

C.Z.U.: 535.34 621.373:535

FRÎNAREA EMISIEI SPONTANE COLECTIVE PRIN INTERMEDIUL EFECTELOR DE INTERFERENȚĂ CUANTICĂ

Viorel Ciornea (Institutul de Fizică Aplicată)

Profir Bardețchi, Mihai Macovei (Universitatea Tehnică a Moldovei)

Autorii cercetează emisia spontană colectivă a unui sistem atomic format din două particule spațial separate. Se demonstrează ca efectele de interferență cuantică ce apar între diferite canale de emisie spontană și interacțiunea colectivă între radiatori provoacă o frînare considerabilă a acestei radiații.

Introducere

Emisia spontană colectivă a radiației unui grup de atomi cu două sau trei niveluri este studiată intens în optica cuantică de mai bine de jumătate de secol [1-10]. Aceste studii sînt importante prin posibilitățile de manipulare și dirijare a emisiei spontane (problemă extrem de importantă în domeniul radiației gama, care poate fi o alternativă creării laserelor cu lungimi de undă din domeniul gama [11]).

Este bine cunoscut faptul că emisia spontană de la un emițător excitat este foarte sensibilă la modificările mediului ce înconjoară acest emițător. Plasînd un radiator excitat în interiorul unei cavități, vom putea dirija emisia spontană a acestuia: în cazul cînd tranziția atomică se află în rezonanță cu un mod al cavității, emisia spontană va crește, iar în cazurile de ne-rezonanță aceasta va scade [12-14]. Emisiile spontane ne-exponențiale au loc atunci cînd atomul excitat este amplasat într-un cristal fonic [15]. Un astfel de comportament al atomului în cavități sau cristale fonice poate fi explicat prin faptul că în apropierea frecvenței de tranziție rata dezintegrării spontane este proporțională cu densitatea modală a cîmpului electromagnetic.

În cazul în care subsistemul atomic interacționează cu vidul comprimat de bandă largă multimod, apar o serie întregă de efecte ce nu pot fi observate în cazul interacțiunii cu vidul normal [16].

De asemenea și interferența cuantică aduce noi surprize. Spre exemplu, într-un sistem atomic cu multe niveluri interferența cuantică poate duce la apariția mai multor efecte neașteptate, cum ar fi reducerea emisiei spontane sau chiar dispariția acesteia [17, 18].

În prezenta lucrare s-a studiat emisia spontană colectivă a radiației de către o pereche de radiatori cu trei niveluri de tipul Λ excitați care se află la distanța r_{ab} unul față de altul. S-a analizat influența efectelor de interferență și de separare spațială a atomilor asupra dinamicii cuantice colective. S-a arătat că emisia spontană colectivă poate fi încetinită datorită efectelor colective. De asemenea, s-au obținut soluțiile exacte pentru operatorii atomici în diverse condiții.

Menționăm că emisia spontană a unei perechi de atomi cu două niveluri, identici și fixați, ce formează, inițial, o singură excitare a fost studiată intens [19, 20].

În lucrare s-a obținut ecuația pentru matricea densității pentru radiatorii cu trei niveluri de tipul Λ , ținându-se cont de separarea spațială a lor utilizând metodele de excludere a operatorilor câmpului electromagnetic [5, 21]. Apoi, cu ajutorul acestei ecuații s-a analizat dinamica cuantică a unei perechi de emițători cu trei niveluri. Articolul se încheie cu concluzii și analiza rezultatelor.

II. Dinamica cuantică a unui sistem atomic excitat de tipul Λ

Să considerăm un set de N radiatori identici cu trei niveluri energetice de tipul Λ . Presupunem că funcțiile de undă ale radiatorilor nu se suprapun. În aproximația dipolară, Hamiltonianul care descrie un asemenea mediu atomic poate fi reprezentat în felul următor:

$$H = \sum_k \mathbf{h}\omega_k a_k^+ a_k + \sum_{j=1}^N \sum_{\alpha=1}^3 \mathbf{h}\omega_{\alpha} S_{\alpha\alpha}^{(j)} + i \sum_k \sum_{j=1}^N (\mathbf{g}'_k \cdot \mathbf{d}_{31}) \{ a_k^+ S_{13}^{(j)} e^{-ik \cdot \mathbf{r}_j} - a_k S_{31}^{(j)} e^{ik \cdot \mathbf{r}_j} \} +$$

