Làsers sense inversió de població en règim de guany de freqüència

V. Ahufinger* **i R. Corbalán**†

Què són i per a què són útils els làsers sense inversió de població?

Com funcionen els làsers convencionals?

Tot i que làser és l'acrònim per a *light amplification by stimulated emission of radiation*, actualment la paraula és utilitzada com a nom per designar aquells dispositius que generen un feix de llum coherent i monocromàtica. Per entendre el funcionament d'aquests dispositius ens hem de remetre als processos bàsics d'interacció radiació-matèria. Aquests, tal com va demostrar Einstein el 1917, són l'absorció, l'emissió estimulada i l'emissió espontània. Aquests processos són representats a la figura 1, on s'ha considerat un sistema atòmic caracteritzat per nivells d'energia discrets, no degenerats, en interacció amb un camp electromagnètic de freqüència w, propera a la freqüència de la transició atòmica, definida com a $w_{12} = (E_2 - E_1)/h$ on h és la constant de Planck i E_i amb $i = 1, 2$ l'energia del nivell corresponent. En aquestes condicions, si l'àtom està inicialment al nivell fonamental, pot utilitzar l'energia d'un fotó incident per passar al nivell excitat, procés conegut com a *absorció*. Contràriament, si l'àtom està inicialment en el nivell excitat, sota l'estimulació del camp aplicat, pot passar al nivell fonamental i emetre un fotó idèntic a l'incident; en aquest cas diem que s'ha produït l'emissió estimulada d'un fotó. Finalment, l'emissió espontània és independent del camp incident i, sempre que existeixi població en un nivell excitat, aquesta decaurà cap al fonamental i emetrà fotons amb direcció i fase aleatòries. La probabilitat de cadascun d'aquests processos bàsics és caracteritzada per un coeficient d'Einstein, B en el cas de l'emissió estimulada i l'absorció, i A en el cas de l'emissió espontània. Aquestes probabilitats s'escriuen:

$$P_{\text{abs.}} = u(w)BN_1, \quad P_{\text{em. est.}} = u(w)BN_2, \quad P_{\text{em. esp.}} = AN_2 \qquad (1)$$

*Verònica Ahufinger i Breto (Granollers, 1975) és llicenciada en Física per la Universitat Autònoma de Barcelona (1997) i actualment és doctoranda al Grup d'Òptica del Departament de Física de la Universitat Autònoma de Barcelona.

†Ramón Corbalán Yuste (Terriente, Teruel, 1946) és doctor en Física per la Universidad de Zaragoza (1972) i catedràtic d'Òptica a la Universitat Autònoma de Barcelona.

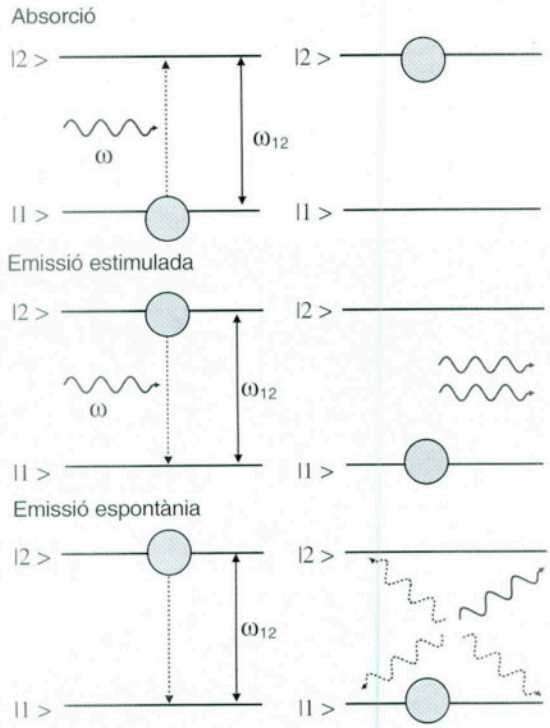

Figura 1: *Esquema dels tres processos bàsics d'interacció radiació matèria: absorció, emissió estimulada i emissió espontània*

on N_j ($j = 1, 2$) denota la població del nivell $|j\rangle$ i $u(w)$ dóna la densitat cúbica d'energia del camp incident. El fet que les probabilitats dels dos processos estimulats siguin proporcionals al mateix coeficient d'Einstein B implica que els dos processos són simètrics, de manera que, per tal de tenir un predomini de l'emissió estimulada, cal que el nivell excitat presenti més població que el fonamental. En equilibri tèrmic, la població tendeix als nivells de mínima energia, cosa que afavoreix el procés d'absorció. Aquest fet implica que, si es vol obtenir amplificació de la llum incident a través del fenomen de l'emissió estimulada, cal introduir un mecanisme de bombeig que porti prou població al nivell excitat. Aquest

règim de funcionament és el que es coneix com a *inversió de població* i és el principi dels làsers convencionals (Vilaseca, 1997). En la figura 2 s'han representat les diferents etapes que se segueixen fins a aconseguir l'emissió d'un feix de llum coherent. Partim (a) d'un medi material format per una col·lecció d'àtoms idèntics en estat fonamental (representat pel color gris) i situat a l'interior d'un ressonador òptic constituït per dos miralls paral·lels, un d'ells parcialment transparent per poder extreure part de la llum. En un primer pas, (b), s'aplica sobre el medi un mecanisme de bombeig (fletxes negres) que comunica energia als àtoms del medi. Cal notar que a causa del fenomen de la saturació (Svelto, 1989), la inversió d'una transició no és possible en sistemes de dos nivells i cal utilitzar sistemes de tres o més nivells, on la inversió es crea bombejant a un nivell excitat que decau ràpidament al nivell superior de la transició làser, tal com es mostra a l'esquema central de la figura. En aquesta disposició es pot utilitzar com a bombeig un feix de llum incoherent d'alta freqüència per generar un feix de llum coherent de freqüència més baixa. Com a resultat d'aquest procés i de la disposició de les taxes de decaïment dels diferents nivells, es pot aconseguir un major nombre d'àtoms en l'estat superior de la transició làser (en blanc) que en l'estat inferior (en negre), és a dir, es pot crear inversió de població. Els àtoms en estat excitat, en instants de temps aleatoris, emeten espontàniament en totes direccions (c), i si un d'aquests fotons incideix sobre un àtom en estat excitat pot produir l'emissió estimulada d'un fotó amb la mateixa freqüència, fase i direcció de propagació, és a dir, emet un fotó idèntic a l'incident. La majoria dels fotons emesos per emissió espontània es perden pels laterals del medi actiu o bé incideixen sobre els miralls amb un cert angle, i escapen de la regió del medi actiu després de la reflexió. No obstant això, algun d'aquests fotons que actua com a llavor serà emès en una direcció quasi paral·lela a l'eix del ressonador (c). En aquest cas, viatjarà endavant i endarrere successives vegades atrapat entre els miralls que formen el ressonador, i en el seu viatge pot interaccionar amb els àtoms excitats i fer aparèixer més fotons idèntics que al seu torn repetiran l'operació de fer créixer, més i més, el nombre de fotons idèntics. El resultat és un feix altament monocromàtic i coherent (d) que pot sortir a través del mirall semitransparent.

