

# Atomok lézeres hűtése, csapdázása, Bose-Einstein kondenzáció

Sörlei Zsuzsa

KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet, H-1525 Budapest, Pf.49.

[sorlei@rmki.kfki.hu](mailto:sorlei@rmki.kfki.hu)

## Bevezetés

Az atomfizika területén újfajta vizsgálatok elvégzését tette lehetővé az atomi minták lézeres hűtésének és csapdázásának a megvalósítása. Nagyszámú, lassú, kis sebességszórással rendelkező atomokból álló minták előállítására nyílt lehetőség, melyeknek a nagy pontosságú mérés technikában, például az „atomi szökőkút” megvalósításában, az atomórák pontosságának nagymértékű megnövelésében, nagyfelbontású spektroszkópiában van óriási jelentősége. A lézeres hűtésnek köszönhető, hogy 1995-ben először sikerült megvalósítani a Bose-Einstein kondenzációt [1-2] ritka atomi gázban. Az atomok mozgásállapotának megváltozását okozó lézeres eljárások következtében sok közel azonos sebességű, azonos irányban mozgó részecskéből álló atomnyalábot lehet előállítani, amivel atomlitográfiai, atom-interferometriai méréseket lehet végezni, az atomsugarat a fényhez hasonlóan irányítani, kettéosztani, fókuszálni. Ezekkel a folyamatokkal foglalkozó új terület az atomoptika.

Az atomok lézeres hűtését, azaz sebességszórásuk és átlagsebességük csökkentését, mechanikai állapotuk megváltoztatását a lézerfény atomokkal való rezonáns kölcsönhatása teszi lehetővé. Maxwell 1873-ban fogalmazta meg először tudományosan, hogy az elektromágneses térhez mechanikai nyomás rendelhető, bár korábban is felmerültek ilyen elképzelések. Kepler például a fény nyomásának tulajdonította, hogy az üstökösök csóvjaja a Naptól kifelé fordul. A lézeres hűtés lehetőségét Einstein 1917-ben írt dolgozata [3] alapozza meg, amelyben megmutatta, hogy a  $h\nu$  energiájú foton  $h\nu/c$  mechanikai impulzust képvisel, ahol  $h$  a Planck-állandó,  $\nu$  a fény frekvenciája,  $c$  a fénysebesség. A hűtési eljárások célja az atomok fázistérbeli sűrűségének, azaz  $n\lambda_{dB}^3$ -nek a növelése, ahol  $n$  az atomsűrűség és  $\lambda_{dB}$  a termikus atomok de Broglie-hullámhossza. (A fénykvantum-hipotézisről és az anyagi részecskékre is érvényes hullám-részecske dualitásról részletesen olvashatunk ugyanebben a kötetben [4].) A lézeres hűtés megvalósításáért 1997-ben S. Chu, C. Cohen-Tannoudji és W. Phillips, a Bose-Einstein kondenzációért 2001-ben E. A. Cornell, W. Ketterle és C. E. Wieman érdemelték ki a fizikai Nobel-díjat.

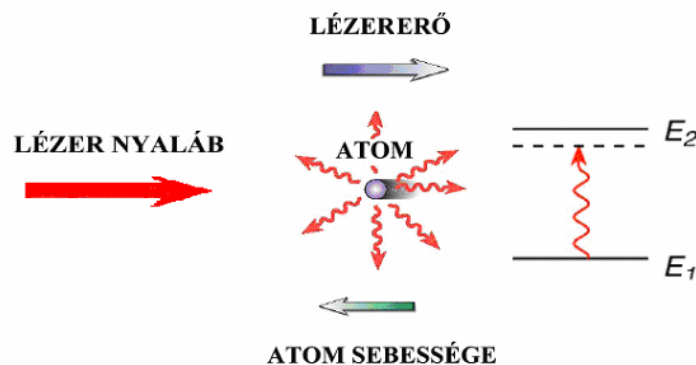
Ha az atom abszorbeál egy fotont, annak energiája csaknem teljesen az atom belső energiáját változtatja meg, azaz az atom gerjesztett állapotba kerül, impulzusmomentuma pedig a kiválasztási szabályoknak megfelelően az elektronok pályá-impulzusmomentumát határozza meg. A lineáris impulzus az atom belső állapotát nem tudja befolyásolni, emiatt az atomok gyorsítására vagy lassítására fordítódik. A megvilágító fény abba az irányba löki meg az atomot, amerre a fény terjedési iránya mutatott a kölcsönhatás előtt. Az egy ütközésben átadott impulzus kicsi a termikus atom impulzusához képest, de mivel a folyamat nagyon gyakran ismétlődhet, az atom sebessége nagymértékben megváltozhat a kölcsönhatás következtében.

A gerjesztett állapotból az atom spontán vagy indukált emisszióval kerülhet vissza alapállapotba. A spontán emisszióknak nincs kitüntetett iránya, ezért a hozzárendelt mechanikai impulzusváltozás térben kiátlagolódik, tehát sok abszorpció-emisszió ciklus lezajlása után az atom eredeti impulzusa az abszorpcióval járó kitüntetett irányú lökés miatt változik meg. Az abszorpció-emisszió ciklus gyakorisága meghatározza a folyamat sebességét. Különleges körülmények között ennél gyorsabban is lejátszódhat a fény-atom kölcsönhatás, melyre két példát is találunk ugyanebben a kötetben, az [5]-ben ismertetett indukált emisszióval végbemenő folyamatokat és a [6]-ban bemutatott rezonátoros hűtést.

A lézeres hűtéssel előállított hőmérséklet fogalmát meg kell különböztetnünk a termodinamikában szokásos hőmérséklettől, ebben az esetben ugyanis nem beszélhetünk a környezetével termikus egyensúlyban lévő, zárt rendszerről. Szokás definiálni egy  $T$  hőmérsékletet úgy, hogy az atomok átlagos kinetikus energiája  $k_B T/2$  legyen, ahol  $k_B$  a Boltzmann-állandó. Meg kell azonban jegyezni, hogy ennek csak a Maxwell-Boltzmann sebességeloszlással rendelkező minták esetében van létjogosultsága, egyébként egymástól nagyon különböző mintákra kaphatunk ezzel a definícióval ugyanolyan hőmérséklet értéket.

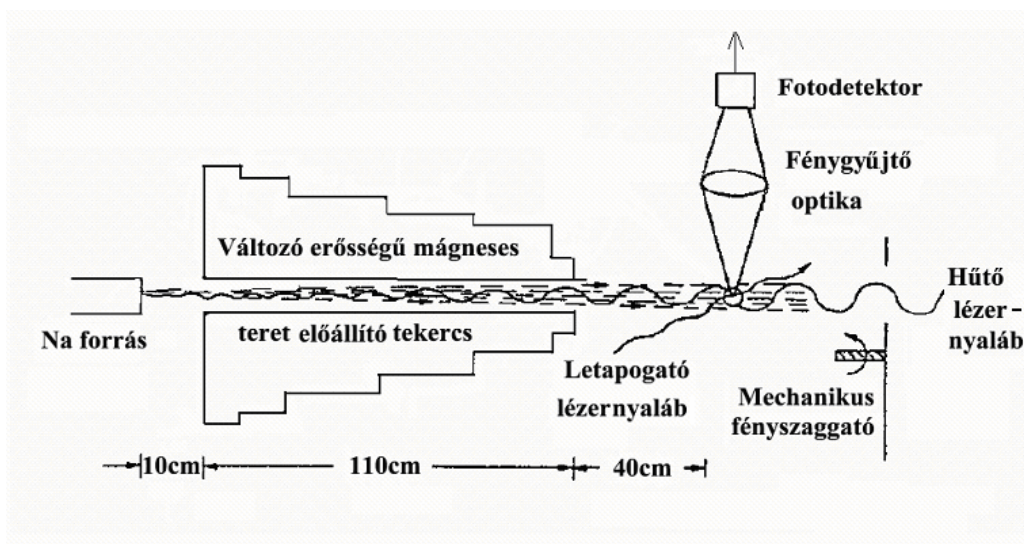
### Atomsugár lassítása és hűtése

Ebben az esetben termikus forrásból kilépő, a sebességeloszlásnak megfelelően körülbelül néhány száz 100 m/s longitudinális sebességű atomnyalábban haladó atomokat szemből megvilágító lézersugár fénynyomásával longitudinálisan jelentősen lelassítunk, és a sebességszórást lecsökkentjük. A megvilágító fény frekvenciáját az álló atom rezonanciafrekvenciája alá kell hangolnunk, hogy a Doppler-eltolódás miatt éppen rezonanciába kerüljön a fényvel szemben haladó atom.



