SIMULAREA DINAMICII CAVITATII LASERULUI ȘI A EFECTULUI LASER

Introducere

Efectul laser implică interacțiunea luminii cu atomii, într-o cavitate, având ca rezultat o undă staționară coerentă. Există două câmpuri importante de lumină. Primul câmp ”pompează” atomii spre stări cu energie mai înaltă. Un al doilea câmp are rolul de a stimula emisia în fază a fotonilor de către atomii excitați, care forma un fascicul coerent de lumină. Fiecare atom are un set de nivele energetice, fiecare nivel având proprietăți ce depind de detaliile structurale ale acelui atom. În continuare, nivelele energetice vor fi numerotate (1, 2, …) în ordinea creșterii energiei (E_2-E_1, etc).

Producerea radiației laser necesită o stare excitată (nivelul 2 de ex.) a atomului, cu un timp de viață ridicat. Acest atom se poate dezexcita, emițând un foton. Pentru a produce un efect laser, populația nivelului 2 trebuie să fie mai mare decât populația nivelului 1. Această condiție poate fi îndeplinită, dacă atomii sunt supuși unui câmp de radiații, care excită atomii de pe nivelul fundamental (nivelul 1) pe un nivel excitat (nivelul 3). Acest ”pompaj” crează o populație numeroasă pe nivelul 3, care va trece foarte repede pe nivelul 2. Atomii acumulați pe nivelul 2 sunt stimulați să treacă pe nivelul 1, aceștia emițând fotoni în fază cu câmpul electric.

Această simulare examinează un laser cu trei nivele (nivelul 0, 1, 2). Pompajul are loc între nivelul 0 și nivelul 2. Aceasta este aproximativ echivalent cu o shemă cu patru nivele, unde pompajul are loc între nivelul 0 și nivelul 3.

Radiație de ”corp negru” sau radiație ”termică”

Un corp emite radiație, corespunzător cu temperature sa: odată cu creșterea temperaturii corpului, radiația pe care o emite trece spre lungimi de undă mai mici. Această radiație se numește radiație de ”corp negru” sau radiație ”termică”.

Într-o cavitate, densitatea de radiație ρ se definește ca energia pe unitatea de volum și pe unitatea de frecvență. Kirchhoff (1859) a arătat că ρ nu depinde de natura pereților cavității, iar Planck a găsit formula:

$$\rho = \frac{dU}{d\nu} = \frac{8\pi h\nu^3}{e^{\frac{E}{kT}} - 1} \qquad (1)$$

unde U este energia pe unitatea de volum, ν este frecvența radiației emise, iar E=hν este energia unei cuante. În continuare, prin hν vom reprezenta diferența de energie dintre două nivele m și n:

$$E_{mn} = E_m - E_n = h\nu_{mn} \qquad (2)$$

iar densitatea de radiație ρ_{mn} se va scrie:

$$\rho_{mn} = \frac{8\pi h\nu_{mn}^3}{e^{\frac{h\nu_{mn}}{kT}} - 1} \qquad (3)$$

Emisie spontană și emisie stimulată

Boltzmann a stabilit o relație între populațiile de atomi n_1, n_2 a două nivele energetice E_1 și E_2 ale unui atom într-o cavitate la temperature T:

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} \qquad (4)$$

Atomii pot fi excitați pe nivele superioare sau se pot dezexcita pe nivele inferioare. Pentru atomi independenți, radiația trebuie să ”stimuleze” atomii spre nivele superioare, în timp ce atomii de pe nivele superioare pot trece pe nivele inferioare spontan sau stimulați de radiația din cavitate. Acest proces se desfășoară astfel încât populațiile tuturor nivelelor energetice să rămână aceleași, adică sistemul să rămână în echilibru.

Astfel, considerând doar două nivele energetice E_1 respectiv E_2, condiția de echilibru este rata de excitare a atomilor de pe nivelul 1 pe nivelul 2:

$$R_{12} = B_{12}\rho_{21}n_1 \qquad (5)$$

să fie egală cu rata de dezexcitare a atomilor de pe nivelul 2 pe nivelul1:

$$R_{21} = A_{21}n_2 + B_{21}\rho_{21}n_2 \qquad (6)$$

adică viteza cu care se modifică populația de pe nivelul 2:

$$-\frac{dn_2}{dt} = A_{21}n_2 + B_{21}\rho_{21}(n_2 - n_1) \qquad (7) \qquad (B_{12} = B_{21})$$

să fie egală cu 0, deci:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\rho_{21}}{\frac{A_{21}}{B_{21}} + \rho_{21}} \quad (8)$$