$$+ i \sum_k \sum_{j=1}^N (\mathbf{g}'_k \cdot \mathbf{d}_{32}) \{ a_k^+ S_{23}^{(j)} e^{-ik \cdot \mathbf{r}_j} - a_k S_{32}^{(j)} e^{ik \cdot \mathbf{r}_j} \}, \quad (1)$$

unde: $\mathbf{h}\omega_{\alpha}$ reprezintă energia nivelului α ; $\mathbf{d}_{\beta\alpha}$ - momentul dipolar al tranziției dintre stările $|3\rangle$ și $|\beta\rangle$ ($\beta=1, 2$); a_k^+ (a_k) - operatorul de generare (anihilare) pentru fotonii cu impulsul $\mathbf{h}\mathbf{k}$; $\mathbf{h}\omega_k$ - energia și λ ($\lambda=1, 2$) - polarizarea; $\mathbf{g}'_k = \sqrt{\frac{2\pi\mathbf{h}\omega_k}{V}} \mathbf{e}_{\lambda}$, \mathbf{e}_{λ} reprezintă vectorul polarizării fotonului și V este volumul de cuantificare a câmpului electromagnetic; $S_{\alpha\beta}^{(j)}$ reprezintă operatorul ce corespunde tranziției dintre stările $|\beta\rangle$ și $|\alpha\rangle$ pentru radiatorul j și satisface relației de comutare:

$$[S_{\alpha\beta}^{(j)}, S_{\alpha'\beta'}^{(l)}] = \delta_{jl} [\delta_{\beta\beta'} S_{\alpha\alpha'}^{(j)} - \delta_{\alpha\alpha'} S_{\beta\beta'}^{(j)}].$$

În reprezentarea Heisenberg putem obține ecuația mișcării unui operator atomic colectiv arbitrar $O(t)$:

$$\frac{d}{dt} \langle O(t) \rangle = i \sum_{j=1}^N \sum_{a=1}^3 w_a \langle [S_{aa}^{(j)}, O(t)] \rangle - \sum_k \sum_{j=1}^N \frac{(\mathbf{g}'_k \cdot \mathbf{d}_{31})}{\mathbf{h}} \{ \langle a_k^+ [S_{13}^{(j)}, O(t)] \rangle e^{-ik \cdot \mathbf{r}_j} + h.c. \} -$$

$$- \sum_k \sum_{j=1}^N \frac{(\mathbf{g}'_k \cdot \mathbf{d}_{32})}{\mathbf{h}} \{ \langle a_k^+ [S_{23}^{(j)}, O(t)] \rangle e^{-ik \cdot \mathbf{r}_j} + h.c. \}.$$

Aici, prin valoarea medie $\langle \dots \rangle$ înțelegem medierea după starea inițială a sistemului „atom plus câmp”.

Se poate observa că ecuația (2) conține operatori ai câmpului electromagnetic. Considerînd că subsistemul atomic interacționează slab cu modurile câmpului electromagnetic extern, eliminăm acești operatori, soluționînd formal ecuația Heisenberg pentru operatorii de câmp. Vom reprezenta soluțiile acestora în forma:

$$a_k^+(t) = a_k^{v+}(t) + a_k^{s+}(t), \quad (3)$$

unde

$$a_k^{v+}(t) = a_k^+(0)e^{i\omega_k t},$$

$$a_k^{s+}(t) = \sum_{j=1}^N I \left(\frac{\mathbf{g}'_k \cdot \mathbf{d}_{31}}{\mathbf{h}} \right) S_{31}^{(j)}(t) \zeta(\omega_k - \omega_{31}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j} + \left(\frac{\mathbf{g}'_k \cdot \mathbf{d}_{32}}{\mathbf{h}} \right) S_{32}^{(j)}(t) \zeta(\omega_k - \omega_{32}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j},$$

sunt respectiv părțile liberă și de sursă ale operatorilor câmpului electromagnetic. Aici

$$\zeta(\omega_k - \omega_{31}) = \lim_{t \rightarrow \infty} \int_0^t d\tau e^{i(\omega_k - \omega_{31})\tau} = \pi \delta(\omega_k - \omega_{31}) + P \frac{i}{\omega_k - \omega_{31}}$$

și $a = [a^+]^+$.