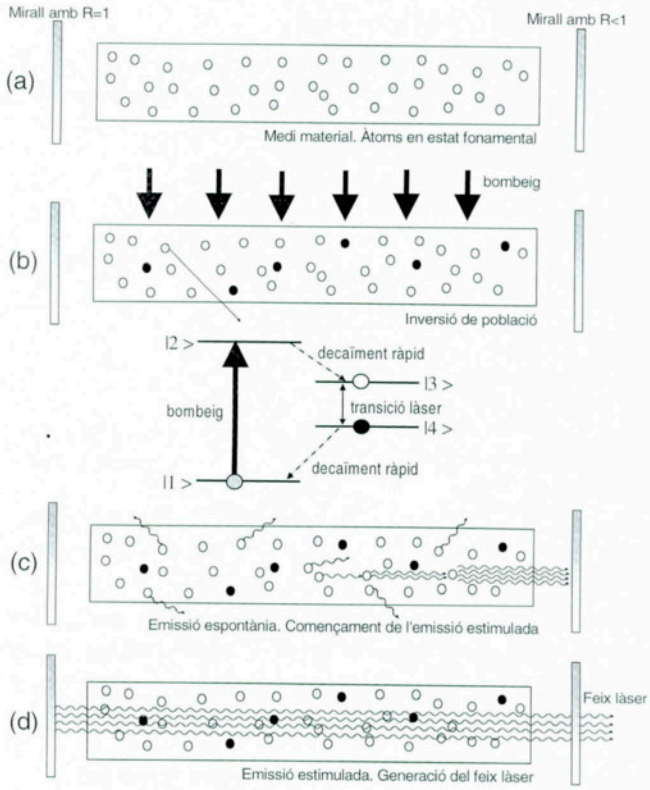

Figura 2: *Diferents etapes del mecanisme de funcionament d'un làser convencional*

La cursa cap als raigs X

El primer làser òptic fou el làser de robí, construït el 1960 per Maiman, el qual emetia a una freqüència localitzada en el vermell. Des d'aleshores molts laboratoris arreu del món començaren a experimentar amb altres materials per tal d'obtenir l'emissió de llum coherent a diferents freqüències, i s'ha assolit en els nostres dies un espectre que abraça bàsicament des de l'infraroig fins a l'ultraviolat.

Els làsers constitueixen una eina bàsica de la tecnologia actual, pel fet de ser utilitzats, entre altres aplicacions, per a comunicacions òptiques, per a impressió de microcircuits en microxips, en l'enregistrament i la lectura d'informació en discos compactes, en microcirurgia o en indústries de tall de tot tipus de material. El tret comú de totes aquestes aplicacions és la necessitat d'una gran precisió i la precisió que es pot aconseguir depèn de la longitud d'ona del làser utilitzat. Com més petita és la longitud d'ona d'una radiació, més precisió trobem en les seves aplicacions. D'aquí prové l'interès d'aconseguir l'emissió làser cada vegada a longituds d'ona menors, o, el que és el mateix, a freqüències més elevades. Tot i l'esforç invertit en aquest camp, els làsers convencionals presenten una important limitació per aconseguir altes freqüències, perquè la potència de bombeig necessària per invertir la població creix com a mínim amb la quarta potència de la freqüència (Svelto, 1989). Això fa el procés inviable en règim continu en els raigs X o γ. Per exemple, per passar del verd ($\lambda \cong 500$ nm) a la regió dels raigs X tous ($\lambda \cong 10$ nm), la freqüència creix en un factor 50 i per tant la potència de bombeig creix en 6 ordres de magnitud!

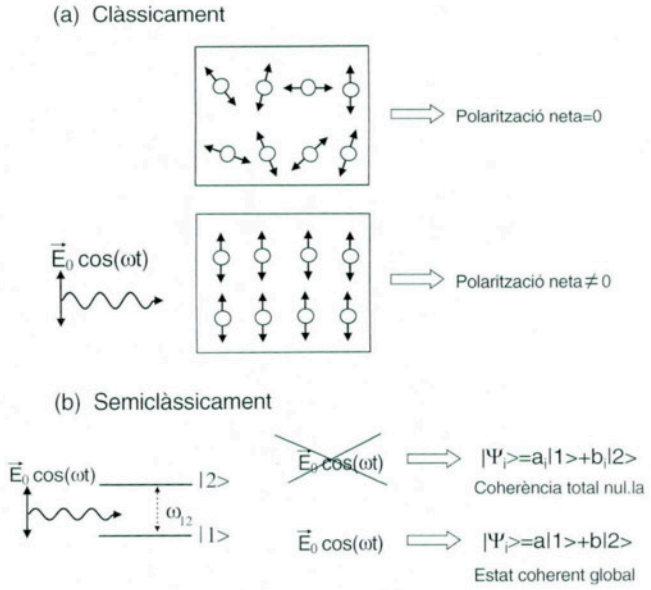

Figura 3: *Comparació gràfica dels fenòmens que apareixen quan un camp coherent incideix en el medi* (a) *de polarització clàssica* (b) *de coherència atòmica en teoria semiclàssica*

Una nova possibilitat: làsers sense inversió

Davant la limitació en freqüència dels làsers convencionals es planteja una nova possibilitat per resoldre el problema a través de les coherències atòmiques (Scully, 1994). La idea bàsica és induir coherències atòmiques en el medi a través de la irradiació del mateix amb un camp coherent extern, conegut com a *làser de control*.