Comparând ecuația (8) cu ecuația (4) putem determina o relație între coeficienții Einstein A (de emisie spontană) și B (de emisie stimulată):

$$B_{21}\rho_{21} = \frac{A_{21}}{e^{\frac{E_2-E_1}{kT}} - 1} \quad (9)$$

Înlocuind în (8) expresia lui din (3) obținem:

Condiții de producere a efectului laser

Efectul laser între nivelul 2 și nivelul 1 însemnă că atomii sunt excitați pe nivelul 2 și sunt stimulați să se dezexcite pe nivelul 1, de un câmp de radiație existent într-o cavitate laser. Fotonii emiși datorită acestei dezexcitări se adaugă la câmpul de radiație coerentă.

Termenul al doilea din ecuația (7) reprezintă fluxul net de atomi de pe nivelul 2 pe nivelul1, prin emisie stimulată. Aceasta necesită mai mulți atomi pe nivelul 2 decât pe nivelul 1:

Două condiții sunt necesare pentru a realiza această ”inversie de populație”:

1. Atomii trebuie imediat repompați pe nivelul2.
2. Timpul de viață al atomilor pe nivelul 2 la dezexcitare spontană pe nivelul 1 trebuie să fie suficient de lung astfel încât ei să se acumuleze și să ”rămână” pe nivelul 2.

Cea de-a două cerință este satisfăcută numai dacă A_{21} este mic. Aceasta e o proprietate atomică; trebuie ales un nivel energetic care are un timp de viață lung. În model se ajustează A_{21} pentru a fi cât mai mic.

Necesitatea repompării atomilor pe nivelul 2 este satisfăcută prin pomparea atomilor de pe nivelul 0 pe nivelul 2, de obicei prin intermediul unei radiații adiționale. Când radiația de pompare este pornită, ea crește densitatea de radiție la echilibru termic , care stimulează atomii să facă tranziția între și . În ecuația

(13), $\rho_{20}B_{20}$ devine P$\rho_{20}B_{20}$, deoarece pomparea crește densitatea radiației de echilibru termic cu un factor P. Rezolvarea în cadrul populațiilor cu pompare nu este astfel mai dificilă decât în cadrul termic.

În practică, laserul cu trei nivele schematizat mai sus implică de fapt un al patrulea nivel. pompajul se realizează de fapt de la nivelul 0 la nivelul 3, situat deasupra lui 2, nivel ce are un timp de viața foarte scăzut la dezexcitare pe nivelul 2.

Cu același procedeu de pompare, mergând de la nivelul 0 la nivelul 2, am putea avea de asemenea un laser dacă timpul de viață la dezexcitarea de pe nivelul 1 pe nivelul 0 ar fi lung. În acest mod, atomii ar fi pompați pe nivelul 2, ar cădea rapid pe nivelul 1, s-ar acumula acolo, creând posibilitatea de emisie laser stimulată de pe nivelul 1. Această schema este așa-numitul laser ”1 0”.

Pragul de efect laser și densitatea de radiație coerentă

Când laserul ”2 1” este activat, una sau mai multe dezexcitări de pe nivelul 2 pe nivelul 1 realizează o densitate de radiație coerentă W care va crește cu fiecare trecere înapoi și înaite între oglinzile laserului. Dar când W crește, se începe depopularea nivelului 2 prin emisie stimulată.

$$B_{21} = \frac{A_{21}}{8\pi h\nu_{21}^3} \quad (10)$$

În cadrul simulării vor putea fi modificați doi parametri: A_{mn} și E_{mn}, parametrul B_{mn} fiind legat de primii doi prin ecuația (10), astfel coeficienții Einstein A și B depind doar de detaliile structurale ale atomului, nu și de temperatură.

Pentru majoritatea atomilor, la temperatura camerei: E_2 E_1 și $e^{\frac{E_2-E_1}{kT}} \gg 1$, ceea ce înseamnă că $A_{21} \gg B_{21}\rho_{21}$ la echilibrul termic. Făcând această aproximație, ecuația (7) devine:

$$\frac{dn_2}{dt} = -A_{21}n_2 \qquad (11)$$

Cât timp $n_2 \gg n_1$, modificarea lui în timp este dată de legea $n_2(t) = n_2(0)e^{-A_{21}t}$. Se observă că $1/A_{21}$ are dimensiune de timp și se numește ”constantă de dezexcitare” sau ”timp de viață”.