Pentru a reprezenta operatorii de câmp într-un asemenea mod, este necesar de a impune restricția astfel încît timpul necesar semnalului luminos pentru a parcurge mostra atomică să fie mic în comparație cu timpul Δt în care nivelurile energetice suportă schimbări esențiale, adică $(r_{ij})_{\max} \ll c\Delta t = L_0$, adică timpul de zbor al fotonilor prin mostra atomică trebuie să fie mai mic decît timpul de relaxare a sistemului (aproximația Born-Markov). De exemplu, pentru timpul de viață $3.3 \cdot 10^{-8} s$ obținem $L_0 = 10^3 cm$, ceea ce înseamnă că această condiție nu reprezintă o restricție fizică semnificativă. Aproximația de mai sus ne permite să obținem pentru operatorul de densitate o ecuație diferențială (operatorială) de ordinul întâi [22]. Așa cum fotonii părăsesc mediul activ foarte rapid, sistemul pierde legătura cu trecutul său. Aceasta înseamnă că cunoașterea operatorului de densitate în momentul de timp $t = t_0$ este suficientă pentru determinarea operatorului de densitate pentru orice $t > t_0$.

Astfel, substituind ecuația (3) în (2) obținem următoarea ecuație pentru valoarea medie a unui operator atomic arbitrar

$$\dot{\mathcal{O}}(t) = e^{\frac{i}{\hbar} H_0 t} \mathcal{O}(t) e^{-\frac{i}{\hbar} H_0 t} \quad (\text{cu } H_0 = \sum_{j=1}^N \mathbf{h} \omega_j S_{33}^{(j)})$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle \tilde{\mathcal{O}}(t) \rangle &= i \frac{e}{2} \sum_{j=1}^N \langle [S_{22}^{(j)} - S_{11}^{(j)}, \tilde{\mathcal{O}}(t)] \rangle - \frac{1}{2} \sum_{j,l=1}^N \{ \mathbf{g}_{jl}^{(1)} \langle S_{31}^{(l)} [S_{13}^{(j)}, \tilde{\mathcal{O}}(t)] \rangle + \mathbf{g}_{jl}^{(1)*} \langle [\tilde{\mathcal{O}}(t), S_{31}^{(l)}] S_{13}^{(j)} \rangle \} - \\ &- \frac{\hbar}{2} \sum_{j,l=1}^N \{ \mathbf{g}_{jl}^{(2)} \langle S_{32}^{(l)} [S_{23}^{(j)}, \tilde{\mathcal{O}}(t)] \rangle + \mathbf{g}_{jl}^{(2)*} \langle [\tilde{\mathcal{O}}(t), S_{32}^{(l)}] S_{23}^{(j)} \rangle \} - \frac{\hbar'}{2} \sum_{j,l=1}^N \{ \mathbf{g}_{jl}^{(1)} \langle S_{31}^{(l)} [S_{23}^{(j)}, \tilde{\mathcal{O}}(t)] \rangle + \mathbf{g}_{jl}^{(2)*} \langle [\tilde{\mathcal{O}}(t), S_{32}^{(l)}] S_{13}^{(j)} \rangle \} - \\ &- \frac{\hbar'}{2} \sum_{j,l=1}^N \{ \mathbf{g}_{jl}^{(2)} \langle S_{32}^{(l)} [S_{13}^{(j)}, \tilde{\mathcal{O}}(t)] \rangle + \mathbf{g}_{jl}^{(2)*} \langle [\tilde{\mathcal{O}}(t), S_{31}^{(l)}] S_{23}^{(j)} \rangle \}, \end{aligned} \quad (4)$$

unde

$$\gamma_{jl}^{(\beta)} = \gamma_{jl}(\omega_{3\beta}) = \chi_{jl}(\omega_{3\beta}) + i\Omega_{jl}(\omega_{3\beta}),$$

și

$$c_{jl}(\omega_{3b}) = \frac{3}{2} \{ [1 - \cos^2 \mathbf{x}] \frac{\sin(\omega_{3b} r_{jl}/c)}{\omega_{3b} r_{jl}/c} + [1 - 3\cos^2 \mathbf{x}] \left[\frac{\cos(\omega_{3b} r_{jl}/c)}{(\omega_{3b} r_{jl}/c)^2} - \frac{\sin(\omega_{3b} r_{jl}/c)}{(\omega_{3b} r_{jl}/c)^3} \right] \},$$

$$\Omega_{jl}(\omega_{3b}) = \frac{3}{4} \{ [-1 - \cos^2 \mathbf{x}] \frac{\cos(\omega_{3b} r_{jl}/c)}{\omega_{3b} r_{jl}/c} + [1 - 3\cos^2 \mathbf{x}] \left[\frac{\sin(\omega_{3b} r_{jl}/c)}{(\omega_{3b} r_{jl}/c)^2} + \frac{\cos(\omega_{3b} r_{jl}/c)}{(\omega_{3b} r_{jl}/c)^3} \right] \},$$