Clàssicament, un àtom es pot interpretar com un dipol i és ben conegut que, en absència d'un camp elèctric aplicat, els dipols que constitueixen un medi material oscil·len en direccions i fases aleatòries uns respecte als altres, i donen una polarització total nul·la. Contràriament, quan un camp elèctric oscil·lant és aplicat en el medi, tots els dipols oscil·len en fase a la freqüència del camp incident, de manera que creen una polarització total en el medi (figura 3(a)). En teoria semiclàssica, figura 3(b), on els àtoms es descriuen quànticament, mentre que els camps se segueixen descrivint per les equacions de Maxwell, la polarització clàssica està relacionada amb el concepte de coherència atòmica. Donat un sistema d'àtoms idèntics, caracteritzats per nivells d'energia discrets, la funció d'ones de cada àtom serà una combinació lineal dels estats propis de l'hamiltonià atòmic. En absència d'un camp coherent aplicat, cada àtom estarà en una superposició coherent, independent de la resta, que conduirà a una coherència total nul·la, mentre que en fer incidir en el medi un feix làser de control de freqüència propera a la d'una transició atòmica, tots els àtoms del medi estaran en una superposició coherent idèntica dels nivells atòmics inicials, i això donarà lloc a un estat coherent global.

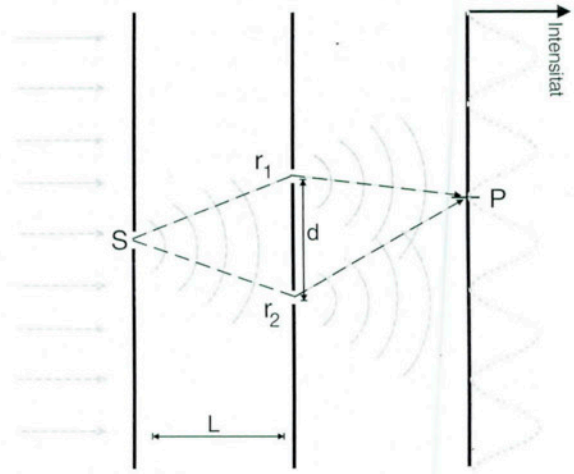

Figura 4: *Esquema de l'experiència de la doble escletxa de Young, on r_1 i r_2 són els dos possibles camins que uneixen els punts inicial, S, i final, P; d és la separació entre les dues escletxes i L la distància entre la font i el pla de les escletxes. Es representa de manera qualitativa la distribució d'intensitat que arriba a la pantalla*

És ben sabut que en presència de coherència es poden produir interferències quan existeixen dos camins diferents per anar del mateix estat inicial al mateix estat final. Un exemple molt conegut d'això és l'experiència de la doble escletxa de Young, representada esquemàticament en la figura 4, on es poden veure els dos camins, r_1 i r_2, que uneixen els punts S i P. Com que les dues ones que s'obtenen després de la doble escletxa són coherents entre si, ja que provenen d'un mateix front d'ones inicial, quan se superposen a la pantalla la intensitat no és la suma de les intensitats de les dues ones, sinó que, depenent de la diferència de camí recorregut per les dues ones, existirà interferència constructiva o destructiva, i es tindrà aleshores una distribució periòdica d'intensitat a la pantalla.

Si es fa incidir un camp coherent intens en una transició atòmica, tal com ja hem comentat, es pot aconseguir que tots els àtoms del medi estiguin en la mateixa superposició coherent dels estats acoblats pel camp intens. En la figura 5 s'ha representat un esquema de nivells en cascada, on es fa incidir un feix làser intens de control a la transició inferior ($|1\rangle - |2\rangle$) i un làser de prova feble entre els estats $|2\rangle - |3\rangle$. En aquesta situació, els àtoms estan inicialment en una superposició coherent de $|1\rangle$ i $|2\rangle$, és a dir, participen dels dos estats, de manera que existeixen dos camins diferents per a l'absorció del camp de prova: (a) col·lapsa a l'estat $|2\rangle$ i passa posteriorment a $|3\rangle$ o (b) col·lapsa a l'estat $|1\rangle$ i passa posteriorment a $|3\rangle$. Com en el cas de la doble escletxa, hi ha dos possibles camins per anar del mateix estat inicial al mateix estat final i, per tant, existeixen interferències que, en el cas de ser destructi-

ves, poden reduir la probabilitat d'absorció del camp de prova mentre que la probabilitat d'emissió estimulada d'aquest mateix camp es manté inalterada. D'aquesta manera, es pot trencar la simetria entre els dos processos

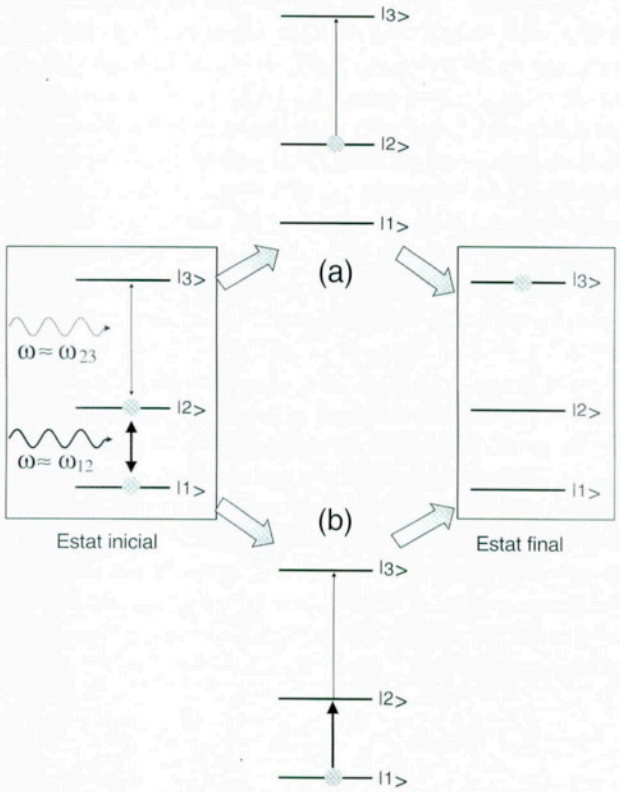

Figura 5: *Representació dels dos camins que uneixen els estats inicials i finals en un sistema atòmic en cascada en interacció amb un camp làser intens en la transició inferior, que crea la coherència atòmica, i un camp de prova feble, que actua sobre la transició* $|2\rangle - |3\rangle$. *En l'estat inicial l'àtom està en una superposició coherent dels dos nivells inferiors, de manera que el procés d'absorció pot produir-se a través de dos camins: (a) col·lapsa a l'estat* $|2\rangle$ *o (b) col·lapsa a l'estat* $|1\rangle$

i és possible aconseguir un predomini de l'emissió estimulada, sense invertir la transició, només amb una petita fracció d'àtoms al nivell excitat $|3\rangle$. És a dir, si se situa aquest medi material en un ressonador òptic amb freqüències pròpies properes a la de la transició $|2\rangle - |3\rangle$, podria funcionar com a làser sense inversió en la transició amb el camp de prova. Cal notar que aquest sistema requereix el bombeig coherent que actua a la transició $|1\rangle - |2\rangle$ i un bombeig incoherent per excitar alguns àtoms al nivell $|3\rangle$.