1. ábra: A fény hatására fellépő erő

Az atomokra ható erőt szemlélteti az 1. ábra. Ahhoz, hogy az atomok fékezése folyamatos legyen, a fény frekvenciájának követnie kell a lassuló atomok egyre kisebb Doppler-eltolódását. Az egyik módszer szerint a megvilágító lézer frekvenciáját folyamatosan növeljük a leggyorsabb atomok Doppler-eltolódásának megfelelő értéktől az álló atom rezonanciafrekvenciájáig, így hűtött atomcsomagot állítunk elő. Egy nehezebben kivitelezhető, de folyamatos hűtött atomnyalábot eredményező eljárás, ha az atomok rezonanciafrekvenciáját helytől függően változtatjuk egy változó erősségű mágneses térrel oly módon, hogy a Dopplereffektus miatti frekvencia eltolódást a nívók Zeeman-eltolódása kompenzálja. A forrásból termikus sebességeloszlással kilépő atomok sebességüktől függően a mágneses tér megfelelő értékű helyén rezonanciába kerülnek a fényvel, és innen kezdve folyamatosan csökken a sebességük és a sebességszórás. A lézer frekvenciája folyamatosan kevéssel az álló atom rezonanciája alá van állítva. Ezzel a módszerrel sikerült először nátrium atomnyalábot lassítani [7] festéklézerrel. A mérési elrendezést mutatjuk be a 2. ábrán. Az atomok sebességeloszlását az álló atom rezonanciafrekvenciája környékén keresztülhangolt, kis intenzitású lézerrel keltett fluoreszcencia-sugárzás spektrumából határozták meg. A Doppler-eltolódás miatt a letapogató lézer frekvenciája függvényében kapott fluoreszcencia intenzitása az adott helyen az atomok sebességeloszlását tükrözi. A letapogató lézer a kölcsönhatási térfogat végétől kissé távolabb, kis szögben keresztelte az atomsugár tengelyét. A mérés idejére a hűtő lézert eltakarták, hogy ennek hatására fellépő fluoreszcencia ne zavarja a detektálást.



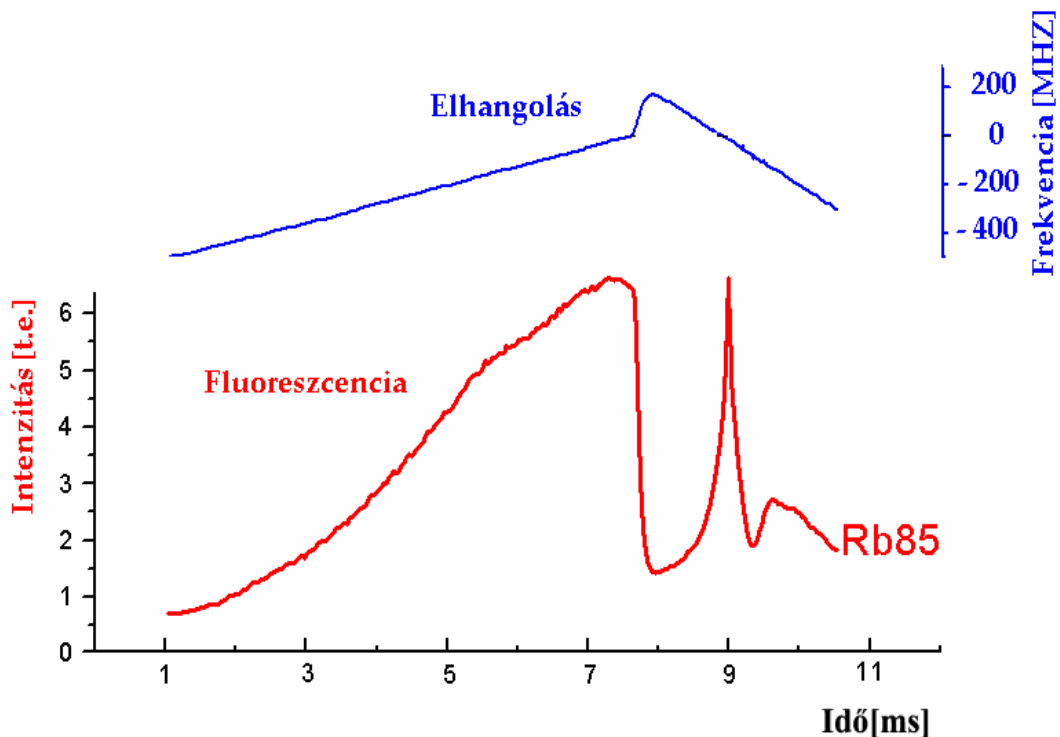
2. ábra: Na-atomsugár Zeeman-lassításához alkalmazott mérési elrendezés [7]

Bármilyen atomot hűthetünk, ha a gerjesztett nívóról van gyors átmenet egy alap- vagy egy metastabil nívóra, és van az átmeneti frekvenciával rezonanciába hangolható lézer. Az alkáli atomokat és a metastabil héliumot használják a leggyakrabban a kísérletekben. Ezeknek a rezonancia vonala jól egyezik például nátrium esetében a rodamin festéklézer, a rubídium vagy a cézium esetében a közeli infravörösben működő félvezető lézerek frekvenciájával. Az elérhető lassításnak van egy maximális értéke. Ugyanis, ha növeljük a térerősséget, megnő az abszorpció, de az indukált emisszió valószínűsége is. Az indukált emisszió a fény irányával ellentétes irányú lökést ad át az atomnak. Ha ugyanazzal a fénysugárral való kölcsönhatásban történik az abszorpció, mint az indukált emisszió, zárt ciklus következtében nem történik sebességváltozás, tehát nem célravezető az optimális értéknél nagyobb intenzitást alkalmazni. A 3. ábrán látható táblázat néhány atom lézeres hűtés szempontjából fontos paramétereit foglalja össze [8].  $L_{\min}$  az a távolság,  $T_{\min}$  az az idő, ami az atom megállításához minimálisan szükséges Doppler-hűtésnél. Ezeket a paramétereket a spontán emisszió gyakorisága, tehát a gerjesztett állapot élettartama és az atom tömege határozza meg.

Atom	$T_{\text{kályha}}$ (K)	$v$ (m/s)	$L_{\min}$ (m)	$t_{\min}$ (ms)
H	1000	5000	0.012	0.005
He*	4	158	0.03	0.34
He*	650	2013	4.4	4.4
Li	1017	2051	1.15	1.12
Na	712	876	0.42	0.96
K	617	626	0.77	2.45
Rb	568	402	0.75	3.72
Cs	544	319	0.93	5.82

3. ábra: Hűtési kísérletekben leggyakrabban alkalmazott atomok paramétereit [8]. (A kiinduló hőmérséklet 1 torr göznyomásnak felel meg, kivéve a H és a metastabil He\* esetét.)

Az alkáli atomok hiperfinom spektrumszerkezete miatt a kísérletekben a hűtést végző lézer mellett még egy lézere szükség van, melynek a frekvenciáját együtt kell változtatni a hűtő lézerével. Az atomok ugyanis a gerjesztett állapotból az alkáli atomokra jellemző mindkét alpnívóra le tudnak bomlani, emiatt hamar kikerülnek a kölcsönhatásból. Ezért vissza kell pumpálni őket a kiinduló nivóra. A  $\text{Rb}^{85}$  esetében az optikai pumpálást végző lézerek a frekvenciája 3 GHz-cel magasabb a hűtő lézer frekvenciájánál.