Aici $\tau_{3\beta}^{-1} = \frac{4}{3} \frac{d_{3\beta}^2 \omega_{3\beta}^3}{\hbar c^3}$ reprezintă rata de emisie spontană a unui singur radiator în

spațiul liber și ξ ne dă unghiul dintre direcțiile momentului dipolar $\mathbf{d}_{3\beta}$ și \mathbf{r}_{jl} , unde $\mathbf{r}_{jl} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_l$, iar $\varepsilon = \omega_{21} \tau_{31}$ și $\tau = t / \tau_{31}$. De menționat ca termenul $\eta' = \tau_{31} / \tau_{21}$ rezultă din interferența cuantică dintre tranzițiile $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$ și $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ și este sensibil la orientarea mutuală a momentelor dipolare ale tranzițiilor atomice respective. Dacă momentele dipolare sînt paralele, atunci termenul cross-damping $\gamma_{21} = \tau_{21}^{-1}$ are valoarea maximă ($\tau_{21} = \sqrt{\tau_{31} \tau_{32}}$), iar dacă momentele dipolare sînt perpendiculare, atunci $\gamma_{21} = 0$ și $\eta' = 0$.

Părțile reală și imaginară ale parametrului colectiv $\gamma_{jl}(\omega_{3\beta})$ depind puternic de distanța interatomică r_{jl} și de orientarea spațială a momentelor dipolare $\mathbf{d}_{3\beta}$. Ambele părți, reală și imaginară, ale parametrului $\gamma_{jl}(\omega_{3\beta})$ tind spre zero în cazul distanțelor interatomice mari, deoarece în acest caz nu există o interacțiune între emițători. Pentru distanțele interatomice mici, partea reală tinde spre unitate, iar partea imaginară tinde spre potențialul static al interacțiunii dipol-dipol.

Pentru a cerceta dinamica colectivă a unei perechi de atomi cu trei niveluri energetice în prezența fenomenului de interferență dintre canalele de emisie spontană și pentru a determina rolul efectelor colective în emisia spontană colectivă, vom obține un sistem închis de ecuații diferențiale pentru operatorii atomici.

III. Cinetica cuantică a unei perechi de radiatori

Utilizînd ecuația (4), ținînd cont că $\tilde{O}(t) \equiv S_{\alpha\alpha}$, unde $S_{\alpha\alpha} = \sum_{i=1}^N S_{\alpha\alpha}^{(i)}$ și, respectiv,

$\tilde{O}(t) \equiv S_{3\alpha}^{(i)} S_{\alpha 3}^{(j)}$, ($\alpha = 1, 2$), obținem următorul sistem de ecuații diferențiale de ordinul întâi:

