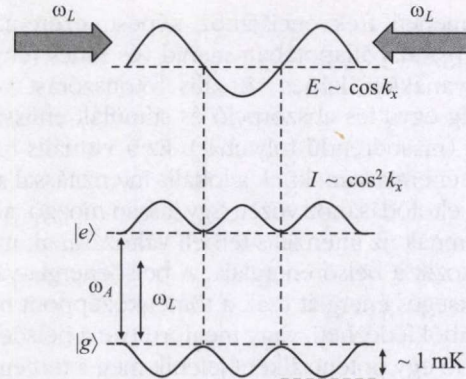
4. ábra. Fókuszálás lendületmérlege.

ahol $\Delta = \omega_L - \omega_A$ az elhangolás. Nátriumatom esetén például a minimumhőmérséklet $240 \mu\text{K}$, amelyet az optimális $\Delta = -\gamma$ vörös elhangolásnál kapunk.

Amikor 1985-ben megvalósították az első optikai melaszt [3], a kiszökési idők méréséből $T_{\text{mért}} = 185 \mu\text{K}$ hőmérsékletre következtek. 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 repülőidő-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, a polarizáció-gradiens hűtésnek tulajdonítani, amelynek hátterében a lézertér-polarizációjának 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 $200\text{--}500 \text{ nK}$. A kifejezés fizikailag úgy értelmezhető, hogy a hőmérséklet annak a kinetikusenergia-bizonytalanságnak felel meg, amelyet az utolsó spontán emittált foton kibocsátása okoz, a korábbi abszorpciós ciklusok hatása törlődik (innen az elnevezés: *recoil*, azaz visszalökédsi hőmérséklet). Az egyenlőséget átrendezve azt kapjuk, hogy $\lambda_{\text{de Broglie}} = \lambda_{\text{opt}}$, 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 anyaghullám-kísérletekhez.

A fejezet zárásaként megemlítem, hogy az optikai módszerekkel elért eddigi legalacsonyabb hőmérséklet [6], amely az imént említett visszalökédsi limitnek is csak a nyolcszázada, a sebességszelektív populáció csapdázódáson alapszik (*velocity-selective optical population trapping*, VSCPT). $T_{\text{VSCPT}} \sim 1 \text{ nK}$ hőmérsékletet mértek 1997-ben. A 80-as és 90-es években bekövetkezett hatalmas fejlődés elismeréseképpen, ami forradalmasította az



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 γ vonalszélesség.

atom- és molekulafizika valamint optika eszközzrendszerét, a Nobel-bizottság *Steve Chu* (Stanford), *Claude Cohen-Tannoudji* (ENS, Párizs) és *William Phillips* (NIST) kutatóknak ítélte az 1997. évi díjat.

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 lézertérrel lehet elvégezni, amit először *Letokhov* javasolt 1968-ban. A hűtésnél tárgyalt disszipatív (4) szórási erő helyett a csapdázáshoz egy konzervatív, potenciális 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 nélkül halad át az üvegen. Egyszerű geometriai optikai képben a fókuszáláskor az egyes sugármenetek eltérülnek (4. ábra). Mivel a hullámvektor hossza nem változik, mert frekvenciakonverzió 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* igazolt kísérletileg 1970-ben: vízben lebegő $10 \mu\text{m}$ átmérőjű üveggömböket gyűjtött össze egy intenzív lézertér fókuszában.¹ Ez a dipólerő makroszkopikus megnyilvánulása.

Az atomi fizika szintjén lehet megérteni a dipólerő eredetét. Helyezzünk egy atomot állóhullámú lézertérbe, ahol az intenzitás térben modulált! Tegyük fel továbbá, hogy a lézer frekvenciája nagyon el van hangolva az

¹ Az olvasó elgondolkozhat azon, hogy ha a foton nem visz el energiát (nincs frekvenciaváltozás), miközben a lencse megmozdul, akkor az energiamegmaradás hogyan teljesül?

atom átmeneti frekvenciájához képest, ezért az atom végig a $|g\rangle$ alapállapotában 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 belső energiája. A belsőenergia-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 „vöröselhangolt” lézertérben a duzzadóhelyeken potenciálmínimum van, ezek a csapdahelyek.