4. ábra: Lassított atomok sebességeloszlása rubídium atomsugárban. Az alsó görbe az atomok fluoreszcencia intenzitása, a felső görbe a lézer áramának a vezérlése következtében fellépő frekvenciaváltozás a mérési idő függvényében

Laboratóriumunkban rubídium atomsugár atomjait 780 nm hullámhossz környékén hangolható félvezető lézerekkel lassítottuk. Ennek a mérésnek az eredményeképpen kapott sebességeloszlást láthatjuk a 4. ábrán. Az atomsugár kezdeti longitudinális sebességeloszlása a forrás hőmérsékletének, 400 Kelvinnek, a transzverzális sebességeloszlása a kis divergencia miatt néhány Kelvinnek megfelelő termikus eloszlás. Az atomok longitudinális hűtését az atomnyalábbal szemben terjedő két diódalézer, a hűtő és a visszapumpáló lézer féligáteresztő tükör segítségével egyesített sugarával valósítottuk meg. A mérés első szakaszában mindkét diódalézer frekvenciáját először az álló atom rezonancia frekvenciájánál a Doppler-szélességnek megfelelő 400 MHz-cel kisebb frekvenciától indulva növeltük az álló atom rezonanciájáig, majd egy ugrással átvittük a vonalon túlra, és innen csökkentettük a kiinduló értékig. A növekedő frekvenciájú szakaszban az atomokat fékezte az egyre lassuló atomokkal rezonanciában maradó sugárzás, míg a csökkenő frekvenciájú szakaszban megmértük a keletkezett sebességeloszlást. A fluoreszcencia intenzitásának a frekvenciától való függése mutatta, hogy milyen az atomok sebességeloszlása. A fluoreszcencia-intenzitás spektrális eloszlásából becsülve az atomok hőmérséklete mK nagyságrendre hűlt le.

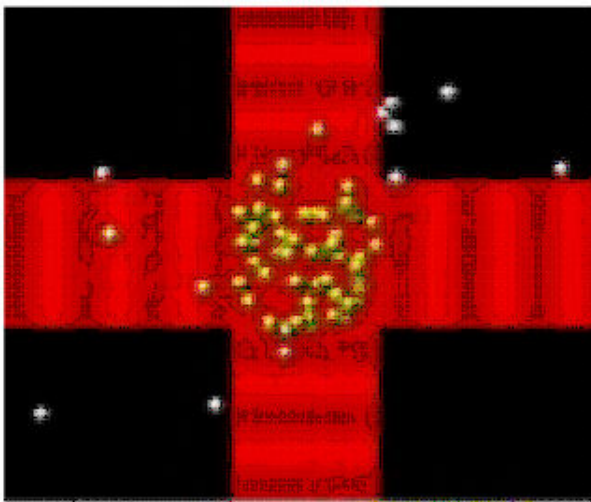
## Optikai melasz

Ha termikus sebességeloszlással rendelkező atomokból álló gőzt úgy akarunk lehűteni, hogy minden irányban nulla sebesség körül keskeny sebességeloszlással rendelkező atomfelhőt kapjunk, a mozgó atomokat három merőleges koordináta mentén, páronként szemben haladó lézersugázzal kell megvilágítani. Így az atom sebességkomponensei párhuzamosak lesznek valamelyik lézernyalábbal. Az első javaslatot ilyen hűtésre Hänsch és Schawlow tette 1975-ben [9]. A fény az atom rezonancia-átmeneténél kissé alacsonyabb frekvenciájú kell, hogy legyen, így az atom a vele szemben haladó nyalábból abszorbeál, és ennek hatására veszít a sebességéből. Egy dimenzióban tekinthetjük úgy a folyamatot, hogy az atom állóhullám térben van, és mindkét nyalábból hat rá a sugárzásból származó erő. Az erő kiszámításához az egy abszorpciónál átadott  $h\nu/c$  impulzust és a fényszórás gyakoriságát kell figyelembe vennünk. Ez utóbbi függ a lézer rezonanciától való elhangolásától. Az erő függeni fog a részecske sebességétől, azaz surlódás jellegű fékező erő lép fel, mintha az atomok egy ragacsos közegben mozognának. Ezért nevezték el az így előállított rendszert optikai melasznak. A Doppler-hűtésnél az atomokra ható fékező erő kis sebességeknél:

$$F \cong \frac{8\hbar k^2 \delta_0 \mathbf{v}}{\gamma [1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2]^2} \equiv -\beta \mathbf{v}$$

alakúnak adódik, ahol  $\gamma$  a gerjesztett állapot élettartamának a reciproka,  $\mathbf{k}$  a hullámvektor,  $k=2\pi/\lambda$ ,  $s_0=I/I_s$  a fény intenzitásának aránya a néhány  $\text{mW}/\text{cm}^2$  szokásos értékű  $I_s$  telítési intenzitáshoz képest.  $\delta$  a lézer elhangolása az atomi rezonancia frekvenciától körfrekvenciában, az atomhoz rögzített koordináta-rendszerben.

Amikor az  $M$  tömegű atom impulzusa diszkrét kvantumokban változik egy-egy abszorpcióban vagy emisszióban, a mozgási energiája is változik a visszalökődési energiával:  $E_r = \hbar^2 k^2 / 2M = \hbar \omega_r$ . Ennek hatására az emisszióban kisugárzott foton frekvenciája kisebb lesz, mint az abszorpcióban elnyelt fotoné, emiatt az atomfelhő melegszik. A hűtés és a melegedés következtében beáll egy egyensúly, és a visszalökődés határt szab a további hűlésnek. Ez a „Doppler-határ”-nak nevezett hőmérsékleten következik be,  $T_D = \hbar\gamma/2k_B$ , tipikusan  $\text{mK}$  alatti érték.



5. ábra: Optikai melasz. Páronként szembefutó, a rezonancia alá hangolt lézernyalábok által létrehozott állóhullámú térben az atomok lelassulnak

Az ily módon lehűtött atomok sebességeloszlásának pontos mérése meglepő eredményt hozott. A kialakult hőmérséklet egy nagyságrenddel kisebb volt, mint amit a Doppler-határ megenged. További vizsgálatok kiderítették, hogy ebben a fény polarizációja játszik szerepet. A nyalábok által létrehozott eredő polarizáció térben periódikusan változik. A polarizáció gradiens az atom számára potenciál hegyek és völgyek változását jelenti. Miközben ezen áthalad, veszít az energiájából, azaz lehül. Ennek a folyamatnak a leírását, és a visszalökődési határ túllépéséhez vezető, másik módszernek, a sebesség szelektív populáció csapdázásnak az ismertetését az 1999-es pécsi iskola anyagában [11] találhatjuk meg.

Három dimenziós optikai melaszt 1985-ben sikerült először előállítani [10] a Bell Laboratóriumban, Na atomokkal, 60 cm/s átlagsebességgel és 240  $\mu$ K hőmérséklettel. Az optikai melasz elrendezés vázlata 2 dimenzióban látható az 5. ábrán.

### Dipólus erő, optikai rács

Az atomok hűtésével kapcsolatban még egy erőt számításba kell vennünk. Ha a fény frekvenciája messze el van hangolva az atom rezonanciájától, az abszorpció - spontán emisszió ciklus kis valószínűséggel következik be, az indukált emisszió sokkal gyakoribb lehet, mint a spontán. Az erős térben a nívók eltolódnak. Az indukált emisszióban fellépő vonaleltolódás gradienseiből származtatható egy dipólus erő. Ha szemben haladó két, messze elhangolt (ahol az abszorpció - spontán emisszió valószínűsége kicsi) lézernyaláb terébe kerül az atom, a kialakuló állóhullámban a térerősség, és így a vonaleltolódás is szinuszosan változik a zérushelyektől a duzzadóhelyekig, ami egy  $U(x)$  potenciálnak tekinthető. A dipólus erő:

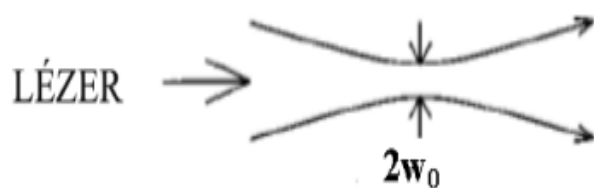
$$F(x) = -\nabla U(x) = -\frac{\hbar\gamma^2}{8\delta I_s} \nabla I(x),$$

ahol  $I(x)$  az állóhullám  $\lambda/2$  periódusában a teljes intenzitáseloszlás. Ez a teljes hullámhosszon monokromatikus állóhullámra kiátlagolódik, de térben inhomogén folyamatok miatt megtörténhet, hogy mégsem lesz az eredő nulla, és befolyásolható vele az atomok mozgása.