$$\begin{aligned}
 \mathfrak{X}_0 &= -(1+\eta)X_0 - \chi_{ab}^{(1)}X_1 - \eta\chi_{ab}^{(2)}X_2 - \frac{\eta'}{2}(\gamma_{ab}^{(1)} + \gamma_{ab}^{(2)*})X_4 - \frac{\eta'}{2}(\gamma_{ab}^{(1)*} + \gamma_{ab}^{(2)})X_5, \\
 \mathfrak{X}_1 &= -(1+\eta)X_1 - \chi_{ab}^{(1)}X_3 - \frac{\eta'}{2}\gamma_{ab}^{(1)}X_6 - \frac{\eta'}{2}\gamma_{ab}^{(1)*}X_7 + 2\chi_{ab}^{(1)}X_8, \\
 \mathfrak{X}_2 &= -\eta\chi_{ab}^{(2)}X_0 - (1+\eta)X_2 + \eta\chi_{ab}^{(2)}X_3 - \frac{\eta'}{2}\gamma_{ab}^{(2)*}X_6 - \frac{\eta'}{2}\gamma_{ab}^{(2)}X_7 + 4\eta\chi_{ab}^{(2)}X_8, \\
 \mathfrak{X}_3 &= -\chi_{ab}^{(1)}X_1 - (1+\eta)X_3 - \frac{\eta'}{2}\gamma_{ab}^{(1)}X_4 - \frac{\eta'}{2}\gamma_{ab}^{(1)*}X_5 + 2X_8, \\
 \mathfrak{X}_4 &= -\frac{\hbar'}{2}\mathbf{g}_{ab}^{(1)*}X_0 + \frac{\hbar'}{2}(\mathbf{g}_{ab}^{(1)*} - \mathbf{g}_{ab}^{(2)})X_3 + (ie - 1 - \hbar)X_4 - \frac{1}{2}(\mathbf{g}_{ab}^{(1)*} + \hbar\mathbf{g}_{ab}^{(2)})X_6 + \hbar'(2\mathbf{g}_{ab}^{(1)*} + \mathbf{g}_{ab}^{(2)})X_8, \\
 \mathfrak{X}_5 &= -\frac{\hbar'}{2}\mathbf{g}_{ab}^{(1)}X_0 + \frac{\hbar'}{2}(\mathbf{g}_{ab}^{(1)} - \mathbf{g}_{ab}^{(2)*})X_3 - (ie + 1 + \hbar)X_5 - \frac{1}{2}(\mathbf{g}_{ab}^{(1)} + \hbar\mathbf{g}_{ab}^{(2)*})X_7 + \hbar'(2\mathbf{g}_{ab}^{(1)} + \mathbf{g}_{ab}^{(2)*})X_8, \\
 \mathfrak{X}_6 &= -\frac{\eta'}{2}\gamma_{ab}^{(2)}X_1 - \frac{\eta'}{2}\gamma_{ab}^{(1)*}X_2 - \frac{1}{2}(\gamma_{ab}^{(1)*} + \eta\gamma_{ab}^{(2)})X_4 - (ie - 1 - \eta)X_6 + 2\eta'X_8,
 \end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{X}_7 &= -\frac{\eta'}{2} \gamma_{ab}^{(2)*} X_1 - \frac{\eta'}{2} \gamma_{ab}^{(1)} X_2 - \frac{1}{2} (\gamma_{ab}^{(1)} + \eta \gamma_{ab}^{(2)*}) X_5 - (i\epsilon + 1 + \eta) X_7 + 2\eta' X_8, \\ \mathcal{X}_8 &= -2(1 + \eta) X_8. \end{aligned}$$

Aici am introdus următoarele notații:

$$\begin{aligned} X_0 &= \langle S_{33}^{(a)} \rangle + \langle S_{33}^{(b)} \rangle, \quad X_1 = \langle S_{31}^{(a)} S_{13}^{(b)} \rangle + \langle S_{31}^{(b)} S_{13}^{(a)} \rangle, \quad X_2 = \langle S_{32}^{(a)} S_{23}^{(b)} \rangle + \langle S_{32}^{(b)} S_{23}^{(a)} \rangle, \\ X_3 &= \langle S_{33}^{(a)} S_{11}^{(b)} \rangle + \langle S_{33}^{(b)} S_{11}^{(a)} \rangle, \quad X_4 = \langle S_{31}^{(a)} S_{23}^{(b)} \rangle + \langle S_{31}^{(b)} S_{23}^{(a)} \rangle, \quad X_5 = \langle S_{32}^{(a)} S_{13}^{(b)} \rangle + \langle S_{32}^{(b)} S_{13}^{(a)} \rangle, \\ X_6 &= \langle S_{33}^{(a)} S_{21}^{(b)} \rangle + \langle S_{33}^{(b)} S_{21}^{(a)} \rangle, \quad X_7 = \langle S_{33}^{(a)} S_{12}^{(b)} \rangle + \langle S_{33}^{(b)} S_{12}^{(a)} \rangle, \quad X_8 = \langle S_{33}^{(a)} S_{33}^{(b)} \rangle, \\ \chi_{ab}^{(1)} &= \chi_{ab}(\omega_{31}), \quad \chi_{ab}^{(2)} = \chi_{ab}(\omega_{32}), \quad \Omega_{ab}^{(1)} = \Omega_{ab}(\omega_{31}), \quad \Omega_{ab}^{(2)} = \Omega_{ab}(\omega_{32}). \end{aligned}$$

În general, pentru un număr arbitrar de radiatori este imposibil a obține un sistem închis exact de ecuații pentru variabilele atomice colective, deoarece ecuațiile pentru corelatorii atomici de ordinul întâi sînt reprezentate prin corelatorii atomici de ordinul doi; ecuațiile pentru corelatorii atomici de ordinul doi sînt reprezentate prin corelatorii atomici de ordinul trei și așa mai departe. Pentru sistemele mono- și biatomic putem totuși obține un sistem exact de ecuații diferențiale de ordinul întâi. Evident că sistemele mono- sau biatomic reprezintă modele elementare, dar oferă unele soluții pentru cazurile cu sisteme poliatomic. Totuși pot fi obținute și soluții exacte pentru operatorii atomici ai emițătorilor ce sînt implicați în dezintegrearea spontană.