Echilibrul termic în laser

Să considerăm trei nivele energetice E_0, E_1 și E_2 având populațiile n_0, n_1 și n_2. Ecuațiile de stabilitate (de echilibru) pentru cele trei nivele se scriu:

$$n_0 + n_1 + n_2 = N = n_{total} \qquad (12)$$

$$\frac{dn_0}{dt} = [A_{20}n_2 + \rho_{20}B_{20}(n_2 - n_0)] + [A_{10}n_2 + \rho_{10}B_{10}(n_1 - n_0)] = 0 \qquad (13)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = [A_{21}n_2 + \rho_{21}B_{21}(n_2 - n_1)] + [A_{10}n_1 + \rho_{10}B_{10}(n_1 - n_0)] = 0 \qquad (14)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = -[A_{20}n_2 + \rho_{20}B_{20}(n_2 - n_0)] + [A_{21}n_2 + \rho_{21}B_{21}(n_2 - n_1)] = 0 \qquad (15)$$

În stare staționară, n_0, n_1 și n_2 au valori constante, date de:

$$n_1 = n_0 e^{\frac{-E_{10}}{kT}} \ (16)$$

$$n_2 = n_0 e^{\frac{-E_{20}}{kT}} \ (17)$$

$$N = n_0 + n_1 + n_2 \qquad (18)$$

deci $$n_0 = \frac{N}{1 + e^{-\frac{E_{10}}{kT}} + e^{-\frac{E_{20}}{kT}}} = \frac{N}{Z} \qquad (19)$$

Generalizând, obținem: $n_m = \frac{N}{Z} e^{-\frac{E_{m0}}{kT}}$ (20)

crește și descrește până când aceste mărimi ajung la un nivel de staționare. Deci câștigul pe fiecare trecere datorită tranziției de pe nivelul 2 pe nivelul 1 e atunci compensat din pierderea per trecere datorită transmisiei în oglindă, pierderea prin difracție, împrăștierea pe atomi, etc.

Viteza de modificare a lui W în timp este data de:

$$\frac{dW}{dt} = c_{câștig} W(n_2 - n_1) - c_{pierdere} W \qquad (21)$$

sau

$$\frac{dW}{dt} = kW \qquad (22),$$

unde

$$K = c_{câștig}(n_2 - n_1) - c_{pierdere} \qquad (23)$$

Asfel, densitatea de radiație coerentă W crește sau descrește exponential $(W = W_10\ e^{\top}Kt$), depinzând de valorile lui K. Termenul în $c_{câștig}$ reprezintă creșterea densității coerente datorate tranziției stimulate $(c_{câștig}\ conține\ B_{21})$ de pe nivelul 2 pe nivelul 1. Termenul $c_{pirdere}$ reprezintă pierderi în intensitate coerentă datorate diferitelor efecte și de asemenea transmisiei printr-una din oglinzile de la capetele cavității. Pragul de efect laser în cazul în care n-am avea transmisie prin oglindă e luat astfel încât $n_2 - n_1 = 5\%$ din numărul de atomi prezenți N:

$$n_2 - n_1 = 0.05N = \left[\frac{c_{pierdere}}{c_{câștig}}\right]_{în\ absența\ transmisiei} (24)$$

Diferitele pierderi în cavități sunt considerate a fi 2% din intensitatea coerentă W atunci când nu există transmisie prin oglindă (în cosecință $c_1 pierderi = 0{,}02$). Când K este pozitiv, W începe să crească exponential, dar în același timp diferența $n_2 - n_1$ descrește până când K devine egal cu zero, și astfel valoarea lui K devine constantă. Crescând puterea de pompaj, diferențele între populația nivelelor va crește și la fel va crește și W. Când $n_2 - n_1$ depășește pragul nominal de 0,05N, laser ”2→ 1 ” începe să funcționeze. O densitate de radiație coerentă va apare datorită efectului laser, care va stimula tranziția între nivelul 2 și nivelul 1. Exprimând densitatea coerentă ca un multiplu W de densitatea de radiație la echilibru termic , înseamnă că termenul devine $W\rho_{21}B_{21}$ în ecuațiile (13)-(15). Diferența e fixată la 0,05N datorită condiției când W/dt=0. Această condiție e aplicată pentru determinarea lui W, de vreme ce s-a determinat că va crește peste 0,05N. Când există o transmisie prin oglinzile de la capete, este necesară o mai mare diferență de populație pentru a realiza efectul laser. La o rată de transmisie suficient de mare, s-ar putea ca pompajul să fie insuficient pentru a susține efectul laser.