Az optikai melaszban az atomok diffúziós mozgást végeznek, nem hat helytől függő erő. Gyakran hasznos, ha az atomokat oly módon izoláljuk a környezettől, hogy helytől függő visszatérítő erő következtében ne tudjanak kiszabadulni egy meghatározott térfogattól. Ilyenkor beszélhetünk csapdáról. A legegyszerűbb csapda egy fókuszált, erős Gauss-eloszlású lézernyaláb tere a fókusz környezetében, melynek vázlatát a 6. ábrán láthatjuk. Az intenzitás a nyaláb tengelyére merőlegesen

$$I(r) = I_0 \exp(-r^2/w_0^2)$$

alakban változik, ahol  $w_0$  a nyalábdérék mérete. Ha a fény frekvenciája rezonancia alá van hangolva, az alapállapotú nívó eltolódása mindenhol negatív, a fókuszban a legnagyobb, ezért

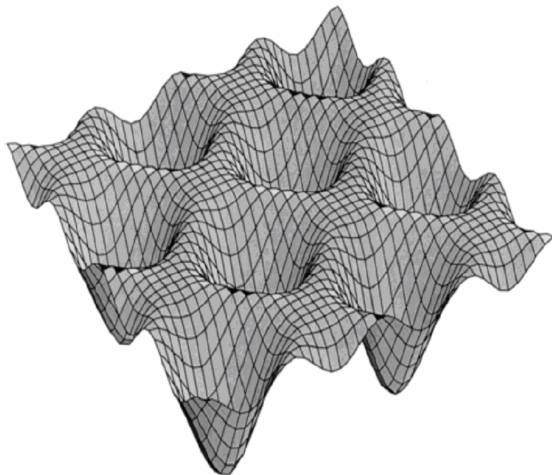


az alapállapotú atomok a fókusz irányába ható erőt érzékelnek. Ilyen erőterén alapul az optikai csipeszek működése. A longitudinális irányú csapdaerőt úgy lehet biztosítani, hogy kellően nagy elhangolást választunk, mert ilyenkor a fénynyomás a tengely irányában is kisebb lesz, mint a dipólus erő, és az atomok a csapdázott alapállapotban maradnak.

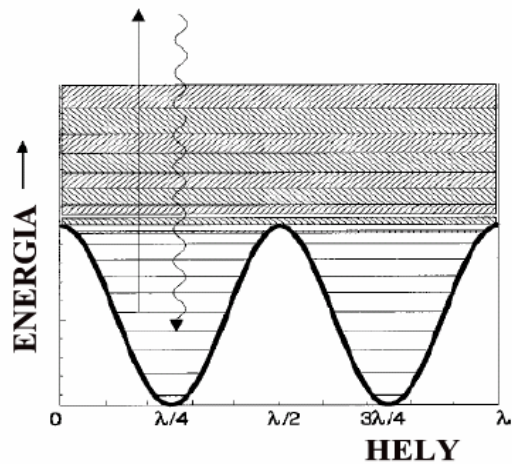
6. ábra: Fókuszált lézernyaláb által létrehozott optikai csapda vázlata

Az első ilyen csapdát nátriumra valósították meg [12], az elhangolás 650 GHz volt. Rezonanciától messze elhangolt fényvel, pl. Nd:YAG vagy CO<sub>2</sub> lézerrel is működtettek csapdát ilyen elv alapján. Ezek a csapdák viszont finom spektroszkópiai mérésekre nem alkalmasak, hiszen az atomok ott gyűlnek össze, ahol a legerősebb a tér. Ezért több csapdakonfigurációt fejlesztettek ki rezonancia fölé hangolt fény alkalmazásával, ahol az atomok a legkisebb intenzitású helyhez kötődnek [13].

Letokhov javaslata alapján a dipólus erő alkalmazásával intenzív állóhullámban atomokat először a [14]-ben bemutatott kísérletben csapdáztak. Annak az elvnek, hogy az atomokat félhullámhossznyi periódusú potenciálvölgyekbe lehet beültetni, érdekes és szép alkalmazása a két dimenziós fényrács megvalósítása. Az ilyen potenciált „tojástartó potenciálnak” is szokták szemléletesen nevezni (7. ábra).



7. ábra: Kétdimenziós fényrács („tojástartó” potenciál)



8. ábra: Az állóhullám által okozott vonaleltolódás potenciáalterében mozgó atomok energia nívói [8]

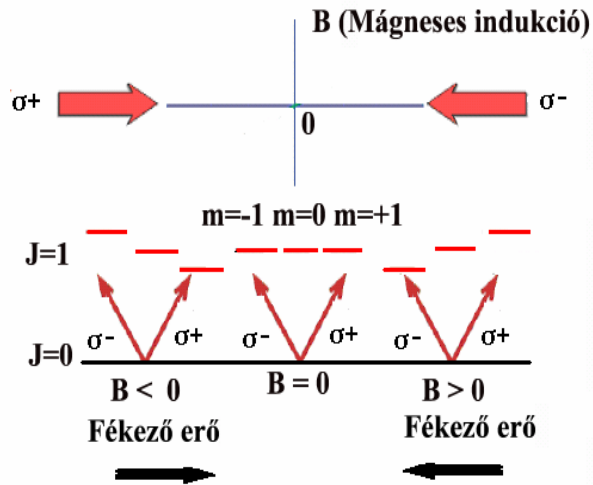
Az ilyen potenciálokban mozgó atomok a molekulákhoz hasonlóan vibrációs energiaszintekkel rendelkeznek. A völgyekben diszkrét kötött állapotokat kell betölteniük, a potenciáltér felett pedig tiltott energiasávok jelennek meg (8. ábra).

### Magneto-optikai csapda

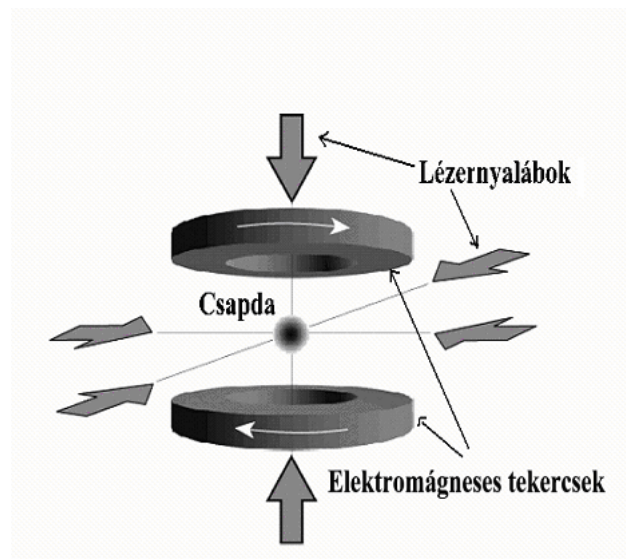
Inhomogén gyenge mágneses tér alkalmazásán és a lézeres hűtés folyamatán alapul a magneto-optikai csapda (MOT), amelyet először 1987-ben valósítottak meg [15]. Azóta sok olyan kísérlet kiinduló eszköze, ahol nagyszámú hűtött atomot kell összegyűjteni további vizsgálatok, vagy további hűtés, például Bose-Einstein kondenzátum létrehozása céljából.

