

Atomi rendszerek koherens manipulációja frekvenciamodulált lézerimpulzusokkal

G.P. Djotyan

KFKI - Részecske-és Magfizikai Kutatóintézet, Budapest, H-1525, Pf 49
e-mail: djotjan@rmki.kfki.hu

1. Bevezetés

Az elektromágneses tér által a részecskére kifejtett erő fizikai eredete a tér és részecske közötti energia- és impulzuscseré folyamatában keresendő. Ez a kölcsönhatás különösen jelentős, ha a tér rezonáns a részecske valamely átmenetével. A rezonáns fénynyomással kapcsolatos kutatás modern szakaszának kezdetét a koherens fényforrások – azaz lézerek – megjelenése jelentette.

Miért olyan fontos a rezonáns elektromágneses tér részecskékre – atomokra, molekulákra – kifejtett mechanikai hatásának vizsgálata? Az utóbbi két évtized eredményei a fizika e területén azt mutatják, hogy lézertér segítségével hatékonyan befolyásolhatjuk atomok és molekulák translációs mozgását: a részecskéket gyorsíthatjuk, vagy lassíthatjuk, atomnyalábokat oszthatunk, vagy eltéríthetjük őket, atomokat hűthetünk le nagyon alacsony (nK) hőmérsékletekre, stb.

Tekintsük a rezonáns lézertér és egy kétállapotú atom közötti energia- és impulzuscserét! Az atom abszorbeálja a lézertér fényt és a populáció Rabi-oszcillációkat hajt végre a két állapot között. Minden egyes abszorpciókor az atom a fotonnak megfelelő $\hbar k$ mechanikai impulzust kap, ahol $k=2\pi/\lambda$, a fény hullámhossza. Az atomok fotonokat emittálva térnek vissza az alapállapotba. A kisugárzott fluoreszcens fény ugyancsak megváltoztatja az atom mechanikai momentumát, de az így kisugárzott fotonok gömbszimmetrikus irányeloszlása miatt ez átlagosan nullával egyenlő. Az atomokra a fenti módon ható F_D ún. Doppler-erő a következő alakban írható fel (ld, pl., [1]):

$$F_D = \hbar k \frac{\mathcal{I} / 2I_s}{1 + \mathcal{I} / I_s + \Delta^2}, \quad (1)$$

ahol \mathcal{I} a lézernyaláb intenzitása, $I_s = \pi \hbar c \gamma / 3 \lambda^3$ a telítési intenzitás, γ az átmenet vonalszélessége, λ a lézersugárzás hullámhossza, $\Delta = 2(\delta + \omega_D) / \gamma$, $\delta = (\omega_L - \omega_A)$ a rezonanciától való elhangolás, ω_L a lézer frekvenciája és ω_A az atomi rezonancia-frekvencia. A Doppler-eltolódás mértéke, $\omega_D = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ ahol \mathbf{v} az atom sebessége.

Az (1)-es egyenletből következik, hogy a részecskére ható (Doppler-) erő magas lézerintenzitások esetén telítésbe megy. A maximális erő így

$$F_{\max} = \hbar k \gamma / 2 \quad (2)$$

melyet az atomi átmenet vonalkiszélesedése határoz meg, azaz, közvetetten a gerjesztett állapot $\tau \propto 1/\gamma$ bomlási ideje.

A Doppler-erőt azonban jelentősen megnövelhetjük, ha egymással ellentétes irányban terjedő lézerimpulzusok által indukált átmenetekkel teljes, vagy majdnem teljes populáció inverziót hozunk létre [2-5]. Ezáltal az atomnyalábokat koherens módon befolyásolhatjuk úgy, hogy az ellentétes irányú lézerek segítségével az atomokat gerjesztjük, ill. alapállapotba visszük. A kétállapotú atom esetében ez könnyen belátható. Érkezzen egy adott irányból az atomra egy lézerimpulzus, mely a populációt gerjesztett állapotba viszi és az impulzus terjedésével megegyező irányú, $\hbar k$ nagyságú mechanikai impulzust ad át az atomnak. Ezután érkezik a második lézerimpulzus az előzővel ellentétes irányból, a gerjesztett állapot bomlási idejénél sokkal rövidebb időköznel, a populációt visszaviszi az alapállapotba és az atomnak

ugyancsak $\hbar k$ mechanikai impulzust ad, mely ellentétes irányú a lézerimpulzus terjedési irányával. Összességében tehát az ellentétesen terjedő lézerimpulzusokkal való kölcsönhatás következtében az atom $2\hbar k$ mechanikai impulzust kap. Nyilvánvaló, hogy mindez akkor működik, ha mindkét lézerimpulzus képes közel teljes populációinverziót létrehozni.

Az egymással szemben terjedő rövid lézerimpulzusok terében lévő atomokra ható erő az atomi állapotok közti indukált átmenetek következménye. Ez az F_S erő jóval nagyobb lehet a fent említett Doppler-erőnél [1,2]. Átlagos értéke:

$$F_s = 2\hbar k / T_p \quad (3)$$

ahol T_p az a periódusidő, amellyel az egymással szemben terjedő impulzuspárok követik egymást. Azt is feltételezzük, hogy az impulzusok időbeli hossza jóval kisebb a gerjesztett állapot bomlási idejénél, valamint, hogy minden impulzus teljes populáció inverziót idéz elő. A (2) és (3) egyenleteket összevetve látható, hogy az F_S erő nagyobb lehet az F_D Doppler-erőnél: $F_S/F_D \propto \tau/T_p \gg 1$, ha a lézerimpulzusok ismétlődési periódusideje rövidebb a gerjesztett állapot bomlási idejénél, azaz $T_p \ll \tau$.

A közel száz százalékos populációátvitel elérésére két fő módszert ismerünk: π -impulzusok használata, ill. frekvenciamodulált (csörpölt) impulzusok alkalmazása ARP (adiabatic rapid passage – gyors adiabatikus átmenet) - tartományban [6-8]. A π -impulzusok használatának hátránya, hogy az így végrehajtott populációátvitel nagyon érzékeny a lézerimpulzus amplitúdójának és alakjának változásaira. Ugyanakkor a frekvenciamodulált lézerimpulzussal történő átvitel érzéketlen az impulzus paramétereinek változásaira, ha az ARP-re vonatkozó feltételek teljesülnek [6]. Ez egy rendkívül értékes tulajdonság, mely a módszert nemcsak az atomok koherens manipulációja esetén teszi népszerűvé, hanem a nemlineáris, nemstacionárius lézerspektroszkópiában, a kvantumkémiaiában, az inverziómentes lézereknél, az elektromágnesesen indukált átlátszóság, és egyéb alkalmazások esetében is.