Limitacions dels làsers sense inversió: efecte Doppler

Una de les principals fites del fenomen de l'emissió làser sense inversió de població és l'obtenció de llum coherent contínua en regions de l'espectre inaccessibles amb els

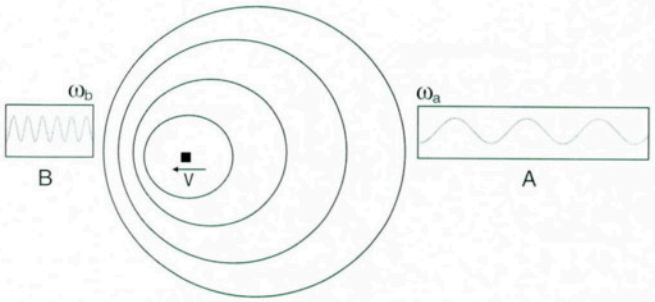

Figura 6: *Il·lustració de la diferència de freqüència d'una ona sonora que senten dos observadors en repòs, pel moviment de la font emissora per efecte Doppler, depenent de si la font s'apropa o s'allunya de l'observador*

mètodes convencionals (raigs X o γ). Per tal d'avançar en aquesta direcció, la situació òptima seria preparar el medi amb un làser de freqüència accessible amb els mètodes convencionals i generar sense inversió un camp de freqüència més gran, que és el que es coneix com a *règim de guany de freqüència*. Però en aquest règim de funcionament, quan les freqüències dels dos camps que interaccionen amb el sistema atòmic són apreciablement diferents, hi ha un problema degut al fet que els àtoms en el medi actiu no estan en repòs: l'efecte Doppler. L'efecte Doppler es caracteritza per la variació de freqüència de les ones que sent un observador deguda al moviment relatiu entre la font i l'observador. Pensem per exemple en el so d'una ambulància en moviment, el so que sentim quan s'apropa a nosaltres és diferent de quan s'allunya, és a dir, en les dues situacions ens arriben ones de diferent freqüència. Aquesta idea s'il·lustra a la figura 6, on la font està representada per un quadrat i la seva direcció de moviment per la fletxa horitzontal. Podem veure que un observador en el punt B sentirà una ona de més freqüència que un observador en la posició A. En el cas de la interacció llum-matèria, les ones seran ones electromagnètiques en comptes d'ones sonores i seran els observadors, els àtoms, els que estiguin en moviment en lloc de la font. Així doncs, cada àtom, depenent de la seva velocitat, sentirà el camp electromagnètic a una freqüència diferent. Aquest efecte esdevé important en medis gasosos, on els àtoms estan en equilibri tèrmic i, per tant, es mouen aleatòriament en totes direccions amb un interval de velocitats que depèn de la temperatura (les velocitats mitjanes típiques dels àtoms en una cel·la vapor a temperatura ambient oscil·len entre 102-103 m/s). Aquest interval de velocitats està relacionat amb l'amplada Doppler; com més gran és aquesta amplada, existeix un ventall més ampli de velocitats i, per tant, més diferents poden ser les freqüències que afectin dos àtoms del mateix medi.

Per a un sistema atòmic concret i per a la intensitat del làser de control i la taxa de bombeig incoherent fixades, quan no tenim en compte l'efecte Doppler po-

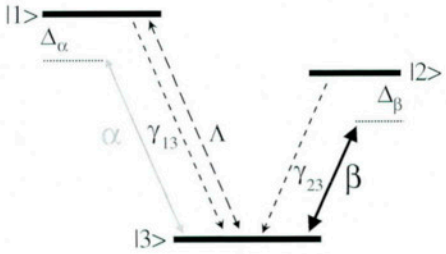

Figura 7: *Esquema de nivells energètics dels àtoms que constitueixen el medi actiu. $\beta\,(\alpha)$ és la meitat de la freqüència de Rabi del camp làser de control (que es vol generar sense inversió). Λ és el ritme de transferència de població del bombeig incoherent aplicat entre els nivells $|1\rangle$ i $|3\rangle$. γ_{13} i γ_{23} representen els decaïments per emissió espontània dels nivells superiors de les dues transicions considerades cap al fonamental*

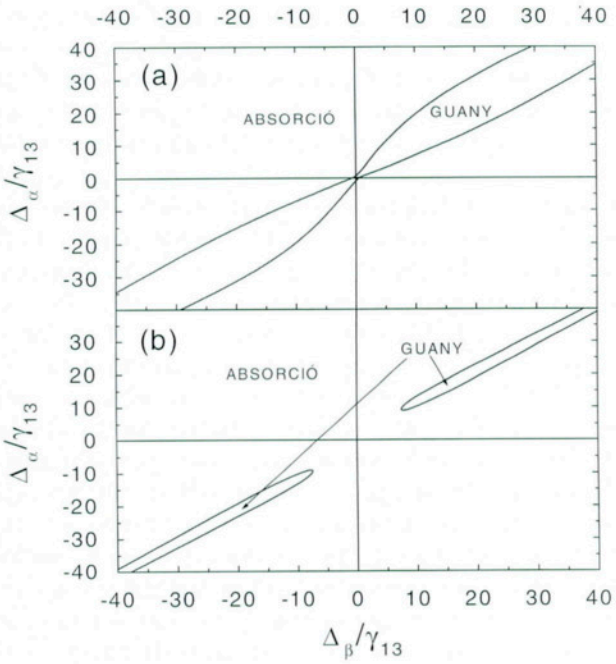

Figura 8: *Regions de dessintonies dels dos camps, de control β i generat α, on l'emissió sense inversió del camp α és possible i regions on hi ha un predomini de l'absorció per a dos conjunts de valors dels paràmetres: (a) $\gamma_{23} = 2\gamma_{13}$, $\Lambda = 2\gamma_{13}$, $\beta = 10\gamma_{13}$ i (b) $\gamma_{23} = 0,5\gamma_{13}$, i $\Lambda = 0,3\gamma_{13}$, $\beta = 5\gamma_{13}$*

dem trobar unes regions de freqüències del camp làser de control i del làser a generar sense inversió, on aquesta generació és possible. En incloure l'efecte Doppler, pot ser que, per a una temperatura del gas, els àtoms que es mouen transversalment als feixos làser (i que, per tant, no tenen efecte Doppler) verifiquin les condicions de guany, però que hi hagi força àtoms que vegin unes freqüències dels camps que no els portin a emetre sense inversió o a la inversa. Així doncs, el fet d'haver de tenir en compte les contribucions de tots els àtoms del medi pot ser que condueixi al fet que no hi hagi guany net, tal com discutirem a continuació.