A három dimenziós optikai melaszhoz hasonlóan, a három térkoordináta irányából páronként szembevető lézernyaláb találkozásánál keletkezik a csapda, de ez a térrész ugyanakkor egy minden irányban kifelé növekedő erősségű mágneses tér zérus helyével esik egybe. A hűtendő atomokat ebbe a térrészbe juttathatjuk atomsugárral, vagy alacsony nyomású gőzt biztosítunk az edényben. A mágneses tér gradiense miatt a hűtendő atom energianívói a mágneses kvantumszám szerint is felhasadnak helytől függően, a középponttól kifelé növekedő mértékben. Ha a megvilágító cirkulárisan polarizált lézertér a rezonancia alá van hangolva, valamint a szembevető nyalábpárok egymással ellentétes irányban cirkulárisak, ( $\sigma^+$  és  $\sigma^-$ ) és a cirkuláció iránya a mágneses tér irányához képest megfelelően van megválasztva, a geometriai középpontból kifelé induló atomok mindig azzal a nyalábbal kerülnek először rezonanciába, amelyik visszafordítja őket. Egy dimenzióban ezt a folyamatot mutatjuk be a 9. ábrán, a 10. ábrán pedig a térbeli elrendezés vázlatát láthatjuk.

A jobbról jövő fény az  $m = -1$ , a balról jövő fény pedig az  $m = +1$  mágneses kvantumszámú nívót gerjeszti, és így mindig a középpont felé irányuló fékező erővel hat az atomokra. A visszatérítő erő arányos az atom sebességével és a mágneses tér minimumhelyétől való távolsággal. Tekintettel arra, hogy az egymást keresztező lézernyalábok véges átmérőjűek



9. ábra: A magneto-optikai csapda egy dimenziós működési elve



10. ábra: A MOT háromdimenziós megvalósítása

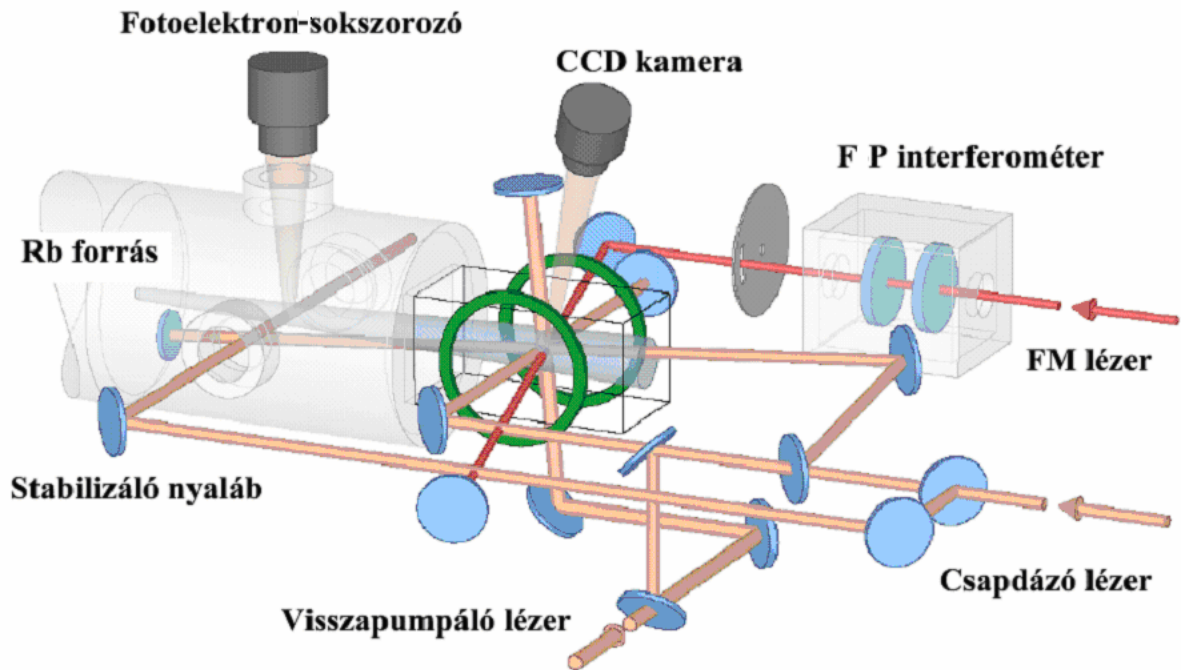
és a mágneses tér értéke is adott, az atomok egy adott szélességű és mélységű potenciálgödörben vannak. Az így meghatározott sebességnél gyorsabb atomok tehát átjutva a potenciálgödör peremén, kiszabadulnak a csapdából, a lassúbbak azonban befogódnak és benne is maradnak, amíg egy magasabb hőmérsékletű maradék-gáz atommal való ütközés hatására ki nem kerülnek onnan.

Az atomra a két nyalábból ható erő  $F = F^+ + F^- = -\beta \mathbf{v} - \kappa \mathbf{r}$ , ahol  $\beta$  az optikai melasz esetében megadott csillapítási tényező,  $\kappa$  a rugóerő konstansa:  $\kappa = \mu' A \beta / \hbar k$ , ahol  $\mu'$  az átmenet mágneses momentuma,  $A$  a mágneses tér gradiense. A  $\beta$ -ban szereplő elhangolás értékénél figyelembe kell venni mindkét nyalábra a Doppler- és a Zeeman-eltolódást:  $\delta_{\pm} = \delta \mp \mathbf{k} \mathbf{v} \pm \mu' B / \hbar$ . Ez az erő az atomok csillapított rezgőmozgását okozza, a csillapítás:  $\Gamma_{\text{MOT}} = \beta / M$  és az oszcilláció frekvenciája  $\omega_{\text{MOT}} = (\kappa / M)^{1/2}$ .

Laboratóriumunkban  $\text{Rb}^{85}$  atomokat magneto-optikai módszerrel csapdáztunk. A csapda optikai elrendezése látható a 11. ábrán, kiegészítve az atomok manipulációjára használt további lézerrel. A keskenysávú, külső rezonátoros félvezető lézer fényét teleszkóppal és kompenzáló prizmapárral 1 cm átmérőjű, kör keresztmetszetű sugárrá formáltuk, majd nyalábosztó tükrökkel három, kb. azonos intenzitású nyalábra osztottuk. A lézer teljesítménye 20 mW, 780 nm hullámhosszúság környezetében széles frekvenciatartományban hangolható. Ezeket a nyalábokat három, egymásra merőleges térkoordináta irányából arra a pontra irányítottuk, ahol elektro-mágneses tekerccsel anti-Helmholz-konfigurációban kialakított kvadrupól mágneses tér zéró térerősségű helye van. A mágneses tér gradiense kb. 30 Gauss/cm. Ezt a pontot a vákuumrendszerben az atomsugár iránya is keresztezi. Mindhárom lézernyaláb a kereszteződés után egy-egy tükörrel önmagába visszafordul. A lézernyalábokat



$\lambda/4$ -es retardáló lemezekkel  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  polarizációjú párokká formáltuk. A  $\text{Rb}^{85}$  atomnak a folyamatban szerepet játszó átmenetek környékén érvényes energianívó szerkezetét ennek a kötetnek az [5] cikkében találhatjuk meg. A lézer frekvenciáját stabilizáltuk az  $F=3 \rightarrow F'=4$  átmenet rezonanciája alatt néhány természetes sávszélességnyi frekvenciára, az atomsugarat a merőlegestől néhány fokkal eltérő szöggel keresztvező, a lézertől kicsatolt gyenge nyaláb fluoreszcencia fényének felhasználásával. Ennek a stabilizáló nyalábnak az atomsugár tengelyével bezárt szöge határozza meg, hogy mennyivel hangoltuk az átmenet alá a lézer fényét, a mozgó atomokon történő Doppler-eltolódást figyelembe véve. Ebben az esetben is szükséges az optikai pumpálás biztosítása, amelyet egy másik félvezető lézertől oldottunk meg, melynek fényét hozzákevertük a csapdázó nyalábok egyikéhez.