A rövid, frekvenciacsörpölt lézerimpulzusok használatának egyik nagy előnye, hogy általuk az atom translációs állapotai anélkül manipulálhatók, hogy atomunk közben melegedne. Ezáltal lehetségessé válik változtatható longitudinális sebességű koherens atomnyalábokat kibocsátó forrás építése, atomok koherens átvitele egy lézeres hűtőrendszer egyes egységei között, ill. egyéb alkalmazások, ahol az atomi fázis megmaradása fontos szerepet játszik [9]. Lényeges ilyen alkalmazás ezek között az atomnyalábok koherens osztása és eltérítése az atomi interferometriában [10] ill. az atomi együttesek koherens gyorsítása magneto-optikai csapdákból [11].

Egy sereg alkalmazásban az atomi koherencia megtartása elsődleges fontosságú. Az atom nem gerjeszthető miközben translációs, vagy belső kvantumállapotait manipuláljuk. Az atomi populáció egyik alap-(metastabil) állapotból a másikba való áttételének egy érdekes módszere a indukált Raman adiabatikus átmenet (STIRAP, Stimulated Raman Adiabatic Passage) [12]. Ezt a módszert hatékonyan alkalmazták atomi nyaláb eltérítésére, melynek során az atomnyaláb két, átlapolódó, egymással ellentétes irányban terjedő lézernyalábon haladt át, azokra merőleges irányban. A lézernyalábok frekvenciája kétfotonos (Raman-) rezonanciában volt a háromnívós, Λ típusú átmenetekkel rendelkező atom, (Λ -atom) két megengedett átmenetével. Mivel az atom a kölcsönhatás során nem, pontosabban csak elhanyagolható mértékben gerjesztődik, a spontán emisszióknak – mely tönkretenné a koherenciát és az atomok (molekulák) melegedését eredményezné – nincs hatása a folyamatban.

Jelen cikk többnívós atomok translációs és belső szabadsági fokainak rövid, frekvenciamodulált impulzus sorozatokkal történő manipulációjával foglalkozik. A cikk első része a frekvenciamodulált lézerimpulzusok alkalmazását tárgyalja többnívós rubídium atom koherens manipulálásának folyamatában. A munka második részében a háromnívós, Λ -nívós szerkezetű atomban frekvenciamodulált, (csörpölt) lézerimpulzus segítségével előidézett populáció-átvitelt és a kvantumállapotok koherens szuperpozícióját tekintjük át. Számos alkalmazást ismertetünk ezzel kapcsolatban, beleértve az optikai fázis, mint információ beírását és tárolását atomi kvantumállapotokban, kvantumállapotok sötét szuperpozíciójának

létrehozása, ill. az elektromágnesesen önindukált átlátszóság jelenségét frekvenciamodulált impulzus esetén.

2. Rb-atomok koherens manipulációja frekvenciamodulált lézerimpulzusokkal

Ebben a fejezetben a Rb^{85} -atomok viselkedését elemezzük rövid, frekvenciacsörpölt impulzussorozat terében. A vizsgálat a Rb^{85} -atomok $^5\text{S}_{1/2}$ - $^5\text{P}_{3/2}$ átmenetének hiperfinom nívóira vonatkozó valószínűségi amplitúdókat leíró egyenletek numerikus megoldását veszi alapul. A tárgyalás során a kölcsönhatás több változatával is foglalkozunk, azaz, külön vizsgáljuk meg a viszonylag rövid impulzusok hatását (amikor az impulzus burkolójának spektrumszélessége összemérhető, vagy nagyobb, mint a két hiperfinom alap nívó frekvenciakülönbsége, így az impulzus összekeveri ezeket a nívókat), ill. a viszonylag nagy időbeli hosszal rendelkezőkét (amikor a hiperfinom alapnívók frekvenciakülönbsége nagyobb, mint a burkoló spektrumának szélessége, ekkor a két alapnívó nem keveredik össze). Az utóbbi esetben rávilágítunk a populációátvitel hatékonyságának az alapnívók kezdeti koherenciájától való függésére. Megmutatjuk, hogy az összes tárgyalt esetben a frekvenciamodulált lézerimpulzus többnívós Rb^{85} atommal való kölcsönhatása megfeleltethető egy kétnívós rendszerrel való kölcsönhatásnak, feltéve, hogy az impulzus csúcsintenzitása elegendően nagy. Ez lehetővé teszi a többnívós rendszer hatékony gerjesztését, így két frekvenciacsörpölt lézerimpulzus segítségével a hiperfinom alapnívók populációjának egészét átvihetjük a gerjesztett állapotba, és ismét visszahozhatjuk az alapállapotokba.

Ha feltesszük, hogy a lézerimpulzusok jóval rövidebbek a Rb^{85} atom $^5\text{S}_{1/2}$ - $^5\text{P}_{3/2}$ átmenete gerjesztett hiperfinom nívóinak bomlási időinél, akkor a különböző atomi szintekhez tartozó $a_j, j = 1, \dots, 6$ valószínűségi amplitúdók (ld. 1. ábra) kiszámítására használhatjuk a Schrödinger-egyenletet. A lézerimpulzus amplitúdójának burkolóját a szimulációban Gauss-függvénynek vettük: $A(t) = A_0 \exp[-t^2/2\tau_L^2]$, ahol $2\tau_L$ a lézerimpulzus $I(t) \propto |A(t)|^2$ intenzitásának teljes időbeli hossza. Az egyszerűség kedvéért a vivőfrekvenciát lineárisan moduláljuk: $\omega_L = \omega_{L0} + 2\beta t$, ahol ω_{L0} és 2β a központi frekvencia és a modulációs sebesség.