Toate discuțiile aplicate laserului ”2→1” pot fi aplicate și laserului ”1 0”.

Fascicule Gaussiene

Cavitatea laser e formată din două oglinzi sferice și conține o undă staționară în formă de fascicul ”Gaussian” care trebuie să satisfacă condițiile la limită în fiecare oglindă. O undă gaussiană este o undă circular simetrică, a cărei energie e confinată în lungul axelor (axa z este axa prin centrul oglinzii) și a căror fronturi de undă normale sunt raze paraxiale.

În această simulare, utilizatorul poate trimite raza înainte și înapoi, vizualizând schematic forma fascicului Gaussian. metodele folosite în simulare permit o comparație cantitativă între înfășurarea diagramei de raze și proprietățile fasciculelor Gaussiene date mai jos. Aceasta permite utilizatorului să demonstreze legătura între parcursul razei pure și unda electromagnetică rezonantă.

Pentru un fascicul de lumină axial simetric, având axa z ca direcție de propagare și r coordonata transversală pe direcția z, intensitatea luminoasă (mai puțin factorii fazei) poate fi scrisă:

$$I(r,z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2 e^{-2\left(\frac{r}{w}\right)^2}, \qquad (25)$$

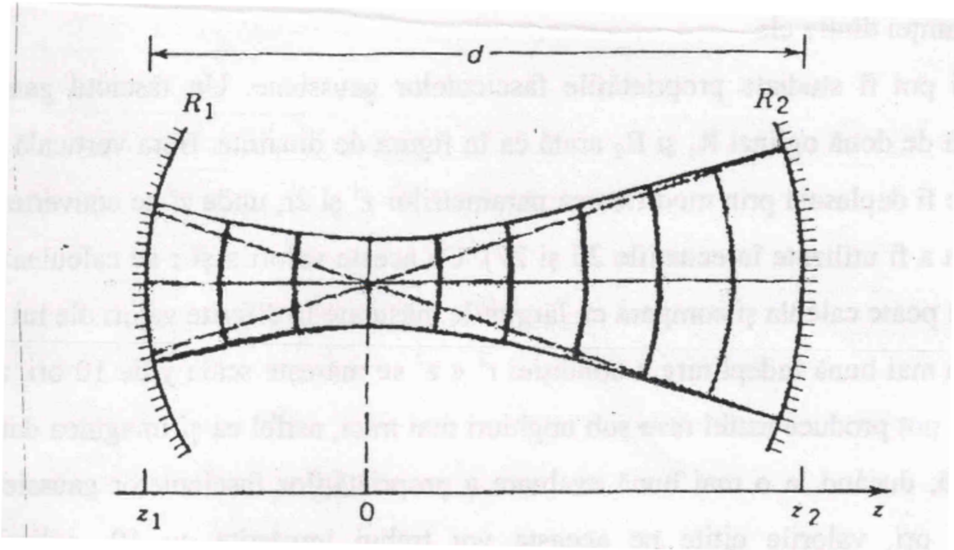
unde lărgimea w în direcție transversală este $w = w(z) = w_0 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ (26)

Când r=w, intensitatea fasciculului este 1/ din valoarea sa de-a lungul axei z. Minimul valorii lui w(z) este , ce apare când z=0. Parametrul este cunoscut ca ”domeniul Rayleigh”, și după cum se poate vedea din relația (26), este valoarea z pentru care lărgimea fasciculului (la z=0), este distanța de la talia fasciculului până la punctul în care lățimea acestuia este de ori mai mare ca talia.

Pentru valorile r pentru care $r^2 \ll z^2$, fronturile de undă ale fasciculului Gaussian sunt efectiv sferice, având z=0 ca centrul sferei. Raza R a frontului de undă sferic este dată de:

$$R = \frac{1}{z}(z^2 + z_0^2) = z\left(1 + \frac{z_0^2}{z^2}\right) \qquad (27)$$

Deoarece e realizată pentru un fascicul Gaussian, iar R are acelați semn ca z, când ambele oglinzi sunt convexe spre dreapta, z și R vor fi pozitive la ambele oglinzi, iar ”talia” fasciculului va fi poziționată la stânga ambelor oglinzi. Când ambele oglinzi sunt bombate înspre exterior, așa cum e prezentat în figura următoare, atunci z și R vor fi negative pentru oglinda stângă, în vreme ce z și R vor fi pozitive pentru oglinda din dreapta (z va fi egal cu 0 la talia fasciculului situată între oglinzi). Pentru această geometrie utilizatorul poate ”introduce” o rază în cavitate și poate observa înfășurarea fasciculului (dacă această cavitate e stabilită). Folosind din meniu BmWidth pot găsi valorile lui z grosiere (ne-am putea referi la ele ca la valori z’) a fiecărei oglinzi și a taliei fascicului. Valoarea z’ a taliei fascicului este folosită pentru a obține valorile z. Ecuația (27) este folosită pentru a determina z_0 independent pentru fiecare oglindă. Aceste două valori trebuie să fie relativ apropiate. Având determinată z_0 utilizatorul poate verifica variația taliei fasciculului corespunzând ecuației (26).