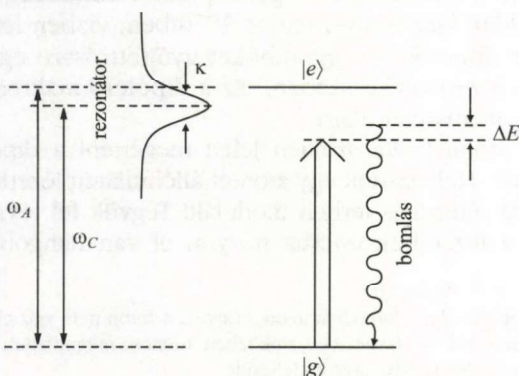
Kicsit technikaibb megfogalmazásban: a dipól kölcsönhatás $\mathcal{H}_{\text{int}} = -dE$ Hamilton-operátorából kiindulva, az atomi belső dinamikához tartozó dipól operátor eliminálásával a másodrendű perturbációszámítás rendjéig ekvivalens $\mathcal{H}_{\text{int}} \approx \frac{1}{2}\alpha E^2(R_{\text{kp}})$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

A potenciálmélység intenzív teret használva is tipikusan 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 nagyon érdekes rendszer, az úgynevezett „optikai rács” állt elő. Egy állóhullámú mezőben mint periodikus potenciálban mozgó semleges atomok a szilárdtestfizika egy „játékmodelljét” 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, amelyet 1990-ben figyeltek meg [7]: a potenciálvölgyekben erősen kötött atomok visszalökődésmentesen szórják a fényt, ezért a rácsba töltött gáz Doppler-kiszéle-

6. ábra. Az ω_c frekvencia körüli, κ szélességű rezonancia megváltoztatja a módussűrűséget, és megnöveli a rugalmatlan szórás valószínűségét ezen a frekvencián.



sedett 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, amelyeket például a Bose-Hubbard-moddal 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.

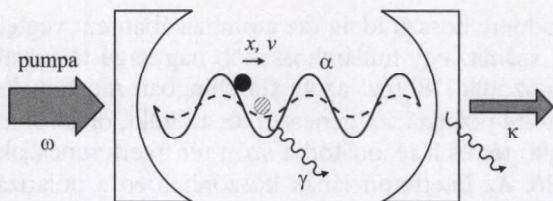
Kvantumelektrodinamika rezonátorban

A spontán emisszió alapvető szerepet játszik a fényanyag kölcsönhatás mechanikai hatásában, különösen a lézeres hűtésben, amelyhez az irreverzibilis disszipációs csatornát a spontán emisszió biztosítja.

A spontán emisszió nem az atom kizárólagos tulajdonsága: valójában az atom és az azt övező elektromágneses mező szerkezetének együttes tulajdonságai jelennek meg benne. A spontán emissziós ráta függ az elektromágneses vákuumnak az atomi rezonanciafrekvencián vett energiasűrűségétől, amely egy rezonáns objektumnak az atom közelébe helyezésével módosítható [10]. Ennek 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 foglalkozik, ez a kvantumelektrodinamika üregrezonátorban. A kvantummechanikai alapkísérletektől [12] az egyatomos lézertől [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 abszorpció ciklust, ezúttal egy rezonátorban lévő atom esetén! Tegyük fel, hogy a rezonátor sajátfrekvenciája a gerjesztő lézer frekvenciájánál magasabb. A 6. ábrán a rezonanciagörbe az elektromágneses mező módussűrűségének növekedését reprezentálja. Ennek megfelelően a spontán emisszió gyakorisága megnövekszik ebben a frekvenciatartományban, ami az atom részéről egy rugalmatlan szórás 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



7. ábra. A mozgó atom megváltoztatja a rezonátorban kialakuló teret (intenzitását és fázisát), ami az atomi hely- és sebességváltozók (x, v) és a tér amplitúdója (α) között bonyolult dinamikát hoz létre.