Considerem l'esquema representat en la figura 7, on 2α (2β) és la freqüència de Rabi del camp de prova (control), que caracteritza la força de l'acoblament entre la transició i el camp aplicat. Δ_α (Δ_β) és la dessintonia del camp de prova (control), definida com la freqüència del camp menys la freqüència de la transició. Λ és la taxa de bombeig incoherent i γ_{ij} és la taxa de decaïment per emissió espontània del nivell $|i\rangle$ al nivell $|j\rangle$. Hem representat en la figura 8 les regions en dessintonia on és possible el guany sense inversió del camp de prova per a dos conjunts de paràmetres (Ahufinger, 1999): (a) $\gamma_{23} = 2\gamma_{13}$, $\Lambda = 2\gamma_{13}$, $\beta = 10\gamma_{13}$ i (b) $\gamma_{23} = 0,5\gamma_{13}$, i $\Lambda = 0,3\gamma_{13}$, $\beta = 5\gamma_{13}$. En absència de l'efecte Doppler, tots els àtoms del medi estarien localitzats sobre el mateix punt del mapa de dessintonies, ja que tots ells veurien la mateixa freqüència per als dos camps. Si considerem que el nostre medi actiu és una cel·la de vapor, els àtoms que el formen es mouen aleatòriament en totes direccions, figura 9(a), i per tant cada àtom, depenent de la seva velocitat, tindrà una dessintonia diferent. Si prenem els dos camps, de control i generat copropagants, les dessintonies per a un àtom amb velocitat $\vec{v}$ seran:

$$\begin{aligned}\Delta_\alpha(\vec{v}) &= \Delta_\alpha(0) - w_\alpha \frac{\vec{v}}{c}\vec{u}_\alpha \\ \Delta_\beta(\vec{v}) &= \Delta_\beta(0) - w_\beta \frac{\vec{v}}{c}\vec{u}_\beta,\end{aligned} \qquad (2)$$

on $\vec{u}_\alpha$ i $\vec{u}_\beta$ són les direccions de propagació dels camps i $\Delta_{\alpha(\beta)}(0)$ són les dessintonies per als àtoms sense l'efecte Doppler (als quals ens referirem a partir d'ara com a àtoms en repòs). De l'expressió (2) podem veure que la variació que experimenta cada àtom en la freqüència depèn únicament de la component de la velocitat paral·lela a la direcció d'avançament del camp. En el cas de la cel·la de vapor, prenent els dos camps copropagants, disposició mostrada en la figura 9(c), la distribució de velocitats en la direcció de propagació dels camps és gaussiana, tal com es representa en la figura 9(b). Si prenem els àtoms en repòs amb els camps en ressonància, $\Delta_\alpha(0) = \Delta_\beta(0) = 0$, les dessintonies per a un àtom amb velocitat v_y en la direcció dels camps seran:

$$\Delta_\alpha(v_y) = -w_\alpha \frac{v_y}{c}, \quad \Delta_\beta(v_y) = -w_\beta \frac{v_y}{c}. \qquad (3)$$

Quan s'expressa la dessintonia del camp a generar com a funció de la dessintonia del làser de control, s'obté una recta de pendent $R = w_\alpha/w_\beta$ en el mapa de dessintonies i a cada punt de la recta li correspon un determinat pes de la distribució gaussiana de velocitats, segons es mostra en la figura 10 per a $R = 1,05$, i la resta de paràmetres com en la figura 8(b). La llargada del

segment representat dóna idea de l'amplada Doppler, és a dir, de la temperatura del medi actiu. Podem veure, en aquest cas, que la majoria d'àtoms, situats a la part central de la distribució, tenen unes dessintonies que els condueixen a l'absorció, mentre que les cues de la dis-

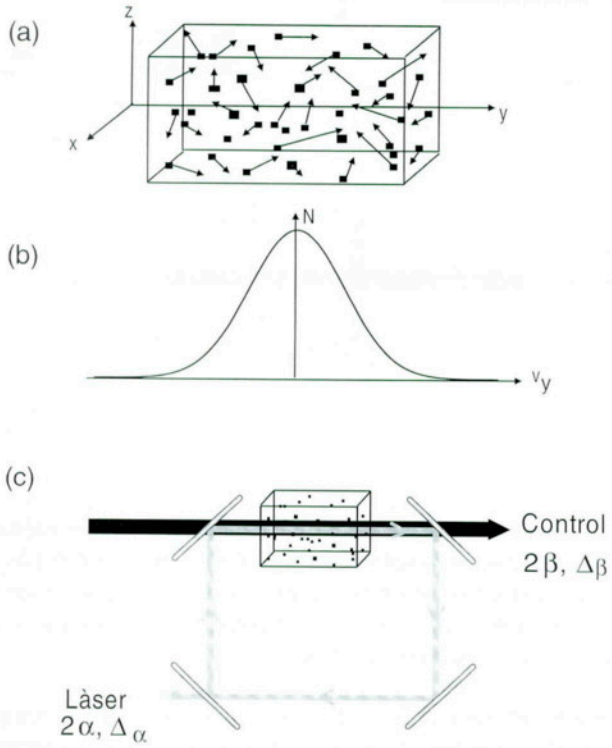

Figura 9: *Medi actiu del làser sense inversió en forma de cella de vapor (a) on els àtoms es mouen aleatòriament en totes direccions, amb una distribució de velocitats en la direcció de propagació dels camps, amb els quals interaccionarà per una distribució gaussiana (b). A (c) es mostra la configuració utilitzada que consisteix a prendre el camp coherent de control, en negre, i el generat, en gris, copropagants*

tribució entren dins la regió de guany i indiquen que hi ha uns quants àtoms en els quals l'emissió estimulada predominarà sobre l'absorció. Com ja hem dit abans, cal tenir en compte la contribució de tots els àtoms, de manera que podem veure que, per al cas exposat, per a amplades Doppler petites, no tindrem amplificació sense inversió, ja que la majoria d'àtoms contribuiran a l'absorció, mentre que si augmentem l'amplada de la distribució podem arribar a fer que hi hagi més àtoms que emetin que no pas que absorbeixin. Una altra cosa que cal tenir molt present és el pendent de la recta al llarg de la qual es distribueixen els àtoms en el mapa de dessintonies. Hem dit que aquest pendent és el quocient entre les freqüències dels dos camps, de manera que per tal d'aproximar-nos a les regions de l'espectre inaccessibles per als làsers convencionals seria necessari que aquest pendent fos el més elevat possible. En canvi, mirant les regions de guany, figura 10, podem veure que si augmen-