11. ábra: Magneto-optikai csapda kísérleti összeállítása

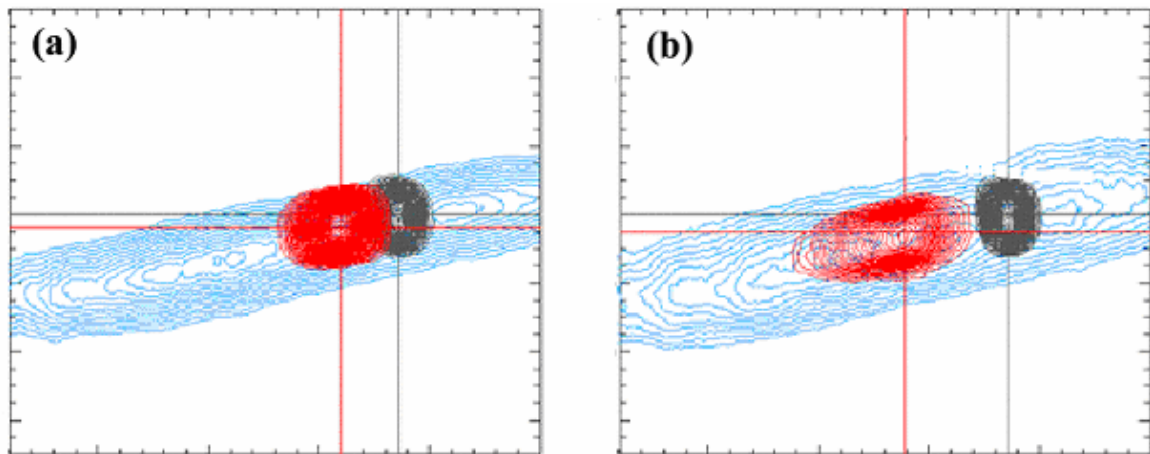
Ezt a lézert egy rubídium gőzt tartalmazó cella  $F=2 \rightarrow F'=3$  fluoreszcencia jelére stabilizáltuk telítési spektroszkópiával. A kialakult csapda fluoreszcencia fényét leképeztük egy képerősítőre, ennek kimeneti oldalát digitális CCD kamerával figyeltük meg, jelét PC vezérléssel elektronikusan rögzítettük és feldolgoztuk. A csapdázott atomok megközelítőleg 1 mm átmérőjű gömb alakú térfogatban gyűlnek össze. A fluoreszcencia jel kalibrálásából számolva kb.  $100 \mu\text{K}$  hőmérsékletű,  $10^7$  darab atomot tudtunk összegyűjteni, 500 ms csapda élettartammal.

A csapdázott atomokkal olyan kísérleteket végeztünk, [16-17] amelyekben arra kerestünk választ, hogyan lehet a hűtött atomcsomagot szabályozottan úgy mozgatni, hogy közben a sebességszórás ne növekedjen. Ehhez adiabatikus átmenetet hoztunk létre a rubídium atomokban, frekvencia modulált impulzusokkal. (Ennek elméletéről [5] -ben olvashatunk).

A frekvenciamodulált impulzusokat 780 nm hullámhossz környezetében szabályozható frekvenciájú, szabadon futó lézertiódával állítottuk elő. A meghajtó DC áram mellett az ún. „bias T” bemeneten ehhez az áramhoz hozzákevertünk nagyfrekvenciás moduláló áramot 20 MHz körüli frekvenciával. Ennek hatására a lézer frekvenciája, a nagyfrekvenciás jel amplitúdójától függően, szinuszos időfüggéssel modulálódott. A DC áramot úgy állítottuk be,

hogy a modulált frekvencia a rubídium  $5S_{1/2}F=3 \rightarrow 5P_{3/2} F'=4$  átmenetével rezonáns frekvencia körül változzon. A lézercióda és egy Faraday-izolátor után vákuumedénybe helyezett Fabry-Perot-etalont tettünk, melynek rezonancia frekvenciáját az edény nyomásának a változtatásával hangoltuk a rubídium rezonanciafrekvenciára. Az interferométer 500 MHz sávszélességű tartományt engedett át a modulált fényből. A DC árammal szabályoztuk, hogy a szinuszosan modulált frekvencia milyen meredekségű tartománya essen bele a Fabry-Perot-interferométer által átengedett frekvenciasávba. Az impulzusok követési távolságát az árammoduláció sebessége határozza meg, méréseinkben a periódusidő 60 ns volt. Az impulzusokból a mechanikus szaggató 20 ms hosszú vonulatot engedett át, mellyel a csapdába zárt atomokat világítottuk meg. Az atomok a csapdát létrehozó erő ellenében, a fényimpulzusok mechanikai hatására kimozdultak a csapda potenciálteréből.

A csapdázott atomok elmozdulását úgy mértük, hogy CCD kamerával rögzítettük a csapdát előállító lézernyalábok által okozott fluoreszcencia intenzitáseloszlását. Méréseket végeztünk az impulzusvonulat indulásától eltelt különböző időtartamoknál, és különböző sebességű frekvenciamoduláció beállítások mellett. Kis frekvenciamoduláció sebességek esetében sikerült olyan eredményt kapni, ahol ugyanakkora idő alatt két szemben haladó impulzus hatására csaknem kétszer akkora távolságra mozdultak el a csapdázott atomok, mint a csak egy irányból történt megvilágítás esetében. Ezt mutatjuk be a 12. ábrán.



12. ábra: A csapdázott atomfelhő elmozdulása a) egy irányú, b) két szemben haladó impulzusvonulat hatására.

A szintvonalak a csapdázott atomok fluoreszcencia intenzitáseloszlását jelentik a kölcsönhatás előtt és 300  $\mu$ s hosszú impulzusvonulat hatása után, egyirányú, ill. két szemben haladó, az impulzuspárok tagjai között 3 ns késéssel a csapdát elérő impulzusokkal való kölcsönhatás után. A háttérben a megvilágító impulzusvonulat fluoreszcencia intenzitását látjuk, amelyet rubídium gőzben vettünk fel, a csapda kikapcsolt állapotában. Itt tehát az atomok elmozdulását láthatjuk  $5 \cdot 10^3$  db (a) impulzussal, ill. (b) impulzuspárral való kölcsönhatás következtében. Az ábrán látható esetben tehát sikerült adiabatikusan, egyszerre gerjeszteni és alapállapotba visszavinni a csapdázott atomok legnagyobb részét az előállított lézerympulzusokkal. A szemben haladó impulzuspárok mindegyike ugyanolyan irányú elmozdulást okozott, azaz indukált emisszióval tértek vissza az atomok az alapállapotba. Ezzel a módszerrel atomnyalábok hűtését, eltérítését, kettéosztását lehet megvalósítani, tehát atom-optikai elemeket lehet előállítani, amelyeket atom-interferometriai mérésekben, atomlitográfiában használhatunk. Hűtött atomcsomagokat lehet továbbítani különböző csapdák között adiabatikus követés módszerének az alkalmazásával, ami hasznos lehet például a Bose-

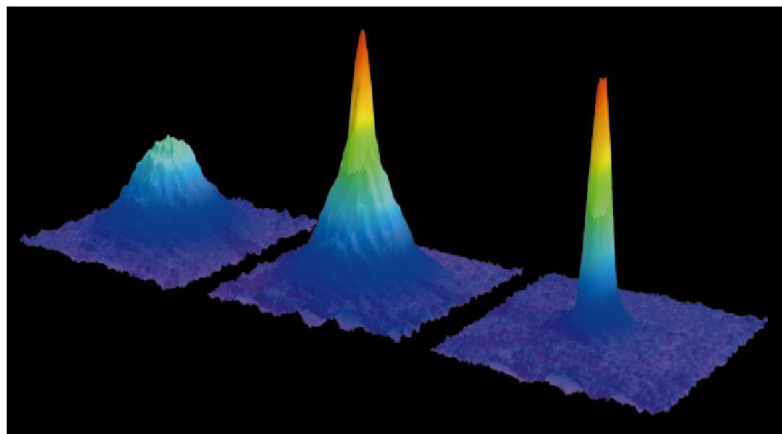
Einstein-kondenzáció előállításában is, ahol az egyre „tisztább”, kisebb maradéknyomású fokozatok között kell mozgatni az atomcsomagot.