În absența efectelor cuantice de interferență, $\eta' = 0$, soluțiile exacte pentru operatorii atomici ai sistemului cu doi atomi cu trei niveluri energetice pot fi obținute utilizînd ecuațiile (5):

$$\begin{aligned} X_0 &= 2X_8(0) \left\{ \frac{1+h-2h^2 c_{ab}^{(2)2}}{(1+h)^2 - h^2 c_{ab}^{(2)2}} - \frac{1+h+c_{ab}^{(1)2}}{(1+h)^2 - c_{ab}^{(1)2}} \right\} e^{-2(1+\eta)t} + \{ [X_3(0) + 2X_8(0) \frac{1+h+c_{ab}^{(1)2}}{(1+h)^2 - c_{ab}^{(1)2}}] \cosh(c_{ab}^{(1)}t) - \\ &- [X_1(0) + 2X_8(0) \frac{(2+h)c_{ab}^{(1)}}{(1+h)^2 - c_{ab}^{(1)2}}] \sinh(c_{ab}^{(1)}t) + [X_0(0) - X_3(0) - 2X_8(0) \frac{1+h-2h^2 c_{ab}^{(2)2}}{(1+h)^2 - h^2 c_{ab}^{(2)2}}] \cosh(hc_{ab}^{(2)}t) - \\ &- [X_2(0) + 2X_8(0) \frac{h(1+2h)c_{ab}^{(2)}}{(1+h)^2 - h^2 c_{ab}^{(2)2}}] \sinh(hc_{ab}^{(2)}t) \} e^{-(1+\eta)t}, \\ X_1 &= -2X_8(0) \frac{(2+h)c_{ab}^{(1)}}{(1+h)^2 - c_{ab}^{(1)2}} e^{-2(1+\eta)t} + \{ [X_1(0) + 2X_8(0) \frac{(2+h)c_{ab}^{(1)}}{(1+h)^2 - c_{ab}^{(1)2}}] \cosh(c_{ab}^{(1)}t) - \\ &- [X_3(0) + 2X_8(0) \frac{1+h+c_{ab}^{(1)2}}{(1+h)^2 - c_{ab}^{(1)2}}] \sinh(c_{ab}^{(1)}t) \} e^{-(1+\eta)t}, \\ X_2 &= -2X_8(0) \frac{(1+2h)c_{ab}^{(2)}}{(1+h)^2 - h^2 c_{ab}^{(2)2}} e^{-2(1+\eta)t} + \{ [X_2(0) + 2X_8(0) \frac{h(1+2h)c_{ab}^{(2)}}{(1+h)^2 - h^2 c_{ab}^{(2)2}}] \cosh(hc_{ab}^{(2)}t) - \\ &- [X_0(0) - X_3(0) - 2X_8(0) \frac{1+h-2h^2 c_{ab}^{(2)2}}{(1+h)^2 - h^2 c_{ab}^{(2)2}}] \sinh(hc_{ab}^{(2)}t) \} e^{-(1+\eta)t}, \\ X_3 &= -2X_8(0) \frac{1+h+c_{ab}^{(1)2}}{(1+h)^2 - c_{ab}^{(1)2}} e^{-2(1+\eta)t} + \{ [X_3(0) + 2X_8(0) \frac{1+h+c_{ab}^{(1)2}}{(1+h)^2 - c_{ab}^{(1)2}}] \cosh(c_{ab}^{(1)}t) - \\ &- [X_1(0) + 2X_8(0) \frac{(2+h)c_{ab}^{(1)}}{(1+h)^2 - c_{ab}^{(1)2}}] \sinh(c_{ab}^{(1)}t) \} e^{-(1+\eta)t}. \end{aligned} \tag{6}$$

În continuare, vom cerceta numeric sistemul de ecuații (5) pentru $\eta' \neq 0$, și soluția reprezentată prin expresia (6) în cazul cînd $\eta' = 0$.