Utilizarea programului

Se pot studia detaliile funcționării laserului prin modificare nivelelor energetice, a temperaturii, a puterii de pompare sau a altor parametri, când efectul laser are loc între nivelele 2→1 sau între nivelele 1→1.

Populațiile fiecărui nivel, intensitatea fasciculului coerent din cavitate și intensitatea fasciculului laser sunt reprezentate sub formă de bare pe ecran. Ne interesează modificările calitative ale populațiilor, respectiv a intensității fasciculului coerent, datorate modificărilor efectuate asupra pareametrilor de funcționare a laserului. De asemenea se indică și valorile numerice ale populațiilor de pe fiecare nivel energetic. Pe un alt ecran se indică ratele de tranziție (atomi/secundă) între fiecare pereche de nivele energetice. Emisiile spontane și stimulate sunt indicate prin bare cu săgeți, lărgimea barelor fiind proporțională cu ratele de tranziție. Se urmărește variația ratelor de tranziție, prin modificarea parametrilor de funcționare a laserului.

În continuare se încearcă stabilizarea radiației confinate în cavitate, prin modificarea geometriei oglinzilor. Este interesant de remarcat că razele paraxiale provenite din cavitate se supun foarte bine opticii paraxiale gaussiene.

Utilizatorul poate insera raze care pot fi emise aleator dea lungul axei sau sub anumite unghiuri față de orizontală. Aceste raze sunt reflectate de mai multe ori, până la un număr maxim de reflexii, dat de utilizator. Dacă o rază cade sub un unghi de circa 30 față de axă, se presupune că ea va ieși din cavitate și nu mai este urmată de nici o reflexie.

Se urmărește crearea de cavități stabile prin modificarea razelor în cele două oglinzi precum și a discuției dintre ele.

Tot aici pot fi studiate proprietățile fasciculelor gaussiene. Un fascicul gaussian într-o cavitate formată de două oglinzi $R_1 și\ R_2$ arată ca în figura de dinainte. Bara verticală cobarâtă în punctul O poate fi deplasată prin modificarea parametrilor z' și 2r, unde z' se convertește la valoari ale lui z (pentru a fi utilizate în ecuațiile 26 și 27). Cu aceste valori z și r se calculează și mai departe w( ) se poate calcula și compara cu lărgimile măsurate la diferite valori ale lui z.

Pentru o mai bună îndeplinire a condiției $r^2 \ll z^2$ se mărește scala y de 10 ori, z rămânând nemodificat. Se pot produce astfel raze sub unghiuri mai mici, astfel ca și imaginea dată de aceste raze să fie clară, ducând la o mai bună evaluare a proprităților fasciculelor gaussiene. Mărind scala y de 10 ori, valorile citite pe aceasta vor trebui împărțite cu 10, oglinzile nefiind redimensionate, deoarece ar fi vizibile doar porțiunile centrale, care s-ar vedea drepte.

Se mai urmărește și stabilirea de relații între nivele energetice (distanțele între ele) probabilitățile de tranziție dintre nivele, temperatura și rata de pompare în trei sisteme atomice diferite. Cel mai simplu sistem are două nivele. În acest sistem nu apare efect laser nici măcar printr-o pompare masivă, deoarece populația nivelului 2 (superior) nu va depăși niciodată populația nivelului 1.

Celelalte două sisteme atomice conțin trei nivele, cu posibilitate de pompare între nivelele 0 și 2.
Într-unul din sisteme efectul laser apare între nivelele 2 și 1, iar în celălalt între nivelele 1 și 0. Se modifică parametrii A ai lui Einstein, distanțele dintre nivelele energetice, rata de pompare și temperatura. Coeficientul de transmisie a uneia dintre oglizi se poate modifica, purtându-se observa efectul produsul asupra intensității fasciculului coerent din cavitate, energia fiind scoasă sub formă de fascicul laser.

Populația tuturor nivelelor luate la un loc a fost aleasă de 400 de atomi.