### Bose-Einstein-kondenzáció

A Bose-Einstein-kondenzáció (BEC) története az 1920-as években kezdődött. Bose levezette a fekete test sugárzásra vonatkozó Planck-törvényt statisztikai megfontolások alapján, amelyben a fotonokat azonos részecskéknek tekintette. Eredményét elküldte Einsteinnek, aki tovább fejlesztette azt nem kölcsönható atomok statisztikájára. Ebben megjósolta, hogy nagyon alacsony, de véges hőmérsékleten az atomok legnagyobb része a legalacsonyabb kvantumállapotot foglalja el, „szeparáció történik, egy rész kondenzálódik, a többi ideális telített gáz marad.” Ugyanebben az időben azt a felismerést, hogy a fény kettős (hullám-részecske) természetű, de Broglie kiterjesztette tömeggel rendelkező részecskékre, az atomokhoz hullámhosszat rendelve. A BEC feltétele, hogy az atomok fázistérbeli sűrűsége elég nagy legyen, vagy másképpen, az atomok de Broglie-hullámhossza elég nagy legyen ahhoz, hogy átlapoljon a szomszédjával. Ehhez teljesülnie kell az  $n\lambda_{dB}^3 > 2.61$  feltételnek, ahol  $n$  az atomok térbeli sűrűsége. Ebben az állapotban az atomok milliói ugyanazt a kvantumállapotot foglalják el, nem létezik a szokásos energiaeloszlás. A kvantumállapot a lehető legalacsonyabb energiájú, az atomok makroszkópikus sokasága kvantumos tulajdonságokat mutat. Ezért szokták az ötödik halmazállapotnak is nevezni.

F. London és Tisza László a folyékony hélium szuperfolyékonyságát magyarázták a BEC fellépésével, bár ez alapvetően különbözik Einstein ideális gázra vonatkozó gondolatától. Kísérletileg a 70-es években próbálták a spin-polarizált hidrogénben megvalósítani a kondenzációt kriogén technikával, ami végül is 1998-ban sikerült párologtatásos hűtéssel [18], lézeres hűtés alkalmazása nélkül.

Az 1999-es Pécsi Tavasz Kvantumelektronikai Iskola anyagában [19] részletes levezetést találhatunk a BEC elméletéről, és összefoglalást azon laboratóriumokról, ahol kísérletileg megvalósítottak kondenzációt. Az azóta eltelt években további helyek iratkoztak fel erre a listára, ma már szinte rutinos eljárásnak tekinthető. Egy új irányzat a mikro csapdáknál létrehozott kondenzátum, amelynek az előállításával az integrált atom-optika fejlődése kezdődik meg [20].



13. ábra: Nátrium BEC abszorpciós képe 6 ms tágulási idő után. Balra: eloszlás a kondenzáció feletti hőmérsékleten, középen: kevéssel a fázisátmenet alatti hőmérsékleten, jobbra: az atomok legnagyobb része kondenzált állapotban van [22]. A fázisátmenet  $2 \mu\text{K}$  hőmérsékleten történt meg

Az első lépést a BEC kísérleti megvalósításához ritka gázban a lézeres hűtés és a MOT jelentette. Csupán lézeres módszerrel általában nem lehet elérni a kondenzátum állapotot, de az atom rezonanciájától messze elhangolt lézerral már erre is mutattak példát az irodalomban [21]. A korábbiakban láttuk a lézeres hűtés korlátait. A visszalökődési határig lehűtött atomokból néhányszor  $10^{13}/\text{cm}^3$  sűrűséget kellene biztosítani a kondenzátum eléréséhez, ez pedig már nem lenne átlátszó a lézer számára. Hosszas folyamatban, lépésenként más-más módszerrel hűtve a mintát, lehet elérni a kívánt állapotot. A JILA kutatói az elsők között voltak, akik kondenzátumot állítottak elő [1], a honlapjukon közzétették a „receptjét” annak a folyamatnak, ahogyan a legegyszerűbben lehet kondenzátumot létrehozni. Mint minden kísérletben, a részfeladatok megoldása sokféleképpen lehetséges. Először elég nagy átmérőjű lézernyalábokkal létre kell hozni olyan MOT-ot, amelyben sok atomot lehet csapdázni. Rendszerint az ehhez használt vákuumban még elég nagy a csapdázandó atomok gőznyomása, ezért a csapdázott atomokat „áttöltik” egy kisebb gőznyomású MOT-ba, ahol tovább sűrítik, majd polarizációgradiens révén kikapcsolt mágneses térnél, tehát melaszban tovább hűtik az atomokat. Az egyes állomások között mozgathatják lézernyalábbal, vagy valamilyen mágneses hullámvezetővel irányítva a mintát. Ebből a MOT-ból egy mágneses csapdába kerülnek az atomok, ahol még tisztább vákuumban tovább sűrítik őket. Itt már nincs lézerefény, mert ez melegítené az atomok sokaságát. A következő lépés a párologtatásos hűtés, ennek alkalmazása döntő lépés volt a kondenzátum sikeres előállításában. Itt mikrohullámú térrel átfordítják a nagyobb sebességű atomok spinjét, és a melegebb atomokat egyszerűen kiengedik a térfogathól. Így sűrűségéből veszít a csapdázott minta, de hőmérséklete csökken. Fontos, hogy a bennmaradó atomok ütközéssel kiegyenlítsék a köztük lévő sebességkülönbséget, azaz a csökkentett hőmérsékleten termalizálódjanak. Ennek az eljárásnak a végén jelenhet meg a kondenzátum, ha sikeres volt a folyamat.

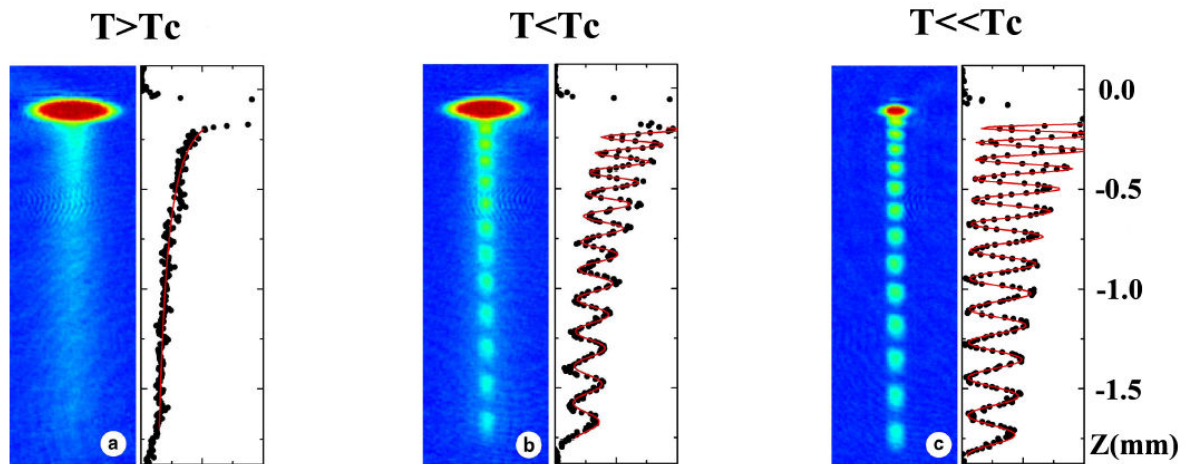
A BEC detektálása is különös figyelmet érdemel. A kondenzátum mérete  $10\ \mu\text{m}$  nagyságrendben van, így közvetlenül nehéz leképezni. Ezért „roncsolásos” módszerrel figyelik meg, kikapcsolt csapdában engedik tágulni, és akkor képezik le, amikor kellően megnő a mérete. A [22] kísérlet eredményeképpen kapott atomsűrűség eloszlásokat láthatjuk a 13. ábrán. Először 500000 atomot sikerült kondenzálniuk, de később rohamosan nőtt ez a mennyiség. Ma már messze elhangolt lézerral megvilágítva, fáziskontraszt eljárással tudják detektálni a kondenzátumot roncsolásmentesen is.