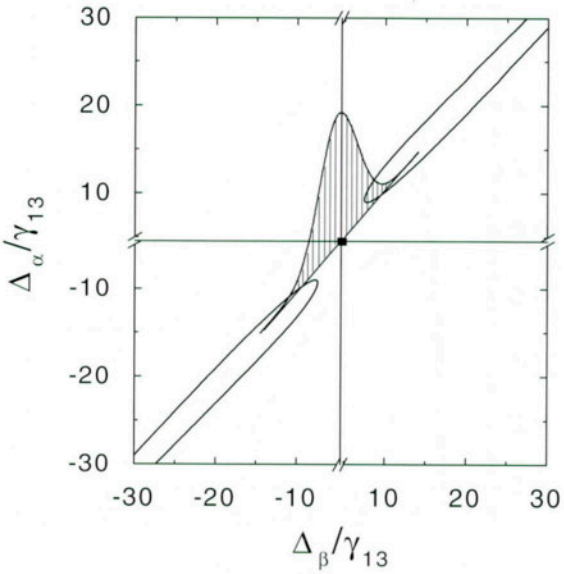

Figura 10: *Distribució d'àtoms en el mapa de dessintonies que ens indica les regions de guany en considerar una cella de vapor com a medi actiu amb una relació de freqüència per als dos camps coherents copropagants* $R = 1,05$

tem el pendent la majoria d'àtoms passen a estar en la zona d'absorció i d'aquesta manera només és possible la generació làser per a valors de R propers a la unitat. En la figura 11 s'ha representat l'amplitud del camp generat en funció de l'amplada Doppler per a diferents valors del paràmetre R (Ahufinger, 1999). S'observa en primer lloc, en tots els casos, la necessitat de superar un cert valor de l'amplada Doppler per tal que la generació sigui possible. A més es posa de manifest la ràpida disminució tant de la regió de generació com de l'amplitud del camp generat, a mesura que s'augmenta la relació de freqüències dels dos camps, R. Així, doncs, es comprova que la disposició considerada per a una cella de vapor no és útil a l'hora d'obtenir camps làser sense inversió de població en règim de guany de freqüència.

Com es pot superar aquesta limitació?

Distribucions de velocitat estretes

Intentar superar la limitació en freqüència que imposa l'efecte Doppler és un dels objectius principals de la recerca en el camp dels làsers sense inversió. En aquesta línia, hi ha una sèrie de propostes que passen per fer disminuir l'amplada de la distribució de velocitats del medi actiu, entre les quals cal destacar l'ús d'àtoms freds, és a dir, disminuir la temperatura del medi. Com que l'amplada Doppler creix amb la temperatura, en disminuir-la, la distribució de velocitats es fa més estreta. Les tècniques de refredament d'àtoms es basen en l'aprofitament de la transferència de quantitat de moviment que es produeix en els processos d'absorció i emissió en

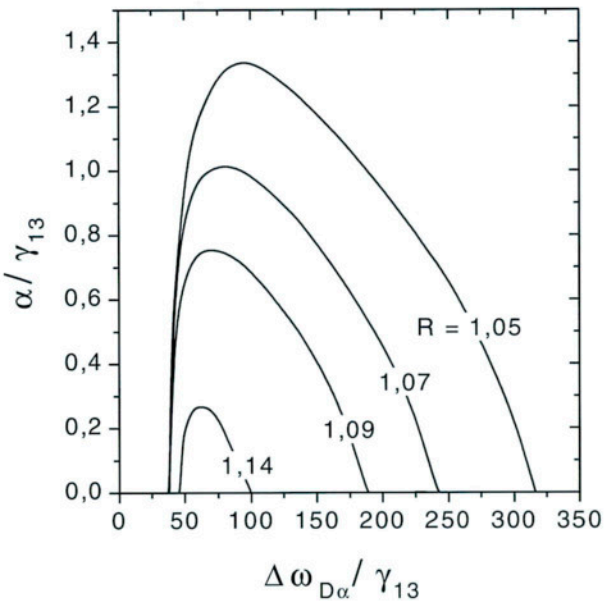

Figura 11: *Amplitud del camp generat, α, en funció de l'amplada Doppler per a diferents valors de la relació entre les freqüències del camp de control i generat, R, en considerar la configuració amb una cel·la de vapor amb els paràmetres de la figura 8(b)*

les interaccions àtoms-camps (Cohen-Tannoudji, 1990). Una altra opció per tenir un medi actiu amb una distribució de velocitats estreta és considerar un feix atòmic, o conjunt d'àtoms, que després de sortir d'un forn a alta temperatura es col·limen en una direcció fent-los passar a través d'un petit orifici, tal com es mostra en la figura 12(a). En aquesta disposició, la idea és fer incidir els camps en la direcció ortogonal a la direcció d'avançament del feix, direcció en la qual la distribució de velocitats és també gaussiana com en el cas d'una cel·la de vapor, però molt més estreta, ja que només és deguda a una col·limació no perfecta del feix, figura 12(b). Les amplades Doppler típiques per a la distribució transversal de velocitats en transicions òptiques són de l'ordre de desenes de MHz mentre que en una cel·la de vapor són d'aproximadament 1 GHz.

Retornem al cas de l'esquema en V de la figura 7, però considerem ara la disposició de la figura 12(c), on el medi actiu és un feix atòmic perpendicular a la direcció d'avançament dels camps copropagants: de control, representat en negre, i generat sense inversió, en gris. Com que la dependència de les dessintonies dels camps amb la velocitat atòmica, equacions (2), varia amb el producte escalar del vector velocitat amb el vector que dóna la direcció del camp corresponent, en aquesta configuració la component longitudinal no presenta cap contribució en la variació de la dessintonia, mentre que tot l'efecte és degut a la distribució transversal de velocitats que existeix per la col·limació no perfecta del feix. S'han utilitzat els paràmetres del cas (a) de la figura 8, i s'han escollit