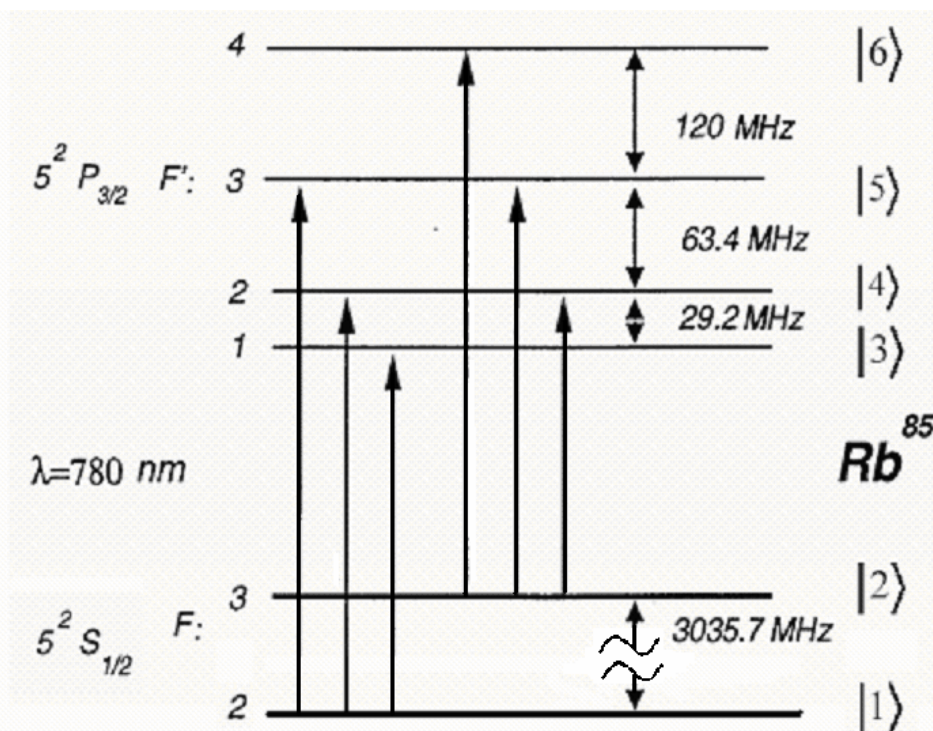
Az $\mathbf{a} = (a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6)^T$ állapotvektorra felírt Schrödinger-egyenlet a következő alakú:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{a} = i\hat{H} \mathbf{a} \quad (4)$$

és a forgóhullámú közelítésben vett Hamilton-operátor

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} -\varepsilon_1 & 0 & \Omega_{13} & \Omega_{14} & \Omega_{15} & 0 \\ 0 & -\varepsilon_2 & 0 & \Omega_{24} & \Omega_{25} & \Omega_{26} \\ \Omega_{13}^* & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \Omega_{14}^* & \Omega_{24}^* & 0 & -\varepsilon_4 & 0 & 0 \\ \Omega_{15}^* & \Omega_{25}^* & 0 & 0 & -\varepsilon_5 & 0 \\ 0 & \Omega_{26}^* & 0 & 0 & 0 & -\varepsilon_6 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

ahol $2\Omega_{ij} = A(t)d_{ij}/\hbar$ az időfüggő Rabi-frekvencia és d_{ij} az $|i\rangle$ és $|j\rangle$ állapot közti átmenet dipólmomentuma. $\varepsilon_1(t) = \Delta_0 + 2\beta t - \omega_{12}$ az időfüggő lézerefrekvencia elhangolása az $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ állapotok közti egyfotonos, rezonáns átmeneti frekvenciától (ld 1.ábra), ahol ω_{12} az $|1\rangle$ és $|2\rangle$ alapállapotok közti frekvenciatávolság. Δ_0 a központi ($t = 0$ -beli) lézerefrekvencia elhangolása a $|2\rangle$ és $|3\rangle$ állapotok közti (tiltott) átmenet rezonanciafrekvenciájától. A másik időfüggő elhangolás: $\varepsilon_2(t) = \Delta_0 + 2\beta t$. Δ_0 -t az egyszerűség kedvéért zérusnak vesszük a vizsgálat során. Az $\varepsilon_4, \varepsilon_5, \varepsilon_6$ konstans frekvenciák rendre a $|4\rangle, |5\rangle, |6\rangle$ állapotoknak a $|3\rangle$ -tól való frekvenciatávolságával egyenlők (ld. 1.ábra).



1. ábra: Rb85 atom hiperfinom nívószerkezete a rezonancia átmenet környékén.

A lézeres pumpálás két esetét szimuláltuk. „Szélessávú” pumpálás esetén a burkoló spektrumának $\Delta f_p = 1/\tau_p$ (moduláció nélküli) szélessége meghaladja az alapállapotok közti ω_{12} frekvenciatávolságot, ill. az $\omega_{34}, \omega_{45}, \omega_{56}$ frekvenciaintervallumokat az atom gerjesztett hiperfinom nívói között (ld. 1.ábra): $\Delta f_p > \omega_{12}, \omega_{34}, \omega_{45}, \omega_{56}$. „Keskenysávú” pumpálás esetében a tér az alapállapotokat már el tudja különíteni, de a gerjesztett állapotok össze vannak keveredve: $\omega_{34}, \omega_{45}, \omega_{56} < \Delta f_p < \omega_{12}$.

Mint azt vizsgálatunk megmutatta [13], az első frekvenciamodulált lézerezimpulzussal való kölcsönhatás folyamán az alapállapotok populációja mindkét, fent tárgyalt esetben teljes mértékben átkerül a gerjesztett állapotok sokaságába. Az első impulzussal való kölcsönhatás végén kialakuló valószínűségi amplitúdó értékeket a másodikkal való kölcsönhatás elején kezdeti feltételként vesszük figyelembe. A második impulzus paraméterei megegyeznek az első impulzuséival. A második lézerezimpulzussal történő kölcsönhatás végén a teljes atomi populáció ismét visszakerül az alapállapotokba. A $|4\rangle$ és $|5\rangle$ hiperfinom gerjesztett nívó

kapcsolódik mindkét ($|1\rangle$ és $|2\rangle$) alapnívóhoz (ld. 1.ábra). „Szélessávú” gerjesztésnél, ha a populáció kezdetben a két alapállapot között oszlik meg, akkor a $|4\rangle$ és $|5\rangle$ gerjesztett nívókba való átmenet esetén kvantuminterferenciát várunk, hiszen a populációátvitel több úton valósulhat meg. Ez esetben a populációátvitelt az alapnívók kezdeti valószínűségi amplitúdói közti fáziskülönbség, ill. a populáció kezdeti megoszlása határozza meg. A szimulációk arról tanúskodnak [13], hogy a közös $|4\rangle$ és $|5\rangle$ gerjesztett nívók populációja igen erősen függ az alapállapotok amplitúdóinak kezdeti fáziskülönbségétől (Raman-koherenciától), tehát ezeknek a nívóknak a populációját az atom kezdeti preparációjával szabályozhatjuk.

A fenti megfontolásokból tehát leszögezhetjük, hogy kezdetben alapállapotban lévő Rb^{85} -atom frekvenciamodulált lézerimpulzussal való kölcsönhatás következtében százszázalékosan gerjesztődik, ha az impulzus Rabi-frekvenciája elég nagy. A második, ugyanilyen paraméterekkel rendelkező impulzus, mely a relaxációs időnél sokkal kisebb időközessé lép kölcsönhatásba az atommal, az atomi populáció egészét visszaviszi az alapállapotokba. Ezzel a módszerrel lehetővé válik a többnívós atomokból álló nyalábok hatékony, koherens manipulációja: a nyaláb atomjai $2\hbar k_p$ -val megegyező mechanikai impulzust kapnak (ahol k_p a lézerimpulzus hullámszáma) egy impulzuspárral való kölcsönhatás végén. Az impulzuspár tagjai természetesen egymással ellentétes irányban terjednek. Több ilyen impulzuspárral a fenti gerjesztődés-relaxáció-ciklus többször megismételhető, ezzel az atomoknak koherensen tudunk mechanikai impulzust átadni a lézertérből - így módon hatékonyan manipulálhatjuk a nyalábot.