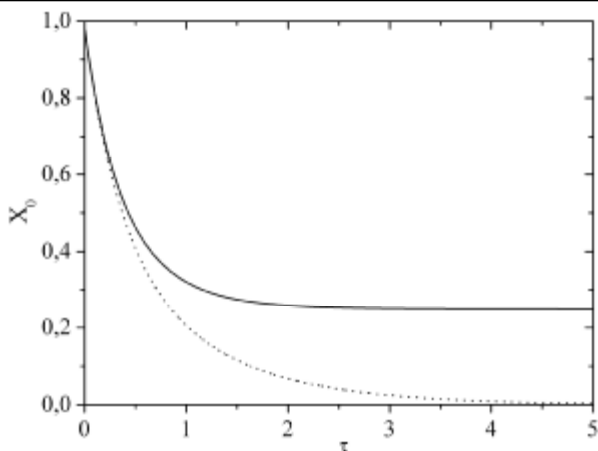


Fig. 1. Dependenta temporară a populației colective $X_0(\tau)$. $r_{ab}/\lambda=0.01$, $\varepsilon=0.1$, $\xi=0$, $\eta=1$, $\eta'=1$ pentru curba continuă ($\eta'=0$ pentru curba punctată).

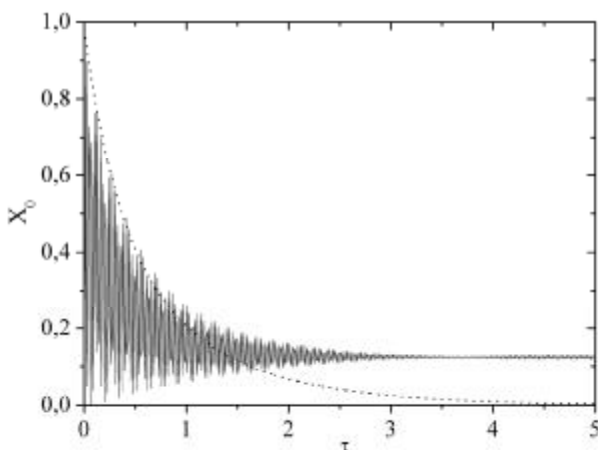


Fig. 2. Dependenta temporară a populației colective $X_3(\tau)$. $r_{ab}/\lambda=0.01$, $\varepsilon=0.1$, $\xi=0$, $\eta=1$, $\eta'=1$ pentru curba continuă ($\eta'=0$ pentru curba punctată).

În fig. 1 este prezentată dependența temporară a populației colective X_0 a nivelului excitat $|3\rangle$ când inițial unul din atomi (fie atomul a) se afla pe acest nivel, iar celălalt (adică atomul b) se află în starea de bază $|1\rangle$. Intervalul interatomic este $\frac{r_{ab}}{\lambda} = 0.01$. Pentru simplitate, s-a considerat că ratele emisiei spontane de pe nivelul excitat pe cel de baza sînt egale ($\eta=1$). În fig. 1 curba continuă caracterizează dinamica cuantica în prezența efectelor de interferență, adică când $\eta'=1$, iar curba punctată în lipsa lor, adică pentru $\eta'=0$. Se observă că în primul caz atomii tind să rămîină pe nivelul excitat un timp mai mare decît timpul de emisie spontană, spre deosebire de cazul doi cînd avem o lege exponențială de comportare a populației nivelului excitat. Efectul de frînare a dinamicii colective se explică în felul următor: atomul excitat a poate să treacă în starea de bază $|2\rangle$ sau $|1\rangle$, dacă fotonul emis la această tranziție poate fi absorbit de atomul b ce se afla inițial în starea $|1\rangle$, care se realizează numai dacă momentele dipolare respective nu sînt ortogonale,

adică $\eta' \neq 0$. În acest caz, atomul a are doua posibilități pentru a ajunge în una din stările de bază. De exemplu, la tranziția în starea de baza $|1\rangle$ avem următoarele posibilități: i) directă, adică $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$; ii) indirectă, adică $|3\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |1\rangle$. Aceste canale de tranziție interferează distructiv, fapt care duce la frînarea emisiei spontane colective, iar fotonul emis va fi stocat de atomi (vezi fig 2: curba oscilantă ce descrie procesul de transfer al fotonului între atomi astfel încât unul din ei va fi în starea $|1\rangle$ iar celalalt în starea $|3\rangle$ și invers). La tranzițiile ortogonale, $\eta' = 0$, fotonul emis de atomul a , la tranziția $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$, nu mai poate fi absorbit de atomul b care se afla inițial în starea $|1\rangle$. Astfel, procesele respective vor fi descrise de o lege exponențială (vezi curbele punctate în figurile 1 și 2).

În concluzie, vom menționa că efectele de interferență cuantică între canalele de emisie spontană pot fi un instrument convenabil de a manipula procesele colective într-un sistem atomic cu multe niveluri energetice. În particular, emisia spontană colectivă poate fi frînată considerabil stocând fotonul în sistemul atomic.