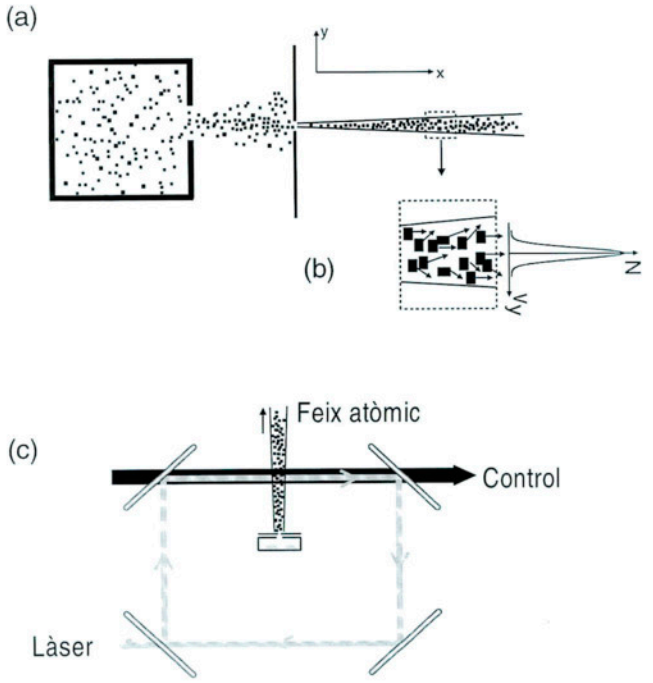

Figura 12: (a) *Esquema de funcionament d'un feix atòmic i* (b) *distribució gaussiana de velocitats transversal del feix.* (c) *Configuració a estudiar. Representem el camp de control, en negre, i el generat, en gris, copropagants i ortogonals a la direcció de propagació del feix atòmic*

les dessintonies dels àtoms en repòs, dels quals tenim un major nombre, interiors a la regió de guany i representades pel punt P, en el gràfic interior de la figura 13. S'ha sumat la contribució de totes les diferents velocitats atòmiques, situades sobre la línia recta de pendent R que passa per P, i s'han obtingut els resultats mostrats en la figura 13, on s'ha representat l'amplitud del camp generat en funció de l'amplada Doppler transversal del feix. A mesura que s'augmenta l'amplada Doppler, és a dir, la longitud del segment $\overline{UU'}$, s'espera un decreixement de l'amplitud del camp generat i, per a amplades suficientment grans que els àtoms que contribueixen a l'amplificació $\overline{TT'}$ no puguin compensar l'acció dels absorbents $\overline{TU'}$ i $\overline{T'U'}$, la desaparició de l'emissió làser sense inversió. La confirmació d'aquest comportament es pot veure en els resultats numèrics de la figura 13 per a $R = 10$. Podem veure, doncs, que aquesta disposició sí que ens permetria assolir l'emissió làser sense inversió d'un camp amb freqüència molt més gran que la del làser de control, i això obrirà un possible camí cap a l'emissió contínua en els raigs X.

Nova disposició geomètrica

A part de les propostes de reduir l'amplada de la distribució de velocitats, comentades en l'apartat anterior, per tal de disminuir l'efecte negatiu de l'efecte Doppler, el nostre grup recentment ha proposat (Ahufinger, 1999) una nova disposició geomètrica que permet mantenir el

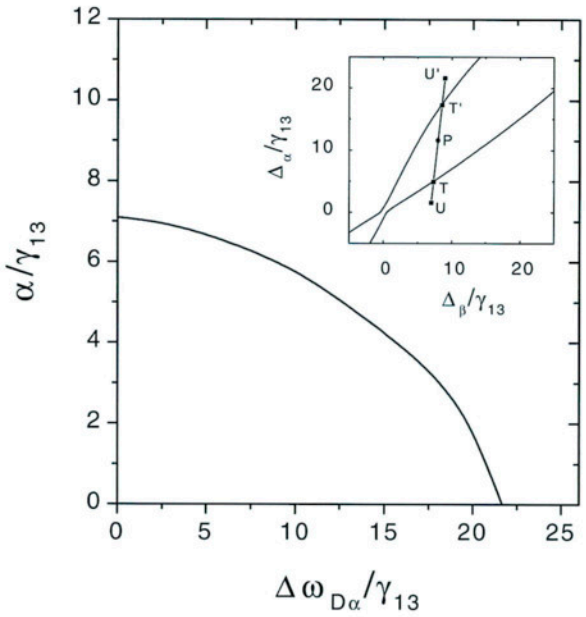

Figura 13: *Amplitud del camp generat, α, en funció de l'amplada Doppler per a la configuració on el feix atòmic és ortogonal a la direcció de propagació dels camps. Els paràmetres escollits corresponen als del cas representat a la figura 8(a) i $R = 10$. A la figura interior s'ha representat la línia sobre la qual es distribueixen els àtoms en el mapa de dessintonies*

pendent de la recta sobre la qual es distribueixen els àtoms amb diferents velocitats en el mapa de dessintonies igual a la unitat independentment de la relació de freqüències dels dos camps. Aquesta configuració, figura 14(c), consisteix a fer que el làser de control i el feix atòmic siguin contrapropagants i la direcció de propagació del camp làser generat sense inversió formi un angle ϕ amb el làser de control. D'aquesta manera, les dessintonies dels àtoms amb una velocitat v_x en la direcció de propagació del làser de control vénen donades per:

$$\Delta_\alpha(v_x) = \Delta_\alpha(0) + w_\alpha \frac{v_x}{c}\cos\phi,$$
$$\Delta_\beta(v_x) = \Delta_\beta(0) + w_\beta \frac{v_x}{c}. \qquad (4)$$

D'aquí es desprèn directament que, variant l'angle ϕ que formen el camp de control i el generat, es pot compensar la diferència de freqüència dels dos camps per tal de fer que l'efecte Doppler tingui la mínima contribució negativa, ja que, com hem vist abans en observar les regions de guany, figura 8, la situació ideal és la de distribuir els àtoms al llarg de la línia de pendent unitat. Per aconseguir aquest propòsit amb aquesta configuració només cal prendre $R\cos\phi = 1$. Cal tenir en compte que en aquest cas intervé la distribució longitudinal de velocitats del feix atòmic, figura 14(b), la qual només ens permet sumar en un sentit de velocitats, ja que en un feix atòmic no hi ha ni àtoms en repòs ni amb velocitats negatives.