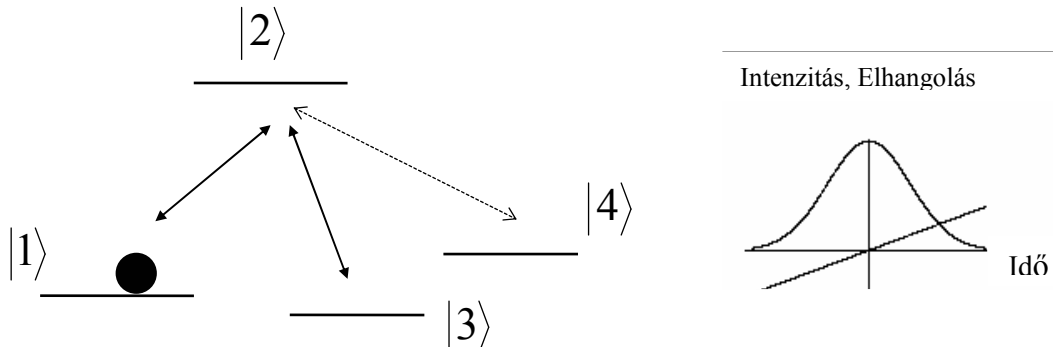
3. Belső kvantumállapotok koherens manipulációja: populációátvitel és koherencia létrehozása Λ -atomokban frekvenciamodulált lézerimpulzusokkal

Az ARP-tartományban működő frekvenciamodulált impulzusok atomokkal való kölcsönhatása hatékony módszernek bizonyult az atomi populáció közel 100 százalékos mozgatására a kvantumállapotok között. Ennél azonban még figyelemreméltóbb az a tulajdonság, hogy többnívós atom állapotai között koherenciát teremthetünk. Példa erre az állapotok lézertérrel nem kölcsönható, ún. sötét szuperpozíciójának koherens létrehozása.

Ebben a fejezetben egy háromnívós Λ -atom frekvenciamodulált lézerimpulzusokkal való kölcsönhatását mutatjuk be. A frekvenciacsörpölt impulzusok két fajtájával foglalkozunk: egy bikromatikus lézerimpulzussal - ez két, azonos alakú impulzusból áll, melyek vivőfrekvenciái egymáshoz képest a Λ -atom két alapnívójának frekvenciakülönbségével vannak elhangolva-, ill. egyetlen, frekvenciamodulált lézerimpulzussal, melynek frekvenciája átsöpör az atom mindkét megengedett átmenetével való rezonancián.

3.1. Λ -atom bikromatikus, frekvenciacsörpölt lézerimpulzus-sorozat terében: optikai fázisinformáció rögzítése és tárolása

A következőkben egy háromnívós, Λ -nívószerkezetű (ld. 2.ábra) atomi rendszer viselkedését vizsgáljuk meg, ha az egy rövid, frekvenciamodulált lézerimpulzusokból (BLP, Bichromatic Laser Pulse) álló sorozat terében van, és a kölcsönhatás az ARP-tartományban zajlik. Megmutatjuk, hogy a populációátvitel hatékonysága a fenti atomi rendszerben érzékeny a BLP-t alkotó impulzusok relatív fázisára, abban az esetben, ha az atom állapotát eredetileg a két alapnívó koherens szuperpozíciójaként preparáltuk. Ez a tulajdonság alkalmazható lehetne optikai fázisinformáció gyors és robusztus rögzítésére és tárolására. Az atom kezdeti sötét szuperpozícióba való preparálása néhány, az atomi relaxációs időnél hosszabb időtartamú BLP segítségével megvalósítható [14]).



2.ábra: A Λ -atom vázlata: a $|4\rangle$ állapot a $|2\rangle$ állapot populációjának tárolására szolgál, információ rögzítése és tárolása esetén. Jobbra: a frekvencia modulált impulzus alak.

Könnyen megmutatható, hogy ekkor bevezethető egy ekvivalens kétnívós rendszer, melyben az alap- és gerjesztett állapot valószínűségi amplitúdói rendre g_b és e , mely teljességgel leírja a tárgyalt háromnívós rendszert:

$$\frac{d}{dt} g_b = iF(t)e; \frac{d}{dt} e - i\varepsilon(t)e = iF(t)g_b \quad (6)$$

ahol $g_b(t) = [W_1^* a_1(t) + W_2^* a_3(t)] / \sqrt{|W_1|^2 + |W_2|^2}$; $e(t) \equiv a_2(t) \exp[i\varepsilon(t)t]$,

$F(t) = f(t) \sqrt{|W_1|^2 + |W_2|^2}$, a a_j ($j=1,2,3$) - atom egyes nívóihoz tartozó valószínűségi amplitúdók (ld. 2. ábra), melyek egyben az alábbi Hamilton-operátorral rendelkező (4) Schrödinger-egyenlet megoldásai,

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_{12} & 0 \\ \Omega_{12}^* & \varepsilon(t) & \Omega_{23}^* \\ 0 & \Omega_{23} & 0 \end{pmatrix}.$$

Az időfüggő, $2\Omega_{12}(t)$ és $2\Omega_{32}(t)$, W_1 és W_2 maximális értékekkel rendelkező Rabi-frekvenciák rendre:

$$\Omega_1 = \Omega_{12} = \Omega_{21}^* = f(t)W_1 = \frac{1}{2\hbar} d_{12} A(t); \quad \Omega_2 = \Omega_{23} = \Omega_{32}^* = f(t)W_2 = \frac{1}{2\hbar} d_{23} A(t)$$

d_{ij} a lézertér által indukált, $|i\rangle$ és $|j\rangle$ közti átmenet dipólmomentum-mátrixeleme ($i,j=1,2,3$). $f(t)$ a BLP-t alkotó, $A_j = |A_j| \exp(i\phi_j)$ konstans komplex amplitúdójú és $\omega_{L_j}(t)$, ($j=1,2$) időfüggő vivőfrekvenciájú impulzusok burkolófüggvénye. Ha Raman-rezonanciát tételezünk fel a két impulzus, valamint az atom között, ebből következik, hogy $\varepsilon(t) = \varepsilon_{21}(t) \equiv \varepsilon_{23}(t)$, ahol $\varepsilon_{21} = \omega_{L1}(t) - \omega_{21}$, $\varepsilon_{23} = \omega_{L2}(t) - \omega_{23}$ az egyfotonos-rezonanciától való elhangolások és ω_{21}, ω_{23} a rezonáns átmeneti frekvenciák a megfelelő

állapotok között. A BLP- alkotó impulzusok vivőfrekvenciáinak lineáris modulációja a következő: $\omega_{L_j} = \omega_{L_j(0)} + 2\beta t$, ahol $\omega_{L_j(0)}$, ($j=1,2$) az egyes impulzusok központi frekvenciái és 2β a modulációs sebesség.