Fermi gázban is el lehet érni degenerált állapotot, és ma már molekulákból is hoztak létre kondenzátumot. Ezekben az esetekben nem lehet közvetlenül előállítani a kondenzátumot, de közös térben tartva kondenzálódó atomokkal, termalizációval ezek is kondenzálódhatnak. Ugyanígy kétféle atomot is lehet együtt kondenzálni. Ezt az eljárást „rezonáló hűtés”-nek szokták nevezni. Még egy érdekes ága ezeknek a kutatásoknak az ultrahideg molekulák előállítása, amit úgy lehet megvalósítani, hogy az atomi kondenzátumokat adiabatikusan olyan állapotba viszik, ahol molekulákká egyesülnek.

A kondenzátumban lévő atomok egymással koherensek. Elvégeztek olyan kísérletet [23], hogy kettős potenciálgödörben hoztak létre kondenzátumot, majd ezeket lézerefénnyel szétválasztották, és a csapdát kikapcsolva hagyták őket tágulni. A két atomfelhő átlapolásánál interferenciacsíkok jelentek meg. Kollektív gerjesztéseket, hullámokat, örvényeket lehet generálni kondenzátumban. Még egy érdekes bizonyíték a kondenzátum koherens voltára az a kísérlet, amikor a kondenzátum környezetére térbeli fénycsövet vetítettek, és megfigyelték, hogy az atomok beültek a potenciálvölgyekbe, majd a csapda kikapcsolásakor interferencia-képet hoztak létre [24].

## Atomlézer

Az atomlézer koherens anyaghullám. BEC-ből kiengedhetünk atomokat, melyek megőrzik az eredeti kötött fázisukat. Sok tekintetben hasonló az optikai lézerhez, innen származik az elnevezés [25]. A kicsatolás történhet ugyanúgy rádiófrekvenciás térrel, mint a nagy sebességű részecskék eltávolítása párologtatásos hűtésnél, de más megoldások is léteznek.



14. ábra: Két atomnyaláb interferenciája, a csapdában fázisátmenet feletti, fázis átmenethez közeli, és sokkal fázisátmenet alatti hőmérsékleten [26]

A 14. ábrán bemutatott kísérletben atomi sokaság két különböző részéből csatoltak ki folytonos atomnyalábokat, melyek a gravitáció hatására estek lefelé, térben átlapolódva. Az atomok hőmérsékletétől függően jelentkező különböző kontrasztosságú interferencia a nyalábok között.

A koherens, kollimált anyaghullámok — amelyeket hosszú szakaszokon lehet vezetni, nagyon kis felületre fókuszálni — számos alkalmazást tesznek lehetővé. Csak néhány terület, amit említhetünk: nagyon pontos mérések, pl. alapvető konstansok mérése, atom-interferometria, atomholográfia, atomlitográfia. Mivel az anyaghullámok hullámhossza sokkal kisebb lehet, mint a fényhullámoké, a térbeli felbontás az atomok méretének nagyságrendjébe eshet. Nem túlzás azt állítani, hogy a koherens atomhullámok alkalmazása az optikai lézerekéhez hasonló távlatok előtt áll, ha a technikai nehézségeket le tudjuk győzni.

### Köszönetnyilvánítás:

A témához kapcsolódó magyarországi kísérleti kutatásokat az OTKA a T 042773, T 034141 és T 031981, valamint a GVOP a KMA 230 sz. szerződésekkel támogatta. A kísérleti munkában a szerzőn kívül Bakos József, Ignác Péter, Kedves Miklós, Serényi Miklós, Szigeti János és Tóth Zoltán vettek részt.

### Hivatkozások:

- [1] M.H. Anderson, J.R. Enscher, M.R. Matthews, C.F. Wieman, E.A. Cornell: *Observation of Bose–Einstein condensation in a dilute atomic vapor*. Science **269**, 198, 1995.
- [2] K. B. Davis, M. -O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle: *Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969, 1995.
- [3] A. Einstein: Zur Quantentheorie der Strahlung. Phys. Z. **18**, 121, 1917.

- [4] Varró Sándor: *A foton száz éve.* (Ugyanebben a kötetben.)
- [5] G.P. Djotyan: *Atomi rendszerek koherens manipulációja frekvenciamodulált lézerimpulzusokkal.* (Ugyanebben a kötetben.)
- [6] Domokos Péter: *A fény mechanikai hatása optikai rezonátorban.* (Ugyanebben a kötetben.)
- [7] J. V. Prodan, W.D. Phillips, and H. Metcalf: *Laser production of a very slow monoenergetic atomic beam.* Phys. Rev. Lett. **49**, 1149, 1982.
- [8] H.J. Metcalf and P. van der Straten: *Laser cooling and trapping of atoms.* JOSA B **20**, 887, 2003.
- [9] T.W. Hänsch and A.L. Schawlow: *Cooling of gases by laser radiation.* Opt. Commun. **13**, 68, 1975.
- [10] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin: *Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure.* Phys. Rev. Lett. **55**, 48, 1985.
- [11] Bakos József: *Atomok hűtése lézerrel.* Fény-anyag kölcsönhatás, Kvantumoptika. 5.Kvantumelektronikai Tavaszi Iskola, Pécs, 1999. 118.
- [12] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable: *Experimental observation of optically trapped atoms.* Phys. Rev. Lett. **57**, 314, 1986.
- [13] N. Davidson, H. J. Lee, C. S. Adams, M. Kasevich and S. Chu: *Long atomic coherence times in an optical dipole trap.* Phys. Rev. Lett. **74**, 1311, 1995.
- [14] C. Salomon, J. Dalibard, A. Aspect, H. Metcalf, and C. Cohen-Tannoudji: *Channeling atoms in a laser standing wave.* Phys. Rev. Lett. **59**, 1659, 1987.
- [15] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. E. Pritchard: *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure.* Phys. Rev. Lett. **59**, 2631, 1987.
- [16] J.S. Bakos, G.P. Djotyan, P.N. Ignácz, M. Á. Kedves, M. Serényi, Zs. Sörlei, J. Szigeti and Z. Tóth: *Interaction of frequency modulated light pulses with rubidium atoms in a magneto-optical trap.* Eur. Phys. J. D (2006) DOI: 10.1140/epjd/e2006-00073-7
- [17] J.S. Bakos, G.P. Djotyan, P.N. Ignácz, M. Á. Kedves, M. Serényi, Zs. Sörlei, J. Szigeti and Z. Tóth: *Acceleration of Rb atoms in MOT by adiabatic absorption-emission process.* (publikálásra beküldve)
- [18] D.G. Fried, T.C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S.C. Moss, D. Kleppner, and T.J. Greytak: *Bose-Einstein condensation of atomic hydrogen.* Phys. Rev. Lett. **81**, 3811, 1998.
- [19] Szépfalussy Péter, Csordás András: *A Bose –Einstein kondenzációtól az atomlézerig.* Fény-anyag kölcsönhatás, Kvantumoptika. 5.Kvantumelektronikai Tavaszi Iskola, Pécs. 1999. 139.
- [20] H. Ott, J. Fortágh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, and C. Zimmermann: *Bose-Einstein Condensation in a Surface Microtrap.* Phys. Rev. Lett. **87**, 230401, 2001.
- [21] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman: *All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate.* Phys. Rev. Lett. **87**, 010404, 2001.
- [22] Wolfgang Ketterle: Nobel lecture: *When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser.* Rev. Mod. Phys. **74**, 1131, 2002.
- [23] D. Durfee and W. Ketterle: *Experimental studies of Bose-Einstein condensation.* Opt. Express **2**, 299, 1998.
- [24] M. Greiner I. Bloch, O. Mandel T.W. Hänsch, T. Esslinger: *Bose–Einstein condensates in 1D- and 2D optical lattices.* Appl. Phys. B **73**, 769, 2001.
- [25] B. Jackson, J.F. McCann, C.S. Adams: *Output coupling and flow of a dilute Bose-Einstein condensate.* J. of Physics B-At., Mol. and Opt. Phys., **31**, 4489, 1998.
- [26] I. Bloch, T.W.Hänsch, T. Esslinger: *Measurement of the spatial coherence of a trapped Bose gas at the phase transition.* Nature **403**, 166, 2000.