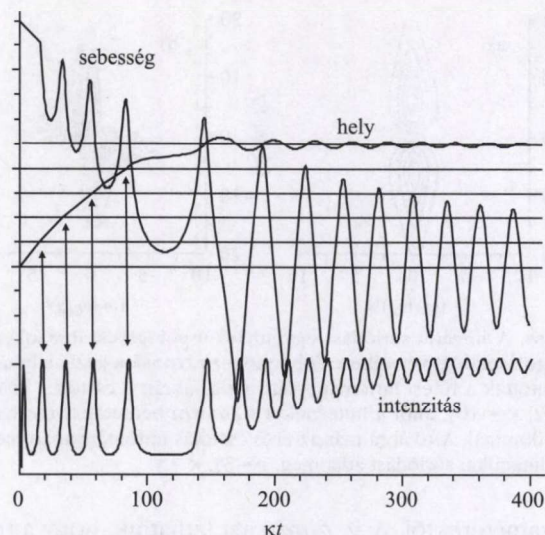
a hűtési módszernek az általános alkalmazhatóságára utal. Ugyanakkor a hatékonysága (pl. hűtési idő) nem túl jó, ezért vált érdekessé egy ebben a tekintetben is kiváló módszer, amelynek fejlesztésén jelenleg is dolgozunk munkatársaimmal.

Hűtés az erős csatolás tartományában

Atomok és egy rezonátorban lévő elektromágneses sugárzási mező kölcsönhatásának van egy nagyon érdekes tartománya, amelyet a 1990-es évek közepe óta számos laboratóriumban vizsgálnak. Ez az 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, amelynek az egyfotonos 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 paraméterértékeket 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, amely ugyanakkor a mechanikai hatásán keresztül őt mozgatja. A visszahatást klasszikusan is érthetjük, amennyiben az atomot egy komplex törésmutatójú, mikroszkopikus dielektrikumként modellezzük. Tegyük fel, hogy a rezonátort kívülről folyamatosan „pumpáljuk” egy monokromatikus gerjesztő térrel, illetve a tükrök véges reflektivitása miatt fotonok távozhatnak 2κ 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 ω_c eltolódik. Ha közelebb kerül a gerjesztő ω 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 „oldalirányban” kiszórni 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

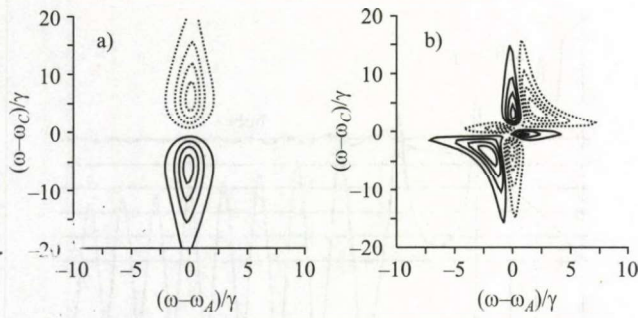


8. ábra. Az atom helyének, sebességének és a tér fotonszámának időfejlődése (tetszőleges egységben). Vízszintes vonalak jelzik a duzzadóhelyeket.

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, amelynek 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. a [14], kísérleti igazolást ld. a [15] munkában) 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 duzzadóhelyre közelében oszcillál. A sebesség számottevően és -völgyeken (csomópontoknál, illetve duzzadóhelyeknél a vizsgált vörös elhangolás esetén) halad át. Amikor az atom közelít egy duzzadóhelyhez (vízszintes vonalak), a fotonszám emelkedik. A rezonátor véges válaszüzeje ($-1/\kappa$) miatt azonban a fotonszám csak idő-késéssel 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 mászik, mint amelyikről legurul”, a helyzeti energia veszteségét a mozgási energiájából pótolja. Egy idő után már nem tud felkapaszkodni a csúcra, 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



9. ábra. A lineáris sűrűlási együttható 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 sűrűlási adja meg, $g = 3\gamma$, $\kappa = \gamma$.

a paraméterektől. A 9. ábrán azt láthatjuk, hogy a frekvenciák milyen beállításával 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 alapul. 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 indirekt kölcsönhatás lép fel, és a dinamika lényegileg soktest-problémára vezet. Kiderült, hogy ha az atomokat külső lézerek gerjesztjük a rezonátor tengelyére merőleges irányból, és ezáltal a rezonátorban az atomok által szórt sugárzás interferenciájából épül fel a tér, akkor az atomok önszerveződést mutatnak, melynek során ráadásul a hűtés hatékonysága nő az atomszámmal [16]. Az önszerveződést először az erős csatolás tartományán kívül, egy nagyméretű rezonátorban figyelték meg 10^6 db atommal [17]. A kollektív viselkedésnek köszönhetően ugyanis nagyobb atomszámmal kompenzálni lehet egy esetleges gyengébb g csatolási konstans. Ez az első kollektív, sokatomos dinamika 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. Befejezőképpen a fordított irányú hatásra térek ki, vagyis hogy a lézeres hűtés vizsgálata hogyan járult hozzá a kvantum-elektrodinamika üregrezonátorban téma problémakörében egy régóta áhított cél megvalósításához egy nemrégiben feltárt nagyon hatékony hűtési mechanizmusnak köszönhetően. A fő törekvés az, hogy két, a környezet hatásától 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 néhány száz $10 \mu\text{s}$). Évekkel ezelőtt ezért több helyen tettek erőfeszítéseket egy ioncsapda és egy rezonátor összeépítésére. Ehelyett sokkal egyszerűbben, az atomot a rezonátor tengelyére merőleges irányból állóhullámú lézertérrel megvilágítva az atom olyan alacsony hőmérsékletre hűthető, hogy akár