A $g_b(t)$ amplitúdó az alapállapotok „világos” szuperpozíciójának feleltethető meg, melyet a frekvenciacsörpölt BLP összecsatol a gerjesztett nívóval, amint azt (6) mutatja. Az alapnívók „sötét” szuperpozíciójának amplitúdója $g_d(t) \equiv [W_2 c_1(t) - W_1 c_3(t)] / \sqrt{|W_1|^2 + |W_2|^2}$. Ez a szuperponált állapot nem csatolódik a gerjesztett nívóhoz (ld.[14]):

$$\frac{d}{dt} g_d = 0 \quad (7)$$

A háromnívós problémát kétnívóssá redukáló (6) egyenletrendszer megoldása, a $Z(t) = |e(t)|^2 - |g(t)|^2$ populációkülönbségre átírva, az alábbi [6,15]:

$$Z(t) \cong -Z(-\infty) \frac{\varepsilon(t)}{\sqrt{\varepsilon^2(t) + F^2(t)}} \quad (8)$$

Tudjuk (ld. (8) megoldását), hogy kétnívós atomi rendszerben frekvenciamodulált lézimpulzussal való, ARP-tartományban történő kölcsönhatás folyamán teljes populációátvitel történik. Ez azt jelenti, hogy a kölcsönhatás végén a világos szuperponált állapot $g_{b(\text{fin})}$ végső amplitúdója:

$$g_{b(\text{fin})} = W_1^* a_{1(\text{fin})} + W_2^* a_{3(\text{fin})} = 0 \quad (9)$$

abban az esetben, ha az atom eredetileg alapállapotban volt ($e_{in} = a_{2(in)} = 0$). Az in és fin indexek a populációk és fázisok kezdeti ($t \rightarrow -\infty$) és végső ($t \rightarrow \infty$) értékeit jelölik.

Az alapállapotok végső populációjára $n_{j(\text{fin})} = |a_{j(\text{fin})}|^2$ és fázisára $\phi_{j(\text{fin})}$ (a

$a_{j(\text{fin})} = |a_{j(\text{fin})}| \exp[i\phi_{j(\text{fin})}]$ komplex amplitúdók esetében, $j=1,3$), a legegyszerűbb

esetet tekintve, amikor a Rabi-frekvenciák megegyeznek ($|W_1| = |W_2|$), az alábbi eredményeket kapjuk:

$$n_1(\text{fin}) = n_3(\text{fin}); \quad \phi_1(\text{fin}) - \phi_3(\text{fin}) = \Delta\phi_{13}(\text{fin}) = \pi + \Delta\Phi_{12} \quad (10)$$

A kezdetben alapállapotban lévő Λ -atom gerjesztett nívójának végső populációja

$n_2(\text{fin}) = |a_{2(\text{fin})}|^2$ ($|W_1| = |W_2|$ esetében):

$$n_2(\text{fin}) = \frac{1}{2} [1 + 2n_{1(in)} \sqrt{1 - n_{1(in)}} \cos(\Delta\phi_{13(in)} + \Delta\Phi_{12})] \quad (11)$$

Az (11) egyenletből következik, hogy $\Delta\Phi_{12} = 0$ esetén teljes gerjesztődés megy végbe, míg ha $\Delta\Phi_{12} = \pi$, nem történik gerjesztődés. Az utóbbi esetben az alapállapotok kezdeti populációi megegyeznek és $n_{1in} = n_{3in} = 1/2$. Ez a két szélsőséges eset annak felel meg, hogy az atomot kezdetben rendre világos, ill. sötét szuperponált alapállapotban preparáltuk.

Láttuk tehát, hogy frekvenciamodulált BLP a világos szuperponált állapot populációjának egészét a gerjesztett állapotba viszi, a sötét szuperpozícióval pedig nem hat kölcsön. Mivel a

világos és sötét szuperponált állapotok a BLP-t alkotó impulzusok relatív fázisától és amplitúdójától függenek, ez a függés megjelenik a gerjesztett nívó populációjában is. E fázisérzékenységet felhasználva a kvantumállapotok kívánt szuperpozícióját állíthatjuk elő a BLP lézerimpulzusainak fáziskülönbségét változtatva.

Az optikai fázisinformáció beírása a Λ -atom szuperponált állapotaiba a fázisérzékenység fontos alkalmazása. A fentiek alapján, a gerjesztett állapotba vitt populáció a BLP-t alkotó impulzusok fáziskülönbségétől függ. Ez azt jelenti, hogy ez a fáziskülönbség egyrészt a gerjesztett nívó populációjába íródik be (világos komponens), másrészt pedig a két alapnívó közti koherenciába (sötét komponens). Az információ relaxációs időn túli tárolására a $|2\rangle$ gerjesztett nívó populációját egy további frekvenciacsörpölt impulzussal egy újabb metastabil állapotba $|4\rangle$ kell vinni, ld. 2.ábra.

3.2. Egyetlen frekvenciamodulált lézerimpulzus kölcsönhatása Λ -atommal: keskeny-és szélessávú impulzusok esete. Elektromágnesesen önindukált átlátszóság

A korábbiakban láttuk, hogy a Λ -atom megfelelő átmeneteivel kvázirezonáns két lézerimpulzusból álló BLP-vel az alapállapotok kezdeti szuperpozíciójának világos és sötét komponense szétválasztható. Ugyanez nyilván végrehajtható egyetlen, frekvenciacsörpölt lézerimpulzus segítségével, amennyiben annak transzformlimitált (moduláció nélküli) spektruma szélesebb, mint a Λ -atom két alapállapota közti frekvencia-távolság. Ekkor a különböző spektrális komponensek egyszerre hatnak kölcsön a Λ -atom mindkét megengedett átmenetével, hasonlóan a frekvenciamodulált BLP esetéhez.

Mi történik viszont akkor, ha az impulzus transzformlimitált spektruma keskenyebb az atom alapállapotai közti frekvenciatávolságnál? Vizsgálataink [16] azt mutatták, hogy ekkor a két megengedett kvantumátmenet között destruktív interferencia jön létre, mely a gerjesztődés elnyomását eredményezi, abban az esetben, ha a lézerimpulzus Rabi-frekvenciája nagyobb, mint az alapnívók közti frekvenciatávolság. A lézerimpulzus frekvenciája ún. „intuitív” irányban kell, hogy változzon: az impulzus először a kezdetben populált alapállapothoz tartozó átmenettel kerül rezonanciába, és csak ezután a másik, kezdetben üres alapnívóhoz tartozó átmenettel.