Cercetările expuse în acest articol au fost efectuate în cadrul proiectului 307b/s al UTM.

Bibliografie

1. Dicke, R. H., *Phys. Rev.*, 1954, 3, 99.
2. Ernst, V. and Stehle, P., *Phys. Rev.*, 1968, 176, 1456.
3. Allen, L. and Eberly, J. H., *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, New York, 1975.
4. Crubellier, A., Liberman, S., Pillet, P., *Opt. Commun.* 33, 143 (1980); Haake, F., Reibold, R., *Phys. Lett.*, 1982, 92A, 29.
5. Gross, M. and Haroche, S., *Physics Reports*, 1982, 93, 301; Bogolubov, N. N. Jr., Sadovnikov, B. I. and Shumovskii, A. S., *Superradiance* Dubna, JINR, 1987; Andreev, V., Emel'yanov, V. I. and Il'inski, Yu. A., *Cooperative Effects in Optics. Superfluorescence and Phase Transitions*, London, Institute of Physics Publishing, 1993.
6. Keitel, C. H., Scully, M.O., and Sussmann, G., *Phys. Rev.*, 1992, A 45, 3242.
7. Enaki, N. and Macovei, M., *Phys. Rev.*, 1997, A 56, 3274.
8. John, S. and Quang, T., *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 74, 3419.
9. Evers, J., Kiffner, M., Macovei, M., Keitel, C. H., *Phys. Rev.*, 2006, A 73, 023804.
10. Hettich, C., Schmitt, J., Zitzmann, S., Kuhn, I., Gerhardt, V. *Sandoghdar Science*, 2002, 298, 385.
11. *IGE'97 Proceedings of the First International Induced Gamma Emission Workshop*, Predeal, Romania, Special Issue, 1997, Hyp. Int. 107.
12. Purcell, E. M., *Phys. Rev.*, 1946, 69, 681.
13. Haroche, S. and Raimond, J. M. *Adv. Atom. Molec. Phys.*, 1985, 20, 347.
14. Beterov, I. M. and Lerner, P. B., *Usp. Fiz. Nauk*, 1989, 159, 665.

15. John, S. and Wang, J., *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 64, 2418;
Quang, T., Woldeyohannes, M., John, S. and Agarwal, G. S. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 79, 5238;
Soren Bay, Lambropoulos, P. and Klaus Molmer, *Phys. Rev.*, 1997, A 55, 1485;
16. Yaping Yang and Shi-yao Zhu, *Phys. Rev.*, 2000, A 61, 043809.
17. Gardiner, C. W., *Phys. Rev. Lett.*, 1986, 56, 1917;
Palma, G. M. and Knight, P. L., *Phys. Rev.*, 1989, A 39, 1962;
Walls, D. F. and Milburn, G. J., *Quantum Optics*, Berlin, Springer, 1995.
18. Macovei, M., Evers, J., Keitel, C. H. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 91, 233601;
Macovei, M., Evers, J., Li, G.-x., Keitel, C. H. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 98, 043602.
19. Zhu, S. Y., Ricky, C. F., Chan, Chin Pang Lee, *Phys. Rev.*, 1995, A 52, 710;
Zhu, S. Y. and Scully, M. O. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 76, 388.
20. Milonni, P. W. *Opt. Commun.*, 1973, 8, 60;
Milonni, P. W. and Knight, P. L. *Phys. Rev.*, 1974, A 10, 1096;
Schuurmans, M. F. H. *Phys. Lett.*, 1974, 47A, 493.
21. Goldstein, E. V. and Meystre, P. *Phys. Rev.*, 1997, A 56, 5135;
Dung, Ho Trung and Ujihara, Kikuo *Phys. Rev.*, 1999, A 59, 2524.
22. Bogolyubov, N. N. and Bogolyubov, N. N. Jr. *Fiz. Elem. Chastits At. Yadra*, 1980, 11, 245.
23. Gardiner C. W., *Quantum Noise*, Berlin, Springer, 1996.

SLOWING OF THE COLLECTIVE SPONTANEOUS EMISSION DUE TO QUANTUM INTERFERENCE EFFECTS

Viorel Ciornea (Institute of Applied Physics)

Profir Bardetchi, Mihai Macovei (Technical University of Moldova)

The influence of interference effects and spatial separation on the collective quantum dynamics is analyzed in detail here. It is shown that the collective spontaneous emission can be slowed by means of collective and interference effects.

Prezentat la redacție la 16.10.06