másodperc hosszú ideig (az atomfizikában ez „végtelennek” számít) egy hullámhosszok 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 sűrűlási együttható növekedésében is megjelenik. Mivel itt csapdázott atomról van szó, a hőmérséklet helyett a hűtés hatékonyságának jellemzésére mérvado mennyiség az, hogy az atom lényegében a csapdázási alapállapotba csillapodik, ahol a kinetikus energiáját az alapállapotú rezgés dominálja.

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2004. évi Vándorgyűlését megszervezőknek (Német Judit, Nagy Dénes Lajos, Horváth Ákos, Kovács László, Osvay Károly), hogy meghívott előadónak kértek fel, ezáltal nagy részben ők sarkalltak ennek az anyagnak az elkészítésére. A szerzőnek az ismertetett témában folytatott kutatásait az OTKA támogatja (T 043079).

Irodalom

1. T.W. HÄNSCH, A.L. SCHAWLOW – Opt. Commun. 13 (1975) 68
2. SZIGETI J., BAKOS J., DJOTYÁN G., IGNÁCZ P., KEDVES M., SÖRLEI Zs., TÓTH Z. – Fizikai Szemle 54/3 (2004) 85
3. S. CHU, L. HOLLBERG, J. BJORKHOLM, A. CABLE, A. ASHKIN – Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 48
4. P.D. LETT, W.D. PHILLIPS, S.L. ROLSTON, C.E. TANNER, R.N. WATTS, C.I. WESTBROOK – J. Opt. Soc. Am. B6 (1987) 2084
5. J. DALIBARD, C. COHEN-TANNOUDJI – J. Opt. Soc. Am. B6 (1987) 2023
6. B. SAUBEMA, T.W. HIJMAN, S. KULIN, E. RASEL, E. PEIK, M. LEDUC, C. COHEN-TANNOUDJI – Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 3146
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 (1990) 33
8. P.J. JESSEN et al. – Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 49
9. M. GREINERT, O. MANDEL, T. ESSLINGER, T. HÄNSCH, I. BLOCH – Nature 415 (2002) 39
10. E.M. PURCELL – Phys. Rev. 69 (1946) 681
11. P. GOY, J.M. RAIMOND, M. GROSS, S. HAROCHE – Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1903
12. J.M. RAIMOND, M. BRUNE, S. HAROCHE – Rev. Mod. Phys. 73 (2001) 565
13. J. MCKEEVER, A. BOCA, A.D. BOOZER, J.R. BUCK, H.J. KIMBLE – Nature (London) 425 (2003) 268
14. P. DOMOKOS, H. RITSCH – J. Opt. Soc. Am. B20 (2003) 1089
15. P. MAUNZ, T. PUPPE, I. SCHUSTER, N. SYASSEN, P.W.H. PINKSE, G. REMPE – Nature 428 (2004) 50–52
16. P. DOMOKOS, H. RITSCH – Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 253003
17. A.T. BLACK, H.W. CHAN, V. VULETIC – Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 203001
18. P. DOMOKOS, A. VUKICS, H. RITSCH – Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 103601

A címképről

A címlapon egy mikroszkopikus Fabry–Perot-rezonátor állóhullámú terén áthaladó céziumatom pályája látható. A $11 \mu\text{m}$ távolságú tükrök között a fotonok egymilliószor körbefutnak és „ütköznek” az atommal. A tükrön áteresztett fotonok intenzitásából a pálya $10 \mu\text{s}$ időbeli és $2 \mu\text{m}$ térbeli felbontással rekonstruálható. (© J. Kimble (Caltech), részletek a Science 287 (2000) 1447 cikkben.)