A megfelelő felöltözött sajátállapot-vektorokhoz [19] tartozó w_k kvázienergiák és $b_i^{(k)}$ komponensek viselkedését a következő egyenletek írják le:

$$w^3 - w^2(\omega_{13} + \varepsilon_{21}) + w[\varepsilon_{21}\omega_{13} - (|\Omega_{12}|^2 + |\Omega_{23}|^2)] + |\Omega_{12}|^2 \omega_{13} = 0 \quad (12)$$

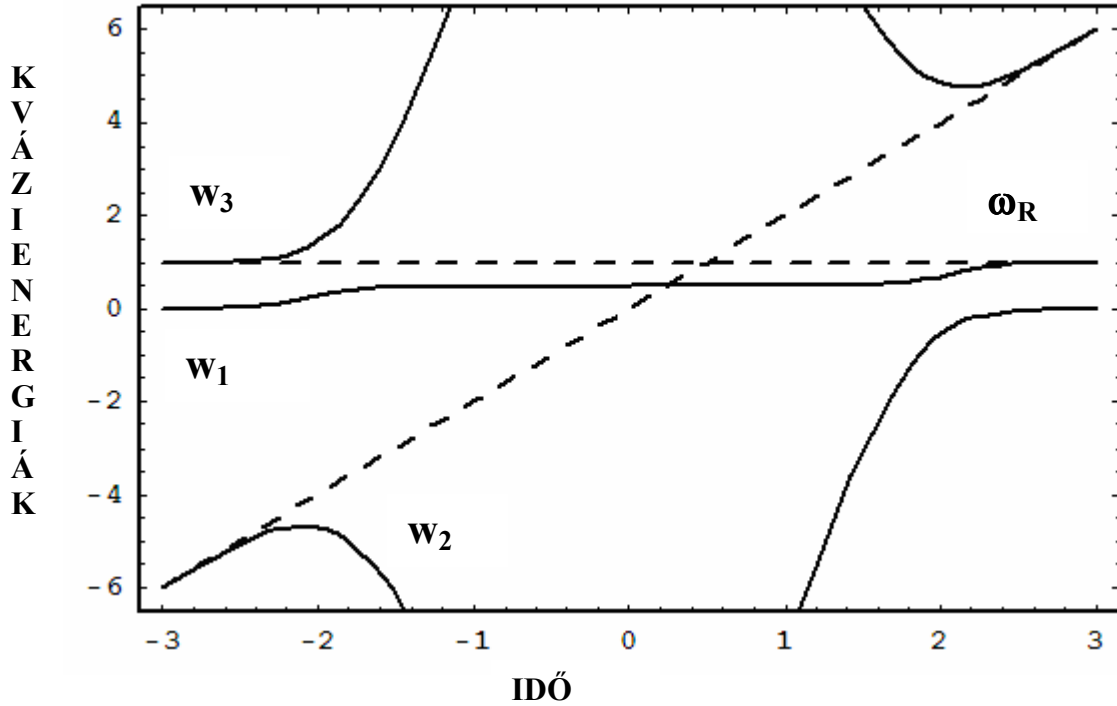
$$b_1^{(k)} = \frac{\Omega_{12}(w_k - \omega_{13})}{\sqrt{N}}, \quad b_2^{(k)} = \frac{w_k(w_k - \omega_{13})}{\sqrt{N}}, \quad b_3^{(k)} = \frac{\Omega_{32}w_k}{\sqrt{N}}, \quad (13)$$

ahol $N = \Omega_{12}^2(w_k - \omega_{13})^2 + w_k^2(w_k - \omega_{13})^2 + \Omega_{32}^2w_k^2$ a normafaktor és $\omega_{13} = E_1 - E_3$.

A három w_k , ($k=1,2,3$) kvázienergia dinamikáját (12) adja, melynek megoldása a 3.ábrán látható, $A(t)$ Gauss-burkolóval és pozitív (vöröstől kék felé), lineáris $\omega_L(t) = \omega_{L0} + \beta t$, $\beta > 0$ frekvenciamodulációval rendelkező lézerimpulzus esetén.

Látható, hogy a w_1 -gyel jelölt kvázienergia által felvett értékek nulla és a két alapnívó közti ω_R frekvenciatávolság közé korlátozódnak, a lézerimpulzus Rabi-frekvenciájának értékétől függetlenül:

$$0 \leq w_1 \leq \omega_{13} = \omega_R \quad (14)$$



3. ábra: A kvázienergiák időfejlődése keskenysávú, frekvenciamodulált lézertimpulzussal való kölcsönhatás esetén. Az idő normálva van τ_L -re.

Tegyük fel, hogy az atom kezdetben ($t \rightarrow -\infty$) az $|1\rangle$ alapállapotban van, azaz, állapotvektor-komponensei: $a_1(-\infty) = 1$ és $a_2(-\infty) = a_3(-\infty) = 0$. Tehát a kezdeti állapotvektor

$$\underline{a}(t \rightarrow -\infty) = (1 \ 0 \ 0)^T.$$

Az (13) egyenletből következik, hogy csak $w = w_1$ -re lesz $b_1^{(1)} \rightarrow 1$, $b_2^{(1)} \rightarrow 0$, és $b_3^{(1)} \rightarrow 0$ ha $t \rightarrow -\infty$. Ekkor tehát a rendszer felöltözött állapot-reprezentációjában:

$$\underline{b}^{(1)}(t) = b_1^{(1)}(1 \ 0 \ 0)^T + b_2^{(1)}(0 \ 1 \ 0)^T + b_3^{(1)}(0 \ 0 \ 1)^T \quad (15)$$

Ennek kezdetben (a kölcsönhatás előtt) meg kell egyeznie a rendszer kezdeti állapotvektorával :

$$\underline{b}^{(1)}(t \rightarrow -\infty) = \underline{a}(t \rightarrow -\infty)$$

Az adiabaticus elmélet szerint ([17], [18]) az atom populációja ebben a felöltözött állapotban marad, ha az adiabaticusság feltételei teljesülnek (ld. pl. [12]). A kölcsönhatás folyamán tehát a lézertimpulzus úgy hat az atomra, hogy a különböző felöltözött állapotok között ne történjen átmenet. Az általunk tárgyalt esetben az impulzusnak időben elegendően hosszúnak kell lennie, hogy Fourier-spektrumának (moduláció nélküli) szélessége kisebb legyen a két alapállapot közötti $\omega_R = \omega_{13}$ frekvenciaintervallumnál.