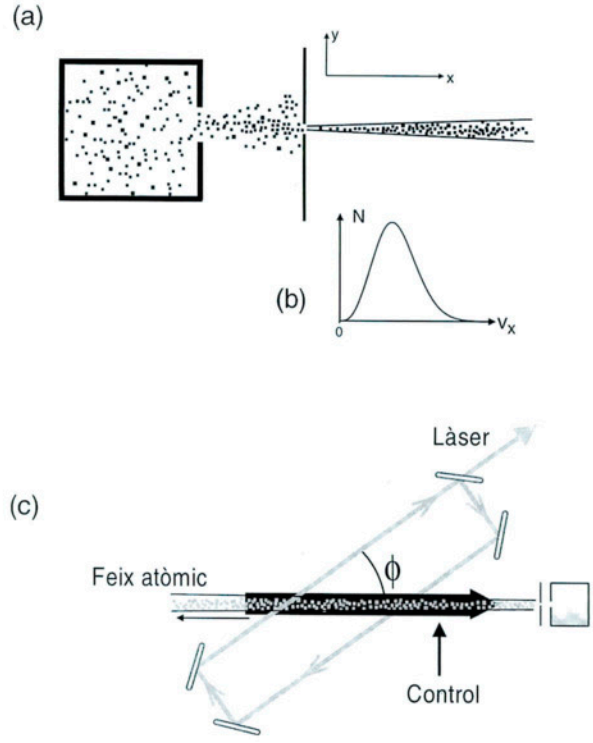

Figura 14: (a) *Esquema de funcionament d'un feix atòmic i* (b) *distribució longitudinal de velocitats del feix. (c) Configuració a estudiar amb el feix atòmic contrapropagant respecte al làser de control i formant un angle ϕ amb el generat*

Per estudiar aquesta configuració prendrem els paràmetres de la figura 8(a), també considerarem les dessintonies per als àtoms en repòs nulles i fem que $R\cos\phi = 1$. En aquestes condicions la línia que representa els àtoms amb diferents velocitats coincideix amb la diagonal del primer quadrant i tots els àtoms contribueixen a guany, tal com es pot veure en el gràfic interior de la figura 15. En aquesta figura es representa el camp generat en funció de l'amplada Doppler per a $R = 5$ en línia contínua i per a $R = 10$ en línia discontínua. En els dos casos s'observa la possibilitat de generar el camp sense inversió en un ampli rang d'amplades Doppler del medi actiu.

En aquesta disposició s'ha estudiat també si la posició angular és molt crítica a l'hora de mantenir el pendent unitat i poder generar el camp làser sense inversió, i s'ha obtingut que el marge de variació permès per a l'angle, tot i que disminueix en augmentar el paràmetre R, és a dir, en augmentar el guany en freqüència, sempre és suficientment ampli per permetre un bon control experimental.

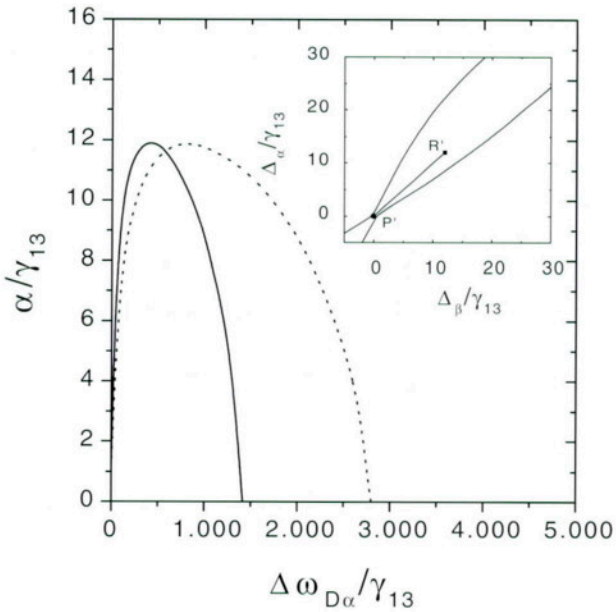

Figura 15: *Amplitud del camp generat en funció de l'amplada Doppler per a la disposició de la figura 14(c) i per als paràmetres del cas representat a la figura 8(a). S'han considerat dos casos: $R = 5$ en línia contínua i $R = 10$ en discontínua. En la finestra interior s'ha representat la línia sobre la que es distribueixen els àtoms en el mapa de dessintonies*

Conclusions

En aquest article s'ha mostrat, com a alternativa a les limitacions dels làsers convencionals per a l'emissió en alta freqüència, la utilització dels anomenats *làsers sense inversió de població*, els quals necessiten una potència de bombeig incoherent molt menor, ja que el procés d'emissió estimulada no necessita invertir la població a causa de la presència de coherències atòmiques en el medi, les quals s'indueixen a través d'un làser de control.

Tot i aquesta possibilitat s'ha posat de manifest també que, per tal d'aconseguir apropar-nos a l'emissió en els raigs X o γ, ens cal operar en règim de guany de freqüència i, en aquesta situació el moviment atòmic exerceix un efecte negatiu que pot eliminar fins i tot la possibilitat de guany. En aquest article s'ha diferenciat entre el cas de prendre com a medi actiu una cel·la de vapor o bé un feix atòmic. En el primer dels casos, hem vist que el quocient entre la freqüència del camp generat i la del camp de control que es pot aconseguir és baix, $R \leq 2$, i que tant el domini d'amplades Doppler, on l'emissió làser és possible, com l'amplitud del camp generat, decreixen ràpidament en augmentar el valor de R. D'aquí que es pugui concloure que la configuració del medi actiu en forma vapor en una cel·la no és òptima en el cas en què les freqüències del camp de control i generat són substancialment diferents. En aquest règim de treball és molt més convenient utilitzar un feix atòmic com a medi actiu. Hem estudiat la disposició més òbvia per reduir l'efecte Doppler, la qual consisteix a fer que el feix atòmic sigui ortogonal a la direcció de propagació dels camps. D'aquesta manera només afecta la component transversal de la velocitat atòmica en el feix que proporciona una amplada Doppler prou baixa per permetre relacions de guany de freqüència grans, $R \approx 10$. Aquests valors per a R també són assolibles amb una nova disposició que permet mantenir l'emissió làser a una freqüència molt més elevada que la del làser de control per a alts valors de l'amplada Doppler. Es tracta de compensar geomètricament l'efecte de la diferència de freqüència entre els dos camps ajustant l'angle que formen entre si.

Agraïments

Voldríem agrair l'ajut i les fructíferes discussions sobre el tema a Jordi Mompart i Ramón Vilaseca.

Referències

VILASECA, R. i GARRIGA, M., *Revista de Física*, **2**, 4, 2n semestre (1997).
SVELTO, O., *Principles of Lasers*, 3a ed., Plenum Press (New York, 1989).
SCULLY, M. O. i FLEISCHHAUER, M., *Science*, **263**, 337 (1994); TAUBES, G., *Science*, **270**, 737 (1995); MOMPART, J. i CORBALÁN, R., *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **2**, R7-R24 (2000); MOMPART, J., AHUFINGER, V., SILVA F. i CORBALÁN, R., sotmès a *Contributions to Science*.
COHEN-TANNOUDJI, C. N. i PHILLIPS, W. D., *Physics Today*, **33**, October (1990).
AHUFINGER, V., MOMPART, J. i CORBALÁN, R., *Phys. Rev. A*, **60**, 614 (1999).