A (13) egyenlet alapján a felöltözött állapotvektor-komponensek között a következő kapcsolatok állnak fenn:

$$b_2^{(k)} / b_1^{(k)} = \frac{w_k}{\Omega_{12}}, \quad b_3^{(k)} / b_1^{(k)} = \frac{\Omega_{32} w_k}{\Omega_{12} (w_k - \omega_{13})}, \quad (k=1,2,3). \quad (16)$$

Ha megtesszük a $w_k = w_1$ helyettesítést és számításba vesszük (14)-et, a $|2\rangle$ (gerjesztett) állapot (melyet a $b_2^{(1)}$ komponens reprezentál, ld. (13) és (15)) relatív járuléka a felöltözött állapotban $\frac{\omega_R}{\Omega_{12}}$ nagyságrendű: $|b_2^{(1)} / b_1^{(1)}| \leq \left(\frac{\omega_R}{\Omega_{12}}\right)$. Minél nagyobb az Ω_{12} Rabi-frekvencia, annál kisebb lesz ez a járulék; elhanyagolhatóan kicsivé válik, ha a Rabi-frekvencia jelentősen meghaladja a két alapállapot közötti frekvenciatávolságot: $\Omega_{12} \gg \omega_R$.

A (12) egyenlet alapján megmutatható, hogy a w_1 -re vonatkozó megoldás egyáltalán nem függ a Rabi-frekvenciától és az alábbi alakban közelíthető:

$$w_1 \cong \frac{|d_{12}|^2}{|d_{12}|^2 + |d_{23}|^2} \omega_R \quad (17)$$

azon tartományban, ahol a Rabi-frekvencia elegendően nagy értékeket vesz fel:

$$|\Omega_{12}|^2 + |\Omega_{23}|^2 \gg \varepsilon_{21} \omega_R, \text{ and } |\Omega_{12}| \gg \omega_R. \quad (18)$$

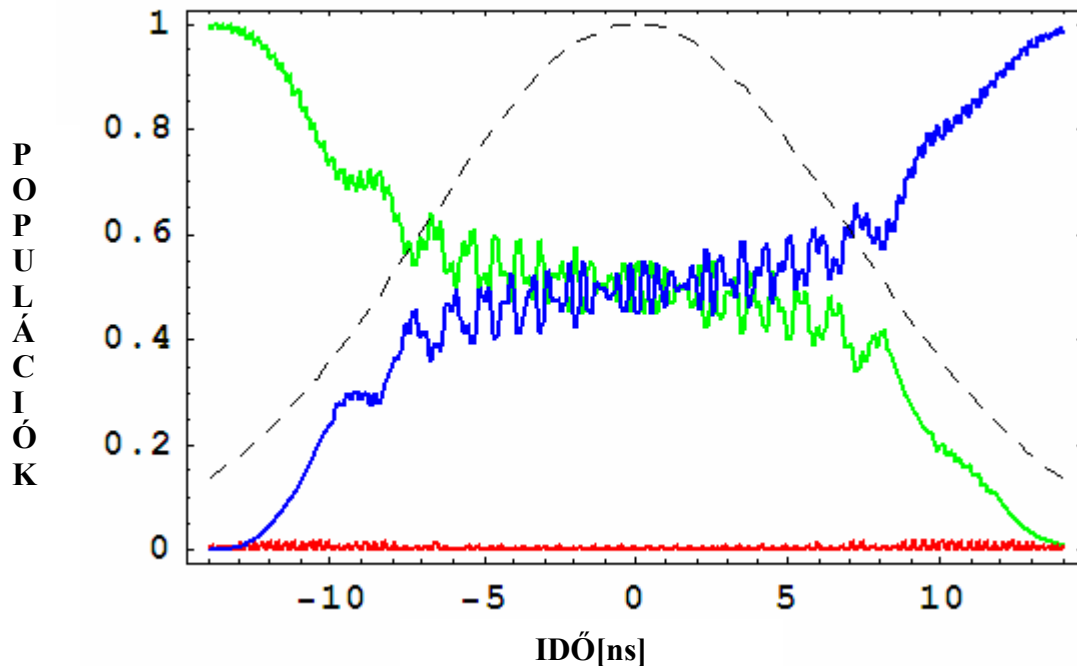
A (12) egyenletből az is következik, hogy az átmenetek dipólmomentumainak egyezése esetén ($d_{12} = d_{23}$), $w_1 = \frac{\omega_R}{2}$.

Abban a tartományban, ahol a w_1 kvázienergia konstans, az alapállapotok „sötét” szuperpozíciója valósul meg, ld. 3.ábra. E tartományban a Λ -atom nem gerjesztődik. Itt fontos megjegyezni, hogy (12) w_1 -re vonatkozó megoldása a $w_3^{(0)} = \omega_{13} = \omega_R$ diabatikus vonalhoz tart a lézerpulzus végén ($t \rightarrow \infty$), pozitív meredekségű frekvenciamoduláció esetén (pozitív moduláció, $\beta > 0$, ld. 3.ábra). Egyébként, negatív moduláció esetében ($\beta < 0$), a $w_2(t) = \varepsilon_{21}(t)$ diabatikus görbéhez simul. Ez utóbbi a Λ -atom gerjesztett állapotához tartozó kvázienergiának felel meg. Az ω_R Raman-elhangolást pozitívnak feltételezzük: $\omega_R = \omega_{13} > 0$ ($\omega_{23} > \omega_{21}$), mind a pozitív, mind pedig a negatív moduláció esetén. Ha $\omega_{13} < 0$, akkor a $w = w_1$ kvázienergia $\beta > 0$ -nál tekintett időfejlődését ki kell cserélni a $\beta < 0$ -nak megfelelőre és fordítva. Ebből a megfontolásból következően a lézerpulzus frekvenciájának először mindig az eredetileg populált alapállapothoz tartozó átmenettel kell rezonanciába kerülnie, és csak azután az eredetileg üres nívóhoz tartozóval. Ez az egymást „intuitív” módon követő impulzusok esetének felel meg. Az alábbi megfontolásból látni fogjuk, hogy az ilyen frekvenciamodulált impulzus viszonylag kis mértékű populációt visz a gerjesztett állapotba. Az átvitel az impulzus „széleivel” való kölcsönhatáskor történik meg, ahol az intenzitás viszonylag kicsi és a (15)-re vonatkozó feltételek nem teljesülnek. Ez a tartomány az impulzus Rabi-frekvenciájának (intenzitásának) növelésével csökken.

Ha a (15)-nél említett feltételek teljesülnek, akkor az alapállapotok koherens „sötét” szuperpozíciója jön létre, mely az atomi gerjesztődés erőteljes elnyomását eredményezi. E ponton a probléma hasonlít ahhoz, amikor két független, a Λ -atom két megengedett átmenetével kvázi rezonáns lézerpulzus hat kölcsön az atommal.

A 4. ábra az atomi amplitúdók viselkedését leíró Schrödinger-egyenlet numerikus megoldását szemlélteti; a felhasznált paraméterek értékei megegyeznek a felöltözött-képben látottakkal (ld. 3. ábra). Világosan látszik, hogy a lézerpulzus közepe körül a gerjesztett nívó populációja elhanyagolhatóan csekély. Az impulzus széleinél kisebb gerjesztett

populáció figyelhető meg. Az atom gerjesztődésének valószínűsége és a gerjesztett állapotban töltött idő hossza erősen függ a lézerpulzus intenzitásától és annak növelésével csökken.



4. ábra: Állapotok populációdinamikája a Schrödinger-egyenlet egzakt numerikus szimulációjából. Az alkalmazott paraméterek megegyeznek a felöltözött állapotok tárgyalásánál látottakkal, kivéve a lézerpulzus időtartamát, amely $\tau_L = 7$ ns.

4. Összefoglalás

Összefoglalva tehát megmutattuk, hogy a rövid, frekvenciamodulált lézerpulzusok hasznos, hatékony és robusztus eszköznek bizonyulnak atomok és molekulák translációs és belső kvantumállapotainak befolyásolására. Megmutattuk, hogy többnívós Rb-atommodellek translációs mozgása hatékonyan manipulálható egymással ellentétes irányban terjedő, rövid, frekvenciacsörpölt lézerpulzusok segítségével. Az eredmények arról tanúskodnak, hogy a vizsgált többnívós atomi rendszer viselkedése hasonlít egy effektív kétnívós rendszerére.

Megmutattuk, hogy rövid, frekvenciamodulált impulzusok használatával hatékony populációátvitel, ill. a „sötét” és „világos” superponált állapotok szétválasztása valósítható meg. Ismertettük továbbá javaslatunkat optikai fázisinformáció rögzítésére és tárolására a „sötét” és „világos” superpozíció szétválasztásának segítségével.

Végül pedig bemutattuk, hogy a Λ -atomot egyetlen, „keskenysávú”, frekvenciamodulált lézerpulzussal pumpálva a gerjesztődő populáció mennyisége elhanyagolhatóan kicsi, miközben az alapállapotok „sötét” superpozíciója alakul ki. Ekkor a Λ -atom gyakorlatilag nem hat kölcsön a lézertérrel. Ez a tény arra a sejtésre ad okot, hogy a fent említett egyetlen, „keskenysávú”, frekvenciamodulált impulzus a Λ -atomokból álló, egyébként abszorbeáló közegben számottevő veszteségek nélkül terjed. Erre a veszteségmentes terjedésre az *elektromágnesesen önindukált átlátszóság* névvel utalhatunk.

Köszönetnyilvánítás. A munka az OTKA T- 038274 számú szerződés támogatásával készült.

Hivatkozások

1. H.Metcalf and P.van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, 1999.
2. I. Nebenzahl, and A. Szöke, *Appl.Phys.Lett.* **25**, 327 (1974).
3. A.P. Kazancev, *Usp. Fiz. Nauk*, **124**, 1131 (1978) [*Sov. Phys. Usp.* **21**, 58 (1978)].
4. J.S. Bakos, G.P. Djotyan, G. Demeter and Zs. Sörlei. *Phys.Rev.A*, **53**, 2885 (1996);
G. Demeter, G.P. Djotyan, J.S. Bakos and Zs.Sörlei, *J. Opt.Soc. Am.B.*, **15**, 16 (1998).
5. M.R. Williams, F. Chi, M.T. Cashen, H. Metcalf, *Phys.Rev.A*, **61**, 023408 (2000);
M. Cashen, O. Rivoir, L. Yatsenko, H. Metcalf, *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.***4**, 75 (2002).
6. L. Allen and J.H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*; Dover, New York, 1987.
7. J.S. Melinger, S.R. Gandhi, A. Hariharan, J.X. Tull, and W.S. Warren, *Phys. Rev. Letts.* **68**, 2000 (1992); J.S. Melinger, S.R. Gandhi, A. Hariharan, D. Goswami, and W.S. Warren, *J. Chem. Phys.* **101** (8), 6439 (1994).
8. G. Djotyan, J. Bakos, Zs. Sörlei, et al., *Laser Phys.* **10**, 1 (2000).
9. Ch.J. Bordé, *Phys.Lett A* **140**, 10 (1989); M.Kasevich and S.Chu, *Phys.Rev.Lett.* **67**, 181 (1991); M. Weitz, B.C. Young, S. Chu, *Phys Rev. Lett.* **73**, 2563 (1994). W. Wohlleben, F. Chevy, K.Madison, J. Dalibard, *Eur. Phys. J. D* **15** 237 (2001).
10. M.Kasevich and S.Chu, *Phys.Rev.Lett.* **67**, 181 (1991); M. Weitz, B.C. Young, S.Chu, *Phys Rev. Lett.* **73**, 2563 (1994); J. Lawall and M. Prentiss, *Phys.Rev.Lett.* **72**, 993 (1994).
11. G.P. Djotyan, J.S. Bakos, G. Demeter, P.N. Ignácz, M.A. Kedves, Zs. Sörlei, J. Szigeti and Z.L. Tóth, *Acta Phys. Hung. B* **20/3–4**, 167–176 (2004).
12. K. Bergmann, H. Theuer, and B.W. Shore, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1003 (1991);
N.V. Vitanov, T. Halfmann, B.W. Shore, and K. Bergmann, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **52**, 763 (2001).
13. G.P. Djotyan, J.S. Bakos, G. Demeter, P.N. Ignácz, M.A. Kedves, Zs. Sörlei, J. Szigeti, Z.L. Tóth, *Phys. Rev. A*, **68**, 053409 (2003).
14. G.P. Djotyan, J.S. Bakos, Zs. Sörlei, *Opt.Express* **4**, 113 (1999);
G.P Djotyan, J.S. Bakos, Zs. Sörlei, *Phys. Rev. A* **64**, 013408 (2001).
15. G.P. Djotyan, J.S. Bakos, G. Demeter and Zs.Sörlei, *J. of Modern Optics* **44**, 1511 (1997).
16. G.P. Djotyan, J.S. Bakos, Zs. Sörlei, *Phys.Rev.A*, **70**, 063406 (2004).
17. A. Messiah, *Quantum Mechanics* (North-Holland, Amsterdam, 1962), Vol.II.
18. C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions* (John Wiley&Sons, New York, 1992).
19. G.P. Djotyan, J.S. Bakos, G. Demeter and Zs. Sörlei, *JOSA B*, v. **17**, 107 (2000).